

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA- ENSENADA

SDSS J0018+3454 UNA VARIABLE
CATACLÍSMICA DE UN GRAN LARGO
PERÍODO ORBITAL

TESIS PRESENTADA POR DIEGO HERNADO GONZÁLEZ BUITRAGO
PARA OBTAR POR EL GRADO DE MAESTRO EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)

2010

Baja California
México





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.

SDSS J0018+3454 UNA VARIABLE CATACLÍSMICA DE UN GRAN LARGO PERÍODO ORBITAL

PRESENTADA POR:
DIEGO HERNANDO GONZÁLEZ BUITRAGO

DIRECTOR (DE TESIS):
GAGIK TOVMASIAN ASMARIAN

2010

Baja California
México



TESIS REVISADA Y APROBADA POR:

DR. GAGIK TOVMASIAN ASMARIAN
IA UNAM -ENSENADA

DR. SERGUEY ZARIKOV LEBEDEVA
IA UNAM-ENSENADA

DR. JUAN MANUEL ECHEVARRÍA ROMÓN
IA UNAM-CU

DR. LESTER FOX MACHADO
IA UNAM-ENSENADA

DR. MIGUEL CHÁVEZ
INAOE

Agradecimientos

Este trabajo no habría sido posible sin el apoyo y el estímulo de mi Tutor y amigo, Doctor Gagik Tovmasian Asmarian y el Doctor Sergei Zharikov Lebedeva, bajo cuya supervisión trabajé este tema y comencé la tesis de maestría. También al Dr. Hector Aceves, mi consejero en las etapas estudiantiles y de mi vida, también ha sido un amigo muy generoso y servicial, pues me ha ayudado de numerosos modos.

También me gustaría agradecerle al Instituto de Astronomía - Ensenada, el cual me ha apoyado durante mis tres años de estadía y estudios de mi maestría,

Me gustaría agradecer a dos grandes amigos Teresa Garcia Diaz y Dave Clark que debido a ellos mi estadía en Ensenada tanto en la parte emocional, económica y estudiantil ha sido más fácil, pues han estado tanto en los momentos felices y complicados de mi vida, regalándome apoyo, alegría y mucha experiencia en la parte Astronómica.

No puedo terminar sin agradecer a mi familia, en especial a mis padres Pompilio González y Matilde Buitrago en cuyo estímulo constante y amor he confiado a lo largo de mis años de estudio, y siempre me han apoyado en mis decisiones y han estado en cada momento para brindarme su experiencia en la vida.

Índice general

Agradecimientos	4
1. Introducción	10
2. La Naturaleza de las Variables Cataclísmicas	12
2.1. La Geometría de las Variables Cataclísmicas	13
2.2. Evolución de las variables cataclísmicas	16
2.2.1. Frenado Magnético	17
2.2.2. Radiación Gravitacional	18
2.3. La población y la distribución estandar del escenario de la evolución de las VCs	19
3. Variables Cataclísmicas	23
3.1. Clasificación de las Variables Cataclísmicas	25
3.1.1. Variables Cataclísmicas No Magnéticas	25
3.1.2. Variables Cataclísmicas Magnéticas	29
3.2. Propiedades Espectroscópicas de las VCs	30
3.2.1. Enana Blanca	30
3.2.2. Estrellas secundarias	31
3.2.3. Disco de Acreción	32
4. Observaciones y Reducción de Datos	34
4.1. Espectroscopía	34
4.1.1. Espectrógrafo	35
4.2. Observatorio e Instrumentos	37

4.2.1. Espectrógrafo Boller & Chivens	38
4.3. Temporadas de Observación	39
4.4. Obtención de los datos	40
4.5. Reducción de los datos observados	41
4.5.1. Pasos generales de la reducción de los datos observados . . .	41
4.5.2. Eliminación de rayos cósmicos y combinación de espectros . .	43
4.6. Nuestra reducción de datos	46
5. Análisis y Resultados	48
5.1. SDSS J0018+3454	48
5.2. Análisis	49
5.2.1. Velocidad radial	52
5.2.2. Determinación del período orbital	54
6. Conclusiones	60
A. Las Series Discretas de Fourier	64
A.1. La Transformada Discreta de Fourier	66
B. RVSAO un paquete de velocidades radiales de IRAF	69

Índice de figuras

2.1.	Geometría del lóbulo de Roche y superficie equipotencial de las VCs. donde M_1 es la masa de la enana blanca, M_2 es la masa de la secundaria y los puntos L_1 a L_5 son los puntos equipotenciales de Lagrange. Grafica proporcionada por B. Gansicke	14
2.2.	Distribución del período orbital de las VCs dividido en subclases (Hellier, 2001.)	20
3.1.	Imagen artística de una VC, compuesta por una enana blanca y una estrella de secuencia principal, que orbitan tan cerca que la enana blanca acreta material de su compañera.	24
3.2.	Imagen artística de una VC magnética: El material de la estrella compañera que ha llenado su lóbulo de Roche es transportado hacia los polos de la enana blanca a lo largo de las fuertes líneas del campo magnético.	24
3.3.	Ejemplo de la curva de luz de una VCs tipo U Gem.	26
3.4.	Ejemplo de la curva de luz de una VC tipo Z Cam.	27
3.5.	Ejemplo de la curva de luz de una VC de tipo SU Uma.	27
3.6.	Formación del disco de acreción. Los anillos interiores se mueven con mayor velocidad que los anillos exteriores.	32
4.1.	Esquema del espectrógrafo. Instrumento astronómico capaz de dispersar la luz	36
4.2.	En esta foto vemos los tres edificios de los telescopios del Observatorio Astronómico Nacional de México, San Pedro Mártir, el 2.12 m, el 1.5 m y el 84 cm (tomada del artículo de J. A Lopez & L. Gutierrez)	37
4.3.	Espectrógrafo Boller & Chivens. Foto tomada por el Dr. David Mitchell Clark, Astronomo residente del Observatorio de San Pedro Mártir.	38

4.4.	Esta imagen es un breve ejemplo de la determinación del nivel cero (Bias), el cual se trata de la eliminación de un nivel cero que contiene los datos y que es añadido electrónicamente. La imagen de la izquierda corresponde a un Bias individual. La imagen de la derecha corresponde al promedio de los Bias. Allí ya hemos restado el overscan quedando con la zona útil, que corresponde a la sección que tiene los datos bueno. Los ejes de la figura corresponde a los píxeles (eje x) y a las cuentas (eje y).	42
4.5.	Imagen sin extraer cósmicos.	43
4.6.	Imagen sin rayos cósmicos. Después de restar los rayos cósmicos mediante lacos.	44
4.7.	La imagen izquierda muestra un espectro original, en unidades de píxeles Vs Número de cuentas por píxel. La imagen derecha muestra un espectro procesado, donde hemos restado los Bias, rayos cósmico y hemos hecho la calibración en longitud de onda y flujo.	47
5.1.	Espectro y curva de luz de SDSS J0018+3454 dada por M. Dillon et al. (2008).	49
5.2.	En esta gráfica se muestra el corrimiento espectral de la línea del cielo OI (λ 5577.34 Å) durante una noche de observación, debido a las flexiones presentadas por el telescopio 2.12 m de San Pedro Mártir. Los puntos negros corresponden a la línea OI y la línea verde es el seguimiento que hace el telescopio a SDSS J0018+3454 durante la noche de observación.. . . .	50
5.3.	Espectro característico de SDSS J0018+3454	51
5.4.	La imagen izquierda muestra un breve ejemplo de un sistema binario, que rota respecto a un centro de masa. Donde A y B son las correspondientes objetos que componen el sistema. En el panel inferior vemos como al rotar el sistema, se van corriendo las líneas espectrales tanto al azul como al rojo y de esta manera formando la curva de velocidad radial. La imagen derecha muestra las líneas espectrales del sistema corridas al azul y al rojo debido a la rotación del objeto binario.	52
5.5.	La imagen izquierda corresponde al ajuste Gaussiano aplicado a la línea de emisión de H β . La imagen derecha muestra el rango espectral de las líneas de absorción utilizadas para medir la velocidad radial mediante el paquete RVSAO de IRAF	53
5.6.	Comparación de los espectros de Jacoby et al. (1984) K4 V - rojo, KO V - azul claro, K5 V - línea azul, y el de SDSS J0018+3454.	54
5.7.	Espectro de potencias correspondiente a las mediciones de la curva de velocidad debido a las líneas de absorción, el pico más fuerte tiene una frecuencia de 1.65 (1/día)	55

5.8.	El panel superior muestra la curva de velocidad radial doblada con un período de 14.5 horas, este período es el período orbital más probable de SDSS J0018+3454. Dicho período se debe a las características de las líneas de absorción. El panel inferior muestra la curva de velocidad doblada con el período de 13.8 horas, característico a la línea de emisión de H_β . Los puntos superiores son los datos obtenidos en el año 2009 y los puntos inferiores son los datos obtenidos en el año 2008.	56
5.9.	Espectro de potencia correspondiente a las mediciones de la curva de velocidad debido a la línea de emisión, dando una frecuencia de 1.7441 (1/día).	57
5.10.	Curva de de la velocidad radial doblada para un período de 13.8 horas.	58

Capítulo 1

Introducción

Desde el momento en que se reconoció la binaridad y composición de las variables cataclísmicas (VCs) alrededor de los años 50 y 60, se ha hecho un esfuerzo considerable en el estudio, análisis y comprensión de dichas estrellas, tanto en observaciones como en modelos intrínsecos que nos permitan entender estos sistemas de población estelar.

El Sloan Digital Sky Survey (www.sdss.org) ha venido revelando muchos objetos que se identifican como VCs, pero solo un estudio detallado de cada una de ellas puede comprobar su identificación y localizar su lugar en la lista de VCs. Hasta el momento se conocen aproximadamente 1000 VCs que nos brinda un conocimiento importante de su formación y evolución, insitándonos de esta manera a seguir con su estudio.

El estudio de la evolución de las VCs está enfocado fuertemente por el sesgo de selección. Cada uno de los métodos de selección tiene sus limitaciones y recoge solo objetos con ciertas características. Debido a ello para completar nuestro conocimiento y entendimiento de los procesos físicos que se llévan a cabo en dichos objetos es necesario un estudio completo y detallado de todas las muestras disponibles.

En este trabajo presentamos el estudio espectroscópico de la nueva variable cataclísmica SDSS J001856.93 +345494.3 identificada por el (SDSS), donde demostramos que el valor más probable del período orbital es $P_{orb} = 0.605 \pm 0.022$ días (~ 14.5226 hr.), basándonos en las mediciones de la velocidad radial de un conjunto de características que emanan de la absorción de una estrella de tipo K4 V de la com-

ponente secundaria. Sin embargo las mediciones de la velocidad radial de la líneas de emisión tiene un período doblado $P_{em} = 0.574$ días (~ 13.78 hr.), tan solo el 5 % menos del período orbital dado por las líneas de absorción. La velocidad γ de la línea de emisión varía significativamente de época a época.

En el espectro de SDSS J001856.93 +345494.3 se observan líneas adyacentes de emisión tanto anchas como débiles. También presenta una línea muy fuerte de He II. Debido a esta línea de He II y la polarización detectada por Dillon et. al (2008), nosotros concluimos que SDSS J0018+3454 es una **variable cataclísmica magnética asincrónica (polar)**.

Capítulo 2

La Naturaleza de las Variables Cataclísmicas

Evidencia observacional ha demostrado que la mayoría de las estrellas en el universo son formadas o existen en sistemas múltiples. Como consecuencia, una gran parte de estos sistemas van a interactuar en algún momento de su vida.

En el caso de los sistemas binarios compuestos por una gigante roja de secuencia principal (SP) y una enana roja también de SP, cuya separación es unos cientos de veces más pequeña que el radio de la gigante roja (Connon, 2007 [1]), evolucionarán de manera que una de ellas pasará la mayoría de su vida hasta convertirse en una enana blanca, mientras que la otra continuará siendo una estrella tardía de edad cero de Secuencia Principal (Zero Age Main Sequence, ZAMS)¹. Como resultado de esta evolución inicial, las componentes del sistema binario acortarán su distancia lo suficiente para que la estrella que se encuentra en la ZAMS, llene su correspondiente lóbulo de Roche, entrando el sistema en semi contacto y comience la transferencia de materia desde la estrella tardía hacia la enana blanca, formando un disco de acreción.

La importancia de observar la interacción de estas estrellas binarias no puede sub-estimarse, estos sistemas son precursores de algunos de los objetos más exóticos del universo: los sistemas binarios con un agujero negro, dobles sistemas degenerados

¹ZAMS es la sigla en inglés de Zero Age Main Sequence. Es una línea teórica, que muestra el comportamiento de diferentes estrellas de dada masa cuando comienzan a quemar hidrógeno. Es decir, es el momento en que la estrella alcanza el equilibrio hidrostático obteniendo su fuente de energía mediante la transformación de H en 4He

y las supernovas tipo Ia, estos últimos son utilizados como indicadores de distancia extragalácticos. También estos sistemas binarios poseen una transferencia de masa a través de un disco de acreción proporcionando un laboratorio ideal para la comprensión de la acreción en objetos compactos, así como un conocimiento sobre los mecanismos responsables de alimentar sistemas de escalas mucho más grandes, objetos tales como las galaxias y cuasáres.

Entre los sistemas binarios interactuantes una parte importante e interesante son las variables cataclísmicas. Estos sistemas están compuestos por una enana blanca (EB) como estrella primaria que acreta material a través de un disco de acreción que le transfiere una estrella secundaria de secuencia principal, de tipo espectral tardío (Hellier, 2001 [2]).

La mayoría de las VCs observadas son más débiles que 12 magnitudes en el visible, con períodos orbitales cortos, la mayoría de ellas su período orbital esta entre 80 minutos y 12 horas. También hay un gran número de sistemas observados de este tipo, aproximadamente 1000 VCs conocidas (Downes et al. 2001 [3]), lo que permite estudios de población sistemáticos para llevar a cabo su análisis y comprensión. De hecho hay un arsenal de métodos de análisis que pueden ser utilizados para obtener sus propiedades en detalle: fotometría y espectroscopía de rayos-X a IR, la tomografía Doppler, polarimetría, modelos atmosféricos estelares y metodos numéricos de búsqueda de períodos. Todos estos métodos se puede utilizar para determinar las masas, las intensidades de campo magnético, temperaturas, el período orbital, el spin, etc., proporcionando una gran cantidad de información sobre la evolución estelar (Connon, 2007 [1]).

2.1. La Geometría de las Variables Cataclísmicas

La geometría y forma de las componentes estelares de las VCs están definidos por el potencial de Roche, mediante la relación de masa de las componentes de las estrellas:

$$q = \frac{M_2}{M_1} \quad (2.1)$$

donde M_1 es la masa de la enana blanca y M_2 es la masa de la secundaria. La

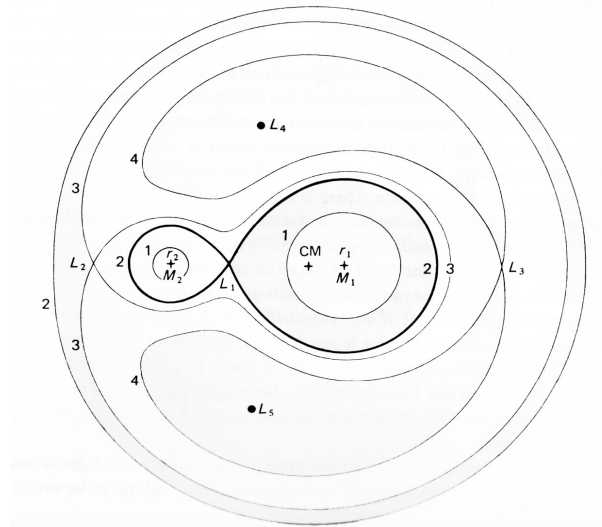


Figura 2.1: Geometría del lóbulo de Roche y superficie equipotencial de las VCs. donde M_1 es la masa de la enana blanca, M_2 es la masa de la secundaria y los puntos L_1 a L_5 son los puntos equipotenciales de Lagrange. Grafica proporcionada por B. Gansicke

superficie equipotencial crítica del lóbulo de Roche define el volumen máximo en el espacio en el que gravitacionalmente orbita material ligado a dicha estrella. Es también la superficie en la que los lóbulos entran en contacto, mediante el punto Lagrangiano L_1 , que se encuentra a lo largo de una recta que une los centros de las componentes binarias (ver fig 2.1). En el punto L_1 la gravedad de las componentes estelares y la fuerza centrípeta en el sistema de rotación se cancelan.

Una ilustración de la geometría del lóbulo de Roche de una VC se muestra en la figura 2.1, incluyendo los puntos de Lagrange L_1 a L_5 . Los puntos de Lagrange son lugares donde las fuerzas dentro del sistema se anulan. L_1 es el punto de Lagrange interno que abarca el lóbulo de Roche. Es el punto a través del cual la materia puede fluir desde la estrella secundaria hacia la enana blanca debido a la gravedad de la EB (este es el punto más importante para las VCs.). L_2 es el punto exterior de Lagrange por donde más fácil el material puede escapar del campo gravitatorio, L_3 se encuentra en el lado opuesto a L_2 y L_3 es una región de mayor potencial a L_2 . Los puntos de mayor potencial están en L_4 y L_5

Utilizando el centro de la primera como el origen de un sistema de coordenadas

cartesianas (x, y, z) , donde el eje z es paralelo al eje de rotación, el eje x se encuentra a lo largo de la línea que une el centro de las dos estrellas y el eje y es perpendicular a los otros dos ejes. La posición de la secundaria es $(a, 0, 0)$, con un centro de masa en $(\mu a, 0, 0)$, donde $\mu = \frac{M_2}{M_1 + M_2}$. El potencial total en el equipotencial de Roche, $\Phi = \text{constante}$, viene dado por la suma del potencial gravitatorio de las dos estrellas más el potencial de rotación (Pringle & Wade, 1985 [4]).

$$q = -\frac{GM_1}{(x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}} - \frac{GM_2}{[(x - a)^2 + y^2 + z^2]^{1/2}} - \frac{\Omega^2}{2} [(x - \mu a)^2 + y^2] \quad (2.2)$$

donde $G = 6,67 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$ es la constante gravitacional, y $\Omega = 2\pi/P_{orb}$.

La relación entre la separación orbital a y el período orbital del sistema binario alrededor del centro común de masas esta dada por la tercera ley de Kepler

$$a^3 = \frac{G(M_1 + M_2)}{4\pi^2} P_{orb}^2 \quad (2.3)$$

El radio de la secundaria varía debido a su forma distorcionada. De acuerdo con Echevarría (1983 [5]) una esfera que contiene el mismo volumen que el lóbulo de Roche tiene un radio:

$$\frac{R_2}{a} = 0.47469 [q/(1 + q)]^{1/3} \quad (2.4)$$

El criterio para el desbordamiento del lóbulo de Roche para un objeto de una densidad media ρ con un volumen equivalente al radio del lóbulo de Roche, R_2 , como lo muestra Echeverría (1983 [5]) es:

$$\rho = 101.92 P(h)^{-2} g \text{ cm}^{-3} \quad (2.5)$$

Debido a la separación relativamente pequeña entre las dos componentes estelares, la secundaria es capaz de llenar su lóbulo de Roche y tiene lugar la transferencia de masa en el punto L_1 . Una consecuencia inmediata que ocurre al llenarse el lóbulo de Roche es que el período de rotación de la estrella donante de la VC se convierte en anclaje mareal con el período orbital, es decir $P_{orb} = P_{spin}$. El material está inicialmente impulsado por la presión térmica de la atmósfera estelar de la secundaria

y al pasar por el punto L_1 , queda bajo la influencia gravitatoria de la enana blanca. El material lleva consigo exceso de momento angular que se debe perder y es acregado dentro de la EB. El resultado es la formación de un disco de acreción en donde la interacción viscosa permite la disipación de la energía. El momento angular se transfiere hacia afuera de manera que el material es capaz de fluir en la superficie de la enana blanca. La energía potencial total liberada durante la acreción del material sobre la EB esta dada por:

$$L_{acre} = \frac{GM_{EB}\dot{M}}{R_{EB}} \quad (2.6)$$

donde

M_{EB} → masa de la enana blanca

R_{EB} → Radio de la enana blanca

\dot{M} → Tasa de acreción.

2.2. Evolución de las variables cataclísmicas

Los sistemas binarios destinados a convertirse en variables cataclísmicas comienzan como sistemas formados por una estrella de masa intermedia de la secuencia principal ($1 - 5M_{\odot}$), con una compañera de baja masa ($M \leq 1M_{\odot}$), con períodos orbitales alrededor de un año. A medida que la estrella más masiva evoluciona, se expande para convertirse en una gigante roja que llena su lóbulo de Roche y transfiere sus capas exteriores hacia su compañera.

Sin embargo, la transferencia de masa en la configuración de una compañera masiva a la estrella de menos masa es dinámicamente inestable. El material transferido alejado del centro de masa ha ido cobrando impulso por lo que el sistema binario lo compensa con una disminución de la separación. Esto permite que los lóbulos de Roche se mantengan en contacto y continúe la transferencia de masa.

A medida que más materia se transfiere, un bucle de retroalimentación se dispara fuera de control y todo o la mayoría del material de la gigante roja se deposita en la compañera. El material ahora llena los lóbulos de Roche formando una nube que abarca ambas estrellas, esta es la fase de **envolvente común**.

El efecto de la órbita en ese punto causa un dragado en la estrella disipando la energía orbital. La estrella cae en espiral hacia el centro transfiriendo una gran cantidad de momento angular a la envoltente. Este proceso es extremadamente eficiente, el sistema binario es capaz de disminuir su separación de $\sim 100 R_{\odot}$ a $1R_{\odot}$ en tan solo 10^3 años. Si la energía depositada en la envoltente excede la energía de enlace, la envoltente será depositada al espacio exterior.

Al salir de la fase de envoltente común, el sistema ahora es o bien una variable cataclísmica (VC) o bien una pre-variable cataclísmica (pre-VC), que consta esencialmente en una enana blanca y una estrella de secuencia principal. En un pre-VC no hay transferencia de masa, pues los lóbulos de Roche no están en contacto. En los sistemas que evolucionan hacia períodos orbitales más cortos, los lóbulos de Roche siguen en contacto y la transferencia de masa es estable a través de mayor pérdida de momento angular.

La evolución de las variables cataclísmicas se determina por el rango o velocidad de momento angular \dot{J} y la pérdida de período orbital del sistema binario. En una VC se tiene el caso donde el material se transfiere de una estrella de baja masa a una enana blanca de mayor masa. La componente secundaria, por lo tanto, está más lejos del centro de masa, y debido a la conservación del momento angular, el sistema binario compensa la transferencia de masa mediante el aumento de la separación estelar. Como resultado, la secundaria se separa de su lóbulo de Roche y la transferencia de masa cesa. Para que la transferencia de masa continúe los lóbulos de Roche deben estar en contacto y la separación orbital debe disminuir, y esto ocurre a través de la pérdida de momento angular (Connon R. , 2007 [1]).

Hay al menos dos mecanismos por los cuales las variables cataclísmicas pierden momento angular, **la radiación gravitacional y el frenado magnético**.

2.2.1. Frenado Magnético

La causa de frenado magnético se debe a la interacción entre el viento estelar ionizado de la secundaria y su campo magnético. El mecanismo por el que estos campos se producen, es tal vez por acción de un dínamo en lo profundo de la estrella, donde la convección hace que el gas se mueva circularmente. Este proceso es poco conocido.

Se ha observado que muchas estrellas poseen campos magnéticos intensos. También parece que la rápida rotación de una estrella aumenta la intensidad del campo magnético. Dado que la fuerza de marea garantiza que el spin de la secundaria esté sincronizado con el período orbital dando un período de horas en lugar de días, se cree que la secundaria de las VCs son altamente magnéticas (Verbunt & Zwaan, 1981 [6]).

Mientras que la materia del viento estelar es forzada a fluir a lo largo de la línea del campo magnético, se acelera hacia afuera a grandes distancias y luego es arrojada al espacio, llevando consigo una cantidad considerable de momento angular.

El efecto de la pérdida de momento angular es frenar la rotación de la secundaria. Dado que el período de rotación de la estrella está sincronizado con el período orbital, el momento angular es suministrado por la órbita que en consecuencia luego se reduce. La tasa de transferencia de masa a través del frenado magnético es típicamente de $10^{-9} - 10^{-8} M_{\odot} y_r^{-1}$ (Howell et al. 2001 [7]).

La eficiencia del frenado magnético es incierto. Sin embargo, la tasa a la que se pierde el momento angular del sistema, tras el escenario estándar de frenado magnético de Verbunt & Zwaan (1981)[6] y Rappaport et al. (1983) [8], esta dada por:

$$j_{MB} = -3 \cdot 8 \times 10^{30} M_2 R_o^4 \left(\frac{R_2}{R_o}\right)^{\alpha} \left(\frac{2\pi}{P_{orb}}\right)^{\alpha}. \quad (2.7)$$

donde α rige la eficiencia del proceso de frenado magnético.

2.2.2. Radiación Gravitacional

Si tenemos un sistema binario que órbita alrededor de un centro común de masa, el único mecanismo de pérdida de momento angular surge de la emisión de radiación gravitatoria cuadrupolo. Este efecto depende en gran medida de la separación de las dos estrellas y solo es significativo para períodos menores a tres horas (Connon R., 2007 [1]).

Debido a que las VCs evolucionan a períodos más cortos (~ 80 min - 3 hr.), la radiación gravitacional se convierte en la fuente más significativa de la pérdida de momento angular.

La órbita repetitiva de las dos estrellas causa una deformación en el espacio, que provoca una onda que se propaga de forma periódica llevando consigo una cierta cantidad de energía, provocando que las estrellas se acerquen lentamente en forma espiral, perdiendo momento angular. La tasa de transferencia de masa debido a la radiación gravitacional es alrededor de $10^{-10} M_{\odot} yr^{-1}$ en VCs de corto período.

La tasa a la que se pierde momento angular en la radiación de ondas gravitacionales, esta dada por la fórmula del cuadrupolo:

$$\dot{J} = -\frac{32G^{7/3}}{5c^5} \frac{M_1^2 M_2^2}{(M_1^2 + M_2^2)^{2/3}} \left(\frac{2\pi}{P_{orb}}\right)^{2/3}. \quad (2.8)$$

La correspondiente escala de tiempo, tanto para la pérdida de momento angular a través de la radiación gravitacional y el frenado magnético (Kolb & Stehle, 1996 [9]) es:

$$\tau_{GR} = -\left(\frac{J}{\dot{J}}\right)_{GR} = 3 \cdot 8 \times 10^{11} \frac{(M_1 + M_2)^{1/3}}{M_1 M_2} P_{orb}^{8/3} (d) \quad (yr) \quad (2.9)$$

De acuerdo con Kolb & Stehle (1996 [9]), las VCs que se encuentran por encima de la brecha de período (period gap, ver sección 2.3), se cree que tienen 1.5×10^9 años de edad, mientras que aquellas que están por debajo de la brecha o gap tiene edades alrededor de $3-4 \times 10^9$ años (fig 2.2).

La escala típica del tiempo evolutivo de las VCs que evolucionan de períodos orbitales de 10 horas a 2 horas es aproximadamente de 10^8 años y 10^9 años para que evolucionen a través del período de la brecha.

2.3. La población y la distribución estandar del escenario de la evolución de las VCs

El período orbital (P_{orb}) de las VCs es el parámetro más fácil de determinar. Dado que el cambio de período en las VCs se debe a la transferencia de masa en una escala de tiempo determinado, la distribución de períodos en las VCs es una función muy importante en el estado de su evolución. La población actual de las VCs con períodos orbitales conocidos es aproximadamente de 675 (Ritter & Kolb 2003 [10]). La figura

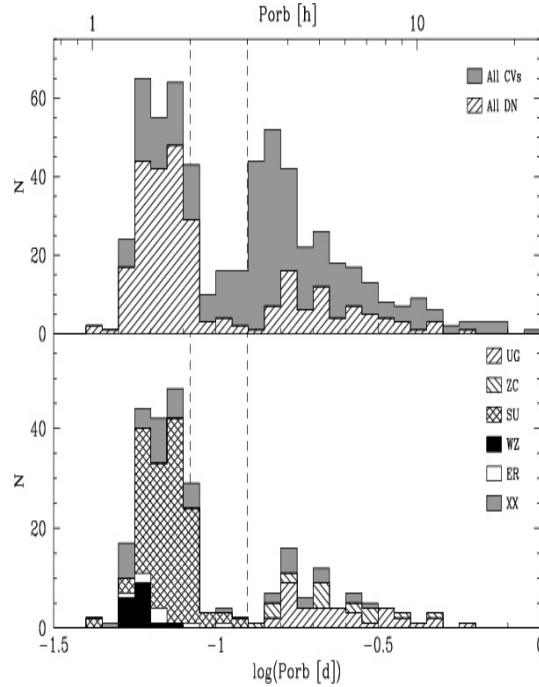


Figura 2.2: Distribución del período orbital de las VCs dividido en subclases (Hellier, 2001.)

2.2 muestra una distribución de VCs con períodos conocidos. En esta distribución de períodos se observan distintas características, que se indicarán a continuación:

1. El número de sistemas disminuye en períodos más largos ($\sim 8 - 10$ horas).
2. Existe una gran escases de sistemas alrededor de $2 - 3$ horas, conocido como la brecha de período (**period gap**).
3. Hay un fuerte corte del número de sistemas alrededor de 80 minutos.
4. Hay aproximadamente la misma cantidad de sistemas por encima y por debajo del **period gap**.

La caída en el número de sistemas de largo período se puede ilustrar fácilmente recordando que la transferencia de masa esta dada por $q = M_2/M_1 \leq 1$. La estrella secundaria debe ser menos masiva que la primera. Dado que la enana blanca debe estar por debajo del límite de Chandrasekhar ($1.4M_\odot$), podemos inferir el máximo límite de la enana roja, encontrando un valor aproximado de $0.4 - 0.6 M_\odot$ para dicha

estrella. Mientras la estrella donante (M_2) no evolucione esto lleva a un límite en el período orbital de las VCs alrededor de 12 horas.

El modelo de la evolución global previsto para explicar las características más importantes de la distribución del período orbital es la teoría del frenado magnético presentada por Rappaport et al. (1983 [8]); Paczyński & Sienkiewicz (1983 [11]); Spruit & Ritter (1983 [12]).

Una característica clave de esta teoría es que la evolución de las VCs se divide en dos fases distintas, dependiendo del mecanismo que prevalece, y su éxito radica en su capacidad para explicar la diferencia de período de 2 – 3 horas.

La evolución de los períodos orbitales de las binarias refleja la evolución de la estrella donante. Esto se rige por dos mecanismos competitivos: 1) La transferencia de masa que perturba el equilibrio térmico de la estrella haciendo que se expanda. La tasa con que se describe la transferencia de masa en una escala de tiempo es de $\tau_{\dot{M}} = -M_2/M_1$. 2) y el tiempo de relajación térmico, que restablece el equilibrio térmico dándole a la estrella un radio acorde a su nueva masa, el cual está descrito por el tiempo de Kelvin - Helmholtz (Térmico) con una escala de tiempo de $\tau_{KH} = GM^2/RL$.²

Si $\tau_{\dot{M}} \gg \tau_{KH}$ la secundaria se contrae en respuesta a la pérdida de masa, pero si $\tau_{\dot{M}} \ll \tau_{KH}$ la estrella no se reduce con la suficiente rapidez y se convertirá en una estrella de gran tamaño.

El frenado magnético se considera dominante para los sistemas con períodos orbitales mayores a 3 horas (por encima del period gap), en las que la estrella secundaria tiene un núcleo radiativo. Si $\tau_{\dot{M}} \gg \tau_{KH}$ la secundaria es capaz de responder rápidamente a la pérdida de masa, cerca de la evolución en la secuencia principal. A medida que la masa (M_2) de la secundaria disminuye, también lo hace su radio (R_2) junto con el período orbital, P_{orb} . Sin embargo como el sistema sigue evolucionando, $\tau_{\dot{M}}$ aumenta pero no tan rápido como τ_{KH} debido a la dependencia de $\sim M^{-2}$. Finalmente $\tau_{\dot{M}} \gg \tau_{KH}$, y la estrella se encuentra con un radio demasiado grande para su masa, saliendo de su equilibrio, (Dillon M., 2008 [13]).

A un $P_{orb} \approx 3$ horas, ($M_2 \approx 0,3M_{\odot}$), se cree que la estrella secundaria queda completamente convectiva y el frenado magnético ya no se considera efectivo. Esto da

²El tiempo de **Kelvin-Helmholtz** es la escala de tiempo que mide cuánto puede subsistir la estrella con una determinada luminosidad a partir de sus reservas de energía potencial gravitatoria.

como resultado el cese de la transferencia de masa, lo que permite que la secundaria reduzca su tamaño dentro de los límites del lóbulo de Roche para su equilibrio. Donde el contacto de los lóbulos de Roches se pierde y cesa la transferencia de masa, el sistema binario se desprende y el sistema evoluciona hacia períodos orbitales más cortos debido a la pérdida de momento angular a través de la radiación gravitacional. Como no hay transferencia de masa estos sistemas son relativamente débiles y difíciles de observar. Una serie de acreción activa en las VCs se ha encontrado dentro de la brecha de período que se puede explicar por los sistemas que logran el primer contacto de los lóbulos de Roche y por tanto iniciar la transferencia de masa dentro del **period gap**, (Dillon M., 2008 [13]).

A un $P_{orb} \approx 2$ horas, la separación del sistema binario ha disminuido debido a la pérdida del momento angular a través de la radiación gravitacional y la separación entre las dos componentes estelares es suficiente para que la secundaria llene su lóbulo de Roche de nuevo y reinicie la transferencia de masa. Esta vez la evolución es impulsada unicamente por el mecanismo menos eficiente la **Radiación Gravitatoria** (Paczynski 1981 [14]; Paczynski & Sienkiewicz, 1983 [11]) que alarga el tiempo de evolución y hay menos transferencia de masa. Dado que el sistema continúa evolucionando la separación binaria continúa disminuyendo, entonces la transferencia de masa aumenta pero no tan rápido como la escala de tiempo térmico y la secundaria sale del equilibrio térmico.

Finalmente la masa de la estrella secundaria es tan baja ($\leq 0.08 M_{\odot}$) que deja la fusión de Hidrogeno, la secundaria evoluciona hacia un estado degenerado convirtiéndose en una enana marrón, dando como resultado la pérdida de masa en un aumento de radio. En consecuencia existe un período mínimo, donde $\tau_{\dot{M}} = \tau_{KH}$. Después de llegar a este punto las VCs se desarrollan a períodos más largos.

Capítulo 3

Variables Cataclísmicas

Como vimos anteriormente las VCs son sistemas binarios cercanos (semi-separados) compuestos por una estrella enana blanca que acreta material (como estrella primaria) y una estrella tardía de secuencia principal como donante o secundaria (Patterson 1984 [15]). Los períodos orbitales de las VCs pueden oscilar entre 80 minutos y 10 horas, con sólo unos pocos sistemas de períodos más largos o más cortos a este intervalo. Las tasas de acreción que se encuentran en las VCs tiene un rango típico de $10^{-11} - 10^{-8} M_{\odot} yr^{-1}$ (Howell et al 2001 [7]).

Los tipos de las variables cataclísmicas se determinan principalmente por su período orbital, tasa de transferencia de masa o tasa de acreción y campo magnético de la estrella primaria. Esta fuerza magnética de la enana blanca tiene un papel importante en el material de acreción.

Si el campo magnético es débil, entonces la transferencia de material se lleva a cabo a través de un disco de acreción, con un aumento de luminosidad en el borde exterior del disco, o un "punto caliente", donde la corriente que sale de la estrella donante impacta al disco (ver fig 3.1³).

En contraste con esto, si el campo magnético es suficientemente fuerte como para suprimir la formación del disco, la corriente de acreción fluye a lo largo de la línea del campo magnético, de la estrella secundaria a los polos de la enana blanca (ver fig 3.2⁴).

Para una moderada intensidad de campo magnético, el material transferido pue-

³<http://singularidad.wordpress.com/2007/02/>.

⁴<http://www.ite.educacion.es/w3/tematicas>.

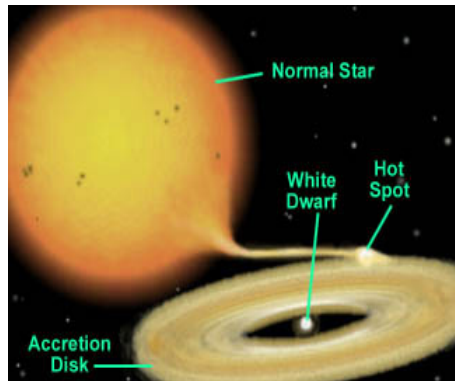


Figura 3.1: Imágen artística de una VC, compuesta por una enana blanca y una estrella de secuencia principal, que orbitan tan cerca que la enana blanca acreta material de su compañera.

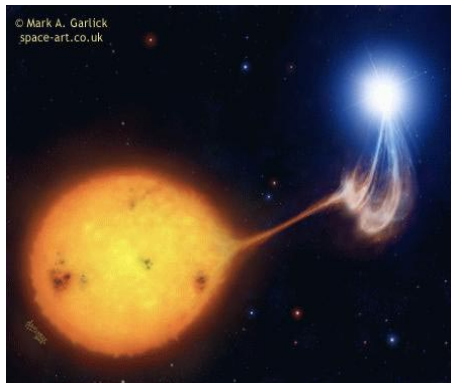


Figura 3.2: Imágen artística de una VC magnética: El material de la estrella compañera que ha llenado su lóbulo de Roche es transportado hacia los polos de la enana blanca a lo largo de las fuertes líneas del campo magnético.

de formar un disco parcial cuya parte interior se vea perturbada en columnas de acreción.

Como sugiere su nombre, un amplio rango de variabilidad se pueden observar en las VCs, que van desde un parpadeo (flickering) con una escala de tiempo de minutos, hasta brillos extremos tales como las estallidos (outburst), novas enanas o erupciones como novas clásicas. Históricamente, la morfología de su curva de luz óptica de largo plazo ha sido la primera información sobre la que se basa la clasificación de las VCs. Sin embargo, desde una perspectiva más moderna, este esquema de clasificación debe tomarse con más detalle, y deseáramos empezar a pensar que las VCs se pueden dividir en diferentes grupos debido a sus diferencias físicas.

3.1. Clasificación de las Variables Cataclísmicas

Los avances científicos y tecnológicos permiten un examen más detallado de estos sistemas enigmáticos; ahora las VCs se consideran en términos de sus propiedades intrínsecas. Las propiedades primordiales que afectan la frecuencia, el período y la escala de tiempo de la variabilidad de las VCs, es el período orbital del sistema (determinado por la separación de las estrellas), la tasa de transferencia de masa y la fuerza del campo magnético de la enana blanca, (Connon, 2007 [1]). Daremos una breve descripción de las clases de VCs.

3.1.1. Variables Cataclísmicas No Magnéticas

Novas Enana (ND)

Las novas enanas son las más comunes, su brillo es debido a que la materia fluye de la estrella secundaria hacia la enana blanca, formando un disco de acreción que se calienta; cuanto más caliente se pone, su brillo es mayor, en este caso el material es despojado por la enana blanca a una tasa $10^{-8}M_{\odot}$ por año (10 veces menor que en una nova clásica).

Las novas enanas son estrellas intrínsecamente muy débiles. El incremento en brillo ocurre súbita e impredeciblemente en la curva de luz se extiende de semanas a meses. Típicamente su brillo dura menos de una semana. El rango de magnitudes entre brillo máximo y mínimo en amplitud es de 2 - 5 magnitudes (de 6 a 100 veces más brillantes).

Las novas enanas se dividen en tres subclases; las U Gem, Z Cam y SU UMa, las cual se clasifican por su morfología y la curva de luz de los estallidos.

1. U Gem

U Geminorum fué la primera nova enana en ser descubierta, por lo que las novas enanas reciben también el nombre de estrellas variables tipo U Geminorum. Son pocas las novas enanas que no entran en esta clasificación (se incluyen todas las DN menos las Z Cam y las SU Uma), siendo su comportamiento ligeramente distinto. Las estrellas U Gem declinan de modo constante, sin sobresaltos. Después de intervalos de calma, en luz mínima, las U Gem

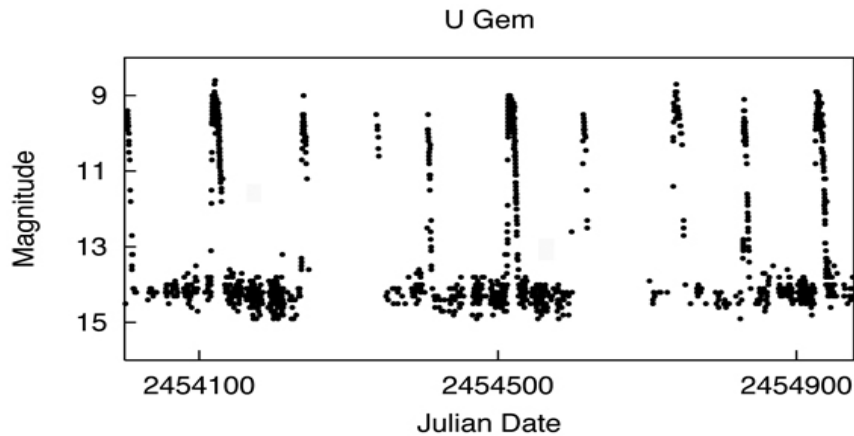


Figura 3.3: Ejemplo de la curva de luz de una VC tipo U Gem.

aumentan su brillo repentinamente. Dependiendo de la estrella, las erupciones ocurren a intervalos entre 30 y 500 días y duran por lo general de 5 a 60 días (ver fig 3.3) ⁵.

2. Z Cam (Z Camelopardalis)

Estos sistemas presentan períodos de estallidos rápidos intercalados con períodos de mayor estabilidad conocidos como **standstills** (o **interrupciones**) similares a una novalike.

Estas interrupciones se inician después de un estallido, lo que permite al sistema permanecer en la región caliente de inestabilidad térmica, donde el brillo del sistema se queda a una tercera parte del brillo mínimo, este evento dura de decenas de días a años. Todas las Z Cams están por encima de la brecha de período (period gap) (ver fig 3.4) ⁶.

3. SU UMa

Estas novas enanas presentan ocasionalmente destellos prolongados particularmente brillantes (se les llama súper estallidos) como si la nova quisiera repetirse inmediatamente, sin alcanzar nuevamente a brillar tanto como el pico principal.

⁵<http://www.aavso.org/sites/default/files/images/lightcurves/ugem.jpg>.

⁶<http://www.aavso.org/sites/default/files/images/lightcurves/zcam.jpg>.

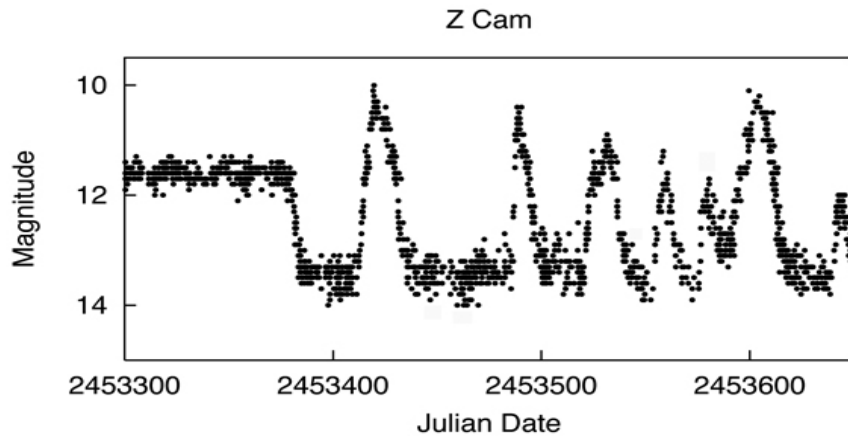


Figura 3.4: Ejemplo de la curva de luz de una VC tipo Z Cam.

En las novae enanas, la compañera es una estrella de temperatura media (Tipo espectral G, K o M). La masa de ambos componentes del sistema binario es relativamente similar. El rango aproximado es de 0.7 a $1.2 M_{\odot}$. La cercanía entre ambas estrellas las obligará a que se orbiten mutuamente en períodos que van de 3 a 15 horas (ver fig 3.5)⁷.

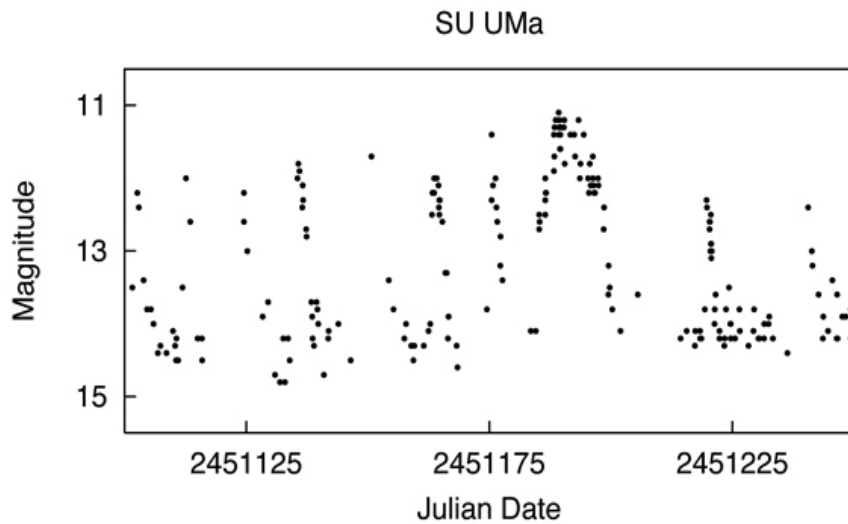


Figura 3.5: Ejemplo de la curva de luz de una VC de tipo SU UMa.

⁷<http://www.aavso.org/sites/default/files/images/lightcurves/suuma.jpg>.

Hay dos alternativas que explican la conducta de una nova enana (Hellier, 2001).

1. Modelo de inestabilidad (transferencia de masa).
2. modelo de inestabilidad en el disco de acreción.

INESTABILIDAD POR TRANSFERENCIA DE MASA.

Considera que la estrella compañera secundaria se dilata y contrae alternadamente, transfiriendo masa hacia la enana blanca. La pérdida periódica del material hacia la enana blanca termina por acumular gas alrededor de ella (disco de acreción) y cuando alcanza una densidad crítica, sobrevive la explosión superficial.

INESTABILIDAD EN EL DISCO DE ACRECIÓN.

Es el panorama más factible y supone que el disco de acreción experimenta inestabilidades térmicas. En este caso, la estrella secundaria pierde gas interrumidamente y las ráfagas de gas se impactan contra el disco de acreción calentándolo súbitamente. En este proceso no hay explosión involucrada ni emisión masiva de gases. Sin embargo, la continua acumulación de gases en el disco de acreción puede desembocar en la explosión de una nova clásica.

Novas Clásicas (NC)

Las Novas Clásicas por definición tienen solo una erupción observada, su brillo varía de 6 magnitudes (pre-nova) a 19 magnitudes. Estas erupciones pueden durar entre semanas a años.

Alrededor de la enana blanca se forma un disco de acreción que se va calentando y aumentando su densidad con el paso del tiempo hasta que se produce una reacción termonuclear. Las erupciones de mayor amplitud son de más corta duración, son novas muy rápidas. En cambio las de baja amplitud sus erupciones pueden durar años llamadas novas lentas (Warner, 1995 [16]).

Novas Recurrentes

A diferencia de una nova clásica las novas recurrentes tienen erupciones repetitivas. En cuanto a su comportamiento, presenta una amplitud (rango de brillo) menor

y la declinación de su luminosidad es más pronunciada. En estos sistemas, la gigante roja pierde masa 1000 veces más rápido que una estrella normal. El resultado es que la enana blanca acumula un disco de acreción en menos tiempo. Bastan unas pocas décadas para que la enana blanca tenga reacciones termonucleares.

En los períodos de inactividad el espectro de la estrella muestra emisión de gas caliente que está en el disco de acreción alrededor de la enana blanca, así como líneas de absorción provenientes de la estrella secundaria. La combinación de ambas estrellas y su luz en un mismo espectro parece confusos; como si fuese una estrella fría y caliente al mismo tiempo (Warner, 1995 [16]).

Novas Like (NL)

Las estrellas tipo nova (novas like) incluyen todas las variables cataclísmicas no eruptivas. Esta característica es evidente debido a que las NLs incluyen pre-novas, post-novas y tal vez estrellas tipo Z Cam; también las estrellas VY Scl se incluyen en esta clase, donde dichas estrellas muestran ocasionalmente reducción en el brillo de aproximadamente una magnitud máxima, causada por una reducción temporal de una tasa de transferencia de masa de la secundaria (Warner, 1995).

3.1.2. Variables Cataclísmicas Magnéticas

En las variables cataclísmicas de esta clase,, la enana blanca tiene un fuerte campo magnético, $B \sim 1 - 200$ MG, que afecta o controla la interacción entre la enana blanca y el material acretado que le transfiere la compañera al llenar su lóbulo de Roche (Warner, 1995 [16]).

Las VCs magnéticas se divide en dos subclases de acuerdo al fuerte campo magnético de la enana blanca:

POLARES O AM Her

En las Polares o AM Her, la enana blanca tiene un fuerte campo magnético de $10 < B < 200$ MG. En estos sistemas el material de acreción no puede formar un disco alrededor de la enana blanca, en cambio, la enana blanca toma el control del

flujo del gas, obligándolo a seguir las líneas del campo magnético hacia uno o ambos polos de la enana blanca.

Los fuertes campos magnéticos de la enana blanca interactúan con los campos más débiles de la estrella secundaria, lo que resulta en una rotación sincrónica del spin de la enana blanca y el movimiento orbital del sistema, $P_{spin} = P_{orb}$.

Los períodos orbitales de las polares conocidos se encuentran en el rango entre 80 minutos y un par de horas (Warner, 1995 [16]).

SEMI-POLARES o DQ Her

En las Semi-Polares o DQ Her la enana blanca tiene un campo magnético más débil, $1MG < B < 10MG$, que generalmente no son suficientemente fuertes y permiten la formación parcial de un disco. Las estrellas DQ Her tiene alta tasa de transferencia de masa, que se pueden observar en rayos X.

A causa que su campo magnético es más débil, la enana blanca no se sincroniza con la órbita del sistema, y en muchos sistemas la enana blanca rota con un período de spin de $P_{spin} = 0.1 P_{orb}$ (Warner, 1995 [16]).

3.2. Propiedades Espectroscópicas de las VCs

Una gran cantidad de información se puede obtener de las observaciones fotométricas de las variables cataclísmicas. Sin embargo, para mayor detalle relativo a las propiedades intrínsecas de las componentes de una VC, las observaciones espectroscópicas son aún más elocuentes.

3.2.1. Enana Blanca

Las enanas blancas tiene tamaños típicos similares al de la tierra, no sobrepasan el límite de **Chandrasekhar**⁸. Su distribución de masas es de 0.4 a 0.6 M_{\odot} (Hellier, 2001 [2]).

⁸El límite de Chandrasekhar es el límite de masa más allá del cual la degeneración de electrones no es capaz de contrarrestar la fuerza de gravedad en un remanente estelar. Este límite equivale a aproximadamente 1.44 M_{\odot} masas solares, y es la masa máxima posible en una enana blanca.

Las enanas blancas son los residuos presentes en el centro de una nebulosa planetaria. Dicho de otra manera, las EBs son el núcleo de las estrellas de baja masa que quedan después de que la envoltura se ha convertido en una nebulosa planetaria.

El núcleo de una EB consiste de material degenerado, sin posibilidad de tener nuevas reacciones nucleares y después de haber perdido sus capas externas debido al viento estelar, la enana blanca se contrae debido a la fuerza de gravedad. La contracción hace que la densidad en el núcleo aumente hasta que se den las condiciones necesarias para tener un material de electrones degenerados.

Las enanas blancas en VCs tiene temperaturas típicas mayores a 11000 K (Gänsicke 2000[17]; Sion 1999[18]). Como resultado, el flujo de la enana blanca se eleva abruptamente hacia longitudes de onda UV. El espectro de una enana blanca es particularmente notable por la amplia absorción procedentes por la atmósfera de la EB. La alta densidad y la gravedad intensa en la superficie de la enana blanca significa que los átomos están constantemente perturbados por los átomos vecinos, lo cual aumenta las incertidumbres en las energías de las orbitas de electrones. Los fotones son capaces de interactuar con los átomos en un rango más amplio de longitud de onda y así las líneas de absorción se ensanchan (Hellier, 2001 [2]).

3.2.2. Estrellas secundarias

La mayoría de las estrellas secundarias en las VCs son tipo K y M con temperaturas que van desde ~ 5200 a $2500\text{ }^\circ\text{K}$ respectivamente. Su flujo aumenta hacia longitudes de onda del Rojo/Infrarojo. La baja temperatura de estas estrellas significa que los átomos pesados son las responsables de muchas de las características que se observan en sus espectros. Estas estrellas muestran líneas fuertes de Hierro (Fe), Titanio (Ti) y Calcio (Ca I y Ca II). Al pasar de M0 a M9, aparecen fuertes bandas moleculares de óxido de Titanio (TiO), llegando a ser particularmente dominantes (Hellier, 2001 [2]).

3.2.3. Disco de Acreción

Cuando la estrella secundaria llena su lóbulo de Roche, se inicia la transferencia de material a través del punto interno de Lagrange L_1 (ver fig. 3.6)⁹ comenzando a fluir un chorro de gas atraído por el pozo de potencial de la enana blanca, desprendiéndose del material de la secundaria. Así el gas comienza su caída hacia la primaria aproximadamente a la velocidad del sonido, llegando a alcanzar velocidad supersónicas. Hay que considerar que el sistema está girando y el gas lleva consigo entonces momento angular por lo cual no cae directo hacia la estrella sino que comienza a girar en torno a ella. Al completar una vuelta alrededor de la enana blanca el material se reencuentra con el chorro proveniente de la estrella donadora y se forma un primer anillo de gas.

El chorro incidente sobre el anillo de gas hace que el flujo se vuelva turbulento y debido a estos choques turbulentos disipan la energía, el gas adopta la órbita que requiere del mínimo gasto, es decir, una órbita circular. Conforme continua la transferencia de masa, se forma un disco de material que orbita en torno a la enana blanca. Este chorro eyectado del punto L_1 no puede reducir fácilmente el momento angular que lleva, por lo que adoptará la órbita con un radio que asegure su conservación, conocido como **Radio de circulación**.

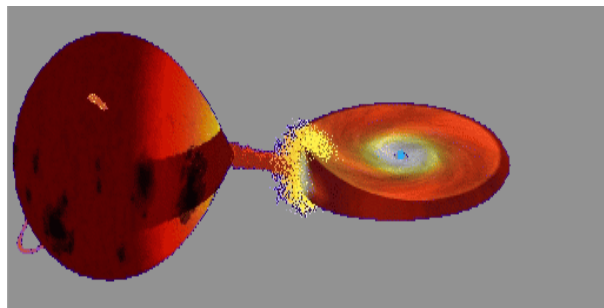


Figura 3.6: Formación del disco de acreción. Los anillos interiores se mueven con mayor velocidad que los anillos exteriores.

El material en las partes internas del disco va más rápido que el material en la región externa. Considerando el disco como un continuo de anillos, aquellos con radios menores ocasionarán fricción con el anillo vecino que tenga el radio siguiente más

⁹<http://www.star.le.ac.uk/~julo/research.html>

grande. He aquí la clave de la situación, pues la turbulencia y la fricción calentará el gas con lo que se perderá energía por radiación, ocasionando que el gas en el anillo más grande se mueva hacia uno menor y así sucesivamente, pero una vez en una órbita con radio menor, el gas ha adquirido mayor velocidad. Este mecanismo de concentración del material sucede continuamente en todo el disco, y se le conoce como **acreción**.

Los discos de acreción no son para nada exclusivos de las VCs. Se encuentran en sistemas binarios de diferente masa como estrellas de baja masa doble degeneradas, sistemas binarios de alta masa de rayos-X que tiene una estrella de neutrones y un agujero negro. Igual las proto-estrellas, núcleos activos de galaxias y cusares.

La temperatura de un disco de acreción en las VCs es fuertemente dependiente de la tasa de transferencia de masa de un sistema y puede variar de ~ 3000 °K en el borde exterior del disco a más de 30000 °K en el borde interno del disco, mediante la liberación de la energía potencial gravitatoria de la enana blanca (Hellier, 2001). La contribución del flujo también depende de si es o no un estallido, en un estado alto o bajo. Normalmente, la emisión del disco de una VC puede dominar en el UV. Aparecen líneas de baja ionización, como el Hidrógeno (Lyman, Balmer, Paschen), así como del Helio (He I) y del Calcio (Ca II).

Los sistemas con mayores tasas de transferencia de masa o de fuertes campos magnéticos pueden ser identificados por líneas de Helio dos veces ionizado (He II) (Hellier, 2001 [2]).

Capítulo 4

Observaciones y Reducción de Datos

4.1. Espectroscopía

La espectroscopía es el estudio entre la radiación electromagnética y la materia, con aplicaciones Químicas, Físicas y Astronómicas. El análisis en el cual se basa, permite detectar la absorción o emisión de radiación electromagnética en ciertas longitudes de onda, y relacionar éstas con los niveles de energía implicados en una transiciones atómicas y moleculares.

El objetivo de la espectroscopía es caracterizar la luz proveniente de un objeto de acuerdo a la longitud de onda que la compone. El resultado de la espectroscopía es una curva de intensidad como función de longitud de onda llamada espectro o distribución espectral de energía. El espectro depende de la composición y otras propiedades del objeto. La longitud de onda de la luz absorbida o emitida por un cuerpo depende esencialmente de las interacciones entre los niveles de energía y el campo de radiación.

La espectroscopía también hace una importante contribución al estudio de los movimientos de los objetos astronómicos. Por ejemplo; para medir el movimiento de objetos celestes (como Galaxias, estrellas) a lo largo de la línea de visión, como su velocidad radial, simplemente utilizamos el principio Doppler.

Doppler descubrió que si una fuente de luz se está acercando o alejando de noso-

tros, las longitudes de onda de las líneas de su espectro cambian en una cantidad que depende de su velocidad. Todo lo que tenemos que hacer es medir el desplazamiento de las líneas de la estrella en relación con las líneas correspondientes producidas por una estrella estándar o una lámpara montada en un espectrógrafo.

Este procedimiento tiene la muy importante ventaja de que no tenemos para nada que conocer la distancia de la estrella: la velocidad radial se obtiene por igual, sin importar qué tan lejos esté. Esto significa que podemos medir la velocidad de las estrellas, galaxias y cuasares que están tan lejos que cualquier movimiento propio sería extremadamente pequeño.

4.1.1. Espectrógrafo

A través del estudio del espectro de una estrella se puede deducir su temperatura superficial, su composición química y su velocidad radial. A partir de allí, en forma indirecta, su radio, su edad, su estado evolutivo, su masa, su luminosidad y su distancia. El poder contar con el espectro de un objeto estelar viene a ser uno de los medios más poderosos para conocer su estructura y comprender los fenómenos que en él ocurren y causan la emisión y la absorción en forma de continuo o líneas espectrales.

La observación de los espectros estelares y de otros objetos celestes se hace por medio de un espectrógrafo. El espectrógrafo es un instrumento que sirve para descomponer la luz combinada que nos llega de las estrellas o galaxias en sus longitudes de onda. Este instrumento óptico incluye un elemento dispersor, que separa las radiaciones de diferentes longitudes emitidas por una fuente luminosa (ver fig 4.1)

Mostraremos esquemáticamente uno de los tipos más usados, el espectrógrafo de rejilla de difracción.

En esta clase de espectrógrafo, la radiación proveniente del astro en el que se ha focalizado el instrumento cae sobre una rendija colocada en el plano focal del objetivo. Detrás de la rendija se ubica una lente colimadora que transforma el haz de rayos que salen de la ranura en un haz paralelo. Este haz cae sobre el elemento dispersor (rejilla), que lo descompone en un espectro que incide sobre una lente de cámara, la cual forma una imagen real de dicho espectro (ver fig 4.1).

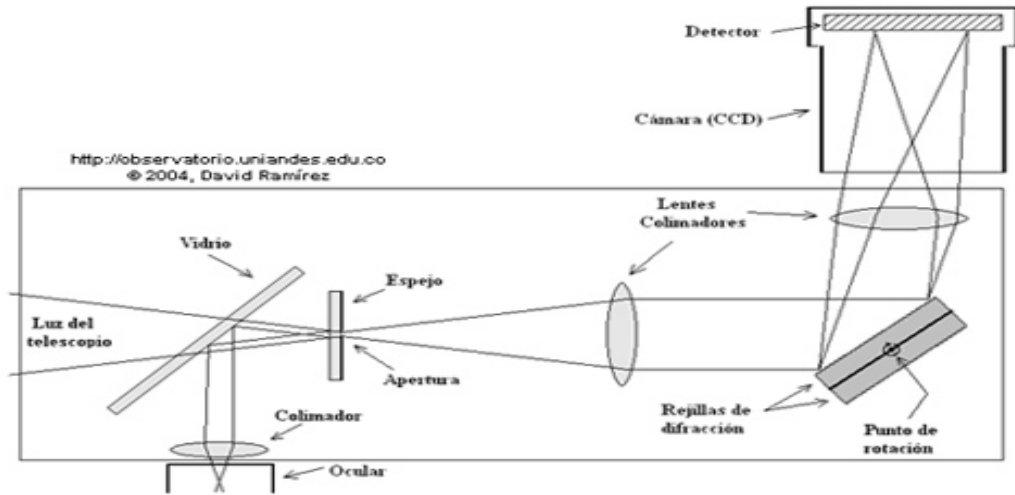


Figura 4.1: Esquema del espectrógrafo. Instrumento astronómico capaz de dispersar la luz

Resolución del espectrógrafo

La resolución del espectrógrafo se define como la capacidad de separar claramente dos líneas del espectro cercanas entre si, de tal forma que pueda ser determinadas sus respectivas longitudes de onda. La resolución espectral se define como:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (4.1)$$

donde: R es la resolución, λ es la longitud de onda de la línea y $\Delta\lambda$ es la diferencia de las longitudes de onda de dos líneas cercanas. Los espectrógrafos se clasifican de acuerdo a la resolución con la que se puede separar las líneas del espectro:

1. baja resolución $R < 1000$
2. media resolución $1000 < R < 10.000$
3. alta resolución $R > 10.000$

4.2. Observatorio e Instrumentos

El observatorio Astronómico Nacional de México, **San Pedro Mártir**, se encuentra ubicado en el estado de Baja California (Norte), con latitud $31^{\circ}01'39''$ al Norte y una longitud de $115^{\circ}27'49''$ al Oeste, con una altura de 2.830 m. sobre el nivel del mar.



Figura 4.2: En esta foto vemos los tres edificios de los telescopios del Observatorio Astronómico Nacional de México, San Pedro Mártir, el 2.12 m, el 1.5 m y el 84 cm (tomada del artículo de J. A Lopez & L. Gutierrez)

El observatorio está ubicado en la zona más propicia para la observación del cielo en México, y es uno de los mejores sitios en el planeta para observar el Universo (Echevarría 2003 [19]). Cuenta con tres telescopios, cuyos diámetros son, 2.12 m, 1.5 m y 84 cm, y con sofisticados equipos como espectrógrafos y fotómetros (fig 4.2).

El telescopio que hemos utilizado para nuestro proyecto en el cual realizamos espectroscopia de SDSS J0018+3454, fue el telescopio de 2.12 m, con él utilizamos el espectrógrafo **Boller & Chivens**.

4.2.1. Espectrógrafo Boller & Chivens

Boller & Chivens (ver fig 4.3) es un espectrógrafo clásico de resolución baja e intermedia. Este espectrógrafo es propiedad del Observatorio Astronómico di Brera (Italia) y fue diseñado originalmente para el foco Cassegrain $f/7$ del telescopio de 1.37 m de dicho Observatorio.

Cuenta con una escala de placa de $\sim 40''/mm$, y una rendija que puede ser cambiada manualmente hasta 1000 micras con un intervalo de 1 micra teniendo un ancho de 110 micras equivalente a $\sim 1.4''$ en el cielo y un ancho de 200 a 250 micras que debe dar un ancho de $\sim 40 \sim 50$ micras en las líneas de comparación con el colimador en el foco.

El espectrógrafo usa una rejilla de reflexión, cuyo ángulo de orientación puede ser cambiado usando un micrómetro. También tiene una lámpara de CuHeNeAr y una fuente interna de luz que se utiliza para la obtención de campos planos.



Figura 4.3: Espectrógrafo Boller & Chivens. Foto tomada por el Dr. David Mitchell Clark, Astronomo residente del Observatorio de San Pedro Mártir.

Cuadro 4.1: Resumen de las observaciones.

Fecha	Exposición seg	Resolución FWHM Å	Intervalo Å	No de espectros	Total horas
06/11/08	1200	4.1	3900-5950	22	8
07/11/08	1200	4.1	3900-5950	19	7
08/11/08	1200	4.1	3900-5950	25	9
09/11/08	1200	4.1	3900-5950	10	4
11/11/08	1200	4.1	6050-8100	10	4
06/12/08	1200	4.1	3825-5875	22	8
07/12/08	1200	4.1	3850-5900	9	3
28/08/09	1200	4.1	3825-5875	17	7
29/08/09	1200	4.1	3825-5875	10	4
29/09/09	1200	4.1	3850-5900	22	8

4.3. Temporadas de Observación

Con el fin de mejorar nuestra comprensión física y la evolución de las VCs, es importante estudiar una gran muestra homogénea de VCs, con parámetros bien determinados, que son respectivamente de la población intrínseca de las VCs. Debido a la identificación de SDSS J0018+3454 por el SDSS como una variable cataclísmica, se realizó un seguimiento observacional espectroscópico con el objetivo de detectar la variabilidad espectroscópica de la velocidad radial asociada al período orbital.

Las observaciones se llevaron a cabo durante estos dos años, parte del 2008 y 2009 en el **Observatorio Nacional de San Pedro Mártir, Baja California, México**, dividida en cuatro temporadas de observación, cubriendo un total de 62 horas de observación obteniendo un total de 166 espectros, donde cada espectro tuvo un tiempo de exposición de 1200 segundos. El resumen de las observaciones se presenta en la tabla 4.1.

En la espectroscopia realizada a SDSS J0018+3454 se utilizó el espectrógrafo Boller & Chivens con una rejilla elemental de 600 l/mm , junto con un CCD SITE de 1024×1024 píxeles, dando una resolución de 4.1 Å.

La calibración de la longitud de onda se obtuvo con las imágenes de arco tomadas cada 10 imágenes del objeto. La mayoría de los espectros se tomaron en un rango espectral de 3900 – 6000 Å, excepto los espectros tomados el 6 de diciembre de 2008, cubriendo $H\alpha$ hacia el rojo. Los espectros de esta última no tienen flujo calibrado,

la reducción del resto de los datos se realizó usando el paquete Software IRAF⁸ (ver sección 4.5.1). Para todas las imágenes bidimensionales se sustrajo las bias usando el promedio de la normalización de todas las imágenes, y luego se obtuvo el espectro unidimensional y se realizó la calibración de la longitud de onda y el flujo, para la calibración en longitud de onda se utilizó la lámpara de CuHeNeAr. El reporte de observaciones se muestran en la tabla 4.1.

4.4. Obtención de los datos

La captura de imágenes astronómicas se realiza mediante una cámara CCD (charge coupled device: dispositivo de carga acoplada). Las cámaras o sensores CCD son dispositivos electrónicos fotosensibles. Poseen una estructura de células sensibles a la luz en forma de mosaico, cada una de esas células es la que se denomina píxel. Cada píxel es una estructura detectora que es capaz de detectar fotones. Cada píxel tiene unas dimensiones del orden de unas diez veces la milésima parte de un milímetro. Esta estructura tan pequeña no solo almacena los fotones, sino que también dispone de una estructura capaz de transferir los fotones recogidos (en forma de carga eléctrica) a un píxel adyacente.

Su funcionamiento es el siguiente: El sensor CCD es expuesto a la luz durante un tiempo denominado tiempo de exposición, tras el cual los fotones que han sido almacenados en cada píxel son transferidos de forma ordenada a una etapa de salida. La etapa de salida no es más que un amplificador que se encarga de convertir la carga que posee cada píxel en una tensión eléctrica. Por tanto, un sensor CCD es un elemento que nos permite evaluar de forma cuantitativa la luz que ha caído sobre cada uno de sus píxeles, pues cada uno de ellos le hace corresponder una tensión eléctrica proporcional a la cantidad de fotones que ha almacenado. Inmediatamente después de finalizado el tiempo de integración, se han de descargar ordenadamente las cargas que ha sido almacenadas en cada píxel.

⁸IRAF es el acrónimo de Image Reduction and Analysis Facility, o Utilidad de Análisis y Reducción de Datos. Consiste en una gran colección de software escrito por astrónomos y programadores del Observatorio Nacional de Astronomía Óptica (NOAO), en Estados Unidos, enfocado a la reducción de imágenes astronómicas en arrays de píxeles, es decir, datos tomados de detectores de imágenes. El equivalente europeo a IRAF se llama MIDAS, desarrollado por la ESO.

4.5. Reducción de los datos observados

Para la reducción y análisis de datos hemos utilizado el software IRAF. La reducción de los espectros se realizó mediante los pasos generales de la reducción que contiene todo el proceso común a todos los espectros, que consiste en la sustracción de Bias, la corrección de Flat, resta de rayos cósmicos y calibración de longitud de onda y flujo.

A continuación se explicaran los pasos generales de las reducción de los datos:

4.5.1. Pasos generales de la reducción de los datos observados

Eliminación de efectos instrumentales

Como primer paso en la reducción está la eliminación de efectos instrumentales presentes en los datos. Entre ellos se encuentra el nivel cero y la diferencia de respuesta en la sensibilidad de los píxeles.

Sustracción del nivel cero y estructura del bias:

1. Overscan

El overscan corresponde a una zona del CCD que no está iluminada, de forma que el valor que contiene sus píxeles es única y exclusivamente el valor del nivel cero. De esta forma, tomando el promedio (para evitar píxeles defectuosos o calientes) del overscan, sabemos el nivel cero para cada exposición, y este es el valor que se resta. para este procedimiento hemos utilizado el programa **IMARITH** de IRAF.

2. Estructura

Al restar el overscan estamos restando un valor fijo pero el nivel cero puede tener estructura vertical. Para eliminar esta posible variación usamos los Bias. Los Bias son exposiciones con el obturador cerrado y un tiempo de exposición cero. Se hacen varios a lo largo de la noche y durante todas las noches en cada campaña . Al comprobar que todas las Bias son similares, se les quita el nivel

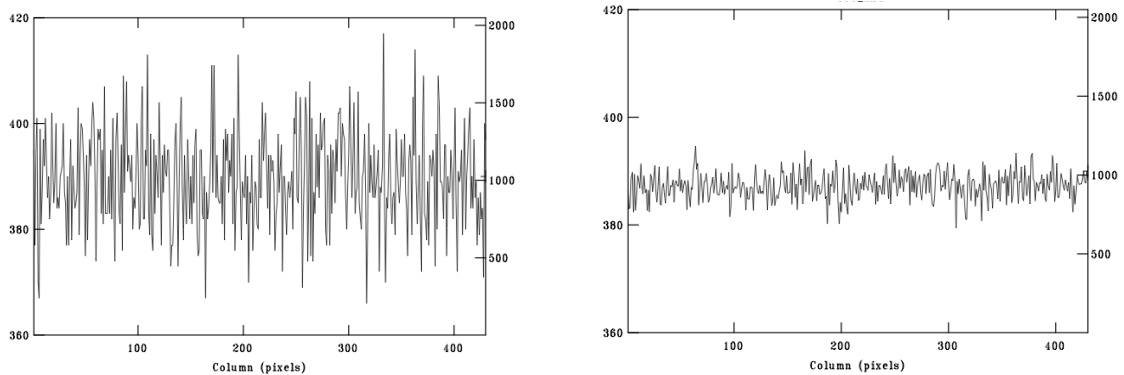


Figura 4.4: Esta imagen es un breve ejemplo de la determinación del nivel cero (Bias), el cual se trata de la eliminación de un nivel cero que contiene los datos y que es añadido electrónicamente. La imagen de la izquierda corresponde a un Bias individual. La imagen de la derecha corresponde al promedio de los Bias. Allí ya hemos restado el overscan quedando con la zona útil, que corresponde a la sección que tiene los datos bueno. Los ejes de la figura corresponde a los píxeles (eje x) y a las cuentas (eje y).

cero (usando el overscan como hemos explicado antes) y se combina utilizando la mediana de todos ellos para eliminar posibles rayos cósmicos, constituyendo lo que denominamos Bias-Final, que se le resta a todas las imágenes. Para este proceso se ha usado el programa **IMCOMBINE** de IRAF.

En la figura 4.4 se muestran las imágenes de un Bias individual (imagen izquierda) y la imagen del Bias final que corresponde a la combinación por medio de todos los Bias observados en una campaña después de sustraer el nivel cero (imagen derecha).

Corrección de sensibilidad: Flat-Field

La sensibilidad de los píxeles del chip CCD no es uniforme sino que presenta pequeñas variaciones. Para corregir este efecto se obtiene exposiciones iluminando el CCD con una fuente emisora uniforme de manera que la variación se debe sólo a la falta de uniformidad en la respuesta de los píxeles del detector.

Para cuantificar este efecto se utilizan los denominados Campos Planos o Flat-Fields. En este trabajo no los hemos utilizado, ya que nuestro interés era encontrar la variación de la velocidad radial del sistema, dicha velocidad se encuentra a través del corrimiento de su longitud de onda (efecto Doppler) y por el momento no nos interesa la variación del flujo.

Sin embargo daremos una breve explicación de como debemos tomar los campos planos. Los Flat-Fields se pueden tomar de dos formas:

1. Los campos planos del cielo, se toma al atardecer y/o al amanecer en todas las rendijas usadas.
2. Los internos del instrumento que se toman también para todas las configuraciones y consiste en una lámpara de cuarzo (que no tiene líneas espectrales) situada en el interior del instrumento.

La primera sirve para corregir posibles efectos de variación de la iluminación a lo largo de la rendija. Y la segunda son las que sirven para corregir las distintas sensibilidades que tenga los píxeles del CCD.

4.5.2. Eliminación de rayos cósmicos y combinación de espectros

Antes de extraer los espectros unidimensionales y combinarlos, hemos quitado los rayos cósmicos, esto lo hemos hecho con el paquete externo `lacos`, (Pieter G. Van Dokkum, 2001 [20]). En la figura 4.5 mostramos un ejemplo de un espectro original, y debajo, en la figura 4.6 el resultado despues de haber cortado el overscan, combinado Bias y quitado cósmicos.

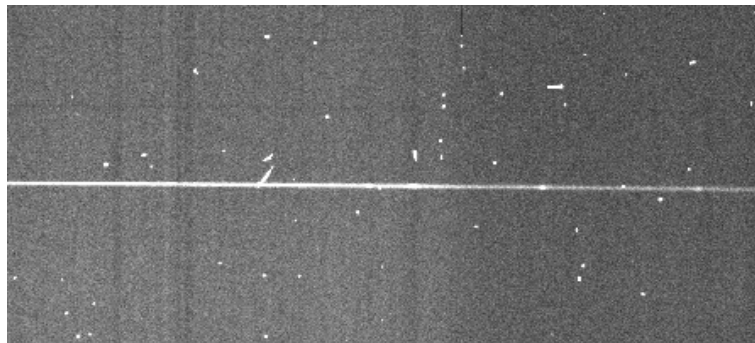


Figura 4.5: Imágen sin extraer cósmicos.

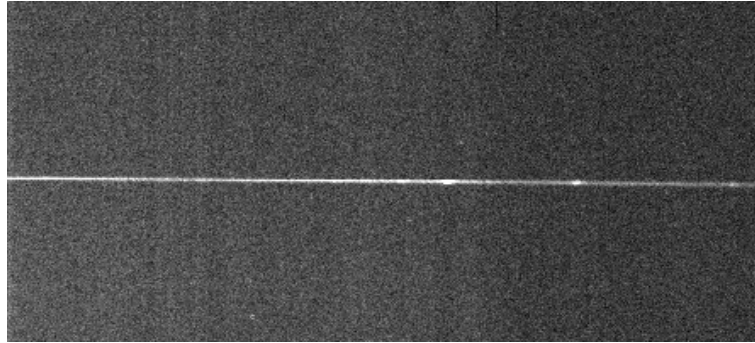


Figura 4.6: Imágen sin rayos cósmicos. Después de restar los rayos cósmicos mediante lacos.

Calibración

Las unidades originales de los espectros son píxeles y números de cuentas por píxel. Esto hay que traducir a Å , y unidades físicas de flujo como son $\text{ergcm}^2\text{s}^{-1}\text{Å}^{-1}$. En la primera parte se transforma el eje de dispersión de píxeles a Å , definiendo así el intervalo espectral, y en la segunda parte se hace la transformación de cuentas a flujo absoluto.

calibración de longitud de onda

Un arco es el espectro de una lámpara patrón, de uno o varios elementos de la que se conoce muy precisamente la longitud de onda de sus líneas de emisión. Las lámparas de calibración que poseen los espectrógrafos tiene líneas en emisión bien identificadas en la zona en la que estamos estudiando nuestro objeto. Los arcos son los que nos van a permitir tranformar el eje de dispersión de píxel a longitud de onda (esto es a Å). Esto son los pasos que se han seguido para las calibraciones:

1. Primero se extrae una sección espacial del espectro y con las líneas tabuladas características de las lámparas utilizadas, se identifican las líneas de nuestro arco (para ello hemos utilizado el programa **IDENTIFY**).
2. Con las líneas identificadas en el espectro unidimensional, se ajusta la función que da cuenta de la relación de transfromación de píxel a longitud de onda.
3. A continuación se hace el mismo procedimiento anterior pero para todas las

secciones espaciales del espectro bidimensional (programa **REIDENTIFY**) y utilizando, como solución de partida, la función ajustada en el paso anterior.

4. Una vez identificadas todas las líneas espectrales en cada sección espacial, el siguiente paso es ajustar una función bidimensional tanto en la dirección espectral como el espacial (programa **FITCOORDS**). Este es imprescindible por que existen efectos debidos a la óptica del instrumento que hacen que haya diferencias de posición de las líneas del arco en las diferentes secciones espaciales e incluso efectos de curvatura hacía los extremos del espectro.
5. Por último, hacemos la transformación de píxeles a longitud de onda fijando la longitud de onda inicial y la dispersión en \AA por píxel (programa **TRANSFORM**). Con este paso conseguimos dos cosas: 1) transformar de píxeles a \AA , 2) corregir la curvatura del espectro.

Calibración de flujo

Para la calibración en flujo se utilizan las observaciones realizadas cada noche de las estrellas estandares espectrofotométricas. Estas son estrellas para las que se conoce la distribución espectral de energía y con espectro de buena resolución, que nos dan para cada longitud de onda el flujo absoluto correspondiente. Antes de utilizarlas, al igual que para el caso de las imágenes del objeto, hay que quitarles los efectos instrumentales (overscan, bias y flat-field) y calibración en longitud de onda.

Una vez realizado esos pasos, la calibración en flujo se hace de la siguiente forma:

Primero extraemos todo el flujo de la estrella quitando la contribución del cielo, utilizando el programa **APALL**. Para quitar el cielo en la exposición de las estrellas se eligen dos zonas a cada lado del espectro de la estrella y se ajusta a una función que después se sustrae al espectro original.

El siguiente paso es comparar con los valores observados de flujo estándar de estas estrellas, es decir el flujo correspondiente a cada longitud de onda con los valores de las cuentas en el mismo intervalo en nuestras observaciones. A continuación, definimos las ventanas en el continuo de las estrellas para comparar entre el número de cuentas/seg y el flujo real en ese intervalo, para esto usamos el programa **STANDARD**. Este comando permite definir tantas ventanas como sea necesario para que

el muestreo sea suficiente, Este proceso se realiza para cada una de las estrellas espectrofotométricas observadas cada noche.

Una vez realizada la transformación anterior para cada estrella ya podemos obtener la curva de sensibilidad del sistema, es decir, la función que nos permite transformar a flujo real. Para ello se corrige previamente cada estrella del efecto de extracción atmosférico, la masa de aire y entonces se coloca la función de respuesta a cada red utilizando todas las estrellas observadas cada noche, esto se realiza con el programa **SENSFUNC**. Si disponemos de observaciones de una misma estrella varias veces en una noche podemos hacer un cálculo más fino de la curva de extinción y calcular mejor para cada masa de aire la extinción por longitud de onda.

4.6. Nuestra reducción de datos

A continuación explicaremos de forma más detallada como se ha realizado la parte de las reducciones de nuestros datos observados (los espectros obtenidos). tras la extracción del overscan que se encuentra en [1024:1072, 1:250] y la zona útil del CCD, que esta en la región [1:1024, 1:250] y que implica un intervalo espectral de 3900 Å a 6000 Å con una dispersión de $4.1 \text{ \AA}/\text{pixel}^{-1}$, realizamos la corrección de otros efectos instrumentales (en nuestro caso no es necesario la corrección de flat-field, pues solo necesitamos la calibración en longitud de onda debido a que nuestro objetivo es encontrar el periodo orbital del sistema y por el momento no es necesario el flujo). Luego utilizamos el programa **lacos** en cada exposición para eliminar los rayos cósmicos y poder así extraer el espectro unidimensional de cada objeto antes de realizar la calibración en longitud de onda y en flujo. Como SDSS J0018+3454 tiene varias exposiciones, de cada exposición extraemos la misma apertura. Una vez obtenido el espectro unidimensional individual se pasa a la calibración en longitud de onda.

En nuestras observaciones se tomó un arco cada 10 exposiciones (tanto del objeto y de la estrella espectrofotométrica), de manera que cada exposición tiene un arco asociado del que extraemos una sección unidimensional exactamente igual a la apertura utilizada en la exposición utilizada. De esta forma, se calibró en longitud de onda cada exposición del objeto unidimensional y de la estrella espectrofotométrica.

La calibración de flujo se ha realizado como se explicó en la sección 4.5.2. Una vez corregidos los efectos instrumentales y calibrados todos los espectros individuales, se suman los espectros unidimensionales extraídos de cada exposición, para obtener los espectros finales.

En la figura 4.7 podemos ver un espectro original sin calibración en longitud de onda y flujo. Este espectro aun tiene sus unidades originales como píxeles en el eje x y número de cuentas en el eje y . En el panel derecho de la figura 4.7 muestra el espectro final obtenido depuse de haber realizado todos los procesos de reducción (ver sección anterior), dando como resultado un espectro en longitud de onda (eje x) y flujo (eje y) listo para ser analizado.

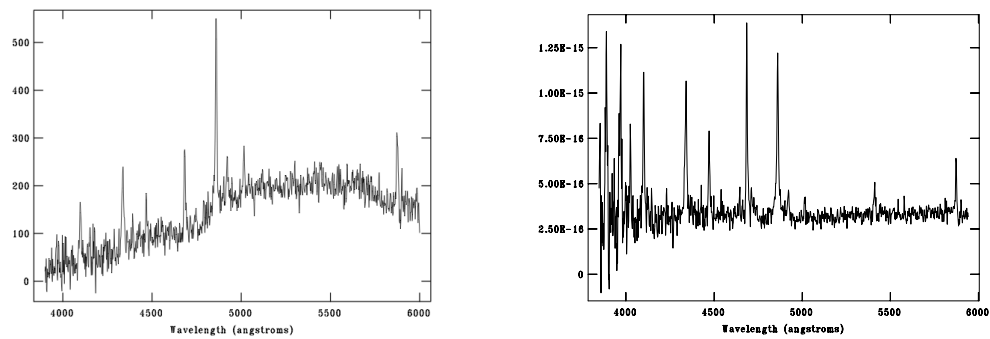


Figura 4.7: La imagen izquierda muestra un espectro original, en unidades de píxeles Vs Número de cuentas por píxel. La imagen derecha muestra un espectro procesado, donde hemos restado los Bias, rayos cósmico y hemos hecho la calibración en longitud de onda y flujo.

Capítulo 5

Análisis y Resultados

En este capítulo hablaremos del objeto de nuestra investigación SDSS J0018+3454 que corresponde a una variable cataclísmica de largo período, con magnitud 18.4 en el visible.

Aquí presentamos un estudio espectroscópico de SDSS J0018+3454, donde demostraremos que el valor más probable para su período orbital es $P_{orb} \sim 0.605 \pm 0.022$ días (~ 14.5226 hr.), ubicándola al final de la distribución de período orbital (figura 2.2), y clasificándola como una variable cataclísmica de largo período, haciéndola de gran importancia para la evolución de las CVs en su fase inicial.

El período orbital lo obtuvimos mediante la medición de las velocidades radiales del conjunto de líneas de absorción de la componente secundaria que es una estrella de tipo K4 V.

5.1. SDSS J0018+3454

SDSS J0018+3454 fue identificada como variable cataclísmica por Szkody et al. (2005 [21]) como resultado del proyecto Survey (SDSS). En este trabajo realizaron un estudio observacional de 44 sistemas binarios cercanos, dando como resultado 12 sistemas conocidos y 32 nuevas variables cataclísmicas entre ellas SDSS J0018+3454.

Szkody et al. (2005 [21]) realizaron un seguimiento observacional durante dos horas de SDSS J0018+3454 y no determinaron variaciones significativas de la velocidad radial relacionada con el período orbital del sistema. Pero en el espectro óptico de

SDSS J0018+3454 observaron líneas anchas de emisión de Balmer, He I y una fuerte línea de emisión de He II. Szkody et al. (2005 [21]) también realizaron polarimetría y no encontraron una polarización significativa dentro de las dos horas de observación

Del mismo modo Dillon et al. (2008 [22]) en el 2004/5 llevaron a cabo una campaña internacional de observación, donde realizaron el estudio de 15 variables cataclísmicas identificadas por el Sloan. En este proyecto ellos hicieron observaciones fotométricas de SDSS J0018+3454 durante cuatro horas. En este tiempo de observación no encontraron indicios de variación fotométrica con el tiempo correspondiente al período orbital (figura 5.1). Pero señalaron la presencia de líneas de absorción y la conclusión de que el sistema debe ser una variable cataclísmica de largo período con baja inclinación.

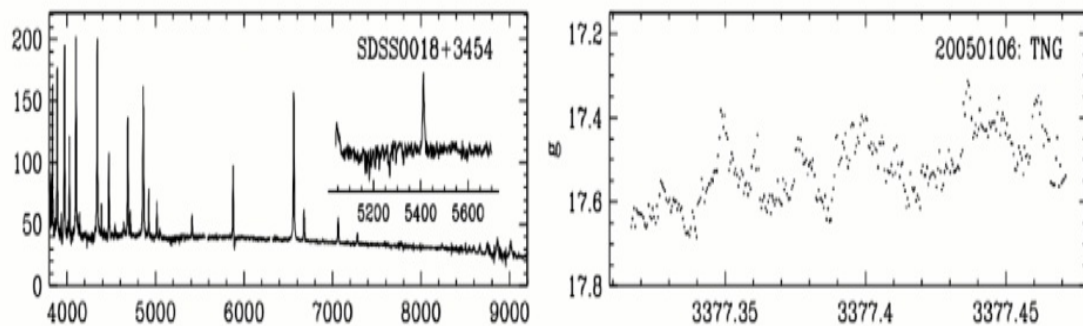


Figura 5.1: Espectro y curva de luz de SDSS J0018+3454 dada por M. Dillon et al. (2008).

5.2. Análisis

Nuestro principal objetivo en este trabajo fue determinar el período orbital de SDSS J0018+3454 y su clasificación, y de esta manera probar que es una variable cataclísmica de período largo haciéndolo un sistema de gran importancia para la comprensión de la evolución de estos sistemas.

Para cumplir con nuestro objetivo realizamos espectroscopía durante 10 noches (ver tabla 4.1), un tiempo mucho más largo que los que se hizo en los trabajos anteriores. Estas observaciones se realizaron con el Telescopio 2.12 m del Observatorio Nacional Astronómico de San Pedro Mártir, México (ver sección 4.2).

Los datos observados fueron reducidos según la descripción presentada en el capítulo 4. Para las reducciones hemos restado Bias, rayos cósmicos, realizamos la extracción de los espectros, calibración de longitud de onda y calibración de flujo (ver sección 4.5).

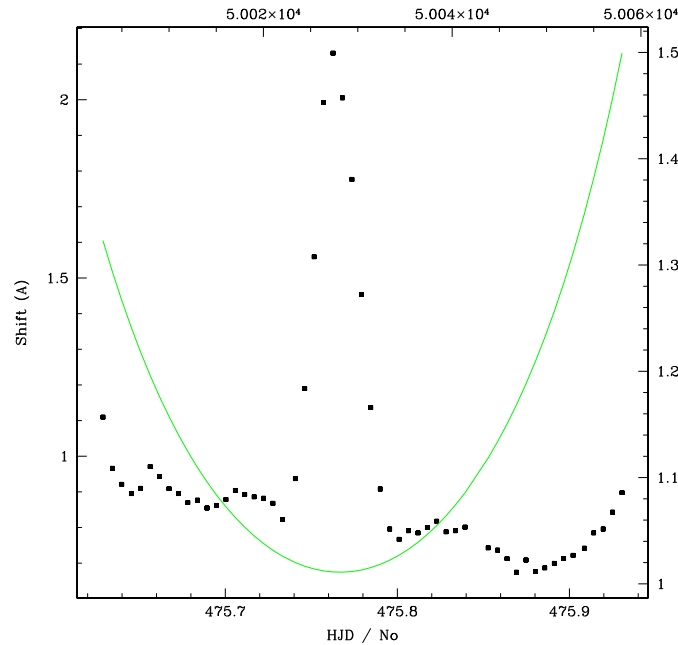


Figura 5.2: En esta gráfica se muestra el corrimiento espectral de la línea del cielo OI (λ 5577.34 Å) durante una noche de observación, debido a las flexiones presentadas por el telescopio 2.12 m de San Pedro Mártir. Los puntos negros corresponden a la línea OI y la línea verde es el seguimiento que hace el telescopio a SDSS J0018+3454 durante la noche de observación..

Respecto al espectrógrafo Boller & Chivens presenta fuertes flexiones dependiendo del ángulo horario. Esto lleva a que la posición en longitud de onda de una línea espectral pueda variar hasta cinco píxeles entre posiciones extremas nortesur del telescopio. Entonces, para un objeto dado, es factible encontrar variaciones en la posición en longitud de onda casi de un píxel por hora durante el seguimiento (http://haro.astrossp.unam.mx/Instruments/bchivens/flex20090118/bch_flexiones.htm).

Para corregir estas flexiones realizamos la calibración en longitud de onda de todos los espectros, mediante las lamparas de calibración tomadas durante la noche (ver sección 4.5.2). Luego tomamos la línea de emisión del cielo OI que emite siempre

a la misma longitud de onda 5577.34 \AA y que no presenta corrimientos espectrales naturales.

A dicha línea le aplicamos una gaussiana y monitoreamos el corrimiento espectral que tubo en toda la noche de observacion debido a las flexiones. Encontrando que OI presenta un corrimiento gradual de aproximadamente 1 \AA durante la noche, excepto en el cenit donde OI tiene un fuerte corrimiento hasta de 2.5 \AA , esto lo podemos ver en la figura 5.2. Finalmente realizamos el corrimiento adecuado a los espectros de SDSS J0018+3454 para corregir dichas flexiones llegando a una precisión de 0.1 \AA .

Al obtener el espectro de SDSS J0018+3454 calibrado correctamente, confirma la presencia de líneas de emisión de pico sencillo relativamente estrechas para a una variable cataclísmica, también se observa una fuerte línea de emsión de He II ($\lambda 4685 \text{ \AA}$), que sugiere que el sistemas es una VC magnética, además muestra líneas de absorción en el rango espectral en longitud de onda de 5100 a 5850 \AA que posiblemente corresponde a la estrella secundaria (ver fig. 5.3).

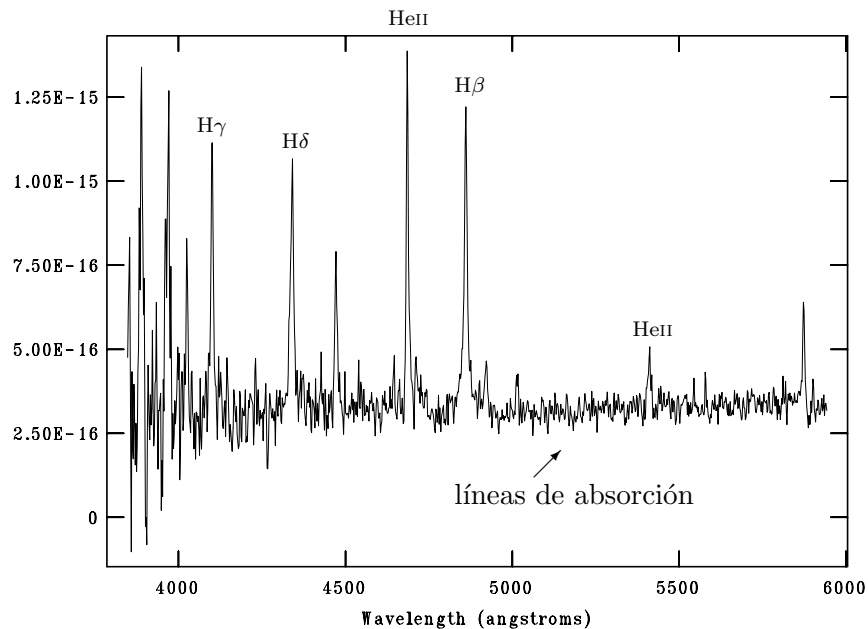


Figura 5.3: Espectro característico de SDSS J0018+3454

5.2.1. Velocidad radial

En un sistema binario su duplicidad es detectada por la superposición de dos espectros estelares normales, con desplazamientos periódicos de las líneas espectrales. Este desplazamiento se debe al movimiento orbital de ambas estrellas en torno al centro de masa. Dichos desplazamientos periódicos se observan debido al efecto Doppler, al medir estos desplazamientos lo podemos transformar en velocidades radiales y luego se llevan a un gráfico en función del tiempo, obteniéndose con ello una curva de velocidades radiales (figura 5.4).

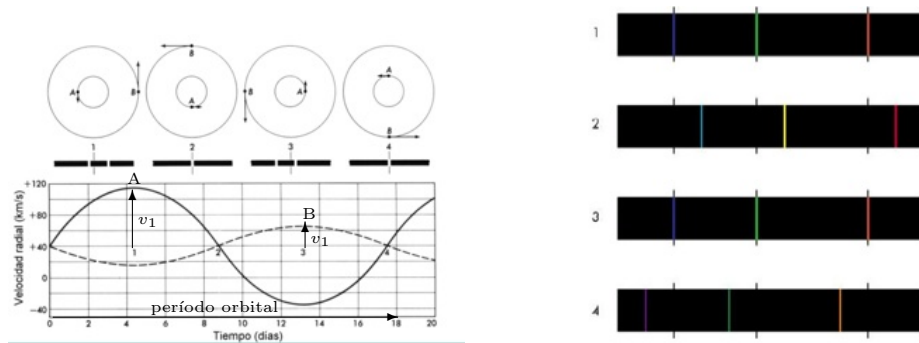


Figura 5.4: La imagen izquierda muestra un breve ejemplo de un sistema binario, que rota respecto a un centro de masa. Donde A y B son las correspondientes objetos que componen el sistema. En el panel inferior vemos como al rotar el sistema, se van corriendo las líneas espectrales tanto al azul como al rojo y de esta manera formando la curva de velocidad radial. La imagen derecha muestra las líneas espectrales del sistema corridas al azul y al rojo debido a la rotación del objeto binario.

Con el espectro de SDSS J0018+3454 limpio, procedimos a determinar la velocidad radial (VR). Normalmente en la mayoría de las VCs la VR se mide a través de líneas de emisión que se originan en el disco de acreción debido al flujo de materia sobre la mancha brillante y en pocas ocasiones a la emisión emitida de la cara de la estrella secundaria irradiada por rayos-X.

Sólo en pocos sistemas con períodos orbitales mayores a 6 o 7 horas se observan claramente las líneas de absorción que provienen de la estrella secundaria. Debido al anclaje mareal que existe entre la rotación de la estrella donante y el período orbital (ver sección 2.1), la velocidad radial obtenida a través de estas líneas de absorción dan una mejor respuesta a lo que es el período orbital, o a la velocidad radial de la componente estelar del sistema, es decir, una componente que por lo general no tiene otra velocidad que la velocidad orbital y que proviene del centro de la estrella.

Debido a que SDSS J0018+3454 presenta tanto líneas de emisión como de absorción, hemos medido la VR respecto a la línea de emisión de $H\beta$ (λ 4861.3 Å) y a las líneas de absorción que se encuentran en el rango espectral de 5100 - 5850 Å (figura 5.5).

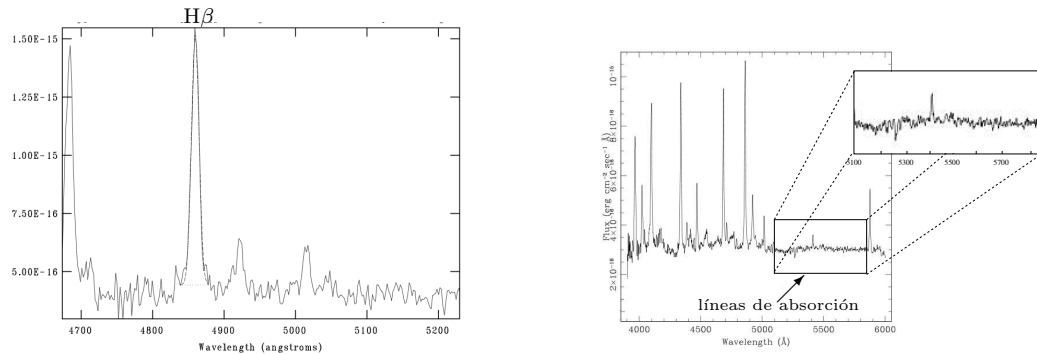


Figura 5.5: La imagen izquierda corresponde al ajuste Gaussiano aplicado a la línea de emisión de $H\beta$. La imagen derecha muestra el rango espectral de las líneas de absorción utilizadas para medir la velocidad radial mediante el paquete RVSAO de IRAF .

Para encontrar la velocidad radial característica de las líneas de absorción, utilizamos los espectros de Jacoby (Jacoby et al. 1984 [23]). De allí hemos tomado tres clases de espectros estándares, K 0 V, K 4 V y K 5 V, la cual produjeron resultados similares (figura 5.6), sin embargo K 4 V converge con el mayor número de líneas espectrales del objeto.

Luego procedimos a utilizar XCSAO del paquete RVSAO de IRAF, el cual es útil para calcular la velocidad radial de las estrellas. RVSAO calcula los desplazamientos tanto al rojo como al azul de las líneas espectrales, dichos desplazamientos se miden respecto a un espectro de una estrella estándar, esto se hace usando el método Cross-Correlation (Apéndice B).

En nuestro caso, hemos utilizado los tres espectros estándares tomados de Jacoby et al. (1984 [23]) calculamos la velocidad radial respecto a las líneas de absorción encontradas en el rango espectral de 5100 a 5850 Å (figura 5.5). De este análisis hemos obtenido una serie de velocidades radiales con una amplitud bastante grande.

Para encontrar la VR respecto a la línea de emisión de $H\beta$, hemos utilizado el paquete RVSAO de IRAF, ajustando una Gaussiana a dicha línea de emisión (fig 5.5), obteniendo el corrimiento de $H\beta$, luego mediante el efecto Doppler, encontramos la

velocidad radial correspondiente a $H\beta$, o la velocidad del sistema.

5.2.2. Determinación del período orbital

El análisis del período orbital se obtuvo a través de la velocidad radial, esto se hizo mediante una transformada discreta de Fourier (Discrete Fourier Transform DFT). DFT es una transformada de Fourier ampliamente empleada en tratamiento de señales para analizar las frecuencias presentes en la señal muestreada (apendice A).

Se determinó el período orbital respecto a la VR obtenida en las líneas de absorción, como para la línea de emisión de $H\beta$.

Al realizar el análisis del período orbital a partir de la VR de la líneas de absorción por medio de DFT, esta produjo un fuerte pico a una frecuencia de 1.6526 1/día (figura 5.7), debido a que el período es inversamente proporcional a la frecuencia ($P = 1/f$), obtenemos un período correspondiente a 14.522 ± 0.528 horas.

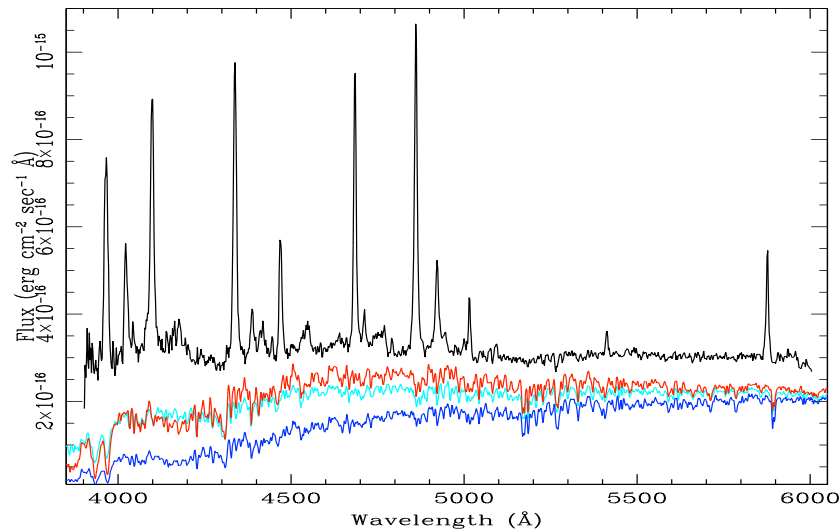


Figura 5.6: Comparación de los espectros de Jacoby et al. (1984) K4 V - rojo, KO V - azul claro, K5 V - línea azul, y el de SDSS J0018+3454.

Luego mediante el programa Period04 (Lenz & Breger, 2005 [24]), se realizó un ajuste para esta velocidad radial, dando como resultado:

$$VR = \gamma + K_{abs} \text{sen}(2\Phi/P_{abs}) \quad (5.1)$$

donde, $K_{abs} = 68 \text{ km s}^{-1}$ es la velocidad característica de la estrella secundaria, P_{abs} es el período encontrado respecto a las líneas de absorción y γ para este caso no es relevante pues se mide en relación con una estrella de campo.

En la figura 5.8 en el panel superior se muestra la curva de velocidad radial ajustada con este período.

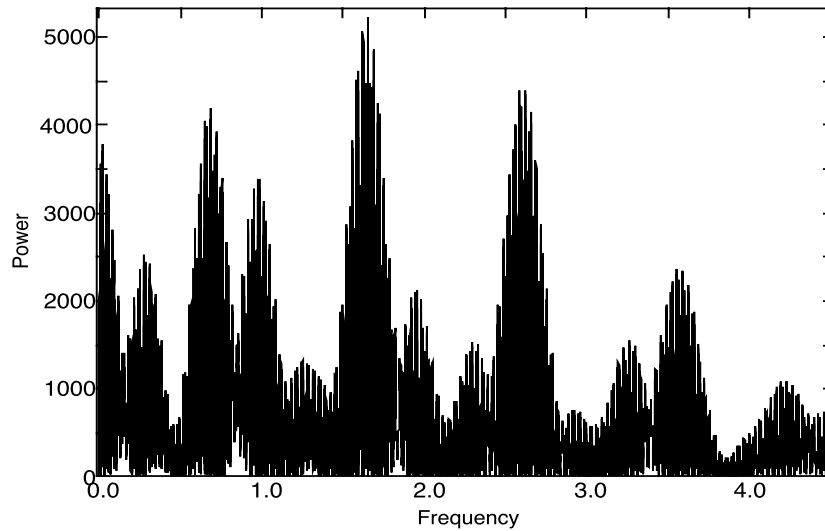


Figura 5.7: Espectro de potencias correspondiente a las mediciones de la curva de velocidad debido a las líneas de absorción, el pico más fuerte tiene una frecuencia de 1.65 (1/día) .

Curiosamente, al ajustar las mediciones de la velocidad radial de la línea de emisión con las de absorción no se correlacionan.

Al medir la velocidad radial con respecto a H_{β} ($\lambda 4861.3 \text{ \AA}$) utilizando el ajuste del período para las líneas de absorción (ecuación 5.1), se pierde el comportamiento periódico esperado, basandonos en los resultados obtenidos con las líneas de absorción, esto lo podemos ver en el panel superior e inferior de la figura 5.8.

Al parecer las mediciones de la velocidad radial del año 2009 y parte del año 2008 alrededor de 100 km/s no concuerdan o dicho de otra manera están fuera de

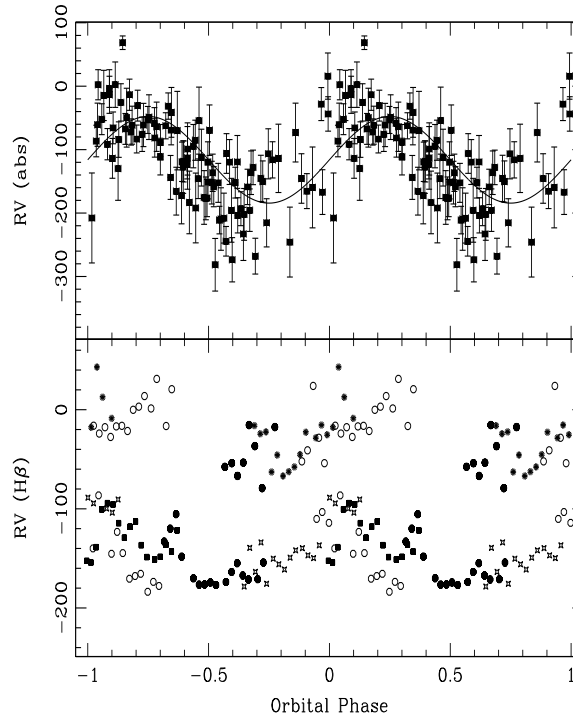


Figura 5.8: El panel superior muestra la curva de velocidad radial doblada con un período de 14.5 horas, este período es el período orbital más probable de SDSS J0018+3454. Dicho período se debe a las características de las líneas de absorción. El panel inferior muestra la curva de velocidad doblada con el período de 13.8 horas, característico a la línea de emisión de $H\beta$. Los puntos superiores son los datos obtenidos en el año 2009 y los puntos inferiores son los datos obtenidos en el año 2008.

los datos de diciembre de 2008 (panel inferior figura 5.8). Esto no es un error, por que al revisar la calibración en longitud de onda encontramos que tanto las líneas de absorción, como la línea natural del cielo no muestra cambios en longitud de onda.

En estos espectros medimos las líneas de emisión con una simple Gaussiana, pero aparentemente la línea contiene un componente ancha y menos intensa, pero es imposible separarla por la resolución espectral que utilizamos. Lo interesante sin embargo, que después de haber sido desplazada a la misma velocidad γ los datos de la velocidad radial de la línea de emisión a través de un análisis de Fourier muestran un pico en el espectro de potencia a una frecuencia de 1.7441 (1/día), correspondiente a un período orbital de 13.8 ± 0.03 horas (fig 5.9).

El mejor ajuste para la curva de velocidad radial para el período de 13.8 hrs

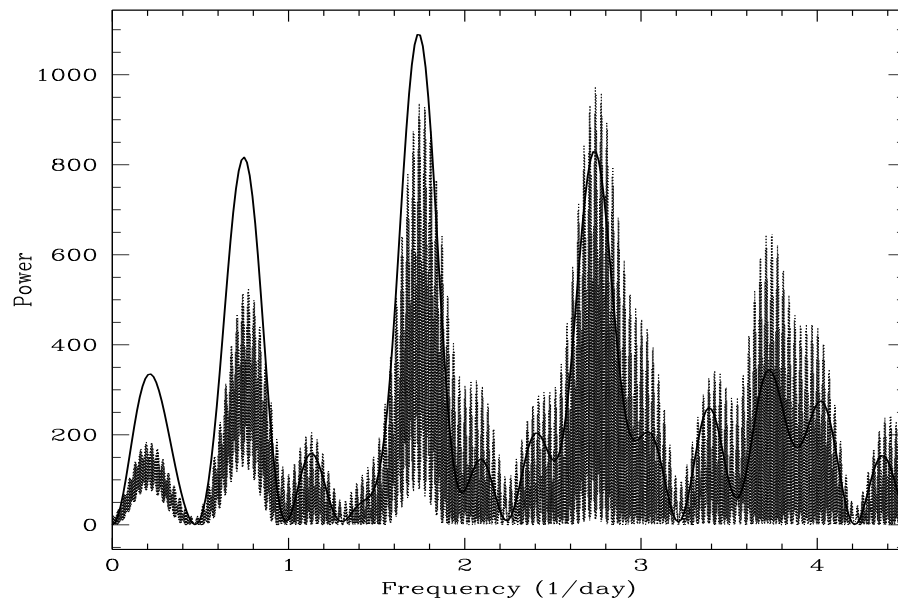


Figura 5.9: Espectro de potencia correspondiente a las mediciones de la curva de velocidad debido a la línea de emisión, dando una frecuencia de 1.7441 (1/día).

(Figura 5.10), obtenido con la línea de emisión $H\beta$ después del desplazamiento es:

$$VR = \gamma + K_{emis} \text{sen}(2\Phi/P_{ems}) \quad (5.2)$$

donde, $K_{emis} = 33 \text{ kms}^{-1}$.

Este período es tan solo el 5% más corto que el período mostrado por las líneas de absorción, de esta manera es una prueba más que SDSS J0018+3454 es una variable cataclísmica de **muy largo período orbital**.

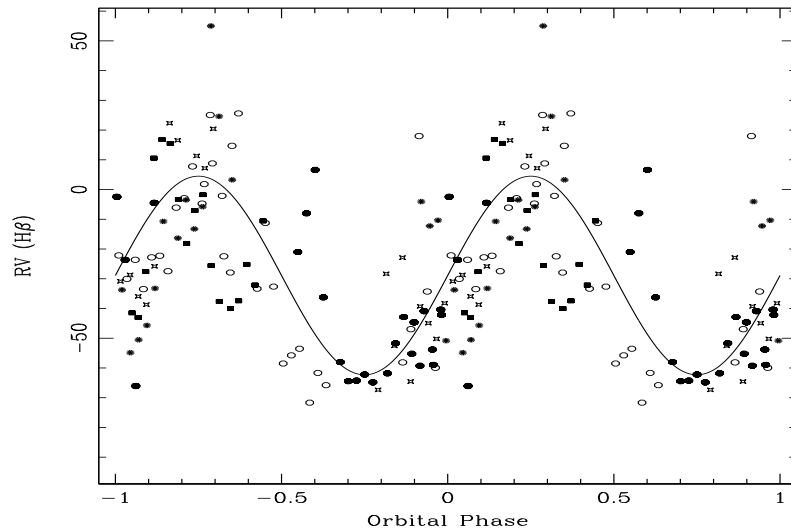


Figura 5.10: Curva de de la velocidad radial doblada para un período de 13.8 horas.

A que se debe la diferencia de períodos orbitales y cual es el período correspondiente de SDSS J0018+3454?

Como hemos mencionado anteriormente, las líneas de absorción reflejan el movimiento orbital de la secundaria, sin alternativa, ya que dichas líneas provienen directamente de ella y debido a que la fuerza de marea garantiza que el spin de la estrella secundaria este sincronizada con el período orbital del sistema. En cambio las líneas de emisión pueden tener diferentes fuentes. Debido a esto el período orbital más probable de SDSS J0018+3454 es el obtenido por las líneas de absorción, correspondiente a un período orbital igual a $P_{orb} \sim 14.522$ horas .

Particularmente en el caso de SDSS J0018+3454, debido a la presencia de HeII podemos sospechar que la enana blanca tiene un campo magnético fuerte, por tanto el material se acreta a través de las líneas de campo magnético, dirigiendose hacia el polo magnético de la EB, allí se forma una fuente de emisión de alta energía que ioniza el material acretado especialmente el helio.

El perfil de líneas de emisión también comprueba la naturaleza magnética del objeto. Normalmente las líneas de emisión que provien del disco de acreción de una VC, deben ser más anchas y con doble pico, Mientras tanto, si se forman en el chorro

de material van a tener un solo pico y serán más angostas y pueden tener velocidades mucho más altas que las formadas en el disco de acreción o en la mancha brillante del disco. Estas líneas angostas y de pico sencillo son exactamente las que muestra el espectro óptico de SDSS J0018+3454 calificándola como **VC Polar**.

Debido a la diferencia de períodos determinados a través de las líneas de emisión y absorción consideramos que SDSS J0018+3455 es un sistema **Polar asincronizado**. Por lo tanto, el período de rotación de la EB aun no ha llegado a sincronizarse con el período orbital debido a que se encuentra en la fase de una variable cataclísmica joven **recién entrando en contacto**.

Además de obtener una diferencia de períodos orbitales respecto a las líneas de absorción y emisión, también se obtiene una diferencia de velocidades radiales de la línea de emisión entre diferentes épocas (panel inferior figura 5.8), la cual indica que posiblemente la EB sea un sistema **Bipolar** y la acreción es alterada por los dos polos magnéticos.

Debido a estos procesos físicos que se observa en SDSS J0018+3454 podemos decir que este sistemas se clasifica como una **variable cataclísmica Bipolar asincronizada**, de un gran largo período orbital.

Capítulo 6

Conclusiones

El espectro óptico de SDSS J0018+3454 muestra líneas características de emisión estrechas y de pico sencillo, como líneas de Balmer de $H\gamma$, $H\beta$, $H\delta$, también muestra líneas de emisión de He II y líneas de absorción en un rango espectral de 5100 a 5850 Å.

Estas líneas junto con la líneas restantes de absorción se acoplan perfectamente con una estrella estándar obtenida de los espectros de Jacoby (Jacoby et al. 1984 [23]), la cual nos dice que posiblemente la estrella secundaria sea una estrella de secuencia principal tardía tipo K2 - K4 V (fig. 5.6).

La presencia de la fuerte línea de emisión de He II (λ 4685 Å), nos indica que se produce una ionización de helio. Esto ocurre debido a que el chorro de material que traspasa la estrella secundaria es distribuido por el campo magnético de la EB, siguiendo el campo magnético de dicha estrella e incide sobre la magnetosfera de la estrella primaria.

Este chorro forma un fuerte choque cerca de la superficie de la EB, que calienta el gas a altas temperaturas ($\sim 10^8 K$). El plasma de la región pos choque se enfría gradualmente y se asienta sobre la superficie de la EB emitiendo principalmente en rayos-X, a través de radiación Bremsstrahlung.

En la región de choque también se producen fotones altamente acelerados quedando con la energía necesaria que ioniza el material que rodea el punto de choque. Dicho material está compuesto principalmente de helio, por tanto, los fotones con energías que superan los 24 eV y 54 eV ionizarán el helio, esto se observa en sistemas Po-

lares. Debido a que SDSS J0018+3454 presenta estas características concluimos que es una variable cataclísmica Polar.

Al medir la velocidad radial tanto de las líneas de absorción (λ 5100-5850 Å) como de la línea de emisión de $H\beta$ (λ 4861.3 Å), hemos encontrado una diferencia notable de velocidades.

La velocidad radial encontrada respecto a las líneas de absorción es igual a 68 km s^{-1} . Al realizar el análisis para buscar el período orbital con dicha velocidad obtenemos un período igual a 14.52 horas. Mientras que para la línea de emisión encontramos una velocidad radial de 33 km s^{-1} , obteniendo un período de 13.8 horas.

Debido a que las líneas de absorción son el mejor indicador del período orbital (sección 5.2.1), concluimos que el período orbital más probable para el sistema SDSS J0018+3454 es de 14.52 horas. Uniéndose a algunos sistemas similares de períodos mayores a 12 horas, con características de una variable cataclísmica magnética.

Por la diferencia de períodos determinados a través de las líneas de emisión y absorción concluimos que SDSS J0018+3454 es un sistema POLAR ASINCRONIZADO. Por tanto el período de la EB no ha llegado a sincronizarse con el período orbital debido a que se encuentra en la fase de pre-variable cataclísmica caracterizándola como una VC joven.

Por otro lado, una fuerte diferencia de velocidades sistemática entre diferentes épocas de observación indica que el sistema Polar es bipolar y debido a esto el polo de acreción cambia con el tiempo.

SDSS J0018+3454 al tener este período orbital (14.52 h.), se ubica justo en la parte de sistemas de largo período, dando así una gran importancia en sus estudios y análisis para entender y describir la evolución de las VCs.

Debido a que se conocen muy pocas CVs con períodos mayores a 12 horas y a que SDSS J0018+3454 sea una de ellas, la hace interesante e importante para la comprensión de la evolución de estos sistemas, por tanto, seguimos realizando un seguimiento observacional, en la cual hemos realizado polarimetría, fonometría y espectroscopía para obtener su curva de luz, el spin de la enana blanca y su campo magnético con el fin de conocer sus parámetros físicos en detalle. Dicho estudio hace parte del inicio de mi Doctorado.

Bibliografía

- [1] R. Cannon, Department of Physics and Astronomy, University of Sussex, Falmer, Brighton BN1 9QH, UK.
- [2] C. Hellier, Cataclysmic Variable Stars, Springer, 2001.
- [3] Downes, R. A., Webbink, R. F., Shara, M. M., Ritter, H., Kolb, U., & Duerbeck, H. W 2001, PASP, 113, 764
- [4] Pringle, J. E., & Wade, R. A. 1985, Interacting Binary Stars,
- [5] Echevarria, J. 1983, RMxAA, 8, 109
- [6] Verbunt, F., & Zwaan, C. 1981, A&A, 100, L7
- [7] Howell, R. R., et al. 2001, JGR, 106, 33129
- [8] Rappaport, S., Verbunt, F., & Joss, P. C. 1983, ApJ, 275, 713
- [9] Kolb, U., & Stehle, R. 1996, MNRAS, 282, 1454
- [10] Ritter, H., & Kolb, U. 2003, VizieR Online Data Catalog, 5113, 0
- [11] Paczynski, B., & Sienkiewicz, R. 1983, ApJ, 268, 825
- [12] Spruit, H. C., & Ritter, H. 1983, A&A, 124, 267
- [13] Dillon, M., et al. 2008, MNRAS, 386, 1568
- [14] Paczyński, B. 1981, AcA, 31, 1
- [15] Patterson, J. 1984, ApJS, 54, 443

-
- [16] B. Warner 1995, *Cataclymic Variable satars*, Cambridge astrophysics series, 28.
- [17] Gänsicke, B. T. 2000, *Reviews in Modern Astronomy*, 13, 151
- [18] Sion, E. M. 1999, *PASP*, 111, 532
- [19] Echevarría, J. 2003, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, 19, 41
- [20] G. Pieter & Dokkum v. 2001, *PASP*, 91125
- [21] Szkody, P., & Henden, A. 2005, *Journal of the American Association of Variable Star Observers (JAAVSO)*, 34, 11
- [22] Dillon, M., et al. 2008, *MNMRAS*, 386, 1568
- [23] Jacoby, G. H., Hunter, D. A., & Christian, C. A. 1984, *ApJS*, 56, 257
- [24] Lenz P., Breger M. 2005, *CoAst*, 146, 53
- [25] Mink, D. J., & Kurtz, M. J. 1998, *Astronomical Data Analysis Software and Systems VII*, 145, 93

Apéndice A

Las Series Discretas de Fourier

Considerando una secuencia $\tilde{x}(n)$ que es periódica con período N , de forma que $\tilde{x}(n) = \tilde{x}(n + kN)$ para cualquier valor entero de k . Es posible representar a $\tilde{x}(n)$ en términos de series de Fourier, esto es, por sumas de secuencias de senos y cosenos, o equivalentemente por secuencias de exponenciales complejas, con frecuencias que son múltiplos enteros de la frecuencia fundamental $2\pi/N$ asociada con la secuencia periódica. En contraste con las series de Fourier de funciones periódicas continuas, existen solamente N distintas exponenciales complejas que tienen un período que es un submúltiplo entero del período fundamental N . Esto es una consecuencia del hecho de que la exponencial es compleja

$$e_k = e^{j(2\pi/N)nk} \quad (\text{A.1})$$

Es periódica en k con un período de N . Así, $e_0(n) = e_N(n)$, $e_1(n) = e_{N+1}(n)$, etc., y consecuentemente el conjunto de N exponenciales complejas en la ec. (ec. A.1) con $k = 0, 1, 2, \dots, N-1$ denon todas las exponenciales complejas distintas con frecuencias que son un múltiplo entero de $2\pi/N$. Así la representación en series de Fourier de una secuencia periódica, $\tilde{x}(n)$, necesita contener solo N de estas exponenciales complejas y por esta razón tiene la forma

$$\tilde{x}(n) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} \tilde{X}(k) e^{j(2\pi/N)nk} \quad (\text{A.2})$$

La constante multiplicativa $1 = N$ ha sido incluida por conveniencia y, por su-

puesto, no tiene un efecto importante sobre la naturaleza de la representación. Para obtener los coeficientes $\tilde{X}(k)$ a partir de la secuencia periódica $\tilde{x}(n)$, se usa el hecho de que

$$\frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} e^{j(2\pi/N)nk} = \begin{cases} 1, & \text{para } r = mN, m \text{ un entero} \\ 0, & \text{de otro modo} \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

Por lo tanto, multiplicando ambos lados de la ec. (A.2) por $e^{-j(2\pi/N)nr}$ y sumando de $n = 0$ hasta $N - 1$, se obtiene

$$\sum_{n=0}^{N-1} \tilde{x}(n) e^{-i(2\pi/N)nr} = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{k=0}^{N-1} \tilde{X}(k) e^{j(2\pi/N)(k-r)n} \quad (\text{A.4})$$

O, intercambiando el orden de la suma sobre el lado derecho de la ecuación

$$\sum_{n=0}^{N-1} \tilde{x}(n) e^{-i(2\pi/N)nr} = \sum_{k=0}^{N-1} \left[\frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \tilde{X}(k) e^{j(2\pi/N)(k-r)n} \right] \quad (\text{A.5})$$

Y usando la ec. A.3

$$\sum_{n=0}^{N-1} \tilde{x}(n) e^{-i(2\pi/N)nr} = \tilde{X}(r) \quad (\text{A.6})$$

Por lo que los coeficientes $\tilde{X}(k)$ en la ec. (A.2) se obtienen de la relación

$$\tilde{X}(k) = \sum_{n=0}^{N-1} \tilde{x}(n) e^{-j(2\pi/N)nk} \quad (\text{A.7})$$

Nótese que la secuencia $\tilde{X}(k)$ dada por la ecuación (A.7) es periódica con un período de N ; $\tilde{X}(0) = \tilde{X}(N)$, $\tilde{X}(1) = \tilde{X}(N + 1)$, etc. Esto es consistente, por supuesto, consistente con el hecho de que las exponenciales complejas de la ec. (A.1) son solamente distintas para $k = 0, 1, \dots, N - 1$, y de esto modo solo puede haber N coeficientes distintos en la representación en series de Fourier de una secuencia periódica.

Las ecuaciones (A.2) y (A.7) juntas pueden ser vistas como un par de transformación y se reeren como la representación en series discretas de Fourier (SDF) de una

secuencia periódica. Por conveniencia en la notación estas ecuaciones generalmente se escriben en términos de W_N denido como

$$\tilde{X}(k) = \tilde{x}e^{-j(2\pi/N)} \quad (\text{A.8})$$

De esta forma el par de SDF de análisis y síntesis queda expresado como

$$\tilde{X}(k) = \sum_{n=0}^{N-1} \tilde{n}(n)W_N^{kn} \quad (\text{A.9})$$

$$\tilde{X}(k) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \tilde{x}(k)W_N^{-kn} \quad (\text{A.10})$$

A.1. La Transformada Discreta de Fourier

Una secuencia periódica puede ser representada por series de Fourier. Con la correcta interpretación, la misma representación puede ser aplicada a secuencias de duracion finita. La representación de Fourier resultante para secuencias de duración finita es lo que se conoce como la transformada discreta de Fourier (TDF).

Se puede representar una secuencia de duración finita de largo N por una secuencia periódica con período N , un período de la cual es idéntica a la secuencia de duración finita.

Consideremos una secuencia de duración finita $x(n)$ de largo N de forma que $x(n) = 0$ excepto en el intervalo $0 \sim n \sim (N-1)$. Claramente una secuencia de largo M menor que N también puede considerarse de largo N , teniendo amplitud cero los últimos $(N-M)$ puntos del intervalo. La secuencia periódica correspondiente de período N , para la cual $x(n)$ es un período, será denotada por $\tilde{x}(n)$ y está dada por

$$\tilde{x}(n) = \sum_{r=-\infty}^{\infty} x(n+rN) \quad (\text{A.11})$$

Dado que $x(n)$ es de largo finito N no hay solapamiento entre los términos $x(n+rN)$ para diferentes valores de r . Así, la ecuación (A.11) puede ser escrita alternativamente como

$$\tilde{x}(n) = x(n \% N) \quad (\text{A.12})$$

donde $\%$ indica la operación módulo. La secuencia de duración finita $x(n)$ es obtenida a partir de $(\tilde{x})(n)$ extrayendo un período;

$$x(n) = \begin{cases} \tilde{x}(n), & 0 \leq n \leq N - 1 \\ 0, & \text{de otro modo} \end{cases} \quad (\text{A.13})$$

Por conveniencia en la notación, es útil definir la secuencia rectangular $R_N(n)$ dada por

$$R_N(n) = \begin{cases} 1, & 0 \leq n \leq N - 1 \\ 0, & \text{de otro modo} \end{cases} \quad (\text{A.14})$$

Con esta notación la ecuación de arriba puede escribirse como

$$x(n) = \tilde{x}R_N(n) \quad (\text{A.15})$$

Como se escribió en la sección anterior, los coeficientes de la serie de Fourier discreta $\tilde{X}(k)$ de la secuencia periódica $\tilde{x}(n)$ son en sí mismas una secuencia periódica con período N . Para mantener una dualidad entre los dominios del tiempo y frecuencia, se escogerán los coeficientes de Fourier que se asocian con la secuencia de duración finita correspondiente a un período de $\tilde{X}(k)$. Así, con $X(k)$ denotando los coeficientes de Fourier que se asocian con $x(n)$, $X(k)$ y $\tilde{X}(k)$ están relacionados por

$$\begin{aligned} \tilde{X}(kn) &= X(k \% N) \\ X(k) &= \tilde{X}(k)R_N(k) \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

De la sección anterior, $\tilde{X}(k)$ y $\tilde{x}(k)$ están relacionadas por

$$\tilde{X}(k) = \sum_{n=0}^{N-1} \tilde{x}(n)W_N^{kn} \quad (\text{A.17})$$

$$\tilde{X}(k) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} \tilde{X}(k) W_N^{-kn} \quad (\text{A.18})$$

Ya que las sumas en las ecs. (A.17) y (A.18) involucran solamente el intervalo entre 0 y $N - 1$, se deduce que

$$X(k) = \begin{cases} \sum_{n=0}^{N-1} x(n) W_N^{kn}, & 0 \leq k \leq N - 1 \\ 0, & \text{de otro modo} \end{cases} \quad (\text{A.19})$$

$$x(n) = \begin{cases} \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} X(k) W_N^{-kn}, & 0 \leq k \leq N - 1 \\ 0, & \text{de otro modo} \end{cases} \quad (\text{A.20})$$

El par de transformadas dadas por las ecs. (A.19) y (A.20) se conocen como la transformada discreta de Fourier (TDF), con la ec. (A.19) representando la transformada de análisis y la ec. (A.20) la transformada de síntesis ⁹.

⁹Acerca de la Transformada Discreta de Fourier se puede ver en más detalle en <http://delta.cs.cinvestav.mx/ fraga/Cursos/PDI/tdf.pdf>.

Apéndice B

RVSAO un paquete de velocidades radiales de IRAF

RVSAO es un paquete externo de **IRAF**, fue desarrollado en el observatorio astrofísico Smithsonian (Smithsonian Astrophysical Observatory), para calcular los desplazamientos tanto al rojo como al azul de los espectros de una manera tan automática como sea posible. RVSAO se ha utilizado para varios estudios de grandes corrimientos al rojo y también se utiliza para trabajar velocidades radiales estelares (Douglas J. et al. 1998 [25]). Hay dos tareas principales en el paquete, **XCSAO** y **EMSAO**

1. **XCSAO** Correlaciona la transformada de Fourier de un objeto contra el espectro de la transformaciones de un conjunto de plantillas de espectros con cambios espectrales conocidos para así obtener la velocidad y su error correspondiente.
2. **EMSAO** encuentra líneas de emisión en un espectro y calcula los centros observados, consiguiendo cambion individuales y los errores para cada línea, así como una velociad unica combinando todas las líneas.

Una versión anterior de la tarea XCSAO, que calcula las velocidades radiales de los espectros corridos al rojo con cross-correlation, ha sido descrito por Kurtz et al. (1995). Y la tarea EMSAO, que identifica automáticamente las líneas de emisión en un espectro calcula su corrimiento al rojo ha sido descrito por Mink & Watt (1992).

Mink & Wyatt (1992) describió cómo estas tareas de IRAF podrían combinarse para reducir grandes cantidades de datos en una fuente de información.