



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

Instituto de Astronomía

**Rotación Estelar en el Complejo de Formación
Estelar de Orión**

TESIS

PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

MAESTRO EN CIENCIAS ASTROFÍSICA

PRESENTA

Javier Serna Quiñones

TUTOR

Dr. Jesús Omar Hernández Alarcón, Instituto de Astronomía (UNAM)

Ensenada, B.C., Enero 2020.



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

COMITÉ TUTOR:

Dr. Manuel Mauricio Tapia Ibaguengoitia

Dr. Luis Alberto Aguilar Chiu

Instituto de Astronomía, UNAM.

Agradecimientos

Por fin! se realizó mi sueño!

Gracias a Dios y a su obra que me han traído hasta aquí.

Este es un momento magnífico, en donde cúlmino otro ciclo de mi vida!.

No sin antes, quiero agradecer a la maquinaria que logró este trabajo, a ese ejercito emocional y estratégico que siempre estuvo en la marcha, a esos ingenieros que moldearon un rascacielos, a esos cocineros que encontraron los mejores ingredientes para hacer la sopa más sustanciosa y sabrosa!.

Quiero agradecer a mi familia, Weiner Serna, Marien Quiñones, Valentina Serna y a mis padrinos Alfonso Girón y Marina Gallo, por apoyarme cuanta idea y proyecto se me ha ocurrido. Aunque la distancia nos separe, siempre estarán cerca de mi corazón.

De tantos años de conocer a Jesús y de una forma humilde y modesta, decirle gracias por lo que he aprendido. Si es que he aprendido algo. De las grandes lecciones que me ha dado. Es un honor, es un verdadero privilegio haber llegado hasta aquí gracias a él.

Un agradecimiento conjunto a Jesús Hernández y Elvis por todo su apoyo, por traerme hasta aquí, dejarme entrar a su casa, darme cuanta cosa necesitaba. Han sido para mí una familia. Un especial agradecimiento a Margarita Pereyra, quien ha estado a mi lado apoyandome en este proceso, y me ha brindado sus consejos y motivación con mucho cariño.

Agradezco a la UNAM, en especial al Instituto de Astronomía sede enseñada, por facilitarme todos los espacios y la infraestructura indispensable para consolidar mi posgrado. Igualmente agradezco al proyecto PAPIIT IA102319 "Estudios de estrellas jóvenes y sus discos protoplanetarios en la era GAIA-APOGEE-WISE" y por supuesto al financiamiento del gobierno de México a través de CONACYT.

A Mauricio Tapia por seguir de cerca los avances de mi proyecto, ayudando a enfocarme en lo

importe y lo oportuno, ha sido valiosa su perspectiva en este trabajo. A Luis Aguilar quien me apoyó en la implementación del método de Fourier, para estimar la rotación estelar. Puff! este recurso sin duda seguirá dando resultados. Un especial agradecimiento a Carlos Román por su paciencia, su apoyo y su constante empuje que imprime todo el tiempo a no conformarse y buscar más allá las soluciones de los problemas. A Joaquin Bohigas, quiero agradecer por su valioso tiempo en asesorías e ideas que me ha dado. A Marina Kounkel y Kevin Covey, por ofrecernos las medidas de rotación para las estrellas en Orión. A Genaro Suarez, quién me dió el soporte de las estimaciones de edad y masa en Orión, que fueron esenciales y le dieron el corazón a este trabajo. ¡Mil gracias!. A Valeria Ramirez que desde el comienzo de mi carrera siempre a estado pendiente de los procesos; me ha ayudado demasiado su perspectiva. Un especial agradecimiento, a mi querido amigo Giovanni Pinzón, quien ha estado de frente con este proyecto, brindando su apoyo, ideas y entusiasmo que lo caracteriza. A Florian Gallet quien amablemente me ha compartido sus modelos evolutivos de rotación; fundamentales como soporte teórico de este trabajo. Keivan Stassun por su ayuda y soporte que nos ha brindado con el proyecto TESS. A Raul Michel gracias!, por apoyarme en mi aprendizaje de técnicas observacionales, por su disponibilidad de dedicar tiempo de sus temporadas de observación para capacitarme.

Es un privilegio contar con amigos de mi tierra quienes me apoyaron muchísimo cuando llegué, especialmente Victor Manuel Rico. Un agradecimiento a mis compañeros de oficina a Genaro, Valeria, Heccarí, Andrés, Royer, Verónica, Lucho, Fernando, y Martín por sus conversaciones, bromas y discusiones que hicieron llevadero este proceso y en especial a mi amigo Isaac Porras quién estuvo presente en el instituto día, y noche, hasta fines de semana compartiendo en la oficina, degustando siempre de un buen café y aprendiendo de técnicas para hacer los mejores capuccinos.

¡A todos pura vida!

Resumen

Este trabajo representa el primer estudio de la rotación estelar en la etapa de pre-secuencia principal que se realiza en el complejo de formación estelar de Orión. Para este estudio, se combinaron estimaciones de temperatura efectiva (T_{eff}), velocidad de rotación proyectada ($v \sin i$) y velocidad radial (RV) obtenida del análisis de espectros APOGEE2-YSO; información cinemática (paralajes y movimientos propios) y fotométrica aportada por Gaia-DR2; estimación de periodos a partir de curvas de luz TESS; y la disponibilidad de un gran número de estrellas confirmadas espectroscópicamente como objetos jóvenes de baja masa (estrellas T Tauri), con información relevante que permiten clasificar acretoras CTTS y no acretoras WTTS (Briceño et al., 2005, 2019; Hernandez, 2019 in prep.; Hernández et al., 2014). Esto nos coloca en una posición privilegiada para realizar uno de los estudios estadísticos más robustos de la rotación estelar en estrellas T Tauri.

En esta perspectiva, se refuerza la necesidad de incluir el efecto de frenado disco-estrella (Disk-locking effect) como mecanismo regulador de la evolución del momento angular en la fase pre-secuencia principal. Particularmente, las estrellas CTTS exhiben, generalmente, $v \sin i$ limitados ($< 35 \text{ km/s}$), mientras que el rango de velocidad de rotación en estrellas WTTS puede llegar a superar los 100 km/s .

El análisis de la relación periodo- $v \sin i$ da soporte al escenario de rotación como cuerpo rígido para estrellas mayormente convectivas. Además, se confirma el efecto de inflación del radio estelar, al inferir diferencias sistemáticas entre el radio estelar determinado con la relación P_{rot} vs $v \sin i$ y el radio estelar a partir de la relación entre L y T_{eff} . Esto se refleja en una distribución de inclinaciones sistemáticamente mayores respecto a una distribución aleatoria e isotrópica de inclinaciones, encontrando valores de $\sin i > 1$.

Sugerimos que las estrellas CTTS con velocidades mayores a 35 km/s , son candidatas a

estrellas binarias. Además, podemos identificar candidatas a estrellas binarias a través de la relación P_{rot} vs $v \sin i$. Particularmente, aquellas que se ubican por encima de la línea máxima esperada, para un rotador de $1.2M_{\odot}$ a 1 millón de años.

Índice general

Agradecimientos	4
Resumen	6
1. Introducción	15
1.1. Complejo de Formación Estelar de Orión	18
1.2. Estrellas T-Tauri	18
1.2.1. Estrellas Clásica T-Tauri (CTTS)	20
1.2.2. Estrellas Weak line T-Tauri (WTTS)	20
1.3. Medición de la Rotación Estelar	21
1.3.1. Velocidad de Rotación Proyectada	21
1.3.2. Periodo de Rotación	25
1.4. Momento Angular en Estrellas de Pre-secuencia Principal	29
1.4.1. Conexión del disco con la estrella	29
1.4.2. Vientos estelares	30
1.4.3. Acoplamiento del Núcleo y Envoltura Estelar	31
1.4.4. Modelos de Rotación Estelar (Gallet & Bouvier 2015)	32
2. Membresía y Mediciones de Rotación	37
2.1. Membresía	37
2.1.1. Miembros Cinemáticos de Orión	37
2.1.2. Miembros Espectroscópicos de Orión	41
2.1.3. Masa y edades estelares	43
2.2. Medidas de Rotación	44
2.2.1. Velocidad de rotación proyectada en Orión	44
2.2.2. Periodos de Rotación en Orión estimados con TESS	46
2.2.3. Periodos Compilados	48

2.2.4. Comparación entre los miembros cinemáticos, espectroscópicos y miembros con periodos TESS	53
3. Análisis y Resultados	56
3.1. Relación Periodo- $v \sin i$	56
3.2. Inclinación Estelar: $\sin i$	61
3.3. Evolución de la rotación	65
3.4. Rotación y Acreción estelar	73
4. Conclusiones	77
Bibliografía	81

Índice de figuras

1.1. Complejo de formación estelar de Orión $15^\circ \times 25^\circ$ (Fotografía de Rogelio Bernal), modificada con proposito ilustrativo	19
1.2. Modelo conceptual de una estrella CTTS, imagen tomada de Hartmann et al. (2016), traducida y modificada para uso ilustrativo de este escrito.	21
1.3. Diagrama de $v \sin i$, tomada de Wikipedia.	22
1.4. Perfiles de línea en el espacio de Fourier. Imagen tomada de la presentación “How do we measure the rotation of a star” de Luis Aguilar	24
1.5. Modelo esquemático de la interacción magnetosférica disco-estrella. Tomada de Hartmann (2002).	30
1.6. Modelos para $1M_\odot$ (Gallet & Bouvier, 2015): Velocidad angular del núcleo radiativo (líneas discontinuas), y velocidad angular de la envoltura convectiva (líneas continuas) como función del tiempo. Se ilustran los modelos de rotadores rápidos (azul), mediana (verde), y lentos(rojo). Los diamantes azul, rojo y verde, están asociados a los cuartiles 1, 3 (25 % y 75 %) y la mediana respectivamente. El círculo abierto, representa la velocidad angular del sol.	35
1.7. Modelos para $1M_\odot$ (Gallet & Bouvier, 2015): Momento angular específico observado ($j_{obs} = \frac{I*\omega_{enu}}{M_*}$) (línea continua) y el momento angular específico esperado ($j_{esp} = \frac{I_{nuc}*\omega_{nuc}+I_{enu}*\omega_{enu}}{M_*}$) (línea punteada). Se ilustran los modelos de rotadores rápidos (azul), mediana (verde), lentos (rojo). Los diamantes azul, rojo y verde, están asociados a los cuartiles 1, 3 y la mediana en diferentes cúmulos estelares, respectivamente. El círculo abierto, representa el momento angular específico observado para el sol.	36

2.1. Campos APOGEE-2 en el Complejo de Orión (Cottle et al., 2018). Se observan los campos observados dentro del proyecto APOGEE-INSYNC (verde: Cottaar et al. (2014)) y del proyecto APOGEE2-YSO (rojo: Cottle et al. (2018)). Las observaciones adquiridas más recientemente se grafican con líneas punteadas.	39
2.2. La distribución espacial de los miembros cinemáticos (puntos en color azul; Kounkel et al., 2018) se destacan sobre las estrellas observadas en los campos APOGEE-2 (puntos en color rojo).	40
2.3. Gráficos ilustrativos relacionados a la membresía cinemática de estrellas en Orión. Panel izquierdo: Modulo de los movimientos propios versus el paralaje del catálogo GAIA-DR2. Panel derecho:distribución de las velocidades radiales medidas a partir de los espectros APOGEE (Kounkel et al., 2018).	41
2.4. Campos APOGEE-2 (puntos en color rojo) y Miembros espectroscópicos de Orión (CTTS: puntos en color negro, WTTS: puntos en color amarillo, CW: puntos en color cyan) (Briceño et al., 2005, 2019; Hernandez, 2019 in prep.; Hernández et al., 2014)	42
2.5. Diagrama Hertzsprung Russell ($L_{bol} [L_{\odot}]$, $T_{eff} [K]$) resaltando los miembros cinemáticos (Kounkel et al., 2018) y los miembros espectroscópicos (Briceño et al., 2019). Como referencia se incluyen las isocronas evolutivas de Marigo et al. (2017) de 1, 3 y 10 millones de años en este orden de arriba hacia abajo.	43
2.6. Espectro sintético de PHOENIX a 5300K, con igual resolución espectral de APOGEE ($R \sim 22500$), $\log(g)=4$, ensanchado por un perfil de rotación de Gray (1973)	45
2.7. Comparación de las medidas de $v \sin i$ estimado con el método de Fourier (Ambas figuras, eje vertical) y $v \sin i$ reportado por (Kounkel et al., 2018, 2019, figura A, figura B;) (Eje Horizontal).	45
2.8. Histograma de magnitud TESS para miembros cinemáticos de Orión	47
2.9. Campos de λ Ori y Orión OB1ab en TESS	49
2.10. Imágen Izquierda: Estrella punto de color rojo y fuentes cercanas puntos de color amarillo; Imágen Derecha, Arriba: Curva de Luz TESS y Abajo: Periodograma de Lomb-Scargle; Primera fila: Fuente TIC 11360985 buena candidata a estimar periodo; Segunda fila: Fuente TIC 4357786 descartada del estudio por presentar variabilidad no periódica; Tercera fila: Fuente TIC 200515779 descartada del estudio por presentar contaminación en la fotometría.	50
2.11. Campos APOGEE-2 (puntos en color rojo) y fuentes en común con medición de periodo compilado de la literatura (puntos en color verde)	51

2.12. Comparación de Periodos TESS y Periodos de Cody & Hillenbrand (2010); Karim et al. (2016); Stassun et al. (1999)	52
2.13. Tendencia de $v \sin i$ con periodos reportados y periodos TESS (Muestra selecta en Orión).	53
2.14. Histograma de magnitud en la banda H de 2MASS (a) y masas estelares (b) para la muestra general de miembros cinemáticos de Orión en APOGEE (Kounkel et al., 2018, Distribución en color rojo), para la muestra de estrellas confirmadas como miembros espectroscópicos de Orión en común con el catálogo de APOGEE (Briceño et al., 2019; Hernández et al., 2014, Distribución en color verde), para la muestra de estrellas con periodos estimados con TESS (Distribución en color azul). Las masas fueron estimadas a través del código MassAge usando el modelo evolutivo de Marigo et al. (2017).	54
2.15. Histograma de edades (a) y $v \sin i$ provistos por Kounkel et al. (2018)(b) para la muestra general de miembros cinemáticos de Orión en APOGEE (Kounkel et al., 2018, Distribución en color rojo), para la muestra de estrellas confirmadas como miembros espectroscópicos de Orión en común con el catálogo de APOGEE (Briceño et al., 2019; Hernández et al., 2014, Distribución en color verde), para la muestra de estrellas con periodos estimados con TESS (Distribución en color azul). Las edades fueron estimadas a través del código MassAge usando el modelo evolutivo de Marigo et al. (2017).	55
3.1. $v \sin i$ en función de los periodos compilados en la literatura para estrellas de Orión; Línea discontinua azul representa un rotador rígido de $1.2M_{\odot}$ con un radio estelar de $2.5R_{\odot}$, lo que corresponde a 1 millón de años (Marigo et al., 2017). Las cruces negras son binarias espectroscópicas confiables y los círculos abiertos representan binarias espectroscópicas inciertas o estrellas dominadas por manchas estelares (Kounkel et al., 2019)	57
3.2. $v \sin i$ en función del periodo TESS en estrellas de Orión; Círculos abiertos representan binarias espectroscópicas inciertas o estrellas dominadas por manchas estelares (Kounkel et al., 2019). Línea discontinua azul representa un rotador rígido de $1.2M_{\odot}$ con un radio estelar de $2.5R_{\odot}$ (1 millón de años; Marigo et al., 2017)	58
3.3. Tendencias de $\sin i$ a partir de Periodos TESS; Círculos abiertos representan estrellas con binariedad incierta o dominadas por manchas estelares (Kounkel et al., 2019)	61

- 3.4. Población sintética de inclinaciones comparada con las inclinaciones estimadas. Panel (a): Comparación entre la muestra observada (azul) con la muestra sintética con inclinación de rotación aleatoria (rojo; K-S significancia = 0.02 %) y con la muestra sintética de rotadores alineados a 51 grados con una desviación estandar de 17 grados (gris; K-S significancia = 88.6 %). Panel (b): Mapa de nivel de significancia de la prueba K-S variando la inclinación y apertura de cono (δi). La barra de color muestra la significancia de la prueba K-S en cada caso. 64
- 3.5. Vsini en función de la edad de (Parsec & Colibri; Marigo et al., 2017), para estrellas miembros cinemáticos de Orión; Los puntos negros ilustran la mediana y las franjas grises delimitan los cuartiles 1 y 3; La línea discontinua magenta representa el modelo A (i.e, Modelo de frenado disco-estrella); La línea discontinua azul representa el modelo B (i.e, Modelo de estrella sin disco); La línea discontinua roja representa el modelo para $1M_{\odot}$ de Gallet & Bouvier (2015) asumiendo rotación de cuerpo rígido, esta línea se solapa con el modelo A. 68
- 3.6. Vsini en función de la edad, para estrellas miembros cinemáticos de Orión. Edades y masas estimadas para los modelos evolutivos de Baraffe et al. (1998); Dotter (2016); Marigo et al. (2017); Siess et al. (2000). Etiquetas similares a la figura 3.5 69
- 3.7. Jsini/M en función de la edad para estrellas miembros cinemáticos de Orión; Puntos negros ilustran la mediana y las franjas grises delimitan los cuartiles 1 y 3; Las líneas discontinuas representan los modelos evolutivos del momento angular específico de Gallet & Bouvier (2015) (Línea cyan para $1M_{\odot}$; Línea amarilla para $0.8M_{\odot}$; Línea gris para $0.5M_{\odot}$). 71
- 3.8. Vsini en función de la edad para estrellas CTTS y WTTS de Briceño et al 2018 y Hernández et al 2014; Las barras de error fueron estimadas como un error estandar pesado por los datos de la muestra como una dispersión de Poisson $\frac{\sigma}{\sqrt{N}}$ 74

- 3.9. $V \sin(i)$ en función del ancho equivalente de H_α para estrellas TTS; Cruces negras son binarias espectroscópicas confiables (Kounkel et al., 2019); Círculos abiertos representan binarias espectroscópicas inciertas o estrellas dominadas por manchas estelares (Kounkel et al., 2019). Se muestra la barra de error típica de $v \sin i$. Los porcentajes en color, representan la fracción de estrellas simples por encima del límite; Los porcentajes en negro, representan la fracción de estrellas simples y binarias por encima del límite; Estrellas en transición son denotadas como C/W. 75

Capítulo 1

Introducción

La rotación estelar es un parámetro fundamental en los procesos de formación y evolución estelar. En general, su estudio es una herramienta transversal a múltiples observables de interés en la astrofísica. En este contexto, es una pieza clave para entender la evolución del momento angular, el cual es uno de los problemas más desafiantes de la astrofísica estelar moderna (Bouvier, 2013).

Naturalmente, se han encontrado relaciones de la rotación con otros fenómenos como el agotamiento del litio en estrellas de baja masa (Bouvier et al., 2016; Bouvier et al., 2018; Jeffries, 2014; Somers & Pinsonneault, 2014; Somers & Stassun, 2017), la generación del mecanismo dínamo en los interiores estelares (Berdyugina, 2005), la acreción y la actividad estelar (H_α , CaII, Emisión UV, manchas estelares, emisión de rayos X; Affer et al., 2013; Biazzo et al., 2009; Davies et al., 2014; Noyes et al., 1984; Soderblom et al., 1991; Somers & Stassun, 2017; Venuti et al., 2017), el fenómeno de la inflación del radio (Jackson et al., 2016; Somers & Pinsonneault, 2015b; Somers & Stassun, 2017), la edad y el campo magnético (Barnes, 2007; Meibom et al., 2011; Vidotto et al., 2014), la influencia de los sistemas binarios en la evolución estelar (Stauffer et al., 2018), la pérdida de masa a través de vientos (Matt & Pudritz, 2005), así como la evolución y migración planetaria (Privitera et al., 2016), incluso se ha encontrado que la rotación puede ser un trazador directo de la formación estelar en el disco galáctico (Davenport, 2017; Davenport & Covey, 2018).

Durante la etapa de pre-secuencia principal, la conservación del momento angular en estrellas de baja masa ($M < 1.2M_\odot$) predice que la tasa de rotación debe incrementarse, debido a los procesos de contracción gravitacional y acreción estelar que cambian el radio y la masa

de manera sustancial (Palla & Stahler, 1992). Por su parte, Hartmann & Stauffer (1989) estimaron que estrellas de una masa solar, con una tasa típica de acreción de $10^{-7} \frac{M_{\odot}}{yr}$ a 1 millón de años, deben alcanzar la velocidad de ruptura¹. Sin embargo, Stassun et al. (1999) muestra que miembros de Orión de baja masa en la ONC² (1-2 millones de años) estadísticamente manifiestan una rotación alrededor del 10% de la velocidad de ruptura. Incluso, protoestrellas profundamente embebidas parecen tener una rotación moderada, con un valor promedio de 40 km/s (Covey et al., 2005).

Muchos trabajos muestran que las estrellas con presencia de discos protoplanetarios presentan tasas bajas de rotación comparadas con estrellas sin disco (Cody & Hillenbrand, 2010; Herbst et al., 2001; Rebull, 2001; Rebull et al., 2006, 2016). Esto sugiere que durante la acreción de un disco, existe un mecanismo que está regulando el momento angular.

Koenigl & Ariei (1991) fueron los primeros en sugerir un modelo de interacción entre una estrella, su campo magnético y su disco protoplanetario, el cual favorece la pérdida de momento angular durante los primeros millones de años. En este modelo, las líneas del campo magnético se conectan con el disco interno, se produce una rotación diferencial, la cual mantiene constante la rotación superficial de la estrella. Sin embargo, por más de dos décadas se ha debatido sobre si la interacción magnética disco-estrella, es lo suficientemente efectiva para contrarrestar el aumento de momento angular causado por la acreción estelar (Ferreira, 2013).

Múltiples trabajos se han desarrollado para buscar relaciones entre la rotación, la edad, la acreción, así como parámetros estelares y del disco (Davies et al., 2014; Irwin & Bouvier, 2009; Le Blanc et al., 2011; Rebull et al., 2006; Scholz et al., 2007; Venuti et al., 2017; Vogel & Kuhl, 1981), otros se han dedicado a realizar modelos ajustados a las observaciones (Gallet & Bouvier, 2013, 2015; Landin et al., 2016). A pesar de la reducida cobertura de edades, se ha encontrado pistas que favorecen el escenario de frenado magnético por el disco durante los primeros millones de años. Sin embargo, algunos trabajos han resultado contradictorios al escenario de frenado disco-estrella (Le Blanc et al., 2011). A pesar de esto, hay un consenso general en que las estrellas acretoras están siendo frenadas antes de llegar a secuencia principal. En este aspecto, es necesaria una coherencia entre las observaciones y los parámetros que propone el escenario de frenado disco-estrella, como agente regulador del

¹Velocidad alcanzada para equilibrar la fuerza centrífuga y la fuerza de gravedad. Esta velocidad está representada como: $V_{crit} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{GM_*}{R_*}}$. Particularmente, para una estrella tipo solar $V_{crit} = 356 km/s$.

²ONC por sus siglas en inglés Orion Nebula Cloud (M42)

momento angular durante los primeros millones de años, y que aún resultan desconocidos (Bouvier, 2013).

Para realizar un estudio evolutivo en pre-secuencia principal, es necesario tener una muestra amplia de estrellas en un intervalo amplio de edades, que permita hacer una buena estadística. El complejo de formación estelar de Orión es un excelente laboratorio astrofísico para hacer estudios evolutivos de la rotación, ya que cuenta con diversas poblaciones estelares en múltiples estados evolutivos (1-10 millones de años; Briceño, 2008). Contar con edades individuales resulta ideal. Esencialmente se requieren estimaciones precisas de la luminosidad y la temperatura, para luego ser comparadas con modelos evolutivos. Esta tarea resulta viable a pesar de la incertidumbre en la distancia, y la extinción (e.g. polvo interestelar, presencia de discos protoplanetarios), así como la posible variabilidad estelar en pre-secuencia principal a causa de manchas, apantallamiento por el disco, ráfagas, acrección, entre otros.

Basado en estudios de la rotación en secuencia principal, (Kraft, 1967) y Skumanich & A. (1972) fueron los primeros en encontrar una tendencia empírica de la rotación con la edad ($v \sin i \propto t^{-\frac{1}{2}}$). El principal mecanismo de pérdida de momento angular en la etapa de secuencia principal, son los vientos estelares (Schatzman, 1962). Este resultado constituye el campo de la girocronología estelar y ha sido ampliamente usado para estimar la edad de cúmulos estelares en secuencia principal (e.g. Piscis-Eridanus, Preasepe, Pleiades; Curtis et al., 2019; Meibom et al., 2011; Rebull et al., 2016).

Ahora bien, durante la fase de pre-secuencia principal, el panorama resulta sumamente engorroso debido a la co-existencia de al menos tres mecanismos que regulan el momento angular: (1) Efecto de frenado disco-estrella, (2) Acople núcleo-envoltura estelar y (3) vientos estelares y del disco. La principal motivación de este trabajo, es derivar tendencias empíricas de la rotación durante los primeros 10 millones de años. Durante dicha etapa se espera la disipación de los discos protoplanetarios (Hernández et al., 2007). Contar con grandes sondeos astronómicos como APOGEE-YSO, GAIA y TESS, nos permite mejorar significativamente la estadística tanto en edades, como en observables de rotación, que resultan fundamentales para hacer un estudio de esta envergadura.

En este trabajo, realizamos un estudio evolutivo de la rotación estelar para miembros de baja masa ($M < 1.2M_{\odot}$) en todo el complejo de Orión. Además, estudiamos la rotación de las estrellas T Tauri (TTS), y la influencia de la acreción de discos protoplanetarios. Por otro lado, ampliamos la cantidad de objetos con periodos de rotación en todo el complejo

de Orión, incluyendo la región de λ Ori, la cual no posee estudios previos de variabilidad. También, estimamos las inclinaciones de los ejes de rotación a través del periodo, la velocidad de rotación y el radio estelar.

En el resto de este primer capítulo realizamos una breve revisión de conceptos, herramientas y modelos usados para este trabajo. En el capítulo 2, describimos las observaciones y la selección de miembros a Orión usados en este estudio. En el capítulo 3, presentamos los resultados y su análisis. En el capítulo 4 presentamos las conclusiones y finalmente los principales productos de este trabajo son descritos en los apéndices 4 y 4.

1.1. Complejo de Formación Estelar de Orión

El complejo de formación estelar de Orión (OCSF por sus siglas en inglés “Orion Star Formation Complex”, ver Figura 1.1) es un excelente laboratorio astrofísico, el cual ha sido objeto de numerosos trabajos sobre formación y evolución estelar, así como de discos protoplanetarios (Briceño, 2008). Orión se encuentra en la vecindad solar a una distancia promedio de 400pc y tiene una extensa variedad de poblaciones estelares en diferentes estados evolutivos, como el cúmulo de la Nebulosa de Orión (ONC por sus siglas en inglés “Orion Nebula Cluster”, 1 – 2 millones de años), σ Ori (3 – 4 millones de años), 25 Ori ($\sim 7 – 10$ millones de años), y λ Ori ($\sim 4 – 6$ millones de años). Esto hace ideal a OCSF para estudios evolutivos, en particular de rotación estelar.

1.2. Estrellas T-Tauri

Las estrellas T Tauri son objetos de baja masa ($M < 2M_{\odot}$) en pre-secuencia principal que se caracterizan por tener la línea de litio Li I (6708\AA) en absorción, la cual es un indicador de juventud. El litio es un elemento relativamente volátil, que puede transmutarse al alcanzar temperaturas de 2.5×10^6 K. En estrellas de baja masa como las T Tauri (tipo espectral K y M), la zona convectiva es relativamente profunda para llevar el material enriquecido en Litio a la tacoclina³, donde se alcanzan temperaturas superiores a 2.5×10^6 K. Los mismos movimientos convectivos llevan el material procesado y carente de Li I a la fotosfera. De esta forma, observar una cantidad sustancial de Li I en el espectro, indica que no ha pasado

³Palabra del Inglés “Tachocline”. Es la frontera entre la envoltura convectiva y el núcleo radiativo de una estrella

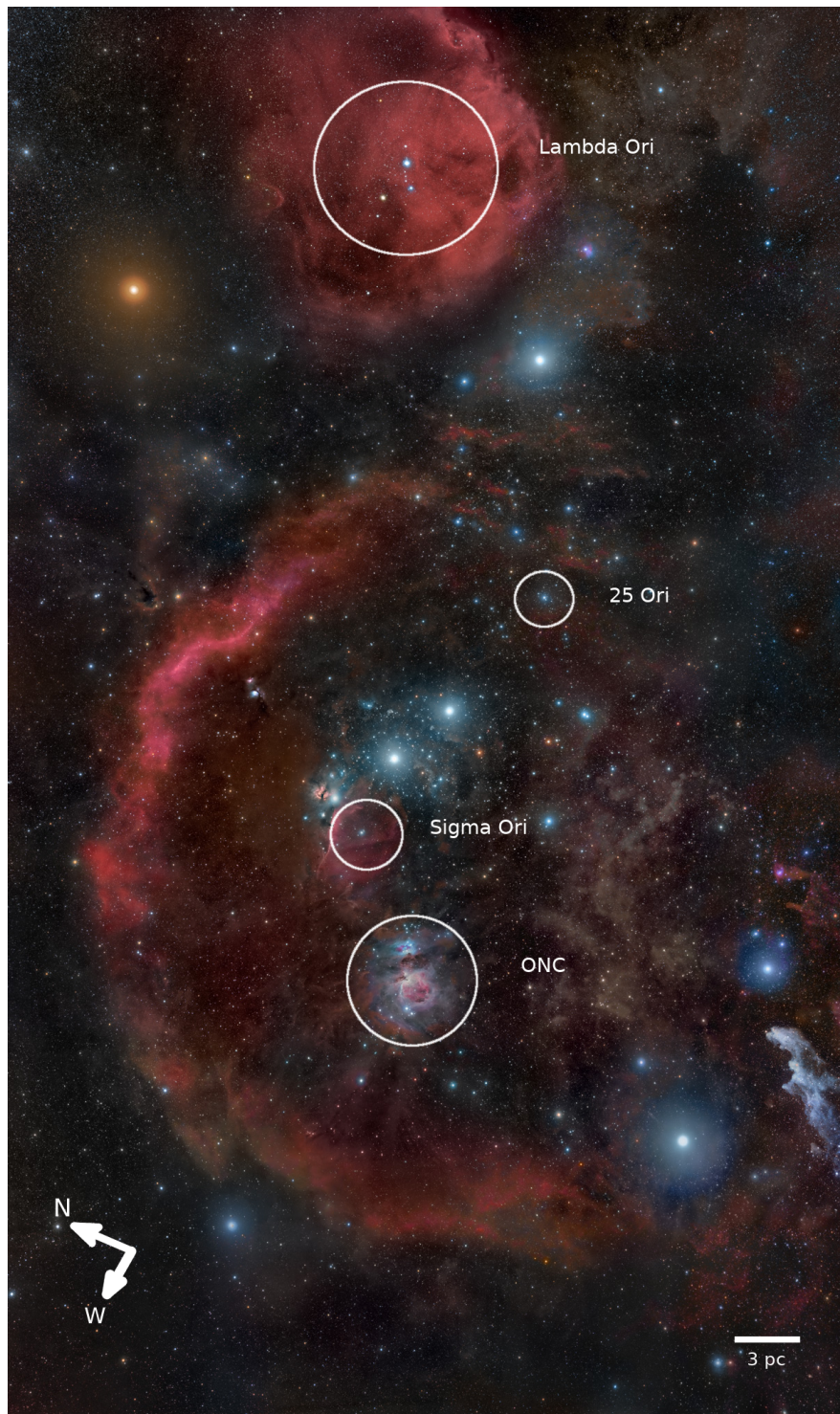


Figura 1.1: Complejo de formación estelar de Orión $15^\circ \times 25^\circ$ (Fotografía de Rogelio Bernal), modificada con propósito ilustrativo

suficiente tiempo para su quemado (Jeffries, 2014) y por lo tanto podemos concluir que se trata de una estrella relativamente joven.

Estas estrellas presentan fuertes líneas de emisión, variabilidad fotométrica y espectroscópica. Además, presentan fuertes campos magnéticos ($\sim 2 kG$) y luminosidades en rayos X $\sim 10^3 L_{X_\odot}$ (Vidotto et al., 2014). Particularmente, las líneas en emisión pueden trazar actividad cromosférica o acreción estelar. De acuerdo con Herbig & Bell (1988) la línea H_α es un indicador de acreción para estrellas T-Tauri. Un ancho equivalente relativamente grande de la línea H_α ($[EW(H_\alpha)] > 10 \text{ \AA}$) puede deberse a la caída del material a alta velocidad desde el disco circunestelar a la fotosfera, mientras que líneas en emisión menos intensas de H_α ($[EW(H_\alpha)] < 10 \text{ \AA}$) pueden producirse por fuerte actividad cromosférica. Sin embargo, White & Basri (2003) propuso medir el FWHM al 10% del pico de la línea de H_α como un criterio más robusto y unificado del diagnóstico de la acreción estelar, independiente del tipo espectral. Este criterio indica que el 10% de $H_\alpha > 270 \text{ km/s}$ es el régimen de acreción. El criterio de White & Basri (2003) es aplicable a espectros de alta resolución. Por otro lado, al trabajar a baja resolución espectral un criterio útil es dado por D. Barrado y Navascués et al. (2002), quienes definieron una función límite para distinguir acretores que relaciona $EW(H_\alpha)$ y el tipo espectral (en el rango de G5-M5.5).

Los anteriores observables son compartidos en todas las estrellas T-Tauri y son útiles para la clasificación de estrellas T-Tauri (Briceño et al., 2019; Hernández et al., 2014). A continuación se describen dos modelos conceptuales para las estrellas CTTS y WTTS:

1.2.1. Estrellas Clásica T-Tauri (CTTS)

Son estrellas de baja masa ($M < 2M_\odot$) asociadas con la presencia de un disco protoplanetario que está acretando material a la estrella. Esto genera fuertes líneas de emisión por columnas y zonas de acreción como por ejemplo H_α y emisiones del continuo en UV y IR por encima del nivel fotosférico que fotométricamente se manifiestan como excesos IR en objetos clase II (radiación reprocesada por el polvo y calentamiento viscoso) y excesos UV (choques de acreción). Ver figura 1.2.

1.2.2. Estrellas Weak line T-Tauri (WTTS)

Son estrellas de baja masa ($M < 2M_\odot$) que ya no cuentan con un disco completo como las CTTS. En particular, pueden tener un disco pasivo (sin acreción), pero generalmente se

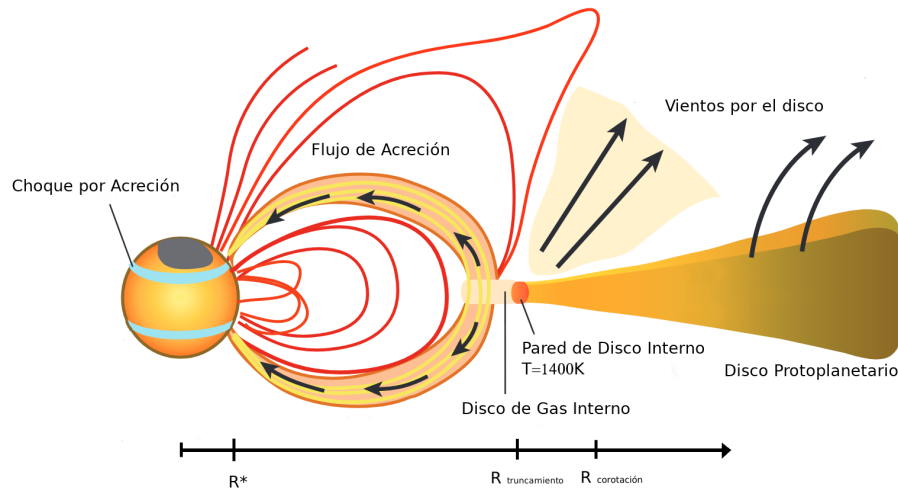


Figura 1.2: Modelo conceptual de una estrella CTTS, imagen tomada de Hartmann et al. (2016), traducida y modificada para uso ilustrativo de este escrito.

asumen como una estrella en donde el disco se ha disipado. Aunque tienen líneas de emisión, la intensidad de H_α no se asocia con acreción sino con actividad coronaria. Estas estrellas están asociadas a fuertes emisiones coronarias producidas por la gran actividad magnética en su superficie. Por su actividad magnética, se espera que tanto las estrellas WTTS como las CTTS posean manchas estelares que cubran entre 5 a 30 % de la superficie estelar (Schulz, 2012).

1.3. Medición de la Rotación Estelar

La rotación estelar puede ser medida a través de múltiples técnicas. A continuación serán ilustradas las metodologías más comunes en espectroscopía y fotometría para medir la rotación estelar.

1.3.1. Velocidad de Rotación Proyectada

Si la línea de visión que conecta una estrella con un observador no coincide con su eje de giro, se produce sobre cada línea espectral un efecto de desplazamiento al rojo y al azul de la luz a causa del movimiento del material que se aleja y se acerca por la rotación. Este es el principio de ensanchamiento por rotación.

La velocidad de rotación v_{rot} puede ser estimada a través del ancho de las líneas espectrales.

Sin embargo, la inclinación (i) de la estrella en dirección al observador introduce un efecto de proyección. Es por esto, que al observable de la velocidad de rotación se le conoce como velocidad de rotación proyectada $v \sin(i)$. Otros mecanismos físicos pueden producir ensanchamiento de las líneas espectrales y es importante aislar la rotación de otros efectos para una estimación precisa de $v \sin(i)$.

Asumiendo rotación de cuerpo rígido, $v \sin(i)$ será máximo cuando la línea de visión coincida con el ecuador estelar ($i = 90^\circ$), de lo contrario el valor estimado será inferior a la velocidad de rotación ecuatorial. Ver figura 1.3.

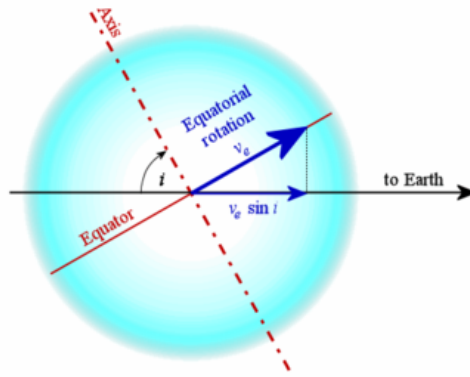


Figura 1.3: Diagrama de $v \sin i$, tomada de Wikipedia.

Función de Correlación Cruzada

Por sus siglas en inglés CCF, es una herramienta muy eficaz para estimar la velocidad de rotación ($v \sin i$) y la velocidad radial (RV) de un objeto astronómico. Además ha sido usado como un diagnóstico de multiplicidad estelar (Kounkel et al., 2019). Fue propuesto por primera vez por Tonry & Davis (1979). El método usa dos espectros estelares, uno observado y otro estandar ó sintético de igual tipo espectral, gravedad superficial y con rotación estelar conocida.

La función de correlación cruzada (CCF) de un espectro observado ($O(\lambda)$) con su espectro sintético ($S(\lambda)$), es la convolución entre ambos espectros, entre el producto de sus normalizaciones, es decir:

$$CCF(\Delta\lambda) = \frac{O(\lambda) * S(\lambda)}{\|O(\lambda)\| \cdot \|S(\lambda)\|}$$

Usando el principio Doppler, es posible transformar la función CCF al espacio de velocidades. La función CCF tendrá un pico centrado en cero para una estrella con velocidad radial nula

y diferente de cero para un espectro observado corrido al rojo o corrido al azul.

Las principales ventajas del método de correlación cruzada, son la utilización de todo el espectro y la obtención de una línea promedio representativa a la cual se examina la rotación (Díaz et al., 2010), la reducción del efecto de mezclado de líneas, y la capacidad de poder estimar la rotación de manera automática para muchas estrellas sin requerir intervenciones o excesivos recursos computacionales (Díaz et al., 2010).

Por otro lado, un método alternativo y usado en las estimaciones de $v \sin i$ compiladas en este trabajo (Kounkel et al., 2018), consiste en aplicar un perfil de rotación⁴ a un espectro sintético, esto se realiza a diferentes velocidades hasta obtener la mejor comparación (e.g. prueba χ^2) del espectro observado y el espectro sintético (e.g figura 2.6; Cottaar et al., 2014; Kounkel et al., 2018, 2019) .

Método de Fourier

Este método fue propuesto por primera vez por Carroll (1933) y ha sido usado ampliamente en estrellas de tipo espectral O, B y A (Díaz et al., 2010; Royer et al., 2004; Simón-Díaz & Herrero, 2007).

Gray (2005) ilustra como este método estima la velocidad de rotación proyectada ($v \sin i$), esencialmente con un perfil de línea tomado de un espectro. Existen diferentes mecanismos de ensanchamiento de líneas espectrales, como también distintos perfiles de línea. Por ejemplo, el ensanchamiento natural ó térmico (Perfil de Gauss), el ensanchamiento por presión ó efecto Stark (Perfil de Lorentz), el ensanchamiento térmico combinado con presión (Perfil de Voigt), y el ensanchamiento por rotación (Perfil Parabólico). Además, existe el ensanchamiento instrumental el cual se asume generalmente como tipo Gaussiano.

La gran virtud del método de Fourier es que permite diferenciar efectos de rotación sobre otros efectos que contribuyen a ensanchar los rasgos espectrales, debido a que la rotación es el único mecanismo que produce ceros en el espacio de Fourier, y estos, resultan ser útiles para estimar $v \sin i$. Véase Figura 1.4.

⁴Este perfil es definido por Gray (1973)

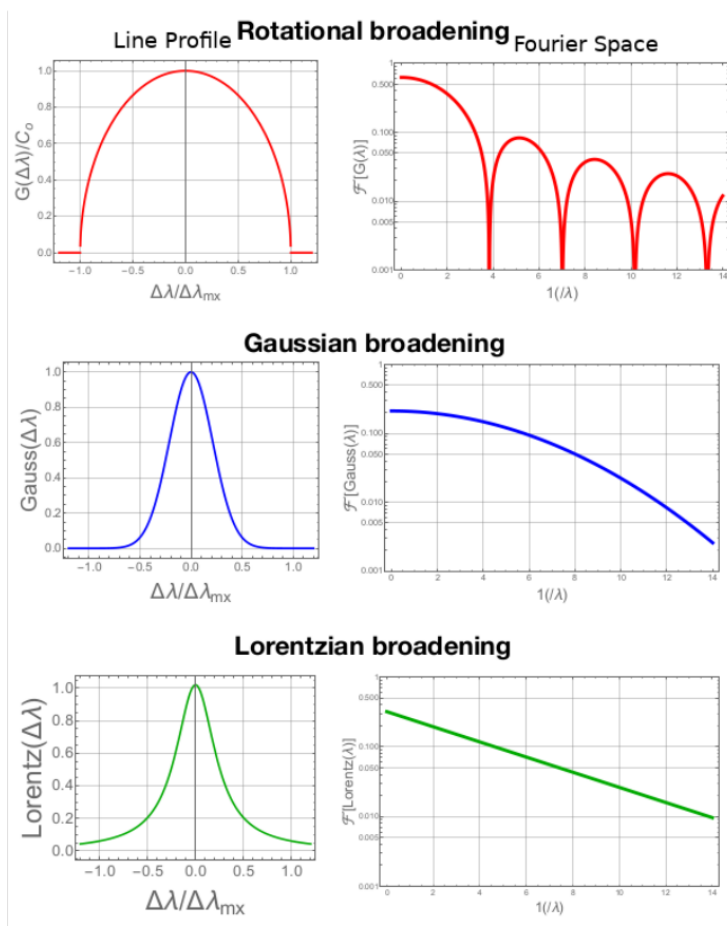


Figura 1.4: Perfiles de línea en el espacio de Fourier. Imagen tomada de la presentación “How do we measure the rotation of a star” de Luis Aguilar

Carroll (1933) modela un perfil de línea rotacional $G(\Delta\lambda)$ en el espacio de frecuencias de Fourier como una función de Bessel de primer orden:

$$\mathcal{F}[G(\Delta\lambda)](\nu) = \frac{J_1(\Delta\lambda\nu)}{\Delta\lambda\nu}$$

En donde los ceros del espacio de Fourier (ν_1, ν_2, ν_3) son proporcionales a $v \sin i$

$$\nu_1 = 0.660 \Delta\lambda$$

$$\nu_2 = 1.162 \Delta\lambda$$

$$\nu_3 = 1.661 \Delta\lambda$$

$$\vdots$$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{c} v \sin i$$

Las principales limitaciones de este método son la resolución espectral y el mezclado de las líneas, principalmente por la aparición de bandas moleculares (e.g TiO, entre otras) en estrellas de tipo espectral tardío (SpT<K5). De acuerdo con (Reiners & Schmitt, 2003) es posible medir la rotación diferencial a partir del segundo cero en el espectro de potencias, cuando tenemos señales a ruido superiores a 100. Algunos estudios demuestran que estrellas de tipo espectrales más tempranos que F pueden tener la posición de los ceros afectados por la rotación diferencial y este problema debe ser tratado con cuidado. (Reiners & Royer, 2004).

Un método alternativo y sofisticado para obtener la rotación de forma automática, es aplicar esta técnica a la función de correlación CCF (Díaz et al., 2010), asumiendo esta función como un perfil de línea espectral. Esto elimina las intervenciones de un usuario con la medición y puede hacerse para numerosos datos.

1.3.2. Periodo de Rotación

La modulación fotométrica proveniente de una estrella puede ser a causa de la presencia de manchas estelares, ráfagas estelares, pulsaciones estelares, acreción de un disco protoplanetario, o incluso transitos de exoplanetas ó presencia de sistemas estelares múltiples.

Las manchas estelares son una manifestación de la actividad magnética en estrellas de tipo espectral tardías como G, K y M (Berdyugina, 2005). El tamaño de las manchas y su cobertura

en la superficie estelar, son de suma importancia para estudiar la rotación estelar y la variación de la velocidad radial (i.e perturbación del centroide de la línea espectral conocido como efecto *jitter*; Fang et al., 2016).

El tiempo de vida de las manchas estelares relativamente pequeñas es proporcional al área de cobertura (Hall & Henry, 1994). Por otro lado, las manchas relativamente grandes, posiblemente estén limitadas por el arrastre latitudinal de la rotación diferencial, lo cual reduce su tiempo de vida. Sin embargo, la tendencia de las manchas grandes es sobrevivir por varios años (Berdyugina, 2005). Esto nos permite estimar periodos de rotación a partir de la curva de luz, asumiendo que la presencia de manchas produce la variabilidad y que la distribución superficial de las manchas no cambia su configuración en el tiempo de seguimiento observacional. Aunque pueden existir efectos adicionales de variabilidad fotométrica, el hecho que las estrellas TTS posean manchas mayores en tamaño con relación a sus contrapartes más evolucionadas⁵, favorece la medición de periodos de rotación en estrellas jóvenes.

La presencia de múltiples manchas a lo largo de la superficie estelar, así como la presencia de ráfagas estelares, pueden alterar la medición del periodo de rotación. Observaciones multiépoca en estrellas CTTS, sugieren que columnas de material por encima del plano medio del disco, pueden eclipsar la estrella y como resultado de esto, la señal proveniente de las manchas estelares resulta contaminada. Estos eclipses pueden alcanzar periodos mayores a 10 días, es por esto que para descartar cualquier componente de variabilidad no estelar, se opta por tomar el periodo más corto a través de un análisis en el espacio de Fourier (Artemenko et al., 2012).

Existen múltiples métodos para extraer la componente periódica de una señal temporal. Algunos son más analíticos, consistiendo en la descomposición de una señal en oscilaciones a una frecuencia dada; otros, son más geométricos o empíricos, basados en la comparación de la morfología de una curva de luz cuando es puesta en un diagrama de fase. Para este estudio, se adoptó el método de Lomb-Scargle en el procesamiento de las curvas de Luz de TESS, por su versatilidad de implementación (Ver Anexo 4). A continuación se dará una breve descripción y una comparación de las ventajas y desventajas de los métodos más comunes.

⁵Este término se refiere a la fase que adquieren las estrellas jóvenes cuando alcanzan la secuencia principal.

Periodograma de Lomb-Scargle (LSP)

Es uno de los algoritmos más conocidos y usados en astronomía para detectar y caracterizar la periodicidad de una señal (VanderPlas, 2017). Propiamente es una versión de la transformada discreta de Fourier, la cual es aplicable a conjuntos de datos con irregularidades en el muestreo temporal, incluso con corrimientos temporales del origen (Lomb, 1976; Scargle, 1982). La esencia de este método es el ajuste en mínimos cuadrados de señales sinusoidales a una curva de luz observada.

El periodograma viene dado por:

$$P(\omega) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{(\sum_i f_i \cos \omega(t_i - \tau))^2}{\sum_i \cos^2 \omega(t_i - \tau)} + \frac{(\sum_i f_i \sin \omega(t_i - \tau))^2}{\sum_i \sin^2 \omega(t_i - \tau)} \right\}$$

Donde f_i es el flujo de la curva de luz en un tiempo t_i , y τ viene definido como:

$$\tan(2\omega\tau) = \frac{\sum_i \sin 2\omega t_i}{\sum_i \cos 2\omega t_i}$$

El periodograma $P(\omega)$ está normalizado con la varianza total σ^2 de la curva de luz, y obtenemos:

$$P_{Norm}(\omega) = \frac{P(\omega)}{\sigma^2}$$

La frecuencia más probable es ω , y está definida con un valor máximo $P_{Norm}(\omega)$. El periodo por definición se estima como $P = \frac{2\pi}{\omega}$.

Función de Autocorrelación (ACF)

Este método funciona de forma distinta al método LSP (Cody et al., 2014), ya que no introduce supuestos en la forma de la curva de luz. Está basado en la búsqueda de auto-similaridad de diferentes segmentos de curvas de luz a igual fase. En donde se examinan periodos de prueba y se segmenta la curva de luz en fase. Este consiste en explorar periodos de prueba para cada uno de los segmentos, hasta encontrar la mejor autocorrelación.

El coeficiente de auto-correlación está dado por r_k

$$r_k = \frac{\sum_{i=1}^{N-k} (f_i - \bar{f})(f_{i+k} - \bar{f})}{\sum_{i=1}^N (f_i - \bar{f})^2}$$

Donde (k) es el retraso de la curva de luz, f_i es el flujo en un tiempo t_i , f_{i+k} es el flujo en un tiempo $t_i + P$, \bar{f} es el promedio del flujo de la curva de luz y N es el número total de puntos en la curva de luz, igualmente espaciados a la cadencia (Δt) . El periodo es proporcional a la cadencia y al retraso de la siguiente forma $(P = k\Delta t)$. Finalmente, se construye la función de autocorrelación en función del periodo, en donde se busca el periodo con mayor autocorrelación.

Método String-length (SL)

Similar al método de ACF, el método de SL no introduce supuestos de la forma de la curva de luz (Dworetzky, 1983). El método explora en un rango de periodos prueba los segmentos de curvas de luz. Estos segmentos son ordenados en un diagrama de fase (f_i, ϕ) , y cada uno posee una longitud L , definida como la suma sucesiva de segmentos de recta que conectan los puntos de una curva de luz.

$$L = \sum_{i=1}^{N-1} \sqrt{(f_i - f_{i-1})^2 + (\phi_i - \phi_{i-1})^2} + \sqrt{(f_1 - f_N)^2 + (\phi_1 - \phi_N + 1)^2}$$

Donde f_i es el flujo en un tiempo t_i , ϕ_i es la fase en un tiempo t_i , y está definida como $\phi_i = \frac{f_i}{P_{rot}}$, donde P_{rot} es el periodo asumido para la señal.

El mejor periodo es aquel que minimice el valor de L .

Comparación de los métodos

El método de LSP es generalmente más preciso que los métodos ACF y SL, en la medición del periodo. Sin embargo, su precisión puede ser afectada por datos espurios (e.g ráfagas estelares, transitos planetarios, rayos cósmicos), señales aperiódicas (e.g. presencia de múltiples manchas estelares, apantallamiento de disco) que pueden generar varios picos en el periodograma siendo incierta la identificación del periodo.

El método de ACF puede ser una solución a las limitaciones de LSP, ya que generalmente es posible examinar el pico del periodograma que ofrece el periodo estelar y no un periodo de desfase entre manchas. Sin embargo, el tener que asumir un periodo de fase P y un tamaño de paso temporal Δt para la búsqueda del periodo, limita la precisión del periodo extraído en comparación a la precisión que se puede lograr del pico correspondiente en el periodograma. La técnica SL combina las ventajas de ser conceptualmente sencillo, siendo aplicable a cualquier muestreo temporal, debido a su gran sensibilidad a los puntos espurios y a las tendencias de largo plazo. Sin embargo, este método resulta estar notablemente limitado por

rotadores rápidos, ya que la longitud SL como función del periodo tiende a ser más ruidosa en periodos cortos.

1.4. Momento Angular en Estrellas de Pre-secuencia Principal

La evolución rotacional de estrellas de baja masa antes de su llegada a la secuencia principal, se cree que está dominada por tres procesos físicos principales: La interacción disco-estrella, el frenado de vientos magnetizados, y el transporte de momento angular en el interior estelar. En esta sección se describe brevemente como estos procesos modifican el momento angular y finalmente se presentan las consideraciones que toman en cuenta los modelos de Gallet & Bouvier (2015).

1.4.1. Conexión del disco con la estrella

Ghosh & Lamb (1979); Koenigl & Ariei (1991) propusieron que el disco protoplanetario genera un torque magnético con la estrella. Este efecto, conocido como “disk-locking effect” o “frenado disco-estrella”, es producido por la rotación diferencial entre la estrella y el gas de un disco protoplanetario que rota de forma kepleriana.

En principio, las líneas de campo magnético estelar conectan con el disco interno de la estrella. Esta conexión inhibe la rotación estelar y limita a la estrella a rotar con la velocidad kepleriana de la parte interna del disco (Bouvier, 2013), la cual es menor que la velocidad esperada para la superficie estelar. Cualquier interacción en el radio de corrotación, no genera torques. Para que existan torques que se lleven el momento angular de la estrella es necesario un campo magnético que interactue con una región del disco más allá del radio de corrotación, además que estos campos magnéticos resulten ser estables ante múltiples rotaciones (Matt & Pudritz, 2005; Shu et al., 1994).

El radio magnético es definido como R_m , el radio de corrotación R_{co} y el radio de truncamiento del disco protoplanetario se define como R_t .

De acuerdo a Hartmann (2002), se asume que la región de interacción magnetosférica disco-estrella se encuentra limitada en un cilindro de radio $R < R_m$ (Ver figura 1.5). Entonces el momento angular debe ser expulsado de la vecindad de R_m para reducir la rotación estelar. En un disco de acreción viscosa, la transferencia de momento angular está relacionada con

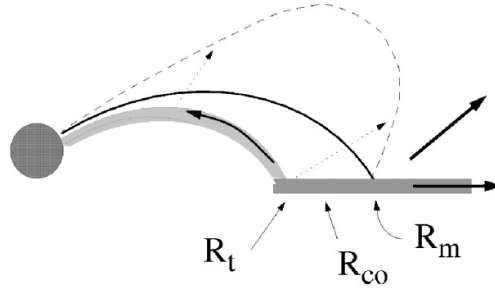


Figura 1.5: Modelo esquemático de la interacción magnetosférica disco-estrella. Tomada de Hartmann (2002).

la tasa de acreción \dot{M} . El momento angular transferido hacia afuera, en el radio R_m es aproximadamente:

$$\frac{dJ_{out}}{dt} \sim \dot{M} \Omega_m R_m^2$$

Donde Ω_m es la velocidad angular kepleriana en R_m . El material que cae en la estrella vía acreción estelar, hace que la estrella tienda a incrementar la rotación. Asumiendo que el disco permanece en rotación kepleriana hasta el radio de truncamiento R_t (i.e. región en la cual se transfiere momento angular a la estrella), ver figura 1.5. Entonces el torque total en la estrella llega a ser:

$$\frac{dJ_\star}{dt} \sim -\dot{M}(\Omega_m R_m^2 - \Omega_t R_t^2)$$

En la realidad, existen torques presentes en todos los radios entre R_t y R_m . Ghosh & Lamb (1979) sugieren que el torque total puede reducirse hasta el punto de cambiar el signo de la expresión anterior. Sin embargo, esto será posible únicamente cuando el radio magnético sea menor que el radio de corrotación (Matt & Pudritz, 2005).

En la actualidad, se sigue en espera de modelos satisfactorios para la rotación en pre-secuencia principal, ya que comunmente se asume que la evolución de la velocidad angular es constante, esto mientras actua el fenómeno de acreción del disco (Bouvier et al., 2007).

1.4.2. Vientos estelares

Observaciones en estrellas de secuencia principal realizadas por Kraft (1967), muestran que estrellas de masa intermedia y alta masa ($M > 1.2M_\odot$) suelen tener rotaciones del orden de 100-200 km/s, mientras que estrellas de baja masa ($M < 1.2M_\odot$) tienen rotaciones del orden de pocos km/s. Esta notable diferencia en la tasa de rotación fue interpretada por Schatzman

(1962) como resultado de la pérdida del momento angular a causa de vientos magnetizados. En este marco, todas las estrellas nacen con altas tasas de rotación, y únicamente las estrellas magnéticamente activas (e.g. estrellas de baja masa; Donati et al., 2011; Gregory et al., 2008), podrían frenarse fuertemente en la medida que el momento angular es removido. Kawaler (1988) propuso una formulación parametrizada de la pérdida del momento angular, que puede ser aplicada directamente a los modelos evolutivos. Esta, fue basada en los trabajos de Mestel (1984); Weber & Davis (1967) y se expresa como:

$$\frac{dJ_{\star}}{dt} = \frac{2}{3} \dot{M}_W \Omega_{\star} R_{\star}^2 \left(\frac{r_A}{R_{\star}} \right)^n = \frac{J}{\tau_W}$$

Donde Ω_{\star} es la velocidad angular estelar, \dot{M}_W la pérdida de masa por vientos; r_A es el radio de Alfvén y es un parámetro clave que conecta la rotación con los campos magnéticos, se usa ampliamente como punto de partida para modelar las pérdidas por vientos que más adelante veremos en los modelos de Gallet & Bouvier (2015); τ_W es la escala de tiempo de frenado y el exponente n refleja la geometría del campo magnético con $n = 2$ para un campo radial, $n = 3/7$ para un campo dipolar.

Con el fin de explicar la baja rotación observada en estrellas acretoras (CTTS), Matt & Pudritz (2008) explora el papel de los vientos estelares en pre secuencia principal, basado en simulaciones numéricas magnetohidrodinámicas en donde incluyen variaciones de la masa estelar, el radio, la tasa de rotación, la intensidad de los campos magnéticos, la pérdida de masa e incluso la geometría del campo magnético. Finalmente, sus simulaciones indican que para una tasa de pérdida de masa de $10^{-9} M_{\odot}/\text{año}$, el torque vía vientos estelares es relevante en el decrecimiento de la rotación de las estrellas CTTS. Aarnio et al. (2012) por su parte, desarrolló un modelo empírico, basado en observaciones de ráfagas estelares en rayos-X en donde encontró que para estrellas de tipo solar en pre-secuencia principal, la pérdida de masa vía eyecciones coronarias presentan tasas típicas del orden de $10^{-12} - 10^{-9} M_{\odot}/\text{año}$. Finalmente, sugiere que tasas mayores de $10^{-10} M_{\odot}/\text{año}$ pueden resultar importantes en la evolución de la rotación durante los primeros millones de años.

1.4.3. Acoplamiento del Núcleo y Envoltura Estelar

El transporte de momento angular en el interior estelar es uno de los más importantes procesos físicos que ocurren durante la fase temprana de secuencia principal.

MacGregor & Brenner (1991) consideraron la cantidad ΔJ como el intercambio de momento angular entre el núcleo y la envoltura estelar, que deben intercambiar para conservar una rotación uniforme, en una escala de tiempo $\tau_{n \rightarrow e}$ de acoplamiento núcleo y envoltura. Este intercambio viene dado por:

$$\Delta J = \frac{I_{env} J_{nuc} - I_{nuc} J_{env}}{I_{nuc} + I_{env}}$$

Donde I y J se refiere al momento de inercia y momento angular del núcleo radiativo y la envoltura convectiva, respectivamente.

La evolución del momento angular del núcleo radiativo y la envoltura convectiva fue propuesta por Allain (1998), y es representada como:

$$\frac{dJ_{nuc}}{dt} = -\frac{\Delta J}{\tau_{n \rightarrow e}}$$

$$\frac{dJ_{env}}{dt} = \frac{\Delta J}{\tau_{n \rightarrow e}} - \frac{J_{env}}{\tau_W}$$

En donde τ_W es la escala de tiempo de frenado por vientos.

En el contexto de la escala de acoplamiento $\tau_{n \rightarrow e}$, una escala corta corresponde a una redistribución eficiente de momento angular y conduce a una rotación de cuerpo rígido. Mientras que una escala prolongada de tiempo permite fuertes gradientes de velocidad angular en la tacoclina en la medida que la estrella evoluciona (Bouvier, 2013). Aún no se conoce con precisión la escala de tiempo de acoplamiento $\tau_{n \rightarrow e}$. Sin embargo, nuestro trabajo podría dar pistas sobre los mecanismos físicos que se encuentran trabajando en el transporte de momento angular en los interiores estelares durante los primeros millones de años en la vida estelar.

1.4.4. Modelos de Rotación Estelar (Gallet & Bouvier 2015)

Cabe resaltar que los modelos de Gallet & Bouvier (2015) no fueron compilados a nuestro criterio, ni mucho menos ajustados a nuestras observaciones (i.e, no variamos ningún parametro libre del modelo). Estos modelos fueron usados como una referencia para ser comparada con nuestra tendencia empírica.

Los parametros libres que incorpora los modelos de Gallet & Bouvier (2015) son el periodo

inicial, el tiempo de acoplamiento núcleo-envoltura, y el tiempo de vida del disco protoplanetario. A continuación, se describen los detalles más relevantes que usan los modelos. Si el lector requiere más detalles sobre el planteamiento de las ecuaciones, incluso la solución de estas, debe dirigirse a los dos trabajos de Florian Gallet (Gallet & Bouvier, 2013, 2015).

Inicialmente, estos modelos asumen una estructura y evolución estelar típica de una estrella tipo solar. Para esto, se basa en los modelos evolutivos de Baraffe et al. (1998) los cuales proveen el radio estelar y momento de inercia del núcleo radiativo y la envoltura convectiva. La metalicidad se asume solar $Z=0.02$, con una abundancia de helio $Y=0.275$. Esto para tres configuraciones de masa (0.5, 0.8, 1 M_{\odot}).

Durante la etapa de pre-secuencia principal, la evolución del momento angular se encuentra dominada por tres mecanismos principales:

Interacción del disco protoplanetario y la estrella: El tiempo de disipación del disco protoplanetario τ_{disco} es un parámetro variable del modelo y puede ir desde $\tau_{disco} = 2$ millones de años para los rotadores rápidos, hasta $\tau_{disco} = 9$ millones de años para los rotadores lentos. Se asume una velocidad angular $\Omega_{\star} = \frac{2\pi}{P_{rot}}$, que permanece constante durante la etapa acreción $t < \tau_{disco}$, con periodos iniciales ($P_{rot}^{1M_{\odot}} = 5.0$ d, $P_{rot}^{0.8M_{\odot}} = 6.0$ d y $P_{rot}^{0.5M_{\odot}} = 4.5$ d), que corresponden a la mediana de la rotación.

Vientos estelares: Los vientos estelares son activados en la fase posterior al disco $t > \tau_{disco}$, es decir cuando el acoplamiento del disco con la estrella comienza. Se asume campos magnéticos dipolares y vientos estelares magnetizados que ejerce un torque en la superficie estelar y puede ser expresado como $\Gamma_{viento} \propto \Omega_{\star} \dot{M}_W r_A^2$.

Matt & Pudritz (2008) encontraron que el radio de alfvén r_A y γ cantidad adimensional⁶, se encuentran bien representados a través de una ley de potencias $\frac{r_A}{R_{\star}} = K_1 \gamma^m$.

Matt et al. (2012) mejoraron en número sus datos, así como el número de simulaciones comparado con su trabajo pasado. En esta nueva versión, se incorporó un parámetro libre adicional K_2 a sus simulaciones magnetohidrodinámicas, con el objetivo de mejorar la parametrización. Esta viene dada por:

⁶ γ está físicamente relacionada con el confinamiento magnético del sistema y está definida como $\gamma = \frac{B_p^2 R_{\star}^2}{\dot{M}_W v_{esc}}$

$$r_A = K_1 \left[\frac{B_p^2 R_*^2}{\dot{M}_W \sqrt{K_2^2 v_{esc}^2 + \Omega_*^2 R_*^2}} \right]^m R_*$$

Donde B_p es la intensidad de la componente dipolar del campo magnético en dirección del ecuador estelar, \dot{M}_W es la pérdida de masa por vientos estelares, Ω_* es la velocidad angular estelar, R_* es el radio estelar y v_{esc} es la velocidad de escape. Además se toman en cuenta las constantes $K_1 = 1.3$, $K_2 = 0.0506$ y $m = 0.2177$, valores adimensionales obtenidos de las simulaciones Matt et al. (2012), y los demás parámetros como B_p , \dot{M}_W son incorporados del trabajo de Cranmer & Saar (2011).

Acoplamiento núcleo y envoltura:

La cantidad de momento angular transferido desde el núcleo radiativo a la envoltura convectiva en el tiempo $\tau_{c \rightarrow e}$ es representado como $\Gamma_{c \rightarrow e} = \frac{\Delta J}{\tau_{c \rightarrow e}}$

En donde se sugiere una escala de tiempo $\tau_{c \rightarrow e} \sim 10$ millones de años para los rotadores rápidos y $\tau_{c \rightarrow e} \sim 30$ millones de años para rotadores lentos (Bouvier, 2013; Gallet & Bouvier, 2015).

Las figuras mostradas a continuación, corresponden a todo el dominio de los modelos de Gallet & Bouvier (2015). Particularmente, nos enfocaremos en la rotación durante los primeros 20 millones de años; Más allá de esta edad, se encuentra fuera de los objetivos y alcances de este trabajo.

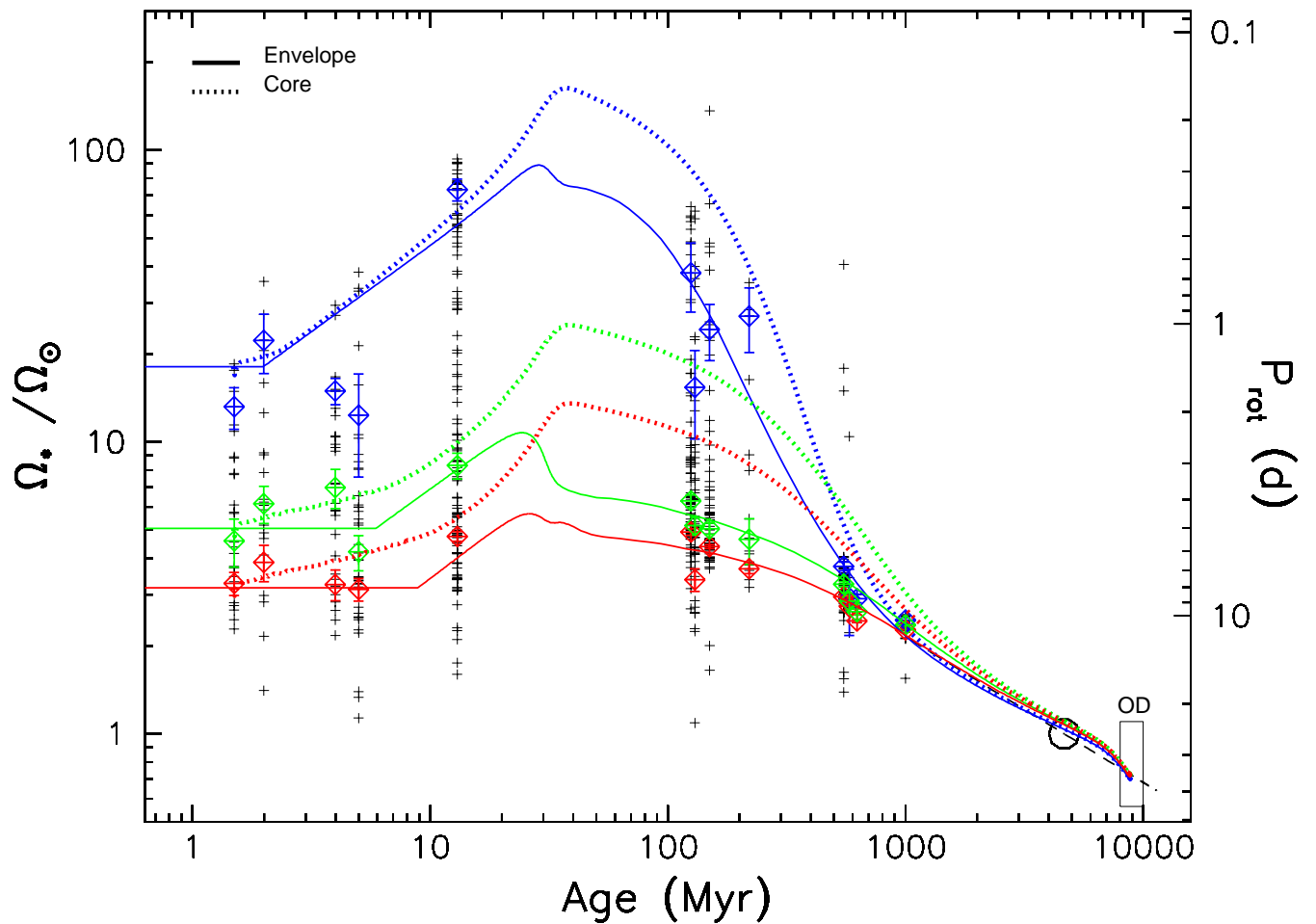


Figura 1.6: Modelos para $1M_{\odot}$ (Gallet & Bouvier, 2015): Velocidad angular del núcleo radiativo (líneas discontinuas), y velocidad angular de la envoltura convectiva (líneas continuas) como función del tiempo. Se ilustran los modelos de rotadores rápidos (azul), mediana (verde), y lentos (rojo). Los diamantes azul, rojo y verde, están asociados a los cuartiles 1, 3 (25% y 75%) y la mediana respectivamente. El círculo abierto, representa la velocidad angular del sol.

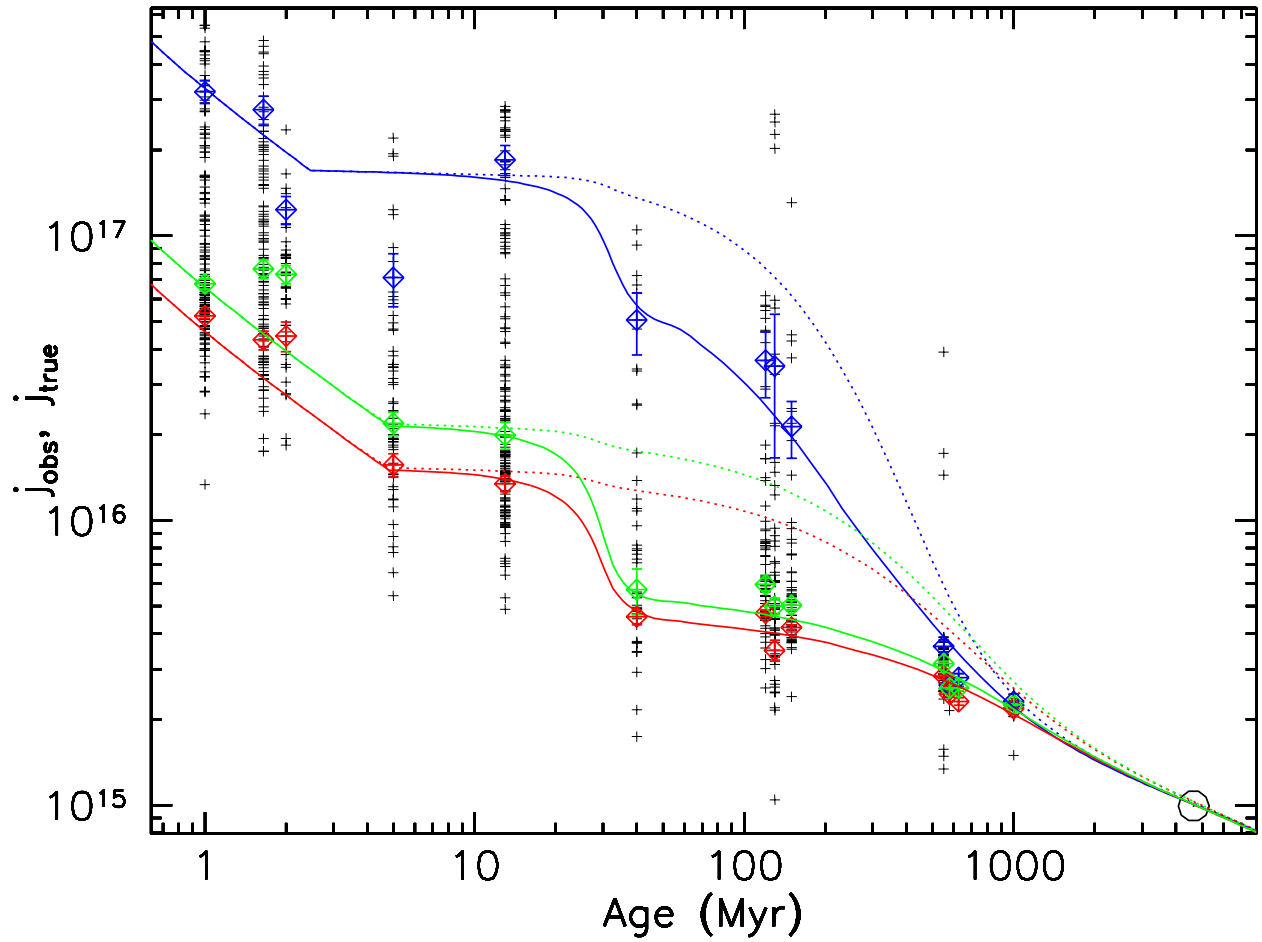


Figura 1.7: Modelos para $1M_{\odot}$ (Gallet & Bouvier, 2015): Momento angular específico observado ($j_{obs} = \frac{I * \omega_{env}}{M_{*}}$) (línea continua) y el momento angular específico esperado ($j_{esp} = \frac{I_{nuc} * \omega_{nuc} + I_{env} * \omega_{env}}{M_{*}}$) (línea punteada). Se ilustran los modelos de rotadores rápidos (azul), mediana (verde), lentos (rojo). Los diamantes azul, rojo y verde, están asociados a los cuartiles 1, 3 y la mediana en diferentes cúmulos estelares, respectivamente. El círculo abierto, representa el momento angular específico observado para el sol.

Capítulo 2

Membresía y Mediciones de Rotación

El complejo de formación estelar de Orión es una región ideal para estudiar la formación de estrellas y planetas, esto debido a los múltiples grupos estelares con diferentes estados evolutivos que lo conforman (Briceño et al., 2005; Kounkel et al., 2018, 2019; Zari et al., 2019). Para realizar un estudio global en este complejo de formación estelar, se debe corroborar la pertenencia de las estrellas a los diferentes grupos estelares jóvenes. En este capítulo describiremos como a partir de las propiedades cinemáticas y espectroscópicas se puede determinar membresía o pertenencia de una estrella a un grupo estelar dado. Por otro lado, también describiremos en este capítulo los observables de la rotación estelar usados en este trabajo. Particularmente, el análisis de datos espectroscópicos proporcionan medidas de velocidad de rotación proyectada ($v \sin i$), mientras que los datos fotométricos multi-época pueden proporcionar periodos rotacionales.

2.1. Membresía

2.1.1. Miembros Cinemáticos de Orión

Las estrellas se forman de una nube molecular primigenia que se fragmenta para crear las denominadas protoestrellas. Estas protoestrellas, heredan la cinemática global de la nube. De esta forma, conforman un grupo relativamente compacto en el espacio, y poseen movimientos coherentes. Observacionalmente, las mediciones de estos movimientos se obtienen a partir de su velocidad radial y los movimientos propios (μ_α y μ_δ), estos últimos hacen referencia a su movimiento tangencial en ascensión recta y declinación.

APOGEE (Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment) es un proyecto del consorcio internacional Sloan Digital Sky Survey, del cual la UNAM es miembro. El objetivo principal de este proyecto es observar centenares de miles de estrellas en nuestra galaxia, para así conocer más de la historia y evolución de la Vía Láctea. APOGEE nos brinda espectros en alta resolución ($R \approx 22,500$) en el cercano infrarrojo ($1.51\text{-}1.70 \mu\text{m}$) y tiene la capacidad de observar al mismo tiempo hasta 300 objetos en un campo de 3° de diámetro. Al comparar los espectros observados con una librería espectral conocida, se pueden derivar parámetros físicos como temperatura efectiva, gravedad superficial ($\log[g]$), metalicidad (Z o M/H), abundancia de elementos alfa (α/H), velocidad radial (RV), y velocidad de rotación proyectada ($v \sin(i)$).

En la segunda fase del proyecto (APOGEE-2) se completaron 16 campos en el complejo de Orión (Figura 2.1). Los campos más al sur, cerca de la nebulosa de Orión (ONC), fueron adquiridos en la fase 1 y 2 de APOGEE, a través del programa IN-SYNC (INfrared Spectroscopy of Young Nebulous Clusters; Cottaar et al., 2014; Rio et al., 2016). Los campos restantes se adquirieron dentro del programa APOGEE2-YSO que completó el sondeo del Complejo de Orión Cottle et al. (2018), cubriendo zonas como el complejo de λ Ori (3 campos) y la asociación estelar Orion OB1ab (8 campos). Cada placa observada está identificada con nombres que destacan la región observada (Orion A, Orion B, Orion OB1-AB y λ Ori). En total se obtuvieron 8800 espectros en alta resolución para 2345 estrellas en Orión.

El proyecto GAIA está aportando un gran volumen de datos que permiten realizar un análisis tri-dimensional de estrellas en nuestra galaxia. Además de proporcionar magnitudes ópticas para un billón de estrellas, la segunda remesa de GAIA (GAIA-DR2) proporciona posiciones, paralajes y movimientos propios con certidumbres sin precedentes (Evans, D. W. et al., 2018). Combinar estos datos con velocidades radiales (e.g. las obtenidas en APOGEE), ha permitido realizar estudios robustos de miembros cinemáticos en Orión (Kounkel et al., 2018; Zari et al., 2019).

Kounkel et al. (2018) realizó un estudio estadístico en 6 dimensiones (6D: posiciones RA, DEC, paralaje, velocidad radial, y movimientos propios en RA, DEC) para estrellas en el complejo de Orión, que satisfacen los siguientes criterios:

RA: $75 < \alpha < 95^\circ$, DEC: $11 < \delta < 15^\circ$, paralaje: $2.0 < \varpi < 3.5 \text{ mas}$, y movimientos propios: $-4 < \mu_\alpha < 4 \text{ mas yr}^{-1}$ y $-4 < \mu_\delta < 4 \text{ mas yr}^{-1}$.

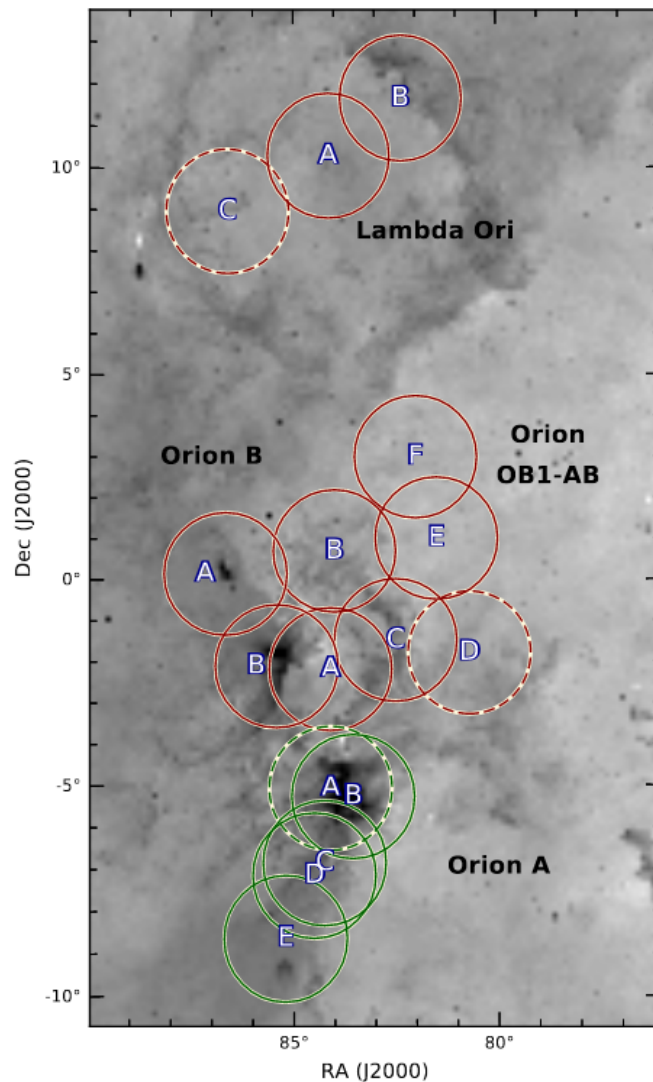


Figura 2.1: Campos APOGEE-2 en el Complejo de Orión (Cottle et al., 2018). Se observan los campos observados dentro del proyecto APOGEE-INSYNC (verde: Cottaar et al. (2014)) y del proyecto APOGEE2-YSO (rojo: Cottle et al. (2018)). Las observaciones adquiridas más recientemente se grafican con líneas punteadas.

Con el resultado del análisis 6D Kounkel et al. (2018), obtenemos 2345 estrellas miembros cinemáticos del complejo de Orión (veáse Figura 2.2), con medidas de RV, temperatura efectiva y gravedad superficial, catalogadas en diferentes grupos estelares jóvenes. Estos parámetros fueron obtenidos al comparar los espectros observados con la librería espectral sintética de PHOENIX (Husser et al., 2013) usando el método de cadenas de Markov-Monte Carlo (MCMC; Cottaar et al., 2014). Como observamos en la Figura 2.2, vemos que las

candidatas cinemáticas se ubican en grupos con diferentes densidades y poblaciones.

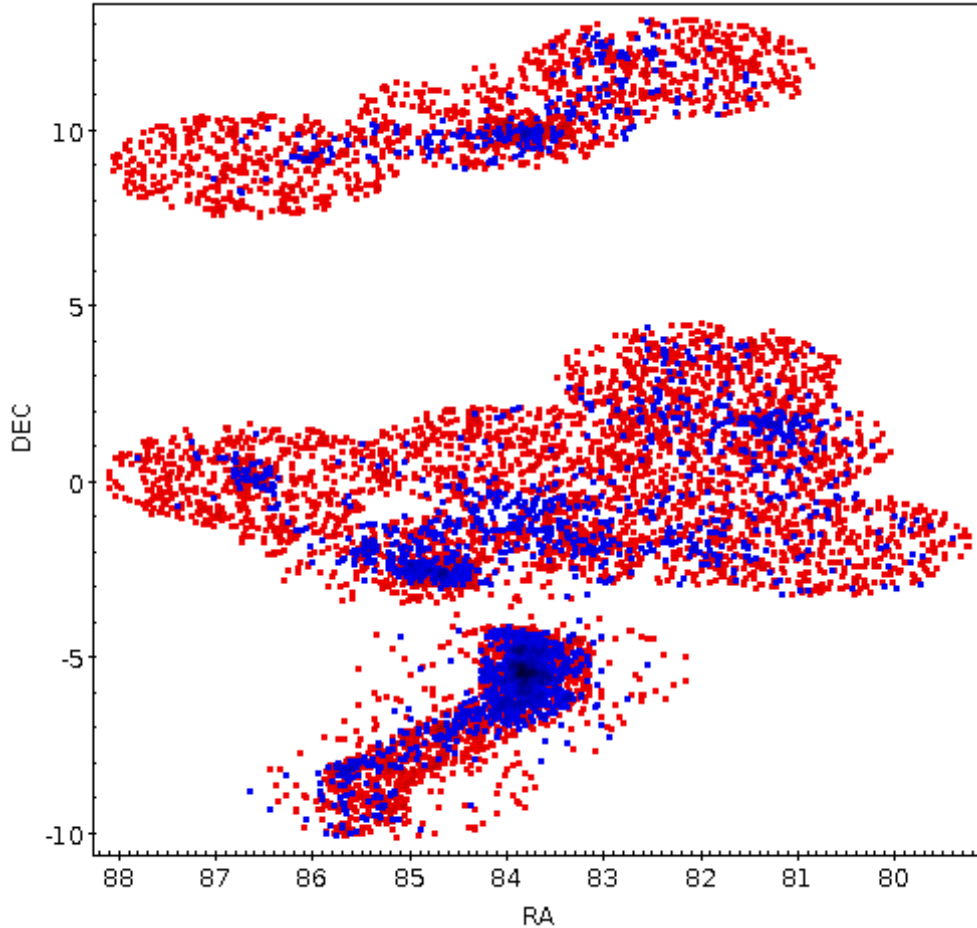


Figura 2.2: La distribución espacial de los miembros cinemáticos (puntos en color azul; Kounkel et al., 2018) se destacan sobre las estrellas observadas en los campos APOGEE-2 (puntos en color rojo).

La potencialidad de la membresía cinemática se puede apreciar en la Figura 2.3. En el panel izquierdo podemos distinguir que los miembros cinemáticos de Orión se ubican en una clara sobredensidad entre 2 y 3 mas en paralajes (330-500pc) y con módulo de movimientos propios restringidos a menos de 5 mas por año. La baja velocidad tangencial observada en la distribución del módulo de movimientos propios, indica que grupos estelares en Orión tienen un movimiento global más radial, particularmente alejándose del sol (Brown et al., 1999; Hernández et al., 2005). Efectivamente, la distribución de velocidades radiales determinadas a partir de espectros APOGEE (panel derecho de la Figura 2.3) indica que generalmente los grupos estelares del complejo de Orión se alejan a velocidades características entre 20 y 35

km/s.

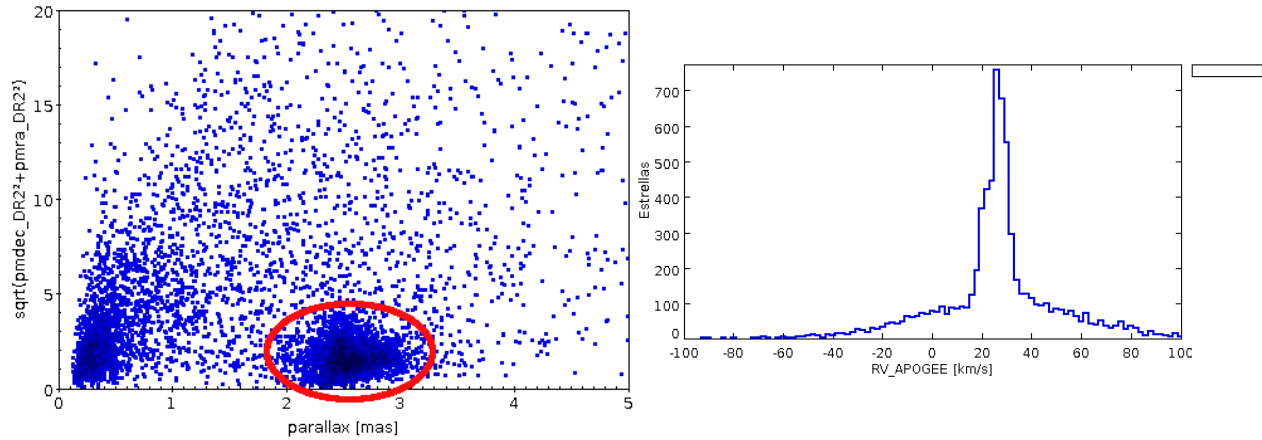


Figura 2.3: Gráficos ilustrativos relacionados a la membresía cinemática de estrellas en Orión. Panel izquierdo: Modulo de los movimientos propios versus el paralaje del catálogo GAIA-DR2. Panel derecho: distribución de las velocidades radiales medidas a partir de los espectros APOGEE (Kounkel et al., 2018).

2.1.2. Miembros Espectroscópicos de Orión

El método cinemático es eficiente para obtener una lista relativamente confiable de miembros de un grupo estelar joven. Sin embargo, y como se observa en la Figura 2.3, existe un fondo estelar que comparte la región donde se localizan las estrellas jóvenes del complejo de Orión. Esto indica que la selección cinemática puede tener aún contaminación por estrellas de campo. De esta forma, métodos alternativos de confirmación de juventud complementan la selección cinemática.

En este aspecto, la presencia de la línea Li I (6707 \AA) en absorción, es usada como indicador de juventud en estrellas de baja masa ($M < 2.0 M_{\odot}$) y es indudablemente un criterio de membresía para regiones de formación estelar como Orión. Briceño et al. (2005, 2019), Hernández et al. (2014) y Hernandez (2019 in prep.) proporcionan una muestra de casi 3000 estrellas miembros espectroscópicos de Orión usando este criterio. Además, basado en la emisión de la línea H_{α} (6563 \AA), también se han clasificado objetos como estrellas T Tauri acretoras (CTTS) y no acretores (WTTS), así como aquellas estrellas que se encuentran en transición de CTTS a WTTS, llamadas C/W (Veasé figura 2.4). Particularmente,

$$CTTS : \log(EW_{H\alpha}) > 0.09 * SpT - 5.100$$

$$WTTS : \log(EW_{H\alpha}) > 0.09 * SpT - 5.345$$

Donde SpT^1 es el tipo espectral en escala numérica y $EW_{H\alpha}$ es el ancho equivalente en emisión de la línea $H\alpha$. Las C/W son los objetos que caen dentro de esos dos límites y pueden indicar una fase de transición en la etapa de acreción (ver Figura 15 de Briceño et al. (2019)).

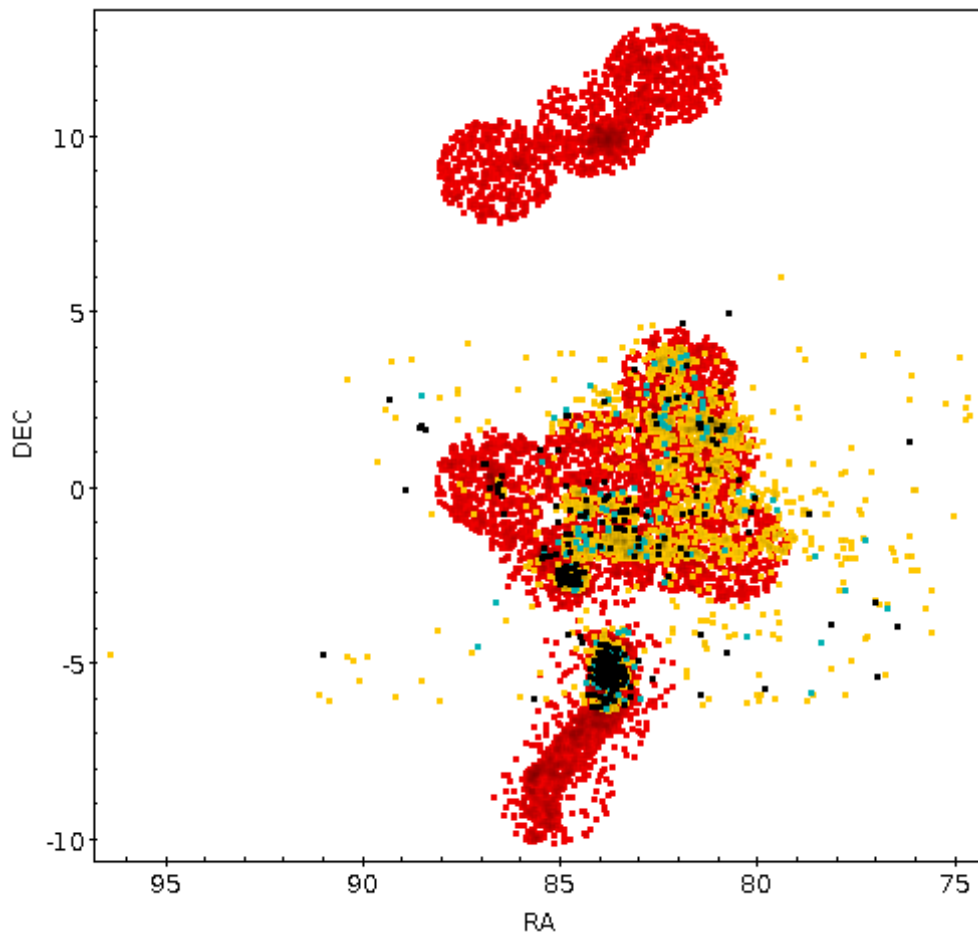


Figura 2.4: Campos APOGEE-2 (puntos en color rojo) y Miembros espectroscópicos de Orión (CTTS: puntos en color negro, WTTS: puntos en color amarillo, CW: puntos en color cyan) (Briceño et al., 2005, 2019; Hernandez, 2019 in prep.; Hernández et al., 2014)

¹Escala numérica para SpT, usada en los trabajos de Briceño et al. (2019); Hernández et al. (2014): $B0 = 20$, $B1 = 21, \dots$, $A0 = 30, \dots$, $F0 = 40, \dots$, $G0 = 50, \dots$, $K0 = 60, \dots$, $K5 = 65$, $K6 = 66$, $K7 = 67$, $M0 = 68$, $M1 = 69$, $M2 = 70, \dots$

2.1.3. Masa y edades estelares

Basado en las estimaciones de temperatura efectiva (T_{eff}) y flujos bolométricos (F_{bol}) reportados por Kounkel et al. (2018) y las distancias derivadas de los paralajes GAIA-DR2, se estimaron las luminosidades estelares ($L = 4\pi * F_{bol} * distancia^2$). De esta forma, podemos colocar las estrellas en un diagrama Hertzsprung-Russell (HR). Los modelos evolutivos como PARSEC Y COLIBRI (PARSEC; Marigo et al., 2017), MESA Isochrones & Stellar Tracks (MIST; Dotter, 2016), Siess et al. (SF00; 2000) y Baraffe et al. (1998), permiten estimar edades y masas estelares al comparar la posición teórica del modelo con las observadas en el diagrama HR. (Figura 2.5).

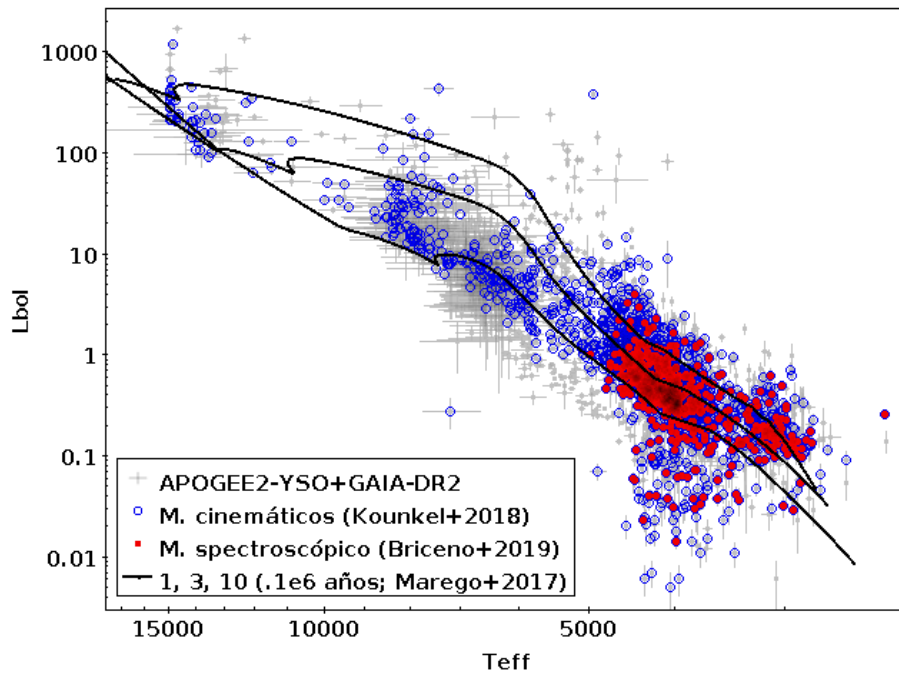


Figura 2.5: Diagrama Hertzsprung Russell (L_{bol} [L_{\odot}], T_{eff} [K]) resaltando los miembros cinemáticos (Kounkel et al., 2018) y los miembros espectroscópicos (Briceño et al., 2019). Como referencia se incluyen las isocronas evolutivas de Marigo et al. (2017) de 1, 3 y 10 millones de años en este orden de arriba hacia abajo.

Se determinaron edades y masas para la muestra estudiada usando cuatro diferentes modelos evolutivos pre secuencia principal: (Baraffe98; Baraffe et al., 1998), (SF00; Siess et al., 2000), (MIST; Dotter, 2016) y (PARSEC; Marigo et al., 2017). Usamos una herramienta diseñada en el lenguaje IDL (Interactive Data Language) denominada MassAge (Hernandez, 2019 in prep.). Esta herramienta no usa dobles interpolaciones sobre el diagrama HR (e.g.

Briceño et al., 2019; Kounkel et al., 2018; Maucó et al., 2016; Suárez et al., 2017), sino que a partir de los valores e incertidumbres en Luminosidad y T_{eff} , se generan 500 puntos aleatorios asumiendo una función acumulativa gaussiana con centro y ancho derivado del valor e incertidumbres reportadas. En cada punto generado, se encuentra el modelo más cercano, para obtener el valor teórico de la masa y la edad. Finalmente, la masa y edad de cada estrella, se obtiene promediando los 500 valores individuales, mientras los errores se calculan con la desviación estándar. Las estimaciones de masa y edad se realizan de manera individual para cada modelo evolutivo (Ver Tabla 4.1).

2.2. Medidas de Rotación

2.2.1. Velocidad de rotación proyectada en Orión

El análisis de APOGEE2-YSO en Orión ha permitido la medición de $v \sin i$. Particularmente, para obtener parámetros estelares como velocidad radial, T_{eff} y $\log(g)$ a través de la herramienta INSYNC (Cottaar et al., 2014), Kounkel et al. (2018) estimó $v \sin i$ para ensanchar los diferentes espectros sintéticos con una función rotacional (Gray, 1973, ; ver Figura 2.6), hasta tener el mejor ajuste con el espectro observado². Posteriormente, al realizar un análisis de binariedad en el complejo de Orión usando los espectros de APOGEE, Kounkel et al. (2019) revisitó las mediciones de $v \sin i$ para analizar la forma y ancho de la función de correlación obtenida entre el espectro observado y el mejor espectro sintético de PHOENIX (Husser et al., 2013) encontrado por INSYNC (Mediante pruebas χ^2).

Para corroborar el alcance y las limitaciones de las medidas de $v \sin i$ de Kounkel et al. (2018, 2019), se realizaron mediciones usando la técnica de Fourier (ver 1.3.1) para estrellas selectas en las Pleiades con una señal a ruido $SNR > 100$. Primero se seleccionaron 9 líneas en el rango espectral de APOGEE, de tal forma que no estuvieran cerca de bordes del espectro, que fueran aisladas y que no tuvieran efectos de contaminación por otras líneas. Se diseñó un programa en python que realiza el ajuste en los bordes de la línea seleccionada y la inversión de flujo necesario para realizar la transformada al espacio de Fourier. El programa permite calcular la posición del primer cero en el espacio de Fourier, el cual esta directamente relacionado a $v \sin i$ (ver Figura 1.4).

Las figuras 2.7a y 2.7b nos muestra que el método de Fourier es consistente con las mediciones

²Las mediciones de $v \sin i$ de Kounkel et al. (2018) fueron facilitadas por la autora y no fueron incluidas en su publicación

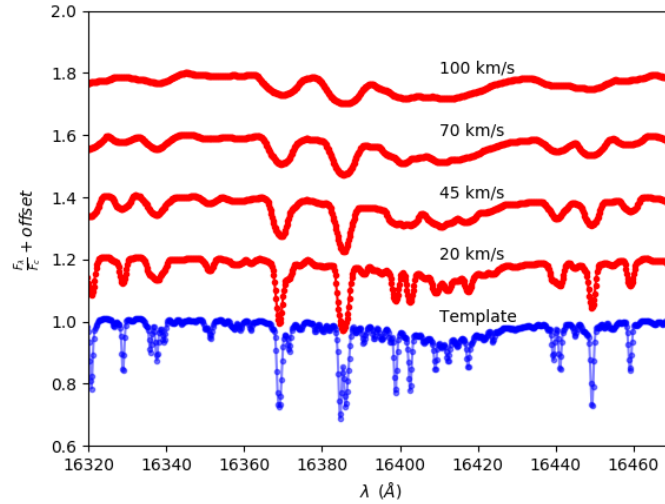


Figura 2.6: Espectro sintético de PHOENIX a 5300K, con igual resolución espectral de APOGEE ($R \sim 22500$), $\log(g)=4$, ensanchado por un perfil de rotación de Gray (1973)

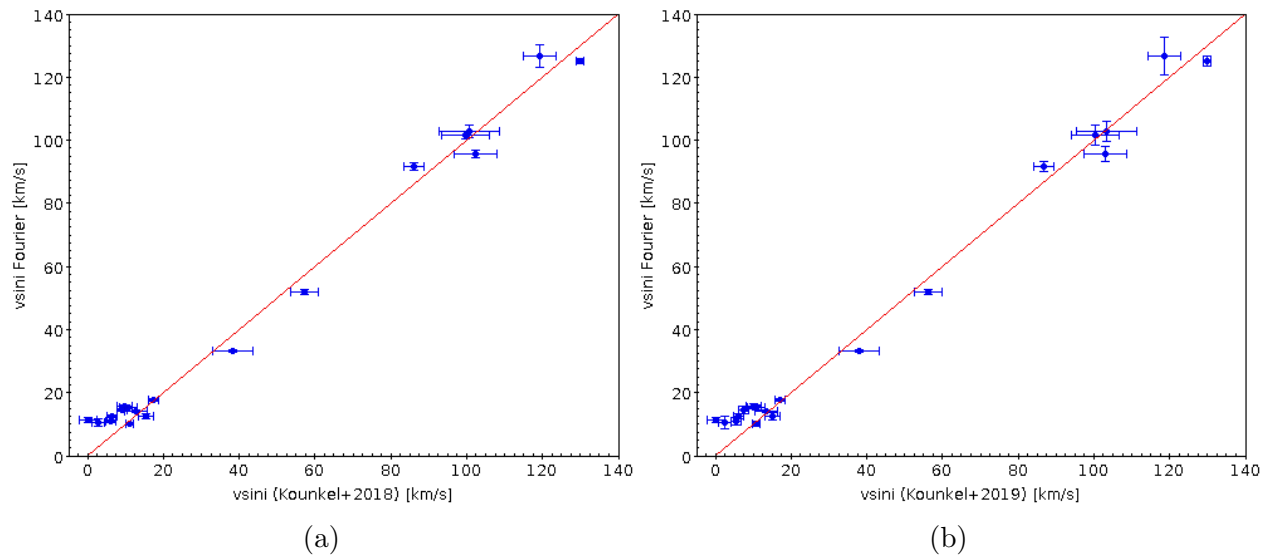


Figura 2.7: Comparación de las medidas de $v \sin i$ estimado con el método de Fourier (Ambas figuras, eje vertical) y $v \sin i$ reportado por (Kounkel et al., 2018, 2019, figura A, figura B;) (Eje Horizontal).

provistas por otros métodos, incluso la comparación del mejor espectro sintético al observado, en un amplio rango de rotaciones. Cabe destacar que, a diferencia del método de Fourier, los métodos de ensanchamiento del espectro por una función de convolución, no distinguen entre el efecto de ensanchamiento rotacional y otros efectos que pueden ensanchar los rasgos espectrales. De esta forma, este último método puede depender de la precisa derivación de los parámetros estelares y del ensanchamiento instrumental asumido para los espectros sintéticos. En la figura podemos observar que el método de Fourier nos permite ver que las mediciones están limitadas por la resolución espectral, es decir que para un espectro de APOGEE ($R \approx 22500$), la velocidad mínima que puede resolver es $v = \frac{c}{R} \approx \frac{300.000 \frac{km}{s}}{22500} \approx 13 \frac{km}{s}$. Claramente, se observa que los rotadores lentos se acumulan y no van más abajo de $v \sin i \sim 13 \frac{km}{s}$ determinado con el método de Fourier. En contraste, las mediciones de Kounkel et al. (2018, 2019) pueden ir por debajo del límite de resolución, ya que la estadística en la estimación de $v \sin i$ mejora al tomar en cuenta todo el espectro y compararlo con una malla de modelos sintéticos (e.g prueba χ^2 reducido; ver figura 2.15b).

En este trabajo adoptamos las medidas de $v \sin i$ facilitadas por Marina Kounkel para toda la muestra del complejo de Orión, y consideramos las medidas de $v \sin i \leq 13 \frac{km}{s}$ como límites inferiores en la rotación de la estrella en particular. Cabe destacar que, en general, los valores proporcionados a partir del análisis en Kounkel et al. (2018) concuerdan dentro de las incertidumbres con los $v \sin i$ publicados en Kounkel et al. (2019) reanalizando los espectros de APOGEE-YSO con métodos de función de correlación cruzada, y quien además proporciona una muestra de estrellas candidatas a binarias que pueden tener un valor de $v \sin i$ afectado por la presencia de compañeras.

2.2.2. Periodos de Rotación en Orión estimados con TESS

La misión espacial TESS (Transiting Exoplanet Survey Satellite) planea tomar imágenes de todo el cielo, en búsqueda de exoplanetas en órbita de estrellas brillantes. TESS comenzó su primera fase de operaciones el 25 de julio de 2018, con un estimado de dos años de duración. Se estima que realizará monitoreos fotométricos de ~ 200.000 estrellas tipo solar de secuencia principal.

El instrumento cuenta con cuatro cámaras CCD de campo amplio, cubriendo en total 24×96 grados² por sector del cielo. En total, son 26 sectores (13 en el hemisferio norte y 13 en el hemisferio sur). Cada CCD obtiene un paquete de imágenes llamadas (FFI full-frame images)

con un tamaño de 24×24 grados² de cielo y una cadencia de 30 minutos. La resolución por pixel es 21 segundos de arco, es por esto que muchas fuentes pueden resultar contaminadas en la fotometría por estrellas cercanas, sin embargo es posible estimar el grado de agrupamiento de estrellas y así evitar al máximo estrellas vecinas. La fotometría se hace a través de un filtro de banda ancha centrado en 800nm que abarca desde los 600nm a 1100 nm. Para una estrella de magnitud $T_{mag} = 8$, TESS garantiza un error de 0.01 % en la fotometría, y para objetos en el límite de calidad de la misión $T_{mag} = 16$, el error es de 1 % (Figura 2.8).

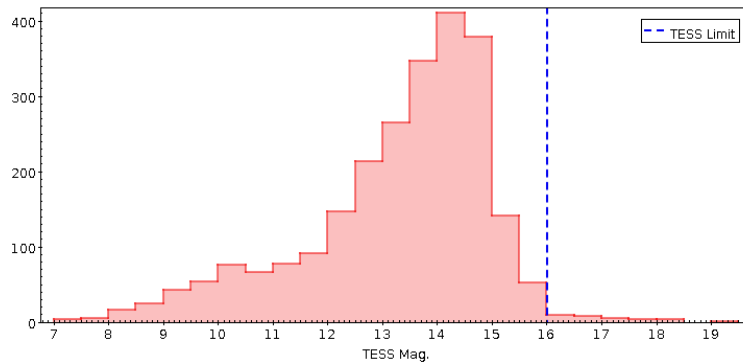


Figura 2.8: Histograma de magnitud TESS para miembros cinemáticos de Orión

El complejo de formación estelar de Orión es abarcado sustancialmente por la misión. TESS cuenta con un campo de cielo de aproximadamente 24×12 grados² para el complejo de Orión. Esta región pertenece al sector 6, cámara 1, CCD 1 y 2 de la misión. Especialmente, se encuentra disponible todo el complejo, tal como se observa en la figura 2.9. Esto nos pone en una posición privilegiada para estudiar la rotación estelar en el complejo de Orión.

A partir de la fotometría de TESS se derivaron periodos de rotación para una muestra de candidatas cinemáticas con mediciones *vsini* y sin binariedad reportada (sección 2.2.1). Esto permite completar y evaluar la calidad de los periodos compilados a partir de diversos trabajos (sección 2.2.3). A continuación se ilustra el método de obtención y reducción de las curvas de luz TESS, como también se expone el método para obtener el periodo rotacional de las estrellas seleccionadas en el campo TESS (Figura 2.9).

Desde una aplicación API desarrollada en python que conecta con el servidor TESSCut de TESS³, es posible extraer curvas de luz para cualquier objeto visible en la imagen con identificación "TIC" (Tess Input Catalogue; Stassun et al., 2018). Para esto, se desarrolló un código en Python, el cual descarga un cubo de imágenes con la fuente de interés, extrae

³<https://mast.stsci.edu/tesscut/>

la fotometría y construye de forma automática la curva de luz del objeto. Además para la estimación del periodo de rotación se implementa el método de Lomb-Scargle. (Ver sección 1.3.2).

Las fuentes apropiadas para la estimación de la rotación deben estar por lo menos contenidas en un pixel de la imagen (21 arcsec/pix). Para esto, fue necesario inspeccionar cada estrella de interés en 5×5 pixeles de apertura, como también examinar el nivel de contaminación de fuentes vecinas. Véase algunos ejemplos de fuentes TESS en la figura 2.10.

El flujo de las imágenes de TESS se encuentran calibradas en cuentas por segundo por pixel, nuestra metodología consiste en realizar la fotometría de apertura para cada fuente de interés. Se estableció una apertura fija de 5×5 pixeles, para asegurarnos de tener una mínima contaminación por estrellas vecinas, corroboramos a través de imágenes de DSS2 en el óptico y 2MASS en la banda J, que el objeto central no tuviera estrellas vecinas. El flujo del continuo fue estimado como el 5% de la señal total, este nos permite corregir la fotometría de la fuente. Es de notar que todas las curvas de luz, presentan una interrupción breve debido al tiempo provisto por la misión para la descarga de datos.

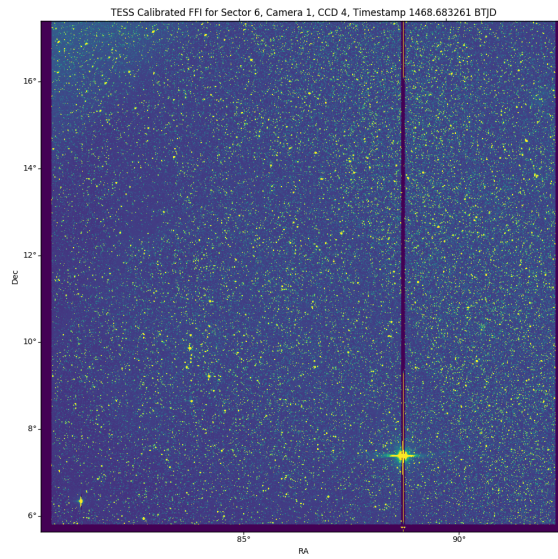
Cody et al. (2014) propuso diferentes clases morfológicas para curvas de luz COROT⁴ de estrellas TTS en NGC2264, basado en la simetría del flujo y la periodicidad. Las estrellas seleccionadas para obtener periodos de TESS, son aquellas que presentan un periodo dominante en el espacio de Fourier, es decir en muy buena aproximación pertenecen a la clase morfológica periódica, asumiendo que dicha variabilidad es a causa de manchas estelares.

Debido al tamaño de pixel relativamente grande de TESS, se tiene problemas en datos de regiones con alto fondo nebuloso o con alto nivel de aglomeración espacial de estrellas. Particularmente, la región de la ONC se encuentra saturada, por lo que no es posible en gran medida estimar periodos por la alta saturación. Sin embargo, regiones como Orion OB1 y Lambda Ori son óptimas por la escasa saturación y aglomeración de estrellas. Finalmente, analizamos 1168 fuentes, de cuales derivamos periodos TESS para 165 estrellas miembros cinemáticos de Kounkel et al. (2018) (Ver Tabla 4.2, Apéndice 4).

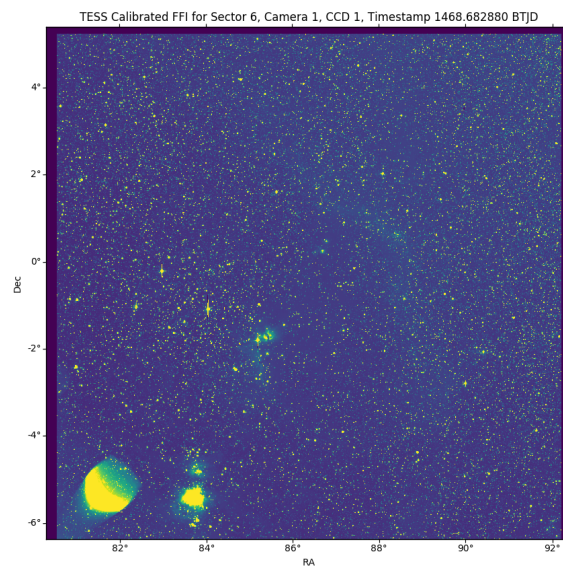
2.2.3. Periodos Compilados

Diferentes trabajos en búsqueda de variabilidad en la región de Orión aportan datos valiosos para construir curvas de luz y estimar periodos de rotación. En este trabajo colectamos

⁴Telescopio espacial conocido por sus siglas en inglés CONvection, ROTation and planetary Transits



(a) Sector 6 de TESS, Camara 1, CCD 4



(b) Sector 6 de TESS, Camara 1, CCD 1

Figura 2.9: Campos de λ Ori y Orión OB1ab en TESS

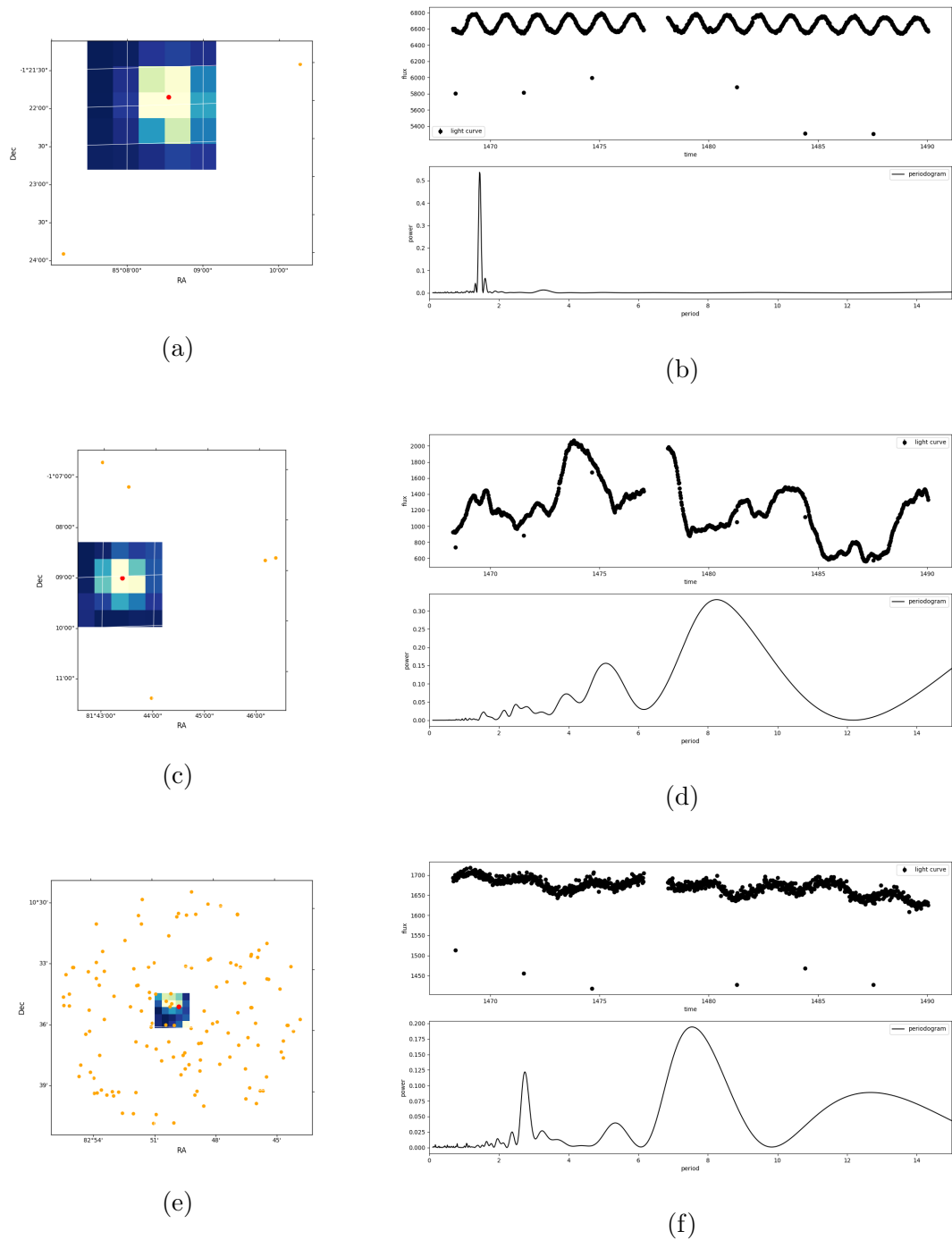


Figura 2.10: Imágen Izquierda: Estrella punto de color rojo y fuentes cercanas puntos de color amarillo; Imágen Derecha, Arriba: Curva de Luz TESS y Abajo: Periodograma de Lomb-Scargle; Primera fila: Fuente TIC 11360985 buena candidata a estimar periodo; Segunda fila: Fuente TIC 4357786 descartada del estudio por presentar variabilidad no periódica; Tercera fila: Fuente TIC 200515779 descartada del estudio por presentar contaminación en la fotometría.

periodos obtenidos en diferentes regiones del complejo:

Orion OB1ab (562 fuentes): Método LSP. Karim et al. (2016).

Sigma Ori (84 fuentes): Método ACF. Cody & Hillenbrand (2010).

ONC (871 fuentes): Método (ACF,LSP,LSP,LSP,LSP; Carpenter et al., 2001; Flaccomio et al., 2005; Rebull, 2001; Rebull et al., 2006; Stassun et al., 1999).

Se compilaron un total de 1517 estrellas con periodos reportados en el complejo de Orión, de las cuales 606 estrellas poseen mediciones de vsini proporcionadas por APOGEE2-YSO (Figura 2.11).

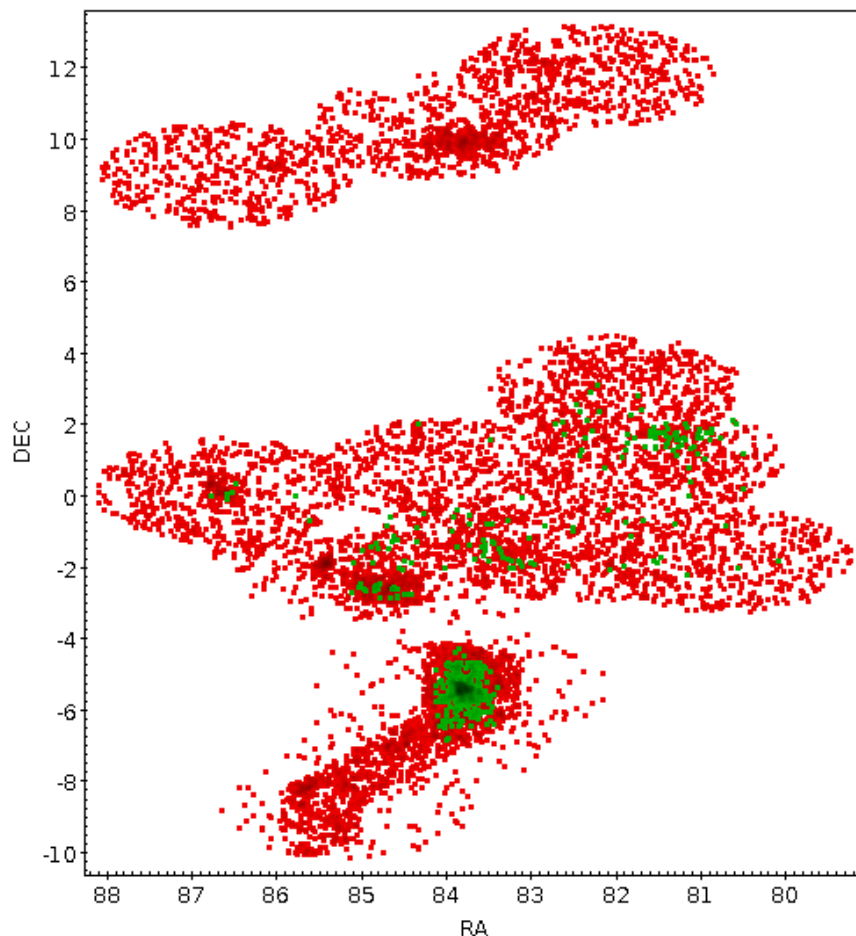


Figura 2.11: Campos APOGEE-2 (puntos en color rojo) y fuentes en común con medición de periodo compilado de la literatura (puntos en color verde)

Se realizó una comparación de los periodos estimados con la fotometría de TESS y los

periodos compilados de la literatura⁵ para estrellas en Orión (Figura 2.12). Se evidencia una clara correlación para la mayoría de las estrellas, algunas de ellas muestran diferencias muy evidentes. Se comparan las medidas de periodos de rotación con las velocidades proyectadas de rotación para verificar la precisión de las estimaciones de periodos (Figura 2.13).

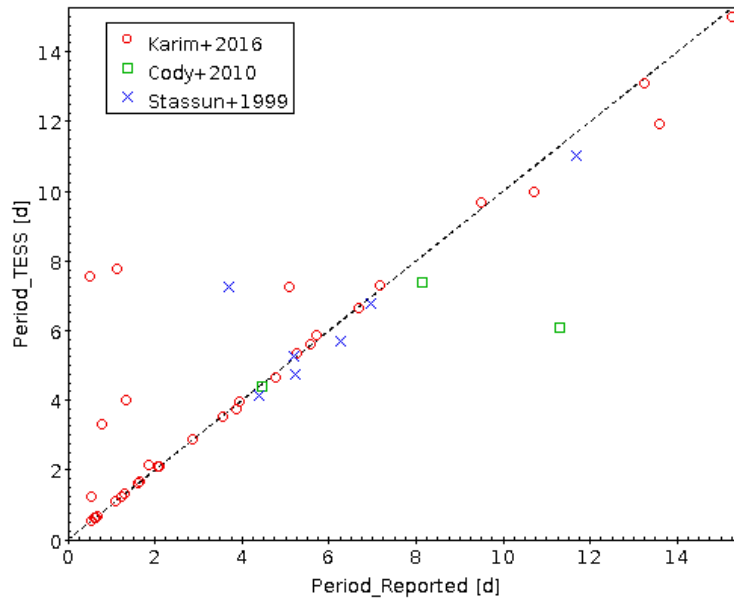


Figura 2.12: Comparación de Periodos TESS y Periodos de Cody & Hillenbrand (2010); Karim et al. (2016); Stassun et al. (1999)

Para un radio estelar R_* fijo y un ángulo aleatorio de inclinación con respecto al plano del cielo, esperamos que el periodo de rotación se encuentre correlacionado con la velocidad de rotación ecuatorial. Con esta premisa, podemos examinar la correlación de las medidas entre $v \sin i$ con los periodos reportados y los periodos TESS para la muestra selecta.

La figura 2.13a nos indica que los periodos de la literatura, especialmente Karim et al. (2016), poseen una dispersión notable comparada a los periodos de TESS. Por otro lado, observamos que los periodos TESS muestran una mejor correlación con la velocidad de rotación proyectada como se observa en la figura 2.13b. Esto sugiere una mejor certidumbre en los periodos TESS. Además de la ventaja de derivar los periodos de rotación de manera homogénea, nuestros periodos tienen la ventaja de ser derivados a partir de un muestreo robusto en tiempo y cadencia.

⁵La muestra selecta son aquellas estrellas de Orión que poseen periodos en la literatura y exhiben curvas de luz periódicas en TESS

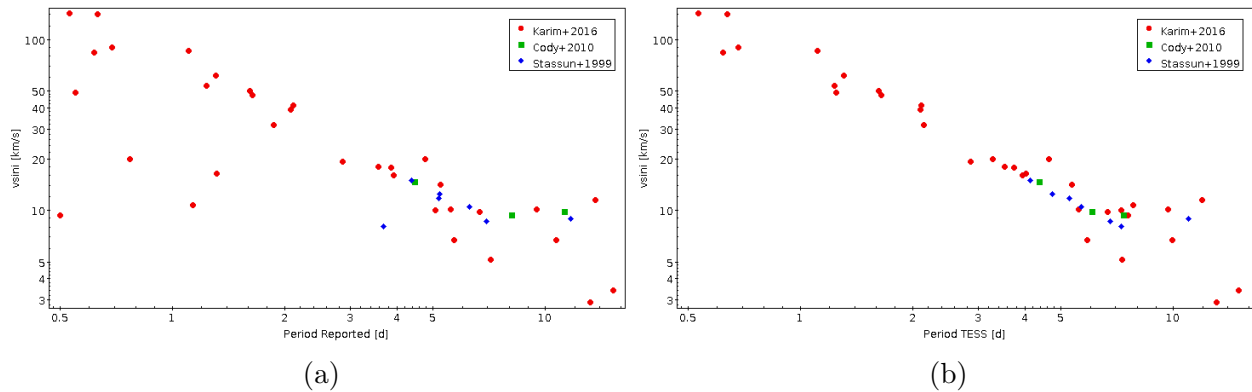


Figura 2.13: Tendencia de $v \sin i$ con periodos reportados y periodos TESS (Muestra selecta en Orión).

2.2.4. Comparación entre los miembros cinemáticos, espectroscópicos y miembros con periodos TESS

Gracias a APOGEE-2 YSO, contamos con 16 campos en OSFC, cada uno posee un área de 7 grados². En total, la cobertura espacial ofrecida por APOGEE es aproximadamente 112 grados² de cielo de casi 300 grados² que se estima tener todo el complejo de Orión. Esto es aproximadamente un 30% en cobertura espacial. Ahora bien, por cada campo se puede contar con un conjunto de 300 fibras ópticas, destinadas a obtener espectros en alta resolución y hasta 8800 estrellas. Sin embargo, las estrellas candidatas para el estudio de APOGEE se encuentran limitadas en brillo ($H < 12.5$ mag; Ver figura 2.14a). Determinar el nivel de completitud en masa para todo el complejo de Orión es una tarea complicada, ya que OSFC posee múltiples estados evolutivos, en diferentes grados de agrupamiento y extinciones estelares. Sin embargo podemos estimar el límite inferior en masas estelares de los datos de APOGEE. A partir del corte en brillo, suponiendo una extinción nula, y la distancia típica de Orión ≈ 450 pc, es posible tener estrellas de $0.2M_{\odot}$ a una edad de 1 millón de años. Sin embargo, este límite es afectado por la extinción estelar que resulta ser notable en regiones más agrupadas, y embebidas (e.g, ONC, σ Ori).

Básado en el análisis cinemático y espacial de Orión (Kounkel et al., 2018, ;Ver sección 2.1.1). Contamos con una muestra principal de 2345 miembros cinemáticos de Orión, a través de los espectros de APOGEE y datos fotométricos provistos por Gaia DR2 (ver distribución de color verde; figura 2.14a). Las figuras 2.14b, 2.15a muestran que los miembros cinemáticos están ampliamente distribuidos en masas y edades estelares. Es de notar que la distribución

en masas presenta un pico dominante en $0.8M_{\odot}$ tanto para los miembros cinemáticos como para los espectroscópicos. Por otro lado, la muestra de TESS está sesgada a tener estrellas con masas mayores a $1.2M_{\odot}$. Esto es natural ya que el criterio de selección, se basó en encontrar las mejores curvas de luz para estrellas en todo el OSFC. Este sesgo observacional se completará en una fase futura a través de una muestra más completa en magnitud ($T < 16$ mag; ver figura 2.8). A pesar del sesgo en masa para la muestra de TESS, no vemos un sesgo en edades estelares para las diferentes distribuciones (figura 2.15a).

La figura 2.15b nos muestra que los miembros cinemáticos y espectroscópicos poseen una rotación $v \sin i$ dominante por debajo de $v \sin i < 23 \frac{km}{s}$, esto es debido a que la rotación estelar se encuentra limitada durante los primeros millones de años, básicamente por la presencia de un disco protoplanetario o la reciente pérdida de este, así mismo la existencia de vientos estelares que posiblemente extraen el momento angular (ver más detalles en sección 1.4).

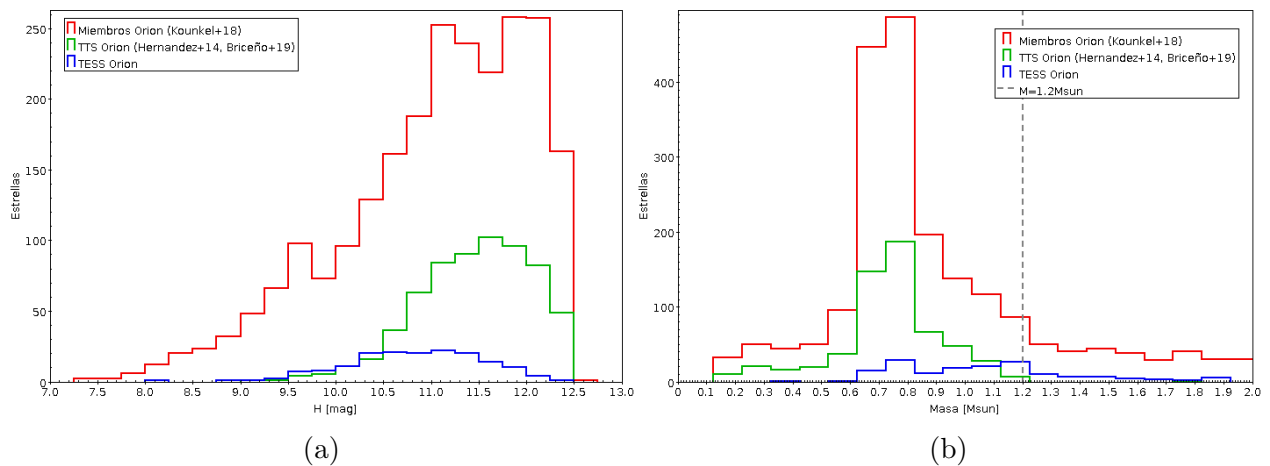


Figura 2.14: Histograma de magnitud en la banda H de 2MASS (a) y masas estelares (b) para la muestra general de miembros cinemáticos de Orión en APOGEE (Kounkel et al., 2018, Distribución en color rojo), para la muestra de estrellas confirmadas como miembros espectroscópicos de Orión en común con el catálogo de APOGEE (Briceño et al., 2019; Hernández et al., 2014, Distribución en color verde), para la muestra de estrellas con periodos estimados con TESS (Distribución en color azul). Las masas fueron estimadas a través del código MassAge usando el modelo evolutivo de Marigo et al. (2017).

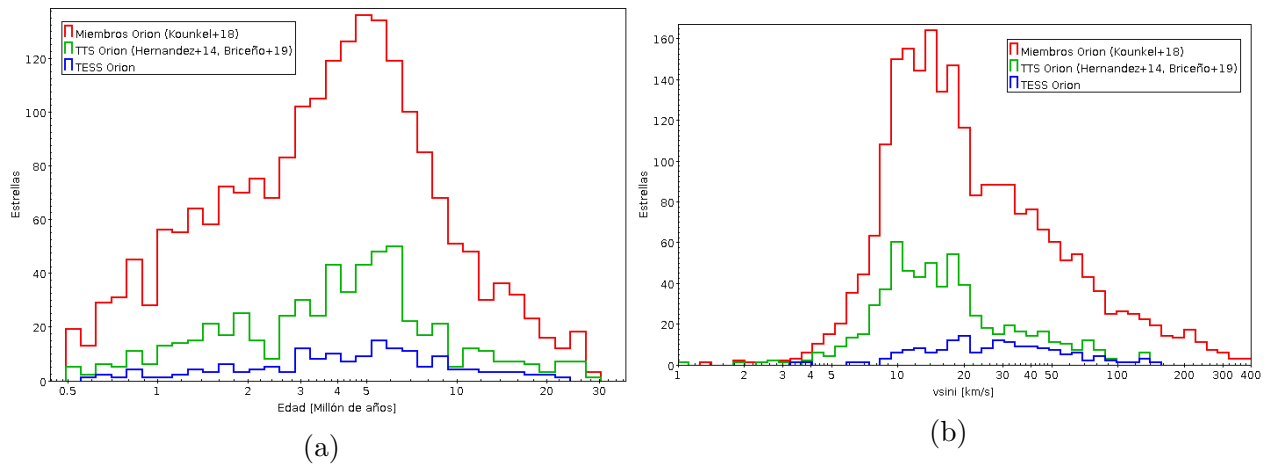


Figura 2.15: Histograma de edades (a) y $v \sin i$ provistos por Koukel et al. (2018)(b) para la muestra general de miembros cinemáticos de Orión en APOGEE (Koukel et al., 2018, Distribución en color rojo), para la muestra de estrellas confirmadas como miembros espectroscópicos de Orión en común con el catálogo de APOGEE (Briceño et al., 2019; Hernández et al., 2014, Distribución en color verde), para la muestra de estrellas con periodos estimados con TESS (Distribución en color azul). Las edades fueron estimadas a través del código MassAge usando el modelo evolutivo de Marigo et al. (2017).

Capítulo 3

Análisis y Resultados

En este trabajo caracterizamos estadísticamente la rotación de estrellas de baja masa ($M < 1.2M_{\odot}$) que pertenecen al complejo de formación estelar de Orión.

En general, investigamos la influencia de los discos protoplanetarios y la binariedad con la rotación estelar. También, encontramos tendencias de la rotación con parámetros estelares como el radio, la masa, la edad y la acreción estelar. Efectivamente, gracias a la combinación de grandes bases de datos como APOGEE2-YSO, Gaia-DR2, TESS y la literatura disponible, los resultados obtenidos en este trabajo pueden considerarse uno de los más completos y estadísticamente más robustos obtenidos hasta el momento, al estudiar la rotación estelar en un complejo de formación estelar.

3.1. Relación Periodo- $v \sin i$

Barnes et al. (2005) encontró que la rotación diferencial latitudinal decrece con la temperatura efectiva en estrellas de baja masa, este resultado sugiere que estrellas mayormente convectivas tienden a rotar como cuerpos rígidos. En este sentido, asumiendo cuerpo rígido para una estrella radio estelar R_* , el periodo rotacional está correlacionado con la velocidad de rotación de la siguiente forma:

$$v \sin i = \frac{2\pi R_* \sin i}{P_{rot}}$$

Sin embargo, la diversidad de inclinaciones del eje de rotación respecto al plano del cielo, de radios estelares, y la presencia de manchas latitudinales (Reinhold & Reiners, 2013), como también la presencia de binarias espectroscópicas hacen que la tendencia entre P_{rot} y $v \sin i$ se distorsione.

Para analizar la relación entre el periodo y la velocidad de rotación disponemos de dos muestras. La primera cuenta con 523 periodos de la literatura, y la segunda con 165 periodos medidos en este trabajo a través de las curvas de luz de TESS (sección 2.2.2). Ambas muestras cuentan con mediciones de $v \sin i$ (Ver figuras 3.1, 3.2). Como se indica en la sección 2.2.1, aquellas estrellas con mediciones $v \sin i < 13 \left[\frac{\text{km}}{\text{s}} \right]$, se consideran límites inferiores (flechas rojas).

Ahora bien, para examinar la influencia de los sistemas binarios, se ubican las estrellas reportadas como binarias espectroscópicas confiables, binarias espectroscópicas inciertas ó dominadas por el efecto *jitter* (SB por sus siglas en inglés “Spectroscopic Binaries”; Kounkel et al., 2019) del complejo de Orión.

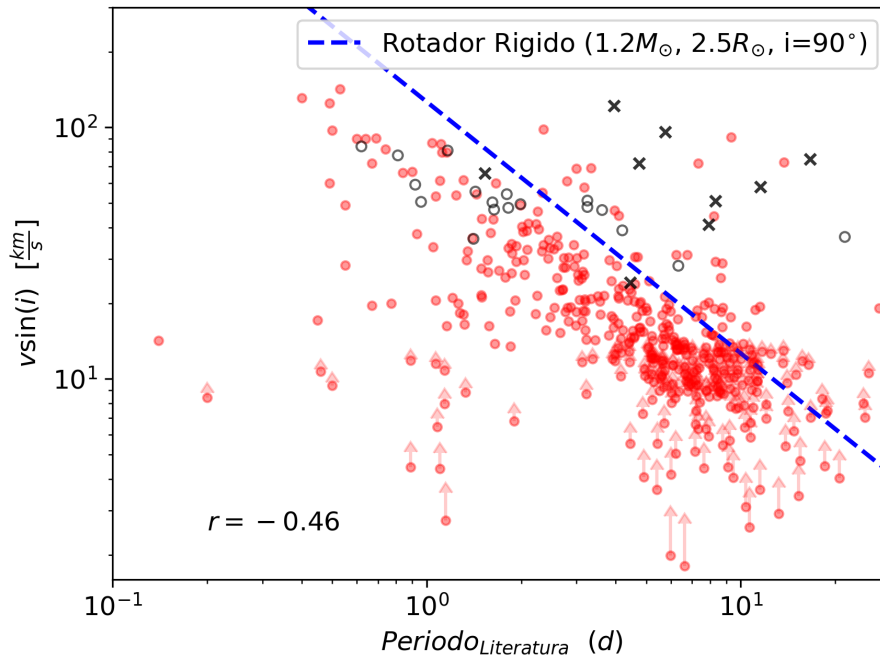


Figura 3.1: $v \sin i$ en función de los periodos compilados en la literatura para estrellas de Orión; Línea discontinua azul representa un rotador rígido de $1.2M_{\odot}$ con un radio estelar de $2.5R_{\odot}$, lo que corresponde a 1 millón de años (Marigo et al., 2017). Las cruces negras son binarias espectroscópicas confiables y los círculos abiertos representan binarias espectroscópicas inciertas o estrellas dominadas por manchas estelares (Kounkel et al., 2019)

Rhode et al. (2001) encuentran que estrellas de baja masa en la ONC, mayoritariamente tienen valores de $R \sin i < 2.5R_{\odot}$. Puesto que el cúmulo de la ONC es una de las regiones

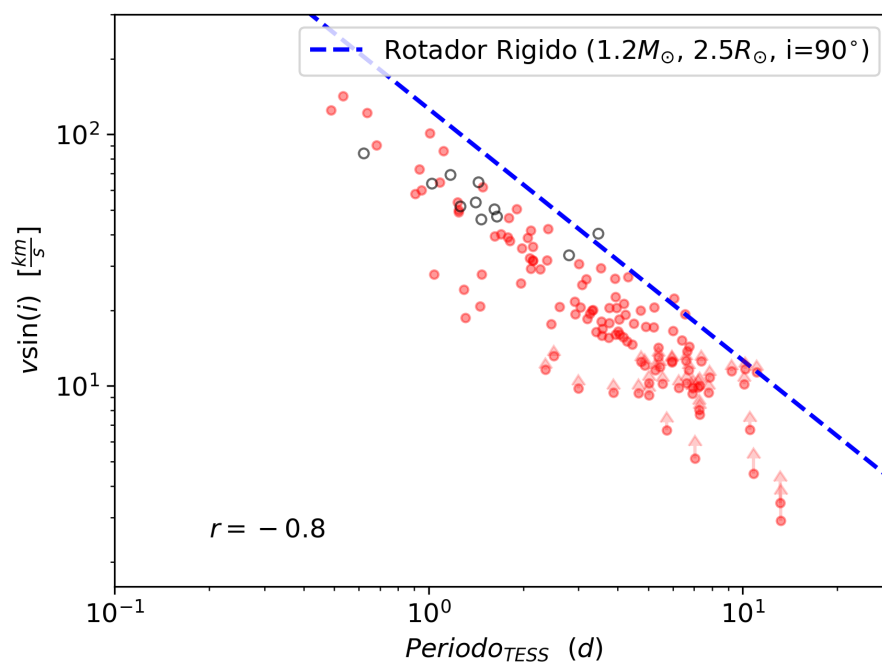


Figura 3.2: $v \sin i$ en función del periodo TESS en estrellas de Orión; Círculos abiertos representan binarias espectroscópicas inciertas o estrellas dominadas por manchas estelares (Kounkel et al., 2019). Línea discontinua azul representa un rotador rígido de $1.2M_{\odot}$ con un radio estelar de $2.5R_{\odot}$ (1 millón de años; Marigo et al., 2017)

más jóvenes del complejo de Orión (1-2 Millones de años), define un límite estadístico para el radio estelar y así un límite máximo para $v \sin i$ en función del periodo de rotación. En conexión con lo anterior, los modelos evolutivos de $1.2M_{\odot}$ (Marigo et al., 2017) a 1 millón de años, prevén un radio estelar de $2.5R_{\odot}$, reafirmando la validez de este límite.

En el contexto de lo anterior, podemos identificar posibles sistemas binarios. Cualquier estrella ubicada por encima del límite¹ (Ver línea punteada azul en figuras 3.1, 3.2) representa una candidata a estrella binaria. Los resultados de la gráfica 3.1, muestran que efectivamente la mayoría de binarias espectroscópicas conocidas se ubican por encima.

Al comparar las figuras 3.1 y 3.2 se infiere que existe una mejor anti-correlación entre nuestras estimaciones de periodos con TESS y $v \sin i$ de APOGEE. El resultado de la regresión lineal provee un índice de correlación ($r = -0.81$) y una pendiente ($m = -0.95$) comparable con lo esperado para un cuerpo rígido² ($m = -1$). En cambio, para la muestra de periodos recopilada de la literatura, la regresión lineal nos muestra una anti-correlación más débil ($r = -0.46$) y una pendiente ($m = -0.50$), esto excluyendo las binarias.

Es conveniente destacar que la muestra de periodos estimados con TESS resulta confiable para este estudio, ya que es homogénea en cobertura espacial, temporal, como también en metodología para estimar periodos. Además, se realizó una inspección visual de los píxeles involucrados en la fotometría, asimismo una inspección visual de las curvas de luz, descartando fuentes con sospecha de binariedad, transitos exoplanetarios, contaminación por estrellas vecinas, etc (Ver figuras 2.10, Apéndice 4).

La fiabilidad de los periodos TESS se ven reflejados en las figuras 2.12, 2.13a y 2.13b. Estos resultados muestran diferencias sistemáticas entre los periodos de Karim et al. (2016) y los nuestros. Cabe resaltar que TESS nos permite hacer una selección exquisita de las curvas de luz, ya que su cadencia de 30min puede alcanzar un seguimiento continuo de 12 días sin interrupciones y hasta 27.4 días con un corte temporal (~ 1 día por descarga de datos). En resumen, TESS tiene fotometría más robusta y homogénea, que permite estimar periodos con mejor precisión que Karim et al. (2016).

¹El límite máximo se define como $P_{rot} = \frac{2\pi \times 2.5R_{\odot}}{v_{rot}}$, para un sólido rígido, asumiendo un radio $2.5R_{\odot}$ para una estrella de $1.2M_{\odot}$ y $i = 90^{\circ}$

²La relación entre P_{rot} y $v \sin i$, en escala logarítmica se puede representar como: $\log(v \sin i) = -\log(P_{rot}) + \log 2\pi R_*$, con pendiente $m=-1$

Alcances y Limitaciones

- Los resultados observados en la figura 3.2 sugieren que las estrellas de baja masa $M < 1.2M_{\odot}$ rotan como cuerpos rígidos, y esto resulta en buena aproximación para estrellas convectivas.
- Las observaciones y metodología de este trabajo no permite inferir indicios de rotación diferencial latitudinal similar a la observada en el sol. Este tipo de estudio requiere otra metodología que va más allá de los objetivos de este trabajo.
- Las estrellas binarias ubicadas por encima del límite superior (li), muestra la validez del método de detección de binarias a través de la técnica CCF (Kounkel et al., 2019). De esta forma para una muestra con masa acotada, puede usarse la figura 3.2 para detectar candidatas a binarias PMS con edades de 1 millón de años o más viejas.
- A pesar de los resultados obtenidos en las figuras 2.13a, 2.13b y 3.2, hay que tomar en cuenta que, además de la orientación de rotación, parte de la dispersión pudiera darse por la estimación de periodos a través de manchas latitudinales, las cuales pueden rotar relativamente más rápido que las manchas ecuatoriales (Rotación diferencial tipo solar; Barnes et al., 2005), y esto puede afectar la medición de periodos.
- Para la estimación de periodos rotacionales con TESS, se analizó una muestra de 1168 estrellas miembros cinemáticos, esta lista no corresponde a la muestra completa de miembros cinemáticos del complejo (2345 estrellas). Se está trabajando en mejorar la extracción de las curvas de luz aislando al máximo la contaminación de fuentes vecinas, para realizar un sondeo de periodos TESS más completo.
- La resolución de APOGEE nos permite resolver rotaciones de $\sim 13.3 \frac{km}{s}$, mientras que los datos TESS (cadencia ~ 30 min) pueden proveer periodos desde 1h hasta ~ 27.4 días. Estos pueden considerarse como límites en los observables de este trabajo.

3.2. Inclinación Estelar: $\sin i$

Determinar el ángulo de rotación estelar es posible mediante las medidas de rotación (P_{rot} , $v \sin i$) y una estimación del radio estelar.

$$\sin i = \frac{P_{rot} * v \sin i}{2\pi R_*}$$

Chandrasekhar & Münch (1950) demostraron que para una distribución aleatoria e isotrópica de rotadores el ángulo más probable es $i = \frac{\pi}{4}$ ($\sin(i) \sim 0.7$). Por su parte, Shu et al. (1987) sugiere que la turbulencia en el proceso de formación estelar, mezcla el momento angular de una nube progenitora, y evita la alineación de ángulos de rotación en un cúmulo estelar. De esta forma se espera una distribución aleatoria de inclinaciones. No obstante, observaciones recientes en estrellas tipo solar de secuencia principal apuntan que existe una distribución de ángulos no isotrópica (Jackson & Jeffries, 2010; Kovacs, 2018), lo que pudiera sugerir que se conserva una huella de la inclinación relacionada al momento angular global de la nube progenitora.

Ahora bien, basado en los periodos obtenidos con TESS, y el radio estelar derivado de la luminosidad y la temperatura de la estrella, se infiere la inclinación de rotación para estrellas en el complejo de Orión. (Ver figuras 3.3a, 3.3b)

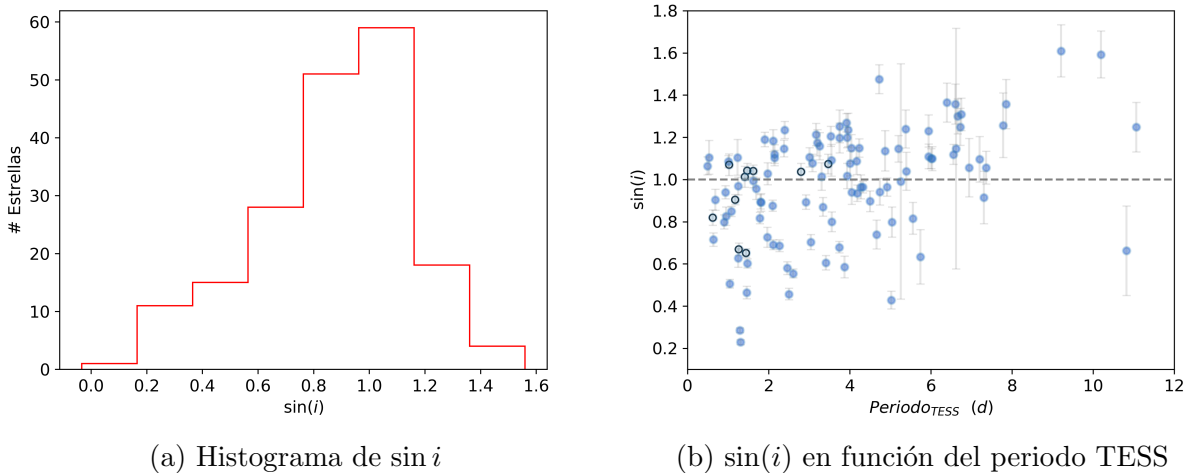


Figura 3.3: Tendencias de $\sin i$ a partir de Periodos TESS; Círculos abiertos representan estrellas con binariedad incierta o dominadas por manchas estelares (Kounkel et al., 2019)

Siguiendo la metodología de Mighell & Plavchan (2013), la precisión en el periodo que podemos alcanzar a través de las curvas de luz de TESS es $\delta(P_{rot}) = 0.01 d$. Ahora bien,

el error promedio típico para la velocidad de rotación ($\sim \frac{\delta(v \sin i)}{v \sin i} = 2.5\%$), y para el radio estelar ($\sim \frac{\delta R}{R} = 2.5\%$). Con esto es posible estimar la incertidumbre para $(\sin i)$ a través de la propagación de los errores en cada estrella observada de la figura 3.3b, ver el compilado de los datos en la tabla 4.3.

La moda de la distribución de $\sin i$ en la figura 3.3a apunta a que existe una inclinación probable con $\sin i = 1$, en contraste a lo esperado para una distribución isotrópica de inclinaciones. Además, se observa la existencia de valores de $\sin i$ mayores a 1 (valor matemático límite de $\sin i$). En la figura 3.3b, tenemos el 48% de las estrellas por encima de $\sin i > 1$, lo cual sugiere la existencia de un efecto que produce esta anomalía.

Artemenko et al. (2012) sugiere que para estrellas CTTS, los valores de $\sin i > 1$ pueden ser a causa de una falsa estimación del periodo estelar, ésto debido a variabilidad periódica producida por el apantallamiento del disco con la estrella que se mezcla con la variabilidad producida en la superficie estelar. Por otra parte, Somers & Pinsonneault (2015a,b) sugieren que la presencia de manchas estelares en estrellas de baja masa, afectan la estimación de la temperatura estelar y la luminosidad. Esto hace que el radio estelar $R_* = \sqrt{\frac{L}{4\pi\sigma T_e^4}}$ resulte subestimado al ser comparado con $R_* \sin i = \frac{v \sin i P_{rot}}{2\pi}$ a través de la rotación estelar (Efecto denominado inflación del radio). En otras palabras, se resalta la necesidad de incluir manchas estelares en los modelos evolutivos. En conexión con lo anterior, Somers & Stassun (2017) encuentran que la rotación está correlacionada con la inflación del radio, así mismo con la abundancia de litio. Jackson et al. (2016) considera que la rotación diferencial, la binariedad no resuelta, y las incertidumbres asociadas a las mediciones de $v \sin i$ y P_{rot} pueden inflar el radio hasta un $14 \pm 2\%$ del valor predicho por los modelos evolutivos. Además, resalta que este fenómeno se observa en estrellas magnéticamente activas y únicamente las manchas estelares no podrían explicar el efecto de inflación del radio. En un contexto general, la inflación del radio es un término propuesto para referirse a todos los efectos que pueden tener influencia directa en la estimación del radio estelar y que necesitan tenerse en cuenta en los modelos evolutivos (e.g, Dos cuerpos negros para modelar la atmósfera estelar y las manchas estelares (Somers & Pinsonneault, 2015b), por otro lado, la incorporación de campos magnéticos, así como la rotación estelar, y la abundancia de elementos que funcionen como cronómetros estelares por ejemplo Li I (Feiden, 2016), entre otros observables).

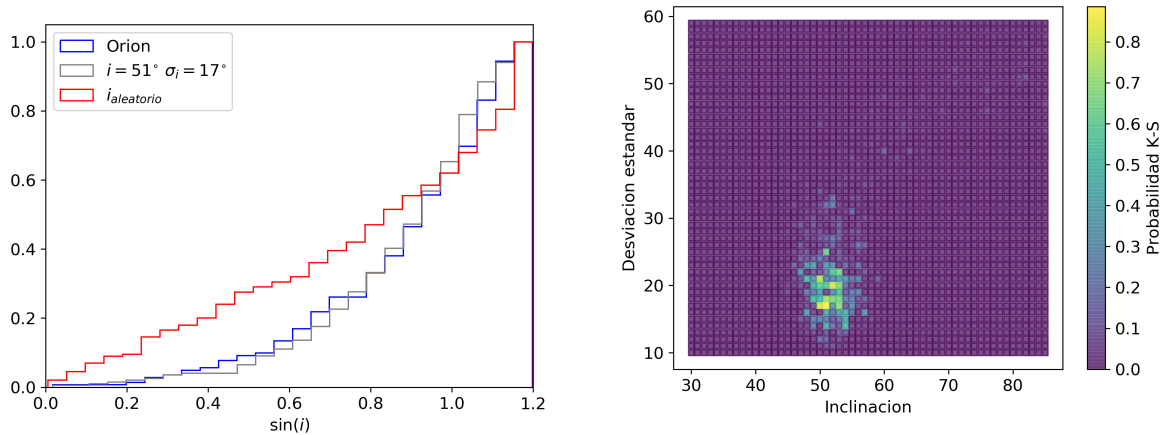
Venuti et al. (2017) sugiere que estrellas con valores de $\sin i > 1$, se encuentran tanto en

estrellas con disco como estrellas sin disco. Este último resultado contradice a [Artemenko et al. \(2012\)](#), e indica que estrellas WTTS (\sim sin disco) y estrellas CTTS (\sim con disco) exhiben inflación de radio. Nuestra muestra de estudio con periodos estimados a partir de TESS, principalmente está dominada por estrellas WTTS ($> 90\%$ de la muestra). Esto implica que el efecto de inflación del radio ($\sin i > 1$) visto en las figuras [3.3a](#), [3.3b](#), dan soporte al trabajo de [Venuti et al. \(2017\)](#), además las incertidumbres nos muestran que no es un efecto causado por la propagación de errores.

Además del efecto de inflación del radio sugerido al encontrar valores de $\sin i > 1$ (Figura [3.3a](#)), podemos evaluar los escenarios de tener una muestra de rotadores con inclinaciones isotrópica y azarosa ([Shu et al., 1987](#)), o que los rotadores muestren algún grado de alineación preferencial ([Jackson & Jeffries, 2010](#); [Kovacs, 2018](#)). Para esto, realizamos una muestra sintética de rotadores isotrópicos y diferentes muestras de rotadores alineados en un cierto ángulo (i) con una desviación estándar (δi ; apertura del cono de inclinaciones). Tanto i como δi se variaron en pasos de 1 grado. Mediante la prueba de Kolmogorov-Smirnov (K-S), se compara la muestra de inclinaciones estimadas con la muestra de inclinaciones aleatorias (modelo aleatorio), y llegamos a la conclusión que el modelo aleatorio se rechaza con un nivel de significancia de (99.8%). Así queda descartado el escenario de inclinaciones distribuidas de forma aleatoria e isotrópica. Por otro lado, el modelo con inclinación alineada resulta ser favorable a través de la prueba K-S (ver figuras [3.4](#)). En particular, el modelo que resulta más favorecido con una significancia de 88.6%, se da para una inclinación de 51° con una desviación estándar de 17° .

Alcances y Limitaciones

- Los resultados de las gráficas [3.3a](#), [3.3b](#), confirman el efecto de inflación de radio ([Jackson et al., 2016](#); [Somers & Stassun, 2017](#)). El radio estelar obtenido por los modelos evolutivos (distribución de cuerpo negro), sistemáticamente está subestimado al compararse con el radio obtenido por rotación ($R_* \sin i$). Sin embargo, no observamos ninguna tendencia con otros parámetros estelares que nos permita confirmar las causas del efecto de inflación.
- La prueba K-S nos permite rechazar el escenario de [Shu et al. \(1987\)](#) y favorece el escenario en donde los polos de rotación permanecen alineados. Es de notar que, la orientación estimada en este trabajo solo está referida a la inclinación con respecto al plano del cielo. Estimaciones de ángulos tangenciales, los cuales aportan una visión



(a) Distribución acumulada de $\sin i$.

(b) Mapa de significancia de la prueba K-S en el espacio i versus δi .

Figura 3.4: Población sintética de inclinaciones comparada con las inclinaciones estimadas. Panel (a): Comparación entre la muestra observada (azul) con la muestra sintética con inclinación de rotación aleatoria (rojo; K-S significancia = 0.02 %) y con la muestra sintética de rotadores alineados a 51 grados con una desviación estandar de 17 grados (gris; K-S significancia = 88.6 %). Panel (b): Mapa de nivel de significancia de la prueba K-S variando la inclinación y apertura de cono (δi). La barra de color muestra la significancia de la prueba K-S en cada caso.

más global de la orientación de los rotadores, están más allá del objetivo de este trabajo. La alineación inferida puede ser herencia de la inclinación de rotación de la nube progenitora o puede ser resultado de las diferentes interacciones ocurridas desde el momento de la fragmentación de la nube progenitora.

- La inclinación más favorecida a través de la prueba K-S, en donde asumimos distribuciones Gaussianas para las poblaciones sintéticas, apunta a ser 51 grados con una desviación estandar de 17 grados. Esto resulta sumamente importante ya que la significancia estadística de nuestro resultado, nos permite inferir que existe una alineación preferencial. Sin embargo, es importante resaltar que nuestras observaciones muestran que la distribución de inclinaciones resulta ser ligeramente asimétrica comparada con una distribución Gaussiana (ver figura 3.3a), la moda de nuestras observaciones apuntan a un valor sin $i = 1$, por lo tanto la inclinación más probable de encontrarse es $i = 90^\circ$.

3.3. Evolución de la rotación

Diferentes trabajos han estudiado la rotación estelar a etapas tempranas desde 1 a 10 millones años en ciertos grupos estelares pertenecientes a complejos de formación estelar. (Biazzo et al., 2009; Cody & Hillenbrand, 2010; Davies et al., 2014; Herbst et al., 2001; Karim et al., 2016; Rebull, 2001; Rebull et al., 2006, 2004; Rhode et al., 2001; Stassun et al., 1999; Wolff et al., 2004). Los resultados generalmente apuntan a que estrellas con discos se encuentran frenadas. Motivados en la búsqueda de tendencias evolutivas de la rotación con la edad, de la Reza & Pinzón (2004) y Scholz et al. (2007) evidenciaron un ligero incremento de la rotación estelar para estrellas de baja masa, entre 5 y 30 millones de años. Estos resultados sugieren que las estrellas al perder sus discos protoplanetarios, comienzan paulatinamente a rotar más rápido. Ahora bien, en este trabajo contamos con mediciones de rotación de alta resolución a partir de los datos de APOGEE2-YSO, como también estimaciones individuales de la edad estelar para miembros del complejo de formación estelar de Orión. Asimismo, se cuenta con estudios de binariedad que permiten limpiar la muestra de sistemas múltiples (Kounkel et al., 2019). Todo esto se suma, para hacer un estudio homogéneo y robusto de la evolución en la rotación estelar en una región de formación estelar.

Para examinar los efectos de la rotación con la evolución estelar en más detalle, usamos la muestra completa de miembros cinemáticos, con edades y v sin i disponibles. También, fueron extraídas las estrellas binarias para tener una muestra mínimamente contaminada por estos

objetos. En la figura 3.5, se muestra la tendencia de la mediana y los intercuartiles 1 y 3 de la velocidad de rotación $v \sin i$, calculados en intervalos de edad. Esto indica que el 50% de los datos se encuentran dentro de la franja de color gris. Estadísticamente, la mediana representa la tendencia empírica de nuestras observaciones.

Los intervalos en millones de años fueron diseñados para garantizar una cantidad homogénea de estrellas (0→1, 1→2, 2→3, 3→4, 4→5, 5→7, 7→10, y 10→20 millones de años).

Para analizar la tendencia empírica de este trabajo, se usan los modelos de $0.8M_{\odot}$ y $1M_{\odot}$ de Gallet & Bouvier (2015), que incorporan el efecto de frenado disco-estrella, y asumen pérdidas de momento angular previamente mencionadas (ver sección 1). También, se construyeron dos modelos sencillos, el primero soporta el escenario de frenado disco-estrella hasta 20 millones de años (Modelo A) y el segundo soporta el escenario de una estrella sin disco que conserva su momento angular (Modelo B). Estos son dos casos extremos, en donde el Modelo A mantiene el efecto de frenado por un periodo mayor a la duración nominal del disco (~ 5 millones de años), mientras que la estrella del Modelo B nunca ha sido afectada por el efecto de frenado disco-estrella.

En este punto, es necesario aclarar que los modelos evolutivos de Gallet & Bouvier (2015) proveen la velocidad angular, más no proveen la velocidad de rotación. Como consecuencia de esto, se asume el radio estelar a partir de los modelos evolutivos para transformar la velocidad angular a la velocidad de rotación $V_{rot} = R_*\omega$.

Modelo A (Velocidad angular constante)

Basado en los resultados anteriores ($\sin i = 1$, sección 3.2), consideramos que estadísticamente la velocidad de rotación que mejor representa este estudio es la de un rotador rígido $V_{rot} = \frac{2\pi R_*}{P}$, con velocidad angular $\omega = \frac{2\pi}{P}$. En un escenario ideal de frenado disco-estrella, la tasa promedio de rotación es constante $\omega = constante$, es decir $P_{rot} = constante$, para esto se asume un periodo (Gallet & Bouvier, 2015, $P_{rot}^{1M_{\odot}} = 5.0$ d). En la medida que las estrellas evolucionan para llegar a secuencia principal, la contracción gravitacional disminuye el radio estelar. Por lo tanto, la disminución de la velocidad de rotación es proporcional a la evolución del radio estelar ($V_{rot} \propto R_*(t)$).

Por otro lado, el radio estelar como función de la edad [$R_*(t)$], fue obtenido a través de cada modelo evolutivo. Finalmente, la velocidad de rotación como función de la edad queda expresada como:

$$V_{rot}(t) = \frac{2\pi R(t)}{P_{rot}^{M_*}}$$

Como caso extremo y con el objetivo de comparar este modelo con nuestra tendencia empírica, se asume un frenado de disco hasta 20 millones de años.

Es importante resaltar que la evolución de la rotación es también dependiente de la masa y por simplicidad asumimos la condición inicial propuesta por Gallet & Bouvier (2015) para $1M_{\odot}$.

Modelo B (Momento angular constante)

El momento angular estelar está dado por $J = k^2 M_* R_*^2 \omega$, donde k^2 es la constante de giro, M_* es la masa estelar, R_* es el radio estelar y ω la velocidad angular.

Si se asume que el proceso de contracción estelar está gobernado por la conservación del momento angular ($J = constante$), la velocidad de rotación esperada es inversamente proporcional a la evolución del radio ($V_{rot} \propto \frac{1}{R_*(t)}$).

Kawaler (1988) sugiere que el momento angular inicial en ausencia de perdidas está dado por:

$$J_{kaw} = 1.566 \times 10^{50} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{0.985} \quad [cgs]$$

En este contexto, asumiendo la evolución de radio similar al modelo A, rotación como cuerpo rígido $\rightarrow k^2 = \frac{2}{3}$ y basado en los resultados de la sección 3.1, la velocidad de rotación como función de la edad y la masa estelar está dada por:

$$V_{rot}(t) = \frac{J_{kaw}}{\frac{2}{3} M_* R_*(t)} \quad [cgs]$$

La contracción estelar es un proceso significativo durante los primeros años de vida en la estrella. De acuerdo a los modelos de Baraffe et al. (1998), una estrella de $1M_{\odot}$ a 10 millones de años, posee un radio estelar inferior al 50% del radio estimado a 1 millón de años.

La tendencia empírica de la figura 3.5, sugiere que el mecanismo de frenado disco-estrella es necesario para explicar la caída de la rotación durante los primeros 6 millones de años. Lo cual concuerda con el tiempo característico de disipación del disco (5~6 millones de años;

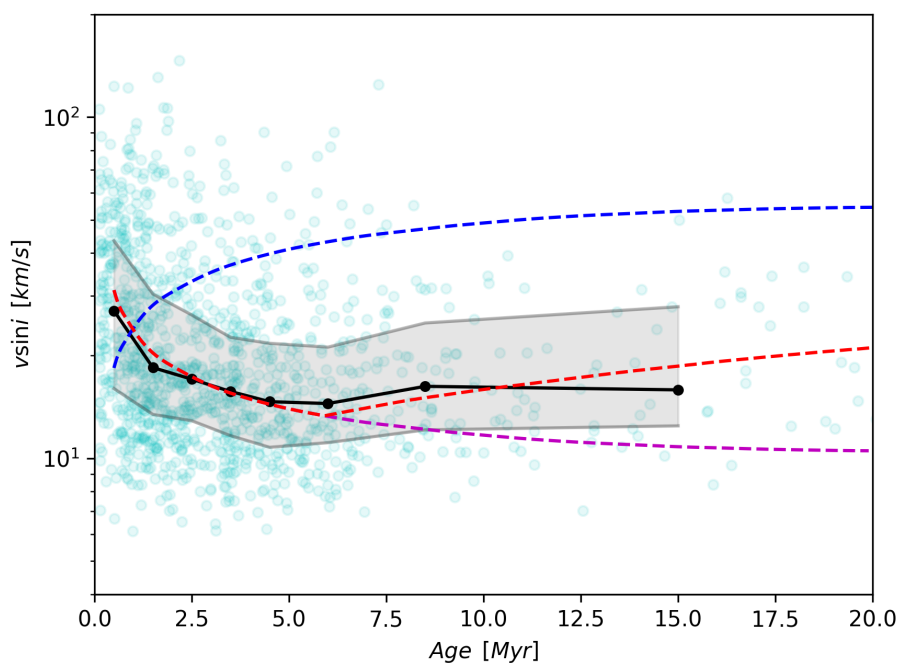


Figura 3.5: $v_{\text{ sini}}$ en función de la edad de (Parsec & Colibri; Marigo et al., 2017), para estrellas miembros cinemáticos de Orión; Los puntos negros ilustran la mediana y las franjas grises delimitan los cuartiles 1 y 3; La línea discontinua magenta representa el modelo A (i.e, Modelo de frenado disco-estrella); La línea discontinua azul representa el modelo B (i.e, Modelo de estrella sin disco); La línea discontinua roja representa el modelo para $1M_{\odot}$ de Gallet & Bouvier (2015) asumiendo rotación de cuerpo rígido, esta línea se solapa con el modelo A.

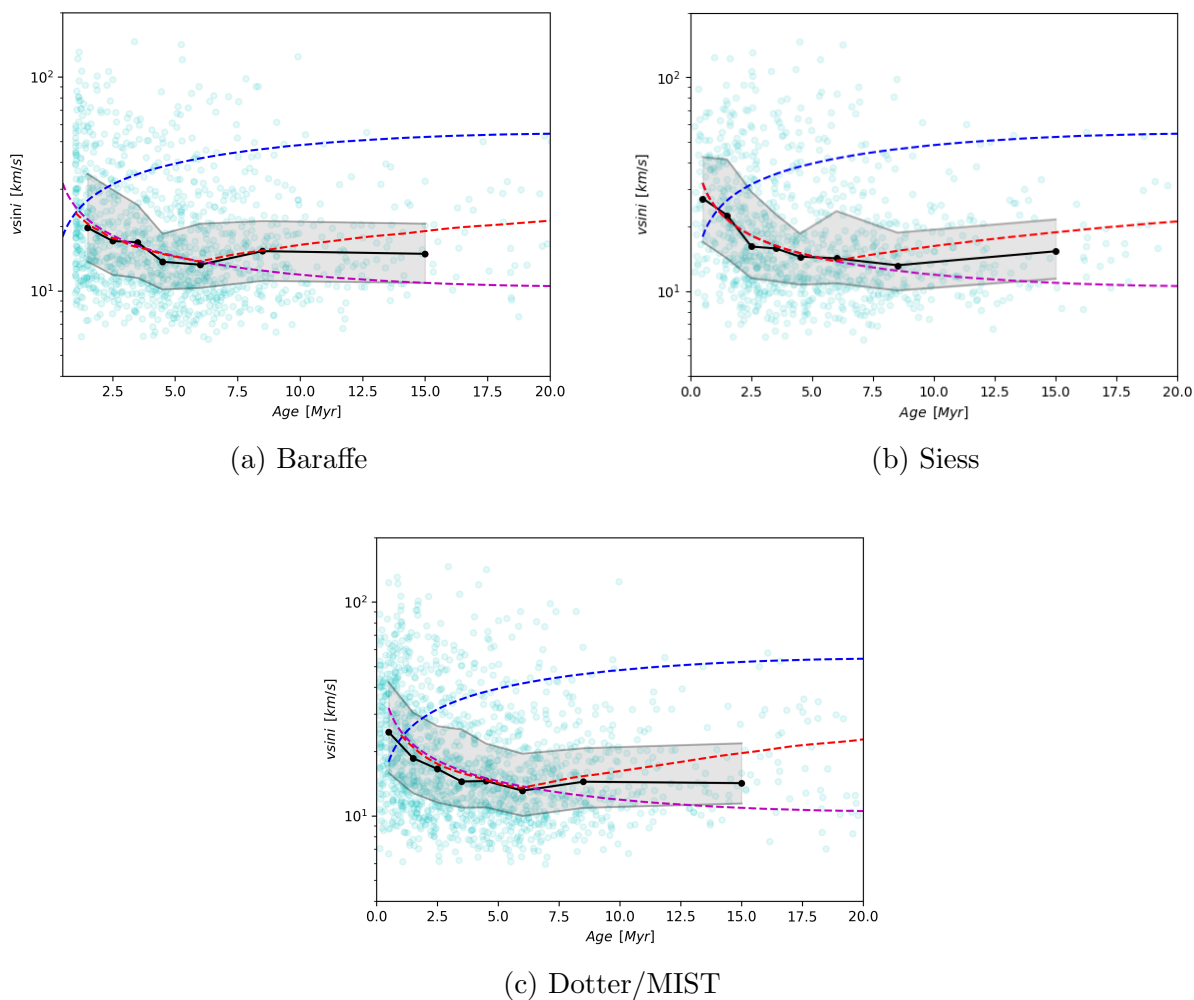


Figura 3.6: $V_{\text{ sini}}$ en función de la edad, para estrellas miembros cinemáticos de Orión. Edades y masas estimadas para los modelos evolutivos de Baraffe et al. (1998); Dotter (2016); Marigo et al. (2017); Siess et al. (2000). Etiquetas similares a la figura 3.5

Hernández et al., 2014). En este contexto, la caída pronunciada hasta 5-6 millones de años, apunta a un mecanismo de frenado similar al descrito por el modelo A. Luego de 5-6 millones de años la tendencia comienza sistemáticamente a apartarse del modelo A. Claramente, el modelo B (donde nunca existe frenado por el disco), no resulta factible para explicar la tendencia observada.

Cabe destacar que nuestras observaciones se comparan muy bien con el modelo de $1M_{\odot}$ de Gallet & Bouvier (2015). No obstante, la masa promedio de la muestra es $0.8M_{\odot}$. En esta perspectiva, aquellas estrellas que hayan perdido su disco de manera temprana, como también posibles binarias no resueltas, podrían desplazar la tendencia hacia arriba. La otra posibilidad es modificar el periodo de frenado disco-estrella, parámetro que puede desplazar el modelo verticalmente.

Aunque nuestra estadística, no resulte ser lo suficientemente robusta a partir de 10 millones de años, se observa un incremento en la velocidad tal como fue evidenciado por Scholz et al. (2007). Esto sugiere una posible liberación del frenado magnético disco-estrella. La tendencia empírica que encontramos en este trabajo es independiente del modelo evolutivo usado para estimar la masa y la edad (ver figuras 3.5, 3.6). El escenario de la liberación del frenado magnético disco-estrella concuerda con las diferencias encontradas entre la tendencia observada y el modelo A a partir de 5 millones de años.

La grafica 3.7 muestra el momento angular específico en función de la edad de nuestras observaciones ($\frac{j \sin i}{M_*}$) y los modelos de Gallet & Bouvier (2015, $\frac{j}{M_*}$). En dichos modelos, el momento angular específico disminuye, hasta que el disco deja de tener efecto, lo que genera un punto de inflexión. El escenario asumido por Gallet, en donde la rotación se limita a una velocidad angular constante hasta 5 millones de años, concuerda con la tendencia observada de ($\frac{j \sin i}{M_*}$), para la cual usamos la aproximación de cuerpo rígido ($k^2 = 0.6$).

Alcances y Limitaciones

- Las tendencias sugieren la necesidad del mecanismo “disk-locking” para explicar la evolución de $v \sin i$ observada en estrellas T Tauri.
- La velocidad angular ω se asume constante durante la presencia del disco protoplanetario debido al frenado disco-estrella en los modelos de Gallet & Bouvier (2013, 2015). Sin embargo, en este modelo la parte de los vientos se activa hasta la fase posterior a la perdida del disco, esto no es generalmente aceptable, ya que se han observado presencia de vientos estelares en estrellas CTTS (Matt & Pudritz, 2005). Actualmente, se desarrollan modelos más realistas, donde se consideran vientos al comienzo de la

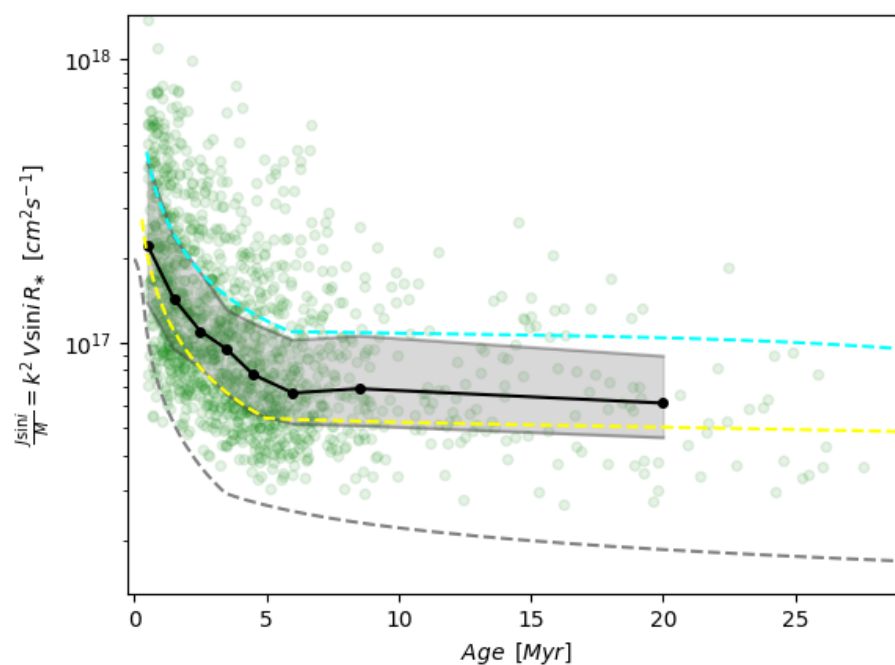


Figura 3.7: J_{ini}/M en función de la edad para estrellas miembros cinemáticos de Orión; Puntos negros ilustran la mediana y las franjas grises delimitan los cuartiles 1 y 3; Las líneas discontinuas representan los modelos evolutivos del momento angular específico de Gallet & Bouvier (2015) (Línea cian para $1M_{\odot}$; Línea amarilla para $0.8M_{\odot}$; Línea gris para $0.5M_{\odot}$).

estrella en conjunto con el efecto de frenado disco-estrella (Comunicación privada con el Dr. Giovanni Pinzón, Universidad Nacional de Colombia; Pinzón, 2019 in prep.).

- Las tendencias evolutivas de la velocidad de rotación y el momento angular, pueden ser afectadas por una distribución no uniforme de masas estelares. A pesar de realizar una selección de miembros cinemáticos en un rango limitado de masas ($0.1 < M < 1.2M_{\odot}$), las diferentes masas dentro de este rango pueden causar dispersiones de la tendencia, ya que la rotación tiene una dependencia con la masa, tal como fue encontrado por Irwin & Bouvier (2009); Irwin et al. (2007). Por otro lado, cabe resaltar que la masa y edad depende de los modelos evolutivos, por eso se observan diferencias sutiles en las tendencias ilustradas en las figuras 3.6.
- La binariedad puede alterar la mediana, en especial cuando tenemos muestras significativas en número. El trabajo de Kounkel et al. (2019) nos permite aislar posibles binarias de la muestra de estudio. A pesar de ello, podría existir binarias espectroscópicas no resueltas, debido a carencia de múltiples épocas, como también a la nula intercepción de un periodo orbital a través de la función CCF. Esto sumado a la existencia de binarias visuales suficientemente cercanas, no identificadas por métodos espectroscópicos (Tokovinin et al., 2019).

3.4. Rotación y Acreción estelar

Los excesos infrarrojos y la emisión de la línea H_α han sido usados ampliamente como indicadores de presencia de discos (Briceño, 2008; Briceño et al., 2005, 2019; Hernández et al., 2005, 2007, 2014; Maucó et al., 2016).

En general, tener mediciones de H_α y Li I resulta una tarea demandante en términos observacionales. Es por esto, que la fotometría infrarroja (e.g 2MASS, WISE, Spitzer) para estimar excesos infrarrojos provenientes del disco resulta mucho menos costosa que las mediciones espectroscópicas. Muchos trabajos de rotación en búsqueda de evidencia de frenado disco-estrella, asumen la presencia excesos infrarrojos como una aproximación a estrellas con disco en acreción (Biazzo et al., 2009; Rebull, 2001; Rebull et al., 2006). No obstante, los excesos infrarrojos no son un observable directo del fenómeno de acreción que particularmente nos interesa para indagar el efecto de frenado disco-estrella.

La ventaja principal de este trabajo es contar con una muestra numerosa de objetos confirmados como acretores (CTTS) y no acretores (WTTS) en Orión (Briceño et al., 2005, 2019; Hernandez, 2019 in prep.; Hernández et al., 2014), que nos permite realizar estudios robustos relacionados al mecanismo de frenado estrella-disco. Es de notar que también contamos con una muestra de estrellas T Tauri en fase intermedia entre acretores y no acretores (C/W), tal como lo define Briceño et al. (2019)

Con el objetivo de examinar la evolución de las estrellas acretoras y no acretoras, reproducimos nuevamente la relación entre $v \sin i$ y edad (figura 3.8), pero separando ambas clases. Se hace evidente que durante los primeros millones de años, la muestra es estadísticamente más robusta. En este rango, observamos que sistemáticamente las estrellas CTTS poseen menor velocidad de rotación que las estrellas WTTS, esto puede estar relacionado al efecto de frenado magnético disco-estrella. Más allá de 4 millones de años, tenemos pocos números y la estadística resulta incierta.

La figura 3.9 da soporte a lo observado en la figura 3.8, las estrellas WTTS poseen un amplio rango de rotaciones. Usando la muestra completa de WTTS, hemos definido un límite para estrellas rotadoras lentas, dado el cuartil 3 de la muestra, en donde el 75% de las estrellas WTTS son rotadoras lentas. Este límite ($v \sin i = 28 \frac{km}{s}$, línea punteada gris), coincide con una estimación máxima para una estrella de $1.2M_\odot$ a un millón de años, que rota con un periodo de alrededor de 5 días, tal como se indica en el modelo A. Las estrellas CTTS por su parte, se encuentran mayoritariamente como rotadoras lentas. Cabe resaltar

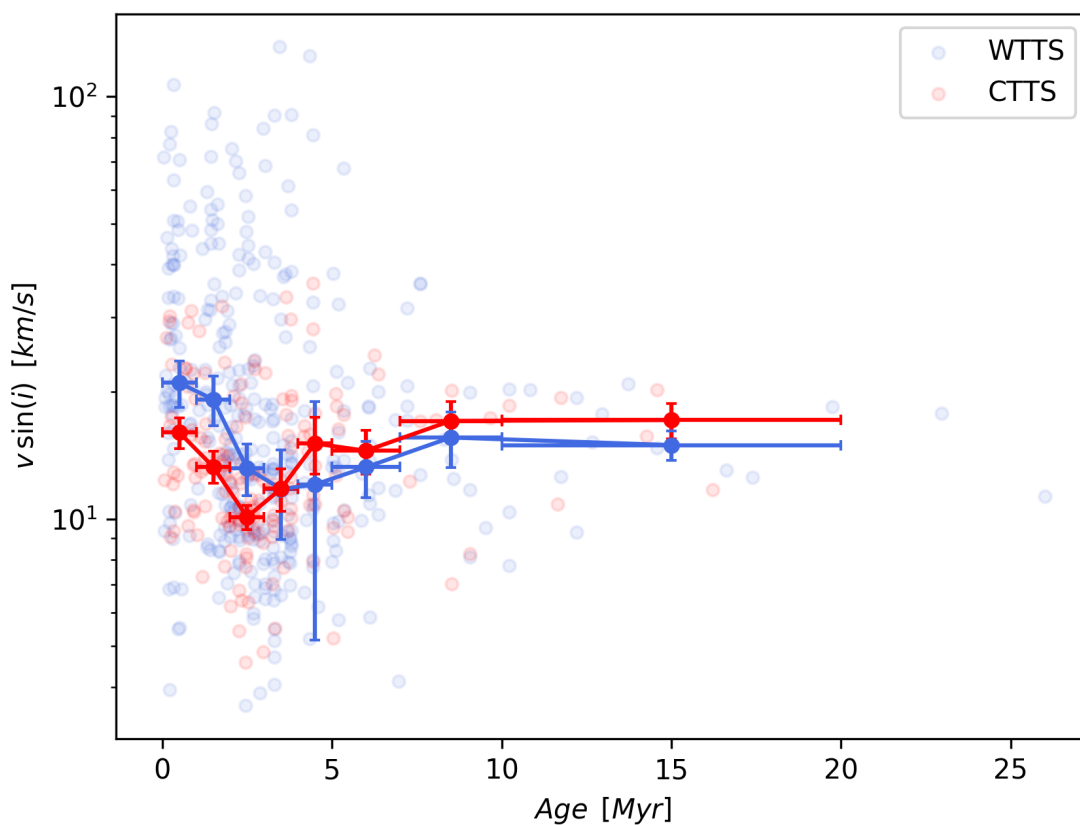


Figura 3.8: $V_{\sin i}$ en función de la edad para estrellas CTTS y WTTS de Briceño et al 2018 y Hernández et al 2014; Las barras de error fueron estimadas como un error estandar pesado por los datos de la muestra como una dispersión de Poisson $\frac{\sigma}{\sqrt{N}}$.

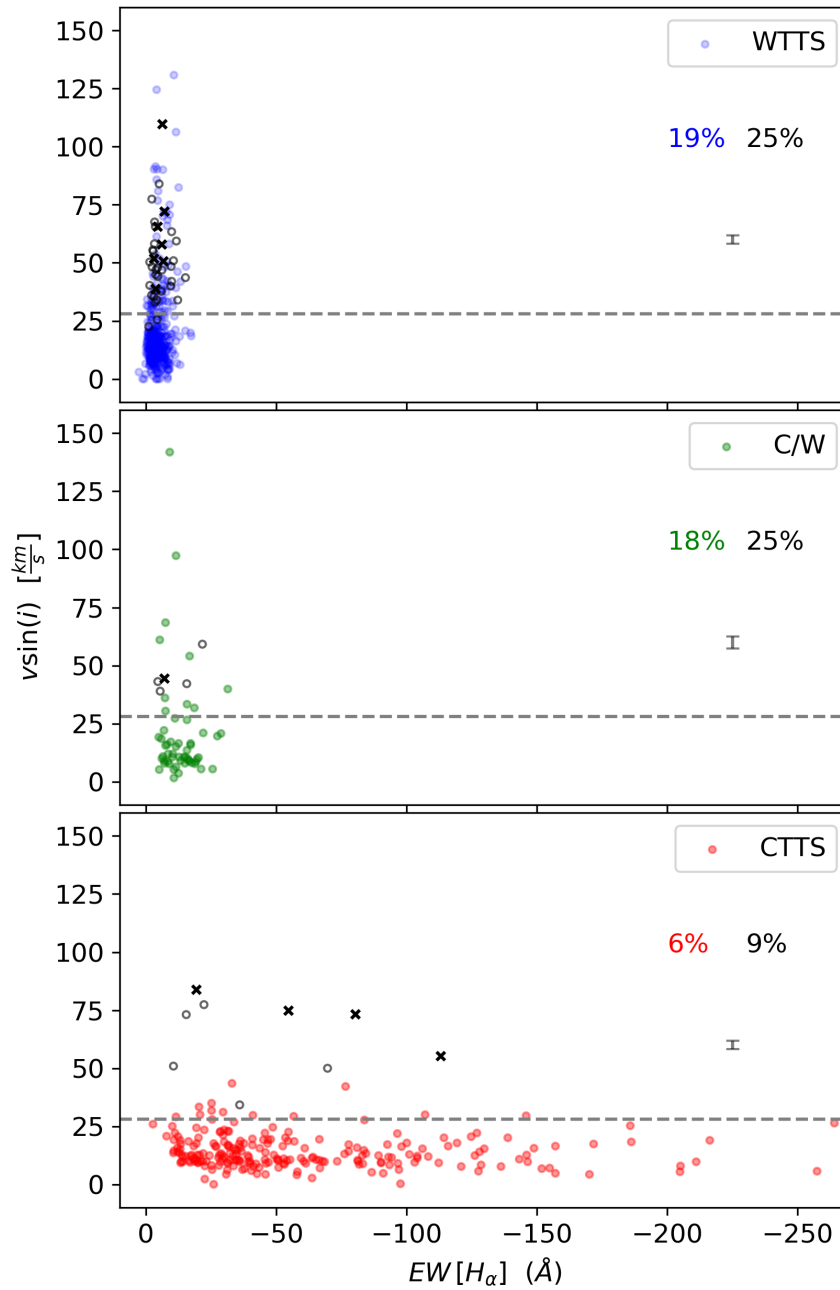


Figura 3.9: $V \sin(i)$ en función del ancho equivalente de H_α para estrellas TTS; Cruces negras son binarias espectroscópicas confiables (Kounkel et al., 2019); Círculos abiertos representan binarias espectroscópicas inciertas o estrellas dominadas por manchas estelares (Kounkel et al., 2019). Se muestra la barra de error típica de $v \sin i$. Los porcentajes en color, representan la fracción de estrellas simples por encima del límite; Los porcentajes en negro, representan la fracción de estrellas simples y binarias por encima del límite; Estrellas en transición son denotadas como C/W.

que encontramos una fracción de apenas 9% de estrellas CTTS definidas como rotadoras rápidas, de los cuales la mayoría son reconocidas como binarias espectroscópicas de Kounkel et al. (2019). Este resultado, sugiere una forma adicional de detectar candidatas a binarias CTTS, las cuales pueden inicialmente detectarse como CTTS rotadoras rápidas (figura 3.9). Finalmente, las estrellas de fase intermedia (C/W), tienen una fracción de 75% de rotadoras lentas similar a las muestra WTTS. Esto sugiere que las estrellas en fase intermedia C/W no tienen estadísticamente un efecto significativo del frenado disco-estrella.

Alcances y Limitaciones

- Las estrellas acretoras CTTS poseen un rango limitado de rotaciones, esto confirma la existencia del mecanismo de frenado disco-estrella. Estrellas CTTS con rotaciones por encima de $v \sin i \sim 50 \frac{km}{s}$ sugieren ser estrellas binarias. Véase figura 3.9.
- La medición de $v \sin i$ no funciona como indicador para distinguir estrellas CTTS y WTTS, ya que estrellas WTTS poseen rotaciones rápidas y lentas.
- Este trabajo no puede explicar el porqué existen estrellas WTTS rotadoras lentas. Sin embargo, pueden ser que estas estrellas hayan perdido su disco recientemente y estén en proceso de rotar libremente adquiriendo mayor velocidad de rotación, bien sea por contracción de su radio estelar o por transferencia de momento angular de adentro hacia afuera (núcleo-envoltura).

Capítulo 4

Conclusiones

Este es el primer estudio evolutivo de la rotación estelar en el complejo de formación estelar de Orión. Para esto tenemos una muestra de 2345 miembros cinemáticos con mediciones de $v \sin(i)$ (Kounkel et al., 2018), y la muestra más completa de miembros espectroscópicos confirmados TTS a la fecha (Briceño et al., 2005, 2019; Hernandez, 2019 in prep.; Hernández et al., 2014). Además contamos con 606 periodos compilados y 165 periodos estimados a través de las curvas de luz TESS.

Nuestro principal aporte de este trabajo es una tendencia empírica de la velocidad de rotación ($v \sin i$) con la edad estelar para los primeros millones de años. Estos resultados son una buena aproximación a los modelos de Gallet & Bouvier (2015). Además, encontramos tendencias de la rotación con el ancho equivalente de la línea H_α (indicador de acreción estelar o actividad cromosférica).

Encontramos que la fracción de estrellas acretoras (CTTS) por encima del límite (línea punteada gris, figura 3.9) es del $\sim 9\%$ para la muestra completa de CTTS. Sin embargo, excluyendo las candidatas a binarias espectroscópicas, la fracción es del 6% . En el mismo contexto, las estrellas no acretoras (WTTS) poseen una fracción del 25% , y descartando las posibles binarias es tan solo el 19% . Esto sugiere que las estrellas WTTS perdieron su disco de manera temprana y no han tenido tiempo suficiente para perder por completo el efecto de frenado producido por el disco. Por otro lado, las fracciones para las estrellas en transición (CW) nos indican, que tanto las CW como WTTS no son distintas en términos de la rotación. Todo lo anterior, nos permite reafirmar la existencia del mecanismo de frenado disco-estrella y estimar el tiempo característico de este fenómeno durante los primeros millones de años.

Cabe resaltar que las estrellas binarias pueden alterar las fracciones de rotadores rápidos de este trabajo. Diversos estudios en la literatura así como metodologías para detectar binarias espectroscópicas, nos permiten inferir que la muestra de este estudio, aún pudiera estar contaminada por binarias espectroscópicas y binarias visuales no resueltas (Fernandez et al., 2017; Tobin et al., 2009; Tokovinin et al., 2019). Sin embargo, para ser consistentes con la metodología, la resolución de los datos y las estimaciones de $v \sin i$ de este trabajo, tuvimos en cuenta solo las binarias determinadas en el mismo estudio, en el cual se hizo la estimación de $v \sin i$ (Kounkel et al., 2019).

Por otro lado, encontramos una buena anticorrelación ($r=-0.81$) entre $v \sin i$ y el periodo de rotación TESS. Esto sugiere que las estrellas de baja masa ($M < 1.2M_{\odot}$) rotan como cuerpos rígidos. Además, en base a nuestras observaciones, a las de Rhode et al. (2001), y lo predicho por modelos de evolución estelar, nos permite definir un límite para el radio estelar. Este límite puede usarse en la relación entre $v \sin i$ y el periodo, para la identificación de estrellas individuales y binarias.

Al estudiar la distribución de inclinaciones del polo de rotación ($\sin i$), pudimos corroborar la presencia del fenómeno de inflación del radio en el complejo de Orión. También determinamos que esta distribución de ángulos no es isotrópica y se compara mejor con una población de rotadores moderadamente alineados.

Los resultados de este trabajo forman una base fundamental para la construcción de nuevos modelos de rotación estelar inicial (e.g. Pinzón, 2019 in prep.). Además, ayudará a mejorar los modelos de vientos estelares. De la misma forma, este trabajo impulsa a realizar estudios similares en etapas posteriores a la pérdida del disco, en donde se estima que la transferencia de momento angular núcleo-envoltura, resulta importante (MacGregor & Brenner, 1991). Finalmente, estos resultados motivan a realizar estudios detallados de los parámetros estelares y del disco. Como consecuencia de esto, se someterá a juicio el modelo de frenado disco-estrella junto a las observaciones.

En resumen como producto de este trabajo obtuvimos:

- La estimación de $v \sin i$ a través del método de Fourier resulta una buena aproximación a las mediciones de Kounkel et al. (2019).
- La extracción y el análisis de 1168 curvas de luz de estrellas en el complejo de Orión

con contraparte en APOGEE, a través de los datos obtenidos en la misión TESS. De estas, fueron descartadas cerca del 86 % por irregularidades en la forma de las curvas de luz, a causa de contaminación por estrellas vecinas, posibles sistemas binarios, o múltiples manchas que no permitieron una detección univoca del periodo estelar. En total, obtuvimos 165 periodos de rotación confiables para estrellas en el complejo de Orión.

- La distribución de inclinaciones de rotación más favorecida a través de la prueba K-S es $i \approx 51 \pm 17^\circ$. Cabe destacar que encontramos estrellas con inclinaciones $\sin i > 1$, lo cual se debe al fenómeno de inflación del radio estelar.
- Encontramos una tendencia empírica de la rotación con la edad para los primeros 10 millones de años. Esta tendencia concuerda con un modelo en donde el fenómeno de frenado disco-estrella está presente durante los primeros 5-6 Millones de años (Gallet & Bouvier, 2015).
- Las estrellas CTTS son rotadoras lentas ($v \sin i < 30 \frac{km}{s}$), lo cual comprueba el frenado disco-estrella en estrellas con disco en acreción. Para las estrellas con $v \sin i > 30 \frac{km}{s}$ se sugiere que son sistemas binarios o múltiples. Las estrellas CW son semejantes en rotación a las estrellas WTTS. Se sugieren estudios adicionales en donde se aplique el criterio de White & Basri (2003) para espectros en alta resolución en la línea H_α , y así confirmar la naturaleza de los objetos (CW).

Proyecto Futuro

Gracias al potencial de la misión TESS (segunda fase 2020-2022), será posible obtener curvas de luz a 10 min de cadencia de todo el cielo. A través de la tercera remesa de datos de GAIA, contaremos con paralajes y movimientos propios más precisos, esenciales para establecer la membresía y el estado dinámico y evolutivo de las estrellas. Por su parte, la fase V del proyecto APOGEE permitirá ampliar en número las regiones de formación estelar, en donde se tendrá estimaciones de T_{eff} , $\log(g)$, metalicidad, abundancia de elementos alfa, y rotación estelar, a través del pipeline de TONALLI (desarrollado en la UNAM por Adame, 2019 in prep.).

Se planea investigar relaciones entre la rotación y parámetros del disco protoplanetario como el tamaño del grano, el nivel de asentamiento, la localización de la pared interna del disco y la

acreción. Para esto, proponemos usar los modelos numéricos de disco irradiado de D'Alessio et al. (2001, 1999, 1998).

Por otra parte, se planea estimar la rotación proyectada ($v \sin i$) para los datos de APOGEE y espectros ópticos en alta resolución, usando el método de Fourier aplicado a la función de correlación cruzada (Carroll, 1933; Díaz et al., 2010), Esto permitirá explorar fenómenos más detallados de la rotación estelar (e.g., rotación diferencial ($\Delta\Omega$); Lanza et al., 2014; Reiners & Royer, 2004). Mediante modelos sencillos y curvas de luz, se estudiará la corrección de la luminosidad debido a la presencia de manchas y su influencia sobre el fenómeno de inflación del radio estelar (Jackson et al., 2016; Somers & Stassun, 2017) y se podrá estimar la cobertura y número de manchas estelares.

Finalmente, se proyecta analizar por completo las curvas de luz TESS en todo el complejo de Orión. También, se planea optimizar la extracción de la fotometría y descartando eficientemente aquellas fuentes con contaminación. Por otro lado, se puede implementar técnicas de reconocimiento en aprendizaje de maquina, para clasificar objetos a través de curvas de luz, teniendo como observables la simetría del flujo y la periodicidad (Cody et al., 2014).

Bibliografía

Aarnio, A. N., Matt, S. P., & Stassun, K. G. 2012, *Astrophys. J.*, 760, 9

Adame, L., e. a. 2019 in prep.

Affer, L., Micela, G., Favata, F., Flaccomio, E., & Bouvier, J. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 430, 1433

Allain, S. 1998, *A&A*, 333, 629

Artemenko, S. A., Grankin, K. N., & Petrov, P. P. 2012, *Astron. Lett.*, 38, 783

Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. 1998, *Astron. Astrophys.* v.337, p.403-412, 337, 403

Barnes, J. R., Collier Cameron, A., Donati, J.-F., et al. 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 357, L1

Barnes, S. A. 2007, *The Astrophysical Journal*, 669, 1167

Berdyugina, S. V. 2005, *Living Rev. Sol. Phys.*, 2, 8

Biazzo, K., Melo, C. H. F., Pasquini, L., et al. 2009, *A&A*, 508, 1301

Bouvier, J. 2013, *EAS Publications Series*, doi:10.1051/eas/1362005

Bouvier, J., Alencar, S. H. P., Harries, T. J., Johns-Krull, C. M., & Romanova, M. M. 2007, *Protostars and Planets V*, 479

Bouvier, J., Lanzafame, A. C., Venuti, L., et al. 2016, *Astron. Astrophys.*, 590, A78

Bouvier, J., Barrado, D., Moraux, E., et al. 2018, *A&A*, 613, A63

- Briceño, C. 2008, *Handb. Star Form. Reg. Vol. I North. Sky ASP Monogr. Publ. Vol. 4. Ed.* by Bo Reipurth, p.838, 4, 838
- Briceño, C., Calvet, N., Hernández, J., et al. 2005, *Astron. J.*, 129, 907
- . 2019, *Astron. J.*, 157, 85
- Brown, A. G. A., Blaauw, A., Hoogerwerf, R., de Bruijne, J. H. J., & de Zeeuw, P. T. 1999, in *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C, Vol. 540, NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, ed. C. J. Lada & N. D. Kylafis, 411
- Carpenter, J. M., Hillenbrand, L. A., & Skrutskie, M. F. 2001, *Astron. J.*, 121, 3160
- Carroll, J. A. 1933, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 93, 478
- Chandrasekhar, S., & Münch, G. 1950, *ApJ*, 111, 142
- Cody, A. M., & Hillenbrand, L. A. 2010, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 191, 389
- Cody, A. M., Stauffer, J., Baglin, A., et al. 2014, *Astron. J.*, 147, 82
- Cottaar, M., Covey, K. R., Meyer, M. R., et al. 2014, *Astrophys. J.*, 794, 125
- Cottle, J., Covey, K. R., Suárez, G., et al. 2018, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 236, 27
- Covey, K. R., Greene, T. P., Doppmann, G. W., & Lada, C. J. 2005, *Astron. J.*, 129, 2765
- Cranmer, S. R., & Saar, S. H. 2011, *The Astrophysical Journal*, 741, 54
- Curtis, J. L., Agüeros, M. A., Mamajek, E. E., Wright, J. T., & Cummings, J. D. 2019, *The Astronomical Journal*, 158, 77
- D. Barrado y Navascués, J., Bouvier, J., Stauffer, J. R., Lodieu, N., & McCaughrean, M. J. 2002, *Astron. Astrophys.*, 395, 813
- D'Alessio, P., Calvet, N., & Hartmann, L. 2001, *The Astrophysical Journal*, 553, 321
- D'Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Lizano, S., & Canto, J. 1999, *The Astrophysical Journal*, 527, 893
- D'Alessio, P., Canto, J., Calvet, N., & Lizano, S. 1998, *The Astrophysical Journal*, 500, 411
- Davenport, J. R. A. 2017, *Astrophys. J.*, 835, 16

- Davenport, J. R. A., & Covey, K. R. 2018, *ApJ*, 868, 151
- Davies, C. L., Gregory, S. G., & Greaves, J. S. 2014, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 444, 1157
- de la Reza, R., & Pinzón, G. 2004, *The Astronomical Journal*, 128, 1812
- Díaz, C. G., González, J. F., Levato, H., & Grosso, M. 2010, arXiv:1012.4858
- Donati, J.-F., Gregory, S. G., Montmerle, T., et al. 2011, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 417, 1747
- Dotter, A. 2016, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 222, 8
- Dworetzky, M. M. 1983, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 203, 917
- Evans, D. W., Riello, M., De Angeli, F., et al. 2018, *A&A*, 616, A4
- Fang, X.-S., Zhao, G., Zhao, J.-K., Chen, Y.-Q., & Bharat Kumar, Y. 2016, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 463, 2494
- Feiden, G. 2016, *A&A*, 593, A99
- Fernandez, M. A., Covey, K. R., Lee, N. D., et al. 2017, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 129, 084201
- Ferreira, J. 2013, *EAS Publications Series*, 62, 169
- Flaccomio, E., Micela, G., Sciortino, S., et al. 2005, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 160, 450
- Gallet, F., & Bouvier, J. 2013, *Astron. Astrophys.*, 556, A36
- . 2015, *Astron. Astrophys.*, 577, A98
- Ghosh, P., & Lamb, F. K. 1979, *Astrophys. J.*, 234, 296
- Gray, D. 1973, *ApJ*, 184, 461
- Gray, D. F. 2005, *The observation and analysis of stellar photospheres* (Cambridge University Press), 533
- Gregory, S. G., Matt, S. P., Donati, J.-F., & Jardine, M. 2008, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 389, 1839

- Hall, D. S., & Henry, G. W. 1994, in *Int. Amat. Photoelectr. Photom. Commun.* No. 55, p.51, Vol. 55, 51
- Hartmann, L. 2002, *The Astrophysical Journal*, 566, L29
- Hartmann, L., Herczeg, G., & Calvet, N. 2016, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 54, 135
- Hartmann, L., & Stauffer, J. R. 1989, *Astron. J.*, 97, 873
- Herbig, G. H., & Bell, K. R. 1988, *Third Cat. Emiss. Stars Orion Popul.* by G.H. gerbig K.R. Bell. *Lick Obs. Bull.* #1111, St. Cruz Lick Obs. Jun 1988, 90 p.
- Herbst, W., Bailer-Jones, C. A. L., & Mundt, R. 2001, *Astrophys. J.*, 554, L197
- Hernandez, J. 2019 in prep.
- Hernández, J., Calvet, N., Hartmann, L., et al. 2005, *Astron. J.*, 129, 856
- Hernández, J., Hartmann, L., Megeath, T., et al. 2007, *Astrophys. J.*, 662, 1067
- Hernández, J., Calvet, N., Perez, A., et al. 2014, *Astrophys. J.*, 794, 36
- Husser, T.-O., Wende-von Berg, S., Dreizler, S., et al. 2013, *Astron. Astrophys.*, 553, A6
- Irwin, J., & Bouvier, J. 2009, *Ages Stars. Proc. Int. Astron. Union, IAU Symp.* Vol. 258, p. 363-374, 258, 363
- Irwin, J., Hodgkin, S., Aigrain, S., et al. 2007, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 377, 741
- Jackson, R. J., & Jeffries, R. D. 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 402, 1380
- Jackson, R. J., Jeffries, R. D., Randich, S., et al. 2016, *Astron. Astrophys.*, 586, A52
- Jeffries, R. 2014, *EAS Publ. Ser.*, 65, 289
- Karim, M. T., Stassun, K. G., Briceño, C., et al. 2016, *Astron. J.*, 152, 198
- Kawaler, D. Steven, D. 1988, *Astrophys. J.*, 333, 236
- Koenigl, A., & Ariei. 1991, *Astrophys. J.*, 370, L39

- Kounkel, M., Covey, K., Suárez, G., et al. 2018, arXiv:1805.04649
- Kounkel, M., Covey, K., Moe, M., et al. 2019, *Astron. J.*, 157, 196
- Kovacs, G. 2018, *A&A*, 612, L2
- Kraft, R. P. 1967, *ApJ*, 150, 551
- Landin, N. R., Mendes, L. T. S., Vaz, L. P. R., & Alencar, S. H. P. 2016, *A&A*, 586, A96
- Lanza, A. F., Das Chagas, M. L., & De Medeiros, J. R. 2014, *A&A*, 564, A50
- Le Blanc, T. S., Covey, K. R., & Stassun, K. G. 2011, *Astron. J.*, 142, 55
- Lomb, N. R. 1976, *Ap&SS*, 39, 447
- MacGregor, K. B., & Brenner, M. 1991, *Astrophys. J.*, 376, 204
- Marigo, P., Girardi, L., Bressan, A., et al. 2017, *Astrophys. J.*, 835, 77
- Matt, S., & Pudritz, R. 2008, *Astrophys. J.*, 678, 1109
- Matt, S., & Pudritz, R. E. 2005, *Astrophys. J.*, 632, L135
- Matt, S. P., MacGregor, K. B., Pinsonneault, M. H., & Greene, T. P. 2012, *The Astrophysical Journal*, 754, L26
- Maucó, K., Hernández, J., Calvet, N., et al. 2016, *Astrophys. J.*, 829, 38
- Meibom, S., Barnes, S. A., Latham, D. W., et al. 2011, *Astrophys. J.*, 733, L9
- Mestel, L. 1984, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 193, *Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, ed. S. L. Baliunas & L. Hartmann, 49
- Mighell, K. J., & Plavchan, P. 2013, *The Astronomical Journal*, 145, 148
- Noyes, R. W., Hartmann, L. W., Baliunas, S. L., Duncan, D. K., & Vaughan, A. H. 1984, *ApJ*, 279, 763
- Palla, F., & Stahler, S. W. 1992, *Astrophys. J.*, 392, 667
- Pinzón, J. 2019 in prep.
- Privitera, G., Meynet, G., Eggenberger, P., et al. 2016, *A&A*, 591, A45

- Rebull, L. M. 2001, *Astron. J.*, 121, 1676
- Rebull, L. M., Stauffer, J. R., Megeath, S. T., Hora, J. L., & Hartmann, L. 2006, *Astrophys. J.*, 646, 297
- Rebull, L. M., Wolff, S. C., & Strom, S. E. 2004, *The Astronomical Journal*, 127, 1029
- Rebull, L. M., Stauffer, J. R., Bouvier, J., et al. 2016, *Astron. J.*, 152, 113
- Reiners, A., & Royer, F. 2004, *Astron. Astrophys.*, 415, 325
- Reiners, A., & Schmitt, J. H. M. M. 2003, *Astron. Astrophys.*, 398, 647
- Reinhold, T., & Reiners, A. 2013, *Astron. Astrophys.*, 557, A11
- Rhode, K. L., Herbst, W., & Mathieu, R. D. 2001, *The Astronomical Journal*, 122, 3258
- Rio, N. D., Tan, J. C., Covey, K. R., et al. 2016, *Astrophys. J.*, 818, 59
- Royer, F., Zorec, J., & Gómez, A. 2004, *Proc. Int. Astron. Union*, 2004, 109
- Scargle, J. D. 1982, *ApJ*, 263, 835
- Schatzman, E. 1962, *Annales d'Astrophysique*, 25, 18
- Scholz, A., Coffey, J., Brandeker, A., & Jayawardhana, R. 2007, *Astrophys. J.*, 662, 1254
- Schulz, N. S. 2012 (Springer, Berlin, Heidelberg), 139–166
- Shu, F., Najita, J., Ostriker, E., et al. 1994, *Astrophys. J.*, 429, 781
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23
- Siess, L., Dufour, E., & Forestini, M. 2000, *Astron. Astrophys.* v.358, p.593-599, 358, 593
- Simón-Díaz, S., & Herrero, A. 2007, *Astron. Astrophys.*, 468, 1063
- Skumanich, A., & A. 1972, *Astrophys. J.*, 171, 565
- Soderblom, D. R., Duncan, D. K., & Johnson, D. R. H. 1991, *ApJ*, 375, 722
- Somers, G., & Pinsonneault, M. H. 2014, *Astrophys. J.*, 790, 72
- . 2015a, *Astrophys. Journal*, Vol. 807, Issue 2, Artic. id. 174, 15 pp. (2015)., 807, arXiv:1506.01393

- . 2015b, *Proc. Int. Astron. Union*, 10, 91
- Somers, G., & Stassun, K. G. 2017, *Astron. J.*, 153, 101
- Stassun, K. G., Mathieu, R. D., Mazeh, T., & Vrba, F. J. 1999, *Astron. J.*, 117, 2941
- Stassun, K. G., Oelkers, R. J., Pepper, J., et al. 2018, *Astron. J.*, 156, 102
- Stauffer, J., Rebull, L. M., Cody, A. M., et al. 2018, *The Astronomical Journal*, 156, 275
- Suárez, G., Downes, J. J., Román-Zúñiga, C., et al. 2017, *Astron. J.*, 154, 14
- Tobin, J. J., Hartmann, L., Furesz, G., Mateo, M., & Megeath, S. T. 2009, *Astrophys. J.*, 697, 1103
- Tokovinin, A., Mason, B. D., Mendez, R. A., Horch, E. P., & Briceño, C. 2019, *Astron. J.*, 158, 48
- Tonry, J., & Davis, M. 1979, *Astron. J.*, 84, 1511
- VanderPlas, J. T. 2017, [arXiv:1703.09824](https://arxiv.org/abs/1703.09824)
- Venuti, L., Bouvier, J., Cody, A. M., et al. 2017, *Astron. Astrophys.*, 599, A23
- Vidotto, A. A., Gregory, S. G., Jardine, M., et al. 2014, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 441, 2361
- Vogel, S. N., & Kuhl, L. V. 1981, *Astrophys. J.*, 245, 960
- Weber, E. J., & Davis, Jr., L. 1967, *ApJ*, 148, 217
- White, R. J., & Basri, G. 2003, *Astrophys. J.*, 582, 1109
- Wolff, S. C., Strom, S. E., & Hillenbrand, L. A. 2004, *The Astrophysical Journal*, 601, 979
- Zari, E., Brown, A. G. A., & de Zeeuw, P. T. 2019, *Astron. Astrophys.*, 628, A123

Catálogos

1

¹La versión completa de las tablas serán incluidas en la versión digital de este escrito.

Cuadro 4.2: Periodos estimados con TESS y recopilados de la literatura para estrellas en Orión. TBC: Clasificación de Briceño et al. (2019), $v \sin i$ (Kounkel et al., 2019)

RA	DEC	$v \sin i$ (km/s)	P_{TESS} (d)	$P_{Literatura}$ (d)	TBC
84.834587	-1.307047	10.03	7.28	5.09	C
81.25806	1.582313	3.42	13.13	15.26	W
81.308134	1.725349	6.68	5.73	5.69	W
81.533364	1.687544	19.28	2.93	2.86	W
81.526446	1.76296	6.69	10.54	10.72	W
81.658518	1.362615	14.20	5.39	5.25	W
82.280948	1.842228	38.81	2.06	2.07	W
80.943996	1.754386	11.56	6.72	13.60	W
83.73445	-6.071499	15.05	4.17	—	W
83.662387	-1.782347	10.15	10.10	9.48	W
81.017732	1.808437	5.15	7.03	7.15	W
83.216294	-2.006789	47.09	1.65	1.63	W
84.663736	-0.611005	85.95	1.11	1.11	W
85.618877	-0.701592	61.77	1.48	1.30	W
82.131179	0.805354	139.89	0.63	0.62	W
84.359092	-0.897539	141.88	0.53	0.52	CW
82.723169	2.001973	50.34	1.62	1.62	W
81.412041	2.024985	19.91	4.72	4.76	W
81.366909	1.621532	41.42	2.11	2.10	W
83.115042	-0.040425	49.00	1.24	0.55	CW
84.585855	-1.221928	19.90	3.30	0.76	W
81.526638	1.619904	18.04	3.54	3.56	W
81.593073	1.649904	84.00	0.62	0.62	W
84.351449	-1.284914	10.19	5.55	5.59	W
80.715016	-0.842297	2.91	13.22	13.22	W
80.878771	1.85517	53.84	1.23	1.24	W
80.964783	1.056979	9.40	7.78	0.50	W
83.57453	-1.685567	17.80	3.75	3.86	W
81.919303	1.065939	9.82	6.94	6.69	W
81.872297	1.714194	90.36	0.68	0.68	W
84.861678	-1.87835	10.79	7.85	1.13	CW
81.561195	-1.825653	16.02	3.93	3.93	W
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮

Cuadro 4.3: Periodos estimados con la fotometría de TESS y estimaciones del radio estelar y la inclinación del eje de rotación con sus respectivos errores.

RA	DEC	P_{TESS} [d]	$\sin i$	$\sin i_{error}$	R [R_{\odot}]	R_{error} [R_{\odot}]
81.809249	-2.138596	9.21	1.61	0.12	1.28	0.02
82.225059	-1.287343	10.19	1.59	0.11	1.47	0.02
81.412010	2.0249769	4.72	1.47	0.07	1.25	0.02
83.445129	-1.948628	6.39	1.36	0.09	1.40	0.05
81.927375	-2.350233	6.60	1.35	0.09	1.20	0.02
84.861663	-1.878354	7.85	1.35	0.11	1.23	0.05
82.750221	-0.447611	6.75	1.30	0.07	1.45	0.03
84.510879	-2.079039	6.66	1.29	0.08	1.38	0.05
85.393165	-2.030755	3.91	1.26	0.04	1.62	0.03
80.964775	1.0569599	7.78	1.25	0.15	1.14	0.02
83.574508	-1.685548	3.75	1.25	0.07	1.05	0.02
80.944000	1.7543959	6.72	1.24	0.08	1.22	0.02
84.684295	-2.672142	11.06	1.24	0.12	1.98	0.06
83.357269	-1.538560	5.38	1.23	0.09	1.11	0.02
82.944549	1.7067220	3.96	1.23	0.07	1.28	0.06
85.024703	-2.057542	2.39	1.23	0.04	1.60	0.03
84.183662	-3.670216	5.94	1.23	0.07	1.18	0.03
82.268852	-1.708693	3.17	1.21	0.05	1.37	0.04
83.245735	11.771998	3.53	1.20	0.04	1.69	0.04
82.227188	-1.684962	3.93	1.20	0.04	1.46	0.03
83.900230	-0.538048	3.75	1.19	0.07	1.26	0.03
84.852340	-2.345593	1.90	1.18	0.03	1.59	0.02
81.366882	1.6215358	2.11	1.18	0.05	1.45	0.04
82.430152	2.3741240	3.20	1.17	0.06	0.99	0.02
83.304504	0.1749749	3.74	1.16	0.04	1.81	0.06
82.041435	2.1739850	2.98	1.16	0.05	1.41	0.05
83.678482	-0.461798	3.26	1.15	0.06	1.07	0.02
81.995689	-0.887531	2.29	1.15	0.03	1.61	0.04
80.993759	0.3514819	4.23	1.14	0.04	1.39	0.02
83.121650	2.0677781	4.04	1.14	0.06	1.26	0.03
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮

Curvas de Luz TESS

