



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

POSGRADO MAESTRÍA EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

EMISIÓN TÉRMICA DE LA

ESTRELLA DE NEUTRONES

PSR J0821-4300 EN PUPPIS A

T E S I S

QUE PARA OPTAR EL GRADO ACADÉMICO DE

MAESTRÍA EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)

PRESENTA

MARISOL MAYÉN BENÍTEZ

TUTOR: Dr. DANY P. PAGE ROLLINET

INSITUTO DE ASTRONOMÍA, UNAM

MEXICO, D.F. Febrero 2014



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Agradecimientos

Me es muy grato expresar en estas líneas mi más profundo y sincero agradecimiento a todas aquellas personas que con su ayuda han colaborado en la realización del presente trabajo, agradezco muy en especial al Dr. Dany Page, director de esta tesis, por la orientación, el seguimiento y la supervisión continua de la misma, pero sobre todo por la motivación, el apoyo y la paciencia que me ha tenido a lo largo de estos años.

Especial reconocimientos merece el interés mostrado por mi trabajo y las sugerencias recibidas de mis sinodales Dra. Margarita Rosado, Dra. Magda González, Dr. Guillermo García y Dr. Thomas Zantias.

Quisiera hacer extensiva mi gratitud a mis compañeros del Instituto de Astronomía UNAM, por todos los momentos que pasamos juntos.

A Matias, por enseñarme que la vida se disfruta día con día, por enseñarme que la vida está hecha de momentos.

Un agradecimiento muy especial merece mi mamá, por su cariño, comprensión y por haber hecho todo en la vida para que pudiera lograr mis sueños.

Y sobre todo a mi hijo Victor por existir y ser parte de mi vida.

A todos ellos Muchas Gracias.

Índice General

| | |
|---|-----------|
| 1. Introducción | 1 |
| 2. Estrellas de Neutrones | 5 |
| 2.1. Origen y Descubrimiento | 5 |
| 2.2. Estructura Interna | 5 |
| 3. Pulsares y Campo Magnético | 9 |
| 3.1. Pulsares | 9 |
| 3.2. El modelo de frenado magneto-dipolar | 10 |
| 3.2.1. Frenado por radiación magneto-dipolar en el vacío | 10 |
| 3.2.2. Analisis dimensional | 11 |
| 3.2.3. El modelo de Arons & Spitkovsky | 12 |
| 3.2.4. Ecuación general de frenado | 12 |
| 3.2.5. El diagrama $P - \dot{P}$ | 14 |
| 3.3. La población de pulsares | 14 |
| 4. Orígen y Posibles Geometrías del Campo Magnético | 21 |
| 4.1. Orígen del campo magnético en estrellas de neutrones | 21 |
| 4.1.1. Campo Fósil | 22 |
| 4.1.2. Proceso Dinámico | 22 |
| 4.2. Efecto de la acreción hipercrítica: sumergencia del campo magnético. | 23 |
| 4.3. Geometría del campo magnético. | 27 |

| | |
|--|-----------|
| 5. Los Objetos Compactos Centrales (CCO) | 31 |
| 5.1. Características Generales | 31 |
| 5.2. Propiedades Individuales de CCO | 32 |
| 6. Emisión Térmica (superficial) y Efectos del Campo Magnético | 37 |
| 6.1. Emisión Térmica | 37 |
| 6.2. Envoltente no Magnetizada | 38 |
| 6.3. Transporte de Calor en Presencia de un Campo Magnético Fuerte | 39 |
| 6.4. Envoltente Magnetizada | 41 |
| 6.5. Efectos de la Componente Toroidal. | 43 |
| 6.6. Efectos Gravitacionales. | 45 |
| 6.7. Aplicaciones: Determinación de la Geometría del Campo de Algunos Pulsares | 47 |
| 6.8. Ambigüedades en la interpretación de los datos | 49 |
| 7. Modelos de Atmósferas | 51 |
| 8. El Pulsar de Puppis A (PSR J0821-4300) | 57 |
| 8.1. Modelo de Emisión | 59 |
| 9. El Código NSurf | 65 |
| 9.1. Atmósferas de hidrógeno para esta tesis. | 67 |
| 9.2. Comparación del modelo con los datos: matriz de respuesta. | 67 |
| 10. Modelo de Emisión Térmica de Puppis A (PSR J0821-4300) | 71 |
| 10.1. Ajuste de los datos de Puppis A. | 71 |
| 10.2. Efecto de la distancia y absorción interestelar. | 74 |
| 10.3. Efecto de la masa y radio de la estrella. | 75 |
| 10.4. Efecto del tamaño, posición y temperatura de los spots. | 76 |
| 10.4.1. Efecto del tamaño de los spots. | 76 |
| 10.4.2. Efecto de la temperatura de los spots. | 79 |
| 10.4.3. Efecto de la posición de los spots. | 79 |

| | |
|---|-----------|
| 10.5. El modelo final. | 80 |
| 10.6. Comparación con curvas de enfriamiento. | 82 |
| 11. Conclusiones | 85 |

Capítulo 1

Introducción

Las estrellas de neutrones nacen como consecuencia de la explosión de una estrella masiva cuando termina su vida como estrella normal. Esta explosión resulta del colapso del núcleo degenerado de hierro producido en la última etapa de la vida de la estrella, y se observa como una supernova. La masa original de la estrella que dá lugar a una supernova de colapso de núcleo (“core-collapse” en inglés) debe ser mayor a $8 M_{\odot}$ (Woosley et al. 2002), mientras estrellas menos masivas producen enanas blancas. Estrellas muy masivas producirán un hoyo negro en vez de una estrella de neutrones, pero qué tan masiva ha de ser, depende de muchos factores, como su metalicidad, rotación, pérdida de masa si es que está en un sistema binario.

La idea de una estrella compuesta principalmente de neutrones fue desarrollada en los años 30's por los astrónomos Landau (1932), Baade & Zwicky (1934). Siguiendo esta idea, Tolman (1934) y Oppenheimer & Volkoff (1934) realizaron los primeros cálculos teóricos de la estructura de estas estrellas, tomando como base los desarrollos de Chandrasekhar. Chandrasekhar obtuvo su límite de masa para enanas blancas, $\sim 1.4M_{\odot}$, usando como ecuación de estado la de un gas perfecto, degenerado, ultra-relativista de electrones. Tolman y Oppenheimer & Volkoff consideraron un gas perfecto, degenerado, no relativista de neutrones y encontraron que las estrellas de neutrones deberían presentar una masa

no mayor al 70% de la masa del Sol y radios de tan solo una decena de kilómetros.

La estrella de neutrones es un objeto muy compacto. Observacionalmente se ha encontrado que tiene un rango de masa de $1 - 2 M_{\odot}$ (donde $M_{\odot} = 2 \times 10^{33}$ g es la masa solar), contenida en una esfera de radio aproximado de 10-12 km, y debido a esto su gravedad superficial es enorme, $\sim 2 - 4 \times 10^{14}$ cm s⁻² (Lattimer 2012). Tienen un campo magnético super intenso del orden de 10^8 G para los pulsares de milisegundos hasta de 10^{15} G para los magnetares. Mientras que el campo magnético en las manchas solares es $\sim 10^4$ G y para una estrella masiva es de unos pocos cientos de gauss (Shöller et al. 2006).

Casi todos los pulsares jóvenes parecen estar inmersos en un remanente de supernova. Sin embargo, es difícil la detección de los pulsares dentro de los remanentes de supernova que se encuentran a distancias muy grandes de nosotros.

Los Objetos Compactos Centrales (CCOs) son objetos muy peculiares ya que son estrellas de neutrones muy jóvenes que se encuentran en el centro de la remanente de una supernova, y son detectados solamente en rayos X por su emisión térmica superficial, no tienen contraparte en radio, óptico, y tienen un campo magnético débil, inferior a 10^{11} G cuando ha podido ser estimado. Tal campo magnético es de 2 a 3 órdenes de magnitud más débil que el de un pulsar joven típico.

Además de la gran variedad en la intensidad del campo magnético dipolar descrito arriba, existe la posibilidad de que la geometría del campo sea más complicada que la de un simple dipolo. Puede haber una componente cuadrupolar y, posiblemente, un fuerte campo toroidal inmerso en el interior de la estrella. La presencia de este campo magnético afecta la emisión térmica de la superficie de la estrella: influye en el transporte de calor del interior hacia la superficie y también afecta la estructura de la atmósfera donde esta radiación es producida. El modelado de la emisión térmica de una estrella de neutrones es una herramienta potente para estudiar con detalle la estructura de su campo magnético.

En este trabajo se modelan el espectro y las curvas de luz del Objeto Compacto Central

PSR J0821-4300 que se encuentra en el remanente de supernova Puppis A. (Esta estrella ha sido apodada como “Pup A”.) Este objeto es uno de los tres CCOs con medición del periodo de rotación, $P = 0.112$ seg., y una estimación de la intensidad de su campo magnético, $B \simeq 3 \times 10^{10}$ G. El espectro y las curvas de luz han sido modelados por Gotthelf et al. (2010) suponiendo la presencia de dos regiones calientes diametralmente opuestas en la superficie de la estrella. Una interpretación natural de la presencia de dos regiones caliente muy pequeñas es la existencia de un fuerte campo toroidal, confinado al interior de la estrella. Sin embargo estos autores usaron el cuerpo negro para describir la emisión térmica, lo cual no es muy realista ya que las estrellas de neutrones no emiten como un cuerpo negro perfecto. En este trabajo presentamos modelos similares pero con emisión térmica de una atmósfera de hidrógeno. A diferencia del cuerpo negro, el modelo de atmósfera produce una emisión anisotrópica y tanto la temperatura como el tamaño de la región de emisión deducidos de la interpretación de los datos son muy distintos. **El objetivo de esta tesis es el determinar si la deducción de la presencia de un campo toroidal en Pup A es robusta, es decir no depende del modelo espectral empleado.**

En el capítulo 2 se describe la estructura interna general de una estrella de neutrones. En el capítulo 3 se explica un modelo magneto-dipolar en el vacío para describir un pulsar así como un modelo en 3-D magneto-hidrodinámico relativista de Spitkovsky (2012), además de una breve descripción de la población de pulsares que hasta la fecha se han descubierto. En el capítulo 4 se muestran algunas hipótesis que existen sobre los posibles orígenes del campo magnético en una estrella de neutrones. En el capítulo 5 se explica que es un Objeto Compacto Central (CCO’s) y las propiedades de cada uno de los 10 CCO’s que se encuentran catalogados. En el capítulo 6 se presentan la propiedades de la envolvente no-magnetizada y magnetizada, además los efectos gravitacionales y de la geometría del campo magnético, para modelar la emisión térmica de la estrella. El capítulo 7 da una breve descripción de los modelos de atmósfera que usamos. En el capítulo 9 se da una breve descripción del código que se utilizó para modelar el CCO PSR J0821-4300

en Puppis A. El capítulo 8 describe con detalle las propiedades de PSR J08221-4300 en Puppis A y el modelo que usaron Gotthelf et al. (2010) para modelar dicho pulsar. Finalmente, en el capítulo 10 se presentan nuestros modelos de las curvas de luz y del espectro térmico de PSR J8021-4300 considerando una atmósfera de hidrógeno. En el capítulo 11 ofrecemos conclusiones sobre este trabajo.

El trabajo que se realizó para esta tesis es:

- **Incorporación al código NSurf de los modelos de atmósferas de hidrógeno, descrito en el Cap. 9. (Este programa permite definir la temperatura superficial de una estrella de neutrones así como su campo magnético y simular una observación de ésta, también permite incorporar la matriz de respuesta del detector y poder comparar los resultados con los datos observacionales.)**
- **Incorporación al código NSurf de la matriz de respuesta de XMM-Newton**
- **Modelos con 2 “hot spots” y emisión de atmósfera de hidrógeno, presentados en el Cap. 10.**

Capítulo 2

Estrellas de Neutrones

2.1. Origen y Descubrimiento

Las primeras conjeturas acerca de la posible existencia de las estrellas de neutrones fueron hechas por Landau (1932) y por Baade & Zwicky (1934) y el primer trabajo de Oppenheimer & Volkoff (1934) señaló que existe un objeto muy misterioso, exótico, pequeño y muy denso en el Universo. Cuarenta años después del descubrimiento real de las estrellas de neutrones (Hewish & Bell 1968), las primeras ideas generales de la estructura de las estrellas han sido confirmadas: estas estrellas se muestran muy pequeñas y muy densas, y probablemente algunas contienen alguna forma exótica de la materia.

2.2. Estructura Interna

Según las teorías actuales, la estructura interna de una estrella de neutrones puede subdividirse en atmósfera y cuatro regiones principales, la envoltente, la corteza, el núcleo externo y núcleo interno. En la Fig. 2.1 se ilustra una vista teórica de la estructura interna de una estrella de neutrones.

La superficie de esta estrella probablemente esté formada por una *atmósfera* extremadamente delgada, con un espesor de unos pocos centímetros, la cuál se espera que esté compuesta de hidrógeno u otros elementos ligeros (helio, carbono, oxígeno en algunos casos probablemente una mezcla de elementos pesados o incluso una superficie magnética condensada, Lai 2001). En el caso de estrellas cuya emisión térmica superficial es observable en rayos X, la temperatura superficial va desde $T_s \sim 3 \times 10^6$ K en las más calientes, con una atmósfera de unos 10 cm de espesor, hasta $T_s \sim 3 \times 10^5$ K en la más frías, y un espesor de atmósfera de menos de un centímetro. La atmósfera de las estrellas de neutrones es muy diferente a la atmósfera de las estrellas usuales debido a que se encuentran inmersas en campos magnéticos y gravitacionales muy grandes. Tanto para las estrellas usuales como para las estrellas de neutrones las propiedades de la radiación que emite la atmósfera depende fuertemente de la composición química. Es muy importante el análisis de esta capa ya que en ella se emite el flujo térmico $F(E)$, y con ellos se puede obtener el espectro de radiación térmico; este espectro de radiación contiene información muy valiosa sobre los parámetros de la capa superficial como es la temperatura superficial, la gravedad, composición química, geometría del campo magnético superficial, la masa y el radio de la estrella. El objeto de esta tesis es precisamente el ajustar modelos de atmósferas con datos observacionales de una estrella de neutrones, el pulsar del remanente de supernova Puppis A, con el fin de intentar precisar la composición química de la atmósfera y la geometría del campo magnético.

La capa justo debajo de la atmósfera es la *envolvente* la cual está constituida por elementos más pesados que la atmósfera. La materia que se encuentra en esta sección todavía no está totalmente degenerada, esta capa es muy delgada (con apenas un espesor de unas cuantas decenas de metros), opaca a la radiación (con una profundidad óptica $\gg 1$) y actúa como un aislante térmico entre la parte interna de la estrella y la superficie. Cuando la densidad excede $\sim 10^6$ g cm⁻³, los electrones (ahora degenerados) se vuelven relativistas. La envolvente abarca hasta una densidad aproximada de 4.3×10^{11} g cm⁻³ (Page 2008).

Inmediatamente después de la envoltura se encuentra la *corteza* (a una profundidad entre 200-500 m de la superficie). Esta capa está compuesta de núcleos y electrones relativistas inmersos en un superfluido de neutrones. A medida que aumenta la densidad, mayor cantidad de neutrones escapan del núcleo, por lo tanto existen menos electrones o protones por neutrones presentes. A la densidad de $\sim 4 \times 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$ la presión de los neutrones degenerados comienza a dominar sobre la presión de los electrones degenerados.

La transición o la separación de la corteza al núcleo de la estrella se estima que ocurre cuando la densidad alcanza $\rho_{cc} \simeq 1.6 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$, es decir, cerca del 60 % de la densidad nuclear $\rho_{nuc} \sim 2.7-2.8 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ (ρ_{nuc} se refiere a la materia nuclear simétrica, es decir, formada de 50 % neutrones, 50 % protones a presión cero y es deducida de la densidad central de núcleo pesado, mientras que en una estrella de neutrones, la densidad ρ_{cc} se mantiene a una presión que no es cero y la materia está conformada aprox. 95 % neutrones y una pequeña parte de 5 % de protones) (Page 2008).

Con el aumento de la densidad los núcleos ocupan una fracción cada vez más grande del volumen, y para una densidad mayor a $\sim 5 \times 10^{13} \text{ g cm}^{-3}$ su forma se altera, se vuelven cada vez más alargados (fase de espaguetis) y finalmente ocupan casi todo el volumen y empujan el líquido de neutrones a reducirse a pequeñas burbujas inmersas en un líquido de protones formando la fase llamada “queso suizo”.

En el núcleo externo (“outer core”) los protones actúan como superconductores tipo II, este tipo de superconductores excluyen parcialmente el campo magnético de su interior, en ellos el campo magnético está confinado a fluxoides (pequeños tubos) y los neutrones forman un superfluido en rotación, el cual forma espontáneamente vórtices, que consisten en una parte central de la materia no superfluida rodeada por materia superfluida en rotación alrededor de dicha parte central, todos estos vórtices se encuentran paralelos al eje de rotación de la estrella. (ver Fig. 2.1 panel C). La región central marcada con un “?”, en la Fig. 2.1, es la parte enigmática y es uno de los principales focos de interés en el estudio de las estrellas de neutrones.

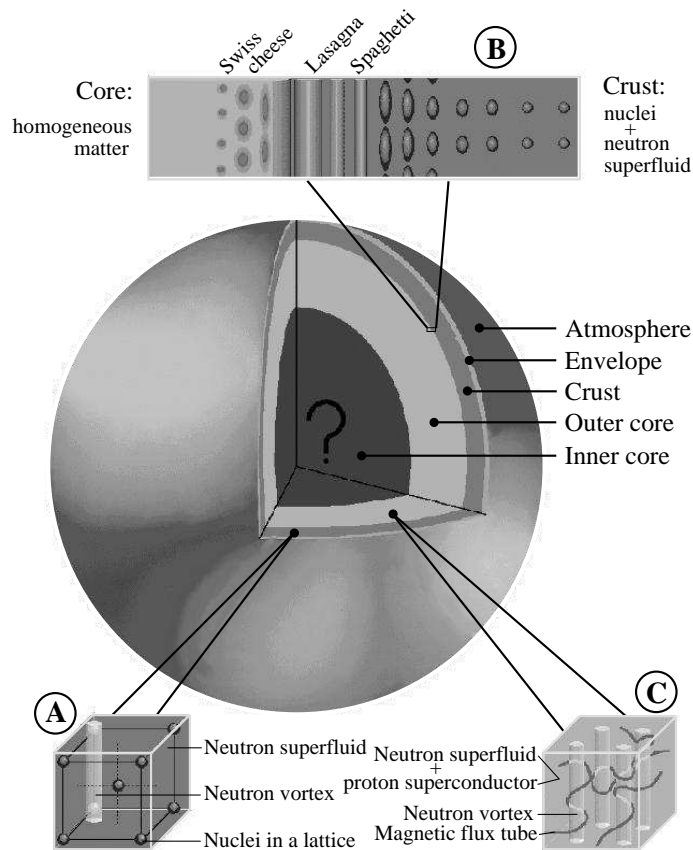


Figura 2.1: Vista teórica de la estructura interna de una estrella de neutrones. Figura tomada de Page & Reddy (2006).

Sin embargo, gran parte de la información que podríamos obtener acerca de esta parte central proviene de la observación de la estrella, es decir la detección y el modelado de su emisión térmica. Antes de enfocarnos en esta emisión térmica describiremos, en los dos próximos capítulos, el campo magnético de las estrellas de neutrones.

Capítulo 3

Pulsares y Campo Magnético

3.1. Pulsares

Los pulsares son estrellas de neutrones altamente magnetizadas con una frecuencia de rotación muy grande, nacieron como resultado de la explosión de una supernova en la etapa final de la vida de una estrella masiva. En 1967 Jocelyn Bell, estudiante de doctorado perteneciente al grupo astronómico de Cambridge encabezado por Anthony Hewish, detectó un objeto astronómico que emitía pulsos periódicos en ondas de radio en un intervalo 1.33730113 segundos que fue el primer pulsar. Los periodos de rotación de los pulsares observados se encuentran entre $P=1.39$ mseg. (PSR J1748-2446ad) y $P=11.78$ seg. (1E 1841-045). Como la velocidad de rotación en la magnetósfera es enorme, las partículas cargadas son aceleradas a lo largo del las líneas del campo magnético y emiten radiación electromagnética, por lo tanto los pulsares están constantemente perdiendo energía. Los modelos de pulsares predicen una desaceleración gradual, por lo tanto un aumento en el periodo del pulso, convirtiendo su energía cinética de rotación en radiación. En muchos casos esta radiación es detectable en frecuencias de radio. Por lo tanto cada pulso es el haz de radiación que cruza la línea de visión del observador en cada rotación. Sin embargo, aunque todos los pulsares son estrellas de neutrones, no todas las estrellas de neutrones son pulsares.

3.2. El modelo de frenado magneto-dipolar

3.2.1. Frenado por radiación magneto-dipolar en el vacío

En esta sección se explicará un modelo de pulsar muy sencillo considerando un dipolo en el vacío. La emisión del pulsar es derivada de la energía cinética rotacional de la estrella (Pacini 1967) y asumimos que la estrella de neutrones rota uniformemente a una frecuencia Ω .

La razón de pérdida de energía por emisión de radiación magneto-dipolar es (Shapiro & Teukolsky 1983)

$$\dot{E}_{\text{mag}} = -\frac{B_p^2 R^6 \Omega^4}{6c^3} \sin^2 \alpha. \quad (3.1)$$

donde R es el radio de la estrella, B_p la intensidad del campo magnético en el polo, α el ángulo entre el eje de rotación y el momento magnético, y c la velocidad de la luz. Ω es la frecuencia de rotación del pulsar y notemos que esta radiación magneto-dipolar está emitida a la frecuencia Ω . La energía cinética de rotación de la estrella está dada por:

$$E_{\text{rot}} = \frac{1}{2} I \Omega^2 \quad (3.2)$$

donde I es el momento de inercia, $I = \beta M R^2$ con $\beta \sim 1$ dependiendo del perfil de densidad en la estrella. Ahora, la ecuación de frenado magneto-dipolar se obtiene igualando $\dot{E}_{\text{rot}} = \dot{E}_{\text{mag}}$

$$\dot{\Omega} = -\frac{B_p^2 R^6}{6Ic^3} \Omega^3 \sin^2 \alpha. \quad (3.3)$$

Esto muestra una dependencia en el ángulo α , pero es debida al uso de la fórmula Ec. (3.1) que es ciertamente muy sencilla ya que se espera que la magnetósfera de los pulsares esté formada por plasma (es decir, materia ionizada) y las consideraciones de esta ecuación son en el vacío. De esta última ecuación se puede obtener una estimación de la intensidad del campo magnético superficial:

$$B_p \simeq \sqrt{\frac{c^3 I |\dot{\Omega}|}{\Omega^3 R^6}} \simeq 3.2 \times 10^{19} (P\dot{P})^{1/2} \text{ G} \simeq 1.5 \times 10^{12} \frac{P}{0.01\text{s}} \left(\frac{1000 \text{ yr}}{\tau_c} \right)^{1/2} \text{ G}, \quad (3.4)$$

donde $P = 2\pi/\Omega$ es el periodo de rotación de la estrella, \dot{P} su derivada temporal, un radio de $R=10$ km y un momento de inercia $I \simeq 10^{45}$ g cm² para una masa típica de una estrella de neutrones de $M = 1.4 M_{\odot}$ y τ_c es la edad característica del pulsar, que está definido en la Ec. (3.14). Note que el valor numérico preciso de la constante en esta fórmula depende de los valores usados para I y R y distintos autores pueden usar valores distintos.

3.2.2. Analisis dimensional

A pesar de la simplicidad del modelo anterior, un análisis dimensional nos muestra que probablemente es cualitativamente aceptable. Consideremos sencillamente las pérdidas de energía magnética en el cilindro de luz. El cilindro de luz es un cilindro imaginario con su eje a lo largo del eje de rotación del pulsar y sobre el cual la velocidad de co-rotación con el pulsar es igual a la de la luz. El radio del cilindro de luz está entonces dado por

$$R_{cl} = cP/2\pi = c/\Omega \quad (3.5)$$

Considerando un campo magnético dipolar, cuya dependencia en la distancia r es $\propto r^{-3}$ el campo magnético en el radio del cilindro de luz es aproximadamente

$$B_{cl} \cong B_p \left(\frac{R}{R_{cl}} \right)^3 = \frac{B_p R^3}{c^3} \Omega^3. \quad (3.6)$$

La densidad de energía magnética correspondiente es

$$E_{m,cl} = \frac{B_{cl}^2}{4\pi} = \frac{B_p^2 R^6 \Omega^6}{4\pi c^6}. \quad (3.7)$$

En el cilindro de luz las líneas de campo magnético se enrollan y el campo dipolar se transforma en un campo de radiación y esta energía magnética se pierde. Suponiendo que las líneas de campo se escapan a la velocidad de la luz, la razón de perdida de energía electromagnética es

$$\dot{E} \sim -A_{cl} E_{m,c} \quad (3.8)$$

donde $A_{cl} \simeq 4\pi R_{cl}^2$ el área de la región donde se pierde la energía. Obtenemos así

$$\dot{E} \simeq -\frac{B_p^2 R^6 \Omega^4}{c^3} \quad (3.9)$$

que es muy similar a la Eq. (3.1). Este sencillo resultado nos indica que cualquier teoría detallada de las pérdidas de energía de un pulsar debe dar un resultado análogo al del modelo de la radiación magneto-dipolar.

3.2.3. El modelo de Arons & Spitkovsky

Anteriormente se consideró un modelo magneto-dipolar en el vacío, pero se espera que los pulsares tengan plasma en la magnetósfera y al considerar las soluciones de los modelos en el vacío no se sabía qué tan precisos pudieran ser estos resultados comparados con los datos obtenidos de las observaciones. Spitkovsky (2012) desarrolló un modelo numérico 3-dimensional de magneto-hidrodinámica (MHD) relativista de magnetósfera de pulsar y ajustó sus resultados numéricos con la fórmula

$$\dot{E} = -k_1 \frac{B_p^2 R^6 \Omega^4}{c^3} (1 + k_2 \sin^2 \alpha) \quad (3.10)$$

donde $k_1 = 1 \pm 0.05$ y $k_2 = 1 \pm 0.1$.

En la Fig. 3.1 se muestra una gráfica de la pérdida de energía en función del ángulo de inclinación magnética para un modelo de MHD. Este resultado es compatible con la Ec. (3.9) que es lo que debe ser como argumentado en la sección anterior. Es importante notar que la dependencia en el ángulo α es mucho más débil que en el caso de la Ec. (3.1).

3.2.4. Ecuación general de frenado

Para cualquier modelo de desaceleración, i.e., un modelo para \dot{E} , y con la relación $\dot{E}_{rot} = \dot{E}$ podemos escribir la ecuación general de frenado:

$$\dot{\Omega} = -K\Omega^n \quad (3.11)$$

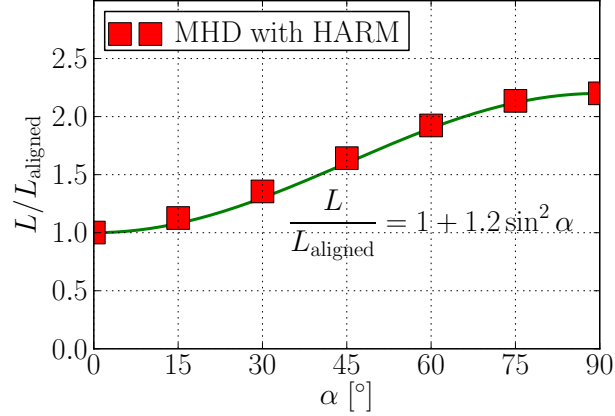


Figura 3.1: pérdida de energía del pulsar vs ángulo de inclinación α , los cuadros representan los resultados de la simulación numérica MHD y la línea el ajuste de la Ec. (3.10).

donde n se llama "índice de frenado". Por ejemplo en el modelo de la Ec. (3.9) tenemos $K = B_p^2 R^6 / (Ic^3)$. Definimos una escala de tiempo de frenado

$$\tau \equiv -\frac{1}{n-1} \left(\frac{\Omega}{\dot{\Omega}} \right)_0 = \frac{1}{n-1} \left(\frac{P}{\dot{P}} \right)_0 \quad (3.12)$$

donde el índice 0 se refiere a valores presentes. La solución a la ecuación Ec. (3.11) es

$$\Omega(t) = \Omega_i \left(1 + \left(\frac{\Omega_i}{\Omega_o} \right)^{n-1} \frac{t}{\tau} \right)^{-1/(n-1)}. \quad (3.13)$$

Para el modelo del dipolo magnético, n es igual a 3 y la *edad característica* del pulsar esta definida por

$$\tau_c = \left(\frac{P}{2\dot{P}} \right)_0. \quad (3.14)$$

Si la K es constante, podemos obtener n por

$$n = \frac{\Omega \ddot{\Omega}}{\dot{\Omega}^2} \quad (3.15)$$

El índice de frenado en principio, se puede medir directamente de la frecuencia del pulsar y sus dos primeras derivadas. Sin embargo, K depende de α y sobre todo de B_p . Si el campo magnético evoluciona, K ya no es constante y debemos usar

$$n_{obs} = \frac{\Omega \ddot{\Omega}}{\dot{\Omega}^2} = n - 2\tau_c \frac{\dot{K}}{K}. \quad (3.16)$$

Los valores observados para n_{obs} son todos inferiores a 3 (Espinoza et al. 2011). De la ecuación (3.16) estos valores indican que $\dot{K} > 0$, o sea el campo magnético podría estar creciendo si realmente $n = 3$. El argumento de la Sec. 3.2.2 mostró que $n = 3$ resulta de considerar que el campo magnético es dipolar.

3.2.5. El diagrama $P - \dot{P}$.

Una manera sintética de visualizar la población de pulsares es la gráfica del periodo vs. la derivada del periodo de la población de pulsares. En la Fig. 3.2 presentamos este diagrama de Espinoza et al. (2011). En esta figura se indican líneas de valor fijo del campo magnético, de la Ec. (3.4), así como líneas de edad característica fija, de la Ec. (3.14). En el caso de que K no cambie con el tiempo, un pulsar evoluciona en este diagrama $P - \dot{P}$ hacia la derecha paralelamente a las líneas de campo constante, lo cual correspondería a una $n_{obs} = 3$. Sin embargo, todos los valores medidos de n_{obs} son inferiores a 3 y la evolución resultante de P y \dot{P} inferida de n_{obs} es indicada en esta figura por una flecha. Estas mediciones de n_{obs} son una muy fuerte indicación de que la componente dipolar del campo magnético esta creciendo con el tiempo.

3.3. La población de pulsares

A finales del año 2008 (Becker 2009) había cerca de 1800 pulsares conocidos a través de detecciones de radio, pero sólo alrededor de 70 habían sido detectados en rayos gamma. En la figura Fig. 3.3, obtenida de Becker (2009) y completada con la versión de Gotthelf et al. (2013), mostramos otra versión del diagrama $P - \dot{P}$ con los pulsares detectados en rayos X marcados en color.

Los símbolos en esta figura representan:

- Los puntos negros son los pulsares detectados en radio.

t

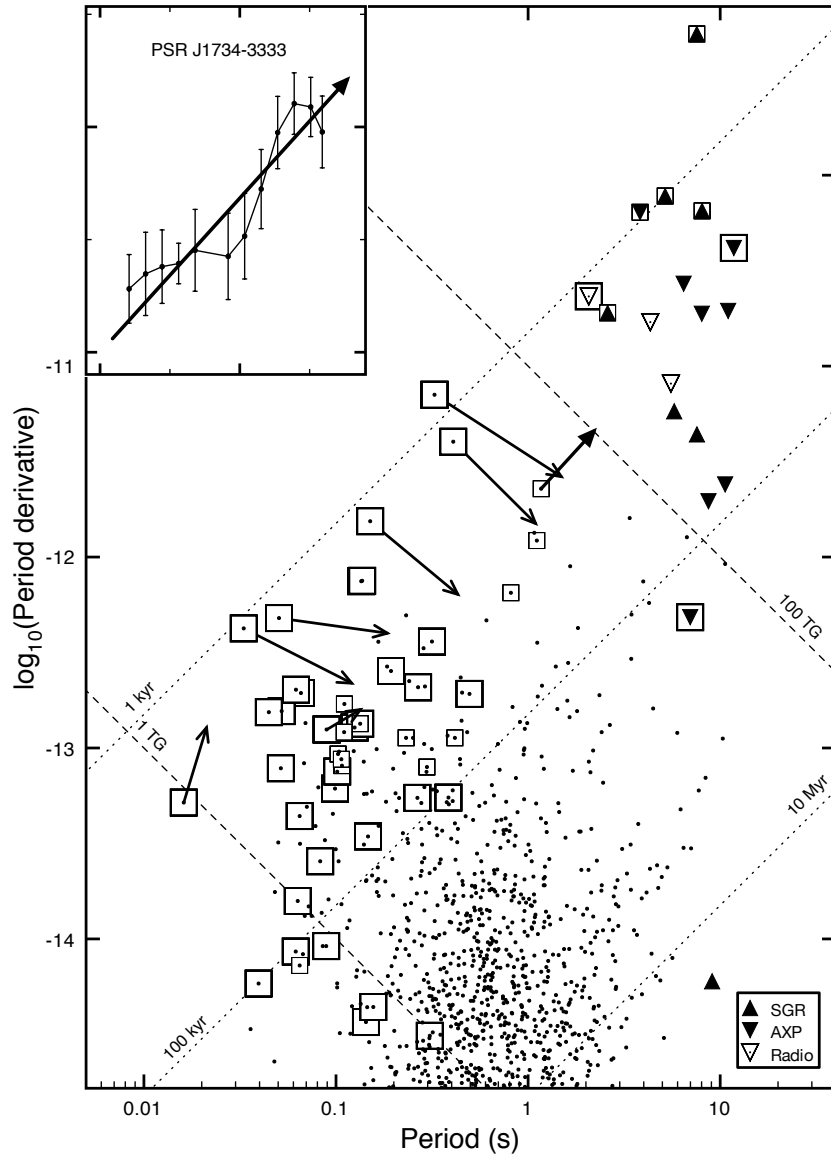


Figura 3.2: Diagrama $P - \dot{P}$. Los pulsares marcados por un cuadro tienen un remanente de supernova o una nebulosa sincrotrón asociada. Las flechas indican la evolución a corto plazo de P y \dot{P} inferida de la medición de \ddot{P} : son los pulsares con n_{obs} medido. (Los símbolos “SGR”, “AXP”, y “Radio” se discuten en la siguiente subsección.)

- Los puntos azules son los magnetares, caracterizados por tener un campo magnético enorme ($B > 10^{14}$). Su principal fuente de energía es el decaimiento del campo magnético en vez de la energía cinética de rotación. Son estrellas muy jóvenes con una edad característica $\tau \sim 10^3 - 10^5$ años. (Haensel et al. 2007) Existen dos clases de magnetares: los “Soft-Gamma Repeaters” (SGRs) que fueron descubiertos como estallidos de rayos gamma y los pulsares de rayos X anómalos (“Anomalous X-ray Pulsars” ó AXP) que no presentan explosiones, y emiten en rayos X. Son los objetos que presentan los más grandes valores de P y \dot{P} .
- Los puntos verdes claro son estrellas de neutrones aisladas (“Isolated Neutron Stars” ó INS). Se encuentran a una distancia cercana a nosotros, unos pocos cientos de parsecs, y tienen un campo magnético grande $B \sim 10^{13}$ G. Son de edad mediana (cientos de miles de años) ya que todavía se observa su espectro térmico. Su periodo de rotación es grande, no se han detectado en radio ni en rayos gamma. En alguna de ellas, detectadas en el óptico, se ha podido medir su movimiento propio: extrapolado al pasado este indica que nacieron en asociaciones OB en nubes del cinturón de Gould. Se les ha dado el apodo de “Los Magníficos Siete” (solo 6 están en la figura ya que en uno de ellos todavía no se ha medido \dot{P}).
- Los círculos rojos indican pulsares tipo Cangrejo, estos en general se encuentran inmersos en una remanente de supernova y una nebulosa sincrotrón. En estos pulsares la emisión en rayos X está dominada por la emisión no-térmica debido a la magnetósfera.
- Los asteriscos verdes indican pulsares tipo Vela. Son pulsares muy parecidos al pulsar tipo Cangrejo pero más viejos con una edad $\sim 10^4 - 10^5$ años (Becker 2009) y todavía tienen una nebulosa sincrotrón. Su magnetósfera es menos energética, por lo tanto se observa en rayos X la emisión térmica de la superficie y posiblemente la de los casquetes polares.
- Los diamantes verdes son pulsares todavía más viejos con una edad característica

entre $\tau_c \sim 10^4 - 10^6$ años (Becker 2009), detectados en rayos X y mostrando emisión térmica de la superficie pero que ya no tienen nebulosa sincrotrón.

- Los cuadrados rojos son pulsares muy viejos de millones de años. Tienen una emisión muy débil de la magnetósfera y de los casquetes polares apenas detectable en rayos X. Su emisión térmica superficial ya no es detectable en rayos X.
- Los triángulos rojos son pulsares de milisegundos detectados en rayos X. Estos se distinguen de la mayoría de los pulsares “ordinarios” por su periodo de rotación muy corto < 20 ms, y $\dot{P} \approx 10^{-18} - 10^{-21} \text{ ss}^{-1}$ (Zavlin 2007). Tienen un campo magnético $B \sim 10^8 - 10^{10} \text{ G}$. Estos pulsares son extremadamente viejos con una edad característica $\tau_c \simeq 10^9 - 10^{10}$ años (Potekhin 2010). Su emisión en rayos X es térmica proveniente de los casquetes polares. Muchos de ellos se encuentran en sistemas binarios y en los cúmulos globulares. La interpretación aceptada de sus propiedades es que pertenecieron a un sistema binario con acreción, la cual hizo crecer su frecuencia de rotación y indujo una fuerte reducción del campo magnético.

En la Fig. 3.4 se muestran las componentes espectrales observables de las tres posibles fuentes de emisión de los pulsares (Becker 2009). Los pulsares tipo Cangrejo son pulsares jóvenes en los cuales domina la emisión no-térmica debida a la magnetósfera, al ser un pulsar joven tendría una temperatura superficial muy alta y emisión térmica pero esta es opacada por la emisión mucho más grande de la magnetósfera teniendo así emisión no-térmica: panel izquierdo de la figura. Sin embargo a medida que pasa el tiempo y la pérdida de energía \dot{E} disminuye, la magnetósfera es cada vez menos energética y la emisión no-térmica cada vez menos fuerte. Antes de que la estrella se enfríe su emisión térmica superficial es detectable en rayos X: panel central de la figura. En pulsares muy viejos, la emisión térmica superficial es muy débil, no es detectable, y la emisión en rayos X es otra vez no-térmica: panel derecho de la figura.

Existen otros tipos de estrellas de neutrones además de los clasificados anteriormente.

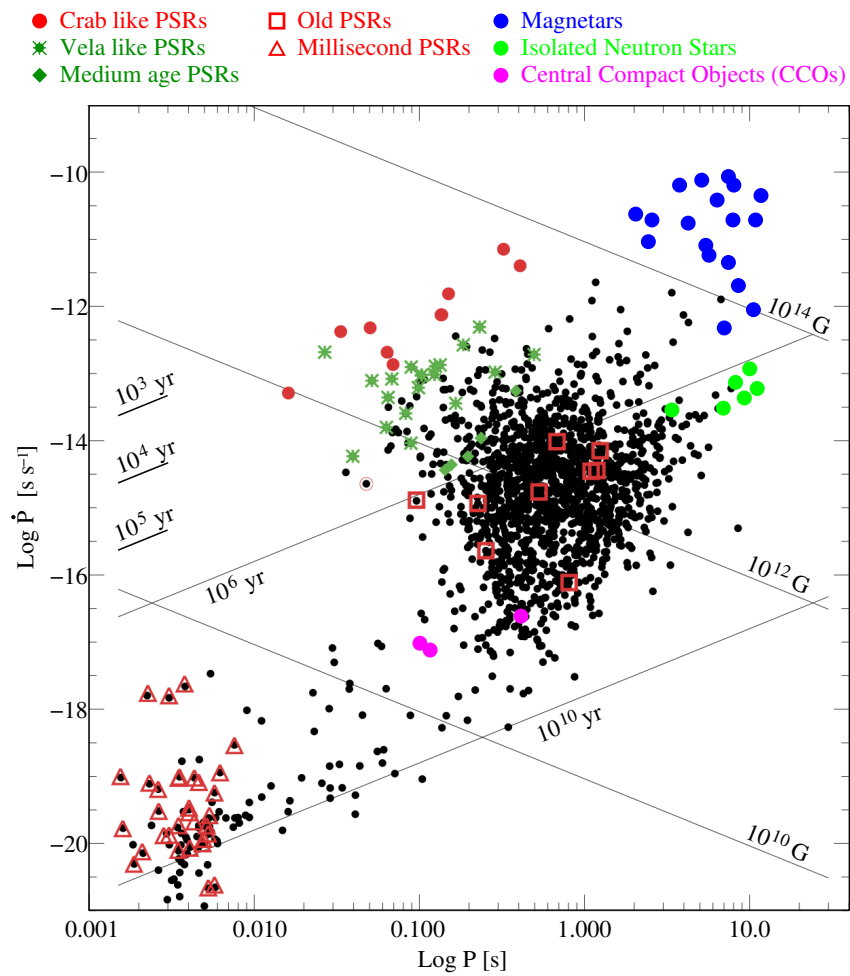


Figura 3.3: Diagrama $P - \dot{P}$: muestra la distribución de la población de pulsares, similar a la de la Fig. 3.2, pero con los objetos detectados en rayos X marcados en color. Para mayor información ver el texto. Figura tomada de Becker (2009).

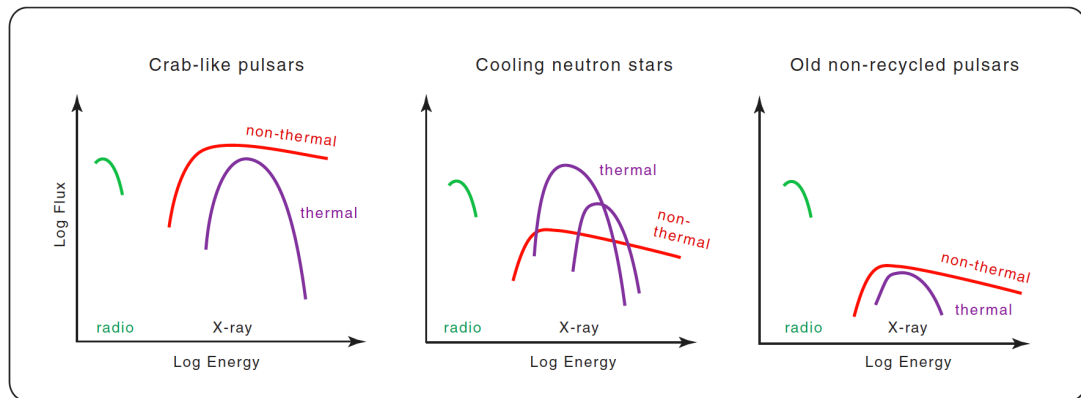


Figura 3.4: La figura muestra las 3 componentes espectrales observadas en los pulsares como función del spin-down de la edad. Figura tomada de Becker (2009).

Una clase de ellas son los llamados Objetos Compactos Centrales (“Central Compact Object” ó CCO, un término introducido por primera vez por Pavlov et al. 2002), se encuentran en el centro de una remanente de supernova (SNR) y solamente se observan en rayos X presentando un espectro térmico. Actualmente 8 – 12 objetos son conocidos o propuestos como candidatos a CCOs (Gotthelf et al. 2013) y solo en tres casos se ha podido, después de muchos años, medir P y \dot{P} . Estos tres “pulsares” están representados como punto de color magenta en la Fig. 3.3. Describimos los CCOs con más detalle en la Sec. 5 y el estudio de uno de ellos, PSR J0821-4300 en el remanente de supernova Puppis A, que además es el objeto de esta tesis.

Capítulo 4

Origen y Posibles Geometrías del Campo Magnético

4.1. Origen del campo magnético en estrellas de neutrones

El origen del campo magnético en las estrellas de neutrones es un problema que aún no ha sido resuelto. No se sabe si el campo magnético de estos objetos estelares tiene un origen común, pero existen diferentes hipótesis para tratar de explicarlo.

Existen dos posibles causas que se han considerado para explicar el origen del campo magnético en pulsares (Spruit 2009):

- Hipótesis de un campo fósil, también llamado "conservación de flujo".
- Campo generado por un proceso dinámico en algún momento de la evolución de la estrella progenitora.

En las siguientes secciones se dará una breve explicación sobre cada hipótesis.

4.1.1. Campo Fósil

Esta es la hipótesis más sencilla, los campos magnéticos más fuertes conocidos en estrellas de la secuencia principal se encuentran alrededor de 10^4 G. Una estrella progenitora de radio 4×10^{11} cm, con masa de $10M_{\odot}$, podría contener un flujo magnético $\sim 5 \times 10^{27}$ G cm². Una estrella de neutrones con un flujo similar tendría un campo superficial de $\sim 5 \times 10^{15}$ G, suficiente para ser un magnetar, pero esto no es una estimación realista ya que la estrella de neutrones contiene solamente el 15 % de la masa de la estrella progenitora, y la masa interna de $1.4M_{\odot}$ de la progenitora ocupa solamente el 2 % de la sección transversal de la estrella. Un inconveniente de esta hipótesis es que solo una muy pequeña fracción de las estrellas progenitoras tienen un campo magnético mayor que 10^4 G, mientras que los magnetares nacen frecuentemente. Por lo que esta hipótesis no explica la población de magnetares, pero podría ser adecuada para pulsares normales con campos del orden de 10^{12} G.

4.1.2. Proceso Dinámico

Esta hipótesis se basa en que el campo magnético de la estrella de neutrones puede haber sido creado en el núcleo de la estrella progenitora en algún momento en la etapa de su evolución post-secuencia principal y posteriormente amplificado en el colapso del núcleo. Algunos procesos posibles para que se lleve a cabo esto son los siguientes:

- Campos magnéticos de gran escala generados por procesos dinámicos (esta teoría describe el proceso a través del cual la convección puede generar y mantener un campo magnético en la estrella.) son tradicionalmente asociados con zonas convectivas. Los campos de este proceso son frecuentemente estimados considerando equipartición de la densidad de energía magnética con la densidad de energía magnética de convección.

- Campos generados en zonas estables. La generación de campo puede tener lugar en forma estable en zonas estratificadas de la estrella, sin embargo limita en gran medida la escala de longitud radial en el que este proceso opera, por esta razón es muy poco probable que produzca un campo a gran escala (a diferencia del caso de la convección), y un momento dipolar neto importante para la estrella de neutrones. Sin embargo este proceso es de gran importancia para la evolución crítica de la distribución de momento angular en el progenitor.
- Convección y rotación diferencial en la proto-estrella de neutrones. Esta situación dura unos 30 segundos en el momento de la formación de la estrella de neutrones, en la fase durante la cual los neutrinos están todavía atrapados en la materia debido a las altas temperaturas ($\sim (1 - 5) \times 10^{11}$ K). Esta fase ha sido propuesta inicialmente por Thompson & Duncan (1993) para la presencia de un mecanismo de dínamo muy eficiente y podría producir campos del orden de, o hasta superior a, 10^{15} G.

4.2. Efecto de la acreción hipercrítica: sumergencia del campo magnético.

Las propiedades observables de una estrella de neutrones producida en el colapso del núcleo de supernova pueden estar afectadas por la acreción que ocurre horas después de la explosión. Este fenómeno se da en el régimen denominado hipercrítico (Chevalier 1989). En este régimen, la tasa de acreción es tan alta que la energía liberada por ella es emitida por neutrinos en vez de ser emitida por fotones. A continuación describimos brevemente este proceso.

Cuando una estrella masiva explota como una supernova siguiendo el escenario del colapso del núcleo, una gran fracción de la masa se expande libremente e interacciona con el medio interestelar, sin embargo la remanente compacta central también interacciona con la envoltura interna a través de su campo gravitacional, ver Fig. 4.1. En el panel

A se muestra el colapso del núcleo de la estrella masiva. Al colapsar se produce una proto-estrella de neutrones y se crea una onda de choque que es expulsada hacia la parte externa a una velocidad $\sim 10^4$ km s⁻¹, como se muestra en el panel B. Cuando esta onda de choque llega a una discontinuidad en el perfil de densidad una parte de la onda sigue expandiéndose hacia el exterior y parte es reflejada hacia la dirección de la proto-estrella de neutrones, como se ve en el panel C. Que tan fuerte es esta onda reversa depende de que tan fuerte es la discontinuidad en densidad. Si es suficientemente intensa, la onda de choque reversa desacelera la materia y causa un retroceso hacia el objeto compacto depositando grandes cantidades de materia sobre la superficie de la estrella de neutrones unas horas después del inicio de explosión, aplastando el campo magnético que envolvía a la estrella (Panel D). En el caso de la supernova SN 1987A, Chevalier (1989) estimó que la tasa inicial de acreción fue del orden de $350 M_{\odot}$ /año, y duró unas pocas horas. Estimaciones posteriores infieren tasa menores, pero el problema no ha sido estudiado de manera sistemática a la fecha.

Bernal et al (2010) y Bernal et al. (2013) realizaron simulaciones numéricas magnetohidrodinámicas de la acreción hipercrítica poco después de la explosión de la supernova para entender los efectos del campo magnético en el nacimiento de una estrella de neutrones. La Fig. 4.2 muestra una evolución del campo magnético superficial cuando está siendo “aplastado” por la materia acreta. En el panel superior izquierdo se observa el campo magnético en un tiempo $t = 0$, es decir, poco antes de que la materia caiga sobre él. El panel superior derecho se muestra el tiempo de $t = 1$ ms después de que el choque reverso rebota sobre la superficie de la estrella. Un tiempo después al seguirse acreta más material, se va formando una turbulencia entre el campo y el fluido, haciendo que se deforman más como se muestra en el panel inferior izquierdo al tiempo $t = 20$ ms. Finalmente, el panel inferior derecho muestra el campo totalmente aplastado, lo cual ocurre en unos $t = 60$ ms.

Este escenario de sumersión del campo magnético por la acreción hipercrítica ha sido

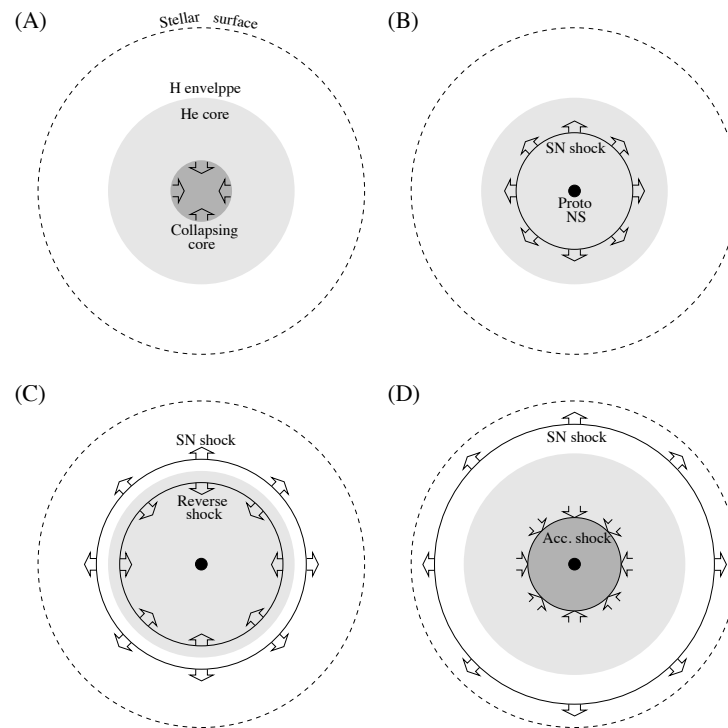


Figura 4.1: Evolución esquemática del colapso y explosión en supernova de una estrella masiva. Figura tomada de Bernal et al (2010).

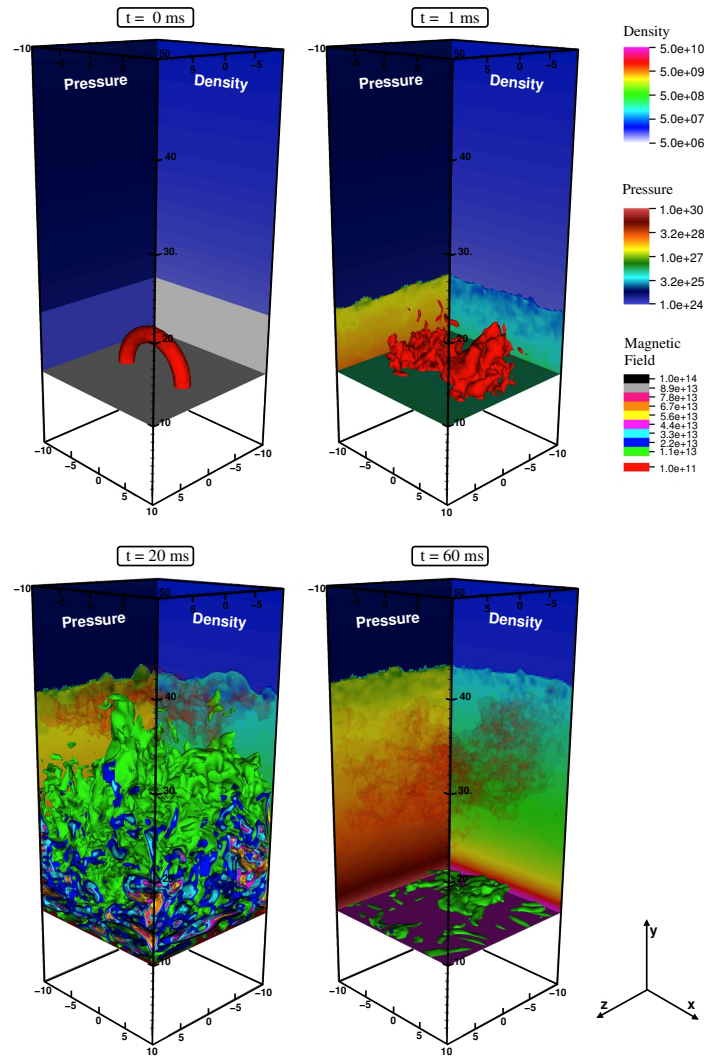


Figura 4.2: Muestra la evolución de los primeros 60ms de la simulación en el escenario de caída libre. Los ejes xy representan la densidad, mientras que el eje yz representa la presión. Figura tomada de Bernal et al. (2013).

inicialmente propuesto por Muslimov & Page (1995) para explicar la ausencia de evidencia de la presencia de un pulsar en el remanente de la supernova 1987A. Una predicción de este escenario es que, conforme pasa el tiempo, el campo magnético inicial sumergido vuelve paulatinamente a salir de la estrella por difusión, resultando en el encendido tardío de un pulsar (“Delayed switch-on of Pulsars”). Esta predicción permite explicar los índices de frenado muy pequeños medidos en varios pulsares, como concluyen Espinoza et al. (2011) e ilustrado anteriormente en la Fig. 3.2.

4.3. Geometría del campo magnético.

El campo magnético de una estrella de neutrones es más complejo que un sencillo campo dipolar. Los modelos de emisión en radio o en altas energías solamente consideran la componente dipolar (emisión no-térmica) ya que las fuentes están en la magnetósfera. Por el contrario, la emisión térmica que se origina en la superficie de la estrella es sensible a la presencia de otras componentes, como la cuadrupolar y, posiblemente, la presencia de un campo toroidal confinado dentro de la estrella.

En la Fig. 4.3 se muestra un modelo geométrico de una estrella de neutrones, donde se observa que la estructura fundamental está restringida al cilindro de luz.

Para poder trabajar con campo magnético consideramos un campo con simetría axial. Usando coordenadas esféricas, (r, θ, ϕ) , \mathbf{B} tiene tres componentes, B_r , B_θ , y B_ϕ : $\mathbf{B} = B_r \mathbf{e}_r + B_\theta \mathbf{e}_\theta + B_\phi \mathbf{e}_\phi$, donde los \mathbf{e}_i son los vectores unitarios. Por la simetría axial estas componentes no dependen de ϕ . Es conveniente descomponer el campo magnético \mathbf{B} en dos componentes, poloidal y toroidal,

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}^{pol} + \mathbf{B}^{tor} \quad (4.1)$$

donde $\mathbf{B}^{pol} = B_r \mathbf{e}_r + B_\theta \mathbf{e}_\theta$ y $\mathbf{B}^{tor} = B_\phi \mathbf{e}_\phi$. (En ausencia de simetría axial esta descomposición todavía es posible pero más complicada.) Las líneas del campo \mathbf{B}^{tor} son simplemente

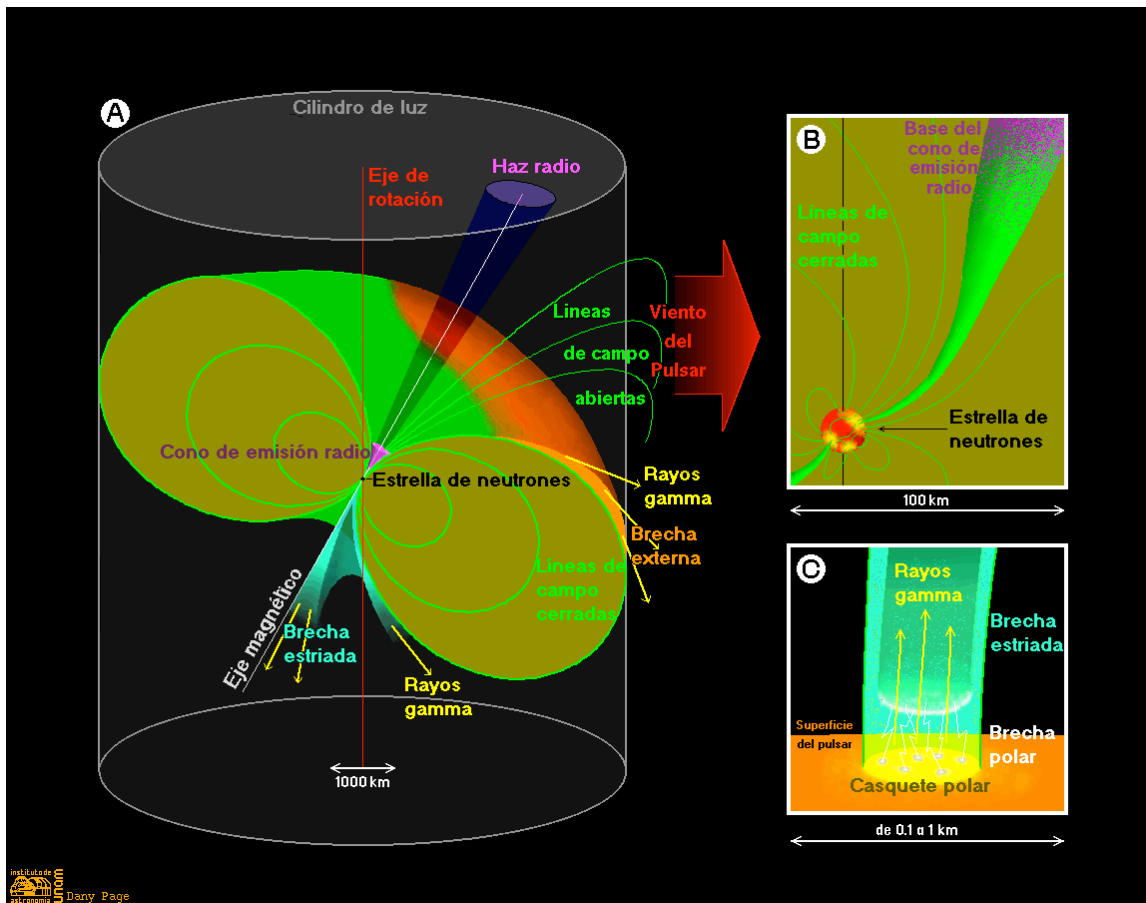


Figura 4.3: Modelo de la magnetósfera de una estrella de neutrones joven. En el panel A: Se muestra las componentes del cilindro de luz. En el panel B: Se muestra la deformación del campo magnético cerca de la estrella de neutrones así como la base de los dos conos de líneas abiertas. Panel C: Se muestra un polo magnético, un casquete polar.

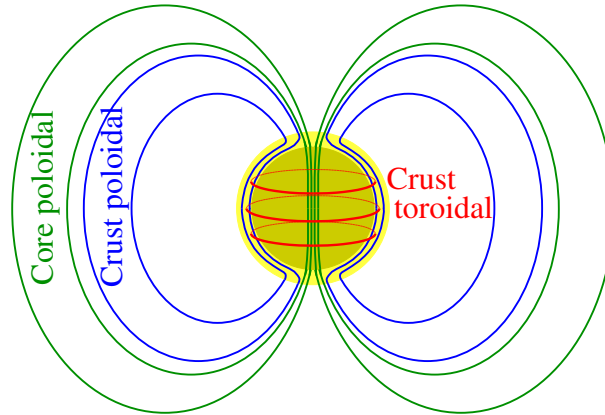


Figura 4.4: Se muestran las tres componentes del campo magnético, dos componentes poloidales y una toroidal. Figura tomada de Page et al. (2006a).

círculos centrados en el eje de simetría y las corrientes que lo producen son poloidales. Bajo la condición de simetría axial \mathbf{B}^{pol} es simplemente un campo dipolar y las corrientes que generan \mathbf{B}^{pol} son toroidales. La Fig. 4.4 muestra dos componentes dipolares poloidales: fuera de la estrella ambas tienen la misma estructura (la de un dipolo en el vacío), pero dentro de la estrella difieren en que una está restringida a la corteza mientras la otra penetra el núcleo. También la Fig. 4.4 muestra un campo toroidal, localizado en la corteza. Esta geometría se aplicará en el capítulo 6 para modelar la distribución de temperatura dentro de la corteza y en la superficie de una estrella.

Capítulo 5

Los Objetos Compactos Centrales (CCO)

5.1. Características Generales

Las estrellas de neutrones generalmente han sido detectadas como radio-pulsares. Durante mucho tiempo se había creído que las estrellas de neutrones jóvenes aisladas (INS) tenían propiedades de emisión similares a los pulsares observados y bien estudiados del tipo Cangrejo y Vela, es decir, emitiendo fuertes pulsos de radiación causados por procesos de emisión no térmica debido a la magnetósfera. Varias observaciones recientes de fuentes compactas de rayos X en remanentes de supernova (SNR) sugieren que existen otras manifestaciones de las estrellas de neutrones jóvenes, por ejemplo los pulsares anómalos de rayos X (“Anomalous X-Ray Pulsars” o AXPs) y los repetidores de rayos gamma suaves (“Soft Gamma Repeaters” o SGRs) (Becker 2009) ambos siendo ahora reconocidos como magnetares. Estas observaciones recientes además, han mostrado una nueva población de fuentes puntuales cercanas al centro de varias remanentes de supernovas jóvenes, que no pueden ser identificadas como radio pulsares activos o magnetares. Estas últimas se les ha identificado como Objetos Compactos Centrales (“Central Compact Objects” o CCOs).

Los CCOs se caracterizan principalmente por su posición cercana al centro de una

remanente de supernova joven $\leq 10^4$ años (Becker 2009), por tener una predominante y constante emisión térmica superficial en rayos X con luminosidad $L_x \sim 10^{33} - 10^{34}$ erg s^{-1} , (Pavlov 2003) y un espectro térmico de temperatura de cuerpo negro (BB) de 0.2-0.4 keV, por la falta de contraparte en radio, rayos- γ y óptico, y por la ausencia de una nebulosa de viento pulsar. A diferencia de la ausencia de observación directa de pulsos que depende de que el haz apunte o no hacía nosotros, la emisión de la nebulosa del viento de pulsar es isotrópica y la ausencia de su detección indica que el campo magnético es débil.

5.2. Propiedades Individuales de CCO

En la tabla 5.1 se muestran los datos básicos de los CCO (Gotthelf et al. 2013) que han sido mejor estudiados, así como algunos candidatos a CCO que aún no están bien establecidos. A pesar de la ausencia de detección de emisión pulsada, en tres pulsares se ha detectado una pequeña modulación periódica de la emisión térmica que nos da el periodo de rotación, P , de la estrella. En estos tres casos también se ha podido determinar \dot{P} , e inferir un valor del campo magnético considerando Ec. (3.4): El periodo P de PSR J0821-4300 es $P = 112$ ms y la derivada del periodo $\dot{P} = (9.28 \pm 0.36) \times 10^{-18}$ sobre 2.3 años, mediciones hechas por Gotthelf et al. (2013). Para el CCO 1E 1207.4-5209, Zavlin et al. (2000) encontraron un periodo de $P = 424$ ms y la derivada del periodo dentro de un rango de $P = (4.5 - 45) \times 10^{-13}$ ss $^{-1}$. Para CXOU J185238.6 el periodo es $P = 105$ ms (Halpern et al. 2007), la derivada del periodo es $\dot{P} < 2.0 \times 10^{-16}$.

El origen de esta modulación de la emisión térmica y el campo magnético superficial, se describe en el próximo capítulo.

RX J0821-4300 se encuentra en el centro de la SNR Puppis A, sus primeras imágenes fueron dadas por el observatorio Einstein y posteriormente identificada por ROSAT. Este SNR tiene una edad aproximada de ~ 3700 años. Su espectro y luminosidad han sido estimadas por XMM-Newton y se ha encontrado que no ha habido variabilidad en su

apariciencia en meses. El periodo $P = 112$ ms y la derivada del periodo $\dot{P} = (9.28 \pm 0.36) \times 10^{-18}$ sobre 2.3 años, mediciones hechas por Gotthelf et al. (2013), también infieren un campo magnético de $B \simeq 2.9 \times 10^{10}$ G.

CXOU J085201.4-461753 es la fuente central en Vela Jr. Fue observada por BeppoSAX y finalmente localizada con Chandra (De Luca 2008). La falta de su contraparte en óptico es natural en INS. Está localizada a ~ 4 arcmin al norte del centro geométrico de la SNR, su luminosidad es de $\sim 2.5 \times 10^{32}$ erg s $^{-1}$, suponiendo una distancia de 1 kpc.

1E 1207.4-5209 fue descubierto con el Observatorio Einstein (Helfand & Becker 1984) cerca del centro de SNR PKS 1209-51/52, localizada a una distancia ~ 2 kpc. Es el primer CCO detectado como pulsar ya que anteriormente se le había sugerido como candidato a estrella de neutrones aislada. En investigaciones recientes Gotthelf & Halpern (2007) proporcionaron datos en las que se establece que 1E 1207.4-5209 es un rotor muy estable, con un campo magnético dipolar muy pequeño. Zavlin et al. (2000) encontraron que el periodo $P \simeq 424$ ms, pero se tuvo que esperar hasta Gotthelf et al. (2013) para una medición de \dot{P} , $(2.2 \pm 0.02) \times 10^{-17}$, de la cual se deduce que $B \simeq 9.8 \times 10^{10}$ G.

CXOU J160103.1-513353 es la fuente central de la remanente de supernova SNR G330.2+1.0. Su espectro de rayos X se describe muy bien con un modelo de cuerpo negro a temperatura $T = 5.7$ MK. Se encuentra a una distancia $\sim 5 - 10$ kpc (Park et al. 2009). Muestra un flujo constante en rayos X $f_{1-10keV} \sim 1.2 \times 10^{-13}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ al que no se le ha encontrado evidencia de variabilidad en dos años. La edad de la remanente de supernova es $\gtrsim 3000$ años.

1WGA J1713.4-3949 fue observado por ROSAT y ASCA, se encuentra en el centro de la SNR G347.3-0.5, la cual es un una clase peculiar de SNR no-térmica (muy débil en radio pero dominante en rayos X suaves). Las observaciones con XMM-Newton y Chandra confirman que es muy similar a los objetos CCO, basándose en su espectro térmico y la ausencia de su contraparte óptica. Su luminosidad, aceptando una distancia de $\simeq 1.3$

kpc, es totalmente consistente con los demás miembros de los CCO's.

XMMU J172054.5-372652 está asociada a la remanente de supernova G350.1-0.3, la cual tiene una edad ~ 900 años y una distancia ~ 4.5 kpc (Gaensler et al. 2008).

CXOU J185238.6 fue descubierto con el observatorio Chandra en el centro de la SNR Kes 79, (Seward et al. 2003) que tiene una edad aproximada entre 5.5 – 7.5 miles de años y está localizada a ~ 7 kpc. Las observaciones con XMM-Newton permitieron a Halpern et al. (2007) descubrir las pulsaciones con $P = 105$ ms, y finalmente a Halpern & Gotthelf (2010a) la medición de la derivada del periodo, $\dot{P} = (8.68 \pm 0.09) \times 10^{-18}$, resultando en un campo magnético superficial de $B \simeq 3.1 \times 10^{10}$ G y una edad característica τ_c de 192 millones de años (!).

CXOU J232327.9+584842 es la fuente central de rayos X en la SNR Cas A. Fue descubierta en la imagen de primera luz de Chandra, y reconocida posteriormente en imagenes anteriores de ROSAT y Einstein. Tiene una edad ~ 330 años. Se encuentra ~ 7 arcsec hacia afuera del centro de SNR lo que implica una velocidad proyectada del orden de 350 km s^{-1} . Está caracterizado, como los demás CCO por su luminosidad estable de $\approx 2.6 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$. Se encuentra a una distancia ~ 3.4 kpc.

Cuadro 5.1: Objetos Compactos Centrales en Remanentes de Supernova

| CCO | SNR | Age (kyr) | d (kpc) | P s | f_p^a (%) | B_s (10^{10} G) | $L_{x,bol}$ (erg s^{-1}) | References |
|------------------------|----------------|--------------|--------------|----------|----------------|-------------------------|--|----------------------|
| RX J0821-4300 | Puppis A | 4.5 | 2.2 | 0.112 | 11 | 2.9 | 5.6×10^{33} | 1,2,3,4,5,6 |
| CXOU J085201.4-461753 | G266.1-1.2 | 1 | 1 | ... | < 7 | ... | 2.5×10^{32} | 7,8,9,10,11 |
| 1E 1207.4-5209 | PKS 1209-51/52 | 7 | 2.2 | 0.424 | 9 | 9.8 | 2.5×10^{33} | 6,12,13,14,15,16,17 |
| CXOU J160103.1-513353 | G330.2+1.0 | $\gtrsim 3$ | 5 | ... | < 40 | ... | 1.5×10^{33} | 18,19 |
| 1WGA J1713.4-3949 | G347.3-0.5 | 1.6 | 1.3 | ... | < 7 | ... | $\sim 1 \times 10^{33}$ | 11,20,21 |
| XMMU J172054.5-372652 | G350.1-0.3 | 0.9 | 4.5 | ... | ... | ... | 3.9×10^{33} | 22,23 |
| CXOU J185238.6+004020 | Kes 79 | 7 | 7 | 0.105 | 64 | 3.1 | 5.3×10^{33} | 24,25,26,27 |
| CXOU J232327.9+584842 | Cas A | 0.33 | 3.4 | ... | < 12 | ... | 4.7×10^{33} | 27,28,29,30,31,32,33 |
| 2XMMi J115836.1-623516 | G296.8-0.3 | 10 | 9.6 | ... | ... | ... | 1.1×10^{33} | 34 |
| XMMU J173203.3-344518 | G353.6-0.7 | ~ 27 | 3.2 | ... | < 9 | ... | 1.3×10^{34} | 35,36,37,38 |
| CXOU J181852.0-150213 | G15.9+0.2 | 1-3 | (8.5) | ... | ... | ... | $\sim 1 \times 10^{33}$ | 39 |

(1) Hui & Becker 2006a; (2) Gotthelf & Halpern 2009; (3) Gotthelf et al. 2010; (4) De Luca et al. 2012; (5) Becker et al. 2012; (6) Gotthelf et al. 2013; (7) Slane et al. 2001; (8) Kargaltsev et al. 2002; (9) Bamba et al. 2005; (10) Iyudin et al. 2005; (11) De Luca 2008; (12) Zavlin et al. 2000; (13) Mereghetti et al. 2002; (14) Bignami et al. 2003; (15) De Luca et al. 2004; (16) Gotthelf & Halpern 2007; (17) Halpern & Gotthelf 2011; (18) Park et al. 2006; (19) Park et al. 2009; (20) Lazendic et al. 2003; (21) Cassam-Chenai et al. 2004; (22) Gaensler et al. 2008; (23) Lovchinsky et al. 2011; (24) Seward et al. 2003; (25) Gotthelf et al. 2005; (26) Halpern et al. 2007; (27) Halpern & Gotthelf 2010a; (28) Pavlov et al. 2000; (29) Chakrabarty et al. 2001; (30) Mereghetti et al. 2002; (31) Pavlov & Luna 2009; (32) Ho & Heinke 2009; (33) Heinke & Ho 2010; (34) Sánchez-Ayaso et al. 2012; (35) Tian et al. 2008; (36) Abramowski et al. 2011; (37) Halpern & Gotthelf 2010b; (38) Halpern & Gotthelf 2010c; (39) Reynolds et al. 2006.

De izquierda a derecha: en la primera columna se muestran los nombres de los CCOs (debajo de la línea se muestran los candidatos a CCOs), en la segunda columna se dá el nombre de la remanente de supernova asociada al CCO, la tercera columna se dá la edad del CCO en kyr, la cuarta columna muestra la distancia a la que se encuentra el CCO de nosotros, la quinta columna muestra el periodo, en este caso, solo ha sido posible medirlo en tres CCOs, la sexta columna muestra la fracción pulsada, la séptima columna se dá el campo magnético superficial, en la octava columna se muestra la luminosidad bolométrica de cada CCO y finalmente en la última columna se dán las referencias Arriba de la línea se encuentran las ocho estrellas de neutrones que se han definido como CCOs. Debajo de la línea se encuentran tres posibles candidatos a CCOs.

Capítulo 6

Emisión Térmica (superficial) y Efectos del Campo Magnético

En la mayoría de las estrellas de neutrones la emisión observada en rayos X se debe a una mezcla de diferentes procesos térmicos y no-térmicos, como fue ilustrado en la Fig. 3.4. En los datos observacionales, estos diferentes escenarios de emisión no pueden ser distinguidos completamente.

6.1. Emisión Térmica

En el artículo de Page (1995) se considera un modelo de estrella de neutrones en el cual la distribución de temperatura no es uniforme debido al campo magnético. El calor interno está siendo transportado hacia la superficie por los electrones, los cuales se mueven fácilmente a lo largo del campo magnético, pero no en la dirección perpendicular. Consecuentemente, modelando una estrella con campo magnético, la temperatura superficial será alta en regiones donde el campo magnético es radial, es decir, en donde el transporte sea paralelo, pero es mucho más baja en regiones en donde el campo magnético es tangencial a la superficie (transporte perpendicular). En el caso de una estrella sin campo magnético, la temperatura superficial será uniforme.

Discutimos en lo que sigue, primero la estructura de una envoltente no magnetizada, la cual nos proporciona la relación entre la temperatura interna de la estrella de neutrones y su temperatura superficial. Luego describimos los efectos de un campo magnético fuerte sobre la conductividad térmica de los electrones y el resultado en la no-uniformidad de la temperatura superficial. Luego agregaremos un campo toroidal y veremos aparecer, cuando este campo es muy fuerte, más efectos sobre la temperatura superficial. En la última sección, Sec. 6.6, resumimos los efectos gravitacionales de relatividad general para poder obtener una descripción completa de la emisión térmica de una estrella de neutrones tal como se puede observar en rayos X suaves (0.1 - 3 keV).

6.2. Envoltente no Magnetizada

En las capas interiores de la estrella de neutrones, el transporte de calor está dominado por los electrones, los cuales son altamente degenerados y tienen una conductividad térmica muy alta. Poco tiempo después del nacimiento de la estrella la temperatura en su interior se hace uniforme (“isotérmico”). Al contrario, en el caso de la superficie, ésta no se encuentra en estado condensado y en las capas más bajas que ella los fotones dominan el transporte de calor. Sin embargo, en las capas de más alta densidad de la envoltente, el transporte de calor por medio de los fotones es ineficiente y los electrones dominan.

Gudmundsson et al. (1982) presentaron un estudio detallado de las envoltentes de la estrella de neutrones y encontraron una relación sencilla entre T_e , la temperatura efectiva, y T_b , la temperatura en la base de la envoltente, a una densidad $\rho_b = 10^{10}$ g cm⁻³, como

$$T_e \simeq 0.87 \times 10^6 g_{s14}^{1/4} \left(\frac{T_b}{10^8 K} \right)^{0.55} \quad (6.1)$$

donde g_{s14} es la aceleración de la gravedad en la superficie en unidades de 10^{14} cm s⁻², la cual controla el espesor de la envoltente. Este resultado ha sido suponiendo que la materia de la envoltente está hecha de ${}^{56}\text{Fe}$ y el núcleo estilo hierro, es decir, materia

catalizada¹. Sin embargo la composición química de las capas superiores de la estrella de neutrones es más complicada, esto depende de la forma en que “nació” la estrella, es decir, durante o justo antes de la explosión de la supernova elementos ligeros pudieron haberse depositado en la superficie. Estos pueden alterar significativamente el transporte de calor en la conductividad térmica de los electrones en las capas líquidas. Los elementos ligeros como el H, He, C, O dan lugar a un transporte de calor más eficiente, por tener menos carga eléctrica, y pueden inducir temperaturas superficiales T_e más altas para una temperatura T_b dada. La relación entre T_e y T_b se muestra en la Fig. 6.1, se puede observar que una cantidad pequeña de elementos ligeros, como $10^{-7}M_\odot$, es suficiente para incrementar T_e de manera significativa y la luminosidad debido a los fotones es de un orden de magnitud más alta que en el caso donde la composición química es solamente de hierro, ya que la luminosidad está dada por

$$L_\gamma = 4\pi R^2 \cdot \sigma_{SB} T_e^4 \quad (6.2)$$

donde σ_{SB} es la constante de Stefan-Boltzmann y R es el radio de la estrella.

6.3. Transporte de Calor en Presencia de un Campo Magnético Fuerte

En ausencia del campo magnético, la conductividad térmica κ relaciona el flujo de calor F con el gradiente de temperatura ∇T por la expresión: $F = -\kappa \cdot \nabla T$. En términos generales la conductividad térmica de los electrones se puede escribir como

$$\kappa_0 = \frac{\pi^2 k_B^2 T n_e \tau}{3m_e^*} \quad (6.3)$$

donde τ es el tiempo de colisión y n_e es la densidad electrónica, m_e^* la masa relativista del electrón. En presencia de un campo magnético el flujo de calor puede ser anisotrópico

¹Se le llama “materia catalizada” a la materia producida durante el nacimiento de la estrella de neutrones cuando era muy caliente: es materia que, a cada densidad, minimiza la energía.

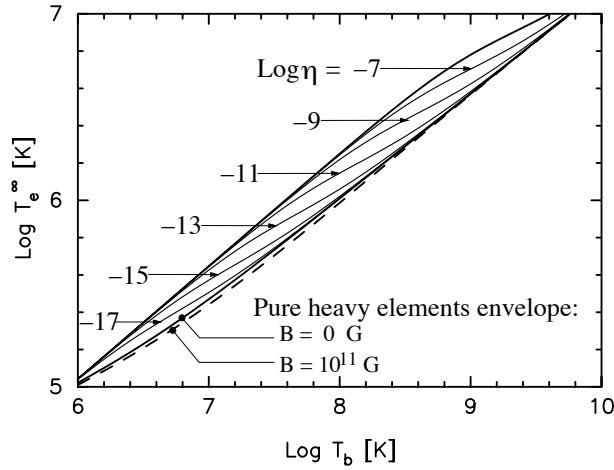


Figura 6.1: Se muestra la relación que existe entre T_b - T_e^∞ para algunos elementos ligeros, parametrizada por $\eta \equiv g_{s14}^2 \Delta M_L / M$ (con ΔM_L la masa del elemento ligero en la envoltente). La temperatura efectiva “al infinito”, T_e^∞ , está definida como $T_e^\infty = e^\phi T_e$, donde e^ϕ es el factor de corrimiento al rojo, Ec. (6.11). Figura tomada de Page (2008)

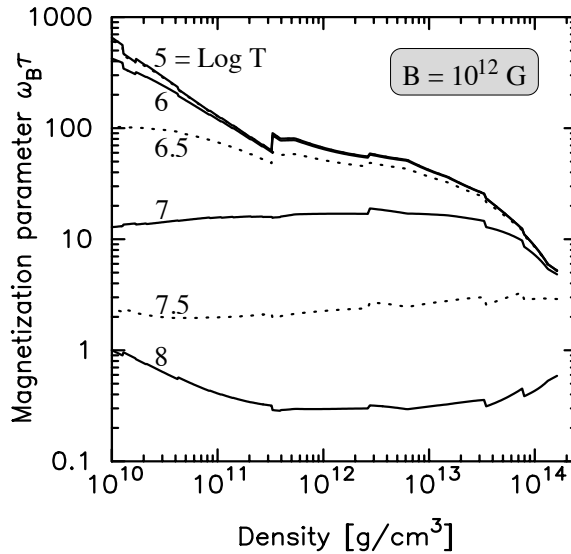


Figura 6.2: Se muestra el parámetro de magnetización $\omega_B \tau$ vs. la densidad a seis temperaturas diferentes, asumiendo un campo magnético de $B=10^{12} \text{ G}$. Figura tomada de Geppert et al. (2004).

y κ toma la forma de un tensor

$$\kappa = \begin{pmatrix} \kappa_{\perp} & \kappa_{\wedge} & 0 \\ -\kappa_{\wedge} & \kappa_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \kappa_{\parallel} \end{pmatrix}$$

cada componente del tensor tiene la siguiente forma (considerando \mathbf{B} a lo largo del eje z)

$$\kappa_{\parallel} = \kappa_0 \quad (6.4)$$

$$\kappa_{\perp} = \frac{\kappa_0}{1 + (\omega_B \tau)^2} \quad (6.5)$$

$$\kappa_{\wedge} = \frac{\kappa_0 \omega_B \tau}{1 + (\omega_B \tau)^2} \quad (6.6)$$

con la frecuencia de giro del electron $\omega_B = eB/m_e^*c$. En el caso $\omega_B \tau \gg 1$ tenemos una fuerte anisotropía: el movimiento de los electrones a lo largo del campo magnético no está afectado por el campo porque $\kappa_{\parallel} = \kappa_0$, pero en su movimiento perpendicular al campo describe círculos en vez de una línea recta porque $\kappa_{\perp} \ll \kappa_0$. Si consideramos el caso opuesto, en que $\omega_B \tau \ll 1$, los electrones solo completan una pequeña parte de una revolución entre las colisiones y por lo tanto se comportan como si no hubiera un campo magnético. Valores del parámetro de magnetización se representan en la Fig. 6.2.

6.4. Envoltente Magnetizada

Para campos magnéticos más fuertes que $> 10^{10}\text{G}$ el transporte de calor en la superficie de la estrella se altera. El campo magnético no es uniforme a lo largo de la superficie pero no varía mucho a pequeña escala, esto es a longitudes de unas pocas decenas de metros, por lo que se puede aislar en una pequeña región en la superficie y se puede considerar el campo magnético \mathbf{B} uniforme. También se puede considerar \mathbf{B} como uniforme dentro de la envoltente por debajo de esta pequeña región. Si tomamos Θ_B como el ángulo entre \mathbf{B} y la dirección radial, ver el panel izquierdo de la Fig. 6.4, entonces la conductividad térmica en la dirección radial del flujo \mathbf{F} está dado por

$$\kappa(\Theta_B) = \cos^2 \Theta_B \times \kappa_{\parallel} + \sin^2 \Theta_B \times \kappa_{\perp} \quad (6.7)$$

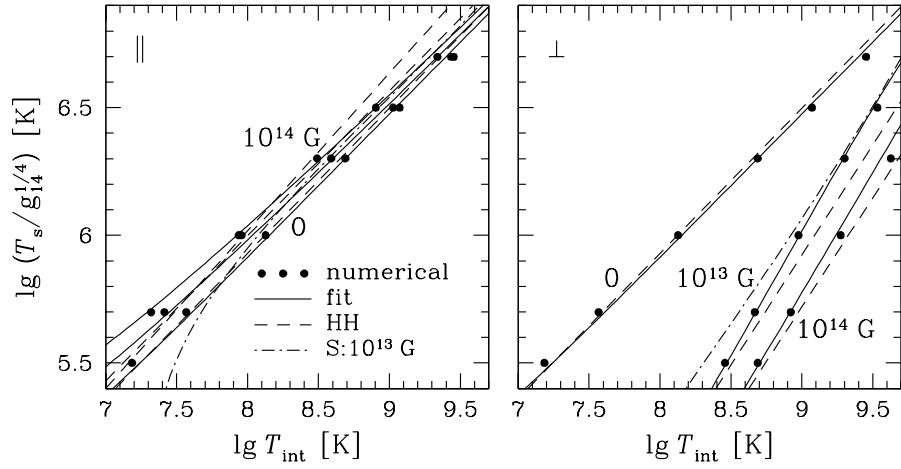


Figura 6.3: Se grafica la dependencia de la temperatura superficial T_s y la temperatura interna $T_{int} \equiv T_b$ con un campo magnético $B = 0, 10^{13}, 10^{14}$ G, en el panel izquierdo campo normal a la superficie, en el panel derecho tangencial a la superficie.

Dada esta forma de $\kappa(\Theta_B)$ Greenstein & Hartke (1983) propusieron una simple fórmula de interpolación:

$$T_s(\theta, \phi)^4 \equiv T_s(T_b; B, \Theta_B)^4 \approx \cos^2(\Theta_B) \times T_s(T_b; B, \Theta_B = 0)^4 + \sin^2(\Theta_B) \times T_s(T_b; B, \Theta_B = 90)^4 \quad (6.8)$$

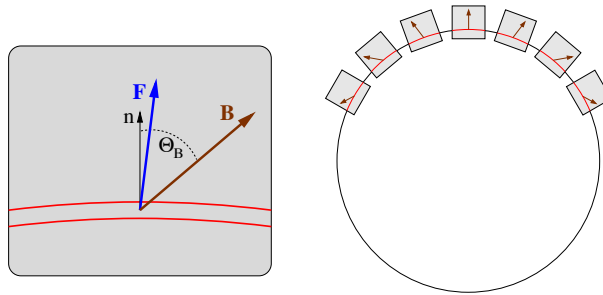


Figura 6.4: Panel izquierdo: Se muestra una pequeña región de la superficie y la envolvente de una estrella de neutrones. Panel derecho: Se muestran varias regiones pequeñas juntas indicando la geometría del campo.

que permite sencillamente obtener $T_s(\theta, \phi)$ para cualquier ángulo Θ_B conociendo su valor en los dos casos extremos $\Theta_B = 0^\circ$ (campo radial) y $\Theta_B = 90^\circ$ (campo tangencial). Valores de T_s para estos dos límites se grafican en la Fig. 6.3.

Potekhin & Yakovlev (2001) han presentado un calculo más detallado de la Ec. (6.8)

$$T_s(B, \theta, g, T_{int}) \approx T_s^{(0)}(g, T_{int})\chi(B, \theta, T_{int}) \approx T_s^{(0)}(g, T_{int})[\chi_{\parallel}^{9/2}(B, T_{int} \cos^2 \theta + \chi_{\perp}^{9/2}(B, T_{int} \sin^2 \theta)]^{2/9} \quad (6.9)$$

donde B es el campo magnético, θ es el ángulo de inclinación del campo magnético, T_{int} es la temperatura interna, y χ es la razón de la temperatura superficial $T_s(B, \theta, g, T_{int})$ y esta dada por:

$$\chi_{\parallel}(B, T_{int}) \approx 1 + 0.0492B_{12}^{0.292}/T_{int,9}^{0.240}$$

$$\chi_{\perp}(B, T_{int}) \approx \frac{\sqrt{1 + 0.1076B_{12}(0.03 + T_{int,9})^{-0.559}}}{[1 + 0.819B_{12}/(0.03 + T_{int,9})]^{0.6463}} \quad (6.10)$$

donde χ_{\parallel} y χ_{\perp} es la conducción paralela y transversal.

Con el resultado de la Ec. (6.8) o Ec. (6.9), juntando esta pequeñas regiones de la superficie, ver panel derecho de la Fig. 6.4, obtenemos un descripción de la distribución de temperatura en toda la superficie de la estrella. La Fig. 6.5 muestra dos ejemplos de distribución de temperatura con un campo puramente dipolar, izquierda y el mismo con una componente cuadrupolar superpuesta, en ambos casos se muestra toda la superficie de la estrella, en una representación que preserva el área, y el eje magnético está en $\theta = 90^\circ$

6.5. Efectos de la Componente Toroidal.

En la sección anterior solo se consideraron los efectos del campo magnético en las capas superiores de la estrella, es decir en la envoltura. Sin embargo, en el caso de un campo muy fuerte, estos efectos son presentes y significativos en las regiones más profundas (Geppert et al. 2004). En particular, una componente toroidal, la cual está totalmente

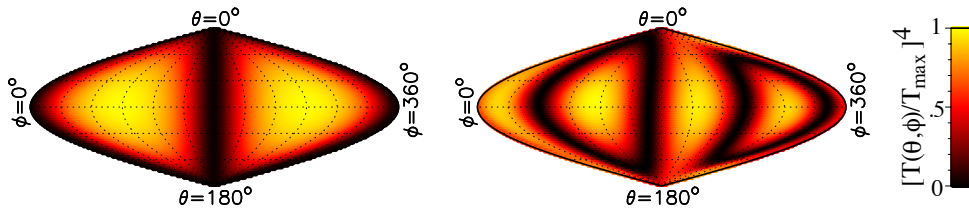


Figura 6.5: Ejemplo de distribución de temperatura superficial en una estrella de neutrones. Panel izquierdo con campo dipolar solamente, mientras que del lado derecho se considera una componente cuadrupolar superpuesta. Esta figura es una proyección que conserva el área y el campo dipolar está orientado sobre el ecuador. Figura tomada de Page et al. (2006b).

inmersa en el interior y no sale de la estrella, puede tener un efecto muy grande (Geppert et al. 2006). La componente toroidal bloquea el transporte de calor hacia la superficie en gran parte de la corteza, con el efecto de que el calor puede fluir fácilmente solo a lo largo de los polos, resultando así en dos zonas calientes, como se ilustra en la Fig. 6.6. Se consideran en este caso las tres componentes del campo magnético descritas en la Fig. 4.4: un campo poloidal dipolar confinado a la corteza, otro similar pero que penetra el núcleo de la estrella, y una componente toroidal restringida a la corteza². El panel izquierdo de la figura representa la distribución de la temperatura en la corteza en el caso en que \mathbf{B} está restringido a la corteza: el campo no penetra en el núcleo y las líneas de campo están fuertemente apretadas dentro de la corteza. En el panel central las tres componentes del campo magnético están presentes. La barrera térmica debido al \mathbf{B}^{tor} se observa claramente y resulta que el calor fluye hacia la superficie a lo largo del eje de simetría donde \mathbf{B}^{tor} se va desvaneciendo. El panel de la derecha muestra la distribución de la temperatura resultante correspondiente al panel central.

²No se considera una componente toroidal en el núcleo de la estrella ya que la superconductividad de los protones lo confina en fluxoides y su efecto sobre el transporte de calor es mínimo.

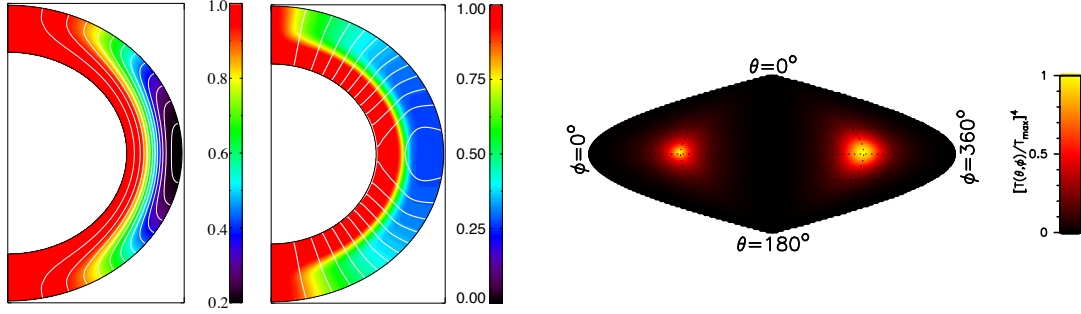


Figura 6.6: En la ilustración se muestra la distribución de la temperatura en el núcleo (panel izquierdo) y en la corteza (panel central), con las líneas del campo toroidal marcadas de blanco. En el panel derecho se muestra la distribución de temperatura superficial considerando un campo toroidal. Figura tomada de Page et al. (2006b).

6.6. Efectos Gravitacionales.

Los efectos gravitacionales relativistas, i.e. corrimiento al rojo y la curvatura del espacio-tiempo, son importantes en objetos tan compactos como estrellas de neutrones y han de tomarse en cuenta además de los efectos magnéticos (Page 1995). Con el corrimiento al rojo, los fotones emitidos con energía E son recibidos con energía $E_\infty = Ee^\phi < E$, mientras que los fotones emitidos durante el tiempo dt son recibidos en un tiempo $dt_\infty = e^{-\phi}dt > dt$, donde

$$e^\phi \equiv \sqrt{1 - \frac{R_s}{R}} < 1, \quad (6.11)$$

siendo R el radio de la estrella, $R_s = 2GM/c^2$ siendo el radio de Schwarzschild de la estrella. El flujo de fotones es obtenido por medio de (Page 1995)

$$F(E_\infty) = \frac{2\pi}{ch^3} \frac{R_\infty^2}{D^2} E_\infty^2 e^{-N_H \sigma(E_\infty)} \int_0^1 2x dx \int_0^{2\pi} \frac{d\phi}{2\pi} n[E_\infty e^{-\phi}, T(\theta, \phi); \dots] \quad (6.12)$$

donde

$$R_\infty \equiv R e^{-\phi} = R / \sqrt{1 - \frac{R_s}{R}} > R \quad (6.13)$$

es el “radio al infinito” de la estrella, D es la distancia de la estrella al observador, N_H es la densidad columnal efectiva de hidrógeno entre la estrella y el observador, $\sigma(E)$ la

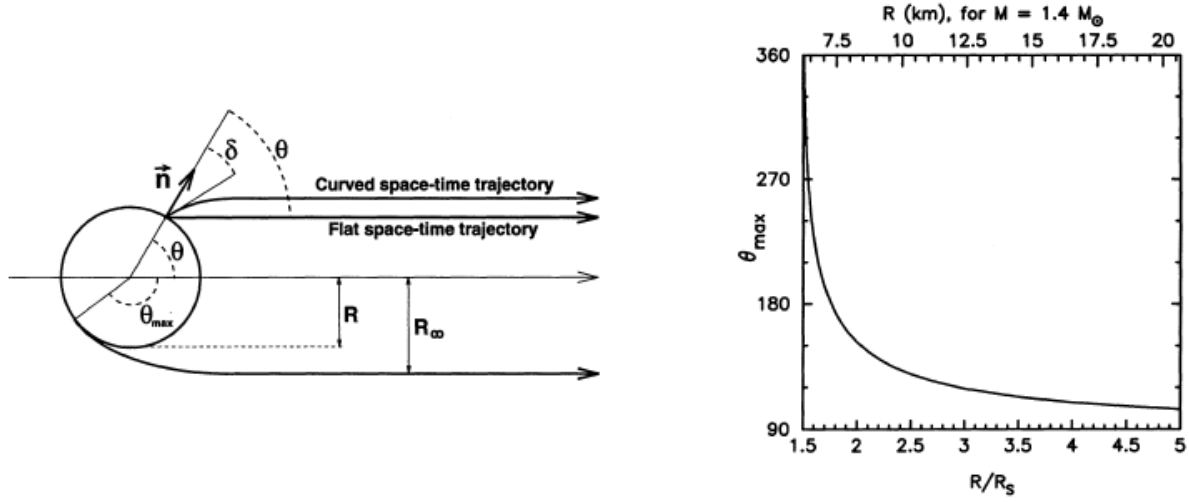


Figura 6.7: Panel izquierdo: geometría de la curvatura del espacio-tiempo. Panel derecho: Ángulo máximo de la curvatura vs. el radio de la estrella de neutrones, considerando una masa de $1.4M_\odot$. Figura tomada de Page (1995).

sección transversal efectiva, y n la función de distribución de la radiación que, para la emisión de cuerpo negro es $n(E, T) = 1/(e^{E/k_B T} - 1)$ (k_B la constante de Boltzmann).

Un fotón emitido a una colatitud θ en la superficie de la estrella, alcanza al observador solamente si es emitido en un ángulo δ con respecto a la perpendicular de la superficie de la estrella de neutrones, ver panel izquierdo de la Fig. 6.7 y se encuentra definida a través de la siguiente relación

$$\theta = \theta(x) = \int_0^{R_s/2R} x du / \sqrt{\left(1 - \frac{R_s}{R}\right) \left(\frac{R_s}{2R}\right)^2 - (1 - 2u)u^2 x^2} \quad (6.14)$$

donde $x \equiv \sin \delta$.

En el panel derecho de la Fig. 6.7 se muestra una relación entre el valor máximo del ángulo θ_{max} como función del radio de la estrella R en unidades del radio de Schwarzschild $R_s \equiv 2GM/c^2 \simeq 3(M/M_\odot)$ km. Para $R/R_s \simeq 1.76$, θ_{max} alcanza 180° y se ve toda la superficie de la estrella todo el tiempo, mientras para $R/R_s \simeq 1.5091$ tendríamos $\theta_{max} = 360^\circ$ y podríamos ver toda la superficie doblemente. $R = 1.5R_s$ corresponde al

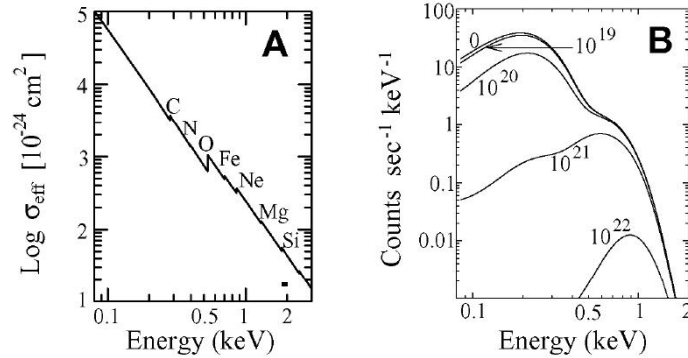


Figura 6.8: Panel izquierdo: sección eficaz efectiva para la absorción interestelar. $\sigma_{eff}(E)$ es significativa a energías superiores a 13.6 eV, la energía de ionización del H, y globalmente decrece como E^{-3} . Al efecto del H y He (cuyos umbrales de ionización está fuera del rango de energía de la figura) se suman los efectos de elementos mas pesados, aparentes como bordes de absorción como indicados. El panel derecho ilustra el efecto de esta absorción, con 5 valores de N_H como indicadas, sobre un espectro de cuerpo negro (estrella de 13 km de radio a distancia de 500 pc y $T_{BB} = 10^6$ K).

“radio fotónico”, distancia a la cual un fotón estaría en órbita kepleriana. Sin embargo, las estrellas de neutrones, muy probablemente, no son tan compactas y la evidencia reciente (Lattimer 2012) favorece radios del orden de 10 – 12 km para masas $\sim 1.4 M_{\odot}$, es decir $R/R_s \sim 3$ y $\theta_{max} \sim 120^\circ$.

En la Fig. 6.8 mostramos la sección eficaz efectiva, $\sigma_{eff}(E)$, y su efecto.

6.7. Aplicaciones: Determinación de la Geometría del Campo de Algunos Pulsares

La determinación del campo magnético de un pulsar a través de P y \dot{P} , como lo describimos en el Cap. 3, solo nos proporciona la intensidad de la componente dipolar. Esta determinación no nos da ninguna información sobre la presencia de componentes

de orden más alto del campo poloidal, como la cuadrupolar, y es además totalmente independiente de la presencia de una componente toroidal. Al contrario, la distribución de temperatura superficial es directamente sensible a la geometría del campo magnético superficial, a través de su efecto sobre el transporte de calor en la envoltura de la estrella, y además puede también ser afectada por la presencia de un campo toroidal, el cual está totalmente confinado al interior de la estrella.

Page & Sarmiento (1996) mostraron que las curvas de luz (“pulse profile”) de la emisión térmica de varios pulsares no se ajustan con una distribución superficial de temperatura tan regular como la que resulta de un campo magnético puramente dipolar (ver panel izquierdo de la Fig. 6.5). Sin embargo, con la adición de una componente cuadrupolar, por ejemplo en el caso del pulsar *Geminga* con la distribución de temperatura mostrada en el panel derecho de la Fig. 6.5, pudieron reproducir las curvas de luz observadas.

La presencia de una componente toroidal fuerte se podría deducir en el caso de un pulsar presentando dos regiones muy calientes superpuestas a un fondo frío, como ilustrado en el panel izquierdo de la Fig. 6.6. Este modelo ha sido aplicado por Geppert et al. (2006) para modelar las observaciones del pulsar RX J1856.5-3754. Esta estrella de neutrones, perteneciendo a la clase de los “INS” (ver Sec. 3.3), muestra un espectro térmico en rayos X suaves que, modelado con un espectro de cuerpo negro, con una temperatura de $\sim 6 - 7 \times 10^5$ K y un área de emisión de ~ 4 km de radio. Sin embargo, observaciones en el óptico y ultravioleta cercano muestran un espectro que podría ser la cola de Raileigh-Jeans de un espectro también térmico pero con una temperatura $\leq 3.5 \times 10^5$ K y un radio efectivo de emisión de 17 km. El modelo de distribución de temperatura del panel izquierdo de la Fig. 6.6 permite explicar estas dos componentes y podría ser la primera evidencia observacional de la presencia de un campo toroidal fuerte.

En esta misma dirección, Shabaltas & Lai (2012) modelaron la emisión térmica del CCO en Kes 79, el cual presenta una fracción pulsada de 64% que indica la presencia de dos “spots” mucho más calientes que el resto de la superficie estelar. Además este pulsar

tiene un campo dipolar B_{dp} muy débil de sólo 3×10^{10} G. Estos autores deducen que debe de haber un campo toroidal en la corteza con intensidad superior a los 10^{14} G. Además de una fuerte indicación de la existencia del campo toroidal el pequeño valor de B_{dp} también argumenta en favor de la sumersión del campo original por acreción hipercrítica, como lo discutimos en la Sec. 4.2.

6.8. Ambigüedades en la interpretación de los datos

En la sección anterior se describió como el estudio de la emisión térmica de pulsares permite estudiar cual es la geometría del campo magnético superficial de la estrella, y también inducir la posible presencia de una componente toroidal interna. La existencia de esta componente se infiere de la presencia de “hot spots”, la cual requiere una fuerte barrera en el transporte de calor, como ilustrado en la Fig. 6.6. Las componentes poloidales, por el contrario, pueden inducir distribuciones complicadas de temperatura, pero no parecen ser capaces de enfocar suficientemente el flujo de calor hacia la superficie para producir estos “hot spots” (ver Fig. 6.5). Sin embargo, el deducir la presencia de estos punto calientes depende de como se modela la emisión térmica, es decir cual es el modelo de espectro usado.

Como se describe en el siguiente capítulo, modelos de atmósfera de H o He resultan en espectros de emisión térmica muy distintos al cuerpo negro. Tanto la temperatura como el area de la región de emisión cambian significativamente cuando el espectro observado se modela con un cuerpo negro o un modelo de atmósfera. En consecuencia inferir la presencia, o ausencia, de “hot spot” puede depender del modelo espectral !

Capítulo 7

Modelos de Atmósferas

En primera aproximación se considera la emisión térmica de una estrella de neutrones como un tipo cuerpo negro, sin embargo hay que tener en cuenta que no emite como un cuerpo negro perfecto. Las propiedades de su radiación están determinadas por la transferencia radiativa en su atmósfera, por lo tanto el espectro emergente puede diferir del espectro de Planck dependiendo de la composición química, el campo magnético, y la gravedad.

El primer modelo de atmósferas fue desarrollado por Romani (1987). Él propuso algunos modelos de atmósferas y calculó el espectro emitido, considerando distintas opacidades, una temperatura efectiva entre $10^5 K$ y $10^{6.5} K$ y composición química de helio, carbono, oxígeno, fierro y mezcla de estos elementos. Los modelos de Romani, ver Fig. 7.1, muestran que el espectro emitido puede ser muy diferente al espectro de cuerpo negro, principalmente para los modelos de helio y carbono.

La razón de esta diferencia es la variación de la opacidad, $\kappa(E)$, en función de la energía, E , de los fotones. Si la opacidad no depende de E , “atmósfera gris”, el flujo emitido es el de un cuerpo negro. La Fig. 7.2 muestra la opacidad monocromática, $\kappa(E)$, en atmósferas de H, He, y Fe. Vemos que el caso de H y He, $\kappa(E) \propto E^{-3}$ cuando E es inferior a $0.1 - 1$ keV, debido a la absorción libre-libre, mientras que para E superior a

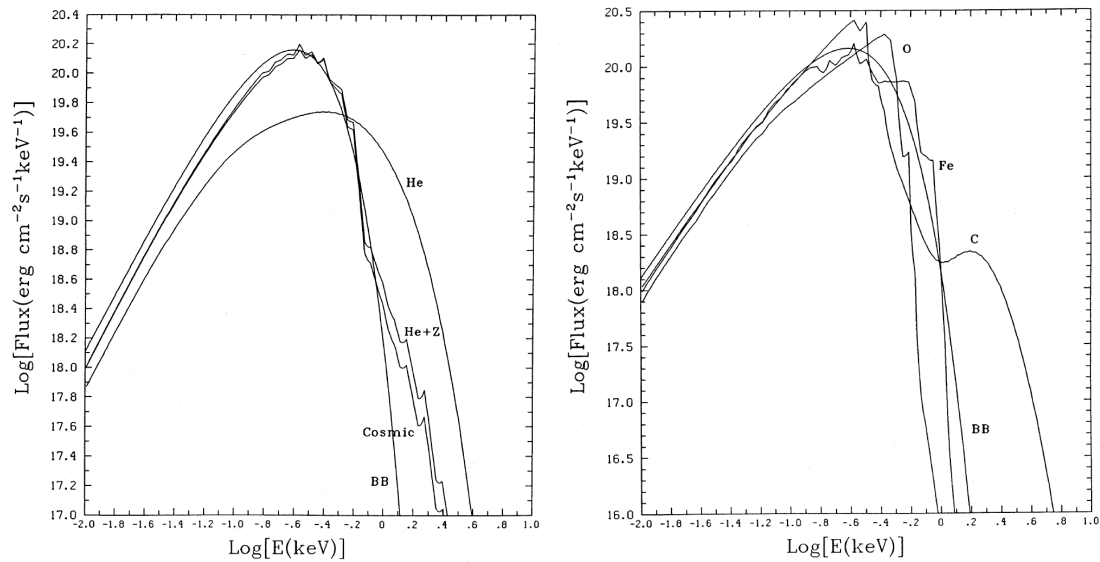


Figura 7.1: Flujo de la superficie estelar considerando $T_{eff} = 10^6$ K y varias composiciones químicas de la atmósfera. Panel izquierdo: cuerpo negro (“BB”), He (“He”), He con 2% de metales (“He+Z”) y abundancia cósmica (“Cosmic”) con $X = 0.73$, $Y = 0.25$ y $Z = 0.02$. Panel derecho: modelos de carbono (“C”), oxígeno (“O”), y fierro (“Fe”), comparados con el espectro de cuerpo negro (“BB”). Figura de Romani (1987).

0.1 – 1 keV la opacidad prácticamente se vuelve una constante tendiendo a la de Thomson debida a la dispersión elástica por electrones, $\kappa_{es} = 0.4 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$. Sin embargo, en presencia de elementos pesados, la existencia de líneas de absorción, proceso ligado-libre, produce una opacidad $\kappa(E)$ con una dependencia promedia menos fuerte que E^{-3} como se ilustra en el caso de Fe en los paneles derechos de la Fig. 7.2. El flujo emergente de la atmósfera depende de la opacidad y del perfil de temperatura $T(y)$ en la atmósfera. Ejemplos de perfiles $T(y)$ se muestran en la Fig. 7.3. Fotones de baja energía, $E \ll k_B T$, salen de las capas más externas de la atmósfera donde la temperatura es uniforme: en consecuencia el flujo obedece a la ley de Rayleigh-Jeans, $F_E \propto E^2$, pero con una temperatura inferior a T_{eff} . Fotones de más altas energías provienen de capas más profundas. En el régimen $\kappa(E) \propto E^{-3}$ la baja opacidad a E grande resulta en un exceso de fotones de energía E con respecto al cuerpo negro, explicando la diferencia del flujo emitido por atmósferas de H y He. En presencia de elementos pesados, la moderada dependencia en E de κ resulta en un flujo más parecido al de un cuerpo negro, ver los modelos de “He+Z”, “Cosmic”, O y Fe en la Fig. 7.1.

Zavlin et al. (1996), al igual que Romani (1987), mostraron que el modelo de un espectro de atmósferas de hidrógeno, helio y fierro difiere del espectro de cuerpo negro. En este trabajo usaremos los modelos de atmósfera de hidrógeno calculados por Zavlin et al. (1996). Estos modelos están disponible en:

http://www.ioffe.ru/astro/Stars/ns_arch.cgi

En regla general, usando diferentes modelos de emisión, sea de cuerpo negro o de una atmósfera, se deducen diferentes temperaturas T_{eff} y se infieren distintas áreas efectivas de emisión. En el caso de una atmósfera de elementos pesados como el Fe los valores deducidos no son muy distintos a los correspondientes al cuerpo negro. Sin embargo, modelos de atmosfera de H o He, sin campo magnético, resultan en estimaciones de T_{eff} un factor ~ 2 más bajo que la del cuerpo negro y un radio efectivo de emisión ~ 4 veces más grande. Como ejemplo de estas consideraciones podemos tomar el CCO del remanente

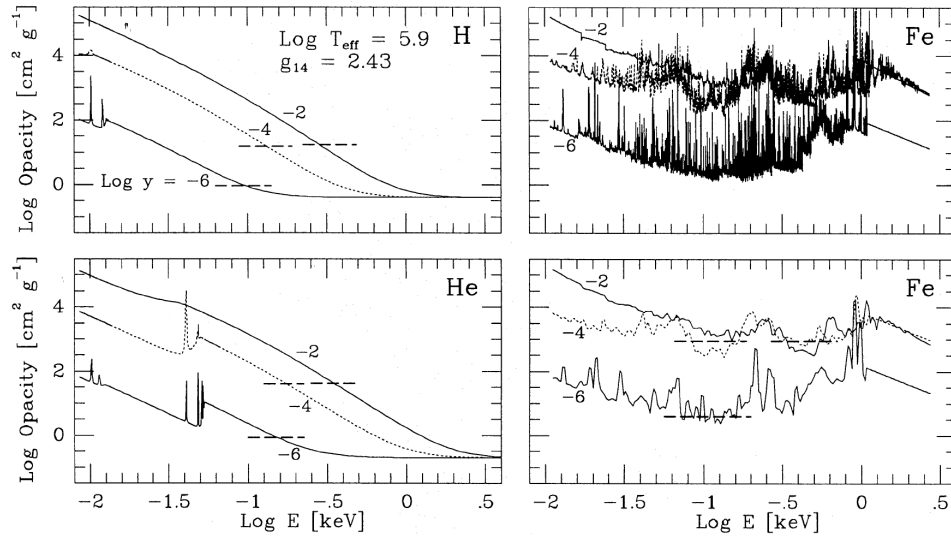


Figura 7.2: Opacidad monocromática vs energía a tres profundidades, $y = 10^{-6}$, 10^{-4} , y 10^{-2} g cm^{-2} , en atmósferas de hidrógeno, helio, y fierro. (El panel derecho abajo es un modelo simplificado del panel superior.) Las líneas horizontales entrecortadas muestran la opacidad promedia de Rosseland. Figura de Zavlin et al. (1996).

de supernova Cassiopeia A (“Cas A”). Ho & Heinke (2009) ajustaron el espectro térmico de Cas A con modelos de atmósfera no-magnetizada de H, He, C, N, y O, y un cuerpo negro. Los modelos de N y O no ajustan los datos mientras los otros si. Sin embargo, sólo el modelo de atmósfera de C implica un área de emisión compatible con toda la superficie de la estrella mientras los otros implicarían regiones de emisión muy pequeñas, es decir la presencia de “hot spots”. Del hecho que no se observa ninguna modulación de la emisión térmica, Ho & Heinke (2009) deducen que Cas A ha de tener una atmósfera de C.

En conclusión, el modelo espectral empleado para ajustar los espectros observados, así como las curvas de luz en los casos en los cuales P ha sido encontrado.

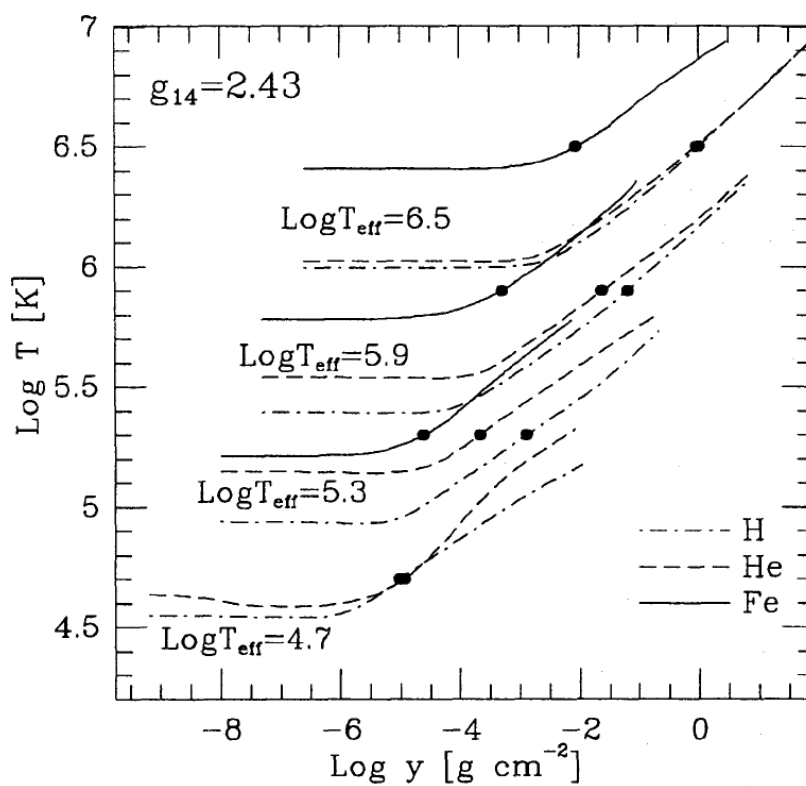


Figura 7.3: Perfiles de temperatura, $T(y)$, en modelos de atmósfera de H, He, y Fe, a varias temperaturas efectivas, T_{eff} . Los círculos negros marcan el punto donde $T(y) = T_{\text{eff}}$. Figura de Zavlin et al. (1996).

Capítulo 8

El Pulsar de Puppis A (PSR J0821-4300)

El descubrimiento de la fuente puntual de rayos X PSR J0821-4300 en Puppis A fue inicialmente hecha con uno de las HPI del observatorio Einstein en la remanente SNR G260.4-3.4 (Petre et al. 1996).

Observaciones de la remanente muestran que la supernova fue de tipo II (Canizares & Winkler 1981). Su edad se estima en unos 3.700 ± 400 años, dato que se obtuvo basándose en el movimiento propio de los nudos de oxígeno en Puppis A (Winkler et al. 1988). Una distancia de 2.200 ± 300 pc fue obtenida de la línea de HI en absorción en Puppis A (Reynoso et al. 1995). La fuente puntual fue de las primeras en ser clasificadas como CCO (Pavlov et al. 2002) y Pavlov et al. (1999) reportaron la posible detección de modulación con un periodo de 75.3 ms, la cual no ha podido ser confirmada. Finalmente, Gotthelf & Halpern (2009) reportan un periodo de pulsación de $P=112$ ms y en el 2012 midieron la derivada del periodo $\dot{P} = (9.28 \pm 0.36) \times 10^{-18}$ sobre 2.3 años, datos con los cuales el CCO ya merece el título de “pulsar” (pero no se han observados realmente “pulsos”, solamente se observa modulación de su emisión superficial térmica). De estas dos mediciones se puede deducir una razón de pérdida de energía $\dot{E} \simeq 1.9 \times 10^{32} \text{erg s}^{-1}$, un campo magnético dipolar superficial, de $B_s \simeq 2.9 \times 10^{10}$ G (ver la Ec. (3.4)), y una



Figura 8.1: En la imagen se muestran dos observaciones obtenidas en rayos X del Observatorio Chandra. La primera imagen se tomó en Diciembre del 1999, cinco años después en Abril del 2005 se obtuvo la siguiente observación y se pudo notar un cambio grande en la posición de PSR J0821-4300 donde se observa que se está alejando del centro de la remanente.

edad característica de $\tau_c = 254$ Myr (ver la Ec. (3.14)). Note que esta edad característica es 5 órdenes de magnitud más grande que la edad real de la estrella, tomada como la edad de la remanente de supernova Puppis A: esta anomalía se debe a su diminuto campo magnético (es decir el diminuto \dot{P}) resultando en que su periodo actual es muy cercano a su periodo inicial (ver Ec. (3.13)).

Este Objeto Compacto Central fue “pateado” después de, o durante, la explosión de supernova que lo produjo. En la Fig. 8.1 se observa la comparación de dos observaciones en un lapso de 5 años y se puede notar que ha tenido una variación en su posición. De este movimiento propio se deduce una velocidad transversal entre 1122 ± 360 km s⁻¹ (con una distancia D de 2,200 pcs, Hui & Becker 2006b) y 1570 ± 240 km s⁻¹ (con $D = 2,000$ pcs, Winkler & Petre 2007).

Basandose en las observaciones de rayos X con Chandra y con XMM-Newton, Hui & Becker (2006a) presentaron un análisis detallado del espectro de las imagenes de PSR J0821-4300 en Puppis A. Muestran un modelo espectral de dos cuerpos negros con temperatura de $T_1 \simeq 2.6 \times 10^6$ K, y de $T_2 \simeq 5 \times 10^6$ K y con un tamaño de las regiones que emiten de $R_1 \simeq 3.3$ km y de $R_2 \simeq 0.72$ km respectivamente. Este espectro de energía se

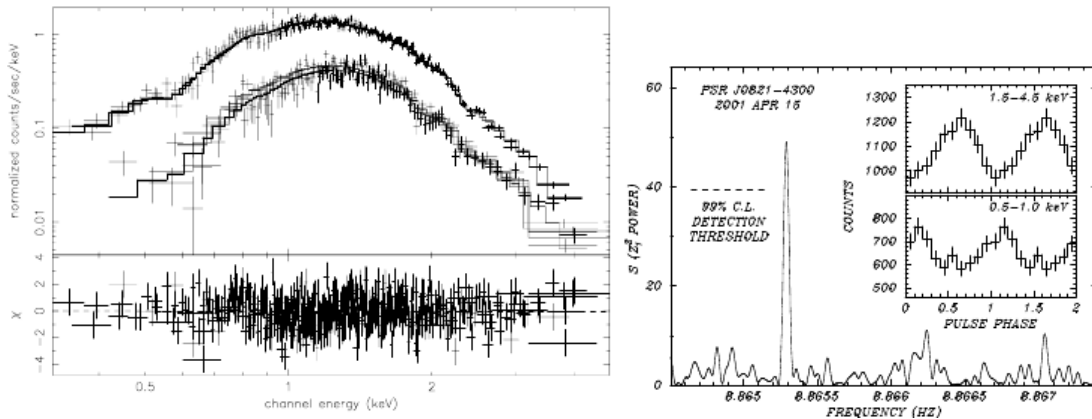


Figura 8.2: Lado izquierdo: Se muestra el espectro de energía de J0821-4300 observado con XMM-Newton (espectro superior con EPIC-PN y MOS1/2 el espectro inferior). y una simulación ajustada a un modelo de dos componentes de cuerpo negro (Hui & Becker 2006a). Lado derecho: Se muestra el diagrama del periodo observado en abril del 2001 por XMM Newton EPIC a lo largo del perfil de pulso, en la caja pequeña se muestra el perfil de pulso a dos bandas de energía (Gotthelf & Halpern 2009).

muestra en la Fig. 8.2 panel izquierdo. En el panel derecho se muestra el diagrama del periodo que reportan Gotthelf & Halpern (2009), de observacion de archivo de abril del 2001, en donde se encuentra el periodo de $P = 112$ ms. En el recuadro se muestra el perfil del pulso en dos bandas de energía las cuales son: 0.5-1.0 keV y de 1.5-4.5 keV, ilustrando el desfaseamiento entre ambas.

8.1. Modelo de Emisión

Las observaciones que se obtuvieron de PSR J0821-4300 con el Observatorio XMM-Newton en el año 2001 muestran una señal de pulso significativa imponiendo un límite superior a la derivada del periodo \dot{P} , y revelando un cambio abrupto de 180° en el perfil de la curva de luz a una energía de 1.2 keV (Gotthelf & Halpern 2009). Para poder explicar esta curva de luz, Gotthelf et al. trataron de ajustar el espectro de rayos X de PSR J0821-4300 al perfil observado en tres bandas de energía 0.5 – 1.0, 1.0 – 1.5, 1.5 – 4.5 keV.

usando un modelo antipodal de cuerpo negro con dos manchas (“spots”) de diferentes temperaturas, en donde ambas temperaturas se observan en todas las fases de rotación. Estas dos manchas difieren de un factor de 2 en la temperatura y de 20 en área.

La geometría que ocupó Gotthelf et al. (2010) para modelar la curva de luz de PSR J0821-4300 se muestra en la Fig. 8.3. El spot caliente tiene una temperatura de cuerpo negro indicada como T_h , un radio angular β_h , mientras el antipodal spot tibio tiene temperatura T_w y radio angular β_w . Consideraron una temperatura superficial uniforme en la estrella de neutrones tal que $T_{NS} < T_w$.

$\gamma(t)$ indica la fase de rotación, $\gamma = 0$ corresponde a la aproximación más cercana del spot caliente al observador. La fase de rotación está relacionada con la rotación angular de la estrella Ω a través de $\gamma(t) = \Omega t$.

El ángulo que hace el eje del spot caliente con la línea de visión está indicado por $\alpha_h(t)$, la cual es una función del ángulo ξ entre el spot caliente y el eje de rotación, y el ángulo ψ entre la línea de visión y el eje de rotación, por la relación:

$$\alpha_h(t) = \arccos[\cos \psi \cos \xi + \sin \psi \sin \xi \cos \gamma(t)]. \quad (8.1)$$

El sistema de coordenadas esféricas (θ, ϕ) lo definieron con respecto a la línea de visión del eje z. Tomaron en cuenta los efectos gravitacionales (Page 1995) descritos en la Sec. 6.6.

Retomando la Ec. (6.14), el spot caliente está limitado por las condiciones

$$\theta \leq \beta_h \quad \text{si } \alpha_h = 0$$

y

$$\begin{cases} \alpha_h - \beta_h \leq \theta \leq \alpha_h + \beta_h \\ 2\pi - \phi_p^h \leq \phi \leq \phi_p^h \end{cases} \quad \text{si } \alpha_h \neq 0 \text{ y } \beta_h \leq \alpha_h$$

donde

$$\phi_p^h = \arccos \left[\frac{\cos \beta_h - \cos \alpha_h \cos \theta}{\sin \alpha_h \sin \theta} \right]. \quad (8.2)$$

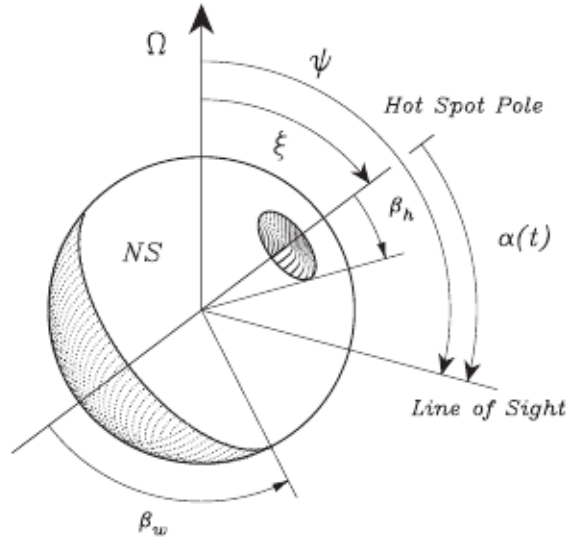


Figura 8.3: Se muestra la geometría de la superficie del modelo de la estrella de neutrones. El spot caliente tiene una temperatura T_h y un tamaño angular β_h y un spot antipodal de temperatura T_w y de tamaño β_w . La estrella de neutrones rota a una velocidad angular Ω .

El spot antipodal tibio es descrito en la superficie de la estrella a través de las mismas condiciones, pero sustituyendo $\beta_h \rightarrow \beta_w$ y $\alpha_h \rightarrow \alpha_w$

A baja energía, $E < 1.2$ keV (rayos X suaves) el espectro es dominado por la emisión del spot tibio, mientras que a energías altas $E > 1.2$ keV la emisión es dominada por el spot caliente. Como se muestra en la Fig. 8.4.

Los parámetros que Gotthelf et al. (2010) ajustó en su modelo antípodal fueron: el radio de la estrella de neutrones, $R_{NS} = 12$ km, la distancia de la estrella al observador $D = 2200$ pc, tres temperaturas de cuerpo negro (T_w, T_h, T_{NS}), dos tamaños angulares de los spots (β_w, β_h), dos ángulos geométrico (ξ, ψ), la fase de rotación γ y la densidad columnal fue fijada en $N_H = 4.8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$.

El mejor ajuste para los ángulos geométricos que encontraron Gotthelf et al. fueron la combinación de $(\xi, \psi) = (86^\circ, 6^\circ)$ ó $(6^\circ, 86^\circ)$, en la figura 8.5, se muestra este ajuste del

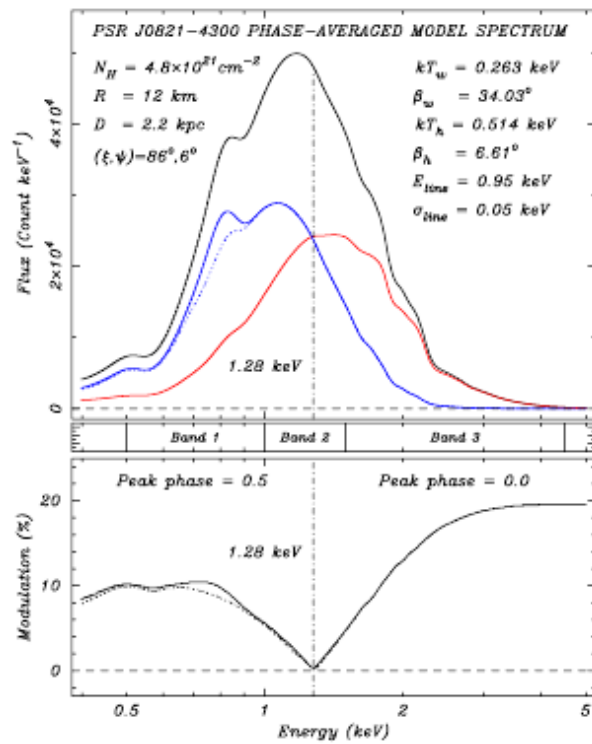


Figura 8.4: Panel superior: flujo observable (tomando en cuenta la respuesta del detector), línea negra, así como las contribuciones separadas del “spot” caliente (línea roja), y tibio (línea azul). Panel inferior: modulación del flujo, mostrando un desfase de 180° alrededor de 1.2 keV. Figura tomada de Gotthelf et al. (2010).

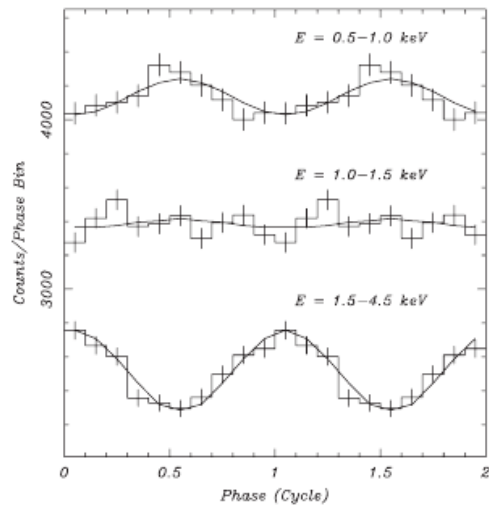


Figura 8.5: Perfiles del pulso generados usando el modelo antípoda (línea sólida) que mejor ajusta, los datos observados (histograma) a través de las tres bandas de energía seleccionadas para PSR J0821-4300. Figura tomada de Gotthelf et al. (2010).

perfil del pulso en las tres bandas.

Capítulo 9

El Código NSurf

En éste capítulo se hará una breve descripción del código `NSurf` (Page 1995) que se utilizó para modelar el espectro y la curva de luz del Objeto Compacto Central PSR J0821-4300. Este programa permite definir la distribución de temperatura superficial, $T_s(\theta, \phi)$, de una estrella de neutrones y simular una observación de ella. El resultado es una secuencia de espectros observados, en varias fases de la rotación de la estrella, los cuales se pueden comparar con datos observacionales, mediante el uso de la matriz de respuesta del detector (en nuestro caso el EPIC, “European Photon Imaging Camera”, de XMM-Newton).

Se introduce al programa los datos que describen el tamaño de la estrella, como son: la masa M en M_\odot (masa solares) y el radio R , en km, así como los datos del observador que son: la distancia D a la estrella, en pc, la densidad columnal N_H y el ángulo de inclinación al eje de rotación, ψ .

La distribución de temperatura en la superficie de la estrella se define en una malla fija, de coordenadas esféricas (θ_S, ϕ_S) , cuyo eje $\theta_S = 0$ coincide con el eje de rotación de la estrella. Se usa además una malla móvil que cubre la parte de la estrella que puede ver el observador, de coordenadas esféricas (θ_O, ϕ_O) , con el observador sobre el eje $\theta_O = 0$, ver la Fig. 9.1. El eje de la malla móvil está a un ángulo ψ del eje de rotación, que es el eje de la

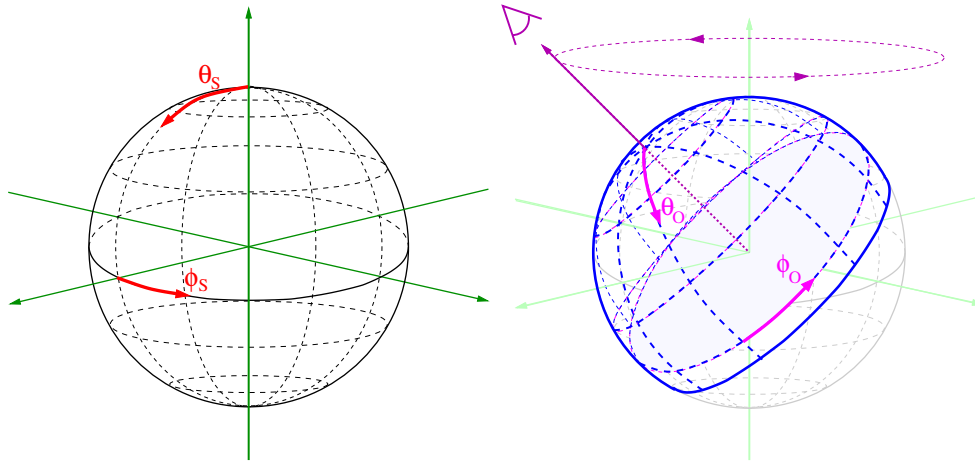


Figura 9.1: Panel izquierdo: la malla fija en la superficie de la estrella. Panel derecho: la malla móvil.

La malla fija, y la rotación de la malla móvil simula la rotación de la estrella. La malla móvil sirve para calcular la integral de la Ec. (6.12), los valores de T en ella siendo calculados por interpolación de los valores en la malla fija, en cada posición de la rotación. La resolución, i.e., número de puntos en la malla móvil, se puede ajustar, usando baja resolución para encontrar el rango de parámetros que se acercan a los datos y alta resolución para hacer una comparación precisa con los datos.

En los modelos que presentaremos en el Cap. 10 definiremos la distribución de temperatura superficial, $T(\theta_S, \phi_S)$, usando dos “hot spots”. Se requiere especificar la temperatura, el tamaño, y la posición de cada uno y la temperatura superficial del resto de la estrella. Finalmente se incluye el tipo de atmósfera que tendrá la estrella, ya sea cuerpo negro (BB por sus siglas en inglés Black Body) e Hidrógeno.

Con esta información, NSurf “rota” la estrella tomando varias posiciones (con la ψ dada) de la malla móvil y en cada posición calcula el flujo recibido por el observador, Ec. (6.12). De estos flujos en varias fases de la rotación se puede tomar el espectro promedio, espectros en varias fases, o curvas de luz.

9.1. Atmósferas de hidrógeno para esta tesis.

Para esta tesis, al programa NSurf se incorporaron los modelos de atmósferas de Zavlin et al., que se encuentran en:

http://www.ioffe.ru/astro/Stars/ns_arch.cgi

los cuales son de dominio público. Estos modelos dan tablas conteniendo la intensidad específica, $I_E(\delta; T_e)$, emitida por la atmósfera con temperatura efectiva T_e , a un ángulo δ a normal a la estrella, y para una energía de fotón E .

Para esto se implementaron subrutinas en NSurf para leer los archivos de modelos, interpolar en energía y ángulos, así como interpolar en temperatura. Para facilitar la interpolación, se escribe la intensidad del modelo como

$$I_E(\delta; T_e) = C_E(\delta; T_e) \times B_E(\delta; T_e) \quad (9.1)$$

donde $B_E(\delta; T_e)$ es la intensidad del cuerpo negro (Planck) y $C_E(\delta; T_e)$ un factor de corrección. De esta manera la interpolación sólo se tiene que interpolar numéricamente la función $C_E(\delta; T_e)$. La interpolación en $B_E(\delta; T_e)$ es trivial, siendo esta función analítica, y, además, contiene la parte dominante de la dependencia en E y T_e (no contiene información sobre δ , ya que la función de Planck es isotrópica).

9.2. Comparación del modelo con los datos: matriz de respuesta.

Al integrar numéricamente la Ec. (6.12), NSurf genera una secuencia de flujos $F(E_\infty)$ teóricos para diez posición del observador en la rotación de la estrella, que se pueden comparar con los datos observacionales. Esta comparación debe tener en cuenta la respuesta del detector y del espejo del satélite XMM-Newton, lo cual se hace usando la *matriz de respuesta*. La salida del detector consisten en canales y el archivo de datos nos lista el

número de fotones detectados durante la observación, que duró un tiempo t_{obs} , en cada uno de estos canales de salida. Formalmente, si $F(E)$ es el flujo de fotones entrando en el telescopio, el número de fotones detectados en el canal i , por segundo, es

$$c_i = \int R_i(E)F(E)dE \quad (9.2)$$

donde la función de respuesta $R_i(E)$ da la probabilidad de que un fotón de energía E sea detectado, y se supuso que $F(E)$ no varía durante la observación. Prácticamente la función $R_i(E)$ se discretiza en energía, dándonos una matriz de respuesta R_{ij} tal que

$$c_i = \sum_j R_{ij}F(E_j)(E_j^{\text{high}} - E_j^{\text{low}}) \quad (9.3)$$

donde la secuencia de intervalos de energía $[E_j^{\text{lo}}, E_j^{\text{high}}]$ está dada por la discretización de $R_j(E)$ y se usa $E_j \equiv 0.5 \times (E_j^{\text{lo}} + E_j^{\text{high}})$. (Note que $E_j^{\text{high}} = E_{j+1}^{\text{low}}$.) En la versión de R_{ij} que usamos tenemos 4096 canales de salida (i.e., $i = 1 \dots 4096$) y 2067 intervalos de energía (i.e., $j = 1 \dots 2067$) que cubren un rango desde $E_1^{\text{low}} = 50$ eV hasta $E_{2076}^{\text{high}} = 16.005$ keV. Note que en términos de unidades de estas cantidades tenemos:

$$\begin{aligned} [c_i] &= \text{fotones/canal/s} \\ [F(E_i)] &= \text{fotones/keV/cm}^2/\text{s} \\ [R_{ij}] &= \text{cm}^2/\text{canal}. \end{aligned}$$

En una observación con duración t_{obs} se detectan C_i fotones ($[C_i] = \text{fotones/canal}$). Si la fuente no es variable, $C_i = t_{\text{obs}}c_i$ mientras en general $C_i = \int dt c_i(t)$.

Teniendo un modelo teórico, $F^M(E)$, para $F(E)$ podemos, con la Ec. (9.3), predecir el número de fotones detectados por segundo, c_i^M , o el número total de fotones detectados en la observación como $C_i^M = t_{\text{obs}} \cdot c_i^M$, o más bien $C_i^M = \int dt \cdot c_i^M(t)$ para una fuente variable como es el caso de un pulsar. En la práctica, para disminuir errores estadísticos, se agrupan canales consecutivos (“re-binning”) en “bins” tal que cada bin contenga entre 300 a 500 fotones, y $C_I \equiv \sum_{i_1}^{i_2} C_i$ (i_1 e i_2 denotando el rango de canales i incluidos en el bin I). Igualmente se hace un re-binning de C_i^M and C_I^M . La calidad de una modelo se

estima por su “chi cuadrado”

$$\chi^2 \equiv \sum_I \frac{(C_I - C_I^M)^2}{\sigma_I^2} \quad (9.4)$$

donde se estima el “error” σ predicho por el modelo por $\sigma_I \equiv \sqrt{C_I^M}$. Si tenemos N_{bin} bins, en un buen ajuste esperamos que $C_I^M \simeq C_I$ dentro de una σ_I y entonces $\chi^2 \simeq N_{\text{bin}}$. Sin embargo, si el modelo teórico tiene N_{param} parámetros, en principio se deben poder ajustar estos parámetros para que en N_{param} bins tendríamos exactamente $C_I^M = C_I$ y un buen modelo, con parámetros bien ajustados, debe darnos más bien $\chi^2 \simeq N_{\text{bin}} - N_{\text{param}}$. Con estas consideraciones, la calidad de un ajuste se mide por su “chi cuadrado reducido”

$$\chi_{\text{red}}^2 \equiv \frac{\chi^2}{\nu} \quad \text{donde} \quad \nu = N_{\text{bin}} - N_{\text{param}} . \quad (9.5)$$

Al graficar observaciones, y modelos teóricos, sea como espectros o curvas de luz, es más ilustrativo usar energía en vez de bins o canales de detector. Por esto se asigna un rango de energía $[\tilde{E}_i^{\text{low}}, \tilde{E}_i^{\text{high}}]$ a cada canal i , y similarmente $[\tilde{E}_I^{\text{low}}, \tilde{E}_I^{\text{high}}]$ a cada bin. Esta correspondencia $i \rightarrow \tilde{E}$ está definida en el archivo de la matriz de respuesta y es la escala de energía usada, por ejemplo, en las figuras 8.4 y 8.5. En esta notación lo que se grafica es $c_I/(\tilde{E}_I^{\text{high}} - \tilde{E}_I^{\text{low}})$ en unidades de fotones/keV/s, o $C_I/(\tilde{E}_I^{\text{high}} - \tilde{E}_I^{\text{low}})$ en unidades de fotones/keV. Note que esta correspondencia $i \rightarrow \tilde{E}$ contiene un cierto grado de arbitrariedad pero mientras se ajustan tanto los datos, C_I , como el modelo, C_I^M , de la misma manera no se afecta el aspecto de la figura. El cálculo de χ^2 , sin embargo, se hace antes de esta transformación.

Capítulo 10

Modelo de Emisión Térmica de Puppis A (PSR J0821-4300)

En este capítulo mostramos nuestros modelos finales tanto del espectro como de las curvas de luz de la emisión térmica del pulsar PSR J0821-4300. Los modelos están calculados con el código `NSurf` descrito en el Cap. 9.

Los datos fueron proporcionados por el Dr. Eric Gotthelf, y son los mismos que fueron reportados en Gotthelf et al. (2010). Como punto de partida se retomó la geometría de la figura 8.3, tomada de Gotthelf et al. (2010). Se incorporaron 2 spots de forma antípodal, se variaron tanto el tamaño como la temperatura de cada uno, hasta obtener un buen ajuste de los datos. Este ajuste se describe en la Sec. 10.1 y las otras secciones estudian el efecto de variar los parámetros.

10.1. Ajuste de los datos de Puppis A.

Nuestro mejor ajuste se muestra en la fig.10.1. Las curvas de luz y el espectro que se obtuvieron fueron después de pasarlos por la matriz de respuesta del detector XMM-Newton y ambas se muestran en esa figura. Este ajuste requiere una estrella de masa

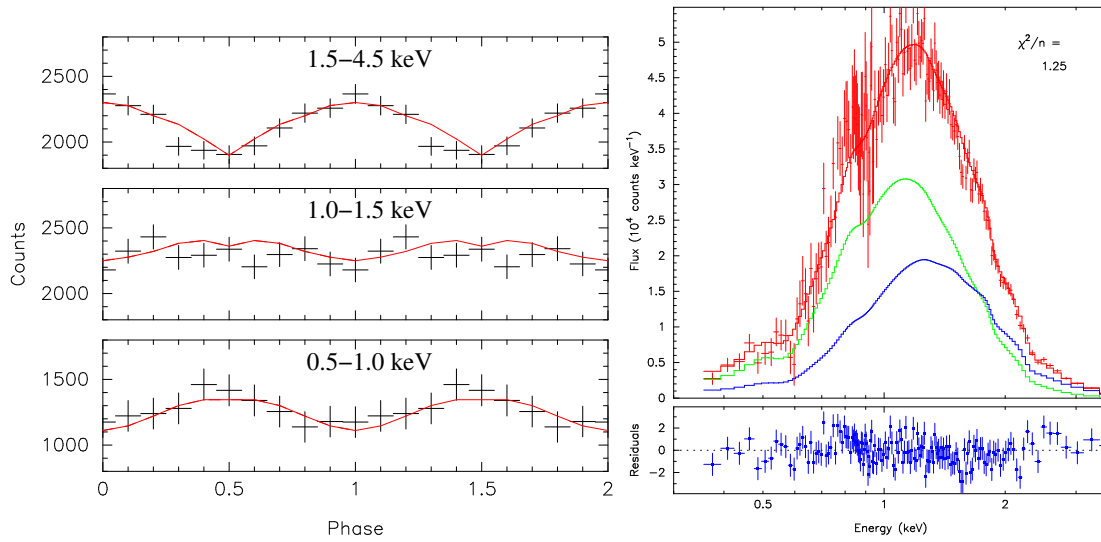


Figura 10.1: En esta imagen se muestran en el panel izquierdo: las curvas de luz de PSR J0821-4300, en tres rangos de energía, considerando un modelo de atmósfera de hidrógeno (color rojo). En el panel derecho se muestra el espectro térmico total (en rojo) además del espectro térmico de cada uno de los spots por separado, el más caliente en azul y el tibio en verde. El inciso inferior muestra los residuos. Las cruces representan los datos.

de $1.43 M_{\odot}$ y un radio de 12 km. La distancia del observador hacia la estrella de 2215 pc y una densidad columnal de $n_H = 44 \times 10^{20} \text{cm}^{-2}$. La masa se incrementa un 2%, la distancia del observador se incrementa un 0.6% y la N_H decrece un 8% respecto a los valores utilizados en el modelo de Gotthelf et al. (2010).

La posición del spot caliente es $(\theta, \phi) = (86^\circ, 0^\circ)$ con un tamaño de 36° de diámetro y una temperatura $T_h = 3.1 \times 10^6$ K mientras que la del spot tibio se encuentra en las coordenadas $(94^\circ, 180^\circ)$ con un tamaño de 164° de diámetro y una temperatura $T_w = 1.8 \times 10^6$ K. Se considero un rango de temperatura superficial T_s entre $6 \times 10^4 - 5 \times 10^5$ K y el ángulo del observador, con respecto al eje de rotación, es de 30° .

En el panel izquierdo de la figura 10.1 se muestran las curvas de luz para tres rangos de energía 0.5 – 1.0 1.0 – 1.5 1.5 – 4.5 keV (recuadro inferior, central, y superior respectivamente) comparadas con los datos obtenidos de XMM-Newton. Se puede ver un buen

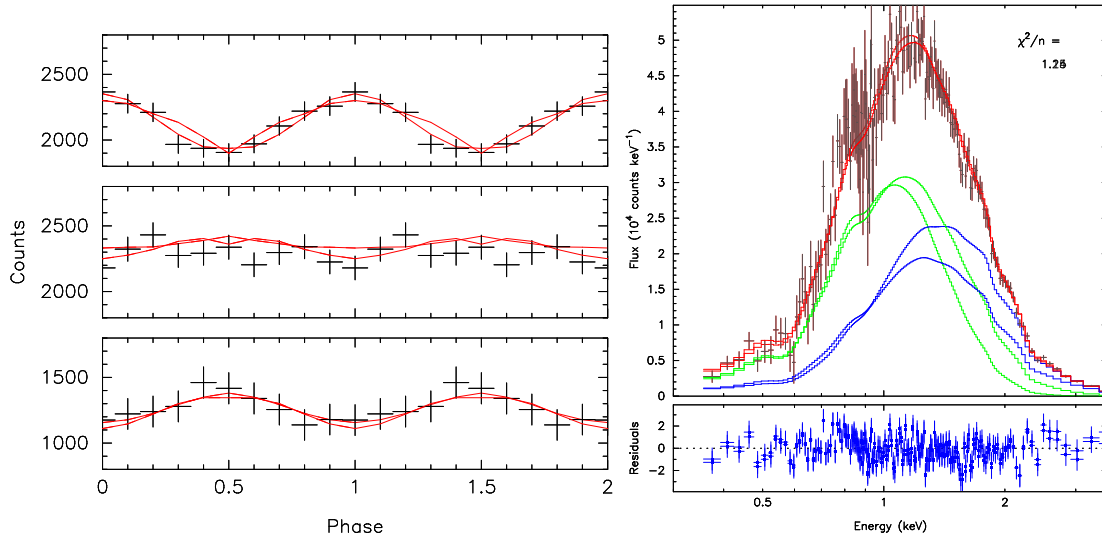


Figura 10.2: Modelo de cuerpo negro de Gotthelf et al. (2010) Vs modelo de atmósfera de hidrógeno.

ajuste en los tres rangos de energía.

En el panel derecho se puede observar el espectro térmico en un rango de energía 0.5–4 keV incorporando el espectro de cada spot (línea verde spot tibio, línea azul spot caliente) y el espectro resultante (línea roja). Las cruces rojas indican los valores observados del espectro térmico de Puppis A, obtenidos de XMM-Newton. Los residuos, definidos como $(C_I - C_I^M)/\sigma_I$, se muestran en el inciso abajo del espectro. El χ^2/ν , con $\nu = N_{\text{bin}} - N_{\text{param}}$, y $N_{\text{bin}} = 158$ para un modelo con $N_{\text{param}} = 8$. Estos 8 parámetros son 3 para el observador, distancia D y ángulo ψ , y densidad columnal N_H , y 5 para los spots: ángulo de su eje de simetría así como tamaño y temperatura de cada uno.

En el modelo se puede ver que a energía grande domina el spot caliente, mientras que a energías menores domina el spot tibio.

Por comparación, en la fig 10.2 se muestra el modelo de cuerpo negro de Gotthelf et al. (2010) (ver Fig. 8.4 y 8.5), recalculado con NSurf, y nuestro modelo de la Fig. 10.1 de atmósfera de hidrógeno.

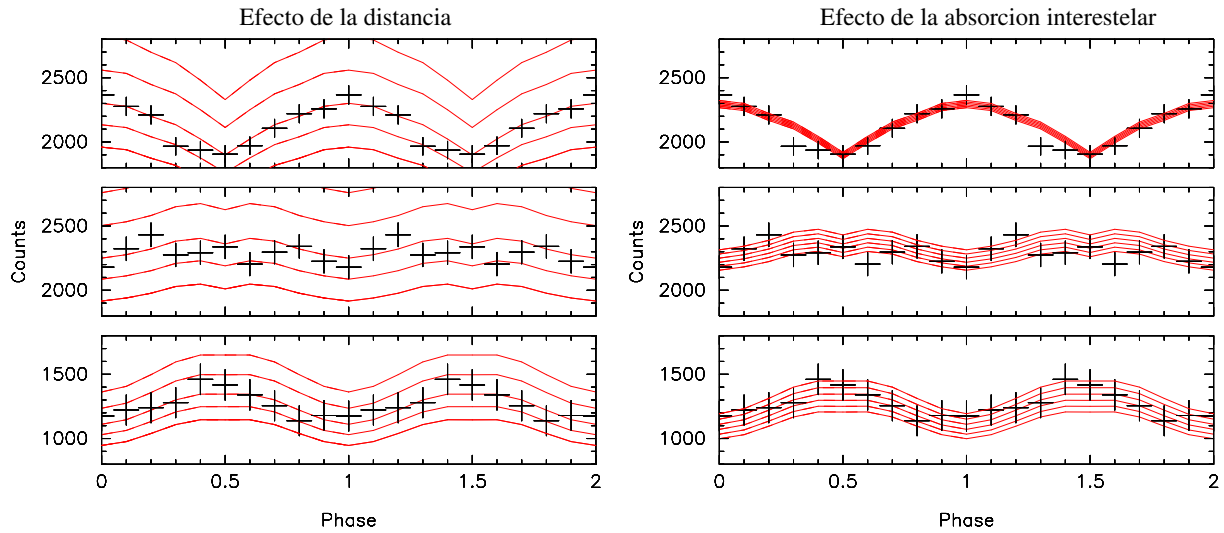


Figura 10.3: Efecto de cambio de la distancia (panel izquierdo) y de la absorción interestelar (panel derecho) de la estrella sobre las curvas de luz.

10.2. Efecto de la distancia y absorción interestelar.

El variar la distancia de la estrella y/o la absorción interestelar tiene efectos triviales, pero importantes que describimos brevemente.

El variar la distancia de la estrella tiene un efecto independiente de la energía de los fotones: reduce el flujo uniformemente. Esto se ve en el panel izquierdo de la Fig. 10.3 donde se presenta variaciones del modelo de referencia de la Fig. 10.1, pero con 5 distancias: 2.0, 2.1, 2.215 (el modelo de referencia), 2.3, y 2.4 kpc. Las curvas de luz correspondientes van en orden decreciendo de número de fotones recibidos.

El panel derecho muestra el efecto de la absorción interestelar, con valores de N_H aumentando de 42, 43, 44, 45, 46, y $47 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Se mostró en la Fig. 6.8 el efecto del aumento de N_H que va creciendo conforme baja la energía ya que $\sigma_{eff}(E) \sim E^{-3}$. Esto se manifiesta en la curvas de luz de la Fig. 10.3 como una supresión del flujo pequeña a altas energías y más grande a bajas energías.

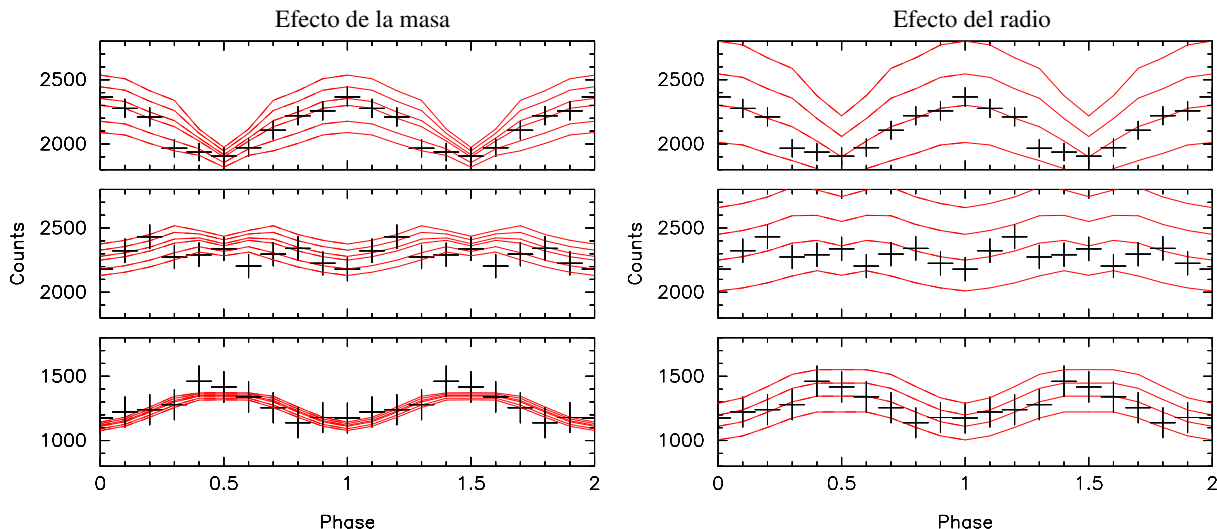


Figura 10.4: Efecto de cambio de la masa (panel izquierdo) y radio (panel derecho) de la estrella sobre las curvas de luz.

10.3. Efecto de la masa y radio de la estrella.

El variar la masa M y el radio R de la estrella tiene efectos geométricos y efectos gravitacionales. La masa solo tiene efectos gravitacionales: aumentar M aumenta el corrimiento al rojo, i.e., e^{ϕ} (ver Ec. (6.11)) decrece, y aumenta la fracción de la estrella visible, i.e., θ_{max} aumenta (ver Fig. 6.7).

En el panel izquierdo de la Fig. 10.4 se presentan modelos idénticos al modelo de referencia de la Fig. 10.1, pero con 6 masas distintas: 1.3, 1.35, 1.4, 1.43, 1.5, y 1.55 M_{\odot} . Las curvas de luz correspondientes van en orden decreciendo de cuentas de fotones conforme aumenta la masa: este efecto es principalmente debido al aumento del corrimiento al rojo. Sin embargo se nota otro efecto: la amplitud de la modulación decrece significativamente en la banda de más alta energía mientras casi no hay efecto en la banda de baja energía. Esto es debido al aumento de θ_{max} con la masa: a alta energía el pequeño spot caliente domina la emisión y es visible más tiempo con M más grande, resultando en una disminución de la amplitud. A baja energía el spot tibio domina la emisión pero, debido a su

gran tamaño, el aumentar θ_{max} no tiene un efecto tan espectacular comparado al efecto del pequeño spot caliente.

En el panel derecho de la Fig. 10.4 se presentan modelos idénticos al modelo de referencia de la Fig. 10.1, pero con 4 radios distintos: 12.8, 12.4, 12.0, y 11.5 km. Las curvas de luz correspondientes van en orden decreciendo de cuentas de fotones conforme decrece el radio. Este efecto es principalmente geométrico, ya que decrece el tamaño de la estrella y emite menos fotones, y a esto se suma el efecto del crecimiento del corrimiento al rojo al decrecer el radio. Al igual que el aumento de la masa, el decrecimiento del radio aumenta θ_{max} e impacta en la amplitud de la modulación, sobre todo en la banda de más alta energía y por las mismas razones que en el caso del aumento de la masa.

10.4. Efecto del tamaño, posición y temperatura de los spots.

Después de haber descrito los efectos sencillos de la distancia, absorción, masa y radio podemos estudiar el efecto que más nos interesa, que son las características de los dos spots. Las curvas de luz correspondientes se presentan en la Fig. 10.5 y 10.6.

10.4.1. Efecto del tamaño de los spots.

En caso del tamaño del spot tibio usamos diámetros de 185° , 175° , 164° , 160° , y 155° . Las curvas de luz correspondientes (ver Fig. 10.5) van en orden decreciendo conforme decrece el diámetro de este spot tibio. Como se ve en la Fig. 10.1 este spot es el que más contribuye al flujo y el decrecer su tamaño el flujo total decrece, de una manera que es casi independiente de la energía. La amplitud de la modulación tampoco es muy alterada por el tamaño de este spot tibio. En el caso del spot caliente el efecto es mucho más dramático (ver Fig. 10.6). Usamos tamaños de 40° , 38° , 36° , 34° , 32° y 30° , y las curvas de luz van en

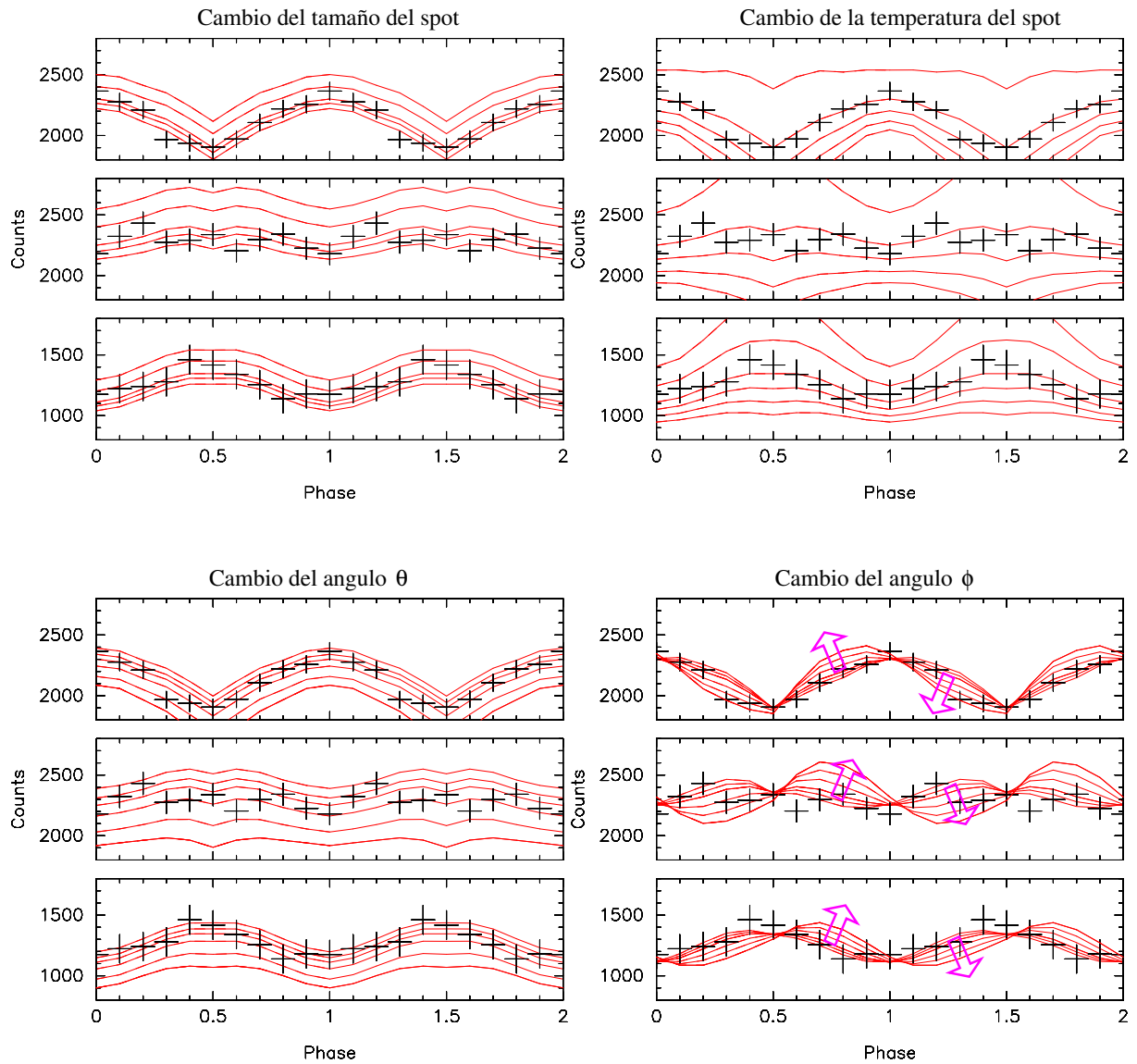


Figura 10.5: Comportamiento del modelo de la curva de luz cuando se varia el tamaño, la temperatura, y la posición (ángulos θ y ϕ) del spot tibio. Ver texto para descripción de los parámetros.

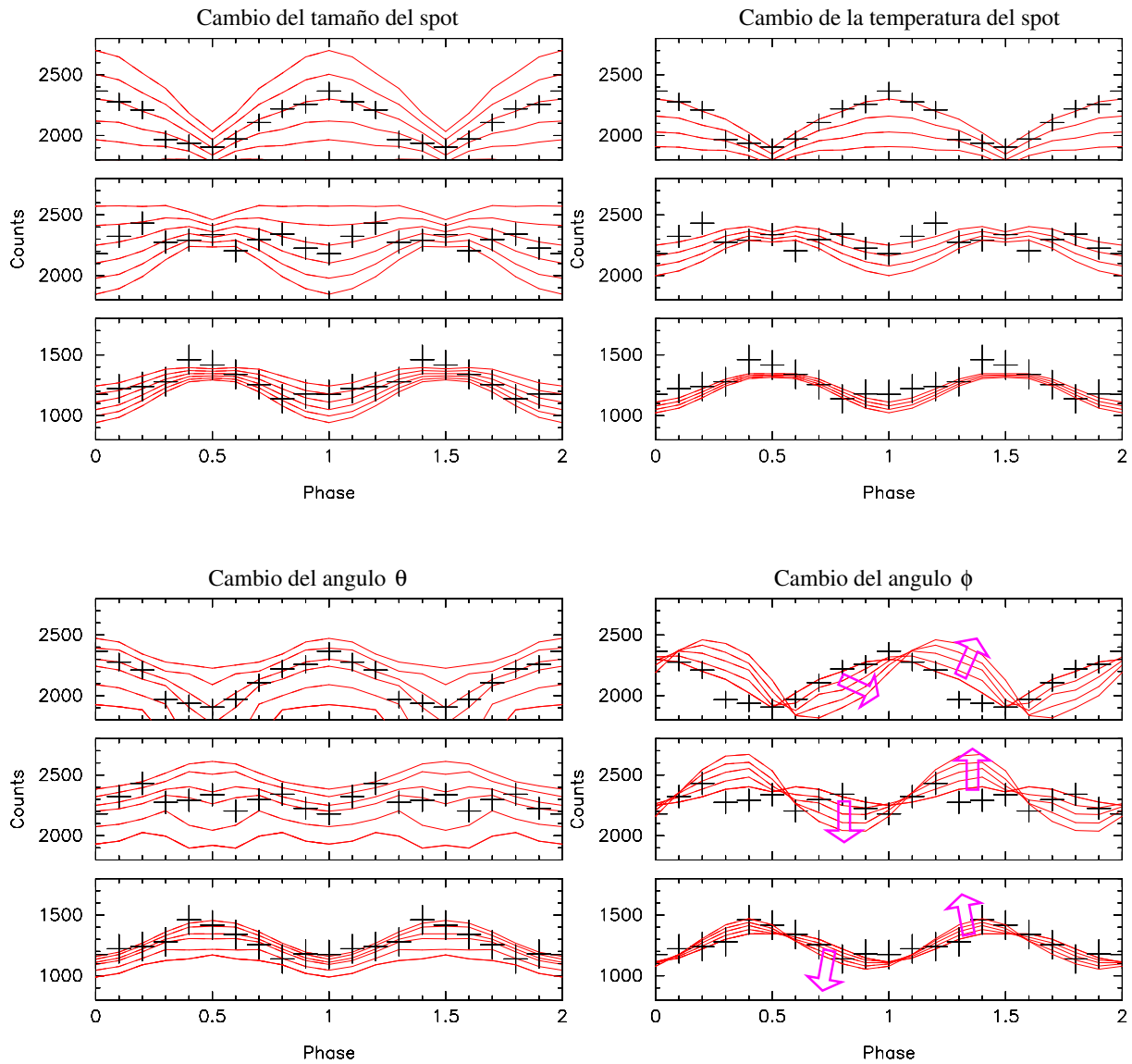


Figura 10.6: Comportamiento del modelo de la curva de luz cuando se varia el tamaño, la temperatura, y la posición (ángulos θ y ϕ) del spot caliente. Ver texto para descripción de los parámetros.

orden decreciendo conforme decrece el diámetro de este spot caliente. El efecto es fuerte en la bandas de alta y mediana energía donde este spot contribuye fuertemente, y moderado a bajas energías donde domina el otro spot.

En resumen, cada spot tiene un efecto distintivo y las tres curvas de luz, junto con el espectro, ponen fuertes restricciones sobre el tamaño de cada spot.

10.4.2. Efecto de la temperatura de los spots.

Como el flujo está dominado por el spot grande, y tibio, su temperatura está básicamente restringida por el aspecto general del espectro pero también afecta las curvas de luz. En la Fig. 10.5 usamos 6 temperaturas: 2.0, 1.9, 1.8, 1.75, 1.7, y 1.65×10^6 K (1.8×10^6 K siendo el modelo de referencia) y las curvas de luz van en orden decreciendo de la temperatura. Más notorio es que si es demasiado caliente domina a todas las energías y la forma de las curvas de luz se altera fuertemente. En el caso del spot caliente, y pequeño, usamos 4 temperaturas, 3.1, 3.05, 3.0, y 2.95×10^6 K. Como es de esperar, esto tiene un efecto notorio sobre la curva de luz de altas energías.

10.4.3. Efecto de la posición de los spots.

En el modelo de referencia, los dos spot están diametralmente opuestos, lo cual resulta en máximos de las curvas de luz desfasados de 90° exactamente entre las bandas de alta y baja energía. Si cambiamos el ángulo θ , i.e., distancia al eje de rotación, vemos de las Fig. 10.5 y 10.6 que el efecto es similar al cambio de tamaño: es simplemente debido a que si el spot es más o menos orientado hacia el observador el área “efectiva”, durante la rotación, es más o menos grande.

Sin embargo, si cambiamos el ángulo ϕ de uno de los spots. obtenemos curvas de luz asimétricas y podemos desfasar la curva de luz de alta energía con la de baja energía. En

la Fig. 10.5 cambiamos ϕ del spot tibio: 170° , 175° , 180° , 190° , 200° , y 210° . En la Fig. 10.6 cambiamos ϕ del spot caliente: 0° , 10° , 20° , 30° , y 40° . En ambas figuras el cambio de las curvas de luz está marcado por la flechas. Note que, a diferencia de los otros cambios, el cambio de ϕ de cualquier spot no afecta el espectro total ya que éste está integrado sobre toda la rotación.

Comparando las dos figuras vemos, lo cual es natural, que cambiando el ángulo ϕ del spot caliente afectamos las curvas de luz de media y alta energía sin alterar la de baja energía. Al contrario, mover el ángulo ϕ del spot tibio afecta las tres curvas de luz.

10.5. El modelo final.

En base a la exploración anterior, podemos encontrar un modelo que ajusta los datos mejor que el modelo inicial de la Sec. 10.1, con spots que no sean exactamente antipodal. Un buen ajuste del espectro y las tres curvas de luz de Puppis A se muestra en la Fig. 10.7. Los parámetros de este modelo son:

Spot caliente en $(\theta, \phi) = (80^\circ, 0^\circ)$, con diámetro de 36° y $T = 3.1 \times 10^6$ K.

Spot tibio en $(\theta, \phi) = (94^\circ, 170^\circ)$, con diámetro de 186° y $T = 1.7 \times 10^6$ K.

El resto de la estrella está a $T \ll 10^6$ K (usamos 10^5 K).

Los otros parámetros son los mismos que en el modelo de Sec. 10.1: $M = 1.43 M_\odot$, $R = 12$ km, con el observador a 30° del eje de rotación y a una distancia de 2.215 kpc, y $N_H = 44 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Esta geometría se ilustra en la Fig. 10.8.

Aparte del cambio en la temperatura de los spots, el cambio más relevante de este modelo es el tamaño de los spots que son mucho más grandes. El modelo con espectro de cuerpo negro tenía el spot caliente de diámetro 13.2° y el tibio de 68° , lo cual justificaba la denominación de “spots”. Con el uso de modelos de atmósferas de hidrógeno encontramos que la parte tibia cubre la mitad de la estrella y solo tenemos realmente un spot, caliente, de unos 36° de diámetro.

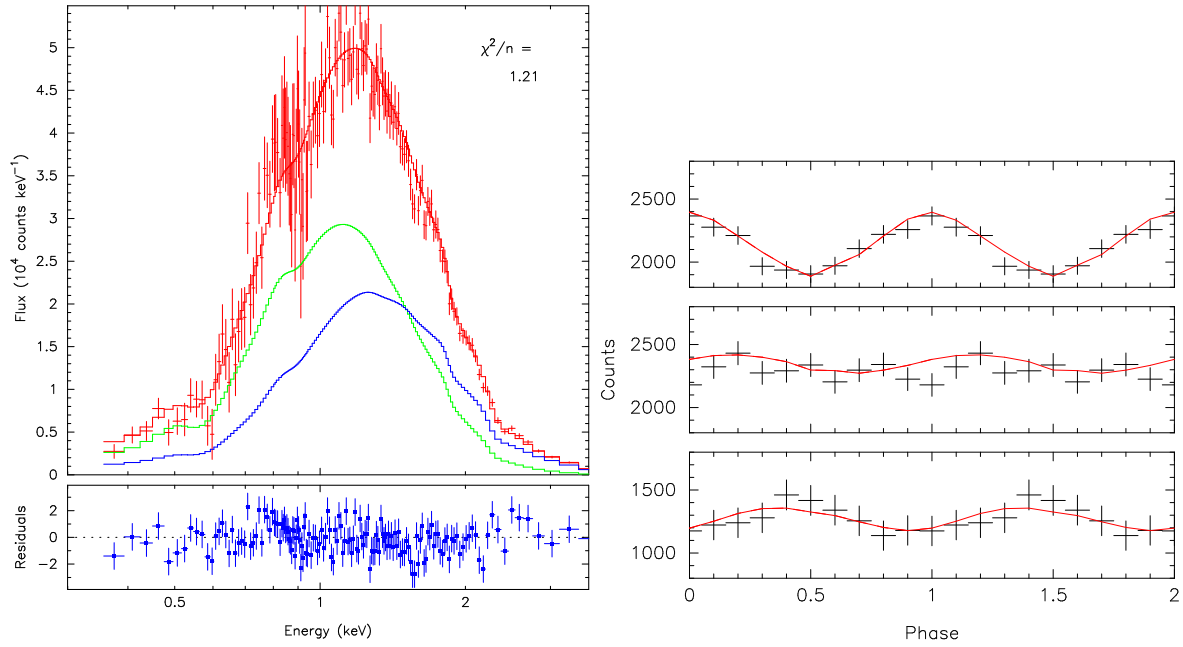


Figura 10.7: Nuestro modelo final. Ver texto para descripción de los parámetros.

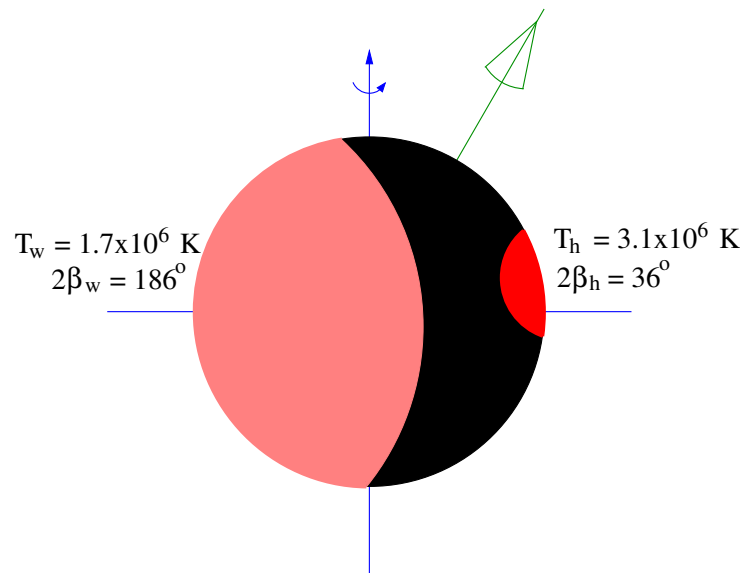


Figura 10.8: Ilustración de la geometría de nuestro modelo final. Ver texto para descripción de los parámetros.

10.6. Comparación con curvas de enfriamiento.

Como último punto, comparamos la luminosidad de Puppis A deducida de los dos modelos, cuerpo negro e hidrógeno, con modelos de enfriamiento de estrellas de neutrones. El modelo de cuerpo negro de Gotthelf et al. (2010) mostrado en la Fig. 10.2 proporciona una luminosidad térmica, al infinito, de $L_{bol}^{\infty} = 7.7 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ mientras que del modelo con atmósfera de hidrógeno de la Fig. 10.7 se deduce $L_{bol}^{\infty} = 4.4 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$. En la Fig. 10.9 comparamos estas dos luminosidades con curvas teóricas de enfriamiento. Estos modelos teóricos corresponden al llamado “Modelo Mínimo” (Page et al. 2004, 2009) en el cual se supone que el carozo de la estrella de neutrones está constituido solamente de neutrones y protones, es decir no contiene ninguna forma de materia exótica como, por ej., materia de quarks. El ancho de las dos bandas grises refleja la incertidumbre sobre la superfluidez/superconductividad, la cual afecta la emisión de neutrinos y el calor específico. La dos bandas grises corresponden a los dos modelos extremos de composición química de la envoltura: la presencia de elementos ligeros resulta en temperaturas superficiales más altas que en el caso de una envoltura compuesta exclusivamente de elementos pesados como el hierro. Al variar la cantidad de elementos ligeros en la envoltura se puede cubrir la banda intermedia (gris claro).

Podemos notar que la luminosidad inferida del espectro de cuerpo negro ajusta las predicciones de los modelos con envoltura de elementos ligeros. Sin embargo el cuerpo negro aproxima el espectro de una atmósfera de elementos pesados, por ej. hierro, lo cual implica que también la envoltura debe ser de elementos pesados: la luminosidad deducida del cuerpo negro es incompatible con las predicciones con envoltura de elementos pesados. Por otra parte, la luminosidad obtenida de la atmósfera de hidrógeno ajusta con modelos de enfriamiento de envoltura de elementos pesados o con una pequeña fracción de elementos ligeros encima de una capa de elementos pesados. Enfatizamos que la atmósfera de hidrógeno solo tiene unos centímetros de espesor y no nos permite inferir la composición química de las capas subyacente (la envoltura tiene un espesor de unos 50-

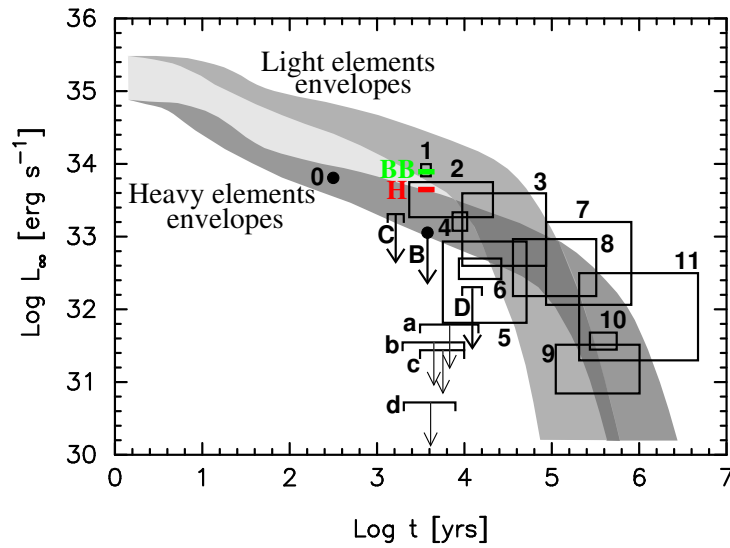


Figura 10.9: Rango de predicciones de luminosidad térmica de estrellas de neutrones en el modelo mínimo de enfriamiento (Page et al. 2004, 2009): ver texto para descripción. El nombre de cada objeto que se muestra en la figura es: B) PSR J0205+6449 (3C58), C) PSR J1124-5916 (G292.0+18), D) RX J0007.0+7302. las letras minúsculas indican remanentes de supernova en las que aún no se ha detectado pulsar: a) ? (G315.4-23), b) ? (G093.3+6.9), c) ? (G084.2-0.8), d) ? (G127.1+0.5), los números indican estrellas de neutrones 0)CXO J232327.8+584842 (Cas A) 1) PSR J0821-4300 (Puppis A), 2) 1E 1207.5209 (PKS 1209-53), 3) PSR B1706-44 4) PSR B0833-45 (Vela), 5) PSR J0538+2817 (S147) 6) PSR B0656+14 7) PSR B1055-52, 8) PSR J0633+1746 “Geminga”, 9) RX J1856.5-3754, 10) RX J0720.4-3125. El nombre de la remanente de supernova asociada a cada estrella de neutrones se indica entre paréntesis.

100 metros). Esta comparación con teoría de enfriamiento favorece el modelo de atmósfera de hidrógeno.

Notamos finalmente, que la luminosidad de cuerpo negro de Puppis A implicaría que sería la estrella de neutrones más caliente (comparada, por ej., con Cas A (0 en la figura) y PSR 1E1207-52 (2 en la figura), mientras el modelo de hidrógeno la pone en el mismo rango de valores que estas dos otras CCOs.

Capítulo 11

Conclusiones

En el presente trabajo se modelaron las curvas de luz y el espectro del Objeto Compacto Central PSR J0821-4300 considerando una atmósfera de hidrógeno y se compararon con el modelo que anteriormente habían realizado Gotthelf et al. (2010) obteniendo un ajuste muy bueno. La intensidad del campo magnético dipolar superficial de la estrella, deducido de los valores medidos de P y \dot{P} , es muy débil, $B_s \simeq 3 \times 10^{10}$ G (Gotthelf et al. 2013). Si este valor es típico del campo real de la estrella, no se esperan efectos significativos sobre el transporte de calor. Por ejemplo, en la Fig. 6.1 se ve que incluso en presencia de un campo dipolar con $B_s \simeq 10^{11}$ G la temperatura superficial es prácticamente idéntica a la temperatura sin campo. La confirmación de la presencia de dos “hot spots” requiere algo más que sólo este campo dipolar. Una posibilidad es la presencia de componentes multi-polares fuertes, como la cuadru-polar. El ejemplo de la Fig. 6.5 muestra, sin embargo, que si el cuadrupolo no está bien alineado con el dipolo la temperatura superficial tiene una distribución muy asimétrica lejos de presentar solamente dos “hot spots”. Otra interpretación es la de la presencia de una componente toroidal interna como descrito en la Sec. 4.3: un campo toroidal en forma interna que pueda causar ambas regiones calientes “spot”, explicando así la geometría usada. Una conclusión similar fue alcanzado por Shabaltas & Lai (2012) en su estudio del CCO “Kes 79”.

Sin embargo, el tamaño de los spots se infiere de modelar tanto el espectro como las curvas de luz, lo cual depende del modelo de emisión térmica. Un modelo de cuerpo negro da resultados muy distintos a un modelo de atmósfera, como descrito en la Sec. 6.8. Nuestro modelo final descrito en la Sec. 10.5 confirma estas consideraciones: usando un modelo de atmósfera de hidrógeno deducimos que uno de los dos spots cubre más de la mitad de la estrella mientras el segundo spot, caliente, sigue siendo relativamente pequeño (con diámetros de 186° y 36° , respectivamente). A diferencia del modelo de cuerpo negro con dos pequeñas regiones calientes que parece implicar la presencia de un fuerte campo toroidal, el modelo de hidrógeno no permite tal conclusión. El interpretar esta nueva geometría en términos de la estructura interna del campo magnético requiere de un modelaje detallado del transporte de calor dentro de la estrella, y rebasa el ambiente de esta tesis.

Para poder confirmar la composición de la atmósfera de esta estrella, entre otras cosas, sería necesario compararla con otros modelos de atmósferas para así poder descartarlos. Esta comparación se deja para trabajo futuro: tenemos modelos de atmósferas de He y Fe que implementaremos. También será de interés ver que tanto cambia el tamaño de los spots con estos otros modelos de atmósfera.

Referencias

Abramowski, A., et al. 2011, A&A, 531, 81

Baade, W., & Zwicky, F. 1934, Proc.Nat.Acad. Sci., 20, 259

Bamba, A., Yamazaki, R., & Hiraga, J. S. 2005, ApJ, 632, 294

Becker, W., Prinz, T., Winkler, P. F., & Petre, R. 2012, ApJ, 755, 141

Becker, W., 2009, Neutron Star and Pulsar, chap.6., Astrophysics and Space Science Library. Editor Becker, W.

Bernal, G., Lee, W., Page, D., 2010 RMAA, 46, 309-322

Bernal, G., Page, D., & Lee, W. H. 2013, ApJ 770, 106.

Bignami, G. F., Caraveo, P. A., De Luca, A., & Mereghetti, S. 2003, Nature, 423, 725

Canizares, C.R., & Winkler, P.F. ApJ, 246, L33

Cassam-Chenaï, G., Decourchelle, A., Ballet, J., Sauvageot, J.-L., Dubner, G., & Giacani, E. 2004, A&A, 427, 199

Chakrabarty, D., Pivovarov, M. J., Hernquist, L. E., Heyl, J. S., & Narayan, R. 2001, ApJ, 548, 800

Chevalier, R. A. 1989, ApJ, 346,847

- De Luca, A., Mereghetti, S., Caraveo, P. A., Moroni, M., Mignani, R. P., & Bignami, G. F. 2004, *A&A*, 418, 625
- De Luca, A. 2008, 40 Years of Pulsars: Millisecond Pulsars, Magnetars, and More (AIP Conf. Ser. 983), ed C. Bassa, Z. Wang, A. Cumming, & V. M. Kaspi (Melville, NY: AIP), 311
- De Luca, A., et al. 2012, *MNRAS*, 421, L72
- Espinoza, C. M., Lyne, A. G., Kramer, M., Manchester, R. N., & Kaspi, V. M. 2011, *ApJ Lett.*, 741, L13.
- Gaensler, B. M., et al. 2008, *ApJ*, 680, L37
- Geppert, U., Kueker, M., & Page, D. 2004, *A&A* 426, 267.
- Geppert, U., Kueker, M., & Page, D. 2006, *A&A* 457, 937.
- Gotthelf, E. V., Halpern, J. P., & Seward, F. D. 2005, *ApJ*, 627, 390
- Gotthelf, E. V., & Halpern, J. P. 2007, *ApJ*, 664, L35
- Gotthelf, E. V., & Halpern, J. P. 2009, *ApJ*, 695, L35
- Gotthelf, E. V., Perna, R., & Halpern, J. P. 2010, *ApJ*, 724, 1316
- Gotthelf, E. V., Halpern, J. P. Alford, J. 2013, *ApJ*, 765, 58
- Greenstein, G., & Hartke, G. J. 1983, *ApJ*, 271, 283
- Gudmundsson, E.H., Pethick, C. J., & Epstein, R. I. 1982, *ApJ*, 259, L19
- Haensel, P., Potekhin, A.Y., & Yakovlev, D.G., 2007, *Neutron Stars 1: Equation of State and Structure.*, *Astrophysics and Space Science Library.*, Vol. 326.
- Halpern, J. P., Gotthelf, E. V., Camilo, F., & Seward, F. D. 2007, *ApJ*, 665, 1304

-
- Halpern, J. P., Gotthelf, E. V., 2010a, ApJ, 709, 436
- Halpern, J. P., & Gotthelf, E. V. 2010b, ApJ, 710, 941
- Halpern, J. P., & Gotthelf, E. V. 2010c, ApJ, 725, 1384
- Halpern, J. P., & Gotthelf, E. V. 2011, ApJ, 733, L28
- Heinke, C. O., & Ho, W. C. G. 2010, ApJ, 719, L167
- Helfand, D.J., & Becker, R. H. 1984, Nature, 307, 215
- Hewish, A., Bell, S. J., et al. 1968, Nature, 217, 709
- Ho, W. C. G., & Heinke, C. O. 2009, Nature, 462, 71
- Hui, C. Y. & Becker, W. 2006, A&A, 454, 543
- Hui, C. Y. & Becker, W. 2006, A&A, 457, L33
- Iyudin, A. F., Aschenbach, B., Becker, W., Dennerl, K., & Haberl, F. 2005, A&A, 429, 225
- Kargaltsev, O., Pavlov, G. G., Sanwal, D., & Garmire, G. P. 2002, ApJ, 580, 1060
- Lai D., 2001, Rev. Mod. Phys., 73,629
- Landau, L. D., 1932, Phys. Z. Sowjetunion, 1,285
- Lattimer, J. M., Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 62, 485 (2012)
- Lazendic, J. S., Slane, P. O., Gaensler, B. M., Plucinsky, P. P., Hughes, J. P., Galloway, D. K., & Crawford, F. 2003, ApJ, 593, L27
- Lovchinsky, I., Slane, P., Gaensler, B. M., Hughes, J. P., Ng, C.-Y., Lazendic, J. S., Gelfand, J. D., & Brogan, C. L. 2011, ApJ, 731, 70

- Mereghetti, S., De Luca, A., Caraveo, P. A., Becker, W., Mignani, R., & Bignami, G. F. 2002a, *ApJ*, 581, 1280
- Mereghetti, S., Tiengo, A., & Israel, G. L. 2002b, *ApJ*, 569, 275
- Muslimov, A., & Page, D. 1995, *ApJ, Lett.* 440, L77.
- Oppenheimer, J. R., & Volkoff, G. M. 1939, *Phys. Rev.*, 55, 374
- Page, D., 1995, *ApJ*, 442, 273
- Page, D., & Sarmiento, A. 1996, *ApJ*, 473, 1067
- Page, D., Lattimer, J.M., Prakash, M., Steiner, A.W., 2004 *ApJS* 155, 623
- Page, D., Geppert, U., Küker, M., 2006a, *Ap&SS*,
- Page, D., Geppert, U., & Weber, F. 2006b, *Nucl. Phys. A* 777, 497.
- Page, D., & Reddy, S. 2006 *Annu. Rev. Nucl. & Part. Sci.* 56, 327.
- Page, D., 2008, *Neutron Star and Pulsar*, chap.11., *Astrophysics and Space Science Library*. Editor Becker, W.
- Page, D., Lattimer, J.M., Prakash, M., Steiner, A.W., 2009 *ApJ* 707, 1131
- Pacini, F., 1967. *Nature* 216,567.
- Park, S., Mori, K., Kargaltsev, O., Slane, P. O., Hughes, J. P., Burrows, D. N., Garmire, G. P., & Pavlov, G. G. 2006, *ApJ*, 653, L37
- Park, S., Kargaltsev, O., Pavlov, G. G., Mori, K., Slane, P. O., Hughes, J. P., Burrows, D. N., & Garmire, G. P. 2009, *ApJ*, 695, 431
- Pavlov, G. G., & Luna, G. J. M. 2009, *ApJ*, 703, 910

-
- Pavlov, G.G., Sanwal, D., Garmire, G.P., & Zavlin, V.E. 2002 en “Neutron Stars in Supernova Remnant”, eds P.O. Slane y B.M. Gaensler, ASP Conference Proceedings, 271, p. 247
- Pavlov G. G., Sanwal D., Teter M. A., 2004, IAU Symposium, Vol. 218.
- Pavlov, G. G., Zavlin, V. E., Aschenbach, B., Trümper, J., & Sanwal, D. 2000, ApJ, 531, L53
- Pavlov, G.G., Zavlin, V.E., & Trümper, J., 1999, ApJ, 511, L45
- Petre, R., Becker, C.M., & Winkler, P.F. ApJ, 465, L43
- Petre, R., Canizares, C.R., Kriss, G. A., & Winkler, P.F., Jr. 1982, ApJ, 258,22
- Potekhin A.Y., Yakovlec D.G. 2001 A&A, 374, 213
- Potekhin A.Y. Phys.Usp. 53:1235-1256,2010
- Reynolds, S. P., Borkowski, K. J., Hwang, U., Harrus, I., Petre, R., & Dubner, G. 2006, ApJ, 652, L45
- Reynoso, E.M., Dubner, G.M., Goss, W.M., & Arnal, E.M. 1995, AJ, 110, 318
- Reynoso, E.M., Green, A.J., Johnston, S., Dubner, G.M., Giacani E.B., & Goss, W.M. 2003,MNRAS, 345, 671
- Romani R. W., 1987, ApJ, 313, 718
- Sánchez-Ayaso, E., Combi, J. A., Albacete Colombi, J. F., López-Santiago, J., Martí, J., & Muñoz-Arjonilla, A. J. 2012, A&AS, 337, 573
- Schöller, M., Hubrig, S., Ilyin, I., Kharchenko, N.V., Briquet, M., Langer, N., Oskinova, L.M., and the MAGORI collaboration , 2006, AN 999, No. 88, 789
- Seward, F. D., Slane, P. O., Smith, R. K., & Sun, M. 2003, ApJ, 584, 414

- Shabatas, N., & Lai, D. *ApJ*, 748, 148
- Shapiro, S. L., & Teukolsky, S. A., 1983, *Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars*.
Wiley-Interscience Publication.
- Slane, P., Hughes, J. P., Edgar, R. J., Plucinsky, P. P., Miyata, E., Tsunemi, H., &
Aschenbach, B. 2001, *ApJ*, 548, 814
- Spitkovsky, A., 2008, *Pulsar Magnetosphere: The Incredible Machine*, AIP Conf. Proc.
983, 20
- Spruit, Hendrik C., *The source of magnetic fields in (neutron) stars*, (2009).
- Tian, W. W., Leahy, D. A., Haverkorn, M., & Jiang, B. 2008, *ApJ*, 679, L85
- Thompson, C. and Duncan, R. C. 1993, *ApJ*408, 194
- Tolman, R. C., 1934, *Relativity, Thermodynamics, and Cosmology* (Oxford: Clarendon
Press) (Re-impresión: Dover Publ. Inc, 1987)
- Winkler, P. F., Petre, R. 2007, *ApJ*670, 635.
- Winkler, P. F., Tuttle, J. H., Kirshner, R. P., & Irwin, M. J. 1988, *Supernova Remnants
and the Interstellar Medium* (IAU Colloq. 101), ed. R. S. Roger & T. L. Landecker
(Cambridge: Cambridge Univ. Press), 65
- Woosley, S. E., Heger, A., & Weaver, T. A. 2002, *Rev. Mod. Phys.* 74, 1015.
- Zavlin, V. E., Pavlov, G. G., & Shibano, Yu. A., 1996, *A&A*, 315, 141-152
- Zavlin, V. E., Pavlov, G. G., Sanwal, D., & Trümper, J. 2000, *ApJ*, 540, L25
- Zavlin, V. E., 2007, *Astrophys. Space Sci.* 308, 297