



Efectos Dinámicos y Radiativos de Vientos en Agujeros Negros Súper Acretantes

LEANDRO ABAROA

DIRECTOR: DR. GUSTAVO E. ROMERO

— Tesis de Licenciatura en Astronomía —
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas
Universidad Nacional de La Plata

LA PLATA, ARGENTINA

– MAYO DE 2021 –

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 colaboración del doctorando Pablo Sotomayor Checa, ambos miembros del Grupo de Astrofísica Relativista y Radioastronomía (GARRA).

Leandro Abaroa
labaroa@iar.unlp.edu.ar
La Plata, Mayo de 2021.

*A mis padres,
Rufino y María Leticia.*

*Sólo perduran en el tiempo las cosas
que no fueron del tiempo.*

J. L. Borges

Agradecimientos

A Gustavo, quien además de ser el director de esta tesis es mi mayor inspiración académica y científica. Es un verdadero honor ser su alumno.

A Pablo, por su acompañamiento permanente y su indispensable colaboración en el desarrollo de esta tesis.

A ambos, por su valioso tiempo invertido en este trabajo.

A Sofía y Pablo C., miembros del Jurado Examinador, por su valiosa predisposición y dedicación para mejorar esta tesis con sus correcciones y recomendaciones.

A mis padres, a quienes amo y admiro. A ellos dedico esta tesis. Por su apoyo desde el primer momento en que decidí estudiar esta carrera. Por su presencia a la distancia y su afecto. Por la educación que me inculcaron basada en el principio fundamental de que ante todo hay que ser buena persona.

A mis hermanas Soledad, Paula y Mariana, y a mi sobrino Santiago, que tanto me ayudaron. Por su aliento y apoyo constante. Por su interés en todas las iniciativas que tuve.

Al resto de mi familia, que de alguna u otra forma siempre estuvo allí.

A mi novia Blumina, a quien conocí en el último tramo de mi carrera. La persona más buena y hermosa de mi mundo. La compañía ideal. Por su paciencia, acompañamiento y estímulo en esta etapa que finaliza.

A sus padres, Gustavo y Paula, a quienes aprecio mucho, por toda la ayuda que me brindaron. Por su generosidad, comprensión y siempre buena predisposición.

A sus abuelas, Ati y Aia, por su generosidad y afecto.

0. Agradecimientos

A Pablo y Patricio, *imprescindibles* en palabras de Bretch. Compañeros de fechorías. Por jugársela sin importar las consecuencias. Pablo es una de las personas más inteligentes, solidarias y humildes que conozco. Patricio es el que siempre está y accede a acompañarme en mis desvariadas aventuras. A ambos, por estar en las buenas pero sobretodo en las malas.

A Jonathan, Giulio, Alexis, los Matías, Sol, Juan, por la mutua incondicionalidad que el tiempo no logra erosionar. A Bruno, Santiago y Günther, por la infancia feliz.

A mis demás amigos y amigas. Los que estuvieron, están y sé que seguirán estando. A ellos, los de verdad, mi enorme afecto.

—
A Omar, una de las personas que más me incentivó de niño para que estudie una carrera científica.

—
A quienes integran e integraron con honor la Franja Morada del Observatorio, garantes de la pluralidad y la transformación en la facultad. Con altruismo y entrega absolutos. Por su paciencia, por escucharme. Por entender que la Universidad es ciencia y academia de excelencia, pero también es compromiso y una larga obra de amor a los que aprenden.

—
A la Universidad Nacional de La Plata, mi segunda casa. Por los amigos que me dio, por la formación que recibí académica, científica, humana y política. Por permitirme siempre sentirme parte.

A Nadia, Claudio, Betina, Patricio, Eugenia, Rafael y Fernando.

—
A Elfriede, por su comprensión y apoyo. Es realmente inspirador trabajar con una persona con su seriedad, dedicación y bondad.

A mis demás compañeros de trabajo del Observatorio, por su paciencia.

A Pablo C., mi Profesor Consejero y uno de los mejores docentes que tuve, por su tiempo, predisposición e impulso. A Amalia, por su compromiso y temple.

—
A Manuela, Mira y Lana. Fuentes inagotables de felicidad. Por su amor único, puro y eterno.

Resumen

En este trabajo se propone una investigación sobre diferentes aspectos radiativos de vientos producidos por discos de acreción súper críticos, esto es, los discos que se forman cuando la tasa de acreción sobre un objeto compacto excede largamente la tasa de Eddington. La acreción súper crítica puede darse tanto en agujeros negros súper masivos –en núcleos galácticos activos– como en estrellas de neutrones o agujeros negros de masa estelar –en sistemas binarios de rayos X. En estas condiciones el disco se vuelve opaco y produce un viento que evacúa una cantidad muy significativa de la masa del sistema. Si el jet que emerge del objeto compacto (en nuestro caso de estudio, un agujero negro de masa estelar) tiene una gran luminosidad cinética puede, bajo ciertas condiciones, deflectar el viento generando así un flujo ecuatorial supersónico que interactuará con la estrella compañera, dando lugar a radiación no térmica producto de la aceleración de partículas hasta velocidades relativistas. Además de la caracterización geométrica y física de los discos de acreción, estudiamos en particular la interacción de vientos súper críticos en microcuásares con estrellas de Población III (que carecen de vientos propios pero con fuerte presión de radiación) y Población I (con fuertes vientos). Los microcuásares son sistemas binarios estelares en los cuales un objeto compacto acreta un porcentaje de la materia que una estrella compañera le transfiere, y expulsa una fracción de la misma en forma de chorros bipolares relativistas.

Nuestro objetivo general es realizar modelos astrofísicos realistas de estos sistemas, que incluyan aspectos tanto dinámicos como radiativos de los vientos producidos y permitan hacer predicciones concretas sobre los observables asociados a estos objetos.

Abstract

In this work we propose an investigation about different radiative aspects of winds produced by super-critical accretion disks, i.e., the disks that are formed when the accretion rate onto a compact object exceeds largely the Eddington rate. super-critical accretion can occur both in super-massive black holes –in active galactic nuclei– and in neutron stars or stellar-mass black holes –in X-ray binary systems. In these conditions the disk becomes optically thick and produces a wind that evacuates a significant amount of mass from the system. If the jet that emerges from the surroundings of the compact object (in our case, a stellar-mass black hole) has a high kinetic luminosity it can, under some circumstances, deflect the wind generating a supersonic equatorial outflow which will interact with the donor star giving place to the acceleration of particles up to relativistic energies producing high energy emission. In particular, we study the interaction of winds in microquasars with stars of Population III (without stellar winds but with a strong radiation pressure) and of Population I (with strong winds). Microquasars are stellar binary systems in which a compact object accretes a percentage of the matter that a companion star transfers to it, and ejects a fraction of it in the form of relativistic bipolar jets.

The general goal of this work is to implement some realistic astrophysical models of systems with super-accreting black holes, taking into account dynamical and radiative aspects of their winds, and to make concrete predictions about the observables associated with these objects.

Índice general

Prefacio	iii
Agradecimientos	V
Resumen	VII
Abstract	IX
1. Introducción	1
1.1. Contexto	1
1.1.1. Motivación, actualidad y <i>timing</i>	2
1.1.2. Pertinencia	2
1.2. Objetivos y metodología	3
1.2.1. Objetivos	3
1.2.2. Metodología	3
1.3. Estructura de la tesis	4
2. Elementos de Astrofísica Relativista	5
2.1. Conceptos básicos	5
2.1.1. Espacio-tiempo y partículas elementales	5
2.2. Aceleración de partículas	7
2.2.1. Criterio de Hillas	8
2.2.2. Mecanismo de Fermi de segundo orden	8
2.2.3. Mecanismo de Fermi de primer orden	9
2.2.4. <i>Shocks</i>	11
2.3. Distribución de partículas	13
	XI

ÍNDICE GENERAL

2.4. Enfriamiento de partículas	14
2.4.1. Síncrotrón	15
2.4.2. Compton inverso	16
2.4.3. Interacciones foto-hadrónicas	18
2.4.4. Colisiones protón-protón	18
2.4.5. Bremsstrahlung relativista	19
2.4.6. Pérdidas adiabáticas	20
2.5. Absorción	20
2.6. Microcuásares	22
2.6.1. Descubrimiento	22
2.6.2. Descripción básica	22
2.6.3. Tipos de microcuásares	24
2.6.4. Esquema general	24
3. Discos de acreción súper crítica	27
3.1. Aspectos generales	27
3.1.1. Lóbulo de Roche	28
3.1.2. Regímenes de acreción	29
3.2. Modelo de disco ADAF	29
3.2.1. Ecuaciones básicas	30
3.2.2. Soluciones auto-similares	32
3.2.2.1. Nuestra parametrización	33
3.2.3. Tasa de acreción	34
3.2.4. Radiación	36
3.3. Acreción súper crítica	37
3.3.1. Radio crítico	37
3.3.2. Radio de captura	38
3.3.3. Distribuciones radiales	39
3.4. Jets	41
3.4.1. Luminosidad cinética	41
4. Microcuásares de Población III	45
4.1. Estrellas de Población III	45

4.1.1. Masas típicas	46
4.1.2. Aspectos radiativos	48
4.2. Disco de acreción	48
4.2.1. Resultados	49
4.2.1.1. Semi-espesor	49
4.2.1.2. Velocidad radial	50
4.2.1.3. Temperatura efectiva	50
4.2.1.4. Distribución espectral de energía	51
4.2.2. Interacción jet-viento	51
4.3. Colisión viento-radiación	55
4.4. Resultados	56
4.4.1. Aceleración de partículas	57
4.4.2. Distribución de partículas	57
4.4.3. Distribución espectral de energía	59
4.4.4. Absorción	59
5. Microcuásares de Población I	63
5.1. Estrellas de Población I	63
5.1.1. Vientos en estrellas Wolf-Rayet	64
5.2. Parametrización general	64
5.3. Disco de acreción	68
5.3.1. Resultados	68
5.3.1.1. Semi-espesor	68
5.3.1.2. Velocidad radial	69
5.3.1.3. Temperatura efectiva	69
5.3.1.4. Distribución espectral de energía	69
5.4. Región de aceleración	70
5.4.1. Punto de estancamiento	70
5.4.2. Campo magnético	72
5.4.3. Tamaño de la región	72
5.4.4. Esquema de shocks	73
5.5. Resultados	75
5.5.1. Aceleración de partículas	75

ÍNDICE GENERAL

5.5.2. Distribución de partículas	77
5.5.3. Distribución espectral de energía	77
5.5.4. Absorción	77
6. Discusión y conclusiones	83
6.1. Discusión	83
6.2. Conclusiones	87
6.3. Trabajo a futuro	88
A. Conceptos de modelo y teoría	91
A.1. Modelo	91
A.2. Teoría	92
A.3. Diferencias entre modelo y teoría	92
Bibliografía	93

Índice de figuras

2.1. Aceleración difusiva en choques	9
2.2. Esquema de choque de dos gases	12
2.3. Esquema geométrico de absorción	21
2.4. Representación gráfica de un MQ	23
3.1. Curvas equipotenciales	28
3.2. Curvas de coeficientes del modelo auto-similar	35
3.3. Esquema de disco de acreción súper crítica	38
3.4. Representación artística de jets en MQs	42
3.5. Esquema de región de lanzamiento de jet	42
4.1. Semi-espesor del disco de Pop III	49
4.2. Velocidad radial del disco de Pop III	50
4.3. Temperatura del disco de Pop III	51
4.4. SED térmica del disco de Pop III	52
4.5. Interacción jet-viento	54
4.6. Esquema interacción viento-radiación en MQ de Pop III	55
4.7. Escalas temporales de electrones relativistas en MQ de Pop III	58
4.8. Escalas temporales de protones relativistas en MQ de Pop III	58
4.9. Distribución de electrones relativistas en MQ de Pop III	59
4.10. SED no-térmica Pop III	60
4.11. Factor de atenuación MQ de Pop III	60
5.1. Semi-espesor del disco de Pop I	68
5.2. Velocidad radial del disco de Pop I	69
5.3. Temperatura del disco de Pop I	70

ÍNDICE DE FIGURAS

5.4. SED térmica del disco de Pop I	71
5.5. Esquema de zona de aceleración Pop I	74
5.6. Esquema de interacción viento-viento en MQ de Pop I	76
5.7. Escalas temporales de electrones relativistas en MQ de Pop I	78
5.8. Escalas temporales de protones relativistas en MQ de Pop I	79
5.9. Distribución de electrones relativistas en MQ de Pop I	80
5.10. SEDs no-térmicas en MQ de Pop I	80
5.11. Factor de atenuación en mQ de Pop I	81
5.12. SED de Pop I atenuada	82

Índice de tablas

4.1. Parámetros del MQ de Pop III	47
4.2. Parámetros de la región de aceleración del MQ de Pop III	53
5.1. Parámetros generales del MQ de Pop I	65
5.2. Parámetros particulares del MQ de Pop I	66
5.3. Parámetros de shocks	74

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*)
- BH: Agujero negro (*Black Hole*)
- DSA: Aceleración difusiva en choques (*Difusive Shock Acceleration*)
- EQ: Ecuatorial (*Equatorial*)
- FS: Choque delantero (*Forward Shock*)
- HMMQ: Microcuásar de alta masa (*High-Mass Microquasar*)
- IC: Compton inverso (*Inverse Compton*)
- IGM: Medio intergaláctico (*Inter-Galactic Medium*)
- ISM: Medio interestelar (*Interstellar Medium*)
- MQ: Microcuásar (*Microquasar*)
- NT: No-térmico (*Non-Thermal*)
- Pop I: Población I (*Population I*)
- Pop III: Población III (*Population III*)
- RS: Choque reverso (*Reverse Shock*)
- RHD: Hidrodinámicas relativistas (*Relativistic Hydrodynamics*)
- SED: Distribución Espectral de Energía (*Spectral Energy Distribution*)
- SP: Punto de estancamiento (*Stagnation point*)
- ULX: Fuente ultra luminosa en rayos X (*Ultra-Luminous X-ray Source*)
- VLA *Very Large Array*
- WR: Wolf-Rayet

Capítulo 1

Introducción

1.1. Contexto

La física de la acreción de materia con momento angular sobre objetos compactos comenzó a ser desarrollada a partir del trabajo clásico de [Shakura & Sunyaev \(1973\)](#). En ese artículo se propuso el modelo básico de un disco geoméricamente delgado y ópticamente opaco a su propia radiación, en cuya descripción se adopta una representación paramétrica de la viscosidad. En ese trabajo seminal, además, se discutió brevemente un régimen en el cual la tasa de acreción superase largamente la de Eddington –cantidad física que es directamente proporcional a la luminosidad de Eddington e inversamente proporcional al cuadrado de la velocidad de la luz. Los autores concluyeron, acertadamente, que en tal régimen debería existir un fuerte viento producido por el disco, cuya luminosidad quedaría regulada aproximadamente a un valor del orden de la luminosidad de Eddington.

Este tema luego fue seguido por [Abramowicz et al. \(1980\)](#) y desarrollado con más detalle por [Begelman & Meier \(1982\)](#) en la década de 1980. A partir de 1990 el tema lo dominaron científicos de Japón, con [Ohsuga & Mineshige \(2002\)](#) y [Fukue \(2004\)](#) a la vanguardia. Tal como planteara Ohsuga, el fenómeno distintivo en este régimen es la captura de fotones producidos dentro del disco, los cuales son advectados al agujero negro antes de que puedan escapar. El aumento de presión interna infla la región interior del disco, que ya no puede describirse por el modelo simple de disco delgado. La temperatura superficial se eleva enormemente, por lo que las capas

1. Introducción

superiores del disco dejan de estar en equilibrio y son expulsadas en forma de un viento. El resultado es una luminosidad en rayos X del orden de la de Eddington, un viento en extremo poderoso, y una tasa de acreción que puede alcanzar varias miles de veces la de Eddington. Esta clase de discos es la que denominamos ADAF (discos súper críticos dominados por la advección).

1.1.1. Motivación, actualidad y *timing*

En la actualidad, los discos ADAF son estudiados principalmente por científicos de Japón. En Argentina este régimen comenzó a ser analizado recientemente por Pablo Sotomayor y Gustavo E. Romero quienes mostraron, junto a Valentí Bosch-Ramón, que el viento expulsado del disco podía ser deflectado por el jet emergente del entorno del agujero negro, produciendo un flujo supersónico ecuatorial (Sotomayor Checa et al., 2021). Este resultado nos motivó a investigar cómo interactuaría el viento ecuatorial con la radiación y los vientos de la estrella presente en el sistema.

Asimismo consideramos el momento de realización de este trabajo como oportuno, debido a que prácticamente no hay estudios de microcuásares en contextos súper acretantes. En el caso de los microcuásares de Población I sólo se ha estudiado al objeto galáctico *SS433*, mientras que en los de Población III no hay bibliografía al respecto.

1.1.2. Pertinencia

En el contexto de los estudios de astrofísica relativista, la acreción es un proceso fundamental que acontece en el Universo y que motoriza toda una fenomenología muy extensa que involucra sistemas binarios, formación de galaxias, núcleos activos, interacción de galaxias con el medio intergaláctico, enriquecimiento del Universo en metales, transporte de energía a gran escala, entre otros.

Al referirnos a sistemas acretantes lo hacemos en términos generales, pero la acreción está comprendida con distinta profundidad en sus diferentes regímenes. El régimen tradicional o estándar es, por una cuestión histórica, el más estudiado. El régimen con acreción muy por debajo del límite de Eddington (ADAFs delgados) fue propuesto en la década de 1970 y se empezó a estudiar seriamente en la década de

1990. En contraste, el estudio de fuentes super críticas (ADAFs gruesos) es mucho más reciente y el conocimiento que se tiene sobre estas es sustancialmente menor.

Entendemos, pues, que el tema de investigación de esta tesis es pertinente para complementar nuestro conocimiento sobre los procesos de acreción.

Este trabajo no es realizado de forma aislada, sino que forma parte de un programa de investigación que involucra, entre otros, al Lic. Pablo Sotomayor y a los Dres. Gustavo E. Romero, Valentí Bosch-Ramón (UB) y Fabio de Colle (UNAM).

1.2. Objetivos y metodología

1.2.1. Objetivos

El objetivo general de este trabajo es la realización de modelos astrofísicos realistas de sistemas con agujeros negros super acretantes, que incluyan aspectos tanto dinámicos como radiativos de sus vientos, y que permitan hacer predicciones concretas sobre los observables asociados a estos objetos.

Adicionalmente, dentro de este trabajo se contempla:

- El desarrollo de herramientas de aplicación general para el cálculo de procesos de acreción en regímenes super críticos que permitan explorar la física asociada.
- El desarrollo de modelos radiativos para los discos de acreción, sus vientos y las regiones de interacción con el medio circundante para agujeros negros super críticos.
- La aplicación del modelo al estudio de microcuásares de Poblaciones I y III.

1.2.2. Metodología

Se modelan microcuásares de Poblaciones I y III con tasas super críticas y se calculan las propiedades de sus discos y vientos. Luego se investiga la formación de ondas de choque adiabáticas en la región de interacción entre el viento del disco y la estrella donante de materia. Finalmente, se calculan los procesos radiativos que ocurren en los sistemas y la potencia total entregada en radiación electromagnética y en partículas.

Para una clasificación de lo que se entiende en este trabajo por ‘modelo’ y por ‘teoría’, ver el Apéndice [A](#).

1.3. Estructura de la tesis

El presente trabajo se estructura de la siguiente manera. En el Capítulo [2](#) introducimos conceptos básicos de la Astrofísica Relativista, haciendo hincapié en la aceleración de partículas, los procesos radiativos y la absorción. Además introducimos la caracterización de los microcuásares (MQs), nuestro principal objeto astrofísico de estudio, y describimos los distintos tipos de MQs y el modelo utilizado aquí.

El Cap. [3](#) versa sobre los discos de acreción, componentes fundamentales de los MQs. Describimos los distintos regímenes de acreción centrándonos en el del entorno super crítico, y los discos cuya región interna es dominada por la advección. Luego presentamos el modelo utilizado. Finalmente describimos el jet que emerge del agujero negro como así también al viento expulsado del disco que es deflectado al interactuar con el jet, produciendo un flujo ecuatorial supersónico.

En los Capítulos [4](#) y [5](#) desarrollamos la parte central de este trabajo de tesis, describiendo respectivamente los MQs de Poblaciones III y I: las estrellas que los componen y sus características; el modelo utilizado en cada caso, sea de colisión viento-radiación (Población III) o viento-viento (Población I); y los resultados correspondientes que obtuvimos respecto a las poblaciones de partículas relativistas, las distribuciones espectrales de energía y la absorción.

La tesis finaliza con el Cap. [6](#) presentando la discusión, las conclusiones y describiendo las expectativas de trabajo a futuro.

Capítulo 2

Elementos de Astrofísica Relativista

La astrofísica relativista es el campo de la astronomía que aplica la física de partículas y las Teorías de la Relatividad ([Einstein, 1905, 1915](#)) al estudio de los procesos más energéticos que ocurren en el Universo.

En esta tesis en particular nos interesa analizar ciertos procesos de altas energías que ocurren en microcuásares.

A fin de contextualizar nuestro trabajo, haremos a continuación un repaso sobre algunos aspectos fundamentales: qué entendemos conceptualmente por espacio-tiempo; qué son las partículas elementales, cómo se las puede acelerar, mediante qué tipo de mecanismos radían; qué es un microcuásar, qué tipos de microcuásares existen, cuáles son las bases del modelo utilizado.

2.1. Conceptos básicos

2.1.1. Espacio-tiempo y partículas elementales

El **espacio-tiempo** es un sistema físico que contiene a la colección de todos los eventos ([Romero, 2018b](#)).

Para entender esta definición necesitamos, previamente, esclarecer algunos conceptos tales como existente, estado, propiedad e interacción.

2. Elementos de Astrofísica Relativista

Llamamos *existentes* a cualquier particular concreto. Los existentes, necesariamente, deben existir de alguna manera específica: *ser* está indisolublemente ligado a *ser de alguna forma*. Esas formas o modos de ser es lo que llamamos *propiedades*. La colección de propiedades de algún existente es su *estado*. El espacio de estados de un existente es n -dimensional, donde n es la cantidad de propiedades comprendidas. Si se conocen el estado y las leyes involucradas, entonces se puede conocer cómo evoluciona un existente pasando de un estado a otro.

Las interacciones entre los existentes no son sino la acción de una cosa sobre otra. Cuando un existente actúa sobre otro de tal manera que produce un cambio de estado, decimos que ha ocurrido una *interacción*. A ese cambio de estado lo llamamos *evento*, y a una sucesión de eventos la llamamos *proceso*.

Todo lo que acaeció, acaece y acaecerá en el Universo es un punto del espacio-tiempo.

Los existentes principales con los que trabajaremos son las **partículas elementales**, que son el producto de las excitaciones de los campos cuánticos que habitan el espacio-tiempo. Sus propiedades consisten en la capacidad de cambiar el estado de otras partículas a través de interacciones elementales.

Según el *Modelo Estándar* hay doce tipos diferentes de partículas elementales: seis leptones y seis quarks. Se los conoce como *fermiones*, ya que obedecen el Principio de Exclusión de Pauli y siguen la estadística de Fermi-Dirac. A su vez, los cuantos de interacción de los campos electromagnético, débil y fuerte, son los *bosones de gauge*. Contrariamente a los fermiones, estos no obedecen el Principio de Pauli y siguen la estadística de Bose-Einstein. A estos se suma un bosón escalar: el bosón de Higgs.

Los quarks pueden combinarse para formar hadrones. Un protón, por ejemplo, está compuesto por dos quarks *up* y un quark *down*. Un electrón es un leptón y es elemental, por lo que no tiene composición.

En esta tesis trabajaremos con electrones y protones (a los que nos referiremos en forma indistinta como leptones y hadrones, respectivamente).

Las partículas pueden interactuar entre ellas si se acercan lo suficiente, proceso que involucrará el intercambio de bosones de gauge, en el cual se deben conservar el cuadri-impulso y la carga eléctrica, entre otras propiedades. Esta interacción puede,

o bien modificar las respectivas trayectorias, o bien cambiar a las partículas y/o hacer que aparezcan nuevas partículas. En los escenarios astrofísicos que consideramos, las interacciones entre partículas y campos más relevantes se describen en la sección 2.4.

2.2. Aceleración de partículas

Nos interesa estudiar aquellos procesos en los cuales las partículas pueden ser aceleradas hasta energías relativistas, es decir, energías cinéticas mayores o del orden de su energía en reposo, $E_0 = m_0 c^2$. En tales escenarios la velocidad de las partículas resulta comparable a la velocidad de la luz, c , y el *factor de Lorentz* γ es significativamente mayor a 1:

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

donde $\beta = v/c$.

Una partícula cargada puede ser acelerada si se la somete a una fuerza de Lorentz, generada por la presencia de un campo electromagnético en el espacio donde se mueve la partícula:

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

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

En el segundo término de la ecuación, el producto vectorial entre la velocidad y el campo magnético indica que la contribución magnética de la fuerza de Lorentz será perpendicular al desplazamiento. Es decir, el campo magnético puede modificar la dirección pero no el módulo de la velocidad de la partícula, ya que no realiza trabajo sobre ésta.

La entidad que acelera a la partícula es, por lo tanto, el campo eléctrico. Sabiendo que el cambio temporal de la energía es $dE_{\text{cin}}/dt = v dp/dt$, y el campo eléctrico viene dado por $\vec{E} = -\vec{\nabla}V$, podemos reescribir la ecuación en términos del potencial eléctrico:

$$\frac{dE_{\text{cin}}}{dt} = e\vec{v} \cdot \vec{E} = e \frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \vec{\nabla}V. \quad (2.3)$$

Es decir, las partículas pueden ser aceleradas si son sometidas a diferencias de potencial.

2.2.1. Criterio de Hillas

Una partícula de carga eZ (con Z un número entero) y energía E , moviéndose en dirección perpendicular a un campo magnético \vec{B} , describe un movimiento circular con un cierto radio, conocido como giroradio o *radio de Larmor*:

$$r_g = \frac{E}{eZB}. \quad (2.4)$$

Ahora bien, las partículas estarán sometidas a una aceleración siempre que permanezcan dentro de la fuente que las acelera, lo cual establece restricciones sobre la energía máxima que éstas pueden alcanzar antes de escapar de la región de aceleración. Hillas (1984) observó que una partícula permanecería dentro de la fuente siempre que su giroradio fuera menor al tamaño de la región de aceleración.

Si queremos que este criterio se cumpla, de la fórmula anterior se desprende que:

$$E_{\max} = eZr_g B. \quad (2.5)$$

2.2.2. Mecanismo de Fermi de segundo orden

El físico italiano Enrico Fermi propuso en 1949 que, si en el espacio hay nubes turbulentas magnetizadas, los vórtices de turbulencia de esos campos magnéticos podrían funcionar como centros dispersores elásticos para partículas cargadas. Es decir, las sobredensidades de energía magnética podrían actuar como ‘espejos magnéticos’ (Fermi, 1949).

Dentro del campo magnético de la nube habrán niveles de turbulencia que estarán cuantificados como la variación del campo magnético, $\Delta\mathbf{B}$, sobre el campo magnético medio de la nube, $\langle\mathbf{B}\rangle$. Entonces, cuanto mayor sea ese nivel de turbulencia, mayor será la capacidad dispersiva de las inhomogeneidades magnéticas dentro de la nube.

Se puede hallar que la variación neta de energía de una partícula con energía inicial E es:

$$\frac{\langle\Delta E\rangle}{E} \approx \frac{4}{3}\beta^2, \quad (2.6)$$

donde β es el cociente de velocidades de la inhomogeneidad y de la luz.

Este mecanismo se denomina *Mecanismo de aceleración de Fermi de segundo orden*, porque la energía aumenta con el cuadrado de β . En general será muy lento –debido a las bajas velocidades de las nubes– y por lo tanto poco eficiente.

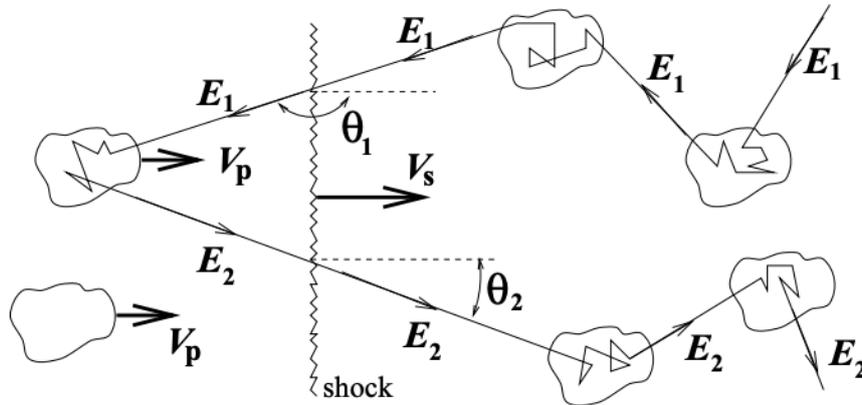


Figura 2.1. Interacción de una partícula con energía E_1 y un shock que se mueve a velocidad v_s . Reproducido de Protheroe (1999).

2.2.3. Mecanismo de Fermi de primer orden

En la década de 1970 Bell (1978) y Blandford & Ostriker (1978), entre otros autores, adaptaron la idea original de Fermi encontrando una expresión para la ganancia de energía que es lineal con el cociente de velocidades, resultando en una aceleración mucho más eficiente que la del escenario anterior.

Esta variante requiere de la presencia de una onda de choque –o *shock*–, adiabática y altamente supersónica (describimos la física de las ondas de choque en la subsección 2.2.4).

En este escenario las partículas son dispersadas por las inhomogeneidades magnéticas a cada lado del choque. Protheroe (1999) esquematizó la situación como se muestra en la Fig. 2.1: una partícula cargada genera un campo magnético en la zona pre-shock, que se acopla con el campo uniforme de la zona post-shock y lo excita. La partícula rebota y regresa a la zona pre-shock, donde vuelve a excitarse. Cerca de la parte delantera de la onda de choque se genera una turbulencia en el campo magnético, originada por las propias partículas cargadas que son reflejadas en la región post-shock. De esta manera se genera un sistema autosustentado en el cual, cuantas más partículas sean emitidas desde la región post-shock y crucen a la pre-shock, mayor la excitación que producen en el campo y, en consecuencia, mayor la turbulencia en la región pre-shock, lo que incrementa la posibilidad de que regre-

2. Elementos de Astrofísica Relativista

sen hacia el otro lado. Se tiene así un sistema retroalimentado positivamente, bajo un mecanismo de aceleración difusiva en choques (DSA, por sus siglas en idioma inglés).

Usando transformaciones relativistas –ver por ejemplo [Gaisser \(1990\)](#)– puede establecerse que la variación neta de energía de una partícula con energía inicial E que completa un ciclo yendo de la región chocada a la no chocada, y de vuelta a la chocada, es:

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

donde v_s es la velocidad del choque y $\xi = v_s/v_p$ es el factor de compresión que relaciona las velocidades de las dos regiones.

La ganancia de energía de la partícula esta dada por [Protheroe \(1999\)](#):

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

con η la eficiencia de la aceleración. Este valor depende del coeficiente de difusión D en el choque, la velocidad v_s y el ángulo entre el campo magnético y la normal al plano del choque. Para los casos en que el choque se propaga en forma paralela o perpendicular al campo magnético, se tiene respectivamente:

$$\eta_{\parallel} \approx \frac{3}{20} \left(\frac{D_B}{D} \right) \beta^2, \quad (2.9)$$

$$\eta_{\perp} \approx \frac{3}{8} \left(\frac{D}{D_B} \right) \beta^2, \quad (2.10)$$

donde D_B es el coeficiente de difusión de Bohm⁽ⁱ⁾. La difusión consiste en el movimiento propio y caótico de las partículas respecto a un medio. Este movimiento es estocástico debido a las múltiples interacciones que una partícula sufre con los átomos del medio y/o las irregularidades magnéticas ([Romero, 2018b](#)). El coeficiente de difusión D será un múltiplo de D_B , y es una medida de la facilidad con que la partícula se propaga en el medio.

La tasa de aceleración difusiva será entonces:

$$t_{ac}^{-1} = \eta \frac{e Z c B}{E}. \quad (2.11)$$

⁽ⁱ⁾ $D_B = \frac{1}{3} r_g c$

2.2.4. Shocks

Un shock es una perturbación que se mueve a través de un fluido con una velocidad mayor que la velocidad local del sonido c_s :

$$c_s = \sqrt{\frac{k_B T}{\mu m_H}}, \quad (2.12)$$

donde T es la temperatura del medio, k_B la constante de Boltzmann y μm_H el peso molecular medio por partícula en el gas.

Dos fluidos con velocidades supersónicas y densidades n_a y n_b , pueden producir un par de shocks al colisionar en el espacio. En el sistema de referencia donde uno de los fluidos está en reposo, $v_a = 0$, y el otro se mueve a velocidad v_b , las velocidades de los shocks están dadas por (Lee et al., 1996):

$$v_{\text{forw}} = \frac{4}{3} \frac{1}{1 + \sqrt{n_b/n_a}} v_b, \quad (2.13)$$

$$v_{\text{rev}} = -\frac{4}{3} \frac{1}{1 + \sqrt{n_a/n_b}} v_b. \quad (2.14)$$

Las regiones chocadas estarán separadas por una discontinuidad de contacto, donde algunas cantidades físicas ‘saltan’, según las condiciones de Rankine-Hugoniot (Lamers & Cassinelli, 1999):

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 = C_m, \quad (2.15)$$

$$\rho_1 v_1^2 + p_1 = \rho_2 v_2^2 + p_2 = C_p, \quad (2.16)$$

$$\frac{1}{2} v_1^2 + \frac{5}{2} \frac{p_1}{\rho_1} = \frac{1}{2} v_2^2 + \frac{5}{2} \frac{p_2}{\rho_2} = C_e, \quad (2.17)$$

las cuales se obtienen a partir de las leyes de conservación de momento C_p , energía C_e , y continuidad de la masa C_m . Aquí $v_{1,2}$ son las velocidades en el sistema de referencia del shock, $\rho_{1,2}$ las densidades y $p_{1,2}$ las presiones.

Los dos shocks formados se moverán en direcciones opuestas (Fig. 2.2). El que se mueve en el sentido de v_b se llama *forward* shock (FS), mientras que el otro es el *reverse* shock (RS), con velocidades 2.13 y 2.14.

Un gas que se propaga a velocidades altamente supersónicas puede interactuar también con la radiación producida por algún objeto (por ejemplo, una estrella). Si



Figura 2.2. Esquema de cuatro regiones creadas por la colisión supersónica de dos gases. Las líneas punteadas blancas representan las ondas de choque. La línea punteada negra es la discontinuidad de contacto. Reproducido de Müller (2020).

la radiación es lo suficientemente fuerte, puede detener la propagación del fluido, produciéndose en este caso un sólo shock en dirección reversa, cuya velocidad será la descrita en 2.14.

Nos interesa estudiar shocks mientras sean adiabáticos, es decir, mientras podamos depreciar las pérdidas radiativas. Si el shock se vuelve radiativo, rápidamente decae la eficiencia de aceleración de partículas porque se pierden centros de dispersión magnética. Como el gas en la región chocada es comprimido, se calienta y emite radiación; si radía se pierde energía del sistema, aumenta la entropía, y el medio se vuelve cada vez más homogéneo. Si las inhomogeneidades desaparecen, la eficiencia del proceso de aceleración cae abruptamente.

El shock será adiabático si la *longitud de enfriamiento térmico* R_Λ es mayor que la longitud de la región de aceleración (McCray & Snow, 1979). Si μ es el peso molecular medio y n_w la densidad numérica:

$$R_\Lambda = \frac{5.9 \times 10^{11} \mu (v_s / \text{km s}^{-1})^3}{(n_w / \text{cm}^{-3}) [\Lambda(T) / \text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3}]} \text{ cm.} \quad (2.18)$$

Aquí $\Lambda(T)$ es la *función de enfriamiento*, que adopta distintas formas dependiendo de la temperatura en el shock (Myasnikov et al. (1998), Raymond et al. (1976), Wolfire et al. (2003)):

$$\Lambda(T) = \begin{cases} 4 \times 10^{-29} T^{0.8}, & 55 \text{ K} \leq T < 10^4 \text{ K} \\ 7 \times 10^{-27} T, & 10^4 \text{ K} \leq T < 10^5 \text{ K} \\ 7 \times 10^{-19} T^{-0.6}, & 10^5 \text{ K} \leq T < 4 \times 10^7 \text{ K} \\ 3 \times 10^{-27} T^{0.5}, & T \geq 4 \times 10^7 \text{ K} \end{cases} \quad (2.19)$$

donde $T \equiv T_{\text{shock}}$ y se obtiene de:

$$T = 18.21\mu \left(\frac{v_{\text{sh}}}{\text{km s}^{-1}} \right)^2 \text{ K}, \quad (2.20)$$

con v_{sh} calculada a partir de las Ecs. 2.13 o 2.14 según corresponda.

Para una revisión en profundidad acerca de shocks astrofísicos se puede ver Blandford & Eichler (1987).

2.3. Distribución de partículas

Veamos cómo evoluciona la población de partículas que son aceleradas en las fuentes e inyectadas en el medio, cuando interactúan con los blancos o *targets* en la región de aceleración. La población de partículas relativistas tendrá asociada una distribución dependiente de la posición, la energía y el tiempo:

$$dN = n(\vec{r}, E, t)dEdV, \quad (2.21)$$

es decir, el número de partículas a tiempo t , en la posición \vec{r} por unidad de volumen dV , con energía en el intervalo dE alrededor de E . La evolución de esta distribución está determinada por la ecuación de evolución cinética o *ecuación de transporte* –formulación adaptada de Ginzburg & Syrovatskii (1964):

$$\frac{\partial n}{\partial t} = Q(E, \vec{r}, t) + \nabla \cdot (D\nabla n) - \frac{\partial(bn)}{\partial E} - \frac{n}{T}. \quad (2.22)$$

En esta ecuación Q es el término fuente de inyección, D es el coeficiente de difusión, $b = dE/dt \leq 0$ es la tasa total de pérdida de energía de las partículas por distintos procesos, T es la escala temporal de escape de las partículas de la región de interés. En el miembro derecho de la ecuación 2.22, el primer término involucra todos los fenómenos que inyectan partículas en la región de interés; el segundo término tiene en cuenta el transporte por difusión; el tercer término representa las pérdidas de energía continuas; y el cuarto término da cuenta del escape de las partículas de la región.

Además de la difusión, otro proceso de transporte de partículas que conviene resaltar es el de la *convección*, mediante el cual las partículas relativistas son arrastradas por el movimiento macroscópico –o de *bulk*– de un fluido. Lo que ancla a las

partículas relativistas al fluido es el campo magnético, el cual a su vez está congelado en las líneas de fluido en un plasma de conductividad infinita. Notar que el tiempo de convección no depende de la energía de las partículas; sólo depende de la velocidad macroscópica del fluido y de la escala espacial del problema (Romero, 2018b).

2.4. Enfriamiento de partículas

Las partículas aceleradas pueden enfriarse mediante distintos procesos. El tiempo en que estas se enfrían está relacionado con la tasa total de pérdida de energía de las partículas (b en la ecuación de transporte):

$$b = \frac{dE}{dt} \approx \frac{-E}{t_{\text{enf}}}, \quad (2.23)$$

donde el tiempo de enfriamiento t_{enf} total:

$$t_{\text{enf}}^{-1} = \sum_i t_i^{-1}, \quad (2.24)$$

con t_i cada uno de los tiempos de enfriamiento de los procesos involucrados.

El enfriamiento de las partículas aceleradas produce emisión no-térmica (NT). Para entender los procesos involucrados en esta emisión es necesario, previamente, explicar brevemente qué entendemos por *radiación térmica*, y asimilar los conceptos de *luminosidad* y *sección eficaz*.

Luminosidad:

La luminosidad es una medida de la energía por unidad de tiempo, y puede estar asociada, por ejemplo, a campos de radiación de una fuente, o de velocidades de un fluido. La *distribución espectral de energía* (SED, por sus siglas en inglés), es la luminosidad específica a una dada energía de fotones, para distintos valores de la energía, ϵ . La luminosidad total será la integración de la luminosidad específica:

$$L = \int_{\epsilon_{\text{min}}}^{\epsilon_{\text{max}}} L_{\epsilon'}(\epsilon') d\epsilon'. \quad (2.25)$$

Sección eficaz:

La sección eficaz σ determina cuán probable es que unas partículas proyectil interactúen con un blanco. La sección eficaz diferencial $d\sigma$ se define como el cociente

entre el número de partículas dispersadas por el blanco, por unidad de tiempo y ángulo sólido Ω , y el flujo de partículas incidentes. La sección eficaz total del proceso se obtiene integrando sobre todas las direcciones posibles de emisión:

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega. \quad (2.26)$$

Radiación térmica:

Un gas en equilibrio termodinámico tendrá un espectro térmico, debido a la emisión libre-libre de las partículas cargadas que se aceleran mediante interacciones coulombianas. Un *cuerpo negro* es un absorbente radiativo perfecto en equilibrio termodinámico a una temperatura T , cuyo espectro de emisión está dado por la distribución de Planck:

$$n_{\text{BB}}(E_{\text{ph}}) = \frac{8\pi}{h^3 c^3} \left[\frac{E_{\text{ph}}^2}{\exp(E_{\text{ph}}/k_{\text{B}}T) - 1} \right], \quad (2.27)$$

donde $E_{\text{ph}} = h\nu$ es la energía de los fotones de frecuencia ν , h es la constante de Planck y k_{B} la constante de Boltzmann.

Hay procesos radiativos que involucran partículas cuya energía no es el producto de la agitación térmica de un gas, sino que tiene otros orígenes. Son los procesos no-térmicos y los describimos a continuación.

2.4.1. Sincrotrón

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

$$P_{\text{sinc}}(E, E_{\gamma}, \alpha) = \frac{\sqrt{3}e^3 B}{hmc^2} \frac{E_{\gamma}}{E_c} \int_{E_{\gamma}/E_c}^{\infty} d\xi K_{5/3}(\xi), \quad (2.28)$$

⁽ⁱ⁾Aquí γ es el factor de Lorentz definido en la Ec. 2.1

2. Elementos de Astrofísica Relativista

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

$$E_c = \frac{3}{4\pi} \frac{ehB \sin \alpha}{mc} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2. \quad (2.29)$$

La potencia sincrotrón presenta un máximo en $E_\gamma \approx 0.29E_c$. En general, esta energía es mucho menor que la energía de la partícula que radía. Debido a la relación inversa entre E_c y m , las partículas ligeras se enfrían más eficientemente a través del mecanismo sincrotrón respecto a las partículas pesadas. La tasa de pérdida de energía por el proceso sincrotrón para una partícula es:

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{sinc}} = -\frac{4}{3} \left(\frac{m_e}{m} \right)^2 c \sigma_T U_B \gamma^2, \quad (2.30)$$

donde $U_B = B^2/8\pi$ es la densidad de energía magnética y σ_T es la constante de Stefan-Boltzmann. La mayoría de los fotones son emitidos en la dirección de movimiento de la partícula dentro de un cono de semiapertura $\sim 1/\gamma$. El espectro sincrotrón emitido por una distribución de partículas se obtiene integrando sobre la energía de las mismas y sobre el ángulo sólido en el espacio de ángulos de incidencia. Si N es la distribución de energía de las partículas relativistas, y V el volumen de la región de emisión, la luminosidad sincrotrón emitida es⁽ⁱⁱ⁾ :

$$L_\gamma(E_\gamma) = E_\gamma \int_V d^3r \int_{\Omega_\alpha} d\alpha \sin \alpha \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE N(E) P_{\text{sinc}}. \quad (2.31)$$

2.4.2. Compton inverso

La dispersión Compton inversa (IC) es el proceso mediante el cual un fotón gana energía en un choque inelástico con un electrón (o positrón) relativista:

$$e^- + \gamma \rightarrow e^- + \gamma. \quad (2.32)$$

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

$$E'_\gamma = \frac{E'_{\text{ph}}}{1 + \left(E'_{\text{ph}}/m_e c^2 \right) (1 - \cos \theta'_2)}, \quad (2.33)$$

⁽ⁱⁱ⁾Esta fórmula clásica es válida hasta un cierto valor crítico del campo magnético, $B_{\text{cr}} \approx 4.4 \times 10^{13}$ G, a partir del cual los efectos cuánticos son relevantes.

donde las variables primadas corresponden al sistema de referencia del electrón, las variables sin primar al sistema de laboratorio, E'_{ph} es la energía del fotón incidente y θ'_2 es el ángulo de dispersión. En el sistema de laboratorio,

$$E_\gamma = \gamma_e E'_\gamma (1 - \beta \cos \theta'_2), \quad (2.34)$$

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

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{IC}} = - \int_{E_{\text{ph}}^{\text{min}}}^{E_{\text{ph}}^{\text{max}}} dE_{\text{ph}} \int_{E_{\text{ph}}}^{E_\gamma^{\text{max}}} dE_\gamma (E_\gamma - E_{\text{ph}}) P_{\text{IC}}, \quad (2.35)$$

donde (Blumenthal & Gould, 1970):

$$P_{\text{IC}} = \frac{3\sigma_{\text{T}} c}{4\gamma_e^2} \frac{n(E_{\text{ph}})}{E_{\text{ph}}} F(q), \quad (2.36)$$

$$F(q) = 2q \ln q + (1 + 2q)(1 - q) + \frac{1}{2}(1 - q) \frac{(\Gamma q)^2}{1 + \Gamma q}, \quad (2.37)$$

mientras que,

$$\Gamma = \frac{4E_{\text{ph}} E_e}{m_e^2 c^4}, \quad (2.38)$$

$$q = \frac{E_\gamma}{\Gamma E_e (1 - E_\gamma / E_e)}. \quad (2.39)$$

Siendo $N(E_e)$ la distribución de energía de los electrones relativistas y V el volumen de la región de emisión, la luminosidad IC emitida es:

$$L_{\text{IC}}(E_\gamma) = E_\gamma^2 \int_V d^3r \int_{E_{\text{ph}}^{\text{min}}}^{E_e^{\text{max}}} dE_e N_e(E_e) \int_{E_{\text{ph}}^{\text{min}}}^{E_{\text{ph}}^{\text{max}}} dE_{\text{ph}} P_{\text{IC}}. \quad (2.40)$$

2.4.3. Interacciones foto-hadrónicas

La interacción de protones de alta energía con fotones procede principalmente a través de dos canales. Si la energía del fotón en el sistema de referencia del protón supera el valor umbral de ~ 1 MeV, se producen fotopares:

$$p + \gamma \rightarrow p + e^- + e^+. \quad (2.41)$$

Mientras que, si la energía del fotón en el sistema de referencia del protón supera la energía umbral de ~ 145 MeV, se producen fotomesones por medio de dos reacciones:

$$p + \gamma \rightarrow p + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-), \quad (2.42)$$

$$p + \gamma \rightarrow n + \pi^+ + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-). \quad (2.43)$$

Los enteros a y b son las multiplicidades de los piones ⁽ⁱⁱⁱ⁾. Los piones cargados pueden decaer en leptones y neutrinos, y los piones neutros pueden decaer en rayos gamma. La tasa de pérdida de energía de un protón en un campo de radiación isotrópico $n(E_{\text{ph}})$ puede parametrizarse como (Begelman et al., 1990):

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{p\gamma} = -\frac{m_p c^3}{2\gamma_p} \int_{E_{\text{ph}}^{(i)}/2\gamma_p}^{E_{\text{ph}}^{\text{max}}} dE_{\text{ph}} \frac{n_{\text{ph}}(E_{\text{ph}})}{E_{\text{ph}}^2} \int_{E_{\text{ph}}^{(i)}}^{2\gamma_p E_{\text{ph}}} dE'_{\text{ph}} \sigma_p^i \gamma(E'_{\text{ph}}) k_p^i \gamma(E'_{\text{ph}}) E'_{\text{ph}}, \quad (2.44)$$

donde $i = e, \pi$ denota el canal de interacción, $\sigma_p^i \gamma$ es la sección eficaz, y $k_p^i \gamma$ es la inelasticidad del proceso. Se puede mostrar que la luminosidad emitida por los fotones gamma producto del decaimiento de piones neutros creados en la colisión es:

$$L_{p\gamma}(E_\gamma) = E_\gamma^2 \int_V d^3r \ 20N_p(10E_\gamma) \ \omega_{p\gamma,\pi}(10E_\gamma) \ n_{\pi^0}(10E_\gamma), \quad (2.45)$$

donde $\omega_{p\gamma,\pi}(E_p)$ es la tasa de colisiones y n_{π^0} el valor medio de los piones neutros creados por colisión.

2.4.4. Colisiones protón-protón

Las colisiones inelásticas de protones relativistas con protones de baja energía (interacciones pp) da lugar a la creación de mesones. Las reacciones con la menor

⁽ⁱⁱⁱ⁾Los piones son hadrones compuestos por un quark y un antiquark, por lo que se los denomina *mesones*.

energía umbral corresponden a la creación de piones:

$$p + p \rightarrow \Delta^+ + p \rightarrow p + p + \pi^0 + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-), \quad (2.46)$$

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+ + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-), \quad (2.47)$$

$$p + p \rightarrow n + n + 2\pi^+ + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-). \quad (2.48)$$

Los enteros a y b son las multiplicidades de los piones. La energía umbral del protón para la producción de un único pión neutro es ~ 1.22 GeV. La tasa de pérdida de energía para un protón de energía E_p debido a colisiones inelásticas con un campo de protones térmicos con densidad numérica n_p es (Begelman et al., 1990):

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{pp} \approx -cn_p k_{pp} \sigma_{pp}(E_p) E_p, \quad (2.49)$$

con σ_{pp} la sección eficaz del proceso y $k_{pp} \sim 0.5$ la inelasticidad de la interacción. La mayor parte de la energía perdida por el protón relativista es transferida a los piones. La luminosidad producida en este proceso será:

$$L_\gamma(E_\gamma) = E_\gamma^2 cn_p \int_V d^3r \int_{E_{\min}}^\infty dE_\pi \frac{Q_{\pi^0}^{(pp)}(E_\pi)}{\sqrt{E_\gamma^2 - m_\pi^2 c^4}}, \quad (2.50)$$

donde $E_{\min} = E_\gamma + m_\pi^2 c^4 / 4E_\gamma$ y $Q_{\pi^0}^{(pp)}(E_\pi)$ es la función de inyección de piones producidos por interacciones pp (Aharonian & Atoyan, 2000) con la cual se obtiene la emisividad de fotones gamma.

2.4.5. Bremsstrahlung relativista

La radiación de frenado o *Bremsstrahlung* relativista es producida cuando una partícula cargada relativista se acelera en un campo electrostático. Las pérdidas por este proceso son catastróficas: la partícula pierde casi toda su energía en una interacción y la mayor parte de la radiación es emitida en forma de fotones de alta energía. La tasa de enfriamiento promedio, para un electrón de energía E_e , en un plasma de núcleos completamente ionizados de carga eZ y densidad numérica n_p , es:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{Br}} = -4\alpha_{\text{fs}} r_e^2 Z^2 n_p E_e \left[\ln\left(\frac{2E_e}{m_e c^2}\right) - \frac{1}{3} \right], \quad (2.51)$$

2. Elementos de Astrofísica Relativista

donde α_{fs} es la constante de estructura fina y r_e el radio clásico del electrón. Calculando la sección eficaz diferencial para la emisión de un fotón con energía $E_\gamma \gg m_e c^2$ en presencia de un núcleo de carga eZ (Berezinskii et al., 1990), podemos obtener la luminosidad total producida por radiación *Bremsstrahlung* de una distribución de electrones $N(E)$:

$$L_\gamma(E_\gamma) = E_\gamma^2 c n_p \int_V d^3r \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} dE \frac{d\sigma}{dE_\gamma}(E, E_\gamma) N(E). \quad (2.52)$$

2.4.6. Pérdidas adiabáticas

Las pérdidas adiabáticas de energía se deben al trabajo que realizan las partículas para expandir el material chocado. La escala de tiempo en un problema con simetría esférica es (Longair, 2011):

$$t_{\text{ad}} = \frac{R}{V} = 4.9 \times 10^{-8} \left(\frac{V}{1000 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-1} \left(\frac{R}{\text{cm}} \right) \text{ s}, \quad (2.53)$$

con R el radio exterior de la esfera en expansión y V la velocidad de expansión del material. Si el enfriamiento adiabático es muy eficiente, sólo una pequeña fracción de la energía inyectada en partículas puede ser convertida en fotones y ser radiada (Romero et al., 2018).

2.5. Absorción

En la sección 2.4 describimos los distintos procesos mediante los cuales las partículas se enfrían y pueden emitir radiación a altas energías. Estos rayos gamma creados pueden ser absorbidos por los campos de radiación o materia en la fuente misma o en su trayecto al observador. Si bien existen distintos mecanismos de absorción de radiación, nos concentraremos en este apartado en la creación de pares por aniquilación de fotones:

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-. \quad (2.54)$$

El cuantificador de absorción es la *opacidad* o *profundidad óptica* del medio:

$$\tau = \sigma n x, \quad (2.55)$$

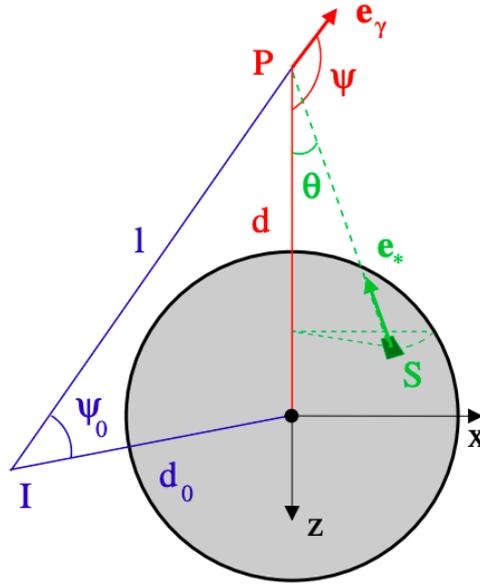


Figura 2.3. Geometría para la absorción de un rayo gamma debido a la creación de pares por interacción con fotones del cuerpo negro emitidos en S . El rayo gamma es emitido en I y l es la distancia entre el rayo gamma y P . El plano (x,z) queda definido por el centro del cuerpo negro y l . Reproducido de [Dubus \(2006\)](#).

donde σ es la sección eficaz para la interacción entre los rayos gamma y los blancos, y x la distancia que recorre el fotón. Si la luminosidad original de los rayos gamma es $L_\gamma^0(E_\gamma)$, la luminosidad atenuada será:

$$L_\gamma(E_\gamma) = L_\gamma^0(E_\gamma) \cdot e^{-\tau}. \quad (2.56)$$

Un cuerpo negro que emite radiación en el ultra violeta puede aniquilar rayos gamma por creación de pares. La opacidad diferencial para un rayo gamma de energía E en el punto P , viajando en la dirección dada por \mathbf{e}_* es:

$$d\tau_{\gamma\gamma} = (1 - \mathbf{e}_\gamma \cdot \mathbf{e}_*) n_\epsilon \sigma_{\gamma\gamma} d\epsilon d\Omega dl, \quad (2.57)$$

con \mathbf{e}_γ y \mathbf{e}_* vectores unitarios en las direcciones de propagación; $d\Omega$ es el ángulo sólido de la superficie del cuerpo negro y n_ϵ es la densidad específica de radiación. La sección eficaz para la aniquilación de fotones es ([Gould & Schröder, 1967](#)):

$$\sigma_{\gamma\gamma}(\beta) = \frac{\pi r_e^2}{2} (1 - \beta) \left[2\beta(\beta^2 - 2) + (3 - \beta^4) \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \right], \quad (2.58)$$

donde $\beta = (1 - 1/s)^{1/2}$ y $s = E_\gamma \epsilon (1 - \mathbf{e}_\gamma \cdot \mathbf{e}_*) / (m_e c^2)^2$. Los fotones interactúan únicamente si $s > 1$.

Bajo ciertas consideraciones geométricas podemos hallar que la opacidad total en el infinito para un rayo gamma de energía E es (Dubus, 2006):

$$\tau_{\gamma\gamma} = \int_0^\infty dl \int_{\epsilon_{\min}}^1 d \cos \theta \int_0^{2\pi} d\phi \int_{\epsilon_{\min}}^\infty \frac{d\tau_{\gamma\gamma}}{d\epsilon d\Omega dl} d\epsilon, \quad (2.59)$$

donde $\epsilon_{\min} = (1 - R^2/d^2)^{1/2}$, R el radio del cuerpo negro y d está representada en la Fig. 2.3.

2.6. Microcuásares

En esta sección daremos una breve descripción introductoria sobre nuestros sistemas astrofísicos de estudio, los microcuásares: qué son, qué tipos de microcuásares conocemos, y cuál es el modelo implementado para estudiar los dos casos que analizaremos en los Capítulos 4 y 5.

2.6.1. Descubrimiento

Mirabel et al. (1992) utilizaron observaciones del observatorio espacial soviético GRANAT y el arreglo terrestre *Very Large Array* (VLA), para determinar con alta precisión la posición de la componente de radio de la fuente de rayos X, *1E 1740.7-2942*. Las observaciones con GRANAT indicaban que se trataba de la fuente de rayos gamma más persistente y luminosa de la región del centro de la Galaxia. Por su parte, con el VLA se observó la existencia de chorros de materia relativista altamente colimados –a los que se conoce como *jets*–, cuyos lóbulos emiten en radio. Debido a las similitudes morfológicas con los ya conocidos *cuásares* (*quasi-stellar-radio-sources*), y a la diferencia de escala de los sistemas en algunas magnitudes físicas involucradas, los astrofísicos denominaron *microcuásares* a estos objetos.

2.6.2. Descripción básica

Un microcuásar (MQ) es un sistema binario estelar en el cual una estrella y un objeto compacto –agujero negro o estrella de neutrones– están ligados gravitacionalmente (Mirabel, 2010). En estos sistemas, el objeto compacto acreta materia

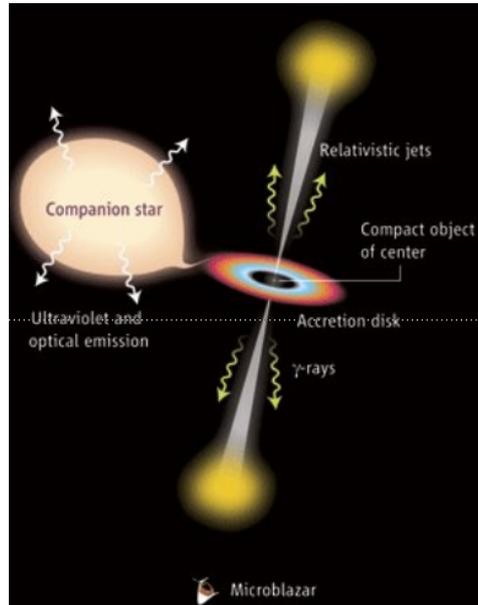


Figura 2.4. Representación artística de un MQ. La estrella cede materia al objeto compacto, el cual la absorbe formando un disco de acreción. Jets relativistas son expulsados. Si el *beam* está en dirección al observador, al objeto se lo denomina *microblázar*. Reproducido de [Mirabel \(2010\)](#).

que la estrella le transfiere, mediante dos mecanismos distintos que pueden coexistir: acreción por vientos o por desborde del lóbulo de Roche. Un porcentaje de la materia acreta será absorbida por el objeto compacto pero, debido a la enorme energía rotacional que tienen éste y el disco de acreción, una fracción de la materia puede ser evacuada en forma de jets bipolares relativistas, a través de mecanismos magneto-hidrodinámicos (ver Fig. 2.4). Esta interacción entre los objetos del sistema dará lugar a radiación multifrecuencia, térmica y no térmica, pudiendo cubrir prácticamente todo el espectro electromagnético. Describimos en detalle el proceso de acreción y caracterizamos los jets en el capítulo 3.

2.6.3. Tipos de microcuásares

Los MQs son el resultado de la evolución de un sistema estelar binario⁽ⁱ⁾, en el cual el remanente de una de las componentes colapsó para formar una estrella de neutrones o un agujero negro. Algunos de los procesos involucrados en el MQ diferirán dependiendo del tipo de objeto compacto, principalmente en el espectro resultante –ver por ejemplo Gilfanov (2010), Migliari et al. (2011).

Los MQs se observan en distintos estados espectrales en rayos X, siendo los dos más relevantes los siguientes:

- Estado *High-Soft*: dominado térmicamente, en este estado la distribución espectral de energía tiene un pico a energías de ~ 1 keV, la cual se cree originada en el disco de acreción que emite como cuerpo negro. No se observan jets.
- Estado *Low-Hard*: dominado por emisión no térmica, este estado está caracterizado por mostrar una distribución espectral de energía de tipo ley de potencias. Se observa la presencia de jets.

Además hay estados intermedios de transición. Los MQs permanecen la mayor parte del tiempo en el estado *Low-Hard*, es decir, expulsando jets. Para un estudio sobre los estados espectrales intermedios en MQs ver Belloni (2010).

Por otro lado, podemos caracterizar a los MQs de acuerdo al tipo de Población (Pop I, II, III) de la estrella que compone el sistema, lo cual depende de la época del Universo en la que habitan o habitaron. Las estrellas de Pop I son las del Universo local; las de Pop III son las del Universo temprano; las de Pop II son las intermedias. En este trabajo estudiaremos MQs de Pop III y I (Caps. 4 y 5).

2.6.4. Esquema general

Si bien estudiaremos dos tipos de MQs, el esquema general de partida es similar en ambos casos. El disco de acreción y las estrellas considerados serán tratados con mayor detalle en los próximos capítulos. Describimos a continuación en forma esquemática el escenario astrofísico.

⁽ⁱ⁾Aunque es altamente improbable, también puede ocurrir que los objetos que componen el MQ evolucionen individualmente y luego conformen el sistema mediante captura gravitacional. No consideraremos esta situación aquí.

Consideramos un agujero negro estelar ligado gravitacionalmente a una estrella que le dona materia (i). La materia fluye hacia el objeto compacto a través de un disco de acreción (ii), el cual expulsa vientos que, bajo ciertas condiciones, pueden ser deflectados por el jet que emerge del agujero negro (iii). Esto produce un viento ecuatorial con velocidades supersónicas que puede ser frenado por la presión de radiación de la estrella (Pop III) o por los vientos de la misma (Pop I), lo que producirá ondas de choque capaces de acelerar partículas (iv). La aceleración de partículas en la región chocada producirá radiación no-térmica a altas energías (v).

En cuanto a la interacción en la región de aceleración: el estudio se realiza en estado estacionario, bajo la aproximación de modelo *one-zone*. Es decir, estudiamos la interacción del viento ecuatorial con la estrella en una región acotada que suponemos con condiciones ambientales homogéneas y uniformes. Trabajamos con un modelo leptohadrónico teniendo en cuenta los procesos radiativos descriptos en la Sec. 2.4. Una pequeña fracción de la potencia cinética total del viento ecuatorial, $L_{\text{eq}} = \frac{1}{2}\dot{M}_{\text{eq}}v_{\text{eq}}^2$, será transferida a las partículas relativistas mediante DSA: $L_{\text{rel}} = q_{\text{rel}}L_{\text{eq}}$, con $q_{\text{rel}} \ll 1$. Asumimos además equipartición entre protones y electrones relativistas, $L_p = L_e$. La función de inyección de partículas es una ley de potencias, $Q(E) = Q_0E^{-p}$, con $p \approx 2$ el índice espectral. Las pérdidas adiabáticas son causadas por la expansión del material chocado, las pérdidas radiativas por la interacción de las partículas relativistas con los campos ambientales. Tomamos los procesos de enfriamiento más eficientes y resolvemos la ecuación de transporte para hallar la distribución de partículas relativistas. Finalmente calculamos la emisión no-térmica y su absorción, asociadas a estos procesos.

La resolución numérica de los problemas considerados en la región de aceleración es realizada con códigos desarrollados por Pablo Sotomayor, o con la adaptación de éstos.

Capítulo 3

Discos de acreción súper crítica

La acreción es un proceso fundamental que consiste en la caída de materia hacia el centro de un pozo gravitacional. En particular, la acreción toma un rol esencial en los microcuásares, por ello le dedicamos un capítulo en esta tesis.

3.1. Aspectos generales

La acreción es el proceso mediante el cual la materia cae en el pozo de potencial de un objeto gravitante. Comparando la velocidad del sonido c_s en la materia, y la velocidad relativa v_{rel} entre el objeto acretor y el medio, podemos distinguir tres formas de acreción (Romero & Vila, 2014): esférica ($v_{\text{rel}} \ll c_s$); cilíndrica ($v_{\text{rel}} > c_s$); a través de un disco ($v_{\text{rel}} \gg c_s$).

En un MQ, el agujero negro puede acretar masa de la estrella de dos maneras distintas: por vientos, o por desborde de materia a través del lóbulo de Roche. Consideraremos este último escenario en el cual se forma un disco de acreción en torno al objeto compacto, donde la tasa de acreción es un parámetro externo y la caracterización de la turbulencia es provista por el parámetro α , introducido por Shakura & Sunyaev (1973). Consideramos este escenario porque permite un mayor flujo de materia haciendo posible un régimen súper crítico.

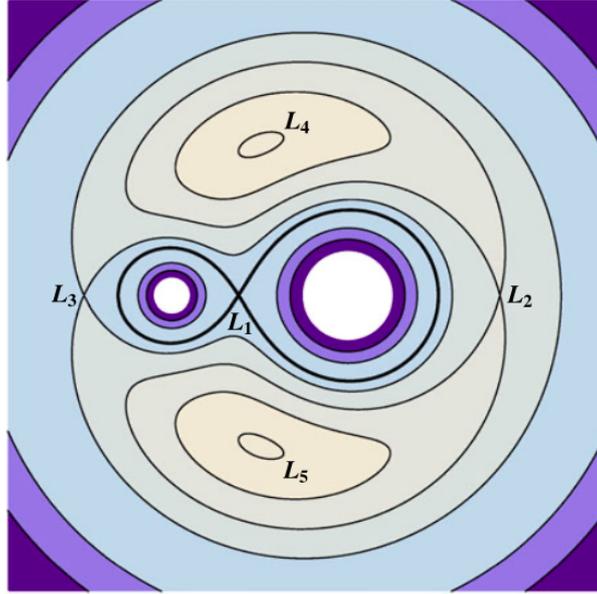


Figura 3.1. Curvas equipotenciales. La línea gruesa define los lóbulos de Roche de las componentes del sistema binario, que se ponen en contacto en el punto L_1 de Lagrange. Reproducido de [Romero & Vila \(2014\)](#).

3.1.1. Lóbulo de Roche

La energía total de una partícula que tiene una velocidad v y se encuentra afectada por un potencial ϕ producido por dos cuerpos masivos, es:

$$\phi + \frac{1}{2}v^2 = E_0. \quad (3.1)$$

Para energías bajas, si la partícula fue expulsada por la estrella caerá hacia ésta. En el punto de retorno $v = 0$, en cuyo caso $\phi = E_0$. Esta condición definirá superficies equipotenciales que limitarán el movimiento de la partícula con energía E_0 (ver Fig. 3.1). El punto de contacto de los lóbulos de Roche de las dos componentes del sistema es el *punto de Lagrange* L_1 , donde la suma de todas las fuerzas se anula, $\nabla\phi = 0$, y a través del cual se produce la transferencia de masa una vez que la estrella desborda su lóbulo.

3.1.2. Regímenes de acreción

El parámetro más importante en la teoría de discos de acreción es la tasa de acreción crítica, definida como:

$$\dot{M}_{\text{crit}} \equiv \eta \dot{M}_{\text{Edd}} = \frac{L_{\text{Edd}}}{c^2} \approx 1.4 \times 10^{17} \frac{M}{M_{\odot}} \text{ g s}^{-1}, \quad (3.2)$$

donde L_{Edd} es la luminosidad de Eddington y M la masa del agujero negro. Dependiendo de cómo se relacionan las tasas crítica y de acreción, podemos definir tres regímenes básicos de acreción. Si la tasa de acreción es muy baja ($\dot{M} \ll \dot{M}_{\text{crit}}$), el disco es geoméricamente grueso y se encuentra en un estado ópticamente delgado (Narayan & Yi, 1994). En el caso del régimen sub crítico o sub Eddington ($\dot{M} \lesssim \dot{M}_{\text{crit}}$), el disco es geoméricamente delgado y ópticamente grueso; este es el disco estándar descrito por Shakura & Sunyaev (1973). Para una tasa de acreción súper crítica o súper Eddington ($\dot{M} \gg \dot{M}_{\text{crit}}$), el disco se vuelve geométrica y ópticamente grueso (Abramowicz et al., 1980; Fukue, 2004). Estamos interesados en este último régimen, el cual describiremos en detalle a continuación.

3.2. Modelo de disco ADAF

Los discos ADAF son aquellos en los cuales el flujo de acreción está dominado por la advección (*advection-dominated accretion flow*). La advección es un mecanismo mediante el cual la materia es transportada hacia el agujero negro por el movimiento macroscópico del fluido.

Estos discos son geoméricamente gruesos: el semi espesor del disco a un cierto radio es comparable con este último, $H(r) \approx r$. Y en el caso de regímenes súper acretantes, los discos son ópticamente gruesos, es decir, opacos a su propia radiación. La transición del régimen sub Eddington al súper Eddington tiene lugar en un cierto *radio crítico*, el cual describimos en la sección 3.3.

Fukue (2004) realiza un modelo semi analítico para estos discos, con soluciones auto similares. Explicamos este modelo a continuación.

3. Discos de acreción súper crítica

3.2.1. Ecuaciones básicas

Consideremos un disco de acreción alrededor de un agujero negro de masa M . Las ecuaciones de continuidad de la masa y de movimiento en su forma genérica, estarán dadas por:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{v}) \equiv \frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \vec{v} = 0 \quad (3.3)$$

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right] = -\rho \nabla \Phi - \nabla p, \quad (3.4)$$

donde ρ es la densidad, \vec{v} la velocidad, Φ el potencial gravitatorio y p la presión. Si trabajamos con coordenadas cilíndricas (r, ϕ, z) , la ecuación de la continuidad toma la forma:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{r \partial r}(r \rho v_r) + \frac{\partial}{r \partial \phi}(\rho v_\phi) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z) = 0, \quad (3.5)$$

mientras que la componente radial de la ecuación de movimiento será:

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_\phi \frac{\partial v_r}{r \partial v_\phi} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{v_\phi^2}{r} = -\frac{\partial \Phi}{\partial r} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}. \quad (3.6)$$

Si ahora suponemos al disco estacionario y con simetría axial, donde las cantidades físicas dependen únicamente de r (por lo que las derivadas dejan de ser parciales), las ecuaciones anteriores se reducen a las siguientes:

$$\frac{d\rho}{dt} + \frac{d}{r dr}(r \rho v_r) = 0 \quad (3.7)$$

$$v_r \frac{dv_r}{dr} - \frac{v_\phi^2}{r} = -\frac{d\Phi}{dr} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr}. \quad (3.8)$$

Integramos verticalmente las ecuaciones utilizadas, ignoramos los efectos de la relatividad general y utilizamos la formulación Newtoniana de la gravedad. Bajo las anteriores consideraciones, podemos reescribir la Ec. 3.7 como:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr}(r \Sigma v_r) = 2\dot{\rho} H, \quad (3.9)$$

donde $\dot{\rho} \equiv -d\rho/dt$ es la tasa de pérdida de masa por unidad de volumen. Además reemplazamos en la Ec. 3.7 $\rho = \Sigma/2H$, con H el semiespesor del disco y Σ es la densidad superficial.

Por otra parte, la ecuación de conservación del momento dada por 3.8 tomará la forma:

$$v_r \frac{dv_r}{dr} = \frac{v_\phi^2}{r} - \frac{GM}{r^2} - \frac{1}{\Sigma} \frac{d}{dr} (\Sigma c_s^2), \quad (3.10)$$

donde v_ϕ es la velocidad de rotación del disco, y $c_s^2 \equiv p/\rho$ es la velocidad del sonido, siendo p la presión. Tuvimos en cuenta además para el segundo término del miembro derecho, el potencial $\Phi = GM/r$, y en el último término $\rho = \Sigma/2H$.

Procediendo de manera análoga a como lo hicimos para las Ecs. de continuidad de la masa y conservación del momento, podemos deducir las expresiones para las ecuaciones de conservación del momento angular y de la energía en el caso que estamos tratando.

La componente azimutal de la Ec. 3.4 en coordenadas cilíndricas es:

$$\frac{\partial v_\phi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\phi}{\partial r} + v_\phi \frac{\partial v_\phi}{r \partial \phi} + v_z \frac{\partial v_\phi}{\partial z} - \frac{v_r v_\phi}{r} = -\frac{\partial \Phi}{r \partial \phi} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \phi}. \quad (3.11)$$

Bajo consideraciones similares a las adoptadas para las ecuaciones previas, podemos expresar la ecuación de conservación del momento angular de la forma:

$$r \Sigma v_r \frac{d}{dr} (r v_\phi) = \frac{d}{dr} \left(\frac{\alpha \Sigma c_s^2 r^3}{\Omega_K} \frac{d\Omega}{dr} \right), \quad (3.12)$$

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

La ecuación de equilibrio hidrostático en la dirección vertical podemos hallarla comparando las componentes verticales de la fuerza de la radiación y la fuerza de gravedad:

3. Discos de acreción súper crítica

$$\frac{GM}{r^3}H^2 = \frac{\Pi}{\Sigma} = c_s^2, \quad (3.13)$$

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

La ecuación de conservación de la energía es:

$$\frac{\Sigma v_r}{\gamma - 1} \frac{dc_s^2}{dr} + 2Hc_s^2 \left(\dot{\rho} - v_r \frac{d\rho}{dr} \right) = f \frac{\alpha \Sigma c_s^2 r^2}{\Omega_K} \left(\frac{d\Omega}{dr} \right)^2, \quad (3.14)$$

donde f es el parámetro de advección, definido a partir de:

$$Q_{\text{adv}} = Q_{\text{vis}} - Q_{\text{rad}} = fQ_{\text{vis}}, \quad (3.15)$$

siendo Q_{adv} el flujo energético por advección, Q_{vis} el flujo de energía por viscosidad, y Q_{rad} el enfriamiento radiativo.

3.2.2. Soluciones auto-similares

La auto-similitud es la propiedad de un objeto en el que se asume que todo es aproximadamente similar a una parte de sí mismo.

En este modelo de disco, las velocidades son supuestas como:

$$v_r(r) = -c_1 \alpha v_K(r), \quad (3.16)$$

$$v_\phi(r) = c_2 \alpha v_K(r), \quad (3.17)$$

$$c_s^2(r) = c_3 v_K^2(r), \quad (3.18)$$

donde la velocidad kepleriana es $v_K = \sqrt{GM/r}$, y c_1 , c_2 y c_3 son constantes a determinar. De la ecuación de equilibrio hidrostático obtenemos la distribución de semi-espesor del disco:

$$\frac{H}{r} = \sqrt{c_3} = \tan \delta. \quad (3.19)$$

Se observa que un disco súper crítico con vientos tiene una superficie cónica, cuyo ángulo de semi apertura es δ (ver Fig. 3.3). Suponiendo que la densidad superficial es de la forma:

$$\Sigma(r) = \Sigma_0 r^s, \quad (3.20)$$

obtenemos:

$$\Pi = \Sigma c_s^2 = \Sigma_0 c_3 r^s \frac{GM}{r}, \quad (3.21)$$

$$\rho = \frac{\Sigma}{2H} = \frac{\Sigma_0}{2\sqrt{c_3}} r^{s-1}, \quad (3.22)$$

$$\dot{\rho} = - \left(s + \frac{1}{2} \right) \frac{\Sigma_0 c_1 \alpha \sqrt{GM}}{2\sqrt{c_3}} r^{s-5/2}. \quad (3.23)$$

Podemos determinar las constantes c_1 , c_2 y c_3 , mediante:

$$c_1 = \frac{1}{3\alpha^2} h(\alpha, \epsilon'), \quad (3.24)$$

$$c_2^2 = \frac{2\epsilon'}{9\alpha^2} h(\alpha, \epsilon'), \quad (3.25)$$

$$c_3 = \frac{2}{9\alpha^2} h(\alpha, \epsilon'), \quad (3.26)$$

donde:

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

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

Los parámetros del modelo son el índice adiabático γ , la viscosidad α y la fracción de energía advectada f . Si hay expulsión de masa por vientos, según la Ec. 3.23, $s = 1/2$; en caso contrario, $s = -1/2$. En la Fig. 3.2 se muestran los valores que toman los coeficientes del modelo auto-similar para distintos parámetros de viscosidad y advección, con $\gamma \approx 4/3$.

3.2.2.1. Nuestra parametrización

Analizamos en forma preliminar 15 tipos de discos distintos en base a las combinaciones de diferentes valores para f y α con el objeto de cubrir razonablemente el espacio de parámetros. En nuestro modelo de disco (tanto para el MQ de Pop I como el de Pop III), adoptaremos uno de los 15 modelos estudiados, bajo los siguientes parámetros, que son los que mejor se ajustan a lo observado:

- Parámetro de advección (f)

3. Discos de acreción súper crítica

Adoptamos $f = 0.5$, es decir, un valor intermedio para la influencia de la advección en el proceso de acreción. De la Ec. 3.15 tenemos que el calentamiento por advección corresponderá a la mitad del calentamiento por viscosidad.

- Parámetro de viscosidad (α)

Consideramos una viscosidad relativamente baja en el disco, con un parámetro $\alpha = 0.01$.

- Coeficiente adiabático (γ)

Modelamos el fluido del disco como un gas ideal mono-atómico relativista. El coeficiente adiabático en esta situación es $\gamma \approx 4/3$.

- Presencia de vientos (s)

El valor del parámetro s en las ecuaciones del modelo auto-similar determinará la presencia o ausencia de vientos en el disco. Adoptamos $s = 1/2$, que corresponde a un disco con pérdida de masa por vientos.

3.2.3. Tasa de acreción

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

$$\dot{M}(r) = -2\pi r \Sigma v_r. \quad (3.27)$$

Reemplazando la expresión para v_r de la Ec. 3.16, tenemos:

$$\dot{M}(r) = 2\pi \Sigma_0 c_1 \alpha \sqrt{GM} r^{s+1/2}, \quad (3.28)$$

con lo cual:

$$\dot{M}(r) = \dot{M}_{\text{out}} \left(\frac{r}{r_{\text{out}}} \right)^{s+1/2}. \quad (3.29)$$

Aquí r_{out} es el borde externo del disco y \dot{M}_{out} es la tasa de acreción en ese radio. Se observa además que la tasa de acreción decrece si r decrece, por acción de la pérdida de masa en vientos.

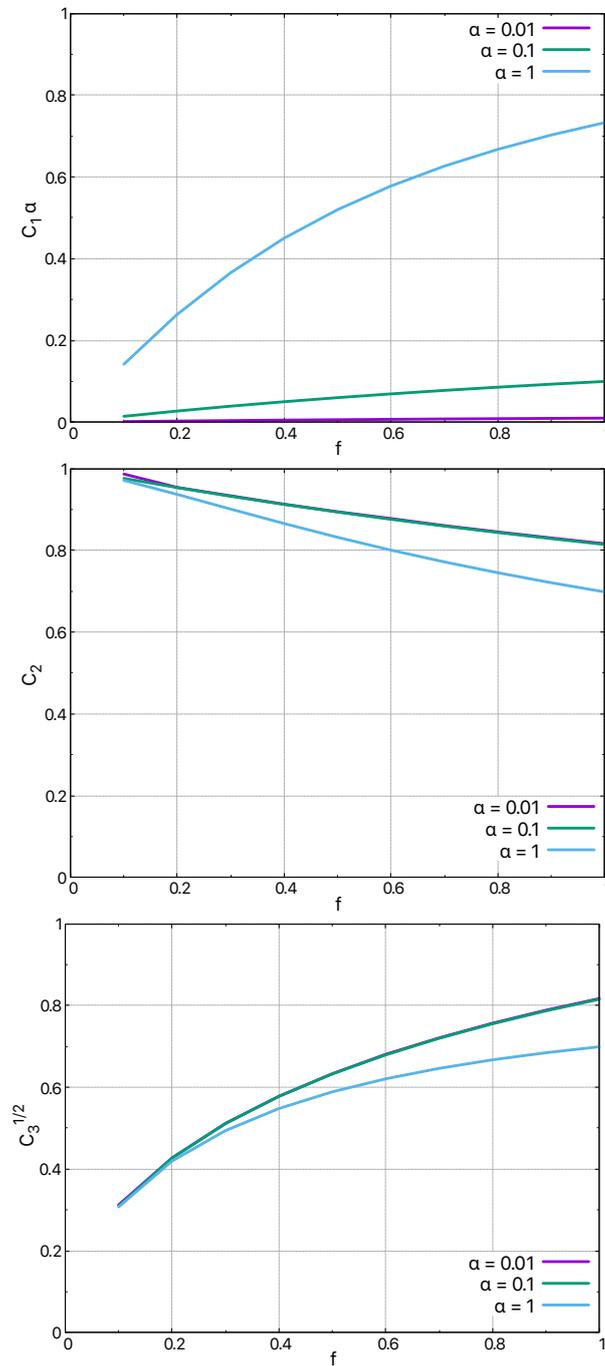


Figura 3.2. Curvas de los coeficientes c_1 , c_2 y c_3 , en función del parámetro de advección f , para un coeficiente adiabático fijo $\gamma \approx 4/3$. Se grafican curvas para tres valores distintos de viscosidad.

3. Discos de acreción súper crítica

3.2.4. Radiación

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

$$\Pi = \Pi_{\text{rad}} = \frac{1}{3}aT_c^4 2H = \frac{8H}{3c} \sigma T_c^4, \quad (3.30)$$

y el flujo promediado es:

$$F = \sigma T_c^4 = \frac{3c}{8H} \Pi = \frac{3}{8} c \Sigma_0 \sqrt{c_3} GM r^{s-2}, \quad (3.31)$$

donde σ es la constante de Stefan-Boltzmann y T_c la temperatura característica del disco. La profundidad óptica del disco en la dirección vertical es:

$$\tau = \frac{1}{2} \kappa \Sigma = \frac{1}{2} \kappa \Sigma_0 r^s, \quad (3.32)$$

donde κ es la opacidad por dispersión electrónica⁽ⁱ⁾. Luego, el flujo efectivo de la superficie del disco es:

$$F_{\text{eff}} = \sigma T_{\text{eff}}^4 = \frac{\sigma T_c^4}{\tau} = \frac{3c}{4\kappa} \sqrt{c_3} \frac{GM}{r^2} = \frac{3}{4} \sqrt{c_3} \frac{L_{\text{Edd}}}{4\pi r^2}, \quad (3.33)$$

mientras que la temperatura efectiva del disco es:

$$T_{\text{eff}} = \left(\frac{3\sqrt{c_3} L_{\text{Edd}}}{16\pi\sigma} \right)^{1/4} r^{-1/2}. \quad (3.34)$$

Utilizando la distribución radial de temperatura superficial, 3.34, podemos calcular la luminosidad bolométrica emitida por las dos caras del disco:

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

$$\implies L_{\text{disk}} = \frac{3}{4} \sqrt{c_3} L_{\text{Edd}} \ln \frac{r_{\text{out}}}{r_{\text{in}}}.$$

Para construir la distribución espectral de energía (SED) de la radiación producida por el disco de acreción suponemos que la superficie del disco puede considerarse

⁽ⁱ⁾Notar que κ tiene unidades de $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$ y Σ tiene unidades de g cm^{-2} , con lo cual τ es adimensional.

como una concatenación de anillos que radían como cuerpo negro a una temperatura $T_{\text{eff}}(r)$. Luego, el espectro del disco puede ser calculado con:

$$L_{\text{disk}} = 2 \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{out}}} \pi B_{\nu}(r) 2\pi r dr, \quad (3.35)$$

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

$$B_{\nu}(r) = \frac{2h}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/k_{\text{B}}T_{\text{eff}}(r)} - 1}. \quad (3.36)$$

Como resultado obtendremos una distribución espectral de energía de cuerpo *multicolor*, consecuencia de la superposición de curvas de cuerpos negros para cada uno de los anillos del disco.

Habiendo presentado el modelo a utilizar, describimos a continuación el régimen súper crítico.

3.3. Acreción súper crítica

3.3.1. Radio crítico

Tomaremos como hipótesis principal que la tasa de acreción de masa es regulada a la tasa de Eddington mediante la expulsión de masa por vientos.

Esta hipótesis determinará un radio crítico de acreción, el cual delimita dos regiones en el disco:

- $r > r_{\text{crit}}$, donde el modelo de disco delgado estándar es válido.
- $r < r_{\text{crit}}$, donde la fuerza radiativa resulta más intensa que la fuerza de gravedad.

La fuerza vertical ejercida sobre un elemento de masa que se encuentra sobre la superficie del disco, está dada por:

$$F_V = -\frac{GMz}{R^3} + \frac{\sigma_T}{m_p c} F_z^{\text{rad}}, \quad (3.37)$$

donde $R = \sqrt{r^2 + z^2}$, y $F_z^{\text{rad}} = \sigma T^4 = 3GM\dot{M}/8\pi r^3$. El primer término de la ecuación 3.37 corresponde a la fuerza de gravedad y el segundo a la radiativa. Despejando el radio para el cual esta ecuación se anula, obtenemos el radio crítico:

$$r_{\text{crit}} = \frac{9\sqrt{3}\sigma_T}{16\pi m_p c} \dot{M}_{\text{out}}. \quad (3.38)$$

3. Discos de acreción súper crítica

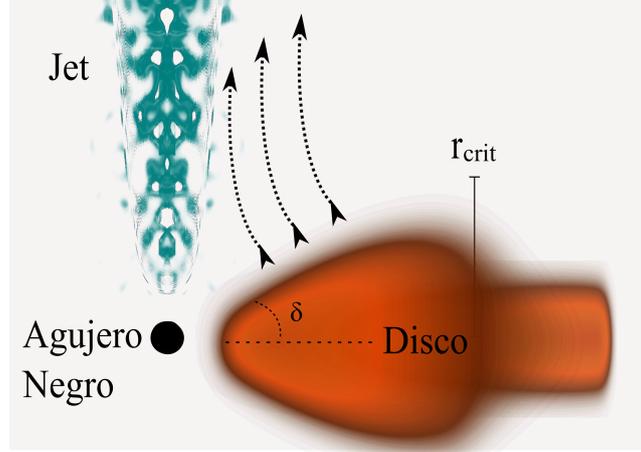


Figura 3.3. Corte plano vertical del disco de acreción súper crítica. En el radio crítico el disco se infla y adopta una geometría cónica con ángulo de semiapertura δ . En la región interna se expulsan vientos debido a que la presión de radiación sobrepasa a la gravedad. Adaptado de Fukue (2004).

Aquí la tasa de acreción \dot{M} es reemplazada por la tasa de acreción \dot{M}_{out} en el borde externo del disco. Podemos expresar también el radio crítico de la forma:

$$r_{\text{crit}} \approx 4\dot{m}r_g, \quad (3.39)$$

donde $\dot{m} = \dot{M}_{\text{out}}/\dot{M}_{\text{crit}}$ y $r_g = GM/c^2$ es el radio gravitacional⁽ⁱ⁾.

De la Ec. 3.38 podemos hallar la dependencia de la tasa de acreción de masa con el radio para $r < r_{\text{crit}}$:

$$\dot{M}(r) = \begin{cases} \dot{M}_{\text{out}} & (r \geq r_{\text{crit}}) \\ \frac{16\pi m_p c}{9\sqrt{3}\sigma_T} r & (r \leq r_{\text{crit}}) \end{cases} \quad (3.40)$$

La tasa de pérdida de masa en forma de vientos viene dada por:

$$\dot{M}_{\text{wind}} = \dot{M}_{\text{out}} - \dot{M}(r). \quad (3.41)$$

3.3.2. Radio de captura

La captura de fotones (*photon-trapping*) es un fenómeno distintivo en los discos súper críticos (Ohsuga et al., 2003).

⁽ⁱ⁾El radio gravitacional es igual a la mitad del radio de Schwarzschild, $r_s = 2r_g$.

Se define el tiempo de difusión como el tiempo que le toma a un fotón escapar hacia la superficie del disco:

$$t_{\text{diff}} = \frac{H}{c/3\tau}. \quad (3.42)$$

Por otro lado, el tiempo que le toma al fotón ser acretado hacia el agujero negro es:

$$t_{\text{acr}} = \frac{-r}{v_r}. \quad (3.43)$$

Si $t_{\text{diff}} \geq t_{\text{acr}}$, el fotón será acretado antes de escapar. El radio para el cual se da esta condición se denomina *radio de captura*:

$$r_{\text{trapp}} = 3\dot{m} \frac{H}{R} r_g. \quad (3.44)$$

Si comparamos 3.39 y 3.44, vemos que los radios crítico y de captura son del mismo orden.

3.3.3. Distribuciones radiales

El proceso de advección, descrito al inicio de la sección 3.2, ocasiona que la energía generada mediante la disipación viscosa sea almacenada como entropía del gas acretante en vez de ser radiada (Wang & Zhou, 1999). Esto conlleva al salto en algunas magnitudes físicas en el radio crítico, dependiendo de los valores adoptados para los parámetros de advección f , y viscosidad α .

A continuación describimos las ecuaciones involucradas en la geometría y las distribuciones radiales de algunas cantidades físicas en los discos súper críticos, según el modelo de Fukue (2004).

Semi-espesor

$$H = \begin{cases} \frac{3k f_{\text{in}}}{32\pi c} \dot{M}_{\text{input}} & (r \geq r_{\text{crit}}) \\ \sqrt{c_3} r & (r \leq r_{\text{crit}}) \end{cases} \quad (3.45)$$

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

Temperatura efectiva

$$\sigma T_{\text{eff}}^4 = \begin{cases} \frac{3GM\dot{M}_{\text{input}}}{8\pi r^3} f_{\text{in}} & (r \geq r_{\text{crit}}) \\ \frac{3}{4} \sqrt{c_3} \frac{L_{\text{Edd}}}{4\pi r^2} & (r \leq r_{\text{crit}}) \end{cases} \quad (3.46)$$

En la región interna del disco, la temperatura varía con $T_{\text{eff}} \propto r^{-1/2}$. Para $c_3 \approx 0.5$ la temperatura efectiva no presenta saltos en el radio crítico, aunque pueda cambiar su pendiente.

Velocidad radial

$$-v_r = \begin{cases} \frac{9\alpha k^2 \dot{M}_{\text{input}}^2 f_{\text{in}}}{1024\pi^2 c^2} \sqrt{\frac{GM}{r^5}} & (r \geq r_{\text{crit}}) \\ c_1 \alpha \sqrt{\frac{GM}{r}} & (r \leq r_{\text{crit}}) \end{cases} \quad (3.47)$$

Vemos que la velocidad radial en la parte interna del disco es proporcional a la velocidad kepleriana.

Velocidad azimutal

$$-v_\phi = \begin{cases} \sqrt{\frac{GM}{r}} & (r \geq r_{\text{crit}}) \\ c_2 \sqrt{\frac{GM}{r}} & (r \leq r_{\text{crit}}) \end{cases} \quad (3.48)$$

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

Tasa de pérdida de masa por vientos

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

$$2\dot{\rho}H = -\frac{1}{2\pi r} \frac{d\dot{M}}{dr} \begin{cases} 0 & (r \geq r_{\text{crit}}) \\ -\frac{\dot{M}_{\text{input}}}{2\pi r_{\text{crit}}} \frac{1}{r} & (r \leq r_{\text{crit}}) \end{cases} \quad (3.49)$$

Luminosidad

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

$$L_{\text{disk}} = \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{crit}}} 2\sigma T_{\text{eff}}^4 2\pi r dr + \int_{r_{\text{crit}}}^{\infty} 2\sigma T_{\text{eff}}^4 2\pi r dr, \quad (3.50)$$

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

$$L_{\text{disk}} = \frac{3}{4}\sqrt{c_3}L_{\text{Edd}} \ln\left(\frac{r_{\text{crit}}}{r_{\text{in}}}\right) + \frac{2}{3\sqrt{3}}L_{\text{Edd}}. \quad (3.51)$$

3.4. Jets

Los jets son chorros altamente colimados de partículas y campos electromagnéticos (Romero & Vila, 2014).

En los distintos modelos de MQs, una fracción del material acretado es eyectado del sistema en dos jets con sentidos opuestos. El agujero negro dispone de energía potencial gravitacional que utiliza para convertir parte de la energía asociada con la materia acretada en energía cinética y magnética del fluido, nutriendo así el medio interestelar.

Describimos a continuación el aspecto principal que nos interesa conocer en este trabajo acerca de los jets: su potencia cinética.

3.4.1. Luminosidad cinética

La velocidad del jet se estima teniendo en cuenta la cantidad disponible de potencia o luminosidad cinética que puede ser extraída del disco de acreción en el radio de lanzamiento, r_0 (ver Fig. 3.5). Éste último se mide desde el objeto compacto sobre el disco de acreción.

La potencia cinética de los jets puede ser estimada como (Bosch-Ramon et al., 2008):

$$L_{\text{jet}}(r_0) = L_{\text{acr}} - L_{\text{disk}} - L_{\text{in}} - L_{\text{wind}}, \quad (3.52)$$

3. Discos de acreción súper crítica

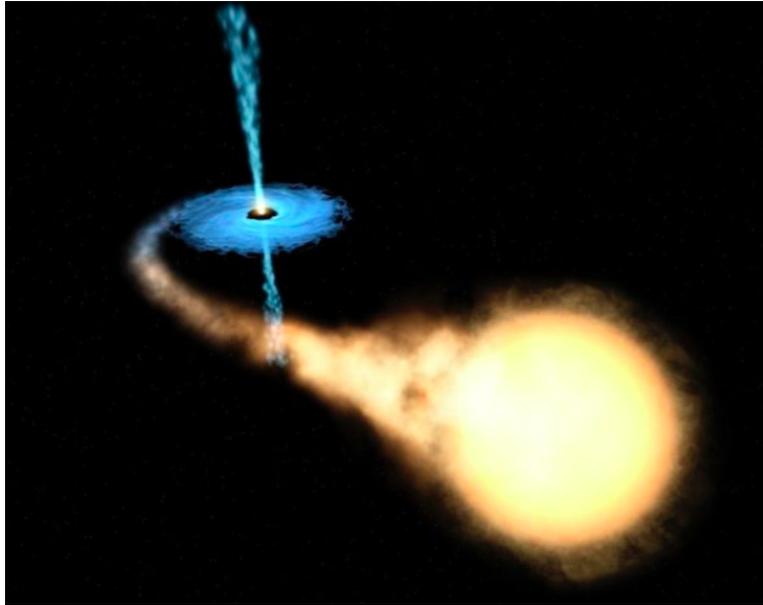


Figura 3.4. Representación artística de MQ con jets que emergen del sistema de forma casi perpendicular al plano orbital. Créditos: NASA, ESA, Félix Mirabel.

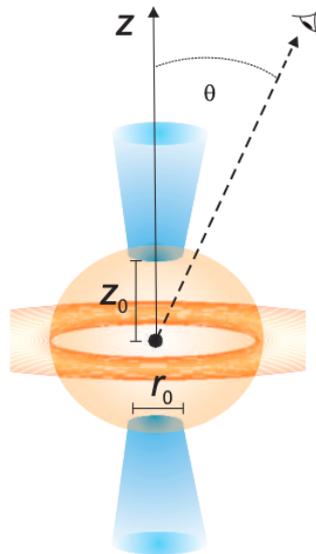


Figura 3.5. Detalle de la región de lanzamiento del jet. Reproducido de [Romero & Vila \(2008\)](#).

siendo L_{acr} la luminosidad acreta en el borde externo del disco de acreción, L_{disk} la luminosidad del disco, L_{in} la luminosidad acreta por el agujero negro y L_{wind} la luminosidad eyectada del sistema en forma de vientos. La potencia cinética del jet puede expresarse como la suma entre la potencia necesaria para que la materia escape de la atracción gravitacional del agujero negro, y la luminosidad cinética después de la eyección:

$$L_{\text{jet}} = \frac{GM_{\text{BH}}2\dot{M}_{\text{jet}}}{r_0} + (\Gamma_{\text{jet}} - 1)2\dot{M}_{\text{jet}}c^2, \quad (3.53)$$

donde M_{BH} es la masa del agujero negro, Γ_{jet} el factor de Lorentz del jet, y \dot{M}_{jet} su tasa de pérdida de masa.

Como veremos más adelante, el valor de la luminosidad cinética determinará la *impermeabilidad* elástica del jet cuando la materia proveniente del disco de acreción colisione contra éste, posibilitando la generación de vientos ecuatoriales a partir de la transferencia lateral de momento.

Capítulo 4

Microcuásares de Población III

En la primera sección de este capítulo describimos conceptualmente las estrellas de Pop III. Luego aplicamos el modelo de disco descrito en la Sec. 3.3 y mostramos los resultados, además de explicar la interacción jet-viento. Seguido a esto, detallamos la interacción del viento ecuatorial con la estrella en la región de aceleración. Presentamos los resultados obtenidos para la aceleración de partículas, su distribución, la SED asociada y la absorción.

4.1. Estrellas de Población III

Las estrellas de Pop III pertenecen a la primera generación de estrellas formadas a partir del medio primordial. La implosión que sufrieron en el final de sus vidas dio lugar a los primeros agujeros negros de origen estelar en el Universo.

Estas estrellas fueron las fuentes de los primeros fotones ionizantes de hidrógeno, iniciando así el período de *reionización*, en el que produjeron los primeros elementos más pesados que el hidrógeno, el helio y el litio –creados en la nucleosíntesis primordial (Karlsson et al., 2013). Es por ello que su emergencia marca el fin de la época oscura (*dark ages*) en el Universo temprano (Ellis et al., 2012), en la cual había sólo dos fuentes de luz: el fondo cósmico de microondas y las transiciones hiperfinas del hidrógeno neutro (Loeb, 2010).

Se piensa también que fue en estos objetos donde, por primera vez, los campos magnéticos alcanzaron niveles dinámicamente significativos en la historia del Universo, en un proceso conocido como *magneto-génesis* (Bromm, 2013).

4. Microcuásares de Población III

Distintos autores estudiaron el impacto de la actividad de los MQs de Pop III en el medio –ver por ejemplo [Mirabel et al. \(2011\)](#), [Tueros et al. \(2014\)](#), [Romero & Sotomayor Checa \(2018\)](#). En estos trabajos se analizan principalmente las contribuciones radiativas de la estrella y el jet.

Aquí nos proponemos estudiar la contribución al medio que pudo realizar la formación de choques relativistas en el sistema debido a la interacción entre el viento emanado del disco de acreción y la radiación de la estrella.

Los parámetros del sistema utilizados en este capítulo se encuentran en la [Tabla 4.1](#). En las dos sub secciones siguientes se justifican los valores de masa adoptados y los relacionados con el proceso radiativo. Los valores adoptados para el jet surgen de simulaciones hidrodinámicas relativistas realizadas por [Sotomayor Checa et al. \(2021\)](#).

4.1.1. Masas típicas

Las tasas de acreción proto-estelares en el Universo temprano tuvieron valores mayores respecto a las del Universo local. Esto se debe a las altas temperaturas de las nubes en las cuales se formaron las primeras estrellas, lo cual es consecuencia de que el gas primordial no se puede enfriar por debajo de los ~ 200 K.

Estas estrellas se formaron a partir de *cores* hidrostáticos en el centro de minihalos de materia oscura⁽ⁱ⁾, en un régimen de acreción inicialmente esférico ([Bromm, 2013](#)). El material que es acretao posee un momento angular no nulo y se forma un disco de acreción soportado rotacionalmente. Debido a la alta tasa de acreción dentro de un *core* pre-estelar primordial, el disco experimenta un rápido crecimiento en masa en todos los radios. Se generan torques gravitacionales intensos que conducen la masa hacia el centro del disco. Éste no puede procesar toda esa masa entrante lo suficientemente rápido y atraviesa fragmentaciones, dando lugar a que la formación estelar sea múltiple, predominando los sistemas binarios ([Bromm, 2013](#)).

⁽ⁱ⁾Los minihalos de materia oscura se forman en regiones donde tiene lugar una sobre-densidad con respecto a la materia circundante, y donde la gravedad eventualmente amplifica esta perturbación al punto de desacoplar la región del Universo en expansión. Este desacople revierte la expansión local y permite el posterior colapso. Para una descripción detallada de este proceso ver por ejemplo [Bromm \(2013\)](#) y [Tegmark et al. \(1997\)](#).

Parámetro [unidad]	Valor
M_* : Masa de la estrella [M_\odot]	41
M_{BH} : Masa del agujero negro [M_\odot]	34
a : semi-eje orbital [R_\odot]	36
\dot{M}_* : Tasa de pérdida de masa [$M_\odot \text{ yr}^{-1}$]	7.5×10^{-5}
R_* : Radio estelar [R_\odot]	14.2
r_g : Radio gravitacional [km]	50
α : Parámetro de viscosidad del disco	0.01
f : Parámetro de advección	0.5
r_{crit} : Radio crítico [r_g]	4×10^4
L_{disk} : Luminosidad del disco [erg s^{-1}]	3×10^{39}
χ : Tangente del ángulo de semi-apertura del jet	0.1
r_0 : Radio inicial del jet [r_g]	500
\dot{M}_{wind} : Tasa de pérdida de masa del disco [$M_\odot \text{ yr}^{-1}$]	7.3×10^{-5}
\dot{M}_{jet} : Tasa de pérdida de masa del jet [M_\odot]	3.5×10^{-7}
v_{wind} : velocidad del viento	$\sqrt{2GM/r}$
L_{wind} : Potencia cinética del viento [erg s^{-1}]	10^{39}
Γ_{jet} : Factor de Lorentz del jet	9
L_{jet} : Potencia cinética del jet [erg s^{-1}]	10^{41}

Tabla 4.1. Parámetros del MQ de Pop III, adaptados de [Sotomayor Checa et al. \(2021\)](#).

4. Microcuásares de Población III

El mecanismo de formación estelar primordial permite suponer que podrían existir estrellas de Pop III con masas muy grandes (inclusive con $M_* \geq 100 M_\odot$). En estos sistemas binarios una de las componentes puede evolucionar más rápidamente que la otra dando lugar al nacimiento de un agujero negro de masa intermedia, formando así un MQ de gran masa o HMMQ (*high-mass microquasar*).

Estas consideraciones nos permiten escoger en nuestro trabajo valores razonables para las masas del sistema: una estrella de masa $M_* = 41 M_\odot$ y un agujero negro de masa $M_{\text{BH}} = 34 M_\odot$ (con un radio gravitacional de ~ 50 km). Estos valores están de acuerdo con modelos evolutivos recientes –ver [Sotomayor Checa & Romero \(2019\)](#).

4.1.2. Aspectos radiativos

Las estrellas de Pop III son muy estables, por lo que no pierden una cantidad significativa de masa a lo largo de su evolución ([Baraffe et al., 2001](#)). Además, las líneas de hidrógeno y helio, elementos de los que se componen estas estrellas, son demasiado débiles para impulsar vientos por radiación ([Krtićka & Kubát, 2006](#)). Esto nos permite trabajar bajo la hipótesis de que la pérdida de masa por vientos en estrellas de Pop III es despreciable.

Debido a la alta temperatura efectiva, $T_{\text{eff}} = 5 \times 10^4$ K, la estrella ejercerá una fuerte presión de radiación en el ambiente. A una distancia r :

$$P_{\text{rad}} = \frac{L_*}{3\pi cr^2}, \quad (4.1)$$

donde $L_* = 4\pi R_*^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$ es la luminosidad.

El valor de esta presión será determinante a la hora de analizar la interacción estrella-viento ecuatorial.

4.2. Disco de acreción

Adoptamos los parámetros $f = 0.5$, $\alpha = 0.01$, $s = 1/2$, $\gamma = 4/3$ (ver [3.2.2.1](#)) y obtenemos los siguientes resultados para el disco.

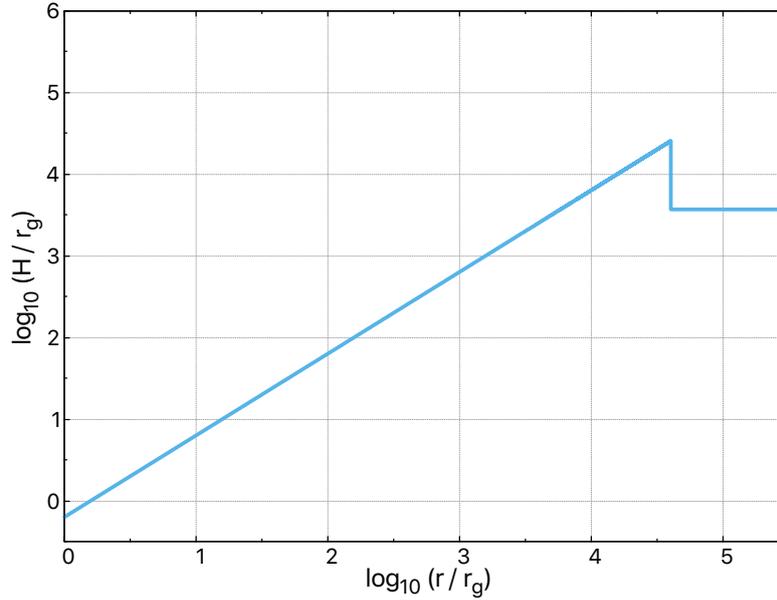


Figura 4.1. Distribución radial del semi-espesor del disco. En $r = r_{\text{crit}}$ hay un salto en altura y un cambio en la distribución. El disco adopta una geometría cónica para $r < r_{\text{crit}}$. La escala es logarítmica y la unidad r_g para ambos ejes.

4.2.1. Resultados

La masa del agujero negro determina la tasa acreción crítica, $\dot{M}_{\text{crit}} = 4.76 \times 10^{18} \text{ g s}^{-1}$ (Ec. 3.2). Por otro lado, adoptamos una tasa de acreción de masa $\dot{M}_{\text{input}} = \dot{M}_{\text{out}} = 10^4 \dot{M}_{\text{crit}}$ en el borde exterior del disco. El radio crítico es $r_{\text{crit}} = 4 \times 10^4 r_g$ (Ec. 3.39). Resolvemos las ecuaciones del Cap. 3, obteniendo los siguientes resultados.

4.2.1.1. Semi-espesor

Calculamos la altura del disco para todo r siguiendo la Ec. 3.45. Se puede observar en la Fig. 4.1 que hay un salto de ~ 2 órdenes de magnitud en el radio crítico para el semi-espesor. La geometría del disco, constante para $r > r_{\text{crit}}$, adopta una dependencia radial para $r < r_{\text{crit}}$, reduciendo notablemente su espesor cerca del horizonte de eventos del agujero negro.

4. Microcuásares de Población III

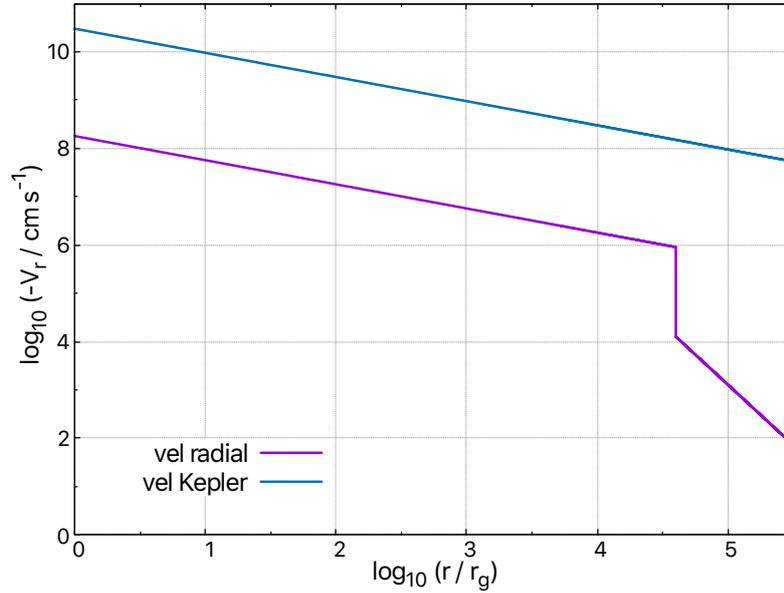


Figura 4.2. Velocidad kepleriana (arriba) y velocidad radial (abajo) en función del radio. La velocidad radial del fluido aumenta en dos órdenes de magnitud en el radio crítico. Su distribución radial tiene distinta pendiente en las dos regiones del disco. La escala es logarítmica en ambos ejes. Las unidades r_g para el eje x y cm s^{-1} para el eje y .

4.2.1.2. Velocidad radial

La velocidad radial de deriva, v_r (ver Ec. 3.47), sufre un salto de dos órdenes de magnitud en el radio crítico, y cambia la pendiente de su descripción radial entre las dos partes del disco.

En el borde interno del disco el flujo alcanza una velocidad radial de $\sim 10^8 \text{ cm s}^{-1}$, tal como se ve en la Fig. 4.2.

4.2.1.3. Temperatura efectiva

Calculamos la temperatura efectiva del disco para todo r (ver Ec. 3.46). Hay un pequeño cambio en la pendiente de la distribución de temperatura superficial del disco en el radio crítico, alcanzando un valor de $\sim 10^7 \text{ K}$ en su borde interno (ver Fig. 4.3).

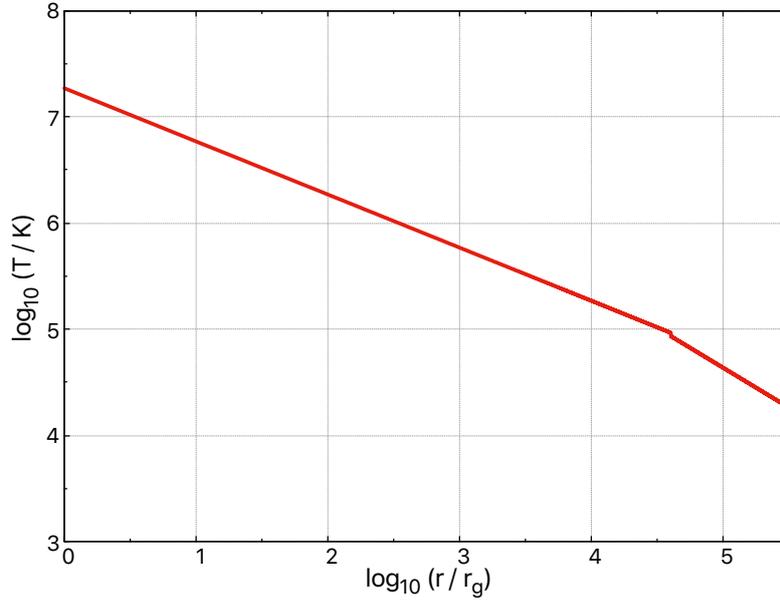


Figura 4.3. Distribución radial de temperatura efectiva del disco. Se produce un salto apenas perceptible y un cambio muy pequeño en la pendiente en r_{crit} . La escala del gráfico es logarítmica; las unidades r_g para el eje x y grados Kelvin para el eje y .

4.2.1.4. Distribución espectral de energía

El disco es ópticamente grueso, por lo que asumimos que radía como cuerpo negro (ver Ec. 3.50). La luminosidad máxima alcanzada está en el orden de la luminosidad de Eddington $\sim 5 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$. La distribución espectral térmica se muestra en la Fig. 4.4. El máximo se alcanza a energías del orden de $\sim 1 \text{ keV}$, que corresponde a rayos X.

4.2.2. Interacción jet-viento

En este apartado describimos los resultados obtenidos por [Sotomayor Checa et al. \(2021\)](#) para la interacción jet-viento, los cuales utilizamos como punto de partida para estudiar lo que sucede luego de esa interacción.

En el trabajo citado los autores realizan simulaciones bidimensionales, numéricas y axisimétricas, hidrodinámicas relativistas (RHD), en las que se contemplan

4. Microcuásares de Población III

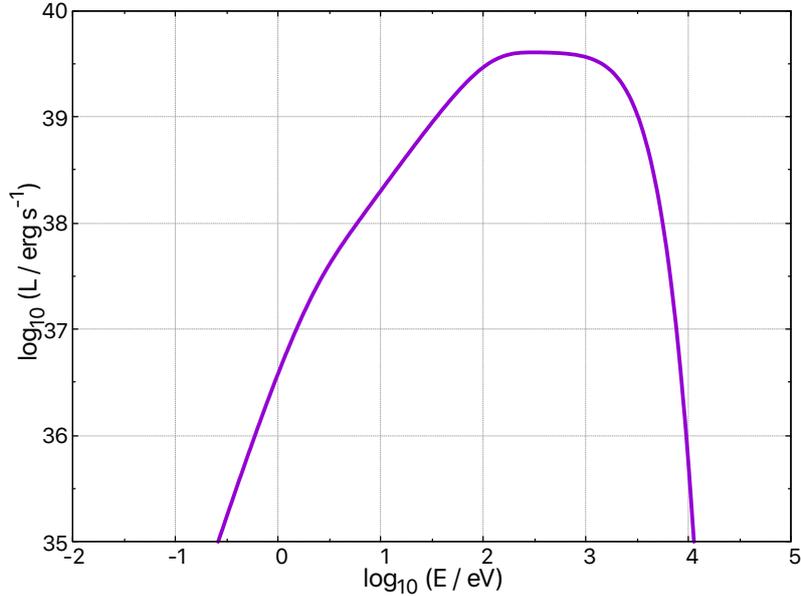


Figura 4.4. SED térmica del disco. El máximo de la distribución se encuentra en ~ 1 keV, que corresponde a rayos X.

distintas relaciones entre las luminosidades cinéticas del jet y del viento del disco⁽ⁱ⁾. Los parámetros del sistema se detallan en la Tabla 4.2.

Para una relación de $L_{\text{jet}} = 100 \times L_{\text{wind}}$, con $L_{\text{jet}} = 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ obtuvieron lo que se muestra en la Fig. 4.5.

A primera aproximación se asume que el viento es expulsado en dirección vertical, aunque debemos destacar que en un escenario más realista deberían considerarse tanto el momento angular del viento, como la perpendicularidad de lanzamiento respecto de la superficie cónica del disco interno.

De estas simulaciones se desprende que, bajo ciertas condiciones, el jet podría deflectar el viento emanado del disco produciendo un flujo ecuatorial. El enorme momento lateral transferido del jet al viento haría que este alcance velocidades supersónicas, alejándose del jet en dirección hacia la estrella. De las simulaciones se obtiene una velocidad terminal para el viento de $v_{\text{eq}} \approx 3.7 \times 10^8 \text{ cm s}^{-1}$.

⁽ⁱ⁾Estos resultados han sido confirmados por simulaciones 3D con más resolución por F. de Colle et al. (en progreso).

Parámetro [unidad]	Valor
(\dagger) L_{eq} : Potencia cinética del viento ecuatorial [erg s $^{-1}$]	1.7×10^{37}
(\dagger) v_{eq} : Velocidad del viento ecuatorial [cm s $^{-1}$]	3.7×10^8
(\dagger) θ : Ángulo de semi-apertura del viento [°]	27
(*) q_{rel} : Contenido de partículas relativistas	0.1
(*) ζ : Razón de energía entre protones y electrones	1
(\ddagger) r_{S} : Punto de estancamiento desde el centro de la estrella [cm]	1.2×10^{12}
(\ddagger) r_{BH} : Punto de estancamiento desde el agujero negro [cm]	4.3×10^{12}
(\ddagger) B_{SP} : Campo magnético en punto de estancamiento [G]	60
(\ddagger) n_{p} : Densidad de materia fría en punto de estancamiento [cm $^{-3}$]	6.7×10^{10}
(\ddagger) Δx_{acc} : Tamaño de la región de aceleración [cm]	1.2×10^8
(*) p : índice espectral de inyección	2.2
(\ddagger) η_{acc} : Eficiencia de aceleración	10^{-4}
(*) $E_{\text{e}}^{\text{min}}$: Energía mínima del electrón [MeV]	1

Tabla 4.2. Parámetros de la región de aceleración del MQ de Pop III, adaptados de [Sotomayor Checa et al. \(2021\)](#). Las cantidades con (\dagger) corresponden a los valores obtenidos de las simulaciones. Las cantidades con (\ddagger) fueron calculadas, mientras que aquellas con (*) fueron prefijadas de acuerdo a valores típicos involucrados en este tipo de procesos.

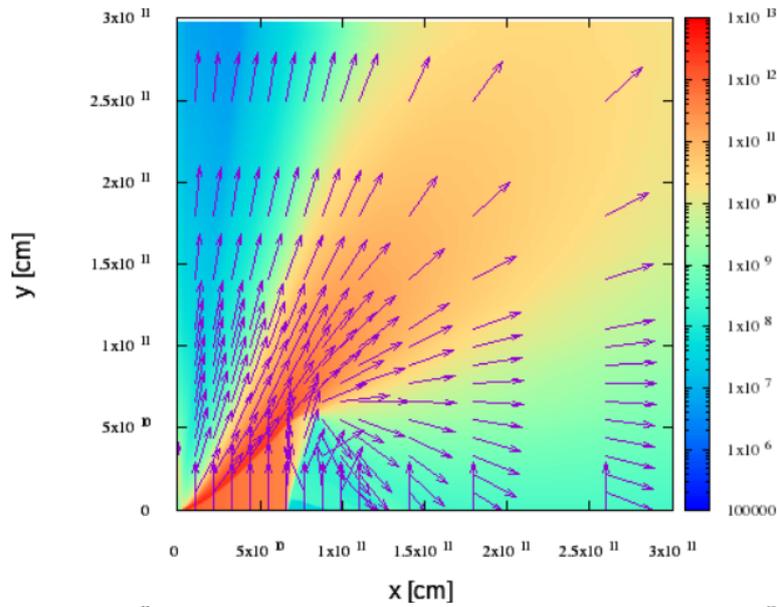


Figura 4.5. Mapa de densidad coloreada. La unidad de la escala de color es erg cm^{-3} , correspondiente a ρc^2 . La superficie del disco se ubica sobre el eje x y el agujero negro en el origen $(x, y) = (0, 0)$. Las flechas indican la dirección y sentido de las partículas del viento. Este es expulsado verticalmente del disco y colisiona con el jet en la zona del gráfico de mayor densidad de energía. Una fracción importante de partículas es deflectada ecuatorialmente producto de esta colisión. Las relación de luminosidades en esta simulación es de $L_{\text{jet}} = 100 \times L_{\text{wind}}$. Reproducido de Sotomayor Checa et al. (2021).

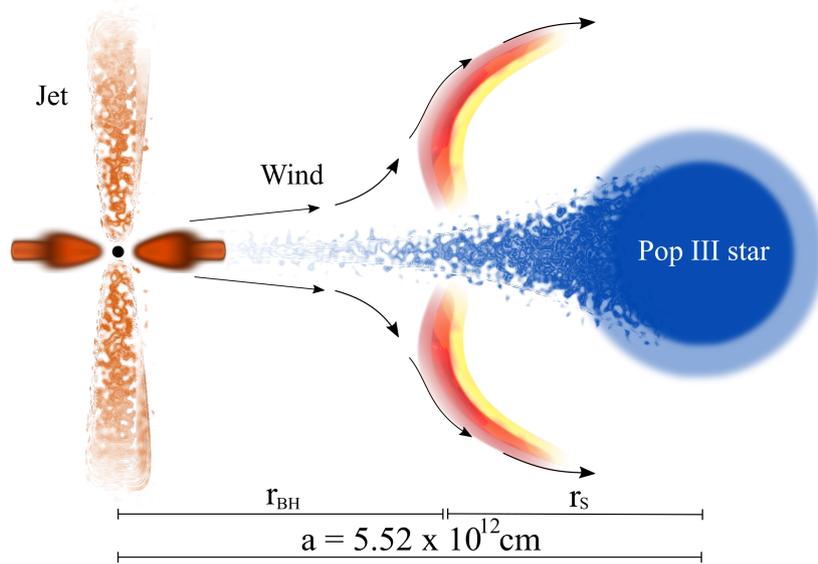


Figura 4.6. Esquema de la interacción viento-radiación en un MQ de Pop III. La separación orbital es $a = 5.52 \times 10^{12}$ cm. El viento emanado del disco y deflelado por el jet es detenido por la presión de la radiación estelar en el *stagnation point* a una distancia r_{BH} del agujero negro. Un RS doble se forma por encima y por debajo del plano orbital, donde se aceleran partículas y se produce la radiación no-térmica.

4.3. Colisión viento-radiación

Como mencionamos anteriormente, despreciamos los vientos que pueda tener la estrella. El flujo ecuatorial inducido por el jet entonces sólo puede ser detenido por la radiación de la estrella en un punto de estancamiento –o *stagnation point* (SP) muy cercano a la superficie de la misma.

Para localizar este punto del espacio entre el agujero negro y la estrella, deben igualarse la presión de *ram* del viento ecuatorial con la presión de radiación de la estrella:

$$P_{\text{ram}}(r_{\text{BH}}) = \rho_{\text{eq}} v_{\text{eq}}^2 = \frac{L_{\star}}{12\pi c r_{\text{S}}^2} = P_{\text{rad}}(r_{\text{S}}). \quad (4.2)$$

Aquí, r_{BH} y r_{S} corresponden a las distancias al SP medidas desde el agujero negro y desde el centro de la estrella, respectivamente (ver Fig. 4.6).

La densidad del viento varía con $\rho_{\text{eq}} = \rho_{\text{eq},0}(r_0/r)^2$, donde $\rho_{\text{eq},0}$ y r_0 son los

4. Microcuásares de Población III

valores en un punto de referencia. Se adopta $\rho_{\text{eq},0} = 10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$, $r_0 = 3 \times 10^{11} \text{ cm}$. La luminosidad de la estrella es $L_* = 3 \times 10^6 L_\odot$. Reemplazando en la Ec. 4.2, obtenemos:

$$r_S \approx 17 R_\odot. \quad (4.3)$$

Como $r_S > R_* = 14.2 R_\odot$, el viento deflectado por el jet es detenido por la presión de radiación de la estrella.

Se formará una onda de choque reversa o *reverse shock* (RS) en dirección *downstream*, es decir, hacia el agujero negro. En la región hacia la estrella, donde domina la radiación, no hay shock.

Para verificar la adiabaticidad del shock, calculamos la longitud de enfriamiento térmico R_Λ según la Ec. 2.18. Considerando que el plasma está completamente ionizado, $\mu = 0.6$. Teniendo en cuenta los parámetros de la Tabla 4.2, obtenemos que $R_\Lambda \approx 10^{12} \text{ cm}$, que es mucho mayor que el ancho de la región de aceleración, $\Delta x_{\text{acc}} = 1.2 \times 10^8 \text{ cm}$. Concluimos que el choque es adiabático.

4.4. Resultados

Las partículas pueden ser aceleradas hasta velocidades relativistas en el shock generado por la interacción viento-radiación, produciendo luego emisión no-térmica.

Para cada uno de los procesos radiativos descritos en la Sec. 2.4 y que ocurren en el RS, tuvimos en cuenta:

—Sincrotrón: interacción de protones y electrones con el campo magnético ambiente, proveniente de la superficie estelar.

—Compton inverso: colisión de electrones del viento con fotones del campo de radiación estelar.

—Bremmstrahlung: interacciones coulombianas entre los electrones relativistas y la materia fría ambiental de densidad n_p .

—Interacciones foto-hadrónicas: protones muy relativistas con fotones del campo de radiación estelar.

—Colisiones protón-protón: protones relativistas con materia fría ambiental n_p .

A continuación mostramos los resultados obtenidos al estudiar esta situación bajo una aproximación *one-zone*.

4.4.1. Aceleración de partículas

Se tuvieron en cuenta 24 escenarios distintos para cada población de partículas, variando el campo magnético estelar B_* y el ancho de la región de aceleración, Δx_{acc} . De los cálculos realizados consideramos que el escenario astrofísico más realista es el correspondiente al ancho mínimo de la región de aceleración. No se encontraron diferencias significativas en los enfriamientos de las partículas al variar el campo magnético, por lo que se tomó un valor de $B_* = 100$ G, similar a los reportados para estrellas O y B del Universo local (Mathys, 1999). El campo magnético en la región de aceleración es $B_{SP} \approx 60$ G.

La eficiencia en el proceso de aceleración es proporcional al cuadrado del cociente de las velocidades del shock y de la luz: $\eta_{acc} \propto (v_{sh}/c)^2 \approx 10^{-4}$, donde v_{sh} se obtiene a partir de la Ec. 2.14. Asumimos un escape por convección, es decir, las partículas son removidas de la región de aceleración por el movimiento macroscópico del fluido.

Las figuras 4.7 y 4.8 muestran en escala logarítmica los tiempos de enfriamiento, escape y aceleración leptohadrónicos en la región de choques. Las pérdidas adiabáticas son causadas por la expansión lateral del fluido.

Para $E_e < 1$ GeV, los electrones escapan antes de enfriarse. La dispersión por Compton inverso (IC) es el proceso radiativo dominante para energías entre 1 y 10 GeV, justo en la transición entre los regímenes de Thomson y Klein-Nishina. El *cut-off* de la energía es en ~ 10 GeV.

Los protones escapan de la región de aceleración sin enfriarse, por lo que el espectro NT estará dominado por los procesos leptónicos.

4.4.2. Distribución de partículas

Resolvemos la ecuación de transporte en estado estacionario (ver Sec. 2.3) teniendo en cuenta únicamente el enfriamiento de electrones por IC, con una inyección tipo ley de potencia de índice 2.2 y un *cut-off* exponencial. En la Fig. 4.9 se muestra el espectro de partículas en escala logarítmica, con el escape que domina entre 1 y

4. Microcuásares de Población III

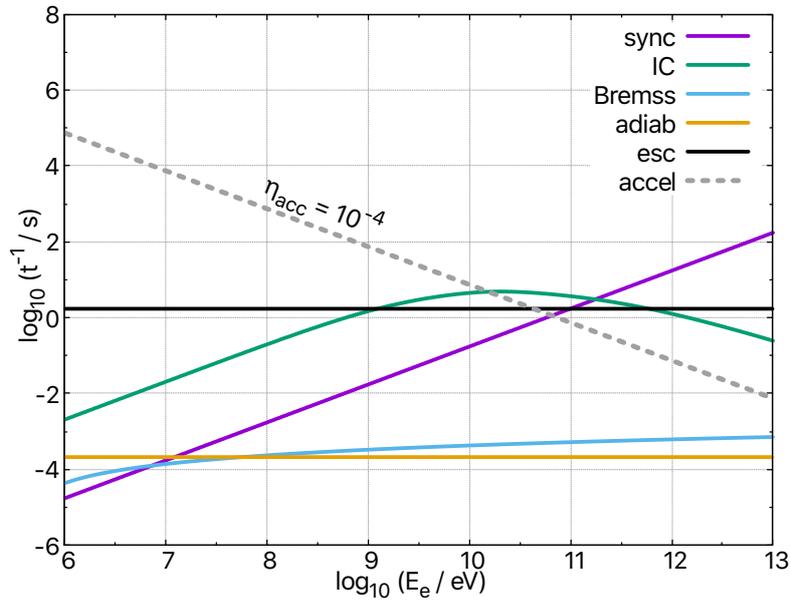


Figura 4.7. Electrones: tiempos de enfriamiento, aceleración y escape de la región de aceleración para una eficiencia de $\eta = 10^{-4}$. El proceso dominante es el IC. La energía máxima alcanzada en el proceso es de ~ 10 GeV.

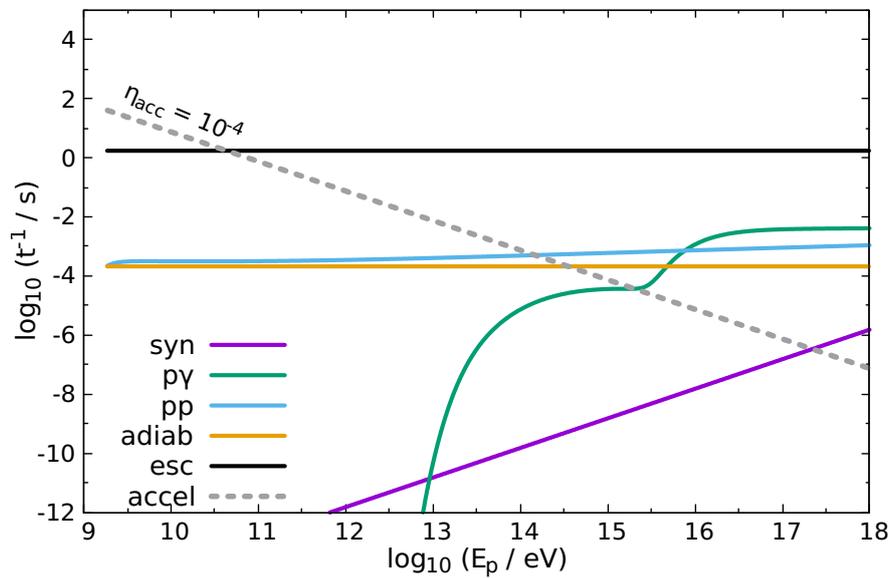


Figura 4.8. Protones: tiempos de enfriamiento, aceleración y escape de la región de aceleración, para una eficiencia de $\eta = 10^{-4}$. Todos los protones escapan de la región de aceleración antes de enfriarse por cualquier mecanismo, con una energía que llega hasta $\sim 10^{10.5}$ eV.

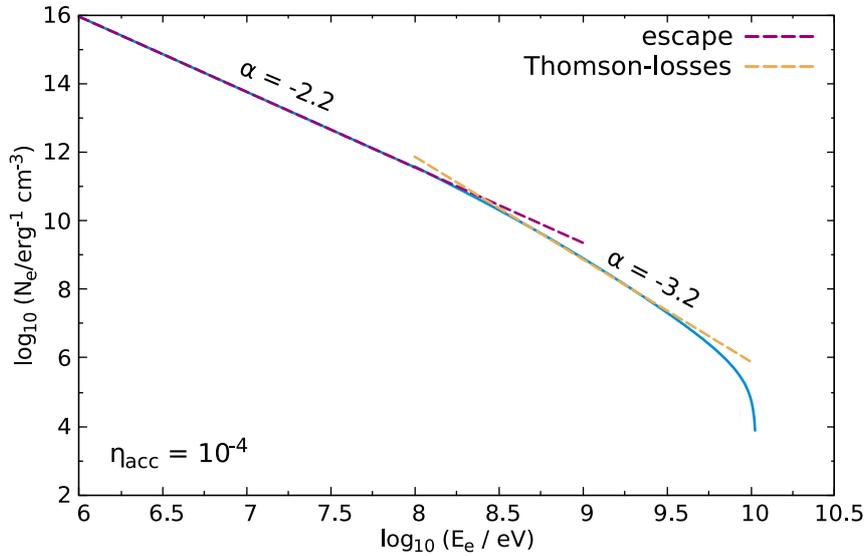


Figura 4.9. Distribución de electrones para distintas energías, con un máximo de ~ 10 GeV en acuerdo con lo obtenido de los cálculos de enfriamiento. El espectro se ablanda a altas energías debido al enfriamiento por IC.

100 MeV –con un índice espectral de 2.2–, mientras que de 100 MeV a 10 GeV dominan las pérdidas en el régimen de Thomson, ‘ablandando’ el espectro, con índice de 3.2.

4.4.3. Distribución espectral de energía

Consideramos la dispersión por IC y la radiación sincrotrón para la emisión no-térmica. La distribución espectral de energía (SED) en la Fig. 4.10 muestra una emisión multi-frecuencia, con fuerte emisión en los rayos X duros y un máximo en los rayos gamma blandos ($E \approx 100$ MeV), alcanzando una luminosidad mayor a 10^{34} erg s^{-1} .

4.4.4. Absorción

Calculamos la absorción por creación de pares a partir de la aniquilación de fotones (ver Sec. 2.5). El campo de radiación provisto por la estrella es el que consideramos como blanco. Los fotones no-térmicos de la región de aceleración son los

4. Microcuásares de Población III

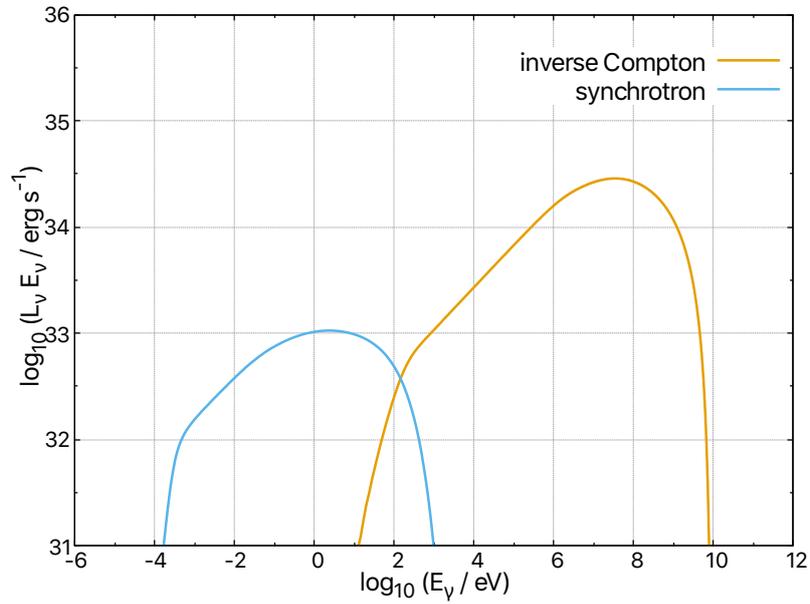


Figura 4.10. SED no-térmica de la región de aceleración. Se observa un máximo en los rayos gamma blandos debido a la radiación por IC, alcanzando una luminosidad de $\sim 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$.

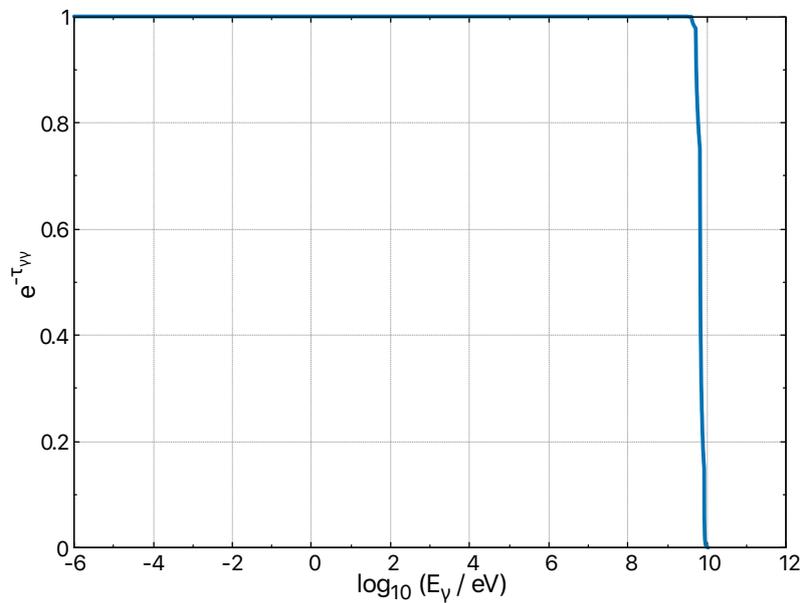


Figura 4.11. Factor de atenuación por aniquilación fotón-fotón. La atenuación tendrá efecto para energías $> 10 \text{ GeV}$.

proyectiles. La densidad de energía radiativa a una distancia r de un objeto de radio R , viene dada por:

$$U_{\text{rad}} = \frac{1}{4} a T^3 \left(\frac{R}{2r} \right)^2, \quad (4.4)$$

donde T es la temperatura superficial del objeto y a la constante radiativa. Comparando las densidades de energía de la estrella y el disco, tenemos:

$$\frac{U_{\text{rad}}^{\text{disk}}}{U_{\text{rad}}^*} = \left(\frac{T^{\text{disk}}}{T^*} \right)^3 \left(\frac{R^{\text{disk}} r_{\text{S}}}{R^* r_{\text{d}}} \right)^2. \quad (4.5)$$

Para los valores adoptados del radio y la temperatura efectiva de la estrella, y ya sea que consideremos la temperatura del disco en su radio más interno (el punto más alejado del SP), en el radio crítico o en el radio externo (punto más cercano al SP), obtenemos que la densidad de energía radiativa del disco en el SP es mucho menor que la de la estrella, por lo que no tendremos en cuenta la contribución del campo de radiación del disco:

$$U_{\text{rad}}^{\text{disk}}(\text{SP}) \approx 10^{-2} U_{\text{rad}}^*(\text{SP}). \quad (4.6)$$

Los fotones de la estrella tienen una energía media de $\langle E_{\text{ph}} \rangle \approx 11.6$ eV, con lo cual la energía mínima que deben tener los fotones de la región de aceleración para crear pares es $E_{\gamma}^{\text{min}} \approx 22$ GeV.

En la Fig. 4.11 se muestra el factor de atenuación que tiene efecto sobre la luminosidad para energías mayores a 10 GeV. Como la energía máxima en la SED de la Fig. 4.10 es menor a 10 GeV, la absorción por creación de pares será imperceptible.

Capítulo 5

Microcuásares de Población I

Es este capítulo hacemos cálculos similares a los realizados en el Cap. 4, pero considerando un MQ del Universo local.

En la primera sección describimos conceptualmente las estrellas de Población I (Pop I). Luego exponemos la parametrización general de las componentes del sistema. Seguido a esto aplicamos el modelo de disco descrito en la Sec. 3.3. Caracterizamos la región de aceleración y presentamos los resultados obtenidos para la aceleración de partículas, su distribución, la SED asociada y la absorción.

5.1. Estrellas de Población I

Las estrellas de Población I –o del Universo local– pertenecen a la generación más joven de estrellas. Estas suelen ubicarse en el plano galáctico, en zonas de formación estelar activa. Tienen una alta metalicidad, producto del reciclaje nucleosintético de las generaciones de estrellas que las precedieron: aquellas de Poblaciones II y III.

Una de las características de las estrellas más masivas de esta generación, es que pueden perder una significativa cantidad de masa por vientos.

En el escenario astrofísico que consideramos, similar al del Cap. 4, la diferencia en este caso es que el viento emanado del disco, y deflectado por el jet, colisionará con el viento de la estrella compañera (no con la presión de radiación, como ocurría en el MQ de Pop III).

5.1.1. Vientos en estrellas Wolf-Rayet

Las estrellas masivas en el Universo local tienen una alta pérdida de masa, debido principalmente a vientos estelares impulsados por la presión radiativa en líneas de metales (Castor et al., 1975; Puls et al., 2008). La desexcitación de electrones presentes en la fotosfera estelar produce fotones que transfieren su momento a las partículas, impulsando así los vientos (Crowther, 2007; Lamers & Cassinelli, 1999). Este mecanismo no tiene lugar en estrellas con metalicidad nula (Bromm & Loeb, 2003).

Un caso de estrellas muy masivas es el de las *Wolf-Rayet* (WR). Estas estrellas fueron descubiertas en 1867 por los dos astrónomos franceses que llevan su nombre. Tienen masas típicas de 10–25 M_{\odot} y son descendientes de las estrellas de tipo espectral O (Crowther, 2007). Presentan líneas de emisión anchas y fuertes.

De acuerdo a su espectro se las puede sub-clasificar en WN, WC, WO: fuertes líneas de nitrógeno, carbono y oxígeno, respectivamente (Conti, 1988; Lamers et al., 1991).

5.2. Parametrización general

Al estudiar la interacción viento-radiación en el caso del MQ de Pop III, utilizamos los resultados de las simulaciones RHD realizadas por Sotomayor Checa et al. (2021), acorde a los parámetros detallados.

Las componentes del MQ de Pop I no son las mismas que el caso anterior, por lo que debemos re-parametrizar el sistema (en las Tablas 5.1 y 5.2 se resumen los parámetros utilizados). Para ello tenemos que tener en cuenta ciertos puntos que describimos a continuación.

Estrella

Consideramos una estrella de tipo espectral WR-WC, es decir, una Wolf-Rayet con atmósfera enriquecida en carbono.

La parametrización de la estrella de nuestro sistema está en concordancia con las WR observadas en nuestra galaxia –ver por ejemplo Sander et al. (2012).

Con una masa de $M_* = 10 M_{\odot}$, la estrella tiene una tasa de pérdida de masa

Parámetro [unidad]	Valor
Parámetros generales	
a : semi-eje orbital [R_{\odot}]	21.5
r_S : Punto de estancamiento desde el centro de la estrella [cm]	6×10^{11}
r_{BH} : Punto de estancamiento desde el agujero negro [cm]	9×10^{11}
Δx_{acc} : Ancho de la región de aceleración [cm]	1.6×10^9
B_{SP} : Campo magnético en punto de estancamiento [G]	51
α : Parámetro de viscosidad del disco	0.01
f : Parámetro de advección	0.5
r_{crit} : Radio crítico [r_g]	4×10^4
L_{disk} : Luminosidad del disco [erg s^{-1}]	3×10^{39}
q_{rel} : Contenido de partículas relativistas	0.1
ζ : Razón de energía entre protones y electrones	1
p : índice espectral de inyección	2.2
η_{acc} : Eficiencia de aceleración en choques	10^{-4}
E_e^{\min} : Energía mínima del electrón [MeV]	1

Tabla 5.1. Parámetros generales del MQ de Pop I.

5. Microcuásares de Población I

Parámetro [unidad]	Valor
Agujero Negro	
M_{BH} : Masa del agujero negro [M_{\odot}]	13
r_{g} : Radio gravitacional [cm]	1.9×10^6
Estrella	
Tipo espectral	WR-WC
M_* : Masa de la estrella [M_{\odot}]	10
R_* : Radio estelar [R_{\odot}]	6.3
\dot{M}_* : Tasa de pérdida de masa [M_{\odot}]	2×10^{-5}
v_* : Velocidad del viento estelar [cm s^{-1}]	1.6×10^8
ρ_* : Densidad del viento en punto de estancamiento [g cm^{-3}]	1.7×10^{-12}
L_{K}^* : Potencia cinética del viento estelar [erg s^{-1}]	1.6×10^{37}
B_* : Campo magnético [G]	100
T_{eff} : Temperatura superficial [K]	45000
v_*^{rot} : Velocidad de rotación estelar [cm s^{-1}]	5×10^7
Viento ecuatorial	
v_{eq} : Velocidad del viento ecuatorial [cm s^{-1}]	10^8
ρ_{eq} : Densidad del viento en punto de estancamiento [g cm^{-3}]	4.4×10^{-12}
L_{eq} : Potencia cinética del viento [erg s^{-1}]	5.6×10^{36}
\dot{M}_{eq} : Tasa de pérdida de masa [$M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$]	4.7×10^{-6}
θ : Ángulo de semi-apertura del viento [$^{\circ}$]	30
T : Temperatura [K]	50000
B_{SP} : Campo magnético en el punto de estancamiento [G]	10^{-5}

Tabla 5.2. Parámetros de las componentes del MQ de Pop I.

por vientos de $\dot{M}_* = 2 \times 10^{-5} M_\odot/\text{yr}$, los cuales alcanzan una velocidad terminal de $v_* = 1.6 \times 10^8 \text{ cm/s}$. La potencia cinética del viento expulsado será:

$$L_k^* = \frac{1}{2} \dot{M}_* v_*^2 \approx 1.6 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}. \quad (5.1)$$

El campo magnético en la superficie de la estrella es fijado en $B_* = 100 \text{ G}$, su radio en $R_* = 6.3 R_\odot$, y su temperatura efectiva en $T_{\text{eff}} = 4.5 \times 10^4 \text{ K}$.

Agujero negro y disco

El MQ de nuestro modelo evolucionó de un sistema binario de gran masa. Considerando esto, tomamos un agujero negro (BH) del Universo local con masa típica de $M_{\text{BH}} = 13 M_\odot$, cuyo radio gravitacional es $r_g = 1.9 \times 10^6 \text{ cm}$.

De la Ec. 3.2, tenemos que la tasa de acreción crítica es $\dot{M}_{\text{crit}} = 1.8 \times 10^{18} \text{ g s}^{-1}$. En un régimen súper crítico donde la tasa de acreción es 10^4 veces la tasa crítica, $\dot{M}_{\text{input}} = 1.8 \times 10^{22} \text{ g s}^{-1}$, el radio crítico será $r_{\text{crit}} = 4 \times 10^4 r_g$.

Viento ecuatorial

El BH considerado en este caso tiene $\sim 1/3$ de la masa del BH de Población III: podemos suponer entonces que, en una aproximación a orden cero, algunas de las magnitudes involucradas en este modelo se ajustan linealmente en razón de $\sim 1/3$ respecto de las consideradas en el capítulo anterior. Siguiendo esta idea, podemos adoptar que la luminosidad cinética del viento deflectado es $L_{\text{eq}} = 5.6 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$, y su velocidad $v_{\text{eq}} = 10^8 \text{ cm s}^{-1}$.

Sistema

La separación orbital del sistema es $a = 21.5 R_\odot$. Si queremos que exista transferencia de masa por derrame del punto L_1 de Lagrange, la estrella debe desbordar su lóbulo de Roche. El radio del lóbulo de la estrella, R_{lob}^* , será (Eggleton, 1983):

$$R_{\text{lob}}^* = \frac{a 0.49 q^{2/3}}{0.6 q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})}, \quad (5.2)$$

donde a es el semieje orbital y $q = M_*/M_{\text{BH}}$. Con esta expresión obtenemos:

$$R_{\text{lob}}^* = 4.2 \times 10^{11} \text{ cm} < R_* = 4.4 \times 10^{11} \text{ cm}, \quad (5.3)$$

por lo que se da la transferencia de masa en el sistema con los parámetros establecidos.

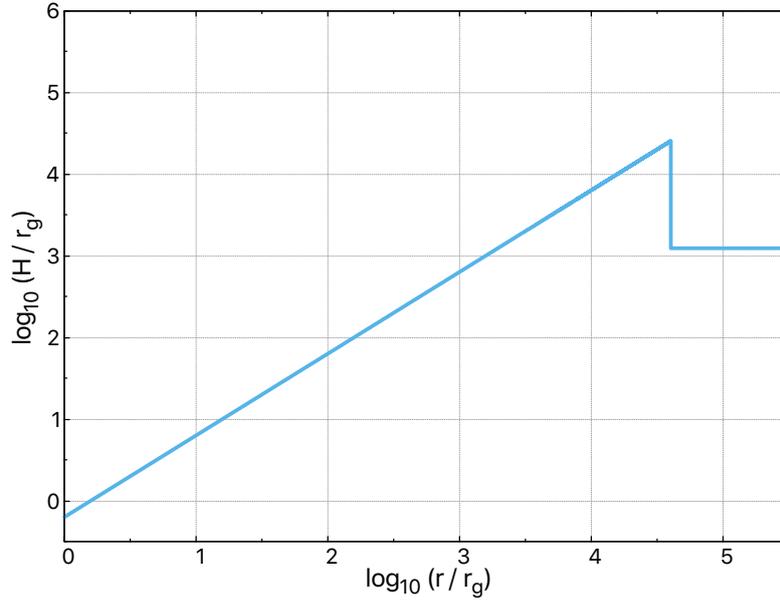


Figura 5.1. Distribución radial del semi-espesor del disco. Se produce un importante salto en la altura y un cambio de pendiente en el radio crítico.

5.3. Disco de acreción

5.3.1. Resultados

Al igual que en el caso del MQ de Pop III, adoptamos los parámetros $f = 0.5$, $\alpha = 0.01$, $s = 1/2$, $\gamma = 4/3$ (ver 3.2.2.1) y obtenemos los siguientes resultados para el disco.

5.3.1.1. Semi-espesor

Calculamos la altura del disco para todo r siguiendo la Ec. 3.45. Se puede observar en la Fig. 5.1 que hay un salto de ~ 1.5 órdenes de magnitud en el radio crítico para el semi-espesor. La geometría del disco, constante para $r > r_{\text{crit}}$, adopta una dependencia radial para $r < r_{\text{crit}}$, reduciendo su espesor en órdenes de magnitud cerca del horizonte de eventos del agujero negro.

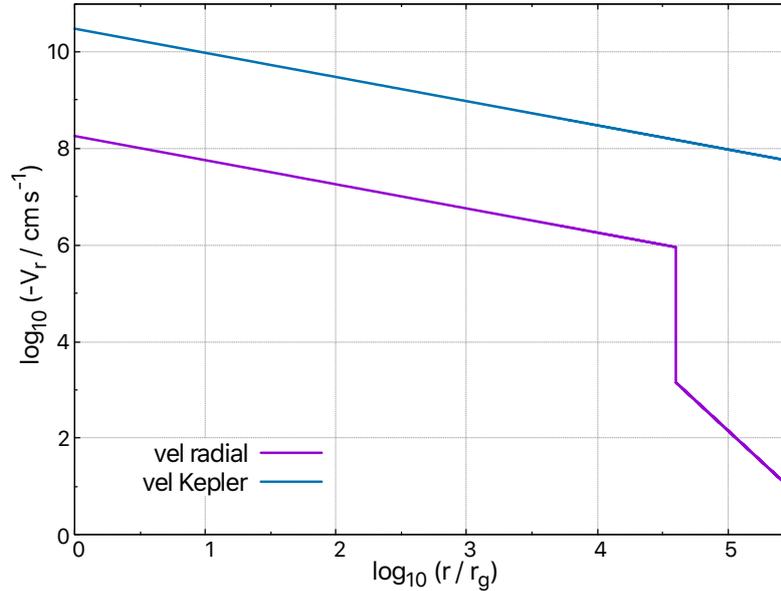


Figura 5.2. Se muestran las velocidades radial (abajo) y kepleriana (arriba) en función del radio. Hay un importante cambio en la pendiente de la distribución radial de la velocidad en el radio crítico.

5.3.1.2. Velocidad radial

La velocidad radial de deriva v_r (ver Ec. 3.47) sufre un salto de 3 órdenes de magnitud en el radio crítico, y cambia la pendiente de su descripción radial entre las dos partes del disco.

En el borde interno del disco el flujo alcanza una velocidad radial de $v_r \approx 10^8 \text{ cm s}^{-1}$, tal como se ve en la Fig. 5.2.

5.3.1.3. Temperatura efectiva

Calculamos la temperatura efectiva del disco siguiendo la Ec. 3.46. Hay un pequeño cambio en la pendiente de la distribución de temperatura superficial en el radio crítico, alcanzando un valor $\sim 5 \times 10^7 \text{ K}$ en su borde interno (ver Fig. 5.3).

5.3.1.4. Distribución espectral de energía

El disco es ópticamente grueso, por lo que asumimos que radía como cuerpo negro (ver 3.50). La luminosidad máxima alcanzada está en el orden de la luminosidad de

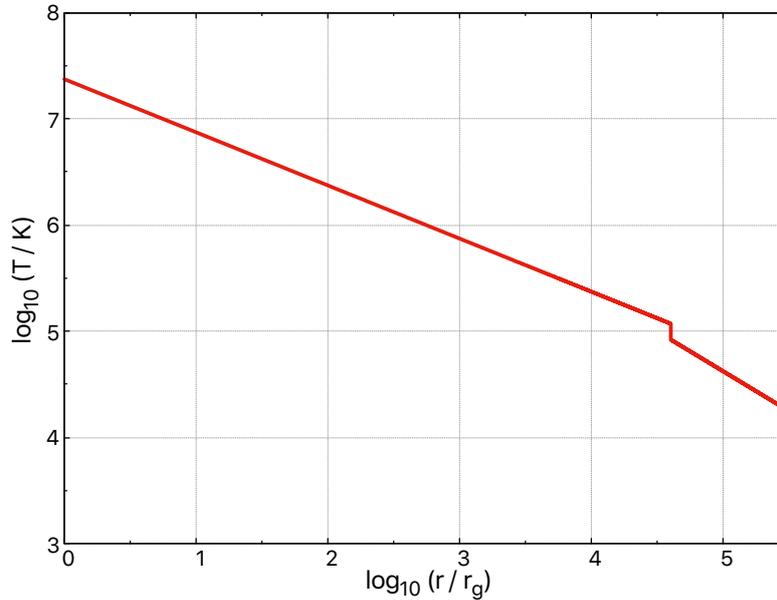


Figura 5.3. Temperatura efectiva del disco a distintos radios. La pendiente de la distribución radial de temperatura superficial cambia entre las regiones interna y externa del disco.

Eddington $\sim 10^{39}$ erg s $^{-1}$. La distribución espectral térmica se muestra en la Fig. 5.4. El máximo se alcanza a energías del orden de ~ 1 keV, lo que corresponde a rayos X.

5.4. Región de aceleración

Caracterizamos la región de aceleración calculando el punto de estancamiento y la intensidad del campo magnético. Proponemos un tamaño de la región de aceleración donde tenga validez el modelo *one-zone* y se cumpla el criterio de Hillas.

5.4.1. Punto de estancamiento

El flujo ecuatorial inducido por el jet puede ser detenido en el *stagnation point* (SP) por los fuertes vientos de la estrella.

Para localizar este punto del espacio entre el BH y la estrella, deben igualarse

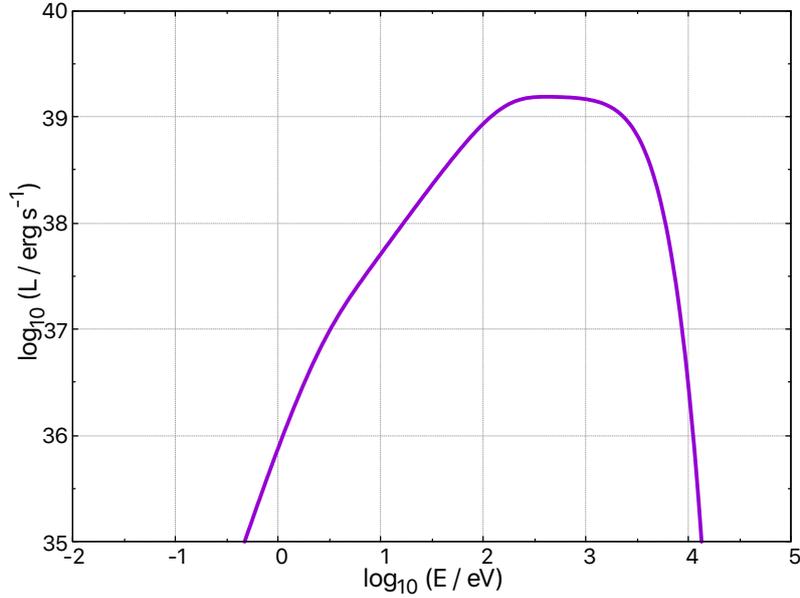


Figura 5.4. SED térmica del disco. El máximo se encuentra en ~ 1 KeV, lo que corresponde a rayos X.

las presiones de *ram* del viento ecuatorial y del viento de la estrella:

$$P_{\text{ram}}(r_{\text{BH}}) = \rho_{\text{eq}} v_{\text{eq}}^2 = \rho_* v_*^2 = P_{\text{ram}}(r_S). \quad (5.4)$$

Aquí r_{BH} y r_S corresponden a las distancias al SP medidas desde el agujero negro y desde el centro de la estrella, respectivamente (ver Fig. 5.6). En la Ec. 5.4 las densidades en el SP están dadas por:

$$\rho_* = \frac{\dot{M}_*}{4\pi r_S^2 v_*}, \quad (5.5)$$

$$\rho_{\text{eq}} = \frac{\dot{M}_{\text{eq}}}{\Omega r_{\text{BH}}^2 v_{\text{eq}}}, \quad (5.6)$$

donde $\Omega = 2\pi(1 - \cos\theta)$ es el ángulo sólido correspondiente al viento ecuatorial, cuya semi apertura es $\theta = 30^\circ$.

Resolviendo el sistema de ecuaciones obtenemos:

$$r_S \approx 8.6 R_\odot. \quad (5.7)$$

Vemos que $r_S > R_* = 6.3 R_\odot$, por lo que el viento ecuatorial es detenido por el viento de la estrella.

5. Microcuásares de Población I

En esta colisión se formarán dos ondas de choque: un *reverse shock* (RS) en dirección *downstream* (hacia el BH) y un *forward shock* (FS) en dirección *upstream* (hacia la estrella).

5.4.2. Campo magnético

En nuestro modelo, el campo magnético del disco de acreción es despreciable frente al de la estrella ($B_{\text{disk}} = 10^{-5} \text{ G} \ll 100 \text{ G} = B_*$). Para calcular este último en el SP, necesitamos determinar si el campo es dipolar, radial o toroidal. Esto se deduce de comparar r_S con el radio del Alfvén y con el cociente de velocidades de rotación estelar v_{rot} , y del viento estelar v_* .

El radio de Alfvén es aquel donde las presiones de ram y magnética son iguales (Eichler & Usov, 1993):

$$r_A = R_* \times \begin{cases} 1 + \xi & (\xi \ll 1) \\ \xi^{1/4} & (\xi \gg 1) \end{cases} \quad (5.8)$$

donde,

$$\xi = 0.07 \left(\frac{B_*}{100 \text{ G}} \right)^2 \left(\frac{R_*}{20 R_\odot} \right)^2 \left(\frac{\dot{M}_*}{2 \times 10^{-5} M_\odot/\text{yr}} \right)^{-1} \left(\frac{v_*}{2000 \text{ km/s}} \right)^{-1}. \quad (5.9)$$

Con los parámetros de nuestra estrella obtenemos $\xi \ll 1$, con lo cual $r_A \approx R_*$. Considerando velocidades típicas de rotación estelar para estrellas WR de $v_{\text{rot}} = 5 \times 10^7 \text{ cm/s}$, se tiene que el campo magnético es radial y en el SP vale:

$$B_{\text{SP}} = B_* \left(\frac{R_*}{r_{\text{SP}}} \right)^2, \quad (5.10)$$

con lo que obtenemos $B_{\text{SP}} \approx 51 \text{ G}$.

5.4.3. Tamaño de la región

Para establecer el ancho de la región de aceleración Δx_{acc} se tiene en cuenta la ubicación del SP, la escala del sistema, el radio de Larmor de las partículas y la homogeneidad ambiental.

El ancho Δx_{acc} de la región de aceleración lo establecemos en:

$$\Delta x_{\text{acc}} = 1.6 \times 10^9 \text{ cm}, \quad (5.11)$$

mientras que la altura será:

$$\Delta y_{\text{acc}} = r_{\text{BH}} \tan(\xi) = 5.2 \times 10^{11} \text{ cm}. \quad (5.12)$$

Si calculamos en los extremos de la zona de aceleración el campo magnético (Ec. 5.10) y las densidades de los vientos ecuatorial (Ec. 5.6) y de la estrella (Ec. 5.5), obtenemos:

$$\begin{aligned} B_{r_1}/B_{r_2} &\approx 2 \\ \rho_{r_1}^{\text{eq}}/\rho_{r_2}^{\text{eq}} &\approx 1 \\ \rho_{r_1}^s/\rho_{r_2}^s &\approx 1 \end{aligned}$$

donde los sub-índices r_1 y r_2 refieren a los extremos de la región de aceleración. Como las variaciones son mucho menores que 1 orden de magnitud, la aproximación *one-zone* es válida.

Por otro lado, la energía máxima que pueden alcanzar las partículas según el criterio de Hillas (Ec. 2.5) es $E_{\text{max}} \approx 10^{11}$ eV. Veremos más adelante que esta condición se cumple perfectamente.

5.4.4. Esquema de shocks

La región de aceleración se dividirá en dos zonas: la del RS y la del FS (ver Fig. 5.5). Como las velocidades de los vientos son similares, las eficiencias en el proceso de aceleración en los choques serán las mismas, $\eta_{\text{RS}} = \eta_{\text{FS}} = 10^{-4}$.

Para verificar la adiabaticidad de los shocks, calculamos las longitudes de enfriamiento térmico R_{Λ} según la Ec. 2.18. Considerando que los plasmas están completamente ionizados, $\mu = 0.6$. Teniendo en cuenta los parámetros de la Tabla 5.3, obtenemos que $R_{\Lambda_{\text{RS}}} \sim R_{\Lambda_{\text{FS}}} > 10^9$ cm. Este valor es mayor que el ancho de cada una de las regiones de aceleración, $\Delta x_{\text{acc}}/2 = 8 \times 10^8$ cm, por lo que los choques son adiabáticos.

A continuación describimos las interacciones que consideramos en ambas regiones.

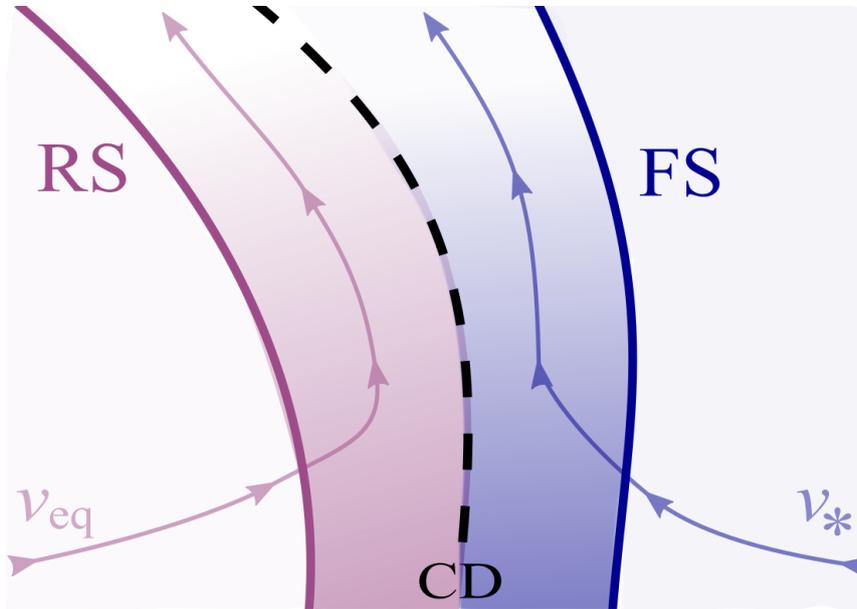


Figura 5.5. Esquema de shocks reverso (RS) y adelantado (FS). Los vientos ecuatorial v_{eq} y de la estrella v_* colisionan en el punto de estancamiento donde se forma la discontinuidad de contacto (CD). Adaptado de del Palacio et al. (2016).

Parámetro [unidad]	RS	FS
v_{sh} : Velocidad del shock [cm s^{-1}]	1.33×10^8	2.13×10^8
μ : Peso molecular medio	0.6	0.6
T : Temperatura [K]	1.93×10^7	4.95×10^6
n : densidad de materia fría [cm^{-3}]	2.5×10^{12}	10^{12}

Tabla 5.3. Parámetros involucrados en los shocks RS y FS.

Consideramos la interacción en r_{FS} del viento de la estrella con la materia provista por el viento ecuatorial y el campo magnético ambiente, y la interacción en r_{RS} del viento ecuatorial con los campos de radiación y de materia provistos por la estrella.

Para cada uno de los procesos radiativos descritos en la Sec. 2.4 y que ocurren en los shocks, se tuvo en cuenta:

—Sincrotrón: interacción de electrones y protones relativistas con el campo magnético ambiente. El campo dominante será el de la estrella.

—Compton inverso: colisión de electrones relativistas con fotones del campo de radiación ambiente.

—Bremmstrahlung: interacciones coulombianas entre los electrones relativistas y la materia fría ambiental.

—Interacciones foto-hadrónicas: protones muy relativistas con fotones del campo de radiación ambiente.

—Colisiones protón-protón: protones relativistas con materia fría ambiental n_p .

5.5. Resultados

En los choques generados de la interacción viento-viento las partículas son aceleradas hasta velocidades relativistas, produciendo emisión NT.

A continuación mostramos los resultados obtenidos al estudiar esta situación bajo la aproximación *one-zone*.

5.5.1. Aceleración de partículas

Asumimos escape por convección, es decir, las partículas son removidas de la región de aceleración por el movimiento macroscópico del fluido.

Las Figuras 5.7 y 5.8 muestran en escala logarítmica los tiempos de enfriamiento, escape y aceleración leptó-hadrónicos en las regiones de choques RS y FS. Las pérdidas adiabáticas son causadas por la expansión lateral del fluido.

Electrones

En ambas regiones, los electrones con energías $E_e < 1$ GeV escapan antes de enfriarse. La dispersión por IC es el proceso radiativo dominante para energías entre

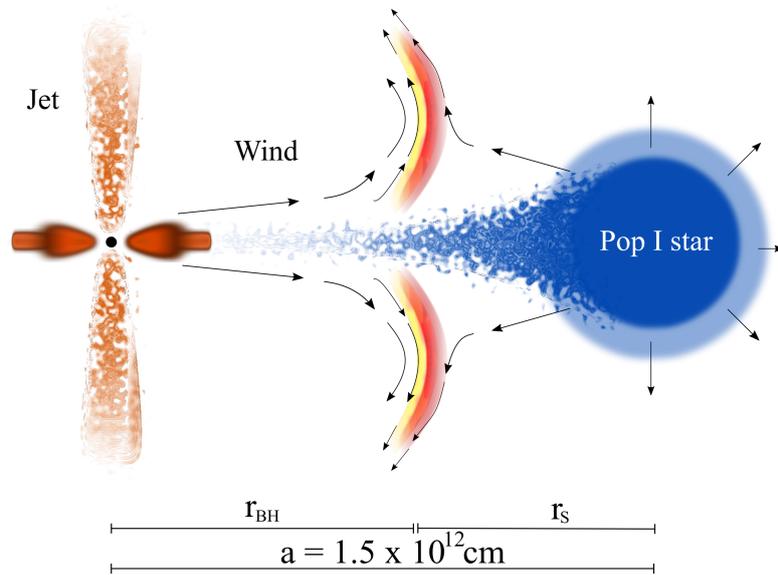


Figura 5.6. Esquema de la interacción viento-viento en un MQ de Pop I. La separación orbital es $a = 1.5 \times 10^{12}$ cm. El viento emanado del disco y deflectado por el jet es detenido por el viento estelar en el *stagnation point* a una distancia r_{BH} del agujero negro. Se forman choques RS (a izquierda) y FS (a derecha) por encima y por debajo del plano orbital, donde se aceleran partículas y se produce la radiación no-térmica.

1 y 10 GeV, alcanzando el régimen de Klein-Nishina. El enfriamiento por sincrotrón también es importante, sobretodo a altas energías. El *cut-off* de la energía es en ~ 30 GeV, cuando la curva del tiempo de aceleración interseca a la de enfriamiento por sincrotrón. La diferencia más notable entre ambas regiones es la del tiempo de enfriamiento por Bremsstrahlung relativista. Esto se debe a la diferencia de densidades de materia fría con las que interactúan los electrones de un viento y otro.

Protones

Los protones escapan de ambas regiones de aceleración sin enfriarse, por lo que en este trabajo consideraremos únicamente procesos leptónicos para el cálculo de la SED. Cabe mencionar, sin embargo, que en un estudio más detallado podría considerarse el enfriamiento por protón-protón en la región RS, dada la ínfima diferencia que hay entre este tiempo de enfriamiento y el tiempo de escape.

5.5.2. Distribución de partículas

Para resolver la ecuación de transporte en estado estacionario (ver Sec. 2.3) en ambas regiones tuvimos en cuenta únicamente el enfriamiento de electrones por IC, con una inyección tipo ley de potencia de índice 2.2 y un *cut-off* exponencial. En la Fig. 5.9 se muestra el espectro de partículas en escala logarítmica para las regiones RS y FS. En ambos casos el escape domina entre 1 y ~ 10 MeV –con un índice espectral de 2.2–, mientras que de 10 MeV a 30 GeV dominan las pérdidas por IC.

5.5.3. Distribución espectral de energía

Consideramos la dispersión por IC y la radiación sincrotrón para la emisión no-térmica en ambas regiones. La distribución espectral de energía (SED) total en la Fig. 5.10 muestra una emisión multi-frecuencia, con un máximo en los rayos X duros y con fuerte emisión gamma para energías entre ~ 100 MeV y ~ 10 GeV, alcanzando una luminosidad mayor a 10^{34} erg s $^{-1}$.

5.5.4. Absorción

Calculamos la absorción por creación de pares a partir de la aniquilación de fotones (ver Sec. 2.5). El campo de radiación provisto por la estrella es el que consi-

5. Microcuásares de Población I

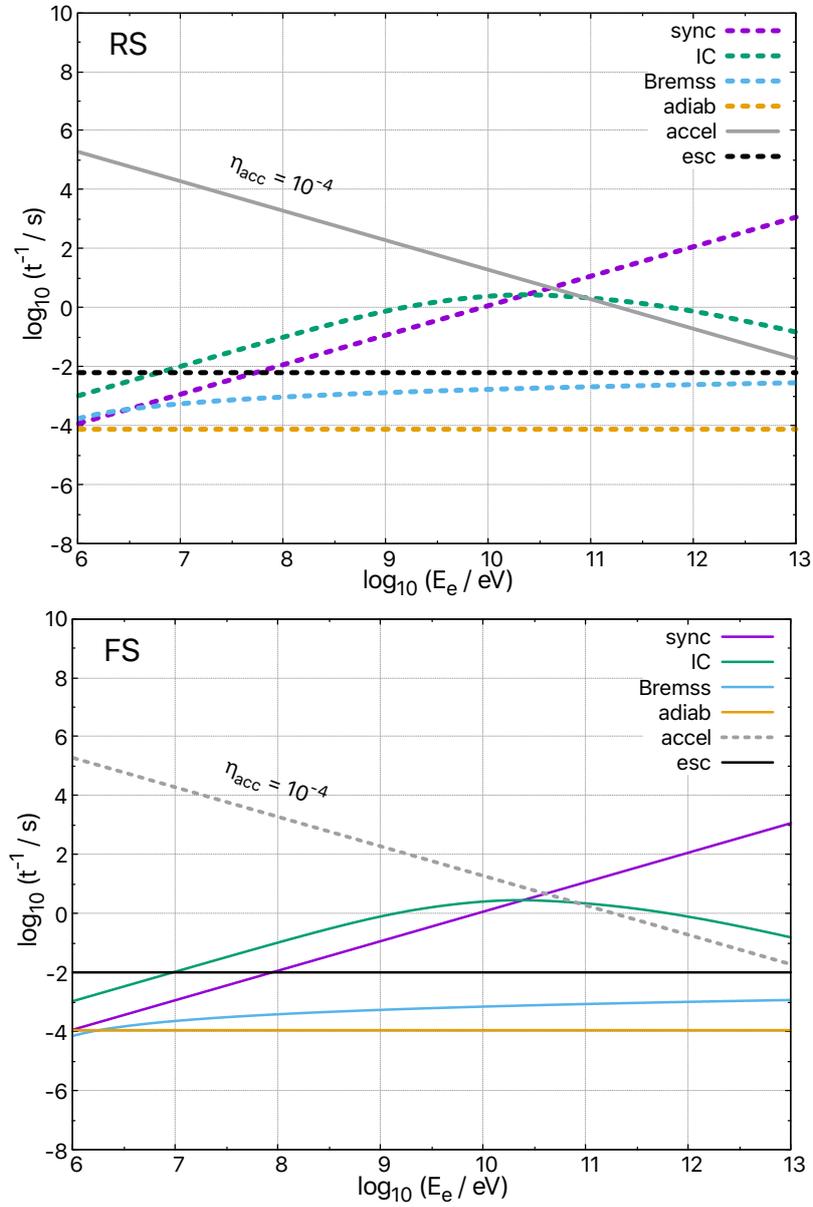


Figura 5.7. Tiempos de enfriamiento en escala logarítmica de electrones acelerados. Arriba: región RS. Abajo: región FS. En ambas regiones los electrones se enfrían entre los ~ 10 MeV y los ~ 30 GeV, mediante los procesos IC y sincrotrón.

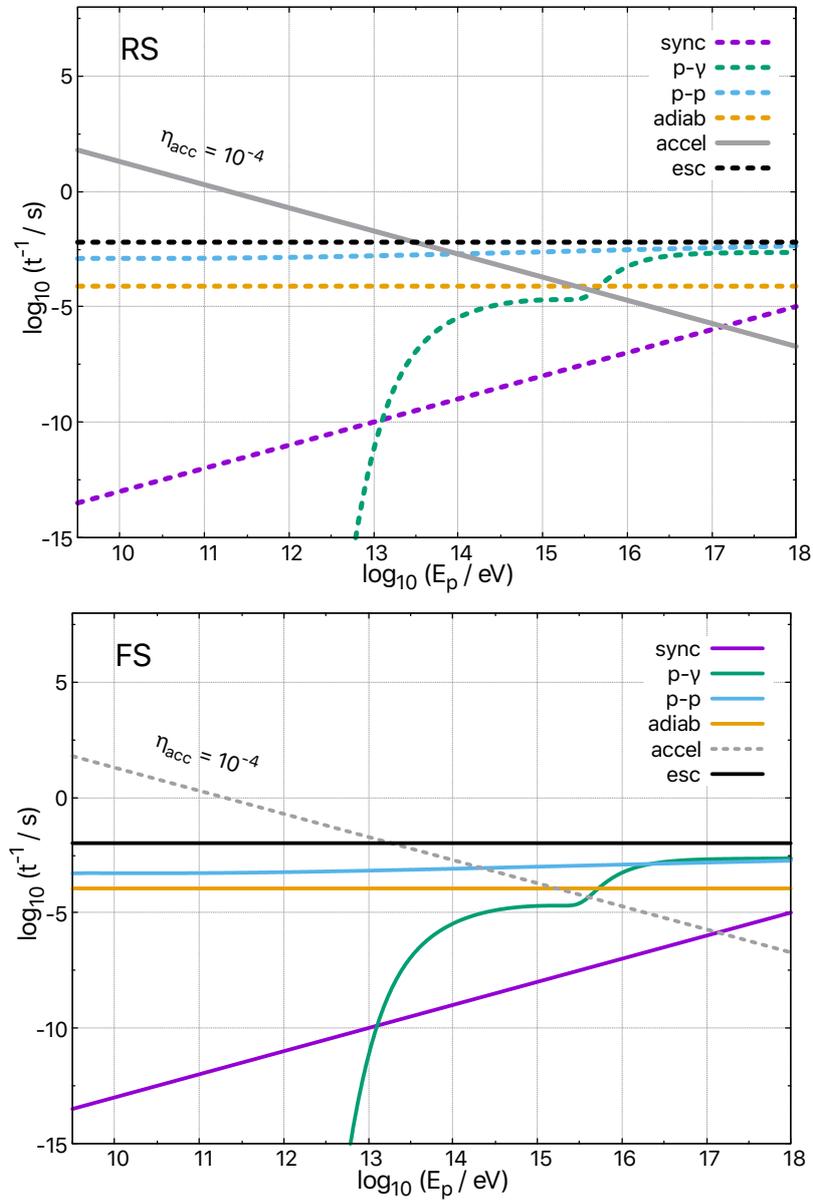


Figura 5.8. Tiempos de enfriamiento en escala logarítmica de protones relativistas. Arriba: región RS. Abajo: región FS. En ambas regiones los protones escapan antes de enfriarse por cualquier mecanismo.

5. Microcuásares de Población I

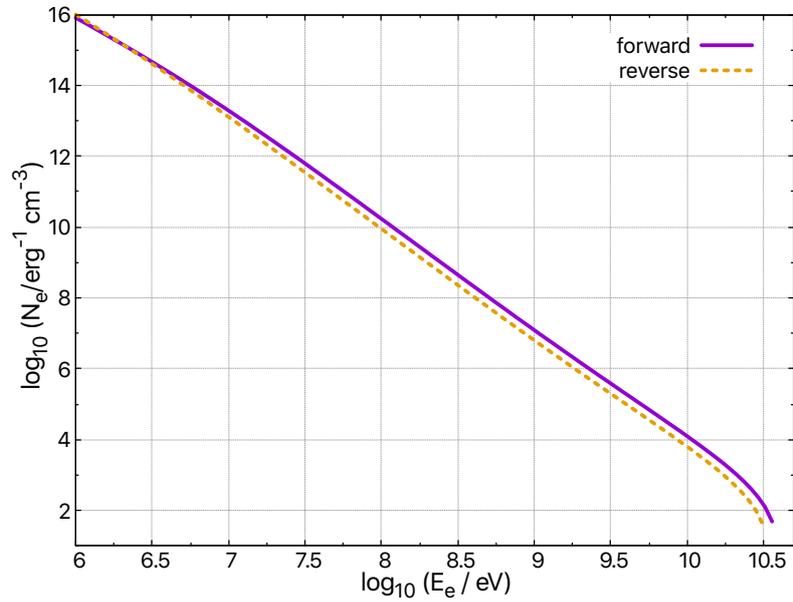


Figura 5.9. Distribución de electrones relativistas en las regiones FS (línea continua) y RS (línea punteada). Se observa un cambio de pendiente en las curvas en ~ 10 MeV, cuando empiezan a dominar las pérdidas por IC.

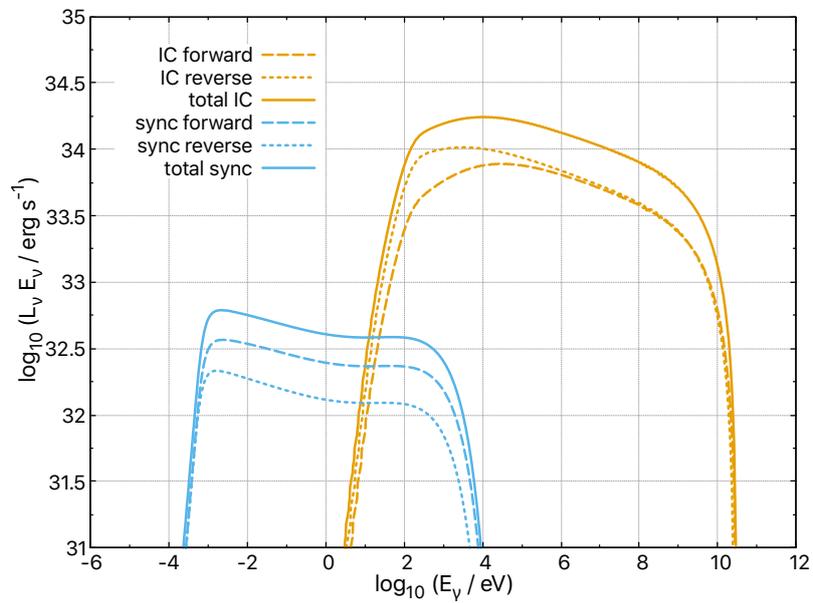


Figura 5.10. SEDs en regiones RS (líneas punteadas) y FS (líneas guionadas). Las curvas continuas corresponden a la contribución total para IC y sincrotrón.

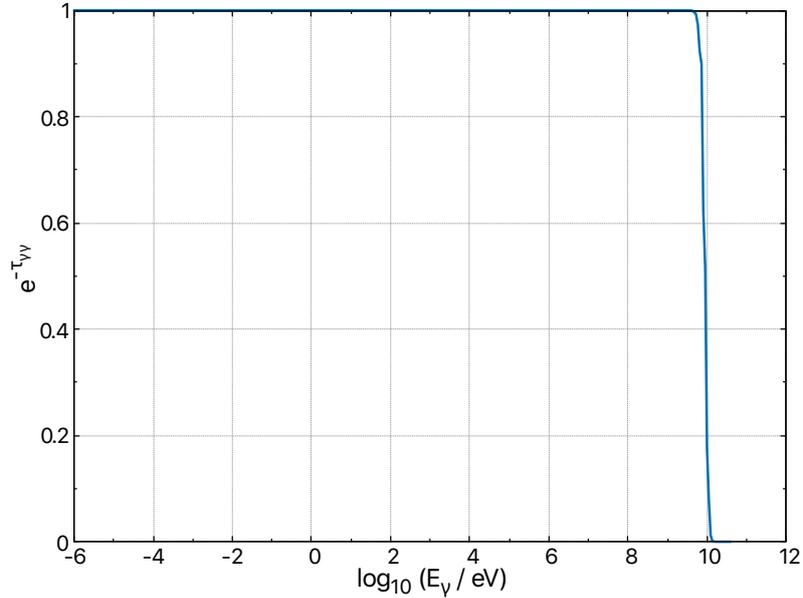


Figura 5.11. Factor de atenuación por aniquilación fotón-fotón. La atenuación tendrá efecto para energías > 10 GeV.

deramos como blanco. Los fotones NTs de la región de aceleración son los proyectiles. No tenemos en cuenta la contribución del campo de radiación del disco, debido a que la densidad de energía radiativa de éste en el SP es mucho menor que la de la estrella:

$$U_{\text{rad}}^{\text{disk}}(\text{SP}) \approx 10^{-2} U_{\text{rad}}^*(\text{SP}). \quad (5.13)$$

Los fotones de la estrella tienen una energía media de $\langle E_{\text{ph}} \rangle \approx 10.5$ eV, con lo cual la energía mínima que deben tener los fotones de la región de aceleración para crear pares es $E_{\gamma}^{\text{min}} \approx 25$ GeV.

En la Fig. 5.11 se muestra el factor de atenuación que tiene efecto sobre la luminosidad para energías mayores a 10 GeV. Esto puede deberse a que los fotones emitidos por la estrella tienen energías por encima del valor medio $\langle E_{\text{ph}} \rangle$. La energía umbral de estos fotones para poder aniquilarse con los de la región de emisión es ~ 26 eV. Si comparamos las densidades de fotones para las energías media y umbral tenemos que $n_{\text{BB}}(\langle E_{\text{ph}} \rangle) \approx 10 n_{\text{BB}}(E_{\text{ph}}^{\text{umbral}})$, por lo que los resultados son coherentes.

En la Fig. 5.12 se multiplica la SED de la Fig. 5.10 por el factor de atenuación, obteniendo la SED absorbida por creación de pares.

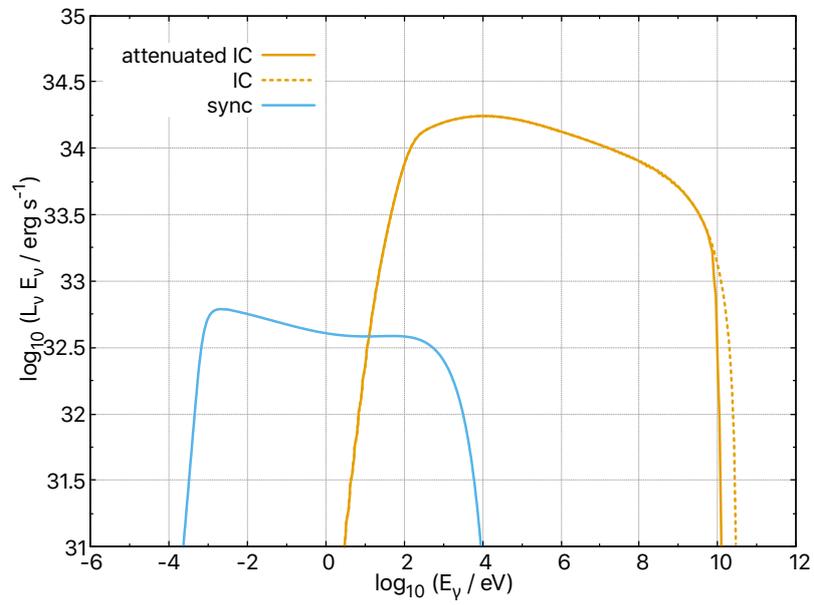


Figura 5.12. SED atenuada en energías > 10 GeV.

Capítulo 6

Discusión y conclusiones

6.1. Discusión

A continuación discutimos brevemente, entre otros aspectos que consideramos relevantes, los resultados obtenidos para ambas Poblaciones de MQs, los efectos en el medio de la radiación no-térmica producida en estos sistemas, y la comparación del MQ de Pop I con binarias estelares que tienen vientos colisionantes.

Acreción súper crítica en el Universo local

En nuestra Galaxia se conoce una sola fuente súper acretante, SS433, ubicada en la constelación del Águila. Los microcuásares galácticos GRS 1915+105 y GRO J1655-40 son candidatos a ser súper Eddington también ([Kitabatake et al., 2002](#)).

Fuera de la Galaxia se conoce el MQ S26 que es órdenes de magnitud más potente que SS433, con jets de ~ 300 pc de extensión ([Inoue et al., 2017](#)), los cuales pueden aportar emisión en radio a escalas muy grandes.

También se han observado numerosas fuentes ULXs en galaxias cercanas como NGC 253 y M82. Se desconoce si estos objetos tienen jets porque no se pueden resolver observacionalmente. Sin embargo, estos sistemas podrían ser similares al segundo caso discutido en esta tesis, ya que la formación de vientos ecuatoriales puede prescindir de la presencia de jets en el sistema, de acuerdo a simulaciones de auto-interacción del viento producido por discos súper acretantes, realizadas por F. de Colle et al. (en progreso).

Comparación de MQs de Pop I con binarias estelares

De Becker & Raucq (2013) catalogaron 43 binarias estelares en la Galaxia con emisión no-térmica por colisión de vientos, aunque es probable que la cantidad total sea de algunos centenares. Estas binarias son difíciles de detectar porque producen también emisión térmica en la zona del viento.

Pittard et al. (2021) estudiaron binarias estelares con vientos colisionantes teniendo en cuenta la aceleración de las partículas a partir del *pool* supratérmico generado en la colisión de vientos. Estos autores consideran efectos no lineales como las presiones del campo magnético y de las partículas relativistas sobre los shocks reverso y delantero durante el proceso de aceleración.

A diferencia de nuestro caso de estudio, en las distribuciones de partículas de Pittard et al. (2021) hay dos picos generados por la compresión y el calentamiento del gas en el shock ($T \approx 10^7$ K). En ese trabajo la distribución de los electrones y protones es una curva *Maxwelliana* con el pico en la energía media que corresponde a esa temperatura. Es decir, las partículas que se aceleran hasta velocidades medianamente relativistas son precalentadas en el shock y por este motivo aparecen los picos también en las SEDs.

En nuestro modelo de Pop I consideramos una contribución no-térmica que no aparece en el modelo de Pittard et al. (2021). Además, el pico térmico en la SED del MQ de Pop I está en $\sim 10^3$ eV con una potencia de $L = 10^{39}$ erg s $^{-1}$, lo que proporciona una descripción muy distinta respecto de una binaria con colisión de vientos. Esta diferencia en las distribuciones se debe a que el MQ tiene presente un disco que emite en rayos X. En el trabajo de Pittard et al. (2021) el máximo de luminosidad se da en los rayos X con $E \approx 10^2$ eV, situación en la que domina el proceso $p - p$ porque los vientos estelares son muy densos.

En cuanto a la banda de rayos gamma a altas energías los autores obtienen una luminosidad de $\sim 10^{32}$ erg s $^{-1}$ para binarias con colisión de vientos. En nuestro trabajo, en cambio, la luminosidad en ese rango de energías es de $\sim 10^{34}$ erg s $^{-1}$.

Los sistemas con colisión de vientos se reconocen generalmente por emisión en radio, por lo que es importante comparar también lo que ocurre en esta banda del espectro electromagnético. En nuestro trabajo la luminosidad alcanzada en radio es de $\sim 10^{32}$ erg s $^{-1}$ mientras que en Pittard et al. (2021) es de $\sim 10^{30}$ erg s $^{-1}$.

Esto permite identificar esta clase de MQs hasta distancias 10 veces mayores que las binarias estelares con el mismo instrumento, lo cual habilitaría a encontrar fuentes súper acretantes no-térmicas en otras galaxias cercanas (por ejemplo NGC 253, que se encuentra a ~ 3 Mpc).

La variación de pendiente en las SEDs, de rayos X duros a rayos gamma, es también relevante para diferenciar ambos tipos de sistemas. En nuestro modelo de MQ, debido a la presencia del disco, identificamos un cambio muy pronunciado para energías de $10^3 - 10^5$ eV, que no se observa en las SEDs de [Pittard et al. \(2021\)](#).

Similitudes entre Poblaciones

En los MQs modelizados de Pop I y III se obtienen resultados similares, a pesar de las disímiles características físicas involucradas. Principalmente se observa esto en los procesos de enfriamiento dominantes y las SEDs obtenidas. Si bien las masas de los agujeros negros y las propiedades de las estrellas son sustancialmente diferentes, los procesos no-térmicos dependen de condiciones que quedan determinadas por cualidades que son comunes en ambos escenarios astrofísicos. Con lo cual las luminosidades resultantes de los flujos que interactúan en la región de aceleración son del mismo orden, por lo que es de esperar que coincidan en forma aproximada los procesos que ocurren en esta zona, ya sea en cuanto a los enfriamientos de las partículas relativistas, ya sea en relación a las distribuciones espectrales de energía.

Efectos en el medio

Cabe preguntarse qué efectos podrían tener la materia y la radiación a altas energías inyectadas en el medio por estos sistemas. En el trabajo de [Sotomayor Checa & Romero \(2019\)](#) se propone que la emisión no-térmica en las regiones terminales de jets de MQs de Pop III súper acretantes pudo haber contribuido significativamente en el proceso de reionización del IGM en el Universo temprano. En ese modelo, los hadrones alcanzan energías de ~ 10 PeV, aunque los autores concluyen que una fuerte componente de absorción interna en el jet atenúa la SED para $E \approx 10$ GeV. En nuestro caso, podemos analizar el efecto *reionizante* que pueden tener en el ISM los rayos gamma producidos en la interacción viento-radiación. La ionización de un

6. Discusión y conclusiones

átomo A se esquematiza como:

$$A + E_i \rightarrow A^+ + e^-, \quad (6.1)$$

donde E_i es la energía de ionización. En el caso del hidrógeno, $E_i^H = 13.5$ eV (para un estudio detallado sobre ionización en astrofísica se puede ver por ejemplo [Spitzer \(1962\)](#), [Clementi & Roetti \(1974\)](#) y [Arnaud & Rothenflug \(1985\)](#)). Si bien esta energía es relativamente baja, un fotón puede ionizar un sólo átomo. Si el fotón es muy energético, le transferirá mucha energía al electrón que escapa. Pero si se producen muchos rayos gamma, el poder ionizante no se modifica. En cambio, un leptón con energías de ~ 1 MeV puede quitar electrones a distintos átomos. Es por esto que los principales elementos ionizantes no serán los rayos gamma, sino los pares electrón-positrón de baja energía generados por la aniquilación fotón-fotón de estos rayos. Estos pares creados pueden a su vez emitir radiación nuevamente. El ciclo continúa mientras las energías involucradas sean suficientes para repetir el proceso. El resultado de estas cascadas electromagnéticas es el de disminuir la energía de los fotones originales y multiplicar el número de leptones –ver por ejemplo [Orellana et al. \(2007\)](#). Debido a las energías alcanzadas por las partículas relativistas y la radiación emitida que obtenemos en nuestro modelo de MQ de Pop III, pensamos que los procesos involucrados en la interacción viento-radiación podrían tener una influencia significativa en la ionización del medio circundante. Es un estudio que pretendemos profundizar a futuro.

En el caso de los MQs de Pop I, la emisión a altas energías podría tener un impacto considerable en nubes moleculares. Las turbulencias supersónicas en estas nubes proporcionan sobredensidades que contribuyen al colapso local de materia favoreciendo la formación estelar ([Mac Low & Klessen, 2004](#)). Una inyección de radiación gamma y de hadrones relativistas en estas nubes podría tener cierta relevancia en este proceso.

Particularidad del modelo de Pop I

Al modelizar el MQ de Pop I estudiamos doce parametrizaciones distintas del sistema. En estos escenarios el *stagnation point* se encuentra sobre la estrella, con lo cual se genera únicamente un shock reverso adiabático. Debido a la localización del SP en estos casos, los campos de radiación serán más intensos y la absorción más

importante, aunque estimamos que los resultados finales no cambiarán demasiado. De las distintas modelizaciones que realizamos, en esta tesis elegimos un modelo más complejo de MQ: aquel en el cual el viento ecuatorial es detenido por el viento estelar. En este modelo se tiene también un *forward* shock, aunque comparando las SEDs en ambos shocks podemos notar que el FS no aporta diferencias determinantes (ver Fig. 5.10). Concluimos que en los sistemas donde el flujo ecuatorial colisiona con la superficie estelar también se aceleran de forma efectiva partículas relativistas.

Podemos considerar también escenarios en los cuales las partículas se aceleren de manera más eficiente –contemplando otra velocidad de rotación de la estrella o una mayor intensidad del campo magnético en su superficie (ver por ejemplo discusión en Pittard et al. (2021))– alcanzando quizás energías 10 veces más altas para los electrones, y energías del orden de ~ 1 PeV para los protones del RS en el MQ de Pop I (aunque es probable que esta radiación se vea altamente absorbida).

Vientos no-homogéneos

Se piensa que los vientos de las estrellas masivas no son *suaves*, sino estocásticamente inhomogéneos (del Palacio, 2018). Las inhomogeneidades del viento se han tenido en cuenta bajo dos conceptos:

- *microclumping*: grumos ópticamente delgados que influyen en una reducción de \dot{M}_* (Martínez-Núñez et al., 2017), lo que disminuye la luminosidad cinética del viento estelar.

- *macroclumping*: grumos ópticamente gruesos que determinan un viento *poroso* (Owocki & Cohen, 2006).

Considerar escenarios de colisión de vientos en MQs de Pop I con grumos estelares puede aportar nuevos aspectos a nuestro estudio, en particular en lo concerniente a la variabilidad.

6.2. Conclusiones

Hemos modelizado a primer orden la física de los discos de MQs súper acretantes, y los procesos no-térmicos que ocurren en estos sistemas debido a las interacciones viento-radiación (Pop III) y viento-viento (Pop I).

6. Discusión y conclusiones

En estos regímenes de acreción súper Eddington el disco resulta óptica y geométricamente grueso y su región interna se vuelve ADAF o dominada por la advección. Este cambio en la descripción radial del disco a partir de un cierto radio crítico se manifiesta en el salto abrupto de algunas cantidades físicas. El disco alcanza una luminosidad de $\sim 10^{39}$ erg s $^{-1}$ emitiendo como cuerpo negro con un máximo en los rayos X duros.

La enorme inestabilidad térmica en las capas superiores del disco posibilita la expulsión de masa en forma de poderosos vientos, proceso que regula la tasa de acreción al orden de la tasa de Eddington. Estos vientos colisionan con el jet relativista que emerge del centro del sistema y son deflectados produciendo un flujo ecuatorial supersónico que interactúa con la estrella compañera.

En esta interacción hay un cierto punto de estancamiento donde se igualan las presiones de los flujos involucrados, y se producen shocks en los que se aceleran partículas hasta velocidades relativistas. De la aplicación de nuestro modelo concluimos que los electrones relativistas emiten radiación no-térmica hasta energías del orden de ~ 10 GeV, enfriándose principalmente por radiación IC y sincrotrón, tanto en el caso de MQs del Universo temprano (Pop III) como del Universo local (Pop I). Se desprende también de los cálculos numéricos realizados que los protones escapan por convección de la región de aceleración sin lograr enfriarse mediante ningún proceso.

Esta interacción entre los flujos inyecta en el ISM materia y radiación de altas energías con una potencia de $\sim 10^{35}$ erg s $^{-1}$.

Del análisis semi analítico y numérico concluimos además que la absorción por aniquilación fotón-fotón debido al campo de radiación estelar no será relevante para energías menores a los 10 GeV.

La aplicación de los modelos utilizados en este trabajo al estudio de fuentes concretas en los Universos temprano y local permitirá acotar parámetros libres, lo que a su vez posibilitará realizar predicciones cuantitativas verificables observacionalmente.

6.3. Trabajo a futuro

En un futuro inmediato, como continuación del presente trabajo, pretendemos:

- Analizar escenarios con una componente fuerte de campo magnético en el disco.
- Aplicar nuestro modelo al estudio del MQ S26, ubicado en la Galaxia NGC 7793 y similar al MQ galáctico SS433 pero más grande y poderoso –ver por ejemplo [Soria et al. \(2010\)](#) y [Dopita et al. \(2012\)](#).
- Adecuar nuestro modelo de súper acreción al estudio de Núcleos de Galaxias Activos y estudiar el impacto del viento sobre el entorno del objeto central.
- Estudiar la interacción de vientos en agujeros negros súper críticos en estados *high-soft* sin jets, a fin de aplicarlo a fuentes X ultra luminosas ULXs.

Nuestras perspectivas de trabajo a futuro conforman un programa de investigación a largo plazo que es la continuidad natural de estudios iniciados por otros miembros del GARRA (*Grupo de Astrofísica Relativista y Radioastronomía*), en particular del Lic. Pablo Sotomayor y del Director de esta Tesis. Pretendemos que estas investigaciones sean plasmadas eventualmente en una Tesis Doctoral.

Apéndice A

Conceptos de modelo y teoría

En este trabajo nos apoyamos sobre ciertas teorías y realizamos algunos modelos que aplicamos a las distintas situaciones astrofísicas de interés. Con el propósito de entender a qué nos referimos cuando hablamos de *modelo* y *teoría*, consideramos oportuno introducir sus conceptos y establecer sus diferencias.

A.1. Modelo

Un modelo es la matematización de nuestras ideas sobre la realidad: una idealización que consiste en abstraer y elaborar conceptos (Romero, 2018a). Los modelos son siempre específicos, relativos a una situación concreta.

Un modelo factual es la representación conceptual de un mecanismo, mientras que este último es una colección de procesos. Podemos caracterizar un modelo factual mediante: las cosas o procesos involucrados (ítems factuales); las expresiones matemáticas utilizadas para representar esos ítems; la asignación de fórmulas en las expresiones matemáticas para los ítems; y las suposiciones o datos acerca de los ítems.

Los modelos son esenciales en toda actividad científica, aunque se debe tener presente que son siempre defectuosos ya que, en el mejor de los casos, son sólo buenas aproximaciones.

A.2. Teoría

Una teoría es una organización lógica de un conjunto de enunciados relativos a objetos de algún tipo (Romero, 2018a). Por su parte, una teoría científica de la física está caracterizada por un formalismo matemático, un significado físico y un dominio de aplicación (Bunge, 1971). Cada enunciado en la teoría es una premisa (axioma) o una consecuencia deductiva de un conjunto de premisas (teorema). Cuando el dominio de la teoría está compuesto exclusivamente por objetos conceptuales, la teoría es formal. Si el dominio incluye algunos sistemas materiales, la teoría es factual. Los axiomas nomológicos expresan patrones regulares de eventos asociados con los objetos del dominio. Estos axiomas representan leyes objetivas.

El dominio de las teorías sobre las que trabajamos en esta tesis involucra sistemas materiales. Es decir, los modelos que elaboramos siguen teorías factuales.

A.3. Diferencias entre modelo y teoría

Frecuentemente en la literatura se mencionan los modelos y las teorías de manera indistinta. Vale destacar las diferencias fundamentales desprendidas de las definiciones previas:

- Las teorías contienen enunciados legales, los modelos no.
- En general obtenemos modelos mediante un número de teorías y un conjunto de suposiciones específicas.
- A diferencia de lo que ocurre con los modelos, no se espera que las teorías generales hagan predicciones.
- Testeamos las teorías mediante análisis de consistencia y evaluación empírica de los modelos.

Bibliografía

- Abramowicz M. A., Calvani M., Nobili L., 1980, *ApJ*, **242**, 772
- Aharonian F. A., Atoyan A. M., 2000, *A&A*, **362**, 937
- Arnaud M., Rothenflug R., 1985, *A&AS*, **60**, 425
- Baraffe I., Heger A., Woosley S. E., 2001, *ApJ*, **550**, 890
- 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
- Belloni T. M., 2010, *States and Transitions in Black Hole Binaries*. Berlin: Springer.
- Berezinskii V. S., Bulanov S. V., Dogiel V. A., Ptuskin V. S., 1990, *Astrophysics of cosmic rays*. Amsterdam: North Holland.
- Blandford R., Eichler D., 1987, *Physics Reports*, **154**, 1
- Blandford R. D., Ostriker J. P., 1978, *ApJ*, **221**, L29
- Blumenthal G. R., Gould R. J., 1970, *Reviews of Modern Physics*, **42**, 237
- Bosch-Ramon V., Khangulyan D., Aharonian F. A., 2008, in Aharonian F. A., Hofmann W., Rieger F., eds, *American Institute of Physics Conference Series Vol. 1085*, American Institute of Physics Conference Series. pp 223–225 ([arXiv:0811.3516](https://arxiv.org/abs/0811.3516)), [doi:10.1063/1.3076645](https://doi.org/10.1063/1.3076645)
- Bromm V., 2013, *Reports on Progress in Physics*, **76**, 112901
- Bromm V., Loeb A., 2003, *Nature*, **425**, 812
- Bunge M., 1971, *Problems in the foundations of physics*. Berlin: Springer.
- Castor J. I., Abbott D. C., Klein R. I., 1975, *ApJ*, **195**, 157
- Clementi E., Roetti C., 1974, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **14**, 177
- Conti P. S., 1988, *Overview of O, Of, and Wolf-Rayet Populations*. Washington: NASA.
- Crowther P. A., 2007, *ARA&A*, **45**, 177

BIBLIOGRAFÍA

- De Becker M., Raucq F., 2013, *A&A*, **558**, A28
- Dopita M. A., Payne J. L., Filipović M. D., Pannuti T. G., 2012, *MNRAS*, **427**, 956
- Dubus G., 2006, *A&A*, **451**, 9
- Eggleton P. P., 1983, *ApJ*, **268**, 368
- Eichler D., Usov V., 1993, *ApJ*, **402**, 271
- Einstein A., 1905, *Annalen der Physik*, **322**, 549
- Einstein A., 1915, Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften. Berlin, pp 844–847
- Ellis G. F., Maartens R., MacCallum M. A., 2012, *Relativistic cosmology*. Cambridge University Press
- Fermi E., 1949, *Physical Review*, **75**, 1169
- Fukue J., 2004, *PASJ*, **56**, 569
- Gaisser T. K., 1990, *Cosmic rays and particle physics*. Cambridge: Cambridge University Press.
- Gilfanov M., 2010, *X-Ray Emission from Black-Hole Binaries*. Berlin: Springer.
- Ginzburg V. L., Syrovatskii S. I., 1964, *The Origin of Cosmic Rays*. Oxford: Pergamon Press.
- Gould R. J., Schröder G. P., 1967, *Physical Review*, **155**, 1408
- Hillas A. M., 1984, *ARA&A*, **22**, 425
- Inoue Y., Lee S.-H., Tanaka Y. T., Kobayashi S. B., 2017, *Astroparticle Physics*, **90**, 14
- Karlsson T., Bromm V., Bland-Hawthorn J., 2013, *Reviews of Modern Physics*, **85**, 809
- Kitabatake E., Fukue J., Matsumoto K., 2002, *PASJ*, **54**, 235
- Krtićka J., Kubát J., 2006, *A&A*, **446**, 1039
- Lamers H. J. G. L. M., Cassinelli J. P., 1999, *Introduction to Stellar Winds*. Cambridge: Cambridge University Press.
- Lamers H. J. G. L. M., Maeder A., Schmutz W., Cassinelli J. P., 1991, *ApJ*, **368**, 538
- Lee H. M., Kang H., Ryu D., 1996, *ApJ*, **464**, 131
- Loeb A., 2010, *How Did the First Stars and Galaxies Form?*
- Longair M. S., 2011, *High Energy Astrophysics*. Cambridge: Cambridge University Press.

- Mac Low M.-M., Klessen R. S., 2004, *Reviews of Modern Physics*, **76**, 125
- Martínez-Núñez S., et al., 2017, *Space Sci. Rev.*, **212**, 59
- Mathys G., 1999, *Direct Observational Evidence for Magnetic Fields in Hot Stars*. Cambridge: Cambridge University Press.
- McCray R., Snow T. P. J., 1979, *ARA&A*, **17**, 213
- Migliari S., Miller-Jones J. C. A., Russell D. M., 2011, *MNRAS*, **415**, 2407
- Mirabel I. F., 2010, *Microquasars: Summary and Outlook*. Berlin: Springer.
- Mirabel I. F., Rodríguez L. F., Cordier B., Paul J., Lebrun F., 1992, *Nature*, **358**, 215
- Mirabel I. F., Dijkstra M., Laurent P., Loeb A., Pritchard J. R., 2011, *A&A*, **528**, A149
- Myasnikov A. V., Zhekov S. A., Belov N. A., 1998, *MNRAS*, **298**, 1021
- Müller A. L., 2020, PhD thesis, UNSAM/KIT.
- Narayan R., Yi I., 1994, *ApJ*, **428**, L13
- Ohsuga K., Mineshige S., 2002, in Ikeuchi S., Hearnshaw J., Hanawa T., eds, 8th Asian-Pacific Regional Meeting, Volume II. pp 349–350
- Ohsuga K., Mineshige S., Watarai K.-y., 2003, *ApJ*, **596**, 429
- Orellana M., Bordas P., Bosch-Ramon V., Romero G. E., Paredes J. M., 2007, *A&A*, **476**, 9
- Owocki S. P., Cohen D. H., 2006, *ApJ*, **648**, 565
- Pittard J. M., Romero G. E., Vila G. S., 2021, *MNRAS*, stab1107
- Protheroe R. J., 1999, in Duvernois M. A., ed., Vol. 230, *Topics in Cosmic-Ray Astrophysics*. New York: Nova Science Publishing.
- Puls J., Vink J. S., Najarro F., 2008, *A&ARev*, **16**, 209
- Raymond J. C., Cox D. P., Smith B. W., 1976, *ApJ*, **204**, 290
- Romero G. E., 2018a, *Scientific Philosophy*. Cham: Springer.
- Romero G. E., 2018b, *Introducción a la Astrofísica Relativista*. La Plata: UNLP.
- Romero G. E., Sotomayor Checa P., 2018, *International Journal of Modern Physics D*, **27**, 1844019
- Romero G. E., Vila G. S., 2008, *A&A*, **485**, 623
- Romero G. E., Vila G. S., 2014, *Introduction to Black Hole Astrophysics*. Berlin: Springer.
- Romero G. E., Müller A. L., Roth M., 2018, *A&A*, **616**, A57

BIBLIOGRAFÍA

- Sander A., Hamann W. R., Todt H., 2012, *A&A*, **540**, [A144](#)
- Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, *A&A*, **500**, [33](#)
- Soria R., Pakull M. W., Broderick J. W., Corbel S., Motch C., 2010, *MNRAS*, **409**, [541](#)
- Sotomayor Checa P., Romero G. E., 2019, *A&A*, **629**, [A76](#)
- Sotomayor Checa P., Romero G. E., Bosch-Ramon V., 2021, *Ap&SS*, **366**, [13](#)
- Spitzer L., 1962, *Physics of Fully Ionized Gases*. New York: Interscience publishers.
- Tegmark M., Silk J., Rees M. J., Blanchard A., Abel T., Palla F., 1997, *ApJ*, **474**, [1](#)
- Tueros M., del Valle M. V., Romero G. E., 2014, *A&A*, **570**, [L3](#)
- Wang J.-M., Zhou Y.-Y., 1999, *ApJ*, **516**, [420](#)
- Wolfire M. G., McKee C. F., Hollenbach D., Tielens A. G. G. M., 2003, *ApJ*, **587**, [278](#)
- del Palacio S., 2018, PhD thesis, UNLP.
- del Palacio S., Bosch-Ramon V., Romero G. E., Benaglia P., 2016, *A&A*, **591**, [A139](#)