



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO

---

---

FACULTAD DE CIENCIAS

ESPECTROSCOPIA Y FOTOMETRÍA  
DE ESTRELLAS VARIABLES CATACLÍSMICAS

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICO

P R E S E N T A :

ABDIEL ANTONIO RAMÍREZ TORRES

DIRECTOR DE TESIS:

DR. GAGIK GRANTOVICH TOVMASIAN ASMARIAN

2009





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.

## 1. DATOS DEL ALUMNO

Ramírez  
Torres  
Abdiel Antonio  
(55) 2328 4738  
Universidad Nacional Autónoma de México  
Facultad de Ciencias  
Física  
30216794-4

## 2. DATOS DEL TUTOR

Dr.  
Gagik Grantovich  
Tovmasian  
Asmarian

## 3. DATOS DEL SINODAL 1

Dr.  
Juan Manuel  
Echevarría  
Román

## 4. DATOS DEL SINODAL 2

Dr.  
Andrés  
Sandoval  
Espinosa

## 5. DATOS DEL SINODAL 3

Dr.  
Carlos Arturo  
Vargas  
Guadarrama

## 6. DATOS DEL SINODAL 4

Dr.  
José Hermenegildo  
Peña  
Saint Martin

## 7. DATOS DEL TRABAJO ESCRITO

Espectroscopía y fotometría de estrellas Variables Cataclísmicas  
81 p.  
2009

# Índice general

Índice general	III
Índice de figuras	V
Índice de tablas	VII
Agradecimientos	IX
Introducción	XIII
<b>1. La Física detrás...</b>	<b>1</b>
§1.1. Fotometría . . . . .	1
§1.1.1. Sistemas de Johnson y Strömngren . . . . .	3
§1.2. Espectroscopía . . . . .	4
§1.2.1. La vertiente física de la historia . . . . .	5
§1.2.2. Abordando la perspectiva astronómica . . . . .	8
§1.2.3. Corrimiento Doppler . . . . .	9
§1.3. Velocidades Radiales . . . . .	11
§1.3.1. Parámetros Orbitales . . . . .	12
§1.4. Lóbulos de Roche . . . . .	13
§1.5. Tomografía Doppler . . . . .	16
§1.5.1. Curva-S . . . . .	17
<b>2. Variables Cataclísmicas</b>	<b>19</b>
§2.1. Panorama Histórico . . . . .	19
§2.1.1. Hacia un Modelo Básico . . . . .	20

---

§2.2. Modelo Clásico . . . . .	22
§2.2.1. Enana Blanca . . . . .	23
§2.2.2. Enana Roja . . . . .	25
§2.2.3. Disco de Acreción . . . . .	26
§2.3. La esencia del cataclismo . . . . .	31
§2.4. Clasificación . . . . .	34
§2.4.1. Novas Enanas . . . . .	37
<b>3. Observaciones</b>	<b>39</b>
§3.1. EX Hya . . . . .	40
§3.1.1. Fotometría . . . . .	40
§3.1.2. Espectroscopía . . . . .	41
§3.2. V455 And . . . . .	42
§3.2.1. Fotometría . . . . .	43
§3.2.2. Espectroscopía . . . . .	44
<b>4. Resultados</b>	<b>47</b>
§4.1. EX Hya . . . . .	47
§4.2. V455 And . . . . .	51
<b>5. Conclusiones</b>	<b>55</b>
<b>A. Tabla de Constantes</b>	<b>58</b>
<b>B. Radiación de Cuerpo Negro</b>	<b>59</b>
<b>C. Diagrama H-R y Evolución Estelar</b>	<b>60</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>63</b>

# Índice de figuras

1.1. Intensidad de radiación . . . . .	3
1.2. Filtros de Johnson . . . . .	3
1.3. Espectro electromagnético . . . . .	5
1.4. Niveles de energía para el átomo de hidrógeno . . . . .	7
1.5. Continuo de Balmer . . . . .	8
1.6. Radiación de cuerpo negro . . . . .	9
1.7. Convección de fases orbitales . . . . .	10
1.8. Curvas de velocidades radiales. . . . .	11
1.9. Ángulo de inclinación . . . . .	12
1.10. Lóbulos de Roche . . . . .	14
1.11. Clasificación de sistemas binarios . . . . .	15
1.12. Tomografía doppler . . . . .	16
1.13. Espectro apilado . . . . .	18
2.1. SS Cygni . . . . .	21
2.2. Tamaños a escala del Sol – Enana Blanca . . . . .	24
2.3. Formación de disco de acreción . . . . .	27
2.4. Modelo Clásico de Variable Cataclísmica . . . . .	28
2.5. U Geminorum . . . . .	29
2.6. Z Chamaleontis . . . . .	30
2.7. Curva de luz típica de Nova . . . . .	32
2.8. Curva de estabilidad térmica en disco de acreción . . . . .	33
2.9. Modelo teórico de super estallido tipo WZ Sge . . . . .	33
2.10. Remanente de la nova GK Persei . . . . .	35
2.11. Imágen artística de Polar Intermedia . . . . .	36

---

2.12. Z Camaleopardalis . . . . .	37
3.1. Telescopio de 2.12 m OAN, San Pedro Mártir . . . . .	39
3.2. Carta de identificación de EX Hya . . . . .	40
3.3. Cosuma de $H\alpha$ en EX Hya . . . . .	41
3.4. Carta de identificación de V455 And . . . . .	42
3.5. Inicio de super estallido de V455 And . . . . .	44
3.6. V455 And . . . . .	45
4.1. Curvas de luz de EX Hya en filtros V y v . . . . .	48
4.2. Diagrama de diagnóstico para EX Hya . . . . .	49
4.3. Tomogramas doppler de EX Hya . . . . .	50
4.4. Periodo espectroscópico largo de V455 And . . . . .	51
4.5. Espectros de V455 And durante estallido . . . . .	52
4.6. Tomogramas doppler de $H\gamma$ y HeI en absorción, ambos resultando tener velocidades radiales de enana blanca. . . . .	53
4.7. Tomograma doppler de V455 And . . . . .	54
4.8. Regreso del periodo espectroscópico largo . . . . .	54
5.1. Diagrama para hacer una estimación del cociente masas de V455 And. Las masas están en unidades de masas solares. . . . .	56
C.1. Diagrama H-R. . . . .	60

# Índice de tablas

1.1. Bandas de transmisión Johnson y Strömgren . . . . .	4
1.2. Líneas de Balmer observadas vs calculadas . . . . .	6
3.1. Fotometría de EX Hya. . . . .	40
3.2. Espectroscopía de EX Hya. . . . .	41
3.3. Espectroscopía de V455 And. . . . .	43
4.1. Parámetros Orbitales de EX Hya . . . . .	49





# Agradecimientos

Cinco vueltas más le ha dado la Tierra al Sol. Y aunque para la edad del sistema solar, ello pueda ser insignificante, en lo personal, representa una de las etapas más enriquecedoras y maravillosas de mi vida. Un par de páginas no pueden rendir honor a todos y todo por lo que tendría que dar gracias.

No hay palabras suficientes para agradecer a mis padres su invaluable e incondicional apoyo en todo momento, así como el soporte moral y la educación que me han brindado, pues tanto la firmeza en la disciplina como las desbordadas muestras de cariño han hecho de mí, lo que ahora soy. Parte integral de mi formación —tanto en momentos lúdicos, como académicos y sentimentales— ha venido también de mis dos jóvenes tutores y ejemplos inmediatos a seguir, mis hermanos. Inculcando en mí el estilo de vida azul y oro, llevándome siempre por dentro el amor a nuestra *alma mater*, la Universidad Nacional Autónoma de México. Gracias también Mameos por tantas enseñanzas de vida, por todo aquello que no se aprende en un salón de clases, entre ello, por qué no, lo *pata de perro*. Es una fortuna, para mí que entre todos los posibles lugares del Universo, haya venido a caer justo entre este maravilloso grupo de personas (p.d. ¡Viva la familia!).

Ha sido todo un viaje, enriquecedor como acostumbra serlo y lleno de gente que ha aportado algo realmente significativo para mi persona. Quiero agradecer especialmente a Carlos Urquieta, quien me abrió los ojos a la ciencia como una forma de vida, apreciando la física desde un punto de vista totalmente *sui generis*; a Guillermo Herrera por su tiempo compartido para mostrarme parte de la actividad científica de la UNAM e introducirme a la astronomía mexicana con Pepe Peña, quien con paciencia me llevó de la mano a través de los conceptos básicos de ésta bella ciencia, resultando en mis primeros *pininos* a presentar en el Congreso Nacional de Astronomía en Guanajuato, donde conocí a Raúl Michel. Haciendo un poco de lado mi corta trayectoria en la Facultad de Ciencias, Raúl me llevó al Verano en el Observatorio 2005, invitándome también a una temporada de observación, previa al curso, con Juan y Rafa, de quienes desde ese entonces he aprendido (y sigo aprendiendo) infinidad de cosas, y no exclusivamente de astronomía, sino también de música, historia, buena comida, buen vino.

Contribuciones internacionales han estado presentes en este viaje, principalmente soviéticas. Gracias a Sergey por sus siempre útiles consejos y por supuesto a Gagik, quien además de aguantarme en su oficina, me ha brindado ya varias estancias de investigación en Ensenada, así como congresos internacionales.

A mamá le resulta simpático cada vez que le hablé de mis amigos de astronomía, pues en un principio sin conocerlos aún de vista, ella se imaginaba que se trataba de amigos contemporáneos. Todos ellos han aportado en mí más de lo que seguramente se imaginan. Y aunque oficialmente en el papel sólo pueda aparecer un director de tesis, gracias Juan, Rafa, Raúl y por supuesto Gagik por su guía, confianza y formación que en mí han apostado.

Agradezco a la Universidad por su íntegra formación con sus eventos culturales, deportivos y artísticos. En particular a la Facultad de Ciencias, recibiendo en sus aulas, clases de gran valía, entre las cuales me gustaría agradecer a Víctor Romero por su incansable labor docente así como a Arturo Vargas, Matias Moreno y Miguel Alcubierre entre otros. Al Instituto de Astronomía en Ciudad Universitaria y en Ensenada por todas las facilidades brindadas, así como al Observatorio Astronómico Nacional en San Pedro Mártir por recibirme en siete ocasiones hasta la fecha. Gracias especialmente a todos los investigadores, técnicos y administrativos que hacen posible que noche a noche vivamos el espléndido espectáculo del cielo nocturno que sólo San Pedro Mártir puede ofrecer. Gracias al apoyo otorgado en su momento por el CONACYT, DGAPA, Fundación Telmex durante la carrera, así como en la realización de esta tesis, sin el cual no hubiera sido posible llevar a cabo las metas propuestas.

Finalmente agradezco de todo corazón a quienes en estos cinco años han hecho de la Universidad todo un manojito de bellos y gratos recuerdos. De manera muy especial a mis compañeros de aventuras, llámense cursos, viajes, fiestas, cervantinos. Al Épikman por su generosidad y apoyo constantes, así como del Rams y Ángeles. A Daniel por la confianza y soporte, por escuchar y brindar siempre un buen consejo, así como agradezco también el cariño y apoyo de su familia, gracias a quienes pudimos formar nuestro pequeño *Wohngemeinschaft* en San Jerónimo. Gracias porque estos dos últimos años han estado inundados por el amor, apoyo y comprensión de la flor más bella y noble en mi vida, Alelí.

POR MI RAZA HABLARÁ EL ESPÍRITU.

CD. UNIVERSITARIA, NOVIEMBRE DE 2009

Abdiel A. Ramírez-Torres

*A Ernesto,*

*por el valor y entereza  
durante las adversidades,  
muestra irrefutable del  
amor a la vida*

# Introducción

La astronomía siendo la más antigua de las ciencias ha tenido contribuciones de grandes civilizaciones, pasando por pequeñas sociedades sedentarias e incluso de cazadores-recolectores en sociedades nómadas, todos ellos encontraron en la observación de la bóveda celeste una herramienta de organización espacial y temporal. A pesar de heredar como humanidad conocimiento astronómico de diversas culturas —china, egipcia, griega, maya, por mencionar algunas— al estar inmersos en el mundo occidental tenemos una fuerte influencia de la cultura helénica. Usamos a la fecha el sistema de las constelaciones que usaban en la Antigua Grecia o incluso la convención hoy en día para clasificar la luminosidad o magnitud de un astro: mientras menor sea la magnitud más luminoso es el objeto, herencia de más de dos mil años de Hiparco de Nicea, quién asignó  $m = 1$  a la estrella más brillante y  $m = 6$  a la más débil vista por el ojo humano (en las noches oscuras de la antigüedad).

A tal grado llega a influencia occidental, que muchas veces olvidamos que hubo otras civilizaciones que también observaron el cielo, desarrollaron un sistema de constelaciones y que incluso también hicieron mediciones y predicciones astronómicas. He mencionado ya algunas civilizaciones, pero permítome aquí hacer particular énfasis en las culturas mesoamericanas precolombinas, donde el conocimiento astronómico y la consecuente precisión para medir el tiempo se vieron reflejadas en la orientación de trazas urbanas así como en la edificación de templos y observatorios.<sup>†</sup> En el sureste de la región, los mayas identificaron conjuntos de estrellas fijas en la bóveda celeste creando ellos sus constelaciones. Pero tal vez de mayor impacto fue el sistema calendárico mesoamericano de dos cuentas —*Haab* (solar) y *Tzolkin* (ritual)— que desarrollaron. Sin duda, la referencia por excelencia al avance en el conocimiento astronómico alcanzado por los sacerdotes-astrónomos mayas es el Códice de Dresden, donde entre otras cosas se registran cálculos precisos sobre eclipses solares y lunares. No sería imposible, dada la riqueza del tema, seguir escribiendo una tesis completa sobre la astronomía mesoamericana y dejar de lado las variables cataclísmicas... sin embargo no será el caso.

---

<sup>†</sup> Considerese un observatorio en la época precolombina como las estructuras arquitectónicas orientadas tanto a eventos celestes en el horizonte como a tránsitos solares por el zenit de las diferentes regiones, como el observatorio de El Caracol en la región maya, o la Plaza de la Estela en Xochicalco

La ambición científica de la presente tesis de licenciatura nos llevó al estudio de las estrellas Variables Cataclísmicas con el propósito de implementar un método de análisis de los datos observacionales, con el cual se pudieran determinar los parámetros orbitales del sistema con mayor fiabilidad.

Se propuso así la observación de una muestra de objetos en la que se postularon como candidatos<sup>†</sup> U Geminorum, AE Aquarii, J0644+3344, EX Hydrae, V455 Andromedae, los cuales fueron observados en diferentes temporadas en el Observatorio Astronómico Nacional (OAN) de la Universidad Nacional Autónoma de México con sede en la sierra de San Pedro Mártir, Baja California. Cabe mencionar que por considerarse el proyecto con la totalidad de las observaciones demasiado ambicioso para una tesis de licenciatura, sólo se presentan en el Capítulo 4 los resultados obtenidos para dos de los objetos antes mencionados V455 And y EX Hya, con los cuales se encuentran dos artículos por publicar.

Como preámbulo a la culminación de la investigación astronómica en la sección de Resultados, se presenta en el Capítulo 1 LA FÍSICA DETRÁS enmarcando las técnicas de observación, Espectroscopía y Fotometría así como una primera incorporación de los conceptos involucrados en los sistemas binarios que corrotan: Velocidades Radiales, Lóbulos de Roche y Parámetros orbitales. Al finalizar el capítulo se introducen aspectos también de la INSTRUMENTACIÓN requerida en el OAN para una observación adecuada.

En el segundo Capítulo se aterriza en los objetos de interés y razón de ser de ésta tesis: las estrellas VARIABLES CATACLÍSMICAS, brindando un Panorama Histórico, que cabe mencionar, es bastante reciente en términos de la historia de la ciencia y la astronomía. Se discute sobre el Modelo Clásico introducido en la segunda mitad del siglo pasado, siguiéndole las Componentes del Sistema binario así como una breve mención de un tema bastante reciente y de investigación de frontera, las Binarias Rebotadas.

Posteriormente en el Capítulo 3 se tratan las OBSERVACIONES realizadas, desde la Selección de Objetos hasta la Configuración Observacional, para finalmente pasar al Capítulo de los RESULTADOS, donde se discute la Reducción de los Datos, que conlleva la depuración de las mediciones así como la calibración de las mismas. Una vez hecho lo propio, procedemos entonces al Análisis de Resultados, discutiendo sobre los aspectos encontrados. Se finaliza el trabajo en el Capítulo 5 donde se incluyen las CONCLUSIONES.

---

<sup>†</sup> La nomenclatura de estrellas variables se ha convenido históricamente como su identificador seguido de la constelación en la que se ubique: [*identificador*] [*constelación en genitivo*], e.g. *R Lyrae* o simplemente *R Lyr*

# Capítulo 1

## La Física detrás. . .

De acuerdo con el Diccionario Americano de Oxford, la *astronomía* es la rama de la ciencia que se encarga de los cuerpos celestes, del espacio y del Universo como un «todo», mientras que la *astrofísica* es la rama de la astronomía a la que le concierne la naturaleza de las estrellas y demás objetos celestes, así como la aplicación de las leyes y teorías físicas para la interpretación de las observaciones astronómicas.

En este capítulo se abordarán diversas áreas del conomiento, abarcando terrenos desde óptica, electromagnetismo, mecánica clásica y cuántica, física estadística y hasta química, entre otros. En primera instancia se discutirán las técnicas generales para analizar la luz: la fotometría y la espectroscopía; tocando también otros fenómenos físicos como son las velocidades radiales y los lóbulos de Roche para finalizar con una técnica bastante poderosa: la tomografía doppler.

### §1.1. Fotometría

La *luz*, en el sentido amplio que ésta se merece, es la única información disponible con la que cuenta el hombre para indagar la naturaleza de todo aquello que está en el espacio exterior. Es una empresa imposible por el momento, hacer una salida de campo para ir a otra estrella —no se diga otra galaxia, o incluso dentro de la nuestra— y tomar muestras o hacer experimentos que nos permitan saber cómo evolucionan, por qué brillan, cuál es la dinámica de estos objetos. Es aún peor, pues la barrera es espacio-temporal. Así la situación, nos restringimos a coleccionar la luz o radiación electromagnética (EM) desde la superficie de la Tierra o satélites orbitando alrededor de ella. La *fotometría* es precisamente

la técnica para medir el *flujo* o intensidad de radiación que nos llega de los objetos celestes.

Consideremos un elemento de superficie  $dA$  por el que pasa radiación (Fig. 1.1). Parte de ésta se alejará de la superficie formando un ángulo sólido<sup>†</sup>  $d\Omega$  cuya dirección está a un ángulo  $\theta$  respecto la normal a la superficie. La proyección del elemento de superficie  $dA$  visto con un ángulo  $\theta$  es  $dA_n = dA \cos \theta$ , por lo que la cantidad de energía entrando al ángulo sólido con frecuencias entre  $\nu$  y  $\nu + d\nu$  en un tiempo  $dt$  es

$$dE_\nu = I_\nu \cos \theta dA d\nu d\Omega dt , \quad (1.1)$$

donde  $I_\nu$  es la *intensidad específica* de la radiación con frecuencia  $\nu$  y en la dirección del ángulo sólido  $d\Omega$  y en el sistema *cgs* tiene unidades  $\text{ergs cm}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}$ . La intensidad total resulta si integramos sobre todas las frecuencias

$$I = \int_0^\infty I_\nu d\nu . \quad (1.2)$$

Ahora bien, la densidad del flujo de energía o simplemente *densidad de flujo* es la cantidad de energía por unidad de tiempo por unidad de área. Se obtiene integrando respecto al ángulo sólido

$$F = \int_S I \cos \theta d\Omega . \quad (1.3)$$

Si consideramos que la radiación es isotrópica, i.e. independiente de la dirección, integrando en coordenadas esféricas sólo la mitad de la esfera correspondiente al flujo que sale del elemento de superficie, tenemos

$$F = I \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\theta = \pi I . \quad (1.4)$$

El *flujo*, es decir la energía por unidad de tiempo emitida por una estrella a través de un ángulo sólido  $\Omega$ , se escala —al igual que la superficie de una esfera— con el cuadrado distancia  $r$ , i.e.  $L = \Omega r^2 F$ . Una propiedad intrínseca de la estrella es el flujo total a través de una esfera de radio  $r$ , también llamado *luminosidad*,  $L = 4\pi r^2 F$ . Escribiendo la densidad de flujo en términos de la luminosidad

$$F = \frac{L}{4\pi r^2} . \quad (1.5)$$

---

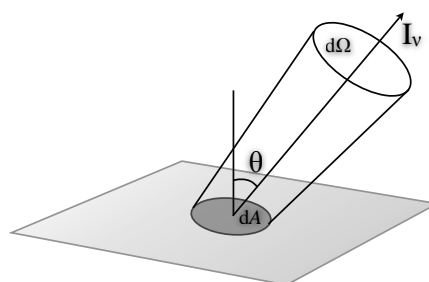
<sup>†</sup> Las unidades del ángulo sólido son los estereorradianes (sr),  $1 \text{ sr} = 1 \text{ rad}^2$ .



Al ser la radiación de las estrellas como la radiación de cuerpo negro (véase sección §1.2), por la ley de Stefan-Boltzmann entonces la densidad de flujo va como la cuarta potencia de la temperatura,  $F = \sigma T^4$ , siendo la luminosidad como función de la temperatura

$$L(T) = 4\pi r^2 \sigma T^4, \quad (1.6)$$

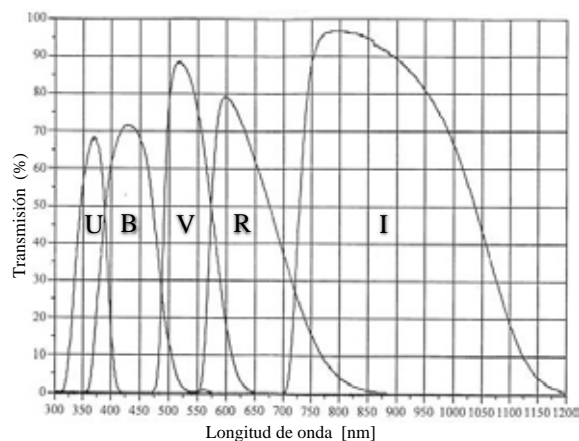
con  $\sigma$  la constante de Stefan-Boltzmann.



**Figura 1.1:** La intensidad de radiación está relacionada con la energía que pasa a través del elemento de superficie  $dA$ .

### §1.1.1. Sistemas de Johnson y Strömgren

Uno de los sistemas fotométricos más utilizados tuvo sus orígenes a principios de las 1950's cuando Harold L. Johnson y William W. Morgan introdujeron filtros de banda ancha en las longitudes de onda del ultravioleta, azul y verde, conocido como el sistema UB<sup>†</sup>. Más tarde fue aumentado el sistema agregándole bandas en el rojo e infrarrojo. Así el sistema actual de *Johnson* es el UBVRI.



**Figura 1.2:** Perfiles de bandas de transmisión de los filtros de Johnson. Imagen tomada de la página del Observatorio Astronómico Nacional, San Pedro Mártir, en su sección de Instrumentos.

<sup>†</sup> Por las siglas en inglés *Ultraviolet Blue Visual*.

**Tabla 1.1:** Bandas de transmisión de los filtros en los sistemas de Johnson y Strömgren.

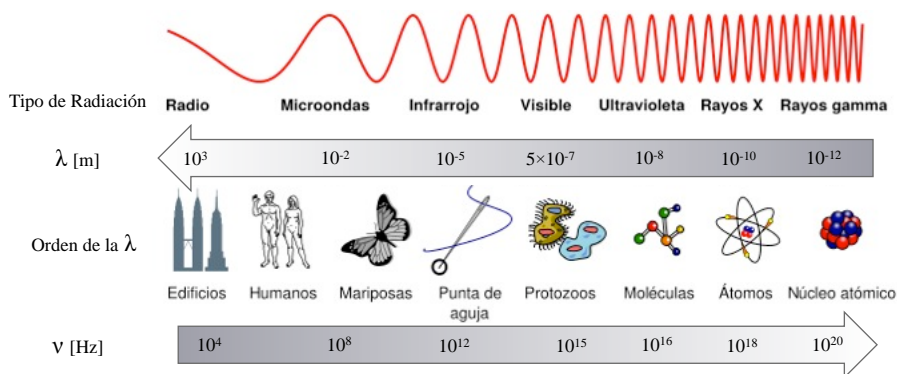
Filtro		$\lambda_{\text{central}}$ [nm]	FWHM [nm]
<b>Johnson</b>			
U	ultravioleta	364	32
B	azul	435	98
V	visual	538	98
R	rojo	630	118
I	infrarrojo	894	337
<b>Strömgren</b>			
u	ultravioleta	348.7	28
v	violeta	412.6	13
b	azul	470.7	18.8
y	amarillo	547.8	21.7

En el sistema de *Strömgren* de cuatro colores *uvby*, a diferencia de los de Johnson, los filtros son de banda angosta permitiendo el paso longitudes de onda más restringidas. Además de los filtros ya mencionados, también existen aquellos que permiten el paso a longitudes de onda más selectivas, e.g. las bandas del OIII<sup>†</sup> de la serie extragaláctica, utilizadas para objetos extendidos como nebulosas planetarias o galaxias.

## §1.2. Espectroscopía

¿Quién no se ha detenido al lado de la carretera para apreciar el bello espectáculo de la luz del Sol dispersada por las gotas de lluvia?, sin importar, incluso, el mojarse un poco. Fenómeno que no sólo intrigó a Newton desde el siglo XVII, estudiando el comportamiento de la luz pasando por un prisma y obteniendo el mismo resultado que en el arcoiris. Más tarde aparecería en escena Gustav R. Kirchhoff. Sin embargo, esa luz que captan nuestros dos maravillosos detectores naturales no es el *espectro* completo. El mismo Isaac Newton se dió cuenta que había algo más allá del rojo que tenía la propiedad de calentar, la radiación infrarroja. Así pues, el espectro electromagnético es mucho más amplio y si hacemos patentes los efectos ondulatorios podemos diferenciar entonces la radiación por su

<sup>†</sup> Se utiliza esta nomenclatura para indicar el número de ionizaciones. El uno romano I, corresponde al átomo neutro, en este caso OIII es oxígeno dos veces ionizado.



**Figura 1.3:** Espectro electromagnético. La longitud de onda crece hacia la izquierda, mientras que la frecuencia es cada vez mayor hacia la derecha. El rango de longitudes de onda que podemos captar con nuestros ojos es sólo una pequeña parte del espectro EM.

longitud de onda, o su frecuencia en la otra cara de la moneda.

### §1.2.1. La vertiente física de la historia

En el siglo XIX el físico alemán Gustav Robert Kirchhoff sentó las bases de la espectroscopía abriendo un nuevo e inmenso campo de investigación. No tardó mucho en que tanto químicos, físicos y astrónomos comenzarán a apasionarse con los espectros encontrándole aplicaciones directas. Sin embargo, seguía siendo un misterio la naturaleza del continuo en emisión que radiaba un cuerpo caliente, o las líneas discretas que aparecían cuando se excitaba un gas enrarecido, o una combinación de éstas dos: un cuerpo caliente rodeado de un gas resultando en el continuo de emisión pero con la ausencia de las líneas discretas. Estos enunciados fueron las *leyes de Kirchhoff*. Fue él mismo quien por vez primera le adjudicó al problema de la radiación térmica, el término de *radiación de cuerpo negro* (véase Apéndice B).

La respuesta llega con el comienzo del nuevo siglo develando la naturaleza cuántica de la materia. Nuevamente un alemán, Max Planck solucionó el problema del cuerpo negro, introduciendo para ello la cuantización de la energía.

Para 1913, el ingeniero danés de Niels Bohr se encargó de modelar el átomo de hidrógeno, estableciendo que los niveles de energía a los que tiene acceso el electrón, con masa  $m$  y

**Tabla 1.2:** Comparación entre las líneas observadas y calculadas de la serie de Balmer.

Línea	$n_2$	$\lambda_{\text{obs}}$ [Å]	$\lambda_{\text{cal}}$ [Å]
H $\alpha$	3	6562.793	6562.78
H $\beta$	4	4861.327	4861.32
H $\gamma$	5	4340.466	4340.45
H $\delta$	6	4101.738	4101.735
H $\epsilon$	7	3970.075	3970.074
H $\zeta$	8	3888.052	3888.057
H $\eta$	9	3835.387	3835.397
H $\theta$	10	3797.900	3797.910

carga  $e$ , están también cuantizados

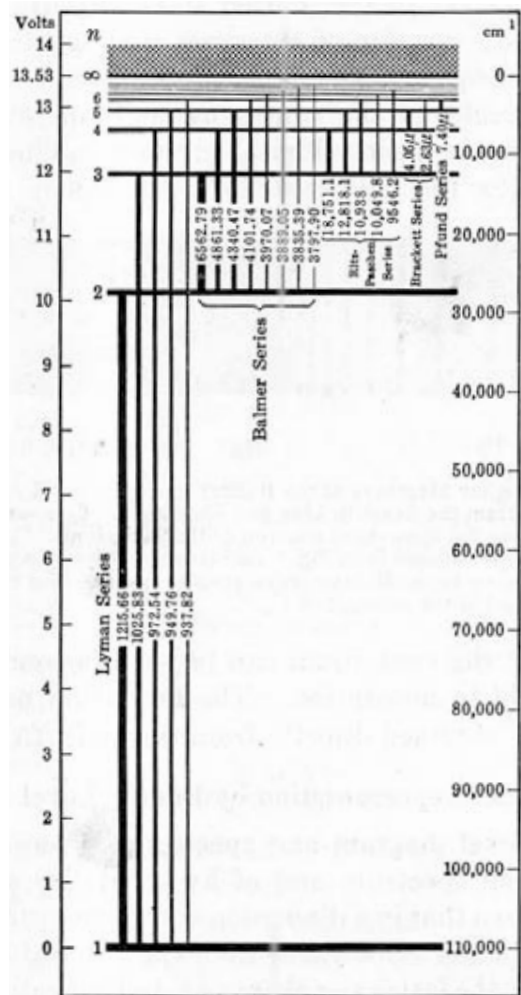
$$E_n = -\frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2}, \quad (1.7)$$

donde  $\varepsilon_0$  es la permitividad eléctrica en el vacío,  $h$  es la constante de Planck. La energía del estado base es  $E = -13.6 \text{ eV}$  con  $n = 1$ . Así, al excitar al electrón se requiere de una cantidad de energía bien específica para mandarlo al siguiente nivel, lo que explicaba las líneas de absorción ya bien conocidas por los espectroscopistas alemanes —que para entonces ya tenían buena tradición de serlo. Pero si esperamos un poco a que el electrón regrese a su estado base, lo hará desechando el exceso de energía en forma de radiación, con longitud de onda o frecuencia bien determinada ( $E = h\nu$ , un cuanto de luz o *fotón*) dándole respuesta así a las líneas de emisión.

Se entendía entonces la naturaleza del modelo de Rydberg

$$\frac{1}{\lambda(n_1, n_2)} = \frac{E_{n_2} - E_{n_1}}{hc} = R_\infty \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (1.8)$$

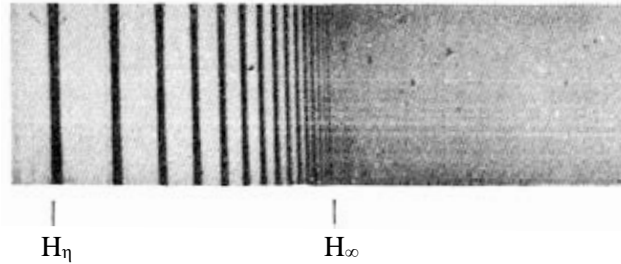
donde  $\lambda$  es la longitud de onda de la línea de emisión,  $R_\infty = me^4/8\varepsilon_0^2 h^3 c$  es la constante de Rydberg para el hidrógeno, y  $n_1, n_2$  son los números cuánticos correspondientes a los niveles de energía final e inicial de la transición cumpliendo que  $n_1 < n_2$ . En la Fig. 1.4 vemos las transiciones del átomo de hidrógeno, de los niveles  $n_2 = n_1 + 1, n_1 + 2, \dots, \infty$  al  $n_1$ , siendo la serie de Lyman, en el lejano UV, todas aquellas al estado base  $n_1 = 1$ , en el visible la serie de Balmer al  $n_1 = 2$ , en el infrarrojo la serie de Ritz-Paschen al  $n_1 = 3$ ,



**Figura 1.4:** Diagrama de niveles de energía para el átomo de hidrógeno, mostrando las longitudes de onda en  $\text{\AA}$  excepto las series de Brackett y Pfund en micrómetros. Las líneas de Lyman caen en el UV, mientras que en el visible están las de Balmer y en el IR las correspondientes de Ritz-Paschen, Brackett y Pfund. Fuente Grotrian (1928).

etc. Al conjunto de líneas cada vez más juntas de cada serie se le conoce como *continuo de*, e.g., *Balmer* y en general para cualquier serie converge en

$$\frac{1}{\lambda(n_1, \infty)} = \frac{R_\infty}{n_1^2} . \quad (1.9)$$



**Figura 1.5:** Extremo azul de la serie de Balmer en líneas de emisión. Se muestra a partir de la séptima línea de la serie, H<sub>η</sub>. La convergencia teórica de la serie se denota como H<sub>∞</sub>. Fuente Herzberg (1927).

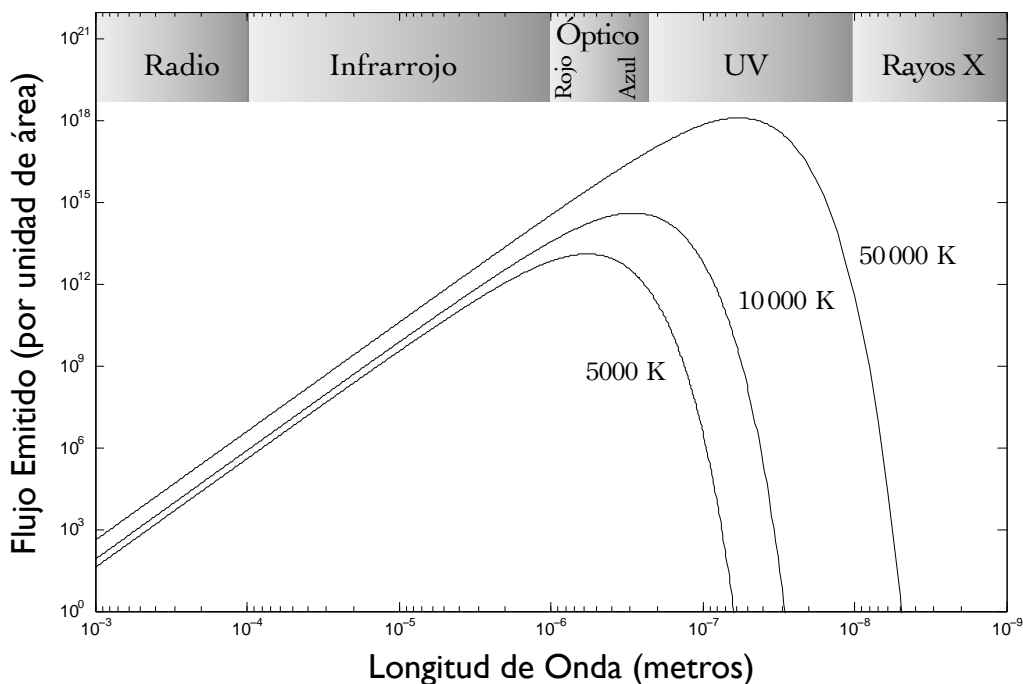
### §1.2.2. Abordando la perspectiva astronómica

Como resultado directo de la distribución de Planck, las estrellas calientes emitirán principalmente en el azul, a diferencia de las estrellas más frías en las que su pico de emisión se encuentra hacia el rojo. El Sol por ejemplo, tiene una temperatura superficial de 5800 K y su máximo de emisión corresponde precisamente a las longitudes de onda —*no surprise*— a las que son sensibles nuestros ojos. Además, la energía total emitida en todas las frecuencias se escala con la cuarta potencia de la temperatura (véase §1.1).

El espectro de una estrella es entonces la distribución de frecuencias en las que emite, comprendiendo el continuo de radiación de cuerpo negro y líneas de absorción<sup>†</sup> dependiendo básicamente de la temperatura y densidad, así como de su composición química. Se observan líneas de absorción pues donde se liberan los fotones es en el núcleo de la estrella que está significativamente más caliente que las capas externas, recurrimos aquí a las ya planteadas leyes de Kirchhoff.

Para el caso de objetos muy masivos la gravedad tiene una repercusión notable en las líneas de absorción, se ensanchan. Al ser mayor la gravedad en la atmósfera estelar, los átomos están sometidos a una presión alta, lo que favorece colisiones entre ellos implicando que

<sup>†</sup> En el caso de las estrellas Wolf-Rayet se observan líneas en emisión debido a las altas temperaturas.



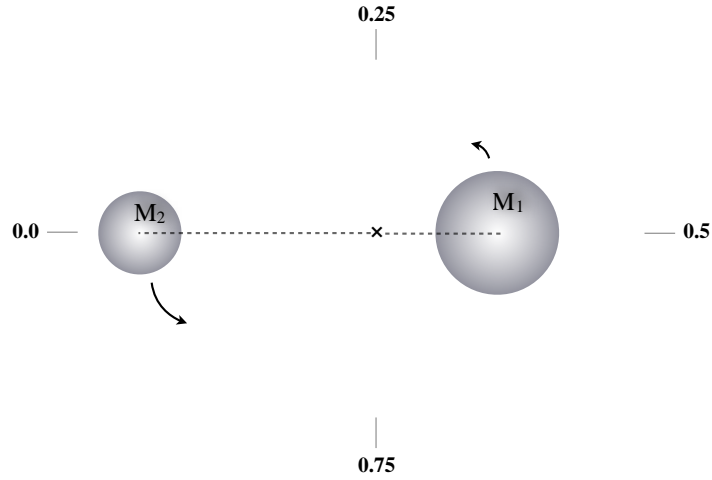
**Figura 1.6:** Radiación de cuerpo negro. Las estrellas emiten de manera aproximada como un cuerpo negro. Se muestra la distribución de Planck para estrellas con tres temperaturas distintas. Es notable que conforme es mayor la temperatura del cuerpo, su máximo de emisión se corre hacia longitudes de onda más energéticas, e.g. el Sol con 5800 K tiene su máximo en el visible.

por un breve lapso los niveles de energía sean perturbados, i.e. no hay más una separación fija entre niveles de energía, absorbiendo así fotones en un mayor rango. Se le denomina *ensanchamiento por presión* cuando se trata de perturbaciones por el efecto estadístico de muchas partículas.

### §1.2.3. Corrimiento Doppler

Consideremos un sistema binario de estrellas, digamos por el momento una primaria con masa  $M_1$  y una estrella secundaria con masa  $M_2 = 0.5 M_1$  (ver §2.2), que giran en una órbita circular en torno al centro de masa del sistema. Situemos a un observador a gran distancia pero en el mismo plano orbital de manera que vea al sistema de canto.

A diferencia de los espectros que hasta ahora se han discutido, el de este sistema



**Figura 1.7:** Esquema básico de una binaria, con cociente de masas  $q \equiv M_2/M_1 = 0.5$ , orbitando en torno a su centro de masa, el cual se encuentra a un tercio de la distancia de la estrella primaria a la secundaria. Se muestran alrededor las marcas en dirección de la línea de visión con sus correspondientes fases orbitales (ver texto).

orbitante es la superposición de los espectros de las estrellas primaria y secundaria. A este tipo de sistemas se les denomina *binarias espectroscópicas*, pues no es posible resolver ambas estrellas con un telescopio debido a la lejanía. El desplazamiento alrededor de un centro de masa común resulta en *corrimientos doppler* de los espectros hacia longitudes de onda del rojo y del azul. Veamos por qué.

Tratándose de fuentes de radiación electromagnética ( $c = \lambda\nu$ ), cuando la estrella se acerca a nosotros con velocidad  $v^\dagger$ , la longitud de onda se acorta una distancia  $\lambda' = v/\nu$ . Análogamente, si se aleja la longitud de onda se alargará en la misma proporción, resultando un corrimiento efectivo en la longitud de onda

$$\Delta\lambda = \frac{v}{\nu}, \quad (1.10)$$

o términos del cociente de velocidad  $v$  de la estrella respecto a la velocidad de la luz en el vacío  $c$ , tenemos

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c}. \quad (1.11)$$

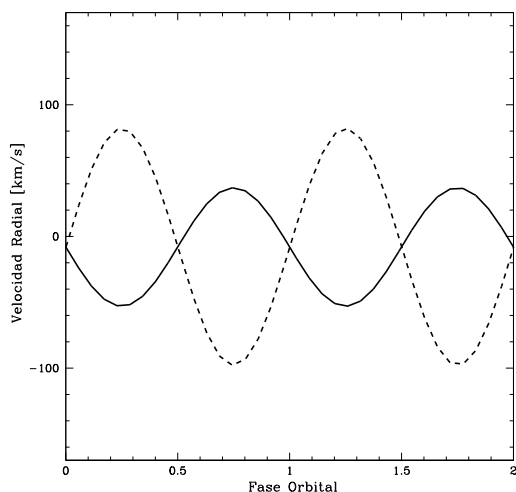
<sup>†</sup> Estamos considerando el caso no-relativista  $v \ll c$ , el cual resulta adecuado en la descripción de cualquier Variable Cataclísmica.



### §1.3. Velocidades Radiales

Para un estudio estándar del movimiento orbital del sistema se ha convenido nombrar fase  $\phi = 0$  a la conjunción inferior<sup>†</sup>. En esta fase —desde el punto de vista del observador— la estrella secundaria estará frente a la primaria, mientras que en fase  $\phi = 0.5$  estará detrás de ella. En la Fig 1.7 se muestra el esquema básico del sistema y por simplicidad en vez de dibujar a las estrellas girando, se muestran alrededor las marcas de la dirección en la que se encuentra el observador.

Como hemos supuesto un movimiento orbital circular, la velocidad radial<sup>‡</sup> cambia constante- y periódicamente alcanzando su máximo en magnitud cuando ésta sea paralela a la línea de visión y anulándose cuando sea ortogonal. Siendo un sistema ligado gravitacionalmente, la estrella primaria gira con una velocidad de menor magnitud comparada con aquella de la secundaria (Fig. 1.7). Así graficando respecto al periodo orbital obtenemos las curvas de velocidades radiales de ambas componentes (Fig. 1.8).



**Figura 1.8:** Curvas de velocidades radiales.

Ya que las estrellas se consideran fuentes «puntuales» en el análisis hasta el momento realizado, la velocidad radial es entonces una función inyectiva del periodo orbital. Empero, ¿qué pasa con los objetos extendidos que rotan sobre su propio eje?, como por ejemplo las galaxias o los discos de acreción (véase §2.2.3). Pensemos por el momento en éstos últimos, donde las escalas de tiempo para que complete una fase orbital son mucho menores que en las galaxias, sin perder de vista seguimos observando en la lejanía sobre el plano orbital.

Una línea de emisión del disco presentará un pico doble debido a que la mitad

<sup>†</sup> Se refiere a la alineación de cuerpos celestes, en el sistema solar e.g. Venus esta en conjunción inferior cuando se interpone en la línea imaginaria que une los centros de la Tierra y el Sol, mientras que en la conjunción superior de Venus, el Sol estaría justo entre la Tierra y este planeta.

<sup>‡</sup> Es la componente de la velocidad en dirección del observador, que por estar a distancias mucho mayores que el radio de la órbita, la línea de visión (ver Fig. 1.9) es siempre paralela entre sí sobre cualquier punto de la circunferencia.

del disco que se mueve permanentemente hacia nosotros, i.e. con velocidad negativa  $v < 0$  por convención, se corre hacia el azul mientras que la mitad que se aleja se corre hacia el rojo. Se hará más gráfica esta explicación en la sección §1.5. De la ecuación (1.11) es clara la equivalencia entre velocidades radiales y en longitud de onda para el corrimiento doppler.

### §1.3.1. Parámetros Orbitales

Siguiendo con el análisis de las velocidades radiales, podemos introducir ahora los parámetros orbitales, teniendo en cuenta que por convención se utilizan los subíndices 1 y 2 para etiquetar los parámetros de las estrellas primaria y secundaria respectivamente, e.g. la masa de la primaria será  $M_1$ . Para indagar sobre la dinámica y geometría del sistema binario uno pensaría que es necesario conocer muchos de sus detalles. Sin embargo no es así, basta con conocer algunos parámetros orbitales.

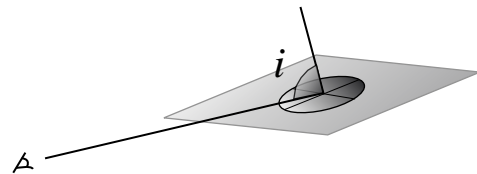
De la Fig. 1.8 vemos que la amplitud de la variación de la estrella secundaria es el doble de la primaria. A la mitad de esta variación se le conoce como *semiamplitud*  $K$ . Sin embargo las curvas no cambian de velocidades positivas a negativas en el cero de velocidades —aunque sí lo es en el sistema inercial— pues al ser observadas desde la Tierra el sistema completo tiene una velocidad media, la *velocidad sistémica*  $\gamma$ .

La *inclinación* de la órbita es el ángulo comprendido entre la perpendicular al plano en el que giran las estrellas y la línea de observación (Fig. 1.9), por lo que serán sistemas eclipsantes aquellos con valores altos, i.e.  $60^\circ \lesssim i \leq 90^\circ$ .

Siendo  $a$  la separación de las componentes, se puede determinar una vez que se conocen las semiamplitudes  $K_1$  y  $K_2$ , la inclinación y el *periodo orbital*. Definiendo  $a_1$  y  $a_2$ , respectivamente como las distancias de la primaria y la secundaria al centro de masa del sistema, hay una relación intrínseca con las semiamplitudes. Mientras mayor la distancia al centro de masa, mayor la velocidad radial, por lo que

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{K_1}{K_2}. \quad (1.12)$$

Recordando que el centro de masa para  $n$ -partículas con posiciones  $x_i$ ,  $i = 1, 2, \dots, n$ ,



**Figura 1.9:** Ángulo de inclinación medido por la línea de visión y la normal al plano orbital

se calcula  $X_{CM} = \sum x_i m_i / \sum m_i$ , entonces las distancias  $a_1$ ,  $a_2$ , quedan impuestas directamente por las masas  $M_1$ ,  $M_2$  y a su vez están relacionadas con las semiamplitudes

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{K_1}{K_2} = \frac{M_2}{M_1}, \quad (1.13)$$

apareciendo en la igualdad derecha la razón de dos cantidades fundamentales, por lo que es conveniente definir: el *cociente de masas*

$$q \equiv \frac{M_2}{M_1}. \quad (1.14)$$

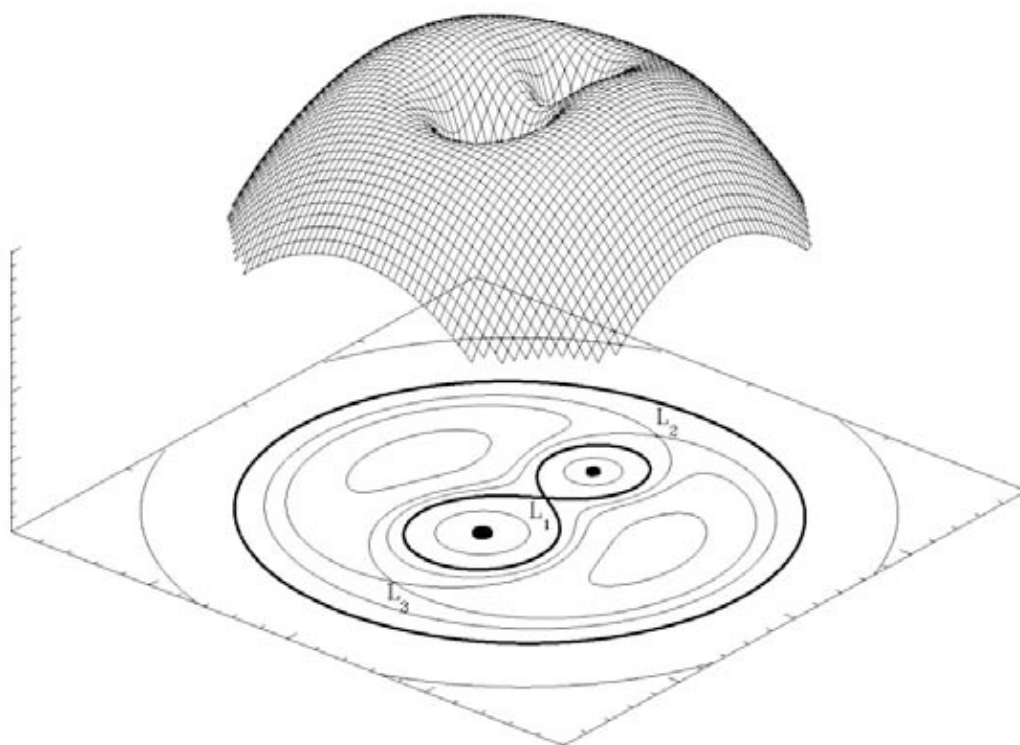
Hagámos en este momento una pausa en el camino para discutir sobre los efectos que tienen las masas en la dinámica del sistema.

## §1.4. Lóbulos de Roche

Sería un espectáculo completamente diferente si en el sistema planetario donde vivimos en vez de tener sólo una estrella, hubiera sido un sistema binario. Pero además de las implicaciones artísticas o románticas que ello hubiera tenido emerge un sistema complejo de potenciales gravitacionales, pues ya no sería más un foco bien localizado alrededor del cual giraran los planetas. Analicemos pues el caso cuando se tienen dos objetos masivos que giran en torno a su centro de masa.

A finales del siglo XIX Édouard Roche, matemático y astrónomo francés, simplificó un problema que hoy en día aún con un modelo computacional sería bastante complejo de realizar analíticamente de manera general. Roche asumió que las fuerzas de marea entre las estrellas, dada la cercanía, ocasionarían que las estrellas se movieran en órbitas circulares y también que la masa de cada estrella puede ser tratada como si estuviera concentrada en el centro. Para solamente una estrella el análisis no representa mayor problema pues el potencial gravitacional tiene un perfil radial y va con el inverso de la distancia.

Sin embargo, retomando el sistema binario, las superficies equipotenciales ocasionadas por dos estrellas que orbitan, en general no son para nada esferas concéntricas a menos que consideremos distancias cercanas al centro de las estrellas. Pero en escalas comparables a su separación entonces se vuelven bastante considerables las fuerzas de marea, deformando las superficies como se ve en la Fig. 1.10. A estas superficies se les denomina *equipotenciales de Roche* o *superficies de Lagrange* y para estudiar su geometría consideramos además una



**Figura 1.10:** Representación tridimensional del potencial de Roche de un sistema binario con cociente de masas  $q \equiv M_2/M_1 = 0.5$  (ver §1.3.1). En las curvas de nivel debajo de la superficie se pueden apreciar los lóbulos de Roche así como los puntos de Lagrange  $L_1$ ,  $L_2$  y  $L_3$  que son por definición los puntos donde las fuerzas se cancelan. Existen dos puntos más que no se ilustran en la figura,  $L_4$  y  $L_5$  ubicados en el tercer vértice de dos triángulos equiláteros que tienen como lado común la línea imaginaria que une las estrellas.

partícula de prueba, lo que equivale a resolver el «caso restringido del problema general de tres cuerpos», en donde dicha partícula se supone con una masa despreciable en comparación con los otros dos cuerpos por lo que el potencial a estudiar sigue siendo sólo el de las estrellas.

Sobre la partícula de prueba actúan tres fuerzas: la fuerza centrífuga que la mantiene orbitando de forma estable en el sistema; y las fuerzas gravitacionales ocasionadas por los dos cuerpos masivos. Así, el potencial gravitacional  $\Phi(\mathbf{r})$  del sistema binario, en función del vector de posición  $\mathbf{r}$  de la partícula de prueba, lo podemos escribir como la contribución de cada una de las masas en reposo más el término correspondiente al movimiento orbital,

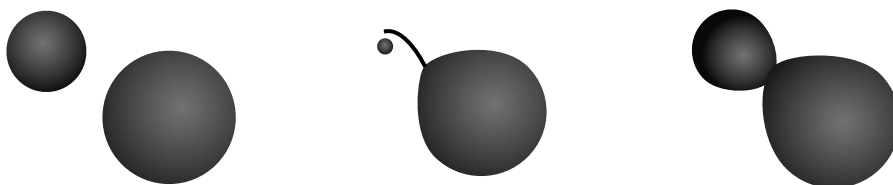
esto es

$$\Phi(\mathbf{r}) = -\frac{GM_1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|} - \frac{GM_2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_2|} - \frac{1}{2}(\boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{r})^2 \quad (1.15)$$

donde  $\boldsymbol{\omega}$  es la frecuencia angular de la órbita y  $G = 6.67428(67) \times 10^{-11} \text{ m}^3\text{kg}^{-1}\text{s}^{-2}$  es la constante de gravitación de Newton. En las curvas equipotenciales de Roche hay puntos donde una partícula de prueba podría permanecer estacionaria en el sistema de referencia que gira con las estrellas, éstas son las soluciones estacionarias del problema. Se les denomina *puntos de Lagrange* a estos lugares geométricos donde se anulan las fuerzas gravitacionales de los cuerpos masivos y la fuerza centrífuga.

El punto interno de Lagrange  $L_1$  es de particular importancia y tal vez el más intuitivo pues involucra básicamente los potenciales gravitacionales de cada estrella. Vemos en la Fig. 1.10 que  $L_1$  es un punto silla. Para fijar ideas, si imaginamos ir en un cohete en un viaje a la Luna, la primera parte del viaje necesitaremos gastar combustible para escapar del potencial de la Tierra, hasta pasado el punto  $L_1$  podríamos entonces apagar el cohete y dejar que la Luna nos jale hacia ella. Pero si en vez de sólo pasar nos detenemos y apagamos la propulsión justo en el punto interno de Lagrange —esto es una vez transcurrido el 90 % del viaje en la línea imaginaria que une los centros de la Tierra y la Luna— estaríamos detenidos respecto al planeta y al satélite.

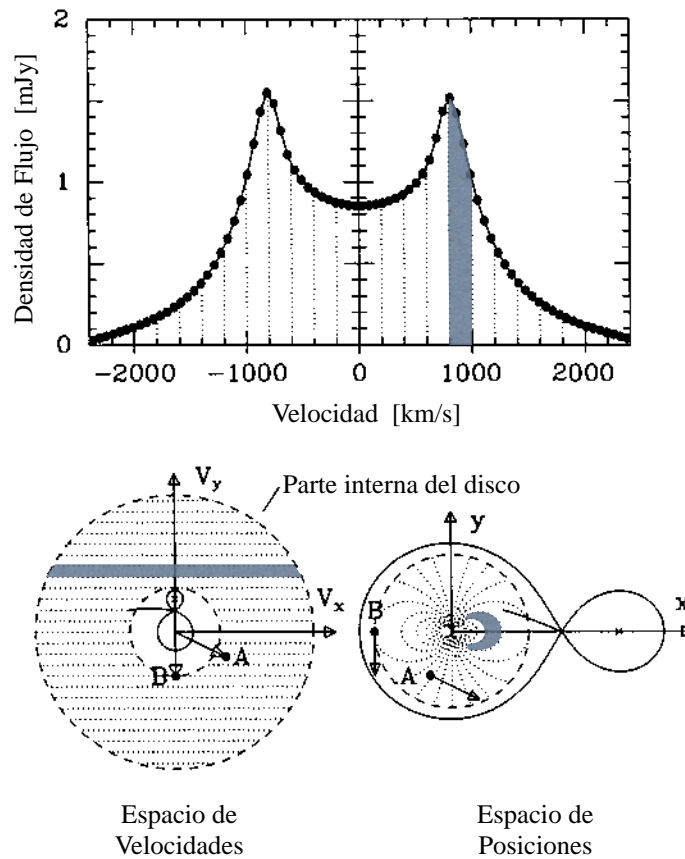
En el caso cuando ninguna de las estrellas ha llenado su lóbulo de Roche la binaria se clasifica como *separada*, mientras que dentro de la clasificación de binarias interactivas, cuando una de las estrellas ha llenado su lóbulo —como es el caso de todas las variables cataclísmicas— se le denomina *semi-separada* y a la configuración restante se dice que está en *contacto* implicando que ambas estrellas han llenado su lóbulo de Roche.



**Figura 1.11:** *Izquierda a derecha:* Binaria separada con las componentes sin llenar sus lóbulos de Roche; Binaria semi-separada con una de las componentes llenando su lóbulo de Roche transfiriendo masa a su compañera a través del punto interno de Lagrange  $L_1$ ; por último cuando ambas estrellas han llenado sus lóbulos de Roche se tiene una binaria en contacto.

## §1.5. Tomografía Doppler

Tal vez para muchos, la primera asociación de la palabra tomografía (del griego *τομοζ*, corte, sección; *γραφ*, escritura o descripción) sea con la medicina y no precisamente de buenas noticias, pues podría ser referente a un estudio delicado. Así que dejando de lado traumas patológicos, lo que se hace en la tomografía es obtener una serie de imágenes unidimensionales barriendo varios ángulos —para lo cual es necesario rodear al cuerpo



**Figura 1.12:** *Arriba.* Perfil doble de una línea de emisión de un disco de acreción exhibiendo corrimientos hacia velocidades positivas y negativas en la misma proporción debido a la geometría del disco. *Derecha-abajo.* Las curvas con igual velocidad radial en el disco con rotación Kepleriana alrededor de la estrella primaria en el espacio de posiciones, se mapean como rectas constante en el espacio de velocidades (*izquierda-abajo*). Las regiones resaltadas en cada representación son correspondientes a las otras. Fuente Marsh & Horne (1988).

de interés— y finalmente analizar la información del barrido azimutal con el objetivo de recrear una imagen bidimensional.

Aplicando el concepto a las estrellas binarias, sería tal vez un poco complicado viajar alrededor del sistema para ir tomándole imágenes. Sin embargo, podemos aprovecharnos del movimiento orbital inherente a la binaria y esperar en vez a que complete una fase orbital. Es conveniente que para la descripción del problema nos montemos en el marco de referencia que rota con las estrellas.

Fijemos entonces un sistema coordinado (Fig. 1.12, *derecha-abajo*) en el espacio de posiciones, —el espacio geométrico más natural para nuestro cerebro— donde el eje  $X$  tiene su origen en la estrella primaria y crece en dirección de la secundaria. El eje  $Y$  apunta en la dirección movimiento de ésta última y completando el sistema ortogonal con el eje  $Z$  perpendicular al plano orbital y en la misma dirección del vector de velocidad angular orbital.

El espacio de velocidades resulta un poco más rebuscado. Comencemos por analizar como se mapea el disco. Físicamente, las partes internas son las regiones de altas velocidades por estar cerca de la estrella primaria, así en el espacio de velocidades estos puntos estarán lo más alejados del origen. La velocidad baja en las partes externas del disco se mapean en la región interna del espacio de velocidades. Por lo tanto podemos imaginar el disco en el espacio de velocidades como si estuviera volteado de adentro hacia afuera comparado con el disco *físico*. Ya que la velocidad en Kepleriana en el disco es siempre ortogonal al radio vector, todos los puntos al mapearse estarán rotados  $90^\circ$  en sentido contrario a las manecillas del reloj. Finalmente, en el espacio de velocidades las líneas de igual velocidad radial son rectas, las cuales en el espacio de posiciones tienen forma de solenoide.

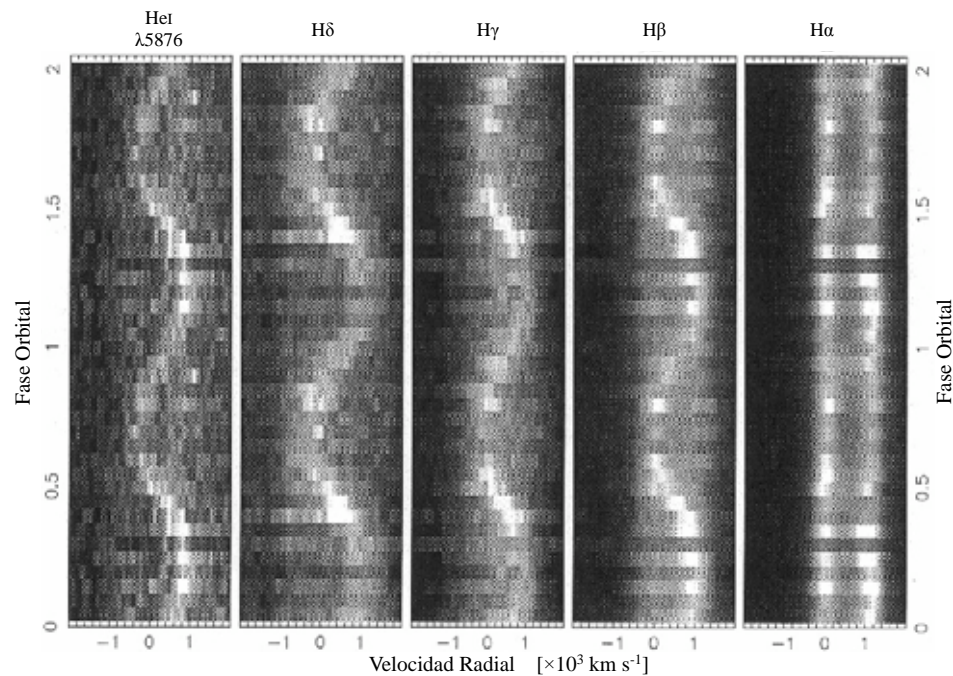
### §1.5.1. Curva-S

Sabemos ahora que el perfil de línea de un disco es un doble pico porque en todo momento están presentes ambas contribuciones —las corridas al rojo y al azul. Fijando un punto en emisión cualquier parte del disco, éste cambiará su velocidad radial de forma cíclica con el periodo orbital —de igual manera que las componentes estelares en la sección §1.3. Si juntamos todos los perfiles de la línea habiendo completado una fase orbital, apilándoles en su versión de intensidades (como se muestra el espectro en la Fig. 1.5, pág. 8) será más fácil para el ojo apreciar como la línea viajó de su corrimiento al rojo hacia el azul y de regreso, de forma periódica.

Así la velocidad radial del punto en función de la fase orbital es

$$V(\phi) = \gamma - K_x \sin 2\pi\phi + K_y \cos 2\pi\phi, \quad (1.16)$$

donde  $\gamma$  es la velocidad sistémica y el signo menos del término sinusoidal es para estar de acuerdo con el sistema de coordenadas ya establecido. La Fig. 1.13 es una grafica en función del periodo orbital donde se puede apreciar claramente la Curva-S pasar de un lado a otro en los dos carriles correspondientes al perfil doble del disco.



**Figura 1.13:** Espectro apilado de las líneas en emisión de Balmer así como de He I  $\lambda 5876$ . Se notan franjas horizontales las cuales corresponde a un espectro individual (ver texto). La curva-S corresponde a un punto de emisión localizado en el disco, mientras que los dos carriles claramente apreciados en H $\alpha$  corresponden a la emisión extendida del disco, debido a que el brillo relativo del punto caliente respecto al disco se incrementa de H $\alpha$  a H $\delta$ . Fuente Mennickent et al. (2001).



## Capítulo 2

# Variables Cataclísmicas

El estudio de estrellas binarias es fundamental para entender la constitución de las estrellas, la distribución de sus masas y tamaños en términos de sus temperaturas superficiales y por ende su formación y evolución. Con los sistemas binarios se puede determinar de manera directa la masa de las componentes via la tercera ley de Kepler. Para nuestra fortuna, se ha estimado que el número de sistemas binarios entre la población estelar respecto a estrellas solitarias es mucho mayor, siendo el Sol entonces de los casos menos probables en el Universo.

En este capítulo se introducirán las Variables Cataclísmicas brindando un antecedente histórico para posteriormente presentar el modelo estándar con sus componentes así como las características de estos sistemas y sus problemas fundamentales.

### §2.1. Panorama Histórico

Situándonos temporalmente en la época del resplandor de la cultura helénica, maravillados por el espectáculo nocturno del cielo, hubo varios filósofos dedicados a su estudio que se dieron cuenta de que las estrellas parecían estar fijas en la bóveda celeste, sugiriéndoles la idea de inmutabilidad y eternidad del universo a gran escala. Afortunadamente no resultó lo aburrido que pensaron, pues diversas culturas observaron eventos repentinos con gran resplandor en el firmamento... aparecía una *nova stella*. Y los registros históricos que datan eventos similares no son exclusivos de los griegos, sino también en las culturas orientales. En China les daban más bien una connotación astrológica.

Con la invención del telescopio hace 400 años por Galileo Galilei se inicia la era de la

astronomía instrumental y se logra tener un mejor estudio de los objetos Nova (de aquí en adelante, simplemente Novas) y más aún de objetos que parecen tener una naturaleza similar pero con un aumento en el brillo mucho más drástico, las Supernovas.<sup>†</sup> Sin embargo la historia no concluye aquí, pues así como se observaron objetos a gran escala, en diciembre de 1855 John Russel Hind observó por primera vez una estrella variable que la mayor parte del tiempo se observaba en el mínimo de su magnitud —contrario a lo que sucede en los sistemas eclipsantes, ya conocidos para ese entonces.

Observando con mayor cuidado la curva de luz de éste objeto, resultó presentar *estallidos* con la misma morfología que aquellos de las novas y las supernovas, pero de menor amplitud y además con la característica de periodicidad en dichos abrillantamientos. Aquella noche, J. R. Hind observó por primera vez U Geminorum, la primer estrella Variable Cataclísmica (VC) que para éstos momentos eran de naturaleza aún desconocida. Fueron observados cada vez más objetos de características similares, entre ellos SS Cygni descubierta por Wells (1896) y convirtiéndose posteriormente en quizás el sistema mejor observado. *A posteriori* acuñarían todos ellos el término Novas Enanas (Payne-Gaposchkin & Gaposchkin, 1938).

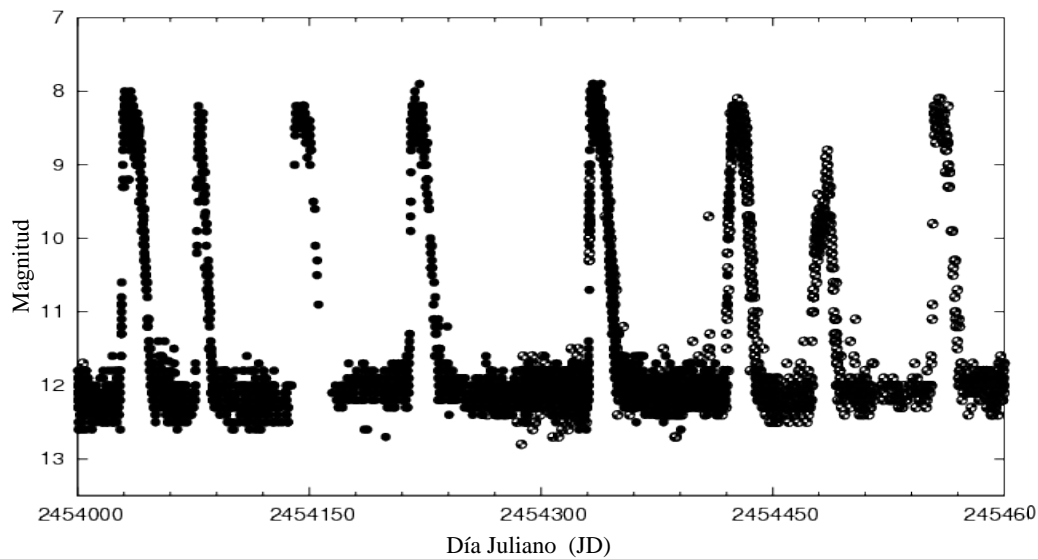
### §2.1.1. Hacia un Modelo Básico

Observando con cuidado la curva de luz de U Gem, se encontró que en su estado de *quietud* o mínima luminosidad también presentaba una variabilidad periodica mostrando eclipses delgados, asentando la idea de que se trataba de sistemas binarios eclipsantes y más aún éstos se encontraban sobrepuestos en una joroba debida a una emisión intensa de una región bien localizada. Con los avances paulatinos de la tecnología se fue contando con una mejor resolución temporal en la fotometría, pudiendo observar así pequeñas y muy rápidas variaciones en la curva de luz, *flickering*, modulada su amplitud con la variabilidad con lo que Walker & Herbig (1954) postularon que debía haber un *punto caliente* localizado en la parte interna del sistema, i.e. en la componente primaria.<sup>‡</sup>

Para mediados del siglo XX se conoce entonces que todas las VCs son estrellas binarias de periodo orbital,  $P_{orb}$ , corto. No mucho tiempo después, Krzeminski (1965) observando U Gem rechazó la idea del punto caliente en la superficie de la estrella primaria, pues

<sup>†</sup> Cabe mencionar que las Supernovas son de gran interés pues resuelven uno de los problemas fundamentales en astronomía, la determinación de distancias

<sup>‡</sup> Se sabía que debía haber una componente primaria caliente de donde proviniera la emisión principal y una componente fría (secundaria) que ocasionara los eclipses



**Figura 2.1:** Curva de luz de SS Cyg, quizás uno de los objetos mejor observados, además de ser de los primeros. Se grafican 600 días en los que se muestran 8 incrementos abruptos en su luminosidad. En una curva de luz se grafica la magnitud o brillo de una estrella en función del tiempo. Fuente AAVSO (*American Association of Variable Stars Observers*).

observó que durante los estallidos los eclipses en la curva de luz se volvían cada vez menos profundos hasta el punto de desvanecerse y además que el ancho de los eclipses incrementaba con la subida en la luminosidad, brindando así argumentos sólidos para considerar dos puntos:

- el estallido era ocasionado por mecanismos, aún desconocidos en este momento, iniciando en las regiones externas del sistema y no en la estrella primaria,
- el ensanchamiento del eclipse sugiere una deformación o expansión asimétrica de la estrella secundaria.

Así pues para la década de los 70's estamos ya muy cerca de la propuesta del Modelo Clásico de estos curiosos objetos que se habían observado ya por poco más de 100 años para este entonces.

## §2.2. Modelo Clásico

Las Estrellas Variables Cataclísmicas son sistemas binarios de componentes cercanas entre ellas con periodo orbital corto que tienen como componente central una estrella evolucionada, una Enana Blanca rodeada de un disco de acreción formado por la transferencia de material proveniente de una estrella de secuencia principal, típicamente una Enana Roja<sup>†</sup> que ha llenado su lóbulo de Roche. A su vez, el chorro de material forma un punto caliente muy brillante al colisionar con la parte externa del disco. Este fue en resumen el modelo al que llegaron Warner & Nather (1971) así como también Smack (1971a).

De estos sistemas binarios, los eclipsantes son de suma importancia pues se pueden determinar de mejor manera los parámetros orbitales (sección §1.3.1) para describir por completo su fenomenología. Observando en la curva de luz el tiempo entre dos eclipses se puede entonces determinar el periodo orbital.

### Honor a quien honor merece: tercera ley de Kepler

Aunque tal vez la característica principal en las VCs es el flujo de material de una estrella a otra, consideremos por el momento la ausencia de la transferencia de masa con el fin de simplificar el problema. En el siglo XVII Johannes Kepler, sin saber aún de las leyes de Newton por haberle precedido casi 70 años en su formulación, dedujo que el cuadrado del periodo orbital de los planetas es directamente proporcional al cubo del radio de su órbita, extendiéndose su validez para cualesquiera par de cuerpos que orbiten. Una versión actualizada de la ley de Kepler, introduciendo la teoría de la Gravitación Universal de Newton, se obtiene si consideramos un cuerpo con masa  $m$  en una órbita circular alrededor de un cuerpo con una masa mucho mayor  $M$  con radio  $r$ , entonces podemos considerar  $M$  estacionario dado  $m \ll M$ . Para permanecer en la órbita circular con velocidad tangencial  $v$ ,  $m$  debe sentir una fuerza centrípeta en dirección hacia  $M$  de magnitud

$$F = \frac{mv^2}{r}, \quad (2.1)$$

misma que es ocasionada por la fuerza debida a las masas de los cuerpos, la atracción gravitacional

$$F = \frac{GMm}{r^2}. \quad (2.2)$$

---

<sup>†</sup> ver apartado de Evolución Estelar en el Apéndice 5

Combinando las ecuaciones (2.1) y (2.2) encontramos que la velocidad tangencial, propiamente llamada *velocidad Kepleriana*, estará dada por

$$v = \sqrt{\frac{GM}{r}}. \quad (2.3)$$

Ya que la circunferencia de la órbita es  $2\pi r$ , el periodo orbital es  $P_{\text{orb}} = 2\pi r/v$  con lo cual obtenemos así la relación entre el periodo orbital del cuerpo y el radio de su órbita

$$P_{\text{orb}}^2 = \frac{4\pi^2 r^3}{GM}, \quad (2.4)$$

o generalizando para cualesquiera dos cuerpos separados por una distancia  $a$  orbitando alrededor de su centro de masas, tenemos análogamente

$$P_{\text{orb}}^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G(M+m)}. \quad (2.5)$$

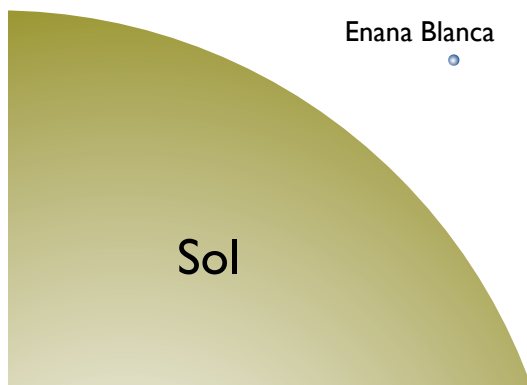
Entonces si somos capaces de determinar las masas de las estrellas primaria y secundaria de una VC, así como su periodo orbital, podemos obtener la separación entre ellas

$$a^3 = \frac{G(M_1 + M_2)P_{\text{orb}}^2}{4\pi^2}. \quad (2.6)$$

Siendo entonces que los periodos de las VCs son del orden de tan sólo horas y tomando en cuenta por supuesto la masa de las componentes que a continuación se discutirá, resulta que la separación entre las estrellas es del orden de radios solares ( $R_{\odot} = 7 \times 10^8$  m) por lo que al hablar de estos sistemas binarios interactivos nos podemos crear la imagen de dos estrellas que corrotan en un espacio no mayor al volumen del Sol.

### §2.2.1. Enana Blanca

Gigantes esferas de gas —principalmente de hidrógeno (H)— contraído por atracción gravitacional hasta alcanzar densidades y temperaturas favorables para producir continuamente fusiones nucleares que a su vez detengan el colapso gravitacional, es el modelo que ha encajado perfecto para entender qué es una estrella. En el centro se alcanzan temperaturas del orden de  $10^8$  K, donde se fusionan núcleos de hidrógeno —reacción protón-protón—



**Figura 2.2:** Tamaños a escala.

mo estado, lo que se traduce en una presión de degeneración que detiene una vez más el colapso.

Si la masa inicial de la estrella es del orden de una masa solar<sup>‡</sup> o menor, una vez que se disminuye la abundancia de H para seguir fusionando He, se expande formando una gigante roja quizás 100 veces más grande de su tamaño original y al no tener la masa suficiente para recuperar éstas capas externas por atracción gravitacional, las pierde formando entonces una nebulosa planetaria dejando su núcleo expuesto, una enana blanca.

Por el hecho de ser una enana blanca la componente primaria en las VCs se conoce que su masa no puede exceder el límite de Chandrasekhar, pues por encima de  $1.4 M_{\odot}$  la presión de degeneración no es capaz de soportar el colapso gravitacional por lo que los electrones se combinarían con los protones resultando en una estrella de neutrones, una esfera básicamente de núcleos atómicos de tan sólo algunos kilómetros de diámetro.

A pesar de no producir más reacciones nucleares en la fase de enana blanca, mantiene temperaturas muy altas enfriándose poco a poco hasta extinguirse, pero siendo aún así la componente caliente en las VCs, e.g. la enana blanca en NN Ser es relativamente joven—en términos astronómicos— habiendo expulsado sus capas externas hace algunos pocos millones de años, irradiando a su compañera con una temperatura de 60 000 K.

<sup>†</sup> Además de elementos más pesados pero en mucha menor proporción, como carbono (C) y oxígeno (O).

<sup>‡</sup> La masa del Sol es  $M_{\odot} = 1.98 \times 10^{33}$  g.

para formar principalmente<sup>†</sup> helio (He), el cual se acumula para formar un núcleo inerte con densidades tan altas que la distancia media libre entre átomos es lo suficientemente pequeña como para considerar una presión de fundamentos cuánticos. El principio de exclusión de Pauli establece que dos partículas no pueden ocupar el mismo estado cuántico, por lo que en nuestro caso dada la cercanía de los átomos hay un rechazo de los electrones a ocupar un mismo estado, lo que se traduce en una presión de degeneración que detiene una vez más el colapso.

## §2.2.2. Enana Roja

Para indagar sobre la naturaleza de la otra estrella en cuestión nos valemos de los eclipses. Dado que la componente primaria es una enana blanca caliente, inferimos entonces que la estrella secundaria debe ser considerablemente más débil. Más aún, si medimos via una curva de luz la duración total del eclipse estaremos entonces midiendo el tránsito de la estrella o el tiempo que le toma pasar frente a la enana blanca. De la tercera ley de Kepler (Ec. (2.6)) si conocemos el  $P_{\text{orb}}$  y las masas de las componentes, entonces podemos calcular la distancia entre ellas y por ende la velocidad de la secundaria con marco de referencia en la primaria o viceversa. Esto último es de gran importancia para determinar entonces el tamaño de la estrella secundaria pues ahora conocemos no sólo la duración del eclipse, sino también la velocidad con la que se mueve.

Encontramos así que la estrella secundaria debe tener radios de aproximadamente  $0.15 R_{\odot}$ , siendo entonces una estrella relativamente pequeña —aunque aún mucho más grande que la enana blanca— y además de poca luminosidad. A este tipo de estrellas se les denomina enanas rojas. Una estrella de dicho radio tendría una masa de  $0.12 M_{\odot}$  por lo que en su núcleo no se produce tanta energía y por ende su temperatura es menor, alcanzando en su superficie apenas 2900 K comparados contra los 5800 K en el Sol.

Sin embargo, hay que considerar que por la cercanía con la estrella primaria, la enana roja esta sometida a condiciones extremas. Asumiendo que las estrellas emiten como cuerpos negros, podemos estimar su luminosidad con la ley de Steffan-Boltzmann, Ec. (1.6), que aquí volvemos a escribir

$$L = A \sigma T^4 = 4\pi R^2 \sigma T^4 . \quad (2.7)$$

Usando la Ec. (2.7), la enana blanca ( $R_1 = 15\,000$  km,  $T_1 = 60\,000$  K) emite  $2.07 \times 10^{27}$  W, mientras que la enana roja ( $R_2 = 105\,000$  km,  $T_2 = 2900$  K) emite apenas  $5.55 \times 10^{23}$  W. Para tener una referencia el Sol emite  $3.95 \times 10^{26}$  W.

Consideremos ahora un  $P_{\text{orb}} = 3,12$  horas —como es el caso del sistema binario NN Ser— además de que podemos estimar las masas sabiendo que una enana blanca no puede exceder en masa el límite de Chandrasekhar y la enana roja no es tan masiva, entonces si tomamos  $M_1 + M_2 = 0.7 M_{\odot}$  a lo más tendremos un error por un factor de dos. Con lo anterior y la tercera ley de Kepler (Ec. (2.6)) obtenemos una separación  $a = 6.7 \times 10^8$  m.

De esta manera la enana roja esta recibiendo la radiación proveniente de la enana blanca en un área colectora  $\pi R_2^2$  a una distancia  $a$ . Dado que la energía por unidad de tiempo

de la primaria se dispersa isotrópicamente, en la enana roja incide  $\pi R_2^2/4\pi a^2 = 6.2 \times 10^{-3}$  del total de la radiación,  $1.2 \times 10^{25}$  W. Puesto que esta energía es mucho mayor que la luminosidad intrínseca de la enana roja, tiene que irradiar el exceso para mantener el equilibrio y entonces aplicando la Ec. (2.7) pero sólo a un hemisferio, i.e.  $2\pi R^2$ , encontramos que la temperatura ahí debe ser de 7500 K. A este fenómeno se le conoce como *efecto de reflexión*.

Además considerando que la enana roja ha llenado su lóbulo de Roche, su geometría está lejos de ser una esfera. Ecuatorialmente adopta la forma de gota que se ha mostrado ya en los equipotencial de Roche (véase §1.4) debido a que las zonas más cercanas a la enana blanca sienten el potencial gravitatorio de ésta última de forma considerable y además la estrella se aplasta en dirección del plano orbital, i.e. sufre un achatamiento en los polos como consecuencia de la fuerza centrífuga.

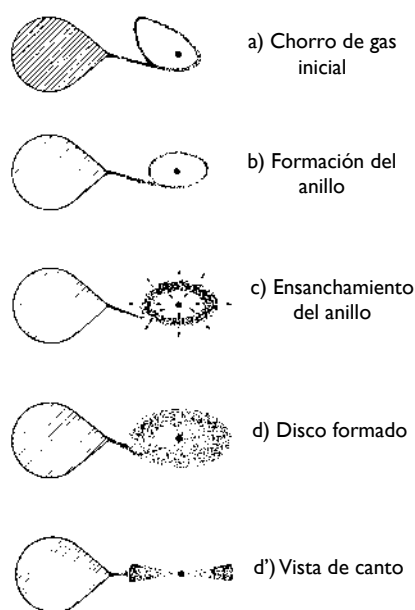
Una consecuencia inmediata al llenar su lóbulo de Roche es que la estrella adopta un periodo de rotación igual al orbital, fenómeno conocido como *acoplamiento de marea*. Este fenómeno es el causante de que siempre observemos la misma cara de la Luna. De no ocurrir este acoplamiento en la enana roja, habría flujos de material saliendo y entrando de la estrella ocasionados por efectos de marea, lo cual es energéticamente más costoso y por ende el sistema adoptará rápidamente la configuración de menor energía, implicando a su vez que se elimine la excentricidad inicial de la órbita.

Considerando que la escala del tiempo requerido para que el sistema adopte estas configuraciones es muy corta comparada con el tiempo de vida de la binaria, uno espera que las VC tengan órbitas circulares y estrellas secundarias rotando sincrónicamente.

### §2.2.3. Disco de Acreción

Cuando por cuestiones evolutivas la enana roja se ha expandido al grado de llenar su lóbulo de Roche e inicia la transferencia de material a través del punto interno de Lagrange  $L_1$  (véase §1.4), comienza a fluir un chorro de gas atraído por el pozo de potencial de la enana blanca, desprendiéndose entonces el material de la secundaria sólo por su movimiento térmico. Así, el gas comienza su caída hacia la primaria a la velocidad del sonido, llegando a alcanzar velocidades supersónicas. Empero, 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





**Figura 2.3:** Esquema de la formación del disco de acreción en sus diferentes etapas. Fuente Verbunt (1982).

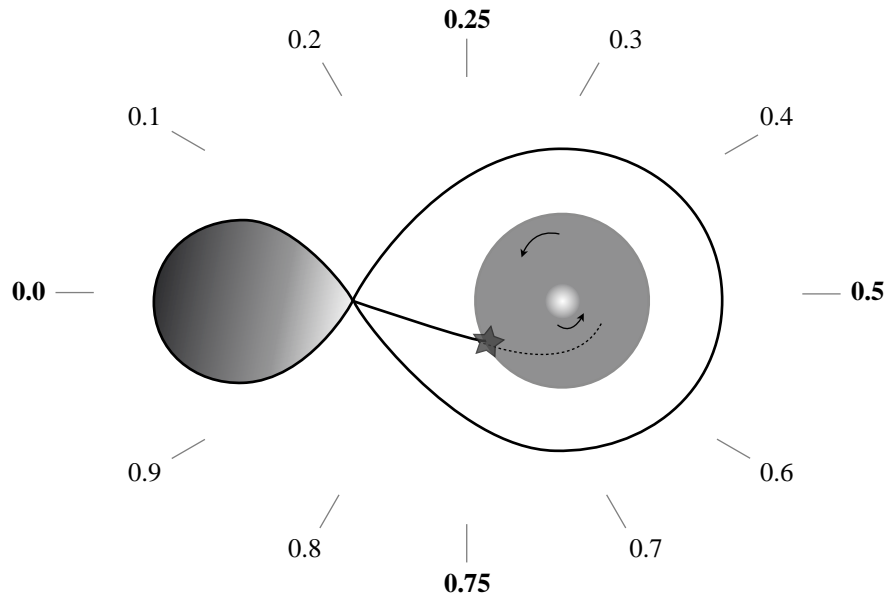
Retomando un poco la historia, desde hace 400 años Kepler sabía que órbitas más pequeñas se traducían en un menor periodo orbital, por lo que el material en las partes internas del disco va más rápido que aquel en la región externa. No es empresa fácil alcanzar las orbitas internas para adquirir una mayor velocidad, pues entra en juego nuevamente la conservación de momento angular, pero si consideramos el disco como un continuo de anillos, aquellos con radio menores ocasionarán fricción con el anillo vecino que tenga el radio siguiente más grande. He aquí la clave de la situación, pues la turbulencia y la fricción calentarán el gas con lo que se perderá energía por radiación, ocasionando esto que el gas en el anillo más grande se mueva hacia uno menor. . . pero una vez en una órbita con radio menor, ¡el gas ha adquirido mayor velocidad! Este mecanismo de concentración del material, sucediendo continuamente en todo el disco, se le conoce como *acreción*.

Los discos de acreción no son para nada exclusivos de las VCs. Es el mismo mecanismo ocurre en las estrellas en formación, donde su disco de acreción absorbe momento angular permitiéndole a la estrella compactarse cada vez más hasta favorecer las condiciones de temperatura y densidad para producir reacciones nucleares. De este *disco protoplanetario*

primer anillo de gas, sin embargo, lo que en palabras es relativamente sencillo de describir, involucra ecuaciones hidrodinámicas y simulaciones computacionales complejas.

El chorro incidente sobre el anillo de gas hace que el flujo se vuelva turbulento, pero afortunadamente a la naturaleza le gusta estar en su estado de mínima energía y estos choques turbulentos disipan, por lo que el gas adopta la órbita que requiere del mínimo gasto: una órbita circular.

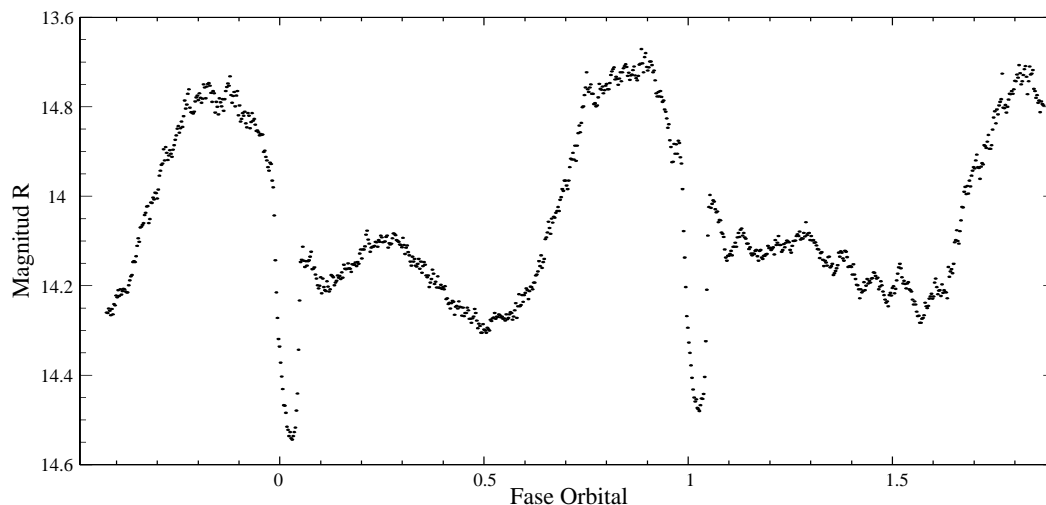
Se forma pues, conforme continua la transferencia de masa, un disco de material que orbita en torno a la enana blanca. Este chorro eyectado del punto  $L_1$  no puede reducir fácilmente del momento angular que lleva, por lo que adoptará la órbita con un radio que asegure su conservación, conocido como *radio de circularización*.



**Figura 2.4:** Esquema de una Variable Cataclísmica orbitando en el plano de la figura donde se exhibe la transferencia de masa que colisiona en la parte externa del disco de acreción formando un punto brillante. Dependiendo de densidad y viscosidad del gas en el disco, en ocasiones el chorro de material penetra el disco siguiendo la trayectoria marcada con la línea punteada. Las marcas alrededor indican las fases orbitales correspondientes a la línea de visión asumiendo que el sistema es observado de canto.

toman forma los cuerpos que orbitarán alrededor de la estrella. En escalas energéticas mucho mayores se tienen los núcleos activos de galaxias, comprendiendo cuásares y blázares, donde los discos de acreción suministran de materia al agujero negro supermasivo ( $10^7$ – $10^9 M_{\odot}$ ) en el centro, desprendiéndose de tal evento una enorme cantidad de energía capaz de iluminar violentamente el centro de la galaxia.

Sin embargo, el estudio tanto de núcleos activos de galaxias como de discos protoplanetarios de formación estelar se ve beneficiado del buen entendimiento de los discos de acreción en las Variables Cataclísmicas ya que a diferencia de los primeros no se encuentran a distancias intergalácticas o rodeados por polvo en la formación estelar que obstaculice su visibilidad en ciertas longitudes de onda.



**Figura 2.5:** Curva de luz de U Gem en el filtro R de Johnson mostrando la joroba correspondiente al punto brillante justo antes del eclipse. OAN, San Pedro Mártir 2006.

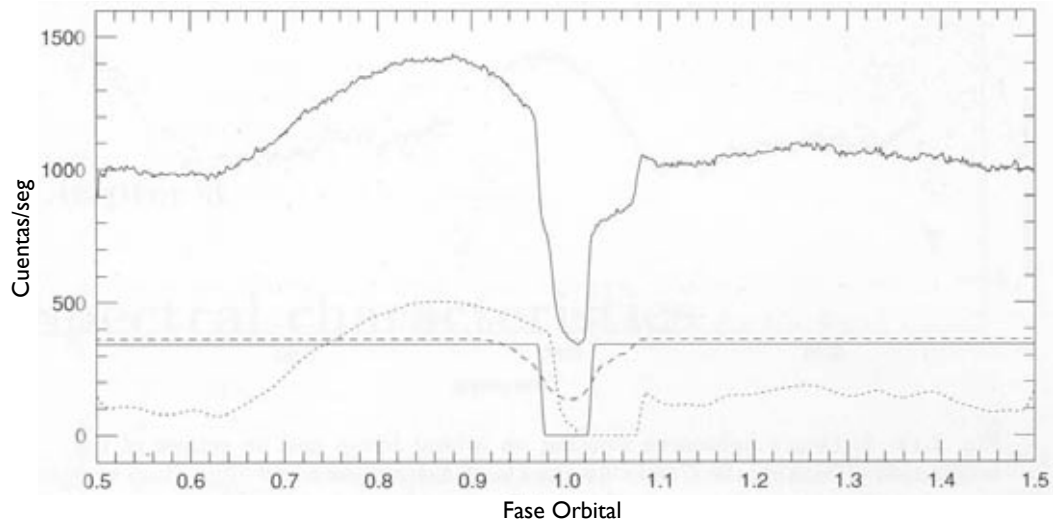
### Descomponiendo el Eclipse

Hasta el momento se han introducido ya la enana blanca y a su disco de acreción como las principales fuentes de radiación, sin embargo hay un ingrediente extra del que aún no se ha discutido lo suficiente: el punto brillante<sup>†</sup>. Una vez formado el disco de acreción, el gas del chorro colisiona a velocidades supersónicas con el borde del mismo. Una vez más la descripción de la mezcla de los gases y cómo que es que el material del chorro adopta gradualmente la orbita circular es un problema complejo, sin embargo las simulaciones numéricas apuntan a que el chorro es capaz de penetrar a capas internas del disco.

Incluso de un análisis tomográfico (sección §1.5) se han encontrado velocidades radiales para el punto brillante que no corresponden a la trayectoria balística ni a la Kepleriana, sino que a una velocidad entre estas dos. Esto sugiere que la línea de emisión correspondiente al punto brillante proviene de la energía que está siendo disipada al penetrar en el disco.

Dependiendo de las propiedades físicas del disco —densidad, viscosidad, temperatura— Puede seguir una trayectoria (línea punteada en la Fig. 2.4) que llega a pasar cerca de la enana blanca. Hay que considerar que el chorro tiene un núcleo alargado que es más denso que las capas externas, por lo cual tiene mayor momento y no es tan fácil detenerlo en la

<sup>†</sup> Muchas veces referido también como punto caliente, empero, hay que tener cuidado con esta etiqueta pues no es particularmente caliente comparado con la mayoría del gas en el disco



**Figura 2.6:** Curva de luz de Z Cha (*arriba*) mostrando por separado la curva de luz de la enana blanca (*línea continua*), la curva de luz del punto brillante exhibiendo el la joroba alcanzando su punto más brillante justo antes del eclipse (*línea punteada*), y la curva de luz del disco (*línea discontinua*) mostrando un ancho eclipse. Imagen Hellier (2001), análisis Wood et al. (1986).

capa externa del disco aún con el choque.

La energía cinética del chorro se convierte en calor y es por ello que esta region en el disco radía en el óptico tanto o más que las otras componentes —enana blanca, disco de acreción, enana roja. Esta afirmación se respalda en las curvas de luz que muestran una *joroba* justo antes del eclipse, pues dependiendo del tamaño del disco el punto brillante estará de frente al observador alrededor de las fases orbitales 0.8–0.9 (véase Fig. 2.4). Comenzamos a apreciar la importancia de los eclipses, pues el momento en el que alguna característica del sistema es eclipsada no da información de su ubicación en la binaria, además de que la profundidad del eclipse está intrínsecamente asociada a que tan brillante es.

Para hacer el análisis del eclipse se puede «doblar» la curva de luz por su fase orbital y promediar los puntos para obtener una mejor definición de la curva (Fig. 2.6). Se puede apreciar entonces que el eclipse se compone por diferentes contribuciones. Una de ellas y la que presenta cambio en luminosidad más abrupto se debe al eclipse de la primaria (fases 0.97–1.03). Presenta el tiempo más corto de ingreso/egreso del eclipse, por lo que se infiere que es el objeto más compacto del sistema. Sin duda una contribución notablemente

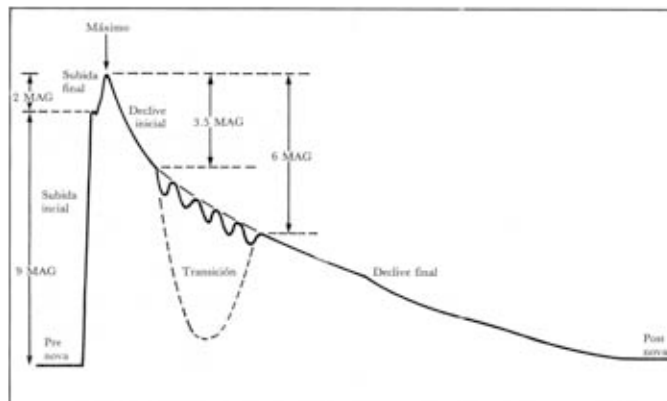
importante es la del punto brillante, alcanzando el sistema su máximo de luminosidad cuando no hay nada que le obstaculice en la línea de visión. El tiempo de ingreso/egreso es ligeramente mayor, indicando que este punto es de alguna manera más grande que la enana blanca. Su eclipse (fases 0.99–1.08) siempre aparecerá en el lado decreciente de la joroba debido a la región del disco donde impacta el chorro dada su trayectoria balística. La curva de luz con el eclipse menos profundo y más ancho (fases 0.92–1.08) corresponde al disco de acreción, siendo este de mayores dimensiones por lo que la estrella secundaria nunca alcanza a eclipsarlo por completo.

Así, una curva de luz puede revelar información de gran valía para el entendimiento de las VCs. La fase donde se presente eclipse del punto brillante está ítimamente relacionada con el tamaño del disco. De esta manera se ha observado que los discos más pequeños llenan cerca de la mitad del lóbulo de Roche de la primaria, mientras que los discos más grandes alcanzan a llenar  $\sim 80\text{--}90\%$  donde son truncados por las interacciones de marea por parte de la secundaria (Harrop-Allin & Warner, 1996). Más aún, la duración del eclipse de la primaria depende únicamente de la geometría del lóbulo de Roche, por lo que brinda información del cociente de masas  $q$ , y la inclinación del sistema  $i$ .

### §2.3. La esencia del cataclismo

Dicen que lo mejor viene al último. Y es que sería totalmente comprensible la queja en este momento por parte del lector respecto al «rimbombante» nombre de *Variables Cataclísmicas*. ¿Qué tiene de cataclísmico un sistema de dos estrellas que co-rotan transfiriendo material una a la otra, con lo que se forma un disco de acreción? De acuerdo con el Diccionario de la lengua española de la Real Academia, un *cataclismo* es cualquier trastorno grave ocasionado por un fenómeno natural. Recordando la historia (sección §2.1), la característica por la cual fueron descubiertos estos objetos fue por su aumento súbito en su luminosidad (Fig. 2.7). Hasta ahora no hemos hablado de cambios drásticos, sino más bien periódicos al eclipsar las diferentes componentes, viniendo de aquí el calificativo de VARIABLE.

Sin darle más vueltas al asunto, el disco de acreción es responsable del aumento en la luminosidad, liberando enormes cantidades de energía, corresponde a la subida en la Fig. 2.7. Este «trastorno grave» es conocido como *estallido* y algunos pueden darse en mayor escala que otros. Antes de entrar en el estallido se dice que la VC está en su estado de *quietud*. Cuando llega el drástico aumento en la luminosidad, el lapso es sumamente



**Figura 2.7:** Curva de luz de una Nova.

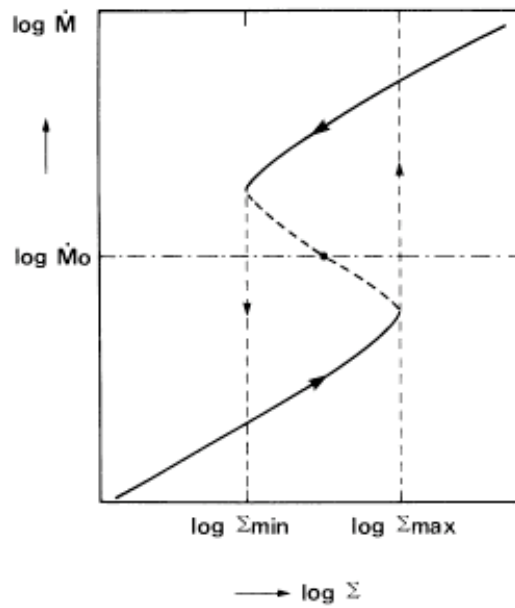
breve, durando tan sólo un par de días<sup>†</sup>. Observacionalmente, es por ello que «cachar» justo el momento del estallido es tan difícil. Una vez superado el máximo de magnitud, la etapa del declive inicial puede ser del orden de semanas mientras que el declive final, hasta alcanzar nuevamente su estado de quietud, puede incluso durar algunos años.

En el caso de las novae enanas, el estallido se debe a inestabilidades térmicas y viscosas en el disco, lo que lo lleva a aumentar súbitamente su temperatura. En la Fig. 2.8 se muestra la curva de estabilidad del disco. Conforme acreta material aumenta su densidad superficial  $\Sigma$  y con ella la temperatura (directamente asociada con  $\dot{M}$ ) hasta llegar al punto crítico frío  $\Sigma_{\max}$  donde para seguir siendo estable tiene que aumentar abruptamente la temperatura. Esto es el estallido. Se libera energía con lo que la densidad superficial disminuye hasta llegar al punto crítico caliente  $\Sigma_{\min}$  donde cae drásticamente la temperatura completando así un ciclo. También se muestra en la figura, con la línea de rayas y puntos, la tasa de transferencia de masa en la que el estado es estable.

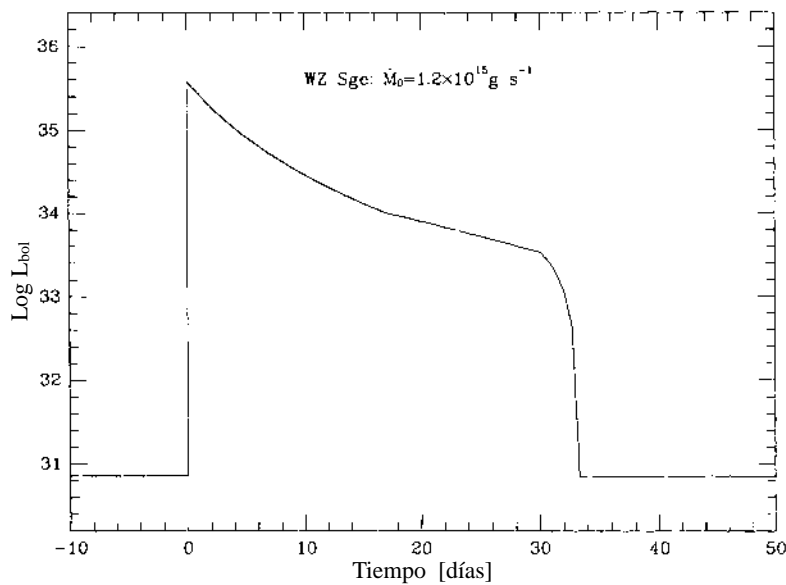
Dependiendo en la tasa de transferencia de masa  $\dot{M}$  y en la tasa de acreción, los estallidos pueden iniciarse de dos maneras (Smak, 1984):

- Si  $\dot{M}$  es mayor que la tasa de acreción, el material se acumulará en las partes externas del disco, donde se producirá la inestabilidad térmica y se desencadenará el estallido hacia las partes internas, mientras que

<sup>†</sup> Es a veces difícil imaginar la violencia con la que deben suceder estos eventos, más aún estando acostumbrado a que normalmente las escalas de tiempo en astronomía —o si se prefiere, en cosmología— son del orden de miles de millones de años.



**Figura 2.8:** Curva de estabilidad térmica para la viscosidad (o equivalentemente la tasa de acreción de masa) en función de la densidad superficial en un radio fijo (ver detalles en texto). Fuente Osaki (1996).



**Figura 2.9:** Super estallido de objeto tipo WZ Sagittae

- si es mayor la tasa de acreción respecto a  $\dot{M}$ , el material se acumulará más rápidamente en las partes internas del disco, ocasionando que el estallido sea de adentro hacia afuera.

Los *super estallidos* —¡llegando a alcanzar un incremento en luminosidad de hasta 8 magnitudes!— no pueden ser reproducidos por el modelo anterior, pues no involucra la suficiente energía. Osaki (1989) combinó inestabilidades térmicas junto con inestabilidades de marea (Paczinski 1997, Whitehorst 1988) con lo que fue posible sustentar un disco con radio más allá del radio crítico para estallidos normales.

Sin embargo, había aún otra cuestión por resolver. Para reproducir los super estallidos (Fig. 2.9) de los objetos WZ Sge —se discutirá su naturaleza en la sección §2.4.1— siendo muy largo el tiempo de recurrencia, además de no presentar una serie estallidos normales entre ellos, se propuso un disco de acreción con menor viscosidad (Smak 1993, Osaki 1994, Howell et. al 1995)

## §2.4. Clasificación

Habiendo puesto sobre la mesa las componentes de la VCs es más fácil ahora hacer una clasificación de estos sistemas. Hay que tener en cuenta que esta clasificación —como muchas otras en astronomía— obedece más un criterio observacional más que uno físico. Lo cual, siendo congruentes con la historia de los sucesos, no es para nada anómalo o perverso pues cuando surge un nuevo problema observacional vienen *a posteriori* los modelos e interpretaciones físicos. Ya para este entonces, si algo nos ha enseñado la historia es que, ¡es muy difícil cambiar la clasificación «milenario» ya establecida!

No es el afán de esta sección profundizar en cada tema, así pues, sin mayor preámbulo, se presentan brevemente los diferentes grupos en que se ha tratado de encasillar a las Variables Cataclísmicas.

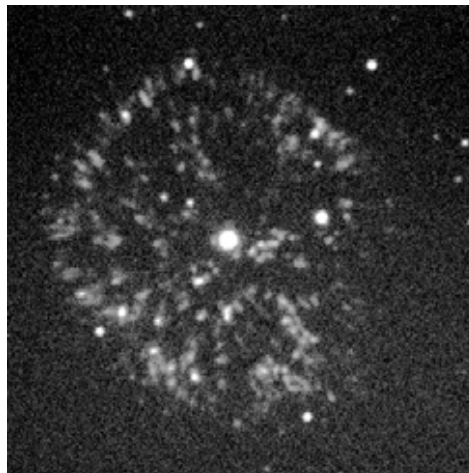
### Novas Clásicas

Me gustaría citar aquí en particular la nova de Tycho Brahe pues según registros fue visible a plena luz del día. Se les denomina *novas clásicas* pues sólo se les ha observado un estallido, el cual puede representar un cambio en la luminosidad del sistema de hasta 15 magnitudes. Son sistemas binarios masivos en donde, debido al alto  $\dot{M}$ ,



el disco acreta enormes cantidades de material sobre la enana blanca alcanzando presiones, densidades y temperaturas favoreciendo fusiones nucleares en su cáscara externa.

Tal vez no le asombre al lector el término *fusión nuclear* tratándose de estrellas. . . ¡¿pero en las capas superficiales de la estrella?! El resultado es efectivamente todo un espectáculo, pues la energía liberada expele la cáscara de material resultando en un remanente de nova. El ejemplo por excelencia de estos sistemas es GK Per (Fig. 2.10)



**Figura 2.10:** Remanente de la nova GK Persei.

### Novas Recurrentes

Son de características espectroscópicas y fotométricas sumamente similares a las novae clásicas, con la excepción que a las primeras sólo se les ha observado un estallido a diferencia de las novae en cuestión que *recurren* sus explosiones con periodos de decenas de años. La subida puede alcanzar en promedio 12 magnitudes. RS Ophi es una nova que recurre cada 20 o 30 años y de la cual se han observado detalladamente 5 estallidos.

### Novas Enanas

Son objetos con estallidos muy similares a las novae, sólo que con mucha menor amplitud, 4 a 6 magnitudes en promedio y su periodo de recurrencia puede ser de semanas. Sin embargo, el super estallido de una nova enana puede alcanzar 8–10 magnitudes. Mayor detalle en la sección §2.4.1.

### Objetos Tipo Nova

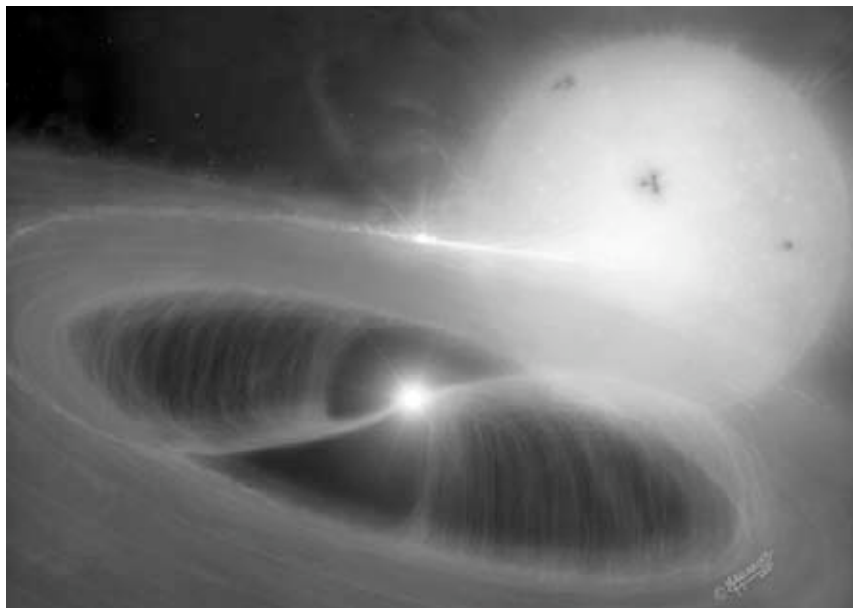
Se tiene evidencia de que se trata de un sistema binario. Sus características fotométricas y espectroscópicas las afiliarían al grupo de las novae sin embargo no se les ha detectado estallido alguno. Se cree que podría tratarse de novae en su etapa de quietud.

### Polares

De los grupos hasta ahora abordados, las VCs polares es el primero que se considera magnético. A pesar de que en los sistemas no-magnéticos está presente en la enana blanca un campo de esta naturaleza, no es lo suficientemente intenso como para inhibir la formación de disco de acreción como es el caso con las polares. Se forma entonces una columna de acreción dirigida a los polos de la estrella primaria. La VCs polares presentan radiación lineal- y circularmente polarizada así como una fuerte emisión de rayos X. Los objetos tipo AM Herculis son una subclase de las polares.

### Polares Intermedias

Presentan también un campo magnético sin ser tan intenso como en el caso de las polares, favoreciendo así la formación de un anillo de acreción. Conforme el radio disminuye, el material en la parte interna del anillo es atraído por el campo magnético de la enana blanca, acretándolo hacia los polos. Los objetos tipo DQ Herculis son una subclase de las polares intermedias.



**Figura 2.11:** Imágen artística de Polar Intermedia. Debido al campo magnético de la enana blanca se forma sólo un anillo de acreción, desprendiéndose de las partes internas una columna de material dirigida hacia los polos. Créditos de Mark Garlick.

## §2.4.1. Novas Enanas

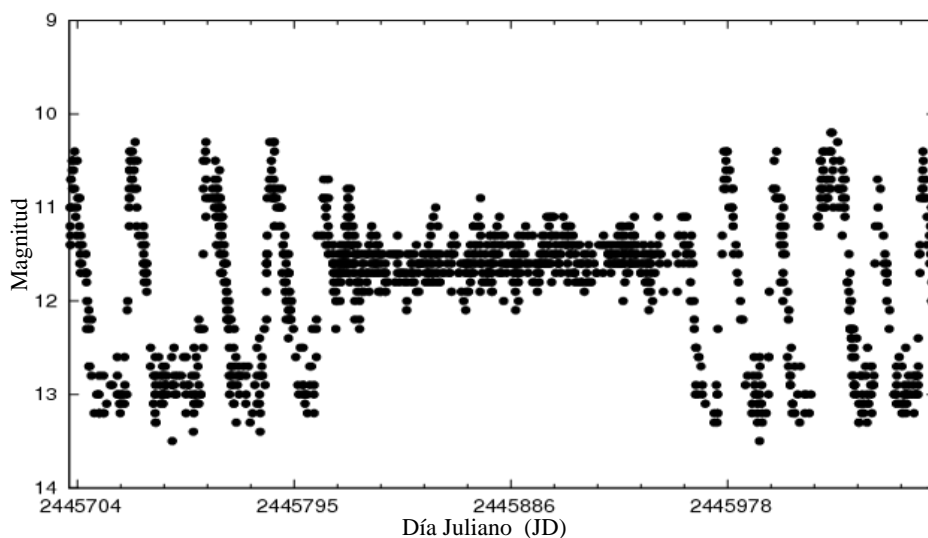
Se ha dejado el caso de las novas enanas en una sección aparte, pues por estar la tesis íntimamente involucrada con estos objetos, merecía mayor atención. Las novas enanas se han subdividido en tres subclases.

**Tipo U Geminorum**

Siendo representativa también de esta subclase una de las VCs mejor estudiadas SS Cyg (Fig. 2.1), presentan estallidos tipo nova de 4–6 magnitudes, donde la súbita tiene una duración del orden de horas, mientras que el declive puede durar hasta un par de semanas.

**Tipo Z Camaleopardalis**

Presenta estallidos similares a los objetos U Gem, con la peculiaridad de que en ocasiones, durante el declive, su luminosidad se estabiliza antes de alcanzar nuevamente su magnitud correspondiente al estado de quietud (Fig. 2.12). Pueden permanecer en esta etapa hasta por años, estando también sometidas a frecuentes estallidos.



**Figura 2.12:** Curva de luz de Z Cam mostrando además de intermitencia en sus estallidos periódicos, un estado de «quietud» sobre su magnitud mínima. Fuente AAVSO.

**Tipo SU Ursa Majoris**

A este tipo de VCs se ha ya referido cuando se discutió la naturaleza de los estallidos. Presentan un serie de estallidos tipo U Gem entre super estallidos de mucha mayor amplitud (8–10 magnitudes) siendo el lapso en que éstos últimos ocurren de algunos decenas de años. Aún una sub-subclase (vélgase el término) de los objetos SU UMa, son los tipo WZ Sge, los cuales presentan también super estallidos pero sin estallidos normales de por medio. Una curva típica de estos eventos se ha mostrado ya en la Fig. 2.9.

## Capítulo 3

# Observaciones

Se discute la fotometría y espectroscopía de dos VCs, producto de la observación en la sierra de San Pedro Mártir, sede del Observatorio Astronómico Nacional: EX Hya, una polar intermedia donde una pobre detección espectral de la secundaria ha introducido controversia en la determinación de las masas de las componentes así como en las velocidades radiales; y V455 And, un objeto tipo WZ Sge de características bastante interesantes, entre ellas se presenta la cobertura de su primer super-estallido observado en septiembre de 2007.

La reducción de los datos, tanto fotométricos como espectroscópicos, se llevó a cabo con el paquete astronómico IRAF (*Image Reduction and Analysis Facility*) distribuido por los Observatorios Astronómicos Ópticos Nacionales (NOAO), y operado por la Asociación de Universidades para la Investigación en Astronomía (AURA Inc.) en cooperación con la Fundación Nacional de Ciencia, todos con sede en Estados Unidos de América.



**Figura 3.1:** Telescopio de 2.12 m OAN, San Pedro Mártir.

**Tabla 3.1:** Fotometría de EX Hya.

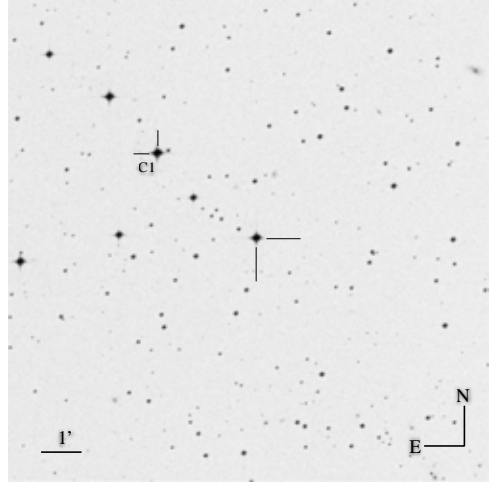
Fecha (UT)	Tel	Filtro	Exp. [s]	HJD (inicio) (2454400+)	HJD (fin) (2454400+)
10.01.08	1.5 m	V	10	75.963844	76.010098
11.01.08	1.5 m	V	10	77.009960	77.009752
12.01.08	1.5 m	v	30	77.940522	78.057280
12.01.08	0.84 m	V	10	77.892149	78.060985
13.01.08	1.5 m	v	10	78.964090	79.062884
13.01.08	0.84 m	V	30	78.899026	79.059909

### §3.1. EX Hya

Se trata de una polar intermedia tipo DQ Her, en la constelación de la *Hydra*, de magnitud  $V \sim 13$ – $14$  durante quietud y con coordenadas ecuatoriales  $\alpha_{2000} = 12^h 52^m 24.4^s$ ,  $\delta_{2000} = -29^\circ 14' 56.7''$ . Fue identificada por primera vez por Kraft (1962) como un sistema eclipsante con un periodo orbital  $P_{\text{orb}} = 98$  min, una inclinación del disco  $i = 78^\circ \pm 1^\circ$  y un segundo periodo orbital  $P_{\text{spin}} = 67$  min, correspondiente a la rotación de la enana blanca (Hellier et al., 1987). Se le conoce también emisión de rayos X, asociada con la acreción polarizada debida al campo magnético.

#### §3.1.1. Fotometría

Se observó EX Hya del 10–13 de enero con los telescopios 1.5 m y 0.84 m del OAN, San Pedro Mártir, B.C., utilizando los detectores CCD<sup>†</sup> Marconi y Thomson, respectivamente, ambos de  $2048 \times 2048$  píxeles. Se realizó fotometría de Johnson y Strömgren adquiriéndose imágenes en los



**Figura 3.2:** Carta de identificación de EX Hya con campo  $11.8' \times 11.8'$ . Fuente base de datos astronómica Simbad.

<sup>†</sup> De las siglas en inglés *Charge-Coupled Device*, es dispositivo electrónico sensible a los fotones. Hoy en día es bastante común su uso, pues hay uno dentro de cada cámara digital.

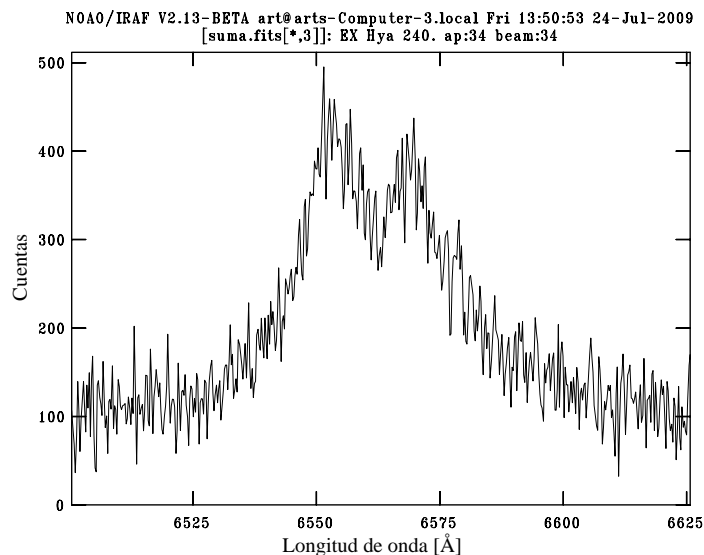
**Tabla 3.2:** Espectroscopía de EX Hya.

Fecha	HJD (inicio) (2454400+)	Tiempo [hrs]	No. de espectros	Exp. [s]
10.01.08	75.962341	1.58	20	240
11.01.08	77.027255	1.26	16	240
12.01.08	77.950838	2.65	32	240
13.01.08	78.942922	2.64	32	240

filtros visual (V) y violeta (v), determinándose la magnitud diferencial de EX Hya con la estrella de comparación CD-28 9749 (C1 en Fig. 3.2) de magnitud V=11.35, sin embargo al no obtener la magnitud absoluta de alguna estrella de comparación en el filtro v, se obtuvo sólo la magnitud diferencial de Strömrgren.

### §3.1.2. Espectroscopía

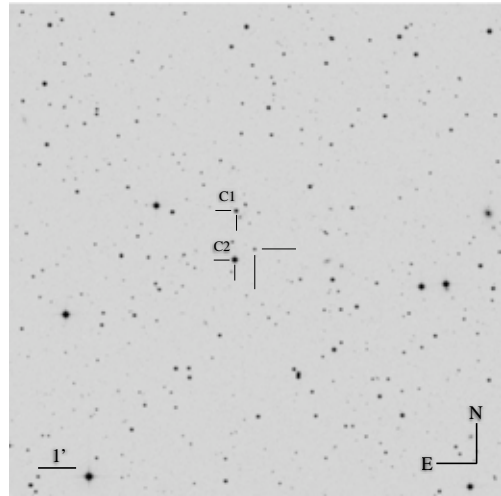
De manera simultánea a la fotometría, en la cuatro noches de enero se apuntó el telescopio de 2.12 m en dirección de EX Hya, utilizando el espectrógrafo de alta resolución Echelle y el detector CCD SITe3 de  $1024 \times 1024$  pixeles para cubrir un rango espectral de 4000–7100 Å con una resolución de  $R = 12\,000$ . Se usó una rejilla de difracción echellette de

**Figura 3.3:** Cosuma de 96 espectros de H $\alpha$  en emisión

300 líneas por milímetro, siendo el tiempo de exposición durante las cuatro noches de 240 segundos (ver Tabla 3.2). Destaca débilmente en emisión  $H\alpha$ , aunque también es detectable  $H\beta$ . No se observan más líneas debido a la pobre señal a ruido de las observaciones. Sin embargo se muestra en la Fig. 3.3 la co-suma para  $H\alpha$  de 96 espectros después de haber sido corregidos por corrimiento doppler.

### §3.2. V455 And

En 2005 Araujo-Betancor et al. presentaron la Variable Cataclísmica V455 And bajo el título *HS 2331+3905: The cataclysmic variable that has it all*, que para ese momento conservaba aún el nombre acuñado después de haber sido por primera vez identificada como VC en el *Hamburg Quasar Survey*. El ostentoso título radicaba en que se trata de un sistema de  $P_{\text{orb}} = 81.08$  min con además *super jorobas* permanentes con periodo 2.8% mayor al  $P_{\text{orb}}$ , i.e. 83.38 min. La enana blanca gira sobre su propio eje con gran rapidez  $P_{\text{spin}} = 1.12$  min, presentando incluso pulsaciones no radiales de 5–6 min, pero sin embargo la característica de mayor intriga, y razón por la cual le observamos, es un periodo espectroscópico largo —observado en las alas de las líneas de Balmer y Helio— con una modulación cuasi sinusoidal de  $\sim 3.5$  h. Aún con todo esto, el sistema carecía de una de las características fundamentales de los objetos de este tipo: su estallido. El 5 de septiembre de 2007 la estrella cumplió con las expectativas entrando en un espectacular super estallido escalando 8 magnitudes, siendo tal vez el evento en su tipo con mejor cobertura que se ha realizado de una nova enana.



**Figura 3.4:** Carta de identificación de V455 And,  $12.9' \times 12.9'$ . Las coordenadas de la VC son  $\alpha_{2000} = 23^{\text{h}} 34^{\text{m}} 01.6^{\text{s}}$ ,  $\delta_{2000} = +39^{\circ} 21' 41.4''$ . Fuente *ibidem*.



Tabla 3.3: Espectroscopía de V455 And.

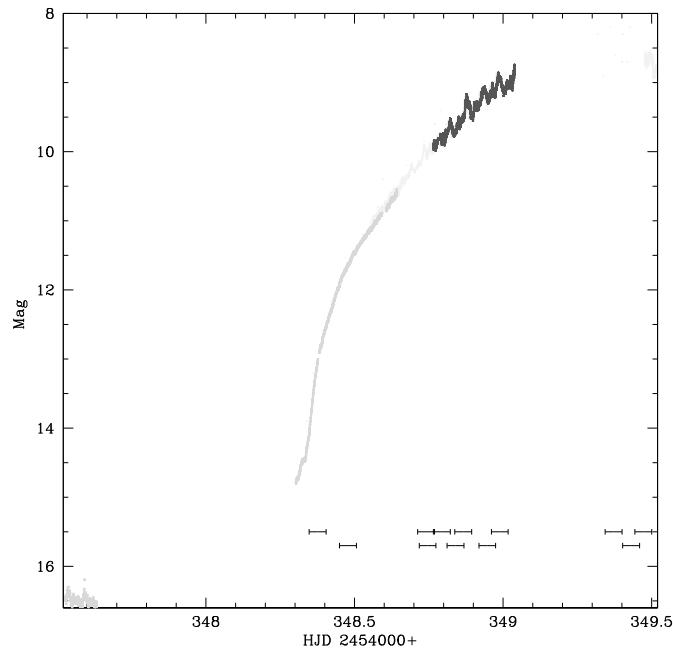
Fecha	HJD (inicio) (2454000+)	Tiempo Obs. [hrs]	No. de espectros	Exp. [s]	Resolución [Å]
<b>OAN San Pedro Mártir 2.1 m</b>					
10.08.07	322.796875	5.20	41	420	4.1
11.08.07	323.755011	6.07	49	420	4.1
12.08.07	324.750717	6.12	50	420	4.1
29.08.07	341.699363	4.72	20	420	4.1
30.08.07	342.704976	6.56	53	420	4.1
31.08.07	343.709351	4.67	29	420	4.1
05.09.07	348.760879	6.06	181	120 – 50	3.1
06.09.07	349.697858	6.54	49	240	
10.09.07	353.838206	2.51	48	120	~2
18.09.07	361.663495	7.60	90	180	~2
19.09.07	362.623252	8.02	97	180	~2
05.10.07	378.694583	6.37	81	240	3.1
18.10.07	391.610798	7.67	66	360	3.1
19.10.07	392.583298	8.39	70	360	3.1
25.10.07	398.638402	7.70	71	180	3.1
26.10.07	399.601388	7.32	82	360	3.1
<b>Telescopio William Herschel 4 m</b>					
04.09.07	UT 20:21:36	10.07	158	180 – 30	~2
05.09.07	UT 20:12:47	10.37	907	12	~2

### §3.2.1. Fotometría

En el seguimiento internacional del super estallido, la participación mexicana tuvo su contribución fotométrica durante las noches del 5–10 de septiembre observando con los telescopios 1.5 m y 0.84 m del OAN en los filtros de Johnson V y R, respectivamente, así como los detectores CCD Marconi y Thomson (ver §3.1.1). Se realizó fotometría diferencial utilizando como estrella de comparación GSC 0323100595 con magnitud  $V = 12.75$  (C2 en Fig. 3.4).

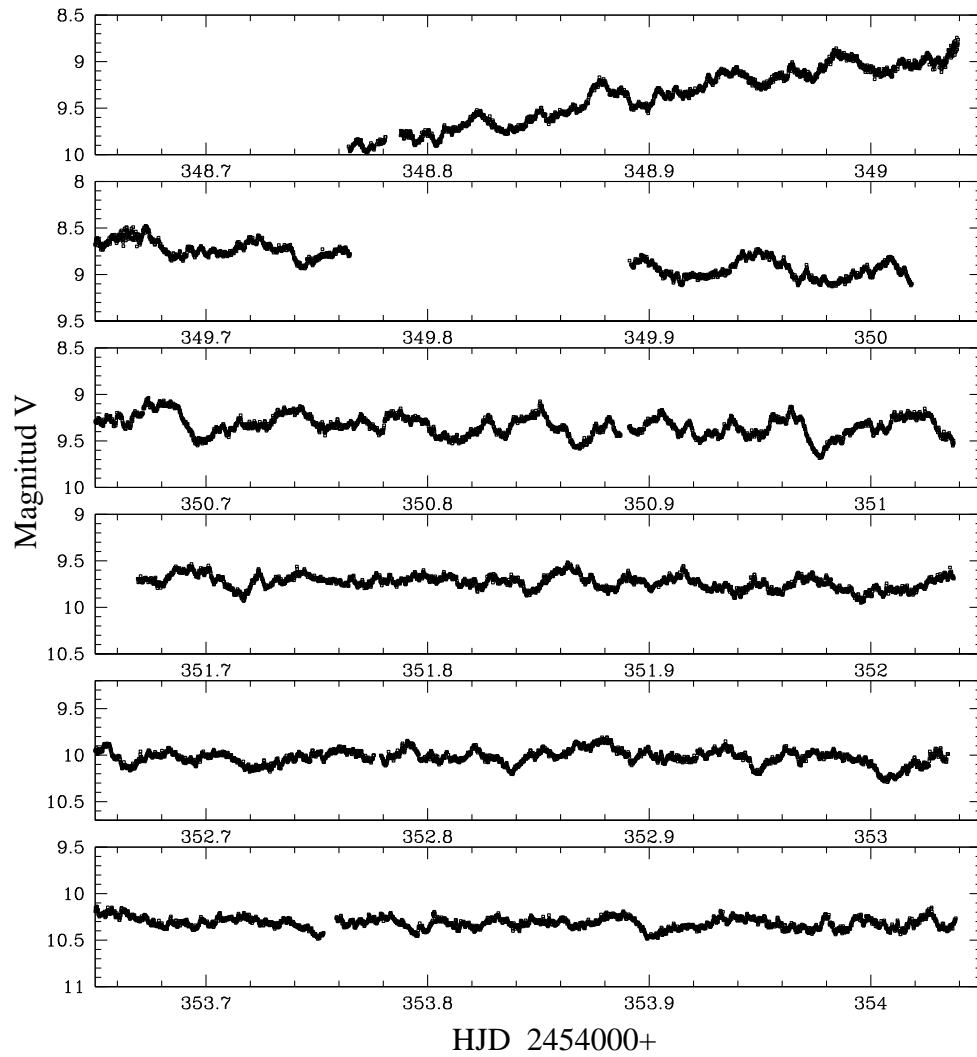
### §3.2.2. Espectroscopía

Además del Echelle —usado también para EX Hya— se observó también en el 2.12 m con el espectrógrafo de mediana resolución Boller & Chivens, obteniendo una resolución correspondiente al ancho a media altura (FWHM) de 1.95–3.2 Å, mientras que con el primero, al ser de alta resolución se alcanzaron 0.4 Å. Adicionalmente se está colaborando con el grupo de VC en la Universidad de Warwick, entre otros, por lo que se cuenta con observaciones desde las Islas Canarias con el Telescopio William Herschel de 4 m de diámetro, miembro del Grupo de Telescopios Isaac Newton en Roque de los Muchachos, La Palma. Se utilizó aquí el espectrógrafo ISIS de alta eficiencia, doble brazo<sup>†</sup> y también de mediana resolución. Las observaciones espectroscópicas comenzaron apenas cuando V455 And había incrementado su luminosidad en 1.5 mag.



**Figura 3.5:** Subida del estallido indicando con barras debajo la cobertura espectral. En la esquina inferior izquierda se aprecia aún la magnitud en quietud del sistema. El inicio del estallido fue observado en La Palma, mientras que el máximo ocurrió mientras era de noche en SPM.

<sup>†</sup> Lo cual permite observar simultáneamente en longitudes de onda del azul, así como del rojo



**Figura 3.6:** Curva de luz de V455 And. Se muestran los seis días (de arriba a abajo) en la temporada de observación de septiembre de 2007 en San Pedro Mártir. En el primer panel se aprecia la última parte del estallido aún de subida y a partir del segundo día comienza a decrecer.



## Capítulo 4

# Resultados

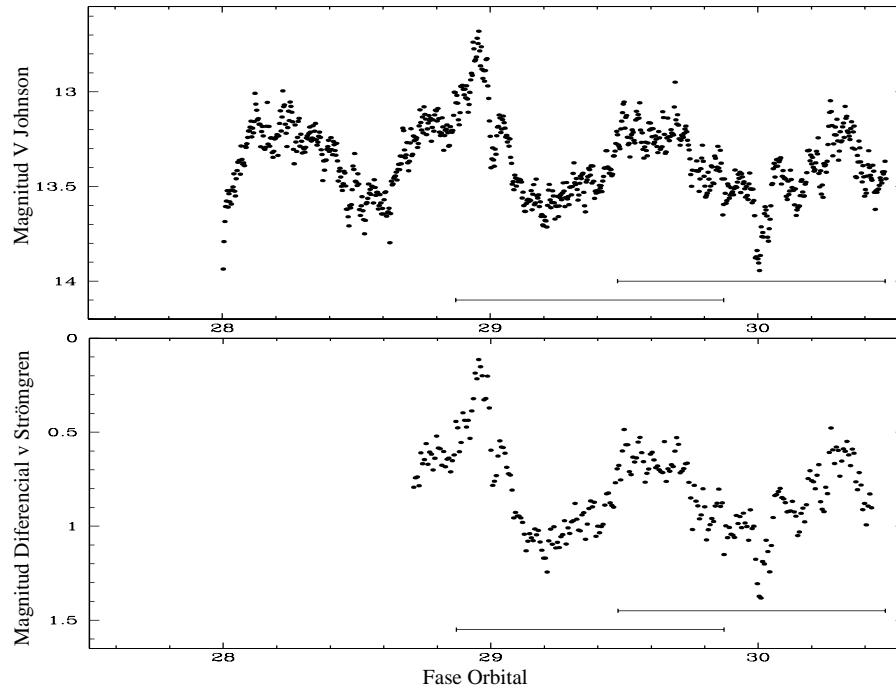
Se muestran en este apartado los resultados encontrados a partir de las observaciones, habiendo hecho un estudio de las velocidades radiales de EX Hya involucrando la determinación de parámetros. Por parte de V455 And se restringe el análisis a la subida durante el estallido y a una estimación del cociente de masas, así como la discusión que cada punto amerite.

### §4.1. EX Hya

Se muestra en la Fig. 4.1 la curva de luz con el filtro V de Johnson (*arriba*) y  $v$  de Strömrgren (*abajo*) correspondientes a la tercera noche de observación. En las abscisas, los periodos orbitales transcurridos desde el primer eclipse observado en la temporada. Los periodos orbitales fueron calculados usando las efemérides de Hellier & Sproats (1992)

$$T_0 = 2\,437\,699.94179 + 0.068233846(4)E, \quad (4.1)$$

donde  $E$ , el número de ciclos orbitales, multiplica al periodo orbital y  $T_0$  es el tiempo a la mitad del eclipse, que no corresponde precisamente a la conjunción inferior o fase orbital cero (sección §1.3), sino al mínimo del eclipse (como es aprecia en la Fig. 2.6). Se logra tal precisión en el periodo orbital reuniendo observaciones fotométricas de diferentes y largas temporadas. Estas efemérides han sido corroboradas también con observaciones de rayos X (Belle, 2005). En esta noche EX Hya presenta considerable actividad incluso opacando el eclipse correspondiente al periodo orbital 29. Las mediciones son consistentes



**Figura 4.1:** Curvas de luz en el filtro V de Johnson (*arriba*) y v de Strömgren (*abajo*) de la tercera noche. Las barras debajo de las curvas muestran la cobertura espectroscópica separada en dos periodos orbitales (ver texto).

pues está presente el mismo comportamiento en las observaciones de ambos telescopios. Las barras debajo de la curva muestran la cobertura espectroscópica separada en dos periodos orbitales.

Los espectros fueron corregidos por pérdidas utilizando la fotometría simultánea. Ajustando gaussianas de un ancho óptimo de 26 píxeles a cada pico del perfil doble de la línea de  $H\alpha$  en emisión, se calcularon las velocidades radiales de los 100 espectros, con lo cual se estiman los parámetros orbitales. Se realiza entonces un diagrama de diagnóstico (Fig. 4.2) para diferente separación entre gaussianas, teniendo como parámetros sensible el valor cuadrático medio o *rms* así como  $\sigma/K_1$ . El mínimo de éstos valores determina los parámetros orbitales que mejor se ajustan al sistema (ver Tabla 4.1). Se muestra en la Fig. 1.8 la curva teórica graficada con los parámetros resultantes del diagrama de diagnóstico para una separación de 170 Å. Hay que remarcar que la curva no es un ajuste a los puntos, que cabe mencionar muestran bastante dispersión debido a la señal a ruido con la que se está tra-

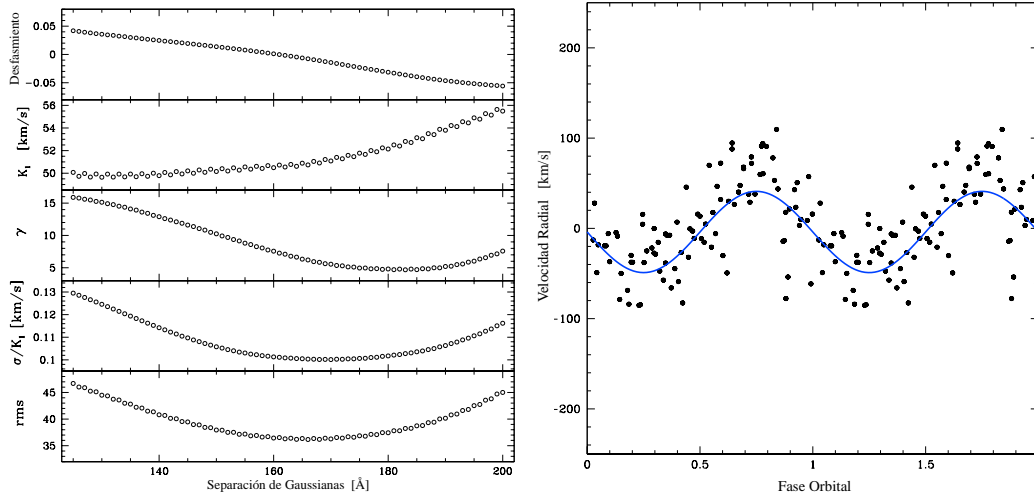


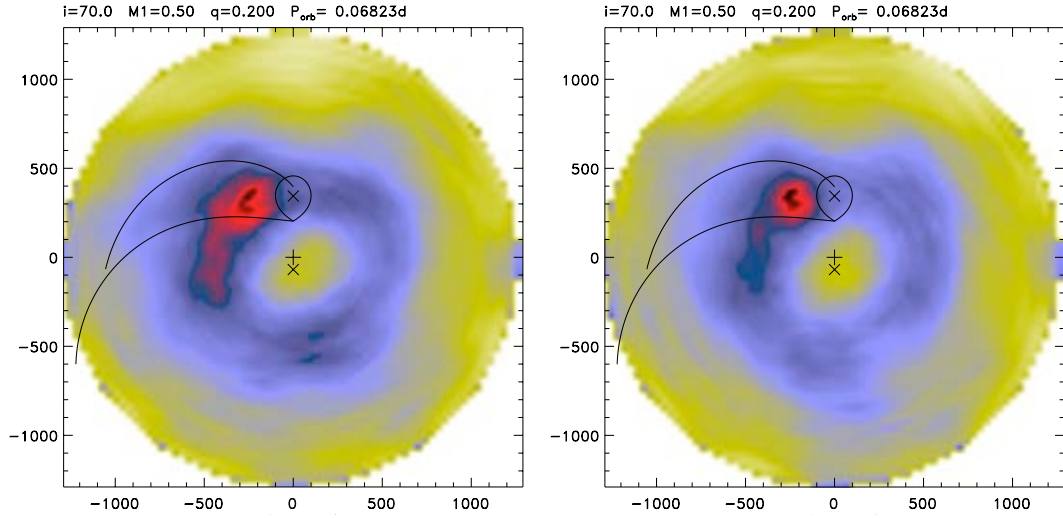
Figura 4.2: Diagrama de diagnóstico para 100 espectros y curva de velocidades radiales.

bajando. De una primer curva de velocidades radiales se encontraron 4 puntos anómalos con velocidades radiales mayores a los  $100 \text{ km s}^{-1}$ , por lo que revisando con detalle cada espectro se encontró que efectivamente había un espectro malo, pero los otros tres parecían ser normales excepto por una contribución mayor del punto brillante, lo cual considerando que la fase orbital de esos espectros es  $\phi = 0.8-0.95$ , corresponde justo al momento en que se observa este de frente, introduciendo un error cuando se ajuste la doble gaussiana al perfil. Se recalcularon los parámetros orbitales sin considerar estos cuatro espectros para no sobre estimar el resultado (Tabla 4.1).

Se ha determinado con espectroscopía de alta resolución —aún con una pobre señal a ruido— una semiamplitud de la enana blanca  $K_1 = 45 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$  menor a la reportada por Hoogerwerf et al. (2004), Belle et al. (2003) de  $K_1 = 59 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$ . El programa que

Tabla 4.1

Parámetros Orbitales	
$\gamma$ [km/s]	$4 \pm 3$
$K_1$ [km/s]	$45 \pm 4$
HJD <sub>0</sub> [2454475 días]	0.88925
$P_{\text{orb}}$ [días]	0.068248
$\sigma$	33.8



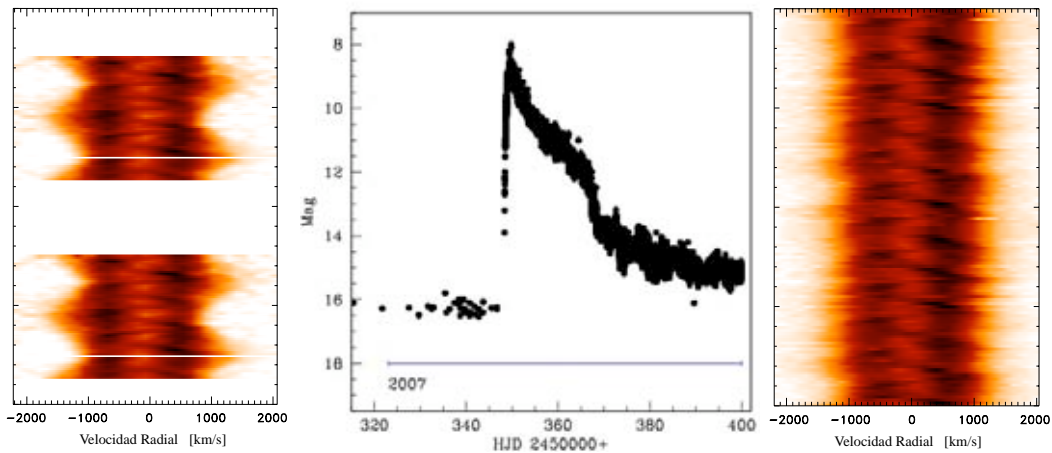
**Figura 4.3:** Tomogramas doppler de la tercera noche.

usamos para calcular los parámetros orbitales ajusta las gaussianas a las alas en la línea de emisión por lo que le corresponden las velocidades más altas, i.e. estamos viendo la parte interna del disco de acreción. Considerando como argumento básico en la determinación de la semiamplitud  $K_1$ , que la región en cuestión del disco de acreción es lo suficientemente homogénea como para brindar un resultado veraz, podemos argüir que la semiamplitud del interior del disco es aquella de la enana blanca. En los tomogramas de la Fig. 4.3 se muestra la evidencia del disco de acreción con una emisión bien localizada de  $H\alpha$ . Las alas en la línea de emisión corresponden a la región externa del disco en el espacio de velocidades, evitando la contribución asimétrica del punto brillante. Aún con las consideraciones hechas, se debe tener en cuenta que la naturaleza magnética de EX Hya incluye material que siguiendo las líneas del campo magnético (ver Fig. 2.11, pág. 36) queda fuera de las consideraciones supuestas para la tomografía doppler, i.e. este material no se mueve con velocidades keplerianas e incluso sus trayectorias se salen del plano orbital. Por lo tanto, la semiamplitud determinada debe ser considerada con dichas restricciones.

El Día Juliano Heliocéntrico  $HJD_0$ , corresponde a la conjunción inferior, siendo determinado espectroscópicamente con las velocidades radiales a diferencia de las efemérides usadas donde se empleó fotometría. Sin embargo, el periodo orbital devuelto<sup>†</sup> por el pro-

<sup>†</sup> El programa de velocidades radiales utiliza como parámetros de entrada el  $P_{orb}$ , por lo que a la salida sólo es para corroborar la información.





**Figura 4.4:** Periodo espectroscópico largo observado antes pero no después de superestallido en 2007. En la curva de luz (fuente AAVSO) se muestran tres meses de observación.

grama es de mucha menor precisión que aquel en las efemérides. No se tiene la intención de hacer una aportación en este rubro.

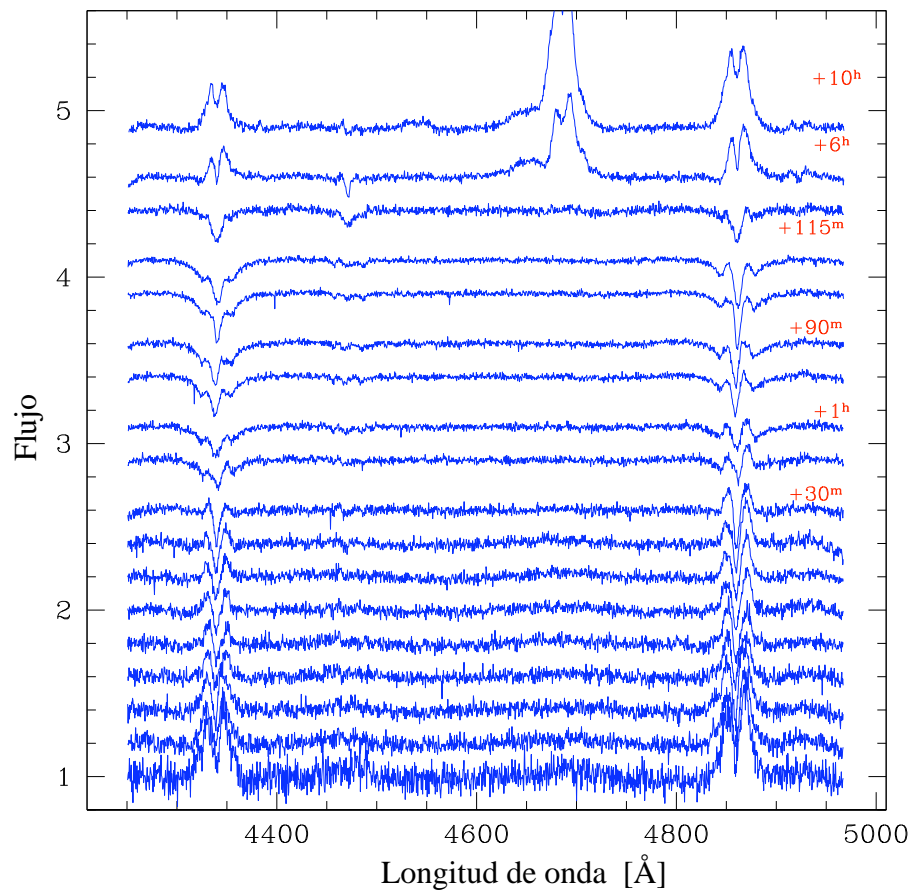
Al contar con espectroscopía cubriendo más de un periodo orbital, se realizó tomografía doppler con  $H\alpha$ , separando en dos periodos orbitales (barras en Fig. 4.1). A pesar de existir indudablemente una contribución extraordinaria correspondiente al aumento repentino en luminosidad cerca la fase orbital 29, ambos tomogramas muestran clara evidencia del disco de acreción y de un punto brillante cargado hacia la trayectoria kepleriana del chorro de material. Sin embargo es notable que el alargamiento del punto brillante en el primer tomograma esté asociado al pico de luminosidad.

## §4.2. V455 And

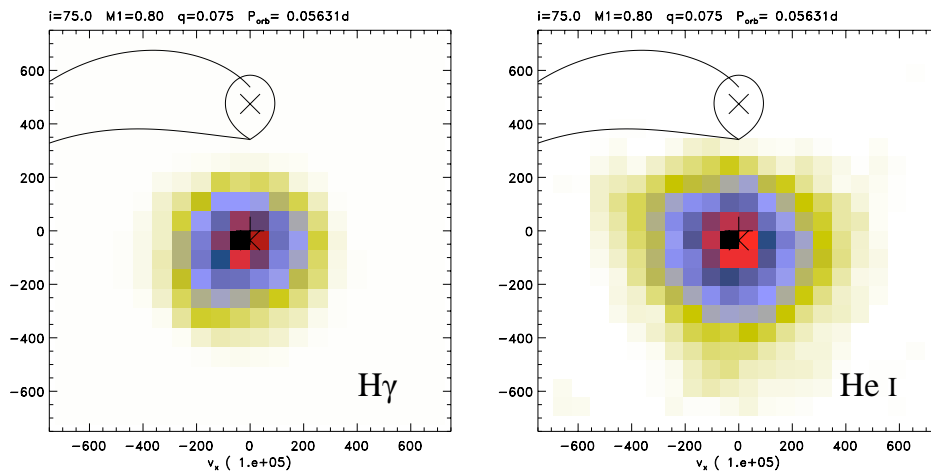
Se observa durante quietud una modulación espectroscópica de mayor amplitud en velocidad radial que el periodo orbital, mostrando en las alas de las líneas de emisión una periodicidad de  $\sim 3.5$  horas, esto es aproximadamente dos veces y media el periodo orbital. El espectro apilado del 30 de agosto de 2007 (Fig. 4.4, *izq.*) no se encuentra doblado por el periodo orbital precisamente para observar la modulación de mayor amplitud. Se aprecia en el interior la curva-S correspondiente al punto brillante.

Sin poder brindar aún una explicación del periodo espectroscópico largo, V455 And entra en un super estallido de 8 magnitudes y se pierde toda evidencia de este (Fig. 4.4, *der.*).

Aprovechando la minuciosa cobertura del super estallido, en la Fig. 4.5 se muestra la evolución espectral de V455 And durante la subida. El tiempo transcurre de abajo hacia arriba, señalando los minutos y horas transcurridos hasta cierto espectro tomando como referencia el primero. Se aprecia una mejor señal a ruido conforme transcurre el tiempo debido al aumento en luminosidad del objeto. Al comienzo se observan las líneas de Balmer  $H\beta$   $\lambda 4861$  y  $H\gamma$   $\lambda 4340$  en emisión cambiando rápidamente a absorción conforme aumenta la luminosidad del disco. Este se vuelve ópticamente grueso como en la mayoría de las novae enanas y aparecen entonces las mismas líneas de Balmer pero en absorción. El resultado observado es la superposición de ambas contribuciones. Después de tan sólo 30 minutos la



**Figura 4.5:** Espectros de V455 And durante estallido. El tiempo transcurre de abajo hacia arriba (ver detalle en texto).



**Figura 4.6:** Tomogramas doppler de  $H\gamma$  y He I en absorción, ambos resultando tener velocidades radiales de enana blanca.

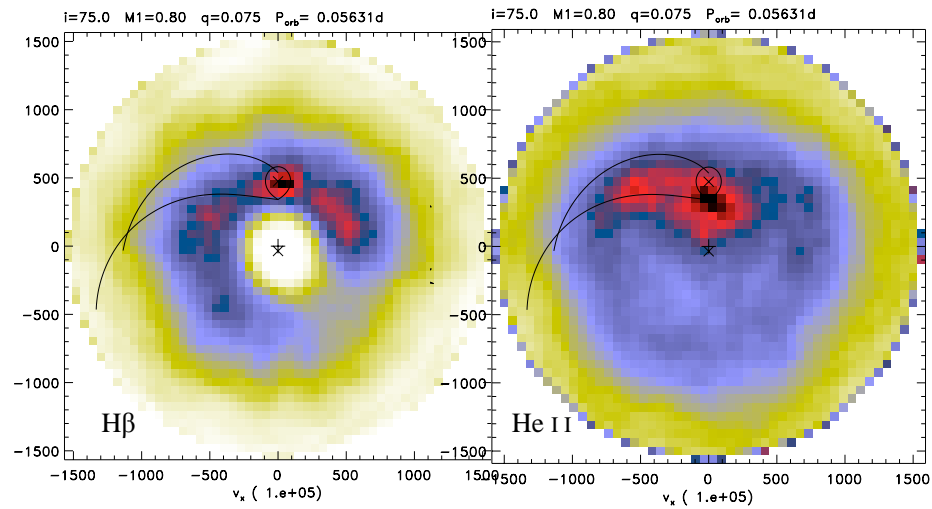
emisión ha sido prácticamente neutralizada por la absorción. 95 minutos aparece en absorción He I  $\lambda 4471$ . Transcurridas seis horas, con el disco ópticamente grueso, un efecto de cortina nos permite observar únicamente la región externa del disco en emisión. Es remarkable la aparición de una intensa línea de emisión He II  $\lambda 4685$ , siendo aún mayor después de 10 horas de iniciado el espectáculo. De manera cualitativa, esta línea prominente nos da idea de la enorme cantidad de helio que está siendo ionizada.

En la tomografía doppler ya en el declive observamos  $H\gamma$  y He I en absorción (Fig. 4.6) con baja velocidad radial, coincidiendo a veces con la posición de la enana blanca y a veces con la del centro de masas, ambas en el espacio de velocidades. Lo cual nos ha permitido hacer estimaciones de la semiamplitud  $K_1$  con los espectros apilados de éstas líneas, obteniendo en diferentes temporadas desde 48–68  $\text{km s}^{-1}$ , reportando Araujo-Betancor et al. (2005) dos años antes del super estallido  $K_1 = 32 \text{ km s}^{-1}$ .

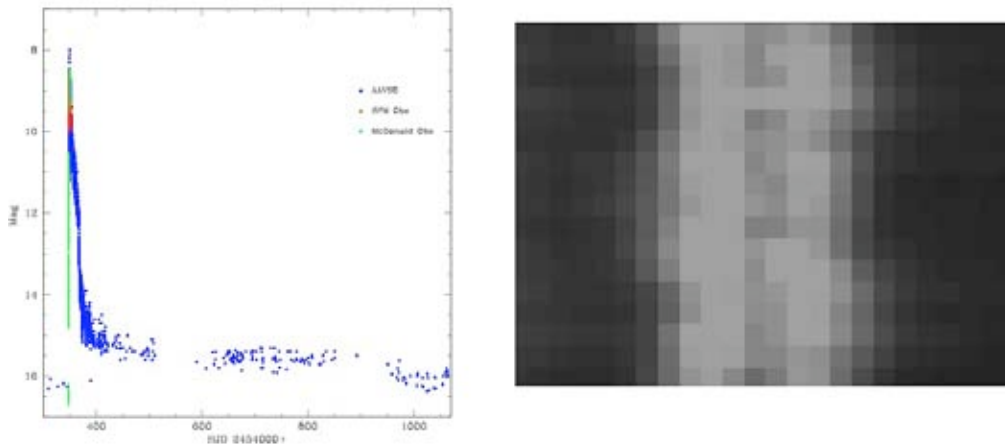
Respecto a la semiamplitud de la secundaria, se observan puntos en emisión localizados en el punto interno de Lagrange  $L_1$  (Fig. 4.7), obteniendo así una semiamplitud  $K_2 = 475 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$ . Con las acotaciones producidas por las incertidumbres en las semiamplitudes se discute en sección 5 sobre el cociente de masas de V455 And.

Por último, se ha seguido sondeando durante estos últimos dos años la actividad de la VC con la expectativa de que el sistema recuperara su periodo espectroscópico largo. No se tuvo éxito alguno sino hasta agosto de 2009 donde resultados preliminares arrojan

nuevamente una modulación de gran amplitud como se muestra en Fig. 4.4. Para estas fechas el sistema ha recuperado apenas su estado de quietud, pues hasta hace poco se encontraba aún en la fase tardía de su declive.



**Figura 4.7:** Tomograma de V455 And para H $\beta$  y HeII en emisión durante el declive final. Se observa un punto brillante con la velocidad de la estrella secundaria, así como un disco de acreción.



**Figura 4.8:** El periodo espectroscópico largo ha vuelto en V455 And dos años después del superestallido, cuando alcanzó nuevamente su estado absoluto de quietud.

## Capítulo 5

# Conclusiones

Se presentan, sin mayor preámbulo, las conclusiones referentes a los objetos abordados en las secciones anteriores.

### EX Hya

Se determinaron con espectroscopía de alta resolución los parámetros orbitales via diagrama de diagnóstico. El método de la doble gaussiana ha probado su efectividad con espectros de baja señal a ruido, resultando un diagrama de diagnóstico donde irrefutablemente se observa un mínimo en los parámetros de error, así como una variación suave de los parámetros orbitales. El ajuste realizado en las alas del perfil doble de  $H\alpha$  en emisión corresponde a velocidades radiales grandes, por ende, a la parte interna del disco de acreción para estar seguros de que no hay contribuciones del punto brillante. Sin embargo, al considerar esta region interna se tienen inherentemente contribuciones también de la materia acretaada mediante las líneas de campo magnético (Fig. 2.11). Se tiene que considerar que el método de la doble gaussiana considera que el material se mueve con velocidades keplerianas en un disco de acreción simétrico, así pues, hay que intepretar con cuidado los resultados obtenidos con este método al aplicarlo en polares intermedias.

Se estimó la semi amplitud  $K_1 = 45 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$  de la enana blanca, menor a la reportada por Hoogerwerf et al. (2004), Belle et al. (2003), de  $K_1 = 59 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$  observando la emisión en rayos X. Sin embargo, la semi amplitud determinada ha venido decreciendo, Hellier et al. (1987) con espectroscopía en el óptico estimó  $K_1 = 69 \pm 9 \text{ km s}^{-1}$ .

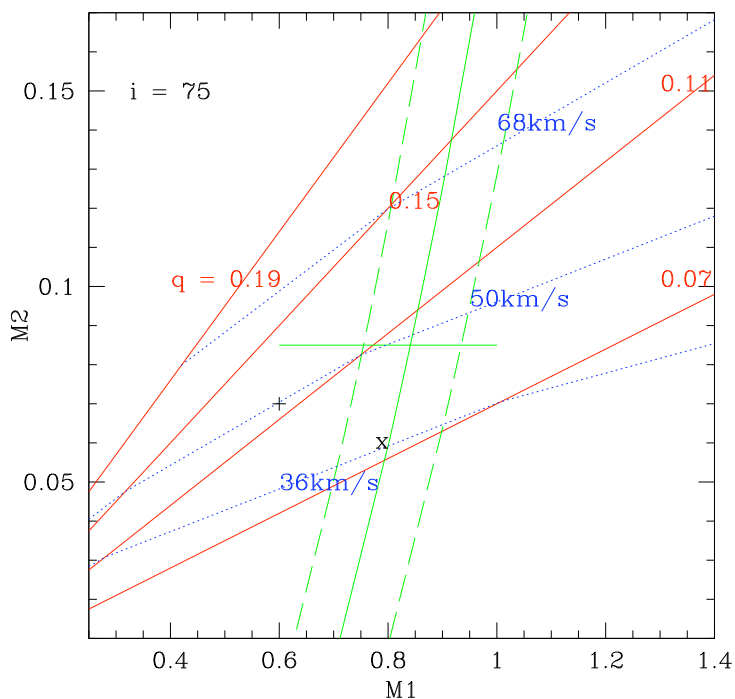
Fotometría con telescopios más grandes reduciría la dispersión observada en la curva de velocidades radiales, así como también sería de gran interés observar este sistema en

rayos X para complementar el análisis de ésta polar intermedia.

### V455 And

Después de haberse perdido el periodo espectroscópico largo por cambios de temperatura y densidad en el disco de acreción, una vez que el sistema volvió por completo a su estado de quietud —llevándole dos años para ello— reaparece la modulación cuasi-sinusoidal en las alas de la emisión. La causa de este largo periodo es aún desconocida por lo que se requiere un mayor estudio. Así, por el momento se puede decir que es una característica del sistema cuando está en su estado de quietud.

La espectroscopía durante el super estallido muestra un cambio *sui generis* de absorción a emisión, resulta ser demasiado abrupto. Se ha observado que las novae enanas presentan líneas de absorción por mucho más tiempo durante el estallido. Es posible que el super estallido en 2007 no haya sido únicamente ocasionado por inestabilidad térmica en el disco de acreción.



**Figura 5.1:** Diagrama para hacer una estimación del cociente masas de V455 And. Las masas están en unidades de masas solares.

---

Medimos durante el super estallido las semiamplitudes de velocidades para la secundaria  $K_2 = 475 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$  y considerando también valores obtenidos para la semiamplitud de la primaria, así como los reportados  $K_1 = 52 \pm 16 \text{ km s}^{-1}$  (sección §4.2), resultando las masas  $M_1 \sim 0.8 \pm 0.08 M_\odot$ ,  $M_2 \sim 0.085 \pm 0.02 M_\odot$ . Se muestra en el diagrama de masas (Fig. 5.1) que la semiamplitud de velocidades de ambas componentes restringe a V455 And como un sistema con bajo cociente de masa  $q \sim 0.11$ . Siendo además una VC de periodo orbital corto, probablemente estemos en presencia de un objeto *post periodo mínimo* (Aviles et al., 2009, e.g.).

## Apéndice A: Tabla de Constantes

Se muestran las constantes físicas y astronómicas usadas en la tesis. Los valores han sido obtenidos del Instituto Nacional de Estándares y Tecnología<sup>†</sup>

$c$	Velocidad de la luz	$299\,792\,458\text{ m s}^{-1}$
$G$	Constante gravitacional de Newton	$6.674\,28(67) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$
$h$	Constante de Planck	$6.626\,068\,96(33) \times 10^{-34} \text{ J s}$
$\varepsilon_0$	Permitividad eléctrica	$8.854\,187\,817\dots \times 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$
$\mu_0$	Permeabilidad magnética	$4\pi \times 10^{-7} \text{ N A}^{-2}$
$e$	Carga eléctrica	$1.602\,176\,487(40) \times 10^{-19} \text{ C}$
$m_e$	Masa del electrón	$9.109\,382\,15(45) \times 10^{-31} \text{ kg}$
$m_p$	Masa del protón	$1.672\,621\,637(83) \times 10^{-27} \text{ kg}$
$\sigma$	Constante de Stefan-Boltzmann	$5.670\,400(40) \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$
$M_\odot$	Masa Solar	$1.988\,92(25) \times 10^{30} \text{ kg}$
$R_\odot$	Radio Solar	$6.955 \times 10^8 \text{ m}$

---

<sup>†</sup> NIST, *National Institute of Standards and Technology*, valores de constantes en <http://physics.nist.gov/cuu/Constants/index.html>



## Apéndice B: Radiación de Cuerpo Negro

De acuerdo con la ley de Planck un cuerpo radía en función de su temperatura en todas las frecuencias como

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (\text{B.1})$$

o considerando que  $c = \lambda\nu$ , con  $c$  la velocidad de la luz y además como  $B_\nu(T)d\nu = B_\lambda(T)d\lambda$  se obtiene la expresión en función de la longitud de onda

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda} \frac{1}{e^{hc/kT\lambda} - 1}. \quad (\text{B.2})$$

Una estrella se aproxima bastante bien a la idealización del cuerpo negro. De ahí el flujo de una estrella es la integral de la ley de Planck en todas las frecuencias. Siguiendo de la Ec. (1.4), e introduciendo la distribución de cuerpo negro

$$\int_0^\infty F_\nu d\nu = \pi \int_0^\infty \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu = \frac{2\pi h}{c^2} \left(\frac{kT}{h}\right)^4 \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx, \quad (\text{B.3})$$

donde se ha hecho el cambio de variable  $x \equiv h\nu/kT$ . Evaluando esta integral, que identificamos como la función zeta de Riemann  $\zeta(4)$ , obtenemos  $\pi^4/15$ , entonces

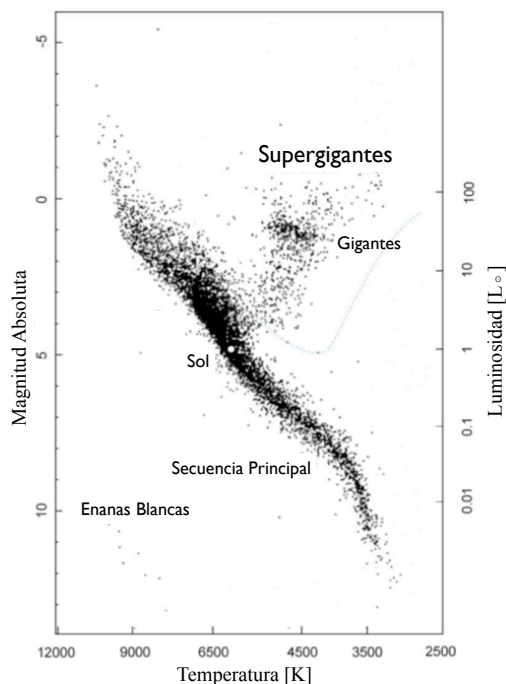
$$\int_0^\infty F_\nu d\nu = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} T^4 \equiv \sigma T^4, \quad (\text{B.4})$$

donde se ha definido  $\sigma$  como la constante de Stefan-Boltzmann.

## Apéndice C: Diagrama H-R y Evolución Estelar

Cerca de la primera década del siglo XX, el astrónomo danés Ejnar Hertzsprung y el estadounidense Henry Norris Russell estudiaron, cada uno de manera independiente, la relación entre magnitudes absolutas y tipos espectrales de las estrellas, resultando, en este ingenioso diagrama, concentraciones de puntos referentes a estrellas en regiones bien definidas. Una de estas regiones es una curva diagonal de la zona caliente y luminosa a la zona fría y menos brillante, conocida como *secuencia principal*.

Además de la región que ya identificamos como la secuencia principal, se encuentran también en la parte baja, fría la región de las enanas blancas, fase en la que las capas externas de la estrella han sido expulsadas formando una nebulosa alrededor del expuesto núcleo, mismo que se comprime hasta alcanzar un tamaño del orden de la Tierra pero con enormes presiones y densidades. Se encuentran en equilibrio la presión debida a la gravedad con la presión de radiación además de aquella debida al principio de exclusión de Pauli, estableciendo que dos partículas no pueden ocupar el mismo estado cuántico. En la zona correspondiente a altas luminosidades y temperaturas menores se encuentra la rama de las gigantes rojas, en esta zona se encuentran



**Figura C.1:** Diagrama H-R.

las estrellas en las que la presión del núcleo supera a la gravedad aumentando su tamaño miles de veces.

Así, en términos de su masa inicial, describimos brevemente la evolución de las estrellas:

- Estrellas semejantes en masa al Sol y menores, contienen principalmente hidrógeno, que fusionan resultando helio y este último al ser más denso se acumula en el núcleo de la estrella. Al envejecerse se expanden y enfrían hasta llegar a gigantes rojas, expelen sus capas externas, contraen sus núcleos y terminan como enanas blancas. En las fases finales de su evolución, algunas generan nebulosas planetarias.
- Las estrellas de masa mucho mayor al Sol después de gastar su hidrógeno y haber acumulado helio en su interior, contraen su núcleo y se calientan. En estas condiciones se fusionan los átomos de helio y se generan elementos más pesados como carbón, oxígeno y nitrógeno. La fusión nuclear que produjo estos elementos, eventualmente pierde energía, enfriándose el centro de la estrella y volviendo a contraerse. En estas circunstancias, el helio se fusiona con el nitrógeno y se producen: magnesio, silicio, azufre y calcio. El producto final de esta cadena es el hierro. En las fases finales de una estrella masiva (mayor a  $10 M_{\odot}$ ), el sistema se vuelve inestable. El gran núcleo de hierro se contrae repentinamente, las capas externas desgastadas se precipitan también hacia adentro. Cuando el colapso del núcleo se detiene y se genera una tremenda onda de choque, que encuentra a su paso el material de las capas exteriores, explota y se forma una supernova. Esta explosión libera inmensas cantidades de energía y termina en una estrella de neutrones (si la masa remanente es 1.4 a  $3 M_{\odot}$ ) o un hoyo negro (si es mayor). Es aquí donde se forman los otros elementos naturales (excepto litio, boro y berilio) que conocemos en la Tierra, incluyendo los que están en el cuerpo humano. Estos elementos fueron creados por explosiones de supernova y, luego, son reciclados al medio interestelar por nebulosas donde nacen nuevas estrellas.

Hay además una estrecha correlación entre las masas iniciales de la estrella con su luminosidad, válida para estrellas de secuencia principal en un rango de 0.1 a  $50 M_{\odot}$

$$L \propto M^{3,5} \tag{C.1}$$

Como se ha mencionado una estrella masiva presenta mayores temperaturas y densidades por lo que puede fusionar elementos más pesados, pero por la misma razón se acaba más rápido su combustible primordial, el hidrógeno y todo esto deriva en que evoluciona

más rápido y por lo tanto su tiempo de vida es menor. Así el tiempo de vida está relacionado con la masa y la luminosidad de la estrella en la secuencia principal (SP) y puede ser estimado a partir de los modelos de evolución solar como

$$t_{SP} \approx 10^{10} \text{ años} \cdot \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-2,5} \quad (\text{C.2})$$

# Bibliografía

- ARAUJO-BETANCOR, S., GÄNSICKE, B. T., HAGEN, H.-J., MARSH, T. R., HARLAFTIS, E. T., THORSTENSEN, J., FRIED, R. E., SCHMEER, P. & ENGELS, D., 2005. *Astronomy & Astrophysics*, **430**, 629.
- AVILES, A., ZHARIKOV, S., TOVMASSIAN, G., MICHEL, R. & TAPIA, M., 2009. *por publicar. Astronomy & Astrophysics*.
- BELLE, K. E., HOWELL, S. B., SION, E. M., LONG, K. S. & SZKODY, P., 2003. *Astrophysical Journal*, **587**, 373.
- BELLE, K. E. E. A., 2005. *Astronomical Journal*, **129**, 1985.
- BENITEZ, E., 2009. Estallidos violentos en núcleos activos de galaxias: el caso del blázar 3C 454.3. *Ciencia, Rev. de la Academia Mexicana de Ciencias*, **60**(1), 45.
- ECHEVARRÍA, J., 1983. *Photometry and Spectrophotometry of Dwarf Novae*. Ph.D. thesis, Universidad de Sussex.
- ECHEVARRÍA, J., 2002. *Estrellas Binarias Interactivas*. La ciencia para todos. Fondo de Cultura Económica, 3rd ed.
- ECHEVARRÍA, J., 2009. Estrellas Binarias. *Ciencia, Rev. de la Academia Mexicana de Ciencias*, **60**(1), 32.
- FEYNMAN, R. P., LEIGHTON, R. B. & SANDS, M., 1965. *The Feynman Lectures on Physics*. Addison-Wesley.
- GALINDO, J., 2009. La Astronomía Prehispánica en México. *Ciencia, Rev. de la Academia Mexicana de Ciencias*, **60**(1), 18.

- GRAY, D., 1976. *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres*. Wiley Interscience.
- GROTRIAN, W., 1928. *Graphische Darstellung der Spektren von Atomen und Ionen mit ein, zwei und drei Valenzelektronen*. Springer.
- HARROP-ALLIN, M. K. & WARNER, B., 1996. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **279**, 219.
- HELLIER, C., 2001. *Cataclysmic Variable Stars: how and why they vary*. Springer-Praxis books in astronomy and space sciences. Springer-Praxis.
- HELLIER, C., MASON, K. O., ROSEN, S. R. & CORDOVA, F. A., 1987. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **228**, 463.
- HERZBERG, G., 1927. *Annalen der Physik*, **84**, 565.
- HIND, J. R., 1856. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **16**, 56.
- HOogerWERF, R., BRICKHOUSE, N. S. & MAUCHE, C. W., 2004. *Astrophysical Journal*, **610**, 411.
- KARTTUNEN, H. E. A., 2003. *Fundamental Astronomy*. Springer, 4th ed.
- KRZEMINSKI, W., 1965. *Astrophysical Journal*, **142**, 1051.
- MARSH, T. R. & HORNE, K., 1988. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **235**, 269.
- MENNICKENT, R. E., DIAZ, M., SKIDMORE & W., STERKEN, C., 2001. *Astronomy & Astrophysics*, **376**, 448.
- MESCHEDE, D., 2002. *Gerthsen Physik*. Springer, 21st ed.
- NOVOTNY, E., 1973. *Introduction to Stellar Atmospheres and Interiors*. Oxford University Press.
- OSAKI, Y., 1989. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, **41**, 1005.
- OSAKI, Y., 1996. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **108**, 39.
- PAYNE-GAPOSCHKIN, C. & GAPOSCHKIN, S., 1938. Variable Stars. *Harv. Obs. Mono.*, (5).

- SMACK, J., 1971a. *Acta Astr.*, **21**, 15.
- SMAK, J., 1984. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **96**, 5.
- VERBUNT, F., 1982. *Space Science Reviews*, **32**, 379.
- WALKER, M. F. & HERBIG, G. H., 1954. *Astrophysical Journal*, **120**, 278.
- WARNER, B., 1995. *Cataclysmic Variable Stars*. Cambridge University.
- WARNER, B. & NATHER, R. E., 1971. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **152**, 219.
- WELLS, L. D., 1896. *Harv. Coll. Obs. Circ.*, (12).
- WOOD, J., HORNE, K., BERRIMAN, G., WADE, R., O'DONOGHUE, D. & WARNER, B., 1986. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **219**, 629.