



UNIVERSIDAD DE VALPARAÍSO
FACULTAD DE CIENCIAS
INSTITUTO DE FÍSICA Y ASTRONOMÍA

Análisis de la relación momentum luminosidad en estrellas masivas

Tesis para Optar al Grado de Magíster en Astrofísica

Natalia Pamela Machuca Arroyo

Profesor Guía:

Michel Curé

Co-Guía:

Ignacio Araya

Miembros de la Comisión:

Catalina Arcos

Lydia Cidale

Valparaíso, Chile

3 de mayo de 2022

© 2022, Natalia Machuca Arroyo.

Se autoriza la reproducción total o parcial, con fines académicos, por cualquier medio o procedimiento, incluyendo la cita bibliográfica del documento.

Índice general

Agradecimientos	4
Abstract	5
Resumen	6
1. Introducción	7
1.1. Estrellas masivas	7
1.1.1. Evolución en el diagrama HR	8
1.1.2. Áreas de investigación	10
1.1.3. Vientos estelares en estrellas masivas	11
1.1.4. Tipos de soluciones	14
1.2. Relación momentum luminosidad	15
1.3. Rotación estelar	17
1.4. Objetivos de la tesis	20
2. Modelos atmosféricos	21
2.0.1. Tipos de aproximaciones	22
2.0.2. Códigos de modelos de atmósfera estelar	23
2.0.3. Uso de FASTWIND con la hidrodinámica de HYDWIND	25

3. Análisis espectral y datos observacionales	28
3.1. Análisis espectral	28
3.2. Datos observacionales	30
3.2.1. Grupo 1	30
3.2.2. Grupo 2	31
4. Metodología	34
4.1. ISOSCELES	35
4.2. Pre-procesamiento	36
4.2.1. Parámetros rotacionales	36
4.2.2. Código <i>iacob_broad</i>	36
4.3. Búsqueda y análisis de los modelos	38
4.3.1. Testeo del código	41
4.3.2. Tiempos de ejecución y salida	41
5. Resultados y conclusiones	45
5.1. Grupo 1	46
5.2. Grupo 2	58
5.3. Relación momentum del viento luminosidad	67
5.4. Conclusiones finales	68

Agradecimientos

En primera instancia quiero agradecer a Dios por darme todo lo que tengo y dejarme ser quién soy. Quiero agradecer a mis padres por demostrar con hechos lo alto que se puede llegar cuando tu pasión se convierte en tu vida laboral y te lleva a la felicidad. A mi hermano, por ser un apoyo constante y estar siempre presente. A mi mejor amiga, por estar un día sí y otro también. Y a la gente cercana, que cree en mí más que yo misma.

En segundo lugar quiero agradecer a mi profesor guía, el Dr. Michel Curé, por presionarme constantemente y mantener el mejor ambiente laboral que he conocido. Al Dr. Ignacio Araya, por ser un profesor co-guía presente y contestar correos todo el día y a cualquier hora. Quiero destacar y agradecer también, la contribución de la Dra. Lydia Cidale de la Universidad de La Plata (UNLP), por compartir su inmensa sabiduría en el área observacional. Al Dr. Roberto Venero (UNLP), por participar en la discusión de los primeros resultados de esta tesis y al Dr. Sergio Simón-Díaz del Instituto de Astrofísica de Canarias, por enseñarnos a usar su código y poner a disposición los datos observacionales de la base de datos IACOB.

Finalmente, quiero agradecer al IFA-UV, por facilitar el uso de los servidores de manera remota y la comprensión mostrada por el cuerpo académico ante la situación sanitaria que vivió el país durante el programa de magíster.

Esta tesis fue financiada por FONDECYT proyectos 1190485 y 11190147, y por el Programa Marco de Investigación e Innovación de la Unión Europea Horizonte 2020 (2020-2022) bajo el acuerdo de subvención Marie Skłodowska-Curie No. 823734.

Abstract

Radiation driven winds theory predicts a relationship between the wind momentum and the stellar luminosity ($D_{mom} \propto L_{\star}$). However, this relation seems to vary as a function of the spectral type. The momentum of the wind is proportional to the wind terminal velocity v_{∞} , the mass-loss rate \dot{M} and the stellar radius R_{\star} . In this thesis, we aim to study for the first time the Wind momentum Luminosity Relationship (WLR) using the wind hydrodynamics consistently with the NLTE radiative transport calculations. We developed a code that uses a χ^2 test to determine the model that most closely resembles the observed spectral lines SiIII, HeI (4471 y 6678 Å), H γ , H β and H α of 17 OB-type stars using the ISOSCELES grid. This grid is based on the hydrodynamic code HYDWIND and the radiative transfer code FASTWIND. In this thesis it has been found that the solution δ -slow, recreates in a good way the spectral lines of 8 out of 17 of the analyzed stars. The solutions found with this method also provide a different velocity profile than the approximations that use β law. New results for the WLR have also been found, for the first time consistent with the hydrodynamics governing the winds, and which also predict a dependence on the type of hydrodynamic solution.

Resumen

La teoría de los vientos impulsados por radiación predice una relación entre el momentum del viento y la luminosidad estelar ($D_{mom} \propto L_*$). Sin embargo, esta relación parece variar en función del tipo espectral. El momentum del viento es proporcional a la velocidad terminal del viento v_∞ , la tasa de pérdida de masa \dot{M} , y al radio estelar $R_*^{1/2}$. En esta tesis, buscamos estudiar por primera vez la relación momentum luminosidad del viento (WLR, por sus siglas en inglés) usando la hidrodinámica de manera consistente en los cálculos NLTE de transporte radiativo. Desarrollamos un código que usa un testeo de χ^2 para determinar el modelo que mejor se ajusta a las líneas espectrales SiIII (4552), HeI (4471 y 6678 Å), H γ , H β y H α observadas de 17 estrellas tipo OB de la grilla ISOSCELES. Esta grilla está basada en el código hidrodinámico HYDWIND y el código FASTWIND de transferencia radiativa NLTE. En esta tesis se ha encontrado que la solución δ -slow, recrea de buena manera las líneas espectrales de 8 de las 17 estrellas analizadas. Las soluciones encontradas con este método, entregan además un perfil de velocidad distinto a las aproximaciones que usan ley β . Se han encontrado también, nuevos resultados para la WLR, por primera vez consistentes con la hidrodinámica que rige los vientos, y que además predicen una dependencia en el tipo de solución hidrodinámica.

Capítulo 1

Introducción

1.1. Estrellas masivas

Las estrellas masivas se caracterizan por tener un rol importante en la evolución de las galaxias y por ende, en el Universo. Se encuentran ubicadas en la zona superior del diagrama Hertzsprung-Russel (HR), lo que indica que pertenecen a los objetos estelares más luminosos ($L_{\star} \sim 10^4 L_{\odot}$) y con las más altas temperaturas ($T_{eff} > 10000$ K). Su alta luminosidad ofrece la posibilidad de estudiar el contenido y comportamiento estelar de las galaxias que las hospedan. Además, esta luminosidad es responsable de la formación y evolución de las primeras galaxias, debido a esto último, han sido llamadas “motores cósmicos” (Bresolin et al., 2008). Estas estrellas nacen con masas iniciales superiores a las $8M_{\odot}$ (Maeder and Meynet, 2000), pasan su mayor tiempo de vida como estrellas de tipo espectral O a tipo A. Mientras se encuentran en la secuencia principal, emiten grandes cantidades de fotones ionizantes que interactúan con el medio interestelar.

Debido a los intensos vientos estelares que presentan las estrellas masivas, pierden grandes porciones de su masa inicial y por ello presentan tiempos de vida mucho más cortos ($\sim 10^6$ años) que sus contrapartes menos masivas, como el Sol con tiempos de vida del orden de $\sim 10^9$ años.

1.1.1. Evolución en el diagrama HR

La evolución de las estrellas masivas difiere de las estrellas tipo Sol, principalmente en la velocidad con la que evolucionan, y más notoriamente, cuando éstas han formado un núcleo de carbono-oxígeno (CO). Esta evolución en el diagrama HR se puede ver en la Figura 1.1, donde el camino que recorre una estrella depende de su masa inicial y rotación. Una de las diferencias más importante entre la evolución de las estrellas masivas y las estrellas tipo Sol, es que el Helio comienza la fusión más gradualmente, en lugar de un destello repentino. Además, cuando estas estrellas masivas se vuelven supergigantes pueden expandirse hasta que sus regiones exteriores alcancen radios de hasta $100 R_{\odot}$. Sin embargo, la forma crucial en que las estrellas masivas se diferencian de la evolución de una estrella como el Sol, es que pueden iniciar distintos tipos de fusión en sus centros y en las capas que rodean sus regiones centrales. Las capas exteriores de una estrella con una masa superior a unas $8 M_{\odot}$ tienen la presión suficiente para comprimir el núcleo de CO hasta que alcance temperaturas que inician la fusión de los núcleos de carbono. El carbono puede fusionarse en aún más oxígeno y, a temperaturas aún más altas, el oxígeno y luego neón, magnesio y finalmente silicio pueden construir elementos aún más pesados. El hierro es, sin embargo, el punto final de este proceso. La fusión de átomos de hierro produce productos que son más masivos que los núcleos que se están fusionando y, por lo tanto, el proceso requiere energía adicional, en lugar de liberar energía, como lo han hecho todas las reacciones de fusión hasta este punto. Esta energía requerida viene a expensas de la propia estrella, momento en el que comienza su final.

La mayoría de las estrellas masivas, tienen un final dramático como supernovas, con colapso del núcleo y terminan expulsando materia procesada nuclearmente al medio interestelar, dejando remanentes compactos como estrellas de neutrones, agujeros negros y finalmente, produciendo el destello cósmico más energético, un estallido de rayos gamma (Ohkubo et al., 2009; Savaglio et al., 2006; Woosley and Bloom, 2006; Woosley et al., 2002).

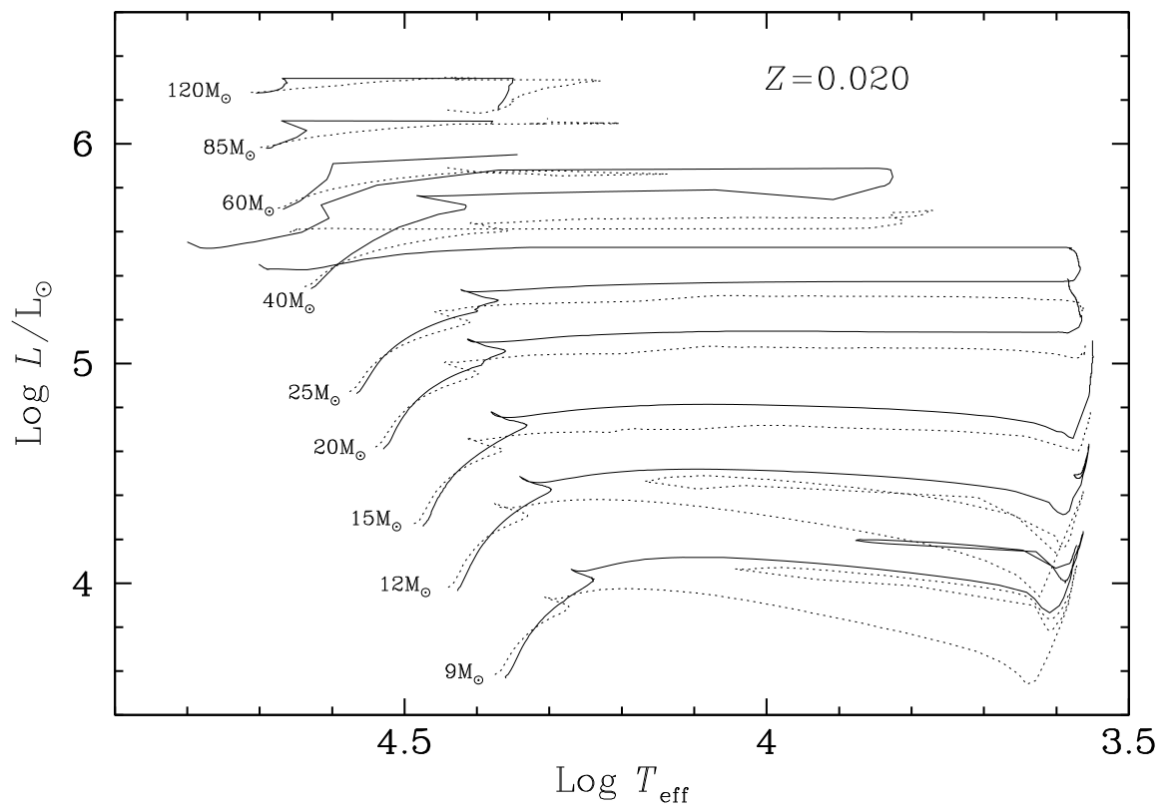


Figura 1.1: Evolución en el diagrama HR de estrellas masivas con metalicidad $Z=0.02$. Las líneas sólidas representan los modelos con rotación (140 km/s), y las líneas punteadas representan modelos sin rotación. Con la rotación, la fase de secuencia principal (SP) se extiende más, y como consecuencia, la vida en la SP es más larga. Fuente: Maeder and Meynet (2008).

1.1.2. Áreas de investigación

El campo de estudio de las estrellas masivas no se enfoca sólo en el análisis de dichos objetos calientes y luminosos, si no que también abarca la atención de otras áreas de la astrofísica, tales como formación estelar, evolución química de las galaxias, e incluso reionización del Universo (Bromm et al., 2009; Elmegreen and Lada, 1977; Haiman and Loeb, 1997; Herbig, 1962; Prantzos, 2008; Preibisch and Zinnecker, 2007; Robertson et al., 2010; Tenorio-Tagle et al., 2006). Es más, las estrellas masivas juegan papeles importantes tanto en el Universo cercano como lejano. Por dar algunos ejemplos: éstas influyen en la creación de nuevas generaciones de estrellas y producen efectos notables en la región de formación estelar que las contiene; son también usadas como trazadoras de poblaciones jóvenes (Pettini, 2000; Steidel, 2014; Steidel et al., 1996); su contribución de fotones y material aporta grandes cantidades de energía radiativa y mecánica en el medio interestelar. También se encuentran estudios sobre los efectos de sus campos magnéticos y la multiplicidad en la evolución de las estrellas masivas en Meynet et al. (2015; 2011) y Sana et al. (2013), respectivamente. Por otra parte, la población de estrellas masivas domina la cantidad de luz (en todos los rangos del espectro electromagnético) que emite cualquier galaxia con formación estelar. En los rangos ultravioleta (UV) y óptico son las estrellas masivas más calientes (de temperaturas efectivas de hasta ~ 50000 K) las que emiten mayor cantidad de luz (Bestenlehner et al., 2011; Kennicutt et al., 1998). En el infrarrojo cercano es la evolución de las estrellas masivas la que domina la radiación, es decir, las supergigantes rojas frías (Patrick et al., 2015). Por último, las estrellas masivas son visibles a largas distancias, por lo que se han convertido en herramientas poderosas para estudiar regiones HII, formación estelar e incluso supernovas tipo Ia y así obtener información sobre las abundancias químicas actuales de la galaxia a la que pertenecen, e inferir distancias extragalácticas (Bresolin et al.,

2008; Castro et al., 2012; Evans et al., 2007; Korn et al., 2005; Kudritzki et al., 2008; Monteverde and Herrero, 1998).

Las consecuencias de su alta luminosidad, sus fuertes vientos estelares, medidos por la pérdida de masa, y sus muertes violentas requieren de una caracterización profunda en la física y evolución de las propiedades de las estrellas masivas. Es vital comprender su naturaleza para poder acercarnos al estudio del Universo. En esta tesis, nos enfocaremos en el estudio de los vientos estelares, la obtención de sus parámetros físicos y la relación entre el momento lineal (de aquí en adelante momentum) del viento y la luminosidad estelar.

1.1.3. Vientos estelares en estrellas masivas

La vida de una estrella masiva está marcada por sus poderosos vientos estelares que fluyen a velocidades supersónicas, expulsando gran parte de las capas exteriores. Pasando incluso, ocasionalmente, por fases violentas donde sufren pérdidas de masas por erupciones estocásticas (durante, por ejemplo, las llamadas Wolf-Rayet y sus fases de variables luminosas azules). Estos vientos son impulsados por radiación y ayudan a distribuir el material procesado nuclearmente y contribuyen al medio interestelar (ISM) con elementos pesados. Además, son fundamentalmente importantes para el diagnóstico espectral de estrellas masivas, su evolución y el entorno galáctico. Desde hace ya unas décadas, se han desarrollado métodos muy detallados y refinados para el diagnóstico y modelamiento de los vientos estelares y para modelar su hidrodinámica. Una revisión exhaustiva que describe estos métodos y resume las propiedades básicas de los vientos estelares fue publicada por Kudritzki and Puls (2000) y Puls et al. (2008).

Los procesos físicos que impulsan los vientos de las estrellas masivas dependen de la ubicación de la estrella específica dentro del diagrama HR. En el caso de estrellas masivas, el marco teórico fue desarrollado por Castor et al. (1975), conocido

como teoría CAK. El mecanismo básico consiste en que los vientos de las estrellas son impulsados por una fuerte presión de radiación: la absorción y reemisión de fotones por parte de millones de líneas metálicas, que transfieren el impulso fotónico fotosférico al plasma estelar (Lucy and Solomon 1970, Chiosi and Maeder 1986, Puls et al. 1996, Kudritzki and Puls 2000, Puls et al. 2008). Esto genera un flujo de salida continuo desde las capas externas de la estrella. Este mecanismo funciona en estrellas masivas, ya que la luminosidad es alta y se dispone de un gran número de fotones, con una metalicidad suficientemente alta, para asegurar la presencia de suficientes líneas con una probabilidad de interacción significativa.

Esta teoría fue mejorada por Abbott (1982), Pauldrach et al. (1986) y Friend and Abbott (1986), denominada teoría modificada o m-CAK) la cual supone que los vientos son estacionarios y tienen simetría esférica, y que los efectos de viscosidad y campo magnético pueden ser ignorados. Las aproximaciones y suposiciones que rigen la teoría m-CAK y sus implicaciones para la dinámica del viento fueron discutidas por Schaerer and Schmutz (1994).

La tasa de pérdida de masa (\dot{M}) y la velocidad terminal (v_∞) son los parámetros fundamentales para describir la hidrodinámica del viento. La pérdida de masa se define como la cantidad de masa que la estrella pierde a través de los vientos por unidad de tiempo, mientras que la velocidad terminal es la velocidad del viento que se alcanza a una distancia suficientemente grande de la superficie estelar, es decir cuando r tiende a infinito.

Con respecto a un contexto astrofísico más amplio, es importante restringir los valores reales de estos dos parámetros en estrellas masivas dado que proporcionan directamente la energía cinética inyectada en el medio interestelar a través de estos vientos. Estos dos parámetros, \dot{M} y v_∞ , se relacionan mediante la ecuación

estacionaria de continuidad:

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(r) v(r),$$

donde $\rho(r)$ es la densidad del viento y $v(r)$ la velocidad del viento en función de la coordenada esférica r desde el centro de la estrella.

A la solución estándar del modelo m-CAK le denominamos solución *fast*, y describe las velocidades terminales y pérdidas de masa de estrellas masivas, normalmente estrellas de tipo O. Por lo general, la solución *fast* se ajusta por medio de un perfil de velocidad llamada ley β donde se describe el campo de velocidad como:

$$v(r) = v_\infty \left(1 - \frac{R_\star}{r}\right)^\beta, \quad (1.1)$$

Con este enfoque, el parámetro β , la velocidad terminal y la tasa de pérdida de masa se tratan como parámetros de ajuste. Sin embargo, tal procedimiento no garantiza la consistencia entre la hidrodinámica del viento y el campo de radiación estelar; cada parámetro del viento se trata como una entidad separada en lugar de considerarlos como partes vinculadas de un sistema hidrodinámico.

Considerando el caso más simple de vientos estacionarios, y asumiendo que las únicas fuerzas ejercidas son a causa de la gravedad, la presión de gas y la presión de radiación, la ecuación de momentum del viento impulsado por radiación en coordenadas esféricas se expresa de la siguiente manera:

$$v \frac{dv}{dr} = \frac{1}{\rho} \frac{dp(r)}{dr} - \frac{GM_\star}{r^2} + g_{rad(r)}, \quad (1.2)$$

donde el último término representa la aceleración radiativa total que actúa sobre el viento e involucra la aceleración radiativa debida a la dispersión de Thomson más la contribución debido a la opacidad de las líneas (presión de radiación).

Lo atractivo de la teoría m-CAK es que proporciona información clave sobre la relación entre los parámetros de fuerza de la línea y los parámetros fundamentales que describen las transiciones atómicas responsables de impulsar el flujo. Además, estos parámetros de fuerza de la línea proporcionan una solución para la hidrodinámica del viento, y describen los vientos de mejor manera que la ley β .

En un estudio realizado por (Gormaz-Matamala et al., 2019) se mostró un análisis exhaustivo de los parámetros de fuerza de la línea, calculándolos de manera consistente con la hidrodinámica derivada para el viento. En dicho trabajo se muestran que los perfiles de velocidad $v(r)$ y densidad $\rho(r)$ que describen la hidrodinámica del viento están relacionados por la ecuación del momentum:

$$v \frac{dv}{dr} = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} - \frac{GM_{\star}}{r^2} + g_{es} k t^{-\alpha} \left(\frac{N_e}{W} \right)^{\delta}, \quad (1.3)$$

donde el término dp/dr es el gradiente de presión, GM_{\star}/r^2 es la fuerza gravitatoria y el último término corresponde a la aceleración de la línea, que depende de los parámetros de fuerza de la línea (α , k y δ) y g_{es} corresponde a la aceleración debida a la dispersión de electrones.

1.1.4. Tipos de soluciones

Actualmente, se conocen tres tipos de soluciones para los vientos impulsados por radiación. La solución *fast* mencionada previamente y que corresponde a la solución estándar m-CAK, se caracteriza por modelar de buena manera las velocidades terminales y pérdidas de masa de estrellas masivas de tipo O y donde la aproximación por el perfil β tiene valores de β alrededor de 0.8 a 1.0 para estrellas tipo O y clase de luminosidad V (Bouret et al., 2013; Muijres et al., 2012).

En trabajos posteriores, (Curé, 2004; Curé et al., 2011) encontraron otras dos

soluciones físicas provenientes de las ecuaciones unidimensionales del modelo m-CAK. La solución Ω -*slow* para estrellas con alta rotación, modela bien el ecuador de las estrellas B tardías y podría incluso explicar el disco alrededor de estrellas con alta rotación; y la solución δ -*slow* que caracteriza mejor a las estrellas supergigantes con baja rotación asumiendo valores del parámetro de fuerza de la línea δ superiores a 0.27 y que pueden llegar hasta 0.35 aproximadamente.

1.2. Relación momentum luminosidad

Las tasas de pérdida de masa y las velocidades terminales de estos vientos están relacionadas con los parámetros físicos de las estrellas masivas a través de relaciones simples. Lucy y Solomon (1970) fueron los primeros en demostrar que las intensas líneas de resonancia ultravioleta (UV) producen suficiente presión de radiación para contrarrestar la gravedad y acelerar el viento a velocidades supersónicas mediante la presión radiativa. Unos años después, se publica la teoría “CAK”, y su versión modificada m-CAK, que cuantificó, hasta cierto punto, esta teoría, señalando la importancia de una mezcla de líneas ópticamente gruesas y delgadas. Como consecuencia de esta teoría, se predijo un estrecho acoplamiento entre el momentum del viento estelar (cinético) modificado $\dot{M}v \propto R_*^{1/2}$ y la tasa de momento fotónico estelar (es decir, la luminosidad estelar L), esta conexión es la llamada relación momentum luminosidad o WLR, por sus siglas en inglés (Kudritzki et al., 1995; Puls et al., 1996). Esta relación se expresa como:

$$\dot{M}v_\infty R_\odot^{1/2} \propto (L_*/L_\odot)^x,$$

siendo x , la inversa de la pendiente de la función de distribución de la fuerza de la línea corregida por los efectos de la ionización (Puls et al., 2000).

Esta relación predice una fuerte dependencia de la tasa de momentum del viento

en la luminosidad estelar con un exponente determinado por las estadísticas de las fuerzas de los cientos de miles de líneas que impulsan el viento. La WLR ha sido confirmada observacionalmente con objetos tanto de la Vía Láctea, como de las nubes de magallanes y otras galaxias del grupo local (Bresolin et al. (2003)), Evans et al. (2005)) y Mokiem et al. (2006)). Sin embargo, en trabajos de Kudritzki et al. (1999); Puls et al. (1996) utilizando la ley β , se demostró que esta ley de potencia puede variar en función del tipo espectral, clase de luminosidad y/o abundancia de metales, como se ve en la Figura 1.2.

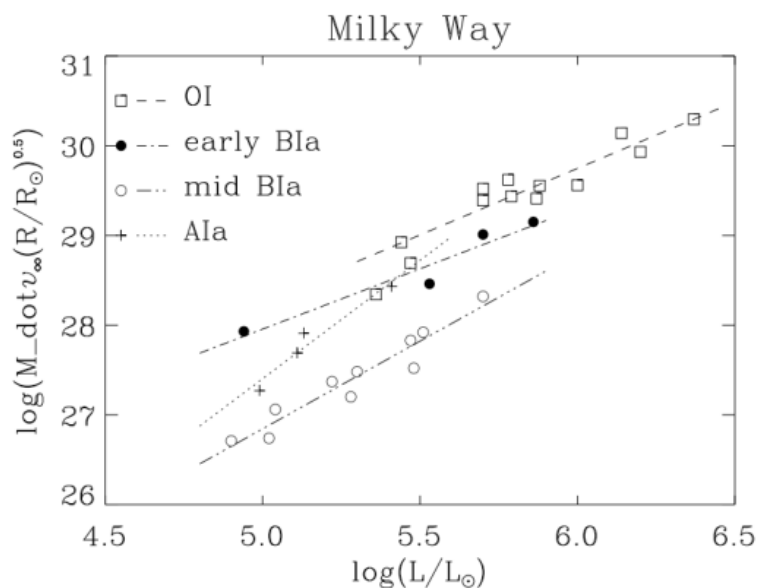


Figura 1.2: Relación momentum luminosidad encontrada por Kudritzki (1999), donde se muestra una pendiente diferente para estrellas supergigantes tipo O (en cuadrados), tipo B tempranas (B0-B1 en círculos negros), tipo B media (B1.5-B3 en círculos blancos) y tipo A (en cruces)

En esta tesis, se analizará la relación con respecto al tipo de solución hidrodinámica (*fast* o δ -*slow*) que se encuentre para cada estrella en función de los distintos tipos espectrales y clases de luminosidad

1.3. Rotación estelar

La rotación estelar se manifiesta como una fuerza impulsora de diversos fenómenos en atmósferas estelares. Los efectos de esta rotación en el espectro de estrellas tipo Sol son pequeños. Sin embargo, en estrellas que manifiestan rotaciones muy cercanas a la tasa de ruptura, donde el valor de la aceleración gravitacional es semejante al valor de la fuerza centrífuga en el ecuador, los efectos son apreciables en el espectro. Por otro lado, el ensanchamiento Doppler causada por rotación, depende de la orientación del eje de rotación respecto a la línea de visión. En la zona ecuatorial de una estrella corresponde al máximo del ensanchamiento de la línea mientras que para los polos se le asocia un ensanchamiento nulo.

La inclusión de los efectos de la rotación en modelos de estrellas masivas ha sido crucial para la investigación tanto de abundancias superficiales (Bouret et al., 2013), como para el efecto de una rotación muy extrema en su evolución y destino final (Langer, 2012). Estos estudios revelan que la tasa de rotación estelar actual es un parámetro clave indicativo de la historia pasada de los sistemas binarios. Todas las predicciones mediante modelos rotativos de evolución estelar deben estar siempre respaldadas por restricciones observacionales. Idealmente, se debiera conocer la distribución inicial de las velocidades de rotación y su evolución temporal en función de otras propiedades estelares. Sin embargo, lo que en realidad podemos medir es la velocidad rotacional proyectada $v \sin i$ de cierta estrella en un instante dado de su vida, siendo i el ángulo de inclinación con respecto a la línea de visión del observador.

En la Figura 1.3, se representa gráficamente la distribución de $v \sin i$ como una función del tipo espectral para estrellas de secuencia principal que van desde M9 a O4. Por supuesto, esta cantidad depende del ángulo de inclinación estelar i . A pesar de que no existe una correlación entre i y el tipo espectral, debemos considerar esta distribución como una tendencia real de la velocidad de rotación ecuatorial en

función del tipo espectral.

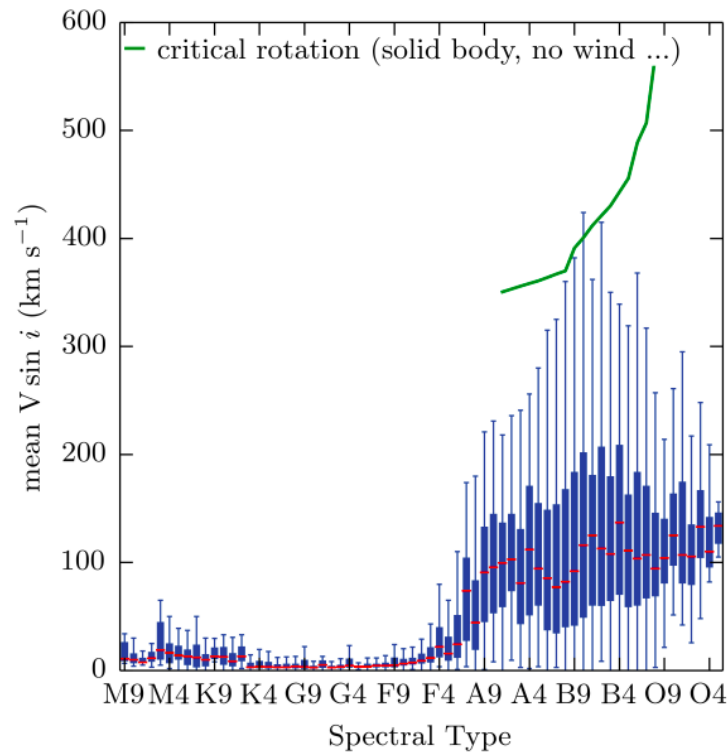


Figura 1.3: Distribución de la velocidad rotacional proyectada en función del tipo espectral. En rojo están los valores medio de $v \sin i$. El valor esperado de rotación crítica para los tipos OAB se muestra en la línea verde. Notar que las estrellas de tipo tardío (M-F) rotan mucho más lento que las estrellas tempranas tipo A-O. (Fuente: Glebocki and Gnacinski http://aa.oma.be/stellar_rotation)

En esta figura se puede notar que los valores más altos de rotación estelar se encuentran en estrellas tipo B tardías y que las estrellas de baja masa giran mucho más lentamente que las masivas de tipo O, B y A. Esto sucede debido a un proceso muy eficiente de frenado magnético que elimina una gran cantidad de momento angular de las estrellas de poca masa (Schatzman, 1962; Weber and Davis, 1967). El valor medio de $v \sin i$ comienza a aumentar luego del tipo espectral F4 con valores superiores a 100 km/s . Esto se puede justificar por la presencia de una capa de

convección, que disminuye la rotación en las estrellas de baja masa hasta este tipo espectral, esta capa no se presenta en las estrellas más masivas, lo que permite que roten a mayor rapidez.

Los valores atípicos (con respecto a la media) en la distribución disminuyen desde las estrellas B9 hasta las más masivas de tipo O4. Como se discutió anteriormente, la intensidad del viento estelar aumenta con el tipo espectral de las estrellas ya que las estrellas tipo O más masivas pierden momento angular de manera más eficiente a través de los vientos estelares que las estrellas B, lo que resulta en velocidades de rotación más bajas. De hecho, algunas estrellas B de tipo tardío (alrededor de B9-B7) giran tan rápido que están cerca del valor crítico de rotación. Una rotación tan rápida puede modificar las propiedades físicas de los interiores y superficies estelares (Brott et al., 2011; Maeder and Meynet, 2005). En las estrellas masivas, puede provocar incluso una ruptura de la simetría esférica de los vientos radiativos (Müller and Vink, 2014). En los casos más extremos, como en el caso de las estrellas Be clásicas, puede conducir a la formación de densos discos circumestelares en el plano ecuatorial (Rivinius et al., 2013).

Por otra parte, observaciones espectroscópicas de alta resolución han permitido confirmar la presencia de un mecanismo de ensanchamiento adicional que le da forma a los perfiles de línea de este tipo de estrellas. Se le llamó ensanchamiento por macroturbulencia v_{macro} ; sin embargo, ha sido descartado que este ensanchamiento adicional sea producido por cualquier tipo de movimiento turbulento a gran escala (Simón-Díaz et al., 2010). De igual modo, en esta tesis se mantendrá el uso del nombre de macroturbulencia.

1.4. Objetivos de la tesis

El principal objetivo de esta tesis es realizar el primer estudio consistente con la hidrodinámica del viento de la relación momentum del viento luminosidad en estrellas masivas de tipo O y B. Para conseguir este objetivo, es necesario completar objetivos específicos tales como el estudio de la grilla de modelos sintéticos llamada ISOSCELES. Además, desarrollar un método de análisis espectral que permita encontrar el modelo que mejor se ajusta a datos observacionales de distintas estrellas masivas. Encontrar los parámetros estelares y del viento para cada estrella. Aplicar este método sobre un número determinado de estrellas y finalmente, reconstruir la relación momentum luminosidad del viento dependiente del tipo de solución hidrodinámica encontrado y comprobar si esta relación en realidad se separa en dos relaciones dependientes de la solución hidrodinámica que la describa.

La estructura de esta tesis es la siguiente: en el Capítulo 2 se resume la teoría de los vientos estelares y los códigos que se utilizan para recrear los modelos de atmósfera estelar. En el Capítulo 3 se encuentra una breve introducción al análisis espectral y la información referente a los datos observacionales utilizados en esta tesis. Más adelante, en el Capítulo 4 se detalla la metodología seguida para cumplir los objetivos de esta tesis, además de la descripción de la grilla ISOSCELES y en el Capítulo 5 se muestran los resultados y la correspondiente discusión para cada estrella.

Capítulo 2

Modelos atmosféricos

El término modelos de atmósfera estelar se usa como una especificación de todos los parámetros que describen la atmósfera de las estrellas, tales como presión $p(r)$, temperatura $T(r)$, la densidad $\rho(r)$, velocidad $v(r)$, entre otros, como funciones de la coordenada esférica radial r . Estos parámetros se obtienen resolviendo las ecuaciones de transporte radiativo, equilibrio hidrostático en la fotosfera, conservación de energía, entre otras. Qué ecuaciones deben resolverse y de qué forma se obtienen, depende sensiblemente de las suposiciones y aproximaciones que se utilicen y cuál sea el objetivo de estudio.

Si se desea realizar un estudio cuantitativo de las propiedades físicas de una estrella, y que además comprenda un modelo de su atmósfera, éste debe incluir el comportamiento de los parámetros con respecto a la profundidad en la atmósfera y realizar una buena predicción del espectro emergente, el cual corresponde a un diagnóstico observable directo de las propiedades atmosféricas. Por lo tanto, se necesita disponer de un código capaz de predecir cómo se vería el espectro cuando la estrella tiene ciertas características de temperatura efectiva, gravedad, etc. Este código, además debe ser lo suficientemente sofisticado para dar una aproximación precisa del espectro real observado, pero al mismo tiempo debe ser lo

suficientemente aproximado para producir un espectro sintético dentro de un tiempo de cálculo razonable. De hecho, cuanto más física se incluya (es decir, cuantas menos aproximaciones se hagan), más tiempo llevará el cálculo de un modelo.

2.0.1. Tipos de aproximaciones

Dentro de las aproximaciones que se realizan, se encuentra comúnmente la simplificación geométrica del problema, en vez de resolver un problema en 3-D se reduce el tiempo computacional resolviendo un problema en 1-D, siendo la profundidad en la atmósfera la única dimensión. Esto puede realizarse mediante una geometría *plano-paralela*, con capas horizontalmente homogéneas donde se puede despreciar los efectos de curvatura ya que se asume una fotosfera mucho menor que el radio estelar, o mediante la *simetría esférica*, donde el grosor de la atmósfera ya no es despreciable con respecto al radio, como pasa en estrellas supergigantes.

Adicionalmente, encontramos aproximaciones de acuerdo al equilibrio termodinámico. Aquí, el criterio es si se adopta o no la aproximación de equilibrio termodinámico local (LTE, en inglés). En la práctica, los modelos LTE pueden ser útiles para fotosferas estelares, ya que para fotosferas extendidas con vientos estelares esta aproximación se rompe por completo y su aplicación arroja resultados erróneos y engañosos. Los modelos que tienen en cuenta algún tipo de desviación de LTE se denominan modelos non-LTE (o NLTE). Una regla general comúnmente aceptada es que para atmósferas de tipo solar y más frías, el LTE proporciona una aproximación aceptable, mientras que para estrellas más calientes, y en particular para las estrellas O, B, A, los efectos NLTE son importantes. Sin embargo, tal división es engañosa e incluso peligrosa, porque esencialmente en cualquier tipo de atmósfera hay regiones geométricas y espectrales (capas externas, núcleos de líneas fuertes), donde los efectos NLTE son importantes o incluso cruciales.

Por otro lado, encontramos aproximaciones referentes al estado dinámico de la

atmósfera, comenzando desde lo más sencillo como un modelo hidroestático, donde el campo de velocidad es cero, pasando por modelos con un campo de velocidad dado en base a la cantidad de radiación emergente de acuerdo a los parámetros estelares, como el perfil β , y finalmente, se encuentran modelos donde el campo de velocidad es determinado de manera consistente resolviendo las ecuaciones hidrodinámicas. Este último tipo de modelos es el utilizado en esta tesis.

2.0.2. Códigos de modelos de atmósfera estelar

Existe una amplia gama de códigos que modelan atmósferas estelares y que se caracterizan por las aproximaciones y suposiciones que utilizan. Dentro de los primeros códigos que modelaron las atmósferas se encuentran **ATLAS** (Kurucz, 1969) y **MARCS** (Gustafsson et al., 1975), que utilizan equilibrio termodinámico local, modelos estáticos de 1D plano paralelo (**MARCS** puede usar simetría esférica), y son muy convenientes para estrellas frías. Luego se desarrolló el código **TLUSTY** (Hubeny, 1988) el cual es uno de los códigos más flexibles de usar, resuelve las ecuaciones básicas de transferencia radiativa, equilibrio hidrostático, equilibrio radiativo, equilibrio estadístico y conservación de carga y partículas para calcular modelos de atmósferas estelares. **TLUSTY** asume una geometría atmosférica plano paralela, estática, horizontalmente homogénea en equilibrio radiativo e hidrostático, permitiendo desviaciones de equilibrio termodinámico local (es decir, NLTE) para un conjunto de números de ocupación de niveles de energía iónicos y atómicos seleccionados. Sin embargo, tampoco es capaz de recrear los vientos estelares.

Por otra parte, se encuentra **Phoenix** (Hauschildt et al., 1996) un código muy potente capaz de usar geometría en 3D, además de 1D plano paralela y esférica, permite elegir entre LTE y NLTE, y recrea de buena manera estrellas frías, enanas marrón y remanentes de supernovas (SNR), sin embargo no es útil para el tipo de estrellas usadas en esta tesis. Ante la falta de recrear los vientos estelares el grupo de

investigación liderado por J. Puls, comenzó el desarrollo de un nuevo código rápido y de alta precisión para la predicción NLTE de las atmósferas y vientos de las estrellas de tipo O, B y A, llamado FASTWIND (Puls et al., 2005; Santolaya-Rey et al., 1997). Este código utiliza una geometría esférica, asume desviaciones NLTE, utiliza una fotosfera cuasi-estática bajo el viento y semi-estática a medida que se aleja de la superficie, y está enfocado en estrellas calientes con vientos (ver sec. 2.0.3).

En la Tabla 2.1 se pueden apreciar algunos de los códigos de atmósfera estelar más usados y sus diferencias respecto a las suposiciones y aproximaciones usadas.

Código	Geometría	LTE NLTE	Dinámica	Vientos estelares	Tiempo de ejecución	Área de estudio
ATLAS	Plano Paralela	LTE	Estática	No	Horas	Estrellas frías
MARCS	Plano Paralela Esférica	LTE	Estática	No	Horas	Estrellas frías
TLUSTY	Plano Paralela	NLTE	Estática	No	Horas	Estrellas calientes sin vientos
Phoenix	Plano Paralela Esférica 3D	LTE NLTE	Estática con emisiones supersónicas	Si	Horas	Estrellas frías, calientes, SNR
FASTWIND	Esférica	NLTE	Cuasi- Estática	Si	Minutos	Estrellas calientes con vientos
CMFGEN	Esférica	NLTE	Cuasi- Estática	Si	Horas	Estrellas calientes con vientos

Tabla 2.1: Tabla comparativa de códigos de atmósfera estelar.

Conforme avanzaba la teoría y con ello los códigos, se realizaron esfuerzos constante para mejorar la comprensión de los vientos impulsados por radiación más allá del m-CAK, por ejemplo (Krtićka and Kubát, 2017) proporcionaron nuevos valores teóricos para parámetros de viento de enanas O, gigantes y supergigantes resolviendo la ecuación de transferencia radiativa y la hidrodinámica de manera simultanea usando la aproximación de Sobolev para las tasas de transición y el marco co-móvil para el cálculo de la fuerza radiativa. Esta aproximación consiste

en simplificar la ecuación de transferencia radiativa asumiendo que la función fuente depende sólo de las condiciones locales lo cual permite resolverla de manera analítica.

También, en los estudios recientes de Björklund et al. (2021); Sundqvist et al. (2019), quienes utilizaron sus soluciones completas de transferencia radiativa no local (NLTE), del código `FASTWIND`, para calcular la aceleración radiativa responsable del viento. En la misma línea, se destaca el estudio de Gormaz-Matamala et al. (2021), quienes también realizaron un cálculo autoconsistente de la hidrodinámica y la aceleración radiativa bajo un tratamiento NLTE completo usando el código `CMFGEN` (Hillier, 1990).

2.0.3. Uso de FASTWIND con la hidrodinámica de HYDWIND

Contrariamente a los códigos que ignoran los flujos de salida, predicen la fotosfera hidrostática en una aproximación plano-paralela y además tardan horas en ejecutarse, `FASTWIND` tarda sólo unos pocos minutos y además permite que las partículas fluyan a través del punto sónico y escapen en el campo de velocidad supersónica del viento estelar (es decir, las partículas siguen trayectorias radiales transónicas). Incluso para estrellas con vientos insignificantes (donde sólo las propiedades estelares se dejan como parámetros de ajuste), las diferencias en la estructura atmosférica predicha y los perfiles de líneas emergentes entre ambos enfoques permanecen debido a la presencia de este campo de velocidad transónica. De hecho, siempre habrá una mayor probabilidad de que los fotones puedan escapar de las regiones cercanas al punto sónico y por encima, independientemente de la tasa real de pérdida de masa (Puls et al., 2005). Esto puede cambiar considerablemente la población de iones importantes y, por lo tanto, la distribución de energía espectral (Gabler et al., 1989).

`FASTWIND` se basa en el concepto estándar de una atmósfera estacionaria, suave y esféricamente simétrica, despreciando cualquier campo magnético. Para la

fotosfera y el viento en expansión, se adopta una ley de velocidad diferente debido a la física diferente. La atmósfera interna (es decir, la fotosfera subsónica) está en equilibrio pseudohidrostático con una ley de velocidad que se deriva de la ecuación de continuidad, es decir,

$$v(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 \rho(r)}, \quad (2.1)$$

mientras que la atmósfera exterior que está en expansión (es decir, el viento supersónico) sigue la ley β .

Una de las opciones que incluye **FASTWIND**, es usar un perfil de velocidad de **HYDWIND**. Este código encuentra las soluciones hidrodinámicas mediante los parámetros estelares y de fuerza de la línea. El modelo hidrodinámico obtenido se puede ingresar como parámetro de entrada en **FASTWIND**. Esto permite tener un modelo de atmósfera estelar consistente con la hidrodinámica del viento. Ante esta posibilidad y las nuevas soluciones hidrodinámicas encontradas por Curé (2004); Curé et al. (2011), Araya et al. (2017), crearon una grilla de modelos espectrales de estrellas masivas. Primero calcularon la grilla de soluciones hidrodinámicas del viento con el código estacionario **HYDWIND** con el fin de obtener la tasa de pérdida de masa y la velocidad terminal del viento. A partir de estos modelos se obtuvieron los perfiles de línea de los elementos H, He y Si en el rango óptico e infrarrojo utilizando **FASTWIND**. Esta grilla se denomina **ISOSCELES** y está detallada en la Sección 4.1. El propósito de dicho trabajo se basa en la creación de una herramienta para el análisis automático de un espectro observado con el fin de derivar sus parámetros estelares y de viento, y con ello explicar, entre otras cosas, los desacuerdos entre los datos observacionales y los modelos teóricos para la relación momentum luminosidad, además de verificar que dependiendo de la temperatura efectiva, la solución δ -*slow* describe correctamente los perfiles de línea.

Esta herramienta, fue creada por la autora de esta tesis, a través de un código en *Python* y aplicada hasta el momento a 17 estrellas tipo O y B, con las cuales se ha recreado la WLR y se ha probado la existencia de la solución δ -*slow* como parte de los modelos que mejor se ajustan a 8 de los espectros observacionales estudiados. Estos espectros corresponden a los datos observacionales, y son detallados en el capítulo siguiente.

Capítulo 3

Análisis espectral y datos observacionales

3.1. Análisis espectral

Los espectros en el rango óptico de las estrellas masivas se caracterizan por la presencia de intensas líneas de Hidrógeno, así como líneas relativamente intensas de HeI y HeII. Además, están presentes algunas líneas de absorción más débiles como OIII, SiII-III y NII-III, lo que proporciona un medio para derivar abundancias y, en ciertos casos, la temperatura efectiva. Para realizar un análisis espectral cuantitativo se requiere espectroscopía de alta resolución para así poder extraer información confiable sobre la estrella a partir de las sutiles características que entregan los espectros.

La espectroscopia cuantitativa, ha presentado avances continuos para producir modelos de atmósferas más realistas, incluida una mejor descripción de los procesos físicos que tienen lugar en estos sistemas complejos, con el fin de obtener parámetros más confiables en un menor tiempo.

El procedimiento específico utilizado para la derivación de los parámetros

estelares en estrellas masivas ya se ha vuelto estándar desde los primeros trabajos de Herrero (1992). Si bien se ha descrito detalladamente en otros lugares (por ejemplo, Herrero et al. (2002); Holgado et al. (2018); Repolust et al. (2004)), en esta tesis sólo se describen brevemente las ideas básicas. El análisis se basa usualmente en el ajuste visual de las líneas observadas de Balmer, HeI y HeII con líneas sintéticas previamente convolucionadas con los correspondientes perfiles de ensanchamiento. Usando el equilibrio de ionización HeI-II se puede estimar la temperatura efectiva; mientras que las alas de las líneas superiores de Balmer ($H\gamma$, $H\delta$) son útiles para la determinación de la gravedad, y por otra parte, la información sobre los vientos estelares la proporciona principalmente $H\alpha$ junto a información adicional proporcionada por las líneas de HeII (4686Å) y HeI (5875Å). Los parámetros de la atmósfera estelar que se pueden obtener del análisis espectroscópico en el rango óptico, son: la temperatura efectiva, la gravedad superficial, la velocidad de microturbulencia, la abundancia de algunos elementos como Helio y Silicio, los parámetros del viento (inferido de la tasa de pérdida de masa y la velocidad terminal) e incluso el exponente de la ley de velocidad del viento en el caso de usar un perfil β o los valores de α , k y δ si se utiliza un perfil hidrodinámico. Además, la velocidad de rotación y la velocidad de macroturbulencia se derivan de los espectros sin usar un modelo de atmósfera estelar como lo veremos en la Sección 4.2, ya que asumimos su efecto en los perfiles de línea. Todos estos parámetros se pueden determinar a partir de observaciones espectrales mediante el ajuste de modelos sintéticos a líneas espectrales observadas. Finalmente, si se puede complementar el análisis en el rango óptico, con espectroscopia UV, más concretamente con el análisis de las líneas P-Cygni, éste sería capaz de proporcionar determinaciones más precisas sobre estos parámetros.

3.2. Datos observacionales

El análisis espectral desarrollado en esta tesis se realiza sobre 9 estrellas provenientes del trabajo de Haucke et al. (2018) y 8 del proyecto IACOB (Simón-Díaz et al., 2018).

3.2.1. Grupo 1

Para el grupo 1 se utilizaron las estrellas HD115842, HD99953, HD41117, HD47240, HD53138, HD92964, HD75149, HD79186 y HD34085 provenientes del trabajo de Haucke et al. (2018).

Las observaciones de estas estrellas fueron realizadas con el espectrógrafo REOSC en modo dispersión cruzada que está equipado en el telescopio Jorge Sahade 2.15 m en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), San Juan, Argentina. La configuración instrumental adoptada fue una rejilla de 400 l/mm, una sola rendija de 250μ de ancho y un detector TEK CCD de 1024×1024 con una ganancia de $1.98e^-/ADU$. Esta configuración produce resoluciones espectrales de $R \sim 12600$ a 4500Å y $R \sim 13900$ a 6500Å . Los espectros fueron reducidos y la longitud de onda fue calibrada siguiendo los procedimientos estándar utilizando rutinas correspondientes de IRAF. Los espectros resultantes tienen una relación señal a ruido promedio (S/N) de ~ 300 . Una descripción detallada de cada estrella de este muestreo puede encontrarse en Haucke et al. (2018). En esta tesis se utilizaron las líneas espectrales SiIII (4552Å), HeI (4471Å), $H\gamma$ (4341Å), $H\beta$ (4861Å) y $H\alpha$ (6563Å), y en algunos casos la línea HeI (6678Å). Los tipos espectrales de estas estrellas se pueden apreciar en la Tabla 3.1.

Star	SpType	Ref.
HD115842	B0.5 Ia	1969ApJ...157..313H
HD99953	B2 Ia	1963MNRAS.125..141W
	B1.5 Ia	1969MNRAS.144...31B
	B1 Iab	1956ApJ...124...61H
HD41117	B2 Iab	1949ApJ...109..452V
	B2 Ia	1950ApJ...112..362M
HD47240	B1 Ib	1976ApJ...210...65T
	B1 II	1968ApJS...17..371L
HD53138	B5 p	1993yCat.3135....0C
	B3 Ia	1973ARA&A..11...29M
HD92964	B2.5 Ia	1987MNRAS.228..545F
	B3 p	1993yCat.3135....0C
	B3 Ia	1954PASP...66..249B
HD75149	B2 II	1961MNRAS.122..325M
	B3 Ia	1959PASP...71..156W
HD79186	B5 Ia	1977ApJS...35..111G
	B3 Ib	1961MNRAS.122..325M
HD34085	B8 p	1993yCat.3135....0C
	B8 Iae	1943ApJ....98..153M
	B8 Ia	1975A&AS...19...91L

Tabla 3.1: Tipos espectrales encontrados previamente para las estrellas que conforman el Grupo 1.

3.2.2. Grupo 2

Las observaciones espectroscópicas consideradas para este estudio corresponden a una sub-muestra de 8 espectros (HD46223, HD14947, HD190429, HD14633, HD24431, HD30614, HD36629 y HD36591) pertenecientes a la base de datos IACOB. En esta base de datos espectroscópicos de alta calidad, los espectros han sido compilados en el marco del proyecto IACOB. A la fecha, contiene más de 1250 espectros de 153 y 97 estrellas galácticas tipo O y tipo B tempranas, respectivamente, que son observables desde el Observatorio Roque de los Muchachos (ORM) ubicado en La Palma, España. Los espectros, que poseen una resolución de entre 46000 a 23000 y una señal a ruido (S/N) típica por sobre los 150, fueron recopilados entre noviembre

del 2008 y continuaron hasta el 2020 (última actualización en mayo) con el FIBRE-fed Echelle Spectrograph (FIES) de alta resolución equipado en el Telescopio Óptico Nórdico (NOT, por sus siglas en inglés) de 2,56 m. La base de datos de IACOB tiene un carácter multiépoca para investigar la naturaleza binaria/múltiple de estrellas y las variaciones temporales en objetos individuales de al menos 3 espectros por objetivo observado. Las observaciones espectroscópicas cubren la longitud de onda completa que comprende el rango entre 3700 y 7000Å sin ventanas, sin embargo, para este estudio se usaron las ventanas espectrales que incluyen las mismas líneas que para la base de datos de Hauke et al. (2018), tanto para el caso de las estrellas tipo B como del tipo O. Los tipos espectrales encontrados para la sub-muestra de IACOB, se detallan en la Tabla 3.2.

Star	SpType	Ref.
HD46223	O4V((f))	2011ApJS..193...24S
	O6	1961MNRAS.123...81M
	O5	1953ApJ...118..318M
HD14947	O4.5IF	2011ApJS..193...24S
	O5.5 F	1974ApJ...193..113C
HD190429	O9.5 Ve	1962POHP....6....8B
	O9 III	1951ApJ...114..492R
HD14633	ON8.5V	2011ApJS..193...24S
	O8 V	1972AJ.....77..312W
	O9	1951ApJ...114..241H
HD24431	O9 III	2011ApJS..193...24S
	O9 V	1974ApJ...193..113C
HD30614	O9 Ia	2011ApJS..193...24S
	O9.5 Ia	1972AJ.....77..312W
HD36629	B5	1993yCat.3135....0C
	B2 V	1999MSS...C05....0H
HD36591	B2II/III	1971A&A....14...66S
	B1.5 III	1971ApJ...169..529S

Tabla 3.2: Tipos espectrales de las estrellas que conforman el Grupo 2.

Como se puede apreciar en las Tablas 3.1 y 3.2, esta tesis cubre los tipos espectrales O y B, incluyendo estrellas supergigantes y de la secuencia principal. En el siguiente capítulo se detallará la metodología para el análisis de estas estrellas y en el capítulo 5 se muestran los resultados obtenidos para cada grupo de estrellas.

Capítulo 4

Metodología

El procedimiento general adoptado para encontrar una buena aproximación a los parámetros estelares y de viento es el ajuste de líneas espectrales. En esencia, se trata de un problema de optimización (iterativo), en el que se intenta encontrar el ajuste óptimo entre el perfil de línea observado y algún modelo sintético, proveniente de un modelo de atmósfera estelar. Por lo general, se crean los modelos sintéticos variando en un comienzo a gran escala los parámetros, para luego ir refinando la búsqueda del mejor modelo mediante la comparación visual de ambos espectros (Repolust et al. 2004, Simón-Díaz and Herrero 2014, Holgado et al. 2018, Haucke et al. 2018). A diferencia de este procedimiento, en esta tesis se comienza con una grilla existente de modelos de atmósferas estelares que representa una gran parte del espacio de parámetros para estrellas tipo O, B y A (ver sec. 4.1). Debido a la densidad de esta grilla, no será necesario calcular modelos adicionales, dado que los perfiles de línea observados son reproducidos de buena manera con los modelos existentes. Hasta ahora, muchos autores han dado preferencia al método de “ajuste a ojo” para encontrar el mejor modelo sintético (Haucke et al. (2018); Martins et al. (2005); Przybilla et al. (2006)), sin embargo se ha cuestionado si esta es la mejor manera de proceder en términos de objetividad y eficiencia (Mokiem et al., 2005). En este

trabajo la búsqueda del mejor modelo sintético se realiza minimizando la diferencia (un testeo de χ^2) entre el modelo y la observación de distintas líneas espectrales.

En las siguientes secciones se describe la grilla de modelos utilizada en esta tesis, igualmente, se detallan los pasos previos al análisis y el proceso de búsqueda del mejor modelo sintético para cada estrella. Los resultados y su respectiva discusión se muestran en el capítulo 5.

4.1. ISOSCELES

Como ya se mencionó, uno de los objetivos de esta tesis es realizar la búsqueda del mejor modelo sintético para cada estrella dentro de una grilla de modelos. Esta grilla fue creada por el Dr. Ignacio Araya y se encuentra en los servidores del Instituto de Física y Astronomía de la Universidad de Valparaíso. Fue denominada ISOSCELES (GrId of Stellar AtmOSphere and HydrodynamiC ModELs for MassivE Stars) y abarca temperaturas entre 9000 y 45000K, con parámetros estelares y del viento que permiten cubrir los tipos espectrales *O*, *B* y *A*. Es una grilla basada en el código FASTWIND adaptado para recibir como parámetros de entrada las soluciones hidrodinámicas del viento provenientes del código HYDWIND. Esta grilla contiene 573 387 modelos, y cada modelo con seis velocidades de microturbulencia diferentes.

Esta grilla cuenta con líneas de Hidrógeno, Helio y Silicio en el rango óptico e infrarrojo, para encontrar las propiedades fotosféricas de la estrella y las características del viento. Primero, se realizaron los modelos con HYDWIND, descritos por los parámetros T_{eff} , $\log g$, R_{\star} , α , k y δ . Luego, cada modelo de FASTWIND se consiguió usando la solución hidrodinámica de HYDWIND y variando $\log_e \text{Si}$ y ξ como muestra la Tabla 4.1. La abundancia de Helio se fijó como el valor de la abundancia solar, es decir, $[He/H] = 0.1$, mientras que las abundancias de Silicio adoptadas se muestran en la Tabla 4.1.

Parámetros	Variación
T_{eff} [K]	pasos de 500 para $T_{eff} < 30000$ pasos de 1000 para $T_{eff} > 30000$
$\log g$ [dex]	$0.75^* < \log g < 4.20$ en pasos de 0.15
α	0.45, 0.51, 0.53, 0.55, 0.61, 0.65
k	pasos de 0.05 de 0.05 a 1.0
δ	0, 0.04, 0.1, 0.14, 0.2, 0.24, 0.28, 0.29, 0.3, 0.31, 0.32, 0.33, 0.34, 0.35
ξ [km/s]	1, 5, 10, 15, 20, 25
$\log_{\epsilon} \text{Si}$ [dex]	7.21, 7.36, 7.51, 7.66, 7.81

Tabla 4.1: Variación de los parámetros estelares y del viento, utilizados para crear la grilla ISOSCELES. *La variación de $\log g$ está adecuada para cubrir las regiones de fases de secuencia principal y supergigantes para estrellas masivas.

4.2. Pre-procesamiento

4.2.1. Parámetros rotacionales

Una de las formas más sencillas de obtener información sobre las velocidades de rotación (proyectadas) en las estrellas se basa en el efecto que produce la rotación en los perfiles de las líneas espectrales (es decir, el ensanchamiento de las líneas). Con el propósito de encontrar los parámetros rotacionales $v \sin i$ y v_{macro} de las estrellas trabajadas en esta tesis, se utilizó la herramienta *iacob_broad* (Simón-Díaz and Herrero, 2014), descrita a continuación.

4.2.2. Código *iacob_broad*

La herramienta *iacob_broad*, disponible en *research.iac.es* fue escrita en IDL y desarrollada dentro del marco del proyecto IACOB, ver Simón-Díaz and Herrero (2014). Aquí se resume su funcionamiento con el fin de comprender la estimación de los parámetros rotacionales. La filosofía general de *iacob_broad* es simple: extraer de una sola vez la mayor cantidad de información posible sobre las características

de ensanchamiento en un perfil de línea estelar y que sea simple de utilizar. Esta información se obtiene mediante la aplicación combinada de dos metodologías: (a) El método de la transformada de Fourier (FT) introducido por primera vez por Carroll (1933). Se basa en la identificación del primer cero de la transformada de Fourier del perfil de línea y una traducción directa de la frecuencia asociada (σ_1) a la velocidad de rotación proyectada correspondiente, mediante la fórmula $(\lambda/c)\nu \sin i \sigma_1$. (b) La técnica de Bondad de Ajuste (GOF, por sus siglas en inglés) que se basa en un ajuste de perfil de línea simple en el que se convoluciona un perfil intrínseco con los diversos perfiles de ampliación de línea considerados. Luego se utiliza un formalismo χ^2 , donde se calcula la diferencia cuadrática entre el perfil sintético y el observado. Antes de iniciar el análisis combinado FT+GOF, la herramienta *iacob_broad* permite un preprocesamiento del perfil de la línea y la selección de un perfil intrínseco (ya sea una función delta o un perfil de línea de un código de atmósfera estelar). Los resultados que entrega esta herramienta son: $v \sin i(FT)$ correspondiente al primer cero de la FT, $v \sin i$ resultante del método GOF asumiendo una velocidad de macroturbulencia igual a cero, v_{macro} , asumiendo un valor de $v \sin i$ fijo correspondiente al determinado usando el primer cero de la FT y finalmente $v \sin i$ y v_{macro} resultantes del método GOF, asumiendo ambos parámetros libres, estos últimos resultados son los que se han usado en esta tesis.

Un ejemplo de esta herramienta se muestra en la Figura 4.1, donde el gráfico en la esquina superior izquierda muestra el espectro observado (en plomo y negro) junto a los modelos con las distintas velocidades $v \sin i$ y v_{macro} obtenidas, en la esquina superior derecha se encuentra el ajuste de la transformada de Fourier, y en el gráfico inferior a la derecha se encuentran las distribuciones 2D de los valores de χ^2 para las velocidades $v \sin i$ (arriba) y v_{macro} (izquierda). En azul, se muestran $v \sin i$ y v_{macro} calculados con el método GOF, resultado utilizado en esta tesis.

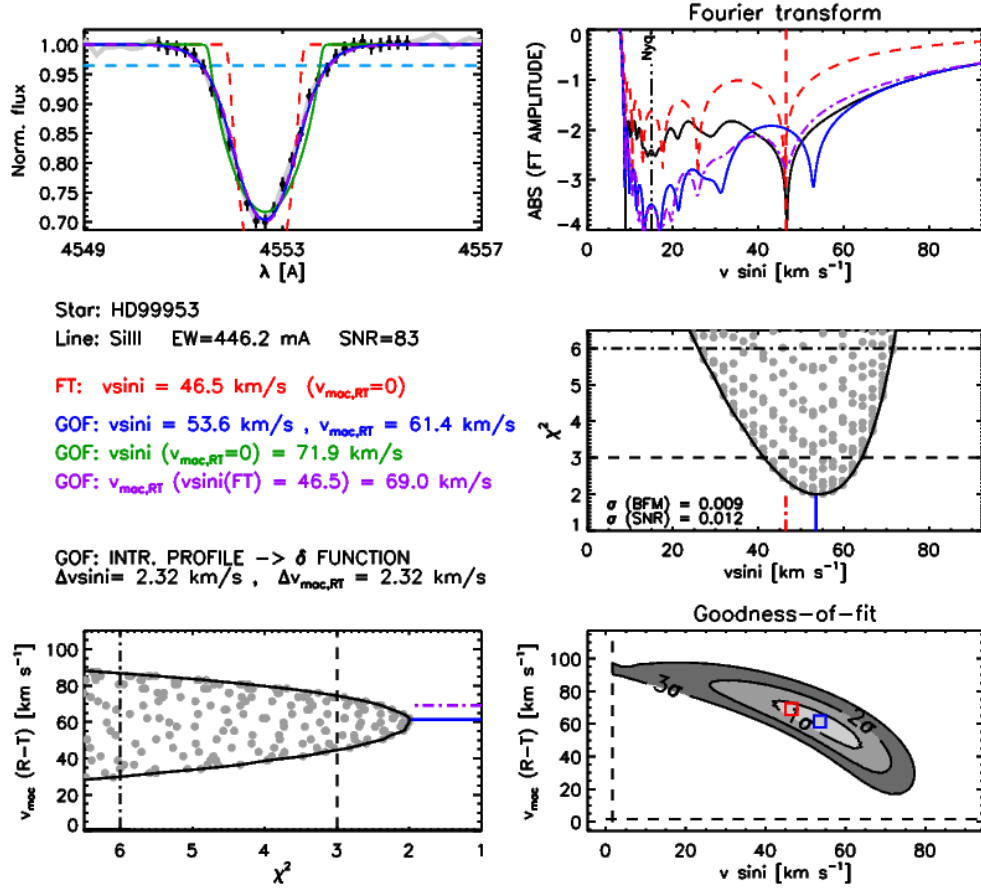


Figura 4.1: Resultado de los parámetros rotacionales obtenidos con la herramienta *iacob_broad* para la estrella HD99953.

4.3. Búsqueda y análisis de los modelos

Con el fin de realizar la búsqueda del mejor modelo sintético para cada estrella en análisis, se diseñó un código en *Python* que recibe como parámetros de entrada el o los nombres de archivos que contengan los datos observacionales de las líneas espectrales SiIII (4552Å), HeI (4471 y 6678 Å), H γ (4341Å), H β (4861Å) y H α (6563Å), estas líneas fueron elegidas con el fin de obtener información estelar (Si y He) y del viento (H). Además, el código requiere como entrada los parámetros

rotacionales $v_{\sin i}$ y v_{macro} , y de manera opcional puede recibir valores esperados de temperatura efectiva, gravedad, tipo de solución (*fast* o *δ -slow*). También, se puede fijar un desplazamiento $\Delta\lambda$ de cada línea para reducir el tiempo de ejecución del programa. Este desplazamiento es debido a que las líneas espectrales se forman en distintas partes de la fotosfera y debe ser corregido manualmente para visualizar correctamente los resultados. De no ser entregados los valores opcionales, el código usará la grilla completa (ver 4.1) incluyendo ambos tipos de soluciones e ignorando el corrimiento de la línea. Los tiempos de ejecución están descritos en la sección 4.3.2.

El código utiliza multiprocesamiento, es decir, ocupa un cierto número de procesadores (mayor a 1) para realizar rutinas de convolución sobre los modelos sintéticos, interpolar este nuevo modelo convolucionado con los datos observacionales y finalmente realizar un testeo de χ^2 utilizando la siguiente fórmula:

$$\chi^2 = \frac{1}{n_{lineas}} \sum_j^{n_{lineas}} \sum_i^{n_\nu} \frac{(y_{obs} - y_{ij})^2}{y_{ij}}, \quad (4.1)$$

siendo n_{lineas} el número de líneas usadas (por defecto 6), y_{obs} el valor del flujo observado normalizado, e y_{ij} el flujo normalizado del modelo sintético una vez aplicada la convolución e interpolado a las mismas longitudes de onda del espectro observado. De esta manera, el código compara ambos espectros (el sintético convolucionado por rotación e interpolado con el observado). En el caso de entregar un valor menor a 1.0, se guarda el valor entregado y continua con el siguiente modelo sintético, en caso contrario, se desecha el valor obtenido y se continúa con el siguiente modelo. Finalmente, el código recolecta los resultados, los ordena de forma ascendente quedando en primer lugar el mejor modelo, con el menor valor de χ^2 , promediado con igual peso para cada línea espectral. Este resultado es exportado a un archivo PDF donde se muestra el gráfico del mejor modelo con las líneas espectrales en comparación a los datos observacionales. Además, se entregan los parámetros estelares y del viento

utilizados para la creación de dicho modelo, los cuales son representativos de la estrella analizada. El diagrama del código se puede ver en la Figura 4.2.

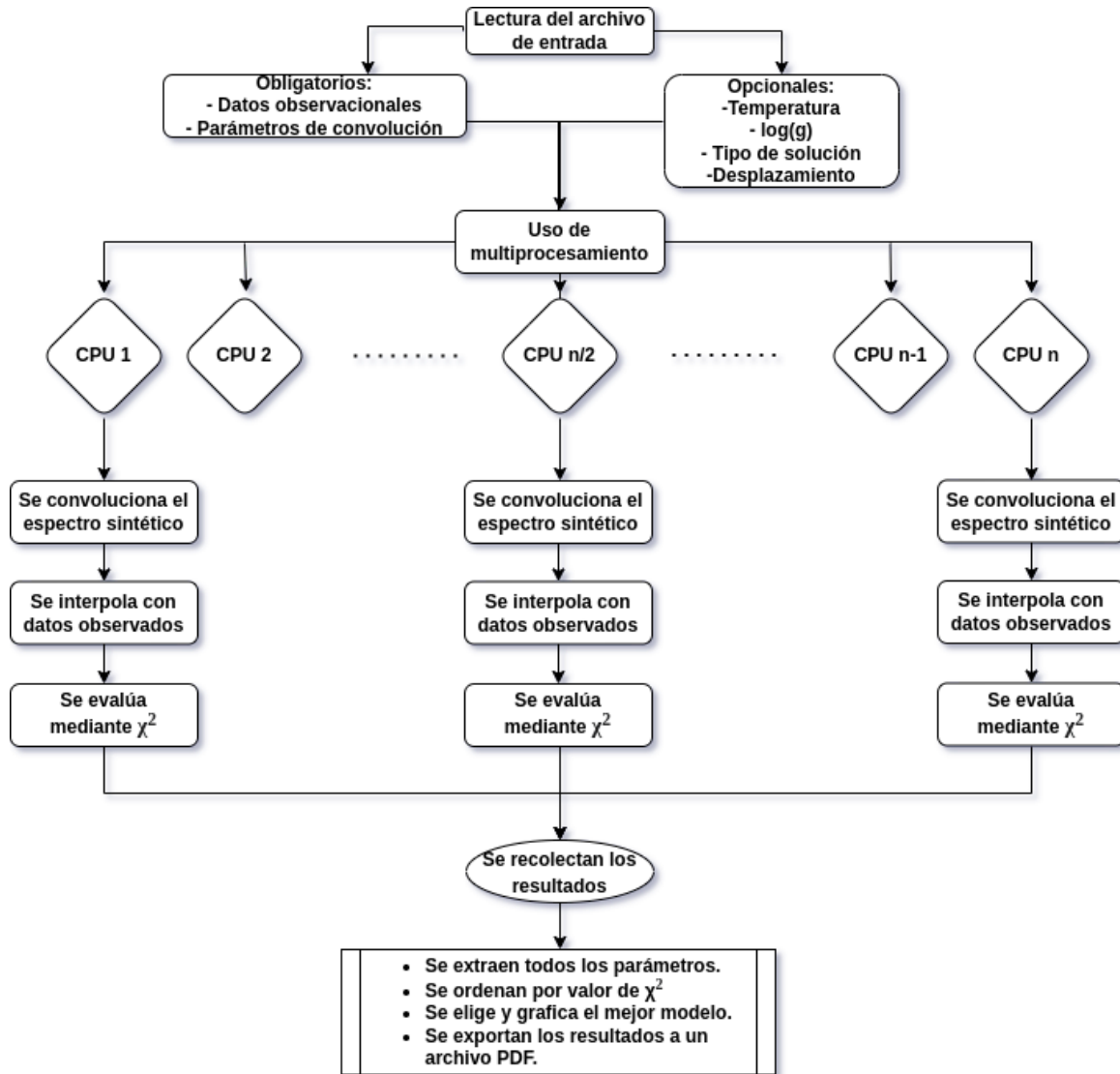


Figura 4.2: Diagrama de flujo del código utilizado para encontrar el mejor modelo dentro de la grilla ISOSCELES.

4.3.1. Testeo del código

Una de las primeras estrellas de prueba para el código fue la HD99953 que pertenece al *Grupo 1*. Esta estrella fue analizada por Haucke et al. (2018) utilizando un perfil β , encontrando los parámetros que aparecen en la Tabla 4.2, donde también se muestran los resultados obtenidos para esta tesis. En el aspecto visual (ver Fig. 4.3) se aprecia una buena concordancia entre el mejor modelo sintético encontrado y el espectro observado, sin embargo, al comparar cada parámetro (ver Tabla 4.2) se aprecian algunas discrepancias que se explican debido al uso de un perfil de velocidad distinto.

Estrella	HD99953	
	Esta Tesis	Haucke 2018
$T_{eff}[K]$	18500	19000
$\log g[dex]$	2.4	2.3
$\log (L/L_{\odot})[dex]$	5.34	4.87
$v \sin i[km/s]$	53	50
$v_{macro}[km/s]$	61	50
$\xi_t[km/s]$	15	18
$V_{\infty}[km/s]$	218	250
$\dot{M}[\times 10^{-7} M_{\odot}/year]$	1.99	0.8
$\log D_{mom}[dex]$	27.26	26.8
α	0.45	
k	0.25	$\beta = 2.0$
δ (solución lenta)	0.32	

Tabla 4.2: Comparación numérica de los resultados de Haucke et al. (2018) con esta tesis.

4.3.2. Tiempos de ejecución y salida

El tiempo total de búsqueda del mejor modelo varía de acuerdo a la cantidad de modelos que se desean revisar y es el usuario quien decide cuan exhaustivo desea el análisis, puede elegir recorrer toda la grilla con parámetros libres, o sólo revisar un

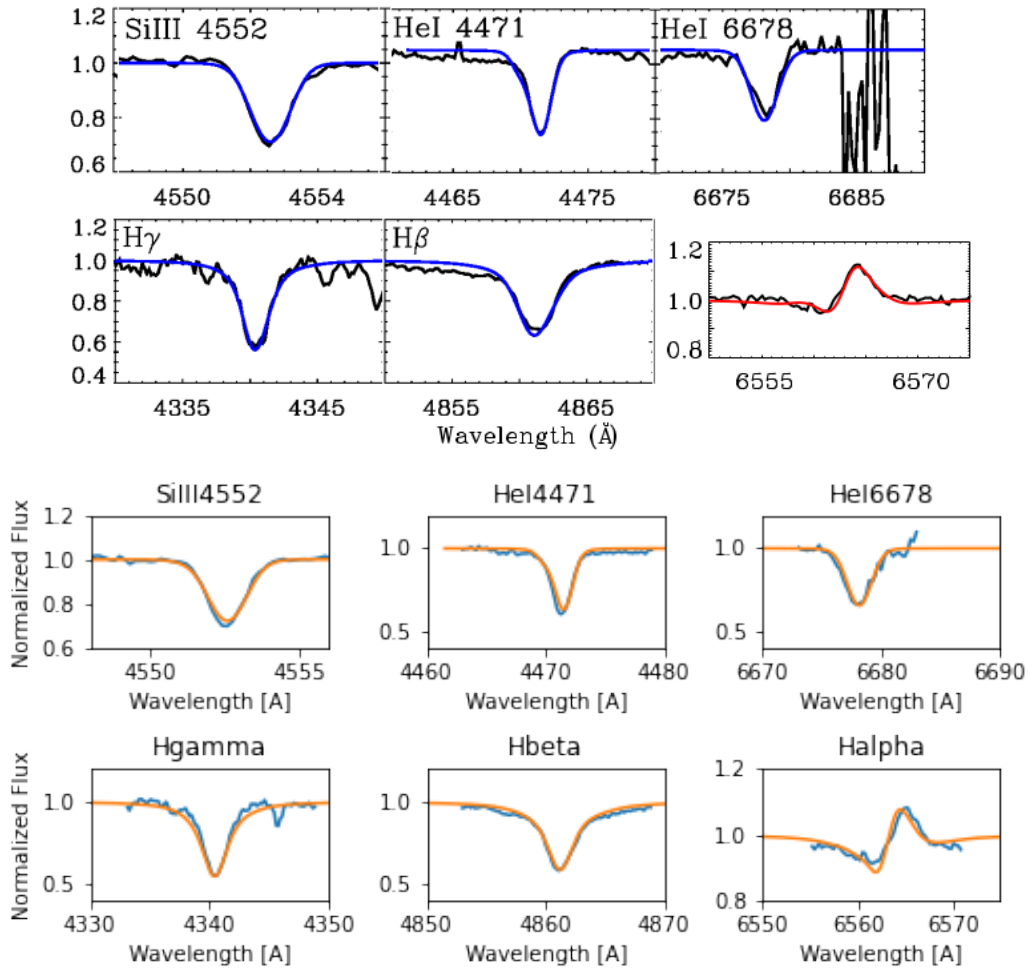


Figura 4.3: Comparación visual de los resultados de Haucke et al. (2018) con esta tesis. Arriba: resultados de Haucke et al. (2018), en negro se encuentran los datos observacionales de las líneas espectrales SiIII, HeI, $H\gamma$, $H\beta$ y $H\alpha$. En azul, el mejor modelo sintético de cada línea (rojo para $H\alpha$). Abajo: los resultados obtenidos para esta tesis muestran el modelo sintético en color naranja, mientras que el espectro observado aparece en azul. Los rangos de longitud de onda y flujo normalizados de esta tesis son equivalentes a los mostrados por Haucke et al. (2018), sin embargo en la sección de resultados se mostrarán con una escala más ampliada.

rango de temperatura, o gravedad específica. Mientras más parámetros opcionales (T_{eff} , $\log g$ y/o tipo de solución) se entreguen en el archivo de entrada, menor será

el tiempo de búsqueda. En la tabla 4.3 se listan algunos ejemplos del tiempo de ejecución del código, dependiendo de la cantidad de modelos revisados.

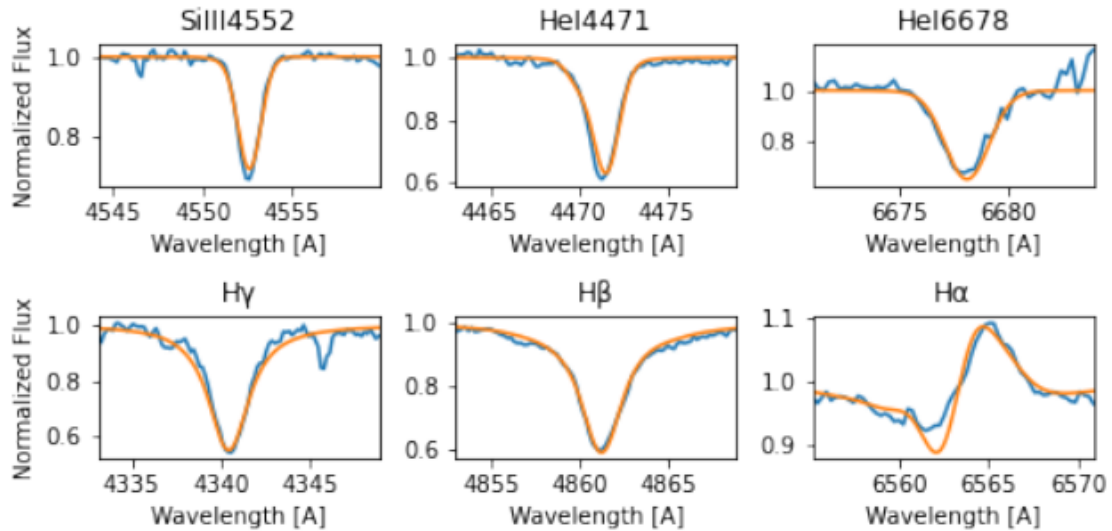
T_{eff} [K]	$\log g$ [dex]	Tipo de solución δ -slow / fast	Tiempo de ejecución [\sim min]
-	-	-	240*
X \pm 2000	-	-	30
X \pm 2000	Y \pm 0.5	-	20
X \pm 2000	Y \pm 0.5	slow/fast	5 / 10
X	Y	-	0.5

Tabla 4.3: Tabla de tiempos de ejecución. El guión (-) indica que ningún valor fue dado para T_{eff} o $\log g$, y/o que ambas soluciones (δ -slow / fast) serán revisadas. La X representa un valor arbitrario fijo de temperaturas, mientras que la Y es un valor fijo que puede ir entre 1.05 y 4.5. *El código puede fallar si toda la memoria del servidor no está disponible.

Una vez que el código ha encontrado el mejor modelo, confecciona un archivo *pdf*, como se ve en la Fig. 4.4. En este documento se grafica la comparación para cada línea espectral observada. Además, entrega la información de los parámetros con los que se construyó el modelo elegido y el valor del test χ^2 .

Con este resultado se puede extraer el valor del momentum del viento y la luminosidad, para reconstruir la relación WLR, indicando además el tipo de solución encontrado, que depende del valor de δ . Esto se muestra en el capítulo siguiente, donde se exhiben los resultados obtenidos para el resto de las estrellas además de una discusión sobre cada una, y la explicación del diagrama de la WLR junto a su comparación con la literatura.

HD99953 Results



Average $\chi^2 = 0.05019$

Model Inputs:

Teff [K]	= 18500.0	Sigma	= 0.3129
Log.g [dex]	= 2.4	Mue	= 0.6364
Radius [Rsun]	= 45.61	Gamma	= 0.2759
Mass [Msun]	= 19.07	C_sound	= 15.5
Luminosity [Lsun]	= 219800.0	u_crit	= -0.0943
α	= 0.53	r_crit	= 10.6
κ	= 0.15	w_crit	= 14.17
δ	= 0.34	v_crit	= 219.7
Mass Loss [Msun/yr]	= 2.44e-07	dw_crit	= 16.1
Vinf [km/s]	= 254.31	rho_crit	= 0.00474
Log[Dmom]	= 27.42	z_crit	= 0.8802
Log.Q	= -12.71	y_crit	= 228.2
Omega	= 0.0	v_eigen	= 47.95
Vesc	= 339.8	rho_wind	= 0.4608

Figura 4.4: Ejemplo del archivo de salida del código, donde se muestra el resultado de la búsqueda del mejor modelo para HD99953 y un resumen de los parámetros usados para generar dicho modelo.

Capítulo 5

Resultados y conclusiones

En este capítulo se describen y discuten los resultados obtenidos para cada estrella de cada grupo. En la sección 5.3 se muestra la WLR y la correspondiente comparación con trabajos anteriores. Los valores de los parámetros estelares y del viento encontrados para las estrellas analizadas en esta tesis se resumen en las tablas 5.1 y 5.2. Finalmente, en la sección 5.4 se realizan las conclusiones finales además del trabajo futuro.

Star	T_{eff} [K]	log g [dex]	log (L/L_{\odot}) [dex]	log _e Si [dex]
HD115842	24000	2.55	5.75	7.21
HD99953	18500	2.40	5.34	7.81
HD41117	19000	2.25	5.61	7.81
HD47240	18000	2.25	5.48	7.51
HD53138	18500	2.40	5.34	7.21
HD92964	19500	2.55	5.26	7.81
HD75149	16500	2.25	5.27	7.36
HD79186	16000	2.10	5.40	7.81
HD34085	13000	1.65	5.52	7.36
HD46223	43000	3.75	5.49	7.81
HD14947	39000	3.60	5.47	7.66
HD190429	38000	3.45	5.61	7.81
HD14633	34000	3.60	5.14	7.81
HD24431	35000	3.60	5.21	7.81
HD30614	28500	2.85	5.75	7.51
HD36629	21500	4.20	3.24	7.36
HD36591	27000	4.05	3.98	7.81

Tabla 5.1: Parámetros Estelares

Star	$v \sin i$ [km/s]	v_{macro} [km/s]	ξ_t [km/s]	v_∞ [km/s]	α	k	δ	\dot{M} [$10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$]	$\log D_{mom}$ [dex]
HD115842	62	71	20	603	0.55	0.10	0.04	2.390	28.77
HD99953	53	61	15	254	0.53	0.15	0.34	0.243	27.42
HD41117	46	74	20	223	0.53	0.10	0.33	0.552	27.77
HD47240	107	76	15	609	0.61	0.05	0.10	0.334	27.98
HD53138	41	57	10	218	0.45	0.25	0.32	0.199	27.26
HD92964	46	48	5	263	0.51	0.20	0.35	0.287	27.46
HD75149	49	52	15	228	0.51	0.20	0.33	0.199	27.32
HD79186	42	52	5	223	0.55	0.15	0.34	0.531	27.78
HD34085	31	56	10	342	0.55	0.10	0.10	0.667	28.19
HD46223	58	94	15	2179	0.61	0.10	0.00	0.851	28.57
HD14947	112	69	1	1685	0.65	0.15	0.10	0.379	29.14
HD190429	107	116	5	2018	0.65	0.20	0.00	6.130	29.47
HD14633	125	63	15	425	0.45	0.15	0.31	0.018	26.19
HD24431	49	85	10	1149	0.65	0.05	0.24	0.226	27.72
HD30614	110	86	25	962	0.61	0.10	0.00	3.640	29.09
HD36629	7	17	1	583	0.55	0.60	0.35	0.0003	24.22
HD36591	9	18	1	2260	0.65	0.20	0.10	0.026	25.36

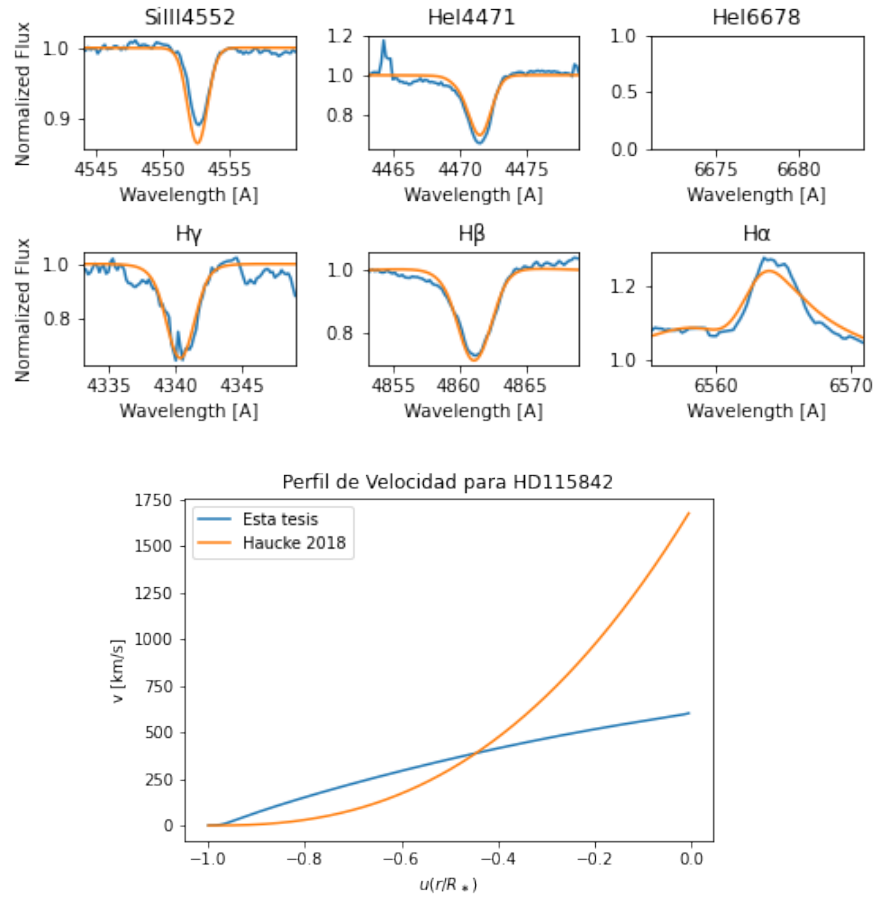
Tabla 5.2: Parámetros del Viento

5.1. Grupo 1

HD115842

Con un valor de χ^2 de 0.0582, la primera estrella en evaluación presenta una solución de tipo *fast*, con una temperatura efectiva de 24000 K y $\log g$ de 2.55, que difieren con Haucke et al. (2018) en 1500 K y 0.2 [dex], respectivamente. Para el viento, se encontraron valores de $\dot{M} = 2.390 \times 10^{-6} M_\odot/\text{yr}$ y $v_\infty = 603 \text{ km/s}$. Esta velocidad terminal difiere en más de 1000 km/s con la encontrada por Haucke et al. (2018). Esto se aprecia en el perfil de velocidad, donde claramente la ley β no se aproxima al uso correcto de la hidrodinámica. La línea de HeI en 6678\AA , se descartó debido a que la observación presenta fallas en la detección de dicha línea. En el caso de las líneas HeI, $\text{H}\gamma$ y $\text{H}\beta$ el ajuste es aceptable. En el caso del Silicio se ve una sobreestimación en su abundancia, sin embargo, pertenece al modelo con menor abundancia posible. La línea $\text{H}\alpha$ muestra un claro exceso de rotación, lo cual coincide con la diferencia encontrada en los parámetros con respecto al trabajo de

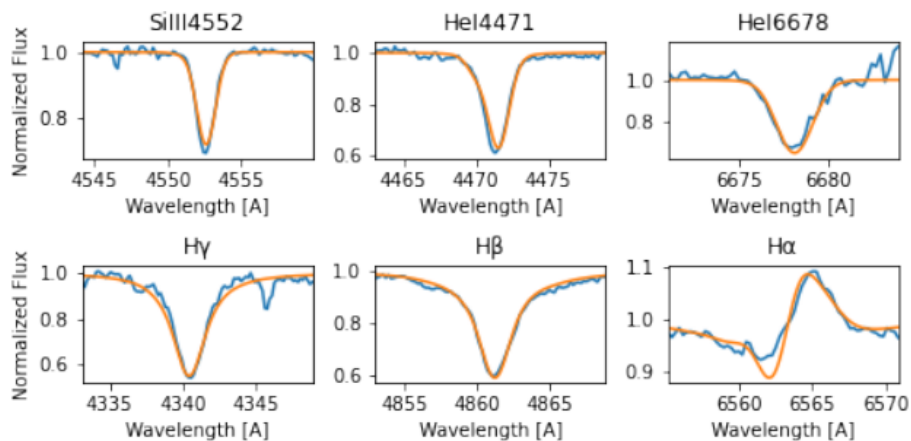
Haucke et al. (2018) quienes utilizan un valor de v_{macro} diferente para esta línea. En este trabajo, la diferencia entre los métodos GOF para la estimación de la rotación usando la herramienta *iacob_broad* son de 1.7 km/s para $v \sin i$ y 1 km/s para v_{macro} , lo cual sugiere una posible evaluación diferente para la rotación de la línea $H\alpha$, debido a que esta línea no se forma en una pequeña región del viento.

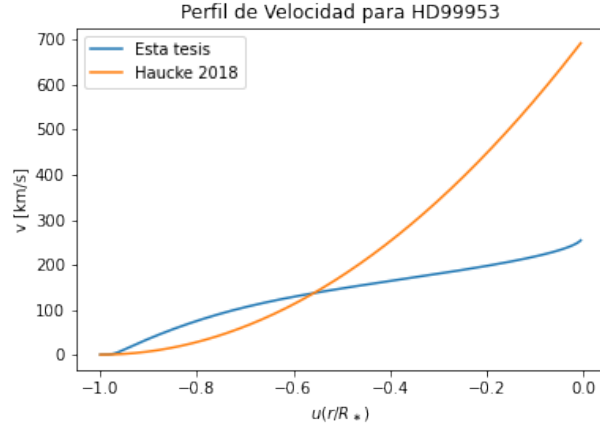


HD99953

El análisis de la velocidad de rotación de esta estrella supergigante luminosa de tipo espectral B temprana, muestra una diferencia entre los métodos GOF de 7.1 km/s para $v \sin i$ y 7.6 km/s para v_{macro} , los cuales son consistente con la diferencia

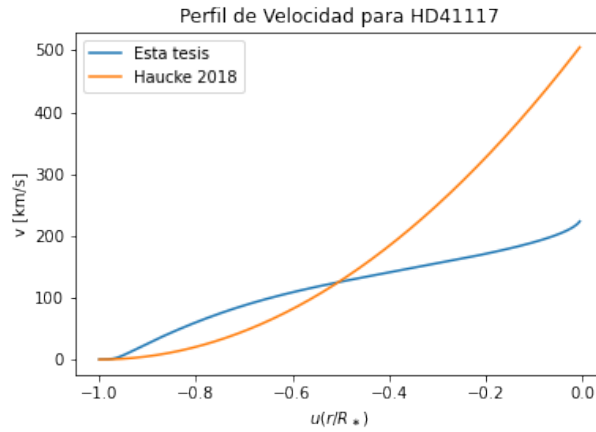
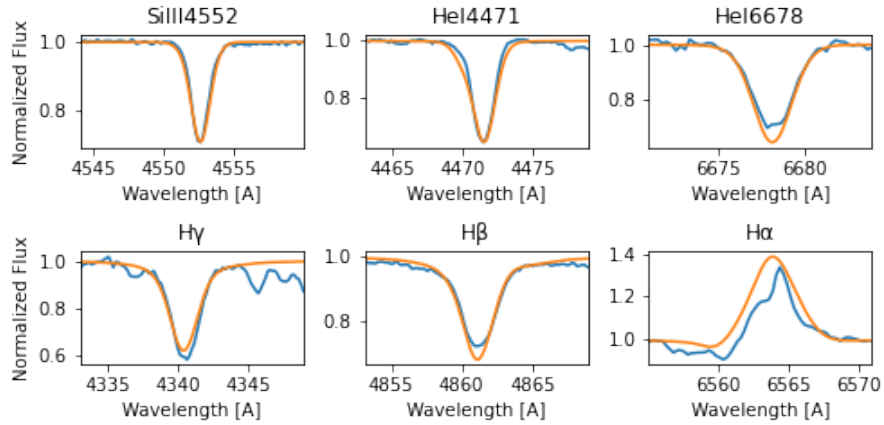
encontrada en el trabajo de Haucke et al. (2018). A pesar de esta diferencia en los valores de rotación, el ajuste de las 6 líneas muestra que la convolución es adecuada, ya que el ancho de las líneas sintéticas se acopla bastante bien al ancho de las líneas observacionales. La línea $H\gamma$ muestra un normalización del continuo por debajo de la línea sintética, la cual podría corregir la pequeña diferencia en el valor de menor intensidad. Por otra parte, la línea $H\alpha$ muestra un perfil P-cygni leve en comparación al modelo y que podría mejorarse mediante la asignación de pesos específicos a las líneas evaluadas, ver discusión en sección 5.4. El valor de χ^2 para esta estrella es de 0.05. Se aprecia en las líneas de Silicio y Helio que las observaciones concuerdan claramente con el modelo. La solución encontrada para esta estrella es de tipo δ -slow con un valor de $\delta = 0.34$, $\dot{M} = 0.243 \times 10^{-6} M_{\odot}/yr$ y $v_{\infty} = 254 km/s$. Como se puede ver en el perfil de velocidad determinado por Haucke et al. (2018), además de poseer un $v_{\infty} = 700 km/s$, presenta una forma diferente a la solución δ -slow encontrada en este trabajo.





HD41117

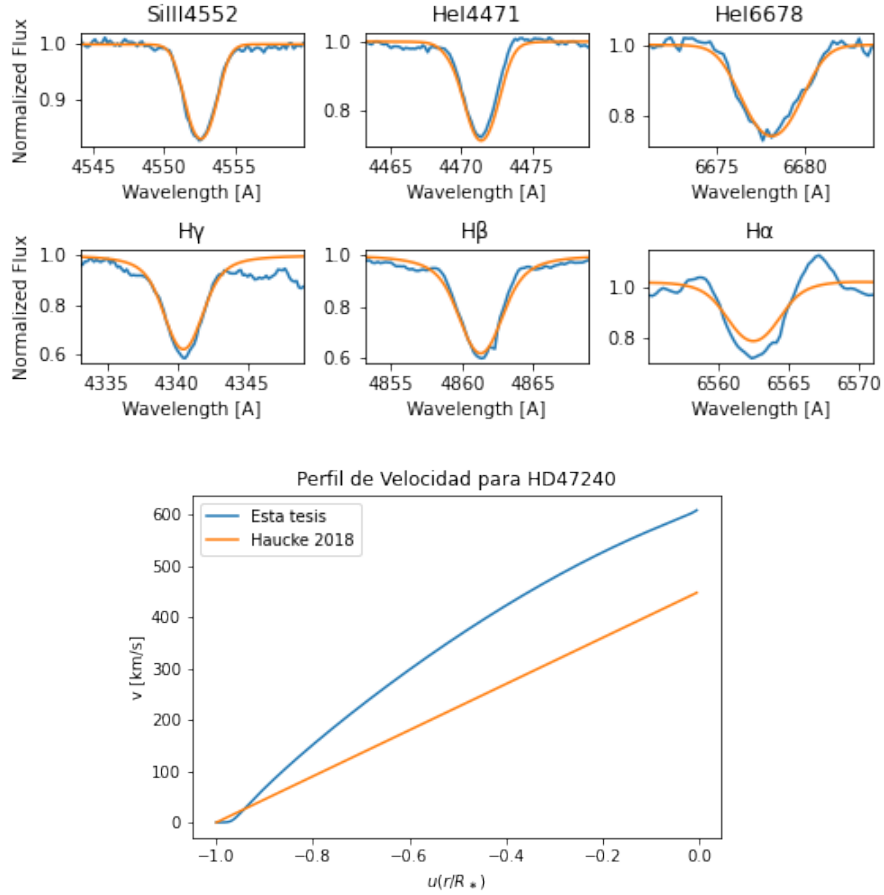
La estrella HD41117 presenta valores de parámetros de rotación $v \sin i = 46 \pm 2.4 \text{ km/s}$ y $v_{macro} = 74 \pm 3.9 \text{ km/s}$, los cuales parecen ser correctos al comparar los modelos sintéticos con las líneas espectrales a excepción de $H\alpha$ que aparenta sufrir de un exceso de rotación, posiblemente causado por vientos de distinta velocidad en la fotosfera. Los valores de los parámetros estelares están en acuerdo con los de Haucke et al. (2018) a excepción de la luminosidad que difiere en 0.77 [dex]. El valor promedio de χ^2 encontrado para esta estrella es de 0.094, con una solución del tipo δ -slow y parámetros del viento de $\dot{M} = 0.552 \times 10^{-6} M_{\odot}/yr$ y $v_{\infty} = 223 \text{ km/s}$.



HD47240

La pequeña diferencia de 1 km/s entre los métodos GOF para la estimación de los dos parámetros rotacionales se ve reflejada en las líneas de SiIII, HeI 4471\AA y H γ que muestran un ancho de línea equivalente al del mejor modelo. H α evidencia un perfil de línea notoriamente diferente al del modelo, con una línea de doble emisión y una intensa absorción central. Este perfil puede ser indicador de la presencia de una estructura en forma de disco Lefever et al. (2007). Tanto la solución δ -slow que mejor se ajusta a los datos observacionales, como la solución *fast* que es la entregada por el código, no pueden recrear el perfil de H α . Este perfil aumenta levemente el valor

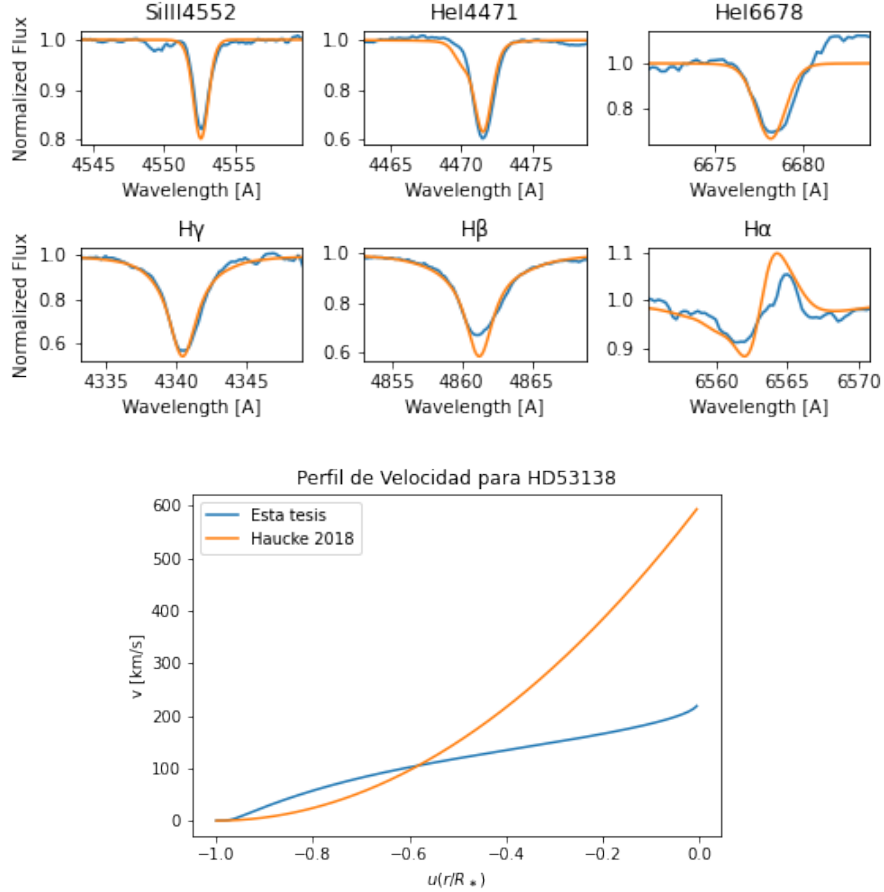
de χ^2 hasta 0.085. Por otra parte, los parámetros del viento encontrados para esta estrella son de $\dot{M} = 0.334 \times 10^{-6} M_{\odot}/yr$ y $v_{\infty} = 608.5 km/s$. Esta velocidad terminal difiere en aproximadamente $150 km/s$ con el trabajo de Haucke et al. (2018), donde además el perfil de velocidad está definido por un $\beta = 1$ diferente al encontrado en esta tesis.



HD53138

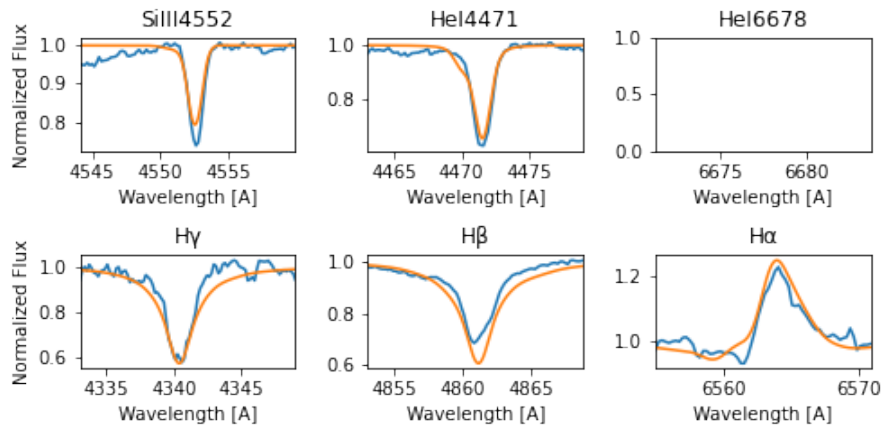
Similar a la estrella HD99953, esta supergigante luminosa tipo B, es mejor representada por una solución tipo δ -slow con $\dot{M} = 0.199 \times 10^{-6} M_{\odot}/yr$ y $v_{\infty} = 218 km/s$. La velocidad terminal encontrada ($v_{\infty} = 218 km/s$) corresponde al valor más

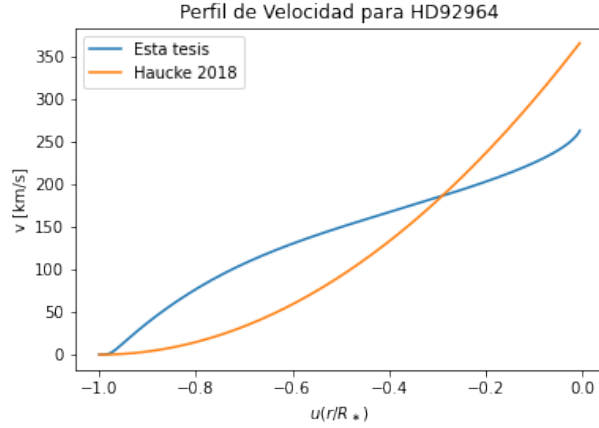
pequeño encontrado en esta tesis. Con esto, la diferencia entre el perfil de velocidad encontrado por Haucke et al. (2018) resulta más notoria y muestra un exceso en el valor de la velocidad terminal medido ($v_\infty = 600 \text{ km/s}$). Esta estrella presenta una diferencia en la estimación de los parámetros rotacionales de 8.1 y 8 km/s para $v \sin i$ y v_{macro} respectivamente con un $\chi^2 = 0.064$. Las líneas de SiIII, HeI, $H\gamma$ y $H\beta$ se ven bien representadas por las líneas del mejor modelo. El espectro observado de $H\alpha$ muestra un perfil P-cygni aparentemente más débil que el del modelo, lo cual dificultó la estimación del corrimiento de la línea. Los parámetros estelares, sin embargo, son muy similares a los encontrados por Haucke et al. (2018), con una diferencia de 500 K en temperatura efectiva, 0.15 [dex] en $\log g$ y 0.03 [dex] en $\log(L/L_\odot)$.



HD92964

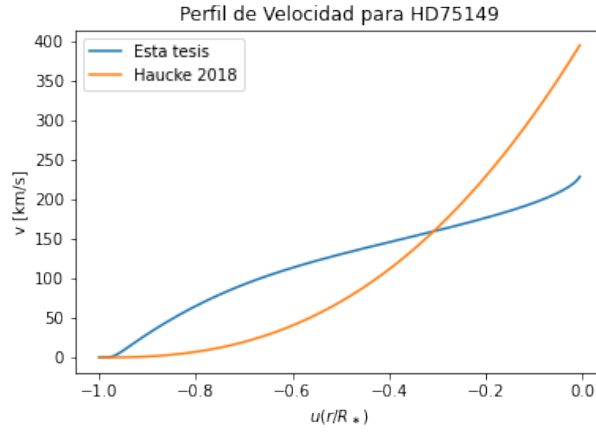
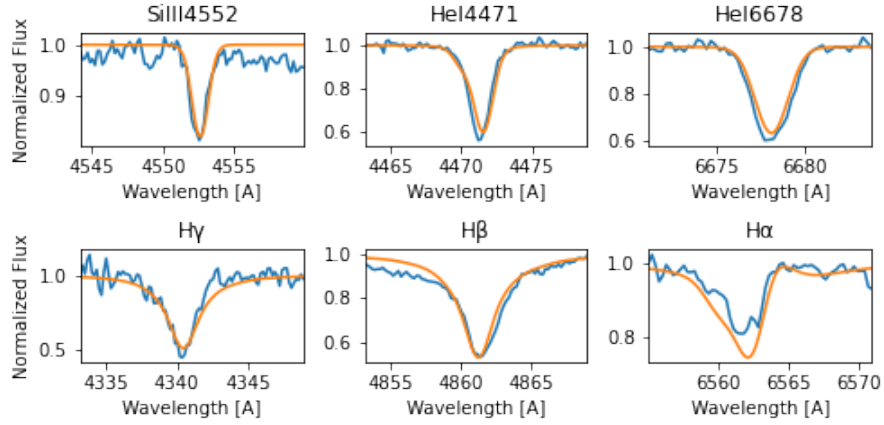
Nuevamente, una solución δ -*slow* es encontrada como mejor modelo sintético, esta vez para la estrella HD92969, con $\dot{M} = 0.287 \times 10^{-6} M_{\odot}/yr$ y $v_{\infty} = 263 km/s$. La línea HeI 6678Å fue descartada para esta estrella, debido a la falta de la normalización. Por otra parte, la diferencia de los valores encontrados en la rotación por el método GOF son de los más altos de esta tesis con $v \sin i = 46 \pm 10.2 km/s$ y $v_{macro} = 48 \pm 10.3 km/s$, esto se ve reflejado en las líneas H γ y H β , no obstante, se encuentra un buen ajuste con las otras líneas usadas. El valor de χ^2 es de 0.093. La abundancia de Silicio estimada aparenta ser menor a la esperada lo cual se manifiesta como una falta de profundidad en la absorción, sin embargo el modelo encontrado posee la mayor abundancia de Silicio posible de la grilla.





HD75149

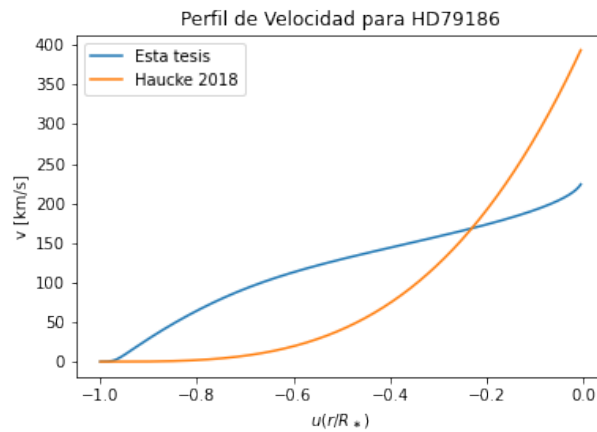
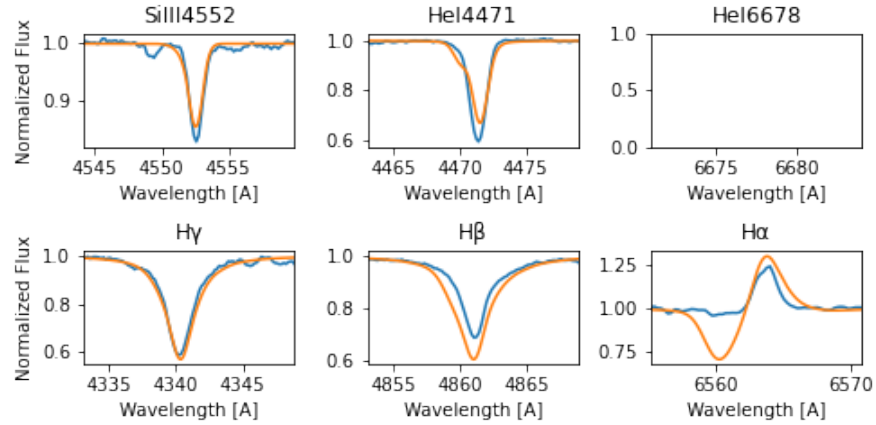
El perfil P-Cygni observado de la línea $H\alpha$ en la estrella HD75149 muestra una absorción mucho más intensa que su posterior emisión. Este perfil es parcialmente recreado por un modelo de solución δ -*slow* con un $\chi^2 = 0.134$. Los parámetros del viento fueron encontrados en $\dot{M} = 0.199 \times 10^{-6} M_{\odot}/yr$ y $v_{\infty} = 228 km/s$. La diferencia entre el perfil de velocidad encontrado en esta tesis con el trabajo de Haucke et al. (2018), se debe principalmente al alto valor de $\beta = 2.5$ utilizado en dicho estudio. Por otra parte, el ensanchamiento por v_{macro} posee una diferencia significativa con respecto al trabajo de Haucke et al. (2018), el cual pareciera afectar principalmente a las líneas de Hidrógeno, en particular a $H\beta$. Sin embargo, las líneas de Silicio y Helio muestran un buen ajuste tanto en intensidad como en ancho de la línea.



HD79186

Pese a que las líneas de He I 4471\AA y $H\gamma$ de la estrella HD79186 indican un pequeño error en la rotación, los parámetros encontrados en esta estrella difieren en tan sólo 1 km/s con los de Haucke et al. (2018) y los anchos de las líneas de Silicio y $H\gamma$ se muestran consistentes con los del mejor modelo sintético. Con un valor de 0.19, este χ^2 se ve principalmente afectado por la línea de $H\alpha$ donde el modelo sugiere un claro perfil P-Cygni que no se asemeja al observado en la zona de absorción. La línea de He I a 6678\AA fue descartada por fallas en la normalización, y el tipo de solución encontrada para esta estrella fue de tipo δ -slow con $\dot{M} = 0.531 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{yr}$ y $v_{\infty} =$

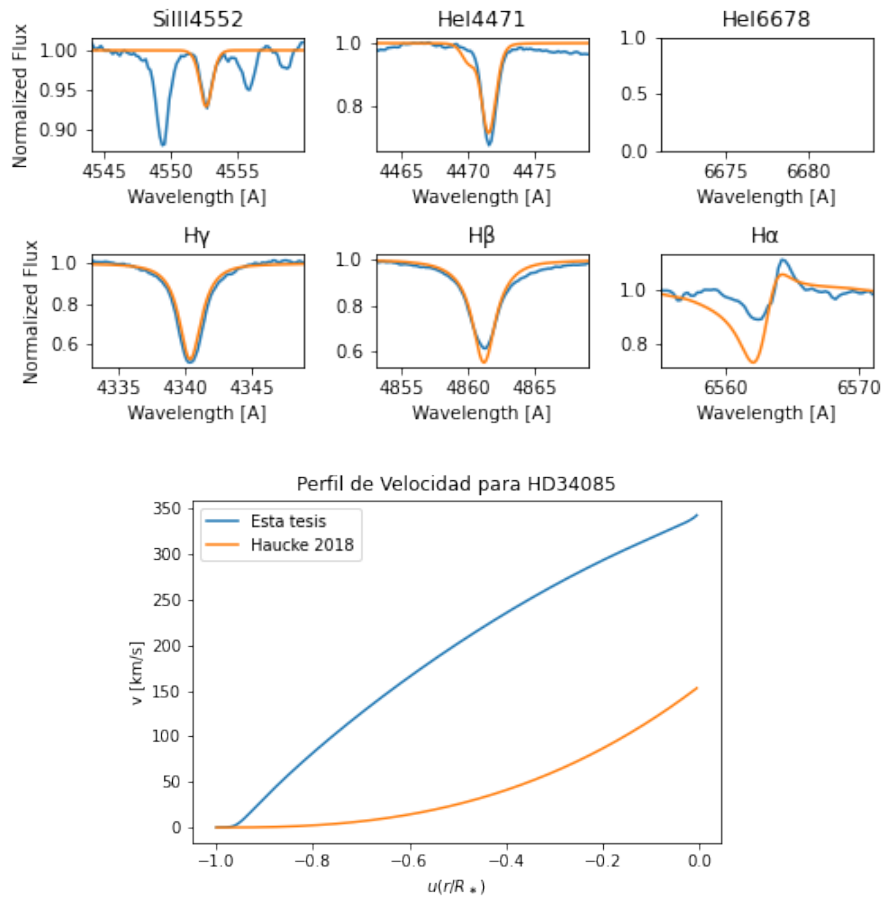
223 km/s . Esta velocidad es considerablemente menor a la encontrada por Haucke et al. (2018), lo cual se aprecia en el gráfico del perfil de velocidad de la estrella.



HD34085

La última estrella perteneciente al grupo 1, muestra una rotación consistente con la literatura y entre los métodos GOF, lo cual se ve reflejado en las líneas SiIII, HeI (4471Å), H γ y H β . El modelo sintético presenta un valor de χ^2 igual a 0.105 mayormente afectado por la línea H α donde el perfil de la línea no es representado por el modelo. Como se ha mencionado previamente y se discute en la sección 5.4, esto podría mejorarse con la inclusión de pesos específicos a las distintas líneas

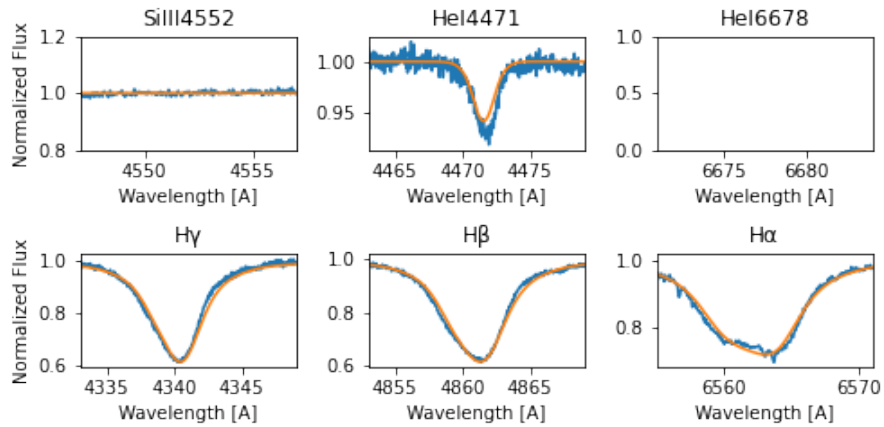
espectrales. La solución *fast* encontrada para esta supergigante luminosa tipo B8 presenta los valores más bajos de temperatura y $\log g$ con valores de 13000 K y 1.65 [dex], respectivamente. Este modelo se caracteriza por tener valores para el viento fijados en $\dot{M} = 0.667 \times 10^{-6} M_{\odot}/yr$ y $v_{\infty} = 342 km/s$. La velocidad encontrada en esta tesis duplica el valor encontrado por Haucke et al. (2018) (155 km/s) con $\beta = 2.6$.

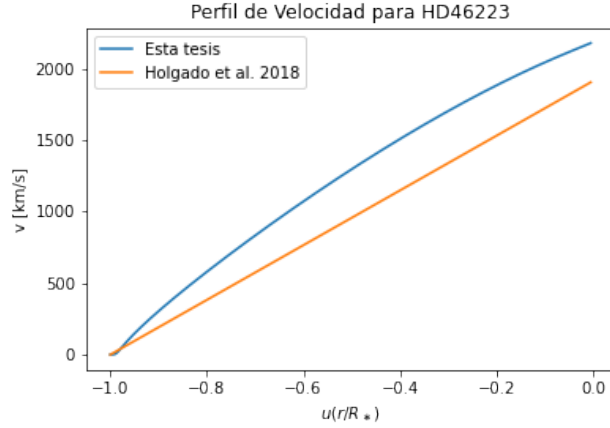


5.2. Grupo 2

HD46223

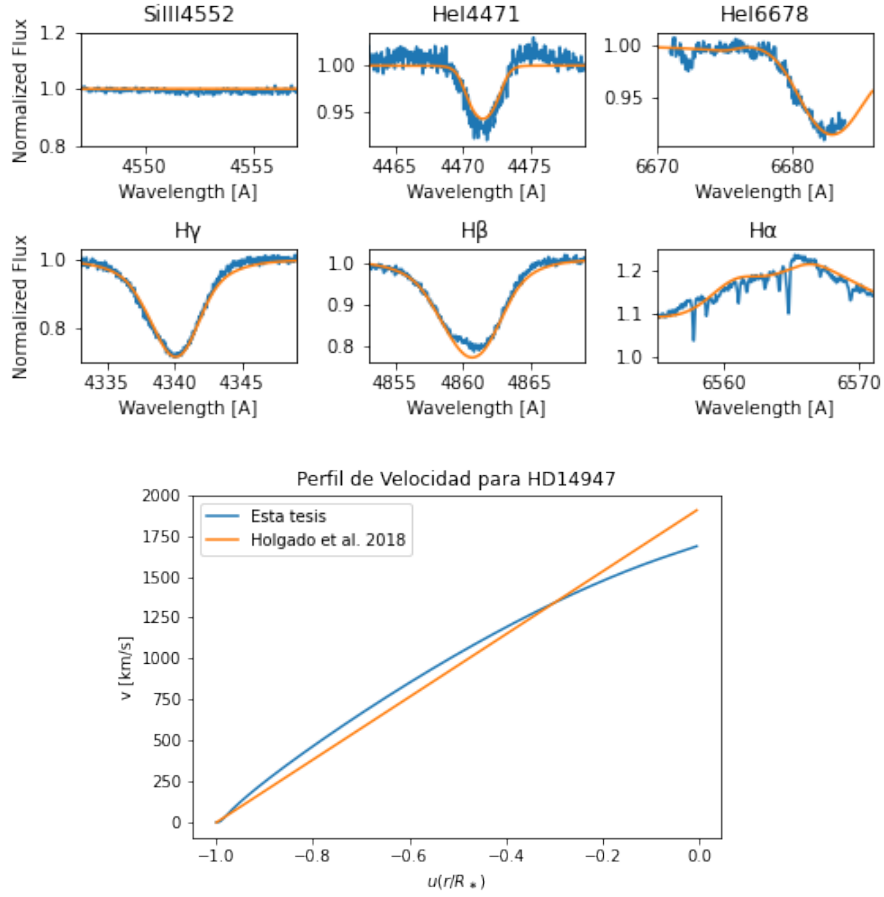
La primera estrella del grupo 2, posee un tipo espectral O4 y muestra un resultado de solución tipo *fast* con la mayor temperatura registrada de 43000 K. \dot{M} y v_∞ fueron encontrados con valores de $0.851 \times 10^{-6} M_\odot/\text{yr}$ y 2179 km/s , respectivamente. El perfil de velocidad para esta estrella es similar al encontrado por Holgado et al. (2018), sin embargo, el perfil β de dicho trabajo no alcanza la velocidad terminal encontrada para esta estrella. La línea de HeI (6678\AA), fue descartada de la medición debido a que los datos no fueron reducidos adecuadamente. Por otra parte, la línea de Silicio no aparece en este espectro, lo cual es correctamente reproducido por el modelo encontrado. Tanto la línea de HeI (4471\AA), como las de Balmer usadas en esta tesis, son reproducidas completamente por el mejor modelo encontrado, pese a que el valor de χ^2 es igual a 0.122. La rotación encontrada para esta estrella coincide con la estimada por Simón-Díaz and Herrero (2014).





HD14947

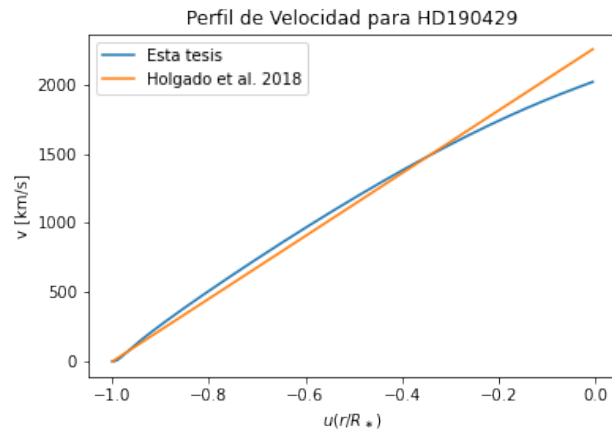
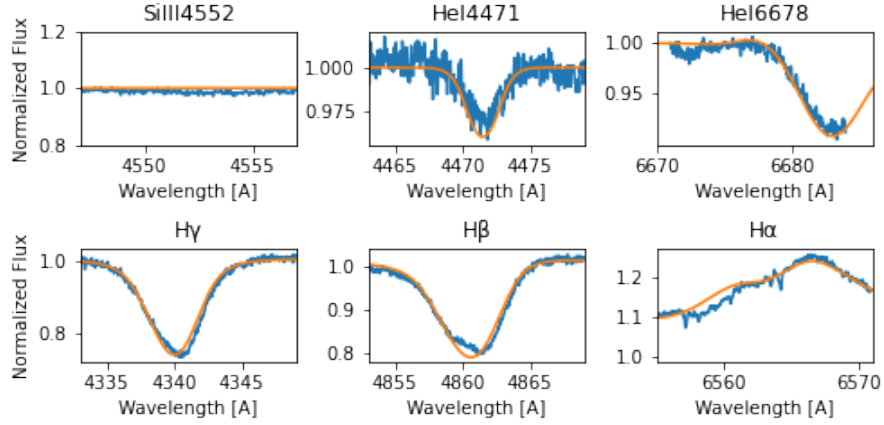
El mejor modelo sintético encontrado para la HD14947 pertenece a una solución de tipo *fast* y exhibe un perfil ancho de emisión para la línea $H\alpha$ que se asemeja bastante al observado. Mientras que el perfil de absorción de HeI en 6678\AA no alcanza a ser completamente reproducido, a causa de la falta de datos en dicha ventana espectral, sin embargo, es apreciable un buen ajuste en la zona observada. El continuo observado para la línea de Silicio es replicado por el modelo, mientras que la absorción observada en HeI 4471\AA , $H\gamma$ y $H\beta$ muestra una clara concordancia con el modelo escogido. El valor promediado de χ^2 encontrado para esta estrella es de 0.09, con $\dot{M} = 0.379 \times 10^{-6} M_{\odot}/yr$ y $v_{\infty} = 1685 \text{ km/s}$. El perfil de velocidad de esta estrella es similar a la encontrada por Holgado et al. (2018) (donde se usa un $\beta = 1$ y $v_{\infty} = 1915 \text{ km/s}$)



HD190429

La mayor pérdida de masa encontrada en esta tesis fue otorgada a la estrella HD190429, con un valor de $\dot{M} = 6.13 \times 10^{-6} M_{\odot}/yr$, perteneciente a un modelo con solución *fast* de $v_{\infty} = 2018 \text{ km/s}$. En comparación al $v_{\infty} = 2265 \text{ km/s}$ de Holgado et al. (2018), el perfil de velocidad encontrado es parcialmente recreado por el perfil Holgado et al. (2018) (con $\beta = 1$). Para esta estrella se encontró también, el valor más alto de $\log D_{mom} = 29.47$ [dex]. Los gráficos presentan grandes similitudes a los encontrados para la estrella HD14947 al igual que sus parámetros estelares y del viento, con la excepción de la rotación, que para esta estrella es una de las más altas,

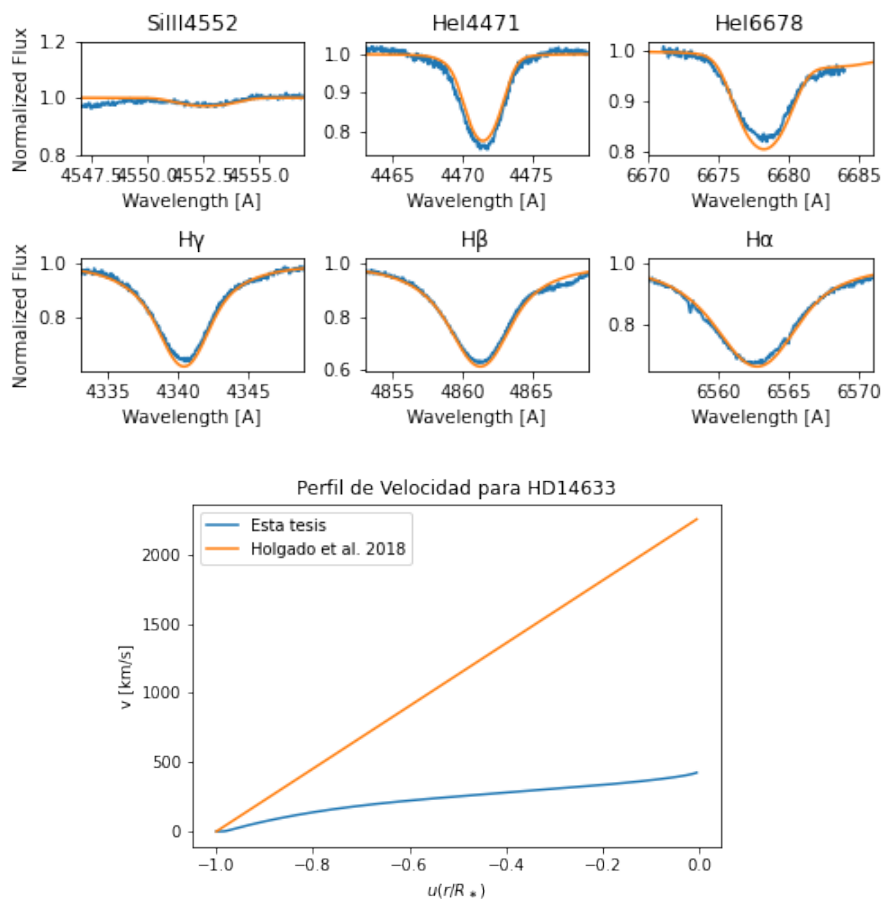
con $v \sin i = 107 \text{ km/s}$ y $v_{macro} = 116 \text{ km/s}$. Con un valor de χ^2 igual a 0.075, esta estrella muestra gran semejanza entre el espectro observado y el modelo escogido.



HD14633

Mostrando sólo perfiles en absorción, los datos observacionales de la estrella HD14633 difieren del modelo escogido por un valor de $\chi^2 = 0.115$. Todas las líneas espectrales usadas en esta tesis parecen ser recreadas de buena forma con el mejor modelo de la grilla, incluyendo la baja contribución del Silicio. Con una interesante solución de tipo δ -slow de $\dot{M} = 0.018 \times 10^{-6} M_{\odot}/yr$ y $v_{\infty} = 425 \text{ km/s}$, esta estrella tipo O8-9 de la secuencia principal entrega valores de su rotación casi exactos a los

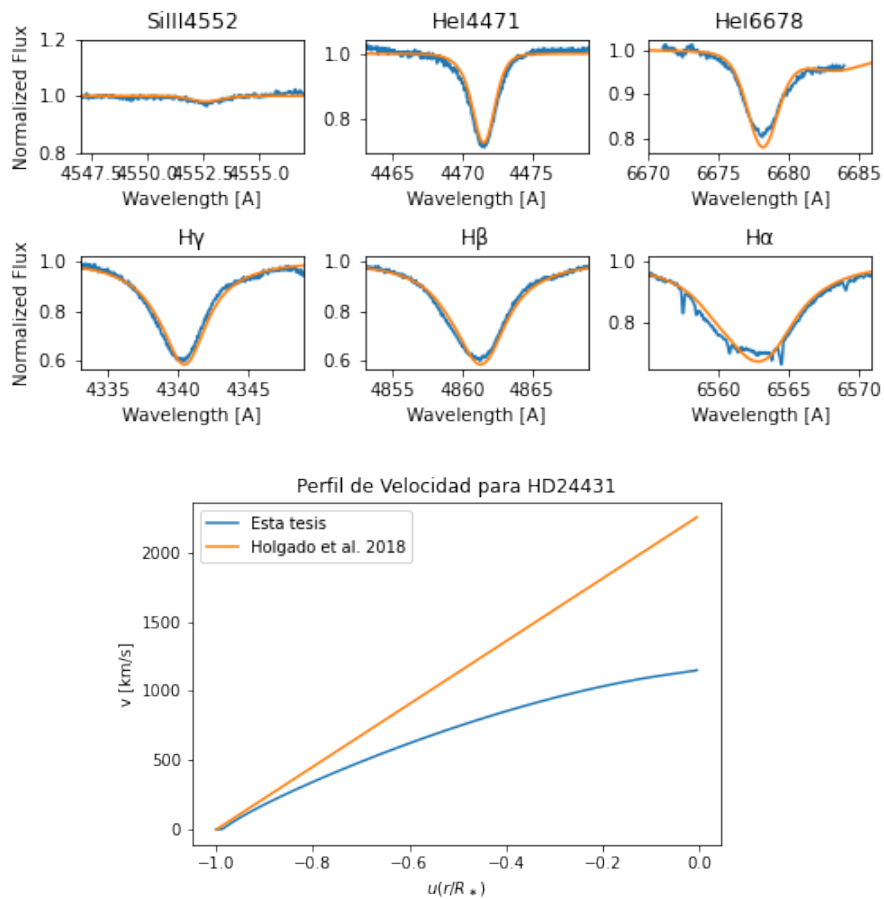
encontrados por Simón-Díaz and Herrero (2014). Sin embargo, el perfil de velocidad de esta estrella difiere de gran manera al encontrado por Holgado et al. (2018). Esto se debe a que la solución δ -*slow* no puede ser recreada con un perfil β , y por consiguiente, se sobreestima el valor de v_∞ .



HD24431

Con un $\chi^2 = 0.178$ y una esperada solución tipo *fast*, la estrella HD24431 presenta un ajuste claro para las seis líneas espectrales analizadas. Los parámetros estelares encontrados para esta estrella difieren tan sólo por 100 K en T_{eff} y 0.17 [dex] en $\log g$ con el trabajo de Simón-Díaz et al. (2018), mientras que los parámetros de

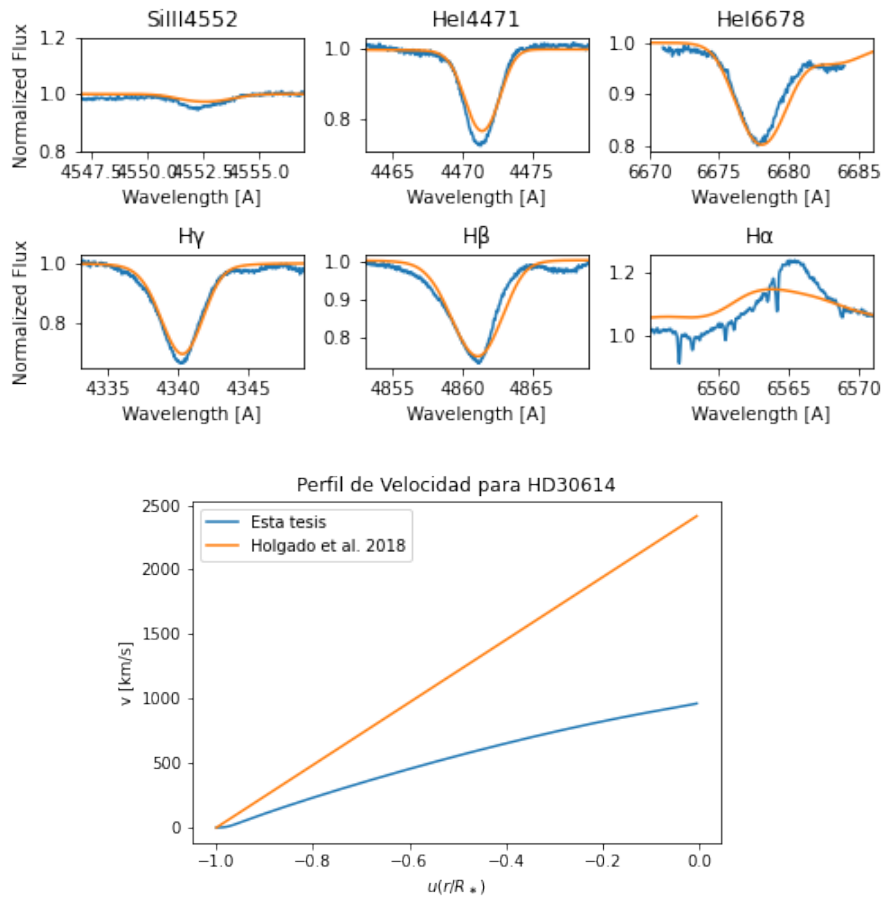
rotación calculados son los mismos encontrados por Simón-Díaz and Herrero (2014). El viento, por otra parte, es encontrado con valores de $0.226 \times 10^{-6} M_{\odot}/yr$ y $1149 km/s$ para \dot{M} y v_{∞} , respectivamente. El perfil de velocidad, por otra parte, muestra grandes diferencias con el trabajo de Holgado et al. (2018), debidas principalmente al alto valor de v_{∞} encontrado de en dicho trabajo.



HD30614

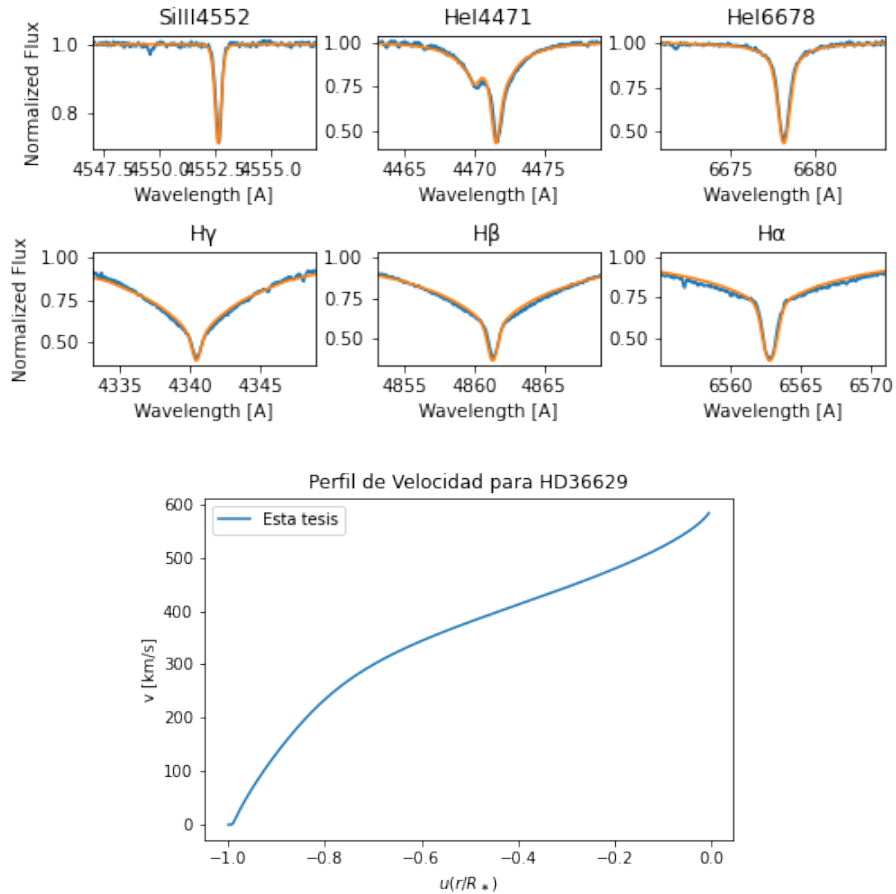
Siendo $\chi^2 = 0.452$ el valor más alto encontrado en esta tesis, se presenta una solución tipo *fast* para la estrella HD30614, con $\dot{M} = 3.640 \times 10^{-6} M_{\odot}/yr$ y $v_{\infty} = 962 km/s$. En comparación al trabajo de Holgado et al. (2018), que encuentra una

velocidad terminal de $v_{\infty} = 962 \text{ km/s}$ y utiliza un perfil β , el perfil de velocidad encontrado para esta estrella se separa rápidamente del trabajo de Holgado et al. (2018). Esta estrella tipo O9 se considera la más luminosa ($\log L/L_{\odot} = 5.75$) y con mayor velocidad de microturbulencia ($\xi = 25 \text{ km/s}$). Al igual que en casos anteriores, $H\alpha$ presenta un deficiente ajuste. A esto, se le suma la falta de una mejor adaptación de las alas en la línea $H\beta$ y de intensidad en $\text{HeI} (4471\text{\AA})$. Sin embargo, los valores de $T_{eff} = 28500 \text{ K}$ y $\log g = 2.85 \text{ [dex]}$ son muy similares a los de Simón-Díaz et al. (2018), donde $T_{eff} = 29400 \text{ K}$ y $\log g = 2.94 \text{ [dex]}$. Al igual que los parámetros de rotación $v \sin i = 110 \text{ km/s}$ y $v_{macro} = 86 \text{ km/s}$ (esta tesis) y $v \sin i = 113 \text{ km/s}$ y $v_{macro} = 77 \text{ km/s}$ (Simón-Díaz et al., 2018).



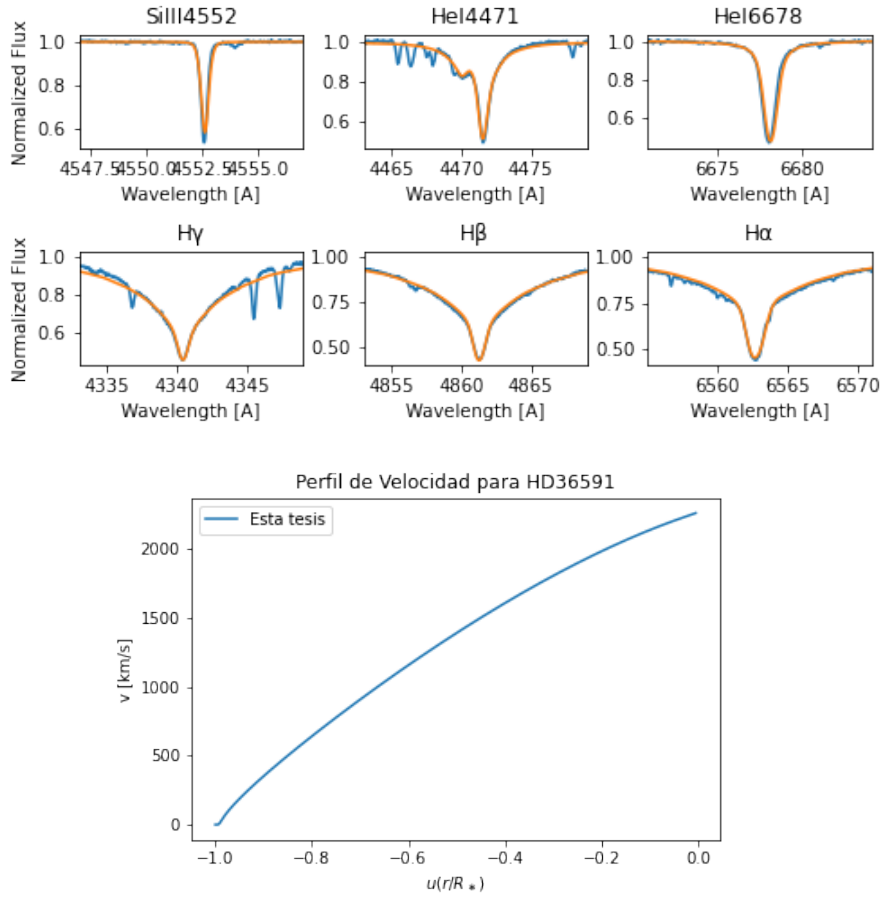
HD36629

La estrella HD36629 de tipo espectral B2 y clase de luminosidad V, presenta los valores más extremos de esta tesis, con una solución de tipo δ -slow. Posee el menor valor de $v \sin i = 7 \text{ km/s}$, de $v_{macro} = 17 \text{ km/s}$ y de $\log(L/L_{\odot}) = 3.24$ [dex], una insignificante pérdida de masa ($\dot{M} = 3 \times 10^{-10} M_{\odot}/yr$), el valor más bajo para $D_{mom} = 24.22$, además del mayor valor de $\log g = 4.2$ [dex] y de $\delta = 0.35$. Sus líneas espectrales sólo se asemejan a la estrella HD36591, y son visualmente las mejor representadas por su modelo sintético, a pesar de un alto valor de $\chi^2 = 0.267$. La velocidad terminal encontrada para esta estrella es de 583 km/s y no ha sido medida en otro trabajo.



HD36591

La última estrella analizada en este trabajo posee líneas espectrales observadas similares a la última estrella discutida. Sin embargo, difiere en el tipo de solución ya que con un valor del parámetro δ igual 0.1 corresponde a una solución tipo *fast* con la mayor velocidad terminal estimada ($v_\infty = 2260 \text{ km/s}$) y una pérdida de masa de $0.026 \times 10^{-6} M_\odot/\text{yr}$. Pese al alto valor de $\chi^2 = 0.373$, esta estrella muestra un buen ajuste entre el modelo y la observación. El perfil de velocidad, por otra parte, ha sido estimado por primera vez.



5.3. Relación momentum del viento luminosidad

La Figura 5.1 muestra la relación momentum luminosidad encontrada para las estrellas usadas en esta tesis. Si bien, las estrellas de baja luminosidad (HD36629 y HD36591) no aparecen en el gráfico, son incluidas para la estimación de la WLR. Se han encontrado dos pendientes para esta relación, una para cada solución hidrodinámica. Además, en el gráfico se muestra el tipo espectral de las estrellas.

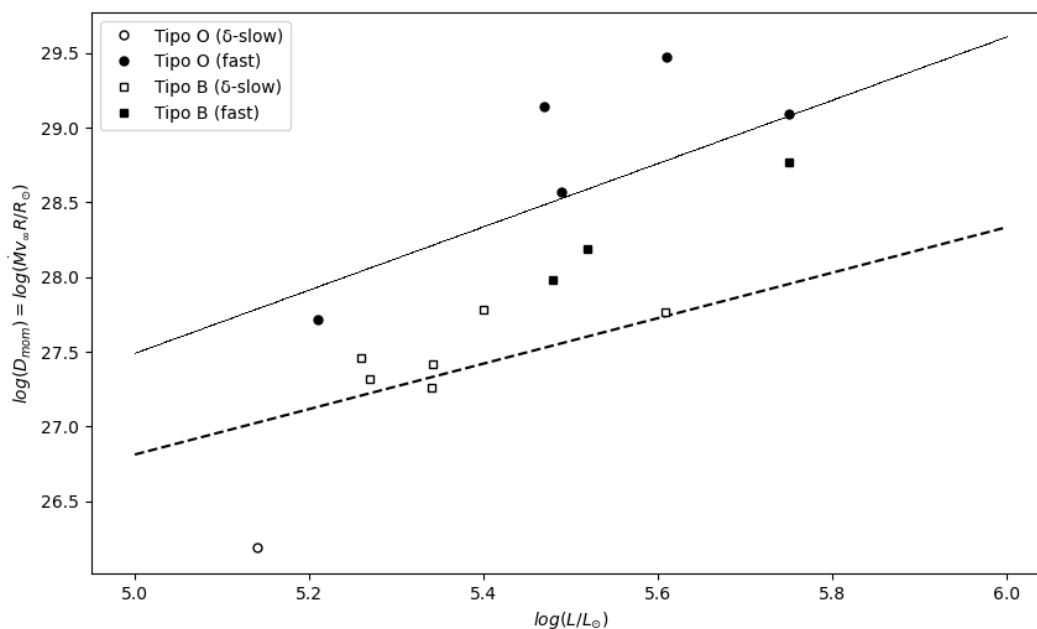


Figura 5.1: Relación momentum del viento luminosidad. En este gráfico se puede distinguir el tipo de solución dependiendo si el marcador está vacío (δ -slow) o relleno (*fast*). El marcador además indica si la estrella pertenece al tipo espectral O (en círculos), o B (en cuadrados). Finalmente, la línea continua representa el ajuste lineal para la solución δ -slow y la línea segmentada para la solución *fast*.

Utilizando la notación de Kudritzki et al. (1995) y Repolust et al. (2004) para describir la relación momentum luminosidad, es decir, $\log(D_{mom}) = x \log(L/L_{\odot}) + D_0$ los valores encontrados para la pendiente x y el correspondiente D_0 se muestran en la Tabla 5.3, donde además son comparados con los trabajos de Herrero et al. (2002);

Kudritzki et al. (1999); Puls et al. (1996); Vink et al. (2000). Como se aprecia en dicha tabla, los valores para la pendiente x y la intersección con el eje de la luminosidad D_0 , son similares a los encontrados en trabajos anteriores.

Trabajo	D_0	x
Esta tesis (<i>δ-slow</i>)	19.21 ± 1.00	1.51 ± 0.19
Esta tesis (<i>fast</i>)	16.91 ± 1.61	2.11 ± 0.29
Puls 1996	19.23 ± 0.98	1.75 ± 0.17
Kudritzki 1999 (Tipo O)	20.40 ± 0.85	1.55 ± 0.15
Kudritzki 1999 (Tipo B temprana)	21.24 ± 1.38	1.34 ± 0.25
Kudritzki 1999 (Tipo B mediana)	17.07 ± 1.05	1.95 ± 0.20
Kudritzki 1999 (Tipo A)	14.22 ± 2.41	2.64 ± 0.47
Vink 2000	18.68 ± 0.26	1.83 ± 0.04
Herrero 2008	18.70 ± 1.29	1.84 ± 0.23

Tabla 5.3: Tabla comparativa de los resultados de la relación momentum luminosidad.

5.4. Conclusiones finales

En esta tesis, se ha desarrollado un código que permite realizar una búsqueda del mejor modelo de atmósfera estelar para una observación dada. Se han incluido en el análisis 6 líneas espectrales caracterizadas por su sensibilidad a los parámetros estelares y del viento. Con este código se han evaluado 17 estrellas masivas tipo O y B, donde se ha demostrado la potencia de la solución *δ -slow* para estrellas supergigantes tipo B. Además, se ha estudiado por primera vez la relación momentum luminosidad del viento de manera consistente con la hidrodinámica, encontrando que existe una dependencia al tipo de solución. Por otra parte, esta tesis da paso a futuros estudios sobre el análisis por tipo de solución o la inclusión de pesos sobre las líneas espectrales para mejorar el ajuste de líneas sensibles a los parámetros del viento, como $H\alpha$, además de la estimación de errores para estos modelos. Estos aspectos concluyen

esta tesis.

Inclusión de pesos específicos para la búsqueda del mejor modelo.

En los resultados de algunas estrellas (HD47240, HD79186, HD34085, HD30614), la línea espectral $H\alpha$ carece de un mejor ajuste con respecto al modelo sintético. Si bien esta falla en el ajuste puede deberse a valores de rotación diferentes para esta línea, una posible solución se puede encontrar con la asignación de pesos a las distintas líneas. Esto quiere decir, que en vez de encontrar un valor de χ^2 para cada línea y luego promediarlo con el cálculo de la media aritmética, se debe asignar un porcentaje de importancia a cada línea. Al aumentar el peso de $H\alpha$, el modelo encontrado podría desacoplarse en el resto de las líneas, no obstante, se realizó una prueba con cuatro líneas espectrales y el resultado fue satisfactorio. Este resultado se puede ver en la Figura 5.2, donde claramente se aprecia una mejora en el modelo escogido con un mayor peso en $H\alpha$. Los principales parámetros estelares y del viento comparados entre estos dos modelos difieren en 500 K para T_{eff} , 0.3 [dex] en $\log g$, 0.02 para α , 0.1 para k y 0.02 para δ . Si bien, en este caso el ajuste disminuyó para las líneas de Silicio y $HeI(4471\text{\AA})$, este error se ve compensado por una mejora en la intensidad de la línea $HeI(6678\text{\AA})$, además de una mejor reproducción de la línea $H\alpha$.

La inclusión de pesos específicos aún debe evaluarse con las líneas de Balmer utilizadas en esta tesis ($H\gamma$ y $H\beta$), además de un estudio de la elección de los pesos de cada línea y un análisis de la diferencia entre los modelos escogidos con el trabajo realizado hasta ahora.

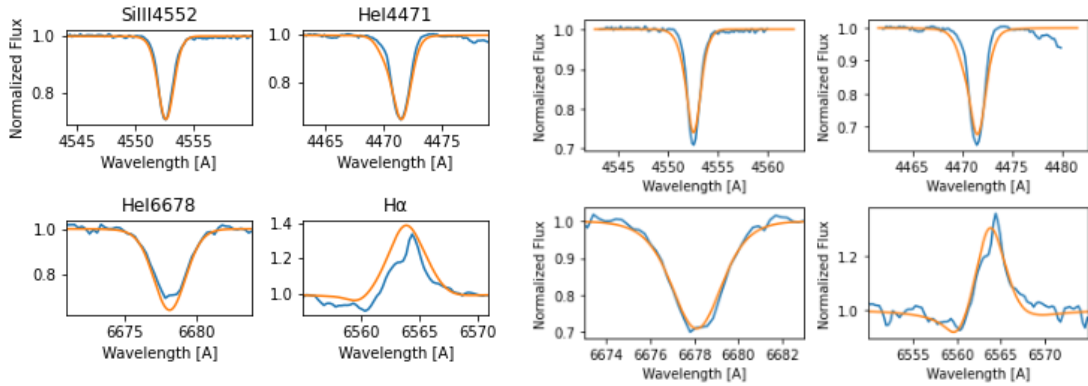


Figura 5.2: Comparación entre dos modelos sintéticos encontrados para la estrella HD41117. A la izquierda se encuentra el resultado de la búsqueda con pesos iguales para las líneas SiIII, HeI(4471Å), HeI(6678Å) y H α . A la derecha el resultado para pesos de 0.2, 0.2, 0.2 y 0.4 asignados a las líneas SiIII, HeI(4471Å), HeI(6678Å) y H α , respectivamente.

Análisis por tipo de solución.

El análisis por tipo de solución consiste en buscar el modelo de atmósfera estelar que mejor se ajuste a los datos observacionales utilizando exclusivamente los modelos con un tipo específico de solución. Este tipo, puede ser una solución δ -*slow* o solución *fast*. Este análisis se realizó para la estrella HD99953. El resultado se puede apreciar en las Figuras 5.3 y 5.4. Para la solución δ -*slow*, se encontraron los parámetros estelares y del viento que se resumen en la Figura 5.3. Mientras que la solución tipo *fast* encuentra los mismos parámetros estelares, sin embargo, los parámetros del viento difieren. Los valores de los parámetros de línea α y k de ambos modelos son iguales, mientras que δ varía obligatoriamente por el tipo de solución. Cabe destacar, que la diferencia en el tipo de solución es más notoria en H α , puesto que esta línea es sensible a la tasa de pérdida de masa de la estrella.

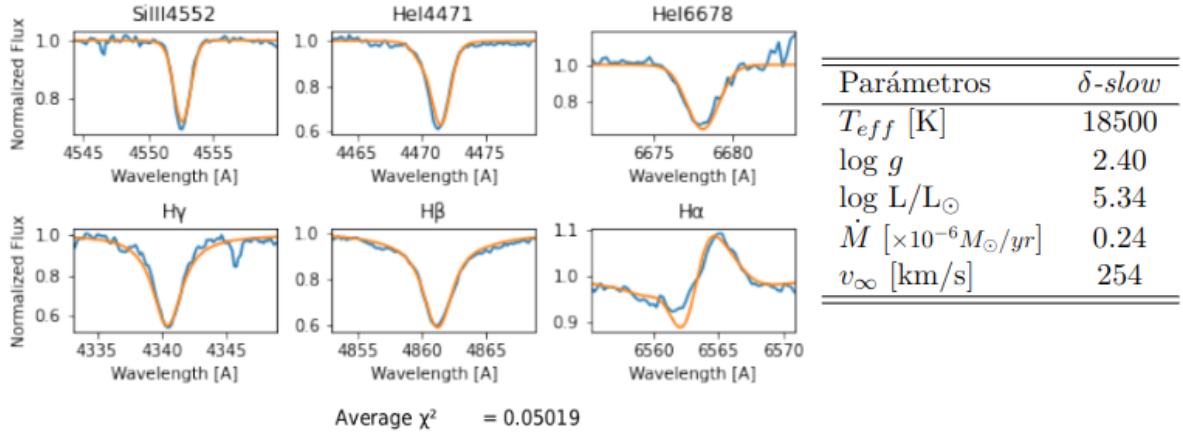


Figura 5.3: Izquierda: comparación visual del mejor modelo encontrado con solución δ -slow. Este modelo posee valores de α , k , δ iguales a 0.53, 0.15 y 0.34, respectivamente. Derecha: resumen de algunos parámetros estelares y del viento.

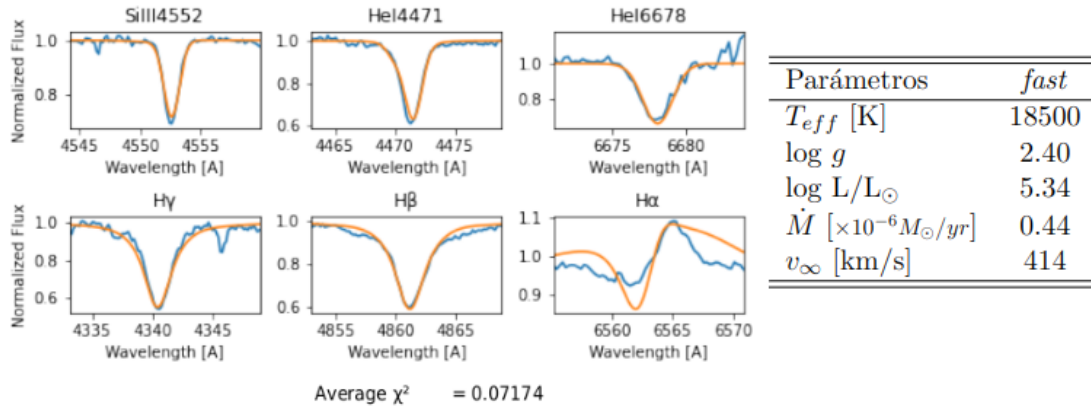


Figura 5.4: Izquierda: comparación visual del mejor modelo encontrado con solución $fast$. Este modelo posee valores de α , k , δ iguales a 0.53, 0.15 y 0.20, respectivamente. Derecha: resumen de algunos parámetros estelares y del viento.

Errores en la estimación del mejor modelo.

Como se puede ver en las Tablas de resultados 5.1 y 5.2, los parámetros encontrados para cada estrella, no presentan errores. Esto se debe a que cada modelo de la

grilla ISOSCELES es calculado con los valores exactos de cada parámetro tanto en HYDWIND como FASTWIND, los cuales son indicados en la Tabla 4.1. Sin embargo, una estimación del error se realizó para cada estrella, utilizando los valores de los primeros 100 modelos. Esta evaluación no está incluida en las tablas debido a que los modelos presentan mínimas diferencias entre sus parámetros y las primeras diferencias significativas comienzan con modelos que aumentan el valor de χ^2 en 2 órdenes de magnitud.

Bibliografía

- Abbott, D. C. (1982). The theory of radiatively driven stellar winds. II. The line acceleration. *ApJ*, 259:282–301.
- Araya, I., Jones, C. E., Curé, M., Silaj, J., Cidale, L., Granada, A., and Jiménez, A. (2017). Ω -slow Solutions and Be Star Disks. *ApJ*, 846(1):2.
- Bestenlehner, J. M., Vink, J. S., Gräfener, G., Najarro, F., Evans, C. J., Bastian, N., Bonanos, A. Z., Bressert, E., Crowther, P. A., Doran, E., Friedrich, K., Hénault-Brunet, V., Herrero, A., de Koter, A., Langer, N., Lennon, D. J., Maíz Apellániz, J., Sana, H., Soszynski, I., and Taylor, W. D. (2011). The VLT-FLAMES Tarantula Survey. III. A very massive star in apparent isolation from the massive cluster R136. *A&A*, 530:L14.
- Björklund, R., Sundqvist, J. O., Puls, J., and Najarro, F. (2021). New predictions for radiation-driven, steady-state mass-loss and wind-momentum from hot, massive stars. II. A grid of O-type stars in the Galaxy and the Magellanic Clouds. *A&A*, 648:A36.
- Bouret, J. C., Lanz, T., Martins, F., Marcolino, W. L. F., Hillier, D. J., Depagne, E., and Hubeny, I. (2013). Massive stars at low metallicity. Evolution and surface abundances of O dwarfs in the SMC. *A&A*, 555:A1.
- Bresolin, F., Crowther, P., and Puls, J. (2008). Massive stars as cosmic engines. *Proceedings of The International Astronomical Union*, 250.
- Bresolin, F., Kudritzki, R.-P., and Gieren, W. (2003). The Wind Momentum-Luminosity Relationship: blue supergiants in the spiral galaxy NGC 300. In van der Hucht, K., Herrero, A., and Esteban, C., editors, *A Massive Star Odyssey: From Main Sequence to Supernova*, volume 212, page 158.
- Bromm, V., Yoshida, N., Hernquist, L., and McKee, C. F. (2009). The formation of the first stars and galaxies. *Nature*, 459(7243):49–54.
- Brott, I., de Mink, S. E., Cantiello, M., Langer, N., de Koter, A., Evans, C. J., Hunter, I., Trundle, C., and Vink, J. S. (2011). Rotating massive main-sequence stars. I. Grids of evolutionary models and isochrones. *A&A*, 530:A115.
- Castor, J. I., Abbott, D. C., and Klein, R. I. (1975). Radiation-driven winds in Of stars. *ApJ*, 195:157–174.

- Castro, N., Herrero, A., Urbaneja, M. A., García, M., Simón-Díaz, S., Bresolin, F., Pietrzynski, G., Kudritzki, R. P., and Gieren, W. (2012). Quantitative Study of Blue Stars in NGC 55. In Drissen, L., Robert, C., St-Louis, N., and Moffat, A. F. J., editors, *Proceedings of a Scientific Meeting in Honor of Anthony F. J. Moffat*, volume 465 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 267.
- Chiosi, C. and Maeder, A. (1986). The evolution of massive stars with mass loss. *ARA&A*, 24:329–375.
- Curé, M. (2004). The Influence of Rotation in Radiation-driven Wind from Hot Stars: New Solutions and Disk Formation in Be Stars. *ApJ*, 614(2):929–941.
- Curé, M., Cidale, L., and Granada, A. (2011). Slow Radiation-driven Wind Solutions of A-type Supergiants. *ApJ*, 737(1):18.
- Elmegreen, B. G. and Lada, C. J. (1977). Sequential formation of subgroups in OB associations. *ApJ*, 214:725–741.
- Evans, C., Smartt, S., Lennon, D., Dufton, P., Hunter, I., Mokiem, R., de Koter, A., and Irwin, M. (2005). The VLT-FLAMES Survey of Massive Stars. *The Messenger*, 122:36–38.
- Evans, D. A., Lee, J. C., Turner, T. J., Weaver, K. A., and Marshall, H. L. (2007). Probing Unification with Chandra HETGS and XMM-Newton EPIC and RGS Spectroscopy of the Narrow Emission Line Galaxy NGC 2110. *ApJ*, 671(2):1345–1354.
- Friend, D. B. and Abbott, D. C. (1986). The Theory of Radiatively Driven Stellar Winds. III. Wind Models with Finite Disk Correction and Rotation. *ApJ*, 311:701.
- Gabler, R., Gabler, A., Kudritzki, R. P., Puls, J., and Pauldrach, A. (1989). Unified NLTE model atmospheres including spherical extension and stellar winds : method and first results. *A&A*, 226:162–182.
- Glebocki, R. and Gnacinski, P. (2005). VizieR Online Data Catalog: Catalog of Stellar Rotational Velocities (Glebocki+ 2005). *VizieR Online Data Catalog*, page III/244.
- Gormaz-Matamala, A. C., Curé, M., Cidale, L. S., and Venero, R. O. J. (2019). Self-consistent Solutions for Line-driven Winds of Hot Massive Stars: The m-CAK Procedure. *ApJ*, 873(2):131.
- Gormaz-Matamala, A. C., Curé, M., Hillier, D. J., Najarro, F., Kubátová, B., and Kubát, J. (2021). New Hydrodynamic Solutions for Line-driven Winds of Hot Massive Stars Using the Lambert W-function. *ApJ*, 920(1):64.
- Gustafsson, B., Bell, R. A., Eriksson, K., and Nordlund, A. (1975). A grid of model atmospheres for metal-deficient giant stars. I. *A&A*, 42:407–432.
- Haiman, Z. and Loeb, A. (1997). Signatures of Stellar Reionization of the Universe. *ApJ*, 483(1):21–37.

- Haucke, M., Cidale, L. S., Venero, R. O. J., Curé, M., Kraus, M., Kanaan, S., and Arcos, C. (2018). Wind properties of variable B supergiants. Evidence of pulsations connected with mass-loss episodes. *A&A*, 614:A91.
- Hauschildt, P. H., Baron, E., Allard, F., and Starrfield, S. (1996). Model Atmospheres for Novae and Supernovae. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #188*, volume 188 of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, page 32.04.
- Herbig, G. H. (1962). Spectroscopic Studies of Early Phases of Stellar Evolution. In Sahade, J., editor, *Stellar Evolution*, page 23.
- Herrero, A., Kudritzki, R. P., Vilchez, J. M., Kunze, D., Butler, K., and Haser, S. (1992). Intrinsic parameters of galactic luminous OB stars. *A&A*, 261:209–234.
- Herrero, A., Puls, J., and Najarro, F. (2002). Fundamental parameters of Galactic luminous OB stars VI. Temperatures, masses and WLR of Cyg OB2 supergiants. *A&A*, 396:949–966.
- Hillier, D. J. (1990). An iterative method for the solution of the statistical and radiative equilibrium equations in expanding atmospheres. *A&A*, 231:116–124.
- Holgado, G., Simón-Díaz, S., Barbá, R. H., Puls, J., Herrero, A., Castro, N., Garcia, M., Maíz Apellániz, J., Negueruela, I., and Sabín-Sanjulián, C. (2018). The IACOB project. V. Spectroscopic parameters of the O-type stars in the modern grid of standards for spectral classification. *A&A*, 613:A65.
- Hubeny, I. (1988). A computer program for calculating non-LTE model stellar atmospheres. *Computer Physics Communications*, 52(1):103–132.
- Kennicutt, Robert C., J., Stetson, P. B., Saha, A., Kelson, D., Rawson, D. M., Sakai, S., Madore, B. F., Mould, J. R., Freedman, W. L., Bresolin, F., Ferrarese, L., Ford, H., Gibson, B. K., Graham, J. A., Han, M., Harding, P., Hoessel, J. G., Huchra, J. P., Hughes, S. M. G., Illingworth, G. D., Macri, L. M., Phelps, R. L., Silbermann, N. A., Turner, A. M., and Wood, P. R. (1998). The Hubble Space Telescope Key Project on the Extragalactic Distance Scale. XIII. The Metallicity Dependence of the Cepheid Distance Scale. *ApJ*, 498(1):181–194.
- Korn, A. J., Nieva, M. F., Daflon, S., and Cunha, K. (2005). Pristine CNO Abundances from Magellanic Cloud B Stars. II. Fast Rotators in the Large Magellanic Cloud Cluster NGC 2004. *ApJ*, 633(2):899–905.
- Krtićka, J. and Kubát, J. (2017). Comoving frame models of hot star winds. II. Reduction of O star wind mass-loss rates in global models. *A&A*, 606:A31.
- Kudritzki, R. P., Lennon, D. J., and Puls, J. (1995). Quantitative Spectroscopy of Luminous Blue Stars in Distant Galaxies. In Walsh, J. R. and Danziger, I. J., editors, *Science with the VLT*, page 246.
- Kudritzki, R.-P. and Puls, J. (2000). Winds from Hot Stars. *ARA&A*, 38:613–666.

- Kudritzki, R. P., Puls, J., Lennon, D. J., Venn, K. A., Reetz, J., Najarro, F., McCarthy, J. K., and Herrero, A. (1999). The wind momentum-luminosity relationship of galactic A- and B-supergiants. *A&A*, 350:970–984.
- Kudritzki, R.-P., Urbaneja, M. A., Bresolin, F., Przybilla, N., Gieren, W., and Pietrzyński, G. (2008). Quantitative Spectroscopy of 24 A Supergiants in the Sculptor Galaxy NGC 300: Flux-weighted Gravity-Luminosity Relationship, Metallicity, and Metallicity Gradient. *ApJ*, 681(1):269–289.
- Kurucz, R. (1969). The Grid of Model Stellar Atmospheres from 50,000° to 11,000°. In Gingerich, O., editor, *Theory and Observation of Normal Stellar Atmospheres*, page 375.
- Langer, N. (2012). Presupernova Evolution of Massive Single and Binary Stars. *ARA&A*, 50:107–164.
- Lefever, K., Puls, J., and Aerts, C. (2007). A Grid of FASTWIND NLTE Model Atmospheres of Massive Stars. In Sterken, C., editor, *The Future of Photometric, Spectrophotometric and Polarimetric Standardization*, volume 364 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 545.
- Lucy, L. B. and Solomon, P. M. (1970). Mass Loss by Hot Stars. *ApJ*, 159:879.
- Maeder, A. and Meynet, G. (2000). The Evolution of Rotating Stars. *ARA&A*, 38:143–190.
- Maeder, A. and Meynet, G. (2005). Stellar evolution with rotation and magnetic fields. III. The interplay of circulation and dynamo. *A&A*, 440(3):1041–1049.
- Maeder, A. and Meynet, G. (2008). Massive Star Evolution with Mass Loss and Rotation. In *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, volume 33 of *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, pages 38–43.
- Martins, F., Schaerer, D., and Hillier, D. J. (2005). A new calibration of stellar parameters of Galactic O stars. *A&A*, 436(3):1049–1065.
- Meynet, G., Chomienne, V., Ekström, S., Georgy, C., Granada, A., Groh, J., Maeder, A., Eggenberger, P., Levesque, E., and Massey, P. (2015). Impact of mass-loss on the evolution and pre-supernova properties of red supergiants. *A&A*, 575:A60.
- Meynet, G., Eggenberger, P., and Maeder, A. (2011). Massive star models with magnetic braking. *A&A*, 525:L11.
- Mokiem, M. R., de Koter, A., Evans, C. J., Puls, J., Smartt, S. J., Crowther, P. A., Herrero, A., Langer, N., Lennon, D. J., Najarro, F., Villamariz, M. R., and Yoon, S. C. (2006). The VLT-FLAMES survey of massive stars: mass loss and rotation of early-type stars in the SMC. *A&A*, 456(3):1131–1151.
- Mokiem, M. R., de Koter, A., Puls, J., Herrero, A., Najarro, F., and Villamariz, M. R. (2005). Spectral analysis of early-type stars using a genetic algorithm based fitting method. *A&A*, 441(2):711–733.

- Monteverde, M. I. and Herrero, A. (1998). Stellar α Elements Abundance Gradient in M33. *Ap&SS*, 263:171–174.
- Muijres, L. E., Vink, J. S., de Koter, A., Müller, P. E., and Langer, N. (2012). Predictions for mass-loss rates and terminal wind velocities of massive O-type stars. *A&A*, 537:A37.
- Müller, P. E. and Vink, J. S. (2014). Rotating massive O stars with non-spherical 2D winds. *A&A*, 564:A57.
- Ohkubo, T., Nomoto, K., Umeda, H., Yoshida, N., and Tsuruta, S. (2009). Evolution of Very Massive Population III Stars with Mass Accretion from Pre-main Sequence to Collapse. *ApJ*, 706(2):1184–1193.
- Patrick, L. R., Evans, C. J., Davies, B., Kudritzki, R. P., Gazak, J. Z., Bergemann, M., Plez, B., and Ferguson, A. M. N. (2015). Red Supergiant Stars as Cosmic Abundance Probes: KMOS Observations in NGC 6822. *ApJ*, 803(1):14.
- Pauldrach, A., Puls, J., and Kudritzki, R. P. (1986). Radiation-driven winds of hot luminous stars. Improvements of the theory and first results. *A&A*, 164:86–100.
- Pettini, M. (2000). The first galaxies: clues from element abundances. In *Astronomy, physics and chemistry of H^+_3* , volume 358, page 2035.
- Prantzos, N. (2008). An Introduction to Galactic Chemical Evolution. In Charbonnel, C. and Zahn, J. P., editors, *EAS Publications Series*, volume 32 of *EAS Publications Series*, pages 311–356.
- Preibisch, T. and Zinnecker, H. (2007). Sequentially triggered star formation in OB associations. In Elmegreen, B. G. and Palous, J., editors, *Triggered Star Formation in a Turbulent ISM*, volume 237, pages 270–277.
- Przybilla, N., Butler, K., Becker, S. R., and Kudritzki, R. P. (2006). Quantitative spectroscopy of BA-type supergiants. *A&A*, 445(3):1099–1126.
- Puls, J., Kudritzki, R. P., Herrero, A., Pauldrach, A. W. A., Haser, S. M., Lennon, D. J., Gabler, R., Voels, S. A., Vilchez, J. M., Wachter, S., and Feldmeier, A. (1996). O-star mass-loss and wind momentum rates in the Galaxy and the Magellanic Clouds Observations and theoretical predictions. *A&A*, 305:171.
- Puls, J., Springmann, U., and Lennon, M. (2000). Radiation driven winds of hot luminous stars. XIV. Line statistics and radiative driving. *A&AS*, 141:23–64.
- Puls, J., Urbaneja, M. A., Venero, R., Repolust, T., Springmann, U., Jokuthy, A., and Mokiem, M. R. (2005). Atmospheric NLTE-models for the spectroscopic analysis of blue stars with winds. II. Line-blanketed models. *A&A*, 435(2):669–698.
- Puls, J., Vink, J. S., and Najarro, F. (2008). Mass loss from hot massive stars. *AAPR*, 16(3-4):209–325.

- Repolust, T., Puls, J., and Herrero, A. (2004). Stellar and wind parameters of Galactic O-stars. The influence of line-blocking/blanketing. *A&A*, 415:349–376.
- Rivinius, T., Carciofi, A. C., and Martayan, C. (2013). Classical Be stars. Rapidly rotating B stars with viscous Keplerian decretion disks. *Astronomy and Astrophysics Review*, 21:69.
- Robertson, B. E., Ellis, R. S., Dunlop, J. S., McLure, R. J., and Stark, D. P. (2010). Early star-forming galaxies and the reionization of the Universe. *Nature*, 468(7320):49–55.
- Sana, H., de Koter, A., de Mink, S. E., Dunstall, P. R., Evans, C. J., Hénault-Brunet, V., Maíz Apellániz, J., Ramírez-Agudelo, O. H., Taylor, W. D., Walborn, N. R., Clark, J. S., Crowther, P. A., Herrero, A., Gieles, M., Langer, N., Lennon, D. J., and Vink, J. S. (2013). The VLT-FLAMES Tarantula Survey. VIII. Multiplicity properties of the O-type star population. *A&A*, 550:A107.
- Santolaya-Rey, A. E., Puls, J., and Herrero, A. (1997). Atmospheric NLTE-models for the spectroscopic analysis of luminous blue stars with winds. *A&A*, 323:488–512.
- Savaglio, S., Calzetti, D., Glazebrook, K., Greiner, J., Kuyoldas, A., Le Borgne, D., and Le Floch, E. (2006). Gamma-Ray-Bursts Hosts: Digging out Low-Mass High-z Star-Forming Galaxies. Spitzer Proposal.
- Schaerer, D. and Schmutz, W. (1994). Hydrodynamic atmosphere models for hot luminous stars. *A&A*, 288:231–254.
- Schatzman, E. (1962). A theory of the role of magnetic activity during star formation. *Annales d’Astrophysique*, 25:18.
- Simón-Díaz, S., Aerts, C., Urbaneja, M. A., Camacho, I., Antoci, V., Fredslund Andersen, M., Grundahl, F., and Pallé, P. L. (2018). Low-frequency photospheric and wind variability in the early-B supergiant HD 2905. *A&A*, 612:A40.
- Simón-Díaz, S. and Herrero, A. (2014). The IACOB project. I. Rotational velocities in northern Galactic O- and early B-type stars revisited. The impact of other sources of line-broadening. *A&A*, 562:A135.
- Simón-Díaz, S., Herrero, A., Uytterhoeven, K., Castro, N., Aerts, C., and Puls, J. (2010). Observational Evidence for a Correlation Between Macroturbulent Broadening and Line-profile Variations in OB Supergiants. *APJ*, 720(2):L174–L178.
- Steidel, C. (2014). Massive Stars and the Stellar and Nebular Abundance Scales in High Redshift Galaxies. Keck Observatory Archive LRIS.
- Steidel, C. C., Giavalisco, M., Pettini, M., Dickinson, M., and Adelberger, K. L. (1996). Spectroscopic Confirmation of a Population of Normal Star-forming Galaxies at Redshifts $Z \gtrsim 3$. *APJ*, 462:L17.

- Sundqvist, J. O., Björklund, R., Puls, J., and Najarro, F. (2019). New predictions for radiation-driven, steady-state mass-loss and wind-momentum from hot, massive stars. I. Method and first results. *A&A*, 632:A126.
- Tenorio-Tagle, G., Muñoz-Tuñón, C., Pérez, E., Silich, S., and Telles, E. (2006). On the Feedback from Super Stellar Clusters. I. The Structure of Giant H II Regions and H II Galaxies. *ApJ*, 643(1):186–199.
- Vink, J. S., de Koter, A., and Lamers, H. J. G. L. M. (2000). New theoretical mass-loss rates of O and B stars. *A&A*, 362:295–309.
- Weber, E. J. and Davis, Leverett, J. (1967). The Angular Momentum of the Solar Wind. *ApJ*, 148:217–227.
- Woosley, S. E. and Bloom, J. S. (2006). The Supernova Gamma-Ray Burst Connection. *ARA&A*, 44(1):507–556.
- Woosley, S. E., Heger, A., and Weaver, T. A. (2002). The evolution and explosion of massive stars. *Reviews of Modern Physics*, 74(4):1015–1071.