

Emisión de altas energías en estrellas de neutrones acretantes

Alumna: *Mariana D. Orellana*

Director: *Dr. Gustavo E. Romero*

Tesis de Licenciatura en Astronomía

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Universidad Nacional de La Plata

Paseo del Bosque S/N, (1900) La Plata, Argentina

Marzo de 2004

Índice

Introducción	4
1 Estrellas de neutrones en sistemas binarios interactuantes	6
1.1 Estrellas de neutrones y pulsares	6
1.2 Acreción	8
1.2.1 Generalidades	8
1.2.2 Discos de acreción en sistemas binarios	9
2 Procesos físicos en la magnetósfera de una estrella de neutrones acretante	13
2.1 El rol del campo magnético en la estructura del disco	13
2.2 Aceleración de partículas en la magnetósfera de una estrella de neutrones acretante	16
3 Radiación γ en estrellas de neutrones con acreción	20
3.1 Cascadas electromagnéticas en el interior del disco	24
3.2 Opacidad en la fotosfera	26
4 Aplicación a 2S1417-624 y otros sistemas	28
4.1 Una fuente MeV variable	28
4.2 El sistema 2S 1417-624	29
4.3 Modelos específicos	32
5 Conclusiones	48
Apéndice	50
5.1 Partículas elementales	50
5.2 Pérdida de energía de electrones	51
5.2.1 Radiación sincrotrón	51

5.2.2	Radiación de curvatura	52
5.2.3	Scattering Compton inverso	53
5.2.4	Bremsstrahlung relativista	53
5.3	Creación de pares en un campo Coulombiano	54
5.4	Creación de pares por la interacción de dos fotones	54
	Bibliografía	56
	Agradecimientos	58

Introducción

El telescopio EGRET, a bordo del Observatorio Compton de Rayos Gamma (CGRO), ha monitoreado el cielo por 9 años durante la década pasada, descubriendo un total de 271 fuentes a muy altas energías (> 100 MeV). Casi dos terceras partes de ellas permanecen sin identificación: no se han podido encontrar contrapartes claras en otras longitudes de onda. Su distribución en el cielo indica que varias de ellas pertenecen a nuestra galaxia. Algunas se han conocido por 20 años, sin que su naturaleza haya podido elucidarse aún. La identificación de estos emisores de rayos gamma es uno de los problemas pendientes más importantes de la astrofísica de altas energías.

Solo un puñado de objetos astrofísicos conocidos son capaces de una luminosidad significativa a energías extremas. En general, se trata de objetos asociados a fenómenos violentos que incluyen los procesos generados en torno de agujeros negros, estrellas de neutrones, remanentes de supernova y, probablemente, sus estrellas progenitoras. Durante los últimos años han surgido una variedad de explicaciones, sobre las que es necesario mucho trabajo aún para poder rechazarlas o confirmarlas.

Muchas fuentes gamma en el disco galáctico son bastante débiles y variables; entre las posibilidades que actualmente se discuten, existe un mecanismo mediante el cual sistemas binarios que se observan en rayos X podrían, ocasionalmente, ser emisores de radiación γ (ver Refs.[8] y [9]). Dicho mecanismo resulta de suponer que los rayos gamma se producen debido al impacto de protones relativistas (acelerados en la magnetósfera del pulsar), sobre un disco de acreción que se forma en torno a la estrella de neutrones con material que la estrella compañera (de tipo Be) pierde debido a sus vientos estelares.

El curso principal de este trabajo de tesis ha sido el estudio cuantitativo de algunas de las implicaciones de este modelo. Como aplicación del mismo se afronta el problema de determinar si es factible la asociación de la fuente MeV, conocida como GRO 1411-64 con el sistema binario Be/X que se encuentra dentro de la caja de error para la posición de la detección gamma:

2S1417-624. Los cálculos realizados son sin embargo de validez más general, dado que se han considerado valores típicos para la mayoría de los parámetros involucrados.

Este trabajo comienza presentando, en el capítulo 1, una introducción al tipo de sistema que se considera. En el capítulo 2 se discuten los procesos que tienen lugar en la magnetósfera de una estrella de neutrones y que dan lugar a la aceleración de partículas cargadas hasta energías relativistas. En el capítulo 3, que contiene ya algunos resultados originales, se trata el origen de la radiación gamma como consecuencia de las cascadas electromagnéticas originadas en el disco por el choque de las partículas cargadas relativistas. El capítulo 4 contiene una síntesis de los datos relacionados al caso de 2S1417-624 y los resultados que se obtuvieron al implementar el modelo antes discutido. Las conclusiones obtenidas se exponen en el capítulo 5 . Finalmente, a modo de apéndice, se incluyen las expresiones que fue necesario aplicar y que describen los procesos físicos implicados.

Capítulo 1

Estrellas de neutrones en sistemas binarios interactuantes

1.1 Estrellas de neutrones y pulsares

Las estrellas que se encuentran en secuencia principal son sostenidas en equilibrio hidrostático por la presión del gas caliente que las compone. La fuente de energía que provee la presión son las reacciones termonucleares que ocurren en el núcleo de la estrella. Esa configuración no es totalmente estática y por eso la estrella se moverá en el diagrama HR, a distintas velocidades, recorriendo sus etapas evolutivas. Al final de las fases de evolución estelar el núcleo se halla sin combustible para generar calor por reacciones nucleares, entonces colapsa hasta que alguna forma de presión le brinde soporte para una nueva configuración de equilibrio. Cuando el núcleo de la estrella tiene una masa del orden de $1.5 M_{\odot}$ se comprime a densidades tan grandes como para fusionar electrones y protones formando neutrones. Ese núcleo estelar prácticamente inerte, formado por $\sim 10^{57}$ neutrones, queda al descubierto luego de una explosión de supernova y es lo se denomina una estrella de neutrones.

Poco después del descubrimiento de los pulsares en 1967 estos fueron identificados con estrellas de neutrones magnetizadas, aisladas y rotando a altas velocidades. Sólo este tipo de objetos serían capaces de explicar los períodos cortos y estables de los pulsos observados, además de la alta polarización de su emisión en radio. El eje magnético de la estrella de neutrones y su eje de rotación deben estar desalineados para justificar los pulsos. La radiación queda contenida en dos conos angostos a lo largo del eje magnético y el observador la detecta sólo cuando un cono apunta en dirección de la visual. La energía radiada por este dipolo magnético variable se

extrae de la energía cinética rotacional de la estrella de neutrones, que en consecuencia frena su rotación y aumenta el período de los pulsos.

La región inmediata del pulsar se llama su magnetósfera. En una aproximación excelente un pulsar puede considerarse un dipolo magnético rotante no alineado. Justo fuera de la superficie de la estrella de neutrones la fuerza de Lorentz sobre las partículas cargadas excede enormemente la fuerza de atracción gravitacional. Entonces la estructura de la magnetósfera es dominada por las fuerzas electromagnéticas. El campo eléctrico inducido $\vec{E} = (\vec{v} \times \vec{B})/c$ es neutralizado por el flujo de cargas en el plasma. La distribución de cargas puede obtenerse de la ecuación de Maxwell, $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \rho_e/\epsilon_0$, donde $\rho_e = e(n_+ - n_-)$ es la densidad de carga eléctrica. Se llama radio de corrotación, o del cilindro de luz a la distancia a la cual la velocidad de partículas corrotando con la estrella de neutrones igualaría la velocidad de la luz. Dentro de ese radio las partículas cargadas están ligadas a las líneas de campo magnético. En el interior del cilindro de luz las líneas son cerradas, pero las que se extienden más allá del radio de corrotación son abiertas y, visto desde arriba, son arrastradas en forma de espiral. Las partículas que salen de las zonas polares del pulsar pueden escapar a lo largo de estas líneas abiertas. Dado el fuerte campo eléctrico presente puede haber aceleración de partículas en la magnetósfera [24], lo cual será tratado más adelante.

No hay razones para creer que las estrellas de neutrones que son las componentes ópticamente invisibles de fuentes binarias de radiación X sean de naturaleza diferente a las que puede observarse aisladas como pulsares en radio. El fenómeno distintivo que puede ocurrir cuando una estrella de neutrones es parte de un sistema binario es la transferencia de gas desde la estrella compañera. Este es un ejemplo de los efectos del proceso de acreción que se trata en la sección siguiente.

En el desarrollo de este trabajo son de particular interés dos tipos de sistemas que contienen estrellas de neutrones: binarias que forman pulsares de rayos X y fuentes explosivas de rayos X. La fuente de energía de las pulsaciones en X es la acreción de materia sobre las capas polares de una estrella de neutrones. Se producen pulsaciones debido a que el eje de rotación de la estrella no coincide con su eje magnético. La fuente de energía de explosiones que se observan en X es indirectamente la acreción. Para estrellas con campos magnéticos débiles se ha propuesto que ocurre un proceso similar al que tiene lugar en ciertas variables cataclísmicas: material acretado acumulado sobre la superficie se enciende repentinamente en un flash termonuclear [18]. Para estrellas con campo magnético intenso los episodios de alta luminosidad en rayos X concuerdan muchas veces con modulaciones orbitales al darse la acreción sobre la estrella de neutrones en un

sistema binario con gran excentricidad. Se ha establecido observacionalmente [25] la siguiente clasificación de los estados de actividad X :

- Baja luminosidad persistente: la luminosidad en rayos X es $L_X < 10^{36}$ erg s⁻¹, o directamente no se detecta.
- Explosiones tipo I: $L_X \approx 10^{36} - 10^{37}$ erg s⁻¹, son explosiones que duran pocos días y su separación coincide con el período orbital del sistema. Se supone que ocurren cerca del momento de pasaje por el periastro.
- Explosiones tipo II o explosiones gigantes: $L_X > 10^{37}$ erg s⁻¹. No muestra modulaciones orbitales claras y puede durar hasta varias semanas.

1.2 Acreción

1.2.1 Generalidades

Se denomina acreción a la acumulación de gas difuso o materia sobre un objeto, debido a la influencia gravitatoria que este ejerce en el medio donde está inmerso. El descubrimiento de fuentes intensas de rayos X en sistemas binarios cercanos fue el detonante de una nueva época en la astrofísica de altas energías cuando se estimó la eficiencia del proceso de acreción. La acreción es capaz de explicar el funcionamiento de variables cataclísmicas en binarias que contienen una enana blanca, procesos en núcleos galácticos activos (dando cuenta de las luminosidades más extremas observadas) y puede, en principio, justificar varios de los caracteres esenciales de las fuentes de rayos X galácticas.

Eficiencia del proceso de acreción: Consideremos la acreción de materia sobre una estrella de masa M y radio R . Si el material cae sobre la estrella desde el infinito, adquiere energía cinética a expensas de su energía potencial gravitatoria. Por ejemplo, para un protón podemos escribir

$$\frac{1}{2} m_p v_{ff}^2 = \frac{G M m_p}{r}, \quad (1.1)$$

donde v_{ff} es la velocidad de caída libre del protón y m_p su masa. Cuando el protón alcanza la superficie de la estrella en $r = R$, es frenado por el impacto. Asumiendo que toda la materia acretada se acumula sobre la superficie de la estrella y si la tasa a la cual el material es acretado

sobre la estrella es \dot{m} , la velocidad a la que se disipa energía cinética en la superficie de la estrella es $\frac{1}{2} \dot{m} v_{\text{ff}}^2$ y la luminosidad de la fuente resulta:

$$L = \frac{1}{2} \dot{m} v_{\text{ff}}^2 = \frac{G M \dot{m}}{R}. \quad (1.2)$$

Conviene aquí introducir el radio de Schwarzschild, que para una estrella de masa M viene dado por $r_S = 2 G M / c^2$. Usando este radio en la expresión (1.2) obtenemos

$$L = \frac{1}{2} \dot{m} c^2 \left(\frac{r_S}{R} \right) = \xi \dot{m} c^2, \quad (1.3)$$

donde $\xi = 1/2 (r_S/R)$ es un factor de eficiencia de conversión de la energía en reposo del material acretado en calor. Entonces, la eficiencia de conversión de energía solo depende de cuan compacta sea la estrella acretante.

Para una estrella de neutrones con $M = 1.4 M_{\odot}$ y $R = 10$ km, resulta $\xi \sim 0.1$. Luego, la acreción sobre una estrella de neutrones es una fuente poderosa de energía; su eficiencia en la conversión de energía puede ser comparada con la eficiencia de la nucleosíntesis. La conversión de hidrógeno en helio mediante la cadena $p - p$ tiene una eficiencia $\xi = 0.007$ que es un orden de magnitud menor comparada con la acreción sobre una estrella de neutrones [24].

1.2.2 Discos de acreción en sistemas binarios

Consideremos un sistema binario formado por una estrella compacta y una estrella compañera normal (estrella secundaria) que tiene una cierta tasa de pérdida de masa. El movimiento orbital puede evitar que la masa que escapa de la secundaria caiga directamente sobre la estrella compacta. Si el radio de la primaria es alrededor del 5% de la separación de la binaria a , la corriente de gas en vez de caer directamente sobre la superficie de la estrella se mueve en órbita alrededor de esta formando un disco de gas caliente en el plano orbital.

Existen dos formas diferentes en las que un sistema binario conteniendo una estrella compacta puede “alimentar” un disco de acreción. En uno de los casos la estrella compañera, que por lo general es de baja masa, ha sobrepasado el volumen de su lóbulo de Roche debido a su evolución. El gas es transferido a través del punto Lagrangiano L_1 , después del cual las fuerzas gravitacionales y de Coriolis se combinan para mantenerlo en órbitas casi circulares en torno a la estrella compacta. La otra posibilidad, se da cuando la estrella compañera pierde masa soplandola en forma de vientos estelares (estrella de gran masa, por ejemplo de tipo espectral Be). En la acreción de viento estelar el borde exterior del disco tiende a estar mucho más cerca

de la superficie de la estrella compacta que en el caso anterior. Fuera de este borde la acreción es prácticamente esférica.

La viscosidad del gas, como fricción interna que convierte el movimiento ordenado de las partículas en movimiento térmico, hace que los gases pierdan energía al orbitar y lentamente caigan en trayectoria espiral hacia la estrella. El mecanismo físico responsable de la viscosidad en discos de acreción es pobremente entendido aún. Su efecto sin embargo es claro, es el de calentar el gas a medida que desciende hasta que finalmente choca con la superficie de la estrella.

La primera aproximación para el planteo del disco de acreción es suponer que se trata de un disco delgado, ópticamente grueso que radía como cuerpo negro. Para que dicha aproximación sea válida debe darse el equilibrio hidrostático en la dirección perpendicular al disco, esto es en la dirección z ,

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{GM\rho \sin \theta}{r^2} \implies \frac{p}{h} \approx -\frac{GM\rho h}{r^3}, \quad (1.4)$$

donde p es la presión, h la mitad del espesor del disco y ρ su densidad.

Aunque el gas esté cayendo lentamente hacia la estrella, se mueve en buena aproximación siguiendo órbitas circulares Keplerianas, por lo que $v_\phi^2 = GM/r$. Reemplazando aquí el valor de GM/r que se obtiene de la expresión (1.4) y el valor de la velocidad local del sonido c_s , que cumple $c_s^2 \approx p/\rho$, se obtiene

$$\frac{h}{r} \approx \frac{c_s}{v_\phi}. \quad (1.5)$$

Esta última cantidad es la inversa del número de Mach para la velocidad de rotación relativa a la velocidad local del sonido en el disco.

Entonces, la condición para la validez de la aproximación de disco delgado es que la velocidad de rotación del disco sea mucho mayor que la velocidad del sonido. Esto equivale a decir que el gradiente de presión vertical no debe inflar el disco. Y esto también lleva a que las temperaturas del disco deben ser bajas ($kT \ll GMm_p/r$) de modo que el calor generado por los esfuerzos viscosos sea radiado eficientemente (y no acumulado) por el disco [30].

Estructura de un disco Kepleriano alrededor de una masa central

Como sea que el disco se haya formado la mayoría de la radiación es originada en las partes más internas del mismo, cercanas a la estrella compacta. Por otro lado, la deposición del gas y su pérdida de momento angular ocurren predominantemente en las zonas externas. Como deseamos

estudiar la radiación emitida, nos concentraremos en el estudio de las regiones internas del disco [30].

Orbitando en forma casi circular, cada elemento de gas del disco adquiere un pequeño movimiento radial a medida que los torques viscosos remueven su momento angular. El gas deriva lentamente hacia la estrella compacta en trayectorias espirales y su momento angular es transportado hacia regiones más externas. Simultáneamente, el esfuerzo viscoso actúa debido a los esfuerzos de corte en el movimiento orbital (rotación diferencial) generando calor debido a la fricción. La mayor parte del calor es luego radiado en forma estacionaria desde las superficies del disco.

Cuando la aproximación de disco delgado es válida las ecuaciones del flujo bidimensional (simétrico en el eje z) quedan desacopladas para la dirección radial y vertical. Esto simplifica considerablemente las ecuaciones hidrodinámicas. En estado estacionario, la estructura del disco se determina resolviendo simultáneamente cuatro ecuaciones de conservación (conservación de la masa, momento angular, energía e impulso vertical). Además deberá especificarse una ley para el parámetro de la viscosidad η , por ejemplo en función de los parámetros termodinámicos locales, así como una ley que describa el transporte radiativo vertical desde el centro hacia las superficies del disco. El planteo de esas ecuaciones lleva a un total de nueve relaciones algebraicas para las nueve cantidades $\rho(r)$, $h(r)$, $\Sigma(r)$, $v_r(r)$, $P(r)$, $T(r)$, $f_\phi(r)$, $\bar{\kappa}(r)$, y $F(r)$ como funciones de r , \dot{m} , y M . Todas las cantidades dependen solamente de r pues han sido promediadas en la dirección vertical. Σ es la densidad superficial. Se ha definido f_ϕ como el esfuerzo de corte (fuerza tangencial por unidad de área), donde ϕ es el ángulo medido en el plano del disco. F es el flujo de radiación total emitido desde una superficie (cualquiera de las dos) del disco, y $\bar{\kappa}$ es la opacidad media de Rosseland.

La solución fue obtenida en el año 1973 [29]. Se encontró que para valores fijos de M y \dot{m} , el disco puede dividirse en tres regiones, dependiendo de r . Estas regiones son:

1. Una región exterior, para r grandes, en la cual domina la presión de radiación y la opacidad es controlada por absorciones "libre-libre".
2. Una región intermedia, para r pequeños, donde domina la presión de gas y la opacidad se debe principalmente al scattering por electrones.
3. Una región interna, para r muy pequeños, en la que domina la presión de radiación y el scattering continúa predominando en la opacidad.

La transición entre las regiones media e interna ocurre cuando $P_g \sim P_{\text{rad}}$ ¹. Daremos aquí solamente la solución para la región interna, que es de interés en este trabajo. En dicha región, es válido que $P = P_{\text{rad}} = \frac{1}{3} a T^4$ y $\bar{\kappa} = \bar{\kappa}_{\text{scatt}}$. Los resultados obtenidos son [30]:

$$\begin{aligned}
F &= (5 \times 10^{26} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1})(M^{-2} \dot{m}_{17}) r^{-3} \mathcal{J}, \\
\Sigma &= (7 \text{ g cm}^{-2})(\alpha^{-1} M \dot{m}_{17}^{-1}) r^{3/2} \mathcal{J}^{-1}, \\
h &= (1 \times 10^5 \text{ cm})(\dot{m}_{17}) \mathcal{J}, \\
\rho &= (3 \times 10^{-5} \text{ g cm}^{-3})(\alpha^{-1} M \dot{m}_{17}^{-2}) r^{3/2} \mathcal{J}^{-2}, \\
T &= (5 \times 10^7 \text{ K})(\alpha M)^{-1/4} r^{-3/8}, \\
\tau &= 3(\alpha^{-1} M \dot{m}_{17}^{-1}) r^{3/2} \mathcal{J}^{-1},
\end{aligned} \tag{1.6}$$

siendo

$$\mathcal{J} \equiv 1 - \left(\frac{r_i}{r} \right)^{1/2}, \tag{1.7}$$

donde r_i es el radio interno del disco, \dot{m}_{17} la tasa de acreción de masa en unidades de 10^{17} g s^{-1} , y α un parámetro adimensional para la viscosidad tal que $f_\phi = \alpha P$ ($\alpha \leq 1$). Los modelos construidos utilizando esta relación típicamente dejan α libre, como un parámetro constante de las ecuaciones de la estructura del disco. El estudio de fuentes de rayos X ha provisto algunas estimaciones empíricas del parámetro α . Un valor considerado aceptable es $\alpha = 0.1$.

El borde interno del disco se determina según el tipo de estrella compacta: para un agujero negro de Schwarzschild, por condiciones de estabilidad de las órbitas por efectos relativistas es $r_i = 6 GM_{\text{bh}}/c^2$. Para una enana blanca, el disco alcanza la superficie de la estrella y es $r_i = R_{\text{wd}}$. Para una estrella de neutrones se tiene una buena aproximación tomando como para un agujero negro $r_i = 6 GM/c^2$. Sin embargo, como veremos más adelante, el campo magnético de la estrella puede ser un factor determinante de la estructura del disco en sus regiones internas.

Este modelo para un disco de acreción es conceptualmente la solución más simple a las ecuaciones hidrodinámicas para la acreción en un disco delgado. Por supuesto, modelos más complejos son posibles.

¹Ver por ej. [30] para una expresión del valor de r que cumple esa condición.

Capítulo 2

Procesos físicos en la magnetósfera de una estrella de neutrones acretante

2.1 El rol del campo magnético en la estructura del disco

Observaciones de líneas de ciclotrón en pulsares de rayos X han permitido estimar que las estrellas de neutrones allí presentes poseen campos magnéticos muy intensos, que llegan a ser del orden de varias veces 10^{12} Gauss. Los efectos que un campo magnético tan intenso pueda tener en la estructura del disco de acreción no pueden ser pasados por alto.

Para el caso de acreción esférica sobre una estrella con campo magnético dipolar $B(r) = B_{\text{sup}} (R/r)^3$ la presión magnética a la distancia radial r es

$$p_{\text{mag}} \approx \frac{B^2}{2\mu_0} \approx \left(\frac{B_{\text{sup}}^2}{2\mu_0} \right) \left(\frac{R}{r} \right)^6. \quad (2.1)$$

La materia que esta siendo acretada puede considerarse que cae libremente desde el infinito y su velocidad de caída es entonces, al radio r , $v = \sqrt{2GM/r}$. La presión que este gas ejerce sobre el campo magnético es la tasa a la cual transporta impulso hacia el centro al radio r , por unidad de área, que es $p_{\text{ram}} = \rho v^2$. Esta presión es equilibrada por la del campo magnético a un radio r_{Λ} , conocido como el radio de *Alfvén*. Entonces

$$\rho v^2 = \frac{B_{\text{sup}}^2}{2\mu_0} \left(\frac{R}{r_{\Lambda}} \right)^6. \quad (2.2)$$

En el caso de acreción esférica, la tasa de acreción de masa \dot{m} está dada por $\dot{m} = 4\pi r^2 \rho v$, lo que permite reorganizar la ecuación (2.2) en términos de la tasa de acreción:

$$r_A = \left(\frac{2\pi^2}{G\mu_0} \right)^{1/7} \left(\frac{B_{\text{sup}}^4 R^{12}}{M \dot{m}^2} \right)^{1/7} \quad (2.3)$$

Para una estrella de neutrones acretante típica, el radio de Alfvén suele ser $r_A \sim 10^3$ km, que es del orden de 100 veces el radio de la estrella. Este es un resultado importante en el caso de fuentes de rayos X luminosas. La vecindad inmediata de la estrella de neutrones es dominada por el campo magnético. La única forma en la que la materia puede ser acretada hasta la superficie de la estrella de neutrones, y liberar la máxima cantidad de energía potencial gravitatoria que fue convertida en cinética al caer, es llegando a la estrella por las zonas polares canalizada a través de las líneas de campo magnético. Así aparece el concepto de una columna de acreción asociada con el material en caída sobre estrellas de neutrones magnetizadas. Sólo si el campo magnético es débil el gas podría caer directamente sobre la superficie de la estrella.

Cuando el gas acretado forma un disco el problema es más complejo, ya que debe entenderse la interacción del campo magnético con el plasma del disco. Los detalles de esa interacción dependen del ángulo entre el eje magnético de la estrella de neutrones y el eje de rotación del disco de acreción. Para encontrar el valor del radio hasta el cual el campo magnético de la estrella domina la situación dinámica, deben igualarse el torque ejercido por el disco de acreción sobre la estructura del campo magnético y el torque magnético asociado con el campo deformado a ese radio. Ese no resulta un cálculo trivial. Pero en general, se encuentra un resultado similar al obtenido en el caso anterior de acreción esférica, dando un radio ligeramente menor al de Alfvén, típicamente del orden de la mitad de éste (ver más adelante detalles sobre el apantallamiento). La similitud con el caso esférico está dada por la fuerte dependencia radial de la presión del campo del campo magnético, $p_{\text{mag}} \propto r^{-6}$.

→ Nuevamente, la acreción puede tener lugar sólo sobre las zonas polares de la estrella compacta; pero ahora la columna de acreción se levanta del disco y conduce el material hacia la estrella a lo largo de las líneas del campo magnético. El ángulo de apertura de la columna cuando llega hasta la superficie de la estrella de neutrones depende del ángulo de inclinación entre el momento magnético dipolar y el eje del disco [24].

→ Si bien el hecho de cómo el plasma en caída es canalizado por las líneas del campo magnético es un problema extremadamente difícil de resolver, se conoce que el campo magnético no penetra el plasma mucho más allá del radio de Alfvén. La columna de acreción lleva corrientes inducidas

en el plasma por el campo magnético y forma entonces corrientes superficiales que apantallan el campo fuera de r_A y lo refuerzan dentro.

→ Otro hecho importante es que el disco de acreción ejerce un torque sobre la magnetosfera de la estrella, que a su vez, lo transmite directamente a la propia estrella. Así el proceso de acreción puede aumentar la velocidad de rotación de una estrella de neutrones, con lo que el período entre pulsos disminuye al contrario de lo que ocurre con los pulsares aislados. Este es un hecho observado en binarias con emisión de rayos X, y puede ser uno de los procesos que llevan a la formación de pulsares de milisegundos.

Apantallamiento: La generación de corrientes inducidas en la superficie del disco modifica el valor del campo magnético en su interior. Esto se cuantifica en un factor de apantallamiento η , de modo que el campo magnético en el interior del disco ya no es el dipolar de la estrella de neutrones ($B_{\text{dipolar}} = -\mu/r^3$, donde el valor del dipolo es $\mu = B_{\text{sup}} R^3/2$). En su lugar $B_z = \eta B_{\text{dipolar}}$ dentro del disco. El caso $\eta = 0$ corresponde a un disco completamente diamagnético. Este factor η depende de la difusividad magnética del plasma en el disco y su valor determina la ubicación del borde interno del disco de acreción.

De acuerdo al modelo de disco standard en torno de una estrella magnetizada [13] existe una amplia zona de transición entre las regiones exteriores del disco que no son perturbadas y la magnetósfera que corrota con la estrella de neutrones. En esa zona se produce la disrupción del disco que resulta en el transporte de material por las líneas del campo magnético hasta la superficie estelar. Esta zona de transición puede dividirse en dos regiones: desde su radio exterior R_{ext} hasta el radio interno donde deja de haber rotación Kepleriana R_o , y desde R_o hasta el radio de corrotación R_{co} donde el plasma es forzado a corrotar con la estrella. La velocidad angular cambia rápidamente de Ω_d en R_o a Ω_* en R_{co} . La diferencia $R_o - R_{\text{co}}$ es mucho menor que R_o . En adelante llamaremos radio interno del disco al radio R_o .

Ha sido demostrado [31], que para plasma no totalmente diamagnético, el radio interno del disco se ubica en

$$R_o = 1.35 \gamma_o^{2/7} \eta^{4/7} r_A, \quad (2.4)$$

donde el ángulo de inclinación magnética es $\gamma_o = -B_{\phi_o}/B_{z_o} \sim 1$ y r_A es el radio de Alfvén para acreción esférica.

Algunos autores [13] obtuvieron $\eta \simeq 0.2$, mediante el cálculo de las corrientes toroidales inducidas por el flujo radial en R_o . Otros autores han argumentado que el campo atraviesa por

completo el disco y $\eta \simeq 1$ (ver Refs. [23] y [31]).

Cerca de R_o el disco tiene un semfespesor h dado por las expresiones para un disco standard. Reemplazando (2.4) en (1.6) se tiene:

$$\frac{h}{R_o} = 9 \times 10^{-3} R_o^{1/20} \alpha^{-1/10} M^{-3/10} \dot{m}_{17}^{1/5} \mathcal{J}^{1/5}, \quad (2.5)$$

donde, en el lado derecho, R_o debe expresarse en unidades GM/c^2 . De las mismas ecuaciones, asumiendo que el disco está formado por iones de masa m_p , se tiene para la densidad de columna $N = \Sigma/m_p$ en R_o :

$$N = 4.18 \times 10^{26} \beta^{-3/5} \dot{m}_{17}^{27/35} B_{12}^{-12/35} M^{-3/35} R_6^{-30/35} \text{ cm}^{-2}. \quad (2.6)$$

2.2 Aceleración de partículas en la magnetósfera de una estrella de neutrones acretante

Las interacciones electrodinámicas de una estrella de neutrones magnetizada con el disco de acreción que la rodea son en principio muy complejas. En un planteo completo aparecen inestabilidades magnetohidrodinámicas y reconexión de líneas de campo magnético, también podrían existir campos electricos radiales y varios efectos relacionados.

En [9] se ha considerado la estructura del campo eléctrico y la distribución de plasma en un modelo simplificado del dínamo que forma la estrella de neutrones con su disco de acreción. Se asume simetría axial y que el disco es un plasma perfectamente conductor ($\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$ en su superficie).

Para comprender la situación primero se puede plantear el caso de rotación rígida, donde se igualan la velocidad angular del disco ($\vec{\Omega}_d$) y de la estrella ($\vec{\Omega}_*$): $\vec{\Omega}_d = \vec{\Omega}_* = \vec{\Omega}$. Para un estado estacionario (de equilibrio) la fuerza resultante sobre cada partícula se anula. Si se desprecian los efectos inerciales, es la fuerza de Lorentz la que debe ser nula. Entonces, dentro del cilindro de luz que se define igual que para un pulsar aislado, se tiene

$$\vec{E} = \left(\frac{\vec{\Omega} \times \vec{r}}{c} \right) \times \vec{B} \quad (2.7)$$

de donde

$$\rho = \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{E}}{4\pi} = \frac{\vec{\Omega} \cdot \vec{B}}{2\pi c} \left[1 - \left(\frac{\vec{\Omega} \times \vec{r}}{c} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (2.8)$$

La densidad de carga ρ se anula en la superficie $\vec{\Omega} \cdot \vec{B} = 0$ y las cargas en la magnetósfera quedan separadas en dos regiones. Si se consideran los efectos inerciales, la fuerza que realmente actúa sobre las partículas del plasma es

$$\vec{F}_{\pm} = e_{\pm} \vec{E} - m_{\pm} \left[\vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}) - \frac{GM\vec{r}}{r^3} \right], \quad (2.9)$$

donde m_+ es la masa del ion, m_- del electrón, y la carga respectiva e_{\pm} . Las cargas opuestas sienten una fuerza a lo largo de la línea de campo magnético $\Delta \vec{F}_{\pm} \cdot \vec{B}$ que las separa.

Considerese ahora un disco de acreción Kepleriano en rotación alineada con la estrella de neutrones, y cuyo radio interno R_o rota más rápido que la estrella. Un planteo similar al anterior lleva a que la magnetósfera está separada a lo largo de la superficie nula $\vec{\Omega} \cdot \vec{B} = 0$. La magnetósfera queda de hecho dividida en tres partes (ver Figura 2.1):

- i) Una parte acoplada con la estrella por las líneas de campo magnético que corrotan con ella. Allí vale la expresión (2.8) con $\vec{\Omega} = \vec{\Omega}_*$.
- ii) Una parte vinculada al disco por líneas de campo magnético que no cruzan la superficie nula entre la estrella y el disco. Esta parte corrota con el disco y sigue valiendo $\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$.
- iii) En el entorno de la superficie nula, entre las regiones i) y ii) queda una brecha vacía de plasma. En esta zona $\vec{E} \cdot \vec{B} \neq 0$.

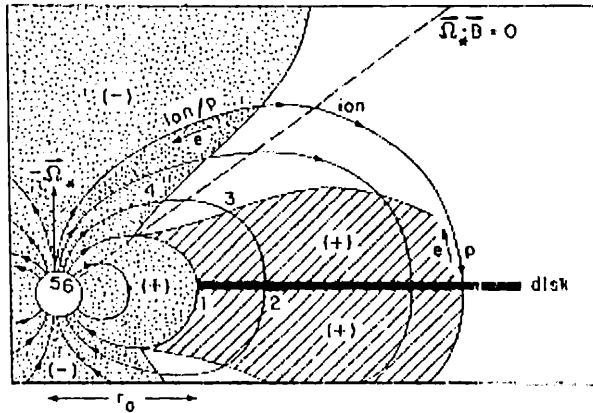


Figura 2.1: Las tres regiones de la magnetósfera cuando $\Omega_d > \Omega_*$. La región punteada corrota con la estrella, La región rayada corrota con el disco. Entre ellas existe una región que se encuentra vacía de plasma, y allí es $\vec{E} \cdot \vec{B} \neq 0$ [9].

En esta geometría con $\Omega_d > \Omega_*$ y una brecha en el plasma, \vec{B} es independiente del tiempo, luego $\oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = 0$. Eligiendo un camino de integración adecuado (1-2-3-4-5-6-1 en la figura), puede calcularse la fuerza electromotriz ϵ que aparece entre las supercifices que delimitan la brecha. Cambiando de signo, se hablará de una diferencia de potencial (electrostático) V_g :

$$V_g = -\epsilon = \int_{r_o}^r [\Omega_d(r) - \Omega_*] B_z(r) \frac{r dr}{c}, \quad (2.10)$$

con B_z la componente vertical de \vec{B} en el disco.

El que la brecha se extienda hacia afuera indefinidamente, o se cierre, o se expanda hasta tocar el disco (o la estrella) depende de la distribución de velocidades en el disco y de qué tan cerca del radio interno del disco se halle un radio de corrotación con la estrella. Cuando se considera $\Omega_d < \Omega_*$ no aparece la diferencia de potencial.

Cualquier proceso de producción de pares dentro de la brecha de plasma resulta en un electrón e^- y un positrón e^+ que son inmediatamente separados en direcciones opuestas al ser acelerados en la diferencia de potencial. En consecuencia cambiará la distribución de cargas disminuyendo el valor de V_g .

Los fotones de energías en el rango X y óptico son abundantes en un sistema de este tipo. Estos pueden ser llevados a energías mucho mayores (rango γ) por efecto Compton inverso con los e^-e^+ acelerados en la brecha. Algunos de estos rayos γ crearán nuevos pares al interactuar con los fotones de energía menor. Algunas de estas nuevas cargas, luego de ser aceleradas, brindan energía a otros fotones por efecto Compton inverso. Así siguiendo, las cargas se redistribuyen dando en última instancia un límite para el valor de la diferencia de potencial que puede establecerse en la brecha de plasma. De acuerdo a [9], se tiene

$$V_{\max} \approx 4 \times 10^{14} \beta^{-5/2} M^{1/7} R_6^{-4/7} L_{37}^{5/7} B_{12}^{-3/7} V, \quad (2.11)$$

donde M es la masa de la estrella de neutrones en masas solares, $R_6 \equiv R/10^6$ cm es su radio, $B_{12} \equiv B_{\text{sup}}/10^{12}$ G su campo magnético, L_{37} su luminosidad de rayos X en unidades de 10^{37} erg s^{-1} , y $\beta \equiv 2R_o/r_A$ es dos veces el cociente entre el radio interno del disco de acreción y el radio de Alfvén. Para un pulsar de rayos X con parámetros típicos se tiene $V_{\max} \sim 10^{15}$ eV.

Los protones que entran a la brecha, provenientes de la zona que corrota con la estrella, son acelerados hasta energías $E_p \sim e V_{\max}$. Entonces, para $V_{\max} \sim 10^{15}$ eV se tiene una corriente de protones ultrarrelativistas, pues $E_p \gg m_p c^2$. Estos protones son dirigidos hacia el disco de acreción siguiendo las líneas del campo magnético. La corriente máxima que fluye atravesando

la brecha queda determinada por la condición de que el campo magnético acimutal, inducido por la corriente, no exceda el valor inicial del campo magnético. Luego

$$J_{\max} \approx 1.5 \times 10^{24} \beta^{-2} M^{-2/7} R_6^{1/7} L_{37}^{4/7} B_{12}^{-1/7} \text{ esu s}^{-1}. \quad (2.12)$$

En su viaje hacia el disco a lo largo de una línea de campo dipolar, el protón emite parte de su energía como radiación de curvatura (debido a que su trayectoria no es recta y por tanto la partícula se acelera). La radiación en óptico y X del sistema es vista en el sistema de referencia fijo al protón como fotones gamma muy energéticos. Un fotón gamma puede crear pares electrón-positrón en el campo Coulombiano de una partícula cargada. También puede crear piones, proceso que se denomina fotoproducción de hadrones (ver el Apéndice). Estos tres efectos hacen perder al protón sólo una fracción pequeña de su energía por el rango de los parámetros involucrados en este trabajo. Esto hace que la corriente de protones que impacta en el disco sea tremendamente energética. El número medio de protones impactando contra el disco es enorme, $N_p = J_{\max}/e \sim 10^{33}$, y la potencia total depositada en el disco es

$$\dot{E}_{\text{rminy}} \rightarrow J_{\max} V_{\max} \quad (2.13)$$

y resulta $\sim 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$.

La colisión de protones relativistas contra el disco produce piones que al decaer inician cascadas electromagnéticas que resultan en la emisión de radiación gamma. Los detalles de estos procesos son el motivo del siguiente capítulo.

Capítulo 3

Radiación γ en estrellas de neutrones con acreción

Como se discute en el capítulo anterior, en la magnetósfera de una estrella de neutrones acretante puede establecerse una corriente de protones relativistas que se dirigen, a lo largo de líneas de campo magnético, hacia el disco de acreción. Una simplificación que se introduce es estimar los valores de magnitudes físicas del disco por su valor en R_o , lo cual es válido en las regiones internas del disco, donde se desarrollan los procesos que describiremos. Procederemos así y en adelante no se indicará la dependencia radial.

Una aproximación de primer orden para poder evaluar los efectos del impacto de los protones relativistas contra el disco es suponer que todos (los protones) llegan al disco con la misma energía $E_p \sim e V_{\max}$, con V_{\max} dado por (2.11). Luego el flujo de protones J_p es una función delta de Dirac en la variable energía, y puede ser estimado como

$$J_p(E) \sim \frac{\delta(E - E_p)}{2\pi} \frac{J_{\max}}{e\pi R_o^2} \frac{\text{protones}}{\text{s cm}^2 \text{ sr}}, \quad (3.1)$$

donde J_{\max} está dada por la expresión (2.12) y R_o por (2.4).

El concepto básico de profundidad óptica puede adoptarse para partículas con la misma definición que para fotones. Si un flujo de partículas de intensidad inicial $I^0(E)$ es inyectado en un medio con densidad de partículas n , la intensidad después de atravesar una distancia x será

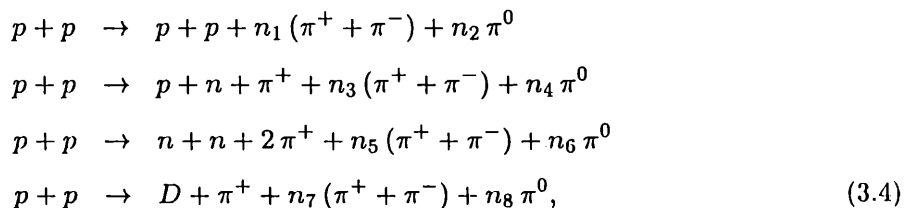
$$I(E) = I^0(E)e^{-\tau}, \quad (3.2)$$

donde

$$\tau = \sigma n x \quad (3.3)$$

es la profundidad óptica y σ la sección eficaz de la interacción relevante. La cantidad $\lambda = (\sigma n)^{-1}$ es el camino libre medio de las partículas en el medio. La probabilidad de que una partícula interactúe luego de haber atravesado la distancia L es $1 - e^{-L/\lambda}$.

Los protones relativistas, acelerados en la magnetósfera, interactúan con los protones que forman parte del disco si la profundidad óptica de la reacción protón-protón, $\tau_{pp} = 2hn_p\sigma_{pp}$, supera la unidad. La sección eficaz para la interacción de dos protones se determina en forma experimental¹, siendo $\sigma_{pp} \sim 4 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$. Los principales canales de la interacción protón-protón dan como resultado la creación de mesones π [21]:



donde p denota un protón, n un neutrón y D un deuterón, y $n_1 - n_8$ son números naturales. Los piones tienen una vida media corta (2.6×10^{-8} segundos para un π^\pm y 8.4×10^{-17} s para un π^0) transcurrida la cual decaen produciendo muones (mesones μ), electrones, positrones y fotones via

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (3.5)$$

y

$$\begin{aligned} \pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu \\ \mu^\pm &\rightarrow e^\pm + \nu_\mu + \bar{\nu}_e, \end{aligned} \quad (3.6)$$

siendo la vida media del muón 2.2×10^{-6} s. Los rayos gamma, electrones y positrones creados de esta forma pueden iniciar cascadas electromagnéticas en el interior del disco. Los neutrinos escapan sin interactuar con la materia².

¹En [11] puede verse la curva que se obtiene para la sección eficaz total (inelástica) en función de la energía del protón incidente.

²De hecho se espera que estrellas de neutrones con acreción sean fuentes puntuales intensas de neutrinos. Ver [3]

La inyección de rayos gamma de altas energías en un medio constituido por gas (plasma), radiación y campo magnético resulta en la creación de pares electrón-positrón si la profundidad óptica a la radiación gamma es mayor que 1. Si estos pares tienen suficiente energía, pueden emitir una nueva generación de rayos gamma a través de Bremsstrahlung relativista, interacciones Compton inverso y/o radiación sincrotrón/de curvatura. Los nuevos rayos gamma pueden crear nuevos pares. Así siguiendo se desarrolla la cascada, distribuyendo la energía en un número cada vez mayor de partículas y fotones. El espectro de rayos gamma que emerge de una cascada dependerá de las características del medio donde se desarrolla y del espectro inyectado inicialmente.

En principio una cascada puede describirse por completo sólo si se tiene información sobre todas las partículas posiblemente involucradas y sus interacciones. El progreso de dichas interacciones se estudia en el formalismo de la teoría de transporte de la mecánica estadística. Las ecuaciones que se plantean son de una complejidad enorme y en pocos casos resolubles en forma analítica. Se recurre entonces a simulaciones numéricas para analizar el desarrollo de una cascada [19]. Algunas estimaciones son sin embargo posibles, en base a caminos libres medios de las interacciones y energías más probables de los fotones emitidos. En este trabajo nos limitaremos a hacer este tipo de estimaciones.

Retornemos a lo que sucede con los rayos γ que se originan en el decaimiento de piones neutros. Son creados a una profundidad $\sim \lambda_{p\pi}$ dentro del disco, aproximadamente donde colisionaron los protones. La energía de uno de estos fotones gamma es

$$E_\gamma \simeq f_\pi E_p, \quad (3.7)$$

siendo el factor $f_\pi \approx 0.17$ para energías del protón inicial (E_p) del orden de GeVs a TeVs [2].

Dada una expresión arbitraria para el flujo de protones, la emisividad de fotones que resultan del decaimiento de π^0 puede expresarse como

$$q_\gamma(E_\gamma) = 2 \int_{E_\pi^{\min}}^{\infty} \frac{q_\pi(E_\pi)}{\sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2 c^4}} dE_\pi, \quad (3.8)$$

donde

$$E_\pi^{\min}(E_\gamma) = E_\gamma + \frac{m_\pi^2 c^4}{4E_\gamma}, \quad (3.9)$$

y

$$q_\pi(E_\pi) = \int \delta(E_\pi - f_\pi(E - m_p c^2)) \sigma_{pp}(E) J_p(E) dE$$

$$= \frac{1}{f_\pi} \sigma_{pp} \left(m_p c^2 + \frac{E_\pi}{f_\pi} \right) J_p \left(m_p c^2 + \frac{E_\pi}{f_\pi} \right), \quad (3.10)$$

donde σ_{pp} es la sección eficaz (inelástica) de la interacción de dos protones. Adoptando para el flujo de protones la expresión (3.1) se obtiene

$$q_\gamma(E_\gamma) \simeq \frac{J_{\max}}{e \pi} \frac{\sigma_{pp}(E_p)}{f_\pi E_p} \delta(E_\gamma - f_\pi E_p) \frac{\text{fotones}}{\text{átomo eV s sr}}, \quad (3.11)$$

Al integrar la emisividad, se obtiene la intensidad de radiación generada

$$I_\gamma^o(E_\gamma) = \int_0^{2h} q_\gamma(E_\gamma) E_\gamma^2 n_p e^{-z/\lambda_{pp}} dz. \quad (3.12)$$

Y la energía que por unidad de tiempo que se genera dentro del disco en forma de fotones es

$$L^{\pi^0}(E_\gamma) = 2 f_\pi \dot{E}_{\text{iny}} (1 - e^{-2h/\lambda_{pp}}), \quad (3.13)$$

con \dot{E}_{iny} dada por (2.13).

Una vez que son creados en una fuente, los rayos gamma pueden ser absorbidos por fotones o medios materiales, ya sea en la misma fuente o en el medio entre la fuente y el detector. Los principales mecanismos que resultan en la absorción de rayos gamma, en el rango de energías que nos interesa, son la creación de pares en el campo Coulombiano de un núcleo y la creación de pares en interacciones fotón-fotón.

En el contexto del disco de acreción y los fotones gamma del decaimiento $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, el valor típico de la energía de un rayo gamma es $E_\gamma = 10$ TeV, que resulta de aplicar (3.7) para $E_p = e V_{\max} \sim 10^{14}$ eV. Consideremos su interacción con un fotón del disco que tendrá energía del orden de $E_{\text{ph}}^{\text{disk}} = 1$ keV. La sección eficaz de la interacción de estos dos fotones (ver fórmula en el Apéndice) es $\sigma_{\gamma\chi} \sim 10^{-29}$ cm². La densidad de los fotones del disco n_{ph} puede estimarse tomando valores típicos de la luminosidad del disco de acreción $L = 10^{37}$ erg s⁻¹ y radio interno del disco $R_o \sim 10^8$ cm, entonces

$$n_{\text{ph}} \approx \frac{3L}{4\pi c R_o^2 E_{\text{ph}}^{\text{disk}}} \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}. \quad (3.14)$$

Luego $\tau_{\gamma\chi} = 2h\sigma_{\gamma\chi}n_{\text{ph}} \sim 10^{-3}$. Por lo tanto, no habrá creación de pares por la interacción de fotones dentro del disco.

Veamos que sucede con la interacción del mismo fotón gamma con un protón del disco. La densidad de protones típica del disco es $n_p \sim 10^{19}$ cm⁻³. La sección eficaz resulta $\sigma_{\gamma p} \simeq 10^{-26}$ cm² (ver fórmula en Apéndice). Entonces $\tau_{\gamma p} = 2h\sigma_{\gamma p} \sim 1$. Este es un resultado importante. La

profundidad óptica $\tau_{\gamma p}$ determinará si los fotones gamma del decaimiento de π^0 son absorbidos dentro del disco (para crear pares). Esta cantidad es sensible básicamente a la luminosidad del disco, o lo que es equivalente, a la tasa de acreción, pues $L \approx \xi \dot{m} c^2$ (1.3). La tasa de acreción determina la estructura del disco en cuanto a su dependencia temporal (ver las expresiones (1.6)), pues todos los otros parámetros del sistema permanecen constantes. Recordemos la expresión (2.6) para la densidad de columna $N = 2hn_p$ en R_o :

$$N = 4.18 \times 10^{26} \beta^{-3/5} \dot{m}_{17}^{27/35} B_{12}^{-12/35} M^{-3/35} R_6^{-30/35} \text{ cm}^{-2}. \quad (3.15)$$

En una estrella de neutrones acretante la densidad de columna del disco sigue la variación de la tasa de acreción de masa.

- ✦ Un cambio en la tasa de acreción puede darse simplemente por el movimiento orbital. Cerca del momento de pasaje por el periastro (considerando una órbita con excentricidad apreciable) el aumento en la tasa de acreción lleva a un aumento en la densidad de columna, y por lo tanto en la profundidad óptica de los rayos gamma. Del mismo modo, cerca del pasaje por el apoastro, cuando la tasa de acreción disminuye, el disco podría volverse transparente para esos mismos rayos gamma.
- ✦ La luminosidad del disco se concentra mayormente en emisión de rayos X blandos (y por eso habíamos tomado $E_{\text{ph}}^{\text{disk}} = 1 \text{ keV}$). Entonces lo que el párrafo anterior indica, es que una estrella de neutrones acretante puede en un momento ser una fuente intensa en rayos X pero no detectable en rayos γ de altas energías (cerca del periastro). Mientras que la situación se invierte cerca del apoastro. Esto es, habría una anticorrelación temporal entre las señales detectables en rayos X y gammas energéticos.
- ✦ Al aplicar este modelo a un pulsar Be/X conviene tener presente que la periodicidad no sería estricta, debido a la naturaleza caótica de los vientos estelares de la estrella Be, que pueden producir cambios rápidos en la tasa de acreción [26].

3.1 Cascadas electromagnéticas en el interior del disco

Los rayos γ que son absorbidos en el disco y los electrones/positrones que se crean en el decaimiento de piones, como ya se ha dicho, pueden iniciar cascadas electromagnéticas.

Un planteo simplificado para estimar el desarrollo de la cascada comprende iteraciones de los siguientes cálculos. (Introducimos una notación de supraíndices que indican el orden en la generación de un fotón y un electrón.)

- Para fotones: Sean $E_{\text{ph}}^{(i)}$ la energía del fotón, y $d^{(i)}$ la profundidad dentro del disco donde fue emitido. La sección eficaz para la creación de pares por la interacción del fotón con un protón del disco $\sigma_{\gamma p}$ es función de $E_{\text{ph}}^{(i)}$. Si $\tau_{\gamma p}^{(i)} > 1$ en la distancia $(2h - d^{(i)})$, el rayo γ es absorbido para crear un par e^-e^+ . Cada elemento del par se lleva una energía $E_e^{(i+1)} \simeq E_{\text{ph}}^{(i)}/2$.
- Para electrones (positrones): De los tres procesos mediante los cuales el electrón pierde energía: radiación sincrotrón (Sy), Bremsstrahlung relativista (Br), o efecto Compton inverso (IC), hay uno que será dominante, dependiendo de varios factores (la energía del electrón entre ellos).

Estos procesos han sido bien estudiados y para cada uno se conoce la expresión de la pérdida de energía total que producen al electrón, $\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{proceso}}$ (fórmulas en el Apéndice). El tiempo de enfriamiento mediante un proceso particular se define como

$$t_{\text{proceso}}^{-1} = -\frac{1}{E} \left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{proceso}}. \quad (3.16)$$

En un intervalo de tiempo t_{proceso} las pérdidas de energía de un electrón se hacen comparables con el valor inicial de su energía: el electrón se “enfrió”.

Calculando los tiempos de enfriamiento t_{IC} , t_{Sy} y t_{Br} puede determinarse qué proceso domina las pérdidas de energía del electrón; es el proceso que lo hace enfriarse más rápidamente (t_{proceso} menor). Mediante el proceso que domina sus pérdidas energéticas el electrón emite energía con un espectro conocido. Hay un valor de energía característico que indica el máximo de intensidad de dicho espectro y que es la energía más probable del fotón emitido.

Consideraremos que el electrón de energía $E_e^{(j)}$ emite un fotón de energía $E_{\text{ph}}^{(j)}$ dada por la energía característica del proceso que domina sus pérdidas.

Para la radiación por efecto Compton inverso y Bremsstrahlung relativista, que pueden considerarse como procesos colisionales, el electrón recorre una distancia del orden de su camino libre medio antes de emitir un fotón. Esto no ocurre en el caso de la radiación sincrotrón, donde el electrón emite por su propio movimiento (afectado del campo magnético). Estos son detalles a tener en cuenta al determinar a qué profundidad dentro del disco es emitido un fotón.

Finalmente emergen del disco fotones γ para los cuales la profundidad óptica es menor que 1. Dichos fotones se enfrentan aún, antes de ser detectables por un observador lejano, a la posibilidad de interacción con los fotones provenientes de la estrella de neutrones y su disco de acreción.

3.2 Opacidad en la fotósfera

Cuando un fotón de energía E_γ se enfrenta a la posible interacción con fotones distribuidos en energías según un dado espectro, que es el caso más general, la expresión de la profundidad óptica ya no es tan simple como (3.3). Para este caso debe calcularse como

$$\tau(R_o, E_\gamma) = \int_{E_{\min}(E_\gamma)}^{\infty} \int_{R_o}^{\infty} n_{\text{ph}}(E_X, r) \sigma_{e^-e^+}(E_X, E_\gamma) dr dE_X, \quad (3.17)$$

donde E_X es la energía de un fotón emitido por la estrella de neutrones (o su disco de acreción). $n_{\text{ph}}(E_X, r)$ es la densidad de dichos fotones a la distancia r de la estrella, $\sigma_{e^-e^+}(E_X, E_\gamma)$ es la sección eficaz de interacción de dos fotones (ver Apéndice), E_{\min} es la energía umbral (del fotón X) para que se puedan crear pares, y el radio interno del disco R_o se ha tomado como la escala de distancia del volumen donde se emiten los fotones.

La densidad de fotones tiene principalmente dos componentes $n_{\text{ph}} = n_{\text{ph},1} + n_{\text{ph},2}$ dadas por:

- a) Los fotones emitidos como radiación de cuerpo negro del disco, con máximo en la temperatura efectiva del disco $T_{\text{disk}} = E_{\text{ph,disk}}/k$:

$$n_{\text{ph},1}(E_X, r) = \left(\frac{\pi B(E_X)}{hc E_X} \right) \frac{R_o^2}{r^2}, \quad (3.18)$$

siendo aquí h la constante de Planck, y

$$B(E_X) = \frac{2E_X^3}{(hc)^2 (e^{E_X/kT_{\text{disk}}} - 1)}. \quad (3.19)$$

- b) Los rayos X emitidos en las zonas polares de la estrella de neutrones, donde choca la columna de acreción. Esta última componente se ajusta mejor con el espectro de radiación térmica producida por Bremsstrahlung [22], siendo

$$n_{\text{ph},2}(E_X, r) = \frac{L_o}{4\pi c r^2 E_X^2 e^{E_X/kT}} \text{ para } E_X \geq 2 \text{ keV}, \quad (3.20)$$

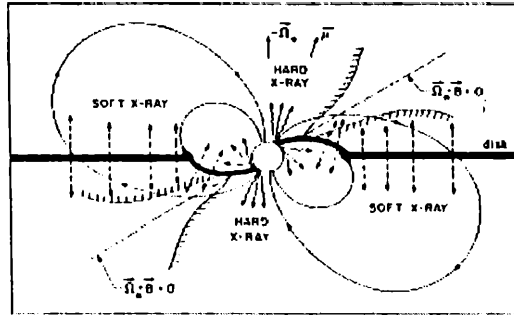


Figura 3.1: Diagrama del sistema y su fotosfera.

donde L_o es la luminosidad total emitida en forma de rayos X duros, y la energía kT es del orden de 100 keV en casos típicos.

En la Figura 3.1 puede verse un esquema de las zonas de emisión.

La absorción de los rayos γ en el campo radiativo del sistema puede llegar a ser el factor decisivo de la curva de luz y de la forma del espectro detectables para una estrella de neutrones acretante.

Una vez más cuando los rayos γ son absorbidos ($\tau_{\gamma X} > 1$) se generan pares e^+e^- energéticos y se inician cascadas electromagnéticas, ahora dominadas por efecto Compton inverso.

Capítulo 4

Aplicación a 2S1417-624 y otros sistemas

4.1 Una fuente MeV variable

Un reanálisis reciente de los datos obtenidos por el experimento COMPTEL (a bordo del Compton Gamma Ray Observatory) reveló la existencia de una fuente variable de rayos gamma, designada GRO 1411-64 [32]. Se trata de una fuente no identificada en el sentido de que no se conoce su contraparte en otras longitudes de onda y por lo tanto se desconoce el mecanismo físico responsable de su emisión en altas energías.

Los flujos detectados en cuatro bandas MeV se listan en la Tabla 4.1. Las observaciones abarcan un total de 7 períodos (de entre 1 y 2 semanas) entre el 21 de marzo y el 25 de julio de 1995. La Figura 4.1 muestra la curva de luz que corresponde a esas fechas. La nueva fuente es claramente variable en la banda 1-3 MeV en el lapso de meses. El espectro en dicha banda corresponde a una ley de potencias con índice $\Gamma = 2.61_{-0.30}^{+0.33}$.

La posición más probable de esta fuente que surge de combinar las detecciones mencionadas, se ubica en $l \sim 311.5^\circ$ y $b \sim -2.5^\circ$. Los contornos de probabilidad desde esa ubicación se ilustran en la Figura 4.2 incluyendo los objetos encontrados en las bases de datos públicas como posibles emisores de rayos γ ubicados en ese área. Esta fuente coincide espacialmente con otra observada con anterioridad por el satélite COS B, denominada 2CG 312-1.¹

La clara variabilidad de la fuente indica que se trataría de un objeto compacto. Entre las posibles contrapartes para GRO 1411-64 que pueden verse en la Figura 4.2, se incluyen dos nubes

¹La detección de 2CG 312-1 se reporta en [16].

Tabla 4.1: *Flujos de la fuente GRO 1411-64. Las barras de error son de 1σ con un límite superior de 2σ [32].*

Periodo	TJD	Exposición efectiva días	Flujo (10^{-5} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$)			
			0.75-1 MeV	1-3 MeV	3-10 MeV	10-30 MeV
Fase 1	8392-8943	9.29	6.0 \pm 3.1	<6.0	1.7 \pm 1.6	0.8 \pm 0.6
Fase 2	8943-9216	5.87	4.2 \pm 3.5	<10.1	<3.9	1.8 \pm 0.9
Fase 3	9216-9629	7.45	<12.5	6.7 \pm 3.8	2.2 \pm 1.6	<1.6
Fase 4	9629-9993	8.42	13.7 \pm 3.8	21.2 \pm 3.5	4.6 \pm 1.6	<1.2
Fase 5	9993-10371	4.23	18.6 \pm 4.7	<14.7	<4.8	<2.6
VPs 414-424	9797-9923	5.44	19.9 \pm 4.6	36.6 \pm 4.7	5.4 \pm 2.3	<1.8
Fases 1-5	8392-10371	35.26	8.4 \pm 1.7	6.1 \pm 1.6	1.6 \pm 0.8	0.5 \pm 0.3

de alta velocidad (HVC), dos radio pulsares, dos estrellas Wolf-Rayet, un agujero negro binario con detecciones X transitorias y un sistema binario Be/X. La variabilidad de la fuente gamma y su espectro suave excluyen a los radio pulsares como posible contraparte y acotarían fuertemente la emisión que se presume puede emitir una nube de alta velocidad. Si bien las estrellas WR son potenciales emisoras de radiación en la banda MeV cuando forman sistemas binarios [5], para las WR de este caso no se han encontrado evidencias de binaridad. Se ha discutido recientemente la posible emisión variable en la banda MeV proveniente de microcuasares [27] y permanece como una posibilidad abierta para GRO 1411-64. Aquí, siguiendo el modelo teórico que se ha expuesto en este trabajo, se discutirá la posible emisión de rayos gamma por la estrella de neutrones acretante en 2S 1417-624, que es sistema binario Be/X en la caja de error de la detección por COMPTEL. Nos proponemos determinar si este sistema es una contraparte factible para la fuente MeV no identificada².

4.2 El sistema 2S 1417-624

La fuente de radiación X 2S 1417-624, fue descubierta en 1980 [4] mediante observaciones del satélite SAS-3. El análisis de Fourier de los datos obtenidos reveló la presencia de pulsaciones con un período $P \sim 17.63$ segundos, que se acelera a una tasa $\dot{P}/P \sim -0.023$ año $^{-1}$. Dicha aceleración en el período también varió durante las observaciones [20].

Este objeto se ubica en coordenadas $b \simeq 313^{\circ}.02$, $l \simeq -1^{\circ}.60$. Observaciones con el satélite

²Detalles adicionales se dan en [28]

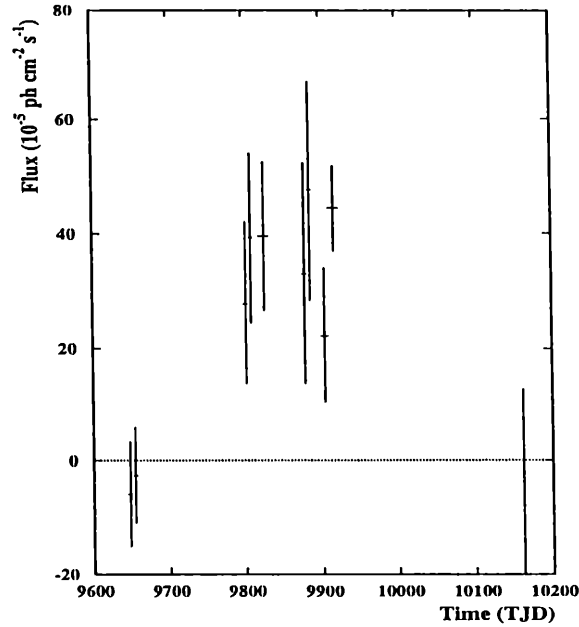


Figura 4.1: *1-3 MeV curva de luz de la fuente GRO 1411-64 entre octubre 1994 - marzo 1995. Cada punto representa un período de observación individual del CGRO. Las barras de error son de 1σ .*

de rayos X Einstein y ópticas con CTIO llevaron a identificar 2S1417-624 con una estrella de magnitud $V \sim 17.26$, que presenta una fuerte emisión en $H\alpha$ de intensidad variable [14]. La indeterminación en tipo espectral (O9 - B3) y clase (V-III), da un rango de distancias para la estrella de entre 1.4 y 11.1 kpc. Se trata de un sistema binario donde una estrella de neutrones acreta los vientos estelares de su compañera, una estrella tipo Be; lo cual explicaría las variaciones en el período de pulsación.

El sistema fue detectado por BATSE entre 1994 y 1995 [10], y por RXTE en 1999 [17]. En ambas ocasiones se observaron episodios de gran intensidad (explosiones) en rayos X. BATSE detectó una explosión mayor, que duró 110 días y 5 menores a continuación. La curva de luz se muestra en la Figura 4.3. La explosión mayor fue detectada entre los 20 y 100 keV.

Asumiendo que el torque por acreción está correlacionado con el flujo X observado, se determina que el período y excentricidad del sistema son $P_{\text{orbital}} = 42.19$ días y $e = 0.446$ respectivamente. Usando un modelo de rotador lento ³ se ha demostrado que la luminosidad prevista para el máximo de la explosión es mucho mayor que la observada (usando la cota de distancia

³Ver las referencias de [10].

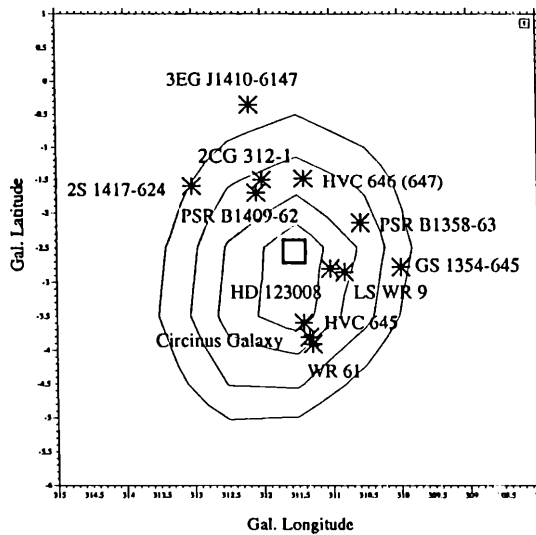


Figura 4.2: Contornos de error cada 1σ en torno de la posición más probable de la fuente GRO 1411-64 [32].

de ≤ 11 kpc); entonces la mayor parte de la luminosidad no está en el pulso o bien no cae en la banda del instrumento (20-1800 keV).

La explosión mayor se inició justo después del pasaje por el periastro y duró cerca de 3 órbitas (sin modulación orbital del flujo durante el pulso). Se cree que se origina por un evento de eyección de masa de la estrella Be durante el cual aumenta considerablemente la tasa de acreción sobre la estrella de neutrones. Las explosiones menores ocurren en las órbitas siguientes, con máximos cerca del momento de pasaje por el apoastro y no detectables cerca del periastro, probablemente el material eyectado ya se despejó cerca de la estrella, en partes interiores de la órbita [10].

Durante la actividad de la explosión mayor de 1995, observada por BATSE, COMPTEL observó 2 veces la fuente γ GRO 1411-64, pero no la detectó. Durante las siguientes explosiones menores, COMPTEL sí detectó la nueva fuente. Esto es, 2S1417-624 como posible contraparte presentaría anticorrelación entre las emisiones en rayos X y γ [32].

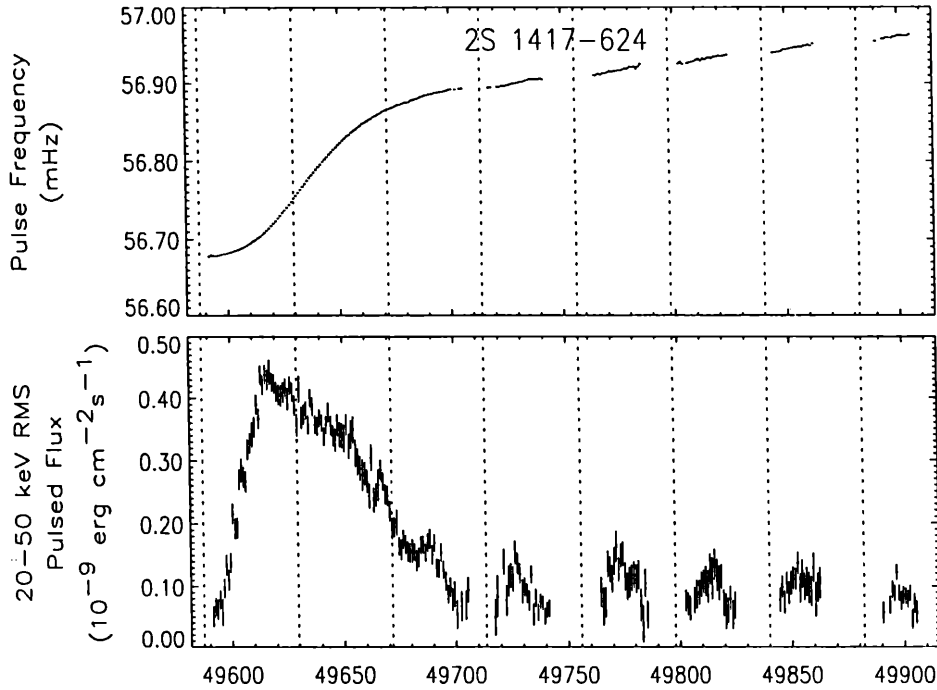


Figura 4.3: *Flujos detectados por BATSE, provenientes de las explosiones en rayos X de 2S 1417-624. En el panel superior se muestra la frecuencia de las pulsaciones, siempre creciente durante las observaciones. El eje de abscisas es el tiempo en (JD - 2440000.5). Las líneas punteadas verticales señalan momentos de pasaje por el periastro. [10].*

4.3 Modelos específicos

Consideremos el modelo de un disco de acreción kepleriano, que es atravesado por el campo magnético de una estrella de neutrones formando un pulsar de rayos X. Para los parámetros básicos de la estrella de neutrones adoptaremos los valores $M = 1.4 M_{\odot}$, $R = 10^6$ cm y $B_{\text{sup}} = 10^{12}$ G, para la masa, radio y campo magnético en la superficie, respectivamente.

Hemos visto que la estructura del disco queda determinada por su luminosidad, que para mayor claridad llamaremos L^{disk} . Supondremos que la variación temporal de L^{disk} es la misma que la del flujo observado de 2S 1417-624 durante su explosión mayor detectada por BATSE. Esta es la única hipótesis en la cual se utilizan datos observacionales, por lo demás el planteo es general para una explosión gigante en una fuente de rayos X ⁴. Para el pico mayor de la curva

⁴Otros ejemplos de curvas de luz durante eventos de actividad X en fuentes transitorias pueden verse en [6]

de luz en la Figura 4.3 se ajustó una función suave del tiempo, que determina $L^{\text{disk}}(t)$ a menos de un factor de escala. Se centró el máximo de la curva a tiempo cero ($L_{\text{peak}} = L^{\text{disk}}(0)$), con lo cual el parámetro t varía entre los días -28.9 y 93.1 . Para la luminosidad máxima se adoptaron tres valores dentro del rango esperado: $L_{\text{peak}} = 0.1, 0.5$ y 1 , en unidades de $10^{37} \text{ erg s}^{-1}$. La Figura 4.4 presenta la evolución temporal de la luminosidad en los modelos planteados.

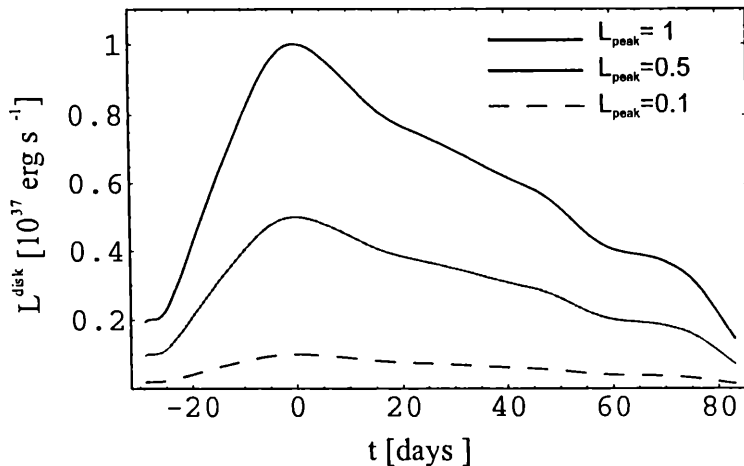


Figura 4.4: Luminosidad emitida por el disco en los distintos modelos, como función del tiempo.

La estructura del disco y ciertos procesos que ocurren en su interior son determinados por el valor que tiene allí el campo magnético. Estando abierto el debate sobre el valor que tendría el parámetro de apantallamiento η , se decidió por adoptar los dos valores standard $\eta = 0.2$ y $\eta = 1$. Se calcularon entonces un total de seis modelos, cada uno caracterizado por L_{peak} y η . Para poder comparar los resultados, se graficaron separándolos según η .

Las cantidades físicas para las partes internas del disco de acreción se muestran en un primer conjunto de resultados graficados en las Figuras 4.5 y 4.9. Los cálculos efectuados para obtener estas cantidades son los presentados a lo largo de los capítulos anteriores. Para el parámetro de la viscosidad que aparece en (1.6) se tomó $\alpha = 0.1$.

En el siguiente conjunto de gráficos, las Figuras 4.6 y 4.10 muestran: La energía total inyectada por segundo en el disco mediante el impacto de protones que fueron acelerados en la magnetósfera (\dot{E}_{iny}), la energía con que los protones llegan al disco (E_p), la profundidad óptica a la interacción de estos protones con los del disco (τ_{pp}), la luminosidad generada dentro del disco ($L_\gamma^{\pi^0}$) al decaer los π^0 en forma de fotones de energía $E_{\text{ph}}^{(0)}$, la profundidad óptica para la interacción de dichos fotones con los protones del disco ($\tau_{\gamma p}^{(0)}$), y finalmente, la luminosidad que emerge del disco en forma de fotones con energía $E_{\text{ph}}^{(0)}$, dada por $L_{\gamma, \text{esc}}^{\pi^0} = L_\gamma^{\pi^0} e^{-\tau_{\gamma p}^{(0)}}$.

La evolución de $L_{\gamma, \text{esc}}^{\pi^0}$ es uno de los resultados más interesantes. Para los fotones en el rango TeV que se originan en el decaimiento de π^0 algunos modelos preveen una emisión prácticamente constante durante el lapso considerado. En el modelo de $\eta = 0.2$ y $L_{\text{peak}} = 1$ hay un mínimo en la emisión TeV cuando se da el máximo de luminosidad del disco (rayos X \sim keV). En los modelos de $L_{\text{peak}} = 0.1$, la emisión en TeV sigue la misma evolución que L^{disk} . Esto significa que una gran variedad de comportamientos pueden esperarse si se varían los parámetros básicos.

En cuanto al inicio y desarrollo de cascadas electromagnéticas en el interior del disco, se puede apreciar de los gráficos, que cuando la luminosidad es muy baja (al comienzo y final de la explosión en los modelos de $L_{\text{peak}} = 0.1$) no se produce la interacción protón-protón: los protones relativistas que se dirigen hacia el disco lo atraviesan sin interactuar con él ni originar cascadas.

En la otra situación (más común en estos modelos) en que $\tau_{pp} > 1$, el choque de protones da como resultado la inyección dentro del disco de una importante cantidad de piones cargados y neutros, y en consecuencia la producción secundaria de

- a) fotones provenientes del decaimiento $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ con $E_{\text{ph}}^{(0)} = 0.17 E_p$.
- b) e^\pm del decaimiento de piones cargados con $E_e^{\pi^\pm} \simeq 0.04 E_p$ [12].

La energía del par e^\pm creado en la interacción fotón-protón es $E_e^{\pi^0} \approx 2.1 E_e^{\pi^\pm}$. Dada esta similitud de orden, los cálculos siguientes se efectuaron asumiendo que $E_e^{(1)}$ denota la energía de un electrón que proviene del decaimiento de un pion cargado y/o la de energía de un electrón del par creado por el fotón de $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. En las Figuras 4.7 y 4.11 se hallan los gráficos que conciernen a la primera generación de pares y su emisión de fotones. Se sigue la notación introducida en la Sección 3.1.

Continuando la descripción de la cascada, para los modelos con factor de apantallamiento $\eta = 0.2$ se tiene que:

- Para los fotones del decaimiento $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ se obtuvo $\tau_{\gamma-p}^{(0)} > 1$ para los modelos con $L_{\text{peak}} = 0.5$ y 1, pero no para el modelo con $L_{\text{peak}} = 0.1$ con lo cual los fotones de energía $E_{\text{ph}}^{(0)}$ (2 a 12 TeV) escapan del disco en este último caso, aunque no a la fotosfera, pues resulta $\tau_{\gamma-X} > 1$.
- Para $L_{\text{peak}} = 0.5$ y 1, es durante todo el tiempo radiación sincrotrón el proceso que domina las pérdidas energéticas de los primeros electrones (ver gráfico de $t_{\text{Sy}}/t_{\text{Br}}$). Para $L_{\text{peak}} = 0.1$ es sincrotrón para la parte central del pico (días -20 a 56), pero Bremstrahlung cuando

la luminosidad del disco es muy baja. Los fotones emitidos por sincrotrón tienen energía $E_{\text{ph,Sy}}^{(1)}$ que llega en $t = 0$ a 0.4, 16 y 76 GeV, respectivamente, para $L_{\text{peak}} = 0.1, 0.5$ y 1.

- Para la creación de nuevos pares, resulta $\tau_{\gamma-p}^{(1)} > 1$ para el modelo de $L_{\text{peak}} = 1$, en la parte de mayor luminosidad (días -20 a 55). Para estos nuevos electrones, de energía $E_e^{(2)}$, el tiempo de enfriamiento menor es el correspondiente a Bremsstrahlung.

Dentro del disco se tiene aún otra generación de pares sólo cuando la luminosidad está cerca de $L_{\text{peak}} = 1$, entre los días -10 a 10 (ver Figura 4.8). De nuevo el enfriamiento es por Bremsstrahlung y se emiten fotones de energía $E_{\text{ph}}^{(3)} \simeq 4.7$ GeV. Estos fotones ya no crean nuevos pares, por lo que emergen del disco sin interactuar. Para ellos $\tau_{\gamma-X} \gg 1$ por lo que no llegarían a un observador distante. El esquema de la cascada que se graficó en la Figura 4.12 corresponde a la situación “media” dentro del disco cuando $\eta = 0.2$ y $L_{\text{peak}} = 1$ en $t = 0$.

Cuando no puede crearse una nueva generación de pares dentro del disco pues $\tau_{\gamma-p}^{(1)} < 1$, los fotones con $E_{\text{ph}}^{(1)}$ salen del disco sin interactuar, y de nuevo, no llegan al observador si $\tau_{\gamma-X} > 1$. Luego de calcular la opacidad en la fotosfera, se graficaron curvas de $\tau_{\gamma-X}$ en función de la energía E_γ de un fotón (ver Figura 4.13) para condiciones medias de R_o , $E_{\text{ph}}^{\text{disk}}$, y h de cada modelo.

Al analizar $\tau_{\gamma-X}$ en función del tiempo, las curvas presentadas en la Figura 4.13 cambian ligeramente de posición. Para cierto valor de la energía, llámese E_γ^* , la profundidad óptica de la fotosfera pasa de ser menor a mayor que 1 en algún momento $t_1 < 0$, y vuelve a ser menor que 1 posteriormente en $t_2 > 0$. Debido a esto, un detector en una banda centrada en E_γ^* observaría un mínimo de flujo cuando $t = 0$ (máximo de L^{disk}). Por ejemplo, para el modelo de $\eta = 0.2$ y $L_{\text{peak}} = 0.1$ esto ocurre en $E_\gamma^* = 1$ GeV (ver Figura 4.14); para los demás modelos, E_γ^* es cercano a ese valor.

Fotones con energía menor que $\sim E_\gamma^*$ no son afectados por la fotosfera. Fotones con energía mayor que $\sim E_\gamma^*$ y menor que ~ 10 TeV (donde cae la curva de $\tau_{\gamma-X}(E_\gamma)$) son siempre absorbidos en la fotosfera. Allí desatan cascadas electromagnéticas, en las cuales la energía se distribuye a fotones que sí puedan escapar del sistema. Dichas cascadas, dominadas por efecto Compton inverso, tienen un espectro final suave, con índice $\Gamma \sim 2.5$ [1] desde la energía umbral para la creación de pares (~ 1 MeV) y hasta una energía de corte, que en este caso será $\sim E_\gamma^*$.

Como resultado, fotones MeV que emergen del disco (componentes marginales de la cascada, que sólo hemos seguido en valor medio) sumados a los que se generan en cascadas en la fotosfera, serían detectados con una variación temporal de flujo que concuerda con la de L^{disk} .

Los intervalos en los que varían las energías y profundidades ópticas para los modelos con $\eta = 0.2$ se detallan en la Tabla 4.2.

Para $\eta = 1$, siguiendo la notación introducida, resumimos los resultados en la Tabla 4.3. No aparece una segunda generación de fotones en ninguno de los casos.

Tabla 4.2: Intervalos en los que varían las energías y profundidades ópticas. Entre paréntesis se indican intervalos en días, “demás” indica el resto del intervalo que no está en el paréntesis anterior.

	$\eta = 0.2, L_{\text{peak}} = 1$	$\eta = 0.2, L_{\text{peak}} = 0.5$	$\eta = 0.2, L_{\text{peak}} = 0.1$
E_p	110 - 350 TeV	70 - 210 TeV	10 - 70 TeV
τ_{p-p}	5 - 20	3 - 11	1 - 3
$E_{\text{ph}}^{(0)}(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)$	20 - 60 TeV	12 - 36 TeV	2 - 12 TeV
$\tau_{\gamma-p}^{(0)}$	2 - 11	1 - 6	< 1
$E_e^{(1)}$	4 - 14 TeV	3 - 8.5 TeV	0.5 - 2.7 TeV (decaim. π^\pm)
$E_{\text{ph}}^{(1)}$	Sy: 2 - 76 GeV	Sy: 0.7 - 16 GeV	Sy: 60 - 400 MeV (-20,56) Br: 500 - 750 GeV (demás)
$\tau_{\gamma-p}^{(1)}$	1 - 2.5 (-20,55) < 1 (demás)	< 1	< 1
$E_e^{(2)}$	1 - 38 GeV		
$\tau_e^{(2)}$	1 - 7 (-15,45) < 1 (demás)		
$E_{\text{ph}}^{(2)}$	Br: - 19 GeV		
$\tau_{\gamma-p}^{(2)}$	1 - 1.3 (-10,10) < 1 (demás)		
$E_e^{(3)}$	~ 9.5 GeV		
$\tau_e^{(3)}$	1 - 1.3 (-5,5) < 1 (demás)		
$E_{\text{ph}}^{(3)}$	Br: ~ 4.7 GeV		
$\tau_{\gamma-p}^{(3)}$	< 1		
$\tau_{\gamma-X}$	$\gg 1$	> 1	> 1 para $E_{\text{ph}}^{(0)}$ $\ll 1$ para $E_{\text{ph,Sy}}^{(1)}$

Tabla 4.3: *Idem Tabla 4.2, para los modelos con $\eta = 1$.*

	$\eta = 1, L_{\text{peak}} = 1$	$\eta = 0.2, L_{\text{peak}} = 0.5$	$\eta = 0.2, L_{\text{peak}} = 0.1$
E_p	11 - 35 TeV	7 - 21 TeV	2 - 7 TeV
τ_{p-p}	2 - 9	1 - 5.5	1 - 1.5 (-12,36) < 1(demás)
$E_{\text{ph}}^{(0)}$	2 - 6 TeV	1.2 - 3.6 TeV	0.3 - 1.2 TeV
$\tau_{\gamma-p}^{(0)}$	1 - 5.2 (-23,81) < 1(demás)	1 - 2.6 (-20,62) < 1(demás)	< 1
$E_e^{(1)}$	0.4 - 1.4 TeV	0.3 - 0.9 TeV	80 - 290 GeV (decaim. π^\pm)
$E_{\text{ph}}^{(1)}$	Sy: 20 - 248 MeV (-21,77) Br: 250 - 280 GeV (demás)	Sy: 20 - 50 MeV (-15,41) Br: 250 - 600 GeV demás)	Br: 40 - 145 GeV
$\tau_{\gamma-p}^{(1)}$	< 1 (-21,77) 1.5 - 3.7 (demás)	< 1 (-15,41) 1 - 3.6 (-24,-15)U(41,78)	< 1
$E_e^{(2)}$	~ 120 GeV	120 - 300 GeV	
$\tau_e^{(2)}$	< 1	< 1	
$\tau_{\gamma-X}$	$\ll 1$ para $E_{\text{ph,Sy}}^{(1)}$	$\ll 1$ para $E_{\text{ph,Sy}}^{(1)}$	> 1 para $E_{\text{ph}}^{(0)}$ y $E_{\text{ph,Br}}^{(1)}$

Modelos con factor de apantallamiento $\eta = 0.2$

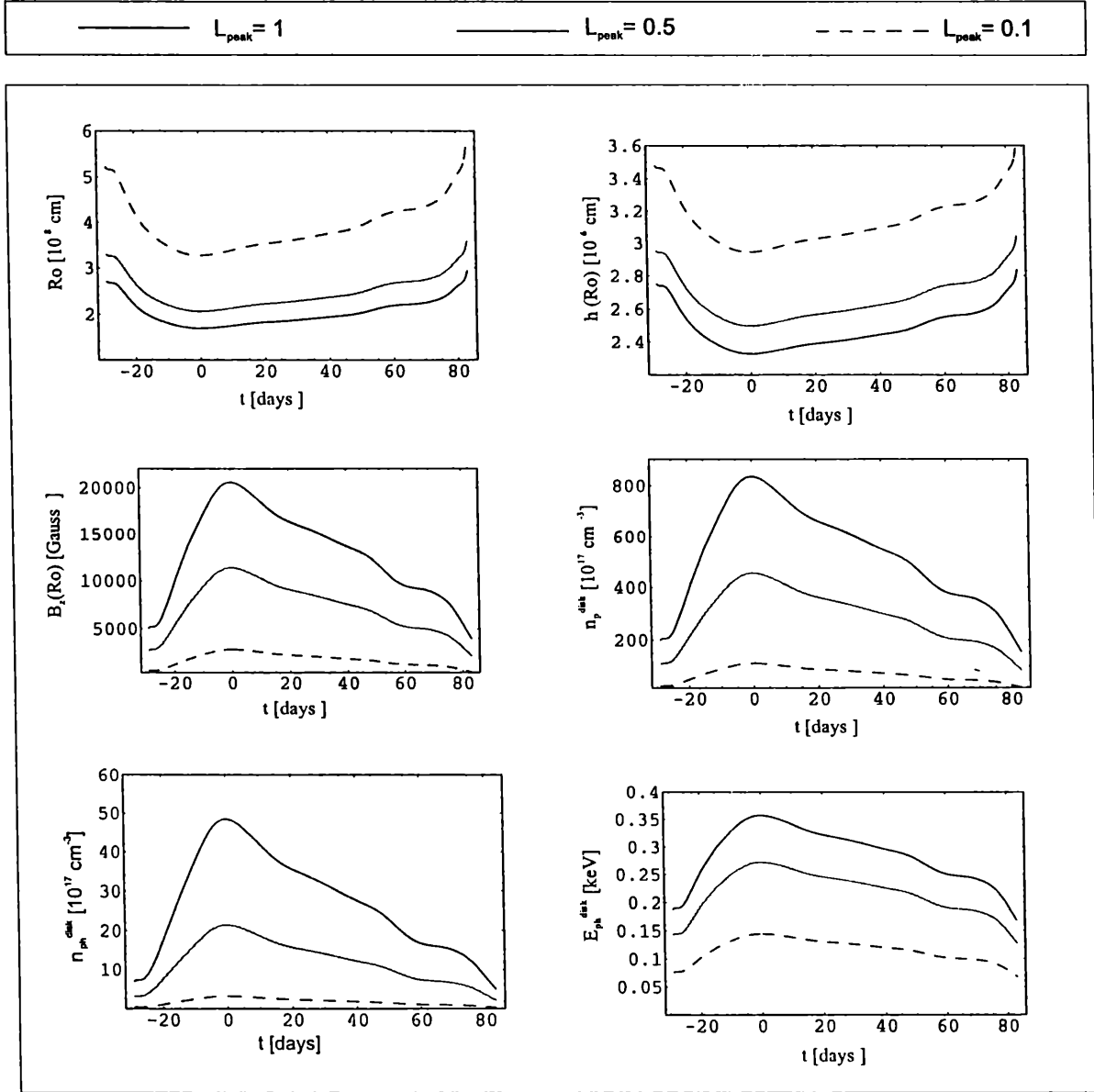


Figura 4.5: De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo, puede verse la evolución temporal del radio interno del disco (R_o), de la mitad del espesor del disco (h), el campo magnético vertical (B_z), la densidad de protones en el disco (n_p^{disk}), la densidad de fotones en el disco ($n_{\text{ph}}^{\text{disk}}$) y la energía característica de dichos fotones ($E_{\text{ph}}^{\text{disk}}$).

Modelos con factor de apantallamiento $\eta = 0.2$

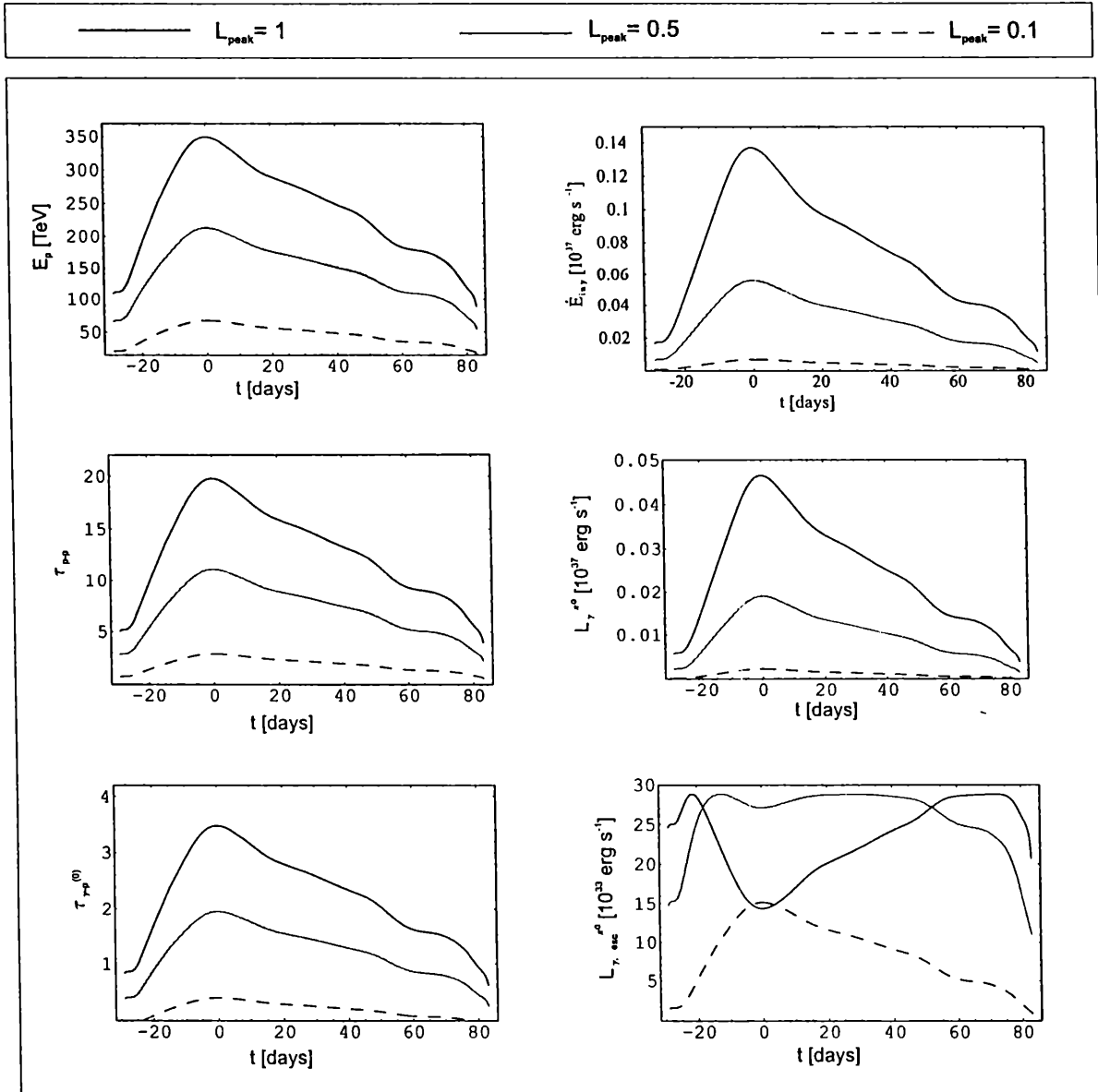


Figura 4.6: De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo: energía con que los protones llegan al disco (E_p), energía total inyectada por segundo en el disco mediante el impacto de protones, profundidad óptica a la interacción de estos protones con los del disco (τ_{pp}), luminosidad generada dentro del disco ($L_{\gamma^{\pi^0}}$) al decaer los π^0 , profundidad óptica para la interacción de dichos fotones con los protones del disco ($\tau_{\gamma p}^{(0)}$), y luminosidad que emerge del disco en forma de fotones con energía $E_{ph}^{(0)}$: $L_{\gamma,esc}^{\pi^0}$.

Modelos con factor de apantallamiento $\eta = 0.2$

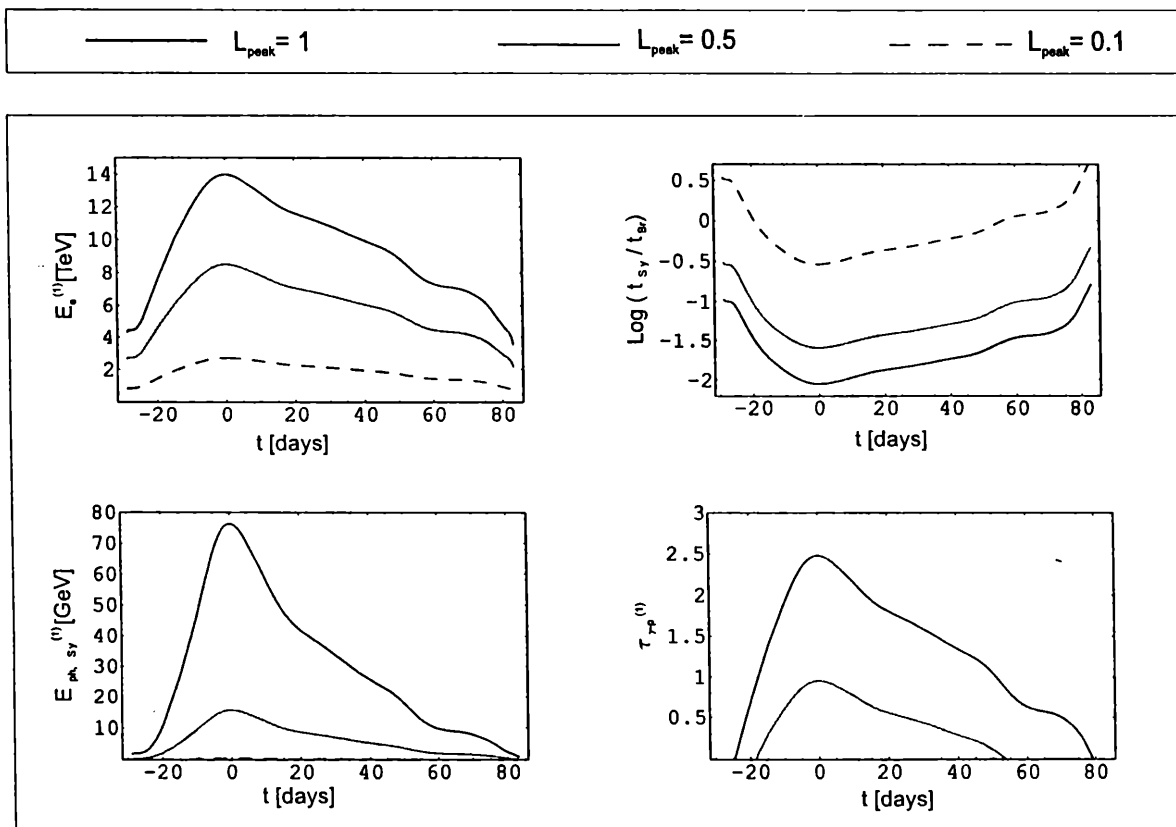


Figura 4.7: *Energía de los primeros electrones generados dentro del disco (explicación en el texto), cociente de sus tiempos de enfriamiento, energía del fotón emitido por sincrotrón, y profundidad óptica para la interacción de ese fotón con protones del disco. Seguir la notación de la Tabla 4.2.*

Modelo con factor de apantallamiento $\eta = 0.2$ y $L_{\text{peak}} = 1$

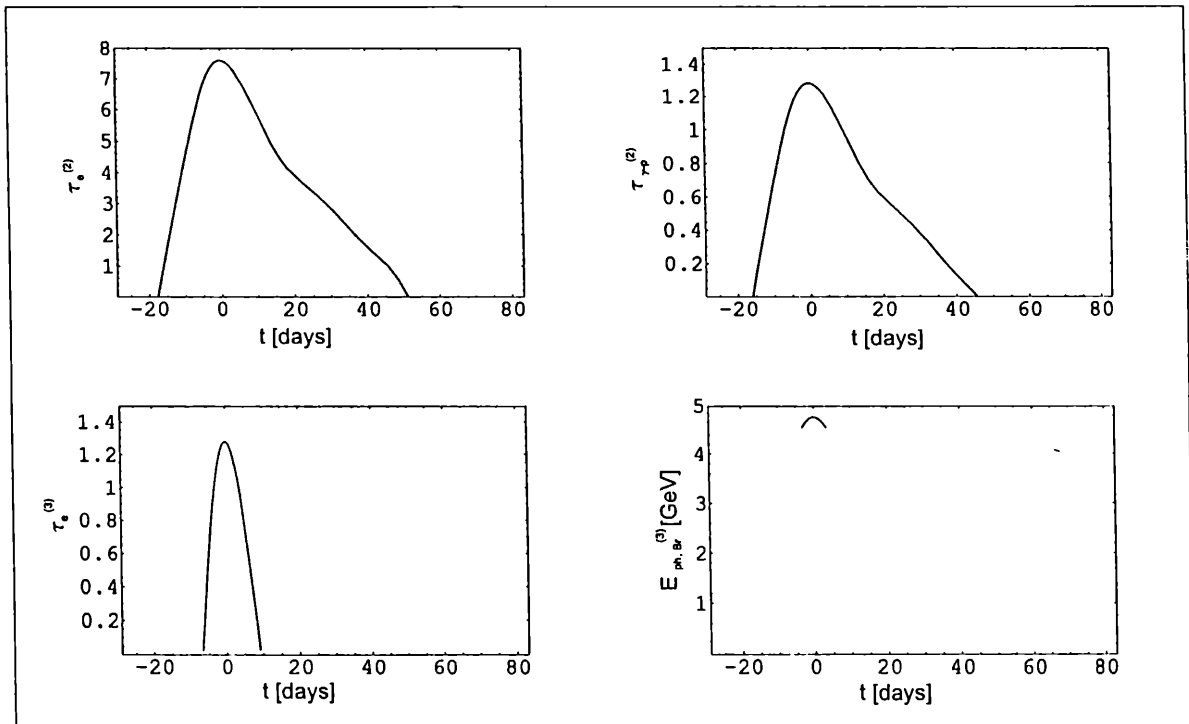


Figura 4.8: Gráficos correspondientes al modelo con $L_{\text{peak}}=1$ y $\eta = 0.2$. Seguir la notación de la Tabla 4.2.

Modelos con factor de apantallamiento $\eta = 1$

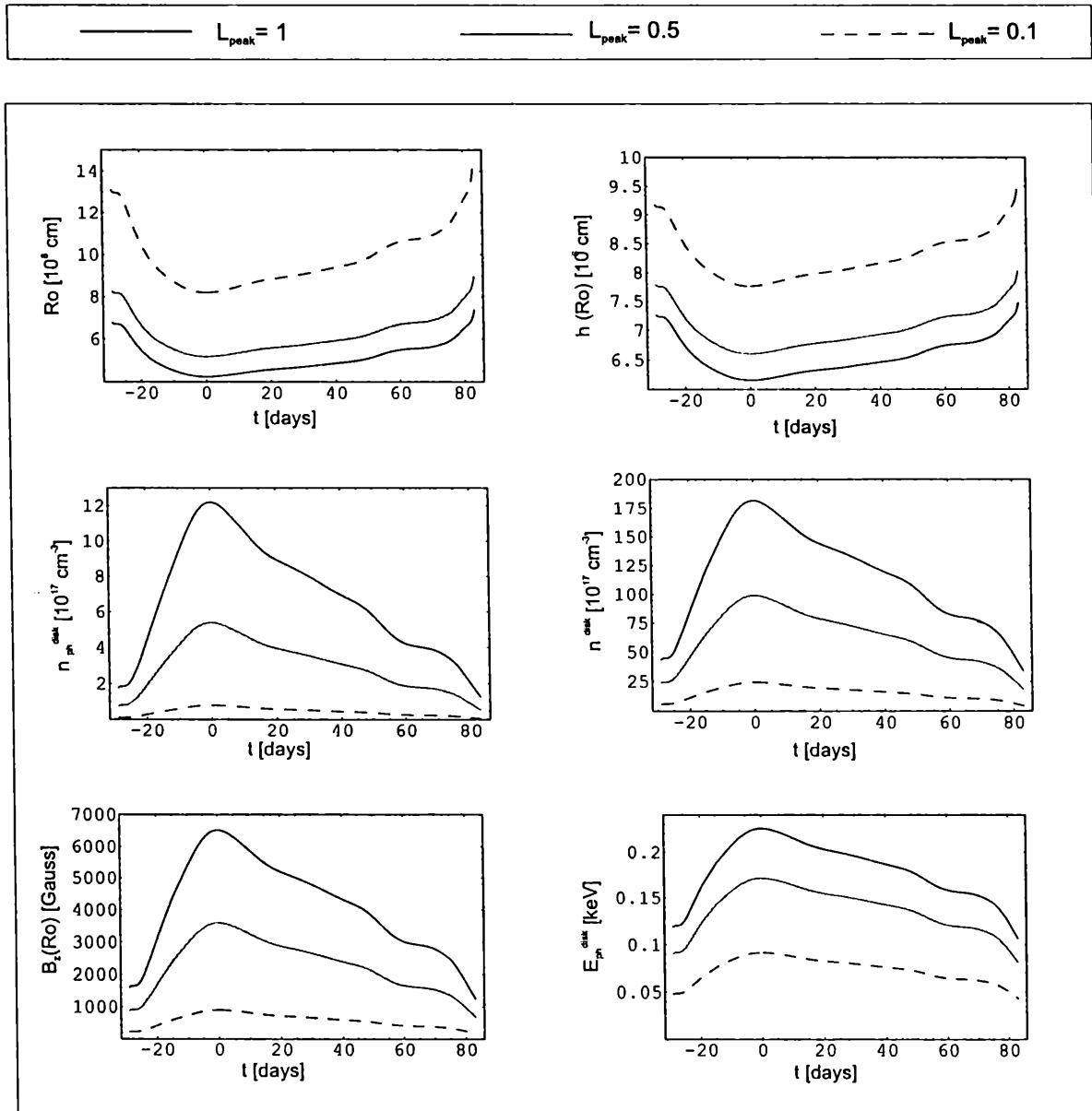


Figura 4.9: *Idem* Figura 4.5, para $\eta = 1$.

Modelos con factor de apantallamiento $\eta = 1$

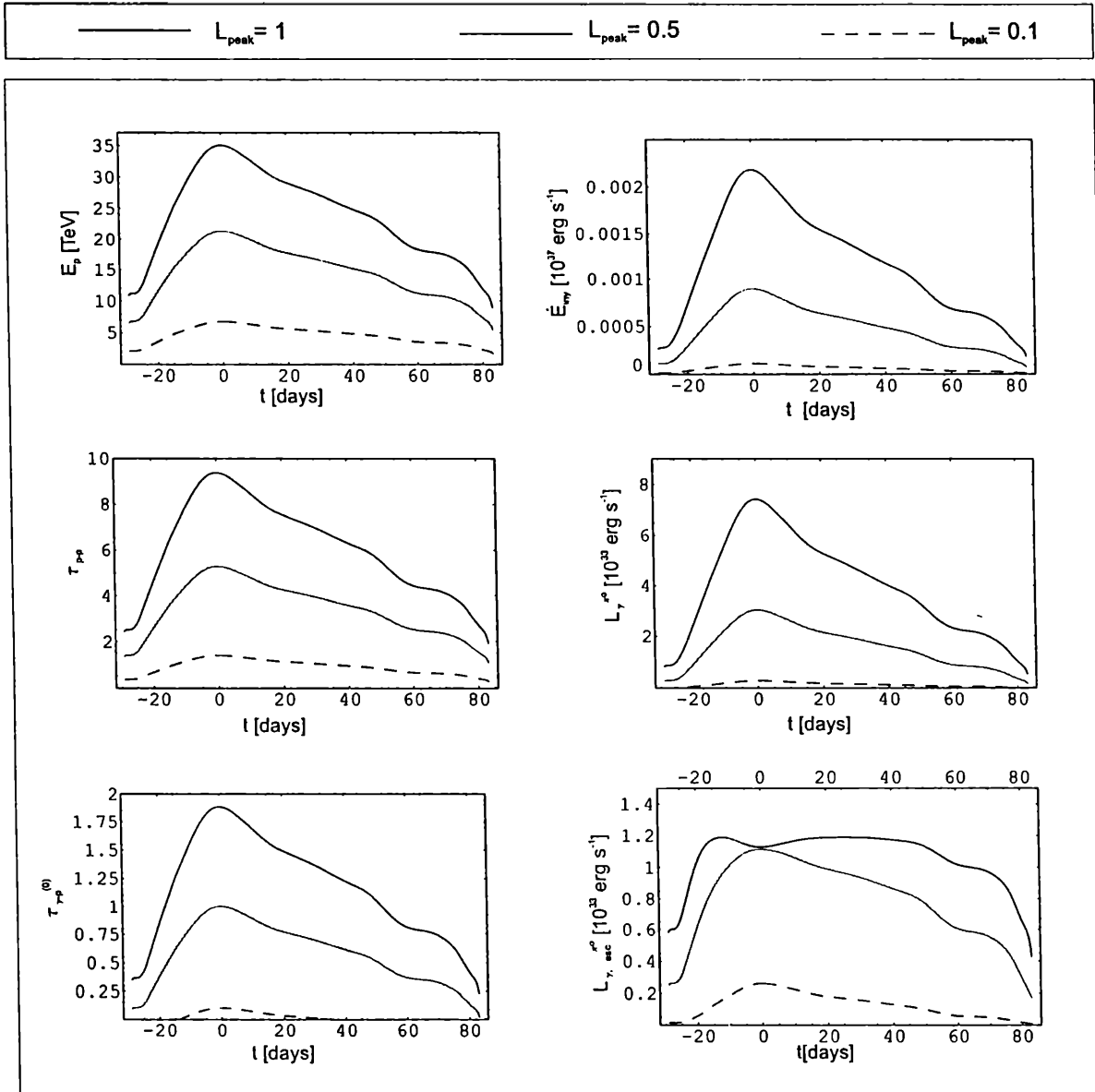


Figura 4.10: *Idem* Figura 4.6, para $\eta = 1$.

Modelos con factor de apantallamiento $\eta = 1$

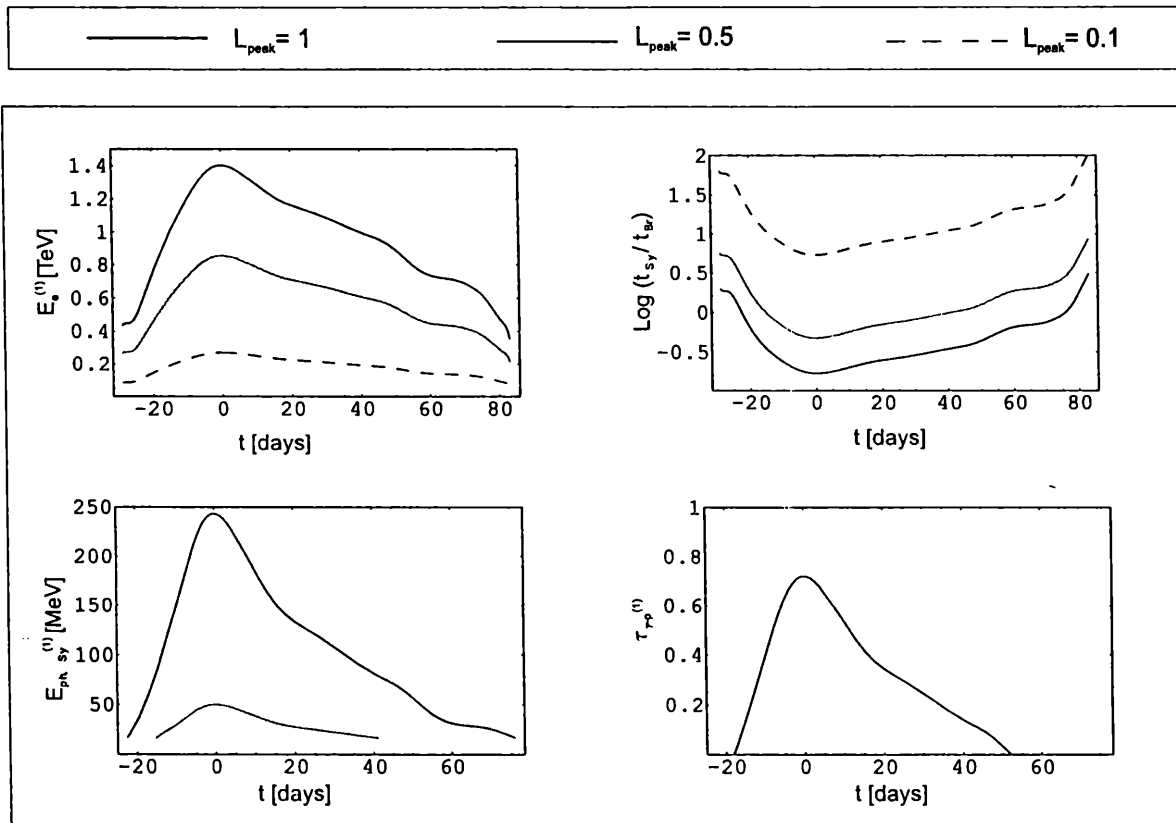


Figura 4.11: *Idem* Figura 4.7, para $\eta = 1$.

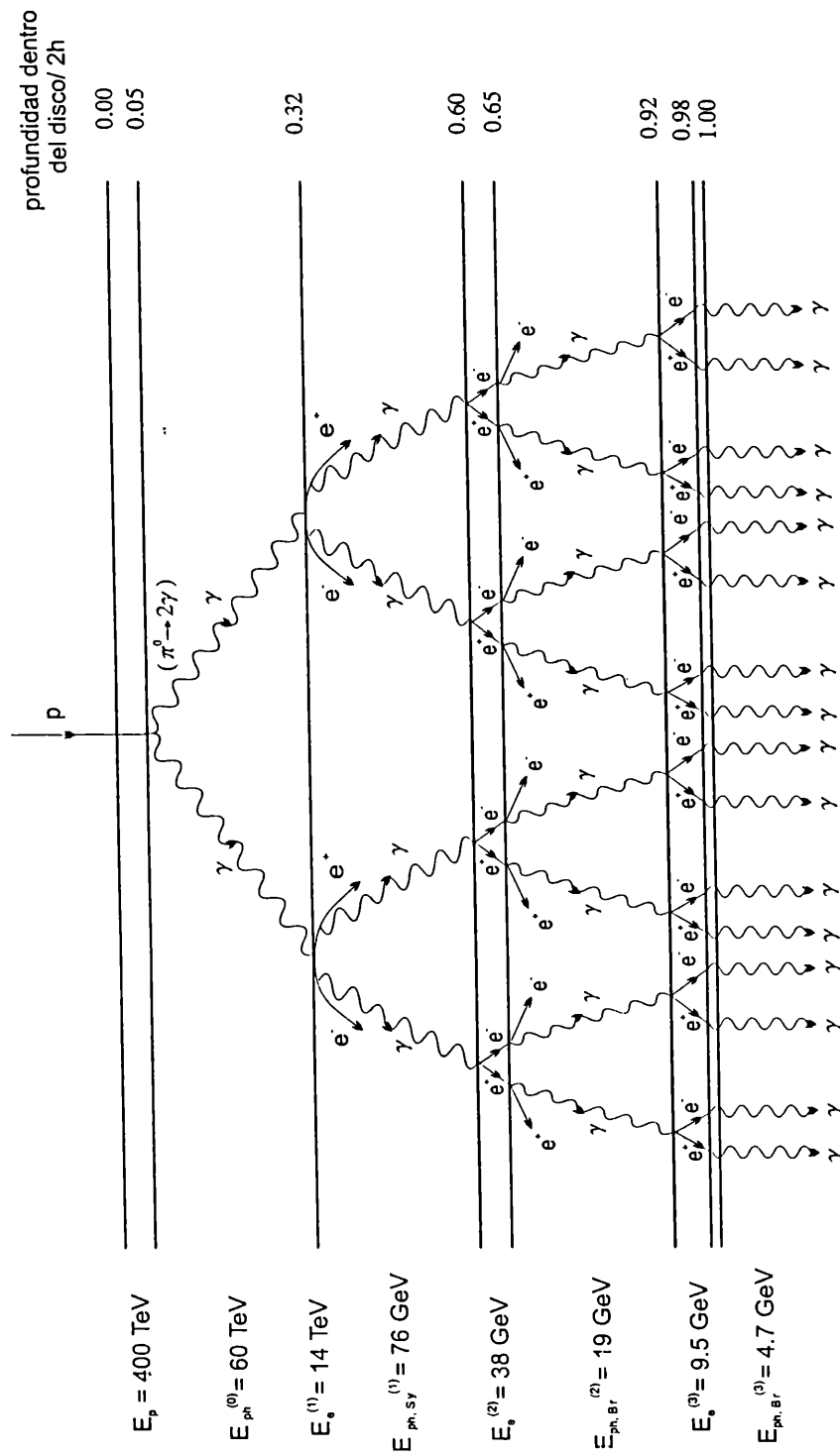


Figura 4.12: Esquema de la cascada dentro del disco para el modelo de $\eta = 0.2$, $L_{\text{peak}} = 1$ a $t = 0$.

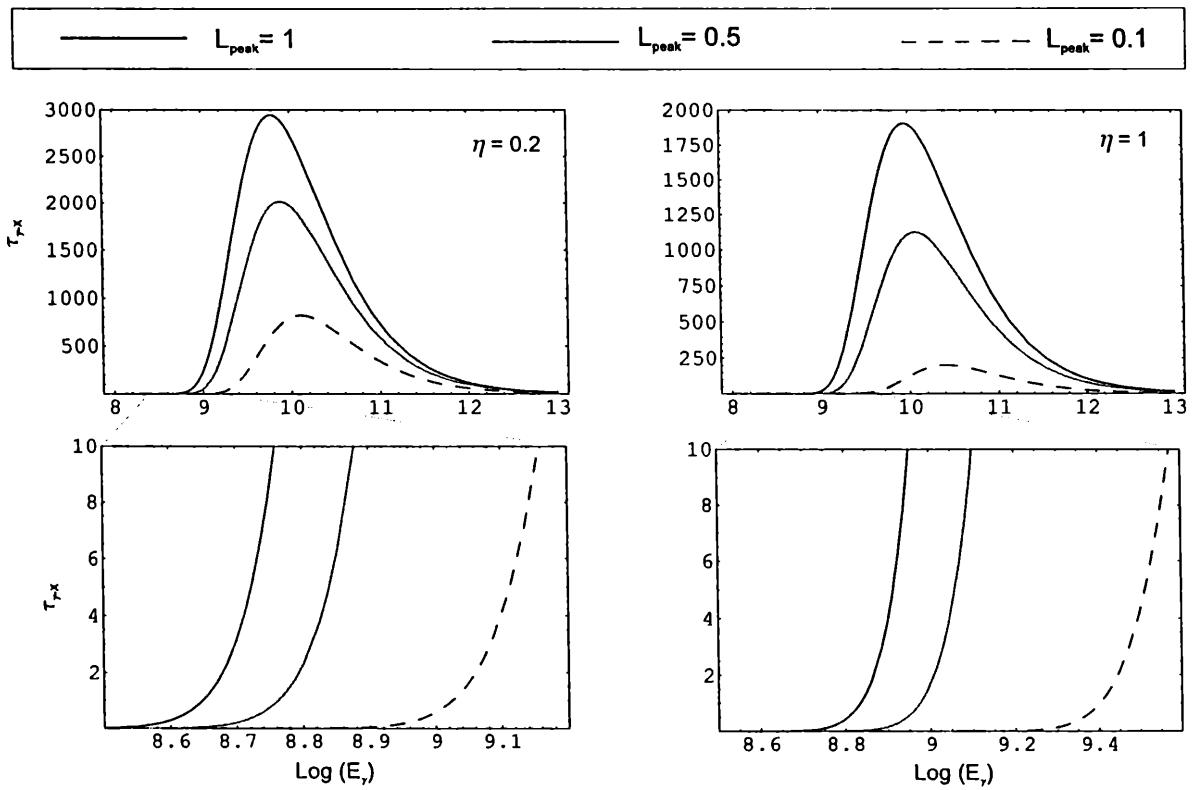


Figura 4.13: Profundidad óptica de la fotosfera, $\tau_{\gamma-X}$ en función de la energía de un fotón gamma. Los paneles inferiores son ampliaciones de los superiores.

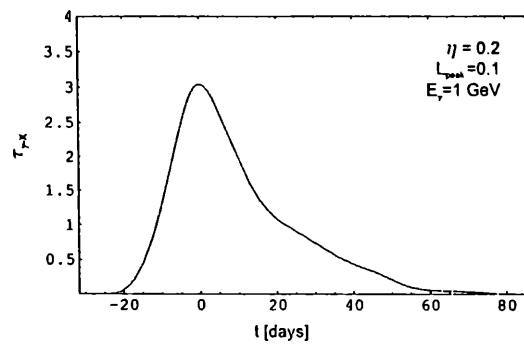


Figura 4.14: Evolución de $\tau_{\gamma-X}$ para un un fotón gamma de energía fija 1 GeV, en el modelo de $\eta = 0.2$ y $L_{\text{peak}} = 0.1$.

Capítulo 5

Conclusiones

Los modelos estudiados en este trabajo indican que las estrellas de neutrones con acreción pueden presentar emisión de altas energías durante episodios de intensa actividad X. En particular, la emisión en energías de entre ~ 1 MeV a ~ 1 GeV muestra un espectro suave y acompaña la variación temporal del flujo X de una explosión gigante.

Se prevee también la emisión en energías del orden del TeV, cuya evolución depende de valores específicos de los parámetros de la estrella de neutrones y su disco de acreción. En todos los casos la detección de una fuente TeV de este tipo está por supuesto supeditada al carácter transitorio de la explosión X. Fuentes como esta que no se encuentren excesivamente distantes serían detectables por los nuevos telescopios Cherenkov.

Por otro lado, hemos establecido que sistemas en los que el disco de acreción está marcadamente apantallado ($\eta \ll 1$) son más propicios al desarrollo de cascadas electromagnéticas que aquellos con discos permeables al campo magnético.

Ciertas características de la fuente GRO 1411-64, como la forma del espectro MeV y su intensidad variable, podrían ser explicadas bajo la hipótesis de que 2S 1417-624 es su contraparte. Pero si la existencia de anticorrelación entre la emisión MeV de GRO 1411-64 y la de rayos X de 2S 1417-624 se confirma [32], este sistema binario puede ser rechazado como contraparte, dado que hemos mostrado que a energías de ~ 1 MeV debe existir correlación con la emisión X durante explosiones gigantes. Nuestros cálculos muestran también que la anticorrelación puede darse a energías mayores (~ 1 GeV) debido a los efectos de opacidad en la fotosfera. Observaciones con mayor resolución angular de GRO 1411-64 serán necesarias para determinar la naturaleza de esta interesante fuente.

Asímismo, el estudio observacional a altas energías y en diferentes bandas de sistemas que

presentan explosiones en rayos X será muy útil para testear las predicciones de modelos como los que se han desarrollado en este trabajo, y ayudarán a mejorar las hipótesis adoptadas.

Cabe mencionar aquí algunas posibles líneas de trabajo que pueden desarrollarse en base a los resultados que hemos obtenido:

- i) Queda planteada la tarea inmediata de reproducir el análisis para el caso de explosiones menores de rayos X.
- ii) Requiriendo seguramente un plazo mayor de estudio, sería conveniente contar con un código para implementar simulaciones de las cascadas electromagnéticas que ocurren en discos de acreción.
- iii) Una consideración que no se ha tenido en cuenta en el planteo de este trabajo es la "respuesta" del disco ^{al impacto de} ~~al hecho de que la cantidad de energía~~ que se inyecta en el mismo, debido al ~~impacto de protones~~, será probablemente diferente a la cantidad de energía que emerge de él. Una parte de ~~esa~~ ^{de} energía inyectada ~~se dirige~~ ^{se dirige} al movimiento térmico de las partículas que forman el disco. Sería entonces necesario calcular cuánto se eleva la temperatura del disco por este motivo, y comprobar que se mantenga válida la aproximación de disco delgado.
- iv) También podrían explorarse los efectos de ^{una} ~~una~~ corriente que ~~no se consideró en el tra-~~ ^{centro} ~~abajo~~, formada por los electrones acelerados en la magnetósfera que se dirigen en dirección ~~contraria a los protones~~, hacia las zonas polares de la estrella de neutrones.

En definitiva, de este trabajo surgen varios planteos astrofísicos que necesitan de futura investigación.

Apéndice

Sin pretender ahondar en la física que hay detrás de todos los procesos que se mencionan en este trabajo, para lo cual conviene remitirse a la bibliografía, este apéndice expone las fórmulas utilizadas y algunos hechos básicos de la introducción a la teoría de partículas elementales ¹.

5.1 Partículas elementales

Todos los procesos conocidos en la naturaleza pueden explicarse en última instancia como interacciones de partículas elementales. En la clasificación actual (parte del Modelo Standard de física de partículas) existen sólo dos tipos de partículas: *leptones* y *quarks*. Existen seis leptones; e , μ , τ , ν_e , ν_μ y ν_τ , y seis quarks: u , d , s , c , b y t . Estas partículas elementales se agrupan en tres familias:

	<i>familia</i>		
	1	2	3
<i>Lepton</i>	e	μ	τ
	ν_e	ν_μ	ν_τ
<i>Quark</i>	u	c	t
	d	s	b

Los quarks y sus correspondientes antiquarks son los bloques elementales que forman los *hadrones*, entre los que se encuentran los protones y neutrones.

Todos los leptones y quarks cargados de la segunda y tercer familia son inestables, y decaen en las partículas más livianas de la primer familia

Existen cuatro tipos de interacciones entre las partículas elementales. En orden creciente de intensidad son la gravitacional, la débil, la electromagnética y la interacción fuerte.

Las fuerzas gravitacional y débil actúan entre las partículas de cualquier especie, la fuerza electromagnética actúa sólo entre partículas que tienen carga eléctrica y fotones, y la fuerza fuerte sólo actúa entre hadrones y los quarks que los constituyen. Según sea la estadística que

¹Los procesos aquí mencionados se tratan en detalle en [7].

describe a los hadrones, se los denomina *bariones* si son fermiones y *mesones* si son bosones.

Las interacciones ocurren a través del intercambio de partículas intermediarias, que son los *cuantos* del campo correspondiente. El cuanto del campo gravitacional es el *gravitón*, el cuanto de la interacción débil es el *bosón intermedio* (W^\pm, Z^0), el cuanto de la interacción electromagnética es el *fotón*, y el cuanto de la interacción fuerte es el *gluón*. Salvo los bosones intermedios, el resto de los cuantos de interacciones no tienen masa.

Los bariones son estados ligados de tres quarks, los mesones están compuestos por un quark y un antiquark (que se denota con una línea por encima de la letra). Así por ejemplo un protón es $p = uud$ y un pión con carga positiva es $\pi^+ = u\bar{d}$. Pero en la naturaleza no se observan todas las combinaciones posibles de quarks, por ello en la teoría de partículas se incluye una propiedad (o número cuántico) exclusiva de los quarks que se denomina *color*.

Las vidas medias observadas para piones y muones son considerablemente mayores que las de partículas que decaen a través de interacciones electromagnética o fuerte,

$$\begin{aligned}\pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu && \text{en } 2.6 \times 10^{-8} \text{ s.} \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu && \text{en } 2.2 \times 10^{-6} \text{ s.}\end{aligned}\tag{5.1}$$

El tiempo de vida medio está inversamente relacionado con la intensidad del acoplamiento de esa interacción. Los piones cargados y muones decaen debido a la interacción débil. Mientras que los π^0 pueden decaer en fotones, los piones cargados no, pues deben conservarse ciertas cantidades (la carga leptónica y otras).

Ambos decaimientos débiles en (5.1) involucran neutrinos. Los neutrinos son únicos en el sentido que sólo pueden interactuar por fuerza débil, pues no tienen color ni carga eléctrica y su masa es extremadamente baja [15].

5.2 Pérdida de energía de electrones

5.2.1 Radiación sincrotrón

Una partícula cargada moviéndose a velocidades relativistas en un campo magnético emite fotones dentro de un ángulo $\theta \sim mc^2/E$ respecto de su dirección de movimiento. En un campo B un electrón se mueve en una trayectoria helicoidal, con frecuencia angular ω_B dada por

$$\omega_B = \frac{eB}{m_e c} \frac{m_e c^2}{E}.\tag{5.2}$$

El espectro de radiación emitido por dicho electrón es

$$P(E) = \frac{\sqrt{3}e^3}{m_e c^2} B_{\perp} \frac{E}{E_c} \int_{E/E_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta, \quad (5.3)$$

donde $E = h\nu$ es la energía del fotón radiado, $B_{\perp} = B \sin \theta$, con θ el ángulo de inclinación, y $K_{5/3}$ es la función modificada de segundo tipo de Bessel. La energía característica de un fotón emitido es

$$E_c = \frac{3h}{4\pi} \frac{eB_{\perp}}{m_e c} \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^2. \quad (5.4)$$

El máximo de $P(E)$ ocurre en $E_{\max} = 1.9 \times 10^{-11} B_{\perp} (E/\text{GeV})^2$ GeV. La tasa de pérdida total de energía se obtiene integrando (5.3). El resultado es

$$-\left(\frac{dE_e}{dt} \right)_{\text{Sy}} = \frac{2}{3} c \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 B_{\perp}^2 \gamma^2, \quad (5.5)$$

donde $\gamma = E_e/m_e c^2$ es el factor de Lorentz de la partícula. Introduciendo la sección eficaz de Thomson $\sigma_T = 8\pi e^4/3m_e^2 c^4 \approx 6.65 \times 10^{-25}$ cm² y promediando sobre una distribución isotrópica de ángulos se puede expresar la tasa de pérdida de energía en la forma más conveniente

$$-\left(\frac{dE_e}{dt} \right)_{\text{Sy}} = \frac{4}{3} \sigma_T c w_{\text{mag}} \gamma^2 = 0.66 \times 10^3 B^2 \gamma^2 \text{ eV/s}, \quad (5.6)$$

donde $w_{\text{mag}} = B^2/8\pi$ es la densidad de energía del campo magnético y B se mide en Gauss [12].

5.2.2 Radiación de curvatura

Una carga en un campo magnético no uniforme (curvado) deriva en la dirección perpendicular al plano en que yacen las líneas del campo. Como resultado la fuerza de Lorentz curva la trayectoria de la partícula de modo tal que en primera aproximación esta se mueve a lo largo de una línea del campo, con radio de curvatura R_c . Usando las expresiones de la radiación sincrotrón, reemplazando el radio de giro por el radio de curvatura de la línea de campo (R_c), se obtiene para la radiación de curvatura:

$$-\left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{curv}} = \frac{2}{3} \frac{c e^2}{R_c^2} \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^4. \quad (5.7)$$

5.2.3 Scattering Compton inverso

Cuando un electrón libre de energía cinética E_e colisiona con un fotón de energía E_{ph} menor, cede parte de su energía a este.

La sección eficaz del proceso fue estudiada en 1929 por Klein y Nishina. El parámetro que determina la dependencia de la sección eficaz con la energía del electrón es

$$\eta = \frac{E_e E_{\text{ph}}}{(m c^2)^2}, \quad (5.8)$$

y se tiene

$$\begin{aligned} \sigma_C &= \frac{3}{4} \sigma_T \left\{ \frac{1 + \eta}{\eta^3} \left[\frac{2\eta(1 + \eta)}{1 + 2\eta} - \ln(1 + 2\eta) \right] + \frac{1}{2\eta} \ln(1 + 2\eta) - \frac{1 + 3\eta}{(1 + 2\eta)^2} \right\} \\ &\simeq \sigma_T (1 - 2\eta) \quad \text{si } \eta \ll 1 \\ &\simeq \frac{3\sigma_T}{8\eta} \left[\frac{1}{2} + \ln(2\eta) \right] \quad \text{si } \eta \gg 1. \end{aligned} \quad (5.9)$$

La sección eficaz de Thomson es $\sigma_T = 8\pi e^4 / (3m^2 c^4) \approx 6.65 \times 10^{-25} \text{cm}^2$. El fotón emitido tiene energía $E_C \approx E_{\text{ph}} \left(\frac{E_e}{m c^2} \right)^2$ cuando $\eta \ll 1$ (el scattering es clásico), y $E_C \approx E_e$ cuando $\eta \gg 1$ [21].

La pérdida total de energía resulta [12]:

$$- \left(\frac{dE}{dt} \right)_{IC} \simeq c \sigma_C n_{\text{ph}} \left(\frac{E}{m c^2} \right)^2 \quad \text{si } \eta \ll 1, \quad (5.10)$$

$$\simeq \frac{3}{8} c \sigma_T n_{\text{ph}} \left(\frac{E}{\eta m c^2} \right)^2 \ln \left(2\eta + \frac{1}{2} \right) \quad \text{si } \eta \gg 1, \quad (5.11)$$

donde n_{ph} es la densidad media de fotones.

5.2.4 Bremsstrahlung relativista

La emisión de radiación por Bremsstrahlung ocurre cuando un electrón relativista es acelerado en el campo electrostático de un núcleo u otra partícula cargada. Un electrón con energía $E_e \gg m_e c^2$ defleto en el campo de un núcleo de carga Ze emitirá un fotón de energía E_γ . La sección eficaz de la interacción es [21]:

$$\sigma_B(E_e, E_\gamma) dE_\gamma = \frac{4\alpha r_0^2 Z^2}{E_\gamma} \Phi(E_e, E_\gamma) dE_\gamma. \quad (5.12)$$

Donde $r_0 = e^2 / m_e c^2$ es el radio clásico del electrón, $\alpha \approx 1/137.037$ es la constante de estructura fina, y Φ está dada por:

$$\Phi(E_e, E_\gamma) = \left[1 + \left(1 - \frac{E_\gamma}{E_e} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(1 - \frac{E_\gamma}{E_e} \right) \right] \times \left\{ \ln \left[\frac{2E_e(E_e - E_\gamma)}{m_e c^2 E_\gamma} \right] - \frac{1}{2} \right\}, \quad (5.13)$$

para un núcleo no apantallado.

La probabilidad de emisión que se deduce de esta fórmula decrece con la energía del fotón emitido. Pero es importante notar que un fotón energético, aunque tiene baja probabilidad de emisión, se lleva cuando es emitido una importante fracción de la energía del electrón. Un electrón relativista emite por Bremsstrahlung un fotón de energía media del orden de $\frac{1}{3}E$ [24].

En un plasma no apantallado se tiene la siguiente expresión aproximada [12]:

$$-\left(\frac{dE_e}{dt} \right)_{\text{Br}} = 0.68 \times 10^{-16} Z(Z+1)n(\ln \gamma + 0.36)E_e, \quad (5.14)$$

donde n es la densidad de núcleos de carga Z y las otras constantes siguen la notación ya utilizada.

5.3 Creación de pares en un campo Coulombiano

La energía umbral de un fotón gamma para crear un par electrón-positrón en el campo electrostático de un núcleo de carga Ze es $2m_e c^2 = 1.022$ MeV. La sección eficaz total para este proceso está dada por [21]:

$$\sigma_{\gamma p}(E_\gamma) = 4\alpha Z^2 r_0^2 \left[\frac{7}{9} \ln \left(\frac{2E_\gamma}{m_e c^2} \right) - \frac{109}{54} \right] \quad \text{si } \frac{2E_{e^+} + E_e}{E_\gamma} \ll \frac{m_e c^2}{\alpha Z^2} \quad (5.15)$$

sin apantallamiento, y

$$\sigma_{\gamma p}(E_\gamma) = 4\alpha Z^2 r_0^2 \left[\frac{7}{9} \ln \left(\frac{191}{Z^{1/3}} \right) - \frac{1}{54} \right] \quad \text{si } \frac{2E_{e^+} + E_{e^-}}{E_\gamma} \gg \frac{m_e c^2}{\alpha Z^2}, \quad (5.16)$$

para apantallamiento total. Donde E_{e^+} es la energía que se lleva el positrón y E_e la del electrón. Salvo en casos extremos, predomina la probabilidad que sea $E_{e^+} = E_e = E_\gamma/2$.

La primera expresión puede usarse para un gas completamente ionizado.

5.4 Creación de pares por la interacción de dos fotones

Un fotón gamma de energía E_1 puede producir un par electrón-positrón cuando colisiona con un fotón de energía E_2 si $E_1 E_2 > (m_e c^2)^2$. La sección eficaz para la creación de pares es [21]:

$$\sigma_{e^+e^-}(E_1, E_2) = \frac{\pi r_0^2}{2} (1 - \beta^2) \left[2\beta(\beta^2 - 2) + (3 - \beta^4) \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \right], \quad (5.17)$$

donde r_0 es como antes el radio clásico del electrón y

$$\beta = \left[1 - \frac{(m_e c^2)^2}{E_1 E_2} \right]^{1/2} \quad (5.18)$$

La Figura 5.1 muestra un gráfico tridimensional de la superficie que define $\sigma_{e^+e^-}$.

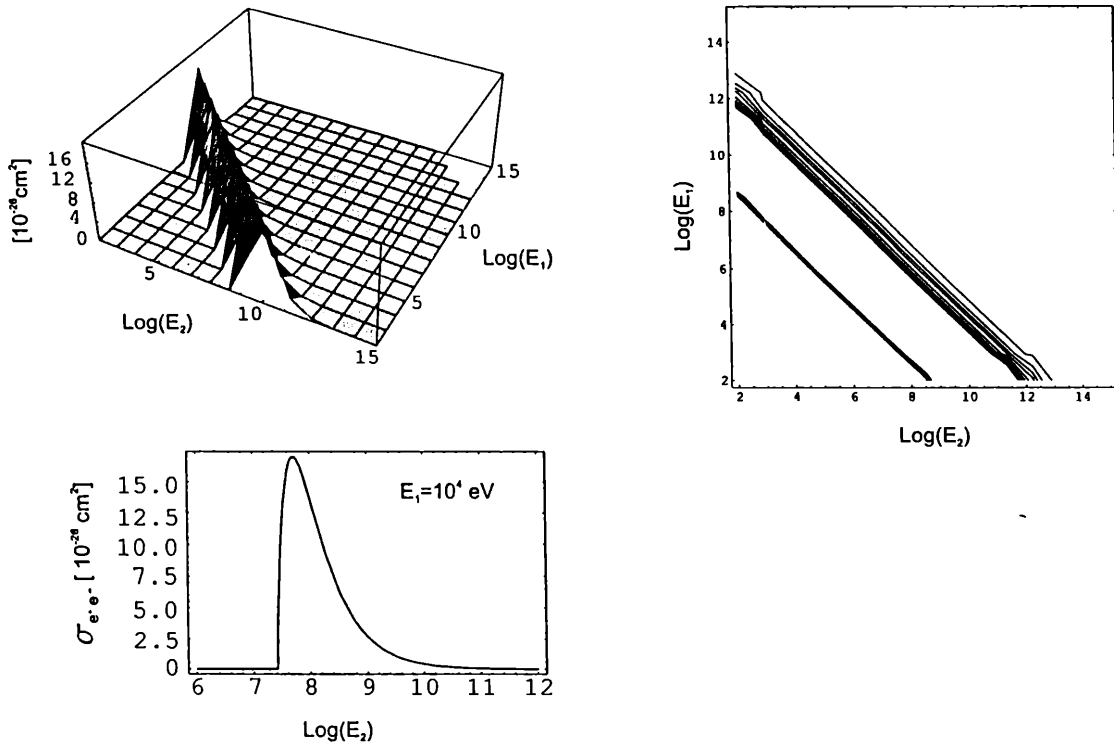


Figura 5.1: Sección eficaz de la interacción fotón fotón. Arriba a la derecha: curvas de nivel. Abajo: corte en $E_1 = 10 \text{ keV}$.

Bibliografía

- [1] Aharonian F. A., Kirillov-Ugryumov V. G. & Vardanian V.V. 1985, *Astrophysics & Space Science*, 115, 201
- [2] Aharonian F. A. & Atoyan A. M. 1996, *Astronomy & Astrophysics*, 309, 917
- [3] Andorchoqui L. A. et al. 2003, *Astrophysical Journal*, 589, 481
- [4] Apparao K. M. V. et al. 1980, *Astronomy & Astrophysics*, 89, 249
- [5] Benaglia P. & Romero G. E. 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 399, 1121
- [6] Bildsten L. et al. 1997, *Astrophysical Journal Supplement Series*, 113, 367
- [7] Cheng K. S. & Romero G. E. 2004, *Cosmic Gamma Ray Sources*, Kluwer, Dordrecht
- [8] Cheng K. S. & Ruderman M. 1989, *Astrophysical Journal*, 337, L77
- [9] Cheng K. S. & Ruderman M. 1991, *Astrophysical Journal*, 373, 187
- [10] Finger M. H., Wilson R. B. & Chakrabarty D. 1996, *Astronomy & Astrophysics Supplement Series*, 120, 209
- [11] Gaisser T. K. 1990, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press, Cambridge
- [12] Ginzburg V. L. & Syrovatskii S. I. 1964, *The Origin of Cosmic Rays*, Pergamon Press, Oxford
- [13] Gosh P. & Lamb F. K. 1979, *Astrophysical Journal*, 234, 296
- [14] Grindlay J. E. et al. 1984, *Astrophysical Journal*, 276, 621

- [15] Halzen F. & Martin A. D. 1984, *Quarks and Leptons: An introductory course in modern particle physics*, John Wiley & Sons, New York
- [16] Hermsen W. & Swanenburg B. N. 1977, *Nature*, 269, 494
- [17] İnam S. C. et al. 2004, *Montly Notices of the Royal Astronomical Society*, en imprenta
- [18] Joss P. C. & Rappaport S. A. 1984, *Annual Review Astronomy & Astrophysics*, 22, 537
- [19] Kalinovskii A. N., Mokhov N. V. & Nikitin Y. P. 1989, *Passage of High Energy Particles through Matter*, Translation series of the American Institute of Physics, New York
- [20] Kelley R. L. et al. 1981, *Astrophysical Journal*, 243, 251
- [21] Lang K. R. 1980, *Astrophysical Formulae*, Springer-Verlag, Berlin
- [22] Leung P. P., Cheng K. S. & Fung P. C. 1993, *Astrophysical Journal*, 410, 309
- [23] Li X. D. 1997, *Astrophysical Journal*, 476, 278
- [24] Longair M. S., *High Energy Astrophysics*, Vol I (1992) y II (1994), Cambridge Univesity Press, Cambridge
- [25] Nereguela I. 1998, *Astronomy & Astrophysics*, 338, 505
- [26] Romero G. E. et al. 2001, *Astronomy & Astrophysics*, 376, 599
- [27] Romero G. E. et al. 2002, *Astronomy & Astrophysics*, 393, L61
- [28] Romero G. E., Orellana M. & Torres D. F. 2004 ESA-SP, en imprenta
- [29] Shakura N. I. & Sunayev R. A. 1973, *Astronomy & Astrophysics*, 24, 337
- [30] Shapiro S. L. & Teukolsky S. A. 1983, *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars*, Wiley-interscience, New York
- [31] Wuang Y. M. 1996, *Astrophysical Journal*, 465, L111
- [32] Zhang S., Collmar W. & Schönfelder V. 2002, *Astronomy & Astrophysics*, 396, 923

Agradecimientos

Quiero hacer un agradecimiento muy especial a Gustavo Romero, mi director, quien ha tratado de inculcarme con el ejemplo no sólo cómo se hace ciencia, si no también lo que lleva dentro una persona de bien que hace ciencia. Gracias por su guía y sus consejos.

Agradezco a mi madre el poder estar concluyendo esta etapa de estudios, ya que sin su apoyo no hubiera podido comenzarla.

Gracias a los que siempre han estado dispuestos a ayudarme en lo que hiciera falta: la Dra. Nidia Morrell encabeza una larga lista.

A Fer, mi amor, compañía y soporte.

Y a los amigos y compañeros de estudio que hicieron ameno el trayecto.

Este trabajo ha sido realizado en el marco del proyecto “Investigaciones observacionales y teóricas en astrofísica relativista de blazares y otros objetos compactos” (13887-13) subvencionado por la Fundación Autorchas y dirigido por el G. E. Romero.