

Tesis para obtener el grado académico de
Doctor en Astronomía
**PROCESOS DE ALTAS ENERGÍAS
EN ESTRELLAS Y SISTEMAS ESTELARES**

MARÍA VICTORIA DEL VALLE

Director: Dr. Gustavo E. Romero



**Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas
Universidad Nacional de La Plata**

– Septiembre de 2013 –

A mis padres, María Eugenia y Alejandro

PRÓLOGO

Esta tesis es el resultado de casi cinco años de trabajo bajo la dirección del Dr. Gustavo E. Romero. La investigación la desarrollé en el Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR). Cursé mi carrera doctoral en la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad Nacional de La Plata (FCAGLP). El Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET) financió mi formación, otorgándome dos becas doctorales. El marco científico y humano fue el Grupo de Astrofísica Relativista y Radiastronomía (GARRA). Una parte de esta tesis, y de mi formación doctoral se desarrolló en el Instituto de Astronomía, Geofísica e Ciências Atmosféricas (IAG), de la Universidade de São Paulo (USP), Brasil.

Muchas personas e instituciones me han ayudado durante el doctorado. En lo que sigue expreso mi agradecimiento a ellas. En algunos casos mis palabras no expresan fielmente el profundo agradecimiento que siento, debido a mi falta de destreza en la escritura. Debo advertir que en lo que sigue caigo muchas veces en la cursilería.

En primer lugar agradezco a mi director Gustavo Romero. Ha sido un excelente director. Todo lo que he logrado durante este doctorado es en gran parte gracias a él. Agradezco enormemente su interés genuino y su compromiso en mi formación profesional y en mi bienestar personal. Valoro muchísimo que siempre ha estado para ayudarme y aconsejarme cuando lo necesité – sin importar el lugar donde estuviésemos, si se encontraba de vacaciones, o tapado de trabajo–. También aprecio el marco de confianza en el que hemos trabajado durante estos años.

Agradezco a CONICET por el financiamiento de mi formación y a TWAS-CNPq por el financiamiento de mi estada en la USP.

Agradezco a todas las personas de las instituciones involucradas en mi



formación que me han ayudado: del IAR, de la FCAGLP y del IAG.

Quiero agradecer a todos los colaboradores con las cuales trabajé durante mi doctorado, su aporte es fundamental en esta tesis.

Agradezco muy especialmente a Elisabete M. de Gouveia Dal Pino y a su grupo del IAG.

Agradezco en general al grupo GARRA. En particular a Paula, Jorge y Matías por su ayuda en diversos temas involucrados en mi investigación.

Agradezco a los chicos del IAR por los momentos compartidos, las charlas, los viajes, los almuerzos, en especial a Fer, Julián y Mariano. July, muchas gracias por llevarme al IAR y traerme a casa tantas veces. Fer, muchas gracias por todo lo que me has ayudado (y aguantado) académica y personalmente en estos años.

Muchas gracias a Dany, Ile, Cin, Gaby, Ana y Flor por los almuerzos, los consejos, los *coffee breaks* y toda la ayuda académica que me han brindado. Quiero agradecer a Ile por la buena onda que tiene conmigo desde el comienzo; a Ana por su ayuda y por transmitirme su pasión por la astrofísica en cada charla; a Gaby por su excelente predisposición a ayudarme en mi trabajo; a Dani por todo lo compartido en la oficina; a Cin por los *chin-chines*. Flor merece un párrafo aparte que presento a continuación.

Quiero agradecer profundamente a Flor, con quien tuve el privilegio y el placer de transitar y compartir este doctorado. No puedo imaginar qué hubiese sido de mi sin su ayuda. Mi doctorado sin dudas hubiese sido infinitamente más duro y menos divertido.

Agradezco a los pilares fundamentales de mi vida personal, quienes me quieren incondicionalmente: mi familia y amigos. Agradezco en especial a mis padres – a quienes dedico esta tesis –, a mis hermanos, Juan y Loly, a mi prima Julia y a mi ta Perica.

Finalmente quiero agradecer a Reinaldo por su inmensa ayuda en lo académico, y especialmente por su apoyo en lo personal. *Muito obrigada minha vida pelo seu amor e por cuidar tanto de mim!*

María Victoria del Valle

La Plata, Septiembre de 2013

Post Scriptum

Agradezco a los jurados, los doctores Alberto Etchegoyen, Guillermo Bosch y Josep M. Paredes por la minuciosa lectura de esta tesis, su interés en mi trabajo, sus sugerencias y correcciones.

ÍNDICE GENERAL

Índice de figuras	v
Resumen	VIII
1. Introducción	1
2. Emisión no térmica en estrellas	5
2.1. Emisión no térmica	5
2.1.1. Choques y aceleración de partículas	6
2.2. Emisión no térmica en estrellas	7
2.2.1. Estrellas de gran masa	7
2.2.2. Binarias con colisión de vientos: η Carinae	9
2.2.3. Binarias de rayos gamma	11
2.2.4. Estrellas masivas fugitivas	13
2.2.5. El Sol	14
2.2.6. Estrellas T Tauri	17
2.2.7. Nubes moleculares como fuentes extendidas de rayos gamma	17
3. Estrellas fugitivas	19
3.1. Introducción	19
3.2. <i>Bowshocks</i> estelares	22
3.3. Modelo hidrodinámico	23
3.4. Modelo radiativo	25
3.4.1. Pérdidas radiativas no térmicas	27
3.4.2. Distribución de partículas	30
3.4.3. Radiación no térmica	30
3.4.4. Emisión del medio chocado	32
3.4.5. Absorción	34
3.5. Discusión y conclusiones	34

4. Aplicaciones a estrellas fugitivas	37
4.1. Aplicación a ζ Oph	37
4.1.1. Introducción	37
4.1.2. Forma del <i>bowshock</i>	38
4.1.3. Distribución espectral de energía	39
4.1.4. Conclusiones	40
4.2. Aplicación a AE Aurigae	41
4.2.1. Introducción	41
4.2.2. Observación en rayos X y análisis de los datos	42
4.2.3. Aplicación del modelo de emisión no térmica	45
4.2.4. Conclusiones	47
4.3. Aplicación a HD 195592	47
4.3.1. Introducción	47
4.3.2. Cálculo de la emisión no térmica	49
4.3.3. Discusión y conclusiones	52
5. Protoestrellas de baja masa	55
5.1. Introducción	55
5.2. Modelo	57
5.2.1. Aceleración de partículas	57
5.2.2. Pérdidas de energía	58
5.2.3. Distribución de partículas	60
5.2.4. Luminosidad	60
5.3. Aplicación a posibles estrellas T Tauri emisoras de rayos gamma	62
5.4. Discusión	65
5.5. Conclusiones	66
6. Fuentes estelares no térmicas variables	67
6.1. Introducción	67
6.1.1. Estructura de la nube molecular	68
6.2. Procesos radiativos en la interacción <i>bowshock</i> -medio	69
6.2.1. Pérdidas de energía	70
6.2.2. SEDs	72
6.2.3. Absorción	72
6.2.4. Resultados	74
6.3. Discusión: variabilidad	75
7. Fuentes galácticas no térmicas extendidas	79
7.1. Introducción	79
7.1.1. Emisión gamma de nubes moleculares	81
7.2. Estrellas fugitivas en nubes moleculares	82
7.3. Cálculo de la emisividad gamma	84
7.3.1. Difusión	85

7.3.2. Mar de RCs	86
7.3.3. Luminosidad	87
7.3.4. Resultados	87
7.4. Discusión y conclusiones	95
8. Producción de rayos gamma en binarias con estrellas masivas	99
8.1. Introducción	99
8.1.1. Fulguración gamma	100
8.2. Opacidad de los rayos gamma	102
8.2.1. Cálculos	102
8.2.2. Resultados	105
8.3. Mecanismo de producción de la fulguración	107
8.3.1. Procesos radiativos	110
8.3.2. Absorción interna	112
8.4. Discusión	112
9. Conclusiones	115
Bibliografía	119
Apéndice A. Procesos de emisión no térmica	139
A.1. Introducción	139
A.2. Proceso de aceleración de Fermi tipo I	140
A.2.1. Relaciones de Rankine-Hugoniot	141
A.2.2. Índice espectral	143
A.2.3. Aceleración de partículas en procesos de reconexión magnética	145
A.2.4. Criterio de Hillas	146
A.3. Procesos radiativos	147
A.3.1. Interacción con el campo magnético: emisión sincrotrón	147
A.3.2. Interacción con el campo de materia: Bremsstrahlung relativista y colisiones $p - p$	148
A.3.3. Interacción con el campo de radiación: dispersión Compton inversa y colisiones $p - \gamma$	152
A.4. Absorción por creación de pares en el campo de fotones	155
Apéndice B. Hidrodinámica de bowshocks	157
B.1. Modelado analítico del bowshock	157
B.1.1. Tratamiento para un medio uniforme y un viento isotrópico	161
B.1.2. Viento anisotrópico y densidad inhomogénea	161
B.1.3. Viento asimétrico	163
B.2. Estabilidad de bowshock estelares	166
Apéndice C. Lista de publicaciones	169

ÍNDICE DE FIGURAS

2.1. Esquema indicativo de las regiones de posible aceleración de partículas por ondas de choque en el viento de estrellas masivas: región a) en la zona de colisión de dos vientos estelares en un sistema binario; región b) en el viento de una estrella de tipo temprano; region c) en el choque terminal del viento contra el medio interestelar. Adaptado de Benaglia (2010).	9
2.2. Imagen compuesta en rayos X y en el óptico de η Carinae. Los datos provienen del observatorio de rayos X <i>Chandra</i> y del Telescopio espacial Hubble (HST).	10
2.3. Esquema de un microcuásar y sus componentes (no realizado a escala).	12
2.4. Imagen <i>WISE</i> del <i>bowshock</i> de α Camelopardalis, en las bandas: azul = $3.4 \mu\text{m}$, cian = $4.6 \mu\text{m}$, verde = $12 \mu\text{m}$ y rojo = $22 \mu\text{m}$. Créditos: wise.ssl.berkeley.edu/	13
2.5. Distribución del índice espectral del <i>bowshock</i> de BD+43° 3654, a 1.42 y 4.86 GHz (Benaglia et al., 2010).	14
2.6. Erupción solar del 26 Abril de 2012 captada por el observatorio SDO <i>Solar Dynamics Observatory</i> , a la longitud de onda $\lambda = 304 \text{ \AA}$ (UV). Crédito: NASA/SDO/AIA.	15
2.7. Mapa del cielo en rayos gamma según <i>Fermi</i> el día anterior a la super fulguración solar del 7 de Marzo de 2012 (arriba), y durante la misma (abajo). El Sol se convirtió brevemente en la fuente de rayos gamma más brillante del cielo. Créditos: http://kipac.stanford.edu	16
2.8. Mapa en rayos gamma (200 MeV - 20 GeV) de <i>Fermi</i> correspondiente a la región de Orion. Se pueden apreciar 3 fuentes extendidas (marcadas en blanco) donde la emisión es más intensa: las nubes moleculares Orion A, Orion B y Monoceros R2 (ver Okumura et al., 2009).	18

3.1.	Distribución de velocidades estelares espacial 3D v_{pec} . Las curvas punteadas muestran las distribuciones Maxwellianas ajustadas a los datos, para las velocidades altas y bajas; la curva sólida es la suma de ambas Maxwellianas.	20
3.2.	Distribución de <i>bowshocks</i> en el plano (l, b)	23
3.3.	La colisión del viento estelar con el medio interestelar produce un sistema de dos choques separados por una discontinuidad (línea punteada). La fuente del viento esta situada en el origen. El medio es considerado un viento de líneas de flujo paralelas y el viento es considerado radial.	24
3.4.	Comparación de dos <i>bowshocks</i> calculados para una estrella tipo O9.5 V, considerando un viento ecuatorial y un viento polar. El eje z coincide con la dirección de movimiento de la estrella.	25
3.5.	Esquema del sistema de choques (no hecho en escala). La región de emisión es el área punteada.	27
3.6.	Escalas temporales de aceleración y enfriamiento para electrones y protones para una estrella O4I (arriba), y para una estrella O9I (abajo). Los paneles a la izquierda corresponden a electrones, y los paneles a la derecha corresponden a protones. Las perdidas no radiativas producidas por la convección del viento también se muestran.	29
3.7.	Emisión no térmica del viento estelar chocado para una estrella O4I. . .	31
3.8.	Emisión no térmica del viento estelar chocado para una estrella O9I. . .	32
3.9.	Emisión térmica del medio interestelar chocado producida por mecanismo libre-libre para estrellas O4I y O9I.	33
3.10.	Diagrama de la trayectoria de un rayo gamma desde la región de emisión hacia observadores situados delante y detras de la estrella (no realizado en escala).	35
4.1.	Imagen infraroja del <i>bowshock</i> de ζ Oph tomada por WISE. Créditos: NASA/JPL-Caltech/UCLA.	37
4.2.	<i>Bowshock</i> de ζ Oph.	38
4.3.	<i>Izquierda:</i> Imagen de WISE del <i>bowshock</i> de ζ Oph. Los puntos señalados por flechas corresponden a la proyección 3-D de la estructura. <i>Derecha:</i> <i>Bowshock</i> proyectado de ζ Oph.	39
4.4.	Pérdidas radiativas para electrones (izquierda) y protones (derecha), tasa de aceleración, y escalas temporales de difusión y convección para ζ Oph.	41
4.5.	Opacidad interna para ζ Oph.	41
4.6.	Distribución espectral de energía para el <i>bowshock</i> de ζ Oph, a $d \sim 222$ pc. Tambien se muestran la sensibilidad de CTA, Fermi, MAGIC, XMM-Newton, VLA y datos de IRAS.	42

4.7.	<i>Izquierda:</i> imagen <i>WISE</i> $12\mu\text{m}$ (rojo) e imagen EPIC pn de AE Aur en la banda 1 – 8 keV (verde). El tamaño del bin de la imagen en rayos X es $4''$. Las regiones seleccionadas para el análisis espectral y el vector de movimiento propio de la estrella están superpuestos. BKG es la región angular de la cual se extrajo el espectro de fondo. En esta imagen el Norte es hacia arriba y el Este hacia la izquierda. <i>Derecha:</i> igual al panel izquierdo con un mapa pn de la energía media de los fotones en la banda 0,3 – 8 keV en verde. En el mapa cada pixel tiene la energía media de los fotones detectados en la banda de energía de la cámara pn. Sólo los píxeles con más de 4 cuentas fueron tenidos en cuenta y la imagen fue suavizada con $\sigma = 8''$ (Miceli et al., 2008).	43
4.8.	Espectro EPIC pn de la región del <i>bowshock</i> de la Fig. 4.7 junto al modelo teórico, y los residuos correspondientes.	44
4.9.	Distribucion espectral no térmica de energía del <i>bowshock</i> de AE Aur. El cuadrado punteado muestra la región X del espectro observada por <i>XMM-Newton</i> , y arriba el espectro ajustado.	46
4.10.	Imagen RGB de <i>WISE</i> en las bandas W2 ($4.6\ \mu\text{m}$) , W3 ($12\ \mu\text{m}$) y W4 ($22\ \mu\text{m}$) del gas chocado en torno a la estrella fugitiva HD 195592; se muestra además el círculo de error -95% – en la localización de la fuente gamma 2FGL J2030.7+4417 (los contornos 99% caen fuera de la figura). Los contornos de probabilidad en rayos gamma dependen del modelo y deben tomarse solo como indicativos.	48
4.11.	Tasa de aceleración y tiempos de enfriamiento para electrones (izquierda) y protones (derecha) para HD 195592.	51
4.12.	Distribución espectral de energía para el <i>bowshock</i> de HD 195592, a $d \sim 1.1$ kpc y datos <i>Fermi</i> de 2FGL J2030.7+4417. Las cotas superiores en raros X duros, los datos en radio (VLA) (Scuderi et al. 1998) y la emisión IR – IRAS – (van Buren et al. 1995) también se muestran.	52
5.1.	Esquema de una estrella T-Tauri adaptado de Feigelson & Montmerle (1999).	57
5.2.	Tasa de aceleracion y tiempos de enfriamiento para electrones (izquierda), y protones (derecha).	59
5.3.	Distribución de partículas en estado estacionario para electrones (izquierda) y protones (derecha).	60
5.4.	Curvas de opacidad en función de la energía E	62
5.5.	Imagen infraroja en la banda $8,0\ \mu\text{m}$ que muestra el contenido del círculo de error de 1FGL J1625.8–2429c entorno a la nube ρ Ophiuchi. Varias estrellas T Tauri coinciden con la posición de la fuente <i>Fermi</i> . Las estrellas están etiquetadas de 1 a 4 en orden decreciente de ascensión recta. Los ejes coordenados son ecuatoriales J2000.0.	63

5.6.	Imagen en rayos X compuesta del círculo de error de 1FGL J1625.8–2429c obtenida con la cámara ASIS de <i>Chandra</i> en el rango energía 0.1-10 keV (<i>Dataset identifier: ADS/Sa.CXO#obs/00618</i>). Los números indican las estrellas T-Tauri consistentes con esta fuente <i>Fermi</i> en orden decreciente de ascensión recta. Todas estas estrellas emiten en rayos X.	63
5.7.	Mosaico en radio del círculo de error de 1FGL J1625.8–2429c observado por VLA a $\lambda = 6$ cm. Los números indican las estrellas T-Tauri consistentes con esta fuente <i>Fermi</i> en orden decreciente de ascensión recta. Solo la estrella T-Tauri # 3 se detecta en radio.	64
5.8.	Luminosidad no térmica calculada y los límites superiores de <i>Fermi</i> para las cuatro estrellas T Tauri, considerando una distancia de 120 pc. La distribución espectral de energía esta corregida de absorción. Los parámetros del modelo se muestran en la Tabla 5.2.	65
6.1.	Perfil del gradiente de densidad en la nube molecular.	68
6.2.	Esquema simplificado de una estrella fugitiva moviéndose a través de un gradiente de densidad en una nube molecular (no realizado en escala).	69
6.3.	Pérdidas radiativas y tasa de aceleración de electrones para $z = 0, 10^{-2}Z_c, 10^{-1}Z_c$ y Z_c , para una estrella O4I. La línea punteada corresponde a convección lenta.	71
6.4.	Pérdidas radiativas y tasa de aceleración de electrones para $z = 0, 10^{-2}Z_c, 10^{-1}Z_c$ y Z_c , para una estrella O9I.	71
6.5.	Distribuciones espectrales de energía para una estrella O4I a $z = 0, 10^{-2}Z_c, 10^{-1}Z_c$ y Z_c , para el caso a (arriba) y el b (abajo).	73
6.6.	Distribuciones espectrales de energía para una estrella O9I a $z = 0, 10^{-2}Z_c, 10^{-1}Z_c$ y Z_c	74
6.7.	Curvas de luminosidad total a $z = 0, 10^{-2}Z_c, 10^{-1}Z_c$ y Z_c , para una estrella O4I con $a = 1$ (arriba) and $a = 100$ (abajo). También se muestran las curvas de sensibilidad de <i>Fermi</i> a 800 pc y 1.4 kpc.	76
6.8.	Curvas de luminosidad total a $z = 0, 10^{-2}Z_c, 10^{-1}Z_c$ y Z_c , para una estrella O9I. También se muestran las curvas de sensibilidad de <i>Fermi</i> a 100 y 300 pc.	77
6.9.	Curvas de variación a $z = 0, 10^{-2}Z_c, 10^{-1}Z_c$ y Z_c , para una estrella O4I caso a (izquierda) y caso b (derecha).	77
6.10.	Curvas de variación a $z = 0, 10^{-2}Z_c, 10^{-1}Z_c$ y Z_c , para una estrella O9I.	78
7.1.	Direcciones de eyección randómicas de las 6 estrellas fugitivas eyectadas en el centro de una NM esférica.	82
7.2.	Direcciones de eyección proyectadas en el plano $x - y$ de las estrellas fugitivas. Las etiquetas identifican cada estrella listada en la Tabla 7.1.	87

7.3.	Distribución de protones proyectada a lo largo de la línea de la visual para el caso $\chi = 10^{-1}$, para $E_p = 10$ GeV (arriba) y $E_p = 10$ TeV (abajo). El tiempo aumenta hacia la derecha. Las curvas corresponden a 0.1 (línea punteada), 1 (línea a trazos) y 10 (línea continua) veces la distribución de los RCs de fondo.	89
7.4.	Igual a la Fig. 7.3 para el caso $\chi = 10^{-3}$	90
7.5.	Distribución de pares proyectada a lo largo de la línea de la visual para el caso $\chi = 10^{-1}$, para $E_e = 10$ GeV (arriba) y $E_e = 10$ TeV (abajo). El tiempo aumenta hacia la derecha. Las curvas corresponden a 0.1 (línea punteada), 1 (línea a trazos) y 10 (línea continua) veces la distribución de los RCs de fondo.	91
7.6.	Evolución de la emisividad gamma proyectada a lo largo de la línea de la visual para el caso $\chi = 10^{-1}$. La energía de los fotones corresponde a $E = 10$ GeV, el tiempo evoluciona hacia la derecha. Las curvas corresponden a 0.1 (línea punteada), 1 (línea a trazos) y 10 (línea continua) veces la emisividad producida por los RCs de fondo.	92
7.7.	Igual a la figura anterior para el caso $\chi = 10^{-3}$	93
7.8.	Evolución de la emisividad sincrotrón proyectada a lo largo de la línea de la visual para el caso $\chi = 10^{-1}$. La energía de los fotones corresponde a $E = 1$ keV, el tiempo evoluciona hacia la derecha.	94
7.9.	Evolución de la SED total (derecha) y la correspondiente a la región nuclear (izquierda) para el caso $\chi = 10^{-1}$. También se muestra la emisión producida por el fondo de RCs en la nube. La línea gris claro corresponde al caso en el cual el flujo de RCs es menor que el observado localmente. El tiempo aumenta hacia a abajo.	96
7.10.	Igual a la figura anterior para el caso $\chi = 10^{-3}$	97
8.1.	Estados espectrales en rayos X de Cygnus X-1. Adaptado de Zdziarski et al. (2002).	100
8.2.	Mapa de la emisión gamma detectada por MAGIC durante la fulguración (Albert et al. 2007). La cruz negra muestra la posición de la fuente gamma. La posición de las fuentes de rayos X y radio asociadas a Cyg X-1 se muestran como una estrella y un anillo verdes, respectivamente.	101
8.3.	SED de Cygnus X-1 durante la fulguración detectada por MAGIC. También se muestra el espectro de la nebulosa del Cangrejo (<i>Crab</i>) y la ley de potencias que mejor ajusta los datos.	102
8.4.	El fotón gamma en P viaja en la dirección dada por \mathbf{e}_γ . Este fotón puede ser absorbido por fotones de energía ϵ emitidos en S en la dirección \mathbf{e}_* . Adaptado de Dubus (2006).	103
8.5.	Esquema de la geometría adoptada para el cálculo de la absorción de un fotón producido sobre el objeto compacto.	104
8.6.	Mapa de absorción en función de la altura h sobre el objeto compacto y la energía E , para la fase orbital $\phi = 0,91$	106

8.7. Mapa de absorción en función de la fase orbital ϕ y la altura sobre el objeto compacto h , para la energía $E = 1$ TeV.	106
8.8. Rango dentro de las barras de error del índice espectral del flujo intrínseco en función de la altura h	107
8.9. Tasa de aceleración y de enfriamiento a $h_{\text{int}} = 10^{13}$ cm en el <i>jet</i> para electrones y protones primarios.	109
8.10. Distribución espectral de energía y datos observacionales de Cyg X-1 obtenidos con MAGIC (Albert et al. 2007). También se muestra una corona de dos temperaturas con una componente no térmica. Los datos son de McConnell et al. (2000). Los datos similares de Malzac et al. (2008) pueden ajustarse fácilmente (Romero et al. 2010b).	110
A.1. Quiebre en el espectro de partículas producido por pérdidas $b(E) \propto E^2$ – por ejemplo sincrotrón o CI–. El espectro inyectado tiene índice p , y a energías altas la distribución se quiebra haciéndose más <i>blanda</i> , i.e. $p + 1$	140
A.2. Esquema del salto en las propiedades de un fluido al atravesar una onda de choque (tomado de http : // 2dshocks.wordpress.com / shocks /).	142
A.3. Modificación del índice espectral $\zeta = 2\alpha + 1$ de las partículas aceleradas en ondas de choque no relativistas (Longair, 2010).	143
A.4. Esquema de aceleración de partículas en una región de reconexión. La partícula circula en torno a una línea de campo reconectada y rebota entre los puntos A y B dentro de la hoja de corriente, mientras que los flujos convergentes se aproximan mutuamente a velocidad V_{rec}	146
A.5. Esquema de la emisión sincrotrón.	147
A.6. Bremstrahlung relativista.	149
A.7. Colisión inelástica protón-protón, se muestra el canal de interés para la creación de rayos gamma, otros canales producirán partículas (ver texto).	149
A.8. Sección eficaz inelástica para colisiones $p - p$ aproximada por la Ec.(A.45), de (Kelner et al., 2006).	150
A.9. Ilustración de la dispersión Compton inversa, el fotón saliente tiene mayor energía que el entrante.	153
A.10. Sección eficaz de la interacción CI en función de la energía del electrón para una energía inicial del fotón fija de 1 eV.	153
A.11. Esquema de la interacción protón-fotón, se muestra el canal de interés para la creación de rayos gamma, otros canales producirán partículas (ver texto).	154
A.12. Un fotón de muy alta energía interactúa con un fotón menos energético creando un par e^{\pm} (aniquilación de fotones).	155

- B.1. Esquema geométrico de la superficie, y los ángulos considerados. El eje z se define en la dirección de la trayectoria de la estrella. θ es el ángulo medido desde el plano $x - y$, y ϕ es el ángulo acimutal, medido en torno al eje z . Un punto sobre la superficie del *bowshock* tiene un radio $r = R(\theta, \phi)$. Se muestra además el ángulo sólido correspondiente a un gajo $\Delta\phi$, visto desde el origen. 158
- B.2. *Bowshocks* en un medio uniforme. Las figuras a y b corresponden a la estrella O4I, con velocidad espacial de 30 y 100 km s^{-1} ; el valor de R_0 es ~ 27.7 y ~ 8.3 pc respectivamente. Un incremento en la velocidad espacial produce una estructura menor. Las figuras c y d corresponden a una estrella O9I, considerando una densidad ambiente de 1 y 100 cm^{-3} ; el valor de R_0 es ~ 1.7 y ~ 0.2 pc respectivamente. Un incremento en la densidad del medio produce *bowshocks* menores. Finalmente, las figuras e y f son para una estrella WR, considerando una velocidad terminal del viento de 3000 y 1000 km s^{-1} ; para estos parámetros los valores de R_0 son relativamente altos, ~ 51 , para el viento más rápido, y ~ 29.6 pc para el más lento. El tamaño de la superficie es sensible a cualquier incremento en la velocidad del viento. 162
- B.3. *Bowshocks* asimétricos para una estrella O4I embebido en un gradiente de densidad exponencial, con $\rho_0 = 100 m_p$, para diferentes escalas de altura. Desde arriba hacia abajo $H = 0.1 R_0$, $H = R_0$, y $H = 10 R_0$ 164
- B.4. *Bowshocks* calculados para ζ Oph. La figura de arriba muestra el *bowshock* para un viento polar ($c_2 = 1$) y $\lambda = 30$. La figura del medio muestra el *bowshock* para un viento polar con $\lambda = 70$, y la figura de abajo muestra el *bowshock* para un viento ecuatorial ($c_2 = -1$) y $\lambda = 70$ 165

RESUMEN

PROCESOS DE ALTAS ENERGÍAS EN ESTRELLAS Y SISTEMAS ESTELARES

Durante los últimos años, con el aumento en la sensibilidad de los detectores de altas energías, el número de fuentes gamma ha crecido y también se ha incrementado el tipo de fuentes detectadas. Un número considerable de ellas no puede ser identificada con contrapartes conocidas en otras longitudes de onda. Las fuentes no identificadas se distribuyen mayoritariamente hacia la región del plano de la Galaxia, lo que sugiere un origen galáctico. Muchas de estas fuentes pueden conformar poblaciones de fuentes gamma aún por descubrir.

Las estrellas son objetos astrofísicos muy abundantes y se concentran mayormente en el plano galáctico. Las estrellas y los sistemas que conforman cuentan con los ingredientes necesarios para acelerar partículas a energías relativistas en la mayoría de sus estados evolutivos. Además, poseen campos adecuados para que estas partículas interactúen produciendo emisión no térmica.

En esta tesis estudiamos diversos sistemas como posibles fuentes gamma: estrellas fugitivas de gran masa, estrellas jóvenes de baja masa, microcusares de gran masa, y nubes moleculares. Desarrollamos modelos teóricos de la emisión no térmica motivados por observaciones en rayos gamma u ondas de radio. Calculamos la radiación no térmica producida en las interacciones de partículas relativistas con campos electromagnéticos y materiales. Presentamos resultados generales y aplicaciones a fuentes concretas. Finalmente, analizamos si la emisión no térmica predicha por los modelos es observable por los detectores de rayos gamma actuales o en desarrollo. En las aplicaciones concretas, confrontamos la distribución espectral de energías calculada con las observaciones disponibles en todas las longitudes de onda del espectro electromagnético.

Capítulo 1

INTRODUCCIÓN

Durante una década de operación en los 1990s el satélite de rayos gamma *COMPTON* detectó 271 fuentes a energías del orden de 1 GeV (Hartman et al., 1999). Una fracción considerable de estas fuentes no pudo ser identificada con contrapartes conocidas a otras longitudes de onda (e.g. Romero et al., 1999; Torres et al., 2001; Paredes et al., 2008). Desde entonces los instrumentos de detección de rayos gamma actuales, tales como los telescopios Cherenkov *MAGIC*, *HESS* y *VERITAS*, y los satélites *Fermi* y *AGILE*, continúan detectando fuentes sin contraparte conocida, que se distribuyen mayoritariamente hacia el plano galáctico. Esto sugiere que se trata de fuentes pertenecientes a la Vía Láctea. Muchas de estas fuentes pueden pertenecer a poblaciones galácticas de emisores gamma aún por descubrir. El momento actual, pues, parece propicio para explorar nuevos candidatos a fuentes de rayos gamma.

Llamamos fuente gamma a un objeto astrofísico que emite una fracción significativa de su radiación a energías $E > 0.5$ MeV, i.e. en el rango gamma de energías. Las fuentes activas aceleran partículas hasta velocidades relativistas y las interacciones de estas partículas con los campos de materia, radiación y magnéticos presentes en la fuente dan lugar a la radiación gamma. Las pasivas, en cambio, son meros blancos inertes para partículas relativistas originadas en otra región.

En los últimos años no sólo el número de fuentes gamma ha crecido con el aumento en la sensibilidad de los detectores, sino también se ha incrementado el tipo de fuentes detectadas. Con este progreso en las observaciones, los modelos teóricos de emisión se multiplican y se afinan para que sus predicciones se ajusten a los nuevos datos. Entre las fuentes detectadas se encuentran púlsares (Abdo et al., 2010c) y núcleos galácticos activos (AGNs, e.g. Ackermann et al., 2011), binarias de rayos X (Bodaghee et al., 2013), presumiblemente binarias con colisión de vientos (Tavani et al., 2009b; Abdo et al., 2010b), remanentes de supernova (SNRs, e.g. Uchiyama et al., 2012), fuentes extendidas tales como cúmulos globulares (Abdo et al., 2010d), nubes moleculares (Ackermann et al., 2012a; Fernandez et al., 2013), etc.

Las estrellas son objetos astrofísicos muy abundantes y se concentran mayormente en el plano galáctico. Durante su evolución las estrellas atraviesan fases muy diferentes en las cuales las propiedades físicas y sus entornos cambian. Además muchas de ellas son binarias, y forman sistemas complejos. Las estrellas en estados evolutivos tempranos, y los sistemas estelares múltiples, cuentan con los ingredientes necesarios para acelerar partículas a energías relativistas, y ofrecen campos adecuados para que estas partículas interactúen y emitan radiación. En muchos casos el resultado de la interacción de las partículas relativistas, la emisión no térmica, no se detecta. Esto último puede deberse a que no es observable – porque domina la emisión térmica – o a que es muy débil para los detectores actuales. La radiación no térmica es significativa en ondas de radio (fotones con frecuencias $\nu < 300$ GHz o de energías $E < 1.4 \mu\text{eV}$) – debido a la emisión sincrotrón de los electrones relativistas – y en rayos gamma, donde la emisión del continuo es exclusivamente de origen no térmico. En esta tesis estudiaremos la física de altas energías de los objetos estelares que se detallan muy brevemente a continuación.

Las estrellas fugitivas son estrellas que se mueven a velocidades supersónicas $> 30 \text{ km s}^{-1}$ a través del medio interestelar (ISM) (e.g. [Gies & Bolton, 1986a](#)). La interacción del viento estelar con el medio produce una onda de choque en forma de arco (*bowshock*), en la dirección del movimiento de la estrella (e.g. [van Buren & McCray, 1988](#)). La detección reciente de emisión no térmica en radio del *bowshock* de la estrella fugitiva BD+43°3654 ([Benaglia et al., 2010](#)), implica que electrones relativistas son eficientemente acelerados en esta fuente. Además, [Benaglia et al. \(2010\)](#) predicen emisión no térmica en todo el espectro electromagnético hasta rayos gamma. Motivados por la detección y las predicciones para BD+43°3654 en esta tesis desarrollamos de modelo para la emisión no térmica en estos objetos. El objetivo es determinar si los *bowshocks* de estrellas fugitivas masivas son posibles fuentes no térmicas de alta energía (en rayos X – fotones con energías $1 \text{ keV} < E < 0.5 \text{ MeV}$ – y rayos gamma).

Las estrellas fugitivas pueden moverse a través de las nubes moleculares (NMs) donde se encuentran sus regiones de formación, de las cuales han sido eyectadas (e.g. [Lada & Lada, 2003](#); [Bodenheimer, 2011](#)). Las NMs son altamente inhomogéneas, contienen regiones donde existen gradientes de densidad importantes (e.g. [Smith et al., 2009](#); [Donkov et al., 2011](#)). Cuando las estrellas fugitivas se mueven a través de las NMs, sus vientos interactúan con un medio que cambia a medida que se desplazan. El cambio de densidad produce cambios en los parámetros fundamentales que determinan la emisión no térmica. Por lo tanto, los *bowshocks* de estrellas masivas fugitivas pueden producir emisión no térmica variable, en su interacción con los gradientes de densidad de las NMs. Este es otro de los temas analizados en esta tesis.

Las partículas – principalmente protones – que escapan de la región de aceleración de los *bowshocks* de estrellas masivas se difunden en las NMs. Los protones energéticos interactúan con el material de las nubes, produciendo emisión y partículas secundarias, que también producen radiación no térmica (e.g. [Aharonian & Atoyan, 1996](#); [Bosch-Ramon et al., 2005](#)). Propondremos que los *bowshocks* de estrellas fugitivas podrían

contribuir a la población de rayos cósmicos presente en las NMs. Se piensa que los rayos cósmicos – localmente acelerados o no – producen la radiación gamma en estas nubes, muchas de ellas detectadas por HESS y recientemente por *AGILE* y *Fermi* (e.g. Aharonian et al., 2008a; Tavani, 2010; Ackermann et al., 2012a).

Recientemente los objetos protoestelares de gran masa se han investigado como posibles fuentes gamma (Araudo et al., 2007; Bosch-Ramon et al., 2010). Además, estudios estadísticos concluyen que una cantidad significativa de fuentes del primer catálogo *Fermi* (Abdo et al., 2010b) coinciden posicionalmente con regiones de formación estelar (Munar-Adrover et al., 2011). Las estrellas de baja masa en sus etapas protoestelares se llaman estrellas T Tauri. Estas estrellas poseen discos de acreción, campos magnéticos muy intensos y eyectan flujos de partículas y gas – en algunos casos muy colimados, llamados *jets*– (e.g. Feigelson & Montmerle, 1999). En estos sistemas se observan fulguraciones (*flares*), similares a las observadas en el Sol pero más poderosas, asociadas a la actividad magnética (e.g. Hayashi et al., 1996; Tsuboi et al., 1998). Esta actividad magnética, más precisamente reconexión magnética, puede acelerar eficientemente partículas hasta energías relativistas (e.g. Zenitani & Hoshino, 2001; de Gouveia dal Pino & Lazarian, 2005; Kowal et al., 2011). Las partículas muy energéticas pueden producir emisión no térmica, hasta rayos gamma, al interactuar con los campos materiales y electromagnéticos presentes en la magnetósfera de estas estrellas. Desarrollaremos aquí el primer modelo para radiación no térmica de estrellas T Tauri.

Las binarias de rayos X son sistemas binarios constituidos por una estrella – de gran masa o de Secuencia Principal –, un objeto compacto – agujero negro o estrella de neutrones – y un disco de acreción. Algunos de estos objetos pueden producir *jets* relativistas y se conocen como microcuásares (Mirabel & Rodríguez, 1998). La binaria de rayos X Cygnus X-1, un microcuásar formado por una estrella de gran masa y un agujero negro, se detectó a muy altas energías – $E > 200$ GeV – con el telescopio Cherenkov MAGIC (Albert et al., 2007), con una significancia de 4.1σ . La emisión, de tipo fulguración, ocurrió cuando el objeto compacto se encontraba detrás de la estrella compañera. En esta fase orbital se espera que la absorción de los fotones gamma, producida por el campo de radiación de la estrella, sea máxima (e.g. Bosch-Ramon et al., 2008). La detección en esta fase orbital establece restricciones en la localización del emisor dentro del sistema. Los modelos que predicen emisión gamma proveniente de regiones cercanas al objeto compacto deben replantearse para adaptarse a las observaciones. Tal idea es implementada en esta tesis.

El objetivo principal de la tesis es el desarrollo de modelos teóricos de la emisión no térmica en los objetos antes descritos. Esto permite explorar nuevas fuentes galácticas no térmicas y su potencial detección y, en el caso de Cyg X-1, proponer modelos alternativos que se ajusten a las últimas observaciones. El estudio de la emisión no térmica se realiza con especial énfasis en la región gamma del espectro electromagnético y su potencial detección en ese rango de energías. La detectabilidad de la emisión gamma predicha por los modelos, por detectores actuales o en desarrollo – tal como el arreglo

de telescopios Cherenkov CTA –, respaldan la existencia de nuevas fuentes de rayos gamma.

La tesis esta organizada de la siguiente manera. En el Capítulo 2 se describe brevemente la emisión no térmica en estrellas y la aceleración de partículas. El siguiente capítulo, Capítulo 3, esta dedicado a las estrellas fugitivas. Se describen su origen y sus principales características. Este capítulo se enfoca en el modelo teórico desarrollado para la emisión no térmica. En el Capítulo 4 se presentan las aplicaciones del modelo a 3 estrellas fugitivas de gran masa: ζ Ophiuchi, AE Aurigae y HD 195592. El Capítulo 5 trata sobre protoestrellas de baja masa – T Tauri –. Se presenta una caracterización de las fuentes, el modelo de emisión no térmica, y la aplicación a 4 estrellas T Tauri de la región de ρ Ophiuchi. En el Capítulo 6 se presenta a las estrellas fugitivas como potenciales fuentes de rayos gamma variables. Se describe el modelo teórico desarrollado y los resultados que éste predice. A continuación, en el Capítulo 7, se presenta el cálculo de la emisión producida por protones acelerados en *bowshocks* de estrellas fugitivas que escapan de la zona de emisión y se difunden en una nube molecular. El Capítulo 8 presenta un modelo para la emisión gamma de Cygnus X-1. Finalmente, en el Capítulo 9, se dan las conclusiones.

La tesis contiene, además, 3 apéndices: el Apéndice A esta dedicado a la aceleración de partículas en ondas de choque, y a los procesos de emisión no térmica relevantes; el Apéndice B complementa el Capítulo 3, describiendo los aspectos hidrodinámicos de los choques de estrellas fugitivas; por último, en el Apéndice C se listan las publicaciones relacionadas con esta tesis.

Capítulo 2

EMISIÓN NO TÉRMICA EN ESTRELLAS

2.1. Emisión no térmica

La emisión no térmica se produce en las interacciones de partículas muy energéticas¹ (supratérmicas) que poseen una distribución de energía no Maxwelliana. Los procesos radiativos que producen la radiación no térmica surgen de las interacciones de estas partículas con campos de materia, magnéticos y de radiación. Si las partículas han sido aceleradas localmente la fuente es llamada *activa*, de lo contrario se denomina *pasiva*. Así, una fuente activa para producir eficientemente emisión no térmica debe ser capaz de acelerar partículas a energías relativistas.

La detección de emisión no térmica en una fuente implica que en la misma existe una población de partículas relativistas que produjo la radiación. Como se mencionó anteriormente, el continuo de energía en rayos gamma (fotones con $E > 0,5$ MeV) es no térmico. Obtener un fotón de energía $E \sim 1$ GeV requiere de una temperatura T extrema, $T \sim 10^{13}$ K (e.g. [Romero & Paredes, 2011](#)); esta temperatura sólo puede alcanzarse en el *Big Bang* o en un Eruptor de Rayos Gamma (GRBs). Por lo tanto, no es de esperar que existan fuentes térmicas de radiación gamma.

Los mecanismos de aceleración de partículas pueden ser de primer orden o de segundo orden. Esta categorización es según la dependencia de la ganancia de energía δE en cada ciclo de aceleración con la velocidad. En un mecanismo de primer orden $\Delta E \propto V/c$, donde c es la velocidad de la luz y V es una velocidad macroscópica característica; es decir que la ganancia de energía es lineal en V/c . Análogamente, en un mecanismo de segundo orden $\Delta E \propto (V/c)^2$, es decir que la ganancia de energía es cuadrática en V/c .

¹Con energía E mayor a la energía en reposo de la partícula: $E \gtrsim 2mc^2$, donde c es la velocidad de la luz y m es la masa de la partícula.

Los mecanismos de primer orden son más rápidos y eficientes que los de segundo orden. El mecanismo *canónico* de aceleración de partículas en medios astrofísicos es el proceso de aceleración de Fermi de tipo I en ondas de choque – o mecanismo difusivo de primer orden – (Bell, 1978). Este mecanismo no sólo opera en choques, también lo hace en regiones de reconexión magnética (ver Apéndice A). Aceleración de segundo orden, o estocástica, se produce en medios turbulentos o con inhomogeneidades magnéticas. Los procesos de aceleración de segundo orden sirven como mecanismos de *pre* aceleración. También existen otros mecanismos de aceleración más exóticos como el mecanismo conversor que opera a muy altas energías (Derishev et al., 2006), o la aceleración por cizalladura (*shear*) – o gradiente de velocidades – que opera en *jets* (Rieger & Duffy, 2004).

2.1.1. Choques y aceleración de partículas

Las ondas de choque – o simplemente choques – se producen cuando una perturbación en un fluido se propaga más rápido que la velocidad de propagación de los cambios de presión en el mismo (la velocidad del sonido). Es decir que una perturbación supersónica en un fluido producirá una onda de choque. Los frentes de choque se modelan como una discontinuidad, donde las propiedades del fluido cambian discontinuamente a cada lado del choque. La discontinuidad separa el medio en dos regiones: la región *pre* choque y la región chocada (o *post* choque). Los choques comprimen el gas y las líneas de campo magnético, y además calientan el material. La velocidad *post* choque es subsónica, es decir que la energía macroscópica del fluido se transfiere a otras formas de energía (ver Sec. A.2.1).

Las ondas de choque transfieren energía cinética a las partículas no térmicas a través del mecanismo de aceleración difusivo Fermi I (e.g. Blandford & Ostriker, 1978; Bell, 1978). En este mecanismo las partículas son aceleradas por dispersiones sucesivas a través del frente de choque, ganando energía en cada cruce. La deflexión de las partículas a cada lado del choque esta mediada por irregularidades magnéticas, producidas por turbulencia y/o inestabilidades. Para que el mecanismo pueda operar las partículas en el medio chocado deben ser capaces de difundirse hasta el frente de choque.

La ganancia de energía en cada ciclo – del medio no chocado al chocado y de vuelta al no chocado – es $\Delta E/E \propto (v_s/c)$ donde v_s es la velocidad del choque; después de k ciclos la energía de la partícula es $E = E_i \left(1 + \frac{\Delta E}{E}\right)^k$, donde E_i es la energía inicial. El tiempo que tarda una partícula en acelerarse hasta una energía E esta dado por

$$t_{\text{acc}} = \eta \frac{E}{eBc}. \quad (2.1)$$

Aquí, B es el campo magnético en la región de aceleración, y η es la eficiencia del

mecanismo (Drury, 1983):

$$\eta \sim \frac{1}{10} \frac{r_g c}{D} \left(\frac{v_s}{c} \right)^2, \quad (2.2)$$

donde D es el coeficiente de difusión, y $r_g = E/(eB)$ es el giroradio de la partícula. En el límite de Bohm $D_B = r_g c/3$. De la ecuación anterior puede verse que los choques rápidos son más eficientes que los choques lentos. El espectro resultante de partículas inyectadas es una ley de potencias en la energía, i.e. $Q(E) \propto E^{-\alpha}$ (e.g. Protheroe, 1999); este índice depende de la compresión que sufre el gas por la onda de choque. Para un choque fuerte – adiabático – y en general vale $\alpha \sim 2 - 2,2$. En el Apéndice A, sección A.2 este mecanismo está explicado en detalle.

2.2. Emisión no térmica en estrellas

2.2.1. Estrellas de gran masa

Las estrellas de masas $M > 10 M_\odot$ se denominan estrellas de gran masa (masivas) o de tipo temprano; son estrellas de tipos O, B y *Wolf-Rayet* (WR). Las WRs son estrellas masivas durante sus estadios evolutivos finales y han perdido una cantidad substancial de su masa mediante vientos fuertes. Las estrellas de gran masa producen vientos muy poderosos, con velocidades terminales del orden de $2000 - 3000 \text{ km s}^{-1}$, y tasas de pérdida de masa $\dot{M} \sim 10^{-6} - 10^{-4} M_\odot \text{ Yr}^{-1}$. A través de sus vientos, y de su eventual explosión como supernova, las estrellas masivas proveen la mayor inyección de energía mecánica al ISM (Abbott, 1982). También generan la mayor parte de la radiación ultravioleta (UV) ionizante en galaxias, y energizan la luminosidad en el infrarojo lejano mediante el calentamiento del polvo interestelar (ver Kudritzki & Puls, 2000; Massey, 2003).

Los vientos de estas estrellas producen emisión térmica, mediante el mecanismo libre-libre, detectada en radio y en el IR. Este tipo de emisión es un continuo descrito por una ley de potencia $S_E \propto E^n$, donde S_E es el flujo, E la energía y n el índice espectral, en este caso es del orden de 0,6. La temperatura del plasma es del orden de $\sim 10^4 \text{ K}$. Los vientos también producen emisión no térmica en radio, lo cual implica un índice $n < 0$. Esta emisión es radiación sincrotrón (ver Sec. A.3.1) producida por electrones relativistas en interacción con un campo magnético (ver De Becker, 2007; Benaglia, 2010).

El viento de partículas en las estrellas tempranas, responsable de la pérdida de masa, es impulsado por la presión de radiación del campo estelar (e.g. Lucy & Solomon, 1970). El modelo clásico de vientos acelerados por radiación fue desarrollado por Castor et al. (1975). Este modelo predice un viento estacionario, con un flujo de materia suave. Sin embargo, los vientos estelares impulsados por radiación son inestables (Lucy & White, 1980). Estas inestabilidades producen choques y grumos – *clumps* – (Owocki & Rybicki,

1985; Owocki et al., 1988; Feldmeier et al., 1995), evidenciables observacionalmente en la emisión de rayos X térmicos (e.g. Feldmeier et al., 1997) producida por el plasma calentado hasta $T \sim 10^6$ K por los choques, y como fluctuaciones en las líneas de emisión en el óptico (e.g. Eversberg et al., 1998; Moffat et al., 1994; Brown et al., 1995).

La detección de radiación sincrotrón en radio implica que en estos objetos existe una población de electrones relativistas acelerados localmente. Las regiones de posible aceleración de partículas – no sólo electrones – se ilustran en la Fig. 2.1. Región *a*) – En presencia de un sistema binario de estrellas masivas la interacción de ambos vientos provee un nuevo escenario. La región de colisión de los flúidos esta confinada entre dos choques (Stevens et al., 1992; Pittard & Stevens, 1997) que calientan el plasma a $T \sim 10^7$ K produciendo una componente de emisión en X adicional. En estos choques pueden acelerarse partículas. Recientemente, De Becker & Raucq (2013) presentaron un catálogo de binarias con colisión de vientos que aceleran partículas hasta energías relativistas (*particle-accelerating colliding-wind binaries*, PACWBs). Región *b*) – Como se mencionó anteriormente las inestabilidades en el viento de la estrella producen choques internos, donde puede operar el mecanismo de aceleración difusiva y producir una población de partículas relativistas. Región *c*) – La colisión del viento supersónico y el ISM produce una onda de choque donde las partículas pueden acelerarse. (ver Benaglia, 2010).

A continuación se mencionan los procesos radiativos no térmicos más relevantes en estas regiones. En el Apéndice A se da una descripción de estos procesos y las fórmulas correspondientes. Regiones *a*) y *b*) – La emisión sincrotrón es importante debido a que estas regiones se encuentran muy cerca de la estrella (o de las estrellas) donde el campo magnético estelar es fuerte; los electrones también sufrían colisiones Compton inverso (CI) con los fotones estelares UV (ver Sec. A.3.3), y en las regiones más densas sufrirán Bremstrahlung relativista (ver Sec. A.3.2). Los protones también pueden producir emisión a muy alta energía por decaimiento de piones neutros, producidos por colisiones protón-protón ($p-p$) con el gas (ver Sec. A.3.2), y colisiones protón-fotón ($p-\gamma$) con el campo radiativo estelar (ver Sec. A.3.3). A pesar de que la emisión a altas energías puede ser muy intensa, la absorción por creación de pares en el campo de fotones estelares (ver Sec. A.4) puede suprimir la emisión en la región gamma del espectro. En estas regiones puede existir reprocesamiento de la radiación (cascada electromagnética). Los pares creados a partir de un fotón gamma en el campo de radiación estelar a su vez emiten fotones muy energéticos que pueden crear nuevos pares. Los nuevos pares emitirán más fotones energéticos; el mecanismo continuará hasta que la energía de los fotones (producidos por los nuevos pares) este por debajo del umbral para la creación de pares en el campo estelar. El resultado de este proceso es un aumento considerable de la emisión a energías menores a las energías de los fotones gamma originales (ver por ejemplo Romero & Paredes, 2011). Región *c*) – En esta región el campo magnético y el campo de radiación son más débiles, sin embargo el choque es fuerte, porque la velocidad terminal del viento es alta, y la región de emisión es muy grande y estacionaria. Además la absorción fotón-fotón (por creación de pares) es despreciable.

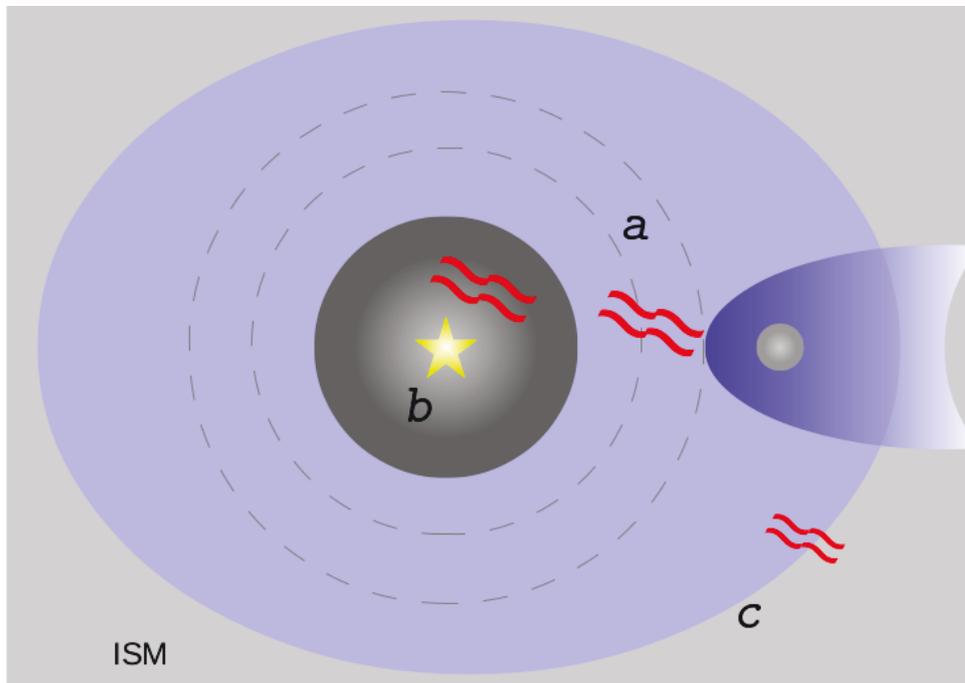


Figura 2.1: Esquema indicativo de las regiones de posible aceleración de partículas por ondas de choque en el viento de estrellas masivas: región a) en la zona de colisión de dos vientos estelares en un sistema binario; región b) en el viento de una estrella de tipo temprano; region c) en el choque terminal del viento contra el medio interestelar. Adaptado de [Benaglia \(2010\)](#).

Todos los ingredientes necesarios para la producción de emisión de altas energías parecerían existir en estos sistemas. Sin embargo, aún no se han observado las contrapartes no térmicas en rayos X y/o rayos gamma de la emisión sincrotrón de estos sistemas. La no detección en ciertos casos permite restringir ciertos parámetros de los modelos de emisión (e.g. [Werner et al., 2013](#)). Como ya se mencionó la no detección puede deberse a que la emisión está tapada – porque domina la emisión térmica, en rayos X por ejemplo – o es muy débil para ser detectada con los instrumentos actuales – porque esta altamente absorbida o las pérdidas de energía que sufren las partículas son muy grandes –. Sin embargo, existe una excepción: η Carinae, una fuente excepcional.

2.2.2. Binarias con colisión de vientos: η Carinae

η Carinae es una fuente muy luminosa y masiva, se cree que es uno de los objetos de mayor masa de nuestra Galaxia. Esta ubicada en la nebulosa de Carinae a una distancia de 2.3 kpc ([Smith, 2006](#)). Se cree que η Car es un sistema binario con colisión de vientos, con un período de $\sim 5,54$ yr ([Damineli et al., 2008](#)), que ha sido estable durante décadas. La fuente sufrió una gran erupción en 1843 lo que dejó al sistema

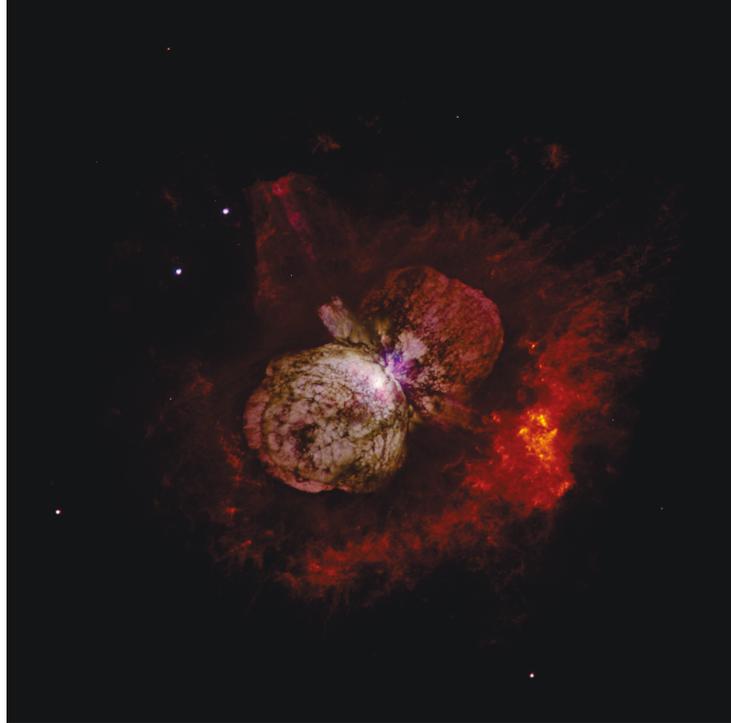


Figura 2.2: Imagen compuesta en rayos X y en el óptico de η Carinae. Los datos provienen del observatorio de rayos X *Chandra* y del Telescopio espacial Hubble (HST).

inmerso en una nebulosa que se extiende en forma bipolar (ver Fig. 2.2), llamada *homunculus* (Gaviola, 1950). También existe un *pequeño homunculus*, que corresponde a otra eyección de materia de 1890 (Ishibashi et al., 2003). La Fig. 2.2 muestra una imagen compuesta de η Car en rayos X (del observatorio de rayos X *Chandra*) y en el óptico (del Telescopio Espacial Hubble – HST –); en la imagen se pueden apreciar el *homunculus* y el *pequeño homunculus* rodeando al sistema binario.

Existen evidencias fuertes para pensar que ambas estrellas del sistema producen vientos muy poderosos. La estrella primaria (η Car) es una estrella de tipo variable luminosa azul (LBV)² (Davidson & Humphreys, 1997). La estrella secundaria nunca ha sido observada directamente, se cree que es una estrella O o una WR (Verner et al., 2005; Iping et al., 2005).

Este sistema emite muy intensamente en rayos X blandos y duros (térmicos), generados mayormente en la zona de colisión de vientos. El material circundante también emite y además oscurece el sistema binario en varias longitudes de onda; estos hechos hacen de este sistema una fuente muy compleja. La emisión térmica y las interacciones hidrodinámicas de la zona de colisión de vientos han sido modeladas detalladamente

²Las LBVs son estrellas hipergigantes variables azules. Estos objetos son estrellas de gran masa atravesando un período muy corto de su evolución que ocurre después de su paso por la Secuencia Principal. Este estadio evolutivo conlleva al objeto a transformarse en una estrella WR.

(e.g. [Parkin et al., 2011a,b](#); [Madura et al., 2013](#)). Emisión no térmica se ha detectado en rayos X duros ([Leyder et al., 2008](#); [Sekiguchi et al., 2009](#)), posiblemente también proveniente de la región de colisión de vientos y producida por dispersión CI con fotones estelares UV.

Recientemente AGILE ([Tavani et al., 2009b](#)) y *Fermi* ([Abdo et al., 2010a](#)) detectaron emisión gamma de η Car. Es la primer, y única hasta el momento, detección de emisión gamma de un sistema binario con colisión de vientos ([Reitberger et al., 2012](#)). Los modelos de esta emisión predicen dos componentes – absorbidas por los campos de radiación en la región de colisión –, leptónica: dispersión CI de los fotones estelares y hadrónica: decaimiento de piones neutros producidos en colisiones $p - p$ (ver [Bednarek & Pabich, 2011](#); [Reitberger et al., 2012](#)).

2.2.3. Binarias de rayos gamma

Un escenario completamente diferente que involucra estrellas en sistemas binarios es el de las binarias de rayos X. Estos son sistemas binarios constituídos por una estrella – masiva o de Secuencia Principal³ – y un objeto compacto – un agujero negro o una estrella de neutrones–. Estos sistemas emiten copiosamente en rayos X, de ahí su denominación. En estos sistemas la estrella masiva modula el escenario, introduce un campo radiativo muy intenso que reprocesa la emisión. Además, el viento estelar provee blancos para las interacciones $p - p$ y *Bremstrahlung* relativista.

Dos clases de binarias de rayos X han sido detectadas en rayos gamma por MAGIC, HESS, VERITAS, AGILE y *Fermi* (ver e.g. [Paredes, 2011](#); [Dubus, 2013](#)). A estos sistemas se los denomina *binarias de rayos gamma*, ambas clases poseen una estrella compañera masiva. Una clase corresponde a los sistemas binarios constituídos por una estrella masiva donante y un objeto compacto – agujero negro o estrella de neutrones – que acreta materia a través de un disco de acreción; además, eyectan *jets* y se los llama microcuásares. Los microcuásares que han sido detectados son Cygnus X-1 – como se mencionó anteriormente – y Cygnus X-3 ([Tavani et al., 2009a](#); [Fermi LAT Collaboration et al., 2009](#)). Éstos sistemas emiten radiación no térmica en radio: radiación sincrotrón generada en sus *jets*. La otra clase corresponde a sistemas constituídos por una estrella masiva y un púlsar, tal como PSR B125963/LS 2883 detectado por HESS, *Fermi* y AGILE ([Tavani et al., 2010](#)). Además se han detectado dos sistemas más LS I +61 303 ([Aharonian et al., 2005b](#)) y LS 5039 ([Albert et al., 2006](#)). En estas fuentes la naturaleza del objeto compacto aún no está firmemente establecida.

Existen muchos modelos para la emisión no térmica en microcuásares de gran masa, que al tener muchas componentes, presentan multiples escenarios para la emisión (e.g. [Romero et al., 2003](#); [Bosch-Ramon et al., 2006](#); [Romero et al., 2007a](#); [Bosch-Ramon,](#)

³Sin embargo, en esta tesis nos concentramos solo en los sistemas que contienen estrellas de gran masa.

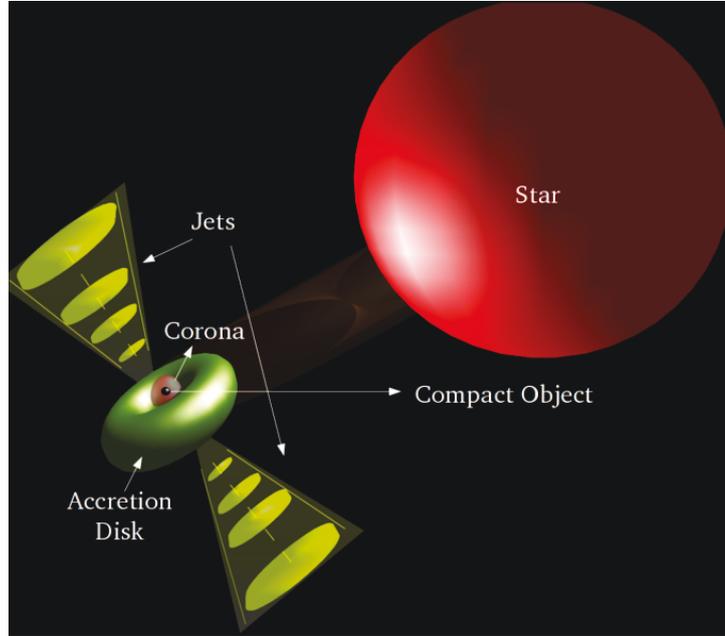


Figura 2.3: Esquema de un microcuásar y sus componentes (no realizado a escala).

2012b; Vieyro & Romero, 2012; Vila et al., 2012). En un microcuásar de gran masa existen campos de radiación muy fuertes de la estrella, del disco de acreción – que emite en rayos X – y de la corona (plasma muy caliente correspondiente a las regiones más internas del disco de acreción) – que emite en rayos X duros y rayos gamma blandos –, un campo magnético muy intenso cercano a la región de lanzamiento del *jet*, el *jet* relativista que contiene una enorme cantidad de energía cinética macroscópica, y el viento poderoso de la estrella temprana. En la Fig. 2.3 se esquematizan estas componentes.

En esta tesis nos concentramos en la fuente Cygnus X-1. Esta fuente está compuesta por una estrella O9.7 Iab de $40 \pm 10 M_{\odot}$ y por un objeto compacto que es el candidato mejor establecido como agujero negro estelar en la Galaxia, con una masa de $21 \pm 8 M_{\odot}$. Esta localizada a 2.2 ± 0.2 kpc y es la fuente en rayos X más luminosa (Ziółkowski, 2005).

En el año 2007 el telescopio MAGIC detectó marginalmente (con una significancia de $4,1 \sigma$) a Cyg X-1 a muy altas energías, $E > 200$ GeV (Albert et al., 2007). La fuente se detectó durante una fulguración. La detección gamma se produjo cuando la fase orbital ϕ era de $\phi = 0.91$. Este hecho ayuda a establecer restricciones en la localización del emisor dentro del sistema. Más recientemente, la naturaleza de fulguración de Cyg X-1 en rayos gamma se confirmó con detecciones de AGILE (Sabatini et al., 2010a) y de Fermi (Bodaghee et al., 2013). En esta tesis estudiaremos la absorción de los fotones de alta energía en el campo radiativo estelar de Cyg X-1, y un mecanismo de producción de la emisión donde la estrella compañera tiene un rol determinante.



Figura 2.4: Imagen *WISE* del *bowshock* de α Camelopardalis, en las bandas: azul = $3.4 \mu\text{m}$, cian = $4.6 \mu\text{m}$, verde = $12 \mu\text{m}$ y rojo = $22 \mu\text{m}$. Créditos: wise.ssl.berkeley.edu/.

2.2.4. Estrellas masivas fugitivas

La mayoría de las estrellas masivas se forman en grupo, en cúmulos, embebidos en NMs gigantes (e.g. Lada & Lada, 2003). Las interacciones gravitacionales cercanas o la eventual explosión de un miembro contiguo, pueden eyectar estrellas fuera de la región de formación (e.g. Leonard & Duncan, 1988; Blaauw, 1961). A las estrellas expulsadas se las conoce como estrellas fugitivas (*runaways*). Estas estrellas tienen velocidades espaciales muy altas, $v_* \sim 30 \text{ km s}^{-1}$ (e.g. Gies & Bolton, 1986a; Tetzlaff et al., 2011a) y se mueven a velocidades superónicas a través del medio interestelar. Las estrellas fugitivas con vientos fuertes – tipos espectrales OB y WR – pueden producir *bowshocks* (e.g. van Buren et al., 1995). El material arrastrado por el viento, comprimido y calentado por el choque es adicionalmente irradiado por los fotones UV de la estrella. El polvo chocado emite en el infrarojo (IR). La estructura en forma de arco se detecta con los satélites IR, como se aprecia en la Fig. 2.4. La imagen corresponde al *bowshock* de la estrella O α Camelopardalis, detectado en el IR por *WISE* (*Wide-field Infrared Survey Explorer*).

Benaglia et al. (2010) reportaron por primera vez emisión en radio no térmica del *bowshock* de una estrella fugitiva, la estrella O4 If BD +43°3654. La Fig. 2.5 muestra la distribución del índice espectral n , sobre la región del *bowshock*, obtenido a 1.42 y 4.86 GHz de la emisión en radio detectada por el arreglo de radiotelescopios VLA (*Very Large Array*). Como puede apreciarse el índice espectral es menor que cero (ver Sec. 2.2.1) implicando emisión no térmica. El índice espectral medio es $\sim n = -0,5$, compatible

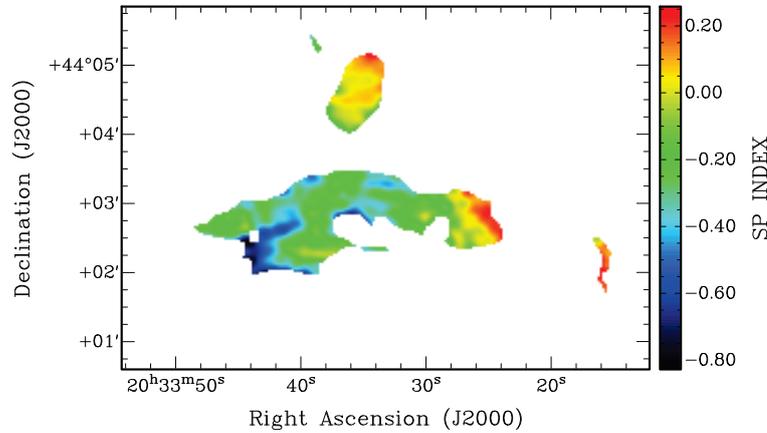


Figura 2.5: Distribución del índice espectral del *bowshock* de BD+43° 3654, a 1.42 y 4.86 GHz (Benaglia et al., 2010).

con el índice espectral de la emisión sincrotrón. Se estima que la emisión detectada es radiación sincrotrón proveniente de la interacción de electrones, acelerados en el *bowshock*, interactuando con el campo magnético local.

La detección en radio implica que estos sistemas son capaces de acelerar partículas – al menos electrones – hasta energías relativistas, y producir emisión X y emisión gamma. Estos sistemas son intrínsecamente débiles, pero poseen una gran área de aceleración de partículas, ocupada por campos magnéticos, de radiación y de materia. La emisión total puede ser intensa y en algunos casos podría detectarse. En esta tesis, en los próximos capítulos, investigamos la emisión no térmica en estas fuentes y su potencial detección.

2.2.5. El Sol

No solo las estrellas de gran masa son capaces de acelerar partículas y producir emisión no térmica. El Sol atraviesa diversos estados de actividad magnética evidenciados en una gran cantidad de fenómenos y radiación electromagnética (e.g. Priest, 1982). Las fulguraciones son los fenómenos más violentos, se deben a la reconexión del campo magnético solar. En la fulguración el Sol emite radiación X y rayos gamma, producto del calentamiento del plasma, de la eyección de partículas muy energéticas y de la eyección de plasmones al viento solar. En la Fig. 2.6 se muestra una prominencia solar detectada en el UV por el instrumento AIA (*Atmospheric Imaging Assembly*) del observatorio solar SDO (*Solar Dynamics Observatory*). No es la energía cinética del viento, o la acreción, la que energiza las partículas, sino la energía magnética. Los procesos de reconexión magnética transfieren energía almacenada en el campo magnético a energía cinética del gas y en forma de partículas no térmicas (e.g. Biskamp, 2000).

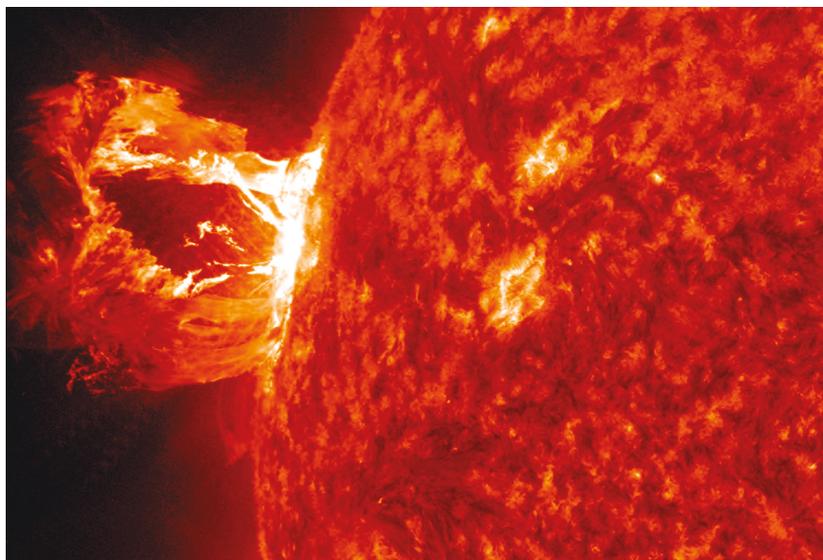


Figura 2.6: Erupción solar del 26 Abril de 2012 captada por el observatorio SDO *Solar Dynamics Observatory*, a la longitud de onda $\lambda = 304 \text{ \AA}$ (UV). Crédito: NASA/SDO/AIA.

La emisión gamma solar puede ser significativa. Recientemente *Fermi* detectó radiación gamma del Sol muy intensa. El Sol se convirtió brevemente en la fuente de rayos gamma más brillante del cielo. La figura 2.7 muestra el cielo observado por *Fermi* antes de la emisión solar y durante la misma, el 7 de Marzo de 2012. Se cree que la emisión se produjo durante una poderosa fulguración que aceleró protones hasta energías relativistas; estos protones interactuaron con los protones del material circundante mediante colisiones inelásticas $p - p$ (ver Sec. A.3.2). Estas colisiones producen piones neutros que decaen produciendo rayos gamma.

El Sol no solo produce emisión gamma en estado de actividad magnética alta, también ha sido detectado en altas energías durante su estado inactivo. El Sol en este caso es una fuente gamma *pasiva*. La emisión es inducida por rayos cósmicos que interactúan constantemente con el Sol, este escenario fue propuesto por primera vez por Dolan & Fazio (1965). Recientemente observaciones de *Fermi* muestran la existencia – y permiten separarlas claramente – de dos componentes de esta emisión gamma pasiva: puntual y extendida (Abdo et al., 2011). La componente puntual se debe a cascadas producidas por la interacción de protones con la atmósfera solar (Seckel et al., 1991). La componente extendida es producida por dispersiones CI de RCs electrónicos con fotones solares (e.g. Orlando & Strong, 2007).

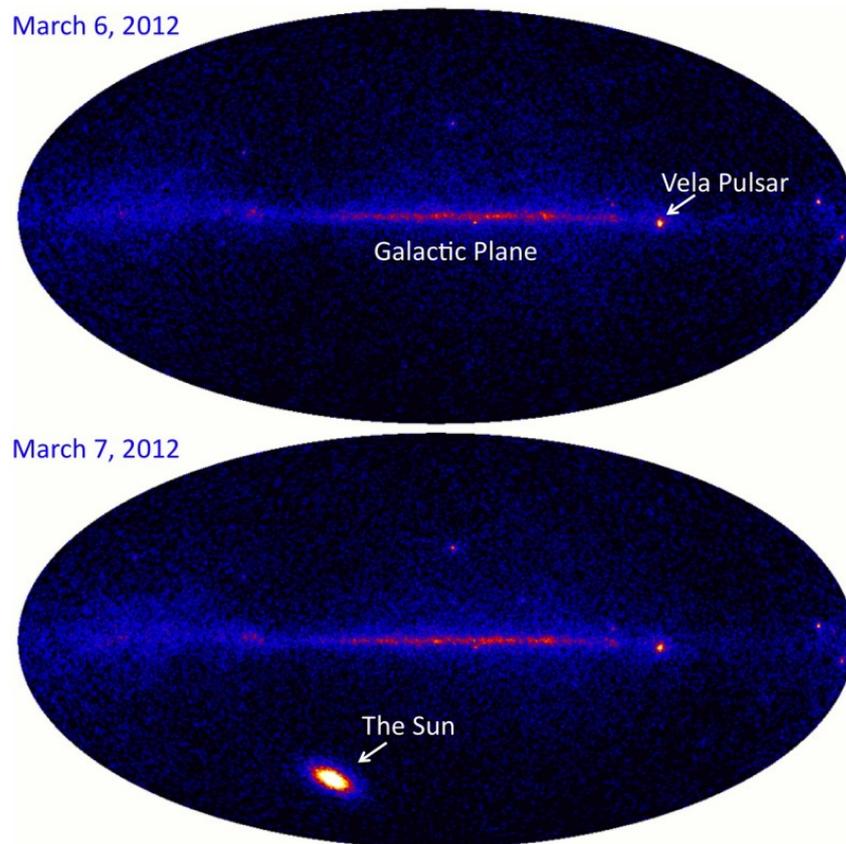


Figura 2.7: Mapa del cielo en rayos gamma según *Fermi* el día anterior a la super fulguración solar del 7 de Marzo de 2012 (arriba), y durante la misma (abajo). El Sol se convirtió brevemente en la fuente de rayos gamma más brillante del cielo. Créditos: <http://kipac.stanford.edu>.

2.2.6. Estrellas T Tauri

Las estrellas de baja masa durante sus etapas previas a la quema de hidrógeno se conocen como estrellas T Tauri. Estas protoestrellas conforman un complejo sistema constituido por: un disco de acreción, un objeto central y eyectan flujos de materia – a veces muy colimados – que escapan del sistema (*outflows*). Los campos magnéticos en la magnetósfera de estas fuentes son intensos, y activos. Esta actividad se detecta a través de emisión de rayos X duros ($E \sim 4\text{-}10$ keV). La emisión se produce mediante procesos de reconexión magnética, tal como se observan en el Sol, pero en estas fuentes son más poderosos.

La reconexión se produce entre líneas del campo magnético que conectan el disco con el objeto central. En estas fuentes la energía total liberada en las fulguraciones es 10^5 veces mayor que la liberada en el sol, el espectro de la emisión en rayos X es más duro (la temperatura $\sim 10^8$ keV) y la región de emisión tiene un tamaño lineal $\sim 10^{11}$ cm (e.g. Hayashi et al., 1996; Feigelson & Montmerle, 1999).

Si el Sol es capaz de producir emisión no térmica debido a las partículas aceleradas en las regiones de reconexión magnética, las estrellas T Tauri también deben ser capaces de hacerlo, sobretodo porque en estas estrellas los fenómenos son más violentos y de mayor magnitud. Además, en la magnetósfera de estas fuentes existen campos intensos – de materia, radiación y magnético – con los que las partículas pueden interactuar para producir radiación. Investigamos por primera vez la emisión de rayos gamma en este escenario.

2.2.7. Nubes moleculares como fuentes extendidas de rayos gamma

Los rayos cósmicos (RCs) galácticos bombardean continuamente a las fuentes galácticas, y pueden producir emisión gamma *pasivamente*. Las nubes moleculares (NMs) son los blancos perfectos para los rayos cósmicos, son regiones muy extendidas con grandes cantidades de materia. Estos sistemas albergan aceleradores de partículas: remanentes de supernova, estrellas masivas OB, púlsares, etc. Las partículas aceleradas en ellos se suman a la población de RCs galácticos que iluminan las nubes produciendo rayos gamma (e.g. Casse et al., 1980; Aharonian & Atoyan, 1996; Torres et al., 2005).

Las nubes moleculares gigantes (NMGs) están emergiendo como una nueva clase de fuentes gamma (Ackermann et al., 2012a; Fernandez et al., 2013). Sin embargo su potencial como fuente pasiva de rayos gamma data desde los comienzos de la astronomía de rayos gamma, y su emisión fue predicha en modelos teóricos desde hace mucho tiempo (e.g. Kraushaar et al., 1972; Combi & Romero, 1995; Hunter et al., 1997). La Fig. 2.8 muestra las NMs Orion A, Orion B y Monoceros R2 a energías entre 200 MeV y 20 GeV de *Fermi* (Okumura et al., 2009). Orion A y Orion B son los prototipos de NMGs cercanas. No sólo las nubes moleculares gigantes emiten radiación gamma, re-

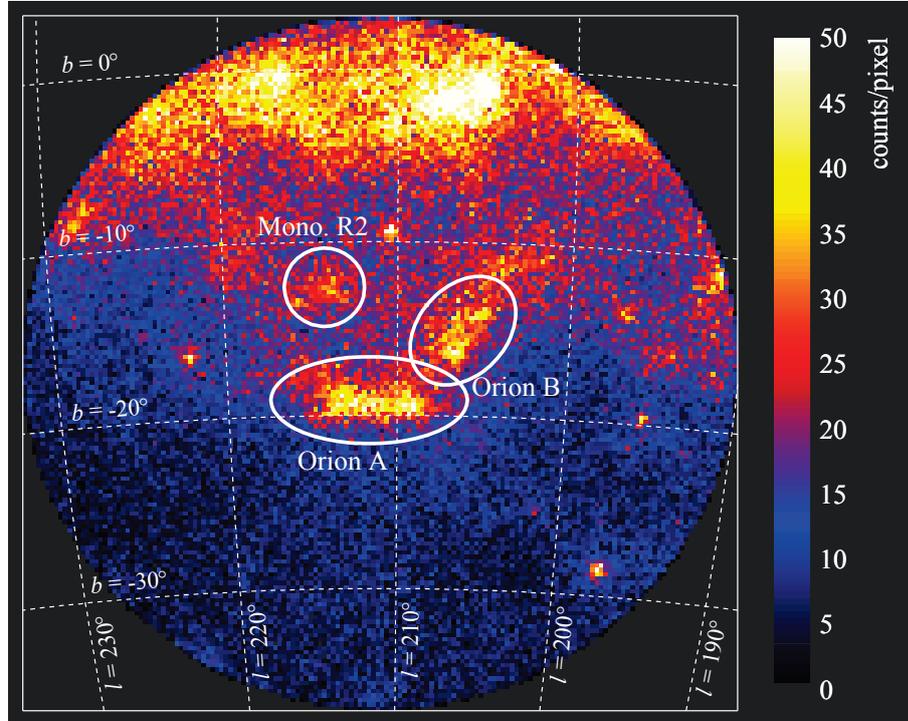


Figura 2.8: Mapa en rayos gamma (200 MeV - 20 GeV) de *Fermi* correspondiente a la región de Orion. Se pueden apreciar 3 fuentes extendidas (marcadas en blanco) donde la emisión es más intensa: las nubes moleculares Orion A, Orion B y Monoceros R2 (ver Okumura et al., 2009).

cientemente las regiones de formación estelar más pequeñas Chamaeleon, R Coronae Australis, Cepheus y Polaris han sido detectadas por *Fermi* (Ackermann et al., 2012b).

Las nubes moleculares gigantes albergan cúmulos jóvenes de estrellas donde se forman las estrellas de gran masa. Muchas de las estrellas de masa $M > 4 M_{\odot}$ podrían ser eyectadas de los cúmulos (ver Perets & Šubr, 2012), tornándose estrellas fugitivas que se mueven a través de la nube. Estas estrellas, como se mencionó anteriormente, desarrollan *bowshocks* donde se pueden acelerar partículas hasta energías relativistas. Una fracción de las partículas escapa de la región activa, difundiéndose en la NM. En esta tesis, proponemos que éstas partículas, mayormente protones, contribuyen a la población de RCs que produce la emisión gamma observada. Los protones interactúan con la materia via colisiones inelásticas $p - p$ (Aharonian & Atoyan, 1996; Bosch-Ramon et al., 2005). En el Capítulo 7 detallamos resultados originales al respecto.

Capítulo 3

ESTRELLAS FUGITIVAS

3.1. Introducción

Las estrellas fugitivas son estrellas que poseen velocidades espaciales muy altas $v_{\text{pec}} \gtrsim 30 \text{ km s}^{-1}$ (e.g. [Gies & Bolton 1986a](#); [Tetzlaff et al. 2011b](#)). Una fracción significativa de las estrellas O ($\sim 30 - 40\%$) y de las estrellas B ($\sim 5 - 10\%$) son estrellas fugitivas (ver [Stone 1991](#)). Estas estrellas normalmente son detectadas lejos de sus regiones de formación, i.e. cúmulos abiertos y asociaciones estelares.

La distribución de velocidades estelares en la Galaxia da cuenta de la existencia de dos poblaciones de estrellas, tal como se observa en la [Fig. 3.1](#) ([Tetzlaff et al. 2011b](#)). La muestra de estrellas en esta figura corresponde a estrellas del catálogo Hipparcos, con una distancia menor a 3 kpc (para más detalles ver [Tetzlaff et al. 2011b](#)). Como se observa en la figura la distribución de velocidades no puede ajustarse con una única distribución Maxwelliana: se distinguen claramente dos máximos. La distribución se ajusta con dos Maxwellianas, centradas en las velocidades $\bar{v}_{\text{pec1}} \sim 10 \text{ km s}^{-1}$ y $\bar{v}_{\text{pec2}} \sim 40 \text{ km s}^{-1}$. Ambas distribuciones se superponen a una velocidad $v_{\text{pec}} \sim 28 \text{ km s}^{-1}$. Esta velocidad establece la separación entre ambos grupos. Por lo tanto una estrella con $V_{\star} > 28 \text{ km s}^{-1}$ pertenece al grupo de estrellas de gran velocidad, y se la considera fugitiva (ver [Stone 1979](#); [Tetzlaff et al. 2011b](#)). Puede pensarse que ambas poblaciones, las estrellas de baja velocidad en un cúmulo estelar y las estrellas que han sido eyectadas, forman gases en equilibrio, con “temperaturas” \bar{v}_{pec1} y \bar{v}_{pec2} . Inicialmente el cúmulo se encuentra a temperatura \bar{v}_{pec1} y naturalmente se va “evaporando”, a medida que pierde estrellas.

Una característica de las estrellas fugitivas es que su multiplicidad es muy baja ($< 10\%$). Las estrellas de tipo temprano *normales* tienen un índice de binaridad muy alto ($> 50\%$) (e.g. [Kobulnicky & Fryer 2007](#); [Kouwenhoven et al. 2007](#)). Este hecho puede estar relacionado con el mecanismo que produce las velocidades altas en las estrellas.

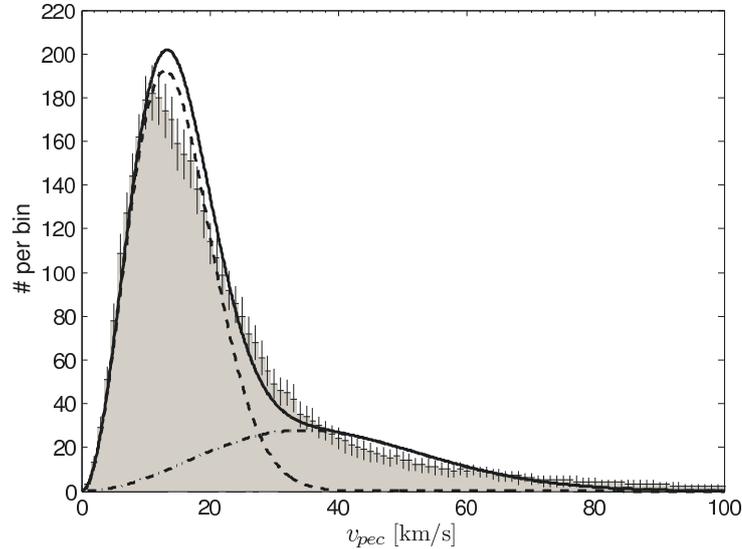


Figura 3.1: Distribución de velocidades estelares espacial 3D v_{pec} . Las curvas punteadas muestran las distribuciones Maxwellianas ajustadas a los datos, para las velocidades altas y bajas; la curva sólida es la suma de ambas Maxwellianas.

Existen dos mecanismos propuestos como responsables de acelerar y expulsar a las estrellas de sus regiones de formación. Un mecanismo es el BSS (*binary-supernova scenario*); en este mecanismo la estrella es expulsada del sistema debido a la explosión de supernova de una eventual compañera orbital (Blaauw, 1961). En el otro escenario, DES (*dynamical-ejection scenario*), la estrella es expulsada por interacciones gravitacionales entre miembros de un cúmulo o asociación (Leonard & Duncan, 1988). La importancia relativa de ambos mecanismos no se conoce, porque ambos están relacionados con poblaciones estelares jóvenes, y porque la velocidad de la estrella generalmente se observa mucho después de haber sido eyectada.

En el BSS la estrella fugitiva es eyectada cuando la estrella primaria (la de mayor masa) de un sistema binario explota como supernova. Cuando la cáscara de la supernova atraviesa la estrella secundaria, la atracción gravitatoria de la primera se reduce considerablemente. La estrella secundaria entonces comienza a moverse en el espacio con una velocidad comparable a su velocidad orbital original. Este mecanismo no produce estrellas fugitivas binarias, y si bien su frecuencia es baja, existen algunas estrellas de alta velocidad que son sistemas binarios (e.g. Gies & Bolton, 1986a). Aún no se conoce con certeza cuan factible es este mecanismo, y con cuanta frecuencia produce estrellas fugitivas.

En el DES las estrellas son eyectadas mediante interacciones gravitacionales entre estrellas en cúmulos densos. Una estrella de gran masa puede acelerarse eficientemente en una interacción dinámica de 3 cuerpos. Cada interacción resulta eventualmente en la colisión entre dos estrellas o entre los tres objetos participantes, o en el escape de

una estrella y una binaria. La velocidad que alcanza la estrella eyectada fácilmente excede la velocidad de escape de un cúmulo estelar (e.g. [Leonard & Duncan 1988](#); [Heggie 1975](#); [Fujii & Portegies Zwart 2011](#)). Simulaciones numéricas del DES muestran que el mecanismo puede producir estrellas con velocidades de hasta 200 km s^{-1} – o más altas en ciertas ocasiones– (e.g. [Leonard 1991](#); [Gualandris et al. 2004](#)). Además, este escenario sugiere que muchas estrellas de tipo espectral OB formadas en cúmulos pueden ser eyectadas de sus regiones de formación y abandonar el cúmulo a altas velocidades. Simulaciones recientes de interacciones de N-cuerpos en cúmulos masivos concluyen que la fracción de estrellas fugitivas aumenta con la masa, tal como se observa. El mecanismo también produce estrellas fugitivas binarias, y su número disminuye al aumentar la velocidad (ver [Perets & Šubr 2012](#), y referencias ahí citadas).

[Hoogerwerf et al. \(2000\)](#) buscaron evidencias de la existencia de ambos mecanismos de eyección en estrellas fugitivas cercanas. Concluyeron que la velocidad alta de la estrella ζ Oph se originó en la disociación de un sistema binario, donde el otro miembro se transformó en el púlsar PSR J1932+1059; es decir, que se originó mediante el BSS. También encontraron que la estrella fugitiva AE Aurigae y μ Columbae y el sistema binario ι Orionis se produjeron en un encuentro entre sistemas binarios.

Algunos estudios tales como el de [Moffat et al. \(1998\)](#) favorecen el mecanismo BSS, y este escenario fue el favorito para explicar el origen de las estrellas fugitivas durante mucho tiempo. Sin embargo, [Fujii & Portegies Zwart \(2011\)](#) usando simulaciones numéricas del DES, replicaron las características claves de la población de estrellas de alta velocidad OB de la Galaxia. Además, encontraron que ciertas estrellas fugitivas, VFTS 682 y 30 Dor 016, fueron eyectadas del cúmulo R136 mucho antes de que este tenga la edad suficiente para producir una supernova. Estos resultados desfavorecen el escenario BBS, pero no lo descartan, porque existen fuentes concretas que muy probablemente hayan sido originadas mediante este mecanismo.

En los últimos años se han observado estrellas con velocidades extremadamente altas HVS (*hyper-velocity stars*), $> 300 \text{ km s}^{-1}$, en el halo de la Galaxia ([Brown et al. 2005, 2006a,b, 2007](#); [Edelmann et al. 2005](#)). Se cree que las HVSs son eyectadas del centro Galáctico siguiendo una interacción dinámica con el agujero negro masivo del centro galáctico (e.g. [Brown 2011](#), y referencias ahí citadas). Aunque bajo ciertas condiciones los mecanismos DES y BSS pueden producir estrellas fugitivas con velocidades comparables a las observadas en las HVSs ([Gvaramadze et al., 2009](#)), la fracción producida – al menos mediante el DES – es muy baja para explicar el número de HVSs observado ([Perets & Šubr 2012](#)).

De acuerdo a simulaciones recientes que muestran que los cúmulos estelares se evaporan gradualmente, la generación de estrellas fugitivas de gran masa es muy frecuente. Aunque la mayoría de las estrellas de alta velocidad son de gran masa, resultados de simulaciones demuestran que también debería existir una población de estrellas fugitivas de baja masa (e.g. [Perets & Šubr 2012](#)). Existen varios catálogos de estrellas fugitivas (e.g. [van Buren et al. 1995](#); [Noriega-Crespo et al. 1997](#); [Maíz-Apellániz et al. 2004](#);

Kobulnicky et al. 2010; Tetzlaff et al. 2011b; Gvaramadze et al. 2011).

3.2. *Bowshocks* estelares

Las estrellas masivas modifican el medio que las rodea mediante su campo de radiación UV, y sus vientos fuertes. Las estrellas fugitivas masivas, al moverse supersónicamente a través del ISM, barren el material con sus vientos, formando un choque en forma de arco, llamado *bowshock*, en la dirección de movimiento. El *bowshock* es una estructura tridimensional, similar a un casquete esférico, ópticamente delgada. El material se acumula a cierta distancia de la estrella, que se calienta por la compresión del choque, y por los fotones estelares. Estas estructuras se detectan en el IR, porque el polvo barrido y acumulado en la superficie de la estructura re-emite en el IR medio-lejano (van Buren & McCray, 1988).

No sólo las estrellas fugitivas producen *bowshocks*, también se desarrollan en torno a muchos tipos de fuentes astrofísicas: púlsares, variables cataclísmicas, binarias con colisión de vientos, regiones cometarias HII, y aún en grupos y cúmulos de galaxias. Existen muchos trabajos sobre el modelado de estas estructuras (e.g. van Buren & McCray 1988; van Buren et al. 1990; Bandiera 1993; van Buren 1993; Brighenti & D'Ercole 1995; Wilkin 1996; Comeron 1997; Chen & Huang 1997; Comeron & Kaper 1998; Wilkin 2000; Wareing et al. 2007).

No todas las estrellas fugitivas producen un *bowshock*. van Buren et al. (1995) concluyeron que solo el 30 % de las estrellas fugitivas catalogadas presentan estructuras de tipo *bowshock*. Más recientemente, Peri et al. (2012) encontraron que solo el 10 % de las estrellas fugitivas de tipo espectral temprano desarrolla un *bowshock* detectable en el IR. De todos modos la no detección no implica la no existencia del choque. Si el viento de la estrella es débil el choque se formará muy cerca de la estrella y será irresoluble dadas las escalas espaciales involucradas. Esto último podría explicar porque no se observan las estrellas fugitivas de baja masa que predicen las simulaciones numéricas. Existen ciertas condiciones físicas en las cuales la onda de choque no se forma. Si la estrella se mueve en una región de densidad muy baja y de temperatura alta entonces su velocidad será subsónica y el choque no ocurrirá. Tampoco se formará un *bowshock* si la estrella tiene un viento débil o si tiene una velocidad espacial muy alta (ver Comeron & Kaper 1998; Huthoff & Kaper 2002).

El catálogo E-BOSS (*Extensive stellar BOw Shock Survey*) de Peri et al. (2012), contiene 28 *bowshocks* de estrellas fugitivas. En la Fig. 3.2 se muestra la distribución de *bowshocks* en el plano (l, b) – longitud y latitud galáctica, respectivamente –, y los candidatos de los cuales no se detectó *bowshock*¹. La frecuencia de detección de *bowshocks* no presenta

¹La figura muestra dos grupos que conforman la muestra del catálogo.

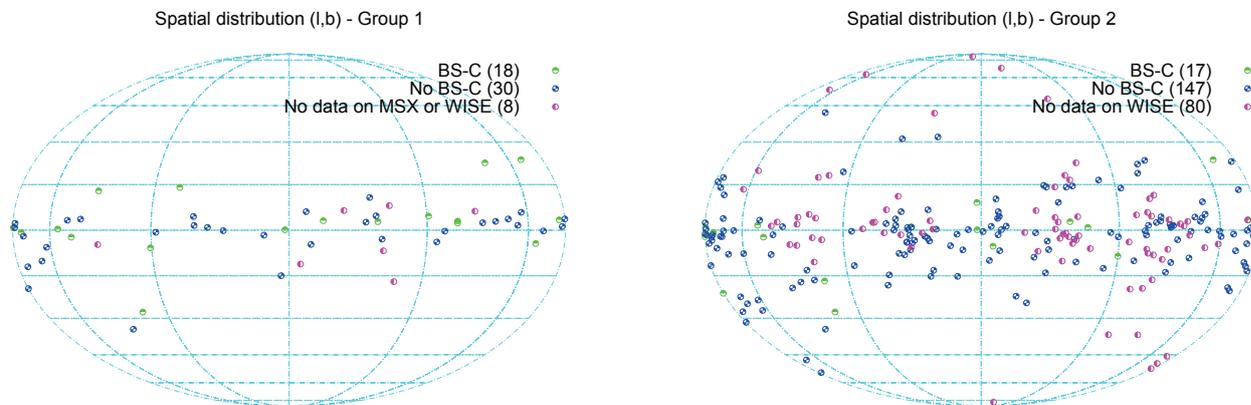


Figura 3.2: Distribución de *bowshocks* en el plano (l, b) .

dependencia significativa con la masa estelar, la posición, la edad, la velocidad o el tipo espectral de los candidatos (Peri et al. 2012).

3.3. Modelo hidrodinámico

La interacción del viento de una estrella con el medio se modela considerando el choque de dos fluidos y resolviendo las ecuaciones hidrodinámicas correspondientes. La colisión entre el viento estelar y el medio produce un sistema de dos ondas de choque, separadas por una discontinuidad (ver Fig. 3.3). En estado estacionario, la masa y el momento se conservan y un flujo se establece entre los dos choques que arrastran la masa y el momento depositado por los fluidos chocados. Bajo una serie de hipótesis y considerando las leyes de conservación puede obtenerse la forma del *bowshock* mediante métodos analíticos, relativamente simples.

En el sistema de referencia de la estrella el ISM puede considerarse como un viento entrante de líneas de flujo paralelas y el viento de la estrella como un flujo radial saliente desde la estrella (Wilkin 1996; ver Fig. 3.3).

Para obtener la forma del *bowshock* consideramos el modelo analítico desarrollado por Wilkin (2000). En el Apéndice B se detalla el modelo y se muestran *bowshocks* calculados con él. En este modelo las propiedades de la superficie definida por el *bowshock* en función de los dos fluidos interactuantes se derivan usando las leyes de conservación de la masa y del momento. Como estamos interesados en una solución de estado estacionario, se considera que las condiciones del medio y del viento estelar no cambian con el tiempo. Debido al estado estacionario, la forma geométrica de la cáscara esta fija, y entonces la velocidad de la materia entre las capas debe ser tangente a la cáscara.

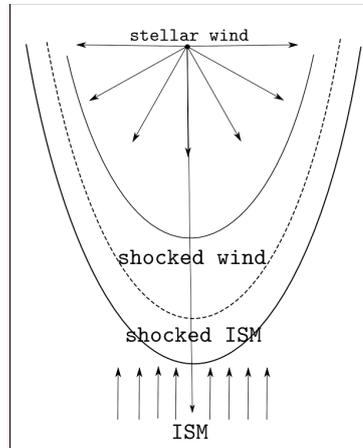


Figura 3.3: La colisión del viento estelar con el medio interestelar produce un sistema de dos choques separados por una discontinuidad (línea punteada). La fuente del viento esta situada en el origen. El medio es considerado un viento de líneas de flujo paralelas y el viento es considerado radial.

Los parametros físicos fundamentales en este modelo son: la velocidad del viento (V_w), la densidad del viento (o la tasa de pérdida de masa \dot{M}_w), la velocidad espacial de la estrella (V_*) y la densidad del ISM (ρ_a). Cambios en estos parámetros producen cambios notables en las características observables de los *bowshocks*, tal como su morfología o la existencia de gradientes de temperatura (e.g. [Bandiera 1993](#); [Wilkin 2000](#)). Los parámetros del viento dependerán del tipo espectral de la estrella.

A partir de las leyes de conservación se obtiene la forma de la cáscara en función de las propiedades del viento y del medio. Con este método analítico puede calcularse la morfología del *bowshock*, bajo ciertas hipótesis, para los siguientes casos: 1) cuando el medio y el viento son uniformes (el caso más simple); 2) cuando el ISM es uniforme pero el viento estelar es isotrópico; 3) cuando existe un gradiente de densidades en el ISM; y 4) en el caso en el que viento es axisimétrico, pero el eje de simetría no esta alineado en la dirección de movimiento de la estrella.

En el Apéndice [B](#) se calcula la forma de los *bowshocks* para 3 tipos de estrellas masivas: O9I, O4I y una WR (ver la Tabla [B.1](#)), en varias situaciones físicas. Aquí mostramos en la Fig. [3.3](#) el *bowshock* calculado con este método para una estrella similar a ζ Oph, de tipo espectral O9.5 V (ver Sec. [4.1](#)). Consideramos un viento estelar desalineado para distintas geometrías. En la Sec. [4.1](#) del próximo capítulo mostramos un ajuste al *bowshock* observado de ζ Oph.

El sistema físico determinado por la colisión de los dos fluidos, el viento estelar y el ISM, es propenso al desarrollo de inestabilidades dinámicas. Estas últimas pueden ser las inestabilidades clásicas en plasmas de Rayleigh-Taylor y de Kelvin-Helmholtz (e.g. [Birkinshaw 1991](#)), o propias de capas delgadas (e.g. [Vishniac 1994](#); [Dgani et al. 1996a](#)).

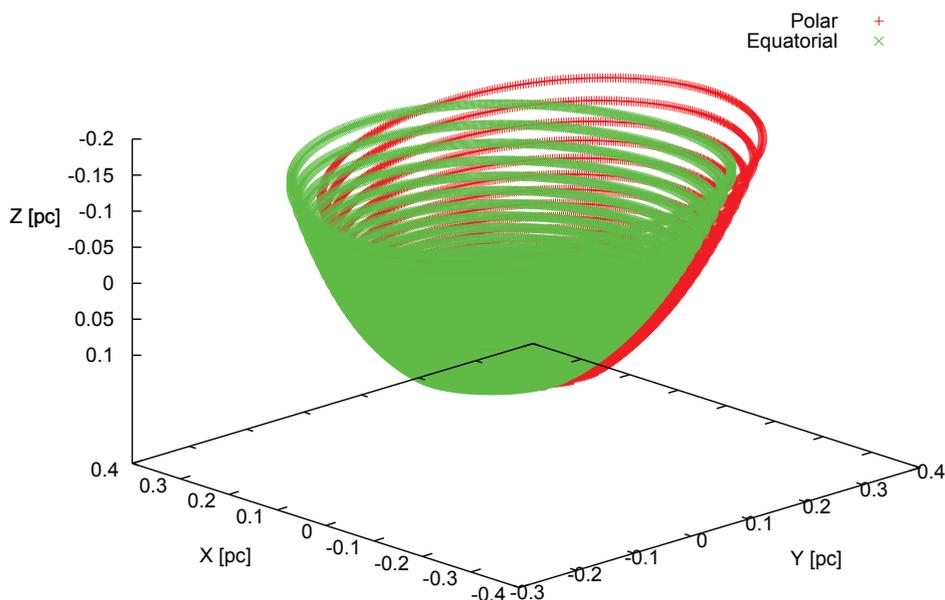


Figura 3.4: Comparación de dos *bowshocks* calculados para una estrella tipo O9.5 V, considerando un viento ecuatorial y un viento polar. El eje z coincide con la dirección de movimiento de la estrella.

El análisis detallado de las mismas escapa a los objetivos de esta tesis. Una breve descripción de las inestabilidades que ocurren en los *bowshocks* esta dada en la Sec. B.2.

3.4. Modelo radiativo

La emisión térmica detectada de los *bowshocks* esta producida por la emisión del polvo acumulado en su superficie, que se calienta por la radiación UV de la estrella. En general, la señal infrarroja producida por el polvo es más fuerte en el IR lejano (e.g. [van Buren & McCray 1988](#); [Kobulnicky et al. 2010](#)). La temperatura del polvo puede explicarse a través de modelos de polvo que son altamente complejos. En un *bowshock* típico de estrella fugitiva una fracción $\sim 10^{-2}$ de la luminosidad bolométrica de la estrella se emite en el IR. No es el objetivo de este trabajo calcular esta emisión.

La interacción de las partículas localmente aceleradas con la materia, los campos de radiación y los campos magnéticos producen emisión no térmica que se calcula a continuación. El medio chocado también puede producir emisión mediante interacciones libre-libre (Bremsstrahlung). Esta emisión, de acuerdo a nuestras estimaciones, tiene un máximo en energías del orden de ~ 1 eV; la calculamos en la Sec.3.4.4.

Como ya se mencionó, la colisión del viento con el ISM produce dos choques. Uno de los choques es *delantero* y se propaga en la misma dirección que la estrella, con $v_{fs} \sim V_*$; el otro es un choque *reverso* y se propaga en la dirección opuesta con $v_{rs} \sim V_W$. El viento estelar puede considerarse una fuente de energía continua, por lo tanto ambos choques alcanzan el estado estacionario. Si las pérdidas radiativas son ineficientes el choque es adiabático; en caso contrario es radiativo.

El viento estelar es divergente porque su presión dinámica (*ram pressure*) decrece con la distancia, mientras que la presión del ISM es constante. El punto donde las presiones del viento y del medio se equilibran, i.e. $\rho_w V_w^2 = \rho_a V_*^2$, se llama punto muerto, o *standoff* en inglés, donde $\rho_w = \dot{M}_w / 4\pi R^2 V_w$. Este punto sobre la superficie de discontinuidad define el radio de *standoff*, R_0 :

$$R_0 = \sqrt{\frac{\dot{M}_w V_w}{4\pi \rho_a V_*^2}}. \quad (3.1)$$

Las condiciones físicas en los *bowshocks* de estrellas fugitivas producen un choque reverso rápido y adiabático en el viento estelar chocado; y el choque delantero es radiativo y lento (e.g. [van Buren 1993](#)). El choque radiativo comprime el material, y mientras la temperatura decrece, la densidad crece.

[Kis et al. \(2004\)](#) demostraron que las partículas en la región *pre* choque del *bowshock* terrestre difunden hasta la región de *post* choque, una evidencia directa de aceleración Fermi I (e.g. [Burgess 2007](#)). [Benaglia et al. \(2010\)](#) reportaron la detección de emisión no térmica en radio del *bowshock* de la estrella fugitiva BD+43°3654. La radiación no térmica se cree producida por electrones relativistas acelerados en el choque reverso o en el delantero, interactuando con el campo magnético local (ver Fig. 2.5).

Proponemos que una población inicial supratérmica de partículas relativistas, electrones y protones, se acelera usualmente en el choque adiabático (choque reverso) de estos sistemas. Este choque es más rápido que el choque delantero, implicando que allí las partículas energéticas se aceleran más eficientemente por el mecanismo de Fermi I (ver Ec. (2.2)). Consideramos una región de aceleración donde el choque es casi plano, es decir en la nariz del *bowshock* (ver Fig. 3.5). El ancho de la región del viento chocado, Δ , puede estimarse como $\Delta \sim M^{-2} R_0$, donde M es el número de Mach. La región de aceleración se considera una zona homogénea, un cásquete esférico, de escala $\sim \Delta$; el volumen de aceleración se muestra en la Tabla 3.1.

La potencia disponible en el sistema es la energía cinética del viento estelar:

$$L_T \sim \frac{1}{2} \dot{M}_w V_w^2. \quad (3.2)$$

Para estimar el campo magnético en el flujo, consideramos que la densidad de energía

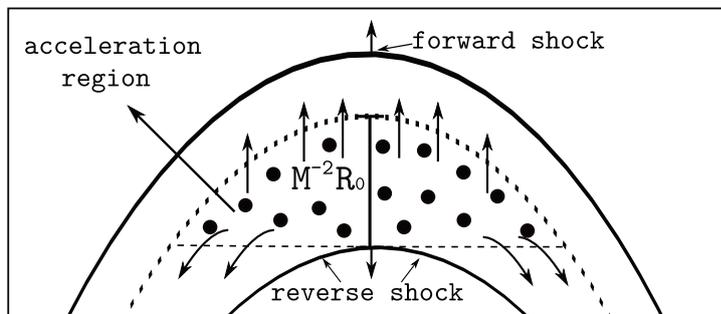


Figura 3.5: Esquema del sistema de choques (no hecho en escala). La región de emisión es el área punteada.

magnética está en subequipartición con respecto a la densidad de energía cinética L_T , por un factor $seq < 1$, i.e.:

$$\frac{B^2}{8\pi} = \frac{seqL_T}{V_w A'} \quad (3.3)$$

donde A es el área de una esfera de radio R_0 . Esta condición asegura que el flujo está dominado por la materia (*matter-dominated*), i.e. es compresible, permitiendo que el choque fuerte se desarrolle. El campo magnético en la región de emisión (la zona del viento chocado) será $4B$, debido a la compresión del choque (ver Sec. A.2.1).

La energía cinética disponible en la región de aceleración es $L = fL_T$, donde f es el cociente entre el volumen de una esfera de radio R_0 y el volumen de la región de aceleración. Una fracción q_{rel} de esta energía cinética está disponible en partículas relativistas, $L_{rel} = q_{rel}L$. Una fracción estándar es $q_{rel} = 0,1$ (e.g. Protheroe 1999). Consideramos contenido tanto hadrónico como leptónico en la potencia en partículas relativistas, $L_{rel} = L_p + L_e$. El cociente entre la potencia en protones y en electrones, a , no se conoce. Consideramos dos valores $a = 1$ (la misma densidad de energía para ambas especies de partículas) y $a = 100$ (tal como se observa en los RCs, Ginzburg & Syrovatskii 1964).

Aquí analizamos dos tipos de estrellas masivas como ejemplo: una O4I y una O9I. Los valores de los parámetros adoptados se muestran en la Tabla 3.1.

3.4.1. Pérdidas radiativas no térmicas

Los electrones perderán energía mayormente por dispersión CI, radiación sincrotrón, y Bremsstrahlung relativista. Las fórmulas correspondientes se explicitan en el Apéndice A.

Los campos radiativos que actúan como blanco para las dispersiones CI son el campo de radiación estelar a una distancia R_0 de la estrella – considerado como un cuerpo ne-

Parámetro	O4I	O9I
R_0 Radio <i>standoff</i> [pc]	8,3	0,2
V_* Velocidad espacial [km s^{-1}]	100	30
V_w^a Velocidad del viento [km s^{-1}]	$2,2 \times 10^3$	$0,8 \times 10^3$
\dot{M}_w^a Pérdida de masa del viento [$M_\odot \text{ yr}^{-1}$]	10^{-4}	10^{-6}
n_a Densidad ambiental [cm^{-3}]	1	100
B^b Campo magnético [G]	$\sim 3,0 \times 10^{-5}$	$\sim 10^{-5}$
η Eficiencia de aceleración	$\sim 2,0 \times 10^{-5}$	$\sim 2,7 \times 10^{-6}$
L Potencia disponible [erg s^{-1}]	$\sim 3,2 \times 10^{36}$	$\sim 4,3 \times 10^{33}$
a Cociente de potencia hadrónica/leptónica	1	100
q_{rel} Contenido de partículas relativistas	10 %	10 %
α Índice de inyección	2	2
Δ Ancho de la región del viento chocado [R_0]	$\sim 0,3$	$\sim 0,3$
Vol_{acc} Volumen de la región de emisión [cm^{-3}]	$\sim 7 \times 10^{56}$	$\sim 10^{51}$
L_* ^c Luminosidad estelar [L_\odot]	$\sim 7 \times 10^5$	$\sim 5 \times 10^4$
T_{IR} Temperatura del polvo [K]	~ 24	~ 54

Tabla 3.1: Parámetros para los diferentes tipos de estrellas.

^aValores de [Kobulnicky et al. \(2010\)](#).

^bEste valor corresponde al campo magnético en la región de aceleración: $\sim 4B$, obtenido con la Ec. (3.3).

^cValores de [Martins et al. \(2005\)](#).

gro a la temperatura T_{*-} , y la radiación IR del polvo calentado – también considerado como un cuerpo negro a T_{IR} –. Los granos de polvo se calientan con la radiación estelar, y se enfrían radiando en el IR. Para estimar la temperatura T_{IR} usamos un modelo simplificado de polvo, basado en [Draine & Lee \(1984\)](#):

$$T_{\text{IR}} = 27 a_{\mu\text{m}}^{-1/6} L_{*38}^{1/6} R_{0\text{pc}}^{-1/3} \text{ K} \quad (3.4)$$

(e.g. [van Buren & McCray 1988](#)). Aquí $a_{\mu\text{m}} \sim 0,2 \mu\text{m}$ es el radio del grano de polvo; L_{*38} es la luminosidad de la estrella en $10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ y $R_{0\text{pc}}$ es R_0 en pc. Modelos más complejos de la emisión del polvo exceden los objetivos de este trabajo. Para más detalles ver, por ejemplo, [Draine & Li \(2007\)](#) y [Draine \(2011\)](#).

Las pérdidas por Bremsstrahlung relativista se calculan considerando un plasma completamente ionizado. La densidad de blancos es la densidad en la región de aceleración (el viento chocado en este caso). La densidad del viento chocado de acuerdo a las relaciones de Rankine-Hugoniot para choques adiabáticos (ver Sec. A.2.1) es $4n_w$, donde n_w es la densidad numérica del viento.

Los protones pierden energía mediante colisiones inelásticas $p - p$ con el material de

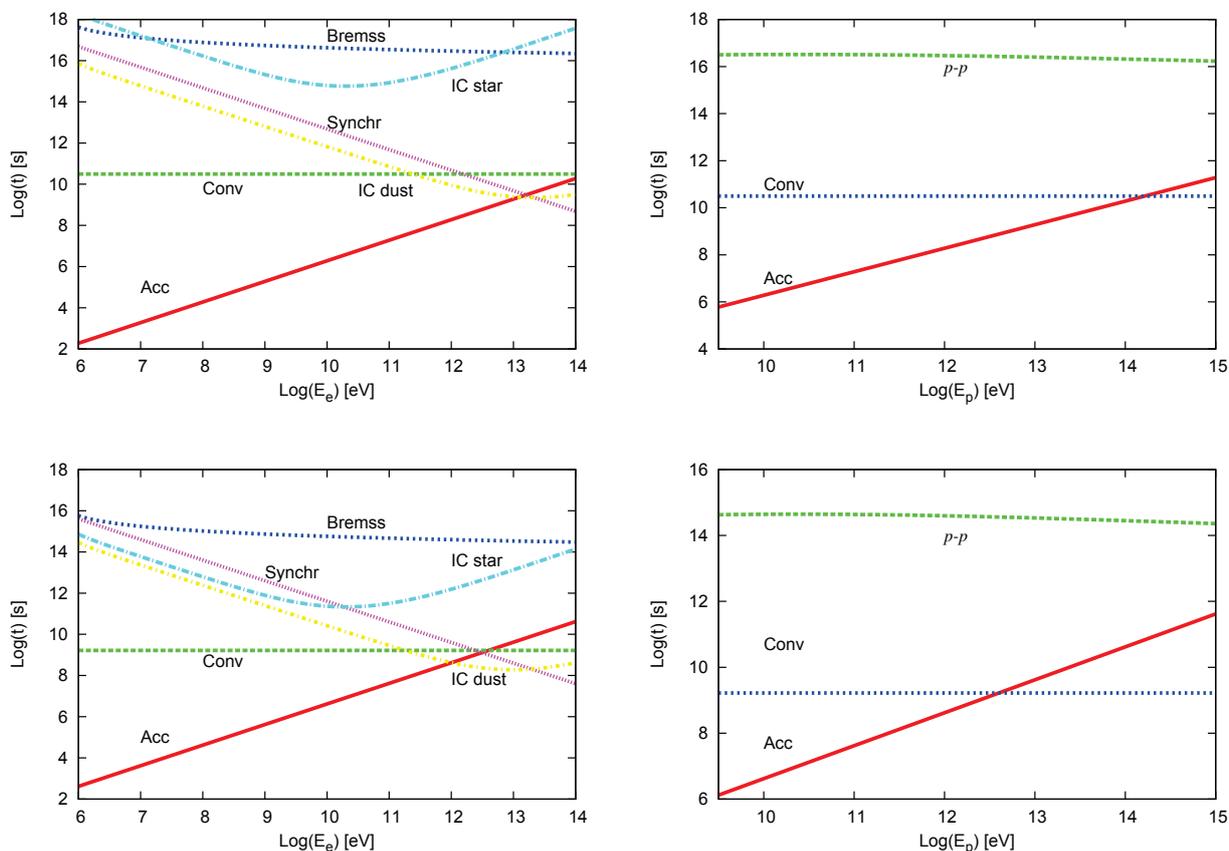


Figura 3.6: Escalas temporales de aceleración y enfriamiento para electrones y protones para una estrella O4I (arriba), y para una estrella O9I (abajo). Los paneles a la izquierda corresponden a electrones, y los paneles a la derecha corresponden a protones. Las pérdidas no radiativas producidas por la convección del viento también se muestran.

la región chocada. La producción de fotomesones es irrelevante a las energías consideradas.

En la Fig. 3.4.1 se muestran los tiempos de pérdida de energía en la región de aceleración para una estrella O4I y una O9I. En el sistema O4I la dispersión CI de fotones IR domina las pérdidas radiativas. En el caso de la estrella O9I, la dispersión CI de fotones IR y la radiación sincrotrón predominan sobre las demás pérdidas.

Las partículas también pueden sufrir pérdidas no radiativas debido al escape de la zona activa. Las partículas pueden ser convectada por el viento estelar en un tiempo $t_{\text{conv}} \sim \Delta/V_w$. Esta pérdida domina las pérdidas para protones en ambos tipos de estrellas considerados.

Las pérdidas por convección pueden ser menores, i.e. $t_{\text{conv}} > \Delta/V_w$, debido a la presencia de turbulencia en el viento chocado. Cualquier inestabilidad que se desarrolle

en la superficie de discontinuidad (ver Sec. B.2, donde se da una breve discusión sobre inestabilidades en *bowshocks*) puede producir turbulencia. Si la escala máxima de la turbulencia es mayor o del orden del giroradio de la partícula, la turbulencia afectará su movimiento. Estas interacciones provocarán que el tiempo que permanezcan las partículas en la zona activa sea mayor que en el caso no turbulento.

La energía cinética mínima para cada partícula se considera del orden de la masa en reposo. La energía máxima para los electrones y protones se obtiene igualando la escala de enfriamiento más pequeña al tiempo de aceleración, dado por la Ec. (2.1). En el sistema O4I los electrones alcanzan energías ~ 10 TeV y los protones pueden alcanzar energías $\sim 10^2$ TeV. En caso de la estrella O9I la energía máxima para electrones es ~ 10 TeV, y para protones ~ 10 TeV. En ambos casos se satisface el criterio de Hillas (ver Sec. A.2.4).

3.4.2. Distribución de partículas

Para calcular las distribuciones de partículas $N(E)$ para electrones y protones, resolvemos la ecuación de transporte en estado estacionario (Ginzburg & Syrovatskii 1964):

$$\frac{\partial}{\partial E} \left[\frac{dE}{dt} \Big|_{\text{loss}} N(E) \right] + \frac{N(E)}{t_{\text{esc}}} = Q(E), \quad (3.5)$$

donde t_{esc} es el tiempo de convección que determina el escape de las partículas, y $(dE/dt)_{\text{loss}}$ son las pérdidas radiativas. Consideramos que todas las propiedades físicas en la región de aceleración son homogéneas. $Q(E)$ es la función de inyección, una ley de potencias en la energía de las partículas, como se espera de un proceso de aceleración difusivo por choques:

$$Q(E) = Q_0 E^{-\alpha}. \quad (3.6)$$

La constante de normalización para cada tipo de partícula se obtiene de la potencia disponible $L_{e,p}$

$$L_{e,p} = V \int_{E_{e,p}^{\text{min}}}^{E_{e,p}^{\text{max}}} dE_{e,p} E_{e,p} Q_{e,p}(E_{e,p}). \quad (3.7)$$

Aquí V es el volumen de la región de aceleración. La solución de esta ecuación es una ley de potencias, en la energía de las partículas (ver la Sec. A.1 del Apéndice A).

3.4.3. Radiación no térmica

Las interacciones de las partículas relativistas producirán radiación no térmica. Los procesos relevantes para electrones son sincrotrón, dispersión CI con el campo de radiación estelar e IR, y Bremsstrahlung relativista. Para protones se calcula la emisión

producida por el decaimiento de piones neutros, producto de las colisiones $p - p$. Las fórmulas para calcular la luminosidad para los distintos procesos se dan en el Apéndice A.

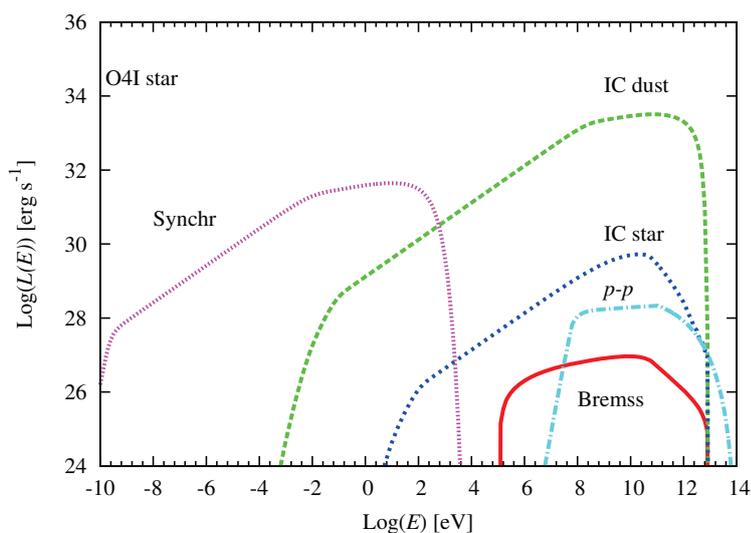


Figura 3.7: Emisión no térmica del viento estelar chocado para una estrella O4I.

Pares secundarios electrón-positrón se crean a través de las colisiones $p - p$ (ver [Orellana et al. 2007](#)). Estas partículas también producen emisión no térmica, que tomamos en cuenta. Las fórmulas correspondientes también se detallan en el Apéndice A.

Las Figs. 3.4.3 y 3.4.3 muestran la distribución espectral de energía (SED) calculada para ambos tipos de estrella. Calculamos la contribución de los pares secundarios, a la emisión sincrotrón y a la luminosidad CI, sólo para el sistema O9I (porque en este caso $a = 100$). La luminosidad no térmica en el sistema O4I es muy alta, ya que en este sistema el valor de la potencia disponible es muy grande; para este caso hemos considerado valores extremos de los parámetros estelares, y una densidad del medio baja (lo que produce *bowshocks* más grandes). Por lo tanto las luminosidades resultan maximizadas. La emisión CI producida en la interacción con los fotones del polvo domina ambas SEDs a altas energías. A las energías más bajas la radiación sincrotrón prevalece, pero es relativamente más importante en el sistema O9I.

La emisión CI de los fotones del polvo, en general, crece al crecer la temperatura de los granos. Esta temperatura depende, como primera aproximación, de L_* y R_0 (ver Ec. (3.4)). Como se discutió anteriormente, B debe tomar valores en subequipartición. Este parámetro no solo afecta la emisión sincrotrón, también afecta la tasa de aceleración (ver Ec. (2.1)). Valores más grandes de B implican un tiempo de aceleración más corto y la energía máxima de las partículas cambia (crece).

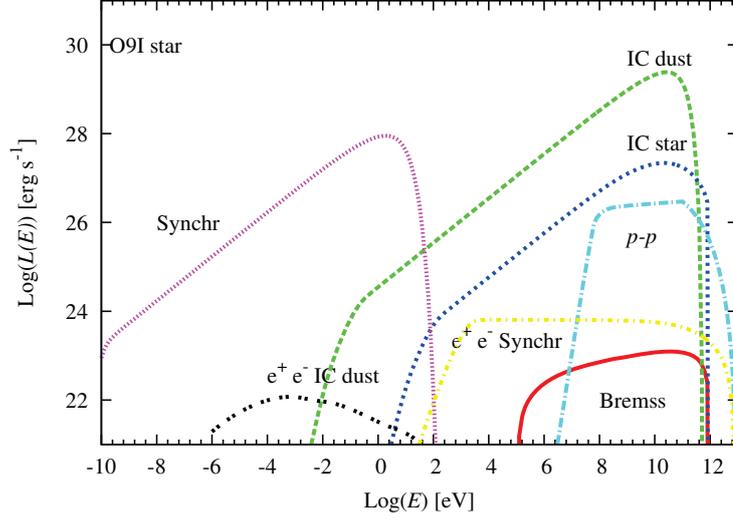


Figura 3.8: Emisión no térmica del viento estelar chocado para una estrella O9I.

3.4.4. Emisión del medio chocado

El ISM es afectado por el choque delantero que es radiativo. Debido a las pérdidas radiativas la temperatura decrece y la densidad aumenta en un medio perturbado; ambas cantidades son descritas por un perfil de temperatura $T_{fs}(x)$ y un perfil de densidad $n_{fs}(x)$. Adoptamos un perfil de temperatura dado por (Zhekov & Palla 2007):

$$T_{fs} = \left(-7 \times 10^{-19} \frac{2P_{ad}}{5n_a V_* k_B^3} (3,6)x + T_{ad}^{3,6} \right)^{1/(3,6)}, \quad (3.8)$$

donde x es la distancia al choque radiativo; $T_{ad} \sim 2 \times 10^9 V_*^2$ K y $P_{ad} = 3/4 \rho_a V_*^2$, son respectivamente la presión y la temperatura en el caso adiabático. El perfil de densidad es

$$n_{fs}(x) = \frac{C_0 P_{ad}}{k_B T_{fs}(x)}, \quad (3.9)$$

con C_0 una constante de normalización tal que $n_a \equiv n_{fs}(T_a)$, donde T_a es la temperatura ambiente. Estimamos el ancho de la región chocada como x_c , donde $T(x_c) = T_a$.

Emision no térmica

Una fracción de las partículas relativistas prodría difundirse desde la región del viento chocado, a la región del medio chocado sin perder mucha energía. El tiempo de difusión de las partículas puede estimarse como $t_{diff} = \Delta^2 / 2D_B$, donde D_B es el coeficiente de difusión en el límite de Bohm. Las partículas que difundan a la región densa del medio chocado (ver Fig. 3.5) pueden interactuar a través de colisiones inelásticas

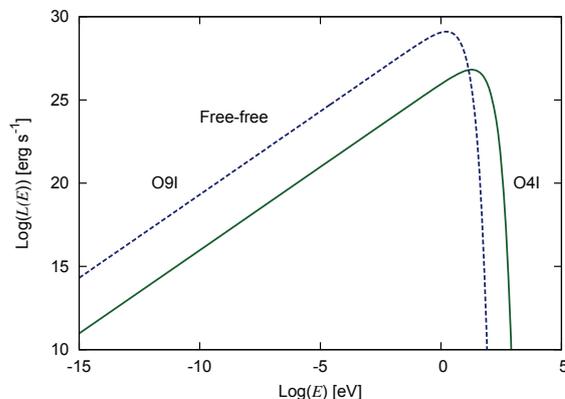


Figura 3.9: Emisión térmica del medio interestelar chocado producida por mecanismo libre-libre para estrellas O4I y O9I.

$p - p$ o Bremsstrahlung relativista. El medio interestelar chocado está confinado a una región muy angosta.

En general los electrones perderán su energía en la región de aceleración, y algunos protones difundirán. Sin embargo, la gran mayoría de los protones serán conveccionados por el viento porque $t_{\text{conv}} < t_{\text{diff}}$. La contribución de esta emisión a la SED total es despreciable frente a la emisión no térmica producida en la región del viento chocado. En el Capítulo 7 se trata en detalle la difusión de partículas relativistas en el medio.

Emisión térmica

El medio ISM produce emisión térmica mediante mecanismo libre-libre. Por completitud calculamos esta contribución a la SED total.

Calculamos la emisión térmica integrando la emisividad ϵ a lo largo del medio ISM chocado, considerando los perfiles de temperatura y densidad dados por las Ecs. (3.8) y (3.9). La emisividad está dada por (e.g. Lang 1999):

$$\epsilon \sim 5,4 \times 10^{-39} \frac{n_i n_e}{\sqrt{T}} g(\nu, T) \exp -h\nu/k_B T \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1} \text{ rad}^{-2}, \quad (3.10)$$

donde $g(\nu, T)$ es el factor Gaunt dado por $\sim 0,54 \ln [5 \times 10^7 (T^{3/2}/\nu)]$; n_i y n_e son las densidades iónicas y electrónicas respectivamente, consideramos $n_i = n_e = n_{\text{fs}}$. El volumen de emisión es una cuña esférica de ancho x_c y radio Δ , ver Fig. 3.5. En la Fig. 3.9 se muestra el resultado de esta emisión.

Para la estrella O4I la emisión libre-libre es despreciable (ver Fig. 3.4.3). Para el caso O9I, a las energías del orden de ~ 1 eV esta contribución térmica domina sobre la radiación sincrotrón.

3.4.5. Absorción

Los rayos gamma pueden ser absorbidos en la región de emisión inmediatamente después de ser creados, por aniquilación fotón-fotón. Todos los campos radiativos en la región emisora, térmicos y no térmicos, proveen blancos para la creación de pares. En este caso los fotones blanco son los generados en la región de emisión, los fotones IR del polvo, y los del campo radiativo de la estrella a una distancia $d = R_0 - \Delta$. Las fórmulas para el cálculo de la opacidad se presentan en la Sec. 5.2.4 del Apéndice A.

La profundidad óptica se calcula con integral de trayectoria en la cual la dependencia angular tiene un efecto muy significativo, y consecuentemente la absorción depende fuertemente de la línea de la visual (e.g. [Romero et al. 2010a](#)). Fotones moviéndose desde la región de emisión en dirección a un observador situado en A , ver Fig. 3.10, no será absorbido por los fotones estelares. Por otro lado, los fotones que se muevan en dirección a un observador en B interactuarán fuertemente con el campo de la estrella. Esta interacción depende de la distancia d entre la estrella y la trayectoria del fotón, y por lo tanto depende del ángulo α .

Los fotones de menor energía serán absorbidos por la materia mediante fotoionización. El material blanco puede ser el medio interestelar chocado y la materia a lo largo de la línea de la visual correspondiente a cada fuente en particular. La profundidad óptica para este mecanismo puede aproximarse como:

$$\tau_{\gamma H} \sim N_H \sigma_{\gamma N}(E_\gamma). \quad (3.11)$$

Aquí N_H es la densidad columnar del material absorbente. La sección eficaz $\sigma_{\gamma N}$ puede obtenerse de [Ryter \(1996\)](#). Para más detalles puede consultarse el trabajo de [Reynoso et al. \(2011\)](#) y las referencias citadas.

3.5. Discusión y conclusiones

Los *bowshocks* de estrellas masivas fugitivas son candidatos naturales para la aceleración de partículas. Los distintos tipos de estrellas tempranas tienen energéticas diferentes (dependiendo principalmente de los parámetros del viento). La potencia disponible para la aceleración de partículas también depende de la distancia entre la estrella y la región de aceleración (R_0), que a su vez es función del medio y de la velocidad de la estrella.

Bajo las suposiciones que hemos hecho, la forma del *bowshock* no produce cambios importantes en la emisión. Las SEDs obtenidas dependen esencialmente de las hipótesis hechas en la aceleración de partículas, el campo magnético y la emisión del polvo.

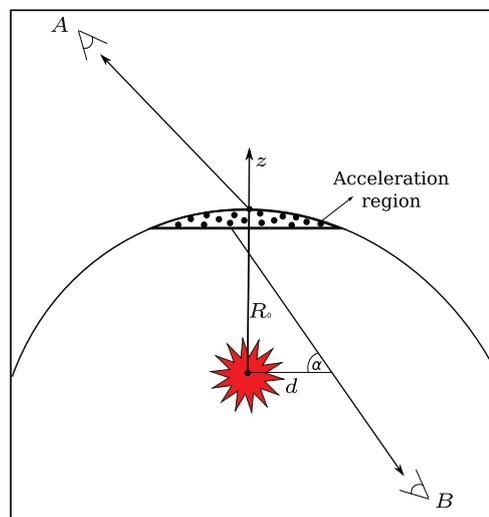


Figura 3.10: Diagrama de la trayectoria de un rayo gamma desde la región de emisión hacia observadores situados delante y detrás de la estrella (no realizado en escala).

La emisión no térmica producida en el viento chocado (ver Figs. 3.4.3 y 3.4.3) podría ser detectable en varias longitudes de onda, si la fuente es suficientemente cercana. La emisión sincrotrón esperada en radio podría ser detectable como en el caso de BD +43°3654. La no detección puede establecer límites en los parámetros tal como el campo magnético en el viento chocado. Los *bowshocks* estelares también podrían detectarse en el rango X de energía.

Sobre la base de este modelo, y los resultados obtenidos, sugerimos que los *bowshocks* de estrellas fugitivas masivas podrían constituir una nueva clase de fuente de altas energías. En el siguiente capítulo aplicaremos el modelo desarrollado aquí a tres estrellas fugitivas: ζ Oph, AE Aurigae y HD 195592.

Capítulo 4

APLICACIONES A ESTRELLAS FUGITIVAS

4.1. Aplicación a ζ Oph

4.1.1. Introducción

La estrella ζ Oph (HD 149757) es una de las estrellas masivas más luminosas del hemisferio Norte y ha sido estudiada intensamente. Esta estrella tiene tipo espectral O9.5 V y es una estrella fugitiva bien conocida. Esta rotando rápidamente a casi su velocidad de rotación límite, con $v \sin(i) \sim 400 - 500 \text{ km s}^{-1}$ (Walker et al. 1979; Repolust et al. 2004).



Figura 4.1: Imagen infrarroja del *bowshock* de ζ Oph tomada por WISE. Créditos: NASA/JPL-Caltech/UCLA.

El *bowshock* de ζ Oph ha sido observado por IRAS (van Buren & McCray 1988; Noriega-Crespo et al. 1997) y más recientemente por WISE. La imagen de WISE, Fig. 4.1, muestra

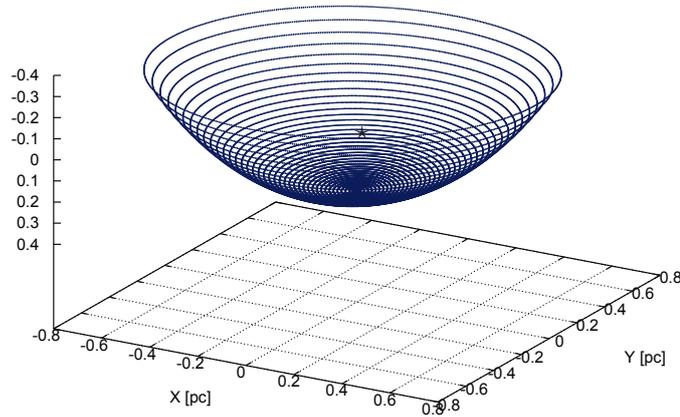


Figura 4.2: *Bowshock* de ζ Oph.

una estructura clara y regular del *bowshock*. Esta fuente es cercana, localizada a ~ 222 pc (Megier et al. 2009), esto la convierte en un buen candidato para aplicar el modelo desarrollado en el capítulo anterior.

4.1.2. Forma del *bowshock*

Adoptamos una tasa de pérdida de masa para ζ Oph de $\sim 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Fullerton et al., 2006) y velocidad terminal del viento $V_w = 1550 \text{ km s}^{-1}$ (e.g. Hubrig et al. 2011). Para la densidad del ISM adoptamos un valor de $n_a \sim 10 \text{ cm}^{-3}$; como ζ Oph esta embebida en una región de nubes interestelares, la densidad y temperatura ambiente es mayor que los valores medios (e.g. Vidal et al. 2011). Éstos parámetros dan $R_0 \sim 0,3$ pc, que es consistente con el límite superior medido por Peri et al. 2012. En la Tabla 4.1 se listan los parámetros principales adoptados en nuestros cálculos (según Marcolino et al. 2009).

Para calcular la forma del *bowshock* usamos el modelo analítico desarrollado por Wilkin (2000) presentado en el capítulo anterior y detallado en el Apéndice B. Consideramos que la dependencia angular del flujo de momento del viento es ecuatorial ($c_2 = -1$ y $\lambda = 30^\circ$, ver B). La Fig. 4.2 muestra la forma 3-D del *bowshock* calculado. Para comparar la imagen 2-D observada por WISE rotamos el sistema de coordenadas 3-D en tres ángulos. Definimos las coordenadas $x_p \equiv E$ y $z_p \equiv N$ (ver Fig. 4.3) para describir la imagen WISE. El origen de las coordenadas es la posición de la estrella. Desde la imagen IR es evidente que el punto medio de la estrella al *bowshock* esta en la dirección de la velocidad de la estrella (ver Fig. 4 de Peri et al. 2012). La figura 4.3 muestra el

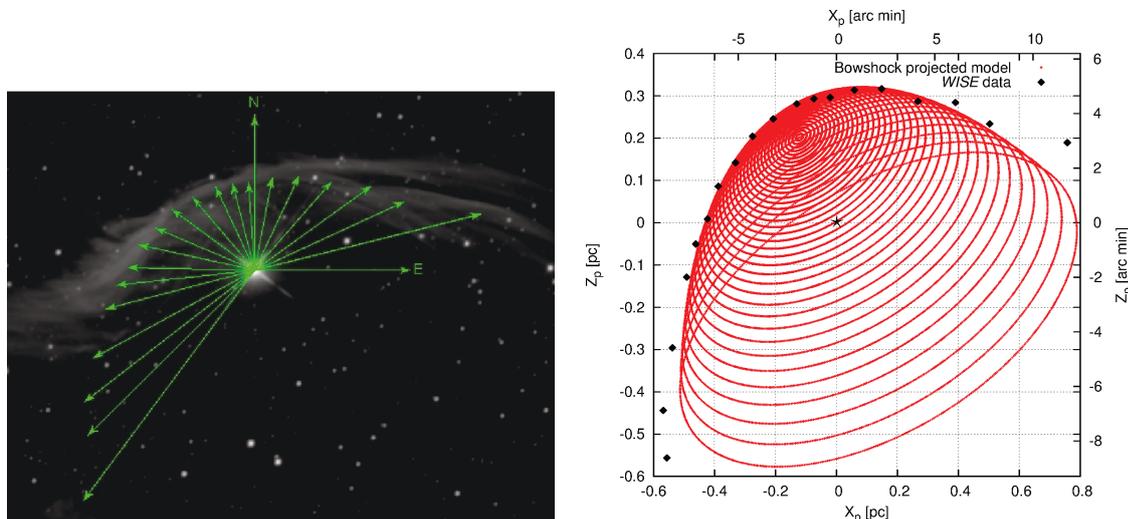


Figura 4.3: Izquierda: Imagen de WISE del *bowshock* de ζ Oph. Los puntos señalados por flechas corresponden a la proyección 3-D de la estructura. Derecha: *Bowshock* proyectado de ζ Oph.

mejor ajuste del *bowshock* de ζ Oph.

Este resultado muestra como un modelo simple puede proveer una buena representación de los datos observacionales, considerando que la imagen IR reproduce fielmente la forma hidrodinámica del *bowshock*. Las diferencias entre la forma del *bowshock* intrínseca y observada dependen de muchos factores que involucran transferencia radiativa, tiempos de enfriamiento, características del polvo, distribución del polvo, etc.

4.1.3. Distribución espectral de energía

En la Fig. 4.4 mostramos las pérdidas radiativas, la tasa de aceleración y los tiempos de difusión y convección para electrones y protones. La energía máxima es \sim TeV para ambas especies de partículas. Éstos valores no superan el máximo establecido por el tamaño de la región de aceleración (ver Sec. A.2.4).

La profundidad óptica producida por interacciones internas fotón-fotón se muestra en la Fig.4.5. Es despreciable en los rangos de energía de interés. La absorción fotoeléctrica también es despreciable debido a la pequeña cantidad de materia que los fotones atraviesan en su recorrido hacia el observador. La absorción externa también es despreciable dadas las posiciones relativas del *bowshock*, la estrella y el observador.

La figura 4.6 muestra la SED calculada para la emisión del *bowshock* de ζ Oph, junto a las sensibilidades de los detectores gamma CTA, MAGIC y *Fermi*, el satélite de rayos X *XMM-Newton* (límite superior teórico de [Hasinger et al. 2001](#)), y de VLA (límite superior del NVSS *survey* – [Condon et al. 1998](#) –, la resolución angular se obtuvo de [Peri et al.](#)

Tabla 4.1: Parámetros para ζ Oph

Parámetro		valor
R_0	Radio de <i>Standoff</i>	0,3 pc
\dot{M}_w	Tasa de pérdida de masa del viento	$10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$
a	Razón de potencia hadrónica/leptónica	1
q_{rel}	Contenido de partículas relativistas	10 %
α	Índice de inyección	2
V_w	Velocidad del viento	$1.5 \times 10^8 \text{ cm s}^{-1}$
L	Potencia disponible	$5 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$
B	Campo magnético	$5 \times 10^{-5} \text{ G}$
seq	Factor de subequipartición	0,23
V_\star	Velocidad de la estrella	30 km s^{-1}
n_a	Densidad del ISM	10 cm^{-3}
T_\star	Temperatura estelar	$3,2 \times 10^4 \text{ K}$
R_\star	Radio estelar	$9 R_\odot$
L_\star	Luminosidad estelar	$10^5 L_\odot$
T_{IR}	Temperatura del polvo	$\sim 66 \text{ K}$

2012). Por completitud los datos en el IR de *IRAS* también se muestran (van Buren & McCray 1988).

4.1.4. Conclusiones

La luminosidad no térmica esperada de esta fuente es débil. Sin embargo, como ζ Oph es una fuente muy cercana, bajo las suposiciones que hemos hecho, su *bowshock* podría ser detectable en rayos gamma y rayos X con largas exposiciones. Remarcamos que la curva de sensibilidad de la Fig. 4.6 para *MAGIC* corresponde a 50 horas de exposición sobre la fuente, y para *Fermi* corresponde a un año de integración. Para este tipo de fuentes un instrumento como *CTA* podría ser una herramienta única para explorar la radiación de altas energías producida por estrellas fugitivas y la población de partículas relativistas generadas en ellas.

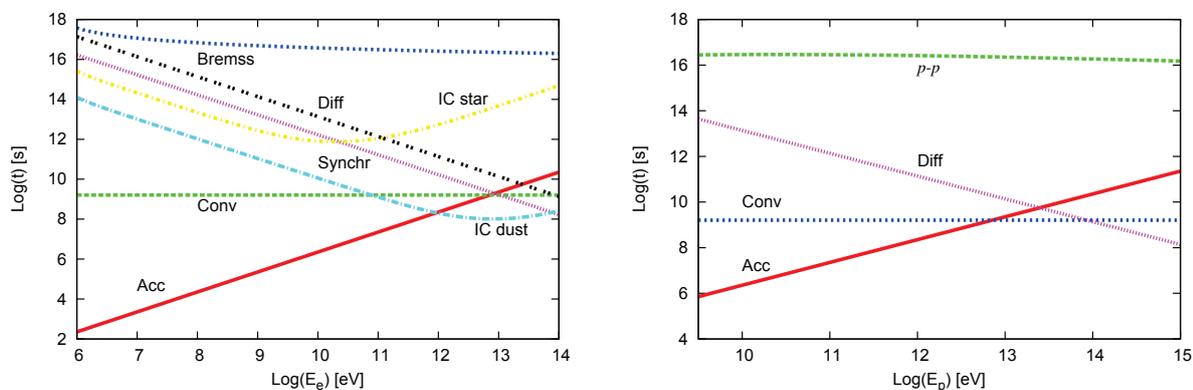


Figura 4.4: Pérdidas radiativas para electrones (izquierda) y protones (derecha), tasa de aceleración, y escalas temporales de difusión y convección para ζ Oph.

4.2. Aplicación a AE Aurigae

4.2.1. Introducción

AE Aurigae (HIP 24575) fue eyectada de su región de formación en el cúmulo de la nebulosa de Orion hace 3 millones de años, muy probablemente por el encuentro cercano de dos sistemas binarios masivos. Como resultado, la estrella AE Aur y μ Col (ambas con tipo espectral O9.5) fueron expelidas a gran velocidad, mientras que el sistema ι Ori permaneció como un sistema binario ligado (Hoogerwerf et al., 2000).

AE Aur se desplaza a través de IC 405, una nube molecular con densidad de $n \sim 3 \text{ cm}^{-3}$ Peri et al. (2012). El viento de la estrella barre la materia y produce un *bowshock*.

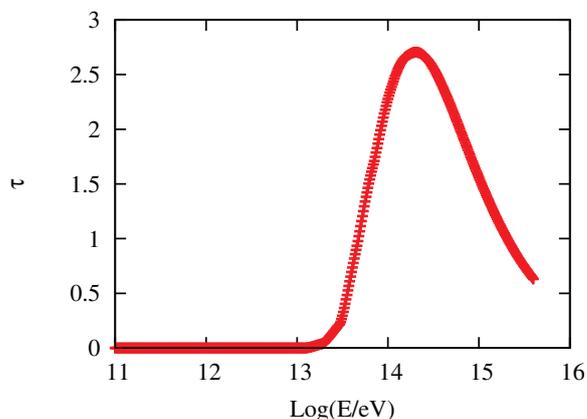


Figura 4.5: Opacidad interna para ζ Oph.

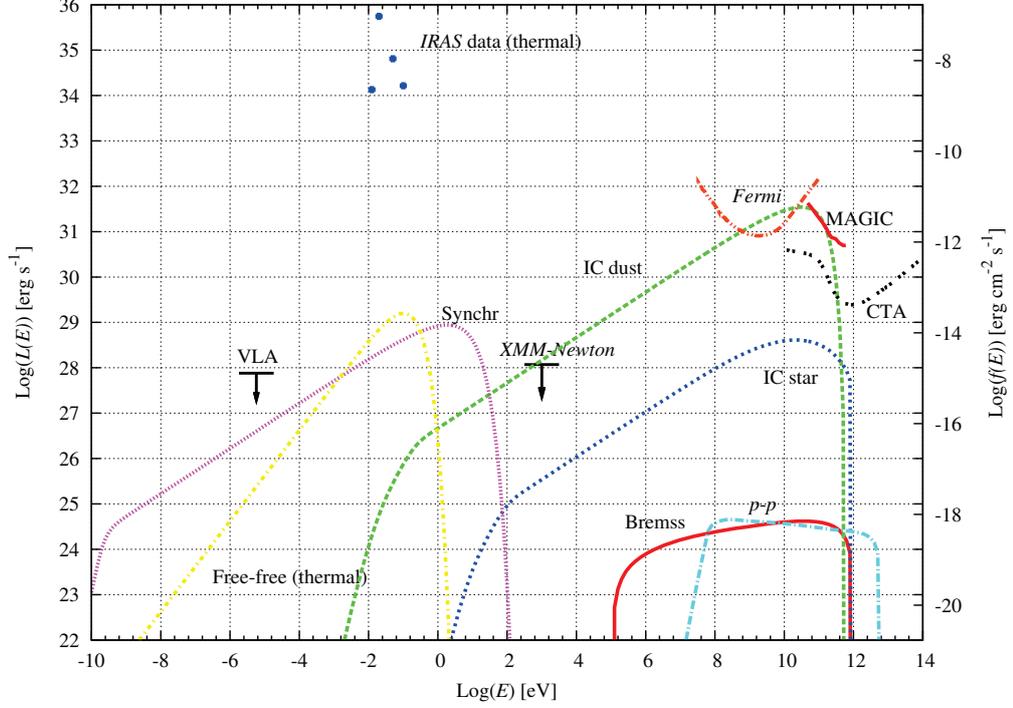


Figura 4.6: Distribución espectral de energía para el *bowshock* de ζ Oph, a $d \sim 222$ pc. También se muestran la sensibilidad de CTA, *Fermi*, MAGIC, *XMM-Newton*, VLA y datos de *IRAS*.

El *bowshock* se detectó en el IR con *IRAS* (van Buren & McCray, 1988) y por *Spitzer* (France et al. 2007). La velocidad terminal del viento de AE Aur es $V_W \approx 1500 \text{ km s}^{-1}$ (Hubrig et al., 2011) y su la tasa de pérdida de masa es $\dot{M} \sim 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ (Fullerton et al., 2006). La estrella se mueve a una velocidad $V_\star \approx 150 \text{ km s}^{-1}$ (Peri et al., 2012). En la Tabla 4.1 se listan los parámetros relevantes de este sistema para nuestros cálculos.

4.2.2. Observación en rayos X y análisis de los datos

Se analizaron datos de archivo de AE Aur tomados con *XMM-Newton* EPIC (ID 0206360101, PI F. Damiani), colectados en septiembre del 2004 en *Full Frame Mode* con el filtro medio. Los datos se procesaron con el sistema SAS V12.0 (*Science Analysis System*). Los detalles técnicos de la reducción de datos pueden encontrarse en López-Santiago et al. (2012).

La Fig. 4.7 muestra la imagen *WISE* a $12\mu\text{m}$ (en rojo, ver también Peri et al. 2012) del *bowshock* de AE Aur junto a la imagen de la cámara EPIC pn en la banda de energía 1 – 8 keV (izquierda, en verde) y el mapa medio de energía, i.e. una imagen donde cada pixel contiene la energía media de los fotones detectados por la cámara pn en la banda de energías 0,3 – 8 keV (derecha, en verde; para más detalles sobre el proced-

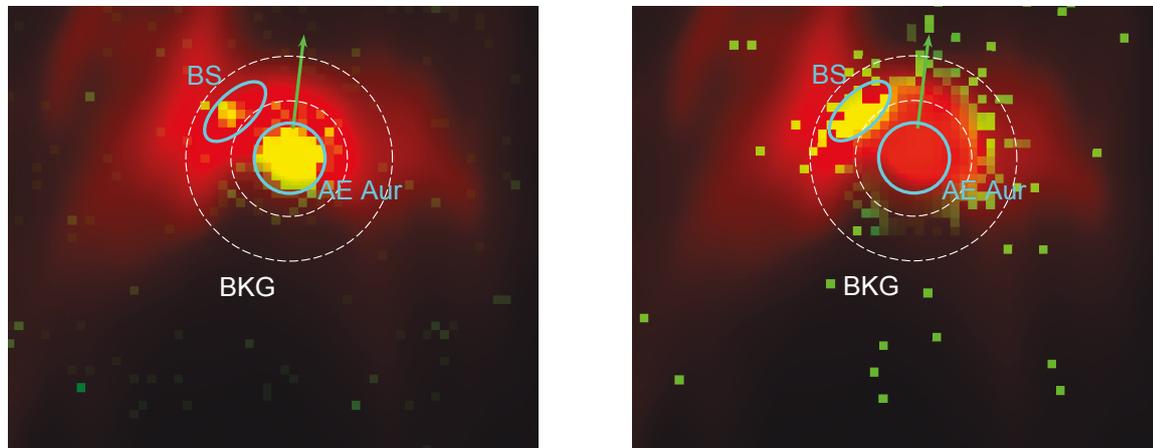


Figura 4.7: *Izquierda*: imagen *WISE* $12\mu\text{m}$ (rojo) e imagen EPIC pn de AE Aur en la banda 1 – 8 keV (verde). El tamaño del bin de la imagen en rayos X es $4''$. Las regiones seleccionadas para el análisis espectral y el vector de movimiento propio de la estrella están superpuestos. BKG es la región angular de la cual se extrajo el espectro de fondo. En esta imagen el Norte es hacia arriba y el Este hacia la izquierda. *Derecha*: igual al panel izquierdo con un mapa pn de la energía media de los fotones en la banda 0,3 – 8 keV en verde. En el mapa cada pixel tiene la energía media de los fotones detectados en la banda de energía de la cámara pn. Sólo los píxeles con más de 4 cuentas fueron tenidos en cuenta y la imagen fue suavizada con $\sigma = 8''$ (Miceli et al., 2008).

imiento en la construcción de este mapa ver Miceli et al. 2008). Una fuente brillante en rayos X, $\sim 30''$ al noreste de la estrella, puede verse en el panel de la izquierda de la Fig. 4.7 (la región denominada BS en la figura) y aparece embebida en el *bowshock* IR. Se verificó que BS no tenga contrapartes puntuales en el óptico o en el IR. El mapa de energías medias claramente muestra que la emisión en X de la fuente BS es significativamente más dura que la de AE Aur. Es decir, el valor promedio de la energía de los fotones es ~ 850 eV en la región BS y ~ 750 eV en la región AE Aur. Más aún, este mapa revela una estructura en forma de arco caracterizada por emisión en rayos X duros y de alguna forma evoca la forma del *bowshock* detectado en el IR.

Se analiza el espectro de la estrella extrayendo el espectro de las cámaras pn y MOS de la región AE Aur de la Fig. 4.7. Se subtrae un espectro de fondo de una región cercana (fuera del campo visual de la Fig. 4.7). El espectro de la estrella puede ajustarse con un modelo de plasma isotérmico a $kT = 0,225^{+0,007}_{-0,004}$ keV, medida de emisión $EM = 2,8^{+0,5}_{-0,4} \times 10^{55} \text{ cm}^{-3}$ (considerando una distancia de $d = 550$ pc, ver Peri et al. 2012), y luminosidad X intrínseca (sin absorción) en la banda 0,3 – 10 keV de $L_X = 1,9 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$.

Se analiza el espectro de la fuente BS cuya región de extracción se muestra en la Fig. 4.7. La contaminación de los fotones de AE Aur dispersados por la función de distorsión (o

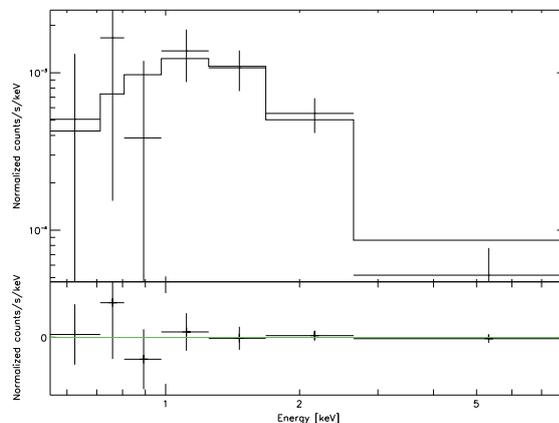


Figura 4.8: Espectro EPIC pn de la región del *bowshock* de la Fig. 4.7 junto al modelo teórico, y los residuos correspondientes.

función de dispersión de punto) del telescopio en la región BS fue removida extrayendo el espectro del fondo de la región BKG de la Fig. 4.7. Esta región consiste en un anillo centrado en la estrella con radios interno y externo que se eligieron de forma tal que contengan píxeles a la misma distancia desde la estrella y desde el *bowshock*. El espectro de esta región puede ajustarse con una ley de potencias, corregida de absorción, de índice $\Gamma = 2,6_{-0,5}^{+0,6}$ y normalización $N = 6 \pm 2 \times 10^{-6}$ fotones $\text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ a 1 keV.

El espectro de la región BS también podría ajustarse con una componente térmica muy caliente con $kT = 2,4_{-0,8}^{+2}$ keV y $EM = 4 \pm 1 \times 10^{52} \text{cm}^{-3}$. Éstas temperaturas tan altas no pueden asociarse con el viento estelar, porque implican densidades muy altas ($\geq 3 \text{cm}^{-3}$). Temperaturas tan altas como 1,6 keV corresponden a una estrella variable cataclísmica o a una fulguración coronal muy energética pero, según verificamos, la curva de luz de BS es consistente con una fuente constante. Dado que la fuente es débil, las fluctuaciones estadísticas son bastante grandes y una exposición más profunda es necesaria para poder realizar un estudio apropiado de la curva de luz. En conclusión, los datos actuales no nos permiten discriminar entre un escenario térmico y otro no térmico para la emisión en rayos X de BS; se necesitan observaciones más profundas. Sin embargo, la falta de contrapartes en el óptico o el IR, y la temperatura extrema derivada del modelo térmico hacen de la asociación de BS con una fuente estelar menos probable. Por el contrario, la correlación espacial entre BS y el *bowshock* infrarrojo, la morfología de arco de la emisión en rayos X duros en torno a AE Aur, y las propiedades espectrales del BS (ver la próxima sección) sugieren que BS es el resultado de emisión no térmica originada en el *bowshock* de la estrella fugitiva AE Aur.

Tabla 4.2: Parámetros para AE Aur

Parámetro		valor
R_0	Radio de <i>Standoff</i>	$8,5 \times 10^{-2}$ pc
\dot{M}_w	Tasa de pérdida de masa del viento	$10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$
a	Cociente de potencia hadrónica/leptónica	1
q_{rel}	Contenido de partículas relativistas	0,007
α	Índice espectral	2,6
V_w	Velocidad del viento	$1,5 \times 10^8 \text{ cm s}^{-1}$
L	Potencia disponible	$4 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$
B	Campo magnético	$1,1 \times 10^{-4} \text{ G}$
seq	Factor de subequipartición	0,1
V_\star	Velocidad estelar	150 km s^{-1}
n_a	Densidad del ISM	3 cm^{-3}
T_\star	Temperatura estelar	$3 \times 10^4 \text{ K}$
R_\star	Radio estelar	$9 R_\odot$
L_\star	Luminosidad estelar	$1,84 \cdot 10^5 L_\odot$
T_{IR}	Temperatura del polvo	$\sim 90 \text{ K}$

4.2.3. Aplicación del modelo de emisión no térmica

Aplicamos el modelo de la emisión no térmica en el viento chocado al *bowshock* de AE Aur. Adoptamos los parámetros de la Tabla 4.2. Para una densidad del ISM de $n = 3 \text{ cm}^{-3}$ (Peri et al., 2012), el radio de *Standoff* R_0 para el *bowshock* es de $\sim 17,1 \times 10^3 \text{ UA}^1$. Esta estimación es consistente con el valor medido de la imagen en rayos X ($\sim 17 \times 10^3 \text{ UA}$). El campo magnético en subequipartición es de $\sim 10^{-4} \text{ G}$.

La potencia disponible en el sistema es de $\sim 4 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$. Considerando que solo una pequeña fracción $\sim 1\%$ se transfiere a partículas relativistas (consideramos la misma potencia en electrones y en protones) podemos reproducir el espectro en rayos X observado. Consideramos que una población de electrones es inyectada en el viento chocado con índice $\alpha \sim -2,6$. Los electrones son dispersados mediante CI por los fotones IR del *bowshock*. Este modelo produce un buen ajuste al espectro observado del *bowshock* (ver Fig. 4.8).

Modelos con valores mayores del cociente entre la potencia en protones y electrones a son posibles. Como el tiempo de las pérdidas radiativas de los protones es mucho más largo, son removidos de la zona de radiación sin tener tiempo de contribuir significativamente a la SED. Por lo tanto, para mantener el ajuste, una potencia mayor es necesaria para modelos dominados por protones. En un caso similar al de los RCs, donde el cociente mencionado es 100, debemos considerar que cerca de 0,3 de la potencia

¹1 UA = $1,49 \times 10^{13} \text{ cm}$

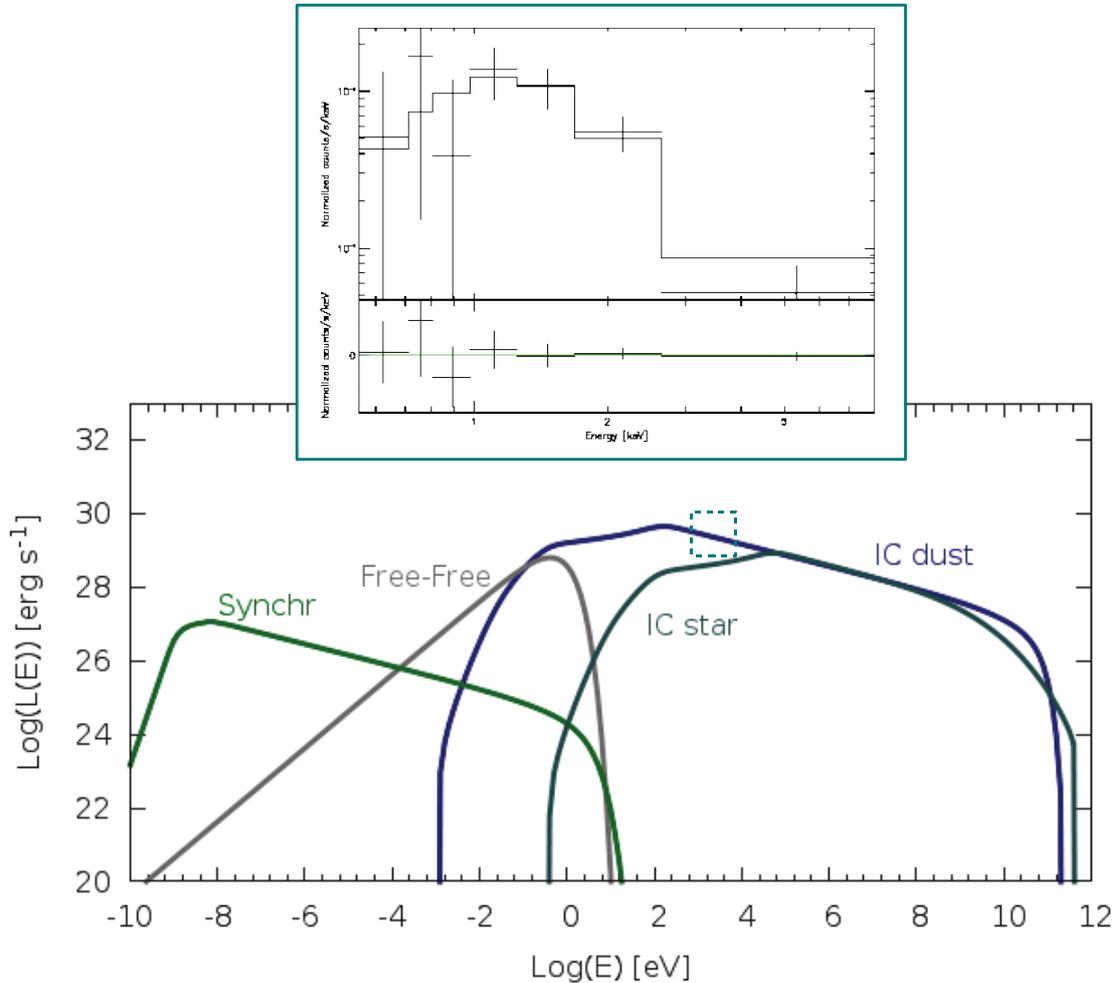


Figura 4.9: Distribucion espectral no térmica de energía del *bowshock* de AE Aur. El cuadrado punteado muestra la región X del espectro observada por *XMM-Newton*, y arriba el espectro ajustado.

disponible va a partículas relativistas. Esto requiere de una aceleración más eficiente. El caso con $a = 1$ es energéticamente más conservador, pero modelos con valores de a hasta 100 no pueden ser descartados. En todos los casos la forma de la SED es básicamente la misma y está determinada por la población de electrones.

En la figura 4.9 se muestra la SED calculada para el *bowshock* de AE Aur. Las pérdidas por CI dominan, produciendo un empinamiento (ver Sec. A.1) en el espectro no térmico que resulta en la emisión en rayos X observada, detallada en el cuadro de la figura. Que dominen las pérdidas radiativas requiere un nivel bajo de convección de las partículas. Esto puede resultar, como se mencionó en el capítulo anterior, del desarrollo de inestabilidades en el *bowshock*.

La SED predicha para la estrella fugitiva tiene emisión sincrotrón débil y empinada, con un pico en torno a $\sim 10^{29,5}$ erg s $^{-1}$ en rayos X blandos. Contrariamente al caso de ζ Oph (ver Fig. 4.6), localizada más cerca y con parámetros físicos diferentes, la emisión esperada en rayos gamma es despreciable. Por lo tanto, la mejor prueba para el modelo propuesto es la detección en radio a través de observaciones interferométricas profundas.

4.2.4. Conclusiones

Detectamos una fuente en rayos X duros, espacialmente correlacionada con el *bowshock* de la estrella fugitiva AE Aur. La fuente es consistente con una fuente no térmica puntual estacionaria, observaciones más profundas son necesarias para determinar su morfología, su variación (si existe), y su índice espectral. Sin embargo, del análisis de la fuente de rayos X BS se desprende que es muy probable que sea la contraparte en rayos X del *bowshock* detectado en el IR con *IRAS*, *Spitzer*, y *WISE*. El modelo desarrollado para la emisión no térmica en *bowshocks* de estrellas fugitivas masivas predice la existencia de esta emisión. Bajo consideraciones razonables el modelo se ajusta muy bien a la emisión detectada. De acuerdo a nuestro modelo, la emisión en rayos X se produce por dispersión CI de los fotones del polvo del *bowshock*. Es la primera vez que se detecta emisión de rayos X del *bowshock* de una estrella fugitiva masiva. Observaciones futuras en rayos X y en radio permitirán restringir sus propiedades.

4.3. Aplicación a HD 195592

4.3.1. Introducción

La estrella HD 195592 (DB+43 3630) es una estrella fugitiva masiva visible desde el hemisferio norte, localizada a una distancia de $\sim 1,1$ kpc (ver Schilbach & Röser 2008). Existe fuerte evidencia que sostiene que HD 195592 es un sistema binario, con un período del orden de 5 días (De Becker et al., 2010). HD 195592 produce un *bowshock* detectado mientras se mueve a través del ISM (ver Noriega-Crespo et al., 1997). Recientemente, una fuente gamma, 2FGL J2030.7+4417, que podría estar asociada a HD 195592, se ha reportado en el segundo catálogo de *Fermi*, el *Fermi Large Area Telescope Second Source Catalog* (Nolan et al., 2012), ver Fig. 4.3.1.

HD 195592 es una estrella de tipo espectral O9.5Ia, es una estrella fugitiva originada en el cúmulo abierto NGC6913 (Schilbach & Röser, 2008). Estudios espectroscópicos detallados revelan que HD 195592 es un sistema binario con un período de unos pocos días, con una compañera menos masiva de tipo B (De Becker et al., 2010). Variaciones de baja amplitud en la velocidad radial fueron detectadas en cada línea de absorción

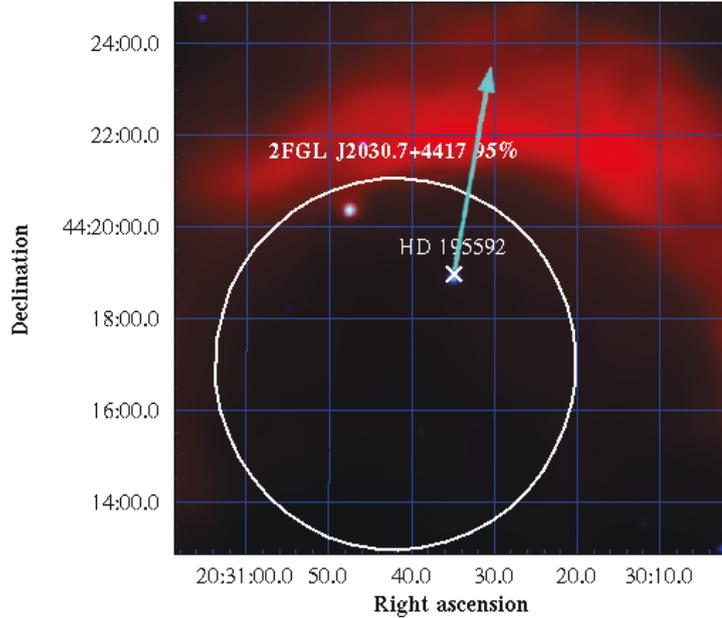


Figura 4.10: Imagen RGB de *WISE* en las bandas W2 ($4.6 \mu\text{m}$), W3 ($12 \mu\text{m}$) y W4 ($22 \mu\text{m}$) del gas chocado en torno a la estrella fugitiva HD 195592; se muestra además el círculo de error -95% en la localización de la fuente gamma 2FGL J2030.7+4417 (los contornos 99% caen fuera de la figura). Los contornos de probabilidad en rayos gamma dependen del modelo y deben tomarse solo como indicativos.

fuerte en el espectro azul de HD 195592. Las variaciones exhiben dos escalas temporales de $\sim 5,063$ y ~ 20 días. La variación de $5,063$ días se piensa que es el período orbital del sistema binario asociado con HD 195592. Para la segunda escala temporal de variación, De Becker et al. (2010) da dos posibles explicaciones. La variación puede indicar la existencia de una estrella adicional o de variabilidad intrínseca relacionada con la rotación estelar.

Observaciones previas en radio hechas con VLA a $4,85$, $8,45$ y $14,95$ GHz revelan emisión térmica con densidades de flujo de una fracción de mJy^2 , y un índice espectral de $0,98$ (Scuderi et al., 1998). Adoptando una distancia de $1,1$ kpc (Schilbach & Röser, 2008), la luminosidad en radio integrada en el dominio de los centímetros es del orden de $4 \times 10^{28} \text{ erg s}^{-1}$. Debe aclararse que la fuente en radio reportada por Scuderi et al. (1998) tiene una resolución angular del orden de unos pocos segundos de arco, y entonces debe estar asociada con la estrella y no con el *bowshock* extendido. Si el *bowshock* produce emisión en radio, su nivel de flujo debe ser menor que la contribución térmica del viento estelar de las componentes O9.5 y B, ya que Scuderi et al. (1998) no reportaron emisión no térmica extendida.

En el dominio de los rayos X blandos, HD 195592 nunca fue el blanco de una obser-

²¹ $\text{Jy} = 10^{-23} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$.

vación dedicada. Sin embargo, el *survey* de fuentes puntuales en la región de Cygnus (incluida la posición de HD 195592) llevado a cabo por De Becker et al. (2007), con el instrumento ISGRI – a bordo del satélite de rayos X duros *INTEGRAL* – permiten derivar cotas superiores para fuentes puntuales no detectadas. Aún cuando el fondo en rayos X duros no es uniforme, depende notablemente de la vecindad de las fuentes X brillantes, se pueden obtener límites superiores derivados en regiones de similar nivel de fondo para ser aplicados a la posición de HD 195592³. De acuerdo con los valores de la cota superior en flujo determinados por De Becker (2007) y considerando una distancia de 1,1 kpc, estimamos que la fuente no debe ser más luminosa que 7×10^{32} erg s⁻¹, 5×10^{33} erg s⁻¹ y 7×10^{33} erg s⁻¹, respectivamente, en las bandas de energía 20–60 keV, 60–100 keV y 100–1000 keV.

Aquí aplicamos el modelo de emisión no térmica en *bowshock* de estrellas fugitivas al *bowshock* de HD 195592. A continuación confrontaremos nuestra SED teórica con el flujo de la fuente *Fermi* para explorar la posibilidad de una asociación física del *bowshock* de HD 195592 con 2FGL J2030.7+4417.

Finalmente, vale la pena comentar brevemente el rol potencial de la binaridad en la producción de emisión no térmica. Esta bien establecido que al menos algunas binarias con colisión de vientos pueden acelerar partículas a energías relativistas, y consecuentemente producir radiación no térmica (ver Sec. 2.2.1). Sin embargo, el período orbital tan corto de HD 195592 sugiere que la separación estelar del sistema no permite que los electrones alcancen factores de Lorentz lo suficientemente grandes para producir emisión gamma significativa, tal como la detectada por *Fermi*. El proceso de aceleración de las partículas estaría probablemente inhibido fuertemente por los campos UV y visibles de ambas estrellas mediante CI, evitando que los vientos chocados emitan significativamente en la banda *Fermi*. Por lo tanto, exploramos el escenario en el cual los rayos gamma provienen del *bowshock* de HD 195592.

4.3.2. Cálculo de la emisión no térmica

Como antes, la región de aceleración se considera una región esférica, homogénea cercana a la nariz del *bowshock*. En el caso de HD 195592, adoptamos un valor del radio de *standoff* de $R_0 \sim 1,73$ pc (Peri et al., 2012). Estimamos el campo magnético en subequipartición con la densidad de energía cinética. El mejor ajuste da un parámetro de subequipartición $seq \sim 5 \times 10^{-2}$. Los parámetros relevantes utilizados para el cálculo de la emisión se listan en la Tabla 4.3.

Para HD 195592, de acuerdo a los mejores datos disponibles (Tabla 4.3), la potencia cinética del viento es $L_T \sim 10^{36}$ erg s⁻¹. Esta estimación se hace con los parámetros

³Los límites superiores publicados por De Becker (2007) se determinaron en una región cercana a la posición de la fuente luminosa de rayos X Cyg X-3, donde los niveles de fondo deben ser un poco más altos que en la posición de HD 195592. Estos valores deben considerarse entonces conservadores. Esto no afecta su relevancia en el contexto de esta discusión.

Tabla 4.3: Parámetros para HD 195592

Parámetro		valor
R_0	Radio de <i>Standoff</i>	1,73 pc
$\dot{M}_w^{(a)}$	tasa de pérdida de masa del viento	$3,3 \times 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$
a	Cociente de potencia hadrónica/leptónica	1
α	Indice de inyección	2
$V_w^{(a)}$	Velocidad del viento	$2,9 \times 10^8 \text{ cm s}^{-1}$
L	Potencia disponible	$2 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$
seq	Factor de subequipartición	5×10^{-2}
B	Campo magnético	$\sim 2 \times 10^{-6} \text{ G}$
V_\star	Velocidad de la estrella	30 km s^{-1}
$T_\star^{(b)}$	Temperatura estelar	$2,8 \times 10^4 \text{ K}$
$L_\star^{(b)}$	Luminosidad estelar	$3,1 \times 10^5 L_\odot$
T_{IR}	Temperatura del polvo	$\sim 40 \text{ K}$

(a) Valores de [Muijres et al. \(2012\)](#). (b) Valores de [Martins et al. \(2005\)](#).

de la estrella primaria, a pesar de que estamos tratando con un sistema binario. Sin embargo, la contribución de la estrella secundaria, de tipo B, se espera que sea solo de una pequeña fracción frente a la de la estrella O súper gigante. Por lo tanto, esta contribución no afectará seriamente nuestra estimación.

La potencia disponible para acelerar partículas en el choque reverso es $L = fL_T \sim 2 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$, donde f es el cociente entre el volumen de una esfera de radio R_0 y el volumen de la región de emisión. Una fracción de esta potencia va a partículas relativistas $L_{\text{rel}} = q_{\text{rel}}L$. La energética de la fuente gamma requiere que $L_{\text{rel}} \sim 4 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$, entonces $q_{\text{rel}} \sim 0,2$, lo que parece ser un valor razonable si lo comparamos, por ejemplo, con una supernova, donde se espera que el 20% de su potencia cinética se convierta a partículas relativistas (e.g. [Ginzburg & Syrovatskii, 1964](#)).

En el cálculo de la SED consideramos protones y electrones, $L_{\text{rel}} = L_p + L_e$, con $L_p = L_e$, que implica misma eficiencia de aceleración en ambos tipos de partículas. Un escenario dominado por los protones parece improbable en el caso de HD 195592. La fracción de energía de los protones relativistas en cada interacción que va a piones neutros es del $\sim 17\%$ (e.g. [Aharonian & Atoyan, 2000](#)), para obtener la luminosidad de rayos gamma observada se requiere de una gran eficiencia en la conversión de energía cinética en partículas relativistas. Esto requeriría de muchas regiones de aceleración en el *bowshock*, o una región de aceleración más extendida. Por simplicidad, nos quedamos con la hipótesis más simple: equipartición entre electrones y protones. Esta consideración, desde el punto de vista de la energética, es la más conservadora.

La convección impone un límite superior a la energía de los protones. En la Fig. 4.11

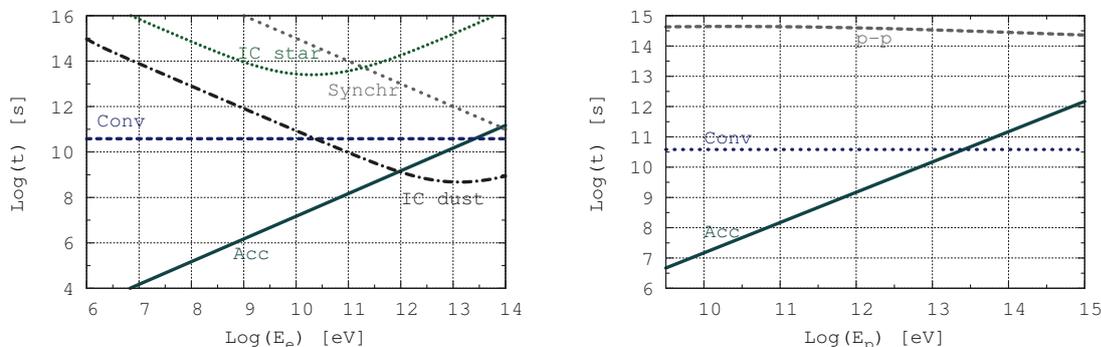


Figura 4.11: Tasa de aceleración y tiempos de enfriamiento para electrones (izquierda) y protones (derecha) para HD 195592.

mostramos los tiempos de enfriamiento para electrones y protones. La dispersión CI de fotones IR domina las pérdidas radiativas. Muy poca potencia es radiada en radio y en rayos X en comparación con la fuente gamma. Como se puede ver de la Fig. 4.11 los electrones alcanzan energías del orden del $\sim 0,6$ TeV mientras que los protones alcanzan ~ 15 TeV. En ambos casos se satisface el criterio de Hillas (ver Sec. A.2.4).

Para determinar la distribución de electrones y protones resolvemos la ecuación de transporte correspondiente, tal como se explica en el Capítulo 3. Aunque muchos protones se convectan en el viento – ver Fig. 4.11 – inestabilidades en el medio chocado pueden producir alguna mezcla en el gas exterior. Consideramos que una fracción f_p ($\sim 10\%$) de los protones convectados interactúa con el gas, intensificando la contribución $p-p$. Aún si todos los protones produjeran emisión en la región activa considerada, la contribución hadrónica sería menor, excepto a altas energías \sim a 1 TeV. A las energías de interés la emisión no térmica producida en el ISM chocado y la absorción son despreciables.

La Fig. 4.12 muestra la SED para la emisión no térmica producida en el *bowshock* de HD 195592. Los datos de la fuente 2FGL J2030.7+4417 también se muestran junto a datos en otras longitudes de onda, como la emisión en el IR de IRAS (van Buren et al., 1995). Sólo el flujo gamma es no térmico, mientras que a otras longitudes de onda la emisión es principalmente térmica. En nuestros cálculos sólo tuvimos en cuenta el viento de la estrella primaria del potencial sistema binario, entonces nuestras estimaciones pueden considerarse energéticamente conservadoras.

La SED derivada en nuestros cálculos apoya el escenario donde la emisión gamma de 2FGL J2030.7+4417 proviene del *bowshock* de HD 195592. Nuestra SED también es consistente con la falta de detección de rayos X duros con INTEGRAL en la misma posición. Adicionalmente, la emisión en radio predicha es muy baja para haber sido detectada por investigaciones previas en radio en las proximidades de HD 195592, donde la emisión térmica predomina.

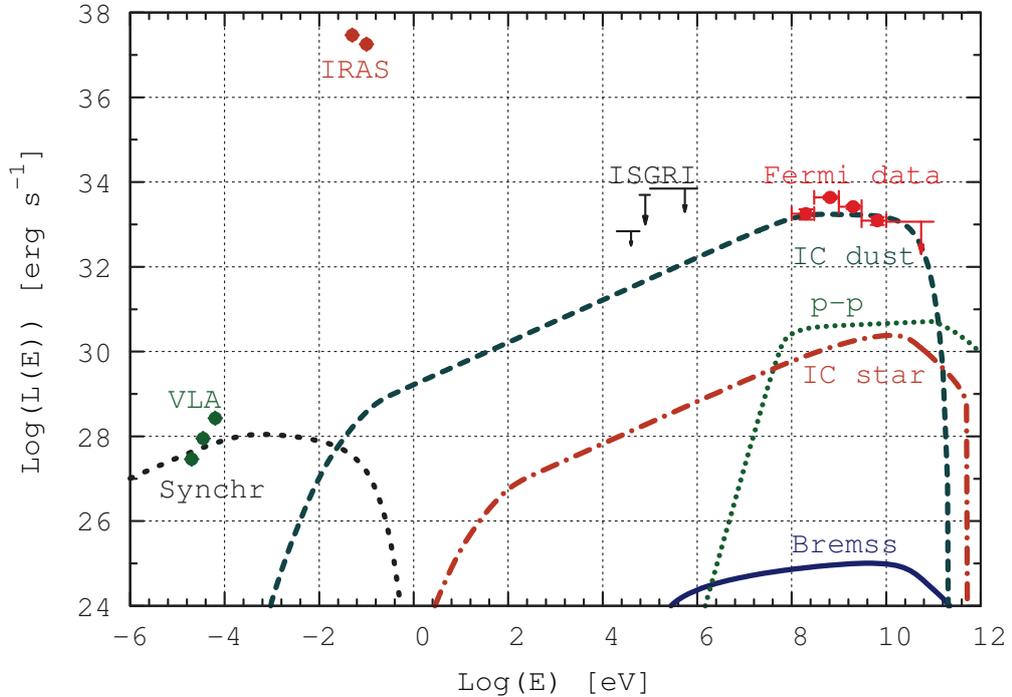


Figura 4.12: Distribución espectral de energía para el *bowshock* de HD 195592, a $d \sim 1.1$ kpc y datos *Fermi* de 2FGL J2030.7+4417. Las cotas superiores en raros X duros, los datos en radio (VLA) (Scuderi et al. 1998) y la emisión IR – IRAS – (van Buren et al. 1995) también se muestran.

4.3.3. Discusión y conclusiones

Las estrellas masivas con vientos fuertes se piensa que son fuentes de rayos gamma desde comienzos de los 80 (Casse & Paul, 1980; Voelk & Forman, 1982; Chen & White, 1991; White & Chen, 1992). A pesar de alguna evidencia estadística (Montmerle, 1979; Romero et al., 1999), identificaciones concluyentes permanecen elusivas hasta estos días. Esto no es sorprendente considerando que las pérdidas no radiativas que sufren las partículas en el viento estelar (Voelk & Forman, 1982) y la fuerte absorción esperada cerca de la estrella masiva (ver Capítulo 8). El mejor prospecto es, entonces, la detección de fotones de alta energía donde sea que choques fuertes puedan re-acelerar electrones e iones lejos de la estrella. Este es el efecto combinado de estrellas masivas en asociaciones estelares (Torres et al., 2004) y binarias con colisión de vientos (Eichler & Usov, 1993; Benaglia & Romero, 2003; De Becker et al., 2007) (ver Capítulo 2). Las detecciones recientes de Westerlund 2 (Aharonian et al., 2007) y de η Car (Tavani et al., 2009b; Abdo et al., 2010b), a energías del TeV y GeV, respectivamente, respaldan este escenario.

Las estrellas masivas fugitivas ofrecen una oportunidad única para detectar emisión a energías del orden del GeV-TeV de estrellas masivas simples. El radio de *standoff* R_0 esta localizado lo suficientemente lejos como para eludir, bajos los ángulos de visión ade-

cuados, absorción gamma significativa. La detección reciente en radio de BD +43°3654 (Benaglia et al., 2010) y la emisión en rayos X del *bowshock* de AE Aur confirman la capacidad de estas fuentes de acelerar al menos electrones hasta energías relativistas. La presencia de campos de fotones IR intensos localmente generados garantizan los blancos apropiados para las interacciones CI, que producen, en algunos casos, flujos gamma detectables.

La estrella HD 195592 presenta algunas características – e.g. campo IR fuerte, distancia estrella-*bowshock* relativamente corta debido a la velocidad estelar relativamente baja en un medio denso, ausencia de otra fuente en la caja de error de localización *Fermi* – que la hacen una buena candidata a ser el primer *bowshock* de estrella fugitiva emisor de rayos gamma identificado hasta el momento.

La confirmación de la naturaleza de esta fuente requiere observaciones en rayos X profundas para confirmar la existencia de una ley de potencias en el espectro como predice nuestro modelo. HD 195592 es por lo tanto un buen candidato para observaciones adicionales con, por ejemplo ASTRO-H (misión JAXA que será lanzada en el 2014, Takahashi et al. 2010) para investigar rayos X duros no térmicos, y con ACIS del observatorio de rayos X *Chandra* debido a su bajo nivel de ruido y su muy alta resolución, necesaria para resolver espacialmente la emisión térmica en rayos X blandos producida en el sistema binario de la componente no térmica esperada del *bowshock*.

Capítulo 5

PROTOESTRELLAS DE BAJA MASA

5.1. Introducción

Las estrellas T Tauri son estrellas de baja masa ($M < 3 M_{\odot}$) en sus estadios evolutivos tempranos. Las estrellas T Tauri clásicas tienen tipos espectrales K-M con $T_{\text{eff}} \sim 3000\text{-}5000$ K (Montmerle & André 1989) y radios $\sim 2\text{-}3 R_{\odot}$. Estas fuentes son las progenitoras de las estrellas de tipo solar y por lo tanto son intensamente estudiadas. Usualmente son visibles en el óptico y los objetos más jóvenes de esta clase producen *jets*.

Las protoestrellas se forman en el colapso de nubes moleculares (ver el Capítulo 7). El material de la nube tiene momento angular que conlleva a la formación de un disco de acreción circumestelar (e.g. Beckwith et al. 1990). Éstos discos de acreción están truncados por el campo magnético de la estrella central en las cercanías de un radio de co-rotación donde la presión magnética se equilibra con la presión del gas en el disco (ver Fig. 5.1). El polvo presente en los discos, del orden de 1 %, absorbe muy eficientemente la radiación del objeto central, y la re emite en el IR. Las observaciones en el IR permiten inferir radios externos para estos discos de 0.07–0.54 AU (Muzerolle et al. 2003), consistentes con el radio de co-rotación.

La acreción en las estrellas T Tauri es magnetosférica, es decir que el material del disco es canalizado a lo largo de las líneas de campo magnético que impactan con la superficie de la estrella Hartmann (2009). La disipación del disco de acreción produce emisión adicional en el IR, y el material acretado – más caliente – emite en el óptico y en el UV. Esta emisión en el UV, en el óptico y en el IR se utiliza para estimar la tasa de acreción de materia, que se estima entre 10^{-9} y $10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Gomez de Castro & Lamzin 1999; Johns-Krull et al. 2000). La velocidad de caída del material sobre la estrella es muy grande y puede llegar hasta los valores de caída libre. Adicionalmente, estudios de la emisión en rayos X indican densidades del plasma acretado de alrededor de 10^{12} cm^{-3} (Günther et al. 2007). Los discos de acreción en algunos casos se observan direc-

tamente (e.g. [Dutrey et al. 1994](#)). El disco eyecta del 1 al 10 % del material acretado en forma de viento. Éstos vientos tienen tasas de pérdidas de masa $\dot{M} \sim 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ y velocidades del orden de $v_w \sim 200 \text{ km s}^{-1}$ ([Feigelson & Montmerle 1999](#)).

Las estrellas T Tauri son fuentes de rayos X, emiten radiación térmica variable con luminosidades en el rango de $\sim 10^{31}$ a $10^{33} \text{ erg s}^{-1}$. Esta emisión proviene de un plasma de muy alta densidad con una temperatura típica de $\sim 10^7 \text{ K}$. Se han detectado fulguraciones con temperaturas de hasta $\sim 10^8 \text{ K}$ ([Tsuboi et al. 1998](#)). Éstas fulguraciones duran cerca de $\sim 10^3$ a 10^4 s . El calentamiento rápido del plasma y su enfriamiento en las escalas de tiempo observadas deben ser causados mediante procesos magneto-hidrodinámicos eficientes, tal como eventos solares de reconexión magnética.

La reconexión magnética es uno de los procesos fundamentales en plasmas astrofísicos porque explica la liberación dinámica de energía magnética a gran escala. Es esencialmente una reconfiguración topológica del campo causada por el cambio en la conectividad de las líneas de campo. Es este cambio el que permite la liberación de energía almacenada, que en muchas situaciones es la fuente dominante de energía libre en un plasma. Tales eventos se espera que ocurran en las estrellas T Tauri en tubos de flujo magnéticos que conectan el objeto central con el disco circumestelar (e.g. [Hayashi et al. 1996](#); [Birk et al. 2000](#)). Análisis de la emisión en X infieren que los tubos de flujo tienen extensión espacial de $\sim 10^{10} - 10^{11} \text{ cm}$ (e.g. [Hayashi et al. 1996](#)). Las fulguraciones en rayos X de las estrellas T Tauri son extensamente consideradas como versiones a mayor escala de fulguraciones solares.

Los valores esperados de campo magnético en las estrellas T Tauri son de $\sim 1 \text{ kG}$ (e.g. [Johns-Krull et al. 2000](#)) y la estructura del campo es compleja y multipolar, como en el Sol. Utilizando modelos simples de fulguraciones pueden inferirse propiedades cuantitativas de las estructuras magnéticas a gran escala (e.g. [Montmerle et al. 1983](#); [Walter & Kuhi 1984](#)). Considerando condiciones de equipartición, $B_{\text{eq}}^2/8\pi = 2n_e kT$, la magnitud del campo magnético en la magnetósfera es $\sim 10^2 \text{ G}$ ([Feigelson & Montmerle 1999](#)).

Si el Sol es capaz de producir emisión no térmica, hasta energías gamma, debido a las interacciones de partículas aceleradas en las regiones de reconexión magnética, las estrellas T Tauri también deben ser capaces de hacerlo. En lo que sigue discutiremos que las estrellas T Tauri pueden ser fuentes de rayos gamma débiles – aunque en algunos casos detectables –. Nos enfocaremos en los procesos físicos que pueden generar emisión gamma en la magnetósfera de las estrellas T Tauri. Especialmente, discutiremos si estas protoestrellas pueden ser responsables de fuentes como 1FGL J1625.8–2429c, posicionalmente coincidente con un grupo de estrellas T Tauri de la región de $\rho \text{ Oph}$. Los objetos estelares jóvenes masivos ya han sido propuestos como fuentes gamma (e.g. [Araudo et al. 2007](#); [Bosch-Ramon et al. 2010](#)). Sin embargo, hasta el momento no han sido consideradas las protoestrellas de baja masa.

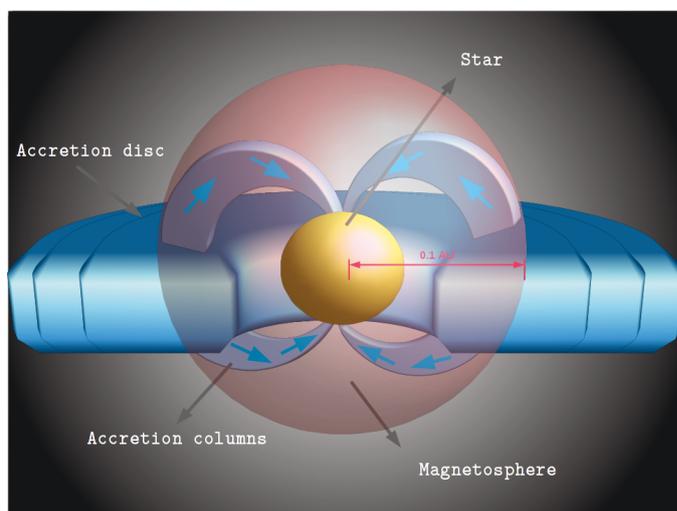


Figura 5.1: Esquema de una estrella T-Tauri adaptado de [Feigelson & Montmerle \(1999\)](#).

5.2. Modelo

5.2.1. Aceleración de partículas

Muchos trabajos se han desarrollado sobre la aceleración de partículas en eventos de reconexión magnética (e.g. [Schopper et al. 1998](#); [Zenitani & Hoshino 2001](#); [de Gouveia Dal Pino et al. 2010](#); [Kowal et al. 2011, 2012](#); [Drury 2012](#)). Adicionalmente, simulaciones numéricas 3D desarrolladas por [Kowal et al. \(2011\)](#) muestran que en islas magnéticas en contracción o en láminas de corriente, partículas cargadas son aceleradas en un proceso de aceleración de Fermi tipo I (ver el Apéndice [A.4](#)). Éstos resultados están respaldados por las observaciones de las fulguraciones solares que sugieren que la reconexión magnética debe ser en un principio lenta, para asegurar la acumulación de flujo magnético, y volverse rápida repentinamente para permitir la rápida liberación de energía (e.g [Lazarian & Vishniac 1999](#)). Las partículas dispersadas por turbulencia entre espejos magnéticos convergentes – formados por flujos magnéticos directamente opuestos a velocidades de reconexión altas – pueden sufrir aceleración difusiva sin el requerimiento de la formación de un choque fuerte ([Kowal et al. 2011](#)).

Independientemente de los detalles del mecanismo de aceleración, consideramos que una población de partículas relativistas, electrones y protones, se inyecta en la magnetosfera de la estrella T Tauri. Estas partículas interactúan con el campo magnético, con los campos de radiación existentes y con el plasma magnetosférico, produciendo radiación electromagnética no térmica. El tamaño de la región de aceleración es la escala espacial donde ocurre la reconexión, i.e. la longitud del tubo de flujo.

La potencia disponible en el sistema magnetizado es

$$L = \frac{B^2}{8\pi} A v_A, \quad (5.1)$$

donde A es el área del tubo de flujo, de longitud $l = 10^{11}$ cm y radio $\sim 0.1 l$ (Feigelson & Montmerle 1999), y v_A es la velocidad de Alfvén, $v_A = \sqrt{B^2/(4\pi m_p n)}$, con n la densidad del plasma y m_p la masa del protón. Para $B = 2 \times 10^2$ G, obtenemos $L \sim 10^{34}$ erg s⁻¹. Consideramos que el 10% de esta potencia se libera en el proceso de reconexión. A su vez, una fracción $q_{\text{rel}} \sim 10\%$ de esta potencia va a partículas relativistas. Estos valores son coherentes con los valores inferidos para el Sol, y pueden considerarse conservadores. Por ejemplo, en una fulguración solar extensa las partículas aceleradas contienen el 10-50% o más de la energía total liberada, mientras que en eventos graduales $\sim 10\%$ de la potencia total va a acelerar partículas (ver Lin 2008 y las referencias citadas).

La eficiencia de aceleración en el plasma magnetizado es

$$\eta \sim 10^{-1} \frac{r_g c}{D} \left(\frac{v_{\text{rec}}}{c} \right)^2, \quad (5.2)$$

en analogía con la eficiencia correspondiente a aceleración difusiva de primer orden en choques (Drury, 1983); aquí D es el coeficiente de difusión de la partícula, r_g es su giroradio y v_{rec} es la velocidad de reconexión. Si D corresponde a la difusión en el límite de Bohm $D_{\text{Bohm}} = r_g c/3$. La velocidad de reconexión en eventos de reconexión violentos satisface $v_{\text{rec}} \sim v_A$ (Lazarian & Vishniac 1999; Kowal et al. 2009), entonces consideramos $v_{\text{rec}} = 0,6v_A$, que da una eficiencia $\eta \sim 10^{-6}$. Esta eficiencia, aunque no es muy alta, permite energías máximas bien dentro del dominio de rayos gamma, como veremos.

5.2.2. Pérdidas de energía

Los mecanismos principales de pérdidas para electrones en la magnetósfera de estrellas T Tauri es radiación sincrotrón. Otras pérdidas relevantes son Bremsstrahlung relativista, y CI. El campo de fotones ambiental principal es la emisión térmica en rayos X, que corresponde a una temperatura de $\sim 10^7$ K, y tiene una luminosidad típica de $\sim 6 \times 10^{29}$ erg s⁻¹ de acuerdo con valores observados (ver la Tabla 5.1).

La figura 5.2 muestra los tiempos de enfriamiento y de aceleración para electrones, calculados para los parámetros listados en la Tabla 5.3. Éstos parámetros se fijan de acuerdo a los valores típicos discutidos más arriba para las estrellas T Tauri (ver e.g. Feigelson & Montmerle 1999). Las partículas pueden escapar por convección fuera de la región de aceleración en un tiempo $t_{\text{conv}}^{-1} = v_w/l$, donde v_w es la velocidad del viento. La máxima energía para electrones se obtiene igualando las pérdidas con la

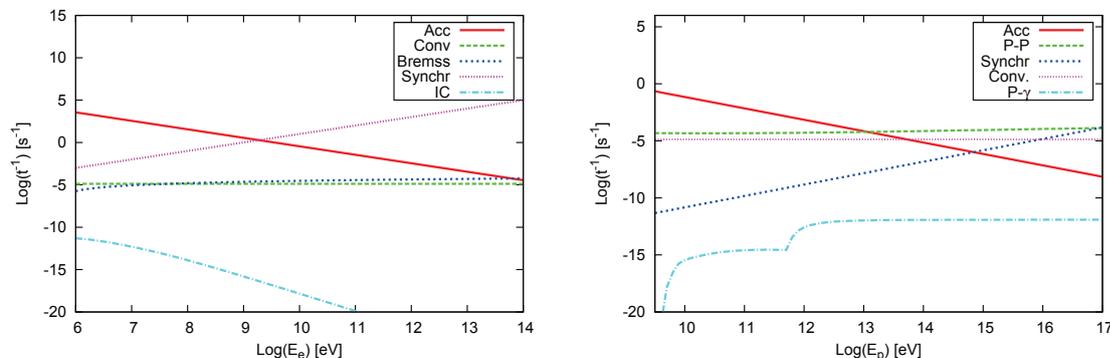


Figura 5.2: Tasa de aceleración y tiempos de enfriamiento para electrones (izquierda), y protones (derecha).

Tabla 5.1: Parámetros

Parámetro [unidades]	valores
l Longitud del tubo de flujo [cm]	10^{11}
v_A Velocidad de Alfvén [cm s^{-1}]	6×10^7
η Eficiencia de aceleración	10^{-6}
a Razón de potencia hadrónica/leptónica	100
q_{rel} Fracción de partículas relativistas	10^{-1}
α Índice de inyección	2,2
v_w Velocidad del viento [cm s^{-1}]	2×10^7
B Campo magnético [G]	2×10^2
n Densidad de partículas [cm^{-3}]	5×10^{11}

ganancia de energía. El resultado es ~ 2 GeV. Se puede ver que los electrones se enfrían rápidamente mediante mecanismo sincrotrón en escalas de tiempo menores a 1 s.

Las pérdidas radiativas para los protones son interacciones $p - \gamma$ con los campos de radiación, sincrotrón y colisiones $p - p$. Las últimas pérdidas son las más importantes para protones. La figura 5.2 muestra los tiempos de aceleración y de pérdidas de energía. La máxima energía para protones es mayor que para electrones, ~ 10 TeV. Los protones de estas energías satisfacen el criterio de Hillas para un campo de 2×10^2 G (ver Sec. A.2.4). Las escalas temporales de aceleración para las energías más altas son $\sim 10^5$ s, más largas que la duración típica de un evento de fulguración en rayos X ($\sim 10^4$ s). Por lo tanto, energías máximas de ~ 10 TeV son más realistas en una aproximación de estado estacionario del período gamma activo.

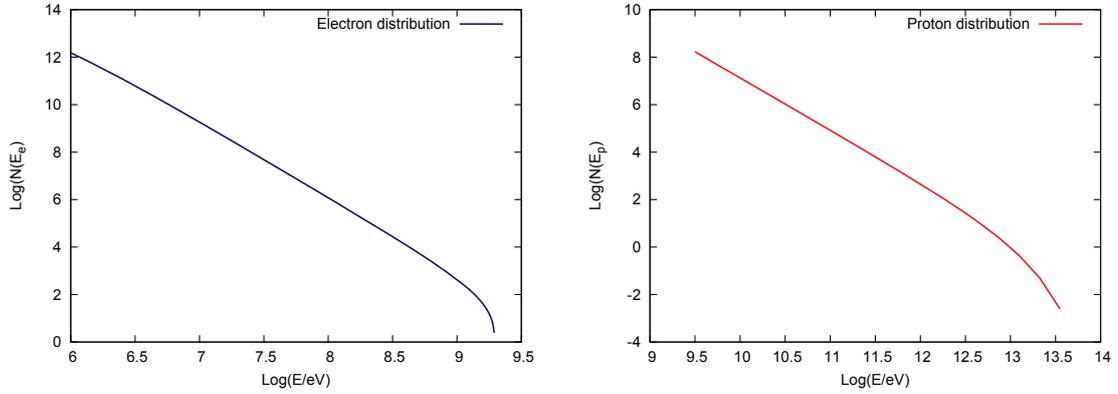


Figura 5.3: Distribución de partículas en estado estacionario para electrones (izquierda) y protones (derecha).

5.2.3. Distribución de partículas

Consideramos una función de inyección $Q(E)$ que es una ley de potencias, de índice 2.2, en la energía de las partículas (ver [Drury 1983](#) y el Apéndice A),

$$Q(E) = Q_0 E^{-\alpha} e^{-E/E_{\max}}. \quad (5.3)$$

La constante de normalización Q_0 para cada tipo de partícula se obtiene de,

$$L_e = \frac{L_{\text{rel}}}{1+a} = V \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} Q_0 E^{-\alpha} E dE, \quad (5.4)$$

y

$$L_p = \frac{L_{\text{rel}}}{1+1/a} = V \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} Q_0 E^{-\alpha} E dE. \quad (5.5)$$

Con a el cociente entre la potencia en protones y electrones. Consideramos $a = 100$, L_{rel} es la potencia en partículas relativistas y V es el volumen de emisión, i.e. el volumen del tubo de flujo. Para obtener la distribución de partículas $N(E)$ en estado estacionario resolvemos la ecuación de transporte en la aproximación homogénea, ver Ec. (A.1). En este sistema el escape de las partículas está dado por la convección del viento $t_{\text{esc}} = t_{\text{conv}}$.

La figura 5.3 muestra la distribución de partículas en estado estacionario para protones y electrones, Éstas distribuciones son validas sólo mientras se consideren intervalos de tiempo más cortos que las escalas de la fulguración.

5.2.4. Luminosidad

Para estimar la luminosidad debida a las interacciones de los electrones relativistas calculamos la radiación sincrotrón, Bremsstrahlung relativista, dispersión CI de los

fotones sincrotrón – este mecanismo es conocido como SSC *synchrotron self-Compton* –, y dispersión CI con fotones semilla externos (campos de radiación en X y en el IR). Para los protones calculamos emisión sincrotrón y gamma del decaimiento de protones en colisiones inelásticas $p - p$. También consideramos la contribución sincrotrón de pares secundarios inyectados por el decaimiento de piones cargados (ver Apéndice A).

La densidad máxima dentro de la magnetósfera que hemos considerado es $\sim 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Se localiza en las columnas de acreción. Consideramos una porción cilíndrica de la columna de acreción de radio $r_{\text{AC}} \sim 10^{10} \text{ cm}$ y altura $\sim 0.1 r_{\text{AC}}$ (e.g. [Orlando et al. 2010](#)). Este volumen es donde la mayor cantidad de interacciones con la materia ocurren ¹.

Absorción interna

En la magnetósfera de estos sistemas se espera atenuación de la radiación por aniquilación de fotones. La expresión para el cálculo de la opacidad producida por un campo de fotones esta dada en el Apéndice A. Los campos absorbentes son los generados en el sistema y los campos de radiación térmicos del entorno: el disco (IR), la estrellas – ambos cuerpos negros –, y los rayos X del plasma acretado. Para estimar el campo de fotones IR del disco adoptamos un radio interno para el disco de $R_{\text{D}} \sim 120 \text{ AU}$ (ver Fig. 5.1), y una temperatura de $T \sim 30 \text{ K}$ ([Dutrey et al. 1994](#)). La temperatura en rayos X se toma $T \sim 10^7 \text{ K}$ (e.g. [Feigelson & Montmerle 1999](#)). Respecto a la estrella, consideramos $T_{\star} \sim 4 \times 10^3 \text{ K}$, y un radio $R_{\star} \sim 2 R_{\odot}$. En la Fig. 5.2.4 se muestra la opacidad τ como función de la energía E_{γ} que producen los campos radiativos detallados arriba. La absorción es casi completa encima de 100 GeV.

¹El disco de acreción esta truncado al borde de la magnetósfera. El material del disco exterior no tiene un impacto significativo en nuestros cálculos debido a que la interacción con la materia es en las columnas de acreción que penetran la magnetósfera.

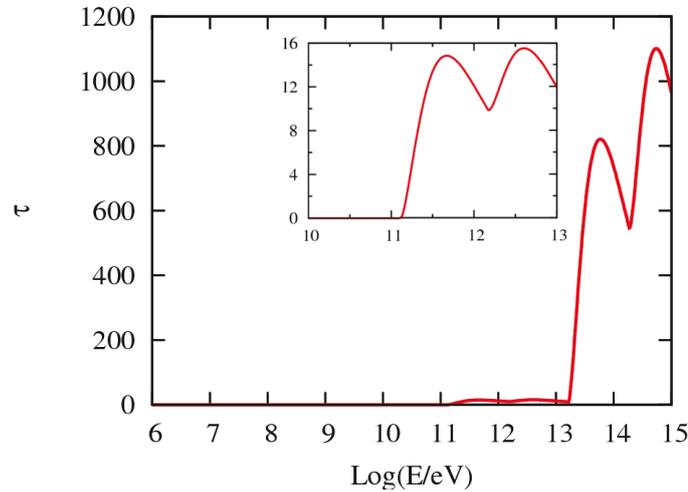


Figura 5.4: Curvas de opacidad en función de la energía E .

5.3. Aplicación a posibles estrellas T Tauri emisoras de rayos gamma

Después de correlaciones cruzadas de catálogos, una posible asociación con estrellas T Tauri cercanas dentro de la región de formación estelar ρ Ophiuchi emerge claramente para la fuente *Fermi* 1FGL J1625.8 –2429c. Dentro del contorno de error de 95 % de confianza de la fuente encontramos cuatro estrellas T Tauri: 2MASS J16260160 – 2429449 (Casanova et al. 1995), 2MASS J16253958 – 2426349 (Wilking et al. 1989), JCMTSF J162556.8 – 243014 (Di Francesco et al. 2008), y 2MASS J16255752 – 2430317 (Grasdalen et al. 1973). Sus propiedades observacionales están resumidas en la Tabla 5.3. En las Figs. 5.3, 5.3 y 5.3 mostramos este campo ($l = 353^\circ 0$, $b = 17^\circ 0$) observado en el IR, rayos X y ondas de radio. Estas imágenes se confeccionaron a partir de datos públicos (y calibrados cuando fue necesario) de *Spitzer*-GLIMPSE, *Chandra* y archivos NRAO (VLA), respectivamente. Como se ha discutido más arriba, sugerimos tentativamente que esta fuente *Fermi* es el resultado de la emisión de al menos estas cuatro estrellas que caen dentro de la caja de error de localización de 1FGL J1625.8 –2429c.

Para estimar la probabilidad *a priori* de una asociación puramente casual implementamos simulaciones Monte Carlo de fuentes *Fermi* generadas computacionalmente siguiendo el enfoque desarrollado por Romero et al. (1999) para fuentes EGRET no identificadas. Después de 10^4 simulaciones de poblaciones *Fermi* artificiales encontramos una probabilidad de asociación casual de $\sim 10^{-3}$. Éstos resultados no cambian con muestras mayores (corrimos hasta 10^6 simulaciones).

Sea $F(E_1, E_2) \pm \Delta[F(E_1, E_2)]$ el flujo *Fermi* integrado en el rango de energías $[E_1, E_2]$ y su error. Para reproducir los flujos observados, consideramos en primera aproximación

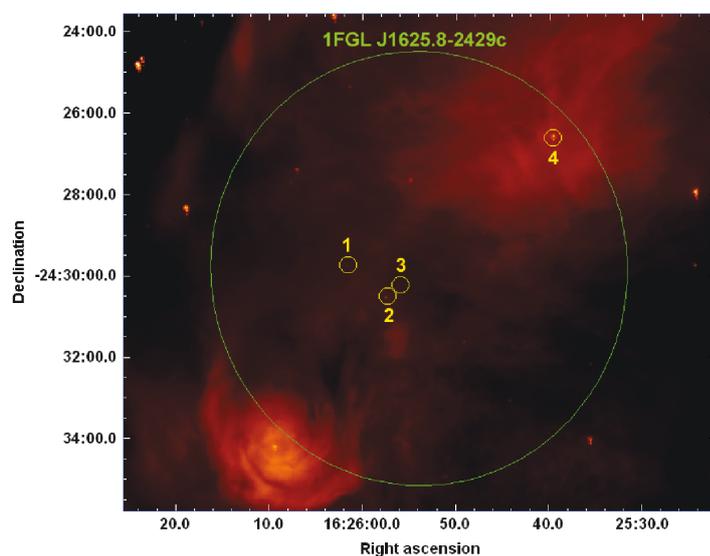


Figura 5.5: Imagen infraroja en la banda $8,0 \mu\text{m}$ que muestra el contenido del círculo de error de 1FGL J1625.8–2429c entorno a la nube ρ Ophiuchi. Varias estrellas T Tauri coinciden con la posición de la fuente *Fermi*. Las estrellas están etiquetadas de 1 a 4 en orden decreciente de ascensión recta. Los ejes coordenados son ecuatoriales J2000.0.

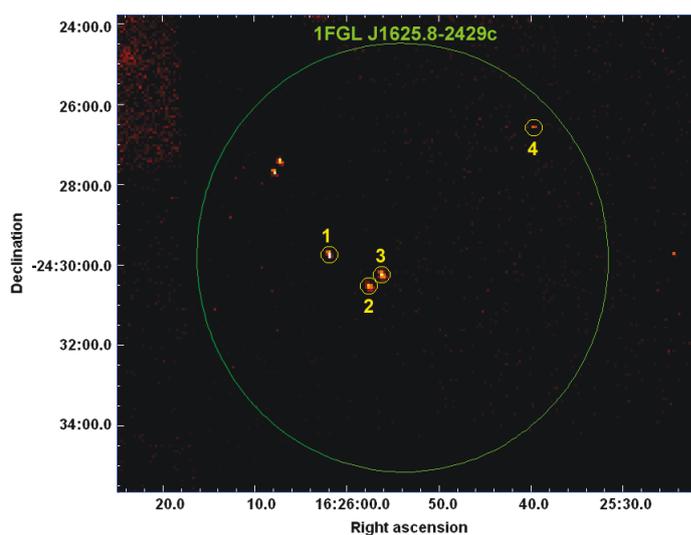


Figura 5.6: Imagen en rayos X compuesta del círculo de error de 1FGL J1625.8–2429c obtenida con la cámara ASIS de *Chandra* en el rango energía 0.1-10 keV (*Dataset identifier*: ADS/Sa.CXO#obs/00618). Los números indican las estrellas T-Tauri consistentes con esta fuente *Fermi* en orden decreciente de ascensión recta. Todas estas estrellas emiten en rayos X.

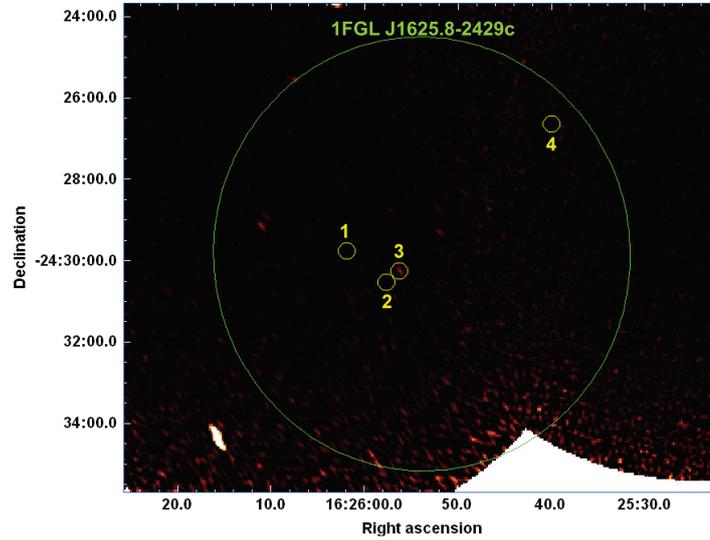


Figura 5.7: Mosaico en radio del círculo de error de 1FGL J1625.8–2429c observado por VLA a $\lambda = 6$ cm. Los números indican las estrellas T-Tauri consistentes con esta fuente *Fermi* en orden decreciente de ascensión recta. Solo la estrella T-Tauri # 3 se detecta en radio.

Tabla 5.2: Flujos *Fermi* integrados y flujos calculados.

l Rango de energía	Flujo \pm error [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	Flujo calculado
100 MeV-300 MeV	$1,9 \times 10^{-7} \pm 1,0 \times 10^{-8}$	$6,30 \times 10^{-8}$
300 MeV-1 GeV	$2,2 \times 10^{-8} \pm 0,6 \times 10^{-8}$	$1,89 \times 10^{-8}$
1 GeV-3 GeV	$4 \times 10^{-9} \pm 0,7 \times 10^{-9}$	$4,82 \times 10^{-9}$
3 GeV-10 GeV	$8,5 \times 10^{-10} \pm 2,2 \times 10^{-10}$	$1,21 \times 10^{-9}$
10 GeV-100 GeV	$2,1 \times 10^{-10} \pm 1,0 \times 10^{-11}$	$3,76 \times 10^{-10}$

Tabla 5.3: Propiedades de las estrellas T Tauri propuestas como la contraparte de 1FGL J1625.8–2429c.

*#	Nombre	Mag.	Contraparte en rayos X CXO	0.5-7 keV flujo ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$)	6-cm densidad de flujo (mJy)
1	2MASS J16260160–2429449	R = 17,2	J162601.6–242945	$2,30 \times 10^{-13}$	–
2	2MASS J16255752–2430317	V = 16,4	J162557.5–243031	$4,52 \times 10^{-13}$	–
3	JCMTSF J162556.8–243014/ 2MASS J16255609–2430148	R = 16,8	J162556.0–243014	$4,95 \times 10^{-13}$	$0,30 \pm 0,03$
4	2MASS J16253958–2426349	V = 19,1	J162539.5–242634	$4,90 \times 10^{-14}$	–

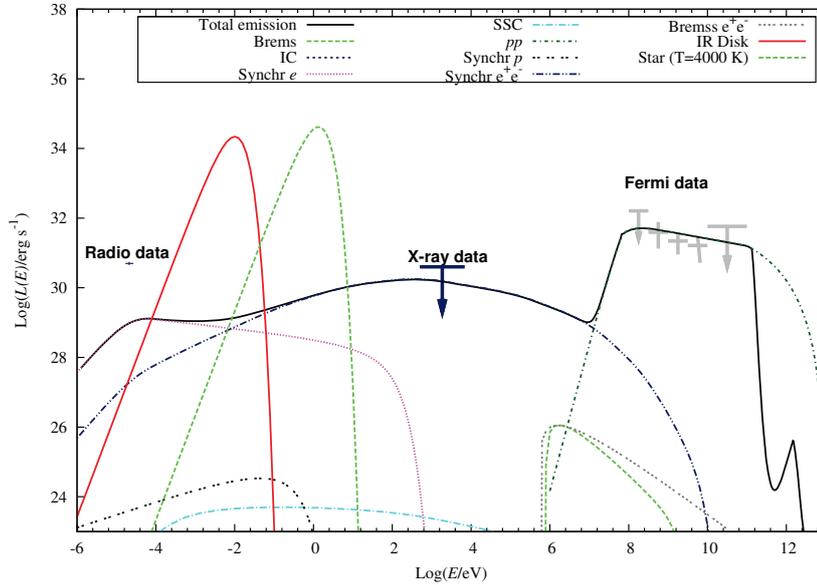


Figura 5.8: Luminosidad no térmica calculada y los límites superiores de *Fermi* para las cuatro estrellas T Tauri, considerando una distancia de 120 pc. La distribución espectral de energía esta corregida de absorción. Los parámetros del modelo se muestran en la Tabla 5.2.

que las cuatro estrellas emiten la misma luminosidad gamma. Entonces podemos calcular el flujo integrado de:

$$F = 4 \int_{E_1}^{E_2} \frac{L_\gamma(E)}{4\pi d^2 E^2} dE. \quad (5.6)$$

Aquí $L_\gamma(E)$ es la luminosidad gamma total producida por una estrella T Tauri individual de acuerdo con nuestro modelo ($E > 20$ MeV) y d es la distancia a la nube ρ Ophiuchi, ~ 120 pc (Loinard et al. 2008). Los flujos *Fermi* integrados (Abdo et al., 2010a) y los flujos calculados en las 5 bandas de energía se muestran en la Tabla 5.2. La Fig. 5.8 muestra la luminosidad obtenida con el modelo y la cota superior dada por datos de *Chandra* y *Fermi*. Los datos en radio de VLA también se muestran, pero esta radiación seguramente es una combinación de emisión térmica y no térmica y por lo tanto debe considerarse sólo como una cota superior para restringir el modelo.

5.4. Discusión

Vemos que para un conjunto de parámetros físicos de estrellas T Tauri, puede producirse una fuente gamma relativamente débil. La luminosidad intrínseca no es alta ($L_\gamma \sim 10^{31}$ erg s $^{-1}$ a ~ 1 GeV), pero ya que las estrellas están cerca el flujo es

significativo. Si tal asociación se confirma, las estrellas T Tauri en ρ Ophiuchi serán las fuentes gamma más cercanas al sistema solar detectada hasta el momento. Una salvedad es necesaria sin embargo, considerando los efectos potenciales de los rayos cósmicos galácticos con el material de la nube molecular en ρ Ophiuchi. Esta emisión ha sido extraída de los datos gamma de *Fermi* (Abdo et al. 2010a), pero podría haber más materia de la detectada.

En el caso que en que la materia este subestimada en ρ Ophiuchi, calculamos el exceso de densidad requerida para explicar el origen de la emisión a muy alta energía de la fuente 1FGL J1625.8–2429c. Con este objetivo asumimos que la fuente gamma es el resultado de la iluminación pasiva del material de la nube por RCs (e.g. Aharonian & Atoyan 1996; ver también el Capítulo 7). Adoptamos un espectro de RCs en la región de ρ Ophiuchi igual al observado localmente. Las colisiones $p - p$ con el medio constituyen el proceso radiativo principal que contribuye al espectro electromagnético en altas energías. El espectro de RCs en protones tiene un índice de $\alpha = 2.7$ y el parámetro de acrecentamiento se toma como 1 (i.e. ausencia de aceleración local). La constante de normalización se obtiene de la densidad de energía de los RCs en las cercanías solares, i.e. $\omega_{CR} \sim 1 \text{ eV cm}^{-3}$ (e.g. Ginzburg & Syrovatskii 1964). Con éstas cifras y el flujo *Fermi* obtenemos una densidad media de $\langle n \rangle \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$, un orden de magnitud mayor que las estimaciones actuales² (e.g. Crutcher 1999). Si los efectos de los RCs galácticos con el material interestelar son responsables de la fuente *Fermi*, entonces 1FGL J1625.8–2429c sería la fuente de rayos gamma pasiva más cercana detectada fuera del sistema solar.

5.5. Conclusiones

Hemos encontrado que bajo ciertas hipótesis las estrellas T Tauri podrían ser responsables de algunas fuentes *Fermi* cercanas. Presentamos un modelo simplificado para la emisión a altas energías de este tipo de estrellas, de acuerdo con las observaciones multilongitud de onda disponibles. Las estrellas T Tauri podrían ser una nueva clase de fuente gamma galáctica. Basados en este nuevo escenario, 1FGL J1625.8-2429c es el primer candidato para la emisión gamma colectiva de protoestrellas de baja masa. Si la asociación con la nube ρ Ophiuchi se confirma, sería la fuente gamma más cercana al Sistema Solar. Esta afirmación también se sostiene aún en el caso alternativo donde los rayos gamma detectados se deben simplemente a RCs interactuando con el gas del ambiente. Modelos más complejos pueden desarrollarse en el futuro, usando nuevas observaciones y más profundas. La energía donde cae el *cutoff* a altas energías podría establecerse en el futuro por nuevos instrumentos Cherenkov como CTA.

²Remarcamos que la densidad de energía de los RCs en ρ Ophiuchi no se conoce con ninguna exactitud, un hecho que a impactado en las estimaciones. Sin embargo, una diferencia de un orden de magnitud será, al menos, peculiar.

Capítulo 6

FUENTES ESTELARES NO TÉRMICAS VARIABLES

6.1. Introducción

Las estrellas fugitivas son eyectadas de sus regiones de formación, cúmulos embebidos dentro de nubes moleculares gigantes (e.g. [Garay & Lizano, 1999](#)). Eventualmente, estas estrellas pueden viajar a través de las nubes, que son altamente inhomogéneas. Los vientos poderosos de las estrellas fugitivas de gran masa interactúan con el medio formando un *bowshock*.

Observaciones recientes ([Benaglia et al. \(2010\)](#)), y los resultados presentados en el Capítulo 4) y modelado teórico que hemos desarrollado sugieren que los *bowshocks* de estrellas tempranas emiten radiación no térmica. A medida que la estrella se mueve a través del gas inhomogéneo del ambiente las propiedades físicas del *bowshock* se modifican, produciendo cambios en la emisión no térmica. Las propiedades básicas que hemos considerado para modelar el *bowshock* dependen de la densidad del medio. Como puede inferirse de la Ec. (B.19), en un medio más denso el radio de *standoff* decrece. Esto se debe a que la presión dinámica del ISM se intensifica, y el balance con la presión dinámica del viento ocurre más cerca de la estrella.

La emisión térmica producida por calentamiento radiativo del gas y polvo acumulado también se verá afectada por el cambio en la densidad ambiente. La temperatura característica de esta emisión, T_{IR} , la podemos estimar de la Ec. (3.4). Como la estrella es la fuente del calentamiento radiativo del material, si la distancia del *bowshock* a la estrella disminuye, la temperatura del polvo aumenta. De las Ecs. (3.1) y (3.4) sigue que $R_0 \propto \rho_a^{-1/2}$, y $T_{\text{IR}} \propto \rho_a^{1/6}$. Por lo tanto, la luminosidad, la forma y la temperatura del *bowshock* dependen de la densidad del medio ambiente.

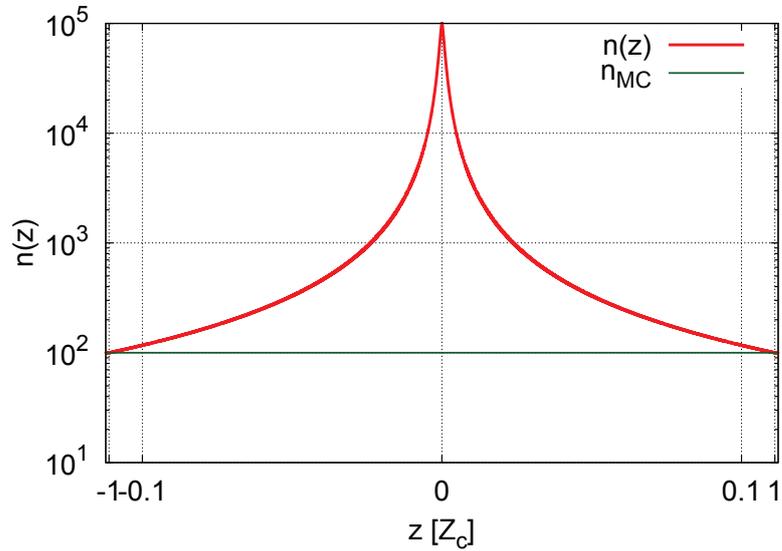


Figura 6.1: Perfil del gradiente de densidad en la nube molecular.

6.1.1. Estructura de la nube molecular

Las nubes moleculares son las regiones de formación estelar de prácticamente todas las estrellas de la Galaxia. Densidades típicas son $\sim 10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$ (e.g. [Crutcher et al., 2010](#)). Adoptamos un valor de $n_{\text{MC}} \sim 10^2 \text{ cm}^{-3}$. Estas nubes tienen estructuras variada en diferentes escalas espaciales, y presentan estructuras filamentosas, grumos, etc. Las nubes colapsan para formar núcleos más densos, mediante una combinación de gravedad y turbulencia: fragmentación *gravoturbulenta* (e.g. [Klessen, 2011](#)). Las estructuras más densas tienen temperaturas típicas del orden de $\sim 10 \text{ K}$ y densidades de $\sim 10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ([Bodenheimer 2011](#), una descripción más detallada de NMs se da en el Capítulo 7).

Consideramos una región en la NM con un gradiente de densidad plano-paralelo de tamaño Z_c . El perfil de densidad se espera que sea una ley de potencias ([Donkov et al., 2011](#); [Smith et al., 2009](#), e.g.). Adoptamos un perfil de densidad de la forma (ver Fig. 6.1):

$$n(z) = \frac{n_0}{[1 + (z/Z_{\text{core}})^\delta]}, \quad (6.1)$$

con $\delta \sim 3/2$ (e.g. [Smith et al. 2009](#)), y $Z_{\text{core}} \sim 10^{-2} Z_c$. Este valor de Z_{core} garantiza que $n(Z_c) \rightarrow n_{\text{MC}}$. Adoptamos $n_0 = 10^5 \text{ cm}^{-3}$.

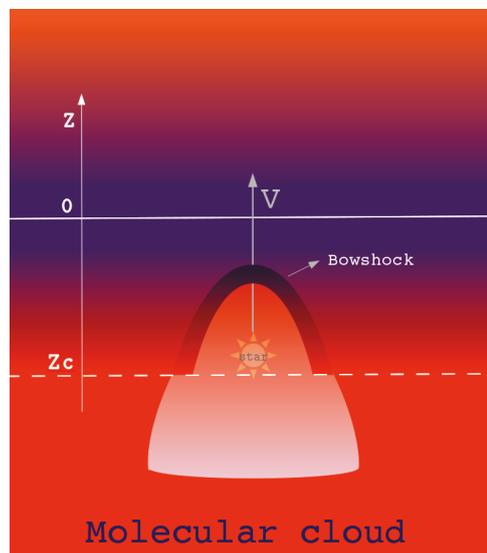


Figura 6.2: Esquema simplificado de una estrella fugitiva moviéndose a través de un gradiente de densidad en una nube molecular (no realizado en escala).

6.2. Procesos radiativos en la interacción *bowshock*-medio

Consideramos que el *bowshock* de una estrella fugitiva se mueve en un gradiente de densidad en una NM. A medida que la estrella se mueve a través del medio inhomogéneo, la emisión producida en el *bowshock* varía (ver Fig. 6.2 para un esquema de la situación).

Como se mencionó anteriormente, la colisión del viento supersónico con el ISM resulta en un sistema de dos choques (e.g. Wilkin, 2000). De acuerdo al modelo desarrollado en el Cap 3, consideramos que partículas relativistas se aceleran vía el proceso de Fermi de primer orden en el choque reverso adiabático. Este choque se propaga en dirección opuesta a la dirección de movimiento de la estrella, con velocidad $v_s \sim V_{\text{wind}}$. El viento estelar puede considerarse como una fuente continua, por lo tanto ambos choques alcanzan un estado estacionario. Suponemos que el *bowshock* alcanza un estado estacionario casi inmediatamente en su camino a través del gradiente de densidad, de modo que para cada valor de z puede adoptarse un sistema en estado estacionario.

Hacemos cálculos para dos tipos de estrellas masivas: una O4I y una O9I – tal como en el Capítulo 3 – como ejemplos representativos de un caso muy energético y uno moderado. Los parámetros que adoptamos se listan en la Tabla 3.1. Consideramos dos casos para la estrella O4I. En el caso a, el cociente de potencia hadrónica/leptónica es $a = 1$; en el caso b, $a = 100$ y además se considera un tiempo de convección un orden de magnitud mayor (convección lenta). El tiempo de convección puede ser más largo debido a la turbulencia en el flujo, como ya se discutió en los Capítulo 3 y 4.

z	n	R_0	B	T_{IR}	$E_{e \text{ max}}$
Z_c	10^2 cm^{-3}	$5,4 \times 10^{-1} \text{ pc}$	$4,49 \times 10^{-4} \text{ G}$	60 K	$2,5 \times 10^{12} \text{ eV}$
$10^{-1}Z_c$	$3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$	$9,8 \times 10^{-2} \text{ pc}$	$2,46 \times 10^{-3} \text{ G}$	106 K	10^{12} eV
$10^{-2}Z_c$	$5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$	$2,4 \times 10^{-2} \text{ pc}$	$1. \times 10^{-2} \text{ G}$	170 K	$5,4 \times 10^{11} \text{ eV}$
~ 0	10^5 cm^{-3}	$1,7 \times 10^{-2} \text{ pc}$	$1,42 \times 10^{-2} \text{ G}$	190 K	$6,3 \times 10^{11} \text{ eV}$

Tabla 6.1: Parámetros del modelo en función de z para una estrella O4I.

z	n	R_0	B	T_{IR}	$E_{e \text{ max}}$
Z_c	10^2 cm^{-3}	10^{-2} pc	$1,35 \times 10^{-4} \text{ G}$	66 K	$5 \times 10^{11} \text{ eV}$
$10^{-1}Z_c$	$3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$	$1,97 \times 10^{-2} \text{ pc}$	$7,38 \times 10^{-4} \text{ G}$	116 K	$3,2 \times 10^{11} \text{ eV}$
$10^{-2}Z_c$	$5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$	$4,8 \times 10^{-3} \text{ pc}$	$3,01 \times 10^{-3} \text{ G}$	186 K	$2,8 \times 10^{11} \text{ eV}$
~ 0	10^5 cm^{-3}	$3,41 \times 10^{-3} \text{ pc}$	$4,26 \times 10^{-3} \text{ G}$	209 K	$2,5 \times 10^{11} \text{ eV}$

Tabla 6.2: Parámetros del modelo en función de z para la estrella O9I.

Muchos de los parámetros que definen las pérdidas de energía de las partículas y la emisión no térmica cambian con n . En las Tablas 6.1 y 6.2 se listan los parámetros del modelo en función de z (i.e. n) para ambos *bowshocks*. La forma de la superficie del *bowshock* también cambia con n , pero nuestro modelo no es sensible a estos cambios. Consideramos una una región homogénea, en forma de casquete, donde las partículas se aceleran y radián. Esta región es cercana a la nariz del *bowshock*, donde el choque es casi plano (ver Sec. 3.4).

6.2.1. Pérdidas de energía

Calculamos las pérdidas de energía a diferentes posiciones $z = 0, 10^{-2}Z_c, 10^{-1}Z_c$ y Z_c , mientras la estrella se mueve a través del gradiente de densidad. Este escenario es simétrico: después de alcanzar la densidad máxima en $z = 0$, la densidad decrece hasta n_{MC} . Las partículas pierden energía mediante interacciones con el campo magnético, los campos radiativos y materiales; además son convectadas por el viento fuera de la región de aceleración (ver Sec. 3.4.1).

Como la convección del viento impone el límite superior a la energía de los protones para todos los valores de z , la energía máxima que estas partículas alcanzan permanece aproximadamente sin variar con z . Para la estrella O4I las energías máximas que alcanzan los protones son $\sim 70 \text{ TeV}$ y 700 TeV para los casos a y b, respectivamente. Para la estrella O9I los protones son acelerados hasta $\sim 1 \text{ TeV}$. Muchos protones escapan sin perder mucha de su energía, y podrían producir radiación no térmica en la nube (ver el Capítulo 7). Las pérdidas dominantes para electrones cambian con z , decreciendo con z . En las Figs. 6.3 y 6.4 mostramos las pérdidas más relevantes, a $z = 0, 10^{-2}Z_c, 10^{-1}Z_c$

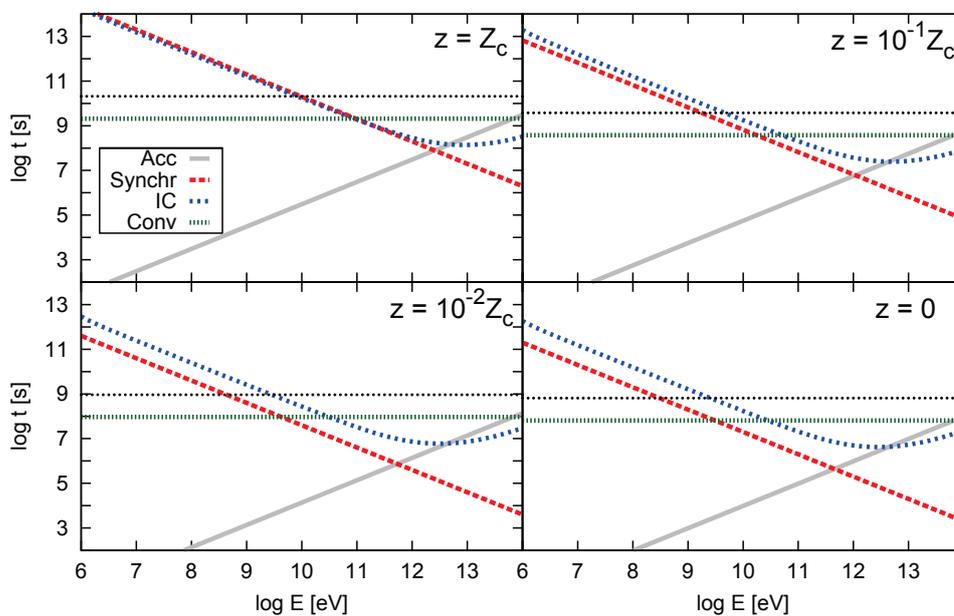


Figura 6.3: Pérdidas radiativas y tasa de aceleración de electrones para $z = 0, 10^{-2} Z_c, 10^{-1} Z_c$ y Z_c , para una estrella O4I. La línea punteada corresponde a convección lenta.

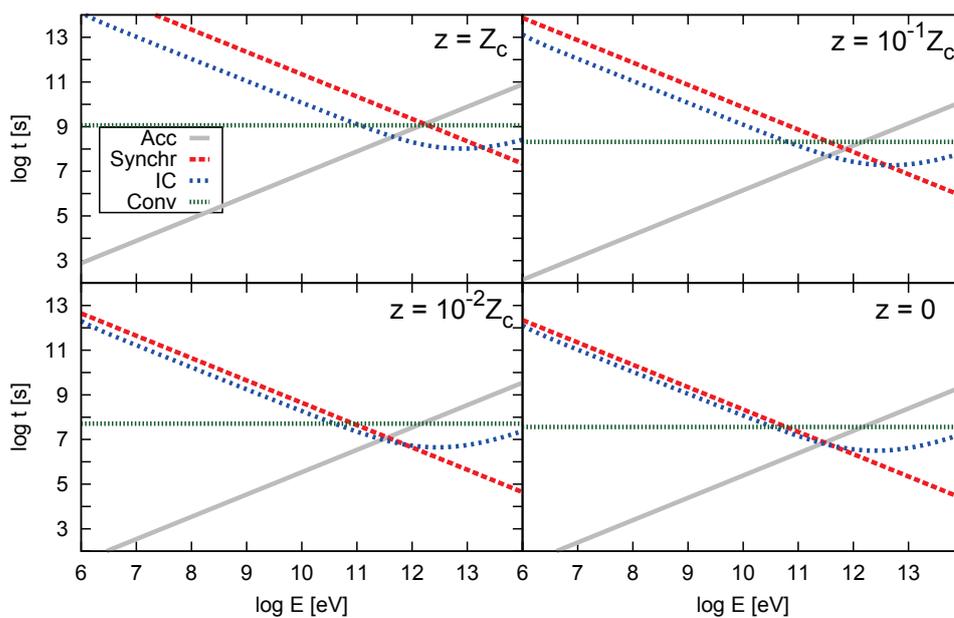


Figura 6.4: Pérdidas radiativas y tasa de aceleración de electrones para $z = 0, 10^{-2} Z_c, 10^{-1} Z_c$ y Z_c , para una estrella O9I.

y Z_c , para las estrellas O4I y O9I, respectivamente.

6.2.2. SEDs

Calculamos la luminosidad no térmica para diferentes valores de z mientras la estrella fugitiva se mueve a través del gradiente de densidad.

Las Figs. 6.7 y 6.8 muestran las SEDs de las estrellas a diferentes posiciones. Para la estrella O4I caso a, la emisión sincrotrón y la dispersión CI de fotones IR es fuerte y domina las SEDs para $E < 1$ TeV. El *cut-off* del CI decrece con z , y mientras n crece, la componente $p - p$ se hace más intensa dominando las SEDs para $1 < E < 10^2$ TeV. En el caso b las componentes leptónicas son más débiles; para $z = Z_c$ el sincrotrón y el CI de fotones IR dominan la SED hasta el *cut-off* del CI; a medida que la estrella se mueve en la NM la contribución hadrónica se intensifica a altas energías, y domina las SEDs para $E > \text{MeV}$. En el caso de la estrella O9I las SEDs están dominadas por contribuciones leptónicas a altas energías, mientras que la emisión sincrotrón es débil. En el rango $z = 10^{-2} - 0 Z_c$ la dispersión CI de fotones estelares domina las SEDs para $E > 1$ MeV, porque a medida que n crece R_0 decrece y la región de emisión se acerca al campo de radiación estelar. En todos los casos el *cut-off* a bajas energías se corre a energías más altas debido a la auto absorción sincrotrón (ver Sec. A.3.1); este efecto es más importante cuanto más compacta es la región de emisión.

6.2.3. Absorción

Los fotones pueden absorberse por diferentes mecanismos dentro de la región emisora – *absorción interna* – y en su camino hacia el observador – *absorción externa* –. La absorción interna se produce vía producción de pares, los campos absorbentes son: el IR, el no térmico y el estelar (ver Sec. 3.4.5). La absorción externa se produce por la materia y el campo estelar. Esta última contribución depende del ángulo de inclinación i con la línea de la visual; la distancia más cercana a la estrella está dada por $R_0 \sin i$, i.e. la absorción producida por esta componente será no despreciable en el caso particular en que $i \simeq 0$ (ver el Capítulo 8).

Para energías < 10 keV la absorción en el material ambiental es importante, y catastrófico en un amplio rango de energías. Los fotones deben atravesar la NM antes de alcanzar el observador. Pueden ser absorbidos por foto-ionización – $E_\gamma < 13,6$ eV –, y dispersados por polvo a energías menores – en el IR hasta el UV – (e.g. Ryter, 1996; Reynoso et al., 2011). Estimamos esta opacidad como:

$$\tau_{\gamma N} \simeq N_H \sigma_{\gamma N} \quad (6.2)$$

donde $\sigma_{\gamma N}$ es la sección eficaz de interacción y N_H es la densidad columnar de la NM. Adoptamos un valor típico $N_H = 1,5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (e.g. Solomon et al., 1987). La región

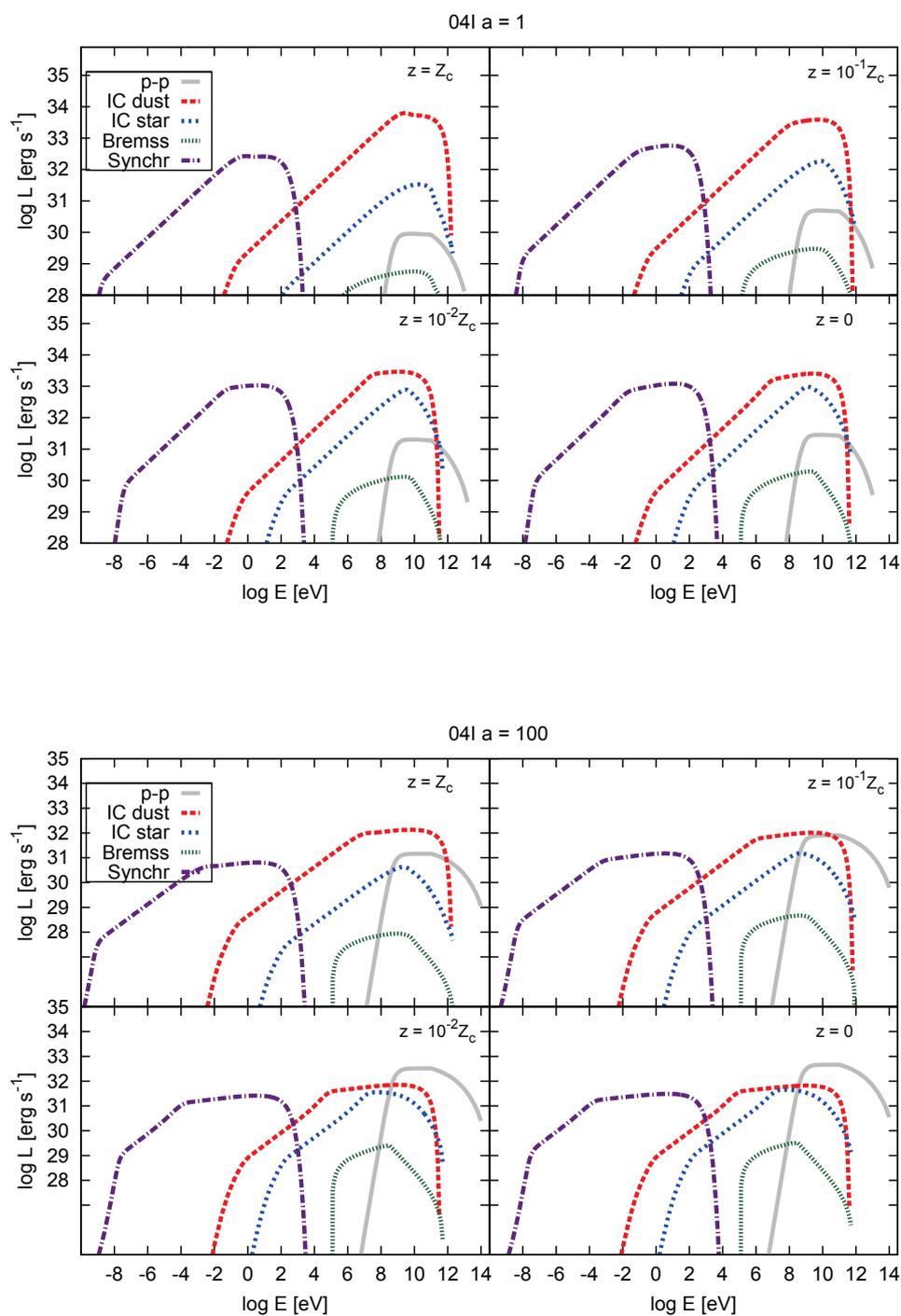


Figura 6.5: Distribuciones espectrales de energía para una estrella O4I a $z = 0, 10^{-2}Z_c, 10^{-1}Z_c$ y Z_c , para el caso a (arriba) y el b (abajo).

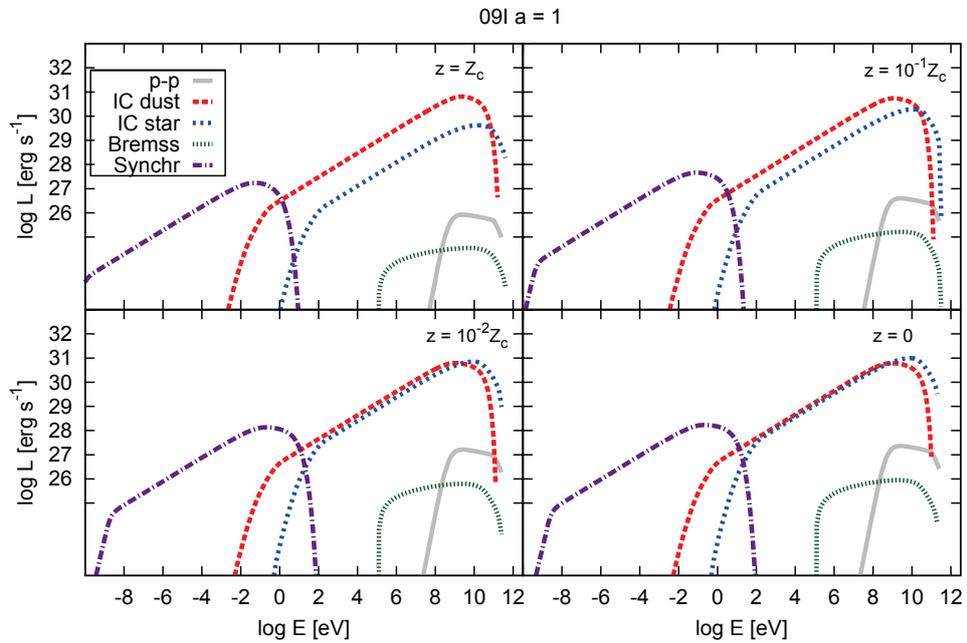


Figura 6.6: Distribuciones espectrales de energía para una estrella O9I a $z = 0, 10^{-2}Z_c, 10^{-1}Z_c$ y Z_c .

más densa del gradiente en la NM no produce absorción significativa, porque su densidad columnar máxima es $\sim n_c Z_c < 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, para $z_c < 0,1 \text{ pc}$. Lo mismo pasa con la región del medio ISM chocado: puede ser muy denso pero está confinado a una región muy angosta.

6.2.4. Resultados

En las Figs. 6.7 y 6.8 se muestran las curvas de luminosidad en función de la energía corregidas de absorción. En las figuras también se indican las curvas de sensibilidad de 1 año de integración de *Fermi* para distintas distancias. La emisión no térmica aumenta con n en rayos X, y en radio en todos los casos. La emisión gamma también aumenta, excepto en el caso a. Para la estrella O4I tanto la componente en gamma como en radio son comparables. En el caso de la estrella O9I la emisión a muy altas energías domina la SED. Esto se debe a que el campo magnético B es relativamente bajo, y los campos de fotones, IR y estelar, son fuertes (estos campos son los principales blancos para la dispersión CI). La emisión en el rango de energías entre el IR cercano y los rayos X blandos esta completamente suprimida. La absorción interna es importante solo a muy altas energías.

6.3. Discusión: variabilidad

En el escenario presentado aquí el *bowshock* mismo (manifestado mayormente por su emisión en el IR) podría no ser detectado debido a la extinción de la NM. Rayos X no térmicos blandos también podrían ser difíciles de detectar debido a la gran absorción y la contaminación por la radiación térmica más intensa. Sin embargo, la emisión en radio y en gamma no está afectada por la absorción de la NM y podría ser detectable. La emisión en radio es intensa en la estrella O4I, caso a; y la emisión gamma domina la producción de energía en ambos tipos de estrellas. La variación en la emisión gamma a energías del orden del TeV en ambos casos de la estrella O4I es significativa, debido al aumento gradual de la componente hadrónica.

Mientras la estrella se desplaza a través del gradiente de densidad, la emisión varía, con una escala temporal $\sim Z_c/V_*$. Para $Z_c \sim 10^{-4}$ pc, y los valores adoptados para V_* , la escala de variación para la estrella O4I es ~ 1 yr, y ~ 3 yr para la O9I, con los parámetros aquí adoptados. Las Figs. 6.9 y 6.10 muestran la luminosidad integrada en los rangos de energía en radio (1 GHz), rayos X (1 – 10 keV) y rayos gamma ($3 \times 10^{-2} - 100$ GeV).

Las nubes moleculares gigantes más cercanas se localizan a distancias $d \geq 100$ pc. El sistema O4I, en el caso a, puede ser una fuente gamma variable, detectable por *Fermi* a cualquier z en un amplio rango de distancias. En el caso b, la detección puede ocurrir para $d \leq 800$ pc (ver Fig. 6.7). El sistema O9I podría ser detectable a cualquier z para $d \leq 300$ pc (ver Fig. 6.8). En este caso el sistema puede ser una fuente variable pero con escalas de tiempo de variación más largas porque la estrella se mueve más lentamente. A distancias mayores podría no ser detectable por *Fermi*, aunque aparecería como una fuente débil para el futuro CTA (ver [Actis et al., 2011](#)).

La emisión gamma y/o en radio en algunos casos podría ser detectable sólo durante el máximo de la curva de luz. Años más tarde la emisión podría reaparecer mientras la estrella viaja a través de otras áreas densas de la NM. Estas fuentes podrían encenderse y apagarse a través de los años. Esta situación podría darse para la estrella O4I – en el caso b – cuando $d \sim 1.4$ kpc (ver Fig. 6.7), y para la estrella O9I cuando $d \sim 300$ pc (ver Fig. 6.8).

Las fuentes débiles o no detectables con *Fermi* podrían ser detectables en el futuro por CTA, ya que se espera que alcance sensibilidades mayores – de cerca de un orden de magnitud mayor a *Fermi* a $E \sim 100$ GeV –. También podría detectar la variabilidad a energías más altas (\sim TeV). En particular, CTA podría detectar estrellas fugitivas O9I, que son más comunes en la vecindad solar.

En el caso de que un *bowshock* de una estrella fugitiva masiva bien definido moviéndose a través de una NM se detecte como una fuente de rayos gamma o radio, las variaciones en su emisión permitirán el estudio de la estructura fina de la NM, algo que no es posible a otras longitudes de onda ya que son altamente absorbidas.

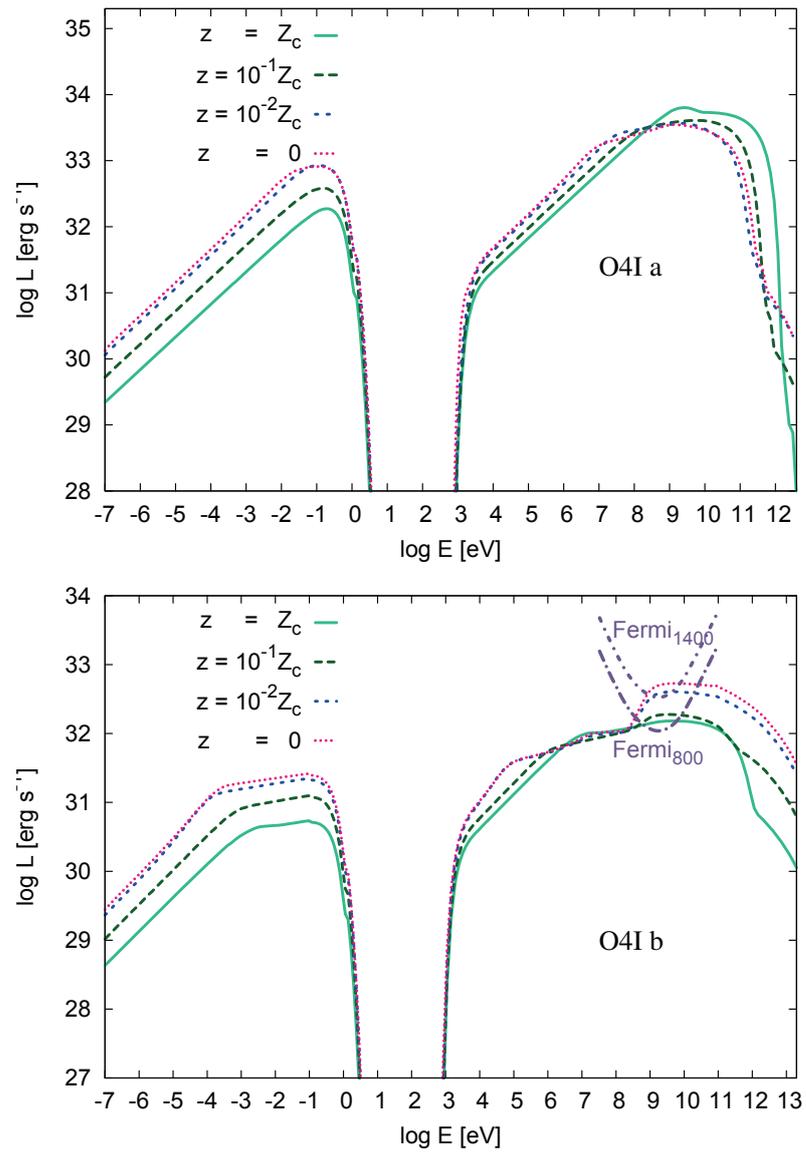


Figura 6.7: Curvas de luminosidad total a $z = 0, 10^{-2}Z_c, 10^{-1}Z_c$ y Z_c , para una estrella O4I con $a = 1$ (arriba) and $a = 100$ (abajo). También se muestran las curvas de sensibilidad de *Fermi* a 800 pc y 1.4 kpc.

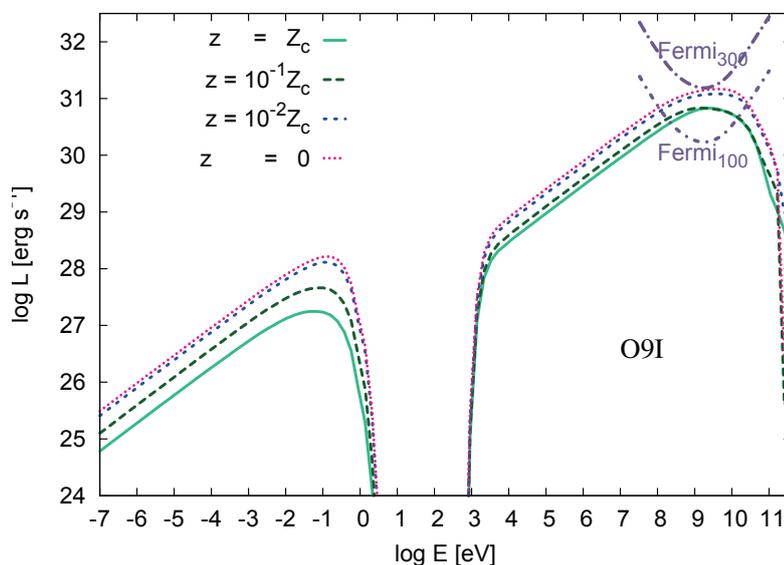


Figura 6.8: Curvas de luminosidad total a $z = 0, 10^{-2}Z_c, 10^{-1}Z_c$ y Z_c , para una estrella O9I. También se muestran las curvas de sensibilidad de *Fermi* a 100 y 300 pc.

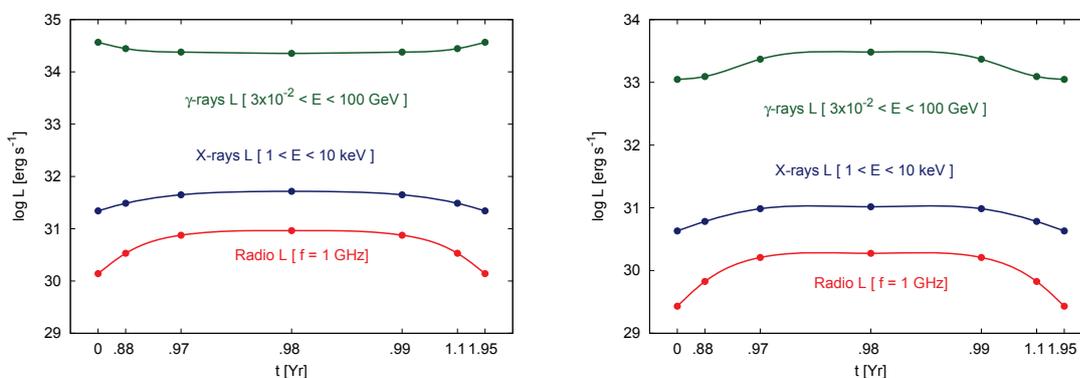


Figura 6.9: Curvas de variación a $z = 0, 10^{-2}Z_c, 10^{-1}Z_c$ y Z_c , para una estrella O4I caso a (izquierda) y caso b (derecha).

La existencia de una población de fuentes gamma variables se sospecha desde la época de EGRET. Más aún, una correlación estadística posicional muy significativa se encontró entre fuentes gamma en el tercer catálogo de EGRET con asociaciones OB (e.g. [Romero et al., 1999](#); [Torres et al., 2001](#)). En el segundo catálogo de *Fermi* ([Nolan et al., 2012](#)) 352 fuentes previamente listadas en el primer catálogo ([Abdo et al., 2010b](#)) no aparecen. La mayoría de estas fuentes está concentrada sobre el plano Galáctico. Aunque algunas fuentes hayan desaparecido debido a mejoras en el modelo del fondo difuso – que es más intenso a bajas latitudes – algunas otras podrían intrínsecamente variar sus flujos de un catálogo a otro. Este podría ser el caso de estrellas fugitivas masivas

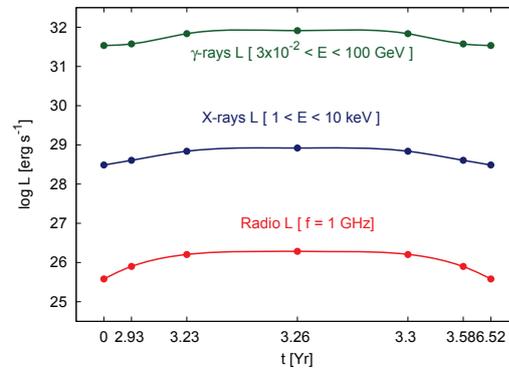


Figura 6.10: Curvas de variación a $z = 0$, $10^{-2}Z_c$, $10^{-1}Z_c$ y Z_c , para una estrella O9I.

moviéndose a través de NMs.

Capítulo 7

FUENTES GALÁCTICAS NO TÉRMICAS EXTENDIDAS

7.1. Introducción

Las NMs son regiones densas y frías del ISM compuestas en un 90 % de hidrógeno molecular H_2 , un 10 % de helio y otras moléculas. Cerca del 1 % del material de la nube esta formado por polvo que produce extinción significativa de la radiación. Las NMs tienen temperaturas del orden de 10 a 20 K, y sus densidades medias son del orden de 10^2 cm^{-3} . Las NMs constituyen la componente más densa del ISM, y están rodeadas de capas menos densas de gas atómico. Son los mayores sistemas gravitatoriamente ligados en la Galaxia, y los objetos más grandes formados de material molecular conocidos en el Universo. En estos sistemas se forman la mayoría de las estrellas. Las estrellas jóvenes están asociadas con las regiones más densas de las nubes, especialmente con los núcleos más densos ($> 10^4 \text{ cm}^{-3}$) que se estima son los progenitores directos de estrellas y grupos de estrellas. Otros tipos de nubes interestelares en las cuales el hidrógeno es atómico son muy calientes y difusas para que se produzca formación estelar. En los núcleos de NMGs (con masas entre 10^3 y $10^6 M_\odot$) se forman las estrellas masivas.

En las galaxias el gas molecular se concentra típicamente en grandes complejos o segmentos de brazos espirales que tienen tamaños del orden del kpc y masas de hasta $10^7 M_\odot$. Estos complejos deben contener muchas NMGs con tamaños de hasta 100 pc y masas de hasta $10^6 M_\odot$. Estas NMGs también albergan subestructuras menores tal como los núcleos con tamaños del orden de 0,1 pc. Una galaxia espiral típica se estima que contiene del orden de $\sim 10^3$ NMGs y numerosas nubes menores. La mayoría de las NMs en nuestra Galaxia se ubican sobre un “anillo molecular” con un radio interno de ~ 3 kpc, y un radio externo de ~ 20 kpc que rodea al centro galáctico. También existen nubes menores aisladas con masas de $\sim 500 M_\odot$.

Debido a que estas nubes son muy densas son muy opacas, y la tasa a la cual se enfrían por excitación colisional de átomos y procesos de emisión molecular es alta; debido a la alta opacidad, la tasa a la cual se calientan mediante radiación externa es baja. El resultado es que estas nubes son muy frías. Temperaturas más elevadas ~ 100 K o más, pueden existir localmente en regiones iluminadas por estrellas recientemente formadas (Larson 2003).

Las nubes presentan estructura y turbulencia en todas las escalas. Entender el origen y la naturaleza de la turbulencia es uno de los problemas centrales en la teoría de formación estelar. La turbulencia juega un rol fundamental en la formación estelar, puede inhibirla o promoverla. Casi todas las nubes moleculares de nuestra Galaxia exhiben formación estelar. La edad media de estos sistemas se estima del orden de 10 Myr (e.g. Bodenheimer 2011). Las nubes se destruyen y disuelven por efectos de ionización de las estrellas más masivas, particularmente en los bordes de la nube, donde el gas caliente en la zona de ionización conduce un flujo de materia fuera de la nube.

La densidad del gas en estos objetos varía muchos órdenes de magnitud: la densidad media de una NMG puede ser del orden de 20, mientras que en las regiones más densas $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$. Si bien las NMs están constituidas principalmente de hidrógeno es muy difícil observar líneas espectrales del H_2 porque las condiciones requeridas para la excitación no existen en el sistema, excepto bajo condiciones especiales, cuando se calientan por ondas de choque o campos radiativos ultravioletas. Para estimar la densidad de las nubes se utilizan las líneas de emisión del CO, la abundancia de este respecto del H_2 se estima $\sim 10^{-4}$.

El perfil de densidad es incierto, debido a las subestructuras que presentan las nubes (filamentos, grumos, núcleos, etc.). Usualmente se considera un perfil de densidad de la forma¹:

$$n(R) = \frac{n_0}{1 + \left(\frac{R}{R_n}\right)^\beta}, \quad (7.1)$$

donde R es la distancia al centro de la nube y R_n el radio del núcleo. El índice β es un parámetro libre.

Las NMs son estructuras magnetizadas, donde el campo magnético puede ser importante en la evolución y dinámica de estas nubes. El campo magnético está íntimamente ligado a la densidad del gas (Crutcher 1999, y tiene un perfil que puede ajustarse de la siguiente forma:

$$B \sim 100 \left(\frac{n}{10^4 \text{ cm}^{-3}}\right)^\delta \mu\text{G}. \quad (7.2)$$

¹Es conveniente aclarar que este perfil de densidad corresponde a la distribución de masa a gran escala de la NM, a diferencia de la Ec. (6.1) que corresponde a un gradiente de densidad a menor escala.

Aunque esta correlación se ha encontrado en los núcleos de nubes moleculares con densidades mayores a 10^3 cm^{-3} , provee valores razonables para regiones de densidad más baja y usualmente se extrapola para al rango entero de densidades (e.g. Gabici et al. 2007; Pedaletti et al. 2013).

7.1.1. Emisión gamma de nubes moleculares

Las nubes moleculares gigantes están emergiendo como una nueva población de fuentes de rayos gamma con las detecciones hechas por los instrumentos como HESS y *Fermi*. Sin embargo, estudios de la emisión gamma de nubes moleculares cercanas (con distancias menores a 1 kpc) datan desde la era de *COS-B* (e.g. Bloemen et al. 1984) y EGRET (e.g. Hunter et al. 1994). Trabajos teóricos sobre la iluminación de NMs por rayos cósmicos en fuentes cercanas son aún anteriores (e.g. Black & Fazio 1973; Montmerle 1979).

Se ha detectado emisión gamma difusa del centro galáctico, correlacionada espacialmente con un complejo de NMGs (Aharonian et al. 2006); como así también regiones de formación estelar dentro de NMs: Monoceros R2 (Martí et al. 2013), Westerlund 2 (Reimer et al. 2008), Westerlund 1 (Ohm et al. 2013), la región de Cygnus (Aharonian et al. 2005a), y la región de Orión, que incluye 3 cúmulos densos de estrellas jóvenes (Hartmann 2009). Por otro lado, *Fermi* ha detectado nubes cercanas (a distancias $d < 300 \text{ pc}$) en el rango de energías 250 MeV-10 GeV con *Fermi*, estas nubes tienen masas de entre $10^3 - 10^4 M_{\odot}$ (Ackermann et al. 2012b). Las luminosidades gamma observadas en estas NMs varían entre $\sim 10^{33} - 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$.

La emisión gamma de las NMs es de especial interés ya que, cuando es detectada, su estudio constituye actualmente la mejor manera de investigar la aceleración y propagación de RCs en la Galaxia (e.g. Aharonian 2001). Las nubes embebidas en el *mar* de RCs galácticos se espera que emitan rayos gamma como fuentes pasivas. Si las partículas pueden penetrar libremente en las nubes, el espectro en rayos gamma se espera que imite la pendiente del espectro de RCs y la luminosidad gamma total depende solo de la masa total de la nube (e.g. Gabici 2011). Sin embargo, si los RCs pueden o no penetrar libremente las NMs es un tema en discusión. En general depende del coeficiente de difusión, un parámetro clave muy difícil de determinar teórica y observacionalmente.

Las fuentes favoritas para acelerar e inyectar partículas en el ISM son los RSNs, que inyectan energías de hasta 10^{50} erg ; se piensa que estas fuentes son responsables de los RCs galácticos (Hillas 2005). NMs cercanas a RSNs producen emisión gamma. Existen 3 fuentes HESS firmemente asociadas con un sistema NM-RSN. Sin embargo, en las regiones de formación estelar inmersas en NMs existen, además de RSNs, fuentes muy energéticas tal como estrellas tempranas con vientos muy poderosos. Aquí proponemos que las estrellas masivas fugitivas podrían contribuir a la densidad local de partículas relativistas dentro de NMs, y producir emisión no térmica significativa.

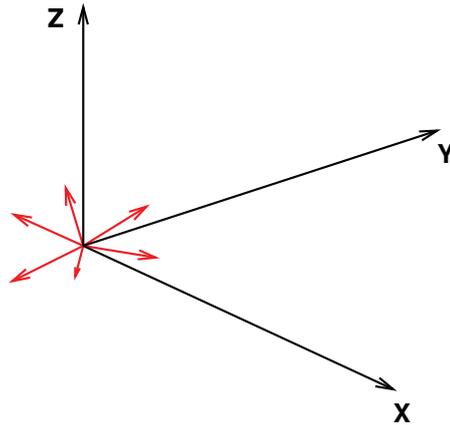


Figura 7.1: Direcciones de eyección aleatorias de las 6 estrellas fugitivas eyectadas en el centro de una NM esférica.

7.2. Estrellas fugitivas en nubes moleculares

Predicciones teóricas y simulaciones numéricas indican que muchas de las estrellas masivas pueden ser eyectadas de sus cúmulos por interacciones gravitatorias a alta velocidad. Las estrellas fugitivas se mueven entonces a través de las NMs, tal como se discutió en el capítulo anterior.

Simulaciones numéricas y estimaciones teóricas indican que la probabilidad de eyectar una estrella con velocidad V_* es una ley de potencias $\propto V_*^{-\nu}$. Donde $\nu = 3/2$ para estrellas fugitivas de baja velocidad, y $8/3$ para las de alta velocidad (ver [Perets & Šubr 2012](#)). Además, la probabilidad de eyección aumenta con la masa. Simulaciones de N-cuerpos muestran que un cúmulo durante su vida puede eyectar cerca de ~ 6 estrellas con masas $> 8M_\odot$ independientemente de su masa ([Fujii & Portegies Zwart 2011](#)). Evidencias observacionales consistentes con estos resultados se hallan por ejemplo en el cúmulo R136, al cual se le asocian 6 estrellas fugitivas masivas ([Gvaramadze et al. 2010](#); [Bestenlehner et al. 2011](#)).

Los *bowshock* de las estrellas fugitivas dentro de NMs podrían no ser detectables en el IR debido a la gran emisión producida en conjunto por la nube, además de la absorción producida por el material. Sin embargo su presencia puede ser inferida a través del estudio de ciertas líneas espectrales, por ejemplo mediante masers. Los masers son

★ #	V_*	\dot{M}_w	V_w	Potencia	Energía máx.
1	30 km s^{-1}	$10^{-4} M_\odot \text{ yr}^{-1}$	2200 km s^{-1}	$3 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$	100 TeV
2	30 km s^{-1}	$10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$	800 km s^{-1}	$4 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$	1 TeV
3	30 km s^{-1}	$10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$	1000 km s^{-1}	$7 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$	10 TeV
4	65 km s^{-1}	$10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$	1000 km s^{-1}	$7 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$	10 TeV
5	65 km s^{-1}	$10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$	800 km s^{-1}	$4 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$	1 TeV
6	100 km s^{-1}	$10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$	800 km s^{-1}	$4 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$	1 TeV

Tabla 7.1: Parámetros del viento de las estrellas inyectadas: velocidad y tasa de pérdida de masa, velocidad de eyección, potencia inyectada y energías máximas de inyección.

excitados colisionalmente por H calentado por el pasaje de una onda de choque (e.g. [Elitzur 1976](#)).

Se mostró en el Capítulo 6 que una estrella fugitiva moviéndose en un gradiente de densidad podría producir emisión no térmica variable. Los protones acelerados escapan, y se difunden en la nube. Como puede verse en el gráfico de las pérdidas para protones de la Sec. 3.4.1, la mayoría de ellos escapa después de ser acelerados. Estos protones se difunden en la NM, mediante interacciones $p - p$ con la densidad del ISM producen emisión gamma y pares electrón-positrón (ver Apéndice A.3.2). Estos pares también producen emisión no térmica. La potencia inyectada en protones por cada *bowshock* esta dada en la Sec. 3.4, y depende de las características del viento estelar y del medio.

Consideramos una NM típica, de forma esférica de radio $R_{\text{NM}} = 50 \text{ pc}$ y radio del núcleo $R_{\text{core}} = 0,5 \text{ pc}$. La misma alberga un cúmulo masivo joven. El perfil de densidad de la nube está dado por la Ec. (7.1), con $\beta = 1$ (*boxy cloud*). La masa total de la nube es $M_{\text{NM}} \sim 10^6 M_\odot$. Consideramos que el cúmulo eyectó 6 estrellas de gran masa en el último Myr. Además, suponemos que todas las estrellas han sido eyectadas aproximadamente al mismo tiempo, y las direcciones randómicas en el espacio, tal como se observa en la Fig. 7.1.

Como la probabilidad de eyección de una estrella es $\propto V_*^{-\nu}$, por lo tanto eyectar estrellas de baja velocidad es más probable. Consideraremos entonces tres estrellas con velocidad $V_* \sim 30 \text{ km s}^{-1}$, dos de velocidad $V_* \sim 65 \text{ km s}^{-1}$, y una de $V_* \sim 100 \text{ km s}^{-1}$. Asimismo, estrellas fugitivas de tipos espectrales O9 son más comunes que las de tipo O4. Entonces consideramos una estrella de tipo O4I, tres de tipo O9I y dos correspondientes a un caso intermedio; para las energías máximas se adoptan los valores 10^{14} eV , 10^{12} eV y 10^{13} eV , respectivamente². Estos parámetros y la potencia inyectada se listan en la Tabla 7.1.

²Éstos valores son consistentes con las energías máximas para protones obtenidas en los capítulos 3, 4 y 6.

Suponemos que todas las estrellas fugitivas producen un *bowshock* que acelera partículas relativistas. Además, suponemos que las estrellas inyectan continuamente protones durante 1 Myr. Las energías máximas que alcanzan los protones no dependen de la densidad del medio (ver Capítulo 6) y la potencia inyectada tampoco, de modo que es constante durante el recorrido de las estrellas a través de la nube.

7.3. Cálculo de la emisividad gamma

Como ya se mencionó antes, no tenemos en cuenta los detalles físicos de los inyectores, que se consideran puntuales, moviéndose con velocidad constante V_* a través de la nube, sin perturbar la distribución de densidad. Los protones inyectados se difundirán en la nube.

La distribución espectral de energía N_p de los protones inyectados obedece la siguiente ecuación de transporte, en su forma más general:

$$\frac{\partial N_p(\vec{r}, E, t)}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot [D(\vec{r}, E) \nabla N_p(\vec{r}, E, t)] - \frac{\partial}{\partial E} (P(\vec{r}, E) N_p(\vec{r}, E, t)) + Q_p(\vec{r}, E, t) \quad (7.3)$$

donde $D(\vec{r}, E)$ es el coeficiente de difusión de las partículas, $P(\vec{r}, E) \equiv -(dE/dt)$ es la tasa de pérdida de energía por procesos radiativos y $Q_p(\vec{r}, E, t)$ la función inyección. Aquí vamos a considerar un coeficiente de difusión escalar³ que sólo depende de la energía $D(\vec{r}, E) \equiv D(E)$; de acuerdo a la geometría de nuestro problema es más apropiado adoptar un sistema de coordenadas esférico (R, θ, ϕ) , con origen en el centro de la nube (ver Fig. 7.1). Debido a la simetría del problema N_p sólo depende espacialmente de R y θ , i.e. $N_p \equiv N_p(R, \theta, E, t)$. En estas coordenadas la Ec. (7.3) se escribe:

$$\frac{\partial N_p}{\partial t} = D(E) \left[\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial N_p}{\partial R} \right) + \frac{1}{R^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial N_p}{\partial \theta} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial E} (P(R, \theta, E) N_p) + Q_p(R, \theta, E, t). \quad (7.4)$$

Las pérdidas de energía más relevantes para protones en este sistema son las pérdidas por colisiones inelásticas $p-p$, mientras que las pérdidas por ionización son despreciables en el rango de energías considerado (Aharonian & Atoyan 1996). De esta manera, $P(R, \theta, E) = E/(nc\sigma_{pp})$ donde σ_{pp} es la sección eficaz para colisiones inelásticas (ver

³En su forma más general, el coeficiente de difusión es un tensor (e.g. Berezhinskii et al. 1990).

Sec. A.3.2), es decir que depende de la posición en la nube a través de la densidad – ver Ec. (7.1) –.

La función de inyección Q_p es:

$$Q_p(R, \theta, E, t) = N_0 E^{-2} \delta^3(\vec{r} - \vec{r}_*), \quad (7.5)$$

donde $\vec{r}_* = \vec{V}_* t$ es la posición de cada estrella respecto del centro de la nube; N_0 es la constante de normalización que depende de la potencia inyectada en partículas relativistas por cada estrella, tal como se discutió más arriba.

La distribución espectral de pares secundarios N_{e^\pm} obedece la misma ecuación de transporte que los protones (Ec. (7.4)), pero el término de pérdidas radiativas $P(R, \theta, E)$ y la función inyección $Q_{e^\pm}(R, \theta, E, t)$ son diferentes. Los pares se inyectan a través del decaimiento de los piones cargados producidos en las colisiones $p - p$ (ver Sec. A.4). La inyección de leptones puede calcularse a partir de (Kelner et al. 2006):

$$Q_{e^\pm}(R, \theta, E, t) = \int_{E_{e^\pm}}^{\infty} \sigma_{pp} n c N_p(R, \theta, E_p, t) F(E_{e^\pm}, E_p) \frac{dE_p}{E_p}, \quad (7.6)$$

donde $F(E_{e^\pm}, E_p)$ es el espectro de electrones del decaimiento $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$.

Las pérdidas relevantes para los pares serán las producidas por emisión sincrotrón y por Bremsstrahlung relativista (ver el Apéndice A por las fórmulas correspondientes).

Las ecuaciones de transporte para protones y pares secundarios se resuelven simultáneamente mediante el método de volúmenes finitos.

7.3.1. Difusión

El coeficiente de difusión es un parámetro clave en el problema de la difusión de partículas energéticas. Sin embargo, es una cantidad pobremente determinada, desde el punto de vista observacional y teórico. La determinación teórica del coeficiente de difusión es una tarea muy compleja (e.g. Yan & Lazarian 2004, 2008) y se necesitan restricciones impuestas por las observaciones para limitar los modelos. La difusión de RCs es un proceso no lineal en el cual los propios RCs generan las inestabilidades que producen la turbulencia con la cual interactúan (e.g. Nava & Gabici 2013, y referencias ahí citadas). Cerca de los aceleradores de partículas donde la población de RCs es muy alta el coeficiente de difusión puede suprimirse considerablemente a través de inestabilidades (Ptuskin et al. 2008; Malkov et al. 2013). Además, se espera difusividad más lenta en regiones densas (e.g. Ormes et al. 1988).

Mediante observaciones de la emisión gamma del RSN W28 – un remanente en su fase radiativa, localizado en una región de gas molecular denso – iluminando una NM, se reportó la supresión significativa del coeficiente de difusión cerca de la fuente con respecto al valor medio galáctico (e.g. Gabici 2011). En estos estudios se consideró una difusión isotrópica. Si se abandona esta hipótesis las conclusiones son diferentes. Si la intensidad del campo magnético turbulento a escalas resonantes con el radio de Larmor de las partículas es significativamente menor que el campo magnético a gran escala, entonces la difusión de las partículas energéticas se torna anisotrópica, estas y se difundirán preferentemente en la dirección de las líneas de campo (e.g. Casse et al. 2002). Un tratamiento anisotrópico desarrollaron Nava & Gabici (2013), donde el coeficiente de difusión para ajustar las observaciones no requiere de supresión. Dado que ambos escenarios bien diferentes ajustan las observaciones muestra existe una gran incerteza acerca del coeficiente de difusión.

Aquí adoptaremos un enfoque fenomenológico similar al adoptado en Gabici et al. (2007). El coeficiente de difusión se considera una ley de potencias en la energía:

$$D(E) = \chi D_{10} \left(\frac{E}{10 \text{ GeV}} \right)^\delta, \quad (7.7)$$

donde D_{10} es el valor del coeficiente para $E = 10 \text{ GeV}$. δ varía entre 0,3 – 0,6 dependiendo del espectro de potencias de la turbulencia del campo magnético. El parámetro $\chi < 1$ da cuenta de la supresión del coeficiente de difusión dentro del medio turbulento de la nube. Para δ y D_{10} tomamos valores típicos en la Galaxia 0,5, y $10^{27} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, respectivamente (Berezinskii et al. 1990). Para χ consideramos dos casos: 10^{-1} – según se espera en regiones densas – y 10^{-3} – un caso extremo –.

7.3.2. Mar de RCs

Para comparar la contribución de los protones inyectados con el mar de RCs de la Galaxia calculamos el flujo esperado de RCs en la nube. Los RCs no penetran libremente en la nube, sino que difunden lentamente, especialmente en las regiones más densas. Para obtener la distribución de RCs N_p^{RC} de forma consistente con los parámetros que adoptamos resolvemos la ecuación de transporte en estado estacionario. Es decir, la Ec. (7.4) con $\partial/\partial t = 0$, función de inyección nula y con la condición de que la distribución N_p^{RCs} en el borde de la nube se iguale al mar de RCs. Consideramos solo protones – ya que es la componente dominante – y los pares que éstos producen en sus colisiones con protones fríos. Tomamos el flujo RCs galáctico igual al flujo observado localmente⁴ (e.g. Simpson 1983):

$$J_{RC}^{gal}(E) = 2,2 \left(\frac{E}{\text{GeV}} \right)^{-2,75} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ GeV}^{-1}. \quad (7.8)$$

⁴Sin embargo, esta suposición es *ad hoc*, ver discusión en la Sec. 7.4.

También consideramos el caso en el cual el flujo local de RCs es un orden de magnitud menor que el observado localmente, dado por la ecuación anterior.

7.3.3. Luminosidad

Calculamos la emisividad $p - p$ para protones, y la emisión sincrotrón de los pares secundarios. En el ISM la luminosidad producida por colisiones CI es en general despreciable frente a la contribución de las colisiones $p - p$ (ver [Bosch-Ramon et al. 2005](#)). La contribución por Bremsstrahlung relativista será considerable sólo a energías menores a 1 GeV ([Aharonian 2004](#); [Gabici et al. 2007](#)) y aquí no la calculamos. Los resultados se muestran a continuación.

7.3.4. Resultados

Distribución de partículas

A continuación se muestran mapas de la evolución temporal de la distribución de protones y pares e^\pm a una energía fija, sumando la contribución de todos los inyectores (estrellas). El mapa se realiza integrando a lo largo de la línea de la visual, según la Fig. 7.2, que muestra además las direcciones de las estrellas proyectadas en el plano $x - y$. Las etiquetas en la figura identifican las estrellas, cuyos parámetros se listan en la Tabla 7.1. Por ejemplo la más poderosa (estrella #1) se mueve hacia la esquina inferior izquierda, y la más rápida (estrella #6) se mueve desde el centro hacia arriba.

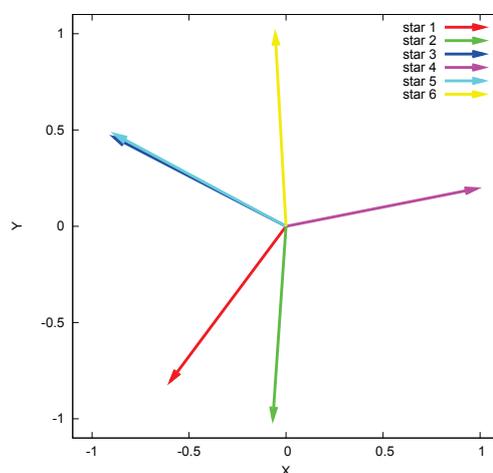


Figura 7.2: Direcciones de eyección proyectadas en el plano $x - y$ de las estrellas fugitivas. Las etiquetas identifican cada estrella listada en la Tabla 7.1.

En las Fig. 7.3 y 7.3.4 mostramos la evolución de la distribución de protones, para dos energías: 10 GeV y 10 TeV, para el caso $\chi = 10^{-1}$ y $\chi = 10^{-3}$, respectivamente (i.e. difusión rápida y difusión lenta). Las partículas más energéticas difunden más rápido debido a la dependencia de $D(E)$ con la energía, y se isotropizan más. En los mapas, durante la evolución pueden distinguirse las distintas estrellas; en particular las estrellas #6 y #4 abandonando la región central de la nube, y la estrella más energética, #1, que produce una importante anisotropía en la distribución de las partículas.

La Fig. 7.3.4 muestra la evolución de la distribución de pares creados en las interacciones $p - p$. Los mapas corresponden a dos energías: 10 GeV y 1 TeV, para el caso $\chi = 10^{-1}$. La densidad de pares será mayor en las regiones más densas de la nube, y las pérdidas por sincrotrón también serán mucho más intensas.

Emisividad

Calculamos emisividad sincrotrón y por decaimiento de piones neutros, según comentamos más arriba. Las Fig. 7.6 y Fig. 7.7 muestran la evolución de la emisividad gamma para $E = 10$ GeV, para ambos regímenes de difusión. La emisión es altamente anisotrópica, y la intensidad acompaña el movimiento de los inyectores, el efecto es mayor en el caso $\chi = 10^{-3}$. El máximo se alcanza inmediatamente después de la eyección de las estrellas.

Los pares son creados con energías altas y producen emisión sincrotrón desde radio hasta rayos X. En el mapa de la Fig. 7.8 mostramos la evolución de la emisividad sincrotrón proyectada a lo largo de la línea de la visual, para $E = 1$ keV (rayos X blandos). Aquí sumamos la contribución de todas las estrellas, pero no todas producirán pares que emitan radiación sincrotrón hasta estas energías como se verá a continuación. Debido a la dependencia de esta emisión con el campo magnético, es considerablemente más intensa en el centro de la nube.

SEDs

En la Fig. 7.3.4 mostramos la evolución de la SED total – integrada dentro de una esfera de radio $R_{\text{NM}} = 50$ pc – y la SED nuclear – integrada dentro de una esfera de radio $r = 1,5$ pc –, para el caso $\chi = 10^{-1}$. También se gráfica la luminosidad producida por los RCs de fondo para los dos casos considerados aquí. El pico que aparece en las SEDs a energías \sim MeV se debe a que la aproximación utilizada para la sección eficaz de colisiones $p - p$, Ec. (A.45), no es buena a bajas energías. La emisión gamma y la radiación sincrotrón producida por la inyección de las estrellas #2-#6 es despreciable en la SED total, para ambos fondos de RCs. La contribución de la estrella #1 domina el espectro total por sobre el nivel de RCs, considerando un flujo en RCs igual al observado localmente 100 GeV a 10 TeV, hasta $t \sim 0,8$ Myr. Si el fondo de RCs es menor (línea gris

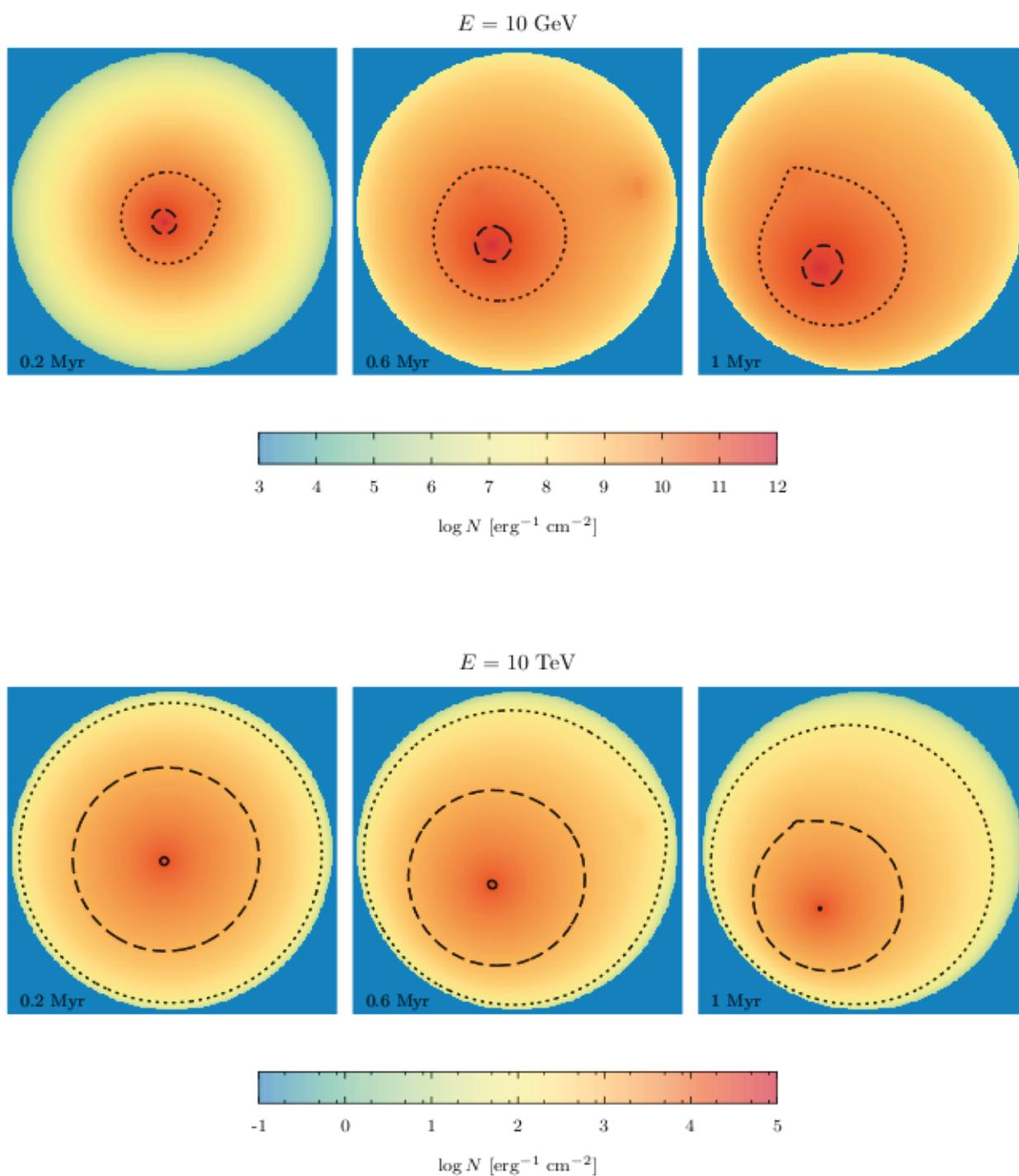


Figura 7.3: Distribución de protones proyectada a lo largo de la línea de la visual para el caso $\chi = 10^{-1}$, para $E_p = 10 \text{ GeV}$ (arriba) y $E_p = 10 \text{ TeV}$ (abajo). El tiempo aumenta hacia la derecha. Las curvas corresponden a 0.1 (línea punteada), 1 (línea a trazos) y 10 (línea continua) veces la distribución de los RCs de fondo.

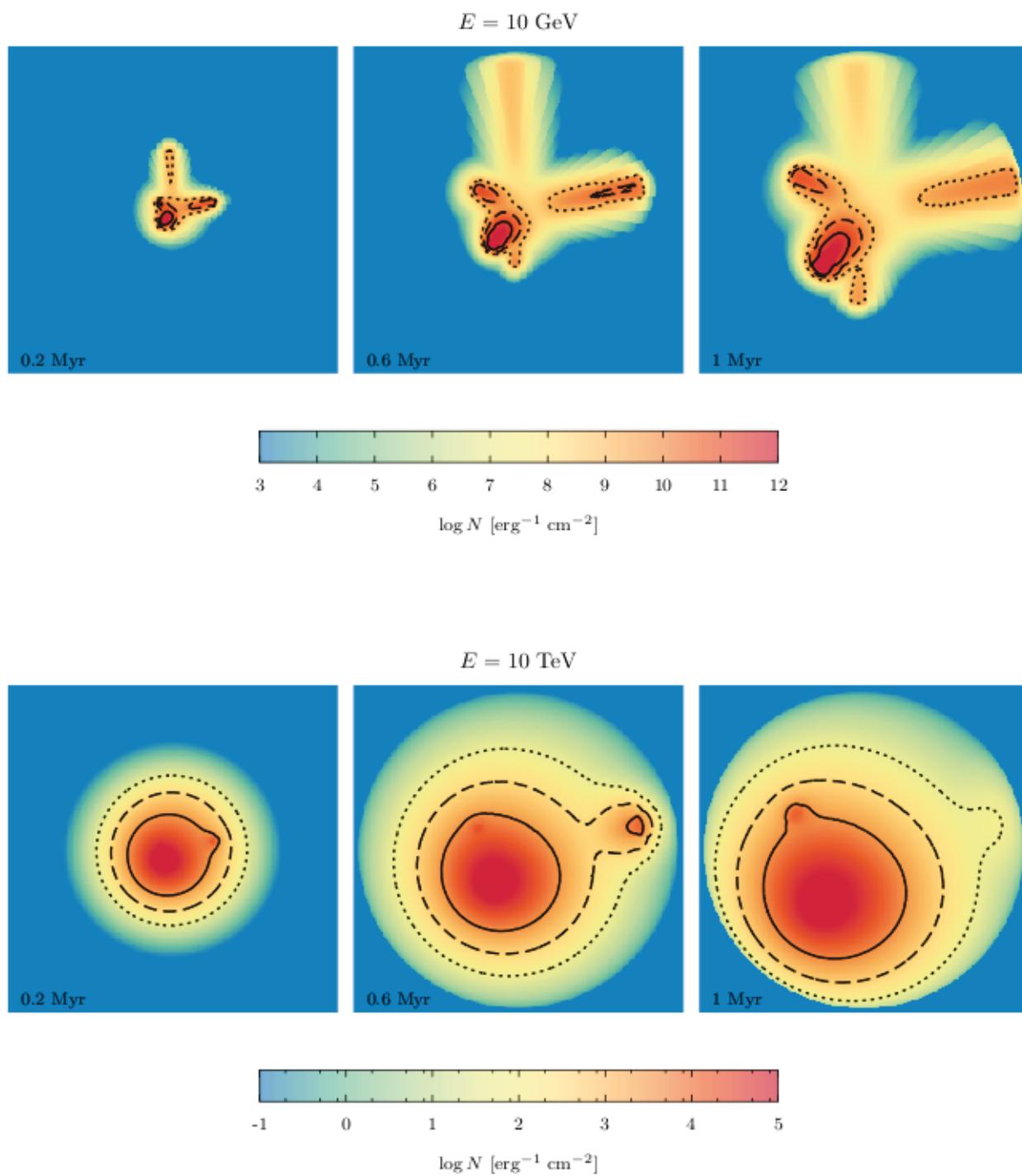


Figura 7.4: Igual a la Fig. 7.3 para el caso $\chi = 10^{-3}$.

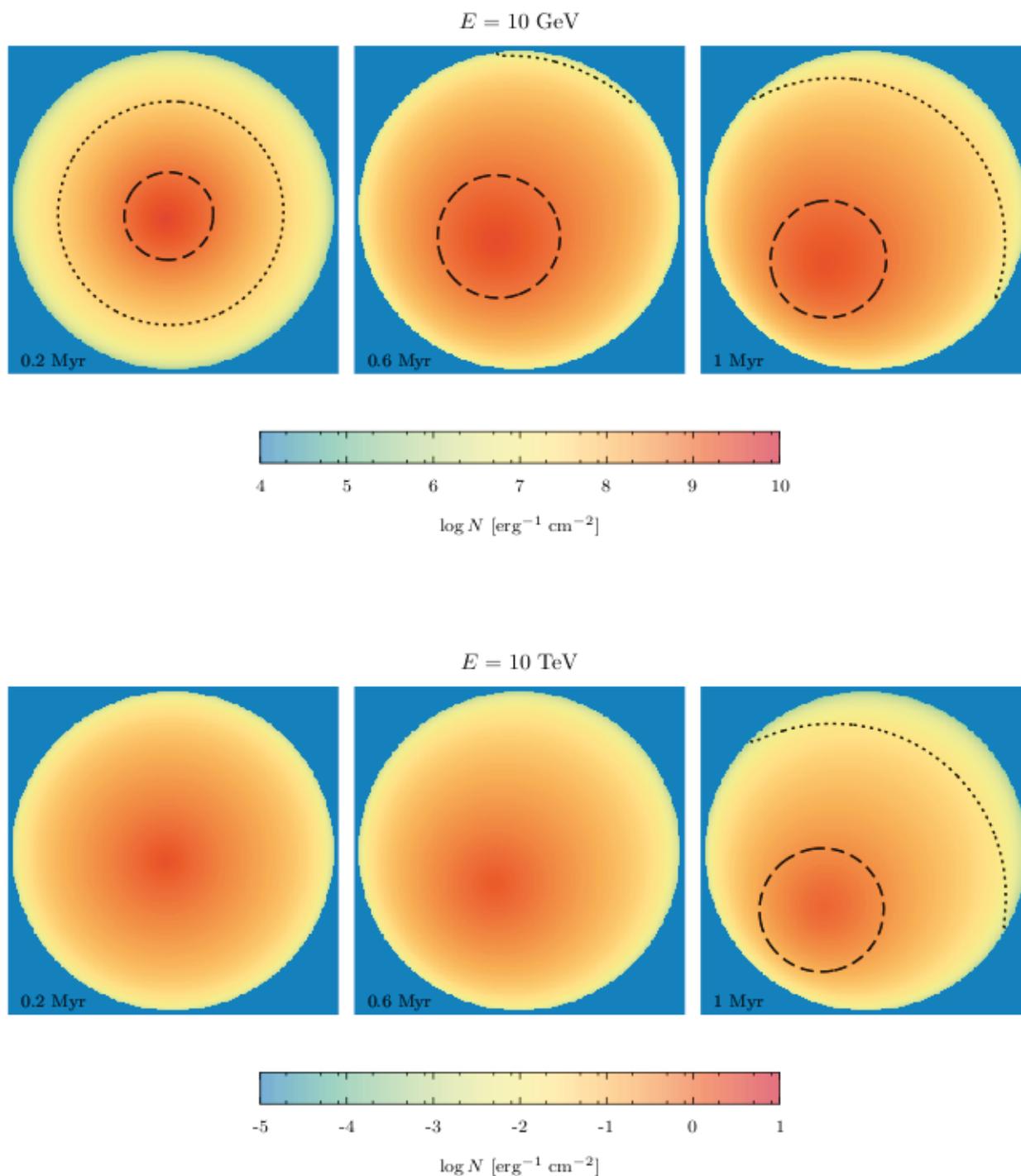


Figura 7.5: Distribución de pares proyectada a lo largo de la línea de la visual para el caso $\chi = 10^{-1}$, para $E_e = 10 \text{ GeV}$ (arriba) y $E_e = 10 \text{ TeV}$ (abajo). El tiempo aumenta hacia la derecha. Las curvas corresponden a 0.1 (línea punteada), 1 (línea a trazos) y 10 (línea continua) veces la distribución de los RCs de fondo.

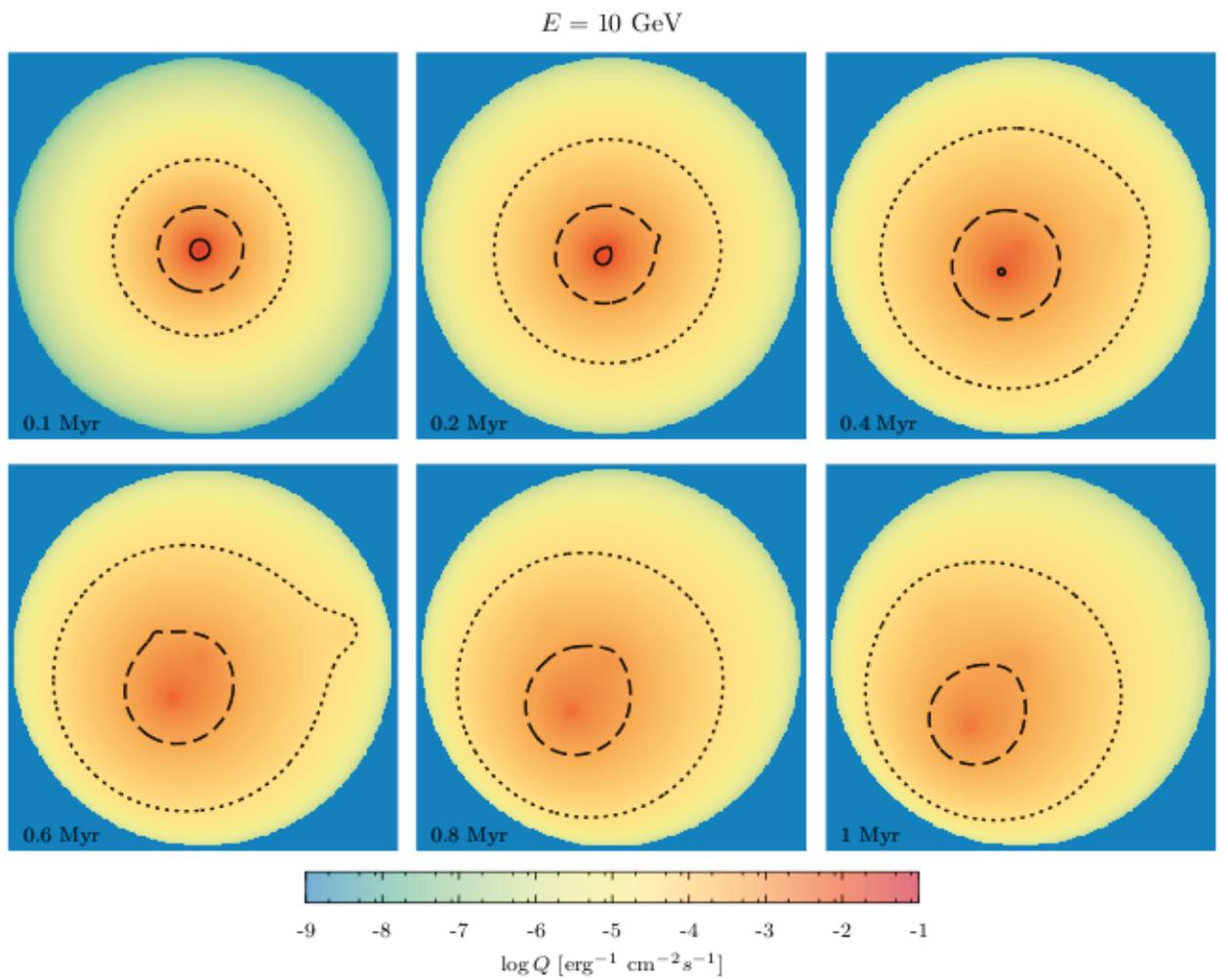


Figura 7.6: Evolución de la emisividad gamma proyectada a lo largo de la línea de la visual para el caso $\chi = 10^{-1}$. La energía de los fotones corresponde a $E = 10 \text{ GeV}$, el tiempo evoluciona hacia la derecha. Las curvas corresponden a 0.1 (línea punteada), 1 (línea a trazos) y 10 (línea continua) veces la emisividad producida por los RCs de fondo.

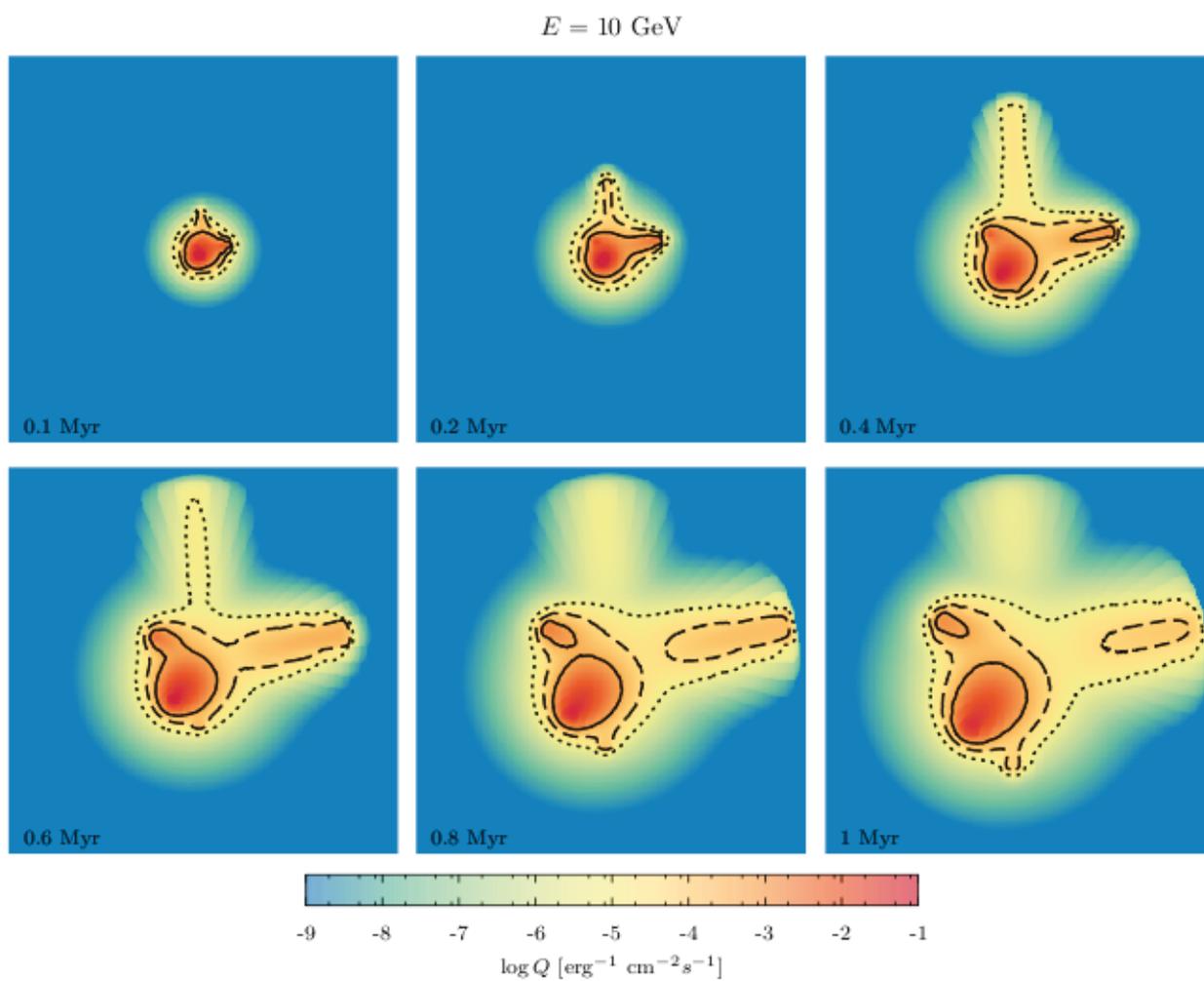


Figura 7.7: Igual a la figura anterior para el caso $\chi = 10^{-3}$.

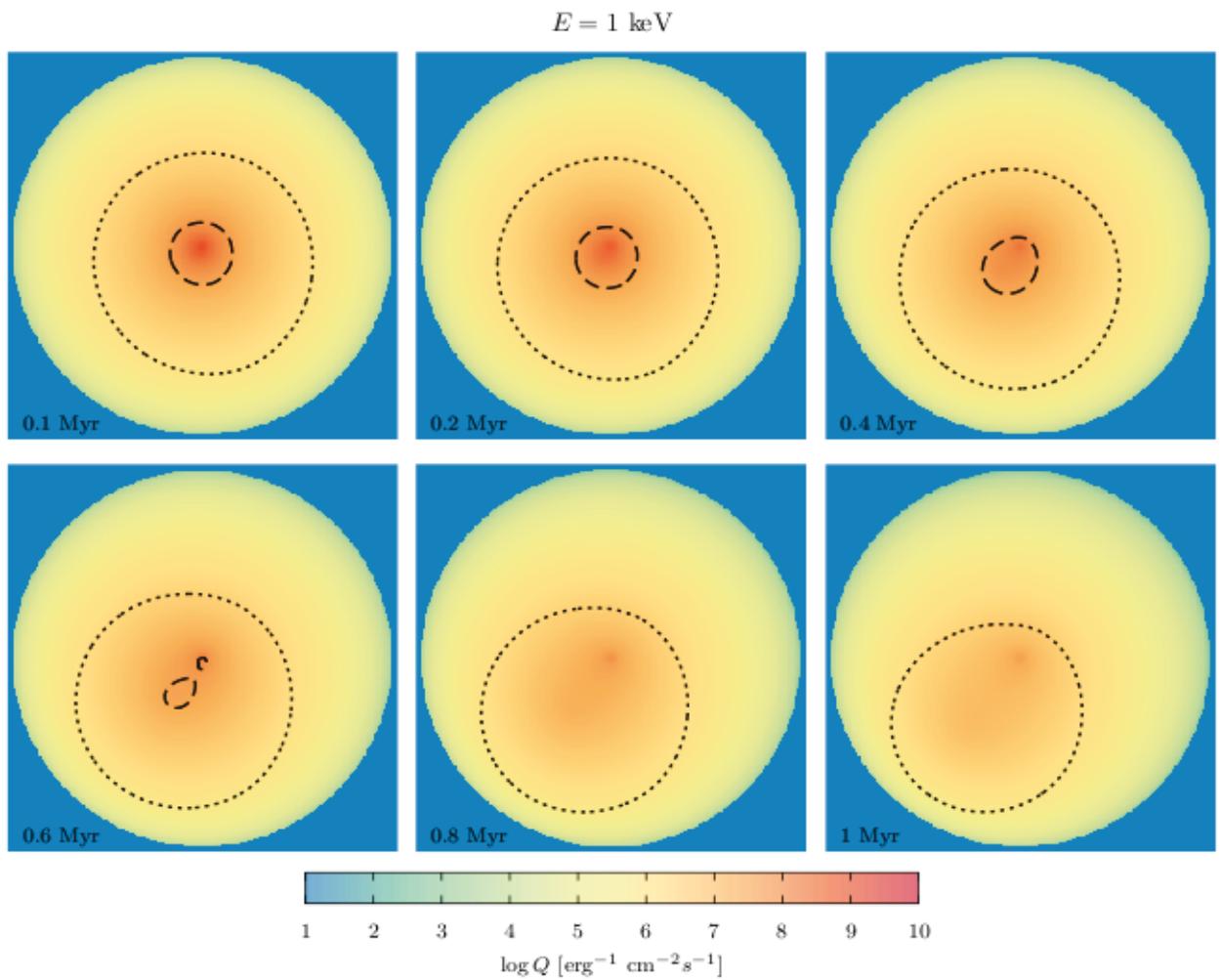


Figura 7.8: Evolución de la emisividad sincrotrón proyectada a lo largo de la línea de la visual para el caso $\chi = 10^{-1}$. La energía de los fotones corresponde a $E = 1 \text{ keV}$, el tiempo evoluciona hacia la derecha.

claro) la estrella #1 domina la SED desde $t \sim 0,2$ Myr, en los rangos de energía 10^{-5} eV - 10 keV y 1 MeV - 10 TeV.

En el caso de la SED nuclear la emisión no térmica producida por las partículas inyectadas por la estrella #1 domina por sobre el nivel de emisión producida por los RCs, y la emisión de las estrellas #4 y #5 supera el nivel de fondo cuando se encuentran muy cerca del centro. Si la densidad de RCs es menor, la emisión producida por las partículas inyectadas por las estrellas más débiles (#2, #3 y #6) supera la emisión de fondo en radio y en energías \sim MeV cuando comienza la inyección. En este caso la contribución de las estrellas #4 y #5 supera el fondo durante más tiempo, hasta $\sim 0,7$ Myr.

La Fig. 7.3.4 corresponde a la evolución de la SED total y la SED nuclear para el caso $\chi = 10^{-3}$ (difusión lenta). En este caso la SED total es dominada por la contribución de la estrella #1 de radio a rayos X duros, y de energías \sim MeV hasta 10 TeV, durante todo el tiempo de integración. Si el nivel de RCs es el menor considerado aquí, las estrellas #3 y #4 lo superan también durante todo el tiempo de integración. En la zona nuclear la contribución de todas las estrellas supera el fondo de RCs (ambos casos), cuando las estrellas se encuentran cerca del núcleo. Las estrellas #3 y #4 en el rango de energías del MeV al GeV y TeV, respectivamente, superan el fondo aún en el tiempo final. La difusión más lenta produce que las partículas inyectadas dentro de la nube permanezcan más tiempo en ella, radiando en las regiones más densas; los rayos cósmicos penetran en la nube más lentamente, y las pérdidas de energía serán más eficientes.

7.4. Discusión y conclusiones

Bajo las consideraciones hechas y los parámetros adoptados aquí, protones acelerados en *bowshocks* de estrellas fugitivas masivas son inyectados en el medio, i.e. la NM por donde viaja la estrella fugitiva. En algunas circunstancias el nivel de protones y de pares secundarios domina sobre el mar de RCs que penetra en la nube. Esto último se ve claramente en las curvas sobre los mapas de las figuras 7.3-7.8. La luminosidad gamma producida por los protones es comparable a la luminosidad de algunas NMs detectadas.

Una estrella muy energética, como el caso de la estrella #1, puede inyectar una cantidad significativa de protones en el medio y producir emisión gamma significativa en toda la nube, superando el fondo de RCs. Esta estrella dominará la emisión gamma casi durante todo su pasaje por la NM en ambos casos considerados aquí para la difusión $-\chi = 10^{-1}$ y $\chi = 10^{-3}$. La contribución de estrellas con potencias menores dominan localmente por sobre los RCs. Sin embargo, estrellas con vientos débiles, como las estrellas #2, #5 y #6 no inyectan la potencia suficiente para superar el mar de RCs globalmente. La potencia inyectada en protones que hemos supuesto depende de nuestro modelo de aceleración de partículas en *bowshocks* de estrellas fugitivas, y podría ser superior.

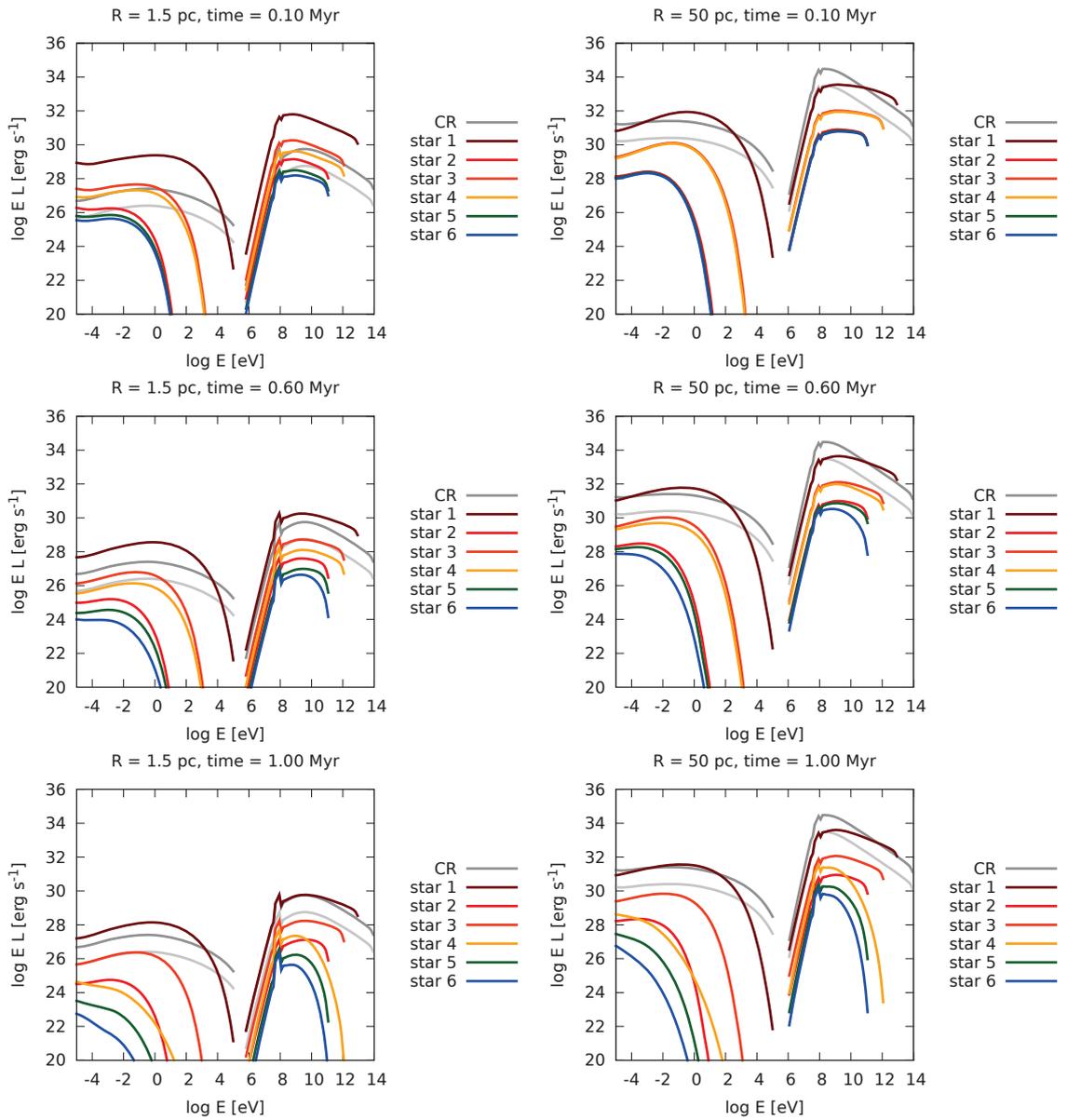


Figura 7.9: Evolución de la SED total (derecha) y la correspondiente a la región nuclear (izquierda) para el caso $\chi = 10^{-1}$. También se muestra la emisión producida por el fondo de RCs en la nube. La línea gris claro corresponde al caso en el cual el flujo de RCs es menor que el observado localmente. El tiempo aumenta hacia abajo.

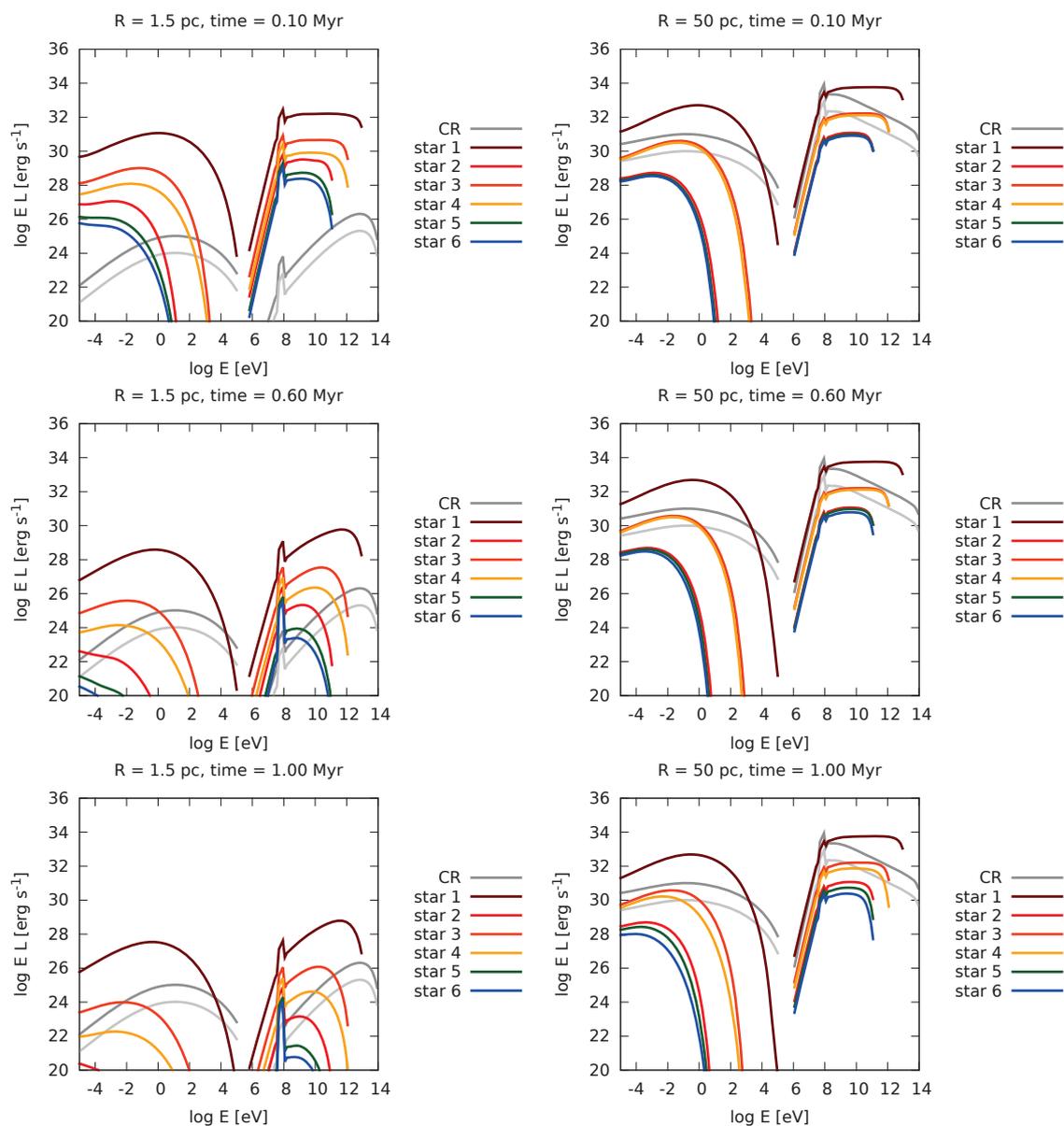


Figura 7.10: Igual a la figura anterior para el caso $\chi = 10^{-3}$.

La emisión no térmica desde radio hasta rayos X es significativa, con luminosidades de hasta 10^{31} erg s⁻¹. Sin embargo, en las NMs, en estos rangos de energía la emisión térmica podría dominar. Además deben tenerse en cuenta los efectos de la absorción producida por las columnas materiales de la nube molecular, que será muy intensa desde el IR hasta los rayos X duros (ver Capítulo 6).

Como puede inferirse de los casos que presentamos, los resultados son muy sensibles a la difusión de las partículas y al nivel de RCs en el ambiente. Ambas cantidades no se conocen con exactitud.

La hipótesis de que un flujo uniforme de RCs penetra toda la Galaxia puede ser inapropiada en algunas circunstancias, especialmente a escalas espaciales pequeñas (Gabici 2013). Además, generalmente se piensa que el flujo local de RCs da una estimación correcta para el nivel del mar de RCs galácticos, y no es obvio que el flujo local sea representativo de la población de partículas relativistas en toda la Galaxia. Existe la posibilidad de que el flujo de RCs local este dominado por una o unas pocas fuentes locales. Ésta hipótesis requiere de una confirmación observacional fidedigna, que puede resultar de la observación en rayos gamma de NMGs pasivas (Aharonian 2004).

Respecto al coeficiente de difusión, observaciones adicionales son necesarias para obtener restricciones sólidas. Se espera que CTA juegue un papel fundamental en este tema debido a su gran resolución angular y sensibilidad (e.g. Gabici 2013; Pedalletti et al. 2013).

Capítulo 8

PRODUCCIÓN DE RAYOS GAMMA EN BINARIAS CON ESTRELLAS MASIVAS

8.1. Introducción

Como mencionamos en el Capítulo 2 Cygnus X-1 es una binaria de rayos X masiva. Este sistema es una de las fuentes de rayos X más estudiadas desde su descubrimiento y una de las fuentes de rayos X más luminosas del cielo. El sistema binario esta compuesto por una estrella masiva y un agujero negro (AN).

Las binarias de rayos X presentan distintos estados espectrales en rayos X. Los dos estados básicos son: el estado *high/soft* y el estado *low/hard*. En la Fig. 8.1 se muestran los distintos estados espectrales en rayos X de Cyg X-1. El estado *high/soft* esta dominado térmicamente. La distribución espectral de energía tiene un pico a energías del orden de 1 keV. En este estado, además se observa una contribución débil en forma de ley de potencia con un espectro muy blando. Esta componente se cree originada en la corona. En este estado no se observan jets y la emisión en rayos X esta dominada por el disco de acreción que se extiende hasta la última órbita estable.

El estado *low/hard* esta dominado por la emisión no térmica. Este estado esta caracterizado por una distribución espectral de energías en la cual la componente térmica está disminuída y corrida hacia energías más bajas. Hay ahora una fuerte contribución en forma de ley de potencia con un espectro mucho más duro que llega a energías del orden de los 150 keV. Esta emisión se interpretada usualmente como la comptonización de rayos X blandos en la corona (Ichimaru 1977), aunque se han sugerido otros orígenes (e.g. Georganopoulos et al. 2002; Markoff et al. 2001, 2003). En este estado se observa un jet que emite radiación sincrotrón hasta bajas frecuencias de radio. El papel de la corona es ahora más importante y el disco de acreción en esta configuración parece estar truncado a cierta distancia del objeto compacto. Los microcuásares permanecen la mayor parte del tiempo en el estado *low/hard*, tal como se observa en Cyg X-1. El cam-

bio al estado *high/soft* suele ser rápido y va acompañado de la eyección de componentes o plasmones relativistas.

El monitoreo en rayos X y en radio de la fuente durante las últimas décadas ha mostrado que Cyg X-1 se encuentra la mayor parte del tiempo en un estado *low/hard* de rayos X y eyecta y colima *jets* (e.g. [Stirling et al. 2001](#)), por lo tanto es un microcuásar de gran masa ([Mirabel & Rodríguez 1999](#)).

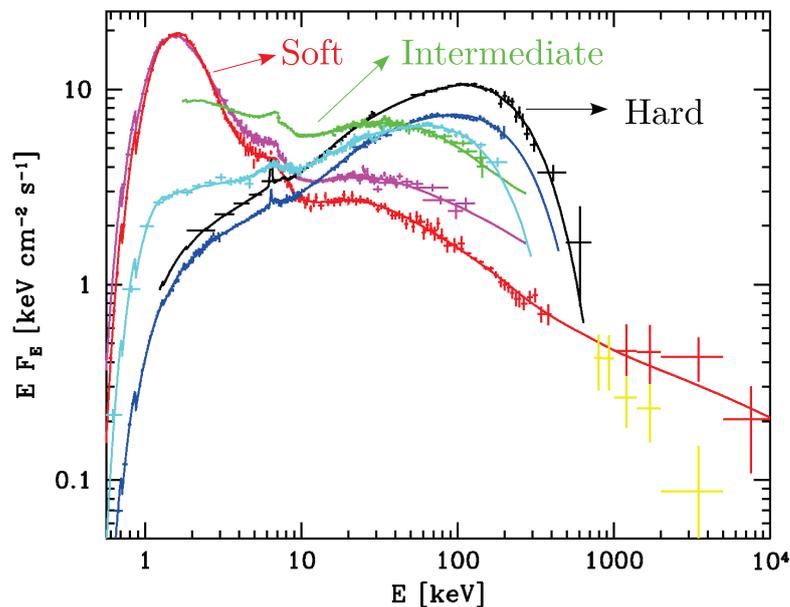


Figura 8.1: Estados espectrales en rayos X de Cygnus X-1. Adaptado de [Zdziarski et al. \(2002\)](#).

Cygnus X-1 se encuentra localizado a una distancia de $2,2 \pm 0,2$ kpc ([Ziółkowski 2005](#)). La estrella es de tipo O9.7 Iab y masa $40 \pm 10 M_{\odot}$ y el AN tiene una masa de $21 \pm 8 M_{\odot}$ ([Ziółkowski 2005](#)). La órbita del sistema es circular, con un período de 5,6 días y con una inclinación entre 25° y 65° ([Gies & Bolton 1986b](#)). Se detecta un semi-anillo en radio que rodea a Cyg X-1. Este anillo se cree que es el resultado de la interacción del *jet* cuando impacta con el ISM ([Gallo et al. 2005](#)).

8.1.1. Fulguración gamma

Cygnus X-1 se detectó en un estado de fulguración a muy altas energías, $E > 200$ GeV, con el telescopio atmosférico Cherenkov MAGIC. La detección se produjo con una significancia de 4.1σ y fue confirmada recientemente por los satélites *AGILE* ([Sabatini et al. 2010b](#)) y *Fermi* ([Bodaghee et al., 2013](#)). Esta detección constituye la primer evidencia de emisión de rayos gamma a muy altas energías producida en el entorno

de un AN de masa estelar en nuestra Galaxia (ver [Paredes 2008](#)). Los satélites *INTEGRAL* y *Swift/BAT* detectaron con un poco de retraso una fulguración relacionada en rayos X duros, mientras que una detección de estadística pobre se encontró en datos de *RXTE/ASM* en rayos X blandos. Esta dependencia con la longitud de onda puede sugerir que diferentes regiones de emisión están involucradas. La Fig. 8.2 muestra el mapa de emisión gamma detectada por MAGIC durante la fulguración.

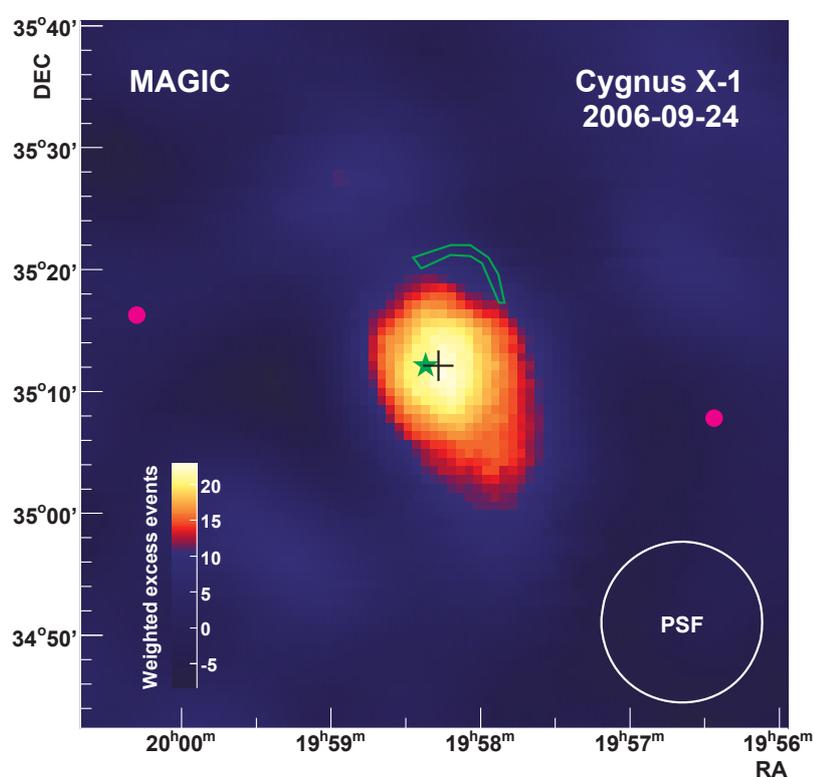


Figura 8.2: Mapa de la emisión gamma detectada por MAGIC durante la fulguración ([Albert et al. 2007](#)). La cruz negra muestra la posición de la fuente gamma. La posición de las fuentes de rayos X y radio asociadas a Cyg X-1 se muestran como una estrella y un anillo verdes, respectivamente.

La estrella masiva del sistema provee un campo de radiación muy intenso que puede absorber rayos gamma por producción de pares en sistemas binarios. Durante la conjunción superior, el AN se encuentra detrás de la estrella compañera ($\phi = 1$), esta opacidad es máxima. La fulguración ocurrió en la fase orbital $\phi = 0,91$, donde se espera una gran absorción de los fotones gamma por aniquilación fotón-fotón con el campo estelar. Esto puede ayudar a establecer restricciones sobre la localización de la región de emisión.

El espectro observado se ajusta con una ley de potencias relativamente blanda (ver

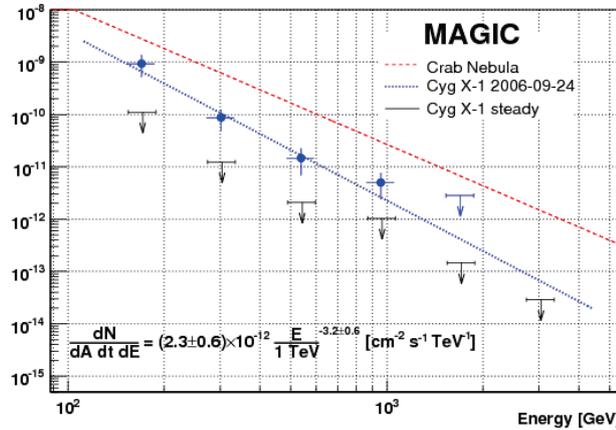


Figura 8.3: SED de Cygnus X-1 durante la fulguración detectada por MAGIC. También se muestra el espectro de la nebulosa del Cangrejo (*Crab*) y la ley de potencias que mejor ajusta los datos.

Fig. 8.3, Albert et al. 2007):

$$\frac{dN}{dA dt dE} = (2,3 \pm 0,6) \times 10^{-12} \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-3,2 \pm 0,6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}. \quad (8.1)$$

La estrella masiva tiene un viento poderoso. Evidencia observacional considerable respalda la idea de que los vientos de estrellas masivas son grumosos (e.g. Owocki & Cohen 2006; Moffat 2008). En un microcuásar de gran masa algunos grumos podrían eventualmente penetrar en el *jet* del sistema intensificando la emisión no térmica, tal como lo propusieron Owocki et al. (2009). La fulguración detectada por MAGIC puede ser el primer evento de interacción *jet*-viento jamás detectado a muy altas energías.

Nuestro objetivo es establecer un modelo para la emisión y absorción de alta energía en Cyg X-1 que pueda explicar la naturaleza de la fulguración gamma observada. A continuación estudiamos la opacidad gamma debida a la creación de pares a lo largo de toda la órbita, y para diferentes posiciones del emisor. Luego, en base a los resultados de la opacidad, proponemos un mecanismo posible para la producción de la emisión de muy alta energía.

8.2. Opacidad de los rayos gamma

8.2.1. Cálculos

En un microcuásar de alta masa el campo radiativo de la estrella provee de fotones blandos que pueden aniquilar rayos gamma por creación de pares: $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$.

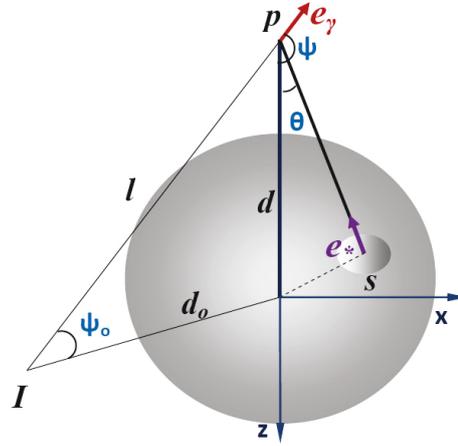


Figura 8.4: El fotón gamma en P viaja en la dirección dada por \mathbf{e}_γ . Este fotón puede ser absorbido por fotones de energía ϵ emitidos en S en la dirección \mathbf{e}_* . Adaptado de Dubus (2006).

Consideramos el tratamiento para la absorción gamma en binarias de rayos X masivas como en Dubus (2006) y Romero et al. (2007b). La opacidad diferencial para un rayo gamma en P moviéndose en la dirección dada por \mathbf{e}_γ , debido a fotones de energía ϵ emitidos en S en la dirección \mathbf{e}_* , es (Fig. 8.4):

$$d\tau_{\gamma\gamma} = (1 - \mathbf{e}_\gamma \mathbf{e}_*) n_\epsilon \sigma_{\gamma\gamma} d\epsilon d\Omega dl, \quad (8.2)$$

donde $d\Omega$ es el ángulo sólido de la superficie que emite los fotones y n_ϵ es la densidad específica de radiación.

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

$$\sigma_{\gamma\gamma}(\beta) = \frac{\pi r_e^2}{2} (1 - \beta^2) \left[2\beta(\beta^2 - 2) + (3 - \beta^4) \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \right], \quad (8.3)$$

donde $\beta = (1 - 1/s)^{1/2}$, y $s = E_\gamma \epsilon (1 - \mathbf{e}_\gamma \mathbf{e}_*) / (m_e c^2)^2$. Aquí, E_γ y ϵ son las energías del rayo gamma y del fotón estelar, respectivamente. Esta reacción ocurre sobre un mínimo dado por

$$E_\gamma \epsilon = \frac{2(m_e c^2)^2}{(1 - \mathbf{e}_\gamma \mathbf{e}_*)}, \quad (8.4)$$

donde \mathbf{e}_γ es un vector unitario en la dirección de la propagación del rayo gamma.

La profundidad óptica se calcula con una integral de trayectoria en la cual la dependencia angular tiene un efecto muy significativo. La absorción esta entonces altamente modulada por el movimiento orbital. Depende también del campo de fotones blanco, que es altamente anisotrópico a lo largo de la trayectoria del rayo gamma.

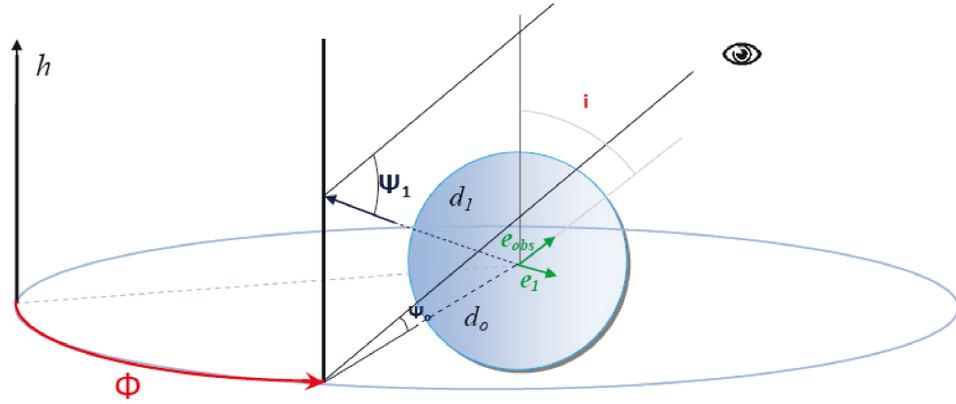


Figura 8.5: Esquema de la geometría adoptada para el cálculo de la absorción de un fotón producido sobre el objeto compacto.

Debido a que la estrella masiva domina por completo la distribución espectral del campo radiativo a bajas energías, cualquier otra fuente de radiación para la producción de pares con rayos gamma es despreciable. La estrella tiene un radio R_* , y por simplicidad consideramos una densidad de radiación de cuerpo negro de temperatura T_* :

$$n_\epsilon = \frac{2\epsilon^2}{h^3 c^3} \frac{1}{(\exp(\epsilon/kT_*) - 1)}. \quad (8.5)$$

La geometría considerada para la absorción de rayos gamma se muestra en la Fig. 8.5. Si la emisión ocurre a una altura h sobre el objeto compacto y perpendicular al plano orbital, la distancia d desde la estrella es $d = \sqrt{d_0^2 + h^2}$ y el ángulo inicial cambia de $\psi_0 = \sin(\theta) \sin(i)$ a ψ_1 . Nótese que según la Fig. 8.5

$$\cos \psi_1 = \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_{\text{obs}} = \frac{1}{\sqrt{(d_0^2 + h^2)}} (d_0 \cos 2\pi\phi \sin i - h \cos i). \quad (8.6)$$

Los parámetros adoptados para el cálculo se muestran en la Tabla 8.1.

Bajo condiciones adecuadas, la absorción produce la creación de pares energéticos, y la emisión CI de estos pares, puede operar de forma efectiva para desarrollar cascadas electromagnéticas que pueden modificar considerablemente el espectro original de rayos gamma (ver e.g. Bednarek 1997 y Orellana et al. 2007 para un tratamiento detallado). Electrones con energías del orden del TeV en el campo de radiación estelar también pueden generar esta situación. A energías del orden del TeV la tasa de enfriamiento para electrones en el régimen de Klein-Nishina se reduce por la disminución de la sección eficaz CI (ver Sec. A.3.3). El campo magnético local debe ser menor que un valor crítico B_c para que las pérdidas sincrotrón no dominen sobre las pérdidas CI.

Tabla 8.1: Parámetros del modelo.

Parámetro [unidades]	valores
R_* Radio estelar [cm]	$1,5 \times 10^{12}$
T_* Temperatura estelar [K]	3×10^4
r_{orb} Radio orbital [cm]	$3,4 \times 10^{12}$
θ Ángulo de la visual	$\pi/6$
M_{BH} Masa del AN [M_{\odot}]	20
h_0 Punto de eyección del <i>jet</i> [R_{Sch}]	50
h_{int} Altura sobre el objeto compacto [cm]	10^{13}
ϱ Parámetro de equipartición	0,1
Γ_{jet} Velocidad macroscópica del <i>jet</i>	1,4
B Campo magnético [G]	0,9
η Eficiencia de aceleración	0,1
L_{jet} Energía cinética del <i>jet</i> [erg s^{-1}]	10^{37}
a Cociente de potencia hadrónica/leptónica	100
q_{rel} Contenido de partículas relativistas en el <i>jet</i>	5 %
R_{jet} Radio del <i>jet</i> [h_{int}]	0,1
e Ancho de la “uno zona” [h_{int}]	0,05
ζ Índice espectral de las partículas	2,8
\dot{M}_* Tasa de pérdida de masa estelar [$M_{\odot}\text{yr}^{-1}$]	3×10^{-6}
v_{∞} Velocidad terminal del viento [cm s^{-1}]	2×10^8

Para determinar si cascadas electromagnéticas efectivas pueden ocurrir en el sistema es necesario conocer la magnitud del campo magnético en la región de propagación gamma. Tal campo está dominado por el campo magnético estelar. Campos magnéticos medidos en estrellas masivas pueden alcanzar valores $\sim 10^3$ G, que es mucho mayor que el valor crítico B_c . Para sistemas binarios cercanos como Cyg X-1 podemos esperar que $B > B_c$ (Bosch-Ramon et al. 2008) sobre toda la región de producción de rayos gamma. Aquí consideramos que $B > B_c$, y despreciamos los efectos de las cascadas electromagnéticas, también el reprocesamiento de la energía absorbida por radiación sincrotrón. Esta última situación fue considerada por Bosch-Ramon et al. (2008), que lidiaron con la difusión de pares secundarios en el sistema. Zdziarski et al. (2009), por otro lado, sí consideraron que los fotones de alta energía inician una cascada de pares espacialmente extendida, más adelante se comenta esto.

8.2.2. Resultados

En la Fig. 8.6 mostramos un mapa 2D del coeficiente de atenuación $e^{-\tau}$ como función de la energía E y la altura h sobre el plano orbital. Este mapa de absorción corresponde

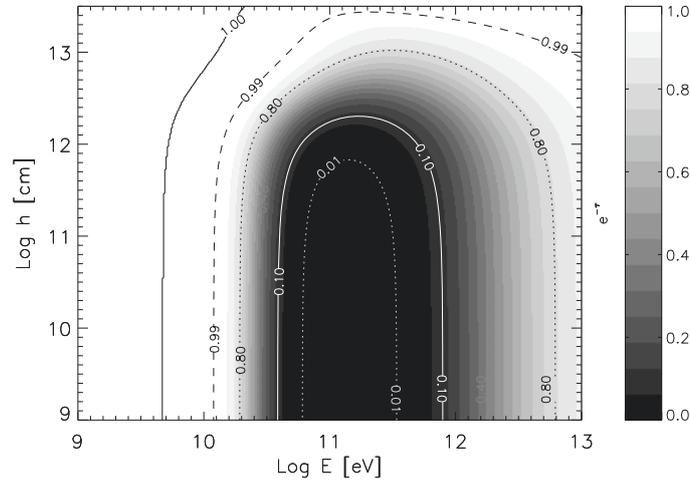


Figura 8.6: Mapa de absorción en función de la altura h sobre el objeto compacto y la energía E , para la fase orbital $\phi = 0,91$.

a la fase orbital $\phi = 0.91$, cuando ocurrió la fulguración. Como puede verse de la figura, la atenuación es alta a energías entre 10 GeV y 10 TeV, cerca del objeto compacto, lo que hace que el problema de la absorción en el rango de energías donde MAGIC detectó la fulguración muy relevante.

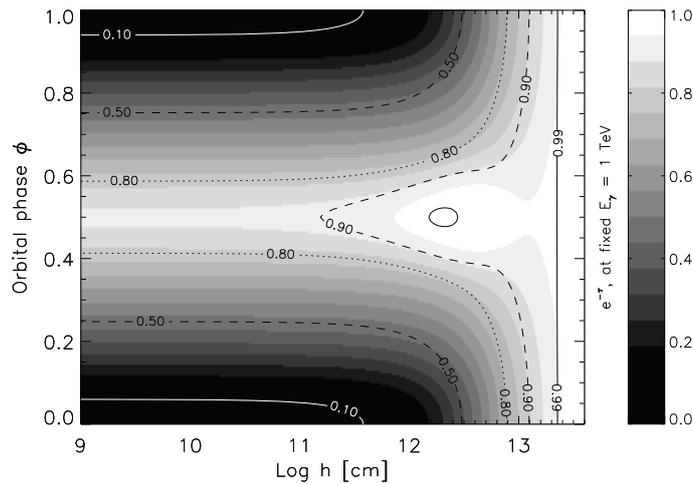


Figura 8.7: Mapa de absorción en función de la fase orbital ϕ y la altura sobre el objeto compacto h , para la energía $E = 1$ TeV.

En la Fig. 8.2.2 mostramos un mapa 2D del coeficiente de atenuación para $E = 1$ TeV como función de la fase orbital ϕ y la altura h . Puede verse que la absorción baja fuertemente a medida que la altura sobre el objeto compacto crece para $h > 10^{11}$ cm. Cuando

$h < 10^{11}$ cm la absorción no produce grandes cambios, debido a las distancias involucradas que hacen que la densidad de fotones se mantenga aproximadamente constante (i.e. $R_{\star} \sim 10^{12}$ cm y $r_{\text{orb}} = 3,4 \times 10^{12}$ cm; ver Fig. 8.5).

Bosch-Ramon et al. (2008) encontraron a partir de cálculos de opacidad cerca de la conjunción superior que el emisor gamma en Cyg X-1 debe estar localizado a una distancia mayor a 10^{12} cm sobre el objeto compacto. Nuestros cálculos de absorción concuerdan con este resultado. Nótese que nuestros resultados cubren un espacio de parámetros más amplio.

El flujo observado es una ley de potencias (Ec. 8.1), en el rango de energías entre 150 GeV y 3 TeV (ver Fig 8.3, Albert et al. 2007). Considerando que el flujo intrínseco de la fulguración también es una ley de potencias $F_{\text{int}} = \kappa E^{-\alpha}$, podemos relacionar ambas expresiones a través de

$$F_{\text{obs}} = F_{\text{int}} e^{-\tau(E)}. \quad (8.7)$$

Para los valores numéricos calculados de $\tau(E)$, usando la dependencia de τ con la altura h , obtenemos el índice espectral intrínseco α como función de h . La Fig. 8.8 muestra el resultado. Nótese que para una altitud de $h \sim 10^{13}$ cm el espectro deabsorbido y producido son esencialmente el mismo.

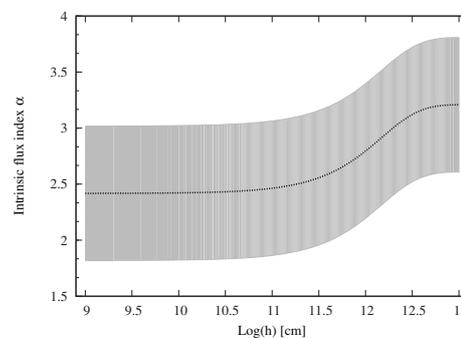


Figura 8.8: Rango dentro de las barras de error del índice espectral del flujo intrínseco en función de la altura h .

8.3. Mecanismo de producción de la fulguración

Un modelo hadrónico para Cyg X-1 ya se ha considerado en Orellana et al. (2007) basado en ideas propuestas por Romero et al. (2003). Aquí revisamos este escenario con el adicional de la interacción entre el *jet* estacionario y un blanco mucho más denso: un grumo del viento estelar que permite a través de choques localmente generados la re-aceleración de las partículas que generan emisión a muy alta energía lejos del AN. Aquí usaremos una versión simplificada del modelo desarrollado en Araudo et al. 2009. El sistema *jet*+grumo se considera momentáneamente en estado estacionario.

Tal como se observa en la configuración estable de un microcúasar en un estado *low-hard* de rayos X (e.g. (Fender et al., 2004)), y particularmente en Cyg X-1, consideramos un *jet* continuo. Los cálculos de la emisión se basan en los trabajos de Bosch-Ramon et al. (2006) y Romero & Vila (2008). El *jet* se supone perpendicular al plano orbital, y eyectado a una distancia h_0 sobre el objeto compacto.

Consideramos que cerca del objeto compacto el campo magnético alcanza valores bien por debajo de los valores de equipartición. Siguiendo Bosch-Ramon et al. (2006) el campo magnético en el sistema de referencia del *jet* puede calcularse como

$$B(h) = \sqrt{\rho 8\pi e_p}. \quad (8.8)$$

En la Ec. (8.8) ρ es el parámetro de equipartición y e_p es la densidad de energía de la materia. Entonces,

$$e_p = \frac{\dot{m}_{\text{jet}}}{\pi R_{\text{jet}}^2 v_{\text{jet}} m_p} \langle E_{pk} \rangle = \frac{\dot{m}_{\text{jet}}}{2\pi h^2} v_{\text{jet}}, \quad (8.9)$$

donde v_{jet} es la velocidad macroscópica del fluido, fijamos $v_{\text{jet}} \sim 0,7c$ (Heinz 2006). El radio del *jet* es $R_{\text{jet}} = \chi h$, y $\langle E_{pk} \rangle$ es la energía cinética de los protones fríos, considerada como la energía cinética clásica con la velocidad de expansión del *jet* ($v_{\text{exp}} = \chi v_{\text{jet}}$).

Una pequeña fracción de la potencia del *jet* se transforma en partículas relativistas en una región de aceleración donde los parámetros físicos del sistema no cambian, una "uno-zona". Esta región localizada sobre el objeto compacto, a la altura del impacto con el grumo. Aquí consideramos $h_{\text{int}} = 10^{13}$ cm, basándonos en las restricciones impuestas por la opacidad.

La potencia cinética en forma de partículas relativistas se considera proporcional a la potencia del *jet*, $L_{\text{rel}} = q_{\text{rel}} L_{\text{jet}}$, con $q_{\text{rel}} = 0,05$ y $L_{\text{jet}} = 10^{37}$ erg s⁻¹ (Gallo et al. 2005). Consideramos contenido hadrónico y leptónico, $L_{\text{rel}} = L_p + L_e$. El cociente de la potencia hadrónica/leptónica en el *jet* se toma $a = 100$. Se considera una eficiencia de aceleración alta, con $\eta \sim 10\%$.

Las pérdidas para electrones son adiabáticas, CI, sincrotrón y Bremsstrahlung relativista, y se calculan en el sistema de referencia del jet (RF). Los fotones semilla para la colisiones CI son los correspondientes al campo de radiación de la estrella compañera, considerada como un cuerpo negro a T_* y se transforma al sistema de referencia del *jet* como sigue (Dermer & Schlickeiser 2002):

$$n'_{\epsilon', \Omega'} = \frac{n_{\epsilon, \Omega}}{\Gamma_{\text{jet}}^2 (1 + \beta\mu)^2}, \quad (8.10)$$

donde Γ_{jet} es el factor de Lorentz del *jet*, Ω representa la dirección del fotón, $\mu = \cos \Theta$, y Θ es el ángulo entre la dirección del fotón y el eje del *jet* (las cantidades primadas corresponden a cantidades en el RF del *jet*). Consideramos la aproximación "head on", en la cual $\mu = -1$, es decir que todas las colisiones son frontales.

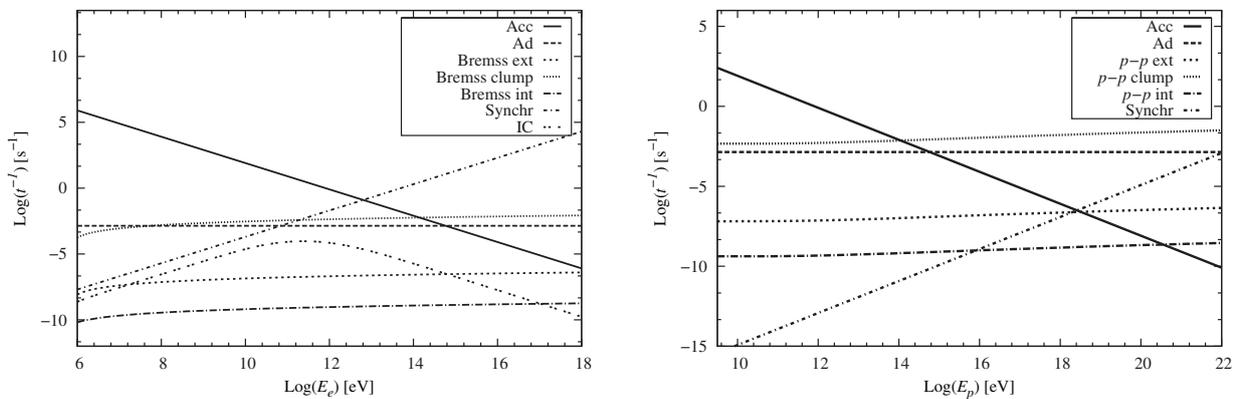


Figura 8.9: Tasa de aceleración y de enfriamiento a $h_{\text{int}} = 10^{13}$ cm en el *jet* para electrones y protones primarios.

Para Bremsstrahlung externo la densidad de los iones blanco es el viento estelar (el viento se considera un plasma completamente ionizado). A una altura h :

$$n_{\text{wind}}(h) = \frac{\dot{M}_{\star}}{4\pi v_{\infty} m_p (h^2 + a^2)} \left(1 - \frac{R_{\star}}{\sqrt{h^2 + r_{\text{orb}}^2}} \right)^{-1}, \quad (8.11)$$

donde v_{∞} es la velocidad terminal del viento (e.g. Romero et al. 2003 y las referencias citadas). Para tener en cuenta la mezcla entre el *jet* y el material del viento de forma fenomenológica, introducimos un factor de penetración $f_p = 0,3$ (Romero et al. 2005). El grumo se lo considera como una condensación del viento con una densidad de $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Nótese que el rechazo de las partículas en la frontera viento-*jet* se considera solo para el viento de fondo. Suponemos que el grumo penetra completamente el *jet* (ver Araudo et al. 2009 para mayores detalles). Para Bremsstrahlung interno la densidad de los iones blanco es la densidad de protones en el *jet*, directamente obtenida de $\dot{m}_{\text{jet}} = L_{\text{jet}}/\Gamma c^2$.

Los protones relativistas pierden energía a través de la expansión adiabática, radiación sincrotrón, y por pérdidas producidas en interacciones $p-p$. Producción fotomesónica no se considera porque los fotones estelares no tienen la energía suficiente para superar la energía umbral de este proceso. Para más detalles y las fórmulas correspondientes ver el Apéndice A. Las energías máximas para protones están restringidas por el tamaño de la región, debido a que el giroradio de las partículas no puede exceder R_{jet} (ver Sec. A.2.4).

En la Fig. 8.3 mostramos los tiempos de pérdida y ganancia de energía para electrones y protones en la región de aceleración, el *bowshock* que se forma entre el *jet* y el grumo. Los electrones alcanzan energías del orden del TeV mientras que los protones pueden acelerar hasta energías $\sim 10^2$ TeV.

Para obtener la distribución $N(E)$ de partículas en estados estacionario resolvemos la ecuación de transporte en la uno-zona. La función de inyección de las partículas, $Q(E)$, es una ley de potencias en la energía de las partículas,

$$Q(E) = Q_0 E^{-\zeta}. \quad (8.12)$$

El índice ζ se considera 2,8 para ambos tipos de partículas, de acuerdo con los resultados obtenidos que se muestran en la Fig. 8.8. La constante de normalización para cada partícula, como antes, se deriva de $L_{e,p}$

$$L_{e,p} = V \int_{E_{e,p}^{\min}}^{E_{e,p}^{\max}} dE_{e,p} E_{e,p} Q_{e,p}(E_{e,p}), \quad (8.13)$$

donde V es el volumen co-movil de la uno-zona.

8.3.1. Procesos radiativos

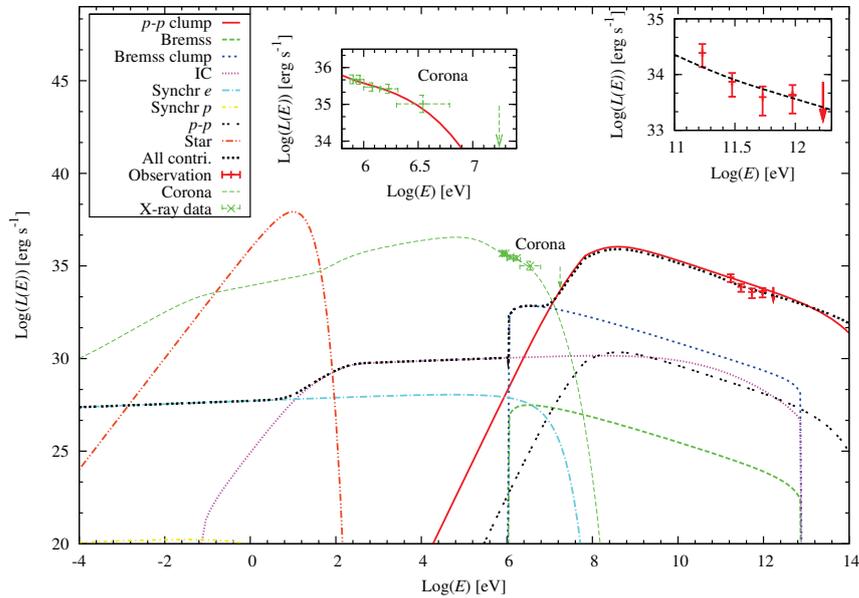


Figura 8.10: Distribución espectral de energía y datos observacionales de Cyg X-1 obtenidos con MAGIC (Albert et al. 2007). También se muestra una corona de dos temperaturas con una componente no térmica. Los datos son de McConnell et al. (2000). Los datos similares de Malzac et al. (2008) pueden ajustarse fácilmente (Romero et al. 2010b).

En el cálculo de la emisión no térmica consideramos radiación sincrotrón para electrones y protones, colisiones CI de los electrones con los fotones estelares, Bremsstrahlung relativista interno y externo, y colisiones inelásticas entre protones en el *jet*

y el material frío que lo conforma, más la materia del grumo y del viento de fondo. La emisión producida por partículas secundarias y por SSC es despreciable. En el Apéndice A se dan las fórmulas correspondientes para el cálculo de estas luminosidades.

Todas las luminosidades se calculan en el RF co-movil del *jet*. Las energías de los fotones en ambos RFs (del observador y del *jet*) se relacionan mediante el factor de Doppler D de esta manera

$$E_\gamma = DE'_\gamma, \quad (8.14)$$

donde

$$D = \frac{1}{\Gamma_{\text{jet}}(1 - \beta_{\text{jet}} \cos \theta_p)}. \quad (8.15)$$

La luminosidad en el RF del observador esta dada por (e.g. [Lind & Blandford 1985](#))

$$L_\gamma(E_\gamma) = D^2 L'_\gamma(E'_\gamma). \quad (8.16)$$

Para calcular la emisión gamma producida por el decaimiento de piones neutros la parametrización de la sección eficaz $p - p$ (Eq. (A.45)) esta dada en el RF de laboratorio. Por lo tanto, convertimos el flujo de protones relativistas al RF de laboratorio, mediante:

$$N(E_p, \theta_p) = \frac{A \Gamma^{-(\alpha-1)} \left(E_p - \beta \cos \theta_p \sqrt{E_p^2 - m_p^2 c^4} \right)^{-\alpha}}{4\pi \left[\sin^2 \theta_p + \Gamma^2 \left(\cos \theta_p - \frac{\beta E_p}{\sqrt{E_p^2 - m_p^2 c^4}} \right)^2 \right]^{1/2}}, \quad (8.17)$$

donde A es una constante de normalización. El flujo de protones, que es isotrópico en el RF del *jet*, esta colimado en el RF de laboratorio, como lo indica la dependencia con el ángulo de la visual θ_p .

Para reproducir la SED observada, el cociente entre la densidad del grumo y la del viento en la base es $\sim 4.6 \times 10^4$, i.e. $n_c \sim 3,3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. La Fig. 8.10 muestra la SED calculada. Hemos incluido la emisión térmica de la estrella, que domina ampliamente el rango óptico de energías. En la región de los rayos X las componentes del disco de acreción y de la corona deben adicionarse a este resultado. Estas componentes en el estado *low-hard* tienen luminosidades del orden de $\sim 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ y se extienden hasta $\sim 150 \text{ keV}$ (ver [Romero et al. 2002](#)), de manera que dominan el espectro completamente sobre la radiación no térmica. La emisión de la corona y la cola no térmica ([McConnell et al. 2000](#); [Malzac et al. 2008](#)) también se muestran. El modelo para esta emisión se encuentra en [Romero et al. \(2010b\)](#). Aquí mostramos sólo los resultados relevantes a Cyg X-1.

8.3.2. Absorción interna

La aniquilación interna de fotones en la región de producción de rayos gamma puede resultar en una atenuación considerable de la radiación (Aharonian et al. 2008b; Romero & Vila 2008). Los campos de fotones absorbentes en este caso son los generados en el *jet* (i.e. aquellos calculados en la sección anterior). Las fórmulas correspondientes se encuentran en el Apéndice A. A energías $E_\gamma > 10^{15}$ eV, el campo que domina la absorción es la radiación sincrotrón de los electrones. Encontramos que $\tau(E_\gamma)$ es completamente despreciable (al nivel de $\tau \sim 10^{-6}$), implicando que el coeficiente de atenuación es ~ 1 .

8.4. Discusión

La emisión a muy alta energía de Cyg X-1 ocurrió cuando el AN estaba detrás de la estrella con respecto al observador. Debido a la alta absorción en la región de detección de la fulguración, la emisión producida cerca del objeto compacto no es suficiente para explicar las observaciones, a menos que los fotones viajen lejos de la estrella, iniciando una cascada de pares espacialmente extendida como la considerada por Zdziarski et al. (2009). Esto requiere un campo magnético adecuado, que permita la isotropización instantánea de electrones, pero que no supere sus pérdidas CI.

Simulaciones de cascadas 1D (Orellana et al. 2007) son consistentes con absorción intensa y espectro blando (empinado) a energías del orden del TeV. Los resultados de Bosch-Ramon et al. (2008) han mostrado que si las cascadas se suprimen por efectos del campo magnético, la emisión sincrotrón de los pares secundarios tiene un máximo a energías menores (\sim GeV).

Romero et al. (2002) han sugerido que Cyg X-1 puede atravesar ocasionalmente fases de microblazar (el *jet* apunta en dirección al observador) y han estimado que la luminosidad en el RF del observador puede ser hasta un orden de magnitud mayor que en el RF del *jet*. Aún teniendo esto en cuenta, una fulguración disparada en la base del *jet* no es detectable debido a la absorción en la fase. Otra opción sería un episodio muy corto con un alto incremento de la tasa de acreción/eyección, pero esto es especulativo debido a la falta de evidencias a energías bajas que respalden la hipótesis.

Bajo la geometría considerada aquí (un *jet* perpendicular al plano orbital, que tiene una inclinación de ~ 30 grados), la emisión de alta energía debe haber ocurrido a grandes distancias sobre el objeto compacto donde el campo de fotones absorbente está diluido. Para cuantificar la radiación producida en este escenario hemos considerado la interacción de partículas relativistas aceleradas en una región del *jet* con partículas blanco de un grumo denso del viento.

La escala temporal de la fulguración está relacionada con el tiempo de permanencia del grumo dentro del *jet*. Para un grumo esférico de radio R_c menor que el radio del *jet*

$R_{\text{jet}} \sim 10^{12}$ cm podemos hacer una estimación a orden cero del tiempo que le lleva al grumo atravesar el *jet*: t_c . La velocidad del grumo es la velocidad del viento, que a esta altura es simplemente v_∞ :

$$t_c \simeq 2R_{\text{jet}}/v_\infty \sim 10^4 \text{ s.} \quad (8.18)$$

El episodio de fulguración tiene una escala temporal menor a un día y tiempo de ascenso del orden de una hora, que es del mismo orden que el t_c estimado.

El modelo simple presentado aquí para el espectro de banda ancha de Cygnus X-1 reproduce bien la SED observada por MAGIC durante la fulguración usando un conjunto de parámetros en acuerdo con valores razonables para esta fuente. Las interacciones entre vientos grumosos de estrellas masivas en microcuásares de gran masa con los *jets* relativistas se espera que produzcan fulguraciones a altas y muy altas energías. Este escenario podría explicar las fulguraciones ya detectadas en esta clase de objetos por *Fermi*, *AGILE* y *MAGIC*.

Capítulo 9

CONCLUSIONES

En esta tesis hemos estudiado los procesos de altas energías en sistemas donde las estrellas tienen un rol determinante por medio de sus vientos, sus campos magnéticos, y sus campos intensos de radiación. Éstos últimos aportan la energética necesaria para la aceleración de partículas, y constituyen blancos adecuados para la interacción de esas partículas.

Hemos desarrollado un modelo para la emisión no térmica en *bowshocks* de estrellas fugitivas masivas. Estos *bowshocks* son candidatos naturales para la aceleración de partículas. Los distintos tipos de estrellas tempranas tienen energéticas diferentes (según las características del viento) y por lo tanto proveen diferentes potencias en partículas relativistas. La potencia disponible para la aceleración de partículas también depende de la distancia entre la estrella y la región de aceleración que es función del medio y de la velocidad de la estrella.

La emisión no térmica producida en el viento chocado podría ser detectable en varias longitudes de onda, si la fuente es suficientemente cercana. La emisión gamma dominante es de origen leptónico, producida por dispersiones CI. La emisión sincrotrón esperada en radio y la radiación X podrían ser detectables. A partir de este modelo y sus predicciones sugerimos que los *bowshocks* de estrellas fugitivas masivas podrían constituir una nueva clase de fuente de altas energías.

Las estrellas fugitivas masivas ofrecen una oportunidad única para detectar emisión a energías del orden del GeV-TeV de estrellas masivas no binarias. El radio de *standoff* R_0 está localizado lo suficientemente lejos como para eludir, bajo los ángulos de visión adecuados, absorción gamma significativa. La presencia de campos de fotones IR intensos localmente generados proveen de blancos apropiados para las interacciones CI, que producen, en algunos casos, flujos gamma detectables. Para este tipo de fuentes un instrumento como CTA podría ser una herramienta única para explorar la radiación de altas energías producida por estrellas fugitivas y la población de partículas relativistas generadas en ellas.

Hemos aplicado nuestro modelo de emisión no térmica al *bowshock* de la estrella ζ Ophiuchi. Bajo las suposiciones que hemos hecho el *bowshock* podría ser detectable en rayos gamma y rayos X con largas exposiciones.

Hemos detectado una fuente no térmica en rayos X duros, espacialmente correlacionada con el *bowshock* de la estrella fugitiva AE Aurigae. Es la primera vez que se detecta emisión de rayos X en este tipo de fuentes. Esta emisión muy probablemente sea la contraparte en rayos X del *bowshock* de AE Aurigae detectado en el IR, tal como lo predice nuestro modelo de la emisión no térmica en *bowshocks* estelares. Bajo consideraciones razonables el modelo se ajusta muy bien a la emisión detectada. La emisión en rayos X se produce por dispersión CI de los fotones del polvo del *bowshock*.

También hemos aplicado nuestro modelo al *bowshock* de la estrella fugitiva supergigante HD 195592. La posición de esta estrella es compatible con la localización de la fuente *Fermi* (2FGL J2030.7+4417). Concluimos que esta fuente gamma podría producirse por dispersión CI con los fotones del polvo de la estrella fugitiva. La ausencia de otra fuente en la caja de error de localización la hacen una buena candidata a ser el primer *bowshock* de estrella fugitiva emisor de rayos gamma identificado hasta el momento.

En esta tesis hemos propuesto por primera vez a las estrellas T Tauri como fuentes de rayos gamma, y desarrollamos un modelo para estimar la radiación no térmica. En estas fuentes las partículas son aceleradas en procesos de reconexión magnética que se sabe ocurren en sus magnetósferas. La potencia para la aceleración de partículas es provista por la energía magnética. La emisión gamma se produce por el decaimiento de piones neutros en colisiones inelásticas $p - p$. Las columnas de acreción densas en estos sistemas proveen los blancos para estas colisiones. Bajo ciertas hipótesis las estrellas T Tauri podrían ser responsables de algunas fuentes *Fermi* cercanas.

Hemos aplicado el modelo de emisión de estrellas T Tauri a un grupo de estrellas en la región de formación estelar ρ Ophiuchi, que coinciden espacialmente con la fuente *Fermi* 1FGL J1625.8-2429c. Nuestro modelo podría explicar la emisión detectada por *Fermi*. También hemos propuesto un mecanismo alternativo para la generación de los rayos gamma detectados, iluminación por rayos cósmicos del material de la nube donde se encuentran las estrellas T Tauri. Sin embargo, la fuente 1FGL J1625.8-2429c no está incluida en el segundo catálogo de *Fermi*. Esto último favorece nuestra hipótesis sobre que la emisión es generada por las estrellas T Tauri. Si la emisión se debe a iluminación del material por rayos cósmicos no debería presentar variabilidad.

Hemos propuesto que estrellas fugitivas tempranas moviéndose a través de las nubes moleculares – altamente inhomogéneas – donde se formaron producen emisión no térmica variable. La emisión no térmica se produce en los *bowshocks* de estos sistemas. Los principales parámetros físicos varían al variar la densidad del medio, produciendo la variación. Concluimos que, bajo ciertas hipótesis, los *bowshocks* de estrellas masivas fugitivas producen emisión gamma variable, con escalas de tiempo dependiendo de las

escalas espaciales de las inhomogeneidades de la nube y de la velocidad estelar. Bajo ciertas condiciones estos sistemas podrían ser fuentes gamma variables prendiéndose y apagándose a través de los años. Por lo tanto, presentamos aquí una nueva clase de fuente galáctica gamma variable.

Nuestros cálculos de aceleración de partículas en *bowshocks* estelares han demostrado que los protones relativistas escapan difundiéndose en el espacio. Hemos propuesto que los *bowshocks* de estrellas fugitivas masivas, eyectados de cúmulos jóvenes, inyectan protones en las nubes moleculares, contribuyendo significativamente a la población local de rayos cósmicos.

Bajo ciertas consideraciones, el efecto colectivo de las partículas inyectadas por *bowshocks* en nubes moleculares podrían producir emisión gamma, con luminosidades del orden de las observadas en estos sistemas. La emisión gamma es de origen hadrónico; por otro lado, la emisión en radio y en rayos X es de origen leptónico, producida por las interacciones de los pares secundarios con el campo magnético local.

Finalmente, hemos calculado la absorción producida por el campo de fotones de la estrella masiva en el microcuásar Cygnus X-1. Bajo la geometría considerada, concluimos que la emisión – de tipo fulguración – de muy alta energía detectada por MAGIC debió producirse a una gran distancia del objeto compacto, en consistencia con otros trabajos. En este escenario presentamos un modelo simple para la emisión.

En el modelo desarrollado la radiación es producida por la interacción de protones relativistas en el *jet* con un grumo del viento estelar. La escalas temporales de la emisión predichas son del mismo orden que el tiempo de la fulguración detectada.

El modelo simple que hemos presentado para el espectro de banda ancha de Cygnus X-1 reproduce la SED observada durante la fulguración. Se espera que las interacciones de grumos del viento con los *jets* relativistas en microcuásares de gran masa produzcan episodios de fulguración a altas y muy altas energías.

Los resultados de esta tesis abrieron nuevas líneas de investigación. Detallamos algunas de éstas líneas a continuación, varias de las cuales abordaremos en el futuro próximo.

Mediante las simulaciones numéricas de la interacción del viento de una estrella con el medio, además de obtener una buena caracterización de las propiedades del *bowshock*, su localización, etc., se podrán analizar su estructura y estabilidad frente a cambios en el medio interestelar, y el desarrollo de inestabilidades dinámicas.

Adicionalmente, herramientas numéricas más poderosas permitirán el estudio de fenómenos que afectan directamente la producción de emisión no térmica, como la reconexión de líneas de campo magnético – que puede acelerar partículas eficientemente a energías relativistas o re-acelerar las partículas aceleradas en el choque – o la formación de choques secundarios – que pueden re-acelerar partículas energéticas – o la amplificación del campo magnético – el cual incrementa la emisión sincrotrón –.

La búsqueda de emisión gamma en la base de datos del satélite *Fermi*, en regiones coincidentes con *bowshocks* detectados de estrellas fugitivas podría llevar al descubrimiento de nuevos *bowshocks* de estrellas masivas fugitivas en rayos gamma. Los casos en los que no se encuentre emisión significativa serán útiles para establecer cotas superiores de los parámetros físicos en la región del viento chocado.

Por último, otra línea a investigar es la interacción de estrellas magnéticas de gran velocidad con el ISM. En este caso es la magnetósfera de la estrella – y no el viento como en el caso de una estrella fugitiva masiva – quien interactúa con la presión dinámica del medio. Podrían formarse choques detrás de la estrella, acelerando partículas en esa región, y tal vez produciendo emisión no térmica significativa.

BIBLIOGRAFÍA

- Abbott, D. C. 1982, The return of mass and energy to the interstellar medium by winds from early-type stars, *ApJ*, 263, 723
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010a, Fermi Large Area Telescope First Source Catalog, *ApJS*, 188, 405
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010b, Fermi Large Area Telescope Observation of a Gamma-ray Source at the Position of Eta Carinae, *ApJ*, 723, 649
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010c, The First Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-ray Pulsars, *ApJS*, 187, 460
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2011, Fermi Large Area Telescope Observations of Two Gamma-Ray Emission Components from the Quiescent Sun, *ApJ*, 734, 116
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010d, A population of gamma-ray emitting globular clusters seen with the Fermi Large Area Telescope, *A&A*, 524, A75
- Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2011, The Second Catalog of Active Galactic Nuclei Detected by the Fermi Large Area Telescope, *ApJ*, 743, 171
- Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2012a, Gamma-Ray Observations of the Orion Molecular Clouds with the Fermi Large Area Telescope, *ApJ*, 756, 4
- Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2012b, Fermi Large Area Telescope Study of Cosmic Rays and the Interstellar Medium in nearby Molecular Clouds, *ApJ*, 755, 22
- Actis, M., Agnetta, G., Aharonian, F., et al. 2011, Design concepts for the Cherenkov Telescope Array CTA: an advanced facility for ground-based high-energy gamma-ray astronomy, *Experimental Astronomy*, 32, 193

- Aharonian, F., Akhperjanian, A., Beilicke, M., et al. 2005a, The unidentified TeV source (TeV J2032+4130) and surrounding field: Final HEGRA IACT-System results, *A&A*, 431, 197
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Aye, K.-M., et al. 2005b, Discovery of Very High Energy Gamma Rays Associated with an X-ray Binary, *Science*, 309, 746
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Barres de Almeida, U., et al. 2008a, Exploring a SNR/molecular cloud association within HESS J1745-303, *A&A*, 483, 509
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006, Discovery of very-high-energy γ -rays from the Galactic Centre ridge, *Nature*, 439, 695
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2007, Detection of extended very-high-energy γ -ray emission towards the young stellar cluster Westerlund 2, *A&A*, 467, 1075
- Aharonian, F. A. 2001, Gamma Rays From Molecular Clouds, *Space Sci. Rev.*, 99, 187
- Aharonian, F. A. 2004, Very high energy cosmic gamma radiation : a crucial window on the extreme Universe (River Edge, NJ: World Scientific Publishing)
- Aharonian, F. A. & Atoyan, A. M. 1996, On the emissivity of π^0 -decay gamma radiation in the vicinity of accelerators of galactic cosmic rays., *A&A*, 309, 917
- Aharonian, F. A. & Atoyan, A. M. 2000, Broad-band diffuse gamma ray emission of the galactic disk, *A&A*, 362, 937
- Aharonian, F. A., Khangulyan, D., & Costamante, L. 2008b, Formation of hard very high energy gamma-ray spectra of blazars due to internal photon-photon absorption, *MNRAS*, 387, 1206
- Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2006, Variable Very-High-Energy Gamma-Ray Emission from the Microquasar LS I +61 303, *Science*, 312, 1771
- Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2007, Very High Energy Gamma-Ray Radiation from the Stellar Mass Black Hole Binary Cygnus X-1, *ApJ*, 665, L51
- Araudo, A. T., Bosch-Ramon, V., & Romero, G. E. 2009, High-energy emission from jet-clump interactions in microquasars, *A&A*, 503, 673
- Araudo, A. T., Romero, G. E., Bosch-Ramon, V., & Paredes, J. M. 2007, Gamma-ray emission from massive young stellar objects, *A&A*, 476, 1289
- Bandiera, R. 1993, Modelling non-axisymmetric bow shocks, *A&A*, 276, 648
- Beckwith, S. V. W., Sargent, A. I., Chini, R. S., & Guesten, R. 1990, A survey for circumstellar disks around young stellar objects, *AJ*, 99, 924

- Bednarek, W. 1997, Cascade initiated by VHE γ -rays in the radiation field of a close massive companion., *A&A*, 322, 523
- Bednarek, W. & Pabich, J. 2011, High-energy radiation from the massive binary system Eta Carinae, *A&A*, 530, A49
- Bell, A. R. 1978, The acceleration of cosmic rays in shock fronts. I, *MNRAS*, 182, 147
- Benaglia, P. 2010, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 422, High Energy Phenomena in Massive Stars, ed. J. Marti, P. L. Luque-Escamilla, & J. A. Combi, 111
- Benaglia, P. & Romero, G. E. 2003, Gamma-ray emission from Wolf-Rayet binaries, *A&A*, 399, 1121
- Benaglia, P., Romero, G. E., Martí, J., Peri, C. S., & Araudo, A. T. 2010, Detection of nonthermal emission from the bow shock of a massive runaway star, *A&A*, 517, L10
- Berezinskii, V. S., Bulanov, S. V., Dogiel, V. A., & Ptuskin, V. S. 1990, *Astrophysics of cosmic rays* (Amsterdam: North-Holland)
- Bestenlehner, J. M., Vink, J. S., Gräfener, G., et al. 2011, The VLT-FLAMES Tarantula Survey. III. A very massive star in apparent isolation from the massive cluster R136, *A&A*, 530, L14
- Birk, G. T., Schwab, D., Wiechen, H., & Lesch, H. 2000, X-ray activity in T-Tauri stellar magnetospheres, *A&A*, 358, 1027
- Birkinshaw, M. 1991, *The stability of jets*, ed. P. A. Hughes (Cambridge University Press), 278
- Biskamp, D. 2000, *Magnetic Reconnection in Plasmas* (Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2000 xiv, 387 p. Cambridge monographs on plasma physics, vol. 3, ISBN 0521582881)
- Blaauw, A. 1961, On the origin of the O- and B-type stars with high velocities (the "run-away" stars), and some related problems, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 15, 265
- Black, J. H. & Fazio, G. G. 1973, Production of Gamma Radiation in Dense Interstellar Clouds by Cosmic-Ray Interactions, *ApJ*, 185, L7
- Blake, G. M. 1972, Fluid dynamic stability of double radio sources, *MNRAS*, 156, 67
- Blandford, R. D. & Ostriker, J. P. 1978, Particle acceleration by astrophysical shocks, *ApJ*, 221, L29

- Bloemen, J. B. G. M., Caraveo, P. A., Hermsen, W., et al. 1984, Gamma rays from atomic and molecular gas in the large complex of clouds in Orion and Monoceros, *A&A*, 139, 37
- Blondin, J. M. & Marks, B. S. 1996, Evolution of cold shock-bounded slabs¹, *New A*, 1, 235
- Blumenthal, G. R. & Gould, R. J. 1970, Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases, *Reviews of Modern Physics*, 42, 237
- Bodaghee, A., Tomsick, J. A., Pottschmidt, K., et al. 2013, 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, *ArXiv e-prints*
- Bodenheimer, P. H. 2011, *Principles of Star Formation* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg)
- Bosch-Ramon, V. 2012a, Fermi I particle acceleration in converging flows mediated by magnetic reconnection, *A&A*, 542, A125
- Bosch-Ramon, V. 2012b, in *COSPAR Meeting, Vol. 39, 39th COSPAR Scientific Assembly*, 219
- Bosch-Ramon, V., Aharonian, F. A., & Paredes, J. M. 2005, Electromagnetic radiation initiated by hadronic jets from microquasars in the ISM, *A&A*, 432, 609
- Bosch-Ramon, V., Khangulyan, D., & Aharonian, F. A. 2008, The magnetic field and the location of the TeV emitter in Cygnus X-1 and LS 5039, *A&A*, 489, L21
- Bosch-Ramon, V., Romero, G. E., Araudo, A. T., & Paredes, J. M. 2010, Massive proto-stars as gamma-ray sources, *A&A*, 511, A8
- Bosch-Ramon, V., Romero, G. E., & Paredes, J. M. 2006, A broadband leptonic model for gamma-ray emitting microquasars, *A&A*, 447, 263
- Boyd, T. J. M. & Sanderson, J. J. 1969, *Plasma dynamics* (London, Nelson)
- Brighenti, F. & D'Ercole, A. 1995, Evolution of WR ring nebulae generated by a moving central star - II. The influence of the red supergiant bow shock, *MNRAS*, 277, 53
- Brown, J. C., Richardson, L. L., Antokhin, I., et al. 1995, Combined spectrometric, photometric and polarimetric diagnostics for 'blobs' in WR star winds., *A&A*, 295, 725
- Brown, W. R. 2011, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 439, The Galactic Center: a Window to the Nuclear Environment of Disk Galaxies*, ed. M. R. Morris, Q. D. Wang, & F. Yuan, 246

- Brown, W. R., Geller, M. J., Kenyon, S. J., & Kurtz, M. J. 2005, Discovery of an Unbound Hypervelocity Star in the Milky Way Halo, *ApJ*, 622, L33
- Brown, W. R., Geller, M. J., Kenyon, S. J., & Kurtz, M. J. 2006a, A Successful Targeted Search for Hypervelocity Stars, *ApJ*, 640, L35
- Brown, W. R., Geller, M. J., Kenyon, S. J., & Kurtz, M. J. 2006b, Hypervelocity Stars. I. The Spectroscopic Survey, *ApJ*, 647, 303
- Brown, W. R., Geller, M. J., Kenyon, S. J., Kurtz, M. J., & Bromley, B. C. 2007, Hypervelocity Stars. II. The Bound Population, *ApJ*, 660, 311
- Burgess, D. 2007, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 725, *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, ed. K.-L. Klein & A. L. MacKinnon, 161
- Casanova, S., Montmerle, T., Feigelson, E. D., & Andre, P. 1995, ROSAT X-ray sources embedded in the rho Ophiuchi cloud core, *ApJ*, 439, 752
- Casse, F., Lemoine, M., & Pelletier, G. 2002, Transport of cosmic rays in chaotic magnetic fields, *Phys. Rev. D*, 65, 023002
- Casse, M., Montmerle, T., & Paul, J. A. 1980, Cosmic rays from regions of star formation. 2: The OB associations, NASA STI/Recon Technical Report N, 82, 24159
- Casse, M. & Paul, J. A. 1980, Local gamma rays and cosmic-ray acceleration by supersonic stellar winds, *ApJ*, 237, 236
- Castor, J. I., Abbott, D. C., & Klein, R. I. 1975, Radiation-driven winds in Of stars, *ApJ*, 195, 157
- Chen, W. & White, R. L. 1991, Inverse-Compton gamma-ray emission from chaotic, early-type stellar winds and its detectability by Gamma Ray Observatory, *ApJ*, 381, L63
- Chen, Y. & Huang, J.-H. 1997, The Conelike H alpha Nebula in NGC 4945: A Galactic Superwind Bow Shock?, *ApJ*, 479, L23
- Combi, J. A. & Romero, G. E. 1995, On the origin of the γ -ray fields in the ARA region., *A&A*, 303, 872
- Comeron, F. 1997, Dynamical evolution of wind-driven HII regions in strong density gradients., *A&A*, 326, 1195
- Comeron, F. & Kaper, L. 1998, Numerical simulations of wind bow shocks produced by runaway OB stars, *A&A*, 338, 273
- Condon, J. J., Cotton, W. D., Greisen, E. W., et al. 1998, The NRAO VLA Sky Survey, *AJ*, 115, 1693

- Crutcher, R. M. 1999, Magnetic Fields in Molecular Clouds: Observations Confront Theory, *ApJ*, 520, 706
- Crutcher, R. M., Wandelt, B., Heiles, C., Falgarone, E., & Troland, T. H. 2010, Magnetic Fields in Interstellar Clouds from Zeeman Observations: Inference of Total Field Strengths by Bayesian Analysis, *ApJ*, 725, 466
- Damineli, A., Hillier, D. J., Corcoran, M. F., et al. 2008, The periodicity of the η Carinae events, *MNRAS*, 384, 1649
- Davidson, K. & Humphreys, R. M. 1997, Eta Carinae and Its Environment, *ARA&A*, 35, 1
- De Becker, M. 2007, Non-thermal emission processes in massive binaries, *A&A Rev.*, 14, 171
- De Becker, M., Linder, N., & Rauw, G. 2010, Spectroscopic study of the O-type runaway supergiant HD 195592, *New A*, 15, 76
- De Becker, M. & Raucq, F. 2013, Catalogue of particle-accelerating colliding-wind binaries, *ArXiv e-prints*
- De Becker, M., Rauw, G., Pittard, J. M., et al. 2007, INTEGRAL-ISGRI observations of the Cygnus OB2 region. Searching for hard X-ray point sources in a region containing several non-thermal emitting massive stars, *A&A*, 472, 905
- de Gouveia Dal Pino, E. M. & Kowal, G. 2013, Particle Acceleration by Magnetic Reconnection, *ArXiv e-prints*
- de Gouveia dal Pino, E. M. & Lazarian, A. 2005, Production of the large scale superluminal ejections of the microquasar GRS 1915+105 by violent magnetic reconnection, *A&A*, 441, 845
- de Gouveia Dal Pino, E. M., Piovezan, P. P., & Kadowaki, L. H. S. 2010, The role of magnetic reconnection on jet/accretion disk systems, *A&A*, 518, A5
- Derishev, E. V., Kocharovsky, V. V., Kocharovsky, V. V., & Aharonian, F. A. 2006, in *IAU Joint Discussion, Vol. 1, IAU Joint Discussion*
- Dermer, C. D. & Schlickeiser, R. 2002, Transformation Properties of External Radiation Fields, Energy-Loss Rates and Scattered Spectra, and a Model for Blazar Variability, *ApJ*, 575, 667
- Dgani, R. 1993, 3D stability analysis of colliding winds in a double star system, *A&A*, 271, 527
- Dgani, R., van Buren, D., & Noriega-Crespo, A. 1996a, Stability Analysis of Bow Shocks, *ApJ*, 461, 927

- Dgani, R., van Buren, D., & Noriega-Crespo, A. 1996b, The Transverse Acceleration Instability for Bow Shocks in the Nonlinear Regime, *ApJ*, 461, 372
- Di Francesco, J., Johnstone, D., Kirk, H., MacKenzie, T., & Ledwosinska, E. 2008, The SCUBA Legacy Catalogues: Submillimeter-Continuum Objects Detected by SCUBA, *ApJS*, 175, 277
- Dolan, J. F. & Fazio, G. G. 1965, The Gamma-Ray Spectrum of the Sun, *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 3, 319
- Donkov, S., Veltchev, T. V., & Klessen, R. S. 2011, Mass-density relationship in molecular cloud clumps, *MNRAS*, 418, 916
- Draine, B. T. 2011, *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium* (Princeton University Press)
- Draine, B. T. & Lee, H. M. 1984, Optical properties of interstellar graphite and silicate grains, *ApJ*, 285, 89
- Draine, B. T. & Li, A. 2007, Infrared Emission from Interstellar Dust. IV. The Silicate-Graphite-PAH Model in the Post-Spitzer Era, *ApJ*, 657, 810
- Drake, J. F., Opher, M., Swisdak, M., & Chamoun, J. N. 2010, A Magnetic Reconnection Mechanism for the Generation of Anomalous Cosmic Rays, *ApJ*, 709, 963
- Drury, L. O. 1983, An introduction to the theory of diffusive shock acceleration of energetic particles in tenuous plasmas, *Reports on Progress in Physics*, 46, 973
- Drury, L. O. 2012, First-order Fermi acceleration driven by magnetic reconnection, *MNRAS*, 422, 2474
- Dubus, G. 2006, Gamma-ray absorption in massive X-ray binaries, *A&A*, 451, 9
- Dubus, G. 2013, Gamma-ray binaries and related systems, *ArXiv e-prints*
- Dutrey, A., Guilloteau, S., & Simon, M. 1994, Images of the GG Tauri rotating ring, *A&A*, 286, 149
- Edelmann, H., Napiwotzki, R., Heber, U., Christlieb, N., & Reimers, D. 2005, HE 0437-5439: An Unbound Hypervelocity Main-Sequence B-Type Star, *ApJ*, 634, L181
- Eichler, D. & Usov, V. 1993, Particle acceleration and nonthermal radio emission in binaries of early-type stars, *ApJ*, 402, 271
- Elitzur, M. 1976, Inversion of the OH 1720-MHz Line, *ApJ*, 203, 124
- Eversberg, T., Lepine, S., & Moffat, A. F. J. 1998, Outmoving Clumps in the Wind of the Hot O Supergiant zeta Puppis, *ApJ*, 494, 799

- Feigelson, E. D. & Montmerle, T. 1999, High-Energy Processes in Young Stellar Objects, *ARA&A*, 37, 363
- Feldmeier, A., Kudritzki, R.-P., Palsa, R., Pauldrach, A. W. A., & Puls, J. 1997, The X-ray emission from shock cooling zones in O star winds., *A&A*, 320, 899
- Feldmeier, A., Puls, J., Reile, C., et al. 1995, Shocks and Shells in Hot Star Winds, *Ap&SS*, 233, 293
- Fender, R. P., Belloni, T. M., & Gallo, E. 2004, Towards a unified model for black hole X-ray binary jets, *MNRAS*, 355, 1105
- Fermi LAT Collaboration, Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2009, Modulated High-Energy Gamma-Ray Emission from the Microquasar Cygnus X-3, *Science*, 326, 1512
- Fernandez, D., Dalton, M., Eger, P., et al. 2013, Supernova remnants interacting with molecular clouds as seen with H.E.S.S, *ArXiv e-prints*
- France, K., McCandliss, S. R., & Lupu, R. E. 2007, A Cometary Bow Shock and Mid-Infrared Emission Variations Revealed in Spitzer Observations of HD 34078 and IC 405, *ApJ*, 655, 920
- Fujii, M. S. & Portegies Zwart, S. 2011, The Origin of OB Runaway Stars, *Science*, 334, 1380
- Fullerton, A. W., Massa, D. L., & Prinja, R. K. 2006, The Discordance of Mass-Loss Estimates for Galactic O-Type Stars, *ApJ*, 637, 1025
- Gabici, S. 2011, in *Cosmic Rays for Particle and Astroparticle Physics*, ed. S. Giani, C. Leroy, & P. G. Rancoita, 343–351
- Gabici, S. 2013, Interaction of escaping cosmic rays with molecular clouds, *ArXiv e-prints*
- Gabici, S., Aharonian, F. A., & Blasi, P. 2007, Gamma rays from molecular clouds, *Ap&SS*, 309, 365
- Gaisser, T. K. 1990, *Cosmic rays and particle physics* (Cambridge and New York, Cambridge University Press)
- Gallo, E., Fender, R., Kaiser, C., et al. 2005, A dark jet dominates the power output of the stellar black hole Cygnus X-1, *Nature*, 436, 819
- Garay, G. & Lizano, S. 1999, *Massive Stars: Their Environment and Formation*, *PASP*, 111, 1049
- Gaviola, E. 1950, Eta Carinae. I. The Nebulosity., *ApJ*, 111, 408

- Georganopoulos, M., Aharonian, F. A., & Kirk, J. G. 2002, External Compton emission from relativistic jets in Galactic black hole candidates and ultraluminous X-ray sources, *A&A*, 388, L25
- Gies, D. R. & Bolton, C. T. 1986a, The binary frequency and origin of the OB runaway stars, *ApJS*, 61, 419
- Gies, D. R. & Bolton, C. T. 1986b, The optical spectrum of HDE 226868 = Cygnus X-1. II Spectrophotometry and mass estimates., *ApJ*, 304, 371
- Ginzburg, V. L. & Syrovatskii, S. I. 1964, *The Origin of Cosmic Rays* (New York: Macmillan)
- Gomez de Castro, A. I. & Lamzin, S. A. 1999, Accretion shocks in T Tauri stars: diagnosis via semiforbidden ultraviolet line ratios, *MNRAS*, 304, L41
- Gould, R. J. & Schröder, G. P. 1967, Pair Production in Photon-Photon Collisions, *Physical Review*, 155, 1404
- Grasdalen, G. L., Strom, K. M., & Strom, S. E. 1973, A 2-MICRON Map of the Ophiuchus Dark-Cloud Region, *ApJ*, 184, L53
- Gualandris, A., Portegies Zwart, S., & Eggleton, P. P. 2004, N-body simulations of stars escaping from the Orion nebula, *MNRAS*, 350, 615
- Günther, H. M., Schmitt, J. H. M. M., Robrade, J., & Liefke, C. 2007, X-ray emission from classical T Tauri stars: accretion shocks and coronae?, *A&A*, 466, 1111
- Gvaramadze, V. V., Gualandris, A., & Portegies Zwart, S. 2009, On the origin of high-velocity runaway stars, *MNRAS*, 396, 570
- Gvaramadze, V. V., Kniazev, A. Y., Kroupa, P., & Oh, S. 2011, Search for OB stars running away from young star clusters. II. The NGC 6357 star-forming region, *A&A*, 535, A29
- Gvaramadze, V. V., Kroupa, P., & Pflamm-Altenburg, J. 2010, Massive runaway stars in the Large Magellanic Cloud, *A&A*, 519, A33
- Hartman, R. C., Bertsch, D. L., Bloom, S. D., et al. 1999, Third EGRET catalog (3EG) (Hartman+, 1999), *VizieR Online Data Catalog*, 212, 30079
- Hartmann, L. 2009, *Accretion Processes in Star Formation: Second Edition* (Cambridge University Press)
- Hasinger, G., Altieri, B., Arnaud, M., et al. 2001, XMM-Newton observation of the Lockman Hole. I. The X-ray data, *A&A*, 365, L45

- Hayashi, M. R., Shibata, K., & Matsumoto, R. 1996, X-Ray Flares and Mass Outflows Driven by Magnetic Interaction between a Protostar and Its Surrounding Disk, *ApJ*, 468, L37
- Heggie, D. C. 1975, Binary evolution in stellar dynamics, *MNRAS*, 173, 729
- Heinz, S. 2006, Composition, Collimation, Contamination: The Jet of Cygnus X-1, *ApJ*, 636, 316
- Hillas, A. M. 1984, The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays, *ARA&A*, 22, 425
- Hillas, A. M. 2005, TOPICAL REVIEW: Can diffusive shock acceleration in supernova remnants account for high-energy galactic cosmic rays?, *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 31, 95
- Hoogerwerf, R., de Bruijne, J. H. J., & de Zeeuw, P. T. 2000, The Origin of Runaway Stars, *ApJ*, 544, L133
- Hubrig, S., Oskinova, L. M., & Schöller, M. 2011, First detection of a magnetic field in the fast rotating runaway Oe star ζ Ophiuchi, *Astronomische Nachrichten*, 332, 147
- Hunter, S. D., Bertsch, D. L., Catelli, J. R., et al. 1997, EGRET Observations of the Diffuse Gamma-Ray Emission from the Galactic Plane, *ApJ*, 481, 205
- Hunter, S. D., Digel, S. W., de Geus, E. J., & Kanbach, G. 1994, Gamma-ray observations of Ophiuchus with EGRET: The diffuse emission and point sources, *ApJ*, 436, 216
- Huthoff, F. & Kaper, L. 2002, On the absence of wind bow-shocks around OB-runaway stars: Probing the physical conditions of the interstellar medium, *A&A*, 383, 999
- Ichimaru, S. 1977, Bimodal behavior of accretion disks - Theory and application to Cygnus X-1 transitions, *ApJ*, 214, 840
- Iping, R. C., Sonneborn, G., Gull, T. R., Massa, D. L., & Hillier, D. J. 2005, Detection of a Hot Binary Companion of η Carinae, *ApJ*, 633, L37
- Ishibashi, K., Gull, T. R., Davidson, K., et al. 2003, Discovery of a Little Homunculus within the Homunculus Nebula of η Carinae, *AJ*, 125, 3222
- Johns-Krull, C. M., Valenti, J. A., & Linsky, J. L. 2000, An IUE Atlas of Pre-Main-Sequence Stars. II. Far-Ultraviolet Accretion Diagnostics in T Tauri Stars, *ApJ*, 539, 815
- Kelner, S. R. & Aharonian, F. A. 2008, Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at interactions of relativistic protons with low energy radiation, *Phys. Rev. D*, 78, 034013

- Kelner, S. R., Aharonian, F. A., & Bugayov, V. V. 2006, Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at proton-proton interactions in the very high energy regime, *Phys. Rev. D*, 74, 034018
- Kis, A., Scholer, M., Klecker, B., et al. 2004, Multi-spacecraft observations of diffuse ions upstream of Earth's bow shock, *Geophys. Res. Lett.*, 31, 20801
- Klessen, R. S. 2011, in *EAS Publications Series*, Vol. 51, *EAS Publications Series*, ed. C. Charbonnel & T. Montmerle, 133–167
- Kobulnicky, H. A. & Fryer, C. L. 2007, A New Look at the Binary Characteristics of Massive Stars, *ApJ*, 670, 747
- Kobulnicky, H. A., Gilbert, I. J., & Kiminki, D. C. 2010, OB Stars and Stellar Bow shocks in Cygnus-X: A Novel Laboratory Estimating Stellar Mass Loss Rates, *ApJ*, 710, 549
- Kouwenhoven, M. B. N., Brown, A. G. A., Portegies Zwart, S. F., & Kaper, L. 2007, The primordial binary population. II. Recovering the binary population for intermediate mass stars in Scorpius OB2, *A&A*, 474, 77
- Kowal, G., de Gouveia Dal Pino, E. M., & Lazarian, A. 2011, Magnetohydrodynamic Simulations of Reconnection and Particle Acceleration: Three-dimensional Effects, *ApJ*, 735, 102
- Kowal, G., de Gouveia Dal Pino, E. M., & Lazarian, A. 2012, Particle Acceleration in Turbulence and Weakly Stochastic Reconnection, *Physical Review Letters*, 108, 241102
- Kowal, G., Lazarian, A., Vishniac, E. T., & Otmianowska-Mazur, K. 2009, Numerical Tests of Fast Reconnection in Weakly Stochastic Magnetic Fields, *ApJ*, 700, 63
- Kraushaar, W. L., Clark, G. W., Garmire, G. P., et al. 1972, High-Energy Cosmic Gamma-Ray Observations from the OSO-3 Satellite, *ApJ*, 177, 341
- Kudritzki, R.-P. & Puls, J. 2000, Winds from Hot Stars, *ARA&A*, 38, 613
- Lada, C. J. & Lada, E. A. 2003, Embedded Clusters in Molecular Clouds, *ARA&A*, 41, 57
- Landau, L. D. & Lifshitz, E. M. 1959, *Fluid mechanics* (Oxford: Pergamon Press, 1959)
- Lang, K. R. 1999, *Astrophysical formulae* (New York : Springer)
- Larson, R. B. 2003, The physics of star formation, *Reports on Progress in Physics*, 66, 1651
- Lazarian, A. & Vishniac, E. T. 1999, Reconnection in a Weakly Stochastic Field, *ApJ*, 517, 700

- Leonard, P. J. T. 1991, The maximum possible velocity of dynamically ejected runaway stars, *AJ*, 101, 562
- Leonard, P. J. T. & Duncan, M. J. 1988, Runaway stars from young star clusters containing initial binaries. I - Equal-mass, equal-energy binaries, *AJ*, 96, 222
- Leyder, J.-C., Walter, R., & Rauw, G. 2008, in *The X-ray Universe 2008*
- Lin, R. P. 2008, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1039, American Institute of Physics Conference Series, ed. G. Li, Q. Hu, O. Verkhoglyadova, G. P. Zank, R. P. Lin, & J. Luhmann, 52–62
- Lind, K. R. & Blandford, R. D. 1985, Semidynamical models of radio jets - Relativistic beaming and source counts, *ApJ*, 295, 358
- Loinard, L., Torres, R. M., Mioduszewski, A. J., & Rodríguez, L. F. 2008, A Preliminary VLBA Distance to the Core of Ophiuchus, with an Accuracy of 4 %, *ApJ*, 675, L29
- Longair, M. S. 2010, *High Energy Astrophysics* (Cambridge University Press)
- López-Santiago, J., Miceli, M., del Valle, M. V., et al. 2012, AE Aurigae: First Detection of Non-thermal X-Ray Emission from a Bow Shock Produced by a Runaway Star, *ApJ*, 757, L6
- Lucy, L. B. & Solomon, P. M. 1970, Mass Loss by Hot Stars, *ApJ*, 159, 879
- Lucy, L. B. & White, R. L. 1980, X-ray emission from the winds of hot stars, *ApJ*, 241, 300
- Mac Low, M.-M. & Norman, M. L. 1993, Nonlinear growth of dynamical overstabilities in blast waves, *ApJ*, 407, 207
- Madura, T., Gull, T. R., Groh, J. H., et al. 2013, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 221, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 148.16
- Maíz-Apellániz, J., Walborn, N. R., Galué, H. Á., & Wei, L. H. 2004, A Galactic O Star Catalog, *ApJS*, 151, 103
- Malkov, M. A., Diamond, P. H., Sagdeev, R. Z., Aharonian, F. A., & Moskalenko, I. V. 2013, Analytic Solution for Self-regulated Collective Escape of Cosmic Rays from Their Acceleration Sites, *ApJ*, 768, 73
- Malzac, J., Lubiński, P., Zdziarski, A. A., et al. 2008, An intense state of hard X-ray emission of Cyg X-1 observed by INTEGRAL coincident with TeV measurements, *A&A*, 492, 527
- Marcolino, W. L. F., Bouret, J.-C., Martins, F., et al. 2009, Analysis of Galactic late-type O dwarfs: more constraints on the weak wind problem, *A&A*, 498, 837

- Markoff, S., Falcke, H., & Fender, R. 2001, A jet model for the broadband spectrum of XTE J1118+480. Synchrotron emission from radio to X-rays in the Low /Hard spectral state, *A&A*, 372, L25
- Markoff, S., Nowak, M., Corbel, S., Fender, R., & Falcke, H. 2003, Exploring the role of jets in the radio/X-ray correlations of GX 339-4, *A&A*, 397, 645
- Martí, J., Luque-Escamilla, P. L., Muñoz-Arjonilla, A. J., et al. 2013, The star forming region Monoceros R2 as a gamma-ray source, *A&A*, 556, A131
- Martins, F., Schaerer, D., & Hillier, D. J. 2005, A new calibration of stellar parameters of Galactic O stars, *A&A*, 436, 1049
- Massey, P. 2003, MASSIVE STARS IN THE LOCAL GROUP: Implications for Stellar Evolution and Star Formation, *ARA&A*, 41, 15
- McConnell, M. L., Ryan, J. M., Collmar, W., et al. 2000, A High-Sensitivity Measurement of the MeV Gamma-Ray Spectrum of Cygnus X-1, *ApJ*, 543, 928
- Megier, A., Strobel, A., Galazutdinov, G. A., & Kręłowski, J. 2009, The interstellar Ca II distance scale, *A&A*, 507, 833
- Miceli, M., Decourchelle, A., Ballet, J., et al. 2008, A physical interpretation of the jet-like X-ray emission from supernova remnant W49B, *Advances in Space Research*, 41, 390
- Mirabel, I. F. & Rodríguez, L. F. 1998, Microquasars in our Galaxy, *Nature*, 392, 673
- Mirabel, I. F. & Rodríguez, L. F. 1999, Sources of Relativistic Jets in the Galaxy, *ARA&A*, 37, 409
- Moffat, A. F. J. 2008, in *Clumping in Hot-Star Winds*, ed. W.-R. Hamann, A. Feldmeier, & L. M. Oskinova, 17
- Moffat, A. F. J., Lepine, S., Henriksen, R. N., & Robert, C. 1994, First wavelet analysis of emission line variations in Wolf-Rayet stars, *Ap&SS*, 216, 55
- Moffat, A. F. J., Marchenko, S. V., Seggewiss, W., et al. 1998, Wolf-Rayet stars and O-star runaways with HIPPARCOS. I. Kinematics, *A&A*, 331, 949
- Montmerle, T. 1979, On gamma-ray sources, supernova remnants, OB associations, and the origin of cosmic rays, *ApJ*, 231, 95
- Montmerle, T. & André, P. 1989, in *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, Vol. 33, *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, ed. B. Reipurth, 407–422

- Montmerle, T., Koch-Miramond, L., Falgarone, E., & Grindlay, J. E. 1983, Einstein observations of the Rho Ophiuchi dark cloud - an X-ray Christmas tree, *ApJ*, 269, 182
- Muijres, L. E., Vink, J. S., de Koter, A., Müller, P. E., & Langer, N. 2012, Predictions for mass-loss rates and terminal wind velocities of massive O-type stars, *A&A*, 537, A37
- Munar-Adrover, P., Paredes, J. M., & Romero, G. E. 2011, A study of the association of Fermi sources with massive young galactic objects, *A&A*, 530, A72
- Muzerolle, J., Calvet, N., Hartmann, L., & D'Álessio, P. 2003, Unveiling the Inner Disk Structure of T Tauri Stars, *ApJ*, 597, L149
- Nava, L. & Gabici, S. 2013, Anisotropic cosmic ray diffusion and gamma-ray production close to supernova remnants, with an application to W28, *MNRAS*, 429, 1643
- Nolan, P. L., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2012, Fermi Large Area Telescope Second Source Catalog, *ApJS*, 199, 31
- Noriega-Crespo, A., van Buren, D., & Dgani, R. 1997, Bow Shocks Around Runaway Stars.III.The High Resolution Maps, *AJ*, 113, 780
- Ohm, S., Hinton, J. A., & White, R. 2013, γ -ray emission from the Westerlund 1 region, *MNRAS*, 434, 2289
- Okumura, A., Kamae, T., & for the Fermi LAT Collaboration. 2009, Diffuse Gamma-ray Observations of the Orion Molecular Clouds, *ArXiv e-prints*
- Orellana, M., Bordas, P., Bosch-Ramon, V., Romero, G. E., & Paredes, J. M. 2007, Leptonic secondary emission in a hadronic microquasar model, *A&A*, 476, 9
- Orlando, E. & Strong, A. W. 2007, Gamma rays from halos around stars and the Sun, *Ap&SS*, 309, 359
- Orlando, S., Sacco, G. G., Argiroffi, C., et al. 2010, X-ray emitting MHD accretion shocks in classical T Tauri stars. Case for moderate to high plasma- β values, *A&A*, 510, A71
- Ormes, J. F., Ozel, M. E., & Morris, D. J. 1988, On the high-energy gamma-ray signature of cosmic-ray sources, *ApJ*, 334, 722
- Owocki, S. P., Castor, J. I., & Rybicki, G. B. 1988, Time-dependent models of radiatively driven stellar winds. I - Nonlinear evolution of instabilities for a pure absorption model, *ApJ*, 335, 914
- Owocki, S. P. & Cohen, D. H. 2006, The Effect of Porosity on X-Ray Emission-Line Profiles from Hot-Star Winds, *ApJ*, 648, 565
- Owocki, S. P., Romero, G. E., Townsend, R. H. D., & Araudo, A. T. 2009, Gamma-Ray Variability from Wind Clumping in High-Mass X-Ray Binaries with Jets, *ApJ*, 696, 690

- Owocki, S. P. & Rybicki, G. B. 1985, Instabilities in line-driven stellar winds. II - Effect of scattering, *ApJ*, 299, 265
- Paredes, J. M. 2008, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1085, American Institute of Physics Conference Series, ed. F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. Rieger, 157–168
- Paredes, J. M. 2011, Gamma-ray binaries: microquasars and binary systems with pulsar, *ArXiv e-prints*
- Paredes, J. M., Martí, J., Ishwara-Chandra, C. H., et al. 2008, Radio detections towards unidentified variable EGRET sources, *A&A*, 482, 247
- Parkin, E. R., Pittard, J. M., Corcoran, M. F., & Hamaguchi, K. 2011a, Spiraling Out of Control: Three-dimensional Hydrodynamical Modeling of the Colliding Winds in η Carinae, *ApJ*, 726, 105
- Parkin, E. R., Pittard, J. M., Corcoran, M. F., et al. 2011b, 3D modelling of the massive star binary systems Eta Carinae, WR 22, and WR 140, *Bulletin de la Societe Royale des Sciences de Liege*, 80, 610
- Pedaletti, G., Torres, D. F., Gabici, S., et al. 2013, On the potential of the Cherenkov Telescope Array for the study of cosmic-ray diffusion in molecular clouds, *A&A*, 550, A123
- Perets, H. B. & Šubr, L. 2012, The Properties of Dynamically Ejected Runaway and Hyper-runaway Stars, *ApJ*, 751, 133
- Peri, C. S., Benaglia, P., Brookes, D. P., Stevens, I. R., & Isequilla, N. L. 2012, E-BOSS: an Extensive stellar BOw Shock Survey. I. Methods and first catalogue, *A&A*, 538, A108
- Pittard, J. M. & Stevens, I. R. 1997, Theoretical X-ray properties of colliding stellar winds in O+O star binaries, *MNRAS*, 292, 298
- Priest, E. R. 1982, *Solar magneto-hydrodynamics* (Dordrecht, Holland ; Boston : D. Reidel Pub. Co. ; Hingham), 74P
- Protheroe, R. J. 1999, in *Topics in Cosmic-Ray Astrophysics*, ed. M. A. Duvernois, 247
- Ptuskin, V. S., Zirakashvili, V. N., & Plesser, A. A. 2008, Non-linear diffusion of cosmic rays, *Advances in Space Research*, 42, 486
- Reimer, O., Aharonian, F., Hinton, J., et al. 2008, in *Clumping in Hot-Star Winds*, ed. W.-R. Hamann, A. Feldmeier, & L. M. Oskinova, 195
- Reitberger, K., Reimer, O., Reimer, A., et al. 2012, Gamma-ray follow-up studies on η Carinae, *A&A*, 544, A98

- Repolust, T., Puls, J., & Herrero, A. 2004, Stellar and wind parameters of Galactic O-stars. The influence of line-blocking/blanketing, *A&A*, 415, 349
- Reynoso, M. M., Medina, M. C., & Romero, G. E. 2011, A lepto-hadronic model for high-energy emission from FR I radiogalaxies, *A&A*, 531, A30
- Rieger, F. M. & Duffy, P. 2004, Shear Acceleration in Relativistic Astrophysical Jets, *ApJ*, 617, 155
- Romero, G. E., Benaglia, P., & Torres, D. F. 1999, Unidentified 3EG gamma-ray sources at low galactic latitudes, *A&A*, 348, 868
- Romero, G. E., Bosch-Ramon, V., Paredes, J. M., & Orellana, M. 2007a, in *Relativistic Astrophysics Legacy and Cosmology - Einstein's Legacy*, ed. B. Aschenbach, V. Burwitz, G. Hasinger, & B. Leibundgut, 480
- Romero, G. E., Christiansen, H. R., & Orellana, M. 2005, Hadronic High-Energy Gamma-Ray Emission from the Microquasar LS I +61 303, *ApJ*, 632, 1093
- Romero, G. E., Del Valle, M. V., & Orellana, M. 2010a, Gamma-ray absorption and the origin of the gamma-ray flare in Cygnus X-1, *A&A*, 518, A12
- Romero, G. E., Kaufman Bernadó, M. M., & Mirabel, I. F. 2002, Recurrent microblazar activity in Cygnus X-1?, *A&A*, 393, L61
- Romero, G. E., Okazaki, A. T., Orellana, M., & Owocki, S. P. 2007b, Accretion vs. colliding wind models for the gamma-ray binary LS I +61 303: an assessment, *A&A*, 474, 15
- Romero, G. E. & Paredes, J. M. 2011, *Introducción a la Astrofísica Relativista*, 1st edn. (Publicacions i Edicions de la Universitat de Barcelona, Barcelona)
- Romero, G. E., Torres, D. F., Kaufman Bernadó, M. M., & Mirabel, I. F. 2003, Hadronic gamma-ray emission from windy microquasars, *A&A*, 410, L1
- Romero, G. E., Vieyro, F. L., & Vila, G. S. 2010b, Non-thermal processes around accreting galactic black holes, *A&A*, 519, A109
- Romero, G. E. & Vila, G. S. 2008, The proton low-mass microquasar: high-energy emission, *A&A*, 485, 623
- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. 1986, *Radiative Processes in Astrophysics* (Wiley-VCH)
- Ryter, C. E. 1996, *Interstellar Extinction from Infrared to X-Rays: an Overview*, *Ap&SS*, 236, 285

- Ryu, D. & Vishniac, E. T. 1987, The growth of linear perturbations of adiabatic shock waves, *ApJ*, 313, 820
- Sabatini, S., Striani, E., Verrecchia, F., et al. 2010a, AGILE gamma-ray detection of Cygnus X-1, *The Astronomer's Telegram*, 2715, 1
- Sabatini, S., Tavani, M., Striani, E., et al. 2010b, Episodic Transient Gamma-ray Emission from the Microquasar Cygnus X-1, *ApJ*, 712, L10
- Schilbach, E. & Röser, S. 2008, On the origin of field O-type stars, *A&A*, 489, 105
- Schopper, R., Lesch, H., & Birk, G. T. 1998, Magnetic reconnection and particle acceleration in active galactic nuclei, *A&A*, 335, 26
- Scuderi, S., Panagia, N., Stanghellini, C., Trigilio, C., & Umana, G. 1998, Radio observations of stellar winds from early type stars, *A&A*, 332, 251
- Seckel, D., Stanev, T., & Gaisser, T. K. 1991, Signatures of cosmic-ray interactions on the solar surface, *ApJ*, 382, 652
- Sekiguchi, A., Tsujimoto, M., Kitamoto, S., et al. 2009, Super-Hard X-Ray Emission from η Carinae Observed with Suzaku, *PASJ*, 61, 629
- Simpson, J. A. 1983, Elemental and Isotopic Composition of the Galactic Cosmic Rays, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 33, 323
- Smith, N. 2006, The Structure of the Homunculus. I. Shape and Latitude Dependence from H₂ and [Fe II] Velocity Maps of η Carinae, *ApJ*, 644, 1151
- Smith, R. J., Clark, P. C., & Bonnell, I. A. 2009, Fragmentation in molecular clouds and its connection to the IMF, *MNRAS*, 396, 830
- Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., & Yahil, A. 1987, Mass, luminosity, and line width relations of Galactic molecular clouds, *ApJ*, 319, 730
- Stecker, F. W. 1968, Effect of Photomeson Production by the Universal Radiation Field on High-Energy Cosmic Rays, *Physical Review Letters*, 21, 1016
- Stevens, I. R., Blondin, J. M., & Pollock, A. M. T. 1992, Colliding winds from early-type stars in binary systems, *ApJ*, 386, 265
- Stirling, A. M., Spencer, R. E., de la Force, C. J., et al. 2001, A relativistic jet from Cygnus X-1 in the low/hard X-ray state, *MNRAS*, 327, 1273
- Stone, R. C. 1979, Kinematics, close binary evolution, and ages of the O stars, *ApJ*, 232, 520
- Stone, R. C. 1991, The space frequency and origin of the runaway O and B stars, *AJ*, 102, 333

- Takahashi, T., Mitsuda, K., Kelley, R., et al. 2010, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7732, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Tavani, M. 2010, in COSPAR Meeting, Vol. 38, 38th COSPAR Scientific Assembly, 2663
- Tavani, M., Bulgarelli, A., Piano, G., et al. 2009a, Extreme particle acceleration in the microquasar CygnusX-3, *Nature*, 462, 620
- Tavani, M., Lucarelli, F., Pittori, C., et al. 2010, AGILE detection of transient gamma-ray emission from the PSR B1259-63 region, *The Astronomer's Telegram*, 2772, 1
- Tavani, M., Sabatini, S., Pian, E., et al. 2009b, Detection of Gamma-Ray Emission from the Eta-Carinae Region, *ApJ*, 698, L142
- Tetzlaff, N., Eisenbeiss, T., Neuhäuser, R., & Hohle, M. M. 2011a, The origin of RX J1856.5-3754 and RX J0720.4-3125 - updated using new parallax measurements, *MNRAS*, 417, 617
- Tetzlaff, N., Neuhäuser, R., & Hohle, M. M. 2011b, A catalogue of young runaway Hipparcos stars within 3 kpc from the Sun, *MNRAS*, 410, 190
- Torres, D. F., Dame, T. M., & Digel, S. W. 2005, High-Latitude Molecular Clouds as Gamma-Ray Sources for the Gamma-Ray Large Area Space Telescope, *ApJ*, 621, L29
- Torres, D. F., Domingo-Santamaría, E., & Romero, G. E. 2004, High-Energy Gamma Rays from Stellar Associations, *ApJ*, 601, L75
- Torres, D. F., Romero, G. E., Combi, J. A., et al. 2001, A variability analysis of low-latitude unidentified gamma-ray sources, *A&A*, 370, 468
- Tsuboi, Y., Koyama, K., Murakami, H., et al. 1998, ASCA Detection of a Superhot 100 Million K X-Ray Flare on the Weak-lined T Tauri Star V773 Tauri, *ApJ*, 503, 894
- Uchiyama, Y., Funk, S., Katagiri, H., et al. 2012, Fermi Large Area Telescope Discovery of GeV Gamma-Ray Emission from the Vicinity of SNR W44, *ApJ*, 749, L35
- van Buren, D. 1993, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 35, *Massive Stars: Their Lives in the Interstellar Medium*, ed. J. P. Cassinelli & E. B. Churchwell, 315
- van Buren, D., Mac Low, M.-M., Wood, D. O. S., & Churchwell, E. 1990, Cometary compact H II regions are stellar-wind bow shocks, *ApJ*, 353, 570
- van Buren, D. & McCray, R. 1988, Bow shocks and bubbles are seen around hot stars by IRAS, *ApJ*, 329, L93

- van Buren, D., Noriega-Crespo, A., & Dgani, R. 1995, An IRAS/ISSA Survey of Bow Shocks Around Runaway Stars, *AJ*, 110, 2914
- Verner, E., Bruhweiler, F., & Gull, T. 2005, The Binarity of η Carinae Revealed from Photoionization Modeling of the Spectral Variability of the Weigelt Blobs B and D, *ApJ*, 624, 973
- Vidal, M., Casassus, S., Dickinson, C., et al. 2011, Dust-correlated cm wavelength continuum emission from translucent clouds ζ Oph and LDN 1780, *MNRAS*, 414, 2424
- Vieyro, F. L. & Romero, G. E. 2012, Particle transport in magnetized media around black holes and associated radiation, *A&A*, 542, A7
- Vila, G. S. & Aharonian, F. A. 2009, in *Compact Objects and their Emission*, ed. G. E. Romero & P. Benaglia
- Vila, G. S., Romero, G. E., & Casco, N. A. 2012, An inhomogeneous lepto-hadronic model for the radiation of relativistic jets. Application to XTE J1118+480, *A&A*, 538, A97
- Vishniac, E. T. 1994, Nonlinear instabilities in shock-bounded slabs, *ApJ*, 428, 186
- Voelk, H. J. & Forman, M. 1982, Cosmic rays and gamma-rays from OB stars, *ApJ*, 253, 188
- Walker, G. A. H., Yang, S., & Fahlman, G. G. 1979, Spectral variations in Zeta Ophiuchi related to rotation, *ApJ*, 233, 199
- Walter, F. M. & Kuhl, L. V. 1984, X-ray photometry and spectroscopy of T Tauri stars, *ApJ*, 284, 194
- Wareing, C. J., Zijlstra, A. A., & O'Brien, T. J. 2007, The interaction of planetary nebulae and their asymptotic giant branch progenitors with the interstellar medium, *MNRAS*, 382, 1233
- Werner, M., Reimer, O., Reimer, A., & Egberts, K. 2013, Fermi-LAT upper limits on gamma-ray emission from colliding wind binaries, *A&A*, 555, A102
- White, R. L. & Chen, W. 1992, Pi^0 -decay gamma-ray emission from winds of massive stars, *ApJ*, 387, L81
- Wilkin, F. P. 1996, Exact Analytic Solutions for Stellar Wind Bow Shocks, *ApJ*, 459, L31
- Wilkin, F. P. 2000, Modeling Nonaxisymmetric Bow Shocks: Solution Method and Exact Analytic Solutions, *ApJ*, 532, 400
- Wilking, B. A., Lada, C. J., & Young, E. T. 1989, IRAS observations of the Rho Ophiuchi infrared cluster - Spectral energy distributions and luminosity function, *ApJ*, 340, 823

- Yan, H. & Lazarian, A. 2004, Cosmic-Ray Scattering and Streaming in Compressible Magnetohydrodynamic Turbulence, *ApJ*, 614, 757
- Yan, H. & Lazarian, A. 2008, Cosmic-Ray Propagation: Nonlinear Diffusion Parallel and Perpendicular to Mean Magnetic Field, *ApJ*, 673, 942
- Zdziarski, A. A., Leighly, K. M., Matsuoka, M., Cappi, M., & Mihara, T. 2002, NGC 4151: An Intrinsically Average Seyfert 1, *ApJ*, 573, 505
- Zdziarski, A. A., Malzac, J., & Bednarek, W. 2009, A model of the TeV flare of Cygnus X-1: electron acceleration and extended pair cascades, *MNRAS*, 394, L41
- Zenitani, S. & Hoshino, M. 2001, The Generation of Nonthermal Particles in the Relativistic Magnetic Reconnection of Pair Plasmas, *ApJ*, 562, L63
- Zhekov, S. A. & Palla, F. 2007, X-rays from massive OB stars: thermal emission from radiative shocks, *MNRAS*, 382, 1124
- Ziółkowski, J. 2005, Evolutionary constraints on the masses of the components of the HDE 226868/Cyg X-1 binary system, *MNRAS*, 358, 851

Apéndice A

PROCESOS DE EMISIÓN NO TÉRMICA

En este Apéndice presentamos una descripción más detallada de los procesos radiativos no térmicos calculados en esta tesis y los procesos involucrados en la producción de la misma, tal como la aceleración de partículas.

A.1. Introducción

La emisión no térmica se produce por la interacción de una población de partículas relativistas con los campos electromagnéticos y materiales. La distribución de partículas $N(E)$ se obtiene mediante la resolución de la ecuación de transporte. En esta tesis (excepto en el Capítulo 7) se considera una región de aceleración homogénea, y una distribución de partículas en estado estacionario. Bajo estas condiciones la ecuación resulta (Ginzburg & Syrovatskii, 1964):

$$\frac{\partial}{\partial E} \left[\frac{dE}{dt} \Big|_{\text{loss}} N(E) \right] + \frac{N(E)}{t_{\text{esc}}} = Q(E), \quad (\text{A.1})$$

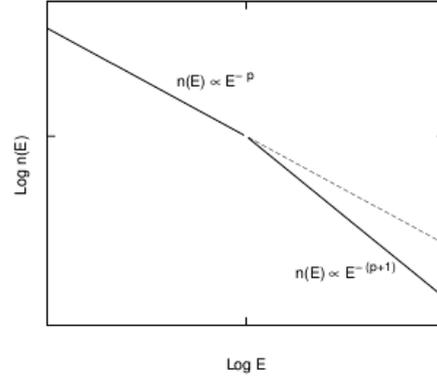
donde t_{esc} es el término de escape de las partículas, $(dE/dt)_{\text{loss}}$ son las pérdidas radiativas de las partículas y $Q(E)$ es el término de inyección. Todos estos términos dependen del escenario astrofísico considerado. La ecuación anterior tiene una solución de la forma:

$$N(E) = \left| \frac{dE}{dt} \Big|_{\text{loss}} \right|^{-1} \int_E^{E^{\text{max}}} dE' Q(E') \exp\left(-\frac{\tau(E, E')}{t_{\text{esc}}}\right), \quad (\text{A.2})$$

con

$$\tau(E, E') = \int_E^{E'} dE'' \left| \frac{dE''}{dt} \Big|_{\text{loss}} \right|^{-1}. \quad (\text{A.3})$$

Figura A.1: Quiebre en el espectro de partículas producido por pérdidas $b(E) \propto E^2$ – por ejemplo sincrotrón o CI–. El espectro inyectado tiene índice p , y a energías altas la distribución se quiebra haciéndose más *blanda*, i.e. $p + 1$.



La deducción de esta ecuación y tratamientos más generales se encuentran por ejemplo en [Ginzburg & Syrovatskii \(1964\)](#); [Berezinskii et al. \(1990\)](#).

La función de inyección, $Q(E)$, es una ley de potencias en la energía de las partículas,

$$Q(E) = Q_0 E^{-\zeta}. \quad (\text{A.4})$$

Este tipo de distribución se espera en procesos de aceleración de partículas relativistas. El índice espectral ζ depende del mecanismo de aceleración. El índice espectral resultante en la distribución $N(E)$ puede modificarse por las pérdidas (ver Fig. A.1). El mecanismo más común para la aceleración eficiente de partículas en medios astrofísicos es el mecanismo de Fermi de tipo I en ondas de choque (e.g. [Bell, 1978](#)), que se describe a continuación.

A.2. Proceso de aceleración de Fermi tipo I

Aquí continuamos la discusión sobre aceleración de partículas en ondas de choque de la Sec. 2.1.1. La idea básica de este mecanismo es que partículas cargadas ganan energía al cruzar de un lado a otro una onda de choque. Las partículas ganarán energía en cada cruce hasta que escapen del sistema (si no existen pérdidas). A continuación obtendremos el índice espectral resultante en este mecanismo.

Supongamos que la energía media de una partícula después de una colisión es $E = \beta E_0$, con β a determinar, y sea Pr la probabilidad de que la partícula permanezca en la región de aceleración después de una colisión. Entonces, después de k colisiones, como las probabilidades son independientes, hay $N = N_0 Pr^k$ partículas con energías $E = \beta^k E_0$. Si eliminamos k de ambas relaciones (e.g. [Longair, 2010](#)):

$$\frac{\ln N/N_0}{\ln E/E_0} = \frac{\ln Pr}{\ln \beta}, \quad (\text{A.5})$$

entonces

$$\frac{N}{N_0} = \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\ln Pr / \ln \beta}. \quad (\text{A.6})$$

N es el número de partículas que alcanzan la energía E , y una fracción de ellas sigue acelerando a mayores energías, entonces

$$N(E)dE = \text{constante} \times E^{-1 + \ln Pr / \ln \beta} dE. \quad (\text{A.7})$$

$N(E)$ es entonces una ley de potencias, cuyo índice depende de la probabilidad de que la partícula permanezca en la región de aceleración, y de la ganancia de energía en cada interacción. Estas cantidades dependerán de los efectos de las ondas de choque sobre el medio, que se presentan a continuación.

A.2.1. Relaciones de Rankine-Hugoniot

Una onda de choque puede modelarse como una discontinuidad a ambos lados de un choque, donde las propiedades físicas del fluido cambian abruptamente. Esta situación esta esquematizada en la Fig. A.2. Consideramos un sistema de referencia solidario al choque. Las expresiones que relacionan las propiedades del fluido – densidad ρ_1 , velocidad u_1 , presión P_1 y energía interna e_1 – antes y después del choque – ρ_2 , u_2 , P_2 y e_2 – se llaman relaciones de Rankine-Hugoniot (e.g. Landau & Lifshitz, 1959).

Suponemos un choque adiabático con campo magnético nulo, en un medio en estado estacionario. El choque se propaga en la dirección del eje x con velocidad no relativista. Las relaciones de Rankine-Hugoniot en este caso son:

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2, \quad (\text{A.8})$$

$$\rho_1 u_1^2 + P_1 = \rho_2 u_2^2 + P_2, \quad (\text{A.9})$$

$$\rho_1 u_1 \left(e_1 + \frac{1}{2} u_1^2 + P_1 / \rho_1 \right) = \rho_2 u_2 \left(e_2 + \frac{1}{2} u_2^2 + P_2 / \rho_2 \right). \quad (\text{A.10})$$

En un gas ideal $e = P / \rho (\gamma - 1)$, donde γ es el índice adiabático – en el caso de un gas ideal monoatómico $\gamma = 5/3$ –. Entonces la última ecuación se escribe:

$$\frac{\gamma p_1}{(\gamma - 1) \rho_1} + \frac{1}{2} u_1^2 = \frac{\gamma p_2}{(\gamma - 1) \rho_2} + \frac{1}{2} u_2^2. \quad (\text{A.11})$$

Teniendo en cuenta que la temperatura del gas es $T = p / (k_B n)$, con n la densidad numérica y que el número de Mach del medio *pre* choque es $M = u_1 / \sqrt{\gamma p_1 / \rho_1}$, las relaciones se escriben

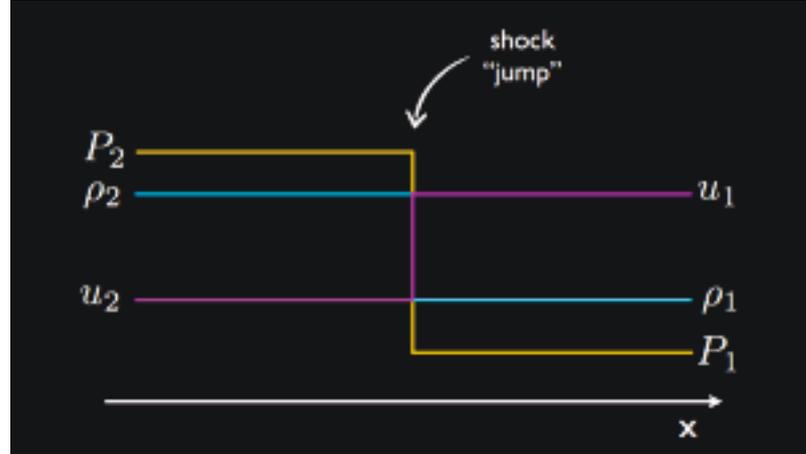


Figura A.2: Esquema del salto en las propiedades de un fluido al atravesar una onda de choque (tomado de <http://2dshocks.wordpress.com/shocks/>).

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma M^2 - (\gamma - 1)}{(\gamma + 1)}, \quad (\text{A.12})$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{u_2}{u_1} = \frac{(\gamma + 1)M^2}{(\gamma - 1)M^2 + 2}, \quad (\text{A.13})$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{[2\gamma M^2 - (\gamma - 1)][M^2(\gamma - 1)] + 2}{(\gamma + 1)^2 M^2}. \quad (\text{A.14})$$

En una onda de choque $M > 1$ – porque es supersónica por definición –, de modo que podemos sacar las siguientes conclusiones: el choque comprime el gas, i.e. $\rho_2 > \rho_1$, y lo calienta $T_2 > T_1$, también aumenta la presión $P_2 > P_1$. Además, $u_2 < u_1$ así vemos que el choque entrega energía cinética macroscópica al gas. Puede demostrarse que la velocidad u_2 es subsónica.

En un choque fuerte $M \rightarrow \infty$, y las relaciones dan:

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma M^2}{(\gamma + 1)} (= \frac{5}{4}M^2 \text{ para } \gamma = 5/3), \quad (\text{A.15})$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{u_2}{u_1} = \frac{(\gamma + 1)}{(\gamma - 1)} (= 4 \text{ para } \gamma = 5/3), \quad (\text{A.16})$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{2\gamma(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} M^2 (= \frac{5}{16}M^2 \text{ para } \gamma = 5/3). \quad (\text{A.17})$$

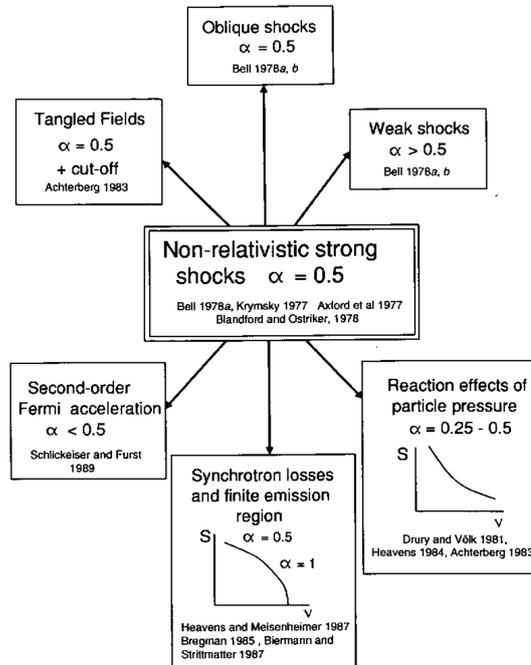


Figura A.3: Modificación del índice espectral $\zeta = 2\alpha + 1$ de las partículas aceleradas en ondas de choque no relativistas (Longair, 2010).

Nótese que hemos considerado un choque plano, no hemos tenido en cuenta pérdidas radiativas, o campo magnético (estas relaciones son válidas en presencia de un campo magnético paralelo a la propagación de la onda de choque). El campo magnético en una onda de choque fuerte sufrirá una compresión igual a la sufrida por la densidad. Relaciones más generales pueden hallarse, por ejemplo, en Boyd & Sanderson (1969).

A.2.2. Índice espectral

Considerando un choque fuerte, adiabático, y un gas monoatómico, las cantidades antes y después del choque se relacionan mediante el lado derecho de las relaciones (A.15)-(A.17). En el sistema de referencia en el cual el medio está en reposo, el choque se propaga con velocidad $U = u_1$. En el sistema de referencia donde la región de *post* choque está en reposo, el gas se acerca a una velocidad $V = (3/4)U$.

Evaluemos el incremento de energía de la partícula cruzando a la región *post* choque. La energía de la partícula en el sistema de referencia solidario al *post* choque se calcula haciendo una transformación de Lorentz con velocidad $V = (3/4)U$:

$$E' = \gamma_V(E + p_x V), \quad (\text{A.18})$$

como el choque no es relativista $\gamma_V = 1$; además $E = pc$, y $p_x = (E/c) \cos \theta$. Entonces

$$\Delta E = p V \cos \theta \quad \text{y} \quad \frac{\Delta E}{E} = \frac{V}{c} \cos \theta. \quad (\text{A.19})$$

Por otro lado, la probabilidad de que la partícula llegue con un ángulo θ , $\theta + d\theta$ es proporcional a $\sin \theta d\theta$, la tasa a la cual se acerca a choque es proporcional a $c \cos \theta$ (la componente x de su velocidad). Entonces la probabilidad de que la partícula cruce el choque es proporcional a $\sin \theta \cos \theta d\theta$, y considerando la normalización de la probabilidad para todo θ , $P(\theta) = 2 \sin \theta \cos \theta d\theta$. Por lo tanto, la ganancia de energía promedio es

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{V}{c} \int_0^{\pi/2} 2 \cos \theta^2 \sin \theta d\theta = \frac{2V}{3c}. \quad (\text{A.20})$$

La velocidad de la partícula se vuelve isotrópica por las dispersiones del otro lado del choque, sin perder energía, entonces en un ciclo la ganancia de energía de la partícula es

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4V}{3c}. \quad (\text{A.21})$$

Como $\langle \Delta E/E \rangle = E - E_0/E = 1 - E/E_0$, entonces

$$\beta = 1 + \frac{4V}{3c}. \quad (\text{A.22})$$

Sólo resta estimar Pr . El flujo de partículas es isotrópico, la tasa de cruces – considerando un frente de choque plano – esta dada por la proyección del flujo isotrópico $c n_{\text{par}}/4\pi$ en el frente de choque:

$$\int_0^1 d \cos \theta \int_0^{2\pi} d\phi \frac{c n_{\text{par}}}{4\pi} \cos \theta = \frac{c n_{\text{par}}}{4}. \quad (\text{A.23})$$

En la región *post* choque las partículas serán advectadas a una tasa $n_{\text{par}} u_2$, entonces la probabilidad de escape:

$$P_{\text{esc}} = \frac{n_{\text{par}} u_2}{c n_{\text{par}}/4} = \frac{4u_2}{c}, \quad (\text{A.24})$$

debido a las condiciones de salto $4u_2 = U$. La probabilidad de cruce será entonces

$$Pr = 1 - P_{\text{esc}} = 1 - \frac{U}{c}. \quad (\text{A.25})$$

Ahora podemos evaluar el índice espectral de la Ec. A.7.

$$\ln Pr = \ln \left(1 - \frac{U}{c} \right) \sim -\frac{U}{c} \quad (\text{A.26})$$

y

$$\ln \beta = \ln \left(1 + \frac{4U}{3c} \right) \sim \frac{4V}{3c} = \frac{U}{c}. \quad (\text{A.27})$$

Así

$$\frac{\ln Pr}{\ln \beta} = -1, \quad (\text{A.28})$$

por lo tanto la Ec. (A.7) es

$$N(E)dE = \text{constante} \times E^{-2} dE. \quad (\text{A.29})$$

(ver Gaisser 1990; Longair 2010). Así, en una onda de choque fuerte el índice espectral de las partículas es $\zeta = 2$. Este índice puede modificarse por diferentes causas, como se resume en la Fig. A.3; para más detalles ver (Longair, 2010), y las referencias ahí citadas. El caso relativista no es de nuestro interés, este caso se trata en, por ejemplo, en (Longair, 2010).

A.2.3. Aceleración de partículas en procesos de reconexión magnética

La reconexión magnética rápida ocurre en muchas fuentes astrofísicas y actualmente se lo considera un proceso importante para la aceleración de partículas a través de un mecanismo de Fermi de primer orden, como se propuso originalmente en de Gouveia dal Pino & Lazarian (2005) (ver además Drake et al. (2010); Drury (2012); Bosch-Ramon (2012a)), y fue testeado numéricamente en Kowal et al. (2011, 2012).

Las partículas son dispersadas entre flujos magnéticos convergentes de polaridad opuesta, en una región de reconexión magnética. Las partículas giran en torno a líneas de campo reconectadas, ganando energía con cada colisión con las irregularidades magnéticas entre los flujos convergentes (ver Fig. A.4), resultando un proceso de tipo Fermi de primer orden. La ganancia de energía en cada ciclo es $\Delta E/E \propto V_{rec}/c$.

En la presencia de turbulencia débil se induce reconexión magnética rápida (Lazarian & Vishniac, 1999). En el régimen de reconexión rápida la velocidad de reconexión puede ser del orden de la velocidad de Alfvén $V_A = \sqrt{B/4\pi\rho}$. La turbulencia aumenta la eficiencia de la aceleración mediante la combinación de dos efectos: la presencia de un gran número de hojas de corriente a pequeña escala y el ensanchamiento de la región de aceleración (para más detalles ver de Gouveia Dal Pino & Kowal (2013)).

En este proceso el espectro de partículas $f(p)$ – en función de su momento p – resultante es

$$f(p) \propto p^{\frac{-3r}{r-1}}, \quad (\text{A.30})$$

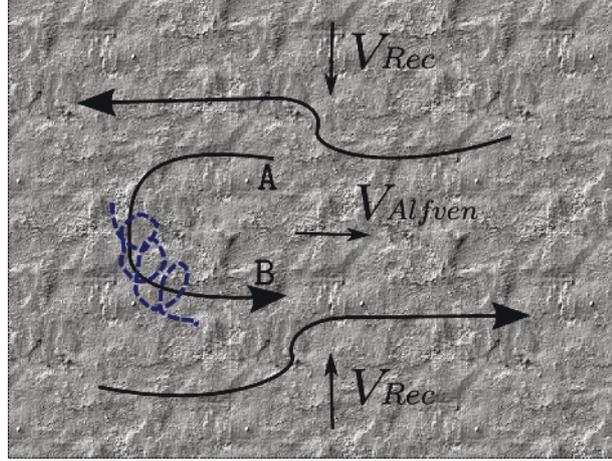


Figura A.4: Esquema de aceleración de partículas en una región de reconexión. La partícula circula en torno a una línea de campo reconectada y rebota entre los puntos A y B dentro de la hoja de corriente, mientras que los flujos convergentes se aproximan mutuamente a velocidad V_{rec} .

donde r es el cociente de las densidades *outflow* e *inflow* de la región de reconexión. Este mecanismo puede comprimir mas eficientemente el gas que una onda de choque fuerte, y r en general se espera que sea $\gg 4$. Para valores grandes de r $f(p) \propto p^{-3}$, por lo tanto

$$N(p) \propto E^{-1}. \quad (\text{A.31})$$

Puede verse que este mecanismo puede producir una distribución de partículas más *dura*.

A.2.4. Criterio de Hillas

Las partículas no pueden acelerar hasta cualquier energía, independientemente del mecanismo que las acelere, ya que si su giroradio es mayor que el tamaño de la fuente se escapan del sistema. Esto se conoce como el *criterio de Hillas* (e.g. [Hillas, 1984](#)). De modo que las partículas en una dada región de aceleración de escala característica l y campo magnético B , sólo podrán ser aceleradas si su radio de Larmor, $r_g = E/eB$, es menor que l . Esta condición puede escribirse:

$$E_{\max} < 300 (r_g/\text{cm}) (B/\text{G}) \text{ eV}. \quad (\text{A.32})$$

Es decir que, independientemente de las pérdidas que sufran las partículas, siempre existe una cota superior para la energía máxima que puedan alcanzar.

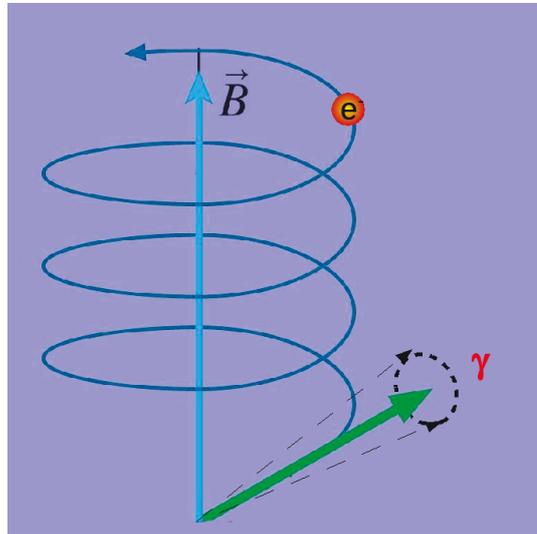


Figura A.5: Esquema de la emisión sincrotrón.

A.3. Procesos radiativos

La población de partículas relativistas producirá emisión al interactuar con los campos electromagnéticos y materiales. Una breve descripción de los mecanismos y las fórmulas utilizadas en la tesis se presentan a continuación. Mayores detalles sobre los procesos no térmicos pueden hallarse en (e.g. [Romero & Paredes, 2011](#)). Las fórmulas correspondientes pueden encontrarse en [Vila & Aharonian \(2009\)](#) y las referencias citadas.

A.3.1. Interacción con el campo magnético: emisión sincrotrón

La interacción de una partícula cargada con el campo magnético produce emisión no térmica conocida como emisión sincrotrón.

El tiempo de las pérdidas sincrotrón para una partícula cargada de masa m , en un campo B es

$$t_{\text{synchron}}^{-1} = \frac{4}{3} \frac{\sigma_{\text{T}} c U_{\text{B}}}{m_e c^2} \left(\frac{m_e}{m} \right)^3 \frac{E}{m c^2} \quad (\text{A.33})$$

donde σ_{T} es la sección eficaz de Thomson, $\sigma_{\text{T}} = 8/3\pi r_e^2$ con r_e el radio clásico del electrón y $U_{\text{B}} = B^2/8\pi$ es la densidad de energía magnética.

La emisión sincrotrón en un volumen V , se calcula mediante la siguiente aproximación

$$L_\gamma(E_\gamma) = \kappa_{\text{SSA}}(E_\gamma) E_\gamma V \frac{\sqrt{3}e^3 B}{hmc^2} \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dEN(E) \frac{E_\gamma}{E_c} 1,85 \times \left(\frac{E_\gamma}{E_c}\right)^{1/3} \exp\left(\frac{E_\gamma}{E_c}\right), \quad (\text{A.34})$$

donde

$$E_c = \frac{3}{4\pi} \frac{ehB}{mc} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2. \quad (\text{A.35})$$

κ_{SSA} es el factor de auto absorción (SSA). Los fotones sincrotrónicos pueden ser absorbidos por los propios electrones en presencia de un campo magnético. Esto lleva a una modificación del espectro sincrotrónico a bajas frecuencias. κ_{SSA} es

$$\kappa_{\text{SSA}} = \frac{1 - e^{-\tau_{\text{SSA}}(E_\gamma)}}{\tau_{\text{SSA}}(E_\gamma)}; \quad (\text{A.36})$$

aquí $\tau_{\text{SSA}}(E_\gamma)$ es la profundidad óptica del mecanismo (ver [Rybicki & Lightman, 1986](#)).

A.3.2. Interacción con el campo de materia: Bremsstrahlung relativista y colisiones $p - p$

La radiación por Bremsstrahlung relativista es la radiación producida cuando un electrón relativista es acelerado en el campo electroestático de un núcleo u otra partícula cargada. La Fig A.6 esquematiza de forma sencilla esta situación.

Las pérdidas por Bremsstrahlung relativista en un gas completamente ionizado de iones de carga Ze se calculan ([Berezinskii et al., 1990](#)):

$$t_{\text{Br}}^{-1} = 4nZ^2 r_e^2 \alpha c \left[\ln \frac{2E_e}{m_e c^2} - \frac{1}{3} \right], \quad (\text{A.37})$$

donde n es la densidad de los iones blanco, r_e el radio clásico del electrón y $\alpha = 1/137$ es la constante de estructura fina.

La radiación producida por Bremsstrahlung relativista, en un volumen V , esta dada por

$$L_\gamma(E_\gamma) = E_\gamma V \int_{E_\gamma}^{\infty} n \sigma_{\text{B}}(E_e, E_\gamma) \frac{c}{4\pi} N_e(E_e) dE_e, \quad (\text{A.38})$$

donde

$$\sigma_{\text{B}}(E_e, E_\gamma) = \frac{4\alpha r_e^2}{E_\gamma} \phi(E_e, E_\gamma), \quad (\text{A.39})$$

y

$$\phi(E_e, E_\gamma) = [1 + (1 - E_\gamma/E_e)^2 - 2/3(1 - E_\gamma/E_e)] \left\{ \ln \frac{2E_e(E_e - E_\gamma)}{m_e c^2 E_\gamma} - \frac{1}{2} \right\}. \quad (\text{A.40})$$

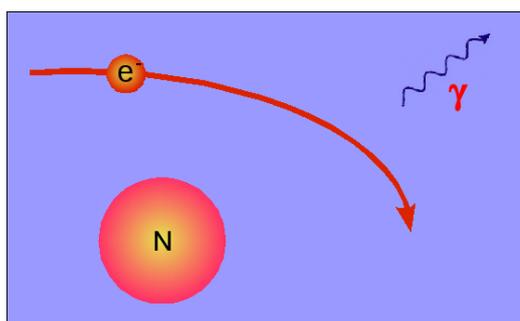


Figura A.6: Bremstrahlung relativista.

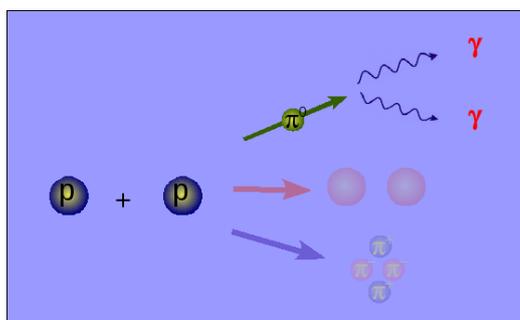


Figura A.7: Colisión inelástica protón-protón, se muestra el canal de interés para la creación de rayos gamma, otros canales producirán partículas (ver texto).

En la interacción de un protón cargado con la materia se producen piones cargados π^\pm y piones neutros π^0 mediante los siguientes canales:

$$p + p \rightarrow p + p + \zeta_1 \pi^0 + \zeta_2 (\pi^+ + \pi^-), \quad (\text{A.41})$$

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+ + \zeta_1 \pi^0 + \zeta_2 (\pi^+ + \pi^-), \quad (\text{A.42})$$

$$p + p \rightarrow n + n + 2\pi^+ + \zeta_1 \pi^0 + \zeta_2 (\pi^+ + \pi^-), \quad (\text{A.43})$$

donde ζ_1 y ζ_2 son enteros positivos cualesquiera.

Las pérdidas producidas por interacciones protón-protón pueden calcularse de

$$t_{pp}^{-1} = n_p c \sigma_{pp} K_{pp}, \quad (\text{A.44})$$

donde n_p es la densidad de protones blancos y K_{pp} la inelasticidad ($\sim 0,5$). La sección eficaz puede aproximarse por (Kelner et al., 2006)

$$\sigma_{pp} = (34,3 + 1,88L + 0,25L^2) \left[1 - \left(\frac{E_{th}}{E_p} \right)^4 \right]^2 \text{ mb}, \quad (\text{A.45})$$

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

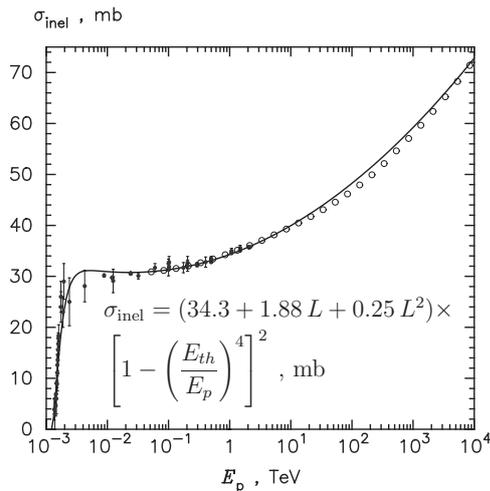


Figura A.8: Sección eficaz inelástica para colisiones $p - p$ aproximada por la Ec.(A.45), de (Kelner et al., 2006).

Los piones neutros creados decaerán en rayos gamma

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma, \quad (\text{A.46})$$

con una probabilidad del 98 %, este es el canal de interés para la producción de rayos gamma, la situación se esquematiza en la Fig.A.7.

La luminosidad producida por el decaimiento de los piones neutros, para $E_p < 0.1$ TeV, puede obtenerse de

$$L_\gamma(E_\gamma) = 2VE_\gamma^2 \int_{E_{\min}}^{\infty} \frac{q_\pi(E_\pi)}{\sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2 c^4}} dE_\pi, \quad (\text{A.47})$$

con $E_{\min} = E_\gamma + m_\pi c^4 / 4E_\pi$. En el formalismo de la función δ (Aharonian & Atoyan, 2000) la emisividad de piones neutros esta dada por

$$q_\pi(E_\pi) = \frac{n_p}{\kappa_\pi} \sigma_{pp} \left(m_p c^2 + E_\pi / \kappa_\pi \right) N_p \left(m_p c^2 + E_\pi / \kappa_\pi \right) \quad (\text{A.48})$$

con $\kappa_\pi \sim 0,17$ (Gaisser, 1990). Para $E_p < 0.1$ TeV hasta la energía umbral, una versión levemente modificada de la aproximación anterior se necesita, usando el reemplazo

$$\delta(E_\pi - \kappa_\pi E_{\text{kin}}) \rightarrow \tilde{n} \delta(E_\pi - \kappa_\pi E_{\text{kin}}). \quad (\text{A.49})$$

Aquí \tilde{n} es el número total de π^0 creados por colisiones $p - p$.

La luminosidad gamma en el rango $0,1 \text{ TeV} \leq E_p \leq 10^5 \text{ TeV}$ puede obtenerse de Kelner et al. (2006)

$$L_\gamma(E_\gamma) = n_p E_\gamma^2 V \int_{E_\gamma}^{\infty} \sigma_{\text{inel}}(E_p) N_p(E_p) F_\gamma \left(\frac{E_\gamma}{E_p}, E_p \right) \frac{dE_p}{E_p}, \quad (\text{A.50})$$

con $F_\gamma \left(\frac{E_\gamma}{E_p}, E_p \right)$ una función de E_γ y E_p .

Los piones cargados decaerán con una probabilidad del 99 % en

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu), \quad (\text{A.51})$$

y los muones decaerán en pares $e^\pm +$ neutrinos:

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) + \nu_e(\bar{\nu}_e). \quad (\text{A.52})$$

La inyección de estos pares producidos por interacciones $p - p$ se calcula mediante

$$q_e(E_e) = c n_H \int_0^1 \sigma_{\text{inel}}(E_e/x) N_p(E_e/x) F_e(x, E_e/x) \frac{dx}{x}. \quad (\text{A.53})$$

Aquí, $F_e(x, E_e/x)$ es el espectro de electrones del decaimiento $\pi \rightarrow \mu \nu_\mu$:

$$F_e(x, E_p) = C_1(E_p) \frac{(1 + C_3(E_p)(\ln x)^2)^3}{x + 0,3x^{(1-C_2(E_p))}} (-\ln(x))^5, \quad (\text{A.54})$$

donde

$$C_1(E_p) = \frac{1}{69,5 + 2,65 L + 0,3 L^2}, \quad (\text{A.55})$$

$$C_2(E_p) = \frac{1}{(0,201 + 0,062 L + 0,00042 L^2)^{1/4}}, \quad (\text{A.56})$$

$$C_3(E_p) = \frac{0,279 + 0,141 L + 0,0172 L^2}{0,3 + (2,3 + L)^2}, \quad (\text{A.57})$$

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

A.3.3. Interacción con el campo de radiación: dispersión Compton inversa y colisiones $p - \gamma$

La dispersión CI se produce mediante la interacción de un electrón muy enegético con un fotón. El electrón transfiere energía al fotón, el cual aumenta su frecuencia. En la Fig. A.9 se ilustra esta interacción. En la Fig. A.10 se muestra la sección eficaz de interacción en función de la energía del fotón; puede verse claramente que existen dos regímenes de interacción. A altas energías del electrón la sección eficaz cae abruptamente, este límite se conoce como régimen de Klein-Nishina. En este régimen el electrón pasa casi toda su energía al fotón.

Las pérdidas por colisiones CI se calculan usando la siguiente expresión (Blumenthal & Gould, 1970):

$$t_{\text{IC}}^{-1} = \frac{1}{E_e} \int_{\epsilon_{\text{min}}}^{\epsilon_{\text{max}}} \int_{\epsilon}^{\frac{bE_e}{1+b}} (\epsilon_1 - \epsilon) \frac{dN}{dt d\epsilon_1} d\epsilon_1, \quad (\text{A.58})$$

donde ϵ y ϵ_1 son las energías de los fotones incidentes y dispersados, respectivamente y

$$\frac{dN}{dt d\epsilon_1} = \frac{1}{E_e} \frac{2\pi r_0^2 mc^3}{\gamma} \frac{n_{\text{ph}}(\epsilon) d\epsilon}{\epsilon} f(q), \quad (\text{A.59})$$

con

$$f(q) = 2q \ln q + (1 + 2q)(1 - q) + \frac{1}{2} \frac{(bq)^2}{a + bq} (1 - q). \quad (\text{A.60})$$

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

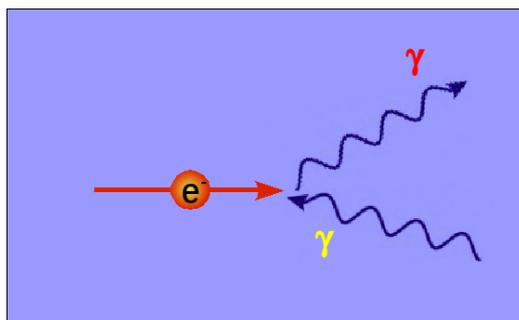


Figura A.9: Ilustración de la dispersión Compton inversa, el fotón saliente tiene mayor energía que el entrante.

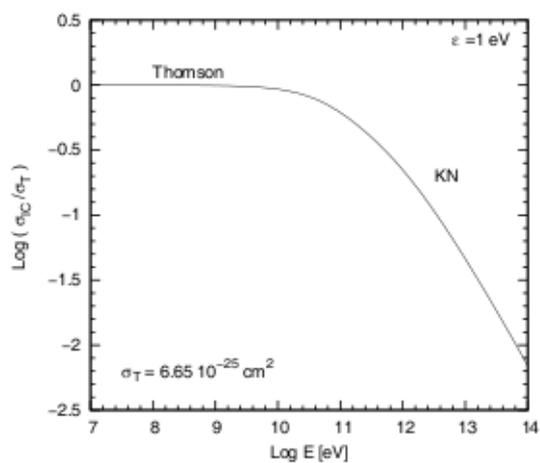


Figura A.10: Sección eficaz de la interacción CI en función de la energía del electrón para una energía inicial del fotón fija de 1 eV.

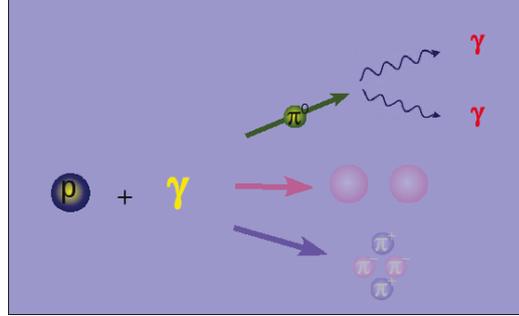


Figura A.11: Esquema de la interacción protón-fotón, se muestra el canal de interés para la creación de rayos gamma, otros canales producirán partículas (ver texto).

La emisión CI se calcula mediante la expresión:

$$L_{IC}(E_\gamma) = E_\gamma^2 V \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE_e N_e(E_e) \int_{\epsilon_{\min}}^{\epsilon_{\max}} d\epsilon P_{IC}(E_e, E_\gamma, \epsilon), \quad (\text{A.61})$$

donde el espectro de fotones dispersados es

$$P_{IC}(E_e, E_\gamma, \epsilon) = \frac{3\sigma_{TC}(m_e c^2)^2 n_{ph}(\epsilon)}{4E_e^2 \epsilon} F(q), \quad (\text{A.62})$$

son

$$F(q) = 2q \ln q + (1 + 2q)(1 - q) + \frac{1}{2}(1 - q) \frac{(q\Omega)^2}{(1 + \Omega q)}, \quad (\text{A.63})$$

y $\Omega = (4\epsilon E_e) / ((m_e c^2)^2)$, $q = (E_\gamma) / [(\Omega E_e (1 - E_\gamma / E_e))]$.

Las colisiones de protones relativistas con campos de fotones – llamadas colisiones foto-hadrónicas –, al igual que las colisiones inelásticas $p - p$, producirán piones y otras partículas:

$$p + \gamma \rightarrow p + \zeta_1 \pi^0 + \zeta_2 (\pi^+ + \pi^-), \quad (\text{A.64})$$

$$p + \gamma \rightarrow n + \pi^+ + \zeta_1 \pi^0 + \zeta_2 (\pi^+ + \pi^-). \quad (\text{A.65})$$

El canal de creación de rayos gamma es de nuevo el decaimiento de piones neutros, según se ilustra en la Fig A.11. En los escenarios presentados en esta tesis este proceso no es relevante. Las fórmulas para calcular las pérdidas y la emisión producida por esta interacción pueden encontrarse en [Stecker 1968](#) y [Kelner & Aharonian 2008](#), respectivamente.

A.4. Absorción por creación de pares en el campo de fotones

Los fotones gamma serán absorbidos mediante aniquilación de fotones en campos radiativos: $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$. La situación se ilustra en la Fig. A.12.

La opacidad diferencial para un rayo gamma viajando en la dirección \mathbf{e}_γ debido a fotones de energía ϵ en la dirección \mathbf{e}_* es

$$d\tau_{\gamma\gamma} = (1 - \mathbf{e}_\gamma \mathbf{e}_*) n_\epsilon \sigma_{\gamma\gamma} d\epsilon d\Omega dl, \quad (\text{A.66})$$

donde $d\Omega$ es el ángulo sólido de la superficie que emite los fotones y n_ϵ es la densidad específica de radiación.

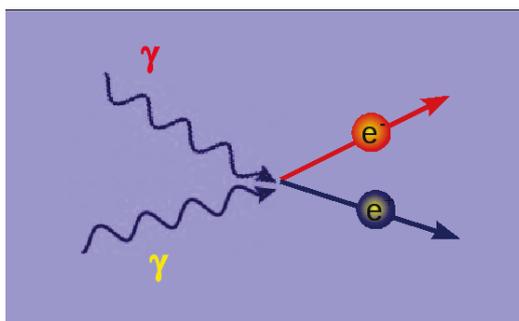


Figura A.12: Un fotón de muy alta energía interactúa con un fotón menos energético creando un par e^\pm (aniquilación de fotones).

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

$$\sigma_{\gamma\gamma}(\beta) = \frac{\pi r_e^2}{2} (1 - \beta^2) \left[2\beta(\beta^2 - 2) + (3 - \beta^4) \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \right], \quad (\text{A.67})$$

donde $\beta = (1 - 1/s)^{1/2}$, y $s = E_\gamma \epsilon (1 - \mathbf{e}_\gamma \mathbf{e}_*) / (m_e c^2)^2$. Aquí, E_γ y ϵ son las energías del rayo gamma y del fotón absorbente, respectivamente. Esta reacción ocurre sobre un mínimo dado por

$$E_\gamma \epsilon = \frac{2(m_e c^2)^2}{(1 - \mathbf{e}_\gamma \mathbf{e}_*)}, \quad (\text{A.68})$$

donde \mathbf{e}_γ es un vector unitario en la dirección de la propagación del rayo gamma.

En el caso de absorción interna se integra la Ec. (A.66), pero considerando el campo de fotones producido localmente de densidad $n_{\text{ph}}(\epsilon)$:

$$\tau(E_\gamma) = \frac{1}{2} \int_l \int_{\epsilon_{\text{th}}}^{\epsilon_{\text{max}}} \int_{-1}^{u_{\text{max}}} (1 - u) \sigma_{\gamma\gamma}(\beta) n_{\text{ph}}(\epsilon) du d\epsilon dl. \quad (\text{A.69})$$

Aquí, $u = \cos \vartheta$, ϑ es el ángulo entre el momento de los fotones y l es la distancia recorrida por los fotones.

Apéndice B

HIDRODINÁMICA DE *BOWSHOCKS*

Este apéndice es complementario al modelo hidrodinámico de *bowshocks* estelares presentado muy brevemente en el Capítulo 3. Además se discuten muy brevementes las inestabilidades que pueden desarrollarse en *bowshocks* de estrellas fugitivas masivas.

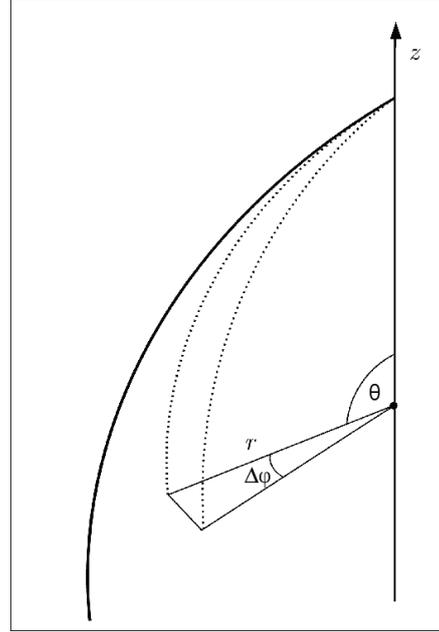
B.1. Modelado analítico del *bowshock*

La colisión del viento de la estrella con el ambiente produce dos choques separados por una discontinuidad (ver Fig. 3.3). En estado estacionario, la masa y el momento se conservan y un flujo se establece entre los dos choques que acarrea la masa y el momento depositado por los fluidos interactuantes.

En el sistema de referencia de la estrella el ISM puede considerarse como un viento entrante de líneas de flujo paralelas y el viento estelar como un flujo radial (Wilkin 1996, ver Fig. 3.3). Adoptamos un sistema de coordenadas con origen en la posición de la estrella. El eje z se define a lo largo de la trayectoria de la estrella. Usamos un sistema de coordenadas esférico (r, θ, ϕ) , donde θ es el ángulo medido desde el plano $x - y$, y ϕ es el ángulo acimutal, medido entorno al eje z . El radio de la superficie de discontinuidad en este sistema es $r = R(\theta, \phi)$ (ver Fig. B.1).

Adoptamos el modelo analítico desarrollado por Wilkin (2000) para construir el modelo hidrodinámico. Las propiedades de la superficie definida por el *bowshock* en términos de los dos flujos interactuantes se deriva usando leyes de conservación de la masa y del momento. Como estamos interesados en la situación de estado estacionario, consideramos que el viento y las condiciones del medio no cambian con el tiempo. También consideramos que la mezcla es instantánea. Debido a la condición de estacionariedad, la forma geométrica de la superficie esta fija, entonces la velocidad de la materia entre la capa angosta debe ser tangente a la superficie. Aceleración normal a la superficie puede ocurrir debido a que el fluido no sigue necesariamente una línea recta.

Figura B.1: Esquema geométrico de la superficie, y los ángulos considerados. El eje z se define en la dirección de la trayectoria de la estrella. θ es el ángulo medido desde el plano $x - y$, y ϕ es el ángulo acimutal, medido en torno al eje z . Un punto sobre la superficie del *bowshock* tiene un radio $r = R(\theta, \phi)$. Se muestra además el ángulo sólido correspondiente a un gajo $\Delta\phi$, visto desde el origen.



Se considera que el enfriamiento es tan eficiente que la superficie chocada colapsa a una capa infinitamente fina, con una densidad superficial de materia muy delgada. Si el campo magnético en el gas chocado está muy acoplado al gas, podría soportar un espesor de la capa aún en el régimen de enfriamiento eficiente. Si β – el cociente entre la presión del gas y la presión magnética – es mayor que 1, entonces el campo no está altamente acoplado. En las fuentes que consideramos estas consideraciones se cumplen debido a que el campo es débil.

[Bandiera \(1993\)](#) notó de que la condición de grosor despreciable elimina una variable espacial, y que en este problema específico el movimiento en la superficie es a lo largo de planos.

[Wilkin \(1996\)](#) demostró que superficies delgadas producidas por vientos supersónicos conservan el momento en el sentido vectorial – siempre que el flujo sea meridional –. El método de resolución está basado en esta última observación. Para conservar el momento en estado estacionario, el flujo de momento en la superficie debe ser la suma vectorial de los flujos de momento incidentes, integrada desde el punto de *standoff* al punto de interés. La integración se realiza sobre el área de la superficie entre dos planos de ángulo acimutal ϕ constante, en el límite en el que $\Delta\phi$ es infinitesimal (ver Fig.B.1).

Los parámetros físicos principales del modelo son: la velocidad del viento (V_w), la densidad del viento (o la tasa de pérdida de masa \dot{M}_w), la velocidad espacial de la estrella (V_*) y la densidad del ISM (ρ_a). Cambios en estos parámetros producen cambios en las características observables de los *bowshocks*, tal como su morfología o la existencia de gradientes de temperatura o densidad (e.g. [Bandiera \(1993\)](#), [Wilkin \(2000\)](#)). Los parámetros del viento dependen de la clase espectral de la estrella masiva. Aquí consideramos tres tipos: una O9I, una O4I y una WR (ver Tabla B.1).

El flujo de masa (Φ_m), de momento (Φ), y de momento angular (Φ_J) por unidad de ángulo acimutal, para un elemento de la superficie limitado por planos de ϕ constante, están dados por:

$$\Phi_m = \omega \sigma V_t \sec \alpha, \quad (\text{B.1})$$

$$\Phi = \Phi_m V_t \hat{\mathbf{t}}, \quad (\text{B.2})$$

$$\Phi_J = \mathbf{R} \times \Phi. \quad (\text{B.3})$$

Aquí $\omega = R \sin \theta$, y $\hat{\mathbf{t}} = \hat{\phi} \times \hat{\mathbf{n}} / |\hat{\phi} \times \hat{\mathbf{n}}|$ es el vector unitario a ϕ constante tangente a la superficie, donde $\hat{\mathbf{n}}$ es la norma unitaria saliente de la superficie. El elemento de arco ds trazado a lo largo de la superficie esta dado por $(ds)^2 = (dR)^2 + R^2(d\theta)^2 + R^2 \sin^2 \theta (d\phi)^2$, entonces el elemento de arco trazado a lo largo de la superficie a θ constante es $\omega \sec \alpha d\phi$, y α esta dado por $\tan \alpha = \partial R / \partial \phi / R \sin \theta$. Las formas explícitas de estas cantidades se encuentran en [Wilkin \(2000\)](#).

Para el viento estelar los flujos por unidad de ángulo acimutal son

$$\Phi_{m,w} = \int_0^\theta R^2 \rho_w V_w \sin \theta' d\theta', \quad (\text{B.4})$$

$$\Phi_w = \int_0^\theta R^2 \rho_w V_w^2 [\hat{\omega} \sin \theta' + \hat{\mathbf{z}} \cos \theta'] \sin \theta' d\theta', \quad (\text{B.5})$$

$$\Phi_{J,w} = 0. \quad (\text{B.6})$$

El viento estelar radial no ejerce momento angular sobre la superficie, por lo tanto el flujo de momento angular es cero.

Como consecuencia de la conservación de la masa en estado estacionario para el viento las cantidades $\rho_w V_w$ y $\rho_w V_w^2$ están dadas por:

$$\rho_w V_w = \frac{\dot{M}_w}{4\pi r^2} f_w(\theta, \phi), \quad (\text{B.7})$$

$$\rho_w V_w^2 = \frac{\dot{M}_w \bar{V}_w}{4\pi r^2} g_w(\theta, \phi). \quad (\text{B.8})$$

Aquí f_w y g_w son funciones adimensionales normalizadas y \bar{V}_w es la velocidad media de la línea de flujo ([Wilkin, 2000](#)). Con estas consideraciones las expresiones (B.4) y (B.5) se escriben

$$\Phi_{m,w} = \frac{\dot{M}_w}{4\pi} \int_0^\theta f_w(\theta', \phi) \sin \theta' d\theta', \quad (\text{B.9})$$

$$\Phi_w = \frac{\dot{M}_w \bar{V}_w}{4\pi} \int_0^\theta g_w(\theta', \phi) [\hat{\omega} \sin \theta' + \hat{z} \cos \theta'] \sin \theta' d\theta'. \quad (\text{B.10})$$

Para obtener soluciones estacionarias, la densidad del medio debe ser independiente de la coordenada z : $\rho_a = \rho_a(x, y)$. En coordenadas esféricas $x = \omega \cos \phi$ y $y = \omega \sin \phi$, i.e. $\rho_a = \rho_a(\omega, \phi)$. Se considera una densidad del medio de la siguiente forma

$$\rho_a = \rho_0 f_a(\omega, \phi), \quad (\text{B.11})$$

donde ρ_0 es el valor de la densidad a lo largo del eje z y $f(0, \phi) = 1$.

El flujo por unidad de ángulo acimutal para el medio son:

$$\Phi_{m,a} = \rho_0 V_a \int_0^\omega f_a \omega' d\omega'. \quad (\text{B.12})$$

$$\Phi_a = -V_a \hat{z} \Phi_{m,a}. \quad (\text{B.13})$$

$$\Phi_{J,a} = \rho_0 V_a^2 \int_0^\omega f_a \omega'^2 d\omega'. \quad (\text{B.14})$$

Los flujos de masa, momento y momento angular son integrales a lo largo del fluido que no dependen de los detalles de la forma de la superficie. La integración se realiza sobre el ángulo sólido del gajo $\Delta\phi$ (ver Fig.B.1).

Las leyes de conservación de la masa, momento y momento angular son:

$$\Phi_m = \Phi_{m,w} + \Phi_{m,a}, \quad (\text{B.15})$$

$$\Phi = \Phi_w + \Phi_a, \quad (\text{B.16})$$

$$\Phi_J = \Phi_{J,w} + \Phi_{J,a}. \quad (\text{B.17})$$

Este es el conjunto fundamente de ecuaciones. El radio de la superficie en términos de las propiedades del viento y del ISM resulta:

$$R = \frac{\Phi_J}{\Phi_\omega \cos \theta - \Phi_z \sin \theta}. \quad (\text{B.18})$$

En esta expresión cada flujo de momento en la superficie debe evaluarse, usando las expresiones (B.9)-(B.10) y (B.12)-(B.14), a través de las expresiones (B.1)-(B.3).

\star	V_\star	\dot{M}_w	V_w	n_a
O4I ^a	30/100 km s ⁻¹	10 ⁻⁴ M _⊙ yr ⁻¹	2,2 × 10 ³ km s ⁻¹	1 cm ⁻³
O9I ^a	30 km s ⁻¹	10 ⁻⁶ M _⊙ yr ⁻¹	0,8 × 10 ³ km s ⁻¹	1/100 cm ⁻³
WR ^b	30 km s ⁻¹	2,5 × 10 ⁻⁴ M _⊙ yr ⁻¹	1,0/3 × 10 ³ km s ⁻¹	1 cm ⁻³

Tabla B.1: Parámetros usados para modelar los *bowshocks* de los diferentes tipos de estrellas.

^aValores derivados de Kobulnicky, Gilbert & Kiminki (2009).

^bPara una estrella WR poderosa (Ignace, Oskinova & Foullon 2000).

B.1.1. Tratamiento para un medio uniforme y un viento isotrópico

En esta subsección adoptamos una densidad para el medio que es uniforme y un viento estelar isotrópico. El viento y el medio colisionan frontalmente a $\theta = 0$. Debido a que el viento es divergente, su presión dinámica decrece con la distancia, mientras que la presión dinámica del medio es constante. El punto donde el viento y el medio se equilibran, i.e. $\rho_w V_w^2 = \rho_a V_\star^2$, se llama punto de *standoff*, donde $\rho_w = \dot{M}_w / 4\pi R^2 V_w$. Este punto de la superficie define un el radio de *standoff* R_0 :

$$R_0 = \sqrt{\frac{\dot{M}_w V_w}{4\pi \rho_a V_\star^2}}. \quad (\text{B.19})$$

Para un medio de densidad uniforme ρ_a y un viento isotrópico y velocidad estelar constante V_\star , la expresión (B.18) da

$$R(\theta) = R_0 \csc \theta \sqrt{3(1 - \theta \cot \theta)}, \quad (\text{B.20})$$

La Fig. B.1.1 muestra las formas del *bowshock* calculado usando la Ec. (B.20) para diferentes tipos de estrellas, considerando los parámetros de la Tabla B.1. *Bowshock* con valores grandes de R_0 producirán flujos IR muy débiles para ser detectados con los instrumentos actuales.

B.1.2. Viento anisotrópico y densidad inhomogénea

Las estrellas fugitivas pueden estar embebidas en nubes traslúcidas, nubes moleculares, regiones de alta densidad del ISM; estas regiones podrían tener una distribución de densidades no uniforme. Aquí consideramos los efectos de un gradiente de densidad en el medio ambiente. El viento estelar se lo considera isotrópico. Consideramos una distribución exponencial de la densidad del medio.

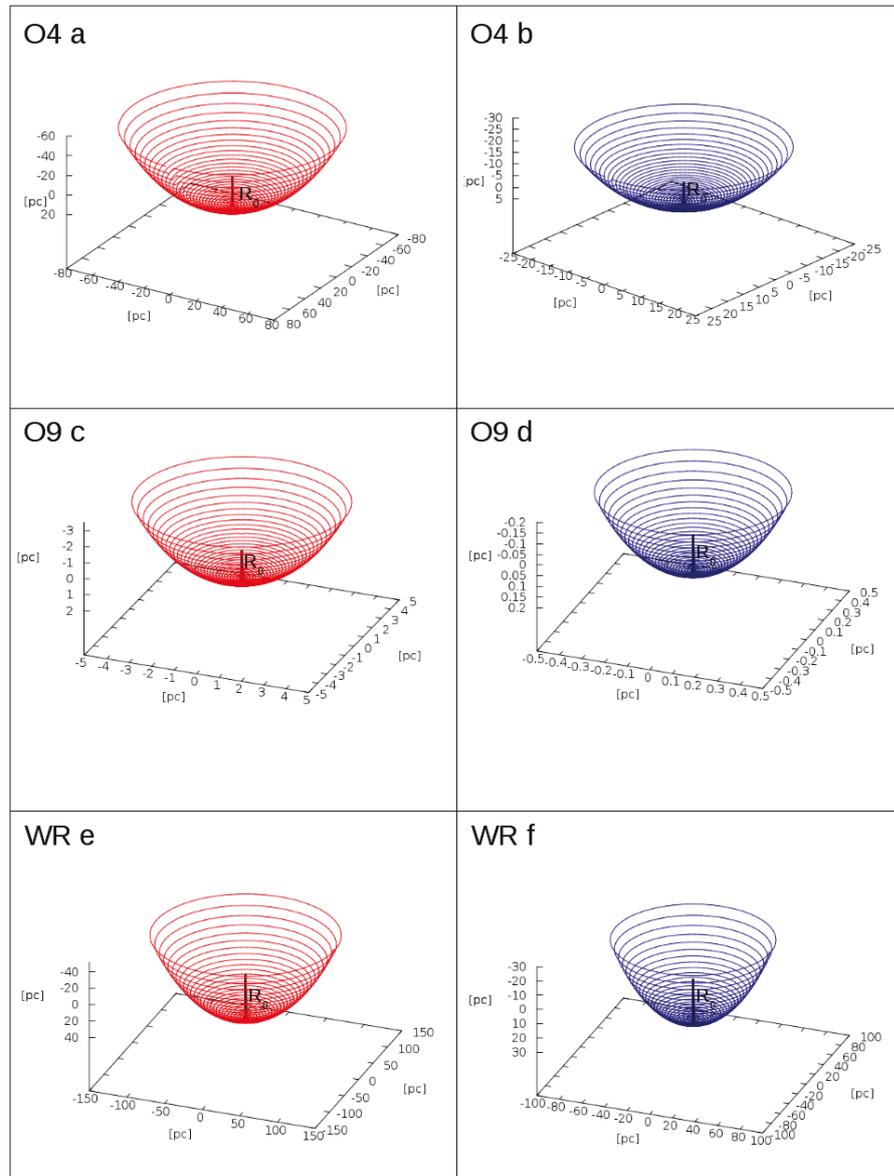


Figura B.2: *Bowshocks* en un medio uniforme. Las figuras *a* y *b* corresponden a la estrella O4I, con velocidad espacial de 30 y 100 km s^{-1} ; el valor de R_0 es ~ 27.7 y ~ 8.3 pc respectivamente. Un incremento en la velocidad espacial produce una estructura menor. Las figuras *c* y *d* corresponden a una estrella O9I, considerando una densidad ambiente de 1 y 100 cm^{-3} ; el valor de R_0 es ~ 1.7 y ~ 0.2 pc respectivamente. Un incremento en la densidad del medio produce *bowshocks* menores. Finalmente, las figuras *e* y *f* son para una estrella WR, considerando una velocidad terminal del viento de 3000 y 1000 km s^{-1} ; para estos parámetros los valores de R_0 son relativamente altos, ~ 51 , para el viento más rápido, y ~ 29.6 pc para el más lento. El tamaño de la superficie es sensible a cualquier incremento en la velocidad del viento.

En el caso de una distribución exponencial del ISM a lo largo del eje x $f_a(x) = \exp(-\eta)$. donde $\eta = x/H$, y H es la escala de densidad. La Ec. (B.11) toma la forma

$$f_a(x) = \exp(-\eta). \quad (\text{B.21})$$

Para esta ley de densidad la forma del *bowshock* esta dada por:

$$R(\theta, \phi) = H \sec \phi \csc \theta \eta(\theta, \phi), \quad (\text{B.22})$$

donde $\eta(\theta, \phi)$ se obtiene de resolver numéricamente la siguiente ecuación:

$$\begin{aligned} & (H/R_0)^2 \sec^2 \phi \eta^{-1} [\eta - 2 + \exp(-\eta)(\eta + 2)] \\ &= \frac{1}{2} (1 - \theta \cot \theta). \end{aligned} \quad (\text{B.23})$$

Definiendo $\eta_0 = R_0/H \cos \phi \sqrt{3(1 - \theta \cot \theta)}$, como el valor de $\eta = x/H$ para la solución axisimétrica, la ecuación previa toma la forma simple

$$\frac{1}{\eta} \left[\eta - 2 + \exp(-\eta)(\eta + 2) \right] = \frac{1}{6} \eta_0^2. \quad (\text{B.24})$$

El gradiente de densidad del medio distorsiona la forma del *bowshock* a lo largo de la dirección x y podría producir estructuras irregulares en *bowshocks* observados (e.g [Dgani et al. 1996a](#); [Comeron & Kaper 1998](#)). $R(\theta, \phi)$ esta distorsionado en la dirección x . La distorsión depende de la escala de densidad dada. La Fig. B.3 muestra los *bowshocks* correspondientes a $R(\theta, \phi)$ dado por Ec. (B.22), para la estrella O4I y los tres casos $H = R_0$, $H = 0,1R_0$, $H = 10R_0$.

B.1.3. Viento asimétrico

Las estrellas fugitivas podrían rotar. ζ Oph, por ejemplo, rota a casi su velocidad límite, con $V_{\text{rot}} \sin i \sim 400 \text{ km s}^{-1}$. La rotación puede producir vientos no uniformes. Aquí consideramos un viento axisimétrico, donde el eje de simetría esta desalineado con la dirección del movimiento de la estrella. Definimos un sistema de coordenadas de forma tal que el eje z_* coincida con el eje de simetría del viento. El sistema de coordenadas original y el nuevo se relación a través de:

$$\sin \theta_* \cos \phi_* = \sin \theta \cos \phi, \quad (\text{B.25})$$

$$\sin \theta_* \sin \phi_* = \sin \theta \sin \phi \cos \lambda - \cos \theta \sin \lambda, \quad (\text{B.26})$$

$$\cos \theta_* = \sin \theta \sin \phi \sin \lambda + \cos \theta \cos \lambda, \quad (\text{B.27})$$

donde λ es el ángulo ente z y z_* .

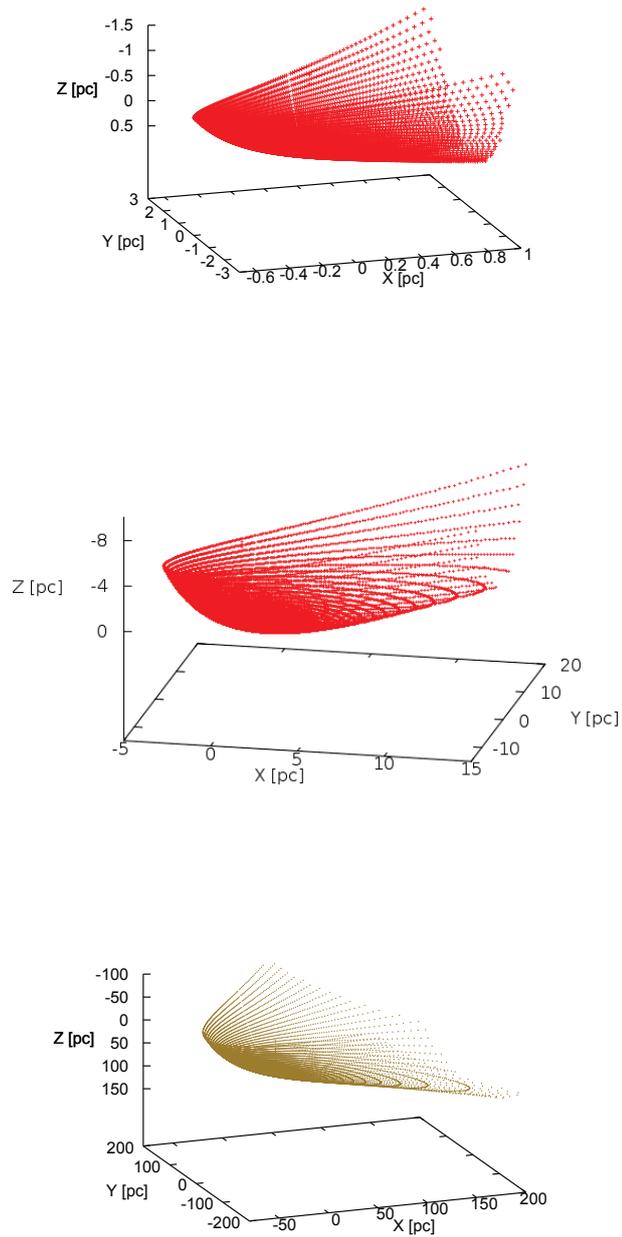


Figura B.3: *Bowshocks* asimétricos para una estrella O4I embebido en un gradiente de densidad exponencial, con $\rho_0 = 100 m_p$, para diferentes escalas de altura. Desde arriba hacia abajo $H = 0.1 R_0$, $H = R_0$, y $H = 10 R_0$.

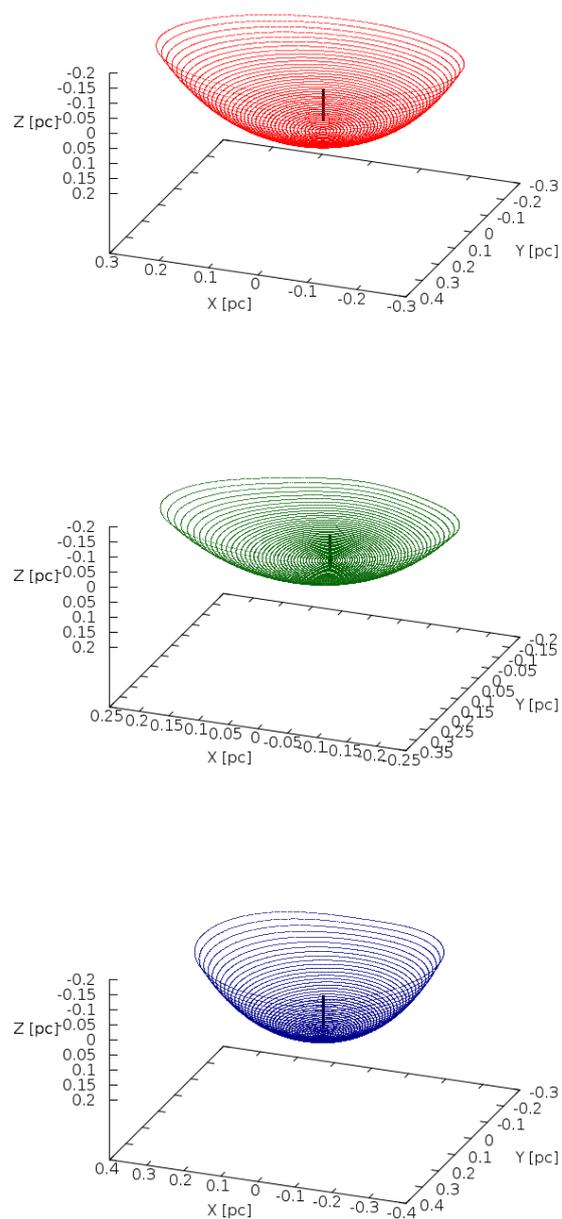


Figura B.4: *Bowshocks* calculados para ζ Oph. La figura de arriba muestra el *bowshock* para un viento polar ($c_2 = 1$) y $\lambda = 30$. La figura del medio muestra el *bowshock* para un viento polar con $\lambda = 70$, y la figura de abajo muestra el *bowshock* para un viento ecuatorial ($c_2 = -1$) y $\lambda = 70$.

La densidad de flujo de masa y momento del viento ahora dependen del ángulo polar θ_* :

$$\rho_w V_w = \frac{\dot{M}_w}{4\pi r^2} f_w(\theta_*), \quad (\text{B.28})$$

$$\rho_w V_w^2 = \frac{\dot{M}_w \bar{V}_w}{4\pi r^2} g_w(\theta_*). \quad (\text{B.29})$$

Las funciones adimensionales f_w y g_w están normalizadas a la unidad sobre 4π (ver [Wilkin \(2000\)](#)).

Cuando la asimetría se manifiesta debido a la rotación de la estrella, el viento tiene simetría respecto al plano ecuatorial. Para vientos que son simétricos respecto a $\theta = \pi/2$, las funciones $f_w(\theta_*)$ y $g_w(\theta_*)$ tendrán expansiones solo en términos de potencias pares de $\cos \theta_*$ [Bandiera \(ver 1993\)](#); [Wilkin \(ver 2000\)](#).

Los flujos de masa y momentos se describen:

$$f_w = b_0 + b_1 \cos \theta_* + b_2 \cos^2 \theta_*, \quad (\text{B.30})$$

$$g_w = c_0 + c_1 \cos \theta_* + c_2 \cos^2 \theta_*, \quad (\text{B.31})$$

y la normalización requiere $b_0 = (1 - b_2/3)$ y $c_0 = (1 - c_2/3)$. Valores positivos de c_2 indican un exceso a lo largo del eje de simetría (polar), mientras que valores negativos indican un exceso en el plano ortogonal (ecuatorial) (ver [Bandiera \(1993\)](#)).

Para este tipo de vientos la forma de la superficie está dada por:

$$\begin{aligned} R = R_0 \csc \theta & \left\{ 3(1 - \theta \cot \theta) \left(c_0 + \frac{c_2}{4} (3(\sin \phi \sin \lambda)^2 \right. \right. \\ & + (\cos \lambda)^2) + 2c_1(1 - \cos \theta) \left[\cos \lambda + \sin \phi \sin \lambda \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] \right. \\ & + \frac{3c_2}{4} [((\cos \lambda)^2 - (\sin \phi \sin \lambda)^2) \sin^2 \theta \\ & \left. \left. + \sin \phi \sin \lambda \cos \lambda (2\theta - \sin 2\theta) \right] \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (\text{B.32})$$

La Fig. [B.4](#) muestra el *bowshock* calculado para la estrella como ζ Oph (ver [Sec. 4.1](#)) considerando un viento estelar desalineado para diferentes geometrías.

B.2. Estabilidad de *bowshock* estelares

El modelo hidrodinámico descrito en la sección previa no considera las varias inestabilidades que pueden desarrollarse en los *bowshocks* de estrellas fugitivas. Un tratamiento completo que tenga en cuenta estas inestabilidades, y sus consecuencias globales,

requiere un tratamiento hidrodinámico 3-D. Este tratamiento esta mas allá del alcance de este trabajo. Aquí simplemente mencionamos brevemente las inestabilidades que pueden desarrollarse en estos sistemas.

Las inestabilidades en capas delgadas limitadas por choques dependen de la eficiencia de los procesos de enfriamiento involucrados, diferentes mecanismos podrían dominar la dinámica, por lo tanto diferentes inestabilidades podrían manifestarse. Estudios sobre estas inestabilidades pueden encontrarse, por ejemplo, en [Ryu & Vishniac 1987](#); [Dgani 1993](#); [Mac Low & Norman 1993](#); [Vishniac 1994](#); [Dgani et al. 1996a,b](#); [Blondin & Marks 1996](#).

Cuando el viento estelar chocado se enfría ineficientemente se desarrolla una inestabilidad similar a la *blast wave overstability*. Este fenómeno aparece en capas chocadas limitadas por presión térmica en un lado, y por presión dinámica del otro. Es el resultado de que la presión dinámica actúa solo en la dirección de movimiento, mientras que la presión térmica actúa en dirección perpendicular a la superficie del choque (para una descripción detallada de la *blast wave overstability* ver [Mac Low & Norman 1993](#)). En el caso de burbujas en expansión en un medio en reposo, este fenómeno actúa como una *sobre-estabilidad*, pero en el caso de un *bowshock* estelar este fenómeno se torna una inestabilidad. [Comeron & Kaper \(1998\)](#) estudiaron este fenómeno en *bowshocks* estelares, las distorsiones producidas cerca de la nariz se propagan hacia la cola del *bowshock* por el flujo de materia.

En el caso de enfriamiento instantáneo otras inestabilidades son importantes: la inestabilidad no lineal en capas delgadas NTSI ([Vishniac, 1994](#)) y la inestabilidad por aceleración normal TAI ([Dgani et al., 1996a](#)). La inestabilidad TAI domina por sobre la NTSI en *bowshocks*. La inestabilidas TAI se desarrolla cuando el equilibrio entre las presiones dinámicas no es estable (e.g. [Dgani, 1993](#)). Cuando el viento colisiona con el medio, la porción de fluido chocado tiende a oscilar fuera de la posición de equilibrio, y es acelerado hacia afuera.

Las condiciones de estabilidad de la inestabilidad TAI para *bowshocks* de estrellas fugitivas masivas dependen de un parámetro adimensional $\bar{\alpha} = V_{\star}/V_w$. *Bowshocks* con $\bar{\alpha} \ll 1$ (vientos rápidos) son más estables que *bowshocks* con $\bar{\alpha} \gg 1$ (vientos lentos). *Bowshocks* de estrellas fugitivas de tipos OB tienen valores típicos de $\bar{\alpha}$ entre 0,01 y 0,1. Para las fuentes que consideramos en este Apéndice (ver Tabla [B.1](#)) $0,01 < \bar{\alpha} < 0,1$. [Dgani et al. \(1996a\)](#) demostraron que el *bowshock* de ζ Oph es estable bajo la inestabilidad TAI. En un estudio en el regimen no lineal, [Dgani et al. \(1996b\)](#) concluyeron que las irregularidades observadas (grumosas) en *bowshocks* podrían surgir como una consecuencia de esta inestabilidad.

Las inestabilidades hidrodinámicas clásicas también pueden desarrollarse – e incluso dominar las inestabilidades – : la inestabilidad de Rayleigh-Taylor (RT) y la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz (KH) (e.g. [Blake, 1972](#); [Birkinshaw, 1991](#)). La inestabilidad de RT se manifiesta cuando dos fluidos de densidad diferente se ejercen fuerza mutua-

mente, e.g. cuando un fluido denso descansa sobre un fluido más liviano en un sistema acelerado o en un campo gravitatorio. Su efecto es causar gotas de fluido más denso que penetran en el medio menos denso. La inestabilidad de KH se desarrolla cuando dos fluidos en contacto se encuentran en movimiento. Los modos de inestabilidad KH crecen y se convierten en estructuras ondulatorias que causan transferencia de material a través de la superficie común. La inestabilidad RT puede desarrollarse cerca del ápside de la superficie, mientras que la inestabilidad de KH puede manifestarse a lo largo de la cola del *bowshock*.

En general, parecería que los *bowshocks* de estrellas fugitivas son propensos a desarrollar inestabilidades. Las irregularidades observadas podrían deberse a las inestabilidades descritas más arriba o debido a irregularidades en el ISM, cambios en la tasa de pérdida de masa, campos magnéticos, etc. *Bowshock* observados que sean regulares, bajo ciertas hipótesis, pueden dar información sobre los parámetros del viento de la estrella, la velocidad estelar y el medio ambiente.

Apéndice C

LISTA DE PUBLICACIONES

Artículos en actas de circulación internacional, con arbitraje formal o informal

- *High-energy radiation from T-Tauri stars*
M.V. del Valle, G.E. Romero.
Proceedings of Science, PoS(Texas2010)173, 7 p., 2011
- *Non thermal emission from T Tauri stars*
M.V. del Valle, G.E. Romero.
In: G.E. Romero, R. Sunyaev, and T. Belloni (eds), *Jets at all Scales. IAU Symposium No. 275*, Cambridge: Cambridge University Press, 404-405, 2011
- *Can T Tauri stars produce high-energy radiation?*
M.V. del Valle, G.E. Romero.
Rev. Mex. de Astronomía y Astrofísica (Serie de Conferencias), 2011 Vol. 40, pp. 151-152
- *Non-thermal radiation from a runaway early-type star*
M.V. del Valle, G.E. Romero, & M. De Becker
HIGH ENERGY GAMMA-RAY ASTRONOMY: 5th International Meeting on High Energy Gamma-Ray Astronomy. AIP Conference Proceedings, Volume 1505, pp. 289-292
- *Modeling the bowshock of ζ Ophiuchi*
M.V. del Valle & G.E. Romero
Proceedings of the First Argentinian-Brazilian Meeting, 2013, Vol. 1, pp. 255-260

Trabajos científicos publicados en revistas nacionales con referato

1. *On the nature of the episodic gamma-ray flare observed in Cygnus X-1*
M.V. del Valle, G.E. Romero, M. Orellana
Bol. Asoc. Arg. Astron. 52, 359-362, 2009
2. *Molecular clouds as reservoir of cosmic rays*
M.V. del Valle, G.E. Romero, R. Santos-Lima
Bol. Asoc. Arg. Astron. 56, *enviado*

Trabajos científicos publicados en revistas internacionales con referato

3. *High-energy emission and absorption in Cygnus X-1*
M.V. del Valle, M. Orellana, G.E. Romero
International Journal of Modern Physics D 19, 763-768, 2010
4. *Gamma-ray absorption and the origin of the gamma-ray flare in Cygnus X-1*
G.E. Romero, **M.V. del Valle**, M. Orellana
A&A 2010, 518, id.A12
5. *Are T Tauri stars gamma ray emitters?*
M.V. del Valle, G.E. Romero, P.L. Luque-Escamilla, J. Martí, J.R. Sánchez-Sutil
ApJ 2011, 738, 115
6. *Non-thermal processes in bowshocks of runaway stars. Application to ζ Ophiuchi*
M.V. del Valle, & G.E. Romero
A&A 2012, 543, A56
7. *AE Aurigae: First Detection of Non-thermal X-Ray Emission from a Bow Shock Produced by a Runaway Star*
J. López-Santiago, M. Miceli, **M.V. del Valle**, G.E. Romero, R. Bonito, R., J.F. Albacete-Colombo, V. Pereira, E. de Castro & F. Damiani
ApJL 2012, 757, L6
8. *Is the bowshock of the runaway massive star HD 195592 a Fermi source?*
M.V. del Valle, G.E. Romero, & M. De Becker
A&A 2013, 550, A112
9. *Bowshocks of massive runaway stars as variable gamma ray sources*
M.V. del Valle, & G.E. Romero
A&A 2014, 563, A96.

10. *Runaway stars as cosmic ray injectors inside molecular cloud*
M.V. del Valle, G.E. Romero & R. Santos-Lima
MNRAS 2014, *enviado*.



Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas
Universidad Nacional de La Plata
