



Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Tesis para obtener el grado académico de
Licenciado en Astronomía

INTERACCIONES DE PARTÍCULAS RELATIVISTAS EN
VIENTOS ESTELARES

Santiago del Palacio

Director: Valentí Bosch-Ramon
Co-director: Gustavo Romero

LA PLATA, ARGENTINA
- MARZO DE 2014 -

Prefacio

Esta Tesis es presentada como parte de los requisitos para obtener el grado académico de Licenciado en Astronomía de la Universidad Nacional de La Plata. La misma contiene los resultados de los estudios desarrollados bajo la dirección del Dr. Valentí Bosch-Ramon y la co-dirección del Dr. Gustavo E. Romero, junto con la colaboración de otros investigadores miembros del Grupo de Astrofísica Relativista y Radioastronomía.

Santiago del Palacio.
e-mail: santiagodp@fcaglp.unlp.edu.ar
La Plata, diciembre de 2013.

Resumen

Algunas de las fuentes de rayos gamma galácticas son sistemas binarios en los que una de las componentes es una estrella de gran masa y la otra es una estrella similar o un objeto compacto (ya sea una estrella de neutrones o un agujero negro de masa estelar). Este tipo de binarias presenta emisión no térmica en las bandas de radio y de rayos-X, generada por partículas ultra-relativistas que son aceleradas, generalmente, en ondas de choque fuertes relacionadas con flujos de plasma. Es probable que la radiación proveniente del sistema binario sufra absorción y procesamiento en el medio local, por lo que su estudio puede proveer información del emisor y de las propiedades del medio. Además, la investigación de estos objetos puede proporcionar conocimientos de los procesos físicos no térmicos que ocurren en escenarios astrofísicos extremos, con flujos de materia altamente supersónicos, plasma turbulento, campos magnéticos fuertes, campos de radiación intensos y medios densos.

El objetivo principal de este trabajo es caracterizar la física de altas energías de binarias de rayos gamma, lo cual permite determinar los procesos radiativos dominantes y testear teorías de aceleración de partículas. Para ello, se incorpora un modelo genérico de los procesos relativistas que ocurren en estos sistemas. En este modelo se considera un mecanismo capaz de inyectar partículas relativistas en un punto del entorno de la estrella de gran masa, las cuales interactúan con el medio circundante produciendo radiación de altas energías. Se desarrolla una herramienta que permite explorar cómo afecta al flujo emitido por el sistema binario la posición del inyector respecto a la estrella, vista por un observador en la Tierra.

Teniendo en cuenta las mejoras observacionales presentes y futuras, que posibilitarán un incremento de la cantidad de fuentes observables, es oportuno investigar en detalle los procesos físicos que subyacen a la emisión de este tipo de fuentes. Es aún un problema abierto el poder identificar sin ambigüedades los procesos de emisión y absorción de radiación relevantes en fuentes astrofísicas de altas energías.

Los resultados de este trabajo y sus futuras ampliaciones permitirán abordar estudios poblacionales relacionados con parámetros astronómicos hoy en día poco conocidos, tales como la tasa de formación de binarias de gran masa, su vida media y su función de luminosidad. Ésto puede lograrse al establecer cotas aproximadas de la cantidad de fuentes que deberían ser observadas de acuerdo al modelo empleado y contrastarlas con datos empíricos.

Abstract

Some galactic gamma-ray sources are binary systems in which one of the components is a massive star and the companion object is either a similar star or a compact object (i.e. a neutron star or a stellar mass black hole). This type of massive binaries presents non-thermal emission in the radio and X-ray bands, generated by the ultra-relativistic particles accelerated, generally, in strong shock-waves related to plasma flows. Radiation coming from the inner region of the binaries is likely to undergo absorption and reprocessing in the local medium. Its study could provide information on the emitter and the properties of the surrounding medium. Thus, the study of these objects provides knowledge on the non-thermal physical processes occurring in extreme astrophysical environments, with highly supersonic matter flows, turbulent plasma, strong magnetic fields, intense radiation and a dense medium.

The main goal of this work is to characterize the high-energy physics of gamma-ray binaries by modeling their high-energy processes. In this way it is possible to determine the dominant radiative processes and to test particle acceleration theories. With such a purpose a tool is developed, one capable of providing information of the star wind, the plasma flows interacting with it, the content of matter in such flows and the magnetic fields that they drag. Specifically, we calculate the spectral energy distribution for emitters located in different positions of the binary system, which allows to study the impact of the geometry in the resulting emission from the source. This is done for different cuts of the relevant state parameters. Finally, we use this procedure to produce emissivity maps which are a useful tool for exploring statistical properties of gamma-ray binaries.

Considering the present and future observational developments, which imply an increase in the quantity of observable sources, it is important to investigate in detail the physical processes that underlie the emission on this type of sources. It is still an open problem to unambiguously identify the relevant radiation and absorption processes in high-energy astrophysical sources.

The results of this work and its future upgrades will allow population studies related to currently unknown parameters, such as the formation rate of massive binaries, their lifespan and their luminosity function. This can be attained by estimating the approximate number of sources detectable with the present instruments (according to the model developed) and comparing it with the empirical data.

Agradecimientos

Esta tesis es la culminación de un largo proceso que comenzó allá por el 2008, cuando ingresé a la carrera de astronomía. Desde el primer momento conocí gente que fue marcando mi vida, y afortunadamente muchos de ellos siguen acompañándome después de todos estos años. Pero eso no es todo, sino que en el transcurso de mi carrera pasé por distintas etapas en las que fui conociendo y acercándome a cada vez más gente, lo cual siempre me hizo sentir a gusto con el lugar que estaba ocupando. No puedo agradecerle lo suficiente a todas estas personas que de una u otra manera hicieron más llevadera la carga, más cortas las largas horas de estudio, más chicas las tristezas y más grandes las alegrías. Mi más profundo, sincero y cálido agradecimiento va dirigido a todas estas personas que estuvieron (y con suerte seguirán estando) conmigo.

Por otro lado, me siento en la obligación -aunque gustoso de hacerlo- de agradecerle a la institución que no sólo me vio crecer, sino que me ayudó a hacerlo: el observatorio. En él siempre me sentí en casa.

Además, quisiera agradecerle a Gustavo por haberme aconsejado y guiado en mi transición de estudiante a futuro investigador, por estar siempre atento y por hacerse tiempo de ayudarme cuando lo necesité, junto con las numerosas correcciones y anotaciones que hizo a esta tesis. También debo agradecerle a él el haberme presentado a Valentí, mi director, quien pese a la distancia siempre supo estar presente. Las innumerables cadenas de mails intercambiadas han sido una enorme ayuda para el desarrollo de esta tesis, y sus acotaciones están esparcidas a lo largo y ancho de la misma.

Por último quisiera mencionar que hay mucha más gente involucrada en lo que han sido estos últimos años de mi vida y que no podría dejar de lado, entre ellos mis hermanos y padres por su apoyo incondicional.

Índice general

1. Introducción	13
1.1. Tipos de fuentes astrofísicas que involucran una estrella de gran masa	13
1.1.1. Microcuásares	14
1.1.2. Estrellas binarias con colisión de vientos estelares	17
1.1.3. Sistema binario con púlsar	17
1.1.4. Otros objetos no confirmados	18
2. Elementos de astrofísica relativista	19
2.1. Definiciones básicas	19
2.2. Aceleración de partículas	20
2.3. Partículas relativistas y radiación	23
2.4. Procesos radiativos relevantes	24
2.4.1. Sincrotrón	25
2.4.2. Compton inverso	26
2.4.3. Sincrotrón Auto-Compton	28
2.4.4. Bremsstrahlung relativista	28
2.4.5. Colisiones protón-protón	28
2.4.6. Otros procesos	30
2.5. Absorción	30
3. Teorías y modelos	33
3.1. ¿Qué es un modelo?	33
3.2. Modelo de orden cero	34
3.3. Escalas temporales de las diferentes pérdidas	36
3.4. Distribución de partículas	38
3.5. Opacidad a la radiación	39
3.6. Confinamiento y tamaño del emisor	41
3.7. Implementación del modelo	42
4. Resultados	43
4.1. Distribuciones espectrales de energía	43
4.2. Mapas de radiación	46
4.2.1. Consideraciones generales	46
4.2.2. Normalización según una luminosidad de inyección	48
4.2.3. Normalización según el flujo entre 0.1 y 10 GeV	58
5. Discusión de los resultados y conclusiones	69
5.1. Discusión	69
5.2. Conclusiones	71

ÍNDICE GENERAL

5.3. Trabajo futuro	73
A. Apéndice	75
A.1. Normalización según el flujo integrado en la banda 0.3 y 10 keV	75
A.2. Normalización según el flujo entre 0.1 y 10 TeV	84

Acrónimos

Lista de acrónimos utilizados en esta tesis:

- AGILE: Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero
- ATCA: Australia Telescope Compact Array
- BH: Black Hole
- CI: Compton Inverso
- CTA: Cherenkov Telescope Array
- EGRET: Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope
- EVN: European VLBI Network
- HESS: High Energy Stereoscopic System
- JVLA: Jansky Very Large Array
- MAGIC: Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov
- MERLIN: Multi-Element Radio Linked Interferometer Network
- NS: Neutron Star
- XRB: X-Ray Binary
- VERITAS: Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System
- VLA: Very Large Array
- VLBA: Very Long Baseline Array
- VLBI: Very-Long-bBaseline Interferometry
- WR: Wolf-Rayet
- XMM-Newton: X-ray Multi-Mirror Mission - Newton

Capítulo 1

Introducción

Muchas de las fuentes astrofísicas más luminosas de la galaxia son sistemas binarios, entre los que podemos contar los microcuásares y los sistemas de estrellas masivas con colisión de vientos estelares.

El estudio de los microcuásares es bastante reciente (Mirabel et al 1992, Mirabel & Rodríguez 1994), dado que hasta fines del siglo XX no se contaba con instrumentos observacionales con suficiente sensibilidad y poder resolvente como para poder identificar este tipo de fuentes. Fue el desarrollo de telescopios espaciales (*Swift*, *XMM-Newton*, *Chandra*, *Suzaku* y *Fermi*) capaces de detectar rayos-X y rayos- γ lo que permitió avanzar en el conocimiento de estas fuentes, y su uso coordinado con radiotelescopios (JVLA, ATCA, EVN, MERLIN, VLA y VLBA) para observar su contrapartida en el rango de las radiofrecuencias utilizando técnicas interferométricas. De esta manera se han logrado descubrir alrededor de una decena de microcuásares en nuestra galaxia (Paredes et. al. 2013). Otro avance importante fue el diseño y construcción de telescopios Cherenkov en tierra, tales como HESS, MAGIC y VERITAS. En un futuro cercano, la puesta en funcionamiento del CTA aumentará significativamente las posibilidades observacionales.

La radiación proveniente de sistemas binarios con estrellas de alta masa puede usarse para testear modelos teóricos sobre interacciones de partículas a muy altas energías, así como también teorías de gravitación en el régimen de campos fuertes (e.g. Pérez et. al. 2013). Los sistemas binarios masivos son interesantes pues presentan emisión no-térmica en diferentes longitudes de onda, desde radio-frecuencias hasta rayos gamma de muy alta energía. Es el objetivo principal de este trabajo caracterizar los distintos mecanismos físicos que dan lugar a esta emisión. En particular, se desarrolla una nueva herramienta que a futuro permitirá abordar problemas abiertos tales como la distribución de binarias de rayos gamma en la galaxia y la cantidad de fuentes que es esperable detectar. También servirá para la caracterización de sistemas concretos, infiriendo parámetros físicos (a nivel cualitativo al menos) de ellos, para determinar cuáles son los procesos de emisión y absorción de radiación más relevantes, etc.

1.1. Tipos de fuentes astrofísicas que involucran una estrella de gran masa

Dentro de la categoría de sistemas binarios con una estrella de gran masa y vientos intensos, hay un gran número de fuentes que emiten radiación de muy altas energías. Algunos de los sistemas más estudiados son PSR B1259-63, HESS J0632 + 057, LSI+61°303, LS 5039,

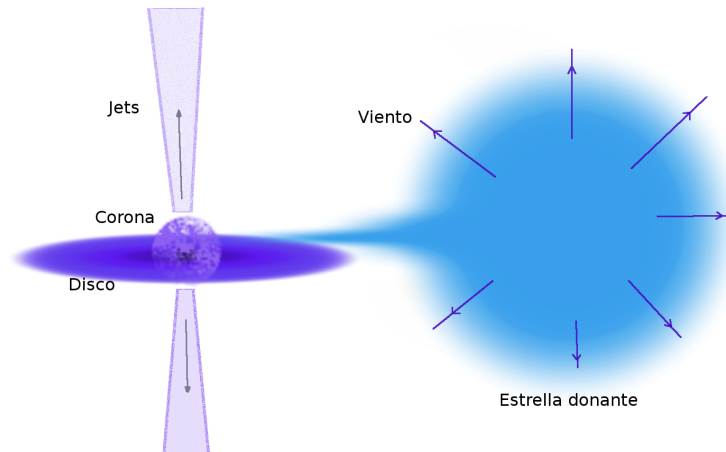


Figura 1.1. Esquema de un microcuásar con una estrella donante de gran masa. Se pueden distinguir los siguientes elementos: una estrella masiva, un objeto compacto en torno al cual se genera un disco de acreción debido al material que recibe de la estrella compañera, el campo de radiación de la estrella y sus vientos estelares, una corona de plasma muy caliente en torno al objeto compacto y jets perpendiculares al disco de acreción.

1FGL J1018.6-5856, η -Carinae, Cygnus X-3 y Cygnus X-1 (para más información de estas fuentes particulares, ver Dubus 2013). Muchas otras fuentes asociadas a binarias son candidatas potenciales, por ejemplo GRO J1838-04, GX 304-1, Cen X-3 y GX 339-4.

1.1.1. Microcuásares

Un microcuásar es una binaria emisora de rayos-X (*X-Ray Binary* o XRB por sus siglas en inglés) con *jets* (chorros relativistas) extendidos. El sistema binario está formado por una estrella de secuencia principal (en el caso que ésta sea de tipo espectral O-B, la XRB se dice que es de gran masa, y en caso contrario se dice que es una XRB de baja masa), y un objeto compacto (estrella de neutrones o un agujero negro). El objeto compacto acreta material de la estrella compañera, parte del cual es expulsado a grandes velocidades formando *jets* bipolares que arrastran campos magnéticos intensos. Además, los flujos de materia producidos por los vientos estelares de la estrella compañera, junto con su campo de radiación, llevan a la producción de partículas y fotones de muy alta energía cuando interactúan con el *jet* (Bosch-Ramon & Khangulyan 2009). De esta manera, los microcuásares se comportan como una versión a escala más pequeña de los *cuásares* (del inglés, ‘quasi-stellar-radio-source’), núcleos de galaxias activas que albergan un agujero negro supermasivo y constituyen unas de las fuentes astrofísicas de mayor luminosidad en el universo. Ejemplos clásicos de microcuásares son Cygnus X-3 y Cygnus X-1. En la Fig. 1.1 se presenta un esquema de estos objetos.

A continuación se brinda una somera descripción de cada una de las componentes de un microcuásar y de cómo afectan a su entorno.

- **Disco de acreción:** El material proveniente de la estrella masiva que es acretado por el objeto compacto cae con un cierto momento angular. A partículas con un idéntico momento angular les corresponde un cierto radio orbital dentro de un disco delgado. Procesos viscosos (fricción) pueden transferir momento angular a las regiones externas

del disco, permitiendo que el material descienda en espiral hacia el objeto central. Esta fricción, al hacer trabajo en contra de la rotación diferencial del disco, lo calienta produciendo radiación de rayos X. Se estima que la fuente del transporte de momento angular es una combinación de turbulencia y campo magnético (Hawley & Steven 1998): discos magnetizados generan turbulencias anisotrópicas auto-sostenidas que transportan momento angular fuera del disco (turbulencia magnetohidrodinámica -MHD-). La turbulencia MHD en el disco puede transportar también calor verticalmente respecto al plano del disco.

- **Jets:** La física que rige los *jets* es muy compleja, puesto que sus propiedades y la producción de radiación no térmica en ellos depende de un gran número de factores: por un lado, características propias del *jet*, tales como la velocidad del sonido en el plasma, el coeficiente de difusión, la intensidad del campo magnético, el grado de turbulencia, la presencia de frentes de choque o *shocks* (y su velocidad), el campo de radiación, la densidad y la temperatura, entre otros; por el otro, agentes externos tales como el viento estelar y el medio interestelar (Bosch-Ramon & Khangulyan 2009).

Los *jets* son impulsados por fuerzas magnetocentrífugas que eyectan el plasma que se mueve en las líneas de campo magnético, en dirección perpendicular al disco de acreción (Romero & Vila 2013). Esta configuración de campo magnético acelera y colima el plasma (la región de colimación está a $100\text{-}1000 R_S^1$). Las perturbaciones en el *jet* llevan a la formación de ondas de choque; en ellas pueden acelerarse partículas hasta alcanzar velocidades relativistas.

Se puede separar el *jet* en distintas regiones:

- Base: cerca del objeto compacto ($100 - 1000 R_S$). Domina el campo magnético y la aceleración es vía disipación de energía magnética. Los procesos radiativos leptónicos que pueden ser relevantes son sincrotrón, Bremsstrahlung relativista entre electrones e iones del *jet*, dispersión auto-Compton y dispersión Compton inversa con fotones de la corona o del disco. Los procesos hadrónicos que pueden ser considerables son las colisiones protón-protón entre protones e iones en el *jet*, producción foto-mesónica por interacción entre protones relativistas del *jet* y fotones de rayos X provenientes del disco, la corona o el *jet*.
- Región a escalas del sistema binario ($\sim 10^{11} - 10^{13}$ cm; para tener una referencia, 1 U.A. $\approx 1.5 \times 10^{13}$ cm). La aceleración de partículas se puede producir por mecanismo de Fermi I (en los *shocks* internos), por Fermi II (dispersión en las turbulencias magnéticas) y aceleración por gradientes de velocidades (por el *jet* en expansión). Estos mecanismos de aceleración serán descriptos en la Sec.2.2.
- Región a escalas medias: fuera del sistema binario ($\sim 10^{15} - 10^{16}$ cm). Los mismos mecanismos de aceleración que operan a escalas del sistema binario pueden seguir funcionando, aunque menos eficientemente.
- Región terminal: donde el *jet* termina e interactúa con el medio interestelar ($> 10^{17}$ cm). Se producen dos *shocks*, uno que se mueve hacia adelante (*bowshock*) y otro que se mueve hacia atrás (*reverse shock*). La aceleración tipo Fermi I puede ser eficiente en estos frentes de choque. La evolución de las partículas está gobernada por las pérdidas convectivas y adiabáticas.

¹El radio de Schwarzschild es una medida del tamaño de un agujero negro de Schwarzschild con masa M y está dado por $R_S = 2GM/c^2$. Típicamente, este valor es del orden de unos pocos kilómetros para agujeros negros estelares.

1. Introducción

- **Corona:** La región más interna del disco se evapora por las enormes temperaturas formando así una estructura esférica en torno al objeto compacto; este plasma presenta una emisión muy intensa (Vieyro 2013 y referencias allí dadas).
- **Vientos estelares:** Una característica común en las estrellas de gran masa es la existencia de vientos estelares intensos impulsados por la presión de radiación, que libera material en forma radial a altas velocidades (del orden de 10^3 km/seg). Un parámetro que sirve para dar cuenta de la intensidad del viento es la tasa de pérdida de masa a través del mismo (\dot{M} , que puede ser del orden de 10^{-4} masas solares por año en los casos más extremos). Este material que viaja supersónicamente puede interactuar con los campos de radiación o materia provenientes de la región de aceleración, produciendo radiación gamma de altas energías. La mayor parte del viento está compuesta por una fase caliente, pero también puede poseer grumos densos de materia fría.

Por otro lado, los microcuásares pueden tener distintos estados espectrales, de los cuales los dos regímenes más marcados son el *Low-hard* y *High-soft* (Barret 2004):

- **Low-hard:** La geometría del sistema es aproximadamente la de un disco truncado con baja tasa de acreción, y un plasma interior caliente, ópticamente delgado, en el que se desarrolla comptonización térmica (interacción entre fotones y electrones térmicos). El disco es la fuente dominante de fotones semilla para la comptonización y no contribuye tanto como en el estado *high-soft* al espectro en rayos-X. En el estado *low-hard*, aprox. el 50% de la energía radiada es emitida a energías menores a 10 keV. Este estado está asociado a *jets* compactos y estacionarios.
- **High-soft:** En este caso el disco se extiende más cerca del objeto compacto (muy cerca de la última órbita estable), por lo que la tasa de acreción es alta y el disco es más brillante en rayos-X. La emisión en rayos-X duros ($E \sim 10 - 100$ keV) ocurre a través de la comptonización de fotones del disco en una distribución de electrones relativistas generados en *flares* magnéticos por encima del disco de acreción; la reconexión magnética en la superficie del disco es la principal fuente del calentamiento de electrones. En el estado *high-soft* aproximadamente el 80% de la energía es radiada debajo de los 10 keV. Tienen asociadas frecuencias de variabilidad características más altas que los estados *low-hard*. No hay *jets* durante este estado.

Un esquema de estos estados se presenta en la Fig. 1.2

Existen ciertas diferencias entre los microcuásares que poseen una estrella de neutrones (NS) y los que poseen un agujero negro (BH):

- La presencia de una NS puede inferirse de la detección de estallidos de rayos-X (debidos a flashes termonucleares en la superficie de la NS) o a pulsaciones de rayos-X (de púlsares acretantes).
- En general, los microcuásares que tienen una NS alcanzan temperaturas electrónicas más bajas que aquellos que tienen un BH. Esto se debe a que la radiación proveniente de la superficie de la NS actúa como una fuente adicional de enfriamiento para la región de comptonización, lo que lleva a un espectro más suave que en los BH.
- En los microcuásares que tienen una NS, la componente comptonizada se lleva casi toda la energía y domina sobre la contribución del disco.

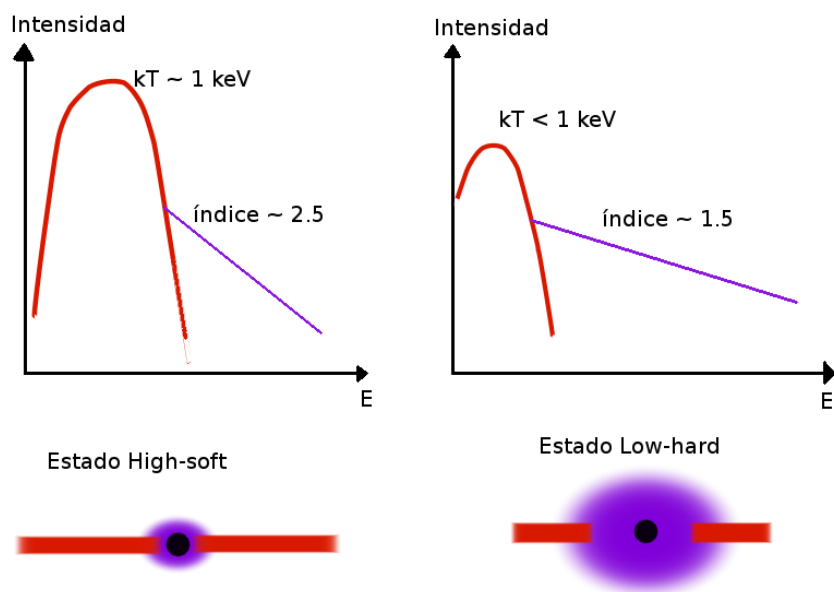


Figura 1.2. Se muestra un esquema de la estructura de un microcuásar en diferentes estados espectrales (debajo) y un gráfico de la distribución espectral de energía en cada caso, diferenciando la componente térmica proveniente del disco (rojo) de la no-térmica (violeta).

A pesar de estas diferencias, las variabilidades temporales en los flujos observados en ambos escenarios son similares y en muchos casos resulta difícil o hasta imposible determinar si el objeto central es un BH o una NS. Esto se debe a que es principalmente la estrella de gran masa la que caracteriza la radiación no térmica que es emitida por el sistema; este es el concepto central que le da sustento a este trabajo y que se explotará en el Cap. 3.

1.1.2. Estrellas binarias con colisión de vientos estelares

En una binaria masiva típica, la colisión de vientos de ambas estrellas produce un fuerte choque en algún punto intermedio entre las dos estrellas, en una región expuesta a la intensa radiación UV de éstas. Tanto electrones como protones pueden ser acelerados en estas regiones de colisión de vientos estelares (Eichler & Usov 1993). Los electrones luego se enfrían por radiación de sincrotrón y Compton inverso. De hecho, la detección de emisión no-térmica en radio en muchas binarias tempranas corrobora la existencia de una población de electrones relativistas en algunos de estos sistemas. En algunos casos las observaciones logran resolver la región de colisión de vientos, que se muestra como una región extendida y levemente elongada en radiofrecuencias (Benaglia & Romero 2003). Un objeto de estas características ampliamente estudiado es η -Carinae.

1.1.3. Sistema binario con púlsar

Se trata de un sistema binario conformado por una estrella masiva y un púlsar joven que aún no está acretando material de su estrella compañera (ver Bosch-Ramon 2013 y referencias allí). En esta etapa, es la interacción entre el viento del púlsar y el viento de la estrella

1. Introducción

masiva la que puede producir emisión gamma muy potente. Puesto que la duración de la fase no acretante es corta (del orden de 10^5 años), el número de fuentes de este tipo esperado en la galaxia es bastante bajo, del orden de 100 objetos; hasta la fecha, el único confirmado es PSR B1259-63.

La radiación gamma producida en la región de interacción de los vientos puede presentar variaciones debido a efectos dinámicos por la presencia de inhomogeneidades o grumos en el viento de la estrella masiva; de hecho, si éstos son lo suficientemente grandes, al interactuar con el viento del púlsar pueden desencadenar variabilidad rápida en forma de *flares*.

1.1.4. Otros objetos no confirmados

Existen predicciones teóricas de ciertas fuentes posibles de rayos γ asociadas a estrellas masivas, como podrían ser protoestrellas de gran masa (Romero 2008) y burbujas en interacción con el medio de estrellas masivas (Torres, Domingo-Santamaría & Romero 2004).

Capítulo 2

Elementos de astrofísica relativista

La producción de radiación a muy altas energías involucra los siguientes ingredientes:

- Un objeto capaz de acelerar partículas cargadas hasta velocidades relativistas.
- Uno o varios mecanismos mediante los cuales dicha población de partículas cargadas emita a esa energía.
- Uno o varios mecanismos que tengan en cuenta cómo es reabsorbida y reprocesada la emisión.

En este capítulo se introduce al lector a las teorías más aceptadas sobre estos procesos.

2.1. Definiciones básicas

El cálculo del espectro de rayos gamma resultante de cualquier interacción de partículas requiere del conocimiento de dos funciones: la sección eficaz diferencial del proceso y la distribución en energías de las partículas precursoras (Vila & Aharonian 2009).

Dado un flujo de partículas de cierto tipo acercándose a un objetivo, la sección eficaz diferencial, $d\sigma/d\Omega$, se define como el cociente entre el número de partículas dispersadas por el obstáculo por unidad de tiempo y de ángulo sólido¹, y el flujo de partículas incidentes (es decir, la cantidad de partículas incidentes por unidad de tiempo y superficie). Así, las unidades de $d\sigma/d\Omega$ son cm^2/srad .

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

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad ; \quad [\sigma] = \text{cm}^2. \quad (2.1)$$

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

La distribución en energía de las partículas progenitoras (en un emisor homogéneo) está dada por la función $N(E, t)$, que representa la cantidad de partículas por unidad de energía en un dado instante. La misma se puede obtener, por ejemplo, a partir del espectro de inyección $Q(E, t)$, que representa la cantidad de partículas inyectadas por unidad de energía y unidad de tiempo, suponiendo conocidos los canales de pérdida de energía.

¹La sección eficaz diferencial puede hacer referencia a también a otras magnitudes físicas además del ángulo sólido, como por ejemplo la sección eficaz por unidad de energía de los fotones dispersados.

2.2. Aceleración de partículas

Hay varios mecanismos mediante los cuales se pueden, dadas las condiciones adecuadas, acelerar partículas hasta velocidades relativistas. Los más relevantes en los entornos astrofísicos son:

1. Procesos de Fermi: Se basan en la aceleración de partículas como consecuencia de múltiples dispersiones elásticas en inhomogeneidades magnéticas en movimiento, sufriendo un pequeño incremento de energía en cada interacción (Rieger, Bosch-Ramon & Duffy 2007).

Para que se desarrollen estos procesos se requieren nubes en movimiento y con turbulencia en sus campos magnéticos; esto se debe a que la turbulencia puede actuar como un ‘espejo magnético’ creando regiones con mayor densidad de energía magnética donde las partículas cargadas pueden ser deflectadas (Romero 2011). Para que haya una ganancia neta de energía en la interacción, es necesario que el ángulo entre los vectores velocidad de la inhomogeneidad y de la partícula sea mayor a 90° ; dicho de otra manera, es necesario que la colisión de las partículas sea ‘frontal’ (si el ángulo fuera menor a 90° la partícula perdería energía).

Las partículas cargadas interactúan principalmente con estructuras magnéticas que tengan un tamaño similar a su giroradio.

- a) Fermi II (Fermi 1949): Se desarrolla en un medio en el que inhomogeneidades magnéticas que se mueven a la velocidad de Alfvén² actúan como centros dispersores. Una partícula cargada realizará choques aleatorios o *estocásticos* al atravesar nubes magnetizadas (ver Fig. 2.1). Es más probable que estos choques ocurran de manera frontal, por lo que en promedio la partícula tiene una pequeña ganancia de energía:

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \propto \beta^2,$$

con $\beta = V_p/c < 1$ la velocidad de la inhomogeneidad y E la energía de la partícula. El proceso es poco eficiente a menos que la turbulencia sea muy alta y el escape de partículas muy lento (Protheroe 1998). Al tener una dependencia con β^2 , se lo suele llamar proceso de segundo orden o proceso de tipo Fermi II. La distribución de partículas resultante sigue una ley de potencias, $Q(E) \propto E^{-p}$, y tiene un índice espectral $1 \leq p \leq 1.5$.

- b) Fermi I: Para que este mecanismo se desarrolle de manera efectiva es necesario un frente de choque y un campo magnético turbulento. Un frente de choque se produce cuando un fluido se mueve en un medio a una velocidad V_S mayor que la velocidad del sonido en dicho medio, provocando una discontinuidad en las variables termodinámicas entre la región pre-choque y la región post-choque (que se denotará con el subíndice p). Así, la presión en la región post-choque es mayor y del orden de la presión en la región pre-choque, mientras que la temperatura en la región post-choque es mucho mayor (en un factor 10^3 o más) que en la región pre-choque (Bell 1978).

Una partícula cargada es arrastrada de la región pre-choque a la región post-choque. Al atravesar una inhomogeneidad magnética la partícula puede ser dispersada y, si su energía es lo suficientemente alta, puede cruzar el frente de choque

²Para medios magnetohidrodinámicos, la velocidad de Alfvén se define como $v_{\text{alf}} = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}$, de tal manera que la dinámica de las partículas con velocidad menor a v_{alf} está dominada por los campos magnéticos.

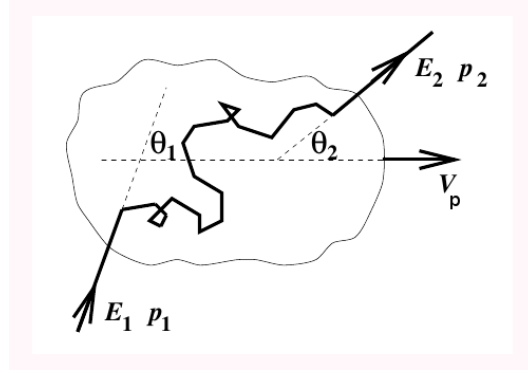


Figura 2.1. Interacción de una partícula de energía E_1 en una inhomogeneidad magnética que se mueve con velocidad V_p (Protheroe 1998).

y volver a la región pre-choque (ver Fig. 2.2). De esta manera, la partícula puede rebotar repetidas veces y cruzar sucesivamente el frente de choque, ganando energía con cada cruce.

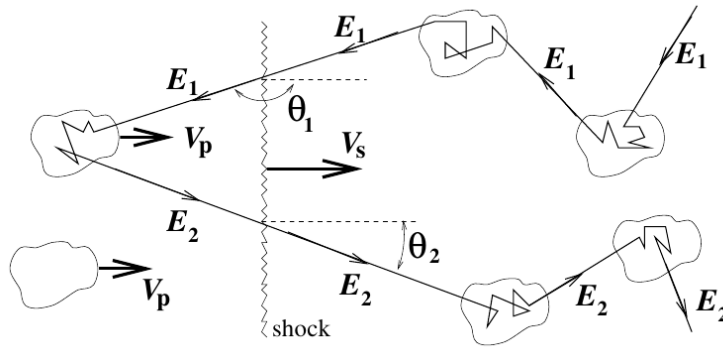


Figura 2.2. Interacción de una partícula de energía E_1 con un choque que se mueve con velocidad V_S (Protheroe 1998).

Suponiendo una geometría plana y shocks no relativistas ($V_S \ll c$), se puede estimar que $V_S/V_p \simeq R/(R-1)$, con R el factor de compresión del fluido. Para un gas monoatómico ($\gamma = 5/3$), se tiene $R = 4$. La energía ganada en cada cruce es:

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \propto \beta,$$

con $\beta = V_p/c$ la velocidad de la inhomogeneidad.

Al tener una dependencia lineal con β , se lo suele llamar proceso de primer orden o proceso de tipo Fermi I. La distribución de partículas resultante tiene un índice espectral $p \sim 2$.

2. Aceleración por gradientes de velocidades: Cuando en una región llena de irregularidades magnéticas hay un fuerte gradiente de velocidades, las partículas muy energéticas pueden “ver” regiones de diferente velocidad, como ocurre en shocks, y desarrollar un proceso similar a los de Fermi; esto lleva a la aceleración conocida como de *shear* (ver

Fig. 2.3). La ganancia de energía es:

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \propto E^2,$$

por lo que este mecanismo de aceleración es tanto o más efectivo que cualquier proceso de enfriamiento; esto implica que el proceso se mantiene hasta que la partícula se escape de la región de aceleración. La distribución resultante es una ley de potencia con un índice espectral $p = 1 + \alpha$, en donde α se relaciona con el camino libre medio por $\lambda \propto E^\alpha$. Típicamente, $\alpha \sim 1$ (Rieger, Bosch-Ramon & Duffy 2007).

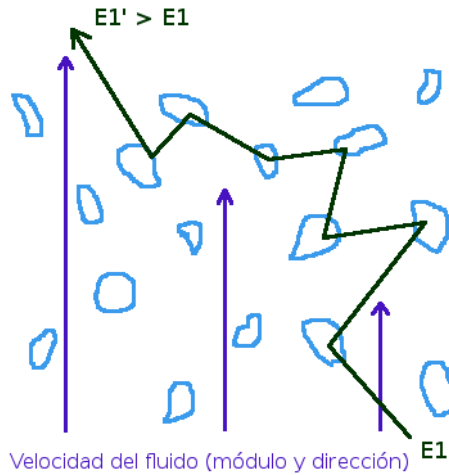


Figura 2.3. Interacción de una partícula de energía E_1 en un fluido con un importante gradiente de velocidades e inhomogeneidades magnéticas que funcionan como centros dispersores.

3. Reconexión magnética: energía almacenada en campos magnéticos puede ser transferida a partículas no térmicas en escalas de tiempo cortas si se rompe la topología de las líneas de campo magnético. Este proceso puede darse en presencia de un campo magnético desordenado en un plasma de conductividad finita.

El escenario consiste en un campo magnético en el plano XZ y un campo eléctrico en la dirección del eje Y. En la denominada zona neutral tipo-X, el campo magnético es débil y las partículas cargadas son aceleradas por un campo eléctrico inducido en la dirección Y, prácticamente uniforme alrededor de la región tipo-X (Zenitani & Hoshino 2001). En la Fig. 2.4 se ilustra esta situación.

Cuando líneas de campo magnético paralelas y de polaridad opuesta se acercan una corta distancia, las corrientes de plasma no pueden sostenerlas si la conductividad es finita y se reconectan. El ritmo de reconexión se hace significativo bajo la presencia de turbulencias de pequeña escala, y el plasma se puede acelerar hasta la velocidad de Alfvén (e.g. Bosch-Ramon 2013).

La distribución resultante es una ley de potencia con un índice espectral $p \sim 1$.

Para que las partículas puedan ser aceleradas es necesario que permanezcan dentro del sistema. El escape de partículas de la región de aceleración puede darse si su radio de Larmor

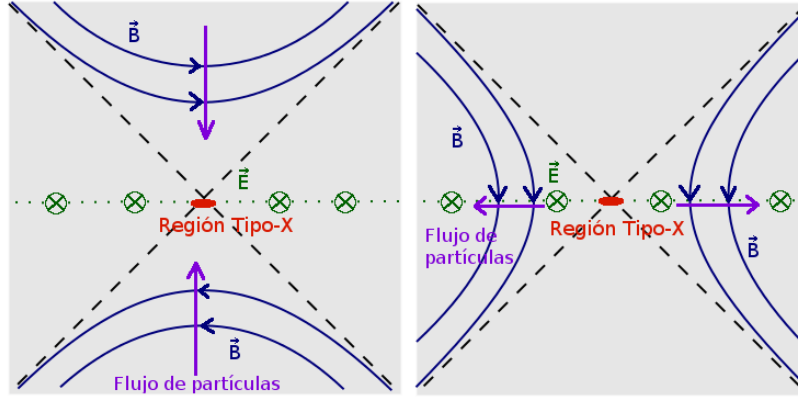


Figura 2.4. Esquema de la configuración antes (izquierda) y después (derecha) de la reconexión magnética. Las partículas son arrastradas por el campo magnético.

($R_g = E/(qB_a)$, con B_a el campo magnético del acelerador) o ‘gioradio’ es mayor que el tamaño del acelerador L , en cuyo caso las partículas se escapan del acelerador en un tiempo corto (criterio de Hillas). Otra posibilidad de escape de partículas es que sean transportadas fuera del acelerador junto con el fluido que las contiene; este proceso se conoce como *advección* y tiene asociado un tiempo de escape t_{adv} . A su vez, las partículas tienen un movimiento propio respecto al fluido a causa de sus interacciones con el resto de las partículas y campos presentes, por lo que pueden escaparse de la región aún si el resto del fluido no lo hace; este proceso se conoce como *difusión* y está caracterizado por un tiempo de escape de $t_{dif} \sim L^2/2D$, con $D = \lambda(c/3)$ el coeficiente de difusión. Luego, el tiempo en el que las partículas se escapan del sistema es $t_{esc} = \min(t_{dif}, t_{adv})$.

Un parámetro que sirve para caracterizar la aceleración, independientemente del mecanismo que la origine, es la eficiencia de aceleración η , en base a la cual se define el tiempo de aceleración (tiempo que las partículas tardan en alcanzar una cierta energía, por lo que es una función monótonamente creciente con la energía) como: $t_{ac} = \eta R_L/c$; así, η puede tomar valores entre 0 y 1, correspondiendo este último con una eficiencia de aceleración máxima.

2.3. Partículas relativistas y radiación

La función $Q(E)$ es la distribución en energías de partículas inyectadas por un dado acelerador, para la cual es usual asumir una distribución de tipo ley de potencias:

$$Q(E) = K E^{-p} \quad (2.2)$$

En el caso más general con dependencia espacial, se puede calcular la distribución de partículas por unidad de volumen de una dada población en diferentes energías ($n(E, \vec{r}, t)$), resolviendo la ecuación de difusión (Ginzburg & Sirovatskii 1964):

$$\frac{dn}{dt} = \nabla \cdot (D_r \nabla n) - \nabla \cdot (\vec{u}_r n) - \frac{\partial(P_r n)}{\partial E} + \frac{\partial(b_r n)}{\partial E} + \frac{\partial^2(d_r n)}{\partial E^2}. \quad (2.3)$$

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

Si la región de aceleración está separada de la región de emisión de radiación, y ésta

última posee un volumen mucho mayor que la primera, es válido integrar sobre el volumen V y sustituir la integral sobre los últimos dos términos por la función Q , obteniendo una ecuación para la cantidad total de partículas con energía entre E y $E + dE$, $N(E)$:

$$\frac{\partial N(t, E)}{\partial t} + \frac{\partial(\dot{E} N(t, E))}{\partial E} = Q(t, E) - \frac{N(t, E)}{T_{\text{esc}}(t, E)}. \quad (2.4)$$

El lado derecho de la ecuación representa el flujo neto de partículas, dado por la diferencia entre las partículas inyectadas y las que se escapan de la región. El tiempo de escape de las partículas depende de los efectos de difusión y convección: $T_{\text{esc}}^{-1} = T_{\text{dif}}^{-1} + T_{\text{conv}}^{-1}$. Como T_{dif} tiene una dependencia con la energía (y por tanto no puede tratarse como un tiempo de escape constante), las pérdidas por difusión se utilizan para derivar la energía máxima que pueden alcanzar las partículas, pero no para calcular la evolución de las mismas. Luego, el tiempo de escape relevante de las partículas que evolucionan por debajo de su energía máxima es $T_{\text{esc}} = T_{\text{conv}}$.

En el caso de un escenario estacionario (es decir, en el que no hay dependencia en el tiempo), considerando sólo pérdidas radiativas y un emisor homogéneo, la solución es:

$$N(E) = \frac{1}{|\dot{E}|} \int_E^{E_{\text{max}}} Q(E') dE'. \quad (2.5)$$

Estas partículas a su vez interactúan con su entorno, intercambiando energía con el mismo mediante diversos canales. Se llama $P(E, \epsilon)$ a la potencia radiada por un electrón de energía E en fotones de energía ϵ mediante un dado proceso. Dicha potencia se obtiene como:

$$P(E, \epsilon) = E n_{\text{blancos}} c \frac{d\sigma(E, \epsilon)}{d\epsilon}, \quad (2.6)$$

donde $d\sigma/d\epsilon$ es la sección diferencial de la interacción, n_{blancos} es la densidad de blancos (por ej., fotones de una energía dada para interacciones Compton inverso (CI)³ y átomos para Bremsstrahlung relativista) y c es la velocidad de la luz en el vacío.

Luego, la potencia total por unidad de ϵ es:

$$P(\epsilon) = \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} N(E') P(E', \epsilon) dE' \quad ; \quad [P(\epsilon)] = \text{erg/s}/\epsilon. \quad (2.7)$$

La luminosidad bolométrica es:

$$L = \int_{\epsilon_{\text{min}}}^{\epsilon_{\text{max}}} P(\epsilon') d\epsilon' \quad ; \quad [L] = \text{erg/s}. \quad (2.8)$$

Finalmente, el flujo de energía proveniente de una fuente a distancia d de la Tierra es:

$$\epsilon F(\epsilon) = (4\pi d^2)^{-1} \epsilon P(\epsilon) \quad (2.9)$$

2.4. Procesos radiativos relevantes

En esta sección se describirán algunos procesos radiativos no térmicos. Es importante destacar que distintos procesos radiativos son efectivos a distintas energías, y además dependen de las condiciones del medio en que están embebidas las partículas. Por estos motivos hay

³En el caso de CI es necesario tener en cuenta que la interacción usualmente es con un campo de fotones de distintas energías (como el producido por un cuerpo negro), pero esto se muestra más detalladamente en la Sec.2.4.2.

procesos que son dominantes por sobre otros en un determinado rango de energías.

El tiempo que una partícula tarda en radiar toda su energía puede calcularse como:

$$t_{\text{enf}}^{-1} = \sum_i t_i^{-1}, \quad (2.10)$$

donde la suma se realiza sobre todos los posibles canales de enfriamiento y t_i es el tiempo que tarda en enfriarse por el canal i . A continuación se muestran en detalle algunos de los canales de enfriamiento radiativo que pueden ser relevantes en escenarios astrofísicos:

2.4.1. Sincrotrón

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

$$\vec{F} = \frac{q}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (2.11)$$

Notar que la fuerza, al ser perpendicular a la dirección de movimiento, no realiza trabajo sobre la partícula, por lo que (en principio) ésta no cambia el módulo de su velocidad, aunque sí su dirección. En consecuencia la partícula describe una trayectoria en forma de hélice a lo largo de una línea de campo magnético. Sin embargo, debido a que toda carga acelerada emite radiación electromagnética, la partícula radía su energía con una potencia dada por (Melrose 1980):

$$P(E, \nu) \approx 4.39 \times 10^{-22} B_{\perp} \left(\frac{\nu}{\nu_c} \right)^{1/3} e^{-\nu/\nu_c}, \quad (2.12)$$

donde $B_{\perp} = \sqrt{(2/3)} |\vec{B}|$ es la componente perpendicular promedio del campo magnético a la velocidad de la partícula, E es la energía de la partícula, ν la frecuencia del fotón emitido y ν_c es una frecuencia característica dada por:

$$\nu_c(E) = 4.22 \times 10^6 B_{\perp} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2. \quad (2.13)$$

La expresión 2.12 es una aproximación válida para partículas relativistas ($v \sim c$). La forma funcional de la potencia radiada por una partícula se muestra en la Fig. 2.5, en la que se puede apreciar que es una ley de potencias con un máximo muy acentuado en $\nu = 0.29 \nu_c$. Por otro lado, para el caso relativista también es cierto que la radiación es emitida en un cono de semiapertura $1/\gamma$, donde $\gamma = (1 - (v/c)^2)^{-1/2}$ es el factor de Lorentz de la partícula; este factor toma valores grandes (mayores a 100) para partículas relativistas, por lo que la emisión está muy colimada.

Para una distribución de partículas de tipo ley de potencias $N(E) \propto E^{-p}$ (p es el índice espectral), el espectro de emisión generado por las pérdidas por sincrotrón es una nueva ley de potencias con índice $\alpha = (p - 1)/2$; un ejemplo se muestra en la Fig. 2.6, donde también se puede apreciar una caída exponencial para energías mayores que $0.29 h \nu_c(E_{\text{max}})$. En la región de energías más bajas, el espectro se ve disminuido por efecto de la auto-absorción.

Finalmente, es importante destacar que la radiación sincrotrón, en un caso ideal, es altamente polarizada; el grado de polarización en el óptico puede alcanzar un valor cercano al 70%. No obstante, la falta de homogeneidad del campo magnético y la turbulencia del medio disminuyen el grado de polarización.

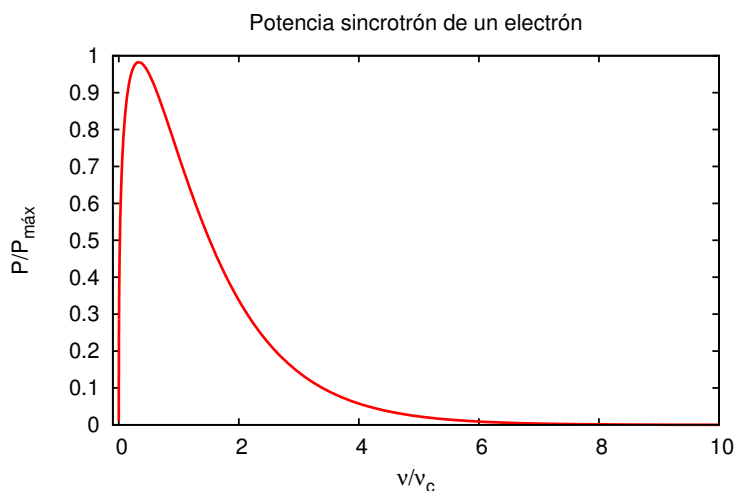


Figura 2.5. Potencia sincrotrón emitida por una partícula en diferentes frecuencias.

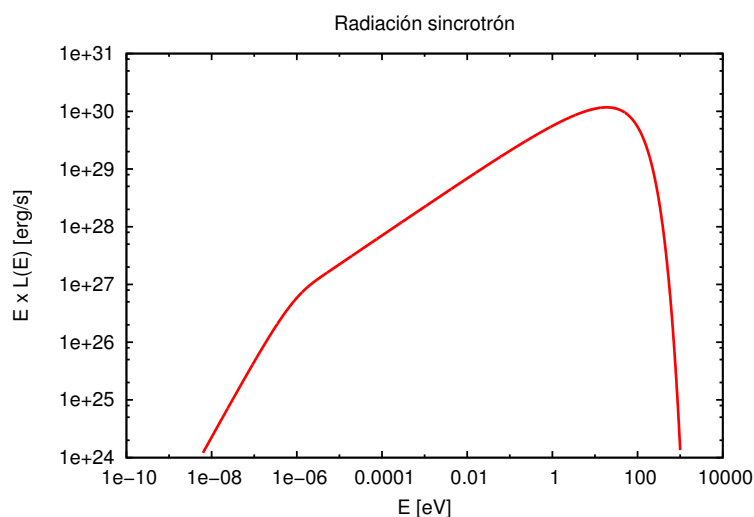


Figura 2.6. Distribución espectral de energía generada por una distribución de partículas del tipo $N(E) \propto E^{-p}$ en un campo magnético homogéneo.

2.4.2. Compton inverso

Cuando un fotón de energía E_{ph} es dispersado por un electrón relativista de energía E_e , el electrón puede cederle energía al fotón y producir rayos γ de energía E_γ (Fig. 2.7). Este proceso se denomina efecto Compton Inverso (CI)⁴ (Romero 2011) y depende fuertemente del ángulo de interacción, dado por la dirección del momento del electrón y el fotón antes de la colisión; el fotón es dispersado en la dirección de movimiento original del electrón, dentro de un cono de semiapertura $\sim 1/\gamma$.

Una expresión para la sección eficaz de la interacción CI está dada por Aharonian &

⁴En el efecto Compton Directo, es el fotón el que cede parte de su energía al electrón, pero este proceso ocurre raramente con electrones relativistas.

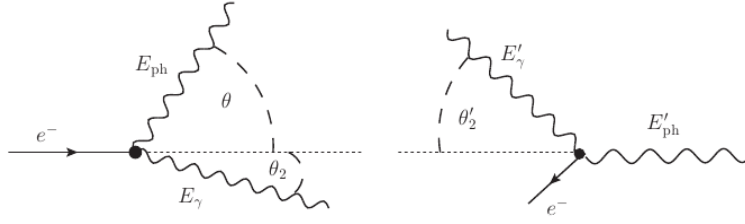


Figura 2.7. Diagrama de la interacción CI vista del sistema de laboratorio (izquierda) y del sistema en reposo del electrón (derecha) (Romero 2011).

Atoyán (1981):

$$\frac{d^2 N(\theta, \epsilon)}{d\epsilon d\Omega} = \frac{r_e^2}{2E_{ph}E_e^2} \left[1 + \frac{z^2}{2(1-z)} - \frac{2z}{b_\theta(1-z)} + \frac{2z^2}{b_\theta^2(1-z)^2} \right], \quad (2.14)$$

donde r_e es el radio clásico del electrón⁵, $b_\theta = 2(1 - \cos \theta)$, $E_{ph}E_e$ y $z = E_\gamma/E_e$, con E_e la energía del electrón y E_{ph} y E_γ la energía inicial y final del fotón respectivamente.

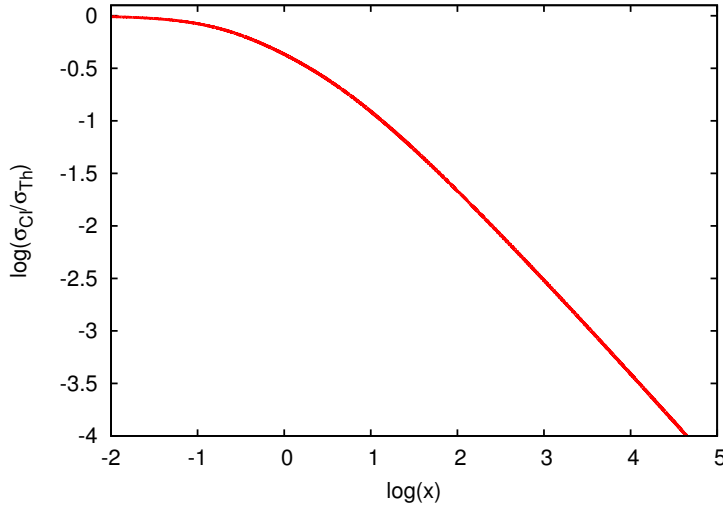


Figura 2.8. Sección eficaz para CI en función de la variable $x = E_e E_{ph}/(m_e c^2)^2$.

Dependiendo de la energía de las partículas interactuantes (electrón relativista y fotón) existen dos regímenes de CI con características muy distintas:

1. Thomson: Si $E_e E_{ph} \ll (m_e c^2)^2$ la interacción es clásica y el electrón pierde sólo una pequeña fracción de su energía en la misma, por lo que la energía del fotón γ resultante es mucho menor que la del electrón. La máxima energía que puede alcanzar el fotón dispersado es $E_{\gamma, \max} \approx 4\gamma_e^2 E_{ph}$, que corresponde al caso de una colisión frontal. En la Fig. 2.8 puede verse que, en este régimen, la sección eficaz puede ser aproximada a la sección eficaz de Thomson, $\sigma_T = 0.66 \times 10^{-24} \text{ cm}^{-2}$.
2. Klein-Nishina: Si $E_e E_{ph} \gg (m_e c^2)^2$ entonces los efectos cuánticos son importantes y el electrón cede casi toda su energía al fotón, por lo que la energía del fotón γ resultante

⁵En unidades CGS, $r_e = q_e^2/m_e c^2 \approx 2.82 \times 10^{-13} \text{ cm}$.

es muy alta. En la Fig. 2.8 puede verse que en este régimen la sección eficaz decrece drásticamente, por lo que las chances de interacción son mucho menores (aunque cada interacción es mucho más significativa).

Para obtener la potencia radiada en fotones de energía E_γ por CI, hay que tener en cuenta que usualmente los fotones con los que interactúan los electrones relativistas tienen una cierta distribución en energía, por lo que al utilizar la Ec. 2.6 hay que reemplazar n_{blancos} por la densidad de fotones por intervalo de energía ϵ_0 ($dn_{\text{ph}}/d\epsilon_0$). Luego:

$$P(E_e, E_\gamma) = \int_0^\infty P(E_e, E_\gamma, \epsilon_0) n_{\text{ph}}(\epsilon_0) d\epsilon_0 \quad (2.15)$$

En el caso de fotones de origen térmico, la forma funcional de n_{ph} puede obtenerse a partir de la Ley de Planck.

2.4.3. Sincrotrón Auto-Compton

Esta radiación se produce cuando los fotones de sincrotrón que son emitidos por una población de electrones interactúan con otros electrones de la misma población, produciendo radiación de mayor energía por dispersión CI. Suele denotarse SSC por sus siglas en inglés (*Synchrotron Self-Compton*).

2.4.4. Bremsstrahlung relativista

Esta radiación se produce cuando un electrón relativista es acelerado en el campo electrostático de un núcleo atómico u otra partícula cargada⁶.

La expresión para la sección eficaz diferencial está dada por:

$$\frac{d\sigma_{\text{Br}}}{dE_\gamma} = \frac{4\alpha r_e^2 z^2}{E_\gamma} \phi, \quad (2.16)$$

donde α es la constante de estructura fina, z es la cantidad de protones del núcleo y ϕ es una función que depende de si el núcleo está desnudo (por ej, en HII) o apantallado (por ej, H₂). Las pérdidas por Bremsstrahlung son $\propto E$, por lo que a muy altas energías son más importantes las pérdidas por sincrotrón y CI.

Para una distribución de partículas de tipo ley de potencias $N(E) \propto E^{-p}$, el espectro de rayos γ resultante tiene la misma forma que el espectro original de electrones (Romero 2011).

2.4.5. Colisiones protón-protón

Si un protón relativista interactúa con otro protón, puede producir piones neutros mediante la reacción $p + p \rightarrow \pi^0$; a su vez, los piones neutros, al ser inestables, decaen en un 98.8% de los casos mediante la reacción $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$. En este proceso el protón relativista pierde casi toda su energía cinética, que es transferida principalmente a un pión líder que alcanza una energía de $E_\pi \sim 0.17E_p$.

Para calcular en detalle el espectro de rayos γ que produce una población de protones $N_p(E_p)$ al interactuar con un medio de densidad n_{medio} , se procede de la siguiente manera:

⁶Si el electrón interactúa con partículas en equilibrio térmico, la radiación producida es llamada *libre-libre*.

1. Se calcula el espectro de rayos γ producido por el decaimiento de piones con energía E_π . El resultado es un rectángulo centrado en $m_\pi c^2/2$, de altura $2/\sqrt{E_\pi^2 - (m_\pi c^2)^2}$ (el factor 2 proviene de que en cada decaimiento se producen 2 fotones) y un ancho que depende de la velocidad del pión (ver Fig. 2.9). Cuanto mayor sea la energía del pión, más achatado (bajo) y alargado (ancho) será el rectángulo (Romero 2011).

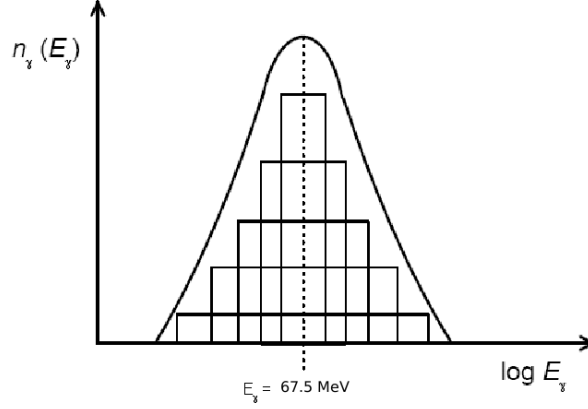


Figura 2.9. Esquema de la distribución espectral de rayos γ resultantes de una distribución de piones neutros. Cada rectángulo corresponde a la producción de rayos γ para una energía fija de los piones.

2. Se calcula cuántos piones por unidad de tiempo y por unidad de energía se producen en una colisión p-p; esta función se conoce como la *emisividad* $q_\pi(E_\pi)$. Una forma de calcularla está dada por el formalismo de la funcional δ (Aharonian & Atoyan 2000), que consiste en la siguiente aproximación:

$$q_\pi(E_\pi) = c n_{\text{medio}} N_p (m_p c^2 + E_\pi/0.17) \sigma_{pp} (m_p c^2 + E_\pi/0.17), \quad (2.17)$$

donde σ_{pp} es la sección eficaz total de interacción p-p, que puede determinarse experimentalmente y parametrizarse como (Kelner et al 2006):

$$\sigma_{pp}(E_p) = (34.3 + 1.88\xi + 0.25\xi^2) \left[1 - \left(\frac{E_{\text{th}}}{E_p} \right)^2 \right], \quad (2.18)$$

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

3. Se obtiene la emisividad de fotones generada por una distribución en energía de piones como la suma de las contribuciones de cada pión (Vila & Aharonian 2009):

$$q_\gamma(E_\gamma) = \int_{E_{\pi_{\text{min}}}}^{E_{\pi_{\text{max}}}} \frac{2q_\pi}{\sqrt{E_\pi^2 - (m_\pi c^2)^2}} dE_\pi, \quad (2.19)$$

donde $E_{\pi_{\text{min}}} = E_\gamma + m_\pi^2 c^4 / 4E_\gamma$ y $E_{\pi_{\text{max}}} \approx 0.17 E_{p_{\text{max}}}$. El resultado es una distribución con un máximo en $E_\gamma = 0.5 m_\pi c^2$ (ver Fig. 2.9).

4. Finalmente, la potencia específica buscada es:

$$P(E_\gamma) = E_\gamma q_\gamma(E_\gamma) \quad (2.20)$$

Estos procesos pueden ser relevantes, por ejemplo, en fuentes que presentan medios densos. Es importante destacar que las interacciones de tipo hadrónico son las únicas que producen neutrinos, por lo que si una fuente presenta emisión de neutrinos, necesariamente deben ser de origen hadrónico.

2.4.6. Otros procesos

Existen otras interacciones posibles mediante las cuales las partículas radían energía, como por ejemplo interacciones entre protones y núcleos, o entre protones y fotones, pero ninguno de estos procesos es relevante bajo las condiciones físicas del escenario estudiado. Hay, además, otras pérdidas de energía mediante procesos no radiativos, que son las pérdidas por escape de partículas, producidas cuando las partículas se escapan del sistema antes de haber radiado toda su energía, y las pérdidas adiabáticas, producidas cuando, al expandirse el fluido en el que las partículas relativistas se encuentran, éstas participan de la expansión haciendo trabajo y perdiendo energía en consecuencia. Otro tipo de pérdidas no radiativas son las pérdidas por ionización, producidas cuando una partícula cargada atraviesa un medio y lo ioniza, perdiendo energía en el proceso.

2.5. Absorción

Existen distintos procesos de dispersión y aniquilación de fotones que pueden absorber parte de la radiación producida en fuentes astrofísicas, disminuyendo así la intensidad de la radiación emitida.

Dada una intensidad inicial de fotones $I_\gamma^0(E_\gamma)$ que atraviesa una distancia Δl de un medio de densidad n , la intensidad final será:

$$I_\gamma(E_\gamma) = I_\gamma^0(E_\gamma)e^{-\tau(E_\gamma)}, \quad (2.21)$$

donde σ es la sección eficaz del proceso y $\tau(E_\gamma)$ es la *profundidad óptica* del medio para fotones de energía E_γ :

$$\tau(E_\gamma) = \int_0^{\Delta l} \sigma n dl. \quad (2.22)$$

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

El proceso en particular que es de interés en el presente trabajo es el de *absorción por creación de pares en un campo de radiación*: al interactuar 2 fotones de energías E_γ^1 y E_γ^2 se crea un par electrón-positrón si:

$$E_\gamma^1 E_\gamma^2 \geq \frac{2(m_e c^2)^2}{1 - \cos \theta}, \quad (2.23)$$

donde θ es el ángulo comprendido entre la dirección de movimiento de los fotones involucrados. Ya en esta expresión se puede apreciar el importante rol que juega el ángulo de interacción: la energía umbral para la interacción será mínima si la colisión es frontal, mientras que será infinita si los fotones se propagan en la misma dirección y con el mismo sentido, lo cual implica que en ese caso no se produce absorción. A su vez, la sección eficaz de la interacción $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$ también depende fuertemente del ángulo de interacción entre los fotones; la misma puede calcularse como (Gould & Schröder 1967):

$$\sigma_{\gamma\gamma}(E_\gamma^1, E_\gamma^2) = \frac{\pi r_e^2}{2} (1 - \beta^2) \left[2\beta(\beta^2 - 2) + (3 - \beta^4) \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \right], \quad (2.24)$$

con:

$$\beta = \left(1 - \frac{1}{s} \right)^{1/2}, \quad s = \frac{E_\gamma^1 E_\gamma^2 [1 - \cos \theta]}{2(m_e c^2)^2} \quad (2.25)$$

Una aplicación concreta de estas ecuaciones a un escenario astrofísico puede verse en la Sec. 3.5.

Capítulo 3

Teorías y modelos

En este capítulo, primero se hace una introducción al concepto de *modelo* y su rol en el progreso de la ciencia en general. En las secciones siguientes se presenta el modelo desarrollado en este trabajo, sus hipótesis y simplificaciones, mostrando cómo se aplican en éste las herramientas presentadas en el Cap. 2.

3.1. ¿Qué es un modelo?¹

El término ‘modelo’ designa una variedad de conceptos que es menester distinguir. En las ciencias teóricas de la naturaleza y del hombre parecen darse dos sentidos principales: el modelo en tanto que representación esquemática de un objeto concreto y el modelo en tanto que teoría relativa a esta idealización. El primero es un concepto del que ciertos rasgos pueden a veces representarse gráficamente, mientras que el segundo es un sistema hipotético-deductivo particular y por tanto imposible de figurativizar excepto como árbol deductivo.

Un *objeto modelo* es una representación conceptual esquemática de una cosa o de una situación real; como tal, es un objeto dotado de ciertas propiedades que, frecuentemente, no serán perceptibles por los sentidos. La formación de cada modelo comienza por simplificaciones, pero la sucesión histórica de los modelos es un progreso en complejidad. Como compensación de estas simplificaciones, se pueden hallar soluciones exactas que son más fáciles de interpretar que las soluciones aproximadas de problemas más complejos, y procura también el camino para abordar esos problemas más complicados. Ciertamente, es de esperarse el fracaso de uno de esos modelos hipersimplificados, pero en ciencia todo fracaso de una idea puede ser instructivo porque puede sugerir las modificaciones que serán necesarias introducir a fin de obtener modelos más realistas. Hay muchas clases de objetos modelos: mecánicos y no mecánicos, deterministas y estocásticos, literales y analógicos, figurativos y simbólicos, etc.

Un *modelo teórico* es una teoría del objeto modelo, es decir, un sistema hipotético-deductivo concerniente al objeto modelo. Como tal, es parcial y aproximativo: no capta sino una parte de las particularidades del objeto representado.

Una vez se ha concebido un modelo de la cosa, se la describe en términos teóricos, sirviéndose para esto de conceptos matemáticos y tratando de encuadrar el todo en un esquema teórico comprensivo. Por sí mismas, las teorías rigurosamente generales son incontrastables, pero lo que puede contrastarse es una teoría general equipada con un objeto modelo, es decir, un modelo teórico.

¹Esta sección fue escrita basándose en Bunge (1975)

En resumen, un objeto modelo representa los rasgos clave (o supuestamente clave) de un objeto concreto (o que se supone concreto); el modelo teórico especifica el comportamiento y/o el(los) mecanismo(s) interno(s) del objeto concreto por vía de su objeto modelo. Una teoría general acoge la teoría específica (y otras varias) y deriva su valor de verdad así como su utilidad de los diversos modelos teóricos que se pueden construir con su ayuda, pero jamás sin suposiciones ni datos que la desborden, y recogidos por el objeto modelo.

Tipos de modelos:

A los investigadores les corresponde decidir adónde quieren llegar al tomar el camino de la investigación. Hay todo un espectro de los posibles abordajes; en un extremo se encuentra el modelo de *caja negra*, que busca un conocimiento superficial, y en el otro extremo el modelo de *caja translúcida*, que busca un conocimiento profundizado; entre medio de estos dos extremos se encuentran las *cajas semi-translúcidas*. Vistas desde ciertos ángulos, algunas cajas son más translúcidas que otras; el grado de ‘negrura’ de las teorías varía según respecto a qué se lo considere.

Si se pretende describir y predecir el comportamiento de un sistema cualquiera sin ocuparse de su composición interna ni de los procesos que puedan tener lugar en su interior, se construirá entonces un modelo del tipo *caja negra*, que constituirá una representación del funcionamiento global del sistema. Las teorías de la caja negra se concentran en la conducta de sistemas y, particularmente, en sus entradas y salidas observables. Por otro lado, las teorías de la *caja translúcida* no consideran la conducta como algo elemental sino que intentan explicarla en términos de la constitución y estructura de los sistemas concretos de que se ocupan; a tal fin introducen construcciones hipotéticas que establecen detallados vínculos entre los valores de entrada y de salida observables.

Es importante resaltar que las teorías de la caja negra no son dispositivos puramente descriptivos; ninguna construcción científica puede recibir legítimamente el nombre de teoría si no proporciona subsunciones de enunciados singulares bajo enunciados generales.

Las teorías de la caja negra, aunque superficiales, son necesarias: satisfacen un genuino deseo científico de contar con cuadros generales y globales de los sistemas reales. Además, las teorías fenomenológicas son útiles porque constituyen un puente entre las teorías más profundas y los datos empíricos.

Finalmente, en los modelos de caja semi-translúcida algunos mecanismos internos son explícitos (es decir, se explican en base a leyes fundamentales), mientras que otros mecanismos no lo son.

3.2. Modelo de orden cero

El objeto del presente estudio es un sistema binario capaz de emitir radiación de muy altas energías. En este trabajo se presenta un modelo ‘a orden cero’ de tipo caja semi-translúcida, en el que los mecanismos radiativos son explícitos mientras que los mecanismos de aceleración de partículas no. que consiste en la siguiente simplificación esencial: se considera tanto a la estrella de gran masa como al acelerador/emisor como partículas puntuales; el objeto compañero (ya se trate de un objeto compacto o de una estrella masiva) que está detrás (o participa) de la generación del acelerador/emisor no es considerado relevante, sino el acelerador/emisor en sí mismo, que puede o no estar ubicado donde se encuentra el objeto compañero (o la

región de colisión de vientos o una zona específica del jet, según fuere el caso). La estrella masiva está caracterizada únicamente por su luminosidad, temperatura efectiva y vientos estelares, mientras que el acelerador está caracterizado por su capacidad de acelerar partículas e inyectarlas en el emisor ubicado en el sistema binario. En esta primera etapa del trabajo no se abordan las características del acelerador, sino que el análisis se limita a considerarlo homogéneo y estacionario, junto con una suposición en cuanto a la distribución en energías de las partículas que inyecta.

El interés radica en cómo las partículas inyectadas con factor de Lorentz $\gamma > 1000$ (esta restricción a altas energías permite, a orden cero, concentrarse en la emisión a energías \gtrsim GeV y despreciar pérdidas adiabáticas), evolucionan en energía en función de las pérdidas radiativas mencionadas en la Sec. 2.3, alcanzando una distribución estacionaria. Los procesos que tienen las escalas de tiempo más cortas en los entornos astrofísicos de interés (y por tanto, los únicos relevantes a la hora de modelizar las pérdidas radiativas) son CI y sincrotrón. El proceso de absorción dominante es pérdidas por producción de pares electrón-positrón en el campo de radiación de la estrella masiva. A este nivel de aproximación no hace falta tener en cuenta el reprocesamiento de la radiación, aunque podría ser incorporada en trabajos futuros. En cuanto al escape de partículas del sistema, se consideran sólo las pérdidas producidas cuando el girorradio de una partícula es mayor al tamaño del acelerador, en este caso aproximado por el tamaño del emisor.

Se introduce una dimensión a como referencia para una distancia característica del sistema (es decir, un valor del orden de la distancia entre la estrella y el emisor), ya que habitualmente los sistemas binarios tienen separaciones orbitales parecidas al valor adoptado para a , y una distancia a la Tierra, d . En el modelo quedan dos parámetros libres, que son la eficiencia de aceleración $\eta = t_{ac} q B^{-1}$, y el cociente entre la densidad de energía del campo magnético y la densidad de energía del campo de radiación $\delta = u_{mag}/u_{rad}$, cuyo espacio de parámetros es explorado adoptando algunos casos extremos.

Una vez fijados los siguientes parámetros del sistema:

- Luminosidad del campo de radiación de la estrella: $L_* = 3 \times 10^{38}$ erg/s
- Temperatura superficial de la estrella masiva: $T = 3 \times 10^4$ K
- Partículas con $E > 1$ GeV son inyectadas según $Q(E) = kE^{-p}$, con $p = 2$.
- $a = 3 \times 10^{12}$ cm
- $d = 3$ kpc,

se puede calcular la radiación emitida por el sistema para una dada posición relativa entre el emisor, la estrella y el observador, para luego explorar cómo varía la emisión según la configuración adoptada. Así, si se repiten en cada punto de una grilla los cálculos de la distribución estacionaria de partículas, su emisión por CI y sincrotrón, y su consiguiente absorción por el campo de radiación de la estrella, se obtienen como valores de salida de este modelo ‘mapas de radiación’. En los mismos se muestra cuál es el flujo total esperado en distintos rangos de energía y la energía almacenada en partículas no térmicas para un emisor ubicado en cada punto del plano estrella-observador-emisor. A modo de ejemplo, en las Fig. 3.1 y Fig. 3.2 se muestra un esquema del modelo utilizado para dos posiciones distintas del emisor, que representarían dos puntos de un mapa de radiación.

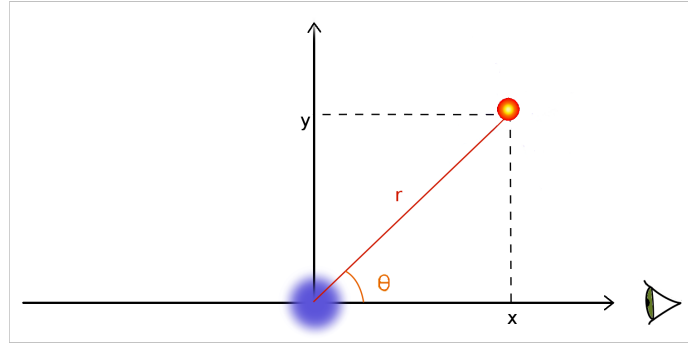


Figura 3.1. Esquema del modelo utilizado para un emisor ubicado la posición \$(x, y)\$; la estrella masiva ocupa la posición \$(0,0)\$ y el el observador se encuentra en la dirección del eje \$x\$ positivo.

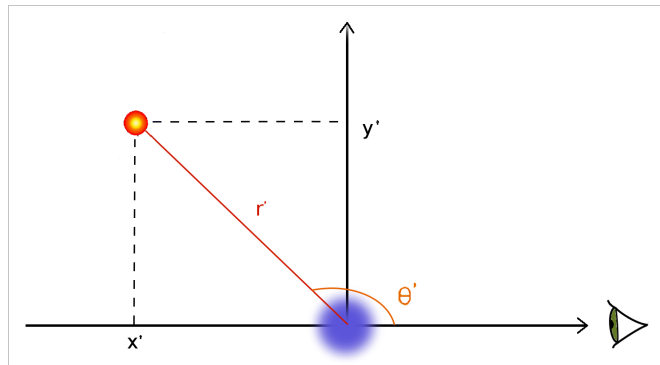


Figura 3.2. Esquema del modelo utilizado para un emisor ubicado la posición \$(x', y')\$; la estrella masiva ocupa la posición \$(0,0)\$ y el observador se encuentra en la dirección del eje \$x\$ positivo.

3.3. Escalas temporales de las diferentes pérdidas

El tiempo de enfriamiento de un proceso radiativo es el tiempo que tarda una partícula en radiar toda su energía mediante ese proceso; cuanto menor sea el tiempo de enfriamiento, más eficiente es el proceso. Las expresiones analíticas para calcular el tiempo de enfriamiento por sincrotrón y por CI pueden encontrarse en la Sec. 2.4. En el rango de energías en que el CI se produce en el régimen de Thomson ($E < 1$ GeV), el tiempo de enfriamiento es $\propto E^{-1}$ tanto para CI como para sincrotrón, por lo que las partículas más energéticas son enfriadas más rápidamente. Para determinar cuál de los 2 procesos es dominante en este rango de energías, basta realizar el cociente de los tiempos de enfriamiento para cada proceso para derivar la expresión:

$$\frac{t_{\text{sin}}}{t_{\text{CI}_T}} = \frac{u_{\text{rad}}}{u_{\text{mag}}}, \quad (3.1)$$

de la cual se desprende inmediatamente que el tiempo de enfriamiento por sincrotrón es menor al tiempo de enfriamiento por CI si la densidad de energía del campo magnético es mayor que la densidad de energía del campo de radiación; esto implica que en este escenario, las pérdidas por sincrotrón dominan por sobre las de CI.

A una energía de ~ 1 GeV el CI entra en el régimen de Klein-Nishina y el enfriamiento

pasa a ser $\propto E^{0.7}$, por lo que el enfriamiento se hace menos eficiente a muy altas energías. La energía máxima que pueden alcanzar las partículas depende, en este modelo, de 2 factores:

- La relación entre el tiempo que tardan en enfriarse (t_{enf}) y el tiempo que tardan en acelerarse (t_{ac}).
- El tiempo en que las partículas permanecen en el sistema (t_{esc}).

El tiempo necesario para que una partícula radíe toda su energía mediante los distintos procesos radiativos, sin tener en cuenta pérdidas adiabáticas, se puede calcular mediante la ecuación 2.10; a partir de la condición $t_{\text{enf}} = t_{\text{ac}}$ se puede obtener un valor E_{max_1} . Por otra parte, el tiempo que una partícula de carga q tarda en escapar del sistema arroja otra cota para la energía de $E_{\text{max}_2} = a q B$ (denominado límite de Hillas), donde B es el campo magnético y a es tomado como un valor representativo del tamaño del sistema. Finalmente, el valor máximo de la energía de las partículas es:

$$E_{\text{max}} = \min\{E_{\text{max}_1}, E_{\text{max}_2}\}. \quad (3.2)$$

Por lo antes expuesto, es posible analizar la dependencia de este valor con los parámetros η y δ : E_{max_1} es mayor cuanto mayor es η , mientras que E_{max_2} es mayor cuanto menor es δ ; luego, el caso en que E_{max} puede ser máxima es en el que η es cercano a 1 y δ es relativamente pequeño.

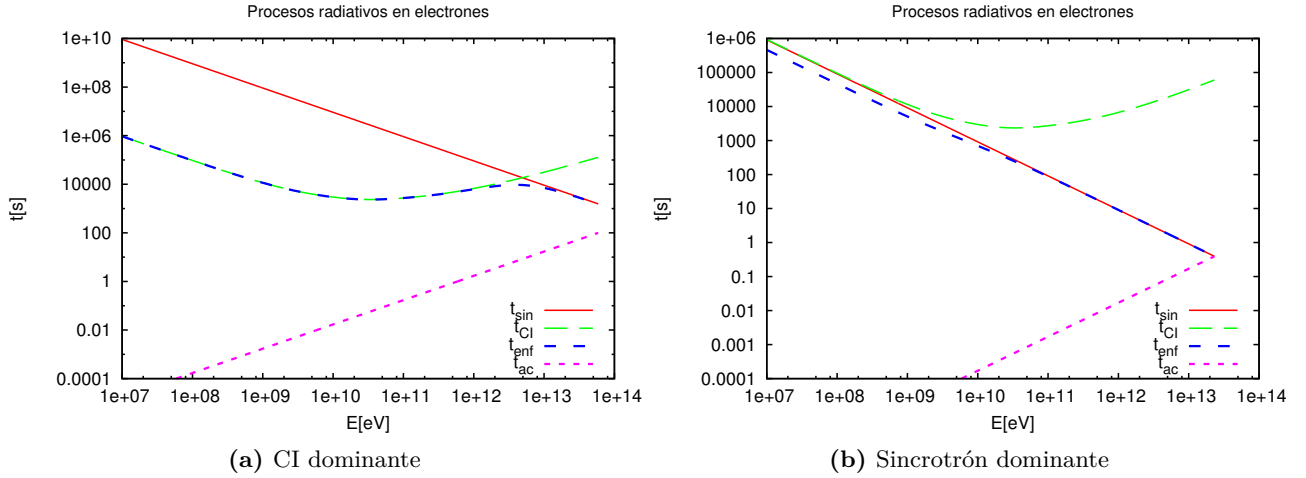


Figura 3.3. Tiempos de enfriamiento de electrones para distintos escenarios.

En la Fig. 3.3 (a) se muestran los tiempos de enfriamiento para un caso en que CI es dominante, mientras que en la Fig. 3.3 (b) se muestran para un caso en que sincrotrón es dominante.

En el primer caso, las pérdidas por CI dominan en gran parte del espectro, hasta energías del orden de 5 TeV; para energías mayores, como el CI se encuentra profundamente en el régimen de KN, las pérdidas por sincrotrón pasan a dominar sobre las de CI. En este caso la energía máxima de las partículas está acotada por el tamaño del emisor y no por el enfriamiento radiativo.

En el segundo caso, las pérdidas por sincrotrón y por CI son iguales para energías menores a varios GeV (lo cual se condice con la Ec. 3.1), pero a energías mayores (cuando deja de valer el régimen de Thomson para el CI) pasan a dominar las pérdidas de sincrotrón sobre las

de CI. En este caso, la energía máxima de las partículas queda limitada por el enfriamiento radiativo.

3.4. Distribución de partículas

Se considera un escenario estacionario en el que las pérdidas adiabáticas son despreciables (es decir, sólo las pérdidas radiativas son tenidas en cuenta) y el emisor es homogéneo y puntual. De esta manera, la distribución de partículas en energía está dada por:

$$N(E) = \frac{1}{|\dot{E}|} \times \int_E^{E_{\max}} Q(E') dE', \quad (3.3)$$

donde $t_{\text{enf}}^{-1} = t_{\text{sin}}^{-1} + t_{\text{CI}}^{-1}$ y E_{\max} se calcula según la Ec. 3.2.

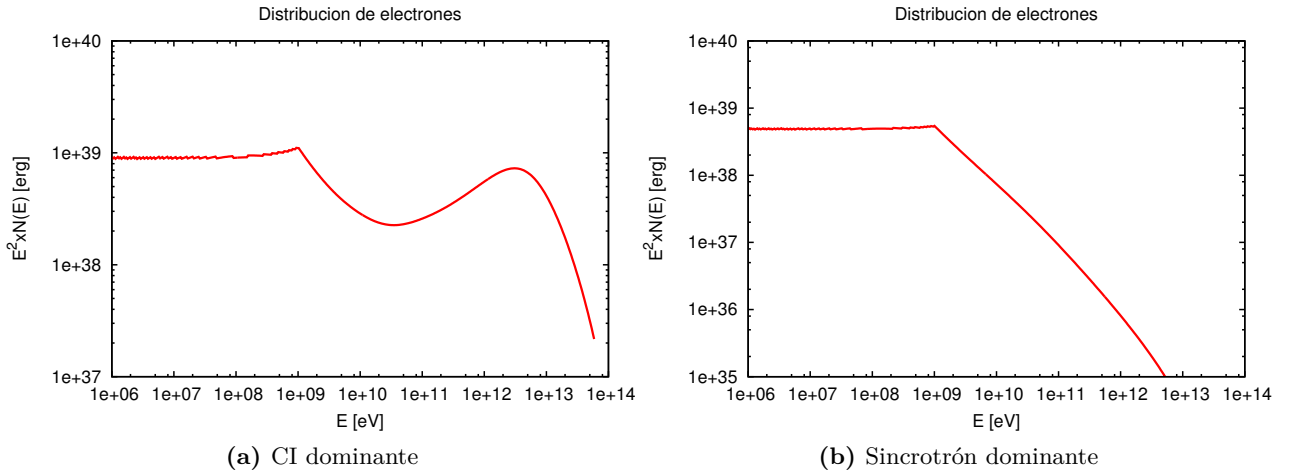


Figura 3.4. Distribución de número de partículas multiplicado por E^2 para distintos escenarios.

En la Fig. 3.4 (a) se muestra la distribución estacionaria de partículas correspondiente a los tiempos de enfriamiento de la Fig. 3.3 (a). Como se considera $Q(E) = 0$ para $E < 1$ GeV y en este rango de energías las pérdidas radiativas son $\propto E^{-2}$, la distribución de $E^2 \times N(E)$ es plana para $E < 1$ GeV. Cuando las energías superan ~ 10 GeV, con fotones UV, la cantidad de partículas involucradas se hace menor y por lo tanto la función se vuelve decreciente. La forma de la distribución queda gobernada por el enfriamiento por CI, por lo que se endurece conforme se adentra en el régimen de KN. A energías de ~ 5 TeV pasan a dominar las pérdidas por sincrotrón, por lo que la distribución vuelve a decrecer. Finalmente se puede apreciar una caída exponencial cuando la energía de las partículas es cercana a E_{\max} .

De manera similar, en la Fig. 3.4 (b) se muestra la distribución de partículas correspondiente a los tiempos de la Fig. 3.3 (b). Por un razonamiento análogo al anterior se puede entender que esta distribución también sea plana para $E < 1$ GeV y que se suavice cuando la energía es superior a este valor. A diferencia del caso anterior, la dependencia con la energía de los tiempos de pérdidas no cambia a energías mayores. Por este motivo la forma de la distribución no varía hasta que la energía de las partículas alcanza valores cercanos a E_{\max} , donde refleja un decrecimiento exponencial.

3.5. Opacidad a la radiación

Por lo visto en la Sec. 2.5, los fotones γ generados en el sistema pueden ser absorbidos al interactuar con fotones provenientes del campo de radiación de la estrella masiva. Un efecto muy importante es que la absorción de fotones γ por creación de pares depende fuertemente del ángulo de interacción entre los fotones. Para estrellas masivas con temperaturas de $2 - 4 \times 10^4$ K, la mayor cantidad de fotones objetivo son aquellos con energías de unos pocos eV (azul y UV), que interactúan principalmente con fotones γ con energías $\sim \text{TeV}^2$. Los fotones que se mueven a lo largo de la línea de la visual atraviesan un campo de radiación altamente anisotrópico, lo cual debe ser tenido en cuenta a la hora de calcular la opacidad. Aprovechando que las dimensiones del sistema son mucho mayores que el radio de la estrella, se puede utilizar la aproximación de fuente puntual (i.e., se considera a la estrella masiva como un objeto puntual) para calcular la opacidad τ :

$$\tau_{\gamma\gamma} = \int_{\vec{r}_i}^{\vec{r}_f} \int_0^\infty \pi \sigma_{\gamma\gamma} n_{\text{ph}}(E_{\text{ph}}) (1 - \cos \theta) dE_{\text{ph}} d\vec{r}, \quad (3.4)$$

donde \vec{r}_i y \vec{r}_f son las posiciones inicial y final del fotón γ , R_* es el radio de la estrella y $n_{\text{ph}}(E_{\text{ph}})$ es la densidad de fotones con energía E_{ph} dada por la Ley de Planck:

$$n_{\text{ph}} = \left(\frac{R_*}{r}\right)^2 \frac{2E_{\text{ph}}^2}{h^3 c^3} \frac{1}{e^{E_{\text{ph}}/kT_*} - 1} \quad [\text{fotones/cm}^3/\text{erg/sr}] \quad (3.5)$$

El factor $(R_*/r)^2$ tiene en cuenta la dilución del campo de fotones al alejarse de la estrella.

En la Fig. 3.5 se muestra la opacidad a la radiación en función de la energía de los fotones incidentes para dos configuraciones fijas, una con el emisor situado detrás de la estrella y otra con el emisor situado por delante de la misma. En el gráfico se pueden apreciar dos efectos: cuando el emisor está situado por detrás de la estrella, la absorción es mucho mayor y el máximo de la absorción se da a energías más bajas.

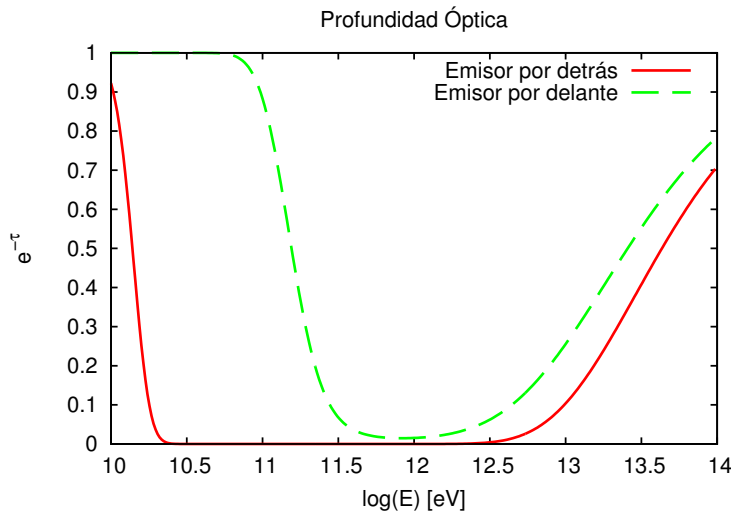


Figura 3.5. La curva roja corresponde a un emisor en la posición $(-3a, 3a)$ y la verde a uno en la posición $(3a, 3a)$.

²Recordar que el máximo de $\sigma_{\gamma\gamma}$ ocurre cerca de la energía umbral: $E_{\gamma} = \frac{2(m_e c^2)^2}{E_{\text{ph}}(1 - \cos \alpha)}$.

3. Teorías y modelos

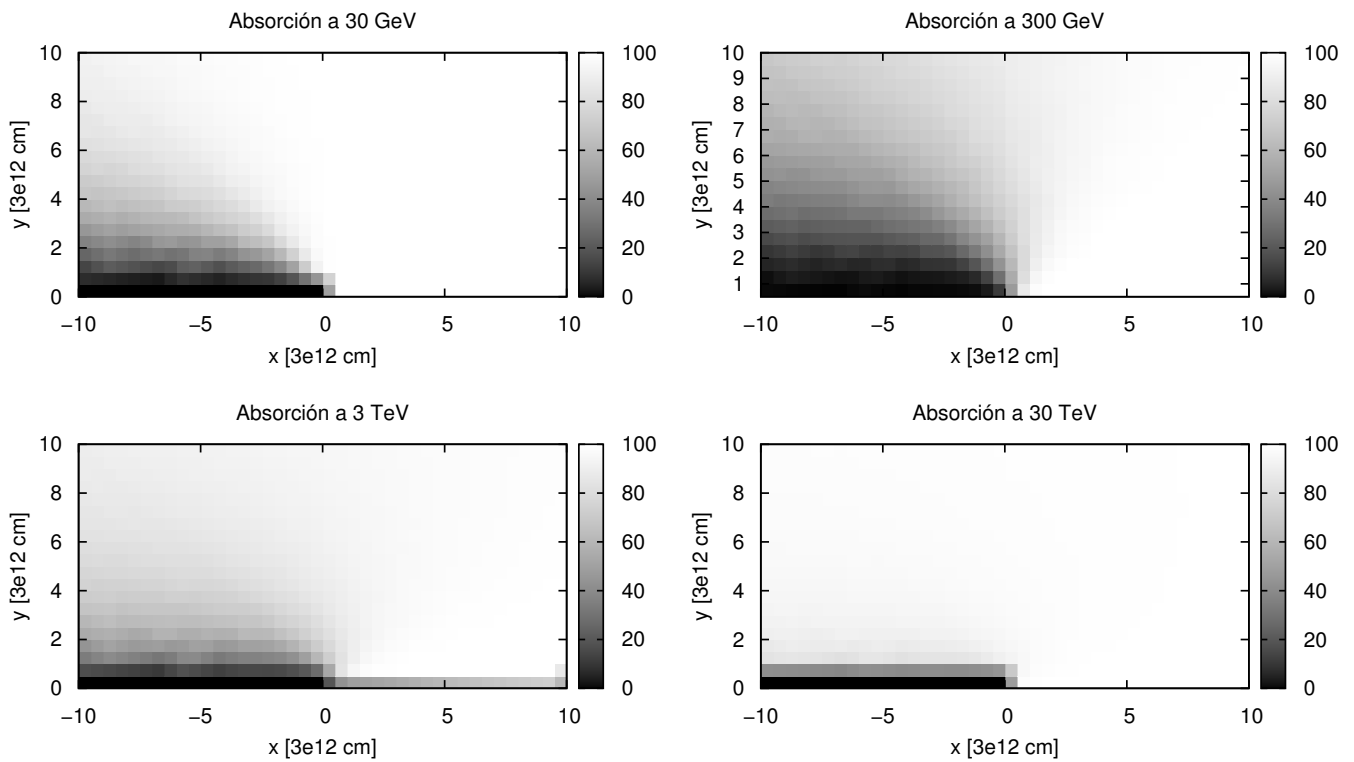


Figura 3.6. Mapas de absorción para distintas energías de fotones γ . El gráfico muestra en escala de grises el porcentaje de radiación emitida que no es absorbida, es decir, el negro representa absorción total mientras que el blanco absorción nula. Los mapas poseen simetría cilíndrica con respecto al eje x , por lo que tienen validez en todo el espacio en torno a la estrella de gran masa, situada en el punto (0,0).

Un estudio más detallado de la absorción según distintas orientaciones del emisor se hace en la Fig. 3.6, en la que se muestra el porcentaje de la radiación γ emitida que logra escapar en cada zona.

3.6. Confinamiento y tamaño del emisor

Se analiza, de manera muy simplificada, aspectos dinámicos del sistema que deben ser considerados a la hora de verificar la validez del modelo propuesto.

La energía total de un fluido tiene varias contribuciones:

- La energía interna, relacionada con la agitación térmica de las partículas.
- La energía cinética, relacionada con el movimiento macroscópico o de *bulk* del fluido.
- El producto entre el volumen y la presión externa, que corresponde a la energía asociada a mantener constante el volumen de la región de interés frente a la presión del medio circundante.

En el caso aquí estudiado, se considera despreciable el término de energía cinética, por lo que sencillamente se tiene $E_T = U_T + PV$. Para un gas ideal relativista, vale la relación $U_T = 3PV$, por lo que finalmente se obtiene la relación:

$$E_T = 4PV \quad (3.6)$$

De aquí se desprende que la energía total almacenada en partículas no térmicas:

$$E_{\text{NT}} = \int_{E_{\text{e,min}}}^{E_{\text{e,max}}} E N(E) dE,$$

está relacionada con la presión (mínima) que el emisor no térmico ejercerá sobre el medio, y por consiguiente con el volumen que ocupe la región. Lo que determina el confinamiento del volumen emisor es la relación entre presión debida al viento estelar de la estrella compañera y la presión en el emisor. Vale aclarar que, en realidad, el nivel de confinamiento en este caso es parcial, ya que hay partículas que se escapan del sistema debido a fenómenos de convección.

Se puede estimar si el volumen del emisor es mayor que la región considerada; de ser así, el emisor no estaría confinado en la región de tamaño supuesto, lo cual entraría en contradicción con la hipótesis de un emisor puntual confinado en dicha zona. Esto implicaría un emisor que debería ser más grande y con estructura, en cuyo caso su eficiencia radiativa se vería potencialmente disminuida por la dilución de los campos de radiación y magnético a distancias más grandes de la estrella. Para hacer dicha estimación del tamaño del emisor, basta considerarlo esférico y buscar el valor del radio en que la presión no térmica se equilibra con la presión cinética del viento de la estrella; es decir: $P_{\text{NT}} = P_v$, con $P_{\text{NT}} = 0.25 E_{\text{NT}}/V$ y $P_v = \dot{M} v_v / (4\pi d_*^2)$, con d_* la distancia entre el emisor y la estrella, y v_v la velocidad terminal del viento de la estrella. Adoptando un valor de referencia de $\dot{M} = 10^{-6} M_\odot/\text{año}$ y $v_v = 2000$ km/s para vientos bastante potentes, y para el tamaño del sistema $a = 3 \times 10^{12}$ cm, se puede reescribir la ecuación de la forma:

$$P_v = 111.46 \left(\frac{\dot{M}}{10^{-6} M_\odot} \right) \left(\frac{a}{d_*} \right)^2 \text{ dina/cm}^2 \quad (3.7)$$

Fijando $\dot{M} = 10^{-6} M_\odot/\text{año}$, finalmente la expresión para el radio del sistema expresado en unidades de a es:

$$R_a \sim 0.6 \left(\frac{E_{\text{NT}}}{10^{40} \text{ erg}} \right)^{1/3} \left(\frac{d_*}{a} \right)^{2/3}, \quad (3.8)$$

De esta manera, dada una energía almacenada en partículas no térmicas de E_{NT} , para que valga la aproximación de modelo de orden cero la distancia del emisor a la estrella debe ser:

$$d_* > 0.2 \frac{E_{\text{NT}}}{10^{40} \text{ erg}} a \quad (3.9)$$

Si $\dot{M} < 10^{-6} M_{\odot}/\text{año}$ el emisor sería todavía más difícil de confinar (por lo que d_* debería ser aún mayor).

3.7. Implementación del modelo

Se ha desarrollado un código *Fortran* que opera de la siguiente manera:

1. Para una dada posición del emisor, calcula el tiempo de enfriamiento de las partículas relativistas y la energía máxima que alcanzan en base a la Ec. 3.2.
2. Con los tiempos de enfriamiento calculados, resuelve la Ec. 3.3 para obtener la cantidad de partículas en distintos rangos de energías; estos valores son almacenados en una tabla.
3. Una vez conocida la distribución estacionaria de partículas, resuelve las ecuaciones para obtener el flujo emitido en distintos rangos de energía, de acuerdo al formalismo presentado en la Sec. 2.3. Este flujo es corregido por los procesos de absorción utilizando las Ec. 2.21, 3.4 y 3.5.
4. Integra el valor de los flujos en los distintos rangos de energía requeridos.

Para realizar los mapas de radiación (ver Sec. 4.2), es necesario correr repetidamente el programa previamente descrito. Para ello, se elaboró un código en *Bash* que se encarga de barrer todas las posiciones posibles del emisor y en cada una de ellas llamar al programa *Fortran* para calcular los flujos en cada punto. Todos los datos (la posición del emisor y el flujo en una determinada banda de energía) son almacenados en tablas que luego son graficadas con *gnuplot*.

Capítulo 4

Resultados

En este capítulo se muestran los resultados de aplicar las herramientas del Cap. 2 al modelo descrito en el Cap. 3. Primero se presentan *distribuciones espectrales de energía* en distintos casos, para que el lector gane un poco de manejo sobre cómo afectan los parámetros libres del modelo y la geometría del sistema al flujo de energía que puede producir un sistema binario con una estrella masiva. Una vez descritas las principales características de las distribuciones espectrales de energía, se presentan los *mapas de radiación*, que constituyen el eje central de este trabajo. En ellos se reflejan algunas de las características de las distribuciones espectrales de energía, pero además permiten hacer otro tipo de análisis más global.

4.1. Distribuciones espectrales de energía

La distribución espectral de energía (*Spectral Energy Distribution* o SED por sus siglas en inglés) da cuenta aproximadamente de la cantidad de energía que es emitida por unidad de tiempo y área a una dada frecuencia, y por lo tanto, es un observable físico. Por lo visto en la Sec. 2.3, los procesos de emisión y absorción de radiación tienen una fuerte dependencia con el ángulo involucrado en la interacción. En las Fig. 4.1 y Fig. 4.2 se muestran SEDs calculadas en dos posiciones relativas del emisor en el plano determinado por éste, la estrella y el observador; la línea estrella-observador corresponde al eje x . En cada una de estas posiciones se presentan las SEDs correspondientes a distintos valores de los parámetros η y δ , aunque en todos los casos las luminosidades están normalizadas según un mismo valor de luminosidad de partículas inyectadas de ($L_{\text{iny}} = 10^{36}$ erg/s) y la distancia del emisor a la estrella es la misma ($d = 3$ kpc). En estas figuras se puede apreciar cualitativamente cómo afecta la geometría del sistema a la emisión resultante.

A fines de establecer diferencias entre distintos escenarios posibles, se analizan 4 situaciones extremas:

- Primero, se considera un campo magnético intenso comparado con el campo de radiación ($\delta = 1$), y se exploran dos posibles valores para la eficiencia de aceleración (η). Los efectos angulares no dependen del valor de η , pero sí lo hace la energía máxima que alcanzan los electrones y por lo tanto también la forma de la SED resultante.

En la Fig. 4.1 (b) y (d) se muestra la SED para el caso en que el emisor está por “detrás” de la estrella, en la posición $x = -2a, y = a$, y en la Fig. 4.2 (b) y (d) la SED para el caso en que el emisor está por “delante” de la estrella, en la posición $x = 2a, y = a$.

En la Fig. 4.1 (b) y (d) puede verse que la producción de radiación por CI a altas energías es muy alta debido a que el ángulo de interacción entre el electrón relativista

4. Resultados

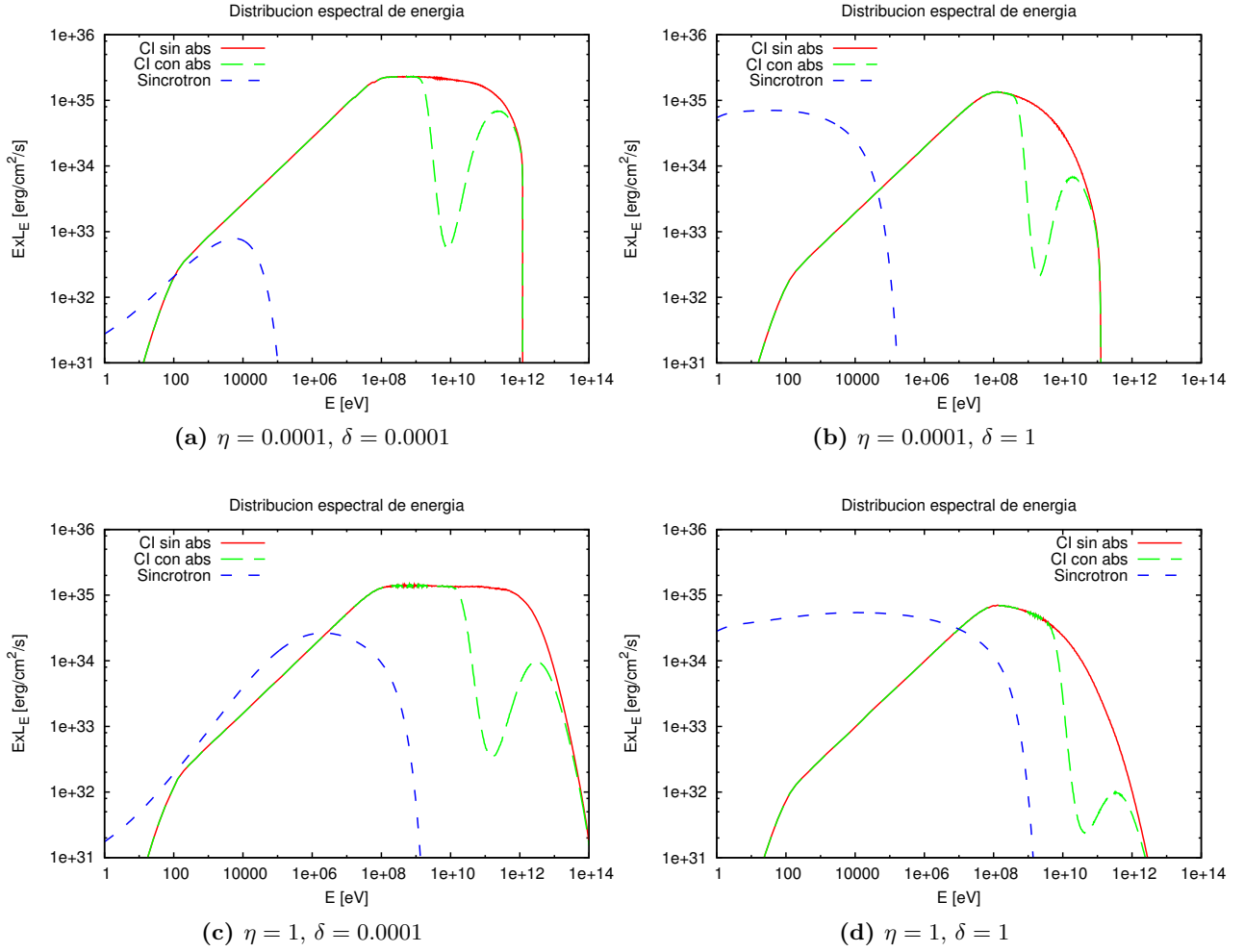


Figura 4.1. SEDs para un emisor ubicado por detrás de la estrella, en la posición $(-2a, a)$. El valor $\delta = 0.0001$ corresponde al caso de un campo magnético débil comparado con el campo de radiación, mientras que el valor $\delta = 1$ corresponde a uno intenso. El valor $\eta = 0.0001$ corresponde a una eficiencia de aceleración baja, mientras que el valor $\eta = 1$ corresponde a una alta.

y el fotón estelar es cercano a π ; asimismo, la absorción $\gamma - \gamma$ es muy alta, siendo el efecto neto una baja emisión en energías del TeV.

Por otra parte, en la Fig. 4.2 (b) y (d) puede verse que la energía radiada por CI decrece al disminuir el ángulo de interacción (cercano a 0), pero como también decrece -de manera incluso más significativa- la absorción $\gamma - \gamma$ por este efecto, la radiación en el rango del TeV pasa a ser apreciable. Vale recordar, además, que la absorción para ángulos grandes tiene su máximo a energías más bajas que a ángulos pequeños (ver Sec. 3.5). En cuanto a la radiación por sincrotrón, al no depender del ángulo de interacción, es la misma en ambas posiciones (comparando a un mismo valor de η). Como en este escenario gran parte de la energía está concentrada en el campo magnético, las pérdidas por sincrotrón son muy eficientes. Por este motivo, se dice que un caso está *dominado por sincrotrón* si la densidad de energía del campo magnético es comparable o mayor a la densidad de energía del campo de radiación.

- Segundo, se considera un campo magnético débil comparado con el campo de radiación ($\delta = 0.0001$), y se exploran dos posibles valores para la eficiencia de aceleración.

4.1. Distribuciones espectrales de energía

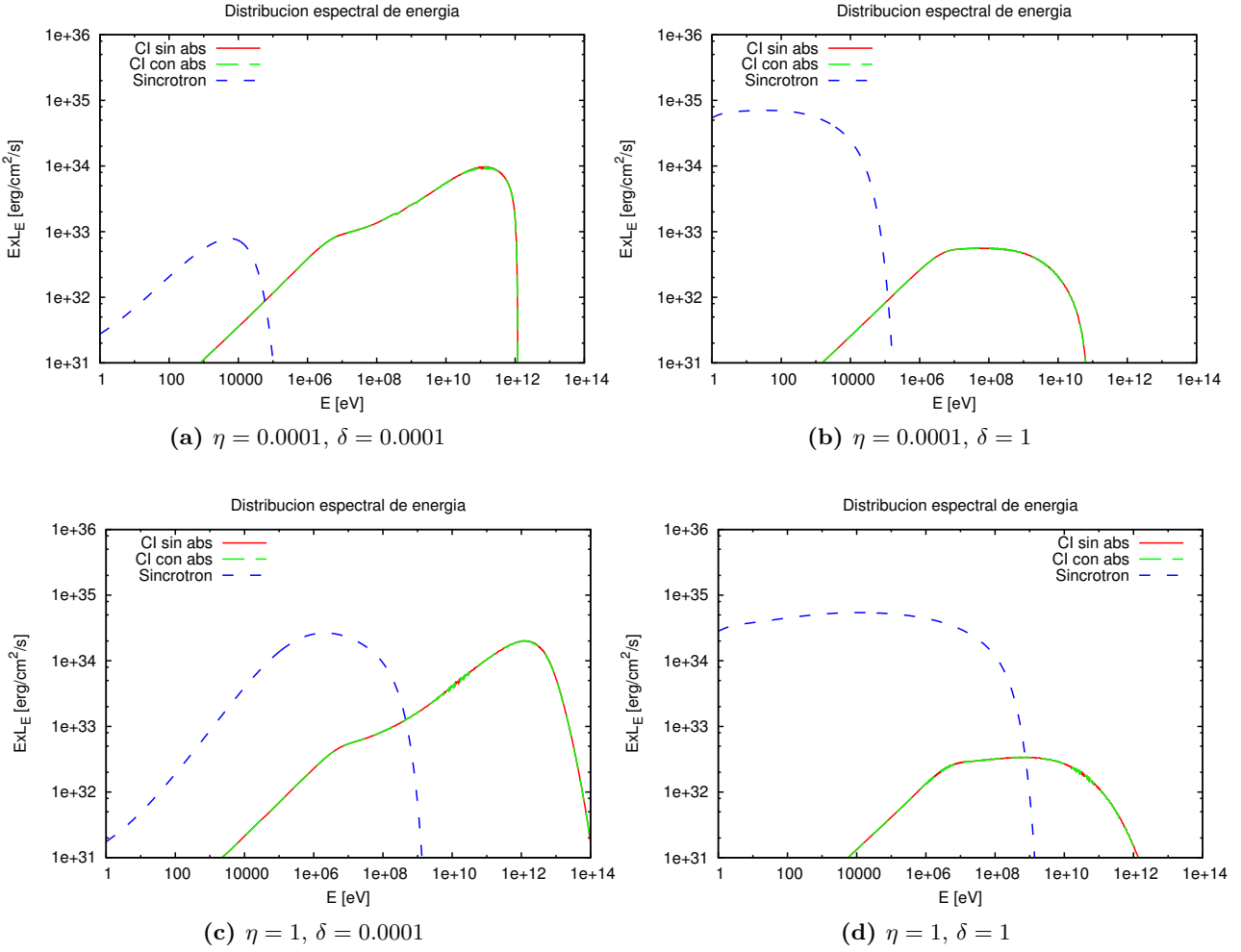


Figura 4.2. SEDs para un emisor ubicado por delante de la estrella, en la posición (2a, a). Como la absorción es muy baja en esta configuración, la curva roja se solapa con la verde. El valor $\delta = 0.0001$ corresponde al caso de un campo magnético débil comparado con el campo de radiación, mientras que el valor $\delta = 1$ corresponde a uno intenso. El valor $\eta = 0.0001$ corresponde a una eficiencia de aceleración baja, mientras que el valor $\eta = 1$ corresponde a una alta.

Nuevamente, los efectos angulares no dependen del valor de η , pero sí lo hace la energía máxima que alcanzan los electrones y por lo tanto también la forma de la SED resultante.

En la Fig. 4.1 (a) y (c) se muestra la SED para el caso en que el emisor está por ‘detrás’ de la estrella, y en la Fig. 4.2 (a) y (c) la SED para el caso en que el emisor está por ‘delante’ de la estrella.

Comparando las Fig. 4.1 (a) y (c) con las Fig. 4.1 (b) y (d) se puede ver que el análisis cualitativo de la importancia de la geometría en la absorción producida es muy similar; lo mismo aplica a la comparación de las Fig. 4.2 (a) y (c) con las Fig. 4.1 (b) y (d). Sin embargo, para un mismo valor de η , se pueden establecer algunas claras diferencias: por un lado, las SEDs no absorbidas crecen con mayor pendiente para campos magnéticos más bajos, dado que las pérdidas por CI_{KN} endurecen la distribución de partículas (esto se debe a su dependencia con la energía, ver Sec. 3.4); por otro lado, se puede ver que la contribución de la radiación por sincrotrón es mucho menor para campos magnéticos

más bajos. Esto se debe a que, al considerar un escenario en que la mayor parte de la energía está concentrada en el campo de radiación y no en el campo magnético, las pérdidas por CI pasan a ser mucho más eficientes, por lo que la radiación por CI pasa a dominar por sobre la de sincrotrón. Por este motivo, se dice que un caso está *dominado por CI* si la densidad de energía del campo de radiación es (mucho) mayor a la densidad de energía del campo magnético.

4.2. Mapas de radiación

Para tener un mejor entendimiento de la importancia de la geometría del sistema binario a la hora de detectar su emisión, se desarrollan mapas de radiación. En los mismos, cada punto muestra con un determinado color cuál es el flujo esperado en una cierta banda de energía si el emisor estuviera situado en ese punto.

A los efectos de realizar estos mapas, es necesario normalizar la función de inyección ($Q(E) = kE^{-p}$) utilizando algún valor obtenido a partir de las observaciones o de una suposición física justificada. En este capítulo se muestra un ejemplo en el que la normalización se hace en base a una luminosidad inyectada en partículas relativistas (L_{iny}) fija, adoptando un valor de referencia razonable para fuentes astrofísicas del tipo de interés, y luego otro en el que se normaliza de modo tal que pueda reproducir un valor para el flujo en la banda de 0.1 a 10 GeV (F_{GeV}) fijo, similar al de las fuentes actualmente detectables. La ventaja de esto último es que permitirá conectar los resultados teóricos con futuras observaciones: en GeV hay muchas fuentes conocidas y su detección asegura que la fuente es poderosa en el no-térmico, mientras que por ejemplo en rayos-X hay muchas fuentes porque la sensibilidad en esas longitudes de onda es mejor, pero algunas pueden ser térmicas y además tienden a ser más débiles en el no térmico que las detectadas en GeV, y por tanto más difíciles de detectar en rayos γ . En el apéndice se pueden encontrar los casos en que se normaliza según el flujo en la banda de rayos-X entre 0.3 y 10 keV (F_X) y según el flujo en la banda de 0.1 y 10 TeV (F_{TeV}).

Se muestran mapas para 4 casos distintos, dados por las combinaciones posibles de los dos parámetros libres, η y δ , del modelo. Se analizan casos según si el campo magnético es débil y el CI domina frente a sincrotrón ($\delta = 0.0001$), o si el campo magnético es intenso y el sincrotrón domina frente al CI ($\delta = 1$); los casos también se separan en aquellos con eficiencia de aceleración alta ($\eta = 1$) o baja ($\eta = 0.0001$).

Es importante aclarar que, si bien todos los resultados están normalizados a una distancia de 3 kpc, como se trabaja según valores de flujos observables en realidad las necesidades energéticas ($N(E)$, L_{iny}) están escaleadas con $d_{3\text{kpc}}^2$. Así, por ejemplo, los datos obtenidos para una fuente al doble de distancia y con una luminosidad intrínseca 4 veces mayor a la propuesta (y, por tanto, $N(E)$ y L_{iny} también 4 veces mayores), serían idénticos a los hallados.

Por último, notar que, dada la simetría cilíndrica del problema respecto a la línea estrella-observador, los mapas mostrados para un semiplano en realidad representan todo el volumen en torno a la estrella. Es decir, los mapas elaborados son válidos para cualquier tipo de configuración estrella-emisor-observador, independientemente de parámetros orbitales del sistema binario tales como la inclinación.

4.2.1. Consideraciones generales

Hay ciertos aspectos que son independientes de los valores de los parámetros libres del sistema y de la normalización que se emplee, puesto que dependen únicamente de la física del tipo de fuentes estudiado. Es por esto que es importante tener en cuenta las siguientes

consideraciones:

- El flujo a muy altas energías ($E > 10$ GeV) se debe completamente al mecanismo de CI, pues el sincrotrón no es capaz (en este escenario) de generar fotones tan energéticos.
- Para distancias cortas entre el emisor y la estrella, la radiación en TeV es mayor si el primero está por delante de la segunda (a una cierta altura respecto del eje x) y no por detrás (a una cierta altura respecto del eje x); esto se debe a cómo es la dependencia con el ángulo de interacción del producto entre la emisión por CI y la absorción: $F_{\text{CI}} \times e^{-\tau_{\gamma\gamma}}$.
- Se muestra a modo ilustrativo la *eficiencia radiativa*, definida como el cociente entre la luminosidad emitida y la luminosidad inyectada, que da cuenta de la eficiencia en la conversión de energía. Como se consideran sólo pérdidas radiativas y un estado estacionario, la eficiencia radiativa depende únicamente de la geometría y puede dar valores altos (mayores a 1), lo cual se interpreta como que la geometría es radiativamente óptima en esos casos.
- Dado que tanto el campo magnético como el campo de radiación decrecen con la distancia a la estrella, los procesos de producción de radiación γ se hacen menos eficientes a mayores distancias; en consecuencia, al considerar un estado estacionario y sin pérdidas no radiativas, la cantidad de energía no térmica almacenada en partículas relativistas crece radialmente.
- Los mapas de la energía total almacenada en partículas no térmicas brindan información de la relativa importancia dinámica del emisor y del viento estelar, como ya se ha visto en la Sec. 3.6. Si el cálculo para estimar el volumen del emisor de acuerdo a la Ec. 3.9 indica que el mismo debe ser mayor que el tamaño de la región (caracterizada por la distancia a la estrella), entonces el modelo aplicado no es adecuado (el objeto debería ser tratado con un modelo no homogéneo). No obstante, el hecho de que en una configuración un emisor sea muy grande puede tomarse como un indicio de que ese tipo de fuentes es poco plausible que exista, puesto que los campos magnético y de radiación estarían muy diluidos, y no sería un emisor eficiente.
- Dado que los instrumentos de observación tienen limitaciones en cuanto a los flujos mínimos que pueden detectar (lo que se conoce como la ‘sensibilidad’ del instrumento), se toman como valores de referencia para que una fuente sea detectable: que su flujo sea mayor a $F_X = 10^{-14}$ erg/s/cm² (flujo mínimo aproximado en el que operan *Chandra*, *XMM Newton*), a $F_{\text{GeV}} = 10^{-11}$ erg/s/cm² (flujo mínimo aproximado en el que opera *Fermi*) y $F_{\text{TeV}} = 10^{-13}$ erg/s/cm² (flujo mínimo aproximado en el que operan *MAGIC*, *HESS*, *VERITAS*). Esto impone una cota sobre la cantidad aproximada de fuentes que se prevee detectables.
- Pocas fuentes extremadamente poderosas han sido observadas, lo cual implica una cota superior de los valores de observables que se pueden considerar realistas (notar que la validez de este argumento está vinculada con la cantidad de fuentes por año que sean factibles de ser detectadas en la galaxia). Si, por ejemplo, ciertos valores de los parámetros η y δ sugieren que las fuentes tendrían un $F_{\text{GeV}} > 10^{-9}$ erg/s/cm² en un gran número de configuraciones geométricas, entonces lo más probable sería que, si existiese un emisor de esas características, en algún momento de su movimiento orbital ya hubiera pasado por alguna de esas configuraciones favorables y por tanto ya se habría detectado. Sin embargo, esto no es lo que la experiencia empírica (hasta ahora) parece indicar, pues se conocen muy pocas fuentes de esas características. Vale aclarar que

esto no significa que un escenario deba descartarse por completo, sino que la lectura que debe hacerse es que sencillamente el escenario es poco probable, lo que conduce a la predicción de que fuentes de ese tipo son muy poco numerosas. Similarmente, se consideran “excesivos” flujos de $F_X > 10^{-10}$ erg/s/cm² y $F_{\text{TeV}} > 10^{-11}$ erg/s/cm².

- En los casos en que se normaliza según algún flujo de referencia, también se grafica la luminosidad inyectada en partículas relativistas. Esto permite tener una idea aproximada de la energética necesaria en cada situación, y en base a ello puede verse qué posiciones/casos no son físicamente factibles por ser energéticamente demasiado “costosos”. Se toma como valor límite $L_{\text{iny}} = 10^{36}$ erg/s; aquellos casos en que L_{iny} sea mayor, serán considerados poco realistas.

En síntesis, las limitaciones a la hora de estudiar la validez del modelo pueden ser *físicas* (relacionadas con la energética que demandan y el confinamiento del emisor), *empíricas* (flujos muy intensos implicaría un mayor número de fuentes observadas que las que actualmente se han visto) e *instrumentales* (flujos que caigan por debajo de la sensibilidad de los instrumentos actuales no serán detectadas).

A continuación se presentan los casos en que la normalización se hace según L_{iny} y F_{GeV} ; los casos en que se normaliza según F_X o F_{TeV} pueden verse en el Ap. A. Todos los resultados presentados están en unidades de cgs.

4.2.2. Normalización según una luminosidad de inyección

Se considera una tasa de inyección de partículas relativistas constante, dada por $L_{\text{iny}} = 10^{36}$ erg/s, con un espectro de inyección del tipo ley de potencia, la cual se deja evolucionar hasta alcanzar una distribución de partículas estacionaria. Luego se calcula la radiación producida en cada banda de energía para cada uno de los 4 casos propuestos según los valores de δ y η , obteniendo así las Fig. 4.3 a Fig. 4.22.

- $\eta = 1$, $\delta = 1$: eficiencia de aceleración alta y sincrotrón dominante, Fig. 4.3 a Fig. 4.7.
A partir de los resultados presentados en la Fig. 4.3 se puede derivar que el equilibrio de presiones entre el emisor y el medio implica tamaños razonables del primero. La Fig. 4.5 muestra que la fuente sería observable en X en cualquier posición, aunque el flujo predicho es un tanto excesivo (comparado con las fuentes conocidas), lo que sugiere que este escenario es un poco improbable. La Fig. 4.6 muestra que la fuente es observable en GeV en cualquier posición, aunque es más intensa cuando el emisor se encuentra por detrás de la estrella, alcanzando flujos de $\sim 10^{-10}$ erg/s/cm². Por último, de la Fig. 4.7 puede verse que el objeto es detectable en TeV si el emisor no se encuentra por delante de la estrella, a una distancia mayor a $2a$ de la misma y subtendiendo un ángulo pequeño respecto a la visual; en las posiciones más favorables para la producción de emisión en TeV, se alcanzan flujos de $\sim 10^{-12}$ erg/s/cm².

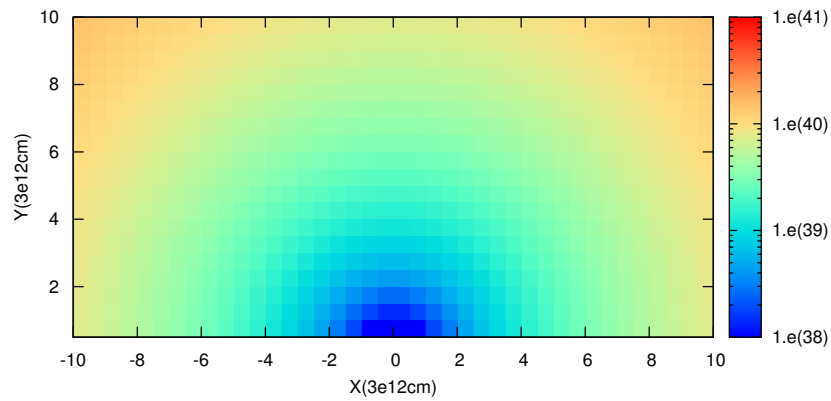


Figura 4.3. Asumiendo $L_{iny} = 10^{36}$ erg/s, $\eta = 1$, $\delta = 1$, se grafica E_{e-} [erg] en función de la posición.

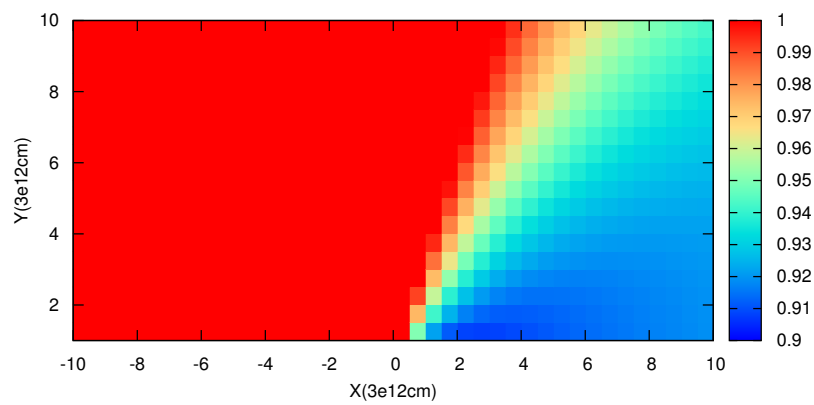


Figura 4.4. Ídem Fig. 4.3 ($\eta = 1$, $\delta = 1$, L_{iny}) para la eficiencia radiativa.

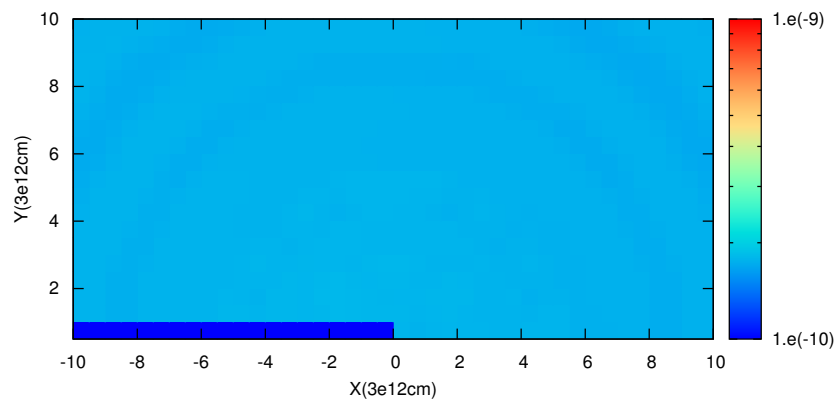


Figura 4.5. Ídem Fig. 4.3 ($\eta = 1$, $\delta = 1$, L_{iny}) para F_x [erg/s/cm²].

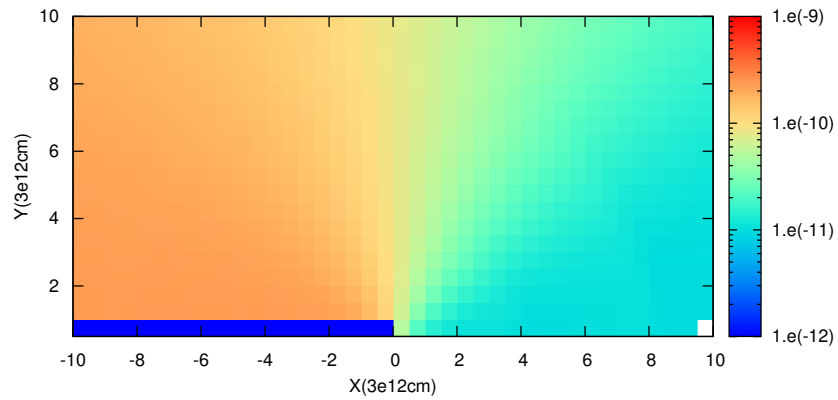


Figura 4.6. Ídem Fig. 4.3 ($\eta = 1, \delta = 1, L_{iny}$) para F_{GeV} [erg/s/cm²].

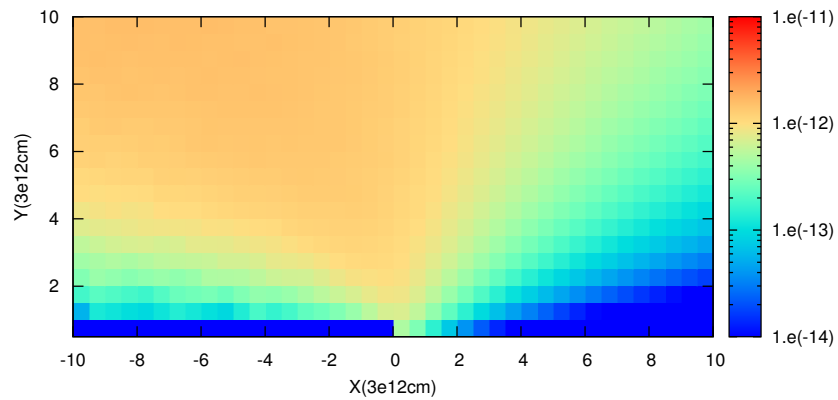


Figura 4.7. Ídem Fig. 4.3 ($\eta = 1, \delta = 1, L_{iny}$) para F_{TeV} [erg/s/cm²].

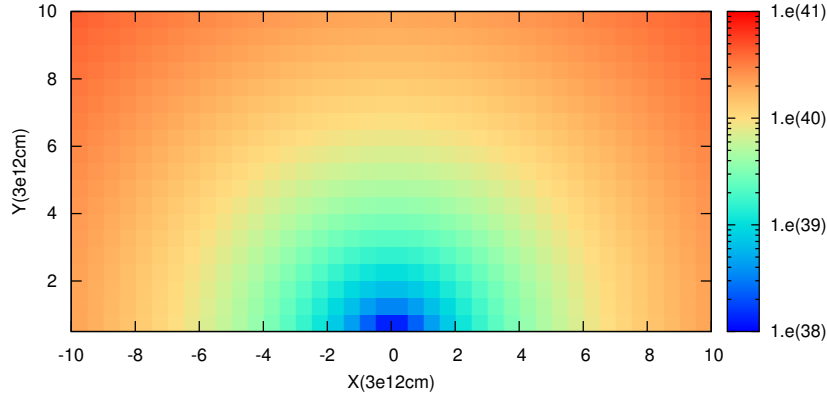


Figura 4.8. Asumiendo $L_{\text{iny}} = 10^{36}$ erg/s, $\eta = 1, \delta = 0.0001$, se grafica E_{e^-} [erg] en función de la posición.

- $\eta = 1, \delta = 0.0001$: eficiencia de aceleración alta y CI dominante, Fig. 4.8 a Fig. 4.12. A partir de los resultados presentados en la Fig. 4.8 se puede derivar que para distancias radiales mayores a $10a$ el emisor no estaría confinado dentro del sistema por lo que estos escenarios son poco plausibles. La Fig. 4.10 muestra que el flujo en X es aproximadamente constante y del orden de 10^{-11} erg/s/cm² en todo el espacio, por lo que su detectabilidad es independiente de su posición. Por otra parte, la Fig. 4.11 indica que el flujo en GeV predicho en las configuraciones en que el emisor está por delante de la estrella, a una distancia mayor a $3a$ de la misma y subtendiendo un ángulo chico respecto a la visual, es menor del que las posibilidades observacionales permiten detectar. Asimismo, la Fig. 4.12 sugiere un flujo en TeV mayor del esperado en este tipo de fuentes a menos que el emisor se encuentre subtendiendo un ángulo pequeño respecto a la visual, tanto por delante como por detrás de la estrella; en estas últimas posiciones el emisor también sería detectable y el flujo esperado es razonable.

En base al previo análisis, los escenarios más realistas serían aquellos en los que el emisor se encuentra subtendiendo un ángulo pequeño respecto a la visual, pues no predicen fuentes más intensas que las conocidas; si el emisor se encuentra por delante de la estrella es observable en X y TeV, mientras que si se encuentra por detrás es también observable en GeV.

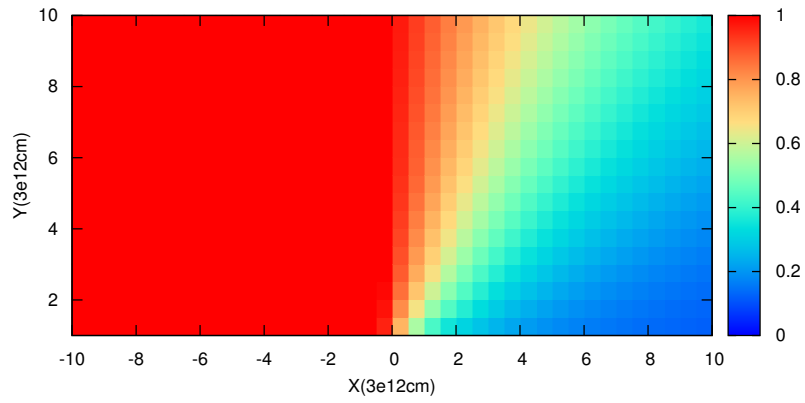


Figura 4.9. Ídem Fig. 4.8 ($\eta = 1, \delta = 0.0001, L_{iny}$) para la eficiencia radiativa.

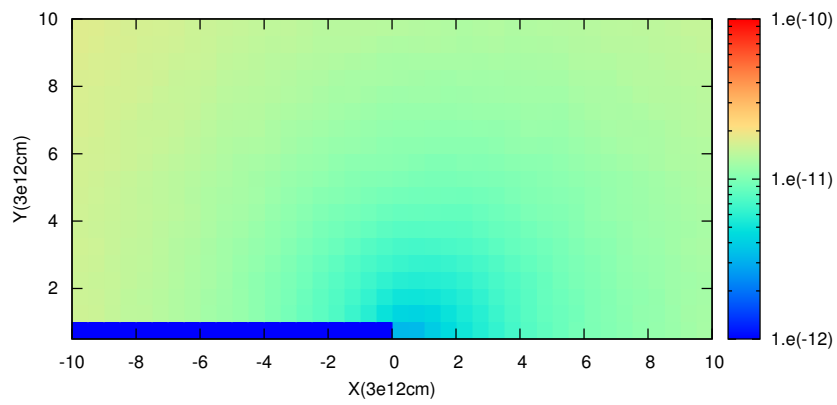


Figura 4.10. Ídem Fig. 4.8 ($\eta = 1, \delta = 0.0001, L_{iny}$) para F_X [erg/s/cm²].

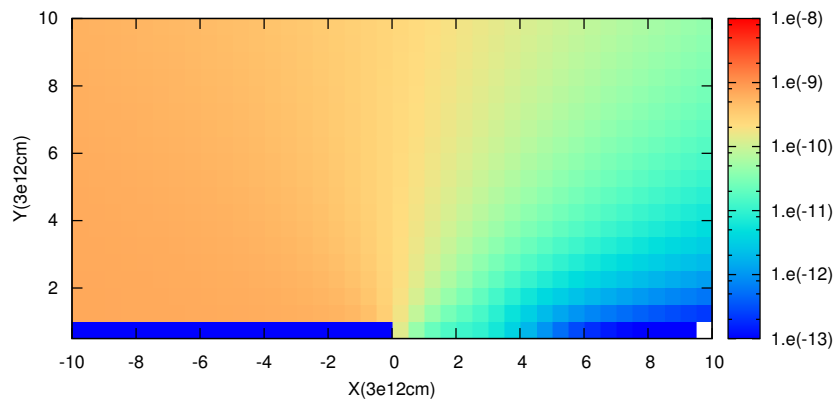


Figura 4.11. Ídem Fig. 4.8 ($\eta = 1, \delta = 0.0001, L_{iny}$) para F_{GeV} [erg/s/cm²].

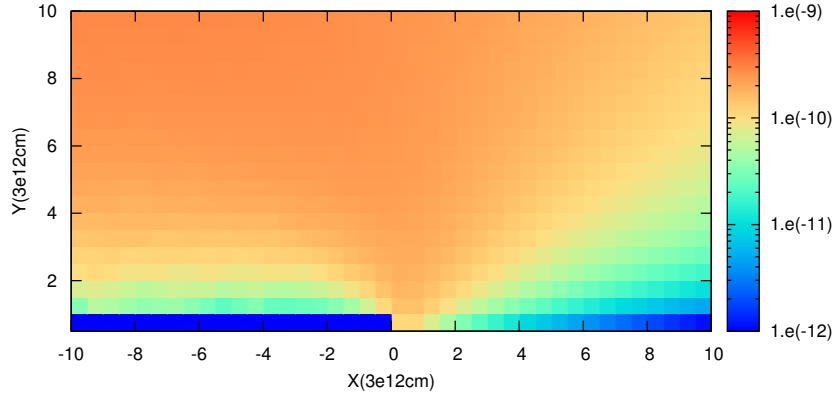


Figura 4.12. Ídem Fig. 4.8 ($\eta = 1$, $\delta = 0.0001$, L_{iny}) para F_{TeV} [erg/s/cm^2].

- $\eta = 0.0001$, $\delta = 1$: eficiencia de aceleración baja y sincrotrón dominante, Fig. 4.13 a Fig. 4.17.

A partir del análisis de la Fig. 4.13 puede inferirse que el modelo aplicado es válido en todo el espacio estudiado, pues el equilibrio de presiones entre el emisor y el medio implica tamaños razonables del primero. Sin embargo, la Fig. 4.15 muestra que el objeto es observable en X en cualquier posición con una intensidad $\sim 10^{-10}$ erg/s/cm^2 , lo cual está ligeramente por encima de lo que suele presentar este tipo de fuentes y restringe un poco la viabilidad de este escenario. Por otra parte, las Fig. 4.16 y Fig. 4.17 indican que el objeto no es visible ni en GeV ni en TeV si se encuentra por delante de la estrella, formando un ángulo pequeño con la visual; el objeto tampoco es detectable en TeV si se encuentra a menos de $2a$ de la estrella.

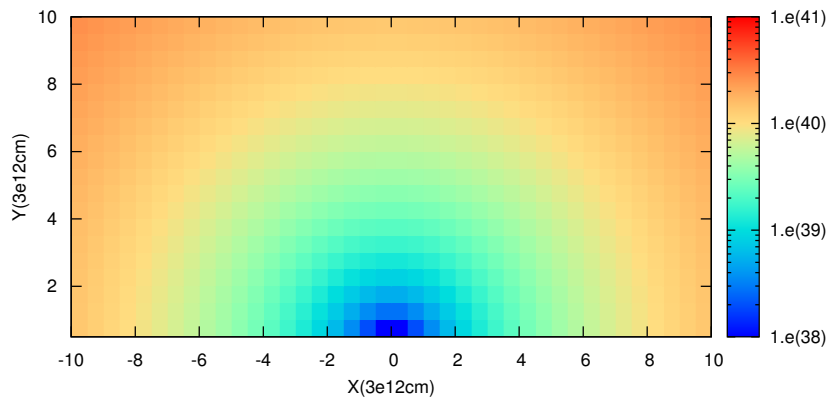


Figura 4.13. Asumiendo $L_{\text{iny}} = 10^{36}$ erg/s , $\eta = 0.0001$, $\delta = 1$, se grafica E_{e^-} en función de la posición.

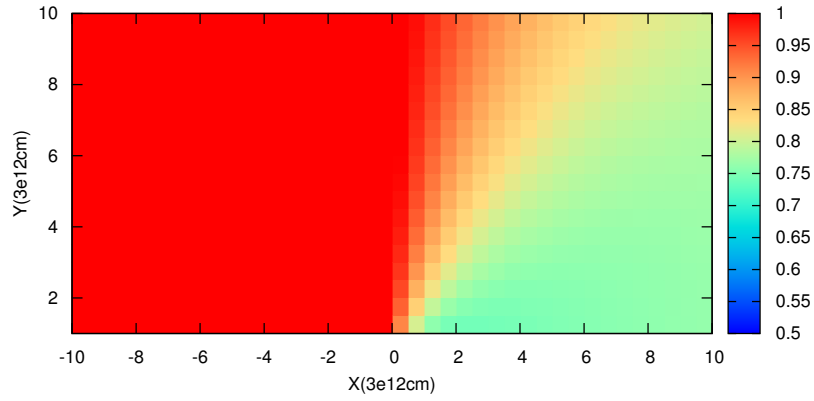


Figura 4.14. Ídem Fig. 4.13 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 1$, L_{iny}) para la eficiencia radiativa.

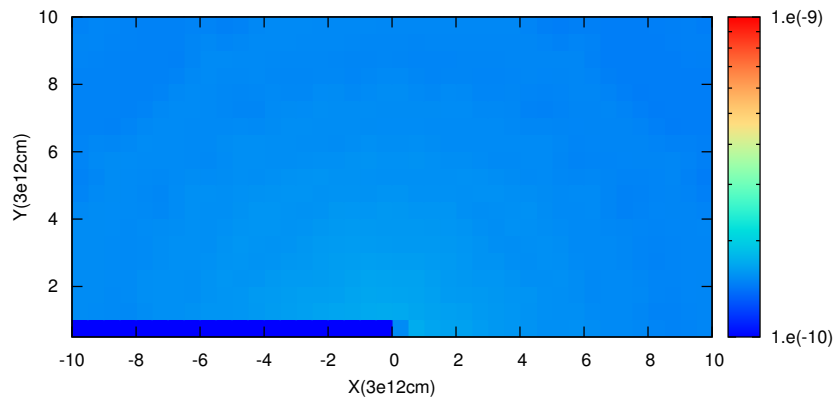


Figura 4.15. Ídem Fig. 4.13 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 1$, L_{iny}) para F_X [erg/s/cm²].

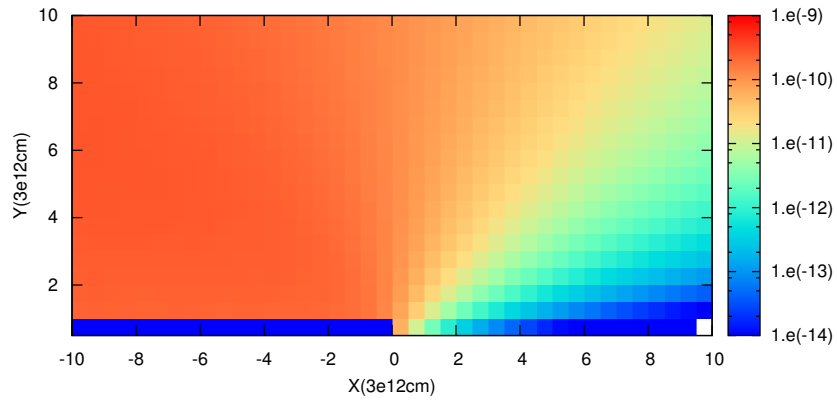


Figura 4.16. Ídem Fig. 4.13 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 1$, L_{iny}) para F_{GeV} [erg/s/cm²].

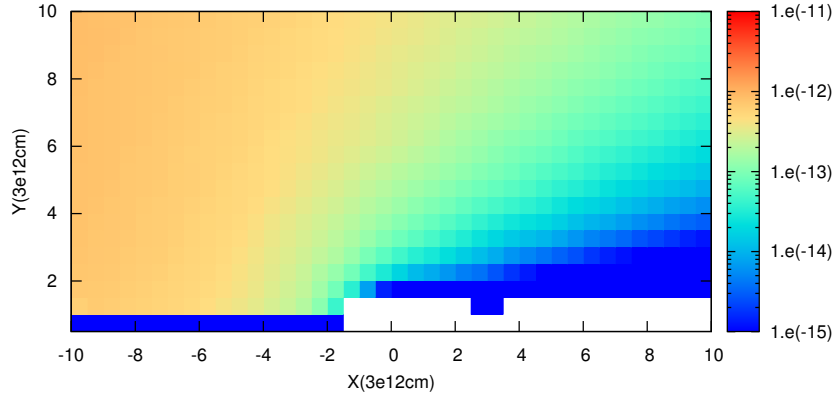


Figura 4.17. Ídem Fig. 4.13 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 1$, L_{iny}) para F_{TeV} [erg/s/cm^2].

- $\eta = 0.0001$, $\delta = 0.0001$: eficiencia de aceleración baja y CI dominante, Fig. 4.18 a Fig. 4.22. De la Fig. 4.18 se puede deducir que el emisor deja de estar confinado si el emisor se encuentra a más de $10a$ de la estrella, por lo que el modelo utilizado deja de ser válido allí. La Fig. 4.20 muestra que el objeto es observable en rayos-X en todo el espacio con una intensidad $\sim 10^{-11}$ erg/s/cm^2 , aunque ésta sería un poco menor si el emisor se encuentra cercano a la estrella y por delante de la misma, donde $F_X \sim 10^{-12}$ erg/s/cm^2 . Por otro lado, las Fig. 4.21 y Fig. 4.22 indican que si el emisor se encuentra por delante de la estrella, a una distancia a la misma mayor a $2a$ y formando un ángulo pequeño con la visual, entonces no sería observable en GeV pero sí en TeV. Si bien en otras configuraciones el objeto es detectable tanto en GeV como en TeV, el flujo en éste último es exageradamente intenso (comparado con los datos observacionales que se tienen), lo que hace a este escenario poco probable.

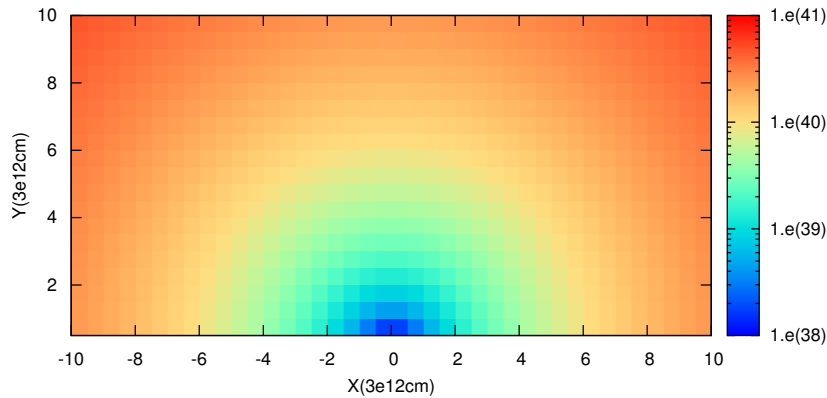


Figura 4.18. Asumiendo $L_{\text{iny}} = 10^{36}$ erg/s , $\eta = 0.0001$, $\delta = 0.0001$, se grafica E_{e^-} [erg] en función de la posición.

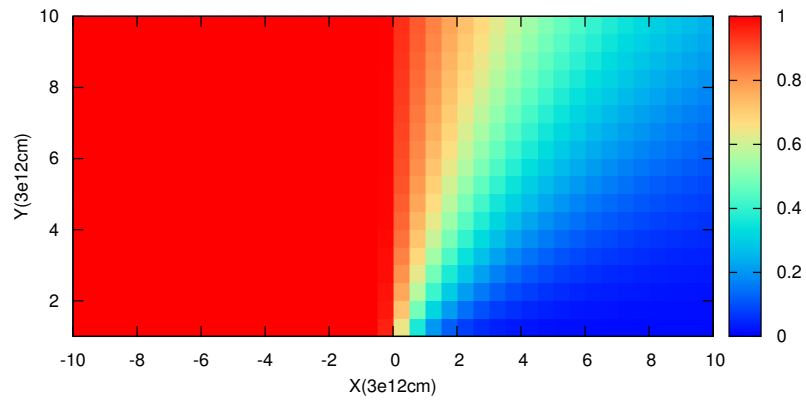


Figura 4.19. Ídem Fig. 4.18 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 0.0001$, L_{iny}) para la eficiencia radiativa.

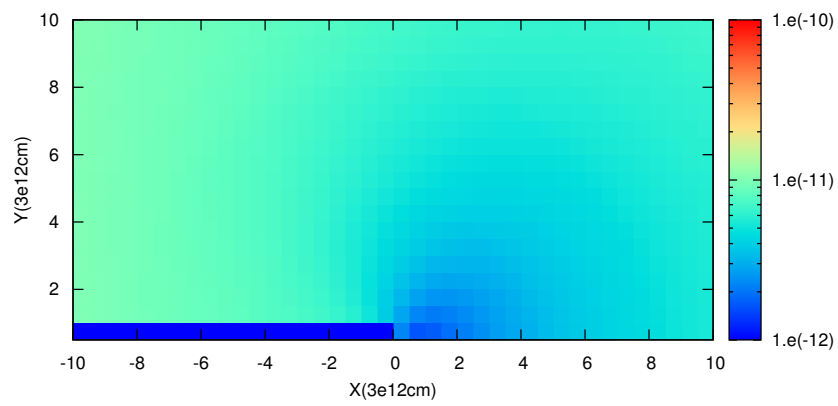


Figura 4.20. Ídem Fig. 4.18 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 0.0001$, L_{iny}) para F_X [erg/s/cm^2].

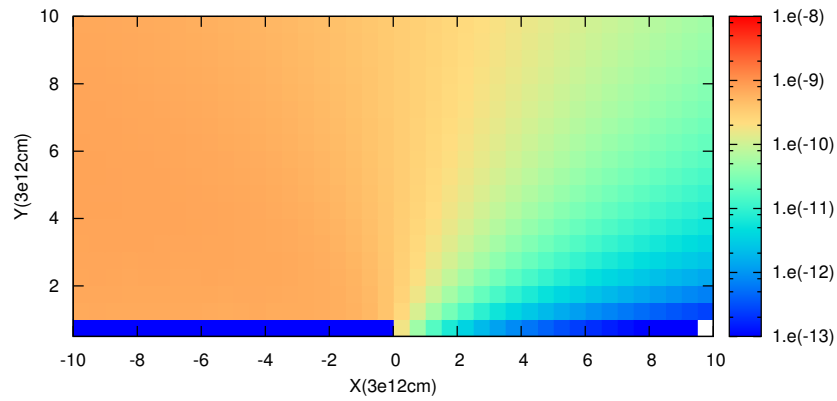


Figura 4.21. Ídem Fig. 4.18 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 0.0001$, L_{iny}) para F_{GeV} [erg/s/cm²].

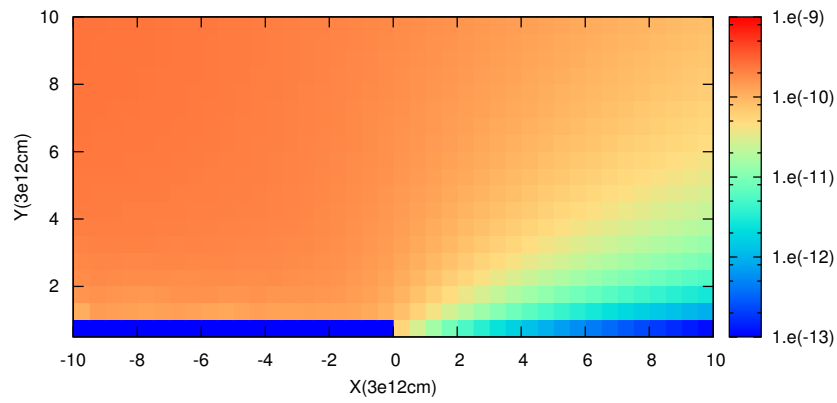


Figura 4.22. Ídem Fig. 4.18 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 0.0001$, L_{iny}) para F_{TeV} [erg/s/cm²].

4.2.3. Normalización según el flujo entre 0.1 y 10 GeV

Se toma como valor de referencia un flujo integrado en la banda de 0.1 a 10 GeV de $F_{\text{GeV}} = 10^{-10} \text{ erg/s/cm}^2$.

- $\eta = 1, \delta = 1$: eficiencia de aceleración alta y sincrotrón dominante, Fig. 4.23 a Fig. 4.27.

De la Fig. 4.23 se puede ver que para poder explicar un flujo en GeV de la magnitud buscada, si el emisor estuviera por delante de la estrella requeriría tener una población de electrones relativistas de muchísima energía (lo que involucra un emisor de un tamaño apreciable más no contradictorio con la hipótesis de emisor confinado), pues éstos no la pueden radiar eficientemente ya que el CI en esa geometría no es óptimo; al tener una distribución de electrones muy energética, el flujo por sincrotrón aumenta significativamente, y eso origina el flujo en X tan intenso que se aprecia en la Fig. 4.26. La Fig. 4.24 muestra que en este escenario las necesidades energéticas son muy altas: sólo parecen plausibles configuraciones en las que el emisor esté situado por detrás de la estrella, y aún en este caso la energía que demanda es elevada. De acuerdo a la Fig. 4.26, en esas configuraciones el objeto es detectable en rayos-X con un flujo un poco mayor que el considerado aceptable para no sobrevalorar la detectabilidad de este tipo de fuentes. Finalmente, para que en estas posiciones el objeto sea también detectable en TeV, el emisor debe estar por encima de una cierta altura mínima sobre el eje x . Se destaca que si bien las posiciones óptimas para la observación en TeV se dan con el emisor por delante de la estrella y formando un ángulo con la visual $\gtrsim 45^\circ$, estas posiciones quedaron descartadas de acuerdo al análisis de la Fig. 4.24.

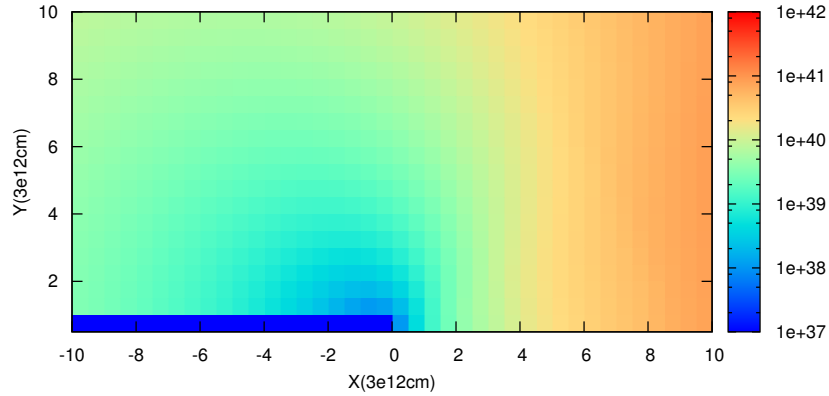


Figura 4.23. Asumiendo un flujo integrado en la banda de GeV de $F_{\text{GeV}} = 10^{-10} \text{ erg/s/cm}^2$, se grafica E_{e-} [erg] en función de la posición respecto a la estrella.

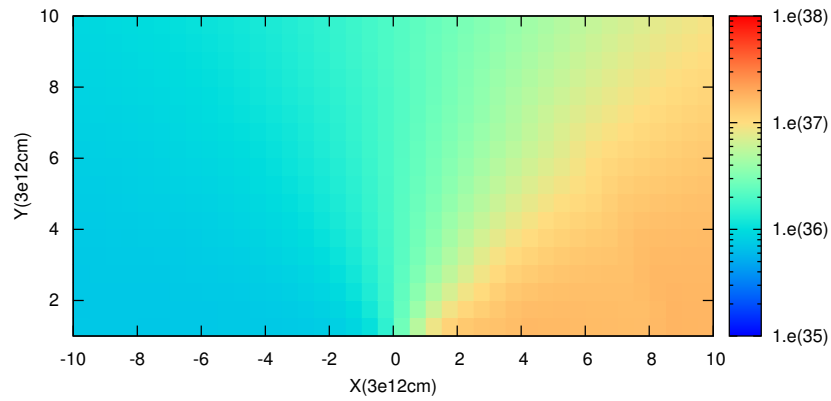


Figura 4.24. Ídem Fig. 4.23 ($\eta = 1, \delta = 1, F_{\text{GeV}}$) para L_{iny} [erg/s].

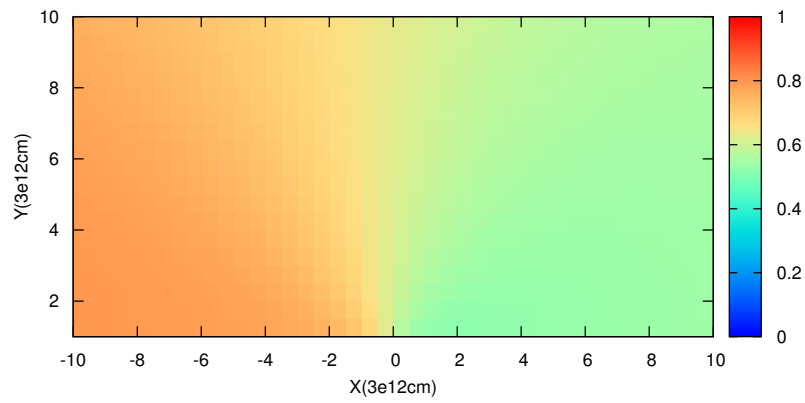


Figura 4.25. Ídem Fig. 4.23 ($\eta = 1, \delta = 1, F_{\text{GeV}}$) para la eficiencia radiativa.

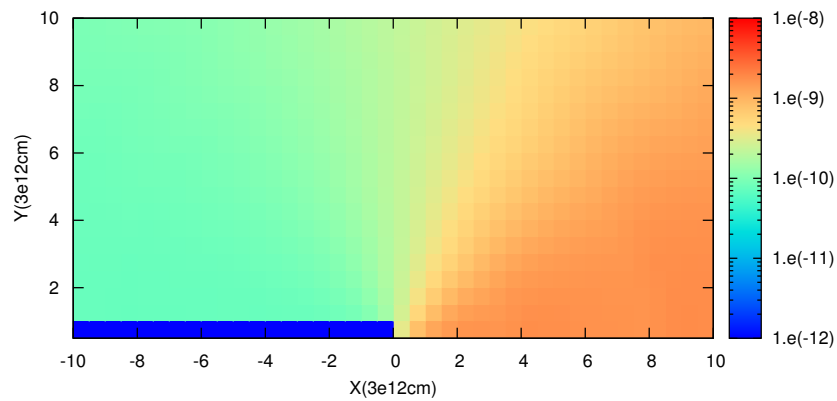


Figura 4.26. Ídem Fig. 4.23 ($\eta = 1, \delta = 1, F_{\text{GeV}}$) para el F_X [erg/s/cm²].

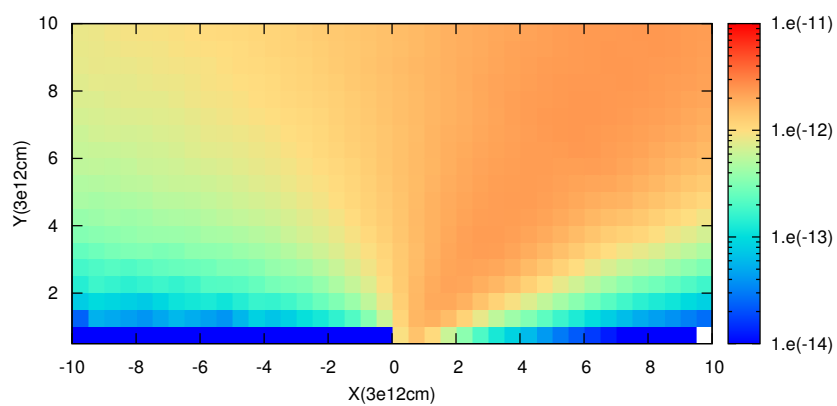


Figura 4.27. Ídem Fig. 4.23 ($\eta = 1$, $\delta = 1$, F_{GeV}) para el F_{TeV} [erg/s/cm^2].

- $\eta = 1$, $\delta = 0.0001$: eficiencia de aceleración alta y CI dominante, Fig. 4.28 a Fig. 4.32.

La Fig. 4.28 muestra que emisores a distancias mayores a $4a$ y ubicados de manera tal que subtienden a un ángulo pequeño respecto a la visual, no pueden ser tratados con el modelo de orden cero aplicado (dado que el emisor no estaría confinado), mientras que los escenarios con el emisor por delante de la estrella son inviables por requerir luminosidades de inyección excesivas, como se aprecia en la Fig. 4.29; además, el flujo en TeV es exageradamente alto si el emisor se encuentra por delante de la estrella, lo cual hace aún menos probables estos casos (Fig. 4.32). A partir del análisis de las Fig. 4.31 y Fig. 4.32, se puede ver que el objeto sería detectable tanto en X como en TeV para cualquier posición del emisor, con una intensidad menor en ambas bandas si el emisor está detrás de la estrella. Para un emisor en cuadratura con respecto a la estrella y al observador, se tiene $F_{\text{TeV}} \sim 10^{-10}$ erg/s/cm² y $F_X \gtrsim 10^{-12}$ erg/s/cm².

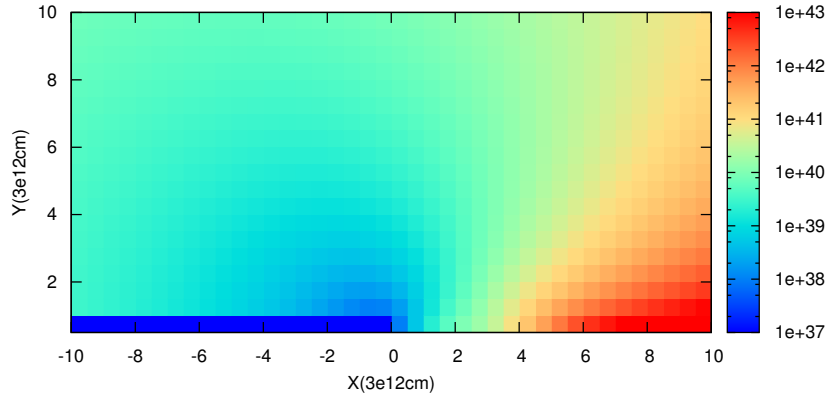


Figura 4.28. Asumiendo un flujo integrado en la banda de GeV de $F_{\text{GeV}} = 10^{-10}$ erg/s/cm², $\eta = 1$, $\delta = 0.0001$, se grafica E_{e^-} [erg] en función de la posición respecto a la estrella.

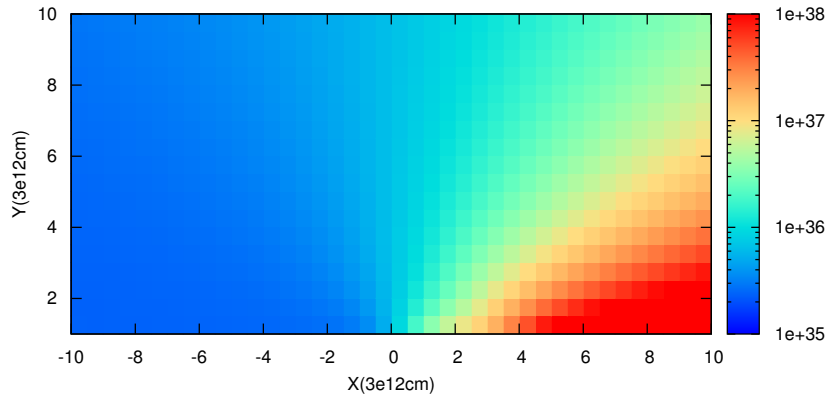


Figura 4.29. Ídem Fig. 4.28 ($\eta = 1$, $\delta = 0.0001$, F_{GeV}) para L_{iny} [erg/s].

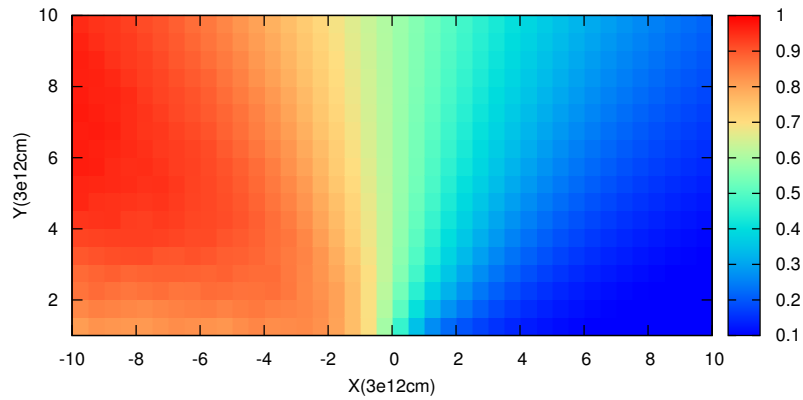


Figura 4.30. Ídem Fig. 4.28 ($\eta = 1$, $\delta = 0.0001$, F_{GeV}) para la eficiencia radiativa.

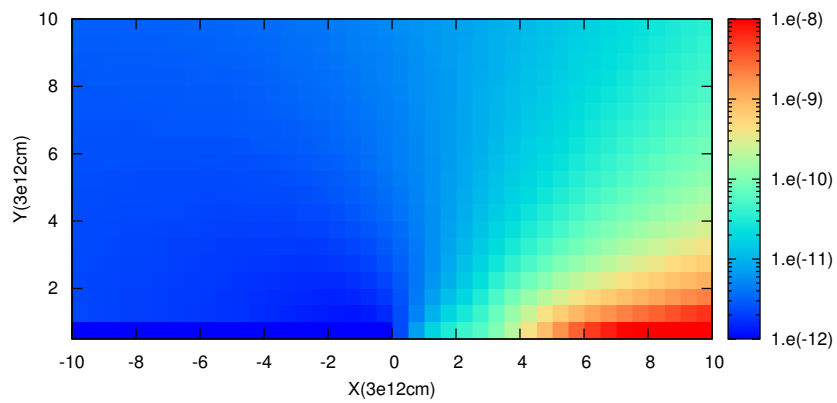


Figura 4.31. Ídem Fig. 4.28 ($\eta = 1$, $\delta = 0.0001$, F_{GeV}) para F_X [erg/s/cm²].

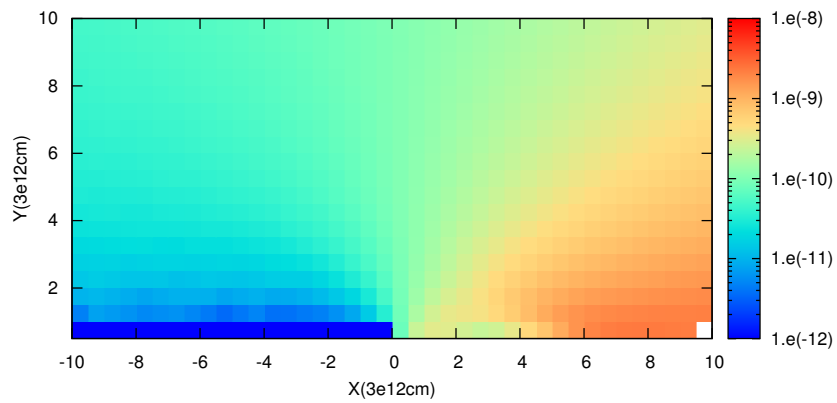


Figura 4.32. Ídem Fig. 4.28 ($\eta = 1$, $\delta = 0.0001$, F_{GeV}) para F_{TeV} [erg/s/cm²].

- $\eta = 0.0001$, $\delta = 1$: eficiencia de aceleración baja y sincrotrón dominante, Fig. 4.33 a Fig. 4.37.

De acuerdo a la Fig. 4.33, si el emisor subtende un ángulo menor a 45° respecto a la visual, la energía almacenada en partículas relativistas es tan alta que, para que se alcance un equilibrio de presiones con el medio, el emisor debe tener un tamaño apreciable, y por tanto deja de ser válido en esa región el modelo a orden cero aplicado; asimismo, la Fig. 4.34 sugiere que los requerimientos energéticos son muy altos si el emisor está por delante de la estrella, por lo que las únicas configuraciones físicamente viables son aquellas en las que el emisor está por detrás de la estrella; aún en estos casos los requerimientos energéticos rozan el límite de lo considerado aceptable, por lo que este escenario parece ser improbable. A su vez, la Fig. 4.36 indica que el flujo en X sería excesivo (con respecto a los valores empíricos) si el emisor se encuentra por delante de la estrella, mientras que se encuentra cerca del límite de lo razonable ($F_X \sim 10^{-10} \text{erg/s/cm}^2$) si el emisor está en cuadratura o por detrás de la estrella. La Fig. 4.37 indica que el objeto podría ser marginalmente detectable en TeV si el emisor no se encuentra a distancias a la estrella menores a $2a$ o subtendiendo un ángulo pequeño respecto a la visual.

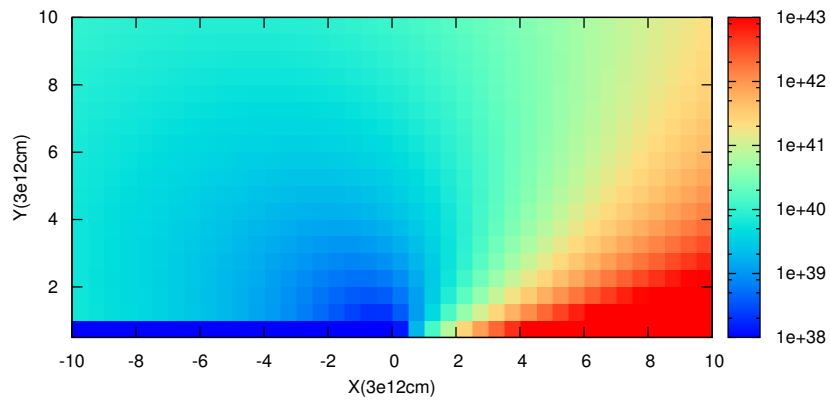


Figura 4.33. Asumiendo un flujo integrado en la banda de GeV de $F_{\text{GeV}} = 10^{-10} \text{erg/s/cm}^2$, $\eta = 0.0001$ y $\delta = 1$, se grafica E_{e^-} [erg] en función de la posición respecto a la estrella.

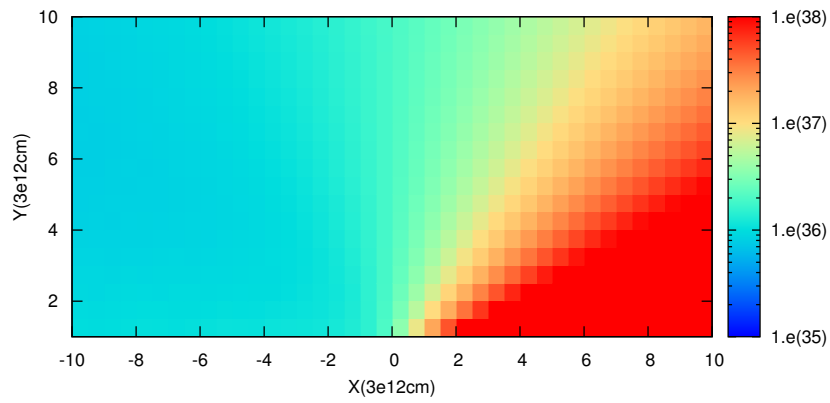


Figura 4.34. Ídem Fig. 4.33 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 1$, F_{GeV}) para L_{iny} [erg/s].

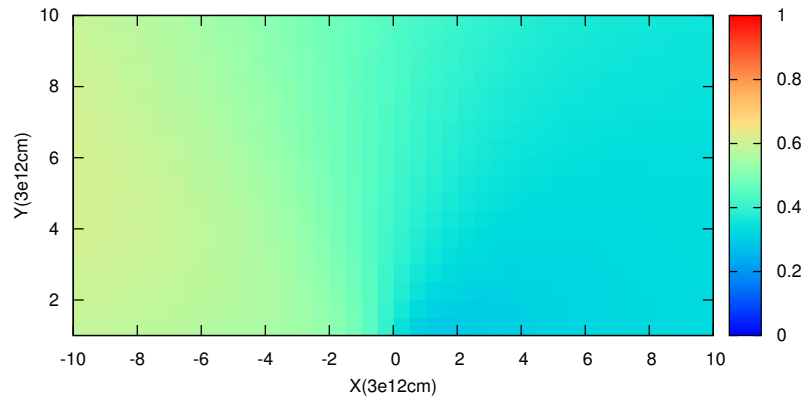


Figura 4.35. Ídem Fig. 4.33 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 1$, F_{GeV}) para la eficiencia radiativa.

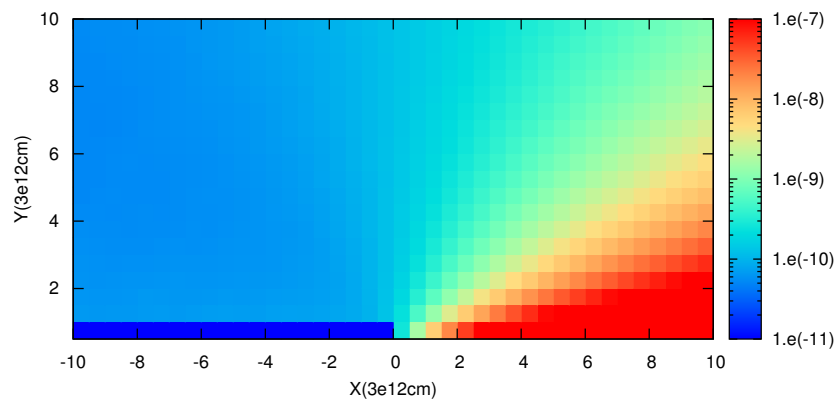


Figura 4.36. Ídem Fig. 4.33 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 1$, F_{GeV}) para F_X [erg/s/cm²].

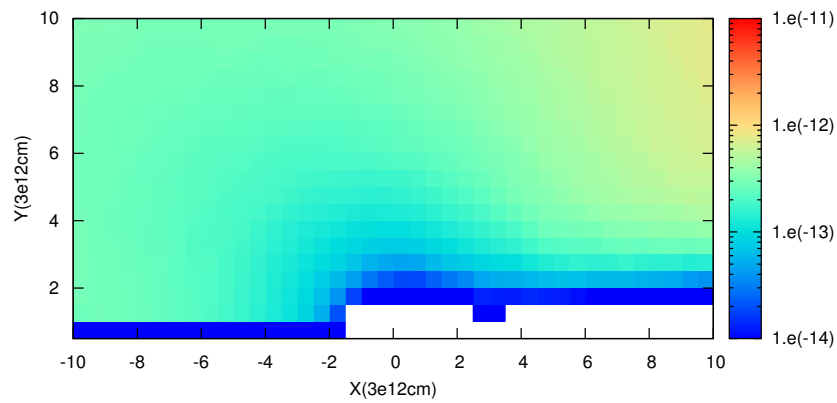


Figura 4.37. Ídem Fig. 4.33 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 1$, F_{GeV}) para F_{TeV} [erg/s/cm²].

4. Resultados

- $\eta = 0.0001$, $\delta = 0.0001$: eficiencia de aceleración baja y CI dominante, Fig. 4.38 a Fig. 4.42.

De acuerdo a la Fig. 4.38, si el emisor está a una distancia mayor a $2a$ de la estrella y subtendiendo un ángulo menor a 45° respecto a la visual, deja de ser válido el modelo a orden cero aplicado, pues la presión generada por partículas no térmicas tan energéticas induce un tamaño del emisor comparable con la distancia del emisor a la estrella. La Fig. 4.39 sugiere que las únicas configuraciones físicamente posibles son aquellas en las que el emisor no está situado por delante de la estrella, pues de lo contrario la energética necesaria es excesiva; a su vez, la Fig. 4.42 reafirma lo improbable de un emisor por delante de la estrella, pues en ese caso el flujo en TeV sería demasiado alto. En los casos en que el emisor está en cuadratura o por detrás de la estrella, el objeto sería observable tanto en TeV como en X (Fig. 4.41), con una intensidad de $F_{\text{TeV}} \gtrsim 10^{-11}$ erg/s/cm² y $F_{\text{X}} \gtrsim 10^{-12}$ erg/s/cm² respectivamente.

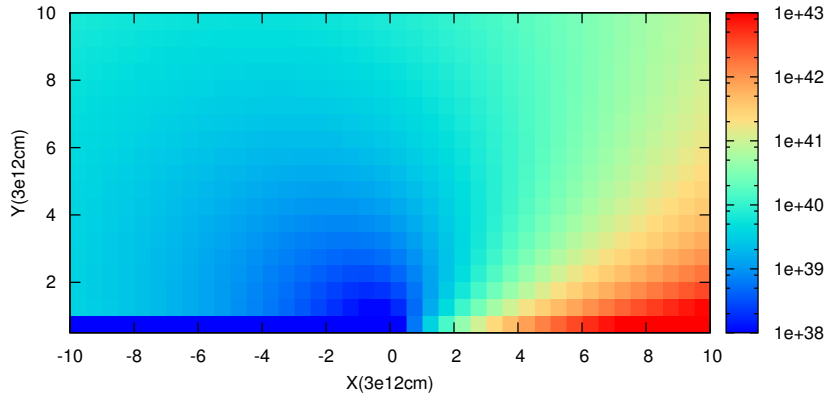


Figura 4.38. Asumiendo un flujo integrado en la banda de GeV de $F_{\text{GeV}} = 10^{-10}$ erg/s/cm², $\eta = 0.0001$ y $\delta = 0.0001$, se grafica E_{e^-} [erg] en función de la posición respecto a la estrella.

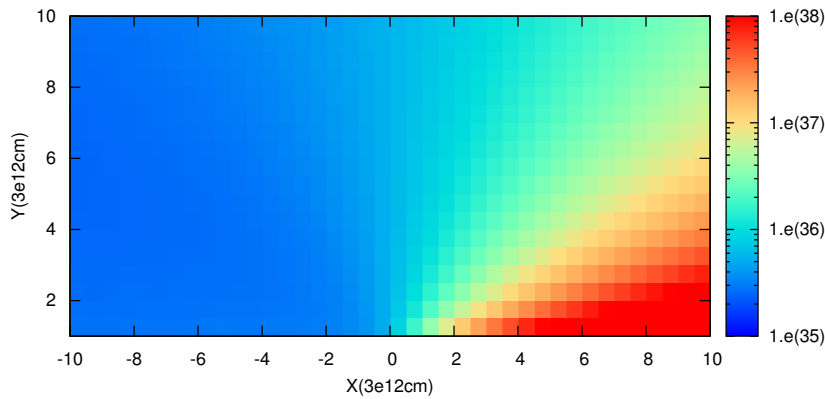


Figura 4.39. Ídem Fig. 4.38 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 0.0001$, F_{GeV}) para L_{iny} [erg/s].

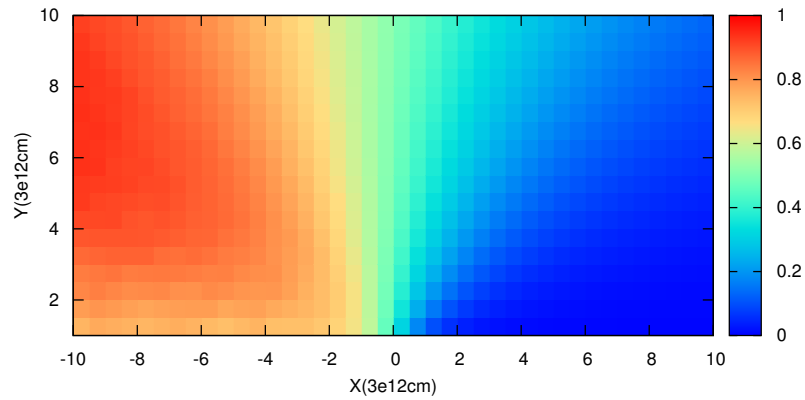


Figura 4.40. Ídem Fig. 4.38 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 0.0001$, F_{GeV}) para la eficiencia radiativa.

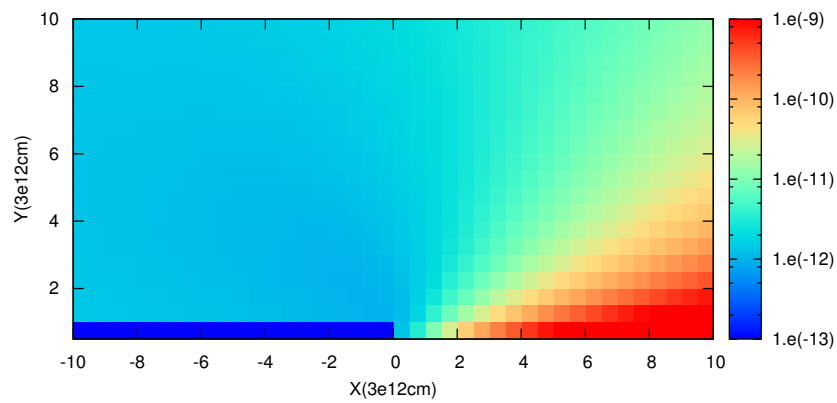


Figura 4.41. Ídem Fig. 4.38 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 0.0001$, F_{GeV}) para F_X [erg/s/cm²].

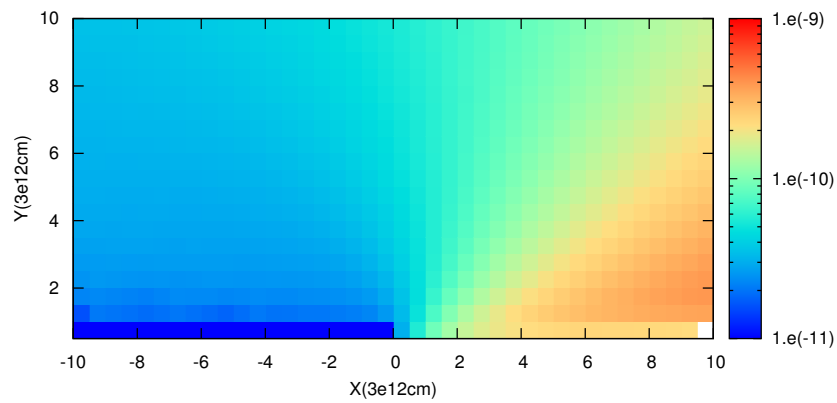


Figura 4.42. Ídem Fig. 4.38 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 0.0001$, F_{GeV}) para F_{TeV} [erg/s/cm²].

Capítulo 5

Discusión de los resultados y conclusiones

5.1. Discusión

En esta sección se hace una discusión general de los resultados presentados en el Cap. 4. Algunas observaciones preliminares importantes son las siguientes:

- Las regiones que se han explorado en detalle tienen un tamaño similar o mayor que el tamaño típico de los sistemas binarios ($a \sim 3 \times 10^{12}$ cm); cabe destacar que el cálculo de la emisión en TeV para fuentes más compactas (emisor a $d \lesssim a$ de la estrella) se ha hecho de forma aproximada, pues requieren mayor resolución.
- La radiación en TeV (y en menor medida en las restantes longitudes de onda) emitida en regiones grandes ($\gtrsim 3a$), sería probablemente bastante menor que la calculada si se introducen pérdidas adiabáticas. Un cálculo sencillo para sustentar esta hipótesis es el siguiente:

Para tener una idea del tiempo típico que un emisor en una cierta localización necesita para emitir (o perder en forma no radiativa) la mayor parte de su energía, se calcula un tiempo característico del emisor dado por $t_{\text{emi}} = E_{\text{NT}}/L_{\text{iny}}$. Por otro lado, se tiene una cota superior para el tiempo de las pérdidas adiabáticas (PA), dado por $t_{\text{PA}} = R/c$, que corresponde a partículas que se escapan del emisor de tamaño R a una velocidad $v \approx c$. Al comparar estos dos tiempos, resulta mayor que $t_{\text{emi}} > t_{\text{PA}}$ en regiones alejadas de la estrella, con lo cual las pérdidas adiabáticas ahí podrían ser realmente importantes para la emisión no térmica en general; una excepción a esto serían sistemas donde el material fuese advechado fuera de la región a una velocidad sustancialmente menor a c . Por este motivo, quizás esté sobreestimada la emisión no térmica calculada para un emisor a $d \gtrsim 3a$ de la estrella.

- En la limitación empírica considerada (i.e., que se conocen pocas fuentes muy brillantes, por lo que casos que predicen flujos muy elevados deben ser considerados poco realistas), entra en juego la limitación de la relación L_{iny}/d^2 : si las fuentes “demasiado” brillantes según el modelo fueran menos poderosas (menor L_{iny}) o más lejanas ($> d$), entonces no habría problema en cuanto al número de fuentes predichas. Que las fuentes sean más lejanas implica que cerca no existen, y aquí es importante tener en cuenta que este tipo de objetos no presenta una distribución uniforme en la galaxia¹, pues son

¹Esto llevaría a pensar que, si no se detectan objetos de tales características cerca, tampoco deberían existir más lejos

5. Discusión de los resultados y conclusiones

Escenario	Detectable en F_X	Detectable en F_{GeV}	Detectable en F_{TeV}	Factibilidad
$\eta = 1, \delta = 1$. Fig. 4.3 a Fig. 4.7	En toda configuración ($> 10^{-10}$)	En toda configuración (de $\sim 10^{-11}$ a $\gtrsim 10^{-10}$ al aumentar θ)	Excepto si θ chico y $r > 2a$ (entre $\sim 10^{-13}$ y $\sim 10^{-12}$ según la posición)	Poco factible en todas las configuraciones
$\eta = 1, \delta = 10^{-4}$. Fig. 4.8 a Fig. 4.12	En toda configuración ($\sim 10^{-11}$)	En $\theta \geq \pi/4$ ($\sim 10^{-11}$ a $\lesssim 10^{-9}$ al aumentar θ)	En toda configuración ($\sim 10^{-11}$ si θ chico o $\theta \lesssim \pi$, $> 10^{-10}$ en los demás casos)	Si $3a < r < 10a$ y $\theta < \pi/6$, o $r < 10a$ y $\theta \lesssim \pi$
$\eta = 10^{-4}, \delta = 1$. Fig. 4.13 a Fig. 4.17	En toda configuración ($\gtrsim 10^{-10}$)	En $\theta \geq \pi/4$ ($\sim 10^{-11}$ a $\lesssim 10^{-9}$ al aumentar θ)	Excepto si $\theta < \pi/6$ y $r > 2a$ ($\sim 10^{-13}$ a $\sim 10^{-12}$ al aumentar θ)	En toda configuración parece ser bastante razonable
$\eta = 10^{-4}, \delta = 10^{-4}$. Fig. 4.18 a Fig. 4.22	En toda configuración ($\sim 10^{-12}$ si $r < 4a$ y $\theta < \pi/2$, en los demás casos $\sim 10^{-11}$)	Excepto si $r > 2a$ y θ chico ($\sim 10^{-11}$ a $\lesssim 10^{-9}$ al aumentar θ)	En toda configuración (de $\sim 10^{-13}$ a $\lesssim 10^{-9}$ al aumentar θ)	Si $r < 10a$ y $\theta < \pi/4$

Tabla 5.1. Con θ se denota el ángulo (medido en radianes) que el eje estrella-emisor subtende respecto a la visual. La coordenada r es la distancia del emisor a la estrella. El parámetro η es la eficiencia de aceleración y δ el cociente entre la densidad de energía del campo magnético y la densidad de energía del campo de radiación. Todos los flujos dados entre paréntesis están en erg/s/cm^2 .

fuentes jóvenes, relativamente reducidas en número y acumuladas mayoritariamente en los brazos espirales. Además, como el número de fuentes es proporcional al volumen considerado, y a su vez éste crece linealmente con la distancia en un disco de grosor menor que las distancias involucradas, sí es posible que existan más fuentes lejos que cerca. En definitiva, una distribución de pocos ejemplares y poco uniforme en el espacio puede implicar concentraciones en zonas y escasez en otras; a su vez, las potencias no térmicas y eficiencias radiativas pueden ser variopintas.

La tabla comparativa Tab. 5.1 es una recopilación y síntesis de los resultados hallados en los distintos casos según la normalización respecto a $L_{\text{iny}} = 10^{36} \text{ erg/s/cm}^2$. La *factibilidad* refiere a si se cumplen las restricciones físicas (emisor confinado, ver Sec. 3.6) y empíricas (cotas superiores para los flujos en las distintas bandas).

En general, para objetos con $L_{\text{iny}} = 10^{36} \text{ erg/s}$ puede verse que:

- Si δ es chico el emisor es más difícil de confinar, pues, al ser menores las pérdidas radiativas por sincrotrón, se acumula más energía en partículas no térmicas.
- Los flujos en X más intensos se alcanzan cuando $\delta = 1$, lo cual es de esperarse puesto que la radiación en X se origina por sincrotrón, y éste es más eficiente si la intensidad del campo magnético es mayor.

- Los flujos en TeV más intensos se alcanzan cuando $\delta \ll 1$, pues en ese caso el CI llega a ser más eficiente para producir fotones de muy altas energías.
- A distancias de $d \sim 3$ kpc deben haber muy pocas fuentes con un emisor muy potente ($L_{\text{iny}} \sim 10^{36}$ erg/s) y δ chico, puesto que de lo contrario en su recorrido orbital el emisor debería pasar por configuraciones en que emita radiación γ sumamente intensa, lo cual es muy raro basándose en los datos empíricos. No obstante, sí podrían existir fuentes con δ chico si son menos potentes o más lejanas, y las mismas serían detectables en TeV en alguna fase orbital al menos.
- La detectabilidad de la fuente en rayos X no está muy condicionada ni por la posición del emisor ni por los valores que adopten los parámetros libres η y δ , por lo que se predice que las fuentes deberían ser más fácilmente detectables en X que en las demás bandas, lo cual está de acuerdo con los datos empíricos.
- El escenario en que $\eta \ll 1$ y $\delta = 1$ es factible en prácticamente todas las configuraciones posibles entre estrella, emisor y observador, pues la hipótesis de emisor confinado no se ve amenazada si δ es grande y a su vez los flujos gamma predichos no son excesivos si η es chico. Por este motivo, dada la cantidad y tipo de fuentes actualmente detectadas, es plausible que este tipo de objetos sea el más abundante en la galaxia a $d \sim 3$ kpc, aunque no son tan intensos en γ lo cual dificulta su detección, sobre todo a $d > 3$ kpc.

Por otro lado, los resultados hallados en la normalización según un flujo en GeV de $F_{\text{GeV}} = 10^{-10}$ erg/s/cm² indican que las fuentes más probables de ser observadas con esa intensidad son aquellas en las que δ es chico.

Los requerimientos energéticos necesarios para explicar un flujo de esta intensidad son cercanos a los máximos posibles, excepto en el caso de $\eta = 1$ y $\delta \ll 1$, por lo que este escenario parece ser el que mayor cantidad de fuentes presente.

Para L_{iny} significativamente menores de $\sim 10^{36}$ erg/s, las fuentes podrían no ser vistas en rayos γ a menos que estén muy cerca. Por este motivo, puede haber un gran número de objetos a $d > 3$ kpc que caigan por debajo del nivel de detectabilidad.

Otra manera de utilizar los resultados hallados es el de estimar, a nivel cualitativo, parámetros de un sistema físico real a partir de observaciones del mismo. A modo de ejemplo, se puede considerar la siguiente situación: se detecta una fuente en GeV con un $F_{\text{GeV}} = 10^{-10}$ erg/s/cm² y mediante métodos astronómicos se determina que su distancia a la Tierra es de 3 kpc. En dicho caso, se puede buscar una contrapartida en Rayos X y TeV del objeto. Luego, se explora el espacio de parámetros de η y δ sujeto a la condición de que el flujo en GeV sea el observado, y de los posibles resultados hallados se busca qué caso es el que mejor se ajusta a las observaciones en las restantes bandas. Algunas situaciones posibles son representadas en la Tab. 5.2.

Así, mediante el contraste del modelo propuesto con un conjunto de observaciones en las distintas bandas de altas energías, es posible, a groso modo, obtener valores aproximados o cotas para parámetros como la inclinación, el valor del campo magnético y la eficiencia de aceleración para el sistema dado.

5.2. Conclusiones

Los resultados hallados permiten afirmar que el modelo a orden cero utilizado es válido para inyectores como los supuestos (puntuales, con $L_{\text{iny}} < 10^{36}$ erg/seg), e incluso lo sería a

5. Discusión de los resultados y conclusiones

F_X [erg/s/cm ²]	F_{TeV} [erg/s/cm ²]	η	δ	Posición
$\sim 5 \times 10^{-10}$	$\sim 5 \times 10^{-12}$	1	1	$\sim \pi/2$
$\sim 2 \times 10^{-10}$	$\sim 10^{-13}$ o no se detecta	1	1	$\theta \lesssim \pi$
$\sim 10^{-10}$	$\gtrsim 10^{-13}$	10^{-4}	1	$r > 3a$ y $\theta > \pi/2$
$\sim 10^{-10}$	No se detecta	10^{-4}	1	$r < 3a$ y $\theta > \pi/2$
$\lesssim 10^{-11}$	10^{-10}	1	10^{-4}	$\theta \sim \pi/2$
$\gtrsim 10^{-12}$	10^{-11}	1	10^{-4}	$\theta \sim \pi$
$\sim 10^{-12}$	5×10^{-11}	10^{-4}	10^{-4}	$\theta > \pi/2$

Tabla 5.2. Del lado izquierdo se dan algunos valores posibles de los flujos detectables en X y TeV, mientras que del lado derecho se dan los parámetros que mejor reproducen esos flujos. Con θ se denota el ángulo (medido en radianes) que el eje estrella-emisor subtende respecto a la visual; con r se simboliza la distancia del emisor a la estrella.

1^{er} orden en fuentes menos poderosas, aunque dejaría de serlo para aquellas más poderosas. Además, este modelo a orden cero demuestra ser una aproximación suficientemente buena para discernir, a nivel cualitativo, los escenarios en los que puede ser emitida radiación de origen leptónico detectable en altas energías. Los efectos angulares reflejados en los resultados obtenidos se condicen con lo esperado, y junto con los gráficos de control de eficiencia y tamaño de la fuente validan la robustez de esta herramienta.

- Por lo visto en la Sec. 4.2.3, los escenarios en que el campo magnético es dominante ($\delta = 1$) son poco probables para explicar el mencionado flujo en GeV; a su vez, la detección de un flujo de radiación en TeV mayor a 10^{-12} erg/s/cm² también puede ser un indicio de que el campo magnético no es dominante.
- Puede haber un gran número de objetos que caigan por debajo del nivel de detectabilidad en rayos γ .
- Los flujos en X más intensos se alcanzan cuando el campo magnético es dominante sobre el campo de radiación.
- No hay fuentes con $\delta \sim 0.0001$ y

$$\left(\frac{L_{\text{iny}}}{10^{36}} \frac{\text{erg}}{\text{s}} \right) \left(\frac{d}{3 \text{ kpc}} \right)^{-2} > 0.1 - 1.$$

- Los resultados indican que son poco probables fuentes fácilmente detectables en GeV (independientemente de d) y que tengan δ pequeño, ya que estadísticamente en un gran número de configuraciones implicarían fuentes con requerimiento de L_{iny} muy altos y excesivamente brillantes en TeV, que no se ven. A su vez, fuentes fácilmente observables en TeV requieren tener un parámetro δ chico (ver Sec. A.2 del Apéndice).
- Una detección en GeV implicaría que la fuente puede ser detectable en TeV para inclinaciones moderadas y cuando el emisor está en dirección casi perpendicular a la línea estrella-observador ($\theta \gtrsim \pi/2$), lo que corresponde a una fracción relativamente modesta de fuentes que no violan limitaciones físicas ni empíricas (a no ser que las componentes GeV y TeV tengan orígenes diferentes).
- Campos magnéticos bajos permiten que fuentes más débiles que $L_{\text{iny}} \sim 10^{36}$ erg/s sean detectables en GeV, pero a la vez implican que aquellas detectadas (en GeV) no pueden ser

demasiado poderosas. Campos magnéticos altos sí permiten fuentes más poderosas, pero como éstas tienden a ser menos numerosas que las débiles, los casos detectables que no violan limitaciones empíricas con $\delta = 1$ serán menos numerosos que aquellos que no las violan con $\delta = 0.0001$. Para no violar las limitaciones empíricas deben verificar:

$$\left(\frac{L_{\text{iny}}}{10^{36}} \frac{\text{erg}}{\text{s}}\right) \left(\frac{d}{3 \text{ kpc}}\right)^{-2} \lesssim 0.1.$$

La escasez de fuentes fácilmente detectables, según dicta el modelo utilizado teniendo en cuenta las limitaciones físicas y supuestos adicionales introducidos, sería un indicador de que algunas de las suposiciones físicas hechas son demasiado optimistas, lo cual llevaría a replantear qué parámetros pueden ser considerados razonables. En particular, podría haber muy pocas fuentes a sólo varios kiloparsecs del sol, o la energética de éstas ser bastante más baja que la asumida, o la eficiencia de aceleración baja y el campo magnético alto. Probablemente, la razón sea una combinación de todas estas causas, aunque es necesario tener más información observacional para esclarecer cuál es el factor dominante.

5.3. Trabajo futuro

El desarrollo de este trabajo abre todo un panorama de posibilidades para futuros trabajos. Sobre la base de los códigos y conocimientos desarrollados durante la elaboración de esta tesis, será posible enfocarse en el futuro en investigar:

- Cómo afecta la complejización del modelo a los resultados hallados. Ésto puede hacerse mediante la incorporación de otras pérdidas, tanto radiativas (emisión por Bremsstrahlung relativista o de los pares creados por absorción) como no radiativas (escape advectivo, pérdidas adiabáticas, pérdidas por ionización). También es posible añadir una contribución de una componente de materia hadrónica e introducir pérdidas por colisiones $p - p$. Además, trabajar las limitaciones físicas y empíricas puede llevar a estudios sobre cómo introducir la estructura en el estudio de las fuentes, lo que llevaría a hacer mapas complementarios a escalas chicas, hasta unos $\sim 2a$, para estudiar en detalle el sistema a escalas $\sim a$ y así cubrir las áreas que escaparon al alcance de este trabajo. Otros aspectos a ser tenidos en cuenta son la aceleración y el transporte de las partículas relativistas.
- Objetos concretos, con la idea de obtener valores (o al menos cotas para los valores) de los parámetros físicos relevantes que no son medibles de manera directa; dicho abordaje requeriría un modelo más complejo y específico que el utilizado hasta ahora, pero similar. Un ejemplo es Cygnus X-3.
- Estudios poblacionales: los mapas dan fracciones de ángulo sólido donde se da mayor detectabilidad, por lo que dado un número de fuentes conocidas, se puede estimar cuántos objetos se podrían llegar a detectar. Para ello, además de tener en cuenta las restricciones geométricas, es necesario introducir el ritmo y la región de formación de los sistemas.
- Cuestiones teóricas menos conocidas, tales como la tasa de formación de estos objetos y su vida media, la luminosidad no térmica típica esperable, cantidad de objetos justo por debajo de la detectabilidad, la función luminosidad, etc., se pueden ajustar comparando con observaciones la supuesta detectabilidad que los mapas dictan.

Apéndice A

Apéndice

A.1. Normalización según el flujo integrado en la banda 0.3 y 10 keV

Se toma como valor de referencia un flujo integrado en la banda de 0.3 a 10 keV de $F_X = 10^{-12}$ erg/s/cm².

- $\eta = 1$, $\delta = 1$: eficiencia de aceleración alta y sincrotrón dominante, Fig. A.1 a Fig. A.5.

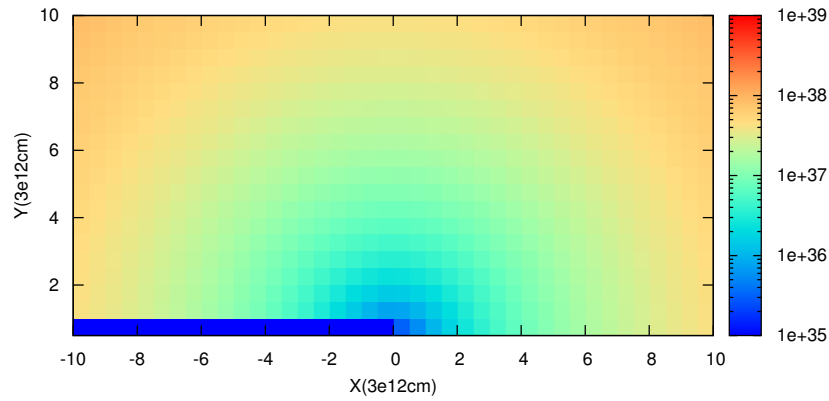


Figura A.1. Asumiendo un flujo integrado en la banda de rayos X de $F_X = 10^{-12}$ erg/s/cm², se grafica E_{e^-} [erg] en función de la posición respecto a la estrella.

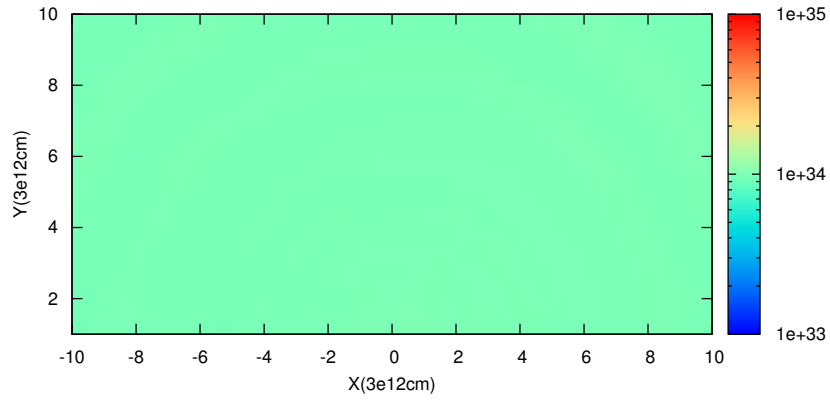


Figura A.2. Ídem Fig. A.1 ($\eta = 1, \delta = 1, F_X$) para L_{iny} [erg/s].

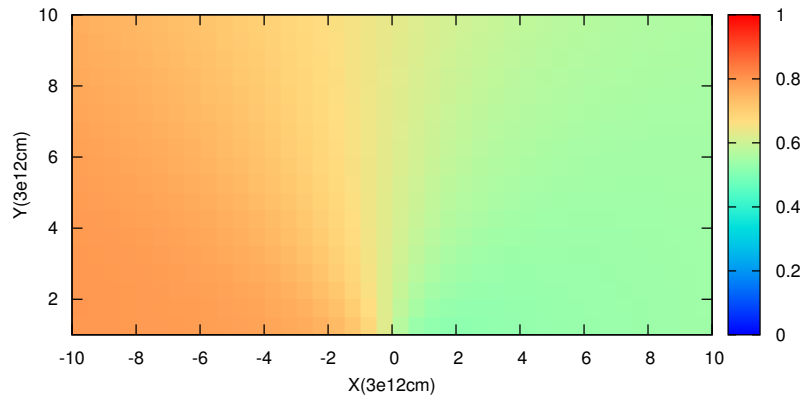


Figura A.3. Ídem Fig. A.1 ($\eta = 1, \delta = 1, F_X$) para la eficiencia radiativa.

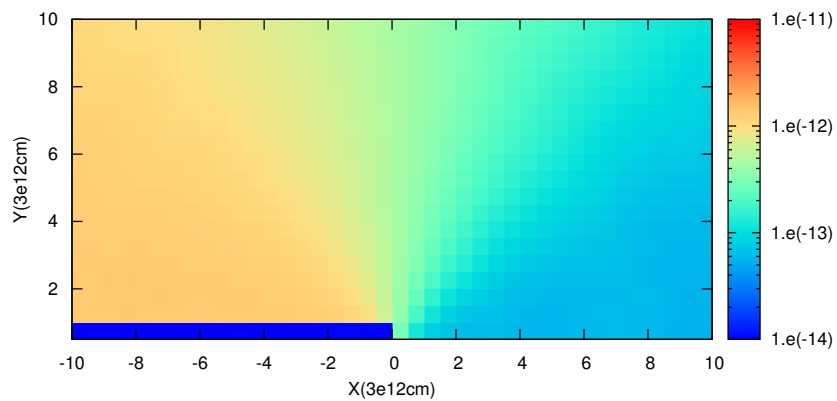


Figura A.4. Ídem Fig. A.1 ($\eta = 1, \delta = 1, F_X$) para el F_{GeV} [erg/s/cm²].

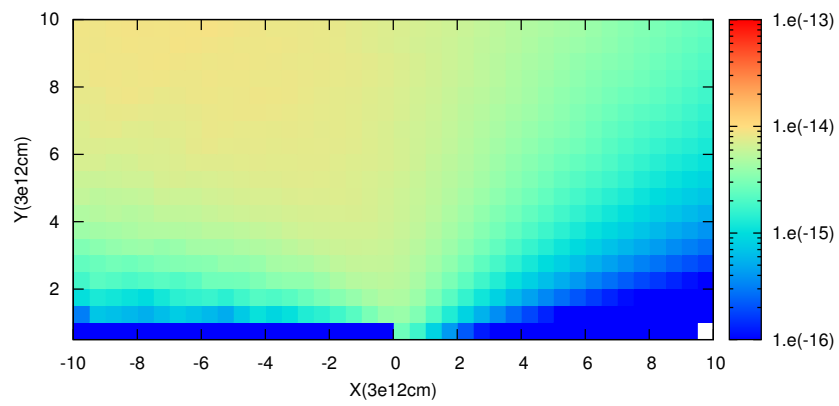


Figura A.5. Ídem Fig. 4.23 ($\eta = 1$, $\delta = 1$, F_X) para el F_{TeV} [erg/s/cm²].

- $\eta = 1, \delta = 0.0001$: eficiencia de aceleración alta y CI dominante, Fig. A.6 a Fig. A.10.

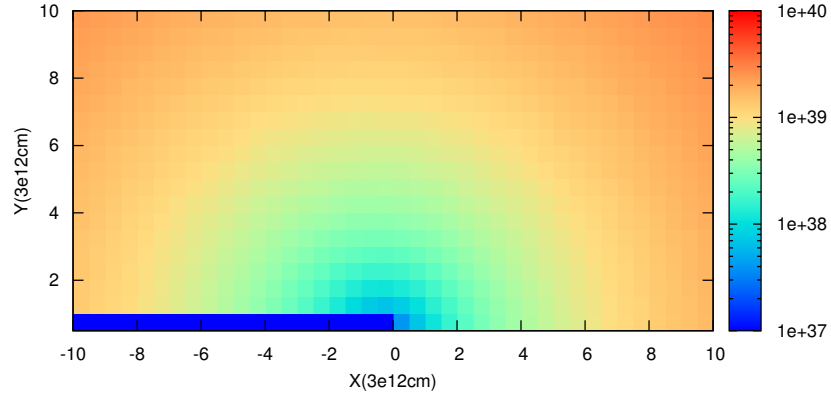


Figura A.6. Asumiendo un flujo integrado en la banda de rayos X de $F_X = 10^{-12} \text{erg/s/cm}^2$, $\eta = 1, \delta = 0.0001$, se grafica E_{e^-} [erg] en función de la posición respecto a la estrella.

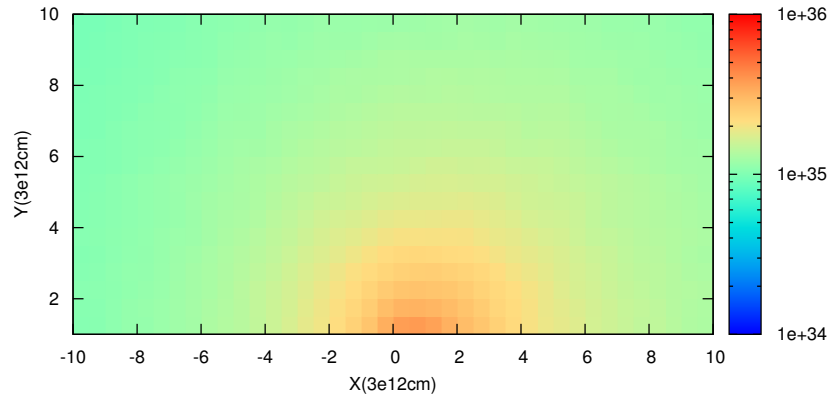


Figura A.7. Ídem Fig. A.6 ($\eta = 1, \delta = 0.0001, F_X$) para L_{iny} [erg/s].

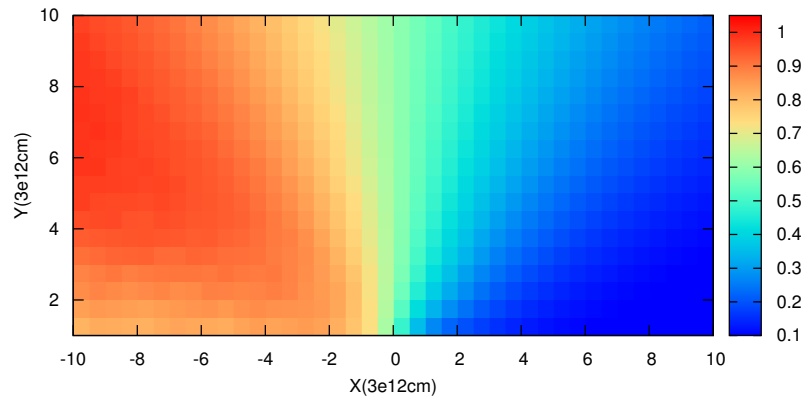


Figura A.8. Ídem Fig. A.6 ($\eta = 1$, $\delta = 0.0001$, F_X) para la eficiencia radiativa.

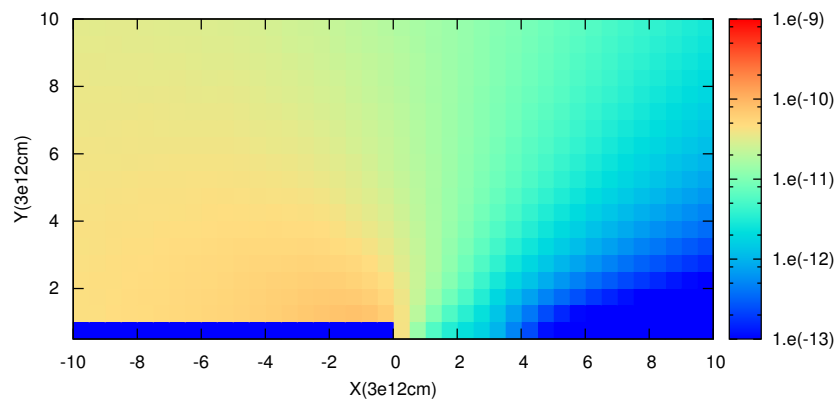


Figura A.9. Ídem Fig. A.6 ($\eta = 1$, $\delta = 0.0001$, F_X) para $F_{\text{GeV}}[\text{erg/s/cm}^2]$

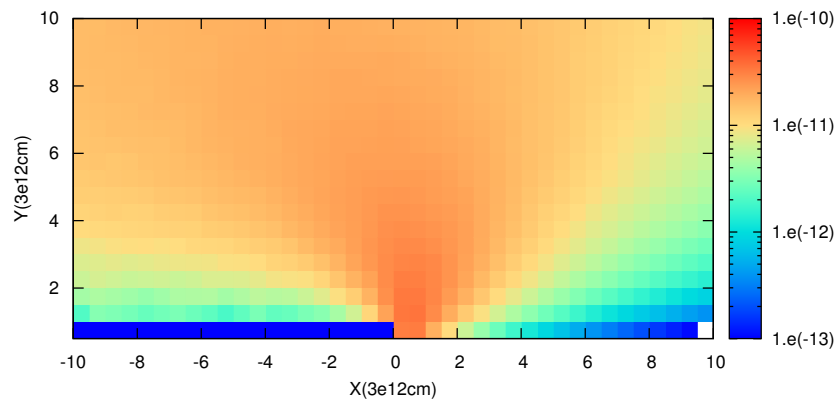


Figura A.10. Ídem Fig. A.6 ($\eta = 1$, $\delta = 0.0001$, F_X) para $F_{\text{TeV}}[\text{erg/s/cm}^2]$.

- $\eta = 0.0001$, $\delta = 1$: eficiencia de aceleración baja y sincrotrón dominante, Fig. A.11 a Fig. A.15.

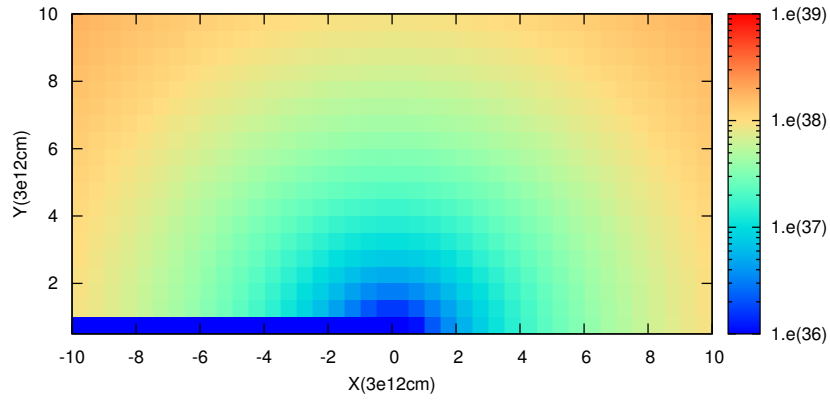


Figura A.11. Asumiendo un flujo integrado en la banda de rayos X de $F_X = 10^{-10} \text{erg/s/cm}^2$, $\eta = 0.0001$ y $\delta = 1$, se grafica E_{e^-} [erg] en función de la posición respecto a la estrella.

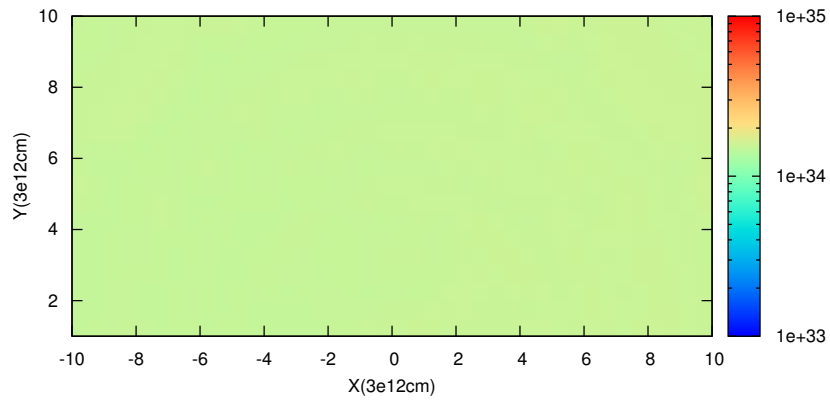


Figura A.12. Ídem Fig. A.11 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 1$, F_X) para L_{iny} [erg/s].

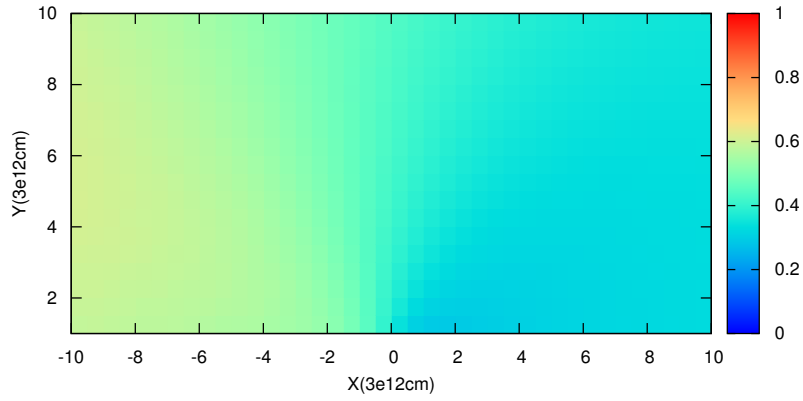


Figura A.13. Ídem Fig. A.11 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 1$, F_X) para la eficiencia radiativa.

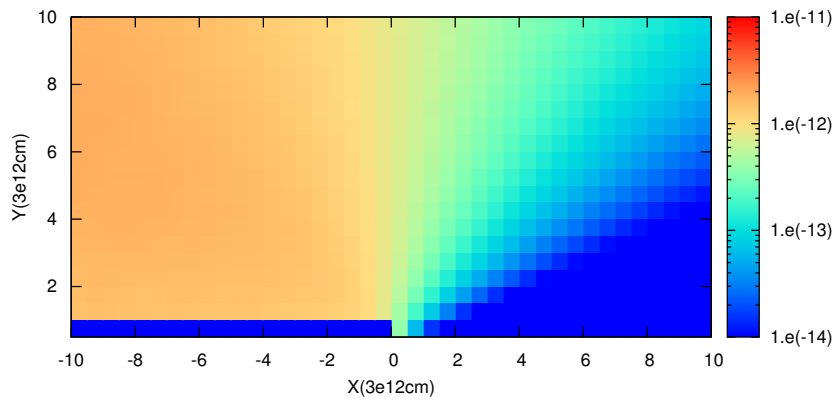


Figura A.14. Ídem Fig. A.11 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 1$, F_X) para F_{GeV} [erg/s/cm²].

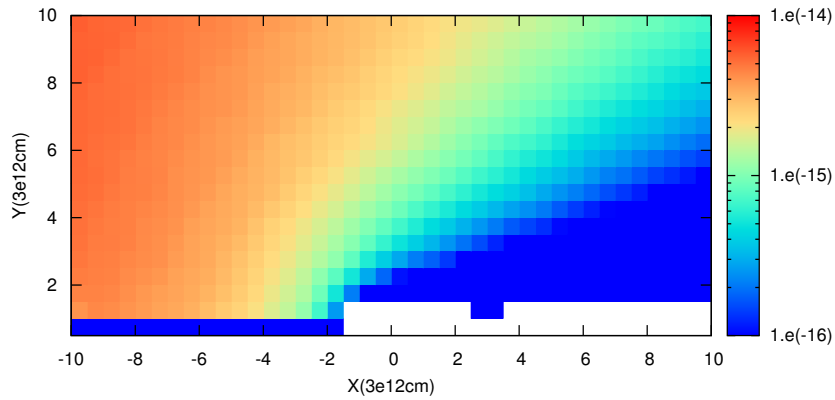


Figura A.15. Ídem Fig. A.11 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 1$, F_X) para F_{TeV} [erg/s/cm²].

- $\eta = 0.0001, \delta = 0.0001$: eficiencia de aceleración baja y CI dominante, Fig. A.16 a Fig. A.20.

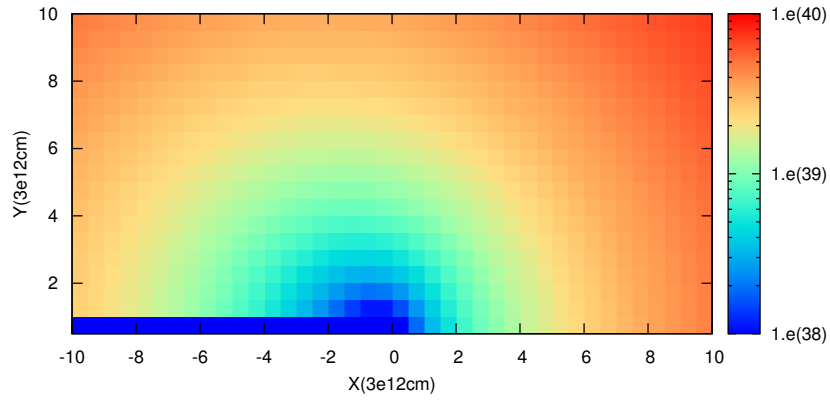


Figura A.16. Asumiendo un flujo integrado en la banda de rayos X de $F_X = 10^{-12} \text{erg/s/cm}^2$, $\eta = 0.0001$ y $\delta = 0.0001$, se grafica E_{e^-} [erg] en función de la posición respecto a la estrella.

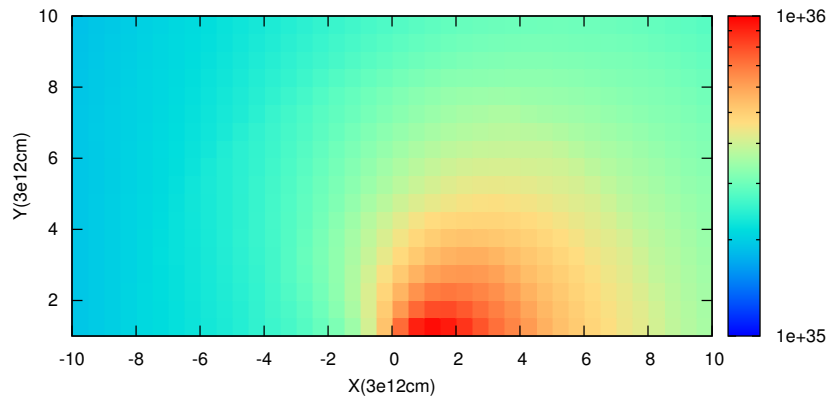


Figura A.17. Ídem Fig. A.16 ($\eta = 0.0001, \delta = 0.0001, F_X$) para L_{iny} [erg/s].

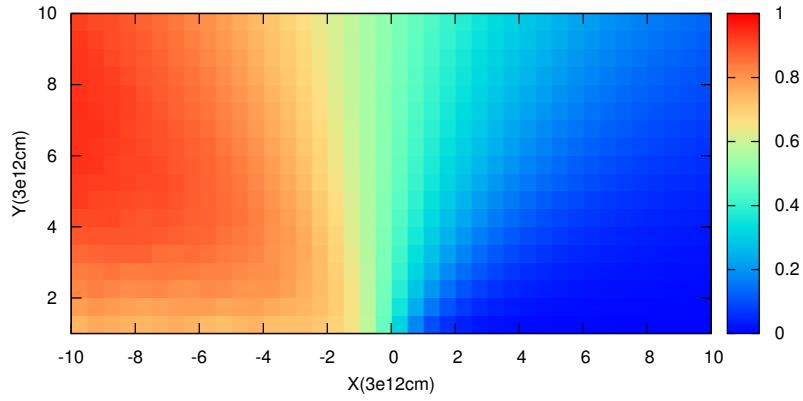


Figura A.18. Ídem Fig. A.16 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 0.0001$, F_X) para la eficiencia radiativa.

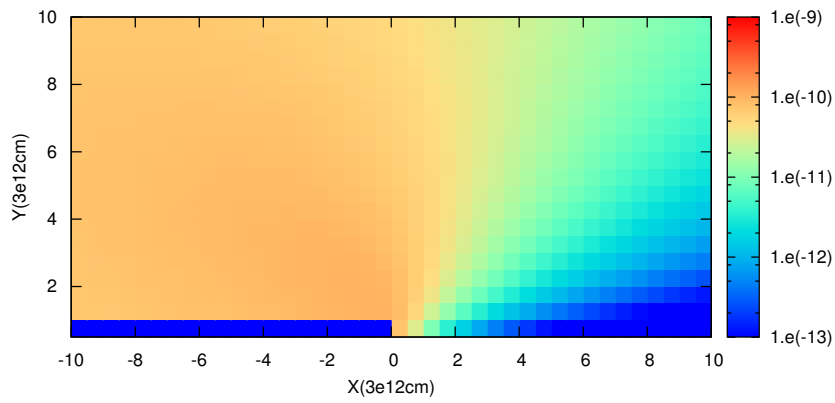


Figura A.19. Ídem Fig. A.16 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 0.0001$, F_X) para F_{GeV} [erg/s/cm²].

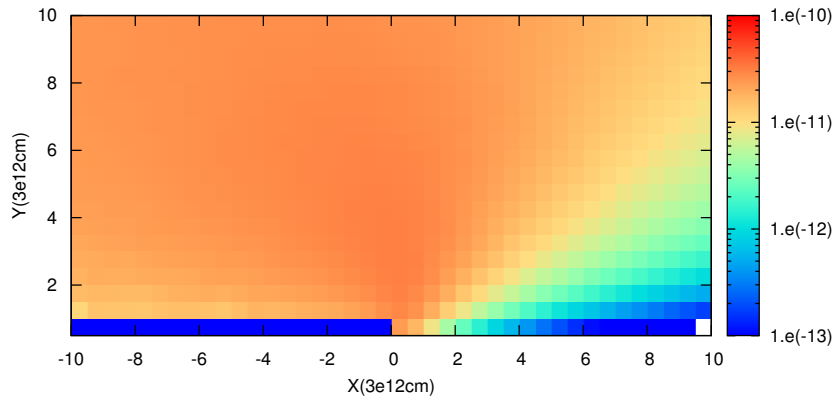


Figura A.20. Ídem Fig. A.16 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 0.0001$, F_X) para F_{TeV} [erg/s/cm²].

A.2. Normalización según el flujo entre 0.1 y 10 TeV

Se toma como valor de referencia un flujo integrado en la banda de 0.1 a 10 TeV de $F_{\text{TeV}} = 10^{-11}$ erg/s/cm².

- $\eta = 1$, $\delta = 1$: eficiencia de aceleración alta y sincrotrón dominante, Fig. A.21 a Fig. A.25.

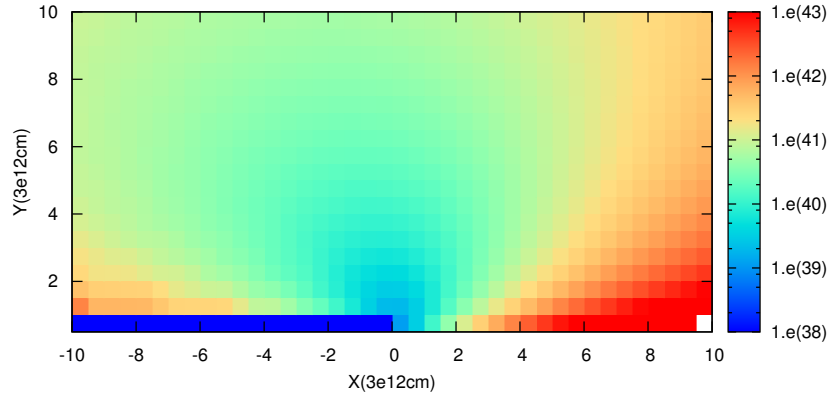


Figura A.21. Asumiendo un flujo integrado en la banda de TeV de $F_{\text{TeV}} = 10^{-11}$ erg/s/cm², se grafica E_{e^-} [erg] en función de la posición respecto a la estrella.

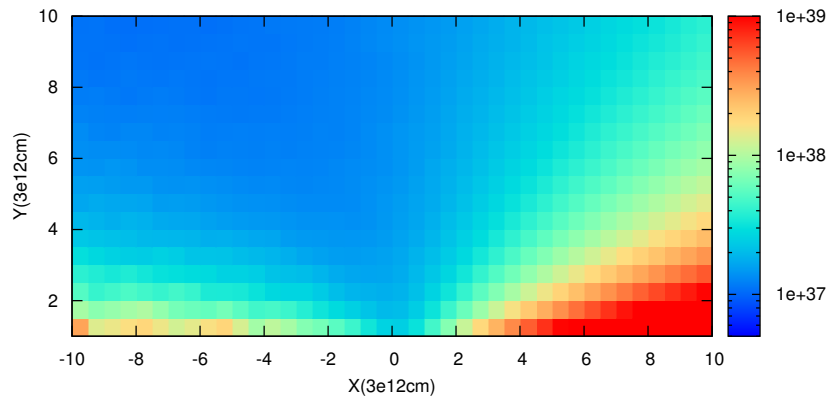


Figura A.22. Ídem Fig. A.21 ($\eta = 1$, $\delta = 1$, F_{TeV}) para L_{iny} [erg/s].

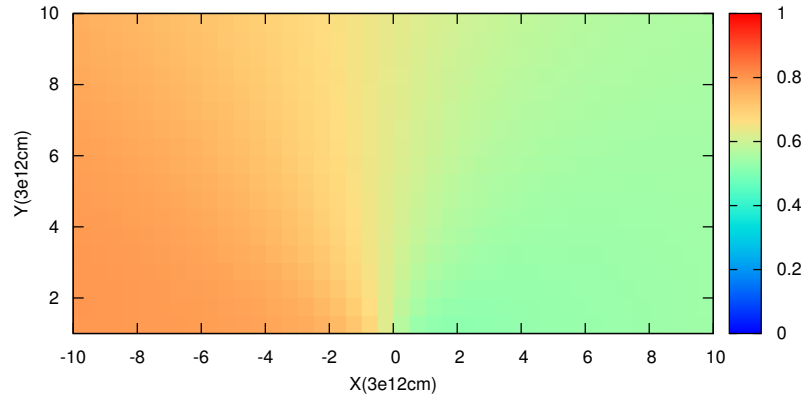


Figura A.23. Ídem Fig. A.21 ($\eta = 1$, $\delta = 1$, F_{TeV}) para la eficiencia radiativa.

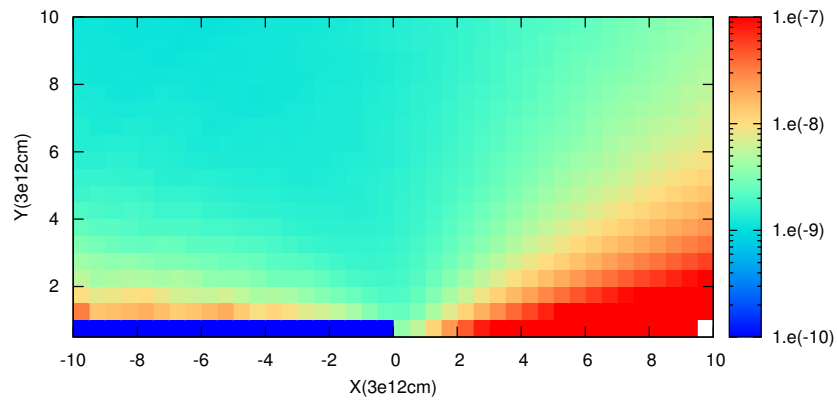


Figura A.24. Ídem Fig. A.21 ($\eta = 1$, $\delta = 1$, F_{TeV}) para el F_X [erg/s/cm²].

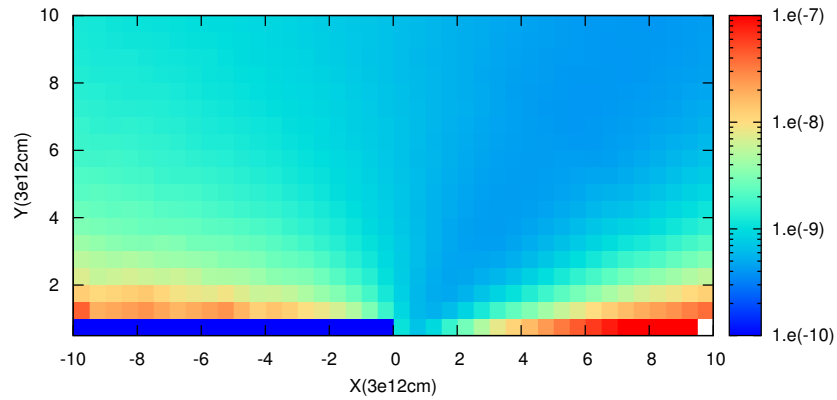


Figura A.25. Ídem Fig. A.21 ($\eta = 1$, $\delta = 1$, F_{TeV}) para el F_{GeV} [erg/s/cm²].

- $\eta = 1$, $\delta = 0.0001$: eficiencia de aceleración alta y CI dominante, Fig. A.26 a Fig. A.30.

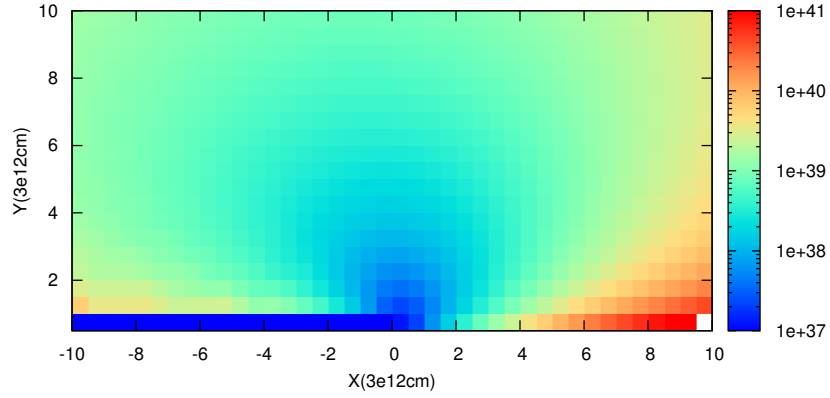


Figura A.26. Asumiendo un flujo integrado en la banda de TeV de $F_{\text{TeV}} = 10^{-11} \text{erg/s/cm}^2$, $\eta = 1$, $\delta = 0.0001$, se grafica E_{e^-} [erg] en función de la posición respecto a la estrella.

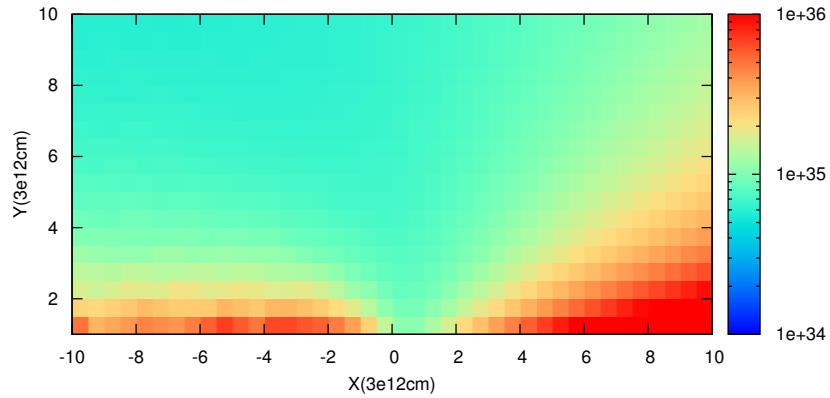


Figura A.27. Ídem Fig. A.26 ($\eta = 1$, $\delta = 0.0001$, F_{TeV}) para L_{iny} [erg/s].

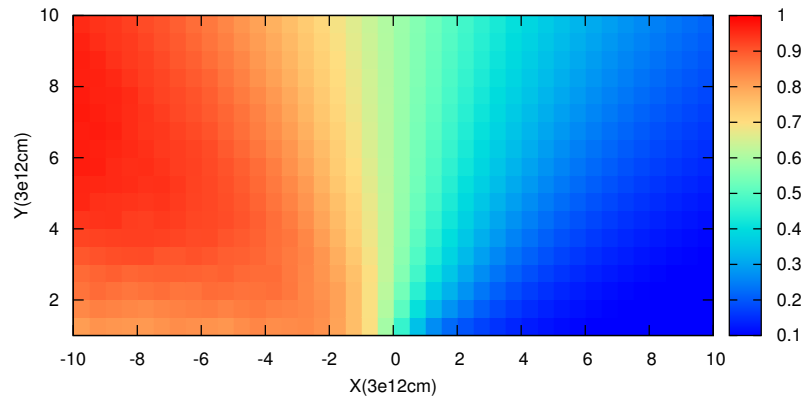


Figura A.28. Ídem Fig. A.26 ($\eta = 1$, $\delta = 0.0001$, F_{TeV}) para la eficiencia radiativa.

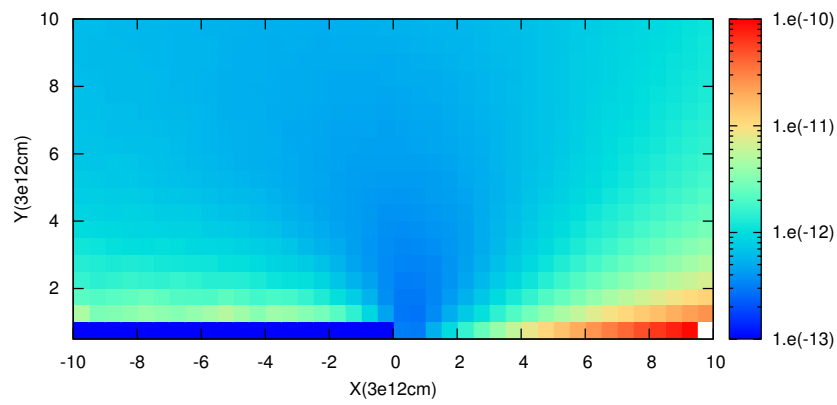


Figura A.29. Ídem Fig. A.26 ($\eta = 1$, $\delta = 0.0001$, F_{TeV}) para $F_X[\text{erg/s/cm}^2]$

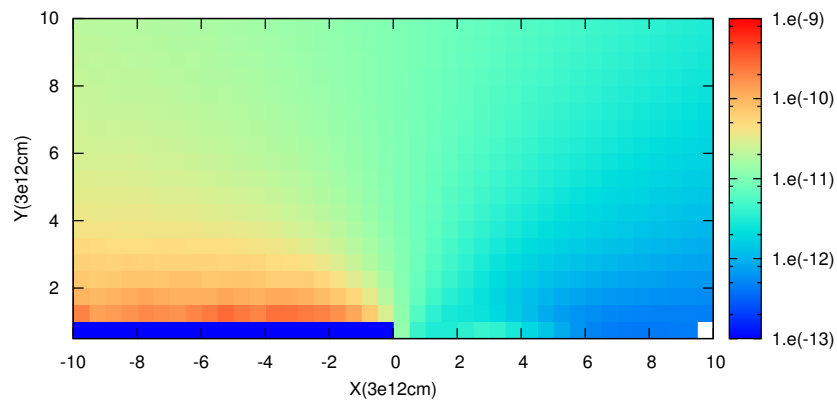


Figura A.30. Ídem Fig. A.26 ($\eta = 1$, $\delta = 0.0001$, F_{TeV}) para $F_{\text{GeV}}[\text{erg/s/cm}^2]$.

A. Apéndice

- $\eta = 0.0001$, $\delta = 1$: eficiencia de aceleración baja y sincrotrón dominante, Fig. A.31 a Fig. A.35.

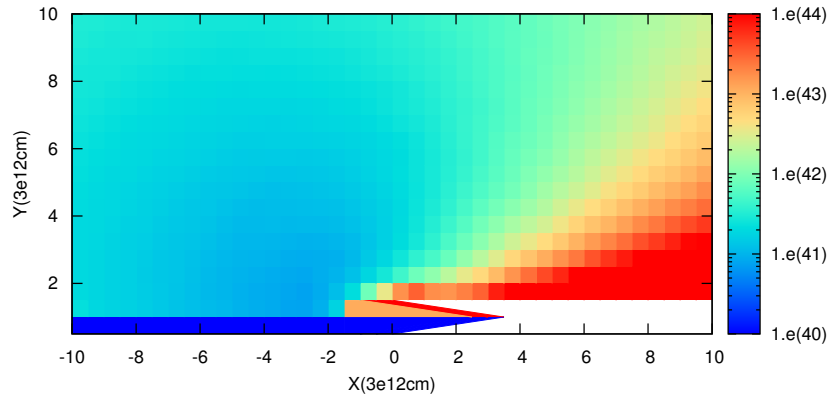


Figura A.31. Asumiendo un flujo integrado en la banda de TeV de $F_{\text{TeV}} = 10^{-11} \text{erg/s/cm}^2$, $\eta = 0.0001$ y $\delta = 1$, se grafica E_{e^-} [erg] en función de la posición respecto a la estrella.

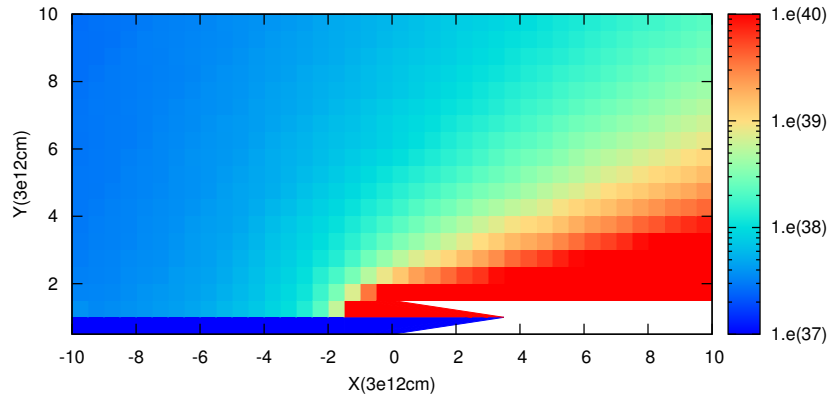


Figura A.32. Ídem Fig. A.31 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 1$, F_{TeV}) para L_{iny} [erg/s].

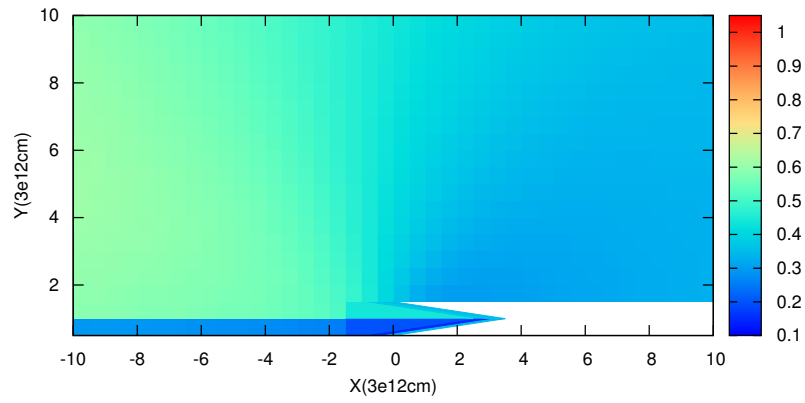


Figura A.33. Ídem Fig. A.31 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 1$, F_{TeV}) para la eficiencia radiativa.

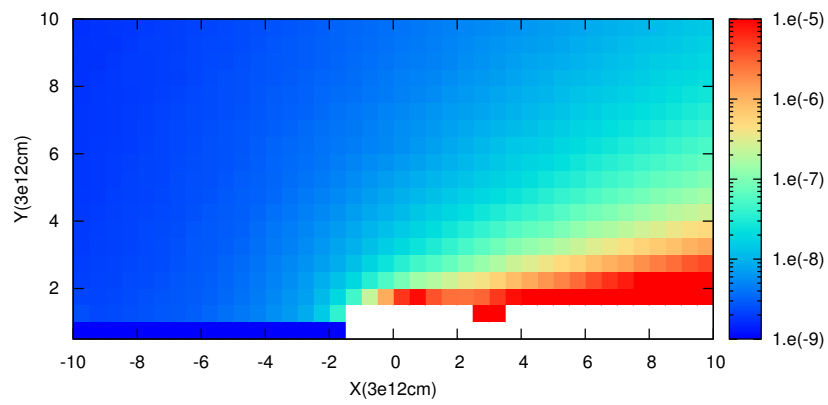


Figura A.34. Ídem Fig. A.31 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 1$, F_{TeV}) para F_X [erg/s/cm²].

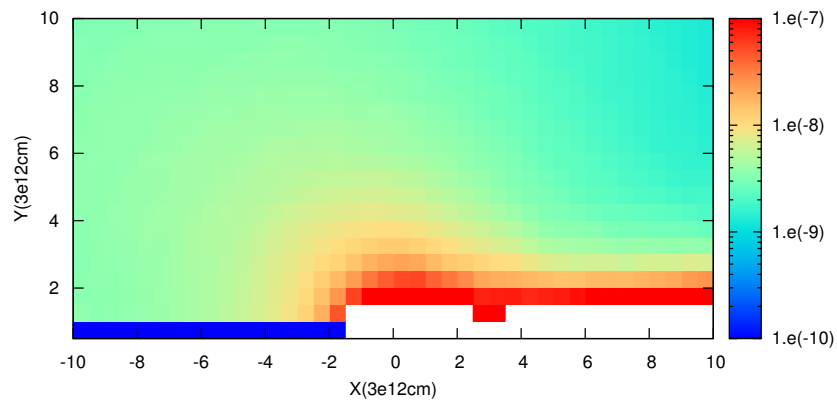


Figura A.35. Ídem Fig. A.31 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 1$, F_{TeV}) para F_{GeV} [erg/s/cm²].

- $\eta = 0.0001, \delta = 0.0001$: eficiencia de aceleración baja y CI dominante, Fig. A.36 a Fig. A.40.

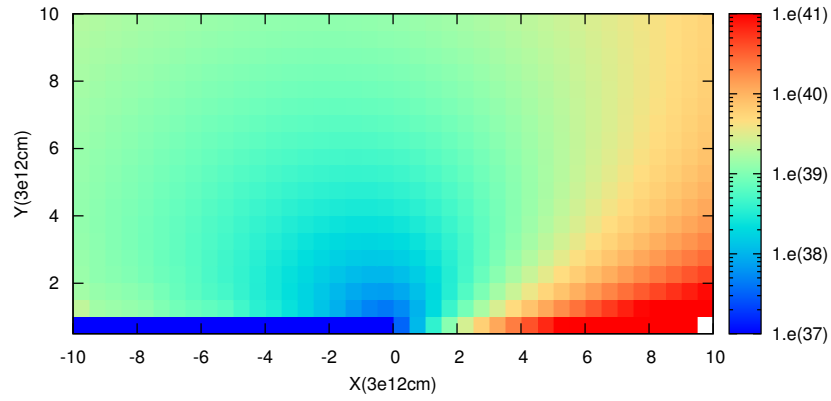


Figura A.36. Asumiendo un flujo integrado en la banda de TeV de $F_{\text{TeV}} = 10^{-11} \text{erg/s/cm}^2$, $\eta = 0.0001$ y $\delta = 0.0001$, se grafica E_{e^-} [erg] en función de la posición respecto a la estrella.

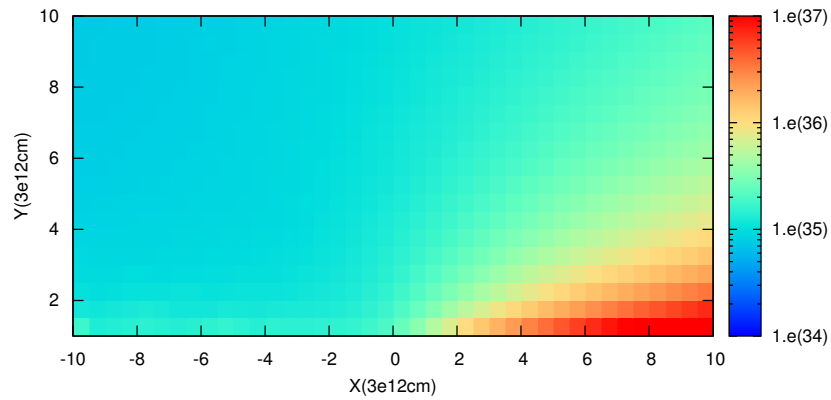


Figura A.37. Ídem Fig. A.36 ($\eta = 0.0001, \delta = 0.0001, F_{\text{TeV}}$) para L_{iny} [erg/s].

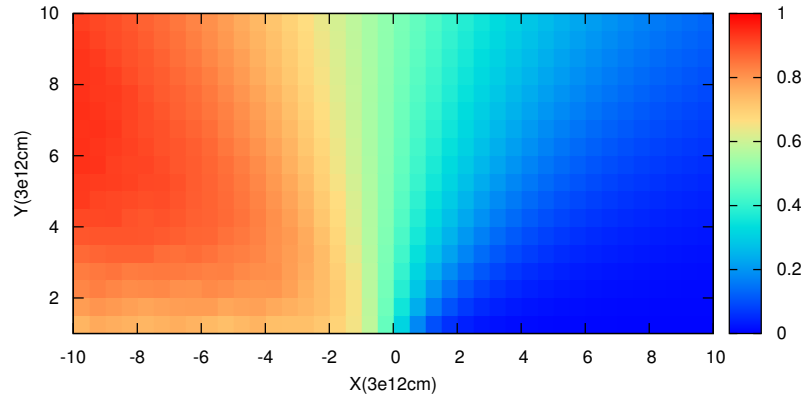


Figura A.38. Ídem Fig. A.36 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 0.0001$, F_{TeV}) para la eficiencia radiativa.

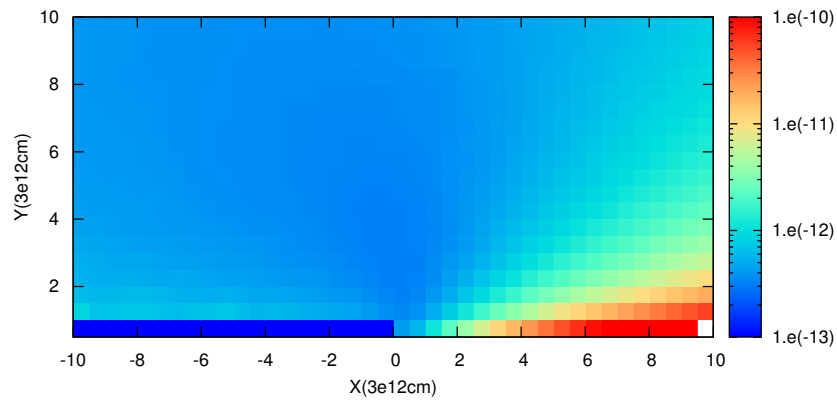


Figura A.39. Ídem Fig. A.36 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 0.0001$, F_{TeV}) para F_X [erg/s/cm²].

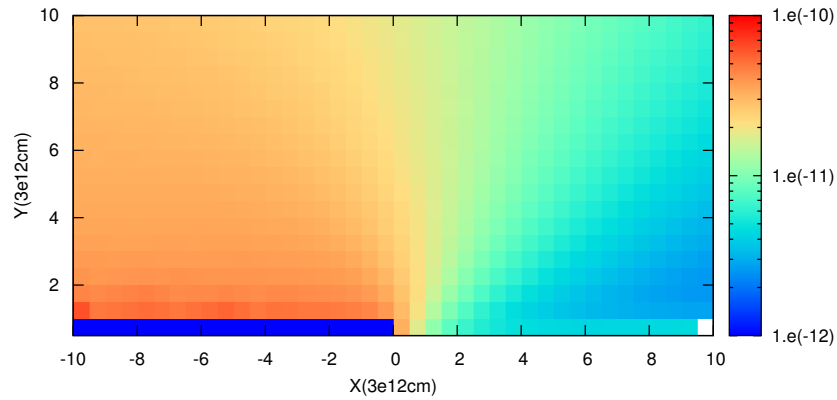


Figura A.40. Ídem Fig. A.36 ($\eta = 0.0001$, $\delta = 0.0001$, F_{TeV}) para F_{GeV} [erg/s/cm²].

Bibliografía

- [1] Aharonian F.A. & Atoyan A.M. 1981, ‘Compton scattering of relativistic electrons in compact X-ray sources’. *Ap&SS*, 79,321.
- [2] Barret D. 2004, ‘Accretion flows around stellar mass black holes and neutron stars’, *AIPC*, 703, 238.
- [3] Bell A.R. 1978, ‘The acceleration of cosmic rays in shock fronts II.’, *MNRAS*, 182, 443.
- [4] Benaglia P. & Romero G.E. 2003, ‘Gamma-ray emission from Wolf-Rayet binaries’, *A&A*, 399,1221.
- [5] Bosch-Ramon V. & Khangulyan D. 2009, ‘Understanding the Very High-Energy Emission from Microquasars’, *IJMPD*, 18, 347.
- [6] Bosch-Ramon V. 2013, ‘Fermi I particle acceleration in converging flows mediated by magnetic reconnection’, *A&A*, 542, 125.
- [7] Bunge M. 1975, *Teora y Realidad*, Cap. 1 y 2. Ariel, Barcelona.
- [8] Dubus G. 2013, ‘Gamma-ray binaries and related systems’, *A&ARv*, 21, 64.
- [9] Eichler D. & Usov V.V. 1993, ‘Particle Acceleration and Non-thermal Radio Emission in Binaries of Early Type Stars’, *Ap. J.*, 402, 271.
- [10] Fermi E. 1949, ‘On the Origin of the Cosmic Radiation’, *Phys. Rev.*, 75, 1169.
- [11] Gould R.J. & Schrder G.P. 1967, ‘Pair production in photon-photon collisions’, *Phys. Rev.*, 155, 1404, 271.
- [12] Ginzburg V.L. & Syrovatskii S.I. 1965, ‘Cosmic Magnetobremstrahlung (Synchrotron Radiation)’, *ARA&A*, 3, 297.
- [13] Hawley J.F. & Steven A.B. 1998, ‘Anomalous Viscosity in Accretion Disks’. *ASPC*, 137, 273.
- [14] Kelner S.R, Aharonian F.A. & Bugayov V.V. 2006, ‘Energy and spectra of gamma-rays, electrons and neutrinos produced at proton-proton interactions in the very high energy regime’, *Phys. Rev.D.*, 74, 3, id. 034018.
- [15] Melrose D.B. 1980, *Plasma Astrophysics. Nonthermal processes in diffuse magnetized plasmas - Vol.1: The emission, absorption and transfer of waves in plasmas; Vol.2: Astrophysical applications*, Nueva York: Gordon & Breach, 1980 35.
- [16] Mirabel I.F. et al. 1992, ‘A double-sided radio jet from the compact Galactic Centre annihilator 1E140.7 - 2942’, *Nature*, 358, 215.

BIBLIOGRAFÍA

- [17] Mirabel I.F. & Rodríguez L.F. 1994, 'A superluminal source in the Galaxy', *Nature*, 371,46.
- [18] Paredes J.M. 2013 et. al., 'Binaries with the eyes of CTA', *APh.*, 43, 301.
- [19] Pérez D., Romero, G. E. & Perez Bergliaffa, S. E. 2013, 'Accretion disks around black holes in modified strong gravity', *A&A*, 551, A4.
- [20] Protheroe R.J. 1999, 'Acceleration and interaction of ultra high energy cosmic rays', *TCRA Conf.*, 230, 247.
- [21] Rieger F.M., Bosch-Ramon V. & Duffy P. 2007, 'Fermi acceleration in astrophysical jets', *Ap&SS*, 309, 119.
- [22] Romero G.E. 2008, 'Gamma rays from star-forming regions', *AIPC*, 1085, 97.
- [23] Romero G.E. 2011, *Introducción a la Astrofísica Relativista*, apunte de clases, La Plata, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas La Plata.
- [24] Romero G.E. & Vila G.S. 2013, *Introduction to Black Hole Astrophysics*, Springer, Heidelberg.
- [25] Torres D.F., Domingo-Santamaría E. & Romero G.E. 2004, 'High-Energy Gamma Rays from Stellar Associations', *Ap. J.*, 601, 75.
- [26] Vieyro F. 2013, *Efectos de Partículas Relativistas en el Entorno de Agujeros Negros*, Tesis doctoral, UNLP.
- [27] Vila G.S. & Aharonian F. 2009, 'Radiation processes in high-energy astrophysics', en *Compact Objects and their Emission*, ed. Romero G.E. & Benaglia P., Asociación Argentina de Astronomía book series (Editorial Paideia, La Plata, Argentina).
- [28] Zenitani & Hoshino 2001, 'The Generation of Nonthermal Particles in the Relativistic Magnetic Reconnection of Pair Plasmas', *Ap. J.*, 562, 1, 63.