

EFFECTOS DE PARTÍCULAS RELATIVISTAS EN EL ENTORNO DE AGUJEROS NEGROS

FLORENCIA LAURA VIEYRO



Tesis de Doctorado en Astronomía

Director: Gustavo E. Romero

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Universidad Nacional de La Plata

AGRADECIMIENTOS

Hago extensivo mi más sincero agradecimiento a todas las personas que me acompañaron a lo largo de estos años, y que por razones de espacio no puedo incluir aquí.

En primer lugar quiero agradecer a Gustavo, mi director, por todas las oportunidades que me dió a lo largo de estos años, por su apoyo y confianza en mí como persona y en mi trabajo. Gracias por transmitir esa pasión por la ciencia y el conocimiento, y por aportar todo lo que está a su alcance para mi formación como investigadora.

Al Instituto Argentino de Radioastronomía y a la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, por el soporte institucional dado para la realización de este trabajo. También agradezco a CONICET por el apoyo financiero.

Al Dr. Josep María Paredes, por su ayuda y hospitalidad durante mi estadía en la Universitat de Barcelona.

Al Dr. Valentí Bosch-Ramón, por haber aceptado muy amablemente venir a Argentina para ser jurado de mi Tesis, y también por las discusiones valiosas sobre mi trabajo.

A los Dres. Enrico Ramirez-Ruiz y a Fabio De Colle, por su entusiasmo, paciencia y permanente apoyo.

A las chicas Garra: Dani, Cin, Ana, Ile, Paula y al resto de los miembros del grupo, por el compañerismo que han mostrado siempre. En particular, un agradecimiento especial a Gaby por su paciencia durante todo este tiempo de compañeras de oficina, pero principalmente por toda la ayuda brindada en estos años.

A mis amigos de la facultad: Flor, Charly, Lean, Juan, Emilio y Charly A., por todos los lindos momentos que compartimos juntos. También agradezco a mis amigos del IAR: Fer, July y Mariano. En particular a Fer, por toda la ayuda y paciencia con mis problemas informáticos.

A María, mi amiga y compañera de este proceso. Gracias por todas las experiencias compartidas en estos años. Una alegría para mi poder haber compartido toda esta etapa con alguien a quien admiro profundamente como profesional y como persona.

Y si agradezco a quienes me acompañaron a lo largo de los años, no puedo dejar de agradecer a mis amigas Juli, Ale, Aldi, Romi y Nadia, quienes a pesar de que aún no saben en qué trabajo, siempre me acompañaron y alentaron.

A mi familia adquirida: Carli, Noe, Daniel, Margarita, Lu, Cristian y Valen. Gracias a todos por el apoyo.

A mi abuela América, por enseñarme que las estrellas no eran blancas y puntiagudas, como se las suele dibujar; por toda tu paciencia durante mis años de estudio, y por todo el amor que me diste a lo largo de mi vida.

A mi familia, Joaquín, Eva, Leo y Lu, por ser mi soporte incondicional siempre. Y a Valen, quien ilumina mi vida.

Y por último, mi agradecimiento especial a Abel: gracias por todo el amor y felicidad que me das. En particular, gracias por todo tu apoyo y paciencia durante estos años de doctorado. Este momento es más lindo porque estás en mi vida y lo puedo compartir con vos.

PREFACIO

A la hora de elegir el estilo para escribir la tesis, elegí hacerlo de una manera técnica. Este es un texto científico, por lo que, a riesgo quizás de resultar estilísticamente monótono, elijo que sea claro y preciso para exponer el contenido.

Dado el extensivo uso del idioma inglés en la literatura científica, es muy habitual denominar a diversos fenómenos y objetos astrofísicos por sus siglas en inglés. De hecho, en muchos casos, su traducción al español no es unívoca, y en ocasiones podría generar confusión. De esta manera, cada vez que introduzca una denominación de alguna fuente o evento, haré la correspondiente traducción al español, pero en sucesivas menciones, usaré la sigla o el término que se acostumbra en la literatura.

En particular, hay tres términos que se repetirán a lo largo de todo el manuscrito; el primero es la sigla que corresponde a *X-ray Binary*, XRB, cuyo significado es *binaria de rayos X*. El segundo término es la sigla de *Gamma Ray Burst*, GRB, que puede traducirse como *erupciones de rayos gamma*. Por último, un término muy usado será el de *jet*, que puede traducirse como *chorro* o *haz*.

En la Pág. [xvi](#) muestro el índice de los acrónimos usados en el presente trabajo.

La Plata, Septiembre 2013

Florencia Laura Vieyro

ÍNDICE

1	INTRODUCCIÓN	1
2	AGUJEROS NEGROS ACRETANTES	5
2.1	Breve reseña histórica	5
2.1.1	Teoría	5
2.1.2	La búsqueda de agujeros negros	7
2.2	Agujeros negros físicos	9
2.2.1	Relatividad general y ecuaciones de campo	10
2.2.2	Agujeros negros de Schwarzschild	12
2.2.3	Agujeros negros de Kerr	15
2.3	Agujeros negros astrofísicos	18
2.3.1	Colapso gravitatorio y formación de agujeros negros estelares	18
2.3.2	Agujeros negros supermasivos	21
2.4	Agujeros negros de masa estelar y sistemas binarios	24
2.4.1	Binarias de rayos X con agujeros negros	28
3	DISCOS DE ACRECIÓN Y CORONAS EN AGUJEROS NEGROS ACRETANTES	31
3.1	Características observacionales de los estados espectrales de las XRBs	33
3.2	Modelo estándar de disco	37
3.3	Modelos de disco + coronas	44
3.3.1	Disco de “dos temperaturas”	44
3.3.2	Geometría de la corona	45
3.3.3	Parámetros de los modelo disco+corona	48
3.4	Modelos tipo ADAF	49
3.4.1	Otros regímenes de acreción	52
3.5	Espectro de rayos X	54
3.5.1	Jets y el ciclo dinámico	57
3.5.2	Spin del agujero negro	57
3.5.3	Espectro residual no térmico a altas energías	59
4	PROCESOS NO TÉRMICOS EN CORONAS DE AGUJEROS NEGROS	61
4.1	Hipótesis básicas del modelo para el estado <i>low-hard</i>	61
4.2	Inyección de partículas relativistas	63
4.3	Pérdidas de energía	64
4.3.1	Pérdidas radiativas	64
4.3.2	Pérdidas no-radiativas	67
4.3.3	Decaimiento de partículas	67
4.3.4	Escape de la radiación	67
4.4	Inyección de partículas secundarias	68
4.4.1	Inyección de piones	68
4.4.2	Inyección de muones	70
4.5	Tratamiento de los procesos radiativos	72
4.5.1	Set de ecuaciones acopladas en estado estacionario	72

4.5.2	Método numérico	74	
4.5.3	Ecuaciones acopladas en un evento transitorio		75
4.6	Producción de neutrinos	76	
4.6.1	Oscilaciones de neutrinos	78	
5	APLICACIÓN A CYGNUS X-1	81	
5.1	Caracterización del sistema	81	
5.2	Inyección de partículas relativistas		82
5.3	Pérdidas radiativas	82	
5.4	Absorción de la radiación	84	
5.4.1	Absorción interna	85	
5.4.2	Absorción en el campo de la estrella masiva		85
5.5	Distribuciones espectrales de energía	88	
5.5.1	Estimaciones iniciales	88	
5.5.2	Transporte de partículas relativistas en coronas estáticas	89	
5.6	Eventos transitorios: fulguraciones		91
5.6.1	Inyección de partículas	91	
5.6.2	Evolución de la SED	92	
5.6.3	Emisión de neutrinos	93	
5.7	Discusión	94	
6	APLICACIÓN A GRO J0422+32	97	
6.1	Binarias de baja masa	97	
6.2	El sistema binario GRO J0422+32		98
6.3	Caracterización del sistema	100	
6.3.1	Aceleración de partículas y pérdidas radiativas	101	
6.4	Distribuciones espectrales de energía	102	
6.5	Fulguración	104	
6.6	Detectabilidad de neutrinos de GRO J0422+32		105
6.6.1	Efectos instrumentales	105	
6.6.2	Fondo de neutrinos atmosféricos	107	
6.7	Discusión	110	
7	PRODUCCIÓN DE NEUTRONES EN LA CORONA		113
7.1	Inyección de neutrones	114	
7.2	Pérdidas radiativas	115	
7.3	Transporte de neutrones	116	
7.4	Decaimiento de neutrones	118	
7.4.1	Inyección de protones	118	
7.4.2	Inyección de electrones	118	
7.5	Interacción dentro del jet	119	
7.6	Interacción en el medio del sistema binario		120
7.7	Discusión	122	
8	APLICACIÓN A ERUPCIONES DE RAYOS GAMMA		125
8.1	Modelo	127	
8.1.1	Choque lateral reverso	129	
8.1.2	Choque lateral delantero	130	
8.2	Distribuciones de partículas	131	
8.2.1	Aceleración de partículas y pérdidas radiativas	131	

8.3	Emisión de neutrinos	134
8.3.1	Precesión del momento magnético del neutrino	134
8.3.2	Flujos de neutrinos en la Tierra	136
8.3.3	Tasa de eventos y detección con IceCube	137
8.4	Aplicación a GRBs con progenitores de Población III	137
8.4.1	Efecto de lentes gravitacionales sobre el flujo de neutrinos	139
8.5	Discusión	141
9	CONCLUSIONES	145
A	PROCESOS RADIATIVOS	149
A.1	Radiación sincrotrón	149
A.2	Dispersión Compton inversa	150
A.3	Bremsstrahlung relativista	152
A.4	Colisiones inelásticas protón-protón	153
A.5	Interacciones fotohadrónicas	155
A.6	Aniquilación de pares electrón/positrón	157
B	PUBLICACIONES	159
B.1	Trabajos científicos publicados en revistas internacionales con referato	159
B.2	Artículos completos en libros y actas de circulación internacional, con arbitraje formal o informal	159
B.3	Trabajos científicos publicados en revistas nacionales con referato	160
	BIBLIOGRAFÍA	161

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1	Albert Einstein (1879-1955): físico alemán que desarrolló la Teoría General de la Relatividad. Entre sus numerosos aportes a la física teórica, cabe mencionar su trabajo sobre el efecto fotoeléctrico, por el que recibió el Premio Nobel en 1921. 5
Figura 2	Efecto del campo gravitatorio de una estrella de neutrones. Un observador en la superficie de la estrella podría observar más allá del horizonte debido a que la fuerza gravitatoria curva el camino de la luz. 7
Figura 3	Fuentes del tercer catálogo de fuentes EGRET [Hartman et al., 1999]. 9
Figura 4	Diagrama del espacio-tiempo de Minkowski. Las trayectorias de partículas masivas son tipo tiempo, es decir, con $ds^2 > 0$. La luz se mueve en rectas a 45° en un espacio-tiempo llano. 11
Figura 5	Diagrama espacio-temporal en las coordenadas de Eddington-Filkenstein. 13
Figura 6	Potencial efectivo para distintos valores del momento angular \hbar [Hobson et al., 2006]. 14
Figura 7	Potencial efectivo para el movimiento de fotones alrededor de un agujero negro de Schwarzschild [Hobson et al., 2006]. 15
Figura 8	Geometría del espacio-tiempo en la métrica de Kerr. 17
Figura 9	Radio de la última órbita estable circular para un agujero negro de Kerr en función del parámetro a . La curva negra representa el caso en que la partícula rota en el mismo sentido que el agujero negro, mientras que la curva roja representa el caso en que rota en sentido opuesto. 18
Figura 10	Diagrama espacio-temporal que muestra la formación de un agujero negro por colapso gravitacional. El agujero negro está localizado en la región del espacio-tiempo donde todos los conos apuntan hacia la singularidad. 20
Figura 11	Esquema que muestra los caminos evolutivos posibles para la formación de un agujero negro supermasivo [Volonteri, 2010]. 21
Figura 12	Reconstrucción de las órbitas de las estrellas orbitando el centro galáctico [Meyer et al., 2012]. 22
Figura 13	Sistema binario en el que la estrella ha llenado el lóbulo de Roche, y la transferencia de masa se hace a través del punto de Lagrange L_1 . 25

- Figura 14 Binaria de rayos X de gran masa; la transferencia de masa se hace a través del Lóbulo de Roche y de vientos estelares. 25
- Figura 15 Esquema de un sistema binario en donde una de las componentes es una estrella Be. Usualmente el objeto compacto perturba fuertemente el disco [Romero et al., 2007]. Adaptado de Tauris & van den Heuvel [2006]. 27
- Figura 16 Diagrama a escala de los agujeros negros confirmados a partir de estudios dinámicos del sistema binario (no está incluida la fuente H 1743-322). La escala de color para las LMXBs representa la temperatura de la estrella compañera; las estrellas compañeras en las HMXBs tienen temperaturas muy altas, por lo que su escala de color no está representada en la figura [Zhang, 2013]. Imagen adaptada del diagrama del Dr. Orosz (<http://mintaka.sdsu.edu/faculty/orosz/web/>). 28
- Figura 17 Dos ejemplos de órbitas de una partícula masiva alrededor de un agujero negro de Schwarzschild, para distintos valores del momento angular. La partícula está inicialmente en $r = 20r_g$; para mantener la órbita circular la partícula necesita un momento angular de $h \sim 4,9GM/c$. En el gráfico de la izquierda $h = 3,7GM/c$, mientras que en el de la derecha $h = 3,2GM/c$. 31
- Figura 18 Izquierda: Espectros de XRBs en el estado HS. Los espectros fueron ajustados con una componente térmica, que domina a $E < 10$ keV, y una ley de potencias tenue a energías mayores. Derecha: Densidad de potencia. Gráfico de McClintock & Remillard [2006]. 34
- Figura 19 Izquierda: Espectros de XRBs en el estado LH. Derecha: Densidad de potencia. Gráfico de McClintock & Remillard [2006]. 35
- Figura 20 Espectros de las XRBs en el estado *SPL*; puede verse que una ley de potencias pronunciada domina la emisión en rayos X, y la densidad de potencia muestra la aparición de QPOs. Gráfico de McClintock & Remillard [2006]. 36
- Figura 21 Curvas de luz de tres XRBs que suelen atravesar períodos de actividad. Los datos son de la base pública de RXTE. 37
- Figura 22 Curvas de luz de dos XRBs que durante el tiempo de operación del satélite RXTE han entrado en períodos de actividad en forma recurrente. Los datos son de la base pública de RXTE. 37

- Figura 23 Regiones del disco con diferentes propiedades físicas. Aquí, σ_T y σ_{ff} son las secciones eficaces por dispersión Compton y por absorción libre-libre, respectivamente. 42
- Figura 24 Espectros de emisión de dos discos de acreción en el modelo estándar. La escala de intensidad es arbitraria. Los valores de la tasa de acreción están en unidades de \dot{M}_{Edd} . 43
- Figura 25 Geometría de disco + corona plano-paralela; la corona se extiende en ambas caras del disco delgado. 45
- Figura 26 El espectro obtenido con el modelo de disco + corona plano-paralela es más blando que el observado en Cygnus X-1 [Dove et al., 1997]. 46
- Figura 27 Esquema de la geometría de disco+corona con fulguraciones; las regiones que rodean al disco son magnéticamente activas, y reprocesan la radiación emitida en el disco. 46
- Figura 28 Geometría de tipo “sombbrero”, con una corona esférica y un disco delgado que penetra hasta cierto radio. 47
- Figura 29 Ajuste del espectro de Cygnus X-1 en el estado LH usando una geometría esférica para la corona [Dove et al., 1997]. 47
- Figura 30 Geometría del modelo disco+corona en los estados espectrales *low-hard* y *high-soft*. 50
- Figura 31 Estructura de la solución tipo ADAF en los distintos estados espectrales como función de la tasa de acreción. Imagen de Esin et al. [1997]. 55
- Figura 32 Izquierda: espectros de GRO J1655-40 en los distintos estados. Derecha: geometría del disco y la corona en cada estado [McClintock & Remillard, 2006]. 56
- Figura 33 Ciclo dinámico del sistema jet-disco/corona de las XRBs [Fender et al., 2004]. 58
- Figura 34 Línea de fluorescencia del hierro Fe $K\alpha$. El perfil asimétrico se debe al efecto Doppler relativista. 59
- Figura 35 Representación esquemática de las componentes del sistema; el disco de acreción penetra la corona hasta un radio interno $R_d < R_c$. 62
- Figura 36 Pérdidas radiativas relevantes en una corona caracterizada por los parámetros de la Tabla 4. 83
- Figura 37 Absorción interna debido a la producción de pares electrón/positrón por aniquilación de fotones, en el campo de fotones blandos de la corona y el disco de acreción. 86

- Figura 38 Mapa de la absorción producida por el campo de radiación de la estrella. 87
- Figura 39 Modulación de la emisión gamma en estado estacionario a $E \sim 50$ GeV . 87
- Figura 40 Distribuciones espectrales de energía obtenidas para los dos tipos de modelo de corona considerados, y los dos valores del parámetro α . Los datos observacionales de Cygnus X-1 son de COMPTEL [McConnell et al., 2000]. No está incluida la absorción en el campo estelar. 88
- Figura 41 Contribuciones no térmicas a la luminosidad total. 89
- Figura 42 Flujo final en una corona y disco caracterizados por los parámetros de la Tabla 4, para $\alpha = 100$. Las sensibilidades con 5σ de confianza para diferentes instrumentos están incluidas (50 horas de exposición directa para MAGIC y CTA y un año de relevamiento para *Fermi*). 90
- Figura 43 Idem 42, para $\alpha = 1$. 91
- Figura 44 Evolución de la luminosidad durante una fulguración no térmica. La absorción en el campo de fotones de la estrella no está incluida en estos gráficos. 92
- Figura 45 Cambios en la opacidad a la propagación de rayos gamma para fulguraciones producidas a distintas fases orbitales. Se considera que todos los eventos duran unas 10 horas, lo que equivale a un $\sim 7,5\%$ del período orbital. 93
- Figura 46 Flujo de neutrinos estimado para Cygnus X-1, para el caso $\alpha = 100$. También se muestra el flujo de neutrinos atmosféricos, y la sensibilidad de IceCube para un año de integración. 94
- Figura 47 La inestabilidad asociada a la ionización del hidrógeno afecta la estructura global del disco, causando que las XRBS alternen entre estados de inactividad y períodos de gran actividad con tasas de acreción altas (gráfico adaptado de Done et al. 2007). 98
- Figura 48 Espectro de GRO J0422+32 observado con los instrumentos a bordo del observatorio *Mir-Kvant*, y ajustados con una ley de potencias de índice 1,49 y un corte exponencial a 132 keV [Sunyaev et al., 1993]. 101
- Figura 49 Pérdidas de energía en una corona caracterizada por los parámetros de la Tabla 6. 103

- Figura 50 Flujo detectado con BATSE en la banda de energía de 100 – 200 keV. Los datos son de [Ling & Wheaton \[2003\]](#). La fase de llanura es el período de ~ 15 días, entre TJD ~ 8845 y TJD ~ 8860 . Las líneas (b) y (c) corresponden a TJD 8848 y 8855, respectivamente, en donde los dos primeros máximos a $E < 200$ keV fueron detectados. [104](#)
- Figura 51 Flujo detectado con BATSE en la banda de energía de 200 – 300 keV. Los datos son de [Ling & Wheaton \[2003\]](#). Las líneas (a) y (d) corresponden a TJD 8843 y 8862, en donde los dos primeros máximos a $E > 200$ keV fueron detectados. [105](#)
- Figura 52 Espectro de GRO J0422+32 detectado con BATSE (datos de [Ling & Wheaton 2003](#)) y ajustado con la distribución espectral de energía obtenida con el modelo de corona no térmica. Los valores de los parámetros libres en el ajuste son $\alpha = 100$ y $q = 0,12$. [106](#)
- Figura 53 Principales contribuciones a la luminosidad no térmica. La absorción interna no está incluida en este gráfico, pero tiene un impacto importante en la SED final. [107](#)
- Figura 54 Evolución de la luminosidad durante una fulguración de ~ 2 h de duración. Dado que las escalas de enfriamiento en la corona son mucho más cortas que la duración de la fulguración, la forma del espectro no cambia y sólo muestra una luminosidad decreciente a medida que la fulguración avanza. [108](#)
- Figura 55 Flujo diferencial de neutrinos en la Tierra producidos en el estado LH de GRO J0422+32. La oscilación de neutrinos esta incluida. [109](#)
- Figura 56 Flujo diferencial de neutrinos en la Tierra producidos en una fulguración de GRO J0422+32. [109](#)
- Figura 57 Flujo diferencial de neutrinos producidos durante la fulguración y durante el estado LH, junto con el área efectiva del detector IceCube. La distribución de energías de la tasa de eventos resultante también se muestra en el gráfico. [110](#)
- Figura 58 Flujo umbral de detección Φ_0 , con índice 2,16; se muestra también un espectro no quebrado $\Phi_\nu = \Phi_0 E^{-2}$ usado para comparar. [110](#)
- Figura 59 Inyección de neutrones en la corona de Cygnus X-1. [115](#)
- Figura 60 Pérdidas radiativas y tasas de escape y decaimiento de los neutrones, en un corona caracterizada por los parámetros de la Tabla 4. [116](#)

- Figura 61 Mapa de la profundidad óptica de la corona con respecto a las interacciones $n\nu$ y $n\gamma$. 117
- Figura 62 Distribución en energía de los neutrones, para diferentes valores de r . 118
- Figura 63 Inyección de protones como resultado del decaimiento de neutrones, para diferentes valores de r . 118
- Figura 64 Inyección de electrones como resultado del decaimiento de neutrones, para diferentes valores de r . 119
- Figura 65 Distribución espectral de energía resultante de las interacciones pp entre los protones relativistas inyectados por el decaimiento de neutrones, y el campo de materia de los grumos. Se consideran grumos de densidad constante, que son inyectados a distintas alturas del jet. 120
- Figura 66 Tiempos de enfriamiento de los electrones afuera de la corona, por la interacción con el campo de radiación y magnético de la estrella. 121
- Figura 67 Tiempos de enfriamiento de los protones afuera de la corona, por la interacción con el campo de radiación de la estrella y el campo de fotones X de la corona. 123
- Figura 68 Diagrama esquemático del modelo de jet, junto con la estructura de doble choque. 129
- Figura 69 Tasas de enfriamiento y aceleración en el marco de referencia del jet para electrones (panel izquierdo) y protones (panel derecho) en la región del choque reverso, caracterizada por los parámetros de la Tabla 7. 131
- Figura 70 Idem Fig. 69 pero en la región del choque delantero. 133
- Figura 71 Flujo de neutrinos en la Tierra producidos en la región del choque reverso (línea azul). La línea negra es el flujo de neutrinos resultante luego de considerar oscilaciones (SO), mientras que la línea roja es el flujo cuando se considera también el efecto de la precesión del momento magnético (SFP). 136
- Figura 72 Idem Fig. 71, pero para la región del choque delantero. 136
- Figura 73 Flujo de neutrinos muónicos (panel izquierdo) y electrónicos (panel derecho) en la Tierra, producidos en la región del choque reverso, para GRBs con progenitores de Población III, corregidos por corrimiento al rojo. Los colores indican lo mismo que en la Fig. 71. 139
- Figura 74 Idem Fig. 73, pero en la región del choque delantero. 139

Figura 75	Diagrama de la geometría del sistema fuente-lente-observador. 140
Figura 76	Mapa en coordenadas galácticas (proyección Hammer-Aitoff) con los GRBs simulados. La posición de los agujeros negros supermasivos de la muestra está indicada con un rombo; los puntos negros indican las posiciones de los eventos generados sintéticamente en 5 años, con una tasa de un evento por día. 142
Figura 77	Sección eficaz inelástica de las interacciones pp [Kelner et al., 2006]. 154

ÍNDICE DE TABLAS

Tabla 1	Agujeros negros de masa estelar. 29
Tabla 2	Parámetros del modelo disco+corona para los estados espectrales de Cygnus X-1 [Poutanen et al., 1997]. 49
Tabla 3	Valores de los ángulos de mezcla [Nakamura & Particle Data Group, 2010]. 79
Tabla 4	Parámetros principales del modelo de la corona de Cygnus X-1. 82
Tabla 5	Parámetros orbitales y de la estrella de Cygnus X-1. 86
Tabla 6	Principales parámetros del modelo de corona de GRO J0422+32. 102
Tabla 7	Parámetros principales del modelo. 132
Tabla 8	Parámetros de 10 galaxias de la muestra con agujeros negros supermasivos. 141

ACRÓNIMOS

AGN	Active Galactic Nuclei
ADAF	Advection-Dominated Accretion Flow
ADIOS	Advection-Dominated Inflow-Outflow Solutions
AGILE	<i>Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero</i>
ASM	<i>All-Sky Monitor</i>
BAT	<i>Burst Alert Telescope</i>
BATSE	<i>Burst And Transient Source Experiment</i>

CDAF	Convection-Dominated Accretion Flow
CGRO	<i>Compton Gamma-Ray Observatory</i>
COMPTEL	<i>The Imaging Compton Telescope</i>
CTA	Cherenkov Telescope Array
EGRET	<i>Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope</i>
FRED	Fast Rise and Exponential Decay
GRB	Gamma Ray Burst
HESS	High Energy Stereoscopic System
HS	<i>High-Soft</i>
HMXB	High-mass X-ray binary
INTEGRAL	INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory
IC	Inverse Compton
ISCO	Innermost Stable Circular Orbit
JDAF	Jet-Dominated Accretion Flow
LAT	<i>Large Area Telescope</i>
LH	<i>Low-Hard</i>
LHAF	Luminous Hot Accretion Flow
LMXB	Low-mass X-ray Binary
MAGIC	Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov
MDAF	Magnetically-Dominated Accretion Flow
NDAF	Neutrino-Dominated Accretion Flow
PSF	Point Spread Function
QPO	Quasi-periodic oscillation
RXTE	<i>Rossi X-ray Timing Explorer</i>
SAS-2	<i>Small Astronomy Satellite 2</i>
SAS-3	<i>Small Astronomy Satellite 3</i>
SED	Spectral energy distribution
SMBH	Supermassive Black Hole
SPL	<i>Steep Power-Law</i>
SSC	Synchrotron Self Compton
VERITAS	Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System

VLBI Very-long-baseline interferometry

WR Wolf-Rayet

XMM-Newton *X-ray Multi-Mirror Mission - Newton*

XRB X-ray Binary

RESUMEN

En la presente Tesis se realiza un estudio de los procesos físicos que producen la emisión electromagnética y de neutrinos a altas energías en la vecindad de agujeros negros estelares que acretan materia.

Se estudia la inyección de partículas no térmicas en la corona de agujeros negros galácticos. Primero se caracteriza la región de interacción, detallando propiedades físicas básicas de los sistemas en estudio. Inicialmente se inyecta una población de electrones y protones relativistas, considerándose también la generación de partículas secundarias (piones, muones y pares electrón/positrón). Luego, se estiman los tiempos de enfriamiento por las diversas interacciones entre las partículas y los campos en la fuente. Una vez identificados los procesos radiativos más relevantes, se resuelve de manera auto-consistente el transporte de partículas masivas y de fotones. Este estudio se hace tanto para el estado estacionario, como para casos transitorios, como ser fulguraciones.

Además de la emisión electromagnética y de neutrinos de la fuente, se estudia el impacto de los neutrones creados en las interacciones hadrónicas sobre el medio circundante de la corona. En particular, se investiga la inyección de neutrones como posible mecanismo para cargar de bariones un jet inicialmente dominado magnéticamente.

Por último se hace una aplicación del método desarrollado para tratar el transporte de partículas relativistas en plasmas magnetizados, a las erupciones de rayos gamma. En este caso, se investiga la producción de neutrinos en el modelo de colapsar, abriéndose una nueva línea de trabajo.

Para todos los sistemas estudiados se hacen predicciones sobre la emisión a muy alta energía y la producción de neutrinos; estos resultados podrán ser contrastados en un futuro cercano con nuevos detectores de rayos gamma y de neutrinos (e.g., CTA, IceCube).

ABSTRACT

In this Thesis, a study of the physical processes that produce high energy electromagnetic and neutrino emission around accreting stellar black holes is presented.

The effects of the injection of non-thermal particles in galactic black hole coronae are investigated. First, a physical characterization of the region is made. Only populations of relativistic electrons and protons are injected initially, although the production of secondary particles (pions, muons and electron/positron pairs) is also considered. Then, the cooling times of the different radiative processes are estimated; once the most relevant mechanism are identified, the transport of massive particles and photons is treated self-consistently. This model is applied to the stationary state, and to transient events.

Besides the electromagnetic and neutrino emission, the impact of neutrons created in hadronic interactions is also studied. In particular, special attention is paid to the diffusion of neutrons as a mechanism for baryon loading magnetically dominated jet.

Finally, the method developed to treat particle transport is applied to gamma-ray burst; for this kind of source, the neutrino production in the collapsar model is estimated, which opens a new line of work.

Predictions of very high energy emission and neutrino production are presented for all the sources studied, that can be tested in a near future with new generation gamma-ray and neutrino detectors (e.g., CTA, IceCube).

INTRODUCCIÓN

Al menos tres de los fenómenos físicos más energéticos que se conocen en el Universo se deben a la interacción de un agujero negro con su entorno.

El primero de estos fenómenos en ser descubierto fueron los Cuásares, llamados así por sus siglas en inglés (Quasar, Quasi-stellar radio source, que significa *Fuentes de radio casi-estelares*); fueron detectados a principios de la década de 1960, con radio telescopios [Matthews & Sandage, 1963]. Estos son una subclase de los Núcleos Galácticos Activos o Active Galactic Nuclei (AGN). Los AGNs son alimentados por la acreción de materia sobre un agujero negro supermasivo. Prácticamente todas las galaxias contienen en su centro un agujero negro supermasivo; es la interacción del agujero negro con la materia, en el caso de los AGNs, lo que permite su detección.

A escalas espaciales menores, existen objetos conocidos como *binarias de rayos X* o X-ray Binary (XRB); son sistemas binarios compuestos por un objeto compacto –que puede ser un agujero negro de masa estelar o una estrella de neutrones– acreta materia de la estrella compañera. La existencia de estos sistemas fue propuesta por Zel'dovich & Novikov [Zel'dovich & Novikov, 1964], y el primer objeto conocido de esta clase, en que el objeto compacto es un agujero negro, fue Cygnus X-1 [Webster & Murdin, 1972; Bolton, 1972].

La tercera clase de fenómenos energéticos –en particular los fenómenos más energéticos conocidos en el Universo– son los *estallidos de rayos-gamma* o Gamma Ray Burst (GRB). Estos eventos están asociados al colapso gravitatorio de una estrella muy masiva; este colapso lleva a la formación de un agujero negro de masa estelar, que acreta material de las capas externas de la estrella.

Si bien estos tres fenómenos ocurren sobre escalas temporales y espaciales muy diferentes, pueden ser descritos usando el mismo ingrediente básico: la acreción de materia sobre un agujero negro. Un agujero negro astrofísico puede ser caracterizado con sólo dos parámetros: masa y momento angular¹ (o *spin*, Carter 1971). Las masas de los agujeros negros van desde unas pocas masas solares, en el caso de las XRBs y GRBs, hasta millones de masas solares, para los agujeros negros supermasivos en el centro de las galaxias. El proceso de acreción de materia provee las evidencias más fuertes sobre la existencia de agujeros negros en el universo.

Este mecanismo es el más eficiente que se conoce para sustentar fenómenos energéticos. Cuando la materia que cae sobre un objeto compacto posee momento angular, forma un disco de acreción alrede-

¹ En el marco de la Relatividad General, la carga eléctrica es un tercer parámetro que caracteriza a un agujero negro; sin embargo, se cree que no existen agujeros negros cargados en la naturaleza, ya que si tuvieran carga eléctrica, atraerían cargas opuestas a su alrededor lo cual resultaría en una carga neta nula.

dor del mismo. El disco posee una rotación diferencial que produce fricción entre capas contiguas. Esta fricción transporta el momento angular hacia afuera, permitiendo que las partículas caigan hacia el interior del disco, liberando energía potencial y aumentando la temperatura del gas. La eficiencia del proceso depende de la relación entre la masa y el radio del objeto acretante. En el caso en que el objeto acretante sea un agujero negro, entonces se puede radiar valores tan altos como un 40% de la energía en reposo del material que está siendo acretado.

Si bien existe una gran similitud entre lo que ocurre en estos tres tipos de fenómenos, la microfísica de estos sistemas puede no ser la misma. Es por eso que el estudio de la acreción sobre diferentes escalas –tanto espaciales como temporales– aporta información en diversas ramas de la física y la astrofísica.

Los agujeros negros de masa estelar son el destino final de una estrella muy masiva, por lo que pueden dar información sobre las etapas evolutivas finales de una estrella. Por otro lado, las XRBs tienen un rol importante en el calentamiento del medio interestelar en la Vía Láctea y, recientemente, se ha propuesto que también han tenido un papel importante en la reionización del universo [Mirabel et al., 2011]. Las regiones más internas de los discos de acreción de las XRBs son regiones en las que se pueden contrastar los efectos de un campo gravitatorio en un régimen fuerte [Pérez et al., 2013].

Los AGNs son aceleradores naturales de partículas ultra-relativistas, más energéticas que las producidas con los aceleradores actuales en la Tierra. Los agujeros negros supermasivos, por otro lado, pueden afectar el crecimiento y evolución de las galaxias [Cattaneo et al., 2009], lo que tiene consecuencias a escalas cosmológicas en el universo.

El avance tecnológico durante las últimas décadas ha permitido desarrollar herramientas teóricas para comprender mejor cómo funciona el proceso de acreción, qué efectos tiene sobre el medio, y de qué manera se manifiesta en distintos sistemas. En particular, en los últimos 10 años se han identificado una gran cantidad de objetos en los cuales este mecanismo ocurre. Esto se debe, principalmente, a las más recientes generaciones de instrumentos que operan a altas energías (tanto rayos X como rayos gamma). Gracias a la información recolectada por estos instrumentos, actualmente se conocen más de 300 binarias de rayos X [Liu et al., 2006, 2007], de las cuales unas 24 son candidatas a tener un agujero negro de masa estelar. Las escalas temporales de las XRBs son mucho menores a las que presenta un AGN, por lo que su estudio permite analizar el proceso de acreción en lapsos humanamente accesibles.

La existencia de agujeros negros acretantes también puede ser inferida a través de la emisión de señales no electromagnéticas. Por un lado, la interacción de hadrones de altas energías genera neutrinos. Si bien hasta la fecha no se han detectado neutrinos emitidos por fuentes fuera del sistema solar (con la excepción de la explosión de supernova 1987A), se cree que en los próximos años los detectores de última generación serán capaces de medir flujos de neutrinos de altas energías. Por otro lado, la colisión entre agujeros negros genera ondas

gravitacionales [Thorne, 2012]. El estudio de las ondas gravitacionales es una nueva herramienta en la exploración del universo.

En esta tesis se estudian cuáles son los procesos de altas energías que tienen lugar en el entorno de agujeros negros acretantes. A partir de los datos observacionales disponibles, se proponen modelos que puedan describir la física de estos sistemas, con el fin de poder explicar el origen de sus espectros, y poder hacer predicciones (tanto de emisión electromagnética, como de emisión de neutrinos) que sean contrastables con las observaciones de instrumentos de última generación. En particular, se estudian sistemas con agujeros negros de masa estelar; la mayor parte del presente trabajo está dedicado al estudio de binarias de rayos X, mientras que al final hay una aplicación a GRBs.

En los primeros capítulos se describe cómo son los modelos actuales más aceptados para representar la física de agujeros negros y del proceso de acreción. En el Cap. 4, se presenta un modelo de los procesos no térmicos en las coronas de agujeros negros galácticos. En los Caps. 5 y 6 se aplica este modelo al caso de dos fuentes galácticas conocidas. En el Cap. 7, se estudia una posible conexión entre la corona y el jet relativista que presentan diversas XRBs. Por último, en el Cap. 8, se hace una aplicación a GRBs para estimar el flujo de neutrinos generado en estos eventos; actualmente los GRBs son uno de los principales candidatos a ser fuentes de neutrinos de alta energía.

Los resultados teóricos de esta tesis se presentan en un momento óptimo para ser contrastados. Por una lado, se espera que la reciente finalización de la construcción del detector de neutrinos IceCube aporte datos únicos sobre la física de neutrinos de altas energías. Por otro lado, la inminente construcción del detector Cherenkov Telescope Array (CTA) llevará a la astrofísica de altas energías a una etapa de gran precisión y sensibilidad.

AGUJEROS NEGROS ACRETANTES

2.1 BREVE RESEÑA HISTÓRICA

2.1.1 Teoría

Basándose en conceptos de la mecánica Newtoniana, en el año 1784 el matemático John Michell fue el primero en sugerir la existencia en el universo de objetos tan masivos que ni siquiera la luz podría escapar de ellos, y por tanto serían inobservables. Una década más tarde, el astrónomo y matemático francés Pierre-Simon Laplace también sugirió que objetos suficientemente compactos no podrían ser detectados por su radiación, pero que su presencia podría manifestarse por el comportamiento del material a su alrededor. Estas fueron las primeras menciones registradas sobre los *agujeros negros*, un término que fue propuesto por John A. Wheeler a mediados de la década de 1960.

En el año 1905, el físico Albert Einstein formuló la Teoría Especial de la Relatividad, cambiando la concepción del espacio y del tiempo [Einstein, 1905]. Uno de los postulados de la teoría afirma que todos los observadores deberían medir la misma velocidad de la luz, independientemente de la velocidad a la que se estén moviendo. Una consecuencia de este postulado es que ningún objeto o señal puede propagarse

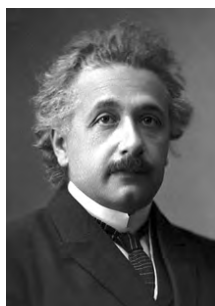


Figura 1: Albert Einstein (1879-1955): físico alemán que desarrolló la Teoría General de la Relatividad. Entre sus numerosos aportes a la física teórica, cabe mencionar su trabajo sobre el efecto fotoeléctrico, por el que recibió el Premio Nobel en 1921.

a una velocidad mayor a la velocidad de la luz en el vacío. Esto se encontraba en contradicción con la forma en que se describe la gravedad en la mecánica Newtoniana, ya que en ésta la gravedad se manifiesta como una fuerza que se transmite en forma instantánea entre los cuerpos. Otra consecuencia notable de la relatividad, es que la simultaneidad de los eventos deja de tener carácter absoluto; dos eventos que son simultáneos en un sistema de referencia dado, pueden no ser simultáneos medidos desde otro sistema de referencia.

En la mecánica clásica el uso de espacios euclídeos es apropiado, dado que el tiempo es independiente del sistema de referencia; en el contexto de la relatividad se introduce el concepto de espacio-tiempo como un modelo matemático que combina el espacio y el tiempo en un continuo; el espacio está usualmente representado por tres

dimensiones, y el tiempo está representado por una cuarta dimensión, en un espacio real.

En 1915, es formulada la Teoría General de la Relatividad [Einstein, 1915]. En esta teoría, la gravedad no es una fuerza fundamental de la naturaleza, sino que es una manifestación de la curvatura del espacio-tiempo. Es en el marco de esta teoría en el que se pueden describir en forma realista objetos como el que imaginaron Michell y Laplace.

La primera solución de las ecuaciones de Einstein fue obtenida en 1916 por Karl Schwarzschild. Schwarzschild calculó la distorsión del espacio-tiempo en una región externa a un objeto de masa M con simetría esférica [Schwarzschild, 1916]. En particular, si toda la masa M está dentro de lo que se conoce como el radio de Schwarzschild, dado por $r_{\text{Schw}} = 2GM/c^2$, esta solución describe un agujero negro de Schwarzschild. Esta fue la primera descripción teórica de un agujero negro dentro del marco de la relatividad general. La teoría general de la relatividad fue propuesta mucho antes de poder ser contrastada experimentalmente, por lo que pasaron décadas hasta que se pudiera considerar a la solución de Schwarzschild como la representación de un objeto real, y no como una curiosidad matemática.

Durante la década de 1930, los estudios de teóricos como Subrahmanyan Chandrasekhar, J. Robert Oppenheimer y George Volkoff, sobre las etapas finales en la evolución de estrellas de diferentes masas, dieron las primeras evidencias de la posible existencia de objetos compactos exóticos. En 1930, Chandrasekhar halló que una *enana blanca* –una estrella en la que la presión de degeneración de los electrones evita el colapso gravitatorio– no puede tener un masa superior a 1,4 masas solares (valor que se conoce como *límite de Chandrasekhar*, Chandrasekhar 1931). Si su masa fuera mayor, entonces colapsaría formando lo que actualmente se conoce como *estrella de neutrones*. Estos objetos predichos por la teoría de Chandrasekhar no eran tan extremos como los que describieron Michell y Laplace; sin embargo presentaban algunas características interesantes. El campo gravitatorio generado sería tan intenso, que podría desviar la luz. Este efecto permitiría a un observador en la superficie de la estrella ver más allá del horizonte (ver Fig. 2).

Sin embargo, si el tamaño de una estrella de neutrones fuera algunas veces menor, o la masa un poco mayor, entonces la luz no podría escapar del campo gravitatorio de este objeto.

Los astrofísicos soviéticos Yakov Zel'dovich e Igor Novikov propusieron que el mejor lugar para buscar agujeros negros sería en sistemas binarios [Zel'dovich & Novikov, 1964]; su interacción con el entorno facilitaría su detección a altas energías. Un agujero negro en un sistema binario podría capturar y acretar materia desde la estrella compañera. El material acretado formaría un disco de acreción, y sería calentado por fricción hasta temperaturas que lo harían emitir en el rango de los rayos X.

El avance tecnológico y la construcción de instrumentos para observar en otras bandas del espectro electromagnético, hizo posible la detección de los objetos propuestos por Michell y Laplace unos 200 años atrás.

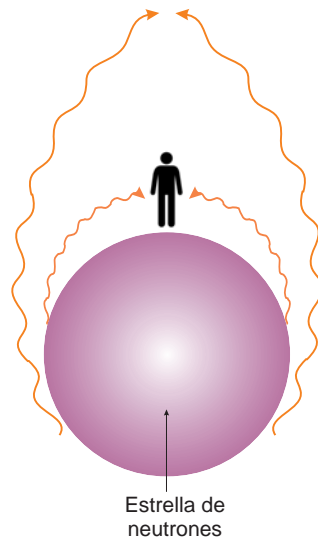


Figura 2: Efecto del campo gravitatorio de una estrella de neutrones. Un observador en la superficie de la estrella podría observar más allá del horizonte debido a que la fuerza gravitatoria curva el camino de la luz.

2.1.2 La búsqueda de agujeros negros

El desarrollo de la astronomía de rayos X suministró las primeras evidencias de la existencia de agujeros negros en la Galaxia.

En 1962 un cohete V2 equipado con un detector de rayos X detectó la primera fuente fuera del sistema solar en este rango del espectro electromagnético, Scorpius X-1 (o Sco X-1, [Giacconi et al. 1962](#)); posteriormente se determinó que Sco X-1 es una estrella de neutrones orbitando una estrella normal. Dos años más tarde se detectó el primer candidato a agujero negro galáctico, que forma parte del sistema binario Cygnus X-1 [[Bowyer et al., 1965](#)].

Dado que una gran parte de los rayos X que llegan a la Tierra son absorbidos en la atmósfera, la astronomía de altas energías dió un gran salto cuando se colocaron detectores en satélites. El primero de esta clase en el rango de los rayos X, fue el Satélite *Uhuru*, lanzado por la NASA en 1970 [[Giacconi et al., 1974](#)]. En los años siguientes, diversos satélites permitieron hacer relevamientos de todo el cielo, detectando numerosas fuentes de rayos X.

En 1975 la NASA lanzó un satélite de rayos X, el *Small Astronomy Satellite 3 (SAS-3)*, que operó durante 4 años. Los datos recolectados por este instrumento permitieron asociar a las fuentes pulsantes en rayos X con estrellas de neutrones.

En 1990 fue lanzado el satélite alemán *ROSAT* (abreviatura de *Röntgensatellit*; en alemán se llama *Röntgenstrahlen* a los rayos X, en honor a su descubridor Wilhelm Röntgen). Este instrumento fue diseñado para operar durante cinco años, aunque finalmente operó hasta 1999. En el primer año de observación, *ROSAT* detectó más de 145000 fuentes en el rango de 0,1 – 2,4 keV [[Voges et al., 1999](#)].

El satélite de la NASA *Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE)* fue lanzado en 1995. Con este instrumento se estudiaron fuentes en el rango de

2 – 250 keV, con escalas de variación temporal muy diversas (desde los microsegundos hasta meses). Las observaciones de fuentes variables de rayos X permitieron estudiar la naturaleza y morfología de las binarias de rayos X con más detalle. Este satélite dejó de operar en 2012, luego de 16 años de observaciones.

El satélite italo-danés *BeppoSAX*, lanzado en 1996, realizó las primeras observaciones en rayos X de los GRBs [Bloom et al., 2001a]. Estas detecciones permitieron determinar las distancias a las galaxias anfitriones de los GRBs largos y confirmar su origen extragaláctico.

En 2005 la Agencia Espacial Japonesa (JAXA) lanzó el satélite *Suzaku* para realizar observaciones de una gran variedad de fuentes de rayos X, con mayor resolución y sensibilidad en el rango de 0,3 – 600 keV. Si bien el espectrógrafo de rayos X se dañó a las pocas semanas del lanzamiento, los otros instrumentos han estado operando hasta este año aportando valiosa información.

Los instrumentos que operan actualmente en este rango de energía son los observatorios *X-ray Multi-Mirror Mission - Newton (XMM-Newton)* de la Agencia Espacial Europea (ESA) y *Chandra*, de NASA, un instrumento 100 veces más sensible a cualquier instrumento previo en rayos X.

Al mismo tiempo que se desarrollaba la astronomía de rayos X, también lo hacía la astronomía de rayos gamma. El primer telescopio de rayos gamma se puso en órbita en 1961 a bordo del satélite *Explorer 11*. Sin embargo, los avances más importantes llegaron recién con los satélites *Small Astronomy Satellite 2 (SAS-2)* en 1972 y *COS-B* entre 1975 y 1982.

En el año 1991 se lanzó el instrumento *Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope (EGRET)* a bordo del *Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO)*. Este instrumento hizo el primer relevamiento del cielo a $E > 100$ MeV (ver Fig. 3). En sólo cuatro años de operación detectó 271 fuentes de rayos gamma entre 100 MeV y 30 GeV, de las cuales 170 eran fuentes no identificadas [Hartman et al., 1999].

La siguiente generación de observatorios de rayos gamma llegó en 2008, con el lanzamiento del *Fermi Gamma-ray Space Telescope*. El instrumento principal de este observatorio es *Fermi/Large Area Telescope (LAT)*; éste es sensible en el rango $0,1 < E < 100$ GeV, tiene un campo visual del 20% del cielo, y escanea de manera continua, cubriendo todo el cielo cada tres horas. Este instrumento tiene una sensibilidad entre 10 y 100 veces superior a *EGRET*, y en sólo dos años de operación, detectó más de 1870 fuentes [Nolan et al., 2012].

Por otra parte, los desarrollos de las técnicas Cherenkov en los últimos años han llevado a la detección de numerosas fuentes a muy altas energías, del orden del TeV. Anteriormente eran muy pocas las fuentes que se conocían a altas energías, dado que las áreas colectoras limitadas de los telescopios en órbita reducen la eficiencia de la detección de fotones con $E > 100$ GeV. Los instrumentos actuales que usan técnicas Cherenkov son el High Energy Stereoscopic System (*HESS*), el telescopio Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov (*MAGIC*) y el arreglo Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System (*VERITAS*). El Cherenkov Telescope Array (*CTA*) pertenecerá a la

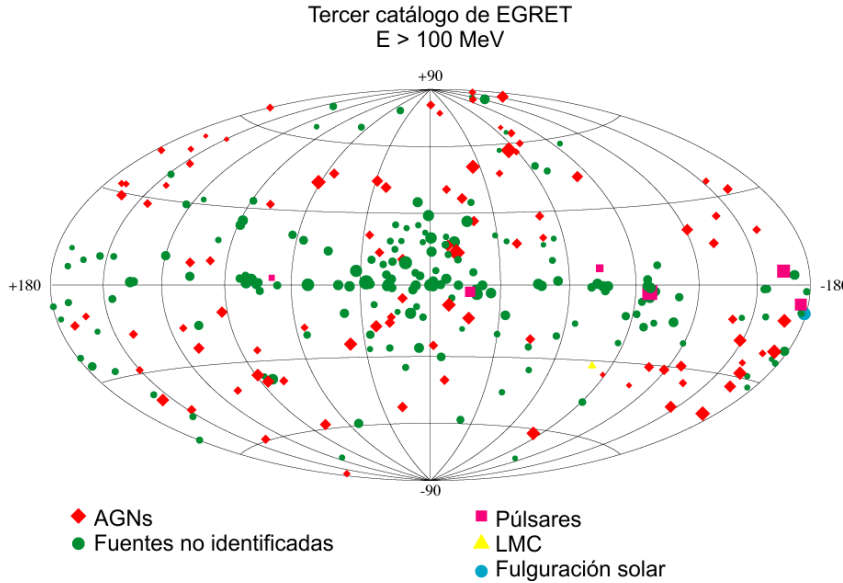


Figura 3: Fuentes del tercer catálogo de fuentes EGRET [Hartman et al., 1999].

próxima generación de instrumentos Cherenkov, cubriendo un rango de energías entre ~ 20 GeV y 100 TeV.

Actualmente se conocen unos 20 agujeros negros de masa estelar, con masas de alrededor de $10M_{\odot}$ [Zhang, 2013]. Sin embargo, agujeros negros de masas mayores existen probablemente en el centro de la mayoría de las galaxias. Se ha inferido la presencia de agujeros negros supermasivos o Supermassive Black Hole (SMBH) con $M \sim 10^6-9M_{\odot}$ en el centro de muchas galaxias. La evidencia más directa de la existencia de SMBHs se obtiene a través del estudio dinámico de estrellas y/o gas en la región central de la Vía Láctea y galaxias cercanas. Actualmente, la evidencia observacional que se tiene sobre la existencia de agujeros negros en el universo es robusta y continua en aumento. La astrofísica de agujeros negros se ha convertido, así, en un campo muy activo y desafiante de la astrofísica moderna.

2.2 AGUJEROS NEGROS FÍSICOS

Se puede clasificar a los agujeros negros en dos categorías: físicos y astrofísicos¹. Se entiende por agujero negro físico a la solución de las ecuaciones de Einstein que poseen una singularidad del espacio-tiempo con un horizonte de eventos; este horizonte separa la región que constituye el agujero negro del resto del universo, y es la superficie límite del espacio a partir de la cual ninguna partícula, incluyendo a

¹ Zhang [2011] incluye una tercer categoría a esta clasificación, la de los agujeros negros matemáticos. Estos están definidos como las soluciones de vacío de las ecuaciones de Einstein que poseen una singularidad. Esta categoría incluye a las *singularidades desnudas*. La Conjetura de censura cósmica postula que no pueden formarse singularidades desnudas en la naturaleza a partir del colapso de un objeto [Penrose, 1979], por lo que no se consideran en este manuscrito.

los fotones, puede salir. Toda la masa del agujero negro está contenida dentro de esta región. Por otro lado, un agujero negro astrofísico, es un agujero negro físico que puede formarse a través de algún proceso y en un tiempo menor a la edad del universo.

En esta sección se discuten distintas soluciones de las ecuaciones de campo de la relatividad general que dan como resultado agujeros negros físicos, mientras que en la siguiente sección se discuten los mecanismos que dan lugar a la formación de agujeros negros astrofísicos.

2.2.1 Relatividad general y ecuaciones de campo

La presencia de la gravedad se manifiesta en la geometría del espacio-tiempo. Para definir una estructura geométrica se introduce un tensor métrico que indica cómo calcular distancias entre dos eventos del espacio-tiempo. Por ejemplo, adoptando la convención de suma de Einstein, la distancia entre dos eventos arbitrarios en un espacio-tiempo euclídeo está dada por:

$$ds^2 = \delta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = (dx^0)^2 + (dx^1)^2 + (dx^2)^2 + (dx^3)^2. \quad (2.1)$$

Luego de la publicación de la teoría especial de la relatividad de Einstein [Einstein, 1905], el matemático alemán Hermann Minkowski introdujo la métrica pseudo-euclídea consistente con la teoría de Einstein [Minkowski, 1907]

$$ds^2 = \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = (dx^0)^2 - (dx^1)^2 - (dx^2)^2 - (dx^3)^2. \quad (2.2)$$

Las coordenadas con el mismo signo son las coordenadas espaciales (adoptando la convención $x^1 = x$, $x^2 = y$, $x^3 = z$) y la coordenada $x^0 = ct$ es la temporal.

Una vez que se introduce el tensor métrico se puede separar al espacio-tiempo en tres regiones: $ds^2 < 0$ (región tipo espacio), $ds^2 = 0$ (región nula o tipo luz) y $ds^2 > 0$ (región tipo tiempo). Las partículas que pasan por el origen sólo pueden alcanzar regiones tipo tiempo. En las superficies nulas sólo hay partículas que se mueven a la velocidad de la luz. Puntos en la región tipo espacio no pueden ser alcanzados por objetos materiales desde el origen de un *cono de luz*. La introducción de la métrica permite definir el futuro y el pasado de un evento dado. Una característica del espacio-tiempo de Minkowski es que es *plano*: todos los conos de luz apuntan en la misma dirección (ver Fig. 4).

Para caracterizar la curvatura del espacio-tiempo se define el tensor de Riemann, o tensor de curvatura,

$$R_{\mu\nu\lambda}^\sigma = \Gamma_{\mu\lambda,\nu}^\sigma - \Gamma_{\mu\nu,\lambda}^\sigma + \Gamma_{\alpha\nu}^\sigma \Gamma_{\mu\lambda}^\alpha - \Gamma_{\alpha\lambda}^\sigma \Gamma_{\mu\nu}^\alpha, \quad (2.3)$$

donde $\Gamma_{\nu\rho}^\mu$ es la conexión afín de la variedad que representa el espacio-tiempo, es decir, el objeto geométrico que permite la conexión entre

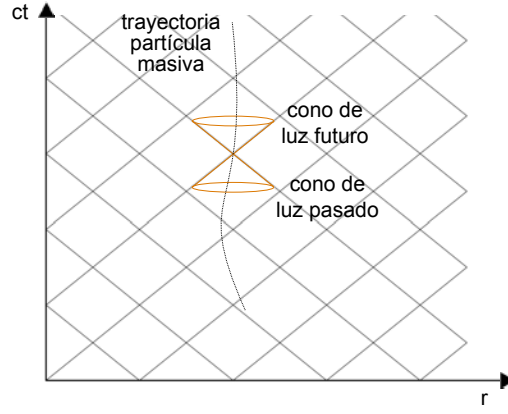


Figura 4: Diagrama del espacio-tiempo de Minkowski. Las trayectorias de partículas masivas son tipo tiempo, es decir, con $ds^2 > 0$. La luz se mueve en rectas a 45° en un espacio-tiempo llano.

planos tangentes a la variedad; aquí se usa la convención $f_{,\nu} = \partial f / \partial x^\nu$. La conexión afín puede expresarse en términos de las derivadas de la métrica $g_{\mu\nu}$ de acuerdo a:

$$\Gamma_{\nu\rho}^\mu = \frac{1}{2} g^{\mu\alpha} (g_{\alpha\rho,\nu} + g_{\nu\alpha,\rho} - g_{\nu\rho,\alpha}), \quad (2.4)$$

donde $g^{\mu\alpha} g_{\alpha\nu} = \delta_\nu^\mu$. El tensor de Ricci está definido por

$$R_{\mu\nu} = g^{\lambda\sigma} R_{\lambda\mu\sigma\nu} = R_{\mu\sigma\nu}^\sigma. \quad (2.5)$$

Por último, el escalar de Ricci es $R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}$.

Para representar cómo la materia o energía modifica la estructura del espacio-tiempo, se define el tensor de *energía-momento* $T_{\mu\nu}$; este tensor simétrico de rango dos, representa las propiedades físicas de los objetos materiales. La forma del tensor de energía-momento es la siguiente:

$$T_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} T_{00} & T_{0i} \\ T_{i0} & T_{ij} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{densidad de} & \text{densidad de} \\ \text{energía} & \text{momento} \\ \text{densidad de} & \text{densidad de} \\ \text{flujo de energía} & \text{flujo de momento} \end{pmatrix}.$$

Las ecuaciones de campo relacionan la estructura geométrica del espacio-tiempo con las fuentes de campo gravitatorio. Las mismas fueron halladas por Einstein en 1915 [Einstein, 1915] e independientemente por Hilbert [Hilbert, 1915] el 25 y el 20 de noviembre de 1915, respectivamente². Estas ecuaciones pueden escribirse en la forma

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = -\frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}. \quad (2.6)$$

² Ver Corry et al. [1997] para la controversia sobre la prioridad.

Las ecuaciones de campo son un conjunto de 10 ecuaciones diferenciales parciales no lineales en los coeficientes de la métrica.

A pesar de la complejidad de las ecuaciones de campo de Einstein, se han hallado numerosas soluciones exactas. Estas se obtienen imponiendo simetrías en el espacio-tiempo para determinar los coeficientes de la métrica. A continuación se discuten dos de las soluciones más relevantes en el campo de la astrofísica: la solución de Schwarzschild y la de Kerr.

2.2.2 Agujeros negros de Schwarzschild

La primera solución de las Ecs. (2.6) la obtuvo Karl Schwarzschild en 1916, unos pocos meses después de que Einstein publicara su teoría [Schwarzschild, 1916]. Esta solución describe el campo gravitatorio afuera de un cuerpo estático y esféricamente simétrico.

La solución de Schwarzschild para una masa estática M puede escribirse en coordenadas esféricas (t, r, θ, ϕ) como:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right)^{-1} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2). \quad (2.7)$$

De acuerdo a la Ec. (2.7), parece haber dos singularidades en las cuales la métrica diverge: una en $r = 0$ y otra en el radio de Schwarzschild definido por $r_{\text{Schw}} = 2GM/c^2$. Sin embargo, los coeficientes de la métrica en $r = r_{\text{Schw}}$ pueden hacerse regulares mediante un cambio de coordenadas (e.g., coordenadas de Eddington-Finkelstein, de Lemaitre, de Kruskal-Szekeres, etc). Si se define, por ejemplo, una nueva coordenada radial r_* y una coordenada temporal v como

$$r_* = r + \frac{2GM}{c^2} \log \left| \frac{r - 2GM/c^2}{2GM/c^2} \right|, \quad (2.8)$$

$$v = ct + r_*, \quad (2.9)$$

se obtiene la siguiente métrica

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right) (c^2 dt^2 - dr_*^2) - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2). \quad (2.10)$$

Estas son las coordenadas de Eddington-Finkelstein. En estas coordenadas la métrica no es singular en $r = 2GM/c^2$.

El caso de $r = 0$ representa, en cambio, una singularidad real de la métrica de Schwarzschild. Una manera de probar esto es a partir del escalar de Kretschmann, el que resulta de la contracción del tensor de curvatura,

$$R^{\alpha\beta\gamma\delta} R_{\alpha\beta\gamma\delta} = \frac{12r_{\text{Schw}}^2}{r^6}. \quad (2.11)$$

Aquí puede verse que $r = 0$ es una singularidad real, ya que el escalar de Kretschmann diverge ³.

Si bien $r = 2GM/c^2$ es una singularidad de las coordenadas, en el radio de Schwarzschild se produce un efecto interesante. A medida que un objeto se acerca al radio de Schwarzschild, un observador externo lo verá acercarse a una velocidad cada vez menor; para un observador en el infinito, el objeto nunca alcanza la superficie de Schwarzschild. Una consecuencia directa de la diferencia entre el tiempo propio (usualmente denominado con la letra τ) y el tiempo medido por un observador externo es que la radiación proveniente de un dado $r > r_{\text{Schw}}$ estará corrida hacia el rojo cuando sea detectada por un observador estático y lejano. Como la frecuencia (y por lo tanto la energía) del fotón depende del intervalo de tiempo, un fotón necesitará energía "infinita" para escapar desde el interior de la región determinada por r_{Schw} . Los eventos que ocurran en $r < r_{\text{Schw}}$ estarán desconectados del resto del universo. Por lo tanto, a la superficie determinada por $r = r_{\text{Schw}}$ se la llama *horizonte de eventos*: aquello que cruce el horizonte de eventos nunca podrá volver a salir. El agujero negro es la región del espacio-tiempo dentro del horizonte de eventos.

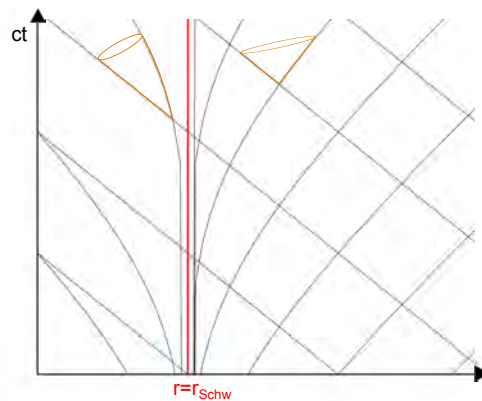


Figura 5: Diagrama espacio-temporal en las coordenadas de Eddington-Filkenstein.

La Fig. 5 es el diagrama del espacio-tiempo de Schwarzschild en las coordenadas de Eddington-Finkelstein. Puede verse que la superficie a $r = r_{\text{Schw}}$ es una superficie nula. Esta superficie nula es un horizonte de eventos porque dentro de $r = r_{\text{Schw}}$ todos los conos de luz tienen a $r = 0$ en el futuro. El objeto en $r = 0$ es la fuente del campo gravitatorio y se llama *singularidad*. Todo lo que cruza el horizonte de eventos termina en la singularidad.

2.2.2.1 Órbitas alrededor de agujeros negros de Schwarzschild

Las órbitas alrededor de un agujero negro de Schwarzschild se pueden calcular usando la métrica y las simetrías de la misma [e.g.,

³ El valor de un escalar es independiente del sistema de coordenadas: si diverge en un sistema de coordenadas, entonces diverge en todos los sistemas.

[Hobson et al., 2006]. En el caso de partículas masivas, las órbitas están determinadas por:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dr}{d\tau} \right)^2 + V_{\text{eff}}(r, h, k) = \frac{1}{2} c^2 (k^2 - 1), \quad (2.12)$$

donde V_{eff} es el potencial efectivo para una partícula masiva que orbita un agujero negro de Schwarzschild, y está dado por:

$$V_{\text{eff}}(r) = -\frac{r_g c^2}{r} + \frac{h^2}{2r^2} - \frac{r_g h^2}{r^3}. \quad (2.13)$$

Aquí h es el momento angular de la partícula, y $r_g = GM/c^2$ es el radio gravitacional. En esta expresión puede verse que hay un término adicional, proporcional a $1/r^3$, con respecto al caso Newtoniano.

En la Fig. 6 se muestra la forma del potencial efectivo para distintos valores de $\bar{h} \equiv h/(cr_g)$.

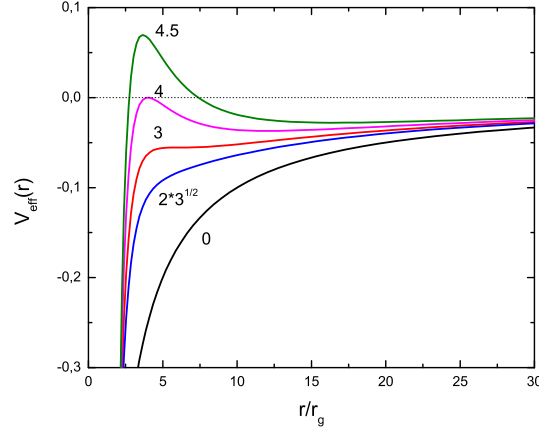


Figura 6: Potencial efectivo para distintos valores del momento angular \bar{h} [Hobson et al., 2006].

Las órbitas circulares quedan determinadas por la condición de extremo del potencial, $dV_{\text{eff}}/dr = 0$, que resulta en

$$r = \frac{h}{2r_g c^2} \left(h \pm \sqrt{h^2 - 12r_g^2 c^2} \right). \quad (2.14)$$

Las órbitas circulares *estables* corresponden a los mínimos locales del potencial. Los máximos locales, en cambio, determinan la ubicación de las órbitas circulares *inestables*. En el caso particular en que $\bar{h} = \sqrt{12}$, existe una única órbita circular a $r = 6r_g = 3r_{\text{Schw}}$, llamada *órbita circular estable más interna* o Innermost Stable Circular Orbit (ISCO). Para $\bar{h} > \sqrt{12}$ hay dos soluciones posibles: la de signo positivo corresponde a la órbita estable y la de signo negativo a la órbita inestable.

En el caso de fotones, que son partículas sin masa, las órbitas están determinadas por:

$$\frac{1}{h^2} \left(\frac{dr}{d\tau} \right)^2 + V_{\text{eff}}(r) = \left(\frac{ck}{h} \right)^2, \quad (2.15)$$

y el potencial efectivo para una partícula sin masa está dado por:

$$V_{\text{eff}}(r) = -\frac{1}{r^2} \left(1 - \frac{2r_g}{r}\right). \quad (2.16)$$

En la Fig. 7 se muestra el potencial efectivo para fotones. Este potencial tiene un máximo a $r = 3r_g$; esto implica que la órbita correspondiente a $r = 3r_g$ es una órbita circular inestable, y no hay órbitas circulares estables para fotones en la solución de Schwarzschild.

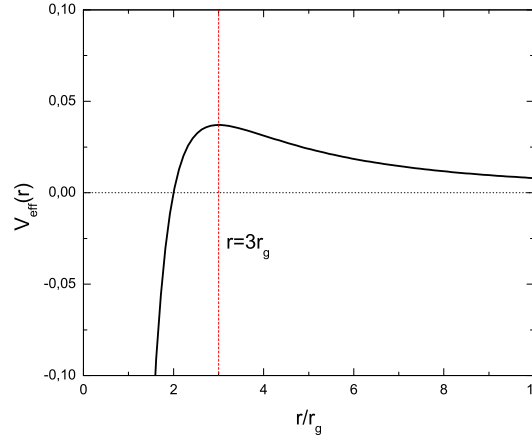


Figura 7: Potencial efectivo para el movimiento de fotones alrededor de un agujero negro de Schwarzschild [Hobson et al., 2006].

2.2.3 Agujeros negros de Kerr

La solución de Schwarzschild describe la geometría del espacio-tiempo afuera de un objeto con simetría esférica y estático. Sin embargo, la mayoría de los objetos en el universo no son estáticos, sino que rotan. El eje de rotación del objeto marca una dirección preferencial en el espacio; esto hace que se pierda la simetría esférica y la solución de Schwarzschild deja de ser válida.

La solución de las ecuaciones de campo para un objeto rotante, de masa M , y con momento angular por unidad de masa $a = J/Mc$ fue hallada por Roy Kerr en 1963 [Kerr, 1963], y está dada por

$$ds^2 = \frac{\Delta - a^2 \sin^2 \theta}{\rho^2} c^2 dt^2 + \frac{4GMa r \sin^2 \theta}{c \rho^2} dt d\phi - \frac{\rho^2}{\Delta} dr^2 - \rho d\theta^2 - \frac{\Sigma^2 \sin^2 \theta}{\rho^2} d\phi^2, \quad (2.17)$$

donde las funciones ρ^2 , Δ y Σ^2 son

$$\begin{aligned} \rho^2 &\equiv r^2 + a^2 \cos^2 \theta, \\ \Delta &\equiv r^2 - \frac{2GMr}{c^2} + a^2, \\ \Sigma^2 &\equiv (r^2 + a^2)^2 - a^2 \Delta \sin^2 \theta. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Esta es la métrica de Kerr en las coordenadas de Boyer-Lindquist (t, r, θ, ϕ) , que se reduce a la métrica de Schwarzschild para $a = 0$.

Así como la métrica de Schwarzschild es la única solución estática, con simetría esférica y de vacío de las ecuaciones de campo (teorema de Israel), la métrica de Kerr es la única solución de vacío estacionaria y con simetría axial (teorema de Carter-Robinson).

La métrica de Kerr en las coordenadas de Boyer-Lindquist diverge cuando $\rho = 0$ y $\Delta = 0$; sin embargo la única singularidad intrínseca está en $\rho = 0$, en donde el escalar de curvatura diverge. La condición $\rho = 0$ implica $r = 0$, que representa un disco de radio a en el plano ecuatorial, y $\theta = \pi/2$, que constituye el borde externo del disco. Por lo tanto, la singularidad tiene forma de anillo de radio a .

Los puntos en los cuales $\Delta = 0$ representan singularidades en las coordenadas, y determinan la existencia de dos horizontes de eventos para la geometría de Kerr. Estos están dados por

$$r_{\pm} = r_g \pm (r_g^2 - a^2)^{1/2}. \quad (2.19)$$

El horizonte de eventos interno $r_{\text{inn}} = r_-$ no es visible para un observador externo, pero esconde la singularidad para un observador que cruzó el horizonte de eventos externo $r_h = r_+$. En particular, la existencia del horizonte externo muestra que la geometría de Kerr representa un agujero negro, ya que $r = r_h$ es la superficie que se puede atravesar en un sólo sentido (como la superficie $r = 2GM/c^2$ en el caso de Schwarzschild). Este horizonte existe sólo para

$$a^2 < \left(\frac{GM}{c^2}\right)^2. \quad (2.20)$$

Por lo tanto la magnitud del momento angular $J = Mca$ de un agujero negro rotante está limitado por el cuadrado de su masa.

Se define como *límite estático* a la superficie determinada por $g_{tt} = 0$. En el caso de Schwarzschild este límite se encuentra en $r = r_{\text{Schw}}$, es decir, coincide con el horizonte de eventos. En el caso de Kerr, esta condición se cumple para

$$r_{S^{\pm}} = r_g \pm \sqrt{r_g^2 - a^2 \cos^2 \theta}. \quad (2.21)$$

La superficie S^- coincide con la singularidad anillo en el plano ecuatorial y está dentro del horizonte interno. La superficie S^+ contiene al horizonte externo; la región entre el límite estático y el horizonte de eventos se llama *ergosfera*. Esta región no es esférica sino que su forma cambia con la latitud θ (ver Fig. 8).

Se producen dos efectos interesantes en esta geometría; uno es el que se conoce como *arrastré de los sistemas inerciales*. La presencia de un término $g_{t\phi} \neq 0$ en la métrica, hace que el momento angular total de una partícula no sea una cantidad conservada. De esta manera, si una partícula cayera radialmente hacia el agujero negro, ganaría momento angular durante la caída. Se dice que la partícula es *arrastrada* por la



Figura 8: Geometría del espacio-tiempo en la métrica de Kerr.

rotación del agujero negro. Este efecto hace que el momento angular de la fuente pueda ser medido. El segundo efecto, muy relacionado con el anterior, se debe a la presencia del límite estático. Dentro de r_e ninguna partícula puede permanecer estática, y en cambio rotará en el mismo sentido que la fuente.

Otro aspecto interesante, consecuencia de la existencia de la ergosfera, es que es posible extraer energía rotacional de un agujero negro de Kerr a través de lo que se conoce como *proceso de Penrose* [Penrose, 1965].

2.2.3.1 Órbitas alrededor de agujeros negros de Kerr

El estudio de las geodésicas en la geometría de Kerr se hace de manera análoga al caso de Schwarzschild. Una propiedad interesante es que la solución de Kerr no admite geodésicas radiales, tanto para partículas masivas como para fotones. Esto es un resultado directo del efecto de arrastre de sistemas inerciales.

Para las órbitas de partículas masivas en el plano ecuatorial, se obtiene una ecuación similar a la Ec. 2.12, con un potencial efectivo que tiene la misma dependencia en la coordenada r que el dado por la Ec. 2.13, pero cuyos coeficientes dependen del parámetro a [Hobson et al., 2006]. La coordenada r de la órbita circular estable más interna está dada por

$$r^2 - \frac{6GM}{c^2 r} - 3a^2 \pm 8a \sqrt{\frac{GM}{c^2}} = 0, \quad (2.22)$$

en donde el signo $+$ corresponde a una órbita en el mismo sentido de rotación del agujero negro y el signo $-$ a una órbita en sentido contrario. La Fig. 9 muestra el resultado de la Ec. 2.22 para distintos valores del parámetro de spin a , y para los casos en que la partícula que rota en el mismo sentido del agujero negro y en sentido contrario. En el límite $a = 0$ se recupera el resultado de Schwarzschild en donde

la ISCO está en $r = 6r_g$. Para un agujero negro de Kerr extremo, es decir con $ac^{-1} = GM/c^2$, se obtiene que la ISCO está a $r_{ms} = r_g$ en el caso de una partícula que rota en el mismo sentido del agujero, y a $r_{ms} = 9r_g$ para una partícula que rota en sentido opuesto [Raine & Thomas, 2005].

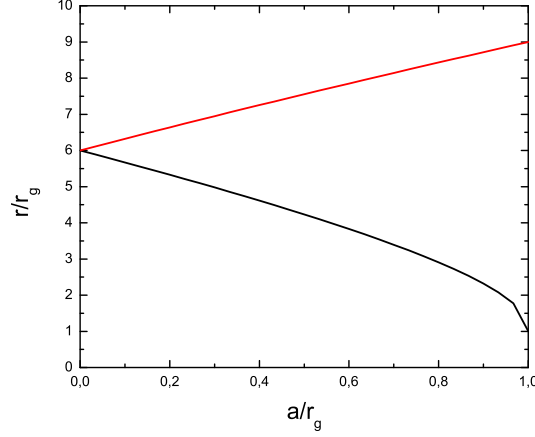


Figura 9: Radio de la última órbita estable circular para un agujero negro de Kerr en función del parámetro a . La curva negra representa el caso en que la partícula rota en el mismo sentido que el agujero negro, mientras que la curva roja representa el caso en que rota en sentido opuesto.

Para el caso de órbitas de partículas sin masa, al igual que en la geometría de Schwarzschild, se obtiene que las órbitas circulares de fotones alrededor de un agujero negro de Kerr son inestables.

2.3 AGUJEROS NEGROS ASTROFÍSICOS

En esta sección se presenta una breve descripción de los mecanismos astrofísicos que dan lugar a la formación de agujeros negros en el universo. También se discuten las evidencias de la existencia de los mismos (ver Romero & Vila 2014 para una discusión más completa).

2.3.1 Colapso gravitatorio y formación de agujeros negros estelares

El mecanismo estándar que da lugar a la formación de un agujero negro de masa estelar es el colapso gravitatorio de una estrella masiva. La luminosidad de una estrella normal, e.g., el Sol, se debe a las reacciones nucleares que tienen lugar en su interior. La presión del gas caliente y la radiación contrarresta el efecto de la gravedad y mantiene a la estrella en equilibrio hidrostático. Este balance entre ambas fuerzas se mantiene durante la mayor parte de la vida de la estrella, en una etapa llamada *secuencia principal*, en la que se quema hidrógeno en helio. En el momento en que se acaba el hidrógeno en el núcleo, las reacciones nucleares se detienen, y se rompe esta configuración de equilibrio. La región central ya no genera la presión necesaria para soportar el peso de las capas externas, por lo que la estrella empieza a colapsar. A medida que se contrae, la temperatura aumenta

a expensas de la pérdida de energía potencial gravitatoria. En las capas que rodean al núcleo, en donde aún hay hidrógeno disponible, comienzan las reacciones nucleares, haciendo que las capas exteriores se expandan mientras el núcleo sigue en contracción. Eventualmente la temperatura en el núcleo se eleva hasta alcanzar el valor necesario para que se encienda la quema de helio. La estrella permanece en esta nueva configuración de equilibrio, quemando hidrógeno en capas, y quemando helio en carbono y oxígeno en el núcleo, en una etapa que se conoce como *gigante roja*.

Lo que sucede una vez que se quema todo el helio del núcleo, depende de la masa del núcleo. Si la masa no alcanza para generar la temperatura necesaria para fusionar carbono, entonces las reacciones nucleares se acaban en el centro de la estrella, y queda un núcleo inerte de carbono y oxígeno. Dado que nuevamente no hay una presión que se oponga al colapso, el núcleo se vuelve a contraer. Su densidad comienza a aumentar, hasta que en un punto se alcanza una nueva configuración de equilibrio hidrostático, en donde la presión de degeneración de los electrones soporta la presión gravitatoria. Este objeto compacto es lo que se conoce como *enana blanca*. El estudio de la materia degenerada da un límite para el valor de la masa que puede tener una enana blanca que no rota, conocido como límite de Chandrasekhar [Chandrasekhar, 1931], de $\sim 1,4M_{\odot}$; a partir de este valor la presión de degeneración de los electrones no alcanza para mantener la configuración de equilibrio. Dado que las enanas blancas pueden observarse directamente con telescopios ópticos, este límite teórico ha sido confirmado por las observaciones; se conocen más de 1000 enanas blancas, y en todos los casos la masa estimada es $< 1,2M_{\odot}$ [Neugebauer, 2003].

En el caso de estrellas masivas, i.e., $M \geq 5M_{\odot}$, la contracción del núcleo genera la temperatura necesaria para la quema del carbono y oxígeno, y comienza una nueva etapa de reacciones nucleares. Esta secuencia en la que finaliza una etapa de quema, el núcleo se contrae para alcanzar la temperatura necesaria para la ignición del siguiente elemento, y luego comienza una nueva etapa en la que se fusionan elementos cada vez más pesados, se repite hasta que queda un núcleo de hierro.

Finalmente, la desintegración endotérmica del hierro provoca el colapso del núcleo generando un objeto compacto. Si la masa del núcleo al momento del colapso supera el límite de Chandrasekhar, la presión de degeneración de los electrones no detiene el colapso. La densidad llega a valores tan altos que los electrones se fusionan con los protones formando neutrones; la nueva configuración de equilibrio se alcanza cuando la presión de degeneración de los neutrones sostiene el colapso, en lo que se conoce como *estrella de neutrones*.

Mientras que las enanas blancas pueden ser descritas en el marco de la mecánica clásica, las estrellas de neutrones deben ser descritas en el marco de la relatividad general. La solución de las ecuaciones de Einstein conocida como ecuación de *Tolman-Oppenheimer-Volkoff* [Oppenheimer & Volkoff, 1939], describe la estructura de un cuerpo estático, esféricamente simétrico en equilibrio hidrostático. Con esta

solución puede verse que existen un límite para el valor máximo de la masa de la estrella de neutrones; dependiendo del radio del objeto, el valor máximo para la masa varía entre $1,4 - 3M_{\odot}$ [Bombaci, 1996].

Para estrellas muy masivas, la masa del núcleo de hierro excede el valor límite para la masa de una estrella de neutrones, y la presión de degeneración de neutrones ya no alcanza para evitar el colapso de la estrella. Ante la falta de algún mecanismo que contrarreste el efecto de la gravedad, la estrella colapsa en una singularidad, generando así un *agujero negro* de masa estelar. Las estrellas con masas en el rango de $20 - 30M_{\odot}$ producen agujeros negros con masas superiores a $1,8M_{\odot}$. Los agujeros negros de baja masa ($1,5M_{\odot} < M < 1,8M_{\odot}$) son el resultado del colapso de estrellas con $18 - 20M_{\odot}$, junto con la eyección de las capas superiores de la estrella por una onda de choque en un evento conocido como *core-collapse supernova*. En la Fig. 10 se muestra un diagrama del espacio-tiempo en las coordenadas de Eddington-Finkelstein para la formación de un agujero negro de Schwarzschild a partir del colapso estelar.

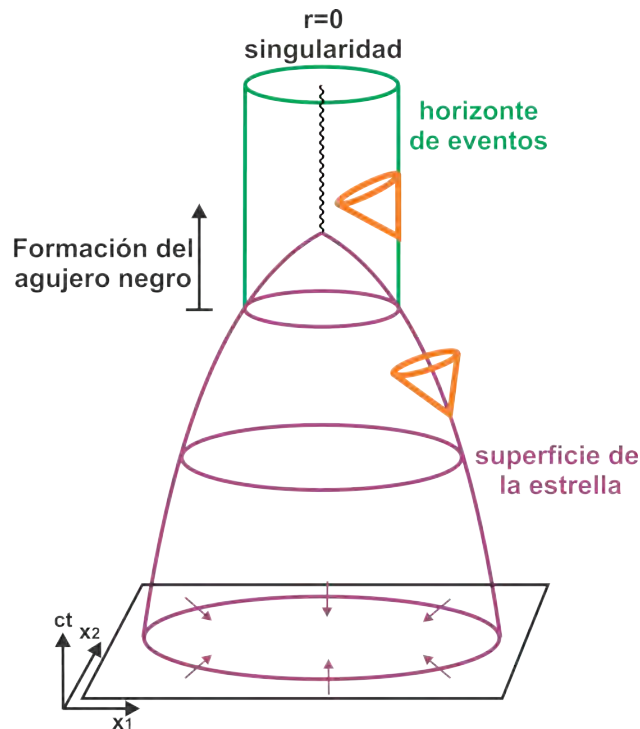


Figura 10: Diagrama espacio-temporal que muestra la formación de un agujero negro por colapso gravitacional. El agujero negro está localizado en la región del espacio-tiempo donde todos los conos apuntan hacia la singularidad.

Si bien aún no hay un modelo que describa el colapso dinámico de materia en el marco de la relatividad general, estudios parciales muestran que el colapso no esférico y con momento angular no nulo da lugar a la formación de un agujero negro de Kerr, caracterizado únicamente con los parámetros masa y momento angular [Neugebauer, 2003]. Actualmente, se estudia intensivamente este tipo de colapso, dado que podría ser fuente de ondas gravitacionales.

2.3.2 Agujeros negros supermasivos

Durante las últimas décadas se ha acumulado evidencia de la presencia de **SMBHs** en los núcleos de las galaxias. La principal evidencia es la medición de un pozo de potencial fuerte en una región compacta, que no puede atribuirse a una concentración de estrellas o de cúmulos estelares. Sin embargo, aún no se conoce con certeza cuál es el mecanismo que da origen a la formación de un agujero negro con una masa de $10^6 - 10^9 M_{\odot}$, ya que no puede resultar de la evolución de una estrella muy masiva.

Existen diversos mecanismos que pueden formar agujeros negros de masa intermedia en el centro de galaxias muy distantes, formadas en etapas tempranas del universo. Es probable que estos objetos hayan sido la semilla inicial para la posterior evolución a los **SMBHs** que se detectan actualmente. La Fig. 11 es una adaptación del diagrama propuesto por Martin Rees en 1978 [Rees, 1978], que muestra diferentes escenarios para la formación de **SMBHs**.

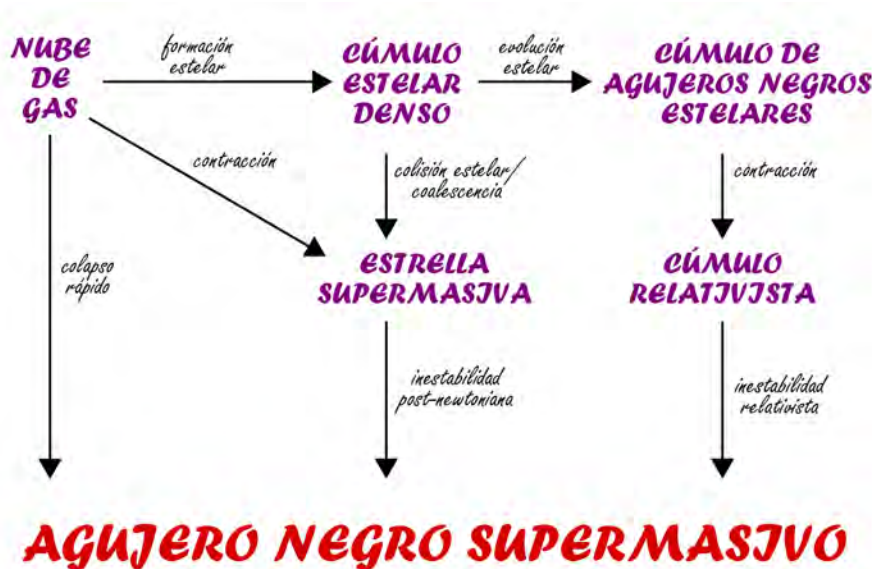


Figura 11: Esquema que muestra los caminos evolutivos posibles para la formación de un agujero negro supermasivo [Volonteri, 2010].

Estudios recientes sobre la dinámica de estrellas y gas en los núcleos de las galaxias, también respaldan la presencia de agujeros negros con masas en el rango $\sim 10^6 - 10^9 M_{\odot}$, en el centro de las galaxias cercanas [Ferrarese & Ford, 2005]. El más contundente en este sentido, es el de las órbitas de estrellas en la región central de la Galaxia [Ghez et al., 2008]. Este estudio se realizó con imágenes tomadas entre 1995 y 2012 por el telescopio *Keck*, de unas 20 estrellas en una región central de un parsec de radio (ver Fig. 12). Dos de estas estrellas tienen un período orbital menor a los 16 años, por lo que sus órbitas fueron reconstruidas completamente [Meyer et al., 2012]. Con esta información se determinó la presencia de un agujero negro supermasivo de $4 \times 10^6 M_{\odot}$ en el centro de la galaxia.

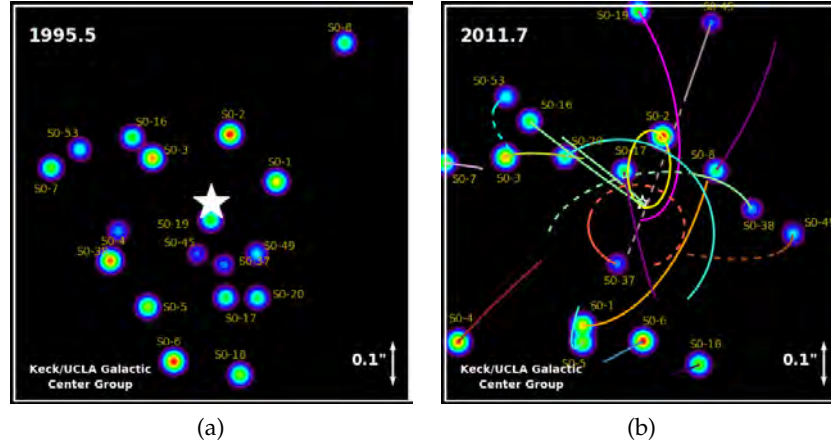


Figura 12: Reconstrucción de las órbitas de las estrellas orbitando el centro galáctico [Meyer et al., 2012].

Existe una relación entre las masas de los agujeros negros centrales y la masa de las componentes esferoidales, o *bulge*, de las galaxias anfitriones. Esta correlación sugiere la existencia de un mecanismo único para la formación de SMBHs, y una evolución conjunta con la galaxia [Kormendy & Richstone, 1995; Graham, 2012]. Por otro lado, se han detectado galaxias activas muy luminosas hasta $z \sim 7$, en donde la masa estimada para el agujero negro central es de $\sim 10^9 M_{\odot}$ [Mortlock et al., 2011]. Esto impone fuertes restricciones al mecanismo de formación, dado que debe ser posible formar agujeros negros muy masivos en etapas tempranas del universo.

Los modelos cosmológicos actuales (e.g., Λ CDM) favorecen la idea de la formación de estructura debido al colapso gravitatorio sobre pequeñas fluctuaciones primordiales en un universo casi homogéneo; esta formación de estructuras se hace de manera jerárquica, comenzando por estructuras de mayor escala, y una posterior formación de estructuras a menor escala. El enfriamiento y fragmentación del gas residual en los halos de materia oscura, permiten la formación de las galaxias a partir del contenido bariónico [White & Rees, 1978]. En este contexto, se proponen tres mecanismos posibles para la formación de SMBHs, que varían en el tipo de semilla inicial y en la etapa del universo a la que se forma (para una descripción más detallada se recomienda el trabajo de Volonteri 2010).

En el primero de estos mecanismos se sugiere que los SMBHs son los remanentes de la primera generación de estrellas formadas, conocidas como *estrellas de población III* (Pop III). Se piensa que las primeras estrellas se formaron en minihalos con $M_{\min} \sim 10^6 M_{\odot}$, de metalicidad muy baja, en la era de pre-ionización del universo [e.g., Bromm et al., 1999; Abel et al., 2000]. Simulaciones numéricas del colapso de nubes primordiales sugieren que estas primeras estrellas son muy masivas, con $M > 100 M_{\odot}$. Estrellas con $M > 260 M_{\odot}$ en la secuencia principal están sujetas a una inestabilidad causada por fotodesintegración; esta inestabilidad causa que la estrella acrete todos los elementos pesados que se producen en su interior en el momento en que forma un agujero

negro [Bond et al., 1984]. Este mecanismo generaría un agujero negro con una masa de al menos la mitad de la masa del progenitor. Estas semillas livianas se formarían a edades muy tempranas del universo ($z > 20$), lo que le da tiempo al agujero negro inicial a aumentar su masa por acreción de material circundante. Si bien este mecanismo es eficiente para explicar el origen de los SMBHs, aún hay mucha incertidumbre con respecto a la formación de estrellas de Pop III. Estudios numéricos muestran que no es sencillo formar estrellas tan masivas, dado que la nube de hidrógeno es muy propensa a la fragmentación [Smith et al., 2010; Greif et al., 2011].

En el segundo modelo se propone el colapso directo de nubes densas de gases a causa de inestabilidades dinámicas [Loeb & Rasio, 1994; Begelman et al., 2006]. La presencia de metales en el gas fomenta la fragmentación y la formación de estrellas; sin embargo, las primeras proto-galaxias eran libres de metales, por lo que en las regiones internas de las mismas estaban dadas las condiciones necesarias para una eficiente acumulación de gas que lleve a la formación de un SMBH. Simulaciones numéricas muestran que las masas típicas que se acumulan en la región central del tamaño de unos parsecs es del orden de $10^4 - 10^6 M_{\odot}$. Dependiendo de la eficiencia con la que se acumula material, es posible que el gas forme una estrella supermasiva, $M > 5 \times 10^4 M_{\odot}$, que eventualmente colapsa formando un agujero negro [Shapiro et al., 1976]. Si bien en este caso la formación de la semilla ocurre a edades más avanzadas ($z \sim 5 - 10$), la masa inicial es mayor que en los otros procesos, y compensa el hecho de que tiene menos tiempo de crecer.

Por último, el tercer mecanismo propuesto para la formación de semillas de SMBHs es a partir de inestabilidades en cúmulos estelares [Begelman & Rees, 1978]. A medida que las estrellas de Pop III comienzan a enriquecer el medio con metales, se vuelve más difícil que se formen grandes acumulaciones de gas, ya que los metales harán que la nube se fragmente. Esto aumenta la tasa de formación estelar en cúmulos compactos. La interacción dinámica dentro de estos cúmulos –que contienen $\sim 10^8$ estrellas– puede llevar a la formación de remanentes con masas en $10^2 - 10^4 M_{\odot}$. Este escenario resulta en una masa de la semilla ($\sim 10^3 M_{\odot}$) y una época de formación ($z \sim 10 - 15$) intermedias con respecto a los otros mecanismos. La diferencia principal de este mecanismo es que no necesita la etapa previa de formación de una estrella muy masiva.

Los datos observacionales actuales aún son escasos como para poder descartar alguno de los tres caminos posibles que llevan a la formación de un agujero negro supermasivo. Se espera que en los próximos años, tanto la posibilidad de observar a distancias mayores, como la información que se obtendrá con los detectores de ondas gravitacionales, se podrá determinar con mayor exactitud cuál es el proceso de formación de las semillas, y la posterior evolución conjunta con la galaxia anfitriona.

En 2012 se descubrió una nube de gas G2 que se está aproximando al centro galáctico [Gillessen et al., 2012]. Originalmente se había estimado que el pasaje por el perihelio sería a mediados de 2013,

pero recientemente se determinó que será en unos meses. La distancia mínima a la que se acercará la nube es de $\sim 2200r_g$, por lo que el estudio de la dinámica y evolución de la misma en los próximos meses podrá usarse para obtener información sobre los procesos en la vecindad de agujeros negros supermasivos.

2.4 AGUJEROS NEGROS DE MASA ESTELAR Y SISTEMAS BINARIOS

La característica principal que distingue a un agujero negro del resto de los objetos astrofísicos, es el horizonte de eventos. La detección del mismo sería la prueba final de la existencia de los agujeros negros en el universo. Sin embargo, justamente por las propiedades de un horizonte de eventos, no pueden obtenerse evidencias directas de este.

A pesar de esto, es posible probar de forma indirecta la existencia de agujeros negros. Todas estas evidencias dependen de la interacción del objeto compacto con el entorno. En la sección anterior se discutió el estudio dinámico de las estrellas en la región central de la Galaxia. Esto provee una de las indicaciones más fuertes de la existencia de un agujero negro supermasivo en el centro galáctico. En el caso de los agujeros negros de masa estelar las evidencias más fuertes se encuentran en los sistemas binarios.

El colapso de una estrella masiva es el proceso que da lugar a la formación de un agujero negro de masa estelar. Sin embargo, la mayor parte de las estrellas no están aisladas, sino que forman parte de sistemas binarios. La evolución de las estrellas en sistemas binarios puede ser muy diferente al caso aislado.

En un sistema binario donde las componentes están separadas –la distancia entre las mismas es mucho mayor que los radios de ambas– las dos estrellas evolucionan en forma independiente, siguiendo el camino evolutivo determinado por su masa. Cuando la estrella que inicialmente era más masiva sale de la secuencia principal y evoluciona hacia la rama de las gigantes, su radio se incrementa hasta llenar el tamaño de su lóbulo de Roche⁴. En este caso, la presión en el punto de Lagrange inicia la transferencia de masa hacia la estrella compañera, como se muestra en la Fig. 13. Para sistemas binarios en donde la estrella donante es una estrella masiva, la transferencia de masa también se hace a través de vientos estelares, como se muestra en la Fig. 14

Cuando el objeto acretante es una estrella de neutrones o un agujero negro ocurre un fenómeno interesante: el gas que está siendo acretado posee momento angular, por lo que no caerá esféricamente, sino que formará un *disco de acreción* alrededor del objeto compacto. Este fluido laminar es dinámicamente inestable por lo que aparece turbulencia en el disco. La viscosidad generada por esta turbulencia, o por turbulencia magnética si la fuente tiene campos magnéticos, hace que las partículas en el disco pierdan momento angular, y vayan cayendo hacia el objeto compacto en espiral. La temperatura en las regiones internas del

⁴ En el problema del movimiento de dos cuerpos, se define al lóbulo de Roche como la superficie equipotencial que pasa a través del primer punto de Lagrange L_1 .

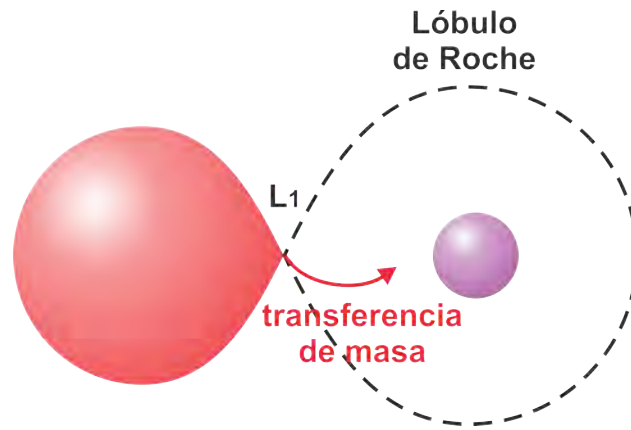


Figura 13: Sistema binario en el que la estrella ha llenado el lóbulo de Roche, y la transferencia de masa se hace a través del punto de Lagrange L_1 .

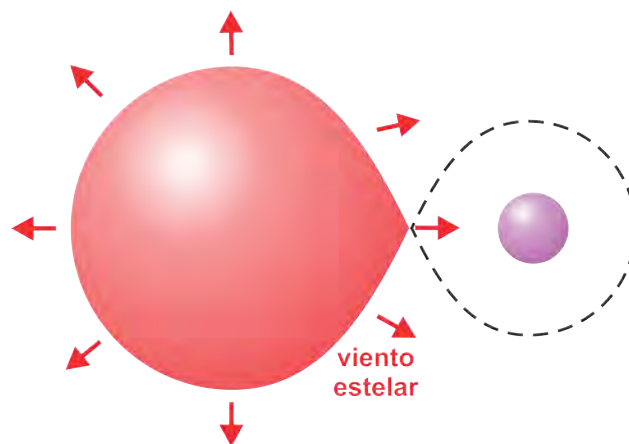


Figura 14: Binaria de rayos X de gran masa; la transferencia de masa se hace a través del Lóbulo de Roche y de vientos estelares.

disco puede alcanzar valores del orden de $\sim 10^{6-7}$ K. La ley de desplazamiento de Wien permite hacer una primera estimación de la radiación producida: el máximo de la radiación térmica de un cuerpo negro se emite en una longitud de onda dada por

$$\lambda_{\max} = b/T, \quad (2.23)$$

donde b es la constante de Wien. Si la temperatura en la región interna del disco es 10^7 K, entonces $\lambda_{\max} \sim 0,3$ nm, y la mayor parte de la radiación es emitida en los rayos X. Es por esto que a los sistemas binarios en donde el acretor es una estrella de neutrones o un agujero negro se los llama *binarias de rayos X (XRBs)*. Este fenómeno no ocurre para enanas blancas, porque para estos objetos la densidad columnar del gas acretado es alta y no deja que los rayos X escapen [Tauris & van den Heuvel, 2006]. Un análisis detallado de los modelos de disco se presenta en el siguiente capítulo.

En XRBs donde el objeto compacto es una estrella de neutrones, se puede producir un fenómeno conocido como *púlsar*. Este fenómeno se debe a la rotación de una estrella de neutrones magnetizada: el

campo eléctrico que se forma por la rotación del campo magnético, acelera protones y electrones que escapan por los polos magnéticos de la estrella. La radiación de este haz de partículas se detecta sólo cuando el haz apunta hacia la Tierra; como la estrella rota, la emisión aparece pulsada, con intervalos muy cortos y regulares. Cuando se detectan estas pulsaciones en la misma posición que una *XRB*, entonces es evidencia de que el objeto compacto es una estrella de neutrones.

Por otro lado, la existencia de una superficie sólida es una clara diferencia con lo que ocurre para un agujero negro, en donde el horizonte de eventos no es una superficie física. También puede inferirse la presencia de una estrella de neutrones a partir de los destellos que se generan cuando parte del material que está siendo acretado impacta en la superficie y genera destellos producto de reacciones termonucleares [Cottam et al., 2002].

En los casos en los que no se observan evidencias de la presencia de una estrella de neutrones, la naturaleza del objeto compacto se determina a partir de estimaciones de la masa. En un sistema binario la masa del objeto compacto queda determinada por la función de masas, $f(M)$,

$$f(M) \equiv \frac{P_{\text{orb}}}{K_2^3} 2\pi G = \frac{M_1 \sin^3 i}{(1+q)}, \quad (2.24)$$

en donde P_{orb} es el período orbital del sistema, y K_2 es la media amplitud de la curva de velocidad radial de la estrella normal; estas son dos cantidades que se miden en los sistemas binarios a partir del espectro de la estrella normal. El parámetro i es la inclinación del plano orbital del sistema con respecto a la visual; si bien no hay un método directo para medir este parámetro, puede acotarse su valor usando diferentes modelos [e.g., Greene et al., 2001; Gelino, 2004; Casares et al., 2005]. En la Ec. 2.24 M_1 es la masa del objeto compacto, $q = M_1/M_2$ es el cociente de masas, y M_2 es la masa de la estrella. El cociente q puede deducirse midiendo la velocidad de rotación de la estrella normal. El valor de la función de masas es la cota inferior para la masa del objeto compacto; si este valor excede el límite de Chandrasekhar, hay una gran probabilidad de que el objeto sea un agujero negro.

Las *XRBs* se clasifican en dos grandes grupos, de acuerdo a la masa de la estrella compañera y al mecanismo de transferencia de masa: binarias de rayos X de baja masa o Low-mass X-ray Binary (*LMXB*), donde la masa de la estrella donante es $< 3M_{\odot}$, y binarias de rayos X de gran masa o High-mass X-ray binary (*HMXB*), donde la masa de la estrella donante es $> 10M_{\odot}$.

- Binarias de gran masa

Las estrellas donantes en estos sistemas son estrellas masivas, supergigantes, de tipo espectral temprano O o B. Tienen radios de $10 - 30R_{\odot}$, llenan sus lóbulos de Roche, pero la transferencia de masa se hace a través de vientos estelares (ver Fig. 14). Actualmente se conocen unas 200 *HMXBs* en la galaxia, y presentan una

distribución espacial que sigue la estructura de brazos espirales de la galaxia [Coleiro & Chaty, 2013]. Esto se debe a que su vida media depende de la evolución de la compañera masiva, por lo que suelen ser objetos jóvenes ($< 10^5 - 10^7$ años).

Existe un subgrupo dentro de esta categoría, que es el de las binarias con estrellas de tipo Be. Estas representan el $\sim 80\%$ de las HMXBs [Dubus, 2013]. Las estrellas Be suelen ser de secuencia principal, o etapas cercanas (III-V), y se caracterizan por tener un disco circumestelar de gas. La acreción en estos sistemas suele ocurrir cuando el objeto compacto pasa cerca de este disco (ver Fig. 15, Maraschi et al. 1976).

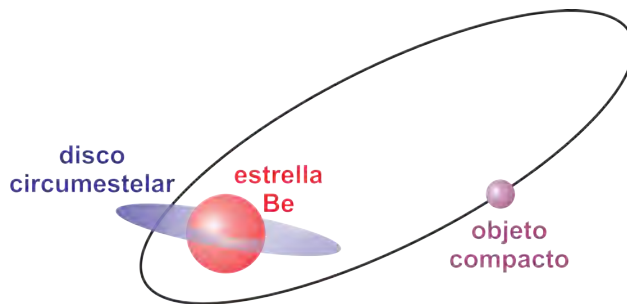


Figura 15: Esquema de un sistema binario en donde una de las componentes es una estrella Be. Usualmente el objeto compacto perturba fuertemente el disco [Romero et al., 2007]. Adaptado de Tauris & van den Heuvel [2006].

La mayoría de las HMXBs tienen estrellas de neutrones, pero no son radio púlsares porque la densidad de materia que cae cerca de los polos corta el circuito eléctrico y, consecuentemente, la emisión responsable de las pulsaciones [Dubus, 2013]. Se ha confirmado, sin embargo, la presencia de un agujero negro en al menos 6 HMXBs.

■ Binarias de baja masa

La estrella donante en las LMXBs es de baja masa ($< 1M_{\odot}$), y tiene una vida media de $< 10^7 - 10^9$ años. La transferencia de masa en estos sistemas se hace a través del punto de Lagrange, en etapas avanzadas de la evolución de la estrella. Por este motivo, las LMXBs están asociadas a objetos del halo galáctico, y/o de cúmulos globulares.

El catálogo de LMXBs de Liu et al. [2007] contiene más de 180 fuentes en la Galaxia, y de las Nubes de Magallanes. En los últimos años, gracias a los datos en rayos X y a la resolución del satélite *Chandra*, se han identificado cientos de estos sistemas en galaxias cercanas [Hsu et al., 2013].

Aproximadamente el 50% de las LMXBs atraviesan episodios en donde la luminosidad en rayos X se incrementa en varios órdenes de magnitud, y se las identifica como *novas de rayos X*. Al mismo tiempo la luminosidad en el óptico también aumenta, por lo que se cree que se producen por cambios en la tasa de acreción sobre el objeto compacto. La mayoría de las novas de

rayos X se han detectado sólo una vez [McClintock & Remillard, 2006].

2.4.1 Binarias de rayos X con agujeros negros

Las binarias con agujeros negros representan el 10% de las XRBs [McClintock & Remillard, 2006]. Actualmente se ha confirmado la presencia de un agujero negro en 18 LMXBs, y en 6 HMXBs, donde sólo Cygnus X-1 pertenece a la Galaxia, mientras que las 5 restantes son de galaxias cercanas [Zhang, 2013]. En la Tabla 1 se listan los datos de estos sistemas, y en la Fig. 16 se muestra un diagrama a escala de los mismos.

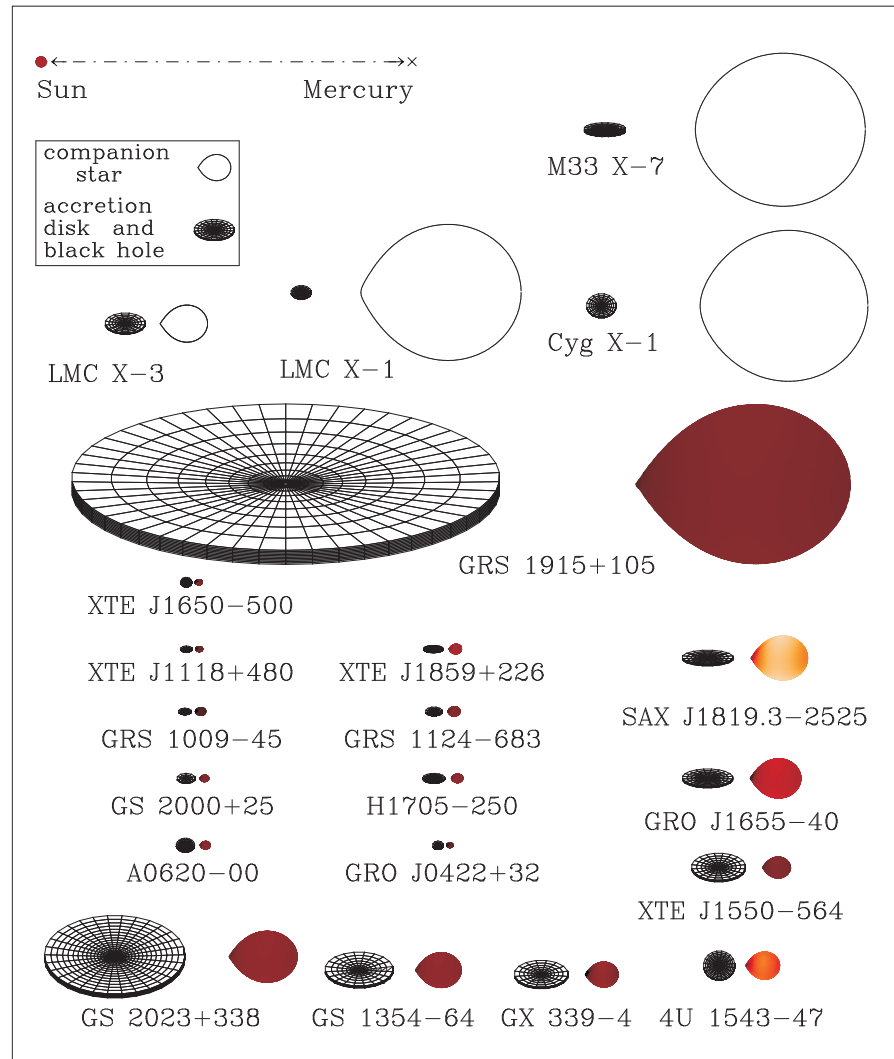


Figura 16: Diagrama a escala de los agujeros negros confirmados a partir de estudios dinámicos del sistema binario (no está incluida la fuente H 1743-322). La escala de color para las LMXBs representa la temperatura de la estrella compañera; las estrellas compañeras en las HMXBs tienen temperaturas muy altas, por lo que su escala de color no está representada en la figura [Zhang, 2013]. Imagen adaptada del diagrama del Dr. Orosz (<http://mintaka.sdsu.edu/faculty/orosz/web/>).

Tabla 1: Agujeros negros de masa estelar.

Nombre (Coordenada)	Distancia [kpc]	P_{orb} [hr]	$f(M)$ [M_{\odot}]	M_{BH} [M_{\odot}]	a [cJ/GM ²]	Tipo espectral	Referencias
HMXBs							
Cygnus X-1 1956+350	1,86 ± 0,1	134.4	0,244 ± 0,005	13,8 – 15,8	> 0,95	O9.7Iab	10,11
IC 10 X-1 0020+593	(7,0 ± 1,0) × 10 ²	34.9	7,64 ± 1,26	> 23		Wolf-Rayet (WR)	12,13,14,15
NGC 300 X-1 0055-377	(1,88 ± 0,05) × 10 ³	32.3	2,6 ± 0,3	> 10		WR	15,16
M33 X-7 0133+305	(8,4 ± 0,2) × 10 ²	82.9	0,46 ± 0,07	14,2 – 16,1	0,84 ± 0,05	OI-III	15,17
LMC X-3 / 0538-641	50 ± 2,3	40.9	2,3 ± 0,3	5,94 – 9,17	< 0,3	B3V	2,5
LMC X-1 / 0540-697	50 ± 2,3	101.5	0,13 ± 0,05	4,0 – 10,0	0,94 – 0,99	O7III	2,5
LMXBs							
GRO J0422+32	2,6	5.1	1,19 ± 0,02	> 9,0	–1	M0-2V	6,7,8,15
A 0620-00	1,2 ± 0,1	7.75	2,72 ± 0,06	8,7 – 12,9	0,12 ± 0,19	K3V-K7V	1,5,15
GRS 1009-45	5,0 ± 1,3	6.8	3,6 ± 0,12	3,6 – 4,7		G5V-M0V	1,5
XTE J1118+480	1,8 ± 0,5	4.1	6,1 ± 0,3	6,5 – 7,2		K5V-MIV	1,5
GRS 1124-68	5,0 ± 1,3	10.4	3,01 ± 0,15	6,47 – 8,18	–0,04	K3V-K7V	1,2,5
GS 1354-64	> 27	61.1	5,75 ± 0,30	> 7,85		Go-5III	3,15
4U 1543-47	7,5 ± 0,5	26.8	0,25 ± 0,01	8,45 – 10,39	0,75 – 0,85	A2V	2,5,15
XTE J1550-564	5,3 ± 2,3	37.0	6,86 ± 0,71	8,4 – 10,6	0,06 – 0,54	G8-K8IV	1,5,15
XTE J1650-500	2,6 ± 0,7	7.68	2,73 ± 0,56	3,4 – 7,9		K4V	1,9
GRO J1655-40	3,2 ± 0,2	62.9	2,73 ± 0,09	6,03 – 6,57	0,65 – 0,75	F3-F5IV	2,5,15
GX 339-4 1659-487	4	42.1	5,8 ± 0,5	5,6 – 8,3		K3V-K7V	1,5
H 1705-250	8,0 ± 2,0	12.5	4,86 ± 0,13	5,6 – 8,3		K3V-K7V	2,5
H 1743-322	8,5/pm0,8				0,2 ± 0,3		18
SAX J1819.3-2525	7,4 – 12,3	67.6	3,13 ± 0,13	6,82 – 7,42		B9III	2,5
XTE J1859+226	11	9.12	7,4 ± 1,1	7,6 – 12,0		G5V-KoV	1,5
GRS 1915+105	11 – 12	804.0	9,5 ± 3,0	10,0 – 18,0	0,98 – 1,0	K-MIII	2,5,15
GS 2000+25	2,7 ± 0,7	8.28	5,01 ± 0,12	7,2 – 7,8	0,03	K3V-K6V	1,5
GS 2023+338	2,2 – 3,7	155.3	6,08 ± 0,06	10,1 – 13,4	–1	KoIII	4,5

Referencias: ¹Yungelson & Lasota [2008], ²Orosz [2003], ³Casares et al. [2004], ⁴Casares & Charles [1994], ⁵McClintock & Remillard [2006], ⁶Casares et al. [1995], ⁷Beekman et al. [1997], ⁸Esin et al. [1998], ⁹Homan et al. [2006], ¹⁰Reid et al. [2011], ¹¹Orosz et al. [2011], ¹²Prestwich et al. [2007], ¹³Silverman & Filippenko [2008], ¹⁴Saha et al. [1996], ¹⁵Zhang [2013], ¹⁶Gieren et al. [2005], ¹⁷Liu et al. [2010], ¹⁸Steiner et al. [2012].

La fuente IC 10 X-1 contiene el agujero negro estelar más masivo conocido hasta la fecha, con una masa superior a las $20M_{\odot}$ [Silverman & Filippenko, 2008]. Por otro lado esta fuente, como NGC 300 X-1, son de particular interés, dado que en ambos casos la estrella donante es una estrella Wolf-Rayet. La única XRB conocida con anterioridad a estos descubrimientos con una estrella WR es Cygnus X-3, en donde, si bien el objeto compacto es candidato a agujero negro, aún no se ha confirmado su naturaleza. Lo interesante de estos sistemas es que son candidatos a formar un sistema binario de agujeros negros; las estrellas WR son tan masivas que, aún considerando la pérdida de masa por sus vientos estelares, su evolución las llevará a formar agujeros negros. Además, ambos sistemas están muy ligados, por lo que no serán desligados luego de la explosión de supernova. Estos sistemas están a distancias menores a los 200 Mpc, por lo que, si se produjera la colisión de los agujeros negros, son candidatos ideales para estudiar la producción de ondas gravitacionales [Bulik et al., 2011].

El único sistema de la Tabla 1 en el que no se ha determinado la función de masas ni otros parámetros orbitales es H 1743-322. Sin embargo, el espectro en rayos X de esta fuente presenta las mismas características que los agujeros negros confirmados [Homan et al., 2005].

Todos los agujeros negros estelares fueron descubiertos como fuentes brillantes de rayos X. Las curvas de luz, el comportamiento temporal, y otras características del espectro en X de estos sistemas son muy particulares, por lo que se usan como punto de referencia para identificar posibles candidatos a agujeros negros. Actualmente, existen al menos unos 21 candidatos a agujeros negros en la Galaxia [McClintock & Remillard, 2006].

En el siguiente capítulo se presentan las características de los espectros de rayos X de estos sistemas, y los modelos actuales que describen las propiedades observadas.

DISCOS DE ACRECIÓN Y CORONAS EN AGUJEROS NEGROS ACRETANTES

La materia acretada por un objeto compacto en un sistema binario posee momento angular respecto al mismo; esto hace que no caiga radialmente en el pozo del potencial, sino que el gas acretado forme un *disco de acreción*. En principio, una partícula en el disco describirá una órbita circular. Sin embargo, si se le extrae momento angular, entonces la partícula caerá en forma espiral sobre el objeto compacto, liberando energía potencial gravitatoria y ganando energía cinética de rotación (ver Fig. 17).

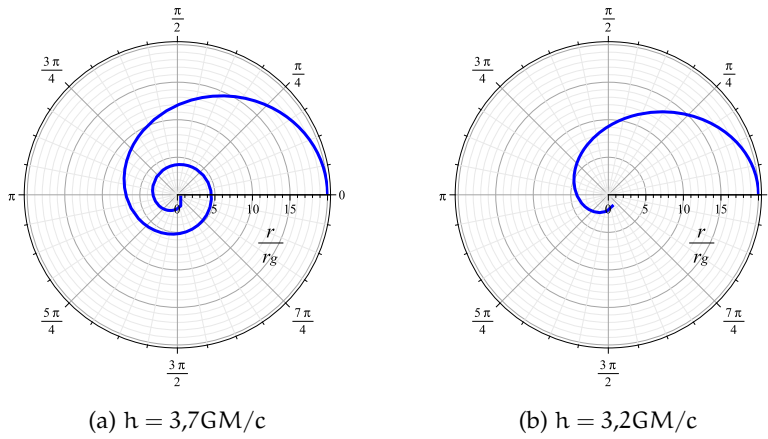


Figura 17: Dos ejemplos de órbitas de una partícula masiva alrededor de un agujero negro de Schwarzschild, para distintos valores del momento angular. La partícula está inicialmente en $r = 20r_g$; para mantener la órbita circular la partícula necesita un momento angular de $h \sim 4,9GM/c$. En el gráfico de la izquierda $h = 3,7GM/c$, mientras que en el de la derecha $h = 3,2GM/c$.

La energía que puede extraerse en este proceso es del orden de la energía de ligadura de la última órbita circular estable. En el caso de un agujero negro de Schwarzschild, la energía de una partícula en una órbita circular puede determinarse a partir de la Ec. 2.12:

$$\frac{E}{mc^2} = \frac{1 - 2GM/c^2r}{(1 - 3GM/c^2r)^{1/2}}. \quad (3.1)$$

Dado que $r_{\text{isco}} = 3r_{\text{Schw}}$, la energía de ligadura resulta [Hobson et al., 2006]:

$$\frac{E}{mc^2} \approx 0,943. \quad (3.2)$$

Si se define la eficiencia radiativa de un disco de acreción, η_{acr} , como la razón entre la energía radiada y la energía en reposo del material

acretado, la máxima eficiencia de un disco alrededor de un agujero negro de Schwarzschild es

$$\eta_{\text{acr}} \approx 1 - 0,943 \approx 0,057. \quad (3.3)$$

Así, la acreción de materia sobre un agujero negro puede convertir hasta un 5.7% de la energía en reposo en radiación. En el caso de un agujero negro de Kerr, esta eficiencia es mucho mayor, siendo $\eta_{\text{acr}} \approx 0,42$ para un agujero negro de Kerr extremo ($a = GM/c$).

Este es el mecanismo de generación de radiación más eficiente que se conoce¹ –casi diez veces más eficiente que la fusión nuclear– y es responsable de los fenómenos más luminosos del universo.

Como se mencionó previamente, el rango de energía en el que emiten los discos de acreción de las XRBs es el de rayos X. La luminosidad del disco está asociada a la tasa de acreción \dot{M} , según

$$L = \eta_{\text{acr}} \dot{M} c^2, \quad (3.4)$$

Es conveniente definir la tasa de acreción de Eddington \dot{M}_{Edd} como la tasa de acreción a la cual la luminosidad del disco es igual a la luminosidad de Eddington². La luminosidad de Eddington (en unidades de erg s^{-1}) está dada por:

$$L_{\text{Edd}} = 10^{38} \frac{M}{M_{\odot}}. \quad (3.5)$$

La tasa de acreción de Eddington se suele definir para una eficiencia $\eta_{\text{acr}} \sim 0,1$, por lo que, en unidades de $M_{\odot} \text{ año}^{-1}$, resulta en

$$\dot{M}_{\text{Edd}} = 1,8 \times 10^{-8} \frac{M}{M_{\odot}}. \quad (3.6)$$

En estado estacionario, la estructura del disco está determinada por el valor de la masa y el spin del agujero negro, así como de la tasa de acreción. La dependencia de la masa puede removerse si se escribe la tasa de acreción en unidades de \dot{M}_{Edd} , dado que fuentes que emiten a fracciones similares de la luminosidad de Eddington, L/L_{Edd} , presentan discos de acreción con la misma estructura [Done et al., 2007]. Actualmente no se conoce un modelo alternativo más simple –la estructura depende principalmente de sólo dos parámetros– y efectivo para describir las observaciones multi-longitud de onda, y en escalas muy diferentes, como el modelo de acreción de materia sobre un objeto compacto.

En este capítulo se discuten los estados espectrales de las binarias de rayos X, y los distintos modelos de discos que los reproducen.

-
- 1 La aniquilación de materia-antimateria tiene una eficiencia $\eta = 1$, pero no se espera que exista en el universo una cantidad importante de antimateria
 - 2 La luminosidad de Eddington se define como la luminosidad máxima que un cuerpo puede tener en equilibrio hidrostático, i.e., la fuerza de la presión de radiación es igual a la fuerza de atracción gravitatoria.

3.1 CARACTERÍSTICAS OBSERVACIONALES DE LOS ESTADOS ESPECTRALES DE LAS XRBs

En el año 1971 se detectó un cambio marcado en el espectro en rayos X de Cygnus X-1 [Tananbaum et al., 1972]. Durante esta transición el flujo promedio en la banda de rayos X blandos (2 – 6 keV) disminuyó en un factor 4, mientras que el flujo en los rayos X duros se incrementó en un factor 2. Al mismo tiempo, la contrapartida en radio de la fuente se hizo muy brillante. Desde esta primera detección hasta la actualidad, se han observados numerosas transiciones entre distintos estados espectrales de las XRBs.

El espectro de rayos X de las XRBs muestra una componente térmica (de tipo cuerpo negro) y una no térmica (de tipo ley de potencias), que varían en intensidad y en forma. Originalmente se distinguían dos estados espectrales canónicos, el estado *low-hard* (*Low-Hard* (LH)) y el estado *high-soft* (*High-Soft* (HS)). El estado HS presenta luminosidades altas en la región de los rayos X blandos. El estado LH, en cambio, tiene luminosidades menores (aunque hay excepciones), y la principal contribución a la luminosidad total es en la región de los rayos X duros.

Además de la emisión continua en rayos X, hay otros rasgos característicos de los espectros de las XRBs. Uno de ellos es la existencia de variaciones muy rápidas de la radiación alrededor de determinada frecuencia, conocidas como *oscilaciones casi-periódicas* o *Quasi-periodic oscillations* (QPOs). Éstas pueden identificarse al estudiar la densidad de potencia de la señal X en función de la frecuencia; esto se conoce como *power spectral density*. La variación al azar de la radiación de un objeto genera un nivel de ruido constante en la densidad de potencia; en cambio, sistemas con QPOs muestran un pico ensanchado en la densidad de potencia a una frecuencia determinada.

Otra de las características observadas usualmente en los espectros de las XRBs es la presencia de la línea de fluorescencia de hierro, Fe K α ; el estudio de la misma es una herramienta para investigar la naturaleza del material acretado y la física en las cercanías del agujero negro.

En la época del satélite RXTE se obtuvieron numerosos espectros de binarias con agujeros negros, y se han podido identificar al menos tres estados espectrales típicos, compartidos por la mayoría de los sistemas. Existe, además, un cuarto estado que corresponde a la inactividad de la fuente, conocido como estado *quiescent*. A continuación se presenta una descripción fenomenológica de todos estos estados.

- Estado *high-soft* (HS)

En este estado la componente térmica domina el espectro de rayos X por debajo de los 10 keV, con una temperatura característica de $kT \sim 0,7 - 1,5$ keV. La ley de potencias en este estado es blanda, con un índice $\alpha \sim 2,1 - 4,8$ y de intensidad baja. En la Fig. 18 se muestran los espectros obtenidos con RXTE en el estado HS de cinco sistemas de la Tabla 1. La densidad de potencia está representada en la columna izquierda de la imagen, en donde

puede verse que en general no se detectan QPOs durante este estado.

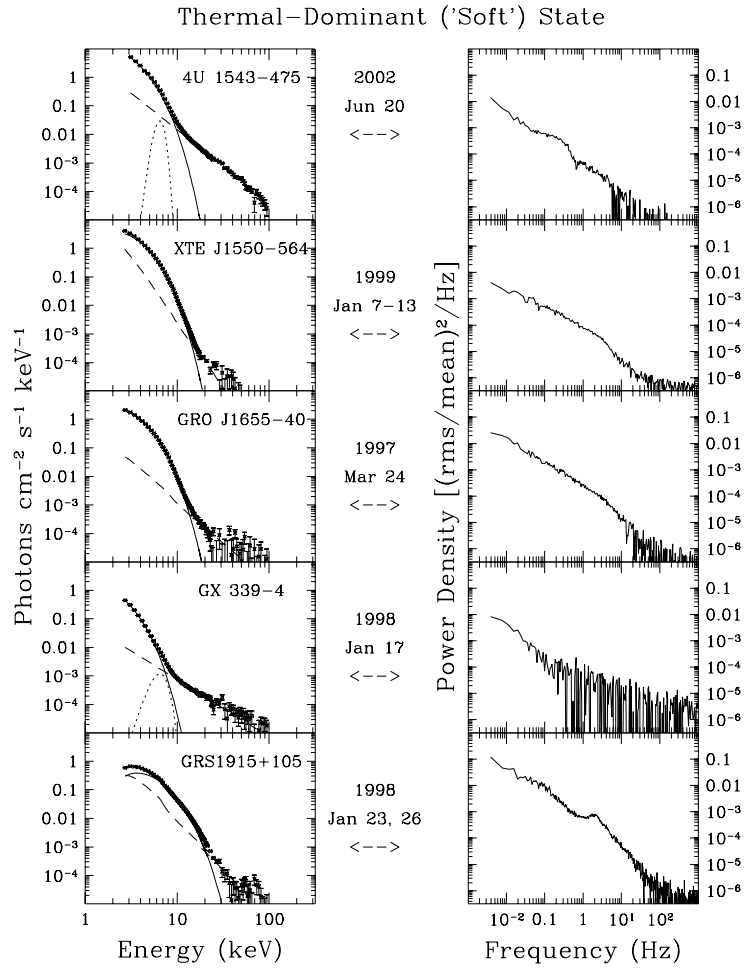


Figura 18: Izquierda: Espectros de XRBs en el estado HS. Los espectros fueron ajustados con una componente térmica, que domina a $E < 10$ keV, y una ley de potencias tenue a energías mayores. Derecha: Densidad de potencia. Gráfico de [McClintock & Remillard \[2006\]](#).

- Estado *low-hard* (LH)

En este estado el espectro a $E > 1$ keV está dominado por una ley de potencias de índice duro ($\alpha \sim 1,5 - 2,1$), y un corte exponencial muy pronunciado a $E \sim 100$ keV. La componente térmica es más débil y aparece a energías más bajas en comparación con el estado HS; la temperatura característica de esta componente en este estado es $kT < 0,8$ keV. En la Fig. 19 se muestran los espectros de las mismas cinco binarias de la Fig. 18, pero en el estado LH. Otra característica de este estado es que presenta, en general, una densidad de potencia elevada.

Las fuentes que permanecen un período prolongado en este estado suelen tener asociada una contrapartida en radio, con un espectro chato e invertido, donde la luminosidad en radio está correlacionada con la emisión en rayos X. En algunos casos, como Cygnus X-1 [Stirling et al., 2001], con las imágenes tomadas con instrumentos de Very-long-baseline interferometry (VLBI) se ha podido resolver una estructura colimada de tipo jet.

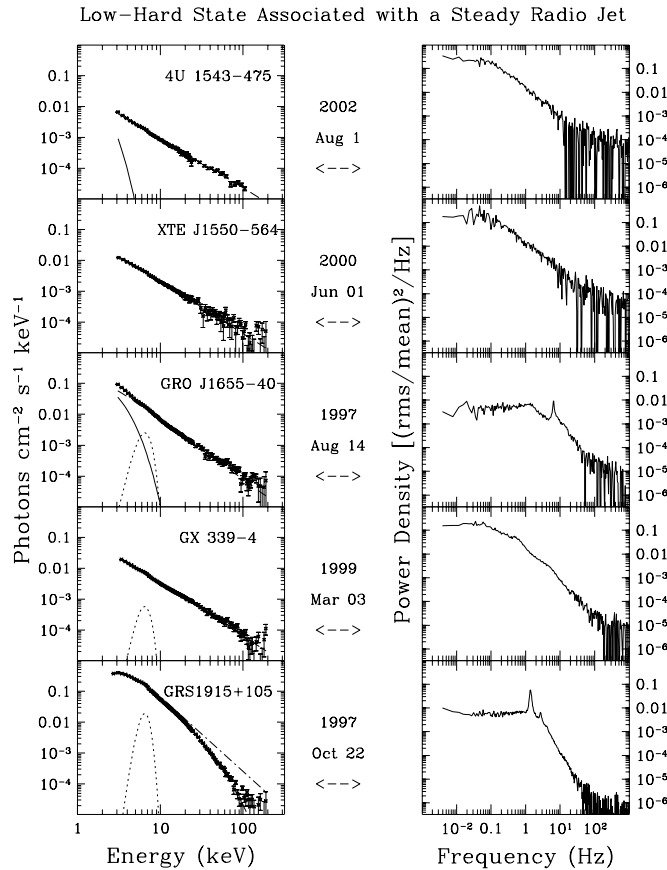


Figura 19: Izquierda: Espectros de XRBs en el estado LH. Derecha: Densidad de potencia. Gráfico de McClintock & Remillard [2006].

- Estado *very high* (VH) o *Steep Power-Law* (SPL)

En algunos casos las XRBs presentan luminosidades muy altas, con valores cercanos al 20% de la luminosidad de Eddington. En esta situación el espectro está dominado por radiación no térmica, que puede llegar a constituir entre el 40% y el 90% del flujo total, con un índice $\alpha \geq 2,4$, mucho más blando que el del estado LH (ver Fig. 20). La intensidad máxima de este estado coincide generalmente con el comienzo de las QPOs.

- Estado de inactividad o *quiescent*

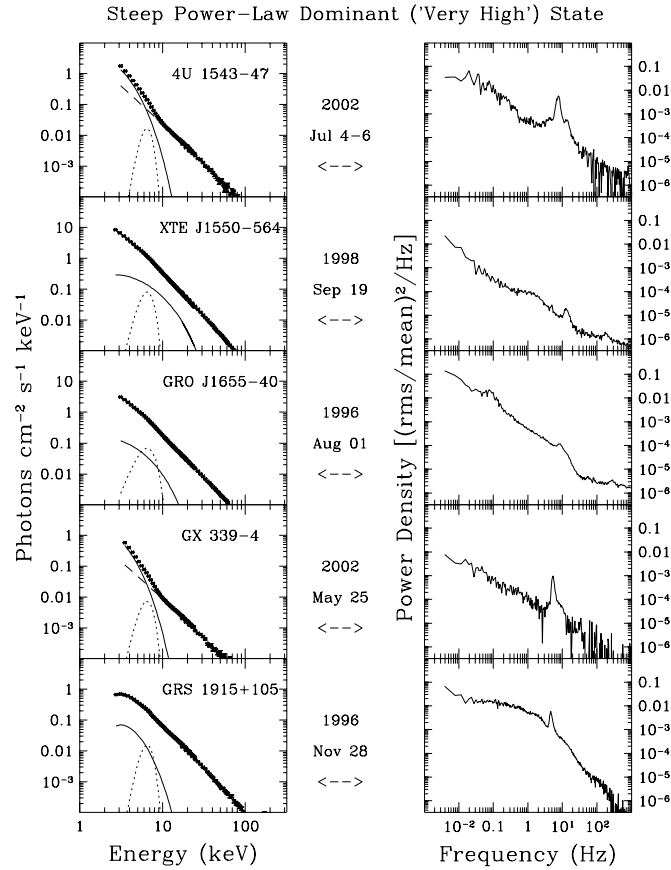


Figura 20: Espectros de las XRBs en el estado *SPL*; puede verse que una ley de potencias pronunciada domina la emisión en rayos X, y la densidad de potencia muestra la aparición de QPOs. Gráfico de [McClintock & Remillard \[2006\]](#).

Una *XRB* de baja masa pasa la mayor parte de su vida en un estado de inactividad, caracterizado por ser un estado muy débil, con una luminosidad $L_X = 10^{30,5} - 10^{33,5} \text{ erg s}^{-1}$. El espectro es similar al del estado *LH*, y se puede ajustar con una ley de potencias de índice duro ($\alpha \sim 1,5 - 2,1$).

La Fig. 21 muestra las curvas de luz de tres de las *XRBs* cuyos espectros se mostraron anteriormente, tomadas con el instrumento *All-Sky Monitor (ASM)*, a bordo del satélite *RXTE* [[McClintock & Remillard, 2006](#)]. Estas binarias atraviesan períodos cortos de actividad, en los que su estado es alguno de los descritos anteriormente, y el resto del tiempo están inactivas.

En la Fig. 22 se muestra la curva de luz de las otras dos binarias; estos sistemas han estado activos durante todo el tiempo de operación de *RXTE*. En particular, el sistema GX 339-4 nunca ha sido observado en un estado de completa inactividad.

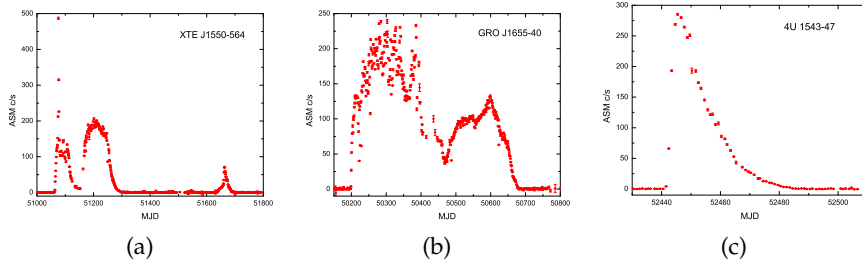


Figura 21: Curvas de luz de tres XRBs que suelen atravesar períodos de actividad. Los datos son de la base pública de RXTE.

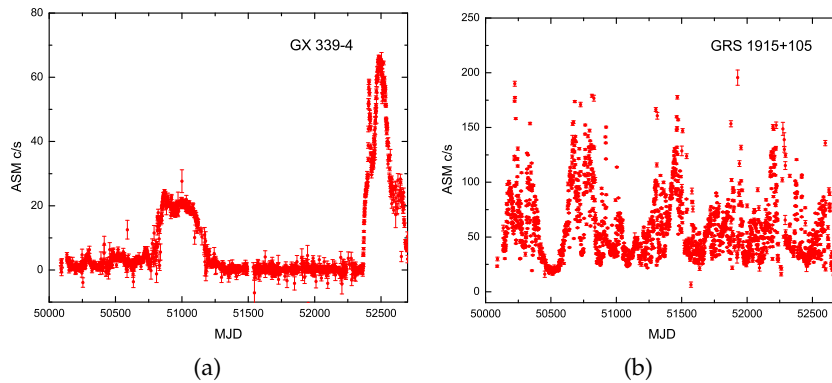


Figura 22: Curvas de luz de dos XRBs que durante el tiempo de operación del satélite RXTE han entrado en períodos de actividad en forma recurrente. Los datos son de la base pública de RXTE.

Si bien los cuatro estados descriptos anteriormente representan en general el comportamiento de la mayoría de las XRBs, existen algunos casos que presentan características distintas o una combinación de propiedades correspondientes a varios estados, y se los suele identificar como estados *intermedios*.

3.2 MODELO ESTÁNDAR DE DISCO

Los diferentes estados espectrales descriptos en la sección anterior, están asociados a diferentes regímenes de acreción. La estructura de un disco de acreción se determina resolviendo el conjunto de ecuaciones hidrodinámicas, e identificando los procesos de calentamiento y enfriamiento del gas relevantes en cada caso.

El modelo más simple de disco de acreción es el llamado *modelo estándar*, desarrollado por Shakura & Sunyaev [1973] y Novikov & Thorne [1973]. El modelo estándar describe la estructura de un disco de acreción Kepleriano alrededor de una masa puntual M . En este modelo se supone que los elementos de fluido describen órbitas casi

circulares con una velocidad angular $\Omega(r)$ y una velocidad tangencial $v_\phi(r)$ dadas por

$$\begin{aligned}\Omega(r) &= \sqrt{\frac{GM}{r^3}}, \\ v_\phi(r) &= r\Omega(r) = \sqrt{\frac{GM}{r}}.\end{aligned}\tag{3.7}$$

La fricción entre capas adyacentes –generada por efectos viscosos– hace que el gas pierda energía potencial gravitatoria, que es radiada. La pérdida de momento angular de las partículas hace que aparezca una pequeña componente radial en la velocidad v_r . La viscosidad es caracterizada por el parámetro ν , conocido como viscosidad cinemática (en unidades de $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$), que depende de la estructura a pequeña escala del disco.

Se considera que la altura del disco es $2h$, por lo que si $\Sigma(r, t)$ es la densidad superficial del disco, entonces

$$\Sigma \equiv \int_{-h}^h \rho dz \sim 2hz,\tag{3.8}$$

donde $\rho = \rho(z = 0)$ es la densidad del disco evaluada en el plano $z = 0$. Se estudian regímenes donde el disco es geoméricamente delgado, es decir, $h(r) \ll r$ (esta aproximación no es válida para tasas de acreción del orden de \dot{M}_{Edd}). En este límite se pueden desacoplar las ecuaciones hidrodinámicas en las componentes radial y vertical.

Para determinar la estructura del disco con las hipótesis anteriores, se estudia la dinámica de un anillo de gas con radio r y espesor dr ; la masa y el momento angular del anillo son $dm = 2\pi r \Sigma dr$ y $dl = dm r^2 \Omega$, respectivamente. Las ecuaciones de conservación para este anillo están dadas por:

a- Conservación de la masa

$$r \frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (r \Sigma v_r) = 0,\tag{3.9}$$

b- Conservación del momento angular

$$r \frac{\partial}{\partial t} (\Sigma r^2 \Omega) + \frac{\partial}{\partial r} (r \Sigma v_r r^2 \Omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial G}{\partial r},\tag{3.10}$$

donde G está dado por

$$G(r, t) = 2\pi r \cdot \nu \Sigma r \frac{\partial \Omega}{\partial r} \cdot r,\tag{3.11}$$

y es el torque viscoso por unidad de longitud sobre la región del disco interior al radio r , ejercido por el material exterior a dicho radio. De

esta forma, la conservación del momento angular se puede reescribir como:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\Sigma r^2 \Omega) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r^3 \Sigma v_r \Omega) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu \Sigma r^3 \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right). \quad (3.12)$$

La estructura del disco queda determinada al resolver simultáneamente las ecuaciones de conservación de la masa, momento angular, energía y momento en la dirección vertical. Es necesario agregar una ecuación de estado, una prescripción de la viscosidad y una ley que describa el transporte radiativo.

Se pueden combinar las Ecs. 3.9 y 3.12 para eliminar v_r , obteniendo

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^{1/2} \frac{\partial}{\partial r} (\nu \Sigma r^{1/2}) \right]. \quad (3.13)$$

Como ν es, en general, una función de las variables locales del disco, esta es una ecuación de difusión no lineal. Dada la solución para $\Sigma(r, t)$, la velocidad radial es

$$v_r = -\frac{3}{\Sigma r^{1/2}} \frac{\partial}{\partial r} (\nu \Sigma r^{1/2}). \quad (3.14)$$

Es necesario conocer el comportamiento de ν para poder resolver estas ecuaciones y encontrar una solución completa de la estructura del disco de acreción.

Sin embargo, en el caso estacionario es posible obtener algunas propiedades interesantes, aún sin conocer la forma de ν . Si \dot{M} es la tasa de acreción de masa, y teniendo en cuenta que $v_r < 0$, la integral de la Ec. 3.9 en estado estacionario resulta

$$\dot{M} = -2\pi r \Sigma v_r = \text{constante}. \quad (3.15)$$

Esta ecuación implica que la tasa de acreción es independiente de r . Por otro lado, también se puede integrar la Ec. 3.12 y obtener

$$\nu \Sigma \left(-\frac{\partial \Omega}{\partial r} \right) = -v_r \Sigma \Omega - \frac{C}{2\pi r^3}, \quad (3.16)$$

donde C es una constante de integración; una forma de determinar esta constante es con la condición

$$r \frac{\partial \Omega}{\partial r} \Big|_{r_{\text{in}}} = 0, \quad (3.17)$$

es decir, el esfuerzo viscoso en el borde interno del disco, r_{in} , es nulo [Novikov & Thorne, 1973]. Para el caso de un disco de acreción alrededor de un agujero negro no rotante, $C = \dot{M} \Omega(r_{\text{in}}) r_{\text{in}}^2$ y

$$\nu \Sigma = \frac{\dot{M} \Omega}{3\pi} \left[1 - \left(\frac{r_{\text{in}}}{r} \right)^{1/2} \right]. \quad (3.18)$$

Al perder momento angular las partículas también pierden energía gravitatoria; parte de esta aumenta la energía cinética de rotación y parte se convierte en energía térmica que puede ser radiada por la superficie del disco. La energía disipada por viscosidad por unidad de área y por unidad tiempo está dada por

$$\begin{aligned} D(r) &= \frac{1}{2} \nu \Sigma \left(r \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right)^2 \\ &= \frac{3GM\dot{M}}{8\pi r^3} \left[1 - \left(\frac{r_{\text{in}}}{r} \right)^{1/2} \right]. \end{aligned} \quad (3.19)$$

La energía liberada entre los radios r_1 y r_2 , con $r_{1,2} \gg r_{\text{in}}$, se obtiene integrando $D(r)$:

$$L_d = \int_{r_1}^{r_2} 2D(r) \cdot 4\pi r dr = \frac{3}{2} GM\dot{M} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (3.20)$$

Esta energía representa el triple de la energía potencial gravitatoria; este exceso de energía es liberado en la región interior del disco, y luego es transportado hacia afuera antes de convertirse en calor. Por el contrario, para $r - r_{\text{in}} \ll r_{\text{in}}$ la energía liberada es menor a la energía disponible por acreción. La mayor contribución a la luminosidad integrada del disco proviene de $r = 2,25r_{\text{in}}$ [Shakura & Sunyaev, 1973].

En la dirección perpendicular al plano del disco no hay flujo neto, por lo que se puede aplicar la condición de equilibrio hidrostático, que, para $h \ll r$, queda de la forma

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = - \frac{GMz}{r^3}. \quad (3.21)$$

Reemplazando $\Delta z \sim h$, resulta

$$h \sim \left(\frac{P}{\rho} \right)^{1/2} \left(\frac{r^3}{GM} \right)^{1/2} \sim \frac{c_s}{\Omega}, \quad (3.22)$$

donde $c_s \sim (P/\rho)^{1/2}$ es la velocidad del sonido. Como $c_s/v_\phi \approx h/r \ll 1$, en un disco delgado el flujo es supersónico.

La viscosidad determina la estructura local del disco y la escala temporal de evolución. Para poder hacer un estudio más detallado de la estructura del disco de acreción es necesario incorporar una ley para la viscosidad.

Se cree que el origen de la viscosidad se encuentra en turbulencia magnética a pequeña escala [Lynden-Bell, 1969]. Además, la turbulencia del plasma probablemente también contribuya a los efectos viscosos. En base a consideraciones de análisis dimensional, Shakura & Sunyaev [1973] propusieron caracterizar los efectos viscosos con un único parámetro adimensional α , de manera que la viscosidad cinemática resulta

$$\nu = \alpha \rho c_s h. \quad (3.23)$$

Cuando el transporte del momento angular se debe a procesos turbulentos, entonces $\alpha < 1$. A los modelos construidos con la Ec. 3.23 se los llama *discos* α . El modelo de Shakura y Sunyaev describe una solución global, en el sentido de que α es constante a lo largo de todo el disco. Generalmente, se deja a α como parámetro libre del modelo.

El calor generado por viscosidad debe ser transportado a la superficie del disco antes de ser radiado. Para el caso de un disco geoméricamente delgado, el gradiente de temperatura está en la dirección perpendicular al disco, por lo que el transporte radiativo será importante sólo en esa dirección. El parámetro que controla el escape de la radiación emitida es la profundidad óptica τ , y depende del mecanismo de absorción dominante. Típicamente, la radiación se debe a emisión libre-libre (*Bremsstrahlung*) y dispersión Compton. Para el disco de Shakura & Sunyaev se obtiene que el disco es ópticamente grueso, es decir $\tau > 1$, medida en la dirección vertical; en este caso el transporte de la radiación se hace por difusión. En este régimen el flujo de energía resulta

$$F(r) = \frac{acT^4}{\tau}, \quad (3.24)$$

donde a es la constante de Stefan. La estructura del disco en la dirección perpendicular al plano queda determinada por el balance entre la energía disipada, dada por la Ec. 3.19, y la energía liberada, dada por la Ec. 3.24.

La presión total será la suma de la presión del gas y la presión de radiación, es decir

$$P = \frac{\rho kT}{m} + \frac{1}{3}aT^4, \quad (3.25)$$

y la relación constitutiva queda dada por $c_s^2 = p/\rho$. Estas expresiones completan el conjunto de ecuaciones necesarias para obtener ρ , T , v_r , h y Σ en función de M , \dot{M} , r y α . La solución del sistema fue hallada por [Shakura & Sunyaev \[1973\]](#) y [Novikov & Thorne \[1973\]](#). En esta solución el disco puede dividirse en tres regiones (ver Fig. 23):

- Una región *interna* para r pequeños, donde domina la presión de radiación y la dispersión domina sobre la absorción.
- Una región *central* donde la mayor contribución a la opacidad sigue siendo la dispersión, pero la presión es dominada por la presión del gas.
- Una región *externa* para r grandes, en la cual la presión del gas sigue dominando sobre la presión de radiación, y la opacidad se debe a la absorción libre-libre.

En las regiones externas del disco, donde el disco es ópticamente denso y la absorción domina sobre la dispersión, existe equilibrio termodinámico local, y la emisión será la de un cuerpo negro de

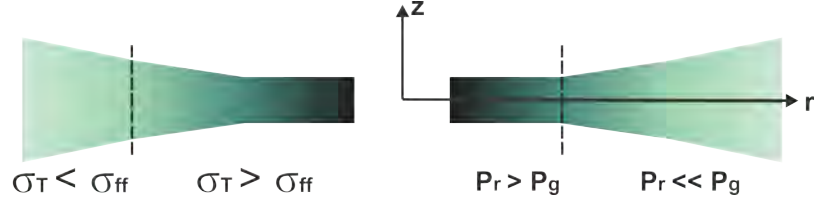


Figura 23: Regiones del disco con diferentes propiedades físicas. Aquí, σ_T y σ_{ff} son las secciones eficaces por dispersión Compton y por absorción libre-libre, respectivamente.

temperatura T_s igual a la temperatura efectiva local. Para obtener el perfil de temperatura se pueden igualar las Ecs. 3.24 y 3.19, lo que resulta en

$$T_s = \left\{ \frac{3GM\dot{M}}{8\pi\alpha cr^3} \left[1 - \left(\frac{r_{in}}{r} \right)^{1/2} \right] \right\}^{1/4}. \tag{3.26}$$

El disco radía como un cuerpo negro a cada r , es decir,

$$F(\nu) = B(\nu) = \frac{2\pi h}{c^2} (kT)^3 \frac{\nu^3}{\exp(h\nu/kT_s) - 1}. \tag{3.27}$$

En la región interna, la dispersión Compton tiene un efecto muy importante sobre la emisión, generando una distribución de Wien,

$$F(\nu) \sim \left(\frac{h\nu}{kT} \right)^3 \exp(-h\nu/kT_s). \tag{3.28}$$

En las regiones intermedias, donde la dispersión Compton es la mayor contribución a la opacidad, el equilibrio térmico existe sólo si $\tau_T \tau_{ff} > 1$. En la superficie, esto no ocurre y el espectro es afectado por la dispersión, resultando en

$$F(\nu) \sim \sqrt{\frac{\chi(\nu)}{\sigma_T}} B(\nu), \tag{3.29}$$

donde $\chi(\nu)$ es el coeficiente de absorción libre-libre.

El espectro total se obtiene integrando sobre todo el disco:

$$I_\nu = 4\pi \int_{r_{in}}^{r_{ext}} F_\nu[T_s(r)] r dr. \tag{3.30}$$

Para un espectro local de tipo cuerpo negro y una distribución de temperaturas dada por la Ec. 3.26, se obtiene la forma $I_\nu \propto \nu^{1/3}$. Esta dependencia con la frecuencia es característica del espectro del disco. La Fig. 24 muestra el espectro de emisión del disco de acreción alrededor de un agujero negro de una masa solar, para dos valores de la tasa de acreción \dot{m} , donde $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{Edd}$. El espectro se extiende hasta energías superiores a los keV, por lo que el disco de acreción es capaz de producir abundantes rayos X blandos.

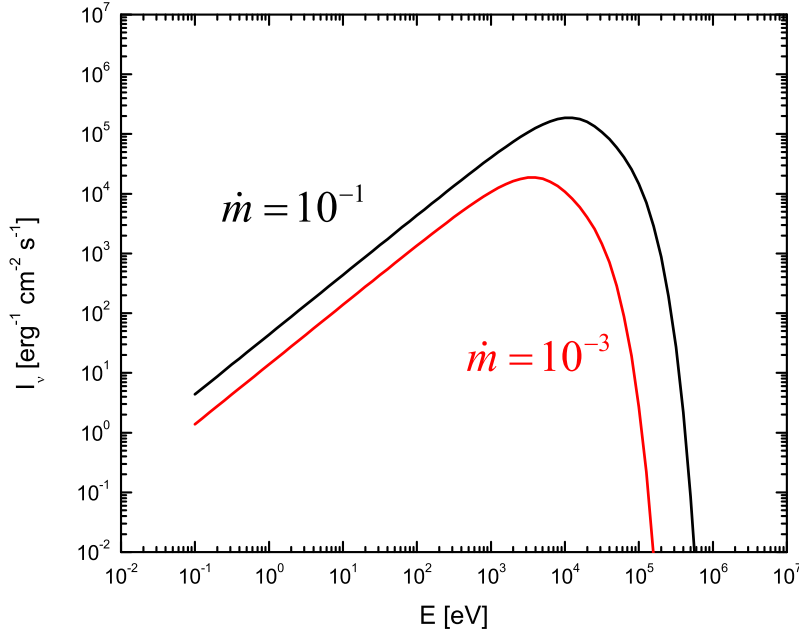


Figura 24: Espectros de emisión de dos discos de acreción en el modelo estándar. La escala de intensidad es arbitraria. Los valores de la tasa de acreción están en unidades de \dot{M}_{Edd} .

Este modelo de disco ha sido muy exitoso para describir la emisión en rayos X de las *XRBs* durante el estado *HS*, en donde domina la emisión térmica. Sin embargo, presenta algunas limitaciones, y no sirve para explicar el origen de los rayos X duros.

La hipótesis de que el esfuerzo viscoso en el r_{in} es nulo puede no ser válida si el flujo está dominado magnéticamente [Abramowicz et al., 1988]. Por otro lado, en la región interna del disco de acreción, las órbitas no son Keplerianas debido a los efectos relativistas [Novikov & Thorne, 1973].

El disco está sujeto a dos grandes inestabilidades: una está asociada a la ionización del hidrógeno, mientras que la otra se debe a la presión de radiación [Lightman & Eardley, 1974].

- Para tasas de acreción bajas la solución estándar es térmicamente inestable para temperaturas cercanas a la de ionización del hidrógeno ($10^4\text{--}5$ K). Esta inestabilidad es la responsable de las transiciones de estado observadas en las *XRBs*, y se discute en más detalle en el Cap. 6.
- Para tasas de acreción altas, el disco está sujeto a una inestabilidad asociada a la presión de radiación. A radios chicos la presión del disco está dominada por la presión de radiación. Un pequeño incremento en la temperatura causa un gran incremento en la presión ($P_{\text{rad}} \sim T^4$) y, consecuentemente, un incremento en el calentamiento ya que el esfuerzo viscoso es proporcional a la presión total. Esto genera un gran aumento en la temperatura, que no está balanceado con ninguna disminución en la opacidad para permitir un enfriamiento más efectivo, produciendo la inestabilidad.

La aproximación de un disco geoméricamente delgado vale si el proceso radiativo es eficiente respecto a la tasa local de disipación de energía; si, en cambio, el disco no radía eficientemente, entonces la estructura puede ser la de un disco geoméricamente grueso, y en ese caso el análisis anterior no vale. En particular, la estructura del disco geoméricamente delgado y ópticamente grueso cuyo espectro es térmico vale para $\alpha \ll 1$. En un régimen en donde $\alpha \sim 1$ aparecen otros efectos (turbulencia del plasma, reconexión magnética, etc.) que pueden llevar a la aceleración de partículas y así, a una componente no térmica en el espectro.

3.3 MODELOS DE DISCO + CORONAS

El modelo estándar de disco frío ha sido muy útil para describir la emisión durante el estado HS. Sin embargo, este modelo es incapaz de reproducir los rayos X duros (~ 100 keV) que dominan el espectro de las XRBs en el estado LH. La temperatura del gas en la región que más contribuye a la emisión del disco, puede estimarse usando la Ec. 3.26, y resulta en $T \sim 10^6$ K, para $M = 10M_{\odot}$ y $\dot{m} = 0,5$ [Shapiro et al., 1976]. Este valor tan bajo de la temperatura explica por qué el modelo de disco frío, ópticamente grueso, no puede reproducir la emisión de rayos X duros.

Dado que en todos los estados el espectro se puede describir usando dos componentes, es natural atribuir estas dos componentes a dos regiones físicamente relacionadas: un disco de acreción responsable de la componente térmica, y una región de plasma caliente llamada *corona*, responsable de la componente de altas energías.

Esta idea da origen a los modelos de tipo “disco+corona”, en donde la corona no surge como una solución de las ecuaciones hidrodinámicas, sino que se agrega como una nueva componente aparte del disco [e.g., Bisnovatyi-Kogan & Blinnikov, 1977]. En estos modelos, una parte de los fotones blandos creados en el disco pueden interaccionar con los electrones calientes de la corona y ganar energía por efecto Compton inverso (Comptonización), generando así la ley de potencias observada.

Uno de los primeros modelos de este tipo fue el disco de “dos temperaturas” desarrollado por Shapiro, Lightman & Eardley [Shapiro et al., 1976], en donde se propone que el disco constaba de dos regiones: una región interior ópticamente delgada y caliente, y una región exterior fría.

3.3.1 Disco de “dos temperaturas”

Thorne & Price [1975] propusieron que si la región interna del disco fuera ópticamente delgada, se podrían alcanzar temperaturas más altas ($\sim 10^9$ K). A estas temperaturas se podría emitir la componente dura del espectro de las XRBs. Tomando esta idea, Shapiro, Lightman & Eardley [Shapiro et al., 1976] hallaron una segunda solución auto-consistente –conocida como SLE– para el disco de acreción alrededor

de un agujero negro. En este caso el plasma es ópticamente delgado, con la particularidad de que permite que los electrones y protones tengan temperaturas diferentes; debido a que $m_p \gg m_e$ la disipación de energía viscosa actúa principalmente sobre los iones. Estos transfieren energía a los electrones a través de interacciones Coulombianas, y el enfriamiento del gas ocurre a través de los electrones. De esta forma, los iones alcanzan una temperatura de $T_i \sim 10^{11-12}$ K, mucho mayor que la de los electrones de $T_e \sim 10^{8-9}$ K. Como el disco es ópticamente delgado, la radiación es emitida localmente por efecto Compton inverso o Inverse Compton (IC), Bremsstrahlung o sincrotrón, y no como la radiación de un cuerpo negro.

Sin embargo, la solución de *SLE* es térmicamente inestable. Como el gas acretaado es ópticamente delgado, la eficiencia del enfriamiento por Bremsstrahlung decrece a medida que lo hace la densidad [Pringle et al., 1973]. Si se eleva levemente la temperatura de un *SLE* en equilibrio, su densidad decrecerá al igual que su tasa de enfriamiento. Esto hace que el gas se caliente aún más, generando una inestabilidad térmica.

3.3.2 Geometría de la corona

Una de las principales incertezas en los modelos de “disco+corona” es la geometría. Por una lado, la fracción del disco cubierta por la corona está directamente relacionada con la pendiente de la componente no térmica del espectro. Por otro lado, en el espectro se observa un exceso de radiación –respecto a la ley de potencias pura– a $E \sim 2 - 60$ keV, que se atribuye a un reprocesamiento de la radiación dura de la corona sobre la componente blanda del disco [Bisnovatyi-Kogan & Blinnikov, 1977]; la forma de este exceso también está afectada por la configuración del sistema disco+corona. Algunas de las configuraciones propuestas se describen a continuación.

3.3.2.1 Geometría plano-paralela o Slab

Un análisis detallado para esta geometría se presenta en los trabajos de Poutanen et al. [1997]; Dove et al. [1997], donde se estudia el caso de Cygnus X-1. En estos trabajos, se propone que la corona está situada en ambas caras de un disco ópticamente grueso y geoméricamente delgado, como se muestra en la Fig. 25. Todas las propiedades tanto del disco como de la corona son constantes con respecto al radio y existe simetría azimutal.



Figura 25: Geometría de disco + corona plano-paralela; la corona se extiende en ambas caras del disco delgado.

El espectro que se obtiene con este modelo es más blando que el observado; la pendiente de los rayos X duros de Cygnus X-1 en el estado LH es de $\alpha \sim 1,6 - 1,7$, y con este modelo se obtienen valores $\alpha \geq 1,8$ (ver Fig. 26, Dove et al. 1997). Por otro lado, como la solución es ópticamente delgada, la mayor parte de la radiación emitida por el disco escapa del sistema sin interactuar en la corona, generando un exceso de fotones blandos ($E < 1$ keV). Además, se predice un quiebre en la ley de potencias a energías de algunos keV que no ha sido observado. Por último, con este modelo se obtiene un ancho equivalente para la línea Fe K α de ~ 120 eV, mucho mayor al observado, de menos de 30 keV.

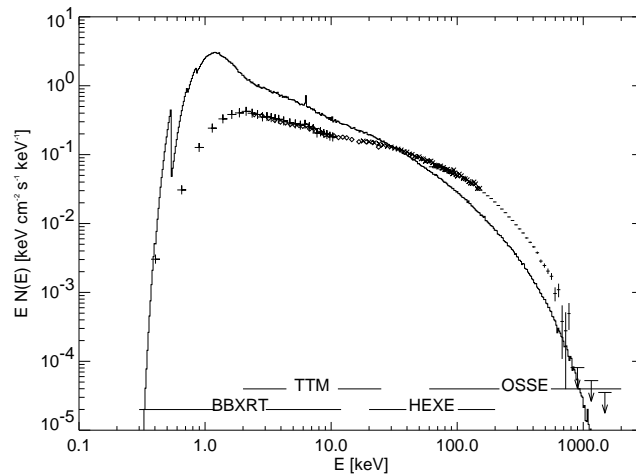


Figura 26: El espectro obtenido con el modelo de disco + corona plano-paralela es más blando que el observado en Cygnus X-1 [Dove et al., 1997].

3.3.2.2 Fulguraciones o Patchy corona

Este modelo fue introducido originalmente para explicar el espectro observado de galaxias Seyfert [Haardt & Maraschi, 1993]. Aquí se propone una corona no homogénea, que presenta regiones magnéticas activas que se ubican como “parches” sobre la superficie del disco. La Fig. 27 muestra un esquema de la geometría en este modelo.



Figura 27: Esquema de la geometría de disco+corona con fulguraciones; las regiones que rodean al disco son magnéticamente activas, y reprocessan la radiación emitida en el disco.

En este caso la mayoría de los fotones que son emitidos en el disco pueden escapar sin ser interceptados por la corona. Dado que el mecanismo de enfriamiento de la corona es Comptonización de los fotones blandos del disco, con esta geometría la corona no se enfría

de manera efectiva y su espectro de emisión es más duro [e.g., [Stern et al., 1995](#)]. Este modelo también predice un espectro de tipo ley de potencias quebrada, en contradicción con las observaciones [[Gierlinski et al., 1997](#)].

3.3.2.3 Sombrero

Esta geometría es una combinación de una corona esférica homogénea de radio R_c y un disco de acreción que penetra sólo hasta cierto radio R_d dentro de la corona ($R_d < R_c$, ver Fig. 28).

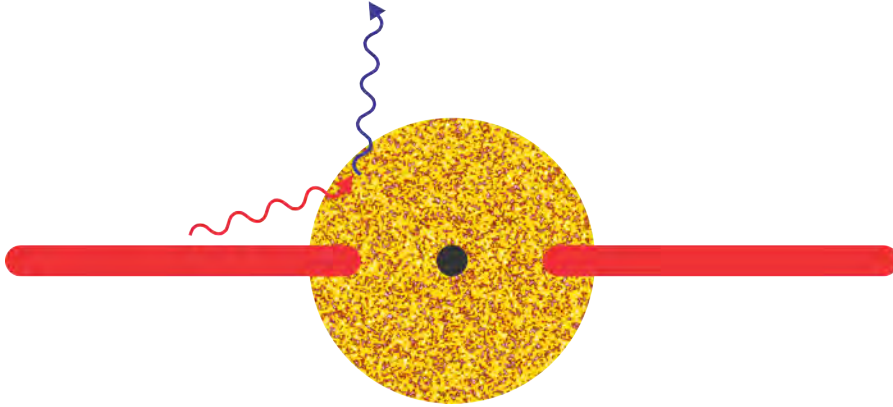


Figura 28: Geometría de tipo “sombrero”, con una corona esférica y un disco delgado que penetra hasta cierto radio.

Como puede verse en la Fig. 29, este modelo permite reproducir muy bien el espectro en el estado LH [[Dove et al., 1997](#); [Poutanen et al., 1997](#)]. También predice el exceso a energías ≤ 1 keV que aparece en el espectro de Cygnus X-1.

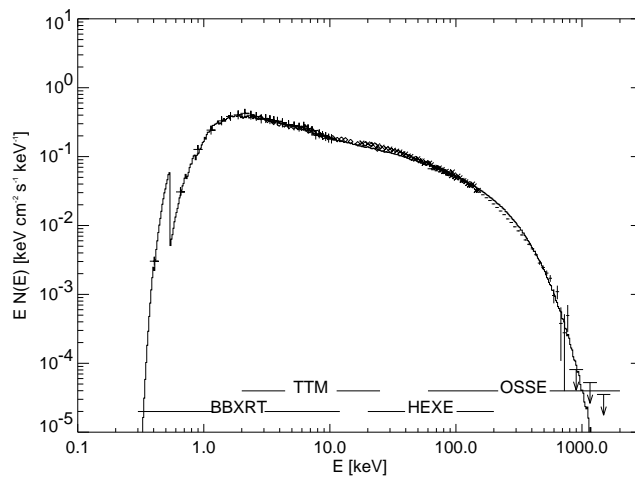


Figura 29: Ajuste del espectro de Cygnus X-1 en el estado LH usando una geometría esférica para la corona [[Dove et al., 1997](#)].

3.3.3 Parámetros de los modelo disco+corona

En los modelos desarrollados por Haardt & Maraschi [1993] y Poutanen et al. [1997], entre otros, se considera que la corona está formada por un plasma térmico de pares electrón/positrón, producto de aniquilación de fotones en la región interna del disco; estas partículas tienen una distribución Maxwelliana relativista, a una temperatura T_e . Se considera que la componente dura del espectro es producida por Comptonización; esta emisión se caracteriza con una ley de potencias de índice α y un corte exponencial a energías E_c . La emisión del disco es característica como la radiación de cuerpo negro a una temperatura T_d .

Se definen las siguientes luminosidades adimensionales:

- La compacticidad l_c de la corona –componente caliente– es

$$l_c = \frac{\sigma_T}{m_e c^3} \frac{L_c}{R_c}. \quad (3.31)$$

- La compacticidad l_d del disco –componente fría– dada por:

$$l_d = (1 - f)l_g + l_{abs}, \quad (3.32)$$

donde $f = l_c/(1 + l_c)$, l_g es la tasa adimensional de disipación de energía potencial gravitatoria del sistema, y l_{abs} es la tasa adimensional de energía absorbida por el disco como resultado del reprocesamiento de la radiación en la corona. Así, fl_g y $(1 - f)l_g$ representan la tasa de disipación de energía gravitatoria en la corona y en el disco, respectivamente.

Otro dos parámetros relevantes en este modelo son la profundidad óptica τ_p , debida a los protones en el plasma, y la profundidad óptica total τ_T , que es inversamente proporcional a la temperatura de los electrones.

Algunos de estos parámetros pueden acotarse a partir de datos observacionales. Por ejemplo, la temperatura de los electrones está directamente relacionada con la energía de corte de la componente dura, $T_e = f_E E_c$, donde $f_E \sim 1$ y depende de la opacidad.

Las luminosidades intrínsecas del disco y la corona, L_d y L_c , también pueden obtenerse a partir de correcciones geométricas a las luminosidades medidas. Uno de estos factores es el ángulo sólido subtendido por el disco alrededor de la corona, que puede estimarse a partir del exceso de energía en el espectro; otro es la fracción cubierta de la corona vista desde el disco, $D(1 + S)$, que está directamente relacionada con el índice α del espectro, según

$$D(1 + S) = 0,15\alpha^4 \frac{L_c}{L_d}. \quad (3.33)$$

Tabla 2: Parámetros del modelo disco+corona para los estados espectrales de Cygnus X-1 [Poutanen et al., 1997].

Parámetro	Estado <i>low-hard</i>	Estado <i>high-soft</i>
L_d/L_c	$> 0,1$	~ 3
R_d	100km	500km
$D(1 + S)$	0,08	0,3
R_d/R_c	0,9	0,65

Una vez fijada la geometría, $D(1 + S)$ es una constante, por lo que el índice espectral depende de l_d y l_c según [Pietrini & Krolik, 1995]

$$\alpha \sim 1,6 \left(\frac{l_c}{l_d} \right)^{-1/4}. \quad (3.34)$$

Así, cuando l_c/l_d aumenta el espectro se hace más duro dado que la corona atrapa más fotones.

El tamaño de la corona está limitado por la escala de variabilidad que estos sistemas presentan en el rango de rayos X/ γ ; en algunos casos las escalas de tiempo son del orden de los milisegundos, por lo que la corona no puede tener más de algunos cientos de km, entre $20 - 50r_g$, dependiendo de la masa del agujero negro central.

Los valores de los parámetros relevantes que figuran en la Tabla 2, son los que se obtienen al aplicar exitosamente este modelo a Cygnus X-1 [Poutanen et al., 1997]. En el estado LH –dominado por la emisión de rayos X duros– el tamaño de la corona es considerablemente mayor al tamaño en el estado HS. Así, la relación entre el radio interno del disco R_d y el radio de la corona R_c será cercano a la unidad en el estado LH, lo que significa que el disco sólo penetra una fracción pequeña en la corona. En cambio, en el estado HS el disco se extiende casi hasta la última órbita estable, y R_d/R_c disminuye. La Fig. 30 representa la configuración disco+corona en ambos estados.

3.4 MODELOS TIPO ADAF

Hay otro tipo de modelo de disco, en el que una región similar a la corona surge como una solución de las ecuaciones hidrodinámicas. Estos son los modelos de tipo Advection-Dominated Accretion Flow (ADAF).

Tanto el modelo del disco estándar como el de dos temperaturas se basan en la hipótesis de que el material acreta puede enfriarse eficientemente, de manera que toda la energía liberada por viscosidad es radiada localmente. Como consecuencia, la temperatura del gas acreta es menor que la temperatura local de virial, y se forma un disco delgado con $h \ll r$.

Existe un tipo de modelo que pertenece a un régimen distinto, en el que el enfriamiento no es tan eficiente, por lo que parte de la energía

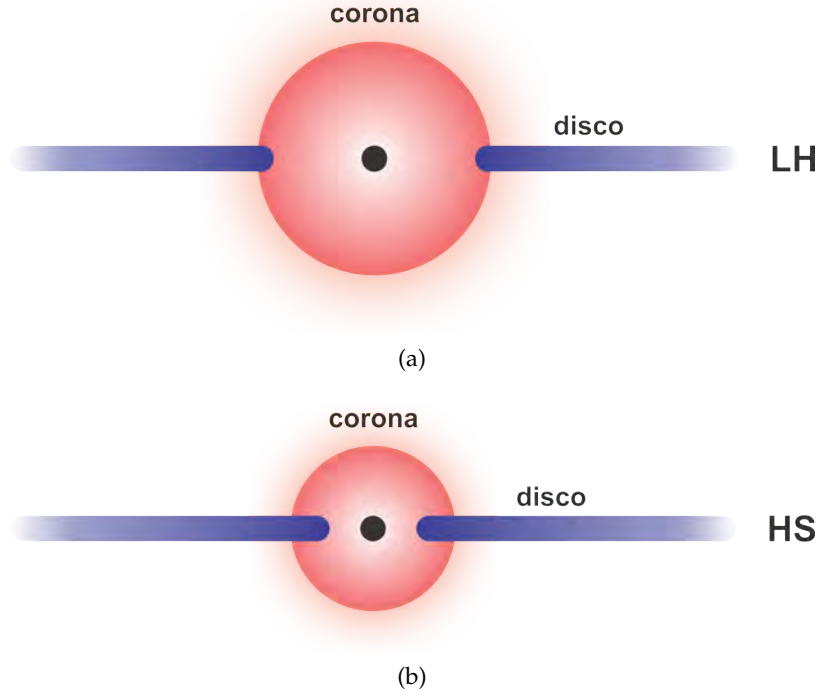


Figura 30: Geometría del modelo disco+corona en los estados espectrales *low-hard* y *high-soft*.

queda almacenada en el gas y es advectada hacia el objeto central. Este tipo de flujo dominado por la advección recibe el nombre de **ADAF**.

Existen soluciones de tipo **ADAF** para dos rangos de \dot{m} . El primero corresponde a una tasa de acreción super-Eddington ($\dot{m} > 1$), y describe un régimen donde el gas acretado es ópticamente denso, y la radiación es atrapada por el gas y advectada [e.g., Begelman & Rees, 1978; Abramowicz et al., 1988]. Sin embargo, esta solución tiene poca aplicación.

El segundo se obtiene para una tasa de acreción sub-Eddington ($\dot{m} < 1$), en donde el gas acretado es poco denso y no tiene tiempo suficiente de enfriarse antes de caer sobre el objeto central. La energía que se libera por viscosidad se almacena como energía térmica y es advectada en lugar de ser radiada. El plasma es ópticamente delgado y de dos temperaturas, tal como en la solución de *SLE* [e.g., Ichimaru, 1977; Narayan & Yi, 1994, 1995a,b; Abramowicz et al., 1995]. Este modelo recibe también el nombre de “**ADAF** de dos temperaturas”.

Para determinar la estructura de este régimen, se resuelve un sistema de ecuaciones de conservación, donde la conservación de la masa, y la de las componentes del momento son similares a las vistas en la Sec. 3.2, y la ecuación de conservación de la energía es de la forma

$$\Sigma v_r T \frac{ds}{dr} = Q^+ - Q^- \quad (3.35)$$

Aquí Q^+ es la energía disipada por viscosidad y Q^- es la energía perdida por unidad de volumen debido a pérdidas radiativas. El término de la izquierda corresponde a la entropía advectada, que no es tenido en cuenta en los modelos de disco delgado. Para medir el

grado en que el flujo está dominado por la advección, se define el parámetro f de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} Q^+ - Q^- &= fQ^+, \\ \frac{Q_{\text{adv}}}{Q^+} &= \frac{Q^+ - Q^-}{Q^+}. \end{aligned} \quad (3.36)$$

De esta forma, la energía advectada es $Q_{\text{adv}} = fQ^+$ mientras que la energía radiada es $Q^- = (1 - f)Q^+$. Distintos valores de f corresponden a los distintos regímenes de acreción:

- $f \ll 1$: esto implica $Q^+ \sim Q^- \gg Q_{\text{adv}}$. Este caso corresponde a un régimen donde el enfriamiento es eficiente y toda la energía disipada por viscosidad es radiada. Las soluciones tipo disco delgado y la de plasma de dos temperaturas de *SLE* corresponden a este régimen.
- $f \approx 1$: aquí $Q_{\text{adv}} \approx Q^+ \gg Q^-$. Esto corresponde a un flujo tipo *ADAF* donde el enfriamiento es despreciable y casi toda la energía disipada por viscosidad se almacena en el gas y es advectada.

En los modelos de tipo *ADAF* la presión de radiación es despreciable frente a la presión del gas; las dos contribuciones significativas a la presión son la del gas y la del campo magnético B ,

$$p = p_g + p_m, \quad p_g = \beta p, \quad p_m = (1 - \beta)p, \quad (3.37)$$

donde $p_m = B^2/8\pi$. Se supone que β es constante para todo r . Modelos típicos fijan $\beta = 0,5$, que corresponde a equipartición estricta.

La segunda hipótesis se basa en el modelo de *SLE* del plasma de dos temperaturas; la interacción entre iones y electrones es únicamente del tipo Coulombiano, y en ese caso el plasma adopta dos temperaturas, con los iones mucho más calientes que los electrones. En su modelo de *ADAF*, Narayan & Yi [1995a] sólo consideraron la contribución radiativa de los electrones a través de Bremsstrahlung, radiación sincrotrón y dispersión Compton inversa.

Por último, la viscosidad se introduce de la misma manera que en el modelo estándar del disco, a través del parámetro α .

Como se mencionó anteriormente, la solución de tipo *ADAF* existe para valores de la tasa de acreción \dot{m} menores a un cierto valor crítico \dot{m}_{crit} . Si las densidades son bajas, las interacciones Coulombianas no son un mecanismo eficiente para transferir energía a los electrones; esto restringe la energía radiada, dado que son los electrones los responsables de emitir la radiación. Al incrementar \dot{m} , el acoplamiento Coulombiano se vuelve más eficiente, la temperatura de iones y electrones se acercan y la energía radiada por los electrones aumenta. El valor de \dot{m}_{crit} es aquel en el cual la escala de acreción es comparable a la escala de tiempo en que las temperaturas electrónica e iónica se igualan debido a las colisiones. Típicamente, se obtiene que los flujos

dominados por acreción ocurren para valores de la tasa de acreción de $\dot{m} < 10^{-3} - 10^{-1}$. A r pequeños, $\dot{m}_{\text{crit}} \sim \alpha^2$, para acreción sobre un agujero negro; esta dependencia es prácticamente invariante de escala, es decir, vale para agujeros negros de masa estelar, como para agujeros negros supermasivos ($10M_{\odot} \leq M \leq 10^8M_{\odot}$)

Algunas de las principales características de la solución de tipo [ADAF](#) son las siguientes:

- la velocidad radial es comparable a la de caída libre y el proceso de acreción es rápido;
- la componente tangencial de la velocidad es sub-Kepleriana;
- como el enfriamiento es ineficiente, la energía generada por viscosidad se almacena como energía interna, y el gas alcanza temperaturas muy altas. Esto produce que el gas se eleve, siendo la escala de altura media $h \sim r$ y la geometría cuasi-esférica, de tipo *corona*;
- la solución puede estar sujeta a inestabilidades asociadas a la convección. Sin embargo, se puede probar que la convección ayuda al proceso de transporte de momento angular;
- las soluciones presentan un parámetro de Bernoulli –definido como la suma de las energías cinética, potencial y entalpía del gas acretado– positivo; esto implica que se pueden producir vientos, u otro tipo de eyección de materia;
- los electrones alcanzan temperaturas de $T_e \sim 10^9 - 10^{10}$ K, para $r < 10^3 r_g$;
- una fracción importante de la energía es adveccionada, por lo que la luminosidad de un [ADAF](#) es baja;
- aún las soluciones con enfriamiento eficiente, i.e., $f \rightarrow 0$, poseen una corona caliente de baja densidad a r pequeños.

Este modelo da una descripción adecuada de la región interna de los discos de acreción en [XRBs](#). La geometría de un [ADAF](#) es muy parecida a la de los modelos disco+corona, con corona esférica; una de las diferencias es que en el caso de un [ADAF](#) los fotones blandos semillas para la Comptonización son debidos a los procesos Bremsstrahlung o sincrotrón dentro de la misma región, mientras que en el caso de corona+disco proviene de la emisión del disco.

3.4.1 Otros regímenes de acreción

La solución de tipo [ADAF](#) desarrollada en los trabajos [Narayan & Yi \[1994, 1995a,b\]](#) supone ciertas condiciones en la estructura del disco: la tasa de acreción es constante para todos los radios, la advección es incluida como un término de enfriamiento, no consideran la convección y, si bien obtienen una estimación del parámetro de Bernoulli del flujo, las consecuencias de la producción de un viento o eyección de

materia no están incluidas en el tratamiento. Todas estas restricciones, entre otras, dieron origen a una serie de nuevos desarrollos. Algunos de ellos se describen brevemente a continuación.

1. Advection-Dominated Inflow-Outflow Solutions (**ADIOS**): flujos dominados por advección con producción de vientos [Blandford & Begelman, 1999; Turolla & Dullemond, 2000]

En las soluciones de tipo **ADAF**, la mayor parte de la energía del gas es advectada; en el caso de un agujero negro, la energía se pierde cuando atraviesa el horizonte de eventos. En el año 1999, Blandford & Begelman propusieron que una fracción del gas que está siendo acretado, pueda ser eyectada en forma de vientos que se lleva masa, momento angular, y energía.

En este régimen se supone que la viscosidad se debe principalmente a efectos magnéticos. Por otro lado, se propone que la tasa de acreción tiene una dependencia con el radio de la forma $\dot{m} \sim r^p$, donde $0 \leq p < 1$; esta restricción en el exponente permite que la masa acretada sea menor para r chicos, mientras que la energía liberada puede aumentar. Así, en este régimen la tasa a la cual el gas es acretado al agujero negro es una pequeña fracción de la tasa a la cual el gas es suministrado al sistema. Toda la materia que no alcanza el horizonte de eventos escapa en un viento que se lleva parte de la energía del interior del flujo acretado y momento angular. Para un modelo similar ver Bogovalov & Kelner [2010].

2. Convection-Dominated Accretion Flow (**CDAF**): Discos de acreción dominados por convección [Quataert & Gruzinov, 2000; Abramowicz & Igumenshchev, 2001]

Los flujos dominados por advección son convectivamente inestables; esto dió origen a la solución de tipo **CDAF**, en la cual una pequeña fracción del gas acretado provee la energía necesaria para devolver una gran parte del gas a regiones externas del disco.

En este caso, al contrario de las soluciones **ADIOS**, se supone que no hay eyección de materia. La inestabilidad convectiva en los **ADAF** se evita imponiendo que la convección transporte momento angular hacia regiones internas del disco, mientras que el transporte de momento angular hacia afuera por otros mecanismos es débil. De esta forma, se obtiene un flujo marginalmente estable, en donde la materia a un radio determinado se mantiene circulando en remolinos convectivos, y muy poca es advectada.

3. Luminous Hot Accretion Flow (**LHAF**): Discos de acreción calientes y luminosos [Yuan, 2001]

En los **ADAF** la interacción Coulombiana entre iones y electrones es poco eficiente, y por eso casi toda la energía almacenada en los iones es advectada. En estas soluciones, se considera que la tasa

de pérdida de energía de los iones por interacciones Coulombianas es mayor que la tasa de calentamiento por viscosidad. En este caso, el término advectivo es un término de calentamiento y no de enfriamiento como en los flujos dominados por advección. Esta solución es posible para $\dot{m} > \dot{m}_{cr}$, y debido a que tienen una tasa de acreción mayor son más calientes y luminosos que los [ADAF](#).

4. Magnetically-Dominated Accretion Flow ([MDAF](#)): Discos de acreción dominados magnéticamente [[Meier, 2005](#)]

En este caso, se propone que en la región interna del disco de acreción ($r < 100r_g$) la contribución de un campo magnético intenso y ordenado es más importante que la del campo magnético turbulento; la dinámica del flujo estaría dominada por el campo magnético, y no por la presión de radiación o del gas.

5. Jet-Dominated Accretion Flow ([JDFAF](#)): Discos de acreción dominados por jets [[Falcke et al., 2004](#)]

En este caso consideran que para tasas de acreción sub-Eddington la contribución más importante al flujo de energía es la de un jet.

6. Neutrino-Dominated Accretion Flow ([NDAF](#)): Discos de acreción dominados por emisión neutrinos [[Kohri et al., 2005](#)]

Si bien este no es un modelo que se aplica a los discos de acreción de binarias de rayos X, está en la clase de discos dominados por advección. Para regímenes de acreción hiper-Eddington ($\dot{m} \gg 1$), la opacidad es tan alta que la única forma de enfriar el disco es a través de emisión de neutrinos. Se ha sugerido que este es el tipo de disco que se genera durante el colapso de progenitores de [GRBs](#) de larga duración [[Reynoso et al., 2006](#)].

3.5 ESPECTRO DE RAYOS X

Un avance muy importante en la descripción de los estados espectrales se dió cuando [Esin et al. \[1997\]](#) propusieron que los distintos estados son el resultado de diferentes valores en la tasa de acreción \dot{m} en los modelos de tipo [ADAF](#). La Fig. [31](#) muestra cómo la geometría del flujo acretado cambia para distintos valores de \dot{m} . En orden de \dot{m} creciente, los estados son:

- $\dot{m} < 10^{-2}$: estado de inactividad o *quiescent*; el disco de acreción delgado está truncado a un radio de transición grande y el régimen de acreción se hace de tipo [ADAF](#) a radios aún mayores.
- $10^{-2} < \dot{m} < 0,08$: estado *low-hard*. La geometría de este estado es similar a la del estado de inactividad, sin embargo a medida que aumenta la tasa de acreción, también lo hace la eficiencia radiativa del flujo, por lo que se hace más luminoso. La fuente permanece en este estado hasta $\dot{m}_{cr} \sim 0,08$ (el valor exacto depende de α).

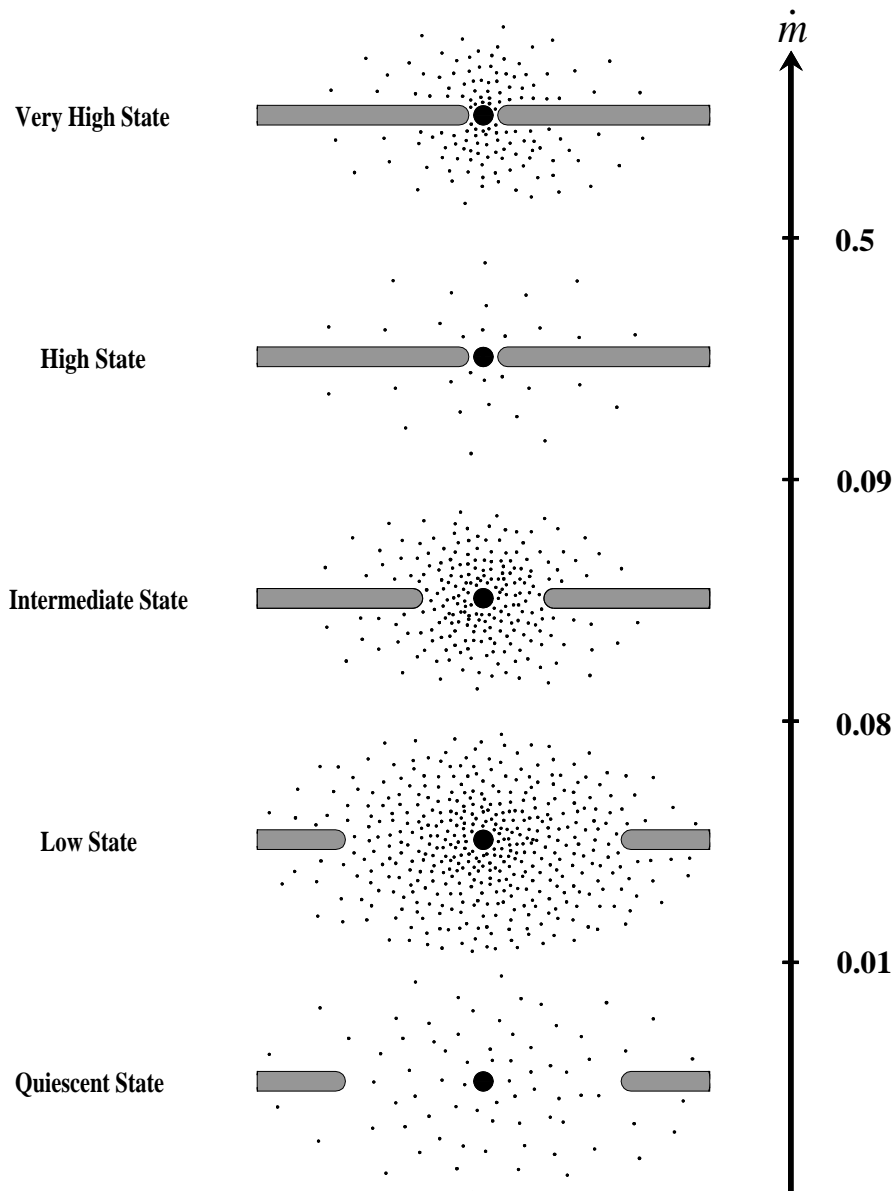


Figura 31: Estructura de la solución tipo ADAF en los distintos estados espectrales como función de la tasa de acreción. Imagen de [Esin et al. \[1997\]](#).

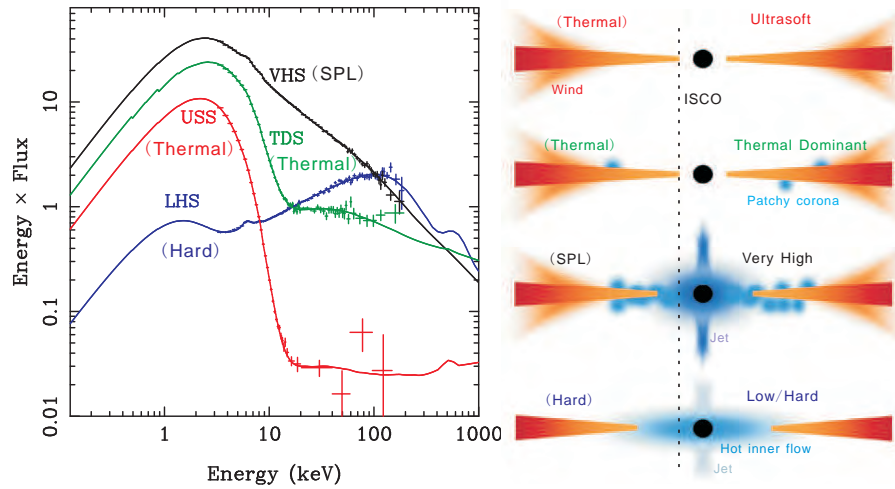


Figura 32: Izquierda: espectros de GRO J1655-40 en los distintos estados. Derecha: geometría del disco y la corona en cada estado [McClintock & Remillard, 2006].

- $\dot{m}_{\text{cr}} < \dot{m} < 0,09$: estado *intermedio*. Cuando la tasa de acreción excede el valor crítico, la región **ADAF** radía de manera ya muy eficiente como para seguir dominada por advección. De esta forma, el tamaño de la región **ADAF** se reduce y el borde interno del disco se mueve hacia radios menores.
- $0,09 < \dot{m}$: estado *high-soft*. Para valores aún mayores de la tasa de acreción, la región central de tipo **ADAF** desaparece, al mismo tiempo que el disco se extiende hasta la última órbita estable.

Si bien en el trabajo original de [Esin et al. \[1997\]](#) se identificó el régimen $\dot{m} > 0,5$ con el estado **SPL**, no hay un mecanismo que explique por qué la corona se hace tan masiva, ni cómo se produce el espectro observado. Este es el único estado que no puede ser descrito consistentemente en este modelo.

En el contexto de los modelos de disco+corona, la evolución de los estados se explica a partir de una interacción dinámica entre ambas componentes, alimentada por inestabilidades magnetohidrodinámicas en el disco.

La Fig. 32 muestra los espectros en los diferentes estados de la fuente GRO J1655-40, ajustados con el modelo de disco+corona; también se muestra la geometría propuesta para cada estado [McClintock & Remillard, 2006]. Cuando el disco está truncado a radios grandes, una fracción baja de los fotones blandos emitidos por el mismo serán reprocesados en la corona. Así, el espectro que se obtiene es más duro. A medida que el disco comienza a avanzar hacia radios más pequeños, una fracción mayor de fotones serán reprocesados, por lo que el espectro se hace más blando ya que la temperatura de los electrones disminuye.

3.5.1 Jets y el ciclo dinámico

Como se mencionó previamente, una de las características del espectro de las XRBs durante el estado LH es la presencia de emisión persistente en radio, con un espectro chato o invertido ($S_\nu \sim \nu^\alpha$, con $\alpha \geq 0$). Este tipo de emisión se debe a la radiación sincrotrón de electrones en un jet relativista. El mecanismo de producción de los jets no está claramente establecido. Existen varias hipótesis acerca de su origen, la mayoría relacionadas con mecanismos magnetohidrodinámicos [e.g., Blandford & Znajek, 1977; Blandford & Payne, 1982; Meier, 2005]. En los casos en que se detecta un jet, la XRB es llamada *microquasar* [Mirabel et al., 1992].

Si bien el estado LH está asociado a la presencia de una emisión persistente en radio, las transiciones de estado suelen estar asociadas con emisiones discretas, inestables y con luminosidades muy altas. Por otro lado, el estado HS no tiene indicios de presentar un jet.

Basándose en las observaciones de fuentes que presentaban jet, Fender et al. [2004] propusieron un modelo para unificar el comportamiento del sistema jet-disco/corona en las XRBs. En la Fig. 32 se muestra el diagrama de este modelo. El ciclo que atraviesa una XRB está marcado con la línea sólida. Las fases del diagrama son:

- la fuente está en un estado de baja luminosidad, que corresponde a la inactividad;
- cuando la fuente entra en actividad, se mueve de manera vertical en este diagrama. El pico de este ascenso es el estado LH, donde la fuente presenta un jet persistente con factores de Lorentz medianamente relativistas;
- cuando la fuente pasa del estado LH al estado HS se producen los jet más poderosos, con factores de Lorentz > 2 . Es probable que en esta transición sea el material de la corona el que es eyectado, dejando lugar al disco para extenderse hasta la ISCO;
- en el estado HS no se produce ningún jet. La región interna del disco comienza a evaporarse, la corona se empieza a reconstruir nuevamente, y la fuente vuelve al estado *quiescent* o LH.

3.5.2 Spin del agujero negro

Se piensa que los agujeros negros astrofísicos son agujeros negros de Kerr. En particular, los agujeros negros estelares, se forman a partir del colapso de una estrella masiva, por lo que es esperable que roten. Los agujeros negros de Kerr se caracterizan con dos parámetros: la masa y el momento angular o *spin*.

Las medidas de la masa de un agujero negro en un sistema binario son fuertes, dado que se obtienen a partir de estudios dinámicos del sistema, y no se hacen suposiciones sobre la naturaleza del objeto compacto. Sin embargo, los métodos actuales que se usan para estimar

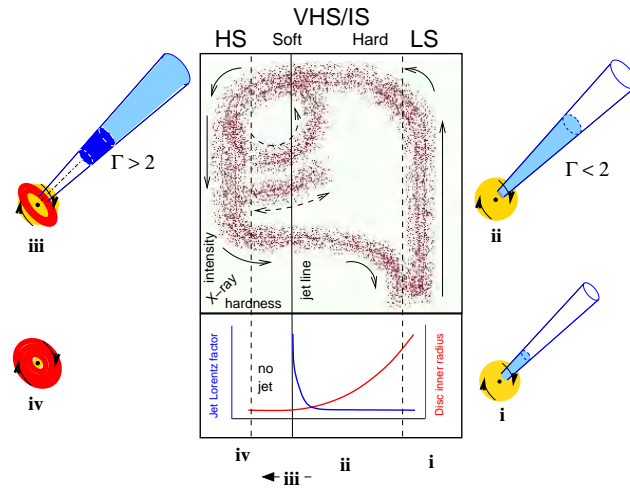


Figura 33: Ciclo dinámico del sistema jet-disco/corona de las XRBs [Fender et al., 2004].

el momento angular de un agujero negro suponen que la geometría del espacio-tiempo alrededor del agujero negro es la de Kerr.

Los dos métodos más usados se basan en el modelado de la emisión en rayos X, y en la identificación del radio interno del disco de acreción r_{in} con el radio de la ISCO; como r_{ISCO} depende sólo de la masa y del spin del agujero negro, esto permite estimar el valor del spin para agujeros negros con masas estimadas a partir de estudios dinámicos.

- Ajuste del espectro continuo: este método consiste en el modelado de la componente térmica del espectro en rayos X, debida a la emisión del disco de acreción. Este método ha sido ampliamente usado para la determinación del spin de las XRBs que muestran una componente térmica bien marcada en el espectro.

- Línea Fe/K

Otra de las características que presentan los espectros de las XRBs, es la presencia de líneas espectrales de emisión. Estas líneas se originan por la irradiación del disco frío por los fotones X duros de la corona. La línea más fuerte es la línea de fluorescencia del hierro, línea Fe $K\alpha$, que se produce a $E \sim 6,4$ keV.

Esta línea es intrínsecamente delgada en energía. Sin embargo, dado que la misma se produce en las regiones internas del disco de acreción, el perfil está afectado por efectos relativistas [George & Fabian, 1991]; el corrimiento al rojo gravitacional genera un perfil asimétrico, como se muestra en la Fig. 34. Para la determinación del spin con este método, se modela el perfil de la línea ensanchada por efectos relativistas. Este método ha sido aplicado también para determinar la masa de agujeros negros supermasivos de AGNs.

Además de ser una medida del spin del agujero negro central, el estudio de la línea Fe $K\alpha$ permite testear los efectos de campos gravitatorios en un régimen fuerte.

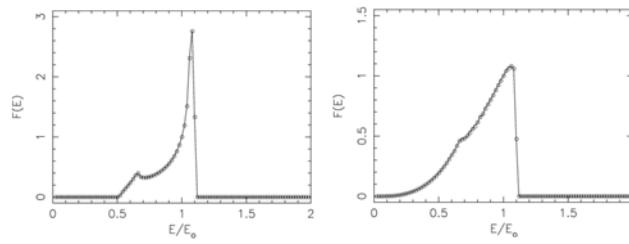


Figura 34: Línea de fluorescencia del hierro Fe $K\alpha$. El perfil asimétrico se debe al efecto Doppler relativista.

3.5.3 Espectro residual no térmico a altas energías

Además de las características discutidas hasta aquí de los espectro de las binarias, fuentes como Cygnus X-1 y GRO J0422+32, entre otras, producen emisión persistente hasta energías de \sim MeV [McConnell et al., 2000; Ling & Wheaton, 2003; Cadolle Bel et al., 2006]; esto indica que existe una segunda población de partículas, que producen esta contribución no térmica a altas energías.

En el trabajo de Li & Miller [1997] se mostró que ante ciertas condiciones físicas características de los alrededores de agujeros negros acretantes, es posible acelerar electrones fuera de la distribución Maxwelliana. Algunos trabajos recientes han sido dedicados al estudio de la presencia de una población de partículas relativistas [e.g., Belmont et al., 2008; Malzac & Belmont, 2009; Vurm & Poutanen, 2009].

En el siguiente capítulo, se presenta un modelo detallado del transporte de partículas relativistas y de los procesos no térmicos que tienen lugar en la corona de agujeros negros galácticos.

PROCESOS NO TÉRMICOS EN CORONAS DE AGUJEROS NEGROS

En este capítulo, se presenta un modelo para estudiar los efectos de la inyección de partículas no térmicas, tanto leptones como hadrones, en una corona magnetizada. Se describe un tratamiento auto-consistente del transporte de partículas masivas y de fotones. Este modelo da un posible origen a la emisión persistente a $E \sim \text{MeV}$ que se observa en algunas binarias de rayos X [McConnell et al., 2000; Cadolle Bel et al., 2006; Jourdain et al., 2012]. Asimismo, se hacen predicciones de emisión electromagnética a altas energías y emisión de neutrinos.

4.1 HIPÓTESIS BÁSICAS DEL MODELO PARA EL ESTADO *low-hard*

El estado *low-hard* de agujeros negros acretantes está caracterizado por la presencia de una gas caliente que rodea el objeto compacto, conocido como corona [Bisnovaty-Kogan & Blinnikov, 1977]. La Fig. 35 muestra un esquema de las componentes principales del sistema.

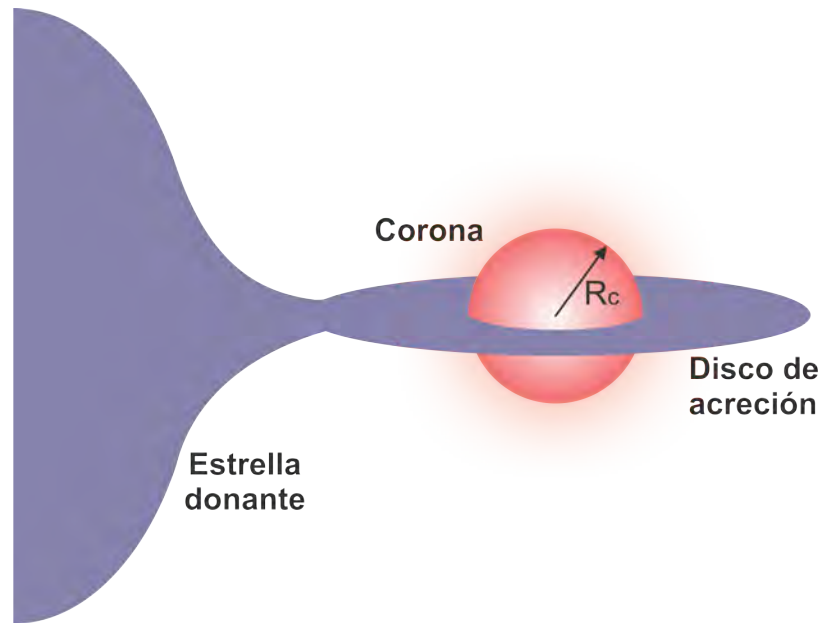
Se considera una corona homogénea y esférica, con un radio R_c que depende de la masa del agujero negro central. El tamaño de la región en donde se producen los fotones con energías en el rango de rayos X duros –de aquí en adelante se los llamará fotones duros– está limitado por la variabilidad observada en los espectros de agujeros negros galácticos.

El disco de acreción penetra la corona hasta un radio interno $R_d < R_c$, con $R_d/R_c \sim 0,9$; este es un valor típico en modelos donde el disco es la fuente principal de fotones semilla para la Comptonización [Poutanen, 1998; Haardt & Maraschi, 1993]. La existencia de otras fuentes de fotones permiten relajar el valor de este cociente.

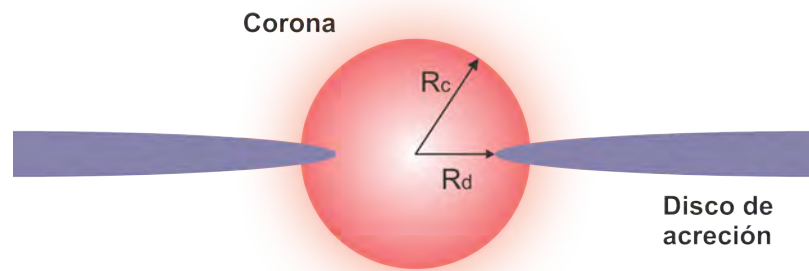
Se supone que la corona está en estado estacionario; esta hipótesis es válida ya que las XRBs pasan la mayor parte de su vida en el estado LH.

Las XRBs con coronas bien diferenciadas en el estado LH suelen producir jets relativistas. Es muy probable que el mecanismo de lanzamiento del jet sea de origen magnético [e.g., Spruit, 1987]; de esta forma, la potencia del jet está relacionada con el campo magnético de la fuente. Para Cygnus X-1 y otros sistemas similares, la potencia cinética del jet es aproximadamente igual a la luminosidad de la corona L_c ; de esta forma, el valor medio del campo magnético B puede ser estimado por equipartición entre la densidad de energía magnética y la densidad bolométrica de fotones en la corona (ver, por ejemplo, Bednarek 2000),

$$\frac{B^2}{8\pi} = \frac{L_c}{4\pi R_c^2 c}. \quad (4.1)$$



(a)



(b)

Figura 35: Representación esquemática de las componentes del sistema; el disco de acreción penetra la corona hasta un radio interno $R_d < R_c$.

Al igual que en los modelos de tipo [ADAF](#), se considera un plasma de dos temperaturas, donde los iones y electrones interactúan sólo a través de colisiones Coulombianas; se adopta una temperatura de iones de $T_i \sim 10^{12}$ K, mientras que la de los electrones es $T_e = 10^9$ K, considerablemente menor a la de iones [e.g., [Narayan & Yi, 1995a,b](#)].

Si el campo magnético lanza el plasma en forma de jet, es razonable suponer que hay equipartición entre la densidad de energía magnética y la densidad de energía cinética del plasma; esto permite estimar la densidad del plasma según [e.g., [Zdziarski et al., 2009](#); [Narayan & Yi, 1995a,b](#)]:

$$\frac{B^2}{8\pi} = \frac{3}{2}n_e kT_e + \frac{3}{2}n_i kT_i. \quad (4.2)$$

Aquí n_i y n_e son las densidades de iones y electrones, respectivamente. Se supone también que la corona está compuesta principalmente de hidrógeno, por lo que $n_i \sim n_e$.

La densidad de fotones duros de la corona n_{ph} (en unidades de $\text{erg}^{-1} \text{cm}^{-3}$), está caracterizada por una ley de potencias con un corte exponencial a altas energías, dada por

$$n_{\text{ph}}(\epsilon) = A_{\text{ph}} \epsilon^{-\alpha} e^{-\epsilon/\epsilon_c}. \quad (4.3)$$

La constante de normalización A_{ph} puede obtenerse a partir de L_c , según

$$\frac{L_c}{4\pi R_c^2 c} = \int_0^\infty \epsilon n_{\text{ph}}(\epsilon) d\epsilon = \int_0^\infty A_{\text{ph}} \epsilon^{1-\alpha} e^{-\epsilon/\epsilon_c} d\epsilon. \quad (4.4)$$

El campo de fotones del disco de acreción se representa como un cuerpo negro de temperatura fija. Tanto este campo, como el de fotones duros de la corona se consideran como blancos para las interacciones de partículas relativistas.

4.2 INYECCIÓN DE PARTÍCULAS RELATIVISTAS

El mecanismo de aceleración de partículas en coronas está probablemente relacionado con la reconexión magnética. Ésta es una reconfiguración topológica del campo magnético, causada por un cambio en la conectividad de las líneas del campo [e.g., Schopper et al., 1998; Zenitani & Hoshino, 2001; de Gouveia Dal Pino et al., 2010]. La idea básica es que un mecanismo de tipo Fermi I tiene lugar en la zona de reconexión, generada por dos flujos magnéticos convergentes de polaridad opuesta, que se mueven uno hacia otro, a una velocidad v_{rec} [de Gouveia dal Pino & Lazarian, 2005].

Se supone que la reconexión magnética genera la inyección en la corona de distribuciones de partículas no térmicas, tanto electrones como protones. Para un mecanismo de aceleración de tipo Fermi de primer orden, la tasa de aceleración $t_{\text{acc}}^{-1} = E^{-1} dE/dt$ para una partícula de energía E , en un campo magnético B , está dada por [Protheroe, 1999]:

$$t_{\text{acc}}^{-1} = \frac{\eta e c B}{E}, \quad (4.5)$$

donde η es un parámetro que caracteriza la eficiencia del mecanismo de aceleración en el plasma magnetizado, y se puede obtener según [Drury, 1983; del Valle et al., 2011]

$$\eta \sim 0,1 \frac{r_g c}{D} \left(\frac{v_{\text{rec}}}{c} \right)^2. \quad (4.6)$$

Aquí $D(E)$ el coeficiente de difusión, y en el régimen de Bohm¹ está dado por $D(E) = r_{gr}c/3$, donde $r_{gr} = E/(eB)$ es el giro-radio de la partícula.

La velocidad de reconexión en eventos de reconexión violentos es $v_{rec} \sim v_A$ [Lazarian & Vishniac, 1999; Kowal et al., 2011], donde v_A es la velocidad de Alfvén, dada por

$$v_A = \sqrt{\frac{B^2}{4\pi m_p n_i}}. \quad (4.7)$$

La potencia máxima disponible para inyectar partículas relativistas puede estimarse a partir de [del Valle et al., 2011]

$$L = \frac{B^2}{8\pi} A v_A, \quad (4.8)$$

donde $A \sim 4\pi R_c^2$. La potencia total inyectada en protones y electrones relativistas se toma como una fracción de la luminosidad de la corona, $L_{rel} = q_{rel}L_c$, y debe ser menor o igual a la potencia máxima disponible.

La inyección resultante de partículas relativistas es una ley de potencias de índice Γ , de la forma

$$Q(E) = Q_0 E^{-\Gamma} e^{-E/E_{max}}. \quad (4.9)$$

El índice de la ley de potencias está en el rango $1 \leq \Gamma \leq 3$ [Drury, 2012]. La constante de normalización Q_0 puede obtenerse una vez que se fija la fracción de la potencia total q_{rel} que es inyectada en partículas relativistas.

La manera en que la energía se distribuye entre hadrones y leptones no se conoce; para tratar con esta incerteza, se define el parámetro α como la relación entre la potencia inyectada en protones y la inyectada en electrones, $\alpha = L_p/L_e$. Este es uno de los parámetros libres del modelo.

En este modelo, el mecanismo de aceleración no se incluye como un término de ganancia de energía en la ecuación de transporte, sino que se usa para fijar la función de inyección de electrones y protones primarios, y para determinar las energías máximas que las partículas relativistas pueden alcanzar.

4.3 PÉRDIDAS DE ENERGÍA

4.3.1 Pérdidas radiativas

Se considera la interacción de partículas relativistas inyectadas localmente con los campos de radiación, de materia y campos magnéticos en la fuente. Estas interacciones modifican el espectro original de las partículas.

¹ En el régimen de Bohm la densidad de energía magnética está distribuida equitativamente entre componentes con irregularidades de diferente escala.

En un ambiente como el de la corona de agujeros negros galácticos, hay tres procesos relevantes de pérdida de energía para electrones relativistas:

- **Dispersión Compton inversa o IC:** es una dispersión elástica de un fotón por una partícula cargada; en esta interacción un fotón de baja energía interactúa con una partícula relativista, la que le cede parte de su energía. La interacción puede esquematizarse de la forma

$$e^{-} + \gamma \rightarrow e^{-} + \gamma. \quad (4.10)$$

- **Radiación sincrotrón:** es la radiación electromagnética que resulta de la aceleración de una partícula cargada en un campo magnético, es decir,

$$e^{-} + B \rightarrow e^{-} + B + \gamma. \quad (4.11)$$

- **Bremsstrahlung relativista:** es la radiación electromagnética que resulta de la aceleración de una partícula cargada en el campo Coulombiano de un núcleo; puede esquematizarse según

$$e^{-} + p \rightarrow e^{-} + p + \gamma. \quad (4.12)$$

Los protones relativistas inyectados en la corona interactúan con los campos de la fuente, y producen mesones π^0 , π^+ y π^- a través de las siguientes interacciones:

- **Colisiones inelásticas protón-protón:** interacciones entre los hadrones y el campo de materia de la fuente. Los canales de interacción son:

$$\begin{aligned} p + p &\rightarrow p + p + \zeta_1 \pi^0 + \zeta_2 (\pi^+ + \pi^-), \\ p + p &\rightarrow p + n + \pi^+ + \zeta_1 \pi^0 + \zeta_2 (\pi^+ + \pi^-), \\ p + p &\rightarrow n + n + 2\pi^+ + \zeta_1 \pi^0 + \zeta_2 (\pi^+ + \pi^-), \end{aligned} \quad (4.13)$$

donde ζ_1 y ζ_2 son las multiplicidades.

- **Interacciones fotohadrónicas $p\gamma$:** interacción de hadrones con el campo de fotones de la fuentes. Los distintos canales de producción fotomesónica son:

$$\begin{aligned} p + \gamma &\rightarrow p + \zeta_1 \pi^0 + \zeta_2 (\pi^+ + \pi^-), \\ p + \gamma &\rightarrow n + \pi^+ + \zeta_1 \pi^0 + \zeta_2 (\pi^+ + \pi^-). \end{aligned} \quad (4.14)$$

A energías menores que el umbral para la creación de piones, el canal principal para la interacción protón-fotón es la producción de pares electrón-positrón,

$$p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e^-. \quad (4.15)$$

Los piones neutros que se inyectan por estas interacciones, tienen un tiempo de vida medio de $8,4 \times 10^{-17}$ s, y luego decaen generando dos fotones,

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (4.16)$$

Así, las colisiones inelásticas protón-protón (pp) y las interacciones fotohadrónicas (p γ) son términos de pérdidas de energía para los protones, y el decaimiento de los π^0 contribuye a la luminosidad total. Por otro lado, los protones también pierden energía por sincrotrón, ya que son partículas cargadas que interactúan con el campo magnético.

Dado que las interacciones hadrónicas producen piones cargados, también se considera el transporte de los mismos. Estas partículas también interactúan con los campos de materia (πp), fotones ($\pi\gamma$), y magnético. Los piones, a su vez, decaen inyectando muones en el medio, de la siguiente manera

$$\begin{aligned} \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \\ \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu. \end{aligned} \quad (4.17)$$

Los muones son leptones cargados, por lo que pierden energía a través de los mismos canales que los electrones relativistas. Los muones decaen según

$$\begin{aligned} \mu^- &\rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e, \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e. \end{aligned} \quad (4.18)$$

Las pérdidas radiativas de las partículas, están caracterizadas por la tasa de pérdida o enfriamiento:

$$t^{-1} = -\frac{1}{E} \frac{dE}{dt}. \quad (4.19)$$

La forma del término de enfriamiento depende del tipo de interacción. Las expresiones para estimar las tasas de enfriamiento por los diferentes procesos radiativos figuran en el Apéndice A.

La energía máxima que las partículas alcanzan en este sistema pueden estimarse igualando la tasa de aceleración a la suma de todas las tasas de enfriamiento de la partícula, es decir

$$t_{ac}^{-1} = \sum_i t_{enf,i}^{-1}. \quad (4.20)$$

4.3.2 Pérdidas no-radiativas

Se consideran dos tipos de corona. Una es una corona de tipo *ADAF*, en donde la materia es advectada al agujero negro. Como se discutió en el capítulo anterior, en las soluciones de tipo *ADAF*, la velocidad radial de las partículas es muy alta; en este modelo se considera que las partículas son advectadas a una velocidad radial de $v_r = 0,1c$, que es el valor de la velocidad de caída libre en este plasma. La tasa de advección está dada por

$$t_{\text{adv}}^{-1} = \frac{v_r}{R_c}. \quad (4.21)$$

El otro modelo considerado es el de una corona estática, soportada por campos magnéticos [Bisnovatyi-Kogan & Blinnikov, 1977; Beloborodov, 1999], donde las partículas pueden ser removidas por difusión. En particular, se llama corona estática a sistemas en donde el tiempo de advección es mucho mayor a los tiempos de enfriamiento de las partículas, es decir, $t_{\text{adv}} \gg t_{\text{enf}}$. Cabe destacar que en el caso de una corona estática las temperaturas de iones y electrones pueden ser la misma, del orden de $T \sim 10^9$ K, dado que las partículas tienen tiempo de termalizar [Bisnovatyi-Kogan & Blinnikov, 1977].

La tasa de difusión en el régimen de Bohm resulta

$$t_{\text{dif}}^{-1} = \frac{2D(E)}{R_c^2}. \quad (4.22)$$

4.3.3 Decaimiento de partículas

Los piones cargados tienen una vida media de $\tau \sim 2,6 \times 10^{-8}$ s, y luego decaen según la Ec. 4.17. Los muones resultantes también son partículas transitorias, con un tiempo de vida medio de $\tau \sim 2,2 \times 10^{-6}$ s, y luego decaen según la Ec. 4.18. Los valores de vida medio representan el tiempo de decaimiento en el sistema de referencia de la partícula; la tasa de decaimiento de una partícula en el sistema de referencia del laboratorio está dada por:

$$t_{\text{dec}}^{-1} = \left(\frac{\tau E}{mc^2} \right)^{-1}, \quad (4.23)$$

donde τ es el tiempo de vida medio de la partícula.

4.3.4 Escape de la radiación

El escape de la radiación de una región esférica se puede caracterizar con una tasa de escape t_{esc} , dada por [Coppi, 1992]

$$t_{\text{esc}}(E_\gamma) = \frac{R_c}{c} [1 + \tau_{\text{KN}} f(E_\gamma)], \quad (4.24)$$

donde

$$f(E_\gamma) = \begin{cases} 1 & \text{for } x \leq 0,1, \\ \frac{1-E_\gamma/m_e c^2}{0,9} & \text{for } 0,1 < x < 1, \\ 0 & \text{for } x \geq 1, \end{cases} \quad (4.25)$$

$$\tau_{\text{KN}} = 2R_c < \sigma_{\text{KN}} E_{e^\pm} > N_{e^\pm}, \quad (4.26)$$

$x = E_\gamma/m_e c^2$, σ_{KN} es la sección eficaz de Klein-Nishina, N_{e^\pm} es la densidad numérica de pares electrón/positrón, definida por $N_{e^\pm} = \int dE_{e^\pm} N_{e^\pm}(E_{e^\pm})$, y $< \sigma_{\text{KN}} E_{e^\pm} >$ representa un promedio sobre la distribución de partículas; en esta aproximación, los fotones con energía $E_\gamma > m_e c^2$ escapan de la fuente en un tiempo R_c/c , que es el tiempo que les lleva cruzar la corona.

4.4 INYECCIÓN DE PARTÍCULAS SECUNDARIAS

4.4.1 Inyección de piones

Para estimar la inyección de piones cargados producto de colisiones inelásticas pp, se usa el tratamiento descrito en [Kelner et al. \[2006\]](#); en este caso, las parametrizaciones de la sección eficaz de esta interacción se obtuvieron con ajustes a los resultados numéricos del código SYBILL [[Fletcher et al., 1994](#)]. Para un protón de energía E_p , el número de piones con energía en el intervalo $(x, x + dx)$, donde $x = E_\pi/E_p$, que se crean por colisión pp puede ser parametrizado según

$$\begin{aligned} F_{\pi^\pm}^{(pp)}(x, E/x) = & 4\alpha B_{\pi^\pm} x^{\alpha-1} \left(\frac{1-x^\alpha}{1+rx^\alpha(1-x^\alpha)} \right)^4 \\ & \times \left(\frac{1}{(1-x^\alpha)} + \frac{r(1-2x^\alpha)}{1+rx^\alpha(1-x^\alpha)} \right) \\ & \times \left(1 - \frac{m_{\pi^\pm} c^2}{xE_p} \right)^{1/2}, \end{aligned} \quad (4.27)$$

donde

$$B_\pi = a' + 0,25, \quad r = 2,6/\sqrt{a'}, \quad \alpha = 0,98/\sqrt{a'}, \quad (4.28)$$

con $a' = 3,67 + 0,83L + 0,075L^2$ y $L = \ln(E_p/1 \text{ TeV})$. La función de inyección de piones producidos por interacciones pp está dada por

$$\begin{aligned} Q_{\pi^\pm}^{(pp)}(E_{\pi^\pm}) = & cn \int_{\frac{E_{\pi^\pm}}{E_p^{(\text{máx})}}}^1 \frac{dx}{x} N_p \left(\frac{E}{x} \right) F_{\pi^\pm}^{(pp)} \left(x, \frac{E}{x} \right) \sigma_{pp}^{\text{inel}} \left(\frac{E}{x} \right) \\ = & cn \int_{E_{\pi^\pm}}^{E_p^{(\text{máx})}} \frac{dE_p}{E_p} N_p(E_p) F_{\pi^\pm}^{(pp)} \left(\frac{E_{\pi^\pm}}{E_p}, E_p \right) \sigma_{pp}^{\text{inel}}(E_p) \end{aligned} \quad (4.29)$$

En el caso de inyección de piones cargados por colisiones $p\gamma$, se usa el tratamiento descrito por [Atoyan & Dermer \[2003\]](#). Para este proceso, se define la frecuencia de colisiones $\omega_{p\gamma}$ como el número de interacciones por unidad de tiempo. Ésta está dada por una expresión idéntica a la tasa de enfriamiento $t_{p\gamma}^{-1}$ (ver Apéndice A), sin tener en cuenta la inelasticidad:

$$\omega_{p\gamma}(E_p) = \frac{m_p^2 c^5}{2E_p^2} \int_{\frac{\epsilon_{th} m_p c^2}{2E_p}}^{\infty} d\epsilon \frac{n_{ph}(\epsilon)}{\epsilon^2} \int_{\epsilon_{th}}^{\frac{2\epsilon E_p}{m_p c^2}} d\epsilon' \sigma_{p\gamma}^{(\pi)}(\epsilon') \epsilon'. \quad (4.30)$$

Aquí las variables de integración se refieren a la energía de los fotones. Basándose en datos obtenidos mediante simulaciones hechas con el código SOPHIA, [Atoyan & Dermer \[2003\]](#) introdujeron una aproximación para la sección eficaz:

$$\sigma_{p\gamma}(\epsilon') \approx \begin{cases} 340 \text{ } \mu\text{barn} & 200 \text{ MeV} \leq \epsilon' \leq 500 \text{ MeV} \\ 120 \text{ } \mu\text{barn} & \epsilon' \geq 500 \text{ MeV}, \end{cases}$$

y la inelasticidad de la producción fotomesónica:

$$K_{p\gamma}(\epsilon') \approx \begin{cases} 0,2 & 200 \text{ MeV} \leq \epsilon' \leq 500 \text{ MeV} \\ 0,6 & \epsilon' \geq 500 \text{ MeV}. \end{cases}$$

Estos dos rangos corresponden a los canales de producción de un pión o múltiples piones, respectivamente. Si p_1 y $p_2 = 1 - p_1$ son las probabilidades de la producción de un único y de múltiples piones, respectivamente, y $\zeta_{pn} \approx 0,5$ es la probabilidad de que un protón se convierta en un neutrón por interacción, el número medio de piones cargados que se crean en una colisión $p\gamma$ es

$$n_{\pi^\pm} = \zeta_{pn} p_1 + 2p_2. \quad (4.31)$$

Se puede definir una inelasticidad media como

$$\bar{K}_{p\gamma} = \frac{t_{p\gamma}^{-1}}{\omega_{p\gamma}}. \quad (4.32)$$

Rescribiendo la inelasticidad media en términos de $p_{1,2}$, se obtiene

$$\bar{K}_{p\gamma} = p_1 K_1 + (1 - p_1) K_2, \quad (4.33)$$

de donde es posible despejar p_1

$$p_1 = \frac{K_2 - \bar{K}_{p\gamma}}{K_2 - K_1}, \quad (4.34)$$

con $K_1 = 0,2$ y $K_2 = 0,6$.

La función de inyección de piones cargados en la aproximación de la funcional- δ resulta

$$\begin{aligned} Q_{\pi^\pm}^{(p\gamma)}(E_{\pi^\pm}) &= \int_E^{E_p^{(\text{máx})}} dE_p N_p(E_p) \omega_{p\gamma}(E_p) n_{\pi^\pm}(E_p) \delta(E_{\pi^\pm} - 0,2E_p) \\ &= 5N_p(5E_{\pi^\pm}) \omega_{p\gamma}(5E_{\pi^\pm}) n_{\pi^\pm}(5E_{\pi^\pm}). \end{aligned} \quad (4.35)$$

4.4.2 Inyección de muones

Para estimar la inyección de muones hay que considerar por separado la producción de muones con helicidad derecha (*right-handed*) y helicidad izquierda (*left-handed*), los cuales tienen un espectro de decaimiento diferente [Lipari et al., 2007]:

$$\frac{dn_{\pi^- \rightarrow \mu_L^-}}{dE_\mu}(E_\mu, E_\pi) = \frac{r_\pi(1-x)}{E_\pi x(1-r_\pi)^2} \Theta(x-r_\pi), \quad (4.36)$$

$$\frac{dn_{\pi^- \rightarrow \mu_R^-}}{dE_\mu}(E_\mu, E_\pi) = \frac{(x-r_\pi)}{E_\pi x(1-r_\pi)^2} \Theta(x-r_\pi), \quad (4.37)$$

con $x = E_\mu/E_\pi$ y $r_\pi = (m_\mu/m_\pi)^2$.

La función de inyección de muones de helicidad derecha positiva y helicidad izquierda negativa es

$$\begin{aligned} Q_{\mu_L^-, \mu_R^+}(E_\mu) &= \int_{E_\mu}^{E^{(\text{máx})}} dE_\pi t_{\pi, \text{dec}}^{-1}(E_\pi) \\ &\quad \times \left(N_{\pi^-}(E_\pi) \frac{dn_{\pi^- \rightarrow \mu_L^-}}{dE_\mu}(E_\mu, E_\pi) + N_{\pi^+}(E_\pi) \frac{dn_{\pi^+ \rightarrow \mu_R^+}}{dE_\mu}(E_\mu, E_\pi) \right). \end{aligned} \quad (4.38)$$

Como la invarianza CP implica que $dn_{\pi^- \rightarrow \mu_L^-}/dE_\mu = dn_{\pi^+ \rightarrow \mu_R^+}/dE_\mu$, y la distribución de todos los piones cargados es $N_\pi(E_\pi) = N_{\pi^+}(E_\pi) + N_{\pi^-}(E_\pi)$, se obtiene que la inyección total de muones es

$$\begin{aligned} Q_\mu(E_\mu) &= \int_{E_\mu}^{E^{(\text{máx})}} dE_\pi t_{\pi, \text{dec}}^{-1}(E_\pi) N_\pi(E_\pi) \\ &\quad \times 2 \left(\frac{dn_{\pi^- \rightarrow \mu_L^-}}{dE_\mu}(E_\mu, E_\pi) + \frac{dn_{\pi^- \rightarrow \mu_R^-}}{dE_\mu}(E_\mu, E_\pi) \right). \end{aligned}$$

4.4.2.1 Inyección de pares electrón/positrón

Una descripción precisa de un plasma magnetizado y con altas temperaturas, como es el de la corona, debe incluir un tratamiento para la producción y aniquilación de pares electrón/positrón. En este

modelo, se consideran tres canales de creación de pares: aniquilación de fotones, decaimiento de muones y las interacciones $p\gamma$ a través del canal de creación de pares, conocido como proceso de *Bethe-Heitler*.

En el caso de la producción de pares por aniquilación de fotones, el campo de fotones blanco más importante es el campo de fotones X de la corona. El espectro de energía de pares secundarios ha sido estudiado, por ejemplo, por [Aharonian et al. \[1983\]](#) y [Böttcher & Schlickeiser \[1997\]](#). Bajo la condición $\epsilon \ll m_e c^2 \leq E_\gamma$, la emisividad de pares $Q_{\gamma\gamma \rightarrow e^\pm}(E_e)$ (en unidades de $\text{erg}^{-1} \text{s}^{-1} \text{cm}^{-3}$) puede ser aproximada por

$$\begin{aligned}
 Q_{\gamma\gamma \rightarrow e^\pm}(E_{e^\pm}) &= \frac{3}{32} \frac{c\sigma_T}{m_e c^2} \int_{\gamma_e}^{\infty} \int_{\frac{\epsilon_\gamma}{4\gamma_e(\epsilon_\gamma - \gamma_e)}}^{\infty} d\epsilon_\gamma d\omega \frac{n_\gamma(\epsilon_\gamma)}{\epsilon_\gamma^3} \frac{n_{\text{ph}}(\omega)}{\omega^2} \\
 &\times \left\{ \frac{4\epsilon_\gamma^2}{\gamma_e(\epsilon_\gamma - \gamma_e)} \ln \left[\frac{4\gamma_e \omega (\epsilon_\gamma - \gamma_e)}{\epsilon_\gamma} \right] - 8\epsilon_\gamma \omega + \right. \\
 &\left. + \frac{2(2\epsilon_\gamma \omega - 1)\epsilon_\gamma^2}{\gamma_e(\epsilon_\gamma - \gamma_e)} - \left(1 - \frac{1}{\epsilon_\gamma \omega} \right) \frac{\epsilon_\gamma^4}{\gamma_e^2 (\epsilon_\gamma - \gamma_e)^2} \right\}. \quad (4.39)
 \end{aligned}$$

Aquí $\gamma_e = E_e/m_e c^2$ es el factor de Lorentz del electrón, $\epsilon_\gamma = E_\gamma/m_e c^2$, y $\omega = \epsilon/m_e c^2$ son las energías adimensionales de los fotones.

Otra fuente importante de pares electrón/positrón es el proceso de Bethe-Heitler. Esta contribución puede estimarse usando la aproximación de la funcional- δ y resulta en [[Chodorowski et al., 1992](#)]

$$Q_{p\gamma \rightarrow e^\pm}(E_{e^\pm}) = 2 \frac{m_p}{m_e} N_p \left(\frac{m_p}{m_e} E_{e^\pm} \right) \omega_{\text{BH}} \left(\frac{m_p}{m_e} E_{e^\pm} \right), \quad (4.40)$$

donde ω_{BH} es la frecuencia de colisiones $p\gamma$ en el canal de producción de pares electrón/positrón; la misma está definida por una ecuación igual a la Ec. 4.30, pero usando la energía umbral para la creación de pares, que es $\epsilon_{\text{th}} = 2m_e c^2$, y la sección eficaz de Bethe-Heitler, σ_{BH} , definida en el Apéndice A.

El tercer mecanismo de inyección de pares considerado en este modelo es el decaimiento de muones, dado por las Ecs. 4.18. Dada la distribución de muones $N_\mu(E_\mu)$, es posible obtener la inyección de pares $Q_e(E_e)$ como resultado de este proceso a partir de [[Ramaty, 1974](#)]

$$Q_{\mu^\pm \rightarrow e^\pm}(E_{e^\pm}) = \frac{1}{m_e c^2} \int_1^{\gamma_e^{\text{max}}} d\gamma_e' \frac{1}{2} \frac{P(\gamma_e')}{\sqrt{\gamma_e'^2 - 1}} \int_{\gamma_\mu^-}^{\gamma_\mu^+} d\gamma_\mu \frac{N_\mu(\gamma_\mu) t_{\text{dec}}^{-1}(\gamma_\mu)}{\sqrt{\gamma_\mu^2 - 1}}, \quad (4.41)$$

donde $\gamma_e^{\text{max}} = 104$,

$$\gamma_\mu^\pm = \gamma_e \gamma_e' \pm \sqrt{\gamma_e^2 - 1} \sqrt{\gamma_e'^2 - 1}, \quad (4.42)$$

y

$$P(\gamma'_e) = \frac{2\gamma_e'^2}{\gamma_e'^{\max} 3} \left[3 - \frac{2\gamma_e'}{\gamma_e'^{\max}} \right]. \quad (4.43)$$

4.5 TRATAMIENTO DE LOS PROCESOS RADIATIVOS

La estimación de las distribuciones espectrales de energía, o Spectral energy distributions (SEDs), de coronas de agujeros negros galácticos, así como de otros plasmas magnetizados, es una tarea muy compleja, dado que debe incluir, entre otras cosas, un conocimiento detallado de las características del plasma y de la microfísica del sistema. El primer método usado para tratar este problema fueron las simulaciones Monte Carlo [e.g., [Aharonian et al., 1985](#); [Stern et al., 1995](#); [Pilla & Shaham, 1997](#)]. El problema principal de este enfoque es la poca cantidad de fotones de alta energía, que lleva a una estadística pobre. Por otro lado, una ventaja de este enfoque es lo relativamente simple que es modelizar la transferencia radiativa (ver [Pellizza et al. 2010](#) para un modelo 3D).

Un segundo enfoque para estimar los espectros de fuentes compactas, involucra resolver las ecuaciones cinéticas [e.g., [Lightman & Zdziarski, 1987](#); [Coppi & Blandford, 1990](#); [Coppi, 1992](#)]. Las diferentes interacciones de las partículas con los campos de la fuente hacen inevitable la necesidad de estudiar un amplio rango de energías, por lo que el cómputo de los procesos radiativos es complicado en este enfoque. La principal ventaja de este método, es que el transporte de los fotones se realiza de manera auto-consistente. Dado que en general estas ecuaciones se resuelven numéricamente, el incremento de recursos computacionales en los últimos años ha permitido un avance considerable de este enfoque [e.g., [Aharonian & Plyasheshnikov, 2003](#); [Malzac & Belmont, 2009](#); [Poutanen & Vurm, 2009](#); [Vurm & Poutanen, 2009](#)].

A continuación se describe el tratamiento numérico para tratar el transporte de las partículas relativistas, bajo las condiciones planteadas anteriormente.

4.5.1 Set de ecuaciones acopladas en estado estacionario

Las distribuciones de partículas relativistas, así como las de fotones, se determinan resolviendo un sistema de ecuaciones integro-diferenciales acopladas. El set de ecuaciones de transporte es el siguiente:

1. *Transporte de pares electrón/positrón y protones:*

$$\frac{\partial}{\partial E} (b_i(E)N_i(E)) + \frac{N_i(E)}{t_{\text{conv}}} = Q_i(E), \quad (4.44)$$

donde $i = e^+, e^-, p$.

2. Transporte de piones y muones:

$$\frac{\partial}{\partial E} (b_i(E)N_i(E)) + \frac{N_i(E)}{t_{\text{conv}}} + \frac{N_i(E)}{t_{\text{dec}}^i} = Q_i(E), \quad (4.45)$$

donde $i = \pi^+, \pi^-, \mu^+, \mu^-$.

3. Transporte de fotones:

$$\begin{aligned} \frac{N_\gamma(E_\gamma)}{t_{\text{esc}}^\gamma} = Q_\gamma(E_\gamma) + Q_{e^\pm \rightarrow \gamma}(N_{e^\pm}, E_\gamma) \\ - Q_{\gamma\gamma \rightarrow e^\pm}(N_\gamma, E_\gamma). \end{aligned} \quad (4.46)$$

El término $N_i(E)$ representa la distribución en estado estacionario de cada partícula (en unidades de $\text{erg}^{-1} \text{cm}^{-3}$), $b(E) = dE/dt|_{\text{enf}}$ incluye todas las pérdidas radiativas de una especie de partícula dada, t_{conv} es la escala temporal en la cual una partícula es advectada hacia el agujero negro o escapa del sistema por difusión, t_{dec}^i es el tiempo de vida medio de partículas transitorias (piones y muones), y $Q_i(E)$ es la función de inyección.

En la Ec. (4.46), el término $Q_\gamma(E_\gamma)$ representa la inyección de fotones debida a diversos procesos radiativos,

$$Q_\gamma(E_\gamma) = Q_{\text{sincr}}(E_\gamma) + Q_{\text{IC}}(E_\gamma) + Q_{\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma}(E_\gamma), \quad (4.47)$$

donde $Q_{\text{sincr}}(E_\gamma)$, $Q_{\text{IC}}(E_\gamma)$, y $Q_{\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma}(E_\gamma)$ dan la contribución de la radiación sincrotrón, dispersión IC, y decaimiento de piones neutros, a la inyección de fotones, respectivamente. Las expresiones adecuadas para obtener estas contribuciones se encuentran en el Apéndice A.

El proceso de aniquilación de pares es otra fuente de fotones. La línea de emisividad correspondiente puede obtenerse a partir de [Svensson, 1982; Boettcher & Schlickeiser, 1996]

$$\begin{aligned} Q_{e^\pm}(N_\gamma, E_\gamma) = \frac{1}{m_e c^2} \iint dE_{e^+} dE_{e^-} R_{e^\pm}(E_{e^-}, E_{e^+}, E_\gamma) \\ \times N_{e^+}(E_{e^+}) N_{e^-}(E_{e^-}), \end{aligned} \quad (4.48)$$

donde

$$\begin{aligned} R_{e^\pm} = \frac{3}{8} \frac{\sigma_{\text{TC}}(m_e c^2)^5}{E_{e^+}^2 E_{e^-}^2} \times \\ \times \left[\frac{(\gamma_{\text{CM}}^U)}{|\mathcal{E}_\gamma - E_{e^+}| + 2m_e c^2/\pi} + \frac{(\gamma_{\text{CM}}^U)}{|\mathcal{E}_\gamma - E_{e^-}| + 2m_e c^2/\pi} \right], \end{aligned} \quad (4.49)$$

$$\gamma_{\text{CM}}^U = \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (\gamma_+ + \gamma_- - E_\gamma/m_e c^2) \quad (4.50)$$

para $E_\gamma > E_{e^+}, E_{e^-}$ o $E_\gamma < E_{e^+}, E_{e^-}$, o, en otro caso:

$$\gamma_{\text{CM}}^{\text{U}} = \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 + \gamma_+ \gamma_- + (\gamma_-^2 - 1)^{1/2} (\gamma_+^2 - 1)^{1/2} \right)}, \quad (4.51)$$

y $\gamma_+ = E_{e^+}/m_e c^2$ y $\gamma_- = E_{e^-}/m_e c^2$.

4.5.2 Método numérico

Para resolver las ecuaciones diferenciales 4.44-4.45 se usa un método de Adams-Moulton [e.g., Press et al., 1992]. Éste es un método de integración implícito, multipaso, que puede alcanzar órdenes de precisión mayores que otros algoritmos numéricos; en particular, en este modelo se usa un método de segundo orden.

Usando un esquema similar al descrito en Vurm & Poutanen [2009], se define una grilla equiespaciada en escala logarítmica para la energía de las partículas:

$$\begin{aligned} \ln E_i &= \ln E_{\min} + i \cdot \Delta E, i \in [0, i_m], \\ \ln E_l^\gamma &= \ln E_{\min}^\gamma + l \cdot \Delta E^\gamma, l \in [0, l_m]. \end{aligned} \quad (4.52)$$

Se obtiene un sistema de ecuaciones lineales de la forma

$$\sum_{j=1}^{i_m} A_{ij} \cdot N_j = Q_i, \quad (4.53)$$

donde la condición de contorno es $N_{i_m} = 0$, que representa $N(E_{\max}) = 0$. La matriz A_{ij} contiene las pérdidas de energía, mientras que la inyección de partículas está incluida en el vector Q_i , dado por

$$Q_i = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} h_1 (Q_1 + Q_2) \\ \frac{1}{2} h_1 (Q_1 + Q_2) \\ \frac{1}{2} h_2 (Q_2 + Q_3) \\ \vdots \\ \frac{1}{2} h_{m-1} (Q_{i_{m-1}} + Q_m) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (4.54)$$

donde $h_j = E_{j+1} - E_j$ es el paso en la energía.

Primero se resuelven las ecuaciones de transporte para obtener las distribuciones de partículas, que se usan para estimar a primer orden la luminosidad no térmica. Una vez que se conoce la inyección no térmica de fotones, se resuelve la Ec. 4.46. Una propiedad importante de la ecuación de transporte de los fotones (4.46) es su no-linealidad. Esto se debe a que la sección eficaz de la producción de pares ($\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow e^\pm}$)

depende explícitamente de la distribución de fotones. Para tratar este problema, se usa la aproximación discutida en [Poutanen & Vurm \[2009\]](#), que consiste en tomar la distribución de fotones de un paso anterior, j , para obtener la inyección actual (paso $j + 1$) de pares electrón/positrón. De esta forma, en estado estacionario, la ecuación de transporte de fotones se resuelve simplemente mediante un esquema iterativo dado por

$$N_{\gamma}^{j+1}(E_{\gamma}) = t_{\text{esc}}^{\gamma} \left(Q_{\gamma}^{j+1}(E_{\gamma}) + Q_{e^{\pm} \rightarrow \gamma}^{j+1}(N_{e^{\pm}}^j, E_{\gamma}) - Q_{\gamma \rightarrow e^{\pm}}^{j+1}(N_{\gamma}^j, E_{\gamma}) \right). \quad (4.55)$$

Luego, la distribución de fotones actualizada es sumada al campo de fotones semilla (la ley de potencias de la corona y la emisión del disco) para estimar la dispersión IC y las interacciones hadrónicas. Se calculan las pérdidas radiativas y la inyección de partículas cuando corresponde. Se resuelven las ecuaciones de transporte para partículas masivas, y las nuevas distribuciones se usan para computar la luminosidad a segundo orden. El proceso se repite hasta que todas las distribuciones de partículas convergen a un valor estacionario.

4.5.3 Ecuaciones acopladas en un evento transitorio

Como se mencionó en el capítulo anterior, las XRBs atraviesan períodos de actividad alta, a los que se los llama fulguraciones o *flares*. En 1999, el instrumento *Burst And Transient Source Experiment* ([BATSE](#)) detectó un incremento de un orden de magnitud en la luminosidad de Cygnus X-1 a $E > 50$ keV en [\[Stern et al., 2001\]](#). Entre 1995 y 2003, 7 episodios similares fueron detectados en la posición de esta fuente, con $\geq 3\sigma$ de confianza [\[Mazets et al., 1996; Romero et al., 2002; Goletskii et al., 2003\]](#). Durante estas fulguraciones, las luminosidades a energías mayores a los 15 keV fueron de $1 - 2 \times 10^{38}$ erg s $^{-1}$, que es mucho mayor a la luminosidad típica de la fuente durante el estado LH.

En años más recientes, la detección de Cygnus X-1 durante una fulguración por el instrumento [MAGIC](#) ([Albert et al. 2007](#), esta detección fue de $4,2\sigma$) y la posible detección con el satélite *Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero* ([AGILE](#)) [\[Tavani et al., 2009\]](#), fueron las primeras evidencias de que los agujeros negros galácticos producen emisión gamma de muy alta energía. Estos episodios fueron confirmados recientemente por el satélite *Fermi* [\[Bodaghee et al., 2013\]](#).

Otro ejemplo es la binaria Cygnus X-3, de la cual el satélite [AGILE](#) ha registrado 4 fulguraciones [\[Tavani et al., 2009\]](#); tres de estos episodios también han sido confirmados por *Fermi* [\[Bodaghee et al., 2013\]](#).

Para poder aplicar el modelo de corona descrito anteriormente a estos episodios, es necesario incluir una dependencia temporal a las ecuaciones de transporte. Una causa posible de estos eventos puede ser un incremento en la potencia inyectada en partículas relativistas, debido a eventos de reconexión magnética de gran escala. Esta idea está respaldada por las observaciones de fulguraciones solares donde

la reconexión magnética genera aceleración difusiva [Tsuneta & Naito, 1998; Lin, 2008; Kowal et al., 2011]. De esta forma, la dependencia temporal aparece en el término de inyección de las partículas, $Q(E, t)$. En el caso no estacionario, y con una inyección variable, la ecuación de transporte es de la forma [Ginzburg & Syrovatskii, 1964]

$$\frac{\partial N(E, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial E} \left(b(E) N(E, t) \right) + \frac{N(E, t)}{t_{\text{conv}}} = Q(E, t), \quad (4.56)$$

Esta ecuación tiene una solución semi-analítica dada por [Khanguylian et al., 2007]:

$$N(E, t) = \frac{1}{|b(E)|} \int_E^{E_{\text{ef}}} Q(t - \tau, E') \exp^{\tau(E, E')/t_{\text{conv}}} dE', \quad (4.57)$$

donde

$$\tau(E, E') = \int_E^{E'} \frac{dE''}{|b(E'')|}, \quad (4.58)$$

y E_{ef} está definida implícitamente por la ecuación:

$$t = \int_E^{E_{\text{ef}}} \frac{dE''}{|b(E'')|}. \quad (4.59)$$

Por lo tanto, para estudiar el transporte de las partículas durante las fulguraciones, se resuelve un sistema de ecuaciones de tipo 4.56.

4.6 PRODUCCIÓN DE NEUTRINOS

Uno de los parámetros libres del modelo presentado aquí, es el contenido hadrónico de la corona. Hasta la actualidad no se sabe cuál es la composición del plasma que forma la corona, el disco, o de los jets relativistas. Si bien la detección de estos sistemas a muy alta energía da indicios de la presencia de hadrones relativistas –dado que los protones alcanzan energías mayores–, aún no está confirmado. Una prueba robusta de la existencia de una población relativista de hadrones en la fuente, sería la detección de neutrinos de altas energías, ya que los neutrinos son el resultado de interacciones hadrónicas. Es interesante, entonces, estimar la producción de neutrinos en la corona de agujeros negros galácticos, y estudiar si es posible la detección de los mismos con los detectores de neutrinos actuales.

La inyección de neutrinos en el escenario descrito aquí, se debe al decaimiento de piones cargados y de muones. La búsqueda de fuentes puntuales de neutrinos con los instrumentos actuales está optimizada para neutrinos muónicos, ν_{μ} . Sin embargo, para tener en cuenta las oscilaciones de neutrinos (que se discuten más adelante), es necesario estimar la producción de los otros dos sabores de neutrinos (i.e., neutrinos electrónicos, ν_e , y neutrinos tau, ν_{τ}).

Los neutrinos electrónicos son inyectados en la fuente por el decaimiento de muones (ver Ec. 4.18), mientras que los neutrinos muónicos, además del canal de inyección por el decaimiento de muones, también son inyectados por el decaimiento de piones cargados (ver Ec. 4.17).

Los detectores actuales de neutrinos no pueden distinguir entre neutrinos y antineutrinos, por lo que ambos flujos se suman, y la emisividad total de neutrinos muónicos resulta [Lipari et al., 2007]

$$\begin{aligned} \Phi_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}(E) &= \Phi_{\pi^+ \rightarrow \nu_\mu}(E) + \Phi_{\pi^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu}(E) + \\ &+ \Phi_{\mu^- \rightarrow \nu_\mu}(E) + \Phi_{\mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu}(E). \end{aligned} \quad (4.60)$$

donde

$$\begin{aligned} \Phi_{\pi^+ \rightarrow \nu_\mu}(E, t) &= \int_{E/(1-r_{\pi^+})}^{E^{\max}} dE_{\pi^+} t_{\pi^+, \text{dec}}^{-1}(E_{\pi^+}) \\ &\times N_{\pi^+}(E_{\pi^+}, t) \frac{1}{E_{\pi^+}(1-r_{\pi^+})}, \end{aligned} \quad (4.61)$$

con $r_\pi = (m_\mu/m_\pi)^2$. La Ec. 4.61 también es válida para caracterizar el espectro de $\bar{\nu}_\mu$ producido por el decaimiento de π^- .

El decaimiento de muones resulta en la siguiente inyección de neutrinos muónicos:

$$\begin{aligned} \Phi_{\mu^- \rightarrow \nu_\mu}(E, t) &= \sum_{i=1}^2 \int_E^{E^{\max}} dE_\mu t_{\mu, \text{dec}}^{-1}(E_\mu) N_{\mu_i}(E_\mu, t) \\ &\times \frac{F_{\mu^- \rightarrow \nu_\mu}(E/E_\mu)}{E_\mu}, \end{aligned} \quad (4.62)$$

donde

$$F_{\mu^- \rightarrow \nu_\mu}(x) = \left(\frac{5}{3} - 3x^2 + \frac{4}{3}x^3 \right) + h \left(-\frac{1}{3} + 3x^2 - \frac{8}{3}x^3 \right). \quad (4.63)$$

En esta expresión, $x = E/E_\mu$, $\mu_{\{1,2\}} = \mu_{L,R}^-$. La producción de $\bar{\nu}_\mu$ por el decaimiento de μ^+ es similar, donde hay que reemplazar $\mu_{\{1,2\}} = \mu_{L,R}^+$. Los valores de las helicidades son $h_{(\mu_L^-, \mu_L^+)} = -h_{(\mu_R^-, \mu_R^+)} = -1$.

Análogamente, la emisividad total de neutrinos electrónicos ν_e es [Lipari et al., 2007]:

$$\begin{aligned} \Phi_{\mu^+ \rightarrow \nu_e}(E, t) &= \sum_{i=1}^2 \int_E^{E^{\max}} dE_\mu t_{\mu, \text{dec}}^{-1}(E_\mu) N_{\mu_i}(E_\mu, t) \\ &\times \frac{F_{\mu^+ \rightarrow \nu_e}(E/E_\mu)}{E_\mu}, \end{aligned} \quad (4.64)$$

donde

$$F_{\mu^+ \rightarrow \nu_e}(x) = (2 - 6x^2 + 4x^3) + h(2 - 12x + 18x^2 - 8x^3). \quad (4.65)$$

El tercer sabor de neutrino, ν_τ , puede ser inyectado en fuentes astrofísicas, por ejemplo, por una canal diferente de aniquilación de pares electrón/positrón:

$$e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^- \quad (4.66)$$

Sin embargo, este canal ocurre sólo para energías de los leptones > 100 GeV; en el caso de leptones acelerados en un corona con las características de este modelo, esta interacción es muy poco probable. De esta forma, se considera una producción inicial de ν_τ nula.

4.6.1 Oscilaciones de neutrinos

El fenómeno de oscilación de neutrino fue propuesto por [Pontecorvo \[1957\]](#). La idea original describía sólo las oscilaciones de neutrinos electrónicos –los únicos conocidos en esa época– a neutrinos estériles, que son unos neutrinos ficticios que no interactúan bajo ninguna de las interacciones del Modelo Estándar. Durante la última década, los detectores de neutrinos han permitido coleccionar numerosa evidencia sobre las oscilaciones de neutrinos. Las más importantes son el déficit de ν_μ atmosféricos [[Hirata et al., 1992](#); [Wendell et al., 2010](#)] y el déficit de ν_e solares [[Ahmad et al., 2002](#)].

De acuerdo al Modelo Estándar hay tres estados de sabores de neutrinos: ν_e , ν_μ y ν_τ . Los neutrinos son detectados a través de interacciones débiles de uno de esos estados. Sin embargo, los neutrinos se propagan en estados de masa, que son diferentes combinaciones de los estados de sabor. Como los estados de masa tienen distintas velocidades, un neutrino emitido de un sabor dado, puede cambiar a otro sabor luego de viajar una cierta distancia. Por lo tanto, el flujo de neutrinos de un sabor determinado, que se detecta en la Tierra, puede no ser el mismo que se produjo en la fuente. Los estados de masa y de sabor se relacionan con una matriz unitaria con seis parámetros independientes: dos diferencias de valores de masas al cuadrado Δm , tres ángulos de mezcla θ_{ij} y una fase δ que distingue neutrinos de antineutrinos [[Waltham, 2004](#)].

Llamando ϕ_α^0 al flujo de neutrinos de sabor α en la fuente, el flujo que llega a la Tierra puede estimarse como [[Esmaili, 2010](#)]:

$$\phi_\alpha = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} P_{\alpha\beta} \phi_\beta^0, \quad (4.67)$$

donde $P_{\alpha\beta}$ es la probabilidad de oscilación; para fuentes lejanas, esta probabilidad puede aproximarse según

$$P_{\alpha\beta} = \sum_{j=1}^3 |U_{\alpha j}|^2 |U_{\beta j}|^2. \quad (4.68)$$

Aquí $U_{\alpha j}$ es la matriz de mezcla. La Tabla 3 lista los valores de los parámetros de esta matriz que mejor ajustan las observaciones.

Tabla 3: Valores de los ángulos de mezcla [Nakamura & Particle Data Group, 2010].

Parámetro	Mejor ajuste	Rango (3σ)
$\sin^2(\theta_{12})$	0,304	0,25 – 0,37
$\sin^2(\theta_{23})$	0,500	0,36 – 0,67
$\sin^2(\theta_{13})$	0,014	$\leq 0,056$

Los valores de la matriz de mezcla que se usan en este modelo están dados en Vissani & Aharonian [2012], y el flujo final de neutrinos resulta:

$$\begin{aligned}\phi_{\nu_\mu} &= P_{\mu e}\phi_e^0 + P_{\mu\mu}\phi_\mu^0 + P_{\mu\tau}\phi_\tau^0 \\ &= 0,221\phi_e^0 + 0,390\phi_\mu^0 + 0,390\phi_\tau^0.\end{aligned}\tag{4.69}$$

Si bien los valores exactos de los parámetros dependen del análisis, los cambios en la matriz de mezcla no son significativos para las estimaciones de este modelo [Vissani & Aharonian, 2012].

APLICACIÓN A CYGNUS X-1

Cygnus X-1 es una binaria de rayos X muy luminosa, compuesta por un agujero negro de $M_{\text{BH}} = 14,8M_{\odot}$ y una estrella compañera de tipo O9.7 Iab, de $\sim 20M_{\odot}$ [Orosz et al., 2011]. La órbita del sistema es circular, con un período de 5.6 días y una inclinación entre 25° y 30° [Orosz et al., 2011]. El sistema se encuentra a una distancia de 1,86 kpc [Reid et al., 2011].

El espectro de emisión en rayos X alterna, principalmente, entre los estados HS y LH. En ambos estado, el espectro se representa con la suma de una componente de tipo cuerpo negro y una ley de potencia con un corte exponencial [e.g., Poutanen et al., 1997]. Durante el estado HS, la componente de tipo cuerpo negro es dominante y la ley de potencias es pronunciada, con un índice de fotones de $\sim 2,8$ [e.g., Frontera et al., 2001]. Durante el estado LH, más energía está en la componente de tipo ley de potencia, que es más dura, con un índice para los fotones de $\sim 1,6$ [e.g., Gierlinski et al., 1997].

McConnell et al. [2000] reportaron una cola no térmica a altas energías en el estado LH de esta fuente, que se extiende desde 50 keV hasta ~ 5 MeV. Las observaciones hechas por *The Imaging Compton Telescope* (COMPTEL) fueron confirmadas posteriormente con observaciones realizadas con el satélite INTERNational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory (INTEGRAL) [Cadolle Bel et al., 2006]. A partir de estudios en los que se considera un plasma híbrido térmico/no-térmico [McConnell et al., 2000], se piensa que la presencia de esta componente tiene un origen que no está asociado a los electrones acelerados localmente.

En el marco de la propuesta de la existencia de otra población de partículas en la corona, en este capítulo se aplica el modelo descrito en el Cap. 4 al sistema binario Cygnus X-1.

5.1 CARACTERIZACIÓN DEL SISTEMA

La escala de variabilidad temporal mínima en el estado LH es del orden del milisegundo; esto limita el tamaño de la corona, y su radio es $\sim 20 - 50 r_g$ [Poutanen, 1998]. Se considera una corona esférica con un radio de $R_c = 35r_g$, y se considera que la luminosidad de la corona es del 1% de la luminosidad de Eddington (este es un valor razonable para el estado LH, asociado a una tasa de acreción baja, Esin et al. 1997), lo cual resulta en $L_c = 1,9 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$.

De acuerdo a los estudios de esta fuente hechos por Poutanen et al. [1997], se adopta un índice para los fotones de $\alpha = 1,6$ y una energía de corte de $E_c = 150 \text{ keV}$. La densidad de fotones de la corona n_{ph} está dada por la Ec. 4.3. El espectro del disco se considera como el de un cuerpo negro de temperatura $kT_d = 0,1 \text{ keV}$ [Poutanen et al., 1997].

Tabla 4: Parámetros principales del modelo de la corona de Cygnus X-1.

Parámetros adoptados	Valor
M_{BH} : masa del agujero negro [M_{\odot}]	14,8
R_c : radio de la corona [r_g]	35
R_p/R_c : relación entre el radio interno del disco y corona	0,9
T_e : temperatura de los electrones [K]	10^9
T_i : temperatura de los iones [K]	10^{12}
E_c : energía de corte del espectro en rayos X [keV]	150
α : índice de fotones X	1,6
kT : temperatura característica del disco [keV]	0,1
n_i, n_e : densidad del plasma [cm^{-3}]	6×10^{13}
B_c : campo magnético [G]	6×10^5
v_{rec} : velocidad de reconexión [c]	0,5
η : eficiencia de la aceleración	0,01
v : velocidad de advección [c]	0,1
Parámetros libres	Valor
q : fracción de la potencia inyectada en partículas relativistas	0,1 – 0,5
α : relación entre la potencia en hadrones y leptones	1 - 100

Teniendo en cuenta la hipótesis de equipartición de la energía planteada en el capítulo anterior, se obtienen los valores del campo magnético B y la densidad de partículas n_i, n_e . Los valores de los parámetros relevantes del modelo de Cygnus X-1 se listan en la Tabla 4.

5.2 INYECCIÓN DE PARTÍCULAS RELATIVISTAS

La función de inyección de protones y electrones no térmicos es una ley de potencias dada por la Ec. 4.9, con índice $\Gamma = 2,2$. La potencia máxima para inyectar partículas relativistas resulta del 15% de la luminosidad de la corona, por lo que q es un parámetro libre, que debe cumplir con la condición $q \leq 0,15$. Se consideran modelos con equipartición de energía entre ambas especies de partículas, $\alpha = 1$, y modelos dominados por protones, con $\alpha = 100$.

La inyección de piones y muones se obtiene usando el desarrollo descrito en la Sec. 4.4.

5.3 PÉRDIDAS RADIATIVAS

Los términos de pérdidas en las ecuaciones de transporte incluyen radiación sincrotrón, dispersión IC y Bremsstrahlung relativista para electrones y muones. Para protones y piones cargados, los mecanismos

relevantes son radiación sincrotrón, producción de fotomesones y colisiones inelásticas hadrónicas.

En la Fig. 36 se muestran las tasas de enfriamiento, junto con las tasas de acreción, difusión, decaimiento y aceleración para todas las especies de partículas, en un escenario caracterizado por los parámetros de la Tabla 4.

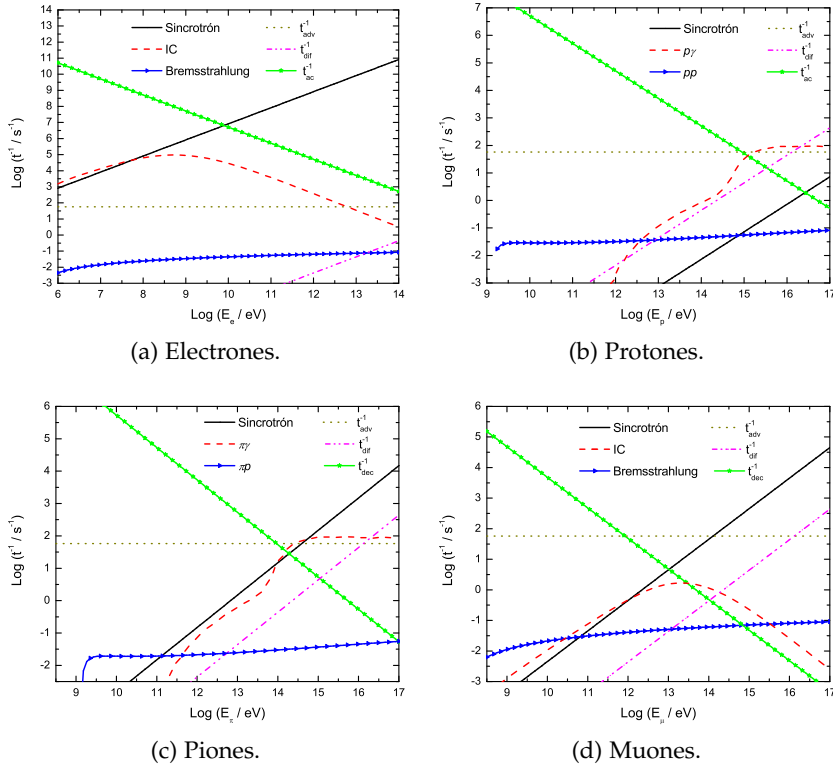


Figura 36: Pérdidas radiativas relevantes en una corona caracterizada por los parámetros de la Tabla 4.

Bajo las condiciones físicas en la corona, el principal canal de pérdida de energía de los electrones es la radiación sincrotrón; sólo para electrones de baja energía la dispersión IC es relevante. Para protones, tanto las interacciones pp como $p\gamma$ son importantes. La advección tiene un papel muy importante sobre el comportamiento de los protones: en modelos de corona tipo *ADAF*, la mayor parte de los protones caen al agujero negro antes de perder energía.

El principal canal de enfriamiento para piones son las interacciones $\pi\gamma$, pero una fracción importante de los piones –los de baja energía– decae antes de enfriarse. Los muones con energías mayores a $\sim 10^{13}$ eV se enfrían principalmente por radiación sincrotrón en los modelos de corona estática. Los muones más energéticos, en cambio, caen al agujero negro antes de enfriarse en los modelos dominados por advección.

Por otro lado, la difusión casi no tiene efecto significativo sobre el transporte de las partículas.

Se considera que E_{min} es el doble de la energía en reposo de cada partícula. Las energías máximas que se obtienen para electrones y protones son de $E_{\text{max}}^{(e)} \approx 7,9 \times 10^9$ eV y $E_{\text{max}}^{(p)} \approx 8,0 \times 10^{14}$ eV, res-

pectivamente. Estos valores no difieren prácticamente entre los dos modelos de corona. Por otro lado, ambos valores son compatibles con el criterio de Hillas [Hillas, 1984].

Las tasas de enfriamiento para la dispersión IC y para la producción de fotomesones que se muestran en las figuras, son el resultado de la interacción de las partículas con dos campos de fotones blanco: la emisión X de la corona y la emisión del disco.

Cygnus X-1 es un sistema binario con una estrella masiva que produce un campo de radiación intenso. Este campo podría ser considerado como una fuente adicional de fotones semillas para las interacciones, dado que domina la luminosidad bolométrica de la fuente. Sin embargo, el efecto que tiene sobre las pérdidas de energías de las partículas en la corona es despreciable. Esto puede verse con un simple análisis: en el régimen de Thomson para la dispersión IC, la tasa de enfriamiento (t^{-1}) es proporcional a la densidad de energía del campo de fotones semilla, definida por

$$u_{\text{ph}} = \int E_{\text{ph}} n_{\text{ph}} dE_{\text{ph}}. \quad (5.1)$$

Esta magnitud para el disco de acreción y para el campo de fotones X de la corona es del orden de $\sim 10^{10} \text{ erg cm}^{-3}$, mientras que para el campo de fotones estelar, en la ubicación de la corona, es de $\sim 10^3 \text{ erg cm}^{-3}$. Así, el campo de fotones de la estrella no es un blanco efectivo para la dispersión IC en este modelo. Lo mismo ocurre para las interacciones fotohadrónicas.

Como puede verse en las figuras, no hay un único mecanismo que domine las pérdidas para una dada especie de partícula. Para electrones y muones, hay dos procesos radiativos que son relevantes, IC y radiación sincrotrón; para protones y piones las interacciones hadrónicas también son importantes. Como la dispersión IC y la producción de fotomesones son procesos que dependen del campo de radiación y, al mismo tiempo, el campo de fotones está afectado por todas las interacciones de las partículas con los distintos campos, las tasas de enfriamiento así como las distribuciones en energía de las partículas, están fuertemente acopladas al transporte de fotones. En este punto reside la necesidad de hacer un tratamiento autoconsistente para el transporte de todas las partículas involucradas.

5.4 ABSORCIÓN DE LA RADIACIÓN

La radiación gamma generada en fuentes astrofísicas puede ser absorbida por distintos mecanismos. Este efecto puede cuantificarse a través del *coeficiente de absorción* u *opacidad* τ . Si la luminosidad original es $L_{\gamma}^0(E_{\gamma})$, luego de que un fotón viaje una distancia l la luminosidad atenuada $L_{\gamma}(E_{\gamma})$ está dada por

$$L_{\gamma}(E_{\gamma}) = L_{\gamma}^0(E_{\gamma}) e^{-\tau(l, E_{\gamma})}. \quad (5.2)$$

La opacidad depende del mecanismo de absorción. En el sistema estudiado aquí, el principal mecanismo de absorción es la producción

de pares electrón/positrón por aniquilación de fotones. Este proceso ocurre sólo para fotones cuyas energías satisfacen la condición

$$E_\gamma \epsilon > \frac{2(m_e c^2)^2}{1 - \cos \theta}, \quad (5.3)$$

donde E_γ y ϵ son las energías de los fotones que colisionan, y θ es el ángulo entre las direcciones de propagación de los fotones. Para una colisión frontal la condición resulta

$$E_\gamma \epsilon > (m_e c^2)^2. \quad (5.4)$$

5.4.1 Absorción interna

En el caso de la corona, la aniquilación de fotones tiene lugar entre los fotones gamma originados en la fuente y los fotones X de la corona y el disco. Para un protón creado a una distancia r del centro de la corona, la opacidad causada por la aniquilación de fotones puede ser obtenida a partir de [Romero et al., 2010a]

$$\tau_{\gamma\gamma}(E_\gamma, r) = \int_{E_{\min}}^{\infty} \int_r^{\infty} n_{\text{ph}}(\epsilon, r') \sigma_{\gamma\gamma}(\epsilon, E_\gamma) dr' d\epsilon, \quad (5.5)$$

donde ϵ es la energía de los fotones X y n_{ph} su densidad. La sección eficaz total de la interacción está dada por [e.g., Aharonian et al., 1985]

$$\sigma_{\gamma\gamma} = \frac{\pi r_0^2}{2} (1 - \beta^2) \left[(3 - \beta^4) \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) + 2\beta(\beta^2 - 2) \right], \quad (5.6)$$

donde

$$\beta = \left(1 - \frac{(m_e c^2)^2}{E_\gamma \epsilon} \right)^{1/2}. \quad (5.7)$$

La Fig. 37 muestra la opacidad como función de la energía a distintas profundidades de la corona.

5.4.2 Absorción en el campo de la estrella masiva

La estrella masiva del sistema Cygnus X-1 produce un campo de radiación intenso que puede absorber rayos gamma por creación de pares dentro del sistema binario. El campo de fotones de la estrella es anisotrópico dado que su intensidad depende de la posición del agujero negro en su órbita. La absorción gamma en XRBs con compañeras masivas, ha sido estudiada por varios autores [e.g., Herterich, 1974; Carraminana, 1992; Bednarek, 1993, 2000; Böttcher & Dermer, 2005; Dubus, 2006; Zdziarski et al., 2009; Romero et al., 2010a]. Para estimar el espectro observable y compararlo con la información disponible de

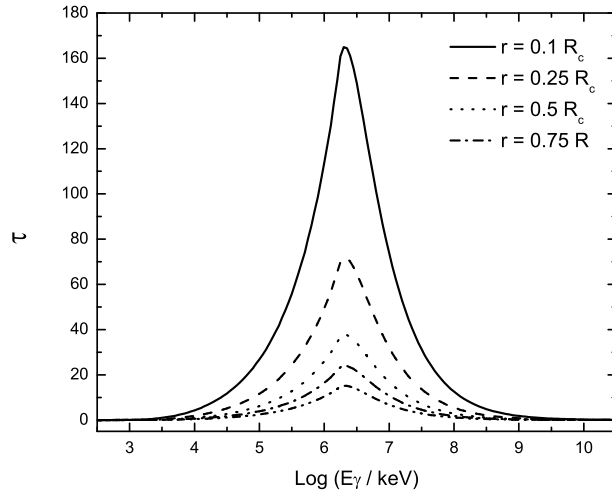


Figura 37: Absorción interna debido a la producción de pares electrón/positrón por aniquilación de fotones, en el campo de fotones blandos de la corona y el disco de acreción.

Tabla 5: Parámetros orbitales y de la estrella de Cygnus X-1.

Parámetro	Valor
M_* : Masa de la estrella [M_\odot]	20
R_* : Radio de la estrella [R_\odot]	17
T_* : Temperatura de la estrella [K]	$3,0 \times 10^4$
P_{orb} : Período orbital [días]	5,6
a : Semieje mayor [cm]	$2,3 \times 10^{12}$
e : Excentricidad de la órbita	0,0
i : ángulo de inclinación [$^\circ$]	27

la fuente, es necesario incluir un tratamiento adecuado de la absorción en el campo estelar. Para ello, se usa el tratamiento descrito en [Romero et al. \[2010a\]](#), donde el caso de Cygnus X-1 fue considerado.

La estrella masiva de Cygnus X-1 tiene un radio de $R_* = 1,5 \times 10^{12}$ cm; se considera que la densidad de radiación de la misma es de tipo cuerpo negro con una temperatura efectiva de $T_* = 3 \times 10^4$ K. La Tabla 5 muestra los valores de la estrella compañera y los parámetros orbitales del sistema [[Orosz et al., 2011](#)].

En la Fig. 38, se muestra un mapa de opacidad debida a la absorción de fotones en el campo estelar, en el rango de energías relevante, y a lo largo de toda la órbita (ϕ es la fase orbital en unidades de 2π ; $\phi = 0 = 1$ corresponde la conjunción superior, es decir, el objeto compacto está adelante de la estrella). Como puede verse en la figura, excepto cuando el objeto compacto está delante de la estrella ($\phi = 0,5$, conjunción inferior), el campo de fotones de la estrella suprime por completo la emisión en el rango de $10 \text{ GeV} < E < 120 \text{ GeV}$. Para ilustrar mejor este efecto, la Fig. 39 muestra la modulación con la fase orbital de la emisión gamma de la corona, para una dada energía. El

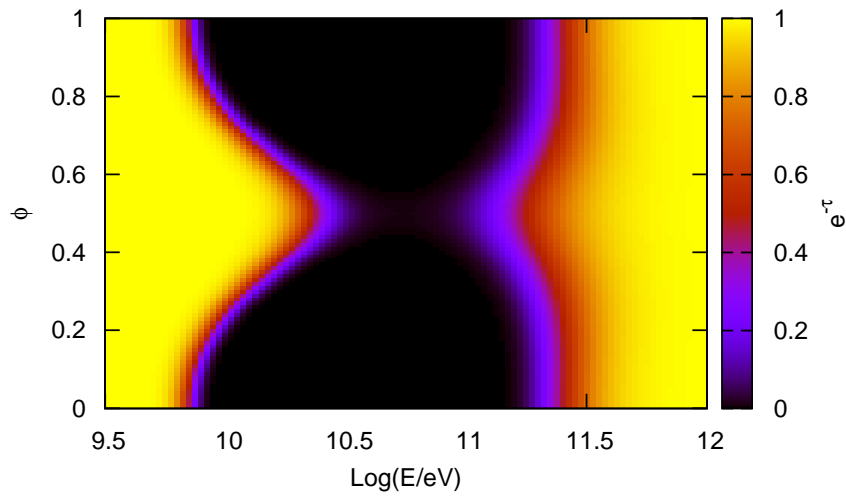


Figura 38: Mapa de la absorción producida por el campo de radiación de la estrella.

campo estelar es casi transparente cuando el objeto compacto pasa por delante de la estrella ($\phi = 0,5$), pero es casi opaco cuando el objeto compacto pasa por detrás ($\phi = 0$). Estos resultados están en acuerdo con los obtenidos por [Romero et al. \[2010a\]](#).

Cabe mencionar que este análisis está hecho en la aproximación de colisiones $\gamma\gamma$ frontales. Un estudio más detallado, en el que se consideran distintos ángulos de interacción, muestra que la absorción en el campo de fotones de la estrella es menor a la obtenida aquí.

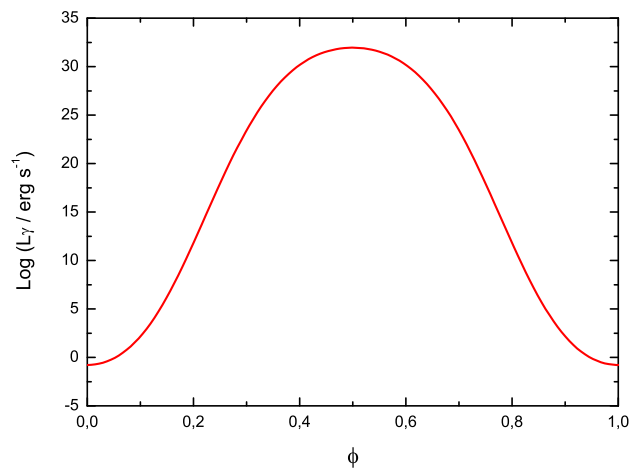


Figura 39: Modulación de la emisión gamma en estado estacionario a $E \sim 50$ GeV .

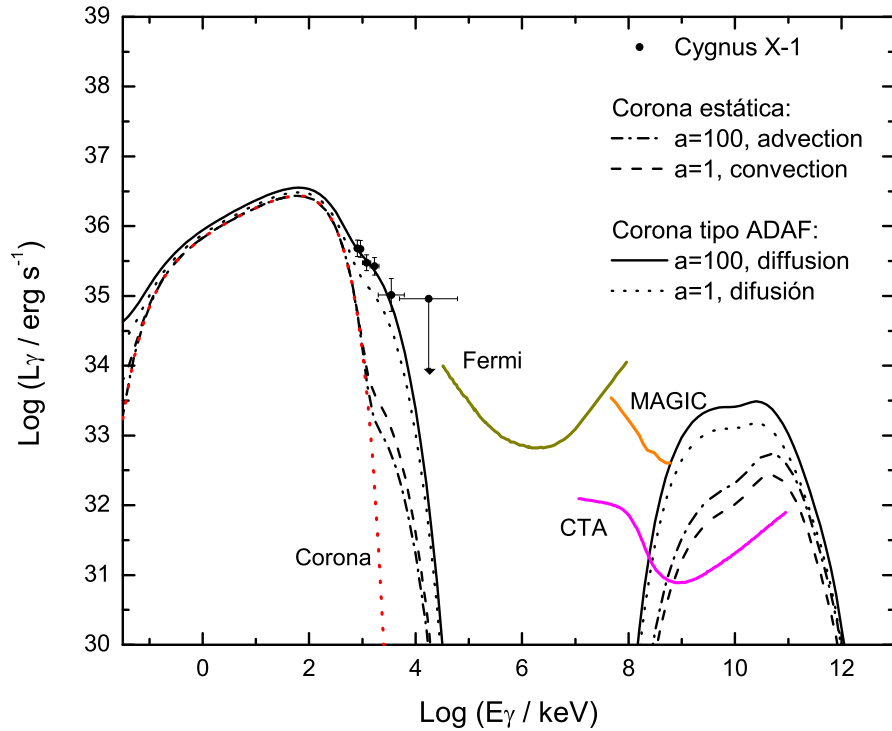


Figura 40: Distribuciones espectrales de energía obtenidas para los dos tipos de modelo de corona considerados, y los dos valores del parámetro a . Los datos observacionales de Cygnus X-1 son de COMPTEL [McConnell et al., 2000]. No está incluida la absorción en el campo estelar.

5.5 DISTRIBUCIONES ESPECTRALES DE ENERGÍA

5.5.1 Estimaciones iniciales

En una primera etapa se hace un tratamiento simplificado de la absorción en la corona, dado que no se resuelve una ecuación de transporte de fotones. En esta aproximación, se considera como únicos campos de fotones blanco para interacciones fotohadrónicas e IC el campo de fotones X isotrópico de la corona, y el del disco. Se resuelven sólo las ecuaciones de transporte de las partículas masivas, obteniéndose así las distribuciones en energía, $N_i(E_i)$, de las distintas especies de partículas. Luego, se estiman las luminosidades de los distintos procesos radiativos para cada tipo de partícula, usando las expresiones que figuran en el Apéndice A.

La luminosidad final se obtiene de manera aproximada a partir de la Ec. 5.2, donde la opacidad es debida a la absorción interna. La Fig. 40 muestra la luminosidad final de la fuente para todos los modelos, junto con las sensibilidades de los instrumentos MAGIC, Fermi, y CTA.

La brecha observada en el rango de energías $10^5 < E < 10^8$ keV se produce por la absorción interna en los campos de la corona y el disco. Por debajo de ~ 150 keV el espectro de la fuente está dominado por la componente térmica de la corona.

Los resultados del modelo se comparan con observaciones de Cygnus X-1 hechas por el satélite COMPTEL [McConnell et al., 2000]. Los

mejores ajustes se obtienen para modelos con poca advección, en donde la absorción interna tiene un papel importante en el rango de ajuste del espectro. En modelos de corona de tipo **ADAF**, gran parte de la energía inyectada en partículas es advectada al agujero negro, por lo que no se logran reproducir los datos obtenidos por **COMPTEL**.

Una última característica del espectro obtenido, es una componente a altas energías ($E_\gamma > 1 \text{ TeV}$) generada principalmente por las interacciones hadrónicas. La intensidad de esta componente depende fuertemente del contenido hadrónico de la fuente.

5.5.2 *Transporte de partículas relativistas en coronas estáticas*

Una vez que se determinó que el modelo de corona estática es capaz de reproducir la emisión observada por **COMPTEL**, se aplica el tratamiento descrito en el capítulo anterior, en el que se hace un tratamiento autoconsistente de la absorción interna.

En la Fig. 41 se muestran todas las contribuciones no térmicas a la luminosidad total, para los distintos valores del parámetro α . En modelos con $\alpha = 100$, la radiación sincrotrón de pares secundarios electrón/positrón domina el espectro para $E_\gamma < 100 \text{ MeV}$; en modelos con $\alpha = 1$ la contribución de los electrones primarios también es significativa a estas energías. Dado el tamaño pequeño de la corona, la radiación sincrotrón por debajo de 1 eV está auto-absorbida. Toda la emisión en radio de esta fuente tiene origen en el jet [**Stirling et al., 2001**]. La principal fuente de fotones a energías altas es el decaimiento de piones neutros, producto de interacciones fotohadrónicas.

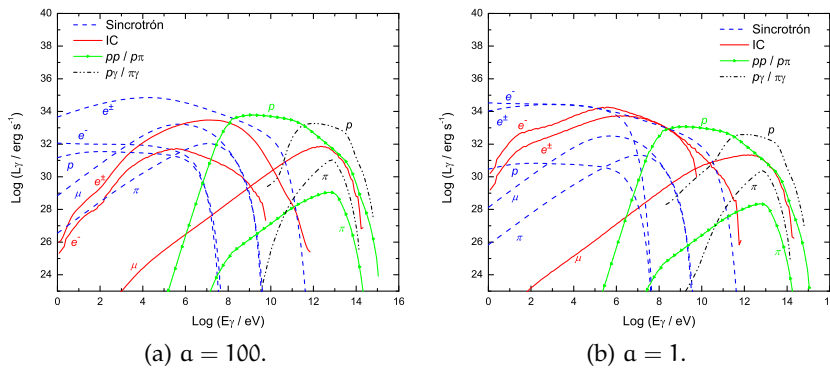


Figura 41: Contribuciones no térmicas a la luminosidad total.

Una de las hipótesis del modelo es la equipartición de energía entre la densidad de energía magnética y la densidad de energía de fotones de la corona. Es esperable, entonces, que la contribución de la radiación sincrotrón y de la dispersión **IC** a la luminosidad total sea comparable. En el análisis de la Fig. 36, se vió que la radiación sincrotrón y la dispersión **IC** son los procesos radiativos que dominan las pérdidas de electrones de baja energía. A energías mayores, el efecto de Klein-Nishina se hace importante, la sección eficaz de **IC** decrece, y esto deja a la radiación sincrotrón como el principal responsable de la pérdida de energía de los electrones. El efecto de Klein-Nishina también es

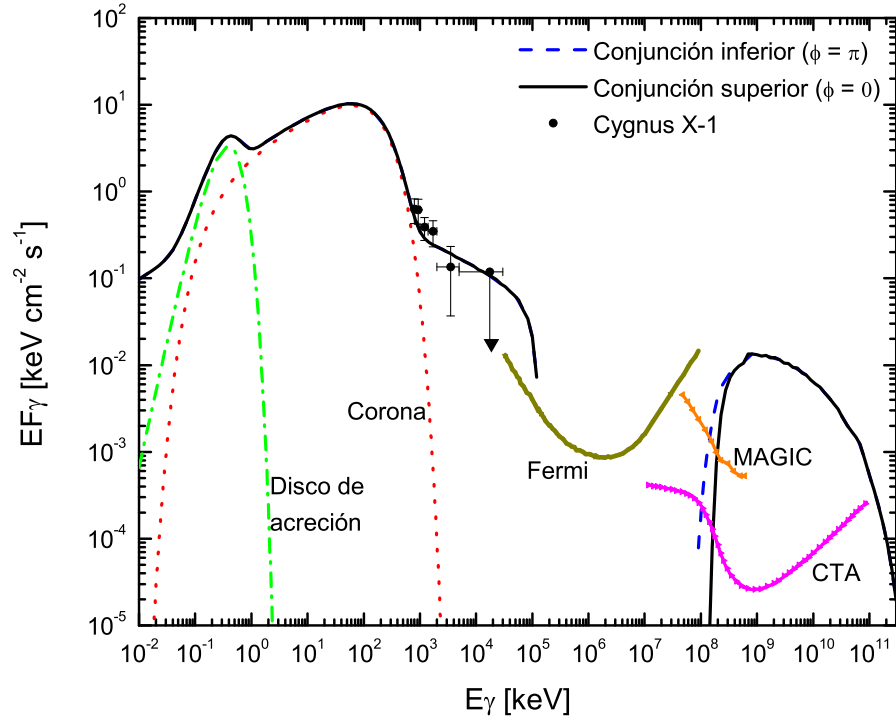


Figura 42: Flujo final en una corona y disco caracterizados por los parámetros de la Tabla 4, para $\alpha = 100$. Las sensibilidades con 5σ de confianza para diferentes instrumentos están incluidas (50 horas de exposición directa para MAGIC y CTA y un año de relevamiento para *Fermi*).

el responsable de la disminución de la radiación IC con respecto a lo esperado en el régimen de Thomson; el flujo de rayos gamma es proporcional al número de interacciones, por lo que la disminución de la sección eficaz genera una disminución en la emisión gamma. Esto explica el hecho de que en la Fig. 41 la radiación sincrotrón domina la luminosidad de la fuente a bajas energías. De todas formas, la emisión IC de pares electrón/positrón es comparable a la radiación sincrotrón a $E \sim 10^4\text{--}5$ keV.

En las Figs. 42 y 43 se muestra el flujo total de fotones producido en la corona, para dos fases orbitales distintas: conjunción superior e inferior. Estas posiciones corresponden a la máxima y mínima absorción en el campo de fotones de la estrella, respectivamente. También se muestran los flujos para dos valores del parámetro α . Se obtiene un buen ajuste al comparar los resultados con las observaciones de Cygnus X-1 hechas por *COMPTEL* [McConnell et al., 2000]. El mejor ajuste se obtiene para $q_{\text{rel}} = 0,02$ para una corona dominada por protones ($\alpha = 100$) y $q_{\text{rel}} = 0,03$ para $\alpha = 1$.

Con el tratamiento adecuado del transporte de los fotones, se obtiene nuevamente la brecha en el rango de energías $10^5 < E < 10^8$ keV, debida a la absorción interna. Dados los altos valores de la opacidad en el rango de energía mencionado, la emisión es absorbida completamente. Este resultado concuerda con la no detección de Cygnus X-1 en estado estacionario por *Fermi*. Toda la emisión en este rango debe ser producida en un jet (e.g., Bosch-Ramon et al. 2008).

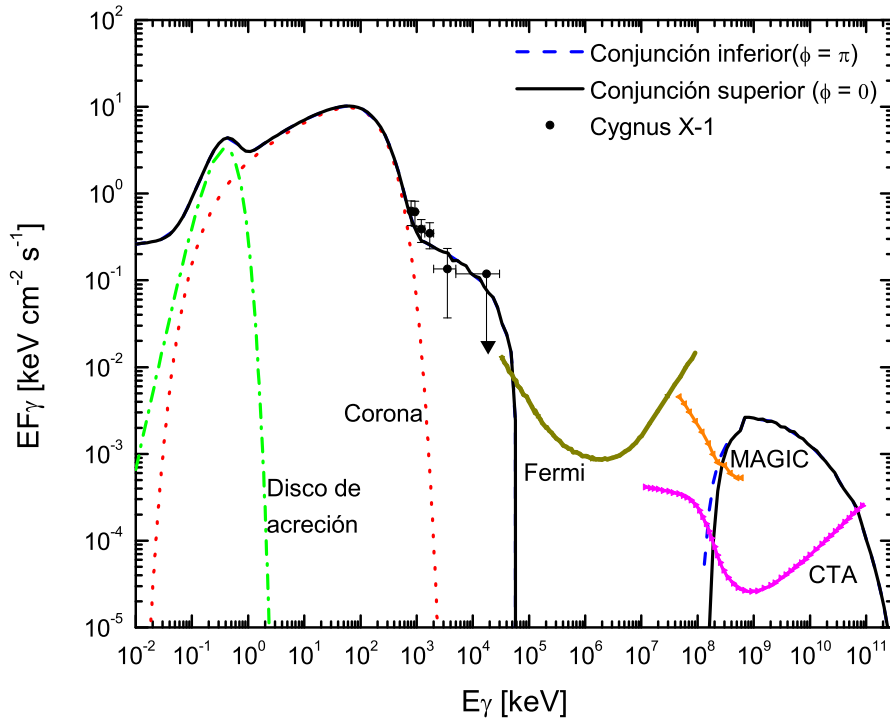


Figura 43: Idem 42, para $a = 1$.

La absorción en el campo estelar suprime parcialmente la emisión a $E \sim 10^{7-8}$ keV, lo que dificulta la detección de esta fuente por instrumentos como [MAGIC](#) o [VERITAS](#). La emisión a muy altas energías podría ser detectada en un futuro por instrumentos con mayor sensibilidad, que cubran rangos de energías más amplios, como [CTA](#).

5.6 EVENTOS TRANSITORIOS: FULGURACIONES

En esta sección se estudia el transporte de partículas relativistas durante un evento transitorio. En particular, se considera una fulguración no térmica, en donde el elemento dinámico es el campo magnético.

5.6.1 Inyección de partículas

A pesar de que las curvas de luz de los agujeros negros galácticos durante un evento transitorio pueden variar entre distintas fuentes, existen algunas características típicas. El tiempo en el cual la luminosidad aumenta suele ser mucho menor al tiempo en el que decae, por lo que muchas veces se denominan a las curvas de luz como Fast Rise and Exponential Decay ([FRED](#)), que significa crecimiento rápido y decaimiento exponencial [[Grove et al., 1998](#)]. Una expresión analítica simple que representa este comportamiento está dada por [[Romero et al., 2010b](#)]

$$Q(E, t) = Q_0 E^{-\alpha} e^{-E/E_{\max}} (1 - e^{-t/\tau_{\text{rise}}}) \times \left[\frac{\pi}{2} - \arctan \left(\frac{t - \tau_{\text{plat}}}{\tau_{\text{dec}}} \right) \right], \quad (5.8)$$

donde τ_{rise} , τ_{dec} , y τ_{plat} son los tiempo de crecimiento, decaimiento y de llanura, respectivamente. Para una fulguración corta, se adoptan $\tau_{\text{rise}} = 30$ min, $\tau_{\text{dec}} = 1$ h, y $\tau_{\text{plat}} = 2$ h. La ley de potencias tiene el índice estándar $\alpha = 2,2$. La constante de normalización Q_0 se obtiene a partir de la potencia total inyectada en protones y electrones, $L_{\text{rel}} = L_p + L_e$; se considera que ésta es una fracción de la luminosidad de la corona, $L_{\text{rel}} = q_{\text{rel}} L_c$. Como se mencionó en la sección anterior, para el estado estacionario los mejores ajustes a las observaciones se obtuvieron con $q_{\text{rel}} = 0,02$ para $a = 100$. Durante la fulguración, el número de partículas relativistas se incrementa; en particular, aquí se considera que la potencia inyectada durante la fulguración es el doble de la correspondiente al estado estacionario, aunque es posible que ocurran episodios más energéticos, como los que se observan en el Sol [Lin, 2008]. Se considera que la componente térmica de la corona no es afectada durante el evento.

5.6.2 Evolución de la SED

La Fig. 44 muestra la evolución de la emisión electromagnética durante un día. En esta figura no se incluye la absorción producida por el campo de fotones de la estrella compañera. Para cuantificar ese efecto, en la Fig. 45 se muestra el coeficiente de absorción debido al campo estelar, en distintas fases orbitales.

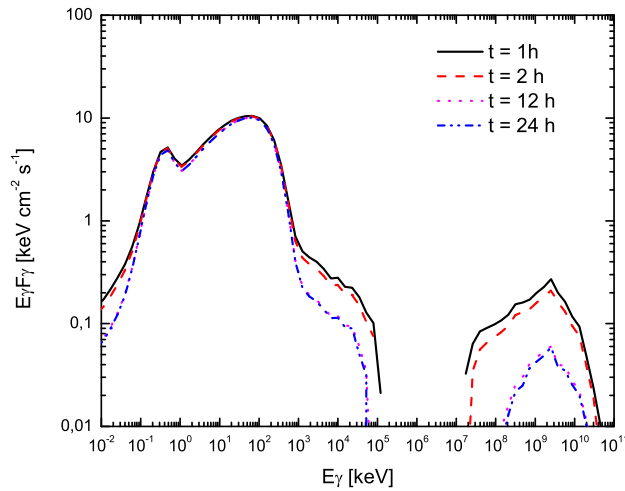


Figura 44: Evolución de la luminosidad durante una fulguración no térmica. La absorción en el campo de fotones de la estrella no está incluida en estos gráficos.

En este modelo de corona aplicado a Cygnus X-1 los tiempos de enfriamiento de las partículas son mucho más cortos que la duración de la fulguración estudiada. De esta forma, la solución de la ecuación de transporte con la dependencia temporal en la inyección da el mismo

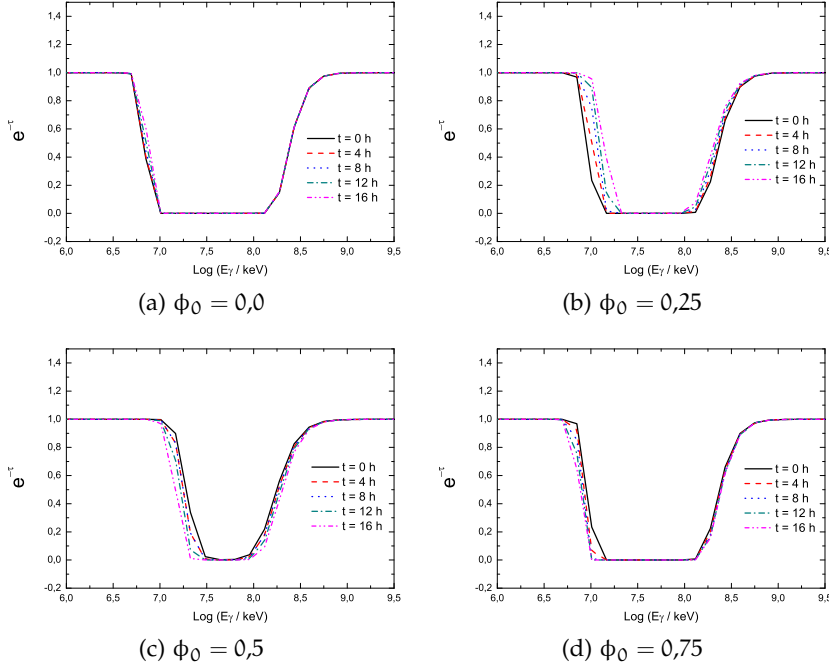


Figura 45: Cambios en la opacidad a la propagación de rayos gamma para fulguraciones producidas a distintas fases orbitales. Se considera que todos los eventos duran unas 10 horas, lo que equivale a un $\sim 7,5\%$ del período orbital.

resultado que si se hubiese resuelto la ecuación de transporte en estado estacionario, con distintos niveles de energía inyectada en partículas relativistas a medida que evoluciona la fulguración. Esto hace que la forma de la distribución espectral de energía no cambie a lo largo de todo el evento.

5.6.3 Emisión de neutrinos

Dado que Cygnus X-1 es una binaria con una estrella masiva, una fulguración electromagnética a altas energías ($E > 10^6$ keV) puede estar absorbida en el campo de fotones de la estrella. Sin embargo, un incremento en la cantidad de partículas relativistas también resultaría en un incremento en la producción de neutrinos en la fuente.

Se estima la producción de neutrinos usando las expresiones dadas en la Sec. 4.6, y se corrigen los flujos obtenidos por efectos de oscilaciones de neutrinos. El flujo diferencial de neutrinos que llegan a la Tierra se puede obtener a partir de

$$\frac{d\Phi_\nu}{dE} = \frac{1}{4\pi d^2} \int_V d^3r Q_\nu(E, t). \quad (5.9)$$

Esta cantidad, pesada con el cuadrado de la energía (i.e., $E^2 \times d\Phi_\nu/dE$), se muestra en la Fig. 46, junto con la sensibilidad de IceCube para un año de operación. Si se supone que los agujeros negros galácticos pasan un 10% del tiempo en estado de fulguración, entonces el detector IceCube sería capaz de detectar neutrinos de una fuente con

estas características, a una distancia de $\sim 1,8$ kpc luego de 10 años de observación. Sin embargo, una búsqueda de variabilidad con IceCube, podría arrojar resultados positivos antes, evitando las desventajas de promediar las observaciones.

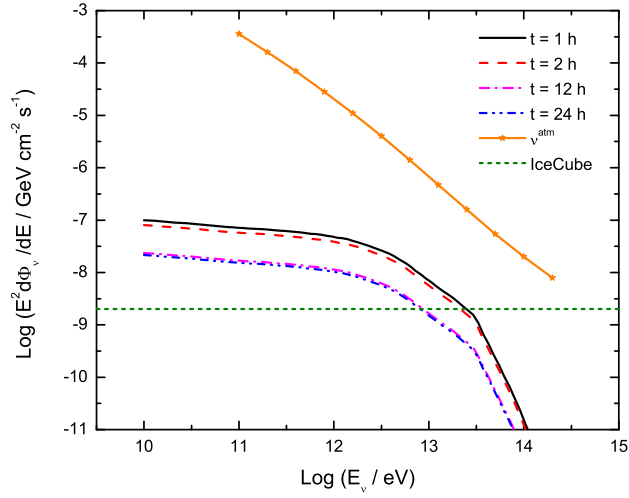


Figura 46: Flujo de neutrinos estimado para Cygnus X-1, para el caso $\alpha = 100$. También se muestra el flujo de neutrinos atmosféricos, y la sensibilidad de IceCube para un año de integración.

5.7 DISCUSIÓN

Se aplicó el modelo descrito en el capítulo anterior al sistema Cygnus X-1, para estudiar el transporte de partículas relativistas en la corona de este sistema. Se consideraron dos modelos de corona, una corona de tipo **ADAF** dominada por advección, y una corona estática donde las partículas escapan por difusión. El contenido hadrónico del plasma, determinado por el parámetro libre α , es desconocido; se estudiaron modelos con $\alpha = 1$ y $\alpha = 100$.

En el caso de corona de tipo **ADAF** se obtiene que la mayor parte de los protones son advectados al agujero negro antes de enfriarse. Esto hace que la emisión a altas energías, producto de interacciones hadrónicas, sea baja. En particular, con este modelo, no se logra reproducir la cola no térmica de Cygnus X-1 observada por **COMPTEL** e **INTEGRAL**, para ninguno de los valores del parámetro α .

En el caso de coronas estáticas, para ambos valores de α se pudo reproducir la cola no térmica de Cygnus X-1. La principal diferencia es la energía inyectada en partículas relativistas en cada caso: para modelos con $\alpha = 1$ el ajuste se logra con $q = 0,03$, mientras que modelos dominados por protones, no es necesario inyectar un valor tan alto de energía en partículas, y el ajuste se obtiene para $q = 0,02$. En ambos casos, es la emisión sincrotrón de los pares electrón/positrón la componente que reproduce los datos de la fuente, aunque para modelos con $\alpha = 1$ la contribución de los electrones primarios a $E \sim 1$ MeV es también importante. La absorción interna tiene un papel fundamental en la región de ajuste del espectro.

En ningún caso se espera un flujo considerable en el rango $0,1 - 100$ GeV por la absorción interna en la corona. Sin embargo se predice una emisión a muy altas energías, $E > 0,1$ TeV debida a las interacciones hadrónicas. Esta emisión es mayor en modelos de coronas dominados por protones, por lo que observaciones con instrumentos como [CTA](#) podrían servir para testear el modelo propuesto, y acotar el contenido de hadrones en la fuente.

Se estudiaron los procesos no térmicos durante un evento transitorio de tipo fulguración. Aún en estos casos, la emisión a energías del \sim GeV es suprimida por la absorción interna. Por otro lado, la absorción en el campo de fotones de la estrella masiva de Cygnus X-1 puede ser importante a altas energía, dificultando la detección de eventos similares por instrumentos como [MAGIC](#). Si bien la emisión electromagnética puede estar absorbida, una fulguración de neutrinos podría llegar a ser observada luego de varios años de integración con IceCube.

6.1 BINARIAS DE BAJA MASA

Las binarias de baja masa (**LMXB**) atraviesan períodos de gran actividad, en los que su luminosidad en el rango de los rayos X se incrementa en varios órdenes de magnitud. Estos episodios están asociados a cambios en la tasa de acreción sobre el objeto compacto y tienen duraciones típicas de varios meses, como en el caso de GRO J0422+32, aunque algunos pueden durar sólo unos minutos, como V4641 Sgr, o décadas, como el caso de GRS 1915+105, una fuente que ha estado activa durante los últimos 15 años.

Como se discutió en el Cap. 3 el disco de acreción de Shakura y Sunyaev está afectado por una inestabilidad asociada a la ionización del hidrógeno. El hidrógeno se ioniza a una temperatura de $\sim 10^4\text{--}5$ K. Para tasas de acreción bajas, la temperatura se mantiene por debajo de ese valor y el disco es neutro. La opacidad tiene un crecimiento muy rápido para temperaturas en este rango, por lo que un pequeño incremento en la temperatura genera un gran incremento en la opacidad. Esto hace que los fotones más energéticos comiencen a ionizar el hidrógeno del disco; la energía de los fotones absorbidos queda en el disco, aumentando aún más la temperatura del mismo. Así, en un disco inicialmente neutro, un pequeño incremento de la temperatura puede desatar una inestabilidad que ioniza todo el hidrógeno del disco. A su vez, esto desencadena una inestabilidad viscosa: a mayor temperatura habrá una tasa de acreción mayor, pero dado que el suministro de materia sigue siendo el mismo, el material del disco se empieza a agotar. Esto permite que la presión y la temperatura decrezcan, por lo que eventualmente el hidrógeno vuelve a recombinarse.

Si bien en un principio la inestabilidad es local, la discontinuidad en la temperatura y en la tasa de acreción afectan a la siguiente capa, por lo que la estructura del disco se ve globalmente afectada [[Done et al., 2007](#)].

El modelo de inestabilidad del disco produce la llamada *curva-S*, como se muestra en la Fig. 47. Durante el estado inactivo de la fuente el disco se va construyendo por transferencia de masa estable de la compañera. Eventualmente la temperatura del disco se hace lo suficientemente grande como para desatar la inestabilidad de ionización del hidrógeno, calentando todo el disco. El aumento de la tasa de acreción se mantiene hasta que las regiones externas del disco se enfrían, y alcanzan la temperatura de recombinación del hidrógeno. El disco se va enfriando hacia regiones internas, y el sistema vuelve a entrar en un estado de inactividad. Esta inestabilidad es lo que produce los episodios observados en distintas **LMXBs**.

Las **LMXBs** pasan la mayor parte de su vida en estado inactivo, entrando en períodos de actividad en forma recurrente [[Shrader et al.,](#)

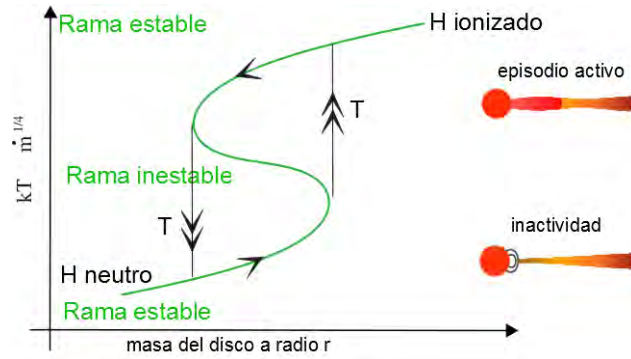


Figura 47: La inestabilidad asociada a la ionización del hidrógeno afecta la estructura global del disco, causando que las XRBs alternen entre estados de inactividad y períodos de gran actividad con tasas de acreción altas (gráfico adaptado de [Done et al. 2007](#)).

1994]. Muchas de estas fuentes no pasan por una etapa con emisión significativa de rayos X blandos [[Brocksopp et al., 2004](#)] y los eventos representan transiciones entre los estados inactivo y LH [[Esin et al., 1998](#)].

En este capítulo se aplica el modelo híbrido de corona magnetizada para estudiar los procesos no térmicos y la producción de neutrinos durante un episodio transitorio en una binaria de baja masa. Se usa la fuente GRO J0422+32 como prototipo.

6.2 EL SISTEMA BINARIO GRO J0422+32

La fuente transitoria GRO J0422+32 fue descubierta durante una fulguración en 1992 por el experimento [BATSE](#), un instrumento a bordo del observatorio Compton, que cubría la banda de energía 20 – 1000 keV [[Paciesas et al., 1992](#)]. En tan solo tres días (del 5 al 8 de agosto), la intensidad de la fuente creció de 0,2 Crab a 3 Crab en el rango de 20 – 300 keV [[Paciesas et al., 1992](#)]. El evento completo duró aproximadamente 200 días. Luego del rápido incremento inicial de la luminosidad, la curva de luz mostró un decaimiento exponencial con una escala temporal de ~ 40 días. Unos ~ 140 días luego del comienzo del episodio se detectó un máximo secundario [[Harmon et al., 1992](#)], y luego continuó con un decaimiento exponencial. Una descripción detallada del evento se presenta en [Ling & Wheaton \[2003\]](#).

El evento también fue observado en otras bandas de energía, como UV/Optico/IR/Radio (ver, por ejemplo, [Castro-Tirado et al. 1993](#); [Shrader et al. 1994](#); [Callanan et al. 1996](#); [Garcia et al. 1996](#)). Las características de los espectros en el óptico y en el UV muestran que GRO J0422+32 es un miembro de la clase [LMXB](#) [[Shrader et al., 1994](#); [Castro-Tirado et al., 1993](#)]. El espectro óptico en inactividad muestra que la estrella secundaria es una estrella enana normal de tipo espectral M0/M2V [[Filippenko et al., 1995](#); [Casares et al., 1995](#); [Beekman et al., 1997](#)].

Los parámetros orbitales del sistema se estiman en el estado inactivo, dado que la emisión óptica del disco durante el episodio sobrepasó la emisión de la estrella [Sunyaev et al., 1993].

La función de masas determinada por varios autores [Filippenko et al., 1995; Casares et al., 1995; Orosz & Bailyn, 1995] es

$$f(M) = 1,21 \pm 0,06M_{\odot}, \quad (6.1)$$

lo que es incluso consistente con la presencia de una estrella de neutrones. En una de las primeras estimaciones de los parámetros orbitales se consideró que la contaminación del disco de acreción en la banda del infrarrojo es despreciable, lo que resultó en una inclinación orbital de $i \leq 45^{\circ}$ y una masa de $\geq 3,4M_{\odot}$ para el objeto compacto [Callanan et al., 1996]. De esta forma, originalmente se pensó que el sistema contenía el agujero negro estelar de menor masa conocido. Sin embargo, posteriormente se sugirió que las estimaciones anteriores estaban sesgadas por la contribución del disco, y se estimó un nuevo límite inferior de $\sim 9M_{\odot}$ para el objeto compacto [Beekman et al., 1997]. Este valor sugiere la presencia de un agujero negro en el sistema. En años más recientes, Reynolds et al. [2007] detectaron variaciones en la emisión del disco de acreción y, al incluir este efecto, obtuvieron una masa de $\geq 10M_{\odot}$, que también favorece la naturaleza de agujero negro del objeto compacto.

El espectro de GRO J0422+32 también respalda la hipótesis de la presencia de un agujero negro en el sistema. El espectro en rayos X medido por varios instrumentos, puede ser caracterizados por una ley de potencias truncada, con un índice de $1,49 \pm 0,01$ y un corte exponencial a energías de $\sim 132 \pm 2$ keV [Sunyaev et al., 1993; Grove et al., 1998]. Por otro lado, también se detectó emisión a $0,4 < E < 1$ MeV. Este espectro es similar al espectro de Cygnus X-1 en el estado LH [Poutanen et al., 1997; McConnell et al., 2000].

El período orbital de GRO J0422+32 es de $5,1 \pm 0,01$ horas [Filippenko et al., 1995; Callanan et al., 1996]. Hay evidencia de que el sistema tiene una inclinación baja de $\sim 10^{\circ} - 30^{\circ}$ [Beekman et al., 1997]. A partir de un método que sólo depende del tipo espectral de la estrella compañera, se estima una distancia a la fuente de 2.6 kpc [Esin et al., 1998], consistente con resultados previos [Shrader et al., 1994]. Para esta distancia, se obtiene una luminosidad –en la banda de 0,5 – 10,0 keV– de $7,6 \times 10^{30}$ erg s^{-1} para el estado inactivo [Garcia et al., 2001]. Como es esperable de fuentes transitorias, durante el estado activo la luminosidad X aumenta varios órdenes de magnitud; en el rango 2 – 300 keV, la luminosidad alcanza valores de 5×10^{37} erg s^{-1} [Sunyaev et al., 1993].

El espectro en rayos X de la fuente no muestra evidencias de una componente de emisión de fotones X blandos. La densidad columnar es $N_H < 2 \times 10^{21}$ cm^2 [Callanan et al., 1996], que es un valor muy bajo como para que la emisión del disco de acreción esté absorbida. Se cree entonces, que la superficie del disco tiene una orientación peculiar con respecto al observador [Sunyaev et al., 1993].

Durante el episodio una emisión con espectro chato en radio fue detectada con el interferómetro *Very Large Array* [Shrader et al., 1994]. Sin embargo, estas observaciones no revelaron ninguna estructura de tipo jet. Recientemente, un interferómetro con mayor resolución, el *Expanded Very Large Array*, fue usado para alcanzar niveles de ruido de $\sim 2,6 \mu\text{Jy beam}^{-1}$ para estudiar binarias de rayos X con agujeros negros en los estados LH e inactivo [Miller-Jones et al., 2011]. GRO J0422+32 no fue detectada hasta un límite superior de $8.3 \mu\text{Jy beam}^{-1}$ (con 3σ de confianza). Esta falta de detección clara en radio puede indicar la ausencia de un jet relativista, dejando a la corona como la región más probable para producir la emisión no térmica de alta energía observada de esta fuente.

Dadas las similitudes entre el espectro de GRO J0422+32 y el de Cygnus X-1¹, es razonable suponer que los mismos mecanismos deben ser los responsables de la emisión de rayos X duros/rayos gamma blandos de ambos sistemas [Ling & Wheaton, 2003]. Para explicar el espectro no térmico de tipo ley de potencia de GRO J0422+32 en un estado activo, se aplica el modelo de corona magnetizada descrito en los capítulos previos.

6.3 CARACTERIZACIÓN DEL SISTEMA

Se considera una corona esférica con radio R_c y un disco de acreción que penetra la corona hasta $R_d < R_c$. El radio de transición entre la corona y la región de emisión de los fotones X blandos se estima en $\sim 200r_g$ [Esin et al., 1998], por lo que se adopta este valor. El valor del radio de la corona que se adopta es $R_c = 220r_g$, por lo que el cociente R_d/R_c resulta en $\sim 0,9$, que es un valor típico en el estado LH [Poutanen, 1998].

Dado que no hay información sobre la emisión del disco, se adoptan los valores correspondientes al disco de otra binaria de baja masa, el sistema XTE J1118+480 [Vila et al., 2012]. La temperatura correspondiente al disco de acreción es $\sim 0,08$ keV. En un estudio reciente sobre el espectro ultravioleta de agujeros negros galácticos en inactividad, el valor estimado para la temperatura del disco de GRO J0422+32 es considerablemente menor al que se adopta en este modelo [Hynes & Robinson, 2012]. Sin embargo, en los modelos ADAF el valor R_d es menor en el estado LH que el correspondiente al estado inactivo, por lo que la temperatura alcanzada por el disco es mayor o similar a la que se adopta en este modelo.

La emisión en rayos X duros de la corona está caracterizada por una ley de potencias con un corte exponencial a altas energías, dada por la Ec. 4.3. El espectro se ajusta usando datos que el observatorio Mir-Kvant tomó durante la fulguración de 1992; esto resulta en un índice $\alpha = 1,49$ y un corte exponencial a $\epsilon_c = 132$ keV, como se muestra en la Fig. 48. Estos valores concuerdan con los resultados obtenidos por Sunyaev et al. [1993] y Grove et al. [1998]. La constante de normali-

¹ La diferencia es que Cygnus X-1 tiene un jet bien resuelto que es el responsable de la emisión en radio [Stirling et al., 2001].

zación A_{ph} puede obtenerse a partir de L_c ; para una distancia de 2,6 kpc, la luminosidad de la corona es $\sim 5 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ [Sunyaev et al., 1993]. Este valor equivale al 5% de la luminosidad de Eddington de un agujero negro de $\sim 9M_{\odot}$, que corresponde al valor adoptado en este modelo.

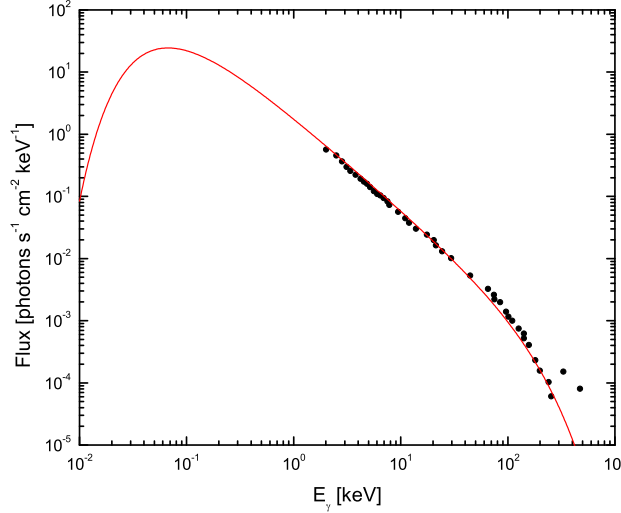


Figura 48: Espectro de GRO J0422+32 observado con los instrumentos a bordo del observatorio *Mir-Kvant*, y ajustados con una ley de potencias de índice 1,49 y un corte exponencial a 132 keV [Sunyaev et al., 1993].

Usando las hipótesis presentadas en el Cap. 4 se obtienen los valores de los parámetros restantes del modelo. Los mismos se muestran en la Tabla 6.

6.3.1 Aceleración de partículas y pérdidas radiativas

En el capítulo anterior se mostró que en una corona dominada por advección, la mayor parte de los hadrones caen al agujero negro antes de enfriarse, por lo que la luminosidad radiada no es suficiente para explicar el origen de la cola no térmica detectada en agujeros negros galácticos. Por lo tanto, para esta fuente, sólo se considera el modelo de corona estática.

La Fig. 49 muestra las tasas de enfriamiento para diferentes procesos radiativos, y las tasas de aceleración y escape, para cada tipo de partícula considerada.

Bajo las condiciones físicas de este modelo, los canales principales para el enfriamiento de electrones son la dispersión IC y la radiación sincrotrón. Para protones, tanto las interacciones pp como las p γ son relevantes. Los piones cargados decaen antes de enfriarse, produciendo así muones y neutrinos energéticos. La difusión prácticamente no tiene ningún efecto en las distribuciones de partículas.

Las energías máximas que se obtienen para electrones y protones son $E_{\text{max}}^{(e)} \approx 40 \text{ GeV}$ and $E_{\text{max}}^{(p)} \approx 3,9 \times 10^{15} \text{ eV}$, respectivamente, compatibles con el criterio de Hillas [Hillas, 1984]. Con estos valores, los protones

Tabla 6: Principales parámetros del modelo de corona de GRO J0422+32.

Parámetros adoptados	Valor
M_{BH} : masa del agujero negro [M_{\odot}]	9
R_c : radio de la corona [r_g]	220
T_e : temperatura de los electrones [K]	10^9
T_i : temperatura de los iones [K]	10^{12}
E_c : energía de corte del espectro en rayos X [keV]	132
α : índice de fotones X	1,49
kT : temperatura característica del disco [keV]	0,08
n_i, n_e : densidad del plasma [cm^{-3}]	$\sim 10^{12}$
B_c : campo magnético [G]	$\sim 10^5$
v_{rec} : velocidad de reconexión [c]	0,5
η : eficiencia de la aceleración	0,08
Parámetros libres	Valor
q : fracción de la potencia inyectada en partículas relativistas	0,12
a : relación entre la potencia en hadrones y leptones	100

de alta energía pueden dar lugar a la producción de neutrinos con energías altas, favoreciendo su detección con IceCube.

6.4 DISTRIBUCIONES ESPECTRALES DE ENERGÍA

En el trabajo de [Ling & Wheaton \[2003\]](#) se presenta un análisis detallado del evento de GRO J0422+32, y se muestra que el espectro de la fuente cambió su forma a lo largo del episodio. En el comienzo, el espectro se puede describir con una ley de potencias simple de índice $\alpha \sim 1,75$ (donde el flujo $\propto E^{-\alpha}$), y luego presenta dos componentes, una componente térmica y una ley de potencias a altas energías con un índice variable [[Ling & Wheaton, 2003](#)].

[Ling & Wheaton \[2003\]](#) detectaron además una variabilidad del flujo dependiente de la energía y del tiempo, y obtuvieron diferentes características temporales para distintas bandas de energía. Por ejemplo, en la Fig. 50, las líneas (b) y (c) indican los dos primeros máximos en la banda de energía 35 – 200 keV, mientras que en la Fig. 51 las líneas (a) y (d) indican los primeros dos máximos detectados a energías mayores a los 200 keV.

Se aplica el modelo de corona descrito en el Cap. 4 para reproducir el espectro durante la fase de llanura, asociada al estado LH. Esta fase puede verse en las Figs. 50 y 51, alrededor del pico en la luminosidad (TJD ~ 8850). Se seleccionaron las observaciones realizadas con BATSE en TJD 8843 para ajustar el espectro, dado que estas son las que tienen datos con errores observacionales menores.

En la Fig. 52 se muestran los datos de GRO J0422+32 en TJD 8843, ajustados con la SED obtenida al aplicar el modelo de corona. Se consi-

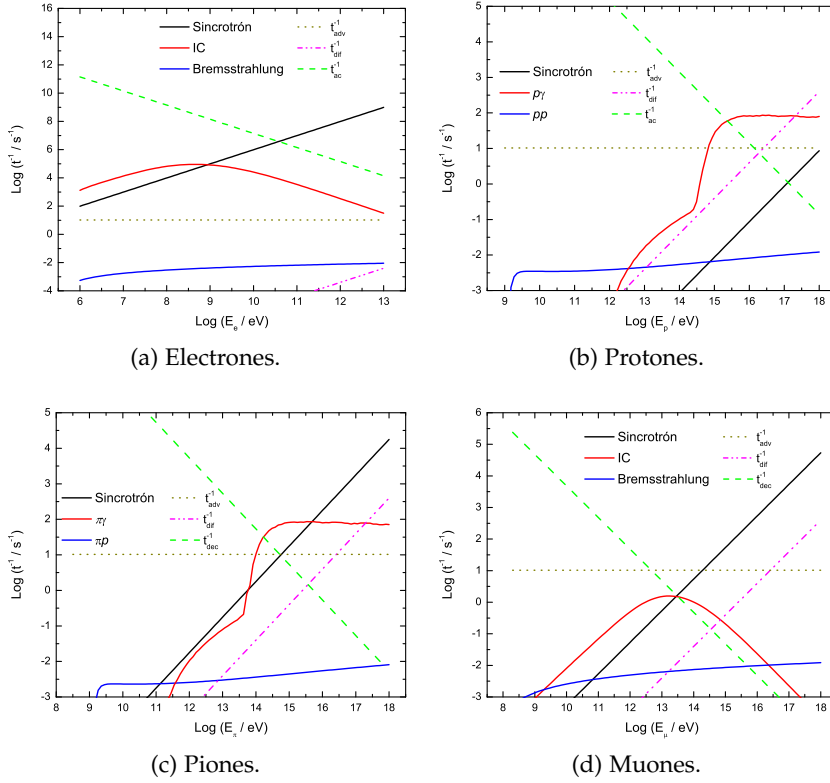


Figura 49: Pérdidas de energía en una corona caracterizada por los parámetros de la Tabla 6.

dera un modelo con $\alpha = 100$, donde $\alpha = L_p/L_e$, es decir, un escenario dominado por protones, lo que favorece la producción de neutrinos. La potencia disponible para inyectar en partículas relativistas es de $L \sim 15\% L_c$, y el valor del parámetro q con el que se obtiene el mejor ajuste es 0,12.

La radiación sincrotrón de pares electrón/positrón domina el espectro a bajas energías; a energías de $\sim 10^6 - 10^8$ eV, la dispersión Compton inversa de pares electrón/positrón se hace importante. A energías mayores, los procesos hadrónicos se hacen relevantes y la mayor contribución a la luminosidad proviene del decaimiento de piones neutros.

En este modelo la absorción interna suprime la emisión completamente para energías en la banda de $10^8 < E < 3 \times 10^{10}$ eV. Por el contrario de los modelos de jet, que predicen emisión en este rango [Romero & Vila, 2008], este resultado está en acuerdo con la no detección de GRO J0422+32 por EGRET (que era el instrumento en operación al momento del evento, y cubría el rango de energías de ~ 100 MeV $< E < 30$ GeV). Las cotas superiores de EGRET fueron obtenidos de Levinson & Mattox [1996].

La luminosidad de una estrella M2V enana es de $\sim 10^{32}$ erg s^{-1} y la temperatura efectiva es 3500 K [Reid et al., 1995]. Durante la etapa activa, la magnitud óptica de la estrella compañera se incrementó en 9 magnitudes, lo que corresponde a un cambio en la luminosidad de más de 3 órdenes de magnitud. La luminosidad máxima fue de

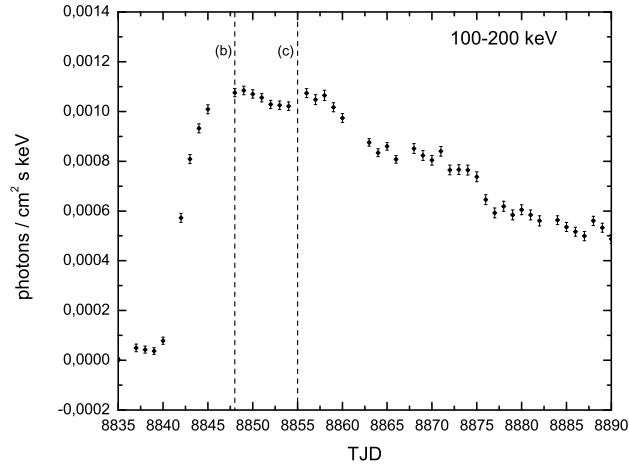


Figura 50: Flujo detectado con BATSE en la banda de energía de 100 – 200 keV. Los datos son de [Ling & Wheaton \[2003\]](#). La fase de llanura es el período de ~ 15 días, entre TJD ~ 8845 y TJD ~ 8860 . Las líneas (b) y (c) corresponden a TJD 8848 y 8855, respectivamente, en donde los dos primeros máximos a $E < 200$ keV fueron detectados.

$6 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$, y el pico de la emisión apareció a 0,15 eV. La emisión óptica de la estrella en actividad fue despreciable en comparación con la emisión del disco [[Sunyaev et al., 1993](#)], por lo que la absorción en el campo de fotones de la estrella no es un proceso relevante.

6.5 FULGURACIÓN

Dentro de los primeros 80 días de la fulguración de 1992 de GRO J0422+32, cuatro episodios cortos fueron detectados en la banda de energías 0,4 – 1 MeV [[Ling & Wheaton, 2003](#)]. En la Fig. 51, las líneas (a) y (b) indican los dos primeros episodios. Estas son las fulguraciones que tuvieron lugar durante la fase de llanura –estado LH– del episodio principal. Las otras dos fulguraciones ocurrieron cuando la luminosidad de la corona había disminuido hasta la mitad y a 1/10 del máximo (a ~ 30 y ~ 80 días luego del comienzo del episodio, respectivamente). La contribución a la emisión de neutrinos de las dos últimas fulguraciones es despreciable en comparación a las fulguraciones que ocurrieron durante el estado LH, por lo que sólo se estudian los eventos durante la llanura.

Para representar una repentina inyección de partículas relativistas, se usa la expresión analítica dada por la Ec. 5.8. Dado que los espectros obtenidos con BATSE son diarios, se consideran fulguraciones con una duración menor al día; se adopta $\tau_{\text{rise}} = 30 \text{ min}$, $\tau_{\text{dec}} = 1 \text{ h}$, y $\tau_{\text{plat}} = 2 \text{ h}$ para un evento rápido.

Se considera que durante la fulguración, la energía inyectada en partículas es del 15 % de la luminosidad de la corona, que es igual a toda la energía disponible para acelerar partículas por eventos de reconexión. Se sabe que existen eventos tan energéticos a partir de estudios del Sol [[Lin, 2008](#)].

En la Fig. 54 se muestra la evolución de la luminosidad de la fuente durante 12 horas. Al igual que para el caso de Cygnus X-1,

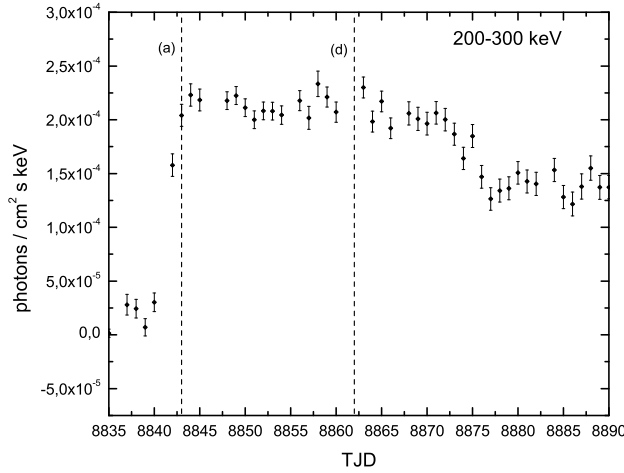


Figura 51: Flujo detectado con BATSE en la banda de energía de 200 – 300 keV. Los datos son de [Ling & Wheaton \[2003\]](#). Las líneas (a) y (d) corresponden a TJD 8843 y 8862, en donde los dos primeros máximos a $E > 200$ keV fueron detectados.

la forma del espectro permanece casi inalterada durante el episodio, dado que las escalas de enfriamiento son mucho más cortas que la duración del evento [[Malzac & Jourdain, 2000](#)]. Los cambios más notorios ocurren a altas energías; como la emisión en este rango se debe a interacciones hadrónicas, el incremento en la potencia inyectada en partículas relativistas hace que la luminosidad aumente medio orden de magnitud a $E > 10$ GeV, con respecto al caso estacionario.

6.6 DETECTABILIDAD DE NEUTRINOS DE GRO J0422+32

La Fig. 55 muestra el flujo diferencial de neutrinos emitidos durante el estado LH (~ 15 días), que llegan a la Tierra, y la Fig. 56 muestra la evolución del flujo de neutrinos emitidos durante la fulguración. Para una fuente como GRO J0422+32, que no entra en períodos de actividad de manera frecuente, es necesario hacer un estudio temporal de detectabilidad con IceCube.

El estudio de la detectabilidad de neutrinos tiene en cuenta el fondo de neutrinos atmosféricos esperados en la posición de la fuente, así como efectos instrumentales (tasa de detección, resolución angular, etc.).

6.6.1 Efectos instrumentales

La pequeña sección eficaz de interacción de neutrinos y el nivel de fondo de neutrinos atmosféricos son las dos limitaciones más importantes para la detección de señales de neutrinos extraterrestres. Para fuentes estacionarias, el período típico para el análisis de datos de telescopios de neutrinos es del orden del año. En este caso, las observaciones están limitadas por el fondo, y la sensibilidad aumenta como una función del tiempo de exposición, que es de escalas de años. Sin embargo, este no es el caso de fuentes transitorias, donde

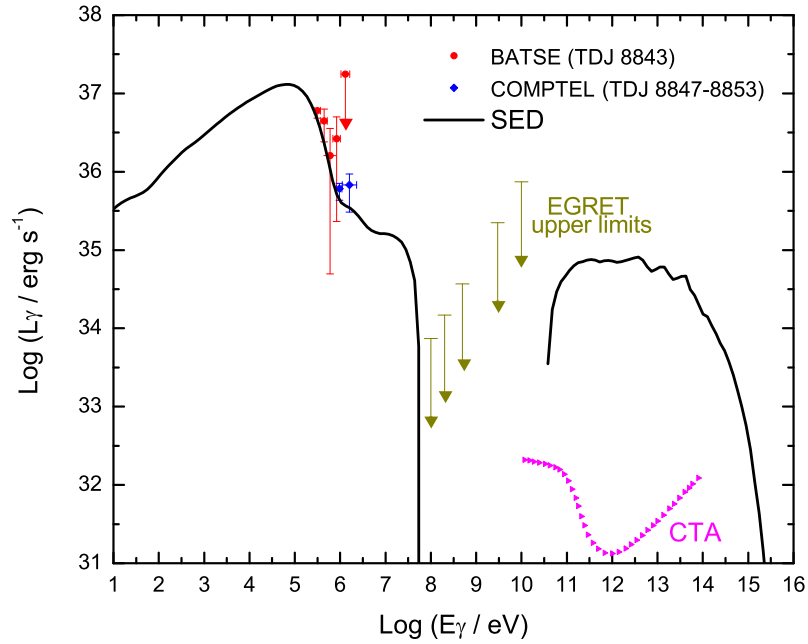


Figura 52: Espectro de GRO J0422+32 detectado con BATSE (datos de [Ling & Wheaton 2003](#)) y ajustado con la distribución espectral de energía obtenida con el modelo de corona no térmica. Los valores de los parámetros libres en el ajuste son $\alpha = 100$ y $q = 0,12$.

el período analizado debería ser del mismo orden de la duración del evento. Si el tiempo de integración es muy largo con respecto al tiempo de actividad de la fuente, la misma desaparece completamente en el fondo de neutrinos atmosféricos. Por otro lado, tiempos de integración cortos no dan un resultado significativo, dado que las observaciones están limitadas por la eficiencia del detector. Muchos neutrinos no interactúan cerca del detector, o los eventos no pasan una pre-selección de eventos. La función de dispersión de punto o Point Spread Function (PSF) del detector también tiene un impacto en los flujos detectables. El efecto de la PSF es el de dispersar la señal de la fuente sobre un área determinada, disminuyendo así la razón señal/ruido.

6.6.1.1 Tasa de detección

Para estimar la tasa de detección se usa el área efectiva de $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ del detector de neutrinos IceCube, en la configuración de 79-cuerdas [[Odrowski & IceCube coll., 2012](#)]. La expresión para el área efectiva a la declinación de GRO J0422+32 está dada por:

$$\log(A_{\text{eff}}/\text{m}^2) = -8,2 + 3,3 \log(E) - 0,25 \log(E)^2, \quad (6.2)$$

donde E es la energía del neutrino en GeV. Eventos de neutrinos de alta energía tienen una probabilidad de detección mayor, dado que, por un lado la sección eficaz de interacción del neutrino aumenta con la energía, y, por otro lado, el camino del muón resultante que puede alcanzar el detector es tan largo que aumenta el volumen efectivo.

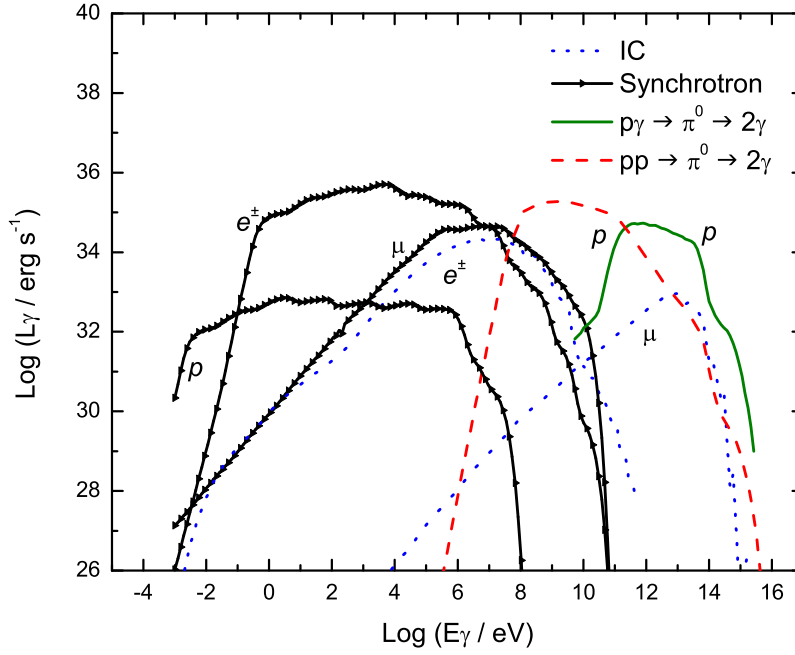


Figura 53: Principales contribuciones a la luminosidad no térmica. La absorción interna no está incluida en este gráfico, pero tiene un impacto importante en la SED final.

La Fig. 57 muestra el área efectiva junto con el espectro de neutrinos de GRO J0422+32 para la fulguración y para la fase de 15 días. Aunque IceCube alcanza energías por debajo de los 10 GeV [Wiebusch & IceCube coll., 2009], se considera como límite inferior 100 GeV. La tasa de eventos esperada como función de la energía, obtenida luego de la multiplicación de las dos funciones, también está representada en la figura. Por arriba de los 300 GeV, la tasa de eventos de neutrinos es $3,62 \times 10^{-6}$ Hz, para una fulguración de ~ 1 h, y $7,72 \times 10^{-7}$ Hz para la fase de ~ 15 días. Como consecuencia del corte en energías de ~ 8 TeV, las eficiencias de neutrinos para escalas temporales de horas, incluso días, son muy bajas, y de acuerdo a este modelo la fuente no sería detectable.

6.6.2 Fondo de neutrinos atmosféricos

Para considerar que hay detección, el número de eventos observados en la ubicación de GRO J0422+32 debe sobrepasar a las fluctuaciones de fondo en un nivel de 5σ ; esto significa que la probabilidad de observar estos eventos en un caso donde sólo está el fondo es menor a $2,8 \times 10^{-7}$. Los neutrinos atmosféricos no muestran una variación estacional significativa ($<1\%$) [Ackermann & Bernardini, 2005], por lo que se usa un modelo de Poisson con una tasa constante en todo el período de obtención de datos para una descripción estadística del fondo. Se usa una estadística de conteo de eventos dentro de un área circular alrededor de la fuente para fijar el nivel de 5σ como función del tiempo. Así, la probabilidad de encontrar k eventos de fondo dentro del área de búsqueda Ω es la probabilidad de Poisson

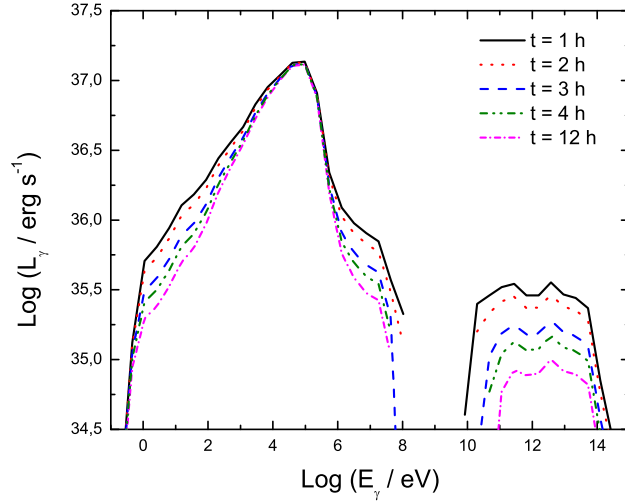


Figura 54: Evolución de la luminosidad durante una fulguración de ~ 2 h de duración. Dado que las escalas de enfriamiento en la corona son mucho más cortas que la duración de la fulguración, la forma del espectro no cambia y sólo muestra una luminosidad decreciente a medida que la fulguración avanza.

de obtener k eventos, dado la tasa promedio de neutrinos atmosféricos a la declinación de GRO J0422+32.

Los neutrinos atmosféricos no arriban al detector isotrópicamente, sino que su flujo depende de la energía y del zenit; esto se debe a la dirección de la lluvia generada por el rayo cósmico en la atmósfera, y, a $E > 10$ TeV, también a la atenuación del flujo de neutrinos por la Tierra. La tasa de eventos de neutrinos atmosféricos dentro del área Ω alrededor de la posición de GRO J0422+32 se estima según

$$R_{bg} = \int_{\Omega} d\Omega \int \Phi_{bg}(E, \theta) A_{eff}(E, \theta) dE, \quad (6.3)$$

donde $\Phi_{bg}(E, \theta)$ es el espectro de neutrinos atmosféricos a declinación θ , y A_{eff} es el área efectiva del detector, dada por la Ec. 6.2.

El espectro de energías de neutrinos atmosféricos para ν_{μ} ($\bar{\nu}_{\mu}$), promediado sobre el rango de declinación $7^{\circ} - 90^{\circ}$, ha sido medido por el instrumento IceCube en el rango de energías entre 100 GeV y 400 TeV [Abbasi et al., 2011]. GRO J0422+32 está ubicado a $\theta = 32^{\circ}$, donde la distribución en energía de neutrinos atmosféricos está bien representada por el espectro promediado a lo largo del zenit.

El área sobre la que se promedia la integración de la Ec. 6.3 es la que minimiza la intensidad requerida de la fuente para la emisión de fuentes puntuales, luego de suponer una dada PSF. En el caso de IceCube en la configuración de 79-cuerdas, la PSF para fuentes con un espectro blando o una energía de corte por debajo de los 50 TeV tiene una mediana de $\sim 1^{\circ}$ [Odrowski & IceCube coll., 2012], y se caracteriza con un perfil Gaussiano. El área óptima de búsqueda que se obtiene tiene un radio de $1,75^{\circ}$, que corresponde a un $\sim 80\%$ de retención de la señal. La tasa de neutrinos atmosféricos en la ubicación de GRO J0422+32 dentro de esta área es $R_{bg} = 1,06 \times 10^{-6}$ Hz.

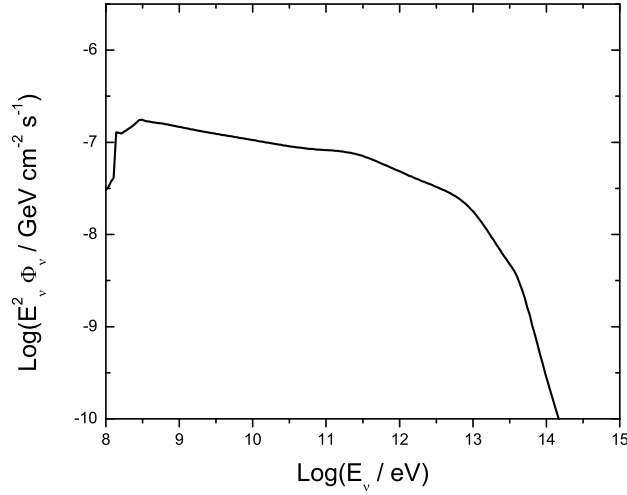


Figura 55: Flujo diferencial de neutrinos en la Tierra producidos en el estado LH de GRO J0422+32. La oscilación de neutrinos está incluida.

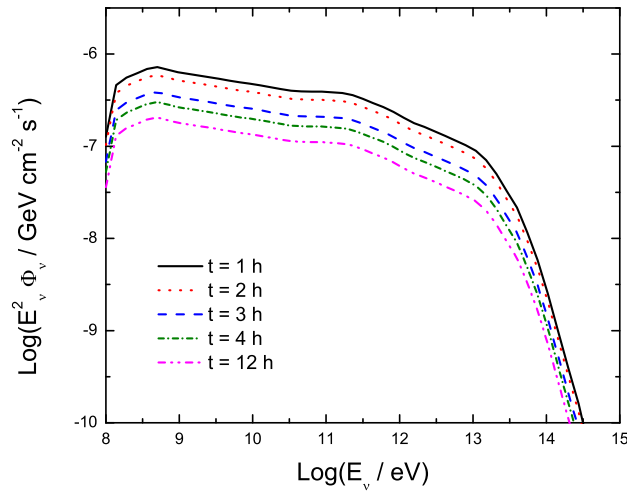


Figura 56: Flujo diferencial de neutrinos en la Tierra producidos en una fulguración de GRO J0422+32.

El flujo de descubrimiento se calcula como el mínimo flujo requerido para producir, con un 50% de datos sintéticos, un exceso de eventos de 5σ dentro del área de búsqueda Ω alrededor de GRO J0422+32, durante el tiempo de integración Δt . En cada uno de los sets de datos simulados el número de eventos de fondo dentro de Ω se caracteriza como una distribución de Poisson con media igual al producto de $R_{bg} \times \Delta t$, y la señal de eventos se inyecta en Ω siguiendo la PSF Gaussiana considerada con $\sim 1^\circ$ de mediana. La Fig. 58 muestra el flujo de descubrimiento como función del tiempo de integración Δt en escalas de días para dos espectros: uno es el de GRO J0422+32 obtenido con el modelo de corona, que sigue una distribución E^{-2} con un corte exponencial a 8 TeV, y el otro es un espectro no quebrado E^{-2} para comparación. El efecto del corte exponencial en la energía en la detectabilidad de la fuente es evidente en esta figura. Tanto la fuerte fulguración de 1 hora, como la emisión durante los ~ 20 días en estado LH permanecen indetectables en el escenario con el corte a ~ 8 TeV. Sin embargo, si de alguna forma la misma cantidad de energía (o

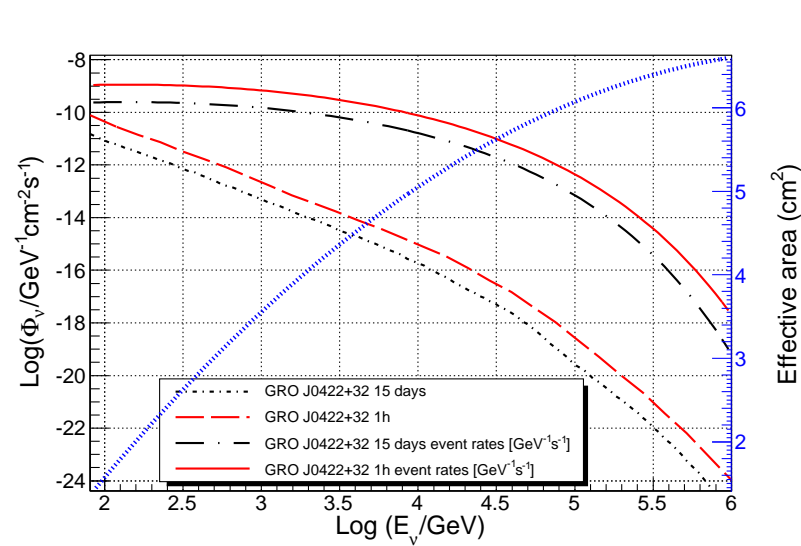


Figura 57: Flujo diferencial de neutrinos producidos durante la fulguración y durante el estado LH, junto con el área efectiva del detector IceCube. La distribución de energías de la tasa de eventos resultante también se muestra en el gráfico.

aún menor) resultara en la aceleración de menos partículas relativistas, pero alcanzando energías mayores, cercanas al PeV, la fuente podría ser detectada.

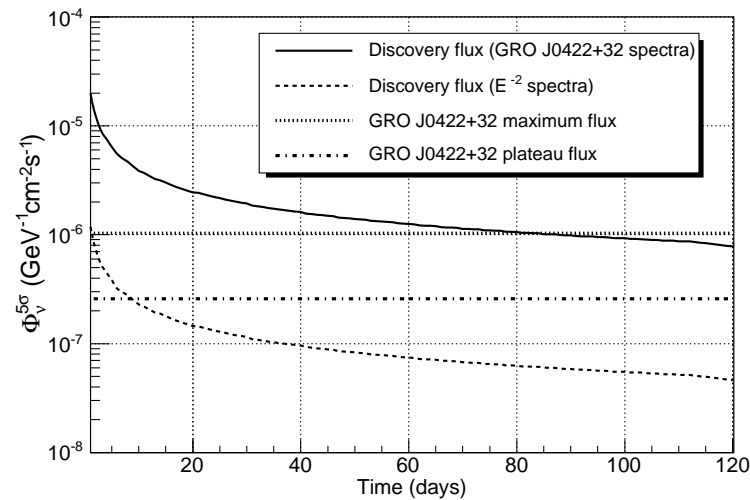


Figura 58: Flujo umbral de detección Φ_0 , con índice 2,16; se muestra también un espectro no quebrado $\Phi_\nu = \Phi_0 E^{-2}$ usado para comparar.

6.7 DISCUSIÓN

Bajo las condiciones físicas adoptadas en este modelo, el principal resultado obtenido es que un episodio con características similares al observado en 1992, es poco probable que sea detectado por IceCube. Esto se debe principalmente a la corta duración de estos eventos.

Existen, sin embargo, algunos factores que pueden aumentar la emisión de neutrinos en fuentes como GRO J0422+32. Por ejemplo, si la eficiencia de la aceleración fuera mayor, entonces los protones podrían alcanzar mayores energías, donde la sección eficaz de interacción de los neutrinos aumenta. Esto sería posible para campos magnéticos mayores.

Dado que la mayor restricción para la detectabilidad de la fuente es el corto período de actividad, al considerar eventos más largos las posibilidades de detectar neutrinos crece. Si el flujo de neutrinos se mantuviera como en el pico del evento (Fig. 56, $t = 1$ h) durante ~ 80 días (ver Fig. 58), IceCube podría detectar neutrinos de la fuente. También sería detectable si se mantuviera un período mayor (~ 690 días) en la fase de llanura. Este es el escenario más probable. Existen varios sistemas como GRO J0422+32 que muestran episodios a alta energía con las características necesarias para aumentar la producción de neutrinos. Un ejemplo es GRO J1719-24, una binaria de baja masa que mostró características muy similares a Cygnus X-1 y GRO J0422+32 [Ling & Wheaton, 2005]. Esta fuente fue detectada en rayos X en 1993, durante un período de ~ 1000 días, con una fase de llanura de ~ 80 días [Ballet et al., 1993]. Aunque las fulguraciones observadas para esta fuente también fueron cortas, fueron numerosas, y la contribución total a la producción de neutrinos pudo haber sido significativa. Por otro lado, en el caso de binarias de baja masa, la absorción de rayos gamma en el campo de fotones de la estrella compañera está ausente, por lo que estos objetos son particularmente adecuados para estudiar tanto la producción de radiación gamma como la de neutrinos. Otros ejemplos son las LMXBs XTE J1118+480 y GX 339-4. XTE J1118+480 es una fuente transitoria, que ha mostrado dos eventos desde su descubrimiento. El primero fue en 2000 y duró alrededor de 7 meses, y el segundo fue en 2005 y duró 1 – 2 meses [Vila et al., 2012]. GX 339-4 es un sistema muy estudiado que fue detectado en el estado LH en varias ocasiones (1997, 1999 y 2002). Los flujos observados en rayos X mostraron luminosidades de $L \sim 10^{37}$ erg s $^{-1}$ (ver discusión en Vila & Romero 2010). Estas altas luminosidades y, la cercanía de XTE J1118+480 ($d = 1,72$ kpc), hacen de estos sistemas buenos candidatos para ser fuentes galácticas de neutrinos.

La principal diferencia de estas fuentes con respecto a GRO J0422+32, es que presentan jets relativistas. Los neutrinos también podrían producirse en un jet si éste tuviera una componente hadrónica.

PRODUCCIÓN DE NEUTRONES EN LA CORONA

La detección del microquasare Cygnus X-3, por *AGILE* y *Fermi* en 2009 [Abdo et al., 2009; Tavani et al., 2009], la detección de Cygnus X-1 en un evento transitorio por *AGILE* [Sabatini et al., 2010], y la reciente confirmación de estas detecciones por *Fermi* [Bodaghee et al., 2013], constituyen la evidencia más fuerte de que en estas fuentes se aceleran partículas hasta energías relativistas ($E > \text{GeV}$).

Como se determinó en las aplicaciones del modelo de corona a Cygnus X-1 y GRO J0422+32, la absorción interna en el campo de fotones térmicos de la corona suprime la emisión a energías $0,1 < E < 100 \text{ GeV}$, por lo que toda contribución a estas energías tiene probablemente origen en un jet relativista.

La composición de los jets relativistas es un problema abierto, que ha estado en debate durante las últimas décadas. Se piensa que la composición de los jets puede estar relacionada con el mecanismo de lanzamiento. Uno de los mecanismos propuestos para el lanzamiento del jet, es el mecanismo de Blandford-Znajek [Blandford & Znajek, 1977]. Blandford y Znajek demostraron que es posible convertir una fracción de la energía de rotación de un agujero negro de Kerr en un flujo de Poynting saliente. Para esto el agujero negro debe estar inmerso en una magnetosfera, generada en el disco de acreción. Si bien el flujo es inicialmente de Poynting, puede cargarse de partículas livianas (e.g., pares electrón/positrón). La potencia estimada por este proceso, es suficiente para explicar la potencia observada en jets extragalácticos.

El segundo mecanismo de formación de jets es el mecanismo de Blandford-Payne [Blandford & Payne, 1982], en el que se propone que la energía necesaria para lanzar el jet se extrae de la rotación de un disco. En este caso, el disco de acreción está compuesto por un plasma de electrones e iones, por lo que si el jet se carga con la misma materia del disco, es de esperar que contenga iones y electrones.

La emisión en radio detectada en microquasares, se explica muy bien con radiación sincrotrón en radio de una población no térmica de electrones, lo que provee evidencias de la presencia de leptones relativistas en los jets. Por otro lado, existen algunas evidencias de la presencia de núcleos de hierro en el jet del microquasar SS 433 [Migliari et al., 2002]. Sin embargo, no hay información sobre la cantidad de bariones en las fuentes. Tanto modelos leptónicos puros como modelos leptohadrónicos son capaces de reproducir las observaciones actuales. La diferencia en las predicciones de estos modelos se encuentra a muy altas energías y en la emisión de neutrinos, consecuencia de interacciones hadrónicas.

Actualmente no existe un mecanismo estándar que pueda explicar cómo se carga un jet de bariones. Para ambos modelos de formación de jets es probable que, en parte, el jet sea alimentado por el disco de

acreción, por lo que esto podría ser una fuente de bariones. Además, el jet se propaga distancias del orden del pc (para XRBs), por lo que protones del medio circundante podrían entrar al jet.

Por otro lado, se ha propuesto que los jets de GRBs pueden cargarse por difusión de neutrones desde los alrededores [e.g., [Levinson & Eichler, 2003](#)]. La producción de neutrones en núcleos de galaxias activas ha sido estudiada por diversos autores [e.g., [Sikora et al., 1989](#); [Bednarek, 1992](#); [Atoyan, 1992](#); [Toma & Takahara, 2012](#)]. También el rol de los neutrones en la colimación y dinámica de los jets en blazares ha sido discutido en la literatura [[Atoyan & Dermer, 2003](#)].

En el caso de binarias de rayos X, los neutrones generados por interacciones hadrónicas en la corona, pueden escapar y penetrar la base del jet, en donde posteriormente decaen generando protones. Este podría ser un mecanismo posible para cargar flujos de Poynting con protones.

En este capítulo, se estudia la inyección de neutrones en la corona de agujeros negros galácticos. En particular, se estudia el caso de Cygnus X-1, donde la corona está caracterizada por los parámetros de la Tabla 4. Se analizan las características de la distribución de neutrones y la interacción de las partículas que producen al decaer, con distintos tipos de blancos.

7.1 INYECCIÓN DE NEUTRONES

Se considera que los neutrones son inyectados isotrópicamente por dos mecanismos: colisiones inelásticas pp e interacciones fotohadrónicas p γ , es decir

$$Q_n(E) = Q_n^{(pp)}(E) + Q_n^{(p\gamma)}(E). \quad (7.1)$$

7.1.0.1 Colisiones inelásticas pp

Los canales de las colisiones pp que dan lugar a la producción de neutrones son

$$\begin{aligned} p + p &\rightarrow p + n + \pi^+ + \zeta_1 \pi^0 + \zeta_2 (\pi^+ + \pi^-), \\ p + p &\rightarrow n + n + 2\pi^+ + \zeta_1 \pi^0 + \zeta_2 (\pi^+ + \pi^-), \end{aligned} \quad (7.2)$$

donde ζ_1 y ζ_2 son las multiplicidades. La inyección de neutrones debida a las interacciones pp puede obtenerse a partir de [Sikora et al. \[1989\]](#),

$$Q_n^{(pp)}(E) \approx t_{pp}^{-1} N_p(E). \quad (7.3)$$

7.1.0.2 Interacciones fotohadrónicas

El canal de interacción p γ por el que se inyectan neutrones en la fuente es

$$p + \gamma \rightarrow n + \pi^+ + \zeta_1 \pi^0 + \zeta_2 (\pi^+ + \pi^-). \quad (7.4)$$

La inyección de neutrones por interacciones fotohadrónicas está dada por [Begelman et al., 1990; Atoyan & Dermer, 2003],

$$Q_n^{(p\gamma)}(E) = \xi_{pn} \frac{N_p(E_p)}{(1 - \bar{K}_{p\gamma})} \omega_{p\gamma}(E_p), \quad (7.5)$$

donde $\bar{K}_{p\gamma}$ es la inelasticidad media ($0,2 \leq \bar{K}_{p\gamma} \leq 0,6$), $E_p = E/(1 - \bar{K}_{p\gamma})$ es la energía media de los protones que generan neutrones con energía E , $\omega_{p\gamma}$ es la frecuencia de colisiones $p\gamma$ colisiones, dada por

$$\omega_{p\gamma}(E) = \frac{m_p^2 c^5}{2E^2} \int_{\frac{\epsilon_{th} m_p c^2}{2E}}^{\infty} d\epsilon \frac{n_{ph}(\epsilon)}{\epsilon^2} \int_{\epsilon_{th}}^{\frac{2\epsilon E}{m_p c^2}} d\epsilon' \sigma_{p\gamma}^{(\pi)}(\epsilon') \epsilon', \quad (7.6)$$

y ξ_{pn} es la probabilidad de que un protón se convierta en un neutrón por colisión. Aproximadamente la mitad de las colisiones resultan en esta conversión, por lo que $\xi_{pn} \approx 0,5$.

La Fig. 59 muestra la inyección de neutrones por interacciones pp y $p\gamma$. A energías bajas la mayor parte de los neutrones son inyectados por colisiones pp , mientras que las interacciones $p\gamma$ son las responsables de inyectar los neutrones de energías mayores.

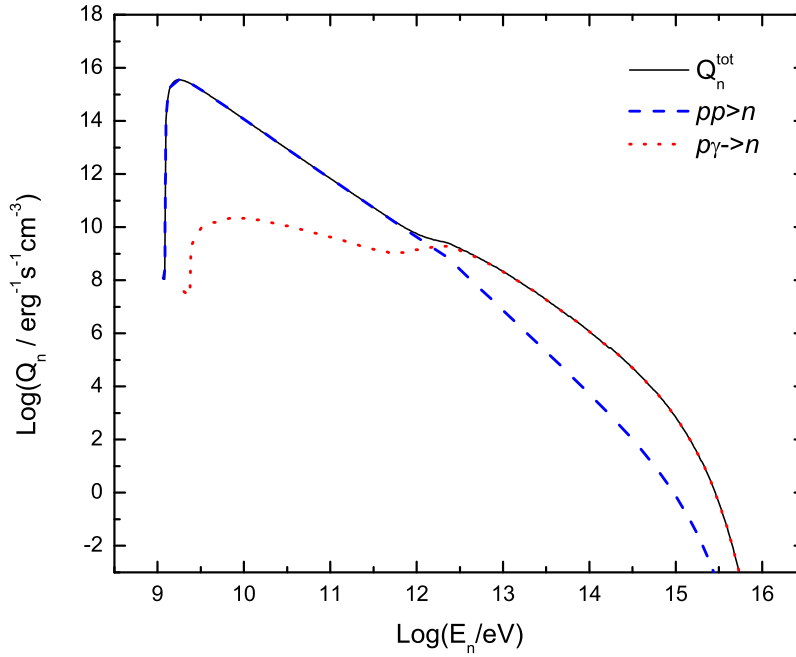


Figura 59: Inyección de neutrones en la corona de Cygnus X-1.

7.2 PÉRDIDAS RADIATIVAS

Una vez que los neutrones son inyectados en la corona, pueden interactuar con los campos en el medio, a través de las mismas interacciones que sufren los protones.

En la Fig. 60 se muestran las tasas de enfriamiento junto con las tasas de escape y decaimiento para los neutrones, en un medio caracterizado por los parámetros de la Tabla 4. Como puede observarse en la figura,

la tasa de escape, definida como la inversa del tiempo de escape de la corona, $t_{\text{esc}} = R_c/c$, domina sobre las pérdidas radiativas, por lo que los neutrones escapan del sistema prácticamente sin perder energía [Sikora et al., 1989].

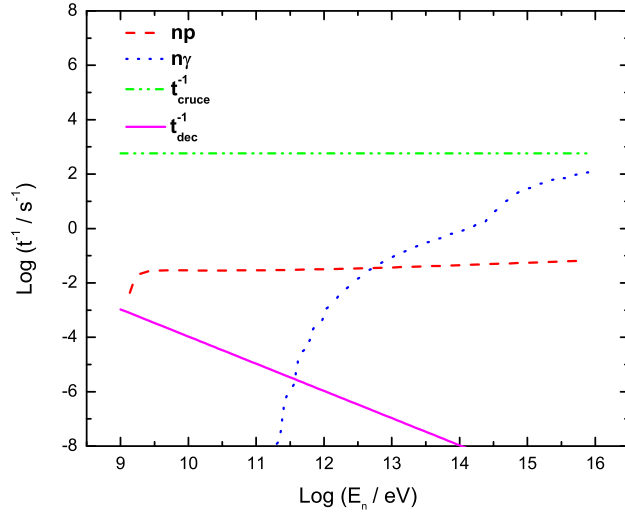


Figura 60: Pérdidas radiativas y tasas de escape y decaimiento de los neutrones, en un corona caracterizada por los parámetros de la Tabla 4.

Como $t_{p\gamma}^{-1} + t_{pp}^{-1} < t_{\text{esc}}^{-1}$, se puede definir una opacidad típica de la corona con respecto a las colisiones np según [Atoyan, 1992]

$$\tau_{np}(r) \equiv t_{\text{esc}}(r)\omega_{np}, \quad (7.7)$$

donde $t_{\text{esc}}(r) = (R_c - r)/c$ es el tiempo que le lleva a un neutrón inyectado en la posición r , dejar la corona de radio R_c . Análogamente, para interacciones $n\gamma$, la profundidad óptica es

$$\tau_{n\gamma}(r) \equiv t_{\text{esc}}(r)\omega_{n\gamma}. \quad (7.8)$$

En la Fig. 61 se muestran los mapas de opacidad total para neutrones inyectados a distintos r de la corona. Este resultado muestra, al igual que la Fig. 60, que las pérdidas de energía sólo son importantes para los neutrones más energéticos. De esta forma, aquí se considera que los neutrones escapan sin perder energía.

7.3 TRANSPORTE DE NEUTRONES

El tiempo de vida medio de los neutrones es $\tau_0 = 881,5 \pm 1,5$ s, y luego decaen según

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (7.9)$$

Como el tiempo de vida de los neutrones alcanza para que puedan escapar de la corona, la distribución en energía de neutrones en estado

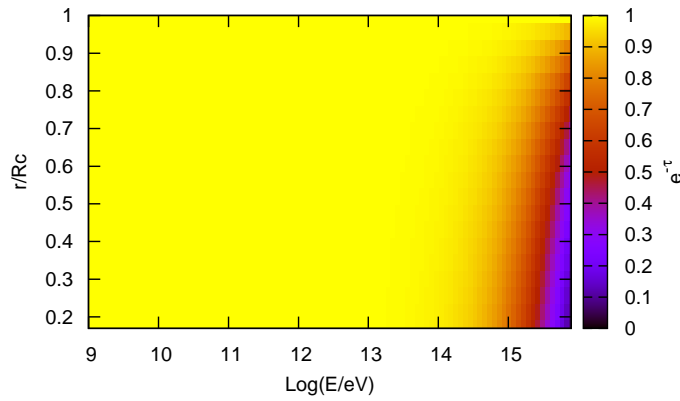


Figura 61: Mapa de la profundidad óptica de la corona con respecto a las interacciones np y $n\gamma$.

estacionario, $N(E, r)$ (en unidades de $\text{GeV}^{-1}\text{cm}^{-3}$), está determinada por una ecuación de transporte inhomogénea, de la forma

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 v(E) N(E, r))}{\partial r} + \frac{\partial(b(E) N(E, r))}{\partial E} + \frac{N(E, r)}{t_{\text{dec}}(E)} = Q(E, r). \quad (7.10)$$

Aquí, $v(E)$ es la velocidad de la partícula, $b(E)$ contiene las pérdidas radiativas, y $Q(E, r)$ está definido por

$$Q(E, r) = \begin{cases} Q(E) & r < R_c \\ 0,0 & r > R_c \end{cases},$$

donde $Q(E)$ es la inyección de neutrones obtenida en la Sect. 7.1. Dado que en la corona los neutrones escapan sin perder energía, la solución de la ecuación para $r \geq R_c$ tiene la forma

$$N_n(E, r) = Q_n(E) t_{\text{dec}}(E) e^{-(r-R_c)/v(E)t_{\text{dec}}(E)} \left(\frac{R_c}{r}\right)^2. \quad (7.11)$$

La Fig. 62 muestra la distribución de neutrones para diferentes valores del parámetro r . Los neutrones más energéticos, llegarán hasta distancias de $r \sim 10^{17}$ cm, lo que significa que escapan completamente del sistema binario. Sin embargo una fracción significativa de neutrones decae a $r < 10^{13}$ cm, lo que permite que los productos (protones y electrones) interactúen tanto con los campos del jet relativista, como con los campos de la estrella compañera.

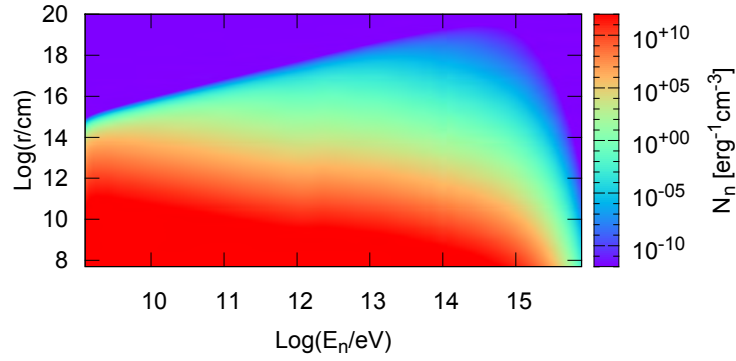


Figura 62: Distribución en energía de los neutrones, para diferentes valores de r .

7.4 DECAIMIENTO DE NEUTRONES

7.4.1 Inyección de protones

Aproximadamente el 99,9 % de la energía de los neutrones pasa a los protones. De acuerdo a [Dimitrakoudis et al. \[2012\]](#) el espectro de protones producido por el decaimiento de neutrones es

$$Q_p^{n \rightarrow p}(E) = \frac{N_n(E) m_n c^2}{E \tau_0}. \quad (7.12)$$

La inyección de protones se muestra en la Fig. 63.

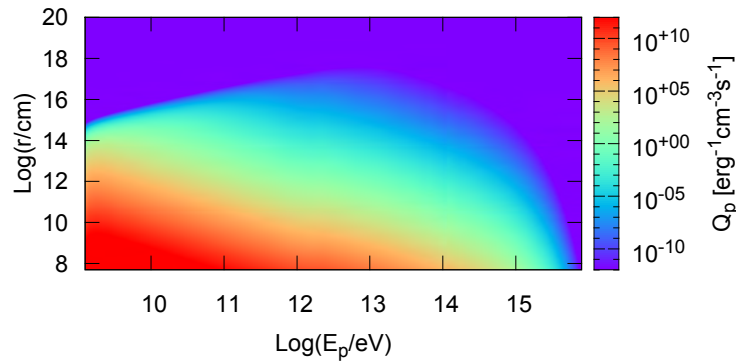


Figura 63: Inyección de protones como resultado del decaimiento de neutrones, para diferentes valores de r .

7.4.2 Inyección de electrones

El otro producto del decaimiento de neutrones son los electrones. Dado que el 99,9 % de la energía del neutrón se transfiere al protón, el 0,1 % restante se comparte entre el electron y neutrino resultante, es decir

$$E_e + E_\nu \sim 10^{-3} E_p. \quad (7.13)$$

Esto hace que el decaimiento de neutrones inyecte una energía del orden de 10^{30} erg s^{-1} en electrones relativistas en el medio afuera de la corona. La inyección de electrones se estima usando el tratamiento descrito en Abraham et al. [1966]. La Fig. 64 muestra la inyección de electrones a distintos valores de r .

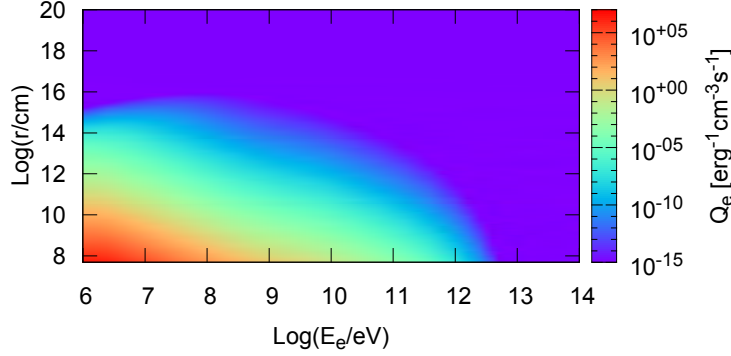


Figura 64: Inyección de electrones como resultado del decaimiento de neutrones, para diferentes valores de r .

7.5 INTERACCIÓN DENTRO DEL JET

En un sistema binario con una estrella masiva, la interacción del jet con inhomogeneidades en el viento estelar puede dar origen a emisión de altas energías, y también explicar la variabilidad observada en XRBs a energías de \sim TeV [Araudo et al., 2009]. El decaimiento de los neutrones producidos en la corona, inyecta a lo largo del jet una distribución no térmica de protones con energías hasta $E \sim 100$ GeV. Por lo tanto, se estudia aquí la interacción de la población de protones relativistas inyectada en el jet con inhomogeneidades del viento de la estrella.

Se considera un jet con un ángulo de apertura de $\theta \sim 6^\circ$, que es lanzado a una distancia $z_0 \sim 10^8$ cm del agujero negro, y se extiende hasta $z \sim 10^{12}$ cm. En este caso, la potencia inyectada en el jet en protones relativistas resulta del orden de 10^{34} erg s^{-1} .

Las inhomogeneidades son caracterizadas como grupos de simetría esférica y homogéneos. Se consideran grupos de diferentes tamaños, que atraviesan el jet a distintas alturas z_{clump} . En particular, se analizan grupos de densidad $n_{\text{clump}} = 10^{12}$ cm^{-3} , y radios $r_{\text{clump}} = 10^9, 10^{10}, 10^{11}$ cm, que cruzan el jet a la altura $z_{\text{clump}} = 10^{10}, 10^{11}, 10^{12}$ cm, respectivamente.

La Fig. 65 muestra las SEDs que resultan de las interacciones pp entre la población de protones relativistas inyectadas por el decaimiento de neutrones, y el campo de materia de los grupos. El pico de esta emisión se encuentra en $E \sim 0,1$ GeV, y para el caso del grupo de mayor tamaño se alcanza una luminosidad $L \sim 10^{32}$ erg s^{-1} . Como se mencionó anteriormente, tanto MAGIC como Fermi han detectado emisión variable de Cygnus X-1. En particular, el flujo detectado por Fermi es de $1,1 \pm 0,4 \times 10^{-6}$ $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ en el rango de $0,1 - 10$ GeV. A la

distancia a la que se encuentra Cygnus X-1, esto equivale a una luminosidad de $\sim 7 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$. Si bien la máxima luminosidad alcanzada por la interacción de los protones relativistas con los grumos en este modelo es 3 órdenes de magnitud menor, diversas características (un grumo de mayor tamaño o más denso, una altura de penetración menor, en donde el jet es más denso, etc.), o la suma de la emisión por interacción con varios grumos, podrían resultar en una fulguración débil.

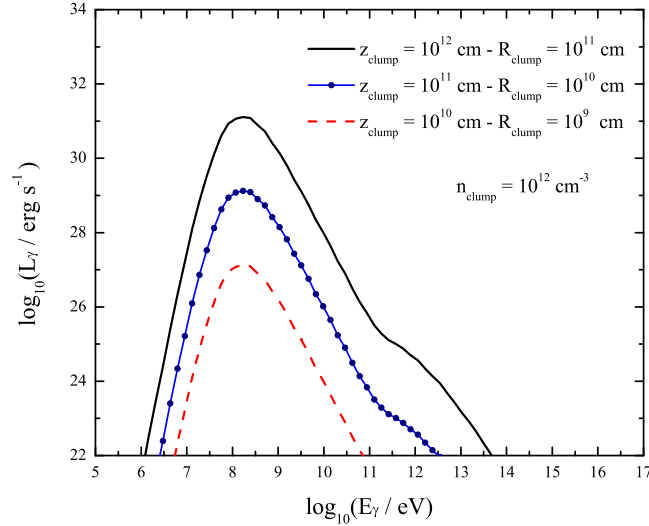


Figura 65: Distribución espectral de energía resultante de las interacciones pp entre los protones relativistas inyectadas por el decaimiento de neutrones, y el campo de materia de los grumos. Se consideran grumos de densidad constante, que son inyectados a distintas alturas del jet.

7.6 INTERACCIÓN EN EL MEDIO DEL SISTEMA BINARIO

Los electrones inyectados a escalas del tamaño del sistema binario, interactúan con los campos magnético y de radiación de la estrella compañera para una HMXB. El campo de fotones de la estrella compañera se puede caracterizar como el de un cuerpo negro con una temperatura efectiva de $T_* = 3 \times 10^4 \text{ K}$, esto corresponde a una energía de $kT_* \sim 2,6 \text{ eV}$. La densidad de fotones producidos por la estrella, a distintas distancias r de la fuente puede aproximarse según

$$n_*(\epsilon) = \frac{8\pi}{(hc)^3} \frac{\epsilon^2}{\exp^{\epsilon/kT_*} - 1} \left(\frac{R_*}{r}\right)^2, \quad (7.14)$$

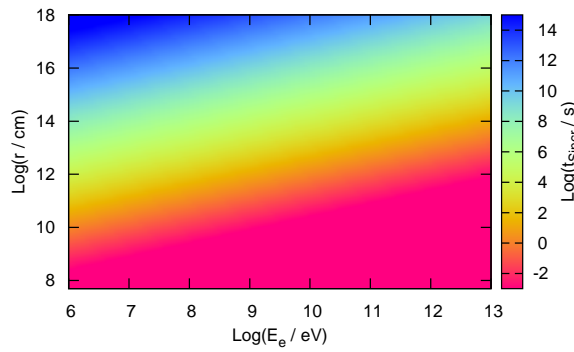
donde R_* es el radio de la estrella.

Las estimaciones del campo magnético en la superficie de estrellas masivas dan valores de $B_* \sim 100 - 1000 \text{ G}$. La dependencia con r puede variar dependiendo de cuál es la componente dominante. A

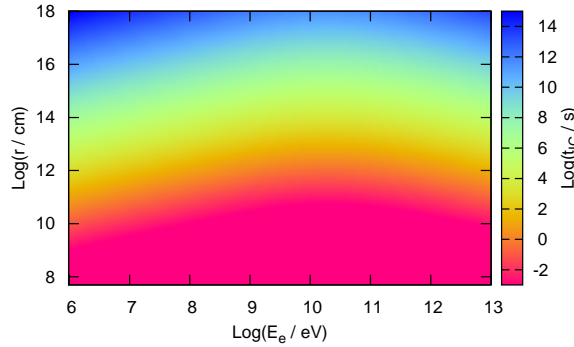
para grandes r la componente toroidal es la que domina, por lo que se considera [Bosch-Ramon et al., 2008]

$$B_*(r) \sim 100 \frac{R_*}{r}. \quad (7.15)$$

La Fig. 66 muestra los tiempos de enfriamiento de electrones inyectados en el medio, por la interacción con el campo de radiación y magnético de la estrella. A escalas del sistema binario, la radiación IC es la que domina las pérdidas de los electrones. Sin embargo, para el valor del campo magnético considerado, los efectos de cascadas electromagnéticas en este escenario no serán relevantes [Bosch-Ramon & Khangulyan, 2011].



(a)



(b)

Figura 66: Tiempos de enfriamiento de los electrones afuera de la corona, por la interacción con el campo de radiación y magnético de la estrella.

Es posible hacer estimaciones a primer orden del flujo y la banda de energía en la que emitirán estas partículas en la interacción con los campos. Para el caso de la dispersión IC, la energía del fotón gamma emitido puede estimarse según

$$E_\gamma = \frac{4}{3} \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right)^2 \langle E_* \rangle, \quad (7.16)$$

donde $\langle E_* \rangle$ es la energía media de los fotones de la estrella, y es de $E_* = 2,7kT_* \sim 7$ eV. Esto resulta en emisión IC a energías de $10 - 10^5$ eV.

La energía de la radiación sincrotrón puede estimarse según

$$E_\gamma \sim 5 \times 10^{-9} \frac{B}{G} \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right)^2 \text{ eV}, \quad (7.17)$$

lo que resulta en una emisión en el rango de $0,1 - 1000$ GHz, con un máximo alrededor de $\nu_{\text{max}} \sim 100$ GHz (la mayor cantidad de electrones se emiten con energías de ~ 10 MeV). El flujo de esta emisión puede estimarse según [Bosch-Ramon & Khangulyan, 2011]

$$F \sim \frac{1}{4\pi d^2} L_e \frac{1}{\nu_{\text{max}}}, \quad (7.18)$$

y se obtiene un flujo del orden de 10 mJy. Si bien esta es una estimación muy simple, en la que no se consideran las pérdidas de energía de los electrones, por lo que el flujo está sobre-estimado, se obtiene que la emisión de los electrones podría resultar en una emisión espacialmente extendida a frecuencias de $0,1 - 100$ GHz, con flujos del orden del mJy. Dado los largos tiempos de enfriamiento que presentan los electrones en este medio, para poder estimar de manera más precisa la emisión de radio extendida y la morfología de la nebulosa, es necesario hacer un tratamiento adecuado del transporte de estas partículas.

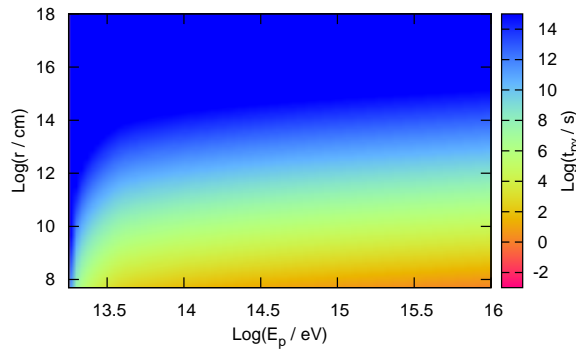
Por otro lado, hay otra fuente de electrones en el medio: los protones que fueron inyectados interactúan con el campo de fotones de la estrella por interacción $p\gamma$; dado que los fotones estelares no son muy energéticos, esta interacción no resulta en la creación de piones, sino que tiene lugar la creación de pares electrón/positrón por el canal de Bethe-Heitler.

La Fig. 67 muestra los tiempos de enfriamiento de protones por la interacción con el campo de radiación. En la figura puede verse que los protones con $E > 10$ TeV interactúan con los fotones de la estrella y de la corona creando pares electrón/positrón. Esto puede ser una fuente significativa de leptones, dado que por el decaimiento de neutrones se inyectan 10^{34} erg s^{-1} en protones, una potencia mucho mayor a la que se inyecta en electrones.

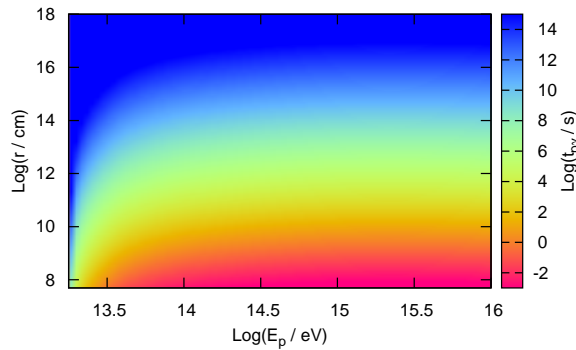
7.7 DISCUSIÓN

Se analizó la producción de neutrones como producto de las interacciones hadrónicas en coronas de agujeros negros galácticos. Se analizaron las pérdidas de energía dentro de la corona y se estudió el transporte de los mismos. El tiempo de escape resultó ser menor que los tiempos de enfriamiento, por lo que se consideró que los neutrones escapan de la corona sin perder energía.

Los neutrones no poseen carga eléctrica, por lo que no están acoplados al campo magnético y pueden penetrar libremente dentro del jet. Se estudió el efecto de la inyección de una población de protones relativistas; en particular, se consideró la posibilidad de que esta población



(a)



(b)

Figura 67: Tiempos de enfriamiento de los protones afuera de la corona, por la interacción con el campo de radiación de la estrella y el campo de fotones X de la corona.

interactúe con inhomogeneidades en el viento de una estrella masiva, lo que podría resultar en emisión variable detectable a energías del orden del GeV.

Por otro lado, los neutrones de mayor energía pueden escapar del sistema antes de decaer; esto inyectaría una población de electrones y protones en el medio interestelar. Estas partículas pueden interactuar con el campo magnético y de radiación de la estrella. En base a estimaciones simplificadas, se obtuvo que la emisión sincrotrón de los electrones podrían resultar en una emisión en radio extendida con un flujo mayor al mJy. Además, las interacciones entre los protones inyectados en el medio y el campo de radiación de la estrella podrían inyectar aún más leptones en el medio, aumentando el flujo de la emisión en radio.

Sin embargo, dado que los tiempos de enfriamiento de las partículas en el medio son largos, es necesario hacer un estudio detallado del transporte y la difusión de estas partículas, para poder determinar de manera más precisa el espectro de emisión y la forma de la fuente extendida.

Las erupciones de rayos gamma son los eventos más violentos y energéticos del universo. Son de origen extragaláctico, por lo que su energía isotrópica equivalente puede alcanzar valores tan altos como $10^{51} - 10^{54}$ erg [Bloom et al., 2001b]. Los GRBs se producen cuando la energía cinética o magnética de un flujo ultra-relativista es convertida en energía interna a través de choques, y luego es radiada por mecanismos no térmicos [e.g., Zhang & Mészáros, 2004].

Los GRBs de corta duración –GRBs cortos– están asociados a la colisión de dos objetos compactos (pueden ser dos estrellas de neutrones, o una estrella de neutrones con un agujero negro), mientras que los GRBs de larga duración –GRBs largos– están asociados al colapso gravitatorio de estrellas muy masivas.

Las estrellas progenitoras de GRBs largos son llamadas *colapsars*. La detección de explosiones de supernova en semanas posteriores a varios episodios respalda fuertemente la asociación de GRBs largos con la evolución de estrellas muy masivas [e.g., Galama et al., 1998; Bloom et al., 1999; Reichart, 1999; Lazzati et al., 2001]. El colapso del núcleo estelar produce un agujero negro, que acreta material de las capas interiores de la estrella. En este proceso se forma un disco de acreción ultra-denso y magnetizado. Una parte del plasma que rodea el agujero negro es eyectado, probablemente por presión magnética, generando dos jets relativistas. Cada jet empuja el material estelar hacia afuera, hasta que finalmente emerge de la estrella.

La ubicación exacta de la región en donde se producen los rayos gamma aún está en debate. El modelo más discutido que explica el origen de la emisión inicial de los rayos gamma es el modelo de los choques internos [Rees & Meszaros, 1994]. En este modelo, la fuente central eyecta cáscaras de material colimadas que se propagan por el interior de la estrella. A medida que se propagan, las cáscaras van acumulando material estelar en el frente, por lo que su velocidad va disminuyendo. Diferentes capas son emitidas de forma intermitente; dado que las cáscaras que se mueven detrás tienen una velocidad mayor, las distintas capas colisionan entre si, creando choques internos. Las partículas son aceleradas hasta energías relativistas en estos choques, por mecanismos de tipo Fermi I. Sin embargo, la versión estándar de este modelo no explica el origen del campo magnético necesario para producir la radiación sincrotrón observada en la etapa de postluminiscencia. Además, la validez del modelo ha sido comprometida en los últimos años, dado que presenta muchas limitaciones para reproducir la variedad de curvas de luz observadas con los satélites *Swift* y *Fermi* [Piran & Fan, 2007; Ackermann et al., 2010]. Por esta razón, modelos alternativos para explicar el origen de la emisión gamma están siendo explorados actualmente.

Entre estos modelos, se pueden mencionar aquellos en donde el jet está dominado magnéticamente; en este caso el campo magnético es arrastrado desde la región central altamente magnetizada, hasta la superficie de la estrella. No se pueden producir choques internos en ambientes dominados magnéticamente, por lo que en este contexto la aceleración de partículas puede estar causada por la disipación de fuertes campos magnéticos, o por eventos de reconexión rápida [Woosley, 1993; Komissarov et al., 2009].

Independientemente de la naturaleza del mecanismo central, actualmente está ampliamente aceptado que la emisión gamma inicial tiene un origen distinto al de la emisión de la etapa de postluminiscencia. Esta última, es emitida a distancias mucho mayores de la fuente central, cuando el jet es desacelerado por su interacción con el medio interestelar (esto ocurre $r_{es} \sim 10^{17}$ cm, mientras que la emisión gamma es producida a $r_{is} \sim 10^{13}$ cm).

Además de ser fuentes de emisión electromagnética, los GRBs pueden ser fuentes importantes de tres tipos de señales no electromagnéticas: rayos cósmicos, neutrinos, y ondas gravitatorias. Si la radiación gamma del estallido inicial, y la emisión de la postluminiscencia se generan por electrones relativistas que son acelerados en ondas de choque, es razonable entonces suponer que esos mismos choques pueden acelerar bariones [Zhang & Mészáros, 2004]. Estos protones de alta energía pueden producir neutrinos a través de interacciones pp y $p\gamma$.

Muchos trabajos han sido dedicados al estudio de la emisión de neutrinos en diferentes escenarios de los GRBs. Algunos ejemplos son (ver Zhang & Mészáros 2004 para una lista más completa):

- Neutrinos con energías en el rango de PeV-EeV (10^{15-18} eV) pueden producirse por la interacción de protones acelerados en los choques externos con el medio interestelar y alrededores [e.g., Waxman & Bahcall, 2000; Dai & Lu, 2001; Razzaque et al., 2004]).
- Neutrinos con energía de multi-TeV pueden crearse en los choques que se producen cuando el jet se propaga por la estrella [Mészáros & Waxman, 2001; Horiuchi & Ando, 2008]; esta señal tiene un interés especial dado que se genera aún en el caso en que el jet no logre salir de la estrella.
- Hadrones pueden ser acelerados también en los choques internos, y su interacción con la emisión gamma puede llevar a la producción de neutrinos con energías del orden del PeV [Waxman & Bahcall, 1997; Guetta et al., 2001].
- A energías menores, neutrinos de MeV están asociados al colapso de la estrella masiva progenitora del GRB.

La producción de neutrinos ha sido estudiada en diferentes modelos para la emisión gamma de GRBs; por ejemplo, Gao & Mészáros [2012] estimaron la emisión de neutrinos en el rango de energías de GeV para GRBs magnetizados, y recientemente, Gao et al. [2012] y Murase

et al. [2013] estudiaron la producción de neutrinos de GeV en flujos cargados con neutrones, en modelos donde la emisión gamma se explica a través de reacciones nucleares en la región sub-fotoesférica.

Aquí se propone un nuevo escenario para la producción de neutrinos con energías del TeV: en los choques laterales formados cuando el jet emerge de la estrella. A medida que el jet atraviesa la estrella, empuja el material de las capas internas; cuando el confinamiento producido por la presión estelar termina, el movimiento lateral genera una onda de choque que se mueve alrededor de la estrella [Zhang et al., 2003].

Con los datos obtenidos por IceCube hasta la fecha, ya se ha descartado la validez de algunos de algunos modelos y sus predicciones [Desiati & for the IceCube Collaboration, 2012]; la cota superior obtenida con la configuración de 59-cuerdas de IceCube está 3,7 veces por debajo de las predicciones teóricas. Esta sobre-estimación de los flujos de neutrinos puede ser el resultado de numerosas simplificaciones en el tratamiento de los procesos físicos. Los efectos del campo magnético en el enfriamiento de las partículas cargadas transitorias puede explicar, en parte, el déficit de neutrinos de colapsars. Los campos magnéticos dentro del jet del colapsar pueden tomar valores tan altos como 10^{7-8} G cerca de la superficie de la estrella, por lo que las pérdidas sincrotrón no pueden despreciarse para las partículas cargadas. Por otro lado, los intensos campos de materia, fotones y magnéticos en estas fuentes modifican las distribuciones de partículas que dan origen a los neutrinos. Para estimar los flujos de neutrinos de manera más precisa, es necesario hacer un tratamiento auto-consistente del transporte de fotones y partículas masivas.

En este capítulo se estudia la producción de neutrinos en los choques laterales formados cerca de la superficie de la estrella. En una primera etapa se adapta el tratamiento de los procesos radiativos detallado en el Cap. 4 a la geometría del jet de un GRB; una vez que se determinan las distribuciones de partículas, se procede a calcular la inyección de neutrinos. Por último, se incluyen algunos efectos de la física de neutrinos para corregir el flujo, y hacer un estudio de detectabilidad con IceCube.

8.1 MODELO

La presencia de características espectrales típicas de estrellas WR en la emisión de postluminiscencia favorece a estas estrellas como los progenitores de los colapsars [e.g., Piro et al., 2000; Mirabal et al., 2002]. En este modelo se considera que el progenitor es una estrella WR de radio $R_* = 10^{12}$ cm. El valor exacto de la masa de la estrella no tiene un efecto directo en los cálculos, y sólo modifica la duración del GRB.

Se considera que el colapso del núcleo deja un agujero negro de masa inicial $M_{\text{BH}} = 10M_{\odot}$, rodeado por un disco de acreción. Una

fracción de la materia acretada es eyectada en un par de jets relativistas, con una potencia:

$$L_j = 2q_j \dot{M} c^2, \quad (8.1)$$

donde \dot{M} es la tasa de acreción y q_j es un parámetro adimensional que representa la eficiencia del mecanismo para extraer energía rotacional del disco y convertirla en energía cinética del jet. La duración típica de un GRB largo es de unas decenas de segundos y, en ese tiempo, el agujero negro acreta varias masas solares [Zhang et al., 2003]. Se adoptan los valores $\dot{M} = 0,1M_\odot \text{ s}^{-1}$ y $q_j = 0,02$, que resultan en una luminosidad de $L_j \sim 1,8 \times 10^{51} \text{ erg s}^{-1}$, en acuerdo con las observaciones [Zhang & Mészáros, 2004].

Se supone que el jet es generado a una distancia $z_0 = 50r_g \sim 10^8 \text{ cm}$ del agujero negro. Este valor corresponde al radio donde el núcleo de helio termina para una estrella masiva [Horiuchi & Ando, 2008]; el jet se hace relativista cuando deja el núcleo de helio, dado que la densidad decae considerablemente.

Luego de que el jet cruza el núcleo de helio, su ángulo de apertura permanece aproximadamente constante. Se toma el valor $\theta = 10^{-1}$, i.e., un ángulo de apertura de $\sim 6^\circ$.

Considerando una geometría cónica para el jet y un ángulo de apertura < 1 , el radio del jet es una función de la distancia al agujero negro z , dada por

$$r_j(z) = \theta z \sim r_0 \left(\frac{z}{z_0} \right), \quad (8.2)$$

donde $r_0 = r_j(z_0)$ es el radio del jet en el punto de inyección, con un valor de $r_0 = 10^7 \text{ cm}$. Este valor es del mismo orden que el tamaño de la ergoesfera de un agujero negro de Kerr de $10M_\odot$ con spin alto [Mészáros & Rees, 2010]. Se supone que los parámetros sólo dependen de la coordenada z , y no se considera ninguna dependencia con r_j .

Dado que el jet es lanzado probablemente por un mecanismo magnético, la densidad de energía magnética en la base del jet debe estar relacionada con la densidad de energía cinética del mismo. En particular, si se considera equipartición entre estas densidades de energía, la luminosidad magnética del jet y el campo magnético en el sistema de referencia del jet se relacionan según:

$$\frac{L_j}{4\pi r_j(z_0)^2 c \Gamma^2} = \frac{B_0^2}{8\pi}, \quad (8.3)$$

donde $B_0 = B(z_0)$, y Γ es el factor de Lorentz del jet. Para un jet con ángulo de apertura constante, la intensidad del campo magnético decrece como una función de z :

$$B(z) = B_0 \left(\frac{z_0}{z} \right)^m, \quad (8.4)$$

con $1 \leq m \leq 2$; $m = 1$ corresponde a la componente transversa del campo magnético en el sistema del laboratorio [e.g., Krolik, 1999].

Al momento en que el jet emerge de la estrella, la densidad de energía magnética $w_{\text{mag}} = B^2/8\pi$ ha decrecido considerablemente, y es sólo una fracción de la densidad de energía cinética u_{kin} . Dado que a $z = R_*$ se cumple que $w_{\text{mag}}/u_{\text{kin}} \ll 1$, se pueden generar choques en el jet en la superficie de la estrella [Komissarov et al., 2007]. Estos choques pueden acelerar partículas hasta energías relativistas a través de mecanismos de aceleración difusivos.

Simulaciones numéricas del modelo del colapsar muestran que, en el momento en que el jet emerge de la estrella, aún posee una energía interna considerable. Esto causa la aceleración del jet que al mismo tiempo se expande lateralmente de forma abrupta cerca de la superficie estelar. Por otro lado, cuando el jet se propaga dentro de la estrella es colimado por la presión externa. Parte del material que el jet empuja entra a la superficie de trabajo en la cabeza del jet, y pasa a formar parte del capullo. El resto del material se expande lateralmente cuando el jet sale de la estrella, y produce un choque lateral que se propaga sobre la estrella, y un choque lateral que se propaga dentro del jet [Zhang et al., 2003]. A estos choques se los identifica como *choque delantero*, y *choque reverso*. Una representación esquemática de la estructura del choque doble, junto con la geometría adoptada para el jet, se muestra en la Fig. 68.

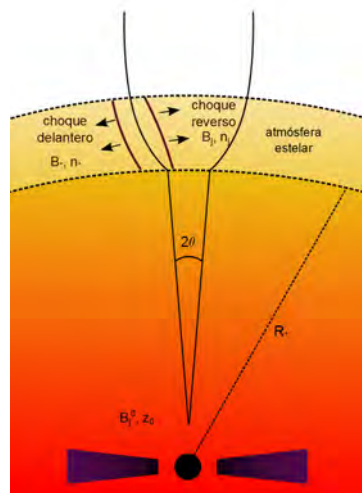


Figura 68: Diagrama esquemático del modelo de jet, junto con la estructura de doble choque.

8.1.1 Choque lateral reverso

La región del choque reverso es representada como un cilindro de radio igual al radio del jet a R_* ; esto se puede obtener a partir de la Ec. 8.2, y resulta de $r_j(R_*) = 10^{11}$ cm. Se toma a la altura del cilindro como el doble del valor del radio. Se considera una región lo suficientemente chica como para que los valores de los parámetros no

cambien significativamente, y la aproximación de one-zone sea válida. En el marco de referencia del jet, la densidad de partículas dentro del jet está dada por:

$$n_j(z) = \frac{L_{\text{iso}}}{4\pi z^2 \Gamma_j^2 m_p c^3}. \quad (8.5)$$

Esto resulta en $n_j(R_*) \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Por simplicidad se considera un factor de Lorentz constante. Los valores inferidos de las observaciones de la emisión gamma están en el rango de $100 < \Gamma < 10^3$ [Lithwick & Sari, 2001]. En este modelo se adopta $\Gamma = 200$.

El valor del campo magnético dentro del jet a $z = R_*$ se puede obtener de la Ec. 8.4, y resulta $B_{rs} \sim 10^7 \text{ G}$. Dado el alto valor del campo magnético, la radiación sincrotrón de electrones produce un campo denso de fotones en esta región.

8.1.2 Choque lateral delantero

Se toma una región del mismo tamaño que la región del choque reverso. Como se mencionó anteriormente, los progenitores de GRBs largos son estrellas WR. Estas estrellas tienen vientos muy poderosos, con tasas de pérdida de masas de $10^{-5} M_{\odot}$ por año, por lo que, la interacción con los campos de materia tiene es muy importante en esta región. Se considera una densidad de partículas en la superficie de la estrella de $n_s = 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, que corresponde a una pérdida de masa de $\sim 10^{-5} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$, con una velocidad terminal del viento de $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$ [Zhang et al., 2003].

Como este choque se propaga sobre la superficie estelar, el campo magnético es el de la superficie de la estrella; el valor que se adopta aquí es de $B_s = 100 \text{ G}$, que es un valor dentro del rango estimado para estrellas masivas [Kholtygin et al., 2011]. Dado este valor relativamente pequeño, la radiación sincrotrón no provee un campo de fotones blanco significativo. En cambio, el campo de fotones de la estrella será el blanco más importante para las interacciones IC y producción de fotomesones. Se considera una estrella WR con una temperatura efectiva de 45000 K , que corresponde a una luminosidad de $\sim 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ y un pico de energía de $E_p \sim 4 \text{ eV}$ [Sander et al., 2012]. Para describir la emisión de la estrella, $N_{\text{ph}}(E_{\text{ph}})$ (en $\text{erg}^{-1} \text{ cm}^{-3}$), se usa una función de Planck, dada por

$$N_{\text{ph}}(E_{\text{ph}}) = A_{\text{ph}} \frac{E_{\text{ph}}^2}{\exp(E_{\text{ph}}^2/kT_{\text{BB}}) - 1}. \quad (8.6)$$

Esta es la densidad de fotones en el sistema del laboratorio; para obtener la densidad de fotones en el sistema del choque se usan las correspondientes transformaciones de Lorentz.

8.2 DISTRIBUCIONES DE PARTÍCULAS

8.2.1 Aceleración de partículas y pérdidas radiativas

Se estima que aproximadamente el 10% de la energía en la región de los choques es usada para la aceleración de partículas, mientras que la energía magnética es $\sim 0,01L_j$ o menor [Zhang & Mészáros, 2004; Panaitescu & Kumar, 2001, 2002]. Aquí se adopta $L_{rel} = q_{rel}L_j$, con $q_{rel} = 0,1$, lo que significa el 10% de la energía del jet es inyectada en partículas relativistas.

Se considera que la potencia inyectada en leptones, L_e , es una fracción de la inyectada en protones, L_p , i.e., $L_e = \alpha L_p$. Recientemente, Gao et al. [2013] estudiaron las consecuencias de la no detección de neutrinos del evento GRB 130427A; en su estudio, ellos acotaron el valor de α al rango $0,1 - 1$; aquí se adopta $\alpha = 0,1$.

Por simplicidad, se supone que los parámetros relevantes permanecen constantes durante la mayor parte del evento. Los valores se muestran en la Tabla 7. Se estudian las pérdidas radiativas en ambas regiones, la del choque delantero y la del choque reverso, y se analizan las energías máximas que las partículas alcanzan en estas regiones.

La Fig. 69 muestra las pérdidas radiativas de electrones y protones, junto con la tasa de aceleración en el sistema de referencia del jet. La energía máxima para electrones y protones puede obtenerse igualando la tasa de aceleración con las tasas de enfriamiento. En la región del choque reverso, esto resulta en 10^{10} eV y 10^{14} eV para electrones y protones, respectivamente. Los fotones sincrotrón producidos por electrones son el blanco de las interacciones IC –proceso conocido como Synchrotron Self Compton (SSC)– y es el principal mecanismo responsable de la pérdida de energía de los electrones. El principal mecanismo de enfriamiento de protones es la producción de fotomesones contra el campo de fotones sincrotrón de electrones, mientras que las interacciones pp son relevantes sólo para protones de baja energía.

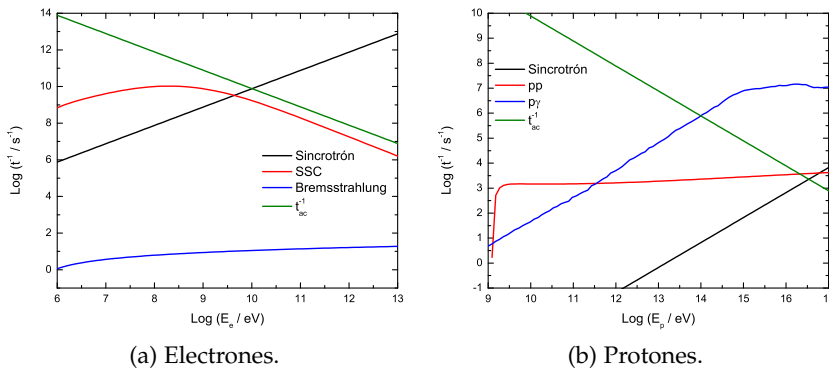


Figura 69: Tasas de enfriamiento y aceleración en el marco de referencia del jet para electrones (panel izquierdo) y protones (panel derecho) en la región del choque reverso, caracterizada por los parámetros de la Tabla 7.

La energía de los neutrinos producidos en la región del choque reverso se puede estimar a priori. En esta región, el principal mecanismo

Tabla 7: Parámetros principales del modelo.

Parámetros adoptados	Valor
M_{BH} : masa del agujero negro [M_{\odot}]	10
\dot{M} : tasa de acreción [$M_{\odot} \text{ s}^{-1}$]	0,1
q_j : eficiencia de lanzamiento	0,01
L_j : luminosidad del jet [erg s^{-1}]	10^{51}
θ : ángulo de apertura del jet	0,1
Γ : factor de Lorentz del jet	200
R_* : radio de la estrella [cm]	10^{12}
z_0 : altura de inyección del jet [cm]	10^8
q_{rel} : fracción de potencia inyectada en partículas relativistas	0,1
α : relación entre la energía inyectada en leptones y hadrones	0,1
η : eficiencia de aceleración	0,5
α : índice de inyección	2
Parámetros del choque delantero	Valor
n_i : densidad del plasma [cm^{-3}]	~ 100
B_{fs} : campo magnético [G]	~ 100
Parámetros del choque reverso	Valor
n_i : densidad del plasma [cm^{-3}]	$\sim 10^{16}$
B_{rs} : campo magnético [G]	$\sim 10^7$

de enfriamiento de protones son las colisiones $p\gamma$. Hay un pico muy grande en la sección eficaz de la producción fotomesónica a energías del fotón de $\epsilon_{ph} \sim 0,35$ MeV en el marco de referencia del protón, debido a la resonancia- Δ [Stecker, 1973]. La mayor contribución a la producción de neutrinos proviene a través de este canal. La condición que un protón debe cumplir para crear piones es [Zhang & Kumar, 2013]:

$$E_p E_\gamma \sim 0,147 \left(\frac{\Gamma}{1+z} \right)^2 \text{ GeV}^2. \quad (8.7)$$

Los neutrinos producidos en interacciones $p\gamma$ tienen energías de $E_\nu = 0,05E_p$. En la región del choque reverso, el campo de fotones blanco es el campo de fotones sincrotrón, que presenta un pico a $E_\gamma \sim 100$ MeV. De esta forma, las interacciones fotohadrónicas resultaran en la producción de neutrinos con energías de \sim TeV.

En la Fig. 70 se muestran las pérdidas radiativas en la región del choque delantero. En este caso, el principal campo de fotones es el de la estrella. Los mecanismos que dominan las pérdidas radiativas son los mismos que en la región del choque reverso para electrones, mientras que para los protones las interacciones hadrónicas son los procesos más relevantes en el choque delantero. La energía máxima alcanzada por electrones es 4×10^{12} eV; la energía máxima de los protones no está determinada por las pérdidas radiativas, sino por el tamaño de la región de aceleración [Hillas, 1984], y resulta en 3×10^{15} eV.

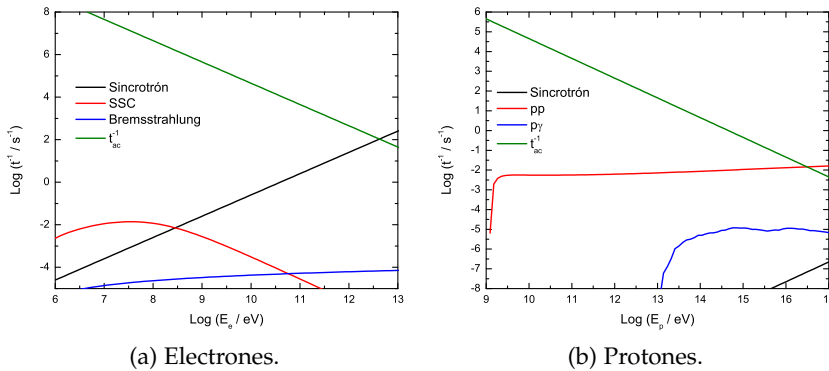


Figura 70: Idem Fig. 69 pero en la región del choque delantero.

Como el proceso SSC y las interacciones $p\gamma$ son los canales principales para pérdida de energía, las ecuaciones de transporte de partículas masivas y de fotones están acopladas. Además, la radiación sincrotrón absorbe los rayos gamma emitidos a través de las interacciones hadrónicas y, como resultado, una segunda generación de pares electrón/positrón es inyectada en el sistema. El estado estacionario se alcanzará en escalas de tiempo cortas, por la alta eficiencia de las pérdidas radiativas.

Para estimar la inyección de neutrinos, producto del decaimiento de piones y muones, es necesario conocer antes las distribuciones en

estado estacionario de estas partículas. Para resolver el conjunto de ecuaciones de transporte, se usa el tratamiento descrito en el Cap. 4.

8.3 EMISIÓN DE NEUTRINOS

Se considera la inyección de neutrinos electrónicos por el decaimiento de muones, y la inyección de neutrinos muónicos por el decaimiento de muones y piones cargados; nuevamente se considera que la inyección inicial de neutrinos tau es despreciable. Se usan las expresiones del Cap. 4 para estimar la emisividad de neutrinos en el sistema de referencia del jet. Para obtener los flujos en el sistema de laboratorio, se usa el tratamiento descrito en [Reynoso et al. \[2012\]](#).

8.3.1 Precesión del momento magnético del neutrino

En el contexto del Modelo Estándar, el neutrino es una partícula sin masa y sin carga eléctrica, por lo que no tiene momento magnético asociado, y consecuentemente no interactúa electromagnéticamente. Sin embargo, en una extensión del Modelo Estándar en la que los neutrinos se hacen masivos, el acoplamiento electro-débil entre neutrinos y bosones W tiene el mismo efecto que el de una carga eléctrica efectiva (los neutrinos pueden interactuar con un fotón a través de diagramas radiativos), lo que induce un momento magnético [[Mohapatra & Pal, 1991](#)].

El efecto de un momento magnético no nulo es el de rotar el spin del neutrino en la presencia de un campo magnético, es decir, cambiar la helicidad del neutrino. Este efecto se conoce como precesión del momento magnético o *spin-flavor precession* (SFP), y fue propuesto por [Akhmedov & Pulido \[2002\]](#) como un mecanismo secundario responsable del déficit de neutrinos solares ν_e (el principal mecanismo es la oscilación estándar).

Este mecanismo ha sido propuesto recientemente como una posible explicación para los resultados negativos en la búsqueda de neutrinos de muy alta energía. Para el caso de los neutrinos solares, se probó que este proceso no es muy eficiente; sin embargo, en [AGNs](#) y [GRBs](#) dado el rango de intensidades del campo magnético y de tamaño de la fuente, para un valor estándar del momento magnético del neutrino, podría generarse una transición de spin [[Barranco et al., 2012](#)].

El momento magnético de un neutrino de Dirac en el Modelo Estándar es $\mu_Q = eG_F m_\nu \sim 3,2 \times 10^{-19} (m_\nu/1\text{eV}) \mu_B$, donde G_F es la constante de Fermi y m_ν es la masa del neutrino. Al contrario del momento magnético estándar de partículas cargadas –que es inversamente proporcional a la masa– el momento magnético inducido varía linealmente con la masa del neutrino.

Se consideran dos tipos de transiciones: una es la conversión debida a un momento magnético diagonal que cambia un neutrino electró-

nico activo a un neutrino electrónico estéril de helicidad derecha (R), llamada transición horizontal:

$$\nu_{eL} \rightarrow \bar{\nu}_{eR}, \quad (8.8)$$

y el otro caso es debido a un momento magnético no diagonal, que actúa entre diferentes sabores de neutrinos:

$$\bar{\nu}_e \leftrightarrow \nu_\mu. \quad (8.9)$$

Teniendo en cuenta la probabilidad de transición del spin, el flujo de neutrinos emergente de la fuente es

$$\Phi_{\nu_e} = P(\nu_{eL} \rightarrow \nu_{eL})\Phi_{\nu_e}^0 + P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \nu_e)\Phi_{\bar{\nu}_\mu}^0, \quad (8.10)$$

$$\Phi_{\nu_\mu} = P(\nu_{\mu L} \rightarrow \nu_{\mu L})\Phi_{\nu_\mu}^0 + P(\bar{\nu}_e \rightarrow \nu_\mu)\Phi_{\bar{\nu}_e}^0, \quad (8.11)$$

donde las probabilidades de conversión están dadas por

$$\begin{aligned} P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \nu_e, r) &= P(\bar{\nu}_e \rightarrow \nu_\mu, r) = \\ &= \sin^2 \left(\int_0^r \frac{\mu_\nu B_\perp(r')}{\hbar c} dr' \right), \end{aligned} \quad (8.12)$$

y

$$P(\nu_{eL} \rightarrow \nu_{eL}, r) = 1 - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \nu_e, r). \quad (8.13)$$

Ecuaciones similares valen para $\Phi_{\bar{\nu}_\mu}$ y $\Phi_{\bar{\nu}_e}$.

Actualmente hay dos cotas para el valor del momento magnético del neutrino, que se obtienen por distintos métodos: una es a partir de medidas en el laboratorio, que resultan en $\mu_\nu \leq 10^{-11} \mu_B$, y la otra se obtiene de observaciones astrofísicas o de datos del Sol, y es de $\mu_\nu \leq 10^{-12} \mu_B$ [Akhmedov & Pulido, 2002]. Aquí se adopta $\mu_\nu \leq 10^{-12} \mu_B$.

Para el modelo del colapsar, en la región del choque reverso, la probabilidad puede aproximarse como:

$$P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 \left(\frac{\mu_\nu B_\perp(R_\star) R_{\text{jet}}(R_\star)}{\hbar c} \right) \approx 0,78, \quad (8.14)$$

por lo que

$$P(\nu_L \rightarrow \nu_R) \approx 0,22. \quad (8.15)$$

8.3.2 Flujos de neutrinos en la Tierra

El flujo diferencial de neutrinos que llega a la Tierra está dado por la Ec. 5.9. Se considera un evento a $z \sim 0,2$. En las Figs. 71 y 72 se muestra el flujo de neutrinos en las regiones de los choques reverso y delantero, respectivamente. También están graficados los flujos de neutrinos afectados por oscilaciones (SO), y por el efecto de la precesión del momento magnético (SFP).

Los cambios en el flujo de neutrinos por las oscilaciones estándares pueden ser significativos. Por otro lado, los efectos de la precesión del momento magnético no son importantes en este escenario. En el choque delantero, donde el valor del campo magnético es bajo, este efecto es completamente despreciable (ver Fig. 72).

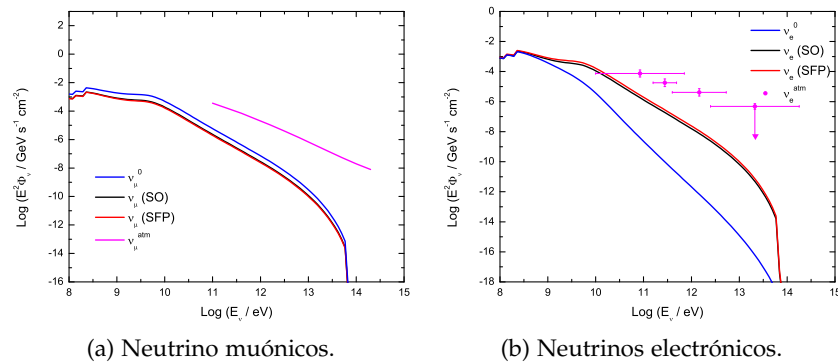


Figura 71: Flujo de neutrinos en la Tierra producidos en la región del choque reverso (línea azul). La línea negra es el flujo de neutrinos resultante luego de considerar oscilaciones (SO), mientras que la línea roja es el flujo cuando se considera también el efecto de la precesión del momento magnético (SFP).

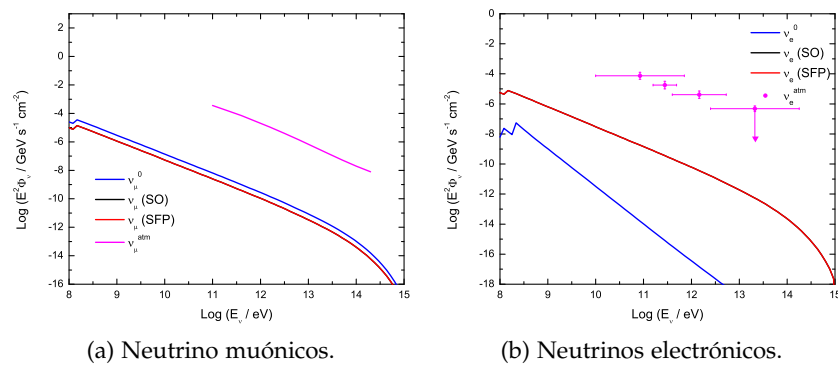


Figura 72: Idem Fig. 71, pero para la región del choque delantero.

8.3.3 Tasa de eventos y detección con IceCube

El número de eventos detectados por IceCube puede obtenerse según:

$$N = \int_z \int_{E_\nu} \Phi_\nu A_{\text{eff}}(E_\nu, z) dE_\nu d \cos(z) \quad (8.16)$$

Se adoptan los valores del área efectiva A_{eff} de IceCube de [Abbasi et al. \[2011\]](#); el área efectiva está separada en 10 intervalos de $\cos(z)$ (con el ancho del intervalo igual a 0,1) y 12 intervalos de E_ν (con un ancho de 0,3 en $\log(E_\nu/\text{GeV})$), [Esmaili et al. 2012](#)).

El número de eventos atmosféricos de neutrinos muónicos ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$), entre 100 GeV y 400 TeV, detectados por IceCube es de ~ 17700 eventos por año [[Abbasi et al., 2011](#)]. Los espectros de los neutrinos atmosféricos muónicos y electrónicos están incluidos en las Figs. 71 y 72 [[Abbasi et al., 2011](#); [Aartsen et al., 2013](#)]. Esto es equivalente a una tasa de eventos de $5,6 \times 10^{-4}$ Hz.

En la región del choque reverso, por arriba de los 2 GeV, la tasa total de eventos de neutrinos es $2,4 \times 10^{-7}$ Hz considerando sólo oscilaciones estándar, y $2,1 \times 10^{-7}$ Hz incluyendo el efecto de la precesión del momento magnético. En la región del choque delantero, la tasa total de eventos de neutrinos es 6×10^{-10} Hz en ambos casos (con oscilaciones estándar y con precesión del spin). Estos valores son considerablemente menores a los obtenidos en el choque reverso, dado que en él la región del choque delantero las interacciones fotohadrónicas no son muy importantes.

Integrando a lo largo de un año de observaciones, la tasa de eventos de neutrinos en la región del choque reverso resulta en $\sim 7 - 8$ eventos por año. Si se considera que la tasa de GRBs con $z < 0,5$ que pueden ser detectados desde la Tierra es estimada en $\sim 10^3$ por año [[Mészáros & Waxman, 2001](#)], entonces el número de eventos de neutrinos muónicos en un año es aproximadamente $\sim 7 \times 10^3$, que es comparable con el número de eventos de neutrinos muónicos atmosféricos detectados por IceCube [[Abbasi et al., 2011](#)]. Una integración a lo largo de varios años podría entonces resultar en un flujo detectable.

8.4 APLICACIÓN A GRBS CON PROGENITORES DE POBLACIÓN III

Trabajos recientes de [Mészáros & Rees \[2010\]](#), [Gao et al. \[2011\]](#), y [Berezinsky & Blasi \[2012\]](#) han extendido las estimaciones de la emisión de neutrinos a GRBs con progenitores de población III (Pop III). Estos eventos son de interés cosmológico, dando que están relacionados con las primeras estrellas formadas en el universo. Se supone que estas estrellas son muy masivas, y que la acreción sobre ellas puede dar lugar a un GRB [[Mészáros & Rees, 2010](#)]. En esta sección se aplica el modelo descrito anteriormente a GRBs con estrellas progenitores Pop III.

Hay dos tipos de estrellas Pop III: el primer grupo son las llamadas Pop III.1, que se forman por condiciones iniciales puramente cosmo-

lógicas; el segundo grupo, las llamadas estrellas Pop III.2, se cree que se forman en nubes de gas con metalicidad nula, en la época de re-ionización del universo. Estudios numéricos recientes sobre las Pop III.2 muestran que no son tan masivas como se pensó originalmente; los valores finales típicos para las masas caen en el rango de $40 - 60M_{\odot}$, porque la nube de hidrógeno original es muy propensa a la fragmentación [Smith et al., 2010; Greif et al., 2011].

Por otro lado, las estrellas Pop III.1 se forman a $z > 20$ y se estima que sus masas son de $60 - 320M_{\odot}$ [Norman, 2010], excepto aquellas en el rango de $140 - 260M_{\odot}$ que están sujetas a inestabilidades. Se piensa que el colapso del núcleo de las estrellas Pop III.1 lleva a la formación de un agujero negro central [Heger & Woosley, 2002], con una masa de decenas de masas solares.

Para estas estrellas tan masivas, se considera una eficiencia de $q_j = 0,2$. En este caso, la luminosidad resulta de $L_j \sim 1,8 \times 10^{52} \text{ erg s}^{-1}$, en acuerdo con los valores obtenidos por Mészáros & Rees [2010] para GRBs de Pop III (escalados para $M_{\text{BH}} = 10M_{\odot}$). En este modelo se considera un radio de $R_* = 10^{13} \text{ cm}$; los parámetros que dependen del radio y la luminosidad (e.g., campo magnético en la superficie de la estrella, potencia inyectada en partículas relativistas, etc.) se obtienen de la misma forma que para los WR-GRBs, y el resto de los parámetros son los que figuran en la Tabla 7. Las pérdidas radiativas son similares al caso de las estrellas WR, con la única diferencia de que las partículas pueden alcanzar energías un poco mayores en este contexto que para el caso de WR-GRBs.

Una diferencia importante con respecto a los WR-GRBs es que el flujo de neutrinos de las Pop III va a estar fuertemente afectado por corrimiento al rojo. Si E'_ν es la energía con la que se emite el neutrino, entonces la energía en la Tierra es de $E_\nu = E'_\nu / (1 + z)$, por lo que el flujo de neutrinos se modifica según [Reynoso et al., 2012]:

$$\frac{d\Phi_\nu(E_\nu)}{dE} = \frac{d\Phi'_\nu(E_\nu(1+z))}{dE}. \quad (8.17)$$

En la Fig. 73 se muestran los flujos de neutrinos muónicos (panel izquierdo) y neutrinos electrónicos (panel derecho) que llegan a la Tierra, producidos en la región del choque reverso, para GRBs de Pop III. Se considera un GRB a $z = 20$. La tasa de eventos de neutrinos es $1,4 \times 10^{-11} \text{ Hz}$ y $1,1 \times 10^{-11} \text{ Hz}$, considerando oscilaciones estándar de neutrinos y también precesión de spin, respectivamente. La Fig. 74 muestra los flujos de neutrinos muónicos (panel izquierdo) y neutrinos electrónicos (panel derecho), que arriban en la Tierra, producidos en la región del choque transverso. La tasa de eventos de neutrinos es $2,2 \times 10^{-13} \text{ Hz}$ para ambos casos (SO y SFP).

De acuerdo a este modelo, la emisión de neutrinos en los choques de un único GRB de Pop III no sería detectable por IceCube. La razón principal es el corrimiento al rojo de la energía de los neutrinos, que resulta en un flujo despreciable en el rango operacional de IceCube. El número esperado de GRBs observables por año es $N < 20$ GRBs, para $z > 6$ y estrellas Pop III.2, y $N < 0,08$ a $z > 10$ y para estrellas

Pop III.1 [de Souza et al., 2011]. El modelo presentado aquí puede aplicarse en ambos casos, estrellas Pop III.1 y Pop III.2. Aunque los eventos Pop III.1 son más poderosos, debido a la distancia a la que ocurren y el bajo número de eventos, los Pop III.2 son más probables de ser detectados. Sin embargo, dado que la máxima energía de las partículas es de unos pocos TeV, el fondo de neutrinos atmosféricos es la componente dominante en el rango de operación de IceCube.

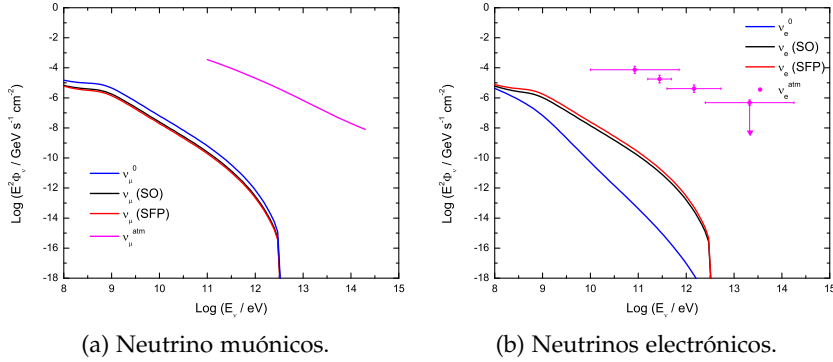


Figura 73: Flujo de neutrinos muónicos (panel izquierdo) y electrónicos (panel derecho) en la Tierra, producidos en la región del choque reverso, para GRBs con progenitores de Población III, corregidos por corrimiento al rojo. Los colores indican lo mismo que en la Fig. 71.

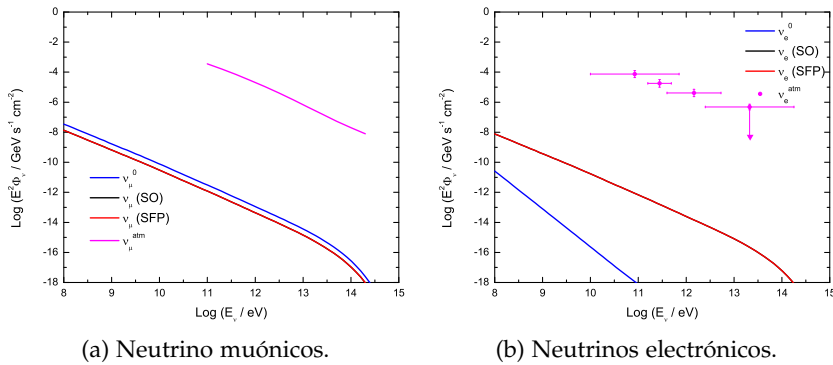


Figura 74: Idem Fig. 73, pero en la región del choque delantero.

8.4.1 Efecto de lentes gravitacionales sobre el flujo de neutrinos

Las lentes gravitatorias es un fenómeno que resulta de la deflexión de una señal por un campo gravitatorio [Einstein, 1936]. En el trabajo de Romero & Vieyro [2011] se muestra que el flujo de neutrinos también puede verse afectado por este fenómeno, por lo que aquí se presenta un estudio estadístico sobre este fenómeno.

Se estudia la magnificación de la señal de neutrinos por lentes gravitatorias de agujeros negros supermasivos cercanos. La masa de los neutrinos es muy baja ($m_\nu c^2 \sim \text{eV}$), por lo que siguen, en buena aproximación, geodésicas nulas [Eiroa & Romero, 2008]. Se considera

una fuente puntual de neutrinos, con una distancia al observador D_{os} , detrás de una lente causada por un agujero negro de Schwarzschild, a una distancia D_{ol} . La distancia entre la lente y la fuente es D_{ls} (ver Fig. 75).

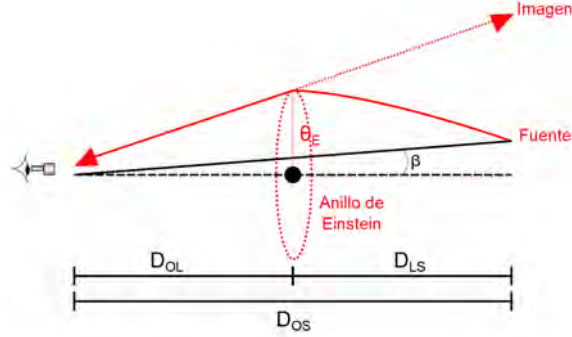


Figura 75: Diagrama de la geometría del sistema fuente-lente-observador.

Las distancias son muy grandes comparadas con el radio de Schwarzschild del agujero negro y los ángulos están medidos desde el observador. La posición angular de la fuente, β , es pequeña cuando el alineamiento es alto. Para esta configuración, se forman dos imágenes de deflexión débil y dos conjuntos de infinitas imágenes de deflexión fuerte (también llamada relativista, [Virbhadra & Ellis 2000](#)). Las distancias típicas entre las imágenes deflectadas es del orden del radio de Einstein, dado por

$$\theta_E = \sqrt{\frac{2R_s D_{ls}}{D_{ol} D_{os}}}, \quad (8.18)$$

donde $R_s = 2MG/c^2$ es el radio de Schwarzschild de la lente. Cuando $\beta = 0$, en vez de dos imágenes, se obtiene un anillo de Einstein de radio θ_E .

Un aspecto importante de las lentes gravitatorias es la magnificación de imágenes, definida como el cociente entre los flujos observados e intrínsecos de la fuente. Como consecuencia del teorema de Liouville en espacios tiempos curvos, las lentes gravitatorias preservan el brillo superficial para neutrinos y fotones, por lo que la magnificación de imágenes está dada por el cociente entre los ángulos sólidos subtendidos por la imagen y la fuente. Tomando como ejemplo la galaxia NGC4486 (M87), con un agujero negro central de $3,3 \times 10^9 M_\odot$, y ubicada a una distancia de 15.3 Mpc en el centro del Cúmulo de Virgo [[Caramete & Biermann, 2011](#)], en [Romero & Vieyro \[2011\]](#) se muestra que el radio de Einstein en este caso es $\theta_E = 1,3''$, y la lente gravitatoria de este agujero negro puede incrementar el número total de neutrinos en un orden de magnitud.

Es necesario estudiar qué tan probable es que un GRB pueda ser detectado dentro de un anillo de Einstein de un grupo de galaxias cer-

canas con agujeros negros supermasivos. Para ello, se usa una muestra de 21 galaxias de un catálogo de agujeros negros supermasivos cercanos [Caramete & Biermann, 2011]. A modo de ejemplo, la Tabla 8 muestra 10 galaxias de la muestra, el valor de sus parámetros principales, incluyendo el valor estimado para el radio del anillo de Einstein. Se generan eventos sintéticos distribuidos uniformemente en el cielo usando un método Monte Carlo, y se cuentan los eventos ubicados dentro de anillos de Einstein de los agujeros negros supermasivos (ver Fig. 76).

Galaxia	Distancia [Mpc]	Masa del agujero negro [$10^8 M_{\odot}$]	θ_E [arcsec]
Vía Láctea	0,0085	0,03	1,64
NGC0224	0,7	0,3	0,59
MESSIER094	4,6	0,75	0,36
NGC3115	8,4	20,0	1,39
NGC4486	15,3	33,0	1,32
NGC5846	29,1	5,37	0,38
NGC5850	35,0	2,68	0,25
NGC6500	41,1	1,41	0,17
NGC7469	67,0	4,96	0,27
UGC00600	93,3	2,06	0,13

Tabla 8: Parámetros de 10 galaxias de la muestra con agujeros negros supermasivos.

Se considera un tasa de 1 GRB por día. El principal instrumento actual para la detección de GRBs es *Burst Alert Telescope* (BAT), a bordo del observatorio *Swift*, y ubica la posición de cada evento con una precisión de $1' - 4'$; de esta forma, cada evento está representado como un círculo de radio $2'$ centrado en las coordenadas galácticas (α, β) , generadas al azar.

Luego de generar un número significativo de eventos, la frecuencia estimada de detección de un GRB afectado por lente gravitatoria es de ~ 1 evento en 5 años.

8.5 DISCUSIÓN

Se estimó la producción de neutrinos en GRBs largos, en los choques generados cuando el jet emerge de la estrella. Para este estudio, se adaptó el tratamiento del transporte de partículas relativistas descrito en los capítulos previos a la geometría del jet.

Existen algunos factores que son responsables de las bajas tasas de eventos de neutrinos que se obtienen en este modelo. Por un lado, las pérdidas radiativas no son despreciables, por lo que las energías máximas que alcanzan los protones son de algunos TeV y los flujos de

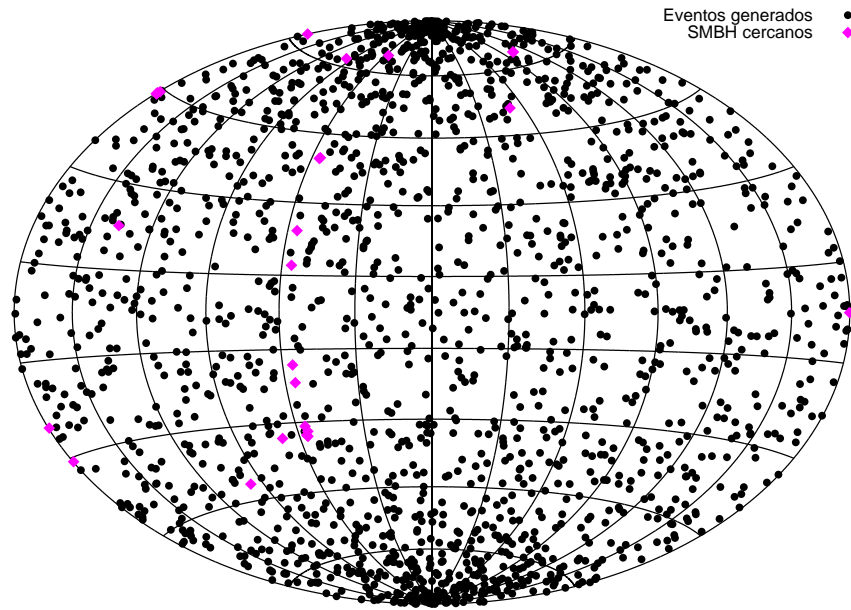


Figura 76: Mapa en coordenadas galácticas (proyección Hammer-Aitoff) con los GRBs simulados. La posición de los agujeros negros supermasivos de la muestra está indicada con un rombo; los puntos negros indican las posiciones de los eventos generados sintéticamente en 5 años, con una tasa de un evento por día.

neutrinos en el rango de operación de IceCube son menores a los que se obtuvieron en estimaciones previas.

Uno de los parámetros libres de este modelo es la razón entre el contenido leptónico y hadrónico en el jet. Aquí se adoptó un valor $\alpha = 0,1$. El flujo de neutrinos varía, aproximadamente, de manera lineal con este parámetro, por lo que jets con menor contenido hadrónico darán tasas de eventos de neutrinos aún menores. Es improbable que jets más pesados puedan alcanzar factores de Lorentz tan altos como los estimados para GRBs.

La evolución del campo magnético a lo largo del jet está representada por la Ec. 8.4, con un índice m que puede variar entre 1 y 2. Para $m > 1$, el campo magnético en la superficie de la estrella es menor, lo que causa que la aceleración de partículas no sea tan eficiente y los protones alcancen energías menores. De esta forma, para valores grandes de m , la tasa de neutrinos también disminuye. Es importante notar que la Ec. 8.4 es una prescripción para la evolución del campo magnético en el jet; una caracterización más realista requiere de una descripción detallada del mecanismo responsable del evento. Aquí, sin embargo, se hizo una estimación inicial de la producción de neutrinos, sin considerar cuál es el mecanismo responsable de la emisión en rayos gamma (e.g., choques internos, disipación en la fotosfera, etc.). Los detalles de la microfísica inevitablemente afectarán los resultados obtenidos en este modelo. Una discusión sobre cómo los diferentes escenarios modifican el flujo de neutrinos se presenta en Zhang & Kumar [2013].

De acuerdo con los resultados presentados aquí, la tasa de eventos de neutrinos de GRBs asociados a las primeras estrellas, está fuertemente afectada por el corrimiento al rojo, por lo que la detección de estos eventos es improbable. Sin embargo, este modelo se centró en el estudio de la producción de neutrinos cerca de la superficie de la estrella. No se descarta la posibilidad de que la interacción entre el jet e inhomogeneidades del medio puedan resultar en un flujo detectable. Por ejemplo, se propuso que las primeras estrellas formadas en el universo ionizan el medio intergaláctico produciendo regiones HII alrededor de ellas [Barkana & Loeb, 2000]. Un posible escenario sería que el jet interactue con la capa que rodea la región HII, donde la producción de neutrinos puede ser mayor debido a las altas densidades del material.

Por último, se obtiene que si bien el experimento IceCube no tiene la sensibilidad para detectar neutrinos de las primeras estrellas, neutrinos de alta energía podrían ser detectados de GRBs cercanos. La señal acumulada en varios años con la configuración completa de 86-cuerdas, podría dar resultados positivos en la búsqueda de neutrinos de altas energías.

CONCLUSIONES

En esta Tesis hemos desarrollado un modelo para tratar de manera auto-consistente el transporte de partículas no térmicas en el entorno de agujeros negros de masa estelar. Se realizaron estimaciones cuantitativas de los productos de las interacciones dominantes en estos escenarios, incluyendo procesos no considerados hasta ahora en la literatura sobre coronas de agujeros negros, como es el enfriamiento de piones y muones.

Inicialmente caracterizamos la región de estudio usando datos observacionales disponibles de las fuentes, y algunas hipótesis básicas sobre la física de los sistemas. La hipótesis de equipartición de energía está respaldada por el hecho de que las XRBs pasan una cantidad de tiempo significativo en el estado LH, lo que da tiempo a que las interacciones entre campos y partículas tengan lugar. Esta hipótesis permite obtener los valores del campo magnético y de la densidad de partículas en la fuente. Los otros parámetros del modelo (como la luminosidad, el índice espectral, etc) están acotados por las observaciones.

Bajo la hipótesis de equipartición, el modelo posee pocos parámetros libres. Si se cambia alguno de los parámetros básicos (dentro de márgenes físicamente posibles), entonces el resto de los parámetros será re-escalado, y no habrá diferencias significativas dentro de los resultados y predicciones.

Una vez caracterizada la región, estimamos las tasas de enfriamiento de las distintas especies de partículas; esto permite identificar los procesos dominantes en la fuente. Se inyectó en el sistema poblaciones de electrones y protones relativistas, los que interactúan con los campos en la fuente generando partículas secundarias (piones, muones y pares electrón/positrón). El efecto de la presencia de estas partículas también fue considerado.

Se plantearon las ecuaciones de transporte para todas las especies de partículas masivas y para los fotones; estas ecuaciones están acopladas dado que las pérdidas radiativas de las partículas dependen de los campos en la fuente y, a su vez, el campo de fotones se ve modificado por las interacciones de las partículas. Mediante un método numérico para resolver el conjunto de ecuaciones cinéticas acopladas estudiamos el transporte de partículas relativistas de manera auto-consistente. Aplicamos este método para analizar los procesos no térmicos en el estado estacionario, y también en el caso de eventos transitorios, como fulguraciones de binarias de rayos X.

El modelo fue aplicado al estado *low-hard* de XRBs, y se consideraron dos tipos de modelos de corona: una corona dominada por la advección (similar a las soluciones de tipo ADAF), y una corona estática, en donde el tiempo de advección es mucho mayor a los tiempos de enfriamiento de las partículas. En el primer caso, coronas de tipo ADAF, se obtuvo que la mayor parte de los hadrones son advectados al

agujero negro antes de enfriarse. Esto no ocurre para coronas estáticas, en donde la difusión en el régimen de Bohm casi no tiene efecto en el transporte de las partículas relativistas. Uno de los resultados principales que se obtuvieron en el modelo de corona estática, es el ajuste de la emisión persistente que se observa hasta $E \sim 10$ MeV en la coronas de agujeros negros galácticos. En este modelo, la radiación sincrotrón de pares electrón/positrón, que se inyectan en el medio por interacciones fotohadrónicas y por aniquilación de fotones, es la que reproduce las observaciones realizadas con los satélites [COMPTEL](#) e [INTEGRAL](#) para el caso de Cygnus X-1, y con [BATSE](#) para GRO J0422+32.

Debido a que los pares secundarios responsables de la emisión no térmica de alta energía son inyectados principalmente en interacciones hadrónicas, en los modelos con coronas de tipo [ADAF](#) no se reproduce esta componente del espectro. Así, la emisión de alta energía en sistemas con coronas dominadas por advección es producida, probablemente, en un jet relativista.

Por otro lado, la absorción interna tiene un papel fundamental en el rango de ajuste de las observaciones. En ambos modelos de corona la absorción interna suprime completamente la emisión completamente para energías en la banda de 100 MeV a 0,1 TeV, por lo que toda emisión en este rango de energías debe tener origen en un jet, como predicen diversos modelos de jets relativistas de microcuasares [[Bosch-Ramon et al., 2008](#); [Romero & Vila, 2008](#)]. Los resultados obtenidos para ambas binarias están en acuerdo con esto: Cygnus X-1, una binaria que tiene asociado un jet, ha sido detectada por *Fermi* a energías en el rango 0,1 – 10 GeV, mientras que en el episodio de GRO J0422 no se detectó emisión en radio consistente con un jet, y tampoco fue detectada por [EGRET](#) en el rango de energías en el que operaba este instrumento ($100 \text{ MeV} < E < 30 \text{ GeV}$).

Por otro lado, si bien la absorción interna suprime la emisión a 0,1 – 100 GeV, a energías mayores que 0,1 TeV, las interacciones hadrónicas producen una componente de emisión de muy alta energía. En el caso de coronas estáticas, esta emisión es mayor que para el caso de coronas de tipo [ADAF](#). Por otro lado, para binarias con estrellas compañeras masivas, parte de esta componente es absorbida en el campo de fotones estelar, lo que hace que su detección con instrumentos como [MAGIC](#) sea difícil.

Además del estudio de la emisión electromagnética de las fuentes, investigamos la producción de neutrinos debida al decaimiento de piones cargados y muones. En el caso de las dos binarias estudiadas, obtuvimos que la detección de neutrinos de estas fuentes es improbable. Sin embargo, eventos de mayor duración que el que atravesó GRO J0422+32 en otras fuentes galácticas podrían ser detectados en un futuro por IceCube. Una conclusión importante que se obtuvo sobre la búsqueda de fuentes puntuales de neutrinos, es la necesidad de hacer estudios de variabilidad con los detectores de neutrinos actuales y evitar así las desventajas de promediar las observaciones en intervalos de tiempo tan largos como un año.

Se estudió también un tercer producto de las interacciones hadrónicas en la corona, que es la inyección de neutrones. Estimamos la

producción de neutrones por interacciones pp y $p\gamma$, y estudiamos el transporte de los mismos. Dado que los neutrones escapan de la fuente inyectando protones y electrones en el medio, hicimos estimaciones sobre la posible emisión en radio de electrones debida a la interacción con los campos de la estrella compañera. Sin embargo, dado los largos tiempos de enfriamiento, es necesario hacer un análisis más detallado de la difusión de las partículas en el medio, antes de poder hacer predicciones contrastables con las observaciones.

Uno de los parámetros libres del modelo es el contenido hadrónico del plasma. El valor de este parámetro tiene efecto sobre los tres productos estudiados. Por un lado, los modelos de corona con valores de α grandes presentan luminosidades a $E > 100$ GeV mayores que los modelos con $\alpha = 1$. Por otro lado, la inyección de neutrones en la corona, que luego pasan a cargar el jet con protones, o escapan del sistema e interaccionan con el medio interestelar, también es debida a las interacciones hadrónicas. Por último, estas interacciones también dan origen a los neutrinos energéticos estudiados. La detección de neutrinos de altas energías sería la prueba más fuerte de la existencia de una población de protones relativistas.

Si bien la potencia inyectada en partículas relativistas está acotada por la energía disponible, no se conoce la forma en que esta energía se distribuye entre electrones y protones. De esta manera, nuestras predicciones pueden usarse para acotar el contenido hadrónico en binarias de rayos X. La restricción más directa sería a partir de instrumentos como *CTA*, que observará en un rango de energías en donde se produce la componente de muy alta energía.

El método para estudiar el transporte de partículas relativistas también fue aplicado al estudio de *GRBs*. En particular, investigamos la producción de neutrinos en los choques producidos cuando el jet emerge de la estrella, en el contexto del modelo del colapsar. Se determinó que el papel del campo magnético en el enfriamiento de las partículas es muy importante, y no puede despreciarse en este escenario. Hallamos que las pérdidas radiativas de las partículas, y un tratamiento auto-consistente del transporte de partículas y fotones, reduce significativamente la tasa de eventos de neutrinos esperada de estas fuentes, y que ha sido sobre-estimada en trabajos previos. La no detección de neutrinos de *GRBs* recientes (como GRB 130423), ya está siendo usada para poner restricciones a los modelos.

En nuestro estudio obtuvimos que la detección de neutrinos de *GRBs* largos requiere una larga integración (escalas de algunos años) con la configuración completa de IceCube para poder superar el fondo de neutrinos atmosféricos. En el caso de *GRBs* con progenitores de población III, debido a sus grandes distancias, su detección es muy difícil. Sin embargo, no descartamos que se puedan generar neutrinos en otras regiones del colapsar, y que puedan ser detectables desde la Tierra. Por otro lado, se hizo un estudio estadístico para determinar la posibilidad de que el flujo de neutrinos se amplifique por efecto de lente gravitatoria, pero se obtuvo que este efecto es muy poco probable.

Los resultados de esta Tesis sobre la emisión a muy alta energía y la producción de neutrinos podrán ser testeados en un futuro cercano, con los datos que obtendrán los instrumentos de última generación. El próximo año comenzará la construcción de [CTA](#), que será un observatorio que operará en un amplio rango de energías (20 GeV - 100 TeV), con el que se espera poder estudiar con mayor detalle las fuentes de rayos gamma de muy alta energía. A energías más bajas, los satélites actuales Chandra y [XMM-Newton](#) seguirán aportando información muy valiosa sobre los procesos que tienen lugar en las binarias de rayos X. Para el año 2020 se planea la construcción de dos instrumentos, *International X-ray Observatory* (IXO) y *X-ray Timing and Polarization* (XTP), de nueva generación en astronomía de rayos X. Esto permitirá un estudio más detallado de la estructura en la región cercana al agujero negro, medidas más precisas de su spin y de su masa, entre otras cosas.

Por último, dos herramientas distintas para estudiar el universo: en el año 2014 comenzará a operar el detector de ondas gravitacionales *Advanced LIGO*, que será crucial para determinar el origen de los [GRBs](#) cortos. Y finalizando con IceCube, un detector cuya construcción se completó en 2011, y sus primeras detecciones de neutrinos de muy alta energía fueron en 2012; ya lleva dos años observando en su configuración total de 86-cuerdas, por lo que las nuevas detecciones están muy próximas.

PROCESOS RADIATIVOS

Para interpretar los resultados de observaciones astronómicas es necesario poder identificar los mecanismos de radiación relevantes en el sistema, y sus principales características. En el caso de la astronomía de rayos gamma se presenta el problema adicional de la ambigüedad para la interpretación de un espectro como resultado de un único mecanismo. En este Apéndice, se discuten las propiedades de los procesos radiativos más importantes en ambientes como los que se estudiaron en el presente trabajo.

Uno de los conceptos fundamentales para estimar el espectro resultante de cualquier interacción de partículas es el de *sección eficaz*. Si se considera un flujo de partículas de una dada especie, que interactúa con un blanco, la sección eficaz diferencial $d\sigma/d\Omega$ se define como

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\text{partículas dispersadas dentro de } d\Omega \times \text{unidad de tiempo}}{\text{flujo incidente}}. \quad (\text{A.1})$$

La sección eficaz total σ_{tot} es la integral sobre todas las direcciones de emisión posibles,

$$\sigma_{\text{tot}} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega. \quad (\text{A.2})$$

La sección eficaz es un parámetro que mide la probabilidad de interacción entre partículas, y se mide en unidades de cm^2 .

Los mecanismos de emisión de radiación gamma han sido ampliamente estudiados. En muchos casos las secciones eficaces de los procesos electromagnéticos han sido calculadas en el marco de la Electrodinámica Cuántica. Por otro lado, los datos de aceleradores de partículas en la Tierra, que llegan hasta energías de 10^{15} eV, han permitido medir las secciones eficaces de interacción para los procesos hadrónicos.

A.1 RADIACIÓN SINCROTRÓN

La radiación sincrotrón se debe a la aceleración de una partícula cargada en un campo magnético. El espectro de fotones emitidos puede ser calculado a partir de los potenciales de Liénard-Wiechert [Jackson, 1962].

El espectro de potencias radiado por una única partícula de masa m , carga eléctrica e , energía E y ángulo *pitch*¹ α está dado por [Blumenthal & Gould, 1970]

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

donde $K_{5/3}(\xi)$ es una función de Bessel modificada y la energía característica es

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

La tasa de enfriamiento por sincrotrón para una partícula en una región con una densidad de energía magnética $U_B = B^2/8\pi$ es

$$t_{\text{sincr}}^{-1} = \frac{4}{3} \left(\frac{m_e}{m} \right)^3 \frac{c\sigma_T U_B}{m_e c^2} \frac{E}{mc^2}. \quad (\text{A.5})$$

Para una distribución de partículas $N(E)$ y una región emisora de volumen V , la luminosidad total (en s^{-1}) es

$$L_\gamma(E_\gamma) = \int_{V_c} d^3r \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE N(E) P_{\text{sincr}}(E, E_\gamma). \quad (\text{A.6})$$

En el caso en que la distribución de partículas sea de tipo ley de potencias, i.e., $N(E) \propto E^{-\alpha}$, el espectro de fotones sincrotrón tiene la forma

$$L_\gamma(E_\gamma) \propto E_\gamma^{-\frac{\alpha-1}{2}}. \quad (\text{A.7})$$

El tratamiento clásico de la radiación sincrotrón es válido en el límite:

$$\frac{E}{m_e c^2} \frac{B}{B_c} \ll 1, \quad (\text{A.8})$$

donde $B_c = m_e^2 c^3 / e\hbar \approx 4,4 \times 10^{13}$ G es el valor crítico del campo magnético, por arriba del cual los efectos cuánticos se hacen importantes.

A.2 DISPERSIÓN COMPTON INVERSA

Esta interacción es el resultado de una dispersión elástica de un fotón de baja energía, por una partícula relativista. En este proceso,

¹ El ángulo *pitch* es el ángulo entre la velocidad de la partícula y la línea del campo magnético.

la partícula cede parte de su energía al fotón dispersado. En el límite clásico de Thomson, la sección eficaz está dada por

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = 6,65 \times 10^{25} \text{cm}^2. \quad (\text{A.9})$$

La expresión clásica de la sección eficaz de Thomson es válida sólo para fotones con energías bajas. Para fotones con energías $E_\gamma > m_e c^2$, se deben tener en cuenta efectos cuánticos. En el caso de protones, el alejamiento del límite de Thomson ocurre para fotones con $E_\gamma > 100$ MeV. Esta energía es mucho menor que $m_p c^2 \sim \text{GeV}$, que sería la esperable en analogía con el efecto IC de electrones. Esta diferencia se debe a que el protón no es una partícula puntual, sino que es una partícula compleja con una distribución de carga eléctrica en un radio de $\sim 0,8 \times 10^{-13}$ cm [Jackson, 1962].

La sección eficaz diferencial de Klein-Nishina $d\sigma_{\text{KN}}/d\Omega$ está dada por

$$\frac{d\sigma_{\text{KN}}}{d\Omega} = \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{P(\epsilon, \theta)^2}{2} [P(\epsilon, \theta) + P(\epsilon, \theta)^{-1} - 1 + \cos^2 \theta], \quad (\text{A.10})$$

donde

$$P(\epsilon, \theta) = \frac{1}{1 + (\epsilon/mc^2)(1 - \cos \theta)}, \quad (\text{A.11})$$

y ϵ es la energía del fotón incidente en el sistema del electrón. La energía del fotón dispersado resulta $\epsilon_1 = \epsilon P(\epsilon, \theta)$. Si $\epsilon E_e / m_e^2 c^4 \ll 1$, entonces $\sigma_{\text{KN}} \rightarrow \sigma_T$.

Tanto en el régimen de Thomson como en el de Klein-Nishina, la tasa de enfriamiento por IC de un electrón de energía E_e está dada por [Blumenthal & Gould, 1970]

$$t_{\text{IC}}^{-1} = \frac{1}{E_e} \int_{\epsilon_{\text{min}}}^{\epsilon_{\text{max}}} \int_{\epsilon}^{\frac{\Gamma E_e}{1+\Gamma}} (\epsilon_1 - \epsilon) \frac{dN}{dt d\epsilon_1} d\epsilon_1. \quad (\text{A.12})$$

Aquí ϵ es la energía del fotón incidente, ϵ_1 es la energía del fotón dispersado, y

$$\frac{dN}{dt d\epsilon_1} = \frac{2\pi r_0^2 m_e^2 c^5}{E_e^2} \frac{n_{\text{ph}}(\epsilon) d\epsilon}{\epsilon} F(q), \quad (\text{A.13})$$

donde $n_{\text{ph}}(\epsilon)$ es la densidad de fotones blanco, r_0 es el radio clásico del electrón y

$$\begin{aligned} F(q) &= 2q \ln q + (1 + 2q)(1 - q) + \frac{1}{2}(1 - q) \frac{(\Gamma q)^2}{1 + \Gamma q}, \\ \Gamma &= 4\epsilon E_e / (m_e c^2)^2, \\ q &= \epsilon_1 / [\Gamma(E_e - \epsilon_1)]. \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

Una diferencia importante respecto a la dispersión en los dos regímenes, es que la partícula puede perder una fracción muy alta de su energía en una sola interacción en el régimen de Klein-Nishina, mientras que en el régimen de Thomson sólo cede una fracción pequeña de su energía inicial.

El espectro de fotones dispersados por un electrón de energía $E_e = \gamma_e m_e c^2$ que incide sobre un campo de radiación de densidad $n_{\text{ph}}(\epsilon)$ es [Blumenthal & Gould, 1970]

$$P_{\text{IC}}(E_e, E_\gamma, \epsilon) = \frac{3\sigma_{\text{T}}c(m_e c^2)^2}{4E_e^2} \frac{n_{\text{ph}}(\epsilon)}{\epsilon} F(q), \quad (\text{A.15})$$

donde $F(q)$, q , y Γ están dadas por la Ec. A.14 (en este caso $\epsilon_1 = E_\gamma$). El rango de energía permitidas del fotón dispersado es

$$\epsilon \leq E_\gamma \leq \frac{\Gamma}{1 + \Gamma} E_e. \quad (\text{A.16})$$

La luminosidad total (en unidades de erg s^{-1}) se puede obtener a partir de:

$$L_{\text{IC}}(E_\gamma) = E_\gamma^2 \int_{V_c} d^3r \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} dE_e N_e(E_e) \int_{\epsilon_{\text{min}}}^{\epsilon_{\text{max}}} d\epsilon P_{\text{IC}}. \quad (\text{A.17})$$

Esta expresión tiene en cuenta el efecto de Klein-Nishina en la sección eficaz con la energía.

A.3 BREMSSTRAHLUNG RELATIVISTA

La radiación por Bremsstrahlung se produce cuando una partícula cargada se acelera en el campo Coulombiano de un núcleo. La sección eficaz de esta interacción en presencia de un núcleo de carga Ze está dada por [Vila & Aharonian, 2009]

$$\sigma_{\text{Br}} = 4\alpha r_e^2 Z^2 \frac{dE_\gamma}{dE_e} \left[1 + \left(1 - \frac{E_\gamma}{E_e} \right) \right] \times \left[\ln \left(\frac{2E_e(E_e - E_\gamma)}{m_e c^2 E_\gamma} \right) - \frac{1}{2} \right], \quad (\text{A.18})$$

donde E_γ es la energía del fotón emitido. Las pérdidas de energía por Bremsstrahlung son catastróficas, en el sentido de que un electrón pierde casi toda su energía en una interacción, y la mayor parte de la radiación se emite en forma de fotones gamma. Sin embargo, es posible obtener una tasa de enfriamiento continua. Para un plasma de densidad n , completamente ionizado, la tasa de enfriamiento por Bremsstrahlung relativista es [Blumenthal & Gould, 1970; Vila & Aharonian, 2009]

$$t_{\text{Br}}^{-1} = 4n_i Z^2 r_0^2 \alpha c \left[\ln \left(\frac{2E_e}{m_e c^2} \right) - \frac{1}{3} \right]. \quad (\text{A.19})$$

Dado que la tasa de enfriamiento es inversamente proporcional a la energía de la partícula, las pérdidas por Bremsstrahlung relativista no modifican el espectro de electrones en estado estacionario.

A.4 COLISIONES INELÁSTICAS PROTÓN-PROTÓN

Las colisiones inelásticas pp son uno de los mecanismos más relevantes para la producción de radiación gamma de alta energía. Los protones relativistas producen radiación gamma al colisionar inelásticamente con el gas del medio debido a la producción y decaimiento de piones secundarios, kaones e hiperiones. Los piones neutros π^0 proveen el principal canal para la conversión de la energía cinética de los protones en fotones de alta energía. La energía cinética umbral del protón para la creación de piones neutros es $E_{\text{th}}^{\text{kin}} = 2m_{\pi^0}c^2(1 + m_{\pi^0}/m_p) \approx 280$ MeV, donde $m_{\pi^0} = 134,97$ MeV es la masa del pión neutro. Esta partícula tiene un tiempo de vida medio de $\tau_{\pi^0} = 8,4 \times 10^{-17}$ s, por lo que decae con una probabilidad de 98.8% en dos fotones:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (\text{A.20})$$

Si el pión neutro decae en reposo, la energía de los fotones producidos es de $\sim 67,5$ MeV, por lo que los fotones resultantes son fotones γ .

Los canales de esta interacción están dados por la Ec. 4.13. Para energías altas, los tres tipos de piones son producidos con probabilidades similares.

En el rango de energías $1 < E_p < 100$ GeV, la sección eficaz inelástica σ_{pp} está dada por [Kelner et al., 2006]

$$\sigma_{\text{inel}}(E_p) = (34,3 + 1,88L + 0,25L^2) \text{ mb}, \quad (\text{A.21})$$

donde

$$L = \ln \left(\frac{E_p}{1 \text{ TeV}} \right). \quad (\text{A.22})$$

La forma de esta función es prácticamente constante en el intervalo de validez; esta parametrización se obtuvo ajustando los datos numéricos del código SIBYLL.

A energías menores, una aproximación más adecuada de la sección eficaz inelástica está dada por [Kelner et al., 2006]

$$\sigma_{\text{inel}}(E_p) = (34,3 + 1,88L + 0,25L^2) \left[1 - \left(\frac{E_{\text{th}}}{E_p} \right)^4 \right]^2 \text{ mb}, \quad (\text{A.23})$$

donde $E_{\text{th}} = m_p c^2 + 2m_{\pi} c^2 + m_{\pi}^2 / m_p = 1,22$ GeV es la energía umbral para la creación de piones neutros. La Fig. 77 muestra la forma

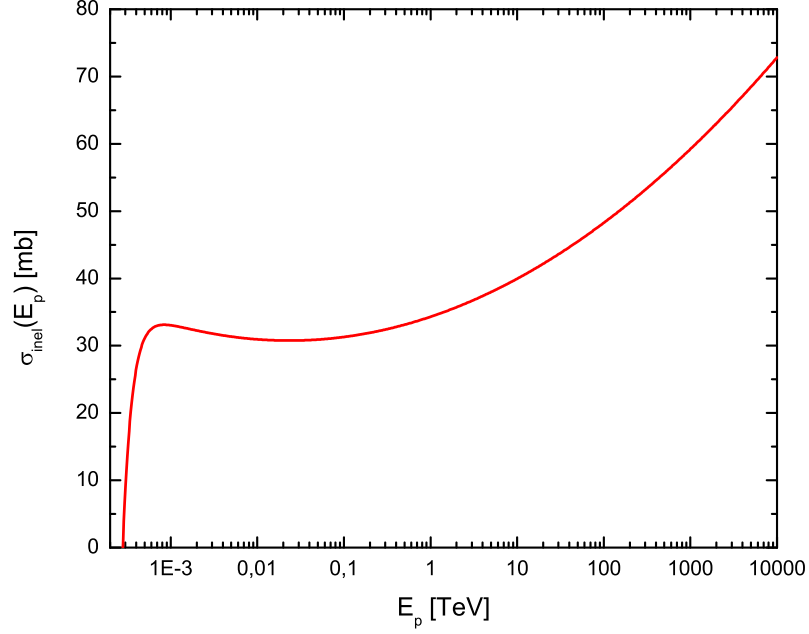


Figura 77: Sección eficaz inelástica de las interacciones pp [Kelner et al., 2006].

de esta función, que describe correctamente la sección eficaz hasta energías cercanas a la energía umbral.

La tasa de enfriamiento por colisiones inelásticas de protones con núcleos está dada por:

$$t_{pp}^{-1} = n_i c \sigma_{pp} \kappa_{pp}, \quad (\text{A.24})$$

donde n_i es la densidad del blanco y κ_{pp} es la inelasticidad total del proceso, i.e., fracción de energía del protón incidente que pasa a los piones. Experimentalmente se obtiene que sobre un amplio rango de energías (de GeV a TeV), $\kappa_{pp} = 0,17$.

Para una distribución en energía suave de protones relativistas, como lo es el caso de una ley de potencias, es posible aplicar el formalismo de la funcional- δ para obtener la función de inyección de piones neutros producto de las colisiones pp [Aharonian & Plyasheshnikov, 2003]. En esta aproximación la emisividad de π^0 es

$$\begin{aligned} Q_{\pi^0}^{(pp)}(E_\pi) &= c n_i \int \delta(E_\pi - \kappa_\pi E_{\text{kin}}) \sigma_{pp}(E_p) N_p(E_p) dE_p \\ &= \frac{c n_i}{\kappa_\pi} \sigma_{pp} \left(m_p c^2 + \frac{E_\pi}{\kappa_\pi} \right) N_p \left(m_p c^2 + \frac{E_\pi}{\kappa_\pi} \right). \end{aligned} \quad (\text{A.25})$$

Una vez que se determina la inyección de piones $Q_{\pi^0}(E_\pi)$, la emisividad de fotones gamma $q_\gamma(E_\gamma)$ ($\text{erg}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$) se obtiene a partir de

$$q_\gamma(E_\gamma) = 2 \int_{E_{\text{min}}}^{\infty} \frac{Q_{\pi^0}^{(pp)}(E_\pi)}{\sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2 c^4}} dE_\pi, \quad (\text{A.26})$$

donde $E_{\text{min}} = E_\gamma + m_\pi^2 c^4 / 4E_\gamma$.

A.5 INTERACCIONES FOTOHADRÓNICAS

En ambientes astrofísicos donde la densidad del campo de radiación supera la densidad del campo de materia, las interacciones hadrónicas más importantes serán con el campo de fotones. Si bien el proceso IC no requiere que la energía cinética de la partícula exceda una energía umbral, en el caso de protones la tasa de energía está atenuada por un factor $(m_e/m_p)^4 \sim 10^{-13}$, con respecto al caso de electrones. De esta forma, la dispersión IC de protones no será, en general, un proceso relevante.

A energías por debajo del umbral de producción de fotomesones, el principal canal de interacción fotohadrónica es la producción de pares electrón/positrón, dado por la Ec. 4.15. La expresión de la sección eficaz –conocida como sección eficaz de Bethe-Heitler– en el límite de baja y alta energía está dada por [Begelman et al., 1990]:

$$\sigma^{(e)}(x') \approx 1,2 \times 10^{-27} \left(\frac{x' - x'_{\text{th}}^{(e)}}{x'_{\text{th}}^{(e)}} \right)^3 \text{ cm}^2, \quad (\text{A.27})$$

para $2 \leq x' \leq 4$, y

$$\begin{aligned} \sigma^{(e)}(x') \approx 5,8 \times 10^{-28} & \left[3,1111 \ln(2x') - 8,0741 + \right. \\ & + \left(\frac{2}{x'} \right)^2 \left(2,7101 \ln(2x') - \ln^2(2x') \right. \\ & \left. \left. + 0,6667 \ln^3(2x') + 0,5490 \right) \right] \text{ cm}^2, \end{aligned} \quad (\text{A.28})$$

para $x' \geq 4$. La variable x' está definida de manera tal que $\epsilon' = x' m_e c^2$ es la energía del fotón medida en el sistema del protón, y $x'_{\text{th}}^{(e)} = 2$ es la energía umbral. Esta es una función monótonamente creciente con la energía del fotón.

La inelasticidad de este proceso tiene un máximo a $x'_{\text{th}}^{(e)}$, y decrece monótonamente con la energía del fotón. Las expresiones en los límites de baja y alta energía son [Begelman et al., 1990]:

$$\begin{aligned} \kappa^{(e)}(x') = 4 \frac{m_e}{m_p} x'^{-1} & \left[1 + 0,3957 \ln(x' - 1) + 0,1 \ln(x' - 1)^2 + \right. \\ & \left. + 0,0078 \ln(x' - 1)^3 \right] \end{aligned} \quad (\text{A.29})$$

para $x' \leq 1000$, y

$$\begin{aligned} \kappa^{(e)}(x') = 4 \frac{m_e}{m_p} x'^{-1} & \times \left(\frac{-8,78 + 5,513 \ln x' - 1,612 \ln x'^2 + 0,668 \ln x'^3}{3,1111 \ln 2x' - 8,0741} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.30})$$

para $x' \geq 1000$. El producto $\sigma^{(e)}(x') \kappa^{(e)}(x')$ comienza desde cero cerca del umbral, alcanza un máximo de $0,78 \times 10^{-30} \text{ cm}^2$ a $x' \sim 30$ y

luego decrece monótonamente de manera tal que tiende a cero para $x' \rightarrow \infty$.

A altas energías, el producto más importante de las interacciones $p\gamma$ son los piones. La producción de fotomesones tiene lugar para energías del fotón mayores a $\epsilon_{\text{th}} = m_{\pi}c^2(1 + m_{\pi}/2m_p) \approx 145 \text{ MeV}$ (medida en el sistema del protón). Cerca del umbral de creación de piones, se produce un único pión por interacción; a energías mayores domina la producción de piones múltiples.

Tanto la sección eficaz, como la inelasticidad de la interacción pueden aproximarse como una función escalón, dada por [Atoyán & Dermer \[2003\]](#)

$$\sigma_{p\gamma}(\epsilon') \approx \begin{cases} 340 \text{ } \mu\text{barn} & 200\text{MeV} \leq \epsilon' \leq 500\text{MeV} \\ 120 \text{ } \mu\text{barn} & \epsilon' \geq 500\text{MeV}, \end{cases}$$

y

$$\kappa_{p\gamma}(\epsilon') \approx \begin{cases} 0,2 & 200\text{MeV} \leq \epsilon' \leq 500\text{MeV} \\ 0,6 & \epsilon' \geq 500\text{MeV}. \end{cases}$$

La tasa de enfriamiento debida a la interacción $p\gamma$ para un protón de energía E_p , en un campo de fotones isotrópico de densidad $n_{\text{ph}}(\epsilon)$ está dada por [\[Stecker, 1973\]](#)

$$t_{p\gamma}^{-1}(E_p) = \frac{m_p^2 c^5}{2E_p^2} \int_{\frac{\epsilon_{\text{th}}}{2\gamma_p}}^{\infty} d\epsilon \frac{n_{\text{ph}}(\epsilon)}{\epsilon^2} \int_{\epsilon_{\text{th}}}^{2\epsilon\gamma_p} d\epsilon' \sigma_{p\gamma}(\epsilon') \kappa_{p\gamma}(\epsilon') \epsilon', \quad (\text{A.31})$$

donde ϵ' es la energía del fotón en el sistema de referencia del protón. Esta expresión vale tanto para la producción de mesones como para la producción de pares electrón/positrón, donde $\sigma_{p\gamma}$ y $\kappa_{p\gamma}$ son la sección eficaz y la inelasticidad de la interacción correspondiente, respectivamente.

Para estimar el espectro del decaimiento de los π^0 , se usa el formalismo de la funcional- δ [\[Atoyán & Dermer, 2003\]](#). La emisividad de piones neutros en esta aproximación es

$$Q_{\pi^0}^{(p\gamma)}(E_{\pi}) = 5N_p(5E_{\pi})\omega_{p\gamma}(5E_{\pi})n_{\pi^0}(5E_{\pi}), \quad (\text{A.32})$$

donde $\omega_{p\gamma}$ es la tasa de colisiones dada por

$$\omega_{p\gamma}(E_p) = \frac{m_p^2 c^5}{2E_p^2} \int_{\frac{\epsilon_{\text{th}}}{2\gamma_p}}^{\infty} d\epsilon \frac{n_{\text{ph}}(\epsilon)}{\epsilon^2} \int_{\epsilon_{\text{th}}}^{2\epsilon E_p \gamma_p} d\epsilon' \sigma_{p\gamma}^{(\pi)}(\epsilon') \epsilon', \quad (\text{A.33})$$

y n_{π^0} es el número medio de piones neutros creados por colisión, y está dado por

$$n_{\pi^0} = p_1(1 - \zeta_{pn}) + p_2. \quad (\text{A.34})$$

Aquí $\zeta_{pn} \approx 0,5$ es la probabilidad de que un protón se convierta en un neutrón por interacción.

Considerando que cada π^0 decae en dos fotones, la emisividad de fotones resulta

$$\begin{aligned} q_\gamma(E_\gamma) &= 2 \int Q_{\pi^0}^{(p\gamma)}(E_\pi) \delta(E_\gamma - 0,5E_\pi) dE_\pi \\ &= 20N_p(10E_\gamma) \omega_{p\gamma,\pi}(10E_\gamma) n_{\pi^0}(10E_\gamma). \end{aligned} \quad (\text{A.35})$$

A.6 ANIQUILACIÓN DE PARES ELECTRÓN/POSITRÓN

La colisión entre electrones y positrones resulta en la aniquilación de ambas partículas y la producción de rayos gamma:

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (\text{A.36})$$

En la mayoría de los casos, la aniquilación de pares produce dos fotones, cada uno con una energía igual a la energía en reposo del electrón (511 keV). Esto es una fuente adicional de fotones. La emisividad de la línea de aniquilación puede estimarse según [Svensson, 1982; Boettcher & Schlickeiser, 1996],

$$\begin{aligned} Q_{e^\pm}(N_\gamma, E_\gamma) &= \frac{1}{m_e c^2} \int \int dE_{e^+} dE_{e^-} R_{e^\pm}(E_{e^-}, E_{e^+}, E_\gamma) \\ &\quad \times N_{e^+}(E_{e^+}) N_{e^-}(E_{e^-}), \end{aligned} \quad (\text{A.37})$$

donde

$$\begin{aligned} R_{e^\pm} &= \frac{3}{8} \frac{\sigma_T c (m_e c^2)^5}{E_{e^+}^2 E_{e^-}^2} \times \\ &\quad \times \left[\frac{(\gamma_{CM}^U)}{|\gamma_{CM}^U - E_{e^+}| + 2m_e c^2/\pi} + \frac{(\gamma_{CM}^U)}{|\gamma_{CM}^U - E_{e^-}| + 2m_e c^2/\pi} \right], \end{aligned} \quad (\text{A.38})$$

$$\gamma_{CM}^U = \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (\gamma_+ + \gamma_- - E_\gamma/m_e c^2), \quad (\text{A.39})$$

para $E_\gamma > E_{e^+}, E_{e^-}$ or $E_\gamma < E_{e^+}, E_{e^-}$, o, en otro caso:

$$\gamma_{CM}^U = \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 + \gamma_+ \gamma_- + (\gamma_-^2 - 1)^{1/2} (\gamma_+^2 - 1)^{1/2} \right)}, \quad (\text{A.40})$$

y $\gamma_+ = E_{e^+}/m_e c^2$ y $\gamma_- = E_{e^-}/m_e c^2$.

Por otro lado, si bien esta interacción es un término de inyección de fotones, también modifica el número de pares en la fuente. Una aproximación útil de la tasa de aniquilación está dada por Coppi & Blandford [1990],

$$\begin{aligned} t_{e^\pm}^{-1}(E_\pm) &= \frac{3}{8} \frac{\sigma_T c (m_e c^2)^2}{E_\pm} \int_{E_\pm^1}^{E_\pm^2} dE_\mp \frac{N_\mp(E_\mp)}{E_\mp} \\ &\quad \times \left[\ln \left(\frac{4E_+ E_-}{(m_e c^2)^2} \right) - 2 \right], \end{aligned} \quad (\text{A.41})$$

donde $N_{\mp}(E_{\mp})$ representa la distribución de electrones/positrones (en unidades de $\text{erg}^{-1} \text{cm}^{-3}$). En el estudio del transporte descrito en este trabajo, este proceso representa un término de pérdidas de electrones y positrones.

PUBLICACIONES

B.1 TRABAJOS CIENTÍFICOS PUBLICADOS EN REVISTAS INTERNACIONALES CON REFERATO

1. *Non-thermal radiation from Cygnus X-1 corona*
Vieyro F.L., Romero G.E., Vila G.S.
International Journal of Modern Physics D **19**, 783-789, 2010
2. *Non-thermal processes around accreting galactic black holes*
Romero G.E., Vieyro F.L., Vila G.S.
Astronomy & Astrophysics, **519** A109, 2010
3. *Neutrino flares from black holes coronae*
Romero G.E., Vieyro F.L.
Advances in Space Research, **48**, 979-984, 2011
4. *Gravitational lensing of cosmological neutrino sources*
Romero G.E., Vieyro F.L.
International Journal of Modern Physics S **3**, 475, 2011
5. *Particle transport in magnetized media around black holes and associated radiation*
Vieyro F.L., Romero G.E.
Astronomy & Astrophysics **542**, A7, 2012
6. *Nonthermal processes and neutrino emission from the black hole GRO J0422+32 in a bursting state*
Vieyro F.L., Sestayo Y., Romero G.E., and Paredes J.M.
Astronomy & Astrophysics, **546**, A46, 2012
7. *Neutrinos from collapsars*
Vieyro F.L., Romero G.E., and Peres O.L.
Astronomy & Astrophysics, **558**, A142, 2013

B.2 ARTÍCULOS COMPLETOS EN LIBROS Y ACTAS DE CIRCULACIÓN INTERNACIONAL, CON ARBITRAJE FORMAL O INFORMAL

1. *Gamma-ray flares from black hole coronae*
Vieyro F.L., Romero G.E.
Proceedings of Science, PoS (tsra2010), 174R, 2010
2. *Transient high-energy flares from accreting black holes*
Vieyro F.L., Romero G.E.
Proceedings of the International Astronomical Union, Vol. 6, Symposium S275, 313-314, 2011

3. *Flares from galactic black holes*
Vieyro F.L., Romero G.E.
RMxAC Serie de Conferencias, Eds. W. J. Henney & S. Torres-Peimbert, 40, 153-154, 2011
4. *Gravitational Lensing of Neutrino from Collapsars*
Vieyro F.L., Romero G.E.
Gravitation, Relativistic Astrophysics, and Cosmology, eds: F.T. Falciano and L.J. Pellizza, Cambridge University Press, 2011 (en prensa)
5. *Episodic gamma-ray and neutrino emission from the low mass X-ray binary GRO J0422+32*
Vieyro F.L., Romero G.E.
High Energy Gamma-Ray Astronomy, eds: F. Aharonian, W. Hofmann, F. Rieger, AIP Conference Proceedings 1505, 410-413, 2012
6. *Relativistic Particles in Magnetized Media around Black Holes*
Romero G.E., Vieyro F.L.
Marcel Grossman, eds: Proceedings, 2012 (enviado)

B.3 TRABAJOS CIENTÍFICOS PUBLICADOS EN REVISTAS NACIONALES CON REFERATO

1. *Non-thermal radiation from galactic black hole coronae*
Vieyro F.L., Romero G.E., Vila G.S.
Bol. Asoc. Arg. Astron. **52**, 263-266, 2009.

BIBLIOGRAFÍA

- Aartsen, M. G., Abbasi, R., Abdou, Y., et al. 2013, Measurement of the Atmospheric ν_e Flux in IceCube, *Phys. Rev. Lett.*, 110, 151105
- Abbasi, R., Abdou, Y., Abu-Zayyad, T., et al. 2011, Measurement of the atmospheric neutrino energy spectrum from 100 GeV to 400 TeV with IceCube, *Phys. Rev. D*, 83, 012001
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009, Modulated High-Energy Gamma-Ray Emission from the Microquasar Cygnus X-3, *Science*, 326, 1512
- Abel, T., Bryan, G. L., & Norman, M. L. 2000, The Formation and Fragmentation of Primordial Molecular Clouds, *Astrophys. J.*, 540, 39
- Abraham, P. B., Brunstein, K. A., & Cline, T. L. 1966, Production of Low-Energy Cosmic-Ray Electrons, *Phys. Rev.*, 150, 1088
- Abramowicz, M. A., Chen, X., Kato, S., Lasota, J.-P., & Regev, O. 1995, Thermal equilibria of accretion disks, *Astrophys. J. Lett.*, 438, L37
- Abramowicz, M. A., Czerny, B., Lasota, J. P., & Szuszkiewicz, E. 1988, Slim accretion disks, *Astrophys. J.*, 332, 646
- Abramowicz, M. A. & Igumenshchev, I. V. 2001, How Dim Could Accreting Black Holes Be?, *Astrophys. J. Lett.*, 554, L53
- Ackermann, M., Asano, K., Atwood, W. B., et al. 2010, Fermi Observations of GRB 090510: A Short-Hard Gamma-ray Burst with an Additional, Hard Power-law Component from 10 keV TO GeV Energies, *Astrophys. J.*, 716, 1178
- Ackermann, M. & Bernardini, E. 2005, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 9, International Cosmic Ray Conference, 107
- Aharonian, F. A., Atoyan, A. M., & Nagapetian, A. M. 1983, Photoproduction of electron-positron pairs in compact X-ray sources, *Astrofizika*, 19, 323
- Aharonian, F. A., Kririllov-Ugrimov, V. G., & Vardanian, V. V. 1985, Formation of relativistic electron-photon showers in compact X-ray sources, *Astrophys. Space Sci.*, 115, 187
- Aharonian, F. A. & Plyasheshnikov, A. V. 2003, Similarities and differences between relativistic electron-photon cascades developed in matter, photon gas and magnetic field, *Astroparticle Physics*, 19, 525
- Ahmad, Q. R., Allen, R. C., Andersen, T. C., et al. 2002, Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory, *Phys. Rev. Lett.*, 89, 011301

- Akhmedov, E. K. & Pulido, J. 2002, Distinguishing magnetic moment from oscillation solutions of the solar neutrino problem with Borexino, *Phys. Lett. B*, 529, 193
- Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2007, Very High Energy Gamma-Ray Radiation from the Stellar Mass Black Hole Binary Cygnus X-1, *Astrophys. J. Lett.*, 665, L51
- Araudo, A. T., Bosch-Ramon, V., & Romero, G. E. 2009, High-energy emission from jet-clump interactions in microquasars, *Astron. Astroph.*, 503, 673
- Atoyan, A. M. 1992, Relativistic neutrons in active galactic nuclei. I - Energy transport from the core. II - Gamma-rays of high and very high energies, *Astron. Astroph.*, 257, 465
- Atoyan, A. M. & Dermer, C. D. 2003, Neutral Beams from Blazar Jets, *Astrophys. J.*, 586, 79
- Ballet, J., Denis, M., Gilfanov, M., et al. 1993, GRS 1716-249 = GRO J1719-24, *IAU Circ.*, 5874, 1
- Barkana, R. & Loeb, A. 2000, Identifying the Reionization Redshift from the Cosmic Star Formation Rate, *Astrophys. J.*, 539, 20
- Barranco, J., Miranda, O. G., Moura, C. A., & Parada, A. 2012, A reduction in the UHE neutrino flux due to neutrino spin precession, *Phys. Lett. B*, 718, 26
- Bednarek, W. 1992, The emission mechanism of neutral particles from discrete sources in the TeV-EeV energy range, *Astron. Astroph.*, 264, 331
- Bednarek, W. 1993, Can high-energy gamma-ray photons escape from the radiation field emitted by an accretion disk?, *Astron. Astroph.*, 278, 307
- Bednarek, W. 2000, Escape of VHE gamma-rays from close massive binary Centauri X-3, *Astron. Astroph.*, 362, 646
- Beekman, G., Shahbaz, T., Naylor, T., et al. 1997, The mass of the black hole in the low-inclination LMXB transient system GRO J0422+32 (=Nova Persei 1992), *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 290, 303
- Begelman, M. C. & Rees, M. J. 1978, The fate of dense stellar systems, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 185, 847
- Begelman, M. C., Rudak, B., & Sikora, M. 1990, Consequences of relativistic proton injection in active galactic nuclei, *Astrophys. J.*, 362, 38
- Begelman, M. C., Volonteri, M., & Rees, M. J. 2006, Formation of supermassive black holes by direct collapse in pre-galactic haloes, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 370, 289

- Belmont, R., Malzac, J., & Marcowith, A. 2008, Simulating radiation and kinetic processes in relativistic plasmas, *Astron. Astroph.*, 491, 617
- Beloborodov, A. M. 1999, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 161, *High Energy Processes in Accreting Black Holes*, ed. J. Poutanen & R. Svensson, 295
- Berezinsky, V. & Blasi, P. 2012, Ultrahigh energy neutrinos from population III stars: Concept and constraints, *Phys. Rev. D*, 85, 123003
- Bisnovatyi-Kogan, G. S. & Blinnikov, S. I. 1977, Disk accretion onto a black hole at subcritical luminosity, *Astron. Astroph.*, 59, 111
- Blandford, R. D. & Begelman, M. C. 1999, On the fate of gas accreting at a low rate on to a black hole, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 303, L1
- Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 199, 883
- Blandford, R. D. & Znajek, R. L. 1977, Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 179, 433
- Bloom, J. S., Djorgovski, S. G., & Kulkarni, S. R. 2001a, The Redshift and the Ordinary Host Galaxy of GRB 970228, *Astrophys. J.*, 554, 678
- Bloom, J. S., Frail, D. A., & Sari, R. 2001b, The Prompt Energy Release of Gamma-Ray Bursts using a Cosmological k-Correction, *Astron. J.*, 121, 2879
- Bloom, J. S., Kulkarni, S. R., Djorgovski, S. G., et al. 1999, The unusual afterglow of the γ -ray burst of 26 March 1998 as evidence for a supernova connection, *Nature*, 401, 453
- Blumenthal, G. R. & Gould, R. J. 1970, Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases, *Rev. Mod. Phys.*, 42, 237
- Bodaghee, A., Tomsick, J. A., Pottschmidt, K., et al. 2013, Gamma-Ray Observations of the Microquasars Cygnus X-1, Cygnus X-3, GRS 1915+105, and GX 339-4 with the Fermi Large Area Telescope, *Astrophys. J.*, 775, 98
- Boettcher, M. & Schlickeiser, R. 1996, Pair annihilation radiation from relativistic jets in γ -ray blazars., *Astron. Astroph. Suppl.*, 120, C575
- Bogovalov, S. V. & Kelner, S. R. 2010, Accretion and Plasma Outflow from Dissipationless Discs, *Int. J. Mod. Phys. D*, 19, 339
- Bolton, C. T. 1972, Dimensions of the Binary System HDE 226868 = Cygnus X-1, *Nature*, 240, 124
- Bombaci, I. 1996, The maximum mass of a neutron star., *Astron. Astroph.*, 305, 871

- Bond, J. R., Arnett, W. D., & Carr, B. J. 1984, The evolution and fate of Very Massive Objects, *Astrophys. J.*, 280, 825
- Bosch-Ramon, V. & Khangulyan, D. 2011, Monte Carlo Simulations of Radio Emitting Secondaries in γ -Ray Binaries, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 63, 1023
- Bosch-Ramon, V., Khangulyan, D., & Aharonian, F. A. 2008, The magnetic field and the location of the TeV emitter in Cygnus X-1 and LS 5039, *Astron. Astroph.*, 489, L21
- Böttcher, M. & Dermer, C. D. 2005, Photon-Photon Absorption of Very High Energy Gamma Rays from Microquasars: Application to LS 5039, *Astrophys. J. Lett.*, 634, L81
- Böttcher, M. & Schlickeiser, R. 1997, The pair production spectrum from photon-photon annihilation., *Astron. Astroph.*, 325, 866
- Bowyer, S., Byram, E. T., Chubb, T. A., & Friedman, H. 1965, Cosmic X-ray Sources, *Science*, 147, 394
- Brocksopp, C., Bandyopadhyay, R. M., & Fender, R. P. 2004, "Soft X-ray transient" outbursts which are not soft, *New Astron.*, 9, 249
- Bromm, V., Coppi, P. S., & Larson, R. B. 1999, Forming the First Stars in the Universe: The Fragmentation of Primordial Gas, *Astrophys. J. Lett.*, 527, L5
- Bulik, T., Belczynski, K., & Prestwich, A. 2011, IC10 X-1/NGC300 X-1: The Very Immediate Progenitors of BH-BH Binaries, *Astrophys. J.*, 730, 140
- Cadolle Bel, M., Sizun, P., Goldwurm, A., et al. 2006, The broad-band spectrum of Cygnus X-1 measured by INTEGRAL, *Astron. Astroph.*, 446, 591
- Callanan, P. J., Garcia, M. R., McClintock, J. E., et al. 1996, Observations of GRO J0422+32. III. A Low-Inclination Black Hole X-Ray Nova, *Astrophys. J.*, 461, 351
- Caramete, L. I. & Biermann, P. L. 2011, The catalog of nearby black hole candidates, [arXiv:1107.2244]
- Carraminana, A. 1992, Pair absorption of TeV gamma-rays in accreting binaries, *Astron. Astroph.*, 264, 127
- Carter, B. 1971, Axisymmetric Black Hole Has Only Two Degrees of Freedom, *Phys. Rev. Lett.*, 26, 331
- Casares, J. & Charles, P. A. 1994, Optical studies of V404 Cyg, the X-ray transient GS 2023+338. IV. The rotation speed of the companion star., *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 271, L5
- Casares, J., Marsh, T. R., Charles, P. A., et al. 1995, Doppler tomography of the X-ray transient J0422+32 during the 1993 December mini-outburst, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 274, 565

- Casares, J., Ribas, I., Paredes, J. M., Martí, J., & Allende Prieto, C. 2005, Orbital parameters of the microquasar LS I +61 303, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 360, 1105
- Casares, J., Zurita, C., Shahbaz, T., Charles, P. A., & Fender, R. P. 2004, Evidence of a Black Hole in the X-Ray Transient GS 1354-64 (=BW Circini), *Astrophys. J. Lett.*, 613, L133
- Castro-Tirado, A. J., Pavlenko, E. P., Shlyapnikov, A. A., et al. 1993, Discovery of the Optical Counterpart of the Soft X-Ray Transient GRO:J0422+32, *Astron. Astroph.*, 276, L37
- Cattaneo, A., Faber, S. M., Binney, J., et al. 2009, The role of black holes in galaxy formation and evolution, *Nature*, 460, 213
- Chandrasekhar, S. 1931, The Maximum Mass of Ideal White Dwarfs, *Astrophys. J.*, 74, 81
- Chodorowski, M. J., Zdziarski, A. A., & Sikora, M. 1992, Reaction rate and energy-loss rate for photopair production by relativistic nuclei, *Astrophys. J.*, 400, 181
- Coleiro, A. & Chaty, S. 2013, Distribution of High-mass X-Ray Binaries in the Milky Way, *Astrophys. J.*, 764, 185
- Coppi, P. S. 1992, Time-dependent models of magnetized pair plasmas, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 258, 657
- Coppi, P. S. & Blandford, R. D. 1990, Reaction rates and energy distributions for elementary processes in relativistic pair plasmas, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 245, 453
- Corry, L., Renn, j., & Stachel, J. 1997, Belated Decision in the Hilbert-Einstein Priority Dispute, *Science*, 278, 1270
- Cottam, J., Paerels, F., & Mendez, M. 2002, Gravitationally redshifted absorption lines in the X-ray burst spectra of a neutron star, *Nature*, 420, 51
- Dai, Z. G. & Lu, T. 2001, Neutrino Afterglows and Progenitors of Gamma-Ray Bursts, *Astrophys. J.*, 551, 249
- de Gouveia dal Pino, E. M. & Lazarian, A. 2005, Production of the large scale superluminal ejections of the microquasar GRS 1915+105 by violent magnetic reconnection, *Astron. Astroph.*, 441, 845
- de Gouveia Dal Pino, E. M., Piovezan, P. P., & Kadowaki, L. H. S. 2010, The role of magnetic reconnection on jet/accretion disk systems, *Astron. Astroph.*, 518, A5
- de Souza, R. S., Yoshida, N., & Ioka, K. 2011, Populations III.1 and III.2 gamma-ray bursts: constraints on the event rate for future radio and X-ray surveys, *Astron. Astroph.*, 533, A32
- del Valle, M. V., Romero, G. E., Luque-Escamilla, P. L., Martí, J., & Ramón Sánchez-Sutil, J. 2011, Are T Tauri Stars Gamma-Ray Emitters?, *Astrophys. J.*, 738, 115

- Desiati, P. & for the IceCube Collaboration. 2012, IceCube Observatory: Neutrinos and the Origin of Cosmic Rays, ArXiv [1210.7703D], Proceedings for the XIV Vulcano Workshop, Vulcano (ME), Italy
- Dimitrakoudis, S., Mastichiadis, A., Protheroe, R. J., & Reimer, A. 2012, The time-dependent one-zone hadronic model. First principles, *Astron. Astroph.*, 546, A120
- Done, C., Gierliński, M., & Kubota, A. 2007, Modelling the behaviour of accretion flows in X-ray binaries. Everything you always wanted to know about accretion but were afraid to ask, *Astron. Astroph. Rev.*, 15, 1
- Dove, J. B., Wilms, J., Maisack, M., & Begelman, M. C. 1997, Self-Consistent Thermal Accretion Disk Corona Models for Compact Objects, *Astrophys. J.*, 487, 759
- Drury, L. O. 1983, An introduction to the theory of diffusive shock acceleration of energetic particles in tenuous plasmas, *Reports on Progress in Physics*, 46, 973
- Drury, L. O. 2012, First-order Fermi acceleration driven by magnetic reconnection, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 422, 2474
- Dubus, G. 2006, Gamma-ray absorption in massive X-ray binaries, *Astron. Astroph.*, 451, 9
- Dubus, G. 2013, Gamma-ray binaries and related systems, *Astron. Astroph. Rev.*, 21, 64
- Einstein, A. 1905, Zur Elektrodynamik bewegter Körper, *Annalen der Physik*, 322, 891
- Einstein, A. 1915, Die Feldgleichungen der Gravitation, *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, 844
- Einstein, A. 1936, Lens-Like Action of a Star by the Deviation of Light in the Gravitational Field, *Science*, 84, 506
- Eiroa, E. F. & Romero, G. E. 2008, Gravitational lensing of transient neutrino sources by black holes, *Phys. Lett. B*, 663, 377
- Esin, A. A., McClintock, J. E., & Narayan, R. 1997, Advection-dominated Accretion and the Spectral States of Black Hole X-Ray Binaries: Application to Nova MUSCAE 1991, *Astrophys. J.*, 489, 865
- Esin, A. A., Narayan, R., Cui, W., Grove, J. E., & Zhang, S.-N. 1998, Spectral Transitions in Cygnus X-1 and Other Black Hole X-Ray Binaries, *Astrophys. J.*, 505, 854
- Esmaili, A. 2010, Pseudo-Dirac neutrino scenario: Cosmic neutrinos at neutrino telescopes, *Phys. Rev. D*, 81, 013006
- Esmaili, A., Halzen, F., & Peres, O. L. G. 2012, Constraining sterile neutrinos with AMANDA and IceCube atmospheric neutrino data, *J. Cosmology and Astropart. Phys.*, 11, 41

- Falcke, H., Körding, E., & Markoff, S. 2004, A scheme to unify low-power accreting black holes. Jet-dominated accretion flows and the radio/X-ray correlation, *Astron. Astroph.*, 414, 895
- Fender, R. P., Belloni, T. M., & Gallo, E. 2004, Towards a unified model for black hole X-ray binary jets, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 355, 1105
- Ferrarese, L. & Ford, H. 2005, Supermassive Black Holes in Galactic Nuclei: Past, Present and Future Research, *Space Science Rev.*, 116, 523
- Filippenko, A. V., Matheson, T., & Ho, L. C. 1995, The Mass of the Probable Black Hole in the X-Ray Nova GRO J0422+32, *Astrophys. J.*, 455, 614
- Fletcher, R. S., Gaisser, T. K., Lipari, P., & Stanev, T. 1994, sibyll: An event generator for simulation of high energy cosmic ray cascades, *Phys. Rev. D*, 50, 5710
- Frontera, F., Palazzi, E., Zdziarski, A. A., et al. 2001, Broadband Spectrum of Cygnus X-1 in Two Spectral States with BeppoSAX, *Astrophys. J.*, 546, 1027
- Galama, T. J., Vreeswijk, P. M., van Paradijs, J., et al. 1998, An unusual supernova in the error box of the γ -ray burst of 25 April 1998, *Nature*, 395, 670
- Gao, S., Asano, K., & Mészáros, P. 2012, High energy neutrinos from dissipative photospheric models of gamma ray bursts, *J. Cosm. Astropart. Phys.*, 11, 58
- Gao, S., Kashiyama, K., & Mészáros, P. 2013, On the Neutrino Non-detection of GRB 130427A, *Astrophys. J. Lett.*, 772, L4
- Gao, S. & Mészáros, P. 2012, Multi-GeV neutrino emission from magnetized gamma-ray bursts, *Phys. Rev. D*, 85, 103009
- Gao, S., Toma, K., & Mészáros, P. 2011, High energy neutrino emission from the earliest gamma-ray bursts, *Phys. Rev. D*, 83, 103004
- Garcia, M. R., Callanan, P. J., McClintock, J. E., & Zhao, P. 1996, Observations of the X-Ray Nova GRO J0422+32. II. Optical Spectra Approaching Quiescence, *Astrophys. J.*, 460, 932
- Garcia, M. R., McClintock, J. E., Narayan, R., et al. 2001, New Evidence for Black Hole Event Horizons from Chandra, *Astrophys. J. Lett.*, 553, L47
- Gelino, D. M. 2004, in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, vol. 27, Vol. 20, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, ed. G. Tovmassian & E. Sion, 214–214
- George, I. M. & Fabian, A. C. 1991, X-ray reflection from cold matter in active galactic nuclei and X-ray binaries, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 249, 352

- Ghez, A. M., Salim, S., Weinberg, N. N., et al. 2008, Measuring Distance and Properties of the Milky Way's Central Supermassive Black Hole with Stellar Orbits, *Astrophys. J.*, 689, 1044
- Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R., & Rossi, B. B. 1962, Evidence for x Rays From Sources Outside the Solar System, *Phys. Rev. Lett.*, 9, 439
- Giacconi, R., Murray, S., Gursky, H., et al. 1974, The Third UHURU Catalog of X-Ray Sources, *Astrophys. J. Suppl. S.*, 27, 37
- Gieren, W., Pietrzyński, G., Soszyński, I., et al. 2005, The Araucaria Project: Near-Infrared Photometry of Cepheid Variables in the Sculptor Galaxy NGC 300, *Astrophys. J.*, 628, 695
- Gierlinski, M., Zdziarski, A. A., Done, C., et al. 1997, Simultaneous X-ray and gamma-ray observations of CYG X-1 in the hard state by GINGA and OSSE, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 288, 958
- Gillessen, S., Genzel, R., Fritz, T. K., et al. 2012, A gas cloud on its way towards the supermassive black hole at the Galactic Centre, *Nature*, 481, 51
- Ginzburg, V. L. & Syrovatskii, S. I. 1964, *The Origin of Cosmic Rays*, ed. Macmillan, New York
- Golenetskii, S., Aptekar, R., Frederiks, D., et al. 2003, Observations of Giant Outbursts from Cygnus X-1, *Astrophys. J.*, 596, 1113
- Graham, A. W. 2012, Breaking the Law: The $M_{\text{bh}}-M_{\text{spheroid}}$ Relations for Core-Sérsic and Sérsic Galaxies, *Astrophys. J.*, 746, 113
- Greene, J., Bailyn, C. D., & Orosz, J. A. 2001, Optical and Infrared Photometry of the Microquasar GRO J1655-40 in Quiescence, *Astrophys. J.*, 554, 1290
- Greif, T. H., Springel, V., White, S. D. M., et al. 2011, Simulations on a Moving Mesh: The Clustered Formation of Population III Protostars, *Astrophys. J.*, 737, 75
- Grove, J. E., Johnson, W. N., Kroeger, R. A., et al. 1998, Gamma-Ray Spectral States of Galactic Black Hole Candidates, *Astrophys. J.*, 500, 899
- Guetta, D., Spada, M., & Waxman, E. 2001, On the Neutrino Flux from Gamma-Ray Bursts, *Astrophys. J.*, 559, 101
- Haardt, F. & Maraschi, L. 1993, X-ray spectra from two-phase accretion disks, *Astrophys. J.*, 413, 507
- Harmon, B. A., Wilson, R. B., Fishman, G. J., et al. 1992, GRO J0422+32, *IAU Circ.*, 5584, 2
- Hartman, R. C., Bertsch, D. L., Bloom, S. D., et al. 1999, The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources, *Astrophys. J. Suppl. S.*, 123, 79

- Heger, A. & Woosley, S. E. 2002, The Nucleosynthetic Signature of Population III, *Astrophys. J.*, 567, 532
- Herterich, K. 1974, Absorption of gamma rays in intense X-ray sources, *Nature*, 250, 311
- Hilbert, D. 1915, Das Relativitätsprinzip, *Goett. Nachr.*, 395
- Hillas, A. M. 1984, The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays, *Annual Rev. of Astron. and Astroph.*, 22, 425
- Hirata, K. S., Inoue, K., Ishida, T., et al. 1992, Observation of a small atmospheric ν_μ/ν_e ratio in Kamiokande, *Phys. Lett. B*, 280, 146
- Hobson, M. P., Efstathiou, G. P., & Lasenby, A. N. 2006, *General Relativity* (Cambridge University Press), 590
- Homan, J., Miller, J. M., Wijnands, R., et al. 2005, High- and Low-Frequency Quasi-periodic Oscillations in the X-Ray Light Curves of the Black Hole Transient H1743-322, *Astrophys. J.*, 623, 383
- Homan, J., Wijnands, R., Kong, A., et al. 2006, XMM-Newton observations of the black hole X-ray transient XTE J1650-500 in quiescence, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 366, 235
- Horiuchi, S. & Ando, S. 2008, High-energy neutrinos from reverse shocks in choked and successful relativistic jets, *Phys. Rev. D*, 77, 063007
- Hsu, D., Sarazin, C. L., Sivakoff, G. R., Jordan, A., & Irwin, J. 2013, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 221, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 142.27
- Hynes, R. I. & Robinson, E. L. 2012, The Ultraviolet Spectral Energy Distributions of Quiescent Black Holes and Neutron Stars, *Astrophys. J.*, 749, 3
- Ichimaru, S. 1977, Bimodal behavior of accretion disks - Theory and application to Cygnus X-1 transitions, *Astrophys. J.*, 214, 840
- Jackson, J. D. 1962, *Classical Electrodynamics* (New York: Wiley)
- Jourdain, E., Roques, J. P., & Malzac, J. 2012, The Emission of Cygnus X-1: Observations with INTEGRAL SPI from 20 keV to 2 MeV, *Astrophys. J.*, 744, 64
- Kelner, S. R., Aharonian, F. A., & Bugayov, V. V. 2006, Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at proton-proton interactions in the very high energy regime, *Phys. Rev. D*, 74, 034018
- Kerr, R. P. 1963, Gravitational Field of a Spinning Mass as an Example of Algebraically Special Metrics, *Phys. Rev. Lett.*, 11, 237
- Khangulyan, D., Hnatic, S., Aharonian, F., & Bogovalov, S. 2007, TeV light curve of PSR B1259-63/SS2883, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 380, 320

- Kholtygin, A., Fabrika, S., Rusomarov, N., et al. 2011, Line profile variability and magnetic fields of Wolf-Rayet stars: WR 135 and WR 136, *Astron. Nachr.*, 332, 1008
- Kohri, K., Narayan, R., & Piran, T. 2005, Neutrino-dominated Accretion and Supernovae, *Astrophys. J.*, 629, 341
- Komissarov, S. S., Barkov, M. V., Vlahakis, N., & Königl, A. 2007, Magnetic acceleration of relativistic active galactic nucleus jets, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 380, 51
- Komissarov, S. S., Vlahakis, N., Königl, A., & Barkov, M. V. 2009, Magnetic acceleration of ultrarelativistic jets in gamma-ray burst sources, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 394, 1182
- Kormendy, J. & Richstone, D. 1995, Inward Bound—The Search For Supermassive Black Holes In Galactic Nuclei, *Annual Rev. of Astron. and Astroph.*, 33, 581
- Kowal, G., de Gouveia Dal Pino, E. M., & Lazarian, A. 2011, Magnetohydrodynamic Simulations of Reconnection and Particle Acceleration: Three-dimensional Effects, *Astrophys. J.*, 735, 102
- Krolik, J. H. 1999, Book Review: Active galactic nuclei : from the central black hole to the galactic environment / Princeton U Press, 1999, *Nature*, 398, 678
- Lazarian, A. & Vishniac, E. T. 1999, Reconnection in a Weakly Stochastic Field, *Astrophys. J.*, 517, 700
- Lazzati, D., Covino, S., Ghisellini, G., et al. 2001, The optical afterglow of GRB 000911: Evidence for an associated supernova?, *Astron. Astroph.*, 378, 996
- Levinson, A. & Eichler, D. 2003, Baryon Loading of Gamma-Ray Burst by Neutron Pickup, *Astrophys. J. Lett.*, 594, L19
- Levinson, A. & Mattox, J. R. 1996, EGRET Upper Limits on the High-Energy Gamma-Ray Emission of X-Ray Novae, *Astrophys. J. Lett.*, 462, L67
- Li, H. & Miller, J. A. 1997, Electron Acceleration and the Production of Nonthermal Electron Distributions in Accretion Disk Coronae, *Astrophys. J. Lett.*, 478, L67
- Lightman, A. P. & Eardley, D. M. 1974, Black Holes in Binary Systems: Instability of Disk Accretion, *Astrophys. J. Lett.*, 187, L1
- Lightman, A. P. & Zdziarski, A. A. 1987, Pair production and Compton scattering in compact sources and comparison to observations of active galactic nuclei, *Astrophys. J.*, 319, 643
- Lin, R. P. 2008, in *Amer. Inst. of Phys. Conf. S.*, Vol. 1039, *Amer. Inst. of Phys. Conf. S.*, ed. G. Li, Q. Hu, O. Verkhoglyadova, G. P. Zank, R. P. Lin, & J. Luhmann , 52–62

- Ling, J. C. & Wheaton, W. A. 2003, BATSE Soft Gamma-Ray Observations of GRO J0422+32, *Astrophys. J.*, 584, 399
- Ling, J. C. & Wheaton, W. A. 2005, Gamma-Ray Spectral State Transitions of GRO J1719-24, *Astrophys. J.*, 622, 492
- Lipari, P., Lusignoli, M., & Meloni, D. 2007, Flavor composition and energy spectrum of astrophysical neutrinos, *Phys. Rev. D*, 75, 123005
- Lithwick, Y. & Sari, R. 2001, Lower Limits on Lorentz Factors in Gamma-Ray Bursts, *Astrophys. J.*, 555, 540
- Liu, J., McClintock, J. E., Narayan, R., Davis, S. W., & Orosz, J. A. 2010, Erratum: "Precise Measurement of the Spin Parameter of the Stellar-mass Black Hole M33 X-7" (2008, *ApJ*, 679, L37), *Astrophys. J. Lett.*, 719, L109
- Liu, Q. Z., van Paradijs, J., & van den Heuvel, E. P. J. 2006, Catalogue of high-mass X-ray binaries in the Galaxy (4th edition), *Astron. Astroph.*, 455, 1165
- Liu, Q. Z., van Paradijs, J., & van den Heuvel, E. P. J. 2007, A catalogue of low-mass X-ray binaries in the Galaxy, LMC, and SMC (Fourth edition), *Astron. Astroph.*, 469, 807
- Loeb, A. & Rasio, F. A. 1994, Collapse of primordial gas clouds and the formation of quasar black holes, *Astrophys. J.*, 432, 52
- Lynden-Bell, D. 1969, Galactic Nuclei as Collapsed Old Quasars, *Nature*, 223, 690
- Malzac, J. & Belmont, R. 2009, The synchrotron boiler and the spectral states of black hole binaries, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 392, 570
- Malzac, J. & Jourdain, E. 2000, Temporal properties of flares in accretion disk coronae, *Astron. Astroph.*, 359, 843
- Maraschi, L., Treves, A., & van den Heuvel, E. P. J. 1976, B-emission stars and X-ray sources, *Nature*, 259, 292
- Matthews, T. A. & Sandage, A. R. 1963, Optical Identification of 3c 48, 3c 196, and 3c 286 with Stellar Objects., *Astrophys. J.*, 138, 30
- Mazets, E. P., Aptekar, R. L., Frederiks, D. D., et al. 1996, in *Amer. Inst. of Phys. Conf. S.*, Vol. 384, *Amer. Inst. of Phys. Conf. S.*, ed. C. Kouveliotou, M. F. Briggs, & G. J. Fishman, 492-496
- McClintock, J. E. & Remillard, R. A. 2006, Black hole binaries, ed. W. H. G. Lewin & M. van der Klis, 157-213
- McConnell, M. L., Ryan, J. M., Collmar, W., et al. 2000, A High-Sensitivity Measurement of the MeV Gamma-Ray Spectrum of Cygnus X-1, *Astrophys. J.*, 543, 928
- Meier, D. L. 2005, Magnetically Dominated Accretion Flows (MDAFS) and Jet Production in the Lowhard State, *Astrophys. Space Sci.*, 300, 55

- Mészáros, P. & Rees, M. J. 2010, Population III Gamma-ray Bursts, *Astrophys. J.*, 715, 967
- Mészáros, P. & Waxman, E. 2001, TeV Neutrinos from Successful and Choked Gamma-Ray Bursts, *Phys. Rev. Lett.*, 87, 171102
- Meyer, L., Ghez, A. M., Schödel, R., et al. 2012, The Shortest-Known-Period Star Orbiting Our Galaxy's Supermassive Black Hole, *Science*, 338, 84
- Migliari, S., Fender, R., & Méndez, M. 2002, Iron Emission Lines from Extended X-ray Jets in SS 433: Reheating of Atomic Nuclei, *Science*, 297, 1673
- Miller-Jones, J. C. A., Jonker, P. G., Maccarone, T. J., Nelemans, G., & Calvelo, D. E. 2011, A Deep Radio Survey of Hard State and Quiescent Black Hole X-Ray Binaries, *Astrophys. J. Lett.*, 739, L18
- Minkowski, H. 1907, Das Relativitätsprinzip, *Math. Ges. Goett.*, 60, 3
- Mirabal, N., Halpern, J. P., Chornock, R., & Filippenko, A. V. 2002, GRB 021004: WC wind?, *GRB Coordinates Network*, 1618, 1
- Mirabel, I. F., Dijkstra, M., Laurent, P., Loeb, A., & Pritchard, J. R. 2011, Stellar black holes at the dawn of the universe, *Astron. Astroph.*, 528, A149
- Mirabel, I. F., Rodriguez, L. F., Cordier, B., Paul, J., & Lebrun, F. 1992, A double-sided radio jet from the compact Galactic Centre annihilator 1E140.7 - 2942, *Nature*, 358, 215
- Mohapatra, R. & Pal, P. 1991, Massive Neutrinos in Physics and Astrophysics, *World Scientific Lecture Notes in Physics (World Scientific)*
- Mortlock, D. J., Warren, S. J., Venemans, B. P., et al. 2011, A luminous quasar at a redshift of $z = 7.085$, *Nature*, 474, 616
- Murase, K., Kashiyama, K., & Mészáros, P. 2013, Subphotospheric Neutrinos from Gamma-Ray Bursts: The Role of Neutrons, *Phys. Rev. Lett.*, 111, 131102
- Nakamura, K. & Particle Data Group. 2010, Review of Particle Physics, *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 37, 075021
- Narayan, R. & Yi, I. 1994, Advection-dominated accretion: A self-similar solution, *Astrophys. J. Lett.*, 428, L13
- Narayan, R. & Yi, I. 1995a, Advection-dominated accretion: Self-similarity and bipolar outflows, *Astrophys. J.*, 444, 231
- Narayan, R. & Yi, I. 1995b, Advection-dominated Accretion: Underfed Black Holes and Neutron Stars, *Astrophys. J.*, 452, 710
- Neugebauer, G. 2003, The collapse to a black hole, ed. H. Falcke & F. W. Hehl, 72–94

- Nolan, P. L., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2012, Fermi Large Area Telescope Second Source Catalog, *Astrophys. J. Suppl. S.*, 199, 31
- Norman, M. L. 2010, in *Amer. Inst. of Phys. Conf. S.*, Vol. 1294, Amer. Inst. of Phys. Conf. S., ed. D. J. Whalen, V. Bromm, & N. Yoshida, 17–27
- Novikov, I. D. & Thorne, K. S. 1973, in *Black Holes (Les Astres Occlus)*, ed. C. Dewitt & B. S. Dewitt, 343–450
- Odrowski, S. & IceCube coll. 2012, First Step Towards A New Proton Decay Experiment In Ice particle searches: experiments and theory, *Neutrino 2012*, Kyoto, Japan
- Oppenheimer, J. R. & Volkoff, G. M. 1939, On Massive Neutron Cores, *Phys. Rev.*, 55, 374
- Orosz, J. A. 2003, in *IAU Symposium*, Vol. 212, A Massive Star Odyssey: From Main Sequence to Supernova, ed. K. van der Hucht, A. Herrero, & C. Esteban, 365
- Orosz, J. A. & Bailyn, C. D. 1995, Orbital Parameters of the Candidate Black Hole Binary GRO J0422+32, *Astrophys. J. Lett.*, 446, L59
- Orosz, J. A., McClintock, J. E., Aufdenberg, J. P., et al. 2011, The Mass of the Black Hole in Cygnus X-1, *Astrophys. J.*, 742, 84
- Paciesas, W. S., Briggs, M. S., Harmon, B. A., Wilson, R. B., & Finger, M. H. 1992, Hard X-Ray Transient, *IAU Circ.*, 5580, 1
- Panaitescu, A. & Kumar, P. 2001, Fundamental Physical Parameters of Collimated Gamma-Ray Burst Afterglows, *Astrophys. J. Lett.*, 560, L49
- Panaitescu, A. & Kumar, P. 2002, Properties of Relativistic Jets in Gamma-Ray Burst Afterglows, *Astrophys. J.*, 571, 779
- Pellizza, L. J., Orellana, M., & Romero, G. E. 2010, Electromagnetic Cascades in Magnetized Media, *Int. J. Mod. Phys. D*, 19, 671
- Penrose, R. 1965, Gravitational Collapse and Space-Time Singularities, *Phys. Rev. Lett.*, 14, 57
- Penrose, R. 1979, in *General Relativity: An Einstein centenary survey*, ed. S. W. Hawking & W. Israel, 581–638
- Pérez, D., Romero, G. E., & Perez Bergliaffa, S. E. 2013, Accretion disks around black holes in modified strong gravity, *Astron. Astroph.*, 551, A4
- Pietrini, P. & Krolik, J. H. 1995, The Inverse Compton Thermostat in Hot Plasmas near Accreting Black Holes, *Astrophys. J.*, 447, 526
- Pilla, R. P. & Shaham, J. 1997, Kinetics of Electron-Positron Pair Plasmas Using an Adaptive Monte Carlo Method, *Astrophys. J.*, 486, 903

- Piran, T. & Fan, Y.-Z. 2007, Gamma-ray burst theory after Swift, *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 365, 1151
- Piro, L., Garmire, G., Garcia, M., et al. 2000, Observation of X-ray Lines from a Gamma-Ray Burst (GRB991216): Evidence of Moving Ejecta from the Progenitor, *Science*, 290, 955
- Pontecorvo, B. 1957, Mesonium and antimesonium, *Sov. Phys. JETP*, 6, 429
- Poutanen, J. 1998, in *Theory of Black Hole Accretion Disks*, ed. M. A. Abramowicz, G. Bjornsson, & J. E. Pringle, Cambridge Contemporary Astrophysics (Cambridge University Press, Cambridge, UK), 100
- Poutanen, J., Krolik, J. H., & Ryde, F. 1997, The nature of spectral transitions in accreting black holes - The case of CYG X-1, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 292, L21
- Poutanen, J. & Vurm, I. 2009, On the Origin of Spectral States in Accreting Black Holes, *Astrophys. J. Lett.*, 690, L97
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing*, ed. Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P.
- Prestwich, A. H., Kilgard, R., Crowther, P. A., et al. 2007, The Orbital Period of the Wolf-Rayet Binary IC 10 X-1: Dynamic Evidence that the Compact Object Is a Black Hole, *Astrophys. J. Lett.*, 669, L21
- Pringle, J. E., Rees, M. J., & Pacholczyk, A. G. 1973, Accretion onto Massive Black Holes, *Astron. Astroph.*, 29, 179
- Protheroe, R. J. 1999, in *Topics in Cosmic-Ray Astrophysics*, ed. M. A. Duvernois, 247
- Quataert, E. & Gruzinov, A. 2000, Convection-dominated Accretion Flows, *Astrophys. J.*, 539, 809
- Raine, D. & Thomas, E. 2005, *Black holes. An introduction* (London: Imperial College Press), 155
- Ramaty, R. 1974, in *High Energy Particles and Quanta in Astrophysics*, ed. F. B. McDonald & C. E. Fichtel, 122
- Razzaque, S., Mészáros, P., & Zhang, B. 2004, GeV and Higher Energy Photon Interactions in Gamma-Ray Burst Fireballs and Surroundings, *Astrophys. J.*, 613, 1072
- Rees, M. J. 1978, in *IAU Symposium, Vol. 77, Structure and Properties of Nearby Galaxies*, ed. E. M. Berkhuisen & R. Wielebinski, 237–242
- Rees, M. J. & Meszaros, P. 1994, Unsteady outflow models for cosmological gamma-ray bursts, *Astrophys. J. Lett.*, 430, L93

- Reichert, D. E. 1999, GRB 970228 Revisited: Evidence for a Supernova in the Light Curve and Late Spectral Energy Distribution of the Afterglow, *Astrophys. J. Lett.*, 521, L111
- Reid, I. N., Hawley, S. L., & Gizis, J. E. 1995, The Palomar/MSU Nearby-Star Spectroscopic Survey. I. The Northern M Dwarfs -Bandstrengths and Kinematics, *Astron. J.*, 110, 1838
- Reid, M. J., McClintock, J. E., Narayan, R., et al. 2011, The Trigonometric Parallax of Cygnus X-1, *Astrophys. J.*, 742, 83
- Reynolds, M. T., Callanan, P. J., & Filippenko, A. V. 2007, Keck infrared observations of GRO J0422+32 in quiescence, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 374, 657
- Reynoso, M. M., Romero, G. E., & Medina, M. C. 2012, A two-component model for the high-energy variability of blazars. Application to PKS 2155-304, *Astron. Astroph.*, 545, A125
- Reynoso, M. M., Romero, G. E., & Sampayo, O. A. 2006, Precession of neutrino-cooled accretion disks in gamma-ray burst engines, *Astron. Astroph.*, 454, 11
- Romero, G. E., Del Valle, M. V., & Orellana, M. 2010a, Gamma-ray absorption and the origin of the gamma-ray flare in Cygnus X-1, *Astron. Astroph.*, 518, A12
- Romero, G. E., Kaufman Bernadó, M. M., & Mirabel, I. F. 2002, Recurrent microblazar activity in Cygnus X-1?, *Astron. Astroph.*, 393, L61
- Romero, G. E., Okazaki, A. T., Orellana, M., & Owocki, S. P. 2007, Accretion vs. colliding wind models for the gamma-ray binary LS I +61 303: an assessment, *Astron. Astroph.*, 474, 15
- Romero, G. E., Reynoso, M. M., & Christiansen, H. R. 2010b, Gravitational radiation from precessing accretion disks in gamma-ray bursts, *Astron. Astroph.*, 524, A4
- Romero, G. E. & Vieyro, F. L. 2011, Gravitational Lensing of Cosmological Neutrino Sources, *Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser.*, 3, 475
- Romero, G. E. & Vila, G. S. 2008, The proton low-mass microquasar: high-energy emission, *Astron. Astroph.*, 485, 623
- Romero, G. E. & Vila, G. S. 2014, *Introduction to Black Hole Astrophysics* (Springer), 318
- Sabatini, S., Striani, E., Verrecchia, F., et al. 2010, AGILE gamma-ray detection of Cygnus X-1, *The Astronomer's Telegram*, 2715, 1
- Saha, A., Hoessel, J. G., Krist, J., & Danielson, G. E. 1996, Variable Stars in the Dwarf Galaxy IC 10, *Astron. J.*, 111, 197
- Sander, A., Hamann, W.-R., & Todt, H. 2012, The Galactic WC stars. Stellar parameters from spectral analyses indicate a new evolutionary sequence, *Astron. Astroph.*, 540, A144

- Schopper, R., Lesch, H., & Birk, G. T. 1998, Magnetic reconnection and particle acceleration in active galactic nuclei, *Astron. Astroph.*, 335, 26
- Schwarzschild, K. 1916, On the Gravitational Field of a Mass Point According to Einstein's Theory, *Abh. Konigl. Preuss. Akad. Wissenschaften Jahre 1906,92*, Berlin, 1907, 189
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, Black holes in binary systems. Observational appearance, *Astron. Astroph.*, 24, 337
- Shapiro, S. L., Lightman, A. P., & Eardley, D. M. 1976, A two-temperature accretion disk model for Cygnus X-1 - Structure and spectrum, *Astrophys. J.*, 204, 187
- Shrader, C. R., Wagner, R. M., Hjellming, R. M., Han, X. H., & Starrfield, S. G. 1994, The early ultraviolet, optical, and radio evolution of the soft X-ray transient GRO J0422+32, *Astrophys. J.*, 434, 698
- Sikora, M., Begelman, M. C., & Rudak, B. 1989, Relativistic neutrons in active galactic nuclei, *Astrophys. J. Lett.*, 341, L33
- Silverman, J. M. & Filippenko, A. V. 2008, On IC 10 X-1, the Most Massive Known Stellar-Mass Black Hole, *Astrophys. J. Lett.*, 678, L17
- Smith, B. D., Silvia, D. W., Turk, M. J., et al. 2010, in *Amer. Inst. of Phys. Conf. S.*, Vol. 1294, *Amer. Inst. of Phys. Conf. S.*, ed. D. J. Whalen, V. Bromm, & N. Yoshida, 110–115
- Spruit, H. C. 1987, Stationary shocks in accretion disks, *Astron. Astroph.*, 184, 173
- Stecker, F. W. 1973, Ultrahigh Energy Photons, Electrons, and Neutrinos, the Microwave Background, and the Universal Cosmic-Ray Hypothesis, *Astrophys. Space Sci.*, 20, 47
- Steiner, J. F., McClintock, J. E., & Reid, M. J. 2012, The Distance, Inclination, and Spin of the Black Hole Microquasar H1743-322, *Astrophys. J. Lett.*, 745, L7
- Stern, B. E., Beloborodov, A. M., & Poutanen, J. 2001, Bizarre Hard X-Ray Outbursts of Cygnus X-1, *Astrophys. J.*, 555, 829
- Stern, B. E., Poutanen, J., Svensson, R., Sikora, M., & Begelman, M. C. 1995, On the Geometry of the X-Ray-Emitting Region in Seyfert Galaxies, *Astrophys. J. Lett.*, 449, L13
- Stirling, A. M., Spencer, R. E., de la Force, C. J., et al. 2001, A relativistic jet from Cygnus X-1 in the low/hard X-ray state, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 327, 1273
- Sunyaev, R. A., Kaniovsky, A. S., Borozdin, K. N., et al. 1993, Broad-band X-ray observations of the GRO J0422+32 X-ray nova by the 'Mir-Kvant' observatory, *Astron. Astroph.*, 280, L1

- Svensson, R. 1982, The pair annihilation process in relativistic plasmas, *Astrophys. J.*, 258, 321
- Tananbaum, H., Gursky, H., Kellogg, E., Giacconi, R., & Jones, C. 1972, Observation of a Correlated X-Ray Transition in Cygnus X-1, *Astrophys. J. Lett.*, 177, L5
- Tauris, T. M. & van den Heuvel, E. P. J. 2006, Formation and evolution of compact stellar X-ray sources, ed. W. H. G. Lewin & M. van der Klis, 623–665
- Tavani, M., Bulgarelli, A., Piano, G., et al. 2009, Extreme particle acceleration in the microquasar CygnusX-3, *Nature*, 462, 620
- Thorne, K. S. 2012, Classical Black Holes: The Nonlinear Dynamics of Curved Spacetime, *Science*, 337, 536
- Thorne, K. S. & Price, R. H. 1975, Cygnus X-1 - an interpretation of the spectrum and its variability, *Astrophys. J. Lett.*, 195, L101
- Toma, K. & Takahara, F. 2012, Baryon Loading of Active Galactic Nucleus Jets Mediated by Neutrons, *Astrophys. J.*, 754, 148
- Tsuneta, S. & Naito, T. 1998, Fermi Acceleration at the Fast Shock in a Solar Flare and the Impulsive Loop-Top Hard X-Ray Source, *Astrophys. J. Lett.*, 495, L67
- Turolla, R. & Dullemond, C. P. 2000, Advection-dominated Inflow/Outflows from Evaporating Accretion Disks, *Astrophys. J. Lett.*, 531, L49
- Vila, G. S. & Aharonian, F. A. 2009, in *Compact Objects and their Emission*, ed. G. E. Romero & P. Benaglia, Asociación Argentina de Astronomía, Book Series (Editorial Paideia, La Plata, Argentina), 1–38
- Vila, G. S. & Romero, G. E. 2010, Leptonic/hadronic models for electromagnetic emission in microquasars: the case of GX 339-4, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 403, 1457
- Vila, G. S., Romero, G. E., & Casco, N. A. 2012, An inhomogeneous lepto-hadronic model for the radiation of relativistic jets. Application to XTE J1118+480, *Astron. Astroph.*, 538, A97
- Virbhadra, K. S. & Ellis, G. F. R. 2000, Schwarzschild black hole lensing, *Phys. Rev. D*, 62, 084003
- Vissani, F. & Aharonian, F. 2012, Galactic sources of high-energy neutrinos: Highlights, *NIMP A*, 692, 5
- Voges, W., Aschenbach, B., Boller, T., et al. 1999, The ROSAT all-sky survey bright source catalogue, *Astron. Astroph.*, 349, 389
- Volonteri, M. 2010, Formation of supermassive black holes, *Astron. Astroph. Rev.*, 18, 279

- Vurm, I. & Poutanen, J. 2009, Time-Dependent Modeling of Radiative Processes in Hot Magnetized Plasmas, *Astrophys. J.*, 698, 293
- Waltham, C. 2004, Teaching neutrino oscillations, *Amer. J. of Phys.*, 72, 742
- Waxman, E. & Bahcall, J. 1997, High Energy Neutrinos from Cosmological Gamma-Ray Burst Fireballs, *Phys. Rev. Lett.*, 78, 2292
- Waxman, E. & Bahcall, J. N. 2000, Neutrino Afterglow from Gamma-Ray Bursts: $\sim 10^{18}$ EV, *Astrophys. J.*, 541, 707
- Webster, B. L. & Murdin, P. 1972, Cygnus X-1-a Spectroscopic Binary with a Heavy Companion?, *Nature*, 235, 37
- Wendell, R., Ishihara, C., Abe, K., et al. 2010, Atmospheric neutrino oscillation analysis with subleading effects in Super-Kamiokande I, II, and III, *Phys. Rev. D*, 81, 092004
- White, S. D. M. & Rees, M. J. 1978, Core condensation in heavy halos - A two-stage theory for galaxy formation and clustering, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 183, 341
- Wiebusch, C. & IceCube coll. 2009, Physics Capabilities of the IceCube DeepCore Detector, *Proceedings of the 31st ICRC, Lodz, Poland*
- Wosley, S. E. 1993, Gamma-ray bursts from stellar mass accretion disks around black holes, *Astrophys. J.*, 405, 273
- Yuan, F. 2001, Luminous hot accretion discs, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 324, 119
- Yungelson, L. & Lasota, J.-P. 2008, Evolution of low-mass binaries with black-hole components, *Nature*, 51, 860
- Zdziarski, A. A., Malzac, J., & Bednarek, W. 2009, A model of the TeV flare of Cygnus X-1: electron acceleration and extended pair cascades, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 394, L41
- Zel'dovich, Y. B. & Novikov, I. D. 1964, The Radiation of Gravity Waves by Bodies Moving in the Field of a Collapsing Star, *Soviet Physics Doklady*, 9, 246
- Zenitani, S. & Hoshino, M. 2001, The Generation of Nonthermal Particles in the Relativistic Magnetic Reconnection of Pair Plasmas, *Astrophys. J. Lett.*, 562, L63
- Zhang, B. & Kumar, P. 2013, Model-Dependent High-Energy Neutrino Flux from Gamma-Ray Bursts, *Phys. Rev. Lett.*, 110, 121101
- Zhang, B. & Mészáros, P. 2004, Gamma-Ray Bursts: progress, problems and prospects, *Int. J. Mod. Phys. A*, 19, 2385
- Zhang, S.-N. 2011, in *Astronomy Revolution: 400 Years of Exploring the Cosmos*, ed. Y. D. G. Zhang, S. N. & O. Gingerich (Taylor & Francis Group LLC/CRC Press), 163–185

- Zhang, S.-N. 2013, Black hole binaries and microquasars, *Frontiers of Physics*
- Zhang, W., Woosley, S. E., & MacFadyen, A. I. 2003, Relativistic Jets in Collapsars, *Astrophys. J.*, 586, 356