



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA
DIVISIÓN DE ESTUDIOS DE POSGRADO

Estudio de la Dinámica y Evolución
de Discos de Acreción
alrededor de Objetos Compactos

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE
DOCTOR EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)
P R E S E N T A
ANDRÉS ALBERTO AVILÉS ALVARADO

DIRECTOR DE TESIS: Dr. SERGUEI JARIKOV LEBEDEVA



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.

Tesis profesional sustentada por
MC. Andrés Alberto Avilés Alvarado
como requisito para obtener el grado académico
Doctor en Ciencias (Astronomía).

Aceptada por el INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

Dr. Serguei Jarikov
Presidente y Director

Dr. Gagik Tovmassian
Vocal

Dr. Juan Echevarría
Vocal

Dr. Vahram Chavushyan
Vocal

Dr. Miguel Trinidad
Secretario

Dra. Leticia Carigi
Jefe del Departamento

17 de Mayo de 2011

Agradecimientos.

Gracias a todos los que hicieron esto posible. Por su apoyo y sobre todo su paciencia, a mi esposa Yadira, que ha estado junto a mi desde hace ya varios años, a mi hijo Maohnry por saber esperar tantos días y tardes en las que no pude jugar lo que él quería. A mi papa chiquito Isaac que aún no sabe a que me dedico pero tiene mucho que ver en que haya terminado este viaje. A mis padres Oscar y Dolores que desde pequeño no dejaron de apoyarme en la escuela, sin saber hacia donde apuntaba en aquellos días en Guerrero Negro. A mis hermanos que han estado al pendiente de como voy en esto, aún estando lejos. Académicamente a mi asesor Sergei por sus estímulos, consejos y apoyo en los días sin salida que pase al realizar esta tesis. A mis compañeros con los que conviví por mucho tiempo que gracias a ellos no se sintió tanto. A los técnicos y administrativos del OAN que reiteradas ocasiones me ayudaron.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Sistemas estelares binarios	2
1.1.1. Clasificación de sistemas binarios interactivos	2
1.2. Clasificación de las Variables Cataclísmicas	5
1.2.1. Novas	6
1.2.2. Novas enanas	6
1.2.3. Sistemas magnéticos	7
1.3. Evolución de las Variables Cataclísmicas	9
1.4. Geometría de Roche en un sistema binario	11
1.5. Tranferencia de Masa en un sistema binario	14
1.5.1. Consecuencias de la transferencia de masa en un sistema binario	16
1.6. Mecanismos para la perdida de momento angular	18
1.6.1. Radiación Gravitacional	18
1.6.2. Frenado Magnético	20
1.7. Distribución de periodos.	21
1.7.1. Existencia de Sistemas Cataclísmicos de periodo largo	22
1.7.2. Presencia de la Banda de Ausencia de periodos	23
1.7.3. Periodo Mínimo	24

2. Componentes de una Variable Cataclísmica	28
2.1. Estrellas primarias	28
2.1.1. Clases de Enanas Blancas	29
2.1.2. Enanas blancas pulsantes	31
2.2. Estrellas secundarias	34
2.2.1. Enanas Café	37
2.2.2. Enanas Café en Variables Cataclísmicas	39
2.3. Discos de acreción en VC's.	43
2.3.1. Trayectoria de las partículas de gas en sistemas binarios y la formación de un disco de acreción.	44
2.3.2. Mancha Brillante	46
2.3.3. Teoría de los discos de acreción	47
2.4. Modelos para los estallidos en estrellas novas enanas	57
3. WZ Sagittae. Una variable cataclísmica inusual.	63
3.1. Aspectos generales de WZ Sge.	63
3.2. Estudios realizados sobre el sistema WZ Sge	68
3.3. Modelos para el tiempo de recurrencia en sistemas WZ Sge.	73
3.4. Ecos en la curva de luz de sistemas WZ Sge.	77
3.5. Propiedades fotométricas que comparten las estrellas tipo WZ Sge	81
3.6. Sistemas candidatos WZ Sge	83
4. El SDSS y las Variables Cataclísmicas.	86
4.1. El Sloan Digital Sky Survey y la población de Variables Cataclísmicas	87
4.2. Distribución de periodos orbitales después del Sloan Digital Sky Survey	89
4.3. Sistemas con apariencia espectral tipo WZ Sge a partir del SDSS	91

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	iii
5. SDSS J123813.73-033933.0	95
6. SDSS J080434.20+510349.2	107
7. Disco de acreción en sistemas rebotados	116
7.1. La importancia de las simulaciones numéricas	116
7.1.1. Métodos numéricos basados en mallas	117
7.1.2. Métodos libres de mallas	119
7.1.3. Métodos de partículas libres de mallas	119
7.2. Ideas básicas sobre el método SPH	120
7.3. Aspectos fundamentales detrás de SPH	121
7.3.1. El Kernel	124
7.4. Discretización SPH de las ecuaciones de movimiento	125
7.4.1. La ecuación de Continuidad	126
7.4.2. La ecuación de conservación de Momento	127
7.4.3. La ecuación de conservación de Energía	132
7.5. El desarrollo y mejoramiento de las simulaciones numéricas de Sistemas Bi- narios	134
7.5.1. Choques espirales en discos de acreción	137
7.6. Simulación mediante SPH de SDSS 1238 y SDSS 0804	138
7.7. Modelo para la curva de luz de SDSS 1238 y SDSS 0804	142
8. Conclusiones	148
9. Bibliografía	153
A. Publicaciones, Congresos y Seminarios	160

Índice de Tablas

2.1. Detección de enanas blancas pulsantes en Variables Cataclísmicas	34
2.2. Variables cataclísmicas con secundarias candidatas a enanas café	42
3.1. Lista de objetos que han sido clasificados como sistemas tipo WZ Sge basa- dos en la morfología de las súper estallidos.	84
4.1. Lista de sistemas con apariencia espectral que asemeja a WZ Sge	91
7.1. Parámetros físicos para el modelo	140
7.2. Parámetros para el modelo de la curva de luz en sistemas Rebotados	145

Índice de figuras

1.1. Esquema simplificado de la evolución de un sistema binario para formar una variable cataclísmica	10
1.2. Equipotenciales de Roche para un sistema binario con cociente de masa $q = 0.1$. Los lóbulos de Roche se muestran con líneas gruesas. La estrella primaria se localiza en el centro de la figura	12
1.3. Distribución de los periodos orbitales para las Variables Cataclísmicas, Hellier (2001)	22
1.4. Relación entre la masa de la secundaria (masas solares) y el periodo orbital (en horas) de un sistema binario. La pérdida de momento angular por radiación gravitacional conduce la evolución de una variable cataclísmica a lo largo de la trayectoria indicada con flechas. El periodo mínimo para un sistema binario es cercano a 80 minutos. Tomada de Paczyński (1980)	25
2.1. Diagrama HR que ilustra la posición de las de las enanas blancas en una secuencia paralela a la secuencia principal	30
2.2. Espectros ópticos durante el estado de reposo de VC's con enanas blancas pulsantes tipo ZZ Ceti. Espectros tomados de Szkody <i>et al.</i> (2002, 2003).	33

2.3. En la parte izquierda se muestra el tipo espectral de la VC's como función del periodo orbital. Los puntos son datos observacionales mientras que las líneas corresponden a predicciones teóricas de Kolb & Baraffe (1999). La parte de la derecha corresponde a la distribución del tipo espectral como función del periodo orbital para estrellas de campo suponiendo que llenan su lóbulo de Roche. Imagen tomada de Beuermann 2000. 36

2.4. Espectro en el cercano infrarojo para las enanas café M, L y T canónicas así como el planeta Júpiter. Las M y L son las enanas café más jóvenes, masivas y calientes. Las enanas T son las más frías conocidas en la actualidad y su espectro es mas parecido al de Júpiter, imagen de Burgasser, A. (2008). . . . 37

2.5. Características principales de las enanas café, imagen de Burgasser, A. (2008). 38

2.6. Variables cataclísmicas cercanas al periodo mínimo, figura 7 de Mennickent & Diaz (2002) 41

2.7. Ajuste a la curva de luz del eclipse de SDSS J150722.30+523039.8, los datos están en negro, el ajuste en rojo. La línea azul representa a la enana blanca, la verde es el punto brillante y la morada corresponde al disco de acreción. En la parte final se muestran los residuales del ajuste. Figura tomada de Littlefair et al. (2007). 43

2.8. Proceso de formación del disco de acreción a partir de la trayectoria de las partículas que pasan a través del punto L_1 45

2.9. Evolución viscosa de un anillo de masa m . La densidad Σ se muestra como una función del radio adimensional $x = r/r_0$, donde r_0 es el radio inicial del anillo, y el tiempo adimensional $\tau = 12\nu tr_0^{-2}$ donde ν es la viscosidad (Pringle 1981). 49

2.10. Contribución de anillos en un disco estacionario tipo cuerpo negro alrededor de una enana blanca de $1 M_{\odot}$. La intensidad emitida por cada anillo esta en función de la longitud de onda. La línea segmentada representa el flujo emitido por el disco. Las temperaturas efectivas para cada anillo estan listadas. Para orientación se indican los bordes de Lyman y Balmer al igual que el UV, óptico y una línea del IR (la Douse 1989). 55

2.11. Sección a través de un disco delgado con $\alpha =$ constante, mostrando que las caras del disco son cóncavas en éste caso. 57

2.12. Curva de luz de una estrella tipo WZ Sge. Osaki *et al.* (1997) 59

2.13. Esquema de la curva S que muestra la dependencia de la viscosidad con la densidad superficial. La evolución del disco de acreción, durante el estado de reposo, cuando el hidrógeno no esta ionizado, inicia en el punto A, conforme se acreta material la densidad superficial aumenta y con ello la temperatura, el disco ahora se ubica en el punto B, en donde se ha alcanzado un valor crítico para Σ y la temperatura crece cada vez más rápido, en este punto es tanta la temperatura que el hidrógeno esta parcialmente ionizado y el disco se vuelve térmicamente inestable y el mecanismo para liberar la energía almacenada es un estallido ubicando ahora la evolución del disco en el punto C donde el hidrógeno esta completamente ionizado, como la energía se liberó la temperatura del disco disminuye y con ello la densidad superficial llevando al disco al punto D, donde de nuevo el hidrógeno esta parcialmente ionizado. Cuando el súper estallido cesa el disco de acreción regresa al punto A e inicia de nuevo el ciclo. 61

3.1. Espectro óptico del sistema WZ Sge. En el que se observa el continuo producido por el disco de acreción $\dot{M}_{\frac{1}{2}}$ y las líneas en emisión con dos picos, características de un disco de acreción y líneas anchas de absorción provenientes de la enana blanca.	64
3.2. Curva de luz de WZ Sge durante el día 27 del súper estallido de 2001. La curva de luz esta domina por súper jorobas y al mismo tiempo se aprecia la presencia de depresiones cuando la fase del sistema binario es 0.7, evidencia de eclipses en WZ Sge. Imagen tomada de Patterson et al. (2001)	65
3.3. Arriba, curva de luz del estallido de WZ Sge que ocurrió en el 2001. Abajo, sección de la curva de luz donde se aprecia una serie de eco estallidos cuyo origen es incierto pero han sido claves para la clasificación de las estrellas tipo WZ Sge. Tomada de Patterson <i>et al.</i> (2002)	67
3.4. Espectro en el IR de WZ Sge corregido por velocidad radial, donde se observa la emisión de HI, He I, CO, H ₂ así como dos absorciones no identificadas a 2.272 y 2.277 μ m. Tomada de Howell, Harrison & Szkody (2004).	71
3.5. Tomograma doppler construido a partir de la línea de He II durante el máximo de emisión del súper estallido de WZ Sge en el 2001, en este tomograma se observa la presencia de un patrón espiral en la estructura del disco de acreción, zonas azules. Tomada de Baba (2002)	72
3.6. Diagrama que esquematiza la evolución de la densidad superficial junto con la densidad superficial crítica, la cual aumenta si se considera el decaimiento de la viscosidad. El caso (a) ilustra el momento cuando se presenta un <i>eco estallido</i> que ocurre cuando la densidad superficial alcanza un valor crítico, mientras que en (b) no hay tal fenómeno. Tomada de Osaki <i>et al.</i> (2001).	80

<p>3.7. Patrón de disipación espiral de un disco de acreción con $q = 0.1$, actualmente considerado como el causante de la presencia de las jorobas tempranas en la curva de luz de sistemas WZ Sge. Su origen se asocia a la interacción del disco de acreción con el campo gravitacional de la secundaria. Tomada de Lin & Papaliozou (1979)</p> <p>4.1. Histograma de distribución de periodos orbitales de variables cataclísmicas. La zonas en blanco representan la muestra previa a los resultados obtenidos por el Sloan Digital Sky Survey. La zonas sombreadas corresponden únicamente a los resultados obtenidos con datos del Sloan. La franja gris indica la zona, conocida como banda de ausencia de periodos orbitales (tomado de la Figura 2, de Gänsicke et al. (2009).</p> <p>7.1. En esta figura se muestra con línea sólida el perfil del Kernel Spline W_4 como función de la longitud de suavizamiento y con línea punteada el perfil de la derivada del Kernel.</p> <p>7.2. Diagrama de las fuerzas que actúan sobre una celda infinitesimal de un fluido lagrangiano. Imágen tomada de Liu & Liu (2003).</p> <p>7.3. <i>Arriba</i> Tomograma Doppler de la línea H_α construido con todos los datos obtenidos para SDSS0804 (izquierda) y SDSS1238 (derecha). El círculo muestra la velocidad del gas en el radio de la resonancia 2:1. <i>Abajo</i> Tomograma Doppler sintético (izquierda) generado de un modelo para un disco de acreción (derecha) correspondiente a un sistema con $M_{EB} = 1 M_\odot$ y $q = 0.05$. Los círculos representan los radios de las resonancias 2:1 y 3:1.</p>	<p>83</p> <p>90</p> <p>125</p> <p>127</p> <p>141</p>
--	--

7.4.	Configuración final del modelo para la curva de luz de una variable cataclísmica de periodo corto. Cada componente del sistema se dividió en triángulos que emiten como cuerpo negro a una temperatura local. En este modelo es posible manipular la altura, amplitud y excentricidad de las espirales para simular regiones de mayor espesor y por lo tanto de mayor brillo que contribuyen de manera significativa en la curva de luz en estado de reposo.	144
7.5.	Curvas de luz de AL Com, V455 And, SDSS0804 y SDSS1610 en las que se observa la modulación de doble joroba durante un periodo orbital. La línea sólida es la curva de luz obtenida del modelo para cada sistema.	146

Resumen

Durante su evolución, las Variables Cataclísmicas llegan a un punto donde el periodo orbital no puede disminuir más como consecuencia de la pérdida de momento angular orbital, e inician una nueva fase hacia períodos orbitales mayores. Los sistemas que se encuentran en esta etapa de su evolución se conocen como sistemas rebotados (bounced back systems). Observacionalmente su detección es muy difícil, ya que la estrella secundaria en estos sistemas es poco luminosa y la determinación de su velocidad radial es complicada. En esta tesis presento un análisis fotométrico y espectroscópico muy detallado de dos objetos, SDSS J080434.20 y SDSS J123813.73-033933.0, el cual sugiere que ambos sistemas satisfacen dos criterios importantes para ser considerados como candidatos a sistemas rebotados. Estos son: su corto periodo orbital (≈ 80 minutos) y un comportamiento fotométrico en forma de dos jorobas en su estado de reposo.

Aunque ambos objetos han sido clasificados como objetos tipo WZ Sge, sus curvas de luz muestran singularidades no observadas en sistemas de periodo corto. Las curvas de luz de éstos dos sistemas están caracterizadas por la presencia de una modulación de doble joroba durante el estado de reposo con una frecuencia igual a la mitad del periodo orbital. Mostramos que dichas modulaciones se deben a la estructura espiral que desarrolla el disco de acreción cuando éste alcanza un radio que permite la resonancia 2:1, lo cual es posible en los sistemas rebotados, básicamente porque poseen un cociente de masa muy pequeño ($q = M_2/M_1 \approx 0.05$).

En otras palabras, los sistemas que muestran una modulación de doble joroba en la curva de luz en estado de reposo son interpretados como sistemas rebotados.

El desarrollo de esta tesis se llevó a cabo bajo una primer etapa de investigación observacional, en donde adquirimos datos espectroscópicos y fotométricos. Por un lado obtuvimos, a partir de la espectroscopía, los parámetros básicos de los sistemas así como tomogramas Doppler para visualizar los cambios estructurales en el disco de acreción durante la evolución de las modulaciones en la curva de luz; por otra parte, mediante la fotometría, monitoreamos su comportamiento en un periodo de tres años, para estimar la frecuencia de dicho fenómeno. En una segunda etapa de éste trabajo, realizamos la modelación numérica de los objetos observados, con la finalidad de dar una explicación a sus propiedades, bajo la hipótesis de la formación de un patrón espiral en el disco de acreción como consecuencia de la resonancia 2:1. Para lograr lo anterior empleamos un código numérico público, desarrollado bajo el esquema Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH), el cual modificamos para adaptarlo a nuestros fines.

Para el caso de SDSS J123813.73-033933.0 hemos logrado ajustar la distribución espectral de energía desde el infrarojo (IR) hasta el óptico, empleando un modelo sencillo en el que el flujo total observado es la suma de la emisión de tres componentes (enana blanca, estrella secundaria y disco de acreción). Para ambos objetos, detectamos un patrón espiral en los tomogramas Doppler y una modulación de doble joroba observada en el estado de reposo. Mostramos en esta Tesis que las características de las componentes en ambos sistemas son las siguientes: Una enana blanca masiva ($\approx 1M_{\odot}$) y fría ($T_{\text{ef}} \approx 13000$), una estrella secundaria tipo espectral $L4$ (enana café) y un disco de acreción grande (de radio compatible al radio de la resonancia 2:1), ópticamente delgado, frío y con la formación de un patrón espiral de dos brazos como consecuencia de la resonancia 2:1.

Capítulo 1

Introducción

Las estrellas binarias son excelentes sistemas para probar modelos teóricos tanto de estructura como de evolución estelar, y determinar si el comportamiento de las componentes en un sistema binario es similar al observado en estrellas aisladas. A este respecto, las estrellas Variables Cataclísmicas (VC's) son un grupo de sistemas binarios compactos e interactivos, cuyos periodos orbitales van desde unas cuantas decenas de minutos hasta horas. En el *modelo estandar* (Cannon 2007), estos sistemas están formados por una enana blanca que se encuentra acretando material proveniente de una estrella tardía de secuencia principal, cuando ésta ha llenado su Lóbulo de Roche. Las VC's se denominan sistemas en semi-contacto ya que la estrella secundaria está llenando su Lóbulo de Roche y por lo tanto se presenta un intercambio de material, el cual fluye a través del punto interior L_1 de Lagrange hacia la primaria, formándose con el tiempo un disco de acreción alrededor de la enana blanca. El material que continúa siendo transferido choca entonces con el disco, formando una mancha brillante (bright spot). Si la enana blanca posee un campo magnético intenso, éste inhibe la formación del disco de acreción, y el material fluye entonces a través de los polos magnéticos de la estrella primaria.

1.1. Sistemas estelares binarios

La mayoría de las estrellas en el Universo no se forman de manera aislada, sino en sistemas múltiples. Se estima que en la vecindad solar más del 50 por ciento de las estrellas son binarias. Dentro de las estrellas binarias existe una gran variedad y se clasifican, en general, en sistemas separados, semi-separados y en contacto. Los sistemas separados son aquellos en los que la distancia entre las estrellas es mucho mayor que el radio de las mismas y por tanto las estrellas evolucionan de manera casi independiente por la poca interacción entre ellas. Los sistemas separados son aquellos en los que sus componentes están aisladas y no se da ninguna transferencia de masa. En particular los sistemas eclipsantes son fundamentales, pues nos permiten conocer con precisión las masas de las estrellas (Carrol & Ostile 1996). Si una estrella llena su Lóbulo de Roche (ver sección 1.2), entonces su materia es atrapada por el campo gravitacional de la compañera; a estos sistemas se les conoce como sistemas semi-separados. En este tipo de sistemas la estrella que llena su Lóbulo de Roche es llamada la estrella secundaria. En los sistemas denominados de contacto, ambas estrellas llenan sus respectivos Lóbulos de Roche.

1.1.1. Clasificación de sistemas binarios interactivos

Existe una gran variedad de sistemas binarios interactivos. Describimos las principales clases, que generalmente son nombradas de acuerdo a un objeto prototipo y mencionamos brevemente la importancia particular de su estudio.

a) **Sistemas Algol.** Son sistemas binarios eclipsantes, semi separados, formados por dos estrellas de secuencia principal o sub gigantes. Tienen periodos de variabilidad que van de los 0.2 a los 10000 días y su amplitud puede cambiar varias magnitudes. Estos sistemas brindan información sobre la pérdida y transferencia de masa. Si la transferencia de masa se da a través de un disco de acreción entonces a estos sistemas se les llama objetos *W Serpentis*;

estos sistemas, cuyas componentes están muy separadas, permiten el estudio de procesos rápidos en la evolución de estrellas aisladas. La pérdida de masa en los sistemas de tipo Algol puede contribuir al enriquecimiento del medio interestelar (Carrol & Ostile 1996; Ridpath 2003).

b) Sistemas RS Canum Venaticorum y BY Draconis. La variabilidad en estas binarias se debe a que su superficie no tiene un brillo uniforme, esto es, presentan regiones de diferente intensidad lumínica (manchas, fáculas). Presentan también una periodicidad relacionada con su periodo de rotación. Esta periodicidad es de unas cuantas horas hasta 120 días y la amplitud cambia de unas cuantas milésimas hasta 0.5 magnitudes. Son sistemas cromosféricamente activos, útiles para estudiar la actividad tipo dínamo en estrellas frías (estrellas tipo F y tardías). También contribuyen a nuestro entendimiento sobre la actividad magnética del Sol (Carrol & Ostile 1996; Ridpath 2003).

c) Sistemas W Ursae Majoris. Son binarias en contacto, lo que tiene como consecuencia que sus componentes tengan una forma elipsoidal y que se les vea eclipses. Están clasificadas en dos subgrupos: tipo-A y tipo-W (Binnendijk 1965). Las estrellas tipo-A están compuestas por dos estrellas más calientes que el Sol y tienen tipos espectrales A o F, con períodos orbitales entre 0.4 y 0.8 días. Las de tipo-W tienen tipos espectrales más fríos, G o K y períodos orbitales más cortos entre 0.22 y 0.4 días. La variación que presentan en la curva de luz es continua durante un periodo orbital, tanto que el inicio y fin de los eclipses no están bien definidos. Los mínimos de la primaria y de la secundaria son muy similares en amplitud, lo cual es menor a 0.8 magnitudes. Despliegan altos niveles de actividad magnética, y son estrellas en las que se puede estudiar el proceso de tipo dínamo. En este tipo de sistemas el arrastre provocado por el frenado magnético puede llegar a causar la fusión de dichas estrellas (Carrol & Ostile 1996; Ridpath 2003).

d) Sistemas Binarios de rayos X. Son sistemas binarios con emisión en rayos X ($L_x > 10^{35}$ ergs s⁻¹) que consisten de una estrella de neutrones (o en algunos casos de un agujero

negro) y una compañera estelar en secuencia principal. Están divididos en dos grupos de acuerdo a la masa de la compañera. En un sistema de rayos X de baja masa, la masa de la compañera es menor a $2 M_{\odot}$ y mayor a $10 M_{\odot}$ en binarias de rayos X de alta masa. Las binarias de rayos X con compañeras de masa intermedia son muy raras. La emisión en rayos X es el resultado de la acreción de material de la compañera hacia el objeto central. La observación de sistemas de baja masa nos dan información sobre parámetros fundamentales de los pulsares (como masas, radios, rotación y campos magnéticos). Por otro lado, sistemas como V404 Cygni, A0620-00 y Cygnus X-1 aportan evidencia sobre la existencia de los agujeros negros en sistemas estelares. (Carrol & Ostile 1996; Ridpath 2003).

e) Sistemas ζ Aurigae. Son binarias eclipsantes en las cuales las componentes son una gigante o súper gigante de tipo espectral tardío y una estrella de tipo temprano. Justo antes y después del eclipse de la primaria es posible observarla a través de las capas externas de la secundaria. Si el espectro muestra características que indican la presencia de una súper gigante tipo M, la estrella se conoce como una estrella VV Cephei. Aunque originalmente no se formaron como sistemas interactivos, lo llegan a ser cuando la estrella más masiva se convierte en súper gigante (Carrol & Ostile 1996; Ridpath 2003).

f) Sistemas Simbióticos. Son estrellas binarias, normalmente sin transferencia de masa, que exhiben dos sistemas de líneas espectrales con temperaturas muy diferentes; se detectan temperaturas típicas de una gigante roja o súper gigante tipo tardío (3000 K), y de una estrella enana blanca (20000 K). Tales características indican que son sistemas binarios interactivos con periodos largos. La característica común de estos sistemas es la acreción del viento de la estrella fría sobre la compañera caliente. Los periodos orbitales de las estrellas simbióticas van desde los 200 hasta los 1500 días. Cuando en los sistemas simbióticos, la estrella fría llena su lóbulo de Roche, se convierten en sistemas tipo Algol simbióticos o en Novas Recurrentes (Carrol & Ostile 1996; Ridpath 2003; Warner 1995).

h) Sistemas Binarios Post Envolvente Común. Consisten de dos núcleos estelares ro-

deados por una envoltente de gas común extremadamente grande. Estudios de la evolución estelar predicen que un sistema binario de envoltente común es el resultado cuando una componente de un sistema W Ursa Majoris se expandió en su fase de gigante roja. Se asume que las variables cataclísmicas, por poseer una enana blanca, han pasado por la fase de envoltente común. Núcleos binarios de nebulosas planetarias son ejemplos de sistemas binarios post envoltente común (Carrol & Ostile 1996; Ridpath 2003).

i) Estrellas Variables Cataclísmicas. Son estrellas variables que exhiben estallidos repentinos, generalmente generados por la liberación de energía a través de la acreción o de procesos termonucleares. Consisten de una enana blanca y de una secundaria tardía tipo M que llena su Lóbulo de Roche. Sus períodos van de 80 minutos hasta varias horas, excepto en el caso de las Novas, en las que el período suele ser de cientos de días. En estos casos la secundaria es una Gigante Roja. El estudio de estos sistemas aporta información sobre los últimos estados de la evolución estelar. Son también importantes para estudiar los fenómenos de acreción y las propiedades de los discos de acreción (Carrol & Ostile 1996; Ridpath 2003). En la siguiente sección se describe más en detalle su clasificación en sub grupos.

1.2. Clasificación de las Variables Cataclísmicas

Las estrellas VC's se pueden clasificar en tres grupos: *i) novae*, *ii) novae enanas* y *iii) sistemas magnéticos*. La principal característica que establece la diferencia en cada grupo son los tipos de estallidos que se observan, mismo que son generados por distintos procesos físicos en cada grupo (Connon 2007).

1.2.1. Novas

La explosión tipo nova es el evento más violento que se observa en una VC. Este tipo de estallidos se deben a reacciones termo-nucleares en el material, rico en hidrógeno, que ha sido acretao directamente sobre la superficie de la enana blanca. Conforme la capa de hidrógeno se acumula, su peso, y la alta gravedad de la enana blanca, hacen que el material se comprima y se caliente. Cuando la temperatura entre la superficie de la enana blanca y la capa alcanza una temperatura de 10 millones grados Kelvin se inicia una reacción nuclear y la capa acumulada sale expelida, la cual se observa con un incremento en su brillo por un factor de 10,000 a varios millones de veces (equivalente a un cambio de 8 a 15 mag) en unos cuantos días, para después disminuir gradualmente en los siguientes meses o años (Hellier 2001).

1.2.2. Novas enanas

En las novas enanas el material proveniente de la estrella secundaria se acumula en las partes externas del disco de acreción. Según el modelo más aceptado (Osaki 1996), con el tiempo el disco alcanza una densidad superficial crítica que produce un cambio en la temperatura, y por lo tanto en la viscosidad del disco, provocando el colapso de una fracción del propio disco sobre la superficie de la enana blanca liberando gran cantidad de su energía potencial gravitacional, lo cual lleva a un incremento en el brillo de la estrella por un factor de entre 6 y 100 veces (correspondiente a un cambio entre 2 y 6 mag), el cual disminuye en una o dos semanas (Hellier 2001).

Como parte del grupo de las novas enanas se han identificado, en base a la forma de la curva de luz, tres subclases: las estrellas tipo U Geminorum (U Gem), las Z Camelopardalis (Z Cam) y las SU Ursae Majoris (SU UMa).

La característica típica de las estrellas *U Gem* es que después de largos intervalos de calma (en un mínimo de brillo), aumentan de brillo repentinamente. Dependiendo de la estrella, los estallidos ocurren a intervalos entre 30 y 500 días y duran, por lo general, de 5 a 60 días.

Las curvas de luz de las estrellas tipo *Z Cam* son similares a las de las estrellas *U Gem*, sólo que muestran variaciones cíclicas en el brillo interrumpidas por etapas de brillo constante a las que se denominan “paradas” (stand still). Estas paradas duran el equivalente a varios ciclos con la estrella estancada en un brillo con un valor aproximadamente de una tercera parte entre el máximo y el mínimo.

Las estrellas tipo *SU UMa* se caracterizan por presentar dos tipos de estallidos: uno débil, frecuente y de poca duración (1 – 2 días) conocido como *estallido normal*. El otro, llamado *súper estallido*, es brillante, poco frecuente y de larga duración (el sistema regresa a su estado normal después de 10 –20 días). Además durante los *súper estallidos* presentan pequeñas modulaciones fotométricas periódicas llamadas *súper jorobas*. A ésta última subclase pertenecen las estrellas tipo *WZ Sge* las cuales muestran periodos orbitales cortos (≈ 80 minutos), una tasa de transferencia de masa baja, periodos de súper estallidos largos (décadas) además de estallidos normales infrecuentes o nulos.

1.2.3. Sistemas magnéticos

En éste tipo de sistemas el campo magnético bipolar que posee la enana blanca es el que modula la zona de liberación de energía. La formación de un disco de acreción, debido a dicho campo, es parcial o totalmente inhibido. Existen dos clases de objetos, relacionados con la intensidad del campo magnético; *i*) polares y *ii*) polares intermedias.

Polares

Son aquellos sistemas en los cuales el campo magnético es tan intenso que, por fuerzas de marea, sincroniza la rotación de la enana blanca con la del sistema binario. Tanto la estrella primaria como la secundaria rotan como cuerpos rígidos con periodos orbitales entre 1 y 2 horas. El campo magnético en estas estrellas es tan intenso (10–100 MGauss, $\approx 5 \times 10^8$ veces mayor que el campo magnético terrestre) que inhibe completamente la formación de un disco de acreción. El flujo de acreción se va por uno o los dos polos magnéticos.

Los sistemas polares nos proveen de una oportunidad ideal para estudiar las interacciones entre plasmas de alta densidad y campos magnéticos muy intensos, condiciones que no pueden ser recreadas en ningún laboratorio terrestre. Debido a que el campo magnético de la enana blanca controla el flujo de gas de la compañera a grandes distancias, podemos observar aspectos del flujo de acreción que están ausentes, o son difíciles de observar en otra clase de sistemas binarios interactivos. El proceso por el cual el flujo de acreción se acopla con las líneas de campo magnético es muy complejo y difícil de explicar. Sin embargo, observaciones de la emisión del flujo de acreción nos pueden ayudar a revelar las condiciones físicas en dichos objetos.

Una de las propiedades más distintivas en los sistemas polares es que la luz está polarizada tanto lineal como circularmente, llegando a tener, en el visible de 5 % a 30 % (Stockman *et al.* 1992). Los cambios en la intensidad de la emisión polarizada nos permiten medir la fuerza y la geometría del campo magnético de la enana blanca.

Polares Intermedias

En las polares intermedias el campo magnético es menos intenso que en las polares (de 1 a 10 MGauss), y el periodo de rotación de la enana blanca no está sincronizado con el periodo orbital. El proceso de acreción en las polares intermedias es a través de un disco de acreción externo¹ o un flujo de acreción como en las polares, siendo a veces una combinación de ambos. Las polares intermedias con los periodos de rotación más cortos son las estrellas *DQ Herculis*.

1.3. Evolución de las Variables Cataclísmicas

La evolución de una VC inicia como en el caso de cualquier estrella, por la contracción de una nube molecular debido a las fuerzas de auto gravitación. Partiendo de un esquema estándar (Connon 2007), el sistema recién formado es un sistema binario constituido por dos estrellas², las cuales tienen, en principio, diferente masa, girando alrededor de un centro de masa común, separadas varias unidades astronómicas y con un periodo orbital de años. La estrella con mayor masa (primaria) abandona primero la fase de secuencia principal y pasa a la fase de gigante roja, momento en el que puede llenar su Lóbulo de Roche y transferir el material de sus capas externas a la compañera de menor masa (secundaria) a través del punto interior de Lagrange L_1 .

Como la estrella más masiva (la gigante roja) se localiza más cerca del centro de masa del sistema, el momento angular del material transferido aumenta, así que, para que se conserve el momento angular orbital, la separación del sistema debe disminuir ligeramente. Esta dis-

¹ el disco de acreción interno es inhibido por el campo magnético.

² aunque existe la probabilidad de que se forme un sistema binario interactivo a partir de un encuentro gravitacional

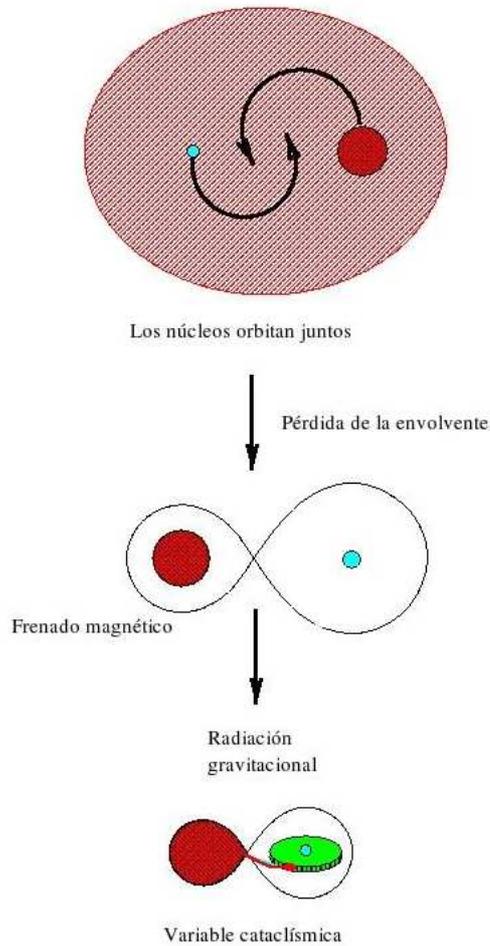


Figura 1.1: Esquema simplificado de la evolución de un sistema binario para formar una variable cataclísmica

minución provoca que el tamaño del Lóbulo de Roche de la primaria disminuya (ecuaciones 1.4 y 1.4). Como la envoltente de la gigante roja es convectiva, la estrella aumenta de tamaño como respuesta a la pérdida de masa, incrementando la transferencia de material cada vez más hasta el punto en ser una interacción catastrófica. La secundaria no puede asimilar tanto material de tal forma que ambas estrellas sobrepasan sus respectivos Lóbulos de Roche (lo que se conoce como fase de envoltente común). Básicamente, en esta etapa, la binaria está orbitando dentro del interior de la atmósfera de la gigante roja.

La interacción del sistema binario dentro del material de las capas externas de la gigante roja, tiene como consecuencia que la separación de las estrellas decrezca aún más, debido a la pérdida de energía orbital por efectos de arrastre. La separación de la binaria se puede reducir de $\approx 100 R_{\odot}$ a $\approx 1 R_{\odot}$ en un lapso de 1000 años (Hellier 2001).

En esta etapa, el sistema binario actúa como un propulsor, expeliendo material de la envoltura común hacia el medio interestelar. Al terminarse la expulsión del material de la envoltura común, el sistema binario queda expuesto y se convierte en una VC, o, si la separación es todavía muy grande para que se inicie la transferencia de masa, el sistema queda como una binaria, enana roja - enana blanca, separada.

1.4. Geometría de Roche en un sistema binario

La superficie que define el espacio sobre el cual el campo gravitacional de un objeto masivo ejerce una fuerza de atracción sobre una partícula de prueba se denomina *Lóbulo de Roche*. Para el caso de estrellas aisladas o lo suficientemente compactas éste tendrá una forma casi esférica, pero para describir la geometría de los Lóbulos de Roche en un sistema binario primero suponemos que el sistema está formado por una estrella primaria de masa M_1 y por una compañera de masa M_2 cuyos centros se localizan a una separación promedio a y después determinamos el potencial gravitacional.

El potencial que experimenta una partícula de prueba con vector de posición \mathbf{r} esta dado por la suma de los potenciales de las dos estrellas y la fuerza centrífuga debida a la rotación del sistema. El potencial del sistema, Φ_r , se aproxima por (Hellier 2001):

$$\Phi_r = -\frac{GM_1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|} - \frac{GM_2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_2|} - \frac{1}{2}(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r})^2, \quad (1.1)$$

con \mathbf{r}_1 y \mathbf{r}_2 como los vectores de posición de los centros de las dos estrellas y ω es la frecuencia angular de la órbita. La forma de las superficies equipotenciales, es decir, cuando $\Phi_r = \text{constante}$, estará definida solamente por el cociente de masa q , $q = M_2/M_1$, mientras que la escala global está dada por la separación del sistema, misma que se obtiene de la tercera ley de Kepler

$$P_{\text{orb}}^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G(M_1 + M_2)}. \quad (1.2)$$

$$a = 3.5 \times 10^{10} M_1 (1 + q)^{1/3} P_{\text{orb}}^{2/3} \text{ cm}, \quad (1.3)$$

en este caso M_1 está dada en masas solares, mientras que P_{orb} está expresado en horas (Frank, King & Raine 2002).

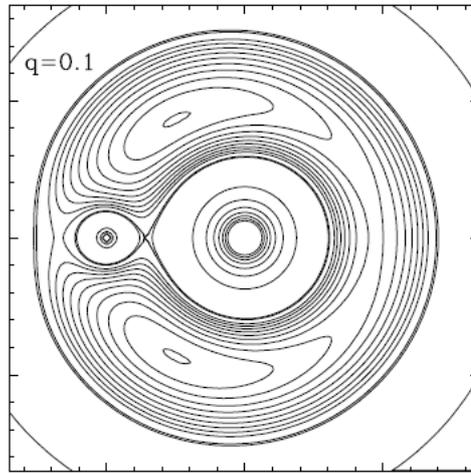


Figura 1.2: Equipotenciales de Roche para un sistema binario con cociente de masa $q = 0.1$. Los lóbulos de Roche se muestran con líneas gruesas. La estrella primaria se localiza en el centro de la figura

En la Fig. 1.2 se muestran secciones equipotenciales en el plano de la órbita ($z = 0$) para el caso de un sistema binario con $q = 0.1$. La forma de una estrella que rota de manera sincronizada está delimitada por $\Phi_r = \text{constante}$. Es decir, la forma de la estrella secundaria está

dada por la forma de las superficies equipotenciales de Φ_r , mismas que se ven afectadas por dos factores: *la rotación*, la cual aplana a la estrella a lo largo de su eje de rotación, y la *fuerza de marea*, cuyo efecto es el de elongar a la estrella en la dirección que une los centros de las estrellas (Warner 1995). De modo que las superficies equipotenciales en la Fig.1.2 ilustran la forma esférica y/o elongada de las estrellas.

En un sistema binario la forma de la secundaria será casi esférica si su radio es significativamente pequeño. Por el contrario, si la secundaria se expande su superficie se distorsiona tomando una forma elongada en el ecuador. En la Fig.1.2 se puede apreciar una superficie equipotencial muy particular, en forma de “8”, la cual delimita los lóbulos de Roche de ambas estrellas. El punto donde los lóbulos se intersectan es el *punto interior de Lagrange*, L_1 , y es un punto silla del potencial de Roche, Φ_r . Si la estrella secundaria llena su Lóbulo ya sea porque incrementó su radio debido a la evolución estelar o porque la separación de las estrellas disminuyó entonces el material puede pasar de un lóbulo a otro y ser capturado gravitacionalmente por su compañera.

Como los lóbulos de Roche no son totalmente esféricos es necesario contar con un radio promedio que los caracterice. Una forma de hacer esto es considerar una esfera de volumen igual al lóbulo, de tal forma que el tamaño de los lóbulos de Roche, R_{L1} y R_{L2} , están definidos solamente por la separación a y el cociente de masa q en la forma $R_{L1} = a f(q^{-1})$ y $R_{L2} = a f(q)$ (Frank, King & Raine 2002), las expresiones para R_{L1} y R_{L2} son, de acuerdo a Echevarría (1983)

$$\begin{aligned}
\frac{R_{L1}}{a} &= 0.38 + 0.2 \log(q^{-1}) \quad \text{si } 0.3 < q^{-1} < 2.0 \\
\frac{R_{L1}}{a} &= 0.46224 \left[\frac{M_1}{M_1 + M_2} \right] \quad \text{si } 0 < q^{-1} < 0.8 \\
\frac{R_{L2}}{a} &= 0.47469 \left[\frac{q}{1+q} \right]^{1/3} \quad \text{con 2 \% de precisión si } 0.6 < q < 1.25
\end{aligned} \tag{1.4}$$

Combinando las ecuaciones 1.2 y 1.4 obtenemos que la densidad promedio para la secundaria que llena su lóbulo de Roche es función del periodo orbital (Echevarría 1983):

$$\tilde{\rho} \simeq \frac{107}{P_{\text{orb}}^2} \text{ g cm}^{-3}. \tag{1.5}$$

La densidad aumenta para estrellas que evolucionan a lo largo de la secuencia principal (cuando se encuentran quemando hidrógeno), hacia masas menores, Kolb & Baraffe (1999). Para los periodos orbitales típicos de las VC's (1 a 10 horas), la densidad promedio que se obtiene, $\rho \sim 1\text{-}100 \text{ cm}^{-3}$, (Allen 1976), corresponde a estrellas de secuencia principal de baja masa. Para sistemas con $P_{\text{orb}} > 10 \text{ h}$ las secundarias deben ser estrellas fuera de la secuencia principal.

1.5. Transferencia de Masa en un sistema binario

Conforme se transfiere masa de una estrella a su compañera, el cociente de masa M_2/M_1 cambia, la redistribución resultante de momento angular afecta la evolución del periodo orbital al igual que a la separación de las estrellas. Además, como el tamaño de los Lóbulos de Roche depende de la separación y del cociente de masa, entonces también cambian.

La transferencia de masa por parte de la estrella de mayor masa hacia la estrella de menor masa es muy rápida, originando la fase de envolvente común en sistemas binarios. En esta

sección revisaremos los procesos que permiten que una variable cataclísmica presente una transferencia de masa tal que la estrella central acrete el material de manera estable.

Supongamos que el material se transfiere de la estrella secundaria (estrella de menor masa) a la enana blanca bajo la condición de conservación de momento angular orbital. En una VC, la estrella secundaria se encuentra más alejada del centro de masa, por lo que el material transferido pierde momento angular en el instante en que llega a estar cerca del centro de masa. En este escenario, la separación del sistema aumenta ligeramente, pero el incremento en la separación del sistema provoca que el Lóbulo de Roche de la secundaria aumente de radio y por tanto la secundaria no es capaz de llenarlo, cesando la transferencia de material.

La transferencia de masa, ya sea de la estrella primaria a la secundaria o viceversa, no puede subsistir por mucho tiempo, de modo que es necesario invocar algún mecanismo adicional para mantener la transferencia de masa activa por más tiempo. Una posibilidad es que la secundaria está evolucionando hacia la fase de gigante roja. Su continua expansión provoca el contacto con su Lóbulo de Roche permitiendo el proceso de transferencia de masa. Algunas variables cataclísmicas pudieran tener secundarias evolucionadas (Pinsonneault, Andronomov & Sills, 2002; Podsiadlowski, Han & Rappaport, 2003) o secundarias de secuencia principal degeneradas (Harrison et al., 2000). Sin embargo, este escenario no se ajusta a la mayoría de las variables cataclísmicas, ya que poseen enanas rojas como secundarias y el tiempo de vida de estas estrellas es muy largo, tanto que la edad del universo no es suficiente para que una enana roja haya evolucionado en una gigante roja (Hellier 2001).

Otra posibilidad se basa en la pérdida gradual de momento angular en el sistema (Hellier 2001). Lo cual reduciría la separación entre las estrellas y por tanto el tamaño de la órbita, y con ello el Lóbulo de Roche de la secundaria, permitiendo con esto la transferencia del exceso

de material. Para que sea válida ésta explicación existen dos mecanismos posibles a través de los cuales las variables cataclísmicas pierden momento angular durante su evolución; la *radiación gravitacional* y el *frenado magnético*.

1.5.1. Consecuencias de la transferencia de masa en un sistema binario

El efecto que tiene la transferencia de masa en la evolución de un sistema binario interactivo se deduce al tomar la derivada logarítmica de la expresión para el momento angular total del sistema

$$J = \mu \sqrt{GMa}, \quad (1.6)$$

en la expresión anterior se ha despreciado la contribución de la rotación del sistema alrededor del centro de masa, μ es la masa reducida del sistema

$$\mu = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2},$$

y M es la masa total del sistema ($= M_1 + M_2$). Suponiendo que no hay una extracción de masa o momento angular del sistema, durante la transferencia de masa se satisface $dM/dt = 0$ y $dJ/dt = 0$, de modo que la derivada se puede expresar de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \frac{dJ}{dt} &= \frac{d}{dt} (\mu \sqrt{GMa}) \\ 0 &= \sqrt{GM} \left(\frac{d\mu}{dt} \sqrt{a} + \frac{\mu}{2\sqrt{a}} \frac{da}{dt} \right) \\ \frac{\dot{a}}{a} &= -\frac{2}{\mu} \frac{d\mu}{dt}. \end{aligned} \quad (1.7)$$

$$(1.8)$$

Por otro lado, la razón de cambio para la masa reducida en función del tiempo es

$$\frac{d\mu}{dt} = \frac{1}{M} \left(\frac{dM_1}{dt} M_2 + M_1 \frac{dM_2}{dt} \right). \quad (1.9)$$

Como estamos considerando que no hay pérdida de masa, esto es la masa que pierde una estrella la gana su compañera, entonces si $\dot{M} \equiv dM/dt$, implica que $\dot{M}_1 = -\dot{M}_2$ por lo que tenemos

$$\frac{d\mu}{dt} = \frac{\dot{M}_2}{M}(M_1 - M_2).$$

Combinando el resultado anterior con la Ec. 1.7 se obtiene la siguiente expresión

$$\frac{\dot{a}}{a} = 2\dot{M}_2 \frac{M_2 - M_1}{M_1 M_2}. \quad (1.10)$$

De la Ec. 1.10 tenemos que la transferencia de masa por parte de la secundaria hacia la primaria ($\dot{M}_2 < 0$) produce un incremento en la separación de las estrellas ($\dot{a} > 0$).

Si cambia el valor de q entonces cambia el valor de a lo que finalmente provoca un cambio en el tamaño de lóbulo de Roche de la secundaria. Si tomamos la derivada logarítmica de la expresión para el Lóbulo de Roche de la secundaria, Ec. 1.4, (Paczynski 1971; Echevarría 1983) obtenemos

$$\frac{\dot{R}_2}{R_2} = \frac{\dot{a}}{a} + \frac{1}{3} \frac{\dot{M}_2}{M_2}, \quad (1.11)$$

en donde seguimos considerando que $\dot{M} = 0$, al combinar el resultado anterior con la Ec. 1.7 se obtiene

$$\frac{\dot{R}_2}{R_2} = -2\frac{\dot{M}_2}{M_2} \left(\frac{5}{6} - \frac{M_2}{M_1} \right), \quad (1.12)$$

Si se presenta la transferencia de masa por parte de la secundaria, el Lóbulo de Roche de la secundaria se expande ($\dot{R}_2 > 0$) si $q < \frac{5}{6}$.

La frecuencia angular de la órbita también se ve afectada, al considerar la derivada lo-

garítmica de de la tercera ley de Kepler en la forma

$$\omega^2 = \left(\frac{2\pi}{P}\right)^2 = \frac{G(M_1 + M_2)}{a^3}. \quad (1.13)$$

Como $M_1 + M_2$ es constante entonces,

$$\frac{\dot{\omega}}{\omega} = -\frac{2}{3} \frac{\dot{a}}{a} \quad (1.14)$$

La frecuencia angular disminuye cuando la separación orbital aumenta. Sin embargo, conforme un sistema binario evoluciona lo que se observa es que la separación de las componentes disminuye y por ende la frecuencia angular aumenta. Entonces para que ajusten las predicciones con las observaciones debe presentarse la pérdida de momento angular ($\dot{J} < 0$) y con ésto, mientras se de la transferencia de masa por parte de la secundaria hacia la enana blanca la separación entre las estrellas disminuye, al igual que el Lóbulo de Roche de la secundaria y la frecuencia orbital.

1.6. Mecanismos para la pérdida de momento angular

En las variables cataclísmicas la masa se transfiere de la estrella menos masiva a la estrella más masiva y, además, para que se mantenga una transferencia de masa estable la separación orbital debe disminuir, y esto se logra solo si hay una pérdida de momento angular. Los mecanismos que a continuación describiré son los responsables de la pérdida de momento angular y por lo tanto de mantener activa la transferencia de masa en las variables cataclísmicas a lo largo de su evolución.

1.6.1. Radiación Gravitacional

Para un sistema que evoluciona hacia periodos orbitales cortos ($P_{\text{orb}} < 2h$) la radiación gravitacional se convierte en la fuente más significativa para la pérdida de momento angular.

Conforme en la teoría de la relatividad general, la cual establece que la materia curva el espacio, el orbitar de manera repetitiva de dos estrellas muy cercanas provoca una deformación rítmica en el espacio que se propaga en forma de una onda periódica referida como *onda de radiación gravitacional*. A medida que la energía para generar y mantener la propagación de la onda gravitacional se extrae de la energía orbital del sistema, las estrellas lentamente se moverán en forma espiral hacia adentro, disminuyendo con ello la distancia entre ellas. La tasa de transferencia de masa teórica debida a la radiación gravitacional es alrededor de $10^{-10} M_{\odot} yr^{-1}$ en variables cataclísmicas de periodo corto (Howell et al. 2001).

La tasa a la cual se pierde momento angular por efecto de la radiación gravitacional, a partir de la fórmula de Einstein para el cuadrupolo, es:

$$\dot{J}_{GR} = -\frac{32G^{7/3}}{5c^5} \frac{M_1^2 M_2^2}{(M_1 + M_2)^{2/3}} \left(\frac{2\pi}{P_{orb}} \right)^{7/3} \quad (1.15)$$

La escala de tiempo, en años, correspondiente a la pérdida de momento angular vía radiación gravitacional (Kolb & Stehle, 1996) es:

$$\tau_{GR} = -\left(\frac{J}{\dot{J}} \right)_{GR} = 3.8 \times 10^{11} \frac{(M_1 + M_2)^{1/3}}{M_1 M_2} P_{orb}^{8/3} \quad (d). \quad (1.16)$$

De acuerdo con Kolb & Stehle (1996), las variables cataclísmicas localizadas por encima de la banda de ausencia de periodo se cree que tienen alrededor de 1.5×10^9 años, mientras que las estrellas por debajo de la banda tienen de $3-4 \times 10^9$ años. La escala de tiempo para que las variables cataclísmicas evolucionen de $P_{orb} \approx 10h$ hasta $P_{orb} \approx 2h$ es de $\approx 10^8$ años, y por otro lado para que evolucionen más allá de la banda de ausencia de periodo es de $\approx 10^9$ años.

1.6.2. Frenado Magnético

El frenado magnético es el mecanismo mas favorecido para la pérdida de momento angular en sistemas binarios cercanos con periodos orbitales mayores a 3 horas. Requiere la presencia de un viento estelar, $\approx 10^{-10} M_{\odot} yr^{-1}$, y un campo magnético estelar ($B > 100$ G), Verbunt (1984). El origen del campo magnético se asocia al efecto dínamo en el interior de la estrella secundaria, generado por el movimiento de convección del gas. Se ha propuesto que en las variables cataclísmicas la rotación de la estrella secundaria aumenta la intensidad del campo magnético debido a que las fuerzas de marea acoplan su periodo de giro con el periodo orbital, generando de esta manera periodos de rotación menores a los observados en estrellas aisladas de baja masa (Hellier 2001).

Conforme las partículas del viento estelar son forzadas a seguir las líneas de campo magnético éstas son aceleradas a grandes distancias y lanzadas al espacio llevándose consigo una cantidad considerable de momento angular (Warner, 1995; Hellier, 2001). El efecto de la pérdida de momento angular es la disminución del periodo de rotación de la secundaria, sin embargo, el periodo de rotación esta acoplado al periodo orbital por lo que el momento angular se extrae de la órbita. Las tasas de transferencia de masa teóricas vía frenado magnético son $\approx 10^{-9} - 10^{-8} M_{\odot} yr^{-1}$ (Howell et al. 2001; Hellier 2001). Aunque por razones poco entendidas algunos sistemas pueden llegar a tener tasas de transferencia de masa diferentes por factores entre 10 y 100.

La tasa a la que se pierde el momento angular, si se considera el escenario estándar propuesto por Verbunt & Zwaan (1981) y Rappaport et al. (1983), por efecto del frenado magnético esta dada por:

$$\dot{J}_{\text{MB}} = -3.8 \times 10^{30} M_2 R_\odot^4 \left(\frac{R_2}{R_\odot} \right)^\gamma \left(\frac{2\pi}{P_{\text{orb}}} \right)^\gamma \quad (1.17)$$

donde γ determina la eficiencia del frenado magnético. Comúnmente se emplea $\gamma = 2$ en el contexto de la evolución de variables cataclísmicas.

El frenado magnético se “apaga” cuando la secundaria alcanza una masa $M_2 < 0.3 M_\odot$, en este punto la estrella se vuelve completamente convectiva y la tasa de pérdida de momento angular disminuye considerablemente. La escala de tiempo, en años, correspondiente para la pérdida de momento angular por frenado magnético (Kolb & Stehle 1996) es:

$$\tau_{\text{MB}} = - \left(\frac{J}{\dot{J}} \right)_{\text{MB}} = 2.2 \times 10^9 \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^{1/3}} R_2^{-4} P_{\text{orb}}^{10/3} (d) \quad (1.18)$$

1.7. Distribución de periodos.

El parámetro global más conocido de las variables cataclísmicas es su periodo orbital, P_{orb} . Conforme el periodo orbital de una VC cambia en la escala de tiempo de la transferencia de masa, la distribución de las VC's como función de su P_{orb} es un indicador de su estado evolutivo. La distribución de VC's con periodos orbitales conocidos (Fig. 1.3) muestra una serie de características distintivas: *El número de sistemas de periodo largo es muy bajo, hay una escasez de sistemas alrededor de 2–3 h, denominada como la banda de ausencia de periodo (period gap) y finalmente tiene un corte repentino de sistemas alrededor de los 80 minutos.*

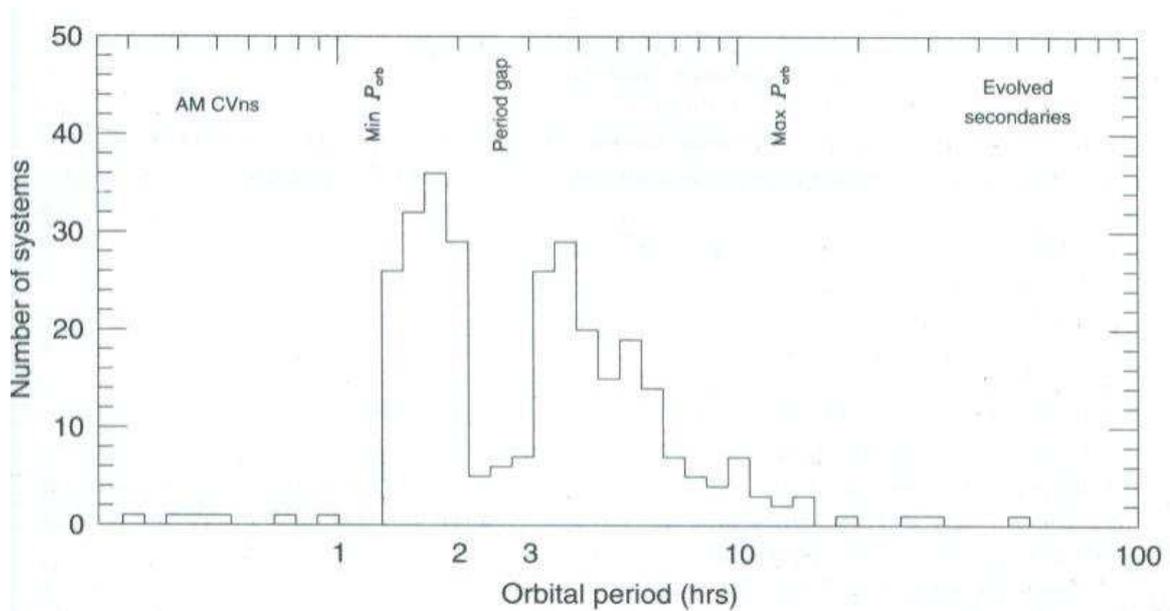


Figura 1.3: Distribución de los periodos orbitales para las Variables Cataclísmicas, Hellier (2001)

1.7.1. Existencia de Sistemas Cataclísmicos de periodo largo

Como se aprecia en la Fig. 1.3 el número de sistemas que se han detectado con un periodo orbital mayor a 12 horas disminuye drásticamente. Esta caída de sistemas se explica al considerar la restricción del cociente de masa, $q = M_2/M_1 < 1$, para una transferencia de masa estable. Esto resulta del hecho de requerir que la estrella secundaria sea menos masiva que la enana blanca. En general una enana blanca debe tener una masa menor al límite de Chandrasekhar ($1.4 M_\odot$), lo cual impone un límite superior para la masa de la secundaria, de tal forma que la ecuación (1.5) establece un periodo orbital de ≈ 12 horas para una variable cataclísmica restringida por la condición $q < 1$. La mayoría de las enanas blancas tienen una masa promedio de $0.6 M_\odot$ lo cual reduce drásticamente el número de variables cataclísmicas a periodos de ≈ 6 horas o menos.

Un sistema que no cumple con la condición anterior se considera ocasional y por lo general posee un periodo mucho mayor que 12 h (por ejemplo GK Per tiene un periodo orbital de 48 horas) porque posee una secundaria en la fase de gigante roja.

1.7.2. Presencia de la Banda de Ausencia de periodos

En la Fig. 1.3 hay una disminución abrupta en el número de sistemas en el rango de 2 – 3 horas, referida como la *banda de ausencia de periodo*. Por debajo de éste rango ($P_{orb} < 2$ horas) los sistemas poseen una tasa de transferencia que concuerda con la estimada para la radiación gravitacional, $\dot{M} \approx 10^{-10} M_{\odot} yr^{-1}$, (Hellier 2001), en lugar de la tasa de transferencia de masa característica para el frenado magnético, $10^{-9} - 10^{-8} M_{\odot} yr^{-1}$, comúnmente observada en sistemas con periodos orbitales largos, $P_{orb} > 3$ horas.

El escenario estándar para la evolución de sistemas binarios sugiere que el frenado magnético deja de actuar cuando un sistema binario ha evolucionado por debajo de las 3 horas, es decir cuando $M_2 \approx 0.3M_{\odot}$. Sin embargo, uno esperaría simplemente observar solo un cambio en la tasa de transferencia de masa y no una “ausencia” de sistemas como se observa en la distribución de periodos (Hellier 2001).

Se observa una ausencia de sistemas porque la secundaria se encuentra fuera de equilibrio hidrostático, como consecuencia de la transferencia de masa (Hellier 2001; Connon 2007). Cuando la secundaria pierde material, el peso sobre el núcleo es menor disminuyendo las reacciones nucleares. Con una menor producción de energía en el núcleo, la presión de radiación no puede compensar la presión de gravedad y la estrella se contrae, este proceso de contracción se lleva a cabo en una escala de tiempo térmica³. Si esta escala de tiempo es

³ Para una estrella enana roja de masa $0.3M_{\odot}$ es 5×10^8 años

mayor a la escala de tiempo en la cual se da la transferencia de material entonces la estrella termina con un radio muy grande para su masa.

Cuando el frenado magnético deja de ser eficiente, la secundaria reduce su tamaño hasta alcanzar nuevamente el equilibrio hidrostático, a un radio menor que el radio de su Lóbulo de Roche, cesando la transferencia de masa. El sistema se vuelve un sistema separado muy débil para ser detectado. El sistema continua evolucionando hacia periodos más cortos a través de la pérdida de momento angular vía radiación gravitacional. Cuando $P_{\text{orb}} \approx 2$ horas la separación de la binaria es suficiente para que la secundaria llene nuevamente su lóbulo de Roche, la transferencia de masa se reactiva y el sistema es nuevamente una variable cataclísmica.

Una excepción puede ocurrir si una variable cataclísmica se forma inicialmente (la secundaria alcanza el contacto con su lóbulo de Roche) con un periodo de 2 – 3 horas. En este caso, la estrella secundaria no se encuentra fuera de equilibrio y puede simplemente transferir masa bajo la acción de la radiación gravitacional; con esto se explican los sistemas encontrados en el rango de periodos de 2 – 3 horas.

Las razones por las que el frenado magnético se vuelve poco efectivo cuando una variable cataclísmica alcanza un periodo de 3 horas están relacionadas con: el campo magnético de la secundaria se debilita, el viento estelar cesa o el periodo de rotación de la secundaria es menor que la escala de tiempo en la que evolucionan los movimientos convectivos.

1.7.3. Periodo Mínimo

La tercer característica obvia en la distribución de periodos es un repentino cese de sistemas detectados con un periodo cercano a los 80 minutos. Esto ocurre cuando la masa de la

estrella secundaria llega a ser tan baja que la estrella entra en el régimen de estrella degenerada. En el caso de las estrellas secundarias el factor $\log g$ es tan pequeño que el radio tiene un comportamiento peculiar en este régimen. Se sabe que estrellas de secuencia principal son grandes cuando poseen mucha masa, en cambio cuando la transferencia de masa reduce la masa de la secundaria ésta aumenta su radio (Hellier 2001), esto es, poseen un radio mayor cuando la masa es menor.

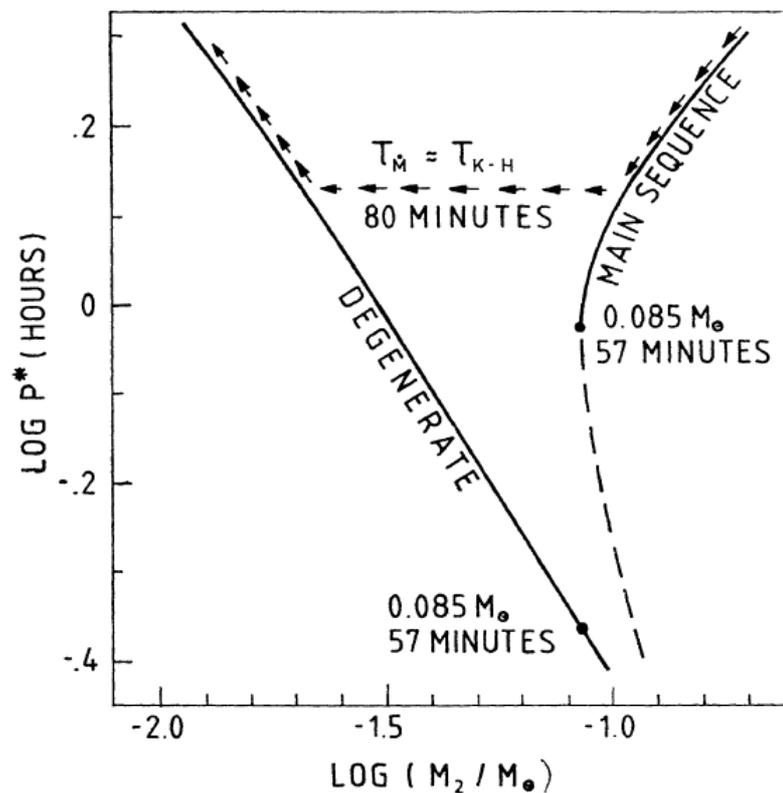


Figura 1.4: Relación entre la masa de la secundaria (masas solares) y el periodo orbital (en horas) de un sistema binario. La pérdida de momento angular por radiación gravitacional conduce la evolución de una variable cataclísmica a lo largo de la trayectoria indicada con flechas. El periodo mínimo para un sistema binario es cercano a 80 minutos. Tomada de Paczyński (1980)

Éste comportamiento fue predicho por Paczyński (1980), quien analizó el comportamien-

to de la componente secundaria en las VC's, cuando por procesos evolutivos pierde masa, estableciéndose cuando una estrella de secuencia principal y de poca masa se convierte en una estrella degenerada. Paczyński (1980) consideró estrellas de la parte baja de la secuencia principal, ricas en hidrógeno y con las mayores densidades promedio, así como enanas degeneradas. Determinó una relación entre la masa de la secundaria y el periodo orbital para sistemas con estrellas de secuencia principal y enanas degeneradas (Fig. 1.4), en ambos casos consideró una masa de $0.085M_{\odot}$ y una composición química solar ($X = 0.68$, $Y = 0.29$, $Z = 0.03$)⁴. Sus resultados fueron que un sistema binario con una estrella de secunacia principal evoluciona hasta un periodo orbital mínimo de 57 minutos mientras que si posee una estrella degenerada produce uno de 27 minutos, este último es casi 3 veces más pequeño que lo observado (80 minutos). Si la escala de tiempo de la tranferencia de masa, $\tau_M = M/(-\dot{M}_2)$, es mayor que la escala de tiempo de *Kelvin-Helmholtz*, $\tau_{K-H} \sim GM^2/RL$, la secundaria permanece en equilibrio térmico (secuencia principal). Si τ_M es menor que τ_{K-H} , la estrella reacciona adiabáticamente (se expande). Por lo tanto el periodo mínimo se obtiene aproximadamente cuando la transferencia de masa se da en una escala de tiempo de *Kelvin-Helmholtz*, $\tau_M = \tau_{K-H}$.

La respuesta a la transferencia de una gota de material de un sistema binario con una secundaria en secuencia principal es que la separación de la binaria aumenta y la secundaria deja de estar en contacto con su Lóbulo de Roche. Sin embargo, la pérdida de momento angular reduce tanto la separación del sistema como el Lóbulo de Roche hasta que el contacto se establece a un periodo menor, apropiado para la secundaria ahora de menor masa. Por lo que el sistema evoluciona a periodos menores.

⁴ Donde X representa el porcentaje de H, Y es el contenido de He y Z es la componente de metales en una estrella

La respuesta a la transferencia de una gota de material de un sistema binario con una secundaria degenerada es que la separación aumenta y el Lóbulo de Roche se separa de la secundaria, pero por la relación masa-radio para la secundaria esta se expande. Cuando nuevamente se presenta el contacto entre la secundaria y su lóbulo el periodo es ligeramente mayor. Por lo que el sistema evoluciona a periodos mayores.

Al modelar los escenarios anteriores se observa que las variables cataclísmicas pasan por un periodo mínimo de ~ 78 minutos y entonces evolucionan hacia periodos mayores Kolb & Baraffe (1999). Esto está en buen acuerdo con lo que actualmente se observa, aunque si la evolución de VC's de periodo corto se debe a radiación gravitacional, el límite para que el sistema evolucione a periodos mayores debe ser $\simeq 70$ minutos, 10 minutos más corto que lo observado. Aunque esta la posibilidad de que la falta de congruencia entre ambos periodos se deba a efectos evolutivos no considerados.

Capítulo 2

Componentes de una Variable Cataclísmica

2.1. Estrellas primarias

Las estrellas primarias en las VC's son enanas blancas, éstas son estrellas compactas compuestas mayormente de electrones degenerados. Su baja luminosidad proviene de la liberación de energía térmica almacenada durante la contracción del núcleo de una estrella gigante roja. Se localizan en la parte inferior del diagrama HR, en una secuencia propia (Fig. 2.1). También se les llama estrellas degeneradas, ya que su material es tan denso¹ que los núcleos de hidrógeno tienen todos sus espacios cuánticos ocupados y por lo tanto los electrones ya no pueden amarrarse a ellos y se encuentran libres. Estas estrellas mantienen su equilibrio hidrostático al contrarrestar el efecto de la presión de gravedad con la presión de electrones libres, en lugar de la presión de radiación como en el caso de estrellas en secuencia principal. Para éste tipo de estrellas existe un límite en la masa de $1.44 M_{\odot}$ (límite de Chandrasekar) sobre el cual no puede existir una enana blanca ya que de ser así conduciría al colapso de la estrella en una estrella de neutrones.

¹ la masa de una enana blanca es comparable con la del Sol y su volumen es comparable con el de la Tierra

Las enanas blancas son el estado final de la evolución de las estrellas de masa intermedia ($0.8 < M/M_{\odot} < 8$). Cuando una estrella de masa intermedia sale de la secuencia principal, esta se expande en una gigante roja que fusiona en su núcleo helio para convertirlo en carbono y oxígeno. Después de que la gigante roja expulsa sus capas externas para formar una nebulosa planetaria su núcleo quedará expuesto como una enana blanca, esta será de carbono–oxígeno si la masa de la gigante roja no fue suficiente para fusionar el carbono, de otra forma, si la temperatura de la estrella es suficiente para fusionar el carbono, el resultado será una enana blanca de oxígeno–neón–magnesio.

Al momento de su formación una enana blanca es muy caliente, sin embargo, por no tener una fuente de energía, gradualmente radió su energía almacenada y se enfría. La temperatura de una enana blanca disminuirá a tal grado que no emitirá suficiente radiación para ser detectada y se convertirá en una enana negra fría. El tiempo de enfriamiento es comparable con la edad del Universo, e incluso las enanas blancas más viejas siguen siendo observables. Las enanas blancas más débiles establece un límite inferior en la edad del Universo (Karttunen).

2.1.1. Clases de Enanas Blancas

Las enanas blancas tienen un intervalo de temperaturas superficiales que va de los 5000 K a los 80000 K. Están divididas en varias clases, bajo la nomenclatura D². Al grupo más grande³, se le conoce como **enanas blancas de tipo DA**; estas estrellas sólo despliegan líneas de hidrógeno en absorción ensanchadas por presión. En otro grupo están las **enanas blancas DB** (8 % del total de estrellas), las cuales no muestran líneas de hidrógeno. En sus espectros sólo aparecen líneas en absorción de helio⁴. El resto de estrellas pertenecen al grupo **enanas**

² proviene de “dwarf” en inglés

³ posiblemente dos tercios del total de enanas blancas

⁴ se estima que entre el 10 y el 30 % de estrellas DB deben ser las estrellas primarias en las VC's con periodos orbitales por debajo de las 2 horas, Howell et al. (2001)

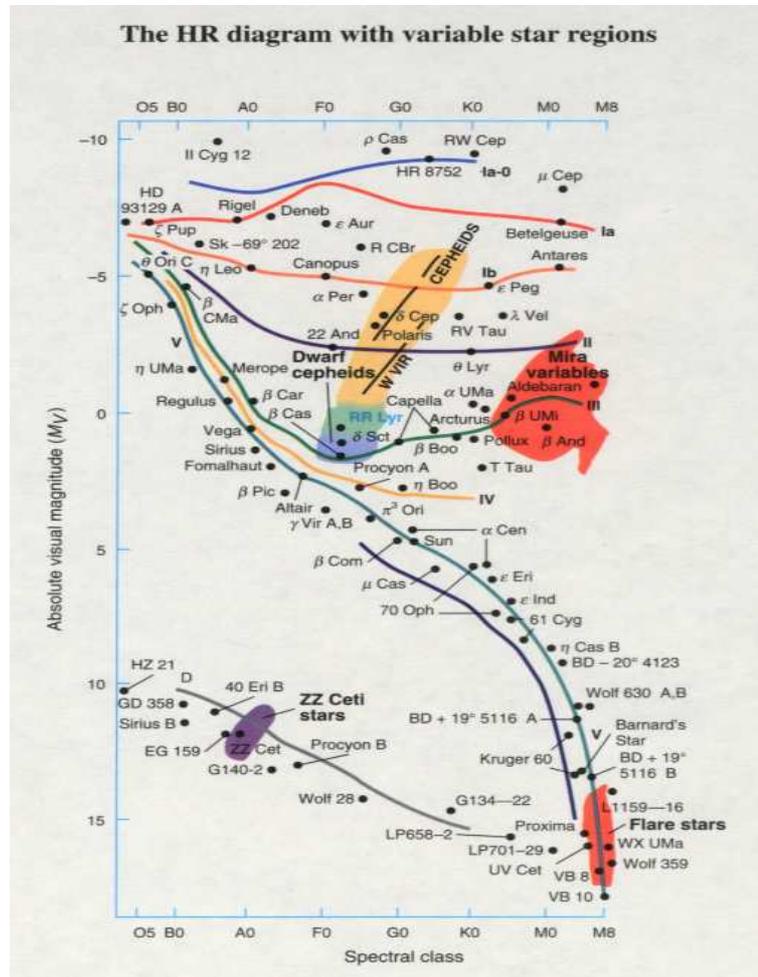


Figura 2.1: Diagrama HR que ilustra la posición de las de las enanas blancas en una secuencia paralela a la secuencia principal

blancas **DQ**, las cuales exhiben líneas de carbono en sus espectros, y a las **enanas blancas DZ** que muestran evidencia de líneas metálicas.

Aunque las enanas blancas son estrellas compactas, se han observado enanas blancas aisladas que presentan pulsaciones periódicas incluso con amplitudes tan bajas como 0.05 % (Gianninas *et al.* 2009), a estas estrellas se les conoce como estrellas tipo **ZZ Ceti**⁵, por su prototipo. Recientemente se ha propuesto la presencia de éste tipo de estrellas pulsantes en

⁵ Enanas blancas tipo DA y magnitudes absolutas entre + 11 y + 13

algunas variables cataclísmicas dadas sus propiedades fotométricas, Skody et al. (2009), la mayoría de ellas sistemas de periodo corto.

2.1.2. Enanas blancas pulsantes

La región en el diagrama HR donde se ubican las estrellas pulsantes en general se le conoce como *banda de inestabilidad*, es esta región angosta del diagrama HR se localizan las Cefeidas variables, Cefeidas clásicas, estrellas Delta Scuti, estrellas RR Lyra, estrellas W Virginis y estrellas ZZ Ceti. La banda de inestabilidad se ubica en forma diagonal en el diagrama HR, cruza la secuencia principal de izquierda a derecha, desde la región de las enanas blancas hasta las súpergi-gantes extremadamente luminosas.

Estimaciones indican que la Vía Láctea contiene varios millones de estrellas pulsantes y, considerando que la Vía Láctea consiste de miles de millones de estrellas, es razonable inferir que las pulsaciones estelares deben ser un fenómeno transitivo, lo que concuerda con la posición de las estrellas pulsantes en el diagrama HR. Conforme las estrellas se mueven dentro de la banda de inestabilidad desarrollan pulsaciones, mismas que cesan cuando la estrella abandona la banda.

Las estrellas que se localizan dentro de la banda de inestabilidad comparten un mecanismo común para desarrollar las variaciones en el brillo que observamos. Las condiciones termodinámicas de la envoltente estelar son tales que el movimiento de relajación conduce a una pulsación, en la mayoría de los casos radial, de las capas externas y esta pulsación se traduce en la variación periódica en la luminosidad de la estrella.

Enanas blancas con temperaturas efectivas entre $T_e \approx 12000$ K y $T_e \approx 14000$ K se locali-

zan dentro de la banda de inestabilidad (Gianninas *et al.* 2009) y pulsán con periodos entre 100 y 1000 segundos. Las estrellas variables tipo **ZZ Ceti** son enanas blancas DA, por lo que también se conocen como **estrellas DAV**⁶. Los periodos de pulsación corresponden a modos g no radiales que entran en resonancia dentro de las capas superficiales de hidrógeno y helio de la enana blanca. Las oscilaciones no se deben a cambios en el radio de la estrella sino a ondas de choque que se propagan hacia la superficie de la misma. La gravedad es la fuente para la fuerza de restauración de las oscilaciones modo g no radiales. Por otro lado, las variaciones en brillo de las enanas blancas pulsantes (unas cuantas décimas de magnitud) se deben a variaciones en la temperatura sobre la superficie de las estrellas.

Simulaciones numéricas de modelos de enanas blancas pulsantes han demostrado que la zona de ionización parcial de hidrógeno⁷ es la responsable de desarrollar las oscilaciones en las estrellas ZZ Ceti (Winget 1998) al mismo tiempo se ha establecido la estratificación de los elementos en las envolventes de las enanas blancas, ya que las pulsaciones penetran el 99 % del interior de la enana blanca.

En lo referente a las VC's, se cuenta a la fecha con 13 objetos que muestran indicios de poseer enanas blancas pulsantes, dichos sistemas se listan en la tabla 2.1. Durante el estado de reposo de estos sistemas se han detectado periodos fotométricos compatibles con enanas blancas pulsantes tipo ZZ Ceti, además tienen características comunes, poseen periodos orbitales cercanos al periodo mínimo ($\approx 80 - 90$ minutos) y tasas de transferencia de masa de $\approx 10^{-13} M_{\odot}/\text{año}$. En la Fig. 2.2 muestro espectros durante el estado de reposo de tres sistemas de la tabla 2.1, cada uno de ellos comparte características compatibles con los sistemas WZ Sge, mismos que serán descritos en el capítulo 3. Ya que el $\approx 90\%$ de la luz observada en

⁶ V por ser estrellas variables

⁷ La localización de las zonas de ionización en una estrella determinan sus propiedades pulsacionales

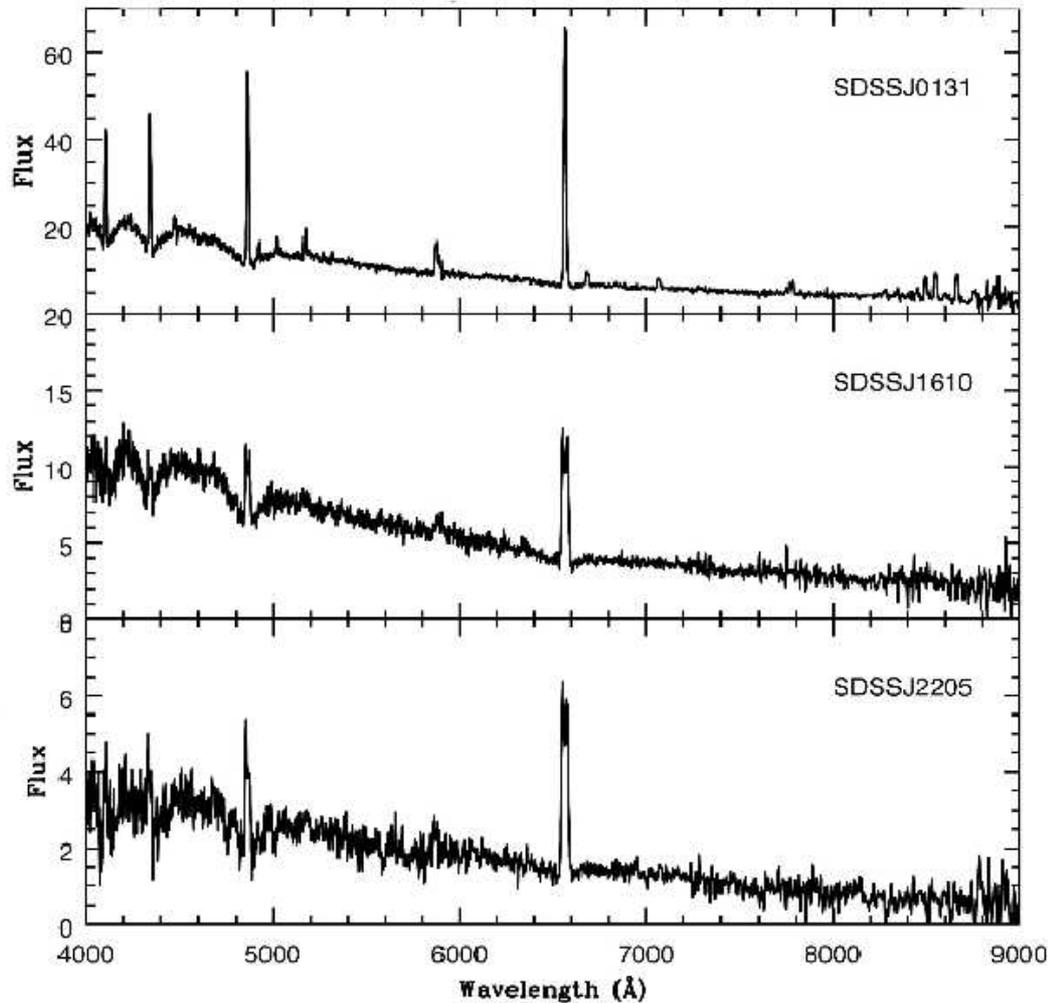


Figura 2.2: Espectros ópticos durante el estado de reposo de VC's con enanas blancas pulsantes tipo ZZ Ceti. Espectros tomados de Szkody *et al.* (2002, 2003).

el óptico, en estos sistemas en particular, proviene de la estrella central, las periodicidades observadas seguramente corresponden a la enana blanca. Otro aspecto que resulta interesante al estudiar estrellas pulsantes en VC's es el efecto que tiene en la estrella central el proceso de acreción así como los estallidos que desarrollan. En la mayoría de los sistemas mostrados en la tabla 2.1 se han detectado oscilaciones en la enana blanca después de haber presentado un súper estallido.

Tabla 2.1: Detección de enanas blancas pulsantes en Variables Cataclísmicas

Sistema	P_{orb} (min)	V (mag)	P_{pulso} (seg)	Referencia
GW Lib	76	17.0	650, 370, 230	Warner & Zyl 1998
SDSSJ1610	81	19.0	609, 347	Woudt & Warner 2004
SDSSJ2205	83	20.3	575, 475, 330	Woudt & Warner 2004
SDSSJ0131	82	18.5	595, 335, 260	Warner & Woudt 2004
V455 And	81	16.5	300–360	Araujo-Betancor et al. 2005
PQ And	81	19.5	634, 1283	Vanlandingham et al. 2005, & Patterson et al. 2005
REJ1255	119	18.0	1344, 1236, 668	Patterson et al. 2005
SDSSJ1514		19.7	559	Nilsson et al. 2006
SDSSJ1339	83	17.6	641	Gänsicke et al. 2006
SDSSJ0745	86	19.1	1010, 647	Mukadam et al. 2007
SDSSJ0919	81	18.2	260	Mukadam et al. 2007
SDSSJ1507	67	18.3	1140, 660, 500	Patterson et al. 2008
SDSSJ0804	85	17.9	756	Pavlenko 2009

2.2. Estrellas secundarias

Las estrellas secundarias que forman parte de las variables cataclísmicas son estrellas de secuencia principal de baja masa que llenan su lóbulo de Roche. La estrella secundaria transfiere masa a la enana blanca en una escala de tiempo similar a la escala de tiempo en la que el sistema pierde momento angular (mayor a la escala de Kelvin–Helmholtz), lo que permite que la estrella secundaria permanezca en equilibrio térmico. El radio de la estrella disminuye, esto provoca que se incremente la densidad promedio mientras que el periodo orbital del sistema decrece (ecuación 1.5). Si la escala de tiempo de Kelvin–Helmholtz aumenta de tal manera que la secundaria no puede reajustar su condición de equilibrio térmico ésta se expande mientras continua perdiendo masa, aumentando el periodo orbital (Paczynski 1981; Kolb & Baraffe 1999; Politano 2004). Eventualmente la masa de la secundaria cae por debajo del límite necesario para la fusión de hidrógeno en el núcleo, la pérdida radiativa en la superficie reduce el contenido de calor y la estrella donante entra en el régimen degenerado (Paczynski 1981; Gänsicke *et al* 2009). En este punto, la evolución del periodo orbital cambia de sen-

tido, lo que significa que el periodo orbital incrementa con el tiempo (Littlefair *et al.* 2003; Gänsicke *et al.* 2009). Dado el cambio en la estructura interna de la secundaria es que existe una predicción sobre la existencia de un periodo orbital mínimo, alrededor de los 80 minutos (Paczynski & Sienkiewicz 1981; Rappaport *et al.* 1982; Kolb & Baraffe 1999; Howell *et al.* 2001; Knigge 2006).

En terminos generales, las estrellas secundarias de las VC's obedecen una relación masa-radio típica para estrellas de campo de baja masa en secuencia principal (Echevarría, 1983). Sin embargo, por la falta de información respecto a la masa y el radio de las secundarias en las VC's es muy aventurado aceptar dicho comportamiento como un hecho. Lo ideal sería restringir el comportamiento de la estrella secundaria con cantidades observables, como el periodo orbital del sistema y el tipo espectral de la misma. Esto porque el tipo espectral es un buen indicador de la masa para la secundaria (Kolb & Baraffe 1999).

Beuermann (2000) muestra un diagrama del tipo espectral vs. periodo orbital (Fig. 2.3) y por la localización de las estrellas secundarias implica que éstas poseen metalicidades tipo solar. Además en VC's con $P_{\text{orb}} > 3$ horas, la mayoría de las secundarias son más frías que las estrellas de campo con metalicidad solar, lo que probablemente representa una expansión de la estrella.

De la comparación entre los dos diagramas mostrados en la Fig. 2.3 vemos que las estrellas de campo de baja masa en secuencia principal y con metalicidad solar coinciden con la ubicación de las secundarias de tipo espectral más temprano en las VC's. Las secundarias de varias VC's con $P_{\text{orb}} > 3\text{h}$ tienen un tipo espectral más tardío que el esperado para una estrella secundaria de metalicidad solar. En este caso las secundarias se expanden y tienen una menor masa que la esperada para las estrellas de secuencia principal que llenan su lóbulo de

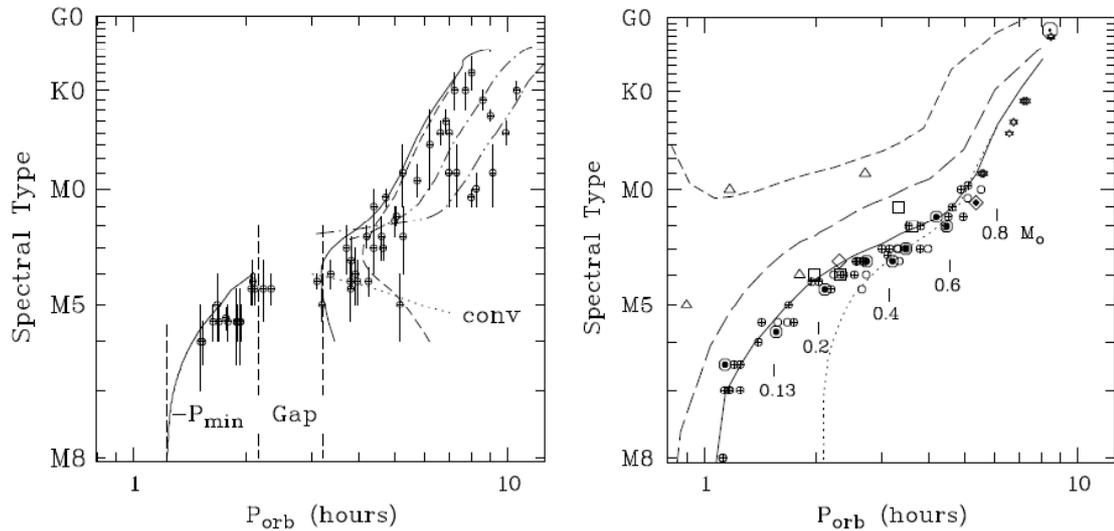


Figura 2.3: En la parte izquierda se muestra el tipo espectral de la VC's como función del periodo orbital. Los puntos son datos observacionales mientras que las líneas corresponden a predicciones teóricas de Kolb & Baraffe (1999). La parte de la derecha corresponde a la distribución del tipo espectral como función del periodo orbital para estrellas de campo suponiendo que llenan su lóbulo de Roche. Imagen tomada de Beuermann 2000.

Roche. La causa de este comportamiento es porque están fuera de equilibrio térmico debido a la transferencia de masa y la evolución nuclear previa al sobreflujo del lóbulo de Roche. Las estrellas secundarias se comportan como estrellas gigantes en la línea de Hayashi, expandiéndose a lo largo de la trayectoria evolutiva con una temperatura casi constante. Estos dos casos corresponden a las líneas sólida y segmentada de la Fig. 2.3. Los modelos evolutivos sugieren que cuando la secundaria se vuelve convectiva es porque ha alcanzado $\approx 0.2M_{\odot}$ y un tipo espectral $Spt \approx M4.5$. Si en este punto el momento angular disminuye abruptamente la secundaria entra en la banda de ausencia de periodo y reaparece por debajo de la banda con la misma masa y tipo espectral. Si consideramos aquellos sistemas con $P_{orb} > 5h$ el tipo espectral tardío observado en VC's no se pudo explicar por la pérdida del equilibrio térmico a causa de la transferencia de masa, sin embargo, son consistentes con la evolución nuclear de la secundaria previa a la transferencia de masa, Beuermann (2000).

2.2.1. Enanas Café

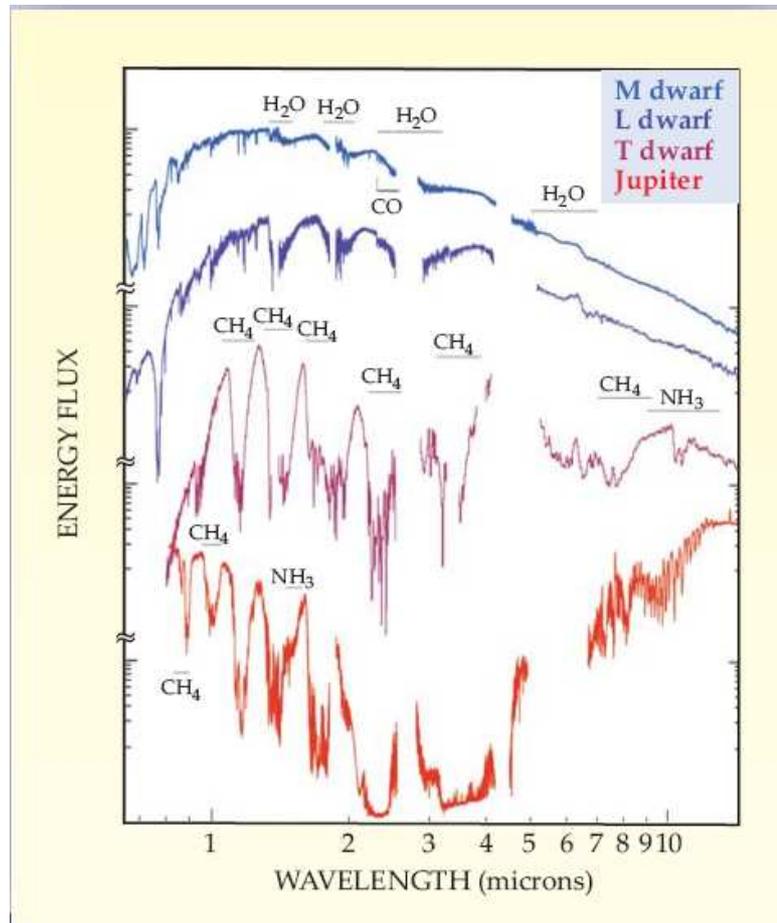


Figura 2.4: Espectro en el cercano infrarrojo para las enanas café M, L y T canónicas así como el planeta Júpiter. Las M y L son las enanas café más jóvenes, masivas y calientes. Las enanas T son las más frías conocidas en la actualidad y su espectro es mas parecido al de Júpiter, imagen de Burgasser, A. (2008).

Las enanas café son estrellas que se encuentran en equilibrio hidrostático pero no en equilibrio térmico, esto se debe a que son objetos que poseen una masa menor a $0.072 M_{\odot}$ en los cuales la presión degenerada detiene la contracción de la estrella antes de alcanzar la temperatura crítica para la fusión de hidrógeno en el núcleo.

Una enana café se enfría conforme radía energía. La temperatura del gas fotosférico va

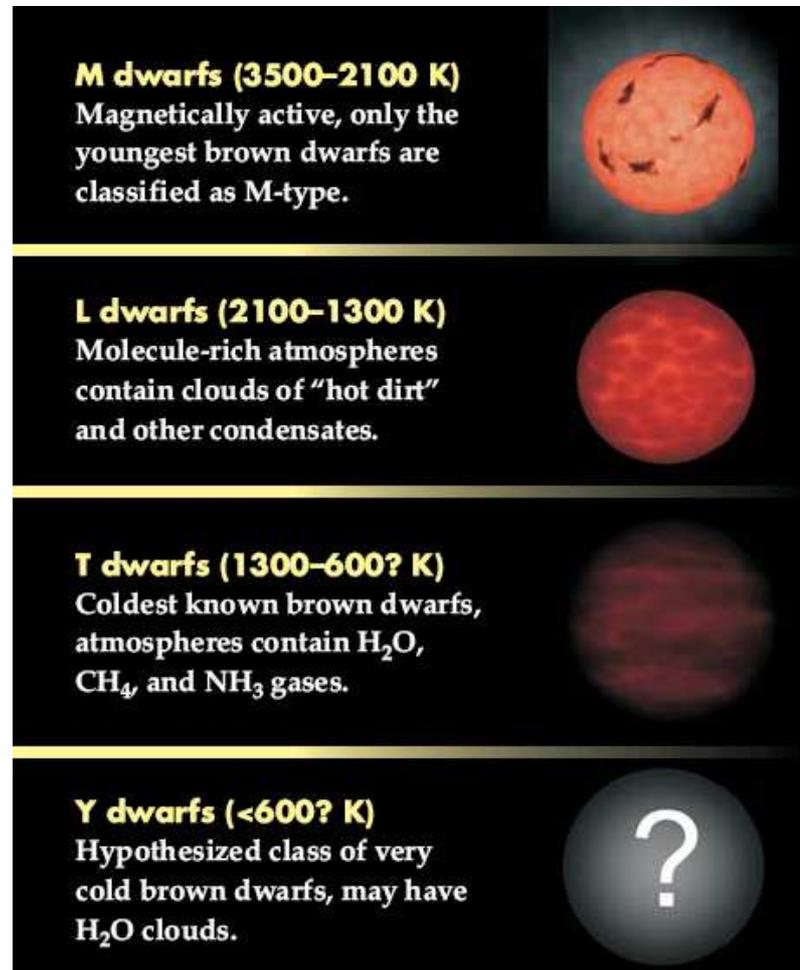


Figura 2.5: Características principales de las enanas café, imagen de Burgasser, A. (2008).

desde los 3000 K para las más jóvenes y masivas hasta, quizá, 200 K, el límite teórico para las más viejas y menos masivas. La densidad del gas en la fotosfera va de 10^{-6} a 10^{-4} g/cm³ y las presiones están entre 10^4 y 10^6 Pa (0.1 y 10 atmósferas). En estas condiciones, especies de gas atómico neutro y molecular dominan, incluyendo hidrógeno diatómico, agua, metano, monóxido de carbono, amoníaco, etc. Las moléculas que absorben la luz en la fotosfera ofrecen una distribución espectral de energía compleja, sensible a pequeños cambios en la temperatura. Las enanas café son extremadamente débiles y emiten la mayor parte su luz en el cercano infrarrojo (1 - 5 μ m). Cientos de enanas café han sido descubiertas, la mayoría en un radio

de 150 años luz del Sol. El compendio de enanas café incluye objetos con temperaturas tan bajas como 625 K y masas menores a $0.01 M_{\odot}$ Burgasser, A. (2008).

La caracterización básica que se tiene para las enanas café es el patrón de absorciones presente en su espectro (Fig. 2.4). A la fecha se tienen tres clases espectrales diferentes M , L y T , existe una cuarta clase, las enanas Y , propuesta para considerar a las enanas café más frías, no observadas aún (Fig. 2.5). Ya que las enanas café se enfrían con el tiempo, la secuencia espectral $M \rightarrow L \rightarrow T \rightarrow Y$ es también una secuencia evolutiva. Por el hecho de que una enana café de poca masa se forma con menor energía térmica de la contracción gravitacional, existe una ambigüedad inherente entre la temperatura de la enana café y su luminosidad, esta última se puede medir directamente; y entre su masa y edad, ambas se pueden determinar por separado. De esta manera, las enanas café mejor caracterizadas pudieran ser cronómetros ideales para estudios de la evolución de la Galaxia, Burgasser, A. (2008).

2.2.2. Enanas Café en Variables Cataclísmicas

La determinación de la masa de la secundaria en las VC's es indispensable para comprender la evolución secular de estos objetos. Las observaciones para probar las teorías actuales que describen la evolución de las VC's están enfocadas en la determinación de los parámetros físicos de la estrella secundaria, específicamente para aquellos sistemas con periodos menores a 2 horas, Mennickent & Diaz (2002). Se emplean cuatro métodos para tratar de resolver lo planteado por Mennickent & Diaz, éstos son: (i) el análisis de la distribución espectral de energía (Ciardi *et al.* 1998; Mason 2001); (ii) la búsqueda de indicios de la estrella secundaria a través de su velocidad radial (Dhillon & Marsh 1995; Littlefair *et al.* 2000; Steeghs *et al.* 2001); (iii) la determinación de la masa de la secundaria en sistemas donde se cono-

ce el periodo orbital y el de las súper jorobas; sin embargo, con este método la masa de la primaria por lo general se asume conocida (Patterson *et al.* 2001); (iv) por el diagnóstico espectroscópico en sistemas donde se observan los efectos de la enana blanca en la alas de las líneas de absorción (Mennickent *et al.* 2001).

En 2002 Mennickent & Diaz realizaron un ajuste a espectros infrarrojos de una muestra de VC's con periodos orbitales cortos comparándolos con objetos de tipo tardío, concluyendo de sus resultados que la forma del continuo en el infrarojo es un indicador útil del tipo espectral de la compañera. En la Fig. 2.6 se muestra una relación de $T_{\text{ef}} - P_{\text{orb}}$, para la muestra analizada por Mennickent & Diaz. HV Vir, WZ Sge, EF Eri, WX Cet, LL ANd y SW UMa, por su ubicación, parecen ser sistemas post periodo mínimo, mientras que RZ Leo y CU Vel están evolucionando hacia su periodo orbital mínimo.

En la tabla 2.2 están listadas las VC's candidatas a poseer una enana café como secundaria, Littlefair *et al.* (2003). La primer columna es el nombre del objeto; la segunda corresponde al periodo orbital del sistema; la tercera muestra el método por medio del cual se infiere la presencia de una enana café como secundaria, aquí SED, RV1, RV2, Línea y Sup representan una ajuste a la distribución espectral de energía en el cercano infrarojo (a excepción de SDSS J1238 en el cual se realizó el ajuste tanto en el óptico como en el infrarojo), estimación de la velocidad radial de la primaria, estimación de la velocidad radial de la secundaria, identificación de líneas en el cercano infrarojo, relación entre el cociente del periodo de la súper joroba y la masa (Patterson, 2001) respectivamente; finalmente la cuarta columna indica las respectivas referencias⁸.

⁸ 1. Mennickent *et al.* (2001); 2. Howell & Ciardi (2001); 3. Littlefair, Dhillon & Martín (2002); 4. Patterson (2001); 5. Littlefair *et al.* (2000); 6. Mennickent & Diaz (2002); 7. Mason (2001); 8. Howell *et al.* (1998); 9. Beuermann *et al.* (2000); 10. van Teeseling, Hessman & Romani (1999); 11. Steeghs *et al.* (2001); 12. Ciardi *et al.* (1998); 13. Avilés *et al.* (2010).

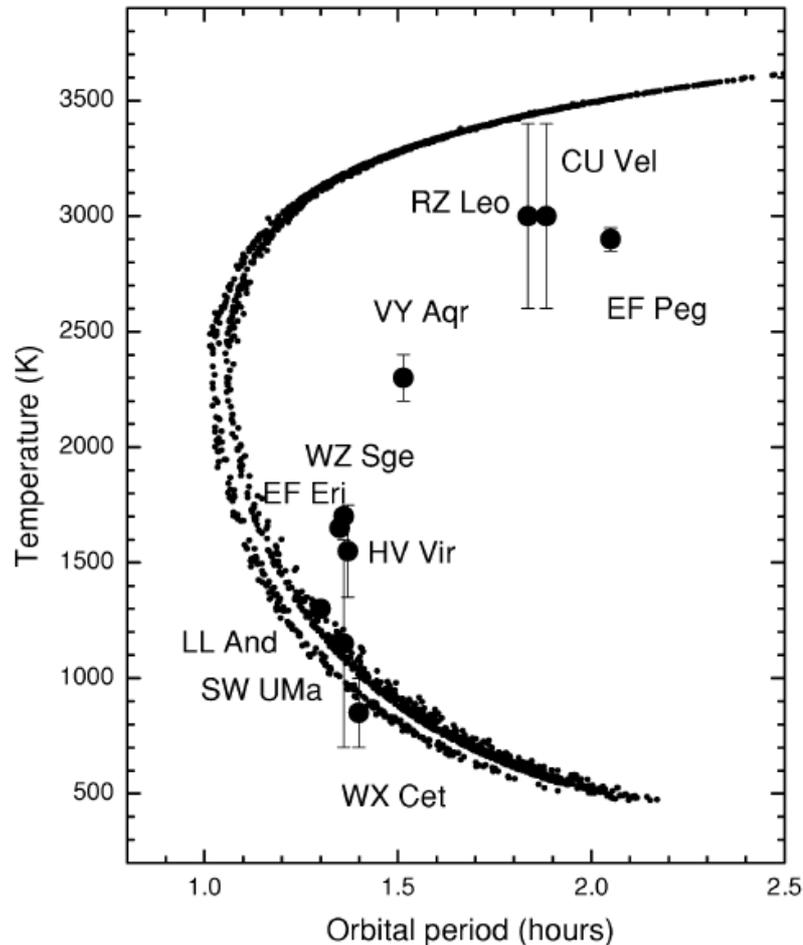


Figura 2.6: Variables cataclísmicas cercanas al periodo mínimo, figura 7 de Mennickent & Diaz (2002)

Estudios teóricos muestran que las VC's que se forman actualmente con una secundaria enana café ocupan el rango de periodos orbitales de 46 minutos a 2.5 horas, dentro de las cuales el 15 % se están formando con periodos orbitales menores a 78 minutos, Politano (2004). Este tipo de sistemas, los que nacen con una enana café como secundaria, podrian explicar el periodo ultra corto e inusual de algunas VC's, como V485 Cen ($P_{orb} = 59$ minutos) y RX 2329+06 ($P_{orb} = 64$ minutos). Finalmente un modelo que considere VC's que nacen con una enana café puede explicar sistemas con periodos por encima del periodo mínimo, por ejemplo

Tabla 2.2: Variables cataclísmicas con secundarias candidatas a enanas café

Sistema	P_{orb} (min)	Detección	Referencia
1RXS J105010.3-140431	88.6	Rv1	1
SDSS J1238	80	Sed*	13
LL And	79.2	Líneas	2, 3
VY Aqr	90.8	Sed + Líneas + Sup	4, 5, 6
OY Car	90.8	Sup	4
V436 Cen	90	Sup	4
WX Cet	84	Sed + Sup	4, 7
EG Cnc	86.4	Sup	4
AL Com	81.6	Rv1 + Sup	4, 8
EF Eri	81	Sed + Líneas	2, 9
V592 Her	80.5	Sed	10
MM Hya	83	Sup	4
DI UMa	78.6	Sup	4
SW UMa	81.8	Sed	7
WZ Sge	81.6	Rv2 + Sed + Sup	4, 11, 12
HV Vir	82.2	Sed + Sup	6, 7

DI UMa, EF Eri, WZ Sge, AL Com, EG Cnc y VY Aqr. Es muy probable que en estos seis sistemas la secundaria llegó a ser sub-estelar por efectos de la pérdida de masa.

Littlefair *et al.* (2006) argumentan haber descubierto el primer sistema binario de periodo corto, SDSS 103533.03+055158.4, en poseer una estrella secundaria enana café, al medir una masa para la estrella donante de $0.052 M_{\odot}$. De esta manera el sistema SDSS 103533.03+055158.4 se convirtió en el primer objeto en ser candidato a sistema rebotado.

No todos los sistemas binarios de periodo corto que poseen una enana café como secundaria han evolucionado o están evolucionando hacia periodos mayores y por tanto ser considerados como sistemas rebotados. Cierta cantidad de sistemas nacen con una configuración enana blanca - enana café, Politano (2004). Basados en los resultados de Politano, Littlefair *et al.* (2007) argumentan que el sistema eclipsante de periodo orbital corto ($P_{orb} =$

66.61 min) SDSS J150722.30+523039.8 es una VC que se formó directamente como un sistema enana blanca - enana café. Después de ajustar un modelo a la curva de luz y determinar las masas y radios de las componentes.

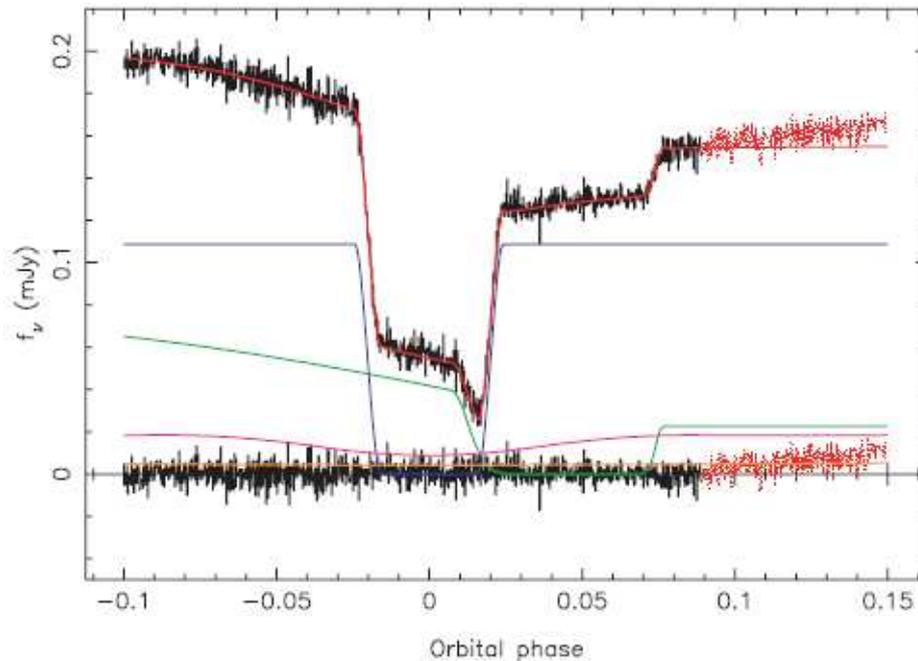


Figura 2.7: Ajuste a la curva de luz del eclipse de SDSS J150722.30+523039.8, los datos están en negro, el ajuste en rojo. La línea azul representa a la enana blanca, la verde es el punto brillante y la morada corresponde al disco de acreción. En la parte final se muestran los residuales del ajuste. Figura tomada de Littlefair et al. (2007).

2.3. Discos de acreción en VC's.

En las VC's se pueden observar discos en estado de reposo así como discos fuera de equilibrio. La luz emitida por las VC's en estado de reposo, y particularmente por las las novas enanas durante el máximo del estallido, esta dominada por la emisión del disco.

En esta sección se tratará solo con la física esencial involucrada en los discos de acre-

ción, con la idea de establecer lo mínimo necesario para entender el proceso de su formación y evolución.

2.3.1. Trayectoria de las partículas de gas en sistemas binarios y la formación de un disco de acreción.

Conforme las partículas de gas fluyen por el punto L_1 , las líneas de flujo se deflectan por efectos de la fuerza de coriolis y forman un ángulo respecto al eje x , el cual depende del cociente de masa, q (Lubow & Shu 1975), panel superior izquierdo de la Fig. (2.8). La primaria incrementa la velocidad de las partículas de gas de forma que el flujo de partículas se expande de manera transversal a la velocidad del sonido, panel superior derecho de la Fig. (2.8). Cuando el flujo de gas pasa por la primaria (a menos que la primaria presente un campo magnético fuerte) su trayectoria cae completamente en el plano orbital de la binaria, colisiona consigo mismo en un punto dentro de lóbulo de Roche relativamente cercano a la primaria. Esta colisión supersónica calienta el gas a altas temperaturas, por lo que radía la energía cinética relativa al impacto. Sin embargo, como el momento angular se conserva esto hace que se genere un anillo de material en una órbita circular alrededor de la enana blanca, panel inferior izquierdo de la Fig. (2.8). El anillo que se forma tiene una extensión radial finita y rota de manera diferencial (suponiendo una velocidad Kepleriana para una órbita circular a una distancia r de la primaria). La evolución del anillo a un disco de acreción, panel inferior derecho de la Fig. (2.8), se da cuando por procesos viscosos se genera un exceso de calor que es radiado al tiempo que parte del material del anillo se dirige hacia la enana blanca, para drenar energía del sistema binario, mientras otra fracción del anillo se mueve hacia la parte externa, para conservar el momento angular.

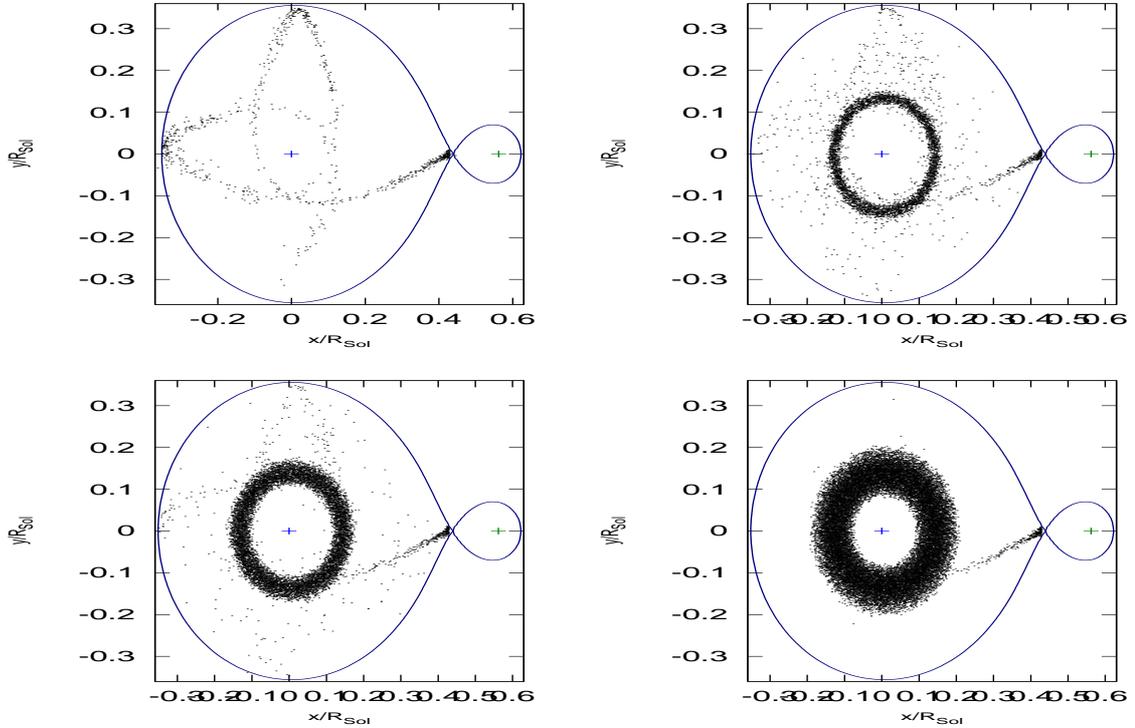


Figura 2.8: Proceso de formación del disco de acreción a partir de la trayectoria de las partículas que pasan a través del punto L_1

El flujo de gas tiene una distancia de máximo acercamiento, $r_{\text{mín}}$, al centro de la primaria, Lubow & Shu (1975).

$$\frac{r_{\text{mín}}}{a} = 0.0488q^{-0.464} \quad 0.05 < q < 1, \quad (2.1)$$

Como el radio de una enana blanca es mayor que 1×10^9 cm, entonces las ecuaciones (1.4) y (2.1) indican que el flujo de partículas no impactará en la enana blanca dado que todas las variables cataclísmicas satisfacen

$$P_{\text{orb}} > 0.44 \frac{q^{0.7}}{(1+q)^{1/2}} M_1^{-1/2} \quad (\text{h}), \quad (2.2)$$

2.3.2. Mancha Brillante

Cuando el disco se ha formado, el flujo de partículas continúan impactando en el borde externo a velocidades supersónicas, creando un área que puede radiar tanto o más energía en longitudes de onda del óptico que el resto de componentes (primaria, secundaria, disco) llamada mancha brillante. Para algunas VC's, la posición de la mancha brillante se puede inferir a partir de la observación de eclipses en la curva de luz.

Debido a que el impacto de material en el disco de acreción es turbulento, existen cambios en la estructura y posición de la mancha brillante. Por ejemplo, estas variaciones se ajustan con los “parpadeos” observados en la curva de luz del sistema U Gem.

Cuando se estudia la interacción del flujo de material y el disco de acreción se pueden presentar cuatro obstáculos: (a) Si la región de impacto es ópticamente gruesa, entonces la energía que se produce por el impacto no se radía rápidamente, por lo que parte del flujo se dispersa dentro del lóbulo de Roche; (b) un flujo denso puede penetrar el borde del disco, liberando su energía cinética a profundidades ópticas mayores a uno, por lo tanto el anillo se calienta localmente incrementando su altura al tiempo que se genera una protuberancia que gira en el borde del disco, prácticamente a la mitad del perímetro; (c) se pueden formar dos frentes de choque, el flujo de material entra por uno, pasa por el material del disco y llega hasta el otro; (d) parte del material puede fluir a través del disco y continuar su trayectoria hasta que impacta el otro extremo del disco en un tiempo posterior, dando la posibilidad de formar una segunda mancha brillante.

2.3.3. Teoría de los discos de acreción

Las suposiciones que se hacen para desarrollar la teoría que describe los discos de acreción presentes en las VS's son: (i) el flujo de material llega al plano orbital, (ii) el impacto turbulento en la mancha brillante no genera un aumento en el tamaño en la dirección z del disco, (iii) el gas proveniente de la secundaria posee momento angular predominantemente sobre el plano de la orbita. Por lo que el espesor del disco se puede determinar solo considerando equilibrio hidrostático. (iv) En la mayor parte del disco de acreción la velocidad angular de las partículas, $\Omega(r)$, no difiere mucho del valor Kepleriano

$$\Omega_K(r) = \left(\frac{GM_1}{r^3} \right)^{1/2} \quad (2.3)$$

(v) solo se considera el campo gravitacional de la secundaria cuando el radio del disco es comparable con el radio del lóbulo de Roche de la primaria. Situación que se presenta en sistemas evolucionados, donde la interacción de marea juega un papel importante en la evolución del disco.

Una vez establecido el disco de acreción, las partículas que lo conforman se mueven en dirección de la primaria por efectos viscosos que se presentan entre un anillo del disco y sus adyacentes, presentándose un corrimiento radial del material, mismo que tiene asociada una velocidad de corrimiento radial v_{rad} .

Las ecuaciones que determinan la estructura del disco se obtienen a partir de la conservación de masa y de la conservación de momento angular

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Sigma v_{\text{rad}}), \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\Sigma r^2 \Omega) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \Sigma v_{\text{rad}} r^2 \Omega) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^3 \nu_k \Sigma \frac{d\Omega}{dr} \right). \quad (2.5)$$

Σ es la densidad superficial que es la masa por unidad de área integrada a lo largo de la dirección z del disco, $= 2 \int \rho dz$. ν_k es el coeficiente de la viscosidad cinemática efectiva del gas.

Un elemento esencial para la formación de discos es la presencia de alguna forma de viscosidad que transporte momento angular hacia las partes externas del disco y así permitir al material orbitar en forma espiral alrededor de la estrella primaria, Shakura & Sunyaev (1973).

Eliminando v_{rad} de la ecuaciones (2.4) y (2.5) se obtiene la ecuación para la densidad superficial dependiente del tiempo

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{d(r^2 \Omega)/dr} \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu_k \Sigma r^3 \frac{d\Omega}{dr} \right) \right], \quad (2.6)$$

Para órbitas circulares Keplerianas, $\Omega \propto r^{-3/2}$, la ecuación (2.6) se simplifica de la siguiente manera

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^{1/2} \frac{\partial}{\partial r} (\nu_k \Sigma r^{1/2}) \right]. \quad (2.7)$$

La ec. (2.7) es la ecuación básica que gobierna la evolución temporal de la densidad superficial en un disco Kepleriano. En base a 2.7 el material se mueve en dirección de la primaria mientras que el momento angular se distribuye en la dirección del borde externo del disco.

Para conocer el efecto que tiene la viscosidad en un disco de acreción se necesita alguna descripción de ν , por ejemplo al suponer $\nu = \text{constante}$, la ecuación (2.7) se puede resolver por medio del método de separación de variables, Frank, King & Raine (2002), considerando a $\Sigma(r, t)$ como el material distribuido en un anillo de masa m a un radio r_0 de la estrella central

$$\Sigma(r, t = 0) = \frac{m}{2\pi r_0} \delta(r - r_0), \quad (2.8)$$

aquí $\delta(r - r_0)$ es la función delta de Dirac, la solución es

$$\Sigma(r, t) = \frac{m}{\pi r_0^2} \tau^{-1} \exp\left(-\frac{1+x^2}{\tau}\right) I_{1/4}(2x/\tau), \quad (2.9)$$

donde $I(z)$ es una función de Bessel modificada, $x = r/r_0$ y $\tau = 12\nu t r_0^{-2}$. La figura (2.9) muestra Σ como una función de x para varios valores de τ . Cuando ν es constante tiene el efecto de dispersar el anillo original en una escala de tiempo viscosa a cada radio r , de modo que

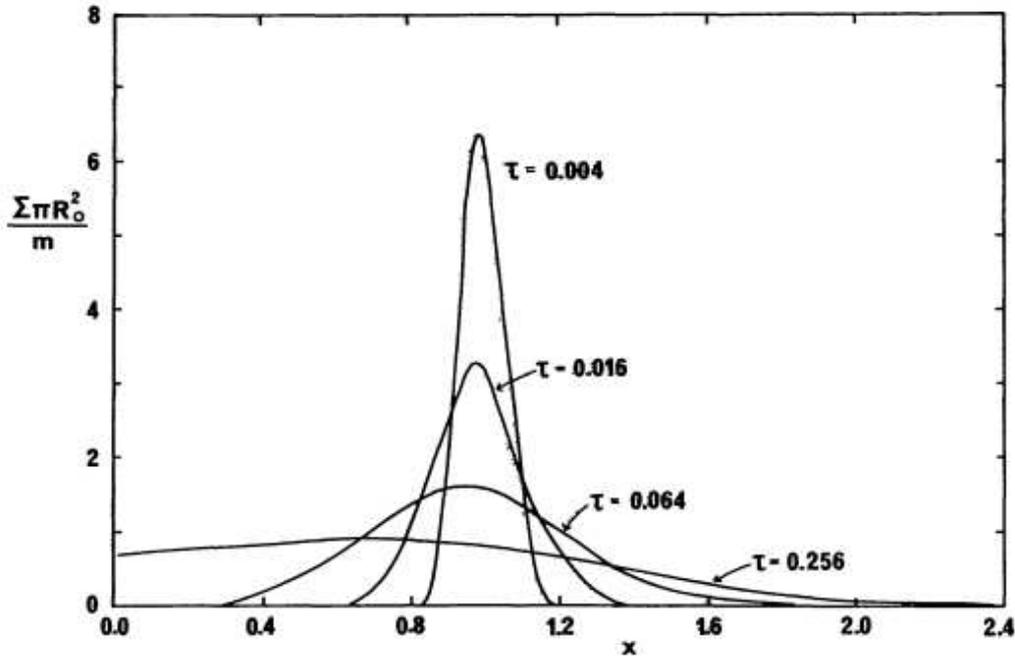


Figura 2.9: Evolución viscosa de un anillo de masa m . La densidad Σ se muestra como una función del radio adimensional $x = r/r_0$, donde r_0 es el radio inicial del anillo, y el tiempo adimensional $\tau = 12\nu t r_0^{-2}$ donde ν es la viscosidad (Pringle 1981).

$$t_v(r) \sim r^2/\nu_k, \quad (2.10)$$

lo cual implica una velocidad de corrimiento radial

$$v_{\text{rad}} \sim v_k / r \quad (2.11)$$

lo que también significa que $t_v(r)$ se puede expresar como

$$t_v \sim r / v_{\text{rad}} \sim \frac{r^2}{v_k}, \quad (2.12)$$

Condiciones externas, como la tasa de transferencia de masa hacia el disco, cambian en escalas de tiempo mayores que t_v . En cuyo caso el disco se establecerá en un estado estacionario, mismo que se puede examinar con la condición $\frac{\partial}{\partial t} = 0$. Bajo ésta condición se puede integrar la ecuación de conservación de masa (2.4) para obtener

$$\dot{M}(d) = 2\pi r \Sigma (-v_{\text{rad}}), \quad v_{\text{rad}} < 0 \quad (2.13)$$

Para el caso de las ecuaciones (2.6) y (2.7), es necesario establecer una condición de frontera en los bordes interno y externo del disco. Si consideramos la ausencia de un campo magnético en la estrella central que afecte el flujo de material hacia ella, entonces el disco se expandirá hasta que su radio interno sea igual al radio de la estrella central ($r = r_*$). En una situación real, la estrella debe rotar más lentamente, $\Omega_* < \Omega_K(r_*)$ (Ω_* es la velocidad angular en el ecuador de la estrella central), por lo que debe existir un punto donde $\Omega_K(r_*) = \Omega_*$, el cual es llamado “frontera límite” y se espera que sea de un espesor muy delgado ($\ll r_*$). Bajo éstas suposiciones se tienen que $d\Omega / dr = 0$, la cual establece la condición de frontera necesaria en el borde interno del disco para obtener

$$v_k \Sigma = \frac{\dot{M}(d)}{3\pi} \left[1 - \left(\frac{r_*}{r} \right)^{1/2} \right], \quad (2.14)$$

En la frontera externa del disco lo que ocurre es que la interacción de marea con la estrella secundaria drena el flujo de momento angular que fluye hacia afuera. La tasa de generación de energía por efectos viscosos es

$$D(r) = \nu_k \Sigma \left(r \frac{d\Omega}{dr} \right)^2 \quad (2.15)$$

$$= \frac{3GM_1 \dot{M}(d)}{4\pi r^3} \left[1 - \left(\frac{r_*}{r} \right) \right] \quad (2.16)$$

$$\sim \frac{3}{4\pi} \Omega_K^2(r) \dot{M}(d) \quad \text{para } r \gg r_* \quad (2.17)$$

La energía producida es radiada por las dos caras del disco a una tasa de $2\sigma T_{\text{ef}}^4(r)$, donde T_{ef} es la temperatura efectiva y σ es la constante de Stephan-Boltzman. Por lo tanto la estructura de la distribución de temperatura radial del disco esta dada por

$$T_{\text{ef}}(r) = T_0 \left(\frac{r}{r_*} \right)^{-3/4} \left[1 - \left(\frac{r_*}{r} \right)^{1/2} \right]^{1/4}, \quad (2.18)$$

donde

$$T_0 = \left(\frac{3GM_1 \dot{M}(d)}{8\pi\sigma r_*^3} \right) \quad (2.19)$$

$$= 4.10 \times 10^4 r_*^{-3/4} M_1^{1/4} \dot{M}_{16}^{1/4}(d) \quad (\text{K}), \quad (2.20)$$

y r_* esta en unidades de 10^9 cm, mientras que \dot{M} en unidades de 10^{16} g s⁻¹.

La máxima temperatura en el disco ocurre cuando $r = (49/36)r_*$ y tiene un valor de $0.488T_*$. Para $r \gg r_*$, la ecuación (2.18) se simplifica a

$$T_{\text{ef}}(r) \approx T_0 \left(\frac{r}{r_*} \right)^{-3/4}. \quad (2.21)$$

Un disco de acreción en estado estacionario posee una temperatura superficial que incrementa desde su borede externo a un máximo cerca de la estrella primaria. Para valores típicos en VC's $\dot{M}(d) \approx 10^{16} - 10^{18}$ g s⁻¹ $\approx 10^{-10} M_{\odot}$, las regiones internas de los discos de acreción

emiten radiación *UV* y las partes externas emiten radiación *IR*.

La ecuación (2.18) permite una comparación con las observaciones. Esto es, al comparar la distribución de flujo predicha con las distribuciones observadas, o al usar los eclipses para estimar mapas de intensidad espacial de los discos de acreción.

Respecto a la estructura vertical del disco, si este tiene una masa m despreciable, entonces se presenta el equilibrio hidrostático entre el gradiente de presión y la componente z del campo gravitacional de la estrella primaria:

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \rho \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{GM_1}{(r^2 + z^2)^{1/2}} \right] \quad (2.22)$$

$$= \frac{G\rho M_1 z}{r^3} \quad \text{para un disco delgado, } z \ll r \quad (2.23)$$

$$= g\rho \frac{z}{r} \quad (2.24)$$

Si el disco es ópticamente grueso en la dirección z entonces, la ecuación (2.22) se debe resolver de manera simultánea con la ecuación de transporte radiativo para el flujo radiativo, $F(z)$, a través de la cara del disco:

$$F(z) = \frac{-16\sigma T^3(z)}{3\kappa_R \rho} \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (2.25)$$

donde κ_R es el coeficiente de absorción de Rosseland.

Resolviendo la ecuación (2.25) en la aproximación de Eddington se obtiene la temperatura en la mitad del plano

$$T^4(\text{mid}) = \frac{3}{8} \kappa_R \Sigma T_{\text{ef}}^4 \quad (2.26)$$

en el caso ópticamente delgado, suponiéndolo isotérmico, el flujo emitido es

$$F = \sigma T_{\text{ef}}^4 = \Sigma \kappa_{\text{R}} \sigma T^4(\text{mid}). \quad (2.27)$$

Para una ecuación isotérmica en la dirección z a partir de (2.22) se obtiene

$$\rho(r, z) = \rho_c(r) e^{-z/2H^2} \quad (2.28)$$

donde $\rho_c(r)$ es la densidad en la parte central del plano y H es la escala de altura, la cual puede ser evaluada ya que de la ecuación (2.28)

$$H^2 = -z / \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz}, \quad (2.29)$$

a partir de $P = \rho c_s^2$ y la ecuación (2.22) se tiene una de las dos siguientes ecuaciones

$$H = \left[\frac{r^3}{GM_1} \right]^{1/2} c_s \quad (2.30)$$

$$= c_s / \Omega_{\text{K}} \quad (2.31)$$

$$\frac{H}{r} = \frac{c_s}{v_{\text{K}}(r)} \quad (2.32)$$

ésta última a partir de la ecuación (2.16). La densidad cae rápidamente con la altura por encima del plano. También, un disco delgado es uno en los cuales la velocidad local Kepleroiana es altamente supersónica.

La condición para un disco ópticamente grueso en la dirección z es entonces

$$\rho H \kappa_{\text{R}} = \frac{1}{2} \Sigma \kappa_{\text{R}} \gg 1 \quad (2.33)$$

Si (2.33) se satisface, la energía generada por disipación viscosa es radiada de un medio ópticamente grueso y no es muy diferente de la emisión de un cuerpo negro. Sin embargo, si (2.33) no se satisface, aunque la radiación escapa más fácilmente de la región central del plano del disco, la emisividad del gas es menor que la de un cuerpo negro, así que la temperatura del gas debe ser mayor que en el caso ópticamente grueso.

La distribución de flujo detectada por un observador a la distancia d es

$$F_\nu = \frac{2\pi \cos i}{d^2} \int_{r_*}^{r_d} I_\nu r dr \quad (2.34)$$

donde i es el ángulo de inclinación del sistema binario. Aproximando la intensidad I_ν con una distribución de cuerpo negro y empleando la distribución de temperatura radial (2.18) obtenemos una aproximación al espectro continuo de un disco de acreción estacionario.

$$B_\nu(T) = \frac{2\pi\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{(-h\nu/kT)} - 1} \quad (2.35)$$

$$F_\nu = \frac{8\pi h \cos i \nu^3}{c^2 d^2} \int_{r_*}^{r_d} \frac{r dr}{e^{(-h\nu/kT)} - 1}. \quad (2.36)$$

El espectro dado por (2.36) se muestra en la Fig. (2.10). La forma de este espectro es fácil de deducir a partir de (2.36). Para frecuencias $\nu \ll kT(r_d)/h$ la función de Planck toma la forma de Rayleigh-Jeans $2kT\nu^2/c^2$; por lo tanto $F_\nu \propto \nu^2$. Para $\nu \gg kT_*/h$ cada función de Planck asume la forma de Wien, $2h\nu^3 c^{-2} e^{-h\nu/kT}$; la integral en (2.36) está dominada por las partes más calientes del disco ($T \approx T_*$) y el espectro integrado es tipo exponencial. Para la región del disco donde se cumple $r \gg r_*$ se obtiene la distribución de temperatura de la ecuación (2.21), y la ecuación (2.35) simplifica el rango de frecuencias $kT(r_d)/h \ll \nu \ll kT_*$

a

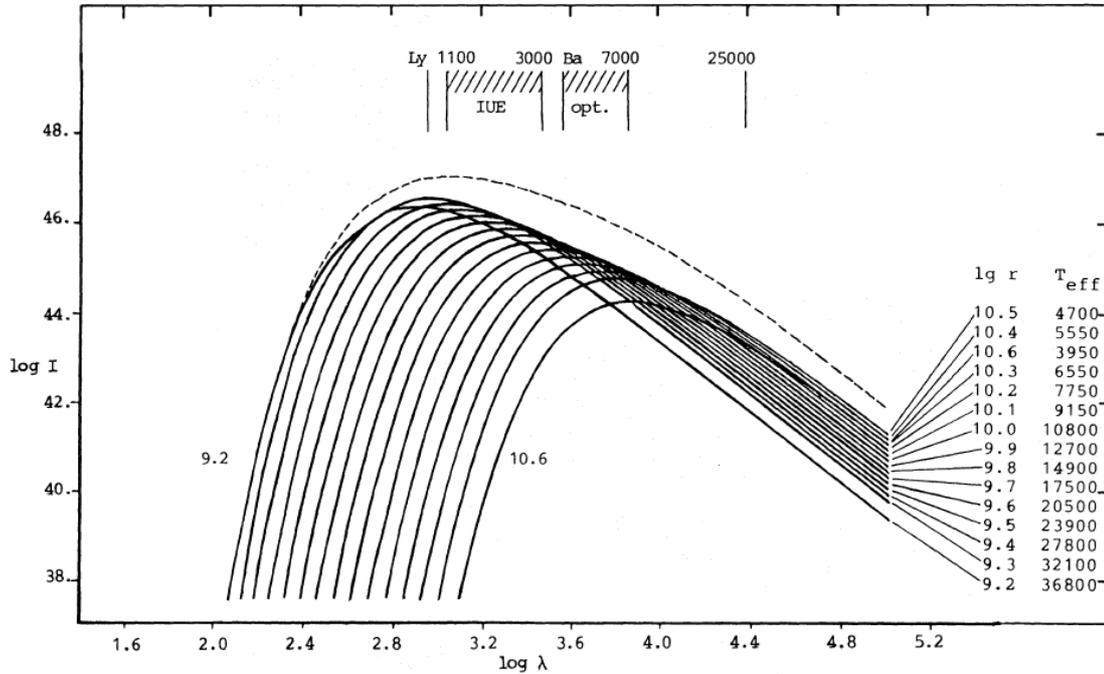


Figura 2.10: Contribución de anillos en un disco estacionario tipo cuerpo negro alrededor de una enana blanca de $1 M_{\odot}$. La intensidad emitida por cada anillo esta en función de la longitud de onda. La línea segmentada representa el flujo emitido por el disco. Las temperaturas efectivas para cada anillo estan listadas. Para orientación se indican los bordes de Lyman y Balmer al igual que el UV, óptico y una línea del IR (la Douse 1989).

$$F_{\nu} \propto \nu^{1/3} \int_0^{\infty} \frac{x^{5/3}}{e^x - 1}, \quad (2.37)$$

donde $x = hv/kT$. Por lo tanto $r_d \gg r_2$ (y por tanto $T(r_d) \ll T_*$), el espectro de un disco en estado estacionario esta caracterizado por cuerpo negro estrecho; la parte plana

$$F_{\nu} \propto \nu^{1/3}, \quad (2.38)$$

ó

$$F_{\lambda} \propto \lambda^{-7/3}, \quad (2.39)$$

es algunas veces considerada como el espectro característico de un disco.

La aproximación de Shakura & Sunyaev (1973), que actualmente se utiliza, parametriza la viscosidad, ν_k , como

$$\nu_k = \alpha c_s H, \quad (2.40)$$

$$= \alpha H^2 \Omega_K(r) \quad (2.41)$$

esto representa la viscosidad generada por turbulencia. Para una turbulencia subsónica se tiene que $\alpha < 1$. De la ecuación (2.11) tenemos

$$v_{\text{rad}} \sim \alpha \left(\frac{H}{r} \right) c_s, \quad (2.42)$$

lo cual muestra que la velocidad del corrimiento radial es altamente subsónica, $v_{\text{rad}} \sim 0.3 \text{ km s}^{-1}$ ($c_s \sim 10 \text{ km s}^{-1}$), y, de la ecuación (2.13)

$$\dot{M}(d) \sim 2\pi\alpha\Omega(r)H^2\Sigma. \quad (2.43)$$

La solución a las ecuaciones de un disco en estado estacionario con $\alpha = \text{constante}$ y una opacidad de Kramers da que

$$\frac{H}{r} = 1.72 \times 10^{-2} \alpha^{-1/10} \dot{M}_{16}^{3/20} (d) M_1^{3/8} r_{10}^{1/8} \left[1 - \left(\frac{r_1}{r} \right)^{1/2} \right]^{3/5}, \quad (2.44)$$

la cual para el caso $r \gg r_*$ nos conduce a

$$H \propto r^{9/8}. \quad (2.45)$$

Por lo tanto las caras de un disco en estado estacionario son concavas como lo muestra la figura (2.11) y pueden estar iluminadas por la radiación de la primaria y la capa límite. La capa límite puede emitir tanta radiación como el disco entero, así que es una cantidad

significante de calor del disco, y consecuentemente se puede apartar de la distribución de temperatura especificada en la ecuación (2.18).



Figura 2.11: Sección a través de un disco delgado con $\alpha = \text{constante}$, mostrando que las caras del disco son cóncavas en éste caso.

2.4. Modelos para los estallidos en estrellas novae enanas

Existen tres modelos en la literatura para explicar el comportamiento de los sistemas SU UMa, particularmente la liberación de energía que presentan. A continuación presentaré una breve descripción de cada uno de los modelos así como sus aciertos y fracasos.

Las estrellas tipo SU UMa muestran dos tipos de estallidos, los estallidos normales y los súper estallidos, estos últimos tienen mayor duración y amplitud que los estallidos normales, de 10 a 20 días y de 1 magnitud, respectivamente. Los súper estallidos están caracterizados por la presencia de modulaciones periódicas, llamadas “súper jorobas”, cuyo periodo es ligeramente mayor que el periodo orbital del sistema ($\approx 3\%$).

El primer modelo al que hago referencia fue introducido formalmente en 1975 por Bath.

Éste modelo toma en consideración el comportamiento de una estrella de poca masa con envolvente convectiva (estrella secundaria), en la que aumenta el radio conforme disminuye la masa. Paczynski *et al.* (1969) establecieron que la pérdida de masa ocurre tan rápido que la envolvente convectiva en dichas estrellas se vuelve radiativa. Con lo anterior como hipótesis, los estallidos en las novae enanas se producen por una variación en la tasa de transferencia de masa, \dot{M} , por los ajustes que tiene que llevar a cabo la secundaria a causa de la pérdida de masa. En estrellas con envolturas radiativas, mientras pierden masa disminuye su radio por lo que dejan de estar en contacto con su lóbulo de Roche cesando momentáneamente \dot{M} en una escala de tiempo dinámica ($t_{\text{din}} = R / V_{\text{esc}}$). El cambio en \dot{M} se presenta porque las zonas de ionización del H y HeI, además de ser inestables se ajustan en un tiempo de escala térmico ($t_{\text{th}} = U / L$) produciendo inestabilidades dinámicas.

Éste modelo logra reproducir estallidos en intervalos de 10 a 100 días con una amplitud de 1.5 magnitudes, a pesar de lo cual, presenta varios inconvenientes: 1) sistemas con valores grandes de \dot{M} no muestran estallidos similares a las novae enanas, 2) No establece un valor de \dot{M} para el cual la tasa de transferencia de masa sea estable, 3) Sistemas como las binarias de rayos X de baja masa no muestran estallidos como las novae enanas y finalmente 4) la forma de la curva de luz durante un estallido no empata con las observaciones.

El segundo modelo fue el propuesto por Osaki (1989), y es conocido como el modelo de inestabilidad térmico de marea, actualmente es el modelo más aceptado para explicar el fenómeno de los estallidos en las novae enanas tipo SU UMa. Varios autores han modelado la curva de luz, durante los estallidos, de las novae enanas considerando este modelo y la prescripción alfa para la viscosidad turbulenta (Shakura & Sunyaev 1973). Bajo éste modelo, se consideran dos estados térmicos en el disco de acreción por lo que el disco posee

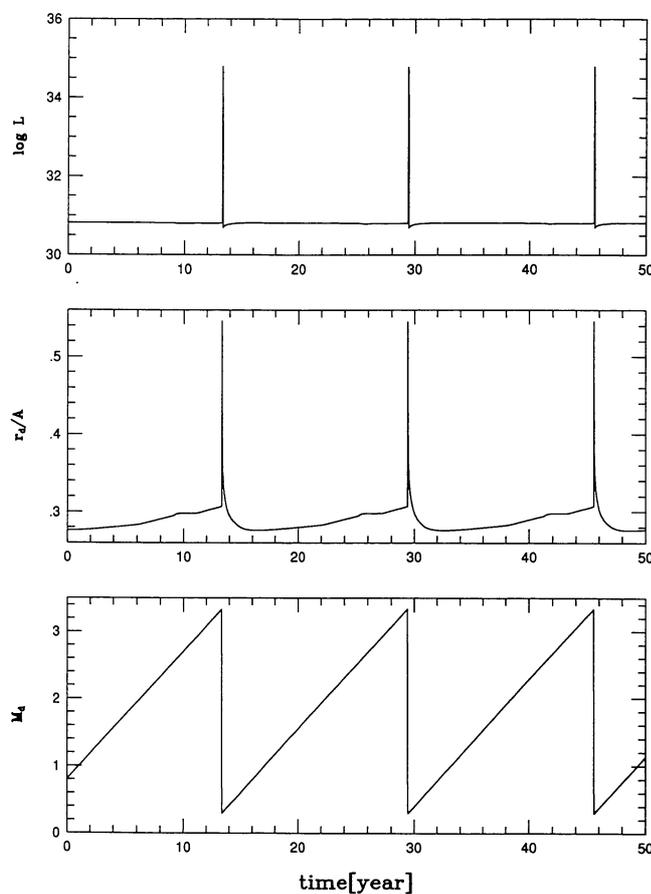


Figura 2.12: Curva de luz de una estrella tipo WZ Sge. Osaki *et al.* (1997)

dos valores para el coeficiente α , uno para el estado caliente⁹ y otro para el estado frío¹⁰. Siendo por lo general $\alpha_{\text{caliente}} \approx 0.2$ y $\alpha_{\text{frío}} \approx 0.02$, lo que finalmente corresponde al estallido y al estado de reposo, respectivamente. Este modelo explica los estallidos de las novae enanas como oscilaciones de una relajación térmica entre un estado caliente-ionizado y un estado frío-no ionizado en un disco de acreción con dos estados estables posibles. Las oscilaciones de relajación térmica se entienden mejor en base a la curva de equilibrio “S”, Fig. 2.13. El disco frío llega a ser térmicamente inestable cuando la densidad del gas acumulado en el disco alcanza un valor crítico. El disco, entonces, experimenta una transición hacia el estado

⁹ En este estado el disco de acreción está formado por H completamente ionizado

¹⁰ En el estado frío, el disco de acreción está formado de H neutro

caliente. (Osaki 1974; Hoshi 1979; Meyer, Meyer-Hofmeister 1981; Smak 1982; Cannizzo et al. 1982). El estallido provoca una expansión en el disco. En el caso de que el disco posee suficiente momento angular, sus bordes externos alcanzan el radio de la resonancia 3:1, lo cual da origen a la inestabilidad de marea (Whitehurst 1988). El disco se vuelve excéntrico, y como resultado la fuerza de marea que ejerce la secundaria produce una disipación adicional de momento angular en el disco, desarrollándose así un súper estallido. Debido a la excentricidad del disco se observan modulaciones periódicas, asociadas al movimiento orbital de la estrella secundaria, llamadas súper jorobas. El periodo de la súper joroba es ligeramente mayor que el periodo orbital debido precisamente a la precesión de la onda de excentricidad (Patterson et al. 2005).

El modelo de inestabilidad térmica de marea puede explicar varios comportamientos básicos de las novae enanas ordinarias, por ejemplo, la frecuencia de sus estallidos y los dos tipos de estallidos en las estrellas tipo SU Uma (Osaki 1996). Sin embargo, éste modelo necesita modificarse para reproducir los abrigamientos observados después de un súper estallido en varias estrellas tipo SU Uma, específicamente en estrellas tipo WZ Sge. Para lo cual varios autores (Smak 1993; Osaki 1994; 1996, Howell *et al.* 1995; Meyer *et al.* 1998) han establecido que para estas estrellas se requiere una viscosidad en estado de reposo extremadamente baja, $\alpha_{\text{frío}} \approx 0.001$, sólo para explicar los tiempos de recurrencia tan largos.

Los sistemas WZ Sge rara vez presentan estallidos normales y en general sólo desarrollan súper estallidos con un mayor tiempo de recurrencia. Osaki (1995) propuso en una extensión al modelo estándar, sugirió que durante cada estallido normal sólo una pequeña fracción de la masa del disco se deposita sobre la superficie de la enana blanca, llevando a una acumulación gradual de masa y momento angular en el borde del disco. De esta manera, la parte externa del disco se extiende hasta el punto donde alcanza el radio de marea, este radio esta

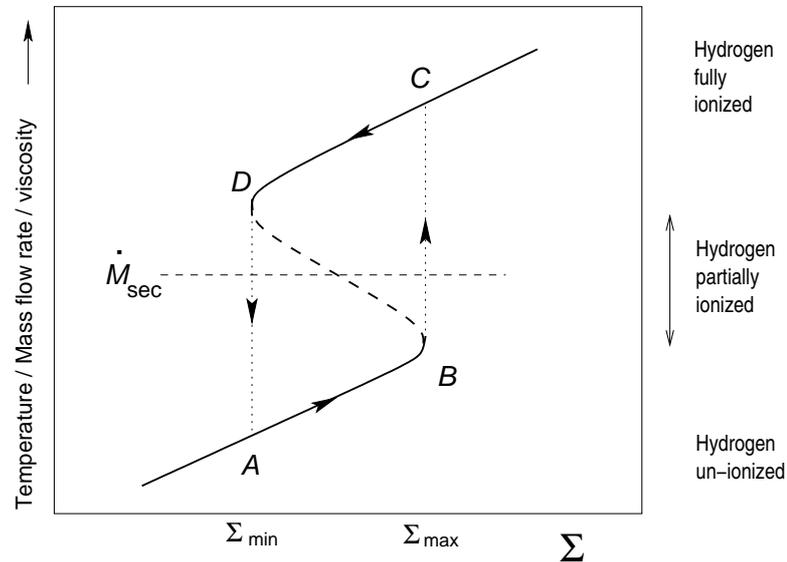


Figura 2.13: Esquema de la curva S que muestra la dependencia de la viscosidad con la densidad superficial. La evolución del disco de acreción, durante el estado de reposo, cuando el hidrógeno no está ionizado, inicia en el punto A, conforme se acreta material la densidad superficial aumenta y con ello la temperatura, el disco ahora se ubica en el punto B, en donde se ha alcanzado un valor crítico para Σ y la temperatura crece cada vez más rápido, en este punto es tanta la temperatura que el hidrógeno está parcialmente ionizado y el disco se vuelve térmicamente inestable y el mecanismo para liberar la energía almacenada es un estallido ubicando ahora la evolución del disco en el punto C donde el hidrógeno está completamente ionizado, como la energía se liberó la temperatura del disco disminuye y con ello la densidad superficial llevando al disco al punto D, donde de nuevo el hidrógeno está parcialmente ionizado. Cuando el súper estallido cesa el disco de acreción regresa al punto A e inicia de nuevo el ciclo.

dado por el campo gravitacional de la secundaria. En este punto se incrementa la interacción de marea entre el borde externo del disco y la secundaria, provocando un aumento en la disipación de momento angular en el disco dando inicio a un aumento en la tasa de acreción, condiciones necesarias para el inicio de un súper estallido. Con esta modificación al modelo se explica satisfactoriamente el comportamiento de los súper estallidos de estrellas SU UMa típicas, empleando los mismos parámetros de viscosidad que en el modelo estándar.

Finalmente, el tercer modelo en la literatura para explicar el fenómeno de los estallidos en la novae enanas se enfoca principalmente en reproducir la forma de la curva de luz de sistemas tipo WZ Sge durante un súper estallido, las características notables de éstos sistemas son que poseen súperciclos de décadas, amplitudes de ~ 8 magnitudes y eco estallidos después del súper estallido principal. Las estrellas tipo WZ Sge se describirán en detalle en el capítulo 3.

Éste último modelo ha sido estudiado por Matthews *et al.* (2005, 2006 y 2007). Consideran la presencia de un disco de acreción evaporado en la parte interna a causa del campo magnético, muy débil, de la enana blanca, lo que provoca que el disco tenga acceso a las resonancias consideradas en el modelo de inestabilidad térmica de marea sin la necesidad de tomar en cuenta una viscosidad extremadamente baja. El propósito de la presencia de un propulsor magnético es evitar la acreción y que el disco, en estado de reposo, se extienda tanto como los radios de las resonancias y así mantener una reserva de material a dichos radios necesaria para el desarrollo de un súper estallido. Lo cual es posible si el campo magnético estelar se mueve más rápido que el material en el disco, de tal manera el material adquiere momento angular a expensas de la estrella.

Los resultados que se obtienen con éste modelo son que puede reproducir el tiempo de recurrencia de los súper estallidos en sistemas tipo WZ Sge, la masa acretada durante el súper estallido, y la demostración de un hoyo sustancial en el disco interno para el caso específico de WZ Sge como fue sugerido por Mennickent & Arenas (1998).

Capítulo 3

WZ Sagittae. Una variable cataclísmica inusual.

En este capítulo hacemos una revisión bibliográfica de WZ Sagittae (WZ Sge) ya que sus propiedades físicas son cruciales para el entendimiento de las VC's. Un punto muy importante que se debe señalar es que WZ Sge tiene casi el mínimo período orbital posible, es decir, está cerca del límite entre los sistemas que evolucionan hacia el periodo mínimo y los sistemas que se alejan de él. Otro punto importante es que este objeto muestra propiedades inusuales como sus súper estallidos¹ que revelan propiedades y un comportamiento que lo distinguen claramente del resto de las VC's, tanto las de periodo largo como las de periodo corto.

3.1. Aspectos generales de WZ Sge.

WZ Sge ha sido catalogada como una nova enana tipo SU Ursa Majoris (SU UMa) las cuales se caracterizan principalmente por presentar súper estallidos en forma recurrente, y en los que su brillo puede llegar a cambiar hasta 8 magnitudes. Dentro de los sistemas SU UMa,

¹ los últimos cuatro, observados en 1913, 1946, 1978 y 2001

WZ Sge es el sistema más brillante² del que se tiene conocimiento. Además, como WZ Sge muestra características fotométricas poco usuales es considerado como prototipo de las estrellas tipo “WZ Sge”³. Las propiedades que se han establecido observacionalmente, a partir de los súper estallidos, lo colocan como el caso más extremo entre las novae enanas, principalmente por poseer un periodo orbital muy corto y un cociente de masa muy bajo, $q \approx 0.06$ Baba (2002).

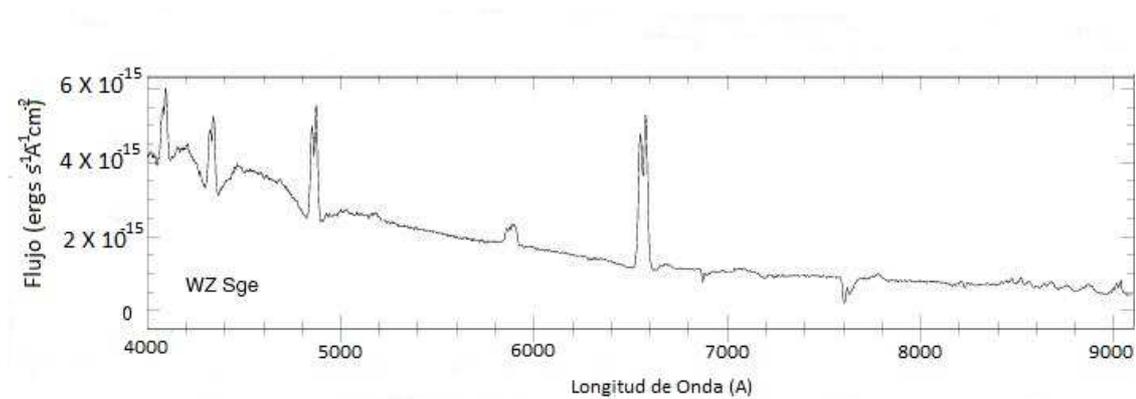


Figura 3.1: Espectro óptico del sistema WZ Sge. En el que se observa el continuo producido por el disco de acreción $\dot{M} \frac{1}{2} n$ y las líneas en emisión con dos picos, características de un disco de acreción y líneas anchas de absorción provenientes de la enana blanca.

El espectro en el visible de WZ Sge está caracterizado por un fuerte continuo azul, proveniente del disco de acreción, así como de líneas de emisión de doble pico de la serie de Balmer (Fig. 3.1). La presencia de líneas de doble pico en el espectro indica que es un sistema con un ángulo de inclinación, respecto al plano del cielo, superior a los 70° . Se observan también líneas anchas de absorción provenientes de la enana blanca. Este es uno de los pocos sistemas en donde la enana blanca se ve directamente en el visible (e.g. Warner 1985).

² $M_V = 15.20$

³ Sistemas binarios caracterizados por poseer un periodo orbital corto ($P_{\text{orb}} = 81$ minutos, para WZ Sge en particular), sólo exhiben súper estallidos de larga duración (~ 30 días en el caso de WZ Sge) y además presentan periodos de recurrencia de varios años (~ 30 años para WZ Sge)

La curva de luz de WZ Sge muestra que el sistema es eclipsante (Fig. 3.2); en la curva de luz solo se observan ocultaciones de la mancha brillante, permitiendo establecer su ángulo de inclinación $i \approx 70^\circ$. Además estos eclipses permiten determinar su periodo orbital con gran precisión (Skidmore *et al.* 2002). Como consecuencia de su periodo orbital podemos ubicar a WZ Sge en un extremo de la distribución de periodos orbitales, muy cerca del periodo mínimo (~ 70 min) predicho para las VC's ricas en hidrógeno (Skidmore *et al.* 2002; Patterson *et al.* 2001).

Ya que la curva de luz óptica esta dominada por la morfología del eclipse de la mancha brillante (no se observa claramente el eclipse del disco de acreción), sugiere que el disco de acreción es de baja densidad y, por lo tanto, que la tasa de transferencia de masa en WZ Sge es baja ($\dot{M} \approx 10^{15} \text{ gs}^{-1}$) (Hellier 2001; Skidmore *et al.* 2002). El periodo orbital corto y la baja transferencia de masa sugieren que WZ Sge es una VC vieja, características que lo convierten en un sistema importante por sus implicaciones en las teorías para la evolución de las VC's (Skidmore *et al.* (2002)).

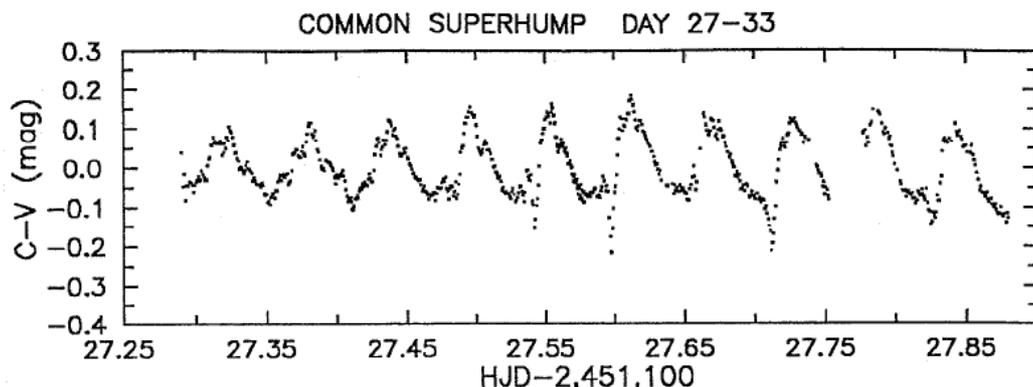


Figura 3.2: Curva de luz de WZ Sge durante el día 27 del súper estallido de 2001. La curva de luz esta dominada por súper jorobas y al mismo tiempo se aprecia la presencia de depresiones cuando la fase del sistema binario es 0.7, evidencia de eclipses en WZ Sge. Imagen tomada de Patterson *et al.* (2001)

Una característica más de WZ Sge, que lo distingue del resto de las VC's, y que comparten los sistemas de periodo corto es que posee un cociente de masa extremo. Recientemente, Skidmore *et al.* (2002) lograron estimar la masa de las componentes del sistema a partir de fotometría de alta resolución temporal en la banda *K*, siendo $M_2 = 0.045 \pm 0.003 M_\odot$ y $M_1 = 0.74 \pm 0.07 M_\odot$ por lo tanto se tiene $q = 0.06$; además, estimaron el periodo de giro de la enana blanca para ser $P_{\text{giro}} = 27.87$ s. El que la secundaria posea una masa tan pequeña sugiere que se trata de una estrella enana café y el que la masa de la enana blanca sea superior a la masa promedio de estrellas aisladas implica que ha estado acumulando masa por cerca de 1Myr, considerando una tasa de transferencia de masa de $\dot{M} \approx 10^{-11} M_\odot \text{año}^{-1}$.

Durante el súper estallido que tuvo lugar en 2001 fueron detectados 12 eco estallidos⁴, ver Fig. 3.3. Al igual que fueron observados en EG Cancri, que es un sistema de comportamiento similar al propio WZ Sge, durante el súper estallido de 1996 (Osaki 2001). Su origen es un tanto incierto, Osaki (2001) sugiere que para que se presenten ecos en la curva de luz, la masa que se acumula cerca del radio de la resonancia 3:1 se drena de manera gradual después del súper estallido principal.

En particular, las estrellas tipo WZ Sge exhiben propiedades peculiares e inusuales en la curva de luz cuando (Kato 2001). Las principales propiedades son: (1) Largos tiempos de recurrencia; (2) La amplitud de los estallidos supera las 6 magnitudes, que a su vez supera a las 4–5 mag del resto de las estrellas SU UMa; (3) Un estallido o repetitivos toman lugar al final del estallido principal; (4) han sido detectadas modulaciones de doble joroba, con una periodicidad casi igual al periodo orbital del sistema (Osaki, Mayer 2002; Patterson 2002; Kato 2002), en las primeras etapas de los súper estallidos. En especial, la última de las pro-

⁴ Una serie de incrementos repetitivos en el brillo del sistema durante la fase de decaimiento del súper estallido principal

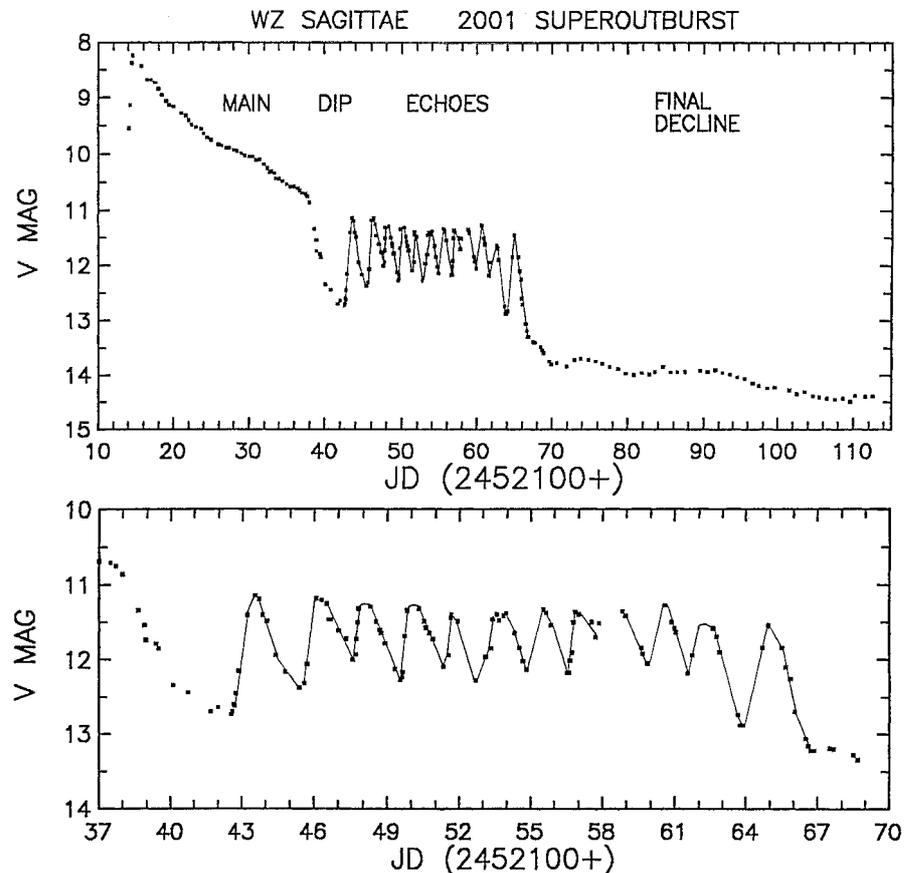


Figura 3.3: Arriba, curva de luz del estallido de WZ Sge que ocurrió en el 2001. Abajo, sección de la curva de luz donde se aprecia una serie de eco estallidos cuyo origen es incierto pero han sido claves para la clasificación de las estrellas tipo WZ Sge. Tomada de Patterson *et al.* (2002)

propiedades es más interesante ya que pocos son los sistemas a los que se les han detectado, AL Com (Kato *et al.* 1996; Patterson *et al.* 1996), EG Cnc (Patterson *et al.* 1998), RZ Leo (Ishio-ka *et al.* 2001), HV Vir (Ishio-ka *et al.* 2003), Var Her 04 (Price *et al.* 2004), WZ Sge (Kato *et al.* 2004), V455 (Araujo-Betancor *et al.* 2005), SDSS J102146.44+234926.3 (Golovín *et al.* 2007), SDSS J080434.20+510349.2 (Zharikov *et al.* 2008; Tri 2008 (Chochol *et al.* 2009), VSX J074727.6+065050 (Shears *et al.* 2009).

Otra característica inusual asociada a WZ Sge fue la detección, en la década de los 70's, de rápidas oscilaciones coherentes durante el estado de quietud (Robinson, Nather & Patterson 1978). Aunque oscilaciones similares han sido detectadas en varias VC's, comunmente asociadas con sistemas tipo DQ Her (en los cuales las oscilaciones son causadas por el campo magnético, generado por una enana blanca con un periodo de rotación muy grande que controla la acreción de material), las oscilaciones detectadas en WZ Sge no pueden ser explicadas de la misma manera que en sistemas DQ Her, ya existen dos oscilaciones coherentes simultáneas (Robinson *et al.* 1978) que se detectaron sólo durante el estado de reposo y no durante su estallido (e.g. Patterson 1981). Entonces, para explicar el comportamiento en WZ Sge se ha propuesto que las oscilaciones se deben a pulsaciones modo g no radiales de la enana blanca (Robinson 1978, Skidmore 1999).

3.2. Estudios realizados sobre el sistema WZ Sge

En el estudio sobre WZ Sge realizado por Smak (1993) se presenta un resumen sobre trabajos teóricos y observacionales previos. Analiza los súper estallidos de WZ Sge en términos del modelo propuesto por Meyer & Meyer-Hofmeister (1981) para el disco de acreción y estima la masa necesaria para que el disco desarrolle un súper estallido, siendo de $10^{-5}M_{\odot}$ (10^{24} gramos). En el mismo trabajo Smak propone que si el material se acumula de manera gradual en el disco de acreción (por efectos viscosos) entonces para acumular la masa calculada el valor para el parámetro α de Shakura & Sunyaev durante el estado de reposo debe ser menor en un factor de 10^2 a 10^3 que el estimado para las novas enanas típicas.

Hameury, Lasota & Huré (1997) presentaron un punto de vista alternativo, en el cual el estallido se inicia por una fluctuación en la transferencia de masa sin necesidad de modificar

el parámetro α en estado de reposo. Argumentan que si dicha fluctuación se presenta en una escala de tiempo de un día, ésta representaría una tasa de transferencia de masa temporal de $10^{-12} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (10^{19} gs^{-1}), suficiente para que el disco de acreción no pueda asimilar el exceso de material y por tanto se desarrolle así un súper estallido.

Smak (1993) hace referencia a la masa de las componentes de WZ Sge, y establece que $M_1 = 0.45 M_{\odot}$, basándose en la supuesta detección del movimiento orbital de la enana blanca durante el estado de reposo del sistema. Sin embargo su estimación fue algo somera. Gilliland, Kemper & Suntzeff (1986) al hacer mediciones de la velocidad radial de la enana blanca estiman $M_1 = 1.1 M_{\odot}$ aunque durante sus mediciones el sistema no se encontraba en estado de reposo. Estimaciones posteriores a la presentada por Smak tienen sus propias dificultades e inconsistencias. Patterson *et al.* (1998), por ejemplo, estimaron $M_1 = 0.8 \pm 0.2 M_{\odot}$, considerando una separación de 1400 kms^{-1} en las líneas espectrales, que, estrictamente hablando no reflejan el movimiento kepleriano real del disco de acreción, aunque son una buena aproximación.

En un trabajo reciente presentado por Steeghs *et al.* (2007) lograron resolver el movimiento orbital de varias líneas de emisión, lo que les permitió estimar una masa $M_1 = (0.85 \pm 0.04) M_{\odot}$ así como un cociente de masa $q = 0.092 \pm 0.008$ y por lo tanto $M_2 = (0.078 \pm 0.06) M_{\odot}$. Estos resultados tiene dos implicaciones, (1) Una enana blanca masiva es consecuencia de un largo historial de acreción de masa y (2) Un cociente de masa pequeño concuerda con un sistema binario viejo (en una fase evolutiva muy avanzada) que contiene una secundaria enana café.

Patterson *et al.* (2002) determinaron una masa para la enana blanca de $M_1 = 1.0 \pm 0.2 M_{\odot}$, considerando que se trata de una enana blanca de brillo uniforme con una tempera-

tura de 15000 K localizada a una distancia de $43 \pm 8 \text{ pc}^5$. La energía total radiada durante los primeros 25 días del súper estallido de 2001 fue $E = 4.6 \times 10^{40} \text{ ergs} (d_{43})^{2,6}$, lo cual representa una masa total acretada de $\Delta M = 4 \times 10^{23} \text{ g} (d_{43})^2 (M_1/M_\odot)^{-1.8}$, que es un factor de ~ 4 menor que el estimado por Smak (1993). También en Patterson *et al.* (2002) estimaron la luminosidad de la mancha brillante, siendo $L = 3.5 \times 10^{30} \text{ ergs s}^{-1} (d_{43})^2$. Suponiendo la posición de la mancha brillante en $R_{\text{disco}} = 0.4 a$ implica una tasa de transferencia de masa de $\dot{M}_2 = 1 \times 10^{15} \text{ gs}^{-1} (d_{43})^2 (M_1/M_\odot)^{-2/3}$ lo equivalente a una masa total transferida de 10^{24} gramos en 30 años.

En un estudio espectroscópico en el *IR*, Howell, Harrison & Szkody (2004) detectaron emisión molecular en WZ Sge. Características típicas que se observan en objetos estelares jóvenes así como en estrellas muy luminosas de tipo temprano, en la Fig. 3.4 se muestra el espectro de WZ Sge en el *IR*.

La detección de CO y H_2 les permitió calcular una temperatura de 3000 K en el borde externo del disco de acreción así como una densidad $n_H > 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Esta región fría y densa no asociada con emisión de HI y HeI aporta la primera evidencia observacional en favor del modelo de inestabilidad en el disco de Cannizzo *et al.* (1984) quienes predijeron zonas con temperaturas menores a 5000 K. Sin embargo, en el espectro *IR* no se aprecia la presencia de la secundaria.

Baba *et al.* (2002) lograron obtener espectros ópticos durante el inicio del súper esallido de 2001, analizaron las líneas de emisión de HeII mediante tomografía doppler y, a partir de éstas reconstruyeron el estado del disco de acreción en el espacio de velocidades, como se

⁵ Datos obtenidos de Sion *et al.* (1995)

⁶ d_{43} indica solamente que esta en función de la distancia de 43 pc.

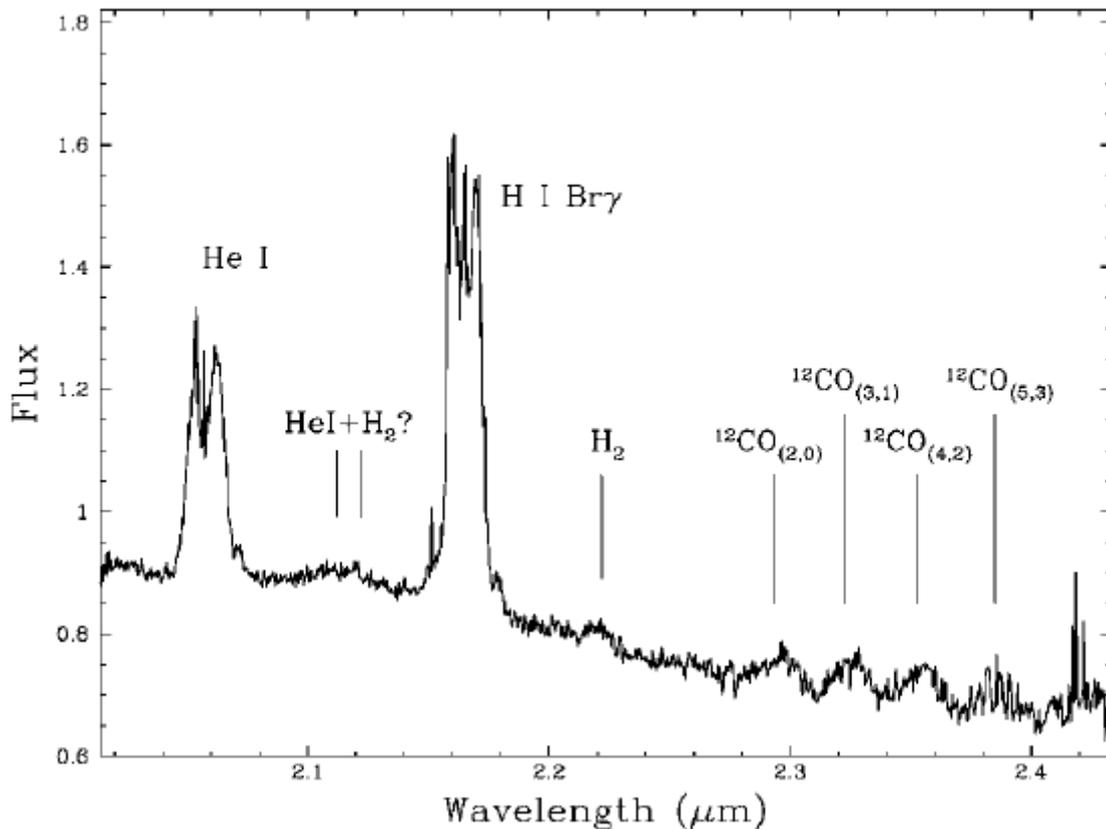


Figura 3.4: Espectro en el IR de WZ Sge corregido por velocidad radial, donde se observa la emisión de H I, He I, CO, H₂ así como dos absorciones no identificadas a 2.272 y 2.277 μ m. Tomada de Howell, Harrison & Szkody (2004).

muestra en la Fig. 3.5, en el cual se distingue una estructura espiral asimétrica. Demostrando con ello que los choques espirales en sistemas con periodos orbitales cortos pueden aparecer durante el inicio de un súper estallido, sin embargo, se precipitaron al sugerir que los choques espirales pueden ser detectados en todas las estrellas tipo SU UMa.

Meyer-Hofmeister, Meyer & Liu (1998) modelaron la evolución del disco de acreción de WZ Sge y encontraron que la masa en el disco, estimada a partir de la luminosidad del súper estallido, es una fuerte restricción y demanda valores para el coeficiente de viscosidad de

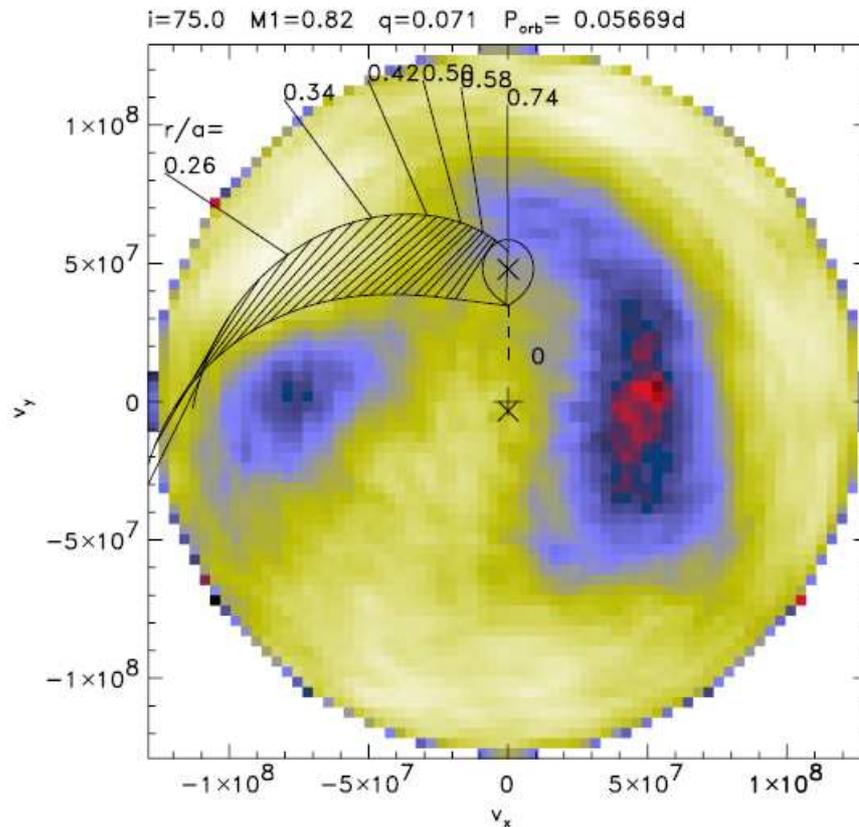


Figura 3.5: Tomograma doppler construido a partir de la línea de He II durante el máximo de emisión del súper estallido de WZ Sge en el 2001, en este tomograma se observa la presencia de un patrón espiral en la estructura del disco de acreción, zonas azules. Tomada de Baba (2002)

$\alpha_c \simeq 0.001$. En sus simulaciones incluyen la formación de un hueco en el interior del disco e infieren que la evaporación juega un papel muy importante, ya que tiende a prevenir los estallidos prematuros.

El modelo que considera un disco de acreción evacuado en el centro ha sido examinado por Matthews *et al.* (2007), en donde argumentan que para reproducir el comportamiento de WZ Sge durante un súper estallido no es necesario utilizar un valor diferente del parámetro α para la viscosidad turbulenta en el estado frío del que comunmente se utiliza en las estrellas

novas enanas normales ($\alpha \simeq 0.01$); siempre y cuando se considere a la enana blanca como una estrella magnética. De esta manera ellos muestran en modelos de una y dos dimensiones que el tiempo entre estallidos se incrementa por efectos del propulsor magnético, el cual estabiliza el interior del disco y permite que el material se acumule en la parte externa del mismo. En su modelo no es necesario un incremento en la transferencia de masa para que se inicie un súper estallido, sino que éste se logra por la evolución de la densidad superficial en la parte externa del disco en un radio cercano al radio de marea.

3.3. Modelos para el tiempo de recurrencia en sistemas WZ

Sge.

Considerando el fenómeno de los súper estallidos que presenta el sistema WZ Sge, desde los años 70's se han desarrollado modelos hidrodinámicos capaces de reproducir las características de estos súper estallidos. En dichos modelos se emplean básicamente dos esquemas diferentes, uno de ellos considera una viscosidad turbulenta muy pequeña⁷, asociada al disco de acreción durante el estado de reposo (ver por ejemplo Osaki 1995 para una revisión completa) mientras que el otro considera un disco de acreción evaporado en la parte interna, con un valor normal para la viscosidad turbulenta en el estado de quietud (Warner 1996).

En general, el modelo del propulsor se basa en que el campo magnético de la enana blanca es lo suficientemente intenso para generar una región de dominio sobre el material del disco de acreción. Esta región está caracterizada por el radio de corotación, R_{co} , que es el radio en el que una órbita kepleriana tiene la misma frecuencia angular que la del giro de la estrella central. El modelo considera que el campo magnético de la primaria rota como un cuerpo

⁷ En este esquema se considera la prescripción α de Shakura & Sunyaev (1977)

rígido, por lo que radio de corrotación divide dos regiones, la de acreción magnética y la de propulsión magnética. Partículas que se localizan a radios menores que R_{co} pierden momento angular como resultado de su interacción con el campo magnético estelar y, por tanto caen rápidamente hacia la superficie de la estrella central. Esta acreción, incrementada magnéticamente, ocurre porque las partículas se están moviendo más rapido que el campo magnético. Por otro lado, partículas que están fuera del radio de corrotación son aceleradas por el campo magnético y por lo tanto ganan momento angular a expensas de la estrella central. Éste es el regimen de propulsión magnética. Un ejemplo de un propulsor magnético es AE Aquarii (Wynn 1997), en el cual la acreción es completamente inhibida por el campo magnético.

Las simulaciones numéricas, que incorporan el modelo estándar de inestabilidad del disco, que han logrado reproducir de manera satisfactoria el comportamiento de los estallidos de varias novas enanas utilizan de una viscosidad turbulenta extremadamente baja. Desde 1989 Osaki propuso que, durante el ciclo normal de estallidos, el material que fluye por el punto L_1 puede acumularse en el borde externo del disco, de modo que cuando el disco se extiende hasta el radio de la resonancia 3:1 por efectos de marea se vuelve excéntrico, la excéntrica aumenta la disipación y pérdida de momento angular en el material del disco, iniciando así un súper estallido. Esto lo han confirmado varios autores, por ejemplo, en simulaciones numéricas realizadas por Truss en el 2001.

Smak (1993) hace referencia a la viscosidad en el disco de acreción de WZ Sge durante el estado de reposo y argumenta que ésta debe ser mucho menor que los valores estándares ($\alpha_{frío} < 5 \times 10^{-5}$), dando las siguientes razones:

- 1) En el modelo estándar, el tiempo de recurrencia entre estallidos está dado por la escala de tiempo viscosa en el interior del disco de acreción, que es mucho menor que el valor observado para el tiempo de recurrencia (≈ 30 años). Si el coeficiente $\alpha_{frío}$ es bajo esto retrasa

la evolución viscosa del disco, aumentando con ello el tiempo entre estallidos.

2) Cuando se integra la densidad superficial crítica usando el valor de $\alpha_{\text{frío}}$ estándar se obtiene un máximo para la masa del disco que es mucho menor que la masa acrezada durante un súper estallido, $\Delta M_{\text{acc}} \simeq 10^{24}$ g. Así que, una menor viscosidad permite la acumulación de más masa en las regiones externas del disco para provocar el súper estallido.

Sin embargo, no hay una razón determinante del porque en reposo el disco de acreción de WZ Sge debe tener una viscosidad tan baja cuando se le compara con otras estrellas SU UMa en el mismo estado. Lo anterior ha llevado a un número de autores a sugerir otras razones para lograr que el tiempo de recurrencia sea tan largo y al mismo tiempo se acumule la masa necesaria antes del súper estallido.

Para producir tiempos de recurrencia mayores sin requerir que el parámetro $\alpha_{\text{frío}}$ sea bajo, las regiones internas del disco deben ser estables. En este sentido Hameury, Lasota & Huré (1997) y Warner, Livio & Tout (1996) encontraron que el disco puede ser estable si se remueven las regiones internas, tal vez por la acción de una capa coronal (ver Meyer, Meyer-Hofmeister & Liu 1999), o por la presencia de la magnetósfera de la estrella central. Sin embargo, esto no produce un incremento considerable en el tiempo de recurrencia. Una modificación a este tipo de modelos fue hecha por Hameury *et al.* (1997) quienes sugirieron que un disco es marginalmente estable antes de que ocurra un episodio en el aumento en la transferencia de masa y desencadenar así un súper estallido.

El tiempo de recurrencia en este modelo está dado por el ciclo en la fluctuación de la transferencia de masa, el cual no tiene una conexión física con el ciclo regular del estallido observado en WZ Sge. Warner *et al.* (1996) también encontraron que bajo ciertas condicio-

nes el disco será marginalmente inestable y desarrolla estallidos de afuera hacia adentro⁸ con el tiempo de recurrencia necesario. Sin embargo, ninguno de éstos modelos resuelve el problema de como acumular suficiente masa en el disco durante el estado de reposo y poder así explicar la masa acretaada durante el estallido. Con ambos escenarios se obtienen sólo $\approx 10^{21}$ g en el disco antes del súper estallido, así que ambos modelos requieren de una fuente que proporcione masa al disco durante el súper estallido. Varios autores favorecen a la irradiación sobre la secundaria para incrementar la tasa de transferencia de masa durante el súper estallido y así obtener la masa flatante. Warner *et al.* (1996) sólo logran producir estallidos normales, no así los súper estallidos. La razón para ésto es que el radio del disco, $R_{\text{disco}} \approx 1.1 \times 10^{10}$ cm, es más pequeño que el radio de marea, así que, el aumento en la interacción de marea con la secundaria no se presenta.

Meyer-Hofmeister, Meyer & Lui (1998) sugieren que la mitad de la masa transferida por parte de la secundaria es necesaria para aumentar el tamaño del disco hasta el radio de la resonancia 3:1, tamaño necesario para que en la curva de luz durante un súper estallido se observen las súper jorobas⁹. Mason *et al* (2000) y Skidmore (1998) encuentran que el disco de acreción de WZ Sge ha mantenido su radio constante por casi 40 años, a partir de estudios de la forma de las líneas de emisión realizados y por la sincronización de las ocultaciones de la mancha brillante, respectivamente. Lo cual implica que el disco alcanza el radio de la resonancia 3:1 y su crecimiento posterior se ve afectado por efectos de marea ejercidos por la secundaria.

⁸ El punto de partida para que se densecadene el estallido es en la parte interna del disco de acreción y se propaga radialmente hacia la zona externa en forma de una onda

⁹ modulaciones fotométricas con un periodo ligeramente mayor que el periodo orbital, por lo general se cumple que el P_{sj} es 2–3 % mayor que el P_{orb} del sistema

3.4. Ecos en la curva de luz de sistemas WZ Sge.

El fenómeno de ecos consiste en un repetitivo incremento en el brillo del sistema durante la fase de decaimiento de un súper estallido, es exclusivo de los sistemas tipo WZ Sge y es el fenómeno que ha tenido una mayor cantidad de ideas para establecer su origen.

Para explicar la presencia de los ecos en las curva de luz de las estrellas tipo WZ Sge se han desarrollado varios modelos. Sin embargo, la evidencia observacional (tiempos de escala, espectros, comportamiento de señales periódicas) parece indicar que son alguna variante de los estallidos normales de las novae enanas (Patterson *et al.* 2002), es decir, son un fenómeno cíclico entre los estados caliente-ionizado y frío-no ionizado del disco. En la parte en la que difieren la mayoría de éstos modelos es el medio a través del cual se desencadenan los ecos estallidos. Uno de ellos se basa en el aumento de la tasa de transferencia de masa por efectos de irradiación sobre la secundaria por parte de la enana blanca y el disco de acreción después del súper estallido. Este modelo tiene sus fundamentos en el hecho de que los eco estallidos observados durante el súper estallido en 1996 de EG Cnc son muy similares a los estallidos observados en estrellas tipo ER UMa¹⁰, las cuales poseen una tasa de transferencia de masa muy alta ($\approx 6 \times 10^{-10} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$, Hellier 2001; Osaki *et al.* 1996; Kato *et al.* 1999). Conforme a éste modelo, Hammeury (2000) realizó simulaciones numéricas en las que incorporó iluminación de la secundaria, encontrando que si la secundaria fuera iluminada por la primaria se deberían de observar señales periódicas coherentes con el periodo orbital. Por otro lado, la iluminación por parte del disco de acreción no es factible ya que el disco es demasiado frío durante los ecos. Este escenario, sin embargo, tiene la dificultad de reproducir el repentino inicio y cese de la fase de los ecos (Patterson *et al.* 2002; Osaki, Meyer 2003; Osaki, Meyer 2004). Kato *et al.* (1998) proponen un escenario alternativo, en el cual una cantidad consi-

¹⁰ Estas estrellas poseen los súper ciclos más cortos, unas decenas de días

derable de materia reside sobre el radio de la resonancia 3:1 y es la responsable del retardo en la acreción. El remanente en la parte más externa se cree que actúa como una reserva de masa provocando la acreción de masa adicional durante la fase de los eco estallidos (Hellier 2001; Osaki *et al.* 2001; Kato *et al.* 2004).

Otra teoría para la explicación de los eco estallidos se basa en el modelo de inestabilidad térmico-de marea (Osaki 1996), mismo que emplea un aumento en la viscosidad del disco.

El súper estallido en un sistema tipo SU UMa se produce después de una serie de estallidos normales previos, en los que el disco de acreción crece en tamaño hasta el punto donde excede el radio de la resonancia 3:1 y, por efectos de marea se ve afectado por el campo gravitacional de la secundaria pasando de un disco circular a uno excéntrico que precesa sobre su semi-eje mayor. Debido a éstos efectos se presenta una mayor disipación de momento angular, lo que se traduce en un súper estallido. En este punto se pensaba que el súper estallido terminaba con la excentricidad y por tanto con el estado caliente del disco, pero con las observaciones de los ecos se ha inferido que después del súper estallido el disco continúa excéntrico, al detectarse jorobas que acompañan a cada uno de los eco estallidos (Osaki 2001; Hellier 2001). Como el disco continúa excéntrico, la disipación de momento angular por efectos de marea excita nuevamente la inestabilidad térmica en el disco en repetidas ocasiones dando origen a los eco estallidos.

Al final del súper estallido la viscosidad disminuirá debido al tiempo finito para el decaimiento resistivo del campo magnético, mientras que el parámetro de viscosidad puede permanecer alto, tanto como $\alpha_{\text{frío}} = 0.1$, en el estado frío al inicio del estado de reposo. El origen de la viscosidad turbulenta en el estado caliente se debe a las inestabilidades magneto-rotacionales de campos magnéticos de pequeña escala (conocida como inestabi-

lidad de Balbus-Haewley). En estado de reposo esta inestabilidad desaparece, pero el campo magnético de la secundaria es suficiente para provocar una turbulencia magnetohidrodinámica y causar la baja viscosidad en el disco frío. Bajo este modelo, en el caso de estrellas tipo WZ Sge la extrema baja viscosidad se debe a una compañera no magnetizada (estrella fría degenerada).

Si al final del súper estallido la viscosidad en el estado frío es alta, la densidad superficial no tardará mucho tiempo en alcanzar el valor crítico para iniciar un estallido normal, pero si decrece exponencialmente con el tiempo de difusividad magnética, entonces se presentará una competencia entre el incremento de la densidad superficial y el incremento en la densidad superficial crítica, ocasionando con el tiempo el cese de los eco estallidos, ver Fig. 3.6.

Si la viscosidad es alta, ésta regresará a éste valor después de cada eco estallido ya que el disco esta de nuevo en un estado caliente y completamente ionizado por lo que la conductividad magnética se restablece, se activa la inestabilidad magnetohidrodinámica de Balbus-Hawley y aumenta la viscosidad. Como la inestabilidad de Balbus-Hawley es estocástica habrá algunas fluctuaciones en la viscosidad resultante y su tiempo de decaimiento varia de un eco estallido a otro, provocando un cambio gradual de la viscosidad en el estado caliente.

Buat-Menárd & Hameury (2002), confirman los resultados de Osaki (1989) y Hellier (2001) al considerar en sus modelos la inestabilidad de marea para poder reproducir la curva de luz de estrellas tipo SU UMa, además, cuando el súper estallido termina, el disco permanece en estado excéntrico en sistemas con un pequeño cociente de masa, tal como las estrellas ER UMa y WZ Sge. También proponen que en estrellas tipo WZ Sge el súper estallido inicia por un aumento en la transferencia de masa, y los eco estallidos se originan mientras la tasa

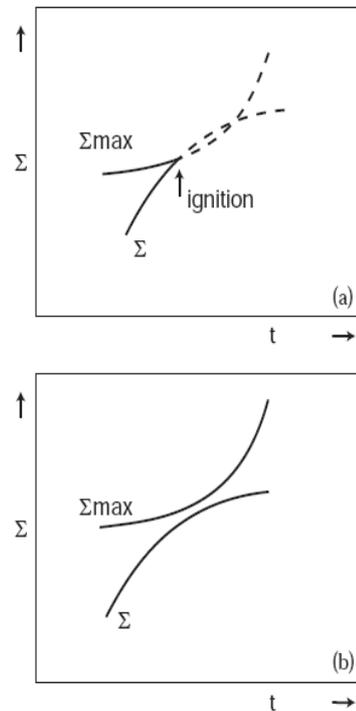


Figura 3.6: Diagrama que esquematiza la evolución de la densidad superficial junto con la densidad superficial crítica, la cual aumenta si se considera el decaimiento de la viscosidad. El caso (a) ilustra el momento cuando se presenta un *eco estallido* que ocurre cuando la densidad superficial alcanza un valor crítico, mientras que en (b) no hay tal fenómeno. Tomada de Osaki *et al.* (2001).

de transferencia de masa permanece alta después del súper estallido.

El origen de los eco estallidos se puede inferir a partir de la evolución de la mancha brillante, esto permitirá discernir sobre algún incremento en la transferencia de masa durante el súper estallido. Patterson *et al.* (2002) analizaron la profundidad del eclipse de la mancha brillante y estimaron una tasa de transferencia de masa \dot{M}_2 en el rango $(0.7 - 2.0) \times 10^{16}$ gs^{-1} , pero este valor es típico en las novae enanas (Hameury *et al.* 1998; Cannizzo, Shafter & Wheeler 1988; Osaki 1996).

3.5. Propiedades fotométricas que comparten las estrellas tipo WZ Sge

Al realizar una inspección detallada de la curva de luz de los sistemas tipo SU UMa en sus dos estados (reposo y estallido) se observa que pueden presentar varios tipos de modulaciones (jorobas) fotométricas. Las más comunes y mejor entendidas son: las *jorobas orbitales*, que son modulaciones observadas durante el estado de reposo, y su principal característica es que se repiten a la misma frecuencia que el periodo orbital, de modo que su origen se debe a la visibilidad de la mancha brillante¹¹; las *súper jorobas*, estas modulaciones se observan durante el desarrollo de un súper estallido, se repiten con un periodo ligeramente mayor al periodo orbital y se deben a una variación intrínseca de luz producto de la disipación del momento angular del material, que se transporta hacia el interior del disco cuando éste se vuelve excéntrico y precesa, ésta distorsión del disco de acreción es posible sólo cuando el tamaño del disco llega hasta el radio de la resonancia 3:1 (Whitehurst (1988)).

Por otro lado, en estrellas tipo WZ Sge se han observado modulaciones fotométricas acopladas a la frecuencia del periodo orbital durante las primeras fases del súper estallido. Se han propuesto varias explicaciones, que dependen de la interpretación que se le de a las modulaciones. Patterson *et al.* (1981) fueron los primeros en observarlas durante el súper estallido de WZ Sge que ocurrió en 1978 y concluyeron que la mancha brillante había aumentado de brillo, como consecuencia de un incremento temporal en la transferencia de masa, sin embargo, un cambio en la transferencia de masa debe provocar que la mancha brillante se desplace cerca de 60° de su posición previa al incremento (Osaki & Meyer 2002).

¹¹ Es una zona que debe su brillo al impacto que el flujo de material proveniente de la secundaria provoca sobre el disco de acreción

Kato *et al.* (1996) las interpretarán como si fueran una forma prematura de las súper jorobas típicas de los sistemas SU UMa, lo que es menos acertado ya que las *jorobas tempranas*¹² (1) se repiten con la frecuencia orbital, (2) las súper jorobas lo hacen con un periodo mayor y (3) porque la amplitud de las jorobas tempranas es mayor que la de las súper jorobas en el estallido de 2001 de WZ Sge (Osaki & Meyer 2002).

Osaki & Meyer (2002) sugieren que, el fenómeno de las jorobas tempranas es la manifestación de la resonancia 2:1 en el disco de acreción de sistemas binarios con un cociente de masa extremadamente pequeño, condición que se cumple en los sistemas tipo WZ Sge. La presencia de las jorobas tempranas se puede explicar a través del patrón de disipación espiral causado por la resonancia 2:1, tal como fue discutido por Lin & Papaloizou (1979), quienes demostraron que el disco de acreción en sistemas con cocientes de masa extremadamente pequeños está limitado al radio de la resonancia 2:1 y, cerca de ésta se forma un fuerte patrón espiral de dos brazos, Fig. 3.7. Recientemente la presencia de dobles jorobas en la curva de luz se ha establecido como un criterio para distinguir a las estrellas tipo WZ Sge (Imada 2005).

Los sistemas tipo WZ Sge exhiben varios tipos de brillantamientos¹³. Basados en la forma de la curva de luz, los cambios de brillo se pueden dividir en tres tipos; *i*) un solo brillantamiento aislado y corto, como en el caso de RZ Leo, Ishioka *et al.* (2001) y ASAS J002511+1217.2, Templeton *et al.* (2006); *ii*) brillantamientos cortos pero repetitivos, conocidos como eco estallidos, como es el caso de WZ Sge, Patterson *et al.* (2002); EG Cnc, Patterson *et al.* (1998), Kato *et al.* (2004) o SDSS J080434.20+520349.2, Pavlenko *et al.* (2007); *iii*) una meseta duradera (*long-lived plateau*) como lo observado en AL Com, Nogami *et al.*

¹² Término acuñado por el hecho de suponer que posteriormente evolucionarán a súper jorobas

¹³ Término empleado para reconocer algún cambio significativo en el brillo de un sistema

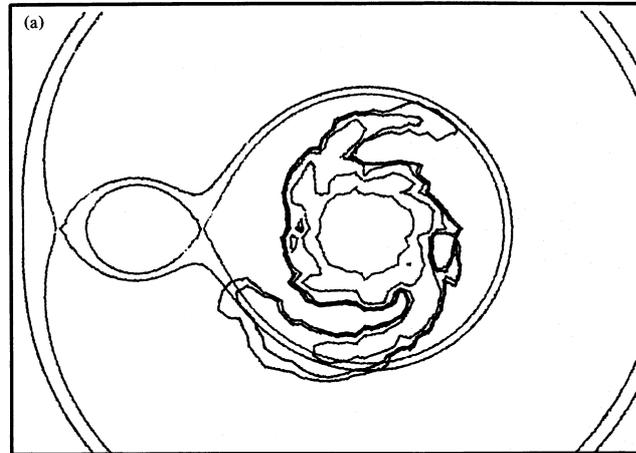


Figura 3.7: Patrón de disipación espiral de un disco de acreción con $q = 0.1$, actualmente considerado como el causante de la presencia de las jorobas tempranas en la curva de luz de sistemas WZ Sge. Su origen se asocia a la interacción del disco de acreción con el campo gravitacional de la secundaria. Tomada de Lin & Papaliozou (1979)

(1997), Ishioka *et al.* (2002); CG CMa, Kato *et al.* (1999); TSS J022216.4+412259.9, Imada *et al.* (2006b) y V2176 Cyg, Novák *et al.* (2001). Adicionalmente a las estrellas tipo WZ Sge, varias estrellas tipo SU UMa de periodo corto también exhiben abrigantamientos aislados o repetitivos (Baba *et al.* 2000; Uemura *et al.* 2002; Imada *et al.* 2006a). Sin embargo, no todas las estrellas catalogadas como WZ Sge muestran señales de abrigantamientos, por ejemplo HV Vir, Kato *et al.* (2001).

3.6. Sistemas candidatos WZ Sge

Una manera sencilla y, ampliamente aceptada para clasificar estrellas como sistemas WZ Sge es a través de la presencia de los eco estallidos en la curva de luz durante el decline del súper estallido. Otra forma es simplemente por la morfología y duración del súper estallido. Sin embargo, como este tipo de sistemas presentan poca actividad, ya que pasan demasiado tiempo en estado de reposo, se han buscado alternativas observacionales para su clasificación.

Una de ellas es a partir de sus propiedades fotométricas durante el estado de reposo y otra es a partir de la forma de su espectro óptico, en el que domina el continuo y aparecen líneas de emisión súper impuestas a líneas de absorción. Los siguientes casos son algunos sistemas que se han clasificado como sistemas tipo WZ Sge a partir de las características de sus respectivos súper estallidos.

Objeto	Periodo orbital (mín)	Cociente de masa	Espectro Óptico	Jorobas Tempranas	Súper Jorobas	Eco estallidos Estallidos	Referencia
AI Com	81.6	0.053	x	x	x	x	1, 2, 3, 4
EG Cnc	86.3	0.03	x	x	x	x	5, 6, 7
RZ Leo	110	0.14	x	x	x	x	8, 9
HV Vir	82	0.095	x	x	x	x	10, 11, 12
Var Her 04	82	0.072	x	–	x	–	13
V455 And	81	0.1	x	x	–	–	14
SDSS J1021+2349	80.6	0.024	–	–	x	x	15
Tri 2008	–	–	–	x	x	–	16
VSX J0747+0650	85.5	0.052	–	x	x	x	17, 18

Tabla 3.1: Lista de objetos que han sido clasificados como sistemas tipo WZ Sge basados en la morfología de las súper estallidos.

REFERENCIAS: (1) Kato *et al.* 1996; (2) Patterson *et al.* 1996; (3) Skidmore (1998); (4) Ishioka *et al.* (2002); (5) Patterson *et al.* (1998); (6) Osaki, Shimizu & Tsugawa (1997); (7) Meyer & Meyer-Hofmeister (1999); (8) Stubbings (2000); (9) Ishioka *et al.* (2001); (10) Leibowitz *et al.* (1994); (11) Kemp & Patterson (1996); (12) Ishioka *et al.* (2003); (13) Price *et al.* (2004); (14) Araujo-Betancor *et al.* (2005); (15) Uemura *et al.* (2008); (16) Chochol *et al.* (2009); (17) Woudt & Warner (2011); (18) Shears *et al.* (2009).

En la tabla anterior la primer columna es el nombre de cada objeto; la segunda columna corresponde al periodo orbital medido en minutos; la tercer columna es cociente de masa determinado a partir del exceso de periodo, $\epsilon = (P_{sh} - P_{orb})/P_{orb} = q/(1.1q + 4.3)$; la tercer columna indica el caso donde se realizaron observaciones espectroscópicas determinando las

características espectrales tipo WZ Sge; la cuarta y quinta columna se refieren a la detección fotométrica de las jorobas tempranas que posteriormente evolucionaron a las súper jorobas típicas; la sexta columna hace referencia a la detección del fenómeno de eco estallidos hacia el final del súper estallido.

Capítulo 4

El Proyecto Sloan Digital Sky Survey y su repercusión en las Variables Cataclísmicas

Los modelos evolutivos para sistemas binarios cercanos (e.g. Howell, Rappaport & Politano 1997) predicen que las VC's deberían alcanzar un periodo mínimo cercano a los 80 minutos en una escala de tiempo equivalente al de la vida de la Galaxia (es decir, son estrellas viejas). Por otro lado, la probabilidad de detectar algún sistema con un periodo orbital específico (P_{orb}) es proporcional al tiempo que le tomó evolucionar hasta dicho periodo, $N(P_{orb}) \propto 1/|\dot{P}_{orb}|$, esta es otra razón por la que se espera exista una acumulación de VC's con un periodo mínimo (Gansicke *et al.* 2009). Sistemas cercanos al periodo mínimo contienen estrellas secundarias frías, de muy baja masa y con una tasa de transferencia de masa baja. Esto las hace particularmente débiles y por lo tanto difíciles de detectar en el óptico. La existencia teórica de la presencia de un periodo mínimo y la ausencia observacional de éste han provocado discrepancias entre la teoría de evolución de las VC's y las observaciones.

Particularmente el descubrimiento de las VC's ha estado sujeto a complejos efectos de selección (Gänsicke 2005), y por tanto no tenemos, hasta la fecha, una muestra completa y si una falta de conocimiento de las propiedades intrínsecas generales de la población Galáctica

de VC's. En particular, los métodos convencionales para el descubrimiento de VC's favorecen a sistemas con tasas de transferencia alta e intermedias, es decir, sistemas caracterizados por estallidos frecuentes o grandes luminosidades en los rayos X (Gänsicke *et al.* 2009). Consecuentemente, la muestra observada de variables cataclísmicas subestima aquellos sistemas que presentan bajas tasas de transferencia de masa, ya que éstos raramente muestran estallidos y además son débiles en los rayos X. Estas son exactamente las propiedades predichas por los modelos de población para sistemas viejos y de periodo corto, los cuales se cree que conforman la mayoría de las VC's (Kolb 1993; Howell, Rappaport & Politano 1997).

El proyecto Sloan Digital Sky Survey¹ a revelado la existencia de una gran cantidad de VC's de periodo corto. La ventaja de este proyecto es que el descubrimiento de nuevos sistemas débiles nos ayudará a entender los procesos evolutivos por los que pasan las VC's en las últimas fases, al determinar el número y características de estos sistemas débiles, es que se podrán comparar las teorías evolutivas con las observaciones y determinar la verdadera distribución de las VC's en la Galaxia (Szkody *et al.* (2002).

4.1. El Sloan Digital Sky Survey y la población de Variables Cataclísmicas

El Sloan Digital Sky Survey (SDSS) es el primer survey sistemático que puede ayudar a resolver los problemas de sesgo en el estudio de las propiedades de las VC's, ya que es capaz de detectar tanto objetos azules como rojos muy débiles. La fotometría de 10^4 grados² de cielo en cinco filtros (u, g, r, i, z) tiene la capacidad de detectar todo tipo de sistemas ca-

¹ Para una mejor descripción del proyecto Solan véase York *et al.* (2000)

taclísmicos más débiles que magnitud 20. El propósito de la fotometría en el SDSS es la de seleccionar objetos por su color para después realizar espectroscopía detallada², con una serie de exposiciones de 45 minutos. Esto permite, en particular, la identificación de una variable cataclísmica a partir de las líneas de emisión de hidrógeno y helio que típicamente se producen por la acreción (Szkody et al. 2002). Las características de las líneas; su intensidad y ancho nos pueden dar información sobre la inclinación de la binaria, su periodo orbital (si hay cubrimiento temporal) e incluso sobre la tasa de transferencia de masa.

Del proyecto SDSS se tiene la observación fotométrica y espectroscópica de 259 VC's, de las cuales 202 fueron nuevos descubrimientos, Szkody *et al.* (2002, 2003, 2004, 2005, 2006, 2007, 2009). A partir de los descubrimientos del SDSS se han realizado trabajos para determinar la distribución de periodos orbitales de las VC's (Gänsicke *et al.* 2009; Dillon *et al.* 2008; Littlefair *et al.* 2008) con la finalidad de conciliar las predicciones teóricas y las observaciones así como para establecer las propiedades intrínsecas (Littlefair *et al.* 2006, 2007, 2008). Sin embargo, para determinar las propiedades intrínsecas de las VC's es necesario determinar la distancia a los objetos.

Gänsicke *et al.* (2009) analizan un total de 137 VC's del catalogo del SDSS, de las cuales solo 13 sistemas son de periodo corto, donde la enana blanca domina el espectro óptico, tienen una estimación para la distancia. Para estos sistemas estiman la magnitud absoluta en el rango $M_g = 10.5-13.1$, siendo la magnitud absoluta promedio $\langle M_g \rangle = 11.6 \pm 0.7$. Implicando que las VC's del SDSS son, en promedio, intrínsecamente más débiles que las VC's descubiertas antes del SDSS.

² La espectroscopía cubre un rango de 3900–6200 Å en el haz azul y de 5800–9200 Å en el haz rojo, con un poder de resolución de $R \sim 1800$.

4.2. Distribución de periodos orbitales después del Solan Digital Sky Survey

En un análisis reciente de las VC's descubiertas por el SDSS, Gänsicke *et al.* (2009) mostraron que la distribución de periodos de estos sistemas difieren dramáticamente respecto a todas las muestras examinadas previamente. En particular, se observa una clara acumulación de sistemas en el rango de periodos de 80 a 86 minutos, consistente con la predicción de los modelos de evolución de VC's.

En su estudio discuten las propiedades de 137 sistemas, para los cuales se conoce su periodo orbital con gran precisión y se tiene un espectro en la base de datos del SDSS. De la muestra analizada 92 sistemas son descubrimientos del SDSS, mientras que 45 son sistemas reidentificados espectroscópicamente por el SDSS, (ya habían sido identificados previamente por sus estallidos ópticos o por sus luminosidades en rayos X), la muestra analizada es la más grande que se ha seleccionado de la manera más homogénea. Aunque existen otros catálogos, (e.g Ritter & Kolb 2003) la muestra que ofrece el SDSS se basa en la clasificación de un sistema como VC a partir de su espectro y no tanto de su comportamiento eruptivo.

Al hacer una comparación entre las distribuciones de periodo orbital para los 454 sistemas del catálogo de Ritter & Kolb (2003) y los 92 sistemas del SDSS (véase Fig. 4.1), se observa una clara diferencia, particularmente por el número de sistemas nuevos con periodos orbitales cortos y por algunos con períodos “cerca y a la derecha de la banda de ausencia de periodo”. Estos resultados han mejorado la distribución anterior, que estaba caracterizada por una escasa población a la “izquierda de la banda”. Finalmente solo dos o tres objetos nuevos tienen períodos orbitales largos.

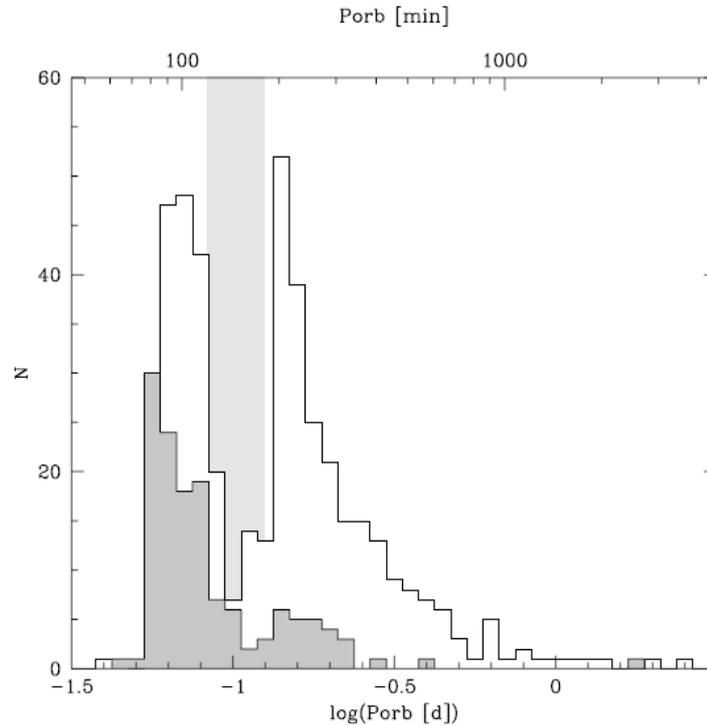


Figura 4.1: Histograma de distribución de periodos orbitales de variables cataclísmicas. Las zonas en blanco representan la muestra previa a los resultados obtenidos por el Sloan Digital Sky Survey. Las zonas sombreadas corresponden únicamente a los resultados obtenidos con datos del Sloan. La franja gris indica la zona, conocida como banda de ausencia de periodos orbitales (tomado de la Figura 2, de Gänsicke et al. (2009)).

Para tener las bases y establecer que las muestras de VC's analizadas son realmente diferentes, Gänsicke *et al.* realizaron una prueba estadística tipo Kolmogorov-Smirnov obteniendo una probabilidad de 10^{-3} de que las muestras provengan de la misma población, lo cual refleja que el método de detección es diferente en las dos muestras. En cambio, los 454 sistemas previos al SDSS y los 45 reidentificados por el SDSS estadísticamente sí corresponden a una misma población, principalmente porque ambas muestras comparten el método de detección, estallidos y emisión en rayos X.

4.3. Sistemas con apariencia espectral tipo WZ Sge a partir del SDSS

En la Tabla 4.1 mostramos una compilación de objetos para los cuales se tienen, en la base de datos del SDSS, observaciones espectroscópicas con resolución temporal. Para los 53 sistemas se conoce su período orbital con precisión. La apariencia espectral de cada sistema listado es similar a la de los sistemas tipo WZ Sge; poseen un espectro dominado por el continuo además de líneas de emisión con dos picos super impuestas a líneas de absorción débiles y anchas.

Tabla 4.1: Lista de sistemas con apariencia espectral que asemeja a WZ Sge

Objeto (SDSS J)	Magnitud (g)	P_{orb} (min)	Nombre	Referencias
002728.01-010828.5	20.7	85.44	EN Cet	IV, 1
003941.06+005427.5	20.6	91.50		IV, 1
004335.14-003729.8	19.8	82.32		III, 1
005050.88+000912.7	20.4	80.3		IV, 1
013132.39-090122.3	18.3	81.54		II, 1
013701.06-091234.9	18.7	79.71		II, 1
015151.81+140047.2	20.3	118.68		I, 1
023322.61+005059.5	19.9	96.08		I, 1
053659.12+002215.1	18.8	—		VI
075059.97+141150.1	19.1	134.15		VI, 1
075507.70+143547.6	18.3	84.76		VI, 1
080434.20+510349.2	17.5	84.		V, 1
082409.73+493124.4	19.3	95		I, 1

Objeto (SDSS J)	Magnitud (g)	P_{orb} (min)	Nombre	Referencias
083754.64+564506.7	18.9	—		VI
084303.99+275149.7	18.9	85.5	EG Cnc	IV, 1
085414.02+390537.3	19.2	113.26	EUVE J0854+360	IV, 1
085623.00+310834.08	20	—		IV
090103.93+480911.1	19.3	112.15		II, 1
090350.73+330036.1	18.8	85.07		IV, 1
090403.48+035501.2	19.2	86		III, 1
090452.09+440255.4	19.4	—		III
091945.11+085710.0	18.2	81.3		IV, 1
092219.55+421256.7	19.9	—		IV
094636.60+444644.9	19.4	123.62	DV UMa	IV, 1
095135.21+602939.6	20	—		III
103533.03+055158.4	18.8	82		V, 1
105754.25+275947.5	19.9	—		VII
113722.25+014858.6	18.7	109.6	RZ Leo	II, 1
115207.00+404947.8	19.3	97.4		VI, 1
115215.83+491441.9	18.5	90.16	BC UMa	III, 1
121607.03+052013.9	20.1	98.82		III, 1
122740.83+513925.0	19.1	90.65		V, 1
123813.73-033933.0	17.8	80.52		II, 1
125023.85+665525.5	18.7	84.58		II, 1
133941.12+484727.5	17.6	82.52		IV, 1
143317.78+101123.3	18.6	78.10		VI, 1

Objeto (SDSS J)	Magnitud (g)	P_{orb} (min)	Nombre	Referencias
143544.02+233638.7	18.2	78		VI, 1
145758.21+514807.9	19.6	—		IV
150137.22+550123.4	19.4	81.85		III, 1
150722.33+523039.8	18.3	66.61		IV, 1
151413.72+454911.9	19.7	—		IV
152419.33+220920.0	19.1	94.1		VII, 1
152717.96+543724.9	20.4	—		VI
155644.24-000950.2	18.1	106.67		I, 1
155656.92+352336.6	18.4	128		V, 1
160501.35+203056.0	19.9	—		VII
160932.67+055044.6	18.8	—		VII
161033.64-010223.3	19.1	80.52		I, 1
162830.89+240259.1	19.8	—		V
171145.08+301320.0	20.3	80.35		III, 1
204817.85-061044.8	19.4	89.49		II, 1
210449.95+010545.9	20.4	103.62		V, 1
220553.98+115553.7	20.1	82.81		II, 1

Las referencias I – VII corresponden respectivamente a las publicaciones de Szkody *et al.* (2002, 2003, 2004, 2005, 2006, 2007, 2009) mientras que la referencia 1 a la de Gansicke *et al.* (2009).

De los objetos listados en la Tabla 4.1 hemos seleccionado dos de los más brillantes, 080434.20+510349.2 con $g = 17.5$ y 123813.73-033933.0 con $g = 17.8$, como candidatos a sistemas rebotados. Elegimos los sistemas más brillantes para poder realizarr observaciones

en el Observatorio Astronómico Nacional, que puedan arrojar resultados positivos.

El estudio de sistemas de periodo corto aporta un conocimiento adicional respecto a las últimas fases de su evolución. Representan la población de variables cataclísmicas más evolucionada.

Capítulo 5

SDSS J123813.73-033933.0: Una variable cataclísmica evolucionada más allá del periodo mínimo

Presentamos fotometría infrarroja en las bandas *JHK* de la variable cataclísmica (VC) SDSS J123813.73-033933.0 y la analizamos junto con datos de espectroscopía óptica, demostrando que el sistema binario probablemente este compuesto de una enana blanca masiva con $T_{ef} = 12000 \pm 1000$ K y de una enana café de tipo espectral L4. Los parámetros inferidos para el sistema sugieren que éste pudo haber evolucionado más allá del periodo orbital mínimo y por lo tanto puede ser considerado como un sistema rebotado. SDSS J123813.73-033933.0 resalta del resto de VC's porque exhibe la variabilidad que Zharikov *et al.* llamaron abrillantamientos. Estos no estan relacionados con alguna fase orbital específica del sistema binario y son más débiles que los estallidos en las novas enanas, que usualmente ocurren en escalas de tiempo mayores. Este fenómeno no ha sido observado de manera extensiva y, por lo tanto, es poco entendido. Las nuevas observaciones fotométricas con resolución temporal de SDSS J123813.73-033933.0 nos permitieron observar dos abrillantamiento consecutivos y poder determinar su tiempo de recurrencia. El análisis de periodos de todos los abrillantamientos detectados durante 2007–2010 sugiere una escala de tiempo típica cercana a un periodo de ≈ 9.3 h. Sin embargo, la modulación de los abrillantamientos no es estrictamente

periódica, probablemente mantiene la coherencia en una escala de tiempo de varias semanas. También analizamos la variabilidad caracterizada por el doble de la frecuencia orbital que claramente se observa durante los brillantamientos. La tomografía doppler del sistema muestra la presencia permanente de un patrón de brazos espirales en el disco de acreción. Presentamos un modelo simple para demostrar que los brazos espirales en el mapa de velocidad aparecen en la localización y fase del radio de la resonancia 2:1 y constituyen ellos mismos una curva de luz de doble joroba. Las variabilidades de larga y corta amplitud de esta VC se discuten, junto con la estructura espiral de un disco de acreción, en el contexto de los efectos observacionales que tienen lugar en sistemas rebotados.

SDSS J123813.73–033933.0: A CATAclySMIC VARIABLE EVOLVED BEYOND THE PERIOD MINIMUM

A. AVILES¹, S. ZHARIKOV¹, G. TOVMASSIAN¹, R. MICHEL¹, M. TAPIA¹, M. ROTH², V. NEUSTROEV³, C. ZURITA⁴, M. ANDREEV⁵,
A. SERGEEV⁵, E. PAVLENKO⁶, V. TSYMBAL⁷, G. C. ANUPAMA⁸, U. S. KAMATH⁸, AND D. K. SAHU⁸¹ Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apartado Postal 877, 22800, Ensenada, BC, Mexico² Las Campanas Observatory, Carnegie Institutio of Washington, Casilla 601, La Serena, Chile³ Centre for Astronomy, National University of Ireland, Galway, Newcastle Rd., Galway, Republic of Ireland⁴ Instituto de Astrofísica de Canarias, c/ via Lactea s/n, La Laguna, E38200, Tenerife, Spain⁵ Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Terskol, Russia⁶ Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Ukraine⁷ Tavrian National University, Department of Astronomy, Simferopol, Ukraine⁸ Indian Institute of Astrophysics–CREST, II Block Koramangala, Bangalore 560 034, India

Received 2009 September 12; accepted 2010 January 19; published 2010 February 10

ABSTRACT

We present infrared *JHK* photometry of the cataclysmic variable (CV) SDSS J123813.73–033933.0 and analyze it along with optical spectroscopy, demonstrating that the binary system is most probably comprised of a massive white dwarf with $T_{\text{eff}} = 12000 \pm 1000$ K and a brown dwarf of spectral type L4. The inferred system parameters suggest that this system may have evolved beyond the orbital period minimum and is a bounce-back system. SDSS J123813.73–033933.0 stands out among CVs by exhibiting the cyclical variability that Zharikov et al. called brightenings. These are not related to specific orbital phases of the binary system and are fainter than dwarf novae outbursts that usually occur on longer timescales. This phenomenon has not been observed extensively and, thus, is poorly understood. The new time-resolved, multi-longitude photometric observations of SDSS J123813.73–033933.0 allowed us to observe two consecutive brightenings and to determine their recurrence time. The period analysis of all observed brightenings during 2007 suggests a typical timescale that is close to a period of ~ 9.3 hr. However, the brightenings modulation is not strictly periodic, possibly maintaining coherence only on timescales of several weeks. The characteristic variability with double orbital frequency that clearly shows up during brightenings is also analyzed. The Doppler mapping of the system shows the permanent presence of a spiral arm pattern in the accretion disk. A simple model is presented to demonstrate that spiral arms in the velocity map appear at the location and phase corresponding to the 2:1 resonance radius and constitute themselves as double-humped light curves. The long-term and short-term variability of this CV is discussed together with the spiral arm structure of an accretion disk in the context of observational effects taking place in bounce-back systems.

Key words: brown dwarfs – novae, cataclysmic variables – stars: dwarf novae – stars: individual (SDSS J123813.73–033933.0)

1. INTRODUCTION

The object cataloged as SDSS J123813.73–033933.0 (hereafter SDSS 1238) was identified with a faint ($r = 17.82$ mag) short-period cataclysmic variable (CV) by Szkody et al. (2003). The optical spectrum of SDSS 1238 shows a blue continuum with broad absorption features originating in the photosphere of a white dwarf (WD) surrounding double-peaked Balmer emission lines, formed in a high inclination accretion disk. The orbital period of the system is $P_{\text{orb}} = 0.05592(35)d = 1.34(1)h$, based on spectroscopic data (Zharikov et al. 2006). The orbital period and the spectral features match those of WZ-Sge-type systems, but with this, similarities practically end. A number of observed aspects of the system differ from the majority of short-period CVs. The most intriguing characteristic which we found in this system is a sudden and fast rise in brightness up to ~ 0.45 mag during a short time, of about half of the orbital period. After reaching its peak, the brightness slowly decreases, lasting ~ 3 – 4 hr, down to the quiescence level. We call these events brightenings in order to distinguish them from the more common outbursts, humps, flickering, and other types of variability documented in short-period CVs. These brightenings seemed to happen cyclically about every 8–12 hr. In addition to brightenings, a nearly permanent sinusoidal variability was detected in the light curve of SDSS 1238 with a period half that of the spectroscopic orbital period $P = P_{\text{orb}}/2 = 40.25$ minutes

(hereafter, the double-humped light curve). The amplitude of the double-hump variability depends on the phase of the brightenings. It increases with a total rise in brightness of up to ~ 0.2 mag and decreases until it almost disappears during the quiescence (Zharikov et al. 2006). A similar behavior was found later by Szkody et al. (2006) in another short-period CV, SDSS J080434.20+510349.2 (hereafter SDSS 0804) which has an identical spectral appearance to SDSS 1238 in quiescence. Zharikov et al. (2006, 2008) advanced the hypothesis that the double-humped light curve is a signature of 2:1 resonance in the accretion disks of these systems. In order for the accretion disk to reach permanently the 2:1 resonance radius, the mass ratio of the binary component must be extreme ($q \leq 0.1$), and as such these objects could qualify as bounce-back systems, e.g., CVs, which are old enough to reach the period minimum and leap toward slightly longer orbital periods, as predicted by Paczynski (1981). It is supposed that accretion disks of WZ-Sge systems reach 2:1 resonance radius during superoutburst, when some of them have been noted to show double-humped light curves (Patterson et al. 2002b). The superoutbursts of WZ-Sge-type systems are infrequent and happen every two dozen or more years. Oddly enough, SDSS 0804 went into the superoutburst in 2006 (Pavlenko et al. 2007) and exhibited all necessary attributes of a classical WZ-Sge-type object. Regrettably, the brightenings disappeared from the light curves of SDSS 0804 after the superoutburst, although the double-hump light curve persists (Zharikov

et al. 2008). Thus, the SDSS 1238 remains the only object that still shows brightenings. Intrigued by the new photometric phenomenon observed in these two systems, we conducted a new time-resolved photometric study of SDSS 1238 to establish the reasons behind their common nature, and to understand the origin of the cyclic brightenings and their relation to the amplitude of the double-humped light curve. Meanwhile, we discovered that SDSS 1238 was marginally detected as an infrared source by Two Micron All Sky Survey (2MASS), and secured accurate near-IR photometry of the object. In Section 2, we describe our observations and data reductions. The data analyses and the results are presented in Sections 3–5, while a general discussion and conclusions are given in Section 6.

2. OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

The object is listed in the 2MASS⁹ Point Source Catalogue with $J = 16.65(13)$, $H = 16.49(23)$, $K \sim 16.42$ mag. These magnitudes are close to the detection limits of 2MASS, particularly in the K band. In order to have more accurate photometry, we obtained new observations of SDSS J123813.73–033933.0 in JHK_s on 2009 June 17 with the near-infrared camera PANIC (Martini et al. 2004) attached to the 6.5 m Baade/Magellan Telescope at Las Campanas Observatory (LCO). PANIC provides an image scale of $0''.125 \text{ pixel}^{-1}$ on a Hawaii HgCdTe 1024×1024 array detector. The FWHM of the point-spread function was between $0''.55$ and $0''.60$ during our observations. For each filter, nine dithered frames spaced by $10''$ were taken, with total on-source integration times of 540 s in each of the three filters. The nine frames were shifted and averaged to produce the final images. Standard sky-subtraction and flat-field correction procedures were applied. Aperture ($1''.2$) photometry was performed with DAOPHOT within IRAF¹⁰ in the standard way. Flux calibration was performed using standard stars SJ 9146 and SJ 9157 from the list of Persson et al. (1998) and the total errors are estimated to be less than 0.05 mag. The resulting magnitudes of SDSS 1238 are $J = 17.07(5)$, $H = 16.65(5)$, and $K = 16.42(5)$ and corresponding colors $J - H = 0.42$, $H - K_s = 0.23$, and $J - K_s = 0.65$.

In order to investigate whether flux variations in the near-IR occur in this system in timescales of a few minutes, we measured the J , H , and K_s fluxes from each of the nine short-exposure (60 s) frames in each filter. In the ~ 15 minutes that each series lasted, we did not detect any variability within the ~ 0.15 mag photometric uncertainty associated with each single frame. Note that in longer timescales (comparable to the orbital period), the system is expected to show some variability in the near-IR, mostly due to the elliptical shape of Roche-lobe filling secondary, but these could be missed in a 15 minute time series. The ellipsoidal variability of the secondary can be calculated and it has been taken into account in further considerations of IR magnitudes.

The objective of our optical photometry of SDSS 1238 was to study the phenomenon of brightenings. Taking into account the long duration of the brightenings and the uncertainty of the cycle period (Zharikov et al. 2006), we planned and executed a multi-longitude observational campaign of this object. Time-resolved CCD photometry was obtained at several facilities: the 1.5 m telescope at the Observatorio Astronómico Nacional

at San Pedro Mártir (SPM) in Mexico; the 0.8 m IAC80 telescope at the Observatorio del Teide in the Canary Islands, Spain; the 2.1 m telescope at the Bohyunsan Optical Astronomy Observatory (BOAO) in South Korea; the 2 m telescope at the Terskol Astrophysical Observatory in the Northern Caucasus, Russia; and the 2 m Himalayan Chandra Telescope of the Indian Astronomical Observatory (IAO), Hanle, India. The data reduction was performed using both ESO-MIDAS and IRAF software. The images were bias-corrected and flat-fielded before aperture photometry was carried out. The log of photometric observations is presented in Table 1.

The long-slit observations have been obtained with the Boller and Chivens spectrograph¹¹ on the 2.1 m telescope at the SPM site with a resolution of $3.03 \text{ \AA pixel}^{-1}$. The spectra span the wavelength range 4000–7100 Å. In order to improve the signal-to-noise ratio, we obtained a series of phase-locked spectra: 10 spectra were taken at equal phase intervals over a single orbital period $P_{\text{orb}} = 80.5$ minutes with an exposure time of 486 s per spectrum. This sequence of spectra was repeated at exactly the same phase intervals for subsequent periods and subsequent nights. This allows us to calculate the phase-averaged spectra, summarizing the spectra of the same orbital phase obtained during one night and the whole set of observations without further decreasing the time resolution. The log of spectroscopic observations is presented in Table 2.

3. SPECTRAL ENERGY DISTRIBUTION: SYSTEM PARAMETERS AND DISTANCE TO THE OBJECT

The spectral energy distribution (SED) of the object in the range of 4000–25000 Å is shown in Figure 1. The detailed description of the SDSS 1238 optical spectrum was given in our previous paper (Zharikov et al. 2006). The overall appearance of the spectrum has not changed, but we detect a significant variability of the equivalent widths of Balmer emission lines from epoch to epoch. The Balmer lines are about two times weaker in the 2009 observations compared to the 2004 spectra (Figure 2). The continuum, however, has not changed during the last five years, as we compare V -band magnitudes in quiescence between brightenings. The average quiescence magnitude¹² between brightenings remains constant at around $V \cong 17.8 \pm 0.1$.

The present near-IR measurements demonstrated that there is significant IR excess emission to that expected from the Rayleigh–Jeans tail of the optical spectrum for a WD. In fact, neither a WD nor a power-law flux from the accretion disk, nor their combination, can explain the observed IR excess. The most probable source of IR excess is the radiation from the secondary star. To determine the spectral type of the secondary and the distance to the system, we fitted the observed optical–infrared SED of the object with a simple model: the total flux $F^*(\lambda)$ is the sum of contributions from a WD with a hydrogen atmosphere, $F_{\text{WD}}(T_{\text{eff}}, \lambda)$ (DA type WDs), an accretion disk with $F_{\text{AD}} \sim \lambda^{-\frac{7}{3}}$ (Lynden-Bell 1969), and a red/brown dwarf with $F_{\text{BD}}(\lambda)$:

$$F^*(\lambda) = F_{\text{WD}}(T_{\text{eff}}, \lambda) + F_{\text{AD}}(\lambda) + F_{\text{BD}}^{\text{SpT}}(\lambda). \quad (1)$$

Brown dwarf fluxes were taken from the literature (McLean et al. 2003, 2007) and online sources.¹³ The WD spectra with

⁹ <http://www.ipac.caltech.edu/2mass/>

¹⁰ IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

¹¹ <http://www.astrosp.unam.mx>

¹² Secondary photometric standards were established in the field of SDSS 1238, by calibrating them using reference star S200313360 from GSC-II <http://www.gsss.stsci.edu/Catalogs/GCS/GSC2/GSC2.html>

¹³ See <http://web.mit.edu/ajb/www/browndwarfs/>

Table 1
Log of Time-resolved Observations of SDSS J123813.73–033933.0 in the V Band

Date	HJD Start+ 2454000	Telescope	Exp. Time Number of Integrations	Duration
Photometry				
2007 Feb 25	156.832	1.5 m/SPM/México	120 s × 160	5.3 hr
2007 Feb 26	157.845	1.5 m/SPM/México	120 s × 144	4.8 hr
2007 Mar 15	174.756	1.5 m/SPM/México	220 s × 95	5.8 hr
2007 Mar 18	177.767	1.5 m/SPM/México	170 s × 91	4.3 hr
2007 Mar 19	178.716	1.5 m/SPM/México	240 s × 108	7.2 hr
2007 Mar 20	179.414	2 m/Terksol/Russia	120 s × 118	3.9 hr
2007 Mar 20	179.746	1.5 m/SPM/México	160 s × 77	3.4 hr
2007 Mar 20	180.290	2 m/Terksol/Russia	120 s × 152	5.1 hr
2007 Mar 21	181.169	2 m/IAO/India	120 s × 135	7.5 hr
2007 Mar 21	181.286	2 m/Terksol/Russia	120 s × 210	7 hr
2007 Mar 22	182.164	2 m/IAO/India	120 s × 198	6.9 hr
2007 Mar 22	182.302	2 m/Terksol/Russia	120 s × 195	6.5 hr
2007 Mar 22	182.435	0.8 m.IAC80/Spain	270 s × 98	7.4 hr
2007 Mar 25	185.032	2.1 m/BOAO/Korea	135 s × 107	4.0 hr
2007 Apr 25	216.696	0.8 m/IAC80/Spain	200 s × 101	5.6 hr
2007 Apr 27	218.648	0.8 m/IAC80/Spain	200 s × 116	6.4 hr
2008 Mar 9	535.904	1.5 m/SPM/México	60 s × 150	2.5 hr
2008 Mar 10	536.882	1.5 m/SPM/México	60 s × 200	3.3 hr
2008 Mar 11	537.889	1.5 m/SPM/México	60 s × 170	2.8 hr
2009 Feb 27	890.826	1.5 m/SPM/México	60 s × 184	3.1 hr
2009 Feb 28	891.814	1.5 m/SPM/México	60 s × 227	3.8 hr
2009 Mar 1	892.851	1.5 m/SPM/México	60 s × 218	3.6 hr

Table 2
Log of Time-resolved Spectroscopic Observations of SDSS J123813.73–033933.0

Date	HJD Start+ 2454000	Telescope	Exp. Time Number of Integrations	Duration
Spectroscopy				
2009 Jan 24	855.99	2.1 m/SPM/México	486 s × 7	0.52 hr
2009 Jan 25	856.96	2.1 m/SPM/México	486 s × 17	2.43 hr
2009 Jan 26	857.90	2.1 m/SPM/México	486 s × 20	2.69 hr
2009 Jan 27	856.96	2.1 m/SPM/México	486 s × 10	1.2 hr

a mass range of $M_{\text{WD}} = 0.6\text{--}1.1 M_{\odot}$ were used with a $0.1 M_{\odot}$ step and the radii were calculated using the WD radius–mass relation of

$$R_{\text{WD}} = 1.12 \times 10^9 \left(1 - \frac{M_{\text{WD}}}{1.44 M_{\odot}}\right)^{\frac{3}{5}}$$

from Nauenberg (1972) and Warner (1995). Spectra of WDs in the 4000–25000 Å range with pure hydrogen atmosphere were obtained using ATLAS9 (Kurucz 1993) and SYNTH (Piskunov 1992) codes for an appropriate range of temperatures. Although our previous temperature estimate was $T_{\text{WD}} = 15,600 \pm 1000$ K based on fits to the absorption portion of Balmer lines (Zharikov et al. 2006), in the present fitting procedure we allowed a wider temperature range from $T_{\text{eff}} = 11,000$ to 18,000 K, because of the larger number of free parameters. The calculations were performed with a 1000 K step and with the surface gravity $g = \gamma \frac{M_{\text{WD}}}{R_{\text{WD}}^2}$. The spectra are normalized to $\lambda_0 = 5500$ Å and the contribution of the WD is

$$F_{\text{WD}}(T_{\text{eff}}, \lambda) = C_1(\delta) * F_{\text{WD}}^{\text{norm}}(T_{\text{eff}}, \lambda),$$

where $C_1(\delta) = 10^{-0.4*(V+\delta+M_V^0)}$, $V = 17.8$ is the object's magnitude in quiescence, and δ is a parameter, determining the contribution of the flux from the WD in the V band. Finally, the $M_V^0 = 21.109$ is the constant to convert magnitudes into

flux (in $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Å}^{-1}$) in the V band. The spectrum of the accretion disk was assumed to be a simple power law

$$F_{\text{AD}}(\lambda) = (C_1(0) - C_1(\delta)) \times \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^{-\frac{7}{3}},$$

where $(C_1(0) - C_1(\delta))$ determines the contribution from the accretion disk in the V band, assuming that the WD and the accretion disk are the only contributors in that wavelength as the only other contributor is the brown dwarf, which has a negligible flux in V.

The distance to the object is estimated to be

$$d = R_{\text{WD}} \sqrt{\frac{F^{\text{bb}}(T_{\text{eff}}, 5500 \text{ Å})}{F_{\text{WD}}(5500 \text{ Å})}},$$

where $F^{\text{bb}}(T_{\text{eff}}, 5500 \text{ Å})$ is the blackbody flux at $\lambda = 5500$ Å with effective temperature T_{eff} .

Observed SEDs of red/brown dwarfs of spectral types between M6 and L5 normalized to fit the observed flux in J were used. The bolometric correction to the J magnitude for each spectral type was taken from Tinney et al. (2003).

The free parameters of the three-component model are the WD effective temperature, T_{eff} , the mass of the WD, M_{WD} , the spectral type of the secondary star, SpT, and the parameter δ (in magnitudes). The best-fit model to the observed SDSS 1238

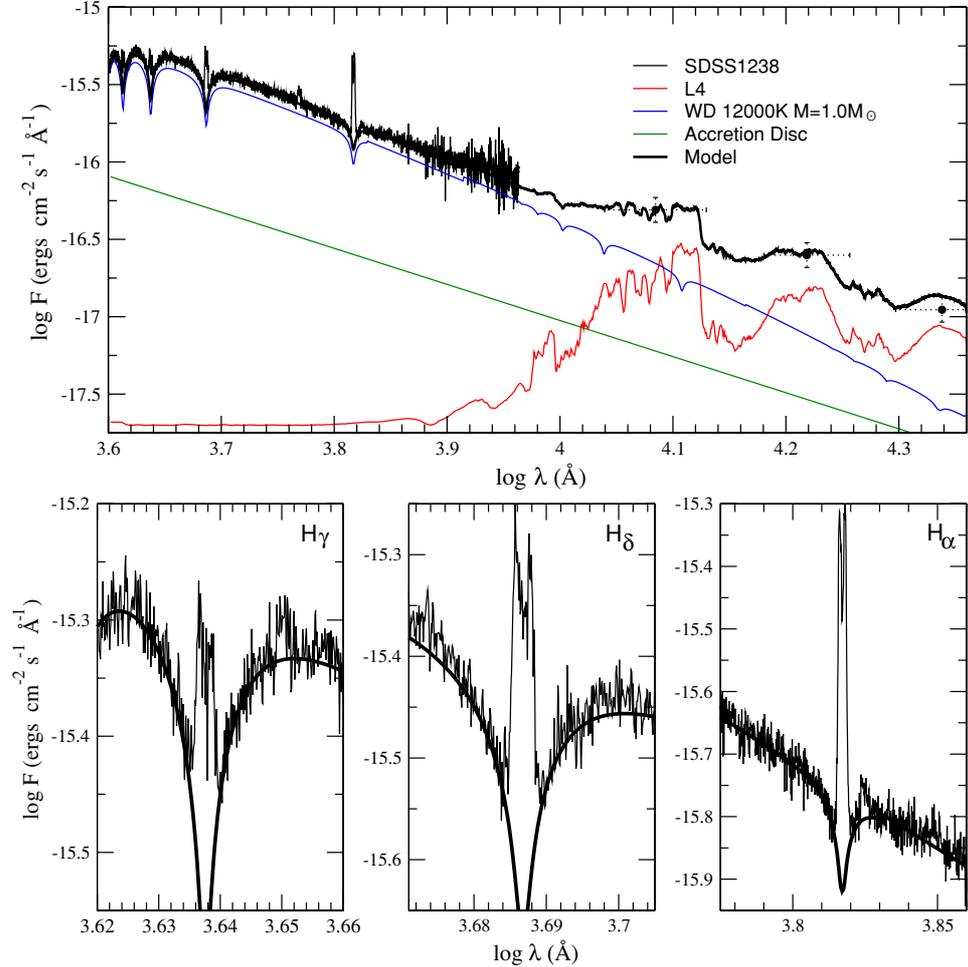


Figure 1. Spectral energy distribution of SDSS 1238 and the result of the model fit (top). Spectrum fragments around H_{γ} , H_{δ} , and H_{α} lines are shown in bottom panels.

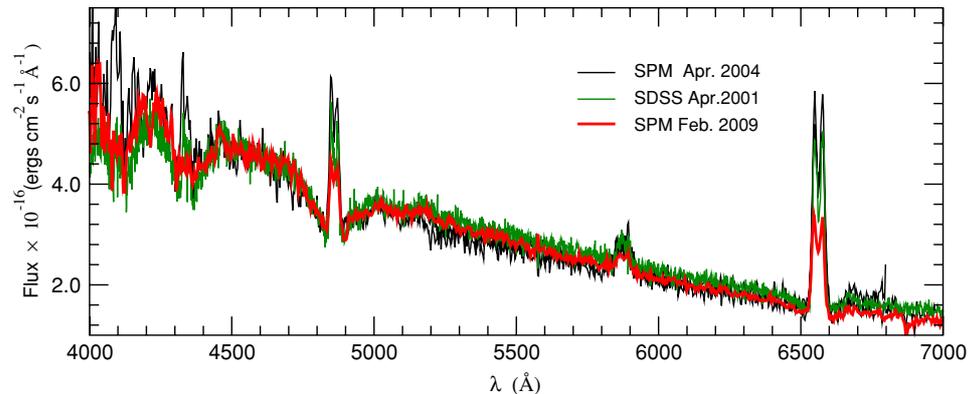


Figure 2. Low-resolution time-average spectra of SDSS1238 obtained in different epochs.

spectrum in the $0.4\text{--}2.5 \mu\text{m}$ range achieved for the following set of parameters (Figure 1) is $T_{\text{WD}} = 12,000 \text{ K}$, SpT = L4, $M_{\text{WD}} = 1.0 M_{\odot}$, and $\delta = 0.1$. The deduced distance to the object is 110 pc. We studied the behavior of χ^2 versus a single fit parameter, when the other three are fixed to their corresponding best values. Figure 3 presents χ^2 plots for various parameters with marked confidence levels corresponding to 95%, 80%, and 60%. We can state that χ^2 tends to the minimum value always, when $T_{\text{WD}} = 12,000 \text{ K}$ and $\delta = 0.05\text{--}0.15$ regardless of the value of the other parameters. At the same time, there is a

dependence between the mass of the WD and the spectral type of the secondary: the lower the mass, the larger the radius of WD, and thus, the larger the distance to the system, resulting in an earlier spectral type of the secondary. The best fit to the optical part of the spectrum is reached with the mass of the WD of $M_{\text{WD}} = 1.0 M_{\odot}$, leading to the cited distance of 110 pc, and spectral type of the secondary, L4. The entire range of secondary from SpT = M9 at $M_{\text{WD}} = 0.6 M_{\odot}$ and $d = 160 \text{ pc}$ to SpT = L4 at $M_{\text{WD}} = 1.0 M_{\odot}$, $d = 110 \text{ pc}$ was considered. However, a pronounced minimum in χ^2 for

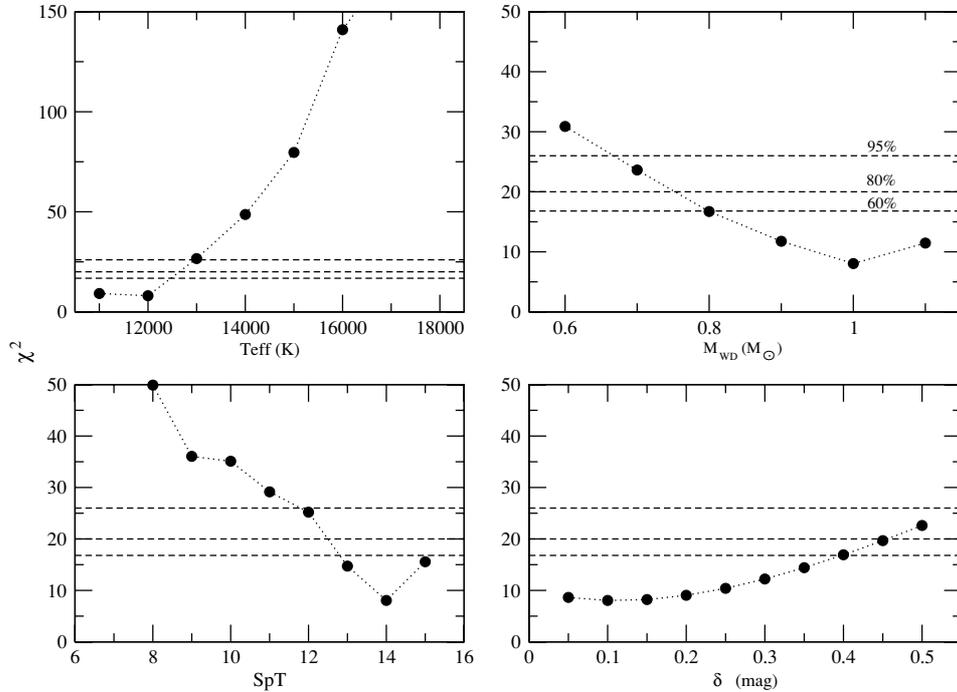


Figure 3. χ^2 vs. parameters of the fit, where T_{eff} is an effective temperature of the primary WD, M_{WD} is a mass of the WD, SpT is a spectral type of the secondary (from M6V/SpT = 6 to L6/SpT = 16), and δ is a ratio between accretion disk and WD contribution in the continuum flux of the SDSS1238 in the V band. The formal confidence levels by the fit are presented by dashed lines. The numbers at the dashed lines are a probability to reject a model with χ^2 above corresponding line.

rather massive WD strongly suggests the presence of a brown dwarf in this system. The indication of a massive WD is not accidental; a CV with a brown dwarf secondary, supposed to have evolved beyond minimum orbital period limit, has an age $\sim 3\text{--}5 \times 10^9$ years and a long history of accretion. A priori, the bounce-back CVs are assumed to harbor a massive WD, although the distribution of known masses of all WDs in eclipsing systems does not show any trend (Knigge 2006). But when considering only the short-period end of that distribution as Littlefair et al. (2008) did, then it becomes apparent that evolved systems systematically have more massive WDs. The upper limit for the mass of the secondary is $M_{\text{BD}} \leq 0.09 M_{\odot}$ for SpT = M9 or $M_{\text{BD}} \leq 0.07 M_{\odot}$ for SpT = L4 (Close et al. 2003). But it is also a well-known fact that the secondaries of CVs tend to show systematically an earlier spectral class and a larger radius with secondaries of lower mass than the corresponding single stars on the main sequence (Littlefair et al. 2008). So we expect that the mass of the secondary in SDSS 1238 hovers around the lower edge of the above-mentioned range of masses.

Note that due to the high galactic latitude of this object ($b = 59.5$) and the inferred small distance, the interstellar extinction is negligible. We also would like to emphasize that in the above calculations we took into account the fact that the state of the system was unknown at the moment of acquiring the IR data. Therefore, we conducted the fitting for both cases, considering that the system might have been at the maximum of the brightenings during the IR observations or at the bottom. That introduced only a minor change, basically decreasing the distance to the system by ~ 15 pc and not affecting our conclusions regarding the spectral type of the secondary. Finally, we would like to comment on the discrepancy in the temperature determination of the WD, which is larger than we would like as compared to that of Zharikov et al.

(2006). In the latter, the temperature and gravity could not be determined simultaneously, and one parameter had to be fixed in order to calculate the other, which always introduces ambiguity, as neither of these two parameters could be estimated independently. In this paper, we take a more complex approach: not only profiles of the lines are being fitted, but the continuum is taken into consideration as well. Also, the presence of the secondary adds additional restraints on the distance and, thus, on the size of the WD. The SED of the accretion disk, which may not necessarily obey the canonical power-law index, is the source of the largest uncertainty in our analysis. Since the contribution of the disk is limited to only $\leq 20\%$, so is the accuracy of our estimates. With all that in mind, we still end up with a range of spectral classes for the secondary that implies that SDSS 1238 is a bounce-back system.

4. DOPPLER TOMOGRAPHY OF SDSS 1238

The H_{α} emission line originating in the accretion disk is the least affected by the absorption from the underlying WD. Therefore, we constructed Doppler maps (Marsh & Horne 1988) of H_{α} using all our data obtained in 2004 and 2009 (Figure 4, top). The individual maps of separate nights resemble each other so much that combining all available data did not smooth out details, but made them much more convincing. In order to overplot contours of the secondary star, the location of the WD, the trajectory of the stream, and resonance radius of the disk, we used the best-fit parameters to the SED (see previous section). Thus, the WD mass of $M_{\text{WD}} = 1.0 M_{\odot}$ was adopted. Due to the ambiguity in determining precise masses of brown dwarfs, we adopted a mass ratio of $q = 0.05$. This value is typical for systems considered as bounce-back (Knigge 2006) and it is the same mass ratio which was obtained for SDSS 0804, a twin of SDSS 1238, from the super-hump period observed

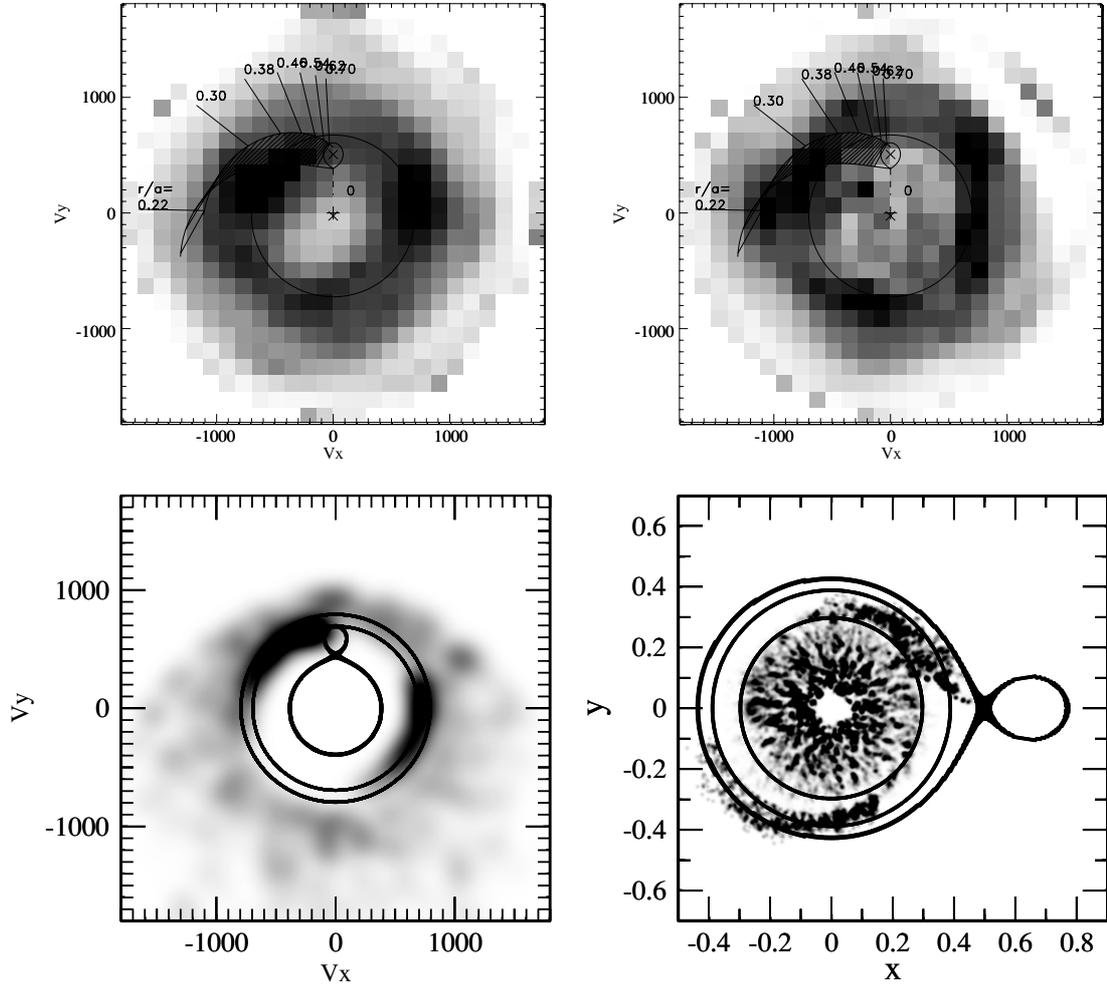


Figure 4. Top: H_{α} Doppler maps constructed on all data obtained in the 2004 (left) and 2009 (right) yy. The circle show the velocity at 2:1 resonance radius. Bottom: the synthetic Doppler map (left) obtained from a model accretion disk (right) for the system with $M_{WD} = 1.0 M_{\odot}$ and $q = 0.05$. The circles correspond to 2:1 and 3:1 resonance radii.

during the superoutburst in 2006 (Pavlenko et al. 2007; Zharikov et al. 2008). Before SDSS 0804 underwent a WZ-Sge-type superoutburst, it showed similar peculiar photometric variability to SDSS 1238. In addition, it shares every other characteristic of a WZ-Sge-type object, and was also proposed as a candidate to the bounce-back system (Zharikov et al. 2008).

As already noted, the structure of the accretion disk did not change between the two epochs of our observations. There is a bright spot at the expected place where the stream of matter from the secondary collides with the accretion disk, but it overlaps with a much larger and prolonged structure, too extended to be a part of the spot. Another extended bright region of similar size can be seen at velocity coordinates ($\approx 700 \text{ km s}^{-1}$, $\approx 0 \text{ km s}^{-1}$) as well as a less bright structure at ($\approx -200 \text{ km s}^{-1}$, $\approx -800 \text{ km s}^{-1}$). Similar Doppler maps were obtained for WZ-Sge during superoutburst in 2001 (Baba et al. 2002; Howell et al. 2003; Steeghs 2004) and in quiescence for bounce-back candidates SDSS 1035 (Southworth et al. 2006) and SDSS 0804 (A. Aviles et al. 2010, in preparation).

Such brightness distribution in the Doppler map can be interpreted as evidence of spiral waves in the disk (see, for example, Steeghs & Stehle 1999; Steeghs 2001, and references therein). The formation of a spiral structure in an accretion disk of a close binary system was predicted by Lin & Papaloizou

(1979) and explored by various authors (Matsuda et al. 1990; Heemskerk 1994; Stehle 1999; Kunze & Speith 2005; Truss 2007, and references therein). Sawada et al. (1986a, 1986b) demonstrated from high-resolution numerical calculations that spirals will always be formed in accretion disks under tidal forces from the secondary. They actually used $q = 1$ in their models, but observationally, such spirals were detected in a number of systems only during outbursts of dwarf novae (DNe). The careful examination of quiescent disks of the same systems did not reveal any spiral structures in longer period DNe. Steeghs & Stehle (1999) argued that little evidence of spiral arms in the emission lines is expected in systems with low values of viscosity.

On the other hand, spiral arms related to 2:1 resonance can be found in systems with extremely low mass ratio $q < 0.1$ as originally was predicted by Lin & Papaloizou (1979). The bounce-back systems and, related to them, WZ-Sge stars, are examples of such objects. The long outburst recurrence time in WZ-Sge systems is probably explained by a very low viscosity in their accretion disks, yet spiral arms can be observed permanently in quiescent bounce-back systems in which on one side there is a massive WD, which gained mass during a long accretion history, and on another side there is a late-type brown dwarf, providing a mass ratio of ≤ 0.06 . Figure 4 (bottom,

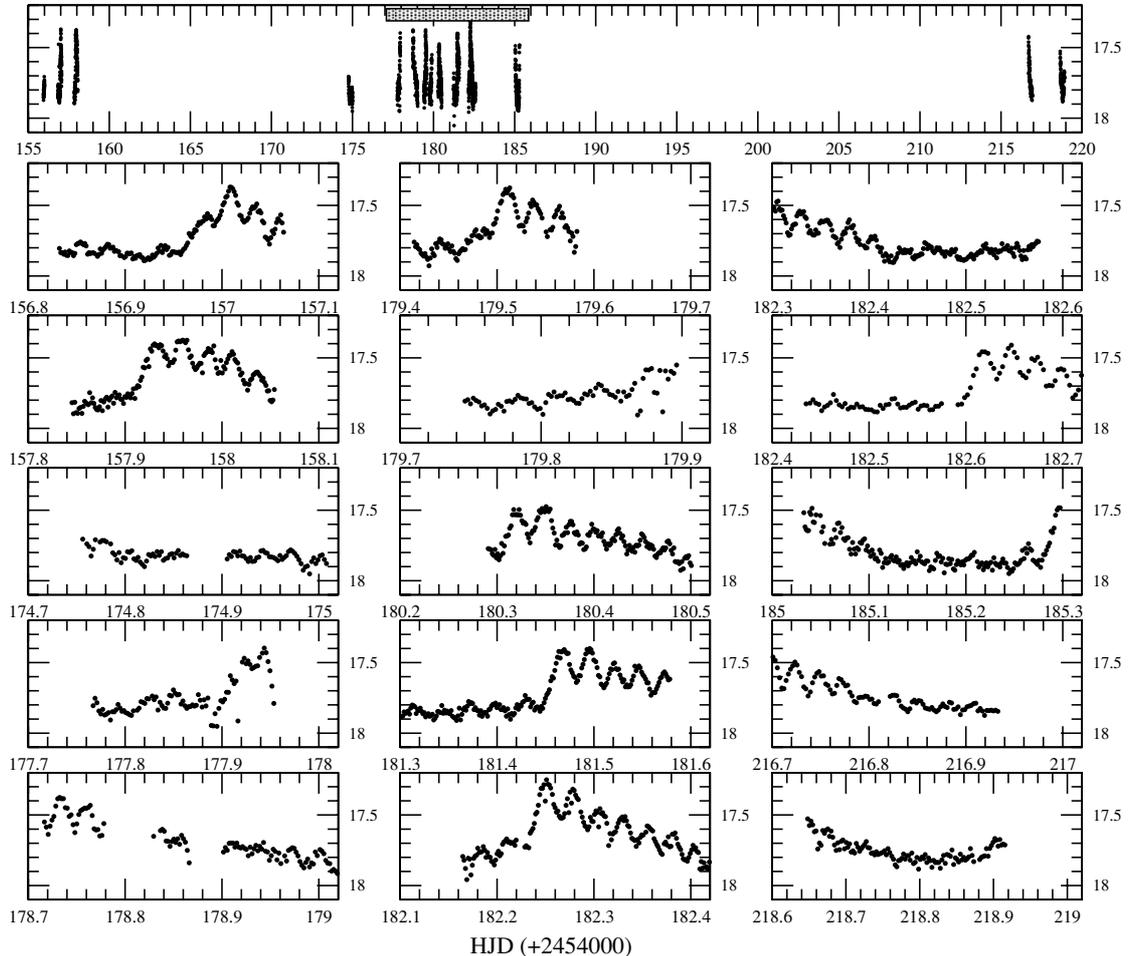


Figure 5. Light curve of SDSS 1238 in the V band obtained in the 2007 year. Each night is presented in a separate panel.

left) depicts a synthetic Doppler map constructed from a model accretion disk that is shown on the bottom right panel. The latter was calculated with the binary system parameters derived above by using smooth particle hydrodynamics according to Murray (1996), Kunze et al. (1997), and references therein. The artificial Doppler map reproduces the observed map in a case when there is a brightness excess within spiral arms. Most of the disk particles are on periodic orbits, which are most favorable from the point of view of viscosity. However, the resonance dispatches some particles onto aperiodic orbits creating viscosity perturbations, which will create excess of heat. A slightly different interpretation of spiral arm brightness is offered by Ogilvie (2002). The mechanism is not very well established, but it is natural to assume that in these regions there will be excess emission.

5. CYCLIC BRIGHTENINGS

Figure 5 displays the light curve of SDSS 1238 obtained in 2007. In general, the object shows an identical behavior to previous years, as described by Zharikov et al. (2006). There are two distinct types of variability: a long-term variability (LTV), lasting more than 8 hr, and a short-term variability with a period corresponding to half the orbital period. Follow-up observations during 2008 and 2009 confirm a steady presence of both types of variability in the light curve (Figure 6). Continuous observations during about 15 hr obtained on 2007

March 22 (HJD 2454182.15–2544182.60, Figure 7) allowed us to observe two consecutive brightenings and, thus to determine their recurrence time directly (~ 9 hr). Zharikov et al. (2006) demonstrated that brightenings occurred cyclically with periods in between 8 and 12 hr; however, it was not possible to establish if the phenomenon was strictly periodic or not. Armed with more data, and the advantage of detecting consecutive events by employing multi-longitude observations, we performed a simple period search. The period analysis of all data obtained during 2007, based on a discrete Fourier transform method (Deeming 1975), results in a strong peak at a frequency $f_{LTV} = 2.59 \text{ day}^{-1}$ with FWHM of 0.1. This conforms with the period of $P_{LTV} = 9.28 \pm 0.36 \text{ hr} \approx 7P_{orb}$ (Figure 8). However, the data folded with this period look messy because, apparently, some re-brightenings happen with a different cycle period. It shows that the large uncertainty in the period value is not just a result of a scarce amount of data, or its uneven distribution, but that the brightenings are not strictly periodic in long timescales. The peak $2 \times f_{orb} = 35.76 \text{ day}^{-1}$, corresponding to the half of the orbital period, $P_{orb}/2 = 40.3 \text{ minutes}$, is also present in the power spectrum. There are some additional peaks which are 1-day aliases or a combination of high harmonics of f_{LTV} with $2 \times f_{orb}$. We have repeated the same analysis for the data obtained only within HJD 2454177.1–2544185.6, when we observed the object with small observational gaps. The result of the analysis of periodicity for this selection is presented in Figure 9. The strongest peak in the power spectrum appears at

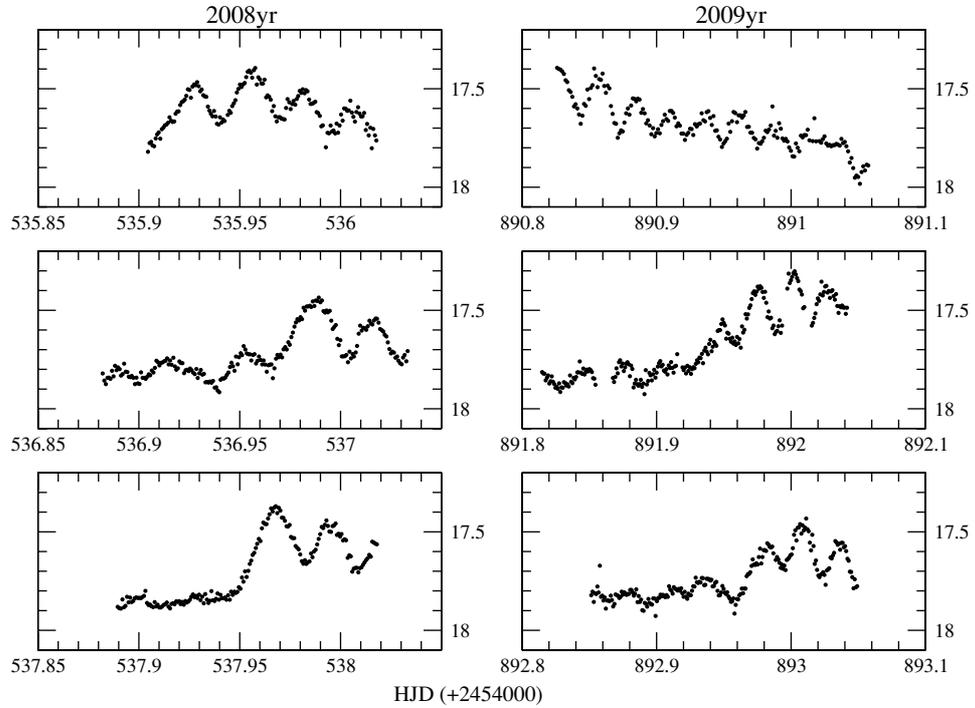


Figure 6. Light curve of SDSS 1238 in the V band obtained in 2008 and 2009 yy. Each night is presented in a separate panel.

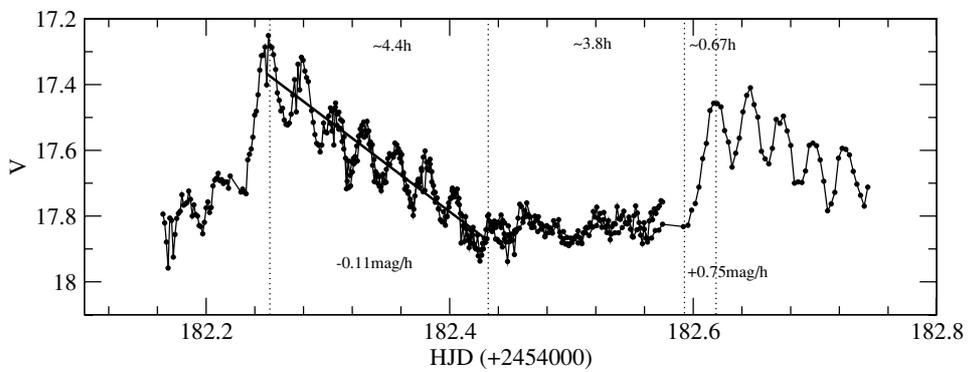


Figure 7. Light curve of SDSS 1238 in the V band obtained during about 15 hr continuous observations in HJD 2454182. Vertical dashed lines select different phases of the long-term variability (LTV). The numbers in the top of the figure are approximate durations for each marked phase of LTV and the numbers in the bottom are corresponding rates of the magnitude change during fading and increasing of the object brightness.

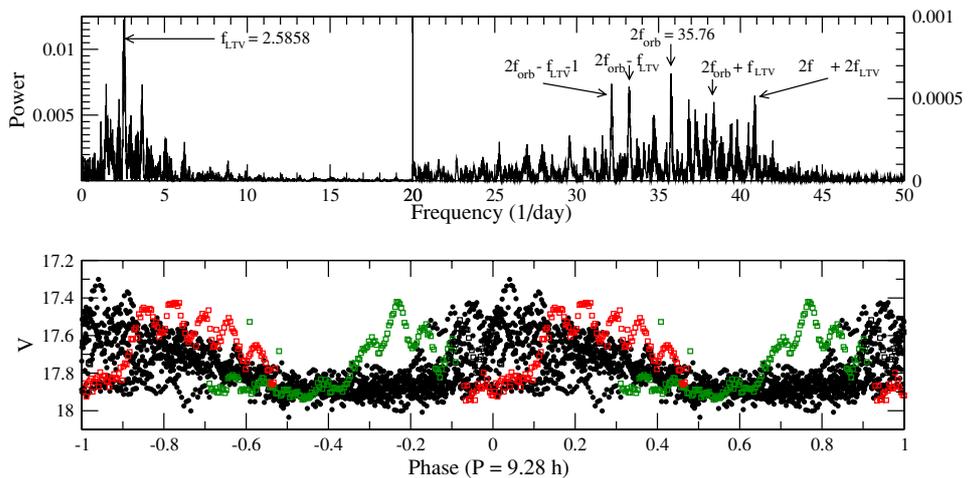


Figure 8. Top: the power spectrum of all the photometric data presented in the top panel of Figure 5. Bottom: the light curve comprised of all the data folded on $P = 9.28$ hr. The open color points show brightenings with maximal displacement in the light curve folded on $P = 9.28$ hr.

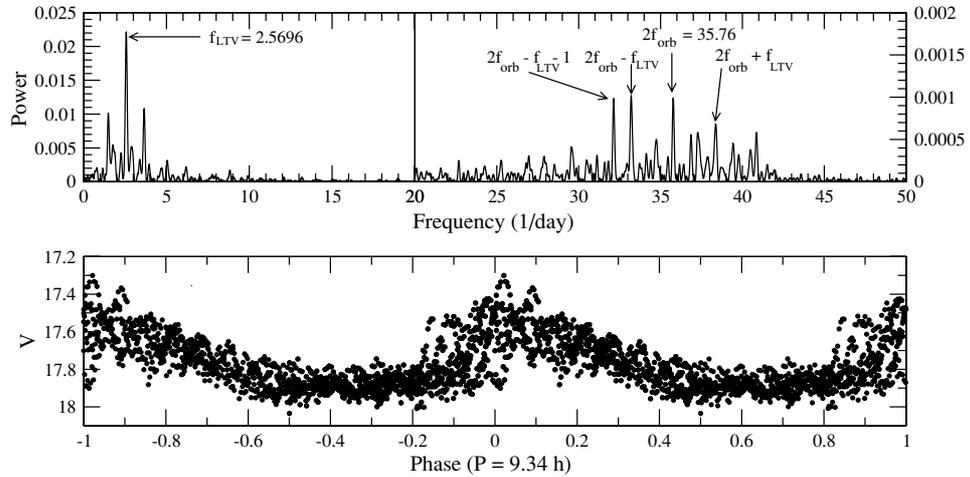


Figure 9. Top: the power spectrum of the data obtained in the period of HJD 2454177.1–2454185.6 (see Figure 5). Bottom: the light curve comprised of the selected data from the period of HJD 2454177.1–2454185.6 folded on $P = 9.34$ hr period.

a frequency corresponding to $P_{\text{LTV}}^* = 9.34(26)$ hr. The light curve folded with this period is coherent during the considered time (Figure 9), i.e., macro-profile of the brightenings (the rise, the peak, the declining slope, and minimum duration) repeats itself with high accuracy and, if not for the high-frequency modulation also present in the light curve, the folded curves would concur. Combining the entire available data obtained during the 2004–2009 observational runs does not permit a determination of a single period with which the entire data set can be folded. Clearly, the LTV modulation is not strictly periodic, but probably maintains coherence in a timescale of several weeks and certainly has a cyclic nature.

The LTV (the brightenings) presents a fast rise in the object brightness of up to 0.4–0.6 mag, lasting about half the orbital period (~ 0.7 hr) with the brightness falling back to the quiescence level during the next 4.4–4.6 hr (Figure 7). After that, the object remains in quiescence during about another 4 hr. The brightness increases at a rate of ~ 0.75 mag hr $^{-1}$, and the falling rate is about ~ 0.10 mag hr $^{-1}$. Sometimes, the rise in the brightness happens more slowly and lasts until almost one full orbital period (Figure 5 nights: 156, 179).

A short-term variability is clearly present during the brightenings. The amplitude of the short-term variability depends strongly on the phase of brightenings. The amplitude is larger when the total brightness increases and falls, sometimes practically disappearing, between the brightenings (Figures 5–7). Curiously, when the LTV is coherent, the signal at double orbital frequency decreases and a beat frequency between the LTV and $2 \times f_{\text{orb}}$ becomes dominant in the range of frequencies around 36 cycles day $^{-1}$. Removing LTV has little effect, because this does not affect the frequency modulation but only the amplitude modulation. The strong relation between LTV cycle coherence and the strength of $2 \times f_{\text{orb}}$ modulation attests that these two phenomena are physically linked in more than a simple amplitude correlation. We suspect that the brightenings and formation of spiral arms in the disk are the result of the same process, but its cyclic nature remains unclear.

6. DISCUSSION AND CONCLUSIONS

In recent years, a number of objects were discovered, mostly thanks to the Sloan Digital Sky Survey (SDSS), which can be characterized as WZ-Sge-type CVs in quiescence, judging by their ~ 80 – 85 minute periods, spectral appearance, and lack

of SU UMa style outburst activity. Currently, there are about 20 objects with similar characteristics which were selected from the SDSS lists. Three such objects are GW Lib, V455 And, and SDSS 0804, which underwent a typical WZ-Sge-type superoutburst in 2006–2007, confirming the correct assessment of their nature from their behavior in quiescence. But unlike classical WZ-Sge stars, some of them differ by the presence of permanent double humps per orbital period in the light curve. The significance of the double-humped light curve lies in the assumption that it is produced by the spiral structure in the accretion disk. The spiral arms in accretion disks have been detected before by means of Doppler tomography in long-period systems only during DN outburst. We are not aware of any reports of double-humped light curves during these detections. Double-humped light curves have previously come to attention, as they were detected during superoutbursts of WZ-Sge. It was soon suggested that they are result of 2:1 resonance (Patterson et al. 2002a), as one of the possibilities. Also, spiral arms are formed in the accretion disk of the WZ-Sge undergoing superoutburst (Steehghs 2004), because, according to our hypothesis, WZ-Sge accretion disk reaches the resonance radius only during superoutburst. Nevertheless, the spiral structure has been observed persistently along with the double-humped light curve in two similar short-period systems, SDSS 0804 and SDSS 1238, in quiescence. We assume that the spiral structure formed in low viscosity, quiescent disks is a result of distortion of the disk by the 2:1 resonance. The 2:1 resonance may happen only in the accretion disk of a system with extreme mass ratio of $q \leq 0.1$. Such mass ratio is achieved only in systems known as bounce-back, or, in other words, systems which have reached a minimum period of ≈ 80 minutes and have turned to slightly longer periods according to Paczynski (1981). It is expected that bounce-back systems are numerous (Kolb & Baraffe 1999), but until recently very few candidates have been found. The SDSS helped to uncover a large number of new CVs, with interesting new features (Gänsicke et al. 2009). Among them, there is a number of short-period systems, some of which turned out to belong to the long-sought bounce-back system (Littlefair et al. 2008; Mennickent & Diaz 2002).

We have unveiled a brown dwarf secondary in SDSS 1238, probably as late as L4, thus providing strong evidence that this object is a real bounce-back system. We also estimated

parameters of the WD. The best fit to the SED converges if the primary is a massive $M_{\text{WD}} \approx 1.0 M_{\odot}$ WD with a $T_{\text{WD}} = 12,000$ K temperature. Both numbers seem plausible since the system is very old and the WD is expected to be relatively massive and cool. These findings provide further support to our claim that by simply observing a permanent double-humped light curves one can identify an evolved, bounce-back system instead of using other complicated methods.

It is important to note that SDSS 1238 has another peculiarity, which Zharikov et al. (2006) termed brightenings. There was only one other system known to exhibit brightenings, namely, SDSS 0804, but since it underwent a superoutburst in 2006, its photometric behavior has drastically changed. The brightenings shortly detected by Szkody et al. (2006) in SDSS 0804 before the superoutburst have been replaced by: (1) the mini-outburst activity with permanent presence of the double-humped light curve of constant amplitude (Zharikov et al. 2008) and by (2) a 12.6 minute period, probably corresponding to pulsation activity of the WD (Pavlenko et al. 2007). Therefore, at present, SDSS 1238 is the only object known to show brightenings. It greatly complicates the study of this phenomenon. Based on new multi-longitude continuous monitoring, we demonstrated here that the brightenings are of cyclic nature with a recurrence time of ≈ 9 hr and they are probably coherent over several cycles. There seems to be a strong correlation between brightenings cycles and the amplitude of double-hump periodic variability. This is believed to be the result of spiral arms in the accretion disk of bounce-back systems with an extreme mass ratio, in which the accretion disk extends beyond a 2:1 resonance radius. The tomogram of a simulated accretion disk in the regime of resonance closely resembles the observed one and supports this hypothesis. The formation of a spiral structure in the disk can be accounted by the appearance of double humps in the light curve, but it cannot be the reason for increased brightness of the disk. The disk brightness directly depends on the mass transfer rate and its change should probably reflect change in mass transfer. No explanation is readily available as to why that rate can be variable and cyclical, but possible speculations include counteraction (1) to the heating of the secondary by brightenings, or (2) to tidal interaction between the secondary with the resonance attaining accretion disk.

This work was supported in part by DGAPA/PAPIIT IN109209 and IN102607, and CONACYT 59732 projects.

REFERENCES

- Baba, H., et al. 2002, *PASJ*, **54**, L7
 Close, L. M., et al. 2003, *ApJ*, **587**, 407
 Deeming, T. J. 1975, *Ap&SS*, **36**, 137
 Gänsicke, B. T., et al. 2009, *MNRAS*, **397**, 2170
 Heemskerck, M. H. M. 1994, *A&A*, **288**, 807
 Howell, S. B., Adamson, A., & Steeghs, D. 2003, *A&A*, **399**, 219
 Knigge, C. 2006, *MNRAS*, **373**, 484
 Kolb, U., & Baraffe, I. 1999, *MNRAS*, **309**, 1034
 Kunze, S., & Speith, R. 2005, in ASP Conf. Ser. 330, *The Astrophysics of Cataclysmic Variables and Related Objects*, ed. J. M. Hameury & J. P. Lasota (San Francisco, CA: ASP), 389
 Kunze, S., Speith, R., & Riffert, H. 1997, *MNRAS*, **289**, 889
 Kurucz, R. 1993, *ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid*, Kurucz CD-ROM No. 13 (Cambridge, MA: Smithsonian Astrophysical Observatory), 13
 Lin, D. N. C., & Papaloizou, J. 1979, *MNRAS*, **186**, 799
 Littlefair, S. P., Dhillon, V. S., Marsh, T. R., Gänsicke, B. T., Southworth, J., Baraffe, I., Watson, C. A., & Copperwheat, C. 2008, *MNRAS*, **388**, 1582
 Lynden-Bell, D. 1969, *Nature*, **223**, 690
 Matsuda, T., Sekino, N., Shima, E., Sawada, K., & Spruit, H. 1990, *A&A*, **235**, 211
 Martini, P., Persson, S. E., Murphy, D. C., Birk, C., Shectman, S. A., Gunnels, S. M., & Koch, E. 2004, *Proc. SPIE*, **5492**, 1653
 Marsh, T. R., & Horne, K. 1988, *MNRAS*, **235**, 269
 McLean, I. S., McGovern, M. R., Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Prato, L., & Kim, S. S. 2003, *ApJ*, **596**, 561
 McLean, I. S., Prato, L., McGovern, M. R., Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Rice, E. L., & Kim, S. S. 2007, *ApJ*, **658**, 1217
 Mennickent, R. E., & Diaz, M. P. 2002, *MNRAS*, **336**, 767
 Murray, J. R. 1996, *MNRAS*, **279**, 402
 Nauenberg, M. 1972, *ApJ*, **175**, 417
 Ogilvie, G. I. 2002, *MNRAS*, **330**, 937
 Paczynski, B. 1981, *Acta Astron.*, **31**, 1
 Patterson, J., et al. 2002a, *PASP*, **114**, 721
 Patterson, J., et al. 2002b, *PASP*, **114**, 1364
 Pavlenko, E., et al. 2007, in ASP Conf. Ser. 372, *15th European Workshop on White Dwarfs*, ed. R. Napiwotzki & M. R. Burleigh (San Francisco, CA: ASP), 511
 Persson, S. E., Murphy, D. C., Krzeminski, W., Roth, M., & Rieke, M. J. 1998, *AJ*, **116**, 2475
 Piskunov, N. E. 1992, *Stellar Magnetism*, ed. Yu. V. Glagolevskij & I. I. Romanyuk (St. Petersburg: NAUKA), 92
 Sawada, K., Matsuda, T., & Hachisu, I. 1986a, *MNRAS*, **221**, 679
 Sawada, K., Matsuda, T., & Hachisu, I. 1986b, *MNRAS*, **219**, 75
 Steeghs, D. 2001, *Astromotography, Indirect Imaging Methods in Observational Astronomy* (Lect. Notes in Physics 573), ed. H. M. J. Boffin, D. Steeghs, & J. Cuypers, 45
 Steeghs, D. 2004, *RevMexAA Conf. Ser.*, **20**, 178
 Steeghs, D., & Stehle, R. 1999, *MNRAS*, **307**, 99
 Stehle, R. 1999, *MNRAS*, **304**, 687
 Szkody, P., et al. 2003, *AJ*, **126**, 1499
 Szkody, P., et al. 2006, *AJ*, **131**, 973
 Southworth, J., Gänsicke, B. T., Marsh, T. R., de Martino, D., Hakala, P., Littlefair, S., Rodríguez-Gil, P., & Szkody, P. 2006, *MNRAS*, **373**, 687
 Tinney, C. G., Burgasser, A. J., & Kirkpatrick, J. D. 2003, *AJ*, **126**, 975
 Truss, M. R. 2007, *MNRAS*, **376**, 89
 Warner, B. 1995, *Cambridge Astrophysics Series*, Vol. 28 (Cambridge: Cambridge Univ. Press)
 Zharikov, S. V., Tovmassian, G. H., Napiwotzki, R., Michel, R., & Neustroev, V. 2006, *A&A*, **449**, 645
 Zharikov, S. V., et al. 2008, *A&A*, **486**, 505

Capítulo 6

Abrillantamiento cíclico en la variable cataclísmica de periodo corto tipo WZ Sge SDSS J080434.20+510349.2

Observamos una nueva variable cataclísmica (VC), SDSS J080434.20+510349.2, para estudiar el origen de la variabilidad de larga amplitud observada en su curva de luz. Obtuvimos observaciones fotométricas multi-sitio con resolución temporal para analizar su comportamiento inusual, el cual se ha observado en dos VC's de reciente descubrimiento.

El estudio de SDSS J080434.20+510349.2 se enfoca principalmente en entender la naturaleza de la curva de luz observada, con doble joroba, y su relación con el abrillantamiento cíclico que ocurre durante el estado de reposo. Las observaciones las obtuvimos al inicio de 2007, cuando el objeto estaba alrededor de $V \sim 17.1$, que es 0.4 mag más brillante que la magnitud previa al estallido. La curva de luz muestra una variabilidad sinusoidal con una amplitud de ~ 0.07 mag y una periodicidad de 42.5 min, que es la mitad del periodo orbital del sistema. Además, observamos dos “mini estallidos” del sistema, con una amplitud de 0.6 mag y una duración de 4 días cada uno. El “mini estallido” tiene un perfil simétrico y se repite en 32 días. Un monitoreo subsecuente del sistema muestra un comportamiento cíclico de los mencionados “mini estallidos” con periodo de recurrencia similar. El origen de la cur-

va de luz con doble joroba y el abrillantamiento periódico se discute en terminos del estado evolutivo de SDSS J80434.20+510349.2.

A&A 486, 505–509 (2008)
 DOI: [10.1051/0004-6361:200809721](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200809721)
 © ESO 2008

**Astronomy
&
Astrophysics**

Cyclic brightening in the short-period WZ Sge-type cataclysmic variable SDSS J080434.20+510349.2^{★,★★}

S. V. Zharikov¹, G. H. Tovmassian¹, V. V. Neustroev², R. Michel¹, C. Zurita¹, J. Echevarría³,
 I. F. Bikmaev⁴, E. P. Pavlenko⁵, Y.-B. Jeon⁶, G. G. Valyavin⁶, and A. Aviles¹

¹ Observatorio Astronómico Nacional SPM, Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Ensenada, BC, México
 e-mail: zhar@astro.unam.mx

² Centre for Astronomy, National University of Ireland, Galway, Newcastle Rd., Galway, Ireland

³ Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, D.F., México

⁴ Department of Astronomy, Kazan State University, Russia

⁵ Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Ukraine

⁶ Bohyunsan Optical Astronomy Observatory, South Korea

Received 4 March 2008 / Accepted 23 March 2008

ABSTRACT

Aims. We observed a new cataclysmic variable (CV) SDSS J080434.20+510349.2 to study the origin of long-term variability found in its light curve.

Methods. Multi-longitude, time-resolved, photometric observations were acquired to analyze this uncommon behavior, which has been found in two newly discovered CVs.

Results. This study of SDSS J080434.20+510349.2 concerns primarily the understanding of the nature of the observed, double-humped, light curve and its relation to a cyclic brightening that occurs during quiescence. The observations were obtained early in 2007, when the object was at about $V \sim 17.1$, about 0.4 mag brighter than the pre-outburst magnitude. The light curve shows a sinusoidal variability with an amplitude of about 0.07 mag and a periodicity of 42.48 min, which is half of the orbital period of the system. We observed in addition two “mini-outbursts” of the system of up to 0.6 mag, which have a duration of about 4 days each. The “mini-outburst” has a symmetric profile and is repeated in approximately every 32 days. Subsequent monitoring of the system shows a cyclical behavior of such “mini-outbursts” with a similar recurrence period. The origin of the double-humped light curve and the periodic brightening is discussed in the light of the evolutionary state of SDSS J080434.20+510349.2.

Key words. stars: dwarf novae – stars: novae, cataclysmic variables – methods: observational – techniques: photometric

1. Introduction

SDSS J080434.20+510349.2 (hereafter SDSS 0804) was identified as a faint ($B \sim 18$ mag), short-period ($P_{\text{orb}} = 85 \pm 3$ min) cataclysmic variable by Szkody et al. (2006). These authors reported that the optical spectrum of SDSS 0804, in quiescence, shows a blue continuum with broad absorption lines from a white dwarf, which surround the double-peaked Balmer emission lines formed in an accretion disk. The spectrum is similar to the spectra of WZ Sge-type systems.

On 2006 March 4, Pavlenko et al. (2006) observed this star during a super-outburst with $V_{\text{max}} = 12.8$ mag. At the end of the super-outburst, eleven echoes took place, with an interval of 2.6 days. Such post-outburst activity has been observed in only a handful of CVs, all of which are of WZ Sge type. Echoes are therefore considered to be a characteristic property of WZ Sge stars. Inspection of archive plates from Sonneberg (1923–2006) and Odessa (1968–1993) reveals only one previous outburst (~ 12.5 mag), which occurred in 1979

(Pavlenko et al. 2006). Szkody et al. (2006) reported that the light curve of SDSS 0804 showed a 42.5 min periodic variability with an amplitude of ~ 0.05 mag, which is half the spectroscopic orbital period. These double-humped light curves are observed often in the early stages of an outburst in WZ Sge systems, and on rare occasions in quiescence. Imada et al. (2006) proposed to include the presence of double-peaked light curves in short-period CVs as an additional criterion for a WZ Sge-type classification. Thus, SDSS 0804 exhibits all the necessary attributes to be classified as a classical WZ Sge object: a short orbital period, infrequent and large-amplitude super-outbursts succeeded by echo outbursts, a double-humped light curve, and other features such as strong emission lines surrounded by broad absorption and long-lasting super-humps during a super-outburst.

In addition to the “standard” set of WZ Sge features, Szkody et al. (2006) detected a rapid rise in brightness of the system by 0.5 mag, at the same time as the amplitude of the 42.5 min variation increased to about 0.2 mag (hereinafter named as “brightening”). A similar behavior – the large increase in brightness together with the increase in amplitude of the modulation – was first discovered by Zharikov et al. (2006) in another short period CV SDSS J123813.73-033933.0 (hereafter abbreviated as SDSS 1238), where such brightenings are cyclic. Both objects have also a similar spectral appearance in quiescence.

* Table 1 and Fig. 1 are only available in electronic form at <http://www.aanda.org>

** Individual photometric measurements are only available in electronic form at the CDS via anonymous ftp to [cvsarc.u-strasbg.fr](mailto:cdsarc.u-strasbg.fr) (130.79.128.5) or via <http://cdsweb.u-strasbg.fr/cgi-bin/qcat?J/A+A/486/505>

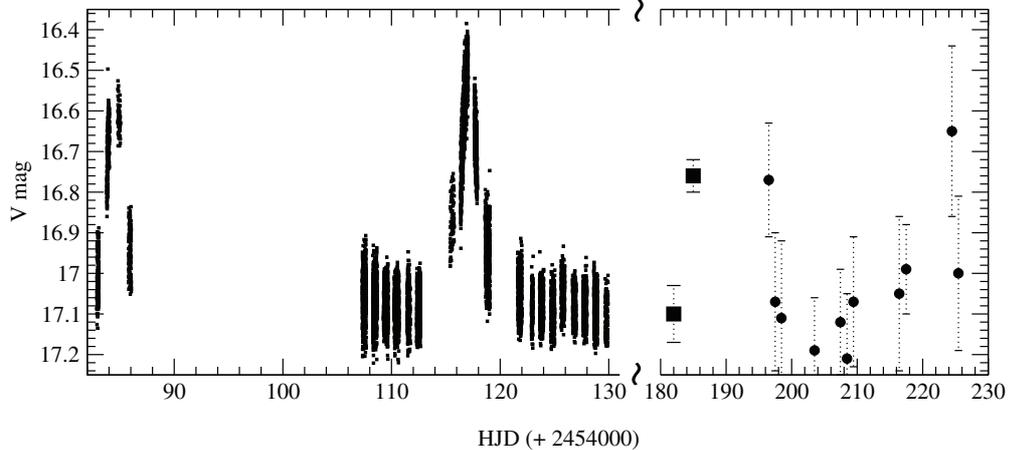


Fig. 2. The composite light curve of SDSS 0804 of data acquired throughout the campaign. The log of observations in the period HJD 2454082–2454131 is given in the Table 1. The monitoring of the system in the period HJD 2454180–2454230 is represented by the 2.1 m telescope BOAO (full squares) and the 0.4 m telescope of the Imbusch observatory (full circles) data.

Interested by the similarity between the systems, we conducted a new time-resolved photometric study of SDSS 0804 to establish the reasons behind their common nature, understand the origin of the cyclic brightening and its relation to the amplitude of the double-humped light curve. In Sect. 2, we describe our observations and data reduction. The data analysis and the results are presented in Sect. 3, while a general discussion is given in Sect. 4.

2. Observations and data reduction

Taking into account the long duration of the *brightening* and the uncertainty in a *brightening* cycle period of SDSS 0804, we planned and executed multi-longitude observations of this object. Time-resolved photometry is only available in electronic form at the CDS of SDSS 0804 was obtained using direct CCD image mode at several facilities: the 1.5 m and 0.84 m telescopes at the Observatorio Astronómico Nacional at San Pedro Mártir in Mexico; the 1.5 m Russian-Turkish telescope at the TUBITAK National Observatory (TUG) in Turkey; the 0.8 m IAC80 telescope at the Observatorio del Teide in the Canary Islands, Spain; the 2.1 m telescope at the Bohyunsan Optical Astronomy Observatory (BOAO) in South Korea; and the 0.4 m telescope at the Imbusch observatory in Galway, Ireland. The log of time-resolved observations is presented in Table 1. Several field stars as well as Landolt photometric stars were also observed.

Data reduction was performed using both ESO-MIDAS and IRAF software. The images were bias-corrected and flat-fielded before aperture photometry was carried out. The errors of the differential CCD photometry were calculated from the dispersion of the magnitude of the comparison stars. The dispersion ranged from 0.01 to 0.05 mag, during the observational period HJD 2454082–2454131. The errors during HJD 2454180–2454230 were 0.05–0.1 mag for BOAO data, and 0.15–0.2 mag for data obtained using the 0.4 m Imbusch telescope. Calibration of the field stars, observed in the Johnson *V*-band, was obtained from the Landolt standards, and thus they became secondary standard stars. Their corresponding magnitudes are indicated in Fig. 1. A residual uncertainty in their absolute calibration may reach ~ 0.1 mag because of the absence of color-index information. The magnitudes in the *R*-band were derived

using the *V* and *R* magnitudes of the reference star marked in Fig. 1, using the USNO A2.0 catalogue (Fig. 1). The data obtained without filter (White Light: marked WL in Table 1) were transformed to the *V*-band. The light curve of the entire set of observations is presented in Fig. 2.

3. Data analysis

Frequent *brightenings* (on the timescale of a fraction of a day) were expected in the system from comparison of the behavior of SDSS 0804 (Szkody et al. 2006) with the light curve of SDSS 1238 (Zharikov et al. 2006). We show examples of *brightenings* of both objects side by side in the bottom panel of Fig. 3, on similar time and magnitude scales. The *brightening* events for SDSS 0804 and for SDSS 1238 have an almost identical behavior. The quiescent state is interrupted by a sudden and fast rise of brightness during a time corresponding to half the orbital period, with a simultaneous increase in the amplitude of the double-humped variation. For SDSS 1238, the brightness increase lasts only ~ 3 –4 h and repeats itself cyclically about every 8–12 h. The *brightenings* of SDSS 0804 last for about a similar time but there is no information on how frequently they occur prior to super-outburst.

We found repetitive brightness increases in the new observations of SDSS 0804, although their behavior was different. Firstly, we note that the object at the time of our observations had a brightness of $V \sim 17.1$ mag, which is, about 0.4 mag brighter than in the quiescent state before the 2006 super-outburst (Pavlenko et al. 2006). Earlier in 2005 (see Szkody et al. 2006), the brightness of the object was estimated to be $V \geq 17.5$ mag, judging from the B-band photometry and the $(B - V) \sim 0.15$ color index calculated from the SDSS spectrum¹.

Secondly, the object exhibits only two incidents of a brightness increase during the observing period corresponding to HJD 2454082–2454131, defined here as *mini-outbursts* to differentiate them from *brightenings*. The amplitudes of the *mini-outbursts* are about 0.6 mag and are similar to the amplitudes of the *brightenings*. The *mini-outbursts*, however, last approximately 4 days, based on comprehensive monitoring of two events. A composite profile of all *mini-outbursts* is presented in

¹ <http://www.sdss.org>

S. V. Zharikov et al.: Cyclic brightening in the short-period CV SDSS 0804

507

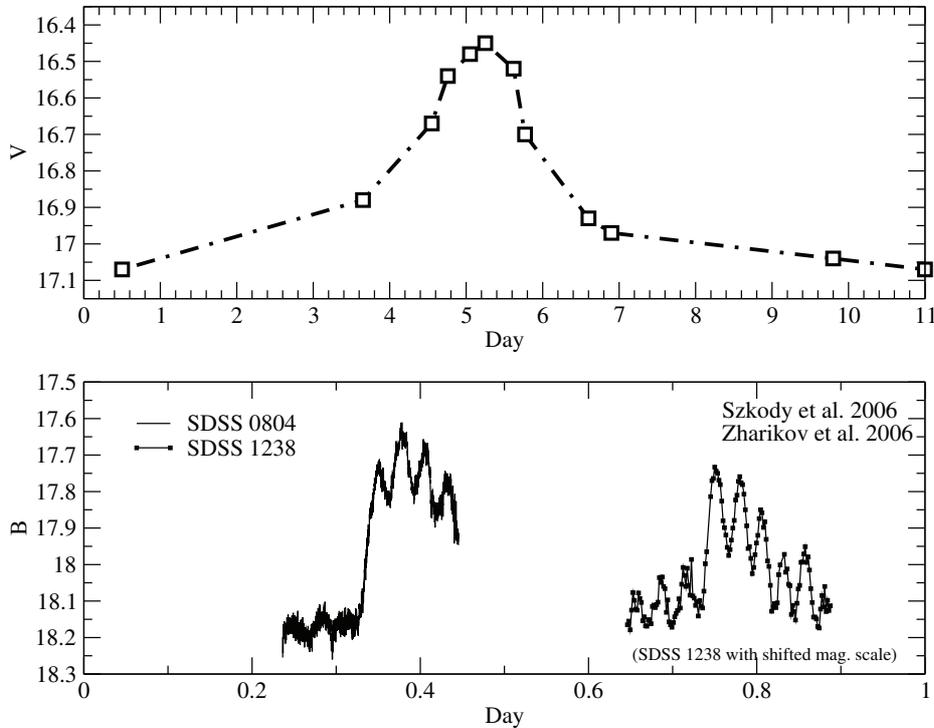


Fig. 3. The average, smoothed, composite light curve of the *mini-outbursts* (upper panel). Examples of *brightening* events in the SDSS 0804 and SDSS 1238 systems, accompanied by a change of the amplitude with half-orbital period variability (bottom panel).

the top panel of Fig. 3. Please note, that the timescales of the upper and bottom panels are different. The *brightenings* last only ~ 0.2 days. The use of the term *mini-outburst* is appropriate also because these events do not resemble dwarf nova outbursts: their amplitude is too small for an outburst, i.e. the total energy release is significantly smaller than usually produced in an outburst as a result of thermal instability of the accretion disk. The object probably shows two more *mini-outbursts*, as can be seen in the complete light curve of SDSS 0804 presented in Fig. 2. The time between the first two *mini-outbursts* is 32 days.

Thirdly and most importantly, we found that the object shows a double-humped light curve with constant amplitude, during all of the time that the object was observed. We do not detect any variation in the amplitude of the double humps with respect to luminosity. The brightness variation, referred to as a *mini-outburst*, develops slowly during 2–3 days, reaches a similar amplitude as that observed during the *brightening* observed by Szkody et al. (2006), but shows almost a symmetrical profile. The amplitude of the double-hump variation remains unchanged throughout the entire *mini-outburst* and equals the pre and post-*mini-outburst* value.

To complete the time analysis, we separated our time-resolved observation data into two distinct categories – *repose* and *mini-outburst*, which both occurred when the system was mainly in quiescence. In a state of *repose*, the object flickers around $V \sim 17.1$ (see the lower panel in Fig. 4), while the *mini-outburst* corresponds to a brightness increase in the light curve, where the brightness of the object reaches 16.5 mag at maximum (see the upper panels in Figs. 3 and 4). The data acquired during the state of *repose* were analyzed for periodicities using the Discrete Fourier Transform code (Deeming 1975). The power spectrum of the *repose* data is presented in Fig. 5 (middle panel).

The peak corresponding to the maximum power is located at $P_{\text{phot}} = 42.48(2)$ min, which corresponds to half the orbital period of the system. The ~ 0.07 mag variability has a sinusoidal shape, as can be seen in the lower panel of Fig. 5, where the data are folded by the $P_{\text{phot}} = 42.48(2)$ min period. The character of the light curve, before and after the *mini-outburst*, is completely identical. The period and phase of the periodic variations are preserved throughout the *mini-outburst* state. The power spectrum of the data during *mini-outbursts* (an example of the *mini-outbursts* data is presented in the upper panel of the Fig. 4) shows a similar peak in frequency as that for the double-hump period, but, in this case, it is contaminated by the profile of the *mini-outbursts* (Fig. 5, upper panel).

We assume that $P_{\text{orb}} = 2 \times P_{\text{phot}} = 0.05900$ d, is the true orbital period of SDSS 0804. This value is within the error range of the spectroscopic orbital period $P_{\text{orb}}^{\text{sp}} = 0.0592(4)$ d, derived by Pavlenko et al. (2007). Using our estimated P_{orb} value, we calculate the system mass ratio to be $q \approx 0.05$, based on its super-hump period $P_{\text{sh}} = 0.059713(7)$ d (Pavlenko et al. 2006), and the $\varepsilon = 0.18q + 0.29q^2$ relation between a period excess $\varepsilon \equiv (P_{\text{sh}} - P_{\text{orb}})/P_{\text{orb}}$ and a mass ratio $q \equiv M_2/M_1$ (Patterson et al. 2005). If this empirical relation holds for extremely short periods, then the mass of the secondary cannot exceed $0.08 M_{\odot}$.

4. Discussion

The cataclysmic variable SDSS 0804, since its discovery, has been proposed as a WZ Sge-type candidate, based on its short orbital period and spectral/photometric characteristics. Further evidence to support this classification was the occurrence and morphology of its 2006 super-outburst and consequent echoes (Pavlenko et al. 2006). The echoes, similar to WZ Sge

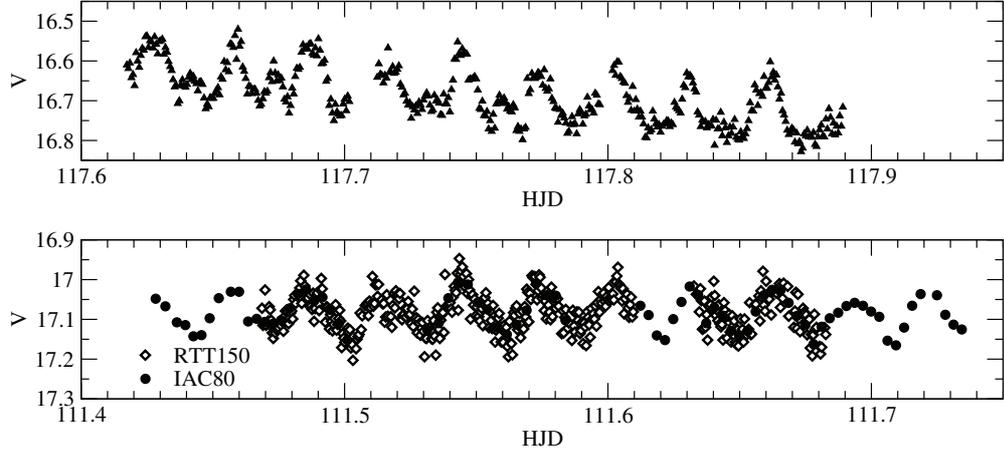


Fig. 4. Fragments of a light curve during the “mini-outburst” and “repose” states (up and low respectively).

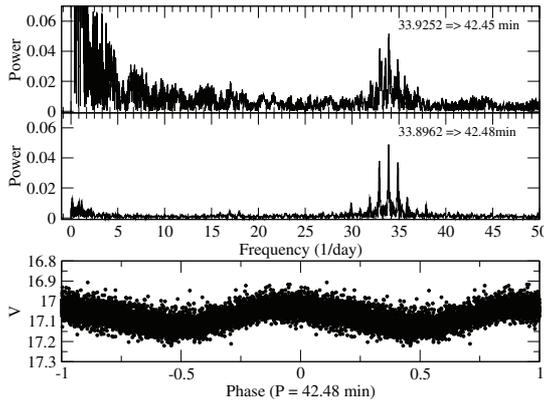


Fig. 5. The power spectra obtained for both states: *mini-outburst* (top) and *repose* state (below). The light curve of the *repose* state folded by the period of $P_{\text{phot}} = 42.48(2) \text{ min} = 1/2P_{\text{orb}}$ (bottom panel).

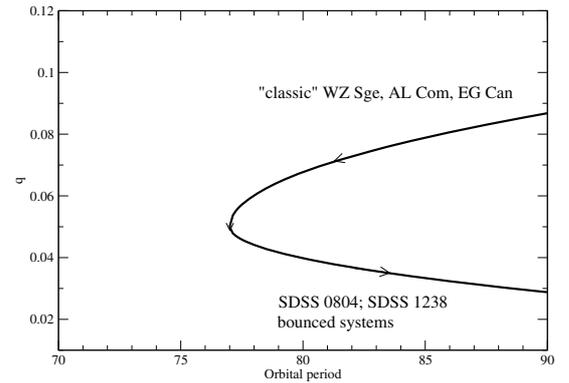


Fig. 6. The schematic evolution state of “classical” WZ Sge system and “non-classical” SDSS 0804 and SDSS 1238.

(Patterson et al. 2002) and EG Cnc (Kato et al. 2004, and references therein), are considered as an exclusive property of the WZ Sge class among dwarf novae. Super-humps with the period of 0.059713 d were also detected during the super-outburst, which led to a low mass ratio estimate of $q \sim 0.05$. During our observations taken about one year after its super-outburst, SDSS 0804 remained brighter, by about 0.4 mag, than it was before the March 2006 event. A similar increase in the quiescence level after the super-outburst, was observed in another WZ Sge-type system AI Com (Nogami et al. 1997).

In addition to classical WZ Sge properties, SDSS 0804 exhibited a variability that was almost identical to that observed for SDSS 1238. First, there was the persistent double-humped light curve in quiescence, which had however variable amplitude. Then, there were the cyclic luminosity increases of only a half magnitude.

Various models (see Patterson et al. 2002; Imada et al. 2006, and ref. therein) have been proposed to explain the double-humped light curves in WZ Sge systems, among which the 2:1 resonance (Lin & Papaloizou 1979; Osaki & Meyer 2002; Kunze & Speith 2005) in systems with mass ratio $q \leq 0.1$ is favoured. If this 2:1 resonance is responsible for the double-humped light curves, then we have to account for the difference between “classical” WZ Sge-type systems (WZ Sge,

AL Com, EG Cnc) and the newly SDSS-discovered objects (i.e. SDSS 0804 and SDSS 1238), and explain why they undergo cyclical brightenings during quiescence. According to the 2:1 resonance model the rim of the disk expands and reaches the 2:1 resonance region during the super-outburst in “classical” WZ Sge systems. If SDSS 0804 and SDSS 1238 contain less massive secondaries than “classical” WZ Sge systems, it is possible that the radius of the accretion disk in these systems is continually reaching of 2:1 resonance radius. Less massive secondaries put SDSS 0804 and SDSS 1238 as “period bounce” systems, i.e. close binaries which have reached the period limit ~ 77 min boundary and have turned around (Barker & Kolb 2003), as opposed to “classical” WZ Sge systems, which are still evolving towards an orbital period minimum (see Fig. 6). Steeghs et al. 2007 determined the mass ratio M_2/M_1 for the components of WZ Sge itself to be $0.075 < q < 0.101$. Their inferred donor mass $M_2 = 0.078 \pm 0.06 M_{\odot}$ corresponds to an L2-type star and according to Knigge (2006), the system still evolves toward its period minimum. Using a large range of masses for the white dwarf in SDSS 0804 $0.6 M_{\odot} < M_1 < 1.4 M_{\odot}$ and our estimate of $q = 0.05$ we calculate that the secondary mass is in the range $0.03 M_{\odot} < M_2 < 0.07 M_{\odot}$, which makes it more likely to be a post-period minimum system.

The observations of SDSS 1238 show cyclical or quasi-periodic brightenings with a sudden increase in amplitude of the

double-hump curve (Zharikov et al. 2006). The same is probably true for the pre-outburst behavior of SDSS 0804. The cyclical nature of the *brightenings* suggests that the mass-transfer rate varies cyclically too. If this is the case, even a small increase in the mass transfer rate of a system will cause an expansion of the accretion disk, with a rapid increase in the brightness of the system and a long extended tail in the decay phase (Ichikawa & Osaki 1992). In combination with the disk-size increase, the two-armed spiral dissipation pattern will form and emerge as a double-humped light curve (Kunze & Speith 2005).

After the 2006 super-outburst, the behavior of SDSS 0804 in quiescence has qualitatively changed. Firstly, nine months after super-outburst the system has still not descended to its pre-outburst quiescent level, but remains about 60 percent brighter than it was before. Secondly, during the entire duration of our observational campaign, the system displayed a double-humped light curve of approximately similar amplitude. Thirdly, the cyclical brightenings have changed significantly. The timescale of this change exceeds significantly that of the brightenings observed for SDSS 1238 (Zharikov et al. 2006), and that observed for SDSS 0804 by Szkody et al. (2006). The recurrence time, compared to that of SDSS 1238, is incompatibly longer. The shape is different and the brightening, or mini-outburst to differentiate it from conventional brightenings, is similar to that of a normal outburst in SU UMa systems, but it has significantly lower amplitude, when compared to the typical amplitude in DN systems ranging from 2 to 6 mag, or is as a “stunted” outburst such as that observed in some nova-like cataclysmic variables (Honeycutt 2001). This is a new phenomenon that has not been observed before in other WZ Sge-like systems in quiescence. Finally and most importantly, the amplitude of the double-humped variation does not depend on the mini-outburst occurrence.

Another mechanism is required to explain the *mini-outbursts* in addition to the double-humped light curve and the brightenings prior to the super-outburst. We find that such a mechanism could be an irradiation of the accretion disk as a result of the super-outburst. The small amplitude post-eruption outbursts with an amplitude of only ~ 0.5 mag were predicted by Hameury et al. (1999). These authors modeled the time-dependent behavior of irradiated accretion disks in dwarf novae and post novae following an outburst. The contribution of irradiation by the white dwarf to the inner parts of the accretion disk was found to cause small outbursts, followed immediately by normal outbursts, or even a super-outburst. Since such outbursts had been not observed before, Hameury et al. (1999) concluded, that either the inner disk was evaporated or the efficiency of the irradiating flux from the white dwarf was lower than expected. According to their models, these small outbursts, or *mini-outbursts*, as we call them to distinguish them from normal outbursts, start, however, as inside-out outbursts, which die out before they reach half the radius of the accretion disk, unable to propagate across the entire disk. This leaves the outer parts of the disk intact, where the 2:1 resonance occurs. In the case of SDSS 0804, the internal parts of the disk have probably not been destroyed during the super-outburst and hence, it is possible to observe the prolonged effect of irradiation in a dwarf nova directly. Furthermore, the irradiation of the disk might be the same mechanism that produces the echos appearing after the super-outburst in SDSS 0804 and some other WZ Sge systems. Because of the peculiar mass ratio of a period-bounce system, the mass-transfer rates and, the accretion disk size, we observed the effect of irradiation for a long period of time.

5. Conclusions

We observed SDSS 0804 almost a year after it underwent a super-outburst. The system exhibits all the attributes of a WZ Sge-type system and, in addition, shows low-amplitude cyclical mini-outburst activity, which causes them to become brighter than during the pre-outburst quiescent level. We identify these *mini-outbursts* as the small inside-out outbursts predicted by Hameury et al. (1999) as a result of an irradiation of a disk by a powerful super-outburst. The *mini-outbursts* differ from the *brightenings* observed previously in SDSS 0804 and SDSS 1238. The *brightenings* have similar amplitude as the *mini-outbursts* but show a different temporal behavior and therefore a smaller energy output. We suggest that variable mass transfer produces the *brightenings*, and directly influences the 2:1 resonance effect, which determines the amplitude of the double-hump light curve. On the other hand, the *mini-outbursts* are of a sporadic nature as a result of irradiation of the accretion disk and are not related to the amplitude of the double humps. We argue that both of these CVs have probably evolved beyond the period limit, and hence, are members of long sought, elusive bounced-back systems, and therefore differ from other WZ Sge systems.

The new time-resolved spectral observations of these system with high signal/noise ratio obtained during quiescence, would be useful help us understand the accretion-disk structure changes that correspond to the re-brightening phenomena. In addition, the numeric simulation of the accretion disk dynamic in 2:1 resonance can help us to understand the dynamics of the evolution of spiral-armed structures in accretion disks and their observational properties.

Acknowledgements. This work was partially supported by PAPIIT IN101506 and CONACYT 48493 projects. V.N. acknowledges support of IRCSET under their basic research programme and the support of the HEA funded CosmoGrid project. We wish to thank Prof. Mike Redfern for help with the observations at the Imbusch observatory. We thank the anonymous referee, for comments that led to an improved presentation of the paper.

References

- Barker, J., & Kolb, U. 2003, MNRAS, 340, 623
- Deeming, T. J. 1975, Ap&SS, 36, 137
- Hameury, J.-M., Lasota, J.-P., & Dubus, G. 1999, MNRAS, 303, 39
- Honeycutt, R. K. 2001, PASP, 113, 473
- Ichikawa, S., & Osaki, Y. 1992, PASJ, 44, 15
- Imada, A., Kubota, K., Kato, T., et al. 2006, PASJ, 58, L19
- Lin, D. N. C., & Papaloizou, J. 1979, MNRAS, 186, 799
- Kato, T., Nogami, D., Matsumoto, K., & Baba, H. 2004, PASJ, 56, 109
- Knigge, C. 2006, MNRAS, 373, 484
- Kunze, S., & Speith, R. 2005, The Astrophysics of Cataclysmic Variables and Related Objects, ed. J.-M. Hameury, & J.-P. Lasota (San Francisco: ASP), Proc. ASP Conf., 330, 389
- Nogami, D., Kato, T., Baba, H., et al. 1997, ApJ, 490, 840
- Osaki, Y., & Meyer, F. 2002, A&A, 383, 574
- Patterson, J., Masi, G., Richmond, M. W., et al. 2002, PASP, 114, 721
- Patterson, J., Kemp, J., Harvey, D. A., et al. 2005, PASP, 117, 1204
- Pavlenko, E. P., Shugarov, S. Yu., Katysheva, N. A., et al. 2006, Binary Stars as Critical Tools and Tests in Contemporary Astrophysics, International Astronomical Union. Symp., 240, held 22–25 August, 2006 in Prague, Czech Republic, 89
- Pavlenko, E. P., Shugarov, S. Yu., Katysheva, N. A., et al. 2007, 15th European Workshop on White Dwarfs ASP Conf. Ser., 372, proceedings of the conference held 7–11 August, 2006 in Leicester, UK, ed. R. Napiwotzki, & M. R. Burleigh (San Francisco: ASP), 511
- Schreiber, M. R., & Gänsicke, B. T. 2001, A&A, 375, 937
- Steehhs, D., Howell, S. B., Knigge, C., et al. 2007, ApJ, 667, 442
- Szkody, P., Henden, A., Agüeros, M., et al. 2006, AJ, 131, 973
- Warner, B. 1995, Cataclysmic Variable Stars (Cambridge University Press)
- Zharikov, S. V., Tovmassian, G. H., Napiwotzki, R., et al. 2006, A&A, 449, 645

S. V. Zharikov et al.: Cyclic brightening in the short-period CV SDSS 0804, *Online Material p 1***Table 1.** Log of time-resolved observations of SDSS J080434.20+510349.2.

Date	HJD Start+	Telescope	Band	Exp. time	Duration
Photometry	2 454 000			Num. of integrations	
12 Dec. 2006	82.888	1.5 m/SPM	R	180 s × 101	4.20 h
13 Dec. 2006	83.794	1.5 m/SPM	R	180 s × 101	5.77 h
14 Dec. 2006	84.804	1.5 m/SPM	R	180 s × 119	5.76 h
15 Dec. 2006	85.802	1.5 m/SPM	R	120 s × 129	5.81 h
6 Jan. 2007	107.317	1.5 m/RTT150	V	120 s × 133	8.32 h
7 Jan. 2007	108.276	1.5 m/RTT150	V	120 s × 128	9.31 h
8 Jan. 2007	109.278	1.5 m/RTT150	V	120 s × 143	9.48 h
9 Jan. 2007	110.263	1.5 m/RTT150	V	120 s × 135	10.03 h
10 Jan. 2007	111.468	1.5 m/RTT150	V	120 s × 135	5.11 h
11 Jan. 2007	112.325	1.5 m/RTT150	V	120 s × 135	8.57 h
10 Jan. 2007	111.428	0.8 m/IAC80	WL	120 s × 135	7.44 h
14 Jan. 2007	115.390	0.8 m/IAC80	WL	120 s × 135	9.19 h
15 Jan. 2007	116.369	0.8 m/IAC80	WL	120 s × 135	9.67 h
15 Jan. 2007	116.745	0.84 m/SPM	V	180 s × 101	7.34 h
16 Jan. 2007	117.617	0.84 m/SPM	V	180 s × 119	6.52 h
17 Jan. 2007	118.624	0.84 m/SPM	V	120 s × 129	10.53 h
20 Jan. 2007	121.629	0.84 m/SPM	V	180 s × 101	8.89 h
21 Jan. 2007	122.881	0.84 m/SPM	V	180 s × 101	3.55 h
22 Jan. 2007	123.623	0.84 m/SPM	V	180 s × 101	9.20 h
23 Jan. 2007	124.659	0.84 m/SPM	V	180 s × 119	8.81 h
24 Jan. 2007	125.617	0.84 m/SPM	V	120 s × 129	7.90 h
25 Jan. 2007	126.671	1.5 m/SPM	V	180 s × 101	7.56 h
26 Jan. 2007	127.626	1.5 m/SPM	V	180 s × 101	8.62 h
27 Jan. 2007	128.623	1.5 m/SPM	V	180 s × 119	8.66 h
28 Jan. 2007	129.672	1.5 m/SPM	V	120 s × 129	5.90 h

S. V. Zharikov et al.: Cyclic brightening in the short-period CV SDSS 0804, *Online Material p 2*

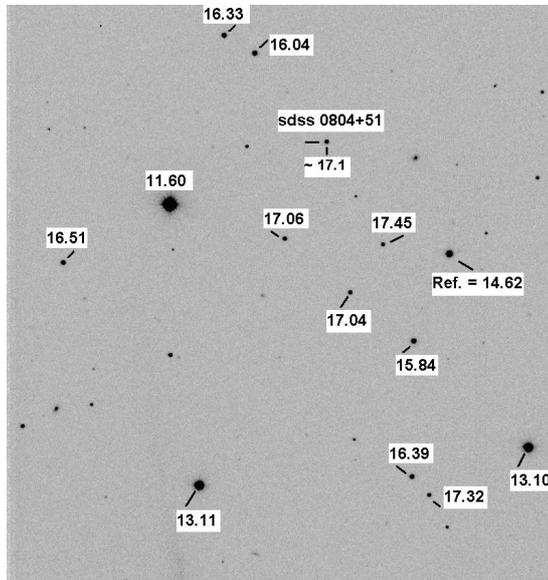


Fig. 1. The field of SDSS 0804 observed using the RTT150 telescope. The north is at the top of the image and the east is at the left. The image size is $\sim 6.5 \times 6.5$ arcmin. The object and the secondary standard stars are indicated. The V -band magnitudes of the secondary standard stars are marked.

Capítulo 7

Modelo para el disco de acreción en los sistemas candidatos a rebotados SDSS 1238 y SDSS 0804

En este capítulo presentamos un modelo geométrico que describe la estructura de un disco de acreción en un sistema rebotado. Para el desarrollo del modelo tomamos en cuenta los resultados de simulaciones numéricas, desarrolladas con el método Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH), de un disco de acreción en un sistema binario con las propiedades intrínsecas de los sistemas rebotados: el periodo orbital, el cociente de masa y la tasa de transferencia de masa.

7.1. La importancia de las simulaciones numéricas

Las simulaciones numéricas de fenómenos físicos juegan un papel importante e invaluable en la ciencia moderna, ya que, mediante ellas es posible validar y/o formular teorías, dado que ofrece distintos puntos de vista a resultados experimentales¹ y, en ocasiones asiste en la interpretación o incluso el descubrimiento de un nuevo fenómeno.

¹ observacionales en el caso de la astronomía

Dentro del contexto de las simulaciones numéricas en astronomía, el método SPH ha tenido gran aceptación, principalmente por la simplicidad con la que se suele programar. Este método fue desarrollado por Lucy (1977) y Gingold & Monaghan (1977) para tratar con fenómenos astrofísicos no axisimétricos y desde entonces ha sido empleado para estudiar, entre otras cosas, la estructura a gran escala del Universo, formación de galaxias, formación estelar, súper novas, formación del sistema solar, destrucción de estrellas por efectos de marea al acercarse a un agujero negro masivo y colisiones estelares. También se ha extendido hacia aplicaciones en problemas de sólidos continuos y la mecánica de fluidos.

7.1.1. Métodos numéricos basados en mallas

Existen dos marcos fundamentales para describir las ecuaciones que gobiernan los fenómenos hidrodinámicos, y estas son: la descripción Euleriana y la descripción Lagrangiana. La descripción Euleriana se considera una descripción espacial, ya que se asigna a cada punto del espacio y en cada instante de tiempo un valor para las propiedades o magnitudes de un fluido, sin importar qué partícula de fluido, en dicho instante, ocupa ese punto; el método representativo es el método de diferencias finitas. Por su parte, a la descripción Lagrangiana se le considera como una descripción material, en la cual se monitorea a cada partícula de un fluido en su movimiento, de manera que en esta descripción se buscan funciones que describan la posición, así como las propiedades de la partícula en cada instante, el método típico es el método de elementos finitos. Una diferencia clara entre ambas descripciones es que las ecuaciones en derivadas parciales se plantean de manera diferente, ver por ejemplo Liu, G., R., & Liu, M., B. (2003).

Malla Lagrangiana

En los esquemas basados en una malla lagrangiana, la malla esta fija al material durante el tiempo que tome la simulación, por lo que la malla se mueve junto con el material. Cada nodo en la malla sigue la trayectoria del material, el movimiento relativo entre nodos que se conectan entre sí puede resultar en una expansión, compresión o deformación de la malla. En estos esquemas la masa, el momento y la energía se transportan con el movimiento de las celdas de la malla. Aunque los métodos que se basan en una malla lagrangiana ofrecen muchas ventajas, su aplicación no es muy atractiva para situaciones con un alto grado de desorden en la geometría del problema, puesto que disminuye la precisión en la solución.

Malla Euleriana

Contrario a la malla lagrangiana, la malla euleriana esta fija en el espacio, en la cual el objeto que esta siendo modelado se localiza y se mueve a través de las celdas de la malla. Por lo tanto, todos los nodos y las celdas de la malla permanecen espacialmente fijos mientras el material fluye a través de la malla. El flujo de masa, momento y energía a través de las celdas en la frontera son simuladas para calcular la distribución de masa, velocidad, energía, etc. en el dominio del problema. La forma y volumen de las celdas permanece sin cambio durante toda la simulación.

Aunque el objeto se deforme no provoca deformaciones en la malla, con lo que se evitan los problemas numéricos de los métodos con malla lagrangiana. La aplicación de los métodos con una malla euleriana tienen mayor uso en la dinámica de fluidos. De esta manera, en principio, todos los problemas hidrodinámicos se pueden resolver numéricamente usando un método euleriano que calcule la masa, el momento y el flujo de energía a través de una malla fija.

7.1.2. Métodos libres de mallas

Los métodos libres de mallas son la nueva generación de métodos computacionales, y se espera sean superiores a los métodos convencionales que se basan en mallas, teniendo una mayor variedad de aplicaciones. La aportación valiosa de los métodos libres de mallas es que proveen de soluciones numéricas estables y precisas tanto de las ecuaciones en derivadas parciales como de las ecuaciones integrales, sin importar el tipo de condición a la frontera que se imponga. Básicamente hay tres tipos de métodos libres de mallas: *los métodos basados en formulaciones fuertes, formulaciones débiles y los métodos de partículas*. Este capítulo está enfocado a tratar particularmente con el método de partículas libre de mallas SPH.

7.1.3. Métodos de partículas libres de mallas

Un método de partículas libre de mallas se refiere a la clase de métodos que emplean un conjunto finito de partículas discretas para representar el estado de un sistema y monitorear su movimiento. Cada partícula puede estar asociada con un objeto físico discreto o representar una parte continua de un problema. En los métodos de partículas libres de mallas el tamaño de las partículas va desde pequeñas escalas (nano o microscópicas) hasta escalas astronómicas, es en este último régimen en el que el método se denomina macroscópico, tal es el caso del método SPH. En el caso de problemas hidrodinámicos, cada partícula posee un conjunto de variables de campo, como masa, momento, energía, posición, etc., así como otras variables relacionadas con el problema específico (carga, vorticidad, etc.). De tal manera que la evolución de cualquier sistema físico finalmente está determinada por la conservación de la masa, el momento y la energía.

La mayoría de los métodos libres de mallas son lagrangianos, en los cuales las partículas representan un sistema físico moviéndose en el marco lagrangiano de acuerdo con interac-

ciones internas y por efectos de fuerzas externas, logrando de esta manera que el sistema evolucione en el tiempo.

7.2. Ideas básicas sobre el método SPH

A continuación describiré de manera general los aspectos importantes de los métodos de partículas, los cuales describen el estado de un fluido al asociarle precisamente una colección de partículas, y son capaces de modelar la evolución de un sistema mediante la interacción hidrodinámica entre las propias partículas. Estos métodos se distinguen gracias a la manera en la que manejan la discretización de las ecuaciones de movimiento. Se diferencian del resto de los métodos porque no requieren de mallas para calcular las derivadas espaciales que se ven involucradas en las ecuaciones de la hidrodinámica, así que tienen una ventaja computacional en problemas que tengan cualquier grado de simetría, por mínima que esta sea. De esta manera con el método SPH uno se puede concentrar más en la física involucrada y no tanto en las dificultades geométricas del problema.

Haciendo uso de lo establecido en el marco teórico, donde asumimos que el disco de acreción que se forma en las variables cataclísmicas es geoméricamente delgado, es natural considerar, en la formulación del método SPH, las ecuaciones apropiadas para discos delgados, así como las suposiciones y aproximaciones más relevantes en este tópico.

La idea básica del método de partículas es que un fluido puede ser dividido en celdas –partículas– que se mueven bajo la influencia de fuerzas externas e interactúan entre sí para simular las propiedades hidrodinámicas del fluido, pero para lograr esto, es necesario que a cada una de las celdas que conforman el fluido le sean asociadas propiedades termodinámicas como presión, temperatura y velocidad. Esta es la principal diferencia entre el método SPH y

el resto de métodos que emplean una malla para llevar a cabo la simulación de un fluido.

Por la propia estructura de este método, es decir, en la que de forma natural se introducen aspectos inherentes a un fluido, es que se ha sido en un esquema apto para la simulación numérica de sistemas astrofísicos.

7.3. Aspectos fundamentales detrás de SPH

Por la forma con la que se tratan las ecuaciones de la hidrodinámica, para seguir la evolución de un fluido, el método SPH no resuelve estas ecuaciones, como es el caso de los métodos de mallas, en los que si se resuelven numéricamente. En su formulación, el método SPH se basa en una función de interpolación, cuyo propósito es el de brindar el medio a través del cual las partículas, que conforman al fluido, puedan interactuar, este medio se introduce en el método a través de un “Kernel”, cuya función es la de suavizar la interacción entre partículas que ocurre dentro de una región determinada básicamente por una longitud de suavizamiento, esta región se conoce como espacio de dominio. En cuanto a la función de interpolación, sobre ella recae completamente la evolución de las propiedades termodinámicas asociadas a las partículas.

En general, una función de interpolación, A_I , para cualquier función $A(\vec{r})$ se define como

$$A_I(\vec{r}) = \int A(\vec{r}') W(\vec{r} - \vec{r}', h) dr'. \quad (7.1)$$

Formalmente la integral esta definida sobre todo el volumen que ocupa el fluido. En la ecuación anterior $W(\vec{r}, h)$ representa el Kernel, cuya función es la de pesar la contribución de la función $A(\vec{r})$ en base a la distancia \vec{r} , mientras que h determina la extensión de la región sobre la cual contribuye de manera significativa la función de interpolación. Por lo tanto,

en realidad W es una función de $\frac{|\vec{r}-\vec{r}'|}{h}$ y en este caso h es la llamada longitud de suavizamiento.

Bajo este esquema, el Kernel debe cumplir dos condiciones, la de *normalización* que establece

$$\int W(\vec{r}-\vec{r}', h) dr' = 1. \quad (7.2)$$

o también llamada *condición de unidad*. La segunda condición es la *propiedad de la función delta*, que se obtiene cuando la longitud de suavizamiento tiende a cero

$$\lim_{h \rightarrow 0} W(\vec{r}-\vec{r}', h) = \delta(\vec{r}-\vec{r}') \quad (7.3)$$

En la práctica, al momento de utilizar el método SPH para la simulación de fluidos, la integral de interpolación se sustituye por una sumatoria de interpolación, $A_s(\vec{r})$, donde la suma se lleva a cabo sobre todas las partículas. Por lo tanto

$$A_s(\vec{r}) = \sum_j m_j \frac{A_j}{\rho_j} W(\vec{r}-\vec{r}_j, h), \quad (7.4)$$

donde m_j , ρ_j y A_j son la masa, densidad y la función A asociadas a cada partícula j , de esta manera es como se introducen de manera natural las propiedades de un fluido en el método SPH, pues se esta reemplazando una integral sobre un volumen por una sumatoria. Pero al hacer esta aproximación, de A por A_j , se introduce un error asociado directamente con la función de aproximación y está dado por la integral de interpolación. Este error depende fuertemente del Kernel empleado. Al discretizar la integral se introduce un error, éste se controla y no se propaga gracias al propio orden/desorden de las partículas. En una aproximación de este tipo comúnmente se dice que la precisión es de segundo orden o simplemente $O(h^2)$, Liu, G., R. & Liu, M., B. (2003).

En este método, el sistema queda representado completamente por un número finito de partículas que poseen una masa individual y ocupan un espacio definido. Esto se logra gracias al uso de la *aproximación de partícula*, que es otro punto básico en el desarrollo del método. Bajo esta aproximación, la densidad de cada partícula se puede calcular en cada posición si se sustituye la función A por la densidad, ρ , en la ecuación (7.4)

$$\rho(\vec{r}) = \sum_j m_j W(\vec{r} - \vec{r}_j, h) \quad (7.5)$$

Para continuar con la descripción de un fluido mediante SPH, el Kernel debe ser diferenciable, lo cual es esencial para poder construir un interpolante diferenciable para cualquier función y así poder considerar las aproximaciones a las derivadas que se ven involucradas en las ecuaciones de Navier-Stokes. Las derivadas de este interpolante se pueden obtener mediante la diferenciación común; por lo cual no hay necesidad de emplear las diferencias finitas ni el uso de una malla. En este caso, si deseamos calcular $\vec{\nabla}A$, el operador se aplica directamente al Kernel en la ecuación (7.4) y se obtiene

$$\vec{\nabla}A_s(\vec{r}) = \sum_j m_j \frac{A_j}{\rho_j} \vec{\nabla}W(\vec{r} - \vec{r}_j, h), \quad (7.6)$$

y para cualquier vector interpolante, la aproximación para la derivada espacial $\nabla \cdot A(\vec{r})$ es de la siguiente manera

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v}(\vec{r}) = \sum_j m_j \frac{A_j}{\rho_j} \vec{v} \cdot \vec{\nabla}W(\vec{r} - \vec{r}_j, h) \quad (7.7)$$

La representación integral en el método SPH de la derivada de una función de campo permite que el gradiente espacial pueda ser calculado a partir de los valores de la función y las derivadas del Kernel, mas que de las derivadas de la función misma.

Esta es la principal base del método SPH, las funciones y las derivadas que aparecen en las ecuaciones de movimiento son aproximadas por funciones de interpolación. Conforme

las ecuaciones son evaluadas en las posiciones de las partículas, las funciones mismas están dadas por las atribuciones definidas sobre cada partícula.

7.3.1. El Kernel

La función de suavizamiento o Kernel de suavizamiento es una parte fundamental del método SPH ya que éste determina la aproximación a las ecuaciones de la hidrodinámica, necesarias para la descripción de fluidos, así mismo establece el dominio efectivo sobre el cual interactúan las partículas del fluido. En los primeros cálculos Gingold & Monaghan (1977) emplearon un Kernel Gausiano, $W(x,h) = \frac{1}{h\sqrt{\pi}}e^{-(x^2/h^2)}$, ya que tiene la propiedad de ofrecer una interpretación física a las ecuaciones SPH.

Actualmente se cuenta con una amplia variedad de funciones de suavizamiento, lo cual es el análogo a usar diferentes esquemas en el método de diferencias finitas. A este respecto, la ventaja del método SPH es que el Kernel se puede calcular en una subrutina o incluso se puede tabular para ofrecer la posibilidad de cambiar el Kernel en un código. Dentro de esta variedad de funciones, los Kernel basados en funciones spline (Monaghan & Lattanzio 1985) tienen las mejores ventajas:

1. Poseen un soporte compacto \rightarrow Las interacciones son cero cuando $r > 2h$.
2. Su segunda derivada es continua \rightarrow El Kernel no es sensible al desorden y los errores en la aproximación de la integral de interpolación por la sumatoria de interpolación son pequeños provocando que el desorden de las partículas no sea muy grande.
3. El error dominante de la integral de interpolación es $O(h^2)$

En el caso de nuestras simulaciones utilizamos el Kernel tipo Spline W_4 de Monaghan & Lattanzio (1985)

$$W(\vec{r}, h) = \frac{\sigma}{h^\nu} \begin{cases} 1 - \frac{3}{2}q^2 + \frac{3}{4}q^3 & \text{si } 0 \leq \frac{R}{h} \leq 1; \\ \frac{1}{4}(2 - q)^3 & \text{si } 1 \leq \frac{R}{h} \leq 2; \\ 0 & \text{En cualquier otro lado} \end{cases}$$

donde ν es el número de dimensiones y σ es una constante de normalización con valores $\frac{2}{3}$, $\frac{10}{7\pi}$, $\frac{1}{\pi}$, en una, dos y tres dimensiones respectivamente. Este Kernel en particular ha sido la función de suavizamiento más empleada en la literatura ya que se asemeja a una Gaussiana, Fig. 7.1.

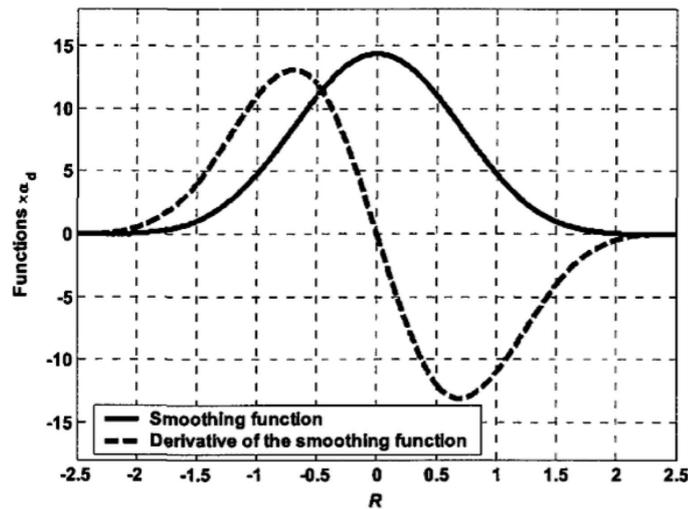


Figura 7.1: En esta figura se muestra con línea sólida el perfil del Kernel Spline W_4 como función de la longitud de suavizamiento y con línea punteada el perfil de la derivada del Kernel.

7.4. Discretización SPH de las ecuaciones de movimiento

En la sección previa presentamos la formulación básica del método SPH, ahora en esta sección mostramos como se discretizan espacialmente las ecuaciones de Navier-Stokes.

7.4.1. La ecuación de Continuidad

La ecuación de continuidad se basa en la conservación de masa. Para su deducción, se considera que un elemento de fluido Lagrangiano contenido en un volumen δV , de tal modo que la masa contenida en ese volumen es

$$\delta m = \rho \delta V. \quad (7.8)$$

Ahora, ya que la masa se conserva en un fluido Lagrangiano, significa que la tasa de cambio en el tiempo es cero, por lo tanto tenemos

$$\frac{d(\delta m)}{dt} = \frac{d(\rho \delta V)}{dt} = \delta V \frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{d(\delta V)}{dt} = 0 \quad (7.9)$$

Reescribiendo la ecuación

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{1}{\delta V} \frac{d(\delta V)}{dt} = 0 \quad (7.10)$$

El segundo término del lado izquierdo de la ecuación anterior se puede interpretar como la divergencia de la velocidad, esto porque corresponde a la tasa de cambio del volumen en el tiempo. Por lo tanto, la ecuación de continuidad o conservación de masa en su forma Lagrangiana es

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \cdot \vec{v} \quad (7.11)$$

La forma parametrizada de la ecuación de continuidad empleada en el método SPH queda como sigue

$$\frac{d\rho_i}{dt} = \sum_j m_j \vec{v}_{ij} \cdot \nabla W_{ij} \quad (7.12)$$

De tal manera que el cambio en la densidad esta determinado por la velocidad relativa entre dos partículas, la masa y la derivada de la función de suavizamiento.

7.4.2. La ecuación de conservación de Momento

La ecuación de conservación de momento se deduce a partir de la segunda Ley de Newton, la cual establece que la fuerza neta que actúa sobre una celda de un fluido Lagrangiano es igual a la masa multiplicada por la aceleración de dicha celda.

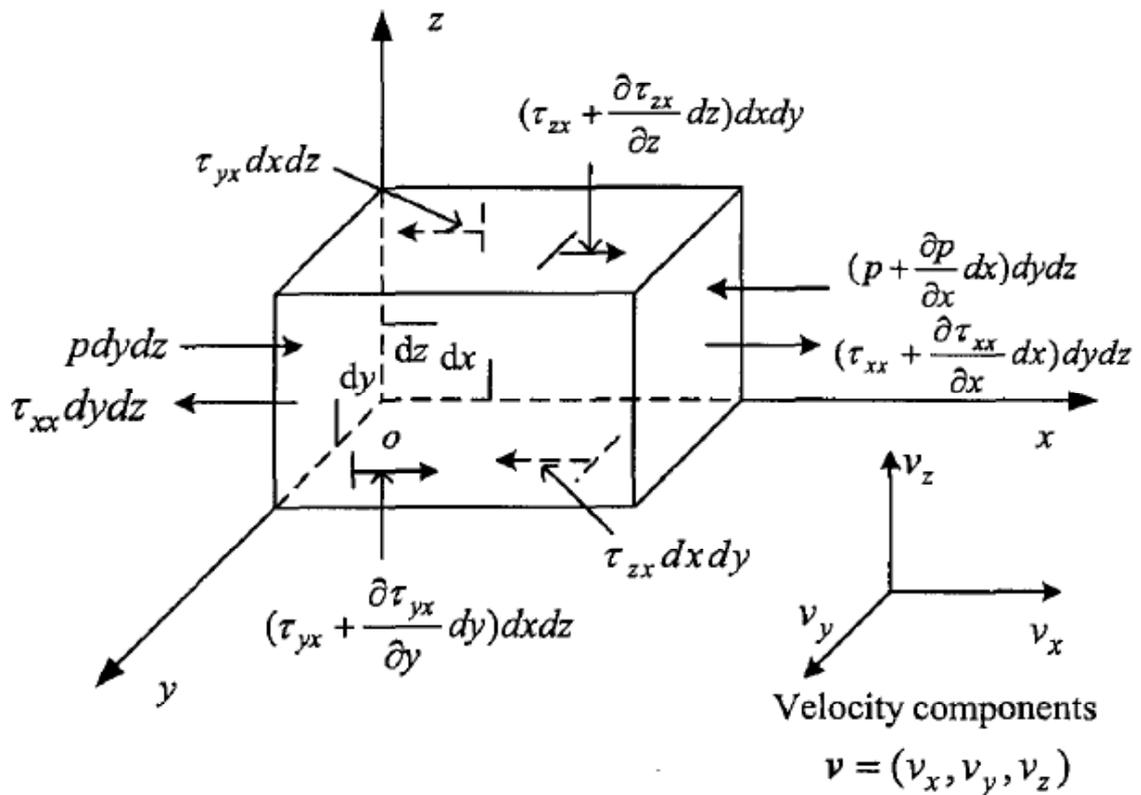


Figura 7.2: Diagrama de las fuerzas que actúan sobre una celda infinitesimal de un fluido lagrangiano. Imágen tomada de Liu & Liu (2003).

Como se puede ver de la Fig. 7.2, el vector de posición es $\vec{x} = (x, y, z)$ y las aceleraciones de la celda infinitesimal de un fluido en las tres direcciones son $\frac{dv_x}{dt}$, $\frac{dv_y}{dt}$ y $\frac{dv_z}{dt}$, respectivamente. La fuerza neta sobre la celda de fluido se puede descomponer en dos tipos: *las fuerzas de cuerpo* y *las fuerzas de superficie*. Las primeras pueden ser la fuerza gravitacional, fuerzas magnéticas y todas aquellas fuerzas que actúen sobre la celda de fluido como un todo. Por

otro lado en las fuerzas de superficie están involucradas

1. La presión, la cual es impuesta por el fluido externo que rodea la celda bajo estudio
2. Los esfuerzos normal y de corte, que resultan del cambio en el volumen y de una deformación de corte, respectivamente

En la dirección x , todas la fuerzas que actúan sobre la celda de fluido Lagrangiano son

$$\begin{aligned}
 & - \left[\left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) - p \right] dydz + \\
 & \left[\left(\tau_{xx} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} dx \right) - \tau_{xx} \right] dydz + \\
 & \left[\left(\tau_{yx} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} dy \right) - \tau_{yx} \right] dx dz + \\
 & \left[\left(\tau_{zx} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} dz \right) - \tau_{zx} \right] dx dy \\
 = & - \frac{\partial p}{\partial x} dx dy dz + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} dx dy dz + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} dx dy dz + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} dx dy dz
 \end{aligned} \tag{7.13}$$

donde p es la presión, τ_{ij} es el esfuerzo en la dirección j ejercido sobre el plano perpendicular al eje i . Si la fuerza de cuerpo por unidad de masa en la dirección x es F_x , la segunda ley de Newton se puede expresar como

$$\begin{aligned}
 m \frac{dv_x}{dt} &= \rho dx dy dz \frac{dv_x}{dt} \\
 &= - \frac{\partial p}{\partial x} dx dy dz \\
 &+ \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} dx dy dz + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} dx dy dz + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} dx dy dz \\
 &+ F_x (\rho dx dy dz)
 \end{aligned} \tag{7.14}$$

Por lo tanto la ecuación de conservación de momento en la dirección x es

$$\rho \frac{dv_x}{dt} = -\frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + \rho F_x \quad (7.15)$$

de manera análoga las ecuaciones de conservación de momento en la dirección y y z son

$$\rho \frac{dv_y}{dt} = -\frac{\partial \rho}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} + \rho F_y \quad (7.16)$$

$$\rho \frac{dv_z}{dt} = -\frac{\partial \rho}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + \rho F_z \quad (7.17)$$

Para fluidos Newtonianos, el esfuerzo debe ser proporcional a la tasa de tensión denotada por ε introducida a través de la viscosidad dinámica μ

$$\tau_{ij} = \mu \varepsilon_{ij} \quad (7.18)$$

donde

$$\varepsilon_{ij} = \frac{\partial \vec{v}_j}{\partial \vec{x}_i} + \frac{\partial \vec{v}_i}{\partial \vec{x}_j} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \vec{v}) \delta_{ij} \quad (7.19)$$

donde δ_{ij} es la función Delta de Dirac.

El proceso para la aproximación de partícula de la ecuación de momento en la formulación SPH es algo similar a la aproximación de la ecuación de continuidad, usualmente se requiere de algunas transformaciones. De manera que al emplear diferentes transformaciones se obtienen diferentes aproximaciones. La aproximación más utilizada en la literatura para la ecuación de momento se da al escribir la ecuación como

$$\frac{d\vec{v}^{\alpha}}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \vec{\sigma}^{\alpha\beta}}{\partial \vec{x}^{\beta}} + F_{\alpha} \delta^{\alpha\beta} \quad (7.20)$$

donde σ es el tensor de esfuerzo total y esta en función de la presión isotrópica, p , y el esfuerzo viscoso, τ .

$$\sigma^{\alpha\beta} = -p\delta^{\alpha\beta} + \tau^{\alpha\beta} \quad (7.21)$$

Se aplica directamente la definición de aproximación de partícula al gradiente en el lado derecho de la ecuación (7.20) para obtener la siguiente expresión

$$\frac{d\vec{v}_i^x}{dt} = \frac{1}{\rho_i} \sum_{j=1}^N m_j \frac{\sigma_j^{\alpha\beta}}{\rho_j} \frac{\partial W_{ij}}{\partial \vec{x}_i^\beta} \quad (7.22)$$

Agragando la siguiente identidad

$$\sum_{j=1}^N m_j \frac{\sigma_i^{\alpha\beta}}{\rho_i \rho_j} \frac{\partial W_{ij}}{\partial \vec{x}_i^\beta} = \frac{\sigma_i^{\alpha\beta}}{\rho_i} \left(\sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} \frac{\partial W_{ij}}{\partial \vec{x}_i^\beta} \right) = 0 \quad (7.23)$$

la ecuación (7.22) se reescribe como

$$\frac{d\vec{v}_i^x}{dt} = \sum_{j=1}^N m_j \frac{\sigma_i^{\alpha\beta} + \sigma_j^{\alpha\beta}}{\rho_i \rho_j} \frac{\partial W_{ij}}{\partial \vec{x}_i^\beta} \quad (7.24)$$

En el código SPH se resuelve la ecuación (7.24) para determinar las fuerzas de cuerpo y de superficie que actúan sobre las partículas que conforman el disco de acreción, como función del tensor de esfuerzo y el gradiente del kernel de interpolación.

El parámetro de viscosidad artificial

En el método SPH, al igual que en la mayoría de los métodos numéricos, es necesario introducir un término de viscosidad artificial en la ecuación de conservación de momento, cuyo propósito es el de brindar la posibilidad de simular el fenómeno de choques. Puesto que un choque genera una región de transición, ésta requiere una simulación de la transformación de energía cinética en calor, esta transformación de energía se introduce en los métodos

numéricos en forma de disipación viscosa. Sin embargo, en el caso de discos de acreción, la viscosidad artificial debe ser un mecanismo poco efectivo en el transporte de momento angular, considerando que la viscosidad turbulenta, inherente a los fluidos, es el principal mecanismo para el transporte de momento angular.

En las últimas décadas se han propuesto varias formas funcionales para el parámetro de viscosidad artificial, aunque la más utilizada en la literatura se obtiene al escribir la ecuación de momento, de acuerdo con Monaghan & Gingold (1983), como:

$$\frac{d\vec{v}_a}{dt} = -\sum_b m_b \left(\frac{P_b}{\rho_b^2} + \frac{P_a}{\rho_a^2} + \Pi_{ab} \right) \nabla_a W_{ab} \quad (7.25)$$

donde la expresión de Π_{ab} esta dada por

$$\Pi_{ab} = \begin{cases} \frac{-\alpha \bar{c}_{ab} \mu_{ab} + \beta \mu_{ab}^2}{\bar{\rho}_{ab}} & \text{si } \vec{v}_{ab} \cdot \vec{r}_{ab} < 0; \\ 0 & \text{si } \vec{v}_{ab} \cdot \vec{r}_{ab} > 0; \end{cases}$$

y a su vez

$$\mu_{ab} = \frac{h \vec{v}_{ab} \cdot \vec{r}_{ab}}{\vec{r}_{ab}^2 + \eta^2} \quad (7.26)$$

$$\bar{c}_{ab} = \frac{1}{2}(c_a + c_b) \quad (7.27)$$

$$\bar{\rho} = \frac{1}{2}(\rho_a + \rho_b) \quad (7.28)$$

Bajo este esquema, la viscosidad desaparece cuando se cumple la condición $\vec{v}_{ab} \cdot \vec{r}_{ab} > 0$, que dentro del método SPH es el equivalente a la condición $\nabla \cdot \vec{v} > 0$.

En la expresión para Π_{ab} aparece un termino lineal en la diferencia de velocidades asociado con el parámetro α , el cual produce dos tipos de viscosidad, una de corte y otra de bulo (Monaghan 1985). Ahora, el termino cuadrático es necesario cuando en se desean simular

fenómenos que involucren números de Mach grandes, lo que es equivalente al uso de la viscosidad de Von Neumann, comúnmente empleada en los métodos de diferencias finitas.

Se han realizado varias pruebas que sugieren que, con esta forma para la viscosidad los choques se pueden extender sobre una distancia $\sim 3h$, lo cual, para propósitos astronómicos es bastante exacto. Respecto a los valores de α y β , éstos no son tan críticos, sin embargo, para mejores resultados se han adoptado los valores de $\alpha = 1$ y $\beta = 2$. El papel que juega el parámetro η^2 que aparece en la expresión para μ_{ab} es el de prevenir posibles singularidades numéricas cuando dos partículas están muy próximas entre sí, para lo cual deberá tener un valor lo suficientemente pequeño para evitar un severo suavizamiento en el termino viscoso cuando se presenten zonas de alta densidad, esto se logra si se considera $\eta^2 = 0.01h^2$. Al escoger este valor para η^2 significa que el suavizamiento en la velocidad solo será efectivo si el espacio entre partículas es $< 0.1h$.

En el caso de los discos de acreción, la presencia de la viscosidad es necesaria para ajustar las observaciones, lo cual se logra si $\beta = 0$, además de escoger un valor apropiado de α y h .

7.4.3. La ecuación de conservación de Energía

La conservación de energía es una representación de la primer ley de la termodinámica. La ecuación de energía establece que la tasa de cambio de energía dentro de una celda infinitesimal de fluido debe ser igual a la suma del flujo de calor neto dentro de la celda, y la tasa de cambio de trabajo hecho por las fuerzas de cuerpo y de superficie que actúan sobre la mencionada celda. Si se desprecia el flujo de calor, y las fuerzas de cuerpo, la tasa de cambio de la energía interna e de la celda infinitesimal de fluido consiste de las siguientes partes.

1. El trabajo hecho por la presión isotrópica multiplicado por la tensión volumétrica

2. La disipación de energía se debe a las fuerzas tipo viscosas

Por lo tanto, la ecuación de energía se puede escribir como sigue.

$$\begin{aligned} \rho \frac{de}{dt} = & -p \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \\ & + \tau_{xx} \frac{\partial v_x}{\partial x} + \tau_{yx} \frac{\partial v_x}{\partial y} + \tau_{zx} \frac{\partial v_x}{\partial z} \end{aligned} \quad (7.29)$$

$$\begin{aligned} & + \tau_{xy} \frac{\partial v_y}{\partial x} + \tau_{yy} \frac{\partial v_y}{\partial y} + \tau_{zy} \frac{\partial v_y}{\partial z} \\ & + \tau_{xz} \frac{\partial v_z}{\partial x} + \tau_{yz} \frac{\partial v_z}{\partial y} + \tau_{zz} \frac{\partial v_z}{\partial z} \end{aligned} \quad (7.30)$$

La ecuación anterior se puede expresar a través del tensor de esfuerzo total σ , ec. (7.21)

$$\frac{de}{dt} = \frac{\sigma^{\alpha\beta}}{\rho} \frac{\partial \vec{v}^\alpha}{\partial \vec{x}^\beta} \quad (7.31)$$

Si en la ec. (7.30) se separa la presión isotrópica y el esfuerzo viscoso, la ecuación de energía se puede reescribir como:

$$\frac{de}{dt} = -\frac{p}{\rho} \frac{\partial \vec{v}^\beta}{\partial \vec{x}^\alpha} + \frac{\mu}{2\rho} \varepsilon^{\alpha\beta} \varepsilon^{\alpha\beta} \quad (7.32)$$

donde μ y ε están relacionados con el tensor de corte viscoso τ a través de la ec. (7.18).

Debido al hecho de que existen varias expresiones para la aproximación de la presión, por consecuencia la formulación SPH para la evolución de la energía interna tiene varias alternativas. La que se considera en el código que empleamos en esta ocasión es de la siguiente manera

$$\frac{de_i}{dt} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} \right) \vec{v}_{ij}^\beta \frac{\partial W_{ij}}{\partial \vec{x}_i^\beta} + \frac{\mu_i}{2\rho_i} \varepsilon_i^{\alpha\beta} \varepsilon_i^{\alpha\beta} \quad (7.33)$$

7.5. El desarrollo y mejoramiento de las simulaciones numéricas de Sistemas Binarios

En esta sección presentamos una revisión sobre la manera en que nuestro conocimiento sobre los sistemas binarios interactivos ha ido cambiando conforme han evolucionado los métodos numéricos.

Prendergast (1960) llevó a cabo las primeras simulaciones para estudiar el flujo de gas entre dos estrellas. En su trabajo, como una simplificación del problema, consideró a las estrellas como objetos puntuales, sin embargo, no logró concluir nada sobre el mecanismo de interacción entre las estrellas, lo que ahora conocemos como disco de acreción, en sus simulaciones no era evidente.

Durante los primeros años del estudio de sistemas binarios por medio de simulaciones numéricas no fue posible resolver el problema sobre como se presenta la interacción entre las componentes de un sistema binario. La respuesta a esta interrogante fue parcialmente resuelta por Sorensen, Matsuda & Sakurai (1974-1975), al considerar por primera vez al objeto central lo suficientemente pequeño, pero no puntual², lograron distinguir la formación de un disco de acreción, además, reconocieron que era necesaria la presencia del flujo de material a través del punto L_1 para la formación del disco de acreción.

Flannery (1975) sugirió, en base a sus simulaciones, la presencia de lo que ahora conocemos como *mancha brillante*, nombrada en aquel tiempo *mancha caliente*, porque en las primeras simulaciones lucía tan brillante que se pensó debería tener una mayor temperatura

² Esta suposición se basa claramente en que el objeto central de una variable cataclísmica es una enana blanca.

que el resto del disco de acreción. Lin & Pringle (1976) y Hensler (1982) emplearon las primeras versiones del método de partículas³ basados en la teoría de discos delgados. Con éste innovador método encontraron que el disco logra alcanzar un estado de equilibrio cuando la tasa de transferencia de masa compensa la tasa de acreción sobre la superficie de la estrella primaria. Los cálculos realizados a partir de la década de los 70's incorporaron una viscosidad artificial, necesaria para mantener la estabilidad de los cálculos, pero por su limitada resolución no pudieron resolver en detalle la estructura en el interior de un disco de acreción.

Sawada, Matsuda & Hachisu (1986) desarrollaron el segundo cambio radical en el problema de la interacción de un sistema binario. Para esto dejaron de considerar como la fuente de transporte de momento angular a la viscosidad turbulenta, al obtener en sus simulaciones la formación de un patrón espiral, al que le asociaron la pérdida de momento angular del material en el disco de acreción. Este resultado numérico tiene su contraparte observacional, y esta es, la presencia de una distribución espiral en un tomograma Doppler. Whitehurst (1988b) implementó un método de partículas completamente lagrangiano para modelar discos de acreción. En sus simulaciones el disco desarrolla una estructura espiral de dos brazos pero tiene una forma elongada, perpendicular al eje de la binaria y así mismo, el radio externo del disco es compatible con las estimaciones de Paczynski (1977) obtenidas de modelar el disco de acreción en sistemas binarios.

En la década de los 80's ya se conocía la estructura de una variable cataclísmica. Están formadas por una enana blanca y una estrella de secuencia principal de tipo tardío, poseen un disco de acreción como consecuencia de la transferencia de masa, y en el disco de acreción esta presente una mancha brillante. El disco de acreción es la principal fuente de energía pa-

³ La resolución de las primeras simulaciones con el método de partículas estaba restringida por la poca cantidad de partículas con las que se podía trabajar, < 1000 partículas.

ra los estallidos recurrentes que desarrollan. También se sabía que además de la viscosidad turbulenta, existe otro mecanismo para lograr el transporte de momento angular hacia la parte externa del disco mientras que parte del material en el disco se dirige hacia la superficie de la enana blanca, siendo este un patrón espiral de dos brazos presente en el disco de acreción

A partir de la década de los 90's se han desarrollado simulaciones de sistemas binarios empleando el método SPH, Yukawa, Boffin & Matsuda (1997) mostraron que se podían obtener choques espirales en simulaciones con el método SPH si se consideraban las suficientes partículas para incrementar el poder de resolución, ≈ 30000 partículas.

Después de que Steeghs *et al.* (1997) reportaron la primera detección observacional de un patrón espiral durante un super estallido del sistema IP Peg, varios grupos de investigación se dieron a la tarea de probar que lo observado en IP Peg realmente era producto de la presencia de choques espirales. Uno de los mejores trabajos al respecto fue el del Matsuda *et al.* (2000) quienes construyeron tomogramas Doppler teóricos, basados en simulaciones en 2D en las que se observan los choques espirales, logrando una similitud impresionante con las observaciones, por lo que hasta ese momento la teoría y las observaciones iban de la mano.

Ya que los brazos espirales se habían observado en un grupo pequeño de variables cataclísmicas y solo durante las primeras fases de un estallido, en forma de una variabilidad de doble joroba en la curva de luz, se sugirió que eran consecuencia de la interacción de marea de la estrella secundaria y el borde externo del disco de acreción cuando éste alcanza el radio de la resonancia 2:1, puesto que el material del disco orbitará alrededor de la primaria dos veces en lo que la secundaria lo hace una sola vez. Osaki & Mayer (2002) propusieron que este comportamiento ocurre sólo en sistemas con un cociente de masa pequeño. Bajo esta hipótesis y del hecho de que los brazos espirales en los discos de acreción son realmente observados

en los tomograms Doppler, el siguiente paso fue estudiar las consecuencias fotométricas del patrón espiral en un disco de acreción. Para lo cual, Kunze & Speith (2005) desarrollaron simulaciones numéricas con el método SPH, confirmando que la resonancia 2:1 produce un patrón espiral con dos brazos en la parte externa del disco y, que la disipación de éstos brazos provoca una curva de luz con una característica evidente de doble joroba, tal como ha sido observada de manera reciente en estrellas tipo WZ Sge.

7.5.1. Choques espirales en discos de acreción

Los choques espirales han sido ampliamente estudiados, principalmente en el contexto de la dinámica galáctica y en los discos protoestelares. Sin embargo, como se discutió en la sección anterior, juegan un papel importante en algunas clases de estrellas binarias cercanas, particularmente en las variables cataclísmicas.

Referente al origen de ondas espirales en el disco de acreción de sistemas binarios, Savonije, Papaloizou & Lin (1994) presentaron un análisis interesante de los regímenes lineal y no lineal de la interacción de marea de un disco de acreción dentro de un sistema binario. En cuanto a la teoría lineal, ésta normalmente predice que las ondas espirales son generadas en las resonancias de Lindblad. Una resonancia de Lindblad expresada de la forma $m : n$ corresponde al caso donde n veces la velocidad angular del disco esta conmensurada con m veces la velocidad angular orbital: $n\Omega = m\omega$, siendo $r = \left(\frac{1}{1+q} \left(\frac{n}{m} \right)^2 \right)^{1/3} a$ el radio donde se localiza la resonancia. De hecho, en el trabajo realizado por Lin & Papaloizou (1979) sobre torcas de marea en discos de acreción en sistemas binarios con un extremo cociente de masa, observaron que de manera natural se desarrolla un patrón espiral. En sus conclusiones, el patrón era generado por la resonancia de Lindblad 2:1, la cual se localiza dentro del lóbulo de Roche de la primaria y por tanto dentro del disco de acreción. Para que la resonancia 2:1 se localice

dentro del disco se requiere $q < 0.25$. Mientras que, otra resonancia importante, la resonancia 3:1 en variables cataclísmicas de periodo corto se puede localizar dentro del disco si $q < 0.33$, lo cual ocurre en un gran número de estrellas SU UMa cuando el sistemas desarrolla los estallidos.

Otro resultado de Lin & Papaliouzou es que el efecto resonante se aprecia de manera significativa en una región

$$\Delta x \sim \left(\frac{\nu r}{v_\phi r_s^2} \right)^{1/3} r, \quad (7.34)$$

donde r_s es la posición de la resonancia. Usando $\nu = \alpha c_s H$, entonces $\Delta x \propto c_s^{2/3}$. Por lo tanto, tal como fue notado por Savonije *et al*, incluso en variables cataclísmicas con cocientes de masa grandes, el centro de la resonancia 2:1 se puede decir que cae en la vecindad del borde del disco ya que la resonancia tiene un ancho finito que aumenta con la magnitud de la velocidad del sonido, ésta puede generar una respuesta en el disco como una onda tipo espiral, solo si el disco es grande, no viscoso y con un número de Mach menor a 10.

7.6. Simulación mediante SPH de SDSS 1238 y

SDSS 0804

Con las simulaciones SPH en 3D que llevamos a cabo buscamos estudiar la estructura del disco de acreción en sistemas candidatos a rebotados, basándonos en observaciones espectroscópicas y fotométricas durante el estado de reposo de los objetos SDSS 1238 y SDSS 0804.

El modelo que consideramos consiste de un disco de acreción en un sistema binario con estrellas de masa M_1 y M_2 con una velocidad angular ω dentro de un sistema de coordenadas

que rota junto con la binaria, el centro de masa lo definimos en el centro de la enana blanca.

Los parámetros libres del modelo que definen las características de cada sistema son la tasa de transferencia de masa, la masa de las estrellas, el radio del objeto central, el periodo orbital del sistema y la masa total del disco de acreción. Los parámetros involucrados en el esquema SPH son la longitud de suavizamiento, el número de partículas, la masa de cada partícula, la temperatura inicial de las partículas, la viscosidad cinemática, el tiempo de cada simulación.

Para la evolución del disco de acreción partimos de un disco estacionario formado de 10,000 partículas con velocidades keplerianas alrededor de un objeto central de $1 M_{\odot}$, la masa para dicho disco fue $10^{-10} M_{\odot}$.

Las propiedades del disco las inferimos de los mapas de tomografía doppler (los parámetros están listados en la tabla 7.1), así como de las estimaciones para un disco en un sistema donde se observan ambas componentes estelares. Los mapas doppler de SDSS 0804 y SDSS 1238 se construyeron a partir de la línea de $H\alpha$. En ellos se identifica una mancha brillante en la posición donde el flujo de materia de la secundaria impacta al disco de acreción, pero se traslapa con una estructura más elongada, muy grande para ser considerada parte de la mancha. Otra región extendida con un tamaño similar tiene coordenadas (≈ 700 km/s, ≈ 0 km/s) igualmente otra estructura, pero menos brillante, se localiza a (≈ -200 km/s, ≈ -800 km/s). En la literatura existe la evidencia de mapas doppler similares obtenidos durante el súper estallido de WZ Sge en 2001, así como en estado de reposo del sistema candidato a rebotado SDSS 1035, en ambos casos fueron interpretados como evidencia de ondas espirales en el disco de acreción.

Tabla 7.1: Parámetros físicos para el modelo

Parámetros	Valor
Masa de la enana blanca	1 M_{\odot}
Masa para la estrella secundaria	0.05 M_{\odot}
Tasa de transferencia de masa	$4 \times 10^{-19} M_{\odot}/\text{año}$
Periodo orbital del sistema	5.097×10^3 s
Longitud de suavizamiento	0.015 R_{\odot}
Tasa de transferencia de partículas	2000 partículas / periodo
Temperatura inicial de las partículas	100 K
Viscosidad Cinemática	$5 \times 10^{-7} R_{\odot}^2/\text{s}$
Número de partículas	25000 – 30000
Número de periodos	150 – 200

En los resultados que obtuvimos de las simulaciones con los parámetros de la tabla 7.1, el disco de acreción rápidamente desarrolla un patrón espiral por el efecto de marea que produce sobre él la estrella secundaria. Dado que el tamaño del disco de acreción es similar al del lóbulo de Roche de la enana blanca, éste de ve afectado por la resonancia de Linblad 2:1 y se genera la onda espiral con una temperatura superior al resto del disco, lo que podemos interpretar como un exceso de brillo. Como nuestros resultados concuerdan con los reportados en la literatura por Kunze & Speith (2005), en el sentido que el disco de acreción, en sistemas con un cociente de masa extremo, desarrollan brazos espirales el siguiente paso es probar que el exceso de emisión de éstos brazos es compatible con los mapas doppler construidos a partir de la línea $H\alpha$.

En el panel inferior izquierdo de la Fig. 7.3 se muestra el mapa doppler sintético construido a partir del modelo para el disco de acreción, panel inferior derecho. El mapa sintético reproduce el mapa observado solo cuando existe un exceso de brillo en los brazos espirales. Si consideramos que la mayoría de las partículas en el disco se mueven en órbitas periódicas, por se las más favorables desde el punto de vista de la viscosidad, el exceso de brillo se produce porque la resonancia que actúa sobre el disco coloca cierto número de partículas

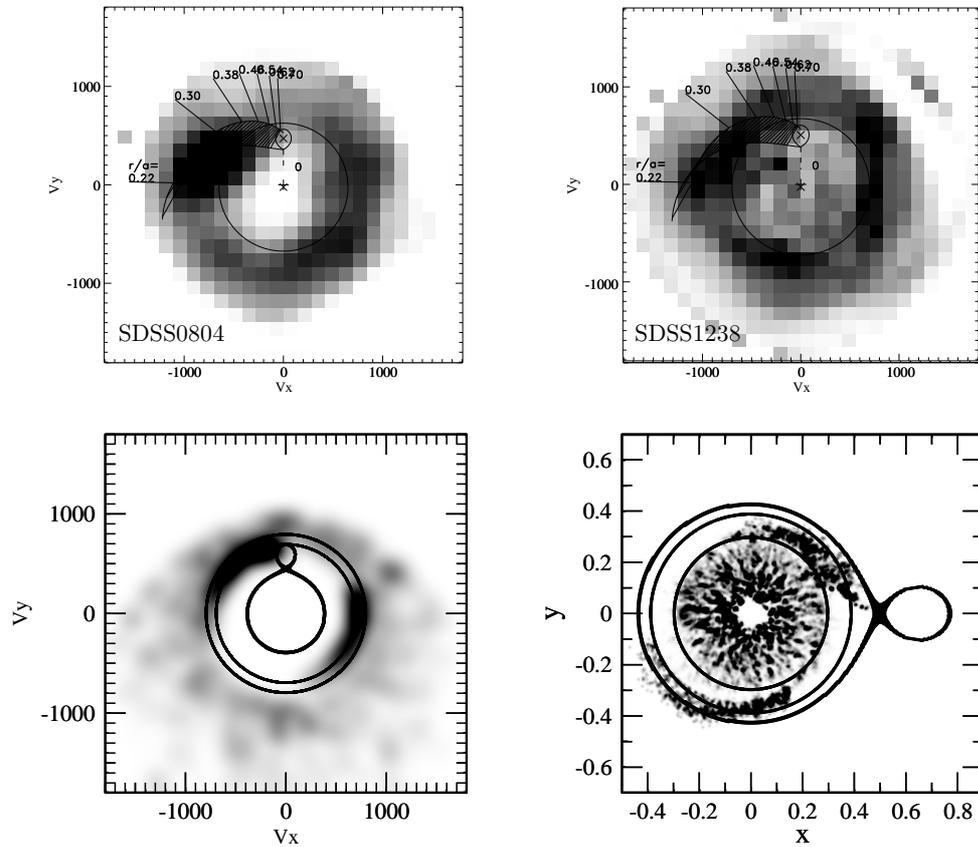


Figura 7.3: *Arriba* Tomograma Doppler de la línea H_α construido con todos los datos obtenidos para SDSS0804 (izquierda) y SDSS1238 (derecha). El círculo muestra la velocidad del gas en el radio de la resonancia 2:1. *Abajo* Tomograma Doppler sintético (izquierda) generado de un modelo para un disco de acreción (derecha) correspondiente a un sistema con $M_{EB} = 1 M_\odot$ y $q = 0.05$. Los círculos representan los radios de las resonancias 2:1 y 3:1.

en órbitas no periódicas creando así perturbaciones en la viscosidad, aumentando con esto la temperatura en los brazos espirales. El mecanismo no está bien establecido, pero es natural suponer que en estas regiones habrá un exceso de emisión. Aún cuando los brazos están presentes en las VC's, éstos son más prominentes en los sistemas más evolucionados, como resultado del contraste de brillo, el resto del disco parece contribuir menos al continuo. El ajuste a la distribución espectral de energía desde el óptico al IR, con el modelo de tres componentes para el caso de SDSS 1238, predice que la contribución del disco de acreción sobre

el flujo óptico total del sistema es poca sugiriendo que es ópticamente delgado. Por otro lado, la curva de luz en la banda J corresponde a la forma elipsoidal de la secundaria con un gradiente de temperatura entre el lado oscuro de la secundaria y la cara iluminada por la enana blanca también la cual de nueva cuenta apoya la idea de la poca contribución del disco de acreción al flujo IR. Por lo que la visibilidad de las componentes estelares es finalmente un indicio sobre la poca contribución del disco de acreción al flujo total del sistema tanto en el óptico como en el IR.

Finalmente la pendiente estándar del espectro para un disco de acreción en estado de reposo ($F_\lambda \sim \lambda^{-7/3}$) se basa en la aproximación de cuerpo negro con una relación para la temperatura radial $T_{\text{ef}} \approx T_* \left(\frac{r}{R_1}\right)^{-3/4}$. Sin embargo, un disco de acreción como cuerpo negro (ópticamente grueso) con un tamaño similar al radio de la resonancia 2:1 dominará la radiación del sistema en el óptico, si el disco es caliente, o en el IR, en el caso de un disco frío, sin importar la inclinación del sistema. Por lo tanto, el modelo del disco de acreción estándar no satisface la estructura de los discos de acreción en los sistemas rebotados.

7.7. Modelo para la curva de luz de SDSS 1238 y SDSS 0804

El transporte de momento angular juega un papel esencial en los discos de acreción de las variables cataclísmicas. A la fecha se han propuesto al menos dos mecanismos para dicho transporte, uno de ellos es la viscosidad turbulenta considerada en el esquema de Shakura & Sunyaev (1973), y el otro es la disipación directa por choques espirales en el disco de acreción, tal como fue demostrado por Sawada, Matsuda & Hachisu (1986). En referencia a estos dos mecanismos, la viscosidad turbulenta es un proceso local, mientras que los choques espirales tienen una estructura global en el disco de acreción. La primera evidencia observacional de choques espirales surgió en los tomogramas Doppler de IP Peg durante un estallido, des-

de entonces se ha pensado que las estructuras espirales pueden ser detectadas en las curvas de luz de variables cataclísmicas si los patrones espirales son prominentes, Hachisu, Kato & Kato (2004).

Para modelar la curva de luz de los sistemas SDSS 1238 y SDSS 0804 empleamos el método propuesto por Hachisu, Kato & Kato (2004), donde a partir de la suposición de la presencia de un patrón espiral en el disco de acreción de una variable cataclísmica es posible obtener una curva de luz sintética con múltiples modulaciones, en esta sección describiremos la manera como, partiendo de los resultados obtenidos de las simulaciones numéricas para SDSS 0804 y SDSS 1238 es posible reproducir una curva de luz con una doble joroba que se ajusta a los datos observacionales.

Generamos artificialmente un disco de acreción con la presencia de ondas espirales. Para generar las ondas consideramos la altura sobre el plano ecuatorial del disco, $h = \beta R_{\text{disco}} \left(\frac{\bar{\omega}}{R_{\text{disco}}} \right)^2$, y la multiplicamos por z_{altura} , que es la función que define los brazos espirales, Fig7.4.

$$z_1 = \max \left(\frac{\xi_1}{\sqrt{(\bar{\omega}/R_{\text{disco}} - \exp[-\eta(\phi - \delta)])^2 + \epsilon^2}} \right) \quad (7.35)$$

$$z_2 = \max \left(\frac{\xi_2}{\sqrt{(\bar{\omega}/R_{\text{disco}} - \exp[-\eta(\phi - \delta - \pi)])^2 + \epsilon^2}} \right) \quad (7.36)$$

$$z_{\text{altura}} = \max(z_1, z_2) \quad (7.37)$$

donde ξ_1 y ξ_2 representan las amplitudes de las dos espirales, al hacer $\xi_1 = \xi_2$ consideramos una estructura espiral antisimétrica con la misma altura, $\bar{\omega}$ es la distancia sobre el plano ecuatorial desde el centro de la enana blanca, R_{disco} es el borde externo del disco de acreción, η determina el inverso del ángulo (pitch) de las espirales logarítmicas, δ es el ángulo de po-

sición de las espirales en contra de las componentes del sistema binario y ϵ denota el ancho del patrón espiral y representa la altura de la espiral en contra del espesor del disco junto con ξ_1 y ξ_2 .

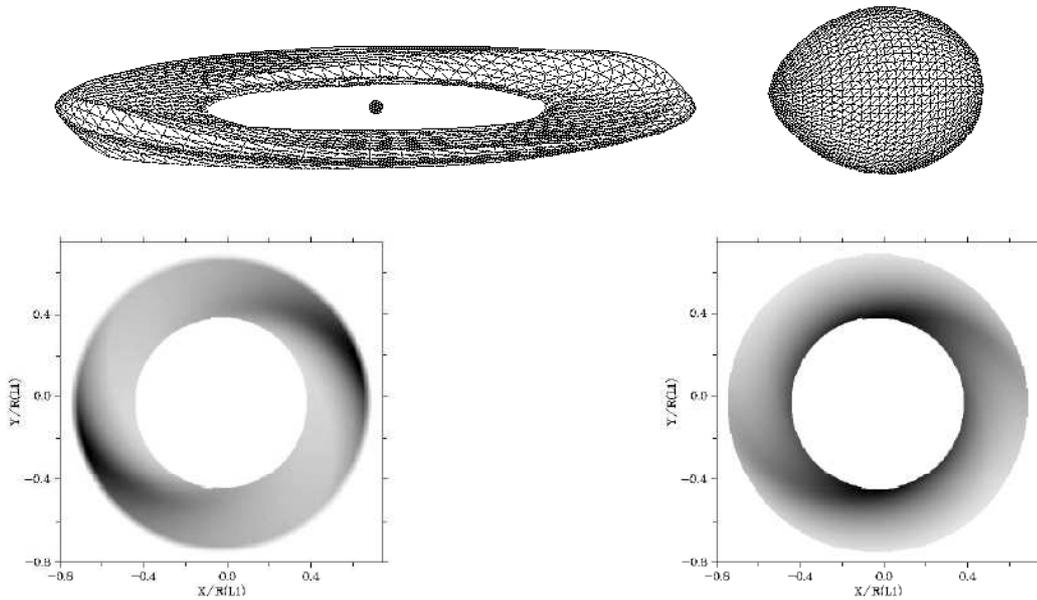


Figura 7.4: Configuración final del modelo para la curva de luz de una variable cataclísmica de periodo corto. Cada componente del sistema se dividió en triángulos que emiten como cuerpo negro a una temperatura local. En este modelo es posible manipular la altura, amplitud y excentricidad de las espirales para simular regiones de mayor espesor y por lo tanto de mayor brillo que contribuyen de manera significativa en la curva de luz en estado de reposo.

El modelo que proponemos consta de una enana blanca, cuyo radio lo estimamos a partir de su masa⁴, de una enana café con un tamaño similar al de Júpiter y un disco de acreción de radio igual al lóbulo de Roche de la enana blanca. Además suponemos un disco de acreción frío con un pequeño gradiente de temperatura entre la parte interna y la externa de los brazos espirales, dado por $T \sim T(r) \times (1 + \beta \times z(r))$.

⁴ inferida del cociente de masa, para SDSS 0804 y del ajuste a la SED para el caso de SDSS 1238

Tomando en cuenta que para reproducir numéricamente la tomografía doppler fue necesario un brillo en los brazo espirales superior al resto de disco de acreción, en nuestro modelo el brillo de los brazos espirales lo escalamos con la temperatura, que a su vez depende de la altura sobre el plano ecuatorial de los propios espirales, entre más grueso el brazo mayor brillo tendrá. La superficie de cada componente del sistema binario la dividimos en triángulos cuya emisión la consideramos como cuerpo negro a una temperatura local dada.

Los parámetros que empleamos en el modelo que proponemos para reproducir la curva de luz de varios sistemas de periodo corto con una curva de luz con doble joroba se presentan en la tabla 7.2.

Tabla 7.2: Parámetros para el modelo de la curva de luz en sistemas Rebotados

Sistema:	AL Com	V455 And	SDSS0804	SDSS1610
Periodo Orbital	0.0567	0.0563	0.059	0.0582
Cociente de masa	0.064	0.06	0.05	0.045
Masa de la enana blanca (M_{\odot})	0.9	0.9	1.0	0.9
Temperatura de la enana blanca (K)	16300	11500	13000	14500
Distancia al objeto (pc)	800	100	100	550
Tasa de transferencia de masa	0.185	0.16	0.185	0.185
Inclinación del sistema (i)	80	85	70	82
Disco:				
Radio interno	0.375	0.375	0.375	0.375
Radio externo	0.7	0.7	0.7	0.7
Altura central	0.0175	0.0175	0.0175	0.0175
Espirales:				
Inclinación	25	20	25	25
Exentricidad	0.25	0.1	0.09	0.09
Altura	0.55	0.55	0.55	0.55

Los resultados que obtuvimos de aplicar nuestro modelo a cuatro sistemas que prerentan una curva de luz con doble joroba se muestra en la Fig. 7.5. El ajuste que presento corres-

ponde a la curva de luz en estado de reposo. Para la curva de luz sintética consideramos un solo periodo orbital y dado que es un ajuste fenomenológico de los datos observacionales, no desarrollamos un estudio de mínimos cuadrados para obtener el mejor ajuste, simplemente estamos mostrando que considerar el flujo adicional que emiten los brazos espirales presentes en el disco de acreción de un sistema de periodo corto empata con una curva de luz en estado de reposo que muestra una modulación de doble joroba.

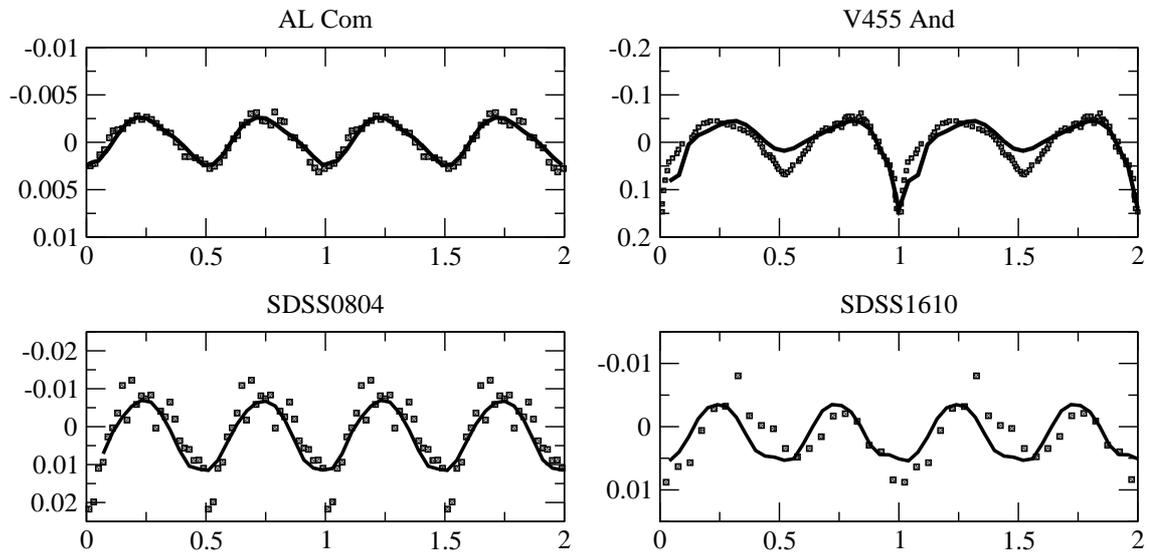


Figura 7.5: Curvas de luz de AL Com, V455 And, SDSS0804 y SDSS1610 en las que se observa la modulación de doble joroba durante un periodo orbital. La línea sólida es la curva de luz obtenida del modelo para cada sistema.

Este modelo lo aplicamos a otros sistemas de periodo corto considerados candidatos a sistemas rebotados. Logramos reproducir curvas de luz con una modulación de doble joroba para los casos de V455 And, SDSS 1610 y Al Com.

Williams (1980) concluyó que los discos de acreción desarrollan regiones externas ópticamente delgadas para tasas de transferencia de masa menores a $10^{-8} M_{\odot}/\text{año}$. Tytenda (1981)

confirmó esto y agregó que un incremento en el radio del disco siempre incrementa la importancia de la región ópticamente delgada. Para $\alpha < 1$ la parte ópticamente delgada del disco es fría. La mayor parte del disco de acreción es ópticamente delgada en el régimen de No equilibrio termodinámico local y para $\alpha < 0.1$ la temperatura puede caer por debajo de 5000 K. Cannizzo & Wheeler (1984) estudiaron la estructura vertical del estado estacionario de un disco de acreción ópticamente delgado. Para $0.01 \leq \alpha < 1$ la solución a las ecuaciones pueden tener dos soluciones, una temperatura alta (5000 K) y una baja (2000 K). Para $\alpha > 0.1$ se obtiene una solución intermedia en la región interna del disco de acreción, pero el material a radios mayores estará en un estado frío con $T \approx 2000$ K. Solo la solución fría es posible para $\alpha \approx 0.1$. Cuando α decrece con la temperatura, la tendencia a desarrollar soluciones frías en estado de reposo aumenta. Hasta ahora no se han calculado modelos para el espectro de emisión de discos de acreción tan fríos. El espectro es casi plano en el rango 3000 a 10000 Å para un disco de acreción frío ($T = 5000$ K, $\alpha = 0.03$).

Otro aspecto importante de los discos de acreción en sistemas tipo WZ Sgees es la condición de sus partes externas. En el modelo estándar, éstas se consideran ópticamente gruesas y contribuyen a formar el continuo en el espectro del disco. Sin embargo, en el caso de sistemas WZ Sge, varios autores apoyan la idea de que la parte interna del disco necesita estar despejada durante el estado de reposo para dar una explicación al tiempo de recurrencia tan largo para los súper estallidos. No está bien entendido porque la parte interna del disco de acreción es invisible o un eclipse por una estructura espectral ópticamente gruesa en sistemas muy inclinados o simplemente es transparente en el continuo. Tomando en cuenta lo anterior proponemos que el disco de acreción en sistemas rebotados son grandes (su tamaño alcanza el radio de la resonancia 2:1), fríos (alrededor de 2500 K), ópticamente delgados con estructuras espirales calientes y ópticamente gruesas. Probablemente exista una cavidad en la parte interna.

Capítulo 8

Conclusiones

Dentro de los resultados que produjo el proyecto Sloan Digital Sky Survey (SDSS) el mundo de las VC's se vió ampliamente beneficiado, simplemente porque ha sido el proyecto que ha logrado observar la mayor cantidad de objetos débiles, aportando valiosos datos sobre sistemas de periodo corto con propiedades similares a los sistemas tipo WZ Sge, los cuales son útiles para discriminar sobre la existencia de los sistemas rebotados tan alusivos en años recientes. El sistema SDSS 1238 fue identificado por Szkody *et al.* (2003) como una VC débil y de periodo corto, clasificada por ellos como un sistema tipo WZ Sge debido a su periodo (80 minutos) y apariencia espectral. Zharikov *et al.* (2006) realizaron observaciones fotométricas, en diferentes bandas, y espectroscópicas encontrando un comportamiento inusual, la curva de luz en estado de reposo se ve interrumpida por un incremento repentino del brillo (0.5 mag) identificado como abrillantamiento, al mismo tiempo que una modulación de doble joroba con una frecuencia igual a la mitad del periodo orbital se manifestó de manera permanente, mientras tanto la tomografía Doppler reveló una posible estructura espiral en el disco de acreción, asociada con el efecto que produce la resonancia 2:1.

Por otro lado, el sistema SDSS0804 fue publicado por Szkody *et al.* (2006) como un sistema de periodo corto (≈ 85 minutos) y apariencia espectral similar a los sistemas tipo WZ Sge,

pero con un comportamiento idéntico al de SDSS1238, la curva de luz en estado de reposo se modificó con un incremento repentino del brillo (≈ 0.5 mag) y la modulación de doble joroba estuvo presente con una frecuencia igual a la mitad del periodo orbital, Fig. (6.3). A principios de 2006 Pavlenko *et al.* (2006) reportaron el primer súper estallido registrado para SDSS 0804, el cual mostró súper jorobas y eco estallidos, además fue posible determinar el cociente de masa, siendo $q = 0.05$, dejando clara su clasificación como un sistema tipo WZ Sge real. Por lo que existen dos objetos con propiedades congruentes con sistemas tipo WZ Sge y al mismo tiempo muestran un comportamiento inusual no reportado en la literatura indicando su posible clasificación como sistemas desligados, Fig. (6.4). Aunque a la fecha SDSS 1238 no ha sido observado durante un súper estallido, se considera como el objeto gemelo de SDSS 0804.

Llevamos a cabo observaciones fotométricas con resolución temporal multi-sitio para ambos objetos en el periodo 2007-2010 con el fin de monitorear su comportamiento durante el estado de reposo y poder establecer el origen de la modulación de doble joroba en términos de su estado evolutivo.

Para el caso de SDSS 0804 durante la campaña de 2007 la escala de tiempo en la que se desarrolló el incremento en el brillo cambió, paso de una cuantas horas a días pero conservó la amplitud reportada por Szkody *et al.* (2006), Fig. (6.5). En cuanto a la modulación de doble joroba, ésta estuvo presente antes, durante y después del mini-estallido y su amplitud esta relacionada con la fase del mini-estallido, Fig. (6.6). En las campañas de 2008 y 2009 no se detectó la presencia de eventos similares a los abrigamientos o mini-estallidos, sólo detectamos la modulación de doble joroba, además de un inusual periodo de 12.6 minutos asociado con oscilaciones modo g no radiales de la enana blanca, esto porque entró en la banda de inestabilidad a causa del súper estallido de 2006, Fig. (6.9) (Zharikov *et al.* 2008,

Pavlenko *et al.* 2007).

En cada temporada de observación, la espectroscopía fue congruente, los tomogramas Doppler generados para reproducir el estado del disco de acreción en el espacio de velocidades muestran la presencia permanente de lo que asemeja un patrón espiral con dos brazos, Fig. (6.12).

En 2005 Kunze & Speith demostraron que en aquellos sistemas con un cociente de masa extremo ($q \simeq 0.05$) el disco de crecimiento puede llegar a tener un radio limitado por el radio de la resonancia 2:1 y desarrollar, por la interacción con la secundaria, un patrón espiral cuya influencia en la curva de luz es una modulación de doble joroba con un periodo equivalente a la mitad del periodo orbital del sistema en cuestión. Así que con los resultados observacionales y las predicciones teóricas argumentamos que el sistema SDSS 0804 es un claro sistema rebotado conformado por una enana blanca masiva, una estrella secundaria degenerada (enana café) y un disco de acreción grande y ópticamente delgado.

Respecto al estudio que llevamos a cabo sobre SDSS 1238, se realizaron observaciones ópticas e infrarrojas multi-sitio. Con la fotometría con resolución temporal detectamos de manera permanente la modulación de doble joroba al igual que brillantamientos recurrentes en el periodo 2007-2010, Fig. (5.8). Durante 15 horas de observación continua detectamos dos brillantamientos consecutivos con un semi-periodo de ~ 9 horas e igual que en el sistema SDSS 0804 la amplitud de la modulación de doble joroba depende de la fase del brillantamiento, Fig. (5.10).

Empleando observaciones de imagen directa en el *IR* en las bandas *J H* y *K* junto con espectros ópticos realizamos un ajuste a la distribución espectral de energía (SED) conside-

rando un modelo sencillo que contempla un disco de acrecimiento, una enana blanca tipo DA y una enana café como los principales contribuyentes al flujo observado, Fig. (5.4). Del mejor ajuste obtuvimos la masa para la enana blanca ($M_1 = 1.0 M_\odot$), el tipo espectral de la secundaria (L4), la contribución del disco de acrecimiento es solo del 10 % y una distancia al objeto de 100 pc. A partir de la información observacional y del ajuste a la SED el sistema SDSS 1238 satisface los requerimientos de un sistema rebotado, posee un periodo orbital corto, una tasa de transferencia de masa baja y una enana café como secundaria. Podemos asumir que el cociente de masa es 0.05 por las similitudes que comparte con SDSS 0804.

Con los resultados obtenidos de las observaciones y del ajuste a la distribución espectral de energía, en el caso de SDSS 1238, argumentamos que tanto SDSS 0804 como SDSS 1238 son firmes candidatos a sistemas rebotados. El siguiente paso es inferir las características del disco de acrecimiento y sus repercusiones en la curva de luz para definir el panorama general en el que se ubican los sistemas rebotados. Para esto realizamos simulaciones numéricas SPH del disco de acrecimiento en ambos objetos, y los resultados que de ellas obtuvimos es que permanentemente esta presente un patrón espiral que sobre sale en brillo respecto al resto del disco. A partir de los resultados numéricos, construimos un tomograma doppler sintético, al suponer una distribución de brillo que se escala con la altura vertical del disco de acrecimiento, Fig. (7.3), logrando empatar los tomogramas observacionales, confirmando entonces que en sistemas de periodo corto y con un cociente de masa de extremo ($q \sim 0.05$) la resonancia 2:1 intensifica el desarrollo de brazos espirales en el disco de acrecimiento tal como fue predicho por Lin & Papaloizou (1979). Finalmente, en este trabajo estamos proponiendo que la modulación de doble joroba en la curva de luz se debe a la presencia de brazos espirales con un brillo superior que el resto del disco de acrecimiento, para confirmar esta hipótesis partimos del hecho que en el disco están presentes los brazos y artificialmente les asignamos un brillo que contrastara con el del propio disco, Fig. (7.4), que es ópticamente

delgado, y generamos una curva de luz sintética en la que se identifica la presencia de una modulación de doble joroba y logramos reproducir de manera satisfactoria las curvas de luz observadas. Aplicamos el mismo método para diferentes objetos, como AL Com y V 455 And, que recientemente se han propuesto como candidatos a sistemas rebotados y hemos logrado reproducir las curvas de luz reportadas en la literatura, Fig. (7.5).

El panorama general que describe el estado evolutivo de un sistema rebotado es que están conformados por un disco ópticamente delgado, frío con el interior evacuado y presenta el desarrollo de un patrón espiral en la parte externa, además cuenta con una enana blanca masiva y fría, finalmente una enana café como estrella secundaria. El modelo que estamos proponiendo puede reproducir la distribución espectral de energía, la tomografía doppler y la curva de luz con doble joroba que se observa en un grupo de objetos.

Capítulo 9

Bibliografía

- Allen, C. W. 1976, *Astrophysical Quantities*, London: Athlone (3rd edition), 1976,
- Araujo-Betancor, S., et al. 2005, *A&A*, 430, 629
- Aviles, A., et al. 2010, *ApJ*, 711, 389
- Baba, H., Kato, T., Nogami, D., Hirata, R., Matsumoto, K., & Sadakane, K. 2000, *PASJ*, 52, 429
- Baba, H., et al. 2002, *PASJ*, 54, L7
- Barker, J., & Kolb, U. 2003, *MNRAS*, 340, 623
- Bath, G. T. 1975, *MNRAS*, 171, 311
- Beuermann, K., Baraffe, I., Kolb, U., & Weichhold, M. 1998, *A&A*, 339, 518
- Beuermann, K., Wheatley, P., Ramsay, G., Euchner, F., Gänsicke, B. T. 2000, *A&A*, 354, L49
- Beuermann, K. 2000, *NAR*, 44, 93
- Binnendijk, L. 1965, *Veroeffentlichungen der Remeis-Sternwarte zu Bamberg*, 27, 36
- Buat-Ménard, V., & Hameury, J.-M. 2002, *A&A*, 386, 891
- Burgasser, A. J. 2008, *Physics Today*, 61, 060000
- Cannizzo, J. K., & Wheeler, J. C. 1984, *ApJS*, 55, 367
- Cannizzo, J. K., Wheeler, J. C., & Ghosh, P. 1982, *NASA STI/Recon Technical Report N*, 83, 23253
- Cannizzo, J. K., Shafter, A. W., & Wheeler, J. C. 1988, *ApJ*, 333, 227
- Cannizzo, J. K. 1993, *Accretion Disks in Compact Stellar Systems*, 6 Carroll, B, W; Ostlie, D, A; *An introduction to modern astrophysics* 2nd ed., Pearson Addison-Wesley, c2007

- Chochol, D., Katysheva, N. A., Shugarov, S. Y., & Volkov, I. M. 2009, Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso, 39, 43
- Ciardi, D. R., Howell, S. B., Hauschildt, P. H., & Allard, F. 1998, ApJ, 504, 450
- Close, L. M., Siegler, N., Freed, M., & Biller, B. 2003, ApJ, 587, 407
- Deeming, T. J. 1975, ApSS, 36, 137
- Dhillon, V. S., & Marsh, T. R. 1995, MNRAS, 275, 89
- Dhillon, V. S., Littlefair, S. P., Howell, S. B., Ciardi, D. R., Harrop-Allin, M. K., & Marsh, T. R. 2000, MNRAS, 314, 826
- Echevarria, J. 1983, RMxAA, 8, 109
- Eggleton, P. P. 1983, ApJ, 268, 368 Frank, J; King, A & Raine, D; Accretion Power in Astrophysics. Thrid edition, Cambridge, 2002
- Eisenstein, D. J., et al. 2006, ApJS, 167, 40
- Gänsicke, B. T., et al. 2006, MNRAS, 365, 969
- Gänsicke, B. T., et al. 2009, MNRAS, 397, 2170
- Gänsicke, B. T. 2005, The Astrophysics of Cataclysmic Variables and Related Objects , 330, 3
- Golovin, A., et al. 2007, Information Bulletin on Variable Stars, 5763, 1
- Hōshi, R. 1979, Progress of Theoretical Physics, 61, 1307
- Hameury, J.-M., Lasota, J.-P., & Hure, J.-M. 1997, MNRAS, 287, 937
- Hameury, J.-M., Lasota, J.-P., & Dubus, G. 1999, MNRAS, 303, 39
- Hameury, J.-M., Lasota, J.-P., & Dubus, G. 1999, MNRAS, 303, 39
- Hameury, J.-M. 2000, NAR, 44, 15
- Harrison, T. E., McNamara, B. J., Szkody, P., & Gilliland, R. L. 2000, AJ, 120, 2649
- Hellier, C. 2001, Cataclysmic Variable Stars, Springer, 2001
- Honeycutt, R. K. 2001, PASP, 113, 473
- Howell, S. B., & Ciardi, D. R. 2001, ApJ, 550, L57
- Howell, S. B., Szkody, P., & Cannizzo, J. K. 1995, ApJ, 439, 337
- Howell, S. B., Rappaport, S., & Politano, M. 1997, MNRAS, 287, 929
- Howell, S. B., Hauschildt, P., & Dhillon, V. S. 1998, ApJ, 494, L223
- Howell, S. B., Nelson, L. A., & Rappaport, S. 2001, ApJ, 550, 897
- Howell, S. B., Adamson, A., & Steeghs, D. 2003, A&A, 399, 219
- Howell, S. B., Harrison, T. E., & Szkody, P. 2004, ApJ, 602, L49
- Ichikawa, S., & Osaki, Y. 1992, PASJ, 44, 15

- Imada, A., & Monard, L. A. G. B. 2006, PASJ, 58, L19
- Imada, A., Kubota, K., Kato, T., Nogami, D., Maehara, H., Nakajima, K., Uemura, M., & Ishioka, R. 2006, PASJ, 58, L23
- Ishioka, R., et al. 2001, PASJ, 53, 905
- Ishioka, R., et al. 2003, PASJ, 55, 683
- Kato, T., Nogami, D., Baba, H., Matsumoto, K., Arimoto, J., Tanabe, K., & Ishikawa, K. 1996, PASJ, 48, L21
- Kato, T., Nogami, D., Baba, H., & Matsumoto, K. 1998, *Wild Stars in the Old West*, 137, 9
- Kato, T., Matsumoto, K., & Stubbings, R. 1999, *Information Bulletin on Variable Stars*, 4760, 1
- Kato, T., Sekine, Y., & Hirata, R. 2001, PASJ, 53, 1191
- Kato, T., Uemura, M., Ishioka, R., Nogami, D., Kunjaya, C., Baba, H., & Yamaoka, H. 2004, PASJ, 56, 1
- Kato, T., et al. 2009, PASJ, 61, 601
- Kato, T. 2002, PASJ, 54, L11
- Knigge, C. 2006, MNRAS, 373, 484
- Kolb, U., & Baraffe, I. 1999, MNRAS, 309, 1034
- Kolb, U. 1993, A&A, 271, 149
- Kopal, Z. 1959, *The International Astrophysics Series*, London: Chapman & Hall, 1959,
- Kunze, S., & Speith, R. 2005, *The Astrophysics of Cataclysmic Variables and Related Objects*, 330, 389
- Kunze, S., Speith, R., & Riffert, H. 1997, MNRAS, 289, 889
- Kurucz, R. 1993, *ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid*. Kurucz CD-ROM No. 13. Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory, 1993., 13,
- Lin, D.Ñ. C., & Papaloizou, J. 1979, MNRAS, 186, 799
- Lin, D.Ñ. C., & Papaloizou, J. 1979, MNRAS, 188, 191
- Littlefair, S. P., Dhillon, V. S., Howell, S. B., & Ciardi, D. R. 2000, MNRAS, 313, 117
- Littlefair, S. P., Dhillon, V. S., Marsh, T. R., & Harlaftis, E. T. 2002, *The Physics of Cataclysmic Variables and Related Objects*, 261, 499
- Littlefair, S. P., Dhillon, V. S., & Martín, E. L. 2003, MNRAS, 340, 264
- Littlefair, S. P., Dhillon, V. S., Marsh, T. R., Gänsicke, B. T., Southworth, J., & Watson, C. A. 2006, *Science*, 314, 1578
- Littlefair, S. P., Dhillon, V. S., Marsh, T. R., Gänsicke, B. T., Baraffe, I., & Watson, C. A. 2007, MNRAS, 381, 827

- Littlefair, S. P., Dhillon, V. S., Marsh, T. R., Gänsicke, B. T., Southworth, J., Baraffe, I., Watson, C. A., & Copperwheat, C. 2008, *MNRAS*, 388, 1582
- Lubow, S. H., & Shu, F. H. 1975, *ApJ*, 198, 383
- Marsh, T. R., & Horne, K. 1988, *MNRAS*, 235, 269
- Mukadam, A. S., et al. 2010, *ApJ*, 714, 1702
- Martini, P., Persson, S. E., Murphy, D. C., Birk, C., Shectman, S. A., Gunnels, S. M., & Koch, E. 2004, *Procspie*, 5492, 1653
- Mason, E., Skidmore, W., Howell, S. B., Ciardi, D. R., Littlefair, S., & Dhillon, V. S. 2000, *MNRAS*, 318, 440
- Mason, E., Skidmore, W., Howell, S. B., & Mennickent, R. E. 2001, *ApJ*, 563, 351
- Matthews, O. M., Speith, R., & Wynn, G. A. 2004, *MNRAS*, 347, 873
- Matthews, O. M., Speith, R., Truss, M. R., & Wynn, G. A. 2005, *MNRAS*, 356, 66
- Matthews, O. M., Wheatley, P. J., Wynn, G. A., & Truss, M. R. 2006, *MNRAS*, 372, 1593
- Matthews, O. M., Speith, R., Wynn, G. A., & West, R. G. 2007, *MNRAS*, 375, 105
- McLean, I. S., McGovern, M. R., Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Prato, L., & Kim, S. S. 2003, *ApJ*, 596, 561
- McLean, I. S., Prato, L., McGovern, M. R., Burgasser, A. J., Kirkpatrick, J. D., Rice, E. L., & Kim, S. S. 2007, *ApJ*, 658, 1217
- Mennickent, R. E., & Arenas, J. 1998, *PASJ*, 50, 333
- Mennickent, R. E., & Diaz, M. P. 2002, *MNRAS*, 336, 767
- Mennickent, R. E., Diaz, M., Skidmore, W., & Sterken, C. 2001, *A&A*, 376, 448
- Meyer, F., & Meyer-Hofmeister, E. 1981, *A&A*, 104, L10
- Meyer, F., & Meyer-Hofmeister, E. 1999, *A&A*, 341, L23
- Meyer-Hofmeister, E., & Meyer, F. 1988, *A&A*, 194, 135
- Meyer-Hofmeister, E., Meyer, F., & Liu, B. F. 1998, *A&A*, 339, 507
- Monet, D. G., et al. 2003, *AJ*, 125, 984
- Mukadam, A. S., Szkody, P., Fraser, O. J., Silvestri, N. M., Gänsicke, B. T., & Aungwerojwit, A. 2007, 15th European Workshop on White Dwarfs, 372, 603
- Murray, J. R. 1996, *MNRAS*, 279, 402
- Nauenberg, M. 1972, *ApJ*, 175, 417
- Nilsson, R., Uthas, H., Ytre-Eide, M., Solheim, J.-E., & Warner, B. 2006, *MNRAS*, 370, L56
- Nogami, D., Kato, T., Baba, H., Matsumoto, K., Arimoto, J., Tanabe, K., & Ishikawa, K. 1997, *ApJ*, 490, 840

- Novak, R., Vanmunster, T., Jensen, L. T., & Nogami, D. 2001, *Information Bulletin on Variable Stars*, 5108, 1
- Ogilvie, G. I. 2002, *MNRAS*, 330, 937
- Osaki, Y., & Meyer, F. 2002, *A&A*, 383, 574
- Osaki, Y., & Meyer, F. 2003, *A&A*, 401, 325
- Osaki, Y., & Meyer, F. 2004, *A&A*, 428, L17
- Osaki, Y., Shimizu, S., & Tsugawa, M. 1997, *PASJ*, 49, L19
- Osaki, Y. 1974, *PASJ*, 26, 429
- Osaki, Y. 1989, *PASJ*, 41, 1005
- Osaki, Y. 1994, *NATO ASIC Proc. 417: Theory of Accretion Disks - 2*, 93
- Osaki, Y. 1996, *PASP*, 108, 39
- Osaki, Y. 2001, *Astrophysical Ages and Times Scales*, 245, 57
- Paczyński, B., Ziółkowski, J., & Zytkow, A. 1969, *Mass Loss from Stars*, 13, 237
- Paczynski, B. 1980, *Highlights of Astronomy*, 5, 27
- Paczynski, B. 1981, *ACAA*, 31, 1
- Patterson, J., McGraw, J. T., Coleman, L., & Africano, J. L. 1981, *ApJ*, 248, 1067
- Patterson, J., Augusteijn, T., Harvey, D. A., Skillman, D. R., Abbott, T. M. C., & Thorstensen, J. 1996, *PASP*, 108, 748
- Patterson, J., et al. 1998, *PASP*, 110, 1290
- Patterson, J., et al. 2002, *PASP*, 114, 721
- Patterson, J., et al. 2002, *PASP*, 114, 721
- Patterson, J., et al. 2005, *PASP*, 117, 1204
- Patterson, J., Thorstensen, J. R., & Knigge, C. 2008, *PASP*, 120, 510
- Patterson, J. 2001, *PASP*, 113, 736
- Pavlenko, E. P., & Malanushenko, V. P. 2009, *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 25, 48
- Pavlenko, E., et al. 2007, *15th European Workshop on White Dwarfs*, 372, 511
- Pavlenko, E. 2009, *Journal of Physics Conference Series*, 172, 012071
- Persson, S. E., Murphy, D. C., Krzeminski, W., Roth, M., & Rieke, M. J. 1998, *AJ*, 116, 2475
- Pinsonneault, M. H., Andronov, N., & Sills, A. 2002, *The Physics of Cataclysmic Variables and Related Objects*, 261, 208
- Piskunov, N. E. 1992, *Stellar Magnetism*, 92
- Podsiadlowski, P., Han, Z., & Rappaport, S. 2003, *MNRAS*, 340, 1214

- Politano, M. 2004, *ApJ*, 604, 817
- Price, A., et al. 2004, *PASP*, 116, 1117
- Pringle, J. E. 1981, *ARA&A*, 19, 137
- Ridpath, I.; *Dictionary of Astronomy*, Oxford University Press, 2003
- Robinson, E. L., Nather, R. E., & Patterson, J. 1978, *ApJ*, 219, 168
- Ritter, H., & Kolb, U. 2003, *VizieR Online Data Catalog*, 5113, 0
- Sawada, K., Matsuda, T., & Hachisu, I. 1986, *MNRAS*, 221, 679
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- Shears, J., & et al. 2009, *Journal of the British Astronomical Association*, 119, 340
- Shears, J., Klingenberg, G., & de Ponthiere, P. 2007, *Journal of the British Astronomical Association*, 117, 331
- Sion, E. M., Cheng, F. H., Long, K. S., Szkody, P., Gilliland, R. L., Huang, M., & Hubeny, I. 1995, *ApJ*, 439, 957
- Skidmore, W., Wood, J. H., Welsh, W. F., & Stiening, R. F. 1998, *Wild Stars in the Old West*, 137, 481
- Skidmore, W., Welsh, W. F., Wood, J. H., Catalán, M. S., & Horne, K. 1999, *MNRAS*, 310, 750
- Skidmore, W., Wynn, G. A., Leach, R., & Jameson, R. F. 2002, *MNRAS*, 336, 1223
- Smak, J. 1982, *ACAA*, 32, 199
- Smak, J. 1993, *ACAA*, 43, 101
- Southworth, J., Gänsicke, B. T., Marsh, T. R., de Martino, D., Hakala, P., Littlefair, S., Rodríguez-Gil, P., & Szkody, P. 2006, *MNRAS*, 373, 687
- Spruit, H. C., & Rutten, R. G. M. 1998, *MNRAS*, 299, 768
- Steehls, D., & Stehle, R. 1999, *MNRAS*, 307, 99
- Steehls, D., Horne, K., Harlaftis, E. T., & Stehle, R. 2000, *NAR*, 44, 13P
- Steehls, D., Howell, S. B., Knigge, C., Gänsicke, B. T., Sion, E. M., & Welsh, W. F. 2007, *ApJ*, 667, 442
- Steehls, D. 2001, *Astrotomography, Indirect Imaging Methods in Observational Astronomy*, 573, 45
- Steehls, D. 2004, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 20, 178
- Stockman, H. S., Schmidt, G. D., Berriman, G., Liebert, J., Moore, R. L., & Wickramasinghe, D. T. 1992, *ApJ*, 401, 628

- Szkody, P., et al. 2002, *AJ*, 123, 430
- Szkody, P., et al. 2003, *AJ*, 126, 1499
- Szkody, P., et al. 2004, *AJ*, 128, 1882
- Szkody, P., et al. 2005, *AJ*, 129, 2386
- Szkody, P., et al. 2006, *AJ*, 131, 973
- Szkody, P., et al. 2007, *AJ*, 134, 185
- Szkody, P., et al. 2009, *AJ*, 137, 4011
- Szkody, P., Mukadam, A. S., Gänsicke, B. T., Henden, A., Nitta, A., Sion, E. M., & Townsley, D. 2009, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 404, 229
- Templeton, M. R., et al. 2006, *PASP*, 118, 236
- Tinney, C. G., Burgasser, A. J., & Kirkpatrick, J. D. 2003, *AJ*, 126, 975
- Truss, M. R., Murray, J. R., & Wynn, G. A. 2001, *MNRAS*, 324, L1
- Truss, M. R. 2007, *MNRAS*, 376, 89
- Uemura, M., et al. 2002, *PASJ*, 54, 285
- Uemura, M., et al. 2008, *PASJ*, 60, 227
- van Teeseling, A., Hessman, F. V., & Romani, R. W. 1999, *A&A*, 342, L45
- Vanlandingham, K. M., Schwarz, G. J., & Howell, S. B. 2005, *PASP*, 117, 928
- Verbunt, F. 1984, *MNRAS*, 209, 227
- Warner, B., & van Zyl, L. 1998, *New Eyes to See Inside the Sun and Stars*, 185, 321
- Warner, B., Livio, M., & Tout, C. A. 1996, *MNRAS*, 282, 735
- Warner, B. 1995, *Cambridge Astrophysics Series*, 28,
- Williams, R. E. 1980, *ApJ*, 235, 939
- Whitehurst, R. 1988, *MNRAS*, 232, 35
- Winget, D. E. 1988, *Multimode Stellar Pulsations*, 181
- Woudt, P. A., & Warner, B. 2004, *MNRAS*, 348, 599
- Woudt, P. A., & Warner, B. 2011, *ApSS*, 25
- Wynn, G. A., King, A. R., & Horne, K. 1997, *MNRAS*, 286, 436
- Zharikov, S. V., Tovmassian, G. H., Napiwotzki, R., Michel, R., & Neustroev, V. 2006, *A&A*, 449, 645
- Zharikov, S. V., et al. 2008, *A&A*, 486, 505

Apéndice A

Publicaciones, Congresos y Seminarios

LISTA DE PUBLICACIONES, CONGRESOS Y SEMINARIOS DONDE SE PRESENTARON LOS RESULTADOS DE ESTA TESIS.

PUBLICACIONES:

1. SDSS J123813.73-033933.0, a cataclysmic variable evolved beyond the period minimum. **Aviles, A.**; Zharikov, S.; Tovmassian, G.; Michel, R.; Tapia, M.; Roth, M.; Neustroev, V.; Zurita, C.; Andreev, M.; Sergeev, A.; Pavlenko, E.; Tsymbal, V.; Anupama, G. C.; Kamath, U. S.; Sahu, D. K. 2010, *Astrophysical Journal*, 711:389-398.
2. Cyclic brightening in the short-period WZ Sge-Type cataclysmic variable SDSS J080434.20+510349.2. Zharikov, S. V.; Tovmassian, G. H.; Neustroev, V. V.; Michel, R.; Zurita, C.; Echevarría, J.; Bikmaev, I. F.; Pavlenko, E. P.; Jeon, Y.-B.; Valyavin, G. G.; **Aviles, A.**. 2008, *Astronomy & Astrophysic*, 486, 505-509.
3. The post period minimum CV SDSS J080434.20+510349.2 in quiescence (en preparación)
4. SDSS J0018+3454: An extremely long orbital period CV. Gonzalez, D.; Tovmassian, G.; Zharikov, S.; **Aviles, A.**; Echevarría, J. The proceedings of the physics of accreting compact binaries. Kyoto University. In press.

5. Discs in evolved cataclysmic variables. Zharikov, Sergey; Tovmassian, Gaghik; **Avilés, Andrés**; Tapia, Mauricio; Roth, Miguel. The proceedings of the physics of accreting compact binaries. Kyoto University. In press

CONGRESOS NACIONALES E INTERNACIONALES:

1. XXII Congreso Nacional de Astronomía. Universidad Iberoamericana y el Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares, México, DF. Del 16 al 18 de abril de 2008.
Andrés Avilés. “Observaciones Espectroscópicas y Fotométricas con resolución temporal de una nueva Variable Cataclísmica SDSS J080434.20+51”
2. The 14th North American Workshop on Cataclysmic Variables and Related Objects. Universidad de Arizona, Arizona, EEUU, del 15 al 19 de marzo de 2009.
Andrés Avilés. “Cyclic Brightening in the Short Period CV SDSS J123813.73-033933.0”
3. XXIII Congreso Nacional de Astronomía. Ensenada, B. C., del 1 al 4 de septiembre de 2009.
Andrés Avilés, Sergei Zharikov, Gagik Tovmassian “Abrillantamientos Cíclicos de Variables Cataclísmicas Evolucionadas”, “Cyclic Brightening in the short period CV SDSS J123813.73-033933.0”, “Time-resolved photometry and spectroscopy of the short period WZ Sge-type CV SDSS J080434.20+510349.2”.
4. Physics of Accreting Compact Binaries. Universidad de Kyoto, Kyoto, Japón, del 26 al 30 de julio de 2010.
Zharikov, S., Tovmassian, G., **Avilés, A.** “Accretion Disks in Evolved Cataclysmic Variables”.
5. XIII Reunión Regional Latinoamericana. Morelia, Michoacán, del 8 al 12 de noviembre de 2010.

Andrés Avilés, Sergei Zharikov, Gagik Tovmassian “SDSS J123813.73-033933.0 y SDSS J080434+510349.2, two new cataclysmic variables candidates to bounced back systems”.

SEMINARIOS IMPARTIDOS:

1. “Estrellas Variables Cataclísmicas tipo WZ Sge”. Instituto de Astronomía campus Ensenada, 13 de febrero de 2008, 40 minutos.
2. “On the Enigma of WZ Sge type Objects”. Instituto de Astronomía campus Ensenada, 10 de diciembre de 2008, 40 minutos.
3. “Rompecabezas: Una Variable Cataclísmica Evolucionada”. Instituto de Astronomía campus Ensenada, 26 de agosto de 2010, 40 minutos.