

INESTABILIDAD TÉRMICA DE ESTRELLAS ENANAS BLANCAS

Thermal Instability Of White Dwarfed Star

JOSMARY LABRADOR¹ y NELSON FALCÓN²

Universidad de Carabobo. ¹Departamento de Física. Facultad de Ingeniería. ²Departamento de Física. Facultad de Ciencias y Tecnología. Valencia, Edo. Carabobo. Venezuela.
{jlabrador, nfalcon}@uc.edu.ve

Fecha de recepción: 23/03/2007, **Fecha de Revisión:** 27/03/2007, **Fecha de Aceptación:** 20/04/2007

Resumen

Las Estrellas Enanas Blancas son núcleos residuales de estrellas cuya masa es menor a 1,44 masas solares y en ellas no se producen reacciones nucleares. La luminosidad de estos objetos es debida al calor latente. En su atmósfera superior, el transporte de energía térmica hacia el exterior es debido a la convección y ocasiona rápidas fluctuaciones de luminosidad. El periodo, en el rango de los centenares de segundos, de las fluctuaciones de luminosidad a radio constante y la inexistencia de procesos de fusión pudiera deberse a la propagación de ondas térmicas en materia degenerada. En el presente trabajo se propone un mecanismo de variación de la luminosidad de estrellas DAV (Enanas Blancas variables) basado en procesos termodinámico de no equilibrio con convección homogénea. Los resultados del modelo permiten reproducir satisfactoriamente las curvas de luminosidad de algunas estrellas DAV típicas: G226-29, GD 358, HL Tau-76, GD 154 y GD 124.

Palabras Clave: Estrellas: Interior-Enanas Blancas-DAV, Individuales: G226-29, GD 358, HL Tau-76, GD 154 y GD 124.

Abstract

The White Dwarf stars are residual nuclei of stars whose mass is smaller to 1,44 solar masses and in them nuclear reactions don't take place. The brightness of these objects is due to the latent heat. In the superior atmosphere of these stars, the thermal energy transport toward the exterior is due to the convection and it causes quick fluctuations of brightness. The period, in the range of the hundreds of seconds, of the fluctuations of brightness to constant radio and the nonexistence of fusion processes could be due to the propagation of thermal waves in degenerate matter. Presently work intends a mechanism of variation of the brightness of stars DAV (White Dwarf variables) based on thermodynamic processes of non balance with homogeneous convection. The results of the pattern allow reproducing satisfactorily the curves of some DAV stars' brightness typical: G226-29, GD 358, HL tau-76, GD 154 and GD 124.

Key words: Stars: interiors- White Dwarf- DAV- Individual: G226-29, GD 358, HL Tau 76, GD 154 and Gd124.

1. Introducción

Una estrella es una esfera de gas en la que la energía gravitatoria, que tiende a hacer que las partículas se precipiten unas sobre otras, se compensa por la acción del propio gas. En las primeras fases de la evolución estelar las estrellas deben su brillo a la energía resultante de las reacciones de fusión del hidrógeno y del helio en el interior profundo donde la temperatura ha de ser superior a los millones de grados. Mientras las reacciones de fusión ocurren, la fuerza de gravedad de las capas exteriores es equilibrada por la presión (equilibrio hidrostático). Cuando el hidrógeno se está agotando, la producción de energía nuclear disminuye y la estrella se reorganiza. Para ello el núcleo se contrae aumentando su temperatura y las capas exteriores se expanden, enfriándose y aumentando centenares de veces su tamaño; se dice que la estrella pasa a fase de Gigante Roja (GR). Su tamaño y luminosidad es mayor que nuestro Sol pero su temperatura superficial es mucho menor, solo unos miles de grados. En la fase de Gigante Roja permanece unos mil millones de años, apenas un diez por ciento del lapso en el cual se generaba la fusión del hidrógeno. Durante la fase de GR se fusiona el helio en carbono y oxígeno, al consumir la mayor parte del helio la presión de las capas intermedias no es compensada por la presión de las reacciones termonucleares y la estrella vuelve a contraerse para mantener el equilibrio hidrostático, fusionando ahora el carbono.

Pero si la estrella es de masa similar a la solar (incluso de varias masas solares), la fuerza gravitacional no es suficientemente grande y no logra alcanzar la temperatura central necesaria para la fusión del carbono. Dominan las fuerzas gravitacionales que producen, por un lado el colapso del núcleo que aumenta su densidad y por otro la expulsión de las capas externas de las estrellas, como ejemplo véase la Fig. 1. Se inicia la fase de Nebulosas Planetarias (PN). El tamaño del núcleo es aproximadamente del tamaño de la Tierra, en tanto que la envoltura exterior o NP podría ser el de la órbita que describe la Tierra en



Fig. 1. Nebulosa Planetaria Abell39. Adviértase la estrella GN en el centro de la nebulosa, precursora de una Enana Blanca.

torno al Sol. En esta fase evolutiva, característica de las estrellas de masas iniciales inferiores a 1.44 masas solares (límite de Chandrasekhar) (Kippenhahm & Weigert, 1990), la materia de las capas exteriores es eyectada hacia el medio interestelar, dejando en su centro un núcleo colapsado o Estrella Enana Blanca. La secuencia evolutiva narrada puede esquematizarse en la Fig. 2, a través de un gráfico de Luminosidad versus Temperatura.

Una estrella Enana Blanca típica tiene temperatura superficial tres veces mayor que la del Sol, masas del orden de 1.4 veces la solar y una luminosidad inferior al 0.1%. Debido a su pequeño tamaño, similar al de la Tierra, las Estrellas Enanas Blancas poseen elevadísima densidad; del orden de una tonelada por centímetro cúbico. Se dice que la materia está allí degenerada con una estructura casi cristalina y una nube de electrones moviéndose a velocidades próximas a la luz (electrones relativistas); estos generan una presión mayor que los gases de materia ordinaria y compensan hidrostáticamente la fuerza de gravedad (Chandrasekhar, 1957; Kippenhahm & Weigert, 1990).

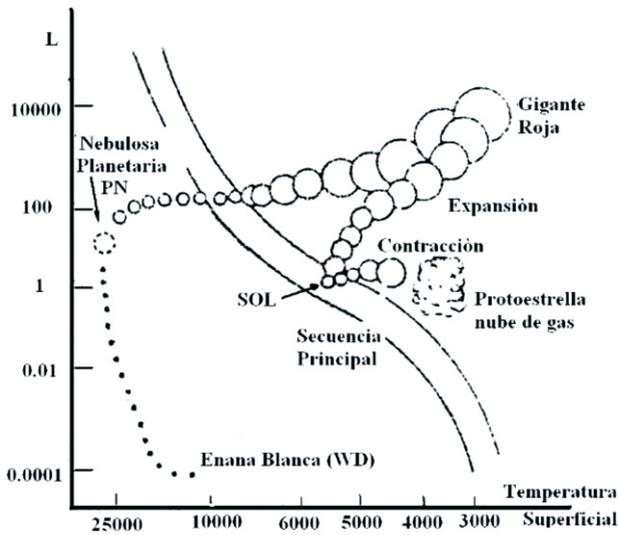


Fig. 2. Diagrama Hertzsprung-Russell de Luminosidad versus Temperatura superficial. Se ilustra la evolución temporal de una estrella tipo Solar, desde su formación como protoestrella, la fase de combustión del Hidrogeno-Helio (Secuencia Principal), la fase de Gigante Roja, la formación de Nebulosas Planetarias hasta su conversión en Enana Blanca.

La luminosidad de estos objetos es debida al calor latente, pues en ellas la temperatura efectiva es inferior a la requerida para que tengan lugar las reacciones termonucleares. Las Estrellas Enanas Blancas fueron primeramente observadas por Bessel en 1844 como la estrella satélite de Sirio, la más brillante estrella del cielo. Sin embargo, la comprensión de su estructura y concepto debió esperar hasta la segunda mitad del siglo XX, con los trabajos de Mestel (1952) y Chandrasekhar (1933, 1957). Subrahmanyan Chandrasekhar recibiría el premio Nóbel de Física en 1983 por la predicción y modelo estelar de las Estrellas Enanas Blancas (WD). Un 10% de las estrellas de la cercanía solar son WD. Su observación y estudio constituye un “laboratorio natural” para el estudio de la materia ultra densa (materia degenerada), donde la presión es producida por un gas de electrones relativista o gas de Fermi (Kippenhahn & Weigert, 1990; Martino & Silvotti, 2005). Adicionalmente la función de luminosidad de las WD determinan la edad de las galaxias y las ratas de formación estelar (Martino & Silvotti, 2005).

2. Enanas Blancas Variables

Landolt advirtió, en 1968, que la estrella WD catalogada como HL Tau 76, presentaba rapidísimas variaciones erráticas de luminosidad, en forma similar que la estrella variable ZZ de la constelación de la Ballena (ZZ Ceti) (Van Horn, 1979). Se determinó que la estrella ZZ Ceti era una WD con atmósfera de hidrógeno (DA) y que el intervalo típico entre los pulsos sucesivos en las curvas de luz (de luminosidad en función del tiempo) es del orden de los centenares a los miles segundos. ¿Cómo puede una WD variar su luminosidad si el radio permanece constante sino se generan reacciones termonucleares? ¿Qué mecanismo es responsable de estas rapidísimas fluctuaciones?

Hasta finales del siglo XX, este era un inquietante problema en la comprensión de la evolución estelar de las WD. Se pensaba el transporte de energía térmica hacia el exterior es debido a la convección y que ocasiona rápidas fluctuaciones de luminosidad en la atmósfera superior de estas estrellas, pero se ignoraba el mecanismo responsable de estas inestabilidades térmicas (Van Horn, 1979; Hansen, & Kawaler, 1994).

Las oscilaciones de luminosidad con amplitudes casi periódicas están en el orden de 0.001 y 0.5 (Fig. 3). Como estas pulsaciones son no radiales los modelos propuestos para las variaciones de luminosidad se realizan cuasi analíticamente por medio de armónicos esféricos sobre la superficie de la estrella (Hansen, & Kawaler, 1994), pero sin justificar el origen de las fluctuaciones que dan lugar a los pulsos térmicos y a la variación de temperatura (Falcón & Labrador, 2001). También, la convección y difusión tendrían un papel importante en las atmósferas de DA (Prada & Straniero, 2003).

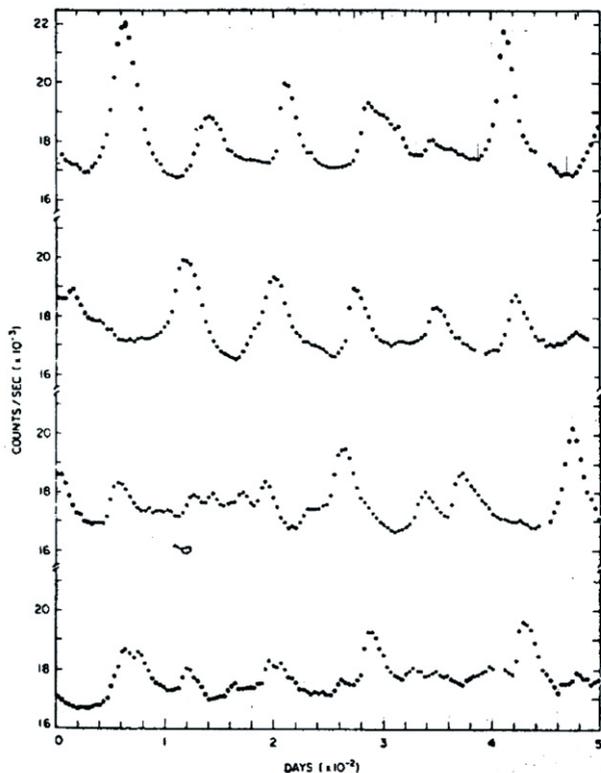


Fig. 3. Curva de luz de estrellas DAV. Se muestran las variaciones temporales de brillo en unidades de número de cuentas por minuto.

Como quiera que en el interior profundo de las WD la materia está degenerada y el transporte de calor estaría dominado por electrones relativistas, el formalismo convectivo deberá modificarse para incluir la propagación de calor por ondas (Falcón & Labrador, 2002). La diferencia con los cálculos astro sismológicos normales es que el modelo incluye la propagación de calor por ondas en el interior de WD. Además la ecuación de transporte de energía y la luminosidad cambia si se tienen en cuenta las ondas térmicas (Falcón, 2003). Para hacer a este modelo, la ley de Maxwell-Fourier de la propagación de calor se reemplaza por la ley Cattaneo, que es una generalización de la Ley de Maxwell-Fourier en escenarios relativistas (Jou, *et al.*, 1999). Bajo tales circunstancias la función de luminosidad L debe ser (Falcón, 2003; Falcón, 2005)

$$L \equiv L^{(d)} \cdot f(t, \omega) \quad (1)$$

Donde

$$f(t, \omega) = \frac{1}{\omega^2 + 1} \cdot \exp\left[\frac{t}{4\tau} \cdot (\omega^2 - 1)\right] \cdot \left[(5 + \omega^2) \cdot \cos\left(\frac{\omega t}{2\tau}\right) - \frac{(3 - \omega^2)}{\omega} \cdot \sin\left(\frac{\omega t}{2\tau}\right) \right]$$

En esta expresión ω representa la frecuencia de la oscilación observada y τ es el tiempo de relajación térmico. Este tiempo de relajación es el lapso que demora en establecerse el flujo de calor luego de que se encienden los gradientes de temperatura. Nótese que en materia ordinaria no degenerada $\tau \cong 0$ y se obtiene la ecuación de luminosidad que decae monótonamente respecto al tiempo:

$$L^{(d)} \equiv L(t) = L_{\text{máximum}} \exp(-t/\tau_d) \quad (2)$$

Las inestabilidades térmicas se deberían entonces al transporte de glóbulos convectivo en la atmósfera de las DAV, los cuales tienen un comportamiento armónico amortiguado como lo postula la relación (2), obtenida del tratamiento formal y causal de la convección en materia degenerada. Como quiera que los tiempos de relajación térmica en materia degenerada son del orden de las fluctuaciones observadas (Falcón, 2003; Falcón, 2005) en las estrellas DAV y ZZ Ceti, este modelo podría emplearse para reproducir y explicar las curvas de luminosidad de estos objetos, con solo ajustar los parámetros del tiempo de relajación y del intervalo que tardan en allanarse o suavizarse los gradientes de temperatura (tiempo de ajuste térmico: τ_d).

3. Curvas de Luz

Nosotros pensaríamos en la existencia de fluctuaciones estadísticas en la densidad o en la temperatura, en alguna porción fluida en el interior profundo estelar. El movimiento aleatorio de cierto glóbulo convectivo, dentro del gradiente de temperatura, ocasionaría una fluctuación en la temperatura y en la luminosidad. La verdadera

variación de luminosidad del flujo del convectivo podría tener una conducta oscilatoria amortiguada. En escalas de tiempo comparable al tiempo de relajación, la luminosidad total estelar es debida a las contribuciones del flujo de calor radiativo (aproximadamente constante) más la contribución del flujo del convectivo (qué se oscilatorio amortiguado).

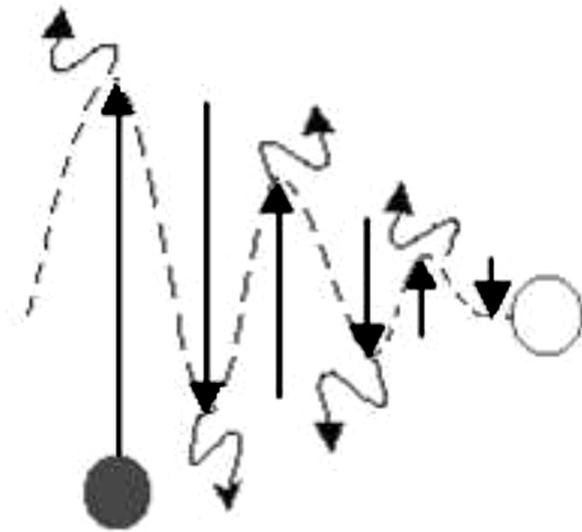


Fig. 4. Representación idealizada del movimiento de los glóbulos convectivos en parcelas de fluido en la atmósfera de las DAV. Los vectores indican la dirección del movimiento del glóbulo desde su posición inicial (gris) hasta su posición final (blanca), las flechas representan el flujo de calor radiado, y la línea punteada la trayectoria del glóbulo convectivo antes de alcanzar el equilibrio térmico e hidrostático.

Según este modelo los períodos de las fluctuaciones de luminosidad serían del orden del tiempo de relajación térmico. Varios glóbulos convectivos fluyendo independientes, cada uno debido a alguna fluctuación termal específica, podrían reproducirse las curvas ligeras de algún ZZ las estrellas de Ceti.

Se muestra en las Figs. 5 y 6 el planeando de las varias porciones en el ZZ Ceti la curva de Luz de la estrella Gd358.

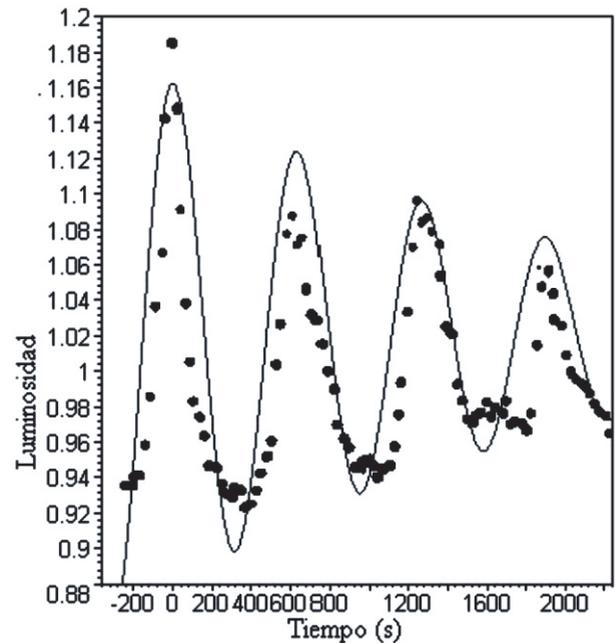


Fig. 5. Curva de luz de GD358. Los puntos son las medidas debidas a Robinson (1983). La línea continua representa la simulación para $\tau = 1100$ s, $\tau_d = 10$ s y período de 631 s en las oscilaciones

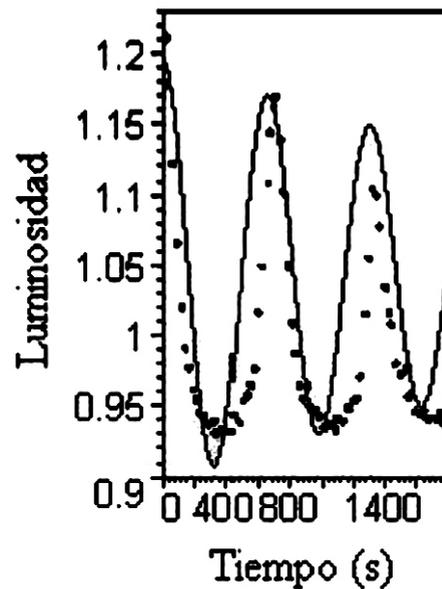


Fig. 6. Curva de luz de GD358. Medidas debidas a Robinson (1983). Simulación para $\tau = 1794$ s, $\tau_d = 6$ s y período de 652 s en las oscilaciones.

Hemos usado que la velocidad de la onda térmica del orden de la velocidad del sonido en el material del degenerado. Análogamente pueden obtenerse las simulaciones para las curvas de luz de otras estrellas DAV con el mismo procedimiento como se aprecia en las Figs. 7 y 8.

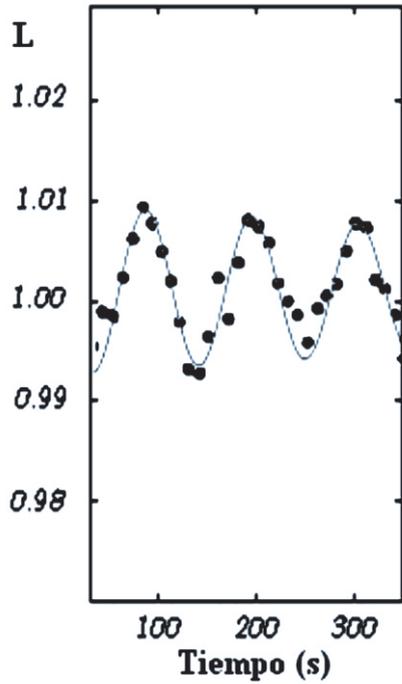


Fig. 7. Curva de luz de G226-29. Medidas debidas a Kepler (Robinson *et al.*, 1982). Simulación para $\tau=603$ s, $\tau_d=0.5$ s y periodo de 109 s

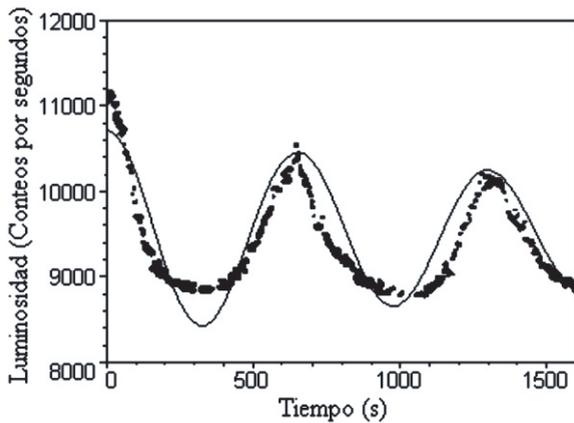


Fig. 8. Curva de luz de HL Tau 76. Medidas debidas a Robinson (1983). Simulación para $\tau=1334$ s, $\tau_d=8$ s y periodo de 650 s.

Puede observarse que el ajuste teórico permite modelar la curva de luz por trozos, en acuerdo con el modelo presentado según el cual las fluctuaciones de la luminosidad son debidas a celdas convectivas independientes.

Debe notarse que no siempre se logra un completo ajuste con las curvas de luz de las estrellas ZZ Cetti y DAV reportadas en la literatura, una posible explicación puede ser por las dificultades de las medidas de luminosidad en tiempos breves (de decenas de segundos) ya que las respuestas de los bolómetros y de la electrónica asociada a los dispositivos CCD podrían acusar retardos mas o menos acumulativos; tal es el caso de las medidas tomadas para GD29-38 (Fig. 9) en la década de los setenta, por McGraw (1977), sin embargo el comportamiento evolutivo del flujo de energía es descrito en su variación temporal, salvo un desplazamiento de desfase. Por otro lado este modelo es hasta ahora el único que explica y modela las curvas de luz de las estrellas DAV (Falcón, 2005).

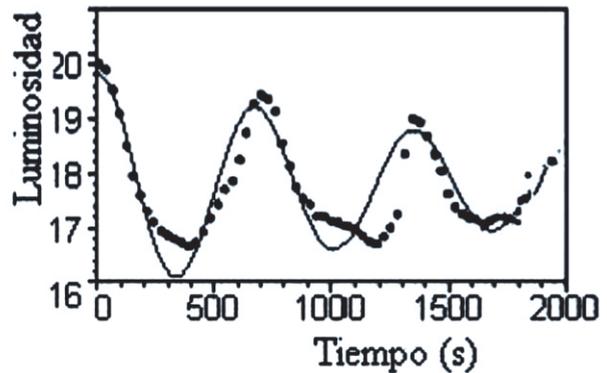


Fig. 9. Curva de luz de GD 29-38. Medidas debidas a McGraw (1977). Simulación para $\tau=957$ s, $\tau_d=12$ s y periodo de 674 s.

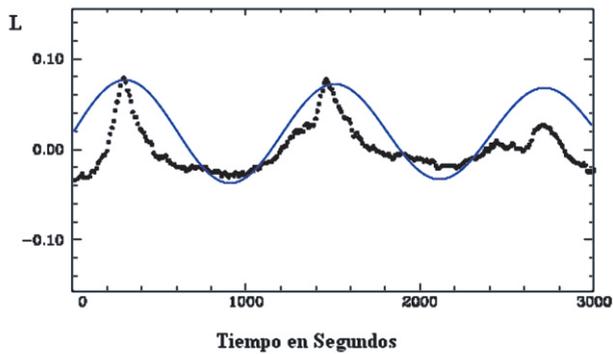


Fig. 10. Curva de luz de GD124. Medidas debidas a Fontaine *et al.* (2001). Simulación para $\tau=1216$ s, $\tau_d=5$ s y periodo de 7489 s.

También el ajuste puede no ser completo porque el flujo convectivo es sólo un fragmento del flujo térmico total, entonces las variaciones de luminosidad serían amortiguadas y modulada por la luminosidad intrínseca del flujo radiactivo, ello puede explicar el débil ajuste obtenido para la curva de luz de la estrella GD124, como se observa en la Fig. 10. La conducta errática de las curvas de luz en estrellas ZZ Ceti se explicaría como la resultante de dos o más glóbulos convectivos simultáneos, con diferentes periodos y tiempos de ajuste térmico. Obsérvese que en nuestras simulaciones solo se han considerado movimientos de un único glóbulo convectivo, simplificación que omite las fluctuaciones debidas al movimiento simultáneo de dos o más glóbulos convectivos a lo largo de tiempo. Un estudio detallado requiere considerar varias celdas dentro de la estrella, cada una de las cuales contribuye al flujo del convectivo total. Tal simulación podría emprenderse en un futuro.

4. Conclusiones

Las inestabilidades térmicas en enanas blancas aisladas (ZZ Ceti o DAV) pueden deberse a la propagación causal (por ondas) del flujo térmico, ocasionando variaciones cuasi periódica de luminosidad y ser el argumento teórico para modelar las fluctuaciones de luminosidad. Las oscilaciones aperiódicas de cientos de segundos

concuerdan con los tiempos de relajación para materia degenerada (Jou *et al.*, 1999; Falcón & Labrador, 2002).

Las simulaciones de las curvas de luz de las estrellas DAV parecen favorecer el modelo de enfriamiento no Standard en Objetos Compactos (Jou *et al.*, 1999; Falcón & Labrador, 2001; Falcón & Labrador, 2002; Falcón, 2005), según el cual parte del flujo de calor es disipado por ondas térmicas. Las ideas presentadas podrían ser útiles para conectar el formalismo de la evolución estelar usual con los acercamientos cuasi-analíticos (la distribución de temperatura superficial como la suma de armónicos esféricos) en el estudio de las inestabilidades térmicas de las WD a través de las curvas de luz.

5. Agradecimiento

Este trabajo ha sido parcialmente soportado por el Consejo de Desarrollo Científico y Humanístico de Universidad de Carabobo por el programa de Inversión Menor. CDCH-UC-1138-05. Agradecemos los comentarios y sugerencias de S.O. Kepler, del Isaac Newton Telescope.

6. Bibliografía

- Chandrasekhar, S. (1957). An Introduction in the Study of Stellar Structure, Dover Pub. New York.
- Falcón, N. & J. Labrador. (2001). *Odessa Ast. Pub.* 14: 141-143.
- Falcón, N. & J. Labrador. (2002). *RMAA (C)*. 14: 20-21.
- Falcón, N. (2003). In: *White Dwarfs*, (D. Martino *et al.* Kluwer Acad. Pub. NATO Science Series II Vol. 105, p. 223-226.
- Falcón N. (2005). *ASP Conf. Series*. 334: 69-72.
- Falcon N. (2005). *ASP Conf. Series*. 334: 593-596.
- Falcón, N. (2005). *Ciencia*. 13 (3): 348-356.

Fontaine, G., P. Bergeron & P. Brassard. (2001).
Ap.J. 557: 592-597.

Hansen, C. J. & S. Kawaler. (1994). "Stellar
Interiors Physical Principles, Structure. and.
Evolution", Springer-Verlag, New York.

Jou, D., J. Casas-Vázquez & G. Lebon, (1999).
RPPh. 62: 1035-56.

Kippenhahn, R. & A. Weigert. (1990). Stellar
Structure and Evolution, Springer-Verlag, Berlin.
Martino, D. & R. Silvotti. (2005). White Dwarf .
Kluwer Ac. Press. Naples.

McGraw, J.T (1977). PhD Thesis. University of
Texas at Austin.

Prada, P.G. & O. Straniero. (2003). MmSAI 74:
508.

Robinson, E.L. (1979) in IAU Colloquium 53,
White Dwarfs and Variable Degenerate Star.
Dower Pub, N.Y.

Robinson, E., S.O. Kepler. & E. Nather. (1982)
Ap. J. 259: 219-231.

Robinson, E.L. (1983). ApJ. 262, L11.

Van Horn, H.M. (1979). The Physics of White
Dwarfs, Physics Today. 1, (1): 129-137.