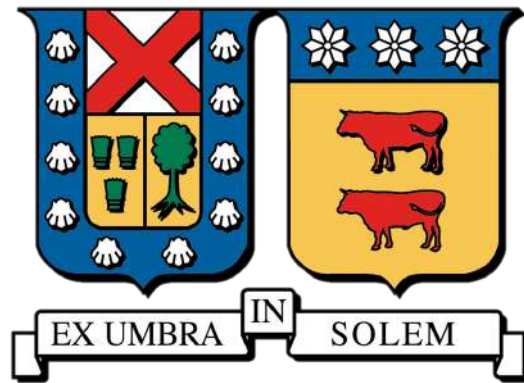


UNIVERSIDAD TÉCNICA FEDERICO SANTA MARÍA

DEPARTAMENTO DE FÍSICA



Variabilidad en el diagrama H-R en los tipos principales de dwarf novae
mediante el Disc Instability Model

Arturo Ignacio Vargas Morales

MEMORIA PARA OPTAR AL TÍTULO DE LA LICENCIATURA EN ASTROFÍSICA

PROFESOR: Odette Toloza

July 20, 2026



CONSTANCIA DE VALIDACIÓN Y CONFIDENCIALIDAD DE MONOGRAFÍA A REPOSITORIO ACADÉMICO

1.- IDENTIFICACIÓN DEL TRABAJO ACADÉMICO

Tipo de monografía (marcar una opción): ☒ Memoria o trabajo de título ☐ Tesis de Postgrado

Título del trabajo: Variabilidad en el diagrama H-R en los tipos principales de dwarf novae mediante el Disc Instability Model

Nombre del candidato(a): Arturo Ignacio Vargas Morales

Carrera / Grado: Licenciatura en Astrofísica

Campus: Casa central **Departamento:** Física

2.- VALIDACIÓN DEL PROFESOR GUÍA/DIRECTOR DE TESIS

Yo, Odette Toloza, en mi calidad de profesor(a) guía/director(a) del trabajo académico mencionado anteriormente **DEJO CONSTANCIA** que:

- He revisado esta versión del documento y corresponde a la versión final aprobada del trabajo.
- El trabajo cumple con los requisitos académicos y de formato establecidos por la institución.

3.- EVALUACIÓN DE CONFIDENCIALIDAD POR PROPIEDAD INDUSTRIAL (marcar una opción)

☒ El trabajo **NO contiene** información que amerite confidencialidad y puede ser publicado de inmediato en repositorio con acceso abierto.

☐ El trabajo **CONTIENE** información con potenciales implicancias de propiedad industrial o intelectual y requiere un periodo de confidencialidad (**embargo**) por (**marcar una opción**):

☐ 6 meses ☐ 12 meses ☐ 2 años ☐ 3 años ☐ 5 años ☐ 10 años

Fundamentación de la necesidad de confidencialidad (obligatorio si se solicita embargo):

4.- FIRMAS

Profesor(a) guía o director(a) de memoria o tesis:

Fecha: 2 de octubre 2026

Firma:

Estudiante o Candidato(a):

Fecha: 2 de octubre de 2026

Firma:

Este formulario debe ser insertado como página 2 de la memoria o tesis, completado y firmado por estudiante y profesor(a) antes de la entrega en portal PRISMA de Biblioteca USM.

Abstract

Contexto. Las dwarf novae son binarias interactuantes compuestas por una enana blanca y una estrella de secuencia principal tardía que transfiere material a través de su lóbulo de Roche. El material transferido forma un disco de acreción alrededor de la enana blanca, produciendo recurrentes cambios en su brillo llamados outburst y según su comportamiento es posible definir tres subtipos de dwarf novae: U Gem, SU UMa y Z Cam. Estos llamados outburst son comúnmente explicados a través del Disc Instability Model (DIM), en donde inestabilidades térmico-viscosas en el disco de acreción generan cambios drásticos en la temperatura, viscosidad y tasa de acreción en la enana blanca. Resultando que el sistema experimente cambios significativos en su luminosidad, que pueden ser estudiados en el diagrama de Hertzsprung-Russel (H-R).

Objetivo. Evaluar si el Disc Instability Model puede explicar la observada variabilidad de las dwarf novae y determinar si es suficiente para describir el comportamiento en el diagrama H-R.

Método. Se analizó fotometría proveniente de Gaia y ZTF para estudiar la variabilidad y el comportamiento de los outburst de variables cataclísmicas conocidas con datos disponibles en ambos surveys. Como Gaia y ZTF operan en distintos sistemas fotométricos, se transformó las magnitudes de Gaia al marco de SDSS, asegurando que los data set de SDSS y ZTF fueran directamente comparables, considerando que las observaciones de ZTF son obtenidas en las bandas g y r . Además, utilizando métodos de aproximación del ángulo de inclinación en función de la magnitud del outburst, se calculó valores para inclinación de cada sistema. Por último, se utilizó el código AlphaDiSC, modelando el disco de acreción independiente del tiempo, para igualar las magnitudes en el outburst para SU UMa y U Gem.

Resultados. Se analizaron 65 sistemas, observándose que los distintos subtipos de dwarf novae ocupan regiones características y describen trayectorias diferenciadas en el diagrama H-R durante sus ciclos de variabilidad. En general, los sistemas evolucionan desde estados de quiescence más débiles y rojos hacia estados de outburst más brillantes y azules, siguiendo una trayectoria aproximadamente antihoraria. Las SU UMa se concentran cerca de la secuencia de enanas blancas y

presentan una evolución más compleja debido a los superoutbursts, mientras que las U Gem y Z Cam se localizan en regiones intermedias, más próximas a la secuencia principal. Las inclinaciones estimadas permitieron explicar algunos eclipses observados, aunque varios valores mostraron grandes incertidumbres o discrepancias. Finalmente, el modelo estacionario AlphaDiSC logró reproducir aproximadamente el estado de outburst de un sistema U Gem, pero requirió tasas de acreción superiores al máximo teórico y no logró representar adecuadamente el sistema SU UMa, evidenciando la necesidad de incorporar la evolución temporal del disco y la contribución de las demás componentes del sistema.

Conclusión. El DIM explica de manera general la variabilidad de las dwarf novae en el diagrama H–R, aunque las SU UMa y Z Cam requieren procesos adicionales. Las limitaciones en la estimación de la inclinación y en el modelo estacionario muestran la necesidad de utilizar modelos temporales que incluyan todas las componentes del sistema.

Agradecimientos

Quiero agradecer a una gran cantidad de personas que, sin ellas, no habría logrado llegar hasta aquí.

En primer lugar, a mi familia, los cuales siempre creyeron en mí, me apoyaron para que lograra mis objetivos y estuvieron ahí cuando fallaba.

A mis amigos, con quienes tuve muchos buenos momentos, quienes me respaldaron y consolaron cuando creía que el mundo se venía abajo.

A mis profesores, que brindaron su apoyo y paciencia, para que lograra entender los conceptos más complicados y quienes me han guiado en el complejo mundo de la física. Por sobre todo a mi profesora guía Odette Toloza, la cual me ha ayudado en incontables ocasiones, me enseñó sobre el tema al que me gustaría dedicarme en el futuro y por sobre todo su paciencia, dándose el tiempo de ayudarme y aconsejarme.

Muchas gracias ellas y a otras innumerables personas que me han ayudado en mi vida.

Contents

1	Introducción	1
1.1	Variables cataclísmicas	1
1.1.1	Formación: Transferencia de masa en un sistema binario	3
1.1.2	Evolución de las CVs, la continua pérdida de momento angular	5
1.2	Tipos de CVs	7
1.2.1	Sistemas magnéticos	7
1.2.2	Sistemas no magnéticos	8
1.3	Variabilidad en las Dwarf Novae	9
1.3.1	Modelo α disk	9
1.3.2	Inestabilidad magnetorotacional	11
1.3.3	Mecanismo del Disc Instability Model	12
1.4	Objetivo principal de la tesina	13
2	Relevancia de diferentes surveys en el estudio de las variables cataclísmicas	15
2.1	Surveys seleccionados	15
2.1.1	Gaia-ESO survey	15
2.1.2	Zwicky Transient Facility	16
2.1.3	Sloan Digital Sky Survey	17
2.2	Caracterización de las bandas de cada survey	18
2.3	Conversión de las magnitudes de Gaia a SDSS	19
3	Metodología	22
3.1	Obtención de datos a partir de catálogos de CV conocidos de la literatura	22
3.2	Curvas de luz de Gaia y ZTF	23
3.2.1	Dwarf Novaes seleccionadas en el diagrama H-R	25
3.2.2	Emparejamiento temporal de las bandas g y r	27
3.3	Estimación de la inclinación orbital mediante el método de Montecarlo	28
3.3.1	Investigando el efecto de la inclinación orbital y eclipses en el color y brillo	31

4	Resultados	36
4.1	Evolución de las distintas clases de dwarf novaes durante un outburst en el diagrama H-R.	36
4.1.1	SU UMa	36
4.1.2	U Gem	38
4.1.3	Z Cam	41
4.2	Variabilidad de cada subtipo en el diagrama H-R	43
5	Disco estacionario: estado de outburst	46
5.1	Modelo del disco de acreción en outburst	46
5.2	Resultados del modelo	48
6	Discusión	52
6.1	Sistemas del tipo SU UMa con posición anómala en el diagrama magnitud-inclinación	52
6.2	Limitación del modelo estacionario	55
7	Conclusión	58
A	Dwarf Novaes seleccionadas	59
B	Diagramas H-R no seleccionados	61

Chapter 1

Introducción

Estudiar la variabilidad de los objetos estelares es de suma importancia en la astrofísica moderna. Entender los procesos físicos que generan la variabilidad de cada objeto nos ayuda a entender su evolución, así como su estructura estelar.

Un gran porcentaje de las estrellas se encuentran en sistemas binarios o múltiples, con una fracción que depende fuertemente de la masa estelar, variando desde $\sim 50\%$ para estrellas tipo solar hasta más del 70% en estrellas masivas (Moe and Di Stefano, 2017). Dependiendo de la separación orbital, la interacción gravitacional entre los componentes puede dar lugar a transferencia de masa, lo que modifica significativamente su evolución, acelerando procesos evolutivos y generando fenómenos observables de alta energía (Belloni and Schreiber, 2024). Estos sistemas, conocidos como binarias interactuantes, constituyen la cuna de una amplia variedad de fenómenos astrofísicos.

Entre las principales clases de binarias interactuantes se encuentran las estrellas simbióticas, compuestas por una gigante roja y una enana blanca donde la transferencia de masa ocurre típicamente a través del viento estelar de la gigante (Mikołajewska, 2012); las estrellas AM CVn, binarias ultra compactas dominadas por helio con períodos orbitales menores a una hora (Solheim, 2010); Las binarias de rayos X (XRBs) consisten en un objeto compacto, ya sea una estrella de neutrones o un agujero negro, que acreta material desde una estrella compañera. Se clasifican como de baja masa (LMXBs; Bahramian and Degenaar 2023) o alta masa (HMXBs; Fornasini et al. 2023) según la masa de esta última: en las LMXBs la acreción ocurre típicamente mediante desbordamiento del lóbulo de Roche¹, mientras que en las HMXBs está dominada por el viento estelar de una compañera masiva. Dentro de este contexto, las variables cataclísmicas (CVs) corresponden a sistemas en los que una enana blanca acreta material desde una estrella de baja masa, generalmente a través de un disco de acreción, mostrando una rica fenomenología observacional (Warner, 2003). Este trabajo se enfoca en este último tipo de sistemas, las CVs.

1.1 Variables cataclísmicas

Las variables cataclísmicas (CVs; véase fig. 1.1) son sistemas binarios compactos compuestos por una enana blanca que acreta material desde una estrella de secuencia principal de baja masa

¹El lóbulo de Roche es la región del espacio, en un sistema binario, en forma de lagrima ligado gravitacionalmente. La punta de esta región es el punto lagrangiano L1 y es donde ocurre la transferencia de material (Frank et al., 2002). Los puntos lagrangianos son puntos de equilibrio gravitacional entre dos cuerpos masivos, siendo uno de ellos el punto L1 (línea blanca segmentada en figura 1.1).

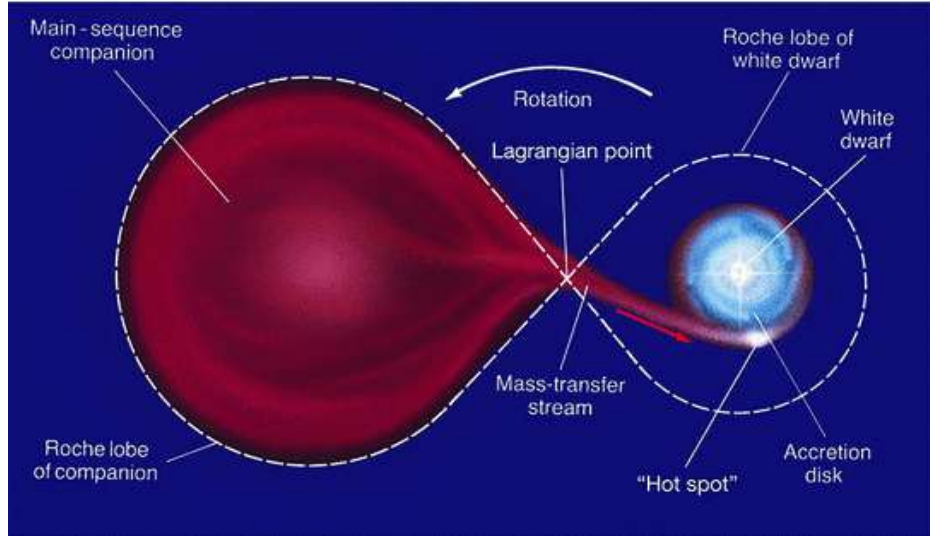


Figure 1.1: Imagen artística de una CV típica no magnética, indicando las distintas componentes del sistema (ver texto principal para más detalles). Hot spot también se utiliza para denominar al punto brillante (bright spot). Imagen perteneciente a Pearson Prentice Hall, Inc.

(donor), típicamente de tipo espectral K o M (Warner, 2003; Knigge, 2006). En la ausencia de campos magnéticos, la transferencia de masa da lugar a la formación de un disco de acreción alrededor de la enana blanca. Cuando el disco está completamente formado, el material incidente desde la donora, al colisionar con las partes externas del disco, genera un aumento del brillo en un punto, que se conoce como punto brillante (bright spot). El material al impactar genera un agujero en el disco y el material es gradualmente asimilado al flujo (Hellier, 2001). El aumento de luminosidad es causado por la energía proveniente del flujo de material, que se convierte en calor y es irradiado hacia el medio.

Estos sistemas presentan períodos orbitales cortos, usualmente en el rango de $\sim 1\text{--}8$ horas (Warner, 2003). Una de las características más distintivas de las CVs es su marcada variabilidad fotométrica, la cual puede manifestarse en escalas de tiempo que van desde días hasta semanas (Hellier, 2001). Esta variabilidad puede ocurrir por erupciones, causadas por el acumulamiento del material en la superficie de la enana blanca que desencadena la fusión termonuclear en la superficie de la estrella (Starrfield, 1971) o por inestabilidades térmicas en el disco de acreción, conocidos como outburst (más detalles en la sección 1.3). La detectabilidad y amplitud de esta variabilidad dependen fuertemente de la inclinación (i) del sistema, definida como el ángulo entre el plano orbital y la línea de visión del observador, cuyo valor oscila entre 0° y 90° . En sistemas con altas inclinaciones, pueden observarse eclipses cuando uno de los componentes bloquea la emisión del otro, produciendo caídas pronunciadas en el brillo. De igual forma, en los sistemas eclipsantes, el punto brillante puede generar un pequeño aumento del brillo antes de ser opacado por la estrella donora (Hellier, 2001). Estos sistemas eclipsantes son particularmente valiosos, ya que permiten realizar estudios detallados de la estructura y geometría del sistema.

La posición de las CVs en el diagrama Hertzsprung-Russell (H-R) es muy característica. En su gran mayoría encontrándose entre la secuencia principal y las enanas blancas (Eyer et al., 2023).

1.1.1 Formación: Transferencia de masa en un sistema binario

La teoría más aceptada es que estos sistemas inician como una binaria formada por dos estrellas de secuencia principal, una más masiva que la otra. La más masiva evoluciona antes a la etapa de gigante roja, si durante este proceso se acercan lo suficiente o debido a la rápida expansión de la gigante, llena su lóbulo de Roche, comenzará una transferencia de material.

La transferencia de masa por parte de la estrella gigante (donor) genera cambios en su estructura interna (Belloni and Schreiber, 2024). Para que la donor transfiera el material de forma estable o no, así como para mantener tanto su equilibrio hidrostático como térmico, depende de la respuesta del radio de la estrella y el radio del lóbulo de Roche, dada la continua pérdida de masa en ciertas escalas de tiempo (Webbink, 1985).

Estas escalas de tiempo se dividen en tres, que se describen a continuación

Escala de tiempo dinámica

Este es el tiempo en que una estrella es capaz de contrarrestar una perturbación en su equilibrio hidrostático. Se calcula mediante la ecuación

$$\tau_{dyn} = \frac{R}{c_s}$$

Con R y c_s el radio y la velocidad del sonido media del material estelar, respectivamente. Luego, los cambios en la donor debido a la variación en la masa generan un reajuste térmico necesario, así como también responde el equilibrio hidrodinámico a la variación en la masa. La pérdida de masa también cambia el radio del lóbulo de Roche (R_{RL}). Luego la estabilidad de este proceso puede evaluarse mediante la comparación de dos derivadas (véase más adelante el régimen en que se considera la transferencia de masa estable e inestable), una compara el radio de la donor (R_d) con la masa de la donor (M_d) y la otra compara el radio del lóbulo de Roche con la masa de la donor. La primera conocida como exponente radio-masa adiabático (Belloni and Schreiber, 2024)

$$\zeta_{ad} \equiv \left. \frac{\partial \ln R_d}{\partial \ln M_d} \right|_{ad}$$

y la segunda denominada como exponente radio-masa del lóbulo de Roche

$$\zeta_{RL} \equiv \frac{d \ln R_{RL}}{d \ln M_d}$$

Escala de tiempo térmica

También conocida como la escala de tiempo de Kelvin-Helmholtz. Corresponde al tiempo en que la estrella reacciona por la pérdida de energía y su producción no es capaz de mantener el equilibrio. Dada por la ecuación

$$\tau_{KH} = \frac{E_{th}}{L}$$

Con E_{th} la razón de la energía térmica en la estrella y L la luminosidad.

El equilibrio entre la producción de energía y las pérdidas por la radiación son perturbadas debido a la variación de masa. Si hay equilibrio hidrostático, el interior de la donor es capaz de ajustar su equilibrio térmico, si tiene el suficiente tiempo, de otra forma el proceso es inestable. Para analizar si es posible o no que suceda, se dicta mediante el exponente masa-radio del equilibrio térmico (Belloni and Schreiber, 2024)

$$\zeta_{eq} = \left. \frac{d \ln R_d}{d \ln M_d} \right|_{th}$$

Escala de tiempo nuclear

Es la escala de tiempo en la cual la estrella usa su “combustible”. Dada por la ecuación

$$\tau_{nuc} = 0.007 \frac{M_{core} c^2}{L}$$

Con M_{core} la masa de hidrógeno disponible en el núcleo y c la velocidad de la luz.

Luego con estos exponentes y con cada escala de tiempo, es posible definir tres casos de transferencia de masa

- **Transferencia de masa estable:** sucede cuando $\zeta_{RL} \leq \min(\zeta_{ad}, \zeta_{eq})$. La donor se mantiene en equilibrio hidrostático y térmico, y la continua transferencia de masa se sustenta por la expansión, debido a la evolución nuclear de la estrella o por contracción orbital a causa de la continua pérdida de momento angular, disminuyendo R_{RL}
- **Transferencia de masa en la escala de tiempo térmica:** ocurre cuando $\zeta_{ad} > \zeta_{RL} > \zeta_{eq}$. Al igual que la anterior, es una transferencia de masa hidrostáticamente estable, pero que es mantenida por el reajuste térmico de la donor. Inicialmente la tasa de transferencia se incrementa, pero en cierto punto, la tasa de transferencia ($\dot{M}_{max}$) se satura en cierto valor, dado por

$$\dot{M}_{max} \approx -\frac{M_d}{\tau_{KH,d}} \quad (1.1)$$

A pesar de la saturación, la transferencia de masa hidrostáticamente continua estable, tal que si la transferencia es mayor o menor el valor dictado en ecuación 1.1, la donor se expandirá para equilibrarse o se contraerá dentro del lóbulo de Roche.

Los casos anteriores corresponden a una transferencia estable de parte de la estrella donor. Este material como no puede caer directamente a la estrella compañera forma un disco de acreción alrededor de ella (más detalle sobre disco de acreción en la sección 1.3). El periodo orbital del sistema disminuye o se incrementa, lo que regula la transferencia del material. La transferencia de material termina cuando la mayoría de la envoltura rica en hidrógeno es transferida o se pierde del sistema. La masa acretada podría rejuvenecer a la acretadora si es que no ha abandonado la secuencia principal, en caso contrario su evolución es alterada y no alcanza la etapa de gigante roja (Podsiadlowski, 2014).

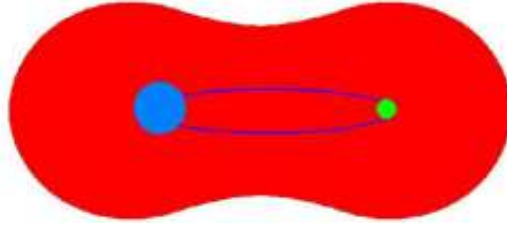


Figure 1.2: Ilustración de una envoltura común. Imagen obtenida de Podsiadlowski (2014)

- **Transferencia de masa dinámicamente inestable:** sucede si $\zeta_{RL} > \zeta_{ad}$. La continua transferencia de la donora genera una respuesta adiabática, que la hace incapaz de mantenerse dentro del lóbulo de Roche, incrementando la tasa de transferencia de masa, acelerando a un tiempo de escala entre la escala térmica y dinámica. La estrella que recibe el material es incapaz de acretarlo completamente, por lo que se sigue acumulando, hasta el punto de que llena el lóbulo de Roche de la estrella, generando una envoltura común (fig. 1.2) (Podsiadlowski, 2014) alrededor del núcleo de la gigante y la estrella de secuencia principal. Sin embargo, no es el único mecanismo capaz de generar una envoltura común.

Debido a las fuerzas de arrastre entre el núcleo y la estrella, que giran en torno a un centro de masa común, causan que, en cierto punto, se expela la envoltura común. Este proceso se lleva consigo una gran parte de la energía y momento angular del sistema (Belloni and Schreiber, 2024). El proceso resulta en lo que se conoce como una binaria post envoltura común, constituida por una compañera de baja masa y el núcleo de la gigante roja, es decir una enana blanca. La binaria resultante está mucho más cerca que la binaria inicial, con un periodo orbital de alrededor $\sim 0.1 - 10$ días (Podsiadlowski, 2014).

Luego para que ocurra la formación de una CV. El sistema debe comenzar a perder momento angular, a tal punto que ocurra un proceso similar al anterior, en el que la estrella de secuencia principal llena su lóbulo de Roche, comenzando la transferencia de material a la enana blanca, formando un disco de acreción dentro del lóbulo de Roche de la enana blanca, es decir una CV.

1.1.2 Evolución de las CVs, la continua pérdida de momento angular

La continua transferencia de material implicaría una disminución en el radio de la donora, lo que causaría en algún punto el quiebre de este proceso, asumiendo que el momento angular se conserva, pero no es lo que sucede. Por lo que el periodo orbital debería disminuir a medida que se transfiere el material, es decir, debería perderse momento angular. Las dos posibles formas en que esto suceda, es a través de los procesos de radiación de ondas gravitacionales (Kraft et al., 1962) y frenado magnético (Verbunt and Zwaan, 1981).

En las CVs, el periodo orbital está estrechamente ligado a la evolución del sistema y constituye un parámetro clave para entender sus propiedades globales. En particular, este influye en la posición de las CVs en el diagrama H-R: los sistemas con periodos orbitales más cortos tienden a ubicarse cerca de la región de las enanas blancas, mientras que aquellos con periodos más largos se encuentran más próximos a la secuencia principal (Abril et al., 2020).

La distribución observada de periodos orbitales muestra un comportamiento aproximadamente uniforme hasta alcanzar valores de $\sim 2 - 3$ horas, donde se observa una disminución abrupta en el

número de sistemas (solo el $\sim 10\%$ de las CVs tiene un periodo entre $\sim 2 - 3$ horas, [Shao and Li 2012](#)). Esta región, conocida como el *period gap*, constituye una característica fundamental en la evolución de las CVs y su origen aún es objeto de debate, incluyendo su posible dependencia con el subtipo de sistema ([Belloni and Schreiber, 2024](#)).

Frenado Magnético

Este proceso opera para CVs sobre el period gap. Ocurre por la donar que presenta un campo magnético y un viento estelar magnetizado. Las partículas ionizadas en presencia del viento estelar comienzan a seguir las líneas del campo magnético, generando un torque que extrae momento angular de la órbita, manteniendo la transferencia de masa ([Matt and Pudritz, 2008](#)). A diferencia del proceso anterior, el frenado magnético no es muy bien entendido. No existe un consenso general en la forma en que ocurre (véase [Knigge et al. 2011](#); [El-Badry et al. 2022](#) que contiene un resumen de varios tipos de frenado). Dados los distintos preceptos, las ecuaciones que describen el proceso varían. No obstante, la ecuación comúnmente se describe como

$$\dot{J}_{MB} \propto \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \left(\frac{R}{R_{\odot}} \right)^{\gamma} \Omega^{\alpha}$$

Donde γ , α y Ω es el exponente de la ley de potencias que rigen el frenado, un índice que depende del formalismo utilizado y la velocidad angular, respectivamente.

Cuando el periodo orbital del sistema alcanza ~ 3 h, el frenado magnético se apaga y/o reduce. La donar pierde su equilibrio debido a la transferencia de masa. Ha medida que pierde masa, el peso en el núcleo decrece y también lo hacen las reacciones nucleares. Con menor energía generada en el núcleo, la presión cae y la estrella se contrae debido a la gravedad. Pero si la contracción ocurre en la escala de tiempo térmica, la estrella no puede transferir masa lo suficientemente rápido y se contrae a su radio correspondiente, alejándose de su lóbulo de Roche. Para resumir la transferencia de masa la órbita debe decrecer mediante radiación de ondas gravitacionales, encogiéndose su lóbulo de Roche hasta que se retoma el contacto.

Una explicación al apagado del frenado magnético es que la estrella se vuelve totalmente convectiva, sofocando el dinamo magnético. Sin embargo, se observan de igual forma signos de campos magnéticos en estrellas de baja masa ([Hellier, 2001](#)). No obstante los dinamos estelares no son totalmente entendidos, por lo que no se tiene una prueba concluyente sobre el origen del period gap.

Radiación de ondas gravitacionales

Constituye el principal proceso de pérdida de momento angular bajo el period gap, que depende únicamente de la estructura dinámica y juega un papel importante en la evolución del sistema binario ([Knigge et al., 2011](#)), que surge a partir de la relatividad especial. Como la distribución de masa del sistema cambia periódicamente, causa la emisión de ondas gravitacionales que transportan tanto energía como momento angular. La continua emisión de ondas genera que, gradualmente, el periodo orbital disminuya, acercando cada vez más a los objetos ([Paczynski, 1967](#)). La fórmula que describe este proceso, descrita por [King \(1988\)](#) es

$$j_{GR} \propto \frac{(M_1 M_2)^2 (M_1 + M_2)^{1/2}}{a^{7/2}}$$

Donde M_1, M_2 y a son las masas de cada estrella y la distancia entre las binarias respectivamente.

Ha medida que disminuye el periodo orbital, concretamente alrededor del límite superior del period gap, la perdida de momento angular por medio del frenado magnético se hace cada vez menos eficiente e incluso puede detenerse si alcanza $P_{orb} \approx 3$ h. La explicación posible es que la donor comienza a formar una estructura convectiva. Ocasionando que la transferencia de masa caiga drásticamente, llevando a la estrella hasta una etapa de equilibrio, dejando de llenar su lóbulo de Roche deteniendo la transferencia (Spruit and Ritter, 1983). Así, el sistema pasa por el period gap hasta que alcanza $P_{orb} \approx 2$ h, donde comienza a dominar la radiación de ondas gravitacionales y se reanuda la transferencia de material.

Ha medida que el sistema emita ondas gravitacionales y reduzca su periodo orbital, en algún momento la donor no es capaz de continuar con la combustión de hidrógeno, convirtiéndose en un objeto degenerado rico en hidrógeno. Este punto se alcanza en el conocido como *period minimum*, que se estima en $P_{min} \sim 65 - 70$ min. Algunas predicciones estiman que en esta punta periódica debería aglomerarse una gran cantidad de CVs, sin embargo, en ningún catálogo de CVs se ha observado (Knigge, 2011). A pesar de ello, estudios como Gänsicke et al. (2009) muestran que la punta si aparece, pero concretamente alrededor de $P_{orb} = 82$ min, generando una discrepancia con la teoría, posibilitando que la radiación gravitacional no sea el único proceso que produce perdida de momento angular bajo el period gap (Knigge, 2011). Otra predicción en la evolución de CVs es las llamadas “period bouncers”, caracterizadas por su evolución después del P_{min} con una donor enana marrón (Schreiber et al., 2023).

1.2 Tipos de CVs

Las CVs presentan una amplia variedad de clases y subclases, las cuales se definen principalmente en función de sus propiedades observacionales. Como clasificación inicial, se distingue entre sistemas magnéticos y no magnéticos.

1.2.1 Sistemas magnéticos

Se considera un sistema magnético si la enana blanca tiene un campo magnético de magnitud $B \gtrsim 1$ MG. Las dos clases más conocidas son las llamadas como Polars e Intermediate Polars (Cropper, 1990), ambos con una magnitud de campo magnético típica de $B \gtrsim 10$ MG y $B \lesssim 10$ MG respectivamente. Se ha observado (Ferrario et al., 2015) que las polars suelen agruparse debajo del period gap ($P_{orb} \lesssim 2$ h), mientras que las intermediate polars sobre el period gap ($P_{orb} \gtrsim 3$ h). Las CVs magnéticas tienen la característica de “truncar” el disco (Chanmugam and Wagner, 1977). En el caso de las polars el material transferido de la donor no forma un disco, sino que es capturado por el campo magnético de la enana blanca. El material sigue las líneas del campo formando columnas y llevando el material a los polos de la enana blanca. En el caso de las intermediate polars, el material alcanza a formar un pequeño disco, hasta que en las partes internas es truncado por el campo magnético (Wu, 2000).

1.2.2 Sistemas no magnéticos

Classical Novae

Las novae clásicas fueron de las primeras CVs en ser identificadas. Se caracterizan por presentar incrementos de brillo de $\sim 8-15$ magnitudes, los cuales pueden durar desde pocos días hasta varios cientos de días (Clark et al., 1977). Estos eventos son producidos por la acumulación de material en la superficie de la enana blanca; una vez que la presión y temperatura alcanzan condiciones críticas, se desencadena una reacción termonuclear descontrolada (Starrfield, 1971).

Estos episodios pueden influir en la evolución del sistema, por ejemplo, a través de la pérdida de momento angular (Schreiber et al., 2015). Las novae clásicas pueden ocurrir en distintos tipos de CVs, incluyendo sistemas magnéticos (Stockman et al., 1988), y se observan con mayor frecuencia en sistemas con períodos orbitales $P_{\text{orb}} \gtrsim 3$ h (Inight et al., 2023a).

Nova-Likes

Las nova-likes corresponden típicamente a las CVs más luminosas, cuyo brillo está dominado por un disco de acreción caliente y estable (ver sección 1.3.3). En estos sistemas, el hidrógeno del disco se encuentra completamente ionizado, lo que da lugar a espectros caracterizados por líneas de absorción superpuestas sobre emisión, con un continuo marcadamente azul (Inight et al., 2023a). Además, suelen presentar vientos intensos originados en el disco de acreción (Inight et al., 2022).

Dwarf Novae

Las dwarf novae (DNe) se caracterizan por alternar entre estados de baja luminosidad (quiescent) y episodios de aumento de brillo (outbursts). Durante estos últimos, la luminosidad puede incrementarse en $\sim 3-5$ magnitudes, con duraciones que van desde días hasta semanas (Meyer and Meyer-Hofmeister, 1983). Este comportamiento cíclico es explicado por el modelo de inestabilidad del disco (DIM, *Disc Instability Model*, ver sección 1.3.3), en el cual el disco alterna entre estados fríos y calientes. A medida que el disco acumula energía, se desencadena un outburst; posteriormente, al disiparse el calor, el disco se enfría y el ciclo se repite. Estos cambios también se reflejan en el espectro: durante los outbursts, las DNe presentan características similares a las nova-likes, mientras que en quiescent dominan las líneas de emisión de hidrógeno y helio. Asimismo, el sistema describe trayectorias en el diagrama H-R, desplazándose hacia colores más azules durante el outburst y retornando a estados más rojos en quiescent (Dubus and Babusiaux, 2024).

Las DNe se dividen en tres subclases principales, definidas por el comportamiento de sus outbursts:

- **U Gem (UG):** Consideradas el caso “clásico” de DNe, presentan aumentos de brillo de $\sim 2-6$ magnitudes con duraciones de días a semanas, mostrando un comportamiento cuasi-periódico en escalas de tiempo largas (Kraft, 1962). Son CVs de periodo largo, encontrándose sobre el period gap ($P_{\text{orb}} \geq 3$ h).
- **SU UMa (SU):** Este subtipo presenta *superoutbursts*, eventos más brillantes y duraderos que los outbursts normales, con ciclos de varios cientos de días (Patterson et al., 2005). Al ocurrir un superoutburst, es acompañado por algunos outburst normales, lo que se conoce como *superciclo*. Los superoutburst están asociados a una resonancia orbital 3:1 entre el

disco y la órbita binaria (Hirose and Osaki, 1990), lo que genera una estructura excéntrica en el disco. Durante estos eventos también se observan *superhumps*, variaciones periódicas en la luminosidad del disco producidas por deformaciones tidales (Kato et al., 2010; Whitehurst and King, 1991). Son CVs de periodo corto, comúnmente encontrándose bajo el period gap ($P_{orb} \leq 2$ h; Katysheva and Pavlenko, 2003). Dentro de esta clase se distinguen los subtipos ER UMa, caracterizados por superciclos cortos (20 – 50 días; Kato et al., 2013), y WZ Sge, donde los outbursts son raros debido a bajas tasas de transferencia de masa (Kato, 2015).

- **Z Cam (ZC):** Estos sistemas presentan episodios de *standstill*, en los cuales el brillo se mantiene en un estado intermedio, aproximadamente 1 – 1.5 magnitudes por debajo del máximo, durante períodos que pueden extenderse desde días hasta años (Stubbings and Simonsen, 2014). Este comportamiento ocurre cuando la tasa de transferencia de masa alcanza un valor crítico ($\dot{M}_{crit}$), manteniendo el disco en un estado caliente e ionizado. Al igual que las UG, generalmente estos sistemas tienen $P_{orb} \gtrsim 3$ h (Simonsen et al., 2014). Algunos sistemas muestran comportamientos anómalos, como el subtipo IW And, donde ocurren outbursts durante el standstill (Hameury and Lasota, 2014).

Este trabajo se concentra completamente en las dwarf novae, por lo que es necesario presentar a continuación el modelo físico que explica como se produce la variabilidad en el disco acreción.

1.3 Variabilidad en las Dwarf Novae

Para entender como ocurre los procesos de outburst en las DNe, es decir el DIM, primero es necesario entender porque se forma un disco de acreción y cuál es el mecanismo que permite la perdida de momento angular causando la caída del material hacia el objeto central.

1.3.1 Modelo α disk

Un disco de acreción es una estructura compuesta por gas y polvo que gira en torno a un objeto central masivo. Ha medida que el disco gira, se pierde momento angular, generando que el material vaya cayendo hacia el objeto central. La descripción física de los discos de acreción es dada como un fluido viscoso y su evolución está gobernada por las ecuaciones de Navier-Stokes. No obstante soluciones analíticas a estas ecuaciones son imposibles sin considerar simplificaciones para sus distintas componentes.

El entendimiento en la forma en que el momento angular transporta material comenzó en la década de los 20s. Von Weizsäcker (1948) reconoce que es necesario un mecanismo que mueva el material hacia adentro, proponiendo a los remolinos de turbulencia como ese mecanismo capaz de proporcionar una viscosidad efectiva, pero el qué de la turbulencia quedo incierto. Siguiendo esta idea Shakura and Sunyaev (1973) formularon el modelo clásico de un disco geoméricamente delgado, ópticamente grueso, estacionario y con rotación Kepleriana. Cada una de estas suposiciones es necesaria para mantener tanto la concordancia física como matemática.

Antes que nada, se considera el sistema como independiente del tiempo, es decir estacionario ($\partial/\partial t = 0$). Además, cada parte del disco se pueden dividir en anillos infinitesimales. Como el disco recibe material continuamente, se asume que cada anillo del disco recibe la misma cantidad de masa ($\dot{M}_{tr} = cte$; Shakura and Sunyaev, 1973). Por la conservación del momento angular,

el material no debe caer directamente hacia el centro, por lo que cada uno de estos anillos debe perder momento angular. Como cada uno gira con distinta velocidad, en las partes centrales del disco, ocurre una fricción entre cada uno de ellos, siendo la viscosidad cinemática turbulenta ν , la generadora de esta fricción y la perdida de momento angular. Esta fricción realiza un trabajo transformando la energía cinética en calor (Q_+), pero generando que el calor realizara una presión que expandiría el disco. Para que no suceda, el disco debe enfriarse eficientemente, tal que toda la energía sea irradiada (Q_-) hacia el espacio. Por ello es necesario que el disco se comporte como un cuerpo negro, es decir, que sea ópticamente grueso ($\tau \gg 1$; [Frank et al., 2002](#)). Gracias a esta hipótesis, el sistema se asume en equilibrio térmico local $Q_+ = Q_-$ ([Lasota, 2001](#)), donde el primero es la tasa de calentamiento y el segundo la tasa de enfriamiento, cuyas fórmulas son

$$Q_+ = \frac{9}{8} \nu \Sigma \Omega_K^2 \quad , \quad Q_- = \sigma T_{\text{eff}}^4 \quad (1.2)$$

Con Σ la densidad superficial, σ la constante de Stefan-Boltzmann, Ω_K la velocidad angular y T_{eff} la temperatura efectiva.

En la dirección perpendicular, existe un equilibrio hidrostático entre el gradiente de presión del gas y la fuerza gravitacional normal del disco. Pero como el disco se enfría rápidamente el gas no genera la suficiente fuerza en la dirección perpendicular, de tal que la altura del disco H es mucho menor que el radio del disco ($H \ll R$), manteniendo al disco en un estado geoméricamente delgado. Luego, como esto se cumple, la velocidad kepleriana local del disco debe moverse a una velocidad supersónica ([Frank et al., 2002](#)), tal que se pueden definir la velocidad tangencial (v_ϕ) y angular (Ω_K) como

$$v_\phi = \sqrt{\frac{GM}{R}} \quad , \quad \Omega_K = \sqrt{\frac{GM}{R^3}}$$

Con G la constante de gravedad, M la masa del objeto central y R el radio donde se mide la velocidad.

No obstante, la fricción entre cada una de las partículas no se lleva la cantidad de suficiente de momento angular. Por esta razón, [Shakura and Sunyaev \(1973\)](#) encapsularon este desconocimiento en un parámetro α , de modo que la viscosidad se puede escribir como ([Pringle, 1981](#))

$$\nu \sim l v \quad (1.3)$$

Con l la altura y v la velocidad de los remolinos más grandes. Luego, la altura de los remolinos debe ser menor a la altura del disco y la velocidad debe ser menor o igual a la velocidad del sonido ($v < c_s$), es decir subsónica. Así, es posible reescribir [1.3](#)

$$\nu = \alpha c_s H \quad (1.4)$$

Cabe destacar que c_s y H corresponden a valores locales del disco, por lo que el parámetro α describe una prescripción de turbulencia local.

Este parámetro adimensional toma el rango de valores $0 < \alpha \leq 1$. El rango se define para mantener la concordancia física del modelo, ya que si $\alpha = 0$ no habría fricción ni turbulencia y el material no caería hacia el objeto central. Para el caso $\alpha \leq 1$ considerar lo siguiente: igualando [1.3](#) con [1.4](#), se puede escribir

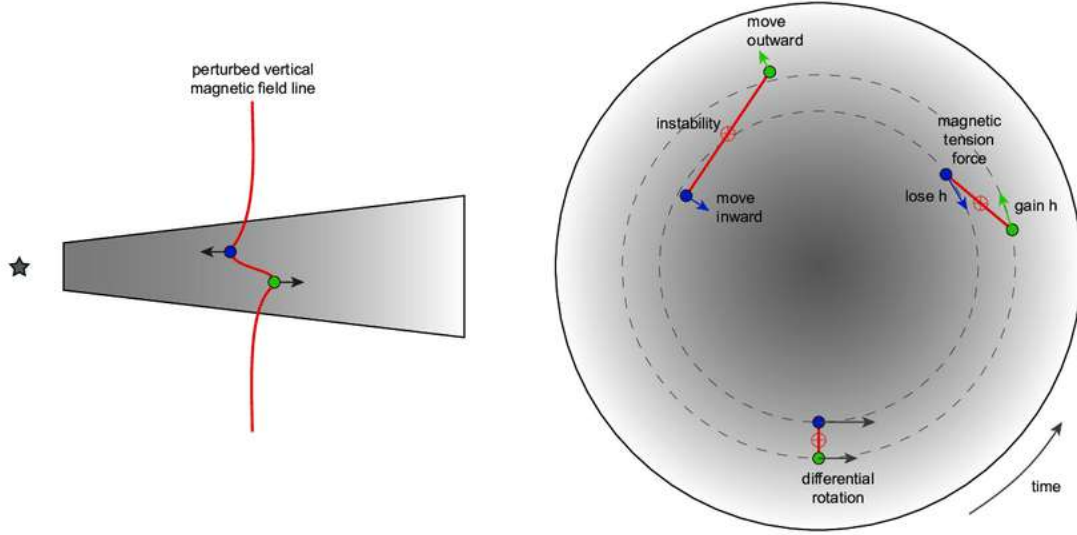


Figure 1.3: Imagen representativa de la inestabilidad magnetorotacional (IMR) para un campo magnético vertical perturbado en magneto hidrodinámica ideal. La IMR es una inestabilidad de fluidos, pero es equivalente a dos masas puntuales en órbita conectadas por un resorte (Balbus and Hawley, 1991).

$$\alpha \sim \frac{l}{H} \frac{v}{c_s}$$

Luego, la primera razón (l/H) impone como máximo $l = H$, de otra forma la turbulencia sale fuera del disco y se rompe. Para el caso de las velocidades, como v es subsónico e imponiendo como máximo valor $v = c_s$, resulta

$$\alpha \leq 1$$

Manteniendo el rango descrito anteriormente.

1.3.2 Inestabilidad magnetorotacional

En 1991, Balbus and Hawley (1991) parecen haber solucionado la incertidumbre respecto a la viscosidad. Para entender esta sección, se sigue la descripción de Hellier (2001). Considerar dos masas puntuales conectadas por la línea de un campo magnético, una con un radio un poco más grande que la otra (figura 1.3). La masa más interna gira más rápido que su compañera, estirando la línea del campo magnético. El campo magnético trata de juntar ambas masas, acelerando una de ellas, proporcionándole momento angular y frenando a la otra, arrebatándole momento angular. Pero al ganar momento angular, la masa puntual externa se mueva hacia afuera, mientras que la que pierde momento angular se interna más hacia el centro, estirando aún más al campo magnético. Ha medida que el campo magnético crece rompe la estabilidad, generando la turbulencia magnética. El material comienza a seguir las líneas del campo, transportándolo entre los distintos radios.

Ahora bien, para que suceda esta inestabilidad, se requiere de una fuerte interacción entre el campo magnético y el material, es decir que ocurra una ionización de los átomos, en este caso del hidrógeno que interactúe con el campo (Balbus and Hawley, 1991).

1.3.3 Mecanismo del Disc Instability Model

El cómo ocurría un outburst en las DNe fue un gran tema de debate entre los astrofísicos, pero en 1974, [Osaki \(1974\)](#) propuso que la variabilidad ocurría por una inestabilidad térmica en el disco.

Considerar el equilibrio térmico del disco en estado frío (quiescent), donde el calentamiento se debe únicamente a la turbulencia local. Entonces el equilibrio se puede definir como la igualdad $Q_+ = Q_-$ (ecuación 1.2), tal que

$$\sigma T_{\text{eff}}^4 = \frac{9}{8} \nu \Sigma \Omega_K^2 \quad (1.5)$$

Así es posible relacionar la temperatura efectiva con la densidad, en el caso de las DNe se forma lo que se conoce como curva-S (véase una representación en la fig. 1.4). Considerando esta figura y la descripción de [Hellier \(2001\)](#), el proceso es el siguiente: inicialmente el sistema se encuentra en el estado frío en el punto A con una densidad superficial mínima (Σ_{min}). Considerando la tasa de transferencia de masa constante, debido a la ineficiencia de la viscosidad para transportar el material, se genera una acumulación en el disco. Ha medida que el material se aglomera, la temperatura efectiva (T_{eff}) aumenta, moviendo al sistema al punto B. Cuando alcanza B, la densidad alcanza su punto máximo (Σ_{max}), con $T_{\text{eff}} \sim 7,000$ K, una pequeña porción de los átomos se ionizan, aumentando la opacidad y formando una dependencia con la temperatura ([Lasota, 2001](#)). Para tasas de acreción altas, la acumulación suele ocurrir en las partes externas del disco, que se conoce como outburst de afuera hacia adentro, en cambio, si ocurre en las partes internas, el outburst es de adentro hacia afuera ([Hameury, 2020](#)).

La opacidad atrapa el calor generado por la viscosidad, lo que aumenta aún más la temperatura. Con el aumento de temperatura, también lo hace la viscosidad, incrementando la eficiencia del transporte de material, vaciando las regiones cercanas, causando a su vez que se reduzca el calor producido por la fricción de la viscosidad. En cierto punto se alcanza la temperatura para ionizar completamente el hidrógeno ($\sim 10,000$ K) y el sistema se mueve a C.

En este nuevo estado la opacidad pierde la dependencia con la temperatura. La viscosidad es tan alta que el flujo de material por el disco supera al flujo proveniente de la donora. Todo el flujo se mueve por el disco calentando las partes circundantes, lo que se conoce como frente de propagación, generando un aumento drástico en el brillo del sistema, el outburst. El frente de propagación viaja hacia adentro y afuera del disco, el primero alcanza rápidamente el borde interior del disco, el segundo llegará el borde exterior solo si el disco tiene la suficiente masa, es decir si existe la suficiente tasa de transferencia ([Hameury, 2020](#)). Como el sistema se encuentra en un estado altamente viscoso, el material cae rápidamente a la enana blanca, causando que la densidad superficial comience a retomar su valor mínimo, donde ocurre el frente de enfriamiento, que comienza a devolver el disco al estado frío, disminuyendo la temperatura (moviendo el sistema hacia el punto D), hasta que se alcanza nuevamente el estado de hidrógeno parcialmente ionizado, retorna la alta opacidad y el calor que mantenía la alta temperatura en la superficie ya no puede escapar. Luego la temperatura cae, junto con la viscosidad, los iones se recombinan y el disco vuelve al estado frío.

Las densidades críticas Σ_{min} y Σ_{max} , esta dadas como ([Hameury, 2020](#))

$$\Sigma_{\text{min}} = 39.9 \alpha_{0.1}^{-0.8} r_{10}^{1.11} M_1^{-0.37} \text{g cm}^{-2}$$

$$\Sigma_{max} = 74.6 \alpha_{0.1}^{-0.83} r_{10}^{1.18} M_1^{-0.40} \text{g cm}^{-2}$$

Donde r_{10} es la distancia en unidades de 10^{10} cm, M_1 la masa del objeto central y $\alpha_{0.1}$ es el parámetro alpha normalizado a 0.1.

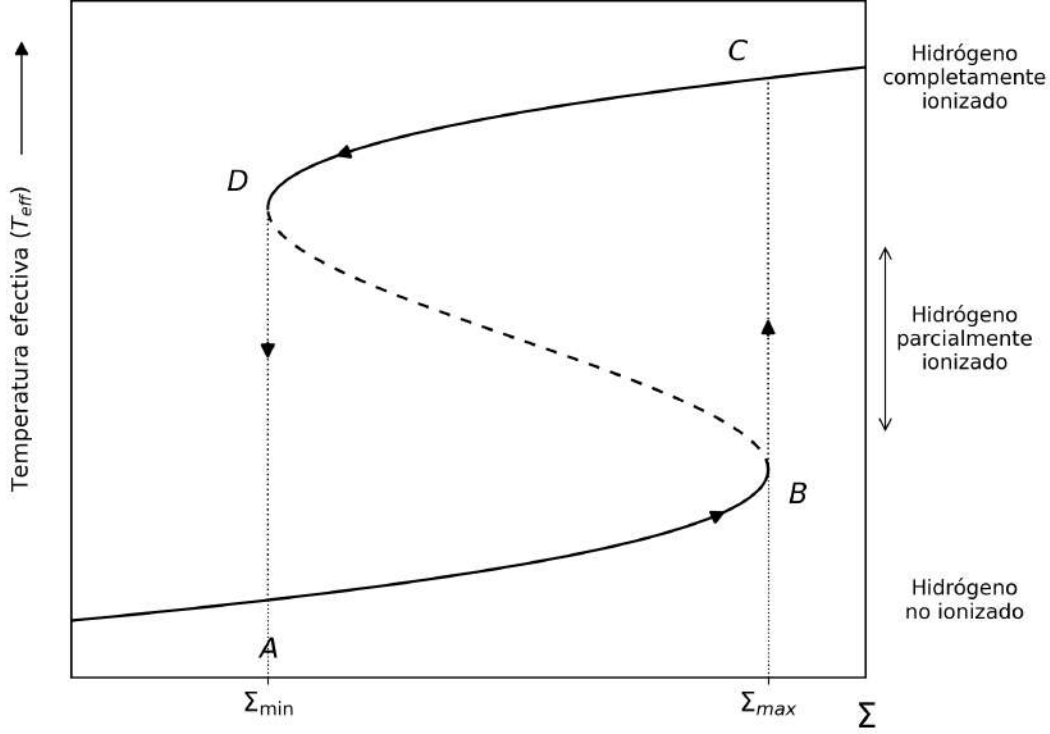


Figure 1.4: Representación del ciclo de inestabilidad del disco. Graficado como temperatura efectiva versus densidad superficial, conocida como curva-S. El ciclo sigue $A \rightarrow D$, como es descrito en el texto. Las regiones se separan en función del estado de ionización del hidrógeno. La figura está adaptada de [Hellier \(2001\)](#).

Como se discutió anteriormente y como también se ha observado, la viscosidad debe ser diferente en el estado frío y caliente, es decir, el valor de α debe oscilar entre cada estado, mayor en el estado caliente ([Smak, 1999](#)) y menor en el estado frío ([Cannizzo et al., 1988](#)). Considerando α_f del estado frío y α_c del estado caliente, [Hellier \(2001\)](#) postula el valor de $\alpha_f = 0.01 - 0.05$ y $\alpha_c = 0.1 - 0.5$. No obstante, [Hameury \(2020\)](#) acota el rango con $\alpha_f = 0.01 - 0.04$ y $\alpha_c = 0.1 - 0.2$.

1.4 Objetivo principal de la tesina

Hasta este momento, se ha discutido que es una CVs, hablando de su formación, evolución y los distintos tipos que surgen dependiendo de las características observacionales que presentan, centrándose en el tipo dwarf novae. Igualmente se ha analizado el modelo que explica el surgimiento de las distintas fases de variabilidad en estos objetos. Además, se ha observado como la posición de los DNe cambia periódicamente en el diagrama H-R, donde cada uno de los tipos tiene una posición

especifica en este mismo. Para poder entender esta característica, en este trabajo utilizando fotometría proveniente de los surveys Gaia y ZTF, se graficará el diagrama H-R de distintos tipos de dwarf novae y visualizar si las variabilidades específicas de cada tipo son consistentes con el Disc Instability Model. Asimismo, se calculará la inclinación de cada sistema, buscando explicar peculiaridades que surgen por su influencia. Por último, se utilizará el código estacionario AlphaDiSC, para modelar el disco de acreción en el estado de outburst para dos sistemas sobre y debajo del period gap.

Chapter 2

Relevancia de diferentes surveys en el estudio de las variables cataclísmicas

Las CVs se han caracterizado por su espectro típicamente de color azul ([Inight et al., 2025](#)), la presencia de líneas de emisión y por sobre todo su variabilidad. Los avances tecnológicos han facilitado la construcción y el funcionamiento de surveys capaces de visualizar la variabilidad de objetos a gran distancia que, para el caso de las CVs, ha ayudado en el incremento, observación y estudio de estos objetos.

2.1 Surveys seleccionados

Para este estudio, se escogieron tres surveys. Primero se hablará de las especificaciones de cada uno, así como los aportes realizados para la comunidad y cuál es la razón principal de su selección en este trabajo.

2.1.1 Gaia-ESO survey

La misión Gaia ([Prusti et al., 2016](#)) fue un satélite espacial lanzado en el año 2013 y mantenido en operación hasta marzo de 2025, lo que resultó en alrededor de 10 años de observación. Su objetivo principal fue crear el mayor mapa tridimensional de la galaxia, logrando trazar la posición, distancia, movimiento, paralaje y cambios en la magnitud de aproximadamente mil millones de estrellas de la Vía Láctea.

Para capturar la luz de los objetos, Gaia cuenta con tres bandas fotométricas (líneas punteadas en figura [2.1](#)), que cubren alrededor del rango visible e infrarrojo, conocidos como G , G_{BP} (Blue Photometer) y G_{RP} (Red Photometer). La banda fotométrica principal G cubre el rango longitudes de onda de 400 – 1000 nm ([Jordi et al., 2006](#)), la banda azul cuenta con una resolución espectral de 4 a 32 nm por pixel⁻¹, cubriendo el rango espectral de 330 – 680 nm y la banda roja tiene una resolución de 7 a 15 nm por pixel⁻¹, cubriendo el rango espectral de 640 – 1000 nm ([Jordi et al., 2010](#)). Cada banda tiene una longitud de onda efectiva¹ de 5851 Å, 5042 Å y 7691 Å, para G , G_{BP} y G_{RP} , respectivamente. Gaia provee la fotometría por época ([Prusti et al., 2016](#)), midiendo el brillo en las bandas G , G_{BP} y G_{RP} , a largo del tiempo. El estudio de la fotometría de los objetos

¹La longitud de onda efectiva es un valor que indica como interactúa un haz de luz al ser absorbido o propagado.

también ha sido decisivo en su descubrimiento, así como en la medición del periodo orbital en CVs que presentan eclipses en su curva de luz (Dai and Qian, 2012).

Para escanear el cielo, Gaia seguía lo que se conoce como ley de escaneo (scanning law), la cual indica la dirección de escaneo en función del tiempo. Examinaba el cielo mediante un escaneo rotatorio de manera uniforme, lo que optimizaba la precisión astrométrica al maximizar la uniformidad del cielo (Prusti et al., 2016). El número exacto de observaciones y cadencia dependió de la posición en el cielo, pero cada fuente fue observada alrededor de 140 veces durante el tiempo de vida del survey (Hodgkin et al., 2021). Para el caso de DR3 el tiempo de observación fue desde 34 meses en donde, se utilizaron diferentes leyes de escaneo, conocidas como ley de exploración eclíptica del polo (EPSL) y la ley de escaneo nominal. Estas leyes resultaron en un incremento de la cadencia y el número de objetos observados cerca de los polos y la latitud eclípticos $\beta = \pm 45^\circ$ (Eyer et al., 2023). Para el caso de la última liberación de datos, Gaia DR3 (Vallenari et al., 2023), Gaia cubrió un cierto rango de magnitudes $3 > G > 21$. Además, contó con indicadores de calidad, tales como el error de peso unitario normalizado (ruwe), que se utilizaba para evaluar la calidad del ajuste astrométrico de una fuente puntual, considerándose $ruwe = 1$ como el mejor valor (Lindgren et al., 2021).

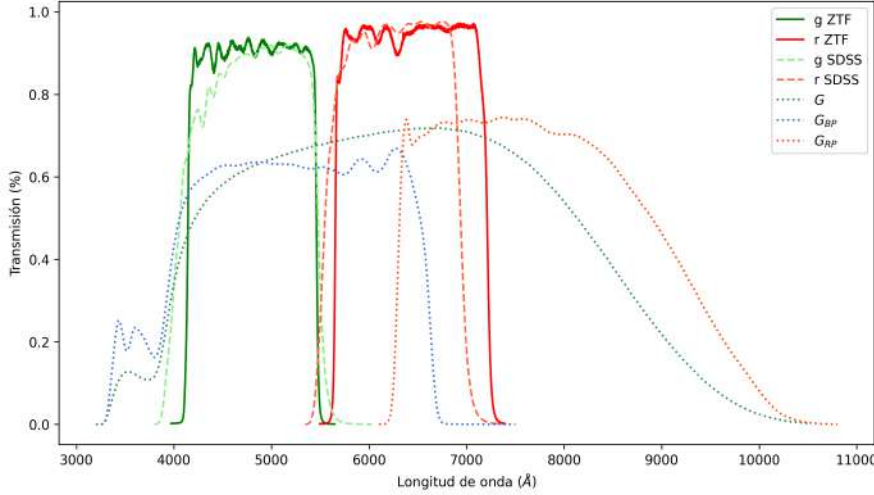
Gaia permitió de descubrir miles de nuevos objetos, como exoplanetas, sistemas binarios y enanas marrones. Además, fue vital en información tal como su color y variabilidad característica que se observa en el diagrama H-R (Eyer et al., 2019), donde el estudio de una gran cantidad de estrellas cercanas a permitido la realización de un diagrama de gran calidad (Dal Tio et al., 2021). Para el caso de las CVs uno de los mayores aportes del survey fue la obtención de la distancia a la que se encuentran cada uno de los objetos (Dubus and Babusiaux, 2024), lo que ha permitido trazar con mayor exactitud la población local de CVs (Pala et al., 2020). Se destaca igualmente, por las conocidas como Gaia alerts, que ocurren durante la observación de un objeto que cambia drásticamente su luminosidad, lo que ha permitido observar procesos como supernovas, estrellas variables, outburst de CVs, disrupciones de núcleos galácticos, etc (Hodgkin et al., 2021).

2.1.2 Zwicky Transient Facility

De manera similar a Gaia, otro Survey que ha realizado estudios exhaustivos en el cielo nocturno es ZTF (Bellm et al., 2019). Oficializado en 2018, precede al anterior survey Palomar Transient Factory. Comenzó sus operaciones desde el año 2018, siendo la última liberación de datos, la conocida como DR24. ZTF es una cámara CCD adosada al telescopio Samuel Oschin del observatorio Palomar en San Diego, California. El objetivo principal de ZTF es maximizar la velocidad de exploración del cielo para el estudio de objetos que cambian rápidamente, como estrellas variables, supernovas, asteroides, binarias compactas, entre otros. De forma similar a Gaia, contiene alertas nocturnas, proporcionado acceso a eventos variables, ideales para la identificación de CVs (Szkody et al., 2020).

Utiliza fotometría por época, en la cual el brillo se mide en las bandas g , r e i , que son filtros customizados, basados en los de SDSS (ver figura 2.1), para el survey que buscan maximizar la señal recibida (Bellm et al., 2019). Cada una de estas bandas cubre un cierto rango específico de longitudes de onda, la banda $g \sim 400 - 550$ nm, a banda $r \sim 550 - 700$ nm y la banda $i \sim 700 - 900$ nm (Bellm et al., 2019). Además, cuentan con una longitud de onda efectiva de 4722.74 Å, 6339.61 Å y 7886.13 Å, para g , r e i , respectivamente (Chen et al., 2024).

ZTF cubre una gran parte del cielo, incluido el plano galáctico. El tiempo de observación se



Filtro	Rango λ (Å)	λ_{eff} (Å)
g ZTF	3971 - 5614	4753
r ZTF	5498 - 7394	6370
g SDSS	3864 - 5690	4724
r SDSS	5409 - 7176	6202
G	3321 - 10515	5851
G_{BP}	3283 - 6714	5042
G_{RP}	6296 - 10637	7691

Figure 2.1: Curvas de transmisión de los filtros de SDSS, ZTF y Gaia. La línea sólida en verde y rojo corresponde a las bandas g y r de ZTF. Las líneas discontinuas en verde y rojo claro representan las bandas g y r de SDSS. Las líneas puntuadas verde, azul y rojo claro, corresponden a las bandas G , G_{BP} y G_{RP} de Gaia. La tabla a la derecha indica el rango espectral y la longitud de onda efectiva de cada filtro. Las curvas de ZTF se destacan con un color más oscuro, para denotar que constituyen la base fotométrica de este trabajo. Los filtros fueron obtenidos de SVO2 Filter Profile Service (Rodrigo et al., 2012; Rodrigo and Solano, 2020; Rodrigo et al., 2024)

divide en tres programas: surveys públicos (40%), surveys colaborativos de ZTF (40%) y surveys de Caltech (20%). Cada survey se intercala a través de un calendario, el cuál optimiza la programación de cada noche para lograr una mayor velocidad de muestreo volumétrico, manteniendo el equilibrio entre los programas (Bellm et al., 2019). ZTF lleva a cabo dos estudios: el survey del cielo del hemisferio norte y el survey del plano galáctico. Cada uno con una cadencia distinta, el primero con una cadencia de 3 días al norte y el segundo con una cadencia de solo una noche. En ambos, cada noche una parte del cielo se estudia, visitándolo dos veces en las bandas g y r , con una separación de 30 minutos entre cada visita (Bellm et al., 2019). Sin embargo, para objetos específicos o transitorios, se utiliza una cadencia alta de 40 segundos, observándolos de 1.5 a 6 horas (Kupfer et al., 2021). ZTF usa el sistema AB para su calibración fotométrica, respecto al sistema Pan-STARRS1 DR1 (Chambers et al., 2019).

2.1.3 Sloan Digital Sky Survey

SDSS (York et al., 2000) es un proyecto situado en un telescopio de 2.5 metros en el observatorio Apache Point de Nuevo México. El objetivo de este survey es la investigación del espacio, a través de imágenes en el espectro visible y de corrimiento al rojo, para cartografiar una cuarta parte del cielo visible, obtener observaciones de millones de objetos y una gran cantidad de espectros. Opero en 4 fases, entre el 2000 al 2020. La última generación del SDSS, SDSS-V, ha extendido la cobertura espectroscópica a todo el cielo mediante la incorporación del telescopio du Pont en el Observatorio Las Campanas, en Chile.

El survey captura imágenes a través de un sistema fotométrico de cinco filtros (York et al., 2000) u , g , r , i y z (conocido como ugriz). El rango de longitud de onda de cada banda es 3055.11 – 4030.64 Å en u , 3797.64 – 5553.04 Å en g , 5418.23 – 6994.42 Å en r , 6692.41 – 8400.32 Å en i y 7964.70 – 10873.33 Å en z . Además, cada filtro tiene una longitud de onda efectiva de

3590 Å, 4810 Å, 6230 Å, 7640 Å y 9060 Å, respectivamente (ver figura 2.1).

SDSS fue uno de los primeros surveys en incluir CVs como objetivos. SDSS I y II, resultó en la identificación de una gran variedad de tipos de CVs, través de la espectroscopia de candidatas a cuásares (Szkody et al., 2002), lo que permitió realizar estudios estadísticos respecto a las densidades de población y de su evolución (Inight et al., 2023b). Gracias al filtro azul fue posible comenzar a identificar el exceso de ultravioleta de este tipo de sistemas (Inight et al., 2025). Así como la capacidad de capturar espectros, lo que permite la identificación de las líneas de emisión típicas, tales como hidrógeno y helio, que además ayudó a distinguir los distintos tipos de CVs así como sus parámetros (véase Homer et al. 2006).

El acceso a los datos se realiza mediante Sky Server. Donde se visualizan de forma interactiva las regiones del cielo y objetos que han sido observados por SDSS.

2.2 Caracterización de las bandas de cada survey

La figura 2.1 muestra las curvas de transmisión de los filtros utilizados de los tres surveys empleados en este trabajo, junto a una tabla que resume el rango espectral y longitud de onda efectiva de cada banda, obtenidos a partir de SVO2 Filter Profile Service (Rodrigo et al., 2012; Rodrigo and Solano, 2020; Rodrigo et al., 2024). No se incluyen las bandas u , i y z de SDSS, ni la banda i de ZTF. La razón principal de esta elección es que para este trabajo se optó por utilizar como base la fotometría de ZTF (véase sección 3.2), que contenían una mayor cantidad de datos en sus curvas de luz que las de Gaia. Como no existe un símil de la banda u en ZTF, se excluye, mientras que la banda i , se omite dado que las CVs emiten una mayor cantidad de luz en el azul, por lo que su contribución no es necesaria.

Cada filtro cubre un rango distinto de longitudes de onda. ZTF cubre 3971 – 5614 Å en la banda g y 5498 – 7394 Å en la banda r , mientras que SDSS, cubre de 3864 – 5690 Å en g y 5409 – 7176 Å en la banda r , ambos cubriendo el rango del espectro visible. La diferencia entre los rangos genera ciertas limitaciones al momento de relacionarlos. Por ejemplo, observaciones en la longitud de onda de 7200 Å, solo podrían ser visualizados en ZTF. Además, existe una leve diferencia en la transmisión en torno a los 4200 Å en la banda g de ZTF, donde ZTF presenta una eficiencia mayor con respecto a SDSS en estas longitudes de onda.

Para las bandas de Gaia, el filtro principal G cubre un amplio rango de longitudes de onda, 3321–10515 Å, extendiéndose desde el ultravioleta cercano a infrarrojo lejano. Para el caso de G_{BP} y G_{RP} , el rango se extiende levemente hacia ultravioleta e infrarrojo, 3283 – 6714 Å y 6296 – 10637 Å, respectivamente. La banda G_{BP} es la única con sensibilidad, aunque baja, a captar datos en el extremo ultravioleta. Mientras que la banda G_{RP} , cubre una porción extensa del rango infrarrojo con una transmisión considerablemente mayor.

Estas diferencias en cobertura espectral y eficiencia de transmisión entre Gaia, ZTF, y SDSS, impiden tratar las magnitudes de los distintos surveys como directamente comparables, ya que podría provocar datos incorrectos o sesgos. Por lo que es necesario realizar una transformación a la fotometría proveniente de Gaia, antes de utilizarla junto a la de ZTF.

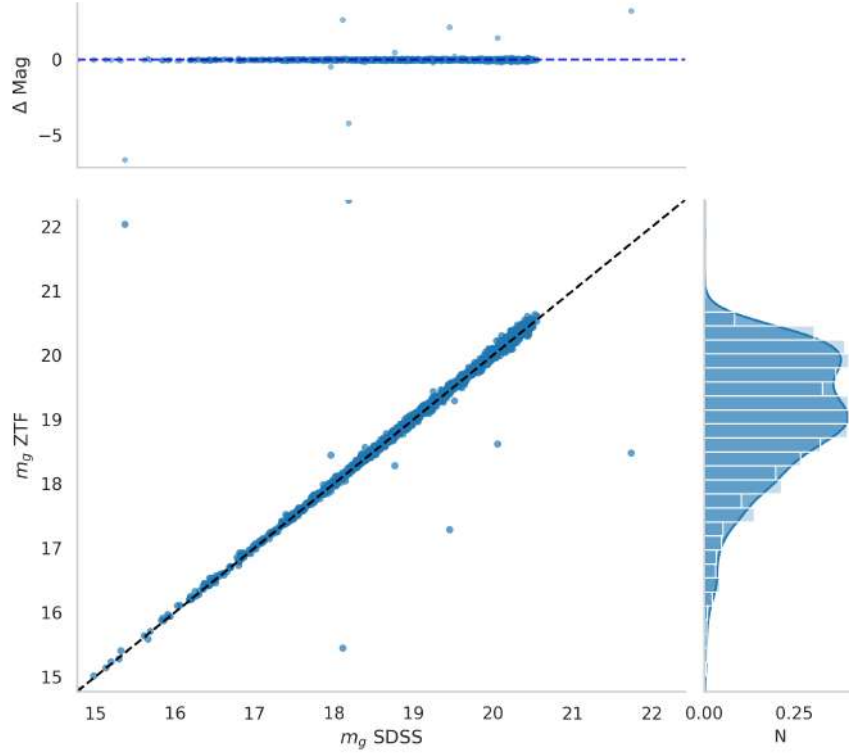


Figure 2.2: Comparación entre las magnitudes aparentes de SDSS Y ZTF para enanas blancas del catálogo [Eisenstein et al. \(2006\)](#). El gráfico central muestra las magnitudes de ZTF en el eje vertical y SDSS en el eje horizontal, la línea puntuada representa la relación 1:1. El gráfico a la derecha muestra la densidad de puntos en función de la magnitud. El gráfico superior la diferencia entre las magnitudes de SDSS y ZTF.

2.3 Conversión de las magnitudes de Gaia a SDSS

Para incorporar los datos de Gaia, fue necesario realizar una transformación hacia las bandas fotométricas de ZTF. Sin embargo, no fue posible encontrar una modificación directa entre ambos surveys, en cambio sí existen relación entre Gaia y SDSS. Específicamente, [Riello et al. \(2021\)](#) muestra una posible conexión entre la fotometría de Gaia DR3 y otros sistemas fotométricos, entre los que se encuentra SDSS 12 (la duodécima liberación de datos de SDSS). A partir de coeficientes de transformación polinomiales y dado cierto rango de color (véase tabla C.1 y C.2 de [Riello et al. 2021](#)), es posible expresar la diferencia entre las bandas G_{BP} y G_{RP} , en términos de la diferencia entre G y las bandas g y r de SDSS.

No obstante, como se discutió anteriormente en la sección 2.2, existen diferencias tanto en los rangos espectrales como la transmisión de los filtros de SDSS y ZTF. Para analizar cuanto es la diferencia de magnitud entre ambos survey, se comparó la magnitud entre las bandas de SDSS y ZTF para una muestra de objetos con nula variabilidad, de modo que la magnitud observada sea independiente de la diferencia en las épocas de observación. Por esta razón es que, eligiendo objetos similares a las CVs, que en este caso se seleccionaron enanas blancas, se utilizó el catálogo de [Eisenstein et al. \(2006\)](#) proveniente de SDSS, con el cual se compara la magnitud aparente de los objetos en SDSS y ZTF en la banda g . Para ello se utiliza una metodología similar a la descrita en el capítulo 3 (véase para mayor claridad), donde el catálogo se extrae mediante el módulo Vizier,

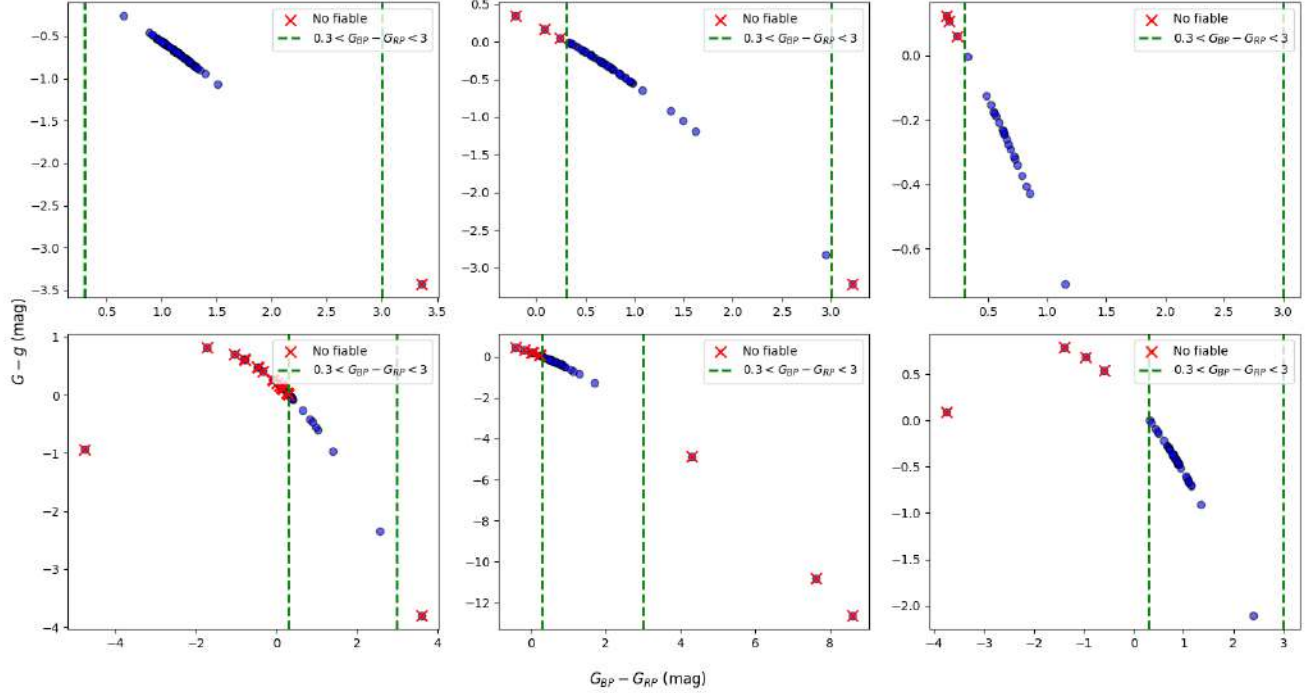


Figure 2.3: Relación fotométrica entre Gaia DR3 y SDSS12, según la ecuación 2.1. Las líneas puntuadas verdes indica el rango aplicable para la relación. Los puntos marcados con X corresponden a objetos fuera del rango, considerados como no fiables. Los objetos corresponden de izquierda a derecha, de arriba hacia abajo: ASASSN -13cl, ASASSN -13cx, ASASSN -14gl, CRTS J102637.0+475426, CRTS J113950.6+455818 y CRTS J233848.7+281955

restringiendo la muestra a enanas blancas del tipo DA². Luego la tabla resultante se sometió a un crossmatch con ZTF a través de la página web del survey, obteniéndose un total de 2013 objetos.

La figura 2.2 muestra la comparación entre las magnitudes aparentes en la banda g de ambos surveys. La gran mayoría de objetos mantiene un valor de magnitud muy similar entre ambos sistemas, con una dispersión reducida en torno a la relación 1:1. Si bien se aprecian diferencia en algunos puntos, el número es suficientemente bajo que se pueden considerar como posibles errores de medición. También, se observa una mayor densidad de puntos alrededor de 19 – 20 mag, en la que existe una dispersión entre los valores de magnitud. Sin embargo, el gráfico del residual superior, muestra que la diferencia de magnitudes se mantiene cercana a cero, respaldando la equivalencia entre las bandas g de SDSS y ZTF para los propósitos de este trabajo.

Gracias a la equivalencia anterior, la transformación se realizó convirtiendo primero la fotometría de Gaia hacia SDSS, mediante las relaciones (Riello et al., 2021)

$$G - g = 0.0064 x^3 - 0.1548 x^2 - 0.6365 x + 0.2199 \quad \text{con } 0.3 < x < 3 \quad (2.1)$$

$$G - r = 0.02263 x^4 - 0.1701 x^3 + 0.1907 x^2 + 0.08592 x - 0.09837 \quad \text{con } 0 < x < 3 \quad (2.2)$$

Con $x = G_{BP} - G_{RP}$. Para cada objeto se calculó x y se aplicaron las ecuaciones 2.1 y 2.2. Los

²Las enanas blancas tipo DA, son aquellas cuya atmósfera está dominada por el hidrógeno, presentando en su espectro líneas de Balmer o Lyman.

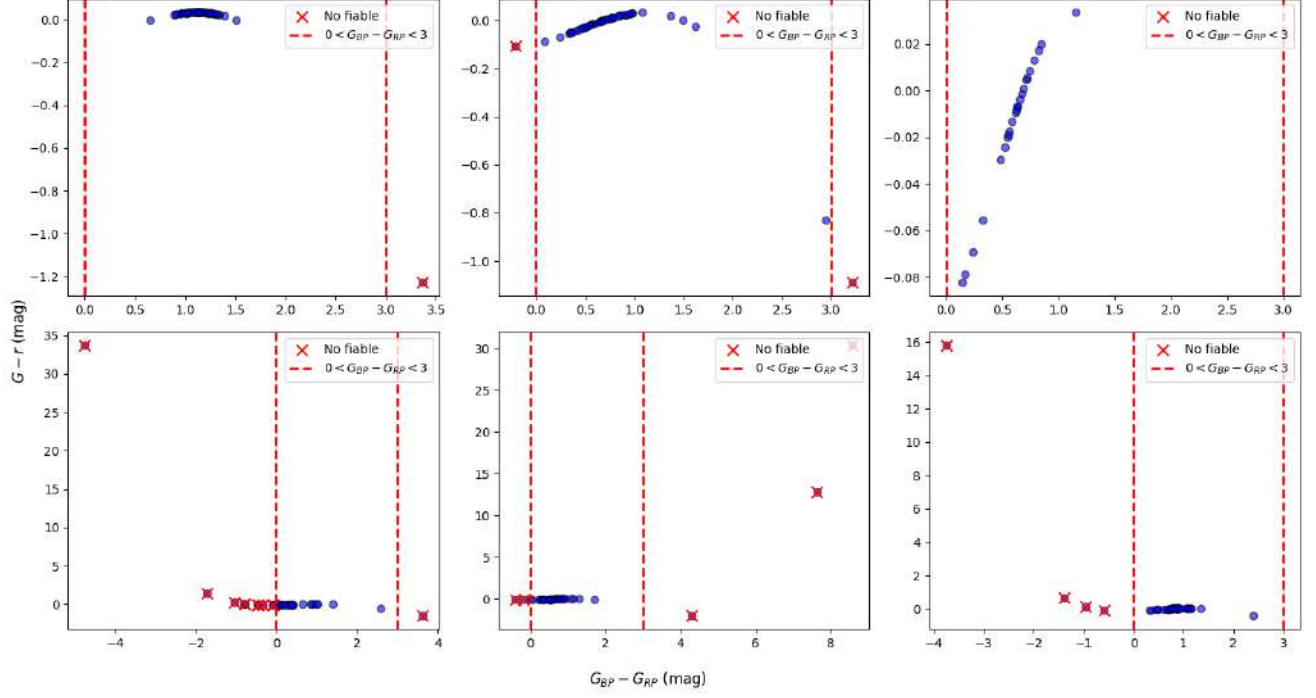


Figure 2.4: Relación fotométrica entre Gaia DR3 y SDSS12, según la ecuación 2.2. Las líneas puntuadas rojas indica el rango aplicable para la relación. Los puntos marcados con X corresponden a objetos fuera del rango, considerados como no fiables. Los objetos corresponden de izquierda a derecha, de arriba hacia abajo: ASASSN -13cl, ASASSN -13cx, ASASSN -14gl, CRTS J102637.0+475426, CRTS J113950.6+455818 y CRTS J233848.7+281955

puntos cuyo color se posicionó fuera de los rangos impuestos, fue marcado y considerado como un dato no fiable, como se observa en las figuras 2.3 y 2.4.

Las magnitudes en las bandas g y r , se obtuvieron despejando estas variables de las ecuaciones 2.1 y 2.2, restando el valor G correspondiente de cada relación. Para expresar los resultados en magnitudes absolutas, se utilizó el paralaje obtenido de Gaia (véase sección 3.1), a través de la siguiente ecuación

$$M = m - 5 \log_{10} \left(\frac{1000}{\pi} \right) + 5 \quad (2.3)$$

Con M la magnitud absoluta, m la magnitud aparente y π el paralaje en miliarcosegundos. De esta manera se obtuvo la fotometría de Gaia transformada al sistema SDSS, comparable con ZTF, permitiendo construir el diagrama H-R combinando los datos de ambos surveys.

Notar que, el rango de validez de las relaciones de transformación (ecc. 2.1 y 2.2), varía entre bandas, causando que algunos objetos tuvieran datos inválidos en una banda, pero no en la otra. Para tratar esta situación, cada dato se etiquetó con una variable booleana (True o False) que indica su validez. Si el dato resultaba inválido en cualquiera de las bandas (g o r), ambas magnitudes se marcan como no fiables.

Chapter 3

Metodología

A continuación, se presenta la metodología que fue utilizada para desarrollar el presente trabajo. Por esta razón, es que se inicialmente se muestra la manera en que fueron seleccionados los datos.

3.1 Obtención de datos a partir de catálogos de CV conocidos de la literatura

La muestra de CVs proviene de estudios previos en que se estableciera el tipo como DNe. Inicialmente, se escogieron las estudiadas por [Pala et al. \(2020\)](#), en concreto de la tabla 1, provenientes de Gaia DR2. Dado que el sample definido era muy pequeño, se incorporaron los provenientes de 3 fuentes complementarias: las tablas A.1 y A.2 de [Sáez-Carvajal et al. \(2024\)](#), donde derivaban el periodo orbital a partir de fotometría de Gaia alerts, de modo que se pudiera obtener objetos que estuvieran en outburst y/o cambios en su magnitud recientes; las tabla 1 y A.1 de [Inight et al. \(2023a\)](#), donde presentaban un catálogo de CVs identificadas en SDSS y la séptima edición del catálogo de [Ritter and Kolb \(2003\)](#), que constituye la version más actualizada identificada como B/cb. La extracción de los objetos se implementó mediante un código desarrollado en PYTHON. Los identificadores de los primeros dos estudios fueron ingresados de forma manual, sin embargo, para el caso del catálogo, se utilizó la librería de PYTHON `astroquery` ([Ginsburg et al., 2019](#)) que permite vincularse y extraer datos a partir de bases astronómicas tales como Gaia, SDSS, Hubble, VSA, IRSA, entre otros. También encontrándose VizieR, el cual es un servicio de almacenamiento de catálogos proporcionado por el centro de datos astronómicos de Estrasburgo. A partir de este módulo se obtiene el catálogo de Ritter, filtrando todos los objetos que no pertenezcan a la clase DNe y juntándolos con el resto de los objetos.

Para obtener las coordenadas de ascensión recta (ra) y declinación (dec), necesarias para realizar una petición (query) al servidor de Gaia, se utilizó el módulo SIMBAD. SIMBAD es una base de datos de millones de objetos que han sido estudiados y registrados, contando con una gran cantidad de propiedades tales como su magnitud en distintas bandas (dependiendo del objeto), coordenadas, velocidad radial, movimiento propio, entre otros. Realizando una consulta con SIMBAD, se obtuvieron las coordenadas y se llevó a cabo la consulta al archivo de Gaia mediante `astroquery`, extrayendo el paralaje, su incertidumbre e identificador, el cual es un número característico que se le asigna a cada objeto que fue observado por el survey. Finalmente se realizó un

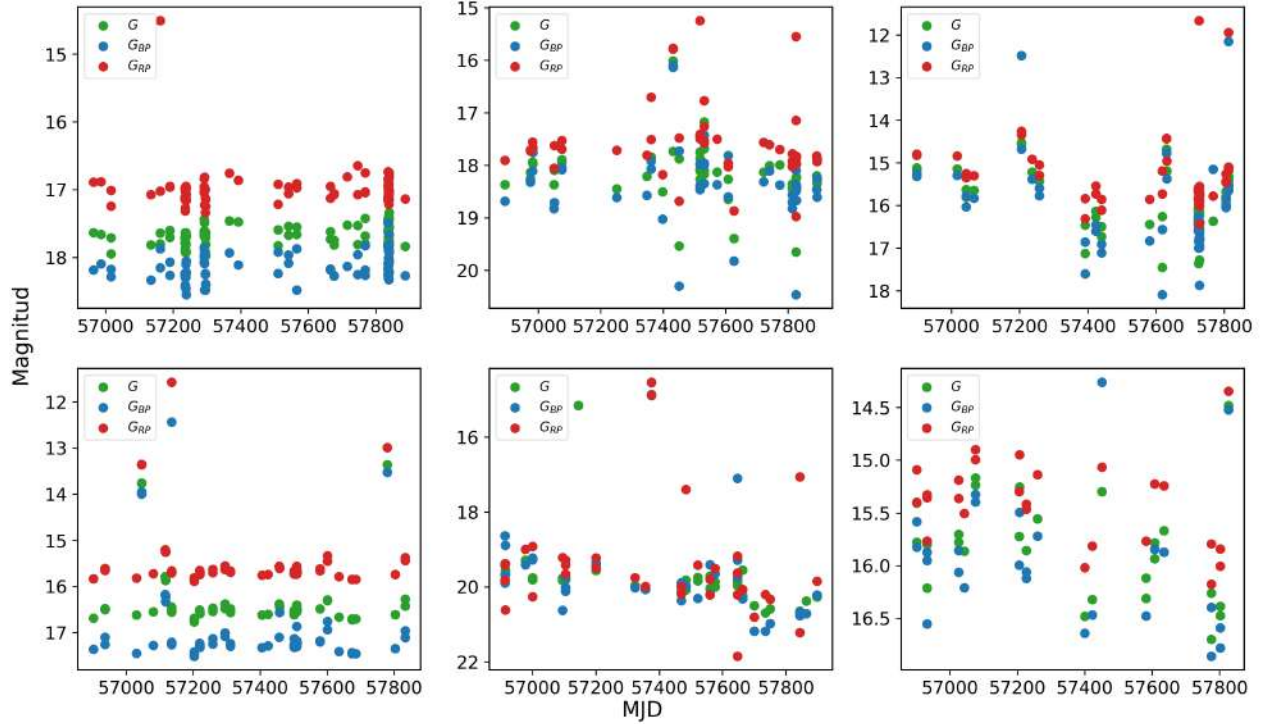


Figure 3.1: Curvas de luz de la fotometría de Gaia para una selección de objetos de la muestra. De izquierda a derecha primera fila: ASASSN -13cl, ASASSN -13cx y V* AY Psc; la segunda fila: V* AF Cam, CRTS J102637.0+475426 y V* Py Per. Los colores indican la banda fotométrica: G verde, G_{BP} azul y G_{RP} rojo. Cada columna corresponde a un subtipo de DNe: UG izquierda, SU centro y ZC derecha.

crossmatch con el catálogo de [Ritter and Kolb \(2003\)](#) para incorporar los parámetros de tipo de CV, subtipo de DNe, periodo orbital, inclinación orbital y su incertidumbre.

A la muestra resultante se le realizó un proceso de filtrado. Primero se eliminan todos aquellos objetos que no contengan un valor de periodo orbital. Luego, a través de la columna que indicaba el tipo de CV se eliminaron todas aquellas que no pertenecen a la clasificación de DNe y con la columna de subtipo de DNe, se descartaron todo objeto que no perteneciera a los 3 subtipos principales: ZC, UG y SU. Resultando en un total de 266 objetos.

El catálogo de [Ritter and Kolb \(2003\)](#) no incluía la incertidumbre del periodo orbital, por lo que fue necesario una búsqueda en literatura para obtener el valor de cada objeto. Encontrándose el valor solo para 6 de los 65 objetos (véase más adelante el por qué de 65 objetos, en la sección 3.2), por lo que, para el resto, se adopta un valor para la incertidumbre del 10% del periodo orbital.

3.2 Curvas de luz de Gaia y ZTF

Para graficar cada uno de los objetos en el diagrama H-R, es necesario extraer la fotometría que cubre los distintos estados del sistema (quiescent, outburst y, en caso de haber, eclipse). Es por ello que, para cada objeto se extrajo la curva de luz de Gaia DR3 (véase figura 3.1 para ejemplos), para visualizar la variabilidad del sistema y ver cuántos datos hay en cada estado. No obstante, una gran fracción de los objetos contenía muy pocos datos durante el outburst (e.g. V* AF Cam en la fig. 3.1), lo que motivó la incorporación de fotometría adicional proveniente de ZTF.

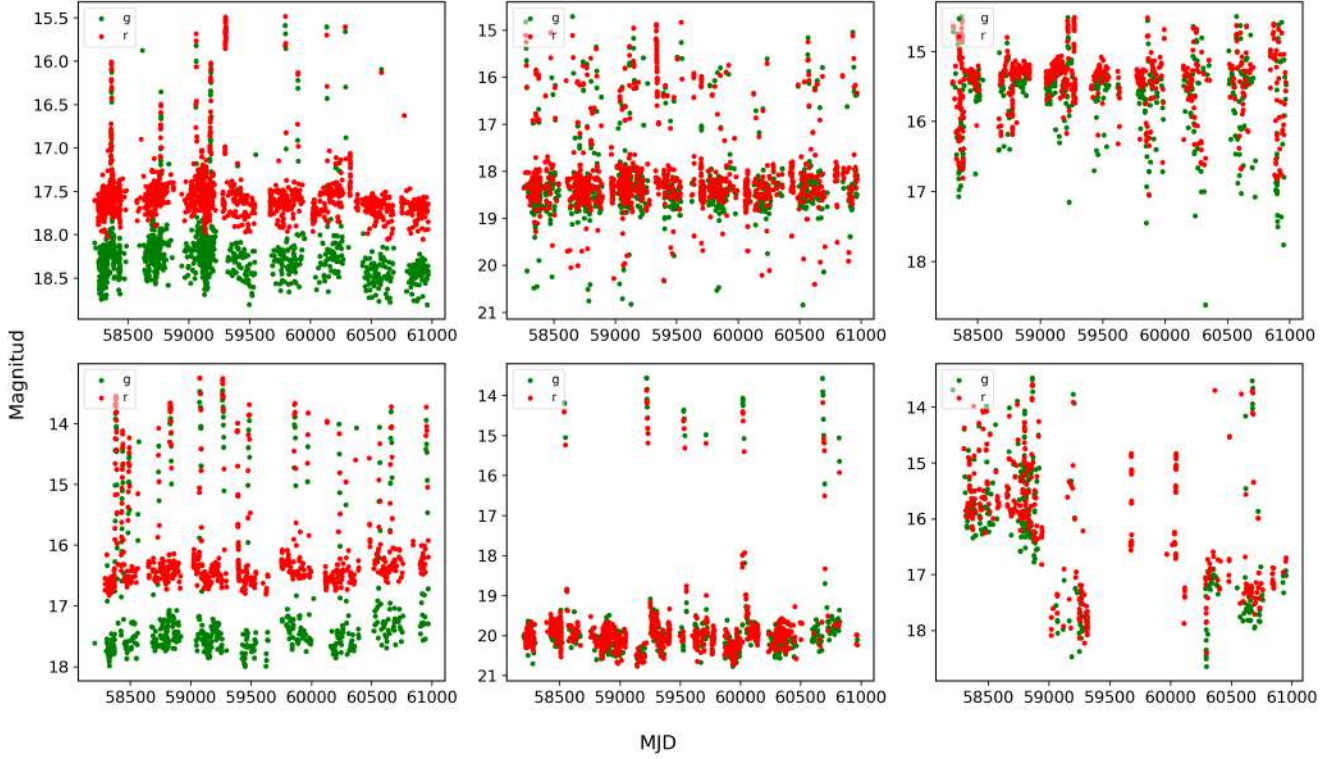


Figure 3.2: Curvas de luz de fotometría de ZTF en las bandas g (verde) y r (roja). Corresponden a los mismos objetos de la fig. 3.1.

La extracción de datos de ZTF se realizó mediante la librería `ztfquery` (Rigault, 2018) de PYTHON, que permite extraer datos del survey, entre ellos la fotometría, a partir de las coordenadas de cada objeto y un radio de búsqueda, definiéndolo en 2 arcseg. De este modo, se realizó el intento de la extracción de fotometría. Sin embargo, muchos de las consultas requerían bastante tiempo, generando un colapso en el servidor o por el contrario datos vacíos. La solución a este inconveniente fue primero realizar un crossmatch a través de la página web de ZTF. Aquí se accedió a los archivos de IRSA, seleccionando ZTF DR24, que fue el último data release del survey. En esta sección se puede realizar el crossmatch ingresando la tabla de los objetos con todos los parámetros anteriores, seleccionando el radio de búsqueda de 2 arcseg y escogiendo los siguientes variables necesarias: `oid`, un número que identifica la observación del objeto; `filtercode`, distingue a cuál banda pertenecen esos datos (zg , zr y zi) y `nobsrel`, la cantidad de puntos que se encuentran en la curva de luz. Con esto, cada objeto resultaría con un identificador, de tal forma que la consulta con el servidor fuera directa a esa observación en concreto, luego se ordenan las fuentes de mayor a menor cantidad de puntos, dejando solo aquellas que contenían la mayor cantidad. Así, se realiza nuevamente una consulta con el `oid` de ZTF, con lo que se obtiene otros parametros: `mjd` (modified julian days, tiempo), `mag` (magnitud de la observación) y `magerr` (incertidumbre de la magnitud). Las curvas de luz resultantes se observan en la figura 3.2. La diferencia más notable es el muestro temporal, ZTF proporciona una cobertura significativamente mayor en el número de puntos por banda, justificando la selección como base fotométrica para este trabajo.

Una gran parte de los objetos no eran graficados, mientras que otros registraban muy pocos o nulos outburst, por lo que son descartados, reduciendo la muestra a un total de 65 objetos.

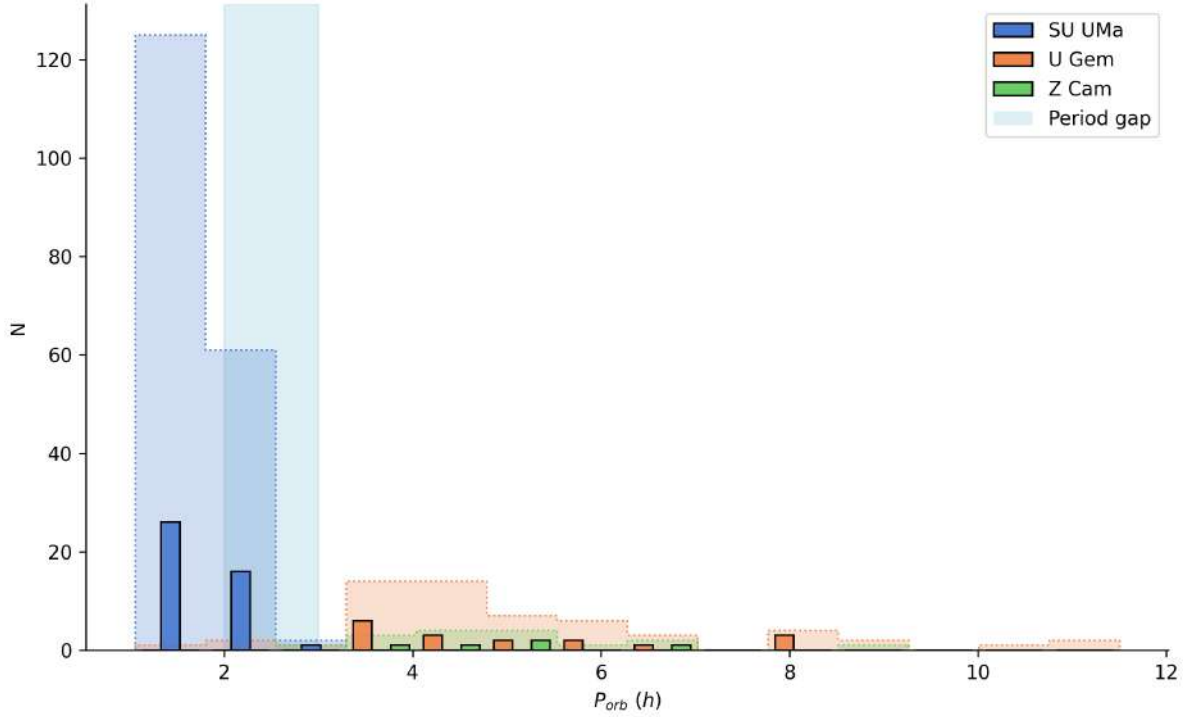


Figure 3.3: Distribución del periodo orbital en función del tipo de DNe. El color indica el subtipo: SU azul, UG naranja y ZC verde. Las barras difuminadas representan a la muestra inicial extraída de literatura y catálogo. Las barras sólidas representan los objetos restantes tras el filtrado. La barra celeste representa la ubicación del period gap en $P_{orb} = 2 - 3$ h.

Aunque elimina una gran parte de los objetos que habían sido seleccionados (véase figura 3.3), la distribución entre cada uno de los tipos logró mantenerse de manera similar. El subtipo SU domina en cantidad, seguido por las UG y ZC. La primera manteniéndose debajo del period gap (Katysheva and Pavlenko, 2003) y las restantes sobre el period gap (Simonsen et al., 2014).

Si bien se utiliza como base fotométrica los datos de ZTF, de igual forma se incorpora la fotometría de Gaia. Algunos de los sistemas seleccionados, no contienen fotometría de época en Gaia, por lo que para aquellos objetos que presentan esta característica, el diagrama H-R solo se construye con la fotometría de ZTF.

3.2.1 Dwarf Novaes seleccionadas en el diagrama H-R

Con los ids de Gaia adquiridos en la sección anterior, se graficó el diagrama H-R de los 65 objetos seleccionados, con las magnitudes medias de las bandas G , G_{BP} y G_{RP} , que se obtienen a partir de las variables `phot_g_mean_mag`, `phot_bp_mean_mag` y `phot_rp_mean_mag`. Estas magnitudes representan el brillo promedio del sistema, que incluye la contribución de la enana blanca, el disco de acreción, el punto brillante y la donar. A partir de ellas se calculó la magnitud absoluta G que se obtiene mediante la ecuación 2.3 y el color $G_{BP} - G_{RP}$, obteniendo la figura 3.4. Los objetos sin curvas de luz en Gaia se indican con símbolos sin relleno.

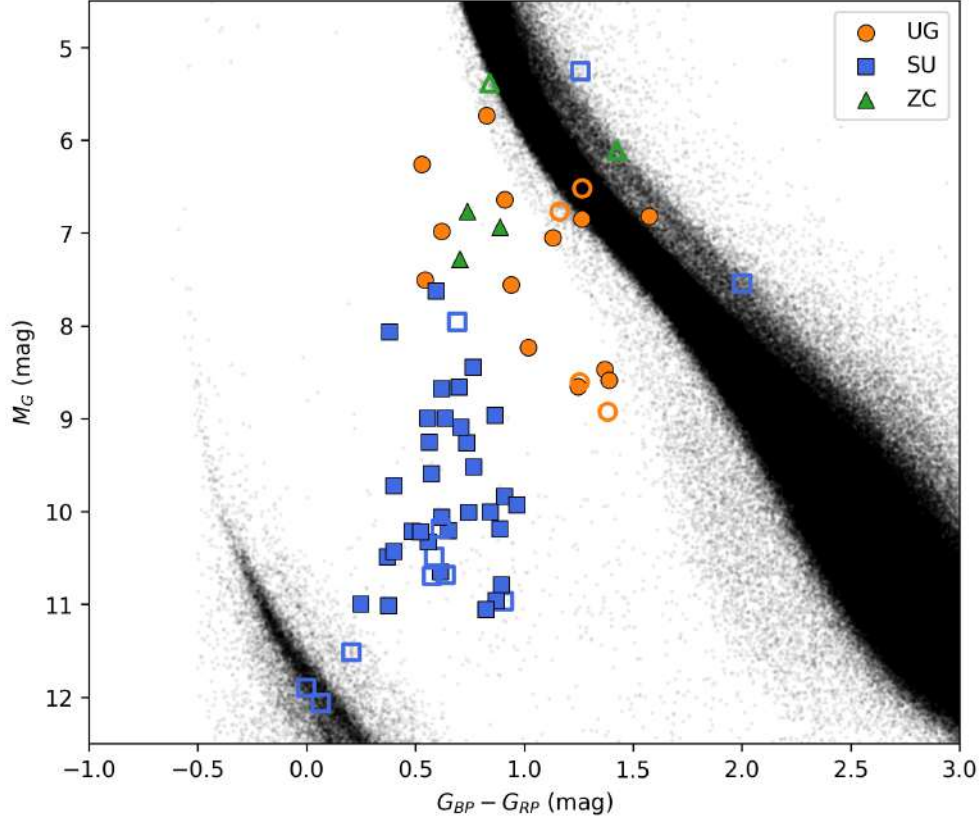


Figure 3.4: Diagrama H-R de los objetos seleccionado a partir de la fotometría de Gaia. Las magnitudes corresponden a los valores medios G , G_{BP} y G_{RP} del mismo survey. Cada subtipo de DNe se representa con un color distintivo: UG naranja, SU azul y ZC verde. Los símbolos sin relleno son aquellos sin curvas de luz en Gaia.

La posición de estos objetos en el diagrama H-R, indica la zona de dominancia de cada tipo de DNe, cuya zona predilecta es entre la secuencia principal y las enanas blancas, observándose una tendencia en función del periodo orbital. Las SU, de periodo corto, son más cercanas a la región de enanas blancas, con un color más azul, mientras que los tipos ZC y UG son próximas a la secuencia principal, con un color más rojo y más brillantes. Esta distribución bimodal sucede por la misma evolución del sistema. Las CVs con menor periodo orbital, presentan una donar menos brillante y un color más azul (Abril et al., 2020), ya que han transferido gran parte de su masa a la compañera. Sucediendo lo contrario para las CVs de periodo largo, al tener una donar más masiva, su brillo domina mucho más en el sistema completo, teniendo un color más rojo (Schreiber et al., 2015), además de ser más brillantes debido a una mayor tasa de acreción (Gilmozzi and Selvelli, 2024).

Se observan algunas excepciones a esta distribución. En la región de periodo largo, se examinan dos SU próximas a la zona de secuencia principal, las cuales corresponden a Lan 420 (alrededor de $M_G \sim 5.2$ mag y $G_{BP} - G_{RP} \sim 1.3$ mag) y V* V405 Vul (alrededor de $M_G \sim 7.5$ mag y $G_{BP} - G_{RP} \sim 2$ mag). Lan 420 había sido inicialmente clasificada como objeto transitorio brillante en el ultravioleta (Lanning and Meakes, 2000), sin embargo Brady et al. (2008) la listó como posible CV, estudiándolo posteriormente encontrando outburst y superoutburst (Kato et al., 2010). Por otra parte, V* V405 Vul está clasificada como SU, sin embargo Bruch (2026), corrigió el periodo orbital de 36 CVs, entre la que se encontraba V* 405 Vul, cuyo nuevo valor de periodo

orbital es 5.49 h, lo que cambiaría completamente su clasificación de DNe.

La figura 3.4 permite anticipar la distribución esperada en el diagrama H-R de los diferentes subtipos de DNe. Las SU, se concentrarán más cercanas hacia las enanas blancas o en una posición intermedia entre ambas regiones, en cambio tanto UG como ZC se aproximarán más hacia la secuencia principal y con magnitudes más brillantes.

Notar que el diagrama H-R utilizado tanto para la figura 3.4 como para los resultados posteriores, proviene de la fotometría de Gaia. Por lo que la posición tanto de la secuencia principal, como de las enanas blancas debe tomarse como una simple referencia orientativa al comparar con los datos de ZTF graficados en el diagrama.

3.2.2 Emparejamiento temporal de las bandas g y r

La densidad de muestro temporal difiere entre las bandas g y r , generando curvas de luz con distinto número de puntos por banda. Como las CVs varían constantemente en el tiempo, se requiere que cada par de magnitudes corresponda al mismo estado físico. Por esta razón era necesario “emparejar” un punto en g con otro en r que coincidan en el mismo espacio temporal, cuestión que se conoce formalmente como problema de asignación.

El problema de asignación es uno de los problemas fundamentales de optimización combinatoria en matemática y se explica de la siguiente forma: dados un conjunto de trabajadores y un conjunto de tareas. Asignar un trabajador i a una tarea j genera una cierta cantidad de costo C_{ij} . Cada trabajador debe realizar la tarea al menor coste posible, suponiendo que se asigna un trabajador a cada tarea y cada tarea lo realiza solo un trabajador. Luego formalmente se define como, sea X una matriz booleana (solo puede tomar el valor 0 o 1) donde $X[i, j] = 1$, si y solo si la fila i es asignada a la columna j . Luego la asignación óptima (mínima)

$$\min \sum_i \sum_j C_{ij} X_{ij}$$

Para utilizarla bajo este contexto, los dos conjuntos corresponde a las épocas de observación en las bandas g y r y el costo de emparejar se define como la diferencia absoluta entre sus tiempos de observación. Se utiliza la librería de PYTHON SCIPY que contiene el módulo de asignación de suma lineal (`linear_sum_assignment`). Primero se crea la matriz de costo C_{ij} calculando todas las diferencias temporales posibles entre los puntos de ambas bandas, luego se impone una diferencia máxima de 0.04 MJD ($\lesssim 1$ h), tal que cualquier valor que supere el límite, se le asignó un coste enorme, de modo que sea excluido de la solución óptima en la muestra y finalmente se descartan todos aquellos que superaron el límite impuesto. La figura 3.5 ejemplifica el resultado de todo este proceso, mostrando la diferencia entre los datos originales de la curva y los puntos, donde se observa la gran cantidad de puntos descartados respecto a la curva de luz original. Aplicando a la muestra completa, el emparejamiento retienen un promedio de 29 % y 21 % de las observaciones originales en g y r , respectivamente. Perdiendo gran parte de los datos obtenidos de cada objeto, implicando prescindir de posibles datos de outburst y/o quiescent, necesarios para los diagramas H-R, pero que se requiere para mantener la concordancia física y temporal.

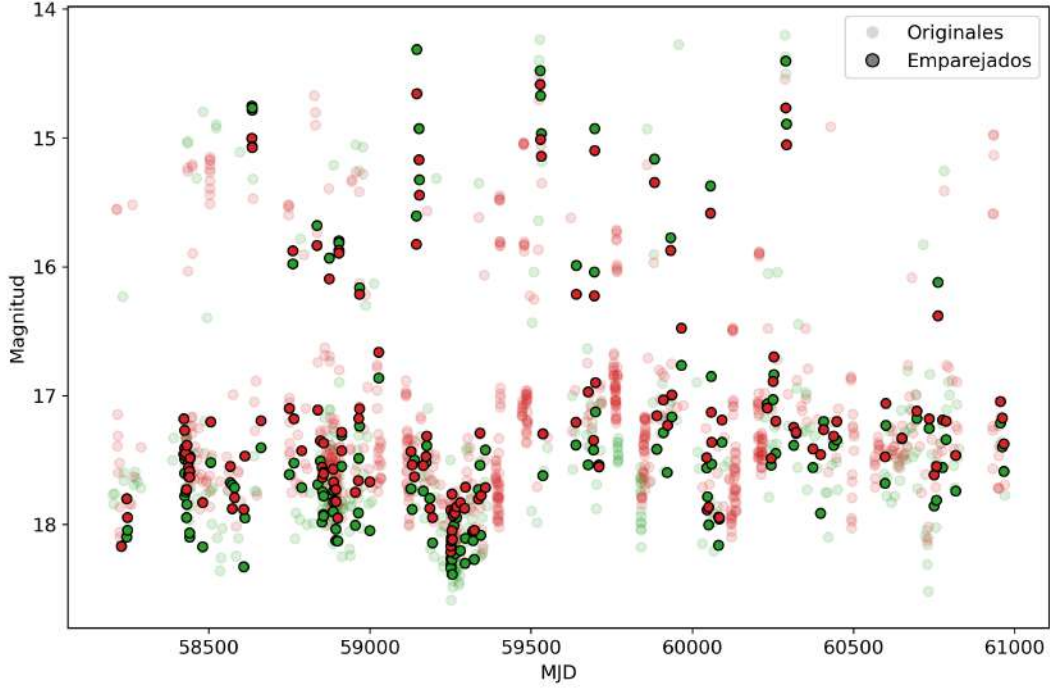


Figure 3.5: Curva de luz V* RU LMi (UG). Los puntos rojos y verdes difuminados corresponden a los datos originales en las bandas g y r . Los puntos definidos representan las observaciones mantenidas tras el emparejamiento temporal.

Con ello, los 65 objetos seleccionados, junto con sus parámetros, se listan en la tabla A.1.

Para graficar las DNe en el diagrama H-R, se convierten las magnitudes de Gaia al sistema SDSS, siguiendo el procedimiento descrito en la sección 2.3, lo que permite combinarlas con la fotometría de ZTF.

La inclinación orbital afecta directamente la luminosidad observada del disco de acreción y, por tanto, puede introducir diferencias aparentes entre sistemas durante el outburst. Por esta razón, es necesario estimarla para distinguir los efectos geométricos de las variaciones físicas intrínsecas del disco y comparar adecuadamente las magnitudes máximas observadas.

3.3 Estimación de la inclinación orbital mediante el método de Montecarlo

De los 65 objetos de la muestra (tabla A.1), solo 5 cuentan con una medición directa de la inclinación orbital. No obstante, para los restantes se estimó este parámetro de forma analítica, siguiendo el trabajo realizado por Warner (1987), quien estableció una relación entre la magnitud absoluta máxima en el outburst $M_{calc}(max)$ y el periodo orbital P_{orb} , tal que

$$M_{calc}(max) = 5.64 \pm 0.13 - 0.259 \pm 0.024 \times P(h) \quad (3.1)$$

La magnitud absoluta observada en el máximo del outburst M_{obs} , se obtiene al aplicar la ecuación 2.3 al valor máximo de la distribución de magnitudes en la banda g de cada sistema. La diferencia entre ambas magnitudes $\Delta M = M_{obs} - M_{calc}$, se relaciona con la inclinación orbital i a través de la ecuación

Table 3.1: Comparación entre la inclinación estimada y la inclinación de referencia para los 5 objetos con inclinación reportada en la literatura, junto con el periodo orbital y la técnica utilizada para calcular la inclinación de referencia. Para V* WW Cet, no fue posible acceder a la referencia.

Objeto	i_{calc} (grad)	i_{teo} (grad)	Método	Referencia
V* CH UMa	$49.57^{+12.35}_{-15.41}$	21.0 ± 4	Rango para una enana blanca de Carbono-Oxígeno	(1)
V* EM Cyg	$66.41^{+6.72}_{-10.50}$	67.0 ± 2	Eclipse	(2)
V* IP Peg	$80.36^{+2.75}_{-3.68}$	83.8 ± 0.5	Eclipse	(3)
V* V2051 Oph	$85.17^{+1.40}_{-2.06}$	83.0 ± 2	Eclipse	(4)
V* WW Cet	$62.35^{+7.21}_{-10.81}$	54.0 ± 4		(5)

(1) [Friend et al. \(1990\)](#), (2) [North et al. \(2000\)](#), (3) [Copperwheat et al. \(2010\)](#), (4) [Baptista et al. \(1998\)](#), (5) [Mauche \(2003\)](#).

$$\Delta M(i) = -2.5 \log \left(\left(1 + \frac{3}{2} \times \cos i \right) \times \cos i \right) \pm 0.4 \quad (3.2)$$

La relación se invalida para $i = 90^\circ$, cuando el sistema está en un eclipse completo y el flujo del disco esta opacado en su totalidad.

La inclinación se determina identificando el valor de i para el cual $\Delta M(i)$ reproduce el ΔM observado, con una tolerancia de 0.01 mag. La búsqueda se realiza sobre una lista de valores de inclinación 0° a 89.999° , el límite superior se impone para evitar la singularidad en $i = 90^\circ$, a la que se aproximan algunos sistemas sin outburst detectados.

Dado que los parámetros involucrados en las ecuaciones 3.1 y 3.2 están sujetas a cierto grado de incertidumbres (periodo orbital, magnitud aparente, paralaje y los coeficiente de la relación de [Warner \(1987\)](#), 5.64 ± 0.13 y 0.259 ± 0.024), tanto la inclinación como incertidumbre se estiman mediante el método de Montecarlo¹. Para cada parámetro se construye una distribución gaussiana (o normal) centrada en el valor y con desviación estándar igual a la incertidumbre. El procedimiento es el siguiente: se aplica cada distribución y se evalúa la ecuación 3.1, obteniendo una distribución de M_{calc} , se calcula M_{obs} a partir de la distribución del paralaje y mediante la ecuación 2.3 y se calcula ΔM , se evalúa la ecuación 3.2 sobre una lista de 10^4 valores de inclinación, agregando una perturbación gaussiana centrada en cero y desviación estándar 0.4 para incluir la incertidumbre asociada a esta relación y se selecciona el valor de i que minimice $|\Delta M - \Delta M(i)|$ con la tolerancia impuesta. Se repite 1000 veces por objeto, obteniendo una distribución de valores de inclinación.

En general la distribución resultante no tiene una forma gaussiana, sino que presenta una tendencia hacia valores más pequeños de inclinación, como se muestra en la figura 3.6, por lo que el valor central se estima mediante la mediana, es decir el percentil 50 y la incertidumbre a partir de los percentiles 16 y 84, equivalentes a $\pm\sigma$ para una distribución normal.

El método se aplicó primero a los 5 objetos ($\approx 8\%$ de la muestra total) que si contaban con un valor de inclinación conocido, con el fin de comparar si aproximaba una solución similar a las ya calculadas (ver tabla 3.1). De los 5 sistemas, 3 de ellos presentan valores estimados consistentes

¹El método de Montecarlo es un método estadístico usado para aproximar expresiones matemáticas complejas o costosas de evaluar con exactitud.

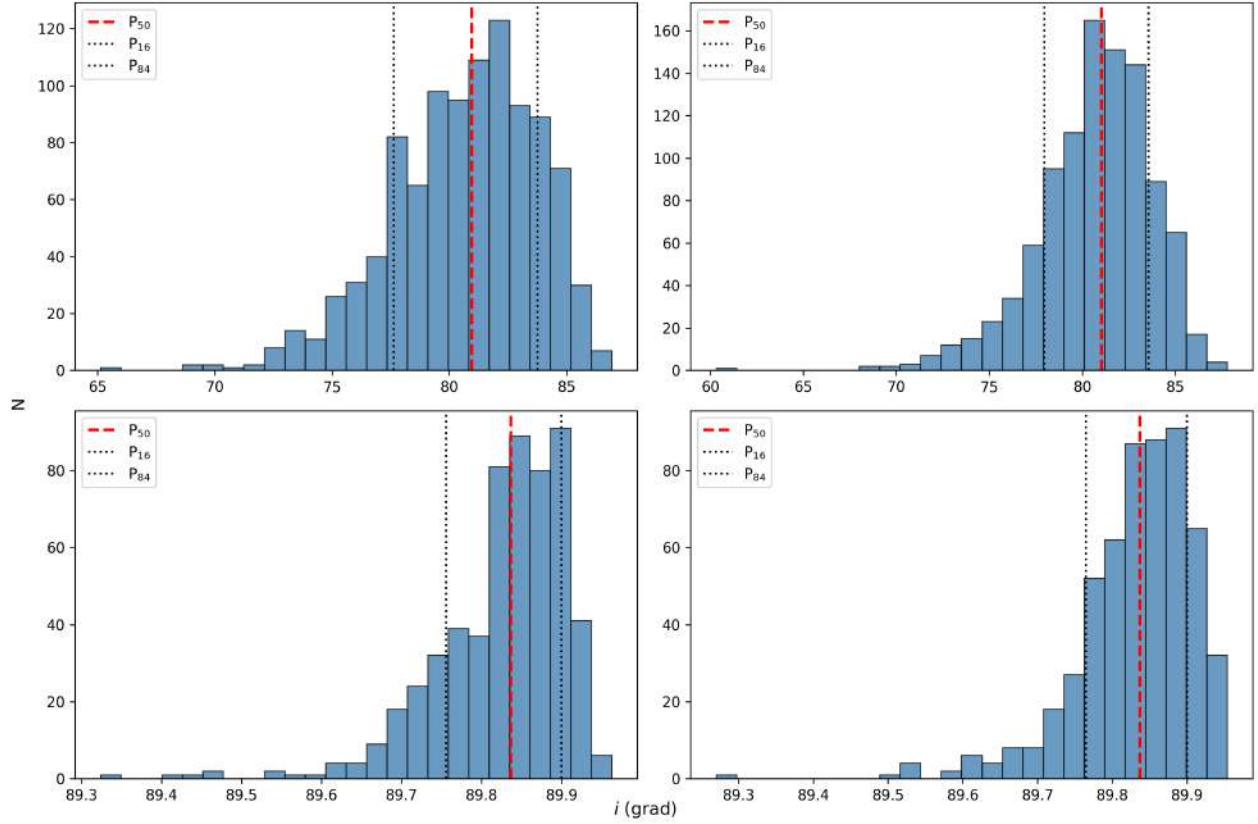


Figure 3.6: Distribución de la inclinación obtenidas mediante las simulaciones de Montecarlo para NSV 4618 en la primera fila y V* DY CMi en la segunda fila. Las líneas punteadas rojas indican el percentil 50 (mediana) y las líneas punteadas negras corresponden a los percentiles 16 y 84, equivalentes a $\pm\sigma$ para una distribución normal.

con los encontrados, los cuales son V* EM Cyg, V* IP Peg y V* V2051 Oph. En el caso de V* EM Cyg, a pesar de que el valor calculado es similar a la inclinación teórica, la incertidumbre en su medición es considerablemente mayor que la de los dos otros sistemas, por lo que la efectividad del método utilizado, se valida con V* IP Peg y V* V2051 Oph. En cambio, los sistemas V* CH UMa y V* WW Cet contiene discrepancias significativas entre el valor estimado y el de referencia. La discrepancia observada entre V* CH UMa y V* EM Cyg, puede atribuirse a la propagación del error de los parámetros iniciales. En particular, la ausencia de un valor reportado para el error del periodo orbital obliga a adoptar una estimación del 10%, lo que introduce una incertidumbre sistemática al cálculo. A lo que también se suma las incertidumbres del paralaje y la magnitud máxima del outburst.

Luego se midió las inclinaciones para toda la muestra (tabla 3.2). En todos los casos, el error superior es menor al inferior, resultado de la asimetría de la distribución resultante de Montecarlo, cuya cola se extiende preferentemente hacia valores de baja inclinación. Además, se observa que la incertidumbre es mayor para sistemas de baja inclinación.

La distribución de inclinaciones estimadas se muestra en la figura 3.7. Situándose el máximo alrededor de $i \approx 60^\circ$. Igualmente, los valores tienden a agruparse alrededor de ciertos ángulos específicos. Por ejemplo, se concentran 4 sistemas en torno a 70° , seguidos de una caída abrupta hacia inclinaciones menores, pero que retoma al acercarse a 60° . En general, implicando que una

Table 3.2: Inclinationes estimadas de los 60 objetos restantes (los otros 5 están en la tabla 3.1). σ_i^- es el error inferior y σ_i^+ el error superior.

Objeto	i (grad)	σ_i^- (grad)	σ_i^+ (grad)	Objeto	i (grad)	σ_i^- (grad)	σ_i^+ (grad)
ASASSN -13cl	68.77	8.85	6.78	V* KV And	53.11	21.15	14.91
ASASSN -13cx	80.07	3.69	2.77	V* MR UMa	50.17	16.20	10.17
ASASSN -14gl	55.61	14.50	9.36	V* PU UMa	83.00	5.89	2.90
CRTS J102637.0+475426	44.45	19.19	13.19	V* PY Per	60.20	10.62	7.82
CRTS J113950.6+455818	80.40	5.04	3.25	V* QW Ser	62.16	10.01	6.73
CRTS J233848.7+281955	70.44	8.12	5.79	V* QZ Vir	63.22	8.98	6.69
HS 0417+7445	78.89	4.26	3.15	V* RU LMi	64.46	10.65	7.33
Lan 420	75.68	16.86	7.43	V* RZ Leo	89.69	0.14	0.09
NSV 4618	81.09	3.48	2.49	V* SV CMi	59.78	11.53	7.89
PG 0911-066	64.19	9.06	6.69	V* UU Aql	48.37	15.59	10.15
V* AF Cam	58.63	13.82	9.01	V* V1047 Aql	50.95	14.57	10.41
V* AG Hya	48.31	17.75	11.72	V* V1113 Cyg	36.85	17.43	15.24
V* AK Cnc	40.58	17.18	13.95	V* V1316 Cyg	74.05	5.75	4.40
V* AQ Eri	55.42	10.92	8.98	V* V2176 Cyg	89.76	0.15	0.10
V* AR And	43.33	17.28	12.04	V* V344 Lyr	37.70	16.11	12.62
V* AW Sge	76.13	6.32	4.97	V* V362 Lib	62.40	14.34	9.11
V* AY Lyr	38.01	16.51	13.85	V* V363 Lyr	62.27	10.81	7.72
V* AY Psc	73.19	5.78	4.63	V* V364 Peg	61.48	16.61	10.61
V* BV Pup	63.03	9.95	7.68	V* V405 Vul	29.16	14.15	13.34
V* CI UMa	62.52	9.65	7.18	V* V418 Ser	54.08	18.13	13.01
V* CP Dra	58.72	16.45	10.70	V* V452 Cas	71.43	7.59	5.18
V* CT Hya	55.11	12.89	9.40	V* V513 Cas	77.89	4.87	3.73
V* CW Mon	59.45	11.40	7.86	V* V660 Her	35.99	18.97	13.73
V* CY Lyr	60.16	10.87	7.61	V* V701 Tau	59.50	24.17	13.79
V* DI UMa	63.70	10.40	6.92	V* V795 Cyg	43.43	16.49	12.67
V* DY CMi	89.84	0.08	0.06	V* V805 Aur	89.74	0.41	0.14
V* FO Aql	70.34	7.49	5.72	V* VZ Aqr	33.89	15.62	14.15
V* GQ CVn	61.02	21.53	12.17	V* VZ Pyx	46.61	14.80	11.23
V* GY Hya	83.05	3.23	2.39	V* WY Tri	81.84	3.24	2.51
V* HV Aur	79.51	3.89	3.09	VSX J040659.7+005244	64.32	10.22	6.66

parte importante de los sistemas de la muestra exhiben eclipses profundos y de larga duración (Copperwheat et al., 2010). Esta distribución puede deberse a un sesgo de seleccionar sistemas con cierta inclinación, ya que sus eclipses permiten estimar parámetros como la masa de las componentes, la temperatura efectiva y la inclinación orbital (Copperwheat et al., 2010). Por otro lado, dado el tamaño reducido de la muestra analizada (65 objetos), no es posible descartar que la distribución observada sea vea modificada con una muestra más amplia.

3.3.1 Investigando el efecto de la inclinación orbital y eclipses en el color y brillo

Con la inclinación calculada en la sección anterior, se construirá un diagrama que relaciona la magnitud máxima en outburst en la banda g con la inclinación de cada sistema, incluyendo las incertidumbres. Se superponen curvas teóricas de magnitud observada para valores fijos de periodo orbital $P_{orb} = 1, 3, 5$ y 7 h. Las curvas se obtienen combinando las ecuaciones 3.1 con 3.2, la que

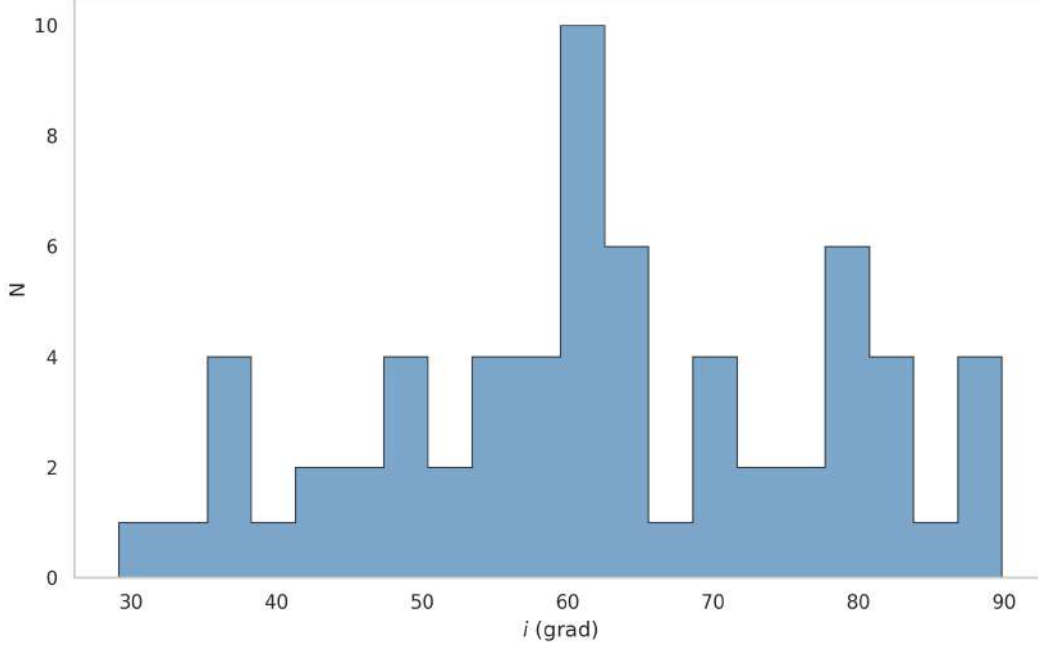


Figure 3.7: Distribución de las inclinaciones orbitales estimadas para los 65 nova enanas (DNe).

resulta en:

$$M_{obs} = M_{calc} - 2.5 \log \left(\left(1 + \frac{3}{2} \times \cos i \right) \times \cos i \right)$$

Evaluada sobre una lista de inclinaciones entre 0° a 89.999° para cada periodo orbital. La figura 3.8 muestra la variación de la magnitud máxima del outburst en la banda g en función inclinación estimada. Se observa una tendencia clara, a mayor inclinación orbital, menor es la magnitud observada, con una caída abrupta al aproximarse a 90° , reflejando el efecto del ángulo de observación en la ecuación 3.2.

Tanto UG como ZC son efectivamente más brillantes a comparación de las SU, independiente de la inclinación del objeto, concordante con sus mayores tasas de transferencia de masa. Se puede apreciar una dependencia de la incertidumbre con la inclinación en la figura. A medida que aumenta la inclinación del sistema, el error decrece, ya que los sistemas con $i \sim 30^\circ - 60^\circ$ presentan barras de errores que se extienden por una fracción considerable del gráfico, pero a medida que la distribución se acerca hacia valores mayores $i \sim 70^\circ - 90^\circ$, las barras decrecen drásticamente, hasta que resultan imperceptibles alrededor de los 90° . Comportamiento que puede ser causado por el mismo cálculo, utilizado por la ecuación 3.2, que podría ser más sensible y efectivo para aproximar valores más altos de inclinación.

En cuanto a la distribución de los sistemas, tanto UG como ZC se distribuyen sobre la curva teórica de $P_{orb} = 3$ h. Por otra parte, la SU siguen una tendencia general próxima a $P_{orb} = 1$ h. Como se vio en la figura 3.7, una gran cantidad de sistemas se agrupan alrededor de los 60° . No obstante, muchos de los sistemas se acercan hacia $P_{orb} = 3$ h, incluso 3 de ellos superándolo, lo cual es inconsistente con los periodos orbitales catalogados para cada sistema (ver 6.1 en discusión para detalles), la SU con mayor periodo en la muestra es V* V405 Vul con $P_{orb} = 2.712$ h, como

se observa en la tabla A.1.

A tres de los sistemas se les estimó una inclinación próxima a los 90° . Debido a la ausencia de outburst detectados o presencia de variabilidad muy reducida, lo que conduce a valores altos de inclinación. Estos objetos deben interpretarse con cautela, ya que el método pierde sensibilidad en este régimen.

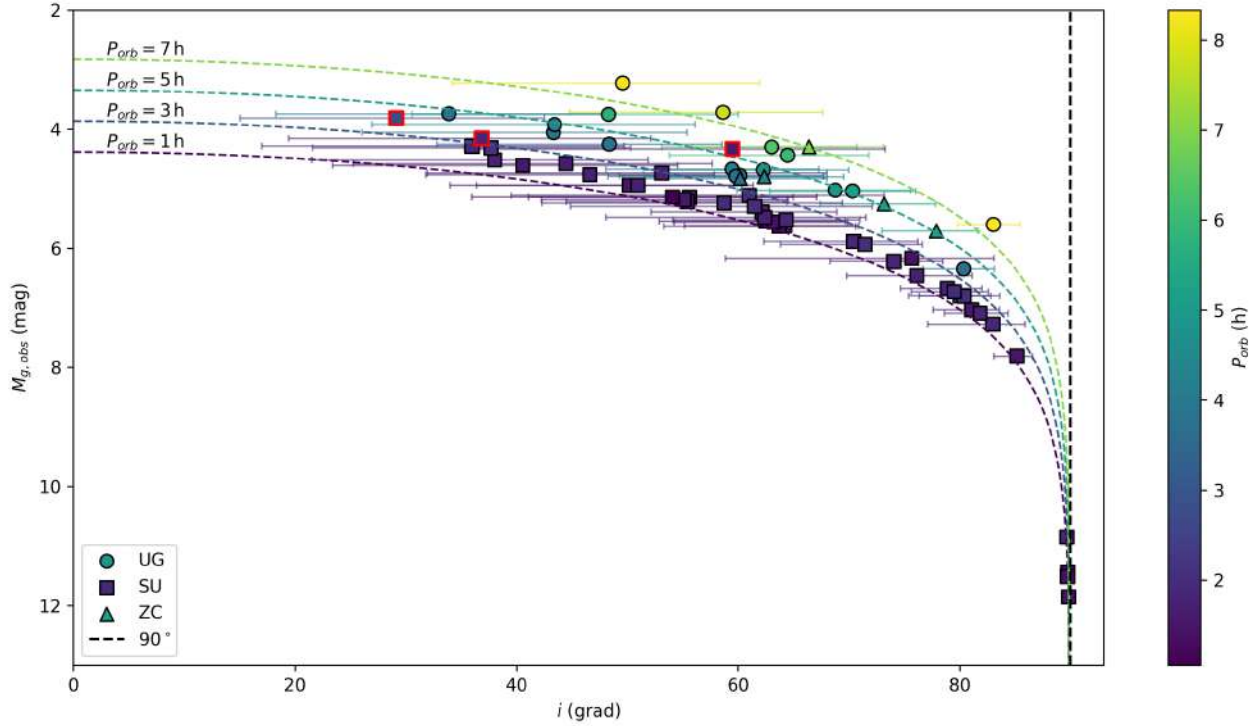


Figure 3.8: Magnitud máxima del outburst en la banda g de ZTF en función de la inclinación estimada. La forma de cada punto representa un subtipo de DNe: círculo UG, cuadrado SU y triángulo ZC. El color indica el periodo orbital del objeto, tonalidad más oscura señala periodos más cortos. Las líneas puntuadas de colores representan las curvas teóricas de magnitud observada para $P_{orb} = 1, 3, 5$ y 7 h. La línea puntuada negra vertical indica $i = 90^\circ$. Los objetos con un borde rojo son aquellos cuya posición en el gráfico es inconsistente con el periodo orbital catalogado para el subtipo SU: V* V1113 Cyg, V* V405 Vul y V* V701 Tau, respectivamente. Las barras de error de los sistemas de alta inclinación son imperceptibles debido a su tamaño.

Una fracción significativa de sistemas de la muestra exhiben eclipses en sus curvas de luz, lo cuales producen un movimiento hacia magnitudes menos brillantes en el diagrama H-R, que depende de la inclinación orbital del sistema, a mayor inclinación mayor es la fracción del flujo ocultada durante el eclipse que, en casos de alta inclinación, la caída puede ser comparable o superior a la amplitud del outburst. Por esta razón, es que la identificación correcta de los eclipses es necesaria para interpretar correctamente la distribución del sistema en el diagrama. Dado que la profundidad del eclipse está relacionada a la inclinación orbital, era necesario definir un cierto criterio con el cual seleccionar a los posibles eclipses. Para ello se buscó una correlación entre la magnitud mínima del sistema y su inclinación orbital, dado que a mayor inclinación, mayor es la profundidad del eclipse. La figura 3.9, muestra que en la gran mayoría de sistemas no existe una distribución o relación clara en un gran rango de inclinaciones ($i \approx 30^\circ - 80^\circ$), los extremos de la distribución son consistentes, a mayores magnitudes observada menor es la inclinación y a menor

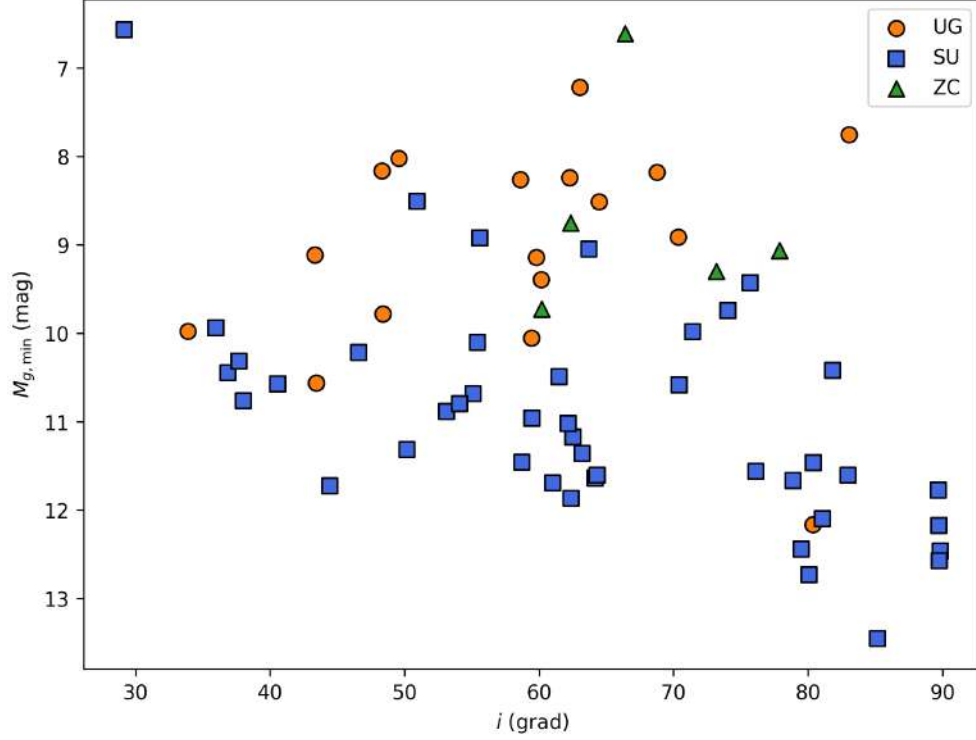


Figure 3.9: Relación entre la magnitud mínima del sistema y la inclinación estimada medida en la banda g . Los colores distinguen los subtipos de DNe: verde ZC, azul SU y naranja UG.

magnitud la inclinación es mayor.

Para identificar los posibles eclipses en cada curva de luz, se define cierto percentil de la distribución de magnitudes, tal que todo punto más débil que dicho percentil se considera un candidato a eclipse, tanto para ZTF como Gaia. El umbral varía en función de la inclinación, determinado mediante un ajuste a la muestra

$$P_{\text{umbral}}(i) = \begin{cases} P_{99} : & i < 60 \\ P_{97} : & 60 \leq i < 75 \\ P_{95} : & 75 \leq i < 80 \\ P_{90} : & 80 \leq i < 90 \end{cases}$$

Para estimar desde que valor de inclinación se comienzan a producir los eclipses, se utilizó la herramienta *Eclipsing Binary Simulator*², que permite simular sistemas binarios, dados parámetros de masa, radio, separación orbital, temperatura, excentricidad e inclinación. Para modelar una CV de forma aproximada es necesario asumir ciertas simplificaciones: (1) la separación orbital se calcula a partir de la tercera ley de Kepler, (2) el radio de la donora será igual a su radio de Roche, (3) el tamaño de la enana blanca, junto al disco de acreción, también se aproxima a su radio de Roche, (4) la masa de la enana blanca se asume de un valor típico de $0.8 M_{\odot}$ (cabe señalar que el simulador aproxima el tamaño del lóbulo de Roche utilizando el radio de una estrella de secuencia principal con la misma masa. Esta simplificación supone que el disco de acreción se encuentra

²<https://ccnmtl.github.io/astro-simulations/eclipsing-binary-simulator/>

completamente contenido dentro del l6bullo de Roche de la enana blanca) y (5) la masa de la donor se aproxima a partir de la fig. 9 de [Knigge et al. \(2011\)](#).

El m6todo es el siguiente: a partir del periodo orbital del sistema P_{orb} y la masa de la enana blanca M_1 , se aproxima la masa de la donor M_2 . Con ambas masas se calcula el semieje mayor a con la ley de Kepler

$$\frac{P_{orb}^2}{a^3}(M_1 + M_2) = \frac{4\pi^2}{G} \quad (3.3)$$

Con G la constante de gravedad. Luego, igualando la ecuaci6n 3.3 para a

$$a = \left(\frac{P_{orb}^2 G (M_1 + M_2)}{4\pi^2} \right)^{1/3}$$

Para calcular el radio de Roche de cada componente, se utiliza la ecuaci6n de Eggleton ([Eggleton, 1983](#))

$$R_L = \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})} a$$

Donde q la relaci6n entre las masas del sistema, tal que $q = M_1/M_2$ para la componente enana blanca - disco y $q = M_2/M_1$ para la donor. Estos par6metros son ingresados al simulador y se var6a la inclinaci6n hasta determinar el 6ngulo m6nimo al que aparece un eclipse.

El procedimiento se repiti6 con 10 objetos, cuyas inclinaciones variaban de 30° - 70° y con periodos orbitales sobre y debajo del period gap. Para las de periodo corto, los eclipses comienzan a aparecer $i \approx 43^\circ$, mientras que para las de periodo largo, los eclipses aparecen $i \approx 40^\circ$, manifestandose en inclinaciones muy similares. La peque1a diferencia puede atribuirse al tama1o de la donor en los sistemas de periodo largo, aunque la separaci6n orbital es mayor, la donor es m6s masiva compensando este efecto.

Adicionalmente este procedimiento se utilizar6 para estimar la profundidad esperada de los eclipses en el diagrama H-R de cada sistema, permitiendo comparar la ca6da de magnitud con la inclinaci6n estimada.

Como se mencion6 anteriormente, los outbursts desplazan a las DNe en el diagrama H-R, por lo que es importante caracterizar este movimiento.

Chapter 4

Resultados

Dada la metodología anterior, los resultados de las observaciones se describen a continuación

4.1 Evolución de las distintas clases de dwarf novaes durante un outburst en el diagrama H–R.

Los diagramas resultantes constan de 65 objetos en total, se escoge aquellos más representativos de cada subtipo, seleccionados por contar con una gran cantidad de puntos y que permita diferenciar las zonas características de estos objetos (quiescent y outburst). Los diagramas restantes se observan en el apéndice B.

4.1.1 SU UMa

Los sistemas más representativos son V* AY Lyr, V* V344 Lyr y V* V364 Peg (fig. 4.1, 4.2 y 4.3, con 820, 504 y 690 puntos emparejados en las bandas g y r , tras el proceso descrito en la sección 3.2.2. Las curvas de luz de Gaia transformada a SDSS (panel superior en cada figura) muestran en algunos casos valores de magnitud físicamente inviables (e.g. ~ 100 mag en la fig. 4.2), requiriendo marcarlos como imprecisos, además no presentando ningún punto en las zonas outburst. Por otra parte, las curvas de luz de ZTF, contiene una gran cantidad de puntos, permitiendo identificar las zonas de quiescent, outburst y superoutburst. Juntos a los superoutburst suceden outburst normales, permitiendo identificar el superciclo característicos de estos subtipos. Notar que el baseline de ZTF (MJD $\sim 58000 - 61000$) es posterior y mayor al de Gaia (MJD $\sim 56800 - 58000$), patrón que se repite para el resto de los objetos.

En todos los diagramas se observa una alta concentración de puntos en torno a las magnitudes más débiles, como se consta en el histograma inferior, correspondiente al quiescent del sistema. La zona outburst, situada en magnitudes más brillantes tienen una densidad considerablemente menor y poblada únicamente por observaciones de ZTF.

- **V* AY Lyr:** presenta un quiescent en $M_g \sim 10-11$ mag y outburst que alcanzan $M_g \sim 5-6$, con un máximo de 4.52 mag. En el diagrama H-R, el sistema se posiciona próximo a la región de enanas blancas ($g - r \sim 0.2$ mag). La variabilidad exhibe un carácter periódica o semi periódica. Con un $P_{orb} = 1.768$ h, alejándose del period gap, y una inclinación estimada baja,

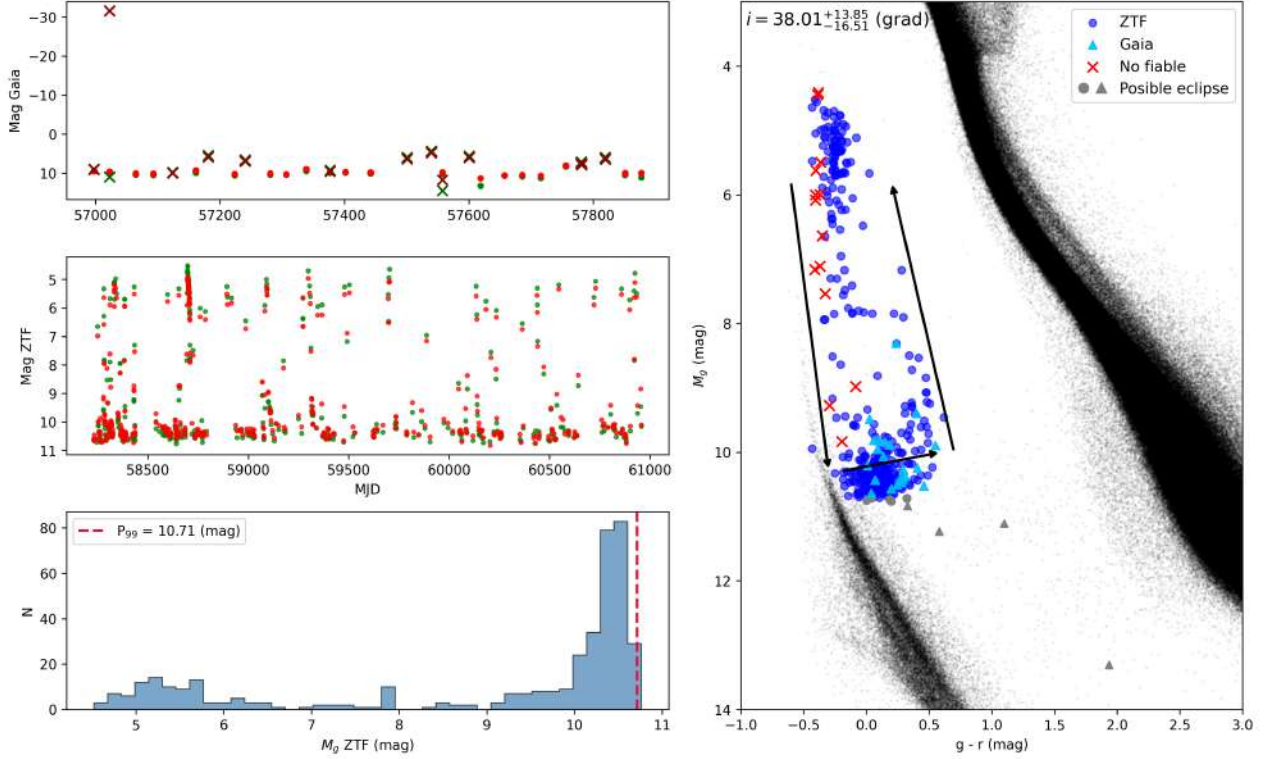


Figure 4.1: Sistema V* AY Lyr. Gráfico superior: curva de luz de Gaia transformada al sistema SDSS. Gráfico intermedio: curva de luz de ZTF en las bandas g (verde) y r (rojo). Gráfico inferior: distribución de las magnitudes en la banda g de ZTF, la línea punteada roja indica el umbral de percentil para la identificación de eclipses. Gráfico a la derecha: diagrama H-R del sistema en la banda g . Los puntos azules corresponden a los datos de ZTF, los celestes a datos de Gaia y los grises a los candidatos a eclipses. Los puntos marcados con X corresponden a datos de Gaia marcados como no fiables durante la transformación fotométrica (sección 2.3). En la parte superior izquierda del diagrama se indica la inclinación del sistema junto a sus incertidumbres asociadas. Las flechas negras indican la dirección de evolución del sistema durante todo el ciclo de inestabilidad en el disco.

$i = 38.01^\circ$, lo que contrasta con la profundidad de los candidatos a eclipses que alcanzan las 13.30 mag.

- **V* V344 Lyr:** ligeramente más brillante en el quiescent $M_g \sim 9 - 10$ mag, alcanza magnitudes de outburst similares al sistema anterior $M_g \sim 4.5 - 6$ con un máximo de 4.32 mag. El sistema ocupa una región extensa del diagrama H-R, desde colores muy azules ($g - r \sim -1$), hacia colores muy rojos ($g - r \sim 1$). También su variabilidad aparenta ser periódica o semi periódica. Con un periodo orbital de $P_{orb} = 2.110$ h, encontrándose dentro del period gap. Su inclinación estimada es similar a V* AY LYr, $i = 37.70^\circ$ y un eclipse menos profundo identificado de 10.60 mag.
- **V* V364 Peg:** con características similares a V* AY Lyr en el quiescent ($M_g \sim 9 - 10$), con una marcada concentración de puntos en esta zona. Su zona outburst es la menos brillante de los 3 sistemas, con magnitudes en el rango $M_g \sim 5.5 - 7$ y un máximo de 5.30 mag. Situándose, igualmente, cerca de la región de enanas blancas ($g - r \sim 0.4$ mag). Con periodo orbital de $P_{orb} = 1.973$ h, cercano al period gap, y una inclinación estimada de $i = 61.48^\circ$ que se refleja en sus eclipses con un mínimo de 11.60 mag.

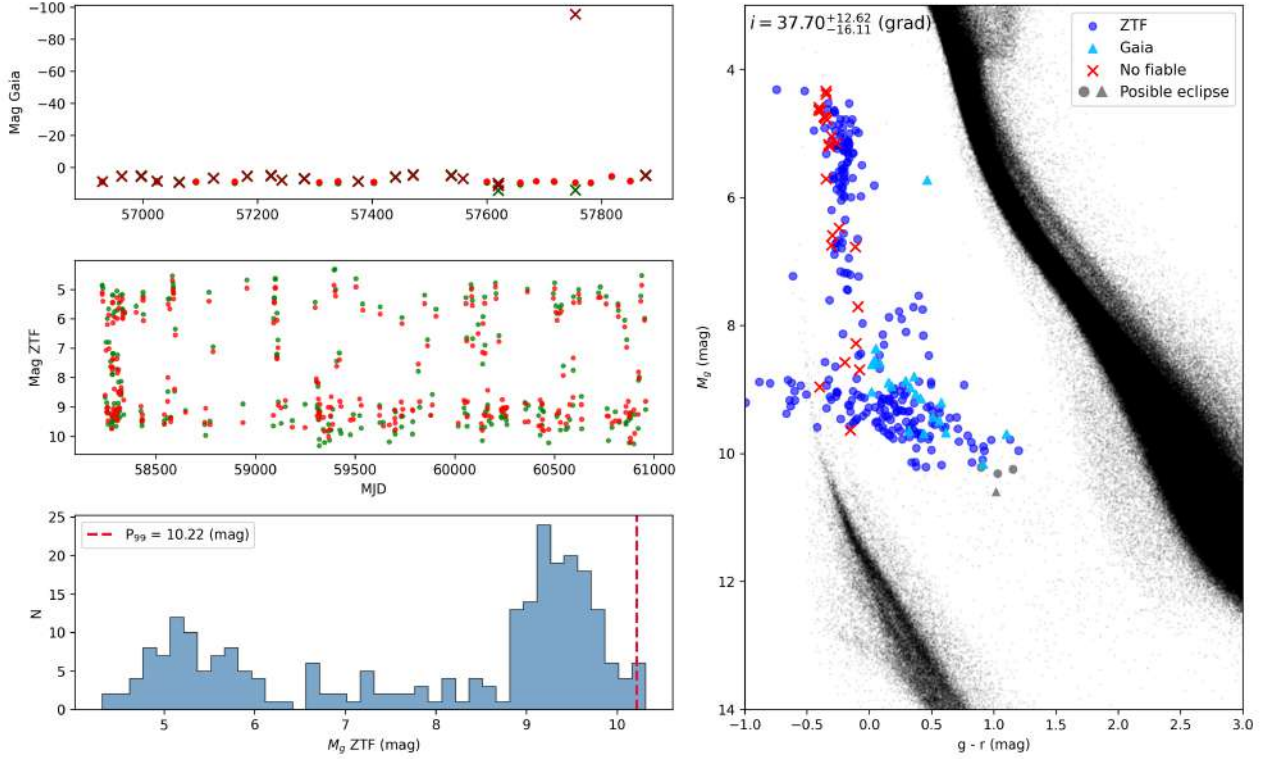


Figure 4.2: Sistema V* V344 Lyr.

En conjunto los 3 sistemas se distribuyen en el diagrama H-R entre la secuencia principal y la región de enanas blancas, con una tendencia a esta última, consistente con el color azul característico ya observado en la sección 3.2.1. Los sistemas describen una trayectoria similar a una “Y” horizontal en el diagrama H-R, aunque varios puntos se concentran en su base y se desvían de la evolución esperada para una SU UMa durante un outburst (Dubus and Babusiaux, 2024).

4.1.2 U Gem

Los sistemas más representativos del subtipo UG son V* CY Lyr, V* AF Cam y V* V363 Lyr (4.4, 4.5 y 4.6) con 404, 318 y 518, puntos emparejados en las bandas g y r de ZTF, respectivamente. A diferencia del subtipo SU, la fotometría de Gaia cubre el estado de outburst, aunque en un menor número de puntos que ZTF. Como en el subtipo anterior, los puntos se concentran en el estado de quiescent, como se observa en los histogramas de cada figura. Una característica común entre los 3 sistemas es la inclinación orbital estimada, cuyos valores rondan $i \sim 60^\circ$, correspondiente a un valor medio de inclinación. A continuación se describirá cada uno de los sistemas.

- **V* CY Lyr:** el quiescent se encuentra en $M_g \sim 8-9$ mag y outburst en el rango $M_g \sim 5-6$ con un máximo de 4.78 mag. En el diagrama H-R se posiciona entre la secuencia principal y la region de enanas blancas ($g-r \sim 0.5$ mag). Con un periodo orbital de $P_{orb} = 3.818$ h, sobre el period gap y una inclinación mediana, estimada en $i = 60.16^\circ$. Se identifican eclipses con una profundidad máxima de 9.39 mag. Los puntos de Gaia son consistentes con

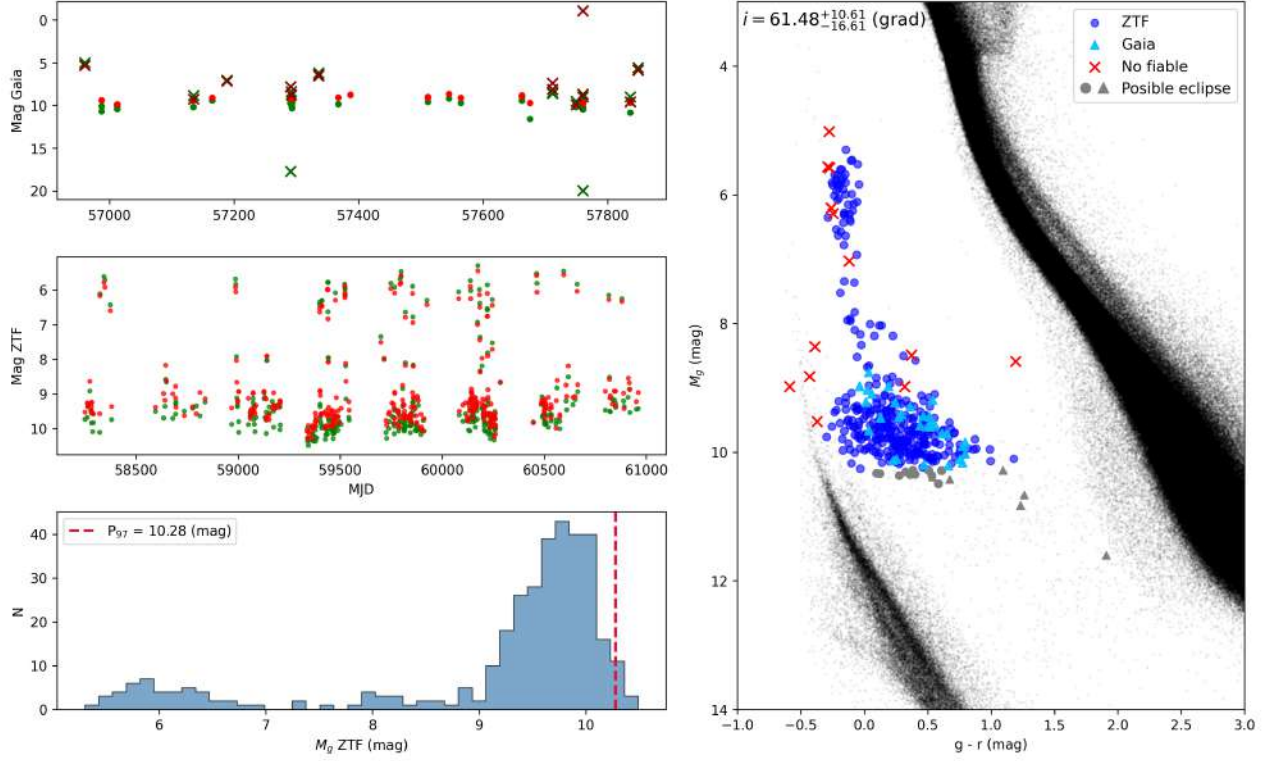


Figure 4.3: Sistema V* V364 Peg.

los de ZTF, complementando el recorrido del sistema en el diagrama H-R durante el ciclo de inestabilidad del disco. La variabilidad del sistema aparenta ser mucho más periódica a lo observado en el subtipo SU.

- **V* AF Cam:** con un quiescent en $M_g \sim 7 - 8$ mag. La zona outburst es menos densa a comparación de los otros dos sistemas, pero se sitúa en torno a $M_g \sim 4$ con un máximo de 3.72 mag. El sistema se posiciona mucho más cercano a la secuencia principal, debido a su color más rojo ($g - r \sim 1.3$). Con un periodo orbital significativamente mayor a los otros sistemas, $P_{orb} = 7.776$ h. La inclinación estimada es de $i = 58.63^\circ$. No se identifican eclipses claros, los candidatos seleccionados alcanzan una profundidad de 8.26 mag, muy próxima al quiescent.
- **V* V363 Lyr:** presenta un quiescent un poco más brillante que los sistemas anteriores $M_g \sim 7 - 7.6$ mag, con una variabilidad periódica. Los outbursts se sitúan en el rango $M_g \sim 5 - 5.5$ mag, alcanzando un máximo de 4.69 mag. Al igual que V* CY Ly, se posiciona entre la secuencia principal y la región de enanas blancas ($g - r \sim 0.4$ mag). Su periodo orbital de $P_{orb} = 4.680$ h y una inclinación estimada de $i = 62.27^\circ$. Se identifican eclipses con una profundidad máxima de 8.24 mag.

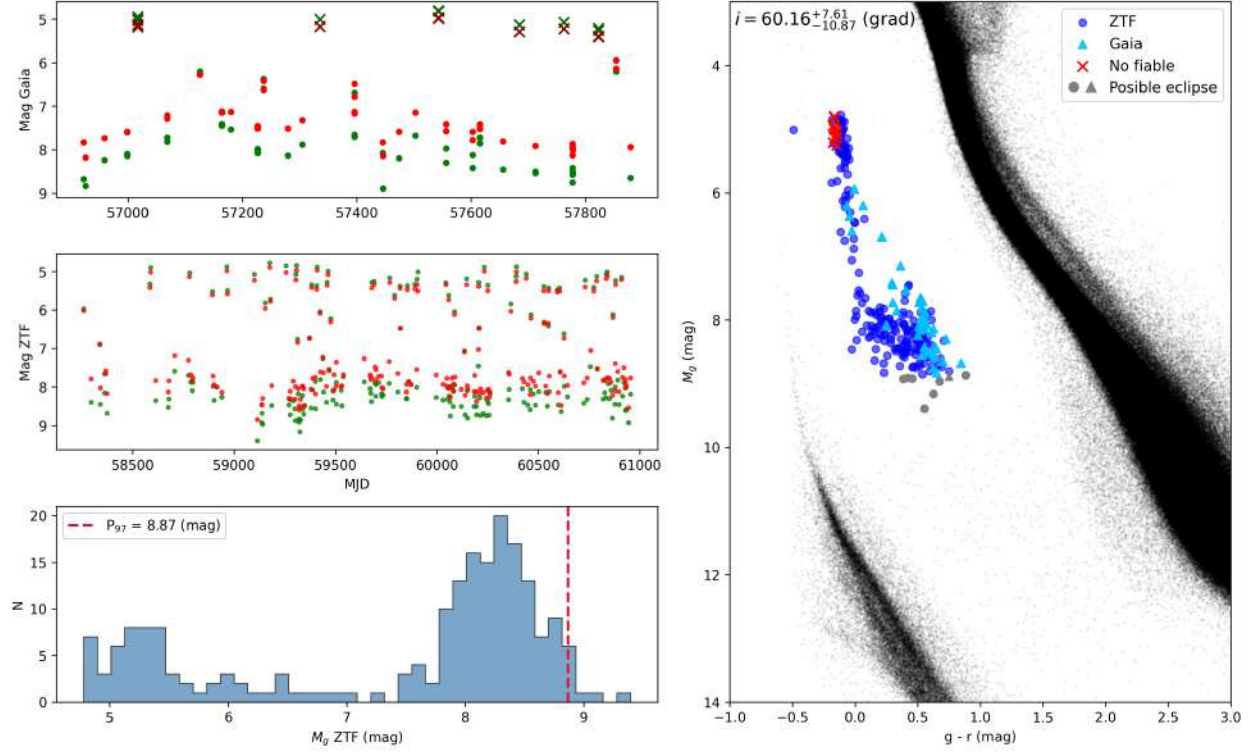


Figure 4.4: Sistema V* CY Lyr.

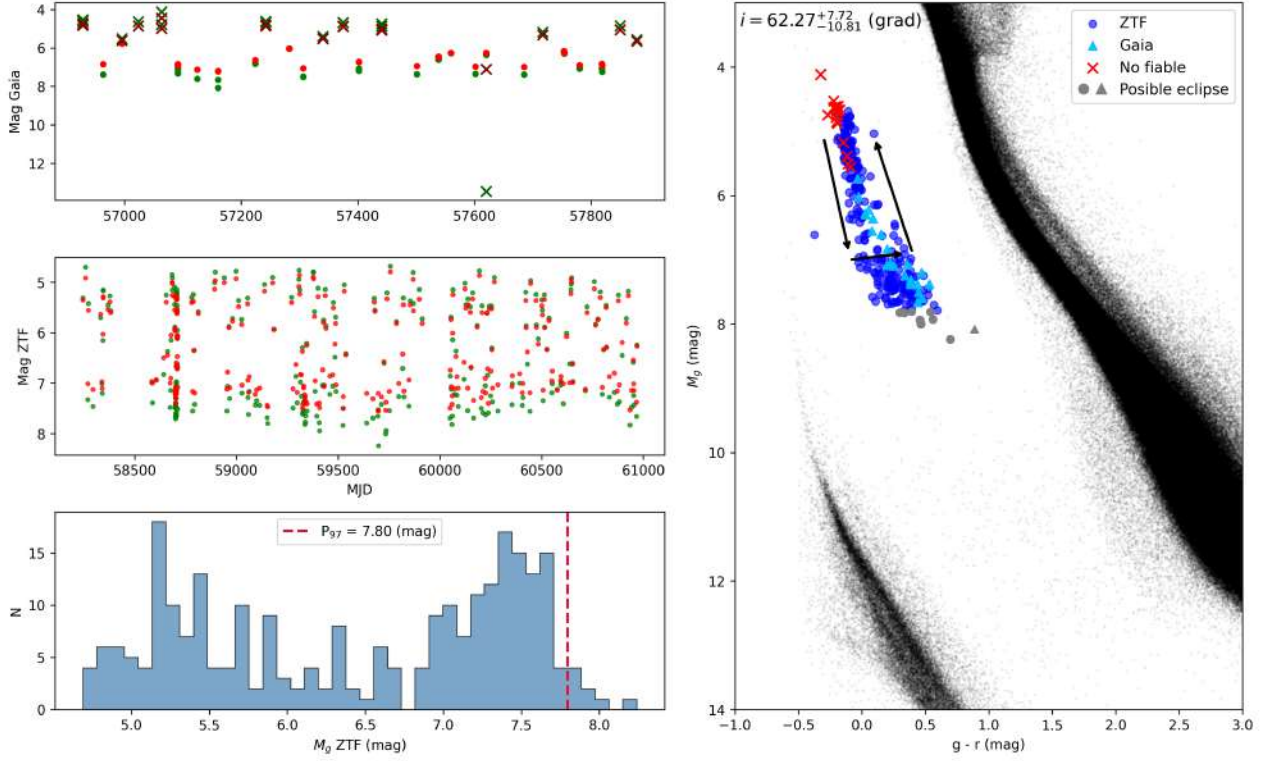


Figure 4.6: Sistema V* V363 Lyr. Las flechas negras indican la dirección de evolución del sistema durante el ciclo de inestabilidad del disco.

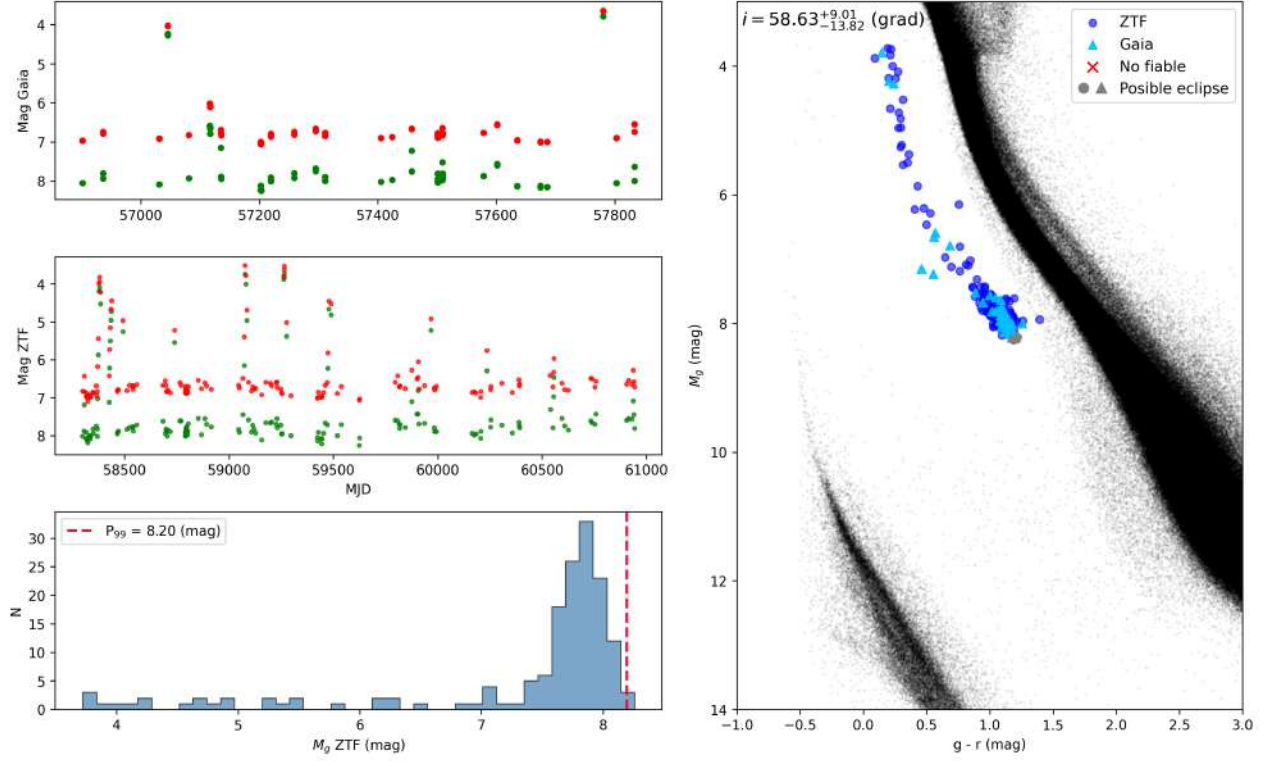


Figure 4.5: Sistema V* AF Cam.

En conjunto los 3 sistemas se distribuyen entre la secuencia principal y la región de enanas blancas en el diagrama H-R, pero con color sistemáticamente más rojo que los tipo SU, desplazándolos hacia la secuencia principal. La trayectoria descrita por los puntos en el diagrama H-R presenta una forma similar a una “banana”, claramente distinta en los sistemas SU UMa.

4.1.3 Z Cam

La muestra de sistemas ZC es la menos numerosa del conjunto, con solo 5 objetos en total. Los más representativos son V* WW Cet, V* EM Cyg y V* AY Psc (4.7, 4.8 y 4.9), con 192, 598 y 302 puntos emparejados en cada banda. A diferencia de los anteriores, la cobertura fotométrica es más escasa que la de los subtipos anteriores: V* WW Cet, cuenta con una gran cantidad de puntos en su zona quiescent, pero muy pocas en outburst. Mientras que V* EM Cyg carece completamente de fotometría de época en Gaia. Esta menor densidad causa que para V* WW Cet y V* AY Psc, la forma bimodal, que es característica de las DNe, sea difusa, donde V* EM Cyg es el único que mantiene esta forma.

- **V* WW Cet:** la zona quiescent ronda $M_g \sim 6.5 - 8$ y escasos registros de outburst que se sitúan cercano a las $M_g \sim 5$ mag con un máximo de 4.80 mag. Los datos de ambos survey son congruentes en su posición en el diagrama H-R $g-r \sim 0.5$ mag, aunque algunos se desplazan hacia colores más azules ($g-r \sim -0.4$ mag). Con un periodo orbital de $P_{orb} = 4.219$ h, situándolo sobre el period gap, y una inclinación media de valor $i = 62.35^\circ$, consistente con la presencia de eclipses, cuya profundidad es de 8.75 mag.

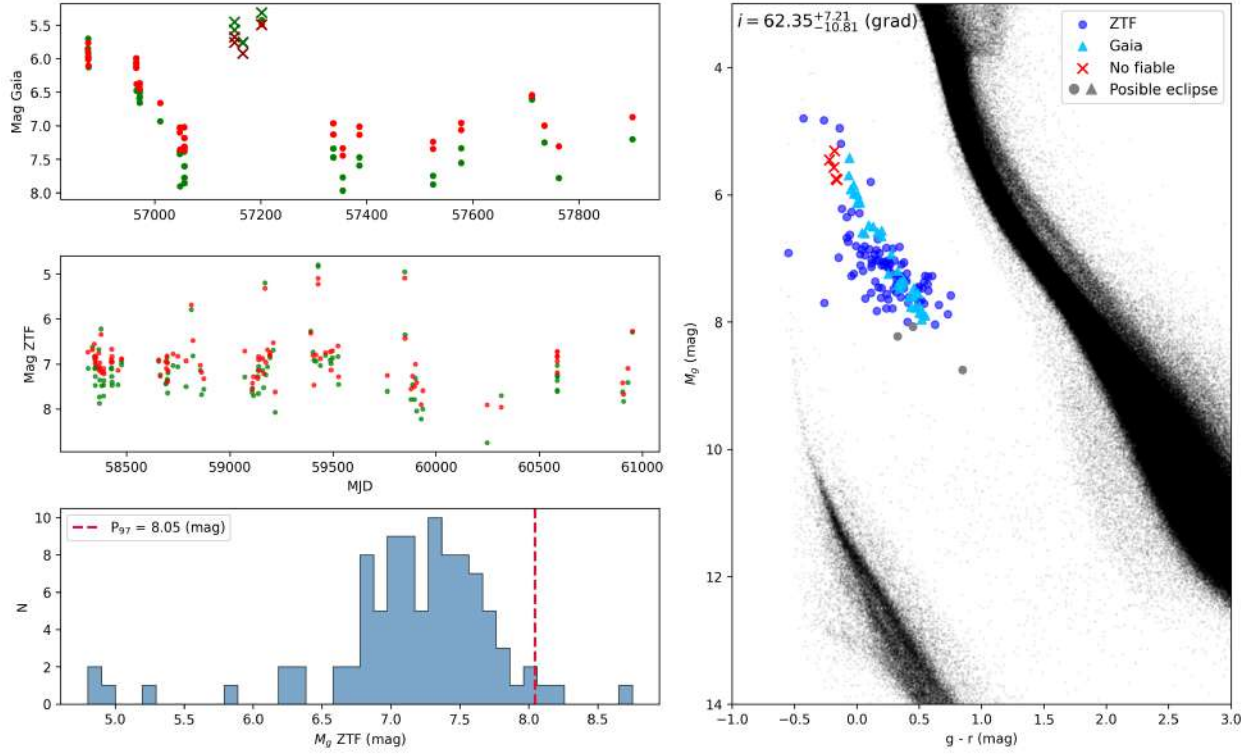


Figure 4.7: Sistema V* WW Cet.

- **V* EM Cyg:** se distingue por su forma mucho más estrecha en el diagrama H-R, desplazada hacia la secuencia principal, debido a su color más rojo ($g - r \sim 0.7$ mag). El quiescent se encuentra en $M_g \sim 6 - 6.4$ mag, con una variabilidad bastante periódica. Los outburst alcanzan $M_g \sim 4.5 - 5$ mag, con un máximo de 4.30 mag. Su periodo orbital es $P_{orb} = 6.982$ h, posicionándolo también sobre el period gap y una inclinación media estimada de $i = 66.41^\circ$ coherente con la inclinación de referencia obtenida de la tabla 3.1, con una profundidad en su eclipse de 6.61 mag.
- **V* AY Psc:** exhibe el comportamiento característico del subtipo ZC, la presencia de standstillss prolongados tras el outburst, en el cual el sistema permanece en un estado de luminosidad intermedia entre el quiescent y el outburst. La gran parte de las observaciones corresponde a un standstill lo que eleva la magnitud media del sistema en el histograma y diagrama H-R respecto a lo observado en sistemas anteriores. No presenta una zona quiescent típica, pero como posee una similitud a V* V363 Lyr y V* WW Cet, se considera la zona alrededor de $M_g \sim 7 - 7.5$ mag, como el quiescent. Los outburst se posicionan en $M_g \sim 5.5$ con un máximo de 5.25 mag. Situándose también sobre el period gap $P_{orb} = 5.216$ h. La inclinación estimada es $i = 73.19^\circ$ consistentes con la presencia de eclipses, no obstante, no concuerda con la profundidad máxima del eclipse, con un valor de 10.91 mag. Similar a V* V344 Lyr, una fracción significativa se distribuye hacia colores muy rojos ($g - r \sim 1.5$) y colores más azules ($g - r \sim -0.9$).

En conjunto, se observa una distribución similar a las UG. Los sistemas ZC se agrupan entre la secuencia principal y la región de enanas blancas en el diagrama H-R, con colores más rojos que

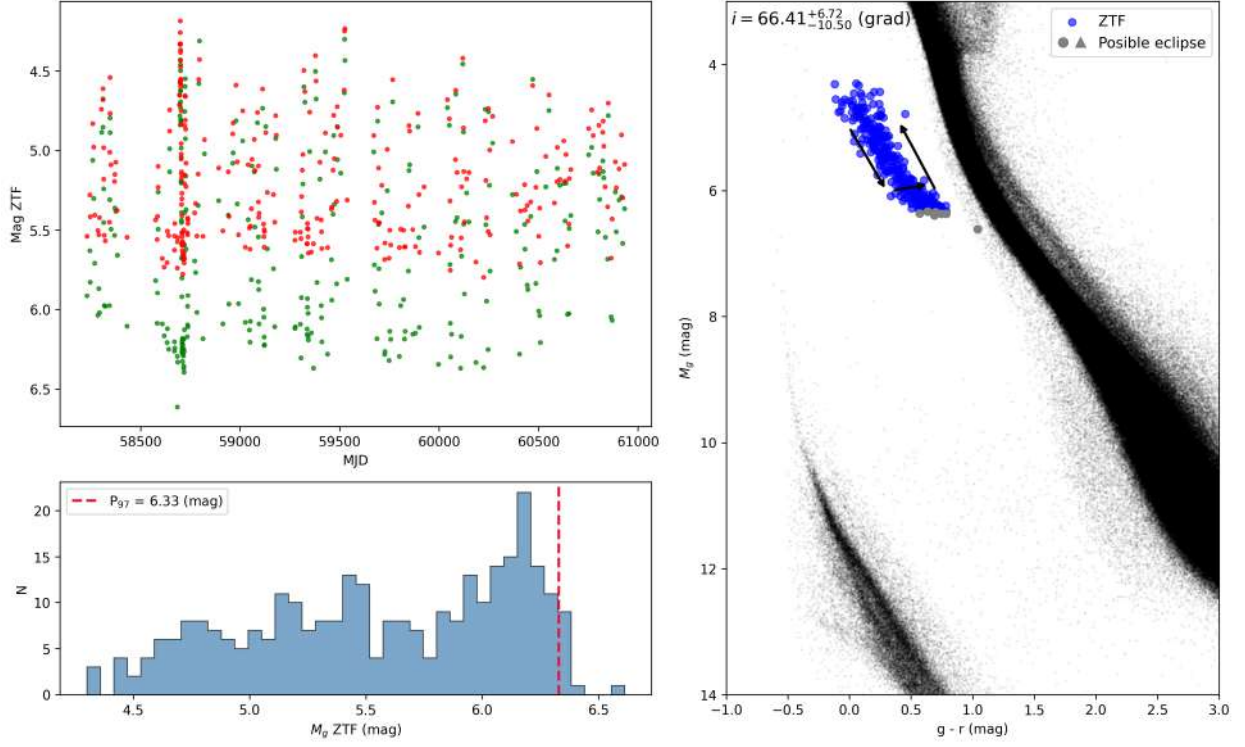


Figure 4.8: Sistema V* EM Cyg. Las flechas negras indican la dirección del sistema durante todo el ciclo de inestabilidad en el disco.

las SU. La presencia de standstillss en V* AY Psc ilustra la dificultad en delimitar con precisión las zonas quiescent y outburst en este subtipo mediante el análisis de fotometría.

4.2 Variabilidad de cada subtipo en el diagrama H-R

Las DNe sobre el period gap, presentan ciclos de outburst más frecuentes y quiescent más cortos que las situadas debajo del period gap, consecuencia de una mayor tasa de transferencia de masa, que repone más rápidamente el material del disco y acelera el ciclo de inestabilidad (Dubus and Babusiaux, 2024). Lo que además causa un aumento en el radio del disco (Schreiber and Lasota, 2007) y la tasa de acreción que cae en la enana blanca (Gilmozzi and Selvelli, 2024).

Aunque el DIM explica el comportamiento general de todos los subtipos, los sistemas SU y ZC tiene ciertas características que requieren procesos físicos adicionales para reproducir sus características particulares. En las SU, al producirse un outburst, el radio del disco excede el radio de la resonancia 3:1, debido a una inestabilidad de marea, formando un disco excéntrico. El incremento del torque de marea y la disipación de marea mantiene el disco en un estado caliente por un periodo prologando, dando lugar a los superoutburst (Osaki, 1995), cuya amplitud es notablemente superior a la de los outburst normales del tipo UG, como se observa en las figuras 4.1, 4.2 y 4.3. En cambio, las ZC, luego del outburst, la tasa de transferencia de masa puede alcanzar el valor crítico, manteniendo al disco en un estado caliente y ionizado dando lugar a los standstillss (Simonsen et al., 2014). El más representativo es V* AY Psc (figura 4.9), cuya magnitud promedio durante el standstillss se sitúa en torno a $M_g \sim 6$ mag. Adicionalmente (Han

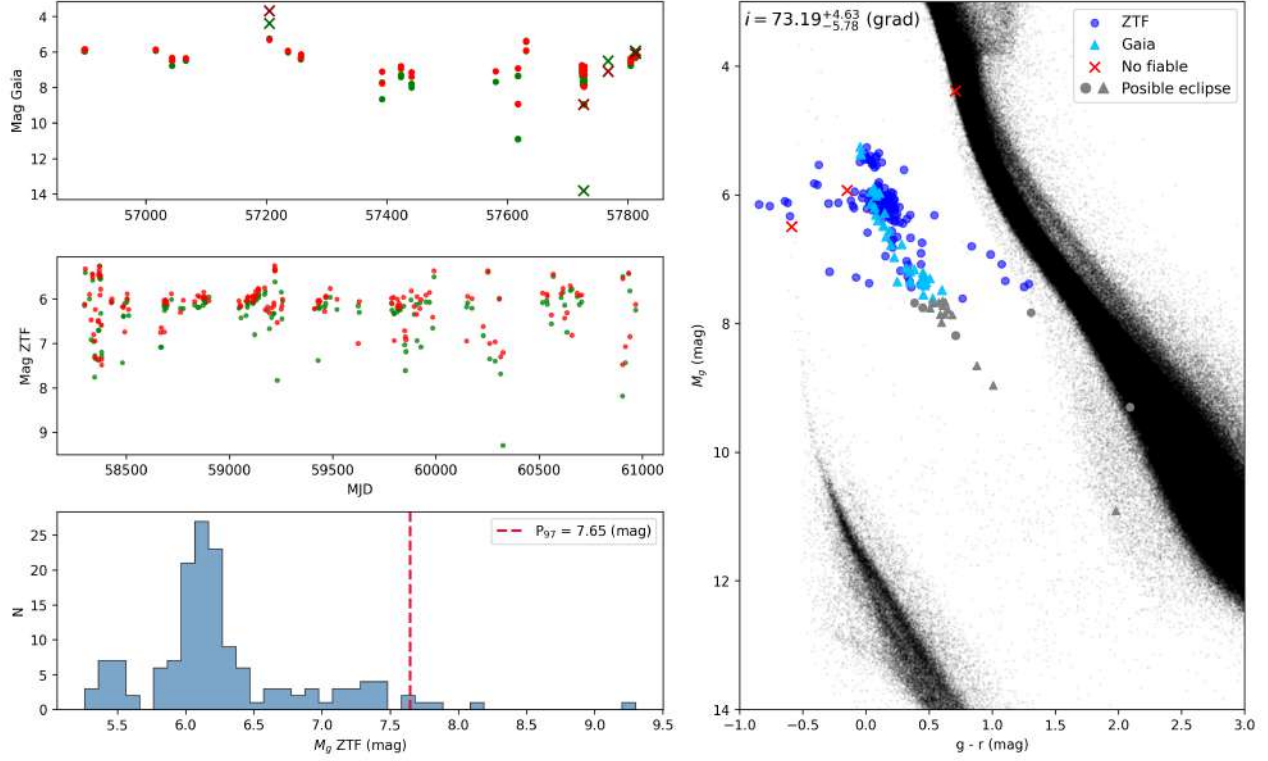


Figure 4.9: Sistema V* AY Psc.

et al., 2017) reportan que este sistema presenta outburst posteriores a standstills, en contra del esquema evolutivo típico. Se observa, además, la dispersión de puntos hacia colores más azules ($g - r \sim -0.9$) como más rojos ($g - r \sim 1.5$) durante el standstill, que se atribuye a la naturaleza eclipsante del sistema (Han et al., 2017). Cuando la donante eclipsa al disco y enana blanca, el color integrado se desplaza hacia el rojo, cuando el disco y la enana blanca ocultan a la donante, el color se desplaza hacia el azul.

El color medio de cada sistema en el diagrama H-R está determinada por sus donors. Las DNe sobre el period gap suelen situarse cerca de la secuencia principal debido a que su estrella compañera es mucho más masiva y brillante que su contraparte debajo del period gap, que al haber perdido gran parte de su masa es menos masiva y brillante, dominando la enana blanca y el disco, situándola cercana a la región de enanas blancas (Schreiber et al., 2015; Abril et al., 2020).

Para todos los sistemas los candidatos a eclipses se seleccionaron mediante el criterio descrito en la sección 3.3.1. A continuación se discute la consistencia de los eclipses identificados con las inclinaciones estimada para cada subtipo.

Las SU, V* AY Lyr y V* V344 Lyr presentan inclinaciones bajas, de $i = 38.01^\circ$ y $i = 37.70^\circ$ respectivamente, para los cuales la disminución del flujo en cada sistema debería ser mínima o nula. Sin embargo, en ambos sistemas se exhiben candidatos a eclipses de profundidad considerable, en el caso de V* AY Lyr alcanza 13.30 mag, lo que sugiere una inclinación mayor a la estimada. No obstante, Udalski and Szymanski (1988) sugiere una inclinación baja para V* AY Lyr, por lo que no puede descartarse que estos puntos sean eventos de otro origen. V* V344 Lyr muestra una dispersión extensa en su color acercándose hacia colores más rojos ($g - r \sim 1$) como más azules ($g - r \sim -1$), que podría indicar una inclinación y eclipses mayores, de forma análoga a lo

observado en V* AY Psc. Por otro lado, para V* V364 Peg con $i = 61.84^\circ$, se espera una reducción de $\sim 10\%$, equivalente a $M_g \approx 11$ mag, mientras que el eclipse más profundo alcanza 11.60 mag, sugiriendo igualmente una posible subestimación de la inclinación.

En las UG, los 3 sistemas presentan inclinaciones similares ($i = 60^\circ$), con reducciones de flujo esperadas de 15%, 20% y 17% para V* CY Lyr, V* AF Cam y V* V363 Lyr, respectivamente. Para V* CY Lyr el eclipse más profundo identificado es de 9.39 mag que es consistente con la inclinación estimada, [Godon et al. \(2020\)](#) debido a la velocidad radial del sistema, considera una inclinación moderada, aunque sin detección de eclipses. V* AF Cam no presenta eclipses y los candidatos son indistinguibles a la zona quiescent, lo que es coherente con la baja inclinación por el análisis espectroscópico de [Thorstensen and Taylor \(2001\)](#). Para V* V363 Lyr el máximo eclipse esperado es de ≈ 8.8 mag y el identificado en el diagrama es de 8.24 mag, diferencia suficientemente pequeña para considerarlo consistente dentro de las incertidumbres del método.

Por último, en las ZC las inclinaciones van en orden creciente, $i = 62.35^\circ$, 66.41° y 73.19° para V* WW Cet, V* EM Cyg y V* AY Psc, respectivamente. V* WW Cet (figura 4.7) tiene una morfología similar a V* V363 Lyr, esperable dado que ambos sistemas se encuentran sobre el period gap y tiene periodos orbitales similares, $P_{orb} = 4.68$ h y 4.22 h, respectivamente. V* WW Cet es uno de los 5 sistemas que contiene inclinación de referencia proveniente de literatura ($i = 54^\circ$), que difiere 8.35° del valor estimado ($i = 62.35^\circ$). En el diagrama H-R, se identifica un único candidato a eclipse, con una magnitud de 8.46 mag. De ser así, la reducción del flujo implicada sería de $\sim 20\%$, consistente con la inclinación estimada. No obstante, si se considera la inclinación de referencia $i = 54^\circ$, la reducción esperada sería de solo un 8%, lo que no sería compatible con esa profundidad medida. En tal caso, el punto podría atribuirse a un error fotométrico puntual en lugar de un eclipse genuino. V* EM Cyg tiene una magnitud de outburst reducida, con un máximo de 4.30 mag, equivalente a un aumento de solo ≈ 2 mag. Una posible explicación a la magnitud reducida es la intervención de otro objeto en el brillo. [North et al. \(2000\)](#) encontró que un tercer cuerpo orbita al sistema, en concreto una estrella tipo K2 - 5V, que contribuye un 16% del brillo total del sistema y que también lo podría desplazar hacia colores más rojos. No obstante [Dai and Qian \(2010\)](#), debido a la baja inclinación del tercer cuerpo, sugiere que el posible contaminante no es una estrella tipo K, sino una enana marrón. La inclinación calculada del sistema ($i = 66.41^\circ$) es consistente con la de referencia ($i = 67^\circ$), cuya reducción esperada es del 30%. Sin embargo, únicamente un punto se identifica como candidato a eclipse en el diagrama, con una profundidad que no alcanza el valor predicho. Lo que podría deberse a una falta de datos de observación durante el eclipse o que el umbral del percentil adoptado es demasiado conservador, excluyendo puntos que corresponde a eclipses parciales o de corta duración. V* AY Psc es el sistema de mayor inclinación del subtipo ZC con $i = 73.19^\circ$ que es similar a la encontrada por [Szkody and Howell \(1993\)](#) con un valor de 74° , quienes además estimaron la masa de la enana blanca y de la donora, con $M_1 = 1.31 M_\odot$ y $M_2 = 0.59 M_\odot$, respectivamente. La enana blanca tan masiva contribuye en forma significativa al brillo del disco lo que explicaría el marcado desplazamiento hacia colores azules ($g - r \sim -0.9$), observado durante los eclipses en la zona de standstill. El punto de mínima magnitud ($M_g = 8.29$ mag) es consistente con la reducción de flujo esperada por la inclinación. El candidato a eclipse de Gaia, en cambio, alcanza magnitudes considerablemente menos brillantes.

Chapter 5

Disco estacionario: estado de outburst

La variabilidad observada en el diagrama H-R para todos los objetos de la muestra, ocurren por el mismo proceso físico: el ciclo de inestabilidad en el disco. El proceso se observa casi en su totalidad en las figuras 4.1, 4.6 y 4.8. En quiescent el disco se encuentra en su estado frío, a medida que se transfiere el material desde la donora, como no es transportado de manera eficiente a través del disco, se acumula en las partes internas, lo que aumenta la temperatura del disco enrojeciendo el color del sistema (flecha hacia la derecha). Luego, la temperatura y densidad aumenta al punto que el disco alcanza la densidad crítica máxima (Σ_{max}), desencadenando un frente de calentamiento que se propaga elevando la temperatura de las partes circundantes debido al aumento de la viscosidad, transportando el material más eficientemente, hasta alcanzar la temperatura de ionización del hidrógeno ($T_{eff} \sim 10,000 K$), llevando el disco al estado caliente (flecha hacia arriba), el outburst. Debido a la temperatura del disco, irradia eficientemente en ultravioleta, desplazando al sistema hacia magnitudes más brillantes y colores más azules. Ha medida que cae material hacia la enana blanca, disminuye la densidad del disco y la temperatura, el disco se va drenando hasta que el sistema alcanza la densidad crítica mínima (Σ_{min}) y cae hacia magnitudes menos brillantes (flecha hacia abajo) y el disco retoma el estado frío. Este ciclo sigue un patrón característico en sentido antihorario (Hameury et al., 2020; Dubus and Babusiaux, 2024). Aquí de investigará las diferencias que existen en los dos tipos dominantes en nuestra muestra de 65 sistemas cuando los sistemas experimentan un outburst, i.e. SU (V* V344 Lyr) y UG (V* V363 Lyr). Pero antes, es necesario describir el modelo.

5.1 Modelo del disco de acreción en outburst

El modelado de la estructura del disco de acreción se realizó mediante el código AlphaDiSC (Tavleev et al., 2023), un software de código abierto en PYTHON que calcula los perfiles vertical y radial de un disco de acreción alrededor de un objeto compacto. Además, permite la tabulación de las conocidas como curvas-S. El código emplea las ecuaciones de estado de MESA (Paxton et al., 2011), leyes de opacidad y la prescripción α de Shakura and Sunyaev (1973), al asumir un disco geoméricamente delgado ($H \ll r$), kepleriano ($\Omega_K = \sqrt{GM/r^3}$), estacionario ($\partial/\partial t = 0$) y ópticamente grueso ($\tau \gg 1$).

El código cuenta con funciones llamados perfiles (profiles), que retorna tablas con los parámetros del disco. Para este trabajo, se utilizó la función del perfil radial, el cual requiere de 7 parámetros

de entrada: la masa del objeto central (M_{WD}), el parámetro de viscosidad (α), el radio interno (r_{in}) y externo (r_{out}) del disco, una variable de entrada que puede ser el torque viscoso (F), la temperatura efectiva (T_{eff}) o la tasa de acreción ($\dot{M}$), la ley de opacidad y el peso molecular medio del gas (μ). En este trabajo se adoptó la tasa de acreción como variable de entrada.

Se modelaron dos subtipos de DNe (los más comunes de nuestra muestra), una sobre el period gap (UG) y otra debajo del period gap (SU). Los parámetros adoptados se determinan como se describe a continuación. Se asume una masa típica de enana blanca de $M_{\text{WD}} = 0.8 M_{\odot}$. Dado que el modelado se restringe solo al caso de outburst, se considera un $\alpha = 0.1$ and $\alpha = 0.4$, valor considerado en las predicciones del DIM para un disco de acreción en el estado caliente (Hellier, 2001; Hameury, 2020). El radio interno del disco se asimila al radio de la enana blanca ($r_{\text{in}} \approx R_{\text{WD}}$), calculado mediante la relación (Nauenberg, 1972)

$$R_{\text{WD}} = 7.8 \times 10^8 \left[\left(\frac{1.44 M_{\odot}}{M} \right)^{2/3} - \left(\frac{M}{1.44 M_{\odot}} \right)^{2/3} \right]^{1/2} \text{ cm} \quad (5.1)$$

El radio externo en cambio se asume cercano a ser truncado por marea $r_{\text{out}} = 0.9 R_{\text{RL}}$ (Schreiber and Lasota, 2007), donde R_{RL} es el radio del lóbulo de Roche de la enana blanca y calculado mediante el mismo procedimiento descrito en la sección 3.3.1.

Para $\dot{M}$ se adopta el valor encontrado por Schreiber and Lasota (2007). El cual proviene a partir del valor crítico de transferencia de masa ($\dot{M}_{\text{crit}}$), que se puede utilizar como límite cuando el disco se encuentra en un estado cuasi estacionario en el outburst y su tasa de acreción es cercana al valor crítico, que se define como

$$\dot{M}_{\text{crit}} = 9.5 \times 10^{15} \text{ g s}^{-1} R_{10}^{2.85} M_{\text{WD}}^{-0.89}$$

Donde R_{10} es el radio del disco en unidades de 10^{10} cm. Luego, el DIM define que la tasa acreción durante el outburst debe ser similar a la tasa de acreción crítica, bajo las hipótesis de Schreiber and Lasota (2007), se define un valor mínimo de $\dot{M}$

$$\dot{M} \sim 9.0 \times 10^{17} \text{ g/s} \quad (5.2)$$

Este valor se incrementa iterativamente para reproducir la magnitud deseada. Los valores se compararán con la tasa de acreción máxima (Lasota, 2001), con el fin de verificar la consistencia física del modelo, estimada como

$$\dot{M}_{\text{max}} = 7.8 \times 10^{16} \left(\frac{\alpha_{\text{hot}}}{0.2} \right)^{0.01} P_{\text{hr}}^{1.79} \quad (5.3)$$

Para la ley de opacidad se adopta la prescripción de Bell and Lin (1993), que parametriza la opacidad en función de la densidad ρ y temperatura T . Cubre el rango de condiciones termodinámicas relevantes para discos de acreción, incluyendo la región de inestabilidad de ionización del hidrógeno. Para el peso molecular medio se utiliza $\mu = 0.61$, cuyo valor se utiliza para un plasma completamente ionizado con composición solar aproximada ($X \approx 0.7$, $Y \approx 0.27$ y $Z \approx 0.02$), que se cumple en el estado caliente del disco durante el outburst. La función también permite seleccionar la cantidad de iteraciones que realizara, fijándola en 200. Adicionalmente, se utiliza la condición *tau-break*, que en caso de $\tau < 1$, termina la iteración, manteniendo el cálculo dentro del régimen de ópticamente grueso.

A partir del perfil radial se extrae T_{eff} y R . Como el disco es radiativamente eficiente y geoméricamente delgado, es posible modelar la emisión del disco como la suma de un espectro de cuerpo negro (Dubus et al., 2018), de modo que el flujo de un observador a una distancia D , cuyo punto de visión genera un ángulo de inclinación i es (Frank et al., 2002)

$$F_{\lambda} = \frac{2\pi \cos i}{D^2} \int_{r_{in}}^{r_{out}} I_{\lambda} R \, dR \quad (5.4)$$

Donde I_{λ} es la función de Plack en términos de la longitud de onda, tal que

$$I_{\lambda}(T) = \frac{2hc}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \quad (5.5)$$

La integración se realiza sobre le rango de longitudes de onda cubierto en conjunto por las bandas g y r de ZTF ($\lambda = 3971 - 7394 \text{ \AA}$). Para obtener magnitudes sintéticas en cada banda, se interpolan las curvas de transmisión S_{λ} sobre el rango de longitudes del modelo, las cuales se descargan del servicio SVO2 Filter Profile Service (Rodrigo et al., 2012; Rodrigo and Solano, 2020; Rodrigo et al., 2024), para ello se utiliza la función *interp1d* de `scipy`. Luego el flujo promedio ponderado es

$$\langle F_{\lambda} \rangle = \frac{\int F_{\lambda} S_{\lambda} d\lambda}{\int S_{\lambda} d\lambda}$$

Finalmente, la magnitud absoluta para cada banda, se calculó a partir del sistema AB, con la ecuación

$$M = -2.5 \log_{10} \left(\frac{F_{\lambda}}{F_0} \right)$$

Donde F_0 es el zero point, que varía en función de la banda, $F_{0,g} = 4.74 \times 10^{-9} \text{ erg/s/cm}^2/\text{\AA}$ en la banda g y $F_{0,r} = 2.64 \times 10^{-9} \text{ erg/s/cm}^2/\text{\AA}$ en la banda r , ambos correspondientes al sistema fotométrico AB.

5.2 Resultados del modelo

Se modelaron dos sistemas representativos de los subtipos más abundantes de nuestra muestra: UG y SU, durante el outburst siguientes los pasos descritos en seccion 5.1. Los resultados del modelo se presentan en la figura 5.1. Para ambos sistemas se adoptó el radio interno calculado mediante la ecuación 5.1, que resulta en $R_{WD} = 6.99 \times 10^8 \text{ cm}$, aproximado a $\approx 7 \times 10^8 \text{ cm}$.

Para la SU, V* V344 Lyr, (diagrama a la izquierda) el modelo reproduce una magnitud en la banda g de 7.70 mag y un color $g - r = -0.58 \text{ mag}$ (punto verde lima). Si bien estos valores son consistentes con el estado del sistema en el diagrama H-R, el modelo lo sitúa en una posición intermedia entre las zonas de outburst y quiescent, no alcanzando las magnitudes necesarias para el outburst. El radio externo resultó en $r_{out} = 2.82 \times 10^{10} \text{ cm}$. Para alcanzar esta magnitud observada fue necesario adoptar una tasa de acreción de $\dot{M} = 7 \times 10^{20} \text{ g s}^{-1}$, un valor ~ 780 veces mayor al valor inicialmente considerado ($\dot{M} \sim 9 \times 10^{17} \text{ g/s}$), lo que sugiere que el modelo de disco estacionario no es suficiente para reproducir el estado outburst del sistema, bajo los parámetros

adoptados.

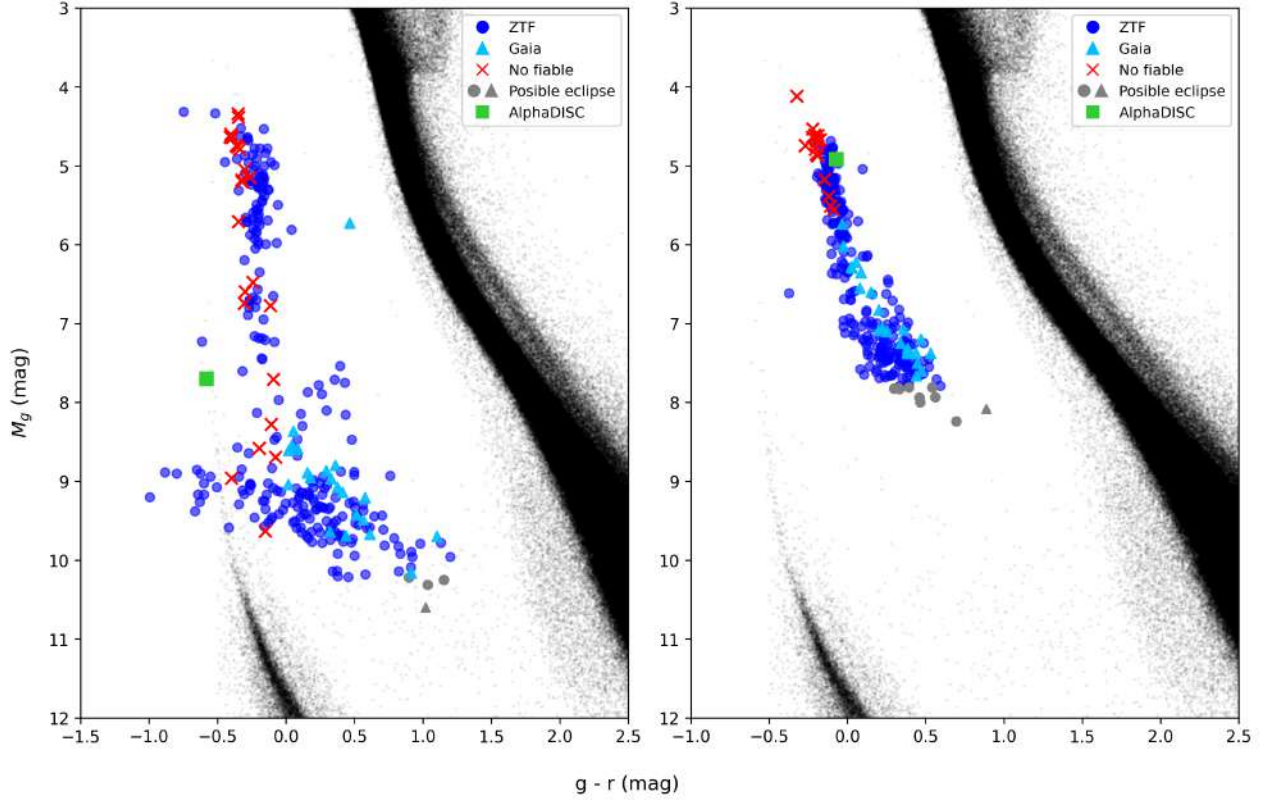


Figure 5.1: Diagramas H-R con los puntos obtenidos a partir del código AlphaDiSC (Tavleev et al., 2023). El sistema de la izquierda corresponde a V* V344 Lyr (SU). El de la derecha V* V363 Lyr (UG). En ambos los colores de cada punto refieren a lo mismo: los puntos azules los datos ZTF, los puntos celestes a Gaia, los puntos marcados con X son aquellos no fiables de la transformación de Gaia a SDSS (sección 2.3), puntos en gris aquellos marcados como posibles eclipses y puntos en verde lima representan los puntos obtenidos a partir del código AlphaDiSC.

Para la UG, V* V363 Lyr, (diagrama a la derecha) el modelo resulto en una magnitud de 4.92 mag y un color $g - r = -0.07$ mag, ubicando al sistema justamente en la zona outburst ($M_g \lesssim 5.5$ mag) en el diagrama H-R. El radio externo es $r_{out} = 4.61 \times 10^{12}$ cm, que es 163 veces mayor a V* V344 Lyr, demostrando una diferencia en el tamaño del disco en ambos sistemas. Al igual que el anterior, se requirió una alta tasa de acreción para alcanzar la magnitud observada, con un valor de $\dot{M} = 1.2 \times 10^{22}$ g s $^{-1}$, un factor ~ 13300 veces mayor al valor mínimo ($\dot{M} \sim 9 \times 10^{17}$ g/s) y ≈ 17 veces mayor al utilizado en el sistema anterior.

La figura 5.2 se observan los perfiles radiales de temperatura efectiva para ambos sistemas. Para ambos valores de α , los perfiles de temperatura son muy similares. En consecuencia, la luminosidad integrada del disco varía poco, lo que indica que el resultado es débilmente sensible al valor de α . En ambos sistemas, el perfil decrece desde las regiones internas hacia el exterior del disco. Para V* V344 Lyr la temperatura alcanza su valor máximo en el radio interno del disco, cuyo valor es $T_{eff} = 1.14 \times 10^5$ K en $r = 9.60 \times 10^9$ cm y que decae de forma aproximadamente lineal hacia las regiones externas. Para V* V363 Lyr, el máximo de temperatura se alcanza igualmente en el radio interno, con $T_{eff} = 5.44 \times 10^4$ en $r = 6.63 \times 10^{10}$ cm, consistente con su mayor radio interno. El perfil decrece aproximadamente lineal hasta alcanzar $r \sim 5 \times 10^{11}$ cm, a partir del cual

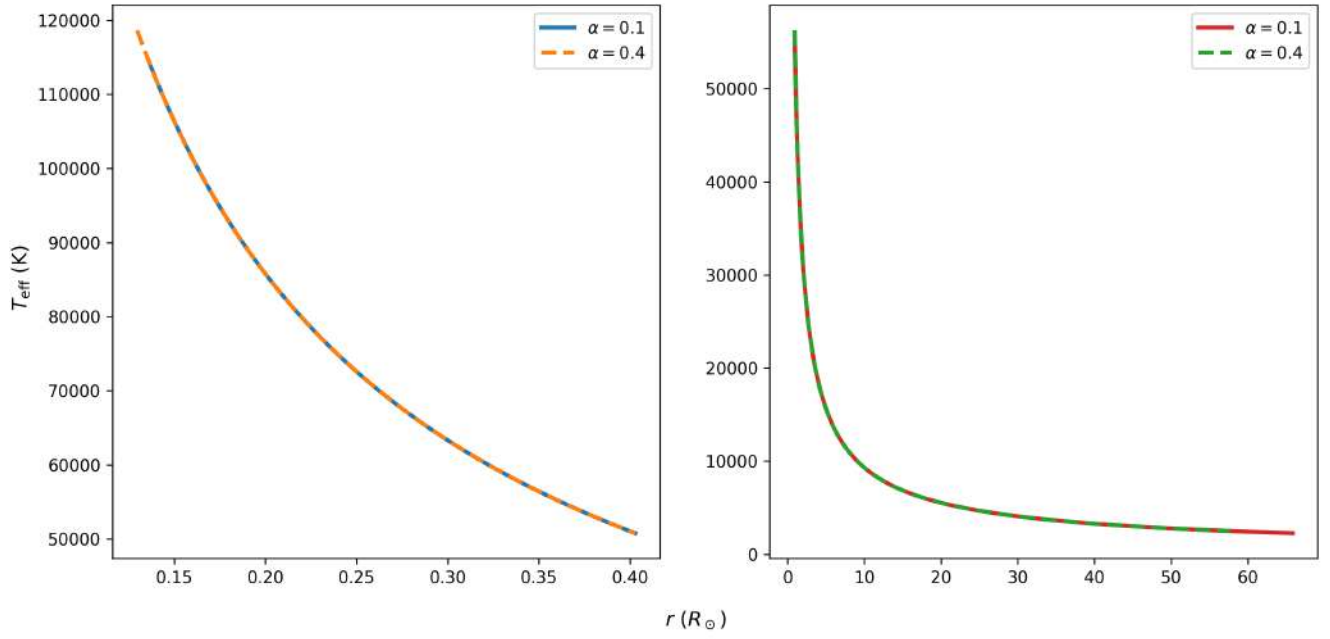


Figure 5.2: Perfiles radiales de temperatura efectiva para V* V344 Lyr (izquierda) y V* V363 Lyr (derecha). La línea solida representa al modelo con parametro $\alpha = 0.1$. La línea puntuada, al modelo con parámetro $\alpha = 0.4$

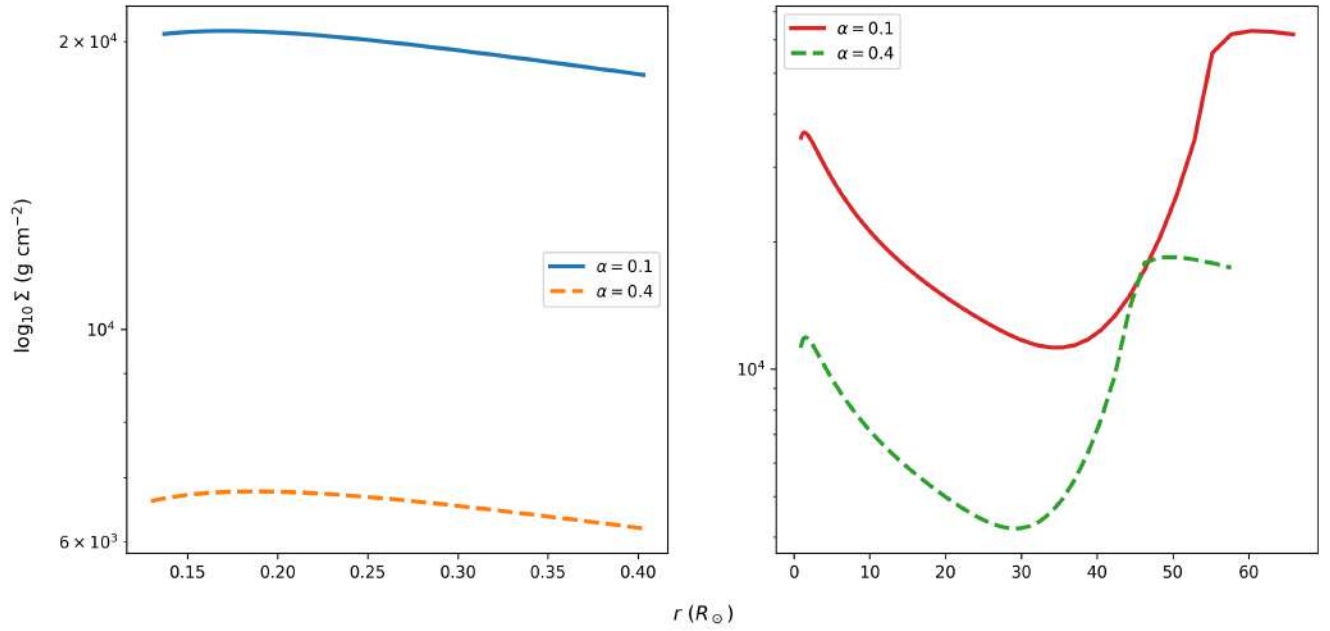


Figure 5.3: Perfiles radiales de densidad superficial para V* V344 Lyr (izquierda) y V* V363 Lyr (derecha). La línea solida representa al modelo con parametro $\alpha = 0.1$. La línea puntuada, al modelo con parámetro $\alpha = 0.4$

la caída se vuelve más gradual hasta alcanzar el borde exterior. En ambos casos las temperaturas máximas superan ampliamente el umbral de ionización del hidrogeno ($T_{\text{eff}} \sim 10000$ K), consistente con un disco en estado de outburst.

En la Figura 5.3 se muestran los perfiles radiales de densidad superficial para ambos sistemas. Estos perfiles varían considerablemente según el subtipo de dwarf nova y el valor adoptado de α . En ambos casos, valores menores de α , asociados a un transporte viscoso menos eficiente, requieren una mayor densidad superficial para mantener la tasa de acreción. Para la SU, V* V344 Lyr, el perfil presenta un máximo en las regiones centrales del disco, con $\Sigma_{\text{max}} = 2.05 \times 10^4$ g cm⁻² en $r = 1.20 \times 10^{10}$ y decrece de forma suave hacia el exterior del disco. Por otro lado, para la UG, V* V363 Lyr, el perfil presenta una estructura más compleja. La densidad superficial alcanza un máximo local en las regiones internas del disco en torno a $r \sim 10^{11}$ cm y decrece al exterior hasta alcanzar un mínimo pronunciado en $r \sim 10^{12}$, tras el cual aumenta bruscamente hasta un valor de $\Sigma_{\text{max}} = 6.29 \times 10^4$ g cm⁻² en $r = 4.22 \times 10^{12}$ cm.

Cabe recalcar que el disco de V* V344 es aproximadamente dos órdenes de magnitud más extenso que V* V344 Lyr, debido a los distintos radios externos adoptados para cada sistema. Asimismo, en ambos modelos, tanto el perfil de temperatura como de densidad superficial no comienzan en el radio inicial impuesto, sino en un mayor para ambos sistemas.

Chapter 6

Discusión

6.1 Sistemas del tipo SU UMa con posición anómala en el diagrama magnitud-inclinación

Como se señaló en la figura 3.8, 3 sistemas del tipo SU se ubican en el diagrama magnitud inclinación en la región correspondiente a periodos orbitales superiores a 3 h, contradiciendo con los valores de periodo catalogados para este subtipo. Estos sistemas son V* V1113 Cyg, V* V405 Vul y V* V701 Tau (figuras 6.1, 6.2 y 6.3), con 582, 490 y 72, puntos emparejados cada uno. Sus diagramas H-R se presentan a continuación para esclarecer su comportamiento y evaluar las posibles causas de su posición irregular.

- **V* V1113 Cyg:** V* V1113 Cyg presenta una marcada asimetría entre los estados de quiescencia y *outburst*. La gran mayoría de las observaciones corresponde al estado quiescente, con $M_g \sim 9\text{--}10$ mag, mientras que solo se registran unos pocos puntos durante el *outburst*. En estos episodios, el sistema alcanza $M_g \sim 4\text{--}5$ mag, con un máximo observado de $M_g = 4.15$ mag, es decir, un incremento de aproximadamente 6 mag respecto del estado quiescente. El sistema posee un periodo orbital de $P_{\text{orb}} = 1.836$ h y una inclinación estimada de $i = 38.85^\circ$. En el diagrama H-R se ubica cerca de la secuencia de enanas blancas, con $g-r \sim 0.2$, en concordancia con su subtipo. Los datos de Gaia y ZTF muestran posiciones consistentes y una evolución hacia colores más rojos durante el *outburst*. Los candidatos a eclipse más profundos provienen exclusivamente de la fotometría de Gaia y alcanzan una magnitud de 12.06 mag. En cambio, los puntos de ZTF presentan caídas menos pronunciadas y permanecen próximos al nivel de quiescencia. Esta diferencia sugiere que la geometría del sistema podría ser más inclinada de lo que indica la estimación inicial. Al aplicar la ecuación 3.1 con $P_{\text{orb}} = 1.838$ h, se obtiene $M_{\text{calc}}(\text{max}) = 5.164$ mag. Sin embargo, la magnitud máxima observada es $M_{\text{obs}}(\text{max}) = 4.159$ mag, lo que implica una discrepancia de aproximadamente 1 mag. Esta diferencia se propaga a la estimación de la inclinación y conduce a $i = 36.85^\circ$, un valor difícil de reconciliar con la presencia de eclipses profundos. En conjunto, los resultados apuntan a una inclinación real mayor que la estimada.
- **V* V405 Vul:** V* 405 Vul no cuenta con fotometría de Gaia, por lo que su posición en el diagrama H-R se construye exclusivamente a partir de datos de ZTF. A diferencia de las estrellas SU UMa típicas, el sistema se ubica cerca de la secuencia principal, con un color

integrado relativamente rojo, $g - r \sim 1$, más característico de sistemas de periodo orbital largo. La mayoría de las observaciones se concentra en el estado quiescente, alrededor de $M_g \sim 5.7\text{--}6.4$ mag, mientras que durante el *outburst* el sistema alcanza $M_g \sim 4\text{--}4.5$ mag, con un máximo observado de $M_g = 3.82$ mag. Inicialmente, V* 405 Vul fue considerada una estrella de tipo SU UMa con $P_{\text{orb}} = 2.712$ h, lo que la situaría dentro del *period gap*. Sin embargo, como se señaló en la Sección 3.2.1, Bruch (2026) revisó el periodo orbital y obtuvo $P_{\text{orb}} = 5.490$ h, desplazando al sistema por encima del *period gap* y modificando sustancialmente su interpretación evolutiva. La inclinación estimada es baja, en concordancia con la escasa profundidad de los candidatos a eclipse, cuyo mínimo alcanza $M_g = 6.57$ mag, muy próximo al nivel de quiescencia. No obstante, sus propiedades fotométricas se apartan de las esperadas para una SU UMa: su color es demasiado rojo y su posición en el diagrama H–R se encuentra demasiado próxima a la secuencia principal para un sistema con el periodo orbital inicialmente adoptado (Dubus and Babusiaux, 2024; Schreiber et al., 2015). Esto sugiere que la estrella donante contribuye de forma importante al flujo total, lo que requeriría una masa considerablemente mayor. La explicación más plausible es, por tanto, una clasificación incorrecta del subtipo. El periodo corregido de 5.490 h respalda esta interpretación. Además, la ausencia de *standstills* en la curva de luz sugiere que el sistema podría corresponder a una nova enana de tipo UG, aunque una clasificación definitiva requerirá un análisis espectroscópico y fotométrico más detallado.

- **V* V701 Tau:** V* V701 Tau presenta una morfología en el diagrama H–R similar a la de V* V1113 Cyg. La mayoría de las observaciones se concentra en el estado quiescente, con $M_g \sim 10\text{--}11$ mag, mientras que solo se registran unos pocos puntos durante el *outburst*, ubicados entre $M_g \sim 4.5$ y 6 mag. La magnitud máxima observada durante el *outburst* es $M_g = 4.33$ mag. El sistema presenta un color ligeramente más rojo, con $g - r \sim 0.5$. Tanto los datos de Gaia como los de ZTF muestran una extensión hacia colores aún más rojos durante la quiescencia. La inclinación estimada es $i = 59.50^\circ$, un valor intermedio que, en principio, sería compatible con eclipses de profundidad moderada. Los candidatos a eclipse alcanzan magnitudes de hasta $M_g \sim 11.2\text{--}11.6$ mag. En el diagrama magnitud–inclinación de la Figura 3.8, V* V701 Tau se ubica incluso por encima de la curva teórica correspondiente a $P_{\text{orb}} = 5$ h. Su comportamiento es análogo al de V* V1113 Cyg: para su periodo orbital, la magnitud máxima calculada es $M_{\text{calc}}(\text{max}) = 5.22$ mag, mientras que la observada alcanza $M_{\text{obs}}(\text{max}) = 4.33$ mag. Esta diferencia de aproximadamente 0.89 mag afecta la inclinación derivada mediante la ecuación 3.2, produciendo una posible sobreestimación. La inclinación estimada de 59.50° implicaría una reducción del flujo durante el eclipse de aproximadamente un 8%. Sin embargo, esta predicción no reproduce adecuadamente la profundidad del eclipse más pronunciado identificado. Esto indica que la inclinación inferida a partir de la magnitud máxima debe interpretarse con cautela, ya que el brillo excepcional alcanzado durante el *outburst* puede desplazar artificialmente al sistema respecto de las curvas teóricas. Una determinación más robusta de la geometría del sistema requerirá modelar directamente la curva de luz y confirmar la naturaleza de los candidatos a eclipse.

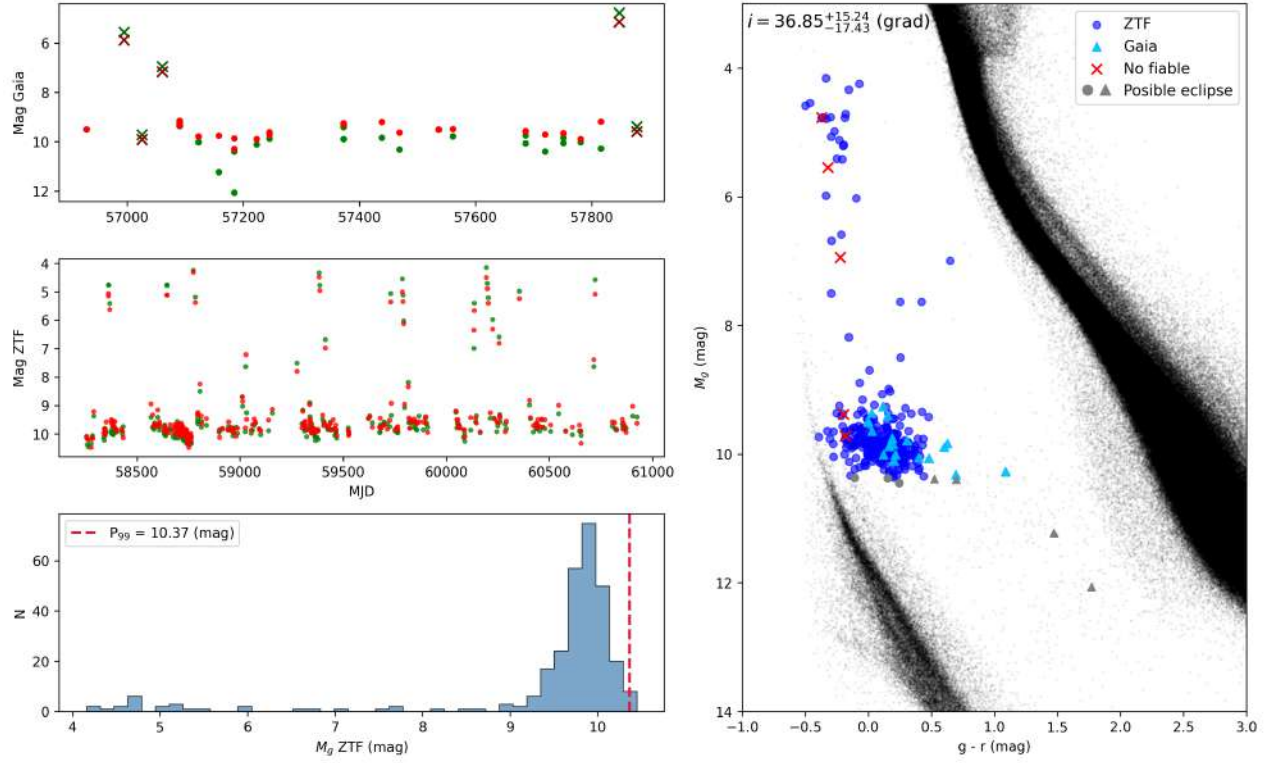


Figure 6.1: Sistema V* V1113 Cyg.

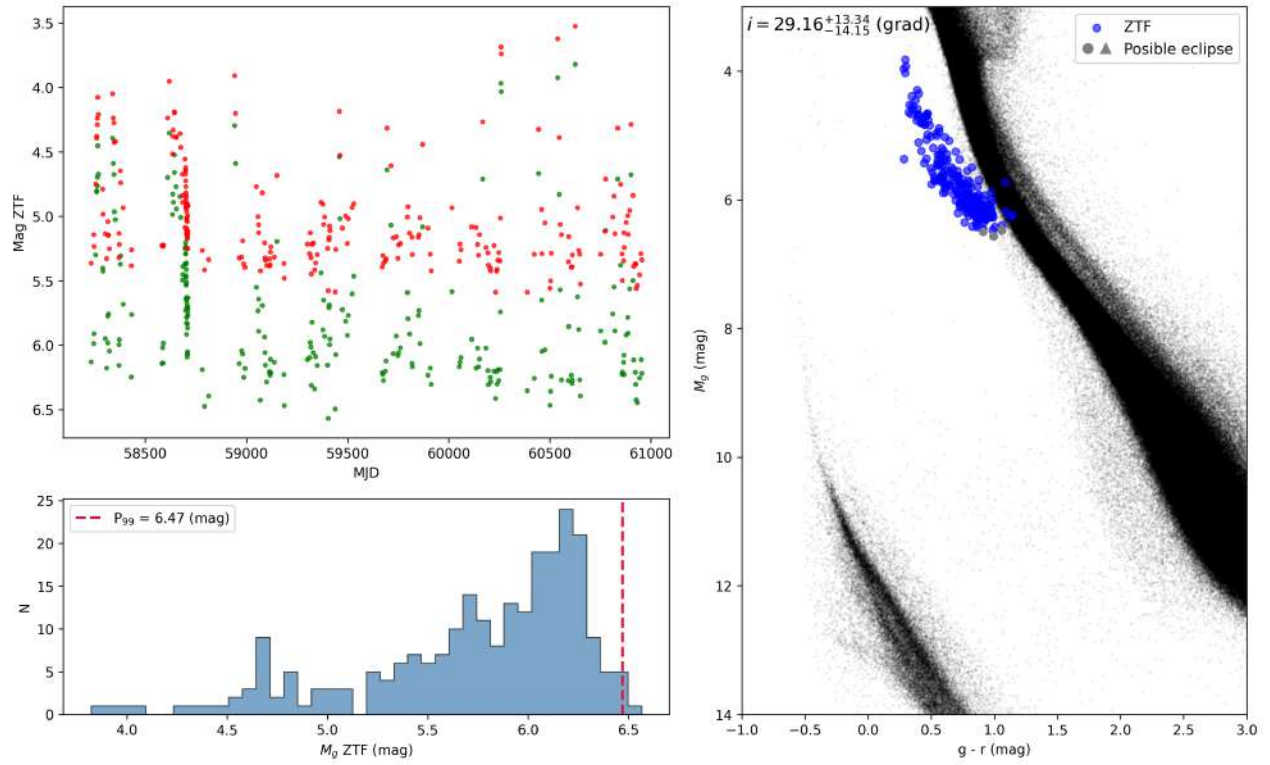


Figure 6.2: Sistema V* V405 Vul.

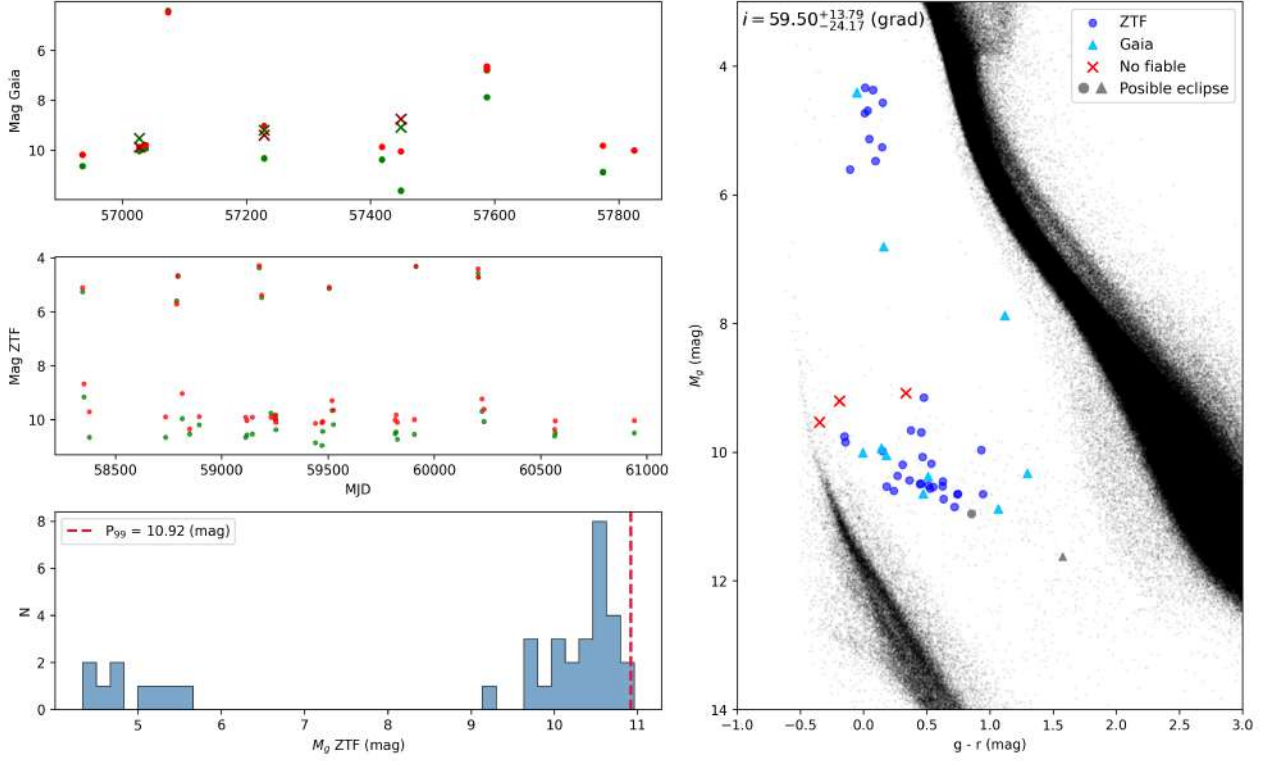


Figure 6.3: Sistema V* V701 Tau.

Una fracción de los candidatos a eclipse identificados proviene exclusivamente de la fotometría de Gaia transformada a SDSS, sin un símil en ZTF y que en algunos casos alcanza magnitudes considerablemente menos brillantes que cualquier otro punto. Esto sugiere que parte de sus puntos podrían ser datos imprecisos de la transformación fotométrica, tal que sin caer fuera de los rangos de validez de las ecuaciones 2.1 y 2.2, se alejaron lo suficiente de sus valores iniciales, produciendo magnitudes invalidas. Lo que podría explicar la profundidad excesiva de los sistemas V* AY Lyr, V* V364 Peg, V* AY Psc y V* V1113 Cyg, cuyas magnitudes mínimas superan lo esperado para sus inclinaciones. Otra posible explicación es el procedimiento de emparejamiento temporal (sección 3.2.2). La restricción de $\Delta t < 0.04$ MJD puede excluir observaciones tomadas en el eclipse si no existe un punto en el mismo instante en la otra banda en ese intervalo, o si fue descartado en favor de otro más cercano temporalmente. En consecuencia, es probable que la muestra emparejada subestime la frecuencia real de los eclipses en varios sistemas, lo que debe tenerse en cuenta al interpretar la profundidad y frecuencia de los candidatos identificados en los diagramas H-R.

6.2 Limitación del modelo estacionario

Los resultados para el modelo de AlphaDiSC (figura 5.1), se observa que para reproducir el estado de outburst en ambos sistemas alcanzaran, se requieren tasas de acreción superiores a la mínima estimada ($\dot{M} \sim 9 \times 10^{17} \text{ g/s}$). Para V* V344 LYr del orden de $\sim 10^{20} \text{ g s}^{-1}$ y de $\sim 10^{22} \text{ g s}^{-1}$ para V* V363 Lyr. Aunque las tasas de acreción corresponden con lo que típicamente se observa en este tipo de sistemas, donde las DNe sobre el period gap tiene una tasa de acreción más alta,

debido a una tasa de transferencia mayor (Knigge et al., 2011; Dubus and Babusiaux, 2024), al compararlas con la tasa de acreción máxima (ecuación 5.3) para V* V344 Lyr el máximo teórico resulta en $\dot{M}_{max} = 2.95 \times 10^{17} \text{ g s}^{-1}$, mientras que el utilizado es ~ 2300 veces mayor y como se observa en la imagen, no fue suficiente para que el disco emitiera lo necesario que lo posicionara en magnitudes tan altas. De manera similar, para V* V363 Lyr su máxima tasa de acreción es $\dot{M}_{max} = 1.23 \times 10^{18} \text{ g s}^{-1}$, siendo el utilizado ~ 9700 veces mayor, pero a diferencia de V* V344 Lyr, la tasa de acreción si fue suficiente para alcanzar las magnitudes de outburst típicas del sistema ($M_g \lesssim 5.5 \text{ mag}$). La diferencia en comportamiento puede atribuirse a la naturaleza estacionaria del código. El incremento de $\dot{M}$ eleva las temperaturas en las regiones más internas del disco, donde justamente ocurre la acreción, generando que casi toda la emisión provenga solo de esta pequeña parte del disco. Lo anterior puede verificarse a partir de las figuras 5.3 y 5.2. Para V* V344 Lyr la densidad superficial es máxima en las regiones internas del disco, donde la fricción del material eleva la temperatura efectiva hasta $T_{eff} \sim 1.1 \times 10^5 \text{ K}$ que, a pesar de ser elevada, la pequeña extensión del disco limita el área total de emisión, insuficiente para reproducir la luminosidad del sistema en el outburst. En cambio, para V* V 363 Lyr, el perfil es más complejo, además de la acumulación en las regiones internas y una densidad superficial mayor en su disco debido a las altas tasa de acreción, muestra un máximo en las partes externas que no tiene un símil en el perfil de temperatura. La posible explicación es que el disco se encuentra en un estado en que el cambio de densidad a este punto, no se ha visto reflejado en un cambio directo en su temperatura y al no disponer de una evolución temporal, no es posible observar el cambio gradual consecuente.

A pesar de que la temperatura máxima de V*V363 Lyr es ≈ 2 veces menor que la de V* V344 Lyr, el modelo si logra reproducir el estado de outburst para este sistema. La razón posible es que el disco de V* V363 Lyr es aproximadamente dos órdenes de magnitud más extenso, proporcionando un área de emisión considerablemente mayor, permitiendo alcanzar la luminosidad de outburst observada, aun con una temperatura más baja. Igualmente, cabe señalar que en ambos modelos el perfil radial no comienza exactamente en el radio inicial impuesto, sino a un radio mayor. Dado que la temperatura del disco aumenta hacia las regiones más internas, este desplazamiento implica que la temperatura máxima real podría ser superior a la calculada por el modelo. Para V* V344 Lyr, cuyo disco se encuentra más próximo al objeto central, este efecto es más significativo y podría contribuir parcialmente a la diferencia de temperaturas máximas entre ambos sistemas e implicaría porque fue necesario una mayor tasa de acreción para V* V344 Lyr. Además, se exploro el efecto de la variación del parametro α sobre ambos perfiles. Además, los resultados muestran que distintos valores de α producen efectivamente un perfil de densidad menor, lo que produce un leve aumento de la temperatura efectiva, pero sin cambios significativos en la emisión total del disco, lo que produce una posición prácticamente igual en el diagrama H-R. Esto indica que, en el régimen del estado caliente, la emisión del disco es poco sensible al valor de α .

Ambos perfiles ilustran la limitación del modelo estacionario, la emisión del disco se concentra en las regiones internas, mientras que las partes externas contribuyen muy poco al flujo total. En cambio, según el DIM, durante el proceso de outburst, el material se puede acumular tanto en las partes internas del disco como en las partes externas (Hellier, 2001) y el frente de propagación se esparce hacia el resto del disco, calentado una fracción significativa del disco (Hameury, 2020), manteniéndolo en un estado caliente. El mecanismo aumenta tanto la temperatura efectiva, como el área de emisión, elevando la luminosidad total del sistema, de modo que no puede ser captado por un modelo estacionario.

En cuanto al radio externo, el valor para V* V344 Lyr es inferior al de V* V363 Lyr en un factor

de ≈ 163 veces, lo cual es consistente con las DNe bajo el period gap que tienen discos de acreción más compactos (Dubus et al., 2018). Lo que se relaciona con el tamaño del lóbulo de Roche: los sistemas de menor periodo orbital tienen separaciones binarias menores y, en consecuencia, lóbulos de Roche de menor tamaño, lo que impone un límite de truncamiento por marea más cercano al objeto compacto (Schreiber and Lasota, 2007).

De lo descrito anteriormente, cabe señalar que solo se considera la contribución del disco de acreción al espectro total del sistema, sin incluir el flujo proveniente de la donora, la enana blanca y el punto brillante. Los cuales contribuyen al espectro integrado del sistema (e.g. Dubus and Babusiaux 2024; Dubus et al. 2018; Hameury et al. 2020) y pueden modificar tanto la magnitud como el color observado.

Chapter 7

Conclusión

Utilizando fotometría proveniente de los surveys Gaia y ZTF, fue posible graficar 65 DNe en el diagrama H-R, en los cuales tanto la posición como la variabilidad de cada sistema se explica a través del Disc Instability Model. Con ello fue posible describir y entender el movimiento de cada uno de los tipos en las fases de quiescent y outburst, que ocurren por una inestabilidad térmica en el disco de acreción, trazando una trayectoria característica en sentido antihorario en el diagrama HR. Pero que, de igual forma, para comprender las cualidades únicas del tipo SU y ZC, es necesario contar con otros procesos físicos complementarios al DIM.

Por otro lado, utilizando métodos numéricos e iterativos fue posible estimar la inclinación para cada uno de los sistemas, con los cuales era posible entender los eclipses presentados tanto en las curvas de luz como los diagramas de cada objeto. Aunque muchos de ellos eran acordes a las características de su sistema, otra gran mayoría presentaban grandes discrepancias con las observaciones. Igualmente, una gran parte contenían un alto grado de error, principalmente aquellas con un bajo valor, posiblemente requiriendo una metodología distinta con tal de establecer un valor más exacto para cada sistema.

Discutiendo aquellos sistemas que presentaban grandes discrepancias respecto a los valores de periodo orbital se determina una posible causa dada por las transformaciones de Gaia hacia las bandas de SDSS, que causaban datos incorrectos y no fiables. Además, encontrando que V* V405 Vul contenían una posible mala clasificación respecto al tipo SU.

Utilizando el código estacionario AlphaDISC, se modeló el disco de acreción en estado de outburst para dos sistemas, SU UMa y U Gem. Con lo cual, solo para este último, fue posible estimar una magnitud y posición similar a la observada en el diagrama H-R, pero para ello necesario considerar tasas de acreción que superan el máximo teórico. Sería indispensable considerar una evolución temporal del disco de acreción, así como las contribuciones espectrales de las distintas componentes del sistema.

En futuros trabajos, sería imprescindible aplicar modelos que utilicen las ecuaciones que describen la evolución temporal del DIM y visualizar si representan un comportamiento similar al de cada tipo, descritos en los diagramas H-R. Sería necesario, además, estimar con mayor exactitud aquellas inclinaciones que contiene un alto grado de error y estudiar más a fondo V* V405 Vul con tal de esclarecer su tipo exacto.

Appendix A

Dwarf Novae seleccionadas

Table A.1: Parámetros de los 65 sistemas seleccionados. Los puntos totales representan la suma de los datos en ambas bandas de ZTF, g y r . Los errores del periodo orbital provienen de la literatura. En algunos no fue posible encontrar un valor para la incertidumbre, por lo que se asume un 10%.

Sistema	Ra (grad)	Dec (grad)	P_{orb} (h)	d (pc)	Tipo	i (grad)	Puntos totales
ASASSN -13cl	324.5210	26.6387	4.852	1335.76	UG		734
ASASSN -13cx	0.5931	42.7037	1.912	402.10	SU		448
ASASSN -14gl	31.2514	46.0938	1.680	1004.56	SU		372
CRTS J102637.0+475426	156.6543	47.9073	1.608	625.87	SU		312
CRTS J113950.6+455818	174.9608	45.9716	2.028	565.32	SU		240
CRTS J233848.7+281955	354.7028	28.3319	1.888	713.12	SU		668
HS 0417+7445	65.8868	74.8805	1.807	297.79	SU		296
Lan 420	330.6795	59.0557	1.452	2281.81	SU		392
NSV 4618	146.4625	-19.7336	1.578	181.46	SU		96
PG 0911-066	138.5584	-6.7957	1.382	339.26	SU		152
V* AF Cam	53.0645	58.7894	7.776	884.58	UG		318
V* AG Hya	147.6239	-23.7548	5.712	1294.88	UG		102
V* AK Cnc	133.8382	11.3041	1.562	557.60	SU		228
V* AQ Eri	76.5546	-4.1353	1.463	380.37	SU		242
V* AR And	26.2636	37.9425	3.912	415.45	UG		340
V* AW Sge	299.6544	16.6912	1.727	576.46	SU		426
V* AY Lyr	281.1111	37.9977	1.768	419.35	SU		820
V* AY Psc	24.2310	7.2747	5.216	730.81	ZC		302
V* BV Pup	117.2718	-23.5667	6.360	572.77	UG		116
V* CH UMa	151.7530	67.5465	8.236	377.88	UG	21.0 ± 4	534
V* CI UMa	154.5541	71.9286	1.440	526.32	SU		474
V* CP Dra	153.9161	73.4347	1.939	708.25	SU		174
V* CT Hya	132.7808	3.1428	1.558	581.04	SU		238
V* CW Mon	99.2274	0.0381	4.238	329.28	UG		224
V* CY Lyr	283.1724	26.7587	3.818	477.03	UG		404
V* DI UMa	138.0674	50.8983	1.309	693.79	SU		512
V* DY CMi	116.8651	6.8471	1.440	299.98	SU		170
V* EM Cyg	294.6671	30.5078	6.982	353.82	ZC	67.0 ± 2	598
V* FO Aql	289.1590	0.1269	5.226	523.03	UG		254
V* GQ CVn	190.8002	43.5332	2.064	923.65	SU		186
V* GY Hya	217.6269	-25.8772	8.333	654.77	UG		72
V* HV Aur	73.3202	38.2746	1.978	477.55	SU		286

V* IP Peg	350.7855	18.4164	3.797	140.98	UG	83.8 $\pm$ 0.5	488
V* KV And	34.3079	40.6915	1.759	959.23	SU		346
V* MR UMa	172.8433	43.3773	1.519	329.31	SU		364
V* PU UMa	135.2664	48.1530	1.869	615.06	SU		386
V* PY Per	42.5006	37.6561	3.715	537.33	ZC		134
V* QW Ser	231.5581	8.3006	1.790	297.96	SU		318
V* QZ Vir	174.6117	3.3686	1.412	126.23	SU		104
V* RU LMi	150.5310	33.8500	6.024	943.36	UG		290
V* RZ Leo	174.3427	1.8162	1.825	280.58	SU		98
V* SV CMi	112.7850	5.9801	3.744	421.26	UG		220
V* UU Aql	299.3281	-9.3225	3.925	309.69	UG		240
V* V1047 Aql	297.8796	10.9560	1.728	1180.85	SU		330
V* V1113 Cyg	290.6749	52.7331	1.836	812.45	SU		582
V* V1316 Cyg	303.0568	42.7642	1.776	615.09	SU		418
V* V2051 Oph	257.0795	-25.8088	1.498	108.62	SU	83.0 $\pm$ 2	120
V* V2176 Cyg	291.7988	54.2974	1.330	476.47	SU		422
V* V344 Lyr	281.1632	43.3744	2.110	1051.10	SU		504
V* V362 Lib	220.9246	-17.9305	1.685	505.10	SU		86
V* V363 Lyr	287.2149	43.0086	4.680	1667.41	UG		518
V* V364 Peg	318.1232	12.5346	1.973	1091.45	SU		690
V* V405 Vul	298.2705	21.2469	2.712	1632.61	SU		490
V* V418 Ser	228.7235	2.1596	1.056	969.82	SU		222
V* V452 Cas	13.0750	53.8639	2.057	771.76	SU		404
V* V513 Cas	4.5621	66.3037	5.208	857.08	ZC		364
V* V660 Her	265.5381	23.8082	1.878	889.58	SU		1154
V* V701 Tau	56.0082	21.9519	1.615	1347.70	SU		72
V* V795 Cyg	293.6420	31.5366	4.351	657.63	UG		518
V* V805 Aur	96.7656	39.8802	1.388	518.70	SU		144
V* VZ Aqr	322.6025	-2.9882	3.854	602.33	UG		272
V* VZ Pyx	134.8326	-24.4820	1.760	248.19	SU		112
V* WW Cet	2.8532	-11.4786	4.219	220.23	ZC	54.0 $\pm$ 4	192
V* WY Tri	36.2520	32.9988	1.822	507.05	SU		372
VSX J040659.7+005244	61.7492	0.8789	1.855	457.47	SU		366

Appendix B

Diagramas H-R no seleccionados

Resto de los diagramas que también fueron graficados, pero que no fueron seleccionados en la sección de resultados.

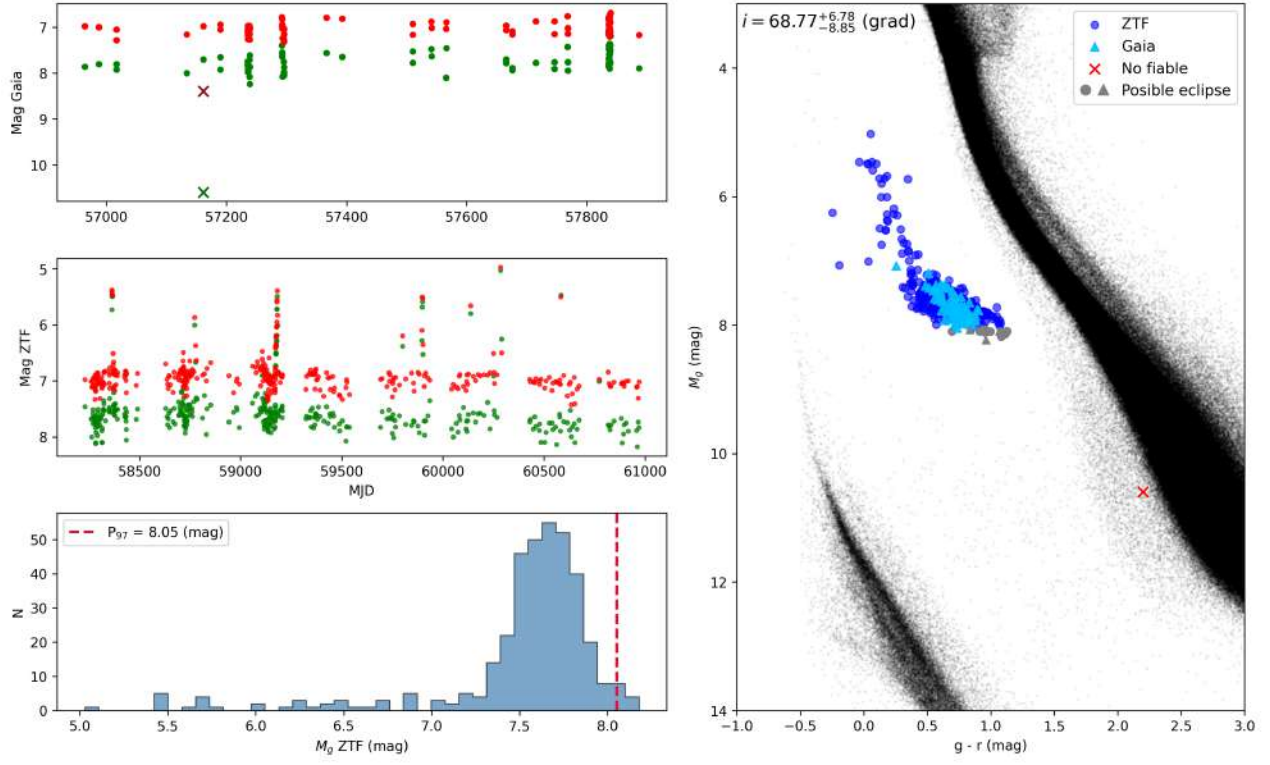


Figure B.1: Sistema ASASSN -13cl.

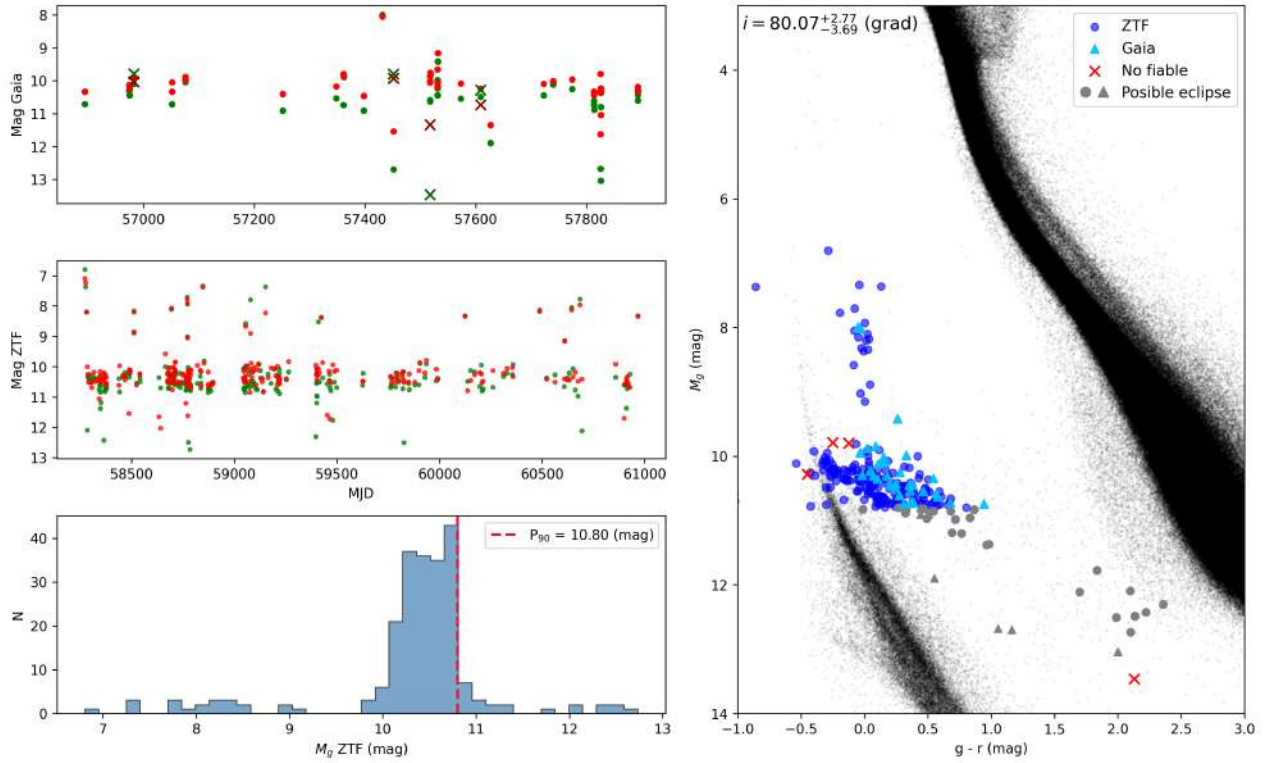


Figure B.2: Sistema ASASSN -13cx.

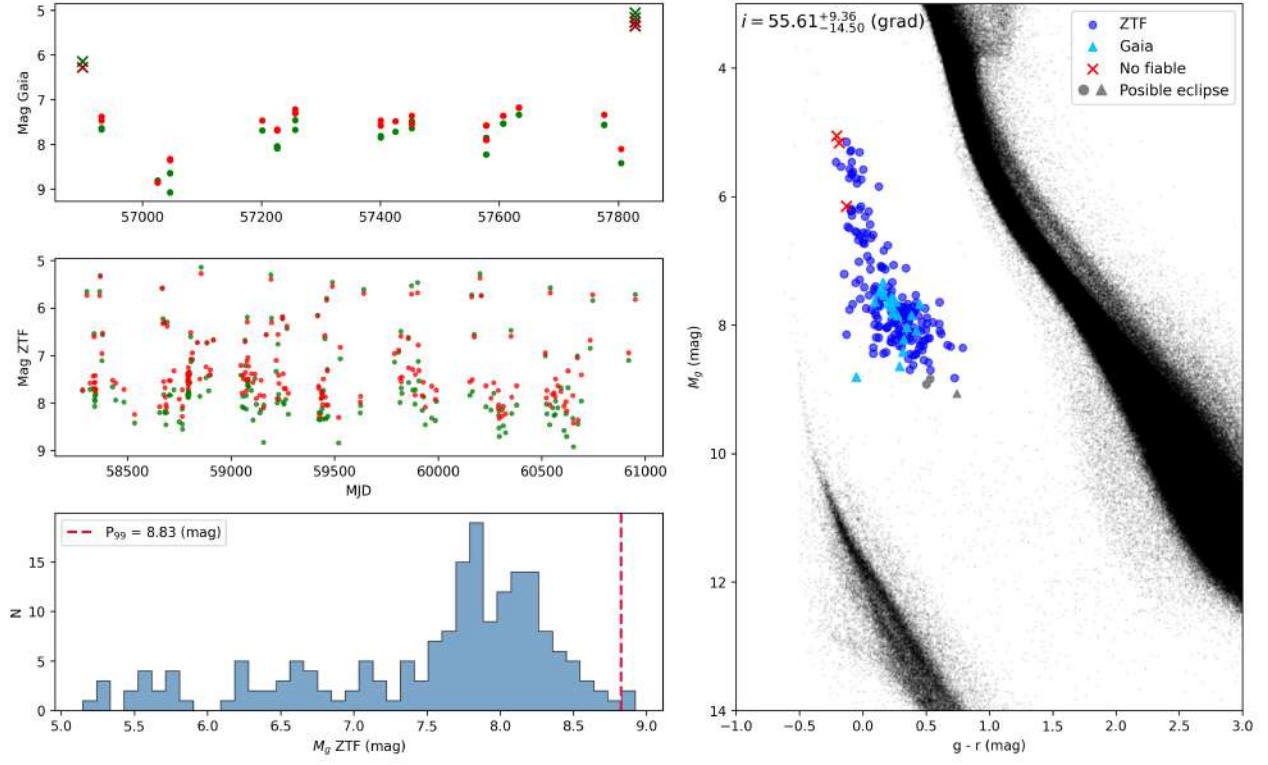


Figure B.3: Sistema ASASSN -14gl.

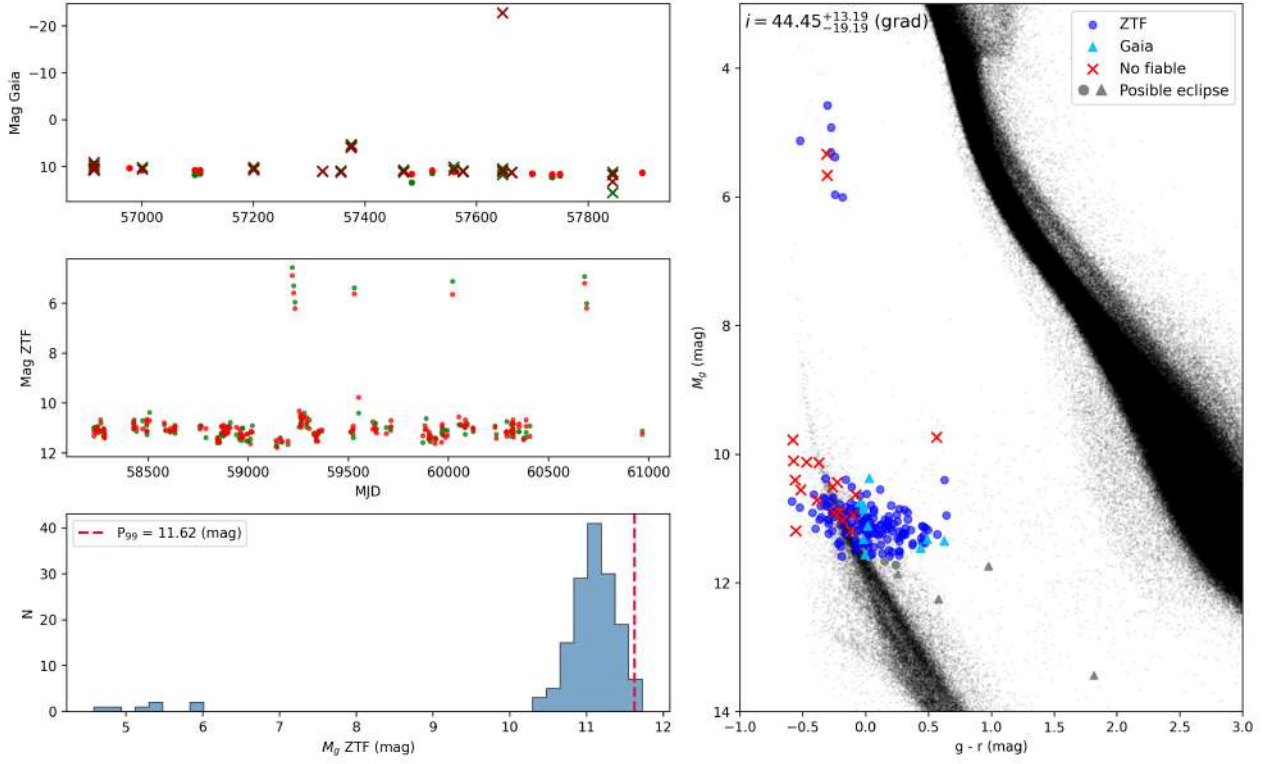


Figure B.4: Sistema CRTS J102637.0+475426.

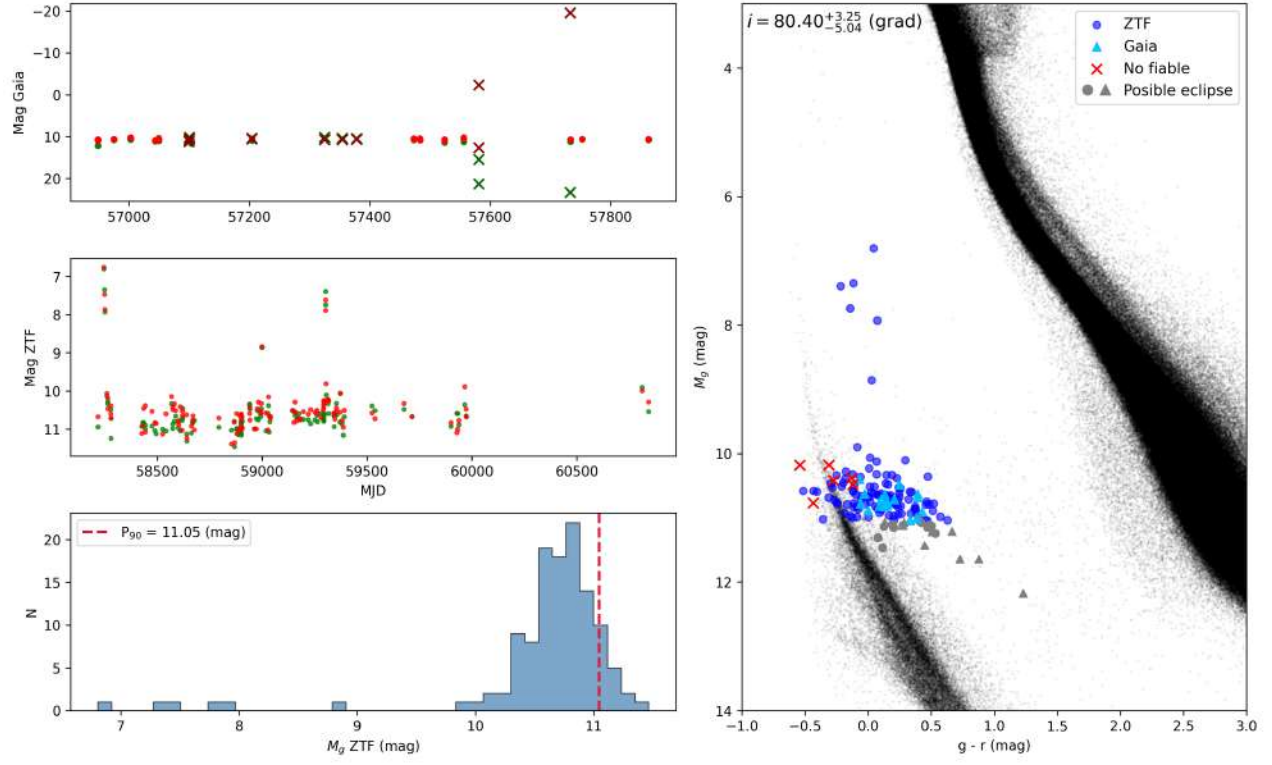


Figure B.5: Sistema CRTS J113950.6+455818.

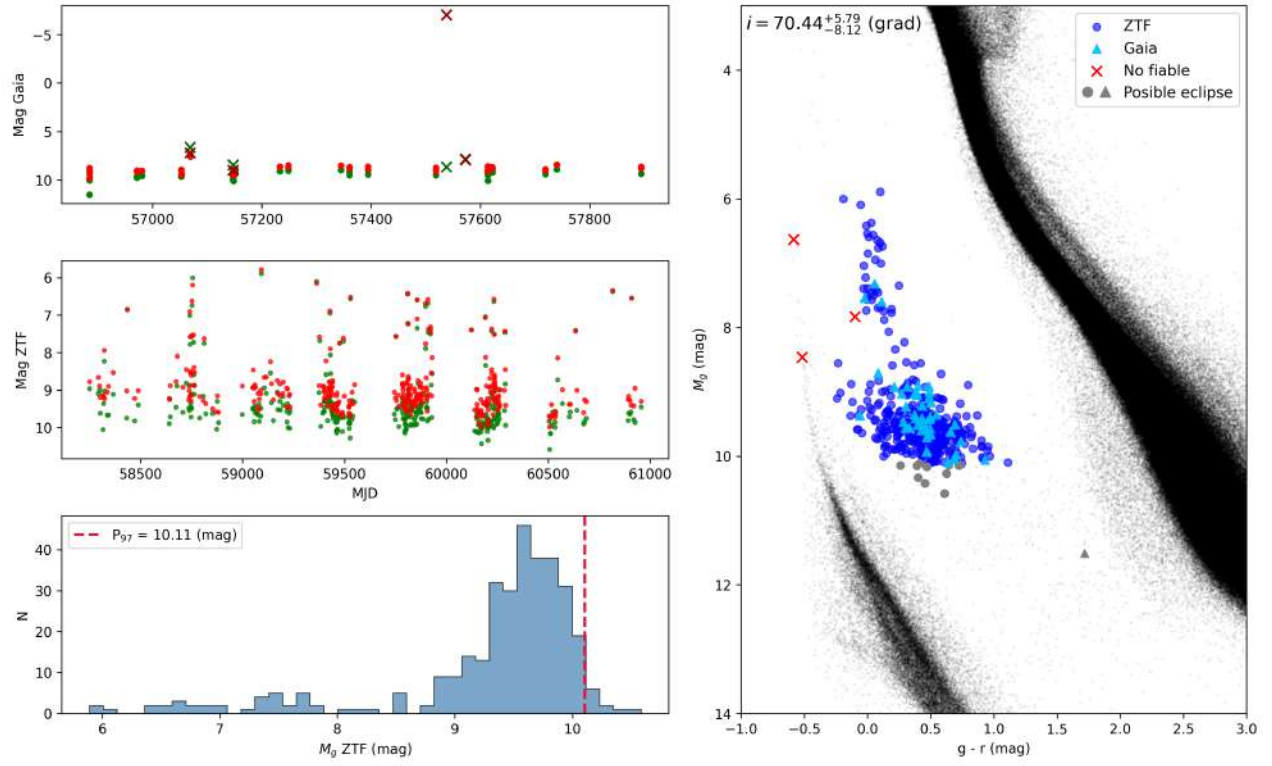


Figure B.6: Sistema CRTS J233848.7+281955.

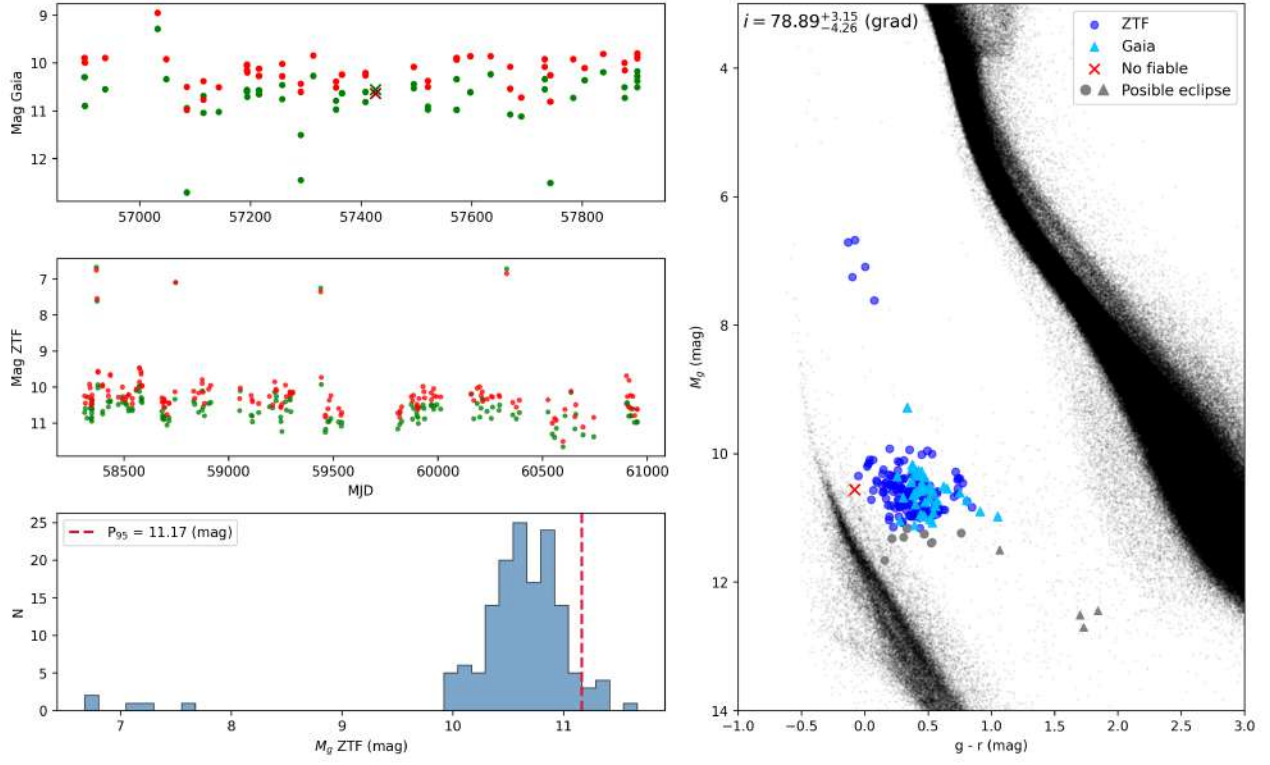


Figure B.7: Sistema HS 0417+7445.

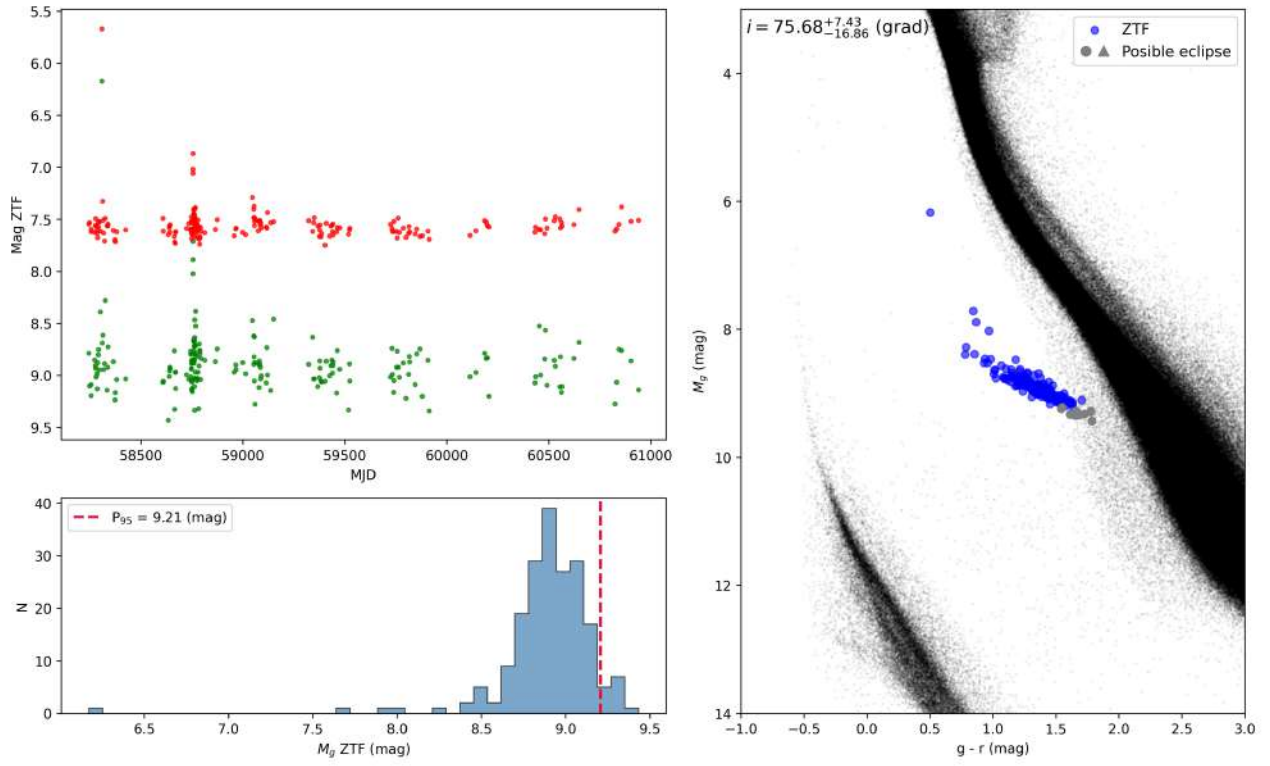


Figure B.8: Sistema Lan 420.

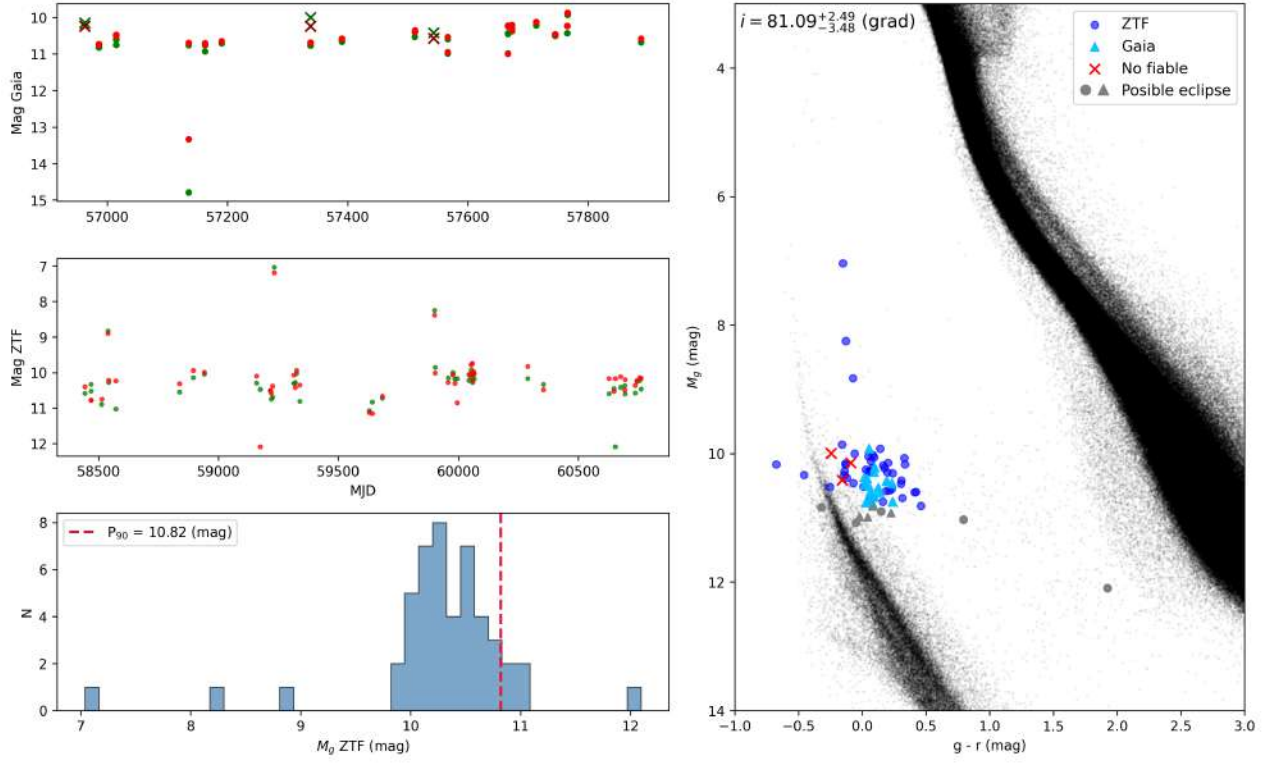


Figure B.9: Sistema NSV 4618.

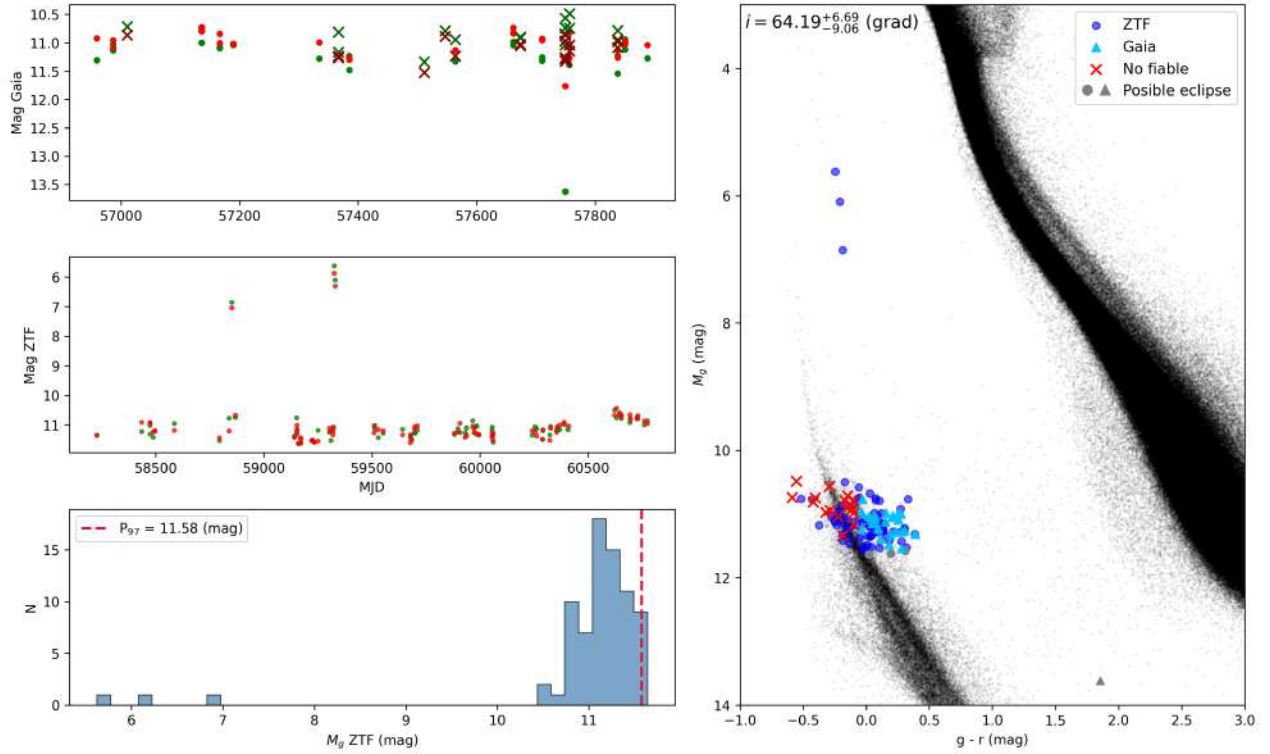


Figure B.10: Sistema PG 0911-066.

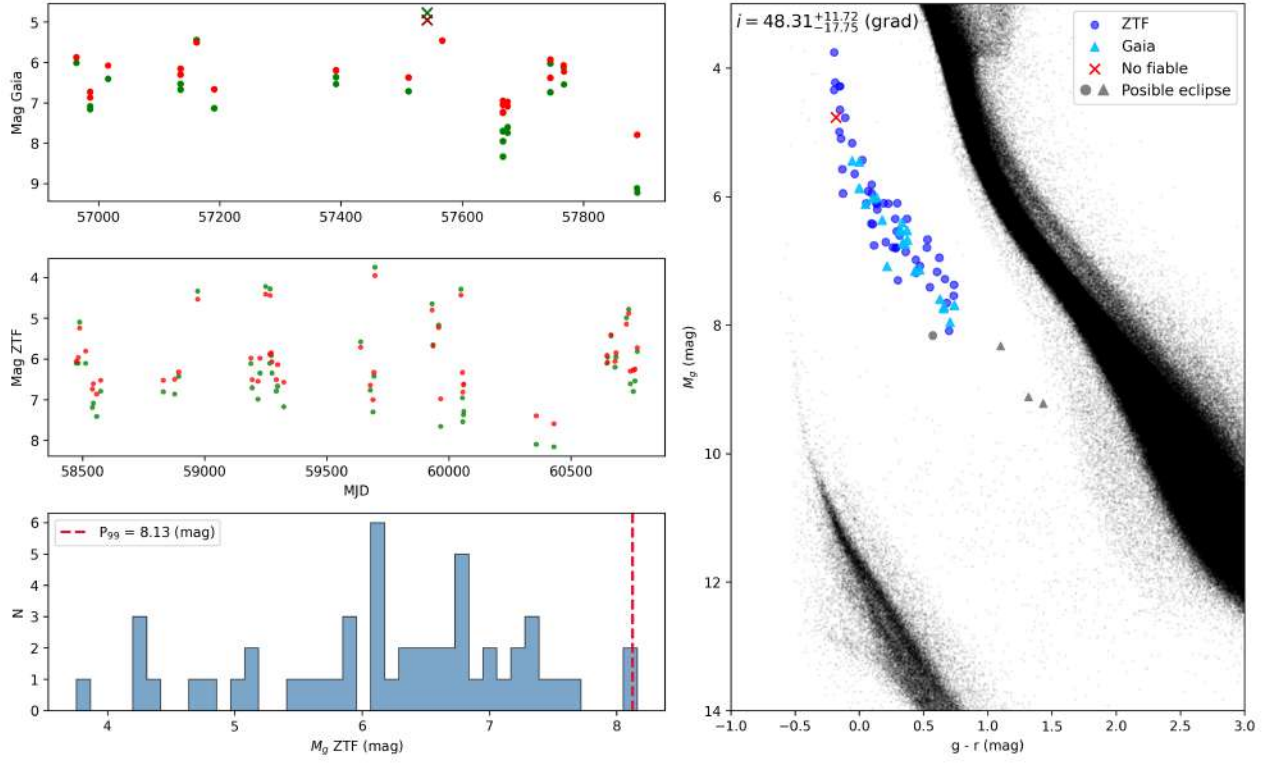


Figure B.11: Sistema V* AG Hya.

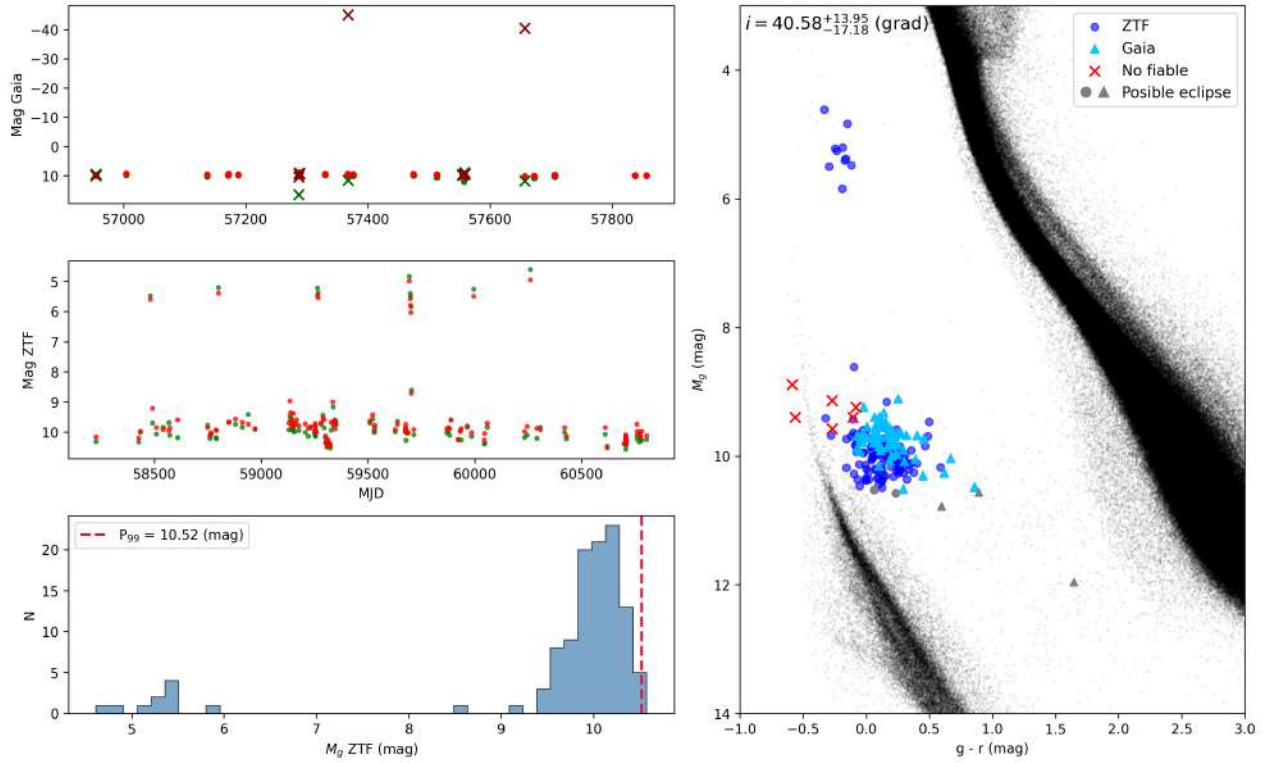


Figure B.12: Sistema V* AG Hya.

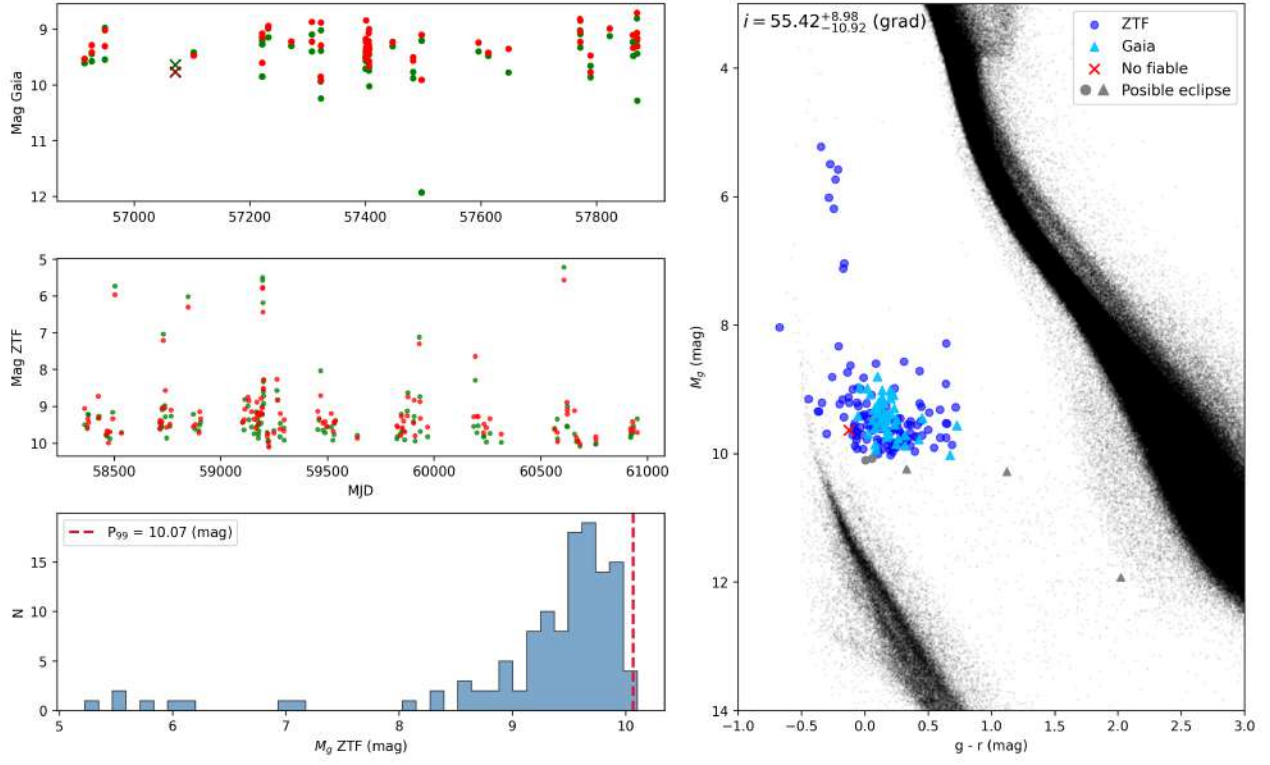


Figure B.13: Sistema V* AQ Eri.

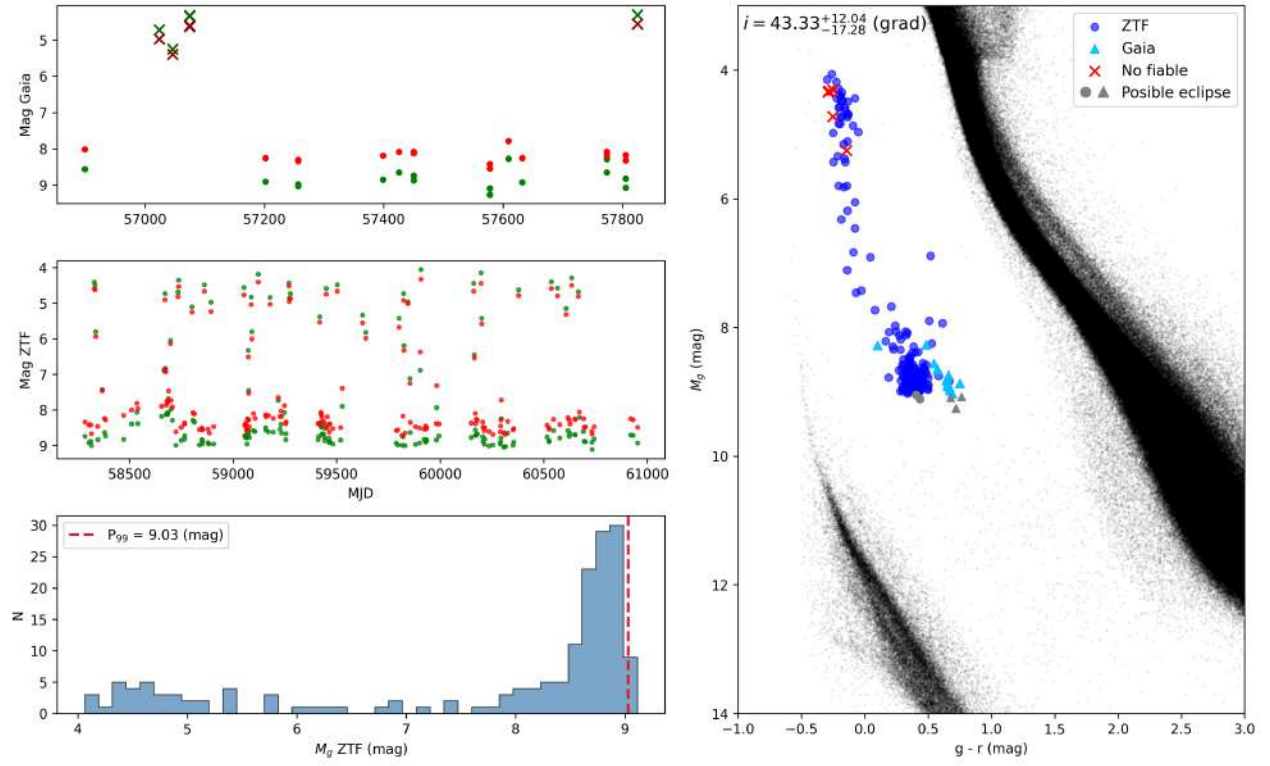


Figure B.14: Sistema V* AR And.

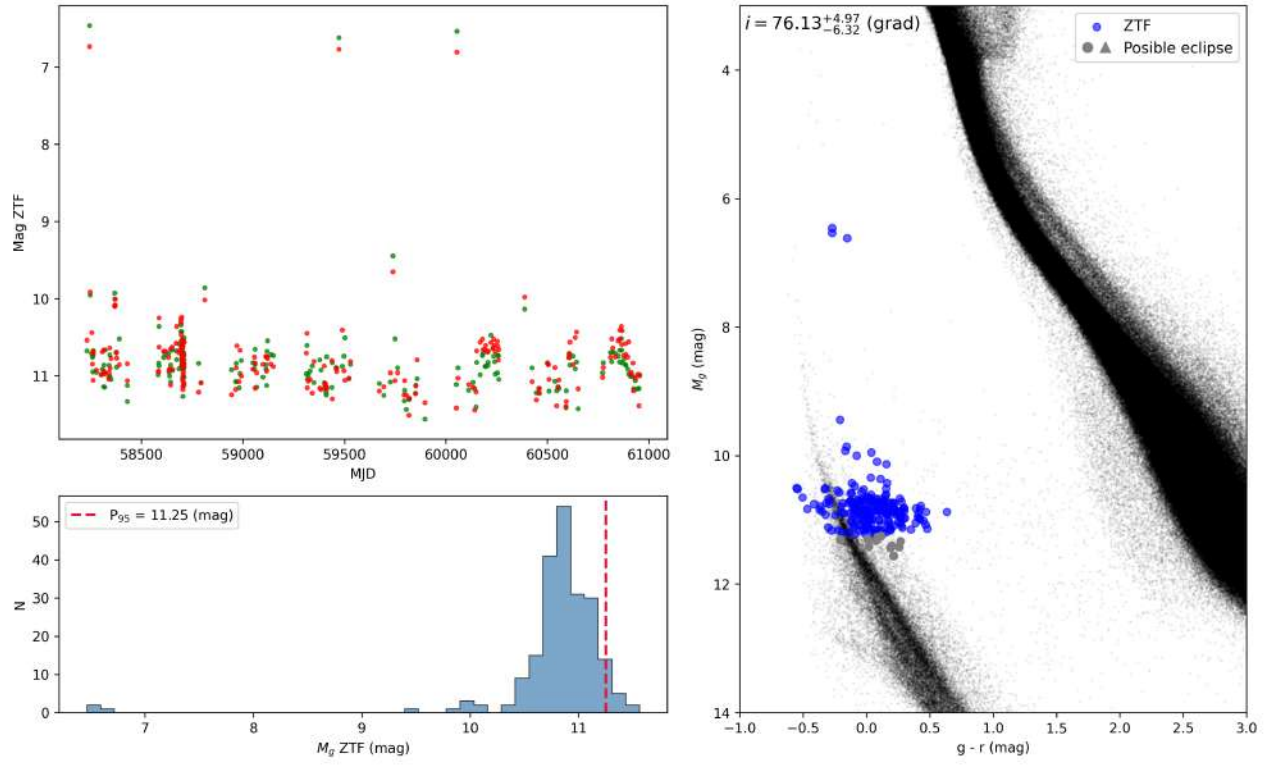


Figure B.15: Sistema V* AW Sge.

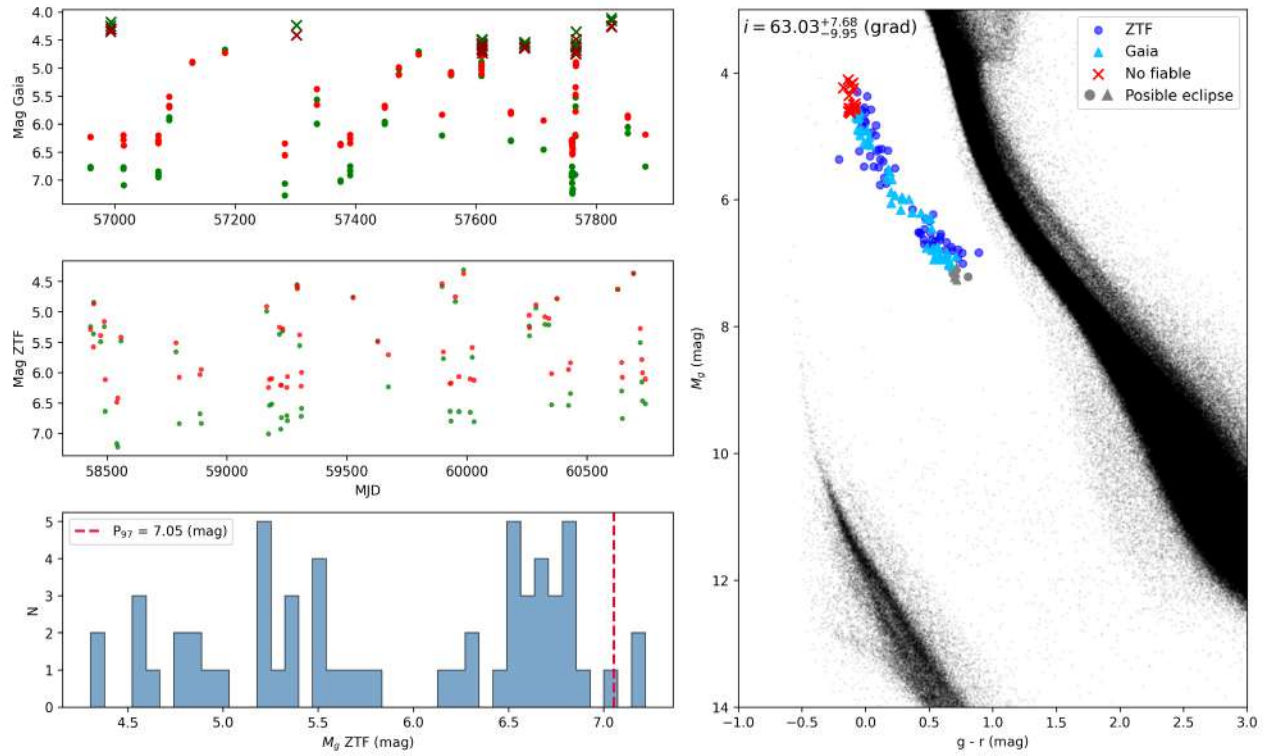


Figure B.16: Sistema V* BV Pup.

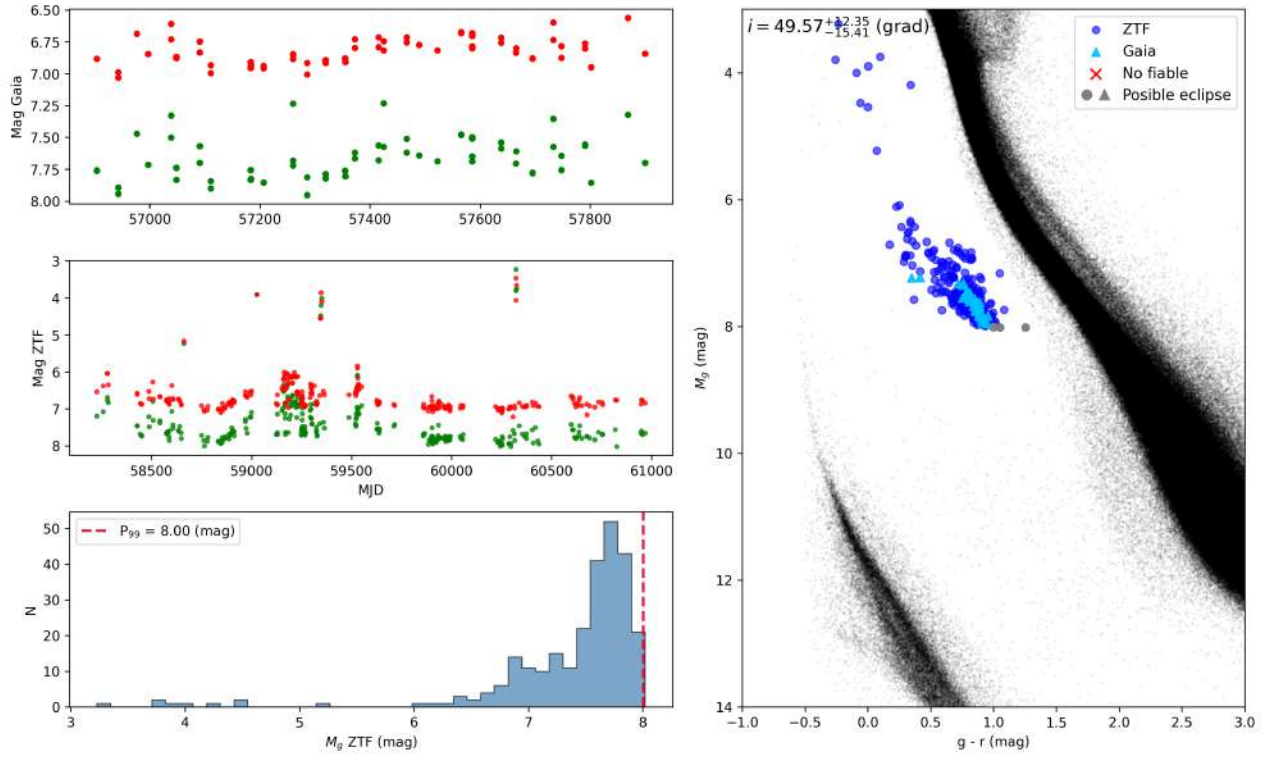


Figure B.17: Sistema V* CH UMa.

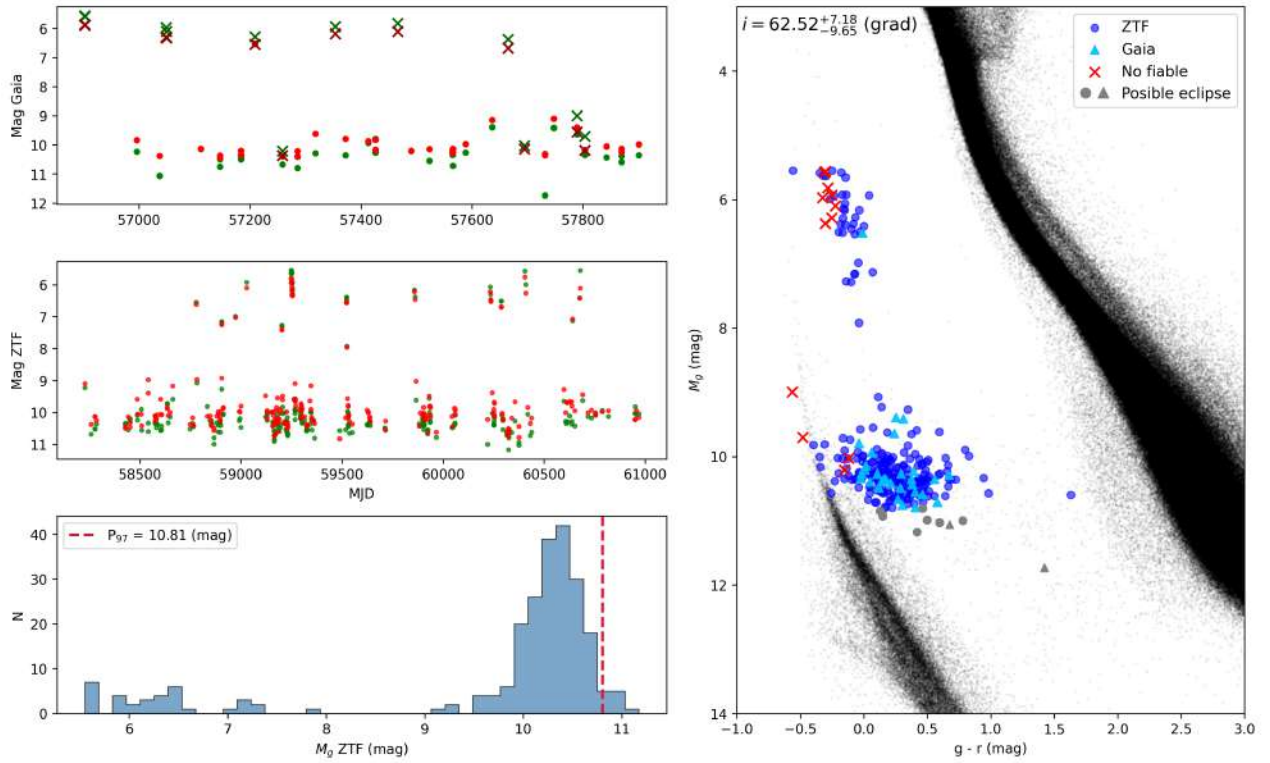


Figure B.18: Sistema V* CI UMa.

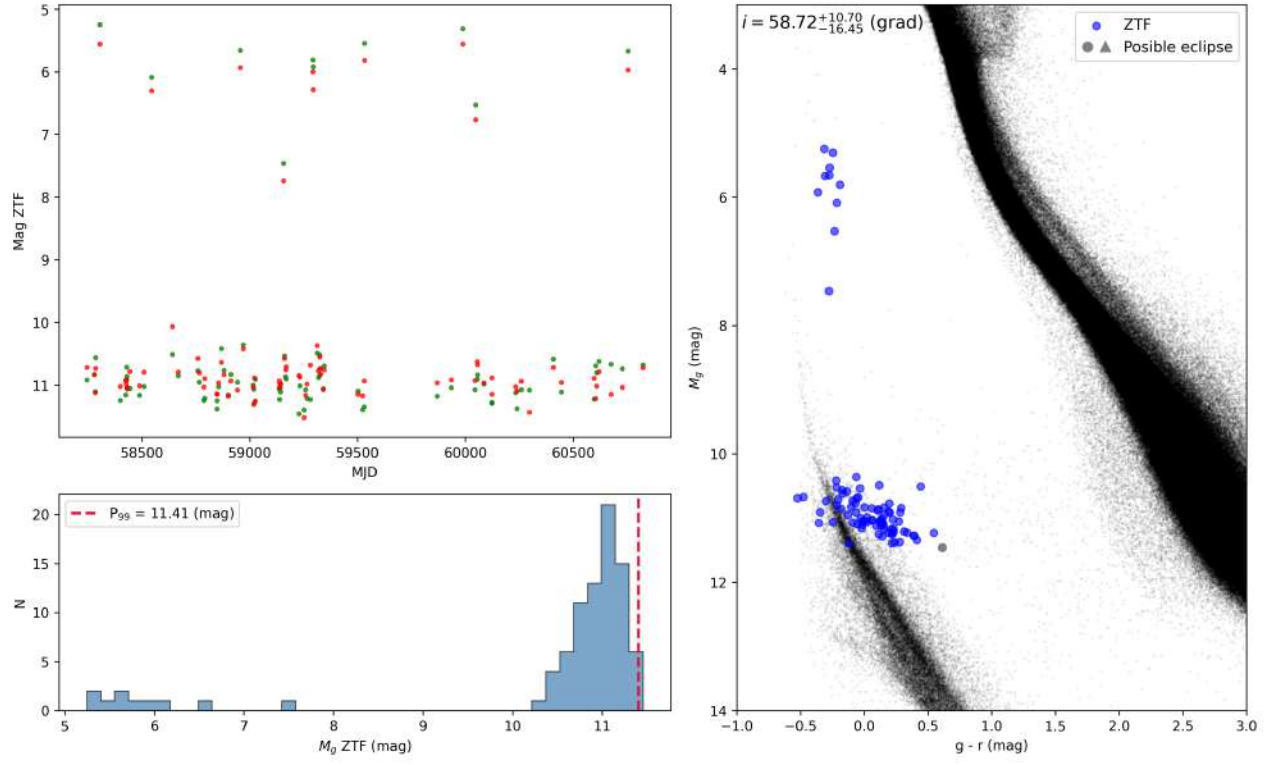


Figure B.19: Sistema V* CP Dra.

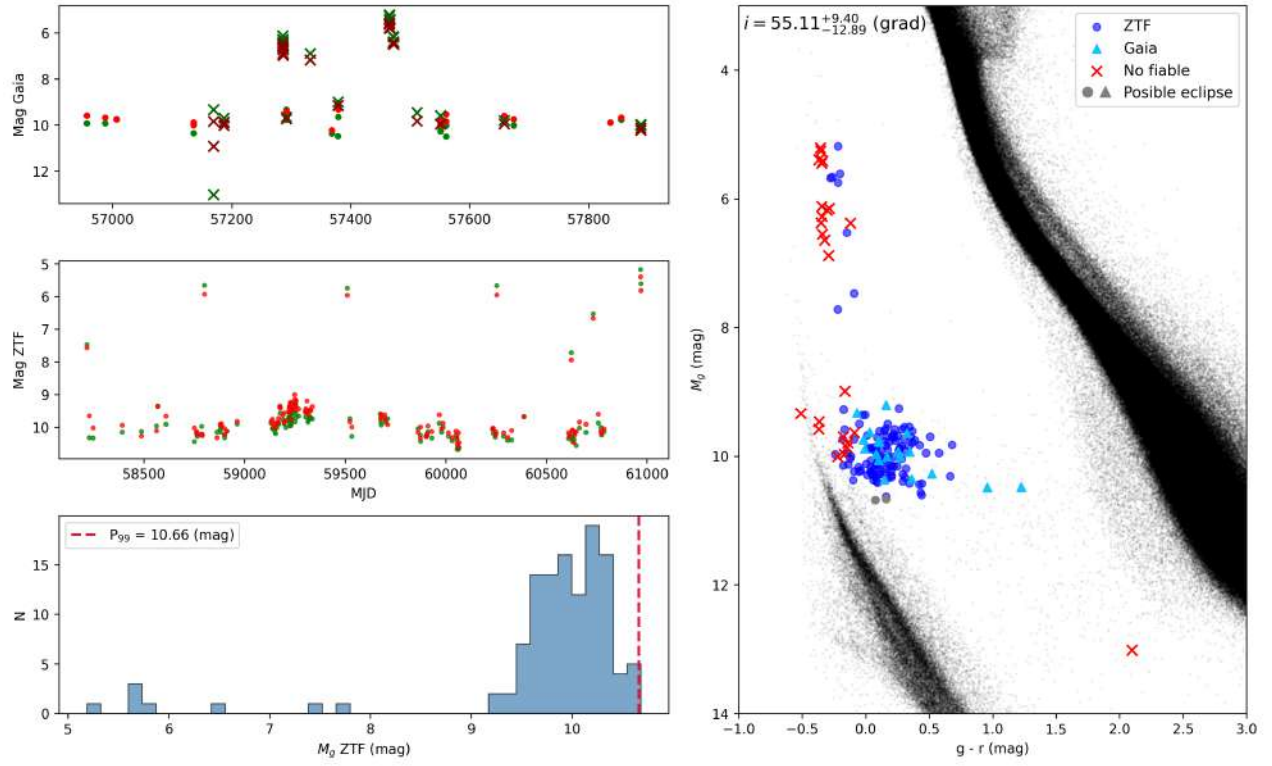


Figure B.20: Sistema V* CT Hya.

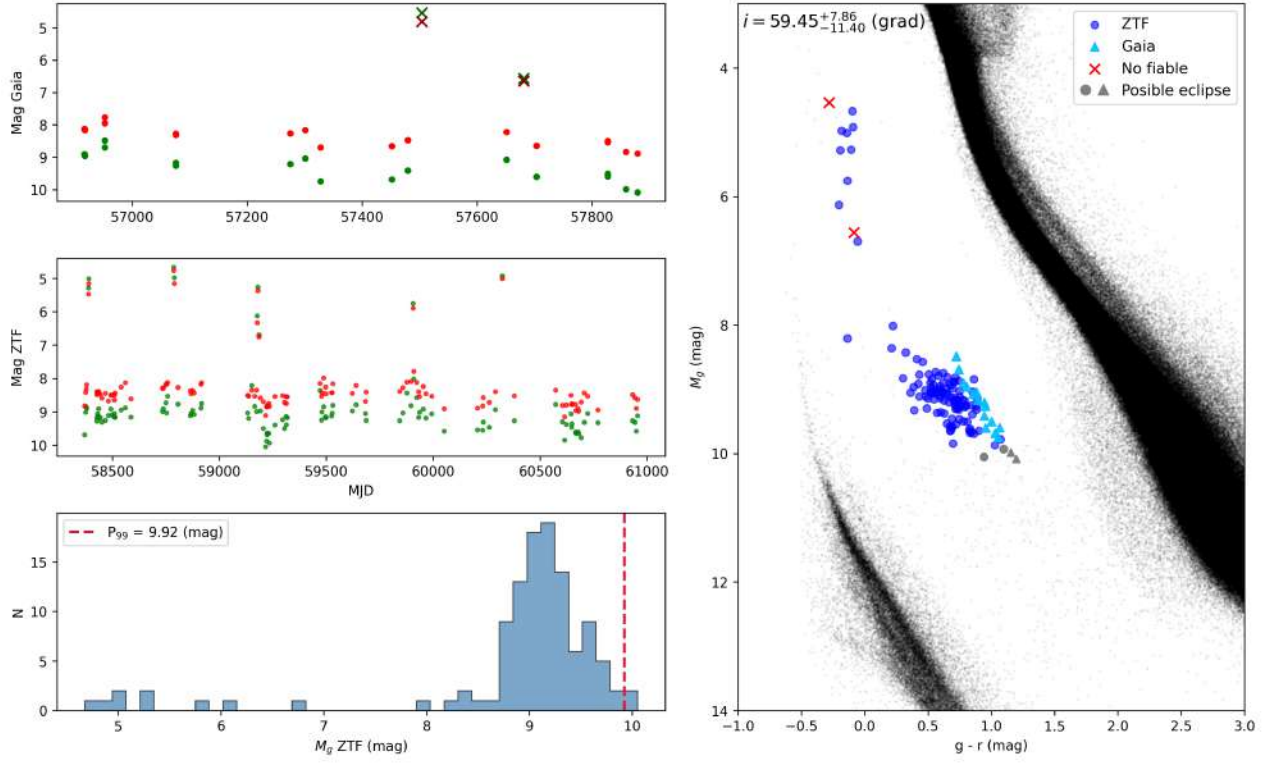


Figure B.21: Sistema V* CW Mon.

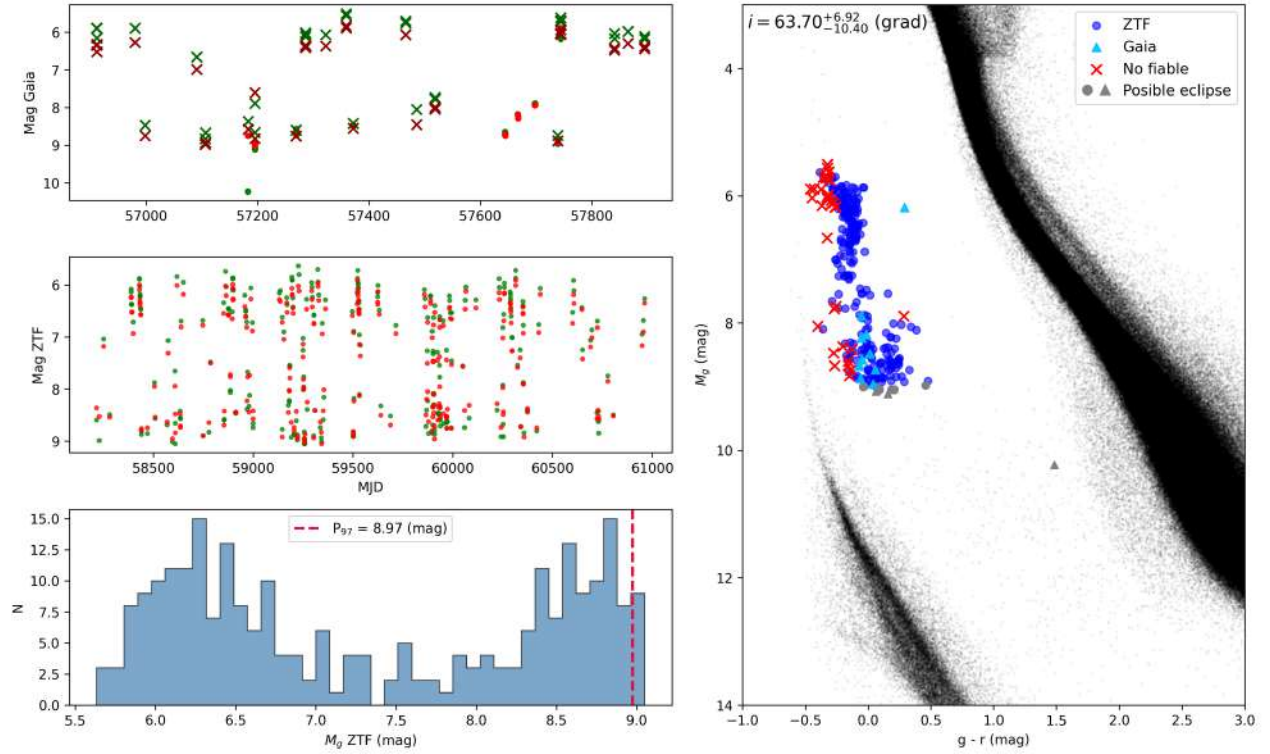


Figure B.22: Sistema V* DI UMa.

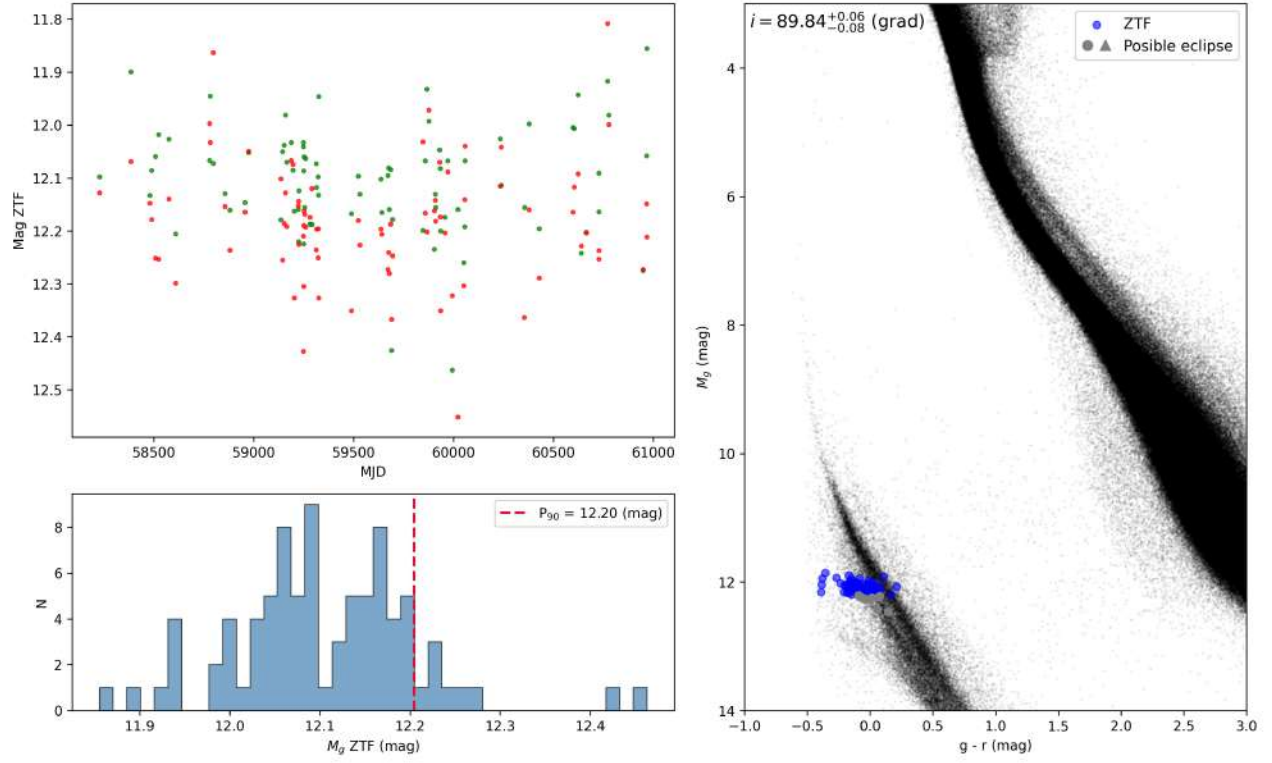


Figure B.23: Sistema V* DY CMi.

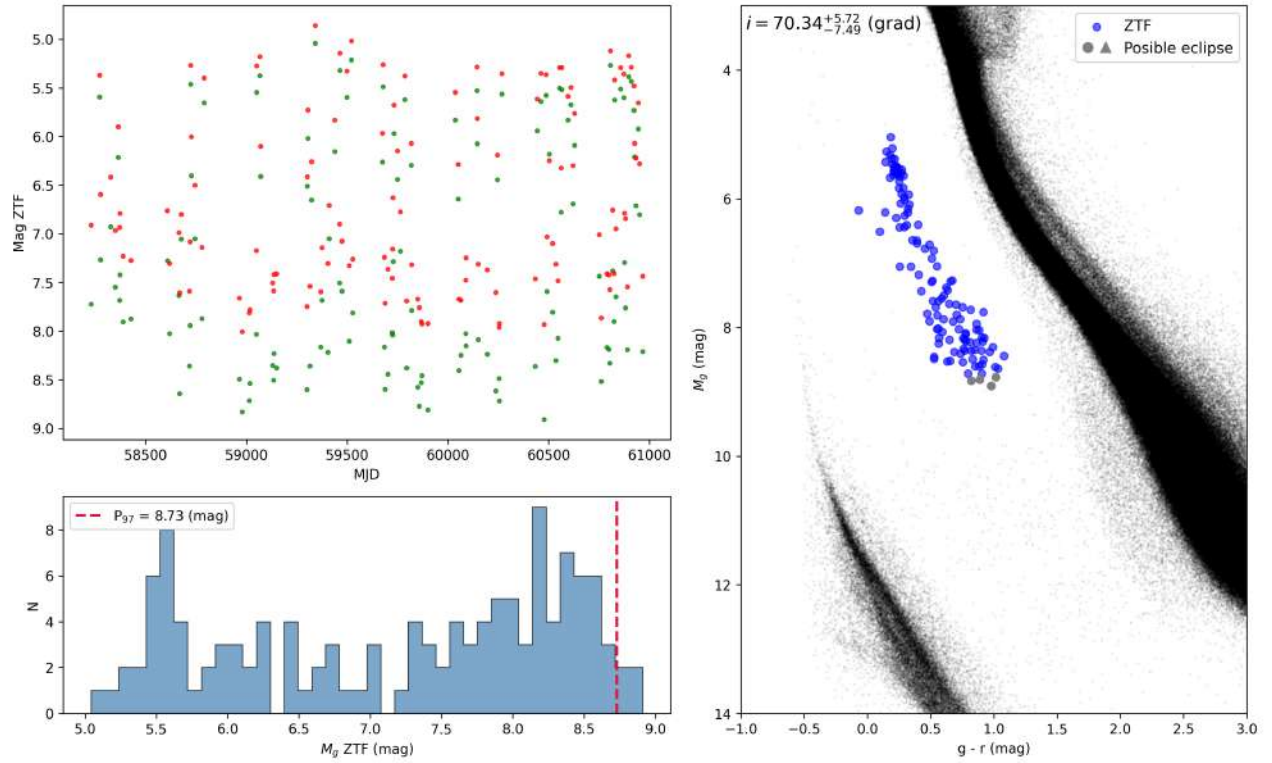


Figure B.24: Sistema V* FO Aql.

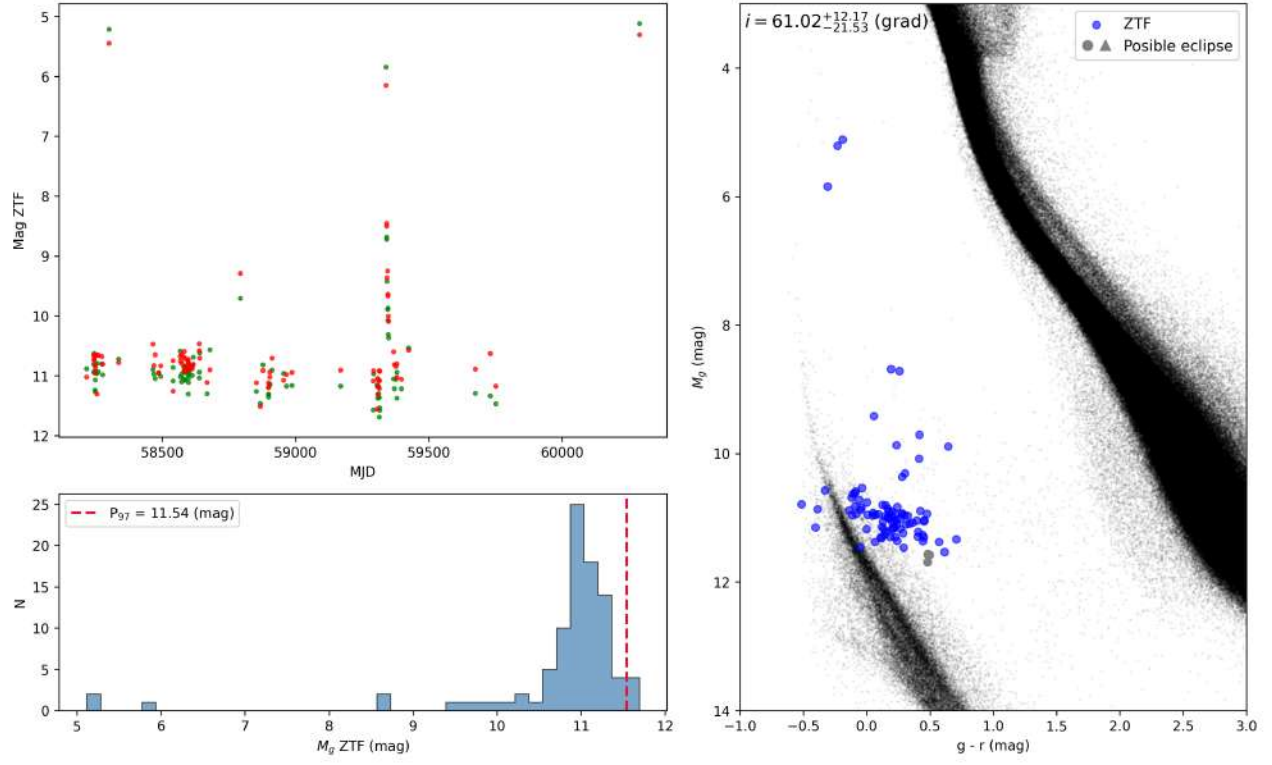


Figure B.25: Sistema V* GQ CVn.

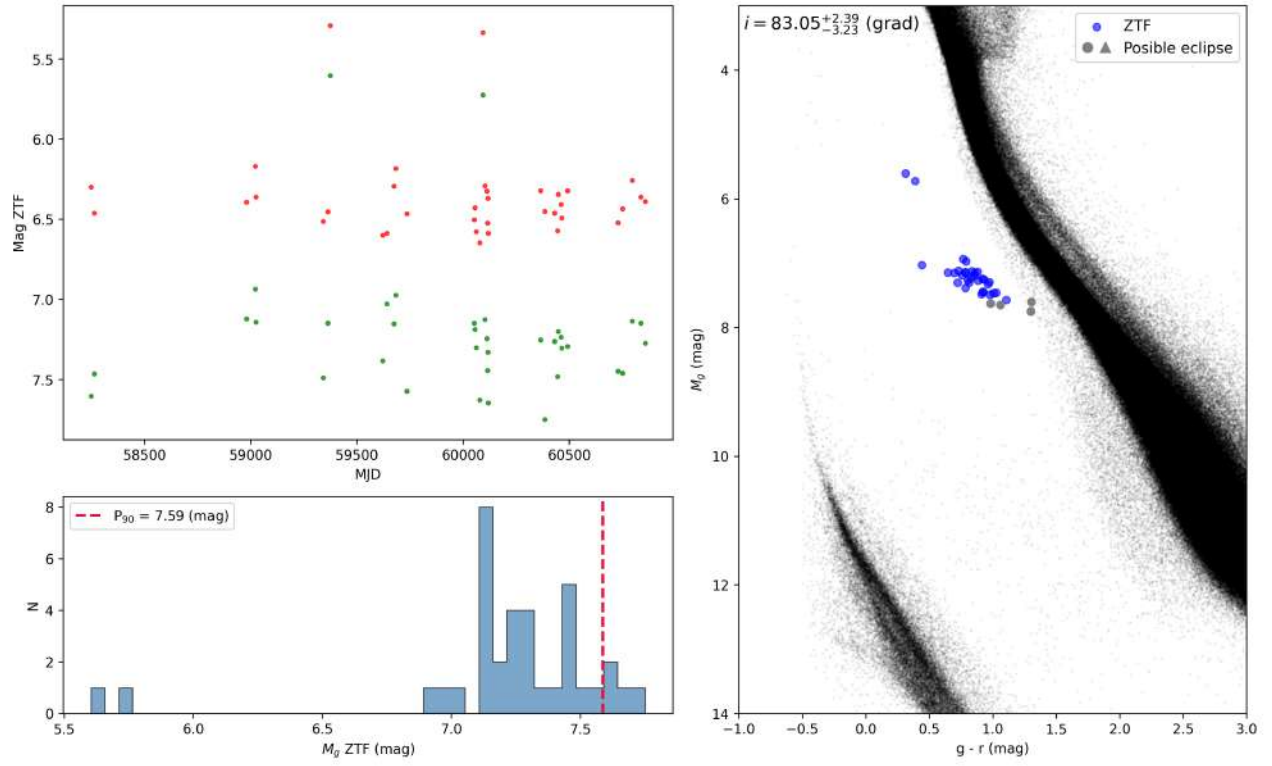


Figure B.26: Sistema V* GY Hya.

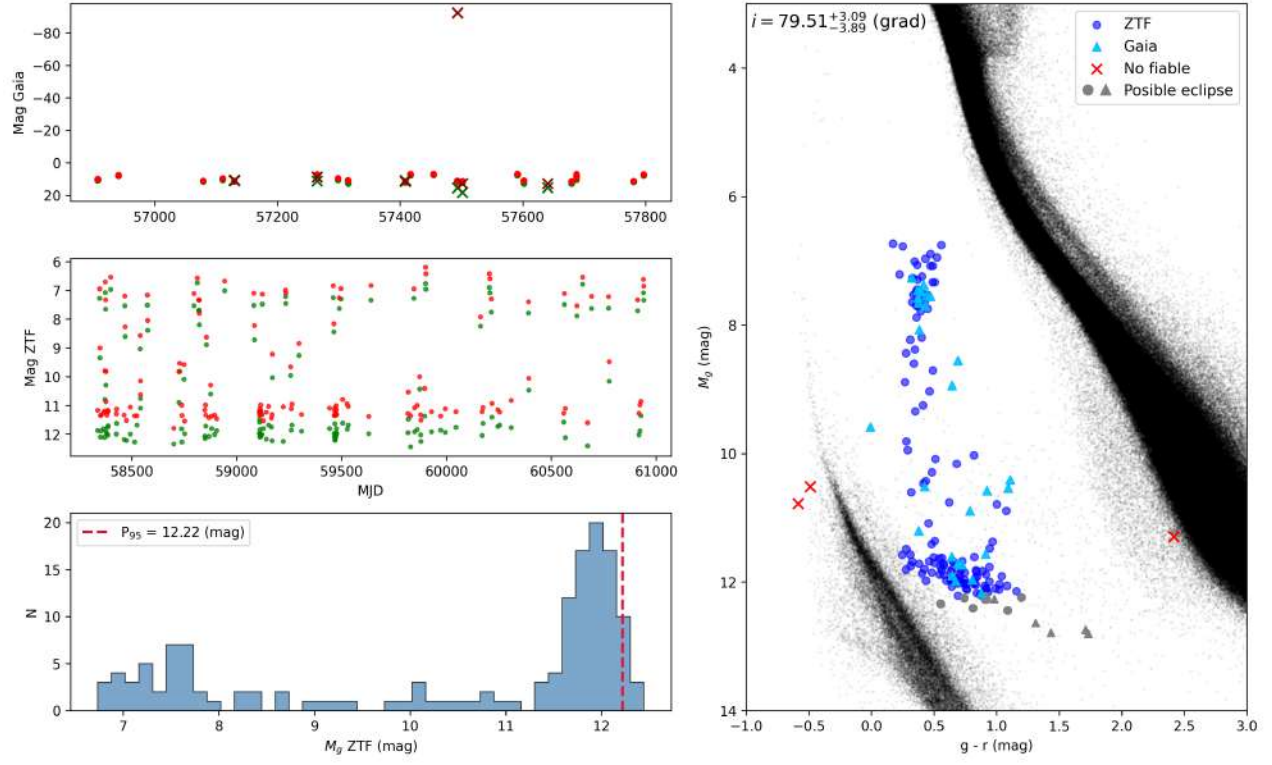


Figure B.27: Sistema V* HV Aur.

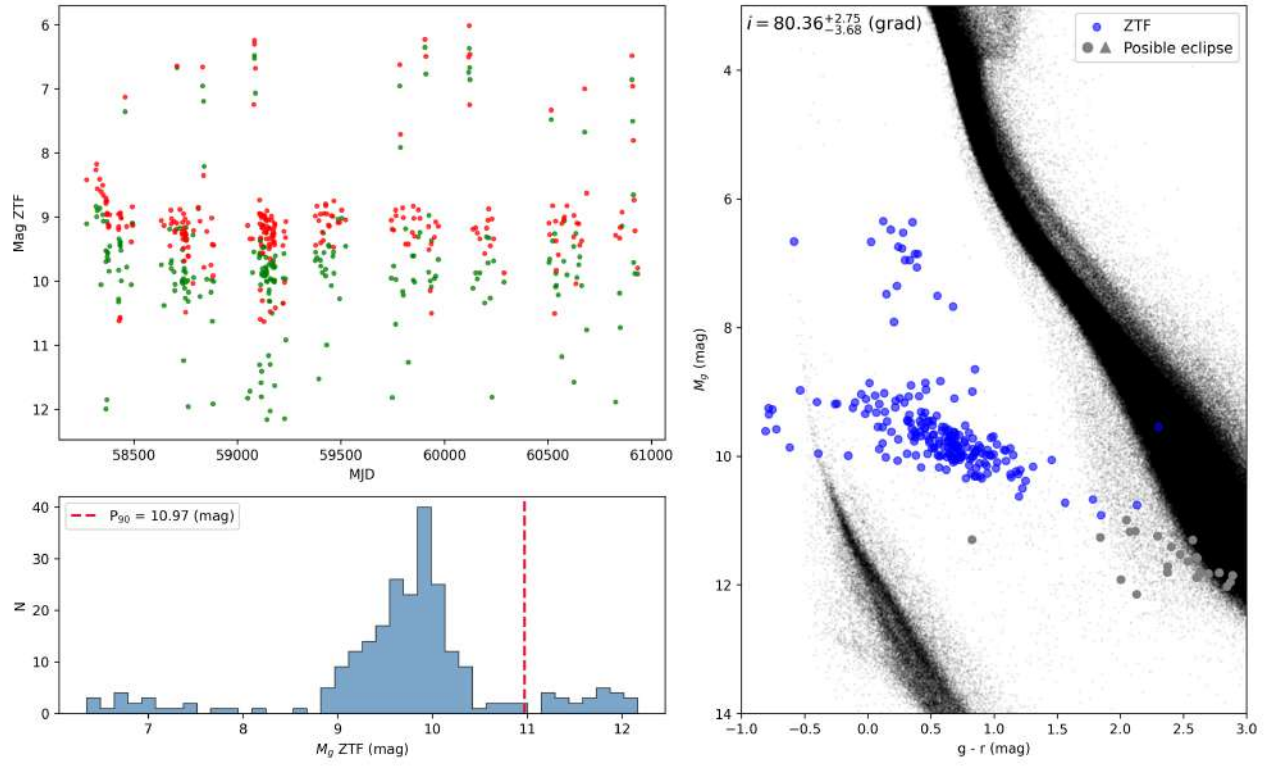


Figure B.28: Sistema V* IP Peg.

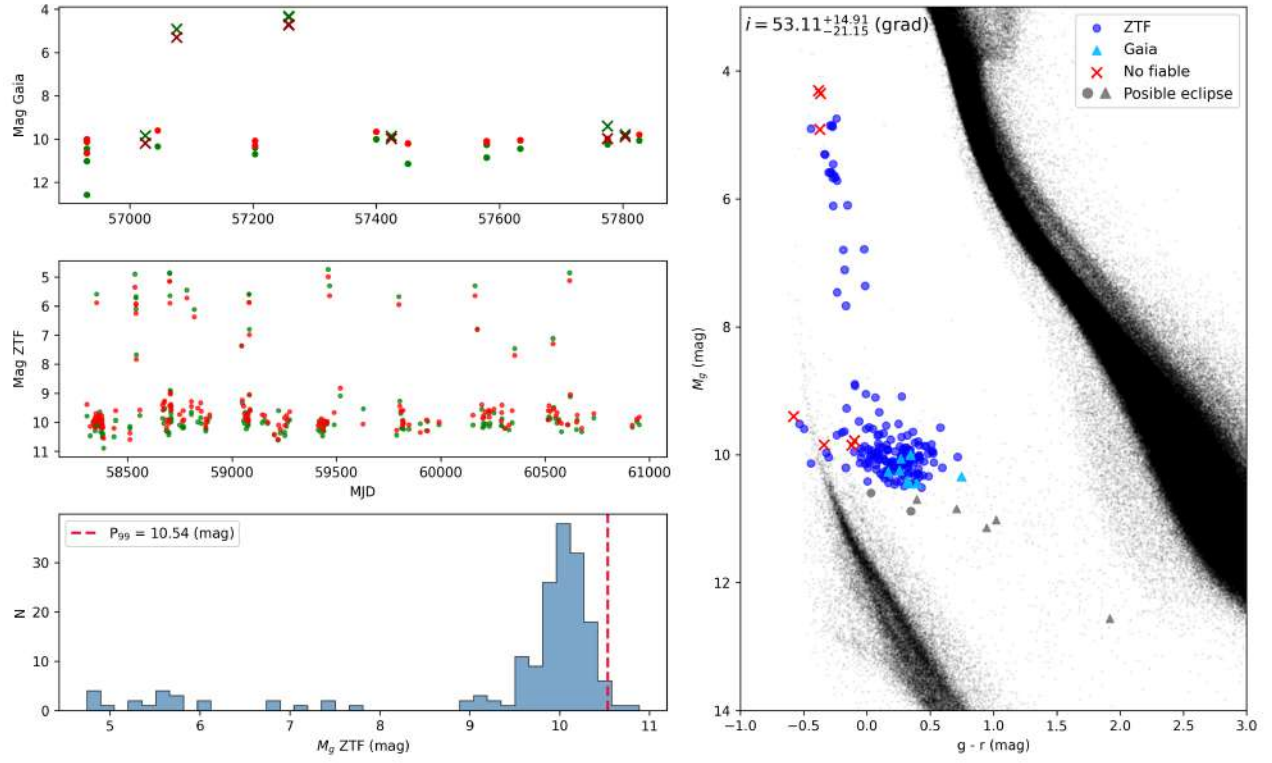


Figure B.29: Sistema V* KV And.

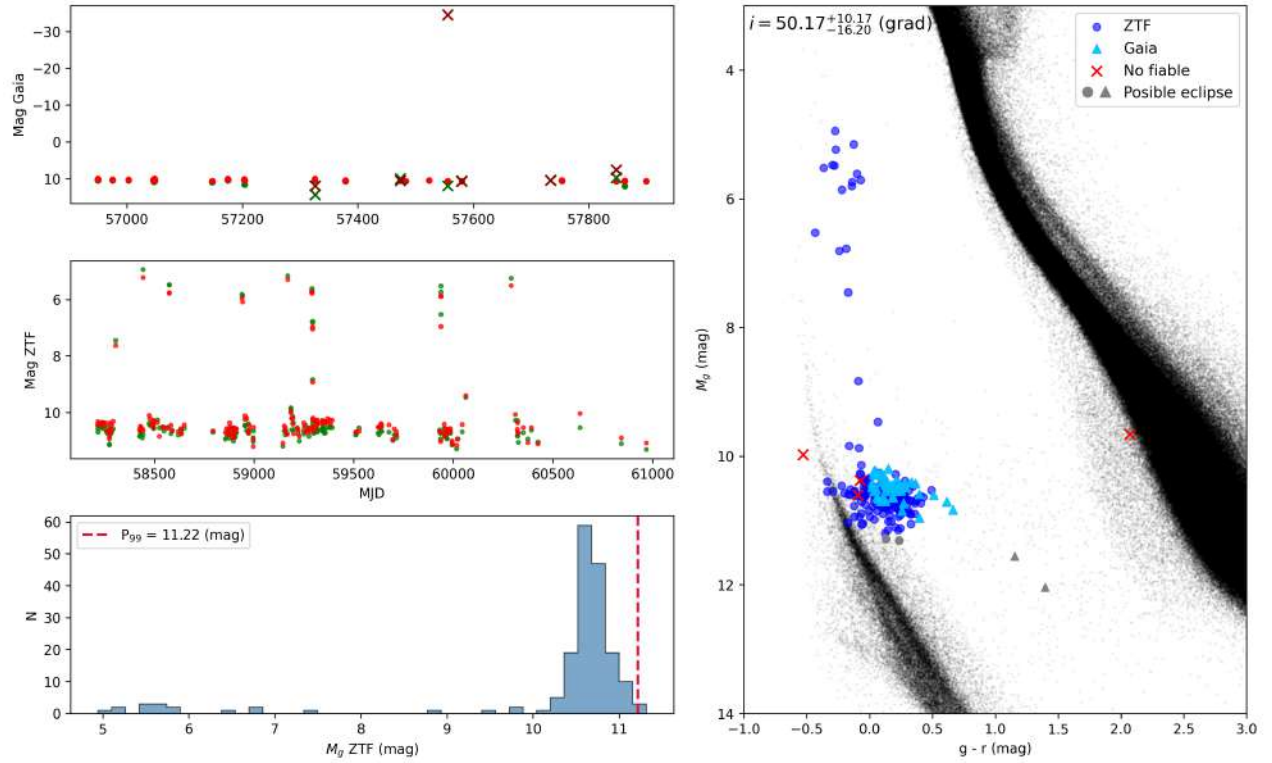


Figure B.30: Sistema V* MR UMa.

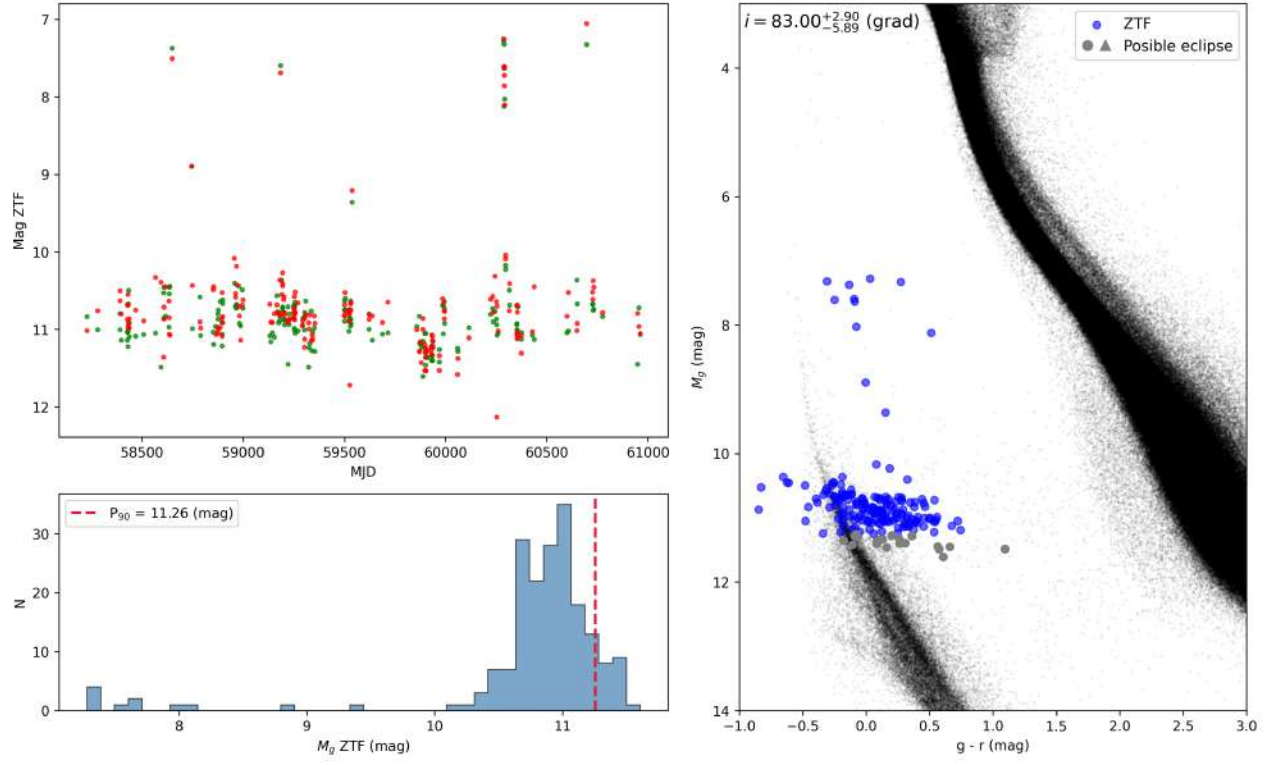


Figure B.31: Sistema V* PU UMa.

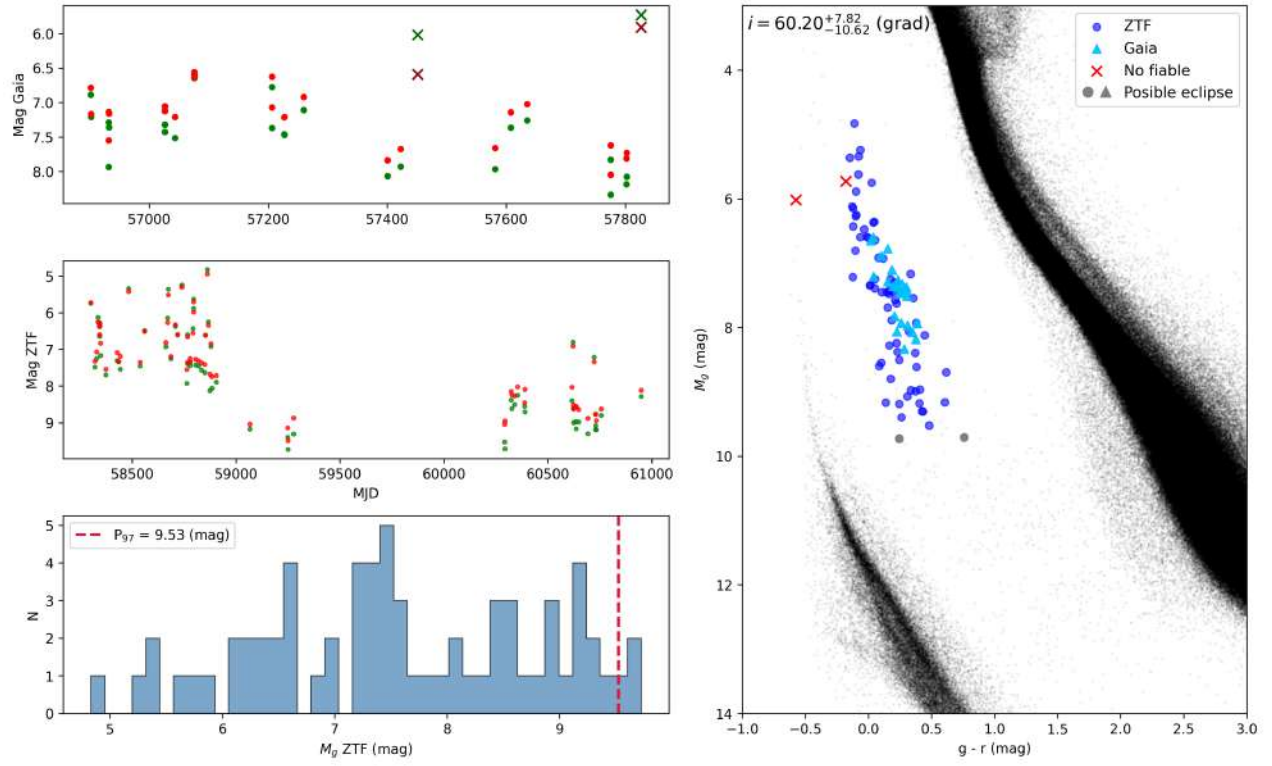


Figure B.32: Sistema V* PY Per.

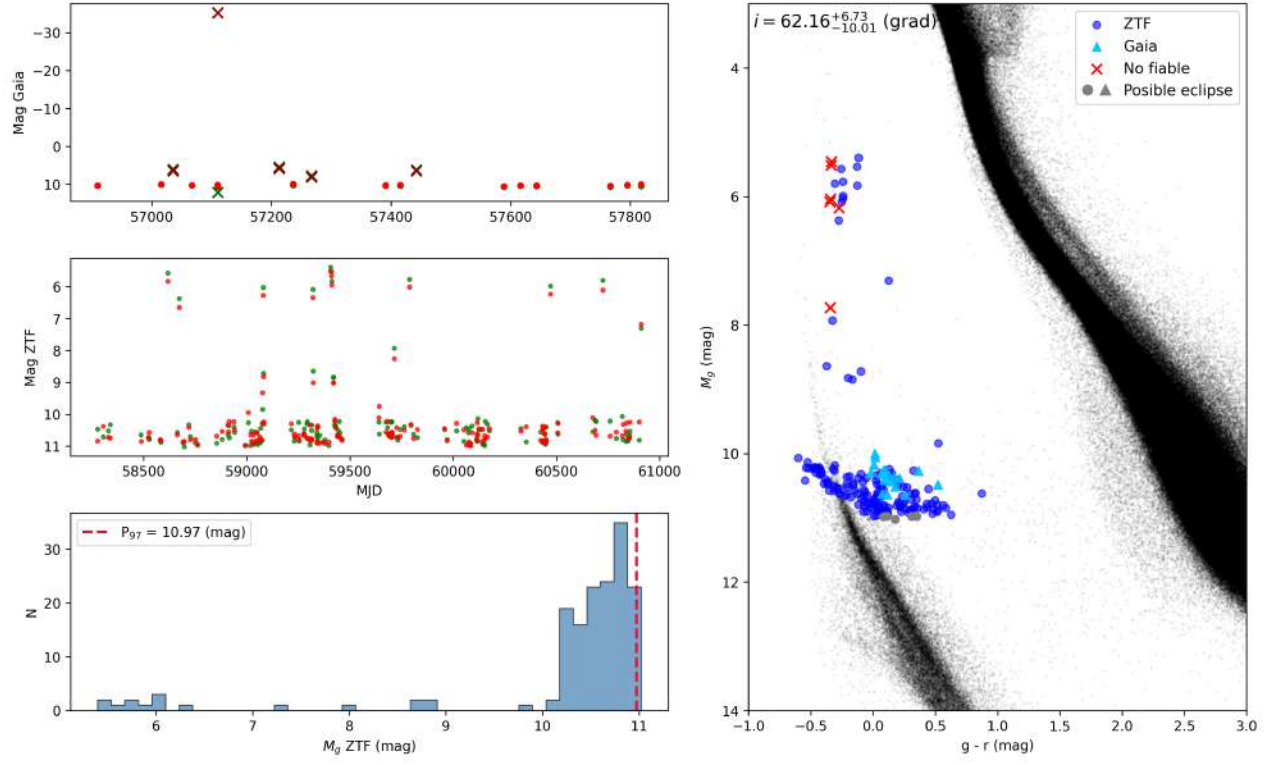


Figure B.33: Sistema V* QW Ser.

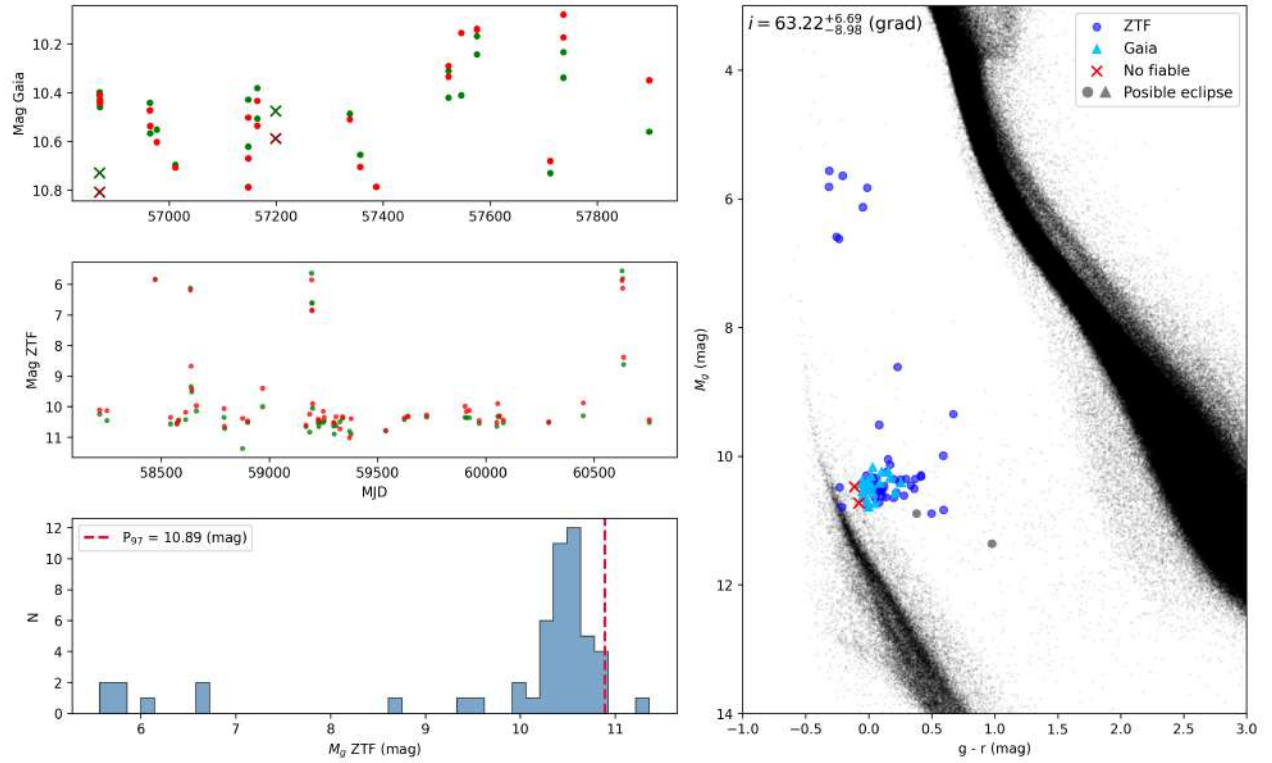


Figure B.34: Sistema V* QZ Vir.

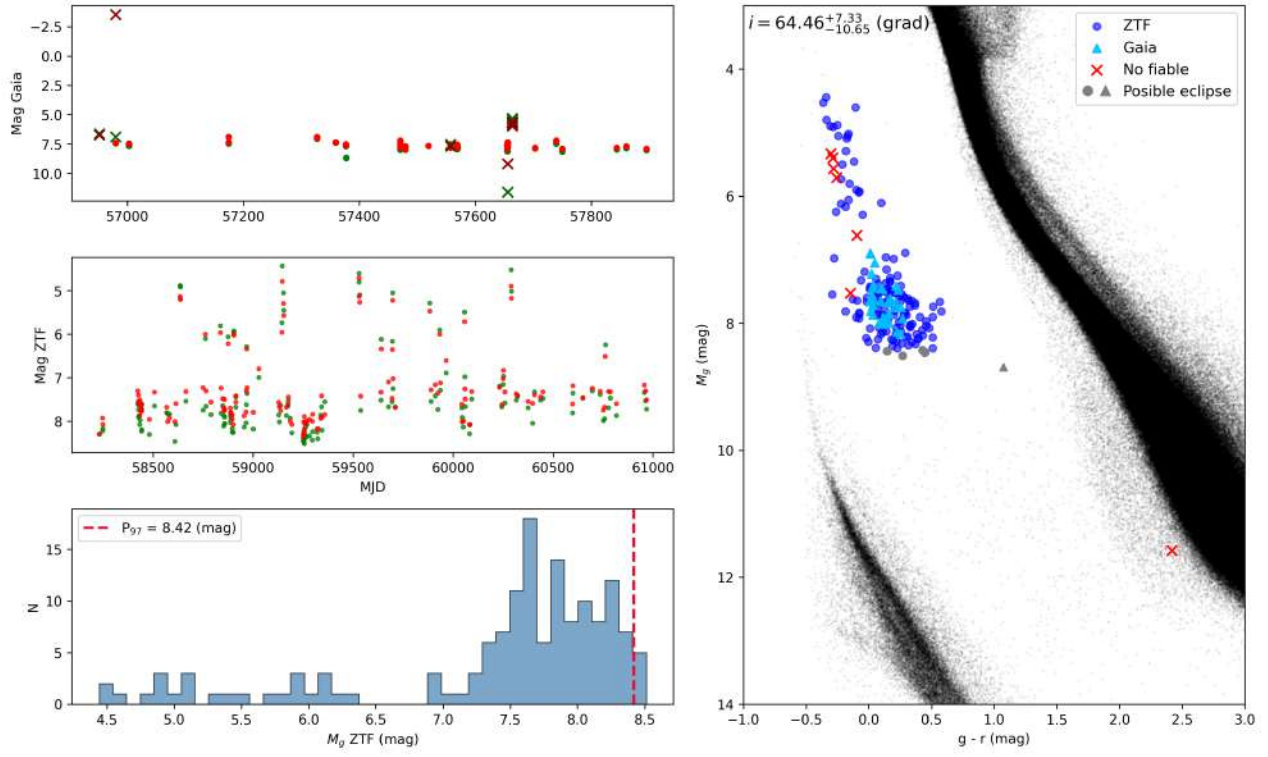


Figure B.35: Sistema V* RU LMi.

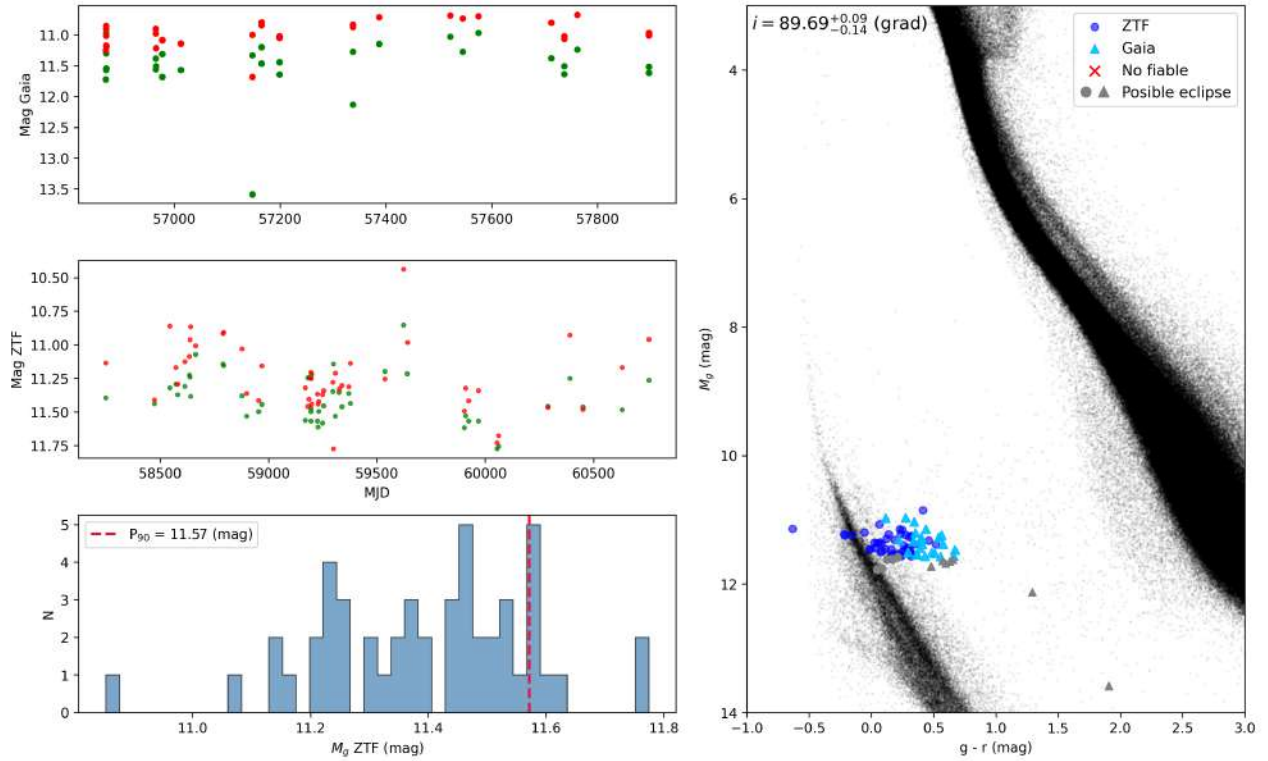


Figure B.36: Sistema V* RZ Leo.

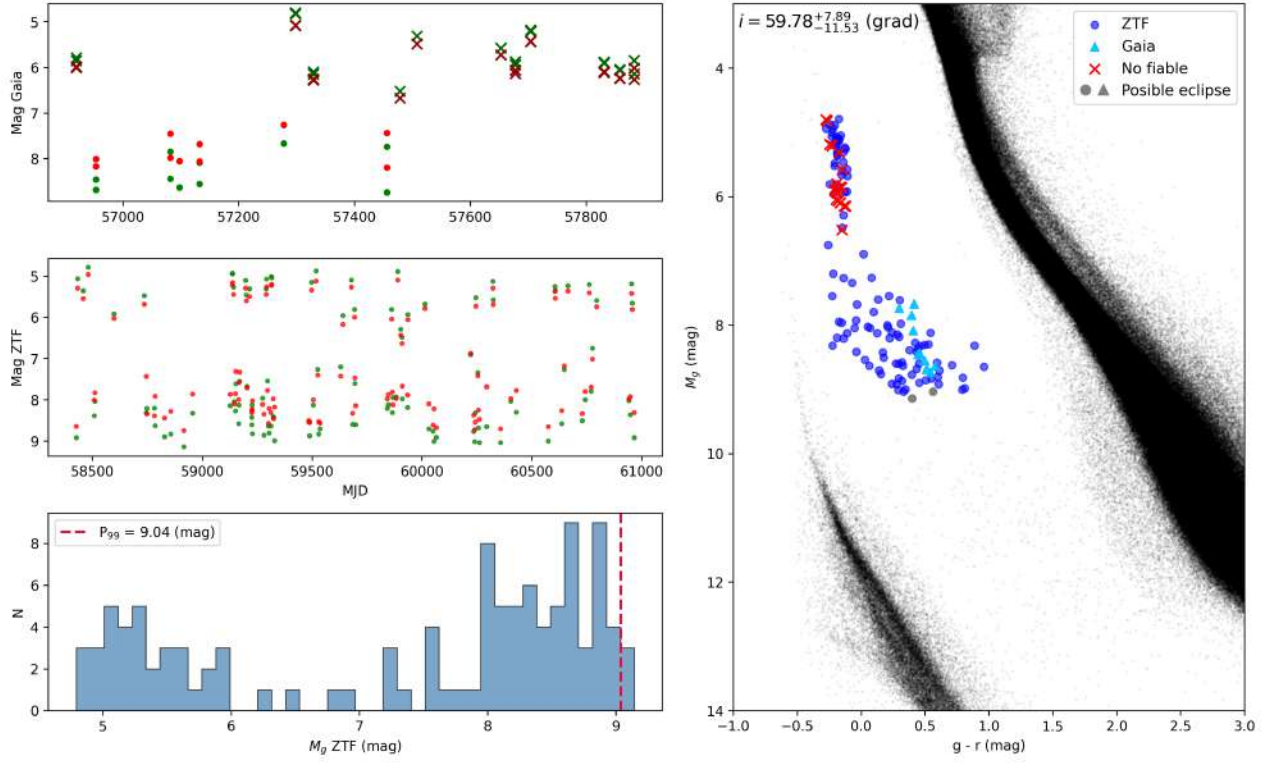


Figure B.37: Sistema V* SV CMi.

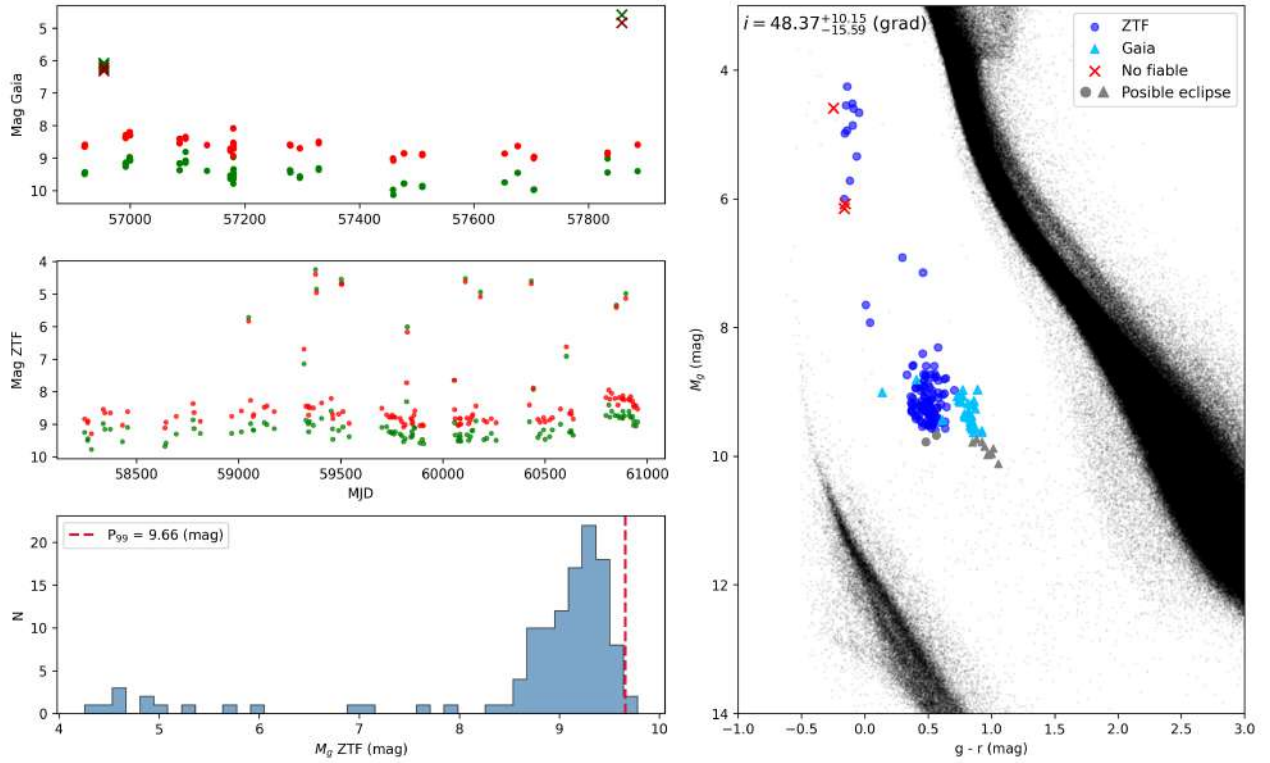


Figure B.38: Sistema V* UU Aql.

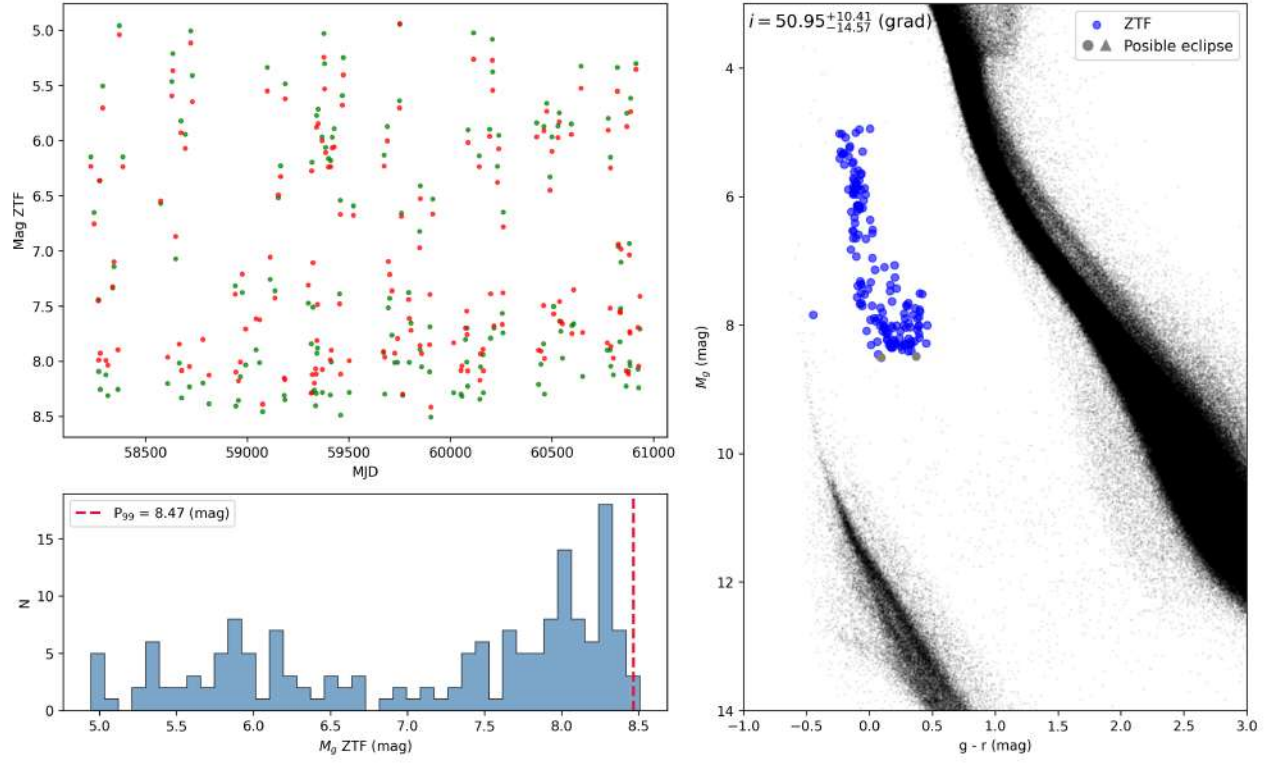


Figure B.39: Sistema V* V1047 Aql.

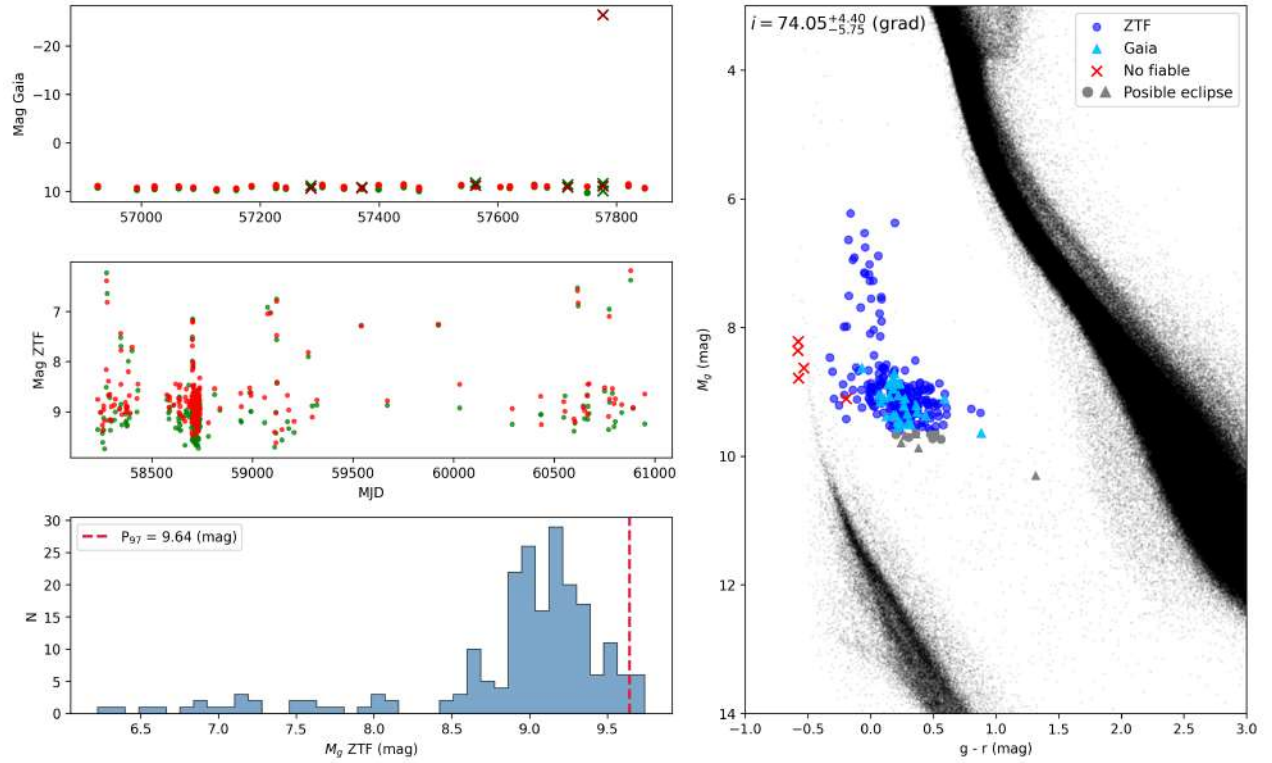


Figure B.40: Sistema V* V1316 Cyg.

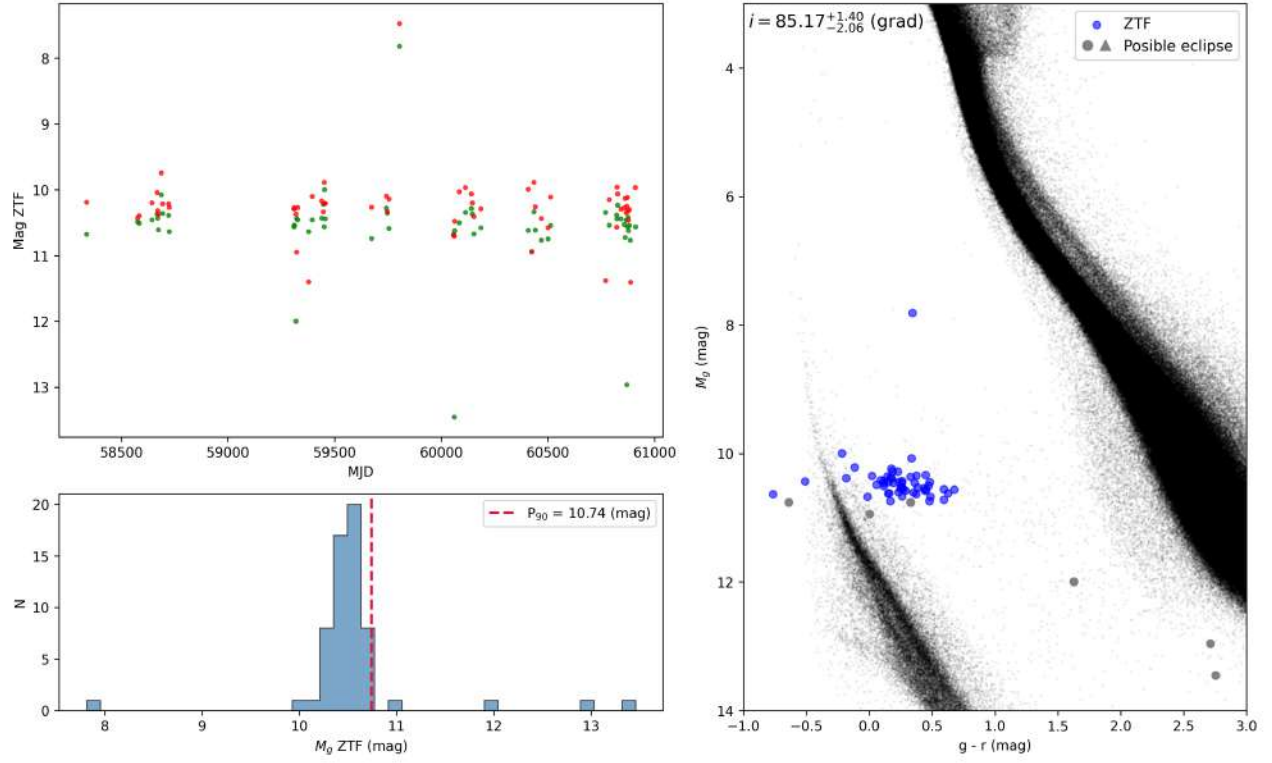


Figure B.41: Sistema V* V2051 Oph.

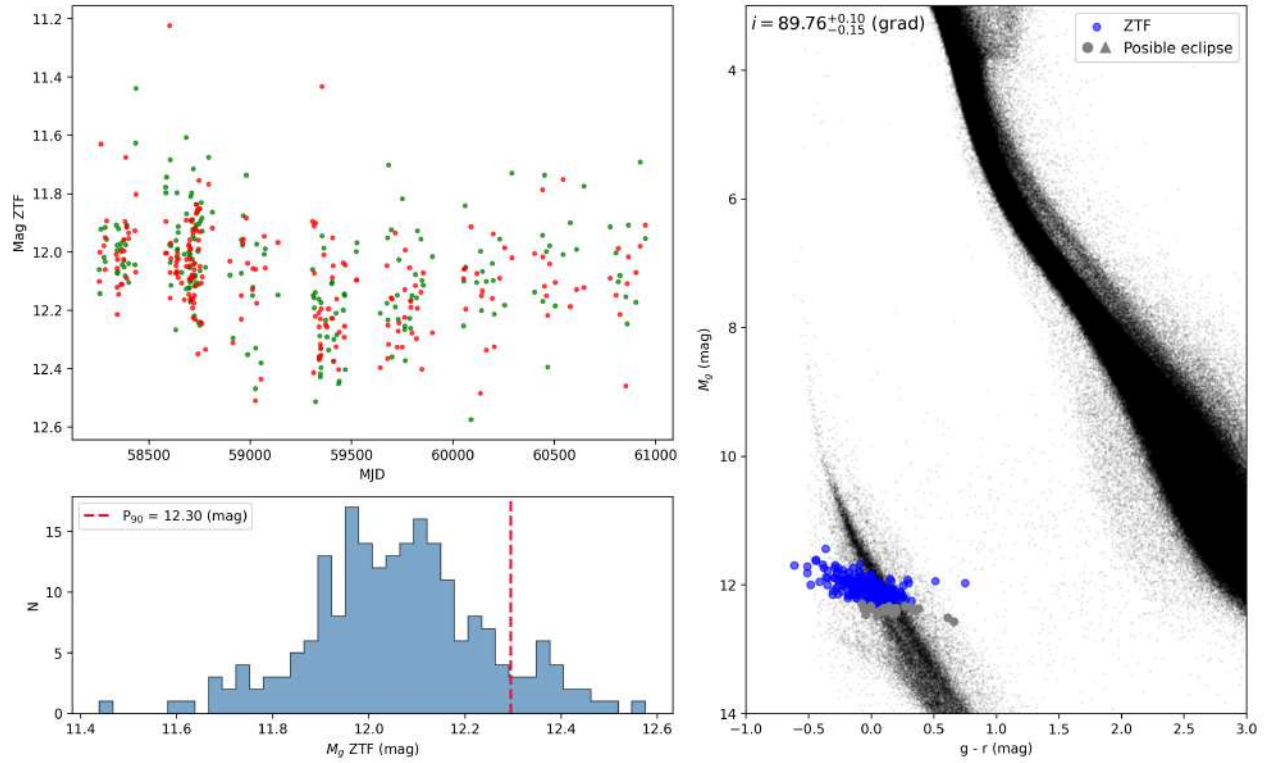


Figure B.42: Sistema V* V2176 Cyg.

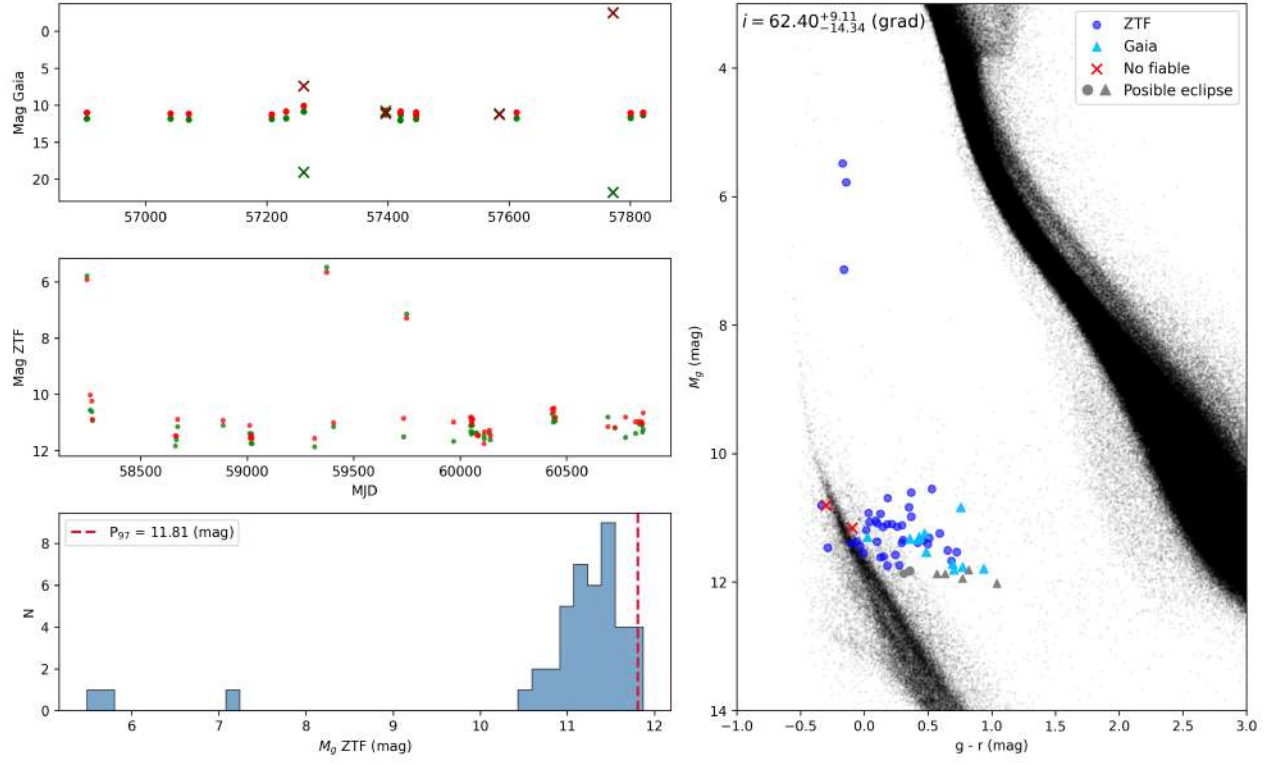


Figure B.43: Sistema V* V362 Lib.

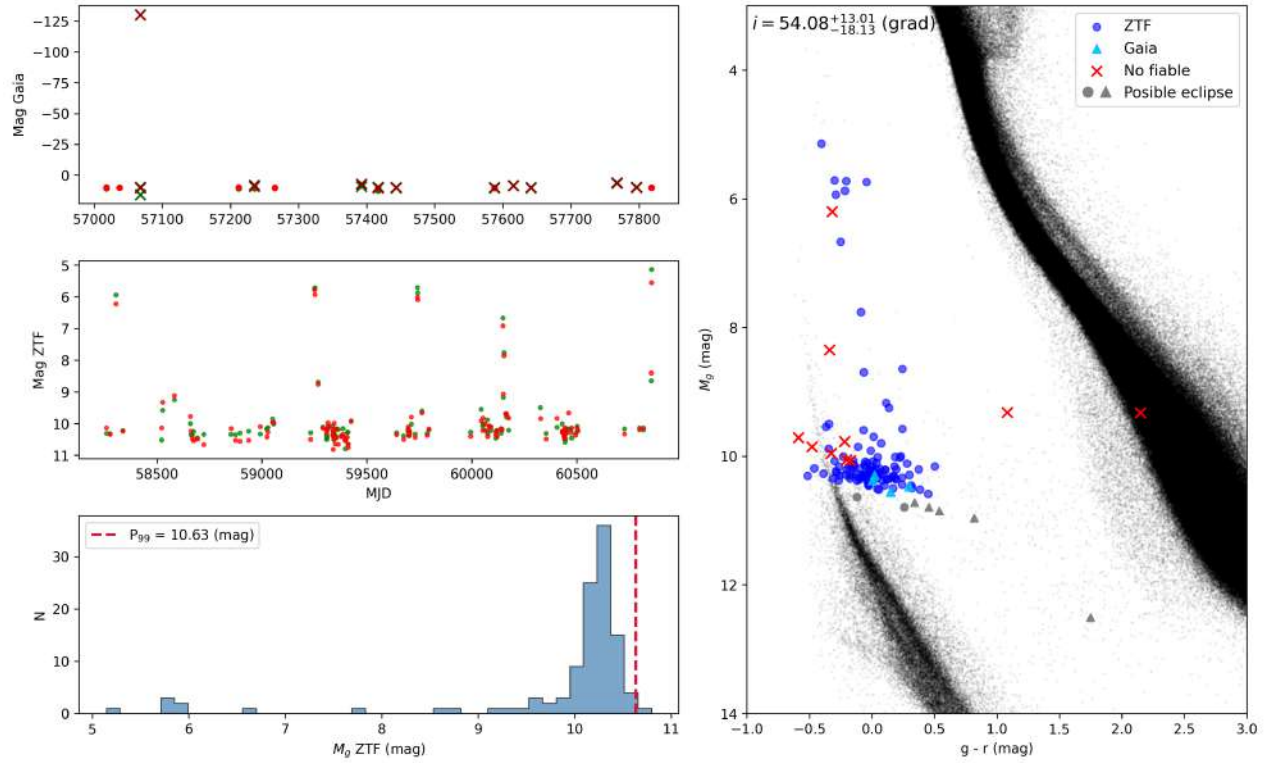


Figure B.44: Sistema V* V418 Ser.

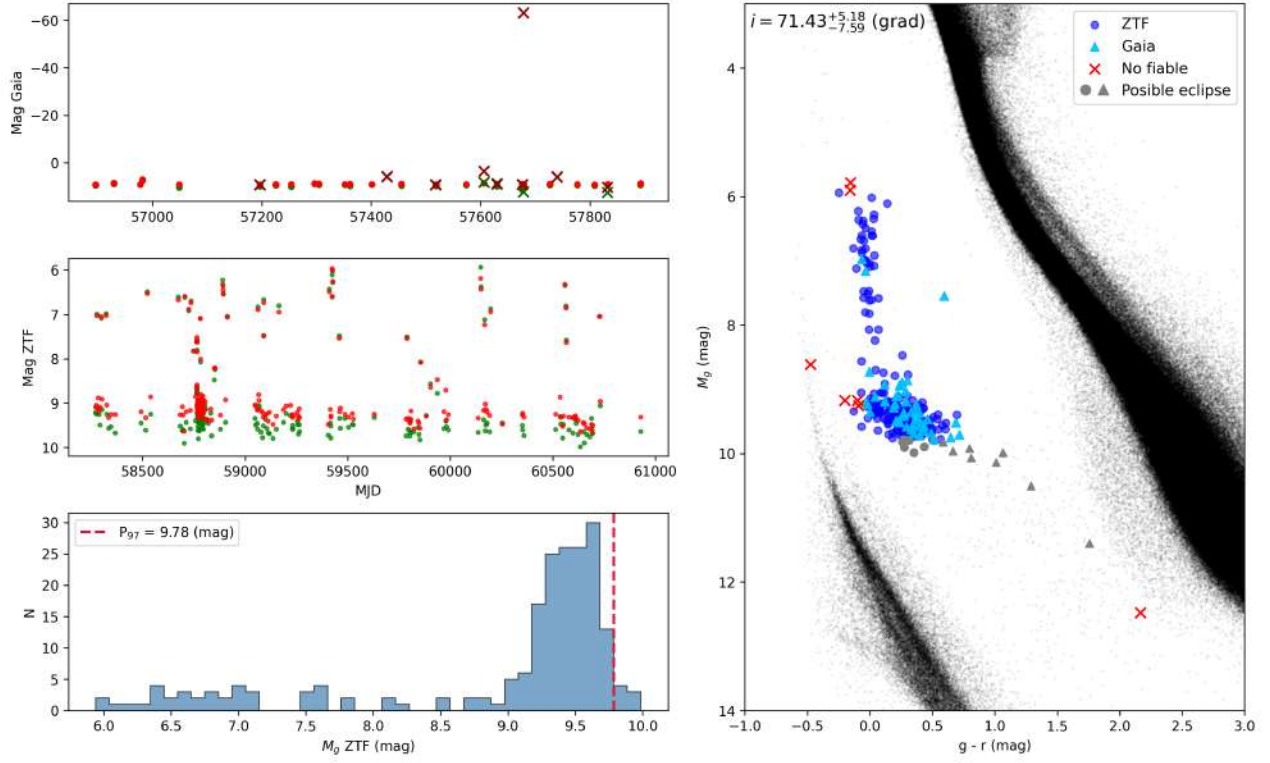


Figure B.45: Sistema V* V452 Cas.

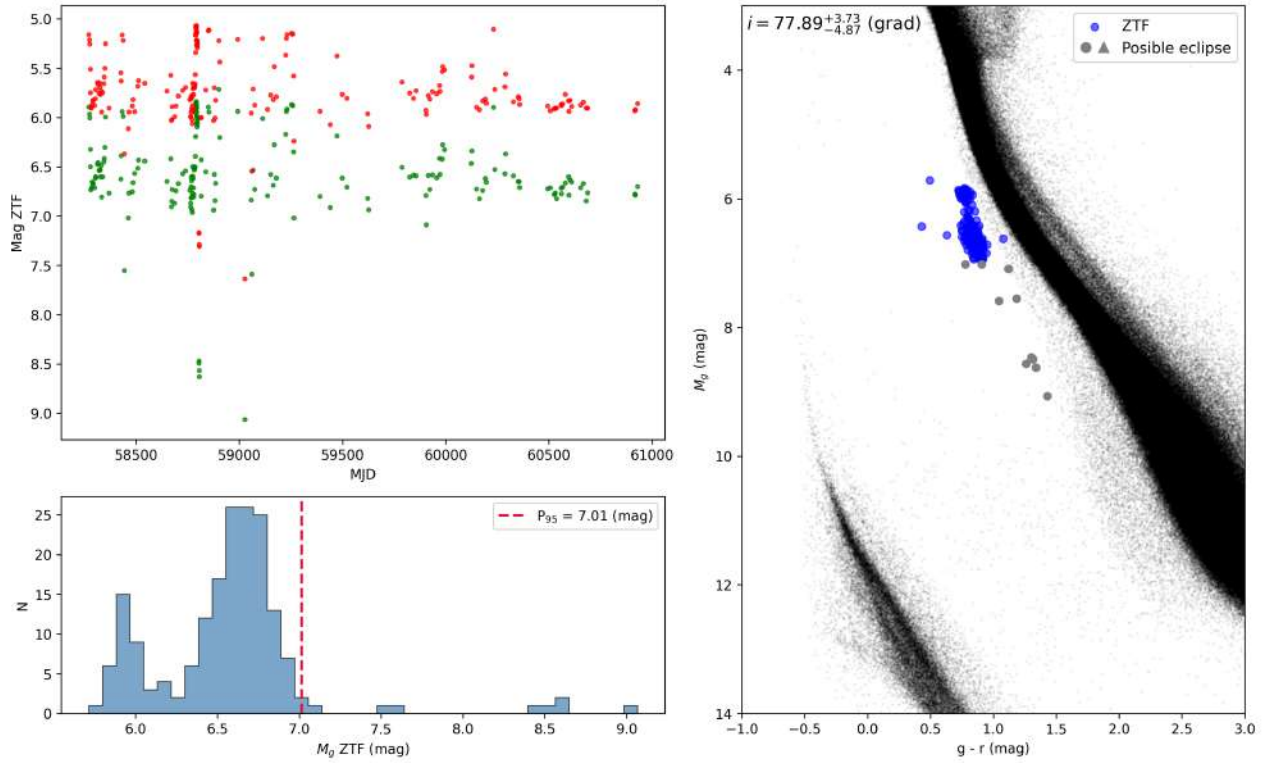


Figure B.46: Sistema V* V513 Cas.

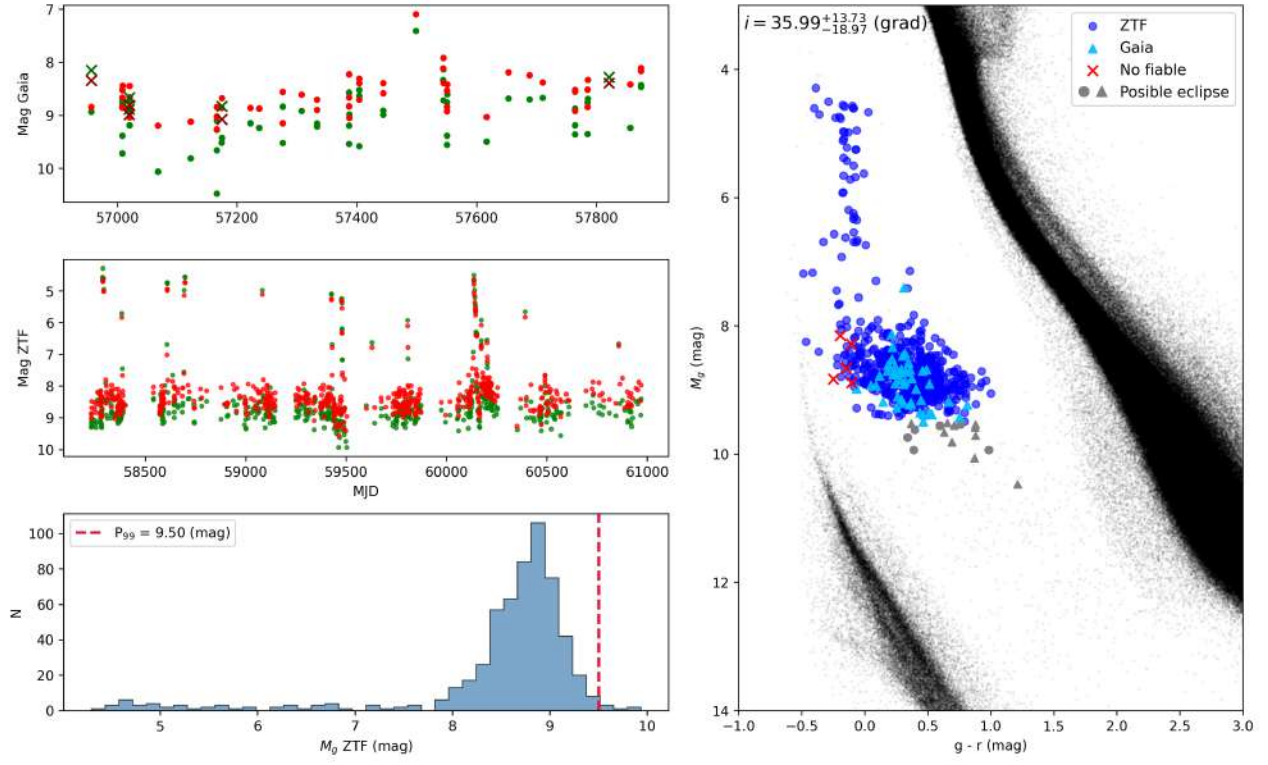


Figure B.47: Sistema V* V660 Her.

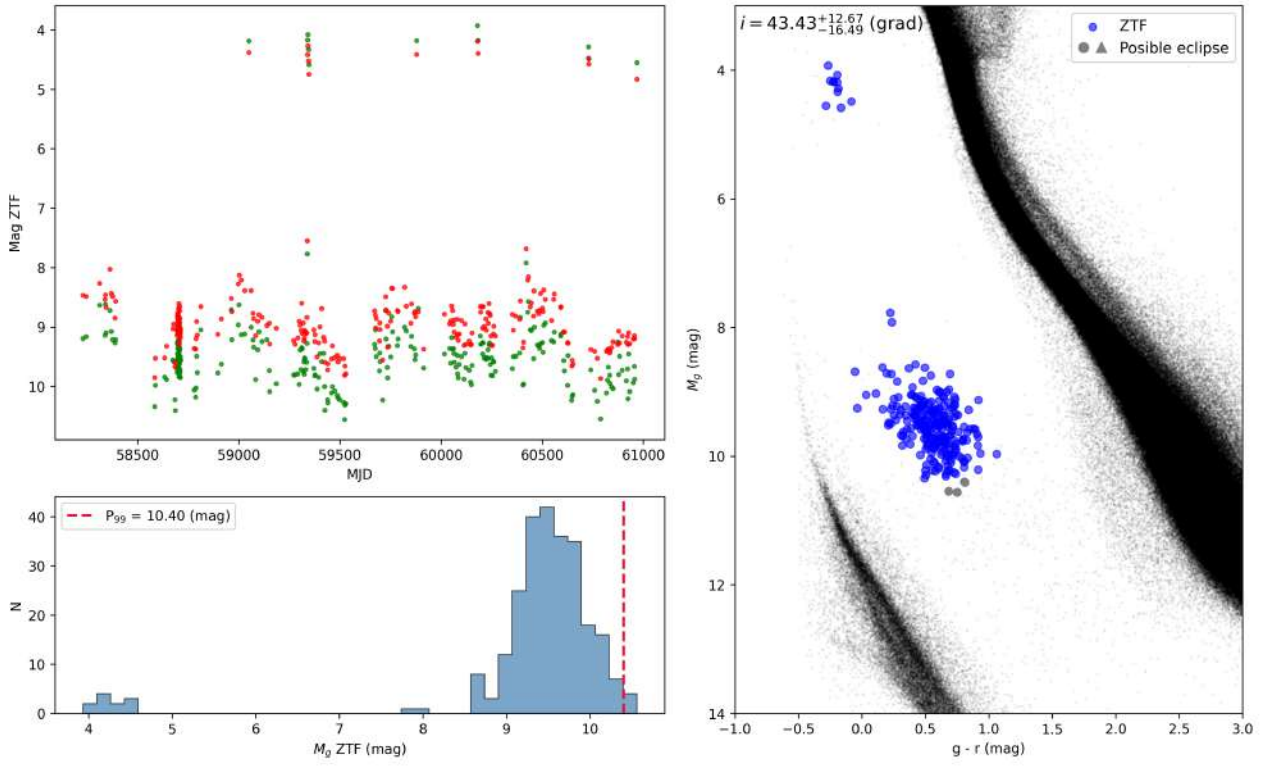


Figure B.48: Sistema V* V795 Cyg.

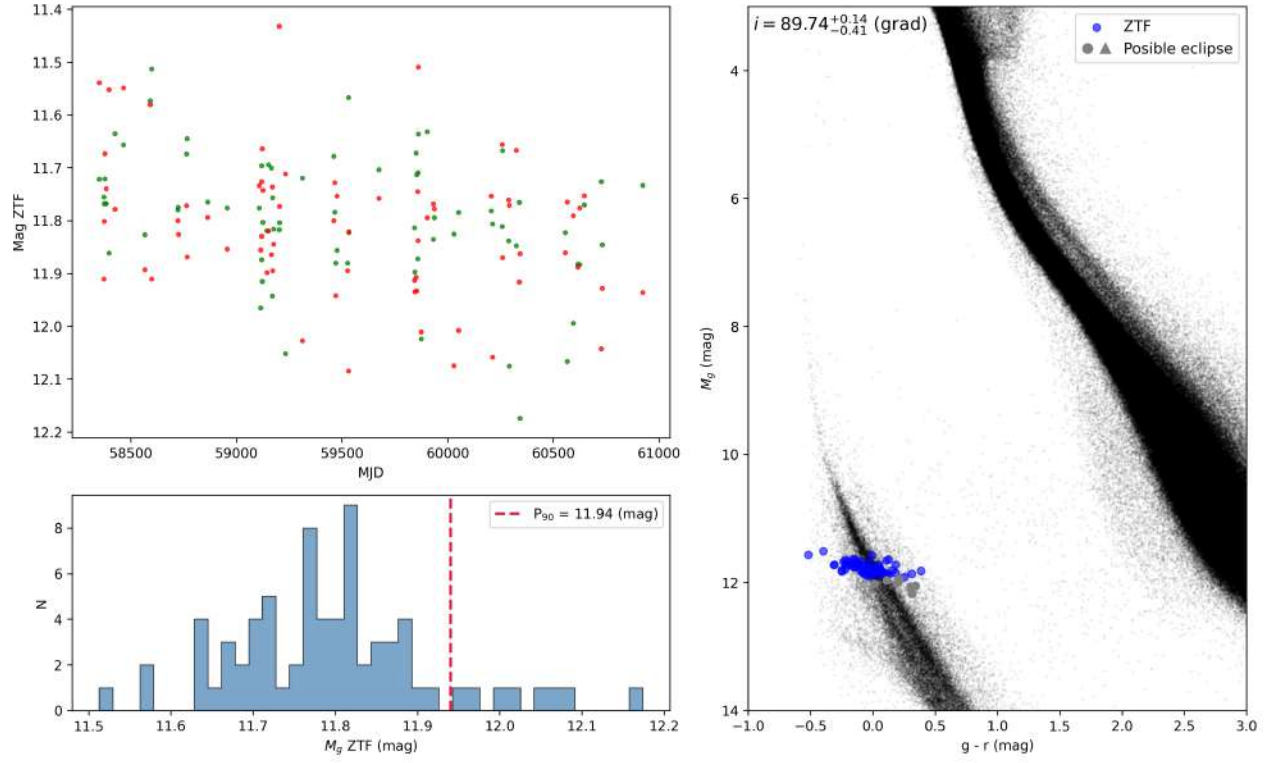


Figure B.49: Sistema V* V805 Aur.

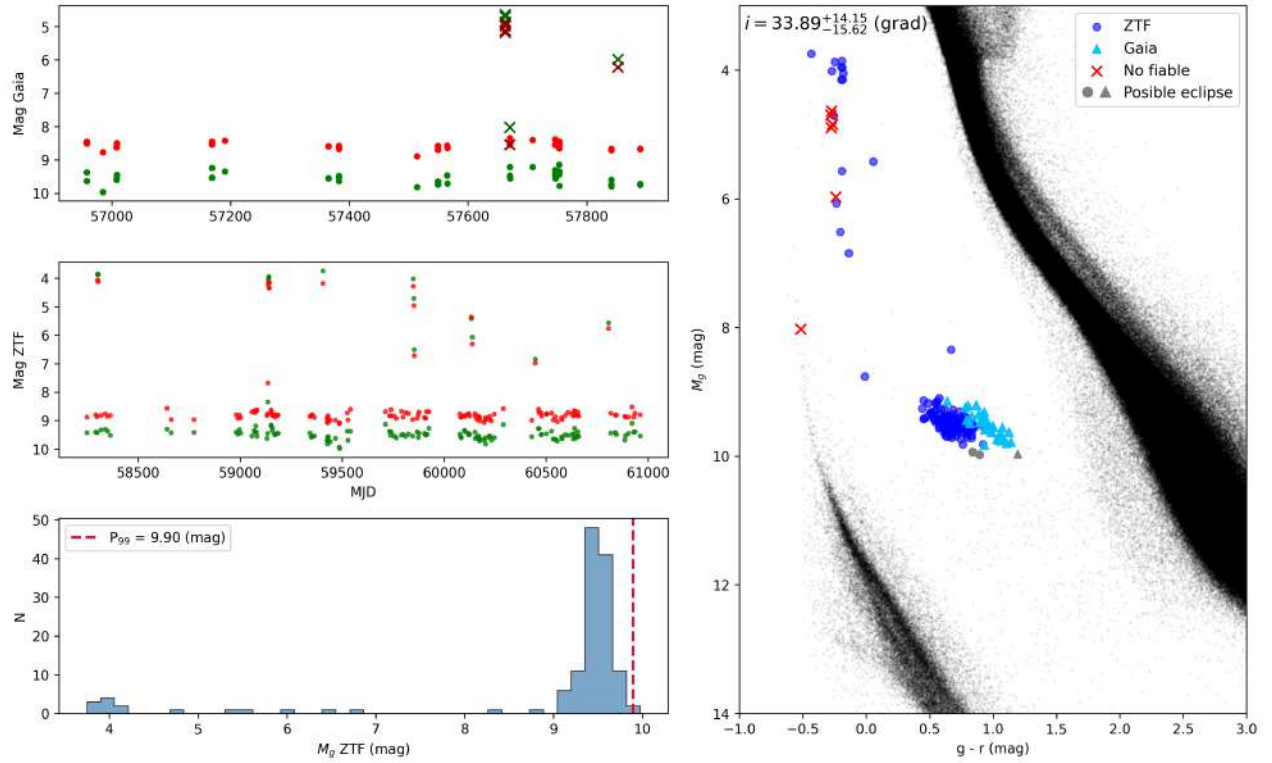


Figure B.50: Sistema V* VZ Aqr.

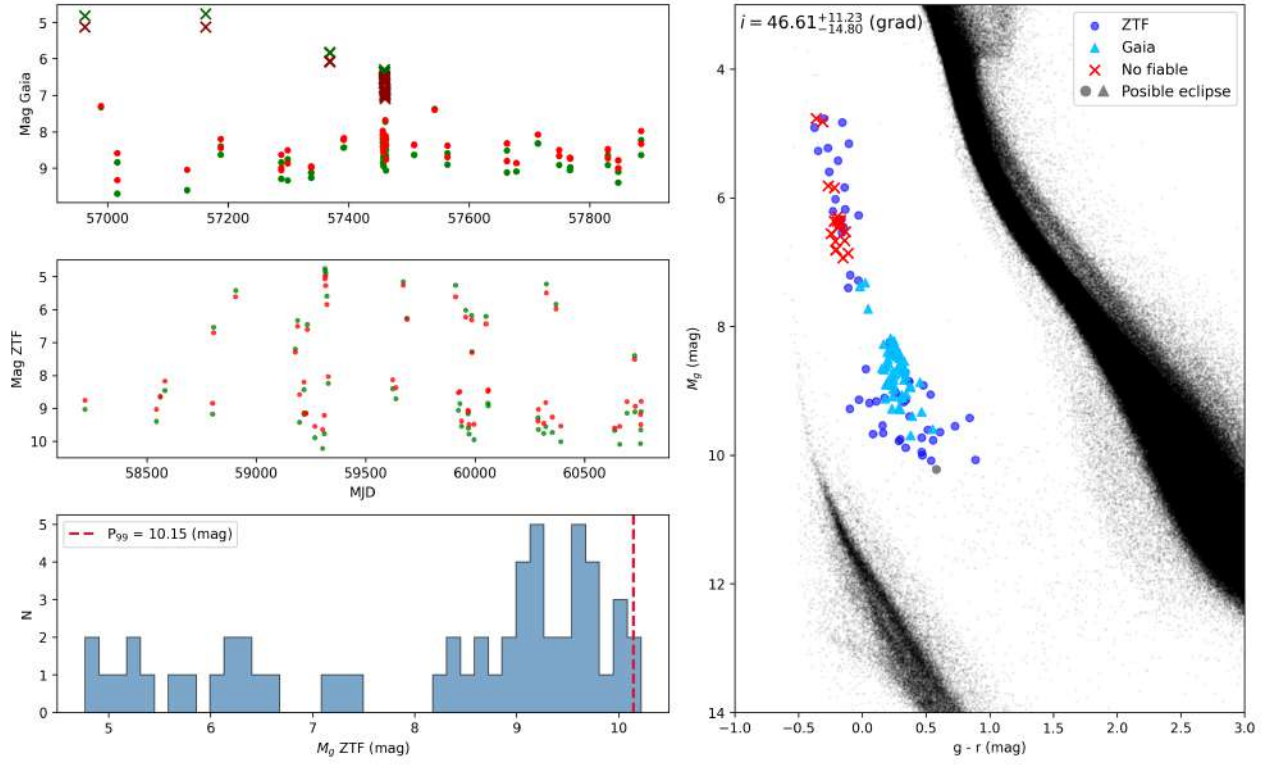


Figure B.51: Sistema V* VZ Pyx.

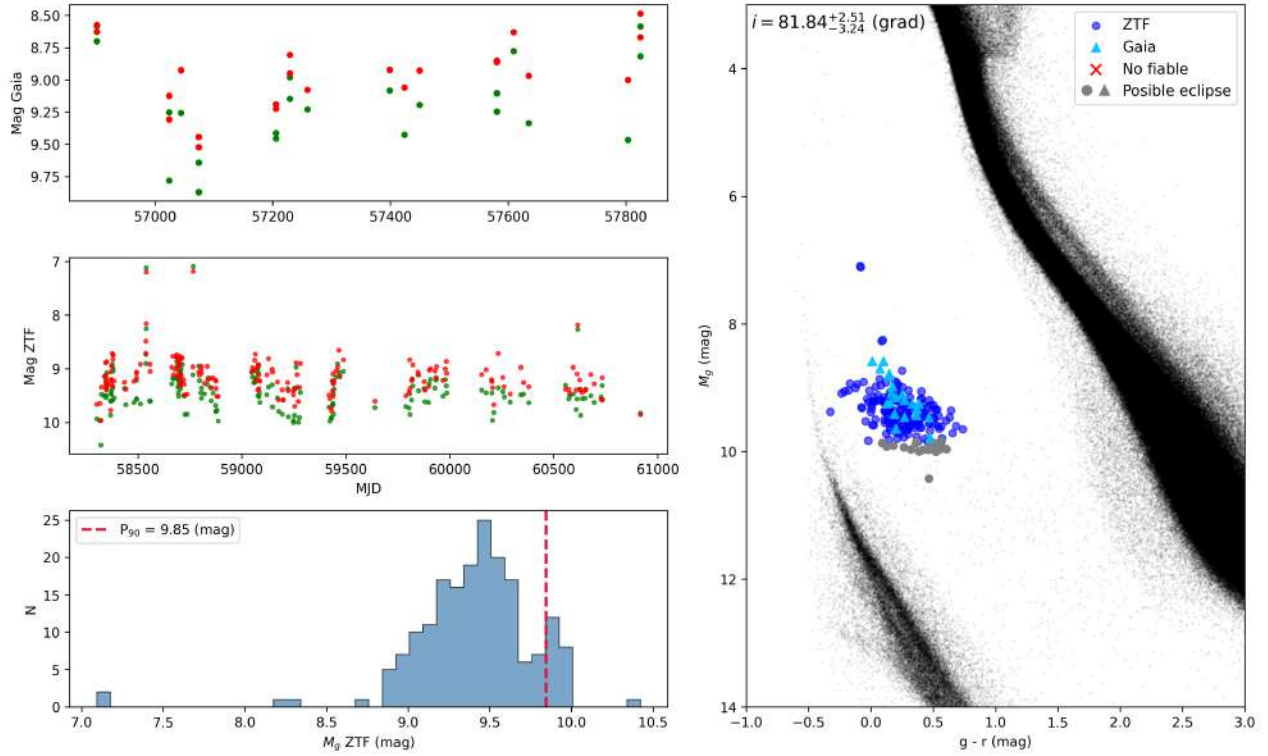


Figure B.52: Sistema V* WY Tri.

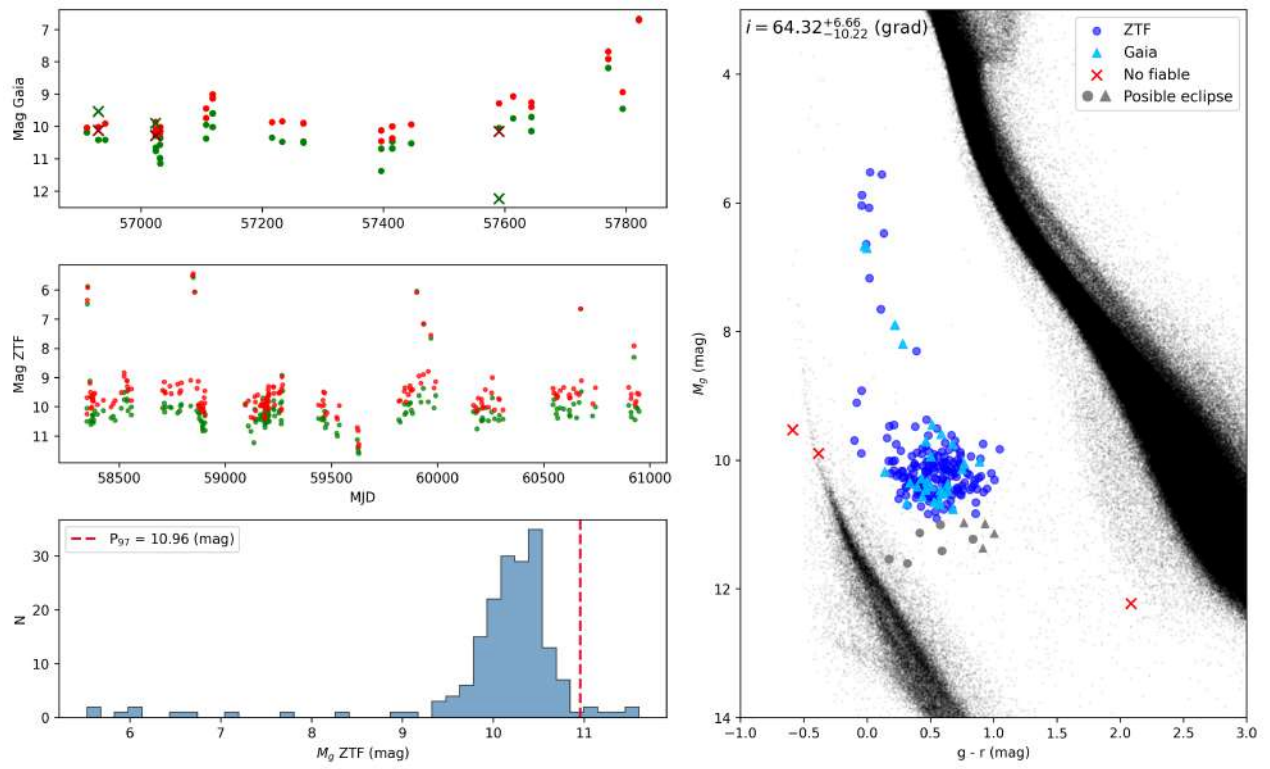


Figure B.53: Sistema VSX J040659.7+005244.

Bibliography

- Abril, J., Schmidtobreick, L., Ederoclite, A., and López-Sanjuan, C. (2020). Disentangling cataclysmic variables in gaia’s hr diagram. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 492(1):L40–L44.
- Bahramian, A. and Degenaar, N. (2023). Low-Mass X-ray Binaries. In *Handbook of X-ray and Gamma-ray Astrophysics*, page 120.
- Balbus, S. A. and Hawley, J. F. (1991). A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. i-linear analysis. ii-nonlinear evolution. *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)*, vol. 376, July 20, 1991, p. 214–233., 376:214–233.
- Baptista, R., Catalan, M., Horne, K., and Zilli, D. (1998). Hst and ground-based eclipse observations of v2051 ophiuchi: binary parameters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 300(1):233–243.
- Bell, K. and Lin, D. (1993). Using fu orionis outbursts to constrain self-regulated protostellar disk models. *arXiv preprint astro-ph/9312015*.
- Bellm, E. C., Kulkarni, S. R., Graham, M. J., Dekany, R., Smith, R. M., Riddle, R., Masci, F. J., Helou, G., Prince, T. A., Adams, S. M., et al. (2019). The zwicky transient facility: system overview, performance, and first results. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 131(995):018002.
- Belloni, D. and Schreiber, M. R. (2024). Formation and evolution of accreting compact objects. In *Handbook of X-ray and Gamma-ray Astrophysics*, pages 3821–3910. Springer.
- Brady, S., Thorstensen, J. R., Koppelman, M. D., Prieto, J. L., Garnavich, P. M., Hirschauer, A., and Florack, M. (2008). The eclipsing cataclysmic variable lanning 386: Dwarf nova, sw sextantis star, or both? *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 120(865):301–310.
- Bruch, A. (2026). New, corrected and improved orbital periods of 36 cataclysmic variables. *Research Notes of the AAS*, 10(3):67.
- Cannizzo, J. K., Shafter, A. W., and Wheeler, J. C. (1988). On the outburst recurrence time for the accretion disk limit cycle mechanism in dwarf novae. *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)*, vol. 333, Oct. 1, 1988, p. 227–235., 333:227–235.
- Chambers, K. C., Magnier, E. A., Metcalfe, N., Flewelling, H. A., Huber, M. E., Waters, C. Z., Denneau, L., Draper, P. W., Farrow, D., Finkbeiner, D. P., Holmberg, C., Koppenhoefer, J., Price, P. A., Rest, A., Saglia, R. P., Schlafly, E. F., Smartt, S. J., Sweeney, W., Wainscoat, R. J., Burgett, W. S., Chastel, S., Grav, T., Heasley, J. N., Hodapp, K. W., Jedicke, R., Kaiser, N., Kudritzki, R. P., Luppino, G. A., Lupton, R. H., Monet, D. G., Morgan, J. S., Onaka, P. M., Shiao, B., Stubbs, C. W., Tonry, J. L., White, R., Bañados, E., Bell, E. F., Bender, R., Bernard, E. J., Boegner, M., Boffi, F., Botticella, M. T., Calamida, A., Casertano, S., Chen, W. P., Chen, X., Cole, S., Deacon, N., Frenk, C., Fitzsimmons, A., Gezari, S., Gibbs, V., Goessl, C., Goggia, T., Gourgue, R., Goldman, B., Grant, P., Grebel, E. K., Hambly, N. C., Hasinger, G., Heavens, A. F., Heckman, T. M., Henderson, R., Henning, T., Holman, M., Hopp, U., Ip, W. H., Isani, S., Jackson, M., Keyes, C. D., Koekemoer, A. M., Kotak, R., Le, D., Liska, D., Long, K. S., Lucey, J. R., Liu, M., Martin, N. F., Masci, G., McLean, B., Mindel, E., Misra, P., Morganson, E., Murphy, D. N. A., Obaika, A., Narayan, G., Nieto-Santisteban, M. A.,

- Norberg, P., Peacock, J. A., Pier, E. A., Postman, M., Primak, N., Rae, C., Rai, A., Riess, A., Riffeser, A., Rix, H. W., Röser, S., Russel, R., Rutz, L., Schilbach, E., Schultz, A. S. B., Scolnic, D., Strolger, L., Szalay, A., Seitz, S., Small, E., Smith, K. W., Soderblom, D. R., Taylor, P., Thomson, R., Taylor, A. N., Thakar, A. R., Thiel, J., Thilker, D., Unger, D., Urata, Y., Valenti, J., Wagner, J., Walder, T., Walter, F., Watters, S. P., Werner, S., Wood-Vasey, W. M., and Wyse, R. (2019). The pan-starrs1 surveys.
- Chanmugam, G. and Wagner, R. L. (1977). The remarkable system am herculis/3u 1809+ 50. *Astrophysical Journal, Part 2-Letters to the Editor*, vol. 213, Apr. 1, 1977, p. L13-L16., 213:L13–L16.
- Chen, Y.-J., Zhai, S., Liu, J.-R., Guo, W.-J., Peng, Y.-C., Li, Y.-R., Songsheng, Y.-Y., Du, P., Hu, C., and Wang, J.-M. (2024). Searching for quasar candidates with periodic variations from the zwicky transient facility: results and implications. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 527(4):12154–12177.
- Clark, D. H., Parkinson, J. H., and Stephenson, F. R. (1977). An astronomical re-appraisal of the star of bethlehem-a nova in 5 bc. *Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society, Vol. 18*, p. 443-449, 18:443–449.
- Copperwheat, C., Marsh, T., Dhillon, V., Littlefair, S., Hickman, R., Gänsicke, B., and Southworth, J. (2010). Physical properties of ip pegasi: an eclipsing dwarf nova with an unusually cool white dwarf. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 402(3):1824–1840.
- Cropper, M. (1990). The polars. *Space Science Reviews*, 54(3):195–295.
- Dai, Z. and Qian, S. (2012). Orbital period analyses for the cvs inside the period gap. *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 83:614.
- Dai, Z. and Qian, S.-B. (2010). Orbital period analysis of eclipsing z cam-type dwarf nova em cygni: Evidence of magnetic braking and a third body. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 62(4):965–970.
- Dal Tio, P., Mazzi, A., Girardi, L., Barbieri, M., Zaggia, S., Bressan, A., Chen, Y., Costa, G., and Marigo, P. (2021). Dissecting the J-Gaia-J diagram within 200 pc. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 506(4):5681–5697.
- Dubus, G. and Babusiaux, C. (2024). Cataclysmic variables and the disc instability model in the gaia dr3 colour-magnitude diagram. *Astronomy & Astrophysics*, 683:A247.
- Dubus, G., Otulakowska-Hypka, M., and Lasota, J.-P. (2018). Testing the disk instability model of cataclysmic variables. *Astronomy and Astrophysics*, 617:A26.
- Eggleton, P. P. (1983). Approximations to the radii of roche lobes. *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)*, vol. 268, May 1, 1983, p. 368, 369., 268:368.
- Eisenstein, D. J., Liebert, J., Harris, H. C., Kleinman, S. J., Nitta, A., Silvestri, N., Anderson, S. A., Barentine, J. C., Brewington, H. J., Brinkmann, J., Harvanek, M., Krzesiński, J., Neilsen, Jr., E. H., Long, D., Schneider, D. P., and Snedden, S. A. (2006). A catalog of spectroscopically confirmed white dwarfs from the sloan digital sky survey data release 4. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 167(1):40–58.
- El-Badry, K., Conroy, C., Fuller, J., Kiman, R., van Roestel, J., Rodriguez, A. C., and Burdge, K. B. (2022). Magnetic braking saturates: evidence from the orbital period distribution of low-mass detached eclipsing binaries from ztf. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 517(4):4916–4939.
- Eyer, L., Audard, M., Holl, B., Rimoldini, L., Carnerero, M., Clementini, G., De Ridder, J., Distefano, E., Evans, D., Gavras, P., et al. (2023). Gaia data release 3: Summary of the variability processing and analysis. *Astronomy & Astrophysics*, 674:A13.
- Eyer, L., Rimoldini, L., Audard, M., Anderson, R., Nienartowicz, K., Glass, F., Marchal, O., Grenon, M., Mowlavi, N., Holl, B., et al. (2019). Gaia data release 2-variable stars in the colour-absolute magnitude diagram. *Astronomy & Astrophysics*, 623:A110.

- Ferrario, L., de Martino, D., and Gänsicke, B. T. (2015). Magnetic white dwarfs. *Space Science Reviews*, 191(1):111–169.
- Fornasini, F., Antoniou, V., and Dubus, G. (2023). High-Mass X-ray Binaries. In *Handbook of X-ray and Gamma-ray Astrophysics*, page 143.
- Frank, J., King, A. R., and Raine, D. (2002). *Accretion power in astrophysics*. Cambridge university press.
- Friend, M., Martin, J., Connon-Smith, R., and Jones, D. (1990). The 8190-Å sodium doublet in cataclysmic variables—part three—too cool for credibility. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 246, NO. 4/OCT15, P. 654, 1990, 246:654.
- Gänsicke, B., Dillon, M., Southworth, J., Thorstensen, J. R., Rodríguez-Gil, P., Aungwerojwit, A., Marsh, T., Szkody, P., Barros, S., Casares, J., et al. (2009). Sdss unveils a population of intrinsically faint cataclysmic variables at the minimum orbital period. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 397(4):2170–2188.
- Gilmozzi, R. and Selvelli, P. (2024). Accretion rates of 42 nova-like stars with iue and gaia data. *Astronomy & Astrophysics*, 681:A83.
- Ginsburg, A., Sipőcz, B. M., Brasseur, C. E., Cowperthwaite, P. S., Craig, M. W., Deil, C., Guillochon, J., Guzman, G., Liedtke, S., Lim, P. L., Lockhart, K. E., Mommert, M., Morris, B. M., Norman, H., Parikh, M., Persson, M. V., Robitaille, T. P., Segovia, J.-C., Singer, L. P., Tollerud, E. J., de Val-Borro, M., Valtchanov, I., and Woillez, J. a. (2019). `jtjastroquery`: An astronomical web-querying package in python. *The Astronomical Journal*, 157(3):98.
- Godon, P., Sion, E. M., Szkody, P., and Blair, W. P. (2020). The hydrogen balmer lines and jump in absorption in accretion disc modelling—an ultraviolet–optical spectral analysis of the dwarf novae uz serpentis and cy lyrae. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 494(4):5244–5258.
- Hameury, J.-M. (2020). A review of the disc instability model for dwarf novae, soft x-ray transients and related objects. *Advances in Space Research*, 66(5):1004–1024.
- Hameury, J.-M., Knigge, C., Lasota, J.-P., Hambach, F.-J., and James, R. (2020). Modelling hystereses observed during dwarf nova outbursts. *Astronomy & Astrophysics*, 636:A1.
- Hameury, J.-M. and Lasota, J.-P. (2014). Anomalous z cam stars: a response to mass-transfer outbursts. *Astronomy & Astrophysics*, 569:A48.
- Han, Z.-T., Qian, S.-B., Voloshina, I., and Zhu, L.-Y. (2017). Long-term photometric behavior of the eclipsing z cam-type dwarf nova ay psc. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 17(6):056.
- Hellier, C. (2001). *Cataclysmic Variable Stars—how and why they vary*. Springer Science & Business Media.
- Hirose, M. and Osaki, Y. (1990). Hydrodynamic simulations of accretion disks in cataclysmic variables: superhump phenomenon in su uma stars. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 42(1):135–163.
- Hodgkin, S. T., Harrison, D., Breedt, E., Wevers, T., Rixon, G., Delgado, A., Yoldas, A., Kostrzewa-Rutkowska, Z., van Leeuwen, M., Blagorodnova, N., et al. (2021). Gaia early data release 3—Gaia photometric science alerts. *Astronomy & Astrophysics*, 652:A76.
- Homer, L., Szkody, P., Henden, A., Chen, B., Schmidt, G. D., Fraser, O. J., and West, A. A. (2006). Characterizing three candidate magnetic cataclysmic variables from sdss: Xmm-newton and optical follow-up observations. *The Astronomical Journal*, 132(6):2743–2754.
- Inight, K., Gänsicke, B., Blondel, D., Boyd, D., Ashley, R., Knigge, C., Long, K., Marsh, T., McCleery, J., Scaringi, S., et al. (2022). Asas j071404+ 7004.3—a close, bright nova-like cataclysmic variable with gusty winds. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 510(3):3605–3621.

- Inight, K., Gänsicke, B. T., Breedt, E., Israel, H. T., Littlefair, S. P., Manser, C. J., Marsh, T. R., Mulvany, T., Pala, A. F., and Thorstensen, J. R. (2023a). A catalogue of cataclysmic variables from 20 yr of the sloan digital sky survey with new classifications, periods, trends, and oddities. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 524(4):4867–4898.
- Inight, K., Gänsicke, B. T., Schwöpe, A., Anderson, S., Badenes, C., Breedt, E., Chandra, V., Davies, B., Gentile Fusillo, N., Green, M., et al. (2023b). Cataclysmic variables from sloan digital sky survey–v. the search for period bouncers continues. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 525(3):3597–3625.
- Inight, K., Gänsicke, B. T., Schwöpe, A., Anderson, S. F., Breedt, E., Brownstein, J. R., Demasi, S., Friedrich, S., Hermes, J., Long, K. S., et al. (2025). Cataclysmic variables from sloan digital sky survey–v (2020–2023) identified using machine learning. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 536(2):1057–1076.
- Jordi, C., Gebran, M., Carrasco, J. M., de Bruijne, J., Voss, H., Fabricius, C., Knude, J., Vallenari, A., Kohley, R., and Mora, A. (2010). μ gaia/ibroad band photometry. *Astronomy and Astrophysics*, 523:A48.
- Jordi, C., Høg, E., Brown, A., Lindegren, L., Bailer-Jones, C., Carrasco, J., Knude, J., Straizys, V., De Bruijne, J., Claeskens, J.-F., et al. (2006). The design and performance of the gaia photometric system. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 367(1):290–314.
- Kato, T. (2015). Wz sge-type dwarf novae. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 67(6):108.
- Kato, T., Maehara, H., Uemura, M., Henden, A., De Miguel, E., Miller, I., Dubovsky, P. A., Kudzej, I., Kiyota, S., Hambsch, F.-J., et al. (2010). Survey of period variations of superhumps in su uma-type dwarf novae. ii the second year (2009–2010). *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 62(6):1525–1584.
- Kato, T., Nogami, D., Baba, H., Masuda, S., Matsumoto, K., and Kunjaya, C. (2013). Observation of er uma stars. *arXiv preprint arXiv:1301.3202*.
- Katysheva, N. and Pavlenko, E. (2003). Cataclysmic variables in the “period gap”. *Astrophysics*, 46(1):114–128.
- King, A. (1988). The evolution of compact binaries. *Royal Astronomical Society, Quarterly Journal (ISSN 0035-8738)*, vol. 29, March 1988, p. 1-25., 29:1–25.
- Knigge, C. (2006). The donor stars of cataclysmic variables. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 373(2):484–502.
- Knigge, C. (2011). The evolution of cataclysmic variables. *arXiv preprint arXiv:1108.4716*.
- Knigge, C., Baraffe, I., and Patterson, J. (2011). The evolution of cataclysmic variables as revealed by their donor stars. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 194(2):28.
- Kraft, R. P. (1962). Binary stars among cataclysmic variables. i. u geminorum stars (dwarf novae). *Astrophysical Journal*, vol. 135, p. 408, 135:408.
- Kraft, R. P., Mathews, J., and Greenstein, J. L. (1962). Binary stars among cataclysmic variables. ii. nova wz sagittae: a possible radiator of gravitational waves. *Astrophysical Journal*, vol. 136, p. 312-315, 136:312–315.
- Kupfer, T., Prince, T. A., Van Roestel, J., Bellm, E. C., Bildsten, L., Coughlin, M. W., Drake, A. J., Graham, M. J., Klein, C., Kulkarni, S. R., et al. (2021). Year 1 of the ztf high-cadence galactic plane survey: strategy, goals, and early results on new single-mode hot subdwarf b-star pulsators. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 505(1):1254–1267.
- Lanning, H. H. and Meakes, M. (2000). A finding list of faint uv-bright stars in the galactic plane. v. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 112(768):251–263.
- Lasota, J.-P. (2001). The disc instability model of dwarf novae and low-mass x-ray binary transients. *New Astronomy Reviews*, 45(7):449–508.

- Lindgren, L., Klioner, S., Hernández, J., Bombrun, A., Ramos-Lerate, M., Steidelmüller, H., Bastian, U., Biermann, M., de Torres, A., Gerlach, E., et al. (2021). Gaia early data release 3-the astrometric solution. *Astronomy & Astrophysics*, 649:A2.
- Matt, S. and Pudritz, R. E. (2008). Accretion-powered stellar winds. ii. numerical solutions for stellar wind torques. *The Astrophysical Journal*, 678(2):1109–1118.
- Mauche, C. W. (2003). *Accretion-powered compact binaries*. Cambridge University Press.
- Meyer, F. and Meyer-Hofmeister, E. (1983). A model for the standstill of the z camelopardalis variables. *Astronomy and Astrophysics (ISSN 0004-6361)*, vol. 121, no. 1, May 1983, p. 29-34., 121:29–34.
- Mikołajewska, J. (2012). Symbiotic Stars: Observations Confront Theory. *Baltic Astronomy*, 21:5–12.
- Moe, M. and Di Stefano, R. (2017). Mind Your Ps and Qs: The Interrelation between Period (P) and Mass-ratio (Q) Distributions of Binary Stars. , 230(2):15.
- Nauenberg, M. (1972). Analytic Approximations to the Mass-Radius Relation and Energy of Zero-Temperature Stars. , 175:417.
- North, R., Marsh, T., Moran, C., Kolb, U., Smith, R., and Stehle, R. (2000). A mystery solved: the mass ratio of the dwarf nova em cygni. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 313(2):383–391.
- Osaki, Y. (1974). An accretion model for the outbursts of u geminorum stars. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 26(4):429–436.
- Osaki, Y. (1995). A model for wz sagittae-type dwarf novae: Su uma/wz sge connection. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 47(1):47–58.
- Paczynski, B. (1967). Gravitational waves and the evolution of close binaries. *Acta Astronomica*, Vol. 17, p. 287, 17:287.
- Pala, A., Gänsicke, B., Breedt, E., Knigge, C., Hermes, J., Gentile Fusillo, N., Hollands, M., Naylor, T., Pelisoli, I., Schreiber, M., et al. (2020). A volume-limited sample of cataclysmic variables from gaia dr2: space density and population properties. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 494(3):3799–3827.
- Patterson, J., Kemp, J., Harvey, D. A., Fried, R. E., Rea, R., Monard, B., Cook, L. M., Skillman, D. R., Vanmunster, T., Bolt, G., et al. (2005). Superhumps in cataclysmic binaries. xxv. q crit, (q), and mass-radius. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 117(837):1204–1222.
- Paxton, B., Bildsten, L., Dotter, A., Herwig, F., Lesaffre, P., and Timmes, F. (2011). Modules for experiments in stellar astrophysics (mesa). *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 192(1):3.
- Podsiadlowski, P. (2014). The evolution of binary systems. *Accretion Processes in Astrophysics*, page 45.
- Pringle, J. E. (1981). Accretion discs in astrophysics. In: *Annual review of astronomy and astrophysics. Volume 19.(A82-11551 02-90) Palo Alto, CA, Annual Reviews, Inc., 1981, p. 137-162.*, 19:137–162.
- Prusti, T., De Bruijne, J., Brown, A. G., Vallenari, A., Babusiaux, C., Bailer-Jones, C., Bastian, U., Biermann, M., Evans, D. W., Eyer, L., et al. (2016). The gaia mission. *Astronomy & astrophysics*, 595:A1.
- Riello, M., De Angeli, F., Evans, D., Montegriffo, P., Carrasco, J., Busso, G., Palaversa, L., Burgess, P., Diener, C., Davidson, M., et al. (2021). Gaia early data release 3-photometric content and validation. *Astronomy & astrophysics*, 649:A3.
- Rigault, M. (2018). ztfquery, a python tool to access ztf data. *Zenodo*.

- Ritter, H. and Kolb, U. (2003). Catalogue of cataclysmic binaries, low-mass x-ray binaries and related objects (seventh edition). *Astronomy amp; Astrophysics*, 404(1):301–303.
- Rodrigo, C., Cruz, P., Aguilar, J. F., Aller, A., Solano, E., Gálvez-Ortiz, M. C., Jiménez-Esteban, F., Mas-Buitrago, P., Bayo, A., Cortés-Contreras, M., Murillo-Ojeda, R., Bonoli, S., Cenarro, J., Dupke, R., López-Sanjuan, C., Marín-Franch, A., de Oliveira, C. M., Moles, M., Taylor, K., Varela, J., and Ramió, H. V. (2024). Photometric segregation of dwarf and giant fgk stars using the svo filter profile service and photometric tools. *Astronomy amp; Astrophysics*, 689:A93.
- Rodrigo, C. and Solano, E. (2020). The svo filter profile service. In *XIV. 0 Scientific Meeting (virtual) of the Spanish Astronomical Society*, page 182.
- Rodrigo, C., Solano, E., Bayo, A., and Rodrigo, C. (2012). Svo filter profile service version 1.0. *IVOA Working Draft*, 15:46–48.
- Sáez-Carvajal, C., Vogt, N., Zorotovic, M., García-Veas, J., Aravena-Rojas, G., Dumond, L., Figueroa-Tapia, F., López-Bonilla, Y., Rodríguez-Jimenez, A., Vega-Manubens, I., et al. (2024). New orbital periods of high-inclination dwarf novae based on gaia alerts photometry. *Astronomy & Astrophysics*, 691:A249.
- Schreiber, M. R., Belloni, D., and Van Roestel, J. (2023). Period bouncers as detached magnetic cataclysmic variables. *Astronomy & Astrophysics*, 679:L8.
- Schreiber, M. R. and Lasota, J.-P. (2007). The dwarf nova ss cygni: what is wrong? *Astronomy amp; Astrophysics*, 473(3):897–901.
- Schreiber, M. R., Zorotovic, M., and Wijnen, T. P. (2015). Three in one go: consequential angular momentum loss can solve major problems of cv evolution. *Monthly notices of the royal astronomical society: Letters*, 455(1):L16–L20.
- Shakura, N. I. and Sunyaev, R. A. (1973). Black holes in binary systems. *Astronomy and Astrophysics*, 24:337–355.
- Shao, Y. and Li, X.-D. (2012). Angular momentum loss mechanisms in cataclysmic variables below the period gap. *The Astrophysical Journal*, 745(2):165.
- Simonsen, M., Boyd, D., Goff, B., Krajci, T., Menzies, K., Otero, S., Padovan, S., Poyner, G., Roe, J., Sabo, R., et al. (2014). Z cam stars in the twenty-first century. *arXiv preprint arXiv:1402.0207*.
- Smak, J. (1999). Dwarf nova outbursts. iii. the viscosity parameter alpha. *Acta Astronomica*, v. 49, pp. 391–401,(1999)., 49:391–401.
- Solheim, J.-E. (2010). AM CVn Stars: Status and Challenges. , 122(896):1133.
- Spruit, H. C. and Ritter, H. (1983). Stellar activity and the period gap in cataclysmic variables. *Astronomy and Astrophysics (ISSN 0004-6361)*, vol. 124, no. 2, Aug. 1983, p. 267-272., 124:267–272.
- Starrfield, S. (1971). On the cause of the nova outburst—ii: Evolution at 1.00 m. *Monthly notices of the royal astronomical society*, 155(1):129–137.
- Stockman, H., Schmidt, G. D., and Lamb, D. (1988). V1500 cygni-discovery of a magnetic nova. *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)*, vol. 332, Sept. 1, 1988, p. 282-286., 332:282–286.
- Stubbings, R. and Simonsen, M. (2014). Oq carinae—a new southern z cam type dwarf nova. *Journal of the American Association of Variable Star Observers (JAAVSO)*, 42(1):204.
- Szkody, P., Anderson, S. F., Agüeros, M., Covarrubias, R., Bentz, M., Hawley, S., Margon, B., Voges, W., Henden, A., Knapp, G. R., et al. (2002). Cataclysmic variables from the sloan digital sky survey. i. the first results. *The Astronomical Journal*, 123(1):430–442.

- Szkody, P., Diczko, B., Ho, A. Y., Hillenbrand, L. A., Van Roestel, J., Ridder, M., DeJesus Lima, I., Graham, M. L., Bellm, E. C., Burdge, K., et al. (2020). Cataclysmic variables in the first year of the zwicky transient facility. *The Astronomical Journal*, 159(5):198.
- Szkody, P. and Howell, S. B. (1993). A spectroscopic study of dv ursae majoris (us 943), ay piscium (pg 0134+ 070), and v503 cygni. *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)*, vol. 403, no. 2, p. 743-751., 403:743–751.
- Tavleev, A., Lipunova, G., and Malanchev, K. (2023). Analysis of accretion disc structure and stability using open code for vertical structure. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 524(3):3647–3661.
- Thorstensen, J. R. and Taylor, C. J. (2001). Spectroscopy and orbital periods of four cataclysmic variable stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 326(4):1235–1242.
- Udalski, A. and Szymanski, M. (1988). Photometry of cataclysmic variables. i-the 1987 september superoutburst of the dwarf nova ay lyrae. *Acta Astronomica (ISSN 0001-5237)*, vol. 38, no. 3, 1988, p. 215-223. *Research supported by the Ministerstwo Nauki, Szkolnictwa Wyzszego i Techniki.*, 38:215–223.
- Vallenari, A., Brown, A. G., Prusti, T., De Bruijne, J. H., Arenou, F., Babusiaux, C., Biermann, M., Creevey, O. L., Ducourant, C., Evans, D. W., et al. (2023). Gaia data release 3-summary of the content and survey properties. *Astronomy & Astrophysics*, 674:A1.
- Verbunt, F. and Zwaan, C. (1981). Magnetic braking in low-mass x-ray binaries. *Astronomy and Astrophysics*, 100:L7–L9.
- Von Weizsäcker, C. F. (1948). Die rotation kosmischer gasmassen. *Zeitschrift für Naturforschung A*, 3(8 - 11):524 – 539.
- Warner, B. (1987). Absolute magnitudes of cataclysmic variables. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 227(1):23–73.
- Warner, B. (2003). *Cataclysmic variable stars*, volume 28. Cambridge University Press.
- Webbink, R. (1985). Stellar evolution and binaries. *Interacting binary stars*, page 39.
- Whitehurst, R. and King, A. (1991). Superhumps, resonances and accretion discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 249(1):25–35.
- Wu, K. (2000). Accretion onto magnetic white dwarfs. *Space Science Reviews*, 93(3):611–649.
- York, D. G., Adelman, J., Anderson, Jr, J. E., Anderson, S. F., Annis, J., Bahcall, N. A., Bakken, J., Barkhouser, R., Bastian, S., Berman, E., et al. (2000). The sloan digital sky survey: Technical summary. *The Astronomical Journal*, 120(3):1579–1587.