

**UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN  
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS**



**TESIS**

**SOBRE EL PERIODO ORBITAL DE LA VARIABLE  
CATACLÍSMICA V767 Cyg**

**PRESENTA**

**PABLO DE LA CRUZ GARCÍA LÓPEZ**

**PARA OBTENER EL GRADO DE MAESTRÍA EN  
ASTROFÍSICA PLANETARIA Y TECNOLOGÍAS AFINES**

**ENERO, 2018**

**UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN  
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS  
CENTRO DE INVESTIGACIÓN EN CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS**



**TESIS**

**SOBRE EL PERIODO ORBITAL DE LA VARIABLE  
CATACLÍSMICA V767 Cyg**

**PRESENTA**

**PABLO DE LA CRUZ GARCÍA LÓPEZ**

**PARA OBTENER EL GRADO DE MAESTRÍA EN  
ASTROFÍSICA PLANETARIA Y TECNOLOGÍAS AFINES**

**ENERO, 2018**

**UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN**  
**FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO-MATEMÁTICAS**

Los miembros del comité de revisión de reporte de proyecto recomendamos que el trabajo titulado “Sobre el periodo orbital de la variable cataclísmica V767 Cyg”, realizado por el alumno Pablo de la Cruz García López, con número de matrícula 205488, sea aceptado para su defensa y cumplir con los requisitos para obtener el grado de Maestría en Astrofísica Planetaria y Tecnologías Afines.

---

Dr. Andrés Alberto Avilés Alvarado

Presidente

---

Dr. Eduardo Pérez Tijerina

1<sup>er</sup> Vocal

---

Dr. Carlos Esteban Chávez pech

2<sup>do</sup> Vocal

## **DEDICATORIA**

**Mi agradecimiento a el Dr. Andrés Avilés mi director de Tesis por su paciencia y su iniciativa para ayudarme a salir adelante en las dificultades propias de la investigación.**

**De la misma manera mi agradecimiento al coordinador de la Maestría Dr. Eduardo Pérez Tijerina que siempre estuvo al pendiente de las necesidades de los estudiantes y por su arduo trabajo en beneficio del desarrollo de la Maestría así como de los estudiantes y profesores.**

**Así también mi agradecimiento a todos mis Maestros por su dedicación y enseñanzas durante mi estancia en esta Facultad de Físico Matemáticas de la Universidad Autónoma de Nuevo León México**

**También mi agradecimiento especial al Director de la Facultad Rogelio Sepúlveda Guerrero que siempre estuvo al pendiente y nos brindó su apoyo incondicional.**

**Dedico este trabajo a mi esposa por su paciencia y por las horas que deje de estar con ella.**

**Por esas largas noches de desvelo y por su gran ayuda que sin ella no hubiera sido posible.**

**Por esas palabras y muestras de apoyo que me daban fuerzas para seguir adelante.**

**También a mi hija Ivonne y a mis nietas Dana Sofía y Sara Paola por esas palabras de mi hija que fueron fuente de inspiración en mi investigación.**

**Igualmente a mi hijo Daniel, por su comprensión así como a mi angelito Kristian Paul que siempre estuvo conmigo y fue la inspiración para seguir adelante esos momentos de desaliento.**

## RESUMEN

En esta tesis presentamos un estudio observacional donde empleamos tanto la técnica de fotometría diferencial como espectroscopia óptica, ambas con resolución temporal, para constreñir el periodo orbital de la variable cataclísmica V767 Cyg por primera vez.

A partir del análisis de la curva de luz en la banda V, además de la curva de velocidad radial para las líneas  $H_\alpha$  y  $H_\beta$ , obtenidas durante dos campañas de observación diferentes, empleando los métodos de la Transformada Rápida de Fourier y el Periodograma Lomb – Scargle encontramos que la binaria tiene un periodo orbital de  $0.16537 \pm 0.012$  días.

# ÍNDICE GENERAL

ÍNDICE GENERAL.....	VII
ÍNDICE DE FIGURAS.....	VIII
ÍNDICE DE TABLAS.....	VIII
INTRODUCCIÓN.....	1
1.1 SISTEMAS ESTELARES BINARIOS .....	1
1.2 TIPOS DE SISTEMAS BINARIOS.....	1
1.3 GEOMETRÍA DE ROCHE PARA UN SISTEMA BINARIO .....	3
1.4 ESTRELLAS VARIABLES. ....	7
1.5 ESTRELLAS VARIABLES CATACLÍSMICAS.....	7
1.6 TRANSFERENCIA DE MASA .....	9
1.7 CLASIFICACIÓN DE LAS VARIABLES CATACLÍSMICAS.....	12
1.7.1 NOVAS .....	12
1.7.2 VARIABLES TIPO U GEMINORUM.....	13
1.8 EVOLUCIÓN DE UNA VARIABLE CATACLÍSMICA .....	14
1.9 CARACTERÍSTICAS ESPECTRALES DE LAS COMPONENTES DE UNA VARIABLE CATACLÍSMICA.....	17
1.9.1 ENANA BLANCA. ....	17
1.9.2 ENANA ROJA.....	18
1.9.3 DISCO DE ACRECIÓN.....	18
1.9.4 DESPLAZAMIENTOS DOPPLER.....	20
1.9.5 LÍNEAS DOBLES DEL DISCO DE ACRECIÓN.....	20
1.10 V767 CYG .....	21
OBSERVACIONES Y REDUCCIÓN DE DATOS .....	23
2.1 OBSERVACIONES FOTOMÉTRICAS .....	23
2.2 OBSERVACIONES ESPECTROSCÓPICAS.....	27
ANÁLISIS DE DATOS.....	30
3.1 FOTOMETRÍA.....	30
3.2 ESPECTROSCOPIA.....	31
DISCUSIÓN.....	36
CONCLUSIONES.....	37
BIBLIOGRAFÍA.....	39

# ÍNDICE DE FIGURAS

FIGURA 1 ARRIBA SE PRESENTA LA CONFIGURACIÓN DE UN SISTEMA BINARIO SEPARADO, EN LA PARTE CENTRAL SE MUESTRA A UN SISTEMA SEMI-SEPARADO Y EN LA PARTE INFERIOR SE PRESENTA LA GEOMETRÍA DE UN SISTEMA BINARIO EN CONTACTO.	2
FIGURA 2 SECCIONES EN EL PLANO ORBITAL DE EQUIPOTENCIALES DE ROCHE PARA UN SISTEMA BINARIO CON COCIENTE DE MASA $Q = 0.25$ . IMAGEN TOMADA DE FRANK, KING AND RAINÉ 2002.	5
FIGURA 3 ESQUEMA DE LA DISTRIBUCIÓN DE LAS COMPONENTES DE UNA VARIABLE CATACLÍSMICA NO MAGNÉTICA.	8
FIGURA 4 PERFIL RADIAL DE LA SISTEMA V767 CYG PARA ESTIMAR EL RADIO DE APERTURA PARA LA FOTOMETRÍA DIFERENCIAL.	24
FIGURA 5 CAMPO ESTELAR DEL SISTEMA V767 CYG. SE MUESTRA LA POSICIÓN DE LA ESTRELLA TYC-3937-1571-1 UTILIZADA COMO REFERENCIA PARA DETERMINAR EL BRILLO DE V767 CYG.	25
FIGURA 6 COMPARACIÓN DE LA VARIACIÓN DE BRILLO DEL SISTEMA V767CYG CON RESPECTO A TRES ESTRELLAS DENTRO DEL CAMPO. LAS ESTRELLAS DE CAMPO NO MUESTRAS CAMBIOS SIGNIFICATIVOS DE BRILLO EN EL TIEMPO	26
FIGURA 7 ESPECTROS CO-SUMADOS REPRESENTATIVOS DEL ESTADO DEL SISTEMA DURANTE LAS CAMPAÑAS DE OBSERVACIÓN	29
FIGURA 8 (A) CURVA DE LUZ EN EL FILTRO V. (B) CURVA DE LUZ CON DESPLAZAMIENTO VERTICAL. (C) ESPECTRO DE POTENCIAS NORMALIZADO LOMG-SCARGLE (NARANJA) Y DFT (VIOLETA). (D) CURVA DE LUZ AJUSTADA CON $P_{\text{PHOT}}$ .	31
FIGURA 9 (A) ESPECTRO DE POTENCIAS NORMALIZADO, (B) CURVA DE VELOCIDAD RADIAL AJUSTADA CON $F_{\text{HA}} = 7.07120395 \text{ DÍAS}^{-1}$ .	32
FIGURA 10 IGUAL QUE EN FIGURA 6	33
FIGURA 11 ESPECTROS DE POTENCIA NORMALIZADOS PARA FOTOMETRÍA Y ESPECTRSCOPIA	35
FIGURA 12 DATOS ESPECTROSCÓPICOS Y FOTOMÉTRICOS AJUSTADOS CON AMBOS PERIODO ESPECTROSCÓPICOS	35

# ÍNDICE DE TABLAS

TABLA 1 RESUMEN DE LAS OBSERVACIONES CON RESOLUCIÓN TEMPORAL EN LA BANDA V PARA EL SISTEMA V767 CYG.....	26
TABLA 2 RESUMEN DE LAS OBSERVACIONES ESPECTROSCÓPICAS CON RESOLUCIÓN TEMPORAL PARA EL SISTEMA V767 CYG .....	28
TABLA 3 PARÁMETROS DE LA CURVA DE VELOCIDAD RADIAL .....	34



# CAPÍTULO 1

## INTRODUCCIÓN

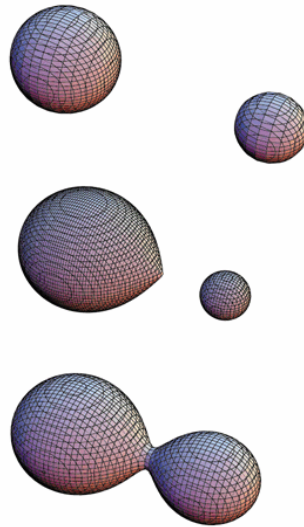
### 1.1 Sistemas Estelares Binarios

Las estrellas que vemos en el cielo nocturno las podemos clasificar en dos categorías. Estrellas aisladas, como nuestro Sol, que pueden llegar a albergar sistemas planetarios alrededor de ellas. También hay pares de estrellas, con las dos componentes moviéndose en órbitas ligadas alrededor de su centro de masa, a las cuales llamamos estrellas binarias. Programas observacionales extensivos han demostrado que estrellas aisladas son tan comunes como estrellas binarias (Abt, 1983), o de otra manera, hay 50 % más estrellas aisladas en el cielo que puntos de luz observables. Esto significa que las componentes de estos sistemas binarios están tan cerca que no podemos resolverlos espacialmente como dos estrellas separadas. De manera correcta, ellas son referidas como estrellas binarias cercanas. De hecho, se ha descubierto un número sustancial de binarias visuales cuyas componentes son binarias cercanas, de modo que algunas estrellas aparentemente dobles, o incluso triples, se ha encontrado que son sistemas cuádruples o séxtuples. Por ejemplo, la estrella más brillante en la constelación de Géminis,  $\alpha$  Gem, o Castor, es una binaria visual, con las dos componentes separadas 2 segundos de arco, y con un periodo orbital de 420 años. Ambas estrellas se sabe que también son binarias cercanas, con periodos orbitales de 2.9 años para  $\alpha^1$  (Castor A) y 9.2 años para  $\alpha^2$  (Castor B). Además, hay una tercer componente, Castor C, a 73 segundos de arco de separación, que está ligada gravitacionalmente al par visual y es por sí misma una binaria cercana eclipsante (YY Gem), con un periodo de 0.8 días. De modo que Castor es un en realidad un sistema de seis estrellas, (Hilditch, 2001).

### 1.2 Tipos de sistemas binarios.

La clasificación, introducida por Kopal (1955), de binarias separadas, semi-separadas y de contacto se basó en el análisis de curvas de luz fotométricas de sistemas eclipsantes,

complementado por observaciones espectroscópicas para determinar cocientes de masa, masas, separaciones y temperaturas. Debido al impacto que ha tenido este esquema en nuestra comprensión posterior de la evolución de estrellas binarias, los conceptos han permanecido en uso, e incluso se usan en sistemas que no muestran eclipses, pero cuyas propiedades son inferidas por medio de otros procesos. El modelo de Roche para estrellas binarias identifica dos volúmenes o Lóbulos, cada uno centrado en el centro de masa de una componente, que define el volumen máximo que cada estrella ocupa. Esto es, cualquier partícula dentro de un lóbulo pertenece gravitacionalmente solo a ese lóbulo; partículas fuera de los dos lóbulos pertenecen gravitacionalmente a la binaria completa. Binarias cuyas componentes yacen dentro de éstos lóbulos de Roche se describen como sistemas separados; aquellos en los que una componente llena su lóbulo de Roche, mientras que su compañera yace dentro del volumen del lóbulo de Roche, son sistemas semi-separados; y aquellos para los cuales ambas componentes llenan, o incluso sobrepasan, sus lóbulos de Roche son sistemas en contacto, ver Figura 1.



**Figura 1** Arriba se presenta la configuración de un sistema binario separado, en la parte central se muestra a un sistema semi-separado y en la parte inferior se presenta la geometría de un sistema binario en contacto.

La importancia de observar sistemas viarios interactuantes no puede ser sobre estimado. Éstos sistemas son precursores de algunos de los fenómenos más exóticos en el Universo: candidatos a agujeros negros binarios, pulsares de mili segundos, candidatos a súper nova tipo Ia – empleados como indicadores de distancias extra galácticas, y sistemas binarios degenerados – considerados como fuentes de radiación gravitacional y posibles progenitores de estallidos de rayos gama. Sistemas en los cuales se puede observar transferencia de masa a través de un disco de acreción resultan laboratorios ideales para la comprensión del fenómeno de acreción sobre objetos compactos, formación de objetos estelares jóvenes y la formación de planetas, al igual que brindan una visión de los mecanismos responsables de fenómenos poderosos a gran escala como galaxias activas o cuásares.

### **1.3 Geometría de Roche para un sistema binario**

La geometría y forma de las componentes estelares de un sistema binario están definidas por el potencial de Roche, determinado por el cociente de masa de las componentes estelares  $q = M_2 / M_1$ , donde  $M_1$  es la masa de la estrella primaria,  $M_2$  es la masa de la estrella secundaria, y de la separación del sistema binario,  $a$ . La superficie equipotencial que define el volumen en el espacio sobre el cual el campo gravitacional de una estrella ejerce una fuerza de atracción sobre una partícula de prueba se denomina Lóbulo de Roche. Para el caso de estrellas aisladas o estrellas compactas éste tendrá forma esférica. En el caso de estrellas binarias, el lóbulo de cada estrella será elipsoidal debido a la deformación que produce la mutua fuerza de gravedad entre las componentes. La geometría de los Lóbulos de Roche en un sistema binario está definida en base a la masa de las componentes y su separación.

Usando el centro de la estrella primaria como el origen para un sistema en coordenadas cartesianas  $(x, y, z)$ , el eje  $z$  es, paralelo al eje de rotación y el eje  $x$  se localiza a lo largo de la línea que une los centros de las dos estrellas. El eje  $y$  yace perpendicular a los otros dos ejes. La posición de la estrella secundaria yace en  $(a, 0, 0)$ , con el centro de masa localizado en  $(\mu a, 0, 0)$ ,  $\mu = M_2 / (M_1 + M_2)$ . El potencial total que experimenta una partícula en un equipotencial

de Roche,  $\Phi = \text{constante}$ , está dado por la suma de los potenciales gravitacionales de ambas estrellas además del potencial rotacional (Pringle & Wade 1985).

$$\Phi_r = -\frac{GM_1}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} - \frac{GM_2}{\sqrt{(x-a)^2 + y^2 + z^2}} - \frac{\Omega^2}{2} [(x - \mu a)^2 + y^2]$$

$G = 6.67 \times 10^{-8}$  dinas  $\text{cm}^2 \text{g}^{-2}$ , es la constante gravitacional

$$\Omega = 2\pi / P_{\text{orb}}$$

La relación entre la separación  $a$  y el periodo orbital  $P_{\text{orb}}$  de la binaria alrededor del centro de masa en común está dada por la tercer ley de Kepler

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

De donde se obtiene

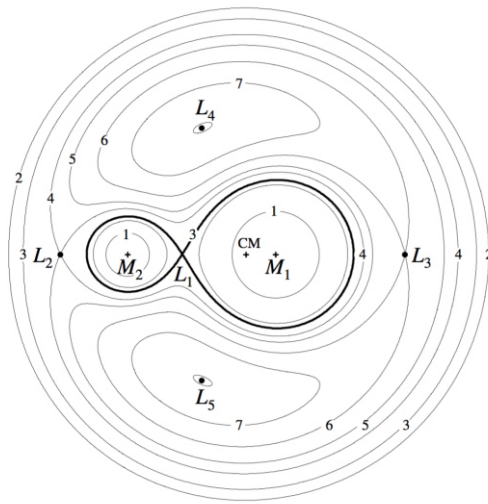
$$a = 3.5 \times 10^{10} M_1 (1 + q)^{1/3} P_{\text{orb}}^{2/3} \text{ cm}$$

En esta ecuación  $M_1$  está dada en masas solares, mientras que el periodo orbital,  $P_{\text{orb}}$ , está expresado en horas (Frank, King & Raine 2002).

En la Figura 2 se muestran secciones equipotenciales en el plano de la órbita ( $z = 0$ ), la superficie de una estrella que rota de manera sincronizada está dada por  $\Phi = \text{constante}$ , es decir, los equipotenciales definen la forma de la secundaria. Nótese que su forma está determinada por dos factores: la rotación, la cual aplana a la estrella a lo largo de su eje de rotación, y la fuerza de marea, cuyo efecto es el de elongar a la estrella en la dirección que une los centros de las estrellas (Warner 1995). De modo que las superficies equipotenciales en la Figura 2 ilustran la forma esférica y/o elongada de las componentes de un sistema binario.

En un sistema binario la forma de la secundaria será casi esférica si su radio es significativamente pequeño. Por el contrario, si la secundaria se expande su superficie se distorsiona tomando una forma elongada en el ecuador. En la Figura 2 se puede apreciar una

superficie equipotencial muy particular, en forma de “8”, la cual delimita los lóbulos de Roche de ambas estrellas. El punto donde los lóbulos se intersectan es el punto interior de LaGrange,  $L_1$ , y es un punto silla en el potencial  $\Phi_r$ . Si la estrella secundaria llena su lóbulo de Roche ya sea porque aumentó su radio debido a su evolución estelar o porque la separación de las estrellas disminuyó entonces el material puede pasar de un lóbulo a otro y ser capturado gravitacionalmente por su compañera.



**Figura 2 Secciones en el plano orbital de equipotenciales de Roche para un sistema binario con cociente de masa  $q = 0.25$ . Imagen tomada de Frank, King and Raine 2002.**

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

$$\frac{R_{L1}}{a} = 0.83 + 0.2 \log(q^{-1}) \quad \text{si } 0.3 < q^{-1} < 2.0$$

$$\frac{R_{L1}}{a} = 0.46224 \left( \frac{M_1}{M_1 + M_2} \right) \quad \text{si } 0 < q^{-1} < 0.8$$

$$\frac{R_{L2}}{a} = 0.47469 \left( \frac{q}{1+q} \right)^{1/3} \quad \text{con 2\% de precisión si } 0.6 < q < 1.25$$

Combinando las ecuaciones obtenemos que la densidad promedio para la secundaria que llena su lóbulo de Roche es función del periodo orbital

$$\rho = \frac{107}{P_{\text{orb}}^2} \text{ g cm}^{-3}$$

La densidad aumenta para estrellas que evolucionan a lo largo de la secuencia principal, hacia masas menores, Kolb & Baraff (Ritter & Kolb, 1998) e (1999). Para los periodos orbitales típicos de las VC's (1 a 12 h), la densidad promedio que se obtiene,  $\rho \sim 1$  a  $100 \text{ g cm}^{-3}$  (Allen 1976), corresponde a estrellas de secuencia principal de baja masa. Para sistemas con  $P_{\text{orb}} > 10$  h, las secundarias deben ser estrellas fuera de la secuencia principal.

Debido a la pequeña separación entre las componentes estelares en una VC, la secundaria es capaz de llenar su lóbulo de Roche y se inicia un flujo de transferencia de masa en el punto  $L_1$ . Una consecuencia inmediata de este proceso es que el periodo de rotación de la estrella secundaria está dinámicamente acoplado al periodo orbital,  $P_{\text{orb}} = P_{\text{rot}}$ . El material es inicialmente expulsado por la presión térmica de la atmósfera estelar de la secundaria y al pasar por el punto  $L_1$ , está entonces bajo la influencia gravitacional de la primaria. El material lleva con él un exceso de momento angular el cual se debe perder para que pueda ser acretado por la estrella primaria. El resultado es la formación de un disco de acreción donde las interacciones viscosas permiten la disipación de energía. Momento angular se transfiere hacia fuera de modo que el material puede fluir sobre la superficie de la estrella primaria. La energía potencial liberada durante la acreción de materia sobre la estrella primaria está dado por:

$$L_{\text{acc}} = \frac{GM_1\dot{M}}{R_1}$$

$M_1$  = masa de la estrella primaria

$R_1$  = radio de la estrella primaria

$\dot{M}$  = tasa de acreción.

## **1.4 Estrellas Variables.**

Las estrellas variables son aquellas estrellas en las que su brillo cambia con el tiempo. El cambio de brillo en estas estrellas varía desde una milésima de magnitud hasta más de 10 magnitudes; estos cambios ocurren sobre escalas de tiempo desde una fracción de segundo hasta años, dependiendo del tipo de estrella variable. Más de 150,000 estrellas variables han sido catalogadas, y varios miles más se sospechan que sean variables.

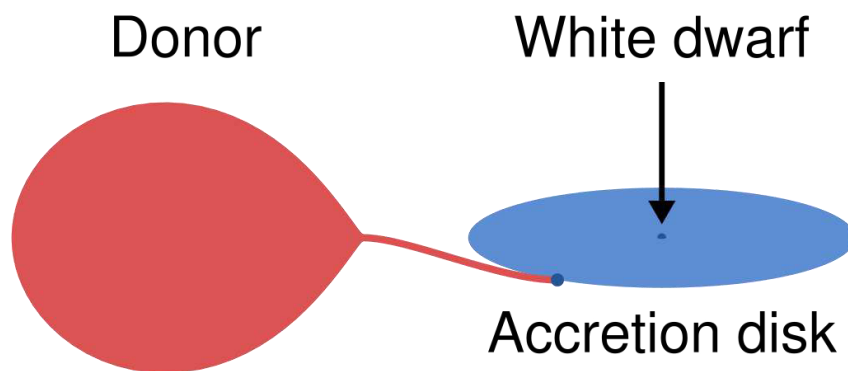
Hay varias razones por las cuales una estrella cambia de brillo. Las variables pulsantes, por ejemplo, se expanden y contraen debido a fuerzas internas; una binaria eclipsante disminuye su brillo cuando es eclipsada por una compañera más débil, y después regresa a su brillo cuando la estrella se mueve en su órbita. Algunas estrellas variables son pares de estrellas muy cercanos, intercambiando masa cuando una estrella atrae material de la atmósfera de la compañera y esto provoca un cambio de brillo.

Las diferentes causas de la variación de la luz en estrellas variables determina la clasificación de estas estrellas en diferentes categorías. Las estrellas variables se clasifican como intrínsecas, donde la variabilidad es provocada por cambios físicos como pulsaciones o erupciones en la estrella, o extrínsecas, donde la variabilidad es provocada por el eclipse de una estrella sobre otra, el tránsito de un planeta extrasolar, o por efectos de la rotación estelar.

## **1.5 Estrellas Variables Cataclísmicas.**

Las estrellas variables cataclísmicas son sistemas binarios cercanos en semi-contacto formados por una enana blanca que acreta material proveniente de una estrella de secuencia principal de tipo tardío que llena su lóbulo de Roche. El material transferido forma un disco de acreción alrededor de la enana blanca por conservación de momento angular orbital, ver Figura 3.

Estos sistemas inician como estrellas binarias separadas por unos pocos cientos de radios solares orbitando cada 10 años, una debe ser menor a una masa solar, mientras que la otra debe ser más masiva.(Ritter H. Kolb U. 1998). La estrella de mayor masa evoluciona más rápidamente, ya que el mayor peso en su núcleo asegura una presión más alta y una mayor temperatura, y por lo tanto las reacciones nucleares más vigorosas.



**Figura 3 Esquema de la distribución de las componentes de una Variable Cataclísmica no magnética.**

Finalmente, la estrella masiva se expande hasta convertirse en una gigante roja; posteriormente, se desborda su lóbulo de Roche, e inicia la transferencia de sus capas exteriores a la compañera de menor masa. Sin embargo esta situación es inestable, como la estrella más pesada está más cerca del centro de masa del sistema binario el material transferido se aleja del centro de masa, esto provoca que aumente el momento angular del material transferido y por lo tanto la separación estelar disminuye ligeramente, esta disminución de la separación provoca que disminuya el lóbulo de Roche, esto genera que la estrella de mayor masa tenga un llenado excesivo del lóbulo de Roche, sin embargo continua la transferencia de material en forma incontrolable hasta que se vierte toda la envoltura de la gigante roja en la estrella compañera limitada solo por la velocidad a la que puede fluir el material (Harrison, et al., 1999).



Pero la estrella compañera no puede asimilar tal afluencia de material por lo que llega un momento en el que se llenan en exceso los lóbulos de Roche de las dos estrellas esto provoca que se forme una nube que rodea a las dos estrellas. En esta fase envolvente común la fricción provocada por el movimiento orbital de las estrellas provoca que la energía orbital se vaya drenando provocando un movimiento en espiral hacia adentro. Esto reduce la distancia entre ellas de 100 radios solares a 1 radio solar en solo 1,000 años. De esta manera el sistema binario actúa como una hélice expulsando su envolvente hacia el espacio interestelar formando una nebulosa planetaria y por lo tanto la estrella binaria ahora sin envolvente forma una binaria cataclísmica o si la separación es demasiado grande como para que exista la transferencia de masa, el sistema es una binaria separada enana roja/enana blanca.

## 1.6 Transferencia de masa

En una variable cataclísmica el material se transfiere de la estrella secundaria a la enana blanca, asumiendo que el momento angular se conserva, la estrella de masa menor está más lejos del centro de masa, por lo que el material transferido termina más cerca del centro de masa, perdiendo momento angular y por lo tanto la separación binaria aumenta ligeramente para compensarlo. El aumento de la separación provoca que la estrella secundaria se desprenda de su lóbulo de Roche, para detener la pérdida adicional de masa (Harrison, et al., 1999).

Sabemos que el momento angular es  $J = Mrv$  donde la velocidad  $v$  es perpendicular al brazo de palanca  $r$ .

Podemos escribir por lo tanto:

$$J = M_1 a_1 \left( \frac{2\pi a_1}{P_{orb}} \right) + M_2 a_2 \left( \frac{2\pi a_2}{P_{orb}} \right)$$

Lo que combinado con  $a = a_1 + a_2$  y  $M_1 a_1 = M_2 a_2$  y la eliminación del periodo orbital usando la ley de Kepler llegamos a que:

$$J = M_1 M_2 \left( \frac{Ga}{M} \right)^{1/2}$$

Tomando los logaritmos naturales y diferenciándolos respecto al tiempo tenemos:

$$\frac{J'}{J} = \frac{M_1'}{M_1} + \left( \frac{M_2'}{M_2} \right) - \frac{1}{2} \left( \frac{M'}{M} \right) + \frac{1}{2} \left( \frac{a'}{a} \right)$$

Como se conserva la masa total  $M' = 0$  entonces

$$\frac{a'}{a} = 2 \frac{J'}{J} + 2 \left( -\frac{M_2'}{M_2} \right) \left( 1 - \frac{M_2}{M_1} \right)$$

De esta manera si el momento angular también se conserva  $J' = 0$  la transferencia de la secundaria (para la que  $-M_2'$  es positiva) conduce al incremento de  $a$  ( $a'$  positivo) previendo que  $M_2 < M_1$  además al utilizar la expresión de lóbulo de la Roche de la secundaria

$$R_2 \propto a \left( \frac{q}{1+q} \right)^{1/3} = a \left( \frac{M_2}{M} \right)^{1/3}$$

Y diferenciando logarítmicamente, tenemos:

$$\frac{R_2'}{R_2} = \frac{a'}{a} + \frac{1}{3} \left( \frac{M_2'}{M_2} \right) - \frac{1}{3} \left( \frac{M'}{M} \right)$$

El cual se combina con la expresión anterior (y tomando otra vez  $M' = 0$ ) nos da

$$\frac{R_2'}{R_2} = 2 \left( \frac{J'}{J} \right) + 2 \left( \frac{-M_2'}{M_2} \right) \left( \frac{5}{6} - \frac{M_2}{M_1} \right)$$

Así, si  $J' = 0$ , la transferencia de masa causa que el lóbulo de la Roche de la secundaria se expanda ( $R'_2$  positiva) previendo  $q < \frac{5}{6}$ .

Una transferencia de masa sostenida y estable requiere que  $R'_2$  sea negativo lo que es solo posible a través de la pérdida de momento angular (es decir  $J'$  negativo). Analizando la transferencia de masa podemos observar dos situaciones en las que se genera la transferencia de masa constante:

- Una posibilidad es cuando la estrella secundaria está evolucionando en una gigante roja donde su expansión lo mantiene en contacto con su lóbulo de Roche lo que permite la transferencia de masa constante.

- Otra posibilidad es una pérdida gradual de la cantidad de movimiento angular de la binaria. Esta situación produce que se reduzca la órbita y por lo tanto el lóbulo de Roche de la estrella secundaria, lo que permite la transferencia de material en exceso al nuevo tamaño del lóbulo de Roche.

Existen dos mecanismos principales por los que las variables cataclísmicas pierdan momento angular, según (Hellier, 2000):

- Radiación gravitacional

De acuerdo con la teoría de la relatividad general, la órbita repetitiva de dos estrellas provoca una deformación rítmica del espacio que se mueve en forma de onda hacia el exterior donde la energía para generar la onda se extrae de la órbita binaria, generando una espiral lenta hacia el interior.

Para la mayoría de las estrellas binarias el efecto de radiación gravitacional es insignificante pero para variables cataclísmicas, que tienen órbitas más pequeñas, las velocidades orbitales se incrementan disparando la radiación gravitacional por lo que ésta se vuelve importante para los sistemas con periodos cortos.

## - Frenado magnético

Los ingredientes para el frenado magnético son el viento estelar y un campo magnético estelar, la enana roja en variables cataclísmicas debe ser altamente magnética se ha observado que aparentemente la rotación rápida de una estrella genera campos magnéticos más fuertes lo que implica que la enana roja en variables cataclísmicas debe ser altamente magnética.

La teoría electromagnética nos dice que las partículas que poseen carga eléctrica del viento estelar no pueden cruzar fácilmente las líneas de campo magnético y en su lugar fluyen a lo largo de ellas por lo que se ven obligadas a co-rotar con la enana roja y su campo magnético acelerándose a altas velocidades y luego disparándose en el espacio como la piedra de una honda teniendo como brazo de palanca las líneas de campo magnético el cuál asegura que se lleven con ellas un momento angular sustancial, produciendo con esto un frenado en la rotación de la enana roja; sin embargo, esta rotación está ligada a la órbita binaria por las interacciones de marea, por lo tanto el momento angular suministrado por la órbita se reduce.

## **1.7 Clasificación de las Variables Cataclísmicas.**

Las variables cataclísmicas se pueden clasificar en tres grupos: novas, novas enanas y sistemas magnéticos. Históricamente la clasificación se definió en base a la morfología de la curva de luz

### **1.7.1 Novas**

Son estrellas binarias próximas con períodos orbitales de 0.05 a 230 días. Uno de los componentes del sistema, es siempre una enana caliente, y la otra una estrella, el sistema aumenta súbitamente de brillo con una amplitud de 7 a 19 magnitudes, volviendo lentamente a su magnitud original en el transcurso de varios meses, años o décadas.

## **1.7.2 Variables tipo U Geminorum**

Sistemas binarios cercanos compuestos por una estrella enana o subgigante de los tipos espectrales K-M, que llena su lóbulo de Roche, y una enana blanca rodeada por un disco de acreción. Los períodos orbitales van de 0.05 a 0.5 días.

En estos sistemas se producen de vez en cuando, súbitos aumentos del brillo de varias magnitudes, volviendo a su magnitud en reposo, después de varios días. Los intervalos entre explosiones varían para cada estrella, aunque estos sistemas tienen un período medio entre explosiones, cumpliendo la relación de que más largo es el intervalo entre explosiones, más grande es la amplitud visual de la subida en brillo.

Estas se subdividen en función de su curva de luz en:

### **1.7.2.1 SS Cygni**

Los incrementos en su brillo son de 2 a 6 magnitudes en 1-2 días, volviendo en varios días a su magnitud original. Sus ciclos varían de 10 a varios miles de días. (Prototipo: SS Cygni).

### **1.7.2.2 UG SU UMA**

Estas variables son del tipo novae enanas. Muestran explosiones cíclicas, pero a diferencia de las UGSS, estos sistemas presentan de vez en cuando súper máximos en el que alcanzan de 1 a 2 magnitudes por encima del brillo normal, estando durante más tiempo en el máximo, los denominados (superoutburst. Prototipo: SU Ursae Majoris.).

### **1.7.2.3 Z Cam UGSS**

Son variables tipo Z Camelopardalis. Muestran explosiones cíclicas, pero a diferencia de las UGSS, estos sistemas presentan extensos períodos de tiempo, durante los cuales el sistema se mantiene en una magnitud constante. Estos períodos se mezclan con otros en los que la estrella, tiene un comportamiento completamente errático. Amplitudes de 2 a 5 magnitudes (Prototipo: Z Camelopardalis).

## 1.8 Evolución de una Variable Cataclísmica

No podemos observar directamente la evolución de una estrella, ya que las escalas de tiempo son del orden de 10 millones de años, solo podemos observar la población de estrellas binarias como son ahora deducir sus edades relativas y teorizar sobre si un sistema evolucionará a ser igual a otro.

El número de sistemas disminuye durante periodos orbitales por encima de aproximadamente 12 horas y esto es consecuencia de la exigencia de que la estrella secundaria sea menos masiva que la enana blanca, evitando de esta manera que la transferencia de masa sea rápida y catastrófica.

Como la masa de la enana blanca debe estar por debajo del límite de Chandrasekhar, el cual, es aproximadamente  $1.4 M_{\odot}$ , la enana roja también debe ser menor de  $1.4 M_{\odot}$ . El tamaño de la binaria (y por lo tanto el lóbulo de la Roche de la secundaria) se incrementa con el período orbital.

Sin embargo pocas enanas blancas son tan pesadas como el límite de Chandrasekhar, por lo que el requisito de que  $q < 1$  empieza a reducir el número de cataclísmicas de aproximadamente 6 horas hacia arriba.

El periodo en el que una binaria se convierte en una variable cataclísmica dependerá del tamaño de la enana roja en el momento en que la binaria emerge de la fase de envolvente común. Si es más pequeño que su lóbulo de la Roche entonces no se produce ninguna transferencia de masa y el sistema es llamado una variable pre cataclísmica. En tal sistema el frenado magnético disminuye la separación de la binaria más de un centenar de millones de años, hasta que el lóbulo de la Roche hace contacto con la enana roja iniciando así la transferencia de masa. Por lo tanto, los sistemas con estrellas secundarias de menor masa se convierten en estrellas cataclísmicas con periodos orbitales más cortos. Una vez en contacto, el frenado magnético continua la evolución a periodos más cortos y, la pérdida constante de material provoca que la enana roja reduzca su tamaño junto con su lóbulo de la Roche.

El frenado magnético se puede explicar por una evolución constante hacia periodos más cortos pero cuando llegan a periodos de 3 horas hay una brusca caída en el número de sistemas en el rango de 2 a 3 horas, se conoce como *period gap*, por debajo de este rango ( $P_{orb.} < 2 \text{ hr.}$ ) tienen tasas de transferencia de masa característicos de la radiación gravitacional ( $\dot{M} = 10^{-10} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ) en lugar de las tasas más altas características del frenado magnético ( $10^{-9} \text{ a } 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ) vistos por encima del espacio rango ( $P_{orb.} < 3 \text{ hr.}$ ).

La explicación estándar sugiere que el frenado magnético deja de ser efectivo cuando una variable cataclísmica ha evolucionado hasta 3 horas, se observa una brecha debido a que la estrella secundaria ha sido impulsada fuera de equilibrio por la transferencia de masa, a medida que pierde sus capas exteriores, el peso en el núcleo disminuye por lo que la presión disminuye y la estrella se contrae ligeramente por efecto de la gravedad, sin embargo la contracción tiene lugar en la escala de tiempo térmica, por lo que si esta escala de tiempo es más grande que la escala de tiempo en la que se transfiere el material, la estrella no puede adaptarse a la transferencia de masa con suficiente rapidez y se encuentra con un radio demasiado grande para su masa, esto provoca que se separe de su lóbulo de la Roche.

Cuando el frenado magnético desaparece, la contracción de la estrella secundaria la lleva a su radio correcto. Lo que provoca que el lóbulo de la Roche disminuya haciendo contacto nuevamente para reanudar la transferencia de masa y en un periodo de aproximadamente 2 horas, de aquí en adelante la transferencia de masa y la evolución procede a la tasa más baja impulsada por la radiación gravitacional.

De esta manera, en el intervalo de 2 a 3 horas, las variables cataclísmicas se separan y al no haber transferencia de masa son demasiado débiles para ser observadas, una excepción puede ocurrir si nace una variable cataclísmica con un periodo de 2 a 3 horas. Dado que no ha sido expulsado del equilibrio puede haber transferencia dependiendo de la radiación gravitacional, esto explica los pocos sistemas que se encuentran en la brecha.

Otra característica obvia de la distribución de los periodos orbitales es su periodo de corte mínimo de 78 minutos. Lo cual ocurre cuando la masa de la enana roja se vuelve tan baja

que comienza a comportarse como una enana blanca, en el sentido de ser una estrella degenerada, estas estrellas no están soportadas por la presión del gas pero si por la exigencia de la mecánica cuántica de que los átomos adyacentes no pueden estar demasiado cerca (principio de exclusión de Paulli). Esto conduce a un comportamiento diferente de sus radios, para la enana blanca son más pequeños cuando estas son más masivas mientras que en las estrellas normales son más grandes cuando estas son más masivas. Entonces cuando la transferencia de masa reduce la masa de una estrella secundaria degenerada esta responde expandiéndose.

El efecto que esto tiene sobre la evolución de una variable cataclísmica es:

En un sistema con una estrella secundaria normal, la respuesta a la transferencia de una gota de masa es que la binaria se expande y el lóbulo de la Roche se separa, mientras el radio de la estrella secundaria es reducido ligeramente, la pérdida de momento angular reduce la separación y entonces el lóbulo de la Roche reanuda el contacto al periodo más corto apropiado a la secundaria más pequeña. Así el sistema evoluciona a periodos más cortos.

Mientras que en una secundaria degenerada todavía se expande y el lóbulo de la Roche se separa después de una gota de acreción, por lo que la estrella secundaria también se expande ligeramente. Cuando el lóbulo de la Roche reanuda el contacto el periodo será ligeramente más grande apropiado a la ahora más grande secundaria.

De esta manera el sistema evoluciona a periodos más grandes. Un modelado detallado del proceso anterior muestra que la variable cataclísmica pasa a través de un periodo mínimo de 78 minutos y luego evoluciona a periodos más grandes lo que está en armonía con lo que en realidad observamos.

En el periodo mínimo de 78 minutos la masa de la estrella secundaria se ha reducido hasta solamente  $0.06M_{\odot}$  aproximadamente, y continua disminuyendo a medida que el periodo de la binaria sigue creciendo. En el momento en que el periodo alcanza los 100 minutos la masa de la estrella secundaria es de solamente  $0.02M_{\odot}$ . La estrella de baja masa ya no puede



hacer mucho más que una onda en el espacio a medida que orbita y esto junto con el alargamiento del periodo significa que la radiación gravitatoria disminuye rápidamente. La evolución se ralentiza y la velocidad de transferencia de masa cae en picada a solo  $4 \times 10^{-12} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  Para un periodo orbital de 100 minutos por lo que estas estrellas binarias se vuelven débiles y difíciles de detectar. Por último la estrella secundaria se reduce a la masa de un planeta por lo que el resultado final es un objeto similar a Júpiter que orbita en una enana blanca.

## **1.9 Características espectrales de las componentes de una variable cataclísmica**

### **1.9.1 Enana Blanca.**

Una enana blanca, que es la aproximación más cercana a un cuerpo negro, es un cuerpo caliente cuya emisión es mayor a longitudes de onda cortas. Las desviaciones respecto a un cuerpo negro son causadas por una delgada capa de átomos de hidrógeno (o, a veces de helio) en su superficie. De acuerdo con la mecánica cuántica, los electrones se mueven alrededor del núcleo del átomo en un conjunto de órbitas con un conjunto de energías. Así, un fotón que emerge del núcleo caliente de la enana blanca podría tener la energía adecuada para hacer rebotar un electrón de una órbita a otra. El fotón es absorbido, transfiriendo su energía al electrón, y el espectro emergente tiene un déficit en la longitud de onda correspondiente generando líneas espectrales en absorción. El resto del espectro se conoce como el continuo. Las líneas en la región óptica del espectro son causadas por los electrones que se originaron en la segunda órbita más baja de un átomo de hidrógeno y se llaman líneas de Balmer, en el extremo izquierdo del ultravioleta, son más energéticas las líneas Lyman causadas por los electrones que se originaron en la órbita más baja.

El espectro de la enana blanca también es notable por la anchura de las líneas espectrales, que son mucho más amplias que las correspondientes en estrellas normales. Esto es llamado ensanchamiento de presión. Debido a la intensa gravedad en la superficie de la

enana blanca, la presión en su atmósfera es inmensa. Los átomos están siendo constantemente perturbados por sus vecinos para que puedan existir en un estado de energía solo por un corto tiempo, antes de ser perturbado. De acuerdo con el principio de incertidumbre de Heisenberg, esto produce incertidumbre en la energía de los electrones. De ahí que los fotones con una mayor gama de longitudes de onda pueden encontrar un átomo que los absorba, de modo que las líneas de absorción se amplían hacia afuera.

### **1.9.2 Enana Roja.**

El espectro de la enana roja es detectable solo en longitudes de onda rojo e infrarrojo, por lo que el brillo de este cuerpo, más frío, es eclipsado por la enana blanca, sin embargo, como la emisión de cuerpo negro aumenta en proporción a la superficie, y el área de la enana roja es mil veces mayor que la de la enana blanca, lo que le permite ser observada en el infrarrojo.

El espectro de la enana roja se desvía de un cuerpo negro, ya que las características dominantes son causadas por moléculas en lugar de átomos. En los límites de baja energía átomos en moléculas de unión pueden sobrevivir en ambiente de baja temperatura de una enana roja pero no en una enana blanca caliente. Estas moléculas pueden rotar y vibrar en muchas más maneras que los electrones. Las características en el espectro resultante son un conjunto complejo de amplios huecos. La mayor parte de las líneas de absorción en el espectro de la enana roja son causadas por la molécula de óxido de titanio  $TiO$  extremadamente rara pero que es eficiente en la absorción de fotones.

### **1.9.3 Disco de Acreción.**

Los discos de las variables cataclísmicas son relativamente fríos en su borde externo (~5,000 K.) pero la parte interna se calienta a 30,000 K debido a la liberación de energía gravitacional, por lo que no puede ser tratado como una sola cuerpo. El enfoque más simple es asumir que cada anillo en el disco emite como un cuerpo negro a la temperatura apropiada. Un enfoque alternativo es asumir que cada anillo en el disco emite el mismo espectro que una

estrella de esa temperatura, y así sintetizar un espectro del disco mediante la adición de una serie de espectros estelares con la gama correspondiente de la temperatura.

Cuando el material es ópticamente grueso el número de emisiones es igual al número de absorciones, esto sucede ya que los fotones puedan viajar una corta distancia entre las interacciones con los átomos de absorción, es decir, su camino libre medio es corto, y puede escapar del material emisor solo después de muchas interacciones. En materiales ópticamente gruesos a una temperatura uniforme la absorción cancela a la emisión y no hay líneas espectrales por lo que el espectro emitido es la de un cuerpo negro.

Considerando que los fotones que entran en una nube de gas ópticamente gruesa, antes de que se absorban penetraran a una distancia igual al camino libre medio (a esta ubicación se le llama profundidad óptica de uno) del mismo modo los fotones que salen de la nube provenían de una profundidad óptica igual a uno. Pero como los fotones de una longitud de onda de una línea espectral ya están preparados para interactuar con los átomos, mientras que los fotones de otras longitudes de onda son absorbidos solamente por procesos menos eficientes, su camino libre medio es más corto. Por lo que los fotones que vemos emerger de cerca de la superficie y del continuo son fotones que emergen de lo profundo. Sin embargo, en las estrellas, los discos son más calientes en el interior y más fríos en el exterior por lo que la radiación que viene de la superficie más fría es más tenue. Por lo tanto las líneas aparecen como absorción.

Por otro lado, el caso de muy poca absorción se presenta cuando las condiciones son ópticamente delgadas. Lo que significa que todos los fotones emitidos salen indemnes de la nube emisora. Cuando los electrones decaen a orbitas de menor energía producen líneas de emisión, por lo que en ausencia de absorción vemos tanto la línea de emisión así como cualquier radiación continua, por lo que podemos registrar el espectro de la línea emisión. De lo anterior podemos deducir que los discos de acreción muestran líneas de absorción en algunas ocasiones y líneas de emisión en otras por lo tanto tiene que estar cambiando las condiciones de estado de ópticamente delgado a ópticamente grueso, en algunas ocasiones incluso muestra características de absorción y emisión al mismo tiempo. Esto puede ocurrir si

un disco ópticamente grueso (espectro de absorción) está rodeado por una corona caliente ópticamente delgada (espectro de emisión).

Teniendo en cuenta todas estas complicaciones no es fácil modelar un disco de acreción por lo que una descripción completa debe tener en cuenta la presión y la densidad en las diferentes partes del disco (que depende de la gravedad de la enana blanca), la generación de la radiación por procesos viscosos, la propagación de la radiación a través del material del disco además de para aumentar la complicación considerar la turbulencia del gas así como el transporte de energía por convección.

#### **1.9.4 Desplazamientos Doppler**

Cuando observamos las líneas espectrales de un disco de acreción vemos el efecto doppler, efecto que se crea al cambiar la longitud de onda de los fotones que son emitidos por el material en movimiento, ya que cuando un átomo emite un fotón cuando se mueve hacia nosotros emite una cresta de la onda hacia nosotros y luego después de un periodo de tiempo determinado, la siguiente cresta de la onda, pero como el fotón se va acercando hacia nosotros la distancia entre las crestas sucesivas se reduce y el fotón tiene una longitud de onda más corta, esto se conoce como corrimiento al azul, ya que un fotón óptico aparecería desplazado hacia el extremo azul del espectro. De la misma forma el movimiento del fotón cuando se aleja de nosotros aumenta la separación entre la cresta de la onda y produce un corrimiento hacia el rojo. De aquí se deduce que la cantidad de desplazamiento Doppler es directamente proporcional a la velocidad con que el material se mueve a lo largo de nuestra línea de visión. Esto es muy valioso ya que significa que solo necesitamos la medida de la longitud de onda de una línea espectral (fácilmente recolectado con un espectrógrafo) para conocer uno de las componentes del movimiento del material emisor de luz.

#### **1.9.5 Líneas dobles del disco de acreción.**

Un disco puede ser considerado como una colección de pequeñas regiones que emiten ondas S. Por lo que su perfil de línea es la suma de las ondas S en un rango de amplitudes

ponderado por el área del disco diferente en diferentes radios. Dado que hay menos área para radios pequeños, las líneas se apagan paulatinamente a velocidades altas. Por el contrario, el aumento de la superficie permite que el disco exterior domine la emisión. El resultado es un perfil de doble pico en la que los picos se desplazan del centro de la línea por una velocidad típica del disco exterior, aunque otra vez reducido por el factor de proyección sin  $i$ .

El disco está centrado en la enana blanca y así sigue su movimiento alrededor del centro de masas común. Esto significa que todo el perfil de doble pico del disco ejecuta una onda S en sincronía con la enana blanca.

Sin embargo si se mide la separación de los dos picos, normalmente se deduce una velocidad del disco exterior menor a la velocidad kepleriana esperada por un 10 a 30%. Las razones de esto no están claras pero podría implicar el efecto de la estrella secundaria, lo que distorsiona las orbitas externas del disco, o algunas influencias en la formación del perfil de línea que no se han tomado en cuenta. Aunque muchas cataclísmicas muestran un perfil de línea de doble pico, que es el perfil esperado de un disco todavía difieren en los detalles del perfil teórico, ya que algunos sistemas no muestran picos dobles en absoluto y algunos sistemas de alta inclinación de los cuáles se esperan picos dobles por ser más obvios los eclipses muestran solo líneas puntiagudas por lo que la formación de las líneas de discos de acreción se entiende solo en parte (Hellier, 2000).

## 1.10 V767 Cyg

El sistema binario V767 Cyg, con coordenadas ecuatoriales A.R. 20: 16: 49.99 y DEC. +53: 12: 24.3, es una variable cataclísmica poco estudiada, clasificada como miembro de la clase SS Cyg en el catálogo (Downes, Webbink, & Shara, 1997) con una magnitud de 17.5 en estado de quietud; sin embargo, su periodo orbital sigue siendo desconocido (Liu, Hu, Li, & Cao, 1999) muestran un espectro ruidoso con emisión moderada de Balmer. Hay varias alertas en la página web de VSNET<sup>1</sup> que indican el desarrollo de varios estallidos en este sistema, uno de estos eventos fue informado el 17 de junio de 2015 por Taichi Kato [alerta de

---

<sup>1</sup> <http://www.kusastro.kyoto-u.ac.jp/vsnet/>

vsnet 18748]. La información disponible en la página web de VSNET revela la ausencia de súper jorobas en la curva de luz durante erupciones previas.

# CAPÍTULO 2

## OBSERVACIONES Y REDUCCIÓN DE DATOS

### 2.1 Observaciones Fotométricas

En Junio de 2015 obtuvimos observaciones de fotometría diferencial con resolución temporal para el sistema V767 Cyg. La fotometría, en general es la medición de la magnitud (brillo) de una estrella, y la fotometría diferencial es la medición de la diferencia de la magnitud de una estrella variable con respecto a una estrella de magnitud conocida.

$$V_{mag} = (v - c) + C_{mag}$$

Donde  $V_{mag}$  es la magnitud diferencial,  $v$  y  $c$  son magnitudes instrumentales y  $C_{mag}$  es la magnitud conocida de una estrella de comparación.

Este es el método fotométrico clásico utilizado para determinar el periodo orbital de estrellas variables. Con la fotometría diferencial, se determina la magnitud aparente de una estrella sin necesidad de convertirla en magnitud absoluta, ya que sus cambios en magnitud son los importantes. Para estrellas variables, estos cambios construyen una curva de luz que permite determinar el periodo orbital de la estrella.

Utilizamos la opción de imagen directa que permite la configuración del telescopio de 0.84 m equipado con una rueda de filtros. Dicho telescopio tiene un diseño Ritchey-Chretien con secundario  $f/15$ ; está ubicado en el Observatorio Astronómico Nacional, en la Sierra de San Pedro Mártir, en Ensenada B. C., México (OAN-SPM) a una altitud de 2,790 msnm.

El CCD utilizado fue un Marconi 3 con un tamaño físico de  $2024 \times 2024$  pixeles y un tamaño de pixel de  $13.5\mu\text{m}$ . La ganancia del detector es de  $1.83 \text{ e}^-/\text{ADU}$  y el ruido de lectura es de  $4.7 \text{ e}^-$ .

Obtuvimos observaciones en el filtro V de banda ancha con tiempos de exposición de entre 30 y 90 s para lograr un cociente S/R  $\sim 100$ . El resumen de las observaciones se presenta en la Tabla 1.

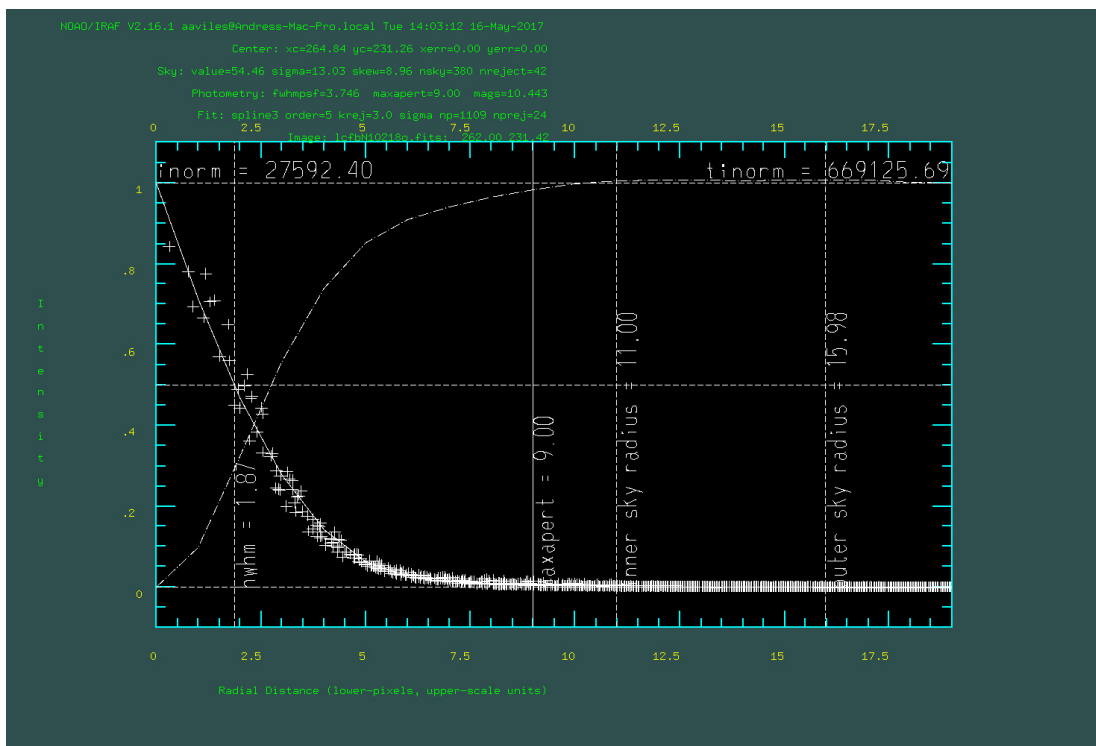


Figura 4 Perfil radial del sistema V767 Cyg para estimar el radio de apertura para la fotometría diferencial.

La reducción de los datos se llevó a cabo de forma estándar con las rutinas del paquete IRAF. Las imágenes fueron corregidas por bias y campos planos antes de llevar a cabo la fotometría de apertura. El radio de apertura utilizada fue de 2.5 veces el FWHM de la PSF (Figura 4).



Los errores en la fotometría diferencial los estimamos a partir de la dispersión en la magnitud de las estrellas de comparación localizadas en el campo de V676 Cyg mostradas en la Figura 5. Esta dispersión está dentro del rango de 0.02 a 0.05 magnitudes, como se aprecia en la Figura 6.

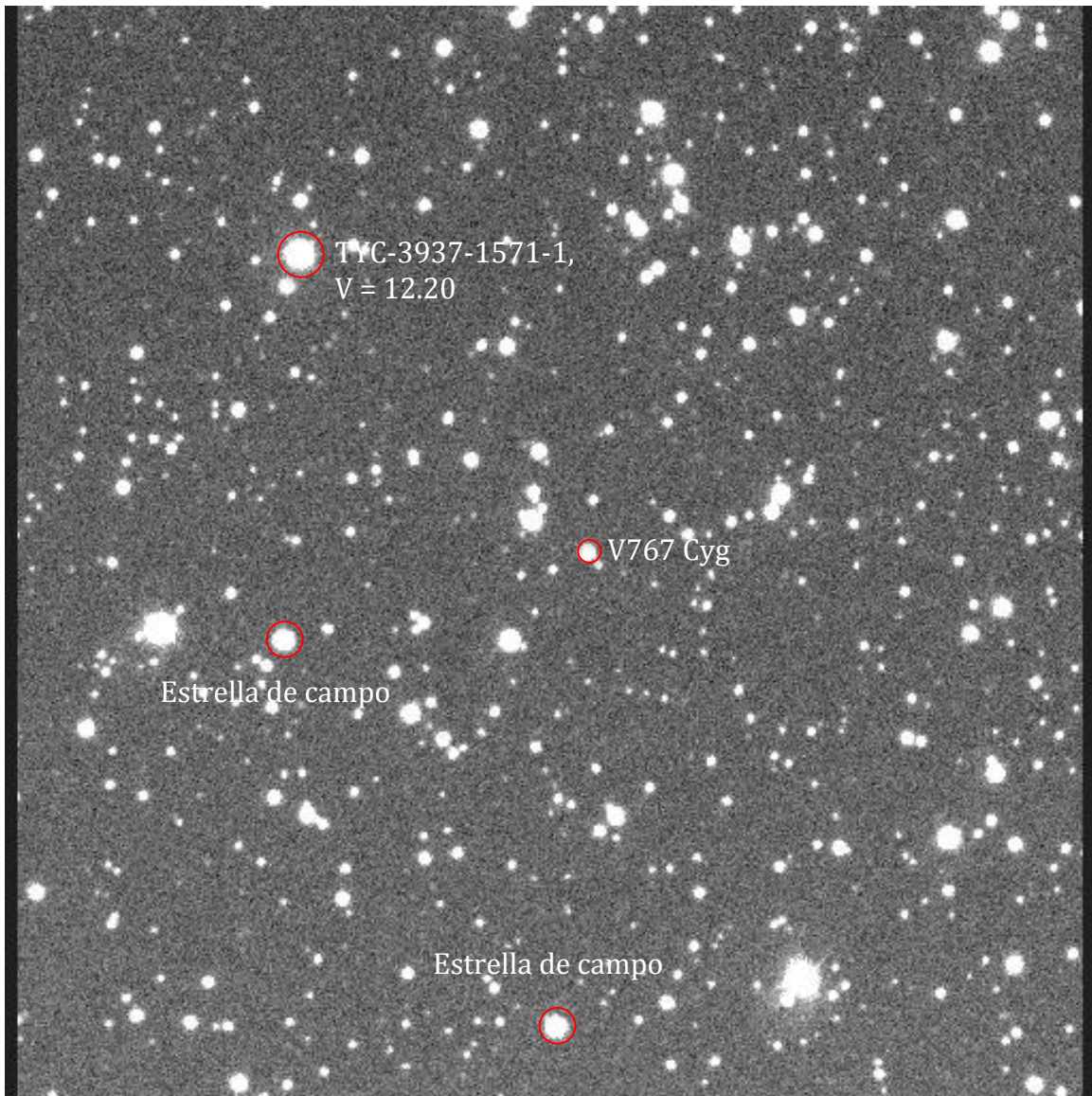


Figura 5 Campo estelar del Sistema V767 Cyg. Se muestra la posición de la estrella TYC-3937-1571-1 utilizada como referencia para determinar el brillo de V767 Cyg.

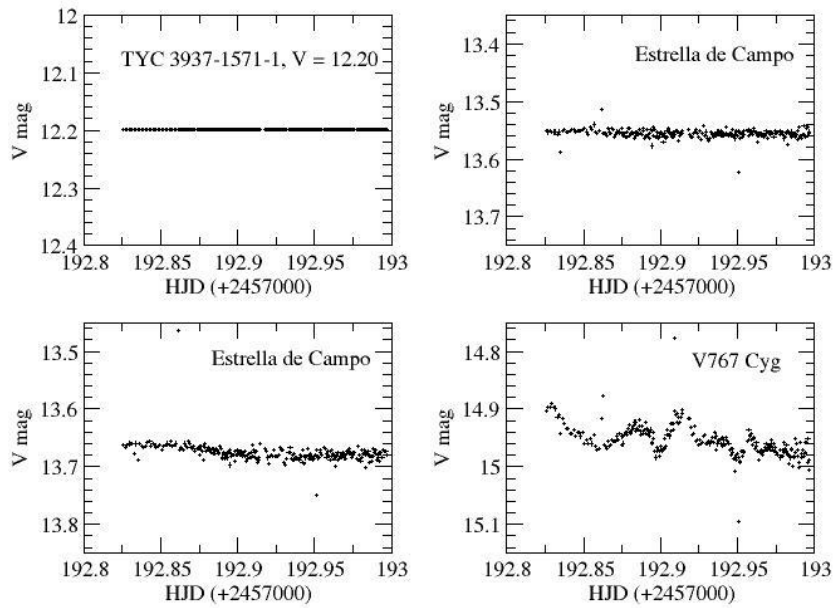


Figura 6 Comparación de la variación de brillo del sistema V767Cyg con respecto a tres estrellas dentro del campo. Las estrellas de campo no muestran cambios significativos de brillo en el tiempo

Tabla 1 Resumen de las Observaciones con resolución temporal en la banda V para el sistema V767 Cyg.

Fecha (2015)	HJD Inicio +2457000	T. Exp No. de Exp	Duración [hr]
<b>19/Jun</b>	192.82609262	90 s * 264	6.6
<b>20/Jun</b>	193.86515509	60 s * 149	2.5
<b>21/Jun</b>	194.79584560	90 s * 160	4.0
<b>22/Jun</b>	195.78507955	90 s * 165	4.1
<b>23/Jun</b>	196.82184973	90 s * 129	3.2

## 2.2 Observaciones Espectroscópicas.

Obtuvimos observaciones de espectroscopia de rendija larga con resolución temporal para el sistema V767Cyg durante dos campañas de observación (Abril de 2015 y Mayo de 2016). Ésta técnica consiste en hacer pasar un haz de luz de una estrella (u objeto extendido) a través de una rendija, la luz llega a un colimador que la dirige hacia una rejilla de difracción para que ésta a su vez disperse la luz sobre un cámara de detección, en nuestro caso un CCD. Ésta técnica se puede emplear para observar la curva de rotación de un sistema binario, al permitir medir el efecto Doppler que induce en las líneas espectrales el movimiento orbital de un sistema binario.

Utilizamos el telescopio de 2.12 m equipado con el espectrógrafo de baja e intermedia resolución Boller & Chievens. Dicho telescopio está ubicado dentro de las facilidades del OAN-SPM a una altitud de 2,800 msnm y tiene un diseño Ritchey-Chretien, en particular utilizamos el secundario  $f/7.5$ .

El CCD utilizado fue un Marconi 2 con un tamaño físico de  $2024 \times 2024$  pixeles y un tamaño de pixel de  $13.5\mu\text{m}$ . La ganancia del detector es de  $2.2 e^-/\text{ADU}$  y el ruido de lectura es de  $6.1 e^-$ .

Para generar una curva de velocidad radial obtuvimos espectros con una amplia cobertura en longitud de onda ( $4000 - 7200 \text{ \AA}$ ) al utilizar la rejilla de  $400 \text{ l/mm}$  con un ángulo de Blaze de  $6.94^\circ$  centrando los espectros a  $5500 \text{ \AA}$ . La resolución fue de  $6.5 \text{ \AA}$  y un cociente  $S/R \sim 10$  en el continuo. Las observaciones fueron realizadas con una rendija de  $1''.5$ , orientada en la dirección Este – Oeste. El tiempo de integración fue de  $900 \text{ s}$  para el objeto,  $30 \text{ s}$  para las lámparas de calibración y  $180 \text{ s}$  para las estrellas estándares.

Se tomaron imágenes de la lámpara de CuHeNeAr cada 30 minutos para la calibración en longitud de onda de los espectros. También medimos la posición de las líneas del cielo para corregir el error en la calibración de longitud de onda por las flexiones del telescopio.

Observamos estrellas estándares espectrofotométricas del catálogo de (Oke, 1990) para la calibración en flujo de nuestros espectros. El resumen de las observaciones y los detalles de la instrumentación utilizada se presentan en la Tabla 2.

La reducción de los datos se realizó usando las rutinas estándar de IRAF, las imágenes fueron corregidas por bias antes de la extracción de espectros, generando al final un espectro en una dimensión, calibrado en longitud de onda y flujo.

**Tabla 2** Resumen de las observaciones espectroscópicas con resolución temporal para el sistema V767 CYg

<b>Fecha</b>	<b>HJD Inicio +2457000</b>	<b>T. Exp No. de Exp</b>	<b>Duración [h]</b>
<b>24/Jun/2015</b>	197.81428864	900 s * 16	4
<b>25/Jun/2015</b>	198.83325967	900 s * 14	3.5
<b>03/Jul/2016</b>	572.74575531	615 s * 30	5.2
<b>04/Jul/2016</b>	573.71591577	615 s * 31	5.3
<b>05/Jul/2016</b>	574.75384574	615 s * 25	4.3
<b>06/Jul/2016</b>	575.69394727	615 s * 30	5.2

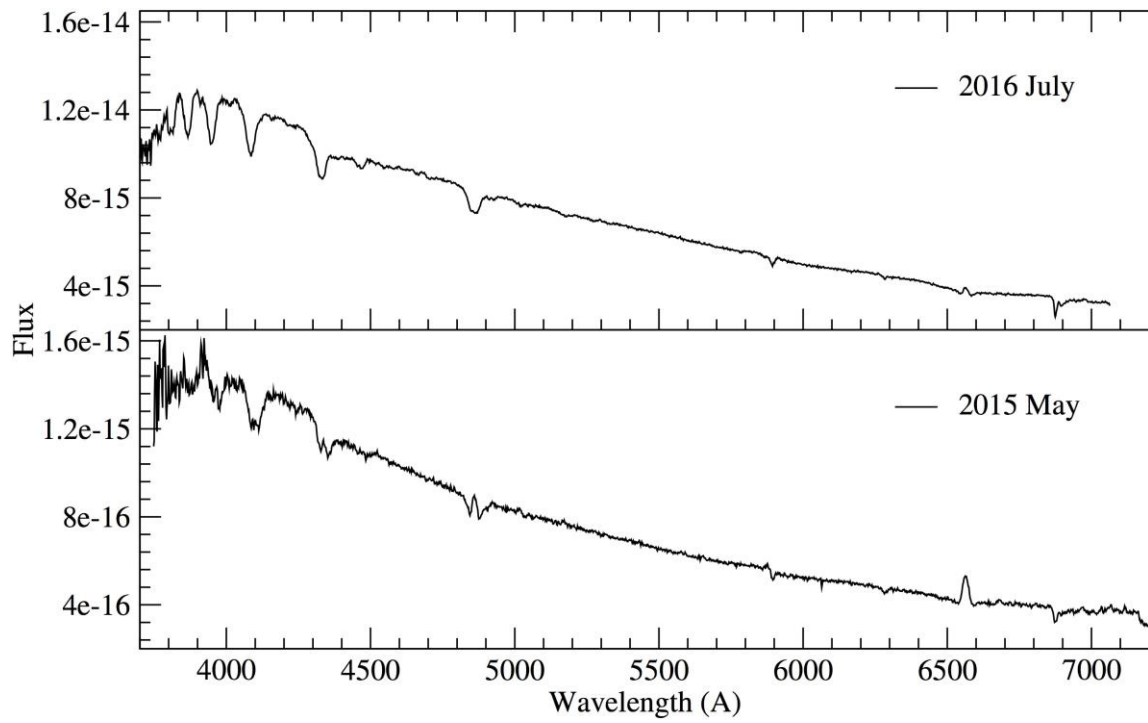


Figura 7 Espectros co-sumados representativos del estado del sistema durante las campañas de observación

# CAPÍTULO 3.

## ANÁLISIS DE DATOS

El principal objetivo de este trabajo fue el de restringir el periodo orbital del sistema binario V767 Cyg. Determinamos el periodo orbital en base al análisis de la curva de luz en el filtro  $V$ , además de las curvas de velocidad radial tanto de la línea  $H\alpha$  en emisión como de la línea  $H\beta$  en absorción. Para ello utilizamos el método de la transformada discreta de Fourier, implementado en el software *Period04*, así como el método Lomb-Scargle, diseñado para detectar señales periódicas en datos no equiespaciados (Lomb, 1976) & (Scargle, 1982).

### 3.1 Fotometría.

Durante 5 noches de observaciones fotométricas, la magnitud del sistema disminuyó de manera gradual debido a un estallido reciente reportado por la alerta **vsnet-outburst 18377**, panel (a) de la Figura 8.

Consideramos la magnitud en estado de quietud reportada por (Downes, Webbink, & Shara, 1997) para colocar todos los datos en este nivel y tener la capacidad de analizarlos en busca de periodicidades, el resultado de este procedimiento se muestra en el panel (b) de la Figura 8. Aplicamos tanto el método de Lomb-Scargle como la transformada discreta de Fourier a los datos trasladados verticalmente para obtener la frecuencia de mayor probabilidad que module nuestros datos, como se puede apreciar, el espectro de potencias, panel (c) de la Figura 8, es muy ruidoso para revelar el verdadero periodo orbital fotométrico. El pico de mayor amplitud corresponde a un periodo  $P_{\text{phot}} = 5.30$  h. La curva de luz ajustada a este periodo está contaminada por flickering pero aun así muestra un comportamiento sinusoidal, como se indica con el ajuste de la curva en color rojo, panel (d).

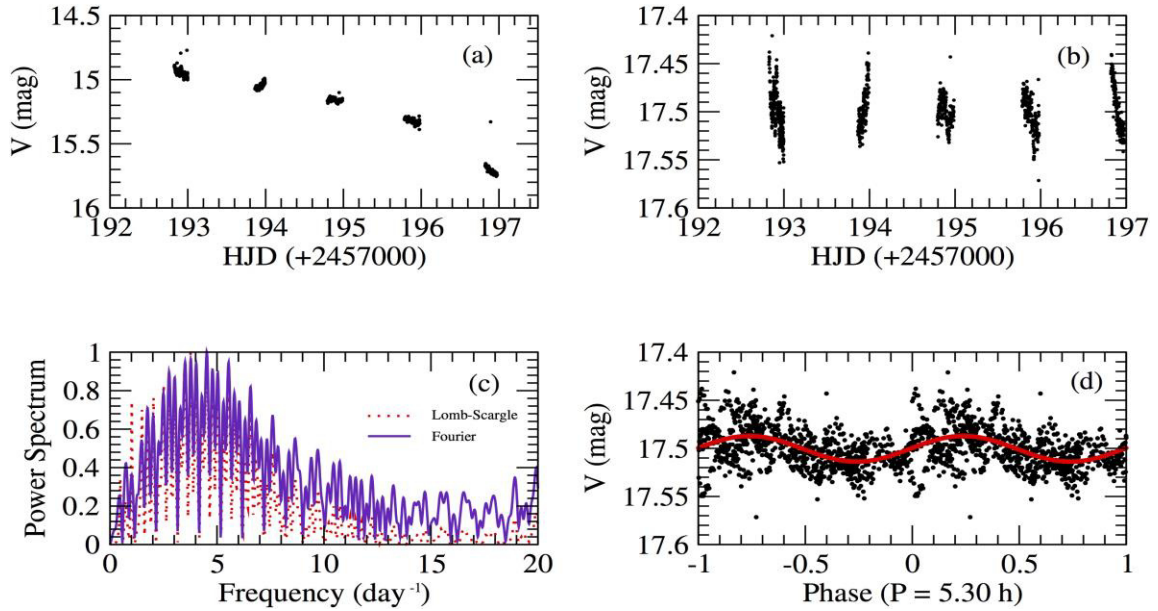


Figura 8 (a) Curva de luz en el filtro V. (b) Curva de luz con desplazamiento vertical. (c) Espectro de potencias normalizado Lomb-Scargle (naranja) y DFT (violeta). (d) Curva de luz ajustada con  $P_{\text{phot}}$ .

### 3.2 Espectroscopía.

Continuando con nuestro propósito, medimos el corrimiento Doppler en la línea de emisión  $H\alpha$  y en la línea de absorción  $H\beta$  para generar curvas de velocidad radial. Los espectros utilizados para cada curva fueron tomados en diferentes campañas observacionales. Por las características de los espectros mostrados en la Figura 7, durante la campaña del 2016 el objeto se encontraba cerca de su máximo brillo, esto debido a la ausencia de líneas en emisión, mientras que durante la campaña del 2015 el objeto fue observado durante la fase de decaimiento, debido a la superposición de líneas en absorción y líneas en emisión.

Durante nuestro análisis consideramos las flexiones del espectrógrafo para corregir la calibración en longitud de onda, esto lo logramos usando la línea del cielo centrada en  $\lambda 5577.338 \text{ \AA}$  antes de hacer las mediciones del corrimiento Doppler.

En la Figura 9 se muestra la curva de velocidad radial para la línea H $\alpha$  obtenida en dos noches de observación. En el panel (a) se muestran los espectros de potencia normalizados, para comparar el resultado de la transformada discreta de Fourier (violeta) y el método Lomb-Scargle (naranja). En general el espectro de potencia es menos ruidoso que el mostrado en la 8-b. Ambos periodogramas muestran la misma frecuencia de máxima amplitud que corresponde a un periodo  $P_{\text{Ha}} = 3.43$  h. En el mismo panel (a) se indica la posición de una frecuencia de menor amplitud que corresponde con el resultado obtenido para nuestra fotometría. Finalmente en el panel (b) se muestra la curva de velocidad radial ajustada a una función sinusoidal con periodo  $P_{\text{Ha}}$ .

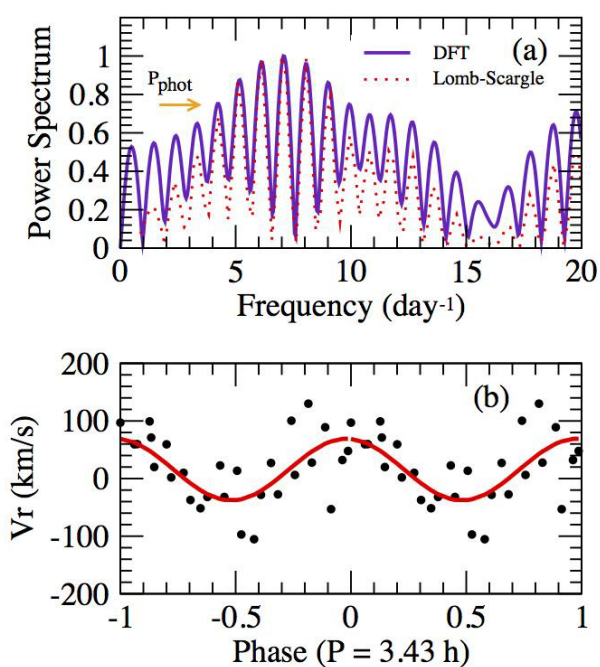


Figura 9 (a) Espectro de potencias normalizado, (b) Curva de velocidad radial ajustada con  $f_{\text{Ha}} = 7.07120395$  días<sup>-1</sup>.

Repetimos el mismo tratamiento y análisis para generar una curva de velocidad radial de la línea H $\beta$  en absorción. Analizamos espectros de tres noches siguientes a las observaciones fotométricas. Durante la campaña del 2015 el objeto se encontraba cerca de su brillo mínimo, esto siguiendo la rapidez del declive del estallido, panel (a) Figura 8. El



resultado se muestra en la Figura 10, donde la frecuencia de mayor probabilidad para modular el efecto Doppler en la línea, provocado por el movimiento orbital del sistema binario, obtenido de los periodogramas corresponde a un periodo  $P_{H\beta} = 3.96$  h. En el panel (a) se indican la posición de las frecuencias obtenidas previamente. En el panel (b) se presenta la curva de velocidad radial para la línea H $\beta$  ajustada con una función sinusoidal de periodo  $P_{H\beta} = 3.96$ h.

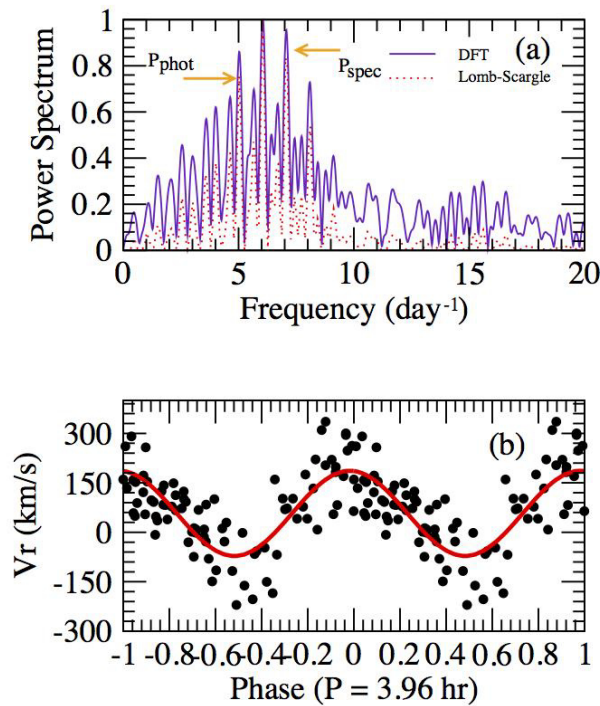


Figura 10 Igual que en Figura 9

Los ajustes sinusoidales por mínimos cuadrados a los datos espectroscópicos los calculamos de la siguiente forma

$$RV(t) = \gamma + K_{em} \sin\left(\frac{2\pi t}{P} + \phi\right)$$

Donde  $\gamma$  es la velocidad sistémica (velocidad alrededor de centro de masa),  $K_{em}$  es la semi-amplitud de la curva de velocidad radial y  $\phi$  es la fase cero. Los resultados de los ajustes para las líneas H $\alpha$  y H $\beta$  se muestran en la Tabla 3.

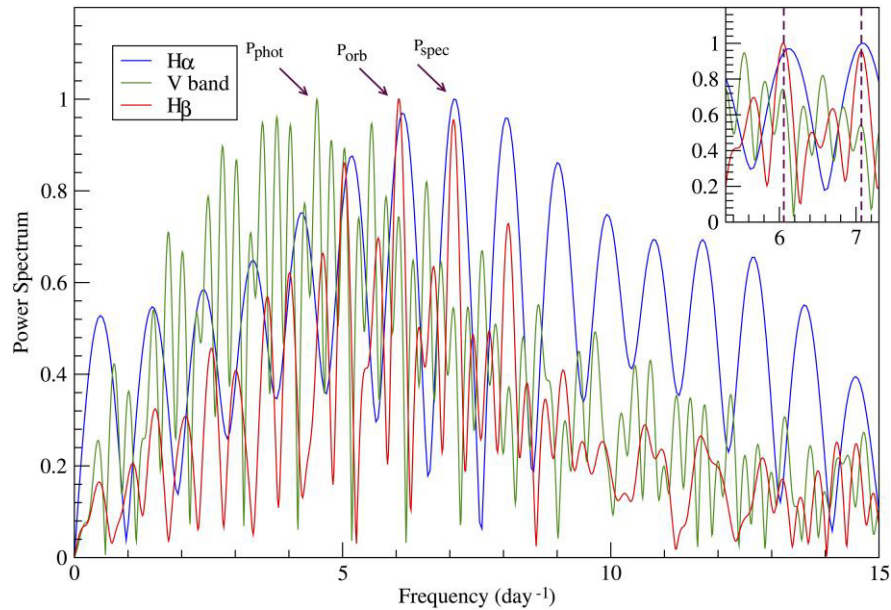
Tabla 3 Parámetros de la curva de velocidad radial

Línea	$\gamma$ (km/s)	$K_{em}$ (km/s)	$\phi$
H $\alpha$	16.6	53.6	1.4
H $\beta$	58.4	129.2	0.79

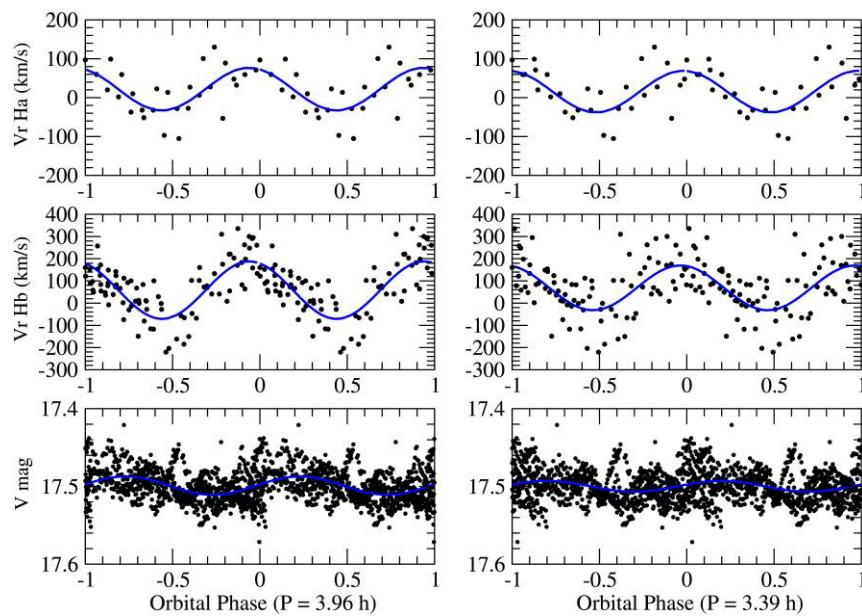
En la Figura 11 presentamos los espectros de potencia, normalizados, obtenidos mediante el método de Lomb-Scargle, tanto para la curva de luz en el filtro  $V$  (línea sólida verde) como para las curvas de velocidad radial de las líneas H $\alpha$  (línea sólida azul) y H $\beta$  (línea sólida roja). Hemos indicado en la figura los periodos encontrados para cada conjunto de datos,  $P_{phot}$ ,  $P_{H\alpha}$ ,  $P_{H\beta}$ , respectivamente. De los resultados obtenidos, descartamos a  $P_{phot}$  como el periodo orbital debido a que al momento de las observaciones, el sistema se encontraba el estado eruptivo por lo que la curva de luz estaría contaminada por variaciones de ajenas al movimiento orbital del sistema binario. En el recuadro de la figura, se muestran las frecuencias asociadas con los dos periodos obtenidos de las observaciones espectroscópicas, marcados con líneas verticales punteadas. Las amplitudes de ambas frecuencias son casi idénticas, de tal forma que es difícil descartar alguna como la frecuencia del periodo orbital. Sin embargo, el espectro de potencias obtenido de nuestra fotometría presenta una mayor amplitud en la frecuencia que corresponde con el periodo  $P_{H\beta}$  que la amplitud para la frecuencia asociada con el periodo denotado  $P_{H\alpha}$ .

Para determinar qué periodo es el periodo orbital obtuvimos un ajuste por mínimos cuadrados para determinar bajo qué situación los datos presentan una menor dispersión. En la Figura 12 mostramos que para  $P_{H\alpha} = 3.96$  h, tanto la fotometría como la espectroscopia presentan una mejor coherencia así como una menor dispersión respecto al ajuste.

Nuevamente, la curva de luz presenta variaciones adicionales a la puramente orbital debido a la evolución del estallido. Por lo tanto, bajo el análisis aquí presentado proponemos a  $P_{H\alpha} = 3.96$  h como el periodo orbital de V767 Cyg.



**Figura 11 Espectros de potencia normalizados para fotometría y espectroscopia**



**Figura 12 Datos espectroscópicos y fotométricos ajustados con ambos periodo espectroscópicos**

# CAPÍTULO 4.

## DISCUSIÓN

Debido a que durante el evento eruptivo observado en la campaña de 2015 el sistema presentó un cambio de brillo de tres magnitudes aproximadamente, esto basándonos en la alerta [**vsnet-alert 18748**] donde reportan el inicio del estallido el día 17 de Junio de 2015 con una magnitud de 14.74. Podemos descartar que se trató de un súper estallido, sino más bien de un estallido normal. Por este motivo es que no se aprecian modulaciones en la curva de luz de las denominadas súper jorobas, producidas por la elongación y deformación del disco de acreción durante un súper estallido a causa de la resonancia dinámica 3:1 que éste sufre.

Las ventajas de la observación de los súper estallidos es que se puede clasificar al sistema en base a la morfología de la curva de luz, además, al medir el periodo de las súper jorobas es posible determinar el valor para el cociente de masa y a partir de él estimar la masa de las componentes del sistema y complementar los modelos evolutivos para las variables cataclísmicas.

Sin embargo, a partir de nuestras observaciones y considerando válida la relación entre la masa de la secundaria y el periodo orbital medido en horas

$$M_2 \approx 0.065 P_{orb}^{5/4} M_{\odot}$$

Tenemos que  $M_2 \approx 0.36 M_{\odot}$ , de modo que si suponemos una masa para la enana blanca típica para las variables cataclísmicas  $M_1 \approx 0.7 M_{\odot}$  obtenemos un cociente de masa  $q = M_2/M_1 \approx$

0.51 consistente con los sistemas de la clase U Gem de periodo largo.

# CAPÍTULO 5.

## CONCLUSIONES

Para el sistema V767 Cyg, clasificado como un sistema SS Cyg en el catálogo de Downes, no existe en la literatura un trabajo previo donde se reporte el valor de su periodo orbital. Tomando esta evidencia como punto de partida, nosotros propusimos observaciones astronómicas con la finalidad de contribuir con esta medición. Durante los años 2015 y 2016 llevamos a cabo observaciones fotométricas y espectroscópicas en el óptico para constreñir el valor del periodo orbital. En el 2015 durante las observaciones fotométricas el objeto se encontraba en estado eruptivo, lo cual no permitió determinar el periodo orbital a partir del análisis de la curva de luz debido a la complejidad que ésta presenta por la presencia de modulaciones producidas por el propio estallido, el resultado que obtuvimos de la curva de luz fue un periodo de 5.3 h. Sin embargo, con las observaciones espectroscópicas obtenidas en la misma campaña de observación logramos medir el corrimiento Doppler de la línea Ha en emisión, debido a que el sistema se encontraba muy cerca de su estado de quietud. Las líneas de emisión se producen en el disco de acreción ópticamente delgado y reflejan el movimiento orbital del sistema binario. Al analizar la curva de velocidad radial para la línea Ha estimamos un periodo de 3.96 h.

Durante la campaña de 2016 el sistema se encontraba nuevamente en estado eruptivo, de la forma del espectro concluimos que, debido a la casi ausencia de líneas de emisión, el objeto se encontraba cerca de su máximo brillo. Analizamos la curva de velocidad radial para la línea H $\beta$  en absorción y encontramos un periodo de 3.43 h, ligeramente menor que el determinado para la línea Ha. Para discriminar entre las posibles frecuencias y determinar el verdadero periodo orbital llevamos a cabo un ajuste por mínimos cuadrados no lineal a los tres conjuntos de datos para obtener la mejor coherencia y menor dispersión. Al hacer esto encontramos que los datos fotométricos y espectroscópicos se ajustan de mejor manera al periodo de 3.96 h.

Por lo tanto, hemos encontrado que el periodo orbital más probable para el sistema V767 Cyg es 3.96 h. Aunque, hay que mencionar el periodo de 3.43 h no puede ser totalmente descartado.

# CAPÍTULO 6.

## BIBLIOGRAFÍA

Allen, C. W. (1976). *Astrophysical Quantities*. Astrophysical Quantities.

Abt, H. A. (1983). Normal and abnormal binary frequencies. *Annual review of astronomy and astrophysics* , 343-372.

Downes, R., Webbink, R. F., & Shara, M. M. (1997). A Catalog and Atlas of Cataclysmic Variables-Second Edition . *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* , 109, 345-440.

Echevarria, J. (1983). Are the Secondary Stars in Cataclysmic Variables Main Sequence Stars. *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica* , 109.

Harrison, T. E., McNamara, B. J., Szkody, P., McArthur, B. E., Benedict, G. F., Klemola, A. R., et al. (1999). Hubble Space Telescope Fine Guidance Sensor Astrometric Parallaxes for Three Dwarf Novae: SS Aurigae, SS Cygni, and U Geminorum . *Astrophysical Journal* , 515, 93.

Hellier, C. (2000). *Cataclysmic Variable How and why they vary*. Springer.

Hilditch, R. W. (2001). *An Introduction to Close Binary Stars*. Cambridge University Press.

Juhan, F., Andrew, K., & Raine, D. (2002). *Accretion Power in Astrophysics*. Cambridge University Press.

Kolb, U., & Baraffe, I. (1999). Brown dwarfs and the cataclysmic variable period minimum. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* , 1034-1042.

Kopal, Z. (1955). The classification of close binary systems . *Annales d'Astrophysique* , 379.

Oke, J. B. (1990). Faint spectrophotometric standard stars . *Astronomical Journal* , 99, 1621-1631.

Liu, W., Hu, J. Y., Li, Z. Y., & Cao, L. (1999). Spectroscopic Confirmation of 55 Northern and Equatorial Cataclysmic Variables. II. 28 Disproved and Suspected Cataclysmic Variable Candidates . *The Astrophysical Journal Supplement Series* , 122, 257-268.

Lomb, N. R. (1976). Least-squares frequency analysis of unequally spaced data . *Astrophysics and Space Science* , 39, 447-462.

Pringle, J. E., & Wade, R. A. (1985). *Interacting binary stars*. Cambridge Astrophysics Series, Cambridge: Cambridge University Press.

Ritter, H., & Kolb, U. (1998). Catalogue of cataclysmic binaries, low-mass X-ray binaries and related objects (Sixth edition) . *Astronomy and Astrophysics Supplement* , 129, 83-85.

Scargle, J. D. (1982). Studies in astronomical time series analysis. II - Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data . *Astrophysical Journal, Part 1* , 263, 835-853.

Warner, B. (1995). *Cataclysmic variable stars*. Camb. Astrophys. Ser.