UNIVERSIDAD NACIONAL DE COLOMBIA

Estudio de la relación rotación estelar-litio en el cúmulo σ Ori

A study of the lithium-stellar rotation connection in the σ Ori cluster

Alexandra García Villota

Universidad Nacional de Colombia
Facultad de Ciencias
Observatorio Astronómico Nacional
Bogotá, Colombia
2020

Estudio de la relación rotación estelar-litio en el cúmulo σ Ori

A study of the lithium-stellar rotation connection in the σ Ori cluster

Alexandra García Villota

Tesis de grado presentada como requisito para optar al título de:
Magíster en Ciencias - Astronomía

Director:
Dr. Giovanni Pinzón Estrada

Universidad Nacional de Colombia
Facultad de Ciencias
Observatorio Astronómico Nacional
Bogotá, Colombia
2020

A la memoria de mi madre

Agradecimientos

Agradezco en especial al profesor Dr. Giovanni Pinzón por brindarme la oportunidad de trabajar en este proyecto, por sus extensas explicaciones, dirección, colaboración y paciencia. Doy las gracias también a todos los profesores del Observatorio Astronómico Nacional, quienes con sus clases, charlas, y seminarios de investigación, estimularon y desafiaron mi percepción del Universo. Agradezco al Observatorio Astronómico Nacional y a la Universidad Nacional de Colombia por su apoyo financiero en la presentación de avances de este trabajo en la LARIM 2016, así como en la participación de la campaña observacional en el Observatorio Llano del Hato en Mérida, Venezuela. Gracias igualmente a Islena Bonilla, por orientarme siempre con los trámites administrativos.

Abrazo fuertemente a Daniele por darme la fuerza para no renunciar, por lidiar con mis ataques de pánico, por ahorrarme horas de frustración con Python y LaTeX, y por su apoyo incondicional. Por último como no mencionar a mis compañeros Reynaldo y John Jairo, por su amistad y buenos recuerdos de nuestras experiencias en Mérida y Cartagena. Así como Juan Camilo, Seditsira, José Iván, Eliana, 'Javi', Alejandra, Miguel, y todos los demás que se me escapan en este momento, que enriquecieron esta empresa en el mundo académico de la Astronomía.

Resumen

El fenómeno de la dispersión del litio fotosférico en las estrellas jóvenes de temperaturas superficiales $T_{eff} < 5500$ K ha sido ampliamente estudiado, sin embargo no se ha establecido una explicación definitiva. Estudios de los años 90 del cúmulo de las Pléyades con una edad de $\sim$ 125 Ma informan de una conexión entre la dispersión observada y la rotación. Asimismo, trabajos más recientes la registran en cúmulos y asociaciones más jóvenes como NGC 2264, β Pic, IC 2602 y α Per. En consecuencia, la rotación estelar se ha convertido en un elemento clave para entender este fenómeno.

Esta tesis explora la relación entre el contenido de litio y la rotación estelar durante estados evolutivos muy tempranos en la vida de las estrellas, empleando 167 observaciones espectroscópicas Hectochelle de alta resolución (R $\sim$ 34000) en la región del cúmulo σ Ori con una edad de $\sim$ 3 Ma. Utilizando la técnica de correlación cruzada de Fourier se establecen los valores de la velocidad ecuatorial proyectada ($v\sin i$) de 95 objetos, que luego se comparan en un diagrama EW(Li)-T_{eff} con anchos equivalentes de la línea de Li I λ6708 reportados en la literatura.

Gracias a la popularidad del cúmulo por su juventud, cercanía, muy bajo enrojecimiento, y un amplio rango de masas, se cuenta con gran cantidad de información sobre él en la literatura. Por esta razón se decide incluir al análisis litio-rotación, los parámetros: naturaleza binaria y estado evolutivo del disco, que también han sido considerados para explicar la dispersión en las abundancias de litio. En el rango de temperaturas superficiales entre 4100 y 4900 K ($\sim$ 0.55-0.72 $M_{\odot}$) se advierte lo que parece ser una triple correlación entre el tipo de disco, la rotación y el agotamiento de litio.

Este trabajo constituye al día de hoy la caracterización espectroscópica más extensa y de mayor resolución de la rotación estelar del cúmulo σ Ori. Representa igualmente el primer intento por estudiar la conexión litio-rotación a 3 Ma, que es una edad crucial en la vida de las estrellas jóvenes porque empiezan a notarse las transiciones evolutivas de los discos protoplanetarios, así como el agotamiento del litio atmosférico.

Palabras clave: relación rotación estelar-litio; litio en las estrellas jóvenes; rotación estelar; cúmulo σ Ori; formación estelar

Abstract

The phenomenon of photospheric lithium dispersion in young stars with surface temperatures $T_{eff} < 5500$ K has been extensively studied, however a definitive explanation has not been established. Studies from the 1990s of the Pleiades cluster with an age of ~ 125 Myr report a connection between the observed dispersion and rotation. Likewise, more recent works record it in younger clusters and associations such as NGC 2264, β Pic, IC 2602 and α Per. Consequently, stellar rotation has become a key element in understanding this phenomenon.

This thesis explores the relationship between lithium content and stellar rotation during very early evolutionary stages in the life of stars, using 167 high-resolution (R $\sim$ 34000) Hectochelle spectroscopic observations on the region of the σ Ori cluster with an age of ~ 3 Myr. Adopting the Fourier cross-correlation technique, projected rotational velocities ($v\sin i$) for 95 objects are determined. Then in a EW(Li)-T_{eff} plane, $v\sin i$ values are compared with Li I λ6708 equivalent widths found in the literature.

Thanks to the popularity of the cluster because of its youth, proximity, very low redness, and a wide range of masses, a great deal of information about it is available in the literature. For this reason, it was decided to include the parameters: binary systems and disc evolutionary stages, into the lithium-rotation analysis. These parameters have also been considered to explain the dispersion of lithium abundances. What appears to be a triple correlation between disc type, rotation, and lithium depletion, is noted in the range of surface temperatures from 4100 to 4900 K ($\sim$ 0.55-0.72 $M_{\odot}$).

This work constitutes to date the most extensive and with highest resolution spectroscopic characterization of the σ Ori cluster stellar rotation. It also represents the first attempt to study the lithium-rotation connection at 3 Myr, which is a crucial age in the life of young stars because beginnings of protoplanetary disc evolution become evident, as well as lithium depletion.

Keywords: lithium-stellar rotation connection; lithium in young stars; stellar rotation; σ Ori cluster; star formation

Contenido

Agradecimientos VII

Resumen IX

1. Introducción 2
1.1. Motivación . . . 2
1.2. Litio en las estrellas jóvenes . . . 4
1.3. Modelos vs. observaciones . . . 4

2. Notas sobre formación estelar 8
2.1. Nubes moleculares . . . 9
2.2. Estrellas jóvenes . . . 9
2.2.1. Condiciones iniciales y colapso . . . 9
2.2.2. Ecuaciones básicas . . . 14
2.2.3. Diagrama Hertzsprung-Russell . . . 15
2.2.4. Trayectorias de Hayashi . . . 16
2.2.5. Estrellas T Tauri . . . 21
2.2.6. Clasificación de estrellas jóvenes . . . 25
2.3. Agotamiento de litio . . . 28
2.4. Rotación estelar . . . 33

3. Observaciones y parámetros estelares 36
3.1. El complejo de formación estelar en Orión . . . 36
3.1.1. Cúmulo σ Ori . . . 36
3.2. Selección de la muestra . . . 40
3.2.1. Criterio de selección . . . 41
3.3. Parámetros estelares . . . 41
3.3.1. Masa, radio y edad . . . 41
3.3.2. Litio en las atmósferas estelares . . . 42

4. Medidas de rotación estelar 46
4.1. Métodos para determinar la rotación . . . 46
4.1.1. Espectroscopía . . . 46
4.1.2. Fotometría . . . 49

4.1.3. Interferometría 50
4.1.4. Sismología 51
4.2. Rotación estelar en σ Ori 52
4.2.1. Metodología 52
4.2.2. Resultados 55

5. Relación litio-rotación en estrellas jóvenes 68
5.1. ¿Qué pasa a 3 Ma en σ Ori? 69
5.1.1. Discusión 77

6. Conclusiones y recomendaciones 79
6.1. Conclusiones 79
6.2. Recomendaciones 80

A. Técnica de correlación cruzada de Fourier 82

B. Identificadores 2MASS 87

Bibliografía 90

1. Introducción

La dispersión en las abundancias de litio en objetos estelares jóvenes de la misma masa, edad, metalicidad y temperatura superficial menor a 5500 K es una anomalía que aún permanece sin resolver. Existe una larga lista de causas probables para explicar esta dispersión [19], ya sea por los llamados procesos de transporte no estándar, como mezcla por rotación, campos magnéticos internos, ondas de gravedad, e interacciones de marea; o por cambios estructurales inducidos a causa de la rotación, la actividad magnética, la metalicidad, o la acreción [42, 49, 120, 122, 145, 148, 152, 160]. Estos procesos pueden variar de estrella a estrella, dependiendo de las condiciones iniciales y trayectorias evolutivas específicas, y por consiguiente, tienen el potencial de producir la dispersión observada en estrellas de la misma edad [40, 119, 123].

1.1. Motivación

Esta dispersión se presenta desde estados evolutivos muy tempranos como lo demostraron Zapatero Osorio et al. (2002) [161] en su análisis de los perfiles de las líneas H_α λ6563 y Li I λ6708 en el cúmulo σ Ori (2-4 Ma). La Figura **1-1** reproduce sus resultados: medidas del ancho pseudo-equivalente (pEW) de Li I λ6708 (los autores lo denominan así recalcando la naturaleza fría de los objetos bajo estudio y la presencia de un pseudo-continuo local formado principalmente por absorciones moleculares) en función del tipo espectral. Se observan también tres curvas de crecimiento teóricas para el litio; la línea solida con gravedad superficial $\log g = 4.0$ y abundancia logN(Li) = 3.1 $\rightarrow$ 'inicial', la línea a trazos con gravedad superficial $\log g = 4.0$ y logN(Li) = 1.9 $\rightarrow$ agotamiento del elemento cerca a un orden de magnitud, y la línea punteada con gravedad superficial $\log g = 4.5$ y de nuevo abundancia 'inicial'. La tendencia de las observaciones está bien representada por las curvas de abundancia inicial; no obstante, se nota una dispersión considerable en las estrellas de temperatura superficial menor a 3300 K.

Una pista importante para explicar la dispersión de las abundancias de litio observada en estrellas frías puede ser la correlación con la rotación, advertida por [64] y [136] en el cúmulo de las Pléyades, y detectada ahora en varios cúmulos jóvenes, aunque no siempre con fuerza (p. ej.: en IC 2602, α Per y varios grupos cinemáticos jóvenes [21, 47, 125]), en el sentido que las estrellas más rápidas preservan más litio. Es poco probable que los efectos estructurales de la rotación tengan mucha influencia, por lo que la atención se ha enfocado en la mezcla

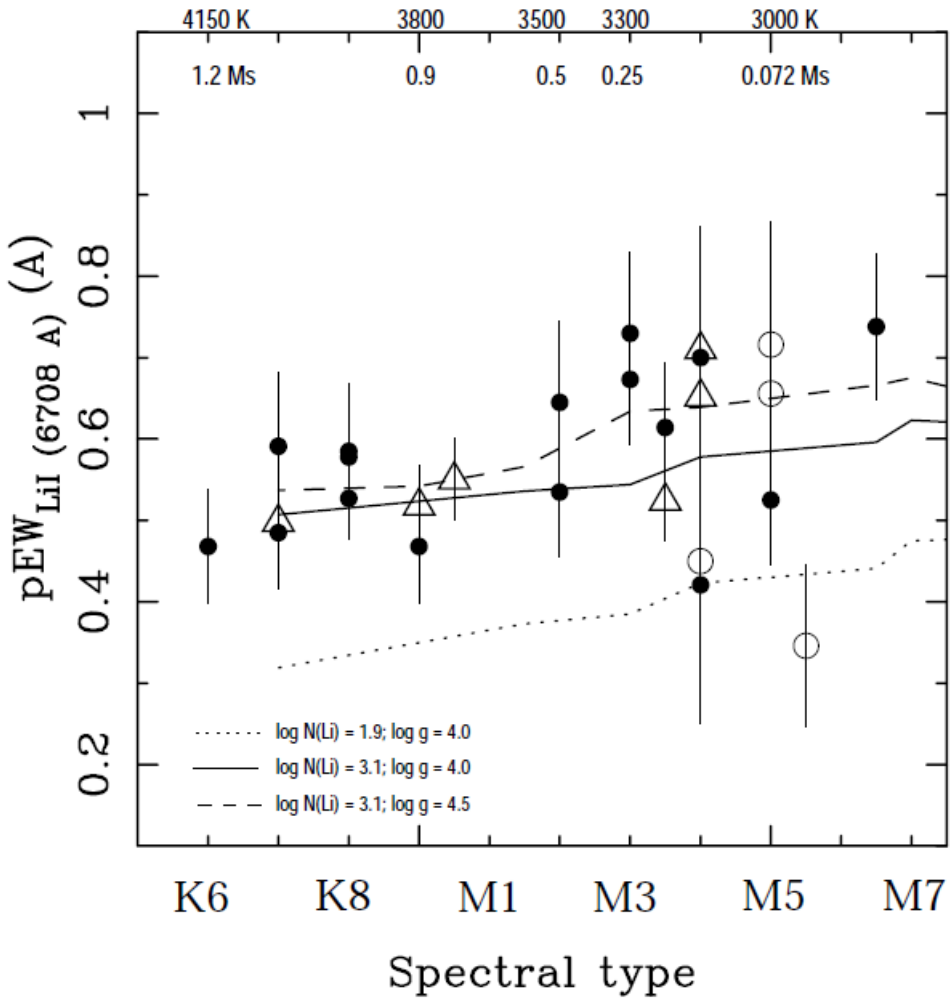


Figura 1-1.: Anchos equivalentes de Li I λ6708 como función del tipo espectral para estrellas y enanas marrones del cúmulo σ Ori. Los círculos abiertos indican objetos con emisiones H_α mayores a 10Å y los triángulos indican estrellas con líneas de emisión prohibidas. Las líneas a trazos, sólida y punteada son curvas de crecimiento de Li I y gravedad superficial indicados. El límite estelar-subestelar se presenta alrededor de M5-M6 [161].

adicional de litio por causa de la rotación, que puede ser más importante en rotadoras más lentas con mayor rotación diferencial en su interior [23, 49], o por inhibición de la mezcla convectiva debida a campos magnéticos más fuertes en rotadoras más rápidas [48, 141].

Estos dos hechos y contar con 167 observaciones espectroscópicas de alta resolución (R $\sim$ 34000) en la región del cúmulo σ Ori, son las motivaciones de este trabajo de tesis. Primero, porque la literatura no registra estudios espectroscópicos de la rotación estelar del cúmulo con esta resolución, y segundo porque representa una oportunidad para investigar si existe una conexión entre los valores de rotación estelar y la dispersión observada en el contenido de litio en este grupo, en un estado evolutivo muy temprano.

1.2. Litio en las estrellas jóvenes

Una vez las estrellas nacen empiezan a contraerse a lo largo de las trayectorias completamente convectivas de Hayashi y cuando alcanzan una temperatura alrededor de 2.5-3$\times10^6$ K (T_{LB}), la destrucción del litio comienza y es mantenida por el proceso de mezcla de la convección, hasta que eventualmente se agota por completo en una escala de tiempo menor a 10 millones de años (Ma). Por esta razón, las mediciones de la abundancia de litio en las atmósferas estelares de estrellas jóvenes, proporcionan uno de los pocos métodos de sondeo de los interiores estelares y constituyen una prueba sensible de los modelos evolutivos. Comprender el agotamiento de litio durante la presecuencia principal (PMS) también ofrece una ruta para estimar las edades de las estrellas jóvenes y, por supuesto, es un requisito previo para cuantificar cualquier agotamiento posterior en la secuencia principal (MS).

Esto es cierto para estrellas de $M_* < 0.4\ M_\odot$, que permanecen completamente convectivas hasta la edad cero de la secuencia principal (ZAMS), a excepción de aquellas menos masivas de $M_* < 0.06\ M_\odot$ que nunca alcanzan T_{LB} en su interior y mantienen su abundancia original. Estrellas más masivas desarrollan un núcleo radiativo y en etapas PMS avanzadas, la envoltura convectiva empieza a retirarse provocando que la temperatura en la base convectiva (T_{BCZ}) permanezca por debajo de T_{LB} y no se consuma el litio en su totalidad. Para estrellas de masa $M_* > 1.1\ M_\odot$, el núcleo radiativo se forma antes del comienzo de la destrucción de litio, por lo que estas estrellas consumen una cantidad muy pequeña de su abundancia original. Por último, la T_{BCZ} nunca es suficientemente alta para permitir el gasto de litio en estrellas de $M_* \geq 1.3\ M_\odot$, conservando así el valor inicial de su litio fotosférico [90, 140].

1.3. Modelos vs. observaciones

La predicción de la cantidad de agotamiento de litio depende en gran medida de una serie de detalles del modelo teórico. La razón es que mientras el gasto de litio está en curso, incluso

con un núcleo radiativo, el gradiente de temperatura general sigue siendo muy cercano a uno adiabático. Solo se necesita una pequeña perturbación de este gradiente para cambiar el momento en el que se desarrolla el núcleo radiativo, la posición de la base de la zona convectiva y por lo tanto su temperatura T_{BCZ}. Como consecuencia, cambios importantes en la predicción del agotamiento de litio pueden resultar de perturbaciones relativamente menores en el modelo. Del mismo modo, ya que el agotamiento surge a partir de la ignición rápida del elemento en una región muy delgada por encima de la base de la zona de convección, una red de resolución espacial y temporal apenas suficiente para modelar la estructura de la estrella, puede ser un orden de magnitud demasiado grueso para predecir con precisión el consumo de litio [89].

La eficiencia de la convección es un parámetro crucial del modelo. Si la convección es eficiente, entonces T_{BCZ} es mayor (a una masa dada), de modo que permanece por encima del umbral T_{LB} por más tiempo, lo que resulta en un mayor agotamiento. Un enfoque típico para modelar la convección es utilizar la teoría de la longitud de mezcla con su valor ajustado al requerido para reproducir la estructura solar (develada por heliosismología) a su edad actual. No está claro que este enfoque sea válido. La longitud de mezcla puede variar con el tiempo; dependiendo de la etapa evolutiva, la gravedad superficial o la temperatura efectiva. La adopción de teorías de convección alternativas, como los modelos de turbulencia que tienen una convección más eficiente en las capas profundas, da como resultado órdenes de magnitud mayores para el agotamiento de litio en PMS para la misma masa [89].

Los efectos de la opacidad también son importantes, ya sea por las diferencias en el tratamiento de las opacidades interiores o por los efectos de composiciones estelares inciertas sobre ellas. Un aumento en la opacidad hace que los gradientes de temperatura sean más grandes, mantiene la estrella convectiva durante más tiempo, aumenta T_{BCZ} una vez que se desarrolla el núcleo radiativo, resultando en un mayor gasto de litio. La opacidad se incrementa con un aumento de la metalicidad o una disminución en la abundancia de helio. Cambios de solo 0.1 dex en la metalicidad pueden conducir a un cambio de un orden de magnitud en el agotamiento de litio. Otros factores como la ecuación de estado escogida o el tratamiento de las condiciones de frontera atmosférica tienen algún efecto sobre las predicciones del consumo de litio, pero son mucho menos significativos [89].

El litio casi siempre se mide en el doblete de Li I a 6708Å. Existen otras transiciones en el espectro óptico en 6104Å y 8126Å, pero son mucho más débiles y están fusionadas con otras líneas fuertes. La línea en 6708Å se funde también con la línea de Fe I en 6707.44Å, situación que es mucho más débil cuando el consumo de litio no ha comenzado, pero que es más evidente e importante de considerar a medida que el agotamiento de litio tiene lugar [136]. Otros problemas asociados con la estimación precisa de la abundancia de litio vienen de la evaluación de la temperatura efectiva, especialmente en estrellas jóvenes con cromósferas

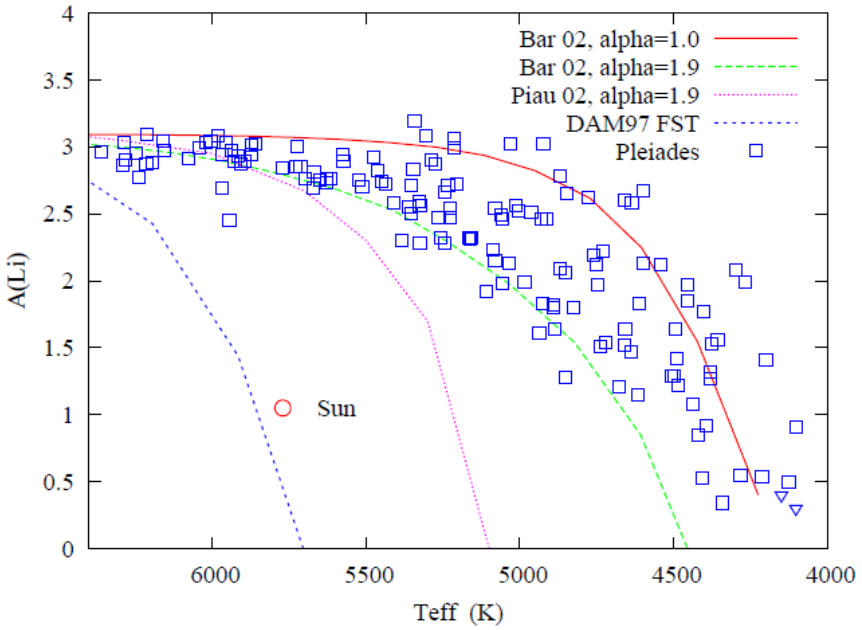


Figura 1-2.: Medidas de abundancias de litio en las Pléyades (edad 125 Ma) al borde del agotamiento de litio en PMS [94, 136]. Las líneas son isócronas del agotamiento de litio predichas por varios modelos [13, 44, 122][90].

activas, manchas estelares, o velamiento fotosférico por un continuo de acreción en estrellas con disco [90].

Un problema adicional al comparar modelos con observaciones es que debe asumirse una abundancia inicial. Para la mayoría de cúmulos se adopta un valor cercano al meteorítico. También existe evidencia de una abundancia inicial A(Li) $\simeq$ 3.1-3.4 en estrellas T Tauri (p. ej.: [116, 137]). Sin embargo, hay razones plausibles de que el litio inicial puede estar correlacionado con la metalicidad, según modelos de evolución química en la Galaxia y evidencia observacional (p. ej.: [34, 124]). Parece razonable asumir que para estrellas jóvenes en el vecindario solar podría encontrarse una dispersión de $\pm$0.1-0.2 dex en la abundancia inicial [90].

En la Figura **1-2** se presenta la comparación más básica de modelos PMS para el agotamiento de litio, mostrando abundancias en el grupo de las Pléyades, con una edad de 125 Ma [142] versus isócronas a $\simeq$ 100 Ma de la literatura [13, 44, 122]. Se muestra también por comparación la abundancia de litio fotosférico en el Sol. Esta figura ilustra varios puntos importantes [90]:

- Para la mayoría de los modelos no se percibe gasto de litio, o muy poco, entre las estrellas tipo G, asumiendo un valor inicial A(Li) = 3.2. Como la dispersión en abundancia ($\simeq$ 0.2 dex) es similar a la cantidad de agotamiento y también a la incertidumbre ini-

cial, la destrucción de litio no es un indicador de edad preciso por debajo de 125 Ma para estas estrellas.

- Los modelos difieren ampliamente en sus predicciones en las estrellas más frías. Existen varias diferencias entre los modelos, pero la que domina en cuanto al agotamiento de litio es la eficiencia convectiva.

- Los modelos que tienen una eficiencia convectiva (longitud de mezcla) afinada para coincidir con la luminosidad del Sol (los modelos [13] y [122] con una longitud de mezcla ajustada a un valor de 1.9 de la escala de presión) predicen demasiado agotamiento. Una eficiencia convectiva menor coincide mejor con las obsevaciones.

- La dispersión desarrollada en las abundancias de litio en este grupo para estrellas de $T_{\rm eff} < 5500$ K, no puede explicarse por incertidumbres en las observaciones ($\sim$ 0.1-0.2 dex) ni por los modelos mostrados.

Las discrepancias entre los diferentes modelos y su incapacidad para coincidir con las Pléyades o predecir la dispersión entre estrellas tipo K, significa primero que la abundancia de litio en estrellas tipo solar (aquellas que desarrollan un núcleo radiativo) todavía no puede utilizarse como un indicador preciso de edad, y segundo que la dispersión que se presenta a una $T_{\rm eff}$ (o color) dada es también un problema, ya que las estrellas de edad similar pueden mostrar una amplia dispersión en sus abundancias. A menos que se identifiquen los factores causantes de esta dispersión, habrá una incertidumbre en cualquier edad inferida a partir de una abundancia de litio.

2. Notas sobre formación estelar

Mucho de lo que actualmente sabemos o suponemos acerca de los procesos físicos involucrados en la formación y evolución temprana de las estrellas se deriva del estudio detallado de unas cuantas nubes moleculares cercanas o *guarderías estelares*. Las estrellas se forman a partir del colapso inducido gravitacionalmente de gas molecular frío. Las nubes de gas molecular típicas deben contraerse por un factor de un millón en dimensiones lineales para formar una estrella. Debido a esta drámatica (e impetuosa) reducción de tamaño, cualquier rotación inicial de la nube de formación estelar se magnifica enormemente por la conservación de momento angular durante el colapso. De esta manera una nube de gas que gira modestamente produce un objeto que gira rápidamente: un disco además de un pequeño núcleo estelar son el resultado del colapso gravitacional. Probablemente la mayor parte del material de una estrella típica es acretado a través de su disco y solo una pequeña cantidad es destinada para formar un sistema planetario.

El progreso de las técnicas de observación en diferentes regiones del espectro electromagnético ha sido esencial en el desarrollo de nuestro etendimiento de la formación estelar. El lanzamiento del observatorio espacial *IRAS (Infrared Astronomy Satellite)* en 1983 conduce al reconocimiento de que los discos de polvo son comunes alrededor de las estrellas jóvenes. El observatorio espacial *ISO (Infrared Space Observatory)* lanzado en 1995, proporciona espectros detallados del infrarrojo medio de muchos discos brillantes. El telescopio espacial *Spitzer* lanzado en 2003, el último de esta línea de observatorios en el infrarrojo, detecta la emisión de discos en el infrarrojo medio para vastas muestras de estrellas que se extienden en un rango amplio de edades. Mientras tanto, la radio interferometría produce imágenes de alta resolución espacial de gas y polvo de los discos circunestelares junto con estimaciones de la masa de los mismos. El interferómetro astronómico *ALMA (Atacama Large Millimeter Array)* en 2014 obtiene una imagen del disco que rodea a una estrella T Tauri en la que se puede identificar una serie de anillos concéntricos espaciados, indicando la formación de un sistema planetario. Estudios en el espectro visible que emplean los grandes observatorios en tierra producen mejores estimaciones de la edad y la masa estelares, así como nuevas pistas para entender los flujos de acreción de las estrellas jóvenes. El telescopio espacial *Hubble* (*HST*) produce imágenes notables de discos en una amplia variedad de entornos [68].

2.1. Nubes moleculares

Las estrellas jóvenes no se distribuyen al azar en la Vía Láctea sino que generalmente se encuentran cerca o dentro de nubes de gas molecular relativamente denso. La mayoría del gas en la galaxia se distribuye cerca del plano del disco y está especialmente concentrado en las regiones internas del *anillo molecular*. Anillo que está localizado aproximadamente a 3-5 kpc del centro y donde se encuentran las regiones de formación de estrellas más luminosas [68].

Las nubes moleculares son estructuras transitorias que no permanecen sin cambios importantes en escalas de tiempo $\sim 10^7$ años [26]. Desde su descubrimiento en 1970 a través de la emisión de CO a 2.6 mm en radio, han sido consideradas como el lugar de nacimiento de las estrellas y sus vidas parecen estar sometidas a los mismos períodos de tiempo de la evolución estelar temprana. Algunas de estas nubes tienen masas que sobrepasan las 10^4 $M_\odot$. Estas nubes moleculares gigantes GMCs *(Giant Molecular Clouds)* se encuentran entre los objetos más masivos de nuestra galaxia, incluso rivalizando con los cúmulos globulares. Nuestra galaxia alberga alrededor de 4000 GMCs, representando una fracción sustancial de su masa [130].

Los tamaños y masas de las nubes moleculares de la Vía Láctea comprenden un amplio rango, desde GMCs de masa $\sim 10^6$ $M_\odot$ y tamaño 100 pc a pequeñas nubes de masa $\lesssim 1$ $M_\odot$ y tamaño 1 pc. Tres de los complejos de nubes moleculares mejor estudiados (y más cercanos) son: *Taurus*, a una distancia de $\sim$ 140 pc con una masa de $\sim 10^4$ $M_\odot$ que se extiende sobre una región de 30 pc o más [149]; *Ophiucus*, a una distancia y con una masa y tamaño similares a *Taurus*, pero con concentraciones más densas de gas [105]; y el complejo de *Orion* a una distancia de $\sim$ 450 pc con una masa de $\sim 10^5$ $M_\odot$ sobre una región de $\sim$ 100 pc, también con regiones de formación estelar activas y densas [59]. En la Figura **2-1** se muestran dos de estas regiones en un fragmento del cielo septentrional.

2.2. Estrellas jóvenes

2.2.1. Condiciones iniciales y colapso

Uno de los primeros cálculos del colapso gravitacional de un núcleo estelar fue realizado por R.B. Larson en 1969 [102] considerando una nube de gas esféricamente simétrica, no magnética y no giratoria. Hay que tener en cuenta que un colapso nunca se produce en forma aislada y se deben considerar los campos de presión y radiación externos. Mientras la temperatura en la esfera que colapsa sea del orden de la temperatura externa, la energía adquirida por la compresión es irradiada por las partículas de polvo en el flujo de gas y no contribuye al aumento de la presión térmica. Como consecuencia, el colapso ocurre en una escala de tiempo de caída libre y depende de la distribución inicial de densidad del núcleo. Además

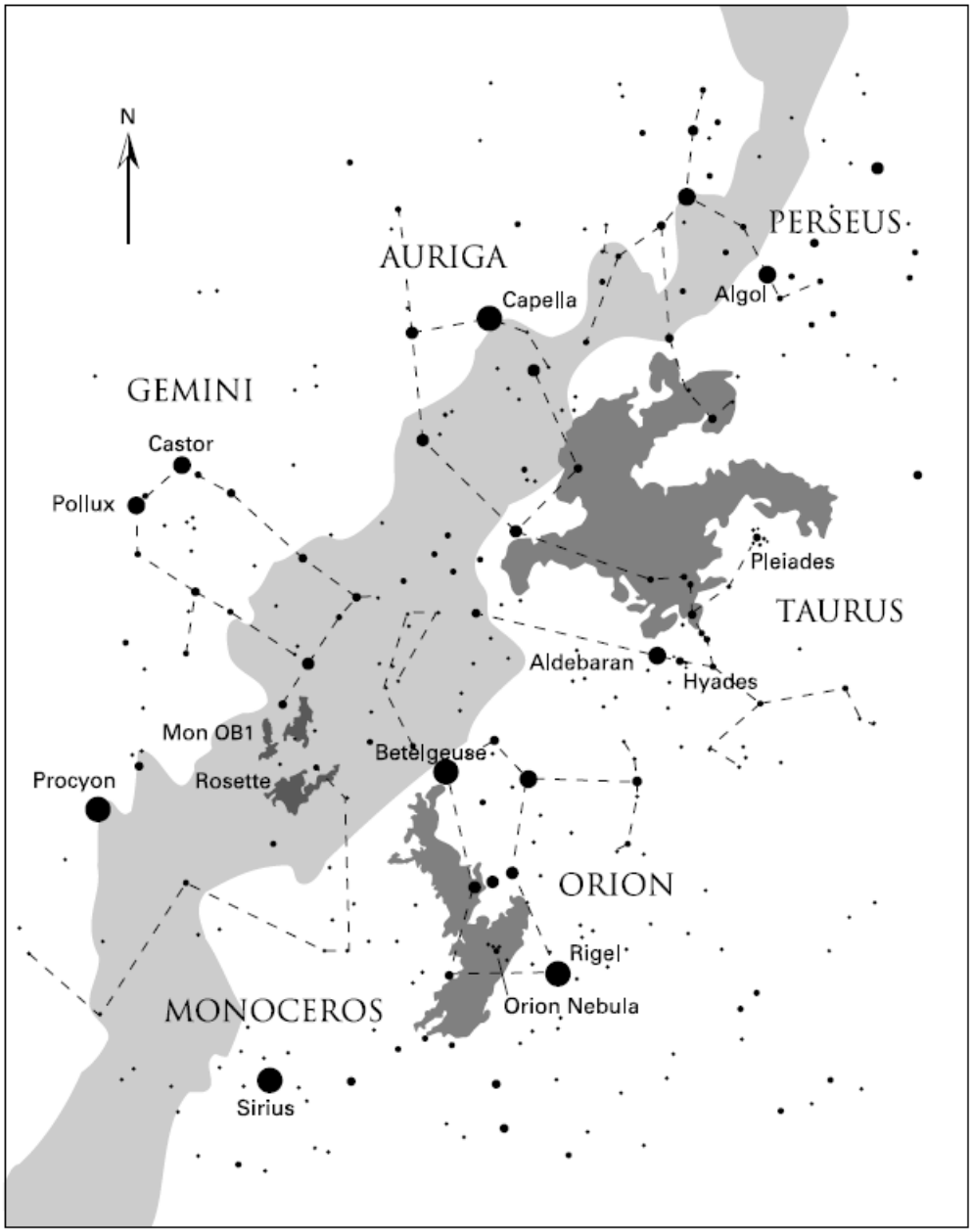


Figura 2-1.: Regiones de formación estelar: la Vía Láctea se representa en gris claro, mientras que las regiones más oscuras indican nubes moleculares gigantes [140].

existe una presión externa ejercida por la materia que rodea el núcleo, que inicialmente no participa en el colapso pero supone un reservorio de material para acreción subsecuente.

Las propiedades medias típicas de los núcleos de nubes moleculares al comienzo del colapso son:

- Masa: 1 $M_\odot$
- Radio: $\sim$ 0.1 pc
- Temperatura: 10 K
- Densidad media del núcleo: $10^{-19}\mathrm{g\,cm^{-3}}$
- Fracción de ionización: $\sim 10^{-7}$

Estas condiciones iniciales señalan el colapso hacia un objeto de baja masa. En general se considera que los objetos de baja masa son algo menos masivos que 2 $M_\odot$, esta restricción proviene del hecho que la mayoría de los cálculos realizados hasta la fecha han sido más consistentes para sistemas de baja masa. Se asume que los núcleos de las nubes moleculares son isotérmicos y que su perfil de densidad radial depende de r^{-2}. Este núcleo es inestable bajo el colapso gravitacional y su fenomenología es bastante independiente de las condiciones iniciales, por lo que cálculos con condiciones iniciales diversas [102, 135, 156] conducen a escenarios similares.

Una descripción cualitativa que se ha introducido al respecto es la apreciación de que el colapso gravitacional es en extremo no homólogo, las capas centrales de la esfera colapsan mucho más rápido que las exteriores introduciendo así gradientes de presión. Mientras el interior colapsa primero, el exterior colapsa después de ser alcanzado por una onda de expansión que se propaga hacia afuera a la velocidad del sonido [135]. Este concepto fue desarrollado por F. Shu a fines de la década de 1970 y permitió un tratamiento analítico del colapso estelar que condujo a estimaciones de la tasa de acreción, así como del tamaño de la esfera que colapsa. De acuerdo al modelo, después de un corto tiempo se forma un núcleo pequeño de 10-20 K que acreta material a una tasa constante:

$$\dot{M}_{acc} = 0{,}975\frac{c_s^3}{G} = 4{,}36\mathrm{x}10^{-6}\left(\frac{T}{20K}\right)^{3/2} M_\odot\, año^{-1} \tag{2-1}$$

con un radio de caída de:

$$r_{inf} = c_s t \tag{2-2}$$

En esta opción r_{inf} es el límite entre la envoltura interna colapsando y la envoltura externa restante. Una de las características distintivas de este modelo, pero probablemente uno de

sus defectos también, es la tasa de acreción constante. A este respecto, algunas aplicaciones de este modelo implementan una modificación dependiente del tiempo de la forma:

$$\dot{M}_{acc} = \frac{c_s^3}{G} e^{t/\tau} \tag{2-3}$$

con τ como una constante de tiempo para el caso cuando la masa protoestelar ha alcanzado su valor de secuencia principal. El concepto de una onda expansiva hacia afuera es exclusivo del modelo estándar de formación estelar de Shu. Los tratamientos numéricos perseguidos por Larson son diferentes y de los cuales se pueden identificar varias fases características en la evolución dinámica del colapso. La Figura **2-2** presenta una representación esquemática de estas 4 fases.

Fase de caída libre (A)
A densidades centrales por debajo de $10^{-13}\mathrm{g\,cm^{-3}}$, el colapso es isotérmico y la materia cae en una escala de tiempo de caída libre. La densidad central aumenta más rápidamente en el centro del colapso y gradualmente en las capas externas. El enfriamiento ocurre de manera efectiva a causa de moléculas de hidrógeno y granos de polvo que irradian energía en el infrarrojo. Mientras la temperatura se mantiene por debajo de $\sim$ 200 K, la mayoría de las moléculas de hidrógeno permanecerán en el estado fundamental de rotación ($J=0$).

Primera fase central (B)
Una vez que la densidad central excede $10^{-13}\mathrm{g\,cm^{-3}}$, el colapso ya no es isotérmico puesto que algunas capas internas de la esfera se vuelven ópticamente gruesas y la energía de compresión no se puede irradiar. La temperatura interna, y por lo tanto, la presión aumentan. Eventualmente se forma un primer núcleo estable de unas cuantas unidades astronómicas que contiene una pequeña fracción de la masa inicial del núcleo de la nube. A temperaturas de aproximadamente 1000 K, la mayoría de los granos se evaporan por lo que no pueden absorber y re-irradiar energía, y las moléculas de hidrógeno están completamente excitadas por rotación y vibración.

Fase de opacidad (C)
Una vez la temperatura interna alcanza los 2000 K, las moléculas de hidrógeno comienzan a disociarse causando que el primer exponente adiabático caiga por debajo de su valor crítico de 4/3. Esto provoca un segundo colapso ya que el gradiente de presión interna no es lo suficientemente pronunciado para contrarrestar la creciente carga gravitacional. Cuando se alcanza una densidad de $10^{-2}\mathrm{g\,cm^{-3}}$, el hidrógeno se ha ionizado lo suficiente y el primer exponente adiabático retrocede hacia su valor crítico. Varios ciclos de contracción pueden suceder debido a la ionización de He y átomos de Z superiores. Lo que queda es un núcleo de $\sim 0.01\ M_\odot$.

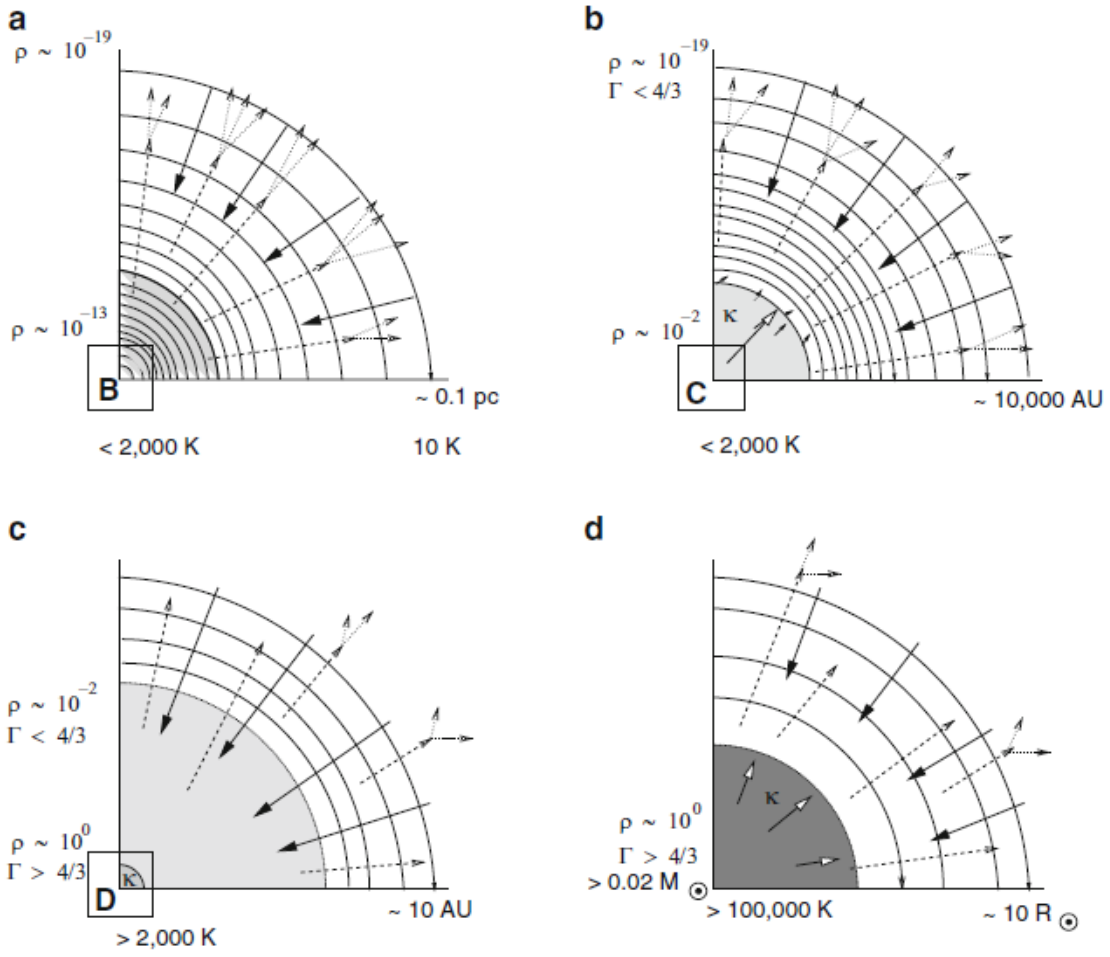


Figura 2-2.: Esquema del colapso de una esfera isotérmica en cuatro fases. Fase de caída libre en la que la densidad aumenta isotérmicamente (a). Fase del núcleo donde partes de la esfera se vuelven ópticamente gruesas por primera vez (b). Fase de disociación e ionización donde el núcleo colapsante experimenta una variedad de cambios en el espesor óptico (c). Fase de acreción donde el núcleo protoestelar permanece ópticamente grueso y evoluciona hacia la secuencia principal (d) [130].

Fase de acreción (D)
El núcleo ahora se vuelve ópticamente grueso y entra en su fase principal de acreción, conocida comúnmente como la edad cero de una estrella. En algún momento desarrollará un disco de acreción y es ahora cuando las observaciones indican la existencia de una protoestrella. Las estrellas de baja masa dejarán de acretar antes de alcanzar la secuencia principal, la estrella *desnuda* seguirá contrayéndose hasta llegar a ZAMS cuando la quema de hidrógeno se encenderá. Las estrellas masivas y de masa intermedia probablemente arriban a la secuencia principal cuando todavía están acretando.

A menudo las fases B y C se combinan y conocen como la *fase adiabática* mientras la fase D a veces se denomina *fase hidrostática*. Hay muchos puntos de vista y soluciones al problema del colapso e igualmente se ha discutido mucho acerca de la validez de los cálculos de colapso para núcleos estelares isotérmicos.

2.2.2. Ecuaciones básicas

El colapso hacia una protoestrella es un proceso hidrodinámico y el gas colapsante se trata como un fluido continuo. Las funciones básicas involucradas son:

- Densidad de masa ρ
- Presión del gas P
- Temperatura del gas T
- Energía interna U
- Potencial gravitacional ϕ
- Flujo de energía radiada L

Estas funciones dependen de parámetros como el calor μ y la opacidad κ específicos, que contienen información sobre la composición química y los estados de ionización.

La forma generalizada de estas ecuaciones, específicamente las de balance de energía y transporte de energía, son bastante complejas y se encuentran varias versiones de ellas que dependen de las suposiciones iniciales [9, 102, 147]. Para el caso más simple de simetría esférica y opacidad constante, las ecuaciones pueden escribirse utilizando solo una coordenada espacial - esta puede ser la masa M_r, que es la masa comprendida dentro de un radio r, o el mismo radio r. Es solo entonces que el potencial definido por la *ecuación de Poisson* puede expresarse analíticamente:

$$\nabla^2\phi = 4\pi G\rho \tag{2-4}$$

La *ecuación de continuidad* describe la conservación de la masa. La esfera colapsante no gana ni pierde masa:

$$\frac{dr}{dM_r} = \frac{1}{4\pi\rho r^2} \tag{2-5}$$

La *ecuación de movimiento* expresa la conservación del momento. Contiene dos términos de fuerza externa, la fuerza debida a la presión del gas y la fuerza gravitacional. Otros términos pueden incluir fuerzas viscosas, radiativas y magnéticas:

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -4\pi r^2 \frac{dP}{dM_r} - \frac{GM_r}{r^2} \tag{2-6}$$

La *ecuación de energía* que se asemeja a la primera ley de la termodinámica, incluye el flujo de energía total L_r a través de la superficie de la esfera que contiene M_r, el cambio en la energía interna específica U, y el trabajo realizado debido a la contracción o expansión:

$$\frac{dL_r}{dM_r} = -\frac{dU}{dt} - P\frac{d(\rho^{-1})}{dt} \tag{2-7}$$

Si se conservara la energía en la protoestrella, lo cual solo es posible si L_r es igual a cero, entonces todo el trabajo de compresión o expansión explicaría el cambio en la energía interna. De manera que la energía no puede conservarse y es necesario agregar una expresión para el campo de radiación y así obtener un conjunto completo de ecuaciones. La *ecuación del flujo de energía* a través de la superficie esférica o luminosidad irradiada [69], viene dada por:

$$L_r = -\frac{16\pi acr^2T^3}{3\kappa_R}\frac{dT}{dr} \tag{2-8}$$

Aquí κ_R es la opacidad media de Rosseland, c la velocidad de la luz, y a la constante de densidad de radiación ($4\sigma/c$).

2.2.3. Diagrama Hertzsprung-Russell

Este diagrama bidimensional es la herramienta del astrónomo para caracterizar las propiedades observables más fundamentales de las estrellas. El eje vertical describe la cantidad de energía emitida por unidad de tiempo, mientras que la abscisa indica el color, o de manera equivalente, la temperatura de la superficie visible. Las unidades utilizadas para los ejes dependen del contexto y de quién las presenta: generalmente un observador expresará la potencia en magnitudes absolutas o aparentes, mientras que un teórico normalmente preferirá la luminosidad (la conversión entre magnitudes y luminosidades no es algo trivial). Del mismo modo, el observador indicará el color como una diferencia en las magnitudes entre dos

bandas espectrales, pero el teórico usará la temperatura efectiva $T_{\rm eff}$, que es una construcción teórica. La relación entre luminosidad L_*, radio estelar total R_* y $T_{\rm eff}$ es:

$$L_* = 4\pi\sigma R_*^2 T_{\rm eff}^4 \tag{2-9}$$

donde σ es la constante de Stefan-Boltzmann. Existen algunas sutilezas en lo que se entiende por radio y temperatura efectiva, pero en la definición más simple, R_* es el radio de la superficie visible (fotósfera) y $T_{\rm eff}$ es la temperatura en esa superficie. Así 2-9 es la luminosidad radiante de un cuerpo negro emitida desde la superficie de una esfera de radio R_* y cuya temperatura superficial es $T_{\rm eff}$. En unidades solares (la temperatura efectiva del sol es $T_\odot = 5780\,K$) la ecuación 2-9 se convierte en:

$$\frac{L_*}{L_\odot} = 8{,}97\text{x}10^{-16}\left(\frac{R_*}{R_\odot}\right)^2 T_{\rm eff}^4 \tag{2-10}$$

Una de las principales ventajas de la versión $L_* - T_{\rm eff}$ del diagrama HR es que es muy fácil dibujar líneas rectas de radio constante si L_* y $T_{\rm eff}$ se expresan en escala logarítmica. Es importante tener en cuenta que las temperaturas efectivas aumentan hacia la izquierda del diagrama (por razones históricas). Igualmente valioso es observar que el diagrama HR no proporciona más información que L_*, $T_{\rm eff}$ y R_*, no dice nada (al menos directamente) sobre la masa estelar, la composición, o el estado de evolución.

Un ejemplo de un diagrama HR se muestra en la Figura **2-3**, tomado de la reseña de Iben (1991). El diagrama muestra rangos típicos de luminosidades estelares y temperaturas efectivas, además de tres líneas de radio constante que pueden deducirse de las ecuaciones 2-9 y 2-10. También se muestran estrellas en el vecindario solar y estrellas brillantes, listadas en Allen (1973). Es evidente que la mayoría de las estrellas se concentran en la región definida como secuencia principal, los demás objetos caen ya sea en la región de las gigantes o en la región de las enanas blancas.

2.2.4. Trayectorias de Hayashi

Las luminosidades estelares y las temperaturas efectivas, o posiciones equivalentes en el diagrama HR, proporcionan pistas importantes sobre los estados evolutivos de las estrellas jóvenes. Muchas estrellas de baja masa asociadas con nubes moleculares se encuentran por encima de la secuencia principal de fusión de hidrógeno en el diagrama, su baja masa y radio moderadamente grande indican temperaturas centrales muy bajas para fusionar hidrógeno en helio (ya que la temperatura interior tiende a escalar con la relación M_*/R_*). La fusión de deuterio puede ocurrir a menores temperaturas, pero debido a que la abundancia de deuterio es escasa, la luminosidad de una estrella jóven típica puede ser sostenida por la fusión de deuterio durante más o menos un millón de años. Sin la liberación de la energía de fusión, la estrella debe contraerse generando energía potencial gravitacional para reemplazar la energía

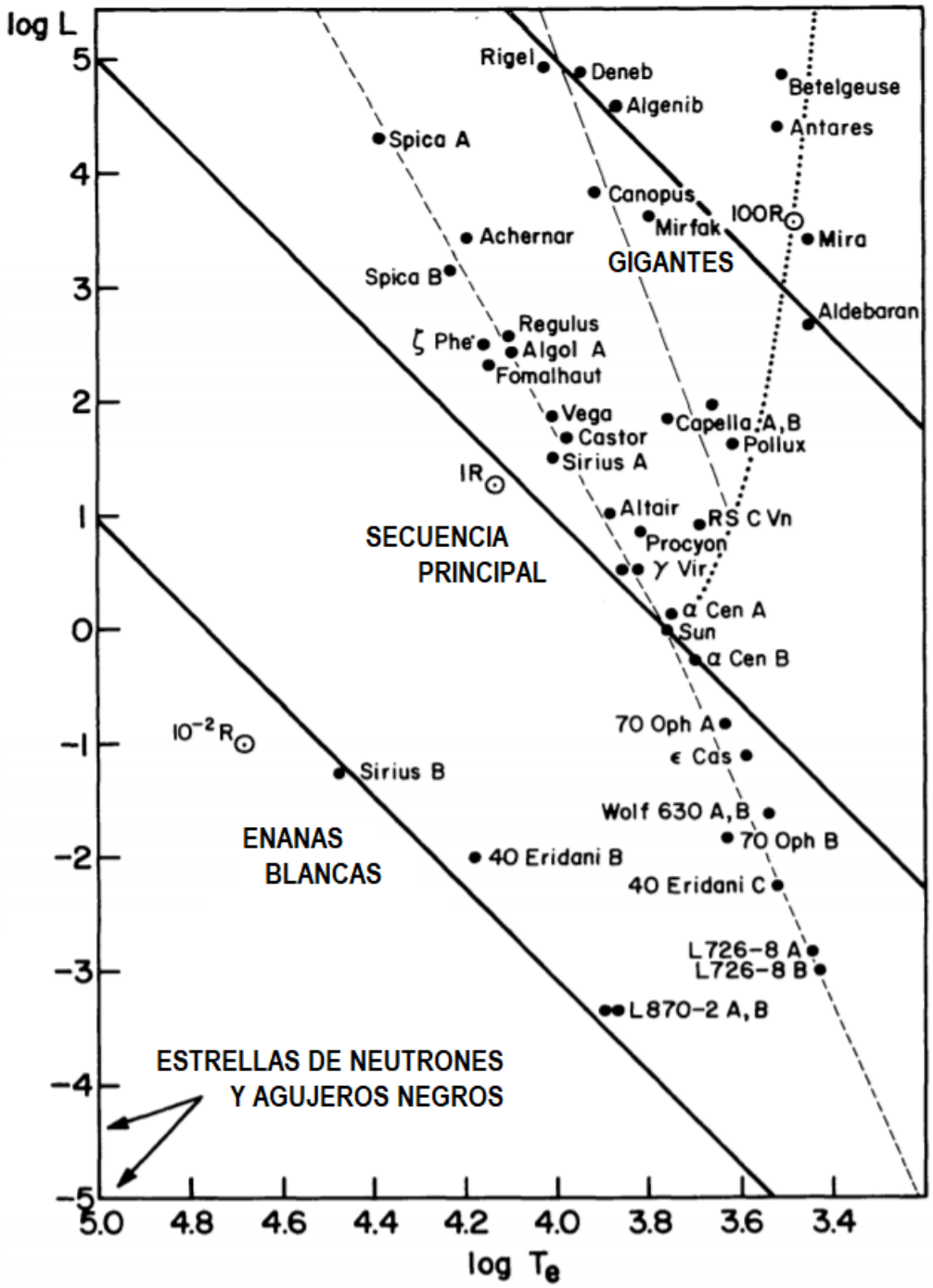


Figura 2-3.: Ubicación de algunas estrellas cercanas y brillantes en el diagrama Hertzsprung-Russell [88].

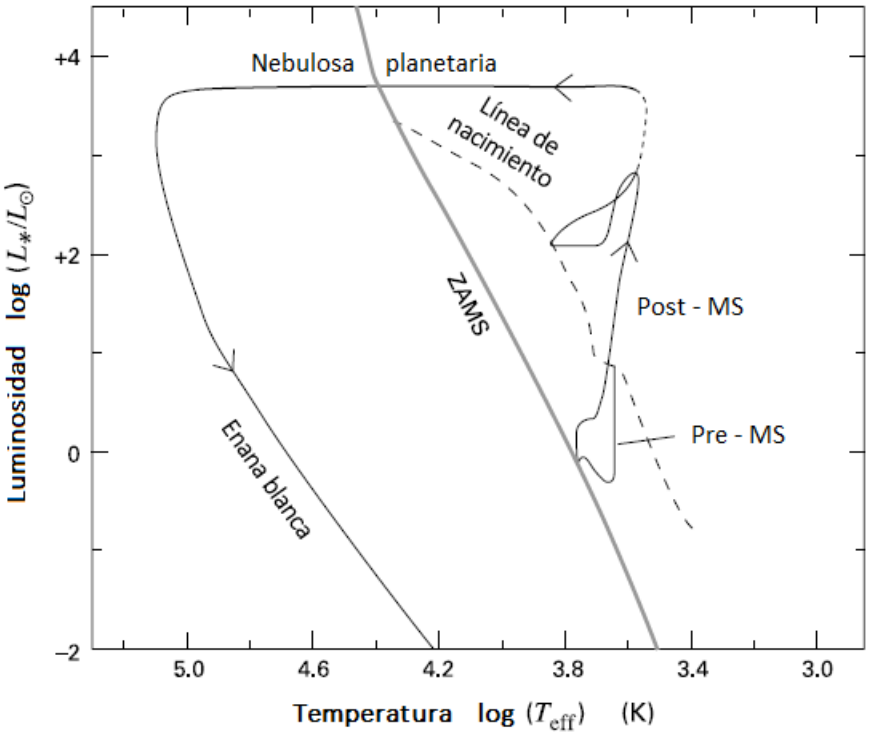


Figura 2-4.: Camino evolutivo de una estrella de 1 $M_\odot$ en el diagrama HR. La línea gris sólida representa la edad cero de la secuencia principal (ZAMS), mientras la línea a trazos es la línea de nacimiento [140].

perdida por la radiación de la fotósfera estelar. Esta contracción corresponde a moverse hacia abajo en los diagramas HR de las Figuras **2-4** y **2-5**.

La determinación de las trayectorias de las estrellas en la etapa de pre-secuencia principal en el diagrama HR es un aspecto muy importante en la teoría de formación estelar. En la Figura **2-4** se observa la trayectoria evolutiva de una estrella de 1 $M_\odot$: la estrella hace su primera aparición como un objeto ópticamente visible sobre la curva denominada línea de nacimiento, a medida que se contrae comienza a descender por un camino casi vertical. Durante este tiempo, L_* es tan alta que la energía se transporta hacia afuera no por radiación sino por convección térmica, en efecto, por el movimiento mecánico del gas. Para cuando la trayectoria de la estrella gira bruscamente hacia arriba y hacia la izquierda, la energía también es parcialmente transportada por radiación. Después de 3x10^7 años, la estrella se une a la secuencia principal.

Estrellas de otras masas recorren caminos análogos en el diagrama HR pero a velocidades distintas. Los objetos menos masivos tienden a tener temperaturas superficiales más bajas

y según la ecuación 2-9 sus valores de luminosidad también son más bajos para un área superficial dada, lo que resulta en una contracción más lenta. Para cuantificar la tasa, se nota primero que la suma de las energías térmica y gravitacional es una cantidad negativa, aproximadamente GM_*^2/R_* en valor absoluto. El objeto irradia una porción apreciable de esta energía durante el *tiempo Kelvin-Helmholtz*:

$$\begin{aligned} t_{KH} &\equiv \frac{GM_*^2}{R_* L_*} \\ &= 3\text{x}10^7 \left(\frac{M_*}{1M_\odot}\right)\left(\frac{R_*}{1R_\odot}\right)^{-1}\left(\frac{L_*}{1L_\odot}\right)^{-1} \end{aligned} \tag{2-11}$$

La importancia de t_{KH} radica en que la estrella se contrae aproximadamente un factor de dos durante este intervalo, comenzando desde cualquier punto de su etapa de pre-secuencia principal. Se nota que t_{KH} se alarga a medida que avanza la contracción. Por lo tanto, la ecuación 2-11 también proporciona una medida aproximada del tiempo total necesario para que una estrella se contraiga a sus valores M_*, R_*, y L_* de secuencia principal.

En la Figura **2-5** se presenta un conjunto de curvas que definen las trayectorias en la fase de pre-secuencia principal para un amplio rango de masas. Todos los caminos descienden desde la línea de nacimiento, que se cruza con ZAMS cerca a 8 $M_\odot$. Las estrellas de mayor masa no exhiben esta fase sino que aparecen por primera vez en la secuencia principal misma. La figura también muestra un conjunto de isócronas; es interesante verificar que el patrón de estas curvas es consistente con la evolución más lenta de los objetos menos masivos, y la continua disminución de la contracción a cualquier masa fija.

La etapa evolutiva de pre-secuencia principal no es la primera. En una época anterior, las estrellas todavía se están formando a partir del colapso gravitacional de sus núcleos densos progenitores. Tales protoestrellas son aún más luminosas que las estrellas de la pre-secuencia principal, pero están tan oscurecidas por el polvo interestelar que la radiación que emiten se encuentra completamente en el infrarrojo y en longitudes de onda más largas. En estas circunstancias, T_{eff} no puede determinarse por los métodos tradicionales. De hecho, el carácter del espectro observado refleja más las propiedades del polvo que rodea la estrella que la superficie estelar. Por lo tanto, las protoestrellas no se pueden colocar en un diagrama HR convencional, y su identificación dentro de las nubes moleculares aún no es inequívoca.

Volviendo a la evolución previa a la secuencia principal, se notó anteriormente que la contracción de cualquier estrella hace que su temperatura central aumente. Mientras la masa estelar supere los 0.08 $M_\odot$, la temperatura finalmente alcanzará un valor (cerca a $10^7 K$) donde comienza la fusión de hidrógeno. Justo en este punto, se dice que la estrella está en la edad cero de la secuencia principal (ZAMS). La relación correspondiente entre L_* y T_{eff} marca un lugar bastante preciso en el diagrama HR.

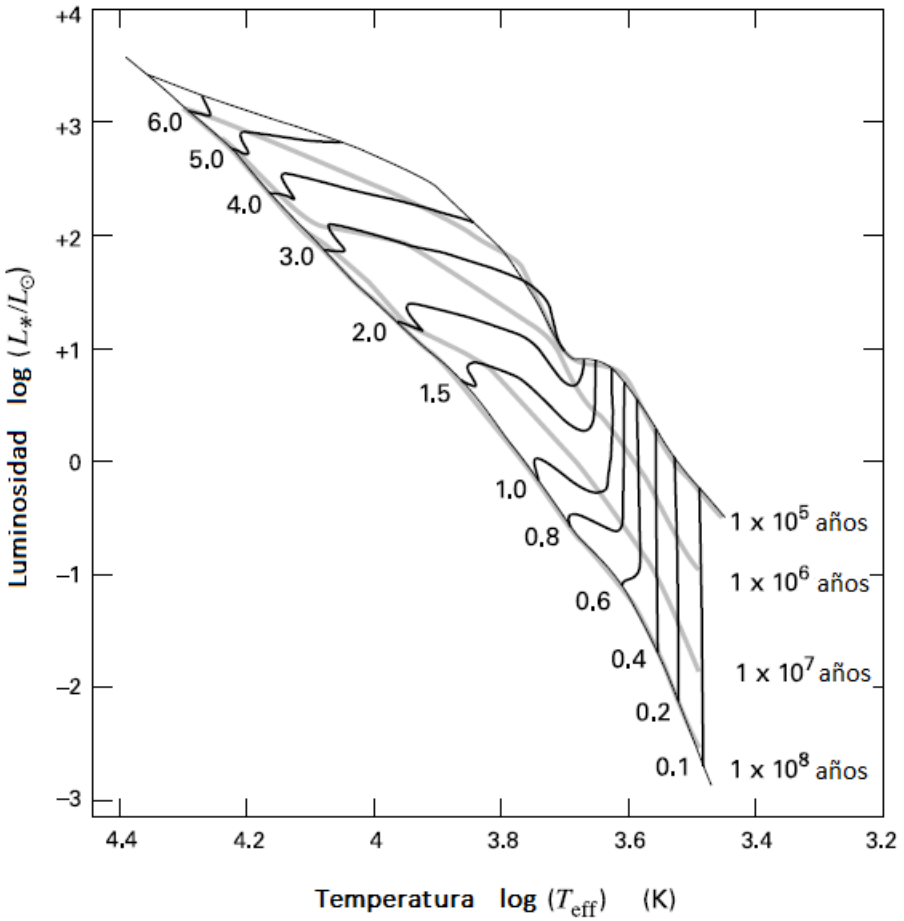


Figura 2-5.: Trayectorias evolutivas hacia la secuencia principal. Cada trayectoria está etiquetada con su masa respectiva en $M_\odot$. Las curvas grises representan isócronas; la isócrona $t = 0$ coincide con la línea de nacimiento, la curva en la parte superior, y la isócrona $t = 1\text{x}10^8$ años casi coincide con ZAMS, la curva en la parte inferior.

Las estrellas de menor masa conocidas como *enanas marrones* con masas entre 0.08 y 0.01 $M_\odot$, exhiben un comportamiento ligeramente diferente. Por definición, las enanas marrones nunca fusionan hidrógeno en su interior; así, aparte de una breve liberación de energía por la fusión de deuterio, solo pueden reemplazar la energía irradiada desde sus superficies mediante la contracción, como las estrellas de mayor masa. En lugar de detenerse la contracción con el inicio de la fusión de hidrógeno, la presión de degeneración interna eventualmente ralentiza la contracción, con un enfriamiento final en un radio casi constante, del orden del tamaño de Júpiter. Las trayectorias evolutivas para estos objetos son particularmente inciertas debido a la dificultad en el tratamiento de las opacidades moleculares complejas de sus atmósferas.

2.2.5. Estrellas T Tauri

La detección original de estrellas jóvenes de baja masa se basó en objetos que exhibían una fuerte emisión de la línea de hidrógeno de Balmer (H_α) y estaban asociadas con nebulosas de reflexión o nubes moleculares [93]. Estas estrellas mostraron características físicas similares a la estrella T Tau en la nube *Taurus*, por lo que, se denominaron estrellas *T Tauri*. Incluso ahora, 75 años después de su detección, todavía son prototipo de las estrellas que se conocen como *clásicas T Tauri (CTTS)*. Otros estudios de prisma objetivo se realizaron durante las décadas de 1950 y 1960 [75, 76, 80, 82]. Las estrellas T Tauri son generalmente estrellas PMS de baja masa, de tipos espectrales F a M, y temperaturas efectivas 3000 a 7000 K. Desde entonces se han realizado otros estudios prisma objetivo más sensibles a la detección de H_α, los cuales proporcionan una amplia base de datos para la investigación de las propiedades ópticas y de infrarrojo (IR) cercano de las estrellas PMS. A lo largo de la década de 1980 se acuñó el término *asociación T* para estrellas jóvenes de baja masa en regiones de formación estelar, en analogía con las *asociaciones OB* de estrellas masivas. Estudios notables durante esta época fueron [4, 7, 37, 54, 100, 113, 153, 155], y en los 90s [52, 58, 83, 84, 98, 157].

Estrellas clásicas T Tauri (CTTS)

Las CTTS son ópticamente visibles puesto que solo poseen una fracción muy pequeña de su envoltura original. En la clasificación SED son objetos Clase II y sus espectros de energía alcanzan un pico entre 1 y 10 μm con excesos de IR moderados que superan los 100 μm. De los últimos años de su estudio en las bandas del infrarrojo y submilimétrica, se ha establecido que las estrellas T Tauri clásicas tienen discos circunestelares notables [103] con tasas de acreción que en algunos casos pueden alcanzar $10^{-5}\, M_\odot\, año^{-1}$ por breves períodos de tiempo, pero que por lo demás son generalmente más bajas que $10^{-6}\, M_\odot\, año^{-1}$.

La transición de un sistema protoestelar a uno PMS implica dos cambios radicales que no ocurren en la misma escala de tiempo. El primero es el inicio de la fusión de deuterio durante la fase protoestelar provocando que la estrella se vuelve convectiva en algún momento, y que junto con la rotación estelar proporciona condiciones, que en diversas circunstancias, gene-

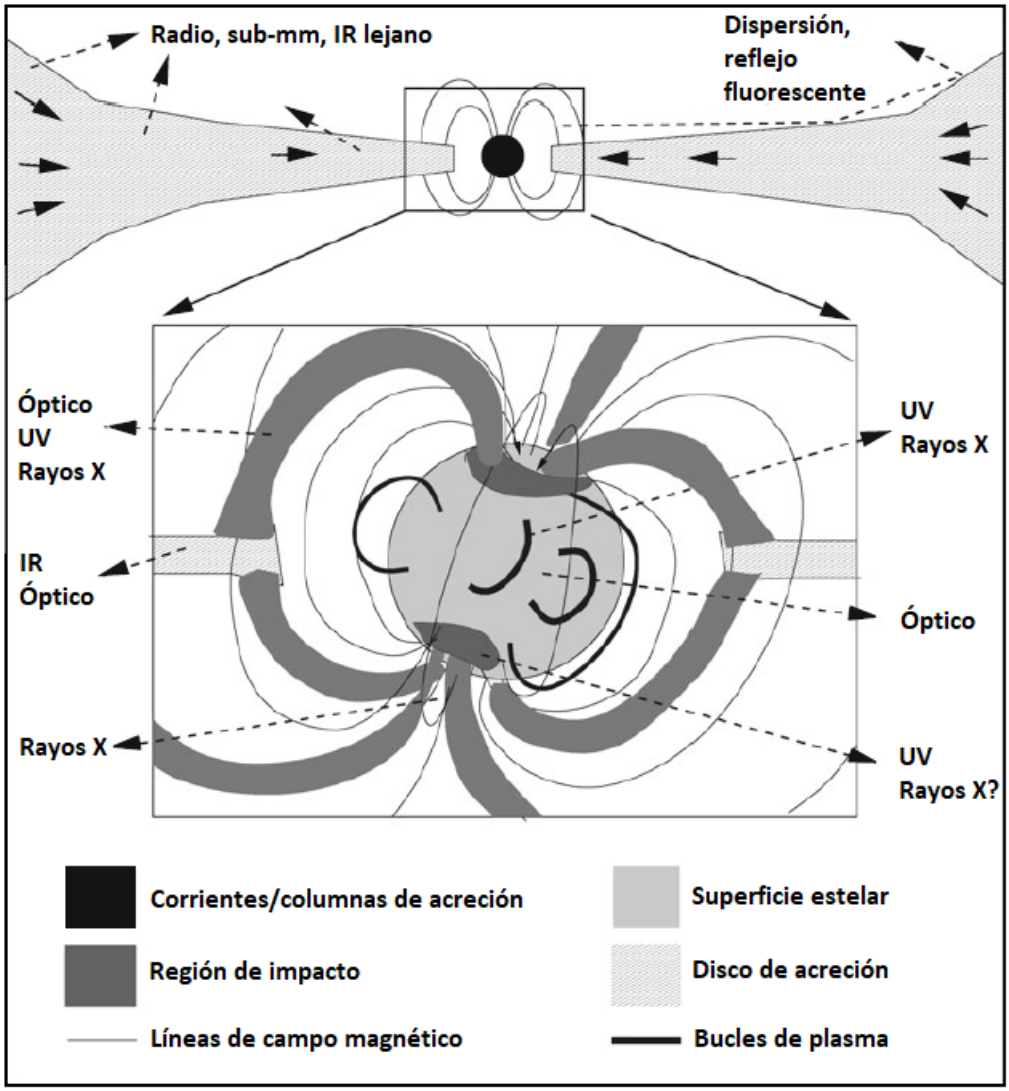


Figura 2-6.: Representación esquemática del entorno de una estrella CTTS [130].

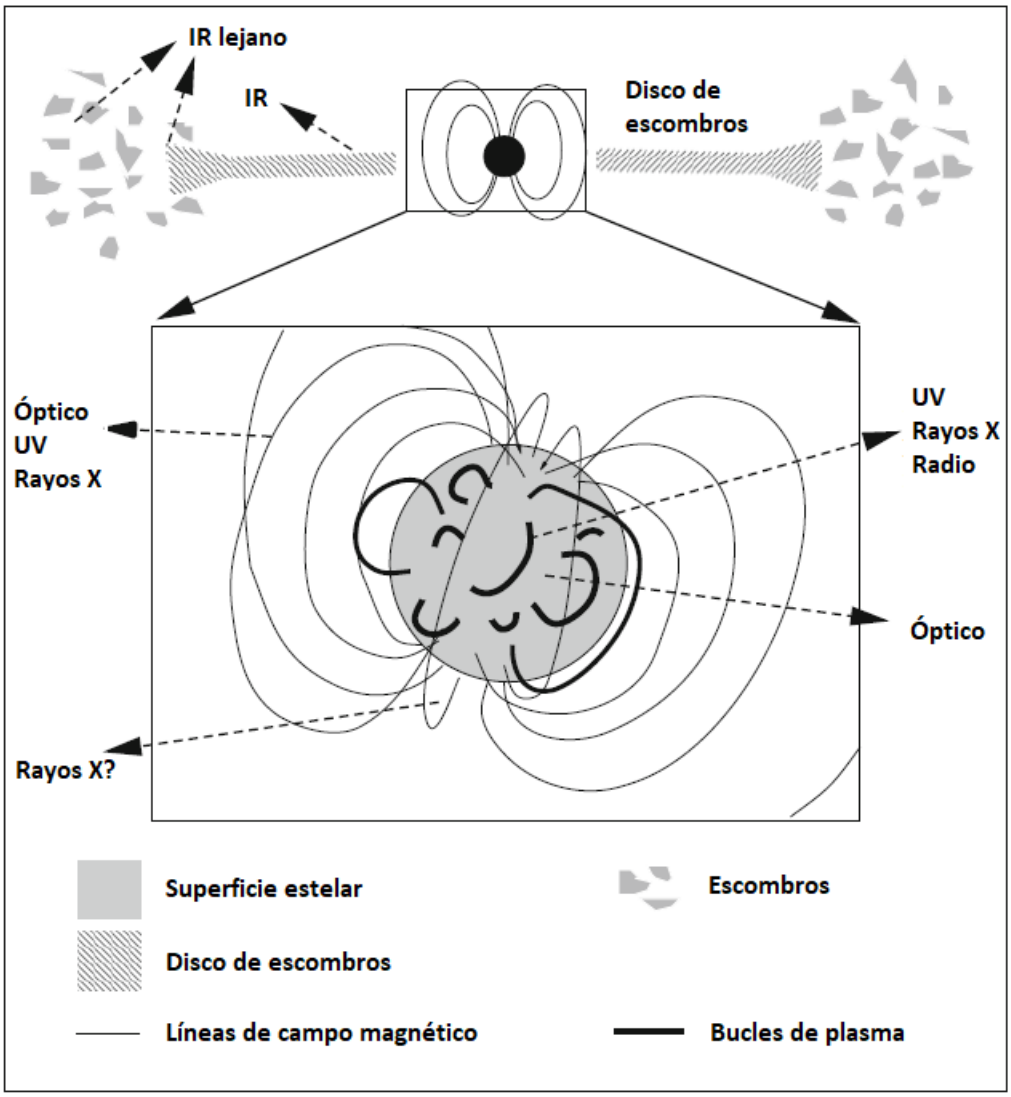


Figura 2-7.: Representación esquemática del entorno de una estrella WTTS [130].

ran un dínamo interno y campos magnéticos externos. El segundo es la caída de la tasa de acreción que supone una variedad de procesos físicos que contribuyen a la luminosidad total de las CTTS. Estos eventos no suceden de forma sincronizada y algunos procesos, específicamente los que relacionan el campo magnético con los flujos de materia, también deberían ocurrir en fuentes Clase 0 y I. Algunas de las características topológicas de las CTTS se ilustran en la Figura **2-6**.

Los discos de acreción en las CTTS tienen masas entre 0.0003 y 1 $M_\odot$ con una media típica de $\sim$ 0.01 $M_\odot$. Sus radios son mucho menores a 400 AU, con un valor característico alrededor de 100 AU [27, 72]. Existen varios procesos físicos que generan emisión desde el disco. Aunque el polvo representa una pequeña fracción de la masa total del disco exterior, ópticamente delgado; absorbe eficientemente la luz visible y los rayos UV provenientes de la región central, que luego reprocesa e irradia en fotones de longitud de onda más larga: radio, sub-mm, e IR lejano. La longitud de onda de la información que recibimos conserva una conexión con el radio del disco; las bandas del IR lejano rastrean radios de $\sim$ 1-5 AU, mientras que las bandas submilimétricas y de radio alcanzan el borde exterior del disco [81]. El polvo en la superficie de las partes central e interna del disco, ópticamente gruesas, se calienta hasta 1000 K en el borde interior generando radiación IR alrededor de 3 a 10 μm.

La materia que se encuentra cerca de la superficie estelar, es decir más allá de un radio interno de 3 a 4 radios estelares, se calienta a altas temperaturas causando separación e ionización. El tamaño de esta región interna depende de la masa estelar, pero por lo regular es del orden de 0.1 AU. Está completamente dominada por la magnetósfera estelar que perturba el disco interior y desencadena el flujo de material en corrientes y columnas de acreción. Las corrientes de acreción son el sitio de producción de las líneas anchas de Balmer, H_α [77, 109]. Las columnas de acreción hacen parte del flujo de material que se dirige hacia la superficie estelar, básicamente en caída libre; los choques de acreción con velocidades de 150 a 300 km/s pueden calentar el plasma hasta 10^6 K y dar lugar a la emisión de rayos X blandos [96]. Además, se cree que el exceso de emisión surge de las regiones de impacto de las columnas de acreción en la superficie estelar, que a su vez se piensan el origen del continuo de UV a temperaturas de 10^4 K [58, 67]. Lo más probable es que los rayos X duros se generen por el calentamiento de la corona, similar a su producción en el Sol pero a flujos mucho más altos [55]. Sin embargo, debe reconocerse que los procesos responsables de calentar el gas magnetosférico y generar las emisiones de rayos X aún son muy inciertos.

Estrellas T Tauri de líneas débiles (WTTS)

Muchos de los estudios en la banda visible de las asociaciones T reconocieron que hay un número significativo de estrellas que, aunque aún están asociadas con la región de formación estelar, no muestran una fuerte emisión de H_α. Estas estrellas se conocen como *T Tauri de líneas débiles (WTTS)*. En el tercer catálogo de estrellas con líneas de emisión de la po-

blación de Orión [70], se empleó un criterio de distinción incompatible con las CTTS, en términos de un ancho equivalente de la línea H_α de menos de 10 Å. Otra propiedad de las WTTS es que generalmente ya no muestran excesos IR y, por lo tanto, en el esquema de clasificación SED son fuentes de Clase III. Por esta razón se asume que las WTTS son estrellas más viejas que las CTTS y se acepta que ya no acretan material de un disco circunestelar.

La percepción actual de la naturaleza de las WTTS se resume en la Figura **2-7** y es la siguiente. El disco remanente o inactivo en algún momento se vuelve ópticamente delgado en todas las longitudes de onda, así que cualquier tipo de exceso de IR es órdenes de magnitud menor que el observado en las CTTS. Antes de que el disco se disperse o evolucione en un disco protoplanetario, es posible que las WTTS cuenten con un disco remanente, sin embargo este disco está claramente desacoplado de la región central y no hay acreción alguna. Aquí radica la diferencia principal entre WTTS y CTTS, pese a que desde el punto de vista evolutivo, esta diferencia no es única [10] porque hay posibles estrellas PMS, que nunca tuvieron un disco de acreción después de cruzar la línea de nacimiento. Otra posibilidad sería que la acreción cesara temporalmente, pero este escenario no se ha observado aún.

El hecho de que las líneas ópticas, específicamente la línea de Balmer H_α, sean débiles y muestren un ensanchamiento de mucho menos de 100 km/s, no significa que las WTTS sean emisores débiles. Por el contrario, la mayor parte de la emisión proviene de la superficie estelar y de la actividad coronal. En especial, las emisiones de alta energía van en aumento. Un número importante de ellas es detectado en rayos X, ya que de manera similar a las CTTS, son emisoras de rayos X fuertes [53].

2.2.6. Clasificación de estrellas jóvenes

En 1984 [104] investigaron las distribuciones de energía espectral (SEDs) de fuentes de infrarrojo observadas en la banda 1-100 μm en el núcleo de la nube *Ophiuchi*. Descubrieron que estas fuentes podrían dividirse en clases morfológicas según la forma de sus espectros. En 1987, C. Lada identificó tres clases para las cuales propuso un esquema general de clasificación IR, la base para esta clasificación es el nivel de exceso de emisión de longitudes de onda larga con respecto a la emisión de un cuerpo negro estelar. Cuantitativamente el índice espectral se define como:

$$\alpha_{IR} = \frac{d\,log(\lambda F_\lambda)}{d\,log\lambda} \tag{2-12}$$

Las fuentes de *Clase I* tienen distribuciones de energía muy amplias con índices espectrales $\alpha_{IR} > 0$, las fuentes de *Clase II* exhiben -2 $< \alpha_{IR} <$ 0, y las fuentes de *Clase III* manifiestan $\alpha_{IR} <$ -2. Los grandes excesos de IR se atribuyen a la emisión térmica del polvo en las envolturas circunestelares y es posible que las fuentes *Clase I* sean protoestrellas en un estado evolutivo avanzado. En 1993 [8] descubrieron fuentes que permanecían sin ser detectadas por

Propiedad	**Colapso**	**Acreción**	**CTTS**	**WTTS**	**Estrella MS**
Fase	adiabática (A,B,C)	acreción (D) fusión de deuterio inicio fase convectiva	convectiva radiativa inicio fusión nuclear	convectiva radiativa inicio fusión nuclear	convectiva radiativa fusión nuclear
Flujo de materia	mayormente colapso, formación disco y *jets*	colapso final, mayormente acreción y *jets*	acreción limitada	?	...
Tamaño envolvente/disco	< 10000 AU	< 1000 AU	< 400 AU	~ 100 AU	...
Tasa colapso/acreción	10^{-4}	10^{-5}	$10^{-6} - 10^{-7}$	?	...
Edad	$10^4 - 10^5$ años	10^5 años	$10^6 - 10^7$ años	$10^6 - 10^7$ años	...
Bandas emisión (exc. IR)	radiotérmica, rayos X?	radio, rayos X	radio, óptico, rayos X duros	radio no T, óptico, rayos X duros	radio no T, óptico, rayos X
Clase	Clase 0	Clase I	Clase II	Clase III	ZAMS

Tabla 2-1.: Clasificación de las estrellas jóvenes en contexto con las fases evolutivas y los parámetros de flujo de materia [130].

debajo de 25 μm, indicando cantidades significativamente mayores de material circunestelar que las fuentes Clase I, y propusieron una *Clase 0*. Un estudio más reciente sobre objetos Clase 0 es Greaves & Rice (2011).

En las fuentes Clase II se observan excesos de IR mucho más moderados que en las fuentes Clase I, y aún menos en las de Clase III. La Tabla **2-1** presenta una descripción general de las posibles propiedades físicas de estas clases, e intenta con el mejor esfuerzo, sincronizar estas clases de IR con las fases evolutivas físicas de las estrellas jóvenes. La realidad desde luego es mucho más compleja, y la separación con respecto a las fases es mucho más difusa. En otras palabras, la evolución de una protoestrella en sí misma no es rastreable porque su entorno no es transparente a la radiación que proviene de ella. De hecho, muchos de los mecanismos físicos que resultan en emisiones están desconectados de la joven estrella central. En concreto, la morfología de los espectros IR solo puede dar una medida cualitativa

de la cantidad de material circunestelar, porque a longitudes de onda más cortas, es decir $< 100\mu$m, la emisión del disco es ópticamente gruesa, lo que conduce a estimaciones de masa muy pobres [3].

Los SEDs cubren un espectro de masas entre 0.2 y 2 $M_\odot$, que ciertamente incluye la mayoría de estrellas jóvenes en la galaxia. Las estrellas fuera de este rango de masa pueden mostrar similitudes, sin embargo muchas propiedades deben estudiarse con un enfoque específico.

Protoestrellas Clases 0 y I

La noción que las clases SED son parte de una secuencia evolutiva fue inicialmente sugerida por [6] y [101]. Se argumentó que las fuentes de Clase I son protoestrellas que acumulan masa por acreción de material, y por tanto, lo que se observa no es la luminosidad total de la estrella joven sino la luminosidad de acreción de la envoltura circunestelar. Se supone que los objetos de Clase I están muy oscurecidos, y en consecuencia, son invisibles. La luminosidad de acreción puede estimarse así:

$$L_{acc} = G\frac{M_* \dot{M}_{acc}}{R_*} \tag{2-13}$$

Para tasas de acreción del orden de 10^{-6} a $10^{-5}\, M_\odot\, año^{-1}$, la luminosidad de acreción de esta estimación es del orden 10-50 $L_\odot$. Los SEDs integrados observados de las protoestrellas producen luminosidades cerca de 1 $L_\odot$ [95], que es más de un orden de magnitud menor de lo previsto. Según [67], una posibilidad para explicar esta discrepancia podría ser que la mayor parte de la acreción se destina al crecimiento del disco en lugar de la estrella, que en algún momento cae sobre la estrella generando erupciones de material como se observa en las estrellas *FU Orionis*. Otra posibilidad es que la luminosidad se irradie a través de otros mecanismos.

Las protoestrellas de Clase I parecen ser protoestrellas evolucionadas y las fuentes de clase 0 sus homólogas más jóvenes. Esta percepción proviene de dos resultados observacionales; el primero es que las fuentes de clase 0 parecen tener una masa envolvente significativamente más alta que las fuentes de Clase I, y la segunda es que existen discrepancias entre sus tasas de eyección de material y sus morfologías.

La emisión térmica del polvo en los discos circunestelares es ópticamente delgada y proporcional a la masa total de partículas [28]. André y Montmerle estimaron la masa de la envoltura circunestelar utilizando la densidad de flujo integrada (polvo + gas) y la relación de emisividad en condiciones de equilibrio termodinámico local:

$$M_{envoltura} = \frac{S_\lambda d^2}{j_\lambda} = \frac{S_\lambda d^2}{\kappa_\lambda B_\lambda(T_{polvo})} \tag{2-14}$$

Aquí S_λ representa la densidad de flujo integrada, κ_λ la opacidad del polvo, y $B_\lambda(T_{polvo})$ el espectro de cuerpo negro para la temperatura del polvo T_{polvo}. Observaciones submilimétricas de una gran cantidad de estrellas jóvenes en la nube $\rho\,Oph$ dan una opacidad del polvo promedio de ~ 0.01 cm^{-2} g^{-1} [118] y una temperatura de alrededor 30 K. Las masas circunestelares serían:

- Clase I, entre ~ 0.015 y $\sim 0.15\ M_\odot$
- Clase 0, entre ~ 0.14 y $> 2.8\ M_\odot$

Otro resultado observacional indica que las eyecciones de material, aunque todavía bastante potentes, parecen más diluidas con ángulos de apertura más grandes y tasas de pérdida de material más bajas. Las estrellas Clase 0 son claramente más jóvenes y poseen envolturas circunestelares mucho mayores. No obstante los mecanismos detallados que producen *jets* y fenómenos eruptivos no se conocen bien, se predice que mientras la materia siga cayendo a gran velocidad y los flujos de acreción sean sustanciales, una actividad significativa de lanzamiento de material hacia el espacio se conserva. A este respecto, todos los objetos Clase 0 y I deben exhibir *jets*. Ha sido señalado que en algunos casos las fuentes de Clase I pueden clasificarse erróneamente debido a una sobreestimación de la luminosidad bolométrica [129]. Esto puede ocurrir por varias razones: estos objetos están embebidos en nubes extensas y densas, o se encuentran detrás de esas nubes, o es probable que no cumplan el supuesto que toda la luminosidad observada se debe únicamente a la acreción.

Discos protoplanetarios

El uso de las expresiones *circunestelar* y *protoplanetario* en el contexto de los discos no está del todo claro en la literatura. Debe tenerse en cuenta que la primera es una expresión muy general y representa un amplio conjunto de fenómenos que incluyen no sólo discos estelares: estelares PMS y estelares MS, sino también discos exóticos que se forman en estrellas Be como consecuencia de fenómenos de eyección de material. Los discos protoplanetarios son exclusivos de sistemas jóvenes, probablemente desde la etapa clásica T Tauri hasta la etapa de secuencia principal temprana, y son considerados como los precursores de los sistemas planetarios. Incluyen discos de acreción en CTTS, discos inactivos en WTTS, y discos de polvo en estrellas jóvenes más evolucionadas.

2.3. Agotamiento de litio

El deuterio que se encuentra en las estrellas jóvenes se produjo cosmológicamente con una abundancia cerca al doble del valor interestelar actual. Otros elementos ligeros se formaron a partir de esta nucleosíntesis primordial, incluidos el helio, el litio, el berilio, y el boro. Sin duda el más útil para los astrofísicos ha sido el litio. Dentro de las estrellas, el isótopo

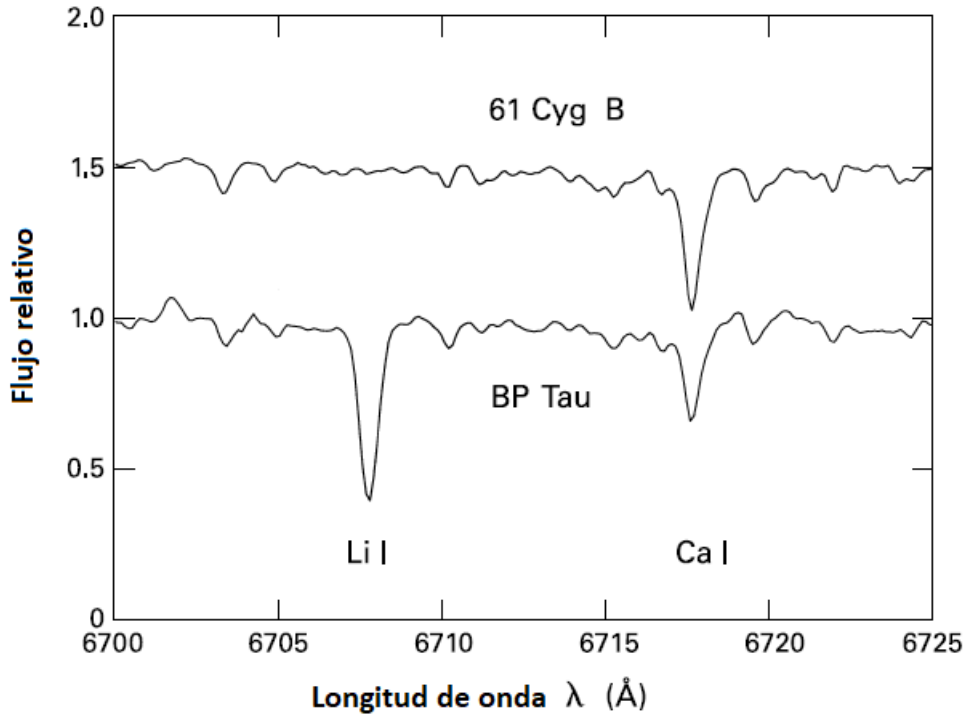


Figura 2-8.: Absorción de litio en una estrella joven [140].

dominante ^{7}Li, se fusiona con protones:

$$^7\text{Li} +^1 \text{H} \rightarrow {}^4\text{He} +^4 \text{He} \tag{2-15}$$

En este caso, la temperatura de ignición es alrededor de 2.5-3x10^6 K, de modo que este evento de fusión sigue al de deuterio. En comparación con el hidrógeno, la abundancia de litio en el medio interestelar tiene un valor de [Li/H]=2x10^{-9}. Esta pequeña fracción es en sí misma más alta que el valor primordial en un orden de magnitud, el aumento se debe en gran medida a las partículas α de rayos cósmicos que impactan el helio dentro de las nubes interestelares. Así pues, la reacción que ha producido la mayor parte de [Li/H] que se observa actualmente, es la inversa de la ecuación 2-15.

A pesar de su poca abundancia, el litio se observa fácilmente en las atmósferas estelares. La especie neutral Li I se absorbe de forma considerable en una transición electrónica a 6708Å. La Figura **2-8** presenta un fragmento del espectro de una estrella T Tauri, BP Tau, que contiene la abundancia interestelar. La línea es en realidad un doblete $\lambda\lambda$ 6707.78, 6707.93, pero en la práctica esta estructura nunca puede resolverse. La figura también muestra, en comparación, una estrella de secuencia principal del mismo tipo espectral, en la que el litio se ha destruido por completo. Ambos objetos muestran absorción en la línea Ca I en 6718Å,

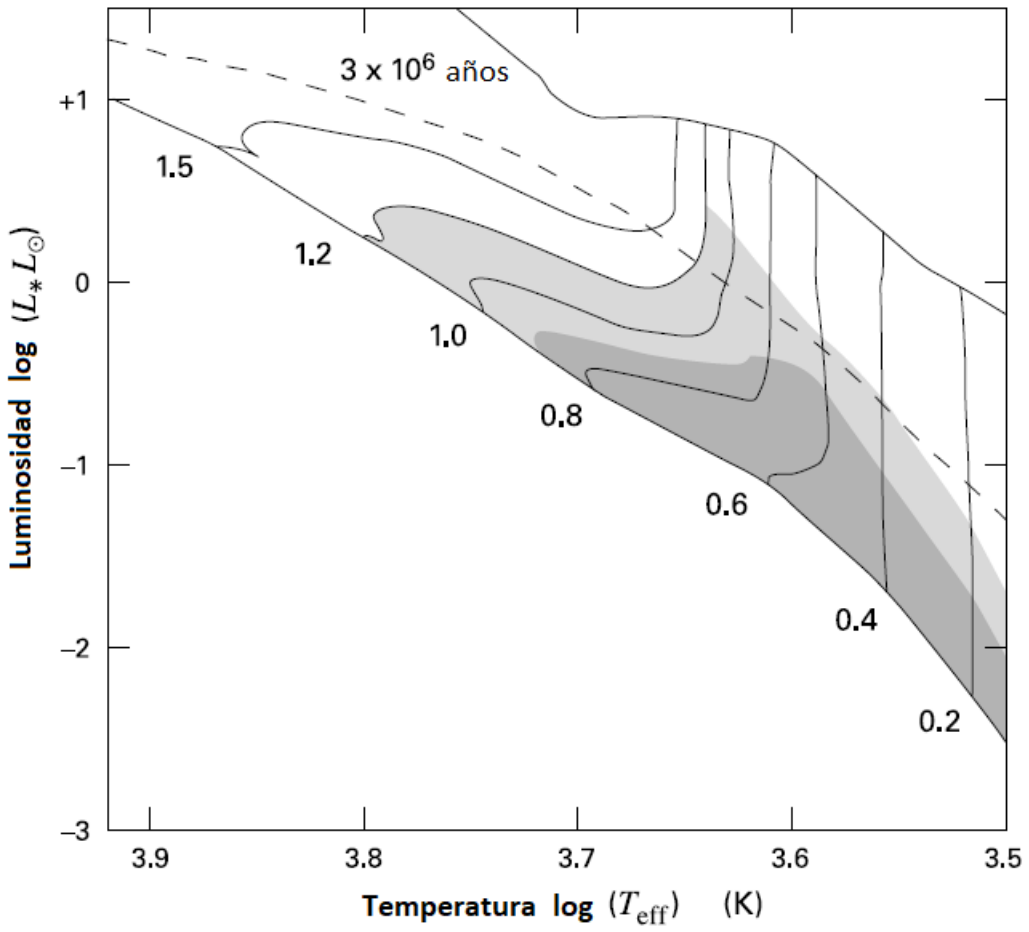


Figura 2-9.: Predicción teórica del gasto de litio en la fase PMS [140].

una característica notoria de las fotósferas de tipo tardío.

Las protoestrellas de baja masa no desarrollan temperaturas internas lo suficientemente altas como para quemar litio, por lo que las estrellas PMS correspondientes heredan todo el suministro interestelar. En el caso de las protoestrellas de mayor masa, la temperatura central de hecho alcanza 3x10^6 K, en cuyo punto el litio central se consume rápidamente. Este evento ocurre, sin embargo, cuando la protoestrella ya ha desarrollado un núcleo radiativo. La temperatura en la base de la zona convectiva está por debajo del valor de ignición y disminuye a medida que la zona convectiva se retira. De este modo, las estrellas PMS de todas las masas empiezan a contraerse con una abundancia de litio en la superficie igual al valor interestelar. Su consumo posterior no ejerce ninguna influencia en la contracción, pero sirve como una prueba interesante de las trayectorias evolutivas, así como un reloj estelar.

En la Figura **2-9** se observa el patrón de agotamiento de litio en la superficie de las estrellas PMS, de acuerdo a lo predicho por la teoría. Los objetos que caen dentro del área blanca entre la línea de nacimiento y ZAMS, conservan su abundancia original; los que se encuentran en la zona gris clara han sufrido una disminución de [Li/H] en la superficie como máximo en un factor de 10; y finalmente, las estrellas dentro de la región gris más oscura han experimentado una reducción de al menos esa cantidad. Si se considera un objeto de 0.6 $M_\odot$: esta estrella comienza completamente convectiva y consume el litio en su centro una vez que su radio se ha reducido en un factor de 1.7. Luego, la convección comienza a retroceder hacia la superficie, pero la temperatura base permanece lo suficientemente alta para que el elemento continúe ardiendo. Durante este período, la rápida circulación de remolinos turbulentos asegura que la abundancia de litio disminuya de modo uniforme en toda la zona de convección. Eventualmente, la temperatura en la base de la zona convectiva cae por debajo de 2.5-3x10^6 K, pero no antes de que todo el litio se agote. La destrucción completa del litio no ocurre en cualquier estrella más masiva que 0.9 $M_\odot$, ya que la zona convectiva se retira antes. Estrellas con $M_* > 1.2\ M_\odot$ tienen una capa convectiva tan superficial que el litio no disminuye en absoluto durante la fase de contracción.

Un aspecto interesante de la Figura **2-9** es como las regiones sombreadas atraviesan las isócronas estelares. Si se toma la isócrona 3x10^6 años ilustrada en la figura como una curva discontinua; dentro de un grupo de estrellas PMS de esa edad, aquellas con masas entre 0.5 y 1.2 $M_\odot$ deberían tener un agotamiento parcial, mientras que los objetos fuera de este rango deberían conservar el suministro completo. El intervalo de masas para el gasto de litio se amplía evidentemente con la edad. Por supuesto, cualquier grupo estelar real consiste de objetos de edades diversas. Un cúmulo formado hace 3x10^6 años todavía cuenta con objetos muy jóvenes, localizados cerca a la línea de nacimiento que tendrán la abundancia de litio interestelar original. La predicción teórica de que todos los miembros de masa suficientemente baja en grupos jóvenes no deben sufrir agotamiento alguno, es una corroboración útil que debe ser verificada directamente a través de observaciones. En este sentido, se ha prestado más atención a grupos algo mayores con miembros cercanos a ZAMS. El patrón básico que se ve en la Figura **2-9** es consistente con los datos disponibles. Sin embargo, las observaciones revelan características adicionales cuyo origen no está claro. Incluso los miembros del grupo con luminosidades y temperaturas efectivas muy similares, pueden exhibir una dispersión sustancial en su abundancia de litio superficial. La cantidad de agotamiento en tales estrellas claramente depende de algo más que su masa y edad.

La Figura **2-10** muestra [Li/H] como una función de la temperatura efectiva en la secuencia principal de las estrellas de las Pléyades (círculos llenos) y las Híades (círculos vacíos). Las abundancias de litio en ambos cúmulos decaen con la disminución de $T_{\rm eff}$ como se espera. La dispersión antes mencionada es más evidente en las Pléyades, con una edad de 1x10^8 años. Para la edad de las Híades, 6x10^8 años, esta disgregación ha disminuido considerablemente.

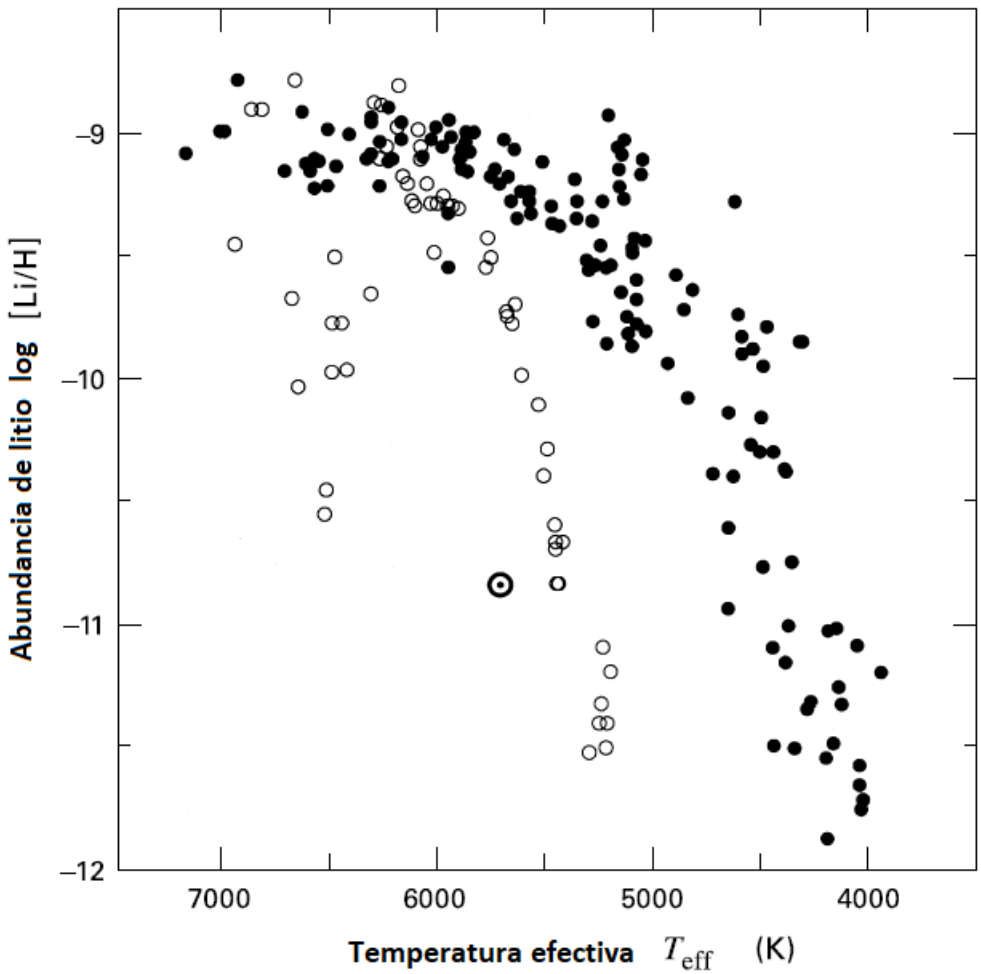


Figura 2-10.: Valores observados de [Li/H] en los cúmulos de las Pléyades (círculos llenos) y las Híades (círculos vacíos) como función de la $T_{\rm eff}$ [140].

Además la temperatura a la que [Li/H] cae de forma abrupta ahora es más alta. Parece haber un proceso que continúa transportando litio a la región central caliente, incluso en estrellas de secuencia principal con interiores radiativos estables. Este proceso ha creado una abundancia aún menor en el sol, que también se aprecia en la figura. Por último, se observa que para las Híades hay un descenso importante de [Li/H] en un valor $T_{\rm eff}$ cerca a 6600 K, esto también ocurre en otros cúmulos de edad comparable, al igual que en estrellas de campo.

2.4. Rotación estelar

La evolución del momento angular es uno de los asuntos más problemáticos de la historia temprana de las estrellas. Algunos ejemplos de esta condición son:

- Al estudiar estrellas masivas que rotan rápidamente en el rango de masa 3-12 $M_\odot$, se descubrió que el incremento de momento angular para una masa dada tiene un efecto sustancial en las trayectorias evolutivas, con una relación masa-luminosidad que es diferente de las estrellas no giratorias [22].

- Modelos de estrellas PMS de baja masa y alta rotación que se contraen de forma homóloga a la secuencia principal, también mostraron discrepancias en la edad proyectada entre las estrellas giratorias y no giratorias [115].

- El descubrimiento de muchas estrellas T Tauri con una velocidad de rotación mucho menor a su velocidad de desintegración o ruptura (situación en la cual la fuerza centrífuga en el ecuador es igual a la fuerza gravitatoria: para que una estrella permanezca intacta, su velocidad de rotación ha de ser menor a este valor) despertó un interés en las propiedades de rotación de las estrellas PMS [150], puesto que las consideraciones teóricas requerían rotadores rápidos en lugar de los rotadores lentos observados en esa etapa evolutiva. Aparecieron explicaciones que iban desde vientos como un mecanismo efectivo de frenado hasta inestabilidades rotacionales en el interior radiativo de las estrellas [51, 85, 143].

Muchas observaciones han establecido una imagen bastante confusa del comportamiento rotacional de las estrellas PMS y un tratamiento teórico detallado que vaya más allá de argumentos plausibles aún está pendiente.

Ahora existen muchos estudios en la literatura que contienen información sobre velocidades de rotación en las estrellas PMS siguiendo el primer intento por [150]. De estos estudios se deduce que las propiedades de rotación de las estrellas PMS que se contraen hacia la MS son complejas. Se espera que las estrellas giren hacia la secuencia principal como consecuencia de la contracción, y esto no puede suceder conservando el momento angular porque las estrellas

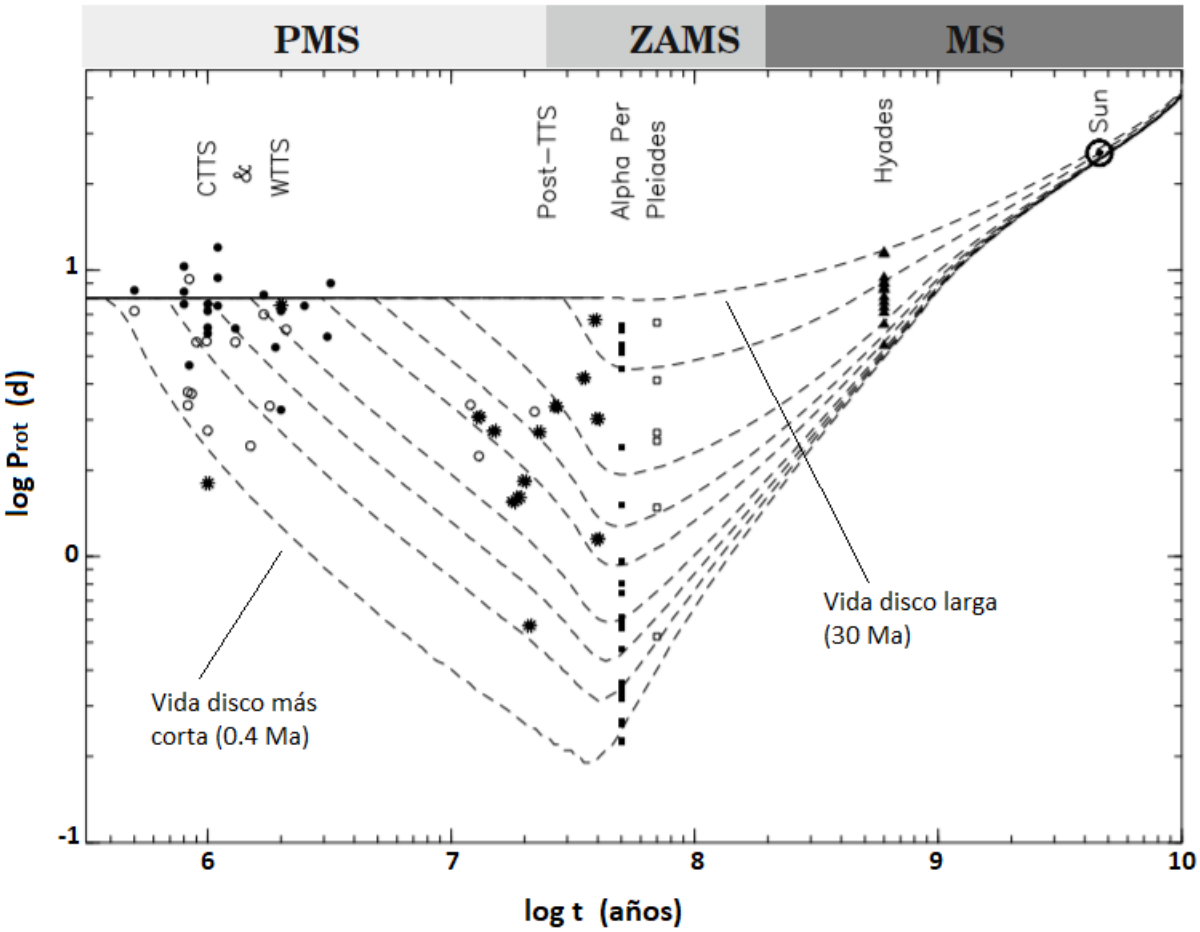


Figura 2-11.: Evolución de los períodos de rotación de estrellas jóvenes en el rango de masa 0.5-1.2 $M_{\odot}$ desde las etapas T Tauri hacia la secuencia principal [16, 29, 130].

T Tauri en el rango de masa solar exhiben entre 30 y 200 veces el valor solar actual [79]. Muchos estudios de igual forma encuentran que las WTTS pueden rotar generalmente más rápido que las CTTS. Además, existe una tendencia en la cual post-TTS (PTTS), estrellas de baja masa con edades superiores a 10 Ma, muestran una mayor dispersión en las velocidades de rotación que las WTTS [16]. Se puede entonces especular que una distribución creciente de la velocidad de la fase T Tauri a ZAMS es de hecho una tendencia general [16, 39].

La pérdida de momento angular ocasionada por vientos estelares no puede dar cuenta de los números proyectados durante la fase protoestelar, ya que se requieren escalas de tiempo del orden de t_{KH} y superiores [29], sin embargo puede lograrse durante la fase PMS [86]. La pérdida de momento requerida se puede explicar una vez que se hacen algunos supuestos, específicamente en relación con las tasas de pérdida de masa y las geometrías magnéticas [110, 111, 126]. Estas son tasas de pérdida de masa de al menos $\sim 10^{-8}\, M_{\odot}\, año^{-1}$, y geometrías en que las líneas de campo magnético están unidas a la estrella al comienzo del fenómeno de eyección [67]. Otros mecanismos involucran interacciones estrella-disco magnéticas, como fue propuesto por [60, 97, 139] donde la magnetósfera estelar trunca el disco circunestelar en un radio característico que fuerza la acreción a lo largo de las líneas de campo hacia los polos magnéticos de la estrella. Los torques magnéticos luego transfieren momento angular al disco.

Estudios más recientes [15, 16, 29] presentan un modelo para la evolución de la rotación de estrellas tipo solar, desde la línea de nacimiento hasta la edad del Sol. El modelo incluye los supuestos mencionados, pero además requiere, al menos para la evolución de rotadores moderados y rápidos, mecanismos que distribuyan de forma eficiente el momento angular en los interiores estelares. La Figura **2-11** presenta trayectorias rotacionales, basadas en este modelo para varios tiempos de vida del disco, que incluyen la distribución de velocidades rotacionales desde CTTS y WTTS, más allá de las etapas PTTS, en la MS y hacia el período rotacional del Sol. Queda claro que modelar la evolución rotacional hacia la secuencia principal requiere una mejor comprensión de la dinámica de los vientos estelares, las interacciones con los discos circunestelares, así como el transporte de momento angular, particularmente en estrellas convectivas.

3. Observaciones y parámetros estelares

3.1. El complejo de formación estelar en Orión

El complejo de formación estelar de Orión, localizado a unos 400 pc de distancia, está constituido principalmente por 2 asociaciones estelares OB las cuales albergan poblaciones jóvenes en diferentes estados evolutivos. La asociación estelar OB - Ori está caracterizada por un anillo de gas y polvo de unos 20 pc de radio [45]. En el centro de este anillo se encuentra el cúmulo Colinder 69 con una edad de 5 Ma, mientras que en el borde se encuentran las poblaciones más jóvenes (p.ej.: B30, B35 de 2-3 Ma). Al sur se localiza la asociación estelar Orión OB1, la cual está conformada por grupos muy jóvenes (1-2 Ma) aún embebidos en la nube primigenia (p.ej.: ONC), grupos que se encuentran en una etapa intermedia (Ori OB1b de 3-5 Ma) y grupos que mayoritariamente han dispersado su material de origen (Ori OB1a, 25 Ori de 7-10 Ma). Estas características hacen que este complejo estelar sea un laboratorio natural para el estudio de la formación y evolución temprana de las estrellas y sus discos protoplanetarios.

3.1.1. Cúmulo σ Ori

El cúmulo σ Ori pertenece al complejo de formación estelar en Orión y cubre $\sim$1 grado cuadrado. Previos estudios revelan una población rica en estrellas jóvenes con 338 miembros probables [31] y con cerca de 300 candidatos adicionales obtenidos a partir de fotometría, movimientos propios y detección en rayos X [78]. Este cúmulo de estrellas fue identificado por primera vez por Garrison [56] en 1967 y redescubierto por Wolk, Walter, Freyberg & Schmitt [158, 159] en 1996 y 1997 quienes identificaron más de 80 fuentes de rayos X con el telescopio espacial ROSAT y reconocieron más de 100 estrellas PMS de baja masa. La lista de objetos miembros confiables, determinados vía velocidades radiales ha ido creciendo durante los últimos años con una base de tipos espectrales determinada por [20]. Estudios posteriores han utilizado observaciones en H_α y emisión en infrarrojo para caracterizar debidamente el cúmulo.

Cody & Hillenbrand (2010) [36] realizaron una caracterización de la variabilidad temporal entre 0.5 y 10 horas cubriendo $\sim$1 grado cuadrado alrededor de la estrella σ Orionis. Las autoras obtienen períodos de rotación para una amplia muestra de estrellas jóvenes con masas por debajo de una décima de masa solar usando una cadencia de hasta diez minutos en sus

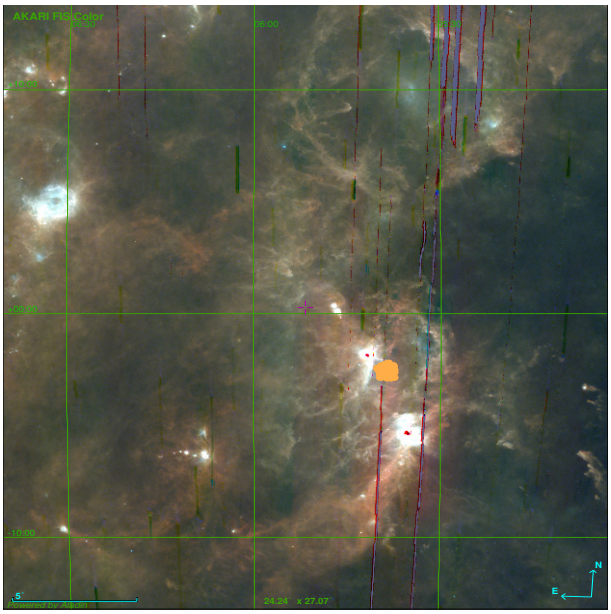


Figura 3-1.: Imagen del complejo de formación estelar en Orión obtenida con el instrumento AKARI que opera en el infrarrojo lejano (10-180μm). La forma de ocho se debe posiblemente a un evento de SN ocurrido en el pasado reciente (hace 1 Ma). La posición del cúmulo estelar σ Ori se indica en color amarillo.

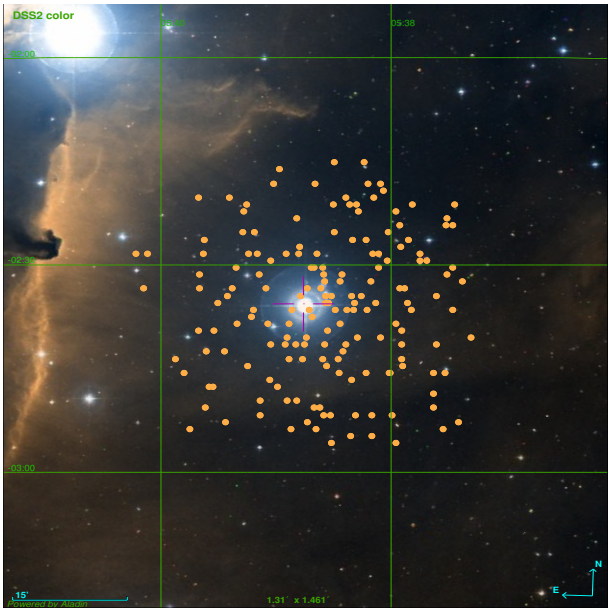
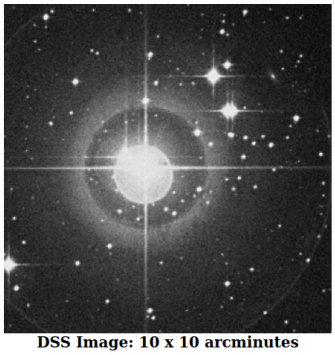


Figura 3-2.: Fragmento de 1.3×1.3 grados alrededor del sistema central σ Ori AB. Los símbolos indican la posición de los objetos identificados como miembros del cúmulo σ Ori, resultado de los estudios de los últimos 53 años.

WEBDA page for open cluster sigma Orionis

Basic Parameters	
Right Ascension (2000)	05 38 42
Declination (2000)	-02 36 00
Galactic longitude	206.811
Galactic latitude	-17.346
Distance [pc]	399
Reddening [mag]	0.05
Distance modulus [mag]	8.16
Log Age	7.11
Metallicity	
Notes	



DSS Image: 10 x 10 arcminutes

Figura 3-3.: Propiedades del cúmulo σ Ori. Fuente: WEBDA.

observaciones. En total reportan fotometrı'a óptica para 153 objetos entre miembros confirmados y candidatos posibles y períodos de rotación para 65 estrellas con masas menores a $0.5M_{\odot}$. Finalmente, exploran tendencias entre rotación y parámetros estelares como masa y radio, encontrando que la presencia de discos de acreción protoplanetarios puede no afectar considerablemente la evolución de la rotación estelar en la muestra estudiada.

Basados en datos del 2MASS (*Two Micron All Sky Survey*) y en fotometría óptica obtenida con el instrumento OSMOS, Hernández et al. (2014) [73] (de ahora en adelante H+14), definen una lista de candidatos fotométricos de σ Ori constituida por 340 estrellas. El análisis de los datos obtenidos les permite a los autores definir criterios de pertenencia que combinados con espectros Hectochelle facilita además obtener información sobre el nivel de acreción estelar en el cúmulo. Adicionalmente, a partir de lo espectros Hectochelle, reportan velocidades radiales heliocéntricas empleando la técnica de la correlación cruzada, al igual que correlaciones entre emisión en H_{α} con excesos de infrarrojo.

Indicadores de pertenecia

En el estudio espectroscópico del cúmulo realizado por H+14 [73], se consideran los siguientes indicadores de pertenencia:

- Análisis fotométrico: diagrama color-magnitud V vs V-J, ver Figura **3-4**.
- Fuente de emisión de rayos X por encima de ZAMS. Como se mencionó en el Capítulo 2, las estrellas jóvenes son fuentes intensas de rayos X en casi todas las etapas de la formación y evolución temprana, desde enanas marrones de baja masa hasta estrellas O masivas.
- Velocidad radial del grupo, 27-35 km/s. Jeffries et al. (2006) [92] encontraron que en la región del cúmulo existen dos grupos con edades y distancias disímiles que se desplazan

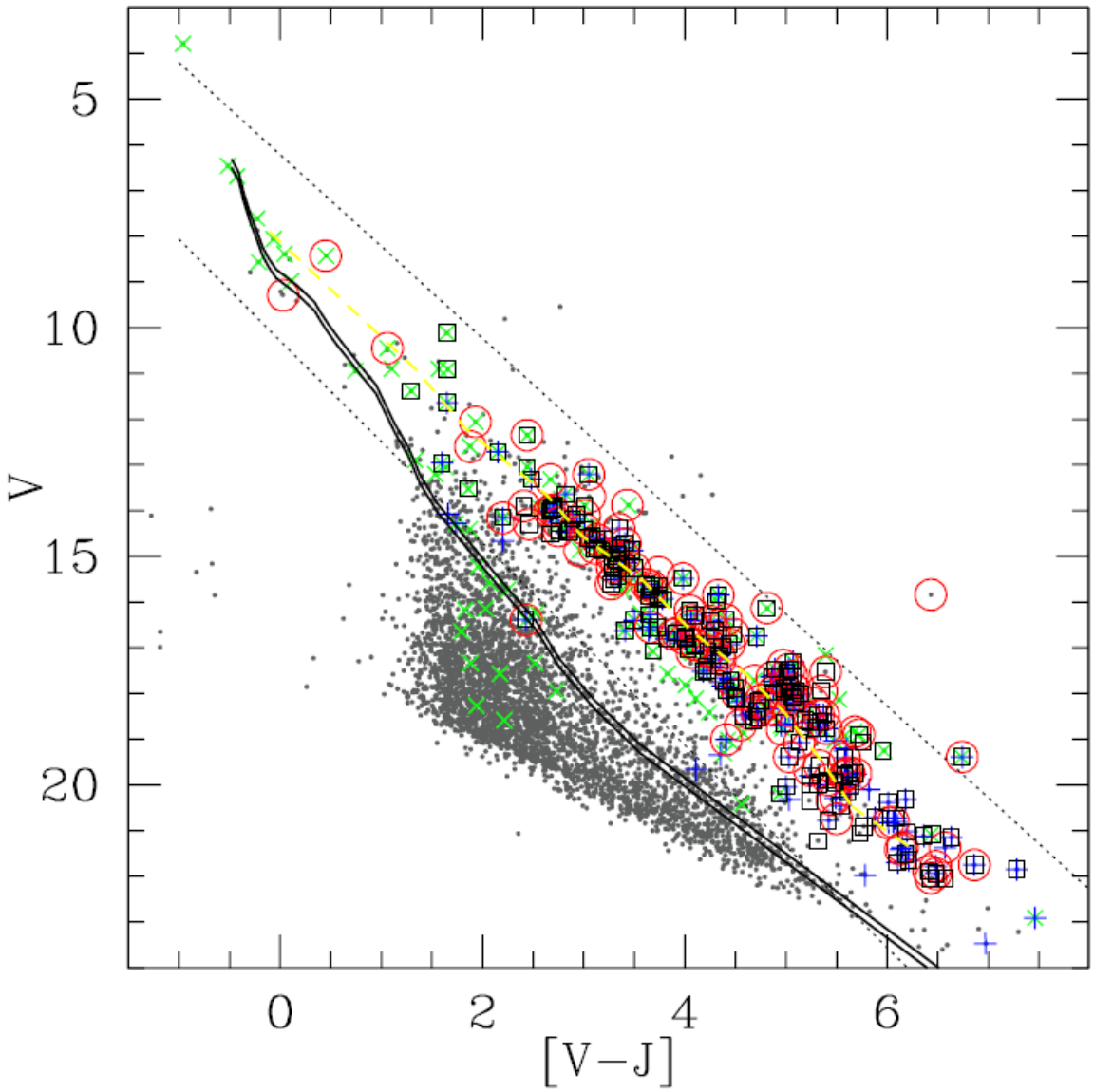


Figura 3-4.: Diagrama color-magnitud V vs V-J, ilustrando la selección de miembros fotométricos del cúmulo σ Ori [73]. Los círculos rojos representan estrellas con excesos IR. Los cuadros negros representan estrellas con presencia de Li I λ6708 en absorción. Los signos positivos representan estrellas con la velocidad radial del grupo. Las 'x' representan fuentes de rayos X. La línea a trazos es una isócrona empírica estimada de los colores de la muestra de miembros conocidos. Las líneas punteadas delimitan la región de pertenencia. Las líneas negras sólidas son ZAMS del modelo de evolución estelar de Siess et al. (2000) [131], asumiendo una distancia de 420 pc [144] y una de 385 pc [30] al cúmulo.

con una diferencia en velocidad radial de 7 km/s. Uno de ellos exhibe velocidades radiales de 27 a 35 km/s, consistente con la velocidad del sistema central σ Ori AB de 29.5 km/s. El segundo grupo con velocidades entre 20 y 27 km/s se piensa está al frente del primer grupo, con una distancia de 326 pc y una edad de $\sim$ 10 Ma [17].

- Presencia de Li I λ6708 en absorción para objetos de tipos espectrales K y M. Para estrellas de tipo solar (F y G), este no es un criterio sólido de su juventud, es más una evidencia que estos objetos no están en la etapa de post-secuencia principal [18, 71].

- Presencia de H_α λ6563 en emisión y clasificación de su estado en relación con la acreción de material; por el límite de saturación de actividad cromósferica definido por [20] en el caso de los espectros de baja resolución, y por el ancho equivalente de H_α a 10 % de su pico definido por [154] en el caso de los espectros de alta resolución.

- Excesos de emisión en el infrarrojo cercano y medio, indicando así la presencia de un disco protoplanetario. Este indicador se basa principalmente en el estudio de Hernández et al. (2007) [78] (de ahora en adelante H+07), que investiga las propiedades de los discos, encontrando que 34 % de las estrellas estudiadas poseen un disco; 27 % un disco ópticamente grueso y 7 % un disco evolucionado ópticamente delgado. Además, determinan que la fracción total de estrellas con disco disminuye a medida que se incrementa la masa, desde 36 % para estrellas clásicas T Tauri hasta 15 % para estrellas Herbig Ae/Be.

- Absorción en el doblete de sodio Na I $\lambda\lambda$8113,8195 para objetos de muy baja masa, tipos espectrales M3 y tardíos. Esta línea es un indicador de juventud, sensible a la gravedad superficial, y varia significativamente entre estrellas enanas de campo M y objetos PMS [138].

- Movimientos propios. De la construcción de un diagrama de distribución punto vector con los datos de movimientos propios reportados en el catálogo UCAC4 (*The Fourth US Naval Observatory CCD Astrograph Catalog*) [162] para los candidatos fotométricos, encuentran tres grupos: objetos dentro del límite 3σ ($\sim$86 %), objetos entre 3σ y 5σ, y objetos más allá de 5σ.

- Distancia desde el centro del cúmulo. Caballero en el estudio [31], sugiere que el cúmulo tiene dos componentes: un núcleo denso que se extiende desde el centro hacia un radio de $20'$ y un halo rarificado de mayor separación.

3.2. Selección de la muestra

Producto de la colaboración con el profesor Jesús Hernández (UNAM) disponemos de 167 observaciones espectroscópicas de alta resolución (R $\sim$ 34000) en la región del cúmulo σ

Ori, obtenidas en la noche del 27 de febrero de 2007 con el espectrógrafo echelle multiobjeto Hectochelle acoplado al telescopio Cassegrain de 6.5 m del Observatorio MMT, situado en el Monte Hopkins en Arizona, EUA. Este instrumento puede registrar hasta 240 espectros de alta resolución en un campo de 1° de circunferencia de manera simultánea con cada fibra subtendiendo 1.5″ en el cielo [133]. Las observaciones cubren un rango espectral de 180 Å centradas en 6625 Å, conteniendo así las dos líneas H_α λ6563 y Li I λ6708. Los espectros fueron reducidos en el programa de análisis y reducción de datos astronómicos IRAF con las tareas disponibles en los paquetes MSCRED y SPECRED utilizando un sistema automatizado desarrollado por G. Fűrész.

3.2.1. Criterio de selección

Los indicadores de pertenencia listados en la sección anterior condujeron a los autores a clasificar los objetos del estudio H+14 [73] en 4 categorías; M: miembro, P: probable, U: incierto, y N: no miembro. En vista de que el objetivo último de esta tesis es investigar si existe una conexión entre la rotación estelar y la cantidad de litio durante estados evolutivos estelares tempranos, la selección de estrellas a estudiar consiste en establecer una correspondencia entre los objetos que fueron clasificados como miembros (M) y miembros probables (P) del cúmulo σ Ori en [73, 78] y los objetos que tienen anchos equivalentes de litio reportados en la literatura. Así la muestra original de 167 espectros se reduce a 98 espectros.

La Tabla **3-1** lista la muestra final con cada objeto identificado con el número del catálogo [HHM2007] del estudio H+07 [78]. Los identificadores 2MASS de los objetos pueden encontrarse en el Apéndice B. Todas las estrellas fueron clasificadas como integrantes del cúmulo (M), excepto por las estrellas 27, 194, 243, 576 y 999, que fueron clasificadas como integrantes probables (P).

3.3. Parámetros estelares

3.3.1. Masa, radio y edad

Los parámetros estelares de masa, radio y edad de los 98 objetos se determinan a partir del estudio fotométrico en H+14 [73] donde se reportan las magnitudes de las bandas BVRI y la extinción en el visible A_V; las distancias a cada una de las estrellas utilizando los paralajes de la misión espacial Gaia [57, 61]; y el *applet* del modelo teórico de Siess et al. (2000) [131] (de ahora en adelante S+00), de trayectorias evolutivas para estrellas PMS. El usuario del *applet* debe ingresar las coordenadas del objeto de interés en el diagrama HR, ya sea la luminosidad $L\,(L_\odot)$ o las magnitudes absolutas en las bandas M_B, M_V, M_R, M_I, M_J, M_H, M_K o M_L, y la temperatura efectiva T_{eff} (K) o los colores B-V, V-R, R-I o V-I.

Para todas las estrellas se establecen las magnitudes absolutas en la banda visual, utilizando la ecuación del módulo de la distancia que tiene en cuenta la extinción interestelar:

$$M_V = m_V - 5\log d + 5 - A_V \tag{3-1}$$

La estimación del enrojecimiento de la muestra por H+14 [73] consistió en calcular el valor cuadrático medio (RMS(A_V)) de las diferencias entre los colores observados y los colores estándar, haciendo uso de los colores intrínsecos compilados por Kenyon & Hartmann (1995) [95] para estrellas de la secuencia principal y por Pecaut & Mamajek (2013) [121] para estrellas jóvenes. Este trabajo emplea los valores del último caso, es decir los calculados de los colores intrínsecos para estrellas PMS.

Respecto al color, para la mayoría de objetos es posible calcular V-I, sin embargo para algunos de ellos no se dispone de la magnitud aparente en la banda I. En estos casos se utilizan otras combinaciones. Asimismo se presentan otras dos situaciones en las que se opta por una alternativa diferente:

- Cuando no se encuentra un valor reportado por H+14 [73] para A_V, se calcula utilizando el valor típico de la Vía Láctea R_V=3.1 y se tiene en cuenta que el enrojecimiento hacia el centro del cúmulo es bajo E(B-V)$\lesssim$0.1 mag [73] $\rightarrow$ $A_V = R_V E(B-V)$=0.31.
- Cuando no se encuentra un valor reportado de paralaje por la misión espacial Gaia [57, 61], se asume la distancia reportada por [30] de 385 pc al sistema central del cúmulo.

La Tabla **3-1** lista para cada uno de los objetos de la muestra los valores calculados para la distancia, la magnitud absoluta en el visible y el color V-I; así como los parámetros de masa, radio y edad generados por el modelo.

3.3.2. Litio en las atmósferas estelares

Los anchos equivalentes de Li I λ6708 considerados en el estudio provienen de diversas fuentes. Se emplean tres tipos de referencias bibliográficas: valores de los análisis de alta y baja resolución del trabajo H+14 [73] y otras referencias. La Tabla **3-1** lista en sus últimas columnas EW(Li) y su referencia respectiva.

Tabla 3-1.: Parámetros estelares de la muestra

HHM 2007 ID	d (pc)	M_V (mag)	V-I (mag)	Masa ($M_\odot$)	Radio ($R_\odot$)	Edad (Ma)	EW(Li) (Å)	Li I Ref
27	162.51	11.80	2.77	0.23±0.04	0.31±0.30	6.81±2.35	0.00±0.00	H+14[b]

Continúa en la siguiente página

Tabla 3-1.: Continuación

HHM 2007 ID	d (pc)	M_V (mag)	V-I (mag)	Masa ($M_\odot$)	Radio ($R_\odot$)	Edad (Ma)	EW(Li) (Å)	Li I Ref
60	328.72	10.10	2.77	0.26±0.09	0.72±0.50	8.66±2.22	0.40±0.00	H+14[b]
73	366.14	8.59	2.60	0.33±0.12	1.30±0.65	2.60±2.12	0.26±0.12	H+14[a]
77	385.00	7.90	2.40	0.36±0.13	1.48±0.70	1.92±2.08	0.61±0.08	H+14[a]
116	334.56	10.99	V-R	0.17±0.11	1.26±0.60	2.38±2.15	0.50±0.00	K+05
117	361.53	9.01	2.57	0.32±0.11	0.97±0.60	4.20±2.15	0.29±0.14	H+14[a]
123	404.41	8.22	2.24	0.38±0.12	1.36±0.64	3.60±2.13	0.41±0.07	H+14[a]
165	383.86	10.58	3.15	0.22±0.09	0.73±0.50	6.42±2.22	1.00±0.00	H+14[b]
194	718.80	2.37	1.15	2.26±0.25	5.61±1.18	0.42±1.76	0.00±0.00	H+14[b]
214	371.01	7.62	2.30	0.38±0.14	1.52±0.72	1.75±2.07	0.44±0.04	H+14[a]
229	368.78	3.14	B-V	1.70±0.22	2.29±1.05	7.66±1.85	0.30±0.03	H+14[a]
240	413.98	8.73	2.59	0.32±0.12	1.18±0.63	3.03±2.13	0.44±0.12	H+14[a]
243	386.09	2.52	B-V	2.71±0.24	4.38±1.14	1.21±1.79	0.30±0.02	H+14[a]
247	393.18	10.37	2.91	0.24±0.08	0.70±0.49	8.48±2.23	0.25±0.12	H+14[a]
251	364.67	10.37	3.11	0.23±0.09	0.83±0.52	5.78±2.20	0.52±0.05	H+14[a]
254	415.46	11.33	3.82	0.17±0.09	0.87±0.51	4.52±2.21	0.00±0.00	H+14[b]
271	374.17	11.50	3.39	0.18±0.07	0.58±0.43	9.21±2.26	0.54±0.06	K+05
297	373.44	9.75	3.07	0.26±0.11	1.02±0.59	3.66±2.16	0.60±0.00	H+14[b]
300	236.20	10.25	3.14	0.24±0.09	0.85±0.54	4.96±2.19	0.40±0.00	H+14[b]
338	528.46	2.04	B-V	1.83±0.25	2.75±1.17	7.50±1.77	0.10±0.00	H+14[b]
341	424.83	6.68	1.94	0.49±0.15	1.68±0.78	1.46±2.03	0.59±0.07	H+14[a]
362	396.93	7.83	2.43	0.36±0.14	1.55±0.71	1.72±2.08	0.47±0.08	H+14[a]
366	408.52	9.15	2.81	0.29±0.11	1.11±0.62	3.13±2.14	0.56±0.33	H+14[a]
374	385.00	8.27	2.47	0.35±0.13	1.41±0.67	2.40±2.11	0.44±0.06	H+14[a]
377	391.25	11.46	3.58	0.17±0.08	0.68±0.46	6.57±2.24	0.25±0.05	K+05
396	397.08	7.48	R-I	0.39±0.14	1.47±0.72	1.84±2.07	0.43±0.07	H+14[a]
397	385.00	8.86	2.82	0.30±0.12	1.27±0.65	2.34±2.12	0.53±0.15	H+14[a]
411	374.31	2.51	B-V	1.70±0.23	2.60±1.11	9.43±1.81	0.16±0.01	H+14[a]
432	370.77	10.81	3.54	0.20±0.09	0.90±0.53	4.18±2.20	0.00±0.00	H+14[b]
435	385.00	10.21	3.20	0.24±0.10	0.89±0.55	4.35±2.18	0.40±0.12	H+14[a]
451	392.23	8.44	2.56	0.33±0.12	1.35±0.66	2.42±2.11	0.47±0.07	H+14[a]
462	342.69	8.61	3.65	0.24±0.16	2.67±0.80	0.12±2.01	0.26±0.21	H+14[a]
467	344.36	10.52	3.39	0.22±0.10	0.92±0.55	4.11±2.19	0.30±0.12	H+14[a]
489	360.69	10.13	3.28	0.24±0.10	0.99±0.58	3.63±2.17	0.41±0.17	H+14[a]
490	385.00	9.43	3.32	0.26±0.12	1.47±0.66	2.15±2.11	0.48±0.04	K+05
500	338.90	11.90	3.13	0.18±0.05	0.33±0.35	25.66±2.32	0.90±0.00	H+14[b]
502	429.04	10.04	3.43	0.23±0.11	1.22±0.61	2.82±2.15	0.00±0.00	H+14[b]

Continúa en la siguiente página

Tabla 3-1.: Continuación

HHM 2007 ID	d (pc)	M_V (mag)	V-I (mag)	Masa ($M_\odot$)	Radio ($R_\odot$)	Edad (Ma)	EW(Li) (Å)	Li I Ref
514	352.73	9.75	3.64	0.23±0.13	1.60±0.67	2.02±2.10	0.49±0.01	S+08
518	397.39	6.16	V-R	0.98±0.14	1.03±0.74	25.54±2.06	0.43±0.02	H+14[a]
525	376.58	8.08	2.62	0.33±0.14	1.60±0.71	1.64±2.08	0.61±0.11	H+14[a]
539	408.58	7.97	2.30	0.37±0.13	1.41±0.68	2.43±2.10	0.77±0.10	H+14[a]
545	305.90	11.08	3.70	0.18±0.09	0.89±0.53	4.31±2.20	0.32±0.14	K+05
572	415.85	6.03	1.71	0.65±0.16	1.80±0.82	1.67±2.01	0.57±0.04	H+14[a]
576	230.99	10.97	2.85	0.23±0.00	0.48±0.00	17.94±0.00	0.30±0.00	H+14[b]
583	571.89	3.27	1.33	1.25±0.23	4.57±1.09	0.39±1.82	0.34±0.02	H+14[a]
592	415.78	5.86	1.60	0.79±0.16	1.74±0.82	2.22±2.00	0.57±0.03	H+14[a]
598	401.66	8.16	V-R	0.28±0.15	2.24±0.78	0.76±2.03	0.55±0.00	S+08
611	407.67	6.03	1.64	0.75±0.16	1.78±0.81	2.40±2.01	0.56±0.03	H+14[a]
615	411.36	4.02	1.56	0.83±0.21	3.74±1.03	0.41±1.86	0.52±0.02	H+14[a]
616	368.56	6.11	1.53	0.90±0.15	1.46±0.78	4.38±2.03	0.82±0.03	H+14[a]
628	381.69	9.57	3.19	0.26±0.12	1.22±0.63	2.69±2.13	0.20±0.00	H+14[b]
644	362.33	10.41	3.21	0.23±0.09	0.84±0.53	5.01±2.20	0.60±0.10	C+06
658	399.43	10.34	3.18	0.23±0.09	0.83±0.54	4.98±2.19	0.55±0.05	K+05
662	380.74	6.06	V-R	0.39±0.18	2.98±0.88	0.55±1.96	0.57±0.04	H+14[a]
669	411.63	6.47	1.76	0.59±0.15	1.55±0.77	2.10±2.04	0.54±0.03	H+14[a]
674	388.34	8.81	2.70	0.31±0.12	1.28±0.64	2.70±2.13	0.43±0.24	H+14[a]
687	411.73	6.80	1.57	0.84±0.14	1.43±0.71	10.38±2.08	0.52±0.06	H+14[a]
691	465.41	6.80	2.07	0.44±0.15	1.82±0.78	1.25±2.03	0.47±0.03	H+14[a]
692	405.76	9.72	3.21	0.25±0.11	1.15±0.61	2.94±2.14	0.56±0.08	K+05
697	400.77	6.01	1.61	0.78±0.16	1.60±0.80	2.60±2.01	0.56±0.02	H+14[a]
710	212.35	8.74	V-R	0.36±0.10	0.88±0.58	6.15±2.16	0.49±0.04	H+14[a]
723	395.34	8.84	2.81	0.30±0.12	1.27±0.65	2.33±2.12	0.14±0.21	H+14[a]
728	380.68	9.32	B-V	0.42±0.08	0.57±0.48	29.00±2.23	0.53±0.08	Z+02
738	363.94	13.20	V-R	0.18±0.02	0.24±0.22	10.58±2.40	0.46±0.14	K+05
750	411.74	11.01	2.49	0.27±0.05	0.37±0.35	48.52±2.32	0.49±0.05	K+05
757	400.47	8.53	2.60	0.33±0.12	1.34±0.66	2.46±2.11	0.66±0.16	H+14[a]
773	376.45	9.70	2.85	0.27±0.10	0.88±0.56	5.00±2.18	0.29±0.22	H+14[a]
785	410.04	7.42	B-V	0.40±0.14	1.59±0.72	1.84±2.07	0.40±0.05	H+14[a]
791	421.82	4.12	1.36	1.09±0.20	3.17±0.99	0.71±1.89	0.58±0.03	H+14[a]
797	354.04	10.46	3.04	0.23±0.09	0.72±0.50	7.11±2.22	0.57±0.05	K+05
818	398.69	7.38	1.97	0.48±0.13	1.31±0.70	2.92±2.08	0.62±0.06	H+14[a]
823	456.88	6.12	r-i	0.77±0.16	1.56±0.79	2.90±2.02	0.52±0.03	H+14[a]
844	420.43	6.81	2.02	0.46±0.15	1.82±0.77	1.39±2.04	0.58±0.06	H+14[a]

Continúa en la siguiente página

Tabla 3-1.: Continuación

HHM 2007 ID	d (pc)	M_V (mag)	V-I (mag)	Masa ($M_\odot$)	Radio ($R_\odot$)	Edad (Ma)	EW(Li) (Å)	Li I Ref
855	383.52	8.43	2.48	0.34±0.12	1.32±0.65	2.74±2.12	0.21±0.09	H+14[a]
859	410.21	7.95	2.58	0.34±0.14	1.66±0.72	1.56±2.07	0.49±0.10	H+14[a]
865	370.71	9.09	2.57	0.31±0.11	0.92±0.59	4.55±2.16	0.28±0.14	H+14[a]
870	345.37	12.00	3.11	0.19±0.00	0.36±0.00	30.74±0.00	0.80±0.00	M+03
877	390.34	9.62	2.92	0.27±0.10	1.00±0.58	4.12±2.17	0.58±0.06	K+05
905	429.93	6.98	2.00	0.46±0.15	1.58±0.75	1.72±2.05	0.59±0.04	H+14[a]
908	335.33	8.98	2.81	0.30±0.12	1.33±0.64	2.65±2.13	0.19±0.14	H+14[a]
929	427.72	6.18	1.72	0.64±0.16	1.82±0.80	1.88±2.02	0.61±0.04	H+14[a]
978	385.00	8.41	2.22	0.38±0.11	1.08±0.61	4.66±2.14	0.00±0.00	H+14[b]
999	352.03	9.85	3.26	0.25±0.00	1.20±0.00	3.05±0.00	0.00±0.00	H+14[b]
1005	388.89	10.99	3.68	0.19±0.09	0.90±0.53	4.13±2.20	0.35±0.05	K+05
1017	406.50	8.31	2.37	0.36±0.12	1.34±0.65	3.01±2.12	0.76±0.12	H+14[a]
1030	367.55	6.10	V-i	1.01±0.15	1.10±0.75	19.36±2.05	0.50±0.03	H+14[a]
1043	386.54	9.97	V-R	0.24±0.11	1.26±0.62	2.73±2.14	0.27±0.23	H+14[a]
1053	440.29	9.11	2.75	0.30±0.11	1.04±0.61	3.31±2.14	0.31±0.14	H+14[a]
1094	399.66	5.56	V-R	1.10±0.16	1.17±0.80	17.46±2.02	0.62±0.03	H+14[a]
1097	410.87	6.96	1.99	0.47±0.15	1.57±0.75	1.72±2.05	0.59±0.03	H+14[a]
1113	419.37	6.22	V-R	0.91±0.15	1.37±0.77	5.36±2.04	0.60±0.03	H+14[a]
1123	358.58	1.53	B-V	3.23±0.27	5.69±1.25	1.18±1.72	0.38±0.15	A+96
1133	410.46	6.41	1.86	0.53±0.16	1.91±0.79	1.37±2.02	0.53±0.02	H+14[a]
1153	394.81	6.32	V-I	0.94±0.14	1.08±0.73	22.09±2.07	0.16±0.03	H+14[a]
1154	367.50	8.56	2.79	0.31±0.13	1.48±0.68	1.90±2.10	0.37±0.00	A+04
1156	397.89	5.90	V-I	1.08±0.15	1.17±0.77	15.69±2.04	0.38±0.02	H+14[a]
1352	355.38	3.28	1.06	2.08±0.22	3.36±1.06	1.30±1.84	0.00±0.00	H+14[b]
1361	402.97	6.21	V-R	0.80±0.14	0.82±0.72	45.71±2.07	0.48±0.02	H+14[a]

H+14[a]: medida Li I λ6708 análisis alta resolución
H+14[b]: medida Li I λ6708 análisis baja resolución
A+96: Alcalá et al. (1996)
A+04: Andrews et al. (2004)
C+06: Caballero et al. (2006)
K+05: Kenyon et al. (2005)
M+03: Muzerolle et al. (2003)
S+08: Sacco et al. (2008)
Z+02: Zapatero Osorio et al. (2002)

4. Medidas de rotación estelar

El contenido de momento angular de una estrella recién nacida es una de las cantidades fundamentales, al igual que la masa y la metalicidad, que tiene gran impacto en la mayor parte de su evolución posterior. La rotación influye en su estructura interna, el transporte de energía y los procesos de mezcla en su interior, que al final se reflejan en las abundancias químicas en su superficie. También es la principal causante de la actividad magnética; desde la luminosidad de rayos X hasta el flujo en UV y las manchas superficiales: fuentes primarias de vientos estelares. Puede además condicionar la formación planetaria y los procesos de migración. Por lo tanto, estudiar el momento angular inicial y su evolución a lo largo de la vida de las estrellas, aporta pistas únicas sobre los mecanismos de formación estelar, los fenómenos de acreción y eyección de material en objetos estelares jóvenes, los procesos físicos que redistribuyen el momento angular en los interiores estelares, y la historia y el futuro de la actividad estelar y su efecto en los planetas circundantes [24].

La medición de la rotación estelar en varias etapas evolutivas y en un amplio rango de masa proporciona un medio poderoso para investigar estos fenómenos. A continuación se describen las técnicas más relevantes para determinar las velocidades de rotación estelares.

4.1. Métodos para determinar la rotación

4.1.1. Espectroscopía

Abney (1877) [2] fue aparentemente el primero en considerar el efecto que tendría la rotación en un espectro estelar. Sugirió que un ensachamiento de los perfiles de las líneas fotosféricas debido al efecto Doppler debería ocurrir, ya que la luz desde la superficie giratoria de la estrella atraviesa la ranura de entrada al espectrógrafo. La Figura **4-1** presenta una explicación esquemática de este fenómeno. Para una estrella con una velocidad equatorial V_e, el ensanchamiento es igual a $\Delta\lambda_L = (\lambda/c)V_e \sin i$, donde i es el ángulo de inclinación entre la línea de visión y el eje de rotación. La Figura **4-2** expone gráficamente esta situación. Una estrella vista desde el polo ($i = 0$) no exhibe ensanchamiento Doppler, mientras que se obtiene una medida directa de V_e para una estrella ecuatorial ($i = 90°$). La localidad de isorotación en el disco estelar, es decir, los puntos de la superficie estelar que tienen la misma velocidad proyectada, siguen franjas verticales paralelas al eje de rotación, cuyo desplazamiento de longitud de onda viene dado por $\Delta\lambda = (\lambda/c)V_e \sin i \cos(l) \sin(L)$, donde l y L son

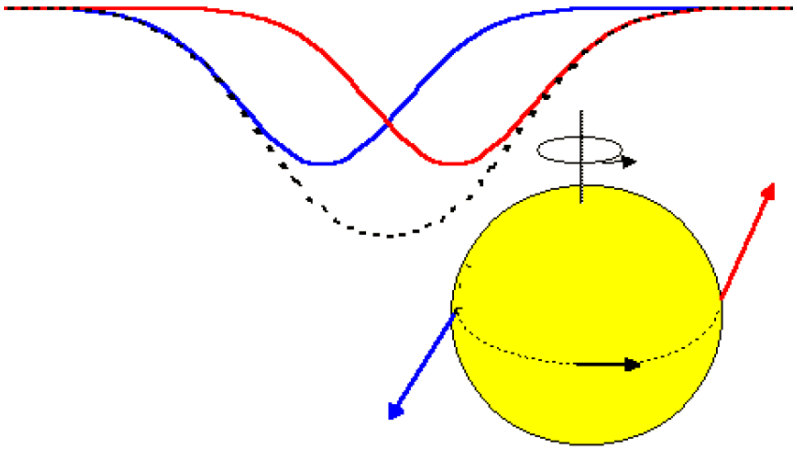


Figura 4-1.: Esquema ilustrando el ensanchamiento de las líneas espectrales debido a la rotación de la estrella por el efecto Doppler. La luz proveniente de uno de los hemisferios del disco estelar se acerca al observador, mientras que la luz procedente del otro hemisferio se aleja.

respectivamente la latitud y longitud de un punto en la superficie estelar [24].

Transformada de Fourier

El perfil de línea de una estrella que rota es la suma de los perfiles de línea intrínsecos de todos los puntos del disco estelar afectados por sus respectivos desplazamientos Doppler. Se puede describir como el producto de convolución del perfil de línea, no giratorio, con una función de ensanchamiento dada por [62]:

$$G(\lambda) = \frac{2(1-\epsilon)\left[1-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta_L}\right)^2\right]^{1/2} + \frac{1}{2}\pi\epsilon\left[1-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_L}\right)^2\right]}{\pi\Delta\lambda_L(1-\epsilon/3)} \tag{4-1}$$

donde ϵ es el coeficiente de oscurecimiento del limbo que depende de la temperatura y la longitud de onda. En el dominio de Fourier, el producto de convolución se convierte en un producto aritmético, y la transformada de Fourier de $G(\lambda)$ tiene la interesante propiedad de contar con ceros sucesivos a frecuencias inversamente proporcionales a $v\sin i$, con el primer cero en $v_1 \simeq (2/3)(c/\lambda_0)(v\sin i)^{-1}$. Entonces, incluso sin el conocimiento del perfil de línea intrínseco, la velocidad estelar proyectada puede derivarse con precisión de la ubicación de los ceros primero y subsiguientes en la transformada de Fourier del perfil observado. Esta técnica se ha aplicado con mayor éxito a los rotadores rápidos ($v\sin i \geq 30$ km/s) ya que su primer cero se produce en el dominio de Fourier de baja frecuencia y alta S/N. El mayor $v\sin i$ que se ha medido con esta técnica, $\sim$600 km/s, fue reportado para una estrella tipo O en la Gran Nube de Magallanes [41]. Para algunas estrellas brillantes, la técnica de Fou-

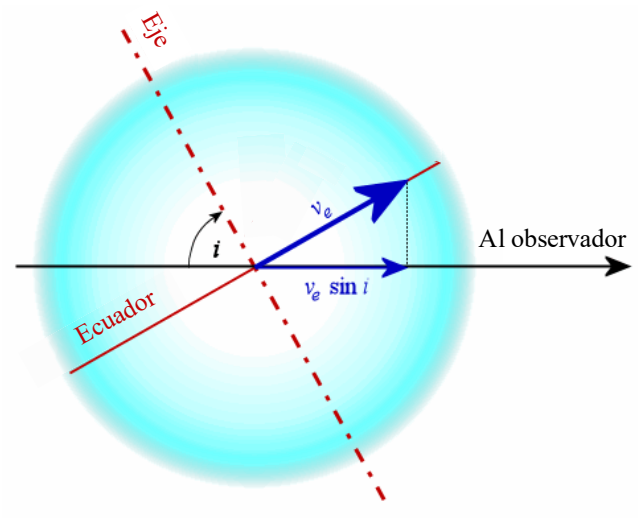


Figura 4-2.: Diagrama de la velocidad ecuatorial proyectada: el observador detecta y puede cuantificar $v\sin i$.

rier puede incluso proporcionar una estimación de la rotación diferencial latitudinal en la superficie [127]. En cambio, este método no es adecuado para estrellas que giran lentamente ($v\sin i \leq 20$ km/s) cuyo primer cero generalmente se pierde en el ruido de alta frecuencia en el dominio de Fourier [24].

Correlación cruzada

Un método más común empleado para medir la velocidad de rotación de los rotadores lentos es el análisis de correlación cruzada (CCF) desarrollado por Tonry & Davis (1979) [146]. En lugar de medir el ensanchamiento Doppler de una sola línea, este método consiste en correlacionar el espectro de interés con un espectro de referencia de una estrella de tipo espectral similar y mínima velocidad de rotación, o con un espectro sintético construido a partir de un modelo sin rotación, o con una máscara digital que deja pasar la luz a través de rangos de longitud de onda predefinidos según la ubicación de las principales líneas fotosféricas [63]. El resultado de cualquier alternativa elegida es un perfil o función de correlación cruzada cuyo ancho es proporcional a $v\sin i$ y cuya relación señal ruido mejora considerablemente por la inclusión de muchas líneas espectrales en su cálculo. La relación entre el ancho de la CCF y $v\sin i$ debe calibrarse adecuadamente utilizando espectros de referencia con tasas de rotación conocidas [79]. Otras aplicaciones de la técnica de correlación cruzada incluyen la derivación de velocidades radiales (ubicación del pico de la CCF) y metalicidad (área de la CCF) [24].

Otros métodos

También se han utilizado técnicas espectroscópicas más sofisticadas para medir las tasas de rotación. La técnica de imagen Doppler [151] y la técnica relacionada de imagen Zeeman-

Doppler [46, 132] aprovechan la relación existente entre la ubicación de una mancha en la superficie y su posición dentro del perfil de línea. A medida que la estrella gira, la firma de las manchas estelares (o las componentes magnéticas de la luz poralizada) se mueven a través del perfil de línea, haciendo que su monitoreo permita la reconstrucción del brillo de la superficie y/o mapas magnéticos. La forma de los perfiles de línea se modula periódicamente por las irregularidades de la superficie, y el ciclo de modulación proporciona una medición directa del período de rotación de la estrella. Además, la localización de manchas estelares en varios puntos de la superficie favorece el rastreo de períodos de rotación en diversas latitudes, dando así una estimación de la rotación diferencial. Específicamente, la cantidad $\Delta\Omega$ se obtiene al asumir una ley de rotación diferencial simplificada de tipo solar:

$$\Omega(\theta) = \Omega_e - \Delta\Omega \sin^2\theta \tag{4-2}$$

donde Ω_e es la velocidad angular en el ecuador estelar y θ la latitud en la superficie. Las relaciones entre la rotación diferencial, por un lado, y la temperatura efectiva, la profundidad de la zona convectiva, y la tasa de rotación, por el otro, han sido investigadas para estrellas de tipo solar y de menor masa (p. ej.: [14, 112]) [24].

4.1.2. Fotometría

El método más antiguo para medir la rotación estelar consiste en monitorear manchas magnéticas en las superficies estelares. En occidente, Galileo Galilei fue uno de los primeros observadores de principios del siglo XVII en proporcionar una estimación del período de rotación del Sol al observar las manchas solares que se mueven en la superficie por la rotación de la estrella. Cuando la superficie estelar no puede resolverse, las manchas estelares, no obstante, modulan la luminosidad de la estrella de forma periódica, como se observa en la Figura **4-3**. Por lo que, el registro de la curva de luz fotométrica seguido por la detección de una señal periódica, proporcionan una estimación directa del período de rotación de la estrella, P_{rot}. Esta técnica tiene la ventaja sobre los métodos espectroscópicos de producir una medida de la velocidad de rotación que está libre de efectos geométricos y puede convertirse directamente a velocidad angular, $\Omega = 2\pi/P_{rot}$. Sin embargo, su implementación es posible a expensas de un monitoreo fotométrico intenso durante varios períodos de rotación, y a la aplicación de técnicas de procesamiento de señales dedicadas a recuperar únicamente el componente periódico de la curva de luz que corresponde al período de rotación de la estrella (p. ej.: [87]).

Recientemente esta técnica se ha popularizado con las misiones espaciales en busca de exoplanetas: CoRoT, Kepler y TESS, que adquieren curvas de luz estelares, continuas y de tremenda precisión en escalas de tiempo de meses a años (p. ej.: [5, 35, 107]). El gran número de ciclos de rotación registrados por estas curvas de luz, no solo permite determinar el período de rotación estelar sino también detectar la rotación diferencial, mediante el rastreo de manchas situadas en diferentes latitudes que muestran períodos ligeramente distintos (p. ej.: [108]).

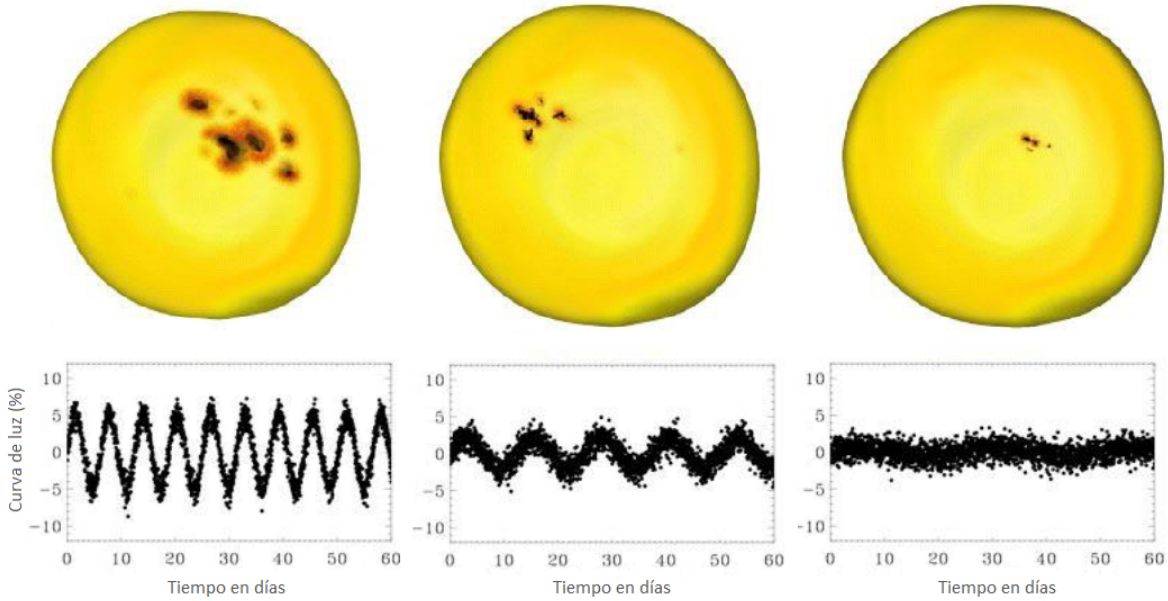


Figura 4-3.: Representación esquemática de diferentes curvas de luz producidas por manchas magnéticas en la superficie estelar.

La aplicación de esta técnica es con certeza más adecuada para las estrellas magnéticamente activas que exhiben manchas estelares en su superficie, generalmente estrellas de tipo solar y estrellas de baja masa con tipos espectrales F tardío a M, que se extiende incluso a enanas marrones (p. ej.: [74]) [24].

4.1.3. Interferometría

Para estrellas relativamente cercanas, el disco estelar puede resolverse por interferometría (p. ej.: [99]). En estos casos, se puede medir el achatamiento estelar: relación entre el radio ecuatorial y el radio polar. Para las estrellas que giran rápidamente, la protuberancia ecuatorial puede ser bastante pronunciada. De acuerdo al modelo de Roche para superficies estelares equipotenciales, el radio de una estrella de alta rotación en función de la latitud viene dado por:

$$R(\omega,\theta) = \frac{3R_p}{\omega \sin\theta} \cos\left[\frac{\pi + \cos^{-1}(\omega \sin\theta)}{3}\right] \tag{4-3}$$

donde θ es la colatitud y $\omega = \Omega/\Omega_c$ es la relación entre la velocidad angular de la estrella y la velocidad angular crítica a la que la fuerza centrífuga en el ecuador iguala la fuerza de gravedad:

$$\Omega_c = \left(\frac{2}{3}\right)^{3/2} \left(\frac{GM_*}{R_p^3}\right)^{1/2} \tag{4-4}$$

donde M_* es la masa estelar y R_p el radio polar [50]. Para una estrella que rota a la velocidad crítica, el radio ecuatorial es 1.5 veces mayor que el radio polar, lo que significa un achatamiento de 0.5. Se han medido valores de hasta 0.35 para algunas estrellas masivas que giran cerca a la velocidad de desintegración.

Siempre que la interferometría pueda proporcionar un mapa de brillo de la superficie para una estrella que rota rápidamente, el efecto de oscurecimiento de la gravedad puede ser observado. El teorema de von Zeipel (1924) relaciona el flujo radiativo con la gravedad superficial, prediciendo, que una estrella que gira próxima a su velocidad de ruptura, será más brillante en el polo que en el ecuador. Esto de hecho ha sido observado en Altair ($v\sin i = 240$ km/s) por [117], quienes modelaron el mapa de brillo de la superficie para esta estrella con el propósito de determinar tanto el ángulo de inclinación del eje de rotación en la línea de visión como su ángulo de posición en el plano del cielo.

La interferometría y la espectroscopía se pueden combinar, en una técnica llamada espectro-interferometría, para medir el ángulo de posición del eje de rotación de las estrellas cuya superficie no está completamente resuelta [24].

4.1.4. Sismología

El espectro de oscilación de una estrella codifica sus propiedades de rotación desde la superficie hasta el interior. En primer orden, las frecuencias de oscilación de tipo radial n, grado l, y acimut m de una estrella giratoria están relacionadas con las mismas frecuencias en una estrella no giratoria por:

$$v_{n,l,m} = v_{n,l} - m v_s \tag{4-5}$$

donde $m \in [-l, +l]$ y $v_s \simeq v_{rot} = \Omega/2\pi$ [66]. La rotación estelar eleva la degeneración de los modos de oscilación m de una estrella no giratoria al producir un desdoblamiento rotacional cuya amplitud es directamente proporcional a la velocidad angular. En el caso de rotación uniforme, el desdoblamiento rotacional de los modos proporciona una medición directa de la velocidad angular de la superficie. Para perfiles de rotación más complejos, modelar el desdoblamiento de la frecuencia con modelos estelares que incluyen la rotación, ofrece una manera de estimar el perfil de rotación interno de la estrella. Esta técnica se aplicó primero al Sol para recuperar las variantes latitudinal y radial de su velocidad de rotación a través de la envoltura convectiva hacia el núcleo radiativo [128]. Un enfoque similar más reciente, basado en el análisis de los modos mixtos de presión y gravedad, permitió a [43] investigar el perfil de rotación interna de una gigante de baja masa que evoluciona fuera de la secuencia principal, revelando un núcleo interno que gira rápidamente.

Se puede recuperar información adicional de la amplitud de los modos divididos de rotación. Por ejemplo, la relación de las amplitudes de las componentes del modo $m = 0, \pm 1$ depende

de la inclinación del eje de rotación en la línea de visión [65]. Una primera aplicación de esta técnica ha permitido a [38] demostrar que el eje de rotación, de dos exoplanetas en tránsito detectados por Kepler, es perpendicular al plano orbital de los planetas [24].

4.2. Rotación estelar en σ Ori

A pesar de que el cúmulo σ Ori ha sido ampliamente estudiado, hasta la fecha existen solo 2 estudios de la rotación estelar de sus integrantes que son exhaustivos e incluyen un buen número de objetos, permitiendo análisis de relevancia estadística. El primero, Sacco et al. (2008) [134] (de ahora en adelante S+08): un estudio espectroscópico de estrellas de baja masa (0.2-1.0 $M_{\odot}$) en las regiones de los cúmulos σ Ori y λ Ori, que hace uso de observaciones del instrumento FLAMES en el VLT, con una resolución de R $\sim$ 17000. Los autores determinaron la velocidad ecuatorial proyectada ($v\sin i$) para 20 objetos y límites superiores para otros 36. El segundo, Cody & Hillenbrand (2010) [36] (de ahora en adelante C&H10): un estudio de variabilidad fotométrica en la banda I para estrellas de baja masa y enanas marrones (0.02-0.5 $M_{\odot}$) en la región de σ Ori. Las autoras identificaron 84 objetos variables periódicos con variabilidad sinusoidal para 65 de ellos, los 19 restantes mostraron características de estrellas pulsantes tradicionales o estrellas binarias eclipsantes.

Las observaciones espectroscópicas del presente trabajo fueron utilizadas en el análisis de alta resolución del estudio H+14 [73], en el que se determinaron las velocidades radiales de 95 estrellas, pero no velocidades de rotación. Gracias a la alta resolución del instrumento Hectochelle (R $\sim$ 34000), la estimación de $v\sin i$ con este conjunto de datos, aportará a la caracterización de la rotación estelar del cúmulo σ Ori, y favorecerá futuros estudios de la evolución del momento angular durante estas etapas tan tempranas en la vida de las estrellas. Ejemplo de ello es el estudio en preparación Pinzón et al. (2020) que usa la rotación estelar (incluye los resultados de esta tesis) como un indicador y punto de conexión entre los cambios en los interiores estelares, los procesos de acreción y los vientos estelares, en estrellas de baja masa T Tauri y masa intermedia Herbig Ae/Be, durante los primeros 3 Ma de edad.

4.2.1. Metodología

Las velocidades ecuatoriales proyectadas se determinan con la técnica de correlación cruzada de Fourier (CCF), bajo la tarea FXCOR de IRAF. La metodología consiste en correlacionar la estrella de interés 'objeto' con espectros ensanchados artificialmente de una estrella sintética de referencia 'template' de tipo espectral similar y cero rotación. Un desarrollo matemático riguroso de la técnica puede visitarse en el Apéndice A. Los espectros sintéticos empleados son los de la publicación de Coelho et al. (2005) [33], con metalicidad solar, gravedad superficial $\log g = 3.5$, y temperaturas efectivas de 3500 a 6750 K. Se construye además una función de calibración que consiste en correlacionar el espectro 'template' con sí mismo a las diferentes

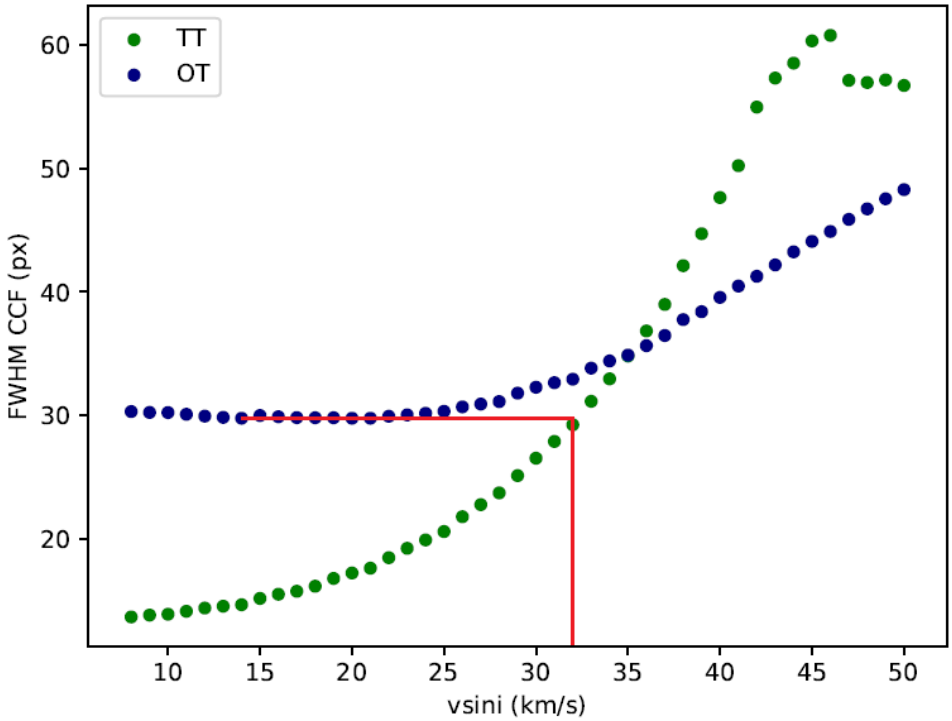


Figura 4-4.: Ejemplo de la determinación de $v\sin i$ utilizando la curva de calibración.

velocidades consideradas, es decir, con los mismos espectros destinados a hacer la correlación con la estrella de interés 'objeto'. La velocidad de rotación de la estrella de ciencia será la que resulte de la combinación entre el menor valor del ancho equivalente a la mitad de la altura (FWHM) de la CCF objeto-template (OT), que supone el mejor ajuste entre las dos señales, y su proyección a la curva de calibración o FWHM de la CCF template-template (TT). Para ilustrar mejor el método en la Figura **4-4** se presenta un ejemplo de los gráficos obtenidos: en las ordenadas los FWHM de la CCF OT en color azul y de la CCF TT en color verde, y en las abscisas $v\sin i$. En este caso la curva del FWHM de la CCF OT exhibe tres mínimos en los valores de $v\sin i$ 14, 18 y 20. El valor definitivo de la velocidad ecuatorial proyectada $v\sin i$ de 32 km/s para esta estrella en particular, se encuentra entonces trazando una línea desde estos valores mínimos hacia la curva de calibración y desde allí a las abscisas, la trayectoria en rojo en la figura.

Pasos y consideraciones

Este procedimiento se divide en cuatro pasos para los que se desarrollan cuatro códigos en los lenguajes de programación Python e IRAF CL. A continuación una breve descripción de ellos, además de algunas consideraciones:

- Paso 1: preparación de los espectros de ciencia y sintéticos antes de realizar las medidas. Los espectros Hectochelle cubren un rango espectral de 180 Å, entre 6535 y 6715

Å, que es perfecto para un análisis de pertenencia a un cúmulo estelar joven por la presencia de las líneas H_α λ6563 en emisión y Li I λ6708 en absorción, indicadores de acreción y juventud, respectivamente. Sin embargo, al ser estas dos líneas prominentes, variables de estrella a estrella, y de hecho características de estrellas PMS, no son deseables para una técnica de comparación como lo es la CCF y menos si lo es con estrellas en la etapa de secuencia principal donde estas líneas ya han desaparecido o se manifiestan con mucho menos intensidad. Por este motivo, las regiones espectrales que las contienen son omitidas del análisis. Con el fin de obtener resultados más confiables, las medidas se efectúan para cada uno de los objetos en tres ocasiones, cada una de ellas en las siguientes ventanas espectrales → ventana 1, w_1: 6580-6620 Å; ventana 2, w_2: 6620-6660 Å; y ventana 3, w_3: 6660-6700 Å. Los 'objetos' se procesan con las tareas SCOPY y CONTINUUM de IRAF, para cortarlos y normalizarlos, respectivamente. Los 'templates' se procesan con las tareas SCOPY, DISPCOR y WSPECTEXT de IRAF, para cortarlos, reescalarlos a la misma dispersión de los espectros de ciencia, y pasarlos a texto plano, respectivamente.

- Paso 2: ensanchamiento de los espectros sintéticos a las diferentes velocidades de interés para simular el efecto de la rotación en las líneas espectrales como se representa en la Figura **4-1**. El ensanchamiento se hace de 8 a 50 km/s, con incrementos de 1 km/s, usando la tarea *rotBroad* de la colección de rutinas astronómicas *PyAstronomy*. Se escoge este rango de velocidades, primero porque en la literatura se han registrado de forma repetida velocidades de rotación modestas para estrellas PMS de baja masa que raramente exceden los 40 km/s [24], y segundo porque la menor velocidad de rotación que puede obtenerse de los espectros Hectochelle es de 9 km/s, derivada de:

$$\begin{aligned} \frac{\lambda}{\Delta\lambda} &= R \rightarrow \text{resolución del instrumento} \\ \Delta\lambda &= \frac{6625}{34000} \simeq 0{,}195 \end{aligned} \tag{4-6}$$

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} &= \frac{v}{c} \\ v &= \frac{0{,}195}{6625}\ 3\text{x}10^5 \simeq 9 \text{ km/s} \end{aligned} \tag{4-7}$$

rotBroad es una función que implementa el ensanchamiento por rotación descrito por D.F. Gray (ecuación 4-1), que tiene en cuenta el parámetro ϵ, coeficiente de oscurecimiento del limbo. Este parámetro se fija en 0.6 para todos los casos.

- Paso 3: aplicación de la técnica de correlación cruzada utilizando la tarea FXCOR en las series OT, así como en las series TT. La parábola es la función seleccionada en FXCOR para encontrar el centro y el ancho del pico de la correlación.

- Paso 4: generación e inspección visual de los gráficos FWHM CCF vs. $v\sin i$.

4.2.2. Resultados

Es posible determinar $v\sin i$ para 95 de los 98 objetos estudiados; los espectros de ciencia 576, 870 y 999 son ruidosos y presentan líneas espectrales de amplitudes muy distintas. Algunas de las otras estrellas de la muestra también son ruidosas y difíciles de procesar en ciertas ventanas espectrales, por esta razón se registran solo dos medidas. El objeto 728 es el único con una sola medida y el error de la misma se determina de las características de sus curvas FWHM de las CCF OT y TT.

La Tabla **4-1** lista los objetos, el tipo espectral, la temperatura efectiva de la estrella de referencia, los valores de velocidad de rotación determinados para cada una de las ventanas espectrales consideradas, la velocidad ecuatorial proyectada $v\sin i$ definitiva que consiste del promedio aritmético de las tres medidas y su desviación estándar, el valor de $v\sin i$ o límite superior reportado por S+08 [134], y el período en días reportado por C&H10 [36]. La mayoría de los tipos espectrales fueron tomados del trabajo H+14 [73], excepto por los objetos 251, 674, 692, 773, 797, 1005, 1043 y 1154, que tienen asignados los valores generados por el modelo de S+00 [131].

Las Figuras **4-5** a **4-13** representan 9 ejemplos de los objetos estudiados. Las filas en la parte superior corresponden a la ventana w_1: 6580-6620 Å, las filas del centro a la ventana w_2: 6620-6660 Å, y las filas en la parte inferior a la ventana w_3: 6660-6700 Å. Las columnas de la izquierda muestran los espectros de la estrella de interés en magenta y de la estrella de referencia en verde, las columnas centrales son las curvas de la función de correlación cruzada OT, y las columnas de la derecha son los gráficos de FWHM CCF vs. $v\sin i$.

Tabla 4-1.: Velocidades ecuatoriales proyectadas ($v\sin i$)

HHM 2007 ID	Tipo espectral	Template (K)	w_1 (km/s)	w_2 (km/s)	w_3 (km/s)	$v\sin i$ (km/s)	S+08 (km/s)	C&H10 P(días)
27	M3.0	3500	19	9	18	15.33±5.51	...	...
60	M3.0	3500	...	20	21	20.50±0.71	...	...
73	M2.0	3500	12	19	25	18.67±6.51	...	...
77	M2.5	3500	19	24	14	19.00±5.00	...	...
116	M3.5	3500	11	13	16	13.33±2.52	...	0.79
117	M3.0	3500	20	23	21	21.33±1.53	...	...
123	M2.0	3500	18	21	15	18.00±3.00	...	11.52
165	M4.5	3500	19	9	12	13.33±5.13	...	...
194	G2.5	5750	9	11	13	11.00±2.00	...	...
214	M2.0	3500	27	27	21	25.00±3.46	...	...
229	G2.5	5750	30	40	41	37.00±6.08	...	...

Continúa en la siguiente página

Tabla 4-1.: Continuación

HHM 2007 ID	Tipo espectral	Template (K)	w_1 (km/s)	w_2 (km/s)	w_3 (km/s)	$v\sin i$ (km/s)	S+08 (km/s)	C&H10 P(días)
240	M3.0	3500	17	20	15	17.33±2.52	...	1.90
243	G5.0	5750	20	19	21	20.00±1.00	...	...
247	M5.0	3500	21	17	21	19.67±2.31	...	2.98
251	M4.0	3500	18	21	...	19.50±2.12	...	...
254	M4.5	3500	18	11	16	15.00±3.61	...	...
271	M5.0	3500	11	18	17	15.33±3.79	...	0.61
297	M5.0	3500	14	21	21	18.67±4.04	...	1.28
300	M4.5	3500	21	19	20	20.00±1.00	...	...
338	F3.5	6750	34	32	46	37.33±7.57	...	...
341	M0.0	3750	19	18	16	17.67±1.53	...	...
362	M2.5	3500	26	26	33	28.33±4.04	...	...
366	M3.5	3500	25	20	22	22.33±2.52	...	...
374	M3.0	3500	25	22	13	20.00±6.24	...	...
377	M5.0	3500	...	14	15	14.50±0.71	...	...
396	M1.5	3750	12	16	11	13.00±2.65	...	...
397	M4.0	3500	21	20	16	19.00±2.65	<17	...
411	F7.5	6250	26	22	26	24.67±2.31	...	...
432	M5.0	3500	23	24	21	22.67±1.53	...	...
435	M5.0	3500	...	24	11	17.50±9.19	...	2.41
451	M2.5	3500	16	20	22	19.33±3.06	...	6.62
462	M4.0	3500	21	21	22	21.33±0.58	...	...
467	M5.5	3500	19	24	22	21.67±2.52	...	...
489	M4.5	3500	10	27	21	19.33±8.62	...	1.71
490	M4.0	3500	14	13	14	13.67±0.58	...	...
500	M4.5	3500	15	15	16	15.33±0.58	...	...
502	M3.5	3500	27	9	12	16.00±9.64	...	...
514	M3.5	3500	13	22	10	15.00±6.24	<17	...
518	K6.0	4250	17	17	17	17.00±0.00	<17	...
525	M3.0	3500	23	27	21	23.67±3.06	21.90	...
539	M1.5	3750	15	18	11	14.67±3.51	<17	...
545	M4.0	3500	24	23	15	20.67±4.93	...	...
572	K6.0	4250	12	12	12	12.00±0.00	<17	6.34
576	M2.0	3500	...	...	...	...	...	1.11
583	K4.5	4500	17	18	14	16.33±2.08	...	...
592	K7.0	4000	32	30	33	31.67±1.53	...	...
598	M2.0	3500	14	24	16	18.00±5.29	<17	...

Continúa en la siguiente página

Tabla 4-1.: Continuación

HHM 2007 ID	Tipo espectral	Template (K)	w_1 (km/s)	w_2 (km/s)	w_3 (km/s)	$v\sin i$ (km/s)	S+08 (km/s)	C&H10 P(días)
611	K7.0	4000	16	15	17	16.00±1.00	<17	...
615	K3.0	5000	28	28	27	27.67±0.58	...	...
616	K7.0	4000	37	35	...	36.00±1.41	...	...
628	M4.5	3500	20	19	26	21.67±3.79	...	1.72
644	M2.0	3500	12	15	16	14.33±2.08	...	...
658	M4.5	3500	...	22	12	17.00±7.07	...	...
662	K7.0	4000	20	20	19	19.67±0.58	<17	...
669	M0.0	3750	18	16	19	17.67±1.53	<17	...
674	M3.0	3500	18	20	14	17.33±3.06	<17	...
687	M1.0	3750	15	12	30	19.00±9.64	...	...
691	M1.5	3750	18	17	17	17.33±0.58	<17	...
692	M4.0	3500	15	14	16	15.00±1.00	...	...
697	K6.0	4250	13	12	14	13.00±1.00	...	...
710	M1.5	3750	16	18	26	20.00±5.29	<17	...
723	M4.0	3500	23	...	17	20.00±4.24	<17	...
728	M5.0	3500	...	...	22	22.00±2.00	...	...
738	M5.5	3500	18	16	19	17.67±1.53	...	...
750	M5.0	3500	19	15	22	18.67±3.51	...	...
757	M3.0	3500	18	18	21	19.00±1.73	<17	...
773	M3.0	3500	21	24	21	22.00±1.73	<17	...
785	M1.0	3750	18	16	14	16.00±2.00	<17	...
791	K1.0	5000	26	26	25	25.67±0.58	...	...
797	M4.0	3500	15	15	16	15.33±0.58	...	...
818	M0.0	3750	15	16	15	15.33±0.58	...	...
823	M2.0	3500	19	14	22	18.33±4.04	...	...
844	M0.5	3750	15	17	15	15.67±1.15	...	...
855	M4.0	3500	12	20	15	15.67±4.04	<17	...
859	M2.5	3500	18	25	24	22.33±3.79	...	...
865	M3.5	3500	22	22	21	21.67±0.58	...	...
870	M6.0	3500	...	...	...	...	...	...
877	M3.0	3500	18	15	12	15.00±3.00	...	...
905	M0.5	3750	15	17	16	16.00±1.00	...	...
908	M3.0	3500	25	21	25	23.67±2.31	<17	...
929	K7.0	4000	11	15	16	14.00±2.65	<17	11.29
978	M1.5	3750	18	9	24	17.00±7.55	<17	...
999	M4.0	3500	...	...	...	...	...	0.95

Continúa en la siguiente página

Tabla 4-1.: Continuación

HHM 2007 ID	Tipo espectral	Template (K)	w_1 (km/s)	w_2 (km/s)	w_3 (km/s)	$v\sin i$ (km/s)	S+08 (km/s)	C&H10 P(días)
1005	M5.0	3500	15	14	15	14.67±0.58	...	...
1017	M2.0	3500	16	16	18	16.67±1.15	<17	7.21
1030	K6.0	4250	35	37	29	33.67±4.16	...	...
1043	M5.0	3500	10	9	18	12.33±4.93	...	...
1053	M4.0	3500	15	25	25	21.67±5.77	...	...
1094	K7.0	4000	24	26	27	25.67±1.53	...	...
1097	M0.5	3750	27	24	29	26.67±2.52	...	...
1113	K5.5	4250	35	40	40	38.33±2.89	...	...
1123	G1.0	6000	31	16	...	23.50±10.61	...	...
1133	K7.5	4000	29	28	30	29.00±1.00	...	...
1153	K5.5	4250	11	16	...	13.50±3.54	...	...
1154	M3.0	3500	10	19	9	12.67±5.51	...	...
1156	K5.0	4500	17	14	9	13.33±4.04	...	...
1352	F7.5	6250	16	14	14	14.67±1.15	...	...
1361	K7.5	4000	18	15	25	19.33±5.13	...	...

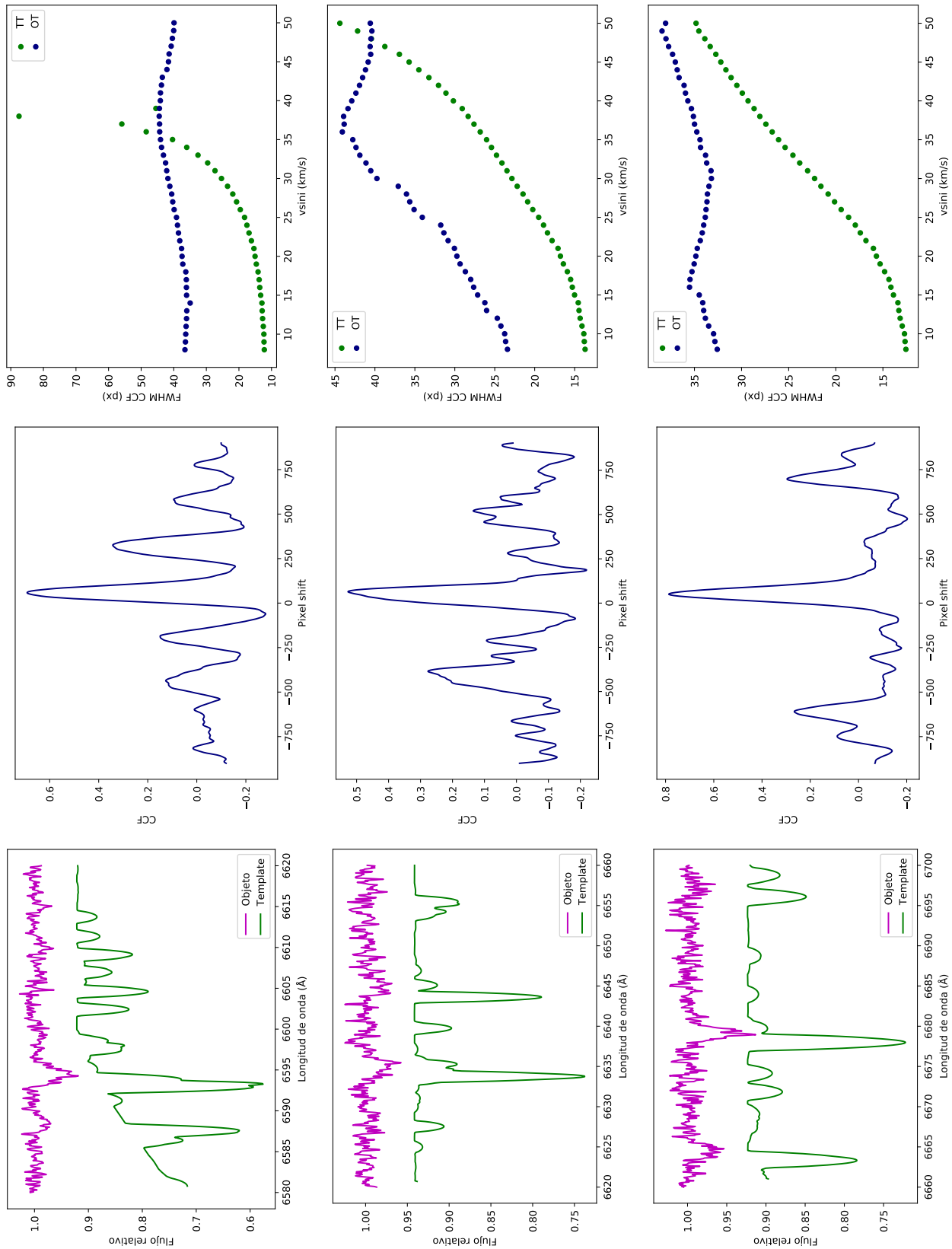


Figura 4-5.: Objeto 338, Template 6750 K, $v\sin i = 37.33 \pm 7.57$ km/s

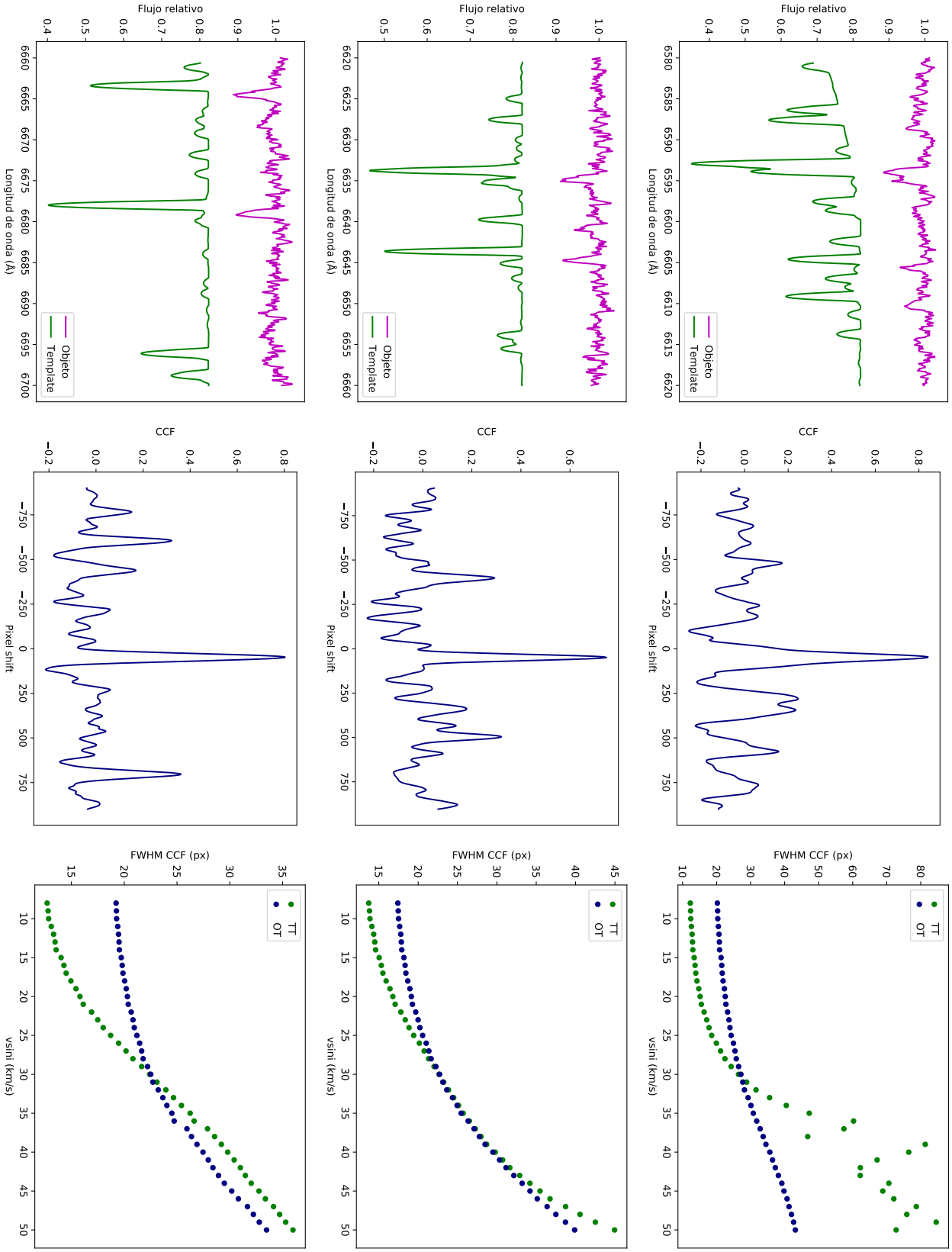


Figura 4-6.: Objeto 411, Template 6250 K, $v\sin i = 24.67 \pm 2.31$ km/s

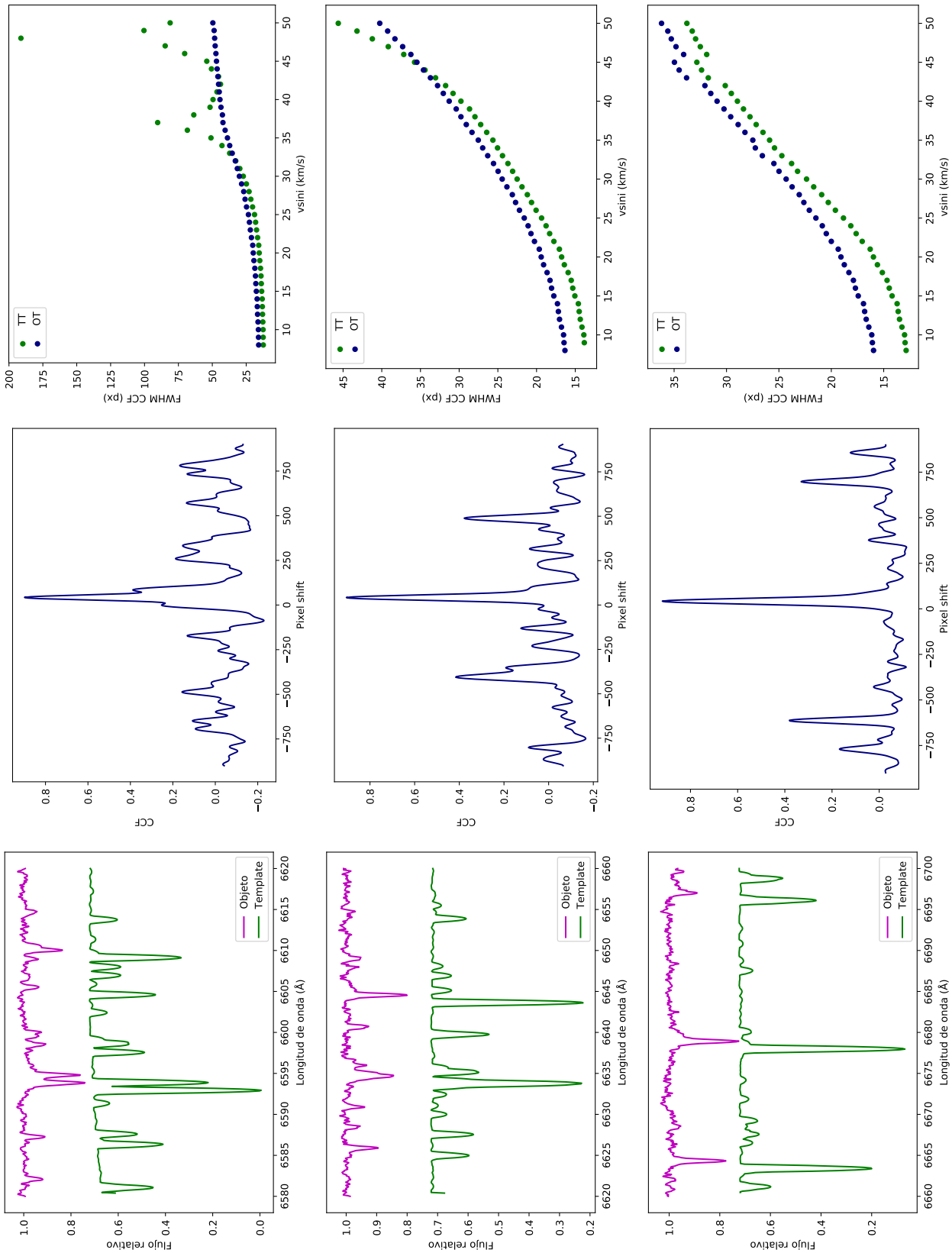


Figura 4-7.: Objeto 243, Template 5750 K, $v\sin i = 20.00 \pm 1.00$ km/s

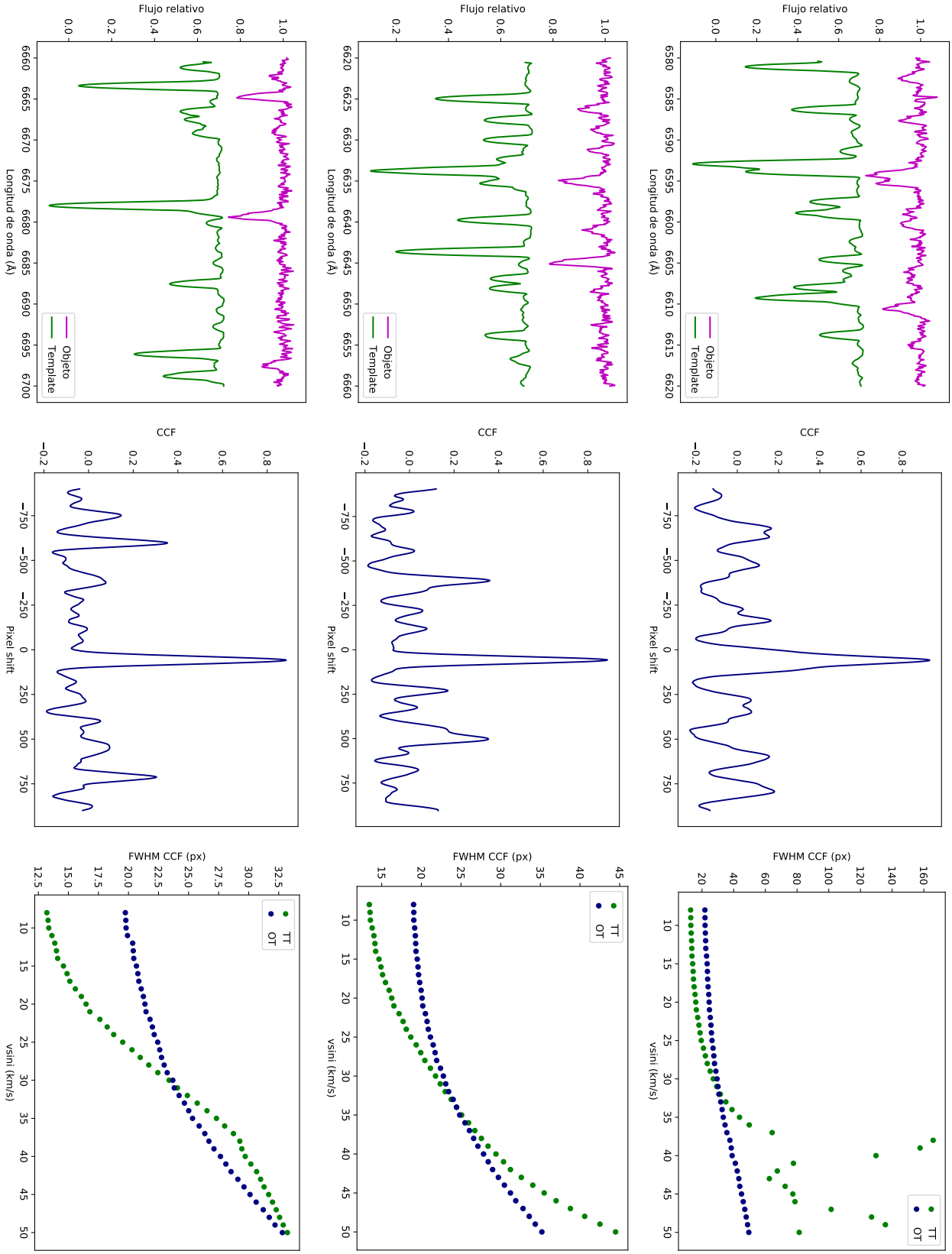


Figura 4-8.: Objeto 791, Template 5000 K, $v\sin i = 25.67 \pm 0.58$ km/s

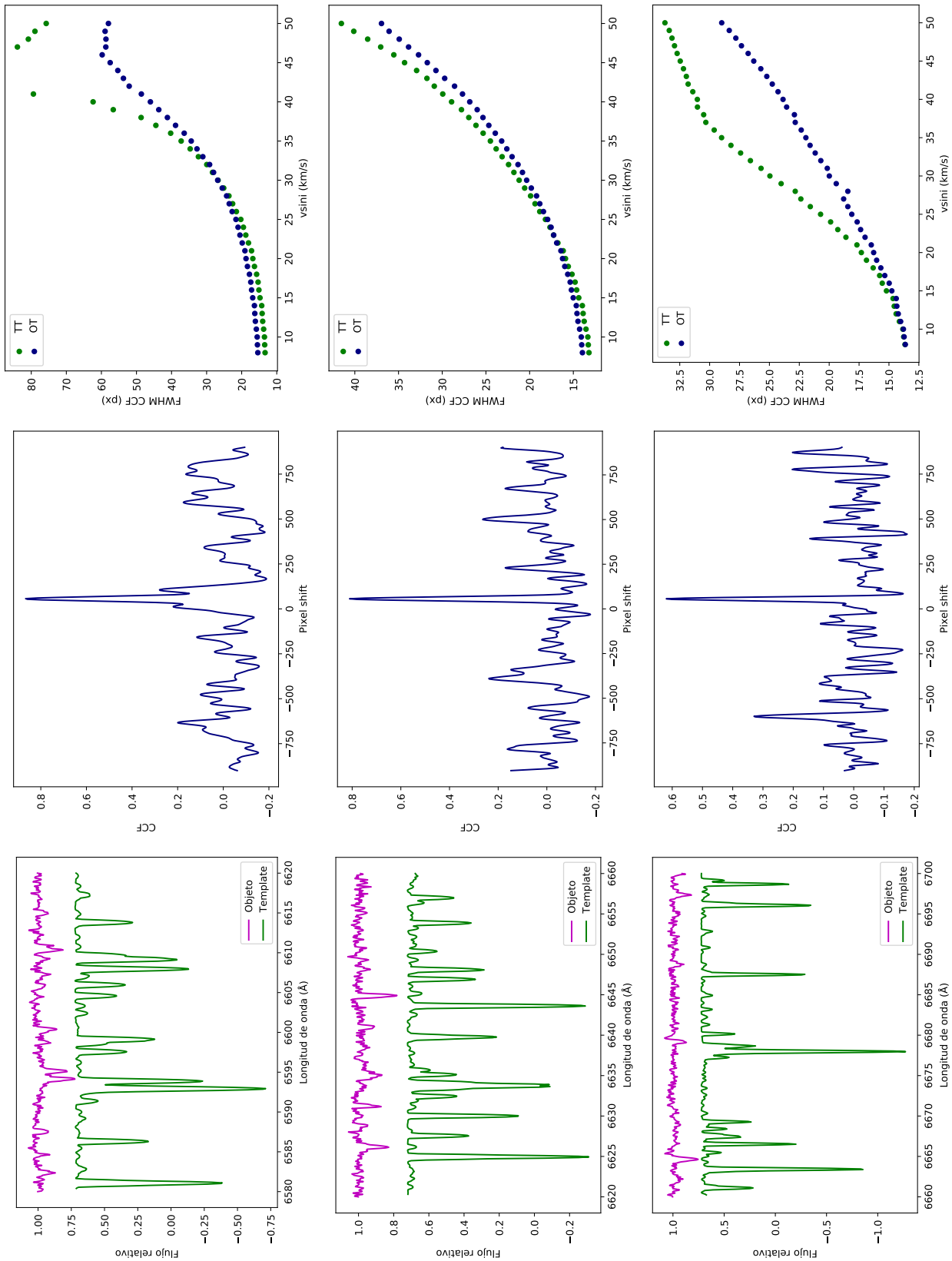


Figura 4-9.: Objeto 1156, Template 4500 K, $v\sin i = 13.33 \pm 4.04$ km/s

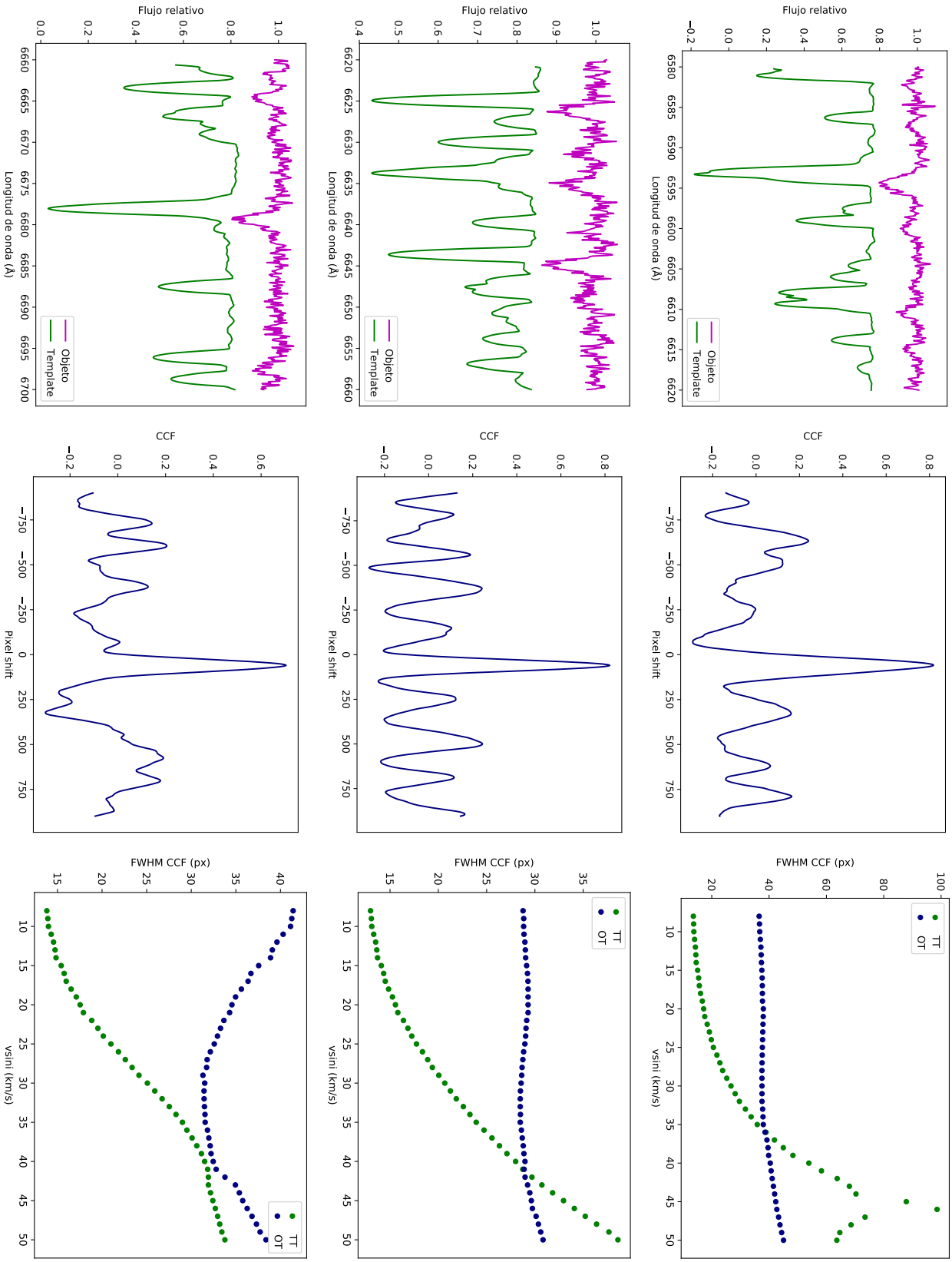


Figura 4-10.: Objeto 1113, Template 4250 K, $v\sin i = 38.33 \pm 2.89$ km/s

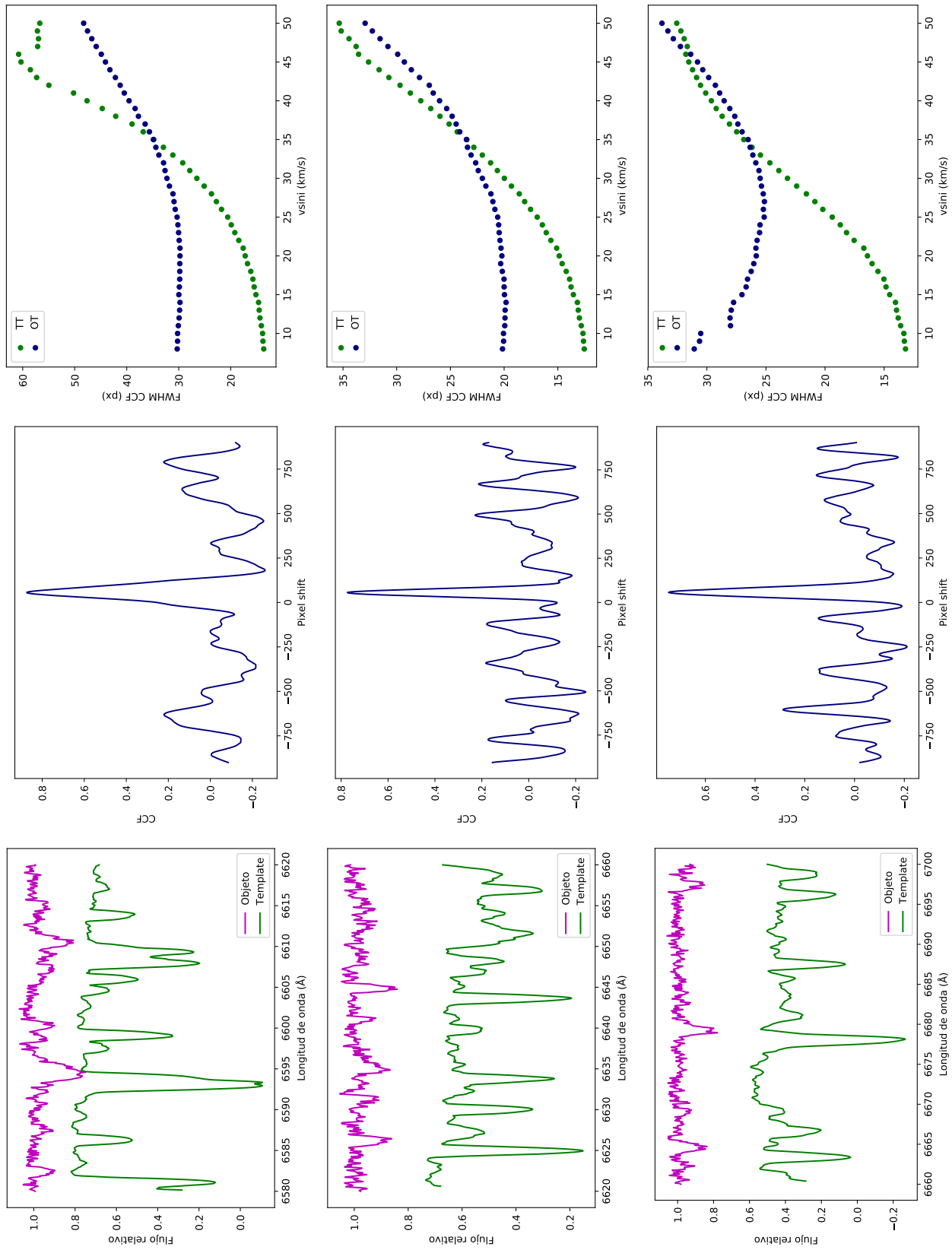


Figura 4-11.: Objeto 592, Template 4000 K, $v\sin i = 31.67 \pm 1.53$ km/s

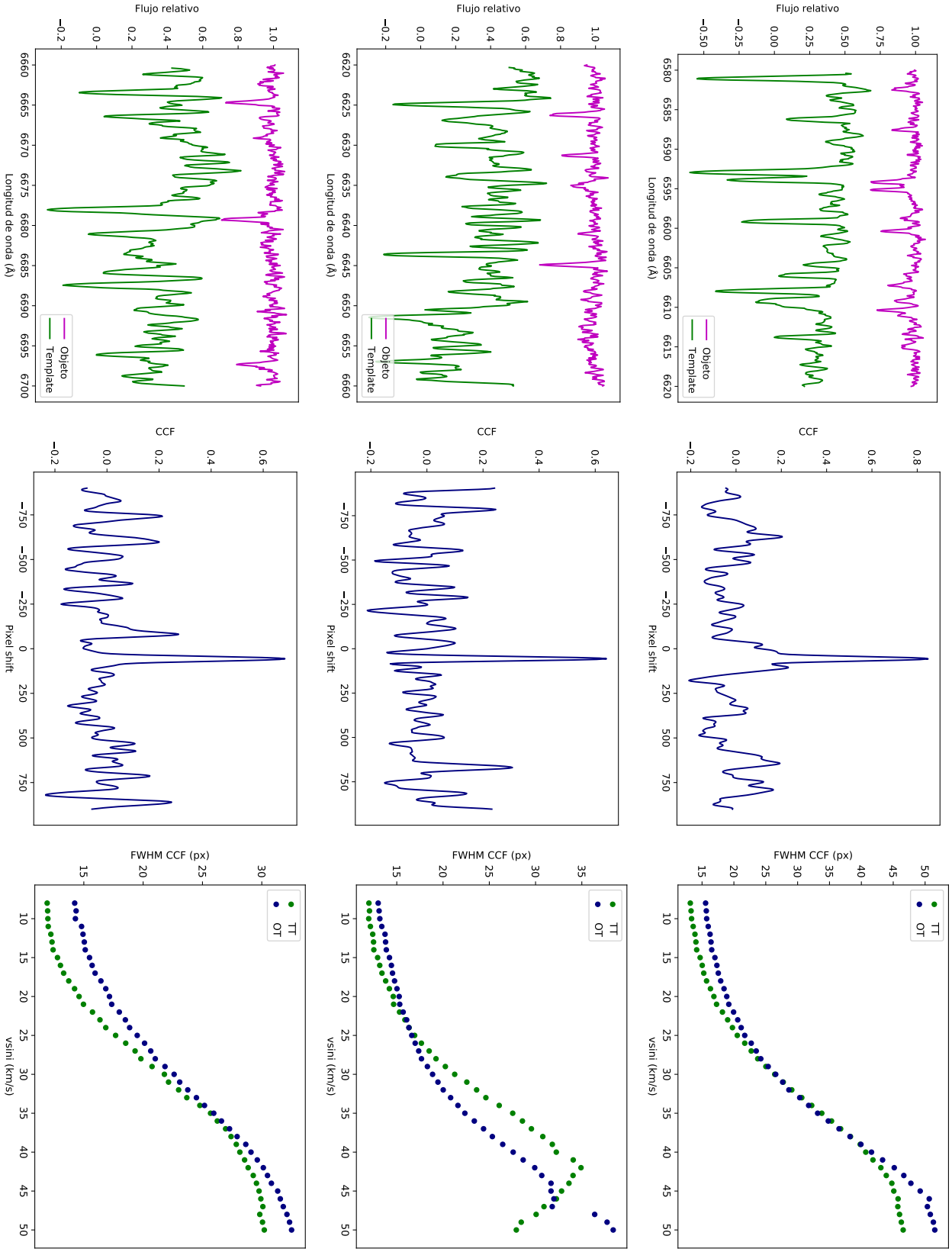


Figura 4-12.: Objeto 669, Template 3750 K, $v\sin i = 17.67 \pm 1.53$ km/s

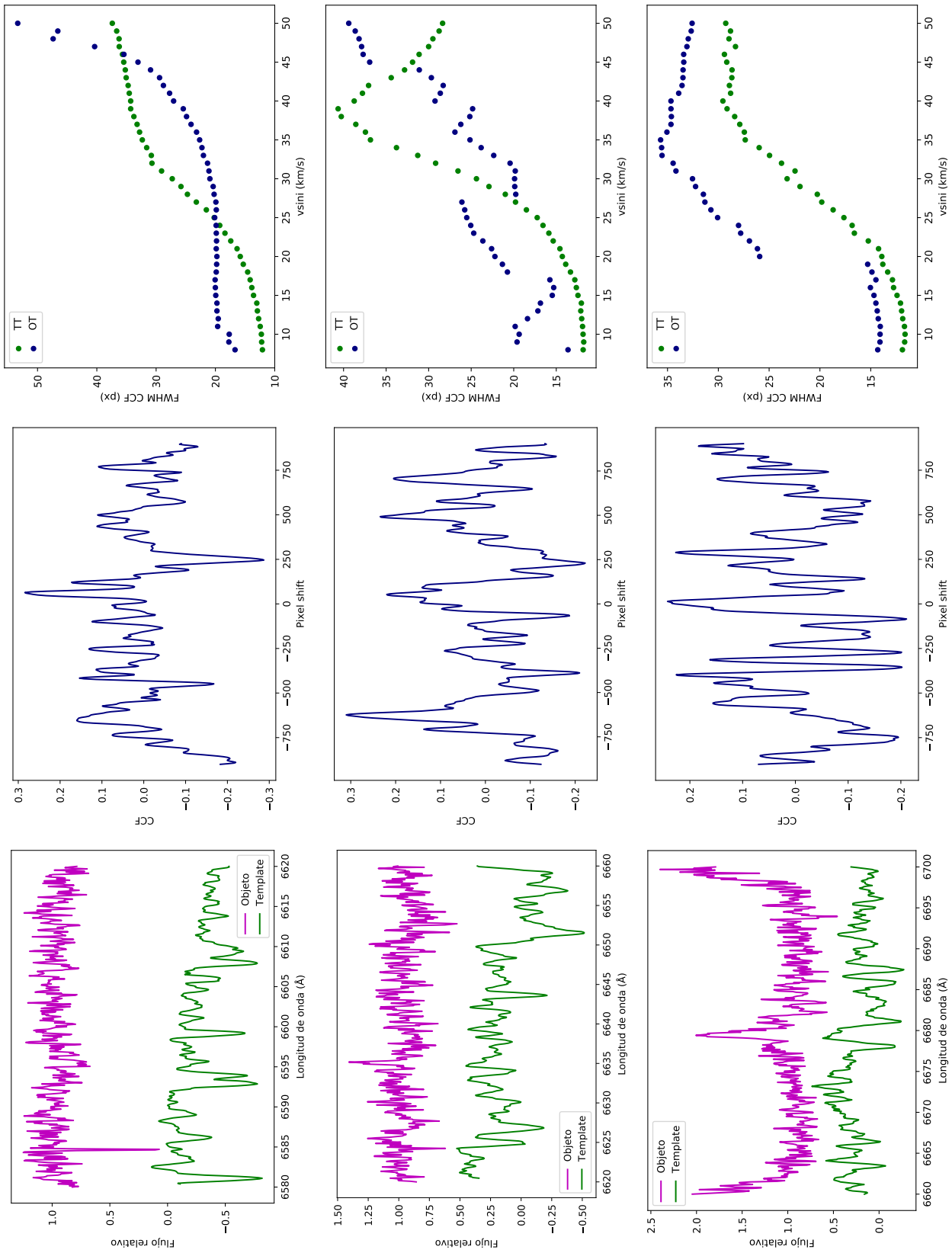


Figura 4-13.: Objeto 865, Template 3500 K, $v\sin i = 21.67 \pm 0.58$ km/s

5. Relación litio-rotación en estrellas jóvenes

En los últimos años varias regiones de formación estelar se han investigado en la búsqueda de una relación entre el contenido de litio y la tasa de rotación. En todos los casos se utilizan medidas del ancho equivalente (EW) de la línea de Li I λ6708, que se destaca en los espectros de estrellas jóvenes y; períodos fotométricos derivados de curvas de luz, debido a la gran cantidad de datos recogida por recientes campañas fotométricas en tierra y por las misiones espaciales en busca de exoplanetas: CoRoT, Kepler y TESS.

El cúmulo más joven estudiado hasta el momento es NGC 2264 con una edad de $\sim$ 5 Ma. Bouvier et al. (2016) [19] reportan evidencia de una correlación entre EW(Li) y la rotación en integrantes de baja masa del grupo de tipo espectral K, con temperaturas superficiales entre 3800 y 4400 K ($\sim$ 0.5-1.2 $M_{\odot}$). Registran un promedio para los anchos equivalentes de 0.55-0.60 Å con una dispersión de 0.05 Å. Si bien la dispersión es modesta, hay una tendencia de los rotadores rápidos por conservar el mayor contenido de litio a una $T_{\rm eff}$ dada. Así llegan a la conclusión de que los objetos de mayor rotación no han sufrido agotamiento alguno y conservan su contenido original A(Li) $\sim$ 3.0-3.2, similar al valor meteorítico, mientras que los objetos más lentos han experimentado una reducción de $\sim$ 0.2 dex.

Un poco más tarde en la etapa PMS, Messina et al. (2016) [114] encuentran una correlación entre el litio y la rotación para miembros de baja masa de la asociación β Pic de $\sim$ 24 Ma en el rango de masa de 0.3 a 0.8 $M_{\odot}$, con mayores abundancias de litio para los rotadores más rápidos como en NGC 2264. El promedio de EW(Li) para estrellas de masa cercanas a 0.7 $M_{\odot}$ ha disminuido más o menos a 0.30 Å. La dispersión ahora a una $T_{\rm eff}$ dada es aproximadamente el doble que la reportada para NGC 2264.

La relación más notable entre el litio y la rotación es la observada en el cúmulo de las Pléyades a una edad de $\sim$ 125 Ma, advertida originalmente por [136]. En los últimos años, Barrado et al. (2016) [11] y Bouvier et al. (2018) [12] reconsideran y amplian la información en cuanto a esta relación, encontrando que existe una dispersión importante de las tasas de rotación en el rango de estrellas tipo K0-K4 (0.75-0.90 $M_{\odot}$), que van desde fracciones de un día hasta $\sim$ 10 días, y exhiben igualmente una gran dispersión en su litio fotosférico. Todos los objetos de alta rotación con períodos menores a 4 días tienen un EW(Li) grande,

mientras que los rotadores más lentos, con períodos de 6 a 10 días, tienen bajo contenido de litio. Las abundancias correspondientes van desde A(Li) $\sim$ 2.8 hasta A(Li) $\sim$ 1.2.

En el trabajo Arancibia et al. (2020), los autores exploran la relación litio-rotación en la recién descubierta corriente estelar Psc-Eri [106]. Con base en la distribución de sus períodos de rotación [32] le asignan una edad de $\sim$ 120 Ma, la misma que la del cúmulo de las Pléyades. A pesar de que cuentan con menos datos que en el caso de las Pléyades, observan un patrón similar de dependencia entre EW(Li) y la rotación en las estrellas K tempranas. También llegan a la interesante conclusión que el origen de la conexión litio-rotación se encuentra en la física de la evolución estelar previa a la secuencia principal y no depende de condiciones iniciales específicas o del entorno, puesto que se piensa que el cúmulo de las Pléyades se formó a partir de un entorno rico y denso, mientras que Psc-Eri probablemente a partir de una asociación de baja densidad [25].

Por último, Jeffries et al. (2020) [91] analizan el contenido de litio en el cúmulo M35, algo más viejo que la corriente estelar Psc-Eri y el cúmulo de las Pléyades, con una edad de $\sim$ 150 Ma. Observan un patrón similar al identificado en estos dos grupos con respecto a la rotación estelar. Para estrellas con $T_{\rm eff} < 5500$ K, hay una correlación cercana entre la rotación rápida y más abundancia de litio a una $T_{\rm eff}$ dada. Este estudio incluye una muestra de estrellas 2.5 veces más grande que la empleada para el estudio de las Pléyades, además contempla la naturaleza binaria de algunos de sus objetos. Estas dos características de la muestra, les permite a los autores concluir primero que la correlación entre EW(Li) y el período de rotación es fuerte, pero no de un valor único o sin dispersión y, segundo que las estrellas identificadas como binarias no exhiben un comportamiento diferente respecto a las estrellas individuales en cuanto a la correlación litio-rotación o a la dispersión observada.

5.1. ¿Qué pasa a 3 Ma en σ Ori?

A continuación se presenta un análisis sencillo de la relación litio-rotación en el cúmulo σ Ori. Gracias a que el cúmulo ha sido ampliamente estudiado y se cuenta con gran cantidad de información, este análisis incluye dos parámetros adicionales, específicamente: naturaleza binaria y tipo de disco, que en la literatura han sido considerados como causantes de la dispersión observada en la cantidad de lito superficial en las estrellas frías. H+14 [73] identifican 6 estrellas binarias dentro de las estrellas de la muestra de esta tesis, una de ellas porque exhibe dos picos en la función de correlación: 229 y las cinco restantes porque muestran variabilidad en su velocidad radial: 616, 662, 791, 929 y 1094. Utilizando observaciones en el infrarrojo con los instrumentos IRAC (3.6, 4.5, 5.8 y 8.0 μm) y MIPS (24 μm) del observatorio espacial *Spitzer*, H+07 [78] construyen distribuciones de energía espectral (SEDs) y clasifican los objetos en varias clases según su pendiente α:

- Candidatas a objetos protoestelares ($\alpha > 0$), i.
- Estrellas con un disco ópticamente grueso (-1.8 $< \alpha <$ 0), ii.
- Estrellas con un disco evolucionado (-2.56 $\lesssim \alpha <$ -1.8), ev. Estos objetos exhiben menores excesos en las bandas IRAC.
- Estrellas con un disco de transición, td: una región interior despejada, posiblemente por la presencia de planetas, combinada con un disco exterior ópticamente grueso. Estos objetos no muestran excesos en las bandas IRAC, pero sí e intensos a 24 μm.
- Estrellas sin exceso, iii.

La Figura **5-1** presenta la distribución de los 95 objetos de la muestra con velocidades de rotación en el plano EW(Li) vs. $T_{\rm eff}$. Los círculos verdes y los diamantes magenta son anchos equivalentes de la línea Li I λ6708 de alta y baja resolución reportados por H+14 [73], respectivamente. Los triángulos azules son medidas encontradas en otros trabajos. Las estrellas identificadas como binarias están rodeadas por un círculo azul oscuro. Finalmente, los tipos de disco están representados por las siluetas vacías en rojo; los círculos con un disco completo, los triángulos con un disco de transición, y los cuadrados con un disco en un estado evolutivo avanzado o sin disco. La Figura **5-2** muestra de nuevo los anchos equivalentes de Li I en función de la $T_{\rm eff}$, pero esta vez se añade un mapa de color que representa las velocidades de rotación de los objetos. Los puntos conservan las mismas formas del gráfico anterior: círculos, diamantes y triángulos, alusivas a su procedencia en la literatura. Como el cúmulo σ Ori y la muestra están poblados por una gran cantidad de objetos de baja masa, las Figuras **5-1** y **5-2** no ofrecen una buena apreciación de los resultados, especialmente en la región donde se ubican las enanas tipo M. Por esta razón se construyen los dos gráficos **5-3** y **5-4** siguientes, que constituyen un acercamiento a las regiones del diagrama ocupadas por las estrellas tipo K y tipo M, respectivamente.

La Tabla **5-1** recoge los valores utilizados para el análisis gráfico de esta sección: los objetos, el tipo espectral determinado en el trabajo H+14 [73], el tipo espectral y la temperatura efectiva generados por el *applet* del modelo evolutivo PMS de S+00 [131], los anchos equivalentes del litio fotosférico, la fuente bibliográfica de la medida de Li I λ6708 (H: H+14 alta resolución, L: H+14 baja resolución, R: otra referencia), la velocidad ecuatorial proyectada $v\sin i$, y la clasificación del tipo de disco que exhibe el objeto según los estudios H+07 [78] y H+14 [73] de excesos en el infrarrojo. Solo por conveniencia EW(Li) y $v\sin i$ se listan por segunda vez.

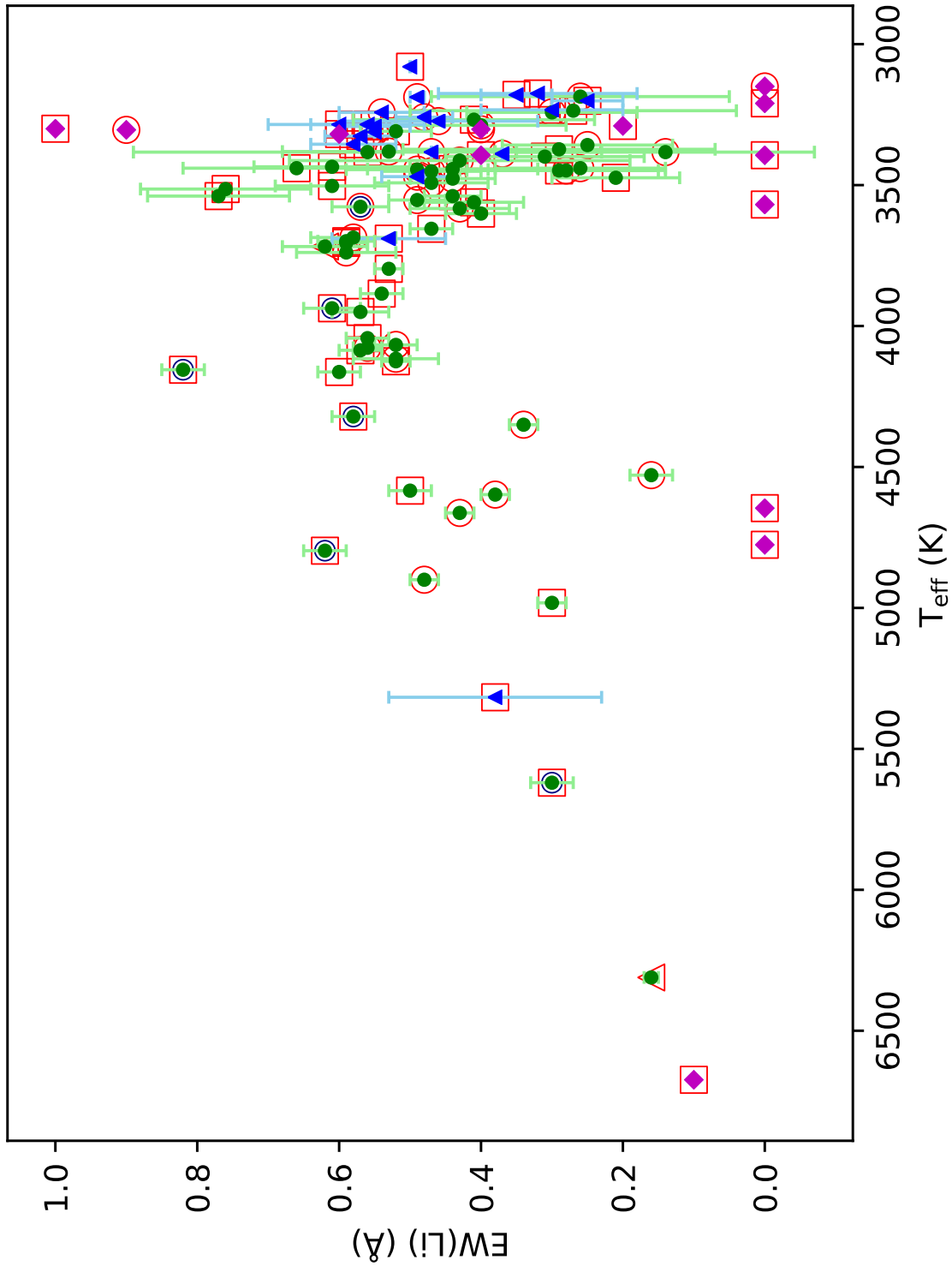


Figura 5-1.: Anchos equivalentes de litio en función de la T_{eff}. Los círculos verdes y los diamantes magenta son medidas de alta y baja resolución en H+14. Los triángulos azules son medidas reportadas en otros trabajos. Las siluetas vacías en rojo representan los tipos de disco; los círculos con un disco completo, los triángulos con un disco de transición, y los cuadrados con un disco en un estado evolutivo avanzado o sin disco. Los puntos señalados con un círculo azul oscuro representan las estrellas identificadas como binarias.

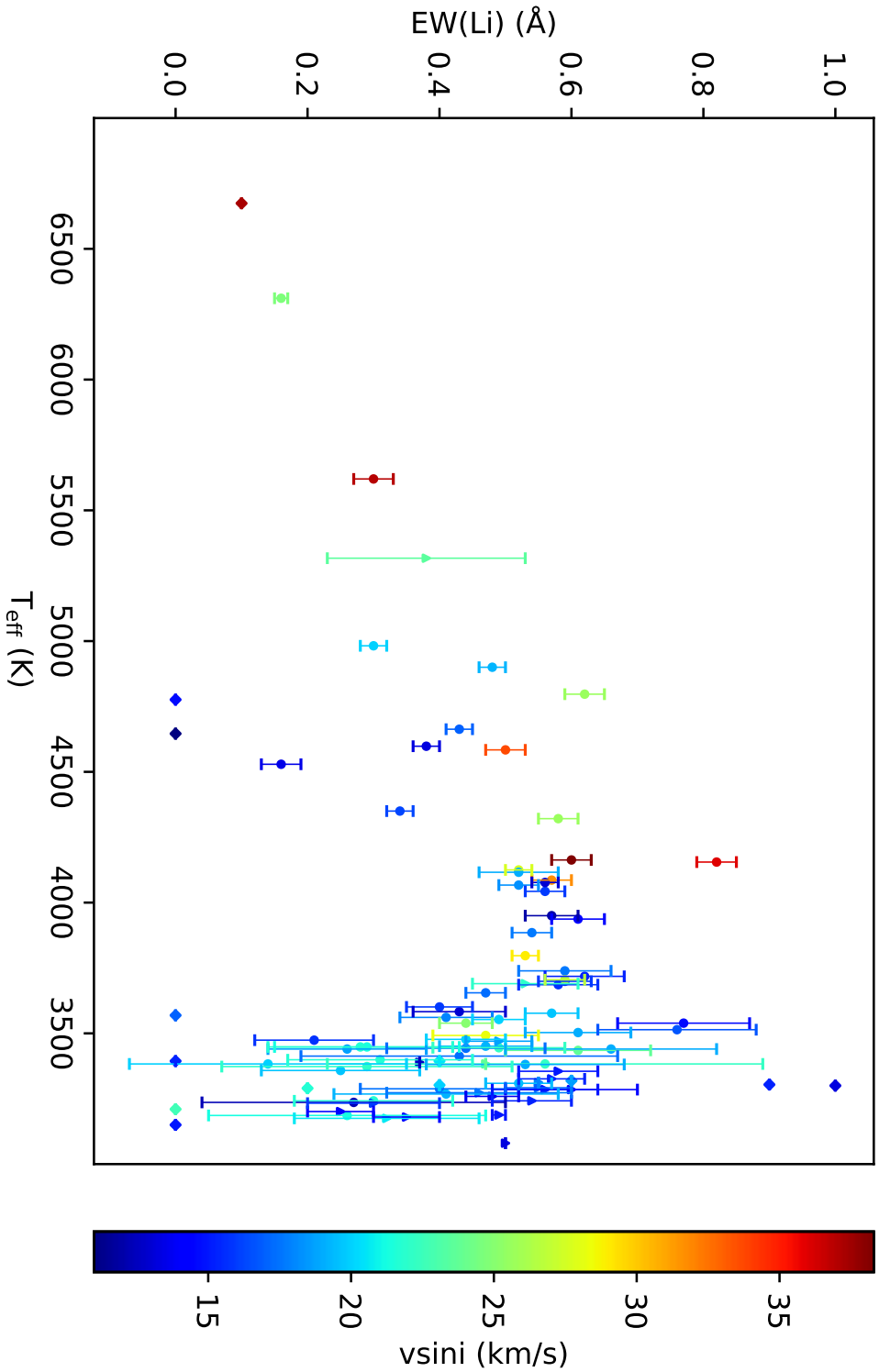


Figura 5-2: Anchos equivalentes de litio en función de la T_{eff} más un mapa de color que representa los valores $v\sin i$. Las formas de los puntos: círculos, diamantes y triángulos, conservan la conexión con su procedencia de la literatura mencionada en la Figura **5-1**.

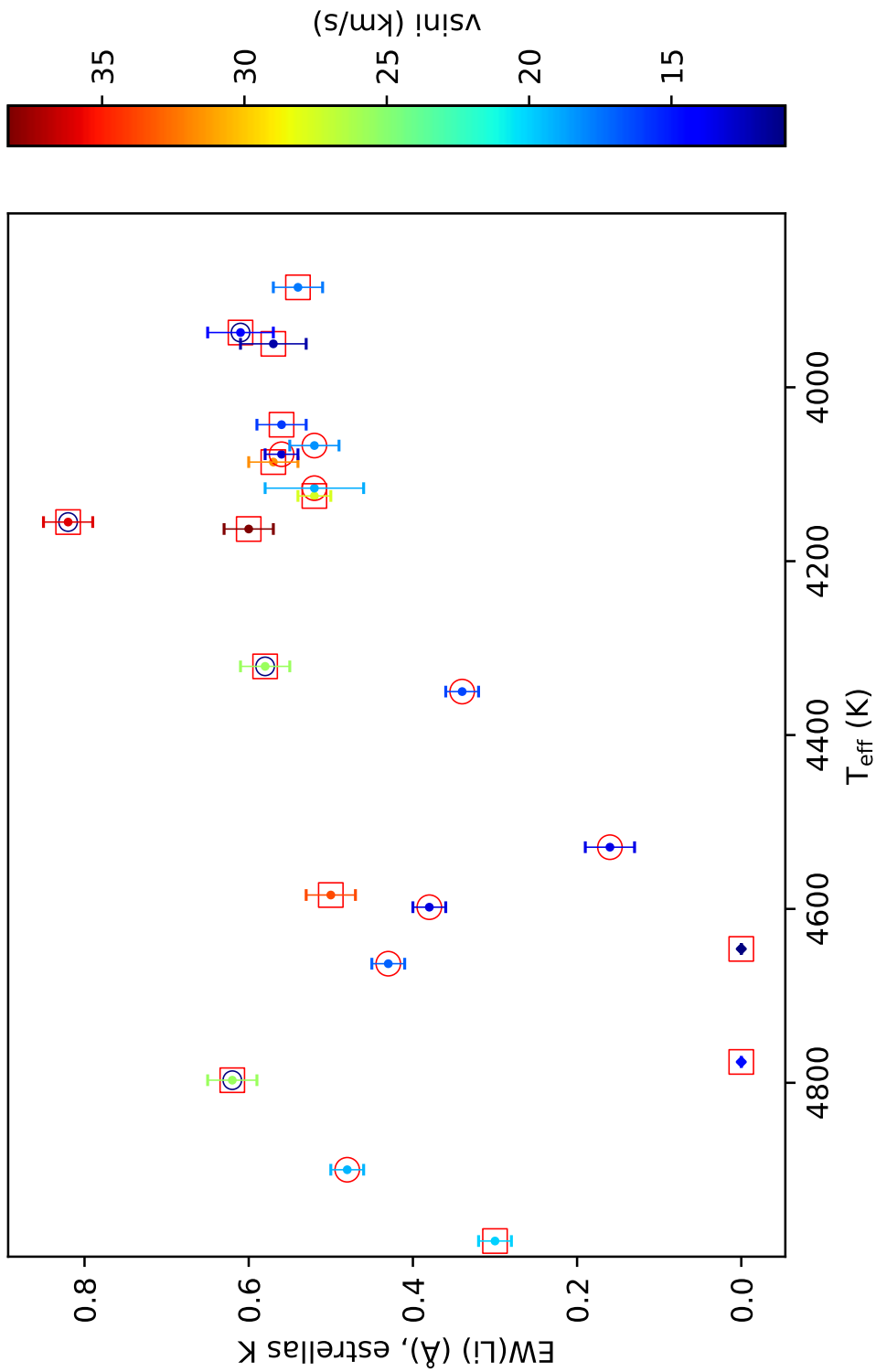


Figura 5-3.: Acercamiento a la región ocupada por las estrellas tipo K en la Figura **5-2**. Se observan igualmente las estrellas binarias señaladas con círculos de color azul oscuro, y los tipos de disco representados con las formas en color rojo, como se explica en el texto y en la Figura **5-1**.

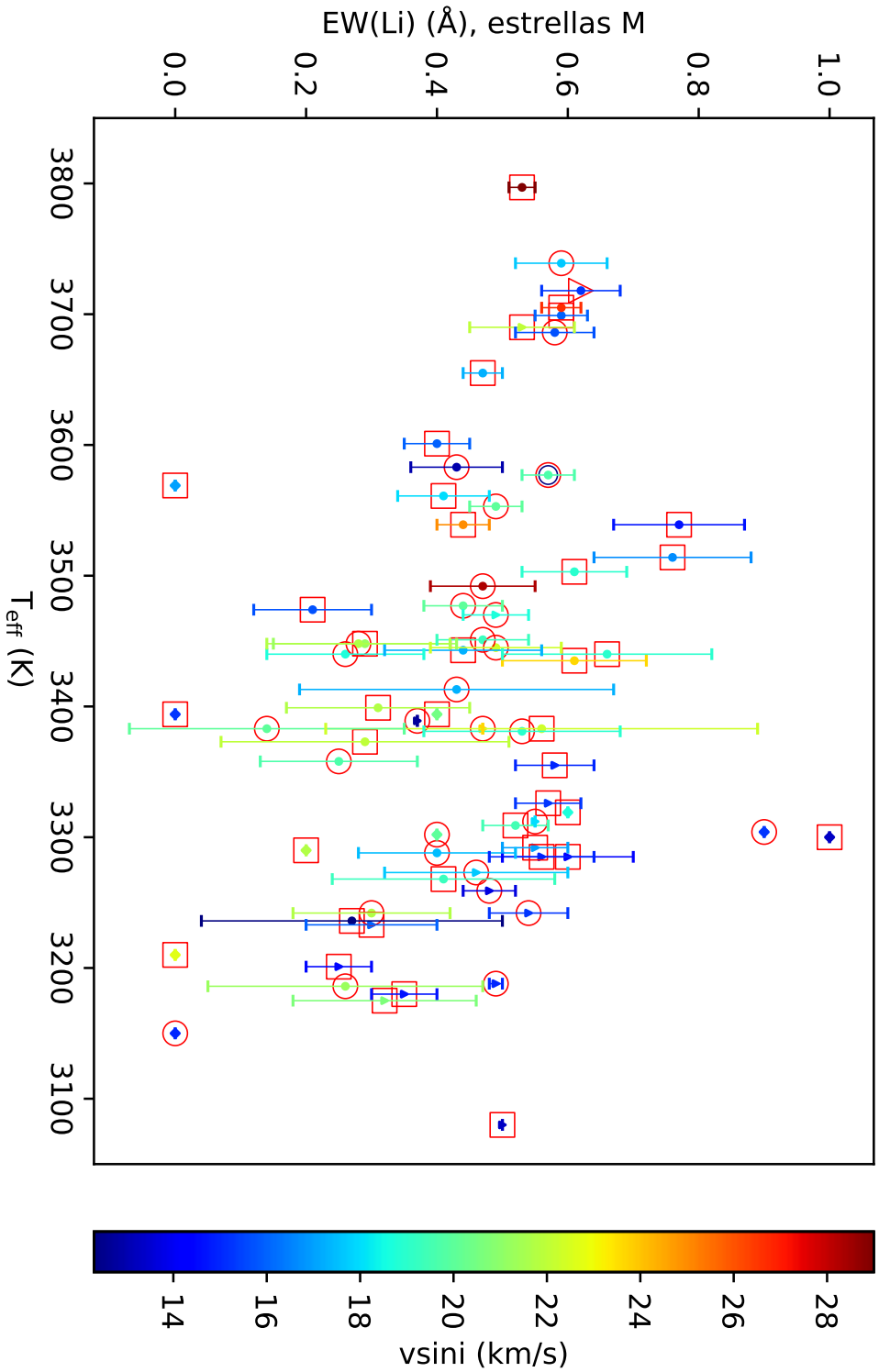


Figura 5-4: Acercamiento a la región ocupada por las estrellas tipo M en la Figura **5-2**. Se observan igualmente las estrellas binarias señaladas con círculos de color azul oscuro, y los tipos de disco representados con las formas en color rojo, como se explica en el texto y en la Figura **5-1**.

Tabla 5-1.: Temperaturas superficiales y tipo de disco

HHM 2007 ID	Tipo esp. H+14	Tipo esp. S+00	T_{eff} (K)	EW(Li) (Å)	Li I Ref	$v\sin i$ (km/s)	Disco
27	M3.0	M3	3394	0.00±0.00	L	15.33±5.51	iii
60	M3.0	M3	3394	0.40±0.00	L	20.50±0.71	iii
73	M2.0	M3	3440	0.26±0.12	H	18.67±6.51	ii
77	M2.5	M2	3503	0.61±0.08	H	19.00±5.00	iii
116	M3.5	M5	3080	0.50±0.00	R	13.33±2.52	iii
117	M3.0	M3	3448	0.29±0.14	H	21.33±1.53	iii
123	M2.0	M2	3561	0.41±0.07	H	18.00±3.00	iii
165	M4.5	M4	3300	1.00±0.00	L	13.33±5.13	iii
194	G2.5	K3	4646	0.00±0.00	L	11.00±2.00	iii
214	M2.0	M2	3539	0.44±0.04	H	25.00±3.46	iii
229	G2.5	G7	5620	0.30±0.03	H	37.00±6.08	iii
240	M3.0	M3	3443	0.44±0.12	H	17.33±2.52	iii
243	G5.0	K1	4982	0.30±0.02	H	20.00±1.00	iii
247	M5.0	M4	3358	0.25±0.12	H	19.67±2.31	ii
251	...	M4	3309	0.52±0.05	H	19.50±2.12	iii
254	M4.5	M5	3150	0.00±0.00	L	15.00±3.61	ii
271	M5.0	M4	3242	0.54±0.06	R	15.33±3.79	ii
297	M5.0	M4	3319	0.60±0.00	L	18.67±4.04	iii
300	M4.5	M4	3302	0.40±0.00	L	20.00±1.00	ii
338	F3.5	F3	6674	0.10±0.00	L	37.33±7.57	iii
341	M0.0	M0	3739	0.59±0.07	H	17.67±1.53	ii
362	M2.5	M2	3492	0.47±0.08	H	28.33±4.04	ii
366	M3.5	M3	3383	0.56±0.33	H	22.33±2.52	iii
374	M3.0	M2	3477	0.44±0.06	H	20.00±6.24	ii
377	M5.0	M5	3201	0.25±0.05	R	14.50±0.71	iii
396	M1.5	M1	3583	0.43±0.07	H	13.00±2.65	ii
397	M4.0	M3	3381	0.53±0.15	H	19.00±2.65	ii
411	F7.5	F6	6311	0.16±0.01	H	24.67±2.31	td
432	M5.0	M5	3210	0.00±0.00	L	22.67±1.53	iii
435	M5.0	M4	3288	0.40±0.12	H	17.50±9.19	ii
451	M2.5	M3	3451	0.47±0.07	H	19.33±3.06	ii
462	M4.0	M5	3186	0.26±0.21	H	21.33±0.58	ii
467	M5.5	M4	3242	0.30±0.12	H	21.67±2.52	ii
489	M4.5	M4	3268	0.41±0.17	H	19.33±8.62	iii
490	M4.0	M4	3259	0.48±0.04	R	13.67±0.58	ii

Continúa en la siguiente página

Tabla 5-1.: Continuación

HHM 2007 ID	Tipo esp. H+14	Tipo esp. S+00	T_{eff} (K)	EW(Li) (Å)	Li I Ref	$v\sin i$ (km/s)	Disco
500	M4.5	M4	3304	0.90±0.00	L	15.33±0.58	ii
502	M3.5	M5	3233	0.00±0.00	L	16.00±9.64	iii
514	M3.5	M5	3188	0.49±0.01	R	15.00±6.24	ii
518	K6.0	K3	4663	0.43±0.02	H	17.00±0.00	ii
525	M3.0	M3	3435	0.61±0.11	H	23.67±3.06	iii
539	M1.5	M2	3539	0.77±0.10	H	14.67±3.51	iii
545	M4.0	M5	3175	0.32±0.14	R	20.67±4.93	iii
572	K6.0	K7	3950	0.57±0.04	H	12.00±0.00	iii
576	M2.0	M3	3373	0.30±0.00	L	...	iii
583	K4.5	K4	4350	0.34±0.02	H	16.33±2.08	ii
592	K7.0	K6	4086	0.57±0.03	H	31.67±1.53	iii
598	M2.0	M4	3312	0.55±0.00	R	18.00±5.29	ii
611	K7.0	K7	4043	0.56±0.03	H	16.00±1.00	iii
615	K3.0	K6	4125	0.52±0.02	H	27.67±0.58	ev
616	K7.0	K6	4155	0.82±0.03	H	36.00±1.41	iii
628	M4.5	M4	3290	0.20±0.00	L	21.67±3.79	iii
644	M2.0	M4	3285	0.60±0.10	R	14.33±2.08	iii
658	M4.5	M4	3292	0.55±0.05	R	17.00±7.07	iii
662	K7.0	M2	3577	0.57±0.04	H	19.67±0.58	ii
669	M0.0	K7	3885	0.54±0.03	H	17.67±1.53	iii
674	...	M3	3413	0.43±0.24	H	17.33±3.06	ii
687	M1.0	K6	4116	0.52±0.06	H	19.00±9.64	ii
691	M1.5	M1	3655	0.47±0.03	H	17.33±0.58	iii
692	...	M4	3285	0.56±0.08	R	15.00±1.00	iii
697	K6.0	K6	4077	0.56±0.02	H	13.00±1.00	ii
710	M1.5	M2	3553	0.49±0.04	H	20.00±5.29	ii
723	M4.0	M3	3383	0.14±0.21	H	20.00±4.24	ii
728	M5.0	M1	3690	0.53±0.08	R	22.00±2.00	ev
738	M5.5	M4	3273	0.46±0.14	R	17.67±1.53	ii
750	M5.0	M2	3470	0.49±0.05	R	18.67±3.51	ii
757	M3.0	M3	3440	0.66±0.16	H	19.00±1.73	iii
773	...	M3	3373	0.29±0.22	H	22.00±1.73	iii
785	M1.0	M1	3601	0.40±0.05	H	16.00±2.00	iii
791	K1.0	K5	4321	0.58±0.03	H	25.67±0.58	iii
797	...	M4	3326	0.57±0.05	R	15.33±0.58	iii
818	M0.0	M1	3718	0.62±0.06	H	15.33±0.58	td

Continúa en la siguiente página

Tabla 5-1.: Continuación

HHM 2007 ID	Tipo esp. H+14	Tipo esp. S+00	T_{eff} (K)	EW(Li) (Å)	Li I Ref	$v\sin i$ (km/s)	Disco
823	M2.0	K6	4067	0.52±0.03	H	18.33±4.04	ii
844	M0.5	M1	3686	0.58±0.06	H	15.67±1.15	ii
855	M4.0	M2	3474	0.21±0.09	H	15.67±4.04	iii
859	M2.5	M3	3445	0.49±0.10	H	22.33±3.79	ii
865	M3.5	M3	3448	0.28±0.14	H	21.67±0.58	ii
870	M6.0	M4	3309	0.80±0.00	R	...	iii
877	M3.0	M4	3355	0.58±0.06	R	15.00±3.00	iii
905	M0.5	M1	3699	0.59±0.04	H	16.00±1.00	ev
908	M3.0	M3	3383	0.19±0.14	H	23.67±2.31	ii
929	K7.0	K7	3937	0.61±0.04	H	14.00±2.65	iii
978	M1.5	M2	3569	0.00±0.00	L	17.00±7.55	iii
999	M4.0	M4	3273	0.00±0.00	L	...	iii
1005	...	M5	3180	0.35±0.05	R	14.67±0.58	iii
1017	M2.0	M2	3514	0.76±0.12	H	16.67±1.15	iii
1030	K6.0	K4	4584	0.50±0.03	H	33.67±4.16	iii
1043	...	M5	3236	0.27±0.23	H	12.33±4.93	iii
1053	M4.0	M3	3399	0.31±0.14	H	21.67±5.77	iii
1094	K7.0	K2	4797	0.62±0.03	H	25.67±1.53	iii
1097	M0.5	M1	3705	0.59±0.03	H	26.67±2.52	iii
1113	K5.5	K6	4163	0.60±0.03	H	38.33±2.89	iii
1123	G1.0	G9	5317	0.38±0.15	R	23.50±10.61	iii
1133	K7.5	M0	3797	0.53±0.02	H	29.00±1.00	iii
1153	K5.5	K4	4529	0.16±0.03	H	13.50±3.54	i
1154	...	M3	3389	0.37±0.00	R	12.67±5.51	ii
1156	K5.0	K3	4598	0.38±0.02	H	13.33±4.04	ii
1352	F7.5	K2	4776	0.00±0.00	L	14.67±1.15	iii
1361	K7.5	K1	4900	0.48±0.02	H	19.33±5.13	ii

5.1.1. Discusión

A pesar que la muestra incluye solo 22 objetos tipo K y dos de ellos: 194 y 1352, no exhiben litio fotosférico en su espectro, se observan varios hechos interesantes. En el rango de temperaturas desde 4100 hasta 4900 K ($\sim$ K6-K1) parece existir una tendencia de los objetos con mayor tasa de rotación a ubicarse en la parte superior del diagrama EW(Li)-T_{eff}, mientras que los objetos más lentos se sitúan en la parte inferior. Lo que sugiere que la dispersión

del contenido de litio en este rango de temperaturas podría estar vinculada con la rotación estelar. Otro aspecto notable es la localización de las estrellas identificadas como binarias en la parte superior del diagrama EW(Li)-$T_{\rm eff}$, con un ancho equivalente promedio de 0.66 Å comparado con el promedio de 0.47 Å del resto de objetos (sin incluir los dos que no exhiben litio en sus atmósferas). Este valor de 0.66 Å parecería indicar un enriquecimiento en el contenido de litio a la edad de 3 Ma, cuando en realidad es el valor combinado de sistemas dobles. El último elemento a destacar es la tendencia de los objetos con un disco completo (círculos rojos) a caer por debajo de los objetos con un disco evolucionado o sin disco (cuadrados rojos), especialmente para los tipos espectrales K tempranos. ¿Observamos acaso una triple conexión? ¿La presencia de un disco completo frena la estrella por más tiempo y la menor tasa de rotación resultante favorece un mayor agotamiento de litio?

Si se conectan la región fría de la Figura **5-3** y la región caliente de la Figura **5-4**, en el rango de temperaturas efectivas $3650 < T_{\rm eff} < 4350$ K ($\sim$ K5-M1 o $\sim$ 0.6-0.4 $M_\odot$), se observa un área de muy poca dispersión. Podría explicarse porque no se cuenta con un buen número de datos, sin embargo es un aspecto apreciable porque coincide con la zona de transición entre las estrellas totalmente convectivas y las estrellas que desarrollan un núcleo radiativo; y además parece no depender del estado evolutivo de su disco protoplanetario porque se observan discos completos, en transición y evolucionados en este grupo. Comprende 17 estrellas individuales y 2 binarias, 12 en el lado K y 7 en el M, con un ancho equivalente promedio de 0.56 Å y una dispersión de 0.03 Å, excluyendo las binarias. Para las estrellas tipo M no se observa ninguna tendencia respecto a la relación litio-rotación ni en cuanto al tipo de disco. Lo que sí se nota es una gran dispersión para temperaturas efectivas $T_{\rm eff} < 3650$ K ($\sim$ M1-M5) a una $T_{\rm eff}$ dada.

6. Conclusiones y recomendaciones

6.1. Conclusiones

Esta tesis tiene como objetivos estudiar la relación litio-rotación durante estados evolutivos muy tempranos en la vida de las estrellas y tratar de identificar si las propiedades de la rotación estelar pueden explicar la dispersión observada del contenido de litio en las estrellas jóvenes con temperaturas superficiales $T_{\rm eff} < 5500$ K. Para cumplir los objetivos propuestos se selecciona una muestra de 98 estrellas del cúmulo σ Ori con una edad de $\sim$ 3 Ma. Las estrellas cuentan con medidas de los anchos equivalentes de la línea de Li I λ6708 en la literatura, pero no con medidas de sus valores de rotación.

Se desarrolla una metodología, que incluye la generación de tres códigos en Python y uno en el lenguaje de programación CL de IRAF, para establecer las velocidades ecuatoriales proyectadas $v\sin i$ utilizando la técnica de correlación cruzada de Fourier bajo la tarea FXCOR de IRAF. Las medidas de cada una de las estrellas se efectúan en tres ventanas espectrales con el fin de obtener resultados más confiables, determinando valores $v\sin i$ para 95 de los 98 objetos bajo estudio. Este trabajo constituye al día de hoy la caracterización espectroscópica más extensa y de mayor resolución de la rotación estelar del cúmulo σ Ori.

Se construyen cuatro diagramas de los anchos equivalentes de la línea de litio en función de la temperatura efectiva y se añaden dos parámetros al anális: la naturaleza binaria de algunas de las estrellas de la muestra y el estado evolutivo de sus discos protoplanetarios. Dos factores de los muchos que han sido considerados en la literatura como causantes de la dispersión observada en el contenido de litio en las estrellas PMS frías.

En el análisis de las estrellas tipo K se encuentran tres elementos muy interesantes:

- Parece existir una correlación entre el contenido de litio y la rotación en el cúmulo σ Ori en el rango de temperaturas entre 4100 y 4900 K (tipos espectrales $\sim$ K1-K6), en el sentido que los objetos de mayor rotación se ubican en la parte superior del diagrama EW(Li) vs. $T_{\rm eff}$, mientras los de menor rotación se sitúan en la parte inferior del mismo, señalando a la rotación como una causa posible de la dispersión de litio observada en este rango de temperaturas. La conexión litio-rotación ha sido registrada en recientes estudios en el cúmulo NGC 2264 con una edad de $\sim$ 5 Ma [19], en la asociación β

Pic con una edad de $\sim$ 24 Ma [114], en el cúmulo de las Pléyades con una edad de $\sim$ 125 Ma [11, 12], en la corriente estelar Psc-Eri con una edad de $\sim$ 120 Ma [1], y en el cúmulo M35 con una edad de $\sim$ 150 Ma [91].

- Los objetos localizados en la misma ventana espectral ($\sim$ K1-K6) con un disco completo (clase II) tienden a caer por debajo de los objetos con un disco evolucionado o sin disco (clase III). Al combinar estos tres factores es muy tentador preguntarse: ¿Existe una triple conexión de estos parámetros a 3 Ma en este rango espectral? ¿La presencia de un disco completo frena la estrella por más tiempo y la menor tasa de rotación resultante favorece un mayor agotamiento de litio?

- Las estrellas de la muestra identificadas como binarias se localizan en la parte superior del diagrama EW(Li) vs. $T_{\rm eff}$ y registran un promedio para su ancho equivalente de litio de 0.66 Å, que es más alto del esperado ($\sim$ 0.55-0.60 Å), corroborando así que algunas estrellas binarias sí pueden contribuir a la dispersión observada, porque lo que se aprecia es su efecto combinado. No obstante, al menos en este caso, contribuye como un enriquecimiento de la cantidad de litio y no como un agotamiento.

En el análisis de las estrellas tipo M se encuentra:

- Se observa un área de muy poca dispersión en el rango de temperaturas efectivas entre 3650 y 4350 K, que de hecho cubre regiones de los tipos espectrales K y M, específicamente $\sim$ K5-M1. La muestra del estudio comprende 17 estrellas individuales y 2 binarias en este rango. Sin incluir los valores de las binarias por las razones antes mencionadas, el promedio de sus anchos equivalentes es de 0.56 Å con una dispersión de 0.03 Å. Es un aspecto notable, ya que cubre las masas estelares $\sim$ 0.4-0.6 $M_\odot$ donde ocurre la transición entre las estrellas totalmente convectivas y las estrellas que desarrollan un núcleo radiativo.

- Al igual que en el estudio del cúmulo NGC 2264 con una edad de $\sim$ 5 Ma, en σ Ori no se observa una conexión entre el contenido de litio y la rotación. Tampoco aparece una tendencia en la distribución del tipo de disco en el diagrama EW(Li)-$T_{\rm eff}$ ni puede decirse mucho en cuanto a las estrellas binarias porque la muestra cuenta solo con una en este rango espectral. Lo que sí es evidente es una gran dispersión del litio fotosférico para $T_{\rm eff} < 3650$ K a una $T_{\rm eff}$ dada, que no puede ser explicada únicamente por la incertidumbre de las medidas.

6.2. Recomendaciones

Los hallazgos del análisis de las estrellas tipo K comprenden 22 de los objetos de la muestra y 2 de ellos no exhiben litio en sus espectros, quizá porque las medidas provienen de espectros

de baja resolución. En futuros estudios para aportar fortaleza estadística a estas o nuevas conclusiones, es esencial incluir un mayor número de estrellas dentro de este rango espectral. Incorporar más objetos de los tipos espectrales M0-M1 es igualmente interesante para aclarar que ocurre a la edad de 3 Ma en la zona de transición entre las estrellas totalmente convectivas y las que desarrollan un núcleo radiativo. En general, compilar mayor cantidad de datos respecto a tasas de rotación, anchos equivalentes de Li I λ6708, multiplicidad y/o naturaleza binaria, morfología de los discos y su relación con la actividad magnética y la rotación, enriquecerían el escenario marco del presente estudio.

Otro aspecto que aportaría a la investigación realizada es hacer una transformación del diagrama EW(Li)-T_{eff} a un plano A(Li)-T_{eff} y comparar los resultados con modelos teóricos de la literatura.

A. Técnica de correlación cruzada de Fourier

La técnica de correlación cruzada de Fourier es un método de comparación entre dos señales para cuantificar su similitud. En el caso de esta tesis, las señales son los espectros de la estrella de interés 'objeto' $g(n)$, a la que se le determinará la velocidad de rotación, y de la estrella sintética de referencia 'template' $t(n)$ de cero rotación. Estos espectros están discretamente distribuidos en N bins. El número de bin n está relacionado con la longitud de onda:

$$n = A \ln \lambda + B \,. \tag{A-1}$$

Los espectros se asumen periódicos con período N, el cual se emplea en la transformada discreta de Fourier y en la función de correlación. La transformada discreta de Fourier transforma una función matemática en otra, obteniendo una representación en el dominio de las frecuencias; la función original generalmente se encuentra en el dominio del tiempo. La función de entrada por lo regular es una función discreta y de duración finita.

La frecuencia angular:

$$\omega_p = \frac{2\pi n}{T} \,. \tag{A-2}$$

y los valores de tiempo t_k para un intervalo $(0,\, T)$:

$$t_k = \frac{kT}{N} \,. \tag{A-3}$$

se introducen en el exponencial $e^{\pm 2\pi i n t_k/T}$. Los signos positivo o negativo se eligen por convención, generalmente el signo negativo expresa la dependencia del tiempo.

Reescribiendo el argumento de la función exponencial:

$$e^{\frac{-2\pi i n K}{N}} \tag{A-4}$$

se puede construir la transformada discreta de Fourier para los objetos de interés:

$$F(k) = \sum_n f(n) e^{\frac{-2\pi i n k}{N}} \tag{A-5}$$

$G(k)$ y $T(k)$ corresponden a las transformadas discretas de Fourier de los espectros de la estrella de interés y de la estrella de referencia. Todas las sumas comienzan en 0 y van hasta $N-1$.

$$G(k) = \sum_n g(n) e^{\frac{-2\pi i n k}{N}} \tag{A-6}$$

$$T(k) = \sum_n t(n) e^{\frac{-2\pi i n k}{N}} \,. \tag{A-7}$$

La señal ruido del espectro rms está descrita por la varianza que representa la media aritmética de las desviaciones respecto a la media. σ_g y σ_t corresponden a la señal ruido de la estrella y de la estrella de referencia.

$$\sigma_g^2 = \frac{1}{N} \sum_n g(n)^2 \tag{A-8}$$

$$\sigma_t^2 = \frac{1}{N} \sum_n t(n)^2 \tag{A-9}$$

Adicionalmente se define la relación cruzada, medida de similitud entre las dos señales. Se usa para encontrar características de una señal desconocida por medio de la comparación con otra que si se conoce. La correlación cruzada para funciones discretas se define como:

$$f \star g = \sum_m f_m^* g_{m+n} \tag{A-10}$$

donde $*$ indica el conjugado de la función y es el producto de ambas funciones después de desplazar una de ellas una distancia (n). Así la correlación cruzada entre el 'objeto' y el 'template' es:

$$C(k) = \frac{1}{N\sigma_g\sigma_t} G(k) T^*(k) \,. \tag{A-11}$$

Comúnmente la correlación cruzada se normaliza dividiendo por la desviación estándar y la media, proceso que facilita la comparación entre ellos.

$$c(n) = \frac{1}{N\sigma_g\sigma_t} \sum_m g(m) t(m-n) \tag{A-12}$$

Si la función $g(n)$ es exactamente la misma que $t(n)$ pero desplazada d unidades, se tiene un pico en 1 y $n = d$.

Para calcular la velocidad se asume que $g(n)$ es un múltiplo α de $t(n)$, pero desplazado un factor δ y ensachado por una función de convolución simétrica $b(n)$:

$$g(n) \cong \alpha t * b(n-\delta) \tag{A-13}$$

$*$ denota la convolución que hace referencia al producto de las dos funciones después de desplazar una de ellas. Para estimar los parámetros α y δ, se considera la expresión:

$$\chi^2(\alpha,\, \delta;\, b) = \sum_n [\alpha t * b(n-\delta) - g(n)]^2 \,. \tag{A-14}$$

Esta expresión muestra como los pesos o contribuciones de las líneas fuertes toman mayor valor que las líneas débiles. Esto es importante porque las líneas fuertes van a tener una relación señal ruido superior. Si se escibe la ecuación (A-14) en el espacio de Fourier, se obtiene:

$$\chi^2(\alpha,\, \delta;\, b) = \sum_n \left[\alpha T(k) B(k) \exp\left(\frac{-2\pi i k \delta}{N}\right) - G(k)\right]^2 \,. \tag{A-15}$$

En el trabajo original, Tonry & Davis (1979) [146] en el que se desarrolla esta técnica, se utilizan dos esquemas de ponderación en la determinación de α, δ y b. El primero consiste en filtrar el espectro antes del análisis por una función de paso de banda, eliminando algunos componentes de Fourier por completo y ponderando los demás de acuerdo al valor de la función. El segundo esquema de pesos surge de la determinación de ellos mediante el ajuste de mínimos cuadrados al pico de correlación.

Reescribiendo χ^2

$$\chi^2(\alpha,\, \delta;\, b) = \alpha^2 N \sigma_{t*b}^2 - 2\alpha N \sigma_g \sigma_t c * b(\delta) + N\sigma_g^2 \tag{A-16}$$

donde σ_{t*b}^2

$$\sigma_{t*b}^2 = \frac{1}{N} \sum (t * b)^2 \tag{A-17}$$

y minimizando respecto a α

$$0 = \frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha} = 2\alpha N \sigma_{t*b}^2 - 2N\sigma_g \sigma_t c * b(\delta) + N\sigma_g^2 \tag{A-18}$$

se obtiene:

$$\alpha_{\min} = \frac{\sigma_g \sigma_t}{\sigma_{t*b}^2} c * b(\delta) \tag{A-19}$$

Reescribiendo (A-16) en terminos de $\alpha_{\min}$

$$\chi^2 = n\sigma_g^2 \left[1 - \frac{\sigma_t^2}{\sigma_{t*b}^2} (c * b(\delta))^2\right] \tag{A-20}$$

El proceso de correlación cruzada necesita de supuestos específicos acerca de t, c y b. El primero de estos supuestos es que $b(n)$ sea una función gaussiana de dispersión σ:

$$b(n) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{\frac{-n^2}{2\sigma^2}} \tag{A-21}$$

Usando la expresión (A-5) la transformada discreta de Fourier de $b(n)$ es:

$$B(k) = \exp\left(-\frac{(2\pi\sigma k)^2}{2N^2}\right). \tag{A-22}$$

Asumiendo la existencia de un pico más grande en $c(n)$ que es aproximadamente una campana de Gauss centrada en δ con una dispersión μ:

$$c(n) \cong c(\delta)e^{\frac{-(n-\delta)^2}{2\mu^2}} \tag{A-23}$$

Usando la expresión (A-5) la transformada de Fourier de $c(n)$ es:

$$C(k) = \sqrt{2\pi}\mu c(\delta)e^{-\frac{(2\pi\mu k)^2}{2N^2}}e^{\frac{-2\pi i\delta k}{N}} \tag{A-24}$$

Finalmente, se supone que $t(n)$ tiene una transformada de Fourier que es aproximadamente gaussiana en amplitud, con ancho τ:

$$t(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_t}e^{-\frac{n^2}{2\tau^2}} \tag{A-25}$$

La transformada discreta de Fourier de $t(n)$ usando (A-5) es:

$$|T(k)| = \sigma_t\left(\frac{2\pi N\tau}{\sqrt{\pi}}\right)^{\frac{1}{2}}\exp\left(-\frac{(2\pi\tau k)^2}{2N^2}\right). \tag{A-26}$$

Entonces las expresiones para σ_{t*b} y $c*b(\delta)$ se pueden obtener usando la aproximación de la función gaussiana:

$$\sum_n \exp\left(\frac{-n^2}{\sigma^2}\right) \simeq \sqrt{\pi\sigma}\,, \tag{A-27}$$

que permite así escribir:

$$\sigma_{t*b}^2 = \frac{1}{N}\sum t*b(n)^2 = \frac{1}{N^2}\sum |T(k)B(k)|^2 = \sigma_t^2\frac{\tau}{\sqrt{\tau^2+\sigma^2}} \tag{A-28}$$

$$c*b(\delta) = \frac{1}{N}\sum_k C(k)B(k)e^{\frac{2\pi i\delta k}{N}} = c(\delta)\frac{\mu}{\sqrt{\mu^2+\sigma^2}}\,. \tag{A-29}$$

Aunque $c(n)$ y $t(n)$ no son realmente gaussianas, es una aproximación adecuada. El parámetro δ siempre se escoge centrado en el mayor pico de $c(n)$ y es simétrico. También se encuentra centrado en $c*b(\delta)/\sigma_{t*b}$. El valor apropiado para σ se puede encontrar maximizando $c*b(\delta)/\sigma_{t*b}$:

$$0 = \frac{\partial}{\partial\sigma}\frac{1}{\sigma_{t*b}}c*b(\delta)\,. \tag{A-30}$$

Así el valor que minimiza a χ^2 es:

$$\sigma^2 = \mu^2 - 2\tau^2 \,. \tag{A-31}$$

Aquí se puede observar como el ancho de la función de correlación cruzada es un promedio de los anchos de las líneas cuadráticamente añadidas a los anchos de la estrella de referencia. Por lo tanto, es la suma cuadrática de dos anchos estelares y el ancho de la velocidad de ensanchamiento. Si el ensanchamiento artificial de la estrella de referencia y el espectro del objeto bajo estudio es el mismo, la resta de la ecuación (A-31) se cancela. Es decir el espectro del 'objeto' esta correlacionado con el 'template', y el pico resultante se ajusta a una función simétrica suave. La altura central de este ajuste lo determina α, el centro δ y el ancho con relación al ancho del 'template' lo proporciona σ [146].

B. Identificadores 2MASS

Tabla B-1.: Identificadores 2MASS de las estrellas de la muestra

HHM2007 ID	2MASS ID
27	2MASS J05372306-0232465
60	2MASS J05372831-0224182
73	2MASS J05373094-0223427
77	2MASS J05373153-0224269
116	2MASS J05373648-0241567
117	2MASS J05373666-0234003
123	2MASS J05373784-0245442
165	2MASS J05374527-0228521
194	2MASS J05374963-0236182
214	2MASS J05375161-0235257
229	2MASS J05375303-0233344
240	2MASS J05375404-0244407
243	2MASS J05375440-0239298
247	2MASS J05375486-0241092
251	2MASS J05375512-0227362
254	2MASS J05375559-0233053
271	2MASS J05375745-0238444
297	2MASS J05380055-0245097
300	2MASS J05380107-0245379
338	2MASS J05380649-0228494
341	2MASS J05380674-0230227
362	2MASS J05380826-0235562
366	2MASS J05380897-0220109
374	2MASS J05380994-0251377
377	2MASS J05381012-0254506
396	2MASS J05381315-0245509
397	2MASS J05381319-0226088
411	2MASS J05381412-0215597

Continúa en la siguiente página

Tabla B-1.: Continuación

HHM2007 ID	2MASS ID
432	2MASS J05381718-0222256
435	2MASS J05381778-0240500
451	2MASS J05381886-0251388
462	2MASS J05382050-0234089
467	2MASS J05382119-0254110
489	2MASS J05382354-0241317
490	2MASS J05382358-0220475
500	2MASS J05382543-0242412
502	2MASS J05382568-0231216
514	2MASS J05382684-0238460
518	2MASS J05382725-0245096
525	2MASS J05382774-0243009
539	2MASS J05382911-0236026
545	2MASS J05382961-0225141
572	2MASS J05383284-0235392
576	2MASS J05383302-0239279
583	2MASS J05383368-0244141
592	2MASS J05383431-0235000
598	2MASS J05383460-0241087
611	2MASS J05383546-0231516
615	2MASS J05383587-0243512
616	2MASS J05383587-0230433
628	2MASS J05383745-0250236
644	2MASS J05383888-0228016
658	2MASS J05384008-0250370
662	2MASS J05384027-0230185
669	2MASS J05384129-0237225
674	2MASS J05384159-0230289
687	2MASS J05384301-0236145
691	2MASS J05384355-0233253
692	2MASS J05384375-0252427
697	2MASS J05384423-0240197
710	2MASS J05384537-0241594
723	2MASS J05384718-0234368
728	2MASS J05384755-0227120
738	2MASS J05384809-0228536

Continúa en la siguiente página

Tabla B-1.: Continuación

HHM2007 ID	2MASS ID
750	2MASS J05384928-0223575
757	2MASS J05384993-0241228
773	2MASS J05385173-0236033
785	2MASS J05385317-0243528
791	2MASS J05385410-0249297
797	2MASS J05385492-0228583
818	2MASS J05385831-0216101
823	2MASS J05385911-0247133
844	2MASS J05390136-0218274
855	2MASS J05390276-0229558
859	2MASS J05390297-0241272
865	2MASS J05390357-0246269
870	2MASS J05390449-0238353
877	2MASS J05390524-0233005
905	2MASS J05390853-0251465
908	2MASS J05390878-0231115
929	2MASS J05391163-0236028
978	2MASS J05391717-0225433
999	2MASS J05392023-0238258
1005	2MASS J05392097-0230334
1017	2MASS J05392286-0233330
1030	2MASS J05392456-0220441
1043	2MASS J05392561-0234042
1053	2MASS J05392650-0252152
1094	2MASS J05393256-0239440
1097	2MASS J05393291-0247492
1113	2MASS J05393511-0247299
1123	2MASS J05393654-0242171
1133	2MASS J05393729-0226567
1153	2MASS J05393982-0231217
1154	2MASS J05393982-0233159
1156	2MASS J05394017-0220480
1352	2MASS J05400696-0228300
1361	2MASS J05400889-0233336

Bibliografía

[1] Arancibia, J. ; Bouvier, J. ; Bayo, A. ; Galli, P. A. B. ; Brandner, W. ; Bouy, H. ; Barrado, D.: The lithium-rotation connection in the Psc-Eri stream. *Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina* 61C (2020), August, S. 81–81

[2] Abney, W. De W.: effect of a star's rotation on its spectrum. 37 (1877), Maerz, S. 278–279

[3] Andre, Philippe ; Montmerle, Thierry: From T Tauri Stars to Protostars: Circumstellar Material and Young Stellar Objects in the rho Ophiuchi Cloud. 420 (1994), Januar, S. 837

[4] Andre, Philippe ; Montmerle, Thierry ; Feigelson, Eric D.: A VLA Survey of Radio-Emitting Young Stars in the Rho Ophiuchi Dark Cloud. 93 (1987), S. 1182

[5] Affer, L. ; Micela, G. ; Favata, F. ; Flaccomio, E.: The rotation of field stars from CoRoT data. 424 (2012), Juli, Nr. 1, S. 11–22

[6] Adams, F. C. ; Shu, F. H.: Infrared emission from protostars. 296 (1985), September, S. 655–669

[7] Adams, M. T. ; Strom, K. M. ; Strom, S. E.: The star-forming history of the young cluster NGC 2264. 53 (1983), S. 893–935

[8] Andre, Philippe ; Ward-Thompson, Derek ; Barsony, Mary: Submillimeter Continuum Observations of rho Ophiuchi A: The Candidate Protostar VLA 1623 and Prestellar Clumps. 406 (1993), Maerz, S. 122

[9] Balluch, M.: Structure and stability of steady protostellar accretion flows. I. 243 (1991), Maerz, Nr. 1, S. 168–186

[10] Basri, Gibor ; Bertout, Claude: T-Tauri Stars and Their Accretion Disks. **In:** Levy, Eugene H. (Hrsg.) ; Lunine, Jonathan I. (Hrsg.): *Protostars and Planets III*, 1993, S. 543

[11] Barrado, D. ; Bouy, H. ; Bouvier, J. ; Moraux, E. ; Sarro, L. M. ; Bertin, E. ; Cuillandre, J. C. ; Stauffer, J. R. ; Lillo-Box, J. ; Pollock, A.: The seven sisters DANCe. II. Proper motions and the lithium rotation-activity connection for G and K Pleiades. 596 (2016), S. A113

[12] Bouvier, J. ; Barrado, D. ; Moraux, E. ; Stauffer, J. ; Rebull, L. ; Hillenbrand, L. ; Bayo, A. ; Boisse, I. ; Bouy, H. ; DiFolco, E. ; Lillo-Box, J. ; Morales Calderón, M.: The lithium-rotation connection in the 125 Myr-old Pleiades cluster. 613 (2018), S. A63

[13] Baraffe, I. ; Chabrier, G. ; Allard, F. ; Hauschildt, P. H.: Evolutionary models for low-mass stars and brown dwarfs: Uncertainties and limits at very young ages. 382 (2002), Februar, S. 563–572

[14] Barnes, J. R. ; Collier Cameron, A. ; Donati, J. F. ; James, D. J. ; Marsden, S. C. ; Petit, P.: The dependence of differential rotation on temperature and rotation. 357 (2005), Februar, Nr. 1, S. L1–L5

[15] Bouvier, J. ; Forestini, M.: Protoplanetary Disk Lifetime: Constraints from Pre-main Sequence Spin-Down. **In:** Ferlet, Roger (Hrsg.) ; Vidal-Madjar, Alfred (Hrsg.): *Circumstellar Dust Disks and Planet Formation* Bd. 10. Bd. 10, 1994, S. 347

[16] Bouvier, J. ; Forestini, M. ; Allain, S.: The angular momentum evolution of low-mass stars. 326 (1997), S. 1023–1043

[17] Briceño, César ; Hartmann, Lee ; Hernández, Jesús ; Calvet, Nuria ; Vivas, A. K. ; Furesz, Gabor ; Szentgyorgyi, Andrew: 25 Orionis: A Kinematically Distinct 10 Myr Old Group in Orion OB1a. 661 (2007), Juni, Nr. 2, S. 1119–1128

[18] Briceno, Cesar ; Hartmann, Lee W. ; Stauffer, John R. ; Gagne, Marc ; Stern, Robert A. ; Caillault, Jean-Pierre: X-Rays Surveys and the Post-T Tauri Problem. 113 (1997), Februar, S. 740–752

[19] Bouvier, J. ; Lanzafame, A. C. ; Venuti, L. ; Klutsch, A. ; Jeffries, R. ; Frasca, A. ; Moraux, E. ; Biazzo, K. ; Messina, S. ; Micela, G. ; Randich, S. ; Stauffer, J. ; Cody, A. M. ; Flaccomio, E. ; Gilmore, G. ; Bayo, A. ; Bensby, T. ; Bragaglia, A. ; Carraro, G. ; Casey, A. ; Costado, M. T. ; Damiani, F. ; Delgado Mena, E. ; Donati, P. ; Franciosini, E. ; Hourihane, A. ; Koposov, S. ; Lardo, C. ; Lewis, J. ; Magrini, L. ; Monaco, L. ; Morbidelli, L. ; Prisinzano, L. ; Sacco, G. ; Sbordone, L. ; Sousa, S. G. ; Vallenari, A. ; Worley, C. C. ; Zaggia, S. ; Zwitter, T.: The Gaia-ESO Survey: A lithium-rotation connection at 5 Myr? 590 (2016), S. A78

[20] Barrado y Navascués, David ; Martín, Eduardo L.: An Empirical Criterion to Classify T Tauri Stars and Substellar Analogs Using Low-Resolution Optical Spectroscopy. 126 (2003), Nr. 6, S. 2997–3006

[21] Balachandran, Suchitra C. ; Mallik, Sushma V. ; Lambert, David L.: Lithium abundances in the α Per cluster. 410 (2011), Februar, Nr. 4, S. 2526–2539

[22] Bodenheimer, Peter ; Ostriker, Jeremiah P.: Rapidly Rotating Stars.VI. Pre-Main - Evolution of Massive Stars. 161 (1970), September, S. 1101

[23] Bouvier, J.: Lithium depletion and the rotational history of exoplanet host stars. 489 (2008), Nr. 3, S. L53–L56

[24] Bouvier, J.: Observational studies of stellar rotation. **In:** Hennebelle, P. (Hrsg.) ; Charbonnel, C. (Hrsg.): *EAS Publications Series* Bd. 62. Bd. 62, 2013, S. 143–168

[25] Bouvier, J.: The lithium-rotation connection in young stars. 91 (2020), Januar, S. 39

[26] Blitz, L. ; Shu, F. H.: The origin and lifetime of giant molecular cloud complexes. 238 (1980), S. 148–157

[27] Beckwith, Steven V. W. ; Sargent, Anneila I. ; Chini, Rolf S. ; Guesten, Rolf: A Survey for Circumstellar Disks around Young Stellar Objects. 99 (1990), Maerz, S. 924

[28] Beckwith, S. ; Sargent, A. I. ; Scoville, N. Z. ; Masson, C. R. ; Zuckerman, B. ; Phillips, T. G.: Small-Scale Structure of the Circumstellar Gas of HL Tauri and R Monocerotis. 309 (1986), S. 755

[29] Bouvier, J. ; Wichmann, R. ; Grankin, K. ; Allain, S. ; Covino, E. ; Fernandez, M. ; Martin, E. L. ; Terranegra, L. ; Catalano, S. ; Marilli, E.: COYOTES IV: the rotational periods of low-mass Post-T Tauri stars in Taurus. 318 (1997), Februar, S. 495–505

[30] Caballero, José A.: Dynamical parallax of σ Ori AB: mass, distance and age. 383 (2008), Januar, Nr. 2, S. 750–754

[31] Caballero, José A.: Spatial distribution of stars and brown dwarfs in σ Orionis. 383 (2008), Januar, Nr. 1, S. 375–382

[32] Curtis, Jason L. ; Agüeros, Marcel A. ; Mamajek, Eric E. ; Wright, Jason T. ; Cummings, Jeffrey D.: TESS Reveals that the Nearby Pisces-Eridanus Stellar Stream is only 120 Myr Old. 158 (2019), August, Nr. 2, S. 77

[33] Coelho, P. ; Barbuy, B. ; Meléndez, J. ; Schiavon, R. P. ; Castilho, B. V.: A library of high resolution synthetic stellar spectra from 300 nm to 1.8 μm with solar and α-enhanced composition. 443 (2005), November, Nr. 2, S. 735–746

[34] Cummings, Jeffrey D. ; Deliyannis, Constantine P. ; Anthony-Twarog, Barbara ; Twarog, Bruce ; Maderak, Ryan M.: Lithium Abundances of the Super-metal-rich Open Cluster NGC 6253. 144 (2012), November, Nr. 5, S. 137

[35] Canto Martins, Bruno L. ; Gomes, Roseane L. ; Messias, Yuri S. ; de Lira, Suzierly R. ; Leão, Izan C. ; Almeida, Leonardo A. ; Teixeira, Márcio A. ; das Chagas, Maria L. ; Bravo, Jenny P. ; Bewketu Belete, Asnakew ; De Medeiros, José R.: A search for rotation periods in 1000 TESS objects of interest. *arXiv e-prints* (2020), Juli, S. arXiv:2007.03079

[36] Cody, Ann M. ; Hillenbrand, Lynne A.: Precision Photometric Monitoring of Very Low Mass σ Orionis Cluster Members: Variability and Rotation at a Few Myr. 191 (2010), Nr. 2, S. 389–422

[37] Cohen, M. ; Kuhi, L. V.: Observational studies of pre-main-sequence evolution. 41 (1979), S. 743–843

[38] Chaplin, W. J. ; Sanchis-Ojeda, R. ; Campante, T. L. ; Hand berg, R. ; Stello, D. ; Winn, J. N. ; Basu, S. ; Christensen-Dalsgaard, J. ; Davies, G. R. ; Metcalfe, T. S. ; Buchhave, L. A. ; Fischer, D. A. ; Bedding, T. R. ; Cochran, W. D. ; Elsworth, Y. ; Gilliland, R. L. ; Hekker, S. ; Huber, D. ; Isaacson, H. ; Karoff, C. ; Kawaler, S. D. ; Kjeldsen, H. ; Latham, D. W. ; Lund, M. N. ; Lundkvist, M. ; Marcy, G. W. ; Miglio, A. ; Barclay, T. ; Lissauer, J. J.: Asteroseismic Determination of Obliquities of the Exoplanet Systems Kepler-50 and Kepler-65. 766 (2013), April, Nr. 2, S. 101

[39] Covino, E. ; Terranegra, L. ; Magazzu, A. ; Alcala, J. M. ; Allain, S. ; Bouvier, J. ; Krautter, J. ; Wichmann, R.: Rotation and lithium of weak-line T Tauri stars in the Chamaeleon star forming region. **In:** Pallavicini, Roberto (Hrsg.) ; Dupree, Andrea K. (Hrsg.): *Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun* Bd. 109. Bd. 109, 1996, S. 421

[40] Do Nascimento, J. D. ; da Costa, J. S. ; de Medeiros, J. R.: Rotation and lithium abundance of solar-analog stars. Theoretical analysis of observations. 519 (2010), September, S. A101

[41] Dufton, P. L. ; Dunstall, P. R. ; Evans, C. J. ; Brott, I. ; Cantiello, M. ; de Koter, A. ; de Mink, S. E. ; Fraser, M. ; Hénault-Brunet, V. ; Howarth, I. D. ; Langer, N. ; Lennon, D. J. ; Markova, N. ; Sana, H. ; Taylor, W. D.: The VLT-FLAMES Tarantula Survey: The Fastest Rotating O-type Star and Shortest Period LMC Pulsar—Remnants of a Supernova Disrupted Binary? 743 (2011), Nr. 1, S. L22

[42] Denissenkov, Pavel A.: A Model of Magnetic Braking of Solar Rotation that Satisfies Observational Constraints. 719 (2010), August, Nr. 1, S. 28–44

[43] Deheuvels, S. ; García, R. A. ; Chaplin, W. J. ; Basu, S. ; Antia, H. M. ; Appourchaux, T. ; Benomar, O. ; Davies, G. R. ; Elsworth, Y. ; Gizon, L. ; Goupil, M. J. ; Reese, D. R. ; Regulo, C. ; Schou, J. ; Stahn, T. ; Casagrande, L. ; Christensen-Dalsgaard, J. ; Fischer, D. ; Hekker, S. ; Kjeldsen, H. ; Mathur, S. ; Mosser, B. ; Pinsonneault, M.

; Valenti, J. ; Christiansen, J. L. ; Kinemuchi, K. ; Mullally, F.: Seismic Evidence for a Rapidly Rotating Core in a Lower-giant-branch Star Observed with Kepler. 756 (2012), September, Nr. 1, S. 19

[44] D'Antona, F. ; Mazzitelli, I.: Evolution of low mass stars. 68 (1997), Januar, S. 807–822

[45] Dolan, Christopher J. ; Mathieu, Robert D.: The Spatial Distribution of the λ Orionis Pre-Main-Sequence Population. 121 (2001), April, Nr. 4, S. 2124–2147

[46] Donati, J. F. ; Semel, M. ; Carter, B. D. ; Rees, D. E. ; Collier Cameron, A.: Spectropolarimetric observations of active stars. 291 (1997), November, Nr. 4, S. 658–682

[47] da Silva, L. ; Torres, C. A. O. ; de La Reza, R. ; Quast, G. R. ; Melo, C. H. F. ; Sterzik, M. F.: Search for associations containing young stars (SACY). III. Ages and Li abundances. 508 (2009), Nr. 2, S. 833–839

[48] D'Antona, Francesca ; Ventura, Paolo ; Mazzitelli, Italo: First Results on Pre-Main-Sequence Evolution, Including a Magnetic Field. 543 (2000), November, Nr. 1, S. L77–L80

[49] Eggenberger, P. ; Haemmerlé, L. ; Meynet, G. ; Maeder, A.: Impact of rotation and disc lifetime on pre-main sequence lithium depletion of solar-type stars. 539 (2012), Maerz, S. A70

[50] Ekström, S. ; Meynet, G. ; Maeder, A. ; Barblan, F.: Evolution towards the critical limit and the origin of Be stars. 478 (2008), Februar, Nr. 2, S. 467–485

[51] Endal, A. S. ; Twigg, L. W.: The effect of perturbation of convective energy transport on the luminosity and radius of the sun. 260 (1982), September, S. 342–352

[52] Feigelson, Eric D. ; Casanova, Sophie ; Montmerle, Thierry ; Guibert, Jean: ROSAT X-Ray Study of the Chamaeleon I Dark Cloud. I. The Stellar Population. 416 (1993), S. 623

[53] Feigelson, E. D. ; Decampli, W. M.: Observations of X-ray emission from T Tau stars. 243 (1981), Januar, S. L89–L93

[54] Feigelson, E. D. ; Jackson, J. M. ; Mathieu, R. D. ; Myers, P. C. ; Walter, F. M.: An X-Ray Survey for Pre-Main-Sequence Stars in the Taurus-Auriga and Perseus Molecular Cloud Complexes. 94 (1987), November, S. 1251

[55] Feigelson, Eric D. ; Montmerle, Thierry: High-Energy Processes in Young Stellar Objects. 37 (1999), Januar, S. 363–408

[56] Garrison, R. F.: The σ Orionis Clustering. 79 (1967), Nr. 470, S. 433

[57] Gaia Collaboration ; Brown, A. G. A. ; Vallenari, A. ; Prusti, T. ; de Bruijne, J. H. J. ; Babusiaux, C. ; Bailer-Jones, C. A. L. ; Biermann, M. ; Evans, D. W. ; Eyer, L. ; Jansen, F. ; Jordi, C. ; Klioner, S. A. ; Lammers, U. ; Lindegren, L. ; Luri, X. ; Mignard, F. ; Panem, C. ; Pourbaix, D. ; Randich, S. ; Sartoretti, P. ; Siddiqui, H. I. ; Soubiran, C. ; van Leeuwen, F. ; Walton, N. A. ; Arenou, F. ; Bastian, U. ; Cropper, M. ; Drimmel, R. ; Katz, D. ; Lattanzi, M. G. ; Bakker, J. ; Cacciari, C. ; Castañeda, J. ; Chaoul, L. ; Cheek, N. ; De Angeli, F. ; Fabricius, C. ; Guerra, R. ; Holl, B. ; Masana, E. ; Messineo, R. ; Mowlavi, N. ; Nienartowicz, K. ; Panuzzo, P. ; Portell, J. ; Riello, M. ; Seabroke, G. M. ; Tanga, P. ; Thévenin, F. ; Gracia-Abril, G. ; Comoretto, G. ; Garcia-Reinaldos, M. ; Teyssier, D. ; Altmann, M. ; Andrae, R. ; Audard, M. ; Bellas-Velidis, I. ; Benson, K. ; Berthier, J. ; Blomme, R. ; Burgess, P. ; Busso, G. ; Carry, B. ; Cellino, A. ; Clementini, G. ; Clotet, M. ; Creevey, O. ; Davidson, M. ; De Ridder, J. ; Delchambre, L. ; Dell'Oro, A. ; Ducourant, C. ; Fernández-Hernández, J. ; Fouesneau, M. ; Frémat, Y. ; Galluccio, L. ; García-Torres, M. ; González-Núñez, J. ; González-Vidal, J. J. ; Gosset, E. ; Guy, L. P. ; Halbwachs, J. L. ; Hambly, N. C. ; Harrison, D. L. ; Hernández, J. ; Hestroffer, D. ; Hodgkin, S. T. ; Hutton, A. ; Jasniewicz, G. ; Jean-Antoine-Piccolo, A. ; Jordan, S. ; Korn, A. J. ; Krone-Martins, A. ; Lanzafame, A. C. ; Lebzelter, T. ; Löffler, W. ; Manteiga, M. ; Marrese, P. M. ; Martín-Fleitas, J. M. ; Moitinho, A. ; Mora, A. ; Muinonen, K. ; Osinde, J. ; Pancino, E. ; Pauwels, T. ; Petit, J. M. ; Recio-Blanco, A. ; Richards, P. J. ; Rimoldini, L. ; Robin, A. C. ; Sarro, L. M. ; Siopis, C. ; Smith, M. ; Sozzetti, A. ; Süveges, M. ; Torra, J. ; van Reeven, W. ; Abbas, U. ; Abreu Aramburu, A. ; Accart, S. ; Aerts, C. ; Altavilla, G. ; Álvarez, M. A. ; Alvarez, R. ; Alves, J. ; Anderson, R. I. ; Andrei, A. H. ; Anglada Varela, E. ; Antiche, E. ; Antoja, T. ; Arcay, B. ; Astraatmadja, T. L. ; Bach, N. ; Baker, S. G. ; Balaguer-Núñez, L. ; Balm, P. ; Barache, C. ; Barata, C. ; Barbato, D. ; Barblan, F. ; Barklem, P. S. ; Barrado, D. ; Barros, M. ; Barstow, M. A. ; Bartholomé Muñoz, S. ; Bassilana, J. L. ; Becciani, U. ; Bellazzini, M. ; Berihuete, A. ; Bertone, S. ; Bianchi, L. ; Bienaymé, O. ; Blanco-Cuaresma, S. ; Boch, T. ; Boeche, C. ; Bombrun, A. ; Borrachero, R. ; Bossini, D. ; Bouquillon, S. ; Bourda, G. ; Bragaglia, A. ; Bramante, L. ; Breddels, M. A. ; Bressan, A. ; Brouillet, N. ; Brüsemeister, T. ; Brugaletta, E. ; Bucciarelli, B. ; Burlacu, A. ; Busonero, D. ; Butkevich, A. G. ; Buzzi, R. ; Caffau, E. ; Cancelliere, R. ; Cannizzaro, G. ; Cantat-Gaudin, T. ; Carballo, R. ; Carlucci, T. ; Carrasco, J. M. ; Casamiquela, L. ; Castellani, M. ; Castro-Ginard, A. ; Charlot, P. ; Chemin, L. ; Chiavassa, A. ; Cocozza, G. ; Costigan, G. ; Cowell, S. ; Crifo, F. ; Crosta, M. ; Crowley, C. ; Cuypers, J. ; Dafonte, C. ; Damerdji, Y. ; Dapergolas, A. ; David, P. ; David, M. ; de Laverny, P. ; De Luise, F. ; De March, R. ; de Martino, D. ; de Souza, R. ; de Torres, A. ; Debosscher, J. ; del Pozo, E. ; Delbo, M. ; Delgado, A. ; Delgado, H. E. ; Di Matteo, P. ; Diakite, S. ; Diener, C. ; Distefano,

E. ; Dolding, C. ; Drazinos, P. ; Durán, J. ; Edvardsson, B. ; Enke, H. ; Eriksson, K. ; Esquej, P. ; Eynard Bontemps, G. ; Fabre, C. ; Fabrizio, M. ; Faigler, S. ; Falcão, A. J. ; Farràs Casas, M. ; Federici, L. ; Fedorets, G. ; Fernique, P. ; Figueras, F. ; Filippi, F. ; Findeisen, K. ; Fonti, A. ; Fraile, E. ; Fraser, M. ; Frézouls, B. ; Gai, M. ; Galleti, S. ; Garabato, D. ; García-Sedano, F. ; Garofalo, A. ; Garralda, N. ; Gavel, A. ; Gavras, P. ; Gerssen, J. ; Geyer, R. ; Giacobbe, P. ; Gilmore, G. ; Girona, S. ; Giuffrida, G. ; Glass, F. ; Gomes, M. ; Granvik, M. ; Gueguen, A. ; Guerrier, A. ; Guiraud, J. ; Gutiérrez-Sánchez, R. ; Haigron, R. ; Hatzidimitriou, D. ; Hauser, M. ; Haywood, M. ; Heiter, U. ; Helmi, A. ; Heu, J. ; Hilger, T. ; Hobbs, D. ; Hofmann, W. ; Holland, G. ; Huckle, H. E. ; Hypki, A. ; Icardi, V. ; Janßen, K. ; Jevardat de Fombelle, G. ; Jonker, P. G. ; Juhász, Á. L. ; Julbe, F. ; Karampelas, A. ; Kewley, A. ; Klar, J. ; Kochoska, A. ; Kohley, R. ; Kolenberg, K. ; Kontizas, M. ; Kontizas, E. ; Koposov, S. E. ; Kordopatis, G. ; Kostrzewa-Rutkowska, Z. ; Koubsky, P. ; Lambert, S. ; Lanza, A. F. ; Lasne, Y. ; Lavigne, J. B. ; Le Fustec, Y. ; Le Poncin-Lafitte, C. ; Lebreton, Y. ; Leccia, S. ; Leclerc, N. ; Lecoeur-Taibi, I. ; Lenhardt, H. ; Leroux, F. ; Liao, S. ; Licata, E. ; Lindstrøm, H. E. P. ; Lister, T. A. ; Livanou, E. ; Lobel, A. ; López, M. ; Managau, S. ; Mann, R. G. ; Mantelet, G. ; Marchal, O. ; Marchant, J. M. ; Marconi, M. ; Marinoni, S. ; Marschalkó, G. ; Marshall, D. J. ; Martino, M. ; Marton, G. ; Mary, N. ; Massari, D. ; Matijevič, G. ; Mazeh, T. ; McMillan, P. J. ; Messina, S. ; Michalik, D. ; Millar, N. R. ; Molina, D. ; Molinaro, R. ; Molnár, L. ; Montegriffo, P. ; Mor, R. ; Morbidelli, R. ; Morel, T. ; Morris, D. ; Mulone, A. F. ; Muraveva, T. ; Musella, I. ; Nelemans, G. ; Nicastro, L. ; Noval, L. ; O'Mullane, W. ; Ordénovic, C. ; Ordóñez-Blanco, D. ; Osborne, P. ; Pagani, C. ; Pagano, I. ; Pailler, F. ; Palacin, H. ; Palaversa, L. ; Panahi, A. ; Pawlak, M. ; Piersimoni, A. M. ; Pineau, F. X. ; Plachy, E. ; Plum, G. ; Poggio, E. ; Poujoulet, E. ; Prša, A. ; Pulone, L. ; Racero, E. ; Ragaini, S. ; Rambaux, N. ; Ramos-Lerate, M. ; Regibo, S. ; Reylé, C. ; Riclet, F. ; Ripepi, V. ; Riva, A. ; Rivard, A. ; Rixon, G. ; Roegiers, T. ; Roelens, M. ; Romero-Gómez, M. ; Rowell, N. ; Royer, F. ; Ruiz-Dern, L. ; Sadowski, G. ; Sagristà Sellés, T. ; Sahlmann, J. ; Salgado, J. ; Salguero, E. ; Sanna, N. ; Santana-Ros, T. ; Sarasso, M. ; Savietto, H. ; Schultheis, M. ; Sciacca, E. ; Segol, M. ; Segovia, J. C. ; Ségransan, D. ; Shih, I. C. ; Siltala, L. ; Silva, A. F. ; Smart, R. L. ; Smith, K. W. ; Solano, E. ; Solitro, F. ; Sordo, R. ; Soria Nieto, S. ; Souchay, J. ; Spagna, A. ; Spoto, F. ; Stampa, U. ; Steele, I. A. ; Steidelmüller, H. ; Stephenson, C. A. ; Stoev, H. ; Suess, F. F. ; Surdej, J. ; Szabados, L. ; Szegedi-Elek, E. ; Tapiador, D. ; Taris, F. ; Tauran, G. ; Taylor, M. B. ; Teixeira, R. ; Terrett, D. ; Teyssand ier, P. ; Thuillot, W. ; Titarenko, A. ; Torra Clotet, F. ; Turon, C. ; Ulla, A. ; Utrilla, E. ; Uzzi, S. ; Vaillant, M. ; Valentini, G. ; Valette, V. ; van Elteren, A. ; Van Hemelryck, E. ; van Leeuwen, M. ; Vaschetto, M. ; Vecchiato, A. ; Veljanoski, J. ; Viala, Y. ; Vicente, D. ; Vogt, S. ; von Essen, C. ; Voss, H. ; Votruba, V. ; Voutsinas, S. ; Walmsley, G. ; Weiler, M. ; Wertz, O. ; Wevers, T. ; Wyrzykowski, Ł. ; Yoldas, A. ; Žerjal, M. ; Ziaeepour, H. ; Zorec, J. ; Zschocke, S. ;

Zucker, S. ; Zurbach, C. ; Zwitter, T.: Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties. 616 (2018), August, S. A1

[58] Gullbring, Erik ; Hartmann, Lee ; Briceño, Cesar ; Calvet, Nuria: Disk Accretion Rates for T Tauri Stars. 492 (1998), Januar, Nr. 1, S. 323–341

[59] Genzel, R. ; Harris, A. I. ; Stutzki, J.: Photodissociation regions: Observations and theory. **In:** Böhm-Vitense, Erika (Hrsg.): *Infrared Spectroscopy in Astronomy*, 1989, S. 115

[60] Ghosh, P. ; Lamb, F. K.: Accretion by rotating magnetic neutron stars. II. Radial and vertical structure of the transition zone in disk accretion. 232 (1979), August, S. 259–276

[61] Gaia Collaboration ; Prusti, T. ; de Bruijne, J. H. J. ; Brown, A. G. A. ; Vallenari, A. ; Babusiaux, C. ; Bailer-Jones, C. A. L. ; Bastian, U. ; Biermann, M. ; Evans, D. W. ; Eyer, L. ; Jansen, F. ; Jordi, C. ; Klioner, S. A. ; Lammers, U. ; Lindegren, L. ; Luri, X. ; Mignard, F. ; Milligan, D. J. ; Panem, C. ; Poinsignon, V. ; Pourbaix, D. ; Randich, S. ; Sarri, G. ; Sartoretti, P. ; Siddiqui, H. I. ; Soubiran, C. ; Valette, V. ; van Leeuwen, F. ; Walton, N. A. ; Aerts, C. ; Arenou, F. ; Cropper, M. ; Drimmel, R. ; Høg, E. ; Katz, D. ; Lattanzi, M. G. ; O'Mullane, W. ; Grebel, E. K. ; Holland, A. D. ; Huc, C. ; Passot, X. ; Bramante, L. ; Cacciari, C. ; Castañeda, J. ; Chaoul, L. ; Cheek, N. ; De Angeli, F. ; Fabricius, C. ; Guerra, R. ; Hernández, J. ; Jean-Antoine-Piccolo, A. ; Masana, E. ; Messineo, R. ; Mowlavi, N. ; Nienartowicz, K. ; Ordóñez-Blanco, D. ; Panuzzo, P. ; Portell, J. ; Richards, P. J. ; Riello, M. ; Seabroke, G. M. ; Tanga, P. ; Thévenin, F. ; Torra, J. ; Els, S. G. ; Gracia-Abril, G. ; Comoretto, G. ; Garcia-Reinaldos, M. ; Lock, T. ; Mercier, E. ; Altmann, M. ; Andrae, R. ; Astraatmadja, T. L. ; Bellas-Velidis, I. ; Benson, K. ; Berthier, J. ; Blomme, R. ; Busso, G. ; Carry, B. ; Cellino, A. ; Clementini, G. ; Cowell, S. ; Creevey, O. ; Cuypers, J. ; Davidson, M. ; De Ridder, J. ; de Torres, A. ; Delchambre, L. ; Dell'Oro, A. ; Ducourant, C. ; Frémat, Y. ; García-Torres, M. ; Gosset, E. ; Halbwachs, J. L. ; Hambly, N. C. ; Harrison, D. L. ; Hauser, M. ; Hestroffer, D. ; Hodgkin, S. T. ; Huckle, H. E. ; Hutton, A. ; Jasniewicz, G. ; Jordan, S. ; Kontizas, M. ; Korn, A. J. ; Lanzafame, A. C. ; Manteiga, M. ; Moitinho, A. ; Muinonen, K. ; Osinde, J. ; Pancino, E. ; Pauwels, T. ; Petit, J. M. ; Recio-Blanco, A. ; Robin, A. C. ; Sarro, L. M. ; Siopis, C. ; Smith, M. ; Smith, K. W. ; Sozzetti, A. ; Thuillot, W. ; van Reeven, W. ; Viala, Y. ; Abbas, U. ; Abreu Aramburu, A. ; Accart, S. ; Aguado, J. J. ; Allan, P. M. ; Allasia, W. ; Altavilla, G. ; Álvarez, M. A. ; Alves, J. ; Anderson, R. I. ; Andrei, A. H. ; Anglada Varela, E. ; Antiche, E. ; Antoja, T. ; Antón, S. ; Arcay, B. ; Atzei, A. ; Ayache, L. ; Bach, N. ; Baker, S. G. ; Balaguer-Núñez, L. ; Barache, C. ; Barata, C. ; Barbier, A. ; Barblan, F. ; Baroni, M. ; Barrado y Navascués, D. ; Barros, M. ; Barstow, M. A. ; Becciani, U. ; Bellazzini, M. ; Bellei, G. ; Bello García, A. ; Belokurov, V. ; Bendjoya, P. ; Berihuete, A. ; Bianchi, L. ; Bienaymé, O. ; Billebaud,

F. ; Blagorodnova, N. ; Blanco-Cuaresma, S. ; Boch, T. ; Bombrun, A. ; Borrachero, R. ; Bouquillon, S. ; Bourda, G. ; Bouy, H. ; Bragaglia, A. ; Breddels, M. A. ; Brouillet, N. ; Brüsemeister, T. ; Bucciarelli, B. ; Budnik, F. ; Burgess, P. ; Burgon, R. ; Burlacu, A. ; Busonero, D. ; Buzzi, R. ; Caffau, E. ; Cambras, J. ; Campbell, H. ; Cancelliere, R. ; Cantat-Gaudin, T. ; Carlucci, T. ; Carrasco, J. M. ; Castellani, M. ; Charlot, P. ; Charnas, J. ; Charvet, P. ; Chassat, F. ; Chiavassa, A. ; Clotet, M. ; Cocozza, G. ; Collins, R. S. ; Collins, P. ; Costigan, G. ; Crifo, F. ; Cross, N. J. G. ; Crosta, M. ; Crowley, C. ; Dafonte, C. ; Damerdji, Y. ; Dapergolas, A. ; David, P. ; David, M. ; De Cat, P. ; de Felice, F. ; de Laverny, P. ; De Luise, F. ; De March, R. ; de Martino, D. ; de Souza, R. ; Debosscher, J. ; del Pozo, E. ; Delbo, M. ; Delgado, A. ; Delgado, H. E. ; di Marco, F. ; Di Matteo, P. ; Diakite, S. ; Distefano, E. ; Dolding, C. ; Dos Anjos, S. ; Drazinos, P. ; Durán, J. ; Dzigan, Y. ; Ecale, E. ; Edvardsson, B. ; Enke, H. ; Erdmann, M. ; Escolar, D. ; Espina, M. ; Evans, N. W. ; Eynard Bontemps, G. ; Fabre, C. ; Fabrizio, M. ; Faigler, S. ; Falcão, A. J. ; Farràs Casas, M. ; Faye, F. ; Federici, L. ; Fedorets, G. ; Fernández-Hernández, J. ; Fernique, P. ; Fienga, A. ; Figueras, F. ; Filippi, F. ; Findeisen, K. ; Fonti, A. ; Fouesneau, M. ; Fraile, E. ; Fraser, M. ; Fuchs, J. ; Furnell, R. ; Gai, M. ; Galleti, S. ; Galluccio, L. ; Garabato, D. ; García-Sedano, F. ; Garé, P. ; Garofalo, A. ; Garralda, N. ; Gavras, P. ; Gerssen, J. ; Geyer, R. ; Gilmore, G. ; Girona, S. ; Giuffrida, G. ; Gomes, M. ; González-Marcos, A. ; González-Núñez, J. ; González-Vidal, J. J. ; Granvik, M. ; Guerrier, A. ; Guillout, P. ; Guiraud, J. ; Gúrpide, A. ; Gutiérrez-Sánchez, R. ; Guy, L. P. ; Haigron, R. ; Hatzidimitriou, D. ; Haywood, M. ; Heiter, U. ; Helmi, A. ; Hobbs, D. ; Hofmann, W. ; Holl, B. ; Holland , G. ; Hunt, J. A. S. ; Hypki, A. ; Icardi, V. ; Irwin, M. ; Jevardat de Fombelle, G. ; Jofré, P. ; Jonker, P. G. ; Jorissen, A. ; Julbe, F. ; Karampelas, A. ; Kochoska, A. ; Kohley, R. ; Kolenberg, K. ; Kontizas, E. ; Koposov, S. E. ; Kordopatis, G. ; Koubsky, P. ; Kowalczyk, A. ; Krone-Martins, A. ; Kudryashova, M. ; Kull, I. ; Bachchan, R. K. ; Lacoste-Seris, F. ; Lanza, A. F. ; Lavigne, J. B. ; Le Poncin-Lafitte, C. ; Lebreton, Y. ; Lebzelter, T. ; Leccia, S. ; Leclerc, N. ; Lecoeur-Taibi, I. ; Lemaitre, V. ; Lenhardt, H. ; Leroux, F. ; Liao, S. ; Licata, E. ; Lindstrøm, H. E. P. ; Lister, T. A. ; Livanou, E. ; Lobel, A. ; Löffler, W. ; López, M. ; Lopez-Lozano, A. ; Lorenz, D. ; Loureiro, T. ; MacDonald, I. ; Magalhães Fernandes, T. ; Managau, S. ; Mann, R. G. ; Mantelet, G. ; Marchal, O. ; Marchant, J. M. ; Marconi, M. ; Marie, J. ; Marinoni, S. ; Marrese, P. M. ; Marschalkó, G. ; Marshall, D. J. ; Martín-Fleitas, J. M. ; Martino, M. ; Mary, N. ; Matijevič, G. ; Mazeh, T. ; McMillan, P. J. ; Messina, S. ; Mestre, A. ; Michalik, D. ; Millar, N. R. ; Miranda, B. M. H. ; Molina, D. ; Molinaro, R. ; Molinaro, M. ; Molnár, L. ; Moniez, M. ; Montegriffo, P. ; Monteiro, D. ; Mor, R. ; Mora, A. ; Morbidelli, R. ; Morel, T. ; Morgenthaler, S. ; Morley, T. ; Morris, D. ; Mulone, A. F. ; Muraveva, T. ; Musella, I. ; Narbonne, J. ; Nelemans, G. ; Nicastro, L. ; Noval, L. ; Ordénovic, C. ; Ordieres-Meré, J. ; Osborne, P. ; Pagani, C. ; Pagano, I. ; Pailler, F. ; Palacin, H. ; Palaversa, L. ; Parsons, P. ; Paulsen, T. ; Pecoraro, M. ; Pedrosa, R. ; Pentikäinen,

H. ; Pereira, J. ; Pichon, B. ; Piersimoni, A. M. ; Pineau, F. X. ; Plachy, E. ; Plum, G. ; Poujoulet, E. ; Prša, A. ; Pulone, L. ; Ragaini, S. ; Rago, S. ; Rambaux, N. ; Ramos-Lerate, M. ; Ranalli, P. ; Rauw, G. ; Read, A. ; Regibo, S. ; Renk, F. ; Reylé, C. ; Ribeiro, R. A. ; Rimoldini, L. ; Ripepi, V. ; Riva, A. ; Rixon, G. ; Roelens, M. ; Romero-Gómez, M. ; Rowell, N. ; Royer, F. ; Rudolph, A. ; Ruiz-Dern, L. ; Sadowski, G. ; Sagristà Sellés, T. ; Sahlmann, J. ; Salgado, J. ; Salguero, E. ; Sarasso, M. ; Savietto, H. ; Schnorhk, A. ; Schultheis, M. ; Sciacca, E. ; Segol, M. ; Segovia, J. C. ; Segransan, D. ; Serpell, E. ; Shih, I. C. ; Smareglia, R. ; Smart, R. L. ; Smith, C. ; Solano, E. ; Solitro, F. ; Sordo, R. ; Soria Nieto, S. ; Souchay, J. ; Spagna, A. ; Spoto, F. ; Stampa, U. ; Steele, I. A. ; Steidelmüller, H. ; Stephenson, C. A. ; Stoev, H. ; Suess, F. F. ; Süveges, M. ; Surdej, J. ; Szabados, L. ; Szegedi-Elek, E. ; Tapiador, D. ; Taris, F. ; Tauran, G. ; Taylor, M. B. ; Teixeira, R. ; Terrett, D. ; Tingley, B. ; Trager, S. C. ; Turon, C. ; Ulla, A. ; Utrilla, E. ; Valentini, G. ; van Elteren, A. ; Van Hemelryck, E. ; van Leeuwen, M. ; Varadi, M. ; Vecchiato, A. ; Veljanoski, J. ; Via, T. ; Vicente, D. ; Vogt, S. ; Voss, H. ; Votruba, V. ; Voutsinas, S. ; Walmsley, G. ; Weiler, M. ; Weingrill, K. ; Werner, D. ; Wevers, T. ; Whitehead, G. ; Wyrzykowski, Ł. ; Yoldas, A. ; Žerjal, M. ; Zucker, S. ; Zurbach, C. ; Zwitter, T. ; Alecu, A. ; Allen, M. ; Allende Prieto, C. ; Amorim, A. ; Anglada-Escudé, G. ; Arsenijevic, V. ; Azaz, S. ; Balm, P. ; Beck, M. ; Bernstein, H. H. ; Bigot, L. ; Bijaoui, A. ; Blasco, C. ; Bonfigli, M. ; Bono, G. ; Boudreault, S. ; Bressan, A. ; Brown, S. ; Brunet, P. M. ; Bunclark, P. ; Buonanno, R. ; Butkevich, A. G. ; Carret, C. ; Carrion, C. ; Chemin, L. ; Chéreau, F. ; Corcione, L. ; Darmigny, E. ; de Boer, K. S. ; de Teodoro, P. ; de Zeeuw, P. T. ; Delle Luche, C. ; Domingues, C. D. ; Dubath, P. ; Fodor, F. ; Frézouls, B. ; Fries, A. ; Fustes, D. ; Fyfe, D. ; Gallardo, E. ; Gallegos, J. ; Gardiol, D. ; Gebran, M. ; Gomboc, A. ; Gómez, A. ; Grux, E. ; Gueguen, A. ; Heyrovsky, A. ; Hoar, J. ; Iannicola, G. ; Isasi Parache, Y. ; Janotto, A. M. ; Joliet, E. ; Jonckheere, A. ; Keil, R. ; Kim, D. W. ; Klagyivik, P. ; Klar, J. ; Knude, J. ; Kochukhov, O. ; Kolka, I. ; Kos, J. ; Kutka, A. ; Lainey, V. ; LeBouquin, D. ; Liu, C. ; Loreggia, D. ; Makarov, V. V. ; Marseille, M. G. ; Martayan, C. ; Martinez-Rubi, O. ; Massart, B. ; Meynadier, F. ; Mignot, S. ; Munari, U. ; Nguyen, A. T. ; Nordlander, T. ; Ocvirk, P. ; O'Flaherty, K. S. ; Olias Sanz, A. ; Ortiz, P. ; Osorio, J. ; Oszkiewicz, D. ; Ouzounis, A. ; Palmer, M. ; Park, P. ; Pasquato, E. ; Peltzer, C. ; Peralta, J. ; Péturaud, F. ; Pieniluoma, T. ; Pigozzi, E. ; Poels, J. ; Prat, G. ; Prod'homme, T. ; Raison, F. ; Rebordao, J. M. ; Risquez, D. ; Rocca-Volmerange, B. ; Rosen, S. ; Ruiz-Fuertes, M. I. ; Russo, F. ; Sembay, S. ; Serraller Vizcaino, I. ; Short, A. ; Siebert, A. ; Silva, H. ; Sinachopoulos, D. ; Slezak, E. ; Soffel, M. ; Sosnowska, D. ; Straižys, V. ; ter Linden, M. ; Terrell, D. ; Theil, S. ; Tiede, C. ; Troisi, L. ; Tsalmantza, P. ; Tur, D. ; Vaccari, M. ; Vachier, F. ; Valles, P. ; Van Hamme, W. ; Veltz, L. ; Virtanen, J. ; Wallut, J. M. ; Wichmann, R. ; Wilkinson, M. I. ; Ziaeepour, H. ; Zschocke, S.: The Gaia mission. 595 (2016), November, S. A1

[62] Gray, David F.: On the Existence of Classical Microturbulence. 184 (1973), September, S. 461–472

[63] Griffin, R. F.: A Photoelectric Radial-Velocity Spectrometer. 148 (1967), S. 465

[64] Garcia Lopez, R. J. ; Rebolo, R. ; Martin, E. L.: Pre-main sequence lithium burning. II. PLeiades low mass stars. 282 (1994), Februar, S. 518–528

[65] Gizon, L. ; Solanki, S. K.: Determining the Inclination of the Rotation Axis of a Sun-like Star. 589 (2003), Juni, Nr. 2, S. 1009–1019

[66] Goupil, M. J. ; Samadi, R. ; Lochard, J. ; Dziembowski, W. A. ; Pamyatnykh, A.: Inferring information about rotation from stellar oscillations. **In:** Favata, F. (Hrsg.) ; Aigrain, S. (Hrsg.) ; Wilson, A. (Hrsg.): *Stellar Structure and Habitable Planet Finding* Bd. 538. Bd. 538, 2004, S. 133–140

[67] Hartmann, Lee: *Accretion Processes in Star Formation*. 1998

[68] Hartmann, Lee: *Accretion Processes in Star Formation*. 2008

[69] Hayashi, Chushiro: Evolution of Protostars. 4 (1966), Januar, S. 171

[70] Herbig, G. H. ; Bell, K. R.: *Third Catalog of Emission-Line Stars of the Orion Population : 3 : 1988*. 1988

[71] Hernández, Jesús ; Calvet, Nuria ; Briceño, César ; Hartmann, Lee ; Berlind, Perry: Spectral Analysis and Classification of Herbig Ae/Be Stars. 127 (2004), Maerz, Nr. 3, S. 1682–1701

[72] Hartmann, Lee ; Calvet, Nuria ; Gullbring, Erik ; D'Alessio, Paola: Accretion and the Evolution of T Tauri Disks. 495 (1998), Maerz, Nr. 1, S. 385–400

[73] Hernández, Jesús ; Calvet, Nuria ; Perez, Alice ; Briceño, Cesar ; Olguin, Lorenzo ; Contreras, Maria E. ; Hartmann, Lee ; Allen, Lori ; Espaillat, Catherine ; Hernan, Ramírez: A Spectroscopic Census in Young Stellar Regions: The σ Orionis Cluster. 794 (2014), Nr. 1, S. 36

[74] Herbst, W. ; Eislöffel, J. ; Mundt, R. ; Scholz, A.: The Rotation of Young Low-Mass Stars and Brown Dwarfs. **In:** Reipurth, Bo (Hrsg.) ; Jewitt, David (Hrsg.) ; Keil, Klaus (Hrsg.): *Protostars and Planets V*, 2007, S. 297

[75] Herbig, George H.: Emission-Line Stars Associated with the Nebulous Cluster NGC 2264. 119 (1954), S. 483

[76] Herbig, George H.: NGC 7000, IC 5070, and the Associated Emission-Line Stars. 128 (1958), September, S. 259

[77] Hartmann, Lee ; Hewett, Robert ; Calvet, Nuria: Magnetospheric Accretion Models for T Tauri Stars. I. Balmer Line Profiles without Rotation. 426 (1994), S. 669

[78] Hernández, Jesús ; Hartmann, L. ; Megeath, T. ; Gutermuth, R. ; Muzerolle, J. ; Calvet, N. ; Vivas, A. K. ; Briceño, C. ; Allen, L. ; Stauffer, J. ; Young, E. ; Fazio, G.: A Spitzer Space Telescope Study of Disks in the Young σ Orionis Cluster. 662 (2007), Juni, Nr. 2, S. 1067–1081

[79] Hartmann, L. ; Hewett, R. ; Stahler, S. ; Mathieu, R. D.: Rotational and Radial Velocities of T Tauri Stars. 309 (1986), S. 275

[80] Haro, G. ; Iriarte, B. ; Chavira, E.: Nuevas Estrellas con Emisión en las regiones obscuras del Toro-Auriga-Orion investigadas por JoyiNuevas Estrellas con Emisión en las regiones obscuras del Toro-Auriga-Orion investigadas por JoyiNew emission stars in the dark regions of Taurus-Auriga-Orion investigated by Joy. *Boletin de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya* 1 (1953), August, S. 3–18

[81] Hillenbrand, Lynne A.: Young Circumstellar Disks and Their Evolution: A Review. *arXiv e-prints* (2002), S. astro–ph/0210520

[82] Herbig, G. H. ; Kuhi, L. V.: Emission-Line Stars in the Region of NGC 2068. 137 (1963), Februar, S. 398

[83] Hartigan, Patrick ; Kenyon, Scott J. ; Hartmann, Lee ; Strom, Stephen E. ; Edwards, Suzan ; Welty, Alan D. ; Stauffer, John: Optical Excess Emission in T Tauri Stars. 382 (1991), S. 617

[84] Huenemoerder, D. P. ; Lawson, W. A. ; Feigelson, E. D.: X-ray-selected T Tauri stars in the Chamaeleon I cloud. 271 (1994), S. 967–975

[85] Hartmann, L. ; MacGregor, K. B.: Protostellar mass and angular momentum loss. 259 (1982), August, S. 180–192

[86] Hartmann, L. ; Stauffer, J. R.: Additional Measurements of Pre-Main-Sequence Stellar Rotation. 97 (1989), Maerz, S. 873

[87] Irwin, Jonathan ; Aigrain, Suzanne ; Bouvier, Jerome ; Hebb, Leslie ; Hodgkin, Simon ; Irwin, Mike ; Moraux, Estelle: The Monitor project: rotation periods of low-mass stars in M50. 392 (2009), Februar, Nr. 4, S. 1456–1466

[88] Iben, Jr.: Single and Binary Star Evolution. 76 (1991), S. 55

[89] **In:** Jeffries, R. D.: *Pre-Main-Sequence Lithium Depletion*. 2006, S. 163

[90] Jeffries, R. D.: Using rotation, magnetic activity and lithium to estimate the ages of low mass stars. **In:** *EAS Publications Series* Bd. 65. Bd. 65, 2014, S. 289–325

[91] Jeffries, R. D. ; Jackson, R. J. ; Deliyannis, C. P. ; Sun, Q.: Lithium in the young suns of Messier 35. 91 (2020), Januar, S. 88

[92] Jeffries, R. D. ; Maxted, P. F. L. ; Oliveira, J. M. ; Naylor, Tim: Kinematic structure in the young σ Orionis association. 371 (2006), September, Nr. 1, S. L6–L10

[93] Joy, Alfred H.: T Tauri Variable Stars. 102 (1945), September, S. 168

[94] Jones, B. F. ; Shetrone, M. ; Fischer, D. ; Soderblom, D. R.: The Evolution of the Lithium Abundances of Solar-Type Stars. VI. The End of Lithium in the Pleiades. 112 (1996), Juli, S. 186

[95] Kenyon, Scott J. ; Hartmann, Lee: Pre-Main-Sequence Evolution in the Taurus-Auriga Molecular Cloud. 101 (1995), November, S. 117

[96] Kastner, Joel H. ; Huenemoerder, David P. ; Schulz, Norbert S. ; Canizares, Claude R. ; Weintraub, David A.: Evidence for Accretion: High-Resolution X-Ray Spectroscopy of the Classical T Tauri Star TW Hydrae. 567 (2002), Maerz, Nr. 1, S. 434–440

[97] Koenigl, Arieh: Disk Accretion onto Magnetic T Tauri Stars. 370 (1991), Maerz, S. L39

[98] Kun, M. ; Pasztor, L.: Solar Type Stars in CEPHEUS-OB2 - Hα Emission Stars and IRAS Point Sources. 174 (1990), Nr. 1, S. 13–47

[99] Kervella, P. ; Thévenin, F. ; Di Folco, E. ; Ségransan, D.: The angular sizes of dwarf stars and subgiants. Surface brightness relations calibrated by interferometry. 426 (2004), S. 297–307

[100] Kun, M.: Hα emission stars in the region of IC 1396. 125 (1986), August, Nr. 1, S. 13–31

[101] Lada, C. J.: Cold outflows, energetic winds, and enigmatic jets around young stellar objects. 23 (1985), Januar, S. 267–317

[102] Larson, Richard B.: The emitted spectrum of a proto-star. 145 (1969), Januar, S. 297

[103] Lynden-Bell, D. ; Pringle, J. E.: The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables. 168 (1974), September, S. 603–637

[104] Lada, C. J. ; Wilking, B. A.: The nature of the embedded population in the rho Ophiuchi dark cloud : mid-infrared observations. 287 (1984), S. 610–621

[105] Loren, Robert B. ; Wootten, Alwyn ; Wilking, Bruce A.: Cold DCO + Cores and Protostars in the Warm rho Ophiuchi Cloud. 365 (1990), S. 269

[106] Meingast, Stefan ; Alves, João ; Fürnkranz, Verena: Extended stellar systems in the solar neighborhood . II. Discovery of a nearby 120° stellar stream in Gaia DR2. 622 (2019), Februar, S. L13

[107] McQuillan, A. ; Aigrain, S. ; Mazeh, T.: Measuring the rotation period distribution of field M dwarfs with Kepler. 432 (2013), Juni, Nr. 2, S. 1203–1216

[108] Mosser, B. ; Baudin, F. ; Lanza, A. F. ; Hulot, J. C. ; Catala, C. ; Baglin, A. ; Auvergne, M.: Short-lived spots in solar-like stars as observed by CoRoT. 506 (2009), Nr. 1, S. 245–254

[109] Muzerolle, J. ; Calvet, N. ; Briceño, C. ; Hartmann, L. ; Hillenbrand, L.: Disk Accretion in the 10 MYR Old T Tauri Stars TW Hydrae and Hen 3-600A. 535 (2000), Nr. 1, S. L47–L50

[110] Mestel, L.: Magnetic braking by a stellar wind-I. 138 (1968), Januar, S. 359

[111] **In:** Mestel, L.: *Angular Momentum Loss During Pre-Main Sequence Contraction*. Bd. 193. 1984, S. 49

[112] Marsden, S. C. ; Jardine, M. M. ; Ramírez Vélez, J. C. ; Alecian, E. ; Brown, C. J. ; Carter, B. D. ; Donati, J. F. ; Dunstone, N. ; Hart, R. ; Semel, M. ; Waite, I. A.: Magnetic fields and differential rotation on the pre-main sequence - II. The early-G star HD 141943 - coronal magnetic field, Hα emission and differential rotation. 413 (2011), Nr. 3, S. 1939–1948

[113] Montmerle, T. ; Koch-Miramond, L. ; Falgarone, E. ; Grindlay, J. E.: Einstein observations of the Rho Ophiuchi dark cloud : an X-ray christmas tree. 269 (1983), Juni, S. 182–201

[114] Messina, S. ; Lanzafame, A. C. ; Feiden, G. A. ; Millward, M. ; Desidera, S. ; Buccino, A. ; Curtis, I. ; Jofré, E. ; Kehusmaa, P. ; Medhi, B. J. ; Monard, B. ; Petrucci, R.: The rotation-lithium depletion correlation in the β Pictoris association and the LDB age determination. 596 (2016), November, S. A29

[115] Moss, D. L.: Models for rapidly rotating pre-main sequence stars. 161 (1973), Januar, S. 225

[116] Martin, E. L. ; Rebolo, R. ; Magazzu, A. ; Pavlenko, Ya. V.: Pre-main sequence lithium burning. I. Weak T Tauri stars. 282 (1994), Februar, S. 503–517

[117] Monnier, John D. ; Zhao, M. ; Pedretti, E. ; Thureau, N. ; Ireland, M. ; Muirhead, P. ; Berger, J. P. ; Millan-Gabet, R. ; Van Belle, G. ; ten Brummelaar, T. ; McAlister, H. ; Ridgway, S. ; Turner, N. ; Sturmann, L. ; Sturmann, J. ; Berger, D.: Imaging the Surface of Altair. *Science* 317 (2007), Juli, Nr. 5836, S. 342

[118] Ossenkopf, V. ; Henning, Th.: Dust opacities for protostellar cores. 291 (1994), November, S. 943–959

[119] Pasquini, L. ; Biazzo, K. ; Bonifacio, P. ; Randich, S. ; Bedin, L. R.: Solar twins in M 67. 489 (2008), Nr. 2, S. 677–684

[120] Pinsonneault, M. H. ; Kawaler, Steven D. ; Demarque, P.: Rotation of Low-Mass Stars: A New Probe of Stellar Evolution. 74 (1990), S. 501

[121] Pecaut, Mark J. ; Mamajek, Eric E.: Intrinsic Colors, Temperatures, and Bolometric Corrections of Pre-main-sequence Stars. 208 (2013), September, Nr. 1, S. 9

[122] Piau, L. ; Turck-Chièze, S.: Lithium Depletion in Pre-Main-Sequence Solar-like Stars. 566 (2002), Februar, Nr. 1, S. 419–434

[123] Ramírez, I. ; Fish, J. R. ; Lambert, D. L. ; Allende Prieto, C.: Lithium Abundances in nearby FGK Dwarf and Subgiant Stars: Internal Destruction, Galactic Chemical Evolution, and Exoplanets. 756 (2012), September, Nr. 1, S. 46

[124] Ryan, Sean G. ; Kajino, Toshitaka ; Beers, Timothy C. ; Suzuki, Takeru K. ; Romano, Donatella ; Matteucci, Francesca ; Rosolankova, Katarina: Abundances and Evolution of Lithium in the Galactic Halo and Disk. 549 (2001), Maerz, Nr. 1, S. 55–71

[125] Randich, S. ; Pallavicini, R. ; Meola, G. ; Stauffer, J. R. ; Balachandran, S. C.: Membership, lithium, and metallicity in the young open clusters ¡ASTROBJ¿IC 2602¡/ASTROBJ¿and ¡ASTROBJ¿IC 2391¡/ASTROBJ¿: Enlarging the sample. 372 (2001), Juni, S. 862–878

[126] Rowse, D. P. ; Roxburgh, I. W.: Modelling Coronal Magnetic Fields. 74 (1981), November, Nr. 1, S. 165–168

[127] Reiners, A. ; Schmitt, J. H. M. M.: On the feasibility of the detection of differential rotation in stellar absorption profiles. 384 (2002), Maerz, S. 155–162

[128] Schou, J. ; Antia, H. M. ; Basu, S. ; Bogart, R. S. ; Bush, R. I. ; Chitre, S. M. ; Christensen-Dalsgaard, J. ; Di Mauro, M. P. ; Dziembowski, W. A. ; Eff-Darwich, A. ; Gough, D. O. ; Haber, D. A. ; Hoeksema, J. T. ; Howe, R. ; Korzennik, S. G. ; Kosovichev, A. G. ; Larsen, R. M. ; Pijpers, F. P. ; Scherrer, P. H. ; Sekii, T. ; Tarbell, T. D. ; Title, A. M. ; Thompson, M. J. ; Toomre, J.: Helioseismic Studies of Differential Rotation in the Solar Envelope by the Solar Oscillations Investigation Using the Michelson Doppler Imager. 505 (1998), September, Nr. 1, S. 390–417

[129] Saraceno, P. ; Andre, P. ; Ceccarelli, C. ; Griffin, M. ; Molinari, S.: An evolutionary diagram for young stellar objects. 309 (1996), S. 827–839

[130] Schulz, Norbert S.: *The Formation and Early Evolution of Stars*. 2012

[131] Siess, L. ; Dufour, E. ; Forestini, M.: An internet server for pre-main sequence tracks of low- and intermediate-mass stars. 358 (2000), Juni, S. 593–599

[132] Semel, M.: Zeeman-Doppler imaging of active stars. I - Basic principles. 225 (1989), November, S. 456–466

[133] Szentgyorgyi, Andrew ; Furesz, Gabor ; Cheimets, Peter ; Conroy, Maureen ; Eng, Roger ; Fabricant, Daniel ; Fata, Robert ; Gauron, Thomas ; Geary, John ; McLeod, Brian ; Zajac, Joseph ; Amato, Stephen ; Bergner, Henry ; Caldwell, Nelson ; Dupree, Andrea ; Goddard, Richard ; Johnston, Everett ; Meibom, Soeren ; Mink, Douglas ; Pieri, Mario ; Roll, John ; Tokarz, Susan ; Wyatt, William ; Epps, Harland ; Hartmann, Lee ; Meszaros, Szabolcz: Hectochelle: A Multiobject Optical Echelle Spectrograph for the MMT. 123 (2011), Nr. 908, S. 1188

[134] Sacco, G. G. ; Franciosini, E. ; Randich, S. ; Pallavicini, R.: FLAMES spectroscopy of low-mass stars in the young clusters σ Ori and λ Ori. 488 (2008), September, Nr. 1, S. 167–179

[135] Shu, F. H.: Self-similar collapse of isothermal spheres and star formation. 214 (1977), Juni, S. 488–497

[136] Soderblom, David R. ; Jones, Burton F. ; Balachand ran, Suchitra ; Stauffer, John R. ; Duncan, Douglas K. ; Fedele, Stephen B. ; Hudon, J. D.: The Evolution of the Lithium Abundances of Solar-Type Stars. III. The Pleiades. 106 (1993), September, S. 1059

[137] Soderblom, David R. ; King, Jeremy R. ; Siess, Lionel ; Jones, Burton F. ; Fischer, Debra: Evolution Of The Lithium Abundances Of Solar-Type Stars. IX. High-Resolution Spectroscopy of Low-Mass Stars in NGC 2264. 118 (1999), September, Nr. 3, S. 1301–1314

[138] Schlieder, Joshua E. ; Lépine, Sébastien ; Rice, Emily ; Simon, Michal ; Fielding, Drummond ; Tomasino, Rachael: The Na 8200 Å Doublet as an Age Indicator in Low-mass Stars. 143 (2012), Nr. 5, S. 114

[139] Shu, Frank ; Najita, Joan ; Ostriker, Eve ; Wilkin, Frank ; Ruden, Steven ; Lizano, Susana: Magnetocentrifugally Driven Flows from Young Stars and Disks. I. A Generalized Model. 429 (1994), Juli, S. 781

[140] Stahler, Steven W. ; Palla, Francesco: *The Formation of Stars*. 2005

[141] Somers, Garrett ; Pinsonneault, Marc H.: A Tale of Two Anomalies: Depletion, Dispersion, and the Connection between the Stellar Lithium Spread and Inflated Radii on the Pre-main Sequence. 790 (2014), Juli, Nr. 1, S. 72

[142] Stauffer, John R. ; Schultz, Greg ; Kirkpatrick, J. D.: Keck Spectra of Pleiades Brown Dwarf Candidates and a Precise Determination of the Lithium Depletion Edge in the Pleiades. 499 (1998), Juni, Nr. 2, S. L199–L203

[143] Stahler, Steven W. ; Walter, Frederick M.: Pre-Main Evolution and the Birth Population. **In:** Levy, Eugene H. (Hrsg.) ; Lunine, Jonathan I. (Hrsg.): *Protostars and Planets III*, 1993, S. 405

[144] Sherry, W. H. ; Walter, F. M. ; Wolk, S. J. ; Adams, N. R.: Main-Sequence Fitting Distance to the σ Ori Cluster. 135 (2008), April, Nr. 4, S. 1616–1623

[145] Talon, S. ; Charbonnel, C.: Hydrodynamical stellar models including rotation, internal gravity waves, and atomic diffusion. I. Formalism and tests on Pop I dwarfs. 440 (2005), September, Nr. 3, S. 981–994

[146] Tonry, J. ; Davis, M.: A survey of galaxy redshifts. I. Data reduction techniques. 84 (1979), S. 1511–1525

[147] Tscharnuter, W. M.: Numerical Studies of Cloud Collapse. **In:** Lada, Charles J. (Hrsg.) ; Kylafis, Nikolaos D. (Hrsg.): *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C* Bd. 342. Bd. 342, 1991, S. 411

[148] Théado, Sylvie ; Vauclair, Sylvie: Metal-rich Accretion and Thermohaline Instabilities in Exoplanet-host Stars: Consequences on the Light Elements Abundances. 744 (2012), Januar, Nr. 2, S. 123

[149] Ungerechts, H. ; Thaddeus, P.: A CO Survey of the Dark Nebulae in Perseus, Taurus, and Auriga. 63 (1987), Maerz, S. 645

[150] Vogel, S. N. ; Kuhi, L. V.: Rotational velocities of pre-main-sequence stars. 245 (1981), S. 960–976

[151] Vogt, S. S. ; Penrod, G. D.: Doppler imaging of spotted stars : application to the RS Canum Venaticorum star HR 1099. 95 (1983), September, S. 565–576

[152] Ventura, Paolo ; Zeppieri, Anna ; Mazzitelli, Italo ; D'Antona, Francesca: Pre-main sequence Lithium burning: the quest for a new structural parameter. 331 (1998), Maerz, S. 1011–1021

[153] Walter, F. M.: X-Ray Sources in Regions of Star Formation. I. The Naked T Tauri Stars. 306 (1986), Juli, S. 573

[154] White, Russel J. ; Basri, Gibor: Very Low Mass Stars and Brown Dwarfs in Taurus-Auriga. 582 (2003), Januar, Nr. 2, S. 1109–1122

[155] Walter, Frederick M. ; Brown, A. ; Mathieu, R. D. ; Myers, P. C. ; Vrba, F. J.: X-Ray Sources in Regions of Star Formation. III. Naked T Tauri Stars Associated with the Taurus-Auriga Complex. 96 (1988), Juli, S. 297

[156] Wuchterl, G. ; Tscharnuter, W. M.: From clouds to stars. Protostellar collapse and the evolution to the pre-main sequence I. Equations and evolution in the Hertzsprung-Russell diagram. 398 (2003), Februar, S. 1081–1090

[157] Walter, F. M. ; Vrba, F. J. ; Mathieu, R. D. ; Brown, A. ; Myers, P. C.: X-Ray Sources in Regions of Star Formation. V. The Low Mass Stars of the Upper Scorpius Associations. 107 (1994), Februar, S. 692

[158] Wolk, S. J. ; Walter, F. M. ; Freyberg, M.: X-Ray Sources and Other PMS Stars Near σ Orionis. **In:** Pallavicini, Roberto (Hrsg.) ; Dupree, Andrea K. (Hrsg.): *Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun* Bd. 109. Bd. 109, 1996, S. 445–446

[159] Walter, F. M. ; Wolk, S. J. ; Freyberg, M. ; Schmitt, J. H. M. M.: Discovery of the sigma Orionis Cluster. 68 (1997), Januar, S. 1081–1088

[160] Zahn, J. P.: Circulation and turbulence in rotating stars. 265 (1992), November, S. 115–132

[161] Zapatero Osorio, M. R. ; Béjar, V. J. S. ; Pavlenko, Ya. ; Rebolo, R. ; Allende Prieto, C. ; Martín, E. L. ; García López, R. J.: Lithium and Hα in stars and brown dwarfs of sigma Orionis. 384 (2002), Maerz, S. 937–953

[162] Zacharias, N. ; Finch, C. T. ; Girard, T. M. ; Henden, A. ; Bartlett, J. L. ; Monet, D. G. ; Zacharias, M. I.: The Fourth US Naval Observatory CCD Astrograph Catalog (UCAC4). 145 (2013), Februar, Nr. 2, S. 44