

Estudio del último eclipse cromosférico de ζ Aurigae, Otoño 2019

Natalia Lucía Oliveros Gómez

Trabajo de grado para optar el título de Física

Director

Klaus-Peter Schroder
Doctor en Ciencias Naturales

Codirectores

Luis Alberto Núñez de Villavicencio Martínez
Doctor en Ciencias Naturales

Faiber Danilo Rosas
Maestro en Ciencias (Astrofísica)

Universidad Industrial de Santander
Facultad de Ciencias
Escuela de Física
Bucaramanga
2021

Dedicatoria

*A mis padres,
hermana y bella sobrina.
Para que nunca se rindan y
encuentren su lugar en el mundo.
En memoria de mi abuela,
Alicia Chacón.*

Agradecimientos

Gracias a mi familia¹ porque a pesar de quererme cerca, me comprende y me extraña con felicidad de que haga lo que me gusta: aprender del mundo y mucho más allá de lo que no podemos ver solo con nuestros ojos. A Dios y/o al universo por permitirme la vida y coincidir en espacio y tiempo con personas maravillosas que han hecho de mi vida alegrías continuas. Como mis compañeros, amigos de carrera² y a aquellos se convirtieron en mi otra familia³ con el transcurso de los años.

A la Universidad Industrial de Santander, la Escuela de Física y todos los profesionales que me formaron, no solo académicamente sino también para ser una persona integra. A mi codirector⁴, quien ha sido mi padre académico y quien desde que estaba en mi primer año de carrera me permitió el acercamiento a la astronomía. A quienes me acompañaron⁵ a plantear formas óptimas de resolver problemas.

Y también a que el mundo es tan pequeño que de una forma u otra⁶ terminé conociendo a mi director⁷ y codirector⁸, quienes me permitieron hacer parte de su grupo de investigación, por su guía excepcional en este trabajo, aumentando mi pasión por la astronomía y alimentar mi curiosidad de conocer las estrellas. Gracias a la colaboración del telescopio TIGRE, por permitirme ser parte de su excelente red de investigación internacional.

¹Roger Oliveros, Olga Gómez, Catherine Oliveros

²Steven Rico, Rolando Carvajal, Juan Manuel Pacheco y Laura Martínez

³Grupo Halley UIS

⁴Luis Núñez

⁵Jose Luis Salamanca y Luis Mesa

⁶Lauren Flor

⁷Klaus-Peter Schröder

⁸Faiber Danilo Rosas

Tabla de contenido

Introducción	13
1 Estrellas	16
1.1 Sistemas estelares binarios	16
1.2 Espectroscopia Estelar	22
1.2.1 Ecuaciones de Boltzman y Saha	24
1.2.2 Formación de líneas estelares	26
1.3 Atmósfera estelar: Fotósfera	29
1.4 Atmósfera estelar: Cromósfera	33
1.5 Densidad de Masa columnar	38
1.6 Curva de crecimiento	40
2 Datos observacionales	45
2.1 Fotometría	46
2.2 Espectroscopía	50
2.3 Reducción de datos	53
2.4 Normalización de espectros	55

2.5	Sustracción: Líneas cromosféricas	63
3	Curvas de crecimiento	69
3.1	Anchos equivalentes y datos atómicos	69
3.2	Curvas de crecimiento observacionales y empíricas	74
3.3	Discusión	81
4	Conclusiones	88
	Referencias Bibliográficas	90
	Apéndices	94

Lista de figuras

1.1	Representación de un sistema binario eclipsante, con sus respectivas curvas de luz.	18
1.2	Geometría a escala del sistema ζ Aur.	21
1.3	Representación gráfica de las líneas de Fraunhofer. Dominio público, Wikimedia Commons.	23
1.4	Esquema de la estructura de estrellas, las <i>tipo solar</i> tienen corona y las <i>no solar</i> vientos solares. El esquema no está a escala.	30
1.5	Comparación entre un modelo de espectro estelar a $T = 4700K$ generado con el código PHOENIX, y una curva de cuerpo negro a la misma temperatura. .	32
1.6	Espectro puro del último eclipse (2019) de la estrella A del sistema ζ Aurigae, tipo K7II.	33
1.7	Perfiles de temperatura y densidad de masa en relación con la altura de la atmósfera solar.	35
1.8	Datos y ajuste por splines de la línea H de Ca II de la estrella gigante durante la totalidad del eclipse 2019.	36
1.9	Espectros en la banda B entre 3850 - 4050 Å del eclipse de ζ Aurigae de 1987.	38

1.10	Representación de la densidad de masa columnar en la atmósfera estelar. . .	39
1.11	Representación del ancho equivalente de una línea de absorción.	41
1.12	Representación del tipo de líneas que se pueden encontrar en un espectro. . .	42
1.13	Representación de Curva de crecimiento para un espectro con líneas fuertes, saturadas y con amortiguamiento en sus ‘alas’.	43
2.1	Curva de luz del eclipse del sistema ζ Aurigae del 2019.	46
2.2	Curva de luz del ingreso del eclipse del sistema ζ Aurigae del 2019	48
2.3	Representación de la altura proyectada en las fases de eclipse parcial. . . .	49
2.4	Instrumentación implementada para los obtener los datos de espectroscopía usados en este proyecto	52
2.5	Espectro puro de la estrella gigante roja del sistema binario Zeta Aurigae, el 19 de Noviembre del 2019 y espectro combinado durante el ingreso del eclipse, el 24 Octubre del 2019.	55
2.6	Perfil de velocidad radial para hacer correcciones de longitud de onda en los espectros del sistema ζ Aurigae.	58
2.7	Normalizaciones del espectro puro y espectro combinado del eclipse del 2019.	62
2.8	Ventana espectral de ejemplo, en la cual se observa la diferencia del espectro en flujo del espectro puro al tener en cuenta un factor antes de la sustracción de líneas cromosféricas.	65
2.9	Espectro de líneas cromosféricas, sustraído para ambas fechas del eclipse parcial.	66
2.10	Algunos tipos de líneas en el espectro sustraído: a) Líneas saturadas b) Líneas que no se pueden analizar individualmente c) Líneas débiles.	67

3.1	Cálculo del continuo local, con la respectiva propagación de errores.	73
3.2	Representación del cálculo de ancho equivalente.	74
3.3	Curvas de crecimiento observacionales para los elementos de Ti II y Fe I respectivamente, del eclipse ζ Aurigae de 2019.	75
3.4	Curvas de crecimiento teóricas del eclipse de ζ Aurigae, eclipse 1987 (K.P. Schröder, 1989).	77
3.5	Curva de crecimiento empírica y observacional para los elementos de Ti II y Fe I, respectivamente. Del eclipse ζ Aurigae de 2019.	79
3.6	Densidades empíricas en la cromosfera baja de ζ Aurigae en la entrada del eclipse de 2019.	80
3.7	Curva de crecimiento observacional Ti II del eclipse ζ Aurigae de 1987.	82
3.8	Comparación de la dispersión en las curvas de crecimiento observacionales del Fe I del eclipse de 2019 y eclipse de 1987.	84
3.9	Densidades de masa columnar empíricas en la cromósfera en el ingreso de los eclipse de ζ Aurigae de 1947, 1987 y 2019 para los elementos de Ti II y Fe I.	86

Lista de tablas

1.1	Parámetros y características de las estrellas que componen al sistema ζ Aurigae.	20
2.1	Fechas de cada uno de los contactos del eclipse 2019 de ζ Aurigae.	47
2.2	Información de los espectros obtenida con el código DataRedu.	54
3.1	Densidades de masa columnar del eclipse ζ Aurigae, 2019.	78
4.1	Líneas empleadas para analizar las curvas de crecimiento del 24 Octubre . .	96
4.2	Líneas empleadas para analizar las curvas de crecimiento del 25 Octubre. . .	98

Lista de apéndices

Apéndice A. Líneas de absorción empleadas en el análisis	95
Apéndice B. Código <i>Growth curve</i>	99

Resumen

TÍTULO: Estudio del último eclipse cromosférico del sistema ζ Aurigae, otoño del 2019¹.

AUTORA: Natalia Lucía Oliveros Gómez ²

PALABRAS CLAVE: Sistemas binarios, cromosfera, espectroscopía, densidad de masa columnar, curvas de crecimiento.

DESCRIPCIÓN:

Los sistemas binarios son objetos de gran importancia en la astrofísica, ya que permiten conocer características estelares con alta precisión, y por ende, acercarnos a conclusiones relevantes respecto a la dinámica y evolución de las estrellas. En el presente estudio se realiza un análisis del eclipse cromosférico del sistema binario zeta ζ Aur en otoño de 2019. A partir de una comparación directa con el acontecimiento bien estudiado del mismo tipo en 1989, para mostrar el grado de variabilidad en escalas de tiempo tan largas. Durante el eclipse, la compañera tipo B, sirve de sonda de luz para atravesar la cromosfera de la estrella gigante K desde atrás. Para que la comparación sea lo más directa posible, utilizamos las mismas técnicas que se aplicaron a las observaciones de 1989. El espectro puro de la gigante K obtenido en eclipse total se sustrajo -en proporción correcta y en la misma escala de longitudes de onda- de los espectros compuestos, para obtener el espectro puro de la compañera. Mediante un análisis de la curva de crecimiento, se obtuvo la densidad de masa columnar cromosférica de la estrella gigante para dos puntos de altura diferentes.

De esta investigación encontramos que tanto las densidades de columna y sus gradiente de densidad son notablemente diferentes de los valores obtenidos en 1989. Además se confirma que la cromosfera de la gigante ζ Aur K es muy variable, a partir de la comparación con observaciones de los años 50, adaptadas a la misma escala de altura. Los notables cambios en el gradiente de densidad, no pueden explicarse por cambios lentos de un equilibrio hidrostático, sino que deben resultar de procesos altamente dinámicos, dominados por la presión turbulenta.

¹Trabajo de Grado

²Facultad de Ciencias, Escuela de Física, Klaus-Peter Schroeder (Director), Luis Alberto Núñez (Co-director), Faiber Danilo Rosas (Co-director).

Abstract

TITLE: Study of the last chromospheric eclipse of the Aurigae system, fall 2019.¹.

AUTHOR: Natalia Lucía Oliveros Gómez ².

KEYWORDS: Binary systems, chromosphere, spectroscopy, columnar mass density, growth of curves.

DESCRIPTION:

The importance of binary systems in astrophysics, which accurately provide physical quantities that allow a comprehensive understanding of stellar dynamics and stellar evolution, is well known. In the present study, we perform an analysis of the chromospheric eclipse of the zeta ζ Aur binary zeta system in autumn 2019. This is based on a direct comparison with the well-studied event of the same type in 1989, to show the degree of variability on such long time scales. During the eclipse, the B-type companion serves as a light probe to pass through the chromosphere of the K giant star from behind. To make the comparison as direct as possible, we used the same techniques that were applied to the 1989 observations. The pure spectrum of the K giant obtained in total eclipse was subtracted - in correct proportion and on the same wavelength scale - from the composite spectra to obtain the pure spectrum of the companion. By means of a growth of curve analysis, the chromospheric columnar mass density of the giant star was obtained for two different height points.

From this investigation, we found that both column densities and their density gradients are remarkably different from the values obtained in 1989. And further comparison with observations from the 1950s, adapted to the same height scale, confirms that the chromosphere of the giant ζ Aur K is highly variable. The remarkable changes in the density gradient cannot be explained by slow changes of a hydrostatic equilibrium, but must result from highly dynamic processes dominated by turbulent pressure.

¹Bachelor's thesis

²Facultad de Ciencias, Escuela de Física, Klaus-Peter Schroeder (Advisor), Luis Alberto Núñez (Co-advisor), Faiber Danilo Rosas (Co-advisor).

Introducción

Los sistemas binarios eclipsantes han sido objeto de estudio durante décadas. Entre éstos, los sistemas Zeta (ζ) Aur son relevantes puesto que están compuestos por una estrella supergigante K y una enana B con largos tiempos de eclipsación ([Ake y Griffin, 2015](#)). Debido a estas características, la estrella B brilla a través del material cromosférico de la estrella K cerca del primer contacto. Con lo cual, se genera la oportunidad de obtener información de la cromósfera estelar a diferentes alturas de esta.

El uso de herramientas como la espectroscopía y fotometría permiten la recolección de datos de eclipses estelares, de modo que se pueden obtener parámetros relevantes del sistema. En 1954, [Wilson y Abt \(1954\)](#) realizaron uno de los primeros estudios del sistema ζ Aurigae donde se analizan algunas características de la variación de densidad de masa columnar y velocidades radiales del sistema. Posteriormente, en 1989, [K.P. Schröder \(1989\)](#) se estudia este mismo sistema implementando la metodología de curvas de crecimiento, lo cual inspira al desarrollo de esta investigación. Cabe resaltar que tendremos en cuenta la geometría del sistema ([R.E.M. Griffin y Reimers, 1989](#)) y su importancia en el cálculo de huellas evolutivas, que son posibles extrapolar a estrellas individuales, como lo indica ([Schröder, Pols, y Eggleton, 1997](#)).

En la actualidad el estudio de atmósferas estelares es un área de investigación constante, sobre todo

el análisis de la cromósfera (Ayes, 2019). Allí es posible evidenciar la importancia de diferenciar en qué alturas estelares es posible aplicar aproximaciones hidrostáticas, y en qué secciones de la atmósfera estas suposiciones ya no se cumplen y es necesario usar conceptos de la dinámica.

Por lo tanto, este trabajo responde a la necesidad de calcular la absorción cromosférica y el cambio de la densidad de columna $\log(N(h))$ del último eclipse del sistema binario ζ Aurigae de otoño 2019, y comparar con antiguos eclipses ocurridos en 1987 y 1947-1948. Para ello hacemos uso principalmente de datos observacionales tomados con el telescopio TIGRE¹ (Schmitt y cols., 2014). Para obtener los espectros de absorción de la cromósfera de la estrella principal del sistema, estos datos deben pasar por un proceso de reducción y tratamiento, lo cual nos permite conocer la densidad de masa columnar asociada a algunos elementos y alturas específicas de la cromósfera.

En el capítulo 1 se aborda el marco teórico indispensable para el desarrollo de este proyecto. Aquí se hace un breve repaso de los sistemas binarios, específicamente de ζ Aurigae, la importancia de la espectroscopía y su relación con las atmósferas estelares. En el capítulo 2 se aborda una descripción general de la instrumentación y los tipos de datos empleados para el análisis, y cómo se implementó la reducción, normalización y sustracción de espectros astronómicos. En el capítulo 3 se presenta el código realizado y los resultados obtenidos de densidad de masa columnar, con su respectiva discusión y comparación con otros eclipses de años anteriores. Por último, en el capítulo 4 se concluye lo más relevante de los resultados y se enumeran algunos aspectos claves a ser considerados para futuros trabajos propuestos.

¹Ubicado en el Observatorio la Luz en Guanajuato, México y posee una resolución espectral ≈ 20000 y relación S/N 100 – 200.

Esta investigación es realizada en conjunto con el grupo de física estelar de la Universidad de Guanajuato, México. Y toda la documentación y códigos de análisis se encuentran recopilados y presentados en un repositorio Github¹.

¹https://github.com/ntlucia/Tesis_Estrellas_binarias

1. Estrellas

1.1. Sistemas estelares binarios

Una estrella la suponemos como una esfera luminosa de gas y plasma que mantiene su forma gracias al equilibrio hidrostático entre su gravedad y la presión del gas. En el proceso de formación estelar dado en regiones con leves variaciones de temperatura y densidad, se pueden generar estrellas individuales, sistemas binarios o sistemas de múltiples estrellas. Según ([Fisher, Schröder, y Smith, 2005](#)), los sistemas de estrellas binarios son mucho más comunes en el Universo que las estrellas individuales como nuestro Sol. Además, la investigación de estos sistemas permite conocer información astrofísica como la masa y radio estelar en su estado evolutivo con una precisión superior a la que es posible en el caso de estrellas individuales. Así mismo, estos sistemas son útiles para hacer estudios de regiones como la cromósfera estelar, que de otra manera, no serían posibles de realizar en estrellas individuales, permitiendo con ello avances importantes en la comprensión de las atmósferas estelares y la evolución estelar. Aún así, existen diferentes tipos de sistemas binarios, los cuales se clasifican de acuerdo a características observacionales, como la geometría, la

relación de masas, la luminosidad, entre otras.

Los sistemas binarios, según el modo de detección, se pueden clasificar como:

- **Sistemas dobles ópticos:** Aquellos que sus estrellas se encuentran en la misma línea de visión pero no están unidas gravitacionalmente.
- **Sistemas binarios visuales:** Aquellos que muestran parámetros comunes pero se pueden resolver de manera independiente, éstos en particular proporcionan información relevante de la separación angular entre las componentes y el centro de masa.
 - **Sistemas binarios astrométricos:** Normalmente solo se observa una de las componentes estelares pero hay un movimiento aparente periódico en ella, permitiendo conocer la presencia de la otra.
 - **Sistemas binarias espectroscópicas:** Se analizan a partir de los desplazamientos periódicos en sus líneas espectrales y normalmente están demasiado juntas para deducir su binariedad mediante fotometría.
- **Sistemas binarios eclipsantes:** En los cuales nos centramos en esta tesis y explicamos mejor a continuación.

Sistemas binarios eclipsantes

Las binarias eclipsantes son sistemas donde sus estrellas se eclipsan mutua y periódicamente, ya que sus componentes tienen planos orbitales orientados aproximadamente a lo largo de la línea de visión del observador. Se pueden observar a partir de fotometría con curvas de luz, donde cambia

la magnitud aparente del sistema deduciendo con ello los parámetros orbitales y físicos, propios de cada componente estelar (Carroll y Ostlie, 2017).

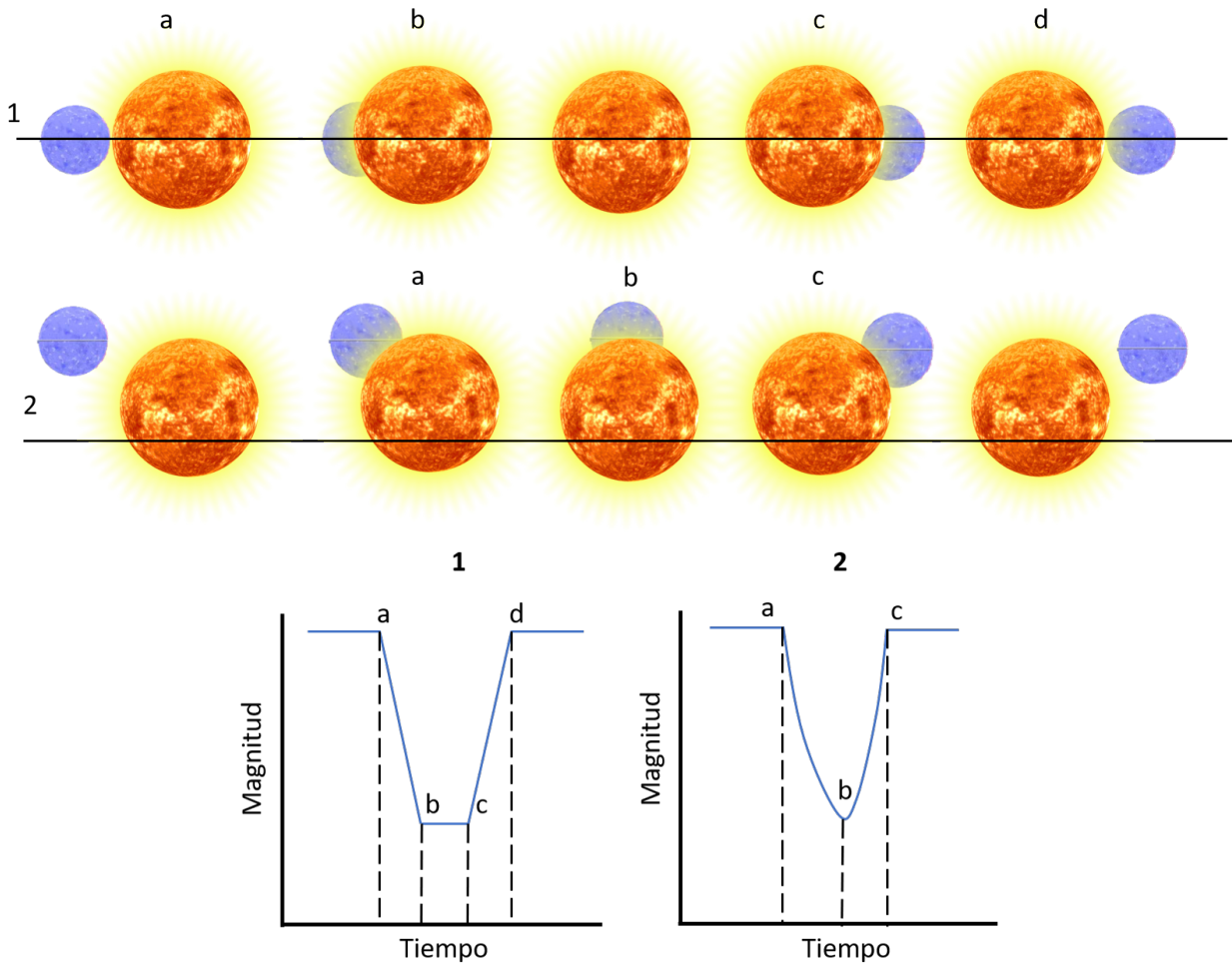


Figura 1.1 Representación de un sistema binario eclipsante, con sus respectivas curvas de luz, sin tener en cuenta la geometría de algún sistema en específico, para diferentes variaciones de ángulo. En el 1) se tiene una inclinación $i = 90^\circ$, 1a es el primer contacto, 1b es eclipse parcial entrante y 1c es el parcial saliente, entre 1b y 1c es el eclipse total y 1d es el cuarto contacto. 2) la inclinación es menor a 90° .

Debido a las variaciones de luminosidad de la estrella principal durante el eclipse y descrita por su curva de luz, se puede hacer una buena estimación de la geometría del sistema. Esto nos permite deducir el ángulo de inclinación i (medido como el ángulo entre el plano del observador y el eje

de rotación de la estrella), y la excentricidad orbital. En la figura 1.1 se observa un ejemplo de la relación entre las asimetrías de la curva, con respecto a la geometría del sistema.

Existen tipos de sistemas binarios eclipsantes característicos, donde una de sus componentes es una estrella gigante fría y la otra es una estrella en secuencia principal o enana caliente. Estos sistemas se conocen como *Sistemas ζ Aur* (Ake y Griffin, 2015). Si se tienen los espectros en orden temporal, es posible modelar los gradientes de densidad y temperatura en la cromósfera de la estrella gigante.

Siguiendo la figura 1.1, en el primer contacto (1a) se tendrá una superposición de los espectros de la estrella gigante y la estrella compañera. A medida que las dos estrellas se acercan (1b) el flujo de la gigante se hace cada vez más débil por la presencia de la compañera, sobre todo en la banda azul. En ese momento se obtiene un espectro compuesto por las dos estrellas, no solo en superposición sino también con líneas de absorción cromosférica, debido a la interacción de la luz de la estrella compañera con la cromósfera de la estrella gigante. A medida que se oculta la estrella compañera, las líneas espectrales van cambiando su geometría. Finalmente en el eclipse total se obtiene solo el espectro de la estrella gigante, el cual se denomina *espectro puro*. En el egreso de la estrella compañera (1c y 1d) ocurre un proceso análogo.

Sistema ζ Aurigae

El sistema binario eclipsante ζ Aurigae fue descubierto en 1932 (Guthnick, 1934). Este sistema se encuentra ubicado en la constelación de Auriga y sus eclipses estelares se pueden observar tanto

con telescopios terrestres como espaciales, gracias a que durante el eclipse, la magnitud de ζ Aur A disminuye a +3,99 en la banda B. Otras de las características relevantes de este sistema, se pueden apreciar en la tabla 1.1, con las respectivas citas que validan cada uno de los parámetros conocidos de las estrellas del sistema. Por otro lado, es relevante la geometría del eclipse, la cual puede ser observada en la figura 1.2 donde están los radios a escala de acuerdo a (Di Benedetto y Ferluga, 1990), para tener una mejor claridad de la relación de tamaños entre estrellas.

Característica	Unidades	ζ Aur A	ζ Aur B	Cita
Subgrupo estelar	-	Gigante roja	Secuencia principal	Ake y Griffin (2015)
Tipo espectral	-	K5 II	B7 V	(Shenavrin, Taranova, y Nadzhip, 2011)
Periodo orbital	días	972.164 ± 0.041		Griffin (2005)
Periodo eclipsación	días	≈ 36		Griffin (2005)
Radios	R_{\odot}	166	5.1	Schröder y cols. (1997)
Tasa masa	M_A/M_B	1.27 ± 0.6		Schröder y cols. (1997)
Masa	M_{\odot}	6.6 ± 0.7	5.2 ± 0.4	Schröder y cols. (1997)
Luminosidad	$\log(L/L_{\odot})$	3.78	3.07	Schröder y cols. (1997)
Temperatura efectiva	T_{eff} [K]	4057 4150	15000	Luck (2014) Schröder y cols. (1997)
Gravedad superficial	$\log(g)$	0.54	-	Luck (2014)
Metalicidad	Fe/H	-0.01	-	Luck (2014)
Velocidad radial	V_r [m/s]	11.32 ± 0.3	-	R.E.M. Griffin y Reimers (1989)
Paralaje*	π	4.15 ± 0.29 5.2872 ± 0.5353		Van Leeuwen (2007) Collaboration y cols. (2018)

Cuadro 1.1 Parámetros y características de las estrellas que componen al sistema ζ Aurigae.

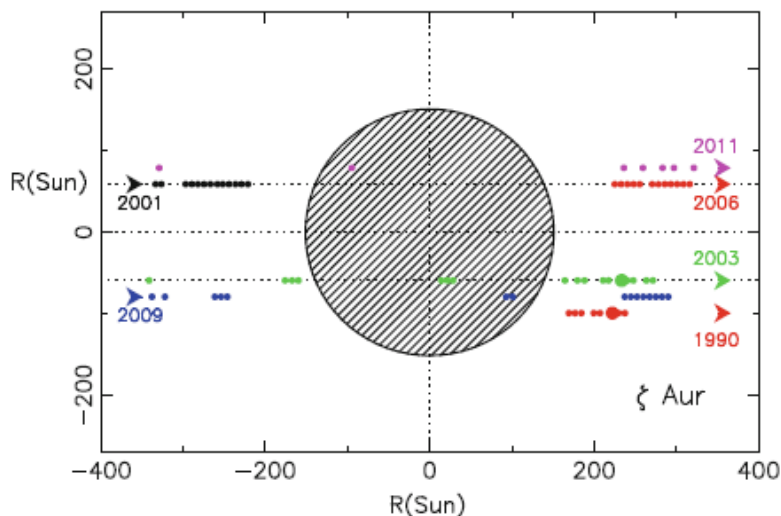


Figura 1.2 Geometría a escala del sistema ζ Aur, que indica el seguimiento de seis eclipses. Las trayectorias modeladas se han desplazado verticalmente para mayor claridad, pero todas deberían estar a lo largo de la misma. Datos de 1990: espectros fotográficos del Calar Alto Observatory; y otros: espectros CCD del DAO.

Los valores de radios, luminosidades y demás características de las estrellas de la tabla 1.1, se derivan de una combinación de fotometría y espectroscopia, con esto se puede hacer coincidir sus posiciones en el diagrama $H - R$. También se pueden reconstruir con las trayectorias evolutivas calculadas para sus masas correspondientes (Schröder y cols., 1997), lo que proporciona una verificación muy valiosa de los parámetros y supuestos que la teoría de la evolución ha adoptado.

En la actualidad, los sistemas binarios tienen un potencial único como trazadores de la evolución estelar, permitiendo extrapolar características a estrellas individuales. Esto se basa en la condición de que la evolución de un miembro de un sistema binario no se ve afectada por su unión gravitacional con otra estrella, como se indica en (Schröder y cols., 1997). Los modelos de cromósferas que se producen al analizar los eclipses atmosféricos de los sistemas Aur son representativos con respecto a otras gigantes. Además, con el estudio de líneas como las líneas H y K de Ca II y los

cambios de ionización se pueden conocer, si a pesar de enfoques diferentes relacionados con los vientos exteriores y cromósferas hay compatibilidades entre binarios e individuales.

1.2. Espectroscopia Estelar

Desde la antigüedad, nuestros antepasados se han preguntado por la composición de las estrellas que podemos observar en el firmamento. Gracias a la luz que nos llega de las mismas, actualmente podemos conocer la respuesta a ésta y muchas más incógnitas planteadas años atrás. La espectroscopia es una de las herramientas más útiles en el análisis de objetos astronómicos.

Isaac Newton fue el primero en usar la palabra *espectro* refiriéndose a los colores en que se descompone la luz blanca al pasar por un prisma. Posteriormente, el astrónomo, óptico y físico alemán Joseph von Fraunhofer, usó un espectroscopio para descomponer la luz proveniente del Sol y además de ver un continuo de colores, observó la presencia de líneas oscuras, como se observa en la figura 1.3. Fraunhofer no pudo explicar este comportamiento ([Von Fraunhofer, 1823](#)). Fue hasta el siglo XIX, que Gustav Robert Kirchhoff y Robert Wilhelm Bunsen observaron que cuando los elementos químicos alcanzan ciertas temperaturas, emiten luz en longitudes de onda específicas, es decir, cada elemento tiene un espectro de líneas único y característico.

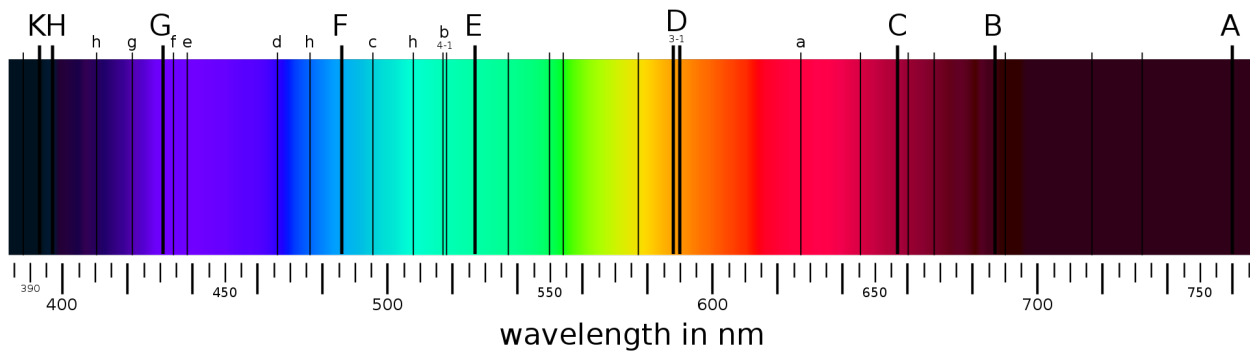


Figura 1.3 Representación gráfica de las líneas de Fraunhofer. Dominio público, Wikimedia Commons.

En 1886, el físico y astrónomo estadounidense Edward Pickering en conjunto con un equipo de 13 mujeres conocidas como *las calculadoras de Harvard*, retomaron un trabajo hecho por el astrónomo Angelo Secchi en 1874, el cual propuso una clasificación para las líneas espectrales. El equipo contó y clasificó aproximadamente 225.300 estrellas, registrándolas en el *Henry Draper Catalogue* (Gray, Corbally, y Burgasser, 2009). Además propusieron un primer sistema de clasificación espectral que posteriormente se convirtió en el conocido sistema Morgan-Keenan (“OBAFGKM” con divisiones de 0 a 9), el cual está directamente relacionado con la temperatura. Las primeras estrellas se conocen como *tipo temprano* y suelen ser azules y calientes, mientras que las últimas se conocen como *tipo tardío* y suelen ser rojas y frías.

Posteriormente, los astrónomos Ejnar Hertzsprung y Henry Russell, propusieron el célebre diagrama Hertzsprung-Russell o *diagrama H-R*. El cual registra: magnitud absoluta o luminosidad en el eje vertical (con el aumento de brillo hacia arriba) y el tipo espectral o índice de color en el eje horizontal (con la temperatura aumentando hacia la izquierda). Las estrellas se pueden dividir en subgrupos: secuencia principal (MS), Gigantes (G), Supergigantes (SG) y Enanas (D).

Teniendo en cuenta todas las propiedades mencionadas anteriormente, se puede conocer la evo-

lución estelar a partir de la secuencia de cambios dinámicos de las estrellas. Para entender los espectros estelares es necesario conocer la estructura estelar de dónde viene la luz que analizamos, y cómo en su interior se forman esos espectros que posteriormente se van a analizar.

1.2.1. Ecuaciones de Boltzman y Saha

Es muy importante tener en cuenta cómo medir las abundancias químicas en las atmósferas estelares, tanto para elementos neutros como ionizados, para esto se implementa la herramienta de espectroscopia. Teóricamente se implementan las ecuaciones de Boltzmann 1.1 y de Saha 1.4 para cada uno de los elementos, respectivamente.

La ecuación de Boltzmann describe el cambio o evolución de cantidades macroscópicas de un sistema termodinámico. Para esto, inicialmente es necesario conocer la función de distribución de velocidades de Maxwell-Boltzmann, como se ve en la ecuación 1.1. Esta distribución describe la fracción de partículas por unidad de volumen, $n_v = \partial n / \partial v$ que están en un rango de velocidades $v + dv$. Donde n se refiere a la densidad total, m es la masa del electrón, T la temperatura de excitación y k la constante de Boltzmann

$$n_v dv = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-mv^2/2kT} 4\pi v^2 dv. \quad (1.1)$$

Ahora, los átomos de un gas, no solo tienen una velocidad caracterizada con la ecuación 1.1, sino que también ganan y pierden energía a medida que interactúan con los fotones. Teniendo en cuenta estas dos características, es posible obtener una distribución de electrones en el átomo. Ésta se rige por un resultado fundamental de la mecánica estadística (Carroll y Ostlie, 2017), es menos probable que los orbitales de mayor energía estén ocupados por electrones. Entonces la relación de

probabilidades de que un electrón esté en un estado a o uno b está dado en la ecuación 1.2, donde el término $e^{-E_b/kT}$ se conoce como factor de Boltzmann

$$\frac{P_b}{P_a} = \frac{e^{-E_b/kT}}{e^{-E_a/kT}} = e^{-(E_b-E_a)/kT}. \quad (1.2)$$

Es necesario tener en cuenta los *estados degenerados*, es decir, aquellos en los cuales a pesar de que los números cuánticos son diferentes, las energías son iguales. Para estos casos cada estado degenerado debe ser que contado independientemente. Por lo tanto, ahora es necesario tener en cuenta pesos estadísticos g_i , los cuales están relacionados directamente con las energías y no con los números cuánticos, de este modo, tener en cuenta todos los estados posibles.

Esto conlleva a la ecuación de Boltzmann 1.3, que es la razón de la cantidad de átomos de un elemento, con diferentes estados de excitación. Donde N_b es el número de átomos con energía E_b y N_a los átomos con energía E_a

$$\frac{N_b}{N_a} = \frac{g_b e^{-E_b/kT}}{g_a e^{-E_a/kT}} = \frac{g_b}{g_a} e^{-(E_b-E_a)/kT}. \quad (1.3)$$

Por otro lado, se pueden tener en cuenta átomos ionizados, es decir, cuando se desliga un electrón del estado base con una energía de ionización χ_i . Esto es, llevándolo de la etapa de ionización i a $i+1$, la ecuación de Boltzmann se reescribe como la ecuación 1.4. Ésta es conocida como *ecuación de Saha*, donde $Z(T)$ es la función de partición dependiente de la temperatura, N_i^{ion} es un modelo de densidad de iones en función de la altura atmosférica y T_{exc} es la temperatura de excitación

$$A_i = \frac{\pi e^2}{m_e c^2} \frac{\lambda c}{v \sqrt{\pi}} g f \frac{N_i^{ion}}{Z(T)} e^{-E_i/kT_{exc}}. \quad (1.4)$$

1.2.2. Formación de líneas estelares

Las líneas de absorción se crean cuando un átomo absorbe un fotón con la energía requerida para que un electrón realice una transición de un orbital inferior a uno superior. Las líneas de emisión se forman en el proceso inverso, cuando un electrón hace una transición descendente y se libera un fotón. Matemáticamente esto se puede escribir como en la ecuación 1.5. Además, la longitud de onda del fotón depende de las energías de los orbitales atómicos involucrados en estas transiciones, las cuales también se pueden distinguir aplicando las ecuaciones de Boltzmann (1.3) y Saha (1.4). Por lo que cada línea espectral corresponde a una transición específica de un átomo en concreto. Las líneas nos permiten identificar los átomos presentes en la atmósfera de la estrella, y por tanto su composición química

$$E_\gamma = n(E_f - E_i) = h\nu = hc/\lambda. \quad (1.5)$$

Las transiciones de electrones de un orbital a otro, también tienen una fuerte relevancia en la física atómica, ya que hay parámetros físicos y estadísticos que condicionan las probabilidades de que se de una transición o no. Uno de los repositorios que contiene información al respecto es *Vienna Atomic Line Data Base (VALD)* (Piskunov, Kupka, Ryabchikova, Weiss, y Jeffery, 1995). Este repositorio contiene la compilación de datos teóricos y experimentales relevantes relacionados a las transiciones atómicas que contribuyen significativamente en los espectros estelares.

Las diferencias entre los espectros de dos estrellas se deben tanto a sus diferentes temperaturas, como a su composición química. Los detalles de la formación de líneas espectrales pueden ser complejos. Puesto que la emisión o absorción puede deberse a la transición de un electrón de cualquier átomo presente en la atmósfera estelar, en cualquiera de las etapas de ionización.

Para descubrir las bases físicas de la clasificación estelar se debe conocer la formación de las líneas de absorción y emisión. También se debe conocer con claridad, la probabilidad de encontrar un electrón en un orbital para que este haga una transición y además conocer las etapas de ionización los átomos. Para esto, se cuenta con la rama de la física estadística, donde se analiza la *opacidad*, la cual es una característica que tiene en cuenta cuatro fuentes primarias para eliminar fotones estelares de un haz. Estas fuentes implican cambios de estado cuántico de electrones y los términos ligado y libre, que hacen referencia a si un electrón está unido al átomo o se trata de un ion en estado final o inicial.

1. **Interacción ligado-ligado** se producen cuando un electrón de un átomo realiza una transición de un orbital a otro y permanece ligado al átomo. De forma ascendente cuando gana energía por la apropiada absorción de un fotón, estas transiciones son responsables de líneas de absorción. En el proceso inverso, con transiciones descendentes, por volver al estado inicial o de menor energía, se emite un fotón y el resultado de esta secuencia es absorción-emisión. Si no vuelve a su estado inicial es una absorción pura. Si, mientras está en un estado excitado, tiene una colisión con una partícula vecina, lo que se convierte en parte de la energía térmica del gas, y genera degradación de la energía media de los fotones. No existe una

única ecuación que tenga en cuenta todas estas posibles contribuciones.

2. **Interacción ligado-libre**, también conocida como *fotoionización*, ocurre cuando un fotón incidente tiene energía mayor a la energía de ionización, es decir, la suficiente para ionizar un átomo y arrancar un electrón. Cualquier fotón de $\lambda \leq hc/\chi_i$, donde χ_i es la energía de ionización del i -ésimo orbital. Puede ser absorbido y esa energía se usa para arrancar un electrón del átomo. Esta absorción es continua, porque no se necesita una energía específica y puede producir una disminución de energía en el continuo espectral.

El proceso inverso sucede cuando el electrón libre se recombina con un ion emitiendo fotones en direcciones aleatorias y contribuye a reducir la energía promedio de fotones en el campo de radiación.

3. **Interacción libre-libre** es un proceso de dispersión, cuando un electrón libre cerca de un ion, absorbe un fotón, lo que hace que aumente la velocidad del electrón. En este proceso, el ion cercano es necesario para conservar tanto la energía como el impulso. También puede pasar que al pasar cerca a un ion el electrón pierde energía al emitir un fotón, lo que hace que el electrón se desacelere, este proceso de emisión libre se conoce como *bremsstrahlung*, que significa “radiación de frenado”.

Debido a estas dispersiones, los átomos en estado excitado que son inestables, por lo que luego el átomo se desexcita espontáneamente emitiendo de nuevo el fotón. Ese fotón a su vez lo vuelve a absorber otro átomo, y es vuelto a emitir, y así sucesivamente. Los fotones quedan de esta forma atrapados en la atmósfera y lo vemos evidenciado en las líneas de absorción.

Como la fotosfera sigue aportando luz en todas las longitudes de onda, llegaría un momento

en que los electrones capturados por una transición serían tantos que mantendrían todos los átomos excitados, como si estos fuesen estables. Los nuevos fotones emitidos por la fotosfera en esa longitud de onda ya no serían absorbidos, pues no tendríamos electrones en el nivel de energía bajo del inicio de la transición. Los fotones saldrían de la atmósfera, formarían parte del espectro, y la línea desaparecería. A este fenómeno se denomina *saturación de la línea*.

4. **Dispersión de electrones** es cuando un electrón dispersa un fotón a través del proceso de *dispersión de Thomson*, es decir, el electrón oscila en el campo electromagnético del fotón. Sin embargo, como el electrón es pequeño, resulta en una pequeña región transversal, lo que significa que la dispersión electrónica es más efectiva cuando la densidad de electrones es muy alta, lo que requiere también una alta temperatura.

1.3. Atmósfera estelar: Fotósfera

El modelo más simple de estructura estelar son capas esféricas superpuestas, dentro de las cuales se encuentra el núcleo estelar, la zona radiativa, zona convectiva y atmósfera estelar, esta estructura se observa en la figura 1.4. La atmósfera en estrellas desde la *O* hasta las *K0* están compuestas por fotósfera, cromósfera y corona. Para las estrellas superiores a las *K2* se tiene fotósfera, cromósfera y viento solar frío. En ambos casos, la cromósfera se comporta como una zona de transición.

La fotósfera está compuesta principalmente de gas y una pequeña porción en forma de plasma o gas ionizado, el cual es opaco a la radiación. Por lo tanto, no es fácil conocer el interior de las estrellas. Sin embargo, el gas atómico o molecular da paso a la luz, lo cual se conoce como continuo

espectral y puede ser detectado por los telescopios. Esto forma lo que conocemos como espectro estelar, así que para interpretarlo, es necesario describir cómo viaja la luz a través del gas estelar.

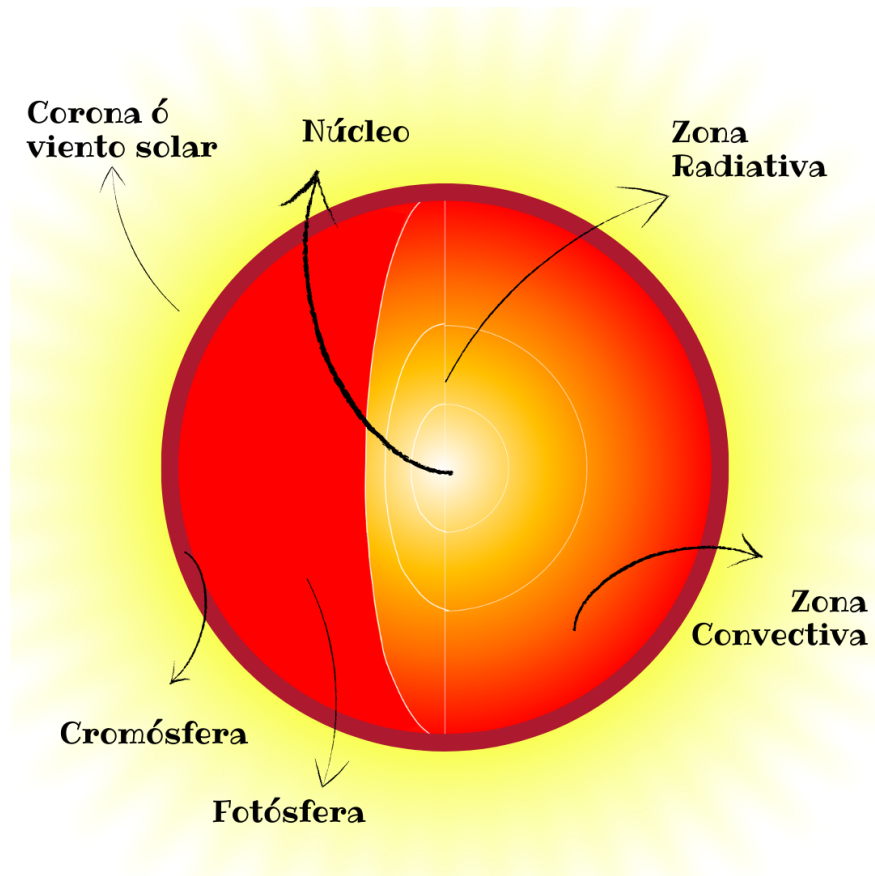


Figura 1.4 Esquema de la estructura de estrellas, las *tipo solar* tienen corona y las *no solar* vientos solares. El esquema no está a escala.

Como primera aproximación, la energía por longitud de onda de una estrella puede modelarse como un radiador perfecto mediante la ley de Planck (ecuación 1.6). Donde $h = 6.063 \times 10^{-34} [J]$, conocida como la constante de Planck, $k = 1.38 \times 10^{-23} [JK^{-1}]$ es la constante de Boltzman, $c = 3 \times 10^8 [m/s]$ es la velocidad de la luz en el vacío y T la temperatura

$$B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/k\lambda T} - 1}. \quad (1.6)$$

Para conocer el pico máximo de emisión de energía, es necesario derivar la ecuación 1.6, obteniendo la longitud de onda donde ocurre esta emisión, a esto se le conoce como *ley de desplazamiento de Wien*, (ecuación 1.7). Donde $A = 0.0028976$ [m· K] se denomina la constante de Wien y λ_{max} es la longitud de onda de máxima emisión

$$\lambda_{max} = \frac{A}{T}. \quad (1.7)$$

Al integrar la ecuación 1.6, asumiendo que una estrella irradia isotrópicamente, se obtiene la energía radiada por unidad de tiempo y unidad de área conocida como *ecuación de Stefan-Boltzmann* (ecuación 1.8), donde $\sigma = 5.67 \times 10^{-8}$ [W/m²K⁴] se conoce como constante de Stefan-Boltzmann.

$$F = 4\pi \int B(\lambda) d\lambda = \sigma T^4 \quad (1.8)$$

En la figura (1.5) se observa que modelar las estrellas como un radiador perfecto que sigue la ley de Planck, se usa más por su sencillez que por su exactitud, ya que las líneas de emisión y absorción de los espectros afectan el continuo en ciertas longitudes de onda. En el caso de estrellas gigantes, que se caracterizan por su alta cantidad de metales, los espectros poseen gran cantidad de líneas de absorción y en estos casos, este continuo se ve más afectado. Esta alta absorción, hace que se reduzca la intensidad del continuo y en ocasiones no se observen las líneas individuales. A este fenómeno se le conoce como *blanketing effect* o *line blanketing*, con un efecto bastante pronunciado en las regiones azules del espectro.

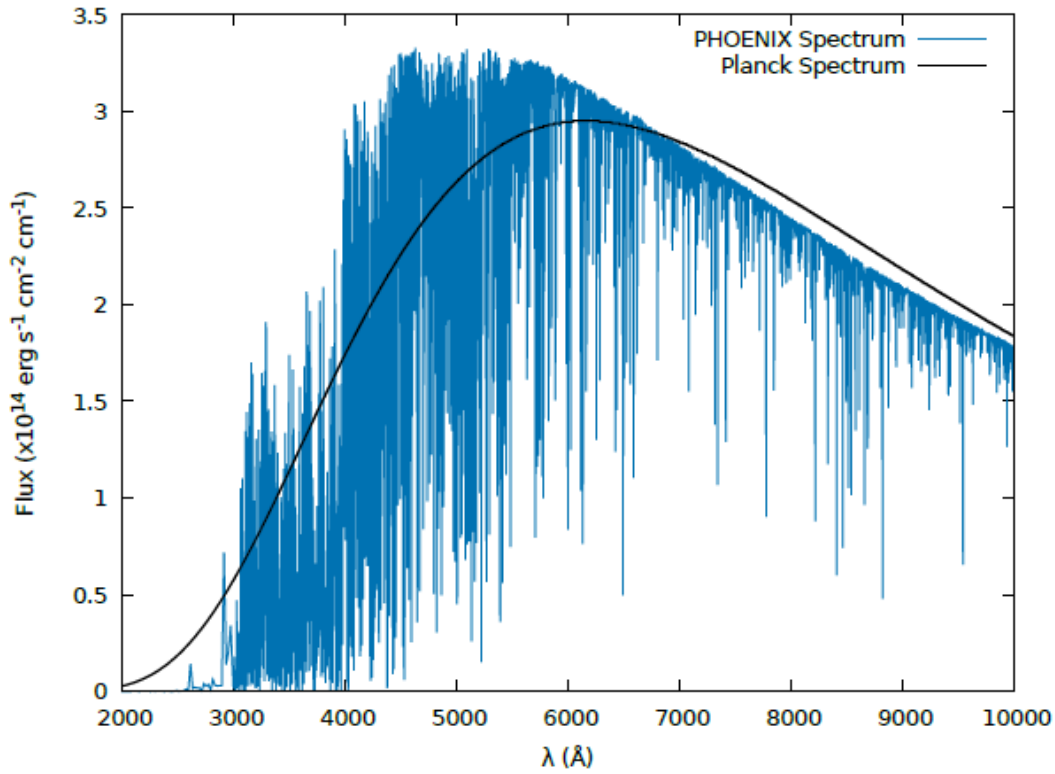


Figura 1.5 Comparación entre un modelo de espectro estelar a $T = 4700K$ generado con el código PHOENIX, y una curva de cuerpo negro a la misma temperatura. La resolución del espectro se ha disminuido en un factor de 200. *Tomado de (Rosas, 2019).*

Espectros de la fotosfera del sistema ζ Aur

Unas de las líneas espectrales de la estrella gigante del sistema ζ Aur, que además es fácil de reconocer, debido a su ancho, son las líneas de Fraunhofer de Calcio doblemente ionizado (Ca II): H (396.847 nm) & K (393.368 nm). Estas líneas se pueden observar en la figura 1.6, respectivamente.

Estas dos líneas de absorción características son generadas en la fotosfera y de acuerdo a que la temperatura en esta región de la atmósfera no es tan alta se puede asumir equilibrio térmico local. Éstas se generan porque el átomo gana energía por el impacto de un fotón haciendo que haya una transición a un nivel superior de energía y que al bajar de manera espontánea a su estado funda-

mental se emita un fotón de la misma naturaleza que el absorbido.

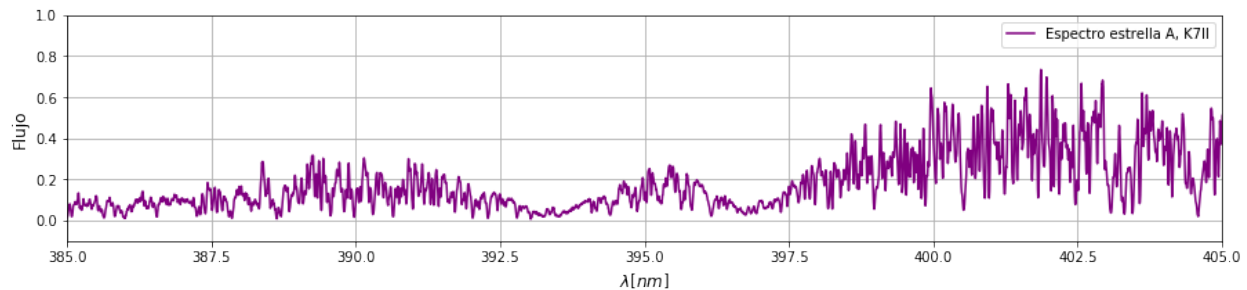


Figura 1.6 Espectro puro del último eclipse (2019) de la estrella A del sistema ζ Aurigae, tipo K7II.

En esta zona de la fotosfera, según las ecuaciones de Saha y Boltzmann no se obtienen líneas de emisión debido a las bajas temperaturas y altas densidades, no obstante estas pueden generarse en la cromósfera.

1.4. Atmósfera estelar: Cromósfera

La cromósfera es la zona de transición entre la fotosfera y la corona o el viento estelar, de acuerdo al tipo de estrella. La definición exacta de cromósfera en la actualidad no está perfectamente detallada o delimitada en las alturas de la atmósfera. Inicialmente se ha determinado como una capa atmosférica en la que hay una cantidad mensurable de calentamiento local, además del transporte de calor radiactivo y convectivo que se tiene en la fotosfera.

Los límites de la cromosfera se pueden definir por el signo del gradiente térmico de la atmósfera estelar (Linsky, 2017). Las fuentes de calor no radiantes son débiles como para modificar significativamente el equilibrio de la entrada de energía radiante y convectiva con respecto a las pérdidas radiantes en el espacio. Debido a que las densidades son relativamente grandes en la parte supe-

rior fotosfera, el enfriamiento radiativo es muy eficiente, y la tasa de calentamiento no radiativo es mucho mayor que en las capas de menor densidad de la cromosfera. A su vez, la disminución de densidad a cierta altura atmosférica, hace que la combinación del calentamiento no radiativo y la disminución del enfriamiento radiativo, genere un aumento de la temperatura con la altura. Como vemos entonces unas de las características más relevantes es el comportamiento de la temperatura y la densidad, las cuales van inversamente proporcionales. En la figura 1.7 se observan las variaciones en estas propiedades a través de la atmósfera estelar.

Al variar la altura atmosférica o la profundidad óptica las líneas de absorción y emisión, cada capa se pueden relacionar con diferentes mecanismos físicos que están sucediendo dentro de la atmósfera, como la radiación y convección. Sin embargo, aún no es factible modelar por completo la atmósfera estelar en toda su complejidad. Los modelos de atmósferas actuales son buenas aproximaciones para ciertas regiones, por lo tanto, siguen siendo un tema relevante en la actualidad. Hay mecanismos como los mostrados en [Chavez, Bertone, Vega, y De la Luz \(2013\)](#) y [Ayres \(2019\)](#), donde los campos magnéticos son cada vez más importantes para explicar altas temperaturas a las que puede llegar la cromósfera y algunas de sus complejidades.

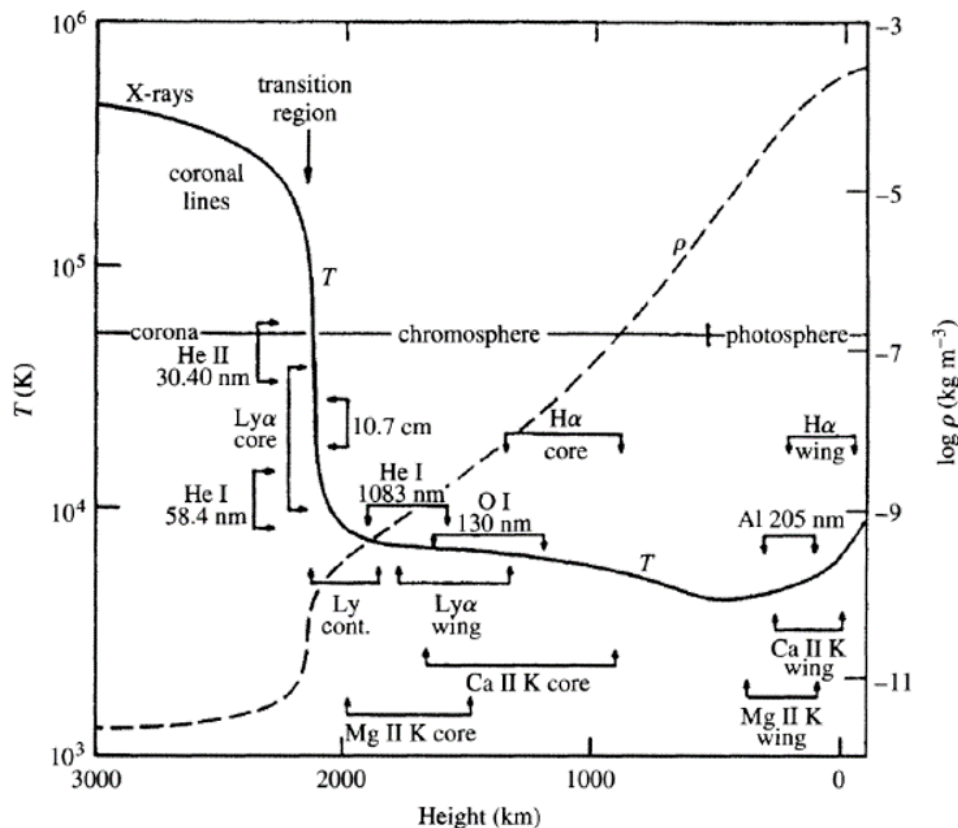


Figura 1.7 Perfiles de temperatura (línea sólida) y densidad de masa (línea punteada) en relación con la altura de la atmósfera solar. Se muestra también las zonas de los perfiles donde se forman algunas líneas espectrales. Fuente (Vernazza, Avrett, y Loeser, 1973).

Espectros de la cromósfera del sistema ζ Aur

Como se nombraba en el espectro de la fotosfera, una de las líneas más reconocidas de la estrella gigante del sistema ζ Aur es la línea H de Ca II (396.847 nm). La formación de esta línea es muy particular ya que como se observa en la figura 1.8, está compuesta por dos picos de emisión K_2 que se diferenciarán como pico azul, al derecho K_{2B} y pico rojo K_{2R} , también se ven dos picos de absorción pura K_1 que al igual que en los picos de emisión se llaman K_{1B} y K_{1R} y un último pico en medio que también es de absorción K_3 .

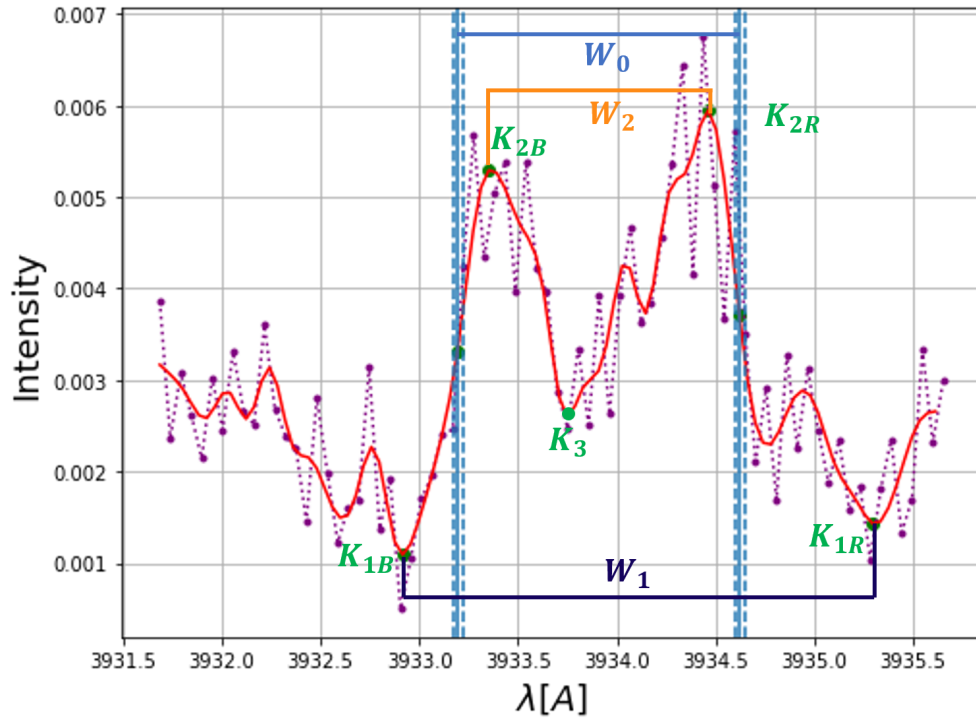


Figura 1.8 Datos y ajuste por splines de la línea H de Ca II de la estrella gigante durante la totalidad del eclipse 2019.

La formación de los picos de absorción K_1 se dan en la fotosfera como se describió en la sección 1.3. Los picos de emisión K_2 son generados en la cromósfera baja según las ecuaciones de Saha y Boltzmann ya que en esta porción se sigue cumpliendo el equilibrio termodinámico. En este caso para que el átomo emita un fotón no es necesaria la absorción de un fotón, sino que el átomo suba de nivel debido a energía térmica ya que las temperaturas en esta zona son más elevadas, cumpliendo la distribución de velocidades de Maxwell. Por último el pico K_3 se conoce como *autoabsorción*, debido a que no es una absorción pura como en el caso de K_1 , este pico que se da en la cromósfera alta, donde ya no se cumple el equilibrio termodinámico, por ende tampoco se aplican las ecuaciones de Boltzmann y Saha. En esta porción de la atmósfera se tienen átomos con electrones tan excitados y con una densidad electrónica tan baja que cuando hay interacción de fotones lo que se obtiene es un fenómeno de *scattering* o dispersión.

Por otro lado, también se observa en la figura 1.8 que esta línea no es necesariamente simétrica, pero estas formas aún hacen parte de estudios físicos ya que es bastante complicado de relacionar. Además el hecho de que el pico K_3 esté desplazado al azul, también se asocia a fuerte presencia de viento estelar o debido a simetrías no esféricas en el material cromosférico, según (Linsky, 1980).

Lo cual resulta un análisis muy importante y que nos puede brindar mucha información sobre la atmósfera de la estrella, pero esto solo nos da información a una altura específica. Si se analizan otros elementos, y en diferentes fechas del eclipse es posible obtener información de la atmósfera a diferentes altitudes.

Además para este caso, de un sistema binario eclipsante, tenemos el espectro de la componente ζ Aur A (estrella gigante) que se puede observar durante el eclipse total. Pero también tenemos el espectro combinado de las dos estrellas y las líneas de absorción cromosférica superpuestas debido a que la luz de la estrella ζ Aur B (secuencia principal) debe pasar por la cromósfera durante el eclipse parcial. Estos espectros se pueden observar en la figura 1.9. Donde además se hizo la sustracción para obtener solo los espectros de las líneas que la cromósfera de ζ Aur A absorbe de ζ Aur B.

Con la figura 1.9 se representa paso a paso el proceso de obtención de las líneas cromósfericas a partir de los espectros combinados para cada fecha durante el eclipse parcial, lo cual se implementa en este proyecto de tesis y se explica con mayor detalle en la sección 2.5.

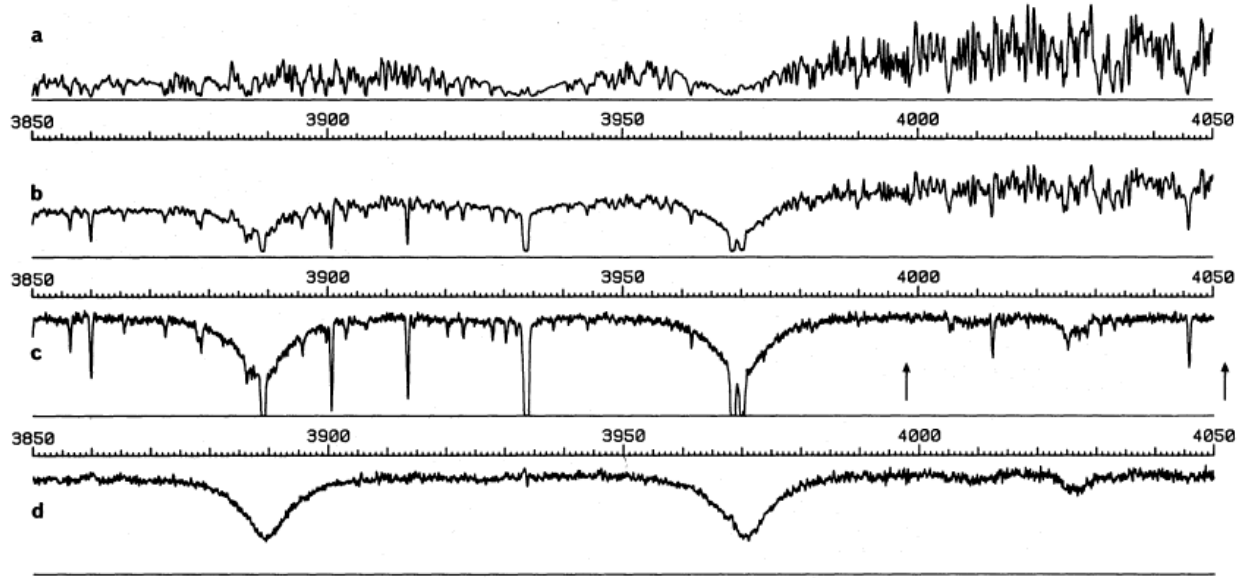


Figura 1.9 Espectros en la banda B entre 3850 - 4050 Å a) Espectro puro de la componente ζ Aur A durante el eclipse total b) Espectro compuesto del sistema binario durante el eclipse parcial c) Sustracción del espectro de la componente ζ Aur B y la superposición de las líneas de absorción cromosférica d) Espectro puro de la componente ζ Aur B Tomado de (*R.E.M. Griffin y Reimers, 1989*).

1.5. Densidad de Masa columnar

La densidad de masa columnar o densidad columnar es la cantidad de materia que recorre un fotón, pasando por la atmósfera en la línea de visión del observador ([Carroll y Ostlie, 2017](#)). Matemáticamente se escribe como la integral de la densidad de masa volumétrica $\rho(z)$, la cual es radial y puede tener la forma de ley de potencias. También se describe como la cantidad de átomos de una misma especie en un área infinitesimal de atmósfera dependiente de la altura atmosférica a lo largo de la columna dz como se observa en la ecuación 1.9. Además en la figura 1.10 se puede ver una representación gráfica como referencia a esta magnitud, teniendo en cuenta las variaciones de temperatura y de densidad en la atmósfera

$$N = \int_a^b n(z) dz. \quad (1.9)$$

Gracias a la espectroscopía, es posible conocer la densidad de masa columnar (N), y es necesario ya que es una magnitud que afecta el ensanchamiento de las líneas espectrales. Con N se puede hacer un modelado estelar cromosférico, ya que si se obtiene N a partir de líneas de absorción pura que se forman en esta área de la atmósfera y se pueden obtener buenos modelos empíricos a alturas intermedias. Normalmente esto se hacen con líneas fuertes, pero no saturadas, los elementos empleados, varían según el tipo de estrella que se analice, para el caso de estrellas gigantes, se usan líneas de Fe I, Ti II e H.

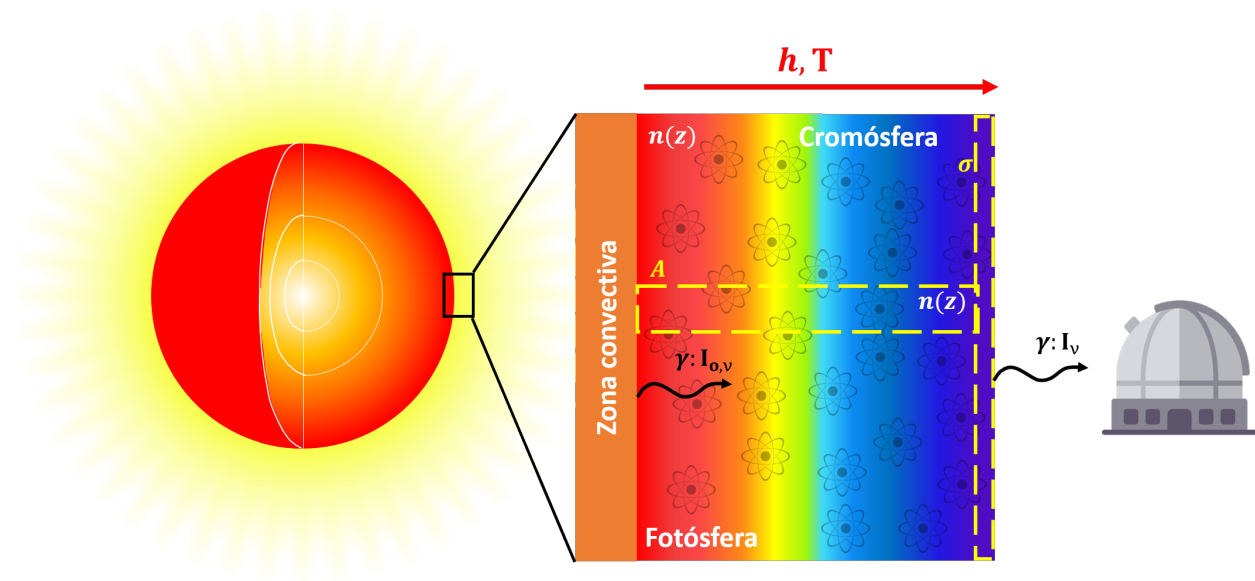


Figura 1.10 Representación de la densidad de masa columnar en la atmósfera estelar.

Si se aplica la ley de absorción pura simple, guiándonos con la figura 1.10, un fotón que viene de la fotosfera con intensidad $I_{0,\nu}$, que es absorbido en su paso por la atmósfera saldrá con una intensidad específica, según la ecuación 1.10. Donde τ_ν representa la profundidad óptica, que nos da una idea de la opacidad en cierta región específica de la atmósfera (Carroll y Ostlie, 2017)

$$I_\nu = I_{o,\nu} e^{-\tau_\nu}. \quad (1.10)$$

La profundidad óptica se puede reescribir en términos de las características espectroscópicas que conocemos de las líneas como $\tau_\nu = \phi_\nu \tau_{o,\nu}$. Donde ϕ_ν se conoce como la función del perfil de la línea que se relaciona con la forma de esta y además nos da información sobre las condiciones ambientales en las que se está formando la línea. Además este nuevo $\tau_{o,\nu}$ se puede expresar en términos de la densidad de masa columnar y la sección de área transversal o las probabilidades de transición entre niveles atómicos que absorbieron el fotón (fg), como se expresa en la ecuación 1.11.

$$\begin{aligned} \tau_{o,\nu} &= N\sigma \\ \tau_{o,\nu} &\propto N g f \propto A_i \end{aligned} \quad (1.11)$$

1.6. Curva de crecimiento

Los términos mencionados anteriormente, como la densidad de masa columnar y datos atómicos relacionados con las transiciones de niveles energéticos son de gran relevancia para conocer las abundancias químicas y así analizar las atmósferas estelares. Para esto, se puede usar el método de síntesis o **anchos equivalentes** (W_λ) (Jofré, Heiter, y Soubiran, 2019). En este caso, nos enfocaremos en el segundo, que es una medida de la *fuerza* de las líneas espectrales, donde se tiene en cuenta la profundidad y el ancho de la línea respecto al continuo local, como se observa en la figura 1.11.

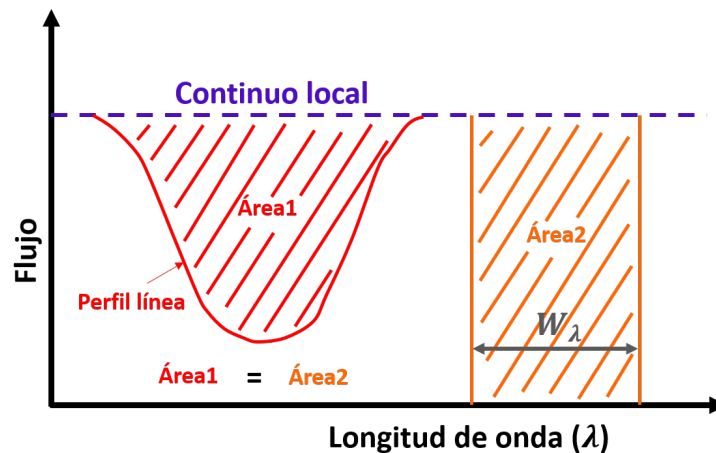


Figura 1.11 El ancho equivalente es el ancho de un rectángulo que tiene el mismo área que se encuentra dentro de una línea de absorción teniendo como referencia el continuo local.

Para obtener información de la atmósfera estelar, se pueden crear curvas de crecimiento (CoG). Con estas curvas se quiere conocer cómo cambia el perfil de las líneas de un mismo elemento, es decir, que tan pronunciadas son, lo cual se relaciona directamente con la profundidad óptica, la densidad de masa columnar y el ancho equivalente. Para esto, se gráfica $\log(W_\lambda/\lambda)$, en el eje y y $\log(gf)$ en el eje x . Donde f es la fuerza del oscilador y g es el peso estadístico del nivel de energía bajo, es decir, son los datos atómicos que dan información sobre la probabilidad que tiene un electrón de hacer una transición de un elemento específico de un orbital atómico a otro según la excitación y condiciones como la temperatura, entre otros. Cabe resaltar, que actualmente estos valores, para la astronomía se pueden extraer de repositorios de datos como “Vienna Atomic Line Data Base” (VALD) (Piskunov y cols., 1995), los cuales han sido obtenidos a partir de cálculos semi-empíricos, combinados con datos de laboratorio de alta precisión. Esta base de datos tuvo su última actualización en el año 2019.

En la figura 1.12 se observa una representación gráfica de algunos tipos de línea que se pueden encontrar dentro de un espectro estelar. Según [Carroll y Ostlie \(2017\)](#), se pueden tener líneas débiles, fuertes, saturadas y con *damping wings* o gran amortiguamiento en los extremos de la línea. Cada una de estos tipos tiene una relación diferente entre el ancho equivalente (porque tienen perfiles diferentes) y la densidad de masa columnar o las probabilidades de transición, esto se observa en la ecuación 1.12 para cada una de estas líneas respectivamente.

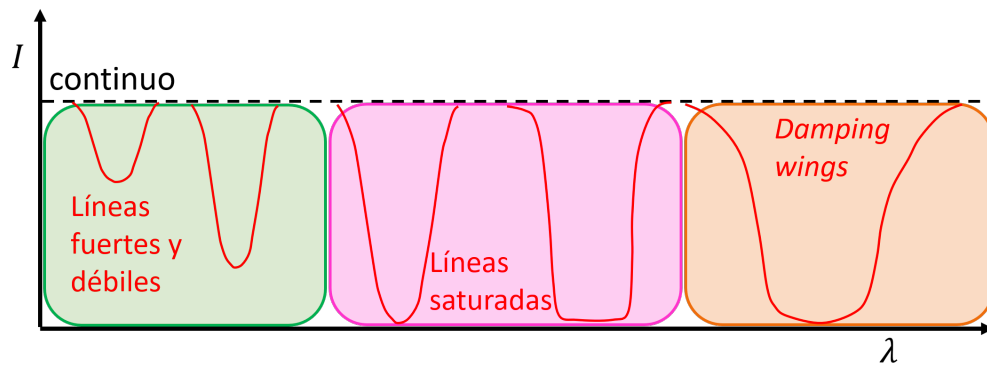


Figura 1.12 Representación del tipo de líneas que se pueden encontrar en un espectro.

$$\frac{W_\lambda}{\lambda} \propto \begin{cases} N g f \lambda \\ \log(N g f \lambda) \\ \sqrt{N g f \lambda} \end{cases} \quad (1.12)$$

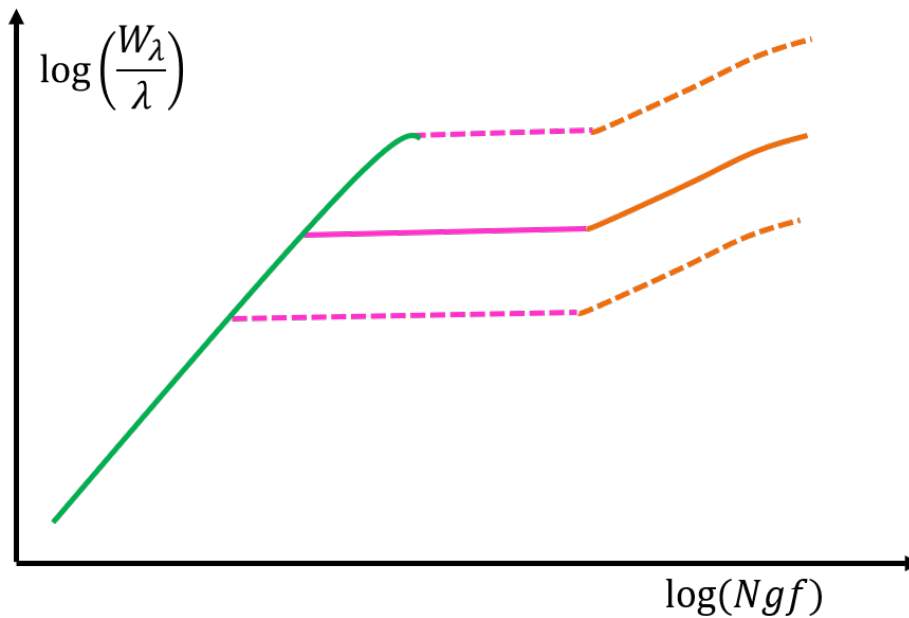


Figura 1.13 Representación de Curva de crecimiento para un espectro con líneas fuertes, saturadas y con amortiguamiento en sus ‘alas’.

Estas relaciones, evidencian que según los diferentes perfiles de las líneas, como las de la figura 1.12 se tienen diferentes relaciones con la probabilidad de transición y el comportamiento de la densidad de masa columnar. Estas relaciones se pueden apreciar mejor en las curvas de crecimiento. En la figura 1.13 se representa GoC donde se tienen en cuenta los tres tipos de líneas en un mismo espectro. Se observa que para las líneas de absorción fuertes y débiles les corresponde una forma lineal, con pendiente 1:1, esto es debido a la delgadez en la atmósfera. En el caso de líneas saturadas, varían los valores del eje x, manteniendo casi constante los valores de ancho equivalente, debido a la misma saturación. El hecho de observar mayor o menor saturación se relaciona directamente con la velocidad de turbulencia de la estrella. Para líneas fuertes o saturadas con presencia de ‘alas’ esta curva permite medir el amortiguamiento de la atmósfera, donde se observa que esta tiene una pendiente 2:1 y se le conoce como la parte del *damping*.

Este método de las curvas de crecimiento ha sido empleado en trabajos como (K.P. Schröder, 1989) y (Wilson y Abt, 1954) para hacer análisis de densidad de masa columnar en fechas de eclipses anteriores al del 2019. Por lo que se tienen como referente para el análisis que se realiza en esta tesis.

2. Datos observacionales

En este proyecto se hace un análisis tanto teórico como observacional, por lo tanto, se requiere del manejo de conjunto de datos, programas y *scripts* para la manipulación de los mismos. Por lo que es relevante conocer cómo han sido recolectados los datos que se usan, qué repositorios de datos adicionales han sido requeridos y cómo estos se manipularon para hacer los respectivos análisis.

Principalmente se usan datos de fotometría para definir con precisión las fechas exactas de ingreso y egreso del eclipse. Y datos de espectroscopía tomados por el telescopio TIGRE-HEROS para hacer el análisis de densidad. Además, también se usan datos de repositorios como del *American Association of Variable Star Observers* (AAVSO)¹, de la base de datos astronómica SIMBAD que proporciona datos básicos, identificaciones cruzadas, bibliografía y mediciones para objetos astronómicos fuera del sistema solar y datos atómicos de espectroscopía estelar de *Vienna Atomic Line Database* (VALD) (Piskunov y cols., 1995).

¹<https://www.aavso.org/data-download>

2.1. Fotometría

Esta herramienta nos permite conocer el brillo de los objetos astronómicos y para sistemas binarios o planetarios es una herramienta fundamental, ya que observamos cambios en el brillo durante el transito del eclipse. Con estas variaciones, podemos construir la gráfica conocida como *curva de luz*, la cual muestra la intensidad de luz del sistema en función del tiempo; ésto resulta útil para conocer las fechas exactas de cada una de las fases del eclipse.

Para la gráfica de la figura 2.1, se usaron datos del repositorio AAVSO, específicamente se tomaron los datos de la banda azul, donde se usó el filtro B Johnson. En esta gráfica se puede observar como varía la magnitud aparente del sistema ζ Aur durante las fases del eclipse.

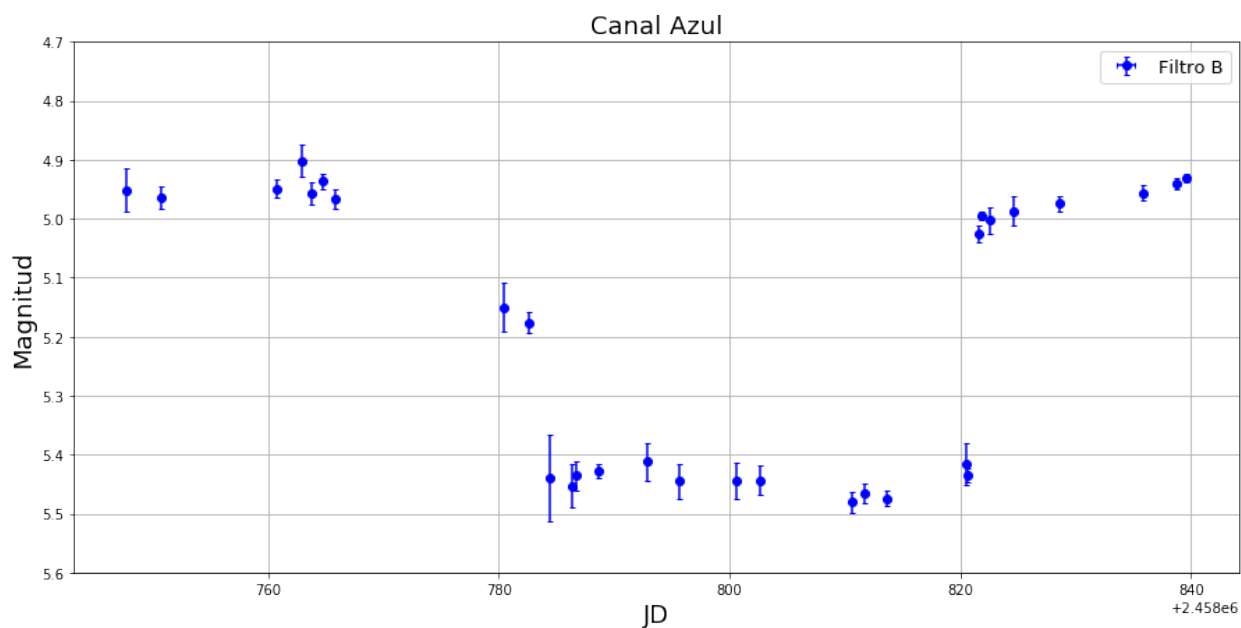


Figura 2.1 Curva de luz del eclipse del sistema ζ Aurigae del 2019, a partir de los datos del repositorio AAVSO: Magnitud aparente vs días julianos. En esta gráfica se tienen fechas desde 21 Septiembre hasta el 22 Diciembre del 2019.

Según esta figura 2.1, conocemos las fechas en las que ocurre cada uno de los contactos, esta información está registrada en la tabla 2.1. Durante el eclipse total es en el único momento en que se puede observar la estrella gigante de manera individual, ya que la estrella ζ Aur B se encuentra por detrás según nuestra línea de visión. Además podemos observar que la entrada y la salida no duran lo mismo, porque la gráfica no es simétrica, por lo tanto nos muestra indicios de la excentricidad de la órbita.

Fecha (2019)	Fase
Antes de 23 octubre	No hay contacto
24 - 26 octubre	Primer contacto y eclipse parcial Ingreso
27 octubre - 2 diciembre	Eclipse total
3 - 4 diciembre	Tercer contacto y eclipse parcial Egreso
Después 5 diciembre	No hay contacto

Cuadro 2.1 Fechas de cada uno de los contactos del eclipse 2019 de ζ Aurigae.

Por otro lado, desde Vienna (Austria), el astrónomo amateur Wolfgang Vollmann, pudo tomar datos de fotometría del ingreso del eclipse de este sistema como se observa en la figura 2.2. En esta figura se observa que la escala de magnitud es un poco mas alta, debido a que no usó filtros Johnson, sino que se implementó una cámara canon. Con estos datos se pueden terminar de corroborar las fechas del ingreso descritas anteriormente en la tabla 2.1.

Altitud y proyección geométrica

Con los datos de las curvas de luz es posible obtener la altitud proyectada del centro de la estrella ζ Aur B sobre la estrella ζ Aur A. Esto nos muestra que para el $JD\ 2458782.6 \pm 0.1d$, Octubre 26

de 2019, a las 2:20h UTC tenemos la altura $h = 0$ del ingreso. Lo cual representa que la estrella en secuencia principal está oculta a la mitad (50 %), como se observa en la figura 2.3.

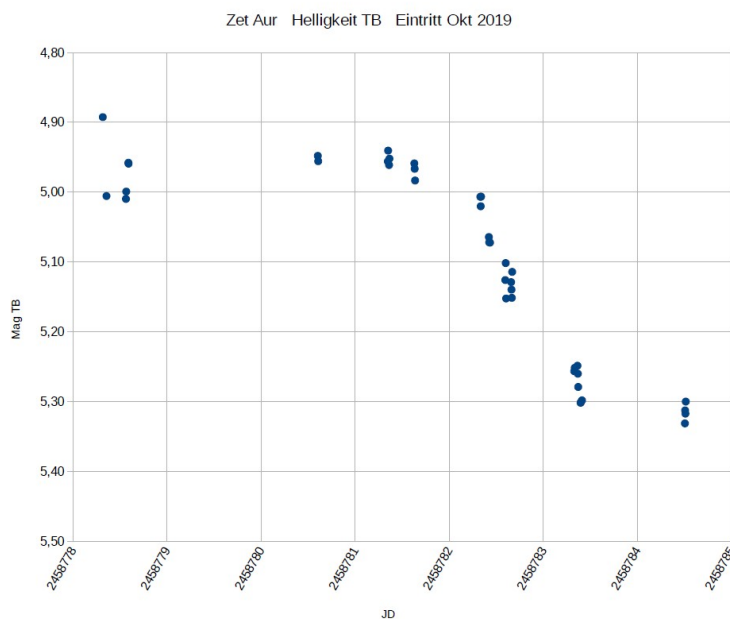


Figura 2.2 Curva de luz del ingreso del eclipse del sistema ζ Aurigae del 2019, con datos de un astrónomo amateur en Vienna.

Para la fecha del egreso se tiene que esta altura $h = 0$ es el JD 2458821.0 \pm 0.2d, es decir, Diciembre 03 de 2019, 12h UTC. Con esta información conocemos las fechas en que tenemos espectros combinados con líneas cromosféricas y las fechas de solo espectros puros de la estrella gigante. Además es posible conocer las alturas proyectadas de los espectros combinados del eclipse de 2019 y es posible hacer análisis y comparaciones con las alturas proyectadas del eclipse de 1987.

Para poder conocer las fechas más exactas del ingreso, la altitud y las alturas proyectadas de cada una de las fechas, es necesario recordar que con la velocidad transversal relativa de las dos estrellas y la duración del eclipse se obtiene la longitud de arco que atraviesa la estrella ζ Aur B por detrás de

la estrella ζ Aur A. Una representación gráfica de los conceptos más relevantes que implementamos para el cálculo de las alturas se observa en la figura 2.3. Conociendo que la velocidad tangencial relativa está dada por la ecuación 2.1

$$V_{tan-rel} = (1 + q)V_{tan-\zeta A}. \quad (2.1)$$

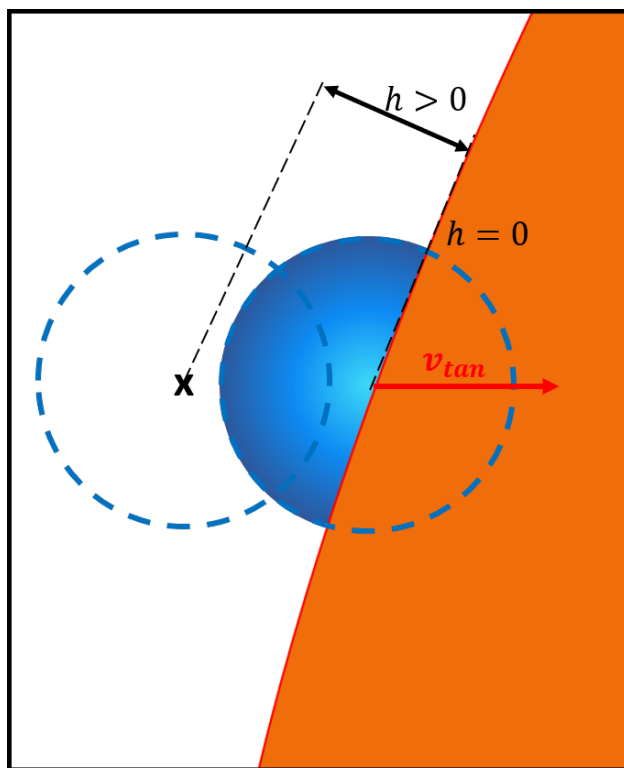


Figura 2.3 Representación de la altura proyectada en las fases de eclipse parcial.

Teniendo en cuenta la bibliografía consignada en en la tabla 1.1 del capítulo 1.1, es posible deducir

$V_{tan-rel} = 65,5 km/s$. Pero es necesario tener en cuenta que la velocidad tangencial disminuye hasta 1.5 km/s en la mitad del eclipse, entonces se asume $V_{tan-rel} = 65 km/s$, al igual que en [R.E.M. Griffin y Reimers \(1989\)](#).

Con esto, tenemos que la longitud de arco a mitad es de $155.0097 R_{\odot}$ y la latitud (ϕ), está dada por

$$\phi = \cos^{-1} \left(\frac{\Delta S}{R_{\zeta A} - R_{\zeta B}} \right).$$

Donde ΔS es la mitad de la longitud de arco que recorre la estrella ζ Aur B durante el eclipse total. Con esto obtenemos $\phi = 15.55^\circ$ y por último, obtenemos cuánto dura el ingreso de acuerdo a $2R_{\zeta B \sec}(\phi)$ lo que da 1.31 días.

Por último, teniendo en cuentas estas fechas, es posible saber cuáles son los espectros que se implementarán para hacer un análisis de densidad de masa columnar y cuál es la altura proyectada de cada una de estas fechas. Para esto entonces, nos regimos por:

$$h = \Delta t \cdot V_{tan-rel}.$$

Donde esta diferencia de tiempo es respecto a la altura $h = 0$, por lo que teniendo en cuenta dos espectros del ingreso, sus respectivas alturas proyectadas son de 1.02×10^7 km el 24 de Octubre y 4.39×10^6 km el 25 de Octubre.

2.2. Espectroscopía

La herramienta fundamental en este proyecto es la espectroscopía, por lo que dentro de la metodología resulta necesario explicar cómo se tomaron los datos, que incluye la instrumentación y cómo se van a manejar estos datos para obtener resultados favorables y cumplir los objetivos propuestos.

Telescopio TIGRE - HEROS

Este proyecto está en convenio con la Universidad de Guanajuato en México y esta universidad cuenta con el telescopio TIGRE, por sus siglas Telescopio Internacional de Guanajuato Robótico Espectroscópico, el cual tiene un convenio bilateral con la Universidad de Hamburgo - Alemania y la Universidad de Liège - Bélgica. Este telescopio fue originalmente denominado “Hamburgo Robotic Telescope (HRT)” en 2005, cuando fue entregado a la Universidad de Hamburgo para hacer pruebas. Pero debido a limitaciones climáticas en el cielo alemán, el telescopio fue reinstalado en su sitio final, el Observatorio La Luz en septiembre de 2012, a una altitud de 2400 m sobre el nivel del mar en una meseta alta al norte de la ciudad de Guanajuato ([Schmitt y cols., 2014](#)). En la figura 2.4 se observa los componentes de este observatorio.

Este telescopio se concentra principalmente en física estelar. Tiene óptica Cassegrain-Nasmyth, el espejo primario tiene una apertura de 1.20 m, con distancia focal de 3.6 m, y el secundario alarga el foco a 9.6 m, por lo que es un sistema $f/8$, todos los dispositivos y software están diseñados para uso robótico remoto.

El espectrógrafo fue construido mediante la restauración del espectrógrafo HEROS, por sus siglas en inglés Heidelberg Extended Range Optical Spectrograph. Se tiene dos cámaras, una para el canal rojo y una para el azul, las cuales tienen un píxel de tamaño de $13.5 \mu m$ por lo que precisión instrumental está únicamente por el ruido de lectura. Dentro del espectrógrafo, la luz primero pasa el colimador, luego por la rejilla echelle. Detrás de este último, se divide en dos haces de luz (luz azul y roja) a través de un divisor de haz dicróico. El haz de luz azul cubre un rango de

longitud de onda de $\approx 3750\text{--}5700 \text{ \AA}$ y el haz rojo un rango de longitud de onda de $\approx 5830\text{--}8800 \text{ \AA}$.

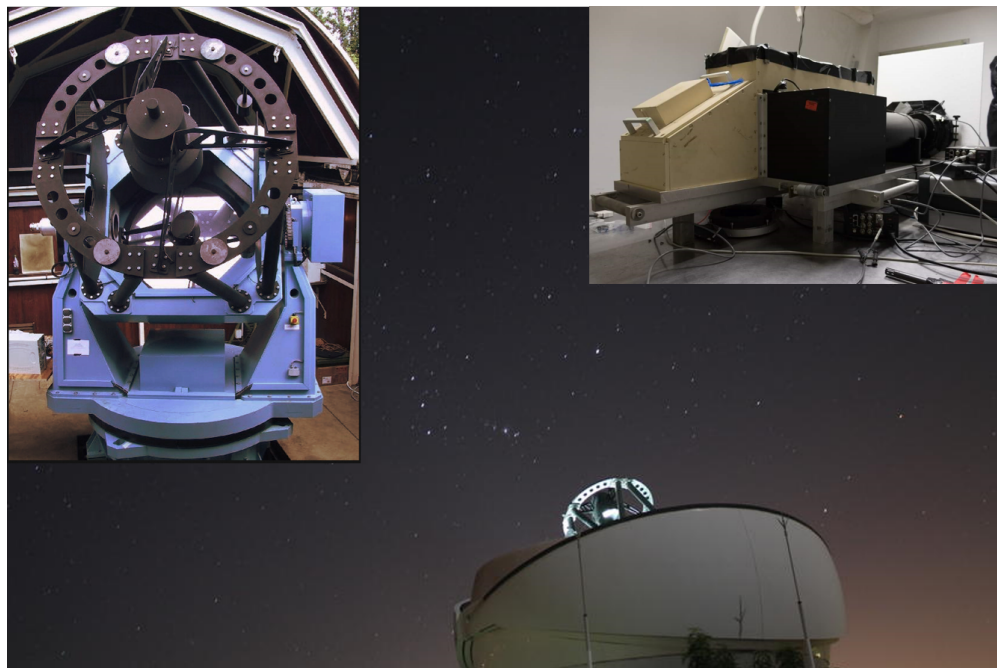


Figura 2.4 Instrumentación implementada para los obtener los datos de espectroscopía usados en este proyecto. Observatorio La Luz, el telescopio TIGRE al costado superior izquierdo y el espectrógrafo HEROS en el costado superior derecho.

El poder de *resolución espectral* $\lambda/\Delta\lambda$ es aproximadamente de 20000 y fue calculado mediante calibraciones con una lámpara de ThAr. Además, aunque la *relación señal a ruido* (SNR) depende de las condiciones climáticas y de la distribución de energía espectral de la fuente, según pruebas con estrellas estándar este valor se mantiene superior a 100 en la mayoría de los espectros recolectados.

Todos los datos espectroscópicos fueron tomados por el TIGRE-HEROS en las fechas comprendidas entre el septiembre y diciembre del año 2019 mientras ocurría el eclipse del sistema ζ Aur. Además estos datos fueron reducidos y están en formato FITS, que según sus siglas en inglés significa, *Flexible Image Transport System*, que en Astronomía es el formato estándar ([Hanisch](#)

y cols., 2001) de intercambio y archivo de datos. El nombre de cada archivo especifica la fecha en que fueron tomados los datos y el canal al que perteneces, azul o rojo. Por cada fecha y canal hay un archivo *_main_* que contiene los datos, y un archivo *_small_* que contiene información relevante como las condiciones ambientales entre otros. Estos paquetes de datos son descargados directamente de la página de la Universidad de Hamburgo.

2.3. Reducción de datos

Para hacer manipulación de los datos en el programa iSpec y algunos códigos de Python, es necesario y facilita el trabajo usar archivos *.dat*. Por lo que es necesario hacer una conversión de los archivos *.fit*. Para esto se empleó un código llamado DataRedu, el cual emplea los archivos de conversión original creados en Hamburgo¹ de forma recursiva sobre todo el conjunto de archivos. Esta modificación y creación del código *textttDataRedu*, se encuentra en los anexos de la tesis de maestría (Rosas, 2019).

El código es muy eficiente ya que no es necesario pasar por cada uno de los paquetes de datos sino que está optimizado para hacer la conversión de carpetas de datos completas, bajo algunas especificaciones. Además, genera un archivo que contiene el contenido de la tabla 2.2, el cual es muy útil para el uso de algunos códigos, ya que me muestra explícitamente cual es la resolución de cada uno de los sets de datos. Una explicación más detallada del funcionamiento y modificaciones están en el repositorio Github de este proyecto².

¹Ver el manual de usuario del Telescopio TIGRE-HEROS en la sección Software: https://hsweb.hs.uni-hamburg.de/projects/TIGRE/EN/hrt_user/python_soft.html

²Link de repositorio en Github: https://github.com/ntlucia/Tesis_Estrellas_binarias/tree/

SPECTRUM	CHANNEL	RESOLUTION	SNR	IRF
Nombre del archivo	Canal rojo - azul	Resolución del telescopio y espectroscopio	Relación señal a ruido	Función de respuesta instrumental
zetaAur-eclipse_R_2019_11_19_02_52_08	R	20538	496.82	21.08
zetaAur-eclipse_B_2019_11_19_02_52_08	B	20652	109.66	

Cuadro 2.2 Información de los espectros obtenida con el código DataRedu.

Algo muy relevante de estos datos y el *script* de reducción, es que se tiene la opción de hacer una corrección en flujo, para eliminar el continuo instrumental que no tiene relevancia física. En esta corrección se aplica la técnica denominada “rectificación del continuo” la cual es necesaria para poder hacer comparaciones y operaciones entre espectros. Pero como se observa en la figura 2.5, esta normalización no es muy confiable. En la región de 425 - 450 [nm] se observa un pico “artificial” que no corresponde con lo que se debería esperar en el espectro puro de la estrella gigante (al compararlo con un espectro sintético de una estrella con los mismos parámetros estelares). En 1987 se tuvieron problemas de normalización debido a este pico que no se explicaba físicamente, por lo que se usaban líneas de absorción inferiores a ese valor, para no introducir errores significativos.

Además se observa otro pico entre 480-520 [nm] del espectro combinado. Por lo que es necesario revisar con más detalle esta normalización, lo cual es mencionado en la sección 2.4 . Ya que al parecer las normalizaciones hechas por este código funcionan mejor para estrellas en secuencia principal, ya que emplea el código de modelado de atmósferas PHOENIX (Husser y cols., 2013), que no tiene en cuenta efectos como el *line blanketing* que afecta de manera significativa estrellas gigantes. Además también se ajusta mejor al canal rojo, ya que en este las estrellas gigantes no

tienen tantas líneas fuertes y el SNR es mayor.

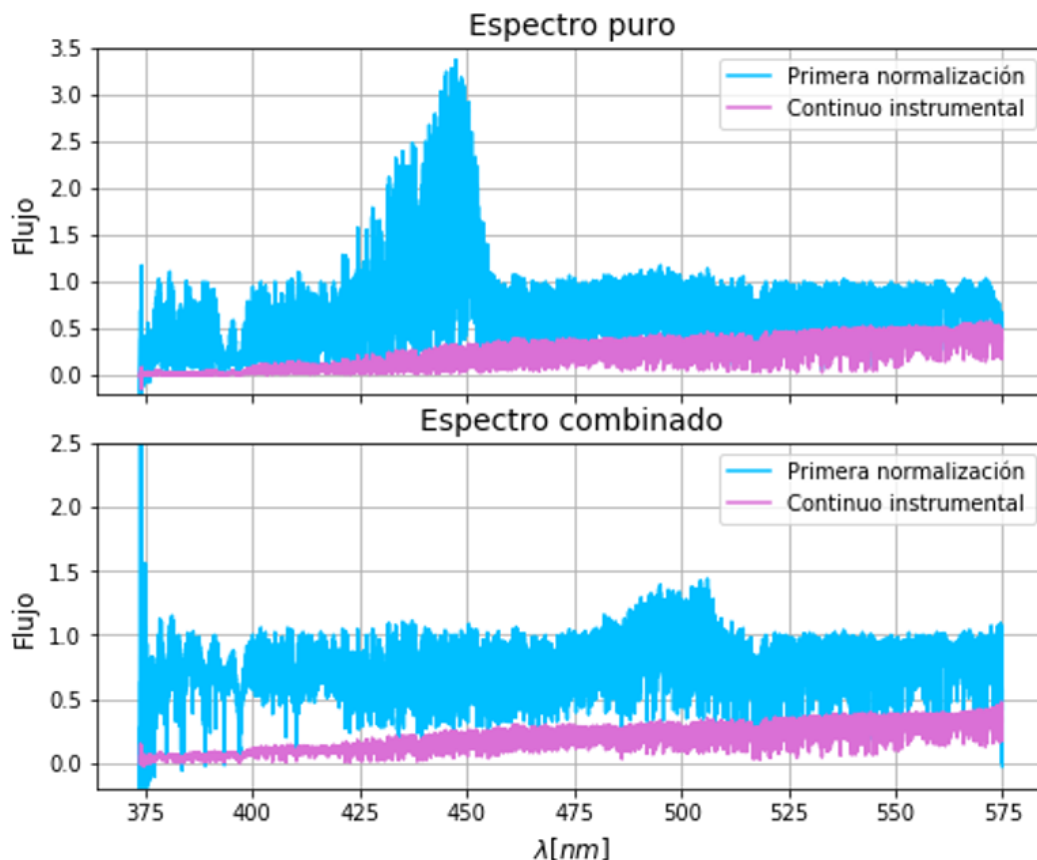


Figura 2.5 Espectro puro de la estrella gigante roja del sistema binario Zeta Aurigae, el 19 de Noviembre del 2019 y espectro combinado durante el ingreso del eclipse, el 24 Octubre del 2019.

2.4. Normalización de espectros

La manipulación de datos espectrales inicialmente es para tener indicadores de una buena normalización, ya que según [Jofré y cols. \(2017\)](#), ésta es una fuente común de incertidumbres. Esta se puede hacer por ajuste de *splines* o polinomios en regiones particulares sin tener en cuenta las líneas de absorción o emisión. Pero como se mencionó en la sección anterior, aún no se logra con los códigos disponibles hasta la actualidad. Por lo tanto, es necesario recurrir a la creación y

comparación de espectros sintéticos y a partir del cálculo de parámetros estelares que corroboren el comportamiento de la estrella a analizar. Para esto, usamos recursos y librerías del programa *iSpec*.

iSpec

El programa *iSpec* basado en Linux, hecho por [Blanco-Cuaresma, Soubiran, Heiter, y Jofré \(2014\)](#) tiene la función de hacer análisis espectral y calcular parámetros físicos y estelares, teniendo en cuenta las especificaciones de la sección 2.4. En el programa se tienen en cuenta códigos de transferencia radiativa, para crear espectros sintéticos o calcular abundancias por anchos equivalentes. Además éste puede interactuar con otras aplicaciones como TOPCAT para graficar y manipular catálogos astronómicos; VOSpec, para análisis espectral y fotométrico; y Splat para mostrar, comparar, modificar y analizar espectros. En general, con *iSpec*, se puede acceder al Observatorio Virtual, que es un repositorio de datos de proyectos a nivel mundial.

El proceso de análisis se podría dividir particularmente en dos partes, para el canal azul y el canal rojo. Sin embargo, en este proyecto se hace un énfasis en el procedimiento del canal azul, ya que es donde se encuentran las líneas de absorción más pronunciadas. A partir de la espectroscopía se pueden obtener abundancias químicas estelares, las cuales permiten conocer características de poblaciones estelares, patrones químicos y evolución química de elementos por canales de nucleosíntesis. Para conocer estas abundancias hay que seguir una serie de pasos los cuales permiten conocer y analizar las atmósferas estelares y los parámetros que influyen en estas.

Inicialmente lo primero que se debe tener claro es el tipo de estrella que se quiere analizar, en

este caso se trata de una estrella gigante y su compañera en secuencia principal. Ahora, también es necesario tener en cuenta las posibles incertidumbres que contienen los datos y el proceso de manipulación de los mismos y de acuerdo a esto, conocer qué tan confiables son los resultados.

Dos de las características más relevantes en los instrumentos con que se toman los datos son la *resolución* y la relación señal a ruido (S/N). Las cuales se deben buscar de acuerdo a lo que se quiere observar, por ejemplo, si se tiene baja resolución es positivo por el tiempo de observación requerido, pero si se quieren encontrar variaciones mínimas en estrellas u obtener perfiles de líneas de emisión o absorción se requiere de una alta resolución. Por otro lado, la $S/N > 200$ da mucha confianza, pero comúnmente esta se encuentra entre 60-100 en telescopios terrestres y funciona para el tipo de estrellas FGK, que es con lo que contamos en este proyecto.

Para la manipulación de datos, lo primero que se debe tener es una calibración en longitud de onda λ , teniendo en cuenta velocidades radiales. Esto se logra ajustando un modelo de polinomios de segundo orden y ajustes gaussianos junto a una lista de mascarar de líneas llamada *VALD.Sun.300_1100nm* que se ajusta bien para este tipo de estrellas, como se observa en la figura 2.6. También es necesario eliminar líneas telúricas que pueden afectar el espectro debido a la luz proveniente de la estrella que al atravesar la atmósfera terrestre es absorbida y como esta está compuesta por moléculas, se observan líneas características que son dobles, repetitivas, fuertes. Según (Bertaux y cols., 2014) hay estándares o modelos telúricos con los cuales se pueden eliminar estas líneas que afectan el espectro, para evitar errores en la manipulación.

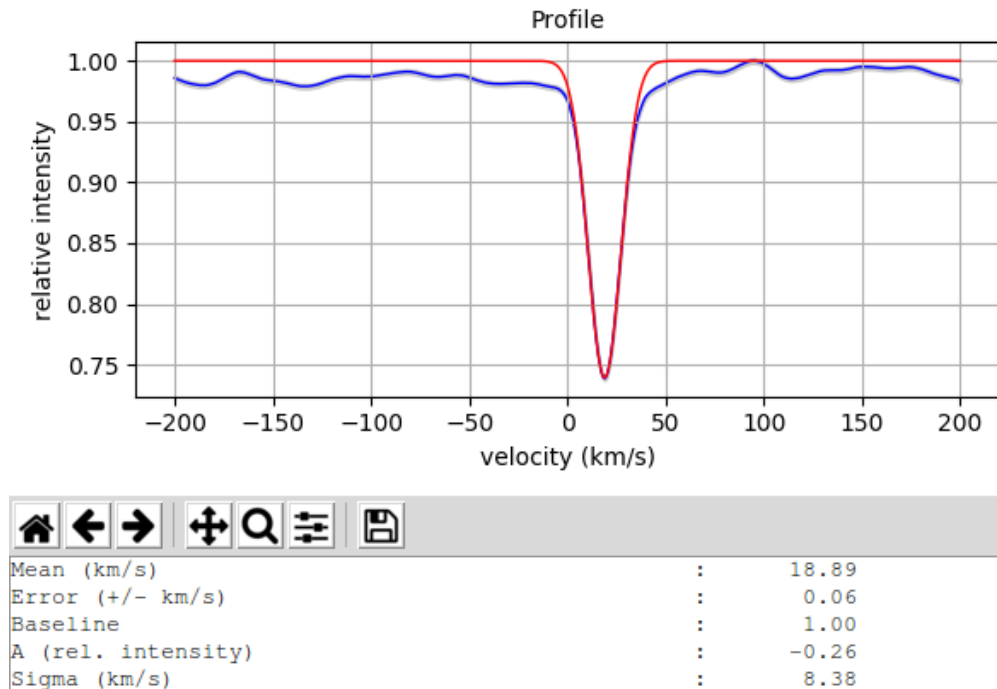


Figura 2.6 Perfil de velocidad radial para hacer correcciones de longitud de onda en los espectros del sistema ζ Aurigae.

Para hacer una normalización teniendo en cuenta solo el continuo, es necesario conocer a qué se debe la presencia de las líneas en el espectro. Para conocer esta formación, es necesario tener en cuenta cálculos de transferencia radiativa debido a que las transiciones atómicas son muy complejos debido a la interacción de electrones con los campos de radiación, donde se tienen en cuenta excitación e ionización. Para esto, es necesario crear modelos de atmósfera, según geometrías se pueden emplear principalmente dos: Plana-paralela, para el caso de estrellas enanas; o esférica por capas, para estrellas gigantes, ya que se necesita tener en cuenta la curvatura de atmósferas extendidas. Como nuestro caso es el segundo, se usa el modelo *MARCS.GES*, el cual admite una geometría esférica y el repositorio de abundancias *GREVESS.2007* (Grevesse, Asplund, y Sauval, 2007).

Además es necesario determinar las líneas espectrales estelares, que **iSpec** se cuenta con la lista de líneas *VALD.Sun.300_1100nm*, que es una de las más actualizada y precisa para estrellas gigantes. Estas se pueden analizar por medio de perfiles gaussianos o perfiles de Voigt y con esto resolver ecuaciones de transferencia y hallar flujos continuos y netos.

Para análisis de transferencia radiativa y modelos atmosféricos se puede por dos métodos principalmente, uno de ellos el *Equilibrio termodinámico no local* (no-LTE), teniendo en cuenta la geometría y el equilibrio estadístico. Sin embargo, las estrellas no son una “caja ideal” por lo que no se obtiene un solo flujo o temperatura, sino un rango de estos, así que hay que tener mucho cuidado con las delimitaciones que se hacen para conservar el equilibrio termodinámico. Otro método es por *tratamiento de opacidades por muestreo*, que es teniendo en cuenta simulaciones hidrodinámicas de la atmósfera, donde se tiene un haz de luz paralelo y cualquier proceso que elimine fotones es absorción colectiva. Donde se tiene en cuenta el scattering, la absorción real de fotones por transiciones de electrones atómicos y en gases frío por transiciones de nivel de energía molecular. Es decir, se tiene en cuenta la **opacidad**, la cual es función de la composición, la densidad y la temperatura. Según (Steffen, Caffau, y Ludwig, 2013) lo ideal es poder hacer análisis en 3D y no-LTE, por lo que en **iSpec** se usa el código *TURBOESPECTRUM*, que es de síntesis de espectro 1D no-LTE y cubre 600 moléculas, éste es rápido con muchas líneas y utiliza el tratamiento de ampliación de línea descrito por (Plez, 2012).

El método de síntesis espectral permite ajustar el espectro observado a uno estándar generado al variar parámetros y disminuyendo el χ^2 entre los dos. Con este nuevo espectros normalizado se calculan los parámetros estelares, partiendo de los registrados en catálogos como PASTEL, (Sou-

biran, Le Champion, Brouillet, y Chemin, 2016). Éste es la compilación bibliográfica de parámetros atmosféricos estelares basados en espectroscopia de alta resolución y alta señal a ruido. Estos parámetros son los siguientes:

1. **Temperatura efectiva (T_{eff})** se obtiene de la ley de Steffan-Boltzmann, con la ecuación (1.8), la cual se define de manera única para un nivel específico dentro de la estrella y es uno de los descriptores global importante de la estrella. Es muy importante no confundir esta deducción con la *temperatura de excitación* la cual está definida por la ecuación de Boltzmann (1.3), la *temperatura de ionización* definida por la ecuación de Saha (1.4), la *temperatura cinética* que se obtiene de la distribución de velocidades de Maxwell-Boltzmann (1.1) y la *temperatura de color* que se obtiene del ajuste a la forma del espectro continuo de la función de Planck (1.6). Estas otras temperaturas, diferentes a la efectiva tienen una posición específica en la atmósfera y varían según las condiciones del gas, que en el caso de gas ideal son la misma, debido a que las estrellas se asumen como cuerpo negro y con equilibrio térmico, por lo que una sola temperatura, las describe bien.

Según las mediciones de este parámetro, la mejor precisión que se tiene de esta medida son 50 [K] y se puede calcular por diversos métodos como balances de excitación o interferometría.
2. **Gravedad superficial ($\log[g]$)** es la aceleración gravitacional experimentada en la superficie del ecuador, incluidos los efectos de la rotación. Para esta propiedad, no se pueden hacer mejores mediciones que 0.1 dex, y se tiene una dispersión promedio de 0.25 dex. Esta se puede medir por métodos como paralaje o ionización.
3. **Metalicidad** describe la abundancia relativa de elementos más pesados que el helio en la

estrella, esta se puede escribir como $[\text{Fe}/\text{H}]$ midiendo la abundancia de hierro con respecto a la del hidrógeno, pero no siempre basta con el hierro, sino que en ocasiones también es necesario tener en cuenta los metales en general, entonces es $[\text{M}/\text{H}]$.

4. **Microturbulencia** (v_{mic}) es otro parámetro relevante, la cual representa los movimientos turbulentos a pequeña escala que conducen con el ensanchamiento de las líneas. Se relaciona con densidades ópticas <1 .
5. **Macroturbulencia** (v_{mac}) y **velocidad de rotación proyectada** ($v \sin[i]$), la primera representa los movimientos turbulentos a gran escala en las atmósferas, como la actividad de la estrella, teniendo en cuenta excitación de átomos, movimientos de convección y divergencia de vientos. La segunda hace referencia a la velocidad de rotación pero teniendo en cuenta la inclinación según el plano de observación. Estos dos parámetros realmente no son fácil separar, ya que sus contribuciones al ensanchamiento de las líneas es similar.

Cabe resaltar que para este proyecto se tienen dos tipos de espectros característicos. Inicialmente, el espectro durante la fase de eclipse total que es el espectro puro de la estrella gigante roja. Y en las fechas de eclipse parcial tenemos el espectro combinado de la estrella gigante y la estrella en secuencia principal. Éste último además de líneas de las dos estrellas, posee líneas producto de la absorción de la luz de la estrella ζ B en la cromósfera de la estrella ζ A. Por lo que estos se tienen que normalizar de manera diferente. Es diferente manipular datos de una estrella en específico a la que le conocemos sus parámetros estelares gracias a la bibliografía, que trabajar con un espectro que tiene componentes de dos estrellas.

Para realizar esta normalización, en este proyecto se implementa un *script* en Python llamado

iSPar, que emplea funciones del programa iSpec (Blanco-Cuaresma, 2019), como se mencionó anteriormente, el cual tiene como fin último el cálculo de parámetros estelares. Por lo que funciona muy bien para el caso del espectro puro de la estrella gigante, comparando con el espectro sintético.

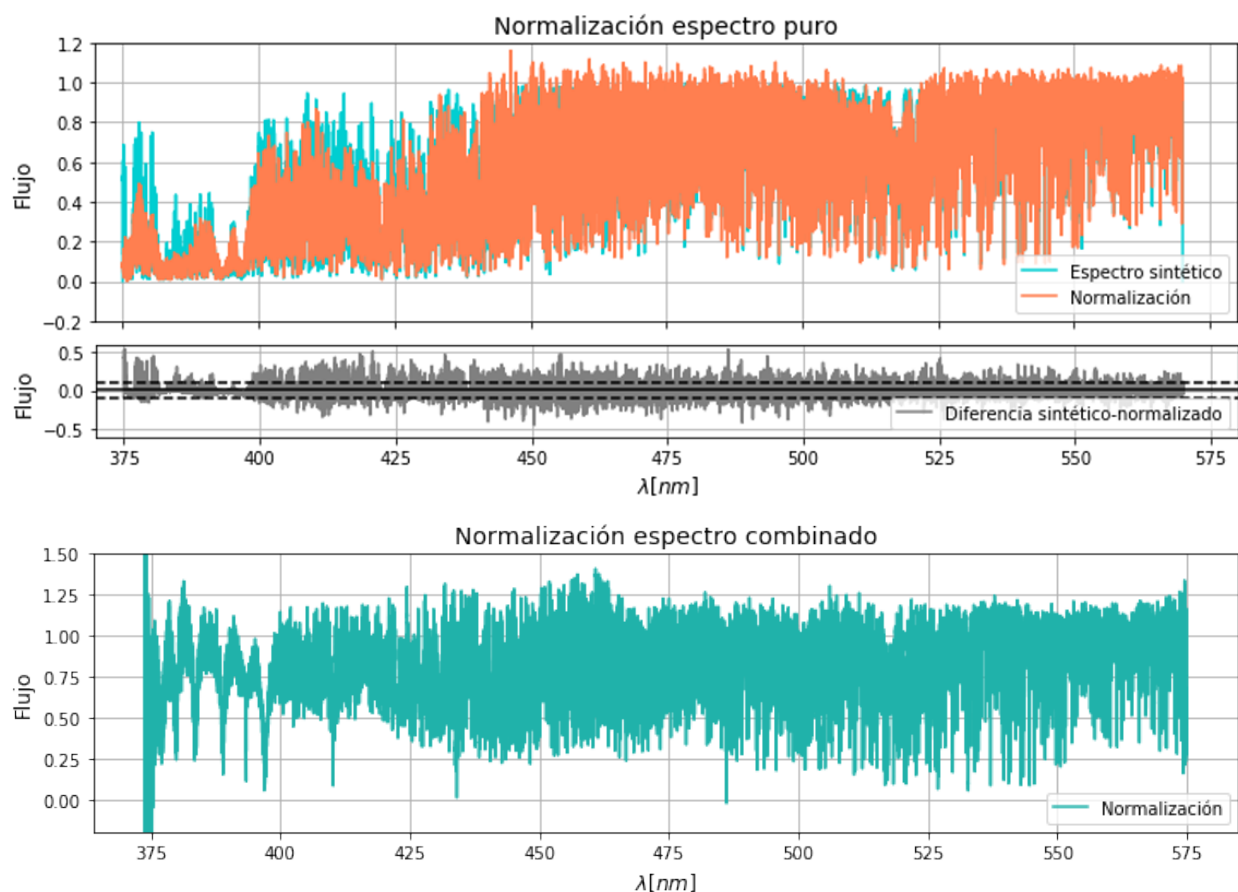


Figura 2.7 Comparación de la normalización del espectro puro respecto al espectro sintético de una estrella gigante tipo K. Normalización del espectro combinado ignorando el *line blanketing* de la estrella gigante.

Como vemos en la gráfica de la figura 2.7 para las regiones inferiores 450 [nm] no se puede tener un valor constante del continuo, sino que esa porción del espectro de la estrella parece reducida en flujo y se debe a que hay la gran cantidad de líneas de absorción por la presencia de metales. Ya que a pesar de que el espectrógrafo tiene una resolución de aproximadamente 20000 no se pue-

den estudiar todas las líneas individuales, sino que se reduce la intensidad del continuo, debido al efecto de *line blanketing*. Además que al hacer comparaciones con el código PHOENIX, el espectro puro, tiene concordancia con esa caída en 400 nm para las estrellas gigantes como en este caso.

Para el caso del espectro combinado, obtenido durante el eclipse parcial, como no se trata de un espectro puro de una estrella en específico, no es posible compararlo con un espectro sintético, ya que el espectro contiene *información* de ambas componentes estelares. En este resulta más eficiente ignorar el line blanketing debido a la componente de la estrella gigante y *ajustar* el continuo a un solo valor, uno (1) por conveniencia. Esto se logra con el mismo script, variando como input el tipo de espectro que se ingresa y en el procedimiento se tienen en cuenta las regiones de continuo sin líneas de absorción.

2.5. Sustracción: Líneas cromosféricas

A partir de la sustracción del espectro puro de la estrella gigante al espectro combinado se obtiene el espectro de absorción cromosférica. Sin embargo, no es trivial identificar o separar líneas formadas en la fotosfera y en la cromósfera.

Durante el eclipse parcial tenemos el espectro de la estrella gigante ζ Aur A combinada con el espectro de la compañera ζ Aur B. Pero además, como la estrella ζ Aur B se encuentra a alturas atmosféricas, se comporta como una fuente guía para determinar la absorción de la cromósfera. Por lo tanto, como si a este espectro combinado se le remueven todas las líneas del espectro puro, se obtienen solo líneas de absorción cromosférica de ζ Aur A, junto a las líneas de la estrella ζ Aur

B. Sin embargo, como esta es de la secuencia principal, posee líneas muy anchas y características, como las de Balmer y no se mezclan o confunden con las de la cromósfera de la gigante.

El proceso de sustracción requiere de una revisión exhaustiva, ya que es necesario que la profundidad de las líneas de ambos espectros, sin líneas cromosféricas, sea igual; de tal forma que no queden remanentes de la fotósfera de la estrella gigante. Si no se sustrae por completo, no es posible garantizar que las líneas son solo de la cromósfera. Debido a las estrellas poseen temperaturas diferentes, sus picos máximos no coinciden en la de emisión y que la atmósfera es turbulenta, no es viable multiplicar por un factor escalar todo el espectro, sino que este cambia con la longitud de onda. Así que resulta necesario hacer revisiones por ventanas de pocos nanómetros para que no hayan estructuras positivas o negativas del espectro fotosférico.

Se implementó una rutina *cross correlation* de python (scipy) para comparar el espectro puro de la estrella con solo el espectro sustraído con las líneas de la cromósfera. Pero en ocasiones, aún con esta rutina quedaban remanentes en el espectro. Por ello, se hicieron múltiples pruebas de *intentos/error* para encontrar los factores para cada región del espectro, esto con la asesoría del experto en esta área de física estelar quién ha trabajado con espectros similares los últimos 50 años.

Para este proceso se sumaba un valor constante de tal forma que el espectro puro quedara sobre el espectro combinado. Una vez superpuestos, se encontraba el valor del factor en el cual la profundidad de las líneas de ambos espectros fuese el mismo. Estos factores se asignaron en una tabla para sus respectivos rangos que iban a multiplicar y se generó un nuevo espectro, el cual se sustraería con el espectro combinado. En la figura 2.8 se muestra un ejemplo para una de las ventanas del

espectro, antes y después del factor multiplicativo.

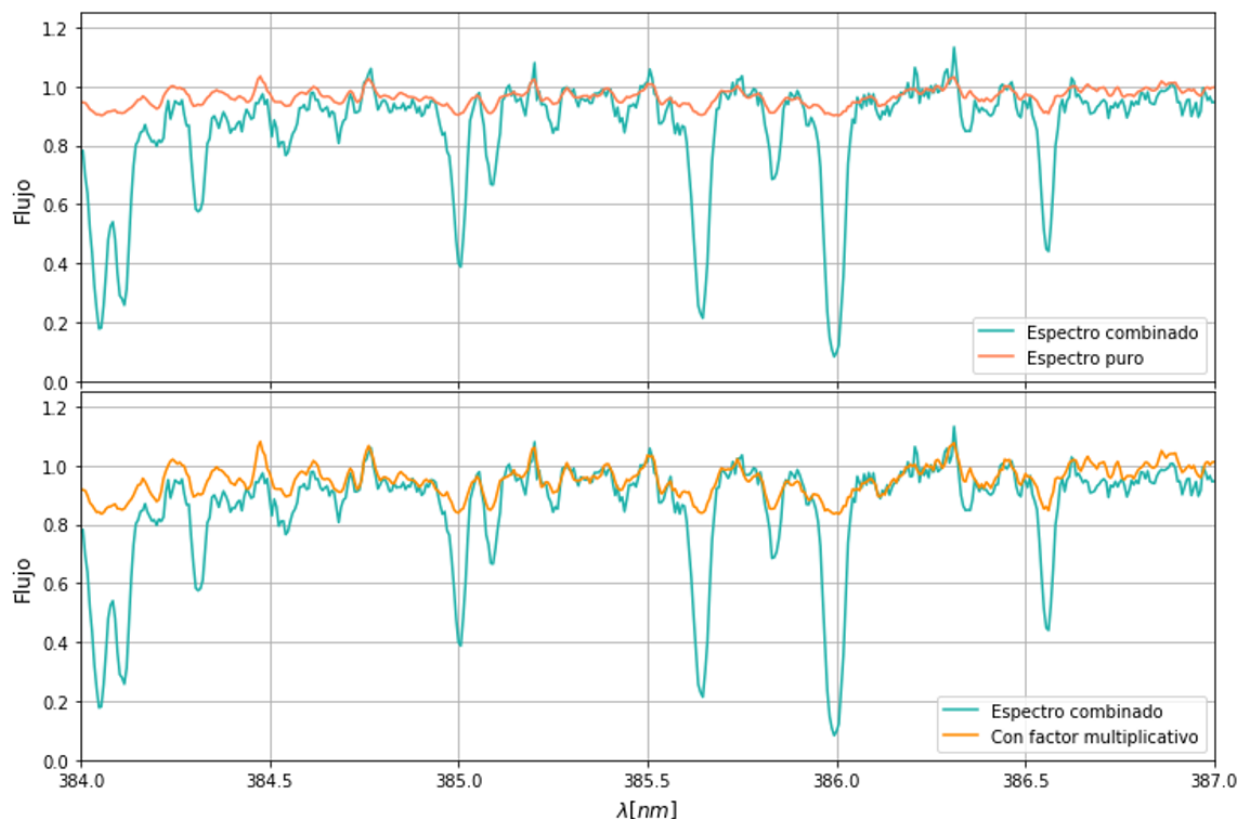


Figura 2.8 Ventana espectral de ejemplo, en la cual se observa la diferencia del espectro en flujo del espectro puro al tener en cuenta un factor antes de la sustracción de líneas cromosféricas.

Debido a que el espectro puro no tiene un continuo espectral en un solo valor, como se mencionó en la sección 2.4, es necesario crear continuos locales o pseudocontinuos al rededor de las líneas que se van a analizar para tener como referencia. Una vez revisada y aprobada la sustracción, como se observa en la figura 2.9, para las dos fechas durante el eclipse parcial, se observa que la diferencia entre estas es sobre todo la cantidad de líneas que se aprecian junto a sus variaciones en ancho y profundidad. Por lo que es necesario identificar las líneas de absorción presentes, que como ya mencionamos anteriormente solo se forman en la cromósfera. Para esto se tomó como referencia

una lista de líneas publicada en (R.E.M. Griffin y Reimers, 1989) para este mismo sistema en el rango de 3650 - 4600 Å. De esta lista obtenemos la longitud de onda y el elemento con la que se relacionan, lo cual es muy importante para posteriormente obtener los datos atómicos correspondientes a estas líneas.

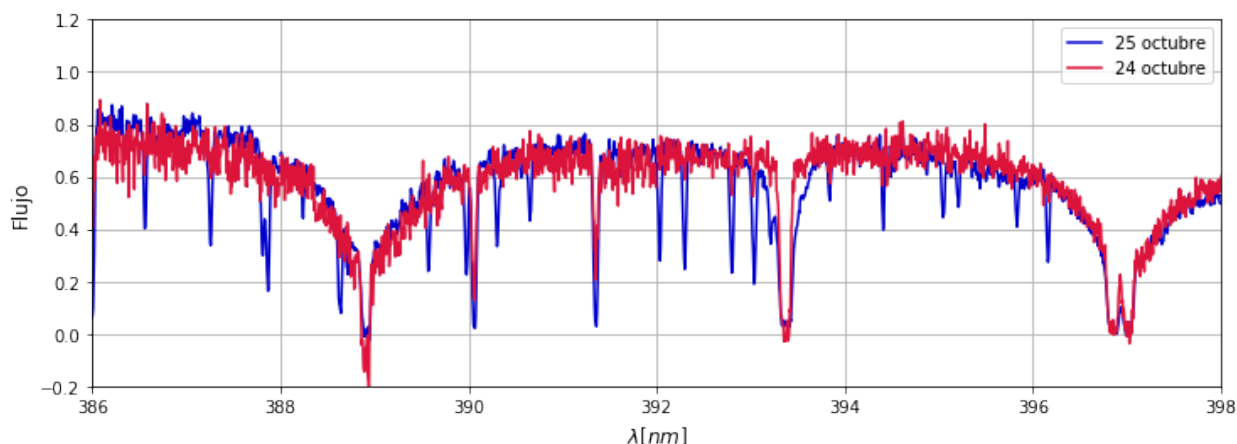


Figura 2.9 Espectro de líneas cromosféricas, sustraído para ambas fechas del eclipse parcial.

Una vez identificadas todas las líneas de absorción que se encuentran en el espectro (196 aproximadamente), se escoge con cuales de estas se harán los cálculos de densidad de masa columnar, por lo tanto es necesario poner algunas restricciones:

- 1) Deben estar dentro de los límites útiles, lo suficientemente fuertes para ofrecer una medición precisa, pero sin estar saturadas, es decir que su intensidad de absorción se extienda hasta cero o por debajo de este umbral, como para perder información relevante respecto a la densidad. Tampoco deben ser tan débiles como para confundirse con imperfecciones de la sustracción. Algunos ejemplos de estos casos se observan en la figura 2.10 a y c, respectivamente.

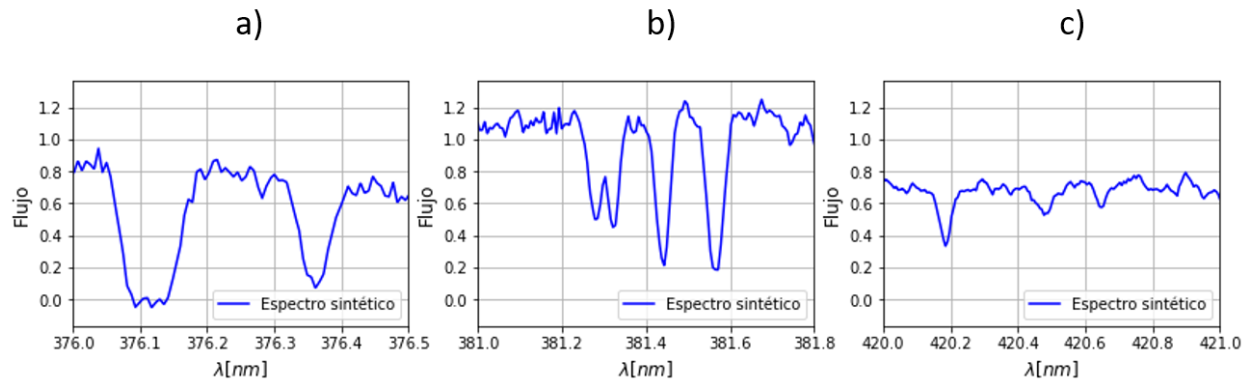


Figura 2.10 Algunos tipos de líneas en el espectro sustraído: a) Líneas saturadas b) Líneas que no se pueden analizar individualmente c) Líneas débiles.

- 2) Deben ser líneas sin mezclar. A medida que la línea de visión de la estrella B atraviesa capas cromosféricas sucesivamente más profundas, dan lugar a un espectro de líneas de absorción cada vez más rico; así que en algunos casos estas pueden estar mal resueltas debido a la resolución del espectrógrafo, un ejemplo de esto lo podemos ver en la figura 2.10 b, donde se observa la combinación de una línea de Fe I, junto con una de Ti II, por lo que no es certero identificar dónde comienza o termina cada una.
- 3) Se debe encontrar una concordancia con la lista de valores atómicos que provee el repositorio VALD (Ryabchikova, Piskunov, Kupka, y Weiss, 1997).

Por otro lado, luego de aplicar estas restricciones nos quedamos con 100 líneas de absorción cromosférica, el día 25 octubre (altura 4.39×10^6 km) y con 41 líneas del día 24 octubre (altura 1.02×10^7 km). Como con estas líneas se calculan los anchos equivalentes, cada una aporta un punto a la gráfica de las curvas de crecimiento, es necesario hacerlo con elementos que tengan gran cantidad de líneas y así hacer ajustes racionales. Por lo tanto, se escogen los elementos de Fe I (Hierro neutro) y Ti II (Titanio una vez ionizado)¹ son los elementos con mayor cantidad de

¹Esta notación de números romanos es utilizada en astronomía, es importante no confundir con la notación química donde Fe^+ indica una vez ionizado y Fe^{++} es dos veces ionizado

líneas funcionales en ambas fechas, 21 de Ti II y 25 de Fe I el 25 de octubre y 10 de Ti II, 9 de Fe I el 24 de octubre.

A cada una de estas líneas se les registro en dos archivos diferentes, uno para cada fecha, las líneas empleadas se ven en las tablas 4.1 y 4.2. Donde *wave_peak* es la longitud de onda del pico central; *wave_base* es el extremo izquierdo, donde comienza la línea y *wave_top* es el extremo derecho donde termina la línea, siguiendo la notación que usa el programa iSpec. Estos extremos son calculados con un código creado que identifica las variaciones del continuo, y con un filtro pasabandas, donde se definía un *threshold* a partir del cual se consideraba una línea que cumplía con el primer ítem de las restricciones. Los otros dos ítems, se terminaron de completar con revisiones exhaustivas individuales de cada línea.

3. Curvas de crecimiento

Como se explicó en la sección 1.6, las curvas de crecimiento (GoC¹) son un método para calcular la densidad de masa columnar. Una ventaja de las GoC es que son independientes de la resolución del espectrógrafo y del SNR que tengan los datos, ya que el ancho equivalente no depende de estos dos parámetros mencionados antes. En este capítulo se explica cómo se obtienen las curvas de crecimiento de cada fecha del eclipse parcial asociadas a las líneas explicadas en el capítulo anterior. Inicialmente se calculan los anchos equivalentes de cada una de las líneas por elemento, y se relacionan con los datos atómicos asociados a cada una de ellas, es decir, con la probabilidad de transición dada por el fuerza del oscilador y las energías de excitación entre los niveles transitorios.

3.1. Anchos equivalentes y datos atómicos

Para calcular los anchos equivalentes, inicialmente se usó la herramienta que tiene el código de `iSpec` (`fit lines determine ew and crossmatch with atomic data`), haciendo variaciones en el tipo de perfil que se ajusta a la línea: Gauss o Voigt, lo cual mostraba comportamientos si-

¹Por sus siglas en inglés, Growth of Curve

milares pero con valores diferentes, causando discrepancia en los resultados. Además, este código solo se podía usar para espectros con una normalización del continuo situado en la unidad, pero en estos espectros no se pudo obtener debido a lo explicado en la sección 2.4. Dada estas situaciones se aprecia que se pueden estar introduciendo errores, evidenciados en la alta dispersión de los datos.

Como resultado de estas pruebas, fue necesario crear un código que fuese recursivo e hiciera el procedimiento de calcular los anchos equivalentes de todas las líneas de un mismo elemento, mencionadas en las tablas 4.1 y 4.2. Adicionalmente, este código extrae los valores atómicos del repositorio de VALD y los asocia a su línea correspondiente. Su instalación y manual de uso están disponibles en un repositorio de Github ¹ y está descrito en el apéndice 4.

Como inputs del código se tienen:

- Archivo config.yaml, para editar la dirección de los archivos necesarios:
 - Líneas teóricas de la cromósfera: contiene la información de la tabla 4.1 ó 4.2.
 - Lista de líneas atómicas provista por VALD: contiene muchos parámetros, pero los que empleamos en este proyecto son: longitud onda, elemento, loggf, energías de los dos niveles transitorios (*wave_nm*, *element*, *loggf*, *lower_state_eV*, *upper_state_eV* respectivamente)
 - Espectro a analizar, en este caso las dos sustracciones, este contiene: longitud de onda, flujo y error de flujo (*wave_obs*, *flux*, *err* respectivamente)

¹https://github.com/ntlucia/Tesis_Estrellas_binarias/tree/master/Scripts/Growth_curve

- Elemento que se va a analizar, con su respectiva ionización, escrito como *string*, por ejemplo:
“Ti 2”, “Fe 1”.

Como output, el código entrega un archivo `dataFrame` listo para generar la curva de crecimiento, el cual contiene:

- Pico de la línea, [nm] (*wave_peak*)
- Extremo derecho, donde comienza la línea, [nm] (*wave_base*)
- Extremo izquierdo, donde termina la línea [nm] (*wave_top*)
- Elemento que se está analizando, si es el mismo quiere decir que hizo el *match* con la lista de datos atómicos (*note*)
- Flujo asociado al pico de la línea (*flux*)
- Fuerza del oscilador, probabilidad de transición (*loggf*)
- Energía del nivel inferior en la transición (*lower_state_eV*)
- Energía del nivel superior en la transición (*upper_state_eV*)
- Ancho equivalente de cada línea (*EWR*)
- Error relacionado al ancho equivalente (*errEWR*)
- Error relacionado con el flujo del pico de la línea (*error_f*)

Inicialmente el *script* separa los datos del elemento que se va a analizar, tanto de la lista de líneas teóricas como de la lista de VALD. Luego, de acuerdo a la longitud de onda del pico de la línea, las las líneas teóricas son emparejadas con los datos atómicos de las transiciones espectroscópicas. Se sigue este orden, debido a que la lista VALD contiene información de más de setecientas mil transiciones (731,377), por lo tanto, para reducir tiempo de computo es mejor reducir esta lista desde el inicio.

Como solo se tienen los picos y extremos de las líneas como valores teóricos, es necesario asociar los valores reales que se tienen en el espectro con su respectiva cantidad de decimales y posibles variaciones en longitud de onda, eso se logra con la rutina `nsmllest` de `pandas` en `python`. Una vez conocidos los valores reales de las línea, es posible el cálculo de anchos equivalentes, para esto es necesario primero encontrar el continuo local para cada línea. El continuo lo obtenemos con los datos al rededor de la línea, asumiendo un ancho del continuo de 0.06 nm a la derecha del extremo base y 0.06 nm a la izquierda del extremo superior. Estos valores se corresponden con el doble en un factor adicional del error instrumental del espectrógrafo, como se indica en la figura 3.1. Entonces ese continuo local corresponde al promedio de los valores de flujo en el rango mencionado anteriormente.

Ahora, como se observa en la figura 3.2 procedemos al cálculo de las áreas necesarias para obtener el ancho equivalente según la teoría descrita en la sección 1.6. Calculamos la integral de la datos que conforman la línea y el área bajo el continuo en el rango de los límites de la línea. Ahora, la resta de estas dos es el área dentro de la línea, que debe ser igual a la de un rectángulo de la altura del continuo y su ancho es el *ancho equivalente* asociado a la línea. Por último, como la curva de

crecimiento es adimensional en el *eje* y , se divide el ancho equivalente entre la longitud de onda del pico de la línea y se obtiene el logaritmo base 10 de esta cantidad.

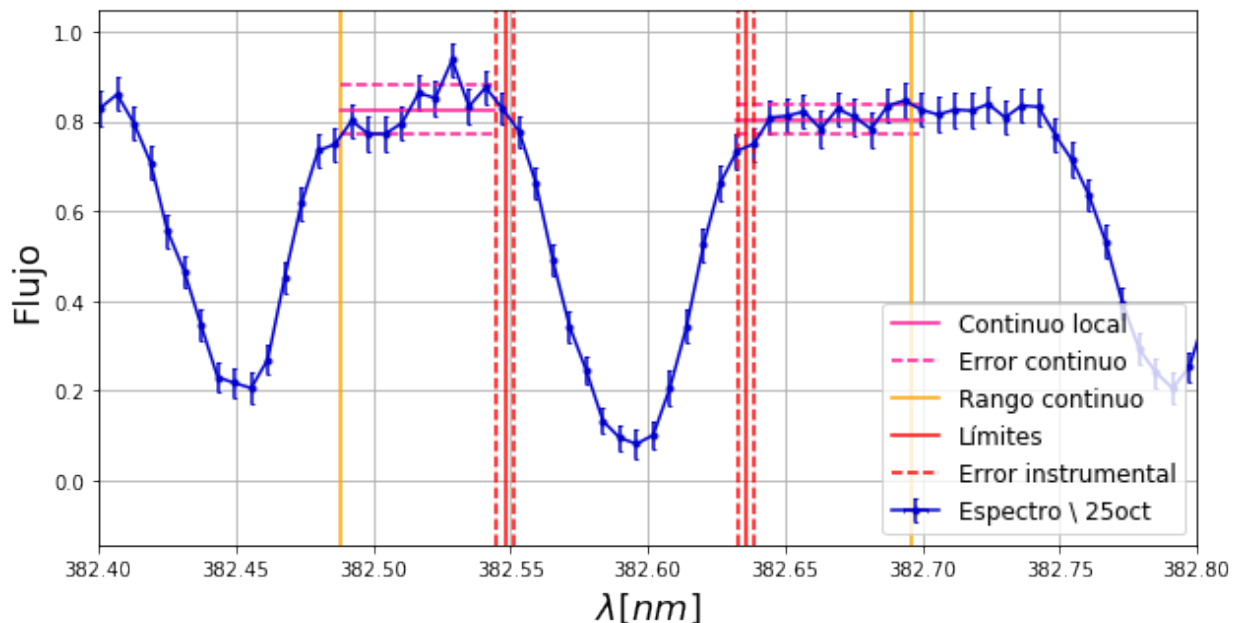


Figura 3.1 Cálculo del continuo local, con la respectiva propagación de errores.

Este proceso se repite de manera iterativa, para todas las líneas de un mismo elemento que tiene el espectro. Cabe resaltar, que se hace la respectiva propagación de errores teniendo en cuenta los errores en el flujo de cada dato y de la longitud de onda, dados por el espectrógrafo, y errores incluidos debido a la selección del continuo local, como se refleja en la figura 3.1. Por último, se agregan estos valores de ancho equivalente a la lista completa que posee los datos atómicos asociados a cada línea, obteniendo como último la descripción del output del código (el código se encuentra en el apéndice 4).

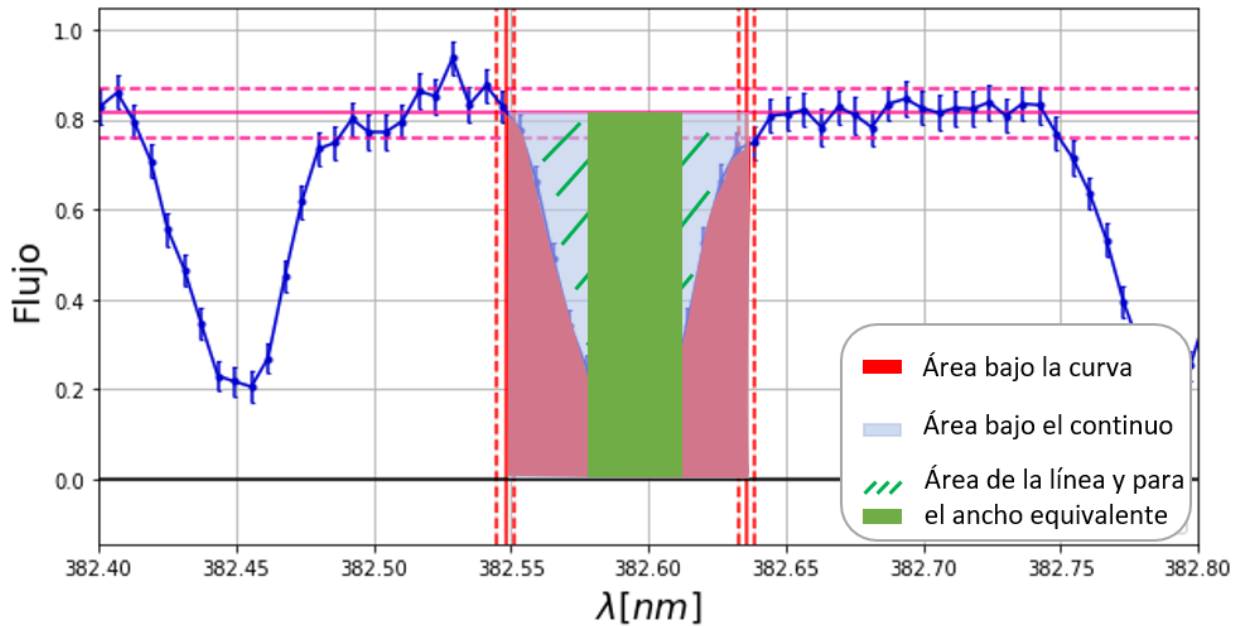


Figura 3.2 Representación del cálculo de ancho equivalente.

3.2. Curvas de crecimiento observacionales y empíricas

Para las curvas de crecimiento observacionales tomamos los datos recolectados por el código explicado en la sección anterior y graficamos $\log(W_\lambda/\lambda)$ en el eje y y $\log(gf)$ en el eje x, continuando con la misma nomenclatura de estudios anteriores (K.P. Schröder, 1989). Se obtuvieron cuatro curvas de crecimiento observacionales, dos de ellas para el titanio una vez ionizado (Ti II), una para cada fecha que se tenía durante el eclipse parcial y las otras dos para el hierro neutro (Fe I), también de estas fechas. Estos elementos también se han analizado antes para el sistema ζ Aurigae. Estas gráficas se aprecian en la figura 3.3, donde se observa un comportamiento lineal debido a que se están analizando líneas de tipo fuerte y no saturadas o con *damping*¹. Además, también se aprecia a simple vista que el comportamiento de las dos fechas no tiene mucha variación.

¹líneas con *alas* pronunciadas, que se amortiguan con el continuo, debido a disipación de energía

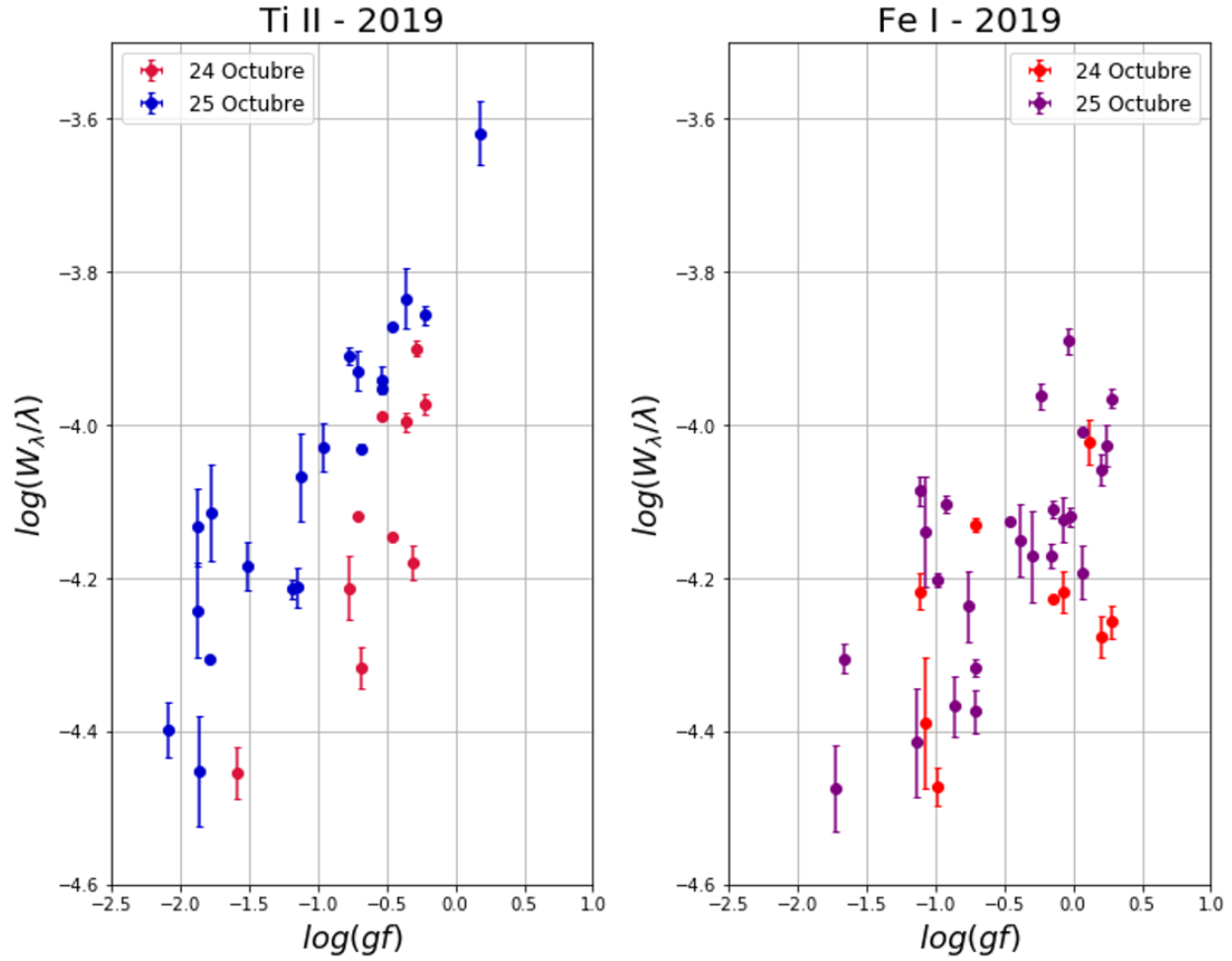


Figura 3.3 Curvas de crecimiento observacionales para los elementos de Ti II y Fe I respectivamente, del eclipse ζ Aurigae de 2019.

De acuerdo a los datos de las curvas de crecimiento observacionales, se procede a contrastar con el comportamiento de valores teóricos asociados a cada una de las transiciones de las líneas de absorción que aportan a la curva. Partimos teniendo en cuenta que se considera absorción pura, como se indicó en la sección 1.5, y que teóricamente cada línea se modela como un perfil de gaussiano de la forma:

$$I = I_0 \exp \left(-A_i e^{-(\Delta\lambda/\Delta\lambda_D)^2} \right).$$

Donde $\Delta\lambda_D$ es el corrimiento doppler, $\Delta\lambda$ el ensanchamiento debido a otros fenómenos físicos, I_0 la intensidad del continuo y el término A_i es la ecuación de Saha (ec 1.4), que por términos de comprensión lectora se reescribe en la ecuación 3.1. Es en esta fórmula donde se tienen en cuenta los factores de la profundidad óptica que afectan el ensanchamiento de la línea

$$A_i = \frac{\pi e^2}{m_e c^2} \frac{\lambda \cdot c}{v \sqrt{\pi}} g f \frac{N_i^{ion}}{Z(T)} \cdot \exp(-E_i/kT_{exc}). \quad (3.1)$$

En consecuencia, se obtienen los valores teóricos del ancho equivalente, como lo describe la ecuación 3.2, teniendo en cuenta los factores de ensanchamiento que pueden afectar a la línea

$$W_\lambda = \int \frac{I_0 - I}{I_0} d\lambda = \int \left[1 - \exp\left(-A_i e^{-(\Delta\lambda/\Delta\lambda_D)^2}\right) \right] d\lambda. \quad (3.2)$$

Dentro de estos factores, se tienen en cuenta $T_{exc} = 5000$ K, de acuerdo a los análisis presentados en [K.P. Schröder \(1989\)](#) para estos mismos elementos. Se tomaron los cálculos de N_i^{ion} y $Z(T)$ de este mismo estudio, donde tenemos que $Z(T = 5000K) = 53,5$ para el Ti II y $Z(T = 5000K) = 27,0$ para el Fe I, y además los valores de E_i y fg del repositorio VALD.

Además uno de los factores más relevantes es la velocidad de turbulencia, que según [K.P. Schröder \(1989\)](#) se puede tomar su valor en aproximadamente 14 km/s, lo cual es bastante elevado y por lo tanto tiene un efecto de amortiguamiento sobre la curva de crecimiento. Es decir, ahora en la GoC teórica no se observa una línea recta, como en las GoC observacionales (figura 3.3), sino que ahora se tiene una curvatura en la parte superior, como se observa en la figura 3.4, que son las curvas de crecimiento teóricas del eclipse de 1987 para estos mismos elementos, tomadas de [K.P. Schröder \(1989\)](#). Este comportamiento indica que realmente las líneas que a simple vista se consideran fuer-

tes, realmente pueden estar saturadas.

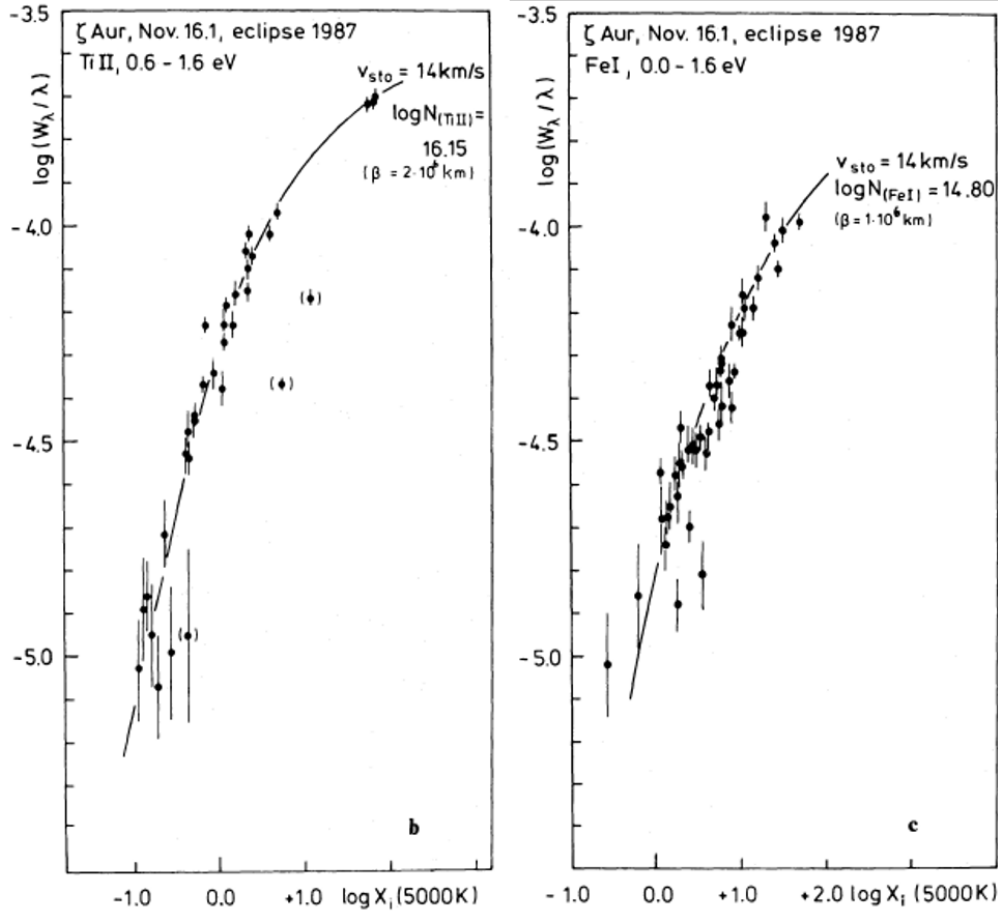


Figura 3.4 Curvas de crecimiento teóricas del eclipse de ζ Aurigae, eclipse 1987 (K.P. Schröder, 1989).

En las curvas de crecimiento teóricas (figura 3.4), se observa que en el eje x se tiene $\log(X_i)$, que representa la ecuación 3.3. La cual contiene los datos atómicos relacionados a la probabilidad de que existan las líneas y todos los parámetros de ensanchamiento a excepción de la densidad de masa columnar

$$X_i = \frac{\pi e^2}{vm_e c \sqrt{\pi}} g f \lambda \frac{\exp(-E_i/kT_{exc})}{Z(T_{exc})}. \quad (3.3)$$

De modo que, teniendo en cuenta la ecuación de Saha 3.1 y X_i (ecuación 3.3) éstas están relacionadas por la densidad de masa columnar, como se observa en la ecuación 3.4

$$A_i = N_i^{ion} \cdot X_i. \quad (3.4)$$

Por lo tanto, de acuerdo a la curva de crecimiento teórica de $\log(X_i)$, es posible obtener el valor $\log(N)$ con una nueva curva empírica que ajuste la curva de crecimiento teórica a los datos observacionales. Es decir, teniendo en cuenta propiedades logarítmicas, $\log(N \cdot X_i) = \log(N) + \log(X_i)$, entonces $\log(N)$ es un factor aditivo generado al comparar la curva de crecimiento teórica y observacional.

En la figura 3.5 observamos la curva de crecimiento empírica, resultado de la comparación entre la curva teórica y observacional. Con la cual se obtuvieron los valores de densidad de masa columnar $\log(N)$ asociados a cada elemento en cada fecha, registrados en la tabla 3.1. En la figura 3.5 también se aprecia que las curvas de Ti II son mucho más confiables, ya que conocemos que no hay líneas de este tipo en la fotosfera de la estrella.

	24 Octubre $h = 1.02 \times 10^7$ km	25 Octubre $h = 4.39 \times 10^6$ km
$\log(N_{TiII})$	17,15	17,45
$\log(N_{FeI})$	15,8	16,5

Cuadro 3.1 Densidades de masa columnar del eclipse ζ Aurigae, 2019.

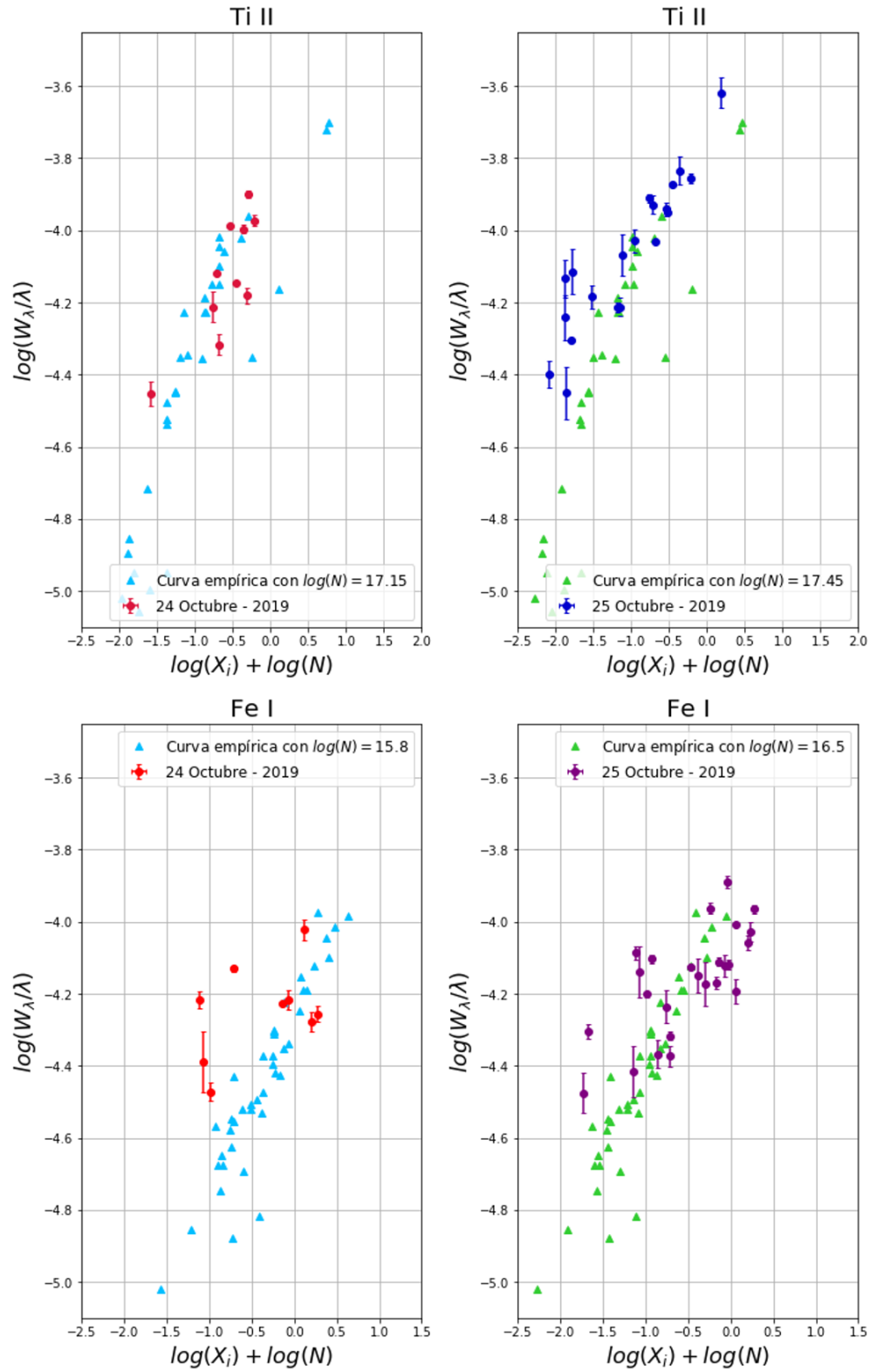


Figura 3.5 Curva de crecimiento empírica y observacional para los elementos de Ti II y Fe I, respectivamente. Del eclipse ζ Aurigae de 2019.

Llegados a este punto, es posible comparar como varía la densidad de masa columnar de cada elemento con respecto a la altura proyectada calculada en la sección 2.1. Estas variaciones se observan en la figura 3.6, donde se aprecia que para el caso del Ti II, las variaciones de densidad entre ambas fechas no son tan pronunciadas, mientras que para el hierro Fe I se observa una diferencia mayor entre las dos fechas. Con esto se corrobora lo que se observaba en las curvas de crecimiento observacionales, que su comportamiento en las dos fechas era similar.

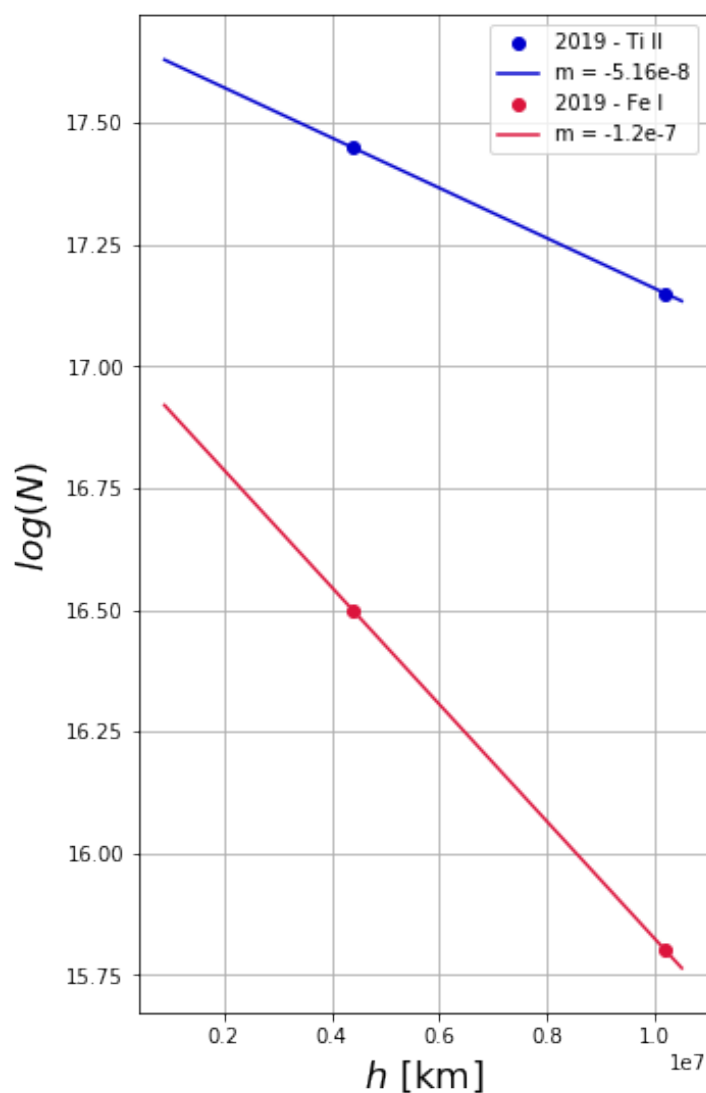


Figura 3.6 Densidades empíricas en la cromosfera baja de ζ Aurigae en la entrada del eclipse de 2019.

3.3. Discusión

En esta investigación se tuvieron en cuenta los parámetros de eclipses anteriores para hacer una correcta comparación, que solo fuese afectada por variaciones en densidad de masa columnar y no debido a parámetros externos.

Por consiguiente, uno de estos parámetros es la velocidad tangencial relativa, como se indicó en la sección 2.1, que es la misma usada en [K.P. Schröder \(1989\)](#). Pero en el caso de comparar con un eclipse aún más antiguo (1947-1948) ([Wilson y Abt, 1954](#)), en esta época no se conocía con certeza la fracción de masa de las estrellas, ni la trayectoria de órbita de las estrellas. Lo cual afecta el cálculo de velocidad transversal y por ende las alturas proyectadas en las fechas del ingreso y egreso. En este caso, se hizo un ajuste de un factor constante, para obtener las alturas de proyectadas verdaderas partiendo de las registradas por [Wilson y Abt \(1954\)](#), ya que se habían calculado con $v_{tan} = 46.43$ y ahora se conoce que $v_{tan} = 65.00$.

Por otro lado, del artículo [K.P. Schröder \(1989\)](#) no solo se conoce la densidad de masa columnar para diferentes alturas, sino que también se tienen los datos de ancho equivalente y $\log(gf)$ empleados para generar las curvas de crecimiento observacionales. Así que, de acuerdo a la figura 3.7 vemos que éstas tienen el mismo comportamiento lineal que se observa en las figuras 3.3, sin embargo su variación de la pendiente entre las dos fechas es mucho mayor, lo cual inicialmente indica que el gradiente de densidad de masa entre las dos fechas es también es mayor.

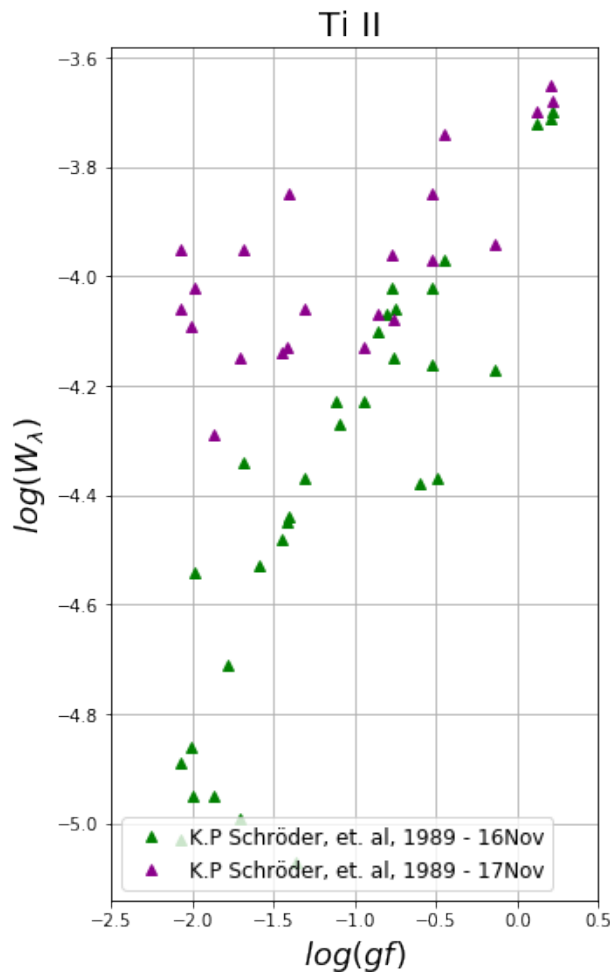


Figura 3.7 Curva de crecimiento observacional Ti II del eclipse ζ Aurigae de 1987

Adicionalmente, en la GoC observacional de FeI en el eclipse de 2019 (figura 3.3) se observa una gran dispersión en los datos, para las dos fechas del ingreso. Y ahora, comparando con las curvas de crecimiento de 1987 (figura 3.8), nos damos cuenta que también está presente una gran dispersión en los datos de FeI de esa época. Esto se debe a que para alturas de la fotosfera no se alcanzan las energías de ionización de los elementos, $\chi_i = 7.9$ [eV] del hierro y $\chi_i = 6.11$ [eV] del titanio. Es decir, en esta zona son más probables las líneas de elementos neutros como el Fe I. Mientras que en la cromósfera a medida que aumenta la altura y la temperatura, se alcanzan estados de ionización, en este caso primero del Ti II y luego del Fe I.

Por lo tanto, para el tipo de líneas de elementos neutros como el Fe I, el proceso de sustracción como se indica en la sección 2.5, se convierte en un procedimiento mucho más tedioso, con el cual se pueda asegurar que en la curva de crecimiento solo se estén analizando líneas cromosféricas. Sin embargo, este problema de sustracción espectral de componentes estelares siempre se ha tenido, y en la actualidad se sigue estudiando y se siguen diseñando procedimientos para lograr que las sustracciones no contengan remanentes de la fotosfera. De modo que cuando hay combinación de líneas de la cromósfera y fotosfera, no es posible obtener resultados igual de concluyentes que en el caso de que solo se tenga en cuenta la cromósfera.

En el caso del Ti II, esta dispersión no se observa debido ya que a alturas de la fotosfera no se ha alcanzado la energía de ionización de este elemento. Por consiguiente, las precauciones en la sustracción no son tantas para evitar remanentes fotosféricos para estas líneas, ya que son muy poco probables.

Con esto claro, ahora es posible no solo comparar las curvas de crecimiento, sino también analizar el comportamiento de la densidad de masa columnar con respecto a la altura. Los valores obtenidos en este proyecto se pueden contrastar con los eclipses de 1987 y 1047-1948 estudiados en investigaciones anteriores registradas en [K.P. Schröder \(1989\)](#) y [Wilson y Abt \(1954\)](#), respectivamente. Con estos datos generamos la gráfica de la figura 3.9, donde observamos la variación de la densidad de masa columnar del Ti II y Fe I para diferentes alturas de la atmósfera estelar.

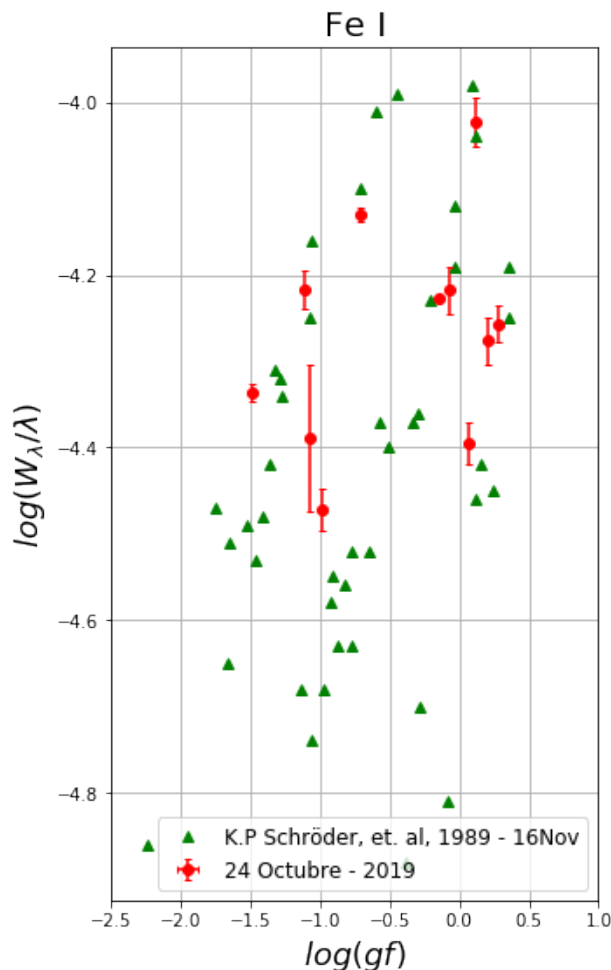


Figura 3.8 Comparación de la dispersión en las curvas de crecimiento observacionales del Fe I del eclipse de 2019 y eclipse de 1987.

Cabe resaltar, que en esta gráfica para el 2019 solo tenemos dos puntos, debido a condiciones climáticas del momento en que se tomaron los datos del eclipse, al igual que en el caso del eclipse de 1987, donde solo se pudieron tomar espectros de dos fechas durante el eclipse parcial. Sin embargo se conoce de acuerdo a la literatura (Vernazza y cols., 1973) que el comportamiento de la densidad a alturas cromosféricas tiene un comportamiento lineal.

En la figura 3.9 también se observa que las variaciones de densidad respecto a la altura del Fe I son mayores que para el Ti II, tanto en nuestros resultados como para estudios anteriores. Este

comportamiento se debe a que se está comparando un elemento neutro y uno ionizado. A alturas mayores, es poco probable tener elementos neutros, la mayor probabilidad está en tener elementos con estado de ionización dominante. Por lo tanto, a medida que aumenta la altura, y por ende la temperatura se van alcanzando las energías de ionización los elementos, por lo que la fracción de Fe I disminuye y comienza a haber mayor presencia de Fe II (hierro una vez ionizado). Por lo tanto, de acuerdo con la definición de *densidad de masa columnar*, si la fracción de átomos de una misma especie disminuye, la densidad también, que es lo que sucede con el Fe I. Para el caso del Ti II no disminuye la fracción de átomos, ya que este desde bajas alturas de la cromósfera ya se encuentra en su primer estado excitado y la variación de temperatura a alturas mayores no lo lleva a un estado superior de excitación.

Finalmente, observamos que tanto las densidades de columna, como su *pressure scale height*¹ (ecuación 3.7) o gradiente de densidad son notablemente diferentes de los valores obtenidos en (K.P. Schröder, 1989) y (Wilson y Abt, 1954). Aunque el comportamiento de estos es el mismo, lo que esperábamos, a medida que aumente la altura atmosférica disminuye la densidad de masa columnar. Las grandes variaciones entre los tres eclipses confirma que la cromosfera de la supergigante ζ Aur A es muy variable.

Inicialmente, la fotósfera se modela como un equilibrio hidrostático con gran influencia de la temperatura y se hacen aproximaciones de gas ideal tal que el gradiente de presión se puede escribir como en la ecuación 3.5

¹Es la distancia vertical sobre la cual la presión atmosférica cae en un factor exp

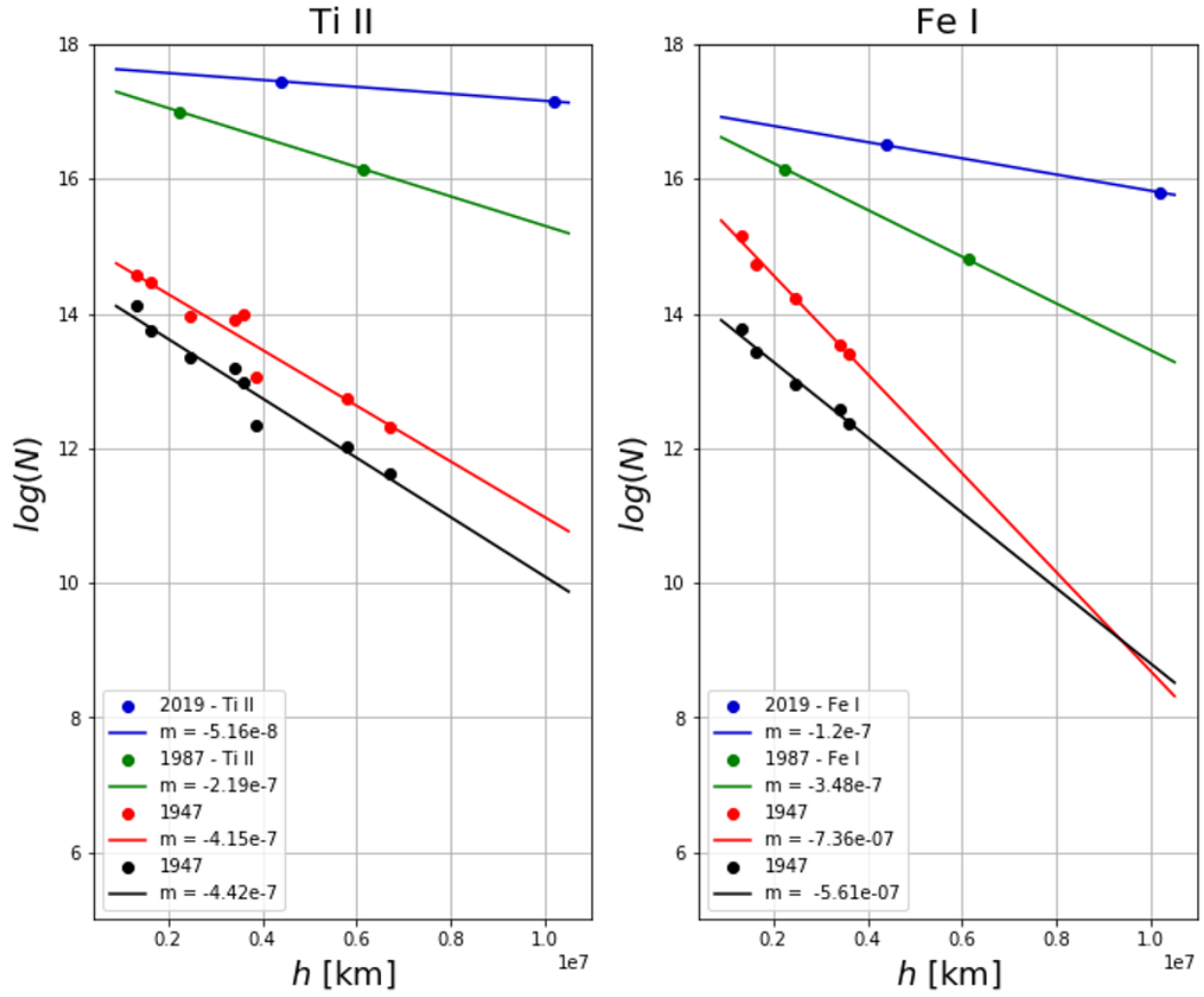


Figura 3.9 Densidades de masa columnar empíricas en la cromósfera en el ingreso de los eclipse de ζ Aurigae de 1947, 1987 y 2019 para los elementos de Ti II y Fe I.

$$\frac{dP}{dh} = -gN(h) = -g\frac{P(h)}{kT}. \quad (3.5)$$

La solución a esta ecuación diferencial, asumiendo una temperatura constante es de la forma de la ecuación 3.6

$$P(h) = P_0 e^{-(h-h_0)/H}, \quad (3.6)$$

donde H , es conocido como *pressure scale height* y queda definido como en la ecuación 3.7

$$H \equiv \frac{kT}{gm_H}. \quad (3.7)$$

Sin embargo, para el caso de la cromósfera, hay una mayor influencia de la turbulencia, por lo que es necesario cambiar la energía térmica por energía cinética ($mv_{tur}^2/2$). De aquí, se obtiene que el *pressure scale height* para una atmósfera turbulenta en equilibrio hidrostático, que está directamente relacionada con el gradiente de densidad, se puede reescribir como en la ecuación 3.8

$$H \equiv \frac{v_{tur}^2}{2g}. \quad (3.8)$$

Por lo tanto, debido a que los gradientes de densidad varían con la altura y no pueden explicarse por cambios lentos de un equilibrio hidrostático, a menos de que se garantizara v_{tur} constante, lo cual no es posible, ya que se observa que las curvas de crecimiento, cambian día a día durante el eclipse parcial. Esto indica que v_{tur} debe ser variable y/o no existe un equilibrio en la parte alta de la cromósfera. Cabe resaltar entonces que no se pueden hacer aproximaciones hidrostáticas, ya que se tienen procesos altamente dinámicos, lo cual confirma conclusiones similares hechas actualmente en la literatura ([Ayres, 2019](#)).

4. Conclusiones

La conclusión principal generada en el desarrollo de esta tesis es la gran diferencia de los valores de densidad de masa columnar y la variación del *scale height*, o el gradiente de densidad, con respecto a eclipses anteriores. Estas magnitudes siguen el mismo comportamiento en el que la densidad de masa columnar disminuye a medida que aumenta la altura atmosférica.

Algunas de las diferencias relacionadas con los valores de densidad pueden deberse al desconocimiento de muchos parámetros que se han corregido en la historia del análisis del sistema ζ Aurigae, como el caso de la v_{tan} para el eclipse de 1947-1948.

Con los comportamientos en las gráficas de altura proyectada vs densidad de masa columnar se deduce que la turbulencia atmosférica en la parte alta de la cromósfera tiene un papel muy relevante en el análisis atmosférico. Y su variación a estas escalas de altura debe resultar de procesos altamente dinámicos para poder explicar las variaciones en densidad de masa columnar, que actualmente es una de las características a tener en cuenta para análisis atmosféricos estelares. Ya que

estas no pueden explicarse por cambios lentos de un equilibrio hidrostático y solo relacionados a la temperatura.

Adicionalmente, se pudo confirmar que la metodología de curvas de crecimiento es una buena herramienta para el análisis espectral atmosférico y propiedades como la densidad de masa columnar u otros factores que afecten la presencia y el perfil de una línea de absorción de la atmósfera estelar.

También, se confirma la importancia de la sustracción para obtener los espectros de las componentes individuales en sistemas binarios o múltiples, en nuestro caso al obtener la sustracción de la componente ζ Aur B, tenemos también líneas de la cromósfera de ζ Aur A. Los errores en la sustracción generan grandes variaciones en la dispersión de datos de la curva de crecimiento y puede ser producir análisis equívocos relacionados con la densidad. A pesar de ser una de las primeras pruebas de sustracción de este tipo para espectros del telescopio TIGRE (tipo Echelle), se superaron los obstáculos obteniendo buenos resultados.

Por último, cabe resaltar que este trabajo es de interés colectivo a la comunidad científica, ya que aporta de manera significativa al estudio de este sistema característico sobre su cromósfera variable, comparable con periodos de tiempo extendidos, más de 70 años. Además aporta al área del análisis de las cromósferas estelares, que actualmente es un tema de estudio popular en la astrofísica.

Referencias Bibliográficas

- Ake, T. B., y Griffin, E. (2015). *Giants of eclipse: The ζ aurigae stars and other binary systems*. Springer.
- Ayres, T. R. (2019). Stellar and solar chromospheres and attendant phenomena. En *The sun as a guide to stellar physics* (pp. 27–57). Elsevier.
- Bertaux, J.-L., Lallement, R., Ferron, S., Boonne, C., Bodichon, R., y cols. (2014). Tapas, a web-based service of atmospheric transmission computation for astronomy. *Astronomy & Astrophysics*, 564, A46.
- Blanco-Cuaresma, S. (2019). Modern stellar spectroscopy caveats. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 486(2), 2075–2101.
- Blanco-Cuaresma, S., Soubiran, C., Heiter, U., y Jofré, P. (2014). Determining stellar atmospheric parameters and chemical abundances of fgk stars with ispec. *Astronomy & Astrophysics*, 569, A111.
- Carroll, B. W., y Ostlie, D. A. (2017). *An introduction to modern astrophysics*. Cambridge University Press.

- Chavez, M., Bertone, E., Vega, O., y De la Luz, V. (2013). New quests in stellar astrophysics
iii: A panchromatic view of solar-like stars, with and without planets. En *New quests in stellar astrophysics iii: A panchromatic view of solar-like stars, with and without planets* (Vol. 472).
- Collaboration, G., y cols. (2018). VizieR online data catalog: Gaia dr2 (gaia collaboration, 2018).
yCat, I-345.
- Di Benedetto, G., y Ferluga, S. (1990). Angular diameters of zeta aurigae-type supergiants by
michelson interferometry. *Astronomy and Astrophysics*, 236, 449–454.
- Fisher, J., Schröder, K.-P., y Smith, R. C. (2005). What a local sample of spectroscopic binaries
can tell us about the field binary population. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 361(2), 495–503.
- Gray, R. O., Corbally, C. J., y Burgasser, A. J. (2009). *Stellar spectral classification* (Vol. 15).
Princeton university press.
- Grevesse, N., Asplund, M., y Sauval, A. (2007). The solar chemical composition. *Space Science Reviews*, 130(1-4), 105–114.
- Griffin, R. (2005). Spectroscopic binary orbits from photoelectric radial velocities. paper 180: zeta
aurigae. *The Observatory*, 125, 1–22.
- Guthnick, P. (1934). Das bevorstehende bedeckungsminimum von zeta auriage. *Astronomische Nachrichten*, 252, 13.
- Hanisch, R. J., Farris, A., Greisen, E. W., Pence, W. D., Schlesinger, B. M., Teuben, P. J., ...

- Warnock, A. (2001). Definition of the flexible image transport system (fits). *Astronomy & Astrophysics*, 376(1), 359–380.
- Husser, T.-O., Wende-von Berg, S., Dreizler, S., Homeier, D., Reiners, A., Barman, T., y Hauschildt, P. H. (2013). A new extensive library of phoenix stellar atmospheres and synthetic spectra. *Astronomy & Astrophysics*, 553, A6.
- Jofré, P., Heiter, U., y Soubiran, C. (2019). Accuracy and precision of industrial stellar abundances. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 57, 571–616.
- Jofré, P., Heiter, U., Worley, C., Blanco-Cuaresma, S., Soubiran, C., Masseron, T., ... others (2017). Gaia fgk benchmark stars: opening the black box of stellar element abundance determination. *Astronomy & Astrophysics*, 601, A38.
- K.P. Schröder, R. G., R.E.M. Griffin. (1989). Optical spectra ζ aurigae binary systems: Ii. the lower chromosphere of ζ aurigae. *Astronomy and Astrophysics*.
- Linsky, J. L. (1980). Stellar chromospheres. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 18(1), 439–488.
- Linsky, J. L. (2017). Stellar model chromospheres and spectroscopic diagnostics. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 55, 159–211.
- Luck, R. E. (2014). Parameters and abundances in luminous stars. *The Astronomical Journal*, 147(6), 137.
- Piskunov, N., Kupka, F., Ryabchikova, T., Weiss, W., y Jeffery, C. (1995). Vald: The vienna atomic line data base. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 112, 525.

- Plez, B. (2012). Turbospectrum: Code for spectral synthesis. *Astrophysics Source Code Library*.
- R.E.M. Griffin, K. S., R.F. Griffin, y Reimers, D. (1989). Optical spectra ζ aurigae binary systems: I. the 1987 eclipse of ζ aurigae. *Astronomy and Astrophysics*.
- Rosas, F. D. (2019). *Efecto Wilson-Bappu en estrellas frías: Relación física entre el ancho de línea K de Ca II y la gravedad superficial*.
- Ryabchikova, T., Piskunov, N., Kupka, F., y Weiss, W. (1997). The vienna atomic line database: Present state and future development. *Baltic Astronomy*, 6, 244–247.
- Schmitt, J., Schröder, K.-P., Rauw, G., Hempelmann, A., Mittag, M., González-Pérez, J., . . . others (2014). Tigre: A new robotic spectroscopy telescope at guanajuato, mexico. *Astronomische Nachrichten*, 335(8), 787–796.
- Schröder, K.-P., Pols, O. R., y Eggleton, P. P. (1997). A critical test of stellar evolution and convective core ‘overshooting’ by means of ζ aurigae systems. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 285(4), 696–710.
- Shenavrin, V., Taranova, O., y Nadzhip, A. (2011). VizieR online data catalog: Long-term (1984-2008) jhkml photometry of stars (shenavrin+, 2011). *VizieR Online Data Catalog*, 808.
- Soubiran, C., Le Campion, J.-F., Brouillet, N., y Chemin, L. (2016). The pastel catalogue: 2016 version. *Astronomy & Astrophysics*, 591, A118.
- Steffen, M., Caffau, E., y Ludwig, a. o., H-G. (2013). Micro-and macroturbulence predictions from co5bold 3d stellar atmospheres. *arXiv preprint arXiv:1306.4307*.

- Van Leeuwen, F. (2007). Validation of the new hipparcos reduction. *Astronomy & Astrophysics*, 474(2), 653–664.
- Vernazza, J. E., Avrett, E. H., y Loeser, R. (1973). Structure of the solar chromosphere. basic computations and summary of the results. *The Astrophysical Journal*, 184, 605–632.
- Von Fraunhofer, J. (1823). Denkschriften der königlichen akademie der wissenschaften zu münchen 5 (1814–1815) 193.; j. fraunhofer. *Ann. Phys.(Leipzig)*, 74, 337.
- Wilson, O. C., y Abt, H. A. (1954). Chromospheric structure of the k-type component of zeta aurigae. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 1, 1.

Apéndice A. Líneas de absorción empleadas en el análisis

wave_peak	wave_base	wave_top	note
390.063767	389.996654	390.106476	Ti 2
391.351118	391.296207	391.399927	Ti 2
393.205878	393.187575	393.218081	Ti 2
430.008236	429.977730	430.044843	Ti 2
439.507784	439.446772	439.550492	Ti 2
444.388733	444.339923	444.437542	Ti 2
450.129950	450.093342	450.172658	Ti 2
454.955988	454.901078	455.010899	Ti 2
456.359261	456.334856	456.420273	Ti 2
457.207326	457.146314	457.250034	Ti 2
382.059010	382.004100	382.107820	Fe 1
386.000377	385.963770	386.036984	Fe 1
386.555585	386.543383	386.561686	Fe 1
388.623887	388.605584	388.636090	Fe 1
404.578490	404.554085	404.627300	Fe 1
429.416421	429.337106	429.459129	Fe 1
430.795289	430.740378	430.837997	Fe 1
438.360761	438.318052	438.397368	Fe 1

wave_peak	wave_base	wave_top	note
440.496176	440.422962	440.526682	Fe 1

Cuadro 4.1 Líneas empleadas para analizar las curvas de crecimiento del 24 Octubre

wave_peak	wave_base	wave_top	note
376.116455	376.049342	376.183568	Ti 2
388.233411	388.184602	388.239512	Ti 2
391.357219	391.284005	391.381624	Ti 2
401.247242	401.180129	401.259445	Ti 2
416.158542	416.085328	416.164644	Ti 2
417.354375	417.293363	417.366577	Ti 2
428.794100	428.757493	428.830707	Ti 2
430.014337	429.935022	430.057046	Ti 2
431.295586	431.252878	431.338295	Ti 2
431.503027	431.472521	431.545735	Ti 2
432.088741	432.039931	432.131449	Ti 2
433.803174	433.754365	433.839781	Ti 2
439.507784	439.422367	439.538290	Ti 2
441.789627	441.740818	441.807931	Ti 2
444.394834	444.339923	444.425340	Ti 2
445.059863	444.998852	445.096471	Ti 2

Continúa en la página siguiente.

wave_peak	wave_base	wave_top	note
450.142152	450.081140	450.190961	Ti 2
453.400186	453.351376	453.455096	Ti 2
454.955988	454.894976	455.041405	Ti 2
456.383666	456.334856	456.420273	Ti 2
376.384907	376.317794	376.409312	Fe 1
376.726573	376.659460	376.732674	Fe 1
378.794876	378.733864	378.800977	Fe 1
379.508714	379.447703	379.514816	Fe 1
381.595320	381.522106	381.613624	Fe 1
382.595915	382.516599	382.644724	Fe 1
382.791153	382.717939	382.797254	Fe 1
383.425676	383.364664	383.437879	Fe 1
385.091300	385.054693	385.127907	Fe 1
386.555585	386.506775	386.573888	Fe 1
387.257221	387.177906	387.275525	Fe 1
388.636090	388.568977	388.642191	Fe 1
388.715405	388.684899	388.733709	Fe 1
389.569571	389.508559	389.581773	Fe 1
390.301714	390.240702	390.332219	Fe 1
404.590693	404.511377	404.608996	Fe 1

Continúa en la página siguiente.

wave_peak	wave_base	wave_top	note
406.366138	406.286822	406.390543	Fe 1
407.183697	407.104381	407.195899	Fe 1
420.209730	420.142617	420.215832	Fe 1
425.084578	425.017465	425.102882	Fe 1
427.183387	427.110172	427.195589	Fe 1
429.416421	429.318802	429.434725	Fe 1
430.795289	430.728176	430.807492	Fe 1
438.360761	438.287546	438.379064	Fe 1
440.483974	440.410759	440.502277	Fe 1

Cuadro 4.2 Líneas empleadas para analizar las curvas de crecimiento del 25 Octubre.

Apéndice B. Código *Growth curve*

```

///<===== //
//
//      Filename:  growth_curve.py      //
//      Description:  Equivalent width and loggf program      //
//                      for cromospheric lines      //
//
//
//      Version:   7.1      //
//      Created:   25/07/2020      //
//      Compiler:  Python      //
//
//
//      Author:    Natalia Lucia Oliveros Gomez      //
//      Email:     onatalialucia@gmail.com      //
//      Company:   Grupo Halley UIS -      //
//                  Grupo Fisica Estelar U. Gto      //
//
//
///<===== //

///<===== //
//

```

```
/// Compile with: python growth_curve.py 'element' //
//
/// ===== //

import pandas as pd

import numpy as np

import scipy

import matplotlib.pyplot as plt

from heapq import nsmallest

from scipy import integrate

from common import config

import argparse #Para crear argumentos en el ejecutable

import logging

# --- Change LOG level --- #

#LOG_LEVEL = "warning"

LOG_LEVEL = "info"

logger = logging.getLogger() # root logger, common for all

logger.setLevel(logging.getLevelName(LOG_LEVEL.upper()))
```

#----- ATOMIC DATA, THEORETICAL LINE AND SPECTRUM MATCHES -----#

```
def match_theoric_atomic_data(atomic_lines, theoric_lines, element):

    logging.info("Restricting to the specified element")

    #Filter according to the element to be analyzed

    data_element = theoric_lines[theoric_lines['note'] == element]

    data_element.index = list(range(len(data_element)))

    atomic_data_element = atomic_lines[atomic_lines['element'] == element]

    atomic_data_element.index = list(range(len(atomic_data_element)))

    logging.info("Atomic data and theoretical line matches")

    #Find the nearest value within the list of atomic data

    peak = []

    for i in range(len(data_element['wave_peak'])):

        peak.append(nsmallest(1, atomic_data_element['wave_nm'],

            key = lambda x: abs(x-data_element['wave_peak'][i]))[0])
```

```
#Filter only the lines that interest me (theorical lines)
```

```
Atomic_lines = []
```

```
for i in range(len(peak)):
```

```
    Atomic_lines.append(
```

```
        atomic_data_element[(atomic_data_element['wave_nm'] == peak[i])])
```

```
logging.info("Creating a new match list")
```

```
#Filter only the lines that interest me (theorical lines)
```

```
match_atomic_theoric = pd.DataFrame(columns = ['wave_peak', 'wave_base',  
'wave_top', 'note', 'loggf', 'lower_state_eV', 'upper_state_eV'])
```

```
match_atomic_theoric['wave_base'] = data_element['wave_base']
```

```
match_atomic_theoric['wave_top'] = data_element['wave_top']
```

```
for i in range(len(Atomic_lines)):
```

```
    match_atomic_theoric['wave_peak'].loc[i] =
```

```
        Atomic_lines[i]['wave_nm'].values[0]
```

```
    match_atomic_theoric['note'].loc[i] =
```

```
        Atomic_lines[i]['element'].values[0]
```

```
    match_atomic_theoric['loggf'].loc[i] =
```

```
        Atomic_lines[i]['loggf'].values[0]
```

```
    match_atomic_theoric['lower_state_eV'].loc[i] =
```

```
        Atomic_lines[i]['lower_state_eV'].values[0]
```

```
match_atomic_theoric['upper_state_eV'].loc[i] =  
    Atomic_lines[i]['upper_state_eV'].values[0]  
  
return match_atomic_theoric  
  
def match_spectrum(spectrum, match_atomic_theoric):  
  
    logging.info("Matches with star spectrum data")  
  
    #Find the closest values within the data  
  
    spectrum for the ends of the line  
  
    top = []  
  
    for i in range(len(match_atomic_theoric['wave_top'])):  
        top.append(nsmallest(1,spectrum['waveobs'],  
            key = lambda x:  
                abs(x-np.float(match_atomic_theoric['wave_top'][i])))[0])  
  
    base = []  
  
    for i in range(len(match_atomic_theoric['wave_base'])):  
        base.append(nsmallest(1,spectrum['waveobs'],  
            key = lambda x:  
                abs(x-np.float(match_atomic_theoric['wave_base'][i])))[0])
```

```
logging.info("Creating a new match list")

c_lines_spectrum = pd.DataFrame(columns = ['wave_peak', 'wave_base',
      'wave_top', 'note', 'loggf', 'lower_state_eV', 'upper_state_eV',
      'flux', 'error_f'])

L = []

I = []

mins = []

for i in range(len(base)):

    #Find the actual peak, the minimum between the ends of the line

    b = spectrum['waveobs']>base[i]

    a = spectrum['waveobs']<top[i]

    c = a&b

    min_ = min(spectrum['flux'][c])

    L.append(spectrum["waveobs"][c][spectrum["flux"][c] == min_].tolist()[0])

    I.append(spectrum['flux'][c][spectrum["flux"][c] == min_].tolist()[0])

    mins.append(min_)

c_lines_spectrum['wave_peak'] = L

c_lines_spectrum['wave_base'] = base

c_lines_spectrum['wave_top'] = top
```



```
c_lines_spectrum['note'] = match_atomic_theoric['note']

c_lines_spectrum['logg'] = match_atomic_theoric['logg']

c_lines_spectrum['lower_state_eV'] = match_atomic_theoric['lower_state_eV']

c_lines_spectrum['upper_state_eV'] = match_atomic_theoric['upper_state_eV']

c_lines_spectrum['flux'] = I

c_lines_spectrum['error_f'] = spectrum['err']


return c_lines_spectrum


#----- CALCULATE EQUIVALENT WIDTH AND ADD TO LIST -----#


#Calculate equivalent width

def Equivalent_width(spectrum, peak, base, top,i):

    logging.info("Calculating the local continuum")

    pseudo_continuous1 = spectrum[(spectrum['waveobs'] <= base)

        & (spectrum['waveobs'] > (base-0.06))] #Left

    pseudo_continuous2 = spectrum[(spectrum['waveobs'] >= top )

        & (spectrum['waveobs'] < (top+0.06))] #Right

    pseudo_continuous1.index = list(range(len(pseudo_continuous1)))
```

```
pseudo_continuous2.index = list(range(len(pseudo_continuous2)))

mean1 = np.mean(pseudo_continuous1)

mean2 = np.mean(pseudo_continuous2)

mean = (mean1['flux'] + mean2['flux'])/2

logging.info("Calculating areas under the curve")

#Area under the local continuum

Area_rec = mean*(top - base)

b = spectrum['waveobs']>base
a = spectrum['waveobs']<top
c = a&b

#Area under the absorption line

Area_fit = integrate.simps(spectrum['flux'][c],
                           spectrum["waveobs"][c])

Area_real = Area_rec - Area_fit #Area within the absorption line

logging.info("Calculating equivalent width")

#Equivalent width
```

```
EW = Area_real/mean

EWR = np.log10(abs(EW/peak))

logging.info("Calculating error propagation")

errlambda = 0.03 #Instrumental error

errflux = (abs(mean - mean1['flux']) + abs(mean - mean2['flux']))/2

errorA1 = Area_rec*(errflux/mean)*((errlambda + errlambda)/(top - base))

errorA2 = np.sqrt(np.sum(spectrum['err'][c]**2))

errorAreal = errorA1 + errorA2 #Area error

errEW = EW*(errorA1/Area_real + errflux/mean)

errEWR = errEW/(EW*np.log(10))

return EW,EWR, errEWR


def Equivalent_width_comp(spectrum,_data_lines, base,top):

    logging.info("Calculating equivalent widths, for all lines of

    the specified element")

    equivalent_widths = []
```

```
equivalent_widths_r = []

errorsEWR = []

for i in range(len(base)):

    try:

        EW,EWR, errEWR = Equivalent_width(spectrum, _data_lines[i],

            base[i], top[i],i)

        equivalent_widths.append(EW)

        equivalent_widths_r.append(EWR)

        errorsEWR.append(errEWR)

    except IndexError:

        print("IndexError, i={}".format(i))


return [equivalent_widths,equivalent_widths_r, errorsEWR]


#Create final list, with which the growth curves can be plotted

def data_growth_curve(_data_lines, equivalent_widths,

    equivalent_widths_r, errorsEWR ):

    logging.info("Creating final list")

    element_growth_c = pd.DataFrame(columns = ['wave_peak', 'wave_base',

        'wave_top', 'note', 'flux', 'loggf', 'lower_state_eV',
```

```

        'upper_state_eV', 'EW', 'EWR', 'error_f'])

    element_growth_c['wave_peak'] = _data_lines['wave_peak']

    element_growth_c['wave_base'] = _data_lines['wave_base']

    element_growth_c['wave_top'] = _data_lines['wave_top']

    element_growth_c['note'] = _data_lines['note']

    element_growth_c['flux'] = _data_lines['flux']

    element_growth_c['loggf'] = _data_lines['loggf']

    element_growth_c['lower_state_eV'] = _data_lines['lower_state_eV']

    element_growth_c['upper_state_eV'] = _data_lines['upper_state_eV']

    element_growth_c['EW'] = equivalent_widths

    element_growth_c['EWR'] = equivalent_widths_r

    element_growth_c['errEWR'] = errorsEWR

    element_growth_c['error_f'] = _data_lines['error_f']

    return element_growth_c


def growth_curve(n_CROMOSP_LINES, n_ATOMIC_LINES, n_SPECTRUM,
                 n_THEORIC_CROMOSP_LINES, element):

    #Lecture Data: cromospheric spectrum, VALD and theoretical lines

    logging.info("Reading spectrum")

    spectrum = pd.read_csv(n_SPECTRUM, delimiter = '\t', header = 0)

```

```
logging.info("Reading atomic data")

Atomic_lines = pd.read_csv(n_ATOMIC_LINES, delimiter = '\t',
    usecols = ['element', 'wave_nm', 'loggf', 'lower_state_eV',
    'upper_state_eV'], header = 0, low_memory=False,
    keep_default_na= False)

logging.info("Reading theoretical data of chromospheric lines")

lines_ = pd.read_csv(n_THEORIC_CROMOSP_LINES, delimiter = '\t',
    header = 0)

#Execute all functions

match_theoric_atomic =
    match_theoric_atomic_data(Atomic_lines,
    lines_,element)

c_lines_spectrum = match_spectrum(spectrum, match_theoric_atomic)

equivalent_widths,equivalent_widths_r, error_ew =
```

```
Equivalent_width_comp(spectrum,c_lines_spectrum['wave_peak'],
c_lines_spectrum['wave_base'], c_lines_spectrum['wave_top'])

data_lines = data_growth_curve(c_lines_spectrum,
equivalent_widths, equivalent_widths_r, error_ew )

data_lines.to_csv("DataSet/Outputs/{element}_growth_curve.dat".format(element),
sep = '\t', index = False, header=True)

if __name__ == '__main__':
    _config = list(config().keys())

    parser = argparse.ArgumentParser()
    parser.add_argument('element',
                        help = 'Elements to Analyzer',
                        type= str) #Add arguments for user execution

    args = parser.parse_args()

    growth_curve( config()["CROMOSP_LINES"],
                  config()["ATOMIC_LINES"] ,
                  config()["SPECTRUM"] ,
                  config()["THEORIC_CROMOSP_LINES"],
```

```
args.element      )
```