Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Tesis para obtener el grado académico de
Doctor en Astronomía

Radiación no térmica asociada a estrellas de gran masa

Santiago del Palacio

Director: Dr. Valentí Bosch-Ramon
Co-Director: Dr. Gustavo E. Romero

La Plata, Argentina
- Noviembre de 2018 -

Prefacio

Esta Tesis es presentada como parte de los requisitos para obtener el grado académico de Doctor en Astronomía de la Universidad Nacional de La Plata. La misma contiene los resultados de las investigaciones desarrolladas bajo la dirección de los Drs. Valentí Bosch-Ramon y Gustavo E. Romero, junto con investigaciones desarrolladas en colaboración con investigadores del grupo GARRA, del grupo Fringe, y otros colegas internacionales entre los años 2014 y 2018.

Santiago del Palacio.
e-mail: sdelpalacio@fcaglp.unlp.edu.ar
La Plata, Noviembre de 2018.

Resumen

Uno de los principales desafíos de la astrofísica de altas energías es entender las conexiones que subyacen entre los rayos cósmicos y la radiación no térmica (NT), en particular, en la banda de los rayos γ. Hay extensa evidencia observacional que vincula a las estrellas de gran masa con procesos no térmicos, y en particular se ha establecido que pueden jugar un rol importante –o incluso dominante– en la aceleración de rayos cósmicos Galácticos. En esta Tesis nos hemos abocado a investigar la emisión NT producida en sistemas con estrellas de gran masa y, de forma indirecta, la aceleración de partículas relativistas en estos objetos.

Hemos desarrollado herramientas para avanzar en la dirección de dar respuestas a interrogantes tales como cuál es la eficiencia de aceleración de rayos cósmicos en choques desencadenados por vientos estelares, bajo qué condiciones los sistemas con estrellas de gran masa pueden ser emisores de rayos γ, y cuál es la intensidad y topología de los campos magnéticos en estos escenarios. El abordaje con que lo hemos hecho consiste principalmente en la modelización de los procesos no térmicos que ocurren en sistemas con estrellas de gran masa, entre ellos estrellas *runaway* (fugitivas) con *bow-shocks* (choques de proa), sistemas binarios con colisión de vientos y binarias de rayos γ.

Estos modelos requieren del desarrollo de códigos numéricos de relativa complejidad para estimar la emisión esperada en los distintos escenarios a lo largo de todo el espectro electromagnético. En particular, hemos realizado dos tipos de modelos, dependiendo de la física del escenario analizado. Por un lado, modelos *one-zone* altamente simplificados, útiles para captar la física relevante a primer orden en fuentes no térmicas puntuales (no resueltas). Por otro lado, modelos multi-zona más detallados que contemplan la estructura del emisor, por lo que permiten producir mapas de emisión comparables con los observados en fuentes resueltas. Dichos modelos son versátiles y pueden utilizarse para estudiar otras fuentes no térmicas; en particular, en esta Tesis mostramos una aplicación para el estudio de *blazares*.

Mediante la aplicación de los modelos al estudio de fuentes concretas, hemos determinado o acotado parámetros libres de los mismos, lo cual ha servido para realizar predicciones cuantitativas que serán verificables con futuras observaciones. En esta línea, también se ha participado en la elaboración de cerca de una decena de propuestas observacionales ya aprobadas, cuyo impacto dependerá de lo que revelen los resultados observacionales en un futuro cercano. Las fuentes observadas incluyen burbujas estelares (aisladas y en colisión), *bow-shocks* estelares, y binarias con colisión de vientos. Finalmente, resaltamos que la generalización y extrapolación de los resultados de observaciones específicas permitirán abordar estudios poblacionales y obtener conclusiones más generales en cuanto a la radiación NT producida en sistemas con estrellas de gran masa.

Abstract

One of the biggest challenges in modern high-energy astrophysics is to understand the underlying connections between cosmic rays and non-thermal radiation, in particular γ-rays. Vast evidence links massive stars with non-thermal processes, and it has been established that these stars might play an important role -if not dominant- in the acceleration of Galactic cosmic rays. In this Thesis we have investigated the non-thermal emission produced in systems hosting massive stars and, in a more indirect manner, the acceleration of relativistic particles in these objects.

We have developed tools in order to make progress in the knowledge of the acceleration efficiency in stellar wind shocks, the necessary conditions for systems harboring massive stars to be γ-ray emitters, and the intensity and topology of the magnetic fields in these scenarios. Our approach consists mainly in the modelling of the non-thermal processes taking place in systems hosting massive stars, such as bow-shocks from runaway stars, massive colliding-wind binaries, and γ-ray binaries.

These models require the development of numeric codes with certain complexity to calculate the expected emission along the electromagnetic spectrum for different scenarios. In particular, we have performed two types of models, depending on the physics of the analyzed scenario. On the one hand, highly simplified one-zone models, useful to capture the elemental physics of point-like non-thermal sources. On the other hand, more detailed multi-zone models that take into account the structure of the emitter, allowing to produce emission maps comparable to those observed in resolved, extended sources. These models are versatile and can be used to study other non-thermal sources; a particular application to blazar emission is presented in this Thesis.

Applying these models to the study of individual sources, we have determined or restricted free parameters of the models, which in turn has served to make quantitative predictions that are going to be tested with future observations. We have participated in about ten observation proposals which have been approbed. The impact of these observations depends on their outcome and the results they reveal in a close future. The observed sources include stellar bubbles (both individual and in collision), stellar bow-shocks, and colliding-wind binaries. Finally, we highlight that the generalization and extrapolation from the results obtained for specific observations will help to address population studies and to obtain more general conclusions regarding the non-thermal radiation produced in systems hosting massive stars.

Originalidad

Las ideas, desarrollos y resultados obtenidos son originales del autor y de los directores de la Tesis, salvo explícita mención. La mayor parte de los resultados fueron presentados previamente en actas de congresos, publicaciones en revistas con referato y llamadas a propuestas de observación de diversos instrumentos.

A toda persona que defienda la Universidad Pública,
que luche por el sistema científico nacional,
y que reconozca un valor cultural en este escrito.

Agradecimientos

Esta tesis es el fruto de varios años de trabajo y estudio dentro de un sistema público de investigación y de educación. Es por esto que en primer lugar debo agradecer a la sociedad que los apoya y sostiene, posibilitando que esta tesis haya podido ser realizada en el país. También les agradezco a quienes militan por mejorar el sistema científico y la Universidad, poniéndole el cuerpo a la lucha por nuestros derechos; destaco a la agrupación INTI, la que me ha marcado y desde la cual intentaré siempre seguir aportando mi granito de arena.

A mis directores Valentí y Gustavo por complementarse y enseñarme tanto sobre el quehacer del científico, por velar por el bien de mi carrera profesional, por confiar en mí y darme espacio para que explore y me desenvuelva por mi cuenta –pero estando siempre al alcance si los necesito.

A mis jurados de tesis por su buena predisposición, en especial a Gabriela Vila de quien –además– he seguido aprendiendo mucho en el marco de la cátedra de IAR.

A mis colegas y colaboradores por asimilarme en la comunidad científica y ayudarme a crecer profesionalmente. Particularmente, le agradezco a Paula Benaglia por (quizás sin saberlo) haberme mostrado a la astronomía como una labor de detective y por haberme iniciado en el mundo de las propuestas de observación –esa quimera apasionante donde se mezclan y compiten la imaginación y la factibilidad, la claridad y la brevedad, la rigurosidad y la especulación, y, sobre todo, el ocio y el estrés–; este acercamiento a la astronomía observacional es algo que (espero) se ve reflejado en el desarrollo de esta tesis. A Manuel, por (quizás también sin saberlo) haber sembrado varias semillas que me han replanteado o enriquecido mi forma de trabajo y concepto de la ciencia. A Federico García (te incluyo en el apartado de los observacionales, pero date por aludido en otros párrafos también) por incontables charlas sobre el sistema científico y ciencia, por haber compartido conmigo y aliviar la presión de un proyecto complejo que resultó en un gran aprendizaje (para ambos, me animo a decir); realmente anhelo que sigamos haciendo ciencia juntos en el futuro. A quienes han dado cursos en la FCAGLP, Diego Altamirano y Michaël De Becker, y en Viedma durante la COSPAR, mostrándome la importancia de conocer al detalle los instrumentos de observación y por darme consejos valiosos que espero no olvidar. A quienes organizaron y organizan espacios de discusión científica dentro de la FCAGLP que, entre otras cosas, me han permitido seguir en contacto con otras ramas de la astronomía y expandir mis horizontes.

A la profesora Ana María Platzeck por sus valiosas enseñanzas y por ser un ejemplo de compromiso y dedicación en la docencia.

A la gente de la UB que me hizo sentir bienvenido cada vez que fui.

A les compañeres del IAR que hacen llevadero (y hasta disfrutable) el viaje a Parque Pereyra. Un agradecimiento especial a PuMAs y PuMAnijas por darle otro color al instituto.

A mis amigues que me acompañan desde los primeros días en el Observatorio; ustedes son mi década ganada.

A mi familia, en particular a mis padres por estar siempre presentes.

A Pau, por todo el apoyo, paciencia, ayuda, compañía, panqueques, cariño y amor que

me diste. Saber que para todo puedo contar con vos es invalorable.

Por último, a quienes luchan por hacer público y accesible el conocimiento científico, siendo un ejemplo de convicción, justicia, y compromiso con la humanidad: Aaron Swartz[(i)], Alexandra Elbakyan (la genia de Sci-Hub), BPPF, y tantas otras personas y grupos.

[(i)] "*Sharing [knowledge] isn't immoral – it's a moral imperative.*". Guerilla Open Access Manifesto.

Índice general

Prefacio iii

Resumen v

Abstract vii

Originalidad ix

Agradecimientos xiii

1. Introducción 1
- 1.1. Astronomía multi-frecuencia . . . 1
- 1.2. Rayos Cósmicos . . . 4
- 1.3. Estrellas masivas . . . 7

2. Elementos de Astrofísica Relativista 9
- 2.1. Definiciones básicas . . . 9
  - 2.1.1. Luminosidad y Flujo . . . 9
  - 2.1.2. Sección eficaz . . . 11
- 2.2. Aceleración de partículas . . . 12
  - 2.2.1. Aceleración difusiva en choques . . . 12
  - 2.2.2. Reconexión Magnética . . . 16
  - 2.2.3. Espectro de inyección . . . 17
- 2.3. Ecuación de transporte . . . 19
  - 2.3.1. Solución *one-zone* . . . 20
  - 2.3.2. Solución de emisor con estructura . . . 21
- 2.4. Procesos radiativos . . . 24
  - 2.4.1. Sincrotrón . . . 25
  - 2.4.2. Compton Inverso . . . 26
  - 2.4.3. *Bremsstrahlung* relativista . . . 29
  - 2.4.4. Colisiones p-p . . . 30
- 2.5. Procesos de absorción . . . 31
  - 2.5.1. Radio-ondas . . . 32
  - 2.5.2. Rayos-X . . . 34
  - 2.5.3. Rayos-γ . . . 34

3. Estrellas masivas y sus interacciones a gran escala 37
- 3.1. Burbujas estelares . . . 38
  - 3.1.1. Fenomenología . . . 38
  - 3.1.2. Observaciones en curso . . . 39

3.2. *Bow-shocks* . . . 42
3.2.1. Observaciones y fenomenología . . . 42
3.2.2. Modelo . . . 43
3.2.2.1. Geometría . . . 44
3.2.2.2. Hidrodinámica . . . 45
3.2.2.3. Partículas no térmicas . . . 46
3.2.2.4. Emisión no térmica . . . 51
3.2.2.5. Mapas sintéticos de emisión radio . . . 51
3.2.3. Resultados . . . 52
3.2.3.1. Modelo *one-zone* versus modelo *multi-zone* . . . 52
3.2.3.2. Estimaciones analíticas de la luminosidad . . . 54
3.2.3.3. Aplicación del modelo a BD+43°3654 . . . 55
3.2.4. Conclusiones . . . 59

4. Estrellas masivas binarias **61**
4.1. Introducción y fenomenología . . . 61
4.1.1. Espectro de una PACWB . . . 61
4.1.2. Aspectos hidrodinámicos . . . 63
4.2. Modelo . . . 64
4.2.1. Hidrodinámica . . . 65
4.2.2. Distribución de partículas . . . 66
4.3. Investigación de la binaria HD 93129A . . . 67
4.3.1. Características de HD 93129A . . . 67
4.3.2. Resultados . . . 70
4.3.2.1. Ángulo de observación . . . 70
4.3.2.2. Mapas sintéticos . . . 71
4.3.2.3. Escenario con campo magnético bajo . . . 72
4.3.2.4. Escenario con campo magnético de equipartición . . . 74
4.3.2.5. Escenario óptimo . . . 75
4.3.2.6. Escenario hadrónico . . . 76
4.3.3. Campaña observacional . . . 76
4.3.4. Conclusiones . . . 77
4.4. Investigación de polarización en binarias masivas . . . 78
4.4.1. Polarización de la radiación . . . 78
4.4.2. Adaptación del modelo para reconexión magnética . . . 79
4.4.3. Estudios observacionales . . . 79
4.4.3.1. Ausencia de polarización en WR 146 . . . 79
4.4.3.2. Observacionales en curso . . . 84

5. Estrellas masivas en sistemas con objetos compactos **85**
5.1. Binarias de Rayos-γ . . . 85
5.1.1. Modelo *one-zone* . . . 86
5.1.1.1. Descripción del enfoque . . . 86
5.1.1.2. Espectros, flujos y mapas . . . 87
5.1.1.3. El sistema LS 5039 . . . 88
5.1.2. Resultados . . . 89
5.1.2.1. Distribuciones espectrales de energía . . . 89
5.1.2.2. Mapas . . . 92
5.1.2.3. Identificación del mejor modelo . . . 93
5.1.3. Discusión . . . 95

5.1.4. Resumen y conclusiones . . . 96
5.2. Microcuásares con estrellas de gran masa . . . 97
5.2.1. Vientos estelares inhomogéneos . . . 97
5.2.2. Interacciones *jet*-grumo . . . 99
5.2.2.1. Condiciones necesarias . . . 99
5.2.2.2. Simulación de una interacción . . . 101
5.2.2.3. Efecto colectivo de un viento inhomogéneo . . . 102
5.2.3. Resumen y conclusiones . . . 105

6. Conclusiones **107**

A. Emisión γ en interacciones *jet*-nube en blazares **109**
A.1. Introducción . . . 109
A.2. Escenario físico . . . 110
A.2.1. La región de líneas anchas . . . 110
A.3. Dinámica de la interacción y procesos no térmicos . . . 111
A.3.1. Dinámica . . . 111
A.3.2. Campos de radiación . . . 114
A.3.3. Distribución de partículas . . . 114
A.3.4. Emisión no térmica . . . 115
A.3.5. Absorción . . . 116
A.4. Resultados para una interacción típica . . . 116
A.5. Tasa de interacción . . . 119
A.5.1. Escaleo de la luminosidad con la potencia del *jet* . . . 120
A.6. Conclusiones . . . 121

B. Resumen de trabajos realizados **123**
B.1. Publicaciones . . . 123
B.1.1. Publicaciones con referato en revistas internacionales . . . 123
B.1.2. Actas en congresos internacionales . . . 123
B.1.3. Actas en congresos nacionales . . . 124
B.2. Propuestas observacionales aprobadas . . . 124

Bibliografía **127**

Acrónimos

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

- AGILE: Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero
- ATCA: Australia Telescope Compact Array
- BS: Choque de proa (*Bow-Shock*)
- CD: Discontinuidad de Contacto (*Contact Discontinuity*)
- CR: Rayo cósmico (*Cosmic Ray*)
- DC: Ciclo de trabajo (*Duty-Cycle*)
- DSA: Aceleración difusiva en choques (*Diffusive Shock Acceleration*)
- FS: Choque delantero (*Forward Shock*)
- IC: Compton inverso (*Inverse Compton*)
- CTA: Cherenkov Telescope Array
- FR: Rotación de Faraday (*Faraday Rotation*)
- HESS: High Energy Stereoscopic System
- ISM: Medio interestelar (*Interstellar Medium*)
- JCI: Interacción *jet*-nube (*jet-cloud interaction*)
- JVLA: Jansky Very Large Array
- MAGIC: Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov
- MR: Reconexión magnética (*Magnetic Reconnection*)
- NT: No térmico
- RM: Medida de rotación (*Rotation Measure*)
- R-X, R-γ: Rayos-X, Rayos-γ
- RS: Choque reverso (*Reverse Shock*)
- SNR: Remanente de supernova (*Supernova Remnant*)
- UL: Límite superior (*Upper Limit*)
- VLA: Very Large Array
- VLBA: Very Long Baseline Array
- VLBI: Very Long Baseline Interferometry
- WCR: Región de colisión de vientos (*Wind Collision Region*)
- WR: Wolf-Rayet
- XMM-Newton: X-ray Multi-Mirror Mission - Newton

Índice de figuras

1.1. Espectro observado de CRs. 5

2.2. Esquema de aceleración difusiva en choques. 13
2.3. Esquema de cómo influye la energía inicial de la partícula en la DSA. 15
2.4. Esquema de reconexión magnética. 17
2.5. Esquema de reconexión magnética turbulenta. 17
2.7. Ilustración de las estructuras que componen el modelo de emisor extendido. . 23
2.9. Ejemplo de una SED producida por sincrotrón. 27
2.10. Sección eficaz total IC en función del parámetro de K-N. 28
2.11. Ejemplo de una SED producida por IC. 29
2.12. Ejemplo de una SED producida por Bremmstrahlung relativista. 30
2.13. Número de rayos γ resultante del decaimiento de una distribución de piones neutros. 31
2.14. Ejemplo de una SED producida por p-p. 32
2.15. Esquema de absorción de la intensidad de un haz. 32

3.1. Observaciones de WR 102 a distintas frecuencias. 40
3.2. Emisión de WR 120bb + WR 120bc en IR y en radio. 41
3.3. Esquema del modelo de *bow-shock*. 45
3.4. Cantidades termodinámicas del viento estelar chocado. 46
3.5. Tiempos característicos de aceleración y pérdidas para electrones y protones. 47
3.6. Distribuciones en energía de electrones y protones. 49
3.7. Ilustración del modelo de distribución espacial de partículas NTs en el BS. . 50
3.8. Mapas de emisión antes y después de la convolución con un haz gaussiano. . 52
3.9. Comparación de las SEDs para un modelo *one-zone* y un modelo extendido de un BS genérico. 53
3.10. Comparación de $L_{\mathrm{IC,star}}$ para distintos valores del ángulo de observación i. . 53
3.11. SED predicha para BD+43°3654 para distintos campos magnéticos. 58
3.12. Comparación entre mapas observados y sintéticos en radio de BD+43°3654. . 59

4.1. Esquema del modelo considerado de CWB. 63
4.2. Ilustración del modelo para la distribución espacial de partículas NT en la WCR. 65
4.3. Ejemplos de la distribución en energías de electrones para una curva emisora. 70
4.5. Mapas sintéticos en radio a 8.6 GHz para distintas separaciones orbitales. . . 72
4.6. Emisión en radio de HD 93129A para distintas épocas. 73
4.7. Ejemplo de las distintas componentes de las SEDs predichas para HD 93129A. 74
4.8. Ejemplos de SEDs predichas para HD 93129A para distintos campos magnéticos y distribuciones de partículas. 75
4.9. Espectros sintéticos de HD 93129A en R-X duros. 77
4.10. Observaciones en radio de WR 146. 80

4.11. Distribución en energías de los electrones en los choques de WR 146. 81
4.12. Ajuste de los flujos observados en radio de WR 146. 82

5.1. Esquema de un modelo *one-zone* para una binaria de R-γ. 87
5.2. SED de LS 5039 para distintos parámetros si el emisor está "detrás" de la estrella. 90
5.3. SED de LS 5039 para distintos parámetros si el emisor está "delante" de la estrella. 91
5.4. Mapas calculados para LS 5039 ajustando $F_{\rm GeV}$. 92
5.5. Mapas calculados para LS 5039 ajustando $F_{\rm MeV}$ 93
5.6. Mapa de χ^2 y SED para el escenario de mejor ajuste. 94
5.7. Representación de un viento estelar inhomogéneo. 99
5.8. Evolución de una interacción *jet*-grumo. 101
5.9. SEDs típicas para una interacción *jet*-grumo. 102
5.10. Distribución de grumos en el viento estelar para distintos valores de α. 103
5.11. *Duty-Cycle* de interacciones *jet*-grumo en microcuásares. 104

A.1. Esquema del escenario de interacciones *jet*-nube. 110
A.2. Evolución de las cantidades dinámicas en una JCI típica. 117

Índice de tablas

1.1. Principales características de los instrumentos más utilizados en astrofísica de altas energías. 3

3.1. Parámetros del sistema genérico que modelamos y del sistema BD+43°3654. . 43
3.2. Luminosidades producidas por los diferentes procesos en un modelo *one-zone* y un modelo extendido. 54

4.1. Parámetros del sistema HD 93129A. 67

A.1. Parámetros para una JCI típica. 112
A.2. Propiedades de las JCIs para diferentes potencias del *jet*. 122

Capítulo 1

Introducción

La presente Tesis se enmarca en la astrofísica de altas energías, rama de la astronomía que se caracteriza por utilizar técnicas basadas en la detección de diferentes clases de partículas y de radiación multi-frecuencia. Entre los distintos "mensajeros" que son detectados están los fotones, los rayos cósmicos (CRs), los neutrinos y las ondas gravitacionales. Por "multi-frecuencia" nos referimos a la particularidad de que este tipo de astronomía recaba y analiza fotones de todo el espectro electromagnético. Uno de los principales desafíos actuales en el área es entender las conexiones que subyacen entre los distintos tipos de "mensajeros". Por ejemplo, sabemos que existe un vínculo muy estrecho entre los CRs y la radiación no térmica (NT), puesto que los primeros producen la segunda. Dos de los mayores desafíos de la astrofísica de altas energías son identificar y descubrir fuentes NTs, y descifrar dónde y cómo son acelerados los CRs. En esta Tesis nos hemos abocado a investigar la emisión NT producida en sistemas con estrellas de gran masa y, de forma indirecta, la aceleración de partículas relativistas en estos objetos.

1.1. Astronomía multi-frecuencia

La astrofísica de altas energías se destaca, entre otras cosas, por utilizar información obtenida a lo largo de todo el espectro electromagnético, desde radio-ondas de bajas frecuencias hasta rayos γ (R-γ) muy energéticos, con lo cual, las energías de los fotones detectados varían en 20 órdenes de magnitud entre un extremo y otro (ver Tabla 1.1 más adelante). Los fotones de bajas energías se comportan como ondas electromagnéticas (por ej., las radio-ondas), mientras que los fotones más energéticos se comportan como partículas. Por este motivo, se requiere utilizar distintos instrumentos y técnicas observacionales para detectarlos. No obstante, no todas las regiones del espectro electromagnético son igualmente apropiadas para investigar la emisión NT en los entornos de estrellas masivas, que son el objeto de estudio de esta Tesis.

Usualmente, la emisión térmica de las estrellas, sus vientos y su entorno, dominan en el rango de frecuencias intermedias del espectro que van entre radio-milimétrico/infrarrojo (IR) y óptico/ultravioleta (UV). Si bien la astrofísica relativista se nutre de información física obtenida en esas bandas del espectro, por lo general esta información se usa sólo como valores de entrada (*inputs*) para los modelos NTs[(i)]. La región del espectro más ligada con los procesos NTs suele estar en radioondas de baja frecuencia (rango centimétrico) y en el extremo de las altas energías, desde rayos X (R-X) hasta R-γ.

[(i)] Una de las pocas excepciones a esto es el estudio de *blazares*, un tipo de fuentes extragalácticas cuya emisión está dominada por procesos NTs incluso en el rango óptico.

En la Tabla 1.1 mostramos una comparación y síntesis de las características de algunos de los instrumentos más utilizados en estudios de astrofísica relativista en la actualidad; dicha tabla contiene sólo algunos valores de referencia a modo de orientación, y no pretende describir de forma completa las capacidades observacionales de cada instrumento.

Podemos destacar los siguientes puntos referidos a las distintas bandas del espectro:

- **Radio**: Las ondas de radio astronómicas abarcan clásicamente frecuencias desde cientos de MHz hasta unas pocas decenas de GHz, aunque el límite inferior se ha ido ampliando recientemente. Para su observación se utilizan tanto antenas de disco simple (una sola antena) como interferómetros (arreglos que involucran varias antenas trabajando conjuntamente). La ventaja de los últimos frente a los primeros es, principalmente, el poder resolvente que tienen, que es del orden de $\sim 1''$, e incluso puede llegar al milisegundo de arco (mas) en interferómetros de larga línea de base (VLBI). Vale destacar que la resolución de los instrumentos en radio es $\propto \nu^{-1}$, con ν la frecuencia de observación. Las antenas de disco simple se utilizan mayoritariamente para estudiar objetos que no requieren de un gran poder de resolución (ya sea porque son muy extendidos, o por el contrario, porque alcanza con estudiarlos como puntuales). Por su parte, los interferómetros son muy utilizados para estudiar la estructura de fuentes de extensión (angular) pequeña, aunque el área efectiva de combinar varias antenas es mayor y por lo tanto también cuentan con una muy buena sensibilidad. También se destaca que en la banda de radio es posible realizar estudios polarimétricos, los cuales aportan información que no es accesible en otras bandas. Esta posibilidad no ha sido exhaustivamente explotada y aún queda mucho terreno por seguir explorando.

- **R-X**: Comprenden fotones con energías entre ~ 0.1 y ~ 100 keV. A su vez, clásicamente se los separa en R-X *blandos* ($\lesssim 1.2$ keV), *intermedios* (~ 1.2–4 keV) y *duros* (> 4 keV). En general, las fuentes de altas energías pueden presentar una componente térmica debido a material muy caliente, que domina a energías por debajo de 4–6 keV, y una componente NT que puede dominar en los R-X duros. El desarrollo de satélites de R-X capaces de obtener imágenes en el rango de los R-X más duros (> 10 keV) es muy reciente. El poder resolvente de los instrumentos de R-X es pobre en comparación a los instrumentos del rango óptico/IR o los interferómetros en radio, encontrándose en general en el orden de $1 - 30''$. Otro dato a tener en cuenta es que el cielo en R-X es altamente variable, lo que implica que la contaminación por fuentes de campo (*background*[ii]) para un objeto no es fija, y por lo tanto no es posible (o confiable al menos) estimar el *background* a partir de observaciones no simultáneas entre distintos instrumentos de R-X. Esto, en combinación con el bajo poder resolvente de los instrumentos de R-X, hace que la contaminación del *background* pueda ser realmente problemática, especialmente para el estudio de fuentes débiles en regiones del cielo con mucha actividad (por ej., cerca del plano Galáctico).

- **R-γ**: Abarcan fotones con energías $\gtrsim 1$ MeV. Según su energía se los suele llamar *R-γ de baja energía* (LE) por debajo de 100 MeV, *R-γ de altas energías* (HE) entre 0.1 y 100 GeV, y *R-γ de muy altas energías* (VHE) arriba de 100 GeV. En el rango de LE actualmente no hay satélites operando[iii]; en el rango de HE ya se cuenta con cerca de una década de datos de buena calidad; y en el rango de VHE la detección es por medio de telescopios Cherenkov en tierra, algunos de los cuales llevan casi 15 años en operación

[ii] Estrictamente, "restar" el *background* de la fuente en R-X implica no sólo restar la emisión proveniente de las otras fuentes cercanas del campo, sino también por el propio ruido instrumental.

[iii] *INTEGRAL* alcanza a detectar R-γ de LE, pero su sensibilidad a esas energías es pobre. En un futuro no muy lejano el instrumento en desarrollo *e-ASTROGAM* completará este bache observacional [1].

Instrumento	**Banda**	**Rango de energía** [eV]	**Poder resolvente** [$''$]	**Sensibilidad** [erg cm^2 s^{-1}]	**Comentarios**
LOFAR	Radio	$(0.04 - 1)\times10^{-6}$	3 – 25	$(2–20)\times10^{-19}$	HN, es el instrumento que opera a más baja frecuencia.
GMRT	Radio	$(0.2 - 6)\times10^{-6}$	2 – 60	$(1–10)\times10^{-18}$	HN, arreglo de antenas en forma de Y, fijo.
VLA	Radio	$(0.3 - 200)\times10^{-6}$	0.04 – 850	$(1 - 100)\times10^{-18}$	HN, ofrece 4 configuraciones de arreglos de antenas y 10 bandas en frecuencias.
ATCA	Radio	$(4.5 - 430)\times10^{-6}$	0.2 – 100	$(1 - 100)\times10^{-18}$	HS
VLBA	Radio	$(1.3 - 400)\times10^{-6}$	$(0.2 - 22)\times10^{-3}$	$>(1 - 100)\times10^{-17}$	HN, ofrece 10 bandas en frecuencias.
LBA	Radio	$(6 - 90)\times10^{-6}$	$(0.8 - 22)\times10^{-3}$	$>(1 - 10)\times10^{-18}$	HS, ofrece distintas configuraciones según las antenas disponibles y 7 bandas en frecuencias.
Swift-XRT	R-X	$(0.3 - 10) \times 10^3$	10	$\sim 10^{-14}$	Rápida respuesta, ideal para monitorear fuentes intensas. *Swift* también cuenta con el instrumento BAT sensible a R-X duros, útil sobre todo para monitorear *Gamma-Ray bursts*.
XMM-Newton	R-X	$(0.3 - 10) \times 10^3$	5	$\sim 10^{-15}$	Buena sensibilidad en exposiciones cortas.
Chandra	R-X	$(0.3 - 10) \times 10^3$	0.5	$\sim 10^{-15}$	Muy buen poder resolvente.
NuSTAR	R-X duros	$(3 - 80) \times 10^3$	15	$\sim 10^{-14}$	Único capaz de detectar R-X muy duros con buena resolución espacial.
INTEGRAL-IBIS	R-X duros, R-γ (LE)	$(0.15 - 80) \times 10^5$	720	$\sim 10^{-10}$	Único capaz de detectar R-γ de LE en la actualidad.
Fermi-LAT	R-γ (HE)	$(0.1 - 300) \times 10^9$	~ 500 ($E > 10$ GeV)	$\sim 10^{-12}$	Funciona en modo *survey* monitoreando todo el cielo varias veces al día.
AGILE	R-γ (HE)	$(0.1 - 300) \times 10^9$	~ 500	NS	Puede apuntar a cualquier región del cielo.
HESS	R-γ (VHE)	$(0.1 - 10) \times 10^{12}$	0.1°	$\sim 10^{-12}$	HS
MAGIC	R-γ (VHE)	$(0.1 - 10) \times 10^{12}$	1°	$\sim 10^{-12}$	HN
VERITAS	R-γ (VHE)	$(0.1 - 10) \times 10^{12}$	1°	$\sim 10^{-11}$	
HAWC	R-γ (VHE)	$(0.1 - 100) \times 10^{12}$	400 ($E > 10$ TeV)	$\sim 10^{-12}$	HN, tiene un gran campo de visión.

Tabla 1.1. Resumen de las principales características de algunos de los instrumentos más utilizados en investigaciones de astrofísica relativista. HN y HS hacen referencia a que los instrumentos pueden observar el hemisferio norte o sur del cielo. Nota: 1 eV $= 1.6 \times 10^{-12}$ erg. Datos extraídos de las páginas oficiales de los respectivos instrumentos; una comparación de las sensibilidades de varios instrumentos de altas energías puede hallarse en [1].

(aunque con mejoras significativas en los últimos 5 años). El poder resolvente de estos instrumentos es muy pobre, del orden de 0.1°–1°, por lo que la asociación con fuentes específicas es difícil. En general se buscan contrapartidas no térmicas en R-X y/o radio, o también en el óptico (e.g., estrellas que indirectamente pueden estar asociadas), pero aún así hay una gran cantidad de fuentes de R-γ no identificadas. En el último catálogo del telescopio espacial *Fermi*, cerca de un tercio de las $\sim$ 3000 fuentes detectadas no han sido catalogadas [2]. Las fuentes de R-γ son casi exclusivamente NTs.

En gran medida, la astrofísica de altas energías está abocada a la búsqueda de asociaciones de fuentes γ no identificadas, y propuestas de nuevas fuentes (NTs) emisoras en radio, R-X duros y R-γ. El complemento con información de las restantes bandas del espectro hacen que esta rama de la astronomía sea la rama multi-frecuencia por excelencia.

1.2. Rayos Cósmicos

Los CRs son partículas muy energéticas que llegan a la Tierra desde el espacio exterior. Estas partículas son principalmente protones (casi un 90 %), partículas α (cerca del 10 %), electrones (cerca del 1 %) y núcleos más pesados (menos del 1 %) (por ej., [3] y citas allí). También hay una contribución muy pequeña (< 1 %) de antipartículas (positrones y antiprotones); la proporción de estas depende del rango de energías analizado, y su origen es aún debatido (por ej., [4]).

Llamamos *espectro de CRs* a la cantidad de estas partículas que llegan a un detector por unidad de tiempo, área, y energía, y constituye el principal observable con el que contamos a la hora de estudiar los CRs. Las dos principales características a explicar del espectro de CRs son su forma y su normalización (Fig. 1.1). Como veremos en el Cap. 2, la forma se relaciona con los procesos mediante los cuales fueron aceleradas, transportadas y enfriadas estas partículas, mientras que la normalización de la cantidad de energía inicialmente depositada en ellas.

Las energías de los CRs van desde los 10^6 eV hasta por encima de 10^{20} eV[(i)]. El flujo de CRs en la Tierra disminuye muy notablemente con la energía de los mismos, por lo que se estila presentar el expectro de CRs en escala logarítmica. En la Fig. 1.1 se puede apreciar que la pendiente de este espectro es negativa y cercana a -3. No obstante, un análisis más detallado del espectro sugiere que hay 4 regiones con propiedades distintas: una región a bajas energías ($< 10^{10}$ eV) dominada por CRs de origen solar, una región de energías intermedias (entre 10^{10} y $< 10^{15}$ eV) dominada por fuentes galácticas, una región de energías altas (entre 10^{15} y $< 10^{18.5}$ eV) en la que probablemente dominan fuentes galácticas pero a la cual contribuyen también extragalácticas, y una región a muy altas energías ($> 10^{18.5}$ eV) producida exclusivamente por fuentes extragalácticas. Las transiciones entre estas regiones muestran quiebres particulares en las pendientes, y reciben el nombre de:

- "Rodilla" (o *knee*): se encuentra a una energía de 3×10^{15} eV y marca un cambio de pendiente[(ii)] de 2.7 a 3.1. Podría estar relacionado con un cambio en el tipo de fuentes dominantes (si hay más de un tipo relevante de fuentes de CRs galácticas), a un cambio en la composición de los CRs (por ej., de tener una contribución apreciable de electrones a bajas energías, a una despreciable –y por tanto dominada por núcleos– a más altas energías) o también a un incremento en el número atómico de los núcleos.

[(i)] Como referencia, la energía más alta que alcanzan las partículas en el acelerador más avanzado construido por el hombre, el LHC, es de "a penas" 6×10^{12} eV, más de un millón de veces menor a los CRs más energéticos detectados.

[(ii)] La pendiente p es tal que $N(E)\,\mathrm{d}E \propto E^{-p}\,\mathrm{d}E$.

- "Segunda rodilla" (o *second knee*): se encuentra a una energía de 10^{17} eV. Su presencia puede deberse a motivos similares a los de la primera rodilla.
- "Tobillo" (o *ankle*): se encuentra a una energía de 4×10^{18} eV y marca la transición a un espectro de CRs completamente dominado por fuentes extragalácticas.
- "Caída exponencial": a energías mayores a $\sim 10^{20}$ eV se espera que el número de CRs caiga exponencialmente debido al efecto Greisen-Zatsepin-Kuzmin (GZK). Este efecto consiste en que protones o núcleos que se originen en regiones muy alejadas se deben enfriar antes de llegar a la Tierra por interacciones con fotones del fondo cósmico de microondas.

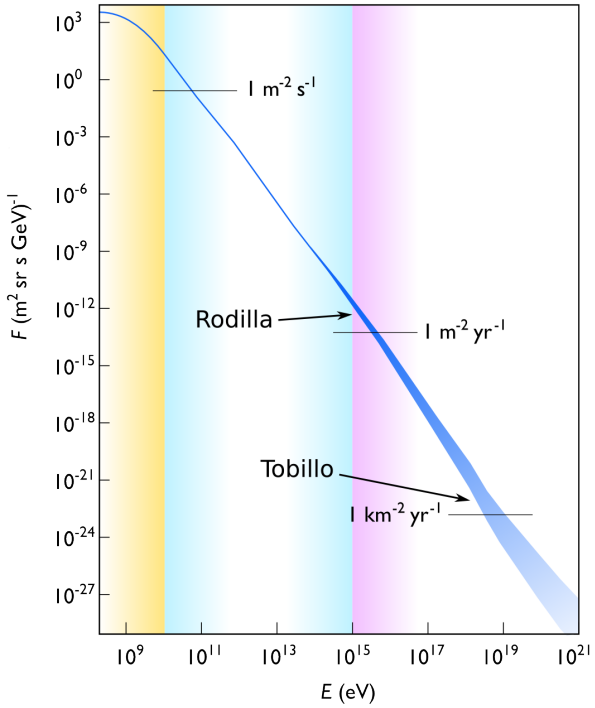

Figura 1.1. Espectro observado de CRs. El flujo de CRs a las energías más bajas (región amarilla) está dominado por el Sol, a energías intermedias (región celeste) por fuentes galácticas, y a las energías más altas (región violeta) por fuentes extragalácticas. A modo de referencia se muestran líneas horizontales indicando el flujo de CRs recibido a distintas energías. Créditos: Sven Lafebre, *https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=1555202*.

A energías superiores a ~ 30 GeV los efectos de modulación de los campos magnéticos solar y terrestre dejan de ser importantes, y la radiación cósmica es –en primera aproximación– isotrópica. Esto se debe a que el campo magnético galáctico modifica la dirección de movimiento de las partículas cargadas, destruyendo la anisotropía en su dirección de procedencia. Únicamente a las energías más altas (arriba de 10^{18} eV) se evidencian efectos de anisotropías, como ha confirmado recientemente el observatorio Auger [5]. Notar que estas partículas son de origen extragaláctico, ya que su giroradio no puede ser contenido en la Galaxia, pero a su vez deben provenir de fuentes "cercanas".

El hecho de que la dirección de arribo de los CRs no coincida con la dirección de la fuente donde fueron acelerados, hace que sea imposible determinar de forma directa cuáles son las fuentes aceleradoras de CRs.

La densidad de energía de rayos cósmicos lejos de la influencia solar es $\omega_{\rm CR} \sim 1$ eV cm^{-3}, lo cual se traduce en que la potencia con que son inyectados en la Galaxia debe ser del orden de (por ej., [6]) $W_{\rm CR} \sim 4.1 \times 10^{40}$ erg s^{-1}. Cualquier acelerador o conjunto de aceleradores que los produzca debe satisfacer este presupuesto energético. En este sentido, un estudio de poblaciones capaces de sostener el flujo de CRs galácticos involucra la energía disponible en cada fuente, la eficiencia con la que esta energía es convertida a energía en CRs, y la cantidad de individuos en la población. El análisis de esta restricción limita fuertemente cuáles pueden ser fuentes dominantes en la producción de CRs. Los candidatos más viables parecen ser:

1. Remanentes de Supernova (SNRs, por sus siglas en inglés): en una explosión supernova se libera una enorme cantidad de energía mecánica al medio circundante, cerca de 10^{51} erg. Además, estos objetos presentan choques altamente supersónicos propicios para acelerar CRs (Cap. 2). La detección de emisión de rayos γ proveniente de estos objetos confirma que son capaces de acelerar CRs hasta energías cercanas a 10^{14} eV, aunque no es claro si pueden hacerlo hasta la energía de la rodilla ($> 10^{15}$ eV). Diversos estudios muestran que la eficiencia con que la energía de la explosión puede transferirse a CRs es de cerca del 10 %, lo cual ha resultado alentador y ha situado a los SNRs como el mejor candidato a dominar el espectro de CRs galácticos, o al menos ese es el paradigma dominante actualmente.

2. Estrellas de gran masa: las estrellas de gran masa continuamente inyectan energía mecánica en su entorno a través de sus potentes vientos. Estudios energéticos basados únicamente en la luminosidad colectiva de los vientos de las estrellas masivas de la Galaxia sugieren que estos objetos podrían contribuir significativamente (quizás incluso dominar) la contribución galáctica de CRs [7]. No obstante, no es claro que los choques terminales de los vientos estelares en general sean propicios para acelerar CRs. Por otro lado, recientemente se ha demostrado que algunas asociaciones estelares jóvenes son intensas emisoras de rayos γ, lo cual da indicios de que cerca del 10 % de la energía mecánica de sus vientos colectivos es depositada en CRs; esto ha llevado a postular que estas fuentes podrían dominar el espectro de CRs galácticos [8]. Más aún, la detección de emisión NT en sistemas binarios de estrellas masivas es alentadora, aunque insuficiente para caracterizar la física NT de estos objetos. Los *bow-shocks* producidos por estrellas con movimientos propios rápidos (*runaway*) también parecen ser prometedores candidatos a fuentes de CRs (Sec. 3.2) desde un punto de vista sobre todo teórico, aunque hace falta un mayor respaldo observacional.

Otros objetos que pueden contribuir –en menor medida– al flujo de CRs Galácticos son:

- *Jets* en microcuásares (MQs).
- Púlsares y Nebulosas de púlsares.
- Lóbulos y manchas calientes (*hot-spots*) de radio galaxias.
- Choques de nubes de alta velocidad impactando contra el medio interestelar.
- Objetos estelares jóvenes con *jets*.

Esta lista no es exhaustiva. Además, probablemente existen otros tipos de fuentes aceleradoras de CRs aún no descubiertas o postuladas.

1.3. Estrellas masivas

Las estrellas de gran masa son las estrellas más calientes y luminosas. Las estrellas de tipo espectral OB pueden pasar por una etapa de Wolf-Rayet (WR) durante su evolución. Esta etapa está caracterizada por la ausencia de Hidrógeno en su espectro, lo que sugiere que ya se han desprendido del mismo en su envoltorio, y por presentar temperaturas y luminosidades muy elevadas. Las estrellas OB y WR producen campos de radiación muy intensos. A causa de ello, parte del material de sus superficies es empujado por la radiación y acelerado hasta velocidades de cientos o hasta miles de kilómetros por segundo. Estos vientos estelares son cruciales en la evolución de las estrellas tempranas, puesto que pueden desprender varias masas solares de material a lo largo de sus vidas. Más aún, los vientos inyectan una gran cantidad de energía cinética en el medio circundante a la estrella, y dado que se propagan a velocidades supersónicas, desencadenan fuertes choques hidrodinámicos. Como veremos en el Cap. 2, estos choques son apropiados para la aceleración de CRs y producción de emisión NT. Particularmente interesante es el estudio de la emisión de estrellas masivas que no están aisladas, sino formando sistemas binarios o de mayor multiplicidad, que es de hecho el caso más general [9].

Nuestro objetivo principal en esta Tesis es investigar las estrellas de gran masa y los sistemas que componen, como un tipo de fuentes NTs. Algunas preguntas abiertas al respecto son las siguientes:

- ¿Cuáles son las condiciones físicas en los choques desencadenados por los vientos estelares? ¿Bajo qué condiciones son eficientes para acelerar CRs? ¿Cuál es la contribución al espectro de CRs de las estrellas masivas?
- ¿En qué escenarios estas estrellas pueden ser fuentes de emisión a altas energías? ¿Podrían estar asociadas a algunas de las fuentes γ aún no identificadas?
- ¿Cuál es la intensidad del campo magnético en los choques de sus vientos? Esto a su vez está conectado con otros dos interrogantes, que son cuál es el campo magnético en la superficie de estrellas masivas y si es posible que en los choques operen mecanismos de amplificación de campos magnéticos.

En esta Tesis damos algunos –pequeños– pasos en la dirección de dar con respuestas a dichas interrogantes. El abordaje con que lo hemos hecho consiste principalmente en la modelización de los procesos NTs que ocurren en estos objetos en distintos escenarios. Podemos determinar los parámetros libres de los modelos mediante la aplicación y estudio de objetos particulares. La generalización y extrapolación de los resultados de observaciones específicas permiten, finalmente, abordar estudios poblacionales y obtener conclusiones más generales.

En el marco de estudios relacionados a esta Tesis se ha participado en la elaboración de cerca de una decena de propuestas de observación que han sido aceptadas en distintos instrumentos avanzados. A la fecha sólo ha sido publicada una pequeña parte de los resultados de las mismas; actualmente se está trabajando en la reducción y análisis de las restantes observaciones que, esperamos, aportarán nueva evidencia sobre las condiciones físicas en los entornos de estrellas de gran masa.

Capítulo 2

Elementos de Astrofísica Relativista

Para comprender la emisión NT detectada necesitamos tener en cuenta las siguientes cuestiones:

- Cómo se originan las partículas relativistas en la fuente, es decir, cuáles son los procesos de aceleración de CRs.
- Los mecanismos mediante los cuales dicha población de partículas cargadas emite su energía, las principales características de los mismos y qué información relevante se puede extraer de su análisis.
- Los procesos por los que la emisión intrínseca de las fuentes es absorbida y/o reprocesada, modificando el espectro observado respecto al emitido.

En este capítulo haremos un repaso de los aspectos básicos de estos procesos en el contexto de la astrofísica de altas energías, en particular orientado al estudio de fuentes con estrellas de gran masa.

2.1. Definiciones básicas

A continuación presentaremos algunas definiciones y conceptos elementales de astrofísica.

2.1.1. Luminosidad y Flujo

La propiedad intrínseca de los objetos astronómicos que más estudiaremos será su *luminosidad*, que es una medida de la energía emitida por unidad de tiempo, y tiene unidades de erg s^{-1}. Por ejemplo, podemos definir una luminosidad de un campo de radiación o la luminosidad cinética asociada a un fluido. En el caso de los fotones, es usual mostrar la *distribución espectral de energía* (SED, por sus siglas en inglés), que es la luminosidad específica a una dada energía de fotones, L_ϵ, para distintos valores de la energía ϵ. Esta tiene unidades de erg s^{-1} erg^{-1} (puede parecer rebuscado expresarlo así, pero conceptualmente es más claro que s^{-1}). Comunmente en la SED se grafica $\epsilon\, L_\epsilon$ de modo que tenga unidades de erg s^{-1}. Por último, la *luminosidad bolométrica* o *total*, L, se obtiene integrando L_ϵ:

$$L = \int_{\epsilon_{\min}}^{\epsilon_{\max}} L_{\epsilon'}(\epsilon')\, \mathrm{d}\epsilon' \qquad ; \qquad [L] = \text{erg s}^{-1}. \tag{2.1}$$

Lamentablemente, la luminosidad no es un observable directo; lo único que podemos medir son *flujos*. Por ejemplo, la cantidad de partículas por unidad de tiempo y superficie que llegan

a un detector se denomina *flujo de partículas*, y tiene unidades de $\mathrm{cm}^{-2}\ \mathrm{s}^{-1}$. Otro ejemplo es el *flujo de energía* que recibe un detector, que en el caso de un emisor isotrópico se relaciona con la luminosidad mediante:

$$F = \frac{L}{4\,\pi\,d^2} \qquad ; \qquad [F] = \mathrm{erg\ cm}^{-2}\ \mathrm{s}^{-1}, \tag{2.2}$$

donde d es la distancia a la fuente. No obstante, de forma bastante ambigua se suele utilizar el término *flujo* a secas, representando distintas magnitudes según el área de la astronomía. Debido a que esto es motivo de confusión para el lector no advertido, a continuación detallaremos estas diferencias en su uso:

- Radio: es posible medir la cantidad de energía que llega a una antena en radiación de una determinada frecuencia (a la que funciona el receptor) por unidad de tiempo. Como se conoce el área efectiva de la antena y la frecuencia de observación, se suele reportar el flujo (de energía) específico S_ν, que tiene unidades de $\mathrm{erg\ cm}^{-2}\ \mathrm{s}^{-1}\ \mathrm{Hz}^{-1}$. Por cuestiones históricas, la unidad de referencia es el *Jansky*, $1\ \mathrm{Jy} = 10^{-23}\ \mathrm{erg\ cm}^{-2}\ \mathrm{s}^{-1}\ \mathrm{Hz}^{-1}$. Para fuentes isotrópicas, este flujo se relaciona con la luminosidad en la SED mediante $\epsilon\,L_\epsilon = 4\,\pi\,d^2\,\nu\,S_\nu$ (con $\epsilon = h\nu$). Es común definir un índice espectral en radio, α_R, tal que $S_\nu \propto \nu^{\alpha_\mathrm{R}}$.

- R-X: los satélites detectan la llegada al receptor de cada fotón individualmente[(i)]. La energía de cada fotón recibido es conocida[(ii)], al igual que el área efectiva del instrumento. El observable básico es la tasa con la que llegan al detector fotones de un determinado rango de energía o *count-rate*, CR, que tiene unidades de $\mathrm{s}^{-1}\ \mathrm{erg}^{-1}$ (es usual que se utilice *cuentas* en el numerador, que es adimensional, y energía en keV en el denominador). La energía de los fotones se mide discretizada en *canales*. La suma de los *count-rates* específicos de cada canal o energía da un *count-rate total* con unidades de (cuentas) s^{-1}(notar que dicha suma es una versión discretizada de una integral en la energía de los fotones medidos). Dividiendo el CR por la superficie del receptor se obtiene el flujo de fotones, $N_\mathrm{f}(\epsilon)$, con unidades de $\mathrm{cm}^{-2}\ \mathrm{s}^{-1}\ \mathrm{erg}^{-1}$. Notar entonces que el CR es dependiente del instrumento y por eso su valor no puede compararse directamente entre distintos instrumentos, mientras que el N_f sí es independiente del instrumento (obviando incertezas de calibración).

  Usualmente se buscar relacionar el observable $N_\mathrm{f}(\epsilon)$ con la cantidad teórica L_ϵ de los modelos. La cantidad $\epsilon N_\mathrm{f}(\epsilon)$ tiene las mismas unidades que L_ϵ, por lo que es posible construir la SED a partir de $\epsilon^2 N_\mathrm{f}(\epsilon)$. Otra magnitud muy utilizada es el *flujo total recibido en un dado rango de energías*, que se obtiene a partir de: $F = \int \epsilon N_\mathrm{f}(\epsilon)\ \mathrm{d}\epsilon$. Es muy importante destacar que las observaciones dan una versión discretizada de $N_\mathrm{f}(\epsilon)$, por lo que para hacer la integral hace falta asumir un modelo matemático (con motivación física idealmente) ajustado a los datos, para la distribución $N_\mathrm{f}(\epsilon)$. Por este motivo, **los flujos reportados en R-X son modelo-dependientes**. Esto es importante tenerlo en cuenta, por ejemplo, al estudiar la curva de luz de un objeto, puesto que la misma se arma a partir del flujo integrado. Esto motiva a que en muchos casos, sobre todo en trabajos de carácter más bien observacional, se opte por graficar la curva de luz como el *count-rate total* en función del tiempo; la ventaja de esto último es que no es modelo-dependiente, aunque dificulta la comparación con los modelos teóricos.

[(i)] Las detecciones incluyen también señales espurias, por lo que cada detección se denomina inicialmente *evento* sin especificar si efectivamente se trató de un fotón.

[(ii)] Hay varias limitaciones instrumentales que hay que tener en cuenta, en particular la *matriz de respuesta* (no diagonal) y el *pile-up*, que hacen que no sea directa la determinación de la energía del fotón recibido.

- R-γ: al igual que en R-X, se mide el flujo (de fotones) a una dada energía, $N_{\rm f}(\epsilon)$. En este caso es común adoptar un modelo simple (ley de potencia, ley de potencia con quiebre o con corte exponencial o parábola logarítmica) para ajustar el espectro de fotones, $N_{\rm f}$, y pasar los flujos de fotones a flujos de energía. Por ejemplo, para un modelo tipo ley de potencia y una energía de referencia ϵ_0 fija, $N_{\rm f} = N_0\ (\epsilon/\epsilon_0)^{-\Gamma}$. Las constantes N_0 y Γ se ajustan al espectro observado y el flujo total en un rango de energías (ϵ_1, ϵ_2) se obtiene a partir de $F = \int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} \epsilon\, N_{\rm f}(\epsilon)\ {\rm d}\epsilon$. Nuevamente, **los flujos reportados en R-γ son modelo-dependientes**. Además, la obtención de espectros y flujos en R-γ requiere de la modelización no sólo de la fuente observada, sino también de las otras fuentes del campo analizado, lo cual puede aportar mayores incertezas en los parámetros observacionales obtenidos. Por este motivo incluso la cantidad más elemental $N_{\rm f}$ también resulta modelo-dependiente.

Vale mencionar que en otras bandas del espectro se utilizan históricamente otras unidades, como por ejemplo en el óptico e IR se suele hablar de *magnitudes*. Por simplicidad, aquí preferimos homogeneizar el uso de unidades en el sistema *cgs*, y limitarnos a las bandas más relevantes para estudios de emisión NT.

2.1.2. Sección eficaz

El cálculo del espectro de fotones resultante de cualquier interacción de partículas requiere del conocimiento de dos funciones: la sección eficaz diferencial del proceso y la distribución en energía de las partículas precursoras (ver, por ej., Vila & Aharonian 2009). De la distribución de partículas nos encargaremos en la Sec. 2.3.

La sección eficaz guarda información del proceso físico, y determina qué tan probable es que unas partículas proyectil interactúen con un blanco. Dado un flujo de partículas de cierto tipo acercándose a un objetivo, se define la *sección eficaz diferencial*, ${\rm d}\sigma/{\rm d}\Omega$, como el cociente entre el número de partículas dispersadas por el obstáculo por unidad de tiempo y de ángulo sólido[(iii)], y el flujo de partículas incidentes. Así, las unidades de ${\rm d}\sigma/{\rm d}\Omega$ son ${\rm cm}^2/{\rm srad}$.

La sección eficaz total del proceso se obtiene integrando sobre todas las direcciones posibles de emisión:

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \qquad ; \qquad [\sigma] = {\rm cm}^2. \tag{2.3}$$

La unidad de medida típica para la sección eficaz de interacción entre partículas es el *barn*: $1\ {\rm b} = 10^{-24}\ {\rm cm}^2$.

Se denomina *camino libre medio*, λ, a la distancia promedio que una partícula puede viajar sin interactuar; esta distancia es inversamente proporcional a la sección eficaz y a la densidad de blancos en el medio.

Consideremos el caso de una partícula cargada y con velocidad v que atraviesa un gas confinado en una región de radio R. La partícula puede interactuar mediante colisiones inelásticas con las partículas del gas. Si el camino libre medio de la partícula es tal que $\lambda \gg R$, la misma lo atravesará sin interactuar y en una escala de tiempo $t \approx R/v$. En cambio, si el camino libre medio es $\lambda \ll R$, la partícula sufrirá múltiples interacciones antes de escapar, en una escala de tiempo $t \approx R^2/D \gg R/v$, donde $D = \frac{1}{3}\lambda v$ es el coeficiente de difusión. Un esquema se muestra en la Fig. 2.1.

[(iii)] La sección eficaz diferencial puede hacer referencia a también a otras magnitudes físicas, como por ejemplo la sección eficaz por unidad de energía de los fotones dispersados.

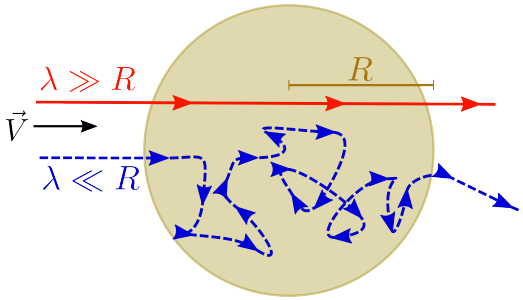

Figura 2.1. Ejemplos de dos partículas de distinto camino libre medio λ atravesando un gas. Para la partícula de arriba (trayectoria roja) el medio es transparente y lo atraviesa sin interactuar, mientras que para la partícula de abajo (trayectoria azul) el medio es opaco y difunde en él.

2.2. Aceleración de partículas

Llamamos partículas *relativistas* a aquellas que se mueven a una velocidad cercana a la velocidad de la luz en el vacío, c. Como consecuencia, su energía cinética es del orden o superior a su energía en reposo, $m\,c^2$, con m la masa de la partícula. Resulta conveniente definir el factor de Lorentz $\gamma = \left[1 - (v/c)^2\right]^{-1/2} \geq 1$, tal que la energía de la partícula resulta $E = \gamma m\,c^2$. Para las partículas relativistas, $v \sim c$ y γ es significativamente mayor a 1.

En situaciones de equilibrio termodinámico, las partículas siguen una distribución en energías de acuerdo a la Ley de Maxwell-Boltzmann que depende de la temperatura T del gas en que se encuentran. Esta distribución tiene un pico muy pronunciado a energías del orden de kT y una caída exponencial a altas energías ($\gg kT$). Para temperaturas por debajo de 100 MK, la cantidad de partículas relativistas asociadas a un plasma térmico es ínfima. Por lo tanto, la detección de CRs implica la existencia de escenarios fuera del equilibrio termodinámico en los que operan mecanismos capaces de inyectar una gran cantidad de energía a algunas partículas. Para convertirse en CRs, estas partículas deben abandonar su entorno antes de termalizar con el mismo o de perder su energía por otros mecanismos (por ej. produciendo radiación).

A continuación veremos las bases de los dos mecanismos más prometedores para explicar la existencia de CRs. En particular, nos interesa ver cuál es la fuente de energía y la eficiencia de aceleración de cada proceso. Dicha eficiencia la denotamos $\eta_{\rm ac}$, de manera tal que $\eta_{\rm ac} \gtrsim 1$ significa que el proceso de aceleración es muy eficiente, mientras que $\eta_{\rm ac} \gg 1$ significa que es poco eficiente.

2.2.1. Aceleración difusiva en choques

En sistemas astrofísicos con ondas de choque puede operar el mecanismo de aceleración difusiva en choques (DSA, por sus siglas en inglés; [10, 11, 12, 13]). Este mecanismo transforma parte de la energía cinética de un fluido macroscópico en energía interna de las partículas que lo componen, tanto térmicas como no térmicas.

Una **onda de choque** se puede caracterizar como una perturbación que genera una discontinuidad en las variables termodinámicas que caracterizan un medio. En un modelo simple de choque, estos cambios están dados por las relaciones de salto de Rankine-Hugoniot (por ej., [14] y referencias allí). Para que se genere un choque es necesario que el mismo se propague con una velocidad supersónica, puesto que de lo contrario se disipa en forma de ondas sonoras. El frente de choque comprime y calienta el material a su paso, dividiendo el espacio entre la región chocada (*downstream*) y la región no chocada (*upstream*). En ambas regiones

puede establecerse **turbulencia magnética**, necesaria para la DSA. En la región chocada se debe a la compresión del fluido y el desarrollo de inestabilidades que lo vuelven turbulento, mientras que en la región no chocada puede deberse a la preexistencia de turbulencia o a los efectos de los rayos cósmicos que atraviesan el frente de choque y perturban el plasma pre-choque.

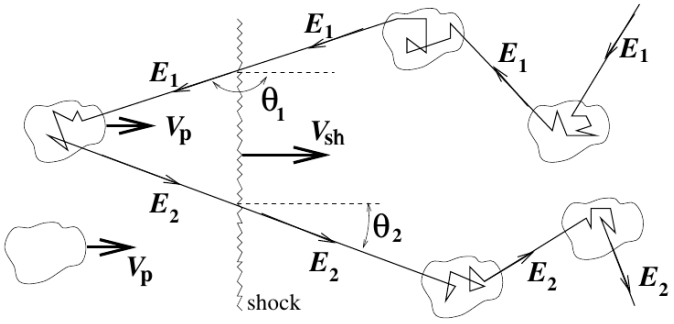

Figura 2.2. Interacción de una partícula de energía E_1 con un choque que se mueve con velocidad $V_{\rm sh}$. Extraída de [15].

Teoría clásica: en la teoría clásica de DSA, se parte de una situación en que una partícula cargada es dispersada por inhomogeneidades magnéticas que actúan como espejos a ambos lados del choque. Asumiendo colisiones inelásticas y aplicando transformaciones relativistas, se demuestra que la partícula, en promedio, gana energía al rebotar de un lado a otro del choque. La ganancia en energía se debe a que las perturbaciones en el medio post-choque son arrastradas y se mueven con una velocidad del orden de la velocidad del frente de choque, $V_{\rm sh}$, en la misma dirección que el choque. Luego, una partícula proveniente de la región pre-choque que rebota contra estas inhomogeneidades, lo hace en una colisión aproximadamente frontal (Fig. 2.2). Si el factor de compresión del choque es ξ (o sea, la densidad post-choque es ξ veces la densidad pre-choque), para el límite de partículas de prueba no relativistas se obtiene (por ej., [15]):

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \frac{4}{3}\frac{(\xi - 1)}{\xi}\frac{V_{\rm sh}}{c}. \tag{2.4}$$

De la Ec. (2.4) puede verse que la eficiencia del proceso es mayor cuanto mayor sea la velocidad del choque. No obstante, la derivación de la expresión anterior es válida sólo para choques no relativistias ($V_{\rm sh} \ll c$).

Luego de n sucesivos cruces, una partícula de energía inicial E_0 incrementa su energía hasta $E = E_0 \times \left(1 + \frac{\langle \Delta E \rangle}{E}\right)^n$. Teniendo en cuenta la probabilidad de que una partícula realice n cruces, puede demostrarse que el espectro diferencial de CRs que produce la fuente tiene la forma (por ej., [6]):

$$Q(E) \propto E^{-\Gamma}. \tag{2.5}$$

Para una onda de choque fuerte ($V_{\rm sh} \gg c_{\rm s}$, con $c_{\rm s}$ la velocidad del sonido en el medio pre-choque) en un gas monoatómico no relativista con índice adiabático $\gamma = 5/3$, se tiene que $\xi = 4$ y entonces $\Gamma = 2$. Por este motivo el valor de $\Gamma = 2$ es muy utilizado en la literatura como referencia, aunque pequeños apartamientos son esperables al relajar algunas de las suposiciones del modelo simple de DSA.

La eficiencia de aceleración de este proceso depende fuertemente de la velocidad de propagación del choque. En la teoría clásica, asumiendo difusión en el régimen de Bohm esta

eficiencia puede estimarse como [16]:

$$\eta_{\rm ac} = 2\pi \left(\frac{c}{v_{\rm sh}}\right)^2 . \tag{2.6}$$

Si el material pre-choque ingresa al choque en una dirección oblicua respecto al frente de choque, entonces en la Ec. (2.6) debe utilizarse la componente de la velocidad perpendicular al frente de choque, $v_{\rm sh,\perp}$.

Apartamientos de la teoría clásica: una posibilidad es tener en cuenta cómo afectan al entorno del choque los mismos CRs, en vez de considerarlos como partículas de prueba. Notar que si la propia producción de CRs influye en la aceleración de CRs, se genera una situación no lineal y su tratamiento es más complejo (por ej., [16]). Una forma de abordar el problema, a primer orden, es considerar la presión debida a los CRs que difunden hacia el medio pre-choque, lo cual genera una pequeña región precursora del choque que se anticipa a la llegada del mismo. Debido a esto, las partículas menos energéticas no *ven* un salto de velocidad tan pronunciado al ir de un lado a otro del choque, mientras que las partículas más energéticas alcanzan regiones más alejadas y por lo tanto menos perturbadas, y sí *ven* el salto en velocidad más pronunciado. Esto lleva a que a las partículas menos energéticas se les dificulte un poco más acelerarse, y por lo tanto el valor esperado de Γ es algo más alto, $\Gamma \approx 2.2$.

Otro efecto a tener en cuenta es que las ondas de choque pueden ser relativistas. En este caso el índice adiabático del gas es $\gamma = 4/3$ en vez de $5/3$, lo que lleva a $\xi = 7$. Además, aparecen efectos anisotrópicos, ya que por ejemplo el choque puede alcanzar a los CRs en el medio pre-choque antes de que estos hayan pasado por suficientes interacciones para ganar energía. En casos relativistas puede obtenerse $1.5 \lesssim \Gamma \lesssim 2.0$ [15], aunque simulaciones recientes sugieren un valor $\Gamma \approx 2.2$ [17].

Otra posibilidad, propuesta por [18], es que opere continuamente un mecanismo mediante el cual partículas aceleradas alternadamente se conviertan en partículas cargadas y neutras (protones en neutrones, y electrones/positrones en fotones). Este es conocido como el *converter mechanism*) y permite disminuir la pérdida de partículas en el *downstream*, pues las partículas neutras no interactúan con los campos magnéticos y por lo tanto tienen un camino libre medio más largo.

Influencia de la difusión: es muy importante destacar que la teoría de aceleración no especifica la energía mínima de las partículas a partir de la cual siguen una distribución de tipo ley de potencias, ni tampoco cuál es la energía máxima que alcanzan. No obstante, está claro que hay restricciones referidas a una suposición elemental del modelo, que es que las partículas sean capaces de muestrear ambos lados del choque. Esta restricción puede depender de la geometría del choque, determinada por la dirección entre el campo magnético y la normal al choque. Un esquema de la situación de un choque perpendicular se muestra en la Fig. 2.3: si una partícula tiene una energía muy pequeña, su giroradio[(i)] es chico y queda confinada a la región post-choque, sin poder cruzar y ganar energía; en cambio, una partícula que parte de una energía inicial más alta, puede cruzar el choque ganando energía, en consecuencia aumentando su giroradio. El tiempo que tarda una partícula en completar un ciclo (cruzar y volver) depende del coeficiente de difusión del medio, D. Cuanto mayor sea D, más lejos difundirá la partícula y por lo tanto más tiempo le llevará completar un ciclo, lo que a su vez implica que le llevará más tiempo acelerarse. El coeficiente de difusión a lo

[(i)] El giroradio, también llamado *radio de Larmor*, es $r_{\rm g} = E/(q\,B\,c)$.

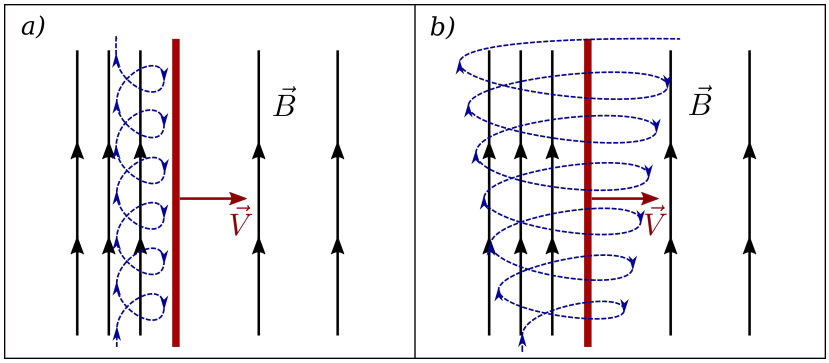

Figura 2.3. Esquema de cómo influye la energía inicial de la partícula en la aceleración difusiva. Se muestran un campo magnético perpendicular a la normal al frente de choque y la trayectoria de la partícula (curva azul). En el caso *a)*, el radiogiro inicial es muy chico y la partícula no se acelera. En el caso *b)* la partícula tiene un radiogiro inicial lo suficientemente grande para difundir al otro lado del choque y acelerarse vía DSA.

largo del campo magnético es un cierto número de veces el valor del coeficiente de difusión mínimo, conocido como *coeficiente de difusión de Bohm*:

$$D_{\rm Bohm} = \frac{1}{3} r_{\rm g}\, c, \tag{2.7}$$

con $r_{\rm g}$ el giroradio de las partículas. En general, los coeficientes de difusión paralelo ($\vec{V}_{\rm sh} \parallel \vec{B}$) y perpendicular ($\vec{V}_{\rm sh} \perp \vec{B}$) al campo magnético son:

$$D_{\parallel} = \zeta D_{\rm Bohm} \tag{2.8}$$

$$D_{\perp} \approx \frac{D_{\parallel}}{1+\zeta^2}, \tag{2.9}$$

con $\zeta \sim 10$ típicamente.

Para el caso de un choque oblicuo, con un ángulo θ entre la normal al choque y el campo magnético, el coeficiente de difusión es:

$$D = D_{\parallel} \cos^2(\theta) + D_{\perp} \sin^2(\theta). \tag{2.10}$$

Fuentes con choques: hay muchas fuentes astrofísicas en las que se forman ondas de choque y las partículas cargadas pueden ser aceleradas hasta velocidades relativistas. Estas fuentes incluyen:

- Remanentes de supernova.
- *Jets* en núcleos galácticos activos (AGNs) y microcuásares (MQs).
- Ondas de choque producidas por eruptores de rayos γ (GRBs).
- Lóbulos y manchas calientes (*hot-spots*) de radio galaxias.
- Asociaciones de estrellas masivas.
- Estrellas tempranas con vientos poderosos.
- Colisiones en cúmulos de galaxias.
- Sistemas binarios con colisión de vientos estelares.
- Choques de nubes de alta velocidad con el medio interestelar.

Fuentes sin choques: vale mencionar que el mecanismo de Fermi puede operar incluso sin la presencia de choques, aunque en este caso la Ec. (2.4) cambia y se obtiene algo de la forma $\langle \Delta E \rangle / E \propto \beta^2$, con $\beta \ll 1$. La dependencia con β^2 hace que este mecanismo se denomine de tipo Fermi II y en general es poco eficiente para acelerar partículas hasta altas energías. No obstante, en algunos contextos astrofísicos se ha sugerido que puede ser relevante (por ej., [19]).

2.2.2. Reconexión Magnética

La energía almacenada en campos magnéticos puede ser liberada súbitamente en eventos de reconexión magnética. Esta energía es transferida a las partículas del plasma en escalas de tiempo cortas y puede dar lugar a una población de partículas no térmica. Para que este proceso pueda ocurrir son necesarios:

1. **Un plasma con una región de conductividad finita:** en la aproximación magnetohidrodinámica, es común considerar a los plasmas astrofísicos como de conductividad *infinita*, lo cual significa que en la ecuación de inducción magnética se desprecia el término difusivo frente al conductivo. Esto implica el *congelamiento* de las líneas de campo magnético en las líneas de fluido. En esas condiciones no es posible que la topología del campo magnético se rompa, y por eso es necesario que –en al menos una región– el plasma tenga conductividad finita, lo cual "descongela" las líneas de campo magnético permitiendo que se rompan.

2. **Flujos convergentes de material:** en regiones donde vale el congelamiento magnético (conductividad infinita), el campo magnético es arrastrado por el fluido al moverse. Luego, si las líneas de fluido de los plasmas se desplazan en una dirección convergente, las líneas de campo magnético también se acercan entre ellas.

3. **Regiones con polaridades de campo magnético opuestas:** cuando líneas de campo magnético paralelas y de polaridad opuesta se acercan a una distancia demasiado corta, las corrientes de plasma no pueden sostenerlas si la conductividad es finita y las líneas reconectan.

Una geometría válida para el desarrollo de la reconexión magnética es la propuesta por Sweet & Parker (1956), similar a la presentada en la Fig. 2.4. Supongamos un campo magnético en el plano xy y un campo eléctrico en la dirección del eje z. En la denominada zona neutral tipo-X, el campo magnético es débil y las partículas cargadas son aceleradas por un campo eléctrico inducido en la dirección z, prácticamente uniforme alrededor de la región tipo-X [20]. Si los flujos convergentes tienen su movimiento en la dirección del eje y, entonces el plasma luego de la reconexión es eyectado en la dirección del eje x debido a la tensión magnética (ver Fig. 2.4). La velocidad con que el plasma es acelerado puede ser del orden de la velocidad de Alfvén del plasma (por ej., [21]):

$$v_{\mathrm{A}} = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}, \tag{2.11}$$

donde B es la intensidad del campo magnético y ρ es la densidad del plasma antes de la reconexión.

La eficiencia de aceleración de este proceso depende de la *tasa de reconexión* del campo magnético. Si la misma es alta, la reconexión es rápida y el proceso es eficiente. No obstante, en el modelo propuesto la longitud de la región de reconexión es grande, y puede demostrarse que en ese caso la tasa de aceleración se vuelve lenta. Por este motivo hace falta agregar un ingrediente más para que la MR sea un proceso viable de aceleración de CRs: la *turbulencia*.

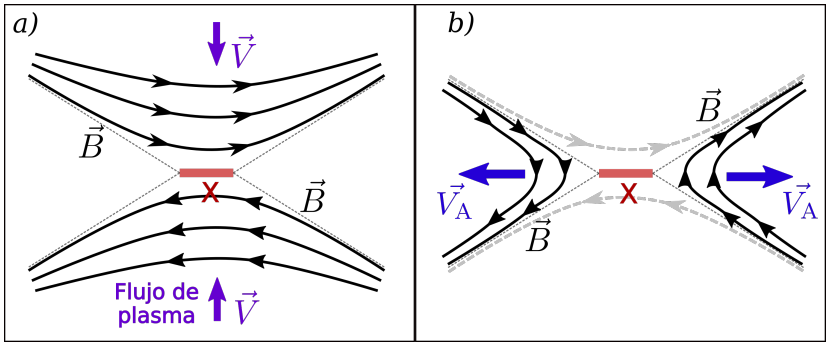

Figura 2.4. Esquema de la configuración antes (izquierda) y después (derecha) de la reconexión magnética. Luego de la recombinación de las líneas, las partículas son arrastradas por el campo magnético con una velocidad $V_{\rm A}$ en la dirección horizontal (eje z); el eje x está en la dirección vertical y el y es perpendicular a este plano.

Reconexión magnética turbulenta: si el fluido es turbulento, entonces la MR puede ocurrir como un gran número de reconexiones de pequeña escala. La reconexión sobre estas escalas pequeñas determina la tasa de reconexión local, mientras que la tasa de reconexión global es mucho mayor debido a las múltiples reconexiones [22]. Un esquema de este escenario se muestra en la Fig. 2.5 para el caso de un campo levemente estocástico de acuerdo al modelo de [22].

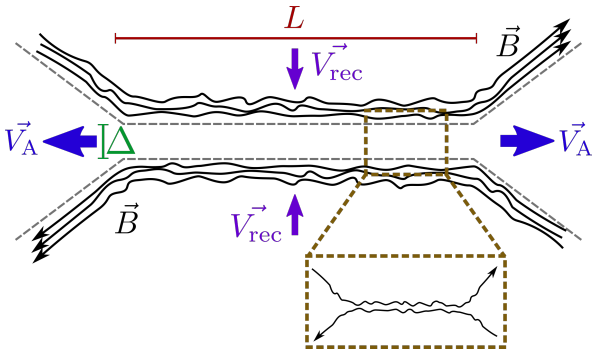

Figura 2.5. Esquema de la reconexión magnética turbulenta. Δ representa la escala espacial de salida del material, determinada por la estocasticidad del campo magnético $\vec{B}$, mientras que la escala $L \gg \Delta$ es astrofísica. En el recuadro se muestra una región de aceleración individual, de pequeña escala. Adaptado de [23].

En el escenario de reconexión magnética turbulenta las partículas relativistas son aceleradas en múltiples islas magnéticas [24]. La eficiencia de aceleración resulta del orden de (por ej., [25],[26]):

$$\eta_{\rm ac} \sim \frac{10}{3}\left(\frac{c}{v_{\rm rec}}\right)^2 , \tag{2.12}$$

donde $v_{\rm rec} \sim v_{\rm A}$ es la velocidad de reconexión.

Dependiendo de las condiciones en el plasma, el índice espectral de la distribución resultante puede ser $p < 2.5$ [27].

2.2.3. Espectro de inyección

A continuación resumimos la fenomenología de lo visto en las secciones anteriores. Al operar un mecanismo de aceleración, las partículas con energías $E \geq E_{\rm min}$ obtienen un

espectro tipo de ley de potencias. El valor de $E_{\rm min}$ no suele deducirse de los modelos de aceleración, y la distribución de partículas por debajo de esa energía depende de procesos de pre-aceleración que exceden a esta discusión.

Se suele describir al espectro con que un acelerador inyecta partículas relativistas como:

$$Q(E) = Q_0 \; E^{-\Gamma} \times \exp\left(-E/E_{\rm max}\right), \tag{2.13}$$

donde Q_0 es una constante de normalización, Γ es el índice espectral de la distribución y $E_{\rm max}$ es la energía máxima que alcanzan las partículas.

Los parámetros libres de este modelo son la constante Q_0 y el valor de la energía $E_{\rm min}$ a partir de la cual opera eficientemente el mecanismo de aceleración. En el caso en que se conozca (o pueda estimar) la cantidad de energía por unidad de tiempo que es inyectada en partículas NTs, $L_{\rm NT}$, la constante Q_0 puede obtenerse a partir de la condición:

$$L_{\rm NT} = \int_{E_{\rm min}}^{E_{\rm max}} E\, Q(E)\, {\rm d}E. \tag{2.14}$$

El valor de $\Gamma \approx 2$ suele utilizarse como referencia, aunque en muchos casos es posible inferirlo a partir de observaciones en radio (ver Sec. 2.4.1); en ese caso Γ se deja fijado al valor observacional y se comprende que un apartamiento de $\Gamma \approx 2$ se debe a detalles del proceso de aceleración no contemplados en la teoría, o a fenómenos que modifican la distribución original (ver Sec. 2.3).

El valor de Q_0 depende de la cantidad de energía inyectada en partículas relativistas. Dicho valor: i) puede fijarse mediante algún criterio físico si no se cuentan con datos de la fuente estudiada; ii) puede inferirse de las observaciones mediante modelos que ajusten la SED.

Por último, el valor de $E_{\rm max}$ puede obtenerse a partir de restricciones que tengan en cuenta:

1. El tiempo que lleva operando el mecanismo de aceleración, que en muchos casos es simplemente el tiempo de vida de la fuente, $t_{\rm vida}$. Explícitamente:

   $$t_{\rm ac}(E_{\rm max}) = t_{\rm vida}. \tag{2.15}$$

   Destacamos que esta limitación aplica, generalmente, sólo a fuentes muy jóvenes.

2. La razón de ganancia de energía de las partículas versus la razón de pérdidas por enfriamiento (radiativo o adiabático). Explícitamente:

   $$t_{\rm ac}(E_{\rm max}) = t_{\rm enf}(E_{\rm max}), \tag{2.16}$$

   donde $t_{\rm enf}$ es el tiempo característico de enfriamiento de las partículas. Esta suele ser la mayor limitación para la energía máxima de los electrones.

3. La razón de ganancia de energía de las partículas versus la razón de pérdidas por escape. Explícitamente:

   $$t_{\rm ac}(E_{\rm max}) = t_{\rm esc}(E_{\rm max}), \tag{2.17}$$

   donde $t_{\rm esc}$ es el tiempo característico en que las partículas se escapan del sistema. Ésta suele ser la mayor limitación para la energía máxima de los protones.

4. El giroradio de las partículas debe ser menor que el tamaño de la región de aceleración de la fuente. Esto se conoce como *Criterio de Hillas*. Explícitamente:

$$E_{\max} = q\,R\,B\,, \tag{2.18}$$

donde q es la carga de la partícula, y R y B representan el tamaño característico de la región de aceleración y el campo magnético ambiente, respectivamente. Esta limitación suele ser importante en escenarios donde se intenta explicar la aceleración de CRs de muy altas energías ($E \gg 15$ eV), pero no es una restricción severa en los escenarios analizados en esta tesis.

2.3. Ecuación de transporte

En la Sec. 2.2 vimos mecanismos de aceleración que llevan a la inyección de rayos cósmicos. Ahora veremos cómo evoluciona esta población de partículas relativistas en el espacio de las fases y en el tiempo.

La distribución en energía de las partículas está dada por la función $N(\vec{r}, t, E)$, que representa la cantidad de partículas dentro de un volumen centrado en la posición $\vec{r}$, que en el instante t tienen energías comprendidas entre E y $E + \mathrm{d}E$. Las unidades de N son erg^{-1} (partículas por unidad de energía).

En el caso más general con dependencia espacial, se puede calcular la distribución de partículas por unidad de volumen de una dada población en diferentes energías, $n(E, \vec{r}, t)$, resolviendo la ecuación de transporte [28]:

$$\frac{dn}{dt} = \nabla \cdot (D_r \nabla n) - \nabla \cdot (\vec{u}_r n) - \frac{\partial (P_r n)}{\partial E} + \frac{\partial (b_r n)}{\partial E} + \frac{\partial^2 (d_r n)}{\partial E^2}. \tag{2.19}$$

Los primeros dos términos del lado derecho dan cuenta del transporte de partículas por difusión y convección, el tercer término representa las pérdidas de energía y los últimos dos describen la aceleración de partículas a través de mecanismos de Fermi I y Fermi II. La relevancia de los distintos términos depende de las escalas de tiempo características de los procesos.

La difusión consiste en el movimiento propio, caótico, que tienen los CRs respecto a un medio. Este movimiento es estocástico debido a las múltiples interacciones que el CR sufre con los átomos del medio y/o las irregularidades magnéticas si su camino libre medio es pequeño (ver Fig. 2.1). El tiempo característico en que las partículas de energía E difunden un un medio de tamaño R es:

$$t_{\mathrm{dif}}(E) = \frac{R^2}{4D(E)}, \tag{2.20}$$

donde $D(E)$ es el coeficiente de difusión en el medio. Es común optar por una expresión simple para el coeficiente de difusión, en particular por la aproximación de difusión de Bohm (Ec. (2.7)). Las partículas más energéticas se difunden más rápidamente.

La convección[(i)] es el proceso por el cual las partículas relativistas son arrastradas por el movimiento de un fluido, como granos de arena en el viento. 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 del fluido y de la escala espacial del problema.

[(i)] A veces se utiliza indistintamente el término *advección*, pero aquí preferimos reservar ese término para procesos de convección en que el flujo es "hacia adentro" del sistema (por ejemplo, en discos de acreción).

Las pérdidas de energía dependen de procesos radiativos según el tipo de partícula y las condiciones del medio en que se encuentra, y de procesos no radiativos como lo es la expansión adiabática del medio (trabajo que los CRs hacen sobre el gas circundante). Los procesos radiativos más relevantes son discutidos en la Sec. 2.4.

La aceleración de Fermi I es básicamente DSA, aunque en ciertos casos la MR también puede entrar aquí. La particularidad de estos procesos es que la ganancia relativa de energía en cada ciclo es proporcional a $\beta = v/c < 1$ (donde v es la velocidad del choque o la velocidad de reconexión, dependiendo el caso).

Los mecanismos de aceleración de Fermi II contemplan la aceleración de CRs que interactúan con las inhomogeneidades de un plasma turbulento. No obstante, al no haber una dirección preferencial y una velocidad alta del material, estos procesos suelen ser ineficientes por tener una ganancia relativa de energía proporcional a $\beta^2 = (v/c)^2 \ll 1$, con v del orden de la velocidad de turbulencia del plasma. Por este motivo no serán tratados en esta Tesis, aunque pueden ser importantes en otros escenarios (por ej., [29]).

A continuación mostramos dos soluciones estacionarias de la Ec. (2.19) de particular interés en el contexto de esta Tesis.

2.3.1. Solución *one-zone*

Si tanto la región de aceleración como la región de emisión de radiación pueden considerarse homogéneas[(ii)], es válido integrar la Ec. (2.19) sobre el volumen V y sustituir la integral sobre los últimos dos términos por la función de inyección Q. De esta manera se obtiene una ecuación para la cantidad total de partículas con energía entre E y $E + dE$, $N(E)$:

$$\frac{\partial N(t,E)}{\partial t} + \frac{\partial(\dot{E}\, N(t,E))}{\partial E} = Q(t,E) - \frac{N(t,E)}{t_{\rm esc}(t,E)}. \tag{2.21}$$

El lado derecho de la ecuación representa el flujo neto de partículas, dado por la diferencia entre las partículas inyectadas y las que se escapan de la región. El tiempo de escape de las partículas depende de los efectos de difusión y convección: ${t_{\rm esc}}^{-1} = {t_{\rm dif}}^{-1} + {t_{\rm conv}}^{-1}$. El factor $\dot{E} = \mathrm{d}E/\mathrm{d}t \approx -E/t_{\rm enf}$ corresponde a las pérdidas por enfriamiento a través de los distintos procesos relevantes. En general:

$${t_{\rm enf}}^{-1} = \sum_i {t_i}^{-1}, \tag{2.22}$$

donde los t_i son los tiempos de enfriamiento de los distintos procesos relevantes (ver Sec. 2.4).

Para el caso estacionario (es decir, en el que no hay dependencia en el tiempo), considerando un emisor homogéneo y tanto pérdidas radiativas como de escape no dependientes de la energía (o sea, convectivas), la solución a la Ec. (2.21) es:

$$N(E) = \frac{1}{|\dot{E}|}\int_E^{E_{\rm max}} Q(E')\,\exp\left(\frac{-\tau(E,E')}{t_{\rm esc}}\right)\mathrm{d}E', \quad \tau(E,E') = \int_E^{E'}\frac{1}{|\dot{E}''|}\,\mathrm{d}E''. \tag{2.23}$$

Otra solución más simple de la Ec. (2.21) (al menos en cuanto a costos computacionales) se obtiene si se consideran sólo las pérdidas radiativas:

$$N(E) = \frac{1}{|\dot{E}|}\int_E^{E_{\rm max}} Q(E')\,\mathrm{d}E'. \tag{2.24}$$

En presencia de pérdidas por escape, la solución anterior puede adaptarse para dar una buena aproximación a la solución exacta si definimos un tiempo de pérdidas:

$$t_{\rm per} = \text{mín}\,(t_{\rm enf}, t_{\rm esc}). \tag{2.25}$$

[(ii)] Un tratamiento similar puede hacerse si la región de aceleración posee un volumen mucho menor que la región de emisión, que da lugar al formalismo de los modelos *one-zone* inhomogéneos.

Índice Espectral: el índice espectral α de la distribución estacionaria de partículas (N) depende tanto del índice espectral p de la inyección (Q) como de los procesos físicos que la llevan al equilibrio. Si el proceso dominante es un enfriamiento con $\dot{E} \propto E^{\delta}$ (con $\delta \geq 0$), entonces el índice espectral resultante es $\alpha = p - \delta - 1$. En la Sec. 2.4 se detallan algunos procesos radiativos y sus correspondientes valores de δ.

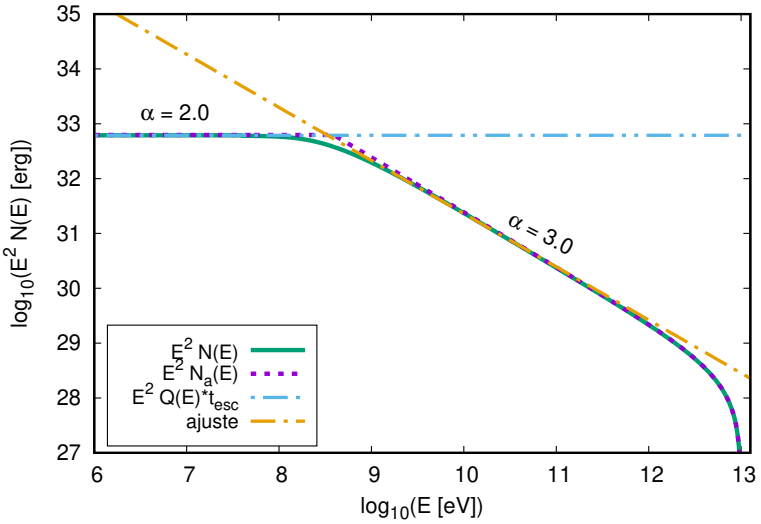

Figura 2.6. Solución estacionaria de la distribución de partículas para el escenario descrito en la Sec. 2.3.1. Para partículas con energías debajo de 300 MeV domina el escape de partículas mientras que a energías más altas domina un proceso de enfriamiento radiativo. $N(E)$ se obtiene de la integración numérica de la solución exacta dada por la Ec. (2.23) mientras que $N_{\rm a}(E)$ es la solución aproximada por la Ec. (2.24).

Veamos, a modo de ejemplo, la forma que toman estas soluciones cuando algún proceso domina notoriamente frente al resto. Consideremos un escenario en el que es inyectada una población de partículas relativistas con un índice $p = 2$ y $E_{\rm max} = 10$ TeV. Supongamos además que para partículas con energías debajo de 300 MeV domina el escape por un proceso independiente de la energía (por ej. convección), mientras que a energías más altas domina un proceso de enfriamiento cuyas pérdidas son proporcionales a E^2 (por ej. sincrotrón, ver Sec. 2.4). En la Fig. 2.6 se comparan las soluciones de las Ecs. (2.23) y (2.24) para este escenario. Puede verse que en la región en que domina completamente el escape de partículas, se tiene que $N(E) \approx Q(E) \times t_{\rm esc}$, mientras que en la región en que domina el enfriamiento radiativo, las soluciones calculadas a partir de las Ecs. (2.23) y (2.24) coinciden y dan una ley de potencias con un índice espectral más blando, $\alpha = 3$. Las dos soluciones difieren levemente en la región de transición entre que dominan las pérdidas radiativas por sobre el escape.

2.3.2. Solución de emisor con estructura

Veremos una solución de la Ec. (2.19) para el caso en que una fuente estacionaria se pueda aproximar por una superficie emisora en el espacio 3D. Dicha superficie la trataremos como un conjunto de emisores lineales 1D.

Este tratamiento tiene varias ventajas:

- Es computacionalmente poco demandante en comparación con simulaciones 3D (aunque más costoso que un simple *one-zone*).
- Contempla condiciones inhomogéneas en distintas regiones del emisor.

- Permite construir mapas de emisión sintéticos. Estos pueden contrastarse con observaciones en que la fuente esté resuelta.
- Es bastante versátil y adaptable a distintos escenarios.

En particular, veremos una aplicación de este modelo para *bow-shocks* de estrellas *runaway* en la Sec. 3.2.2 y para binarias con colisión de vientos en la Sec. 4.2. Otras aplicaciones a *jets* o binarias con púlsares son posibles y serán abordadas en futuras investigaciones (ver por ej. 5.2.2.2 para una aplicación en microcuásares).

Geometría: El primer paso consiste en identificar las simetrías del problema, puesto que esto permite simplificar el tratamiento numérico. Consideremos la intersección de la superficie emisora con un plano tal que en todo punto el movimiento del fluido sea tangente a este plano[(iii)]. Esta intersección da lugar a una curva que bien puede parametrizarse en coordenadas (x, y) o (r, θ), dependiendo el caso. Estrictamente, esta región tiene un cierto espesor que despreciaremos a los fines de poder tratarla como una región 1D discretizada en un conjunto de celdas. En cada punto de esta curva caracterizamos las propiedades del fluido mediante un modelo magneto-hidrodinámico (MHD). También tendremos en cuenta otras variables que pueden cambiar punto a punto, como los campos de fotones locales.

Distribución de partículas relativistas: Supondremos que en una celda se aceleran continuamente partículas relativistas, las cuales pierden energía por distintos procesos de enfriamiento a medida que son convectadas por el fluido a las siguientes celdas. El conjunto de partículas provenientes de la celda con aceleración (contemplando también su distribución espacial) corresponden a un *emisor lineal*. Hay tantos emisores lineales como celdas con aceleración. La distribución total de partículas en la *curva emisora* se obtiene como la suma de todos los emisores lineales.

Aplicamos el siguiente esquema para obtener la distribución de partículas NT en la superficie emisora:

1. Calculamos la posición de la curva emisora en el plano XY en puntos discretos $(x_i(\theta_i), y_i(\theta_i))$. Caracterizamos la trayectoria de las partículas a través de celdas 1D que representan segmentos de emisores lineales.

2. Puede haber aceleración de partículas en cada celda, a partir de donde son convectadas por el fluido. Simulamos las distintas trayectorias tomando distintos valores de un índice $i_{\rm min}$: el caso en que $i_{\rm min} = 1$ corresponde a una línea que comienza en una posición conveniente, como puede serlo la base de un *jet* o el ápex de una región de colisión de vientos, mientras que $i_{\rm min} = 2$ corresponde a una línea que comienza un poco más lejos, y así sucesivamente (Fig. 2.7). En caso de simetría axial, es suficiente con calcular trayectorias sólo para emisores 1D con $y \geq 0$.

3. Calculamos la potencia disponible para acelerar partículas NT en la posición i, $\Delta L_{\rm NT}(i)$. La misma dependerá del escenario analizado y de la cantidad de celdas en la grilla numérica.

4. En la primera celda (dada por $i = i_{\rm min}$) de cada emisor lineal se inyectan partículas relativistas con un espectro $Q(E, i_{\rm min})$ como el discutido en la Sec. 2.2.3, sujeto a la normalización acorde a $\Delta L_{\rm NT}(i_{\rm min})$. Cada emisor lineal es independiente del resto.

[(iii)] De haber algún eje de simetría, es conveniente que el plano pase por el mismo.

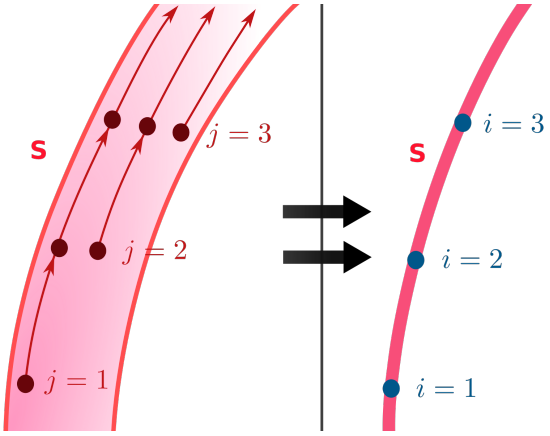

Figura 2.7. Ilustración de las estructuras que componen el modelo de emisor extendido. A la izquierda se muestran distintos *emisores lineales*, señalados como $j = 1, 2, 3$, que comienzan en distintas regiones del emisor y se desplazan a lo largo del mismo. A la derecha se muestra cómo se colapsa esto a una única estructura 1D, llamada *curva emisora*, caracterizada por las celdas $i = 1, 2, 3$ que tienen en cuenta todas las partículas de los distintos emisores lineales en cada posición.

5. En la celda de inyección, la distribución estacionaria de partículas se calcula como: $N_0(E, i_{\min}) \approx Q(E, i_{\min}) \times \text{mín}\,(t_{\text{cel}}, t_{\text{enf}})$, donde t_{cel} es el tiempo que tardan las partículas en ser convectadas en la celda.

   Considerando que las partículas pierden energía por distintos procesos, se tiene que las partículas de energía E llegan a la siguiente celda con una energía menor, E'. Dado que el número total de partículas debe conservarse, si $n \times V_{\text{cel}} = cte$ celda a celda, tenemos que: $N(E)\,\mathrm{d}E = N(E')\,\mathrm{d}E'$. A partir de esa condición podemos obtener la versión evolucionada del espectro inyectado como:

$$N(E', i+1) = N(E, i)\frac{|\dot{E}(E, i)|}{|\dot{E}(E, i+1)|}, \tag{2.26}$$

   donde $\dot{E}(E, i) = -E/t_{\text{enf}}(E, i)$ es la tasa de enfriamiento para partículas de energía E en la posición i. La energía E' queda dada por la condición:

$$t_{\text{cel}} = \int_{E}^{E'} \dot{E}(\tilde{E}, i)\,\mathrm{d}\tilde{E}. \tag{2.27}$$

6. Repetimos el mismo procedimiento variando $i_{\min}$, lo cual representa distintos emisores lineales sobre la misma curva emisora en el plano XY.

7. Obtenemos la distribución total (estacionaria) de partículas en cada celda i de la curva emisora, $N_{\text{tot}}(E, i)$, mediante la suma de todas las contribuciones $N(E, i)$ obtenidas para cada emisor lineal. Así, la curva emisora puede representar, por ejemplo, una cuña de una superficie emisora.

8. Obtenemos la distribución de partículas en cada posición (x_i, y_i, z_i) de la superficie emisora en un espacio 3D. Para hacer esto podemos calcular varias curvas emisoras, o simplemente –si las simetrías del problema lo permiten– rotar la curva emisora ya obtenida en torno a un eje de simetría.

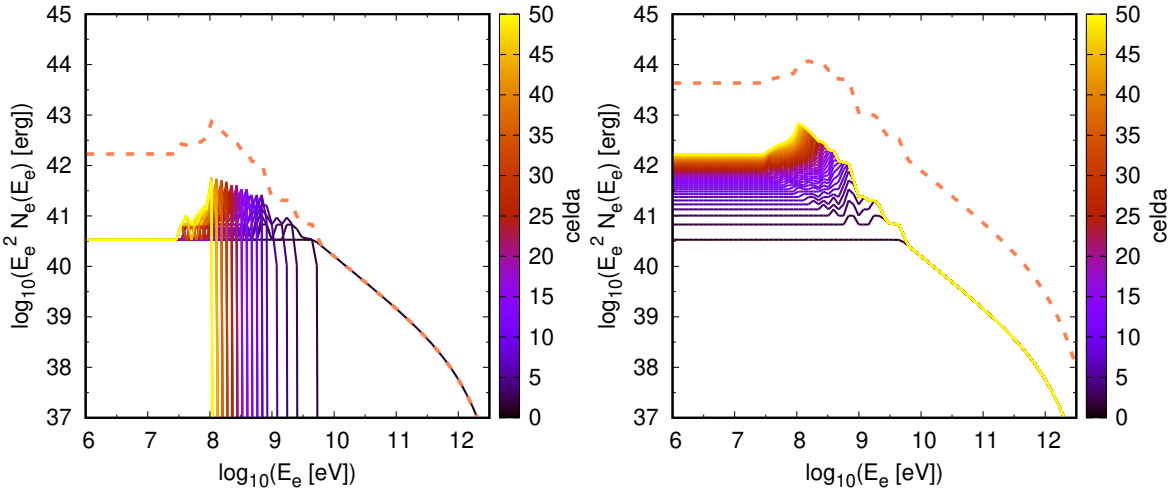

Figura 2.8. Distribución de electrones en cada celda para un emisor línea que comienza en $i_{\min} = 1$ (*izquierda*), y para una curva emisora (i.e, la suma de las líneas emisoras con distintos $i_{\min}$; *derecha*). En escala de colores se muestra la distribución en cada celda, y en línea coral punteada la suma de todas las celdas.

A modo de ejemplo, mostramos esta solución para un escenario en el que solamente tienen lugar la convección y un proceso radiativo cuya eficiencia sea mayor para partículas más energéticas (por ej., sincrotrón). Consideramos un emisor cuya estructura puede describirse con una única curva emisora, que dividimos en 50 segmentos. Por simplicidad tomamos que la distribución localmente acelerada en cada celda es igual para todas las celdas[(iv)] y una normalización arbitraria. En la Fig. 2.8 mostramos la distribución de electrones en cada celda para un emisor línea que comienza en $i_{\min} = 1$, y la distribución de electrones de la curva emisora constituida por la suma de todos los emisores línea. En el emisor línea, se puede ver que la distribución de partículas va corriéndose hacia bajas energías celda a celda, vaciándose los niveles más energéticos y poblándose aquellos en los que el escape por convección todavía no domina por sobre las pérdidas radiativas. Este efecto se mitiga un poco en la distribución de la curva emisora, puesto que en cada celda hay una componente adicional de partículas localmente aceleradas que todavía no se han enfriado. Los picos en la distribución son un artefacto numérico producto de discretizar las energías de las partículas y la longitud del emisor.

2.4. Procesos radiativos

En esta sección se describen los procesos relevantes en el contexto de esta tesis. Nuestro objetivo es familiarizar al lector con las características básicas de los procesos que generan emisión NT, enfatizando la forma de las SEDs de los mismos.

Una característica que es común a todos los procesos, es que la radiación generada por una partícula relativista con factor de Lorentz γ es emitida dentro de un cono de semiapertura $1/\gamma$. Para partículas muy energéticas, esto significa que la emisión está muy colimada y por lo tanto sólo detectamos la emisión NT de partículas que se mueven en la dirección de nuestra visual.

Para calcular la emisión producida por las partículas a través de distintos canales de interacción, necesitamos conocer la potencia específica radiada por una partícula de energía

[(iv)] Recordar que para cada línea emisora hay una única celda con aceleración, que es en la que comienza la línea. Recíprocamente, en cada celda comienza una línea emisora.

E en fotones de energía ϵ:

$$P(E,\epsilon) = E\, n_{\text{blancos}}\, c\, \frac{\mathrm{d}\sigma(E,\epsilon)}{\mathrm{d}\epsilon}, \tag{2.28}$$

donde $\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\epsilon}$ es la sección eficaz diferencial de la interacción, n_{blancos} es la densidad de blancos (dependiente de cada proceso) y c es la velocidad de la luz en el vacío.

Luego, la potencia específica radiada por toda la población de partículas es:

$$L_\epsilon(\epsilon) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} N(E')P(E',\epsilon)\,\mathrm{d}E'. \tag{2.29}$$

A continuación veremos las distintas magnitudes involucradas en el cálculo de la potencia específica de cada proceso (Ec. (2.28)) que nos permitirán calcular la SED (Ec. (2.29)) una vez que hayamos resuelto la distribución de partículas (Sec. 2.3).

2.4.1. Sincrotrón

Generalidades: Una partícula con carga q y masa m que se mueve con velocidad $\vec{v}$ en presencia de un campo magnético $\vec{B}$, experimenta una fuerza de Lorentz:

$$\vec{F} = \frac{q}{c}\vec{v} \times \vec{B}\,. \tag{2.30}$$

Dicha fuerza es perpendicular a la dirección de movimiento, por lo que en ausencia de otras fuerzas la partícula describe una trayectoria helicoidal a lo largo de una línea de campo magnético. Al ser una carga acelerada, la partícula pierde parte de su energía en la forma de radiación electromagnética. La potencia con que una partícula relativista emite fotones está dada por (por ej., [30]):

$$P(E,\nu) \approx 4.39\times10^{-22}\left(\frac{B_\perp}{1\,\mathrm{G}}\right)\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{1/3}\exp\left(-\nu/\nu_c\right) \quad \mathrm{erg\,s^{-1}\,Hz^{-1}}, \tag{2.31}$$

donde E es la energía de la partícula, ν la frecuencia del fotón emitido, ν_c es una frecuencia característica, y $B_\perp$ es la componente del campo magnético perpendicular a la velocidad de la partícula. Usualmente, en plasmas astrofísicos el campo magnético se puede modelar como la suma de una componente ordenada y una componente desordenada o isotrópica; en el caso isotrópico en la Ec. (2.31) puede tomarse en promedio $B_\perp \approx \sqrt{2/3}\,B$. La frecuencia característica ν_c está dada por:

$$\nu_c(E) = 4.22\times10^{6}\left(\frac{B_\perp}{1\,\mathrm{G}}\right)\left(\frac{E}{mc^2}\right)^2\ \mathrm{Hz}\,. \tag{2.32}$$

La potencia radiada por una partícula tiene un máximo muy pronunciado en $\nu = 0.29\,\nu_c$; es decir, una partícula de una dada energía en un dado campo magnético, emite mayoritariamente fotones en un rango pequeño de frecuencias cercanas a ν_c. Típicamente, los fotones sincrotrón tienen energías inferiores a 1–10 keV[(i)], por lo que no generan emisión de rayos-γ. La emisión sincrotrón es fundamentalmente observada en longitudes de onda de radio, aunque en algunos casos también puede observarse en el óptico y hasta en R-X.

[(i)] Energías más altas pueden alcanzarse si, por ejemplo, en una región con campos magnéticos fuertes se inyectan pares secundarios muy energéticos (por ej., originados por un proceso de Bethe-Heitler).

Espectro: Supongamos una distribución de electrones relativistas de tipo ley de potencias con índice espectral p, $N_{\rm e}(E_{\rm e}) \propto {E_{\rm e}}^{-p}$, para energías $E_{\rm e,min} \leq E_{\rm e} \leq E_{\rm e,max}$. En este caso, el espectro de emisión sincrotrón en el rango $0.29\,\nu_{\rm c}(E_{\rm e,min}) \lesssim \nu \lesssim 0.29\,\nu_{\rm c}(E_{\rm e,max})$ es tal que $L_\epsilon \propto \epsilon^{-(p-1)/2}$. Por lo tanto, definiendo $\epsilon\, L_\epsilon \propto \epsilon^{\alpha}$, la SED es una ley de potencias con índice[(ii)] $\alpha = (3-p)/2$.

La información que es posible extraer de un espectro sincrotrón observado es:

1. El índice espectral $\alpha - 1$, a partir del cual es posible obtener el índice espectral de la distribución de electrones, p. Destacamos que para obtener el índice espectral α se necesitan mediciones en (al menos) dos frecuencias suficientemente separadas, ya sea en dos bandas de radio distintas o dentro de una misma banda si el ancho de banda lo permite.

2. Si se conoce la distancia a la fuente, a partir del flujo sincrotrón es posible obtener una relación entre la cantidad de energía en electrones relativistas (relacionada con la normalización de $N_{\rm e}$) y la intensidad del campo magnético (B).

3. Si se logra observar el corte exponencial a altas frecuencias, se puede obtener $\nu_{\rm c}(E_{\rm e,max,B})$, y con este valor una combinación entre $E_{\rm e,max}$ y B.

4. Si se logra observar el corte a bajas frecuencias[(iii)], se puede obtener $\nu_{\rm c}(E_{\rm e,min}, B)$, y con este valor una combinación entre $E_{\rm e,min}$ y B.

A modo de ejemplo, consideremos una distribución de partículas $N(E_{\rm e})$ con $p = 2$, $E_{\rm e,min} = 1$ GeV, $E_{\rm e,max} = 10$ TeV, y una normalización arbitraria. Consideremos además la presencia de un campo magnético de $B = 10\,\mu$G. En la Fig. 2.9 mostramos las contribuciones de electrones con energías en rangos específicos, y la suma de estas contribuciones que da lugar a la SED sincrotrón de tipo ley de potencia descrita anteriormente. También se puede apreciar una caída exponencial para energías $\epsilon > 0.29\,h\,\nu_c(E_{\rm e,max})$, mientras que en la región de energías $\epsilon < 0.29\,h\,\nu_c(E_{\rm e,min})$ el espectro tiene pendiente (índice espectral) $\alpha = 4/3$.

Polarización: La radiación sincrotrón emitida por una partícula relativista está intrínsecamente polarizada. En el caso de una distribución de partículas, el grado de polarización lineal depende débilmente del índice espectral de la distribución p, y puede alcanzar un valor cercano al 70 %. No obstante, la falta de homogeneidad del campo magnético y la turbulencia del medio disminuyen el grado de polarización notablemente.

Otros factores que influyen en la polarización detectada son procesos de depolarización al atravesar plasmas (ver Sec. 4.4.3.1).

2.4.2. Compton Inverso

El proceso de Compton Inverso (IC, por sus siglas en inglés) se produce cuando un fotón de energía $\epsilon_{\rm f}$ es dispersado por un electrón relativista de energía $E_{\rm e}$, resultando en una transferencia de energía del electrón al fotón[(iv)], que pasa a ser un rayo γ de energía ϵ_γ [31]. Este proceso depende fuertemente del ángulo de interacción dado por la dirección del

[(ii)] En radioastronomía es común definir los flujos por unidad de frecuencia, S_ν, de modo tal que si $S_\nu \propto \nu^{\alpha_{\rm R}}$, $\alpha_{\rm R}$ se relaciona con α como $\alpha_{\rm R} = \alpha - 1$, y con p como $p = -2\alpha_{\rm R} + 1$.

[(iii)] Ver en la Sect. 2.5 otros procesos que pueden generar un corte similar a bajas frecuencias.

[(iv)] En el efecto Compton Directo, es el fotón el que cede parte de su energía al electrón, pero este proceso ocurre raramente con electrones relativistas.

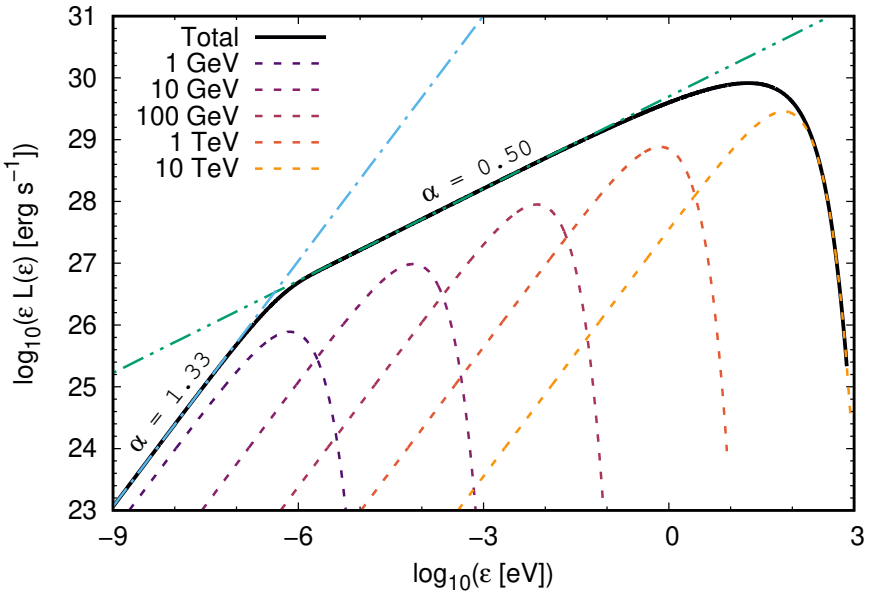

Figura 2.9. Una SED generada por una distribución de partículas del tipo $N(E_\mathrm{e}) \propto {E_\mathrm{e}}^{-2}$ en un campo magnético homogéneo. La curva sólida es la SED sincrotrón total, las curvas a rayas son la contribución de electrones de distintos rangos de energías, y las curvas punto-raya y punto-punto-raya son ajustes lineales en distintas porciones del espectro. Los parámetros relevantes se detallan en el texto.

momento del electrón y del fotón antes de la colisión. A partir de la conservación del cuadri-impulso puede deducirse que el fotón es dispersado en la dirección de movimiento original del electrón, dentro de un cono de semiapertura $\sim 1/\gamma_\mathrm{e}$.

Para estudiar la sección eficaz total de IC es conveniente introducir el parámetro de Klein-Nishina (K-N):

$$x = \frac{E_\mathrm{e}\,\epsilon_\mathrm{f}}{(m_\mathrm{e}c^2)^2}. \tag{2.33}$$

En la Figura 2.10 graficamos la sección eficaz total de IC en unidades de la sección eficaz de Thomson, $\sigma_\mathrm{T} = (8/3)\pi\, r_e^2 \approx 0.66$ b. Puede apreciarse que existen dos regímenes distintos de interacción según el valor del parámetro x.

- Régimen de Thomson: Si $x \ll 1$ la interacción es clásica y el electrón pierde sólo una pequeña fracción de su energía en la misma. La energía del fotón resultante es mucho menor que la del electrón. En promedio, la energía del fotón dispersado es del orden de $\epsilon_\gamma \approx \gamma_\mathrm{e}^2 \epsilon_\mathrm{f}$, mientras que la máxima energía que puede alcanzar es $\epsilon_{\gamma,\mathrm{max}} \approx 4\gamma_\mathrm{e}^2 \epsilon_\mathrm{f}$ en una colisión frontal (por ej., [32]). En la Fig. 2.10 puede verse que, en este régimen, la sección eficaz total es aproximadamente igual a la sección eficaz de Thomson: $\sigma_\mathrm{IC} \approx \sigma_\mathrm{T}$.

- Régimen de Klein-Nishina: Si $x \gg 1$ entonces los efectos cuánticos son importantes y aparecen otros canales posibles de interacción[(v)] y la sección eficaz decrece drásticamente. No obstante, el electrón cede casi toda su energía al fotón, por lo que la energía del fotón γ resultante es alta y, pese a que la probabilidad de interacción es mucho menor, cada interacción es mucho más significativa. En la Fig. 2.10 puede verse que en este régimen la sección eficaz total decrece como $\sigma_\mathrm{IC} \propto x^{-0.9}$; para energías fijas del campo de fotones, podemos decir que la sección eficaz decrece aproximadamente con E_e^{-1}.

[(v)] En particular, la creación de tripletes: $e^- + \gamma \to e^- + (e^- + e^+)$; ver [6].

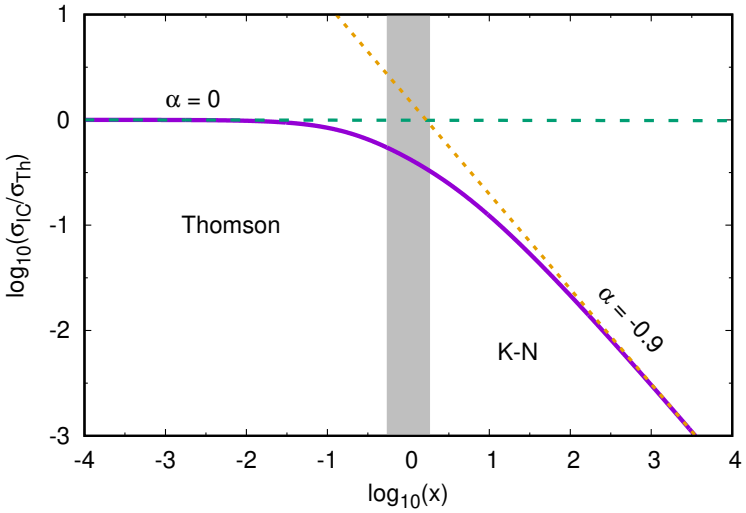

Figura 2.10. Sección eficaz total IC en función del parámetro de K-N (Ec. (2.33)). La banda vertical gris centrada en $x = 0$ señala la región de transición entre el régimen de Thomson y el de K-N. Se muestran ajustes lineales en ambos regímenes y sus respectivas pendientes.

Para obtener la potencia IC radiada en fotones de energía ϵ_γ, debemos tener en cuenta la distribución en energías de los fotones incidentes, $n_\mathrm{f}(\epsilon_\mathrm{f})$, y el ángulo de interacción, θ. La aproximación a orden cero más simple consiste en considerar al campo de radiación como monocromático y utilizar una normalización apropiada (cuerpo gris). Otra opción más precisa –pero computacionalmente más costosa– es tener en cuenta la forma exacta de la distribución del campo de fotones. En la Ec. (2.28) esto se traduce en reemplazar n_blancos por la distribución diferencial e integrar sobre las energías ϵ_f de los fotones blanco:

$$P(E_\mathrm{e}, \epsilon_\gamma, \theta) = \int_{\epsilon_\mathrm{f,min}}^{\epsilon_\mathrm{f,max}} P(E_\mathrm{e}, \epsilon_\gamma, \epsilon_\mathrm{f}, \theta)\, \frac{\mathrm{d}n_\mathrm{f}(\epsilon_\mathrm{f})}{\mathrm{d}\epsilon_\mathrm{f}}\, \mathrm{d}\epsilon_\mathrm{f}\,. \tag{2.34}$$

En el caso de fotones de origen térmico, la forma funcional de n_f puede obtenerse a partir de la Ley de Planck (cuerpo negro). En este caso, como la forma del espectro de cuerpo negro es conocida, se puede esquivar el cálculo de la integral en las energías de los fotones incidentes mediante el uso de factores apropiados. Este "truco" numérico está descrito en [33]. Con las fórmulas que proveen los autores se puede calcular el espectro IC con una precisión casi igual a la que se obtiene con la fórmula completa, y requiere un tiempo de cómputo significativamente menor.

A modo de ejemplo, veamos las características de un espectro IC típico. Supongamos una distribución de electrones del tipo $N_\mathrm{e}(E_\mathrm{e}) \propto {E_\mathrm{e}}^{-2}$, $E_\mathrm{e,min} = 1$ MeV, $E_\mathrm{e,max} = 1$ TeV, y normalización $E_\mathrm{NT} = \int E_\mathrm{e} N_\mathrm{e}(E_\mathrm{e})\, \mathrm{d}E_\mathrm{e} = 10^{40}$ erg. Supongamos además que esas partículas están rodeadas por un gas de temperatura $T = 10^4$ K que emite como un cuerpo negro. Los electrones interactúan con el campo de radiación térmico que supondremos isotrópico. En una aproximación monocromática del campo de radiación, podemos tomar $\epsilon_\mathrm{f} = 2.7\, k\, T$ como una energía típica de los fotones, y $U_\mathrm{f} = 4\sigma T^4/c$ como una densidad de energía característica del campo de fotones, y a partir de eso obtener el número de fotones blanco, $N_\mathrm{f} = U_\mathrm{f}/\epsilon_\mathrm{f}$. Definamos ahora una energía $\epsilon_\mathrm{c} = (4/3)\, {\gamma_\mathrm{e,min}}^2\, \epsilon_\mathrm{f}$, tal que ϵ_c es del orden de la energía mínima que obtienen los fotones dispersados en colisiones frontales. En la Fig. 2.11 se muestra la SED por IC resultante, tanto en la aproximación monocromática como utilizando el formalismo de [33]. El espectro para energías $\epsilon < \epsilon_\mathrm{c}$ tiene pendiente 5/3, mientras que para energías $\epsilon_\mathrm{c} < \epsilon < E_\mathrm{e,min}$ tiene pendiente $\alpha = (3-p)/2$ (al igual que un espectro sincrotrón). Notar que

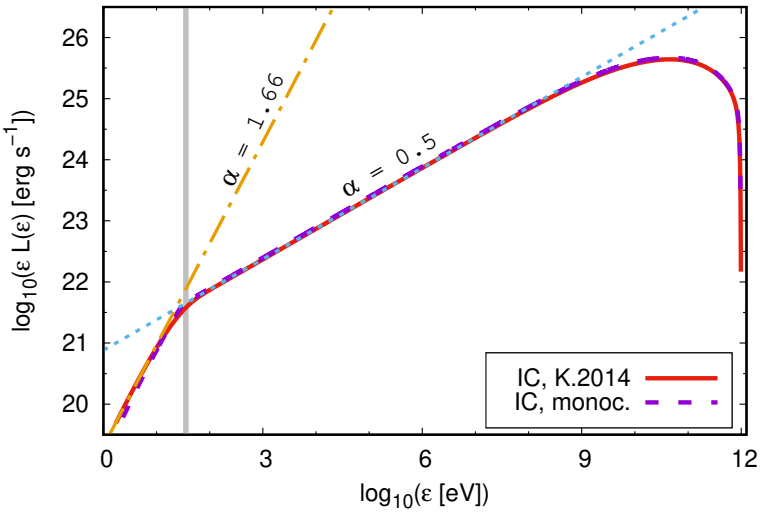

Figura 2.11. La SED generada por una distribución de partículas del tipo $N_e(E_e) \propto {E_e}^{-2}$ en un campo de radiación isotrópico y homogéneo. La curva roja sólida y la curva violeta a rayas son la SED IC calculada con el formalismo de [33] y la aproximación monocromática, respectivamente. Las curvas punteada y raya-punteada son ajustes lineales en distintas porciones del espectro. La raya gris vertical marca la energía ϵ_c. Los parámetros relevantes se detallan en el texto.

la energía máxima de los fotones es del orden de la energía máxima de los electrones, puesto que las interacciones más energéticas ocurren ya en el régimen de K-N. Se observa que ambas aproximaciones dan un espectro muy similar, el cual difiere levemente a energías cercanas a ϵ_c; si las interacciones ocurren sólo en el régimen de Thomson (por ej., si $E_{e,max} < 10$ GeV), los espectros difieren también (ligeramente) en el extremo de las altas energías.

2.4.3. *Bremsstrahlung* relativista

El *Bremsstrahlung* es el proceso mediante el cual una partícula cargada (usualmente un electrón) emite radiación al ser acelerada en el campo electrostático de un núcleo atómico u otra partícula cargada. Si los electrones interactuantes están en un gas en equilibrio térmico, la radiación que producen es llamada *libre-libre*. Si en cambio los electrones son relativistas, el proceso se conoce como Bremsstrahlung Relativista y el espectro originado difiere de un espectro térmico.

La expresión para la sección eficaz diferencial está dada por [6]:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{Br}}}{\mathrm{d}\epsilon_\gamma} = \frac{4\alpha r_e^2 Z^2}{\epsilon_\gamma}\phi, \tag{2.35}$$

donde α es la constante de estructura fina, Z es la cantidad de protones del núcleo, y ϕ es una función que varía según si el núcleo está desnudo (por ej, HII) o apantallado (por ej, H). Vale destacar que las pérdidas por Bremmstrahlung son $\propto E_e$, por lo que no suelen ser relevantes a muy altas energías frente a pérdidas por sincrotrón o IC.

Para una distribución de partículas de tipo ley de potencias $N_e(E_e) \propto E_e^{-p}$, el espectro de rayos γ resultante, $N_\gamma(\epsilon_\gamma)$, tiene la misma forma que el espectro original de electrones.

A modo de ejemplo, en la Fig. 2.12 mostramos una SED por Bremmstrahlung relativista para una distribución de electrones de tipo ley de potencias con índice $p = 2.2$, $E_{e,min} = 1$ MeV, $E_{e,max} = 20$ GeV, y normalización arbitraria. El espectro para energías

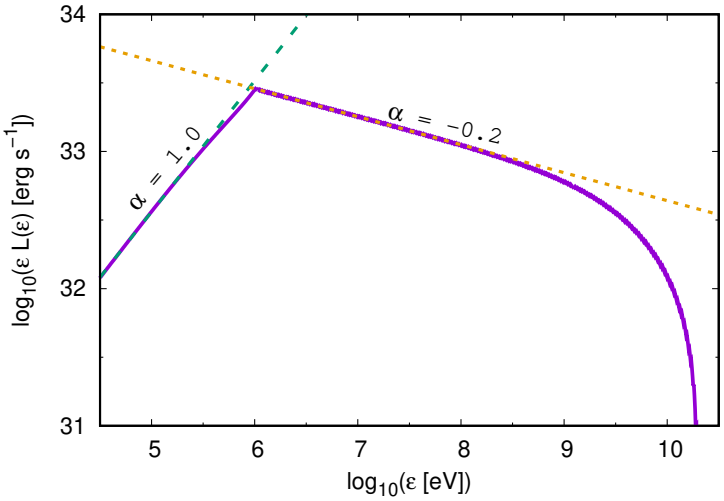

Figura 2.12. SED generada por una distribución de partículas del tipo $N_{\rm e}(E_{\rm e}) \propto {E_{\rm e}}^{-2.2}$ en un campo de materia homogéneo. La curva sólida es la SED, y la curvas punteada y rayada son ajustes lineales en distintas porciones del espectro. Los parámetros relevantes se detallan en el texto.

$\epsilon < E_{\rm e,min}$ tiene pendiente $+1$, mientras que para energías $E_{\rm e,min} < \epsilon < E_{\rm e,min}$ tiene pendiente $\alpha = -(p-2)$. Notar que la energía máxima de los fotones es del orden de la energía máxima de los electrones.

2.4.4. Colisiones p-p

En la interacción entre un protón relativista y otro protón (por ej., el núcleo de un gas circundante al emisor) pueden producirse piones neutros mediante la reacción $p+p \rightarrow p+p+\pi^0$. Los piones neutros son inestables y en un 98.8 % de los casos decaen en dos fotones γ mediante la reacción $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$. En este proceso el protón relativista pierde cerca de la mitad de su energía cinética, que es transferida principalmente a un pión líder que alcanza una energía de $E_\pi \sim 0.17 E_{\rm p}$.

Para calcular en detalle el espectro de rayos γ producido por una población de protones $N_{\rm p}(E_{\rm p})$ al interactuar con un medio de densidad $n_{\rm a}$, es necesario conocer:

1. El espectro del número de rayos γ producidos por el decaimiento de piones con energía E_π. El resultado es un rectángulo centrado en $m_\pi c^2/2$, de altura $2/\sqrt{E_\pi^2 - (m_\pi c^2)^2}$ (el factor 2 proviene de que en cada decaimiento se producen 2 fotones), y un ancho que depende de la velocidad del pión (ver Fig. 2.13). Cuanto mayor sea la energía del pión, más amplio es el espectro de energías posible para los fotones, lo cual se traduce en un rectángulo más bajo y ancho [6].

2. Cuántos piones por unidad de tiempo y por unidad de energía se producen en una colisión p-p: Esta función se conoce como la *emisividad* $q_\pi(E_\pi, E_{\rm p})$. Una forma sencilla de calcularla es el formalismo de la funcional δ [34], que consiste en fijar una única energía de piones para cada energía de los protones[(vi)]: $E_\pi = 0.17 \times (E_{\rm p} - m_{\rm p}c^2)$. De esta forma se puede sustituir la energía de los protones resultando en la siguiente aproximación:

$$q_\pi(E_\pi) = c\, n_{\rm a} N_{\rm p}(m_{\rm p}c^2 + E_\pi/0.17)\sigma_{\rm pp}(m_{\rm p}c^2 + E_\pi/0.17), \tag{2.36}$$

[(vi)] Otros formalismos más precisos (y complejos) pueden encontrarse en [35, 36].

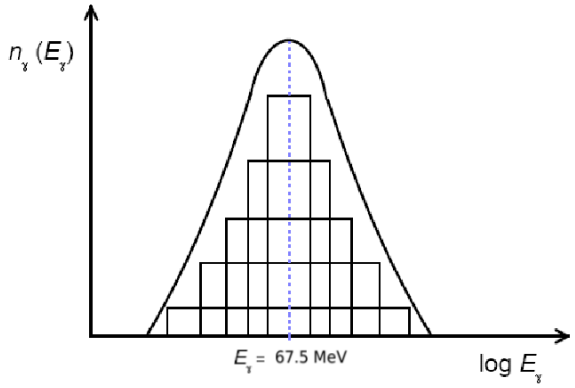

Figura 2.13. Esquema de la distribución espectral del número de rayos γ resultantes de una distribución de piones neutros. Cada rectángulo corresponde a la producción de rayos γ para una energía fija de los piones.

donde $\sigma_{\rm pp}$ es la sección eficaz total inelástica de interacción p-p, que puede determinarse experimentalmente y parametrizarse como [35]:

$$\sigma_{\rm pp}(E_{\rm p}) = (34.3 + 1.88\xi + 0.25\xi^2)\left[1 - \left(\frac{E_{\rm th}}{E_{\rm p}}\right)^2\right], \tag{2.37}$$

con $E_{\rm th} \approx 1.22$ GeV y $\xi = \log(E_{\rm p}/1\,{\rm TeV})$.

Con esto puede calcularse la emisividad de fotones generada por una distribución en energía de piones. La misma es la suma de las contribuciones de cada pión (por ej., [32]):

$$q_\gamma(\epsilon_\gamma) = \int_{E_{\pi,\rm min}}^{E_{\pi,\rm max}} \frac{2}{\sqrt{E_\pi^2 - (m_\pi c^2)^2}}\, q_\pi(E_\pi)\, {\rm d}E_\pi, \tag{2.38}$$

donde $E_{\pi,\rm min} = \epsilon_\gamma + m_\pi^2 c^4/4\epsilon_\gamma$ y $E_{\pi,\rm max} \approx 0.17 E_{\rm p,max}$. El resultado es una distribución (en el número de fotones) con un máximo en $\epsilon_\gamma = m_\pi c^2/2$ (ver Fig. 2.13). Luego, la potencia específica se obtiene como:

$$L(\epsilon_\gamma) = \epsilon_\gamma q_\gamma(\epsilon_\gamma)\,. \tag{2.39}$$

En la Fig. 2.14 se muestra a modo de ejemplo una SED p-p típica. Se asume un emisor homogéneo y estacionario, con una población de protones relativistas con índice espectral $p = 2$, $E_{\rm p,min} = 1$ GeV, $E_{\rm p,max} = 20$ TeV y normalización arbitraria. Es destacable que el espectro p-p queda limitado al rango de rayos γ, y se extiende desde $\epsilon_\gamma \gtrsim 0.1\,E_{\rm th}$ hasta $\epsilon_\gamma \approx 0.1\,E_{\rm p,max}$. La SED en general es aproximadamente plana ($\alpha \approx 0$) si el índice espectral de la distribución de protones es cercano al valor típico de $p \approx 2$.

Las interacciones p-p pueden ser relevantes en fuentes que presentan medios densos. Es importante destacar que las interacciones de tipo hadrónico son las principales responsables de la producción de neutrinos de muy altas energías. En consecuencia, la detección de neutrinos muy energéticos provenientes de una fuente de R-γ es evidencia muy fuerte a favor de que los R-γ observados son (al menos en parte) de origen hadrónico.

2.5. Procesos de absorción

En líneas generales, existe un proceso de absorción asociado a todo proceso de emisión. Algunos de estos procesos de absorción resultan relevantes en el contexto de esta Tesis. En este

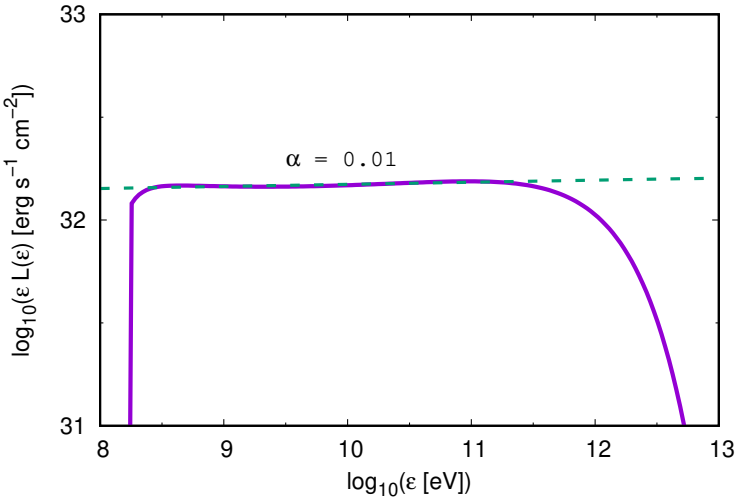

Figura 2.14. SED generada por una distribución de protones del tipo $N_{\rm p}(E_{\rm p}) \propto {E_{\rm p}}^{-2}$ en un campo de materia homogéneo. La curva sólida es la SED, y la curva a rayas es un ajuste lineal en la porción del espectro que se comporta como una ley de potencias. Los parámetros relevantes se detallan en el texto.

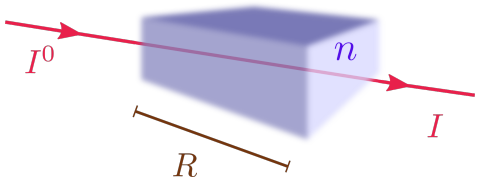

Figura 2.15. Esquema de absorción de un haz incidente de intensidad I^0 al atravesar un medio con densidad de blancos n. La intensidad del haz saliente es $I < I^0$.

capítulo primero daremos una introducción genérica a la atenuación de la emisión intrínseca de las fuentes, para luego describir los procesos de absorción relevantes en distintas longitudes de onda.

Absorción: dada una intensidad intrínsica $I^0_\gamma(\epsilon_\gamma)$ de fotones de energía ϵ que atraviesan una distancia Δl en un medio de densidad n (Fig. 2.15), la intensidad emergente es:

$$I_\gamma(\epsilon_\gamma) = I^0_\gamma(\epsilon_\gamma)\ \exp\left(-\tau(\epsilon_\gamma)\right), \tag{2.40}$$

donde $\tau(\epsilon_\gamma)$ es la *profundidad óptica* del medio para fotones de energía ϵ_γ:

$$\tau(\epsilon_\gamma) = \int_0^{\Delta l} \sigma(\epsilon_\gamma)\, n\ \mathrm{d}l, \tag{2.41}$$

con $\sigma(\epsilon_\gamma)$ la sección eficaz del proceso.

Si $\tau \gg 1$ diremos que el medio es *ópticamente grueso* (opaco a la radiación), mientras que si $\tau \ll 1$ diremos que el medio es *ópticamente delgado* (transparente a la radiación).

2.5.1. Radio-ondas

Hay varios procesos que pueden atenuar la emisión observada en radio-ondas de baja frecuencia.

Absorción libre-libre: La absorción libre-libre (FFA, por sus siglas en inglés) se produce cuando electrones libres en un gas ionizado absorben un fotón incidente. El coeficiente de absorción por unidad de longitud, α, tiene la siguiente expresión (por ej., [37]):

$$\alpha_{\rm ff} = 3.7 \times 10^8 \; Z^2 \, n_{\rm e} \, n_{\rm i} \, T^{-0.5} \, \nu^{-3} \left[1 - \exp\left(\frac{-h\,\nu}{k\,T}\right)\right] g_{\rm ff}(\nu, T) \quad ; \quad [\alpha_{\rm ff}] = {\rm cm}^{-1}, \tag{2.42}$$

donde $n_{\rm i/e}$ es la densidad de iones/electrones en el medio, T su temperatura, Z el número atómico promedio, ν la frecuencia de los fotones, y $g_{\rm ff}$ el factor de Gaunt que se encuentra tabulado en [38].

Como puede verse en la Ec. (2.42), la absorción depende fuertemente de la densidad del medio (aprox., $\propto n_{\rm a}^2$) y más débilmente de la temperatura (aprox., $\propto T^{-0.5}$) del mismo. A su vez, la absorción es altamente dependiente de la frecuencia de los fotones incidentes, siendo mucho mayor a frecuencias bajas (aprox., $\propto \nu^{-2}$ para $h\,\nu \ll k\,T$). Por este motivo la FFA afecta casi exclusivamente en el rango de radio-frecuencias. La opacidad del medio se puede calcular como:

$$\tau_{\rm ff}(\nu) = \int \alpha_{\rm ff}(\nu, \vec{r}) \; {\rm d}s, \tag{2.43}$$

donde s es la distancia a lo largo de la trayectoria de la partícula y $\vec{r}$ es la posición en el gas. Notar que la dependencia de $\alpha_{\rm ff}$ con $n_{\rm a}^2$ hace que la misma cantidad de material, concentrada en un volumen menor, dé lugar a una mayor opacidad que si ese mismo material se encontrase distribuido en un volumen más grande. En otros contextos, este tipo de dependencia con $n_{\rm a}^2$ posibilita estudios de porosidad en un medio.

Efecto Razin-Tsytovitch: a fines prácticos, este efecto es una corrección en el espectro sincrotrón que surge de considerar que los electrones relativistas no se encuentran en el vacío, sino en un plasma. Observacionalmente se traduce en un quiebre a bajas frecuencias que depende únicamente de la densidad $n_{\rm a}$ y campo magnético B del medio (por ej., [39]).

Recapitulando, las fórmulas clásicas para la potencia sincrotrón se derivan para un electrón (o una partícula cargada en general) moviéndose en el vacío. Sin embargo, en un contexto astrofísico los electrones usualmente están inmersos en un plasma. El efecto neto del plasma es que la radiación sincrotrón a bajas frecuencias es *suprimida*. Enfatizamos que esto no se trata de un efecto de absorción de la radiación, sino que simplemente los electrones relativistas no radían tanta potencia como la estimada utilizando fórmulas apropiadas para el vacío, y la potencia que radían se concentra en frecuencias más altas (Melrose 1980).

Sean $\gamma_{\rm e} = [1 - (v/c)^2]^{-0.5}$ el factor de Lorentz de un electrón en el vacío, ω la frecuencia de los fotones emitidos y $\omega_{\rm p} = \sqrt{4\pi n_{\rm a}\, q^2/m}$ la *frecuencia de plasma*[(i)]. El índice de refracción del medio es $n_{\rm r} = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{\rm p}}{\omega}\right)^2}$, y la velocidad de fase de la luz en este medio es: $v_\phi = c/n_{\rm r} \sim c\,[1 + \frac{1}{2}\,\frac{\omega_{\rm p}}{\omega}] > c$. El factor de Lorentz relativo a esta velocidad es: $\xi_{\rm e} = [1 - (v/v_\phi)^2]^{-0.5} \sim \gamma_{\rm e}[1 + (\omega_{\rm p}\,\gamma_{\rm e}/\omega)^2]^{-0.5}$. A frecuencias bajas, tales que $\omega \ll \omega_{\rm p}\,\gamma_{\rm e}$, se tiene que $\xi_{\rm e} \ll \gamma_{\rm e}$, por lo que un electrón ultra-relativista en el sentido de que $\gamma_{\rm e} \gg 1$, resulta no ser tan ultra-relativista en términos de $\xi_{\rm e}$. Por lo tanto, la potencia y la frecuencia típica radiadas por un electrón dependen tanto de $\xi_{\rm e}$ como de $\gamma_{\rm e}$ [30].

Resulta conveniente definir la frecuencia de Razin-Tsytovitch (R-T):

$$\nu_{\rm RT} \approx 20 \left(\frac{n_{\rm a}}{1\,{\rm cm}^3}\right) \left(\frac{1\,{\rm G}}{B\,\sin\theta}\right) \; {\rm Hz}, \tag{2.44}$$

de modo que el quiebre exponencial a bajas frecuencias en el espectro sincrotrón debido al efecto R-T puede describirse como: $S_\nu \propto \exp\left(-\nu/\nu_{\rm RT}\right)$.

[(i)] La frecuencia de plasma es la frecuencia con que oscilan los electrones debido a fuerzas electromagnéticas restitutivas cuando en un plasma hay separación de cargas.

Autoabsorción sincrotrón: destacamos que este proceso es relevante principalmente para fuentes muy compactas, intensas y con una densidad de electrones relativistas muy alta, por lo que no será un proceso dominante en los escenarios en los que nos concentraremos en esta tesis. No obstante, por completitud damos una pequeña descripción del mismo. Una descripción detallada de este proceso y las fórmulas involucradas se pueden encontrar en [40].

La autoabsorción sincrotrón (SSA, por las siglas en inglés de *Synchrotron Self-Absorption*) ocurre cuando una fuente sincrotrón es tan intensa que la re-absorción de la radiación sincrotrón por los mismos electrones se vuelve importante. Más concretamente, este efecto aparece cuando la *temperatura de brillo*[(ii)] de una fuente a una frecuencia $\nu \sim \nu_{\rm SSA}$ se acerca a la temperatura cinética equivalente de los electrones relativistas, $T_{\rm e} \approx E_{\rm e}/(3\,k)$. A frecuencias $\nu < \nu_{\rm SSA}$ el espectro sincrotrón queda entonces auto-absorbido. Para el caso de una fuente homogénea, el índice espectral a bajas frecuencias se vuelve $\alpha_{\rm R} = 5/2$, independientemente del índice p de la distribución de electrones. Dado que las fuentes astrofísicas usualmente son inhomogéneas, las pendientes observadas son menores que 5/2.

2.5.2. Rayos-X

Para fotones en el rango de los R-X de bajas energías, el proceso de absorción dominante es la *absorción fotoeléctrica*. Este es el proceso por el cual un átomo absorbe un fotón y libera un electrón con energía cinética igual a la diferencia entre la energía original del fotón y la energía de ligadura del electrón (por ej., [41] y referencias allí). A esta absorción contribuyen tanto el gas atómico y molecular como los granos de polvo, que dan lugar a una sección eficaz dependiente de la energía, $\sigma(\epsilon)$. Allí se pesan las contribuciones de los diferentes elementos químicos de acuerdo a sus abundancias relativas (por ej., [42]). La cantidad de material absorbente en la línea de la visual se expresa en proporción al número de átomos de H, que es el elemento más abundante en el espacio, a través de la densidad columnar $N_{\rm H}$ (pese a que estos átomos prácticamente no intervienen en la absorción). A partir de la densidad columnar y la sección eficaz se obtiene la opacidad $\tau(\epsilon) = \sigma(\epsilon)\, N_{\rm H}$. La función $\sigma(\epsilon)$ es aproximadamente monótona y decrece con la energía como ϵ^{-3}, afectando principalmente a R-X con energías por debajo de ~ 2 keV.

2.5.3. Rayos-γ

El proceso más relevante para la absorción de R-γ (especialmente en el contexto de sistemas con estrellas de gran masa) es la *absorción por creación de pares en un campo de radiación*. Supongamos un fotón γ de energía ϵ_γ y un fotón ambiente de energía ϵ_0. Estos dos fotones pueden interactuar creando un par electrón-positrón si verifican la condición[(iii)]:

$$\epsilon_\gamma \geq \frac{2(m_{\rm e}c^2)^2}{\epsilon_0\,(1-\cos\theta)}, \tag{2.45}$$

donde θ es el ángulo comprendido entre la dirección de movimiento de los fotones involucrados. En esta expresión se evidencia la importancia del ángulo de interacción: la energía umbral para la interacción será mínima si la colisión es frontal, mientras que será infinita si los fotones se propagan en la misma dirección y con el mismo sentido, lo cual implica que en ese caso no se produce absorción. A su vez, la sección eficaz de la interacción $\gamma + \gamma \to e^+ + e^-$ también

[(ii)] En radioastronomía, incluso para fuentes NTs se define una *temperatura* a partir de la intensidad específica I_ν a una frecuencia ν como $T_{\rm b} \equiv I_\nu c^2 \left(2k\nu^2\right)^{-1}$.

[(iii)] Esta condición surge de la conservación del cuadri-impulso en la interacción. Contempla no sólo el requerimiento mínimo de energía, sino también que las partículas (en general) no se crean en reposo.

depende fuertemente del ángulo de interacción entre los fotones; la misma puede calcularse como [43]:

$$\sigma_{\gamma\gamma}(\epsilon_\gamma, \epsilon_0) = \frac{\pi r_e^2}{2}(1-\beta^2)\left[2\beta(\beta^2-2) + (3-\beta^4)\ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right)\right], \tag{2.46}$$

con:

$$\beta = \left(1 - \frac{1}{s}\right)^{1/2}, \quad s = \frac{\epsilon_\gamma\, \epsilon_0\, (1-\cos\theta)}{2(m_e c^2)^2}\,. \tag{2.47}$$

Supongamos que el fotón γ es tal que $\epsilon_\gamma \gg 1$ MeV, y que el fotón del campo de radiación ambiente tiene energía $\epsilon_0 \ll 1$ MeV. El máximo de la sección eficaz ocurre para energías ϵ_γ cercanas a la energía umbral dada por la Ec. (2.45). Esto significa que fotones γ con energías del orden de 100 GeV son absorbidos principalmente por fotones UV, mientras que fotones con energías del orden de 1–10 TeV son absorbidos principalmente por fotones IR.

Otros procesos de absorción de fotones γ menos importantes en entornos de estrellas tempranas son [6]:

- Absorción en campos magnéticos ($\gamma + B \to e^+ + e^- + B$). Para que este proceso ocurra se requieren campos magnéticos muy intensos.
- Creación de pares en un campo coulombiano ($\gamma + p \to e^+ + e^- + p$). Este proceso es relevante sólo en fuentes con una densidad muy alta.

Capítulo 3

Estrellas masivas y sus interacciones a gran escala

Como se mencionó en la Sec. 1.3, las estrellas de gran masa son muy luminosas, y sus intensos campos de radiación aceleran vientos que inyectan una enorme cantidad de energía en el medio interestelar (ISM, por sus siglas en inglés) circundante. De hecho, la energía mecánica que el viento de una estrella masiva deposita en su entorno a lo largo de toda su vida es del orden de la energía cinética del gas eyectado durante una explosión supernova. Los vientos estelares quedan fundamentalmente caracterizados por dos parámetros: la tasa de pérdida de masa, $\dot{M}$, y la velocidad terminal, v_∞.

Velocidad terminal: los vientos se aceleran por presión de líneas de absorción de metales (como el Fe). Los fotones que provienen de la superficie de la estrella se alejan transportando momento en la dirección radial. Cuando un átomo de las zonas más externas de la estrella absorbe uno de estos fotones, el átomo gana momento en esa misma dirección. Como la dirección en que ese fotón es re-emitido por el átomo es aleatoria, en promedio el átomo se acelera en la dirección radial. Los átomos metálicos arrastran a los elementos no metálicos (como el H) presentes en el material ionizado del viento por medio de interacciones coulombianas. De esta manera, el material del viento estelar es acelerado por el campo de radiación [44]. No obstante, el campo de radiación se diluye con la distancia y por lo tanto muy lejos de la estrella la aceleración se vuelve nula. La velocidad del viento tiende asintóticamente a un valor v_∞ conocido como *velocidad terminal* del viento. En el marco de la teoría CAK (Castor, Abbott & Klein; [45]) de vientos de estrellas de gran masa, la velocidad del viento a una distancia r de la estrella está dada por:

$$v_{\rm v}(r) = v_\infty \left[1 - \left(\frac{R_\star}{r}\right)^\alpha\right]^\beta, \tag{3.1}$$

donde $\alpha \sim 1$ y $\beta \sim 1$ son parámetros libres del modelo [46, y referencias allí]. A fines prácticos, a una distancia del orden de 10 $R_\star$ el viento ya ha alcanzado una velocidad cercana a su velocidad terminal, y podemos asumir simplemente $v_{\rm v} = v_\infty$.

Las estrellas de tipo OB y WR tienen vientos con velocidades del orden de $v_\infty \sim 10^3$ km s^{-1}, aunque este valor puede variar cerca de un factor tres según el objeto.

Tasa de pérdida de masa: La determinación de la tasa de pérdida de masa en estrellas de gran masa es compleja tanto desde un punto de vista teórico como observacional. En el campo de la teoría y las simulaciones, los modelos más utilizados para estimar $\dot{M}$ son los de [47], actualizados en [46]. No obstante, estos modelos pueden llegar a sobrestimar $\dot{M}$

en un factor ~ 2 [48]. En cuanto al campo observacional, la determinación de $\dot{M}$ puede hacerse, por ejemplo, mediante la medición del flujo en H_α o del continuo de radio. Sin embargo, estos métodos dependen no sólo de la cantidad de masa en el viento, sino también de cómo se distribuye. Debido a efectos de estructuras en el viento (Sec. 5.2.1), las estimaciones observacionales de $\dot{M}$ también pueden estar sobreestimadas en un factor de varios.

Las estrellas WR suelen presentar vientos más densos que las OB, aunque podemos tomar como referencia que las tasas de pérdida de masa de ambos tipos de estrellas son del orden de $\dot{M} \sim 10^{-7}$–10^{-5} $M_\odot$ yr^{-1}.

Índice espectral: un aspecto clave para deducir la naturaleza de la emisión en radio de una fuente es analizar el valor de su índice espectral α_R. Un índice espectral $\alpha_R < -0.1$ es evidencia concluyente de un origen NT de la emisión (y por consiguiente de la presencia de partículas relativistas), mientras que índices positivos usualmente sugieren un origen térmico. Un gas ionizado produce emisión térmica libre-libre (f-f) con un índice espectral que puede ir desde $+2$ (ópticamente grueso) hasta -0.1 (ópticamente delgado). La opacidad depende de la frecuencia, con lo cual una fuente puede tener una transición de ópticamente gruesa a bajas frecuencias a ópticamente delgada a altas frecuencias. La opacidad también depende fuertemente de la densidad del medio y de cómo está distribuido el material. En un viento estelar el perfil de densidad del gas ionizado decae radialmente como $1/r^2$, por lo que en zonas cercanas a la estrella el medio es ópticamente grueso, mientras que en zonas alejadas es ópticamente delgado. Esto lleva a que típicamente los vientos estelares presenten una emisión con un índice espectral intermedio, $\alpha_R \approx 0.6$ en el rango radio–IR [49].

3.1. Burbujas estelares

Aquí damos una breve descripción de la formación de burbujas estelares, de algunos de los principales fenómenos físicos que en ellas ocurren, y de nuestra participación en campañas observacionales con el objetivo de vincular el estudio de burbujas estelares con la astrofísica de altas energías.

3.1.1. Fenomenología

Una estrella masiva de secuencia principal forma una región HII a través de la cual se propaga su viento hipersónico ($\dot{M} \sim 10^{-6}$ $M_\odot$ yr^{-1}, $v_\infty \sim 10^3$ km s^{-1}), formando dos frentes de choque: uno delantero (FS, por *forward-shock*) y otro reverso (RS, por *reverse-shock*). El FS se propaga sobre el ISM, barriendo y acumulando material que forma una cáscara densa y delgada. El RS se propaga sobre el viento estelar, comprimiéndolo y calentándolo [50]. De esta manera se genera una burbuja caliente, de baja densidad, y extendida (del tamaño de unos pársecs) de viento estelar chocado que, cual un pistón, empuja a la cáscara fría [51]. Más tarde, durante la etapa de supergigante roja (RSG), la estrella pierde una fracción considerable de su masa en forma de un viento lento y denso ($\dot{M} \sim 10^{-4}$–10^{-3} $M_\odot$ yr^{-1}, $v_\infty \sim$ 10–100 km s^{-1}). Este viento de RSG ocupa una región compacta de alta densidad dentro de la burbuja estelar de la secuencia principal. Durante la etapa de WR, el viento de la estrella se vuelve rápido y mantiene una tasa de pérdida de masa alta ($\dot{M} \sim 10^{-5}$ $M_\odot$ yr^{-1}, $v_\infty \sim 10^3$ km s^{-1}; por ej.[52]). Este viento rápido se encuentra con el lento viento predecesor, creando una delgada capa de viento RSG colapsado y viento WR chocado [53]. Inestabilidades crecen en la cáscara y se originan grumos densos y fríos. Eventualmente se generan grandes filamentos en la cáscara, entre los cuales se filtra el viento de la WR y llega a la burbuja de baja densidad. El proceso de mezcla genera material con temperaturas de $\sim 10^6$ K [51].

Actualmente existe una rica bibliografía en simulaciones numéricas de la (M)HD de burbujas estelares [53, 54].

Las burbujas estelares han sido detectada de varias maneras. Entre ellas: nebulosas con forma de anillo en el óptico (por ej.,[55]), cáscaras de emisión térmica en el continuo de radio (por ej.,[56]), cáscaras de emisión en la línea de 21 cm de H (por ej.,[57]), cáscaras en el IR (por ej.,[58, 59]) y, en algunos pocos casos más recientes, como fuentes difusas de R-X térmicos (por ej.,[60, 61]). También se ha observado emisión IR de la interacción de burbujas de secuencia principal [62, 63].

¿Rayos cósmicos en burbujas estelares?: al menos algunas de las condiciones básicas para que opere el mecanismo de DSA (Sec. 2.2.1) están dadas en las burbujas estelares. Esas condiciones se relacionan con la presencia de un choque fuerte y rápido debido al impacto del viento estelar contra el material de la burbuja estelar. No obstante, hasta la fecha nunca se ha detectado emisión NT proveniente de una burbuja estelar. No es claro si este es un efecto de selección debido a las pocas (o nulas) investigaciones realizadas a la fecha con el objetivo específico de detectar dicha emisión, o si es un indicio de que existen otros ingredientes necesarios para la aceleración eficiente de CRs que no se satisfacen en las burbujas estelares. En otros sistemas que guardan similitudes con las burbujas estelares sí se han encontrado indicios claros de aceleración de CRs, como en los cúmulos compactos de estrellas masivas [8], las binarias masivas con colisión de vientos [64, 65], los RSN (por ej.,[66]), *jets* proto-estelares [67, 68] e incluso quizás en la interacción entre el viento de WR 20b y la cáscara del cúmulo Westerlund 2 [69]. También se ha detectado la presencia de emisión NT en regiones HII [70, 71].

La detección de emisión NT proveniente de burbujas estelares confirmaría su capacidad de aceleración de CRs. Por otro lado, la no detección de dicha emisión podría ser un indicio de aceleración ineficiente de CRs o de que la eficiencia radiativa de estos objetos es baja. Esto último puede deberse a que los campos objetivo para que interactúen los CRs sean inadecuados (campos magnéticos débiles, densidades de campos de radiación o partículas bajas, etc.). Un modelo capaz de estimar esta eficiencia radiativa debe tener en cuenta, primero, el estado evolutivo de la burbuja, dado que no es estacionaria. Luego, los distintos campos radiativos presentes (fotones del fondo cósmico de microondas, fotones IR de la cáscara, fotones UV de la estrella), los campos de materia del viento chocado y quizás parte del material de la cáscara que se mezcle debido a inestabilidades, la intensidad del campo magnético en el choque y la importancia de las pérdidas adiabáticas debido a la expansión de la burbuja, las cuales probablemente sean dominantes al menos para las partículas menos energéticas. El desarrollo concreto de este modelo de emisión NT en burbujas estelares excede a las investigaciones realizadas durante esta Tesis, pero ciertamente será abordado en un futuro cercano.

3.1.2. Observaciones en curso

En el marco de esta Tesis se ha participado en dos proyectos relacionados con el estudio de la emisión de burbujas estelares.

Investigación de emisión radio de baja frecuencia en burbujas estelares de estrellas WR: no hemos encontrado en la literatura proyectos dedicados a la investigación de mapas de emisión en el continuo de radio a bajas frecuencias de nebulosas de WR. Esto nos ha motivado a investigar dicha emisión utilizando el instrumento GMRT, el cual cuenta con las capacidades técnicas idóneas para nuestro objetivo científico. El objeto de estudio elegido para esta prueba piloto ha sido la nebulosa filamentaria G2.4+1.4, asociada a WR 102.

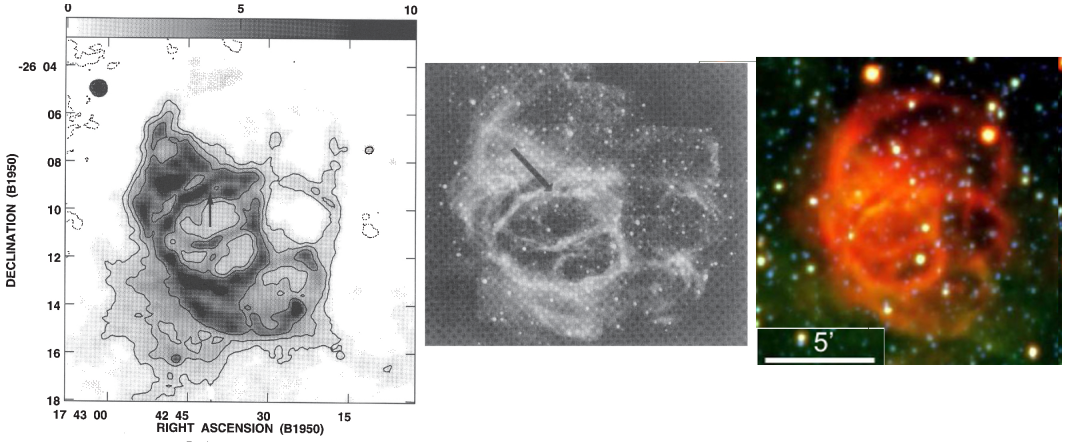

Figura 3.1. De *izquierda* a *derecha*: observaciones de WR 102 en radio [56], óptico (H_α) [56] e IR [59].

La propuesta de observación que elaboramos fue aceptada en el instrumento GMRT y las observaciones correspondientes al proyecto 34_088 (PI Anandmayee Tej) se realizaron el 15 y 16 de junio de 2018. El objetivo principal de esta investigación es encontrar indicios de emisión NT en la nebulosa generada por la estrella WR 102 utilizando observaciones de alta resolución a 610 y 1300 MHz. La detección de emisión NT constituiría un hito observacional y podría tener una importante repercusión en la astrofísica de altas energías.

La estrella WR 102, situada a unos 5.56 kpc de distancia, es una estrella aislada perteneciente al tipo espectral WO2 (rica en oxígeno). Estas estrellas tienen vientos estelares muy rápidos ($v_\infty > 4000$ km s^{-1}; [72]), lo cual las convierte en candidatas particularmente promisorias para la detección de emisión NT. Esto se debe a que, por un lado, la energía potencialmente disponible para acelerar CRs es muy alta ya que los vientos estelares son muy potentes, dado que la potencia cinética del viento depende de v_∞^2. Por otro lado, es de esperar que la eficiencia de aceleración de CRs sea alta, dado que también depende de v_∞^2 (Ec. (2.6)). En la Fig. 3.1 se muestra la estructura compleja que presenta G2.4 en el óptico, IR, y radio.

La emisión en radio de la nebulosa G2.4+1.4 ha sido estudiada por varios autores [73, 74, 75, 56]. Los flujos totales obtenidos a partir de estas observaciones sugieren que la emisión de la burbuja es predominantemente térmica. No obstante, la presencia de emisión térmica no excluye que exista además una componente de emisión NT, puesto que ambas tienen un origen diferente. Es factible que, de existir emisión NT, la misma se encuentre confinada a regiones pequeñas de la burbuja cercanas al choque del viento estelar contra la misma. Por este motivo, los índices espectrales obtenidos a partir de la emisión integrada de toda la burbuja no descartan la posible existencia de regiones de aceleración de CRs y producción de emisión sincrotrón. En este sentido, las observaciones con el GMRT son sin duda una pieza clave para avanzar en la evidencia observacional de aceleración de CRs en burbujas estelares. El poder resolvente y sensibilidad a frecuencias muy bajas del GMRT (en las cuales la emisión térmica es menor y la emisión sincrotrón es más fácil de detectar) posibilitan la obtención de mapas de índices espectrales que pueden dar cuenta de la posible variación espacial del tipo de emisión.

El sistema WR 120bb + WR 120bc: un sistema de dos burbujas estelares interactuantes puede verse como un caso intermedio entre una binaria con colisión de vientos y una burbuja estelar aislada, o también como un caso extremo de una asociación estelar compacta

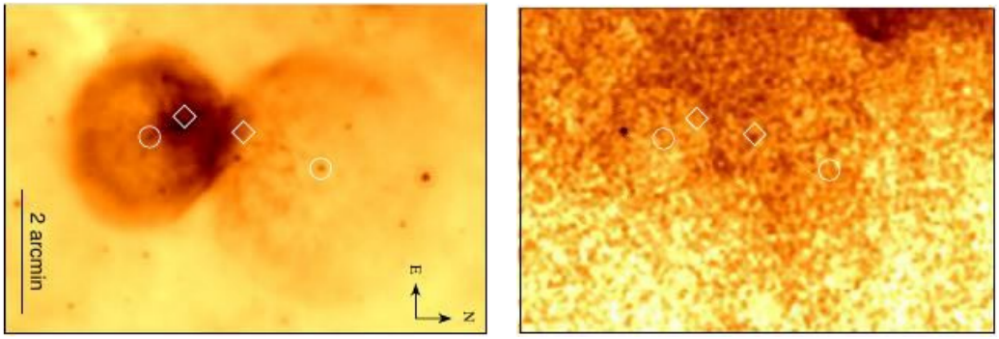

Figura 3.2. Emisión de WR 120bb + WR 120bc en el IR medio con *Spitzer* a 24 μm (izquierda) y en el continuo de radio a 20 cm con el VLA (derecha). Las imágenes del VLA tienen un *beam* sintetizado de 6″ y un nivel de ruido de $\sim$ 1 mJy. Las estrellas centrales de las dos burbujas (también catalogadas como MN85 and MN86) se indican con círculos, mientras que los diamantes indican estrellas WC8 y O7-8 III-I que podrían contribuir a inflar las burbujas estelares. Imagen adaptada de [79].

con (al menos) dos estrellas. Dado que tanto en CWBs como en cúmulos estelares compactos se ha detectado emisión NT, el caso de dos burbujas interactuantes resulta prometedor. Hemos presentado dos propuestas de observación del sistema WR 120bb + WR 120bc al JVLA[(i)] que han sido aprobadas (PI Santiago del Palacio, proyectos VLA16B-053 y VLA17A-009). El objetivo principal de este proyecto es la búsqueda de evidencia de procesos NT relacionados con la colisión de las burbujas estelares del sistema WR 120bb + WR 120bc. La detección de emisión sincrotrón supondría la identificación de un nuevo tipo de fuentes de alta energía. Las observaciones con el JVLA pueden proveer detalles sin precedentes del sistema en términos de características físicas, morfología detallada, e índices espectrales. En caso de hallarse emisión NT, esto también podría restringir la intensidad del campo magnético y posibles efectos de amplificación del mismo (por ej.,[76]).

El sistema WR 120bb + WR 120bc está ubicado en el plano galáctico, a una distancia de $\sim$ 6 kpc. Este presenta dos estrellas WN9h (WRs ricas en Nitrógeno) con dos cáscaras de radio $\sim$ 3 pc bien definidas, compuestas por el viento de WR chocado y el denso material de la etapa previa de RGB. La alta extinción de la luz óptica en la dirección del sistema lo hace inadecuado para estudios en la banda óptica. Las cáscaras más externas de material fueron observadas con el VLA a 20 cm en el relevamiento MAGPIS [77], y en el IR cercano con el telescopio del Apache Point Observatory [78]. Las cáscaras en las observaciones de MAGPIS tienen una señal-a-ruido pobre ($\sim$ 2), lo que no permite un análisis detallado de las mismas. Es destacable que la región en que se solapan las cáscaras de cada estrella es más brillante que el resto de las cáscaras, indicando una región intrínsecamente más brillante (Fig. 3.2).

Los parámetros estelares fundamentales de las estrellas fueron derivados a partir del análisis espectral por [79]. Dado que WR 120bb y WR 120bc pertenecen a un grupo que contiene al menos otras dos estrellas masivas evolucionadas, es probable que todas estas estrellas contribuyan a la expansión de la burbuja estelar común. [79] también demostraron que las cáscaras circunestelares tienen una edad dinámica corta y que probablemente están interactuando. En la literatura se han presentado simulaciones numéricas de la evolución cáscaras de WR aisladas (por ej.,[51, 53]) y de la interacción de dos burbujas de estrellas de secuencia principal [80], pero hasta la fecha no se ha estudiado en detalle la dinámica de la interacción de dos

[(i)] El VLA fue renombrado JVLA al ser mejorado significativamente en el año 2011. Aún en la actualidad es común llamarlo simplemente VLA, pero el utilizar JVLA enfatiza que las observaciones son de última generación.

cáscaras de WR, ni su posible capacidad de acelerar partículas relativistas.

Con las observaciones de alta resolución y sensibilidad del JVLA, esperamos poder estudiar los distintos choques presentes en el sistema (choque reverso en el viento de las estrellas WR y choques entre las cáscaras de las WR). En caso de poder medir emisión sincrotrón (inferida a partir de un índice espectral negativo), podremos estudiar las distintas características de la SED para inferir parámetros físicos (eficiencia de aceleración, campo magético, etc.; ver Sec. 2.4.1). Las observaciones de este proyecto se realizaron en dos bandas de frecuencias distintas, por lo cual también se optó por distintos arreglos que tuviesen haces comparables entre sí. De esta manera, queda garantizada una sensibilidad a escalas espaciales comparables y la posibilidad de realizar mapas de índices espectrales. Las observaciones fueron realizadas en banda L (20 cm, 1–2 GHz) en configuración A y B (ambas son extendidas) y en banda Ku (2 cm, 12–18 GHz) en configuración C y D (ambas son compactas). A su vez, estas observaciones serán complementadas con observaciones en banda C (6 cm, 4–6 GHz) y X (3 cm, 8–12 GHz) tomadas en un relevamiento reciente (P.I. K. Menten, comunicación privada).

3.2. *Bow-shocks*

3.2.1. Observaciones y fenomenología

Cuando una estrella temprana tiene una velocidad peculiar alta (supersónica) con respecto al ISM, la geometría de la burbuja estelar se distorsiona y adopta una forma de arco [50]. El polvo y gas del ambiente que son comprimidos y calentados por el choque emiten principalmente radiación en el IR. El estudio de esta emisión ha permitido identificar y caracterizar a los *bow-shocks*[(i)] (BSs) estelares ([81] y referencias allí).

Los BSs fuertes son candidatos promisorios para acelerar partículas relativistas, las cuales dejan su impronta a lo largo de todo el espectro electromagnético, especialmente en frecuencias radio-cm y a energías por encima de 1 keV (i.e. R-X y R-γ; [82]).

No obstante, a pesar del gran número de estos objetos observados hasta la fecha [83, 84, 85], BD+43°3654 es el único en el cual ha sido observada emisión NT en radio [86, 87]. Hasta la fecha, ningún BS estelar ha sido detectado ni en R-X [61, 88, 89], ni en R-γ de alta energía[(ii)] [91], ni en R-γ de muy alta energía [92].

La aceleración de partículas relativistas (electrones, protones y núcleos más pesados) se espera que ocurra por el mecanismo de DSA en los choques producidos por los potentes vientos estelares. Estas partículas pueden radiar su energía desde radio hasta R-γ. La emisión en radio a bajas frecuencias se espera que esté dominada por radiación sincrotrón producida por electrones relativistas interactuando con el campo magnético local [28]. En la literatura se han presentado modelos de emisión NT en BSs estelares [82, 93, 94], aunque en ninguno de estos trabajos se ha desarrollado un modelo capaz de producir mapas sintéticos de emisión sincrotrón para contrastar con las observaciones. Más aún, algunos de los modelos anteriores han sobreestimado el nivel de emisión de altas energías que producen estos sistemas.

Hasta la fecha, la evidencia observacional más fuerte en cuanto a procesos NT en BSs la ha provisto [86] mediante observaciones del VLA en dos frecuencias. No obstante, las capacidades observacionales del VLA han sido mejoradas sustancialmente en la nueva versión del JVLA, por lo que ahora es posible realizar observaciones mucho más profundas de la fuente. Por este motivo hemos presentado una propuesta al JVLA que ha sido aprobada (PI

[(i)] La traducción de este término es *choque de proa*, pero el uso del término en inglés ya está muy arraigado en la comunidad y la traducción resulta forzada.

[(ii)] Recientemente, [90] propusieron que dos fuentes *Fermi* no identificadas están asociadas a BSs estelares, aunque los resultados no son concluyentes aún.

Parámetro	**Genérico**	**BD+43°3654**	**Ref.**
d [kpc]	1.0	1.32	[95]
i	90°	75°	-
$R_{0,\mathrm{proy}}$ [']	-	3.2	[96]
$L_\star$ [erg s^{-1}]	2×10^{39}	3.5×10^{39}	[96]
$T_\star$ [K]	40 000	40 700	[95]
$R_\star$ [$R_\odot$]	15.0	19.0	[95]
$\dot{M}_\star$ [$M_\odot$ yr^{-1}]	1×10^{-6}	9×10^{-6}	[97, 82]
v_∞ [km s^{-1}]	2000	2300	[86, 87]
$v_\star$ [km s^{-1}]	30	40	[87]
T_{IR} [K]	100	100	[95]
n_{ISM} [cm^{-3}]	10	15	[96, 87]
T_{ISM} [K]	~ 40	8000	[96]
$L_{\mathrm{v},\perp}$ [erg s^{-1}]	7×10^{35}	8.9×10^{36}	-
$f_{\mathrm{NT,p}}$	0.05	0.5	-
$f_{\mathrm{NT,e}}$	0.05	0.004,0.16	-
ζ_B	0.1	0.01,1	[82]
p	2.0	2.2	-

Tabla 3.1. Parámetros del sistema genérico que modelamos y del sistema BD+43°3654. Los valores adoptados para BD+43°3654 son valores intermedios a los usados por otros autores.

Paula Benaglia, project 18A-168), con el objetivo de realizar observaciones polarimétricas del BS BD+43°3654. Estas observaciones se realizarán en configuración D (arreglo compacto, peor resolución pero mayor sensibilidad) durante el año 2018. Las observaciones en banda S (2–4 GHz) permitirán mejorar la sensibilidad en cerca de un orden de magnitud con respecto a las observaciones anteriores; esto permitirá obtener índices espectrales con un error inferior al 10 %. Las mediciones de polarización a lo largo del BS tendrán dos importantes aportes: i) confirmar que la emisión es de origen sincrotrón (si el grado de polarización lineal es alto), y ii) mapear la topología del campo magnético a lo largo del BS.

A continuación detallaremos el modelo desarrollado, su aplicación a un sistema con parámetros típicos como referencia y predicciones específicas para el BS BD+43°3654. Los parámetros del sistema genérico que definimos y del BS BD+43°3654 se explicitan en la Tabla 3.1.

3.2.2. Modelo

El modelo y resultados aquí presentados corresponden al trabajo publicado en [98]. La mayoría de los modelos de emisión NT en BSs estelares previamente presentados en la literatura eran del tipo *one-zone* (ver Sec. 2.3.1). No obstante, la validez de dichos modelos ha sido cuestionada en vista de las discrepancias entre sus predicciones teóricas y las observaciones [61]. Adicionalmente, la estructura de los BSs puede ser resuelta con los radio-interferómetros y satélites de R-X actuales, pero no es posible investigar la distribución espacial del brillo utilizando modelos del tipo *one-zone*. Esto motiva la elaboración de un modelo de emisor extendido. Destacamos que a lo largo del trabajo utilizamos consistentemente unidades de cgs.

Un modelo radiativo de BS debe tener en cuenta la magnetohidrodinámica (MHD) del choque del viento estelar, la aceleración de partículas relativistas y la emisión que estas producen considerando condiciones inhomogéneas a lo largo del BS. En este modelo tomamos

prescripciones analíticas para la MHD, suponemos un mecanismo de DSA para la aceleración de partículas y un método numérico detallado para el cálculo de la distribución de partículas a lo largo del BS y la emisión que producen.

3.2.2.1. Geometría

En el sistema de referencia de la estrella en movimiento, el BS estelar es el resultado de la interacción del material del ISM actuando como un viento plano y el material del viento estelar esférico. La geometría y la dinámica de los BSs estelares fue estudiada por varios autores [99, 100, 101, 102]. La colisión del viento estelar con el ISM forma una región de interacción que consiste en un choque delantero que se propaga a través del ISM, una discontinuidad de contacto (CD) entre los dos medios, y un choque reverso (RS) que se propaga en el viento estelar no chocado. La CD es una superficie en la que el flujo de masa es cero. El RS es adiabático[iii] y rápido. En cambio, el choque delantero es radiativo y lento [103]. Dado que la DSA opera en la presencia de choques fuertes y adiabáticos, nos concentraremos exclusivamente en el RS. El punto de estancamiento se ubica a una distancia R_0 de la estrella, sobre el eje de simetría del BS que coincide con la dirección de movimiento de la estrella. En este punto la presiones cinéticas del viento estelar y del ISM se cancelan mutuamente. Por la geometría de la interacción, este punto coincide además con el punto de máxima proximidad entre la estrella y el BS, por lo que también nos referiremos a este punto como el *ápex* del BS.

Para una estrella con tasa de pérdida de masa $\dot{M}_\mathrm{v}$, viento con velocidad v_v, y que se mueve con velocidad espacial $V_\star$ en un medio de densidad ρ_ISM, el punto de estancamiento se ubica en:

$$R_0 = \sqrt{\dot{M}_\mathrm{v} v_\mathrm{v} / (4\pi \rho_\mathrm{ISM} {V_\star}^2)}\,. \tag{3.2}$$

Dado que $R_0 \gg R_\star$, es válido adoptar $v_\mathrm{v} = v_\infty$. Toda posición a lo largo de la CD queda determinada únicamente por un ángulo θ medido desde la estrella, a partir del eje de simetría del BS (Fig. 3.3). La solución para un ISM frío, es decir, con presión térmica despreciable, fue obtenida por [100]:

$$R(\theta) = R_0 \csc\theta \sqrt{3\,(1 - \theta\cot\theta)}\,. \tag{3.3}$$

Esta solución fue generalizada por [102] para el caso de una presión térmica ambiente no despreciable, abriendo la posibilidad de estudiar BSs en medios tibios e incluso en fluidos calientes tales como discos de acreción. De acuerdo a sus resultados, el ancho de la región ocupada por el viento estelar chocado en una posición θ está bien aproximado por $H(\theta) \approx 0.2\,R(\theta)$.

Desarrollamos un modelo de emisor extendido acorde al esquema presentado en la Sec. 2.3.2. Suponiendo que el BS es una cáscara axisimétrica de espesor despreciable, podemos tratar al emisor como una superficie bidimensional (2D). Dado que el gas chocado fluye a un ángulo fijo ϕ respecto del eje de simetría, podemos restringir la mayor parte de nuestro análisis a estructuras unidimensionales (1D) de un fluido que se mueve en el plano XY. Una figura esquemática del modelo se muestra en la Fig. 3.3. La posición de cada elemento de fluido en el plano XY queda unívocamente determinada por el ángulo θ. Dado que el campo magnético no es dinámicamente relevante, consideramos que cada elemento del fluido del viento estelar que ingresa en el RS se mueve a lo largo del BS alejándose del ápex.

Suponemos que las partículas NT son aceleradas una vez que una línea de fluido ingresa en la región del RS, y que estas partículas fluyen junto con el fluido chocado, el cual convecta el campo magnético ambiente. Por simplicidad obviamos en esta descripción cualquier efecto

[iii] Se dice que un fluido es adiabático si la escala de tiempo radiativa es grande (y por lo tanto despreciable) frente a las escalas de tiempo dinámicas.

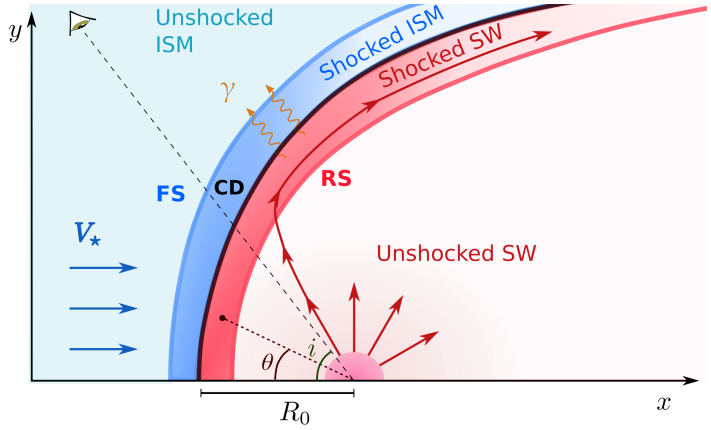

Figura 3.3. Esquema (no a escala) del modelo considerado en [98]. A pesar de la representación de los ejes, en nuestros cálculos la posición $(0, 0)$ corresponde a la ubicación de la estrella. En el sistema de referencia de la estrella, el ISM se mueve hacia la estrella con una velocidad $V_\star$. La posición de la discontinuidad de contacto (CD), el choque delantero (FS), y el choque reverso (RS) se muestran en líneas sólidas. La línea sólida con flechas que sale de la estrella y entra en la región chocada representa una de las líneas de fluido que conforman al emisor. También se muestran el ángulo de inclinación i y el ángulo de posición θ.

macroscópico relacionado con una componente turbulenta del fluido o una componente irregular del campo magnético, aunque entendemos que en realidad el flujo no es completamente laminar, ni el campo magnético completamente ordenado. La radiación generada por el BS es la suma de la de las contribuciones de los distintos emisores 1D (emisores lineales de aquí en más) que están simétricamente distribuidos alrededor de la dirección de movimiento de la estrella en un espacio tridimensional (3D): cada celda de emisión discreta primero se define en el plano XY y la estructura global de la región de interacción se obtiene a partir de una rotación en torno al eje X, en la dirección ϕ. La HD y la distribución de partículas tienen simetría azimutal. La dependencia con el ángulo azimutal ϕ aparece sólo para procesos que dependen también de la línea de la visual.

Al suponer que el flujo es laminar, obviamos efectos de mezclado entre las distintas líneas de fluido o entre el material del viento y del ISM. Las partículas son seguidas hasta que alcanzan un ángulo $\theta \sim 135°$, lo cual implica que ya han recorrido una distancia $\sim 5\,R_0$. De acuerdo a nuestras simulaciones, más del 50 % de la emisión es producida dentro de $\theta < 60°$ ($\sim R_0$), cerca del 90 % dentro de $\theta < 120°$ ($\lesssim 4\,R_0$), y más del 99 % dentro de $\theta < 135°$. Por lo tanto, $\theta \sim 135°$ es suficiente para capturar la mayor parte de la emisión de las partículas inyectadas, y también permite capturar la mayor parte de la potencia cinética del viento disponible para acelerar partículas NT. Enfatizamos que para $\theta > 135°$ el choque es muy oblicuo, por lo que la transferencia de energía del viento al choque se vuelve muy pequeña.

3.2.2.2. Hidrodinámica

La HD del BS, en particular del viento chocado, depende de $\dot{M}$ y v_∞. Una aproximación estacionaria es válida siempre y cuando $V_\star \ll v_\infty$, dado que el viento estelar chocado abandona el BS antes de que su entorno cambie significativamente. Además, el viento chocado es adiabático, lo cual lo vuelve más estable. Estos vientos chocados se espera que sean estables para estrellas con velocidades supersónicas (pero no relativistas) [104].

Aplicamos las prescripciones HD analíticas dadas por [102] tanto para caracterizar los valores de las cantidades termodinámicas relevantes en el viento chocado, el cual asumimos

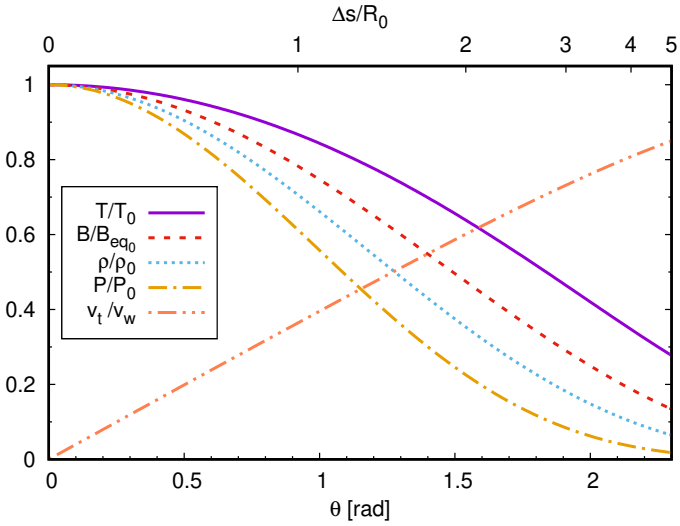

Figura 3.4. Cantidades termodinámicas del viento estelar chocado: temperatura (sólida), campo magnético (rayas largas), densidad (rayas cortas), presión (punto-raya), y velocidad tangencial (doble punto-raya). Las cantidades con subíndice cero son evaluadas en el ápex. La distancia a lo largo del choque hasta el ápex está dada por $\Delta s(\theta) = \int_0^\theta \mathrm{d}s(\theta')$.

que ocupa una región angosta co-espacial con la CD (ver Fig. 3.7), como para obtener las componentes tangencial y normal de la velocidad a la superficie del BS en cada posición. Las cantidades termodinámicas del viento chocado se obtienen a partir de la suposición de que el fluido se comporta como un gas ideal con coeficiente adiabático $\gamma_{\rm ad} = 5/3$ y las relaciones de salto de Rankine-Hugoniot para choques fuertes (por ej.,[14] y referencias allí). El campo magnético se deriva a partir de la suposición de que, en cada posición, la presión magnética es una fracción ζ_B de la presión térmica:

$$B(\theta) = \left[\zeta_B\, 8\pi P(\theta)\right]^{1/2}, \quad P(\theta) = \frac{2}{1+\gamma_{\rm ad}}\,\rho_{\rm v}(R(\theta))\, v^2_{\rm v,\perp}(\theta). \tag{3.4}$$

La dependencia de las cantidades termodinámicas con θ se muestra en la Fig. 3.4. Cerca del ápex, el viento estelar entrante impacta perpendicularmente en la superficie del BS, lo cual lleva a un salto grande en la presión y temperatura del gas, y el fluido prácticamente se frena. Al aumentar θ, el choque se vuelve más oblicuo, la temperatura y presión disminuyen y la velocidad tangencial se aproxima a v_∞.

A grandes distancias de la estrella, el campo magnético estelar se espera que sea toroidal y que su intensidad caiga con el inverso de la distancia a la estrella [105]. Un límite superior al campo magnético superficial de la estrella puede estimarse asumiendo que el campo magnético del BS viene únicamente de la compresión adiabática de las líneas de campo magnético. Adoptando un radio de Alfvén $r_{\rm A} \sim R_\star$, obtenemos [64]

$$B_\star = 0.25\, B(\theta)\, (R(\theta)/R_\star)\, (v_\infty/v_{\rm rot}). \tag{3.5}$$

Es posible que el campo magnético sea fuertemente amplificado o incluso generado *in situ* (por ej.,[106] y referencias allí) y que por lo tanto los límites superiores que obtenemos para $B_\star$ pueden ser muy holgados.

3.2.2.3. Partículas no térmicas

El BS producido por el viento estelar consiste en choques hipersónicos (es decir, con velocidades muy superiores a la velocidad del sonido en el medio), no relativistas y adiabáticos,

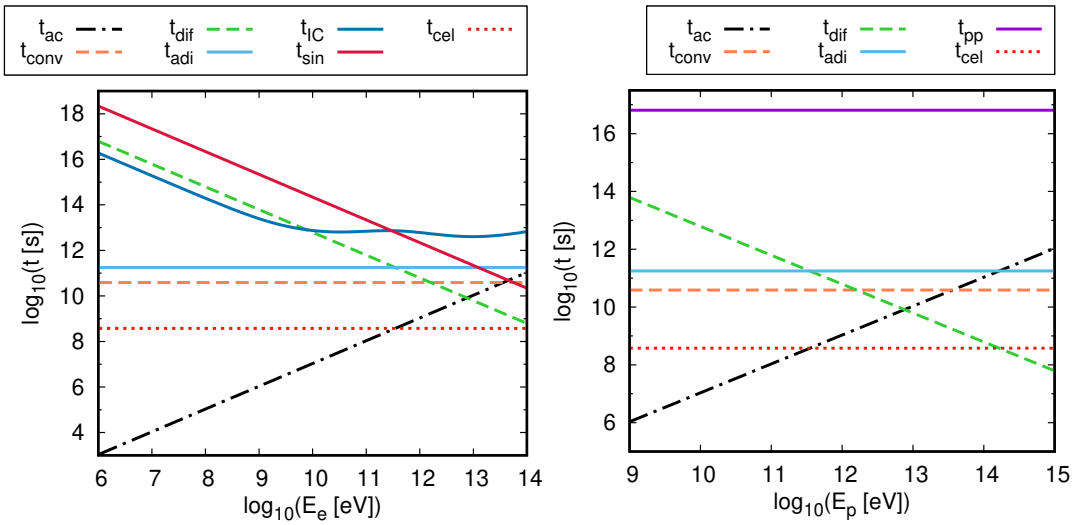

Figura 3.5. Tiempos característicos de aceleración y pérdidas para electrones (*izquierda*) y protones (*derecha*) en la posición $\theta = 30°$, calculados para el escenario genérico de la Tabla 3.1. Las líneas sólidas se utilizan para los procesos de enfriamiento y líneas a rayas para procesos de escape. La línea roja punteada representa el tiempo de convección en la celda (ver texto en la Sec. 2.3.2).

en los que las partículas NT de energía E y carga eléctrica q son aceleradas vía DSA. En lo que sigue asumiremos difusión en el régimen de Bohm (Sec. 2.2.1). De acuerdo a lo explicado en la Sec. 2.2.3, la distribución en energía de las partículas en la posición donde son inyectadas es $Q(E) \propto E^{-p} \exp(-E/E_c)$, donde p es el índice espectral de la distribución y la energía de corte E_c se obtiene de igualar t_{ac} con el mínimo entre los tiempos de enfriamiento y de escape.

Los electrones en cada celda del BS se enfrían mediante varios procesos: pérdidas adiabáticas, Bremsstrahlung, sincrotrón e IC tanto con los fotones IR del polvo como con los fotones UV de la estrella. Un ejemplo de las escalas de tiempo relevantes se muestra en la Fig. 3.5 para el escenario genérico correspondiente a los parámetros de la Tabla 3.1. Las pérdidas adiabáticas no son dominantes con respecto a las pérdidas de escape en este escenario debido a la evolución suave de la densidad (ver Fig. 3.4), aunque sí son el proceso de enfriamiento dominante para electrones con $E_e \lesssim 1$ TeV. Para valores del campo magnético cercano al de equipartición ($\zeta_B \sim 1$), las pérdidas radiativas son relevantes para electrones con $E_e \gtrsim 100$ GeV, ya que su enfriamiento lo domina el sincrotrón. En cambio, para valores modestos del campo magnético ($\zeta_B \ll 1$) las pérdidas por escape dominan: convección para electrones con $E_e \lesssim 1$ TeV y difusión para $E_e \gtrsim 1$ TeV.

Para los protones, los únicos procesos de enfriamiento relevantes son p-p y expansión adiabática. No obstante, los protones no sufren pérdidas significativas de energía (Fig. 3.5) y el escape domina por completo: convección para protones con $E_p \lesssim 1$ TeV, y difusión si $E_p \gtrsim 1$ TeV.

Cuando la convección domina las pérdidas, las partículas se mueven a lo largo del BS con una distribución en energías que mantiene el mismo índice espectral. Las pérdidas adiabáticas ablandan ligeramente la distribución a medida que las partículas fluyen a lo largo del emisor, puesto que pierden energía continuamente por este proceso. Adicionalmente, para electrones con energías arriba de $E_e \gtrsim 1$ TeV, una combinación de sincrotrón e IC también pueden contribuir a ablandar el espectro. La Fig. 3.6 muestra el comportamiento descrito para distintos emisores lineales, al igual que la distribución total de electrones y protones

en el BS, calculados para el escenario genérico de la Tabla 3.1. Este gráfico muestra cómo se enfrían las partículas NTs a medida que se alejan del BS, y la constante aceleración y transporte de partículas menos energéticas que no llegan a enfriarse lleva a su acumulación en estas regiones más alejadas.

Las tasas de enfriamiento IC fueron calculadas utilizando el formalismo de [33], válido para espectros de tipo cuerpo negro. Para el caso del campo UV de fotones estelares, consideramos que la estrella emite como un cuerpo negro de temperatura $T_\star \sim 40\,000$ K y un factor de dilución $\kappa_\star = [R_\star/(2R(\theta))]^2$, dado que $R(\theta)$ es la distancia de la estrella al BS en la posición θ. El factor de dilución definido por [33] es el cociente entre la densidad de energía en el emisor y la densidad de energía de la radiación dentro de un gas térmico. El ángulo de interacción para el proceso de dispersión se calcula como el ángulo entre la dirección de movimiento del electrón emisor (que es en la línea de la visual) y la dirección radial a la estrella; naturalmente, este ángulo varía con θ. Para el caso del campo de fotones IR del polvo, asumimos isotropía dentro del emisor NT. Este espectro se aproxima bien con una planckeana de temperatura $T_{\rm IR} \sim 100$ K [107, 95]. La evidencia observacional muestra que el polvo emisor usualmente envuelve la cavidad producida por el viento chocado [95]. Consecuentemente, si el polvo fuera ópticamente grueso, sería apropiado fijar $\kappa_{\rm IR} = 1$, lo cual fue adoptado por [82]. No obstante, el polvo no es ópticamente grueso. De hecho, la suposición de que lo fuera lleva a sobreestimar la luminosidad IR observada por varios órdenes de magnitud, ya que $\sigma T^4{}_{\rm IR} {R_0}^2 \gg L_{\rm IR}$. Este problema ya ha sido abordado por [89] a través de la inclusión de un factor de normalización (conocido como *cuerpo gris*). Esto es equivalente a definir un factor de dilución apropiado en el formalismo de [33]. Considerando $U_{\rm BB} = 4\,(\sigma/c)\,T_{\rm IR}^4$, el factor de dilución del campo de fotones IR a lo largo del BS, $\kappa_{\rm IR}(\theta) = U_{\rm IR}(\theta)/U_{\rm BB}$, puede aproximarse como:

$$\kappa_{\rm IR}(\theta) \approx \frac{L_{\rm IR}}{4\pi\sigma T_{\rm IR}^4 R(\theta)^2}, \tag{3.6}$$

donde hemos considerado $U_{\rm IR} \approx L_{\rm IR}/[\pi\, R(\theta)^2\, c]$. Dado que la emisión IR extendida es producida en una región de tamaño $\sim R_0$ rodeando al emisor NT, la expresión anterior para $U_{\rm IR}$ debería ser válida, al menos, para una región de tamaño $\sim R_0$ centrada en el ápex, y por lo tanto para la porción más brillante del emisor NT. Lejos de una fuente puntual (como lo es la estrella) la densidad de energía es $U = L/(4\pi r^2\, c)$, por lo que en las regiones más externas del BS probablemente sobreestimamos $U_{\rm IR}$. No obstante, si el plasma no es completamente delgado ($\tau \lesssim 1$), una parte de la emisión más interna debería ser reprocesada e isotropizada, por lo que esperamos que las expresiones anteriores también sirvan como una aproximación decente incluso en las regiones más alejadas del emisor NT. Además, la elección de $R(\theta)$ en el denominador en vez de simplemente R_0 es un tratamiento fenomenológico (no particularmente motivado físicamente) para reproducir el decaimiento observado del brillo IR con la distancia al ápex del BS[(iv)]. Un modelado detallado del campo IR extendido no produce un impacto significativo en la emisión NT generada por el BS, dado que la mayor parte de la misma se produce a distancias del ápex $\lesssim R_0$ (Sec. 3.2.2.1).

Como mostramos en la Sec. 3.2.3, la inclusión de un factor de dilución adecuado para el campo IR es suficiente para dar cuenta de la incompatibilidad entre algunas de las predicciones previas y las no detecciones recientes en las bandas de R-X y R-γ. Aunque la densidad de energía del campo UV de la estrella es mayor que la densidad de energía del campo IR del polvo, el enfriamiento por IC-IR domina sobre IC-UV para electrones con energías $E_{\rm e} \gtrsim 200$ GeV. Esto ocurre porque, en ese caso, las interacciones IC-UV ocurren bien dentro del régimen de K-N.

[(iv)] Con esta prescripción la densidad de energía en la posición θ del BS es un factor $(R_0/R(\theta))^2$ más chica que en el ápex.

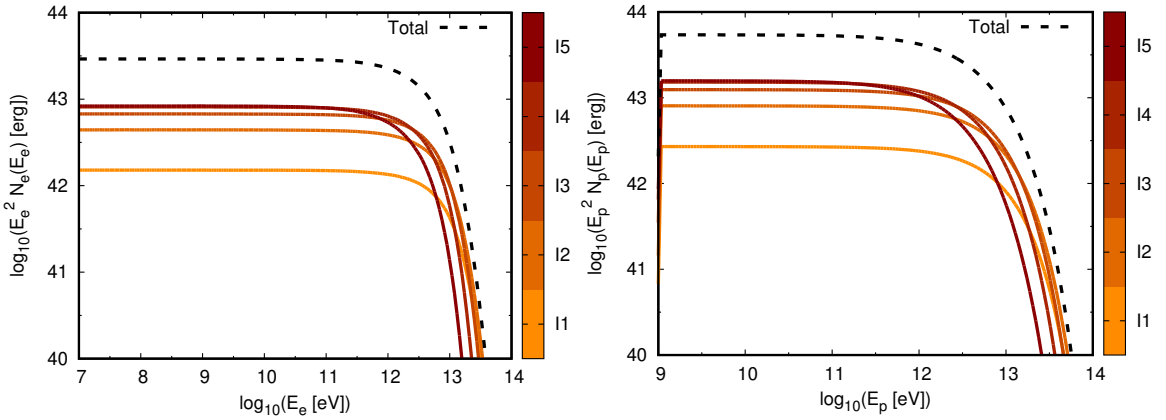

Figura 3.6. Distribuciones en energía de electrones (*izquierda*) y protones (*derecha*) para el caso genérico presentado en la Tabla 3.1. La escala de colores representa cinco secciones diferentes (I1–I5) del emisor, que corresponden a intervalos de longitud $\Delta\theta = 0.15\,\pi$, comenzando en $\theta \in [0, 0.15\,\pi)$ para I1, y así siguiendo. La línea negra a rayas es la distribución de partículas total (es decir, la suma de todas las curvas).

La normalización de la distribución de partículas evolucionadas depende de la potencia total inyectada perpendicularmente a la superficie del choque, que es $L_{\mathrm{v},\perp} \approx 50\,\%$ de la potencia total del viento, y de la fracción de esa potencia que va a partículas NT, f_{NT}, el cual es un parámetro libre del modelo. No hay una restricción fuerte de cuánta energía es depositada en electrones y protones, por lo que consideramos dos parámetros independientes, $f_{\mathrm{NT,e}}$ y $f_{\mathrm{NT,p}}$. Vale destacar que en los choques terminales de vientos de cúmulos estelares jóvenes puede transferirse del orden del $\sim 10\,\%$ de la energía a CRs [8], por lo que valores de ese orden para f_{NT} son sensatos.

El cálculo de la distribución de partículas se realiza utilizando el procedimiento numérico detallado en la Sec. 2.3.2, notando que en este caso cada curva emisora representa una cuña del BS de espesor $\Delta\phi$. A continuación brindamos algunos detalles relacionados con la implementación de ese esquema a este escenario en particular.

1. Los elementos de fluido del viento estelar llegan al RS en diferentes posiciones, desde donde son advectadas a lo largo del BS. Las diferentes trayectorias simuladas corresponden a valores de $i_{\mathrm{min}} = 1$ para una línea que comienza en el ápex del BS, $i_{\mathrm{min}} = 2$ para una que comienza un poco más lejos en el BS, y así siguiendo (Fig. 3.7). La simetría axial nos permite calcular las trayectorias sólo para emisores 1D con $y \geq 0$.

2. Calculamos la energía disponible para acelerar CRs en cada posición i como

$$\Delta L_{\mathrm{NT}}(\theta_i) = f_{\mathrm{NT}}\; L_{\mathrm{v},\perp}(\theta_i)\; \frac{\Delta\Omega(\theta_i)}{4\pi}, \tag{3.7}$$

   donde $L_{\mathrm{v},\perp} = 0.5\;\dot{M}\;v_{\mathrm{v},\perp}^2$, y $\Delta\Omega = \sin\theta\;\Delta\theta\;\Delta\phi$ es el ángulo sólido subtendido por la celda. La cantidad ΔL_{NT} puede considerarse una versión discretizada de una luminosidad infinitesimal por unidad de superficie.

3. Para cada emisor línea se inyectan partículas relativistas sólo en la celda que corresponde a $i = i_{\mathrm{min}}$. Allí la inyección está dada por $Q(E, \theta_i) = Q_0(\theta_i) E^{-p} \exp\left(-E/E_{\mathrm{c}}(\theta_i)\right)$, con la condición de normalización $\int E\,Q(E,\theta_i)\,\mathrm{d}E = \Delta L_{\mathrm{NT}}(\theta_i)$. El valor de $E_{\mathrm{c}}(\theta_i)$ sale de igualar el tiempo de aceleración con el tiempo característico de pérdidas (teniendo en cuenta tanto pérdidas por enfriamiento como por escape). Las expresiones utilizadas para calcular los distintos tiempos característicos se dan a continuación.

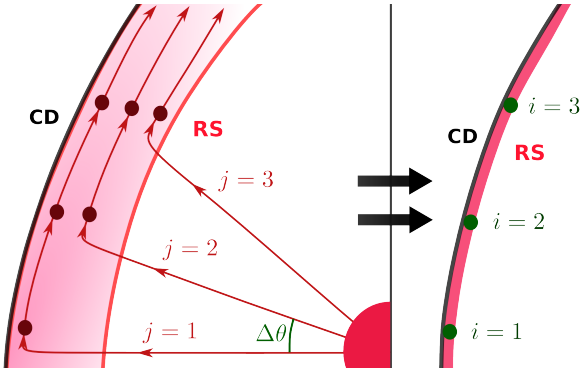

Figura 3.7. Ilustración del modelo de distribución espacial de partículas NTs en la región del BS. En el panel de la *izquierda* mostramos diferentes emisores lineales, llamados $j = 1, 2, 3$ de acuerdo a la línea de fluido del viento estelar del que parten. En el panel de la *derecha* representamos tres celdas de una curva emisora, obtenida como la suma en cada posición de las contribuciones de los diferentes emisores lineales.

Para la aceleración de partículas se tiene

$$t_{\rm ac} = \eta_{\rm ac}(\theta) E_{e,p}/(B(\theta)\, c\, q)\ {\rm s}, \tag{3.8}$$

con $\eta_{\rm ac}(\theta) = 2\pi E(c/v_\perp(\theta))^2$.

El tiempo característico de escape está dado por

$$t_{\rm esc} = \left(t_{\rm conv}^{-1} + t_{\rm dif}^{-1}\right)^{-1}\ {\rm s} \tag{3.9}$$

$$t_{\rm conv} = R(\theta)/v_\parallel(\theta)\ {\rm s} \tag{3.10}$$

$$t_{\rm dif} = H(\theta)^2/(2D_{\rm Bohm})\ {\rm s}, \tag{3.11}$$

donde consideramos un tiempo convectivo característico y difusión en el régimen de Bohm.

Llamamos $n_{\rm vc}$ al número de partículas en el viento chocado, de modo que las pérdidas de energía para protones y electrones son, respectivamente,

$$t_{\rm pp} \simeq 10^{15}/n_{\rm vc}(\theta)\ {\rm s} \tag{3.12}$$

$$t_{\rm adi} = \frac{3}{v_\parallel(\theta)} \frac{{\rm d}s(\theta)}{{\rm d}(-\log\rho(\theta))}\ {\rm s} \tag{3.13}$$

$$t_{\rm enf,p} = \left(t_{\rm pp}^{-1} + t_{\rm adi}^{-1}\right)^{-1}\ {\rm s} \tag{3.14}$$

y

$$t_{\rm br} \simeq 10^{15}/n_{\rm vc}(\theta)\ {\rm s} \tag{3.15}$$

$$t_{\rm sin} \simeq \left[1.6\times10^{-3} B_\perp(\theta)^2 E_e\right]^{-1}\ {\rm s} \tag{3.16}$$

$$t_{\rm IC} = \left(t_{\rm IC,\star}^{-1} + t_{\rm IC,IR}^{-1}\right)^{-1}\ {\rm s} \tag{3.17}$$

$$t_{\rm enf,e} = \left(t_{\rm br}^{-1} + t_{\rm sin}^{-1} + t_{\rm IC}^{-1} + t_{\rm adi}^{-1}\right)^{-1}\ {\rm s}. \tag{3.18}$$

4. El tiempo de convección de las partículas en cada celda es $t_{\rm cel} = s_{\rm cel}(\theta)/v_\parallel(\theta)$.

5. Cada curva emisora con población de partículas $N_{\rm tot}(E,i)$ se obtiene a partir de la suma de las distribuciones $N(E,i)$ obtenidas para cada emisor lineal.

6. Una vez obtenida la distribución de partículas en una curva emisora en el plano XY, podemos obtener la distribución de partículas en cada posición (x_i, y_i, z_i) de la superficie del BS en una geometría 3D. Para ello simplemente hacemos una rotación de la curva emisora en torno al eje definido por la dirección de movimiento de la estrella. Repetimos esto para distintos valores del ángulo azimutal ϕ. La distribución de partículas es la misma en todas las curvas emisoras debido a la simetría azimutal. Destacamos que la normalización de la distribución de partículas ya tiene en cuenta el número total de curvas emisoras, ya que para m_ϕ curvas tomamos $\Delta\phi = 2\pi/m_\phi$ en la Ec. (3.7).

3.2.2.4. Emisión no térmica

Una vez conocida la distribución de partículas en cada celda (x_i, y_i, z_i), es posible calcular la emisión de cada celda por los procesos radiativos antes mencionados, y también calcular la emisión total de la región modelizada. Los procesos de absorción de raciación no son relevantes dadas las condiciones (tamaño, densidad, campos objetivo) en la región del BS. Los procesos radiativos relevantes son: IC [33], sincrotrón, p-p, y Bremsstrahlung relativista (por ej.,[108] y referencias allí). Excepto por el IC-UV, el cual depende (moderadamente) de la geometría estrella-emisor-observador, los demás procesos pueden ser considerados isotrópicos dado que las partículas NT son isotrópicas debido a la componente irregular del $\vec{B}$ en el gas chocado. No obstante, la presencia de una componente ordenada del $\vec{B}$ llevaría a cierto grado de anisotropía en la emisión sincrotrón que no contemplamos.

3.2.2.5. Mapas sintéticos de emisión radio

La SED total se obtiene como la suma de la emisión de todas las curvas emisoras. Esta SED no contiene toda la información disponible del modelo, la cual puede ser contrastada con datos de observaciones en radio espacialmente resueltas. Por lo tanto, los mapas sintéticos de emisión radio aportan información complementaria sobre la morfología de la fuente, contrastable con la predicha por nuestro modelo, lo cual puede ayudar a interpretar observaciones tales como las reportadas por [86].

Para producir mapas de emisión a una dada frecuencia, primero debemos proyectar la estructura emisora 3D en el plano del cielo, obteniendo una distribución 2D de flujo (Fig. 3.8). Luego cubrimos este plano convolucionando cada posición del mapa con una gaussiana elíptica que simula el haz sintetizado (limpio) de las observaciones. Si el haz sintetizado de las observaciones tiene un tamaño angular $a \times b$, cada gaussiana tiene $\sigma_x = a/\sqrt{8\log 2}$ y $\sigma_y = b/\sqrt{8\log 2}$. En cada "apuntamiento" sumamos la emisión de cada posición del mapa 2D pesado por su distancia al centro del haz gaussiano: $\exp\left[-(\Delta x^2/2\sigma_x^2) - (\Delta y^2/2\sigma_y^2)\right]$. El resultado obtenido corresponde al flujo por haz en cada posición, que tiene unidades de mJy beam^{-1}.

En la Fig. 3.8 puede notarse que para ángulos $i \sim 90°$ el BS adopta la forma cometaria típicamente observada [83, 85]. Para ángulos $i \lesssim 45°$ el BS es más circular, lo cual es consistente con que BSs con $i < 65°$ son menos probables de ser identificados como tales, además de que la emisión se diluye espacialmente y son por lo tanto más difíciles de detectar. Notamos además que la posición de $R_{0,\rm proy}$ yace más cerca de la estrella que la posición del máximo de emisión; de hecho, el máximo de emisión siempre coincide con R_0 para valores de $i > 45°$ (en unidades angulares). Por lo tanto, al medir el valor de R_0 a partir de mapas de emisión radio observada, es incorrecto incluir un factor $\sin i$.

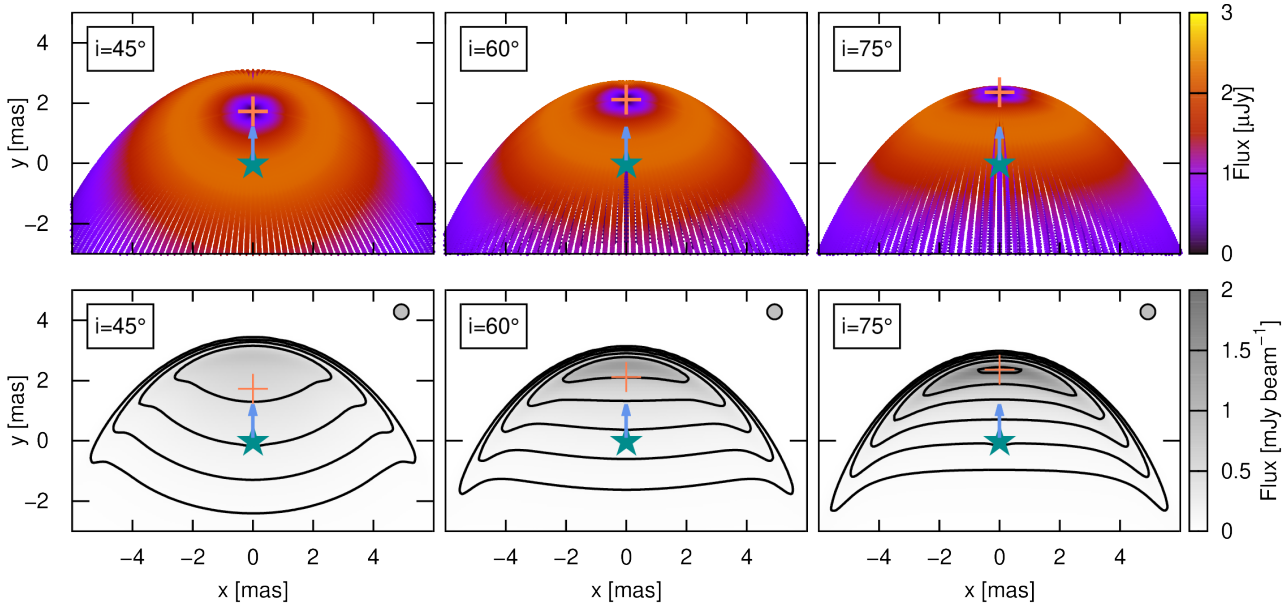

Figura 3.8. Mapas de emisión antes (*arriba*) y después (*debajo*) de la convolución con un haz gaussiano con $\sigma_x = \sigma_y = 12''$, calculado para los parámetros del escenario genérico dado en la Tabla 3.1, pero para distintos valores del ángulo de inclinación i. La cruz rosa marca la posición del punto de estancamiento proyectado, $R_0 \times \sin i$. Los contornos corresponden a 0.05, 0.1, 0.2, 0.4, 0.8, and 1.6 mJy beam^{-1}.

3.2.3. Resultados

Primero trabajaremos con un sistema genérico para tener como referencia cuáles son los niveles de emisión NT esperados en BSs típicos. Compararemos los resultados obtenidos a partir de nuestro modelo de emisor extendido con una adaptación de un modelo *one-zone* (Sec. 3.2.3.1), para luego hacer estimaciones analíticas de la dependencia de la emisión con los distintos parámetros del sistema (Sec. 3.2.3.1). Finalmente, aplicaremos nuestro modelo al sistema BD+43°3654 para obtener predicciones específicas para el mismo (Sec. 3.2.3.3).

3.2.3.1. Modelo *one-zone* versus modelo *multi-zone*

La aplicación de un modelo *one-zone* (Sec. 2.3.1) al caso específico de BSs estelares fue realizada por [82]. Aquí revisaremos dos aspectos del mismo: el tiempo característico de convección y la modelización del campo de fotones IR.

- En modelos *one-zone* previos se estimó el tiempo de convección como $t_{\rm conv} \sim H_0/v_{\rm v}$; no obstante, el fluido chocado necesita tiempo para re-acelerarse luego de impactar en el punto de estancamiento (Fig. 3.4). Más aún, el área emisora es más extendida, del orden de R_0. Consideramos que una mejor estimación del tiempo de convección es $t_{\rm conv} \sim R_0/c_{\rm s}$, donde $c_{\rm s}$ es la velocidad del sonido en el viento chocado, $c_{\rm s} \approx \sqrt{\gamma_{\rm ad} P/\rho} \approx v_{\rm v}/\sqrt{8}$.
- En cuanto a la modelización del campo de fotones IR, como discutimos en la Sec. 3.2.2, no es válido suponer que el emisor está envuelto por una superficie que emite como un cuerpo negro. Aquí consideramos en cambio que el campo de radiación se aproxima a un espectro térmico con una densidad de energía $U_{\rm IR} \approx L_{\rm IR}/(\pi {R_0}^2 c)$ (cuerpo gris).

En el caso genérico, asumimos que un 10 % de la energía inyectada disponible va a partículas NT, y que ésta se distribuye equitativamente entre protones y electrones, esto es,

$f_{\mathrm{NT,e}} = f_{\mathrm{NT,p}} = 0.05$. También fijamos el campo magnético a un valor intermedio adoptando $\zeta_B = 0.1$, lo cual lleva a $B \approx 20\ \mu$G cerca del ápex del BS. La lista completa de los parámetros seleccionados están dados en la Tabla 3.1.

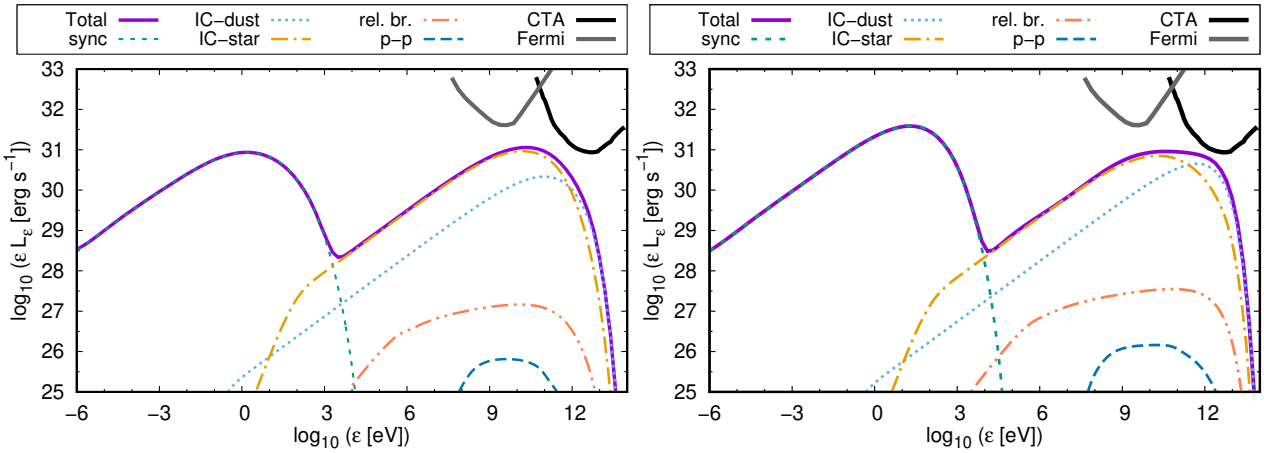

Figura 3.9. Comparación de las SEDs del escenario genérico con los parámetros de la Tabla 3.1 usando un modelo *one-zone* (*izquierda*) y el modelo extendido (*derecha*). Se muestran la curva de sensibilidad de 10 años de *Fermi* (`http://fermi.gsfc.nasa.gov`), y la de 100 horas con CTA [109].

En la Fig. 3.9 mostramos una comparación entre los resultados radiativos del modelo *one-zone* y del extendido. Ambos dan resultados consistentes dentro de un factor dos o tres, siendo las mayores discrepancias el pico de la emisión (debido a la máxima energía de las partículas), y en el IC-UV. Dado que el IC anisotrópico depende del ángulo de interacción y este varía a lo largo del BS, hemos tratado al IC-UV como isotrópico en el modelo *one-zone*, dado que utilizar un único valor para el ángulo de interacción sería arbitrario y tendría un gran impacto en los resultados. Para el emisor extendido, utilizar un ángulo de $i = 90°$ es representativo de la emisión producida dentro de un factor dos, como se muestra en la Fig. 3.10.

Para ambos modelos la potencia en partículas NTs en el BS es $L_{\mathrm{v},\perp} \approx 7 \times 10^{35}$ erg s^{-1}, de la cual sólo $L_{\mathrm{NT}} \approx 3 \times 10^{34}$ erg s^{-1} van a cada tipo de partículas. Mostramos las luminosidades de cada modelo en la Tabla 3.2, distinguiendo las diferentes contribuciones. Los electrones

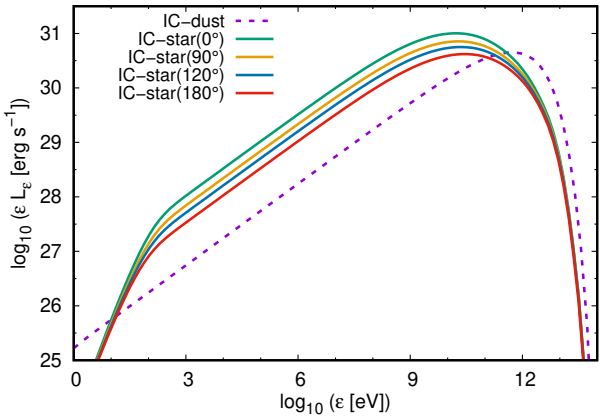

Figura 3.10. Comparación de $L_{\mathrm{IC,star}}$ para distintos valores del ángulo de observación i. Los cálculos se realizaron para los parámetros del sistema genérico dados en la Tabla 3.1.

Luminosidad	**Modelo *One-zone***		**Modelo extendido**	
[erg s^{-1}]	Valor	% de L_{tot}	Valor	% de L_{tot}
L_{sin}	6.2×10^{31}	44.5	2.5×10^{32}	81.8
L_{Br}	1.5×10^{28}	$\ll 1$	2.0×10^{28}	$\ll 1$
$L_{IC,dust}$	1.4×10^{31}	9.9	2.7×10^{31}	9.0
$L_{IC,\star}$	6.4×10^{31}	45.6	2.8×10^{31}	9.2
L_{pp}	8.0×10^{26}	$\ll 1$	1.0×10^{27}	$\ll 1$
L_{tot}	1.85×10^{32}		3.0×10^{32}	

Tabla 3.2. Luminosidades producidas por los diferentes procesos en cada modelo.

radían sólo cerca del $\sim 1\,\%$ de su potencia, mientras que para los protones esta fracción es despreciable: simplemente escapan como CRs en el ISM.

3.2.3.2. Estimaciones analíticas de la luminosidad

Como hemos mostrado en la Sec. 3.2.3.1, la aproximación *one-zone* propuesta da una buena estimación de la emisión obtenida con un modelo más complejo. Luego, podemos basarnos en el formalismo *one-zone* para hacer estimaciones simples de cómo afectan los distintos parámetros del sistema a su luminosidad NT.

Cualitativamente, la luminosidad NT en radio depende del cociente t_{conv}/t_{sin}, mientras que en R-γ depende del cociente t_{conv}/t_{IC}. IC-UV domina la SED para energías de fotones $\epsilon \lesssim 10$ GeV, mientras que IC-IR domina la SED por encima de $\gtrsim 100$ GeV. En la banda de R-X la emisión NT está dominada por sincrotrón, pero una contribución térmica competitiva (o hasta dominante) también es posible[(v)].

Cuantitativamente, podemos ver que:

$$\begin{aligned} t_{conv} &\sim R_0/c_s \propto \dot{M}^{0.5}\, v_v^{-0.5}\, n_{ISM}^{-0.5}\, v_\star^{-1} \\ t_{sin} &\propto B^{-2} \propto \left(\dot{M}\, v_v\, R_0^{-2}\right)^{-1} \propto n_{ISM}^{-1}\, v_\star^{-2} \\ L_{NT,e} &\propto \dot{M}\, v_v^2. \end{aligned}$$

Luego [(vi)]

$$L_{sin} \sim L_{NT,e} \times (t_{conv}/t_{sin}) \propto \dot{M}^{1.5}\, v_v^{1.5}\, n_{ISM}^{0.5}\, v_\star. \tag{3.19}$$

Como era de esperar, estrellas moviéndose rápidamente en un medio denso son buenas candidatas, aunque los parámetros más importantes son intrínsecos a la estrella, y son aquellos relacionados con el viento estelar: cuanto más rápido y denso sea el viento, más promisoria es la detección de la emisión NT asociada a su BS. En conclusión, al buscar la emisión sincrotrón de BSs, es más importante tener en cuenta las propiedades individuales de la estrella más que sus condiciones ambiente.

Por otro lado, la emisión en R-γ de VHE (energías mayores a ~ 100 GeV) está dominada por IC-IR. Partiendo de suposiciones coherentes y con sustento empírico (aunque con una

[(v)] Esta afirmación se basa en el uso de la Ec. (24) de [102] para estimar la emisión térmica del BS (no mostrada). No obstante, el modelo HD simple que utilizamos para el BS no es confiable para realizar el cálculo de la emisión térmica.

[(vi)] Este escaleo no es del todo válido para electrones con $E_e > 100$ GeV si $\zeta_B \sim 1$, ya que en ese caso las pérdidas sincrotrón podrían dominar sobre las pérdidas por convección.

gran dispersión, [95]), tenemos que $L_{\rm IR} \propto L_\star\, n_{\rm ISM}$ y $U_{\rm IR} \propto L_{\rm IR} R_0^{-2}$, de donde obtenemos:

$$L_{\rm IC,IR} \sim L_{\rm NT,e} \times (t_{\rm conv}/t_{\rm IC,IR}) \propto \dot{M}^{1.5}\, v_{\rm v}^{0.5}\, n_{\rm ISM}^{1.5}\, v_\star\, L_\star. \tag{3.20}$$

Similar al caso de emisión sincrotrón, el factor más determinante en $L_{\rm IC,IR}$ son las propiedades del viento estelar.

La derivación para el caso de IC-UV es análoga. Este proceso domina la emisión en R-γ de HE (energías menores a ~ 100 GeV):

$$\begin{aligned} t_{\rm IC,\star}^{-1} &\propto U_\star \propto L_\star R_0^{-2} \\ L_{\rm IC,\star} &\sim L_{\rm NT,e}(t_{\rm conv}/t_{\rm IC,\star}) \propto \dot{M}^{1.5}\, v_{\rm v}^{0.5}\, n_{\rm ISM}^{0.5}\, v_\star L_\star. \end{aligned}$$

Si además utilizamos la relación $L_\star \propto \dot{M}^{0.5}\, v_{\rm v}^{0.5}$ (e.g. Fig. 10 de[46]) obtenemos:

$$L_{\rm IC,\star} \propto \dot{M}^2\, v_{\rm v}\, n_{\rm ISM}^{0.5}\, v_\star. \tag{3.21}$$

Notamos que estas condiciones de escaleo son válidas si $t_{\rm IC} > t_{\rm conv}$, lo cual es esperable de acuerdo a la Fig. 3.5.

Dado que la emisión en radio es enteramente de origen sincrotrón, tenemos que:

$$\begin{aligned} \frac{L_{\rm radio}}{L_{\gamma,\rm HE}} &\propto \left(\frac{v_{\rm v}}{\dot{M}}\right)^{0.5} \\ \frac{L_{\rm radio}}{L_{\gamma,\rm VHE}} &\propto \frac{1}{n_{\rm ISM}} \left(\frac{v_{\rm v}}{\dot{M}}\right)^{0.5}, \end{aligned} \tag{3.22}$$

y, por lo tanto, las mejores candidatos a emisores NT en radio no son necesariamente los mejores candidatos en R-γ (que a su vez depende del rango de R-γ que se estudie).

Los electrones radían sólo una pequeña fracción ($\sim 1\,\%$) de su potencia, mientras que los protones se escapan prácticamente sin sufrir pérdidas radiativas en la región del BS modelizada. La potencia inyectada tanto en electrones como en protones relativistas que escapan la región del BS modelizada es $L_{\rm NT} \approx 3 \times 10^{34}$ erg s^{-1}. Estos CRs podrían radiar su energía al llegar a regiones más alejadas del BS, donde la estructura se vuelve turbulenta o incluso se cierra debido a la presión del ISM [102]. No obstante, no esperamos que la liberación de energía en la parte trasera del fluido del BS sea muy significativa en condiciones típicas, dada la no detección de emisión NT en BSs estelares. La difusión y emisión de CRs acelerados en BSs de estrellas moviéndose en nubes moleculares fue estudiada por [93], aunque en esos entornos la densidad de núcleos obetivo es más apropiada para que los procesos de p-p y Bremsstrahlung relativista sean eficientes. Otra posibilidad es que la aproximación de flujo laminar sea relajada, teniendo en cuenta que podría ocurrir una mezcla de material entre el viento chocado y el ISM chocado. Dado que la densidad ambiente en el viento chocado es $n_{\rm vc} \sim 0.01$ cm^{-3}, mientras que en el ISM $n_{\rm ISM} \sim 1 - 10$ cm^{-3}, la emisión por Bremsstrahlung relativista y p-p podría, potencialmente, incrementarse hasta dos o tres órdenes de magnitud si el proceso de mezcla es eficiente (por ej., [110] y citas allí). Sin embargo, si suponemos que la aceleración de protones es similar a la adoptada, la no detección de BSs sugiere que el proceso de mezcla no es muy eficiente y por lo tanto la aproximación de flujo laminar debe ser esencialmente válida.

3.2.3.3. Aplicación del modelo a BD+43°3654

La estrella masiva de tipo espectral O4If, BD+43°3654, se encuentra a una distancia de $d = 1.32$ kpc y tiene un viento potente que produce un BS estelar. Este BS fue identificado

por [111] usando datos IR, y tiene una extensión en el cielo de unos $8'$. Este fue el primer (y único) BS estelar detectado en radiofrecuencias, por [86]. En ese trabajo se presentaron observaciones con el VLA a frecuencias de 1.43 y 4.86 GHz (Fig. 3.12, arriba), a partir de las cuales infirieron un índice espectral promedio negativo, $\alpha \approx -0.5$. Su hallazgo fue un indicio claro de que procesos NTs tienen lugar en el BS, en particular la aceleración de partículas relativistas y emisión sincrotrón. Esta conclusión dio lugar a una serie de trabajos relacionados con la modelización y predicción de la SED a lo largo de todo el espectro [82, 93, 94] utilizando modelos *one-zone* simplificados. En aquellos trabajos, la emisión (sincrotrón) observada en radio fue utilizada para caracterizar la distribución en energías de electrones relativistas, y la emisión en R-γ predicha se debía al IC-IR. Aquí revisamos las predicciones de esos modelos utilizando un modelo multi-zona (extendido).

Nos enfocamos en la emisión en las bandas de radio y R-γ ya que en ellas domina claramente la emisión NT, mientras que en el resto del espectro domina la emisión térmica, con la excepción de los R-X, en los que no es claro qué proceso domina pero cuyas observaciones han demostrado ser útiles al menos para restringir parámetros de los modelos NTs. Los electrones que producen la emisión sincrotrón también interactúan con los campos de radiación ambiente produciendo R-γ a través de IC-UV anisotrópico e IC-IR isotrópico. La radiación generada por los pares secundarios no parece ser relevante en estos objetos [82].

La emisión de BD+43°3654 reportada por [86] es consistente con un índice espectral canónico de $\alpha = -0.5$, lo cual corresponde a un índice de inyección $p = -2\alpha + 1 = 2$. No obstante, es posible que la emisión total observada sea la suma de emisión sincrotrón NT y una contribución de emisión térmica, ya sea del viento estelar o el BS. La emisión térmica tiene un índice espectral menos negativo (en general positivo), y por lo tanto para producir el espectro observado haría falta un espectro de inyección más blando, con $p \gtrsim 2$. No obstante, la contribución térmica a bajas frecuencias no se espera que sea grande, por lo que la desviación respecto a $p = 2$ debería ser pequeña. Por otro lado, [61] derivó un límite superior (UL, por sus siglas en inglés) al flujo en R-X en el rango 0.4–4 keV debajo de 3.6×10^{-14} erg cm^{-2} s^{-1} utilizando observaciones de *XMM-Newton*. Ese UL también parece favorecer un espectro más blando (Fig. 3.11), aunque el valor del UL reportado es modelo-dependiente, y fue obtenido para un espectro de fotones tipo ley de potencias con índice $\Gamma = 1.5$; dicho espectro sería apropiado para la SED sincrotrón debajo de 0.1 keV, donde la pendiente es ~ 0.5, pero no en el rango de R-X de acuerdo a nuestro modelo[(vii)]. Por estos motivos, hemos decidido adoptar un índice de inyección más blando, $p = 2.2$, aunque notamos que este valor no está fuertemente acotado.

Guiándonos por [87], asumimos que la estrella se mueve en el ISM tibio, con una temperatura $T_{\rm ISM} = 8000$ K. [102] tuvieron en cuenta los efectos de la presión térmica no nula en el ISM en términos de un parámetro $\alpha_{\rm th} = P_{\rm th}/P_{\rm kin}$, que es $\sim kT_{\rm ISM}/(m_{\rm p} v_{\rm ISM}^2) \approx 4 \times 10^{-2}$ en este caso. Luego, esto introduce sólo una pequeña corrección en la geometría del BS (por ejemplo, $R_0 \propto (1 + \alpha_{\rm th})^{-1}$), la cual hemos tenido en cuenta por completitud.

La velocidad espacial del sistema no está bien determinada. La velocidad en el plano del cielo es ≈ 38.4 km s^{-1} ([87] y referencias allí). [86] tomaron la velocidad radial de la estrella, -66 km s^{-1}, como la velocidad de la estrella respecto al ISM circundante, lo cual puede no ser cierto cuando se tiene en cuenta la rotación Galáctica. De hecho, si este fuera el caso, el ángulo de inclinación debería ser $i \approx \arctan(38.4/66.2) \approx 30°$, mientras que el mapa de emisión observado favorece $i > 60°$. Dado que la velocidad radial es negativa, podemos considerar $i < 90°$. Para reproducir los mapas de emisión observados, tomamos $i \approx 75°$, lo cual es consistente con $v_\star \approx 40$ km s^{-1}. La separación angular del ápex del BS es $R_{0,\rm proy} \approx 3.2'$ [95], aunque hay cierta incerteza cuando se obtiene $R_{0,\rm proy}$ a partir de

[(vii)] Recordar que la pendiente en la SED es $2 - \Gamma$.

las observaciones (Sec. 3.2.2.5), y por ejemplo [97] considera $R_{0,\rm proy} = 3.5'$. En la Tabla 3.1 listamos los parámetros adoptados del sistema y del modelo.

La velocidad del viento, $v_{\rm v}$, es un parámetro importante del modelo ya que afecta tanto el presupuesto energético para CRs, la eficiencia de aceleración, la posición de R_0, y el tiempo de convección. Para mantener un buen acuerdo entre nuestro modelo y las observaciones, seleccionamos $v_{\rm v} \approx 2300$ km s^{-1}, como [97]. Notamos que [96] asumen un valor más alta de $v_{\rm v} = 3000$ km s^{-1}, pero bajo la suposición de difusión de Bohm, eso lleva a una aceleración de partículas más eficiente y esto a un pico en R-X muy por encima de las restricciones observacionales (ver Fig. 3.11). Alternativamente, es posible reconciliar un valor más alto de $v_{\rm v}$ si la difusión de Bohm resulta no ser una buena aproximación para el modelo de aceleración de partículas en BSs, lo cual haría que $\eta_{\rm acc}$ sea una parámetro libre del modelo (e.g,[89]).

Para el ISM no chocado, consideramos un peso molecular $\mu_{\rm ISM} = 1.37$ [96], lo cual es relevante para la determinación de R_0. Con los parámetros seleccionados, el valor del B_0 de equipartición en el ápex es ~ 100 μG, algo menor al obtenido por [82], ~ 300 μG. Recordamos que la intensidad del campo magnético decae a lo largo del BS de acuerdo a la Fig. 3.4. Luego, en el modelo nos quedan sólo unos pocos parámetros libres: el valor de B en el viento chocado (ζ_B), la fracción $f_{\rm NT,e}$ de energía convertida a electrones NTs, y el ángulo de inclinación. El último afecta débilmente a la emisión por IC-UV (Sec. 3.2.3.1). Como veremos a continuación, es posible restringir estos parámetros utilizando las mediciones de los flujos en radio y la morfología de los mapas de emisión NT.

Escenario con campo magnético bajo: consideramos un campo magnético bajo dado por $\zeta_B \ll 1$. Para reproducir las observaciones en radio de [86], fijamos los siguientes valores: $i = 75°$, $f_{\rm NT,e} = 0.16$, y $\zeta_B = 0.01$ (lo cual lleva a $B \sim 10$ μG y $B_\star < 85$ G). También fijamos un valor alto de $f_{\rm NT,p} = 0.5$ para obtener un UL de L_{pp}.

La SED calculada se muestra en la Fig. 3.11, junto con la sensibilidades de algunos instrumentos y las observaciones de diferentes épocas. Las luminosidades integradas de cada proceso son $L_{\rm sin} \approx 8 \times 10^{32}$ erg s^{-1}, $L_{\rm Br} \approx 2 \times 10^{30}$ erg s^{-1}, $L_{\rm IC,dust} \approx 5 \times 10^{32}$ erg s^{-1}, $L_{\rm IC,\star} \approx 10^{33}$ erg s^{-1}, y $L_{\rm pp} \approx 4{\times}10^{29}$ erg s^{-1}. En este caso, $n_{\rm vc} \sim 0.04$ cm^{-3} y $n_{\rm ISM} \sim 15$ cm^{-3}, por lo que la emisión por Bremsstrahlung relativista y p-p podría incrementarse en más de tres órdences de magnitud si el proceso de mezcla es eficiente. Esto último estaría en tensión con los UL observaciones del flujo en R-γ-, lo cual sugiere que el mezclado no es eficiente y por tanto la aproximación laminar del flujo es consistente.

Predecimos que, en el más favorable de los escenarios, el sistema podría ser detectable en HE con *Fermi*, mientras que en VHE, sería detectable recién cuando entre en operación el Cherenkov Telescope Array (CTA).

Escenario con un campo magnético de equipartición: consideramos un campo magnético extremadamente alto con $\zeta_B = 1$ para explorar el caso de equipartición entre presión térmica y magnética (Ec. (3.4)). Bajo estas condiciones el B sería dinámicamente relevante ya que la presión magnética sería una fracción significativa de la presión total en la región post-choque. Sin embargo, no alteramos nuestras prescripciones fenomenológicas para las propiedades del gas ya que sólo necesitamos una aproximación grosera de las mismas para cumplir nuestra meta, que es poder obtener estimaciones orientativas del nivel de emisión esperado en casos más extremos. Fijar $\zeta_B = 1$ lleva a $B \sim 100$ μG en el viento chocado y, si el campo magnético se debe únicamente a la compresión adiabática de las líneas del campo magnético estelar, entonces $B_\star < 850$ G. Valores tan altos de $B_\star$ no son comunes [113], lo cual sugiere que en este escenario el B en el BS se originaría o al menos amplificaría localmente. Tomando $f_{\rm NT,e} \approx 0.004$ podemos ajustar los flujos obtenidos por [86] (Fig. 3.11). Hay una

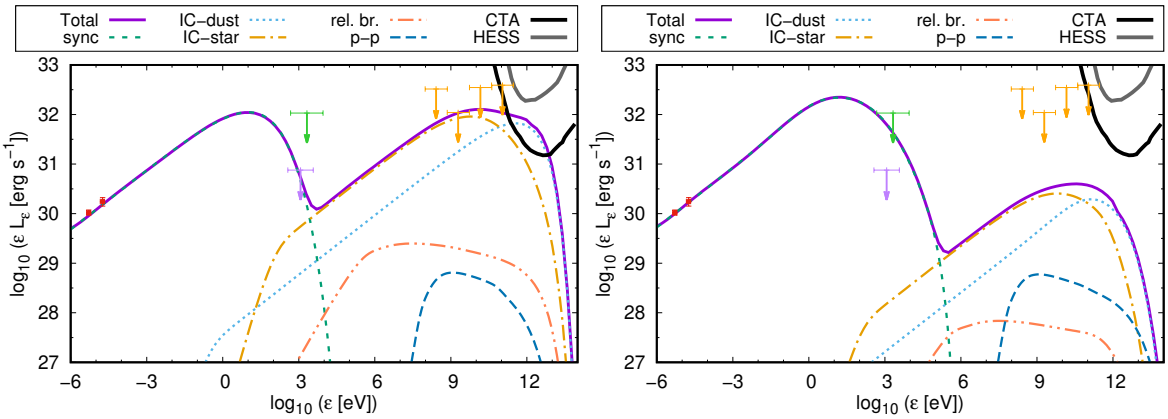

Figura 3.11. La SED para un escenario con campo magnético débil (*izquierda*) e intenso (*derecha*). Los puntos rojos representan los flujos del VLA [86], las flechas verdes el UL de *Suzaku* en 0.3–10 keV [112], la flecha violeta el UL de *XMM-Newton* UL en 0.4–4 keV [61], y las flechas naranjas el UL de *Fermi* en 0.1–300 GeV [91]. Las líneas sólidas gris y negra son las sensibilidades de HESS (100 h)y CTA (100 h), respectivamente[109].

inconsistencia entre los UL en el flujo en R-X dados por [61] y la emisión sincrotrón que se extiende por encima de 1 keV. Esto puede ser evidencia de que el B en BD+43°3654 no es tan extremo, o que la eficiencia de aceleración de partículas está sobreestimada (por ej., al suponer difusión de Bohm). En este caso, las luminosidades integradas para cada proceso son $L_{\rm sin} \approx 1.7 \times 10^{33}$ erg s^{-1}, $L_{\rm Br} \approx 4.4 \times 10^{28}$ erg s^{-1}, $L_{\rm IC,dust} \approx 1.3 \times 10^{31}$ erg s^{-1}, $L_{\rm IC,\star} \approx 2.8 \times 10^{31}$ erg s^{-1} y $L_{\rm pp} \approx 4.3 \times 10^{29}$ erg s^{-1}.

Dado que en este escenario el tiempo de enfriamiento sincrotrón es más corto que el de IC, el grueso de la emisión NT es producida en fotones de baja energía (< 1 keV), y mucha menos luminosidad va a la producción de R-γ. El valor de L_γ obtenido es $\sim 10^2$ veces más chico que el obtenido para el escenario con B bajo. Este resultado es consistente con que, a grandes rasgos, $L_{\rm sin} \propto f_{\rm NT,e} \times \zeta_B$, y estamos considerando un valor $\sim 10^2$ veces mayor para ζ_B, y por lo tanto $f_{\rm NT,e}$ debe ser $\sim 10^2$ veces menor para ajustar las observaciones Esto explica por qué $L_{\rm IC} \propto f_{\rm NT,e}$ es un factor $\sim 10^2$ más chico. En este escenario BD+43°3654 no es detectable en R-γ con los instrumentos actuales o en desarrollo.

Emisión resuelta: la información completa codificada en la resolución espacial de la emisión en radio observada está sólo parcialmente contenida en la SED. Por lo tanto comparamos la morfología predicha por nuestros modelos con la observada por [86] utilizando observaciones del VLA a las frecuencias de 1.42 GHz y 4.86 GHz. Utilizamos un haz sintetizado $12'' \times 12''$ en nuestros mapas sintéticos que es igual al haz limpio de las observaciones del VLA de [86], con una resolución correspondiente de $28'' \times 28''$ (dada la relación entre resolución y tamaño del *beam* indicada en la Sec. 3.2.2.5).

Como se mostró en la Sec. 3.2.2.5, la morfología de los mapas de emisión depende del ángulo de inclinación i. Basados en la morfología observada, podemos asegurar que $45° < i < 90°$. La Fig. 3.12 muestra un buen acuerdo entre los mapas observados y simulados si $i \sim 75°$, tanto en la morfología como en los niveles de emisión. Sin embargo, la emisión en el mapa sintético es un poco más extendida que la observada. Esto puede atribuirse, por ejemplo, a que B decaiga más rápido con la distancia al ápex que lo supuesto (Sec. 3.2.2.2). Un análisis más detallado de la estructura de B podría abordarse suponiendo condiciones de congelamiento magnético para B en cada línea de fluido individual en el viento chocado. A su vez, simulaciones MHD de colisiones de vientos estelares desarrolladas por [114] sugieren que la

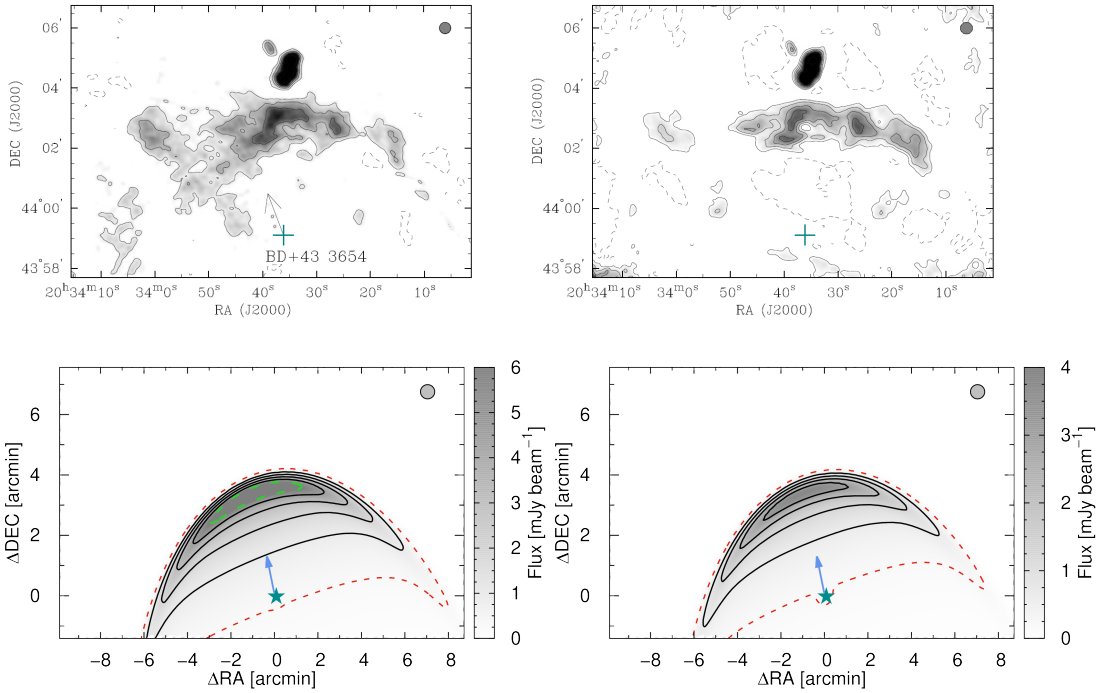

Figura 3.12. Comparación entre los mapas observados por [86] (*arriba*) y nuestros mapas sintéticos (*abajo*). En la esquina superior derecha se muestra un haz sintetizado de $12'' \times 12''$ (es decir. $\sigma_x = \sigma_y = 12''$). Los paneles de la *izquierda* y *derecha* corresponden a frecuencias de 1.42 GHz y 4.86 GHz, respectivamente. El rms de los mapas observados es de 0.3 mJy beam $^{-1}$ (*izquierda*) y 0.2 mJy beam^{-1} (*derecha*). Los contornos en línea sólida negra de los mapas a 1.42 GHz están a 0.9,1.8, 3.0, y 4.5 mJy beam^{-1}, el contorno a puntos rojo está a 0.3 mJy beam^{-1} (el rms del mapa observado), y el contorno verde está a 6 mJy beam^{-1} (por encima de los valores observados). En los mapas a 4.86 GHz, los contornos negros están a 0.6, 1.2, 2.0, y 3.0 mJy beam^{-1}, y el contorno rojo punteado está a 0.2 mJy beam^{-1} (el rms del mapa observado). Un factor de proyección cos (DEC) se utilizó para que las coordenadas del eje x de los mapas sintéticos se correspondan con posiciones en el cielo.

presión magnética no es una fracción constante de la presión térmica a lo largo del plasma chocado. No obstante, la implementación de modelos MHD detallados escapa a los objetivos de este trabajo.

3.2.4. Conclusiones

Las principales conclusiones que se desprenden de nuestro trabajo son:

- Los modelos *one-zone* pueden reconciliarse con las observaciones si se tienen en cuenta apropiadamente la intensidad del campo de fotones IR del polvo y el movimiento del plasma a lo largo de la región chocada.

- El modelo multi-zona desarrollado mejora las restricciones de los diferentes parámetros del modelo, específicamente la intensidad del B y la cantidad de energía depositada en partículas NT. Nuestro modelo reproduce las observaciones en radio del objeto BD+43°3654. No obstante, los parámetros libres del modelo sólo pueden restringirse con los instrumentos actuales (inteferómetros en radio, satélites de R-X y R-γ) con observaciones profundas de alta sensibilidad.

- La comparación entre los mapas en radio sintéticos y simulados permite restringir la dirección de movimiento respecto al observador. Discrepancias en la morfología pueden deberse a desviaciones en los parámetros del sistema y/o hipótesis del modelo, tal como un ambiente no uniforme o un campo magnético cuya presión no sea una fracción constante de la presión térmica.
- Estimar la intensidad del B en la región chocada permite obtener UL al $B_\star$, lo cual a su vez puede ayudar a inferir si ocurren procesos de amplificación del B en el BS.
- Los resultados de este trabajo dan un buen asesoramiento a futuras campañas observacionales dedicadas a observar la emisión NT de los BSs en distintas longitudes de onda. En particular, mostramos que los parámetros más relevantes están relacionados con los vientos estelares y no con la velocidad de la estrella o la densidad del ISM. El conjunto de Ec. (3.19), (3.20) y (3.21) permiten definir criterios apropiados a la hora de seleccionar los candidatos más promisorios en las distintas bandas del espectro electromagnético.
- La baja eficiencia radiativa de estos objetos no debe confundirse con una baja eficiencia en aceleración de CRs hasta energás de ~ 10 TeV: los BSs estelares individuales pueden inyectar en el ISM una potencia de CRs del orden de 10^{34} erg s^{-1} o más.

Capítulo 4

Estrellas masivas binarias

4.1. Introducción y fenomenología

Las estrellas de gran masa generan potentes vientos supersónicos. Cuando estas estrellas se encuentran en sistemas binarios con otras estrellas de gran masa (un escenario común, [9]), los vientos de ambas colisionan y se las llama binarias con colisión de vientos (CWBs, por sus siglas en inglés). La región de colisión de vientos (WCR, por sus siglas en inglés) está caracterizada por la presencia de choques fuertes en los que el material se calienta hasta temperaturas superiores a 10^7 K. En estos choques, además, pueden acelerarse partículas relativistas por DSA (Sec. 2.2.1). El subgrupo de sistemas en los que se ha confirmado la aceleración de CRs se conoce como binarias con aceleración de partículas (PACWBs, por sus siglas en inglés), y son los objetos que nos interesa estudiar en este Capítulo.

A la fecha se conocen más de 40 PACWBs, identificadas gracias a la detección en radio de emisión sincrotrón, la cual requiere de la presencia de electrones relativistas [65]. No obstante, la búsqueda de la contraparte en altas energías de la emisión NT en radio permanece elusiva para casi todos los sistemas [115]. Un caso excepcional es el de la binaria η-Car, la cual es muy extrema y ha podido ser detectada tanto en R-γ [116, 117, 118, 119] como en R-X NT (Hamaguchi et al. 2018). Por último, también ha sido detectada emisión en R-γ coincidente con la posición de la binaria γ^2-Vel [120, 121], aunque no se pueden descartar otras fuentes NTs del campo [122]. Vale destacar que tanto η-Car como γ^2-Vel no son fuentes observables de emisión sincrotrón, lo cual está relacionado con que son sistemas compactos en los que dicha emisión es absorbida internamente por los vientos estelares. Esto demuestra que la detección de emisión radio y R-X duros o R-γ constituyen indicadores independientes y complementarios de aceleración de partículas en binarias masivas. Pese a esto, enfatizamos que, a la fecha, la mayoría de los intentos por detectar emisión en altas energías en PACWBs han resultado infructuosos.

4.1.1. Espectro de una PACWB

Los aspectos relacionados con la física NT que se pueden estudiar a partir del espectro de una CWB son los siguientes:

Espectro en radio: La emisión en radio de PACWBs tiene tres contribuciones: dos térmicas, debidas a la emisión individual de los vientos estelares y del plasma en la WCR, y otra NT, debida a electrones relativistas acelerados en la WCR que producen radiación sincrotrón. Para interpretar adecuadamente los espectros en radio se deben separar y analizar las componentes térmicas y NT. La emisión térmica de un viento estelar en radio es aproximada-

mente constante y se debe al proceso f-f, presentando un flujo de la forma $S_\nu \propto \nu^{\alpha_R}$, con un índice espectral característico $\alpha_R \sim 0.6$ [49]. La emisión térmica de la WCR es ópticamente gruesa en sistemas con una WCR radiativa, para los cuales $\alpha_R \sim 2$, mientras que es ópticamente delgada en sistemas con una WCR adiabática, con $\alpha_R \sim -0.1$. Este tipo de emisión generalmente presenta modulación orbital dependiendo del ángulo de observación [123]. En contraste, los rasgos distintivos de una componente NT en CWBs son $\alpha_R < 0.6$ (en muchos casos, $\alpha_R < 0$), variaciones en el flujo y/o α_R, y una densidad de flujo a bajas frecuencias mucho mayor al de una componente térmica [124]. En unos pocos casos, observaciones con VLBI permitieron resolver la emisión NT asociada a la WCR (por ej., [125]).

Típicamente, el espectro en radio de una PACWB puede separarse en tres regiones:

- Para $\nu > 10$ GHz, la componente térmica de los vientos es dominante. El flujo depende básicamente de $\dot{M}$ y v_∞. En principio, estos parámetros pueden restringirse mediante el espectro a altas frecuencias, aunque existen algunos pormenores debido a incertezas en la grumosidad de los vientos (e.g.,[126]). La emisión térmica de la WCR también puede contribuir significativamente al flujo total en binarias compactas.

- Para $2 \lesssim \nu \lesssim 10$ GHz, la componente NT es dominante. El flujo está determinado por la energética de partículas NT y la intensidad del campo magnético en la WCR. Esto permite caracterizar el índice de inyección de electrones (p), y una combinación entre la intensidad de B y la potencia inyectada en electrones NT, $L_{NT,e}$. No se espera absorción significativa a menos que la binaria sea bastante compacta.

- Para $\nu < 2$ GHz, los efectos de absorción/supresión pueden ser significativos (Sec. 2.5.1). A través de la determinación de la frecuencia de *turnover* del espectro y de lo empinado que se vuelve debajo de dicha frecuencia, es posible inferir si el proceso responsable de la disminución en el flujo recibido es un corte a bajas energías en la distribución de electrones (Fig. 2.9), absorción libre-libre (FFA, por sus siglas en inglés) en el viento estelar, o atenuación debida al efecto R-T [30]. Si FFA es dominante, es posible restringir la densidad de electrones en el viento (n_e), y por lo tanto $\dot{M}$ de la estrella[(i)]. Si R-T domina, es posible restringir el valor de B/n_e en la WCR. Por último, si hay un corte a bajas energías en la distribución de electrones, esto aporta información sobre cuestiones instrínsecas de la física de aceleración de partículas en medios densos y altamente energéticos.

Espectro en R-X: En los vientos estelares se generan choques débiles entre las distintas capas de material expulsado, probablemente asociados a inestabilidades hidrodinámicas en el viento [127]. Estos choques calientan material que genera emisión en R-X de baja energía ($\lesssim 2$ keV). Para estrellas aisladas, la luminosidad L_X producida es aproximadamente una fracción 10^{-7} de la luminosidad bolométrica, L_{bol}, de la estrella (por ej., [128] y referencias allí). En sistemas binarios, el material de la WCR se calienta hasta temperaturas mucho más altas, generando un extra de emisión a energías superiores a 6 keV, en algunos casos llegando incluso a detectarse la línea de Fe de 6.4 keV. No obstante, el material más caliente de la WCR se encuentra en el ápex, pero el primero se va enfriando a medida que se aleja del segundo, por lo que la contribución de la WCR al espectro no se limita a la banda de $E_f > 2$ keV (aunque claramente domina la misma). Para sistemas binarios suele haber un "exceso" en la emisión de R-X, $L_X > 10^{-7} L_{bol}$. En los R-X duros (arriba de 10–20 keV) la emisión se espera que esté dominada por radiación NT de origen IC por la interacción de electrones relativistas

[(i)] En realidad tanto la absorción como la emisión f-f del viento dependen de su estructura. El valor relevante en estos procesos es $\dot{M}_{ef} = \dot{M}/\sqrt{f}$, con $f \sim 0.1$ el factor de llenado del viento (Sec. 5.2.1).

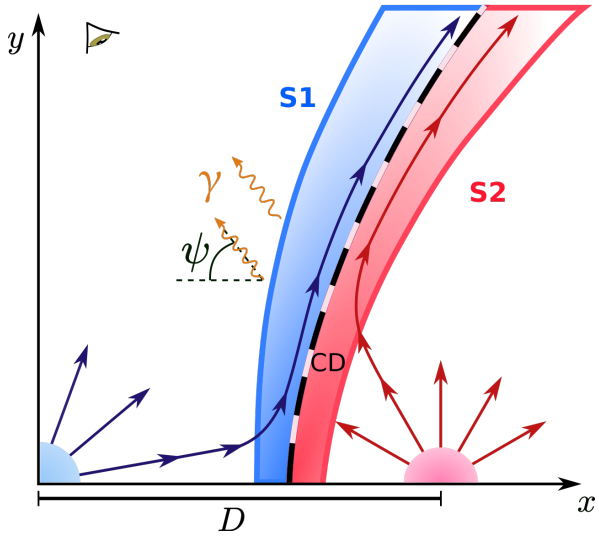

Figura 4.1. Esquema (no a escala) del modelo considerado en [132]. La estrella primaria está ubicada en el origen, $(0, 0)$, y la secundaria en $(D, 0)$. La línea a rayas representa la CD, y a ambos lados de la misma se muestran los choques S1 y S2. Las dos líneas sólidas con flechas que ingresan a la WCR a ambos lados representan distintas líneas de flujos que conforman al emisor. Los fotones producidos en la WCR viajan a través del sistema binario en su trayecto hacia el observador.

con fotones UV de las estrellas [64, 129, 130]. Recientemente se ha confirmado la primera detección de esta emisión mediante observaciones de η-Car con el satélite *NuSTAR* [131].

Espectro en R-γ: Dada la alta intensidad de los campos de radiación UV de las estrellas, es de esperar que el proceso IC (anisotrópico) genere una componente de emisión en el rango de los R-γ. En el caso de que la WCR sea muy densa (por ej., si los vientos estelares son muy masivos y si el sistema es compacto), entonces también puede haber una componente p-p que se extienda hasta R-γ de VHE (por ej., [129, 121]).

4.1.2. Aspectos hidrodinámicos

Los vientos estelares colisionan formando una región de interacción limitada a cada lado por un choque reverso (RS) de los vientos. Los vientos chocados están separados por una superficie de flujo de materia nulo, llamada discontinuidad de contacto (CD). La superficie de la CD queda determinada por los puntos en los que se equilibran las presiones (dinámicas) de los vientos en la dirección perpendicular a la superficie: $p_{1,\perp} = \rho_1 v_{1,\perp}^2 = p_{2,\perp} = \rho_2 v_{2,\perp}^2$, donde ρ y $v_\perp$ son la densidad y velocidad perpendicular de cada viento chocado en la CD. En la Fig. 4.1 mostramos una representación esquemática de una CWB.

Un aspecto completamente determinante de la HD de los choques es si estos son adiabáticos o radiativos. Un choque es radiativo si el material chocado logra enfriarse significativamente antes de abandonar la región de la WCR a escalas del sistema binario, y es adiabático si, en caso contrario, no pierde significativamente energía en forma de radiación. La naturaleza del choque –adiabático o radiativo– depende entonces de la tasa de enfriamiento por interacciones coulombianas y del tiempo que reside el material dentro del sistema. El enfriamiento por interacciones coulombianas depende fuertemente de la densidad del material. Es por esto que, a grandes rasgos, esperamos la presencia de choques adiabáticos en sistemas amplios y de choques radiativos en sistemas compactos, aunque esto también depende de otros parámetros como la excentricidad de la órbita, las propiedades de los vientos, etc.

Podemos cuantificar la discusión anterior en términos de un parámetro Ξ que estima el impacto del enfriamiento en la región chocada. Dicho parámetro está definido de forma conveniente en la Ec. (8) de [133]:

$$\Xi = \frac{t_{\rm rad}}{t_{\rm esc}} \sim \left(\frac{v_{\rm w}}{10^8\ {\rm cm}}\right)^4 \left(\frac{D}{10^{12}\ {\rm cm\,s^{-1}}}\right) \left(\frac{10^{-7}\ M_\odot\ {\rm yr^{-1}}}{\dot{M}}\right), \tag{4.1}$$

donde D es la separación entre las estrellas. Notar que dicho parámetro debe calcularse de forma independiente para el viento chocado de cada estrella. La física referida a procesos de aceleración de CRs puede operar generalmente en choques adiabáticos, por lo que es necesario que al menos uno de los dos vientos chocados lo sea. Los choques adiabáticos son más bien "ordenados" y estables, caracterizándose por un flujo casi laminar y una WCR amplia [114]. En cambio, los choques radiativos son propensos a desarrollar inestabilidades y formar grumos de material más frío, siendo por tanto más caóticos y turbulentos.

Otro parámetro determinante en la estructura y dinámica de la WCR es el cociente entre los momentos de los vientos:

$$\eta = \frac{\dot{M}_2 v_{\infty,2}}{\dot{M}_1 v_{\infty,1}} < 1. \tag{4.2}$$

Si los dos vientos tienen características similares, $\eta \approx 0.5$ y la WCR es muy "abierta" (casi plana) y queda equidistante entre las dos estrellas. En cambio, si el viento de la primaria es mucho más potente que el de la secundaria, $\eta \ll 1$ y la WCR queda muy cerca de la secundaria y casi cerrada sobre la misma; en casos extremos el viento de la primaria puede incluso impactar en la superficie de la secundaria (por ej., [134]).

En sistemas compactos los vientos no alcanzan su velocidad terminal (v_∞) antes de colisionar. Un análisis detallado de la (M)HD de la interacción de los vientos en colisión sólo puede abordarse mediante simulaciones numéricas computacionalmente costosas [135, 114, 136].

4.2. Modelo

Desarrollamos un modelo de emisión de una PACWB capaz de aprovechar toda la información recolectada en la banda de radio: flujo, índice espectral y mapas de emisión. Además, este modelo es capaz de realizar predicciones de la emisión esperada a lo largo de todo el espectro electromagnético, particularmente en R-X duros y R-γ. Dicho modelo fue publicado en [132].

En este trabajo nos enfocamos en sistemas extendidos, puesto que estos tienden a poseer choques adiabáticos y por lo tanto son más promisorios para convertirse en PACWBs. Además, podemos considerar que los vientos alcanzan su velocidad terminal, v_∞, antes de impactar en la WCR, lo cual también favorece la aceleración de partículas ya que esta depende de la velocidad del choque (Sec. 2.2.1).

Un modelo consistente de la radiación producida en la WCR debe tener en cuenta una caracterización MHD, la aceleración de partículas relativistas, la evolución de las mismas a lo largo de la WCR, la emisión que estas producen, y los distintos procesos de atenuación de la emisión. La WCR no puede modelarse apropiadamente como un simple emisor puntual (*one-zone*) debido a, por ej., la variación significativa de la opacidad f-f en radio en distintas regiones de la WCR [137]. Varios trabajos en la literatura se han encargado de explorar la estructura del emisor NT, en muchos casos caracterizando la (M)HD de la WCR mediante simulaciones numéricas costosas o modelando la emisión NT sólo en el rango de radio (por ej., [137, 138, 139, 140, 141, 130]). Aquí desarrollamos un modelo de emisor extendido de acuerdo a lo presentado en la Sec. 2.3.2 y análogo al discutido en la Sec. 3.2.2 para BSs estelares.

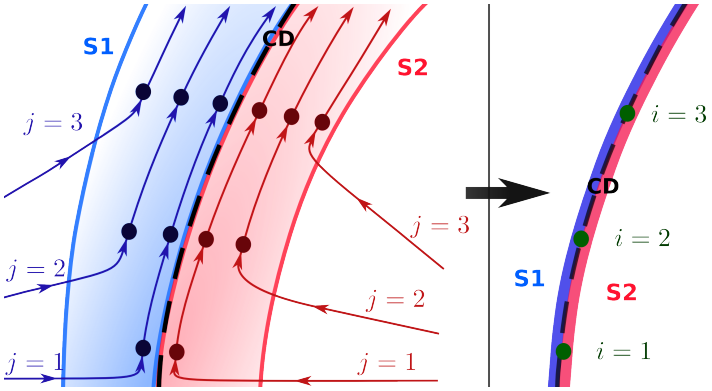

Figura 4.2. Ilustración del modelo para la distribución espacial de partículas NT en la WCR. A la *izquierda* mostramos diferentes emisores lineales, llamados $j = 1, 2, 3$, que vienen de cada estrella. A la *derecha* mostramos las dos curvas emisoras obtenidas a partir de la suma de los emisores lineales de cada choque.

Aproximamos a la WCR como una estructura 2D axisimétrica y de espesor despreciable, de manera tal de poder describirla como un conjunto de curvas emisoras 1D. Las partículas relativistas son aceleradas en la WCR y transportadas a lo largo de la misma por el fluido en movimiento, ya que se encuentran acopladas al campo magnético que está congelado en el plasma.

4.2.1. Hidrodinámica

Para calcular la posición de la CD, utilizamos la Ec. (6) de [142]. Los choques S1 y S2 tienen propiedades diferentes ya que dependen de las condiciones del viento respectivo [143]. Aplicamos un modelo HD analítico para caracterizar los valores de las cantidades termodinámicas relevantes a cada lado de la CD. Despreciar el grosor de cada choque implica que los dos emisores están superpuestos en la posición de la CD (Fig. 4.2). Despreciamos efectos orbitales que pueden ser relevantes en el caso de sistemas compactos, de modo de poder tratar a la WCR como estacionaria (en una dada fase orbital de interés) y con simetría azimutal. No obstante, para algunos procesos de emisión y absorción es necesario tener en cuenta la dependencia con el ángulo azimutal. Por ello primero definimos las celdas de una curva emisora en el plano XY, y luego obtenemos la estructura emisora en el espacio 3D rotando la curva emisora en torno al eje de simetría (eje x).

Siguiendo el mismo enfoque que [142], asumimos que el flujo a lo largo de la WCR es laminar, obviando cualquier proceso de mezcla en las líneas de fluido. También suponemos que la velocidad del fluido en una dada posición de la WCR es igual a la componente tangencial a la WCR de la velocidad del viento estelar en esa posición. Seguimos las líneas de fluido hasta que recorren una distancia de $\sim 4D$ a lo largo de la WCR, con D la separación lineal entre las estrellas. A grandes escalas el efecto de Coriolis asociado al movimiento orbital rompe la simetría azimutal de la WCR, pero este efecto puede ser obviado a escalas menores a $\sim (v_{\rm w}/v_{\rm orb})\, D$, lo cual es lo suficientemente lejos para la región emisora considerada (incluso durante el periastro).

Cada línea de fluido alcanza una posición distinta de la WCR (Fig. 4.2). Consideramos un número discreto de líneas de fluido y que la línea j ingresa a la WCR en el punto (x_j, y_j), donde el emisor j-ésimo comienza. Por simplicidad, en nuestro modelo las cantidades termodinámicas en la celda i están determinadas únicamente por la línea de fluido $j = i$. Para caracterizar semi-analíticamente estas cantidades, consideramos que el fluido se comporta

como un gas ideal y aplicamos las relaciones de salto de Rankine-Hugoniot para choques fuertes. Explícitamente, el juego de ecuaciones que describen al fluido es el siguiente:

$$\rho(i) = 4\rho_{\rm v}(i) = \dot{M}\left[\pi d(i)^2 v_{\rm v}\right]^{-1}, \tag{4.3}$$

$$P(i) = 0.75\left(\rho_{\rm v} v_{\rm v\perp}^2\right), \tag{4.4}$$

$$v(i) = \vec{v}_{\rm v}(i)\cdot\vec{u}(i)_{\parallel}, \tag{4.5}$$

$$T(i) = \frac{P(i) m_{\rm p}\mu}{\rho(i)k}, \tag{4.6}$$

$$B(i) = {\zeta_B}^{1/2} B_{\rm eq} = \left[\zeta_B\, 8\pi\gamma_{\rm ad} P(i)\right]^{1/2}. \tag{4.7}$$

En estas ecuaciones, i representa la posición de la i-ésima celda a lo largo de la WCR (Fig. 4.2), d es la distancia a la estrella respectiva (i.e., a la primaria para S1 y a la secundaria para S2), $\gamma_{\rm ad} = 5/3$ es el coeficiente adiabático, P es la presión, T la temperatura, v la velocidad del fluido, $\vec{u}_{\parallel}$ es un versor tangente a la WCR (Fig. 4.2), $m_{\rm p}$ es la masa del protón, μ el peso molecular promedio, y $\zeta_B = u_{\rm mag}/u_{\rm t}$ es el cociente entre densidad de energía magnética y térmica ($u_{\rm t} = \gamma_{\rm ad} P$) en el choque. El parámetro ζ_B se ajusta de acuerdo a los valores observados del flujo en radio, como se describe en la Sec. 4.3.2. Una cota superior al campo magnético estelar puede estimarse asumiendo que B en la WCR se debe únicamente a la compresión adiabática de las líneas de campo provenientes de la estrella. Tomando un radio de Alfvén $r_{\rm A} \sim R_\star$, obtenemos la expresión $B_\star \leq 0.25 B(1)\left[(D - x(1))/R_\star\right](v_\infty/v_{\rm rot})$. Notamos que es posible que los campos magnéticos sean generados o amplificados *in situ*, y por lo tanto los UL que derivamos pueden sobreestimar significativamente los valores reales de los campos superficiales.

4.2.2. Distribución de partículas

El cálculo de la distribución de partículas es el explicado en la Sec. 2.3.2 y análogo al detallado en la Sec. 3.2.2 para BSs estelares, por lo que sólo comentaremos algunas particularidades respecto a su aplicación en CWBs.

La WCR presenta choques adiabáticos hipersónicos, no relativistas, en los que se aceleran partículas relativistas vía DSA [16]. Asumimos difusión en el régimen de Bohm y derivamos la energía máxima de las partículas igualando el tiempo de aceleración, $t_{\rm ac}$, con los tiempos relevantes de enfriamiento y escape. El índice del espectro de inyección ($Q(E) \propto E^{-p}$) se espera que sea $p \approx 2$, aunque este parámetro puede obtenerse a partir de las observaciones en radio para casos específicos. Las partículas aceleradas en cada celda de la WCR se enfrían por distintos procesos. En el caso de los electrones, los más relevantes suelen ser sincrotrón e IC con los fotones de los intensos campos de radiación estelares, mientras que para protones únicamente p-p. En sistemas amplios las pérdidas por convección son dominantes para electrones hasta energías altas y para protones en general. La eficiencia de los procesos de enfriamiento crece cuando la distancia entre las estrellas se acorta. Incluimos las pérdidas convectivas como $t_{\rm conv} \approx R(i)/v(i)$, donde $R(i)$ es la distancia de la celda i a la estrella más cercana. En el régimen de Bohm, la escala de tiempo de difusión $t_{\rm dif} \approx 0.5 R(i)^2/D_{\rm Bohm}$ es mucho mayor que las escalas de tiempo de enfriamiento, y por lo tanto las pérdidas difusivas son despreciables. El tiempo de convección en una celda lo caracterizamos como $t_{\rm cel} = d_{\rm cel}(i)/v(i)$, donde $d_{\rm cel}(i) = \sqrt{(x_i - x_{i-1})^2 + (y_i - y_{i-1})^2}$ es la longitud de la celda. Por último, resaltamos que el tiempo de enfriamiento IC debe contemplar los campos de radiación de ambas estrellas ya que ambos pueden ser relevantes (notar que la WCR suele estar más cerca de la estrella con un viento menos potente y, por lo tanto, en general menos luminosa).

La normalización de la distribución de partículas inyectada depende del flujo de energía (cinética) del viento estelar perpendicular a la WCR, y de la fracción de ese flujo que se deposita en partículas NT, $f_{\rm NT}$. Valores típicos de la luminosidad disponible en la WCR son del orden del $\sim 10\,\%$ de la luminosidad del viento, que a su vez puede ser del orden de $\sim 10^{36}$ erg s^{-1}. Vale destacar que el ángulo entre la dirección perpendicular a la CD y la dirección de movimiento del viento no chocado varía a lo largo de la CD, por lo que la inyección de energía no es constante a lo largo de la misma.

4.3. Investigación de la binaria HD 93129A

Haciendo uso del modelo anterior, hemos determinado bajo qué condiciones la binaria HD 93129A podría ser detectada en el rango de las altas energías.

4.3.1. Características de HD 93129A

El sistema HD 93129A está formado por dos estrellas muy tempranas del tipo espectral O2 If*, aunque quizás se trate incluso de un sistema triple [144]. Estas dos estrellas se encuentran entre las estrellas O más calientes, masivas, luminosas y de mayor tasa de pérdida de masa de la Galaxia. Las observaciones de VLBI realizadas en 2008 y presentadas por [145] revelaron una fuente NT extendida con forma de arco en medio de las dos estrellas. Esto constituye una prueba fehaciente de que la aceleración de electrones relativistas –reportada previamente por [146] en base a observaciones de disco simple– ocurre efectivamente en la WCR.

Parámetro	**Valor**	**Unidades**	**Referencia**
Distancia	$d = 2.3$	kpc	[147]
Separación orbital (2008)	$D_{\rm proj} = 36$	mas	[145]
Luminosidad bolométrica del sistema	$L_{\rm bol} = 6 \times 10^{39}$	erg s^{-1}	[148]
Período	$P > 50$	yr	[145]
Cociente de momentos de los vientos	$\eta = 0.5$		[145]
Tipo Espectral	O2 If*		[149]
$T_{\rm ef,1}$	42500	K	[148]
R_1	18.3	$R_\odot$	[46]
$v_{\infty,1}$ (Primaria)	3200	km s^{-1}	[150]
$\dot{M}_1$	10^{-5} †	$M_\odot$ yr^{-1}	–
$V_{\rm rot,1}/v_{\infty,1}$	~ 0.1	km s^{-1}	[151]
Tipo Espectral	O2 If*		[144]
$T_{\rm ef,2}$	44000	K	[46]
R_2	13.1	$R_\odot$	[46]
$v_{\infty,2}$ (Secundaria)	3000	km s^{-1}	[152]
$\dot{M}_2$	5.3×10^{-6} †	$M_\odot$ yr^{-1}	–
$V_{\rm rot,2}/v_{\infty,2}$	~ 0.1	km s^{-1}	[151]

Tabla 4.1. Parámetros del sistema HD 93129A para la primaria (subíndice 1) y la secundaria (subíndice 2). †En este trabajo tomamos un valor conservador entre aquellos inferidos por las observaciones en radio [145] y R-X [153], consistentes con un factor de llenado de volumen del viento de $f = 0.07$ (ver texto.).

[146] demostraron que el flujo radio de HD 93129A disminuía con la frecuencia, y señalaron un posible *turnover* espectral a una frecuencia $\nu < 1.4$ GHz sugerido por un pequeño declive del flujo entre 1.4 GHz y 2.4 GHz. Datos de archivo de ATCA muestran una fuente puntual con un flujo variable entre el 2003 y 2008. La emisión es consistente con un índice espectal NT $\alpha_{\rm R} \sim -1$, el cual corresponde a un índice de inyección $p = -2\alpha_{\rm R}+1 \sim 3$. A frecuencias arriba de 15 GHz domina la emisión térmica de los vientos, como muestra la Fig. 4.6. Utilizando los datos en radio –tanto el flujo total como el valor de η estimado de los mapas– [145] derivaron valores de $\dot{M} \approx 2-5\times10^{-5} M_\odot$ yr^{-1}, lo cual es consistente con estimaciones de otros autores. No obstante, estos valores pueden estar sobreestimados debido a la grumosidad de los vientos. [153] analizaron observaciones de HD 93129A con *Chandra* y mostraron que la emisión más caliente de la WCR contribuye en menos de un 10 % al flujo total en R-X. El espectro está dominado por emisión térmica con $kT = 0.6$ keV y moldeado por una significativa absorción en los vientos. Estimaciones de la tasa de pérdida de masa a partir de la absorción de los vientos y los perfiles de líneas dan valores de $\dot{M} = (5.2-6.8)\times10^{-6} M_\odot$ yr^{-1}, lo cual es $\sim 3-10$ veces menor a los valores obtenidos de observaciones en radio. Los diagnósticos de $\dot{M}$ a partir de los perfiles de líneas en R-X complementan los valores obtenidos en radio dado que no son afectados por grumos de pequeña escala (siempre y cuando los grumos individuales sean ópticamente delgados a los R-X). Observaciones previas en R-X con *XMM-Newton* muestran un espectro térmico [146].

Las determinaciones orbitales disponibles durante la realización del trabajo eran las de [145], y como la binaria tiene un periodo de $\sim$ 100 años, la órbita se encontraba aún poco muestreada y los errores en los ajustes eran muy grandes. Los ajustes orbitales publicados posteriormente por [144] sirven como una referencia, aunque incluso las soluciones más favorecidas en aquel trabajo han sido descartadas (Maíz Apellániz, comunicación privada). Los resultados preliminares de la campaña observacional aún vigente indican que el sistema tiene una excentricidad e inclinación orbital grandes ($e > 0.9$, $i > 80°$), y el pasaje por el periastro ocurrirá entre la segunda mitad del 2018 y comienzos del 2019, con una distancia mínima entre las componentes de 15–20 UA (Maíz Apellániz, comunicación privada); esto es, *grosso modo*, compatible con lo supuesto durante la realización del trabajo [132], y por lo tanto las predicciones del mismo siguen teniendo cierta validez. La separación angular entre las estrellas era $D_{\rm proj} = 55$ mas en el 2003 y de 36 mas en 2008, épocas en las cuales se tienen datos en radio. En la Tabla 4.1 listamos los parámetros conocidos del sistema, y otros derivados del modelo descrito en la Sec. 4.2.

Estimaciones previas de [154] indican que el campo magnético en la WCR puede ser $B \sim 20$ mG y el campo magnético superficial $B_\star \sim 500$ G, mientras que [146] obtuvo un valor más pequeño de $B_\star = 50$ G, asumiendo una componente toroidal en el viento de $v_{\rm rot} = 0.2 v_\infty$, un radio de Alfvén $r_{\rm A} = 3R_\star$, y un radio estelar de $R_\star = 20\,R_\odot$. El análisis presentado en [132] para dos casos extremos de campos magnéticos bajo y alto dan valores consistentes de $B_\star \sim 20 - 1000$ G (Sec. 4.3.2).

Para los vientos no chocados tomamos el mismo peso molecular, $\mu_{\rm v} = 1.3$, carga iónica rms $Z_{\rm v} = 1.0$, y una proporción electrón a ion de $\gamma_{\rm v} = 1.0$ [155]. Para la WCR, las abundancias estelares adoptadas son $X = 0.705$, $Y = 0.275$, y $Z = 0.02$, considerando ionización completa, lo cual implica $\mu_{\rm WCR} = 0.62$, $Z_{\rm WCR} = 1.23$, y $\gamma_{\rm WCR} = 1.34$.

Los parámetros libres del modelo son: el valor del campo magnético en la WCR, B, la fracción de energía inyectada en partículas NTs, el espectro de partículas relativistas, y el ángulo de observación[(i)] ψ. Como mostraremos en las siguientes secciones, es posible restringir

[(i)] En [132] se refiere a este ángulo como la inclinación i del sistema, lo cual es confuso ya que el ángulo de observación depende de varios parámetros orbitales. Dadas las incertezas orbitales, optamos por tomar ese ángulo (que aquí renombramos ψ) como un parámetro libre.

B, la distribución espectral de las partículas a bajas energías, y ψ, utilizando los flujos en radio medidos en distintas épocas, y la información morfológica de la región NT resuelta.

Hidrodinámica: en el caso de HD 93129A, los vientos tienen una potencia similar, como lo sugiere su tipo espectral y la posición y geometría de la WCR, que se ajustan a $\eta \approx 0.5$. Podemos estimar el valor de Ξ utilizando en la Ec. (4.1) los valores de v_∞ y $\dot{M}$ dados en la Tabla 4.1, y suponiendo que la separación entre las estrellas es mayor a 10 UA, lo cual es válido incluso durante el periastro. Obtenemos un valor de $\Xi \gtrsim 100 \gg 1$ para S1 y S2, por lo que ambos choques pueden ser considerados adiabáticos durante toda la órbita.

Distribución de partículas: las observaciones en radio indican que la distribución de electrones que emiten a 3–10 GHz tiene un índice espectral $p \sim 3.2$. Esta distribución es peculiarmente blanda comparada con los índices espectrales observados en otras PACWBs [65], y también con respecto al índice esperado para DSA en choques fuertes ($p \approx 2$). Este tipo de distribución puede deberse a que la órbita es particularmente amplia, lo que implica una fuerte componente del campo magnético toroidal que podría ablandar la distribución al arrastrar rápidamente a las partículas menos energéticas fuera del choque. Sin entrar en mayor profundidad en la discusión de la distribución y los detalles de la aceleración de partículas, en esta etapa preferimos simplemente tomar el espectro en radio como una restricción para las partículas que emiten en esa banda. Excepto por los electrones más energéticos ($E_e > 1$ GeV), la convección domina las pérdidas de las partículas, por lo que la distribución de partículas evolucionada tiene el mismo índice espectral que la inyectada (Fig. 4.3). Los electrones con energías $E_e \gtrsim 10$ GeV se enfrían por IC en la transición entre el régimen de Thomson y de K-N. Dependiendo del valor del campo magnético, electrones con energías $E_e \gtrsim 100$ GeV pueden enfriarse por sincrotrón.

Las observaciones en la banda de radio no proveen información sobre la distribución de electrones a energías por encima de las cuales su emisión (sincrotrón) cae a frecuencias más altas que las de radio. Recordamos que un electrón con factor de Lorentz γ_e, en presencia de un campo magnético de intensidad B, su emisión S_{nu} se ubica principalmente a una frecuencia $\nu \approx 0.29\nu_c \sim 10^6\, B[\mathrm{G}]\, {\gamma_e}^2$ Hz. Por otro lado, el proceso de DSA para las partículas menos energéticas puede estar afectado por irregularidades de pequeña escala en el precursor del choque, la geometría del campo magnético, coeficientes de compresión dependientes de la energía, efectos no lineales en los choques, etc. [16]. Más aún, otros procesos podrían operar además de DSA, tal como RM [114], lo cual también afectaría a la distribución de partículas. Por lo tanto, la distribución resultante puede ser blanda a energías bajas (como se halló, por ej., en SN 1006 [156]), y más dura a energías altas. Para explorar la posibilidad de una distribución más dura de partículas aceleradas a altas energías, investigamos dos casos distintos (Sec. 4.3.2.3 y Sec. 4.3.2.5). En la Fig. 4.3 mostramos los dos modelos de la distribución en energías para electrones.

Las observaciones en radio muestran que la emisión está fuertemente reducida debajo de 1–2 GHz. Nuestro análisis (Sec. 4.3.2) muestra que, estadísticamente, esta reducción se explica mejor en términos de un corte a bajas energías en la distribución de electrones. La determinación del origen de dicho corte se escapa a los propósitos del trabajo, pero podría estar relacionado con las peculiaridades de la aceleración de partículas en HD 93129A. Para obtener un corte a una frecuencia de $\nu \sim 1$ GHz, se requiere que $B[\mathrm{G}]\, \gamma_{e,min}^2 \sim 10^3$. Para $B \sim 1$ G esto implica $\gamma_{e,min} \sim 30$, mientras que para $B \sim 10$ mG esto implica $\gamma_{e,min} \sim 280$.

Considerando un rango de valores para f_{NT} entre $\sim 0.01 - 100\,\%$, la máxima potencia inyectada en partículas NT es $L_{NT} \sim 10^{32} - 10^{36}$ erg s^{-1}. Los pares secundarios creados en colisiones p-p (por ej., [157]) no se espera que jueguen un rol determinante; un análisis breve

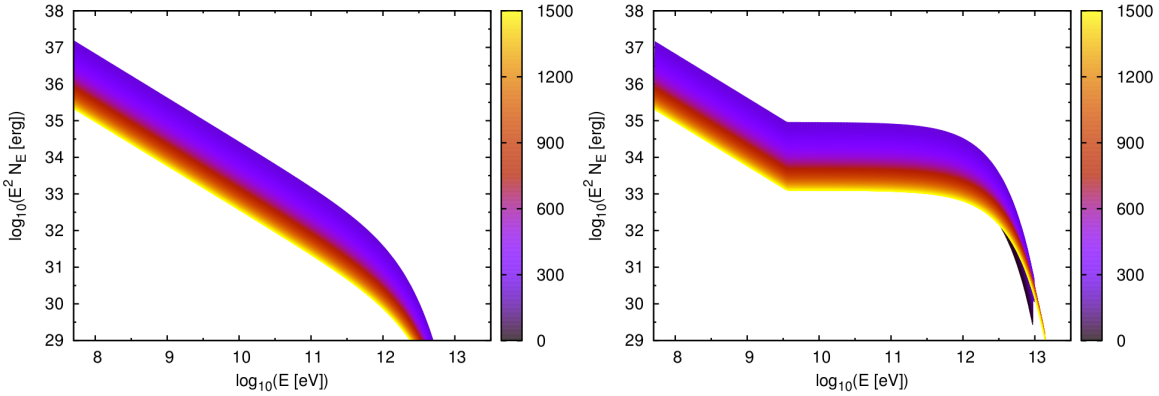

Figura 4.3. Ejemplos de la distribución en energías de electrones para una curva emisora suponiendo un índice espectral de inyección constante (*izquierda*) o un endurecimiento a altas energías (*derecha*). La escala de colores corresponde a diferentes posiciones a lo largo de la curva emisora, comenzando desde el ápex (0) hasta regiones alejadas (1500). Ambos casos corresponden a un campo magnético bajo ($\zeta_B \ll 1$).

de este escenario lo discutiremos en la Sec. 4.3.2.6.

4.3.2. Resultados

Una vez calculada la distribución de partículas, obtenemos la emisión por IC, sincrotrón, y Bremsstrahlung relativista para diferentes escenarios y distintas épocas. Las interacciones p-p también son discutidas para estimar su importancia relativa en HD 93129A.

4.3.2.1. Ángulo de observación

Intentamos inferir el ángulo de observación ψ (Fig. 4.1), el cual está estrechamente relacionado con la inclinación de la órbita (i) y la fase orbital (ϕ). El procedimiento estándar y más confiable para obtener los elementos orbitales consiste en reconstruir la órbita a partir de la astrometría del sistema. No obstante, como HD 93129A es un sistema con un periodo muy largo, el muestreo de la órbita estaba muy incompleto en el momento en que se realizó el trabajo [132]; incluso con los datos astrométricos más recientes siguen existiendo indeterminaciones considerables. En esta Tesis, exploramos diferentes posibilidades para ψ bajo dos restricciones: la primera es poder reproducir el espectro observado, y la segunda es obtener una morfología del mapa de emisión consistente con la observada. Como veremos, a partir de esto es posible acotar el ángulo de observación disponiendo de al menos una observación resuelta.

Por un lado, si ψ es grande ($\psi > 60°$), es imposible explicar la caída en el espectro a bajas frecuencias mediante FFA en el viento estelar. Esto se refleja en un valor alto (> 10) del $\chi^2_{\rm red}$ (3 dof) del ajuste a frecuencias de radio. En principio sería posible obtener $\chi^2 < 10$ si se considera un viento más denso y por lo tanto con mayor impacto de la FFA. No obstante, este escenario estaría en tensión los datos en R-X que dan un valor menor de $\dot{M}$, a menos que se considere un viento altamente inhomogéneo pero que estaría en tensión con los flujos observados en radio a altas frecuencias. La única posibilidad restante es asumir un corte a bajas energías en la distribución de partículas, lo cual permite obtener $\chi^2 \gtrsim 1$ en escenarios en los que la FFA sea apreciable. Exploramos varios valores de ψ y los mapas de emisión sintéticos (Sec. 4.3.2.2). En la Fig. 4.4 mostramos que para valores de $\psi > 60°$ los mapas sintéticos no son consistentes con la morfología de la fuente observada en radio. Concluimos que valores de $\psi < 45°$ son altamente favorecidos, y restringimos nuestro análisis a los mismos.

En particular, en el trabajo consideramos un valor de $\psi \sim 15°$, lo cual implica una separación lineal entre las estrellas en la época de observación (2008) de $D \approx 85$ UA[(ii)].

Se obtiene una pequeña mejora al ajuste si la secundaria está delante de la primaria, dado que su viento es ligeramente más lento y por lo tanto su densidad columnar más alta, incrementando levemente el aporte de la FFA al corte a bajas frecuencias en al SED. Por este motivo, en todos los cálculos (incluyendo los de la Fig. 4.4) suponemos que la secundaria está delante, aunque los vientos de ambas estrellas tienen características similares por lo que esta no es una restricción fuerte.

4.3.2.2. Mapas sintéticos

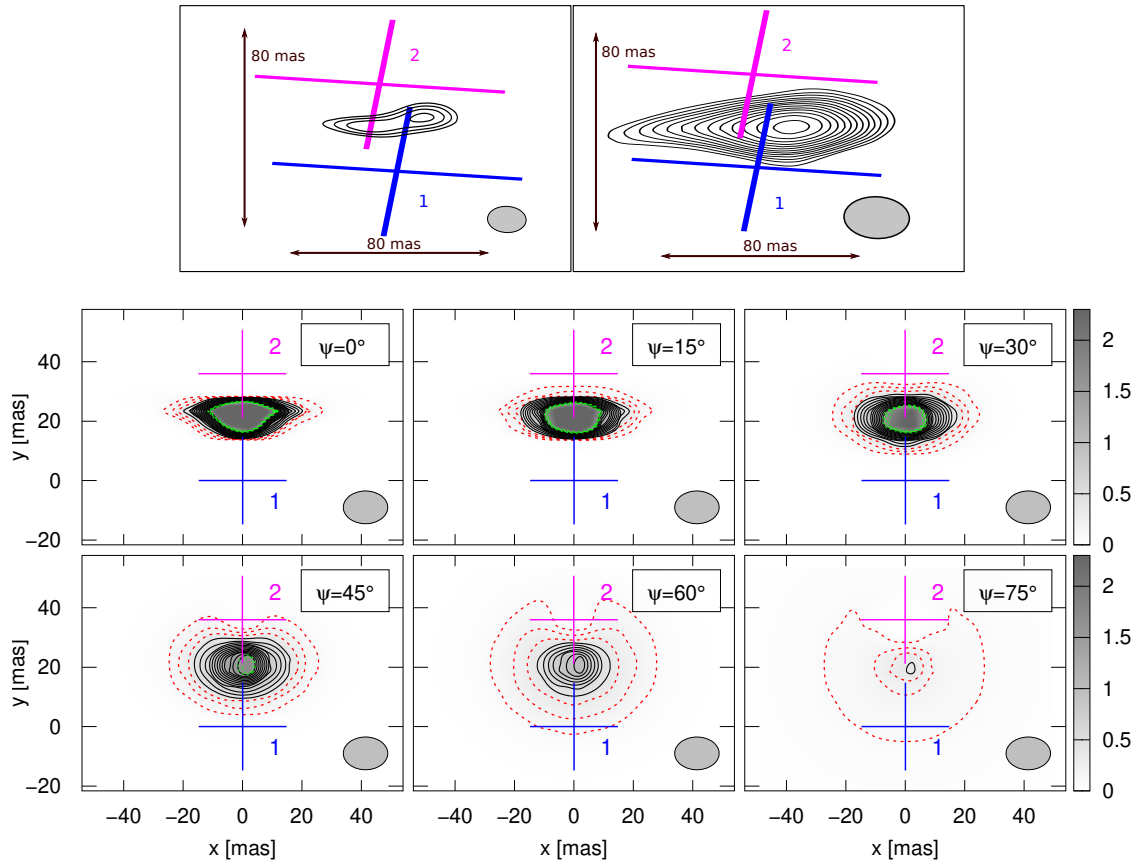

Figura 4.4. Comparación entre los mapas observados a 2.3 GHz (*arriba*, adaptados de [145]) y nuestros mapas sintéticos (paneles del *medio* y *abajo*). Los dos mapas observados tienen haces sintetizados diferentes: el de la *izquierda* tiene mayor resolución pero peor sensibilidad, mientras que el de la *derecha* tiene mayor sensibilidad pero peor resolución. En los mapas sintéticos exploramos distintos valores del ángulo de observación ψ, indicado en un recuadro. La barra de color representa el flujo en unidades de mJy beam^{-1}. Los contornos de los mapas observados comienzan a 0.4 mJy beam^{-1}y se incrementan a un paso de 0.1 mJy beam^{-1}, con un máximo a 1.6 mJy beam^{-1}(*derecha*). En los mapas sintéticos incluímos, además, contornos en rojo por debajo del ruido del mapa, a 0.1, 0.2 y 0.3 mJy beam^{-1}, y en verde por encima de los observados, a 1.8, 2.0 and 2.2 mJy beam^{-1}.

Las SEDs no contemplan toda la información de la emisión en radio espacialmente resuelta. Por ese motivo, comparamos las predicciones de la morfología de la región emisora en

[(ii)]Las efemérides más recientes sugieren que la separación era $D \sim 100$ UA y el ángulo de observación $\psi \sim 30°$ (Maíz Apellániz, comunicación privada)

nuestro modelo con las observaciones de [145]. Con este propósito, producimos mapas sintéticos a dos frecuencias, 2.3 GHz y 8.6 GHz, y para distintas épocas. Indicamos que los mapas obtenidos no dependen del juego de parámetros del modelo (ζ_B y $f_{\rm NT,e}$) elegido para ajustar los flujos observados, puesto que los electrones que producen la emisión a estas frecuencias no se enfrían localmente. El procedimiento utilizado para obtener los mapas es el mismo que el explicado en la Sec. 3.2.2.5 para *bow-shocks* estelares. Para hacer mapas sintéticos a 2.3 GHz utilizamos un haz gaussiano igual al de las observaciones de [145], que es de 15×11 mas^2, mientras que a 8.6 GHz adoptamos un haz de $\sim 4 \times 3$ mas^2 (puesto que la resolución a frecuencias más altas es mayor).

Como puede verse en la Fig. 4.4, si ψ es grande, el tamaño angular de la WCR es mucho mayor, y las imágenes resultantes son completamente distintas a las observadas por [145]. Esto se debe a lo siguiente: la distancia proyectada entre las estrellas es $D_{\rm proy} = 36$ mas, que para una distancia de 2.3 kpc significa una distancia lineal de $D \sim 83\cos(\psi)^{-1}$ UA. Valores de $\psi > 60°$ llevan a $D > 150$ UA. El impacto de la FFA se reduce significativamente en este caso. El tamaño lineal de la región de la WCR que emite significativamente en radio es de unas pocas veces D, y como la densidad del viento cae como r^{-2}, la FFA es insignificante excepto para fotones que se originan en regiones cercanas al ápex de la WCR (y que se mueven en dirección al observador). En consecuencia, sólo una pequeña región de la WCR está afectada por FFA. En contraste, la Fig. 4.4 muestra que para $\psi < 45°$ la morfología y nivel de flujo de los mapas sintéticos están de acuerdo con las observaciones.

Los mapas a 8.6 GHz presentados en la Fig. 4.5 muestran cómo observaciones a esta frecuencia podrían servir para seguir la evolución de la WCR en etapas cercanas al pasaje por el periastro.

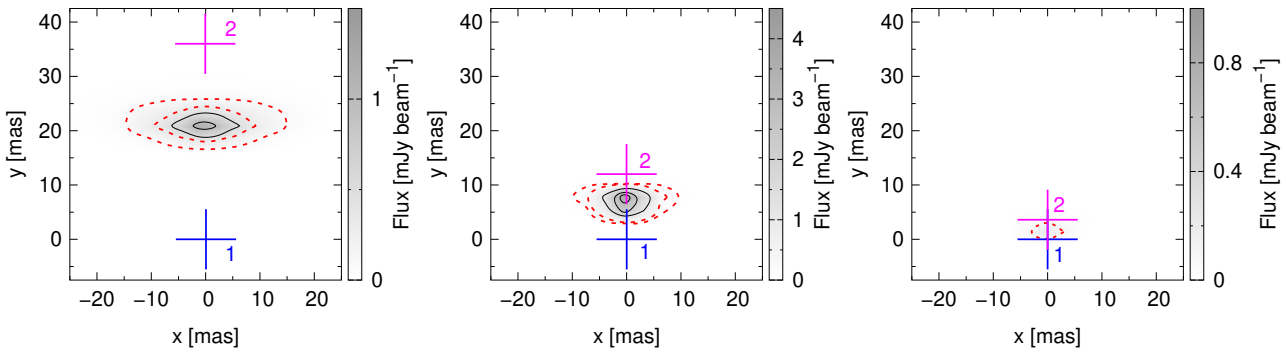

Figura 4.5. Mapas sintéticos en radio a 8.6 GHz para las separaciones orbitales D (*izquierda*), $D/3$ (*centro*), y $D/10$ (*derecha*), considerando un valor de $\psi = 15°$ fijo a lo largo de la órbita. En todas las imágenes, los contornos rojos están a 0.1 y 0.3 mJy beam^{-1}. En el panel de la *izquierda* los contornos negros están a 0.5 y 1.0 mJy beam^{-1}, en el del *centro* están a 1, 2, 3 y 4 mJy beam^{-1}, y en el de la derecha está a 0.5 mJy beam^{-1}.

4.3.2.3. Escenario con campo magnético bajo

Consideramos un escenario con campo magnético bajo ($\zeta_B \ll 1$). Ajustamos las observaciones en radio de 2008 con los siguientes parámetros: $f_{\rm NT} = 0.11$, lo cual representa un caso optimista; $\zeta_B = 2 \times 10^{-4}$, lo que lleva a $B \sim 24$ mG y $B_\star < 30$ G; y una energía mínima de los electrones dada por $\gamma_{\rm min,e} = 100$, que es necesaria para reproducir la caída del flujo a bajas frecuencias (este valor depende de B, Sec. 4.2.2), pese a que FFA es significativa a frecuencias un poco más bajas. También consideramos equipartición de energía entre electrones

y protones. Adoptamos un índice de inyección constante, $p = 3.2$, adecuado para ajustar los datos en radio.

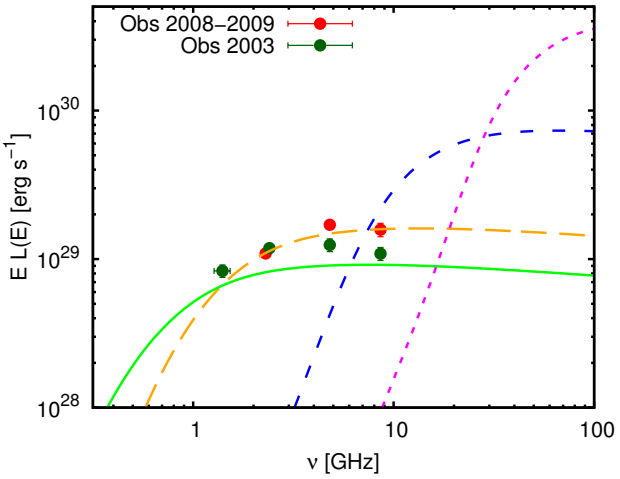

Figura 4.6. Emisión modelada para separaciones entre las estrellas de $1.5\,D$ (línea verde continua), D (línea naranja a rayas largas), $D/3$ (línea azul a rayas intermedias) y $D/10$ (línea magenta a rayas cortas), considerando un valor de $\psi = 15°$ fijo a lo largo de la órbita. La bondad del ajuste es $\chi^2 \sim 17$ (3 dof; curva verde) para las observaciones de 2003–2004, y $\chi^2 \sim 1.9$ (4 dof; curva naranja) para las de 2008–2009.

Calculamos la emisión del sistema para varias épocas. Primero, para cuando la distancia entre las dos estrellas era D (la distancia en la época de las observaciones del 2008), obteniendo un buen ajuste con un $\chi^2 = 1.9$ (3 dof). Para ver si estos resultados son consistentes en el tiempo, calculamos la emisión en radio esperada para épocas anteriores de observación, 2003–2004, cuando la distancia entre las componentes era $\approx 1.5\,D$. Obtenemos un ajuste pobre con $\chi^2 = 17$ (4 dof), lo que muestra que un error en los flujos de un $\sim 25\,\%$ surge de la suposición de que ζ_B, $\gamma_{\rm min,e}$, α, y $f_{\rm NT}$ permanecen constantes en el tiempo. Repetimos los cálculos para distancias más cortas, $D/3$ ($\sim$ 2016, 2020), y $D/10$ ($\sim$ 2018, pasaje por el periastro). Las desviaciones de las predicciones con respecto a las observaciones del 2003–2004 muestran que la suposición de mantener constantes los parámetros sólo nos permite obtener estimaciones válidas a orden de magnitud y conclusiones cualitativas. En la Fig. 4.6 mostramos la evolución temporal de la emisión en radio. El flujo a 2.3 GHz se hace más débil con el tiempo debido a la FFA, ya que los fotones deben atravesar regiones más densas (y por lo tanto opacas) del viento. Este efecto de absorción se hace menos significativo a frecuencias altas, mientras que el flujo intrínseco se vuelve más alto. Concluimos que cerca del pasaje por el periastro la emisión sincrotrón en radio no es observable. Futuras campañas observacionales deben tener en cuenta que la región se volverá transparente primero a frecuencias más altas (por ej., a 8.6 GHz en el $\sim$ 2020). Predecimos un corte en la SED a radio-frecuencias debido a FFA. También notamos que en un futuro un poco más lejano ($\sim$ 2022), observaciones con buena sensibilidad a bajas frecuencias (debajo de 1 GHz) pueden permitir discriminar si la caída en el espectro se debe únicamente debido a un corte a bajas energías en los electrones, o si está dominada por FFA (en cuyo caso el espectro a bajas frecuencias es más empinado).

En la Fig. 4.7 mostramos las distintas componentes de la SED y la suma total para dos épocas distintas –época de observación en radio y de pasaje por el periastro–, junto con algunas curvas de sensibilidad instrumental[(iii)]. La intensidad de los campos de fotones

[(iii)] La curva de sensibilidad de *NuSTAR* fue adaptada de [158], mientras que la de *Fermi* fue extraída de `http://fermi.gsfc.nasa.gov`, y la de CTA de [159].

estelares se incrementa a medida que las estrellas se acercan. En consecuencia, el tiempo de enfriamiento IC disminuye, por lo que la luminosidad IC se incrementa y la $E_{\rm max,e}$ disminuye un poco. Predecimos que el sistema será detectable en R-X duros y R-γ de HE cerca del pasaje por el periastro, aún si $f_{\rm NT}$ es un orden de magnitud menor al valor asumido. La producción de fotones de VHE será baja e indetectable con los instrumentos actuales o en desarrollo.

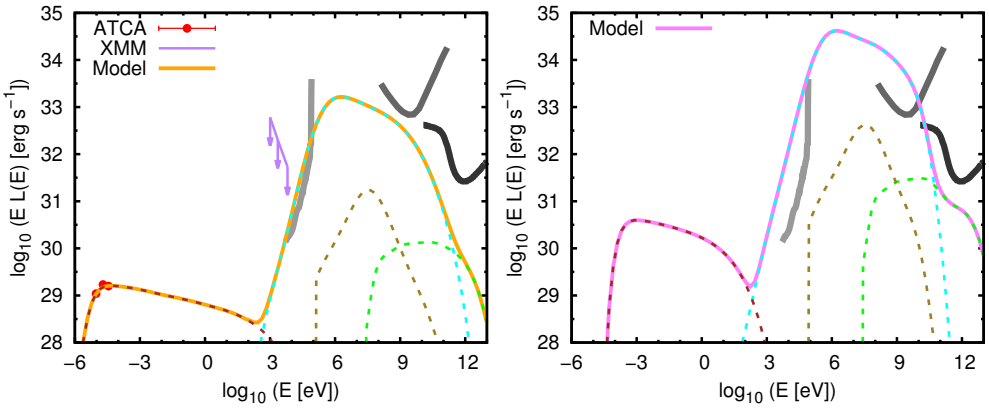

Figura 4.7. Ejemplo de las SEDs para la época de las observaciones en radio (*izquierda*), y cerca del pasaje por el periastro (*derecha*). Mostramos los datos de las observaciones en radio de ATCA (2008–2009), y los UL en el flujo observado en R-X [146]. Las líneas a rayas indican la contribución sincrotrón (marrón), IC (cyan), Bremsstrahlung relativista (oliva), y p-p (verde); la curva sólida es la emisión total. Mostramos las sensiblidades instrumentales de 1-Ms *NuSTAR* (gris), 4-años *Fermi* (gris oscura), y 50-h CTA (negra).

4.3.2.4. Escenario con campo magnético de equipartición

Aquí aplicamos el mismo modelo que en la Sec. 4.3.2.3, pero considerando un valor de ζ_B que corresponda a un escenario con un campo magnético extremadamente alto. Exploramos el caso límite en que $\zeta_B = 1$, lo cual corresponde a equipartición entre las densidades de energía magnética y térmica en la WCR. Notamos que bajo estas condiciones el campo magnético sería dinámicamente relevante ya que la presión magnética es una fracción significativa de la presión total en la región post-choque. Pese a esto, no alteramos las prescripciones adoptadas para las propiedades del fluido, ya que nuestro enfoque fenomenológico de las mismas busca sólo obtener una aproximación grosera de las propiedades del gas en el choque. Nuestra intención no es realizar un modelo preciso de la emisión, sino simplemente dar una descripción semi-cualitativa de este escenario extremo y obtener estimaciones groseras de los parámetros físicos relevantes. Fijar $\zeta_B = 1$ implica $B \sim 1$ G, y campos magnéticos superficiales de $B_{\star,1} \sim 1.3$ kG y $B_{\star,2} \sim 2.2$ kG. Notamos que valores tan altos de $B_\star$ nunca han sido medidos en PACWBs [113], lo cual sugiere que en este escenario el B es amplificado *in situ*. Dado que el B es más intenso que el considerado en la Sec. 4.3.2.3, el valor de $\gamma_{\rm min,e}$ necesario para explicar la disminución del flujo a bajas frecuencias no es tan alto; obtenemos $\gamma_{\rm min,e} \approx 20$. Tomando $f_{\rm NT} \approx 10^{-4}$ obtenemos un ajuste del espectro observado en radio con $\chi^2 = 2.1$, aunque este valor tan pequeño de $f_{\rm NT}$ está cerca del mínimo esperable para CWBs [65].

La tasa de enfriamiento sincrotrón es $t_{\rm sin} \approx t_{\rm IC}$ para $E_{\rm e} < 10$ GeV, cuando las interacciones IC ocurren en el régimen de Thomson, y $t_{\rm sin} < t_{\rm IC}$ para $E_{\rm e} > 10$ GeV, cuando las interacciones IC ocurren en el régimen de K-N. Por lo tanto, la mayor parte de la radiación NT es producida en fotones de bajas energías y la luminosidad R-γ es baja. El valor obtenido de $L_\gamma \lesssim 10^{31}$ erg s^{-1} es $\sim 10^4$ veces menor que el obtenido en la Sec. 4.3.2.3. Esto es

consistente con que estamos utilizando un valor 10^4 veces mayor para ζ_B y con la relación $L_{\rm IC}/L_{\rm sin} \propto \zeta_B^{-1}$ (por ej., [155]). Mostramos la SED para este escenario en distintas épocas en la Fig. 4.8. Además, en dicha figura se realiza una comparación con las SEDs obtenidas con los escenarios de las Secs. 4.3.2.3 y 4.3.2.5, y otros casos intermedios no discutidos aquí. Podemos ver que en este escenario de campo magnético intenso HD 93129A no sería detectable con los observatorios de R$-\gamma$ actuales ni en desarrollo.

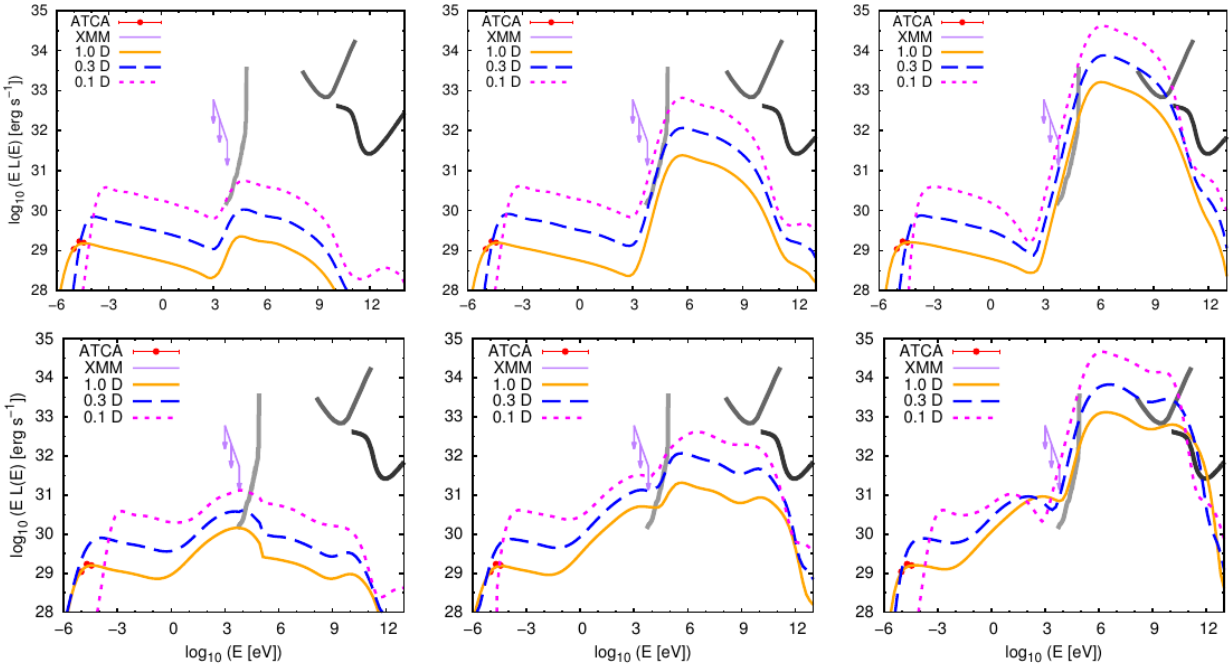

Figura 4.8. Las SEDs para un B intenso (*izquierda*), intermedio (*centro*), y bajo (*derecha*). Los paneles de *arriba* corresponden a distribuciones de electrones con un índice de inyección constante, mientras que en los de *abajo* tiene un endurecimiento a altas energías (Sec. 4.3.2.5). Las curvas de color representan la suma de las contribuciones de sincrotrón, IC, Bremsstrahlung relativista y p-p. La curva sólida naranja corresponde a la época de las observaciones ($\sim$ 2008), la azul a rayas largas aproximadamente a la etapa previa/posterior al periastro ($\sim$ 2016 o $\sim$ 2020) y la magenta a rayas cortas al pasaje por el periastro ($\sim$ 2018). También mostramos los datos en radio del 2008 (puntos rojos), el UL en el flujo en R-X derivado por [146] (flechas lilas), y las sensibilidades instrumentales de 1 Ms *NuSTAR* (gris), 4 años de *Fermi* (gris oscuro) y 50 h CTA (negra). Figura extraída de [160].

4.3.2.5. Escenario óptimo

En este caso fijamos el espectro de partículas de altas energías de manera tal de optimizar la emisión NT. Básicamente, utilizamos los mismos parámetros que los del escenario de la Sec. 4.3.2.3 pero considerando que los electrones con un factor de Lorentz $\gamma_{\rm e} > 7 \times 10^3$ son acelerados con un espectro $p = 2$. Esta puede ser una suposición razonable en vistas de lo discutido en la Sec. 4.2.2. La emisión a frecuencias de radio es similar a la del caso de la Sec. 4.3.2.3; la mayor diferencia es una emisión IC más alta en R-γ, como puede verse en la Fig. 4.8. A energías de fotones cercanas a 10 GeV, la fuente estaría dentro de las capacidades de detección de *Fermi* cuando la binaria esté cerca del periastro. A energías $\epsilon > 100$ GeV, la fuente podría ser detectada por CTA (si su construcción finalizara antes del 2020). El valor de $\gamma_{\rm e}$ al que se da el cambio de pendiente fue seleccionado simplemente para ilustrar las chances de detección de la fuente a altas energías bajo condiciones óptimas.

Como se muestra en la Fig. 4.8, la presencia de un endurecimiento en el espectro de electrones conlleva a un endurecimiento del espectro en R-γ que, de ser detectado, confirmaría la existencia del mismo. No obstante, el parámetro del modelo más determinante del nivel de emisión en R-γ es la intensidad del campo magnético, y una detección en R-γ parece posible sólo si el mismo es relativamente bajo.

4.3.2.6. Escenario hadrónico

Los pares secundarios creados en interacciones p-p podrían dar cuenta de buena parte de la emisión en radio (por ej., [161]). Para explorar esta posibilidad, consideramos el caso más favorable en que casi la totalidad de la potencia cinética de los vientos disponible en la WCR es destinada a la aceleración de protones ($f_{\rm NT,p} \approx 1$). En este caso, dadas las condiciones de la densidad en el viento chocado, la luminosidad del proceso para protones inyectados con $p \sim 3.2 - 2$ es $L_{\rm pp} \sim 3 \times 10^{30} - 7 \times 10^{31}$ erg s^{-1} (las luminosidades más altas se obtienen para valores altos de ζ_B). Teniendo en cuenta que la luminosidad inyectada en pares secundarios es $L_{\rm e^\pm} = \kappa\, L_{\rm pp}$, con $\kappa \approx 0.25 - 0.5$ dependiendo del valor de p [35], la luminosidad sincrotrón de los pares en la banda de radio puede estimarse como

$$L_{\rm e^\pm,sin} \sim \kappa\, L_{\rm pp} \frac{t_{\rm esc}}{t_{\rm sin}}\,. \tag{4.8}$$

Los pares $\rm e^\pm$ son creados con una distribución en energías inicial similar a la de los protones primarios. Para el tiempo de escape, estimamos $t_{\rm esc} = D_\star / v_{\rm esc} \sim 3 \times 10^6$ s, donde $D_\star$ es la distancia de la WCR a la estrella más cercana, y $v_{\rm esc}$ es la velocidad típica del viento chocado. El tiempo de enfriamiento por sincrotrón de los pares depende de su energía y del campo magnético. Para pares que producen radiación sincrotrón a las frecuencias observadas obtenemos que $t_{\rm sin} \sim 10^{10}$ s para $B \sim 0.01\, B_{\rm eq}$, y $t_{\rm sin} \sim 10^6$ s para $B \sim B_{\rm eq}$. Por lo tanto, si $B < 0.1\, B_{\rm eq}$, tenemos que $L_{\rm e^\pm,sin} < 10^{29}$ erg s^{-1} $= L_{\rm sin,obs}$, i.e., demasiado bajo para dar cuenta de la luminosidad observada. Si, en cambio, $B > 0.1\, B_{\rm eq}$, entonces $L_{\rm e^\pm,sin} \gtrsim L_{\rm sin,obs}$. No obstante, un B tan alto implica una luminosidad sincrotrón de los primarios excesivamente alta, a menos que sólo una minúscula cantidad ($< 10^{-3}$ si $B = 0.1\, B_{\rm eq}$, $< 10^{-4}$ si $B = B_{\rm eq}$) de la potencia inyectada en CRs es transferida a electrones.

En conclusión, aún en el caso extremo en que $f_{\rm NT} = 1$ (el cual está lejos de ser realista) no podemos explicar satisfactoriamente el espectro observado en radio con un origen hadrónico a menos que $B \gtrsim 0.1\, B_{\rm eq}$ y $f_{\rm NT,e} < 10^{-3}$ en la WCR. No obstante, una pequeña contribución a la emisión por parte de pares secundarios no puede ser descartada.

4.3.3. Campaña observacional

El trabajo desarrollado por [132] alentó la participación en una campaña observacional multifrecuencia dedicada al sistema HD 93129A, cuyo mayor énfasis está puesto en torno al pasaje por el periastro previsto para mediados–fines del 2018. Las predicciones de los modelos teóricos sugieren que la intensidad de la emisión de la WCR en las bandas de R-X y R-γ será máxima durante el pasaje por el periastro, por lo que esa es la mejor (y única, dado el largo periodo de la binaria) oportunidad de la que disponemos para observar esta fuente.

En los modelos presentados existe una degeneración entre la cantidad de energía depositada en CRs (particularmente en electrones) y la intensidad del campo magnético. Como puede verse en la Fig. 4.9, observaciones en el rango de los R-X duros pueden romper dicha degeneración, y ayudar a determinar el valor de B y parámetros relacionados con la física de aceleración de partículas.

La campaña cuenta con un proyecto de observación conjunta con los satélites *Chandra* y *NuSTAR*. El satélite *Chandra* tiene un excelente poder resolvente, el cual es necesario para estimar la contribución de fuentes espurias del *background* y para medir el espectro térmico, mientras que el satélite *NuSTAR* es el único capaz de detectar los R-X duros de origen NT. Las observaciones con estos instrumentos se realizan de forma cuasi-simultánea y se están llevando a cabo durante el 2018 (PI del Palacio). A su vez, también se ha obtenido tiempo de observación con el satélite de R-γ *AGILE* para observar en esta época (PI Romero). El objetivo principal de la campaña es la detección de emisión NT de altas energías en una PACWB aparte de η-Car, lo que permitiría avanzar en la comprensión de las PACWBs como progenitoras de CRs y su contribución al cielo en R-γ.

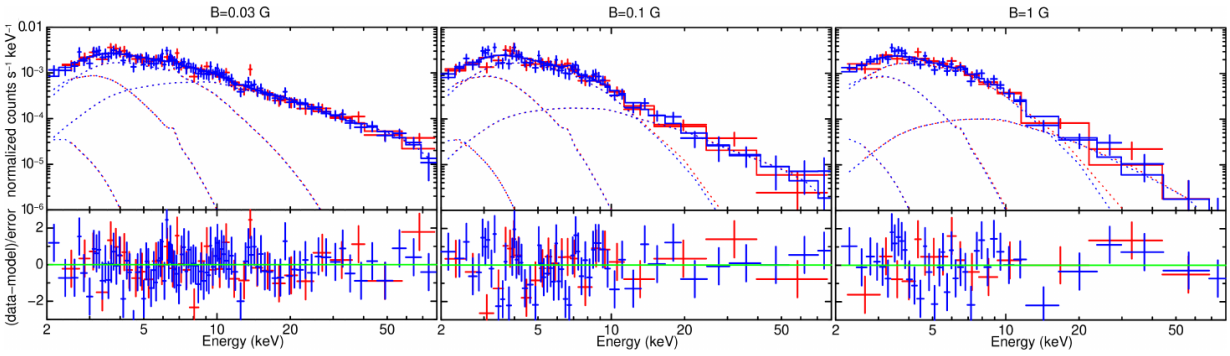

Figura 4.9. Espectros sintéticos en R-X duros para un B bajo (*izquierda*), intermedio (*centro*), y alto (*derecha*) observables con *NuSTAR* con exposiciones de 20 ks (rojo) y 50 ks (azul). La emisión térmica fue re-escalada a un factor 2 más intensa que la de las observaciones con *XMM-Newton* del 2015 (no mostradas), mientras que la emisión IC NT fue calculada con el modelo de la Sec. 4.2. Las diferencias en el espectro a $\epsilon > 20$ keV se encuentran tanto en el índice espectral (más blando para B alto) como en el flujo integrado (menor para B alto). El total de cuentas para 50 ks de exposición a $\epsilon > 10$ keV son ~ 800 si B es bajo y ~ 50 si B es alto.

4.3.4. Conclusiones

En este trabajo hemos estudiado en detalle la información provista por las observaciones de la PACWB HD 93129A. Hemos desarrollado un modelo leptónico que reproduce razonablemente bien las observaciones en radio, en el cual la disminución en el flujo a bajas frecuencias se explica por medio de una combinación de FFA en los vientos estelares y un corte a bajas energías en la distribución de electrones. También presentamos argumentos basados en la morfología de la emisión en radio para favorecer un ángulo de observación $\psi < 45°$.

El conocimiento limitado (o hasta escaso) de los parámetros físicos de la fuente, junto con una degeneración en los parámetros libres del modelo ($f_{\rm NT,e}$ y ζ_B) hacen que sea imposible determinar con precisión la física NT en HD 93129A. Aún así, los resultados presentados en este trabajo lograron proveer una buena base teórica para observaciones en altas energías de la fuente, y también para futuras campañas de observación en radio. En particular, futuras observaciones en radio en el rango de $0.5 - 10$ GHz pueden ayudar a confirmar el mecanismo por el cual se produce la caída del flujo a bajas frecuencias. Por otro lado, observaciones en el rango de los R-X duros ($10 - 70$ keV) pueden proveer restricciones fuertes en los parámetros libres de nuestro modelo, tal como la cantidad de energía transferida a partículas NTs y la intensidad del campo magnético en la WCR. Esta información, a su vez, es relevante en el contexto de la física de aceleración de CRs y posibles mecanismos de amplificación de campo magnético.

Hemos demostrado que valores moderados del campo magnético superficial ($B_\star < 50$ G) pueden ser suficientes para dar cuenta de la emisión sincrotrón observada en la WCR, incluso si no actúan procesos de amplificación del campo magnético además de la compresión adiabática. No obstante, si el campo magnético es de hecho intenso (como sugeriría una no detección de la fuente en R-X y/o R-γ durante el periastro), entonces es factible que estén operando mecanismos de amplificación del campo.

Predecimos que HD 93129A es una buena candidata para ser detectada durante el pasaje por el periastro por satélites de R-γ como *Fermi* y *AGILE*, aunque la fuente no sería particularmente intensa y se encuentra en una región del cielo con mucha contaminación de *background* (por ejemplo, η-Carinae se encuentra a sólo unos 10' de distancia y es una fuente de R-γ). Detecciones en este rango de energías permitirían restringir mejor el índice espectral de la distribución de electrones a altas energías. Considerando la posibilidad de un endurecimiento en el espectro de electrones a altas energías, la detección de HD 93129A en R-γ parece viable siempre y cuando se cumpla que $f_{\rm NT} \gtrsim 10^{-2}$ y $\zeta_B \lesssim 10^{-3}$.

Esperamos que la campaña observacional en marcha logre confirmar (o refutar) en un futuro cercano al menos algunos de los puntos arriba mencionados.

4.4. Investigación de polarización en binarias masivas

Un número considerable de PACWBs exhiben emisión NT en la banda de radio que, de acuerdo a la física NT que conocemos, sólo puede deberse a radiación sincrotrón (Sec. 2). La presencia de partículas relativistas se explica naturalmente por la presencia de choques fuertes en los que puede operar el mecanismo de DSA. Si el campo magnético en la WCR está ordenado, su componente paralela al frente de choque debería estar amplificada, y la emisión sincrotrón resultante estaría polarizada (Sec. 2.4.1). No obstante, dicha polarización nunca ha sido medida.

La polarización de la emisión sincrotrón de una fuente puede proveer información útil e inaccesible de otras formas sobre las condiciones en la fuente [162]. Una determinación precisa del grado de polarización (PD, por sus siglas en inglés) permite, en principio, distinguir entre diferentes escenarios. Si el PD observado es de un $\sim 20 - 70\,\%$, esto aporta evidencia concluyente sobre el origen sincrotrón de la emisión NT y restringe el grado de turbulencia en el plasma. En cambio, si no se detecta polarización (i.e., PD$\lesssim 1\,\%$) y no resulta posible atribuir dicho fenómeno a efectos de transporte o instrumentales, entonces el modelo estándar de PACWBs –aceleración por DSA y emisión de radiación sincrotrón– podría necesitar ser reformulado. En conclusión, estudios polarimétricos de PACWBs pueden aportar nueva evidencia que nos permita mejorar nuestro conocimiento de la física de PACWBs.

En esta sección resumimos los resultados presentados en [163] y estudios aún en desarrollo relacionados con este fenómeno.

4.4.1. Polarización de la radiación

Los mecanismos de aceleración de CRs generan una población de electrones de altas energías que siguen una distribución de tipo ley de potencias con un índice espectral típicamente cercano a $p \sim 2$ (Sec. 2.2). La radiación sincrotrón emitida por una distribución de electrones de este tipo puede tener una polarización intrínseca cercana a $\Pi_{\rm i}(p) \sim 70\,\%$ (la dependencia con p de esta cantidad es débil). No obstante, un campo magnético turbulento puede disminuir significativamente el PD. Si el campo magnético ambiente se descompone en una componente

desordenada $B_{\rm r}$ y una componente ordenada B_0, el PD observado a una frecuencia λ es [164]:

$$\Pi_{\rm obs}(p,\lambda) = \Pi_{\rm i}(p)\,\frac{B_0^2}{B_0^2+B_{\rm r}^2}\,\xi(\lambda), \tag{4.9}$$

donde la función $\xi(\lambda)$ tiene en cuenta posibles efectos de depolarización (Sec. 4.4.3.1). Dado que las líneas de B están congeladas en el plasma, la componente $B_{\rm r}$ está ligada al grado de turbulencia en la WCR, medido por el cociente $B_{\rm r}/B_0$. Luego, la PD está estrictamente relacionada con el grado de turbulencia, y un valor pequeño de PD puede ser evidencia indirecta de un medio altamente turbulento.

4.4.2. Adaptación del modelo para reconexión magnética

Se piensa que el mecanismo más viable para dar cuenta de la aceleración de CRs en PACWBs es DSA [165, 129, 139, 136]. No obstante, la MR (Sec. 2.2.2) también podría operar en estos sistemas [166]. Para que la DSA opere eficientemente, un choque fuerte, movimiento turbulento del plasma y un campo magnético desordenado son requeridos. Es esperable que el plasma desarrolle inestabilidades cerca de la CD [133], lo cual provee la turbulencia requerida en este escenario; no obstante, una turbulencia demasiado alta podría debilitar el choque y por lo tanto reducir la eficiencia de la DSA. Por otro lado, para que la MR sea eficiente hacen falta movimientos turbulentos de pequeña escala [22], por lo que este mecanismo no puede ser descartado en regímenes turbulentos (por ej., [114]). Vale notar, además, que no requiere un B intenso para que pueda operar la DSA [167], a diferencia del caso de MR.

Por lo antes expuesto, para que la aceleración de partículas ocurra por MR y no por DSA, adaptamos el modelo descrito en la Sec. 4.2. Para ello hay que readaptar cuál es la energética para las partículas relativistas y cuál es su tasa de aceleración. Para ello asumimos que un $\sim 4\,\%$ de la energía liberada en la MR es aprovechada en la aceleración de electrones relativistas ([26] y referencias allí), y consideramos que la eficiencia de aceleración viene dada por la Ec. (2.12), asumiendo una velocidad de reconexión $v_{\rm rec} = 0.6 v_{\rm A}$ [82].

4.4.3. Estudios observacionales

A continuación describimos las campañas observacionales relacionadas con este tema en la que hemos y estamos participando.

4.4.3.1. Ausencia de polarización en WR 146

Hemos llevado a cabo un estudio pionero de búsqueda de polarización lineal en la PACWB WR 146. Los resultados de este trabajo fueron presentados en [163]. A continuación detallamos los aspectos más relevantes de dicho trabajo.

WR 146: WR 146 es el sistema con una estrella WR más brillante a radio-frecuencias en el catálogo de [65], y fue la cuarta en ser asociada a una fuente NT [168]. Este sistema se encuentra a una distancia de 1.2 kpc y se cree que está conformado por una WC6 y una O8 [169]. Observaciones de VLBI con MERLIN a 5 GHz [170] muestran una fuente NT al norte de la estrella primaria. Observaciones con VLBA en 1.4–43 GHz fueron presentadas por [125]. Las observaciones a 43 GHz revelan dos componentes estelares separadas por aprox. 0.2 arcsec, correspondientes a las dos estrellas. Las observaciones a 1.4 GHz y 5 GHz revelan una fuente NT localizada entre medio de estas dos componentes, más cerca de la secundaria. El sistema ha sido monitoreado durante una década con el WSRT a 350 MHz y 1.4 GHz. Una variabilidad con un periodo de 3.38 años sugiere la presencia de una tercera componente que modula el viento de la estrella O [171].

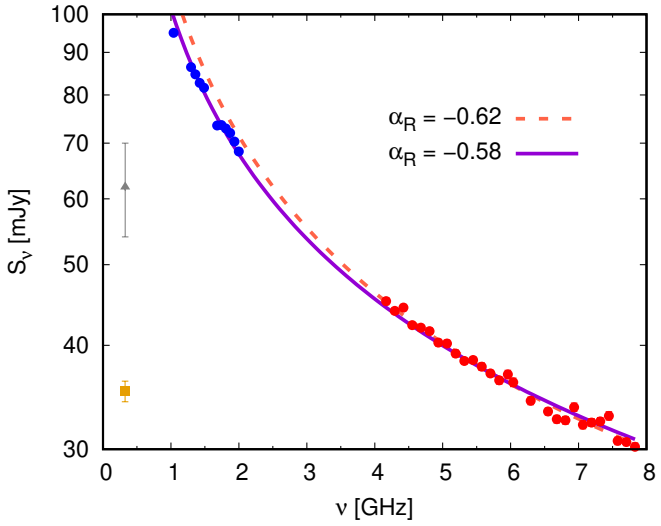

Figura 4.10. Observaciones en radio de WR 146 en banda L (puntos azules) y banda C (puntos rojos). Mostramos un ajuste espectral $S_\nu \propto \nu^{\alpha_R}$ a todos los datos (línea púrpura sólida) y sólo a los datos de banda C (línea naranja a rayas). También mostramos los flujos medidos a 327 MHz por [172] (triángulo gris) y por Benaglia & Ishwara-Chandra en el 2014 (comunicación privada; cuadrado amarillo).

Observaciones: Hemos observado el sistema WR 146 utilizando el JVLA (Proyecto 15A-480, PI del Palacio) en arreglo B, con observaciones polarimétricas en dos bandas de frecuencias: 1.5 GHz (20 cm, banda L) y 6 GHz (5 cm, banda C), con anchos de banda de 1 GHz y 4 GHz, respectivamente.

Detectamos a WR 146 como una única fuente, espacialmente no resuelta, en los mapas de intensidad total a 20 cm y 5 cm. La densidad de flujo medida es 79.8 ± 1.6 mJy a 1.52 GHz y 35.7 ± 0.7 mJy a 6.00 GHz (los errores reportados incluyen sistemáticos en el flujo absoluto del orden del 2 %). El espectro obtenido se muestra en la Fig. 4.10; el mismo muestra evidencia marginal de un *turnover* a 1.5 GHz. El índice espectral obtenido a partir de los flujos en todas las frecuencias es $\alpha_R = -0.58 \pm 0.02$, pero dado que es posible que las frecuencias más bajas estén afectadas por absorción, también realizamos un ajuste únicamente en las frecuencias más altas (banda C), obteniendo un índice un poco más blando de $\alpha_R = -0.62 \pm 0.02$ (Fig. 4.10). Para resaltar el posible *turnover*, en la Fig. 4.10 (y en la posterior Fig. 4.12) también graficamos las mediciones a 327 MHz de Benaglia & Ishwara-Chandra (comunicación privada; observadas con el GMRT en Oct. 2014) y de [172], donde el corte se vuelve más pronunciado. Notamos que estos datos no son contemporáneos con nuestras observaciones por lo que no se espera que coincidan con nuestro ajuste (recordar que la fuente es variable). La distribución de electrones tiene un índice $p = -2\alpha_R + 1 \simeq 2.3 \pm 0.1$, que al ser $p < 2.5$ está en acuerdo con el índice de inyección esperable para MR [27].

Aplicación del modelo de MR: Considerando únicamente el efecto de la turbulencia en el campo magnético en la Ec. (4.9), las cotas de PD observadas en WR 146 implican $B_r/B_0 > 8$. Ante estas condiciones es de esperar que los choques estén severamente debilitados [173] y que la DSA no opere eficientemente, lo que implicaría que la MR podría ser el principal mecanismo de aceleración al menos en esta PACWB.

En el modelo de MR, la aceleración depende fuertemente de B. En S1 (el choque más cercano a la estrella primaria; ver Fig. 4.2) no ocurre aceleración eficiente de partículas, mientras que en S2 (el choque más cercano a la secundaria) los electrones alcanzan energías

de hasta $\sim$ 100 GeV (Fig. 4.11); este valor está limitado por pérdidas IC con los fotones estelares.

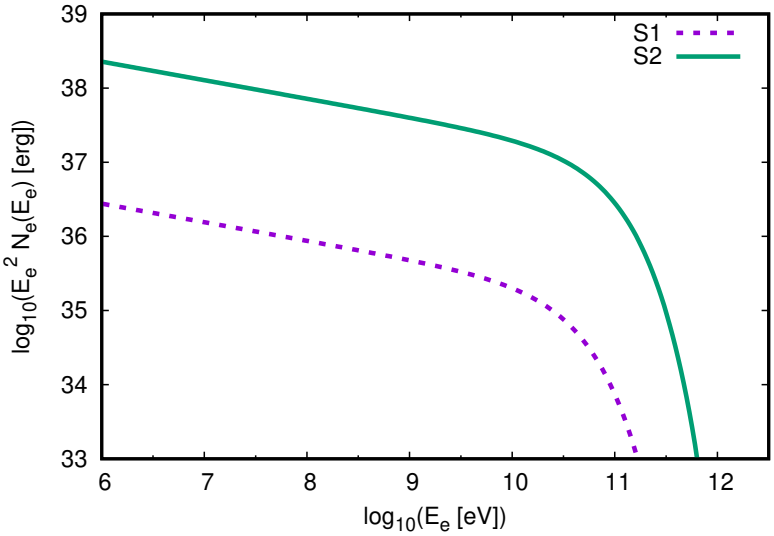

Figura 4.11. Distribución en energías de los electrones en los choques de WR 146. El choque reverso del viento de la primaria (S1) es menos eficiente que el de la secundaria (S2) para acelerar CRs.

Para los parámetros físicos del sistema puede verse que, siempre y cuando la estrella primaria (WR) no esté extremadamente magnetizada ($B_{\star,1} < 2000$ G) o que no ocurra una amplificación muy eficiente de B en el S1, la emisión NT sincrotrón está completamente dominada por el S2, es decir, B_2 es el único campo magnético relevante. Ajustar los flujos observados requiere que en S2 la densidad de energía del campo magnético sea del 38 % de la densidad de energía térmica, lo que corresponde a un campo $B_2 \sim 150$ mG y $\eta_{\rm ac} \sim 10^{-7}$. Para valores típicos del radio de Alfvén, $r_{\rm A} = R_2$, y una velocidad de rotación de la estrella $V_{\rm rot} = 250$ km s^{-1}, esto implica un valor máximo de $B_{\star,2} \leq 800$ G; esta condición se relaja si hay amplificación de B en S2. La Fig. 4.12 muestra un buen acuerdo entre nuestro modelo y las nuevas observaciones en radio. Algunos aspectos de las observaciones no simultáneas también se reproducen cualitativamente, aunque no es claro si el corte a bajas frecuencias puede explicarse únicamente debido a FFA (el efecto R-T en este escenario es despreciable dado el alto valor de B_2). La luminosidad IC esperada no es muy alta y cae por debajo de los límites de detección de *Fermi* (4 años) y del CTA (50 h).

Procesos de depolarización La emisión sincrotrón puede ser depolarizada por varios efectos de transporte radiativo. En el caso de radio fuentes transparentes, el principal efecto es la rotación de Faraday (FR, por sus siglas en inglés). La FR altera el plano de polarización y puede reducir el grado de PD observado. [174] discuten los principales mecanismos que pueden producir depolarización de la emisión sincrotrón en radio. A continuación resumimos el análisis de los procesos más relevantes para PACWBs presentado en [163]. Para ser más conservadores, en dicho análisis suponemos un escenario con aceleración por DSA como en la Sec. 4.2, que no requiere un B tan intenso: $B_2 \sim 40$ mG es suficiente para ajustar el espectro en radio.

1. Polarización reducida debido a una fracción de emisión térmica: una contribución significativa de emisión térmica (no polarizada) puede reducir la PD observada. No obstante,

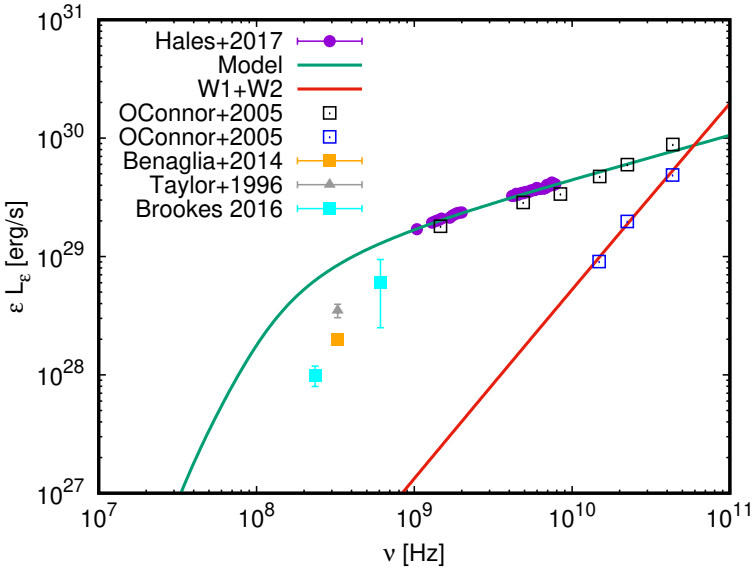

Figura 4.12. Los puntos violetas corresponden a las luminosidades en las bandas de 20 cm y 5 cm de [163], la curva verde continua es la emisión simulada considerando aceleración por MR y emisión sincrotrón atenuada por FFA en el viento estelar. También incluimos datos de [172] (triángulo gris), Benaglia & Ishwara-Chandra del 2014 (comunicación privada; cuadrado naranja), y de [125] de la emisión total (cuadrados negros) y la componente de los vientos (cuadrados azules). La línea roja representan la emisión f-f de los vientos estelares de acuerdo a la Ec. (8) de [49].

en el caso de WR 146 la contaminación térmica está debajo del 1 % en banda L y debajo del 5 % en banda C, por lo que este efecto no es relevante.

2. FR diferencial: cuando la emisión sincrotrón se origina en un plasma que contiene un campo magnético regular, la FR rota en distintos ángulos los planos de polarización de la radiación producida a diferentes "profundidades" dentro de la fuente. La emisión de regiones más profundas puede ser rotada significativamente respecto a la producida en la superficie, resultando en una disminución en el PD observado (por ej., ver [175] para un estudio de este efecto en SNRs). Este es un efecto que depende de λ. En el caso de WR 146, la separación orbital grande implica que los choques en la WCR son adiabáticos. Una estimación muy cruda a partir de los valores de densidad electrónica, campo magnético, y ancho de los choques, sugiere que este efecto puede ser relevante en caso que domine un B ordenado en la WCR.

3. Dispersión de Faraday interna: en la WCR coexisten electrones relativistas que emiten sincrotrón y un plasma térmico. En caso de que el plasma sea turbulento, radiación producida en líneas de la visual cercanas van a sufrir una FR aleatoria. Si el haz del telescopio engloba varias de estas celdas turbulentas, el PD observado disminuye. Este efecto depende de λ. Una estimación grosera de este efecto considerando $B_\mathrm{r} \sim B_z$ (con B_z la componente del campo en la dirección de la visual) y celdas turbulentas con tamaños del 10 % del ancho del choque, sugiere que la depolarización por este efecto podría ser significativa, aunque un tratamiento más detallado es necesario para llegar a conclusiones confiables.

4. Dispersión de Faraday externa: es un efecto similar al anterior, pero en este caso la FR se origina en un plasma térmico externo (el viento estelar) a la región que produce la radiación sincrotrón (la WCR). Este efecto depende tanto de la intensidad como

de la geometría del campo magnético estelar. Para campos magnéticos superficiales moderados ($B_\star \sim 200$ G), este efecto puede ser relevante, aunque su impacto depende fuertemente de la línea de la visual del elemento de superficie sobre la WCR considerado. Este efecto es menor si el campo magnético estelar es más bajo (para lo cual debería ocurrir amplificación de B en la WCR), y podría jugar un papel secundario en ese caso. Otras pantallas de Faraday externas en el ISM son despreciables en el caso de interés.

5. Gradientes de RM en el haz: este es un efecto similar a los efectos de dispersión anteriores, pero debido a una variación en la RM originada por un gradiente sistemático en el haz del instrumento. En nuestro caso, observamos un choque curvo que no está resuelto en el haz. Si hay un gradiente de RM a lo largo del choque los vectores de polarización dentro del haz pueden cancelarse, llevando a una depolarización. No esperamos que este efecto lleve a una depolarización completa de la emisión siempre y cuando la línea de la visual no coincida con el eje de simetría de la WCR (lo cual sólo podría ocurrir en algunas fases orbitales y si $i \sim 90°$).

Observaciones polarimétricas con alta resolución (VLBI) serían útiles para disminuir el impacto de algunos de los procesos mencionados.

Variabilidad de WR 146: El sistema WR 146 es una radiofuente variable [171]. La modulación orbital puede jugar un rol significativo en dicha variabilidad si la excentricidad y/o inclinación de la órbita son grandes [64]. Si la órbita es excéntrica, varían tanto las condiciones del plasma en la WCR como las condiciones del medio en que se propagan los fotones sincrotrón. Si i es grande, esto modulará la FFA de los fotones de bajas frecuencias según la fase orbital. Si $i \sim 90°$, la absorción será máxima durante la conjunción y mínima durante la cuadratura. No obstante, observaciones de VLBI de este sistema revelan que la WCR tiene una forma curva [125], lo cual sugiere una i más bien chica a menos que esas observaciones se hayan realizado en posiciones de la órbita cercanas a la cuadratura (en la Fig. 4.4 puede verse el impacto del ángulo de observación en la forma del mapa) .

Para explicar el pronunciado corte en el espectro que se ve en la Fig. 4.12, hay dos posibilidades: (i) El efecto se debe principalmente a la excentricidad de la órbita, en cuyo caso las observaciones a 325 MHz deberían corresponder a fases orbitales distintas que aquellas de las observaciones a 5 GHz (lo cual implica cierta coincidencia, dado que las observaciones fueron realizadas en fases al azar), o (ii) El efecto se debe a R-T, lo cual para el valor típico de $n_{e,2} \sim 10^6$ cm^{-3} en S2, requiere $B_2 \sim 50$ mG. Este valor de B_2 es demasiado pequeño para MR, y por lo tanto el corte es más consistente en el escenario de DSA. No obstante, remarcamos que nuestra interpretación del corte debido a FFA está sujeta a parámetros orbitales desconocidos; se requieren observaciones (cuasi)simultáneas a bajas (< 1 GHz) y altas (> 1 GHz) frecuencias para desentrañar esta ambigüedad.

Conclusiones: presentamos el primer estudio polarimétrico en radio para una CWB. Nuestra observación de WR 146 con el VLA reveló la ausencia de emisión linealmente polarizada a un nivel menor a 0.6 % en el rango de frecuencias 1–8 GHz. La ausencia de polarización podría deberse tanto a un campo magnético turbulento, como a mecanismos de depolarización relacionados con FR, o una combinación de estos procesos. Demostramos que, en principio, cualquiera de estos escenarios es posible. Sin embargo, no es claro que sea posible desarrollar el grado de turbulencia y campos magnéticos intensos ($B \sim 150$ mG) requeridos para que haya MR eficiente en una binaria de largo periodo como WR 146. Este escenario también tiene problemas en explicar el corte en el espectro a bajas frecuencias. Por lo tanto, favorecemos

un escenario en que las partículas se aceleran por DSA ($B \sim 40$ mG) y la depolarización se produce por otros mecanismos en vez de un campo magnético predominantemente irregular.

4.4.3.2. Observacionales en curso

Propuesta VLA: obtuvimos tiempo de observación con el VLA para repetir el experimento de detección de emisión polarizada en otras 5 PACWBs (PI del Palacio). Esperamos que estas observaciones nos ayuden a avanzar en el entendimiento de las condiciones físicas en la WCR de PACWBs en general.

Propuesta VLBA: obtuvimos tiempo de observación con VLBA en banda L para volver a observar la binaria WR 146, pero en este caso logrando resolver la WCR (PI Hales). La posibilidad de medir la polarización espacialmente resuelta en la WCR daría información sobre la topología del campo magnético en la WCR. Además, mediciones de la FR permitirían restringir mejor las propiedades de los vientos estelares y estimar de forma más confiable el impacto de los procesos de depolarización. Estas observaciones podrían aportar evidencia más robusta sobre el mecanismo de aceleración de CRs en PACWBs, puesto que si se detecta polarización se confirmaría que opera DSA bajo un B coherente, mientras que si no se detecta la emisión polarizada quedará abierta la posibilidad de MR y/o depolarización por otros procesos.

Capítulo 5

Estrellas masivas en sistemas con objetos compactos

En este capítulo nos enfocamos en el estudio de sistemas formados por una estrella de gran masa y un objecto compacto (OC).

5.1. Binarias de Rayos-γ

Varias fuentes Galácticas de R-γ se han identificado como sistemas binarios compuestos por una estrella temprana y un OC[(i)]. Algunos de estos sistemas han sido detectados desde radio hasta R-γ de HE ($\epsilon > 100$ MeV) y/o VHE ($\epsilon > 100$ GeV) [178, 179]. Se estima que hay alrededor de un centenar de estos objetos en la Galaxia (Dubus 2017). Dependiendo de la naturaleza y características del OC compañero, el sistema puede ser descrito como un microcuásar de alta masa (HMMQ, por sus siglas en inglés) o como una binaria con púlsar joven. En un HMMQ, el OC es un agujero negro de masa estelar o una estrella de neutrones con un campo magnético débil, capaz de acretar material de la estrella y lanzar *jets* relativistas (por ej.,[180, 181, 182, 108]). En una binaria con un púlsar joven, el OC es una estrella de neutrones con un campo magnético intenso y rápida rotación que genera un viento relativista; la interacción del viento relativista del púlsar con el viento estelar da lugar a fuertes choques donde puede operar la DSA (por ej.,[183, 184, 185, 186]). La insignia característica de la emisión NT en R-γ de estos sistemas es la modulación orbital con el periodo de la binaria. Esta variabilidad está asociada al movimiento del OC en torno a la estrella masiva. En conclusión, la estrella de gran masa y la configuración entre la estrella, OC y observador, juegan un rol crucial en la fenomenología NT observada (por ej.,[187, 188, 189]).

La radiación NT en binarias masivas con OCs es generada por partículas ultra-relativistas probablemente aceleradas en fuertes ondas de choque. La fuente de energía para estas partículas puede estar asociada a los *jets* en MQs o a los vientos de la estrella y/o el púlsar. Las partículas relativistas se enfrían localmente a través de interacciones con los campos de materia, magnético y de radiación ambientes [108]. La emisión resultante a altas energías por estas interacciones depende fuertemente de la estrella masiva, puesto que esta provee partículas objetivo para las interacciones, principalmente fotones UV para IC y átomos o núcleos para colisiones p-p. Destacamos que para condiciones típicas (campos de radiación y magnéticos relativamente intensos) los leptones se enfrían más eficientemente que los hadrones. Adicionalmente, hay que tener presente que la radiación γ generada en las regiones internas de estos sistemas es propensa a sufrir absorción en el campo de radiación estelar debido a

[(i)] Recientemente, incluso se ha detectado una de estas fuentes con un origen extragaláctico [176, 177].

creación de pares (Sec. 2.5.3)

El estudio de binarias de R-γ permite obtener conocimiento de procesos físicos en ambientes astrofísicos extremos. No obstante, aún hay muchas características desconocidas sobre mecanismos de aceleración de partículas, la estructura del emisor, y, en muchos casos, incluso la naturaleza del OC. Estas incertezas se manifiestan en la simplicidad de los modelos adoptados y en su incapacidad de predecir o interpretar en detalle la fenomenología observada en estas fuentes. Aprovechando las pocas suposiciones que un modelo de tipo *one-zone* requiere, en [190] exploramos en detalle la validez de su aplicación en binarias de R-γ. Esto resulta útil para bosquejar, a primer orden, las propiedades físicas de estos objetos.

En la Sec. 5.1.1 presentamos una herramienta simple pero robusta, basada en un modelo *one-zone*, para investigar exhaustivamente los efectos de la geometría emisor-estrella-observador, y diferentes pérdidas de energía, a la radiación resultante; en la Sec. 5.1.2 aplicamos esta herramienta al sistema LS 5039 para desarrollar un análisis más detallado; finalmente, en la Sec. 5.1.3 discutimos nuestros resultados en el contexto del estado observacional de LS 5039, y resumimos las principales conclusiones del trabajo [190].

5.1.1. Modelo *one-zone*

Aquí presentamos un análisis de carácter más bien informativo sobre las hipótesis que subyacen a los modelos *one-zone*, su validez para binarias de R-γ y los límites de su capacidad predictiva.

5.1.1.1. Descripción del enfoque

Como discutimos en la Sec. 2.3.1, un modelo *one-zone* describe una región emisora en la que las partículas relativistas son inyectadas homogéneamente y evolucionan bajo condiciones también homogéneas. Este modelo, pese a su simpleza, es capaz de incorporar los procesos físicos más relevantes de un dado sistema y reproducir las características principales de sus cantidades observables. De hecho, los modelos *one-zone* leptónicos han demostrado ser una herramiento robusta para estudiar la fenomenología en altas energías en sistemas binarios con estrellas de gran masa (por ej.,[191, 181, 188, 189, 192, 193, 194]).

Las binarias masivas con un OC pueden caracterizarse por la presencia de una estrella masiva y un acelerador de partículas relativistas relacionado con la presencia del OC. En [190] consideramos tanto a la estrella masiva como al acelerador como objetos puntuales y, por lo tanto, homogéneos. Adicionalmente, el acelerador y el emisor se consideran estacionarios y co-espaciales, ya que, simplificando mucho, se considera que los electrones no pueden recorrer grandes distancias mientras radían debido a sus cortas escalas de enfriamiento. Presentamos un esquema del modelo en la Fig. 5.1.

Consideramos que en el emisor se inyecta una distribución de electrones relativistas con $E_\mathrm{e} \geq 1$ MeV de la forma $Q(E_\mathrm{e}) \propto E_\mathrm{e}^{-2} \exp\left(-E_\mathrm{e}/E_\mathrm{e,max}\right)$. Esto es consistente tanto con la teoría de DSA (Sec. 2.2) como con la evidencia observacional en R-X para LS 5039 (por ej.,[192, 194]). Los electrones relativistas interactúan con el B del emisor y con el campo de fotones UV estelar produciendo radiación a lo largo de todo el espectro electromagnético. El valor de $E_\mathrm{e,max}$ se puede obtener como se discute en la Sec. 2.2.3; no obstante, por simplicidad en [190] fijamos $E_\mathrm{e,max} = 30$ TeV, ya que este es el valor esperado en la fuente LS 5039 [188].

Los electrones pueden perder energía a través de procesos no radiativos, en particular enfriamiento adiabático, o pueden escapar de la fuente. El tiempo característico de escape es $t_\mathrm{conv} = d/v$ [192], donde para d se adopta la distancia del emisor a la estrella (un límite superior holgado para el tamaño del emisor) y v es la velocidad del fluido en que se encuentran inmersas las partículas relativistas. Los procesos radiativos dominantes son IC y sincrotrón,

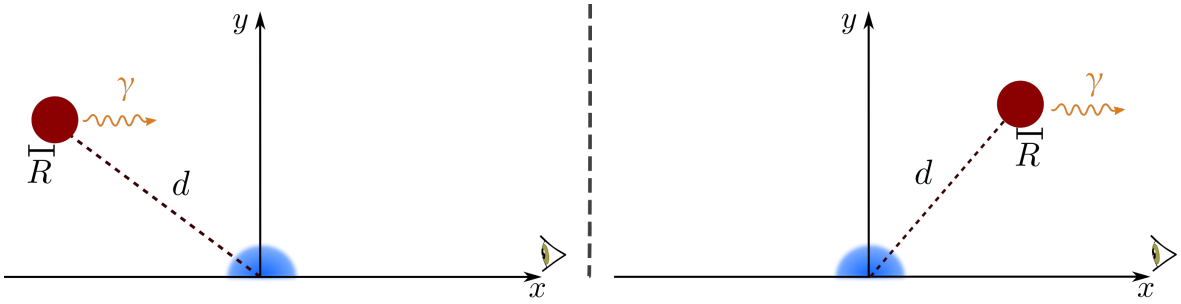

Figura 5.1. Esquema del modelo *one-zone* considerado en [190]; la estrella masiva se encuentra en la posición $(0, 0)$, y se señalan el radio del emisor (R) y su distancia a la estrella (d). El panel de la *izquierda* corresponde a un emisor "detrás" de la estrella, mientras que el de la *derecha* a uno "delante" de la misma.

mientras que la absorción dominante es por creación de pares a partir de interacciones entre R-γ de VHE y fotones UV estelares (por ej.,[43, 31, 195]). Notar que el IC entre fotones UV y electrones con $E_e > 1$ TeV ocurre en el régimen de K-N, y por lo tanto calculamos la emisión IC utilizando expresiones válidas también en ese régimen.

En [190] no consideramos reprocesamiento radiativo en la forma de cascadas electromagnéticas ni como emisión de pares secundarios. También hemos asumido que el fluido emisor no es considerablemente relativista, lo que corresponde al caso de un choque estático en un *jet* o en una región de colisión de vientos, por lo cual no hemos incluido efectos de *Doppler boosting*[(ii)]. Dado que estas suposiciones pueden tener un impacto considerable en los resultados, en la Sec. 5.1.3 discutimos más en detalle -pero a nivel cualitativo- estas cuestiones.

Bajo estas consideraciones, sólo tenemos dos parámetros libres en nuestro modelo:

- La velocidad del fluido que contiene a las partículas NTs, v. Esta es la velocidad con que las partículas NTs se escapan del sistema. Es razonable que el valor de v se halle entre la velocidad del viento estelar y la velocidad de la luz en el vacío, o sea en el rango $\sim 10^8$ – $c = 3 \times 10^{10}$ cm s^{-1}; en particular, exploramos los valores extremos $v = 10^8$ cm s^{-1} y $v = c$.

- El cociente de energía entre el campo magnético y el campo de fotones estelar, $\xi = u_{\rm mag}/u_{\rm rad}$. El rango de valores estudiado está entre $\sim 10^{-4}$ – 1, que abarca desde un enfriamiento sincrotrón despreciable a un caso en que es dominante; en particular, exploramos los valores $\xi = 10^{-4}$, 10^{-2} y 1.

5.1.1.2. Espectros, flujos y mapas

Dado que tanto la dispersión IC como la absorción por creación de pares dependen fuertemente del ángulo de interacción, la geometría emisor-estrella-observador juega un rol crucial en las SEDs resultantes. No obstante, el estudio de SEDs particulares no es lo suficientemente útil para explorar estos aspectos geométricos cuando la estructura y localización del emisor en el sistema no son conocidos. Alternativamente, podemos hacer uso de mapas para desplegar simultáneamente todas las posibles configuraciones espaciales del emisor. Para ello, primero se define una grilla con todas las posibles ubicaciones del emisor en torno a la estrella. Luego, se calcula la distribución de partículas y la SED (corregida por absorción) para el emisor en cada una de esas ubicaciones particulares. Una vez hecho esto, es posible extraer la propiedad

[(ii)] Este es un efecto de amplificación de la potencia recibida a causa del movimiento relativista del emisor.

que interesa estudiar en cada posición (por ej., un flujo en una banda específica) y desplegarla en forma de un mapa bidimensional (mapas similares para absorción de R-γ y aceleración de partículas fueron presentados por [196, 188, 197, 198]).

En [190] nos concentramos en las siguientes cantidades: el flujo total de energía en los rangos 0.3–10 keV ($F_{\rm X}$), 1–30 MeV ($F_{\rm MeV}$), 0.1–10 GeV ($F_{\rm GeV}$) y 0.1–10 TeV ($F_{\rm TeV}$); la luminosidad inyectada en electrones relativistas ($L_{\rm iny}$); el radio máximo del emisor normalizado a la distancia a la estrella (R/d). El valor de R lo obtenemos a partir de suponer un balance entre la presión del viento estelar y la presión de electrones NTs, siendo esta última un límite inferior a la presión en el emisor.

La comparación entre los flujos de energía predichos por el modelo y los observados resulta informativa respecto a la capacidad del modelo de captar la fenomenología radiativa de la fuente o no, aún sin tener en cuenta aspectos detallados de la SED. Esto nos permite inferir qué otro ingrediente puede ser necesario agregar al modelo, tal como la presencia de más poblaciones de partículas relativistas, varias regiones de emisión, o la relevancia de otros procesos físicos no contemplados. Más aún, la no detección de fuentes con ciertos niveles de flujo, o combinaciones de flujos en diferentes bandas, puede descartar la existencia de objetos con ciertas propiedades.

Las cantidades $L_{\rm iny}$ y R/d pueden dar indicios indirectos de falencias del modelo, ya sea porque el presupuesto energético es demasiado alto en comparación a lo que se conoce en las fuentes (si $L_{\rm iny} > 10^{37}$ erg s^{-1}), o porque se viola la suposición de fuente puntual (si $R \gtrsim 0.5\,d$). Lo primero puede sugerir *beaming* como una forma de relajar las restricciones energéticas, mientras que lo segundo probablemente apunta a la necesidad de un emisor extendido y con estructura; aunque también puede implicar que se deben descartar parámetros o posiciones que lleven a $R \gg d$.

Cuantificar la bondad del ajuste: En un mapa de emisión a un dado rango de energías, resulta inmediato identificar en qué posiciones se logra el mejor ajuste entre el flujo predicho y el observado. No obstante, no es tan directo cruzar la información reflejada en cada mapa de emisión individual. Para medir qué tan cerca está un modelo dado de poder ajustar el espectro total observado, necesitamos pesar el ajuste en cada banda y obtener un valor que represente el ajuste global. Esto último lo obtenemos utilizando un método de mínima desviación. Dado que en [190] no pretendemos ajustar detalladamente la curva de luz (i.e., flujo en función de la fase orbital), nos limitamos a tomar el valor medio del flujo en una banda como el valor a ajustar, y los valores mínimos y máximos del flujo observados en esa banda como los errores a 1σ. Luego, al calcular la SED para una dada ubicación del emisor, estimamos la desviación entre la SED observada y la calculada mediante un *test* de χ^2 con los puntos observacionales disponibles. Podemos repetir este procedimiento en cada posible ubicación del emisor para generar así un mapa de χ^2, el cual reúne la información del ajuste global de la SED.

5.1.1.3. El sistema LS 5039

El sistema LS 5039, ubicado a una distancia de 2.9 kpc [199], es una binaria de gran masa muy estudiada. Este objeto fue propuesto como una fuente de R-γ por [200] y confirmada como tal por [201]. Los parámetros de la estrella de este sistema son: temperatura efectiva $T_\star \simeq 3.9 \times 10^4$ K, radio $R_\star \simeq 9.3\,R_\odot$ [202] y velocidad terminal del viento $v_\infty \simeq 2400$ km s^{-1} [203].

La naturaleza del OC no está clara; su masa está estimada en $M = 3.7\,M_\odot$, pero este valor depende fuertemente de la poco conocida inclinación de la órbita [202]; además, las estructuras en radio detectadas por [204] pueden ser consistentes con un pulsar no acretante (no obstante, ver objeción de [186] a este escenario en un objeto similar). La órbita de LS 5039

tiene una excentricidad moderada, $e = 0.24 - 0.35$ [202, 205, 206], con un semi-eje mayor $a \approx 3.5\,R_\star$. En [190] adoptamos el valor de a como la escala espacial de la binaria.

El valor de $L_{\rm iny}$ en el sistema LS 5039 no es conocido, pero podemos fijarlo al valor necesario para reproducir los valores de los flujos en la banda del MeV o del GeV observados (no ambos simultáneamente). Notamos que el valor de los flujos en estas bandas de energía varía a lo largo de la órbita en un factor de unos pocos, pero podemos tomar valores intermedios de los mismos. Elegimos $F_{\rm MeV}$ y $F_{\rm GeV}$ como las cantidades más relevantes para caracterizar esta fuente puesto que estos valores son particularmente altos: $F_{\rm GeV} = 2.8 \times 10^{-10}$ erg cm^{-2} s^{-1} [207] y $F_{\rm MeV} = 2.6 \times 10^{-9}$ erg cm^{-2} s^{-1} [208]. Resulta informativo tratar de reconciliar ambos valores con un único modelo radiativo simple, o estudiar los requerimientos energéticos y tamaño del emisor que del mismo se desprenden. Por otro lado, los flujos observados en la bandas de R-X y TeV son: $F_{\rm X} \approx (0.5 - 1.3) \times 10^{-11}$ erg cm^{-2} s^{-1} [192] y $F_{\rm TeV} \approx (1.9 - 7.4) \times 10^{-12}$ erg cm^{-2} s^{-1} [209], dependiendo de la fase orbital.

Calculamos las SEDs y los mapas de las cantidades listadas en la Sec. 5.1.1.2 para los parámetros de LS 5039, explorando las distintas posibilidades para el campo magnético y la velocidad del emisor de acuerdo a los rangos discutidos en la Sec. 5.1.1.1.

Adoptamos un límite superior de $L_{\rm iny} \lesssim 10^{37}$ erg s^{-1}, que es aproximadamente lo requerido para dar cuenta de la luminosidad MeV inferida [208]. Valores más altos de $L_{\rm iny}$ entrarían en conflico con los dos posibles escenarios en LS 5039. Por un lado, para el escenario de HMMQ, es difícil reconciliar un emisor NT tan potente tanto con la falta de signos de acreción en el espectro en R-X, como con los modelos presentes de formación de *jets* [210, 211, 212]. Por otro lado, para el escenario de binaria con púlsar, la falta de evidencia de emisión térmica en R-X sugiere luminosidad de frenado del púlsar debajo de 10^{37} erg s^{-1} [213].

5.1.2. Resultados

Aquí presentamos un subconjunto de las SEDs y mapas obtenidos para LS 5039, seleccionados de manera tal de que sean ilustrativos para discutir la física en este sistema. El conjunto completo de resultados puede consultarse en [190].

5.1.2.1. Distribuciones espectrales de energía

Distintos factores considerados en [190] (intensidad del campo magnético, importancia de pérdidas no radiativas, posición del emisor) afectan al espectro resultante. Para dar una idea cualitativa de cuál es su impacto, mostramos en las Figs. 5.2 y 5.3 las SEDs para emisores con distintas ubicaciones y propiedades. Presentamos casos extremos para pérdidas no radiativas rápidas ($v = c$) o lentas ($v = 10^8$ cm s^{-1}), campos magnéticos altos o bajos ($\xi = 1$ o $\xi = 10^{-4}$, respectivamente, lo que -dependiendo de la ubicación del emisor- se traduce respectivamente en $B \sim 10$–10^2 G o ~ 0.1–1 G). Consideramos configuraciones emisor-estrella-observador más bien intermedias, con una distancia de la estrella al emisor del orden del tamaño del sistema binario. Las posiciones del emisor elegidas son $(-a, a)$ o (a, a), las cuales corresponden, respectivamente, a un emisor ubicado aproximadamente detrás o delante de la estrella para el observador. En todos los casos la normalización de $N_{\rm e}$ (a través del valor de $L_{\rm iny}$) se fijó de modo tal que $F_{\rm GeV} = 2.8 \times 10^{-10}$ erg cm^{-2} s^{-1}. En las Figs. 5.2 y 5.3 graficamos además los niveles de emisión en las distintas bandas de energía consideradas (R-X, MeV, GeV, y TeV), lo que permite juzgar la calidad del ajuste entre el modelo y las observaciones. A su vez, la calidad del ajuste se muestra en un mapa de χ^2 (Sec. 5.1.1.2).

Las Figs. 5.2 y 5.3 muestran el comportamiento típico de un emisor *one-zone* en el que operan sincrotrón e IC y distintas geometrías de absorción (por ej.,[188, 189, 192, 194]). Dado

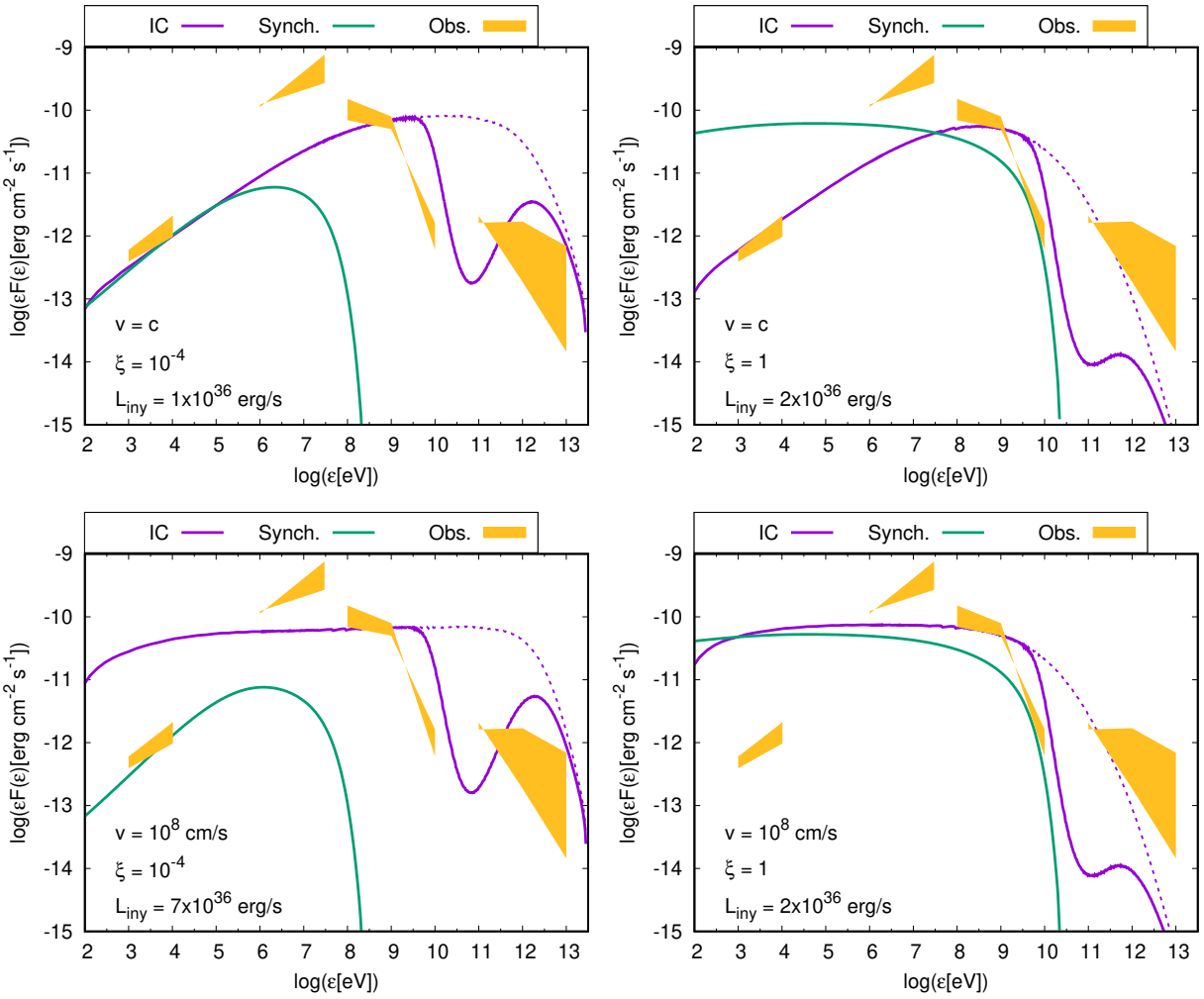

Figura 5.2. Distribución espectral de energía para un emisor ubicado en $(-a, a)$, detrás de la estrella masiva ubicada en $(0, 0)$ respecto al observador en la dirección del eje x positivo. La curva verde es la emisión sincrotrón y la curva violeta es la emisión IC (en línea punteada sin corregir por absorción γ-γ. En los gráficos también se muestran en bandas doradas las restricciones observacionales en R-X y R-γ de energías del MeV, GeV y TeV. El valor de $L_{\rm iny}$ en cada panel es tal que $F_{\rm GeV} = 2.8\times10^{-10}$ erg cm^{-2} s^{-1}. Los distintos paneles corresponden a casos de pérdidas no radiativas rápidas (*arriba*) o lentas (*abajo*), y de campos magnéticos débiles (*izquierda*) o fuertes (*derecha*).

que en estos gráficos el valor de $L_{\rm iny}$ no está fijo (fueron normalizados para fijar $F_{\rm GeV}$), no es posible comparar de forma directa los niveles de emisión entre ellos.

Independientemente del mecanismo de enfriamiento dominante, cuando el emisor está en frente de la estrella (con respecto al observador), la componente IC se vuelve más dura y débil que cuando está detrás de la misma. Además, en este caso la absorción de R-γ es menor, y tanto el máximo de absorción como el umbral de creación de pares se encuentran a energías más altas. Todas estas variaciones se relacionan con las dependencias diferentes con el ángulo de interacción de los procesos IC y de creación de pares. Los ángulos de interacción más pequeños corresponden al caso del emisor delante de la estrella[(iii)]. Por otro lado, la radiación

[(iii)] En el caso de la absorción, el ángulo de interacción va variando (disminuyendo) a lo largo del trayecto del fotón γ hacia el observador.

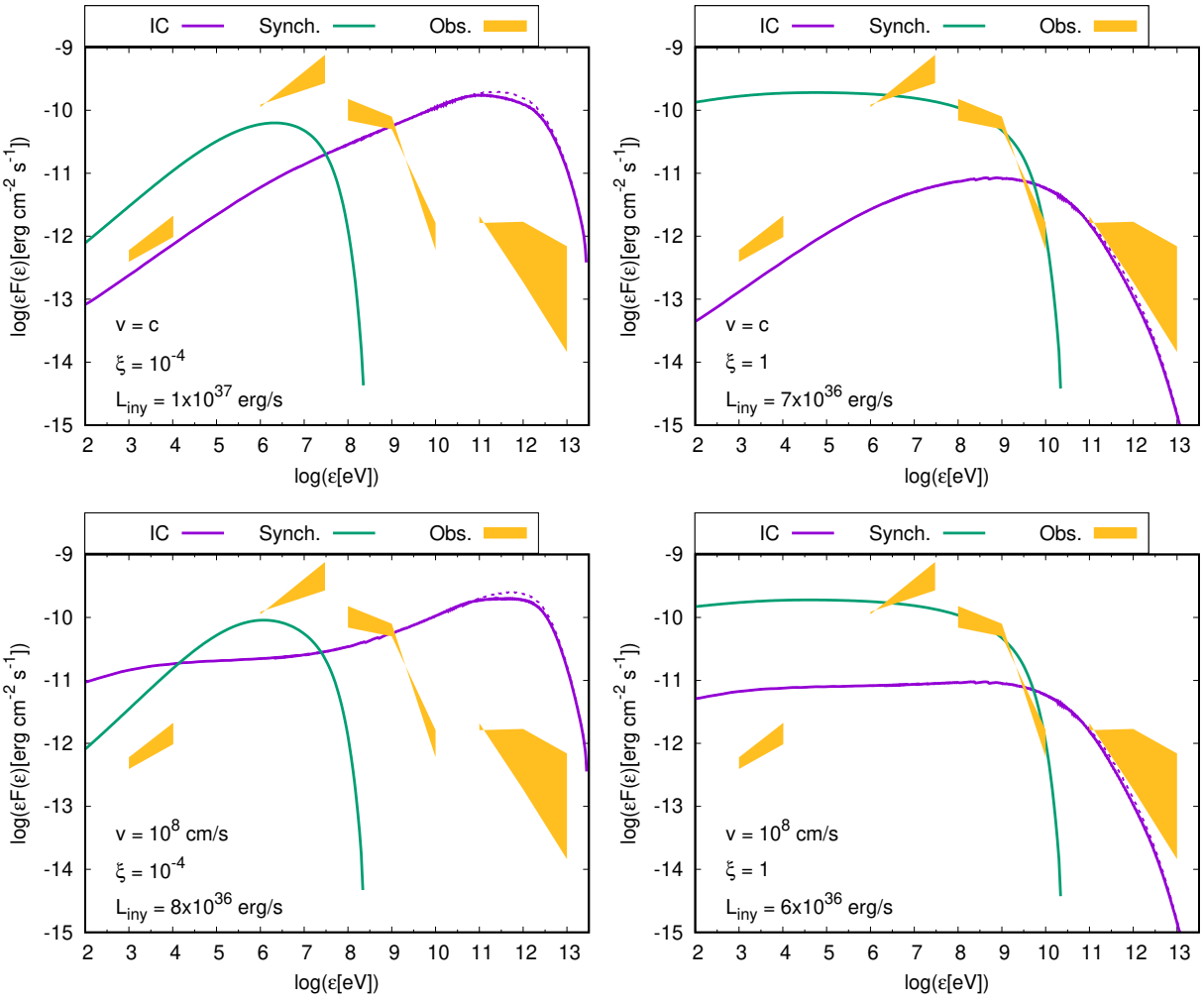

Figura 5.3. Ídem Fig. 5.2 pero para un emisor ubicado en (a, a), delante de la estrella masiva ubicada en $(0, 0)$ respecto al observador en la dirección del eje x positivo.

sincrotrón depende sólo de la distancia a la estrella (a través de la normalización para B), por lo que la componente sincrotrón en ambas geometrías coincide.

Cuando el IC es el proceso de enfriamiento dominante, tanto la emisión sincrotrón como IC se vuelven más duras a energías en las que el efecto K-N es relevante. Esto se debe a que $\sigma_{\rm IC}$ cae rápidamente con $E_{\rm e}$ en el régimen de K-N; para el extremo de los electrones más energéticos el sincrotrón se vuelve dominante. Por otro lado, tanto el enfriamiento por sincrotrón como por IC en el régimen de Thomson suavizan la distribución de partículas, produciendo SEDs planas justo por encima de las energías en que las pérdidas no radiativas son relevantes. Finalmente, el impacto de las pérdidas no radiativas es endurecer (a menos que compitan con enfriamiento IC en K-N) los espectros sincrotrón e IC por debajo de una dada energía, que resulta mayor cuanto más rápidas son estas pérdidas.

En la Sec. 5.1.2.3 aplicamos el uso de mapas para encontrar de forma aproximada el escenario que lleva al mejor ajuste del modelo.

5.1.2.2. Mapas

Las Figs. 5.5 y 5.4 muestran los mapas con pérdidas no radiativas intermedias ($v = 10^9$ cm s^{-1}) y campo magnético intermedio ($\xi = 10^{-2}$), para un caso normalizado según $F_{\rm MeV}$ (Fig. 5.5) o según $F_{\rm GeV}$ (Fig. 5.4). La escala de colores de todos los mapas ha sido elegida de manera tal que las zonas rojas y azules representen valores ~ 10 veces por encima y por debajo de los límites establecidos, respectivamente, excepto en el caso del mapa de χ^2, en cuyo caso el azul representa un valor óptimo y el rojo que el ajuste está en total desacuerdo con los datos.

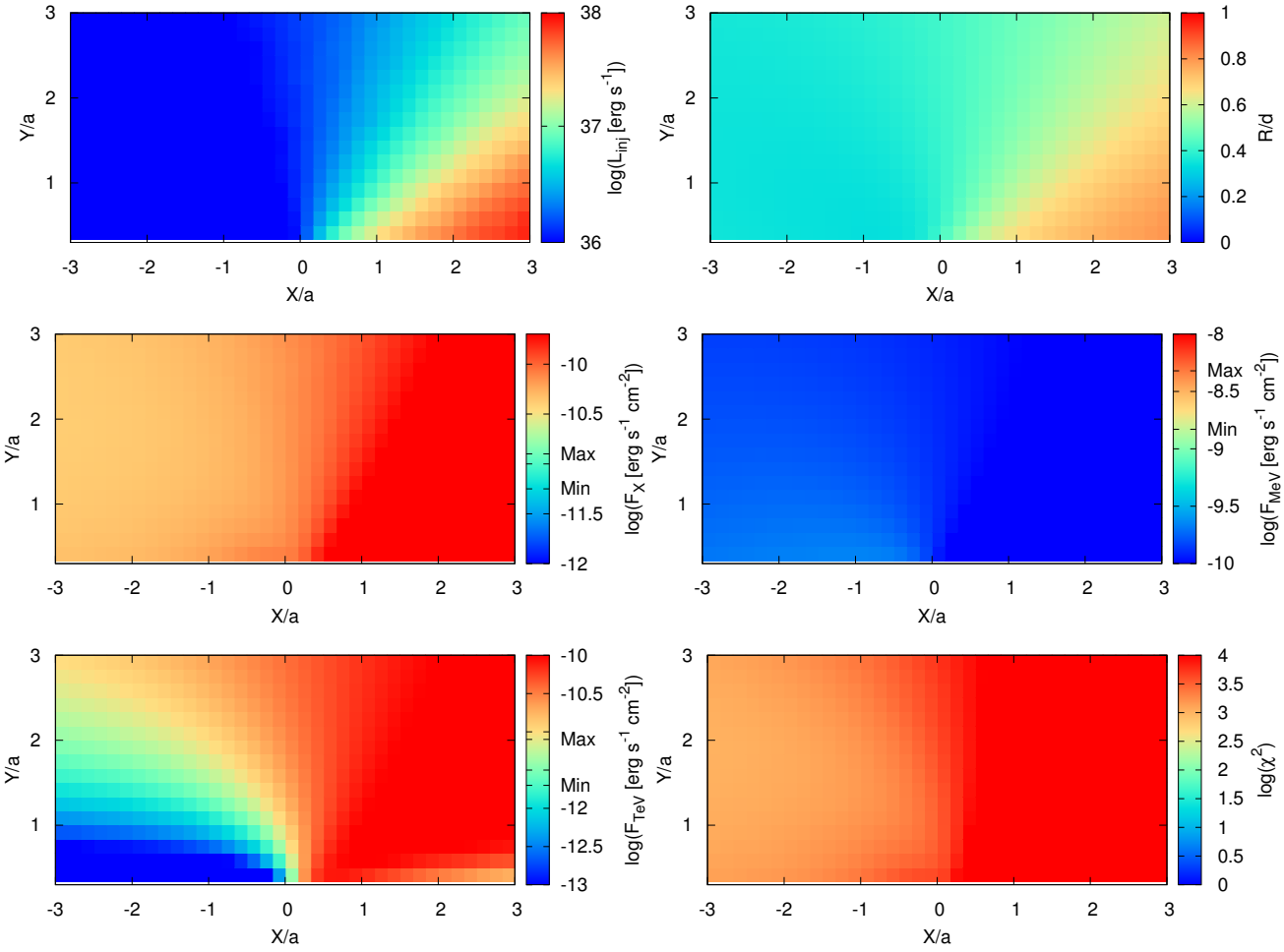

Figura 5.4. Mapas calculados para un emisor con pérdidas no radiativas intermedias, campo magnético intermedio y $F_{\rm GeV} = 2.8 \times 10^{-10}$ erg cm^{-2} s^{-1}. Mostramos $L_{\rm iny}$ (*arriba, izquierda*) R/d (*arriba, derecha*), $F_{\rm X}$ (*centro, izquierda*); $F_{\rm MeV}$ (*centro, derecha*), $F_{\rm TeV}$ (*abajo, izquierda*) y χ^2 del ajuste (*abajo, derecha*). En la Sec. 5.1.1.2 se detalla explícitamente qué representan cada una de estas cantidades.

Los resultados de los cálculos mostrados en los mapas de $L_{\rm iny}$, R/d, $F_{\rm X}$, $F_{\rm MeV}$ ó $F_{\rm GeV}$, y $F_{\rm TeV}$, dan valores demasiado grandes de $L_{\rm iny}$, R/d, $F_{\rm X}$ y $F_{\rm TeV}$ (también de $F_{\rm GeV}$ cuando se normaliza según $F_{\rm MeV}$), para más de la mitad de las posibles ubicaciones del emisor. Esto se debe a los requerimientos energéticos muy grandes para explicar el flujo en MeV/GeV cuando el emisor está delante ($x > 0$) de la estrella. Los mapas aquí mostrados ilustran las tendencias generales, y nos permiten investigar las discordancias entre fijar $F_{\rm MeV}$ o $F_{\rm GeV}$. Estas discordancias son, básicamente, que cuando se fija $F_{\rm MeV}$ se obtienen mayores reque-

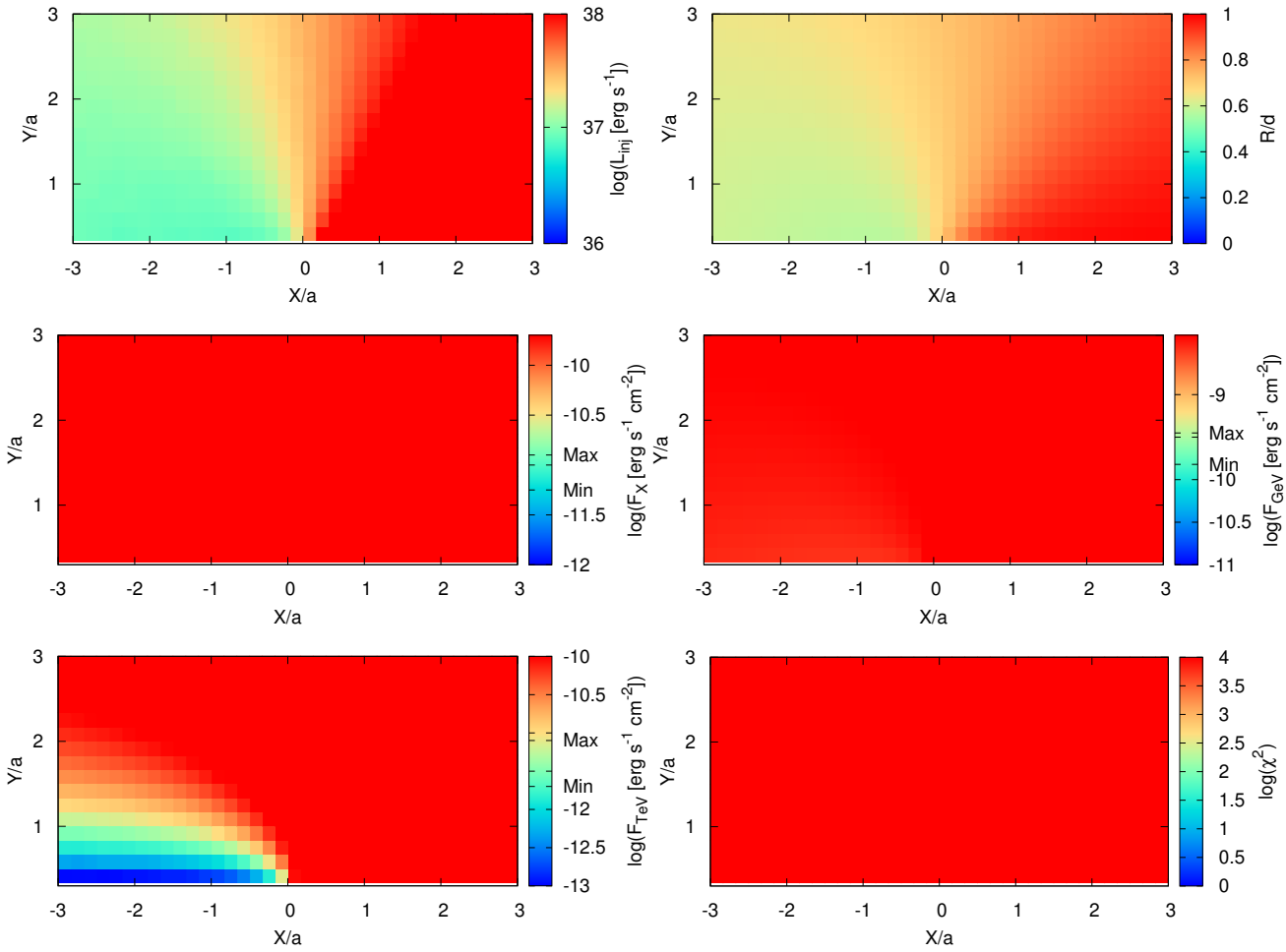

Figura 5.5. Ídem Fig. 5.4 pero fijando $F_{\mathrm{MeV}} = 2.6 \times 10^{-9}$ erg cm^{-2} s^{-1} en vez de F_{GeV}.

rimientos energéticos, un emisor más grande, y un apartamiento mayor con respecto a los flujos observados a otras frecuencias.

El análisis de valores más extremos de los parámetros en [190]f muestra que variaciones en B provocan cambios a nivel cualitativo, mientras que variaciones en v generan cambios más bien cuantitativos y moderados. Esto se debe a que el valor de ξ afecta fuertemente a cómo se distribuye la radiación en la SED, mientras que las pérdidas no radiativas afectan a las componentes sincrotrón o IC de forma más pareja. Como puede verse en las SEDs de las Fig. 5.2, para un emisor detrás de la estrella el flujo en la banda del GeV está dominado por radiación IC, mientras que para un emisor delante de la estrella (Fig. 5.3) este flujo está dominado por radiación sincrotrón si el B es alto. Por otro lado, el flujo en MeV es de origen sincrotrón si el emisor está delante de la estrella, y de origen IC si el emisor está detrás de la estrella y el B es bajo. Las pendientes de cada componente de los espectros también varía más fuertemente bajo pérdidas radiativas que no radiativas.

5.1.2.3. Identificación del mejor modelo

Buscamos los parámetros, posición del emisor y flujo de normalización que mejor reproducen las observaciones. En esta etapa, nos concentramos sólo en los niveles de flujo en las distintas bandas, ignorando información relacionada con la fase orbital. Utilizamos el método

descrito en la Sec. 5.1.1.2 para producir mapas de χ^2 a partir de los cuales evaluar la bondad de los ajustes. Para ello, consideramos los niveles de los flujos en 4 bandas (R-X, MeV, GeV, y TeV) reportados en la literatura, y calculamos el χ^2 del ajuste con los 4 datos observacionales (en realidad 3, ya que uno se utiliza para fijar la normalización). Repetimos este procedimiento para distintos valores de los parámetros ξ y v, e identificados el mejor ajuste como aquel que produce el valor de χ^2 más bajo. Utilizando este procedimiento encontramos que la mínima desviación ($\chi^2 = 7.5$) se alcanza para un emisor con un campo magnético bajo ($B = 0.5$ G), pérdidas adiabáticas rápidas ($v = c$), ubicado en $(x, y) = (-1.2a, 0.8a)$, y normalizado de acuerdo a $F_{\rm GeV}$, lo que implica un valor de $L_{\rm iny} \gtrsim 10^{36}$ erg s^{-1}. Además, en este caso obtenemos $R/d \approx 0.25$, lo cual significa que el emisor está bien confinado. La SED correspondiente a este escenario se muestra en la Fig. 5.6, junto con los datos observacionales en las distintas bandas de energía.

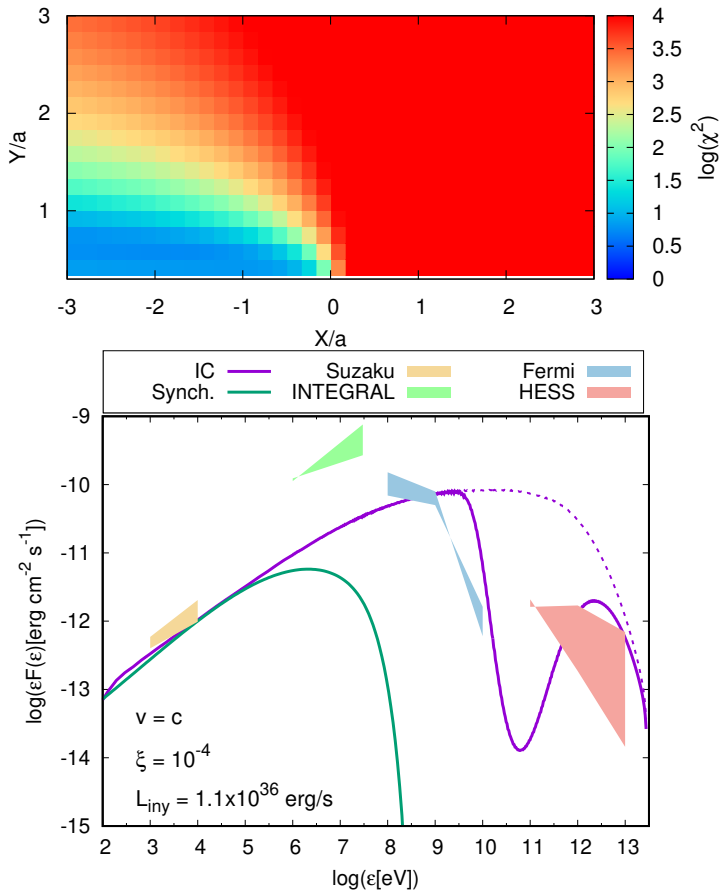

Figura 5.6. Cálculos para un emisor con pérdidas no radiativas rápidas, un campo magnético débil ($B = 0.5$ G), y $F_{\rm GeV} = 2.8 \times 10^{-10}$ erg cm^{-2} s^{-1}. El panel de *arriba* muestra un mapa de χ^2 utilizado para identificar la posición óptima (donde se minimiza χ^2). El panel de *abajo* muestra la SED para el escenario de mejor ajuste ($\chi^2 = 7.5$), que corresponde a que el emisor se encuentre en la posición $x = -1.2a$ e $y = 0.8a$; en el gráfico también se muestran restricciones observacionales en R-X y R-γ de energías del MeV, GeV y TeV.

Los valores de la velocidad de escape ($v \lesssim c$) son similares a los valores esperables en un *jet* relativista de un HMMQ o en el viento chocado de un púlsar, dependiendo del escenario. En este caso es de esperar que el *Doppler boosting* juegue un papel relevante. El campo magnético hallado es consistente con los valores encontrados en estudios previos (por ej.,[188, 189, 192, 214]); en particular, es posible hacer una comparación directa con [189] y [192], ya que esos

autores también adoptaron un modelo *one-zone* para explicar la emisión NT de LS 5039, y obtuvieron valores de $B \approx 1$ y 3 G, respectivamente.

En cuanto a la localización del emisor, nuestros resultados son consistentes con un emisor fuera del plano orbital [188, 192], y también parecen apuntar a una explicación más natural de los flujos en R-X, GeV y TeV en el contexto de un modelo *one-zone* que cuando los datos en el MeV son incluidos. Pese a que obviamos información específica de fases orbitales, en nuestros cálculos sí tuvimos en cuenta diferentes posiciones del emisor. Mostramos que, incluso adoptando la variabilidad orbital simplemente como errores estadísticos en los flujos de las distintas bandas, podemos restringir fuertemente la posición del emisor. En este sentido, nuestro enfoque nos permite hacer un estudio más detallado de la geometría de la fuente.

5.1.3. Discusión

La imposibilidad de explicar globalmente con un modelo *one-zone* los flujos en R-X, MeV (GeV) y TeV observados a través de una normalización compatible con el flujo GeV (MeV) observado, implica que al menos una de las suposiciones adoptadas para LS 5039 es incorrecta. Analicemos dichas suposiciones en el contexto de las propiedades físicas y fenomenológicas de la fuente, para dar cuenta de cuáles de ellas son más o menos robustas:

1. Adoptar un modelo radiativo puramente leptónico en un medio magnetizado diluido, con sólo enfriamiento IC y sincrotrón, y pérdidas no radiativas independientes de la energía. Si bien la radiación producida en interacciones hadrónicas no puede ser descartada, no se espera que sea importante en el ambiente de LS 5039 [108]. Esto se debe que la densidad de materia es relativamente baja para colisiones p-p, al igual que la densidad de fotones de R-X para producción de foto-mesones o foto-desintegración, y el campo magnético es demasiado bajo para emisión sincrotrón de protones eficiente.

2. Obviar el rol de las cascadas electromagnéticas producidas por los pares creadas en absorción γ-γ. Para $B \lesssim 1$ G en los alrededores de la estrella podrían desarrollarse cascadas IC [197]. No obstante, los datos de *Fermi* parecen descartar cascadas electromagnéticas efectivas en LS 5039, ya que la emisión predicha por modelos leptónicos alrededor de 10–100 GeV sobrepasa los valores observados [215, 216]. Este hecho es bastante general (o sea, poco modelo-dependiente) puesto que el rango 10–100 GeV está alrededor del umbral de creación de pares en un campo UV, y la mayor parte de la radiación debería ser liberada allí. Por otro lado, si el emisor está ubicado en regiones donde el campo magnético es intenso, la emisión sincrotrón en R-X de pares secundarios caería por encima de los flujos observados en R-X, lo cual implica que el emisor debe estar lejos de la estrella y el OC (ver [210, 217] para conclusiones similares al estudiar la emisión en R-X). Por otro lado, el desarrollo de cascadas disminuye la opacidad de fotones del TeV, lo cual relaja las restricciones de la posición del emisor [197].

3. Adoptar una única población de partículas relativistas que sigue una distribución de tipo ley de potencias con un corte exponencial, bajo condiciones homogéneas en un acelerador/emisor puntual. El tiempo de enfriamiento para electrones acelerados dentro de la binaria es corto ($\sim 10 - 10^4$ s, [192]), por lo que la suposición de un modelo *one-zone* parece natural. No obstante, diferentes poblaciones de partículas y un acelerador/emisor estructurado están físicamente motivados [218]. Tanto el escenario de HMMQ como de púlsar joven presentan regiones de disipación de energía en la periferia del sistema y más allá (por ej.,[219, 167] y referencias allí). Potencialmente, los fenómenos hidrodinámicos pueden producir una gran cantidad de energía NT que es arrastrada fuera de la binaria [214]. Además, otros sitios de emisión no relacionados con

un origen puramente hidrodinámico son posibles, tal como un viento de púlsar frío o la magnetósfera del púlsar. Estas regiones pueden ser relevantes [179], y por lo tanto la suposición *one-zone* es probablemente imprecisa.

4. Despreciar el Doppler *boosting*. Este efecto puede ser relevante tanto en el escenario de HMMQ como en el de binaria con púlsar, puesto que ambos involucran fluidos relativistas [220, 180, 221]. Simulaciones muestran que la interacción del viento estelar, ya sea con el *jet* de un HMMQ o con el viento de un púlsar, puede producir regiones más lentas que contienen partículas NT [219, 167], pero el flujo chocado se espera que sea medianamente relativista y que ocurra reaceleración del fluido en la región post-choque [221]. Por lo tanto, incluso cuando choques estacionarios pueden formarse, el Doppler *boosting* puede volverse importante. Para una región que emisión que emite un flujo de energía F' en su sistema de referencia, el flujo de energía en el sistema de referencia del observador es $F \sim (\delta^3/\Gamma)F'$, donde $\delta = 1/\Gamma(1 - \beta\cos\theta)$, con Γ el factor de Lorentz del fluido de velocidad v y $\beta = v/c$, y θ es el ángulo entre la dirección de movimiento del emisor y la línea de la visual[(iv)]. Cuando la mayor parte de la energía inyectada es radiada, se puede relacionar la luminosidad observada con la inyectada como $L_{\rm obs} \sim \delta^3 L_{\rm iny}/\Gamma^3$. En el caso de un emisor apuntando en la dirección del observador ($\theta = 0$), tenemos que $L_{\rm obs} \sim (1+\beta)^3 L_{\rm iny}$. Por lo tanto, incluso un valor modesto de $\Gamma \lesssim 2$ puede incrementar la radiación observada en un factor $\simeq 5$. Esto indica que, al menos bajo algunas geometrías específicas de la fuente, adoptar $\delta = 1$ es poco realista.

5.1.4. Resumen y conclusiones

Las herramientas presentadas en [190] consisten en una aplicación exhaustiva de un modelo *one-zone* para binarias de R-γ que incluye pérdidas no radiativas. Este procedimiento permite determinar, para cualquier fuente, apartamientos significativos respecto a un modelo simple. Esto puede sugerir la necesidad de un esquema físico más complejo, incluyendo movimientos relativistas, procesos radiativos no contemplados, o un emisor no uniforme. A modo de prueba y también por sus implicancias potencialmente interesantes, hemos aplicado nuestro modelo a LS 5039, una de las binarias de R-γ mejor conocidas y más intrigantes. Por simplicidad, esta aplicación ha sido llevada a cabo sin tener en cuenta aspectos detallados del espectro o comportamiento orbital de la fuente, sino enfocándonos en los flujos de energía en distintas bandas. Nuestros resultados, como se destaca en la Sec. 5.1.3, son sugestivos de diferentes extensiones del modelo *one-zone* compatibles con las propuestas por trabajos previos. Las dos ventajas adicionales del enfoque presentado son que es robusto y que es poco modelo-dependiente, ya que depende sólo de información básica de la fuente y física conocida.

Nuestro estudio de LS 5039 muestra que, para explicar los datos de GeV (MeV) con nuestro modelo, hay una tendencia a sobre-predecir los flujos en R-X y TeV en la mayoría de las configuraciones. El modelo también subestima (sobreestima) los flujos MeV (GeV), y requiere un emisor de tamaño incompatible con la suposición de emisor puntual, con requerimientos energéticos muy demandantes.

Campos magnéticos bajos y pérdidas no radiativas rápidas dan resultados relativamente buenos cuando el emisor está "detrás" de la estrella. En cambio, si el emisor está "delante" de la misma, los requerimientos energéticos para explicar los flujos MeV/GeV se vuelven muy grandes para cualquier combinación de valores de B y v.

Campos magnéticos altos (independientemente de la velocidad del fluido) también pueden descartarse para la mayor parte de las configuraciones, ya que dan valores de $L_{\rm iny}$, R/d y $F_{\rm X}$

[(iv)] Ver [222] para detalles de las transformaciones relativistas involucradas.

demasiado altos. Estas disparidades se vuelven evidentes incluso sin tener en cuenta aspectos más detallados del espectro o el comportamiento orbital, lo cual restringiría aún más la aplicabilidad del modelo *one-zone*.

Nuestros resultados favorecen fuertemente la presencia de varias poblaciones de partículas NTs, ya que los flujos en las distintas bandas son incompatibles con una única población. El tamaño grande del emisor predicho también sugieren que el mismo debería ser tratado como extendido e inhomogéneo, y los mapas (junto con la discusión sobre cascadas) favorecen un emisor a cierta distancia de la estrella y del OC. Los grandes requerimientos energéticos cuando el emisor está delante de la estrella sugieren el Doppler *boosting* como una forma de relajar las eficiencias radiativas bajas en esas fases orbitales. Finalmente, las presiones relativistas grandes derivadas de las partículas NTs podrían también indicar movimientos relativistas del plasma. Todo esto apunta a descartar las suposiciones de una única población de partículas relativistas y un emisor no relativista. La suposición de un modelo leptónico sigue pareciendo apropiada, aunque la incorporación de componentes adicionales (tales como el viento frío en un púlsar o su magnetósfera) no puede descartarse.

Los mapas presentados en [190] pueden aplicarse, tras un re-escaleo apropiado, al estudio de otras binarias de R-γ. Esta simple y poderosa herramienta analítica puede guiarnos a un mejor entendimiento de los mecanismos NTs que operan en estas fuentes.

5.2. Microcuásares con estrellas de gran masa

Los HMMQs son sistemas binarios que albergan una estrella de gran masa y un OC capaz de producir *jets* en los que tienen lugar procesos NTs (por ej.,[108, 179, 223] y referencias allí). Dos HMMQs han sido confirmados como fuentes de R-γ, Cyg X-3 y Cyg X-1 ([224, 225], respectivamente). La variabilidad de la emisión detectada indica que la fuente de altas energías debe estar ubicada relativamente cerca del OC, a una distancia comparable a la separación de la binaria[(i)] [227, 225]. Los sistemas Cyg X-1 y Cyg X-3 fueron detectados en R-γ de GeV, lo que se suma a una detección de Cyg X-1 en el rango del TeV con MAGIC durante un evento de tipo eruptivo [228]. Ambas fuentes presentan emisión en R-γ de larga duración, posiblemente en superposición con fulguraciones intra-día, asociada con actividad del *jet* [228, 224, 229, 230, 231, 232, 225, 233, 234].

Los vientos de las estrellas masivas son inhomogéneos, por lo que una descripción más acertada de los mismos es la de "grumos" (sobredensidades) embebidos en un medio diluido (por ej.,[235, 236] y referencias allí). El sistema Cyg X-1 alberga una estrella de tipo OI, mientras que Cyg X-3 una WR; la presencia de vientos grumosos ha sido sugerida en ambos sistemas (por ej.,[237, 238, 239]). Cuando una de estos grumos penetra en un *jet*, se espera que desencadene la formación de fuertes choques. Por este motivo, es factible que los grumos de los vientos estelares en HMMQs tengan un impacto significativo en la dinámica de los *jets* [219] y en el desarrollo de procesos NTs en escalas del sistema binario [240, 193, 198]. En particular, estos choques pueden producir una alta conversión de energía cinética en energía interna del fluido del *jet* [241]. Además, el Doppler *boosting* de la emisión NT asociada con interacciones entre el *jet* y grumos puede ser importante.

5.2.1. Vientos estelares inhomogéneos

Los métodos observacionales de determinación de $\dot{M}$ dependen de la densidad promedio del viento, $\rho_{\rm v}$. Algunos métodos escalean $\propto \rho_{\rm v}$, por ej. los que se basan en la absorción

[(i)] El HMMQ SS 433 también parece ser una fuente de R-γ, aunque en este objeto pareciera que la emisión se origina en la región terminal del *jet* [226].

de líneas, alas de líneas de emisión en estrellas WR, o líneas de absorción de resonancia (especialmente el doblete no saturado de P V) en estrellas O, mientras que otros dependen de $\rho_{\rm v}^2$, tal como la intensidad de la línea de H_α o de la emisión f-f en radio/IR. La comparación de los valores de $\dot{M}$ a través de diferentes métodos, al igual que estudios polarimétricos, han llevado a la siguiente conclusión: *Los vientos de las estrellas masivas no son "suaves", sino estocásticamente inhomogéneos. La grumosidad es universal en los vientos de estrellas masivas.*

Las inhomogeneidades del viento se han tenido en cuenta bajo dos conceptos: *micro-clumping* y *macro-clumping*.

1. *Micro-clumping*: En comparación a un escenario de un viento homogéneo "suave" de densidad $\rho_{\rm v}$, la misma cantidad de materia es "condensada" en grumos. Estos grumos se supone que son ópticamente delgados para toda frecuencia y que tienen una densidad incrementada: $\rho_{\rm c} = D\rho_{\rm v}$, donde D es el factor de grumosidad (*clumping*). Suponiendo que todo el gas está concentrado en estos grumos, el factor de llenado del volumen es simplemente $f = 1/D$. Bajo este formalismo, a $\dot{M} = cte$, las emisividades son incrementadas en un factor D. Por este motivo el flujo observado de un viento estelar puede explicarse con una cantidad de materia menor y, por lo tanto, una menor tasa de pérdida de masa estelar. Por lo tanto, el *micro-clumping* implica valores menores de $\dot{M}$ cuando son obtenidos a partir de diagnósticos que dependen de $\rho_{\rm v}^2$. El ajuste de líneas de emisión en estrellas WR sugiere valores de $D = 4$–10 [236].

2. *Macro-clumping*: También llamado "porosidad" en el viento, se basa en considerar grumos más realistas con distintas opacidades, que incluso pueden ser ópticamente gruesos a algunas frecuencias. Este modelo es necesario para ajustar mejor líneas de resonancia y los perfiles de líneas de emisión en R-X. Podemos considerar una distribución estadística de grumos en la atmósfera estelar con una separación promedio L y diámetro l. El comportamiento radial de la distribución se prescribe en términos del factor D y la longitud de porosidad, $h = l/f$. Para un mismo valor del factor de llenado del volumen $f = (l/L)^3$, un valor mayor de L significa grumos más grandes y más separados (Fig. 5.7). Si l es lo suficientemente grande como para que los grumos individuales se vuelvan ópticamente gruesos, el medio se vuelve poroso. Cuanto mayor sea la escala de longitud L, más eficiente se vuelve este mecanismo [242].

En la literatura podemos hallar diversas prescripciones para la estructura del viento estelar. Algunas de ellas son:

1. Grumos con tamaño angular $\Delta\theta$ que se expanden homólogamente en el viento, distribuidos uniformemente y con simetría esférica alrededor de la estrella. Se estiman valores de $\Delta\theta = 3°$ en vientos de estrellas WR [244] y $\Delta\theta = 12°$ para vientos de LBV [245].

2. Grumos con forma de "panqueque" y tamaño uniforme con un diámetro lineal l, distribuidos con una separación promedio L, y un valor constante de $D = (L/l)^3$. Suponiendo conservación de los grumos se obtiene: $L(r) = L_0(r^2 v_{\rm v}(r)/v_\infty)^{1/3}$, donde $L_0 \sim 0.25 - 1$ es la separación típica de los grumos [246, 247].

3. Vientos compuestos de una distribución jerárquica de grumos turbulentos, con pocos grandes y un número creciente de otros más pequeños. Esta distribución de grumos en tamaño y masa puede describirse como una ley de potencias (por ej.,[235, 248]).

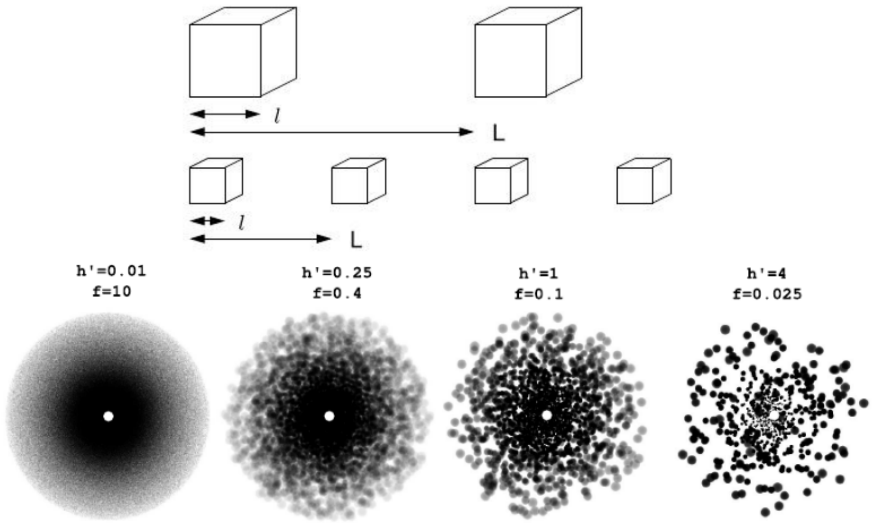

Figura 5.7. *Panel superior*: Representación esquemática de distribuciones de grumos con distintas separaciones promedio L y tamaños l; extraída de [243]. *Panel inferior*: Estructura de un viento con grumos de diámetro $l = 0.1r$ ($f(r)$ fijo), para distintas longitudes de porosidad h. La escala de grises es proporcional a la opacidad, mientras que el disco blanco central ilustra la posición y tamaño de la estrella; extraída de [242].

5.2.2. Interacciones *jet*-grumo

La interacción entre los grumos del viento estelar y el *jet* de HMMQs puede ser una fuente importante de producción de R-γ. A continuación veremos las condiciones bajo las cuales pueden ocurrir estas interacciones, cuál es el resultado radiativo esperable en una de ellas, y por último cuál es el efecto global de las mismas. Nuestro tratamiento es válido para HMMQs en general, aunque adoptaremos a Cyg X-1 y Cyg X-3 como fuentes de referencia para contrastar nuestros resultados en el contexto de objetos reales. Los resultados aquí presentados son una parte del trabajo publicado en [249].

Una fenomenología similar se presta entre las interacciones de los *jets* de *blazares* y nube densas de su entorno. En el apéndice (Sec. A) mostramos una aplicación a ese escenario.

5.2.2.1. Condiciones necesarias

Primero estudiaremos analíticamente las principales características de una interacción *jet*-grumo para demostrar que bajo suposiciones conservadoras estas interacciones son propensas a ocurrir. Definiremos las siguientes cantidades para el análisis:

(i) Viento estelar: tasa de pérdida de masa estelar $\dot{M}_{\rm v}$, velocidad $v_{\rm v}$ y densidad $\rho_{\rm v}$.

(ii) *Jet*: luminosidad (o potencia) $L_{\rm j}$, velocidad $v_{\rm j}$ (o factor de Lorentz $\Gamma_{\rm j}$), radio $R_{\rm j}$, altura $z_{\rm j}$, densidad $\rho_{\rm j}$, y ángulo de semi-apertura $\theta_{\rm j} = R_{\rm j}/z_{\rm j}$.

(iii) Grumo: lo asumimos esférico y uniforme, con radio característico $R_{\rm c}$ y densidad $\rho_{\rm c}$, que se relaciona con la densidad promedio del viento a través del factor de contraste de densidad $\chi = \rho_{\rm c}/\rho_{\rm v} > 1$ (equivalente al factor D descrito en la Sec. 5.2.1).

(iv) Región de interacción: en [249], asumimos que el *jet* es perpendicular al plano orbital y medianamente relativista, con $\Gamma_{\rm j} = 2$ y una distancia entre la estrella y la base del *jet* (o separación orbital) $R_{\rm orb}$. Consideramos la emisión de un grumo interactuando con el

jet a una distancia similar a $R_{\rm orb}$, ya que a estas escalas las interacciones *jet*-grumo se ven favorecidas (el *jet* está más diluido y expandido, y la velocidad del grumo es aún aproximadamente perpendicular al *jet*).

Definiremos dos condiciones para que las interacciones *jet*-grumo puedan ocurrir. La primera de ellas está relacionada con que el grumo pueda alcanzar el *jet*, y la segunda con que el grumo sobreviva suficiente tiempo como para penetrar completamente en el *jet* sin antes ser destruido.

Veamos la primera condición. Para valores de $\chi \gg 1$, las interacción entre el *jet* y el viento puede ocurrir principalmente por la penetración de grumos dentro del *jet*, en cuyo caso el *jet* estaría rodeado por un material tenue que no tendría un impacto significativo en la dinámica del *jet* o de los grumos. No obstante, suponemos que aún para $\chi \sim 10$, el viento estelar interactúa con el *jet* formando una región relativamente suave de material chocado que circunda al *jet* [219] (ver [250] para un análisis similar en CWBs). Este medio más denso puede prevenir que grumos pequeños alcancen el *jet* y por tanto que ocurran las interacciones *jet*-grumo. Podemos cuantificar esta situación considerando un grumo que viaja perpendicular al *jet* con una velocidad $\sim v_{\rm v}$ y alcanza la región donde el viento interactúa con la frontera del *jet*. Para penetrar el *jet*, el grumo debe atravesar el viento chocado (con respecto al cual el grumo también se mueve a $\sim v_{\rm v}$) sin frenarse significativamente. Dicha región tiene un grosor $\sim R_{\rm j}$ y ejerce un arrastre en el grumo que puede cuantificarse a través de la presión dinámica $P_{\rm v} \sim \rho_{\rm v} v_{\rm v}^2$. La aceleración que esta presión ejerce en el grumo de superficie $s_{\rm c} \sim \pi R_{\rm c}^2$ y volumen $V_{\rm c} \sim s_{\rm c} R_{\rm c}$, es $a_{\rm ac} \sim s_{\rm c} P_{\rm v}/m_{\rm c}$. Utilizando $m_{\rm c} = V_{\rm c}\rho_{\rm c}$, $V_{\rm c}/s_{\rm c} \sim R_{\rm c}$, y $\rho_{\rm c} = \chi\rho_{\rm v}$, se obtiene la expresión $a_{\rm ac} \sim P_{\rm v}/(\chi\rho_{\rm v}R_{\rm c})$. Luego, la típica distancia requerida para que el grumo se frene significativamente es $l \sim v_{\rm v}^2/a_{\rm ac} \sim \chi R_{\rm c}$. Es necesario que $l \gtrsim R_{\rm j}$, de donde $R_{\rm c} \gtrsim R_{\rm j}/\chi$, lo que nos da un límite inferior al tamaño del grumo:

$$R_{\rm c} > R_0 = 3\times10^{10}\left(\frac{\theta_{\rm j}}{0.1}\right)\left(\frac{10}{\chi}\right)\left(\frac{R_{\rm orb}}{3\times10^{12}\,{\rm cm}}\right)\,{\rm cm}. \tag{5.1}$$

Veamos ahora la segunda condición. El impacto del *jet* en un grumo genera un choque que se propaga en este último con una velocidad $v_{\rm ch}$ y eventualmente lo destruye. Por lo tanto, la velocidad del choque en el grumo debe ser menor que la velocidad del grumo perpendicular al *jet*, de manera tal que el grumo logre penetrarlo antes de destruirse [193]. Entonces, para que un grumo penetre el *jet* a una altura $z_{\rm j} \lesssim R_{\rm orb}$, es necesario que $v_{\rm ch} \lesssim v_{\rm v}$. Para un *jet* frío, su presión $P_{\rm j}$ está dominada por la componente cinética del flujo de momento, i.e. $P_{\rm j} \sim \Gamma_{\rm j}^2\rho_{\rm j}v_{\rm j}^2$[(ii)]. Asumiendo equilibrio entre esta presión y la del grumo chocado, obtenemos $v_{\rm ch} \sim (P_{\rm j}/\rho_{\rm c})^{1/2} \sim \Gamma_{\rm j}(\rho_{\rm j}/\rho_{\rm c})^{1/2}v_{\rm j}$. Considerando que

$$\rho_{\rm j} = \frac{L_{\rm j}}{\pi R_{\rm j}^2\Gamma_{\rm j}(\Gamma_{\rm j}-1)v_{\rm j}c^2}\,, \tag{5.2}$$

$$\rho_{\rm c} \sim \frac{\chi\dot{M}_{\rm v}}{4\pi R_{\rm orb}^2 v_{\rm v}}\,, \tag{5.3}$$

y fijando $z_{\rm j} \sim R_{\rm orb}$, obtenemos la siguiente limitación a la potencia del *jet*:

$$L_{\rm j} \lesssim 1.4{\times}10^{37}\left(\frac{\Gamma_{\rm j}-1}{\Gamma_{\rm j}}\right)\left(\frac{\chi}{10}\right)\left(\frac{\dot{M}_{\rm v}}{3\times10^{-6}M_\odot{\rm yr}^{-1}}\right)\left(\frac{\theta_{\rm j}}{0.1}\right)^2\left(\frac{v_{\rm v}}{10^8{\rm cm\,s^{-1}}}\right)\left(\frac{v_{\rm j}}{c}\right)^{-1}{\rm erg\,s^{-1}}. \tag{5.4}$$

[(ii)] Para un *jet* caliente, la entalpía específica debe incluirse al derivar $P_{\rm j}$.

Para los parámetros típicos de Cyg X-3 y Cyg X-1 (ver [251, 252] y citas allí) y adoptando $\chi \sim 10$ y $\Gamma_j \sim 2$, los grumos capaces de penetrar en los *jets* de estos HMMQs tienen $R_c \sim 3 \times 10^9$ y 3×10^{10} cm, y $L_j \lesssim 10^{38}$ y 10^{37} erg s^{-1}, respectivamente. Estas potencias de *jet* son similares a las estimadas para estas fuentes, aunque las incertezas en las propiedades de los vientos y el *jet* son grandes.

5.2.2.2. Simulación de una interacción

En [249] se presentaron cálculos numéricos de la emisión a altas energías producida por una interacción grumo-*jet*, para lo cual se utilizó información hidrodinámica obtenida a partir de una simulación relativista hidrodinámica (RHD) axi-simétrica de dicha interacción. Se asume que electrones relativistas son acelerados localmente en el choque en el *jet*, ya que este es mucho más energético que el que atraviesa el grumo. Los parámetros adoptados para la simulación sirven de referencia para el caso discutido en la Sec. 5.2.2.1. Los cálculos radiativos detallados para una de estas interacciones nos permiten extrapolar al caso más general de múltiples interacciones colectivas.

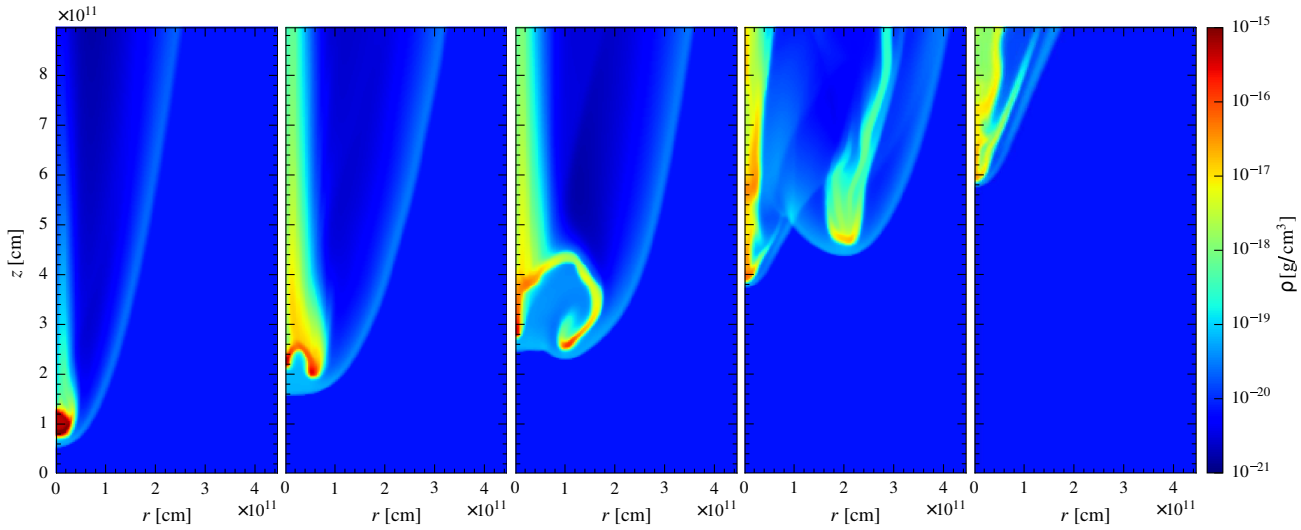

Figura 5.8. Distintos estadíos en una interacción *jet*-grumo que corresponden, de *izquierda* a *derecha*, a tiempos de ≈ 0.5, 3.5, 4.1, 4.8, y 5.6 R_c/v_{ch}.

Los procesos radiativos contemplados en las simulaciones son sincrotrón e IC con fotones estelares. Estos cálculos se repitieron para distintas etapas de la interacción (Fig. 5.8), y para distintos valores del campo magnético B y el ángulo de observación ϕ. El valor de B es fijado imponiendo que una fracción χ_B del flujo de energía de la materia se convierta en energía magnética. Cuanto mayor es el B, más eficiente es el enfriamiento sincrotrón y por lo tanto este proceso se vuelve más dominante. No obstante, los resultados obtenidos en [249] muestran que la luminosidad aparenten en R-γ producida por IC puede ser significativa incluso para B altos. En el caso de un B débil, la radiación IC domina el espectro (Fig. 5.9). Además, pese al movimiento lento de los choques en el *jet* durante la mayor parte de la interacción, el Doppler *boosting* en el fluido post-choque es relevante incluso para *jets* sólo medianamente relativistas. Este efecto genera una dependencia con el ángulo de observación y es más relevante si ϕ es pequeño (Fig. 5.9), ya que en ese caso la mayor parte de los elementos de fluido tienen una componente de velocidad predominante en la dirección del observador (z en la Fig. 5.8).

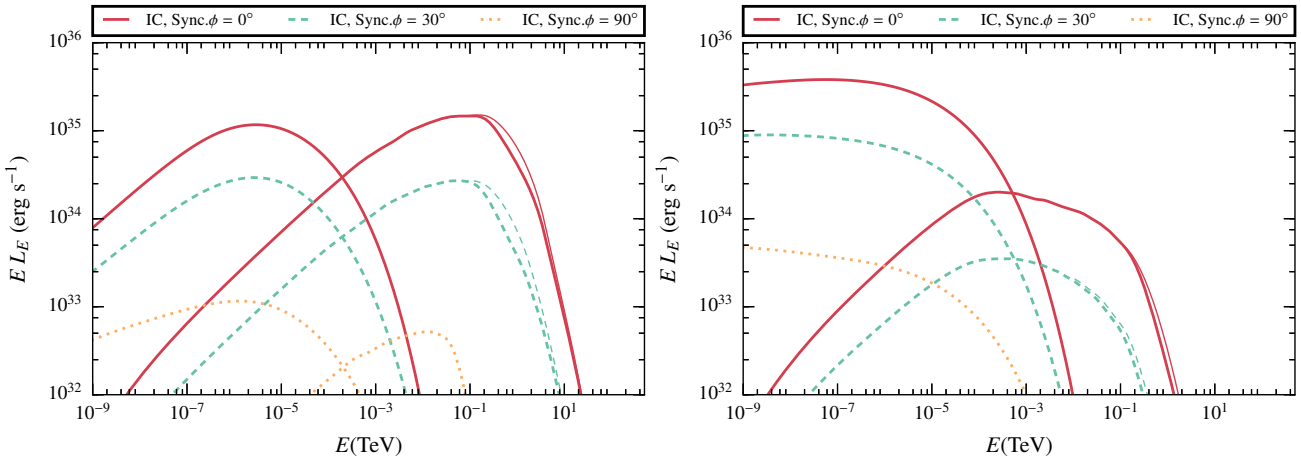

Figura 5.9. Distribuciones espectrales de energía típicas durante una interacción *jet*-grumo para ángulos de observación $\phi_{\rm obs} = 0°$, 30°, y 90°, y para valores de $\chi_B = 10^{-3}$ (*izquierda*, campo magnético bajo) y $\chi_B = 1$ (*derecha*, campo magnético alto).

5.2.2.3. Efecto colectivo de un viento inhomogéneo

Buscamos generalizar fenomenológicamente los resultados obtenidos para una interacción *jet*-nube (Sec. 5.2.2.2) para el caso de múltiples interacciones que respondan a un modelo de vientos estelares. Estimando la tasa de interacción podemos inferir las luminosidades esperables en el rango del GeV. También podemos explorar distintos modelos de vientos estelares y restringir algunos de sus parámetros.

Por simplicidad, consideraremos un modelo de grumos esféricos con una distribución jerárquica como la comentada en la Sec. 5.2.1. Empíricamente, escribimos la distribución de densidad numérica de grumos con radio $R_{\rm c}$ en el viento estelar:

$$n(R_{\rm c}) = \frac{{\rm d}N}{{\rm d}R_{\rm c}\,{\rm d}V} = n_0 {R_{\rm c}}^{-\alpha}\,, \tag{5.5}$$

con radios de grumos en el rango $R_{\rm c,min} < R_{\rm c} < R_{\rm c,max}$. El valor de $R_{\rm c,min}$ puede considerarse cercano a la longitud de Sobolev[(iii)], $R_{\rm Sob} \approx 0.01 R_\star$ [242], mientras que el tamaño máximo es del orden de $R_\star$ [253], aunque podría ser significativamente menor (ver discusión en [248]).

Asumiendo que todos los grumos tienen la misma densidad y que el medio intra-grumo está vacío, el factor de llenado de volumen es $f = \chi^{-1}$ [246] y la función de distribución debe seguir la siguiente condición de normalización:

$$\frac{4\pi}{3}\int_{R_{\rm c,min}}^{R_{\rm c,max}} R_{\rm c}^3\, n(R_{\rm c})\,{\rm d}R_{\rm c} = f\,. \tag{5.6}$$

Fijando $R_{\rm c,min} = 0.01 R_\star$ y $R_{\rm c,max} = 0.5 R_\star$, podemos resolver la Ec. (5.6) para obtener la constante de normalización n_0.

Que las interacciones *jet*-grumo aparezcan como fenómenos transitorios o persistentes queda determinado por el ciclo de trabajo (*DC*, por las siglas en inglés de *duty-cycle*) de estos eventos. Para determinar el *DC* necesitamos estimar la tasa de penetración de grumos en el *jet*, $\dot{N}$, y su tiempo de vida, $t_{\rm c}$ [248]; notamos que el tiempo de cruce del *jet* es más relevante que $t_{\rm c}$ si $L_{\rm j} \times R_{\rm j}/R_{\rm c}$ es menor que el límite dado por la Ec. (5.4), ya que en ese caso el grumo logra cruzar el *jet* antes de destruirse. En [249] nos interesa estudiar fuentes brillantes,

[(iii)] Esta es una longitud característica definida para fenómenos de transporte radiativo en gases.

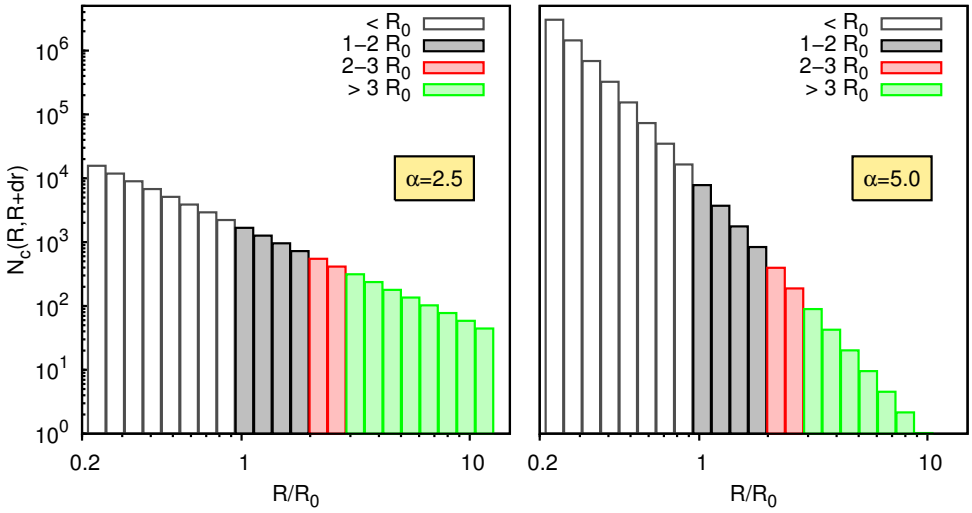

Figura 5.10. Distribuciones de grumos para distintos valores de α. Las regiones coloreadas indican los grumos que pueden penetrar dentro del *jet*.

por lo que asumimos que la potencia del *jet* es cercana al límite dado por la Ec. (5.4) (que de hecho es el caso para Cyg X-3 y Cyg X-1).

Visto desde la estrella, el *jet* subtiende un ángulo sólido Ω_j. Para interactuar con el *jet*, un grumo debe propagarse dentro de ese ángulo sólido. Considerando un *jet* cónico ($R_\mathrm{j} = \tan\theta_\mathrm{j} z_\mathrm{j} \approx \theta_\mathrm{j} z_\mathrm{j}$) y grumos que entran en el *jet* a alturas aproximadamente entre $0.5R_\mathrm{orb} \lesssim z \lesssim 1.5R_\mathrm{orb}$ (de manera tal que $\Delta z \sim R_\mathrm{orb}$), obtenemos $\Omega_\mathrm{j} \approx \theta_\mathrm{j}/2 = 0.05$. La tasa diferencial de arribo de grumos al *jet* para grumos de radio R_c puede estimarse como $\mathrm{d}\dot{N} = \Omega d^2 v_\mathrm{w} n(R_\mathrm{c})\ \mathrm{d}R_\mathrm{c}$, donde por simplicidad $d \approx \sqrt{R_\mathrm{orb}^2 + z_\mathrm{j}^2}$. El *DC* diferencial para esos grumos es $\mathrm{d}DC = t_\mathrm{c}\ \mathrm{d}\dot{N}$, con $t_\mathrm{c} \sim R_\mathrm{c}/v_\mathrm{ch} \approx R_\mathrm{c}/v_\mathrm{w}$, donde la última aproximación es válida ya que lidiamos con *jets* poderosos, y de hecho hace que nuestras estimaciones de la luminosidad colectiva de las múltiples interacciones sea más conservadora. A partir de esto, podemos hacer la siguiente estimación para la tasa de llegada de grumos con radio entre R_1 y R_2 al *jet*:

$$DC(R_1, R_2) = \Omega d^2 n_0 \int_{R_1}^{R_2} R^{-\alpha+1}\ \mathrm{d}R_\mathrm{c} \approx \frac{\theta_\mathrm{j}}{2} d^2 n_0 \int_{R_1}^{R_2} R^{-\alpha+1}\ \mathrm{d}R_\mathrm{c}. \tag{5.7}$$

Exploramos diferentes valores del índice de la ley de potencias: $2.5 \leq \alpha \leq 6$. Valores de $\alpha > 4$ implican que grumos pequeños dominan la masa del viento. Dado que la energía emitida por una interacción *jet*-grumo se espera que sea $\propto t_\mathrm{c} \times R_\mathrm{c}^2 \propto R_\mathrm{c}^3$, se obtiene que para $\alpha > 4$ la radiación NT estará dominada por los grumos más pequeños que entran al *jet*, es decir, aquellos con $R_\mathrm{c} \sim R_0$. Por otro lado, valores de $\alpha \approx 2.5$ están en acuerdo con los valores inferidos para estrellas WR [235] [(iv)].

La luminosidad NT de las interacciones *jet*-grumo colectivas depende del tamaño dominante de los grumos; la producción de R-γ puede estar dominada por interacciones con grumos chicos o grandes, dependiendo el caso. Por ej., el *DC* puede estar dominado por grumos pequeños y la luminosidad por los más grandes. No obstante, las simulaciones muestran que grumos significativamente más grandes que R_0 no pueden incrementar considerablemente la producción radiativa, o incluso pueden disminuirla. La razón es que, a menos que $(\theta_\mathrm{j}/0.1)(10/\chi) \ll 1$ (ver Ec. 5.1), los grumos más grandes son propensos a desarmar el *jet* por

[(iv)] El valor reportado es en realidad $N(m) \propto m^\gamma$, con $\gamma = 1.5 \pm 0.1$. Asumiendo densidad constante, grumos de densidad constante y esféricos, se obtiene $\alpha \approx 2.5$.

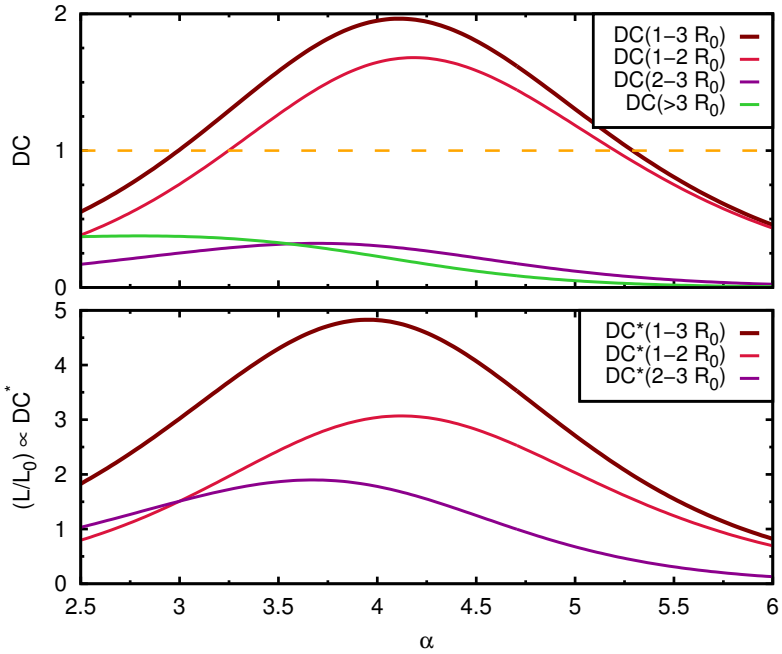

Figura 5.11. *Panel superior*: *DC* para distintos rangos de radios de grumos según el valor de α. *Panel inferior*: Ídem pero para el *DC* pesado por la sección efectiva del choque (y por lo tanto su potencial luminosidad) en unidades de la luminosidad L_0 producida por la interacción entre un grumo con $R_c = R_0$ y el *jet*. La distribución del número de grumos en el viento es $n \propto {R_c}^{-\alpha}$, con R_0 el radio mínimo para penetración dado por la Ec. (5.1).

completo, reduciendo fuertemente el Doppler *boosting*, y pueden incluso apagar la aceleración de partículas. Por este motivo, consideramos grumos con tamaños entre $\sim R_0$ y unas pocas veces este valor.

Definimos un valor DC^* que es un *DC* pesado por la sección efectiva del choque, de manera tal que da una idea de cuánto aumenta la luminosidad promedio de las múltiples interacciones colectivas en interacciones *jet*-grumo con respecto a una interacción individual como la simulada. En la Fig. 5.11 mostramos la dependencia de *DC* y DC^* con α, concentrándonos en el rango $1\,R_0 < R_c < 3\,R_0$, aunque también mostramos una curva para $R_c > 3\,R_0$. El radio $3\,R_0$ ha sido considerado como un límite superior para que los grumos sean radiativamente relevantes en el contexto del trabajo, que es $(\theta_j/0.1)(10/\chi) \sim 1$. Los resultados obtenidos permiten arribar a una conclusión robusta: grumos con $R_c > R_0$ siempre estarán presentes en el *jet*, a menos que los parámetros del viento se desvíen significativamente de los valores esperados y se cumpla que $DC < 1$. También vemos que la luminosidad colectiva debe ser un factor de unos pocos mayor que la obtenida para una interacción del *jet* con un grumo de radio R_0 (a menos que α esté en los extremos del rango explorado). Estudiamos casos con distintos valores de $R_{c,max}$ (no mostrados), y encontramos que nuestras conclusiones son válidas para un rango amplio de $R_{c,max} \sim 0.1 - 1 R_\star$.

Para L_j bien por debajo del límite dado por la Ec. (5.4), la luminosidad de la interacción *jet*-grumo es menor que la del caso de referencia (ya que es $\propto L_j$), pero la duración del evento se alarga en un factor $\propto v_{ch}^{-1} \propto L_j^{-1/2}$ (dado que en este caso v_{ch} es relevante en vez de v_w). Por lo tanto, a primer orden, la disminución de la luminosidad radiada es de forma efectiva $\propto L_j^{1/2}$.

Si grumos con $R_c > 3\,R_0$ están presentes y $DC \gtrsim 0.5$, el *jet* probablemente sería quebrantado la mayor parte del tiempo en la región de interés ($z_j \sim R_{orb}$), lo cual dijimos que reduciría la eficiencia no térmica del mismo. Para el escenario explorado, i.e. $(\theta_j/0.1)(10/\chi) \sim 1$, un

valor de $DC \sim 0.5$ para $R_c > 3\,R_0$ es alcanzado sólo si $\alpha \lesssim 3$ y $R_{c,max} \sim 0.2\,R_\star$. Esto limita las propiedades de los vientos que permiten que las interacciones *jet*-grumo produzcan radiación γ significativa.

Finalmente, exploramos situaciones diferentes a $(\theta_j/0.1)(10/\chi) \sim 1$:

i. Fijando $(\theta_j/0.1) \sim 1$: para fuentes con $\chi < 10$, R_0 sería mayor y podrían no haber grumos lo suficientemente grandes que cumplan la condición de la Ec. 5.1. Además, $\chi \ll 10$ implicaría un viento bastante homogéneo. Por otro lado, si $\chi > 10$, R_0 sería incluso menor y muchos más grumos cumplirían con las condiciones para que haya una interacción. Esto podría tener un efecto disruptivo si gran parte de la masa del viento estuviese concentrada en grumos grandes [219]. Adicionalmente, el número de grumos sería menor en un factor $\chi^{-1} \propto f$ (ver Ec. 5.6), y como DC es $\propto f^{-1/2} \propto \chi^{1/2}$ (debido a t_c), la luminosidad radiada sería un factor $\propto f^{1/2} \propto \chi^{-1/2}$ menor.

ii. Fijando $(10/\chi) \sim 1$: tomar $\theta_j < 0.1$ implicaría que más grumos podrían alcanzar el *jet* (Ec. 5.1), pero sería más difícil que estos lograsen penetrar en el mismo (Ec. 5.4). Además, el DC sería menor ($DC \propto \Omega \propto \theta_j$). Por otro lado, si $\theta_j > 0.1$, la condición de penetrabilidad del *jet* se relajaría considerablemente, pero se necesitarían grumos más grandes para que logren cruzar la región de material del viento chocado que circunda al *jet*.

5.2.3. Resumen y conclusiones

Mostramos que las interacciones *jet*-grumo pueden contribuir significativamente a la emisión estacionaria de altas energías en HMMQs, y que también pueden ser responsables de fulguraciones de R-γ de corta duración.

Para valores típicos del factor de *clumping* en los vientos de estrellas masivas, y de la geometría y potencia de los *jets*, obtenemos que grumos con tamaños intermedios ($\sim 5\,\%$ de $R_\star$), pueden atravesar la región del viento chocado que rodea al *jet* y luego penetrar en este. Para $\chi \sim 10$, los grumos pueden sobrevivir al impacto del *jet* suficiente tiempo para penetrar completamente dentro del mismo, desencadenando una fuerte interacción dinámica. Bajo estas condiciones, y asumiendo una moderada eficiencia de conversión de energía interna del fluido a partículas relativistas ($\eta_{NT} \sim 0.01 - 0.1$), podemos predecir una luminosidad γ significativa para fuentes galácticas a distancias de unos pocos kpc. Para *jets* medianamente relativistas, el impacto del Doppler *boosting* es apreciable incluso para ángulos de observación relativamente grandes, $\sim 30°$. Si Γ_j fuera aún mayor, las interacciones *jet*-grumo serían detectables para ángulos de observación dentro de un cono relativamente angosto en torno al eje del *jet*, mientras que para $\Gamma_j \to 1$ las luminosidades serían menores, aunque quizás detectables si la eficiencia NT fuese grande. Resaltamos la importancia del Doppler *boosting* en aumentar la emisión NT en un factor $\gtrsim 10$ para ángulos de observación pequeños. Además, el radio efectivo del emisor es mucho mayor que el radio del grumo, especialmente para las etapas de la interacción en que el grumo se ha expandido significativamente y comienza a desmembrarse.

Las simulaciones mostradas en la Sec. 5.2.2.2 corresponden a una interacción *jet*-grumo en un sistema con propiedades parecidas a las de Cyg X-1. Para Cyg X-3 los resultados serían similares, aunque R_{orb} y R_0 serían un factor ~ 10 más pequeños, mientras que L_j –y por tanto la luminosidad NT– serán ~ 10 veces mayores (ver [251] y citas allí para una comparación entre estas dos fuentes). Además, la luminosidad IC en el caso de B alto sería menor con respecto a la luminosidad inyectada debido a la región emisora más compacta.

De las propiedades de una interacción *jet*-nube tipo, podemos extrapolar las características de la luminosidad en R-γ en el contexto de múltiples interacciones colectivas. Esta

luminosidad promedio en el rango de $0.1 - 100$ GeV [(v)], para una inclinación del *jet* con respecto a la línea de la visual $\phi_{\rm obs} = 30°$, es $L_0 \sim 10^{35}\,(\eta_{\rm NT}/0.1)$ erg s^{-1} para Cyg X-1 ($\sim 10^{36}\,(\eta_{\rm NT}/0.1)$ erg s^{-1} para Cyg X-3), con una incerteza de un factor ~ 2 (incluyendo las distintas posibilidades del valor del B). El valor de $\phi_{\rm obs} \sim 30°$ es aplicable al *jet* de Cyg X-1 si este es perpendicular al plano orbital [254]. En Cyg X-3, $\phi_{\rm obs}$ puede ser similar o incluso menor (por ej.,[255, 227]; no obstante, ver [256]). La Sec 5.2.2.3 muestra que valores de $DC \sim 1$ son esperables. Por lo tanto, teniendo en cuenta que observacionalmente en Cyg X-1 $L_{\rm GeV} \approx 5 \times 10^{33}$ [225] y en Cyg X-3 $L_{\rm GeV} \approx 3 \times 10^{36}$ erg s^{-1} [229] podemos obtener que la eficiencia NT requerida es $\eta_{\rm NT} \sim 0.005$ para Cyg X-1, y $\eta_{\rm NT} \sim 0.3$ para Cyg X-3 si $\phi_{\rm obs} = 30°$, o $\eta_{\rm NT} \sim 0.05$ si $\phi_{\rm obs} \sim 0°$. Vemos que estas restricciones energéticas para Cyg X-1 son muy modestas, mientras que para Cyg X-3 son bastante demandantes. No obstante, los ćalculos mostrados en la Sec. 5.2.2.2 fueron hechos para $\Gamma_{\rm j} = 2$, y dado que distintos valores para $\Gamma_{\rm j}$ son posibles –aunque la relación entre este valor y la del material del *jet* chocado no es trivial (depende en la reaceleración del fluido post-choque)– *jets* un poco más rápidos podrían aliviar estos requerimientos energéticos. Además, adoptar un B bajo y la posibilidad (factible) de $DC \gtrsim 2$, relajarían aún más las restricciones energéticas. Por último, las simulaciones numéricas de [249] probablemente subestiman la emisión NT ya que la grilla computacional engloba una región relativamente pequeña, y parte de la radiación producida (especialmente en las últimas etapas de la interacción) no es capturada.

Valores de $DC \ll 1$ llevarían a fulguraciones en vez de un continuo suavizado de interacciones *jet*-grumo. Grandes cambios en $R_{\rm c,min}$ y $R_{\rm c,max}$ no son posibles, por lo que el DC no es muy sensible al valor de α. Luego, valores de $DC \ll 1$ sólo son posibles si el grado de inhomogeneidad es mucho mayor al asumido en [249]. No obstante, destacamos que la luminosidad radiada es $\propto \chi^{-1/2}$, por lo que, para los mismos parámetros, vientos altamente inhomogéneos interactuando con *jets* son en promedio menos eficientes radiativamente que los vientos que son sólo moderadamente inhomogéneos. Por último, sugerimos que es posible restringir modelos de la estructura de vientos estelares estudiando detalladamente y modelando la curva de luz de R-γ para HMMQs.

[(v)] La luminosidad GeV fue calculada en distintas fases orbitales para que la estimación sea representativa, y durante distintas etapas de la evolución del grumo chocado.

Capítulo 6

Conclusiones

Las estrellas de gran masa son candidatas prometedoras para acelerar CRs y producir radiación no térmica a lo largo de todo el espectro electromagnético. No obstante, aún queda mucho por entender en cuanto a la física de sus interacciones con su entorno, tanto en sistemas aislados como con objetos compañeros, ya sean objetos compactos u otras estrellas de gran masa.

Hemos desarrollado herramientas para avanzar en la dirección de dar respuestas a interrogantes tales como cuál es la eficiencia de aceleración de rayos cósmicos en choques desencadenados por vientos estelares, bajo qué condiciones los sistemas con estrellas de gran masa pueden ser emisores de rayos γ, y cuál es la intensidad y topología de los campos magnéticos en estos escenarios. El abordaje con que lo hemos hecho consiste principalmente en la modelización de los procesos no térmicos que ocurren en sistemas con estrellas de gran masa. Estos modelos requieren del desarrollo de códigos numéricos de relativa complejidad para estimar la emisión esperada en los distintos escenarios a lo largo de todo el espectro electromagnético. En particular, hemos realizado dos tipos de modelos, dependiendo de la física del escenario analizado. Por un lado, modelos *one-zone* altamente simplificados, útiles para captar la física relevante a primer orden en fuentes no térmicas puntuales (no resueltas). Por otro lado, modelos multi-zona más detallados que contemplan la estructura del emisor, por lo que permiten producir mapas de emisión comparables con los observados en fuentes resueltas. Una de las mejoras a implementar a futuro es acoplar los códigos radiativos a simulaciones (magneto)hidrodinámicas que permitan relajar algunas de las simplificaciones adoptadas en los modelos.

Hemos aplicado estos modelos a distintos escenarios, obteniendo los siguientes resultados:

1. Estrellas *runaway* con *bow-shocks*: desarrollamos un modelo capaz de ajustar tanto la SED como los mapas de emisión observados en radio para BD+43°3654, el cual no sobrepredice la emisión a altas energías de la fuente. Estamos llevando a cabo una campaña observacional para medir con mayor sensibilidad y buscar polarización en la emisión radio de BD+43°3654. Presentamos estimaciones de la emisión NT esperable a altas energías que son fácilmente escalables de acuerdo a los parámetros de fuentes específicas. Mostramos que la producción de CRs en los BSs puede ser significativa pese a que no sean emisores γ intensos.

2. Sistemas binarios con colisión de vientos: elaboramos un modelo de emisor extendido que permite ajustar la SED de HD 93129A y la forma de los mapas de emisión observados en radio. Presentamos predicciones de los niveles de emisión esperados a altas energías, los cuales motivaron la participación en una campaña observacional dedicada a intentar detectar dicha emisión tanto en R-X como R-γ durante el pasaje del periastro. El modelo

es fácilmente adaptable a otras CWBs de largo periodo, y en particular mostramos una posible aplicación a escenarios donde la aceleración de partículas se deba a procesos de MR.

3. Binarias de R-γ: presentamos una forma de explorar la geometría emisor-estrella-observador mediante el uso de mapas numéricos para modelos *one-zone*. Mostramos que en LS 5039 las pérdidas adiabáticas son rápidas y juegan un rol importante, lo cual apunta a que el fluido emisor se mueve a una velocidad (cuasi)relativista. El *Doppler boosting* parece ser una solución viable para resolver algunas tensiones entre el modelo y las observaciones.

En líneas generales, los modelos presentan ambigüedades producto de la cantidad de parámetros libres que tienen. Hemos mostrado que para acotar el espacio de parámetros es necesario realizar campañas de observación multi-longitud de onda profundas en las bandas de radio, R-X y R-γ. En particular, hemos llevado a cabo estudios pioneros en la búsqueda de polarización en radio, los cuales permitirían obtener información de la topología de los campos magnéticos en las fuentes.

La aplicación de los modelos al estudio de fuentes concretas permite determinar o acotar parámetros libres, lo que a su vez posibilita realizar predicciones cuantitativas verificables observacionalmente. Hemos participado en la elaboración de cerca de una decena de propuestas observacionales ya aprobadas, cuyo impacto dependerá de lo que revelen los resultados en un futuro cercano. Las fuentes observadas incluyen burbujas estelares (aisladas y en colisión), BSs estelares, y CWBs. Finalmente, resaltamos que la generalización y extrapolación de los resultados de observaciones específicas permitirán abordar estudios poblacionales y obtener conclusiones más generales en cuanto a la radiación NT producida en sistemas con estrellas de gran masa.

Apéndice A

Emisión γ en interacciones *jet*-nube en blazares

En la Sec. 5.2.2 se analizaron las interacciones que se producen en un HMMQ entre grumos del viento estelar y el *jet*. En este apartado analizamos un escenario que guarda ciertas similitudes, que se presenta cuando el material que orbita en torno a un agujero negro supermasivo en el centro de una galaxia penetra en el *jet*, desencadenando fuertes choques y la subsiguiente producción de R-γ. En particular, nos interesa estudiar el escenario en que el *jet* apunta en la dirección del observador, en cuyo caso estamos en presencia de un *blazar*. Resultados preliminares de este trabajo fueron presentados en [257].

A.1. Introducción

La mayoría de las fuentes de R-γ detectadas por el instrumento *Fermi*/LAT están asociadas a *blazares*, un tipo de galaxia activa en que los poderosos *jets* apuntan directamente al observador [2, 258]. La población de blazares está formada por dos sub-clases de objetos: los *Flat-Spectrum Radio Quasars* (FSRQs) y los objetos tipo Bl Lac. Los primeros presentan un ambiente prominente alrededor del *jet*, el cual incluye nubes densas que se mueven a altas velocidades, formando la región de líneas anchas (BLR, por sus siglas en inglés). En este trabajo estudiamos un mecanismo que puede contribuir a la emisión en R-γ de HE detectada en FSRQs.[(i)]

La SED de un blazar típicamente consiste en dos "jorobas", una a bajas energías (que se puede extender hasta los R-X) de origen sincrotrón, y una en R-γ que se debe probablemente a emisión IC [(ii)]. Los fotones objetivo para las interacciones IC pueden ser los propios fotones sincrotrón producidos en la fuente o fotones provenientes de un campo de fotones externo (como la BLR, el toro o el CMB). Un estudio detallado de las propiedades de la emisión γ detectada con *Fermi* de la población de blazares fue recientemente publicada por [259]. Basándose en el análisis de la SED de 448 *Fermi* FSRQs, los autores reportan el siguiente comportamiento en R-γ: i) la dominación Compton (i.e., el cociente entre la emisión IC y la emisión sincrotrón) aumenta con la luminosidad del blazar desde 0.5 para $L_\gamma \sim 10^{44}$ erg s^{-1} hasta 15 para $L_\gamma \sim 10^{48}$ erg s^{-1}; ii) la pendiente de la SED en R-γ es casi constante; y iii)

[(i)] En los BL Lacs también hay una BLR, pero la misma no está foto-ionizada y por lo tanto su luminosidad es mucho menor. Por este motivo el modelo que desarrollamos para un FSRQ no es directamente aplicable a BL Lacs.

[(ii)] La SED puede presentar también componentes adicionales de origen térmico provenientes del disco, toro, y/o la BLR.

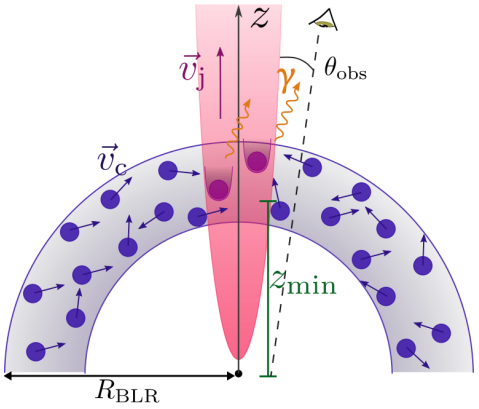

Figura A.1. Representación esquemática de la BLR, las JCIs, y algunas de las cantidades relevantes definidas en la §A.3.1.

la frecuencia del pico IC varía ligeramente desde 5×10^{21} hasta 9×10^{20} Hz (i.e. desde ~ 21 hasta 4 MeV) para un incremento en luminosidad de cuatro órdenes de magnitud.

Aquí investigamos la emisión de R-γ, concentrándonos en particular en el rango de HE, para el escenario de una interacción entre una nube de la BLR y el *jet* (JCI, por sus siglas en inglés) en un blazar (por ej., [260, 261, 262]). [263] mostraron que las nubes de la BLR pueden penetrar en un *jet* relativista, dando lugar a choques en los que partículas NT pueden acelerarse (a través de DSA) y emitir R-γ (para escenarios similares, ver [264, 265, 266]). Para ello modelamos consistentemente la dinámica de esta interacción, la evolución de la distribución de partículas NTs en la nube emisora (entendiendo como tal al material chocado del *jet* que rodea a la nube penetrante) y su producción de R-γ, incluyendo efectos de *Doppler boosting*. La emisión de R-γ producidos en interacciones IC entre electrones relativistas en el *jet* y fotones de la BLR ha sido estudiada por varios autores (por ej., [267, 268]). En dichos trabajos no se especifican la naturaleza del mecanismo dinámico que lleva a la aceleración de partículas NTs, ni su evolución. Por este motivo, aquí exploramos el rol del escenario de JCI como un posible contribuyente a la emisión en HE de blazares. Nuestros hallazgos pueden contrastarse con los resultados recientes de [269], los cuales sugieren que la BLR juega un rol menor en la emisión de R-γ en blazares.

A.2. Escenario físico

La BLR cuenta con un gran número de nubes densas que, eventualmente, pueden penetrar en la región del *jet*. [263], demostraron que la nube ingresa por completo en el *jet* en una escala de tiempo muy corta, y que el impacto del *jet* relativista en la superficie de la nube lleva a la formación de dos choques. Un choque se propaga en la nube, mientras que el otro (el *bow-shock*) se propaga en el material del *jet*; este último es adecuado para la aceleración de partículas NTs que producen emisión de HE. Una ilustración del escenario se presenta en la Fig. A.1.

A.2.1. La región de líneas anchas

Ni el proceso de formación de la BLR ni su geometría son claramente entendidos aún. Varios trabajos favorecen una geometría esférica de la BLR [270, 271, 272, 273], mientras que otros consideran una geometría de tipo tazón [274, 275]. En general, tanto la densidad numérica de nubes (N_c) como su tamaño ($R_{c,0}$) se espera que dependan en la distancia radial

como $N_c \propto r^{-p}$, con $p = 1.5 - 2$, y $R_{c,0} \propto r^q$, $q = 1/3 - 1$, dependiendo de la geometría considerada. Valores típicos del tamaño y densidad de las nubes de la BLR son $R_{c,0} \sim 10^{13}$ cm y $n_{c,0} \sim 10^{10-11}$ cm^{-3} (por ej., [276] y referencias allí).

Por simplicidad, en este trabajo asumimos que la BLR es una esfera de radio R_{BLR}, de la cual las nubes llenan sólo una pequeña fracción del volumen, $f \sim 10^{-6}$ [277]. Además, asumimos que las nubes de la BLR tienen todas tamaño y densidad similares, que fijamos en $R_{c,0} = 10^{13}$ cm y $n_{c,0} = 10^{10}$ cm^{-3}. De estas consideraciones, el número total de nubes de la BLR es $N_{c,tot} \gtrsim 10^6$ para $R_{BLR} \gtrsim 10^{17}$ cm [278], y la masa de una nube (asumiendo hidrógenero puro) es $M_c = 7 \times 10^{25}$ g. Un análisis más detallado de la distribución de nubes en la BLR se discute en §A.5. La radiación de la BLR puede considerarse isotrópica dentro de R_{BLR} dado que el número de nubes es muy grande y que las mismas se distribuyen aproximadamente de forma uniforme dentro de la BLR (por ej., [279]).

En nuestro escenario simplificado, las propiedades de la BLR están determinadas por su radio R_{BLR} y su luminosidad L_{BLR}. La mayor parte de la emisión producida por la BLR se debe a fotones del disco que ionizan y excitan átomos en la BLR. Luego, es común asumir que L_{BLR} es una fracción de la luminosidad del disco, L_d, y dado que $L_j \propto L_d$ (por ej., [280]), podemos escribir $L_{BLR} = bL_j$, con $b = 0.05 - 0.1$ [281]. Además, el tamaño de la BLR se relaciona con su luminosidad de manera que aproximadamente $R_{BLR} \propto L_d^{0.5} \propto L_j^{0.5}$ (por e.j.[280]; ver también [282]).

A.3. Dinámica de la interacción y procesos no térmicos

En esta sección presentamos las fórmulas utilizadas en el cálculo de las cantidades dinámicas y nuestro código radiativo. Nos enfocamos en procesos leptónicos, en concreto sincrotrón e IC, dado que en este escenario las condiciones no son apropiadas para que sean eficientes el Bremsstrahlung, las colisiones p-p o la producción de foto-mesones, y es difícil acelerar protones a energías suficientemente altas como para que su emisión sincrotrón sea relevante (ver [283, 261] para escenarios similares con emisión hadrónica).

A lo largo del trabajo las cantidades sin primar se refieren al sistema de referencia de laboratorio (LF), mientras que las cantidades primadas se refieren al sistema co-móvil de la nube (CF). Asumimos que el fluido chocado se mueve junto con la nube que se acelera, y por lo tanto el sistema de referencia del choque está en reposo con respecto al CF. Definimos $\beta = v/c$. Nos enfocamos en las etapas avanzadas de la JCI, ya que éstas son particularmente interesantes para el caso de blazares. Los principales efectos a tener en cuenta son:

- El área del *bow-shock* se incrementa debido a la expansión de la nube dentro del *jet*.
- El enfriamiento IC se vuelve más eficiente cuando la nube alcanza velocidades relativistas dado que el campo de fotones de la BLR es amplificado en el CF por *Doppler-boosting*
- La radiación emitida es altamente aumentada en el sistema de referencia del observador (OF) debido al *Doppler-boosting*.

En conjunto, estos fenómenos llevan a que la emisión de R-γ sea sustancialmente mayor a la estimada por [263], quienes asumieron una nube de tamaño constante dentro del *jet* y no consideraron efectos relativistas.

A.3.1. Dinámica

Veamos las características principales de una JCI y que, bajo suposiciones conservadoras, estas son factibles de ocurrir. Las siguientes cantidades son necesarias para el análisis: la velocidad de la nube de la BLR fuera del *jet* (aproximadamente su velocidad kepleriana orbitando

Parámetro	**Modelo (*jet* canónico)**
Luminosidad del *jet* [erg s^{-1}]	$L_j = 2.5 \times 10^{46}$ (a)
Factor de Lorentz del *jet*	$\Gamma_j = 13$ (b)
Masa del agujero negro [$M_\odot$]	$M_{BH} = 6 \times 10^8$ (b)
Luminosidad del disco [erg s^{-1}]	$L_d = 0.1 L_j$ (a)
Luminosidad de la BLR [erg s^{-1}]	$L_{BLR} = 0.1 L_d$ (c)
Radio de la BLR [cm]	$R_{BLR} = 1.6 \times 10^{17}$ (c)
Radio de la nube [cm]	$R_{c,0} = 10^{13}$ (d)
Densidad de la nube [cm^{-3}]	$n_{c,0} = 10^{10}$ (d)
Velocidad de la nube [cm s^{-1}]	$v_{c,0} = 10^9$
Masa de la nube [g]	$M_c = 7 \times 10^{25}$
Cociente entre flujo de Poynting y de energía cinética	$\eta_B = 1$
Fracción NT (electrones)	$\xi_e = 10^{-1}$
Eficiencia de aceleración	$\eta_{ac} = 0.1$
Ángulo de observación [rad]	$\theta_{obs} = \theta_j = 1/\Gamma_j$

Tabla A.1. Parámetros para una JCI típica.

al agujero negro central: $v_{c,0} \approx \sqrt{GM_{BH}/R_{BLR}} \approx 10^9 (M_{BH}/10^9 M_\odot)^{1/2} (R_{BLR}/10^{17}\,\mathrm{cm})^{-1/2}\,\mathrm{cm\,s^{-1}}$), y la densidad ($n_{c,0}$) y radio ($R_{c,0}$) iniciales de la nube; la luminosidad (L_j), factor de Lorentz (Γ_j), altura de penetración (z_j), radio (R_j), densidad (ρ_j), y el ángulo de apertura[(i)] $\theta_j = R_j/z_j$ del *jet*; la luminosidad (L_d);y la luminosidad (L_{BLR}), radio (R_{BLR}), y temperatura característica (T_{BLR}) de la BLR. Los valores típicos de estos parámetros están dados en la Tabla A.1.

Para que las nubes penetran completamente en el *jet*, se requiere que $v_{sh} < v_{c,0}$. Si esta condición no se cumpliese, la nube se destruiría en la capaz de material existente entre el *jet* y el medio circundante, siendo arrastrada sin continuar penetrando dentro del *jet*. A partir de esta condición se obtiene la mínima altura de penetración para que se produzca una JCI fuerte [263]:

$$z_{min} = \frac{1}{v_{c,0}\theta_j}\sqrt{\frac{L_j}{\pi c m_p n_{c,0}}} \approx 5 \times 10^{16} \left(\frac{0.1}{\theta_j}\right)\left(\frac{10^9}{v_{c,0}}\right)\sqrt{\left(\frac{10^{10}}{n_{c,0}}\right)\left(\frac{L_j}{10^{46}}\right)}\ \mathrm{cm}, \tag{A.1}$$

con las cantidades en unidades de cgs. La máxima altura de interacción es $z_{max} \approx R_{BLR} \approx 3 z_{min}$. Tomamos la posición de la JCI en un valor promedio (en términos de la salida radiativa) de $z_{c,0} = \sqrt{z_{max}\, z_{min}}$.

De acuerdo a [260], definimos el parámetro D como el inverso (adimensional) de la masa de la nube:

$$D = \frac{P_j \pi R_c^2 z_c}{4 c^2 M_c \Gamma_j^3}\,. \tag{A.2}$$

Para derivar D, se evalúa R_c cuando la nube ya ha alcanzado velocidades medianamente relativistas ($\Gamma \sim 2$), de manera de poder ser comparado con [260]. Obtenemos $D \gtrsim 1$ para una JCI típica, lo cual implica una rápida evolución dinámica de la nube dentro del *jet* [261]: la distancia que la nube viaja a lo largo del *jet* durante su evolución es menor que R_{BLR}.

[(i)] Por simplicidad consideramos que el *jet* es cónico.

Luego, los campos de fotones externos no cambian sustancialmente con respecto a aquellos a la altura de penetración. Obviamos aquí apartamientos de las suposiciones del modelo cuando las nubes entran al *jet* cerca del borde exterior de la BLR, dado que este es un efecto pequeño en comparación a las incertezas sistemáticas del escenario. El tiempo de aceleración de la nube (en el LF) es $t_{\rm ac} \sim z_{\rm c,0}/(c\,D) \sim 10^6$ s para $z_{\rm c,0} \sim 10^{17}$. La actividad NT de la nube se espera que tenga un pico angosto de duración en el OF: $t_0 \sim z_{\rm c,0}/(c\,D\,2\Gamma_{\rm c}^2) \sim 10^4$ s (tomando $\Gamma_{\rm c} \lesssim \Gamma_{\rm j}$).

Una vez fijadas las condiciones iniciales, calculamos la evolución dinámica de la nube dentro del *jet* resolviendo una ecuación diferencial para el factor de Lorentz de la nube que se acelera, $\Gamma_{\rm c}$. Utilizamos un método de Euler de primer orden con un paso de tiempo no uniforme (logarítmico). De [260]:

$$\Gamma_{\rm c}(t) = \Gamma_{\rm c}(0) + \int_0^t \frac{\pi R_{\rm c}^2 v_{\rm c} q'}{M_{\rm c} c^3}(1 - f_{\rm NT})\,{\rm d}\tilde{t}\,, \tag{A.3}$$

donde el factor $(1 - f_{\rm NT})$ fue incorporado para tener en cuenta la reacción debida a la emisión de fotones: si una fracción $f_{\rm NT} \sim 0.1$ de la potencia del *jet* es inyectada en partículas relativistas, y la mayor parte de esta energía (y por tanto momento) es emitida en la dirección de movimiento (como es el caso de la JCI considerada), la presión de radiación ejercida en dirección opuesta a la aceleración de la nube es $\sim f_{\rm NT} \times$ la presión total del *jet*.

Las cantidades requeridas en cada paso temporal se calculan de la manera siguiente. El radio del *jet* es $R_{\rm j} = z_{\rm c}\theta_{\rm j}$ y la presión de arrastre en el LF $P_{\rm j} = L_{\rm j}/(c\pi R_{\rm j}^2)$. La Ec. (A3) de [260] da la presión de arrastre del *jet* en el CF:

$$P'_{\rm j} = P_{\rm j}\Gamma_{\rm c}^2\,(\beta_{\rm j} - \beta_{\rm c})\,(1 - \beta_{\rm j}\beta_{\rm c})\ . \tag{A.4}$$

Esta ecuación aplica a *jets* dominados por flujo de Poynting, aunque para *jets* dominados por materia los resultados se vuelven muy similares en el régimen relativista, que es cuando la emisión se vuelve más importante.

La densidad (de masa) de la nube[(ii)] se calcula como $\rho = M_{\rm c}/V'_{\rm c}$, con $V'_{\rm c} \sim (4\pi/3)R_{\rm c}^3$, i.e. considerando a la nube esférica en el CF. La entalpía específica es $h = 1 + 4P_{\rm c}/(\rho c^2)$, donde $P_{\rm c} =$ es la presión de la nube, tomada igual a la presión de arrastre del *jet* en el CF.

Consideramos que, a primer orden, la nube se expande isotrópicamente con una velocidad igual a la velocidad del sonido en la nube[(iii)]:

$$R_{\rm c}(t') = R_{\rm c,0} + \int_0^{t'} c_{\rm s}\,{\rm d}\tilde{t}'\,, \quad c_{\rm s} = \sqrt{\frac{\gamma_a P'_{\rm j}}{\rho h}}\,, \tag{A.5}$$

donde $\gamma_{\rm a} = 4/3$ es el coeficiente adiabático para un gas relativista monoatómico. Los intervalos temporales en el CF y el LF se relacionan mediante ${\rm d}t' = {\rm d}t/\Gamma_{\rm c}$, mientras que en el OF se tiene [222]: ${\rm d}t_{\rm obs} = {\rm d}t(1 - \beta_{\rm c}\cos\theta_{\rm obs})$, con $\theta_{\rm obs}$ el ángulo entre la línea de la visual y el eje del *jet* (ver Fig. A.1).

El flujo de energía es $q' = P'_{\rm j}c$ [260], y el flujo inyectado en el choque es:

$$L'_{\rm inj} = q'\pi R_{\rm c}^2\,. \tag{A.6}$$

[(ii)] Recordar que densidad, presión y entalpía específica son definidas en el CF.

[(iii)] Esta es una aproximación grosera, pero no afecta significativamente a los resultados ya que en el régimen relativista la expansión de la nube es frenada por dilatación temporal, una velocidad diferencial de la nube respecto al *jet* pequeña en el LF, y a la presión lateral del *jet* volviéndose más relevante. De hecho, [260, 261] tomaron un radio constante para la nube.

Estimamos el campo magnético en el CF como en [249] al asumir que la presión magnética del *jet* es una fracción η_B de la presión de arrastre del *jet*:

$$\frac{B'^2}{8\pi} = \eta_B P'_{\rm k}\,. \tag{A.7}$$

A lo largo de este trabajo, consideramos $\eta_B = 1$ ya que los *jets* se espera que sean bastante magnetizados cerca de su base [261], pero nuestros resultados no son muy sensibles al valor de η_B. La potencia total del *jet* es $P_{\rm j} = P_{\rm k} + P_{\rm B}$.

A.3.2. Campos de radiación

Existen múltiples campos de radiación presentes en los entornos de blazares, tales como los producidos por la BLR, el toro, y el disco. No obstante, para una nube relativista moviéndose en dirección del *jet* y localizada a una altura $z \sim R_{\rm BLR}$, el único campo de radiación relevante para dispersiones IC durante una JCI es el de la BLR. Esto puede demostrarse comparando la densidad de energía de los distintos campos de radiación (ver, por ej., Fig. 2 de [281]). En el CF, el campo de fotones del disco es atenuado mientras que el de la BLR es amplificado por el Doppler *boosting*; el campo de radiación del toro también se ve aumentado en un factor similar que el de la BLR, pero su densidad de energía es ~ 100 veces menor para $z \sim R_{\rm BLR}$. Las densidades de energía del campo de la BLR en el CF y en el LF se relacionan por $U'_{\rm BLR} \sim \delta^2_{\rm BLR} U_{\rm BLR}$, donde $\delta_{\rm BLR}$ es el factor de Doppler (por ej., [284]). El valor de $U_{\rm BLR}$ puede estimarse como

$$U_{\rm BLR} = \frac{L_{\rm BLR}}{\pi c R^2_{\rm BLR}}\,, \tag{A.8}$$

donde el valor de $\delta_{\rm BLR}$ se obtiene considerando un campo de radiación isotrópico (Ec. (5.25) de [284]):

$$\delta_{\rm BLR} = \Gamma_{\rm c}\sqrt{1 + \frac{\beta_{\rm c}^2}{3}} \to \Gamma_{\rm c}\sqrt{\frac{4}{3}}\,. \tag{A.9}$$

Para evaluar si las pérdidas por SSC son relevantes, estimamos la densidad de energía del campo de fotones sincrotrón (calculado sin tener en cuenta SSC) como $U_{\rm sin} = L_{\rm sin}/(\pi c R_{\rm c}^2)$.

En la aproximación monocromática, el número de fotones objetivo es $n_{\rm ph} = U/\epsilon$, donde ϵ es la energía característica de los fotones y transforma como $\epsilon' = \epsilon\,[\Gamma_{\rm c}(1 - \beta_{\rm c}\cos\theta)]$. En el caso de fotones de la BLR, $\langle\cos\theta_{\rm BLR}\rangle = 0$, de donde se obtiene $\epsilon'_{\rm BLR} = \epsilon_{\rm BLR}\Gamma_{\rm c}$.

A.3.3. Distribución de partículas

Consideramos que una fracción $\xi_{\rm e} = 0.1$ de la energía inyectada en el choque se destina a la aceleración de electrones relativistas: $L'_{\rm inj,e} = \xi_{\rm e} L'_{\rm inj}$. Consideramos una función fenomenológica para la inyección de electrones: $Q'(E') = K E'^{-\alpha}\exp\left(-E'/E'_{\rm max}\right)$, con $\alpha = 2$, y una constante de normalización dada por $\int Q'(\tilde{E}')\tilde{E}'\,{\rm d}\tilde{E}' = L'_{\rm inj,e}$. Las escalas de tiempo de aceleración y enfriamiento de partículas son mucho más cortas que las escalas de tiempo dinámicas. Por lo tanto, la distribución en energías de las partículas alcanza un estado estacionario antes de que las condiciones de enfriamiento hayan cambiado significativamente. La solución para la ecuación de transporte es:

$$N'_{\rm e}(E') = \dot{E}'^{-1}\int_{E'}^{E'_{\rm max}} Q'_{\rm e}(\tilde{E}')\,{\rm d}\tilde{E}'\,, \tag{A.10}$$

con $\dot{E}' = E'/t'_{\rm enf}$. Los resultados del modelo no son muy sensibles a α a menos que este sea mucho mayor a 2, lo que implicaría poca luminosidad en el rango de R-γ. Tomamos un

valor de 1 MeV para la energía mínima de los electrones inyectados, aunque este parámetro tampoco afecta significativamente nuestros resultados a menos que sea $\gtrsim 1$ GeV.

Calculamos el enfriamiento IC utilizando la parametrización dada por [33] para un campo de radiación isotrópico. Tomamos la temperatura de la radiación en el CF como $T'_{\rm BLR} = T_{\rm BLR}(\epsilon'_{\rm BLR}/\epsilon_{\rm BLR})$, e introducimos el factor de dilución $\kappa_{\rm BLR} = L_{\rm BLR}{\delta_{\rm BLR}}^2/\left(4\pi\sigma R_{\rm BLR}^2 T_{\rm BLR}^4\right)$. Definimos la constante $C = \pi\bar{h}^3/(2r_{\rm e}^2 m_{\rm e}^3 c^4)$, una temperatura normalizada $\tilde{T} = kT/(m_{\rm e}c^2)$, y el parámetro $C_{\rm BLR} = C/(\kappa_{\rm BLR}{\tilde{T}'}^2_{\rm BLR})$. Luego, calculamos el tiempo de pérdidas IC con el campo de fotones de la BLR como: $t'_{\rm IC} = C_{\rm BLR}\,\gamma_{\rm e}/F_{\rm iso}(u'_{\rm BLR})$, con $u'_{\rm BLR} = 4\gamma_{\rm e}\tilde{T}'_{\rm BLR}$ y

$$F_{\rm iso}(u) = \left[\frac{5.68\,u\ln\left(1+\frac{0.722u}{5.68}\right)}{1+\frac{5.68u}{0.822}}\right]\left[1+\frac{-0.362\,u^{0.682}}{1+0.826\,u^{1.281}}\right]^{-1}. \tag{A.11}$$

El campo magnético en la región chocada se asume que es isotrópico adoptando la simplificación $B'_\perp = \sqrt{2/3}B'$. Las pérdidas sincrotrón están dadas por $t'_{\rm sin} = (1.6\times10^{-3}B'^2_\perp E'_{\rm e})^{-1}$ s, lo cual es preciso para un campo magnético isotrópico.

Hacemos la siguiente consideración respecto a la convección y las pérdidas adiabáticas: dado que estamos trabajando bajo una aproximación de modelo *one-zone*, el tamaño característico relevante en el que cambian los campos objetivo es del orden de $z_{\rm c}$. Por este motivo, tomamos $t'_{\rm conv/ad} = z_{\rm c}/\left(v'_{\rm j}\,\Gamma_{\rm c}\right)$, donde $v'_{\rm j} = (v_{\rm j} - v_{\rm c})/(1-\beta_{\rm j}\,\beta_{\rm c})$.

Las pérdidas radiativas dominan por sobre las no radiativas si $t'_{\rm r} < t'_{\rm nr}$, con $t'_{\rm r} = (t'^{-1}_{\rm sin} + t'^{-1}_{\rm IC})^{-1}$ y $t'_{\rm nr} = t'_{\rm conv/ad}$. El tiempo de enfriamiento de las partículas queda dado por $t'_{\rm enf} = \min(t'_{\rm r}, t'_{\rm nr})$.

El tiempo de aceleración es $t'_{\rm ac} = \eta_{\rm ac}E'_{\rm e}/(B'_\perp\,c\,q_{\rm e})$, y fijamos la eficiencia de aceleración a $\eta_{\rm ac} = 0.1$. La energía máxima de los electrones se obtiene como la mínima entre las condiciones $t'_{\rm ac}(E'_{\rm max}) = t'_{\rm enf}(E'_{\rm max})$ y la dada por las pérdidas difusivas.

A.3.4. Emisión no térmica

Estimamos la emisión IC considerando al campo de radiación de la BLR como monocromático, homogéneo e isotrópico. En el CF, los electrones *ven* que en promedio los fotones de la BLR vienen de una dirección dada por $\langle\cos\alpha'\rangle = -\beta_{\rm c}$. Durante las etapas tempranas de la JCI, $\Gamma_{\rm c}\sim 1$ y el campo de fotones en el CF es aproximadamente isotrópico, pero para etapas posteriores con $\Gamma > 2$ (que son las más relevantes en el contexto de este trabajo), el campo de fotones en el CF es casi monodireccional debido a efectos relativistas, y las interacciones entre electrones relativistas y fotones de la BLR ocurren como colisiones (cuasi)frontales.

Primero, calculamos la luminosidad emitida en el CF. El campo de fotones de la BLR está caracterizado por la energía de los fotones $\epsilon'_{\rm BLR}$ y la densidad numérica de fotones $n'_{\rm BLR}$ dada en la §. A.3.2. En la aproximación monocromática, consideramos $\epsilon_{\rm BLR} \approx \epsilon_{{\rm Ly}\alpha} \approx 10$ eV. Utilizamos la expresión con dependencia angular para $\sigma_{\rm IC}$ (por ej., [33]) con un ángulo $\alpha' = \arccos(-\beta_{\rm c})$. La SED en el CF se calcula como

$$L'_{\rm IC}(\epsilon') = \epsilon'\int_{\epsilon'}^{E'_{\rm e,max}} N'_{\rm e}(\tilde{E}'_{\rm e})\,c\,n'_{\rm BLR}\sigma_{\rm IC}(\alpha',\epsilon',\tilde{E}'_{\rm e})\,{\rm d}\tilde{E}'_{\rm e}\,. \tag{A.12}$$

La luminosidad total en un dado instante es $L' = \int L'(\epsilon')\,{\rm d}\epsilon'$. También calculamos la luminosidad sincrotrón en el CF a partir de la distribución en energías de las partículas.

Segundo, calculamos la luminosidad esperada en el OF, la cual se relaciona con la luminosidad emitida en el CF como $\epsilon L(\epsilon) = \delta^4\epsilon' L'(\epsilon')$, donde $\delta = [(1-\beta_{\rm c}\cos\theta_{obs})\Gamma_{\rm c}]^{-1}$ es el factor de Doppler *boosting*.

A.3.5. Absorción

Los fotones de R-γ producidos en el choque deben escapar del blazar antes de poder alcanzar al observador. Durante su propagación, estos fotones pueden interactuar con los fotones ambientes produciendo pares $e^{\pm}$, resultando en su aniquilación. Este proceso es más efectivo cuando los fotones colisionan de frente y si el campo de fotones ambiente es intenso. Como ya han demostrado varios autores [273, 268, 285, 286], R-γ con energías entre 30 GeV y $\sim$ TeV emitidos dentro de $R_{\rm BLR}$ son completamente absorbidos en el campo de fotones de la BLR; además, el campo de radiación del toro es totalmente opaco a R-γ con energías superiores al TeV para distancias incluso mayores [279]. Por lo tanto, a primer orden, consideramos que la emisión de R-γ no está atenuada si $\epsilon \lesssim 30$ GeV, mientras que está totalmente absorbida si $\epsilon \gtrsim 30$ GeV. En esta instancia no calculamos la radiación proveniente de cascadas electromagnéticas que podrían potencialmente generar un medio más transparente para fotones de R-γ. No obstante, podemos analizar cuantitativamente la importancia de la emisión proveniente de pares secundarios.

Para probar si la emisión de pares puede ser relevante, necesitamos comparar la luminosidad en el rango $0.1 - 30$ GeV predicha en el OF, $L_{\gamma,\rm obs}$, con la luminosidad producida en el OF por los pares secundarios. Si estos pares son creados dentro del *jet*, pueden quedar atrapados en el fluido del *jet* y su luminosidad emitida ($L_{e^{\pm}}$) ser amplificada; bajo condiciones de enfriamiento rápido, estos pares tendrán una luminosidad en el OF comparable a la absorbida (respecto al observador). Dentro del *jet*, es posible que el campo amplificado de la BLR domine por sobre el campo magnético, y que una cascada IC se desarrolle. Si los pares se isotropizan en el LF fuera del *jet*, entonces su luminosidad en dirección al observador será $\sim 1/2\Gamma_{\rm j}^2$ veces menor. En el LF fuera del *jet*, el campo magnético puede ser más relevante, en cuyo caso los pares se enfriarían vía sincrotrón. El valor máximo de la luminosidad de los pares $L_{e^{\pm}}$ depende de $\Delta L = L_{\gamma,\rm em} - L_{\gamma,\rm obs} \sim L_{>30\rm GeV,em}$, y está entre $\sim \Delta L/2\Gamma_{\rm j}^2$ y ΔL.

A.4. Resultados para una interacción típica

Presentamos los resultados para una única JCI bajo condiciones típicas. De la Eq. A.1 obtenemos $z_{\rm min} \approx 5 \times 10^{16}$ cm y $z_{\rm j} \approx 10^{17}$ cm. La evolución de las cantidades dinámicas relevantes se muestra en la Fig. A.2. En el LF, luego de $\sim 10^4$ s la nube se expande considerablemente, hasta un $\sim 10\,\%$ del radio del *jet*, y luego de $\sim 4 \times 10^4$ s se acelera hasta un factor de Lorentz > 2, alcanzando $\Gamma_{\rm c} \approx \Gamma_{\rm j}$ luego de $\sim 10^6$ s. El campo magnético en el CF decae significativamente a medida que $\Gamma_{\rm c}$ se incrementa. Durante las etapas tempranas y no relativistas ($t_{\rm LF} < 10^4$ s), la transferencia de momento del *jet* a la nube es significativa, pero no así la transferencia de energía. En las etapas más tardías y relativistas ($t_{\rm LF} > 10^4$ s), la transferencia de energía del *jet* a la nube (en el CF) se vuelve más eficiente. Una vez que la nube se acelera y $z_{\rm c}$ comienza a aumentar significativamente ($t_{\rm LF} \gtrsim 10^5$ s), la expansión de la nube ya es despreciable y por lo tanto la fracción de la sección del *jet* que ocupa comienza a disminuir (Fig. A.2).

La normalización de la distribución de partículas relativistas depende de $L'_{\rm iny}$, la cual varía como función del tiempo (Fig. A.2). Cualitativamente, $L'_{\rm iny}$ se incrementa a medida que la nube se expande y el área del *jet* que resulta chocada se vuelve mayor. Una vez que la nube se ha acelerado significativamente y $\Gamma_{\rm c} \to \Gamma_{\rm c}$, la velocidad relativa entre el *jet* y el choque se vuelve pequeña y por lo tanto también lo hace el flujo de energía a través del choque, q'; en consecuencia, $L'_{\rm iny}$ cae fuertemente.

La máxima energía de los electrones está limitada por enfriamiento sincrotrón, por lo que aumenta con el tiempo a medida que B' disminuye. Los electrones se enfrían local-

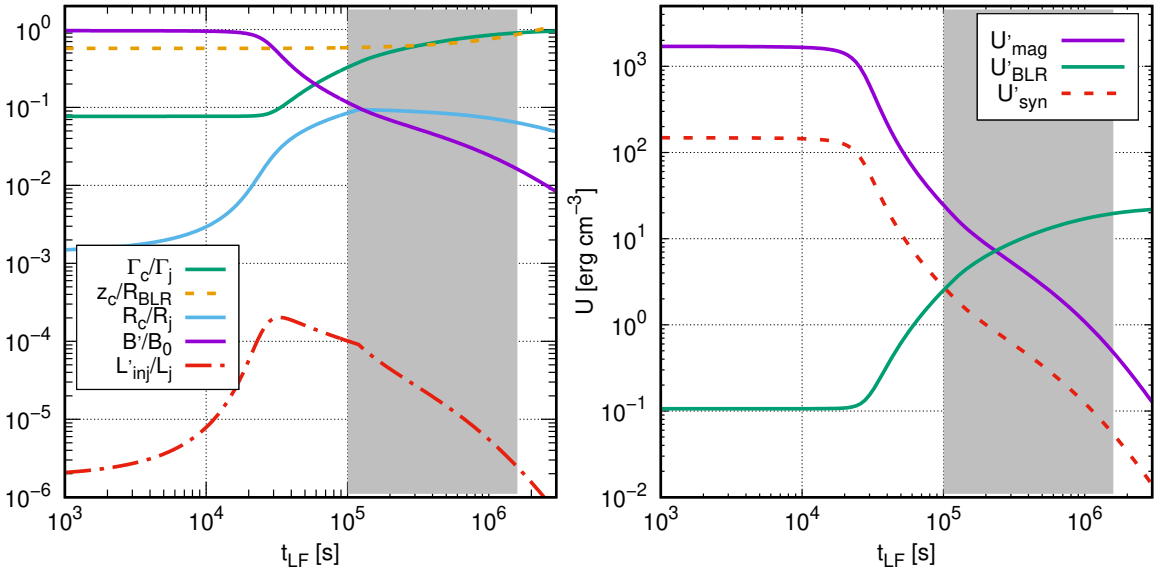

Figura A.2. Evolución de las cantidades dinámicas en una JCI típica. El área gris representa la etapa radiativamente eficiente en el OF.

mente independientemente de su energía. La etapa radiativamente eficiente ocurre durante $t_{\rm LF} \sim 10^5 - 10^6$ s, y se muestra con un sombreado gris en la Fig. A.2. La distribuciones en energías de los electrones para distintos instantes (en el LF) se muestra en la Fig. A.3. La forma de la distribución de partículas relativistas depende del mecanismo dominante de enfriamiento/escape. Las pérdidas IC/SSC y sincrotrón dependen de la densidad de energía de los campos de fotones objetivo y del campo magnético, respectivamente; éstas se muestran en la Fig. A.2. Las pérdidas IC también dependen del producto entre la energía del electrón y del fotón objetivo: si $E'_{\rm e}\,\epsilon' > (m_{\rm e}c^2)^2$, la interacción ocurre en el régimen de K-N (Sec. 2.4.2), volviéndose menos eficiente. Para etapas tempranas de la JCI, el mecanismo de enfriamiento dominante es sincrotrón, mientras que en estadíos más tardíos (que son los más relevantes en términos de la emisión de R-γ) el enfriamiento es dominado por dispersión IC con los fotones del campo de radiación de la BLR (amplificado en el CF). No obstante, electrones con $E'_{\rm e} \gtrsim 1 - 10$ GeV interactúan en el régimen de K-N cuando la nube alcanza $\Gamma_{\rm c} \gg 1$ [(i)].

En la Fig. A.4 mostramos la evolución de la SED sincrotrón e IC para distintos tiempos de observación. Durante la etapa temprana de la JCI, los electrones se enfrían más eficientemente por sincrotrón, aunque este proceso difícilmente genera emisión por encima de 0.1 GeV. No obstante, a medida que la JCI avanza, la nube chocada se acelera desde $\Gamma_{\rm c} \approx 1$ hasta $\Gamma_{\rm c} \approx \Gamma_{\rm j} = 13$. Luego, debido al campo de fotones de la BLR incrementado en el CF, para etapas posteriores las pérdidas por IC con fotones de la BLR dominan el enfriamiento radiativo y $L_{\rm IC}$ supera a $L_{\rm sin}$. El proceso IC es responsable de la mayor parte de la emisión en el rango $1 - 30$ GeV. Además, el Doppler *boosting* desplaza la SED un factor $\approx 2\,\Gamma_{\rm c}$ hacia energías más altas, y aumenta el flujo un factor $\approx (2\,\Gamma_{\rm c})^4$. Ergo, el Doppler *boosting* tiene un impacto notable en la forma de la SED, en particular aumentando la emisión en casi 5 órdenes de magnitud en etapas avanzadas. El proceso sincrotrón puede radiar apreciablemente en el rango $0.1 - 1$ GeV como consecuencia del corrimiento Doppler y de la presencia de electrones

[(i)] Como $\epsilon'_{\rm BLR} \sim 10\,\Gamma_{\rm c}$ eV, la transición al régimen de K-N ocurre cuando $E'_{\rm e,KN} \approx 25\,\Gamma_{\rm c}^{-1}$ GeV. Notamos que los electrones interactúan con el campo de fotones del toro en el régimen de Thomson hasta energías significativamente mayores, por lo que puede volverse un mecanismo de enfriamiento dominante para electrones con $E_{\rm e} \gtrsim 100$ GeV cuando la nube alcanza $\Gamma_{\rm c} \gtrsim 10$. No obstante, por simplicidad este proceso no es tenido en cuenta ya que no domina la SED en el rango del GeV.

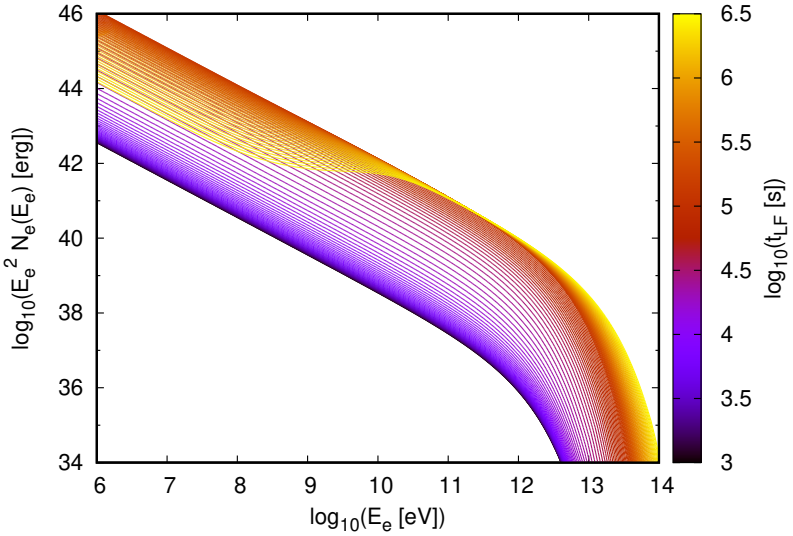

Figura A.3. Distribución de electrones relativistas para distintos instantes en el LF durante una JCI.

de muy alta energía (> 10 TeV, Fig. A.3).

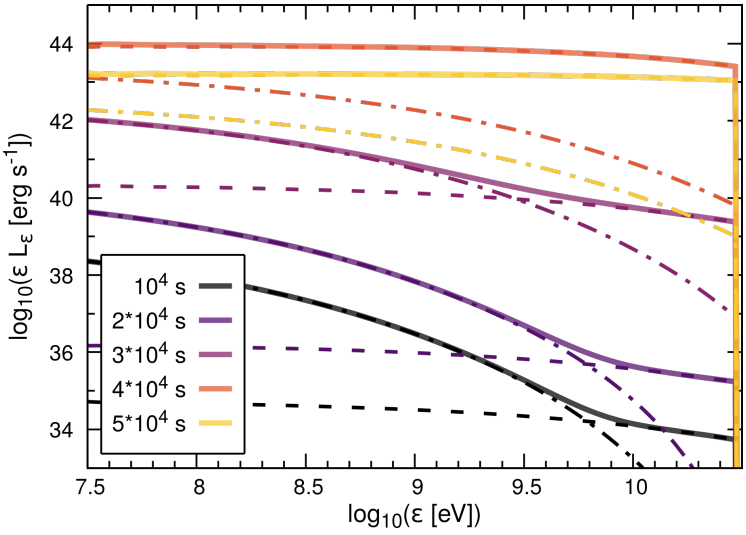

Figura A.4. La SED para distintos instantes de observación. Las curvas a rayas y a punto-rayas representan las contribuciones IC y sincrotrón, respectivamente, mientras que la curva sólida es la emisión total. La emisión aumenta en el tiempo hasta 4×10^4 s, cuando empieza a disminuir. La emisión sincrotrón domina a energías < 10 GeV para etapas tempranas, pero el IC domina la SED completa arriba de 0.1 GeV durante las etapas más luminosas.

La Fig. A.5 muestra que la fracción de la luminosidad que va a pares $e^{\pm}$ no es dominante, aunque el proceso de absorción γ-γ es relevante moldeando la forma del espectro a energías > 30 GeV.

La curva de luz de una JCI tiene un pico pronunciado en $t_{\rm obs} \approx 4 \times 10^4$ s (Fig. A.6). En el OF, la etapa radiativamente significativa dura $\Delta t_{\rm obs} \sim 10^4$ s.

Es interesante ver si la emisión en la banda 0.1–100 GeV presenta diferentes rasgos en distintas sub-bandas (Fig. A.6). De hecho, la emisión a $\epsilon > 10$ GeV tiene la variación más significativa, ya que es producida por dispersiones IC de fotones de la BLR. En la Fig. A.6 también se muestra la luminosidad integrada (i.e., energía total radiada) recibida en distintas

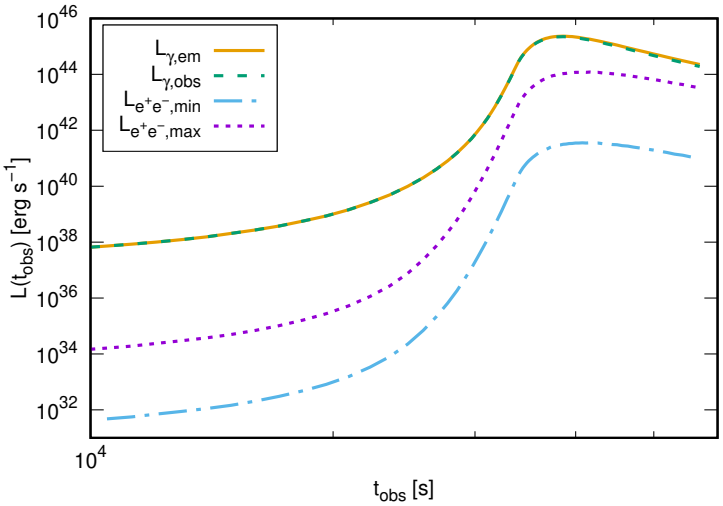

Figura A.5. Comparación entre $L_{\rm obs}$, $L_{\rm em}$, y $L_{e^\pm}$ estimada como $L_{e^\pm,\rm min} = (L_{\rm em} - L_{\rm obs})/(2\Gamma_{\rm j}^2)$ y $L_{e^\pm,\rm max} = L_{\rm em} - L_{\rm obs}$.

bandas de energía. La energía total emitida en el rango 0.1–1 GeV es casi el doble de la emitida en el rango 1–10 GeV, por lo que la SED tiene una pendiente promedio de $\alpha \approx -0.2$. Esto puede explicarse en términos de una SED IC plana y una contribución sincrotrón apreciable a $\epsilon < 1$ GeV (Fig. A.4). La Fig. A.7 muestra que la SED arriba de 100 keV promediada en el tiempo está completamente dominada por IC con fotones de la BLR. La luminosidad total promediada en el tiempo es $\langle L_\gamma \rangle \approx 7.8 \times 10^{44}$ erg s^{-1} durante cada JCI, y en la banda $0.1 - 30$ GeV es $\langle L_{0.1-30} \rangle \approx 4.3 \times 10^{44}$ erg s^{-1}.

A.5. Tasa de interacción

Para determinar si las JCIs dan lugar a emisión transitoria/fulguraciones o continua, necesitamos tener en cuenta la tasa a la que ocurren estos eventos y su duración. Esto puede lograrse estimando el ciclo de trabajo (DC, por las siglas en inglés de *duty-cycle*) definido como: $DC = \dot{N}\, t_{\rm int,OF}$, donde $\dot{N}$ es la cantidad de nubes que entran al *jet* por unidad de tiempo, y $t_{\rm int,OF}$ es la duración en el OF de cada interacción individual (i.e., el tiempo durante el cual la JCI es visible en el OF). Estimamos $\dot{N} \sim N_{\rm c,j}/t_{\rm j}$, con $N_{\rm c,j}$ el número de nubes dentro del *jet* y $t_{\rm j}$ el tiempo que tardaría una nube en cruzar el ancho del *jet* si no la misma no interactuara con este ($t_{\rm j} \sim 2R_{\rm j}/v_{\rm c,0}$).

Consideramos el escenario más simple de una BLR esférica con nubes de igual tamaño, y utilizamos los valores típicos dados en la Tabla A.1. El número total de nubes en la BLR es $N_{\rm c,tot}$. Si consideramos un factor de llenado fijo $f \sim 10^{-6}$, podemos estimar este número como $N_{\rm c,tot} \sim f\,(R_{\rm BLR}/R_{\rm c,0})^3$ (por ej., [263]). Otra posibilidad es considerar un factor de cobertura fijo $C_{\rm BLR} \sim 0.1$, en cuyo caso $f = 4/3(R_{\rm c,0}/R_{\rm BLR})C_{\rm BLR}$ y $N_{\rm c,tot} \sim C_{\rm BLR}^3 f^{-2}$ (por ej., [286]); este es el método utilizado aquí, aunque la diferencia entre ambos es pequña. La fracción de estas nubes que tiene suficiente velocidad para penetrar en el *jet* (Sec. A.3.1) es $f_{\rm vel}$, y el número total de nubes dentro del *jet* en un instante dado es:

$$N_{\rm c,j} = N_{\rm c,tot}\, f_{\rm vel} \left(\frac{\Delta\Omega_{\rm j}}{4\pi} \right) , \tag{A.13}$$

donde $\Delta\Omega/(4\pi) = (1 - \cos\theta_{\rm j})/2 \approx (\theta_{\rm j}/2)^2 \approx 0.0025$ es el cociente entre el volumen del *jet* y el de la BLR. De acuerdo a la Ec. (A.1), la velocidad mínima requerida por una nube

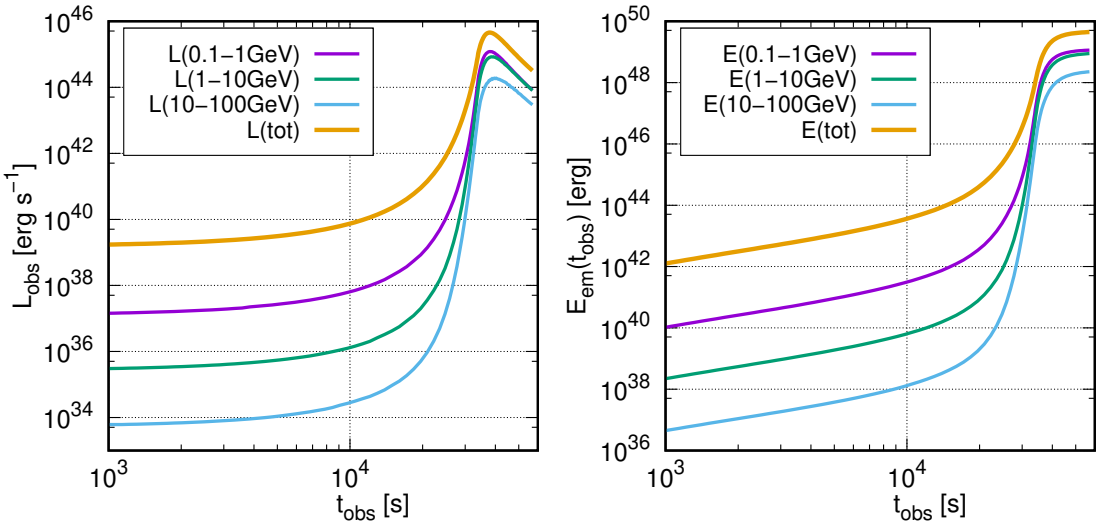

Figura A.6. Luminosidad (*izquierda*) y luminosidad integrada (i.e., energía radiada; *derecha*) en el OF como función del tiempo, para diferentes rangos de energías. La absorción γ-γ tiene un efecto dramático para fotones con energía superior a 30 GeV. La mayor parte de la emisión ocurre entre $t_{\rm obs} = 3 \times 10^4$ s y $t_{\rm obs} = 5 \times 10^4$ s, en el rango 0.1–100 GeV.

para entrar en el *jet* bajo las condiciones supuestas es $v_{\rm c,min} \approx 4 \times 10^8$ cm s^{-1}[(i)]. Asumiendo una distribución de velocidades Maxwelliana con dispersión $\sigma_{\rm c} = \sqrt{GM_{\rm BH}/R_{\rm BLR}}$, obtenemos $f_{\rm vel} = 1 - {\rm erf}\left(\frac{v_{\rm c,min}}{1.45\sigma_{\rm c}}\right) \approx 0.6$.

En el OF, la interacción dura $t_{\rm int,OF} \sim 5{\times}10^4$ s. Para $C_{\rm BLR} = 0.1$, obtenemos $f \approx 8{\times}10^{-6}$, $N_{\rm c,tot} \sim 10^7$, y $DC \sim 10 - 100$ para parámetros típicos. Luego, la emisión que esperamos de una JCI es continua, con una escala de tiempo de variabilidad de $t_{\rm int,OF}/DC \sim 10^3\,(DC/30)^{-1}$ s, y fluctuaciones en luminosidad de $\sim DC^{1/2}/DC \approx 0.20\,(DC/30)^{-1/2}$ ($\approx 20\,(D/30)^{-1/2}$ %). La luminosidad total esperada es DC veces la luminosidad de una JCI individual, i.e., $\sim 3 \times 10^{45}(DC/30)$ erg s^{-1}. Esto es del orden de la emisión promedio detectada en blazares con *jets* de potencia $L_j \sim 3 \times 10^{46}$ erg s^{-1} [259]. También es posible estimar la luminosidad promedio como $\dot{N} < E_\gamma >\sim 10^{46}\,(N/10^{-3})(< E_\gamma > /10^{49})$ erg s^{-1}, obteniendo resultados similares.

Un aspecto interesante relacionado con las múltiples JCIs es la carga de masa en el *jet* producido por la entrada de nubes. La tasa de carga de masa, $\dot{M}$, es del orden de $\dot{N}M_{\rm c} \sim 10^{23}\,(\dot{N}/10^{-3})(M_{\rm c}/10^{26})$ g s^{-1}. Este proceso no es dinámicamente relevante para valores típicos como los considerados en este trabajo, ya que comparativamente $\dot{M}_{\rm j} \sim L_{\rm j}/\Gamma_{\rm j}c^2$ y entonces $\dot{M} \ll \dot{M}_{\rm j} \sim 10^{24}\,(L_{\rm j}/10^{46})(\Gamma_{\rm j}/10)^{-1}$ g s^{-1}.

A.5.1. Escaleo de la luminosidad con la potencia del *jet*

Calculamos una JCI típica para los mismos parámetros de la nube ($R_{\rm c,0}$, $n_{\rm c,0}$, y $v_{\rm c,0}$) que en la Tabla A.1, pero para luminosidades del *jet* diferentes de la canónica ($L_{\rm j} \sim 2.5{\times}10^{46}$ erg s^{-1}). Independientemente de la potencia del *jet*, las características básicas de la JCI son esencialmente las mismas: la nube se acelera en $t_{\rm LF} \sim 10^6$ s, los electrones de altas energías se enfrían localmente a través de interacciones IC con fotones de la BLR durante la etapa radiativamente dominante, la cual dura $\sim (1-2) \times 10^4$ s en el OF.

Para un *jet* menos potente con $L_{\rm j} \sim 10^{45}$ erg s^{-1}, la BLR es más pequeña y $D \lesssim 1$. Luego,

[(i)] Recordar que las nubes se mueven aproximadamente con una velocidad Kepleriana alrededor del agujero negro central.

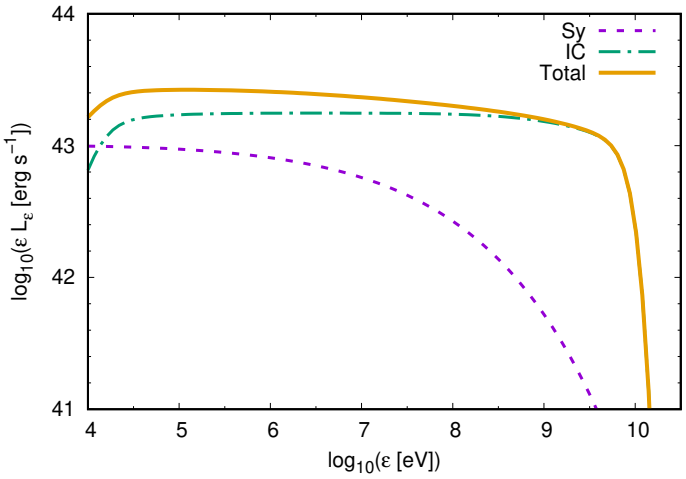

Figura A.7. La SED de una JCI promediada en el tiempo, especificando la contribución sincrotrón, IC y la total.

la nube se escapa más rápidamente de esta región y la suposición de condiciones homogéneas permanece válida sólo para alturas de penetración considerablemente menores a $R_{\rm BLR}$. Dado que la BLR es menos luminosa, las pérdidas por convección se vuelven dominantes para electrones con $E_{\rm e} < 10$ MeV. El enfriamiento sincrotrón domina durante la mayor parte de la JCI, excepto cuando la nube se ha acelerado hasta $\Gamma_{\rm j}$. El radio del *jet* es menor, y como fijamos el tamaño inicial de la nube ($R_{\rm c,0}$), el radio máximo que alcanza la nube expandida es casi la mitad del radio del *jet*. Esto lleva a que una fracción mucho mayor de la potencia del *jet* sea transferida al choque. La SED promedio arriba de $\epsilon > 1$ MeV está dominada por emisión IC (debajo de esa energía la domina sincrotrón).

Para un *jet* más potente con $L_{\rm j} \sim 10^{48}$ erg s^{-1}, obtenemos $D \sim 10$ y la dominación del campo de fotones de la BLR en los aspectos radiativos es todavía más pronunciada. No obstante, en este caso el radio del *jet* es mayor y el radio máximo que alcanza la nube es de sólo $\sim 1\,\%$ del mismo, por lo que la cantidad de la potencia del *jet* depositada en el choque es relativamente chica y por lo tanto la luminosidad de una JCI individual no se incrementa significativamente.

Asumiendo una valor constante $C_{\rm BLR}$, $N_{\rm c,tot} \propto f^{-2} \propto R_{\rm BLR}^2 \propto L_{\rm j}$. Para un valor fijo de $M_{\rm BH}$ (sugerido por [259]), $v_{\rm c} \propto R_{\rm BLR}^{-1/2} \propto L_{\rm j}^{-1/4}$, y por lo tanto hay (proporcionalmente) menos nubes con velocidad suficiente para penetrar en el *jet* si $L_{\rm j}$ es alta; obtenemos $f_{\rm vel} \approx 0.84$ para $L_{\rm j} \sim 10^{45}$ erg s^{-1}, y $f_{\rm vel} \approx 0.26$ para $L_{\rm j} \sim 10^{48}$ erg s^{-1}. En suma, el escaleo de DC con $L_{\rm j}$ es similar a $DC \propto L_{\rm j}^{1/3}$.

La luminosidad en R-γ promedio y otras propiedades de la JCI para diferentes potencias del *jet* se resumen en la Tabla A.2. Resulta interesante que la intensidad de una JCI individual depende débilmente de $L_{\rm j}$, mientras que la luminosidad colectiva de múltiles JCIs es más sensible a $L_{\rm j}$ y por lo tanto *jets* más potentes resultan más luminosos.

A.6. Conclusiones

La evolución de la interacción entre el *jet* de un blazar con una nube de la BLR es compleja. Con un modelo simple que da cuenta de la expansión de la nube y efectos relativistas, hemos demostrado que las JCIs en blazares pueden producir emisión significativa en R-γ si $\xi_{\rm e} \gtrsim 0.1$, y si la geometría de la BLR es aproximadamente esférica. Esta emisión de R-γ se espera que sea más bien persistente, con moderadas fluctuaciones en el flujo.

$L_{\rm j}$ [erg s^{-1}]	$z_{\rm j}$ [cm]	$L'_{\rm iny,max}$ [$L_{\rm j}$]	$\langle L_\gamma \rangle$ [erg s^{-1}]	DC –	$\langle L_{\rm tot} \rangle$ [erg s^{-1}]
1×10^{45}	2×10^{16}	5×10^{-3}	4.5×10^{44}	13	6×10^{45}
2.5×10^{46}	1×10^{17}	2×10^{-4}	7.8×10^{44}	49	4×10^{46}
1×10^{48}	7×10^{17}	5×10^{-5}	8.7×10^{44}	122	1×10^{47}

Tabla A.2. Comparación de las propiedades de las JCIs para diferentes potencias del *jet*. La luminosidad total (colectiva) $\langle L_{\rm tot} \rangle$ se estima como $DC \times \langle L_\gamma \rangle$.

Si las JCIs en blazares no contribuyen significativamente a la emisión de estas fuentes detectada por *Fermi* (como fue propuesto por [269] debido a la falta de atenuación fuerte en sus espectros), podemos asesorar indirectamente al estudio de propiedades de la BLR (por ej., descartando una geometría esférica) si se asume que la aceleración de electrones es eficiente. De lo contrario, la aceleración de electrones debería estar fuertemente inhibida (i.e. $\xi_{\rm e} \ll 1$).

Incluso si las JCIs no contribuyen significativamente a la emisión persistente de R-γ en blazares, las mismas sobresalen como mecanismos eficientes de generación de R-γ en estos objetos.

Un modelo mejorado de JCIs debe considerar que la emisión necesita ser calculada en el sistema de referencia del fluido del *jet* chocado en vez del de la nube en aceleración. Tal mejora requiere de un análisis más detallado del fluido emisor (por ej., [287]). Otro perfeccionamiento al modelo sería el introducir una prescripción más realista para la BLR, aunque esto no es una tarea sencilla dadas las incertezas en la caracterización de la BLR.

Apéndice B

Resumen de trabajos realizados

B.1. Publicaciones

B.1.1. Publicaciones con referato en revistas internacionales

1. **Gamma-rays from jets interacting with BLR clouds in blazars**
   del Palacio, S., Bosch-Ramon, V., & Romero, G. E.
   Enviado, 2018

2. **Multi-zone non-thermal radiative model for stellar bowshocks**
   del Palacio, S., Bosch-Ramon, V., Müller, A. L., & Romero, G. E.
   Astronomy & Astrophysics, 617, 13, 2018

3. **Gamma rays from clumpy wind-jet interactions in high-mass microquasars**
   de la Cita, V. M., del Palacio, S., Bosch-Ramon, V., Paredes-Fortuny, X., Romero, G. E., & Khangulyan, D.
   Astronomy & Astrophysics, 604, 39, 2017

4. **Synchrotron radiation and absence of linear polarization in the colliding wind binary WR 146**
   Hales, C. A., Benaglia, P., del Palacio, S., Romero, G. E., & Koribalski, B. S.
   Astronomy & Astrophysics, 598, 42, 2017

5. **A model for the non-thermal emission of the very massive colliding-wind binary HD 93129A**
   del Palacio, S., Bosch-Ramon, V., Romero, G. E., & Benaglia, P.
   Astronomy & Astrophysics, 591, 139, 2016

6. **Gamma-ray binaries beyond one-zone models: an application to LS 5039**
   del Palacio, S., Bosch-Ramon, V., & Romero, G. E.
   Astronomy & Astrophysics, 575, 112, 2015

B.1.2. Actas en congresos internacionales

1. **Contribution due to inhomogeneous winds to the gamma-ray emission in microquasar jets**
   de la Cita, V. M., del Palacio, S., Bosch-Ramon, V., Paredes-Fortuny, X., Romero, G. E., & Khangulyan, D.
   Proceedings of Gamma2016

2. **Gamma-ray predictions for the very massive colliding-wind binary HD 93129A**
   del Palacio S., Bosch-Ramon, V., Romero, G. E., & Benaglia, P.
   Proceedings of Gamma2016

3. **Relativistic particle content in the most massive colliding-wind binary in the Galaxy**
   del Palacio S., Bosch-Ramon, V., Romero, G. E., & Benaglia, P.y
   Proceedings of HEPRO V

4. **Interactions of relativistic particles in stellar winds**
   del Palacio S., Bosch-Ramon, V., & Romero, G. E.
   Proceedings of Second Argentinian-Brazilian Meeting on Gravitation, Astrophysics, and Cosmology

B.1.3. Actas en congresos nacionales

1. **Gamma-ray emission from interactions between jets and BLR clouds**
   del Palacio S., Bosch-Ramon, V., & Romero, G. E.
   Bol. Asoc. Arg. Astron., 60, 92, 2018.

2. **A model for the non-thermal emission of the very massive colliding-wind binary HD93129A**
   del Palacio S., Bosch-Ramon, V., Romero, G. E., & Benaglia, P.
   Bol. Asoc. Arg. Astron., 58, 225, 2017.

3. **High-Energy Radiative Processes in High-Mass Binary Systems**
   del Palacio S., Bosch-Ramon, V., & Romero, G. E.
   Bol. Asoc. Arg. Astron. 56, 355, 2013.

B.2. Propuestas observacionales aprobadas

1. Co-I de Propuesta a GMRT: *Investigating the low-frequency radio emission in Wolf-Rayet Bubbles* (2018). Tiempo asignado: 16 hs.

2. Co-I de Propuesta a JVLA: *Mapping magnetic fields in the stellar bow shock EB27* (2017). Tiempo asignado: 3 hs.

3. PI de Propuesta conjunta a *Chandra-NuSTAR*: *A unique opportunity to observe the extreme massive binary HD 93129A near periastron passage* (2017). Tiempo asignado: 50 ks con ambos instrumentos.

4. Co-I de Propuesta a *XMM-Newton*: *The massive binary HD 93129A: an extreme wind-wind collision during AO16* (2017). Tiempo asignado: 60 ks.

5. Co-I de propuesta a VLBA: *Is the emission from the wind-collision region of WR 146 polarized?* (2017). Tiempo asignado: 12 hs.

6. PI de Propuesta a JVLA: *Search of synchrotron radiation in two interacting stellar bubbles (2nd part)* (2016). Tiempo asignado: 1.33 hs.

7. PI de Propuesta a JVLA: *Search of synchrotron radiation in two interacting stellar bubbles* (2016). Tiempo asignado: 3.23 hs.

8. Co-I de Propuesta a GMRT: *Testing the non-thermal radio emission from the putative gamma-ray source WR 11* (2016). Tiempo asignado: 24 hs.

9. Co-I de Propuesta a GMRT: *Spatial Distribution and Variability of the Non-Thermal Emission Associated with Proplyd-like Objects Near the Cygnus OB2 Region* (2016). Tiempo asignado: 14 hs.

10. PI de Propuesta a JVLA: *Is the radiation from the brightest colliding-wind binaries polarized?* (2015). Tiempo asignado: 7.9 hs.

11. PI de Propuesta DDT a JVLA: *Is the Emission from the Wind-Collision Region of WR146 Polarized?* (2015). Tiempo asignado: 1 h.

Bibliografía

[1] A. De Angelis, V. Tatischeff, I. A. Grenier *et al.*, "Science with e-ASTROGAM (A space mission for MeV-GeV gamma-ray astrophysics)," *ArXiv e-prints*, 2017.

[2] F. Acero, M. Ackermann, M. Ajello *et al.*, "Fermi Large Area Telescope Third Source Catalog," *ApJS*, vol. 218, p. 23, 2015.

[3] P. Blasi, "The origin of galactic cosmic rays," *A&AR*, vol. 21, p. 70, 2013.

[4] S. Thoudam, J. P. Rachen, A. van Vliet *et al.*, "Cosmic-ray energy spectrum and composition up to the ankle: the case for a second Galactic component," *A&A*, vol. 595, p. A33, 2016.

[5] The Pierre Auger Collaboration, A. Aab, P. Abreu *et al.*, "Large-scale cosmic-ray anisotropies above 4 EeV measured by the Pierre Auger Observatory," *ArXiv e-prints*, 2018.

[6] G. E. Romero & J. M. Paredes, *Introducción a la Astrofísica Relativista*, 2011.

[7] J. Seo, H. Kang, & D. Ryu, "The Contribution of Stellar Winds to Cosmic Ray Production," *JKAS*, vol. 51, pp. 37–48, 2018.

[8] F. Aharonian, R. Yang, & E. de Oña Wilhelmi, "Massive Stars as Major Factories of Galactic Cosmic Rays," *ArXiv e-prints*, 2018.

[9] H. Sana, S. E. de Mink, A. de Koter *et al.*, "Binary Interaction Dominates the Evolution of Massive Stars," *Science*, vol. 337, p. 444, 2012.

[10] W. I. Axford, E. Leer, & G. Skadron, "The acceleration of cosmic rays by shock waves," *International Cosmic Ray Conference*, vol. 11, pp. 132–137, 1977.

[11] G. F. Krymskii, "A regular mechanism for the acceleration of charged particles on the front of a shock wave," *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, vol. 234, pp. 1306–1308, 1977.

[12] A. R. Bell, "The acceleration of cosmic rays in shock fronts. I," *MNRAS*, vol. 182, pp. 147–156, 1978.

[13] R. D. Blandford & J. P. Ostriker, "Particle acceleration by astrophysical shocks," *ApJL*, vol. 221, pp. L29–L32, 1978.

[14] A. T. Araudo, "Non-thermal radiation associated with astrophysical shock waves," Ph.D. dissertation, PhD Thesis, UNLP, 2010.

[15] R. J. Protheroe, "Acceleration and interaction of ultra high energy cosmic rays," in *Topics in Cosmic-Ray Astrophysics*, M. A. Duvernois, Ed., vol. 230, 1999, p. 247.

[16] L. O. Drury, "An introduction to the theory of diffusive shock acceleration of energetic particles in tenuous plasmas," *Reports on Progress in Physics*, vol. 46, pp. 973–1027, 1983.

[17] L. Sironi, U. Keshet, & M. Lemoine, "Relativistic Shocks: Particle Acceleration and Magnetization," *SSRv*, vol. 191, pp. 519–544, 2015.

[18] E. V. Derishev, F. A. Aharonian, V. V. Kocharovsky, & V. V. Kocharovsky, "Particle acceleration through multiple conversions from a charged into a neutral state and back," *PhRvD*, vol. 68, no. 4, p. 043003, 2003.

[19] F. M. Rieger, V. Bosch-Ramon, & P. Duffy, "Fermi acceleration in astrophysical jets," *Ap&SS*, vol. 309, pp. 119–125, 2007.

[20] S. Zenitani & M. Hoshino, "The Generation of Nonthermal Particles in the Relativistic Magnetic Reconnection of Pair Plasmas," *ApJL*, vol. 562, pp. L63–L66, 2001.

[21] V. Bosch-Ramon, "Fermi I particle acceleration in converging flows mediated by magnetic reconnection," *A&A*, vol. 542, p. A125, 2012.

[22] A. Lazarian & E. T. Vishniac, "Reconnection in a Weakly Stochastic Field," *ApJ*, vol. 517, pp. 700–718, 1999.

[23] E. M. de Gouveia Dal Pino, G. Kowal, & A. Lazarian, "Fermi Acceleration in Magnetic Reconnection Sites," in *8th International Conference of Numerical Modeling of Space Plasma Flows (ASTRONUM 2013)*, ser. ASPC, N. V. Pogorelov, E. Audit, & G. P. Zank, Eds., vol. 488, 2014, p. 8.

[24] G. Kowal, E. M. de Gouveia Dal Pino, & A. Lazarian, "Magnetohydrodynamic Simulations of Reconnection and Particle Acceleration: Three-dimensional Effects," *ApJ*, vol. 735, p. 102, 2011.

[25] E. M. de Gouveia dal Pino & A. Lazarian, "Production of the large scale superluminal ejections of the microquasar GRS 1915+105 by violent magnetic reconnection," *A&A*, vol. 441, pp. 845–853, 2005.

[26] M. V. del Valle, G. E. Romero, P. L. Luque-Escamilla *et al.*, "Are T Tauri Stars Gamma-Ray Emitters?" *ApJ*, vol. 738, p. 115, 2011.

[27] L. O. Drury, "First-order Fermi acceleration driven by magnetic reconnection," *MNRAS*, vol. 422, pp. 2474–2476, 2012.

[28] V. L. Ginzburg & S. I. Syrovatskii, *The Origin of Cosmic Rays*, 1964.

[29] G. E. Romero, A. L. Müller, & M. Roth, "Particle acceleration in the superwinds of starburst galaxies," *A&A*, vol. 616, p. A57, 2018.

[30] D. B. Melrose, *Plasma astrohysics. Nonthermal processes in diffuse magnetized plasmas - Vol.1: The emission, absorption and transfer of waves in plasmas; Vol.2: Astrophysical applications*, 1980.

[31] G. R. Blumenthal & R. J. Gould, "Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases," *RvMP*, vol. 42, pp. 237–271, 1970.

[32] G. S. Vila & F. A. Aharonian, "Radiation processes in High Energy Astrophysics," in *Compact Objects and their Emission*, G. E. Romero & P. Benaglia, Eds., 2009, pp. 1–38.

[33] D. Khangulyan, F. A. Aharonian, & S. R. Kelner, "Simple Analytical Approximations for Treatment of Inverse Compton Scattering of Relativistic Electrons in the Blackbody Radiation Field," *ApJ*, vol. 783, p. 100, 2014.

[34] F. A. Aharonian & A. M. Atoyan, "Broad-band diffuse gamma ray emission of the galactic disk," *A&A*, vol. 362, pp. 937–952, 2000.

[35] S. R. Kelner, F. A. Aharonian, & V. V. Bugayov, "Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at proton-proton interactions in the very high energy regime," *PhRvD*, vol. 74, no. 3, p. 034018, 2006.

[36] E. Kafexhiu, F. Aharonian, A. M. Taylor, & G. S. Vila, "Parametrization of gamma-ray production cross sections for p p interactions in a broad proton energy range from the kinematic threshold to PeV energies," *PhRvD*, vol. 90, no. 12, p. 123014, 2014.

[37] G. B. Rybicki & A. P. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics*, 1986.

[38] P. A. M. van Hoof, R. J. R. Williams, K. Volk *et al.*, "Accurate determination of the free-free Gaunt factor - I. Non-relativistic Gaunt factors," *MNRAS*, vol. 444, pp. 420–428, 2014.

[39] J. M. Hornby & P. J. S. Williams, "Radio sources having spectra with a low frequency cut-off," *MNRAS*, vol. 131, p. 237, 1966.

[40] J. J. Condon & S. M. Ransom, *Essential Radio Astronomy*, 2016.

[41] F. García, "Estudios teóricos y observacionales de estrellas de neutrones en diferentes escenarios astrofísicos," Ph.D. dissertation, PhD Thesis, 2016, 2016.

[42] J. Wilms, A. Allen, & R. McCray, "On the Absorption of X-Rays in the Interstellar Medium," *ApJ*, vol. 542, pp. 914–924, 2000.

[43] R. J. Gould & G. P. Schréder, "Opacity of the Universe to High-Energy Photons," *PhRv*, vol. 155, pp. 1408–1411, 1967.

[44] H. J. G. L. M. Lamers & J. P. Cassinelli, *Introduction to Stellar Winds*, 1999.

[45] J. I. Castor, D. C. Abbott, & R. I. Klein, "Radiation-driven winds in Of stars," *ApJ*, vol. 195, pp. 157–174, 1975.

[46] L. E. Muijres, J. S. Vink, A. de Koter *et al.*, "Predictions for mass-loss rates and terminal wind velocities of massive O-type stars," *A&A*, vol. 537, p. A37, 2012.

[47] J. S. Vink, A. de Koter, & H. J. G. L. M. Lamers, "Mass-loss predictions for O and B stars as a function of metallicity," *A&A*, vol. 369, pp. 574–588, 2001.

[48] B. Šurlan, W.-R. Hamann, A. Aret *et al.*, "Macroclumping as solution of the discrepancy between Hα and P v mass loss diagnostics for O-type stars," *A&A*, vol. 559, p. A130, 2013.

[49] A. E. Wright & M. J. Barlow, "The radio and infrared spectrum of early-type stars undergoing mass loss," *MNRAS*, vol. 170, pp. 41–51, 1975.

[50] R. Weaver, R. McCray, J. Castor *et al.*, "Interstellar bubbles. II - Structure and evolution," *ApJ*, vol. 218, pp. 377–395, 1977.

[51] S. J. Arthur, "Wind-Blown Bubbles around Evolved Stars," *Astrophysics and Space Science Proceedings*, vol. 1, p. 183, 2007.

[52] C. Cappa, W. M. Goss, & K. A. van der Hucht, "A Very Large Array 3.6 Centimeter Continuum Survey of Galactic Wolf-Rayet Stars," *AJ*, vol. 127, pp. 2885–2897, 2004.

[53] A. J. van Marle & R. Keppens, "Multi-dimensional models of circumstellar shells around evolved massive stars," *A&A*, vol. 547, p. A3, 2012.

[54] J. Mackey, V. V. Gvaramadze, S. Mohamed, & N. Langer, "Wind bubbles within H ii regions around slowly moving stars," *A&A*, vol. 573, p. A10, 2015.

[55] G. J. Miller & Y.-H. Chu, "A new survey of nebulae around Galactic Wolf-Rayet stars in the northern sky," *ApJS*, vol. 85, pp. 137–143, 1993.

[56] W. M. Goss & T. A. Lozinskaya, "Radio and IRAS observations of two nebulae around WO stars: G2.4+1.4 in the Galaxy and Sandage H II region 3 in IC 1613," *ApJ*, vol. 439, pp. 637–645, 1995.

[57] C. Cappa, V. S. Niemela, M. C. Martín, & N. M. McClure-Griffiths, "H I bubbles surrounding southern optical ring nebulae: Anon (WR 23) and RCW 52," *A&A*, vol. 436, pp. 155–163, 2005.

[58] A. P. Marston, "Large IRAS Shells Around Galactic Wolf-Rayet Stars and the O Star Phase of Wolf-Rayet Evolution," *AJ*, vol. 112, p. 2828, 1996.

[59] J. A. Toalá, M. A. Guerrero, G. Ramos-Larios, & V. Guzmán, "WISE morphological study of Wolf-Rayet nebulae," *A&A*, vol. 578, p. A66, 2015.

[60] J. A. Toalá, M. A. Guerrero, Y.-H. Chu *et al.*, "X-Ray Emission from the Wolf-Rayet Bubble S 308," *ApJ*, vol. 755, p. 77, 2012.

[61] J. A. Toalá, M. A. Guerrero, Y.-H. Chu *et al.*, "X-ray emission from the Wolf-Rayet bubble NGC 6888 - II. XMM-Newton EPIC observations," *MNRAS*, vol. 456, pp. 4305–4314, 2016.

[62] V. V. Gvaramadze & K. M. Menten, "Discovery of a parsec-scale bipolar nebula around MWC 349A," *A&A*, vol. 541, p. A7, 2012.

[63] V. V. Gvaramadze, A. Y. Kniazev, J. M. Bestenlehner *et al.*, "The blue supergiant MN18 and its bipolar circumstellar nebula," *MNRAS*, vol. 454, pp. 219–237, 2015.

[64] D. Eichler & V. Usov, "Particle acceleration and nonthermal radio emission in binaries of early-type stars," *ApJ*, vol. 402, pp. 271–279, 1993.

[65] M. De Becker & F. Raucq, "Catalogue of particle-accelerating colliding-wind binaries," *A&A*, vol. 558, p. A28, 2013.

[66] D. F. Torres, G. E. Romero, T. M. Dame *et al.*, "Supernova remnants and γ-ray sources," *PhR*, vol. 382, pp. 303–380, 2003.

[67] J. Marti, L. F. Rodriguez, & B. Reipurth, "HH 80-81: A Highly Collimated Herbig-Haro Complex Powered by a Massive Young Star," *ApJ*, vol. 416, p. 208, 1993.

[68] A. Rodríguez-Kamenetzky, C. Carrasco-González, A. Araudo *et al.*, "The Highly Collimated Radio Jet of HH 80-81: Structure and Nonthermal Emission," *ApJ*, vol. 851, p. 16, 2017.

[69] P. Benaglia, B. Koribalski, C. S. Peri *et al.*, "High-resolution radio emission from RCW 49/Westerlund 2," *A&A*, vol. 559, p. A31, 2013.

[70] V. S. Veena, S. Vig, A. Tej *et al.*, "Star formation towards the southern cometary H II region IRAS 17256-3631," *MNRAS*, vol. 456, pp. 2425–2445, 2016.

[71] S. R. Das, A. Tej, S. Vig *et al.*, "Infrared dust bubble CS51 and its interaction with the surrounding interstellar medium," *MNRAS*, vol. 472, pp. 4750–4768, 2017.

[72] V. F. Polcaro, R. Viotti, C. Rossi, & L. Norci, "The WO stars. I - Helium in the optical spectrum of Sand 4," *A&A*, vol. 265, pp. 563–569, 1992.

[73] H. M. Johnson, "G2.4 + 1.4, a supernova remnant or ring nebula around a peculiar star," *ApJ*, vol. 198, pp. 111–118, 1975.

[74] R. R. Treffers & Y.-H. Chu, "Galactic ring nebulae associated with Wolf-Rayet stars. VII - The nebula G2.4 plus 1.4," *ApJ*, vol. 254, pp. 132–135, 1982.

[75] D. A. Green & A. J. B. Downes, "Radio observations of the filamentary nebula G2.4 + 1.4," *MNRAS*, vol. 225, pp. 221–225, 1987.

[76] M. V. Del Valle & A. Lazarian, "Magnetic field amplification in supernova shock precursor," in *40th COSPAR Scientific Assembly*, ser. COSPAR Meeting, vol. 40, 2014, pp. E1.16–26–14.

[77] D. J. Helfand, R. H. Becker, R. L. White *et al.*, "MAGPIS: A Multi-Array Galactic Plane Imaging Survey," *AJ*, vol. 131, pp. 2525–2537, 2006.

[78] J. C. Mauerhan, S. Wachter, P. W. Morris *et al.*, "Discovery of Twin Wolf-Rayet Stars Powering Double Ring Nebulae," *ApJL*, vol. 724, pp. L78–L83, 2010.

[79] S. Burgemeister, V. V. Gvaramadze, G. S. Stringfellow *et al.*, "WR 120bb and WR 120bc: a pair of WN9h stars with possibly interacting circumstellar shells," *MNRAS*, vol. 429, pp. 3305–3315, 2013.

[80] A. J. van Marle, Z. Meliani, & A. Marcowith, "A hydrodynamical model of the circumstellar bubble created by two massive stars," *A&A*, vol. 541, p. L8, 2012.

[81] A. Noriega-Crespo, D. van Buren, & R. Dgani, "Bow Shocks Around Runaway Stars.III.The High Resolution Maps," *AJ*, vol. 113, pp. 780–786, 1997.

[82] M. V. del Valle & G. E. Romero, "Non-thermal processes in bowshocks of runaway stars. Application to ζ Ophiuchi," *A&A*, vol. 543, p. A56, 2012.

[83] C. S. Peri, P. Benaglia, D. P. Brookes *et al.*, "E-BOSS: an Extensive stellar BOw Shock Survey. I. Methods and first catalogue," *A&A*, vol. 538, p. A108, 2012.

[84] C. S. Peri, P. Benaglia, & N. L. Isequilla, "E-BOSS: An Extensive stellar BOw Shock Survey. II. Catalogue second release," *A&A*, vol. 578, p. A45, 2015.

[85] H. A. Kobulnicky, W. T. Chick, D. P. Schurhammer *et al.*, "A Comprehensive Search for Stellar Bowshock Nebulae in the Milky Way: A Catalog of 709 Mid-infrared Selected Candidates," *ApJS*, vol. 227, p. 18, 2016.

[86] P. Benaglia, G. E. Romero, J. Martí *et al.*, "Detection of nonthermal emission from the bow shock of a massive runaway star," *A&A*, vol. 517, p. L10, 2010.

[87] D. P. Brookes, "Interferometric Radio Observations of the Interactive Winds of Massive Stars," Ph.D. dissertation, University of Birmingham, 2016.

[88] J. A. Toalá, L. M. Oskinova, & R. Ignace, "On the Absence of Non-thermal X-Ray Emission around Runaway O Stars," *ApJL*, vol. 838, p. L19, 2017.

[89] M. De Becker, M. V. del Valle, G. E. Romero *et al.*, "X-ray study of bow shocks in runaway stars," *MNRAS*, vol. 471, pp. 4452–4464, 2017.

[90] E. Sánchez-Ayaso, M. V. del Valle, J. Martí *et al.*, "Possible Association of Two Stellar Bowshocks with Unidentified Fermi Sources," *ApJ*, vol. 861, p. 32, 2018.

[91] A. Schulz, M. Ackermann, R. Buehler *et al.*, "Systematic search for high-energy gamma-ray emission from bow shocks of runaway stars," *A&A*, vol. 565, p. A95, 2014.

[92] H. E. S. S. Collaboration, :, H. Abdalla *et al.*, "Systematic search for very-high-energy gamma-ray emission from bow shocks of runaway stars," *ArXiv e-prints*, 2017.

[93] M. V. del Valle & G. E. Romero, "Runaway massive stars as variable gamma-ray sources," *A&A*, vol. 563, p. A96, 2014.

[94] V. Pereira, J. López-Santiago, M. Miceli *et al.*, "Modeling nonthermal emission from stellar bow shocks," *A&A*, vol. 588, p. A36, 2016.

[95] H. A. Kobulnicky, D. P. Schurhammer, D. J. Baldwin *et al.*, "Infrared Photometric Properties of 709 Candidate Stellar Bowshock Nebulae," *AJ*, vol. 154, p. 201, 2017.

[96] H. A. Kobulnicky, W. T. Chick, & M. S. Povich, "Demonstration of a novel method for measuring mass-loss rates for massive stars," *ArXiv e-prints*, 2018.

[97] C. S. Peri, "Emisión no térmica e infrarroja en torno a estrellas de gran masa," Ph.D. dissertation, University of La Plata, 2014.

[98] S. del Palacio, V. Bosch-Ramon, A. L. Müller, & G. E. Romero, "Multi-zone non-thermal radiative model for stellar bowshocks," *A&A*, vol. 617, p. A13, 2018.

[99] J. E. Dyson, "Stellar winds and globules in H II regions," *Ap&SS*, vol. 35, pp. 299–312, 1975.

[100] F. P. Wilkin, "Exact Analytic Solutions for Stellar Wind Bow Shocks," *ApJL*, vol. 459, p. L31, 1996.

[101] D. M.-A. Meyer, A.-J. van Marle, R. Kuiper, & W. Kley, "On the observability of bow shocks of Galactic runaway OB stars," *MNRAS*, vol. 459, pp. 1146–1158, 2016.

[102] I. M. Christie, M. Petropoulou, P. Mimica, & D. Giannios, "Modelling accretion disc and stellar wind interactions: the case of Sgr A*," *MNRAS*, vol. 459, pp. 2420–2431, 2016.

[103] D. van Buren, "Stellar Wind Bow Shocks," in *Massive Stars: Their Lives in the Interstellar Medium*, ser. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, J. P. Cassinelli & E. B. Churchwell, Eds., vol. 35, 1993, p. 315.

[104] R. Dgani, D. van Buren, & A. Noriega-Crespo, "Stability Analysis of Bow Shocks," *ApJ*, vol. 461, p. 927, 1996.

[105] E. J. Weber & L. Davis, Jr., "The Angular Momentum of the Solar Wind," *ApJ*, vol. 148, pp. 217–227, 1967.

[106] K. M. Schure, A. R. Bell, L. O'C Drury, & A. M. Bykov, "Diffusive Shock Acceleration and Magnetic Field Amplification," *SSRv*, vol. 173, pp. 491–519, 2012.

[107] B. T. Draine, *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium*, 2011.

[108] V. Bosch-Ramon & D. Khangulyan, "Understanding the Very-High Emission from Microquasars," *International Journal of Modern Physics D*, vol. 18, pp. 347–387, 2009.

[109] S. Funk, J. A. Hinton, & CTA Consortium, "Comparison of Fermi-LAT and CTA in the region between 10-100 GeV," *Astroparticle Physics*, vol. 43, pp. 348–355, 2013.

[110] P. Munar-Adrover, V. Bosch-Ramon, J. M. Paredes, & K. Iwasawa, "Studying the non-thermal lobes of IRAS 16547-4247 through a multi-wavelength approach," *A&A*, vol. 559, p. A13, 2013.

[111] F. Comerón & A. Pasquali, "A very massive runaway star from Cygnus OB2," *A&A*, vol. 467, pp. L23–L27, 2007.

[112] Y. Terada, M. S. Tashiro, A. Bamba *et al.*, "Search for Diffuse X-Rays from the Bow Shock Region of Runaway Star BD +43 3654 with Suzaku," *PASJ*, vol. 64, p. 138, 2012.

[113] C. Neiner, J. Grunhut, B. Leroy *et al.*, "Search for magnetic fields in particle-accelerating colliding-wind binaries," *A&A*, vol. 575, p. A66, 2015.

[114] D. Falceta-Gonçalves & Z. Abraham, "MHD numerical simulations of colliding winds in massive binary systems - I. Thermal versus non-thermal radio emission," *MNRAS*, vol. 423, pp. 1562–1570, 2012.

[115] M. Werner, O. Reimer, A. Reimer, & K. Egberts, "Fermi-LAT upper limits on gamma-ray emission from colliding wind binaries," *A&A*, vol. 555, p. A102, 2013.

[116] A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello *et al.*, "Fermi Large Area Telescope Observation of a Gamma-ray Source at the Position of Eta Carinae," *ApJ*, vol. 723, pp. 649–657, 2010.

[117] C. Farnier, R. Walter, & J.-C. Leyder, "η Carinae: a very large hadron collider," *A&A*, vol. 526, p. A57, 2011.

[118] K. Reitberger, A. Reimer, O. Reimer, & H. Takahashi, "The first full orbit of η Carinae seen by Fermi," *A&A*, vol. 577, p. A100, 2015.

[119] E. Leser, S. Ohm, M. Füssling *et al.*, "First Results of Eta Car Observations with H.E.S.S.II," *ArXiv e-prints*, 2017.

[120] M. S. Pshirkov, "The Fermi-LAT view of the colliding wind binaries," *MNRAS*, vol. 457, pp. L99–L102, 2016.

[121] K. Reitberger, R. Kissmann, A. Reimer, & O. Reimer, "3D Magnetohydrodynamic Models of Nonthermal Photon Emission in the Binary System γ^2 Velorum," *ApJ*, vol. 847, p. 40, 2017.

[122] P. Benaglia, "Is the stellar system WR 11 a gamma-ray source?" *ArXiv e-prints*, 2016.

[123] J. M. Pittard, "3D models of radiatively driven colliding winds in massive O + O star binaries - II. Thermal radio to submillimetre emission," *MNRAS*, vol. 403, pp. 1633–1656, 2010.

[124] S. M. Dougherty & P. M. Williams, "Non-thermal emission in Wolf-Rayet stars: are massive companions required?" *MNRAS*, vol. 319, pp. 1005–1010, 2000.

[125] E. P. O'Connor, S. M. Dougherty, J. M. Pittard, & P. M. Williams, "The colliding winds of WR 146: seeing the works," in *Massive Stars and High-Energy Emission in OB Associations*, G. Rauw, Y. Nazé, R. Blomme, & E. Gosset, Eds., 2005, pp. 81–84.

[126] R. Blomme, "Radio observations of massive stars," *Bulletin de la Societe Royale des Sciences de Liege*, vol. 80, pp. 67–80, 2011.

[127] S. P. Owocki, J. I. Castor, & G. B. Rybicki, "Time-dependent models of radiatively driven stellar winds. I - Nonlinear evolution of instabilities for a pure absorption model," *ApJ*, vol. 335, pp. 914–930, 1988.

[128] G. Rauw & Y. Nazé, "X-ray emission from interacting wind massive binaries: A review of 15 years of progress," *AdSpR*, vol. 58, pp. 761–781, 2016.

[129] P. Benaglia & G. E. Romero, "Gamma-ray emission from Wolf-Rayet binaries," *A&A*, vol. 399, pp. 1121–1134, 2003.

[130] K. Reitberger, R. Kissmann, A. Reimer, & O. Reimer, "Simulating Three-dimensional Nonthermal High-energy Photon Emission in Colliding-wind Binaries," *ApJ*, vol. 789, p. 87, 2014.

[131] K. Hamaguchi, M. F. Corcoran, J. M. Pittard *et al.*, "Non-thermal X-rays from colliding wind shock acceleration in the massive binary Eta Carinae," *NatAs*, 2018.

[132] S. del Palacio, V. Bosch-Ramon, G. E. Romero, & P. Benaglia, "A model for the non-thermal emission of the very massive colliding-wind binary HD 93129A," *A&A*, vol. 591, p. A139, 2016.

[133] I. R. Stevens, J. M. Blondin, & A. M. T. Pollock, "Colliding winds from early-type stars in binary systems," *ApJ*, vol. 386, pp. 265–287, 1992.

[134] J. M. Pittard & B. Dawson, "Colliding stellar winds structure and X-ray emission," *MNRAS*, vol. 477, pp. 5640–5645, 2018.

[135] J. M. Pittard, "3D models of radiatively driven colliding winds in massive O+O star binaries - I. Hydrodynamics," *MNRAS*, vol. 396, pp. 1743–1763, 2009.

[136] K. Reitberger, R. Kissmann, A. Reimer *et al.*, "High-energy Particle Transport in Three-dimensional Hydrodynamic Models of Colliding-wind Binaries," *ApJ*, vol. 782, p. 96, 2014.

[137] S. M. Dougherty, J. M. Pittard, L. Kasian *et al.*, "Radio emission models of colliding-wind binary systems," *A&A*, vol. 409, pp. 217–233, 2003.

[138] J. M. Pittard, S. M. Dougherty, R. F. Coker *et al.*, "Radio emission models of colliding-wind binary systems. Inclusion of IC cooling," *A&A*, vol. 446, pp. 1001–1019, 2006.

[139] J. M. Pittard & S. M. Dougherty, "Radio, X-ray, and γ-ray emission models of the colliding-wind binary WR140," *MNRAS*, vol. 372, pp. 801–826, 2006.

[140] A. Reimer, M. Pohl, & O. Reimer, "Nonthermal High-Energy Emission from Colliding Winds of Massive Stars," *ApJ*, vol. 644, pp. 1118–1144, 2006.

[141] R. Blomme, M. De Becker, D. Volpi, & G. Rauw, "Non-thermal radio emission from O-type stars. IV. Cygnus OB2 No. 8A," *A&A*, vol. 519, p. A111, 2010.

[142] I. I. Antokhin, S. P. Owocki, & J. C. Brown, "A Steady, Radiative-Shock Method for Computing X-Ray Emission from Colliding Stellar Winds in Close, Massive-Star Binaries," *ApJ*, vol. 611, pp. 434–451, 2004.

[143] W. Bednarek & J. Pabich, "High-energy radiation from the massive binary system Eta Carinae," *A&A*, vol. 530, p. A49, 2011.

[144] J. Maíz Apellániz, H. Sana, R. H. Barbá *et al.*, "A close encounter of the massive kind," *MNRAS*, vol. 464, pp. 3561–3567, 2017.

[145] P. Benaglia, B. Marcote, J. Moldón *et al.*, "A radio map of the colliding winds in the very massive binary system HD 93129A," *A&A*, vol. 579, p. A99, 2015.

[146] P. Benaglia, B. Koribalski, & J. F. Albacete Colombo, "Radio Detection of Colliding Wind Binaries," *PASA*, vol. 23, pp. 50–63, 2006.

[147] M. Gagné, G. Fehon, M. R. Savoy *et al.*, "Carina OB Stars: X-ray Signatures of Wind Shocks and Magnetic Fields," *ApJS*, vol. 194, p. 5, 2011.

[148] T. Repolust, J. Puls, & A. Herrero, "Stellar and wind parameters of Galactic O-stars. The influence of line-blocking/blanketing," *A&A*, vol. 415, pp. 349–376, 2004.

[149] N. R. Walborn, I. D. Howarth, D. J. Lennon *et al.*, "A New Spectral Classification System for the Earliest O Stars: Definition of Type O2," *AJ*, vol. 123, pp. 2754–2771, 2002.

[150] G. Taresch, R. P. Kudritzki, M. Hurwitz *et al.*, "Quantitative analysis of the FUV, UV and optical spectrum of the O3 star HD 93129A." *A&A*, vol. 321, pp. 531–548, 1997.

[151] D. J. Mullan, "Corotating interaction regions in stellar winds," *ApJ*, vol. 283, pp. 303–312, 1984.

[152] R. K. Prinja, M. J. Barlow, & I. D. Howarth, "Terminal velocities for a large sample of O stars, B supergiants, and Wolf-Rayet stars," *ApJ*, vol. 361, pp. 607–620, 1990.

[153] D. H. Cohen, M. Gagné, M. A. Leutenegger *et al.*, "Chandra X-ray spectroscopy of the very early O supergiant HD 93129A: constraints on wind shocks and the mass-loss rate," *MNRAS*, vol. 415, pp. 3354–3364, 2011.

[154] P. Benaglia & B. Koribalski, "Radio Behavior of Four Southern Non-Thermal O-Type Stars," in *Massive Stars in Interactive Binaries*, ser. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, N. St.-Louis & A. F. J. Moffat, Eds., vol. 367, 2007, p. 179.

[155] R. L. White & W. Chen, "Theory and observations of non-thermal phenomena in hot massive binaries (Invited)," in *Wolf-Rayet Stars: Binaries; Colliding Winds; Evolution*, ser. IAU Symposium, K. A. van der Hucht & P. M. Williams, Eds., vol. 163, 1995, p. 438.

[156] E. G. Berezhko, L. T. Ksenofontov, & H. J. Völk, "Cosmic ray acceleration parameters from multi-wavelength observations. The case of SN 1006," *A&A*, vol. 505, pp. 169–176, 2009.

[157] S. Ohm, V. Zabalza, J. A. Hinton, & E. R. Parkin, "On the origin of γ-ray emission in η Carina," *MNRAS*, vol. 449, pp. L132–L136, 2015.

[158] J. E. Koglin, F. E. Christensen, W. W. Craig *et al.*, "NuSTAR hard x-ray optics," in *Optics for EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Astronomy II*, ser. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, O. Citterio & S. L. O'Dell, Eds., vol. 5900, 2005, pp. 266–275.

[159] T. Takahashi, Y. Uchiyama, & Ł. Stawarz, "Multiwavelength Astronomy and CTA: X-rays," *Astroparticle Physics*, vol. 43, pp. 142–154, 2013.

[160] S. del Palacio, V. Bosch-Ramon, G. E. Romero, & P. Benaglia, "Gamma-ray predictions for the very massive colliding-wind binary HD 93129A," in *6th International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy*, ser. AIPC, vol. 1792, 2017, p. 040027.

[161] M. Orellana, P. Bordas, V. Bosch-Ramon *et al.*, "Leptonic secondary emission in a hadronic microquasar model," *A&A*, vol. 476, pp. 9–15, 2007.

[162] D. F. Cioffi & T. W. Jones, "Internal Faraday rotation effects in transparent synchrotron sources," *AJ*, vol. 85, pp. 368–375, 1980.

[163] C. A. Hales, P. Benaglia, S. del Palacio *et al.*, "Synchrotron radiation and absence of linear polarization in the colliding wind binary WR 146," *A&A*, vol. 598, p. A42, 2017.

[164] B. J. Burn, "On the depolarization of discrete radio sources by Faraday dispersion," *MNRAS*, vol. 133, p. 67, 1966.

[165] G. E. Romero, P. Benaglia, & D. F. Torres, "Unidentified 3EG gamma-ray sources at low galactic latitudes," *A&A*, vol. 348, pp. 868–876, 1999.

[166] M. Jardine, H. R. Allen, & A. M. T. Pollock, "Particle acceleration in colliding wind binary systems." *A&A*, vol. 314, pp. 594–598, 1996.

[167] V. Bosch-Ramon, M. Perucho, & M. V. Barkov, "Clouds and red giants interacting with the base of AGN jets." *A&A*, vol. 539, p. A69, 2012.

[168] M. Felli & M. Massi, "VLBI Observations of WR Stars," in *Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies*, ser. IAU Symposium, K. A. van der Hucht & B. Hidayat, Eds., vol. 143, 1991, p. 87.

[169] V. S. Niemela, M. M. Shara, D. J. Wallace *et al.*, "Hubble Space Telescope Detection of Optical Companions of WR 86, WR 146, and WR 147: Wind Collision Model Confirmed," *AJ*, vol. 115, pp. 2047–2052, 1998.

[170] S. M. Dougherty, P. M. Williams, K. A. van der Hucht *et al.*, "Multifrequency observations of the Wolf-Rayet star WR 146: another colliding-wind binary?" *MNRAS*, vol. 280, pp. 963–970, 1996.

[171] D. Y. A. Setia Gunawan, A. G. de Bruyn, K. A. van der Hucht, & P. M. Williams, "Multiple variations in the radio light-curve of the colliding wind binary WR 146 (WC6+O): evidence for a third component," *A&A*, vol. 356, pp. 676–690, 2000.

[172] A. R. Taylor, W. M. Goss, P. H. Coleman *et al.*, "A Westerbork Synthesis Radio Telescope 327 MHz Survey of the Galactic Plane," *ApJS*, vol. 107, p. 239, 1996.

[173] M. S. Longair, *High Energy Astrophysics*, 2011.

[174] D. D. Sokoloff, A. A. Bykov, A. Shukurov *et al.*, "Depolarization and Faraday effects in galaxies," *MNRAS*, vol. 299, pp. 189–206, 1998.

[175] T. Velusamy & M. R. Kundu, "Depolarization of five supernova remnants - Internal and external Faraday effects," *A&A*, vol. 41, pp. 307–314, 1975.

[176] R. H. D. Corbet, L. Chomiuk, M. J. Coe *et al.*, "A Luminous Gamma-ray Binary in the Large Magellanic Cloud," *ApJ*, vol. 829, p. 105, 2016.

[177] HESS Collaboration, H. Abdalla, A. Abramowski *et al.*, "Detection of variable VHE γ-ray emission from the extra-galactic γ-ray binary LMC P3," *A&A*, vol. 610, p. L17, 2018.

[178] J. M. Paredes, W. Bednarek, P. Bordas *et al.*, "Binaries with the eyes of CTA," *Astroparticle Physics*, vol. 43, pp. 301–316, 2013.

[179] G. Dubus, "Gamma-ray binaries and related systems," *A&AR*, vol. 21, p. 64, 2013.

[180] I. F. Mirabel & L. F. Rodríguez, "Sources of Relativistic Jets in the Galaxy," *ARA&A*, vol. 37, pp. 409–443, 1999.

[181] V. Bosch-Ramon, G. E. Romero, & J. M. Paredes, "A broadband leptonic model for gamma-ray emitting microquasars," *A&A*, vol. 447, pp. 263–276, 2006.

[182] M. Massi & M. Kaufman Bernadó, "Magnetic field upper limits for jet formation," *A&A*, vol. 477, pp. 1–7, 2008.

[183] L. Maraschi & A. Treves, "A model for LS I61°303," *MNRAS*, vol. 194, pp. 1P–5P, 1981.

[184] M. Tavani & J. Arons, "Theory of High-Energy Emission from the Pulsar/Be Star System PSR 1259-63. I. Radiation Mechanisms and Interaction Geometry," *ApJ*, vol. 477, pp. 439–464, 1997.

[185] D. Khangulyan, S. Hnatic, F. Aharonian, & S. Bogovalov, "TeV light curve of PSR B1259-63/SS2883," *MNRAS*, vol. 380, pp. 320–330, 2007.

[186] G. E. Romero, A. T. Okazaki, M. Orellana, & S. P. Owocki, "Accretion vs. colliding wind models for the gamma-ray binary LS I +61 303: an assessment," *A&A*, vol. 474, pp. 15–22, 2007.

[187] W. Bednarek, "GeV-TeV γ-ray light curves expected in the IC $e^{\pm}$ pair cascade model for massive binaries: application to LS 5039," *A&A*, vol. 464, pp. 259–262, 2007.

[188] D. Khangulyan, F. Aharonian, & V. Bosch-Ramon, "On the formation of TeV radiation in LS 5039," *MNRAS*, vol. 383, pp. 467–478, 2008.

[189] G. Dubus, B. Cerutti, & G. Henri, "The modulation of the gamma-ray emission from the binary LS 5039," *A&A*, vol. 477, pp. 691–700, 2008.

[190] S. del Palacio, V. Bosch-Ramon, & G. E. Romero, "Gamma-ray binaries beyond one-zone models: an application to LS 5039," *A&A*, vol. 575, p. A112, 2015.

[191] M. M. Kaufman Bernadó, G. E. Romero, & I. F. Mirabel, "Precessing microblazars and unidentified gamma-ray sources," *A&A*, vol. 385, pp. L10–L13, 2002.

[192] T. Takahashi, T. Kishishita, Y. Uchiyama *et al.*, "Study of the Spectral and Temporal Characteristics of X-Ray Emission of the Gamma-Ray Binary LS 5039 with Suzaku," *ApJ*, vol. 697, pp. 592–600, 2009.

[193] A. T. Araudo, V. Bosch-Ramon, & G. E. Romero, "High-energy emission from jet-clump interactions in microquasars," *A&A*, vol. 503, pp. 673–681, 2009.

[194] V. Zabalza, J. M. Paredes, & V. Bosch-Ramon, "On the origin of correlated X-ray/VHE emission from LS I +61 303," *A&A*, vol. 527, p. A9, 2011.

[195] F. A. Aharonian & A. M. Atoyan, "Compton scattering of relativistic electrons in compact X-ray sources," *ApSS*, vol. 79, pp. 321–336, 1981.

[196] G. Dubus, "Gamma-ray absorption in massive X-ray binaries," *A&A*, vol. 451, pp. 9–18, 2006.

[197] V. Bosch-Ramon, D. Khangulyan, & F. A. Aharonian, "The magnetic field and the location of the TeV emitter in Cygnus ;X-1 and LS ;5039," *A&A*, vol. 489, pp. L21–L24, 2008.

[198] G. E. Romero, M. V. Del Valle, & M. Orellana, "Gamma-ray absorption and the origin of the gamma-ray flare in Cygnus X-1," *A&A*, vol. 518, p. A12, 2010.

[199] J. Moldón, M. Ribó, & J. M. Paredes, "Periodic morphological changes in gamma-ray binaries," in *AIPC*, ser. AIPC, F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. M. Rieger, Eds., vol. 1505, 2012, pp. 386–389.

[200] J. M. Paredes, J. Martí, M. Ribó, & M. Massi, "Discovery of a High-Energy Gamma-Ray-Emitting Persistent Microquasar," *Science*, vol. 288, pp. 2340–2342, 2000.

[201] F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, K.-M. Aye *et al.*, "Discovery of Very High Energy Gamma Rays Associated with an X-ray Binary," *Science*, vol. 309, pp. 746–749, 2005.

[202] J. Casares, M. Ribó, I. Ribas *et al.*, "A possible black hole in the γ-ray microquasar LS 5039," *MNRAS*, vol. 364, pp. 899–908, 2005.

[203] R.-P. Kudritzki & J. Puls, "Winds from Hot Stars," *ARA&A*, vol. 38, pp. 613–666, 2000.

[204] J. Moldón, M. Ribó, & J. M. Paredes, "Periodic morphological changes in the radio structure of the gamma-ray binary LS 5039," *A&A*, vol. 548, p. A103, 2012.

[205] C. Aragona, M. V. McSwain, E. D. Grundstrom *et al.*, "The Orbits of the γ-Ray Binaries LS I +61 303 and LS 5039," *ApJ*, vol. 698, pp. 514–518, 2009.

[206] G. E. Sarty, T. Szalai, L. L. Kiss *et al.*, "The γ-ray binary LS 5039: mass and orbit constraints from MOST observations," *MNRAS*, vol. 411, pp. 1293–1300, 2011.

[207] D. Hadasch, D. F. Torres, T. Tanaka *et al.*, "Long-term Monitoring of the High-energy γ-Ray Emission from LS I+61°303 and LS 5039," *ApJ*, vol. 749, p. 54, 2012.

[208] W. Collmar & S. Zhang, "LS 5039 - the counterpart of the unidentified MeV source GRO J1823-12," *A&A*, vol. 565, p. A38, 2014.

[209] F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, A. R. Bazer-Bachi *et al.*, "3.9 day orbital modulation in the TeV γ-ray flux and spectrum from the X-ray binary LS 5039," *A&A*, vol. 460, pp. 743–749, 2006.

[210] V. Bosch-Ramon, C. Motch, M. Ribó *et al.*, "Exploring the connection between the stellar wind and the non-thermal emission in LS 5039," *A&A*, vol. 473, pp. 545–550, 2007.

[211] N. Rea, D. F. Torres, G. A. Caliandro *et al.*, "Deep Chandra observations of TeV binaries - II. LS 5039," *MNRAS*, vol. 416, pp. 1514–1521, 2011.

[212] M. V. Barkov & D. V. Khangulyan, "Direct wind accretion and jet launch in binary systems," *MNRAS*, vol. 421, pp. 1351–1359, 2012.

[213] V. Zabalza, V. Bosch-Ramon, & J. M. Paredes, "Thermal X-Ray Emission from the Shocked Stellar Wind of Pulsar Gamma-Ray Binaries," *ApJ*, vol. 743, p. 7, 2011.

[214] V. Zabalza, V. Bosch-Ramon, F. Aharonian, & D. Khangulyan, "Unraveling the high-energy emission components of gamma-ray binaries," *A&A*, vol. 551, p. A17, 2013.

[215] B. Cerutti, J. Malzac, G. Dubus, & G. Henri, "Modeling the three-dimensional pair cascade in binaries. Application to LS 5039," *A&A*, vol. 519, p. A81, 2010.

[216] J. Takata, G. C. K. Leung, P. H. T. Tam *et al.*, "High-energy Emissions from the Gamma-Ray Binary LS 5039," *ApJ*, vol. 790, p. 18, 2014.

[217] A. Szostek & G. Dubus, "X-ray absorption and occultation in LS 5039," *MNRAS*, vol. 411, pp. 193–199, 2011.

[218] G. S. Vila, G. E. Romero, & N. A. Casco, "An inhomogeneous lepto-hadronic model for the radiation of relativistic jets. Application to XTE J1118+480," *A&A*, vol. 538, p. A97, 2012.

[219] M. Perucho & V. Bosch-Ramon, "3D simulations of microquasar jets in clumpy stellar winds," *A&A*, vol. 539, p. A57, 2012.

[220] I. F. Mirabel & L. F. Rodríguez, "A superluminal source in the Galaxy," *Nature*, vol. 371, pp. 46–48, 1994.

[221] S. V. Bogovalov, D. V. Khangulyan, A. V. Koldoba *et al.*, "Modelling interaction of relativistic and non-relativistic winds in binary system PSR B1259-63/SS2883 - I. Hydrodynamical limit," *MNRAS*, vol. 387, pp. 63–72, 2008.

[222] G. B. Rybicki & A. P. Lightman, *Radiative processes in astrophysics*, 1979.

[223] W. Bednarek, "High energy γ-ray emission from compact galactic sources in the context of observations with the next generation Cherenkov Telescope Arrays," *Astroparticle Physics*, vol. 43, pp. 81–102, 2013.

[224] M. Tavani, S. Sabatini, E. Pian *et al.*, "Detection of Gamma-Ray Emission from the Eta-Carinae Region," *ApJL*, vol. 698, pp. L142–L146, 2009.

[225] R. Zanin, A. Fernández-Barral, E. de Oña-Wilhelmi *et al.*, "Detection of gamma rays of likely jet origin in Cygnus X-1," *ArXiv e-prints*, 2016.

[226] P. Bordas, R. Yang, E. Kafexhiu, & F. Aharonian, "Detection of Persistent Gamma-Ray Emission Toward SS433/W50," *ApJL*, vol. 807, p. L8, 2015.

[227] G. Dubus, B. Cerutti, & G. Henri, "The relativistic jet of Cygnus X-3 in gamma-rays," *MNRAS*, vol. 404, pp. L55–L59, 2010.

[228] J. Albert, E. Aliu, H. Anderhub *et al.*, "Very High Energy Gamma-Ray Radiation from the Stellar Mass Black Hole Binary Cygnus X-1," *ApJL*, vol. 665, pp. L51–L54, 2007.

[229] Fermi LAT Collaboration, A. A. Abdo, M. Ackermann *et al.*, "Modulated High-Energy Gamma-Ray Emission from the Microquasar Cygnus X-3," *Science*, vol. 326, pp. 1512–, 2009.

[230] S. Sabatini, M. Tavani, E. Striani *et al.*, "Episodic Transient Gamma-ray Emission from the Microquasar Cygnus X-1," *ApJL*, vol. 712, pp. L10–L15, 2010.

[231] D. Malyshev, A. A. Zdziarski, & M. Chernyakova, "High-energy gamma-ray emission from Cyg X-1 measured by Fermi and its theoretical implications," *MNRAS*, vol. 434, pp. 2380–2389, 2013.

[232] A. Bodaghee, J. A. Tomsick, K. Pottschmidt *et al.*, "Gamma-Ray Observations of the Microquasars Cygnus X-1, Cygnus X-3, GRS 1915+105, and GX 339-4 with the Fermi Large Area Telescope," *ApJ*, vol. 775, p. 98, 2013.

[233] A. A. Zdziarski, A. Segreto, & G. G. Pooley, "The radio/X-ray correlation in Cyg X-3 and the nature of its hard spectral state," *MNRAS*, vol. 456, pp. 775–789, 2016.

[234] A. A. Zdziarski, D. Malyshev, M. Chernyakova, & G. G. Pooley, "High-energy gamma-rays in the hard spectral state of Cyg X-1," *ArXiv e-prints*, 2016.

[235] A. F. J. Moffat, "Observational overview of clumping in hot stellar winds," in *Clumping in Hot-Star Winds*, W.-R. Hamann, A. Feldmeier, & L. M. Oskinova, Eds., 2008, p. 17.

[236] S. Martínez-Núñez, P. Kretschmar, E. Bozzo *et al.*, "Towards a Unified View of Inhomogeneous Stellar Winds in Isolated Supergiant Stars and Supergiant High Mass X-Ray Binaries," *SSRv*, vol. 212, pp. 59–150, 2017.

[237] A. Szostek & A. A. Zdziarski, "Effects of the stellar wind on X-ray spectra of Cygnus X-3," *MNRAS*, vol. 386, pp. 593–607, 2008.

[238] F. Rahoui, J. C. Lee, S. Heinz *et al.*, "A Multiwavelength Study of Cygnus X-1: The First Mid-infrared Spectroscopic Detection of Compact Jets," *ApJ*, vol. 736, p. 63, 2011.

[239] I. Miškovičová, N. Hell, M. Hanke *et al.*, "Chandra X-ray spectroscopy of focused wind in the Cygnus X-1 system. II. The non-dip spectrum in the low/hard state - modulations with orbital phase," *A&A*, vol. 590, p. A114, 2016.

[240] S. P. Owocki, G. E. Romero, R. H. D. Townsend, & A. T. Araudo, "Gamma-Ray Variability from Wind Clumping in High-Mass X-Ray Binaries with Jets," *ApJ*, vol. 696, pp. 690–693, 2009.

[241] V. Bosch-Ramon, "Non-thermal emission from standing relativistic shocks: an application to red giant winds interacting with AGN jets," *A&A*, vol. 575, p. A109, 2015.

[242] S. P. Owocki & D. H. Cohen, "The Effect of Porosity on X-Ray Emission-Line Profiles from Hot-Star Winds," *ApJ*, vol. 648, pp. 565–571, 2006.

[243] L. E. Muijres, A. de Koter, J. S. Vink *et al.*, "Predictions of the effect of clumping on the wind properties of O-type stars," *A&A*, vol. 526, p. A32, 2011.

[244] A. F. J. Moffat & M. F. Corcoran, "Understanding the X-ray Flaring from η Carinae," *ApJ*, vol. 707, pp. 693–704, 2009.

[245] B. Davies, J. S. Vink, & R. D. Oudmaijer, "Modelling the clumping-induced polarimetric variability of hot star winds," *A&A*, vol. 469, pp. 1045–1056, 2007.

[246] W.-R. Hamann, L. M. Oskinova, & A. Feldmeier, "Spectrum formation in clumpy stellar winds," in *Clumping in Hot-Star Winds*, W.-R. Hamann, A. Feldmeier, & L. M. Oskinova, Eds., 2008, p. 75.

[247] R. Ignace, "Long-wavelength, free-free spectral energy distributions from porous stellar winds," *MNRAS*, vol. 457, pp. 4123–4134, 2016.

[248] V. Bosch-Ramon, "Clumpy stellar winds and high-energy emission in high-mass binaries hosting a young pulsar," *A&A*, vol. 560, p. A32, 2013.

[249] V. M. de la Cita, S. del Palacio, V. Bosch-Ramon *et al.*, "Gamma rays from clumpy wind-jet interactions in high-mass microquasars," *A&A*, vol. 604, p. A39, 2017.

[250] J. M. Pittard, "A Clumping-independent Diagnostic of Stellar Mass-Loss Rates: Rapid Clump Destruction in Adiabatic Colliding Winds," *ApJL*, vol. 660, pp. L141–L144, 2007.

[251] D. Yoon, A. A. Zdziarski, & S. Heinz, "Formation of recollimation shocks in jets of high-mass X-ray binaries," *MNRAS*, vol. 456, pp. 3638–3644, 2016.

[252] V. Bosch-Ramon & M. V. Barkov, "The effects of the stellar wind and orbital motion on the jets of high-mass microquasars," *A&A*, vol. 590, p. A119, 2016.

[253] A. Liermann, W.-R. Hamann, A. Feldmeier *et al.*, "Structured stellar winds," in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, ser. Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica, vol. 27, vol. 38, 2010, pp. 50–51.

[254] J. A. Orosz, J. E. McClintock, J. P. Aufdenberg *et al.*, "The Mass of the Black Hole in Cygnus X-1," *ApJ*, vol. 742, p. 84, 2011.

[255] A. J. Mioduszewski, M. P. Rupen, R. M. Hjellming *et al.*, "A One-sided Highly Relativistic Jet from Cygnus X-3," *ApJ*, vol. 553, pp. 766–775, 2001.

[256] J. Martí, J. M. Paredes, & M. Peracaula, "Development of a two-sided relativistic jet in Cygnus X-3," *A&A*, vol. 375, pp. 476–484, 2001.

[257] S. del Palacio, V. Bosch-Ramon, & G. E. Romero, "Gamma-ray emission from interactions between jets and BLR clouds," *BAAA*, vol. 60, pp. 92–94, 2018.

[258] M. Ackermann, M. Ajello, W. B. Atwood *et al.*, "The Third Catalog of Active Galactic Nuclei Detected by the Fermi Large Area Telescope," *ApJ*, vol. 810, p. 14, 2015.

[259] G. Ghisellini, C. Righi, L. Costamante, & F. Tavecchio, "The Fermi blazar sequence," *MNRAS*, vol. 469, pp. 255–266, 2017.

[260] M. V. Barkov, F. A. Aharonian, S. V. Bogovalov *et al.*, "Rapid TeV Variability in Blazars as a Result of Jet-Star Interaction," *ApJ*, vol. 749, p. 119, 2012.

[261] D. V. Khangulyan, M. V. Barkov, V. Bosch-Ramon *et al.*, "Star-Jet Interactions and Gamma-Ray Outbursts from 3C454.3," *ApJ*, vol. 774, p. 113, 2013.

[262] F. A. Aharonian, M. V. Barkov, & D. Khangulyan, "Scenarios for Ultrafast Gamma-Ray Variability in AGN," *ApJ*, vol. 841, p. 61, 2017.

[263] A. T. Araudo, V. Bosch-Ramon, & G. E. Romero, "Gamma rays from cloud penetration at the base of AGN jets," *A&A*, vol. 522, p. A97, 2010.

[264] A. Dar & A. Laor, "Hadronic Production of TeV Gamma-Ray Flares from Blazars," *ApJL*, vol. 478, pp. L5–L8, 1997.

[265] J. H. Beall & W. Bednarek, "On the Hadronic Beam Model for Gamma-Ray Production in Blazars," *ApJ*, vol. 510, pp. 188–196, 1999.

[266] J. H. Beall, J. Guillory, & D. V. Rose, "Line emission from relativistic jets," *MmSAI*, vol. 73, p. 395, 2002.

[267] F. Tavecchio & G. Ghisellini, "The spectrum of the broad-line region and the high-energy emission of powerful blazars," *MNRAS*, vol. 386, pp. 945–952, 2008.

[268] J. D. Finke, "External Compton Scattering in Blazar Jets and the Location of the Gamma-Ray Emitting Region," *ApJ*, vol. 830, p. 94, 2016.

[269] L. Costamante, S. Cutini, G. Tosti *et al.*, "On the origin of gamma-rays in Fermi blazars: beyondthe broad-line region," *MNRAS*, vol. 477, pp. 4749–4767, 2018.

[270] S. Kaspi & H. Netzer, "Modeling Variable Emission Lines in Active Galactic Nuclei: Method and Application to NGC 5548," *ApJ*, vol. 524, pp. 71–81, 1999.

[271] S. Kaspi, D. Maoz, H. Netzer *et al.*, "The Relationship between Luminosity and Broad-Line Region Size in Active Galactic Nuclei," *ApJ*, vol. 629, pp. 61–71, 2005.

[272] S. Kaspi, W. N. Brandt, D. Maoz *et al.*, "Reverberation Mapping of High-Luminosity Quasars: First Results," *ApJ*, vol. 659, pp. 997–1007, 2007.

[273] H. T. Liu & J. M. Bai, "Absorption of 10-200 GeV Gamma Rays by Radiation from Broad-Line Regions in Blazars," *ApJ*, vol. 653, pp. 1089–1097, 2006.

[274] C. M. Gaskell, "What broad emission lines tell us about how active galactic nuclei work," *NewAR*, vol. 53, pp. 140–148, 2009.

[275] M. R. Goad, K. T. Korista, & A. J. Ruff, "The broad emission-line region: the confluence of the outer accretion disc with the inner edge of the dusty torus," *MNRAS*, vol. 426, pp. 3086–3111, 2012.

[276] H. Netzer, "Revisiting the Unified Model of Active Galactic Nuclei," *ARAA*, vol. 53, pp. 365–408, 2015.

[277] H. Netzer, "AGN emission lines." in *Active Galactic Nuclei*, R. D. Blandford, H. Netzer, L. Woltjer *et al.*, Eds., 1990, pp. 57–160.

[278] M. Dietrich, S. J. Wagner, T. J.-L. Courvoisier *et al.*, "Structure of the broad-line region of 3C 273," *A&A*, vol. 351, pp. 31–42, 1999.

[279] A.-C. Donea & R. J. Protheroe, "Radiation fields of disk, BLR and torus in quasars and blazars: implications for /γ-ray absorption," *Astroparticle Physics*, vol. 18, pp. 377–393, 2003.

[280] G. Ghisellini, F. Tavecchio, L. Maraschi *et al.*, "The power of relativistic jets is larger than the luminosity of their accretion disks," *Nature*, vol. 515, pp. 376–378, 2014.

[281] G. Ghisellini & F. Tavecchio, "Canonical high-power blazars," *MNRAS*, vol. 397, pp. 985–1002, 2009.

[282] J. Zhang, Z.-W. Xue, J.-J. He *et al.*, "Correlations among the Jet, Accretion Disk, and Broad-line Region of Flat Spectrum Radio Quasars," *ApJ*, vol. 807, p. 51, 2015.

[283] M. V. Barkov, V. Bosch-Ramon, & F. A. Aharonian, "Interpretation of the Flares of M87 at TeV Energies in the Cloud-Jet Interaction Scenario," *ApJ*, vol. 755, p. 170, 2012.

[284] C. D. Dermer & G. Menon, *High Energy Radiation from Black Holes: Gamma Rays, Cosmic Rays, and Neutrinos*, 2009.

[285] M. Böttcher & P. Els, "Gamma-Gamma Absorption in the Broad Line Region Radiation Fields of Gamma-Ray Blazars," *ApJ*, vol. 821, p. 102, 2016.

[286] P. Abolmasov & J. Poutanen, "Gamma-ray opacity of the anisotropic stratified broad-line regions in blazars," *MNRAS*, vol. 464, pp. 152–169, 2017.

[287] V. M. de la Cita, V. Bosch-Ramon, X. Paredes-Fortuny *et al.*, "Coupling hydrodynamics and radiation calculations for star-jet interactions in active galactic nuclei," *A&A*, vol. 591, p. A15, 2016.