

# La opacidad radiativa en enanas blancas magnéticas

G.M. Vera<sup>1,2</sup>, R.D. Rohrmann<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET, Argentina

<sup>2</sup> Universidad Nacional de San Juan, Argentina

Contacto / vera.gmatias@gmail.com

**Resumen** / Se estudian los efectos de un campo magnético intenso sobre la opacidad en **atmósferas de enanas blancas ricas en hidrógeno, es decir, de tipo espectral DA**. Se calculan los estados de energía del hidrógeno para un campo magnético arbitrario usando el código numérico H2DB, y se analizan las transiciones atómicas y las distribuciones poblacionales requeridas en el cálculo de la opacidad radiativa. Los coeficientes de absorción, ligado-ligado, ligado-libre y libre-libre, incluyendo la opacidad ciclotrón, se separan según el tipo de polarización, circular a izquierda, a derecha, y lineal, como es requerido para resolver el transporte de radiación en este tipo de atmósferas.

**Abstract** / We study the effects of a powerful magnetic field over the opacity in **hydrogen-dominated white dwarfs atmospheres, namely DA spectral type**. We use the H2DB numerical code to calculate the hydrogen energy states for an arbitrary magnetic field, and we analyze atomic transitions and population distributions required for radiative opacity calculation. The absorption coefficients, bound-bound, free-bound, and free-free, including cyclotron opacity, are separated into three polarization types, left- and right-handed circular, and linear, to resolve radiation transport in these kind of atmospheres.

**Keywords** / —stars: white dwarfs — stars: atmospheres — stars: magnetic field

## 1. Introducción

Actualmente se conocen más de 500 enanas blancas magnéticas (MWD), cuyos campos magnéticos ( $B$ ) oscilan entre 1 MG y 733 MG (Kepler et al., 2013). Ellas representan algo más del 2 % del total de enanas blancas detectadas espectroscópicamente a partir del relevamiento SDSS DR7 (Kleinman et al., 2013). El análisis de estas estrellas requiere resolver el transporte de radiación para atmósferas magnéticas. Los mayores avances han sido alcanzados por el grupo de Kiel (Külebi, 2010), a través de modelos que son aplicados en el análisis de las observaciones más recientes (Kepler et al., 2013). Estos modelos ignoran los efectos de la presión y el “*blanketing*” magnéticos (Landstreet, 1987), suponen despreciable el transporte de energía por convección, y suelen utilizar aproximaciones gruesas para el cálculo de opacidades atómicas, o bien rangos limitados de  $B$ .

Nuestro objetivo consiste en mejorar los modelos existentes incorporando información actualizada sobre la microfísica de estas atmósferas. Este trabajo es un reporte de avance donde se presentan resultados del cálculo de opacidades para campos magnéticos  $B \leq 25$  MG ( $\beta \leq 5 \times 10^{-3}$ ,  $\beta = B/4.70108 \times 10^9$  G).

## 2. Características de las MWDs

La Fig. 1 muestra dos histogramas con las distribuciones de las temperaturas efectivas ( $T_{ef}$ ) y los campos magnéticos ( $\beta$ ) típicos de MWDs (Ruder et al., 1994). El análisis de estos datos no muestra correlación entre  $T_{ef}$  y  $\beta$ . Aproximadamente el 75% de la muestra po-

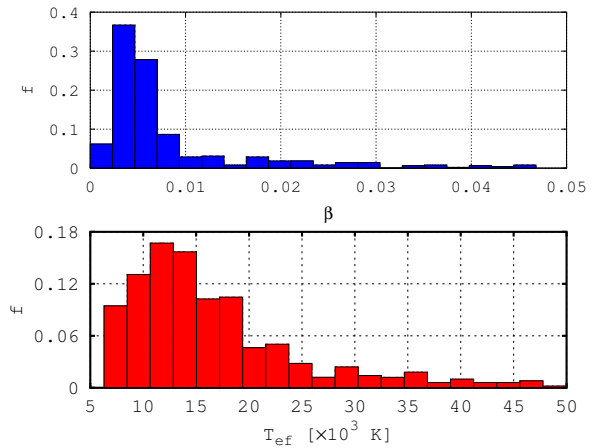


Figura 1: Distribución de campos magnéticos (panel superior) y temperaturas efectivas (panel inferior) de MWDs (Ruder et al. 1994).

see  $T_{ef} < 20000$  K y  $\beta < 10^{-2}$ , de modo que nuestro análisis de la opacidad se concentra en estos rangos.

## 3. Estados de energía del hidrógeno

El hamiltoniano de un átomo de hidrógeno en presencia de un campo magnético externo  $\mathbf{B}$  puede escribirse:

$$H = H_{KE} + H_C + H_s + H_n + H_{M^I} + H_{M^{II}}, \quad (1)$$

donde  $H_{KE}$  representa la energía cinética de los electrones,  $H_C$  y  $H_s$  las interacciones coulombianas y spín-órbita, y  $H_n$  el spín nuclear.  $H_{M^I}$  y  $H_{M^{II}}$  están asociados

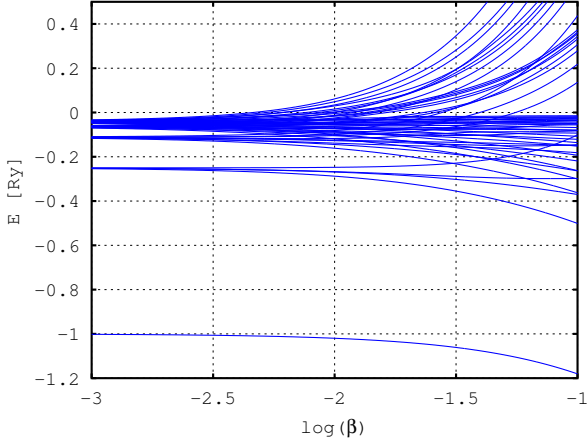


Figura 2: Desdoblamiento de los niveles de energía del hidrógeno para  $n \leq 5$ , en función del campo magnético.

a interacciones de primer y segundo orden con  $\mathbf{B}$ . Con esto, y suponiendo que el campo es uniforme y direccionado a lo largo del eje de un sistema de coordenadas esféricas  $(r, \theta, \phi)$ , resulta (Garstang, 1977)

$$H_{M^I} = \frac{e}{2m} \mathbf{B} \cdot (\mathbf{l} + g_e \mathbf{s}), \quad (2)$$

$$H_{M^{II}} = \frac{e}{8m} B^2 r^2 \sin^2(\theta), \quad (3)$$

siendo  $m$  la masa del electrón,  $e$  su carga,  $\mathbf{l}$  el momento angular,  $\mathbf{s}$  el spin y  $g_e$  el factor giromagnético. Campos débiles,  $H_{M^I} \ll H_C$  y  $H_{M^{II}} \approx 0$ , desdoblan los niveles de energía (efecto Zeeman lineal) en la forma

$$\Delta E = \frac{eh}{4\pi m} B g_J M, \quad (4)$$

donde  $h$  es la constante de Planck,  $g_J$  el factor de Landé y  $M$  el número cuántico magnético. A segundo orden en  $B$  (efecto Zeeman cuadrático), resulta

$$\Delta E = \frac{n^2 [5n^2 + 1 - 3l(l+1)(l^2 + l - 1 + M^2)]}{K(2l-1)(2l+3)}, \quad (5)$$

con  $n$  el número cuántico principal,  $l$  el acimutal, y  $K = 8m/B^2 e^2 a_0^2$  ( $a_0$ , radio de Bohr). Para campos intensos,  $H_{M^I} + H_{M^{II}} \gg H_C$ , los estados convergen a niveles de Landau (con números cuánticos  $N$  y  $M$ )

$$E = \left( N + \frac{1}{2} M + \frac{1}{2} |M| \right) \hbar \omega_c + \frac{p_z^2}{2m}, \quad (6)$$

siendo  $\omega_c$  la frecuencia ciclotrón, y  $p_z$  el momento lineal de un electrón en la dirección del campo. La Ec. (6) describe la cuantización del movimiento de los electrones en el plano perpendicular a la dirección del campo.

En este trabajo, las energías y las fuerzas de oscilador en función de  $B$  para los 300 estados más bajos del hidrógeno se calcularon con el código H2DB (Schimeczek & Wunner, 2014). La Fig. 2 ilustra los niveles de energía para  $n \leq 5$  desde campos débiles a intensos.

#### 4. Cálculo de poblaciones

La presencia de un campo magnético induce cambios importantes en la distribución de las poblaciones atómi-

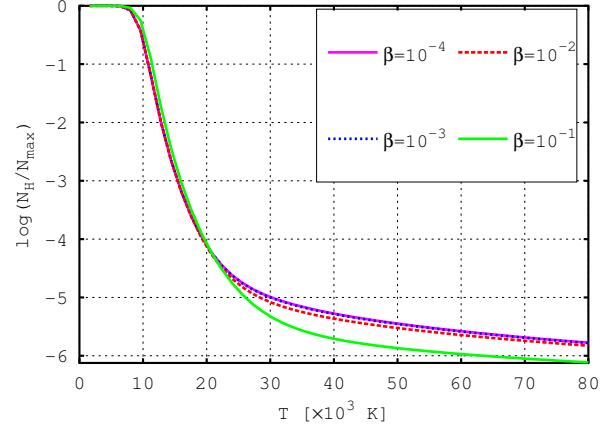


Figura 3: Población de hidrógeno neutro en función de la temperatura, para distintas intensidades de  $B$ .

cas. El equilibrio de ionización puede expresarse con una ecuación de Saha modificada (Ventura et al., 1992)

$$\frac{n_e n_p}{n_H} = \frac{Z_e Z_p}{Z_H} \exp(-I_H/kT), \quad (7)$$

donde  $k$  es la constante de Boltzmann,  $I_H$  la energía de ionización,  $Z_H$ ,  $Z_e$  y  $Z_p$  las funciones de partición para átomos, electrones y protones respectivamente, con

$$Z_e = \frac{1}{\xi_e^2 \lambda_e} \frac{\exp(\hbar \omega_c / 2kT)}{2 \sinh(\hbar \omega_c / 2kT)}, \quad (8)$$

$$Z_p = \frac{1}{\xi_p^2 \lambda_p} \frac{1}{2 \sinh(\hbar \Omega_c / 2kT)}, \quad (9)$$

siendo  $\xi_i$  y  $\lambda_i$  las longitudes de onda magnética transversal y térmica para electrones ( $i = e$ ) y protones ( $i = p$ ), mientras que  $\omega_c$  y  $\Omega_c$  son sus respectivas frecuencias de ciclotrón. La Fig. 3 muestra la variación de la población de HI con la temperatura para cuatro intensidades de  $B$ . Se observa que a temperaturas bajas ( $T < 20$  000 K) el campo incrementa levemente la población de átomos neutros, mientras que a temperaturas mayores el campo aumenta el proceso de ionización de forma notable.

#### 5. Cálculo de la opacidad continua

Las opacidades ligado-libre y libre-libre han sido tradicionalmente calculadas con la aproximación de Lamb & Sutherland (1974)

$$\kappa_{\Delta M}(\nu) = \frac{\nu}{\nu - \Delta M \nu_L} \kappa_0(\nu - \Delta M \nu_L), \quad (10)$$

donde  $\Delta M$  toma los valores de  $-1, 0, +1$  para polarización circular a izquierda, lineal y circular a derecha respectivamente,  $\kappa_0$  es el coeficiente de absorción para campo nulo y  $\nu_L$  la frecuencia de Larmor. Los bordes de fotoionización se modifican por considerar el desdoblamiento del nivel inicial de cada transición y el correspondiente salto energético al primer nivel de Landau en el continuo (Jordan, 1992). El cálculo mecánico-cuántico de la sección eficaz de fotoionización es difícil de abordar debido a la ruptura de simetría introducida por el campo magnético. Una de las evaluaciones más rigurosas y recientes pertenece a Zhao & Stancil (2007), pero

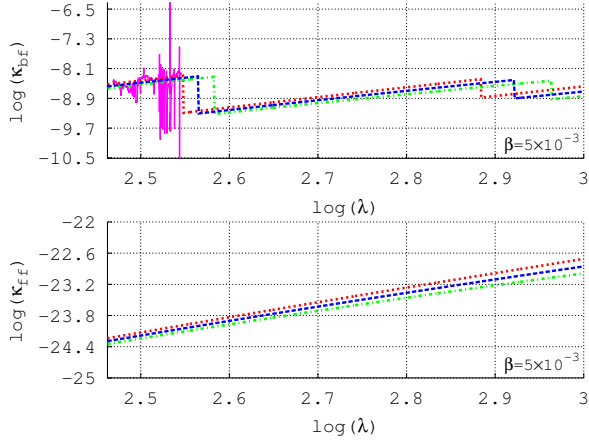


Figura 4: Opacidad ligado-libre (panel superior) y libre-libre (panel inferior) en función de la longitud de onda, para las tres componentes de polarización en la aproximación de Lamb & Sutherland (1974):  $\Delta M = -1$  (línea roja de puntos),  $\Delta M = 0$  (línea azul de trazos) y  $\Delta M = +1$  (línea verde de trazos y puntos). El panel superior muestra con línea continua el cálculo de Zhao & Stancil (2007) para  $\Delta M = 0$ .

se realizó sobre rangos limitados de frecuencias y para unas pocas intensidades de campo.

En el panel superior de la Fig. 4 se muestra la opacidad ligado-libre para  $T = 15000$  K,  $\rho = 2,7 \times 10^{-10}$  g cm $^{-3}$ , y  $\beta = 5 \times 10^{-3}$ . En el gráfico se observa que las tres componentes de polarización en la aproximación de Lamb & Sutherland (1974) se separan entre sí en forma proporcional a la intensidad del campo magnético. El cálculo de Zhao & Stancil (2007) (línea continua) muestra la estructura compleja que adquiere la opacidad para polarización lineal a las bajas longitudes de onda abarcadas por el cálculo. El panel inferior de la Fig. 4 exhibe el resultado correspondiente a la opacidad libre-libre (Lamb & Sutherland, 1974) para las mismas  $T$ ,  $\rho$  y  $\beta$ . Se aprecia el mismo desplazamiento observado antes para las distintas polarizaciones.

## 6. Cálculo de la opacidad ligado-ligado

El perfil de una línea de absorción de frecuencia  $\nu_0$  puede evaluarse con un perfil Voigt

$$V\left(\frac{D_s}{2[D_d + D_c]}, \frac{\nu - \nu_0}{D_d + D_c}\right), \quad (11)$$

dependiente de los ensanchamientos Doppler, magnético y Stark,  $D_d = 2 \ln(2) (2kT/mc^2)^{1/2} \cos(\theta)$ ,  $D_c = 2 \ln(2) (e\sigma_B/mc) (\sigma_B, \text{ desviación estándar})$ , y  $D_s = 0.0192 F_0 \bar{n}_k C$  (Hubeny & Mihalas, 2014), respectivamente. La Fig. 5 muestra las tres componentes de polarización ligado-ligado obtenidas con la Ec. (11) y con las energías y fuerzas de oscilador derivadas del programa H2DB. Se puede observar un desplazamiento en longitud de onda y una variación en la amplitud de las líneas que proceden de distintas componentes de polarización. Cálculos obtenidos para distintas intensidades de campo muestran un diferente grado del desdoblamiento de las líneas que aumenta con  $B$ .

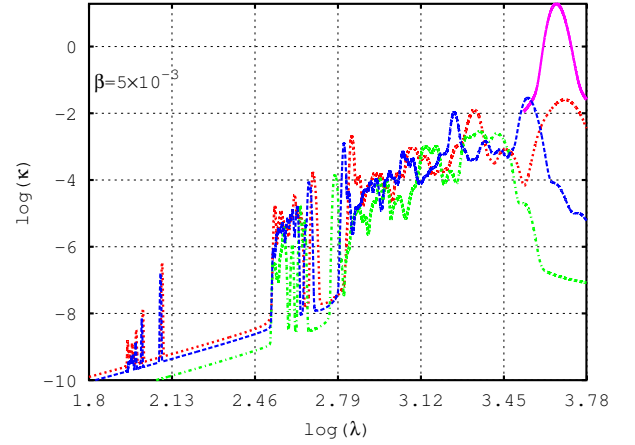


Figura 5: Opacidad ligado-ligado para las tres formas de polarización (ídem Fig. 4). En línea continua se ilustra la opacidad ciclotrón ( $\Delta M = +1$ ).

La Fig. 5 ilustra además la opacidad ciclotrón (línea continua), que sólo se manifiesta para radiación polarizada circularmente a derecha (Külebi, 2010). En este caso, esta opacidad presenta un pico intenso centrado en  $\lambda = 4556$  nm. Para campos más intensos la opacidad ciclotrón se desplaza hacia longitudes de onda menores.

## 7. Conclusión

Se ha analizado la opacidad de un gas de hidrógeno afectado por campos magnéticos característicos de MWDs. Un importante avance respecto a evaluaciones previas (Külebi, 2010) es la utilización de la base de datos H2DB (Schimeczek & Wunner, 2014). Con esta base es posible evaluar en forma exhaustiva la opacidad ligado-ligado. Existen avances importantes en el cálculo de opacidades que involucran el continuo de energía (por ej. fotoionizaciones determinadas por Zhao & Stancil (2007)), pero aún presentan limitaciones en el espacio de parámetros de modo que deben ser complementados con algunas aproximaciones (Lamb & Sutherland, 1974). Este trabajo será continuado con la resolución de las ecuaciones de transporte para la radiación polarizada.

## Referencias

- Garstang R. H., 1977, Reports on Progress in Physics, 40, 105
- Hubeny I., Mihalas D., 2014, Theory of Stellar Atmospheres
- Jordan S., 1992, A&A, 265, 570
- Kepler S. O., et al., 2013, MNRAS, 429, 2934
- Kleinman S. J., et al., 2013, ApJS, 204, 5
- Külebi B., 2010, Constraints on the Origin of Magnetic White Dwarfs, PhD. Thesis, Heidelberg
- Lamb F. K., Sutherland P. G., 1974, in Hansen C. J., ed., IAU Symposium Vol. 53, Physics of Dense Matter. p. 265
- Landstreet J. D., 1987, MNRAS, 225, 437
- Ruder H., et al., 1994, Atoms in Strong Magnetic Fields. Quantum Mechanical Treatment and Applications in Astrophysics and Quantum Chaos
- Schimeczek C., Wunner G., 2014, ApJS, 212, 26
- Ventura J., et al., 1992, A&A, 261, 235
- Zhao L. B., Stancil P. C., 2007, ApJ, 667, 1119