



Universidad de los Andes.
Grupo de Física Teórica.
Area de Astrofísica teórica.

**Revisitando la acreción en estrellas T-Tauri clásicas
en Tauro utilizando modelos de acreción
magnetosférica.**

Presentado por:

Br. Jesús V. Díaz A.

Tutor académico:

Dr. Yoan Parra

Tutor externo:

Dra. Gladis Magris C.

Mérida, Septiembre del 2021

Agradecimiento

"Dime y lo olvido, enséñame y quizás recuerde, involucrame y aprendo."

Aún al parafrasear las enseñanzas de Xun Kuang, y aún al pasar varios siglos, siguen guardando verdad en su simpleza. Es por su reflexión respecto a una de las formas más humanas de aprender que es solo pertinente el agradecer a todos aquellos que hicieron posible mi trabajo y mi formación hasta este punto.

Primeramente, a mis padres y familiares, por no rendirse ante la adversidad.

Al profesor Alberto Patiño por su apoyo académico y logístico, responsable (*o culpable*) de abrir las puertas a mi inicio en la astronomía.

A las profesoras Nuria Calvet y Gladis Magris C. por su constante apoyo y guía en mi formación. De igual forma a la profesora Fabiola Hernández y el profesor Elvis Lacruz.

A Thanawuth Thanathibodee, también conocido como Atom, por su apoyo y el cálculo de la red de modelos utilizada. También, a Abraham Medina por su apoyo moral y técnico.

A mis compañeras de estudio, en las buenas y en las malas, Marbely Micolta, María José Colmenares y Naira Patiño.

A Jesús Hernandez, Karina Mauco y al grupo MODELA, por su apoyo profesional.

Al Centro de Investigaciones de Astronomía "Francisco J. Duarte" CIDA por el apoyo institucional y económico durante la ejecución de parte de este trabajo.

Finalmente, a los profesores de mi casa de estudios, la Universidad de Los Andes. Sin su esfuerzo y sacrificio el mio (*y el de los míos*) sería insignificante.

Resumen

El presente trabajo busca comprobar la validez del modelo de acreción magnetosférica y extender su rango de validez utilizando la estadística bayesiana como herramienta para comparar lo predicho por el modelo con observaciones espectroscópicas de estrellas en la región de formación de Tauro e interpretar los resultados. Se utiliza una muestra total de 15 estrellas T-Tauri clásicas y 18 espectros de emisión para determinar parámetros estelares como la tasa de acreción estelar, la temperatura máxima en el flujo de acreción, la geometría del campo magnético de la estrella, la inclinación con respecto a la línea de visión y el coeficiente de extinción por polvo. Este estudio representa un primer acercamiento a un posible método alternativo para determinar la extinción de objetos estelares jóvenes, haciendo uso de la comparación de múltiples líneas de emisión de hidrógeno en la región infrarroja del espectro electromagnético.

www.bdigital.ula.ve

Índice general

1. Introducción.	5
2. La acreción magnetosférica y estrellas T-Tauri.	8
2.1. Las estrellas T-Tauri y la región de formación estelar de Tauro.	8
2.1.1. Los discos protoplanetarios.	10
2.1.2. Formación estelar en Tauro.	13
2.2. El proceso de acreción magnetosférica.	14
2.2.1. Características de la acreción en estrellas TTS.	17
2.2.2. Variabilidad en estrellas CTTS.	22
2.3. Modelos de acreción magnetosférica.	25
2.3.1. Dependencia de los modelos respecto a diferentes parámetros.	29
3. Muestra y datos.	32
3.0.1. Datos importantes a considerar.	32
3.1. Datos de la muestra.	33
3.2. Datos de la muestra según otros estudios.	36
3.2.1. A_v y tipo espectral.	37
3.2.2. Inclinação.	37
3.2.3. Tasas de acreción registradas.	38
3.3. Líneas de emisión de hidrógeno a utilizar.	38
3.4. Tratamiento de los datos.	39
3.4.1. Cálculo del flujo de línea según el modelo magnetosférico	41
3.4.2. Comparación entre modelos y observaciones.	43
3.5. Selección de la muestra.	47
3.5.1. Parámetros de estrellas a considerar.	51
4. Análisis de resultados.	52
4.0.1. BPTau.	52
4.0.2. CITau.	55

4.0.3. CWTau.	58
4.0.4. DETau.	61
4.0.5. DKTau.	66
4.0.6. DLTau.	70
4.0.7. DOTau.	72
4.0.8. DRTau.	75
4.0.9. FTTau.	80
4.0.10. FZTau.	82
4.0.11. GITau.	85
4.0.12. GKTau.	88
4.0.13. GNTau.	90
4.0.14. Haro6-28.	93
4.0.15. IQTau.	95
5. Conclusiones.	98
Apéndice A. Librería de espectros y líneas de emisión.	103

www.bdigital.ula.ve

Capítulo 1

Introducción.

La formación estelar es uno de los principales temas de interés para la astronomía moderna. Hoy en día sabemos de manera general cómo es el proceso de formación estelar para estrellas de baja masa. Todo comienza con una nube de gas y polvo particularmente densa, de miles de masas solares en un espacio de varios parsec ¹ en extensión. Dentro de esta nube existen zonas de mayor densidad, estos núcleos pueden contener alrededor de un centenar de masas solares cada uno, dentro se tienen núcleos de aún mayor densidad donde se tienen varias masas solares en un aproximadamente 0.1 pc. (Hartmann, 2008)

Eventualmente la fuerza gravedad en estos núcleos es lo suficientemente fuerte para superar la presión de gas, se inicia el colapso gravitacional. La rotación del núcleo causa que el material en caída se desplace hacia el plano medio gravitacional. Se forma el sistema de proto-estrella junto con su envoltorio de gas y polvo. Esta etapa evolutiva puede durar entre 0.1 y 0.44 Millones de años.

Posteriormente la proto-estrella pasa a ser una estrella T-Tauri con su respectivo disco de gas y polvo, la longitud radial del disco es de varios centenares de unidades astronómicas (UA) ², conteniendo aproximadamente una décima de una masa solar. El disco de gas y polvo tiene una rotación muchas veces mayor a la velocidad de rotación de la nube inicial debido a la conservación de momento angular. Un esquema de la formación de estrellas de baja masa se puede apreciar en la Figura 1.1. Siguiendo el mismo, el sistema de disco - estrella evoluciona en una escala de tiempo de miles hasta millones de años. Durante este tiempo el polvo empieza a asentarse en el plano medio rotacional donde, debido a colisiones entre cuerpos pequeños, se empiezan a condensar cuerpos granulares que eventualmente se convierten en rocas y pueden acrecer hasta empezar a formar planetas. Al ocurrir esto se puede apreciar que el disco exhibe zanjas o aperturas. Estos

¹*parsec* = $3.086 \times 10^{18} \text{cm}$

²*UA* = $1.496 \times 10^{13} \text{cm}$

discos son llamados discos de transición o discos transicionales. Al pasar decenas de millones de años a centenas de millones de años el resultado final de este proceso es un sistema planetario muy similar a nuestro sistema solar.

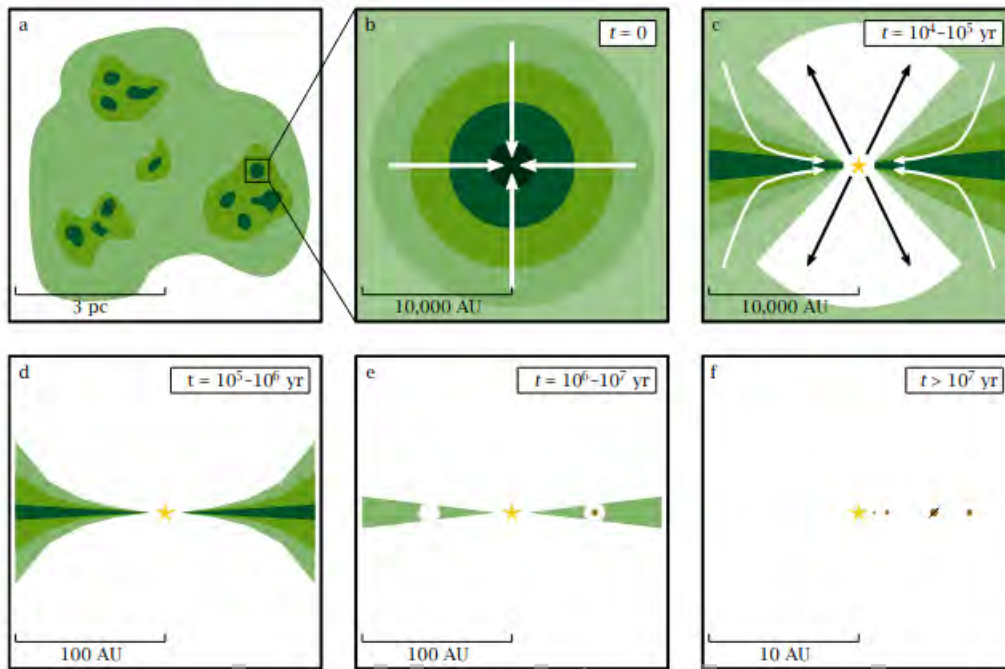


Figura 1.1: Pasos en la formación estelar (Visser, 2014)

El presente estudio se enfoca en las etapas evolutivas d y e en la Figura 1.1, es decir, las etapas evolutivas donde se tiene el sistema disco-estrella joven. Buena parte de la comprensión de cómo las estrellas en formación incrementan su masa, pasa por entender los mecanismos que hacen posible el transporte de materia desde el disco protoplanetario hasta la superficie de la estrella. Actualmente el mecanismo aceptado, y el más probable, es el de acreción magnetosférica. Como su nombre lo indica se refiere a que el proceso de acreción desde el disco a la estrella tiene como mediador el campo magnético estelar.

Otro mecanismo propuesto es el presentado por Lynden-Bell & Pringle (1974), donde se establece que el disco de acreción tiene contacto con la estrella, argumento que es incompatible con la evidencia actual, la cual sigue el modelo de acreción magnetosférica, donde el disco se encuentra truncado a varios radios estelares. De igual forma, este modelo no es capaz de explicar los perfiles de las líneas de emisión observadas en los espectros de estrellas T-Tauri clásicas. El objetivo principal de este trabajo es comparar lo predicho por los modelos de acreción magnetosférica con observaciones de estrellas T-Tauri.

Una buena prueba para los modelos de acreción magnetosférica, propuestos por Muzerolle et al.

(2001) que extienden el trabajo presentado por Hartmann et al. (1994) y Muzerolle et al. (1998), es en efecto comparar el flujo de las líneas de emisión generadas por los modelos con el flujo de las líneas de emisión correspondientes a observaciones espectroscópicas de estrellas en la región de formación estelar. Esto en búsqueda de determinar las propiedades de la acreción de masa y compararla con determinaciones independientes utilizando otros indicadores, utilizando métodos diferentes.

Quizás el parámetro que juega el papel más importante para esta comparación es la tasa de acreción de masa (de ahora en más referida como \dot{M}). A lo largo de muchos años varios estudios publicados han determinado la tasa de acreción de masa de diferentes objetos estelares jóvenes utilizando varios métodos e instrumentos diferentes. Sin embargo, los valores determinados para los mismos objetos, a lo largo de los años, pueden variar de manera considerable, una posible explicación para esto yace en la intrínseca variabilidad de las estrellas en formación.

El presente trabajo consiste en utilizar predicciones generadas por modelos de acreción magnetosférica, junto con observaciones espectroscópicas de estrellas T-Tauri en la región de formación estelar de Tauro, para probar la validez de los modelos utilizando herramientas de la estadística bayesiana, como las cadenas Markov Monte Carlo, para interpretar los resultados. También, se busca entender más respecto a las limitaciones y condiciones físicas requeridas por diferentes modelos de acreción magnetosférica y extender el rango de validez del modelo magnetosférico al explorar zonas del espacio de parámetros que no se han estudiado antes.

Las estrellas T-Tauri, y sus propiedades, se discuten con mayor profundidad en el capítulo 2, junto con un breve resumen de las características de los discos protoplanetarios, la región de formación estelar de Tauro, los modelos de acreción magnetosférica y su cálculo. Siguiendo, el capítulo describe la muestra de estrellas y espectros a considerar, las consideraciones a tomar para cada caso y el método utilizado para manejar los datos disponibles y obtener los resultados de la comparación entre modelos y observaciones. El capítulo 4 presenta los resultados para el estudio de cada estrella seleccionada, se discuten los aspectos más relevantes de las distribuciones de probabilidad determinadas en cada caso. Finalmente, en el capítulo 5, se examinan los resultados del conjunto de resultados generados, se presentan consideraciones y sugerencias para trabajo futuro.

Capítulo 2

La acreción magnetosférica y estrellas T-Tauri.

En este capítulo se discute la definición y clasificación de estrellas T-Tauri, junto con el disco protoplanetario asociado a la estrella, los objetos en la región de formación estelar de Tauro y el mecanismo de acreción de masa en estrellas T-Tauri clásicas por medio de su campo magnético. La idea de que estas estrellas utilizan su campo magnético como mediador en el proceso de acreción desde su disco ha estado presente desde hace décadas. Hoy en día es comúnmente aceptado como el principal mecanismo de acreción en estrellas T-Tauri (Hartmann et al., 2016).

A continuación se presentan los modelos de acreción magnetosférica introducidos por Muzerolle, Calvet & Hartmann (Muzerolle et al., 2001) (Hartmann et al., 1994), (Muzerolle et al., 1998), junto con la discusión pertinente respecto a las consideraciones a tomar en el uso de los modelos. Destacando que los mismos son utilizados como piedra angular del presente estudio a manera de comparación con observaciones de líneas de emisión en la muestra de estrellas T-Tauri clásicas.

2.1. Las estrellas T-Tauri y la región de formación estelar de Tauro.

El término TTS se refiere a estrellas T-Tauri, y es sinónimo de objetos estelares jóvenes de baja masa, identificadas inicialmente por una fuerte emisión de $H\alpha$ en su espectro (Joy, 1945). Sin embargo, debido a la alta densidad de polvo interestelar en regiones de formación estelar, muchas estrellas TTSs son opacadas en el rango visual. Con la llegada de estudios en la región infrarroja se han logrado detectar muchas más estrellas en formación que no son fácilmente apreciables en el espectro visual.

Las estrellas T-Tauri son estrellas de baja masa (menor o igual a $2 M_{\odot}$), en etapas de evolución previa a la secuencia principal, con tipos espectrales entre F y M, que presentan variaciones irregulares en su luminosidad y líneas de emisión fuertes (Hartmann, 2008). Estrellas con masas mayores a $2 M_{\odot}$ pero menores o iguales a $10 M_{\odot}$, son llamadas Herbig Ae/Be. Las TTSs pueden ser separadas en 2 clases a base de una de sus propiedades, la fuerza de líneas de emisión. Estrellas TTSs con líneas de emisión fuertes representan la mayoría de estos objetos estelares jóvenes y son llamadas Clásical T-Tauri Stars (CTTS). En contra parte, estrellas TTSs que no presentan líneas de emisión fuertes, son denominadas Weak T-Tauri Stars (WTTS).

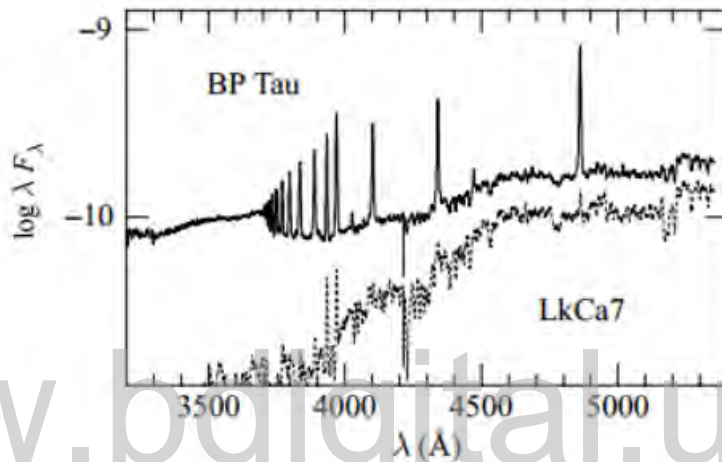


Figura 2.1: Espectro de BP Tau CTTS y LkCa7 WTTS (Hartmann, 2008).

Se puede apreciar en la Figura 2.1 las diferencias entre los espectros de una CTTS (BPTau) y una WTTS (LkCa7) son evidentes. Actualmente es aceptado que la riqueza de líneas de emisión así como el alto nivel del continuo respecto a la fotosfera de la CTTS, son producto de la acreción de material del disco protoplanetario. Por su parte, el espectro de la WTTS presenta un continuo que corresponde a su fotosfera.

Inicialmente la distinción entre estrellas CTTSs y WTTSs se realizaba según el ancho equivalente de la línea H_{α} , para un ancho equivalente menor a 10 \AA se consideraba que la TTS era del tipo WTTS. Sin embargo, hoy en día tal método de clasificación para las TTSs ha quedado en el pasado. Utilizando el ancho al 10% del pico de la línea de emisión de H_{α} en su perfil de velocidad, si este ancho al 10% es mayor a 270 km s^{-1} la estrella sería una CTTS, si por el contrario es menor correspondería a una WTTS (White & Basri, 2003).

El disco protoplanetario tiene una contribución importante en la distribución de energía espectral de las estrellas TTS. Esto es debido a que el polvo absorbe la radiación generada por la estrella

central, radiación que es reemitida en el infrarrojo lejano. A continuación, es prudente discutir con mayor detalle los discos protoplanetarios.

2.1.1. Los discos protoplanetarios.

Los discos protoplanetarios juegan un papel fundamental en la evolución estelar debido a que la estrella acrece en masa a través de su disco. Partiendo desde algo tan fundamental como la clasificación de objetos estelares jóvenes, también referenciados en la literatura como YSOs por sus siglas en inglés. Al evaluar la distribución de energía espectral (SED) de un objeto joven, se presta particular atención a la regiones de infrarrojo cercano y lejano, debido a que la forma del espectro nos puede dar pistas del papel que juega el disco en la estrella y por tanto de la fase evolutiva.

En la Figura 2.2 se muestra la distribución de energía espectral correspondiente a diferentes clases de objetos estelares jóvenes. La clasificación se realiza según la pendiente s de la curva $\lambda F_\lambda \propto \lambda^s$ entre λ_1 y λ_2 , donde generalmente $\lambda_1 \approx 2\mu m$ y $\lambda_2 \approx 50\mu m - 100\mu m$. El criterio de clasificación sigue que YSOs con $s > 0$ se denominan clase I, YSOs con $-\frac{4}{3} \lesssim s \lesssim 0$ son llamados Clase II y YSOs con $s \approx -3$ son denominados YSOs Clase III.

Siguiendo la Figura 1.3 se pueden apreciar las diferentes clases de YSOs. El primer objeto 04016+2610, correspondiente a la clase I, está altamente extinguido por el polvo estelar, la estrella en el centro se encuentra totalmente oculta por la emisión del disco, indicando que la estrella aún se encuentra embebida en el polvo de su disco. La clase II, representada por AA Tau, por el contrario muestra la estrella central y también un exceso de emisión en el infrarrojo característico de un disco de polvo ópticamente grueso. Finalmente el objeto estelar joven de clase III, LkCa7, no muestra evidencia de emisión por parte del polvo y la forma de su espectro es semejante a la emisión por cuerpo negro que corresponde a la fotosfera de la estrella.

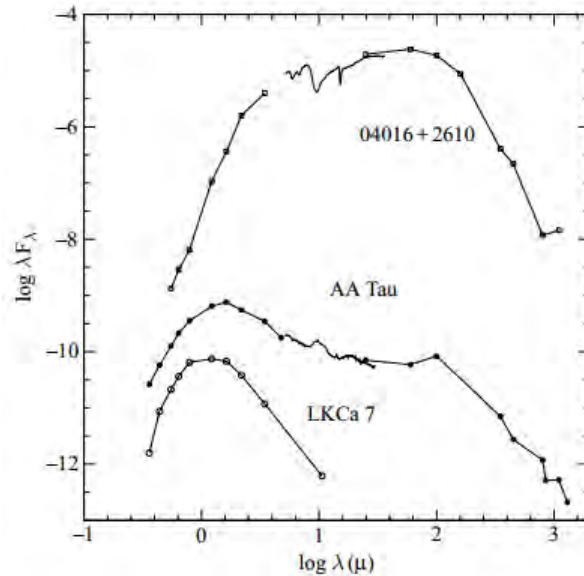


Figura 2.2: Diferentes clases de objetos estelares jóvenes, de arriba a abajo se tienen Clase I, II y III (Hartmann, 2008).

Se podría pensar que objetos jóvenes de Clase II son todos CTTSs y objetos de Clase III corresponden a WTTSs. Sin embargo existen WTTS con discos protoplanetarios, actualmente es aceptado que la forma del espectro para los objetos de Clase II se debe a la presencia de un disco cuyo polvo es irradiado por la estrella central y esa energía es emitida en longitudes de onda mayores. Sin embargo, las estrellas CTTSs, también poseen exceso de emisión en el UV, esto se debe al choque del material, al llegar a la superficie durante el proceso de acreción de masa de la estrella.

Los estudios realizados por Hartigan et al. (1990) y Edwards (1995) muestran una correlación entre los excesos en la región UV, visual e IR. Esto es consistente con la idea de que objetos de Clase II presentan tanto evidencia de acrecer material como la presencia de un disco de polvo grueso, consistente con lo esperado de una CTTS.

En la mayoría de los casos para estrellas T-Tauri, el exceso de emisión en diferentes regiones del espectro electro-magnético dificulta entender la evolución estelar para estos objetos. Esto debido a las incertidumbres introducidas al cálculo de su temperatura efectiva y luminosidad. Al utilizar estos valores para ubicar la estrella en un diagrama Hertzsprung-Russell, las posiciones, y por tanto parámetros derivados como el radio y la edad estelar, son difíciles de obtener de manera precisa.

La estructura del disco también es de importancia, como se puede ver entre la distinción de Clase I y Clase II. En efecto, poca cantidad de polvo puede absorber y emitir considerables cantidades de radiación. El disco se encuentra en Equilibrio Hidrostático, por lo tanto el gradiente de presión

se balancea con el componente vertical de la fuerza gravitaciona. Tomando z como la vertical del disco, la densidad en el disco está dada por:

$$\rho(z) = \rho_0 e^{-z^2/2H^2} \quad (2.1)$$

En la ecuación (2.1), ρ_0 representa la densidad en el plano medio del disco, H representa la escala de altura del disco dada por $H = (R^3 c_s^2 / GM_*)^{1/2}$. En la última expresión, c_s representa la velocidad del sonido, R el parámetro radial, G la constante de gravitación universal y M_* la masa de la estrella.

La ecuación (2.1) indica que existe mayor densidad de material en el plano medio del disco. Existe la posibilidad de que el polvo este distribuido uniformemente en el gas del disco, en cuyo caso el polvo sigue la misma ley de densidad, $\rho(z) = \xi \rho(z)$, donde ξ representa la razón de polvo a gas. También existe la posibilidad de que el polvo no este distribuido uniformemente en el disco, es decir, que se encuentre más polvo en el plano medio que en las capas superiores del disco, una representación de esto se puede ver en la Figura 2.3.

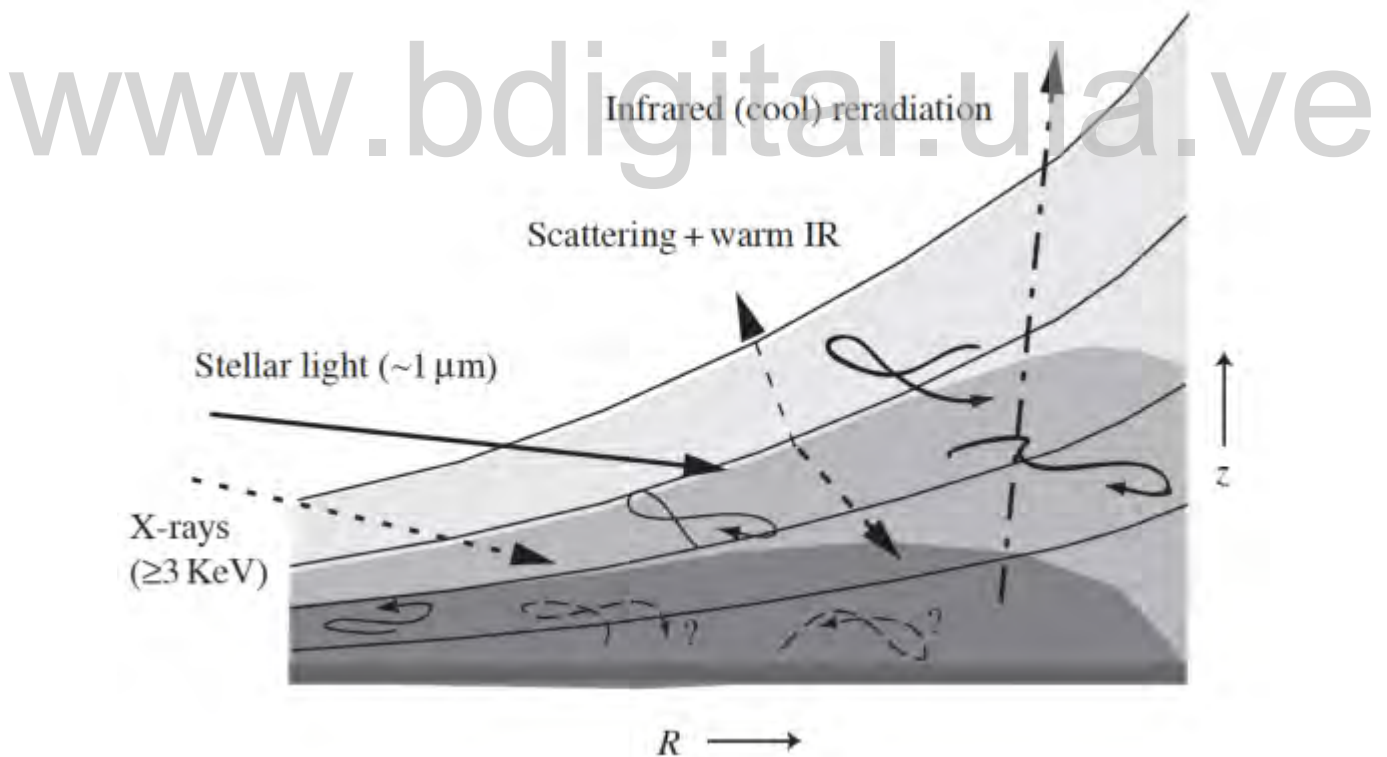


Figura 2.3: Estructura del disco (Hartmann, 2008).

2.1.2. Formación estelar en Tauro.

Finalmente, una de las regiones de formación estelar más ampliamente estudiadas, y por tanto, con mayor información disponible, es el complejo de formación estelar de Tauro-Auriga.

El complejo de formación de Tauro es hogar de un gran número de objetos estelares jóvenes, para esta región las edades varían entre 0 y 3 millones de años, según Kenyon & Hartmann (1995). En base al mismo estudio se sugiere que la extinción producto del polvo interestelar es menor que en regiones cercanas. De igual forma, se menciona que Tauro es una región que posee condiciones iniciales para la formación estelar similares a las esperadas según el modelo estándar de formación estelar. Por tanto, su muestra de población joven tan amplia ha sido utilizada para estimar la función de masa inicial (IMF) para asociaciones estelares con edades entre 1 y 10 millones de años. La IMF busca replicar la distribución de masas estelares presentes en una región de formación estelar. A lo largo de los años se han presentado diferentes funciones de distribución de probabilidades derivadas empíricamente a partir de las observaciones.

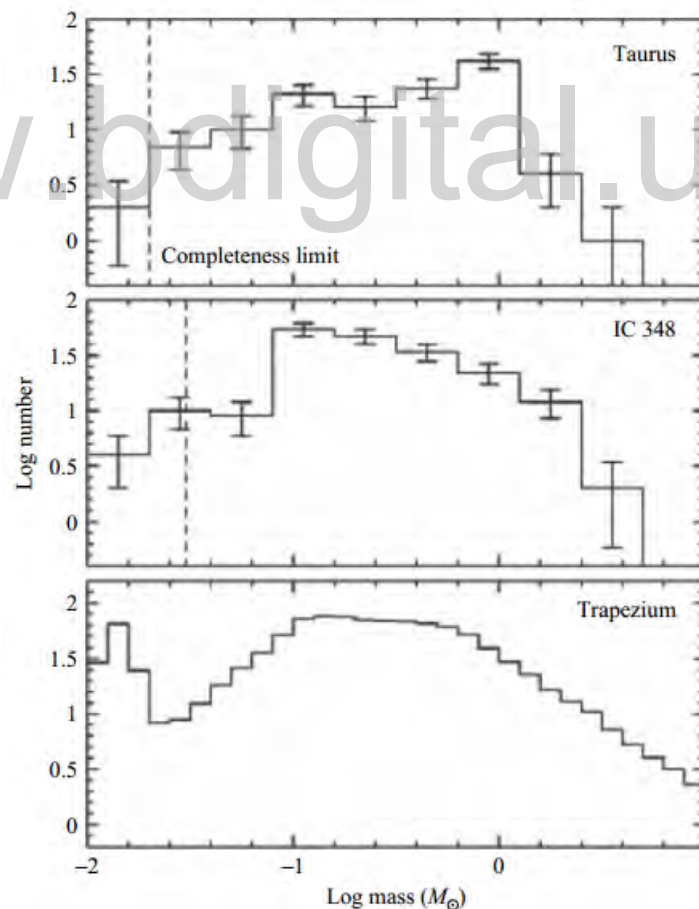


Figura 2.4: Estimaciones para la IMF en diferentes regiones de formación estelar (Luhman, 2004), (Muench et al., 2002), (Hartmann, 2008).

La Figura 2.4 muestra una estimación de la función de masa inicial para la región de Tauro y otras regiones de formación estelar. Cabe destacar que existen ciertas limitantes observacionales para obtener la IMF. En regiones de alta densidad de polvo estelar (como las regiones de formación estelar) no siempre se cuenta con una muestra que incluya todos los objetos jóvenes presentes simplemente debido a la dificultad de su detección, razón por la cual hay diferencia en la forma detallada de la distribución en diferentes regiones. Notamos que la región de Tauro muestra una IMF particularmente distinta; sin embargo, esta peculiaridad escapa a los objetivos de este trabajo.

En el capítulo 3 se discute la muestra a utilizar para este trabajo con mayor detalle.

Al día de hoy este complejo de formación estelar cuenta con más de 200 estrellas pre-secuencia principal, con más candidatas en espera. Según Esplin & Luhman (2019) para tiempos recientes el censo total de estrellas en Tauro es de 519 objetos. Kenyon & Hartmann (1995) discuten brevemente las características de las CTTSs en la región de Tauro. Particularmente, mencionan que algunas CTTS en la región poseen una tasa de acreción de masa relativamente alta ($\approx 10^{-7} \frac{M_{\odot}}{\text{año}}$), esto se verifica según diferentes estudios. Gullbring et al. (1998) utilizó el salto de Balmer, es decir la razón entre el flujo a 3600 Å y a 4000 Å, para obtener el exceso en la banda U, determinar la luminosidad de acreción y obtener la tasa de acreción de masa a partir de la ecuación:

$$L_{acc} \approx \frac{GM_*\dot{M}}{R_*} \left(1 - \frac{R_*}{R_{in}}\right) \quad (2.2)$$

en esta ecuación, R_{in} es el radio interno del disco, R_* y M_* el radio y la masa de la estrella respectivamente, L_{acc} la luminosidad de acreción y \dot{M} la tasa de acreción de masa de la estrella. Otros estudios, como los presentados por White & Ghez (2001) y Ingleby et al. (2013) utilizan fotometría y espectrometría del HST respectivamente para determinar la tasa de acreción estelar. En base a estos estudios se discute que la \dot{M} de algunas estrellas en la región estaría alrededor de $10^{-7} M_{\odot} yr^{-1}$. Se destaca que los valores típicos para las tasas de acreción en estrellas TTS son cercanos a $10^{-8} M_{\odot} yr^{-1}$.

2.2. El proceso de acreción magnetosférica.

La acreción magnetosférica para estrellas T-Tauri es un tema considerablemente profundo, donde intervienen diferentes fenómenos propios de las estrellas TTS. La variabilidad en la luminosidad de la estrella junto con sus posibles causas, la relación entre diferentes parámetros de la estrella y la cantidad de materia que la estrella acrece, y problemas que aún están por resolver, como el mecanismo exacto para el transporte de momento angular en el disco.

La teoría básica de acreción magnetosférica consiste, de manera simple, en un sistema compuesto de la estrella central, la CTTS, y su disco protoplanetario. Se considera que el campo magnético de la estrella tiene una forma di-polar y las líneas de campo magnético siguen la forma:

$$r = r_M \sin^2(\theta) \quad (2.3)$$

donde se hace uso de un sistema de coordenadas esféricas en el que "r" representa la distancia radial desde el centro de la estrella, "z" el eje de simetría polar, "θ" el ángulo entre el vector radial y el eje z, y "r_M" el radio magnetosférico (Hartmann et al., 1994). Este campo magnético trunca el radio interno del disco a una distancia de varios radios estelares. Un valor típico para el campo magnético de una estrella CTTS es de entre 1 – 2 *KGauss* (Hartmann et al., 2016).

Las líneas del campo magnético se enganchan al disco, el gas que se encuentra en las capas superiores y el plano medio del disco, cae a la estrella siguiendo estas líneas de campo magnético, formando columnas de acreción. Es dentro de estas columnas de acreción que el gas se calienta a temperaturas cercanas a 10000 *K* y se forman parte de las líneas de emisión características de los espectros de estas estrellas. Cabe destacar que el modelo de acreción magnetosférica considera que el gas en las columnas de acreción cae a la estrella con velocidad de caída libre. La Figura 2.5 muestra un esquema representativo del proceso de acreción magnetosférica.

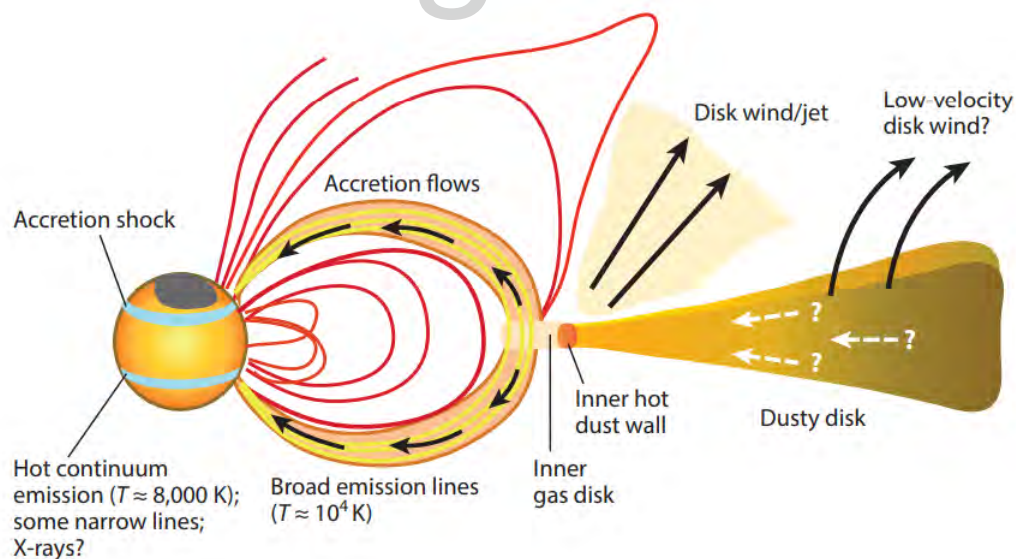


Figura 2.5: Esquema del proceso de acreción magnetosférica en estrellas CTTS (Hartmann et al., 2016).

Como se ve en la Figura 2.5, cuando el gas se acerca a la región cercana a la fotosfera estelar, se produce un fenómeno conocido como el choque de acreción, generado por la diferencia en velocidad entre el material en caída y la atmósfera de la estrella. El mismo tiene como consecuencia la

disipación de energía cinética, mediante el frenado del material en caída, lo cual libera rayos-X y también genera un pequeña cantidad de líneas de emisión (Calvet & Gullbring, 1998). El choque de acreción también es responsable del aumento del continuo de la estrella, en las bandas U y visual, con respecto al nivel esperado según la fotosfera.

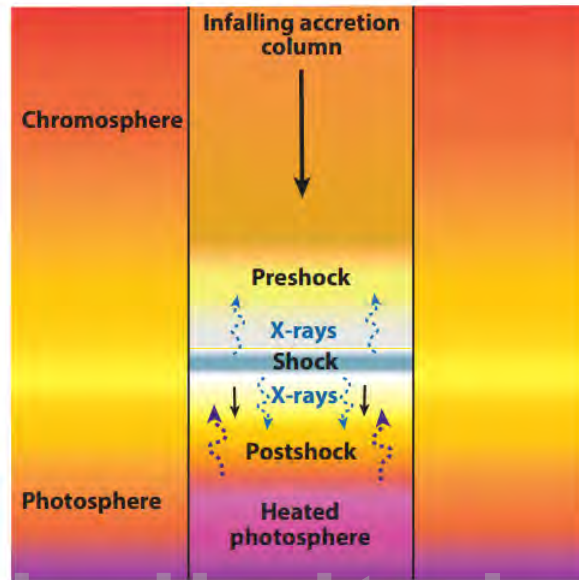


Figura 2.6: Modelo de la columna de acreción (Hartmann et al., 2016).

La Figura 2.6 muestra un modelo de la columna de acreción junto con el choque de acreción, donde se asume que este último es plano y paralelo a la normal de la superficie estelar, y se considera que el espesor de la región de choque es mucho menor que el radio estelar. El choque de acreción se separa en tres regiones diferentes, la región previa al choque, la región posterior al choque y la fotosfera calentada.

Se puede separar la contribución de cada región haciendo uso de la conservación de energía. Se asume que el choque de acreción libera su energía de manera isotropica, es decir, en aproximadamente igual cantidad en toda dirección. Por simplicidad se considera la sección transversal, entonces la mitad de la energía va a la región previa al choque, donde se re-procesa y nuevamente, la mitad de esta energía entrante escapa, mientras que la otra mitad va a las regiones posterior al choque y a la fotosfera. En resumidas cuentas, solo un cuarto de la energía total del choque proviene de la región previa al choque mientras que tres cuartos provienen de la región posterior al choque y de la fotosfera calentada.

El modelo de acreción magnetosférica puede ser un poco simple comparado con la realidad física. Por ejemplo, es posible que la geometría del campo magnético de la estrella tenga formas

mucho más complicadas que las propuestas. De igual forma, es posible que la columna de acreción no sea uniforme en su densidad y la temperatura máxima que alcanza, sino que la columna principal este formada por varias columnas más delgadas, cada una con una densidad de gas diferente. Quizás la interrogante más fuerte para el modelo, en este caso concerniente a la magnetosfera, sea que aún se desconoce el mecanismo exacto para que el gas en la columna de acreción se caliente a temperaturas tan altas, se propone que este mecanismo de origen magnético.

Con todo esto, el modelo de acreción magnetosférica sigue siendo la mejor opción para explicar de manera auto-consistente todas las características que presentan los espectros de las estrellas CTTS, desde el alto nivel del continuo UV con respecto a lo esperado por la fotosfera de la estrella, la riqueza de líneas de emisión y también la forma en el perfil de velocidad de las líneas de emisión.

2.2.1. Características de la acreción en estrellas TTS.

La motivación de la teoría de acreción magnetosférica en estrellas CTTS es explicar de manera consistente las características observadas en sus espectros y en cierta variedad de líneas de emisión. Para dar cuenta de esto se realizan diversas propuestas respecto al estado del sistema estrella-disco. Una de las propuestas más importantes es la truncación del disco debido a la magnetosfera de la estrella.

En mayor detalle, se propone que el campo magnético de la estrella trunca el disco a una distancia donde la presión magnética es aproximadamente igual a la presión de rampa aproximadamente, siempre que la velocidad a la que se mueve el fluido sea cercana a la velocidad kepleriana. Esto es decir que la velocidad que tiene el gas en el disco es tal que le permite mantener una órbita estable con respecto a la estrella central. Entendiendo esta condición, para la acreción en geometría esférica, como:

$$\frac{B^2}{8\pi} \approx \rho v^2 \quad (2.4)$$

el considerar el caso donde la acreción ocurre por medio del disco es más complicado; pero sigue los mismos requerimientos para que ocurra la acreción, de cumplirse las condiciones establecidas para la acreción se puede calcular de manera analítica la extensión de la magnetosfera de la estrella, de ahora en más referido como el radio magnetosférico (R_M), en función del radio estelar, junto con otros valores típicos para las estrellas CTTS. Esto, haciendo uso de la aproximación de que el campo magnético de la estrella tiene forma dipolar. De acuerdo con Hartmann et al. (2016), el radio magnetosférico se puede expresar como:

$$R_M \approx \xi \left(\frac{\mu^4}{4GM_* \dot{M}^2} \right)^{\frac{1}{7}} \approx 18\xi \frac{B_3^{4/7} R_2^{12/7}}{M_{0.5}^{1/7} \dot{M}_{-8}^{2/7}} R_\odot \quad (2.5)$$

donde μ representa el momento di-polar de la estrella, ξ es un factor de corrección siempre menor o igual a 1, cuyo valor depende de como sea la interacción entre el disco y la magnetosfera. La segunda parte de la ecuación (2.5) se encuentra en función de valores típicos de estrellas CTTS, con B_3 el campo magnético de la estrella $\approx 1 - 2 \text{ KGauss}$, $M_{0.5}$ la masa estelar en unidades de $0.5M_\odot$, R_2 el radio estelar en unidades de $2R_\odot$, \dot{M}_{-8} la tasa de acreción en unidades de $10^{-8} M_\odot/\text{año}$. Si también se considera un valor típico para la interacción entre el disco y la magnetosfera, $\xi \approx 0.7$, se tiene que el radio de la magnetosfera está entre 4 y 6 radios estelares.

Otra de las propuestas es que las líneas de campo magnético se enganchan al disco a distancias mayores al radio de corrotación, para prevenir el aumento de la velocidad rotacional de la estrella producido por la caída de material a la misma. Esto debido a que en general las estrellas CTTS se consideran rotadores lentos, es decir con periodos de rotación aproximadamente de 4 a 7 días. El radio de corrotación es el radio al cual el material del disco tiene la misma velocidad angular que la estrella central. Se asume que el radio de truncación del disco no es mucho menor que el radio de corrotación, sino que por el contrario tienen valores similares.

Se asume que la magnetosfera rota junto con la estrella. A manera simple, se pueden considerar dos fuerzas opuestas actuando sobre una partícula en el disco, la fuerza de gravedad y la fuerza centrífuga producto de la rotación del sistema. Cuando el radio de truncación es mayor que el radio de corrotación, la fuerza dominante es la fuerza centrífuga y por lo tanto no es posible que exista acreción. En el caso donde el radio de truncación es aproximadamente el radio de corrotación, la fuerza gravitacional supera a la fuerza centrífuga y la acreción de masa puede tomar lugar. Como valores típicos, tomando $R_M \approx R_{co} \approx 5.5R_*$ se tiene un periodo de rotación estelar de aproximadamente 6 días.

Según esto, el material que se acreta hacia la estrella debe moverse con velocidades de caída libre si cae desde aproximadamente el radio magnetosférico, produciendo de esta manera el choque de acreción. Se puede expresar de manera numerica el valor de la velocidad de caída libre en función de los valores típicos para el radio y la masa estelar de una estrella CTTS, pero asumiendo un radio de truncación de 5 radios estelares, según:

$$v_{ff} = \left(\frac{2GM_*}{R_*} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{R_*}{R_M} \right)^{1/2} \approx 280M_{0.5}^{1/2} R_2^{-1/2} \text{ km/s} \quad (2.6)$$

por su parte, si se asume que la energía cinética del material en caída se disipa completamente

durante el choque de acreción, se puede expresar la luminosidad generada en el mismo haciendo uso de la velocidad de caída libre, como una función de la tasa de acreción de la estrella, su masa y radio estelar. Esto nuevamente, asumiendo que el radio de truncación del disco se encuentra a 5 radios estelares.

$$L_s = \frac{1}{2} \dot{M} v_{ff}^2 = \frac{G \dot{M} M_*}{R_*} \left(1 - \frac{R_*}{R_M} \right) \approx 0.8 \frac{G \dot{M} M_*}{R_*} \quad (2.7)$$

Esto indica que si se conocen los parámetros estelares de manera precisa, la luminosidad liberada en el choque de acreción puede ser utilizada para determinar la tasa de acreción de una CTTS. Sin embargo, el conocer los parámetros estelares puede ser considerablemente difícil para estrellas T-Tauri.

Por otra parte, también es posible expresar la temperatura en el choque de acreción usando la aproximación de choque fuerte, haciendo uso de la velocidad de caída libre.

$$T_s = \frac{3}{16} \frac{\mu m_H}{k} v_s^2 = 8.8 \times 10^5 M_{0.5} R_2^{-1} K \quad (2.8)$$

Aún si bien esto representa algunas de las propiedades básicas de la acreción en estrellas CTTS, también puede existir la interrogante de cómo cambia la tasa de acreción según cambien los parámetros estelares como la masa y la edad de la estrella en cuestión. Algunos estudios citados en la compilación de Hartmann et al. (2016) se utilizaron para presentar una relación entre ambos parámetros vs la tasa de acreción para una muestra de diferentes CTTS.

Entre las características del comportamiento de la tasa de acreción, resalta su relación con la masa de la estrella (Hartmann et al., 2016), encuentran que una dependencia de la forma $\log \dot{M} \propto M_*^\alpha$, donde α puede tomar valores entre 1.5 y 3.1 (Hartmann et al., 2016). En la Figura 2.7 se muestra la relación entre la masa y la tasa de acreción de una amplia muestra de estrellas, recopilada por Hartmann et al. (2016), quienes reportan un ajuste dado por la Figura 2.7. que representa la muestra total recopilada para determinar la relación.

$$\log \dot{M} / (M_\odot / \text{año}) = -7.9 + 2.1 \times \log M_* \quad (2.9)$$

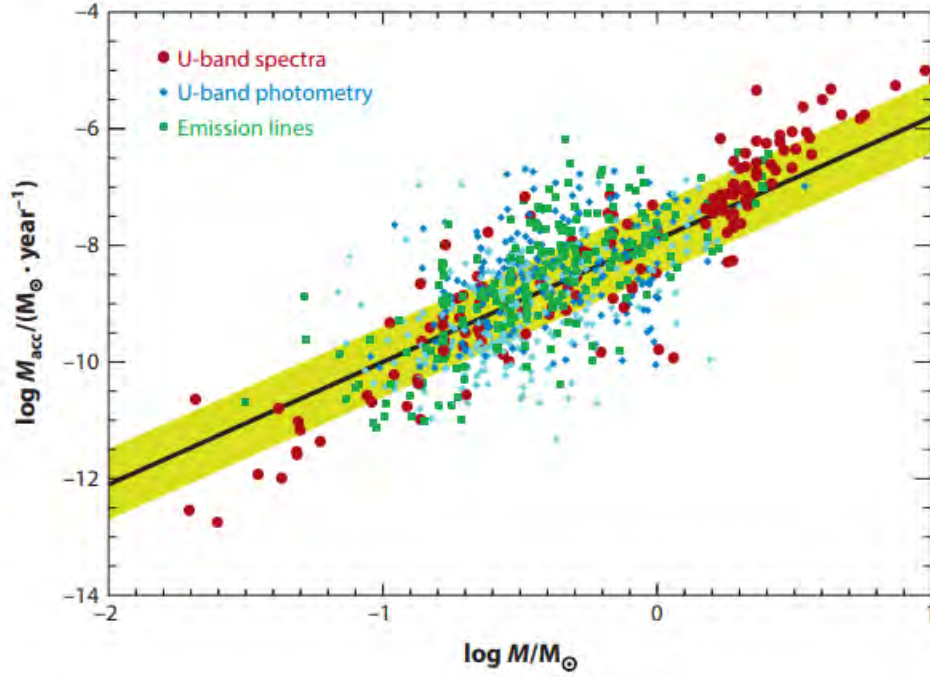


Figura 2.7: Tasa de acreción vs Masa estelar (Hartmann et al., 2016).

Como se puede apreciar claramente, la tendencia indica que a medida que la masa de la estrella es mayor la tasa de acreción tiende a ser más alta. En la Figura 2.7 se muestran diferentes mediciones usando diferentes indicadores: líneas de emisión, y observaciones espectroscópicas y fotométricas en el ultravioleta, el valor de α puede variar según la región que se considere y el rango de masas estelares que se tome en la muestra. También se puede apreciar que existe una dispersión en el ajuste, el mismo corresponde a 0.75 dex, el cual es posible atribuir en parte a la variabilidad de las estrellas en la muestra.

Por su parte, la tasa de acreción de masa vs la edad estelar tiene un comportamiento contrastante con el ajuste presentado para la masa de la estrella. En este caso, se encuentra que a medida que se encuentra estrellas de más avanzada edad su tasa de acreción tiende a ser menor. Este resultado tiene sentido considerando que la evolución del sistema lleva a la estrella a dejar de acrecer masa eventualmente. La relación entre estos parámetros se presenta en la Figura 2.8.

$$\log \dot{M}/(M_{\odot}/\text{año}) = -1.32 - 1.07 \log t(\text{año}^{-1}), M_{*} = 0.7M_{\odot} \quad (2.10)$$

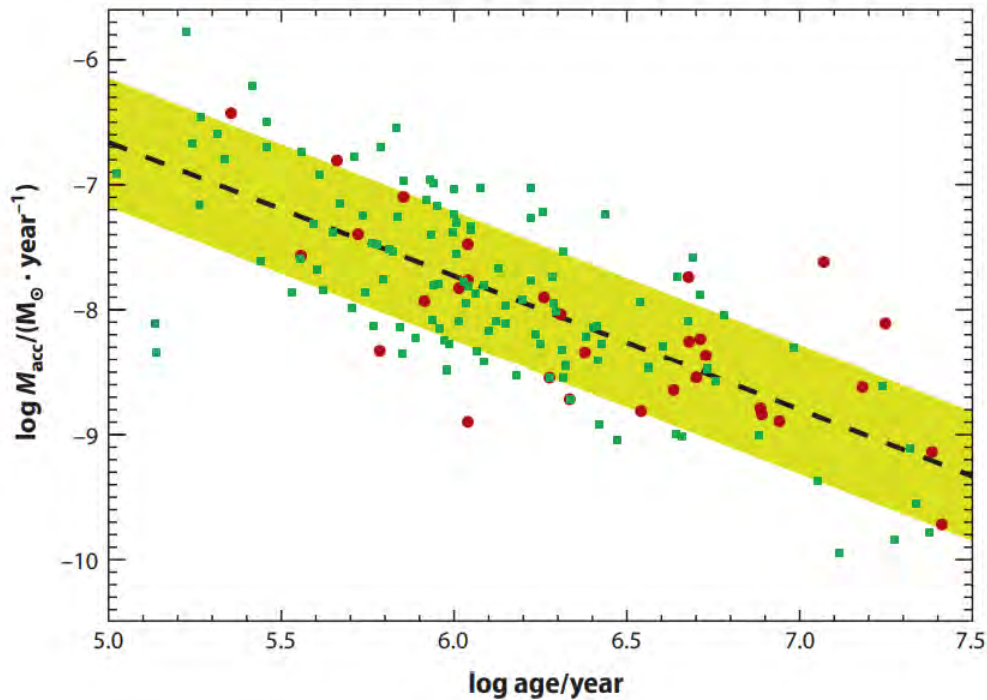


Figura 2.8: Tasa de acreción vs Edad estelar (Hartmann et al., 2016).

La dispersión en la tasa de acreción para este ajuste es de 0.5 dex, i.e., $10^{0.5}$, con respecto a la tasa de acreción. En la determinación de esta relación intervienen diferentes complicaciones, como medir la masa y la edad estelar simultáneamente. Diferentes regiones pueden tener relaciones entre la tasa de acreción y la edad estelar diferentes a lo esperado (Hartmann et al., 2016). Aunque quizás la mayor dificultad al considerar la relación entre estos dos parámetros proviene de la misma evolución del sistema, se plantea que debe existir una fase de decaimiento rápido en la tasa de acreción en algún punto final de la evolución del sistema, a manera de explicar la fracción de estrellas que tienen bajas tasas de acreción de masa con relación a su edad.

Existe una controversia respecto a la acreción en discos transicionales, es decir, discos que muestran una estructura interna como cavidades o zanjas en el disco. Si bien, se espera que la tasa de acreción sea sensible a la estructura presente en el disco, los intentos de establecer una relación entre la tasa de acreción y los discos transicionales no han sido exitosos. Se estima que entre el 70% y el 80% de las T-Tauri con discos de transición continúan acretando, de acuerdo con lo mencionado en la compilación de Hartmann et al. (2016).

Sin embargo, diferentes estudios encuentran resultados diferentes con respecto a las tasas de acreción vs la masa estelar según se comparen sistemas con discos transicionales contra discos completos. En particular los estudios discutidos en Hartmann et al. (2016) son tomados en regiones

de formación estelar diferentes, algunos encontrando que la tasa de acreción vs masa estelar para sistemas con disco transicional es consistente con la determinada para discos completos, mientras que para otras regiones la relación puede ser menor de lo esperado. Hasta los momentos no parece existir evidencia decisiva respecto a la sensibilidad de la tasa de acreción con respecto a la estructura del disco.

2.2.2. Variabilidad en estrellas CTTS.

Otra de las características principales de las estrellas CTTS es la variabilidad que presentan en todas las bandas fotométricas. Para el caso de estrellas CTTS se propone que la variabilidad observada es causada por algún fenómeno relacionado con la acreción de la estrella, sea cambios periódicos en la cantidad de gas acretado o cambios más duraderos producidos por la configuración del sistema estrella-magnetosfera y disco. En el caso de estrellas WTTS, su variabilidad puede ser producto de la aparición de manchas en la superficie de la estrella.

Parte de la variabilidad que muestran estas estrellas proviene de cambios breves en la densidad del flujo de acreción. Estos cambios son responsables de la variabilidad en escalas de tiempo cortas, típicamente desde horas a días. La Figura 2.9 muestra la curva de luz de dos YSO diferentes, donde se puede apreciar la variabilidad producto de cambios rápidos en la densidad del flujo de acreción.

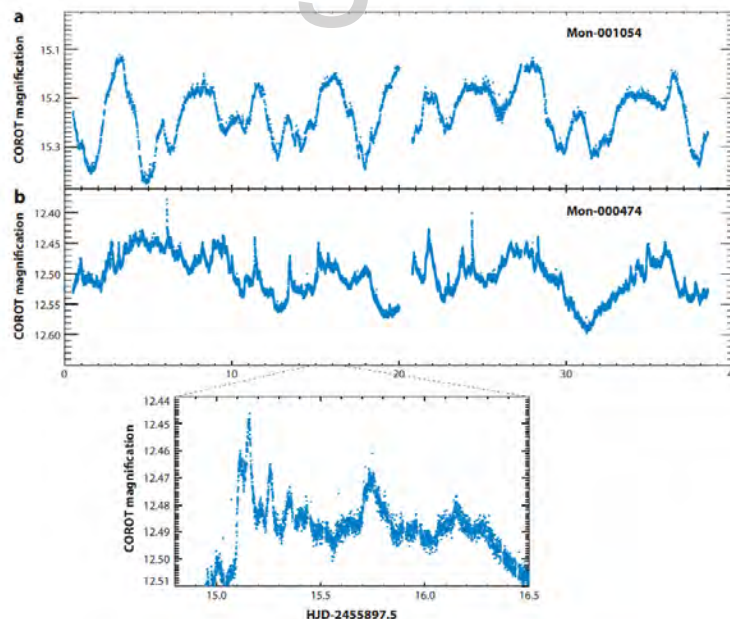


Figura 2.9: Curvas de luz según COROT para objetos estelares jóvenes en NGC 2264 (Hartmann et al., 2016).

Se piensa que estos cambios en el flujo de acreción son debido a inestabilidad en la interacción entre la magnetosfera de la estrella y el disco, las curvas de luz irregulares muestran cambios rápidos

en la tasa de acreción. Romanova et al. (2007) presenta simulaciones para dos casos diferentes de la acreción según la interacción entre la magnetosfera y el disco, separados entre el régimen inestable y el régimen estable de acreción, como se puede apreciar en la Figura 2.10.

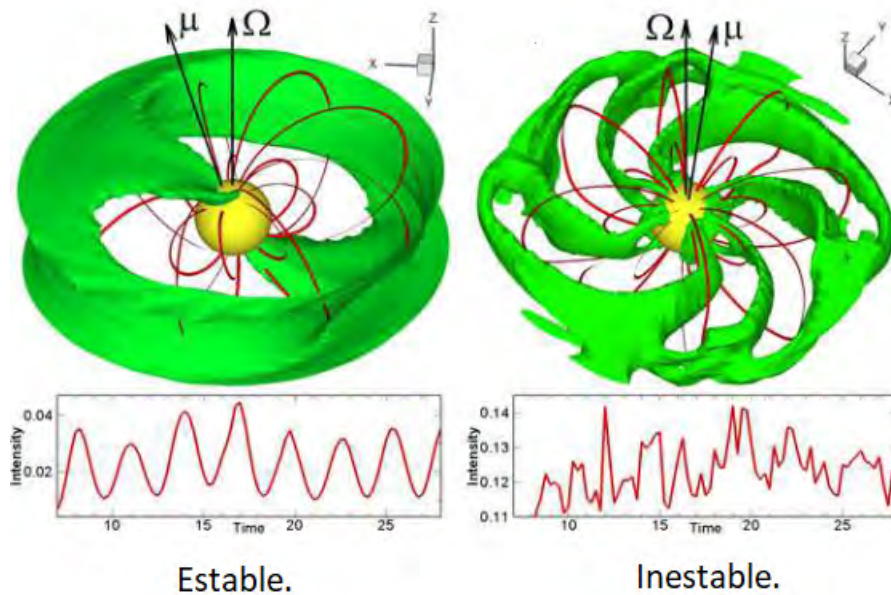


Figura 2.10: Izquierda: Régimen estable de acreción; Derecha: Régimen inestable de acreción (Romanova et al., 2007).

El régimen estable de acreción muestra la existencia de dos columnas de acreción principales que periódicamente pueden interceptarse con nuestra línea de visión generando una curva de luz relativamente suave con respecto a su variación. El régimen estable está asociado con tasas de acreción bajas ligeramente menores a $10^{-8} M_{\odot}/año$. Por otra parte, el régimen inestable muestra la presencia de diferentes columnas de acreción que pueden aparecer y desaparecer aleatoriamente, este régimen está asociado con tasas de acreción altas y genera curvas de luz más caóticas en comparación al régimen estable.

Por otra parte, otro efecto de variabilidad son los estallidos Exor, llamados de esa manera por el prototipo de estrella Ex Lup. Son incrementos de 10 a 100 veces en la tasa de acreción de la estrella, estos eventos pueden durar desde meses hasta años. Durante periodos de calma estos objetos muestran un espectro y tasa de acreción muy similar a una CTTS típica, es durante los estallidos que la tasa de acreción aumenta considerablemente hasta aproximadamente $10^{-7} M_{\odot}/año$, o más, las líneas de emisión en el óptico y el infrarrojo cercano se vuelven muy brillantes y la fotosfera óptica es fuertemente velada. La Figura 2.11 muestra una curva de luz típica de un objeto EXor, donde FU Ori, HBC 722 y V1057 Cyg representan eventos FU Ori; mientras que V1647 Ori y Ex Lup representan eventos Exor.

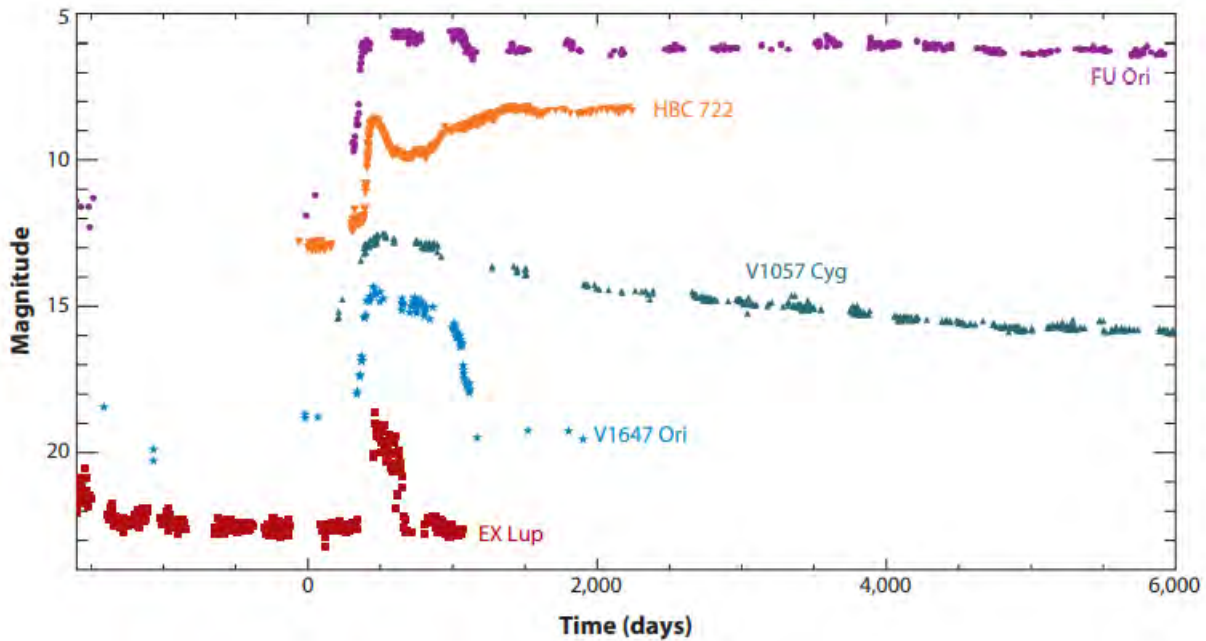


Figura 2.11: Izquierda: Curvas de luz para estallidos EXor y FU Ori (Hartmann et al., 2016).

Uno de los mecanismos sugeridos como explicación a este comportamiento dice que en estos objetos el radio de truncación del disco es mucho mayor que el radio de corrotación, esto genera que la fuerza centrífuga sobrepase la atracción gravitacional. En esta hipótesis el gas se acumula en el radio de truncación, aumenta la densidad superficial y presión del gas, lo que hace que el radio de truncación disminuya hasta llegar a valores iguales o menores que el radio de corrotación, cuando esto ocurre la acreción puede tomar lugar produciendo el estallido, a medida que el gas cae a la estrella se disminuye la presión de gas y el radio de truncación vuelve a ser mayor que el de corrotación.

Sin embargo, la falla crítica de esta hipótesis es que no puede explicar por qué los espectros y propiedades de objetos EXor son tan similares a los de una CTTS, en sus periodos de calma. Según lo propuesto, mientras que el radio de truncación sea mucho mayor que el radio de corrotación, no puede existir acreción, esto es inconsistente con estos objetos ya que en sus momentos de calma sus espectros muestran clara evidencia de acreción magnetosférica tomando lugar.

Otro tipo de objetos variables son los objetos FU Ori, su curva de luz típica también se puede apreciar en la Figura 2.11. Son estallidos ópticos que aumentan en varias magnitudes la luminosidad del objetos y pueden durar desde décadas hasta siglos. Sin embargo, pocos objetos FU ori muestran evidencia de acreción magnetosférica. Por tanto, no son de suma importancia para este estudio y se mencionan por completitud.

2.3. Modelos de acreción magnetosférica.

Los modelos de acreción magnetosférica que se utilizan corresponden a los presentados por Muzerolle et al. (2001), continuando el trabajo iniciado en Hartmann et al. (1994) y Muzerolle et al. (1998). Se cuenta con una red de modelos diferentes para la emisión producida por la transición entre diferentes niveles de un átomo de Hidrógeno.

Los modelos utilizan un sistema de referencia con coordenadas (p,q,z') donde las direcciones p y q representan el plano del cielo rotado por el ángulo de inclinación de la línea de visión, y la dirección z' corresponde a la dirección de la línea de visión del observador, mientras que z corresponde al eje de la estrella que es simétrico con respecto al plano del disco de acreción, es decir, al plano medio rotacional.

Se considera que el campo magnético de la estrella es simétrico con respecto al eje z y que tiene una geometría di-polar. El campo di-polar como su nombre lo indica representa una configuración sencilla del campo magnético donde se tienen dos polos de igual magnitud y signo contrario que se encuentran próximos con relación a la distancia desde la que se observa el campo. Las líneas de campo magnético se enganchan al disco a varios radios estelares, poseen una extensión sobre el mismo y guían el material en caída libre hacia la estrella, según la ecuación (2.3). Una representación de la geometría del campo magnético se puede ver en la Figura 2.12.

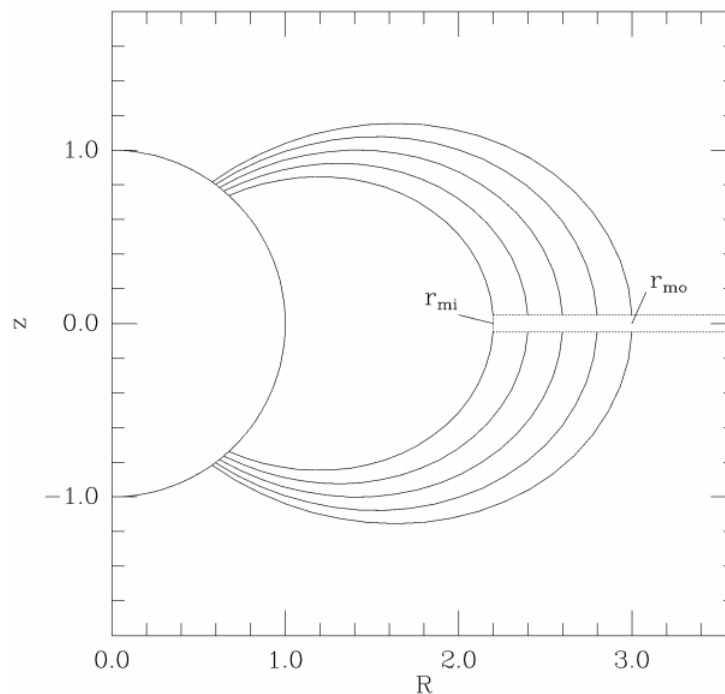


Figura 2.12: Representación del campo magnético estelar (Muzerolle et al., 2001).

Los modelos de acreción magnetosférica no toman en cuenta la radiación del disco, el mismo se asume opaco en toda longitud de onda, y también se asume que el material con el que acrece la estrella cae con velocidades de caída libre desde el radio truncación del disco (es decir el radio interno de la magnetosfera).

El campo de radiación y la función fuente son calculados utilizando el método extendido de transporte radiativo de Sobolev. Este método de transporte radiativo considera que debido a la velocidad relativa entre el observador y la fuente de emisión, el centro de cada línea de emisión se encuentra desplazado por efecto Doppler, y el fotón solo interactúa con algunas regiones posibles. El ancho de la región de interacción depende del gradiente de velocidad en el material emisor; para gradientes de velocidad grandes se demuestra que la región de interacción son superficies con igual velocidad. La aproximación extendida considera que puede existir más de un cruce con una región de la misma velocidad.

Sin embargo, el uso del método extendido de transporte radiativo de Sobolev no permite considerar los efectos de ensanchamiento de la línea de emisión. A manera de tomar en cuenta estos efectos de ensanchamiento, se utiliza el método de rayo a rayo para calcular el flujo. Este método utiliza la función fuente junto con la opacidad para encontrar la intensidad de cada rayo, finalmente el flujo se obtiene integrando esta intensidad para el área de la zona emisora. El campo de radiación por medio de la intensidad media y la función fuente. La intensidad media se escribe como:

$$\bar{J}_\nu = [1 - \beta(r)] S(r) + \beta_c(r) I_c + F(r) \quad (2.11)$$

donde β es la probabilidad de escape de un fotón local y del continuo, respectivamente, I_c la intensidad del continuo estelar, $S(r)$ la función fuente local y $F(r)$ representa una contribución no local producto de cruzar las superficies de velocidad constantes, siguiendo el método extendido de transporte radiativo de Sobolev. La ecuación:

$$S_{ul} = \frac{2h\nu_{ul}^3}{c^2} \left[\left(\frac{N_l g_u}{N_u g_l} \right) - 1 \right]^{-1} \quad (2.12)$$

representa la función fuente para una línea particular. En la misma, h representa la constante de Planck, ν la frecuencia de la línea de emisión generada en la transición desde el nivel superior u hasta el nivel inferior l , en este caso para el átomo de Hidrógeno. c es la velocidad de la luz en el vacío, mientras que N_u y N_l son las poblaciones de cada nivel respectivamente, y g_u y g_l los pesos estadísticos de cada nivel. Los modelos utilizan un tratamiento estadístico de equilibrio para calcular la población en cada nivel del átomo. Esto genera diferentes funciones fuente, las cuales

se utilizan para calcular nuevamente las intensidades medias, el proceso se repite hasta que las soluciones para cada nivel convergen (Muzerolle et al., 2001).

Siguiendo la aproximación de rayo a rayo, la siguiente ecuación muestra la intensidad de un rayo específico para un rayo dado en la dirección de la línea de visión del observador z' :

$$I_\nu = I_0 e^{-\tau_{tot}} + \int_{-\infty}^{z_0} [\eta_c(z) + \eta_l(z)] e^{-\tau(z)} dz \quad (2.13)$$

I_0 representa la radiación incidente desde la estrella, η_c es la emisividad del continuo para una frecuencia dada, η_l la emisividad de la línea para una frecuencia dada y z_0 representa la superficie estelar o ∞ , en cuyo caso la radiación incidente sería igual a 0. Mientras que la profundidad óptica para un rayo dado en la línea de visión viene dada por:

$$\tau(z) = - \int_{-\infty}^z [\chi_c(z) + \chi_l(z)] dz \quad (2.14)$$

donde χ_c y χ_l representan la opacidad del continuo y la opacidad de la línea respectivamente. El cálculo de la opacidad para la línea y el continuo incluye emisión libre-libre, ligado-libre junto con efectos de dispersión. Para tomar en cuenta los efectos de ensanchamiento de la línea se aproxima cada electrón como un oscilador armónico amortiguado. La opacidad de la línea está dada por la siguiente ecuación:

$$\chi_l = \frac{\chi_0}{\sqrt{\pi} \Delta \nu_D} H(a, y) \quad (2.15)$$

la opacidad en el centro de la línea viene dada por la ecuación (2.14). En la misma e representa la carga del electrón, m_e la masa del electrón, c la velocidad de la luz en el vacío, N_l y N_u , las poblaciones en el nivel inferior y superior respectivamente, junto con los pesos de cada nivel representados por g_l y g_u , y f representa la fuerza del oscilador según la aproximación de oscilador armónico amortiguado.

$$\chi_0 = \frac{\pi e^2}{m_e c} f N_l \left(1 - \frac{g_l N_u}{g_u N_l} \right) \quad (2.16)$$

el denominador de la ecuación (2.15) representa el ancho de Doppler de la línea, es decir, el ancho natural de la línea producto de la temperatura del átomo emisor, la ecuación (2.17) muestra la expresión para este ancho. En la misma, ν_0 representa la frecuencia en el centro de la línea, k representa la constante de Boltzman y T la temperatura del átomo, con μ la masa del sistema.

$$\Delta \nu_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{2kT/\mu} \quad (2.17)$$

La ecuación (2.14) incluye el término $H(a, y)$, que representa la función de Voigt, esta es la convolución entre mecanismos de ensanchamiento, uno con perfil gaussiano y otro que produce un perfil de Lorentz. La función de Voigt actúa como un modulador del ensanchamiento de la línea y la forma del perfil y es función de dos parámetros, $y = \Delta\nu/\Delta\nu_D$ y $a = \Gamma/4\pi\Delta\nu_D$, donde Γ representa una constante de amortiguamiento que regula los diferentes mecanismos de ensanchamiento (Muzerolle et al., 2001), la cual viene dada por:

$$\Gamma = C_{rad} + C_{vdW} \left(\frac{N_{HI}}{10^{16} \text{cm}^{-3}} \right) \left(\frac{T}{5000} \right)^{0.3} + C_{Stark} \left(\frac{N_e}{10^{12} \text{cm}^{-2}} \right)^{-2/3} \quad (2.18)$$

donde C_{rad} , representa el ancho medio por efecto radiativo, C_{vdW} el ancho medio por efecto Van der Waals y C_{Stark} el ancho medio por efecto Stark. Cada ancho medio tiene unidades de Angstroms. Una comparación entre los perfiles de los modelos de acreción magnetosférica, tomando en cuenta la aproximación de oscilador armónico amortiguado para considerar el ensanchamiento de las líneas, se puede apreciar en la Figura 2.13.

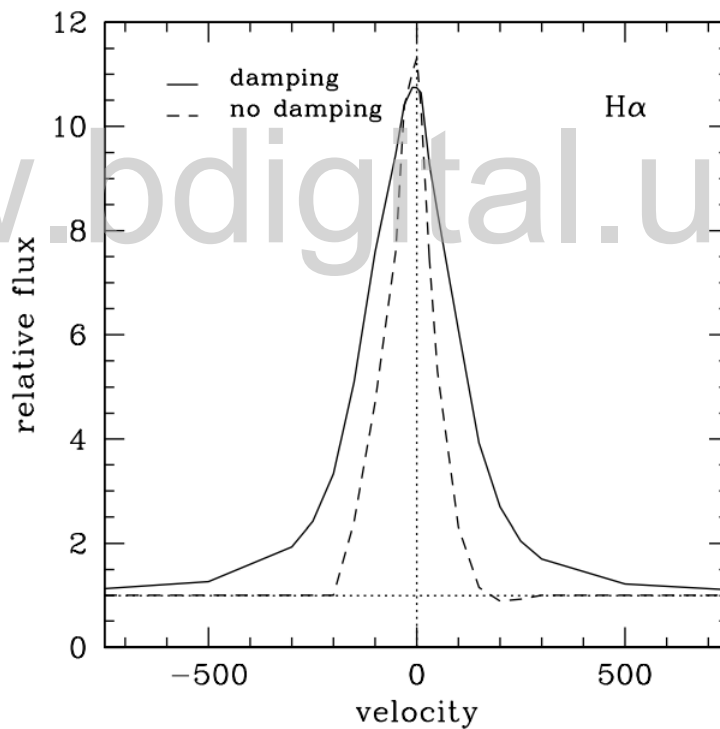


Figura 2.13: Comparación del perfil de H alfa generado por modelos de acreción magnetosférica considerando el ensanchamiento de la línea y sin considerarlo (Muzerolle et al., 2001).

Como se puede ver, el utilizar la aproximación de oscilador armónico amortiguado permite reproducir en perfil de línea más ancho y mucho más cercano a los perfiles de la línea H alfa observados para estrellas CTTS.

2.3.1. Dependencia de los modelos respecto a diferentes parámetros.

Los modelos de acreción magnetosférica cuentan con 5 parámetros libres que cambian el flujo resultante de cada línea de emisión. Estos parámetros son: la tasa de acreción estelar (\dot{M}), la temperatura máxima en la columna de acreción (T_{max}), el radio interno del dipolo magnético (R_i), la extensión del dipolo sobre el disco de acreción (ΔR) y la inclinación entre la línea de visión y el eje de rotación de la estrella (incl).

La Figura 2.14 muestra una representación del flujo total de la línea de Paschen 5 para los modelos de acreción estelar generados para una estrella de tipo espectral K7, las líneas de color representan modelos con temperatura máxima distintas y sus valores de flujo posibles según la tasa de acreción estelar. Se dejan fijos el radio interno del dipolo magnético y la extensión del mismo sobre el disco, con valores de $5R_*$ y $0.5R_*$ respectivamente, mientras que la inclinación es de 15° .

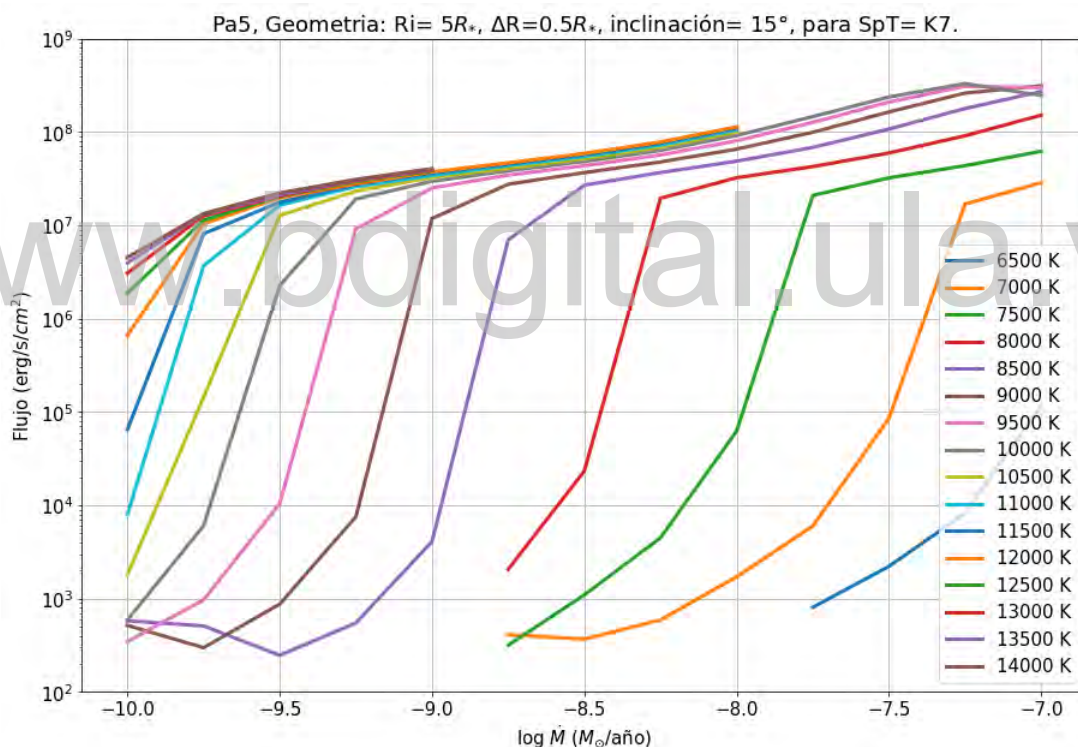


Figura 2.14: Flujo total contra Tasa de acreción para diferentes temperatura máxima, $R_i = 5R_*$, $\Delta R = 0.5R_*$, inclinación= 15° .

En la Figura 2.14 podemos que existe una zona de saturación para el flujo de la línea lo cual tiene como consecuencia una degeneración en los modelos posibles. Es decir, existen diferentes modelos de acreción magnetosférica que pueden tener valores de flujo muy similares. Mientras mayor sea el valor de temperatura máxima, menor es la tasa de acreción para la cual el flujo alcanza está zona de valores de flujo similares. Esto representa una dificultad añadida a la comparación y el

mismo comportamiento se aprecia para diferentes líneas de emisión en los modelos de acreción magnetosférica. La Figura 2.15 muestra la misma comparación de flujos y diferentes modelos que la figura anterior, con excepción de la geometría del campo magnético. Ahora el radio interno de la magnetosfera es de $2R_*$.

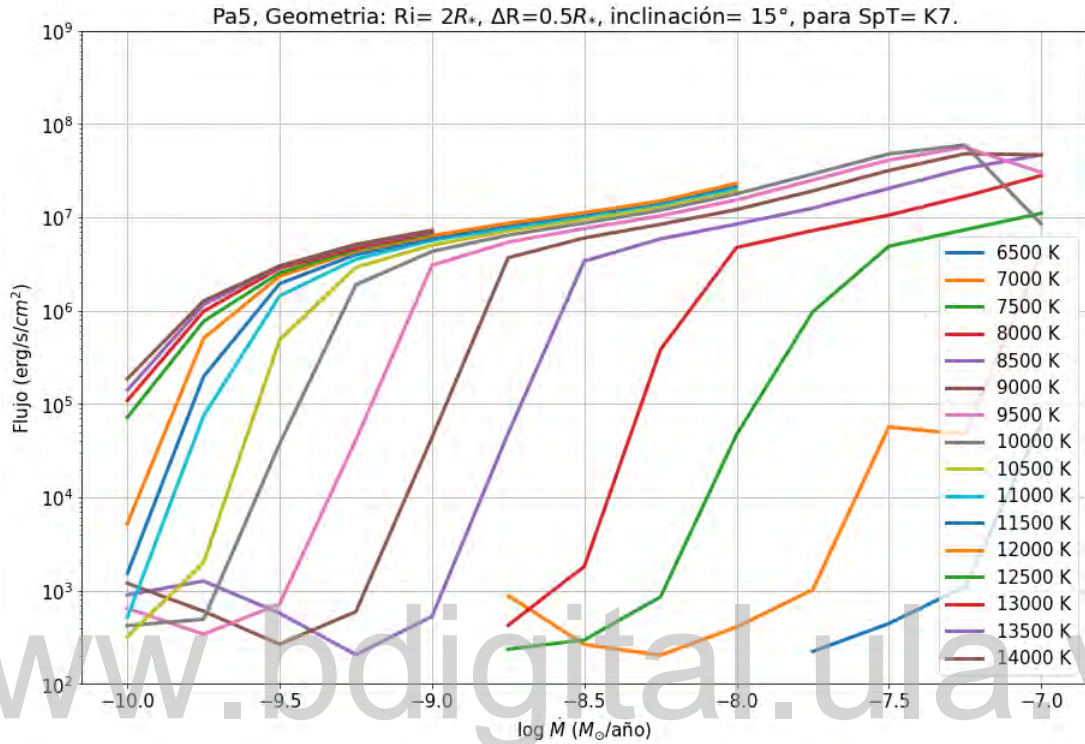


Figura 2.15: Flujo total contra Tasa de acreción para diferentes temperatura máxima, $R_i = 2R_*$, $\Delta R = 0.5R_*$, inclinación= 15°.

Como se puede apreciar, el comportamiento en la zona de saturación de la línea se mantiene. Sin embargo, el flujo total de la línea de emisión es menor en comparación a la Figura 2.14. Esto se debe a que en el modelo de acreción magnetosférica se considera que las líneas de emisión son generadas en los flujos de acreción magnetosféricos. Al cambiar la geometría del campo magnético y hacer su radio interno menor, el área de emisión disminuye producto de que ahora la extensión de la magnetosfera es menor con comparación. Por lo tanto el flujo total de la línea disminuye.

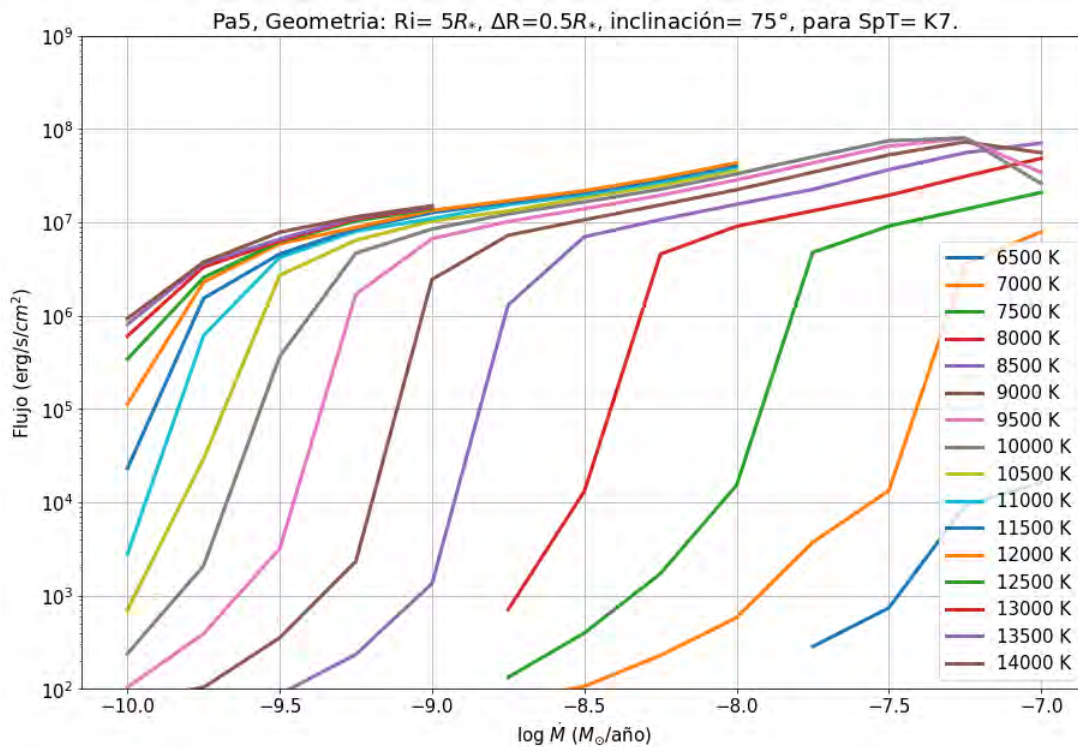


Figura 2.16: Flujo total contra Tasa de acreción para diferentes temperatura máxima, $R_i = 5R_*$, $\Delta R = 0.5R_*$, inclinación = 75° .

En el caso de la Figura 2.16 se muestra una comparación con los mismos parámetros que la Figura 2.14, con la excepción de que la inclinación pasa a ser de 75° . En este caso el flujo total de la línea también disminuye, esto debido a que por construcción el modelo de acreción magnetosférica considera una inclinación de 0° como se la línea de visión interceptara el polo de la estrella y fuera paralela a la normal del plano del disco. A medida que se aumenta la inclinación la línea de visión intercepta más y más el disco, de igual forma se pierde la contribución por el flujo de acreción que se encuentra detrás de la estrella, y por tanto el flujo total que se puede observar disminuye.

Se destaca que el comportamiento del flujo total para esta línea de emisión es representativo para otras líneas de emisión de Hidrógeno a considerar en este estudio. Más detalles de la red de modelos de acreción magnetosférica, junto con el tratamiento de datos y las líneas de emisión a considerar son provisto en el siguiente capítulo, de igual forma se discute la muestra de estrellas total y la muestra final a comparar con los modelos de acreción magnetosférica.

Capítulo 3

Muestra y datos.

En este capítulo se discute, los datos obtenidos según diversas fuentes, las formas de obtención e implicaciones de los instrumentos usados, así como la calidad de los datos obtenidos. De igual manera, se presenta la muestra de estrellas a considerar en el trabajo, junto con una recopilación de la información pertinente para su comparación con los parámetros presentados en los modelos de acreción magnetosférica.

El presente trabajo es un estudio utilizando múltiples líneas de emisión. Se presenta un criterio de selección para las diversas líneas a considerar; basado en la calidad de los perfiles de líneas de emisión y la cantidad de líneas apreciables en las series de Paschen y Brackett. A razón de utilizar una alta cantidad de líneas de emisión en el caso general, se opta por comparar los flujos de línea totales, en lugar de comparar directamente cada perfil de línea.

3.0.1. Datos importantes a considerar.

Este estudio se concentra principalmente en líneas de la series de Paschen y Brackett, en el infrarrojo cercano, con la excepción de 3 espectros obtenidos adicionalmente en los cuales se toman líneas de la serie de Balmer. En base a la comparación de los flujos de las líneas a considerar con los respectivos flujos en los modelos de acreción magnetosférica se busca determinar parámetros de importancia para las CTTS. Estos son:

- La tasa de acreción estelar (\dot{M}).
- La temperatura máxima presente en el flujo de acreción (T_{max}).
- El radio interno del dipolo magnético (R_i).
- La extensión de la magnetosfera sobre el disco (ΔR).

- La inclinación entre la línea de visión y el eje de rotación de la estrella (i).
- El coeficiente de extinción por polvo para cada estrella (A_v).

Es necesario destacar que tal estudio comparativo con multiplicidad de líneas y los 6 parámetros mencionados no ha sido probado con anterioridad y puede representar una prueba exigente para los modelos de acreción magnetosférica.

3.1. Datos de la muestra.

La referencia principal utilizada para la muestra de datos es el trabajo presentado por McClure (2019). A partir del mismo, haciendo uso de la base de datos de VizieR, se obtienen los espectros de 26 CTTS en la región de formación estelar de Tauro. Estos espectros se encuentran calibrados apropiadamente para eliminar la señal de fondo del cielo y corregidos por las bandas telúricas. El manejo y reducción de datos pertinente para los espectros se pueden encontrar con detalle en McClure et al. (2013). Para esto se utilizó la herramienta estándar de Spextool (Cushing et al., 2004; Vacca et al., 2003).

Los espectros fueron observados con el espectrómetro SpeX (Rayner et al., 2003) en el IRTF (Infrared Telescope Facility), desde diciembre 01 del 2010 hasta el 12 de enero del 2013. Según el modo de uso registrado en la referencia para este espectrómetro, el poder de resolución es de $R=2000$ y los espectros cubren el rango desde $0.8 \mu\text{m}$ hasta $2.5 \mu\text{m}$. Algunos de los parámetros estelares derivados por McClure 2019, junto con una lista total de las CTTS en la muestra, se presentan en la Tabla 3-1.

La Tabla 3-1 presenta varios parámetros, principalmente el tipo espectral difiere de lo presentado en la literatura, por otros autores (Kenyon & Hartmann, 1995) para cada CTTS. Esto es debido a que la clasificación es hecha en base al espectro apreciable por SpeX, en este caso corresponde al tipo espectral en la región infrarroja. De igual forma la temperatura efectiva registrada corresponde al tipo espectral según SpeX. Por tanto, esto difiere de la temperatura efectiva de cada estrella en otros estudios.

Tabla 3-1. Parámetros estelares y tasas de acreción en McClure (2019).

CTTS	SpT(IR)	Teff(K)	A_v (mag)	distancia(pc)	$L_*(L_\odot)$	$R_*(R_\odot)$	$M_*(M_\odot)$	$\dot{M}(M_\odot yr^{-1})$
BPTau	M0V	3850	0.5 ± 1.4	128.6 ± 1.0	0.84	2.06	0.562	8.8×10^{-9}
CITau	K7V	4060	0.5 ± 1.0	158.0 ± 1.02	0.73	1.72	0.765	5.0×10^{-8}
CWTau	K0V	5250	6.4 ± 0.4	131.9 ± 0.7	0.86	1.13	1.049	3.1×10^{-8}
CXTau	M2V	3580	0.4 ± 1.0	$128.6^{+0.7}_{-0.6}$	0.40	1.64	0.393	1.7×10^{-10}
DETau	M2V	3580	1.1 ± 0.8	126.9 ± 1.1	0.55	1.94	0.395	1.5×10^{-8}
DKTau	K7V	4060	0.9 ± 0.7	128.1 ± 1.0	0.93	1.95	0.753	4.8×10^{-9}
DLTau	K7V	4060	1.6 ± 0.5	158.6 ± 1.2	0.37	1.24	0.804	5.8×10^{-8}
DOTau	M0V	3850	3.6 ± 0.5	138.8 ± 1.0	0.58	1.72	0.569	6.6×10^{-8}
DRTau	M0V	3850	2.1 ± 0.5	$194.6^{+2.5}_{-2.4}$	1.12	2.39	0.558	4.8×10^{-7}
DSTau	M0V	3850	1.2 ± 1.1	158.4 ± 1.1	1.09	2.34	0.559	1.7×10^{-8}
FQTau	M4V	3370	1.4 ± 1.1	140	1.31	1.57	0.3	2.6×10^{-10}
FSTau	M0V	3850	5.5 ± 1.1	140	1.03	2.28	0.561	8.5×10^{-9}
FTTau	M4V	3370	1.4 ± 0.8	$127.3^{+0.9}_{-0.8}$	0.25	1.46	0.298	1.6×10^{-8}
FXTau	M0V	3850	2.7 ± 1.4	140	1.31	2.57	0.555	5.1×10^{-9}
FZTau	M0V	3850	6.5 ± 0.7	129.6 ± 1.3	0.93	2.18	0.561	3.5×10^{-7}
GITau	M0V	3850	3.7 ± 1.9	130.0 ± 0.8	0.60	1.73	0.568	5.9×10^{-9}
GKTau	K7V	4060	2.0 ± 0.6	128.8 ± 0.7	0.91	1.92	0.753	7.4×10^{-9}
GNTau	M2V	3580	4.5 ± 0.7	140	0.93	2.51	0.395	4.7×10^{-8}
Haro6-28	K5V	4350	3.3 ± 0.6	140	0.27	0.91	0.831	2.3×10^{-10}
HPTau	K0V	5250	3.0 ± 0.5	$176.4^{+3.4}_{-3.3}$	4.70	2.62	1.936	---
HPTauG3	M0V	3850	2.7 ± 1.5	156.5 ± 2.1	0.91	2.15	0.561	---
HQTau	K2V	4900	2.8 ± 0.8	$158.2^{+5.6}_{-5.2}$	4.01	2.78	1.977	2.8×10^{-10}
IQTau	M0V	3850	2.4 ± 1.3	130.8 ± 1.1	1.00	2.25	0.561	5.3×10^{-9}
IRAS04125								
+2902	M0V	3850	2.9 ± 1.5	159.2 ± 1.7	0.57	2.74	0.569	3.7×10^{-11}
IRAS04303								
+2240	M0V	3850	9.0 ± 1.1	$147.5^{+6.5}_{-5.9}$	1.92	3.11	0.552	4.7×10^{-8}
RYTau	G0V	6030	3.2 ± 0.7	$443.7^{+55.1}_{-44.3}$	141.19	10.89	4.629	2.0×10^{-6}

La distancia a cada estrella se obtiene por medio del paralaje de la segunda liberación de datos de GAIA de acuerdo al catalogo Bailer-Jones et al. (2018). Cuando el paralaje no estaba disponible para determinar la distancia al objeto, se registraba la distancia promedio a la región de Tauro según Kenyon et al. (1994). El valor tabulado para la tasa de acreción se obtiene según la luminosidad de la línea Br₇ y tomando al correlación en la luminosidad de la línea y la luminosidad de

acreción según Muzerolle et al. (2004). Uno de los principales problemas de este método es que la emisión puede provenir de diferentes regiones en el sistema. Por tanto, es posible sobrestimar la tasa de acreción. Más detalles al respecto de la derivación de otros parámetros se puede encontrar en McClure (2019).

Así mismo, es relevante destacar que la región de Tauro, como fue mencionado anteriormente, no sufre de tanta extinción por polvo como otras regiones. En este sentido encontrar valores de A_v mayores a 4 magnitudes, para objetos estelares jóvenes diferentes a la Clase I, se puede considerar relativamente extraño. Según los datos de la Tabla 3-1 podemos ubicar de manera tentativa las estrellas de nuestra muestra en un diagrama HR, Figura 3.1. Sin embargo, debido a la incertidumbre en los parámetros estelares de estrellas T-Tauri y posibles discrepancias con los valores aceptados de la extinción por polvo. Se consideran las posiciones en el diagrama HR como posiciones tentativas.

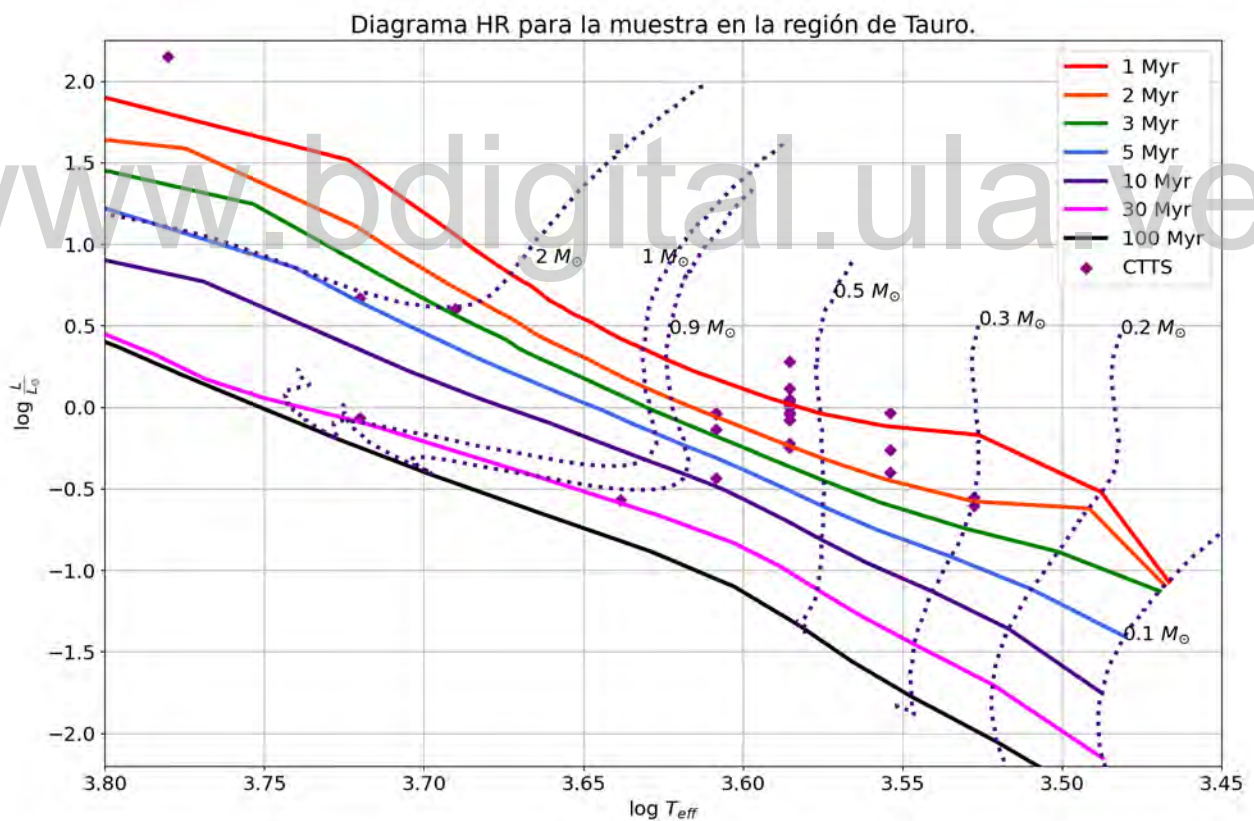


Figura 3.1: Diagrama HR para la muestra seleccionada. Se presentan en conjunto las isocronas de Siess junto con sus trayectorias evolutivas (Siess et al., 2000).

El estudio presentado por McClure (2019) también determina, en base a los caminos evolutivos

de Siess (Siess et al., 2000), la edad de las estrellas en la muestra. Sin embargo, la edad presentada para las estrellas CW Tau y Haro6-28, donde cada una tiene 27.8 millones de años y 25.4 millones de años respectivamente, parece estar en desacuerdo con la relación aceptada entre tasa de acreción y edad estelar (Figura 2.4), siguiendo las tasas de acreción estelar presentadas en la Tabla 3-1. Esto podría indicar una inconsistencia en los valores determinados para la tasa de acreción o la edad de las estrellas.

A la muestra principal de espectros también se le añaden 3 espectros correspondientes a un trabajo diferente. Los mismos corresponden a parte del espectro visual para las estrellas DKTau, DETau y DRTau. Estos espectros corresponden a las observaciones realizadas por Gullbring et al. (1998). Fueron tomados con el MMT (Multiple Mirror Telescope) ubicado en el monte Hopkins, en Arizona. Es prudente destacar que estos espectros son considerablemente más antiguos que los de la referencia principal. Los espectros permiten apreciar una multitud de líneas de emisión en cada una de las 3 estrellas aún cuando los espectros solo cuentan con información desde 3200 Å hasta 5400 Å. A razón de esto, no se puede apreciar la línea de emisión del hidrógeno correspondiente a la caída de niveles 3 - 2, también referida como $H\alpha'$

En el caso de esta región del visual se consideran 3 líneas presentes correspondientes a la serie de Balmer. En los espectros es posible apreciar 4 líneas de emisión de hidrógeno. Sin embargo, la línea de emisión H 2-7 (Ahora en más referida como H_7) no se toma en cuenta debido a su cercanía con una línea de emisión de Ca_{II} y dada la resolución de los espectros no es posible diferenciar ambas líneas.

Se advierte que los parámetros derivados entre diferentes sets de espectros están sujetos a cambios en base a la variabilidad de las estrellas CTT y la evolución natural del sistema. Por tanto, se procede con cuidado al realizar comparaciones entre los diferentes espectros de un mismo objeto estelar. Al presentar los resultados para diferentes sets de espectros esto se toma en cuenta para su discusión.

3.2. Datos de la muestra según otros estudios.

Si bien los parámetros estelares se derivan principalmente del estudio principal (McClure, 2019), también es pertinente contrastar la información obtenida con otros trabajos, especialmente para ciertos parámetros de importancia. Para el desarrollo estadístico se consideran rangos de valores, para algunos parámetros de importancia, consistentes con los presentados en la literatura por diferentes autores. En base a esto se presentan diferentes estudios suplementarios a las características

de algunas CTTS en nuestra muestra.

3.2.1. A_v y tipo espectral.

Debido a la incertidumbre en la magnitud de extinción por polvo presente en la región de Tauro se adoptan los valores de A_v presentes en Kenyon & Hartmann (1995) junto con Andrews et al. (2013), donde sea pertinente, ya que alguna estrellas en la referencia anterior no contaban con A_v registradas. De igual manera, los tipos espectrales de Kenyon & Hartmann (1995) son utilizados para las estrellas en la muestra.

El uso de los tipos espectrales presentes en Kenyon & Hartmann (1995) se debe a que los tipos espectrales presentados por la referencia principal corresponden a la clasificación de las CTTS unicamente tomando en cuenta su espectro IR. La comparación con modelos de acreción magnetosférica no hace distinción y en este caso es preferible usar el tipo espectral tomando en cuenta un rango espectral más amplio, como es el caso de los presentados por Kenyon & Hartmann.

3.2.2. Inclinación.

La inclinación del disco protoplanetario y la línea de observación es también un parámetro de suma importancia para los modelos. Afortunadamente, gracias a la existencia de ALMA (Atacama Large Millimetric Array) es posible resolver los discos protoplanetarios de muchos sistemas. A partir de estas observaciones se puede determinar la inclinación del sistema disco-CTTS en relación a la línea de observación desde nuestro planeta.

Haciendo uso de los estudios de Long et al. (2019) y Piétu et al. (2014), se cuenta con información referente a la inclinación de los discos en parte de la muestra de CTTS. Se destaca que Long et al. (2019) utilizó imágenes producidas por ALMA junto con modelos para estimar la inclinación de cada disco. Mientras que la segunda referencia usó observaciones de IRAM interferómetro de Plateau de Bure.

Contando con los dos estudios referenciados se tiene información de la inclinación del sistema disco-CTTS, según la línea de observación desde la Tierra, para las siguientes estrellas presentes en la muestra: BPTau, CITau, CWTau, DETau, DKTau, DLTau, DOTau, DRTau, DSTau, FTTau, FZTau, GITau, GKTau, HPTau, HQTau, IQTau y RYTau. Los valores de inclinación registrados se presentan en la Tabla 3-2.

Tabla 3-2. Inclinación registrada para algunas CTTS en la muestra.	
CTTS	Inc(°)
BPTau	$38.2^{+0.5}_{-0.5}$
CITau	$50.0^{+0.3}_{-0.3}$
CWTau	65.0 ± 2.0
DETau	66.0 ± 7.0
DKTau	$12.8^{+2.5}_{-2.8}$
DLTau	$45.0^{+0.2}_{-0.2}$
DOTau	$27.6^{+0.3}_{-0.3}$
DRTau	$5.4^{+2.1}_{-2.6}$
FTTau	$35.5^{+0.4}_{-0.4}$
FZTau	< 70
GITau	$43.8^{+1.1}_{-1.1}$
GKTau	$40.2^{+5.9}_{-6.2}$
IQTau	$62.1^{+0.5}_{-0.5}$

3.2.3. Tasas de acreción registradas.

Los valores alternativos para las tasas de acreción de cada objeto son obtenidas de White & Ghez (2001), Johns-Krull & Gafford (2002) y Najita et al. (2007). Se consigue información para la mayoría de las estrellas en la muestra con excepción de FTTau, GNTau, Haro6-28, HPTauG3, HQTau, IRAS04125P2902 e IRAS04303+2240. Nuevamente se destaca que la variabilidad de las estrellas CTTS puede afectar el valor de las tasa de acreción derivado en fechas diferentes. Por tanto, se utilizan estos valores como una simple referencia alternativa a los valores presentados por McClure (2019).

3.3. Líneas de emisión de hidrógeno a utilizar.

Para cada espectro obtenido se toman en cuenta las líneas de emisión de hidrógeno para las series de Paschen y Brackett, como se menciona con anterioridad. La fuerza y la calidad del perfil de cada línea en cuestión se toma en cuenta antes de realizar la comparación con los modelos. La serie de Paschen corresponde a la emisión de un fotón desde un nivel superior al nivel de energía $n = 3$ del átomo, por su parte la serie de Brackett hasta el nivel de energía $n = 4$. De ahora en más, por conveniencia se adopta la nomenclatura de "*Inicales_de_la_serie*"_{nivel_superior}. Adicionalmente, para algunas CTTS se toman en cuenta líneas de emisión en la serie de Balmer, la misma es referida simplemente como "H"_{nivel_superior}.

Las líneas de emisión se listan en la Tabla 3-3:

Tabla 3-3. Líneas de emisión de H a considerar.		
Nombre de la línea	Niveles de transición	Longitud de onda(nm)
Pa_5	5 - 3	1282.216
Pa_6	6 - 3	1094.11
Pa_7	7 - 3	1005.21
Pa_8	8 - 3	954.86
Pa_9	9 - 3	923.15
Pa_{10}	10 - 3	901.74
Pa_{11}	11 - 3	886.52
Pa_{12}	12 - 3	875.29
Pa_{14}	14 - 3	860.08
Br_7	7 - 4	2166.12
Br_{10}	10 - 4	1736.69
Br_{11}	11 - 4	1681.11
Br_{12}	12 - 4	1641.17
Br_{13}	13 - 4	1611.37
Br_{14}	14 - 4	1588.49
Br_{15}	15 - 4	1570.50
Br_{16}	16 - 4	1556.07
H_4	4 - 2	486.135
H_5	5 - 2	434.0472
H_6	6 - 2	410.1734

Los valores para la longitud de onda de cada emisión se obtuvieron de la base de datos NIST (National Institute of Standards and Technology) (Kramida & Ralchenko, 1999).

3.4. Tratamiento de los datos.

Los espectros de McClure (2019), se obtuvieron del repositorio público de datos Vizzier. Haciendo uso de la rutina "*pyfits*" del paquete Astropy (The Astropy Collaboration et al., 2018), se trabaja con la información de cada archivo, se realizan conversiones para la longitud de onda y el flujo en cada longitud, a manera de trabajar en unidades de $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$. De igual forma

se obtiene el error del flujo observado en cada longitud de onda.

Se corrigen los espectros por velocidad radial haciendo uso de la librería de espectros según la IRTF (Rayner et al., 2009). Cada estrella se compara con el espectro correspondiente a estrellas enanas de la librería según el tipo espectral presente en la Tabla 3-1, esto a manera de mantener la consistencia con el estudio principal para la corrección por velocidad radial. Se utilizan las líneas del doblete de aluminio presente en $1.31 \mu\text{m}$ para el ajuste, se busca que ambos picos coincidan, para esto se desplaza el espectro de la estrella hasta que coincidan con el doblete según los espectros de la librería.

Se toman los valores de flujo registrado mayores a 0. Se genera un continuo para el espectro de la estrella haciendo uso de rutinas presentes en el modulo de Specutils (Earl et al., 2021). La rutina principal para esto es "*fit_generic_continuum*" la cual hace uso de un polinomio de grado dado por el usuario para generar una función que reproduzca de manera aceptable, en la mayoría de casos, el continuo según el espectro que se tiene.

Para esto es necesario delimitar de manualmente las regiones donde se encuentran las líneas de interés en el espectro para ser excluidas del ajuste. Debido a que el presente estudio hace uso de gran cantidad de líneas de emisión simultáneamente, se optó por excluir una región de 60 de ancho centrada en el centro de cada línea. Con base a esto y haciendo uso de un polinomio de grado apropiado según sea el caso para cada espectro, se genera el continuo de cada estrella en la muestra. Teniendo el espectro corregido y el continuo correspondiente, se delimita una región de 80 de ancho centrada en el centro de cada línea de emisión. A cada longitud de onda dentro de las regiones seleccionadas ahora se le aplica la transformación para escala de velocidad según:

$$v = c \times \frac{(\lambda - \lambda_0)}{\lambda_0} \quad (3.1)$$

donde λ representa la longitud de onda en la región delimitada, λ_0 el centro de la línea de emisión y c es el valor de la velocidad de la luz en el vacío, en unidades de kilómetros por segundo.

Con la información correspondiente a las líneas de emisión en escala de velocidad se procede a integrar todo el flujo mayor al continuo generado para cada línea, desde -500km/s hasta 500km/s . La integración se realiza haciendo uso de la rutina de "*trapz*" presente en el paquete numpy (Harris et al., 2020). A manera de contemplar el error al generar el continuo se multiplica el continuo generado por 0.99 y por 1.01, teniendo ahora nuevos continuos respectivamente. Se repite el proceso de integración de cada flujo para cada uno de los continuos y el valor del flujo reportado corresponde al valor medio de las 3 integraciones. De igual forma, el valor de la desviación estándar

entre las 3 integraciones se suma en cuadratura junto con el error presente en las observaciones registrado en los archivos de los espectros. El error de las observaciones se puede aplicar a cada flujo de línea según:

$$Error_instrumento = \sqrt{\Sigma(var \times dx^2)} \quad (3.2)$$

En este caso, "var" corresponde al error registrado en el archivo de los espectros mientras que dx es el intervalo entre cada longitud de onda registrada correspondiente al error. Esta forma de manejar el error en los archivos .fits es tomada parcialmente del código presente en "Specutils_analysis_flux" (Earl et al., 2021). Por tanto, el error total para el flujo de cada línea de emisión es:

$$Error = \sqrt{(Error_continuo)^2 + (Error_instrumento)^2} \quad (3.3)$$

En el caso de espectros obtenidos para las líneas correspondientes a la serie de Balmer, el procedimiento es similar al presentado, con la excepción del calculo de error. Estos espectros solo cuentan con el error correspondiente a la generación del continuo, debido a que los archivos .fits no tienen registrado ningún valor correspondiente al error en cada longitud de onda. Nótese que los espectros observados no fueron corregidos por enrojecimiento, esto fue omitido a manera de incorporar el A_v como un parámetro extra a la comparación con los modelos.

3.4.1. Cálculo del flujo de línea según el modelo magnetosférico

Se calculó una red de modelos de acreción magnetosférica para 5 estrellas modelo con parámetros estelares similares a los presentados por la estrellas en la muestra (Figura 3.1). Cada estrella modelo tiene un tipo espectral distinto, junto con parámetros estelares ligeramente diferentes. Los parámetros para las estrellas modelo se presentan en la Tabla 3-3

Tabla 3-4. Parámetros de los diferentes modelos.				
Tipo espectral	M (M_{\odot})	R (R_{\odot})	L (L_{\odot})	Teff (K)
K5	0.87	1.52	0.75	4350
K7	0.73	1.45	0.52	4060
M1	0.61	1.43	0.35	3705
M3	0.46	1.33	0.22	3415
M5	0.306	1.17	0.12	3125

La red de modelos cuenta con 5 parámetros libres, cada uno con un rango y paso diferente:

- $\log(\dot{M})$: Desde -10 hasta -7 en pasos de 0.25 .
- T_{max} : Desde 6500 K hasta 14000 K.
- R_i : De $2 R_*$, $3.5 R_*$ y $5 R_*$.
- ΔR : Entre $0.5 R_*$ y $1 R_*$.
- Inclinación: Desde 15° hasta 75° en pasos de 15° .

Se calculan los flujos de líneas siguiendo el método presentado en Muzerolle et al. (2001), correspondiente a lo presentado en el capítulo 2. La información obtenida corresponde al perfil de velocidad de las diferentes líneas de emisión a tomar en cuenta para el estudio. Para cada línea, se obtienen los perfiles calculados con todas las combinaciones posibles de los 5 parámetros libres del modelo. La Figura 3.2 muestra un perfil de velocidad típico para una línea de emisión de los modelos.

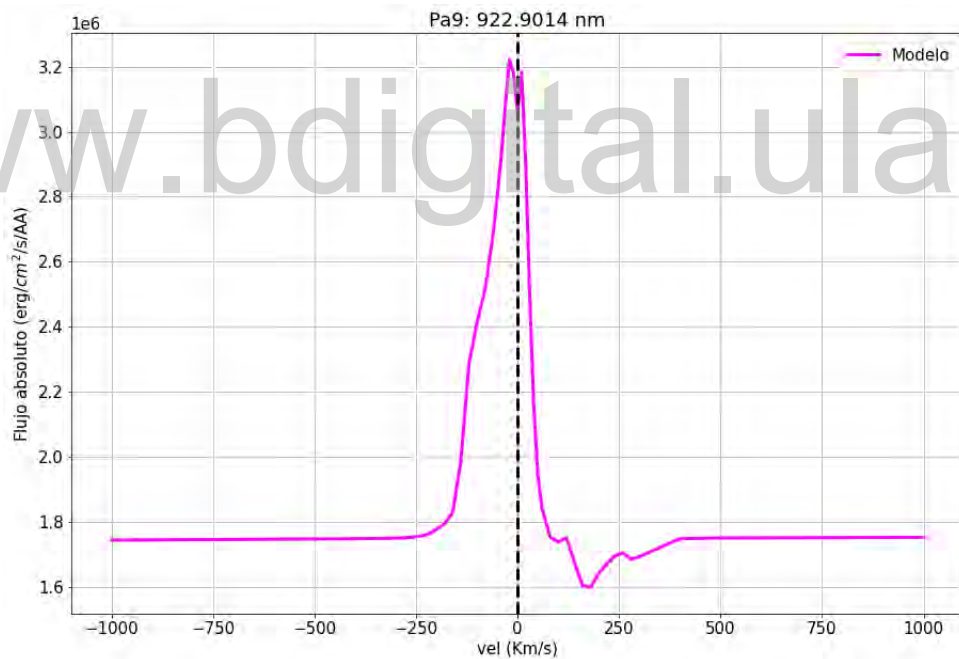


Figura 3.2: Ejemplo de perfil de la línea Pa_9 para un modelo de acreción magnetosférica. Tipo espectral K5, $\log(\dot{M}/M_\odot \text{ao}^{-1}) = -7.25$, $R_i = 3.5$, $\Delta R = 0.5$, $T_{max} = 7500$ K e *inclinación* = 60° .

Los perfiles obtenidos tienen información que va desde -1000km/s hasta 1000km/s y su flujo usa unidades de $\text{erg}/\text{cm}^2/\text{s}/\text{Hz}$. Por tener la información del perfil en unidades de frecuencia, es necesario considerar las mismas unidades para obtener el flujo total de la línea de emisión. Por tanto, se calcula el ν correspondiente a cada velocidad usando:

$$\nu = \frac{v}{c} \times \nu_0 + \nu_0 \quad (3.4)$$

donde " ν_0 " es el valor del centro de la línea de emisión. Continuando de manera similar al procedimiento realizado para las observaciones, se aproxima un continuo a partir del perfil de la línea, interpolando de manera lineal entre los valores de flujo y los de ν . También se hace uso de la misma rutina de integración para calcular el flujo total de la línea según el modelo. De esta forma, para cada tipo espectral del modelo, se generan tablas con los valores de los flujos de línea para las diferentes combinaciones de parámetros existentes en la red de modelos.

3.4.2. Comparación entre modelos y observaciones.

El método principal para obtener resultados hace uso del algoritmo "*emcee*" ó "*MCMC*" (Foreman-Mackey et al., 2013). Este algoritmo es una implementación, bajo licencia libre por el instituto tecnologico de California, de la cadena Markov Monte Carlo. El algoritmo se utiliza para extraer información sobre los parámetros físicos de la magnetosfera en las estrellas de la muestra, utilizando los flujos observados y teóricos.

El uso de las cadenas Markov Monte Carlo implica trabajar usando la estructura de la estadística Bayesiana. Para la comparación contamos con un número finito de parámetros, usando la denominada distribución "prior" podemos encapsular el conocimiento que se tiene con respecto al problema que queremos resolver. En base a esto es posible obtener una distribución posterior según cual valor de cada parámetro sea más probable, esto se realiza con el uso del teorema de Bayes:

$$P(M|O) = \frac{P(O|M) \times P(M)}{P(O)} \quad (3.5)$$

donde sea M y O, eventos, ó en el caso de este estudio, modelos y observaciones. $P(M|O)$ representa la probabilidad de que ocurra un modelo dadas las observaciones, en este caso la distribución posterior que se busca inferir; $P(O|M)$ es la probabilidad de ocurrencia de O dado el modelo M, también conocida como la Likelihood; $P(M)$ es la distribución prior que contiene el conocimiento previo que se tiene respecto a los modelos; y $P(O)$ representa la evidencia, es usualmente tratada como un termino de normalización, no se considerará para la comparación en este estudio.

Al considerar la estadística bayesiana se busca maximizar el valor de la función Likelihood al mismo tiempo que se toma en cuenta la distribución de probabilidades para inferir valores posibles para cada parámetro en base a la forma de la misma y a las correlaciones entre las diferentes distribuciones.

La comparación se realiza haciendo uso de los tipos espectrales presentados por Kenyon & Hartmann (1995). Cada CTTS se compara con el modelo de acreción magnetosférica cuyo tipo espectral sea más cercano al de la estrella (esto es lo mismo que comparar estrellas con modelos según la menor diferencia entre temperaturas efectivas). También es necesario escalar los flujos de los modelos para a la distancia, radio y temperatura efectiva de cada estrella de la muestra. El proceso de escalamiento se realiza para cada estrella a tomar en cuenta, según:

$$F_{\text{modelo_escalado}} = F_{\text{modelo}} \times \left(\frac{R_{\text{modelo}}}{\text{distancia}_*} \right)^2 \times \frac{L_*}{L_{\text{modelo}}} = F_{\text{modelo}} \times \frac{R_*^2}{\text{distancia}_*} \times \frac{T_{\text{eff}_*^4}}{T_{\text{eff}_{\text{modelo}}}^4} \quad (3.6)$$

donde expresiones con subíndice "*" representan la estrella real, mientras que expresiones con el subíndice "modelo", evidentemente, corresponden a los valores de la estrella modelo.

Cabe destacar que aunque se cuenta con una red de modelos relativamente extensa y detallada, para brindar una mejor comparación se necesitan más detalles en los parámetros usados. A solución de esto se construyó una rutina en base al paquete "*LinearNDInterpolator*" del modulo Scipy (Earl et al., 2021). Como su nombre lo dice este algoritmo se encarga de interpolar de manera lineal en N dimensiones.

Con esta rutina, se pueden explorar todos los flujos de línea que tiene un modelo en base a los 5 parámetros principales. El uso del MCMC viene por su utilidad como método de simulación para obtener muestras de las distribuciones posteriores y estimar cantidades de interés a partir de las mismas. El MCMC es ideal para explorar de manera automática todo el espacio de parámetros haciendo uso de la rutina de interpolación. Sin embargo, su uso correcto implica algunas limitaciones. Una de las cosas que se deben tomar en cuenta al explorar los modelos usando el MCMC es que no todas las tasas de acreción presentadas tienen el mismo rango de temperaturas máximas. Esto se debe a que la temperatura máxima se determina de manera semi-empírica, como no se conoce con certeza el mecanismo de calentamiento en los flujos de acreción magnetosférica, se considera un rango de valores posibles. Los diferentes rangos de temperaturas máximas posibles para cada tasa de acreción estelar se pueden apreciar en la Tabla 3-4.

$\log \dot{M}$ menor	$\log \dot{M}$ mayor	T_{max} menor (K)	T_{max} mayor (K)
-7.75	-7.00	6500	10000
-8.00	-7.75	7000	10000
-8.75	-8.00	7000	12000
-9.00	-8.75	8500	12000
-10.00	-9.00	8500	14000

El rango de valores para los otros parámetros es independiente de la tasa de acreción. Al trabajar con el MCMC, como ya se mencionó, se hace uso de información previa que se tiene de la realidad física a manera de inferir probabilidades de ocurrencia de un evento a posterior. Esto es conocido en la literatura como las distribuciones "*Prior*" y "*Posterior*". Información como la relación entre tasas de acreción y temperaturas máximas son pertinentes (y necesarias) de incluir en el prior.

Añadido a esto, por los estudios de Long et al. (2019) y Piétu et al. (2014) también se cuenta con información confiable respecto a la inclinación entre la línea de visión y el disco de la CTTS. El prior se restringe para que el MCMC explore inclinaciones que se encuentren entre los límites superiores e inferiores por 15° de los valores de inclinación registrados. Otro parámetro extra que se considera en el prior es el A_v . Se toman los valores de referencia entre McClure (2019) y Kenyon & Hartmann (1995). Se establecen límites para el parámetro A_v , el mayor valor según las referencias se le suma 0.3 y pasa a ser el límite superior, de manera similar el menor valor restándole 0.3 pasa a ser el límite inferior.

Adicionalmente, se ingresa información al prior respecto a la tasa de acreción de cada estrella. Esto se realiza mediante la incorporación de una probabilidad gaussiana centrada en el valor de referencia para la tasa de acreción y con una desviación estándar, elegida arbitrariamente, de 0.3. De esta forma, se le informa al MCMC que los valores más probables para la tasa de acreción se encuentran en un rango específico (siempre que se tenga esta información, de lo contrario no se hace uso de la probabilidad gaussiana) y por lo tanto los otros valores deben ajustar de manera acorde.

Una vez que se tienen todos los parámetros del prior se realiza una simple selección donde si el MCMC empieza a conseguir parámetros que se salgan de alguno de los límites, la probabilidad de existencia de ese modelo es nula; si por el contrario se encuentra dentro del rango permitido su probabilidad inicial es máxima, indica que en este caso los parámetros son posibles. A su vez, antes de comenzar la exploración de los parámetros se necesita incorporar y definir, la cantidad de

"walkers" (o cadenas que exploran el espacio de parámetros) a utilizar, la cantidad de pasos que pueden dar y la función de merito a usar para la comparación.

Dentro de lo mencionado, de manera razonable, la función de merito juega el papel más importante para el algoritmo del MCMC. La misma es la función según la cual se comparan los modelos con las observaciones y se determina su semejanza, o mejor dicho, se asigna probabilidad de ocurrencia según los parámetros utilizados para la comparación. La función que se utiliza en este caso es el logaritmo de la función "*Likelihood*":

$$\log L \propto -\frac{1}{2} \sum_i \frac{(F_{i,obs} - F_{i,mod})^2}{\sigma_i^2} \quad (3.7)$$

donde $F_{i,obs}$ representa el flujo de la línea "*i*" de las observaciones, $F_{i,mod}$ el flujo de la línea correspondiente según el modelo y σ_i representa el error de la línea observada.

Al momento de realizar la comparación según la función de merito, el MCMC genera un valor correspondiente a cada una de las dimensiones del problema. Si bien los modelos solo cuentan con 5 parámetros principales, se añade un sexto parámetro, el A_v . En base a las dimensiones correspondientes a los parámetros del modelo el MCMC hace uso de la rutina de interpolación para obtener el valor del flujo de cada línea, antes de realizar la comparación, se hace uso de la rutina de "*extinction.odonnell94*" (O'Donnell, 1994) para enrojecer los flujos generados por la interpolación y comparar con las observaciones. Esto efectivamente incluye la extinción por polvo como un parámetro o dimensión extra al ajuste.

Una vez definido esto, cada cadena se encarga de explorar el espacio de parámetros en una dirección diferente, buscando siempre maximizar la función de merito, los pasos son simplemente la cantidad de iteraciones que va a tomar cada cadena hasta detenerse. También es necesario suministrarle al MCMC una posición inicial, en los parámetros dados, desde la cual las cadenas puedan comenzar a moverse en el espacio de los parámetros. Con la suficiente cantidad de pasos la distribución posterior deja de ser sensible a la posición inicial. La posición inicial utilizada corresponde al valor medio del rango de cada parámetro. A manera esquemática se puede ver el proceso de comparación según el MCMC como:

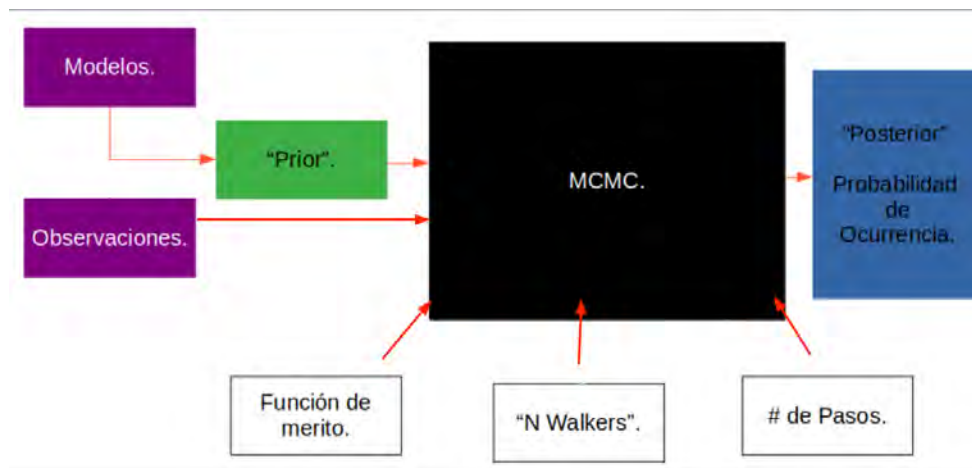


Figura 3.3: Visualización esquemática del proceso de ajuste según el MCMC.

En base a esto, se realiza el ajuste según el MCMC utilizando 100 walkers y al menos 5000 pasos en fracciones de 500 pasos por cadena. Los resultados de este ajuste corresponden a funciones de distribución de probabilidades para cada parámetro utilizado, se presentan usando el paquete de *"Corner_plots"* (Foreman-Mackey, 2016) para visualizar tanto las distribuciones como la correlación entre los parámetros. De igual forma, se compara de manera directa un cierto número de modelos elegidos al azar entre los generados por el MCMC con las observaciones de cada CTTS. Estos resultados son presentados y discutidos en el capítulo 4.

3.5. Selección de la muestra.

Dentro de la muestra total, cuyos espectros y perfiles de líneas de emisión se muestran en el apéndice A, se puede apreciar tanto estrellas CTTS con líneas de emisión en la serie de Paschen y Brackett fuertes y claras, así como estrellas que no muestran todas las líneas de emisión a considerar. Unos ejemplos de estrellas donde todas las líneas a considerar son claramente visibles son CITau, CWTau, DRTau, DLTau, entre otras.

A continuación se presentan los espectros y líneas de emisión en las series de Paschen y Brackett para 3 estrellas en la muestra, cada uno de estos espectros presenta diferentes cantidad de líneas de emisión apreciables, sirviendo como ejemplo para introducir un criterio de selección para la muestra final.

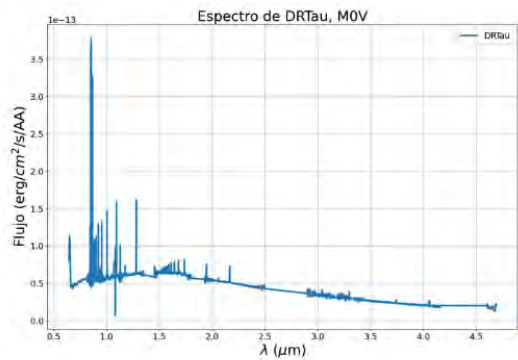


Figura 3.4: Espectro y líneas de emisión a considerar para DRTau.

DRTau es una estrella cuyo espectro sufre de alto velamiento, es decir un exceso de emisión producto del choque de acreción que puede tapar parte de las líneas de absorción y emisión en el espectro, el grado de velamiento está relacionado con la cantidad de exceso en el infrarrojo; aún así, las líneas de emisión son claramente apreciables, como se puede ver en la Figura 3.4. Se recalca que el velamiento presente en algunas estrellas puede llevar a subestimar el flujo total de la línea de emisión. Estas consideraciones se toman en cuenta al considerar el error por la selección del continuo mencionado en la sección anterior. Es importante notar una posible relación entre la cantidad total de líneas visibles y la tasa de acreción de una CTTS, esto según Muzerolle et al. (2001). Sin embargo, esta tendencia no ha sido completamente comprobada en otros estudios.

Si bien dentro de la muestra existen varios objetos con una gran cantidad de líneas de interés apreciables, este no es siempre el caso. Existen objetos como CXTau cuyo espectro permite apreciar muy pocas líneas de interés para el presente trabajo, tal y como se aprecia en la Figura 3.5.

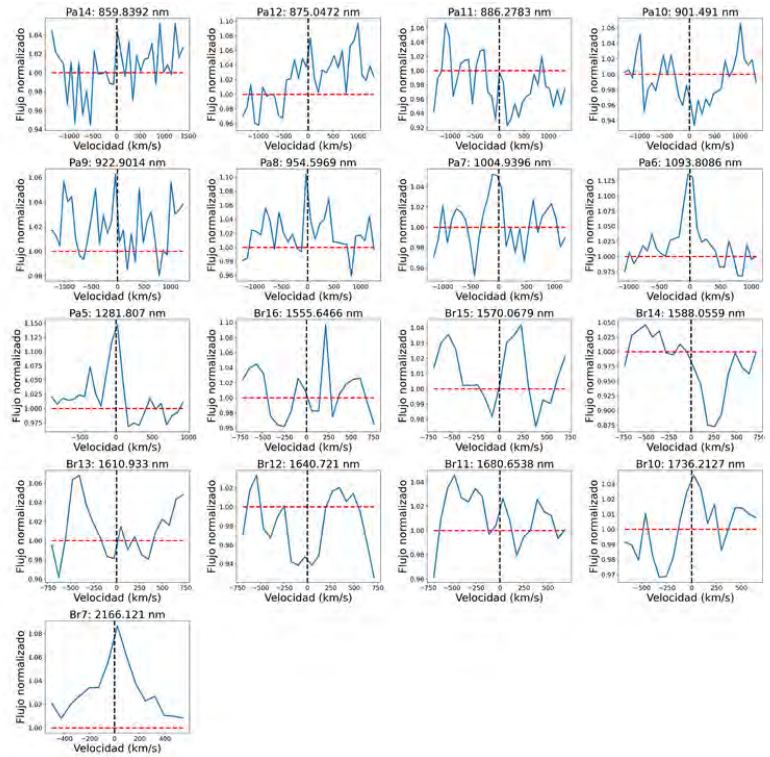
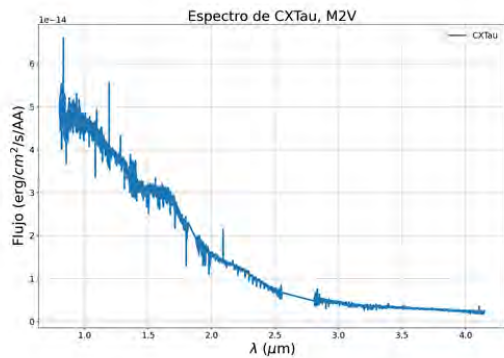


Figura 3.5: Espectro y líneas de emisión a considerar para CXTau.

De igual manera, en la muestra también existe un objeto anómalo como es HPTau (Figura 3.6), donde todas las líneas de emisión que se consideran para el estudio, no solo no son apreciables sino que existen líneas de absorción en su lugar. Este espectro, presentado en la Figura 3.6 tampoco muestra la riqueza de líneas de emisión características de las estrellas CTTS.

Evidentemente estrellas como HPTau no pueden ser consideradas para la comparación con los modelos de acreción magnetosférica. Estrellas como CXTau tampoco son consideradas debido a la escasez de líneas de emisión presentes. En base a este razonamiento se presenta un criterio de selección para las estrellas a considerar para la comparación con los modelos de acreción magnetosférica.

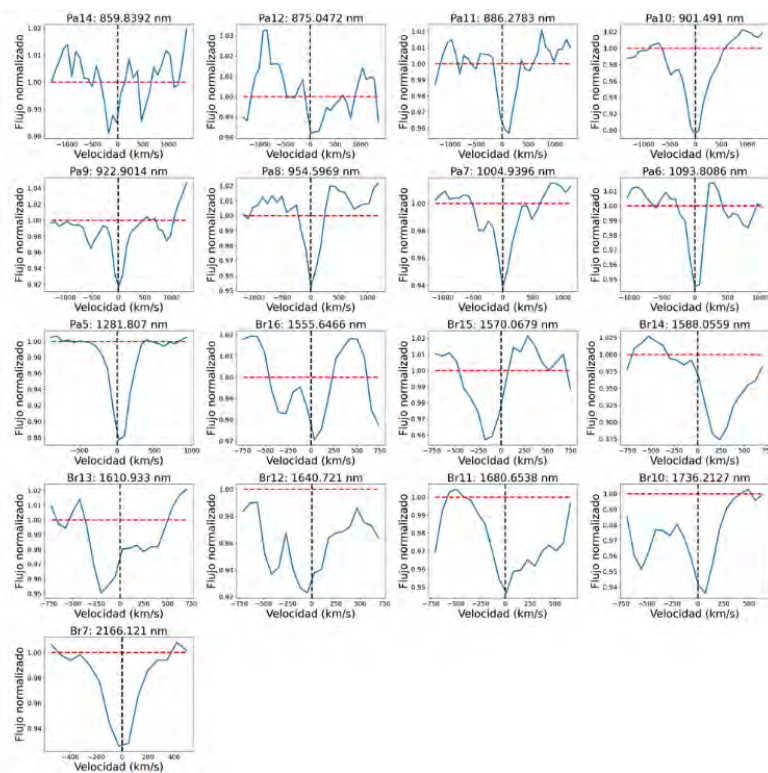
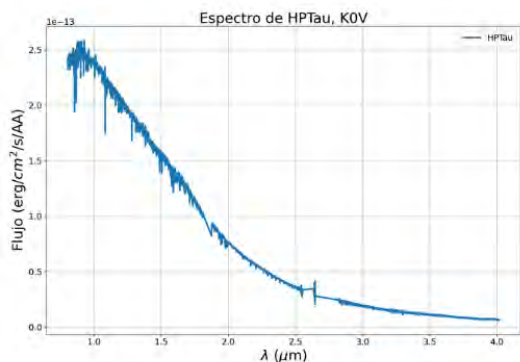


Figura 3.6: Espectro y líneas de emisión a considerar para HPTau.

Un buen criterio de selección para las estrellas a considerar viene dado por la cantidad de líneas presentes y la forma del perfil de la línea. En este caso la línea de Pa₅ presente en la Figura 3.5 aún si apreciable, no presenta un buen ajuste en el continuo seleccionado. Como ya se mencionó, el error en la selección del continuo contempla casos similares.

Tomando en cuenta lo anterior, el criterio de selección para las estrellas a comparar está dado por la existencia de al menos 4 líneas de emisión apreciables en la serie de Paschen y al menos una línea de emisión para la serie de Brackett. Adicionalmente, la línea de emisión debe tener una señal lo suficientemente fuerte para ser distinguida claramente del ruido presente en la región del espectro. Para esto tomamos como criterio que el flujo total de la línea sea al menos 3 veces el valor del error total para la misma línea. También es necesario que el continuo generado de manera automática por el algoritmo sea un buen ajuste para el continuo en el entorno de la línea, para esto se realiza una inspección visual, de no cumplir con esto no se toma en cuenta la línea al realizar la comparación. En base a esto la muestra de estrellas a comparar es un subconjunto menor que la muestra total.

3.5.1. Parámetros de estrellas a considerar.

Tomando en cuenta las diferentes referencias y el criterio de selección para las estrellas en la muestra, se construye una nueva tabla de parámetros estelares a considerar. En la tabla 3-6 se presenta la selección final de estrellas a comparar con los modelos magnetosféricos, junto con los parámetros disponibles que se utilizarán como referencia en el ajuste del modelo magnetosféricos, reportados por los autores citados ¹.

Tabla 3-6. Parámetros estelares en estrellas seleccionadas para comparación.						
CTTS	SpT	A_v (mag)(McClure)	A_v (mag)(K&H)	$\log(\dot{M})$ (McClure)	$\log(\dot{M})$ (Refs)	Inc(°)
BPTau	K7	0.5 ± 1.4	0.76 ± 0.30	-8.05	-7.88	$38.2^{+0.5}_{-0.5}$
CITau	K7	0.5 ± 1.0	1.77 ± 0.30	-7.30	-7.59	$50.0^{+0.3}_{-0.3}$
CWTau	K3	6.4 ± 0.4	3.17 ± 0.30	-7.50	-7.99	65.0 ± 2.0
DETau	M2	1.1 ± 0.8	0.59 ± 0.30	-7.82	-7.39	66.0 ± 7.0
DKTau	K7	0.9 ± 0.7	0.76 ± 0.30	-8.31	-8.21	$12.8^{+2.5}_{-2.8}$
DLTau	K7	1.6 ± 0.5	1.21 ± 0.30	-7.23	-7.17	$45.0^{+0.2}_{-0.2}$
DOTau	M0	3.6 ± 0.5	2.64 ± 0.30	-7.18	-7.52	$27.6^{+0.3}_{-0.3}$
DRTau	K7	2.1 ± 0.5	1.36 ± 0.30	-6.31	-7.5	$5.4^{+2.1}_{-2.6}$
FTTau	K6	1.4 ± 0.8	2.45 ± 0.30	-7.79	---	$35.5^{+0.4}_{-0.4}$
FZTau	M0	6.5 ± 0.7	3.81 ± 0.30	-6.45	-7.32	< 70
GITau	K6	3.7 ± 1.9	0.87 ± 0.30	-8.22	-8.08	$43.8^{+1.1}_{-1.1}$
GKTau	K7	2.0 ± 0.6	0.87 ± 0.30	-8.13	-8.19	$40.2^{+5.9}_{-6.2}$
GNTau	M2.5	4.5 ± 0.7	3.48 ± 0.30	-7.32	---	---
Haro6-28	M5	3.3 ± 0.6	1.77 ± 0.30	-9.63	---	---
IQTau	M0.5	2.4 ± 1.3	1.25 ± 0.30	-8.27	-8.32	$62.1^{+0.5}_{-0.5}$

¹Refs: Estudios en la literatura utilizados como referencia adicional al valor de la tasa de acreción.

Capítulo 4

Análisis de resultados.

Se presentan los resultados de la comparación de las líneas de emisión de cada estrella seleccionada y los resultados generados por el método de las cadenas Markov Monte Carlo. Cada sección corresponde a los resultados de una estrella. Se presentan los flujos totales de las líneas de emisión a considerar, sus errores, las distribuciones posteriores marginalizadas y los ajustes generados. De igual forma se discuten los resultados obtenidos en cada caso.

Se busca probar la validez de los modelos de acreción magnetosférica y determinar un rango de valores probables para los 5 parámetros libres de los modelos, junto el 6to parámetro correspondiente al coeficiente de extinción por polvo, en base a la comparación de observaciones en la región de formación estelar de Tauro con lo predicho por los modelos. La exploración del espacio de parámetros usando las Cadenas Markov Monte Carlo permite aumentar nuestro conocimiento respecto a las limitaciones de los modelos y aumentar su rango de validez al tomar en cuenta valores intermedios en la red de parámetros suministrada.

4.0.1. BPTau.

La Tabla 4-1 muestra las líneas de emisión apreciables para BPTau, junto con el valor del flujo total y el error de cada una.

Línea de emisión	Flujo total ($erg/cm^2/s$)	Error ($erg/cm^2/s$)
Pa_8	1.47×10^{-13}	4.61×10^{-14}
Pa_7	1.12×10^{-13}	1.94×10^{-14}
Pa_6	2.05×10^{-13}	2.10×10^{-14}
Pa_5	2.47×10^{-13}	1.42×10^{-14}
Br_7	5.18×10^{-14}	8.22×10^{-15}

La Figura 4.1 muestra la distribución posterior marginalizada para cada parámetro (\dot{M} , T_{max} , R_i , ΔR , $\cos(incl)$) en forma de un "corner plot", el mismo es una representación de la proyección de una muestra en espacios de alta dimensionalidad. En este caso, los histogramas en la parte superior de cada columna representan la probabilidad de ocurrencia de cada parámetro. El valor en la parte superior de cada histograma representa la mediana de la distribución, mientras que el error representa la dispersión entre los cuantiles 16 y 84 con respecto a la mediana. Estos gráficos también permiten visualizar las correlaciones entre dos parámetros diferentes, dadas por las distribuciones de densidad en cada columna.

La comparación con los modelos de acreción magnetosférica se realizó utilizando los modelos correspondientes al tipo espectral K7, siguiendo el tipo espectral por la referencia de Kenyon & Hartmann (1995).

www.bdigital.ula.ve

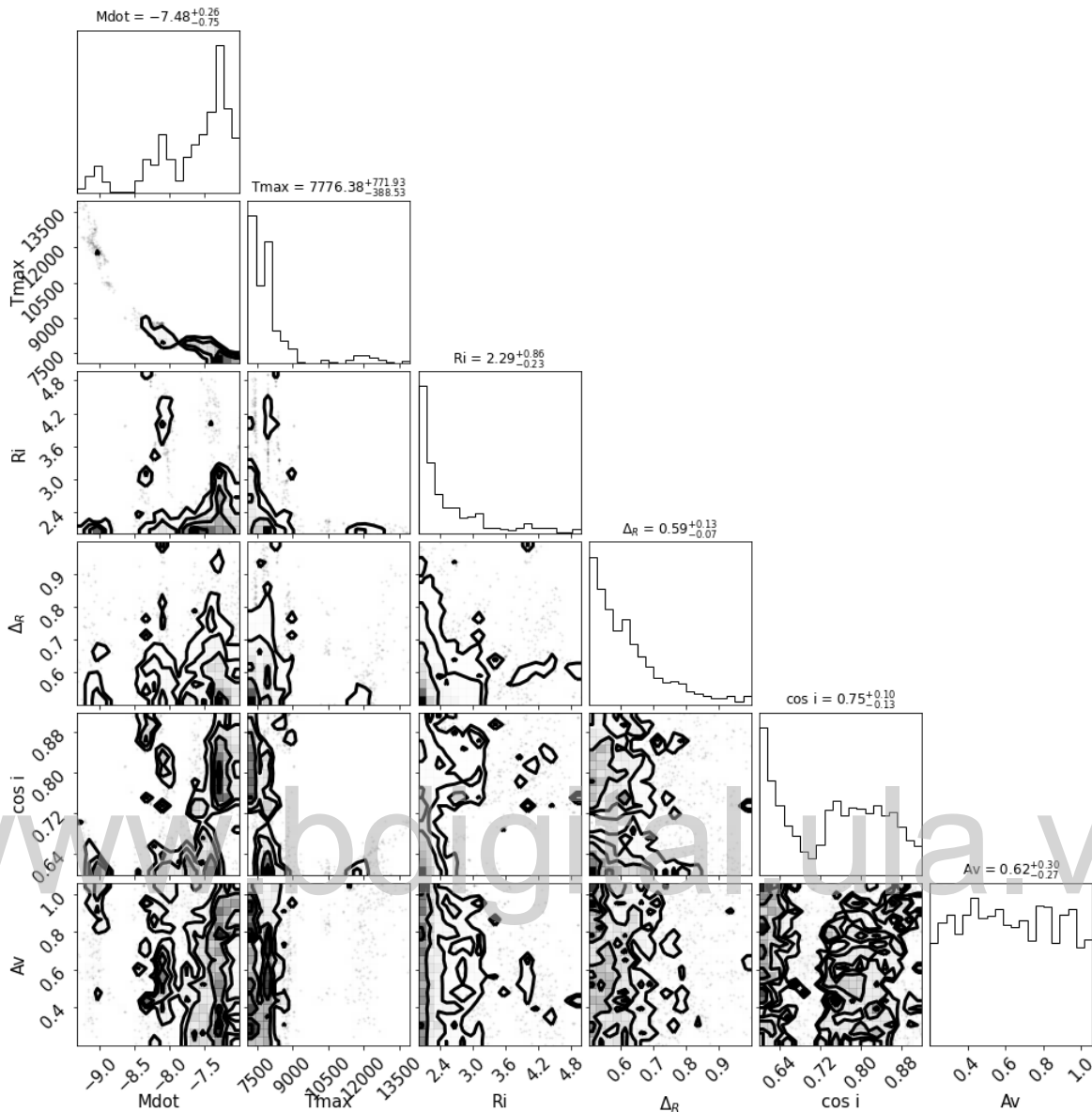


Figura 4.1: Distribuciones posteriores marginalizadas y distribuciones posteriores bidimensionales para BPTau.

Como se puede apreciar en las distribuciones, es posible acotar el valor de la tasa de acreción, donde el valor más probable para este parámetro se indica en la parte superior de la distribución, al igual que para la temperatura máxima en la columna de acreción. Sin embargo, solo es posible establecer que el radio interno del dipolo y su extensión sobre el disco tienden a los valores mínimos posibles en la red de modelos, por contraste no es posible restringir el valor de la extinción para esta estrella.

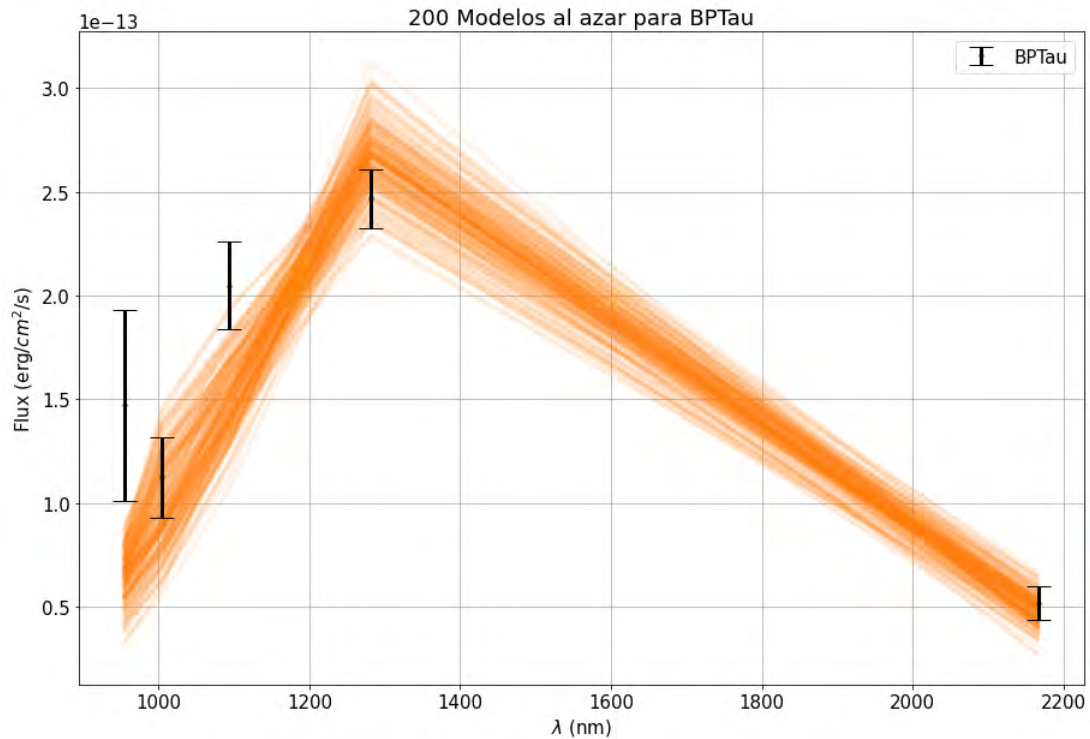


Figura 4.2: Comparación del flujo total de las líneas seleccionadas de BPTau y 200 modelos al azar de los generados por el MCMC.

La Figura 4.2 muestra 200 modelos seleccionados al azar entre el 40 % de los modelos explorados por el MCMC junto con las observaciones del flujo total para las líneas de emisión apreciables en las series de Paschen y Brackett, y el error correspondiente a cada flujo, para la estrella. Los modelos seleccionados en la muestra reproducen de manera aceptable los valores de 3 líneas de emisión de las 5 seleccionadas, el ajuste deja por fuera las líneas de Pa_6 y Pa_8 , las mismas con los errores más grandes de las líneas seleccionadas. De acuerdo a los estudios de referencia para la tasa de acreción estelar de BPTau el logaritmo de la tasa de acreción es de -7.88 , el valor determinado por el MCMC tiene una discrepancia del 5.07 %, aunque nuevamente, al utilizar la estadística Bayesiana se invita a considerar la distribución de probabilidades en lugar de solo el valor de la mediana.

4.0.2. CITau.

La Tabla 4-2 muestra las líneas de emisión apreciables para CITau, junto con el valor del flujo total y el error de cada una.

Tabla 4-2. Líneas de emisión para CITau.		
Línea de emisión	Flujo total ($erg/cm^2/s$)	Error ($erg/cm^2/s$)
Pa_{12}	1.24×10^{-13}	2.45×10^{-14}
Pa_{11}	1.84×10^{-13}	2.40×10^{-14}
Pa_{10}	1.68×10^{-13}	2.42×10^{-14}
Pa_9	2.84×10^{-13}	2.61×10^{-14}
Pa_8	3.18×10^{-13}	3.32×10^{-14}
Pa_7	4.06×10^{-13}	1.64×10^{-14}
Pa_6	4.92×10^{-13}	1.74×10^{-14}
Pa_5	7.67×10^{-13}	1.54×10^{-14}
Br_{11}	1.01×10^{-13}	1.57×10^{-14}
Br_{10}	1.45×10^{-13}	1.84×10^{-14}
Br_7	2.52×10^{-13}	1.50×10^{-14}

La Figura 4.3 muestra las distribuciones posteriores marginalizadas en conjunto con las distribuciones posteriores bidimensionales. A partir de estas distribuciones de probabilidad se puede apreciar buena parte de los parámetros pueden ser restringidos a cierto rango de valores probables. La distribución posterior bidimensional muestra una relación inversa entre los parámetros de tasa de acreción estelar y la temperatura máxima en la columna de acreción, tal y como se encontró en Muzerolle et al. (1998).

Como se puede apreciar, la distribución de probabilidad para el logaritmo de la tasa de acreción estelar, el radio interno del dipolo, el coseno de la inclinación y la temperatura máxima presentan dos picos de probabilidad considerables, para el caso de la tasa de acreción el valor más probable coincide con la mediana de la distribución, el mismo tiene una discrepancia de solo 0.13% con respecto al logaritmo de la tasa de acreción usada de referencia. Mientras que el valor de máxima probabilidad para el coeficiente de extinción difiere considerablemente de los valores reportados por McClure (2019) y Kenyon & Hartmann (1995).

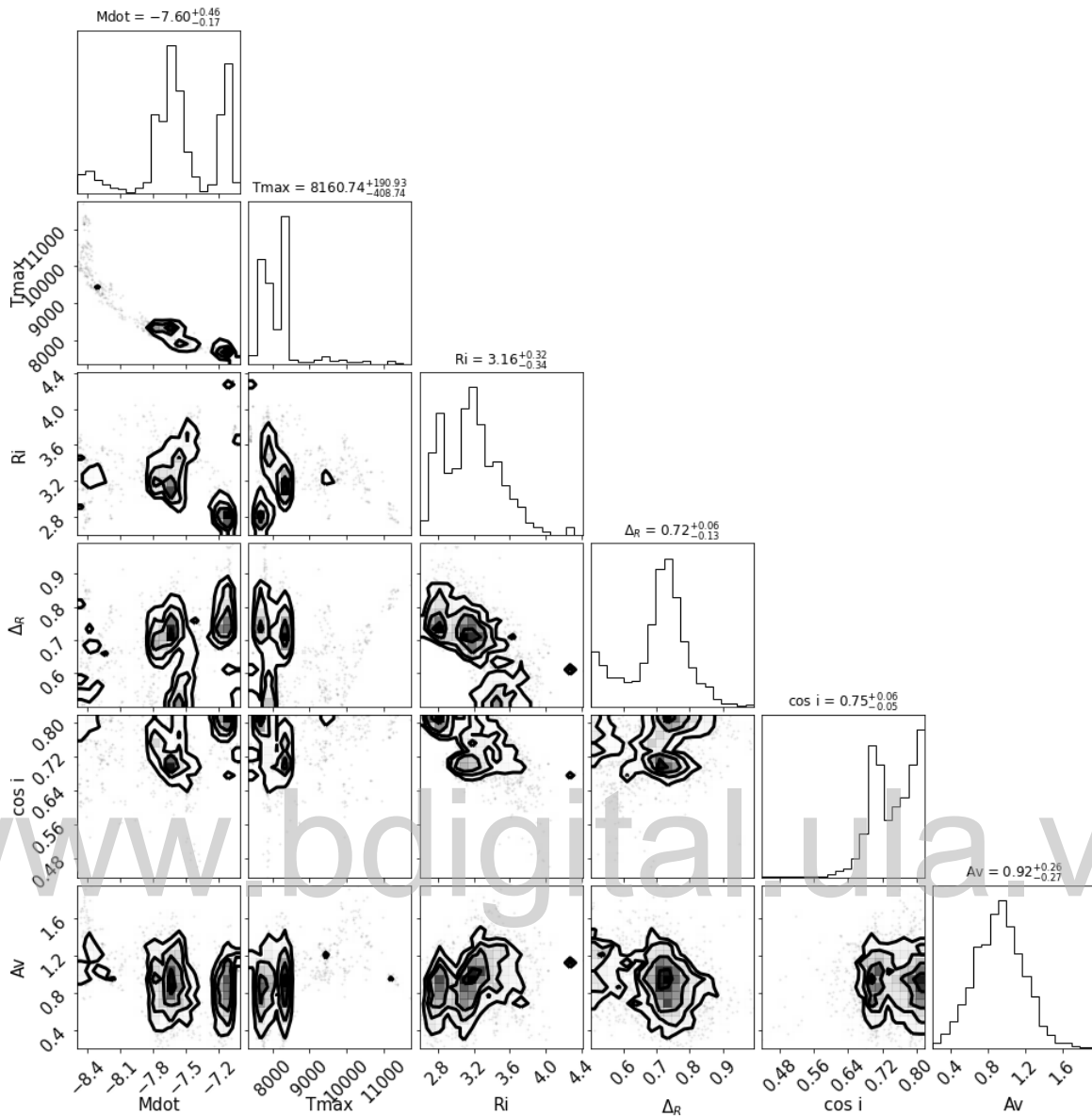


Figura 4.3: Distribuciones posteriores marginalizadas y distribuciones posteriores bidimensionales para CITau.

Otros parámetros como el radio interno del dipolo y la extensión de la magnetosfera sobre el disco están bien restringidos por el máximo de la distribución posterior marginal, pudiéndose adoptar la mediana como un valor representativo de estos parámetros. Por su parte, el coseno de la inclinación muestra una preferencia a valores menores en el ángulo de inclinación, sin embargo existe un máximo local de probabilidad a 45° , ligeramente menor al ángulo registrado por la referencia de 50° , $\cos(50^\circ) = 0.64$.

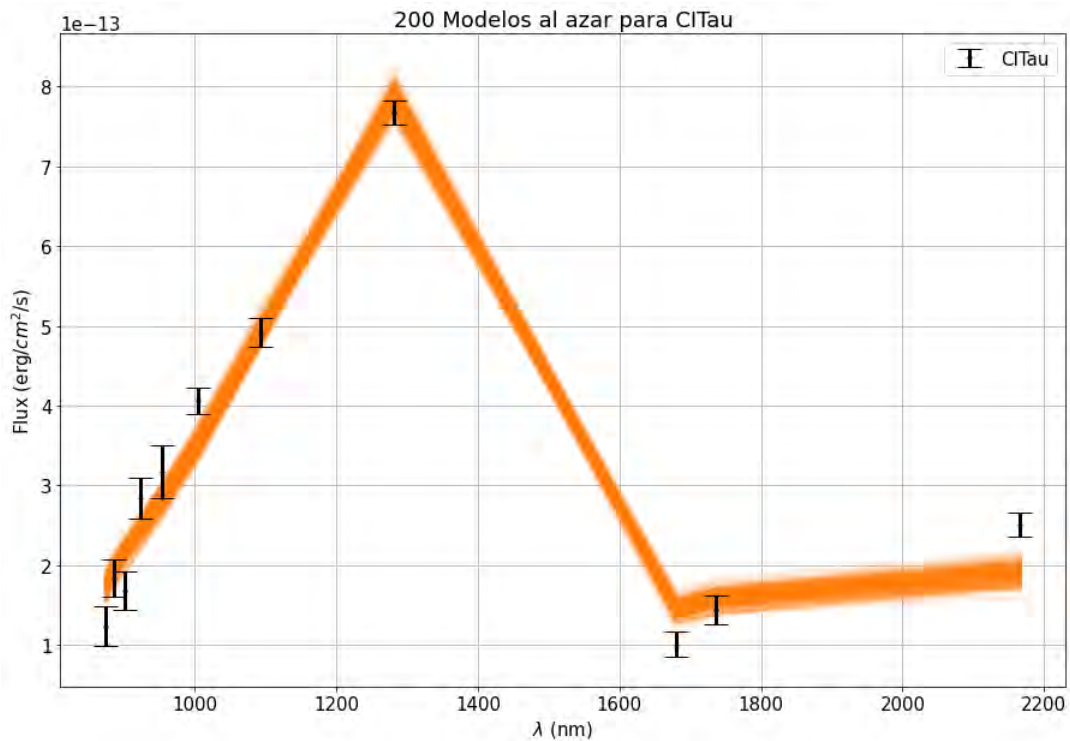


Figura 4.4: Comparación del flujo total de las líneas seleccionadas de CITau y 200 modelos al azar de los generados por el MCMC.

La Figura 4.4 muestra 200 modelos al azar de los generados por el MCMC junto con los flujos totales observados para las líneas de emisión presentadas en la tabla 4-2. Como se puede apreciar el ajuste es mejor para las líneas de emisión en la serie de Paschen, y solo ajusta de buena manera entre las líneas de la serie de Brackett. Destaca que la línea de Pa₁₀ muestra un flujo total que no coincide con lo esperado por los modelos de acreción magnetosférica. Estos ajustes se realizaron utilizando los modelos de acreción magnetosférica correspondientes al tipo espectral K7.

4.0.3. CWTau.

La Tabla 4-3 muestra las líneas de emisión apreciables para CWTau, junto con el valor del flujo total y el error de cada una.

Tabla 4-3. Líneas de emisión para CWTau.		
Línea de emisión	Flujo total ($erg/cm^2/s$)	Error ($erg/cm^2/s$)
Pa_{14}	8.28×10^{-14}	4.70×10^{-15}
Pa_{12}	1.38×10^{-13}	5.76×10^{-15}
Pa_{11}	1.60×10^{-13}	5.85×10^{-15}
Pa_{10}	1.75×10^{-13}	5.99×10^{-15}
Pa_9	2.24×10^{-13}	6.36×10^{-15}
Pa_8	2.46×10^{-13}	7.48×10^{-15}
Pa_7	3.36×10^{-13}	7.24×10^{-15}
Pa_6	4.25×10^{-13}	7.63×10^{-15}
Pa_5	8.33×10^{-13}	1.43×10^{-14}
Br_{16}	6.58×10^{-14}	1.90×10^{-14}
Br_{15}	7.52×10^{-14}	2.06×10^{-14}
Br_{14}	9.16×10^{-14}	2.15×10^{-14}
Br_{13}	8.68×10^{-14}	2.03×10^{-14}
Br_{12}	1.13×10^{-13}	1.89×10^{-14}
Br_{11}	1.35×10^{-13}	2.37×10^{-14}
Br_{10}	1.69×10^{-13}	2.56×10^{-14}
Br_7	2.59×10^{-13}	3.26×10^{-14}

Para la comparación se utilizan modelos de acreción magnetosférica de tipo espectral K5, la Figura 4.5 muestra las distribuciones posteriores marginalizadas para los 6 parámetros explorados con el método MCMC. A partir de estas distribuciones solo se puede restringir de manera aceptable el radio interno del dipolo, mientras que el resto de los parámetros muestran tendencias a encontrar mayor probabilidad en los límites superior o inferior del muestreo, impidiendo establecer con certeza el valor del parámetro con mayor probabilidad.

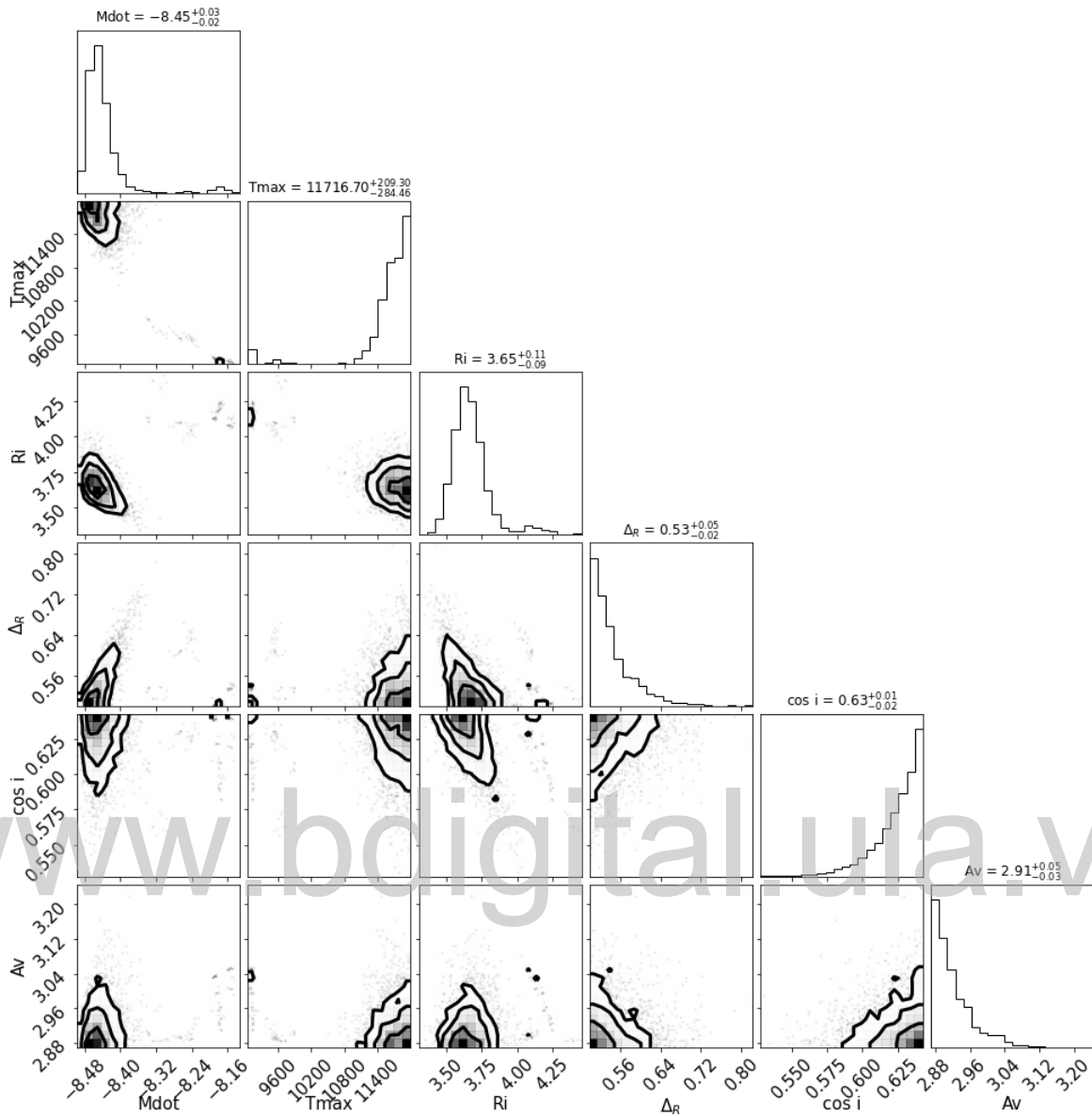


Figura 4.5: Distribuciones posteriores marginalizadas y distribuciones posteriores bidimensionales para CWTau.

Podemos observar que en la distribución marginal de probabilidad de \dot{M} queda completamente excluido tanto el valor de referencia ($\log(\dot{M}) = -7.50$) como el valor reportado por McClure (2019). La temperatura máxima muestra una tendencia a valores altos, en este caso limitados por las temperaturas posibles para la tasa de acreción. Por su parte, la extensión de la magnetosfera sobre el disco y la extinción por polvo parecen preferir valores en el límite inferior de los valores considerados. En contraste el coseno de la inclinación busca decididamente valores de inclinación menores al reportado de $\cos(65^\circ) = 0.42$.

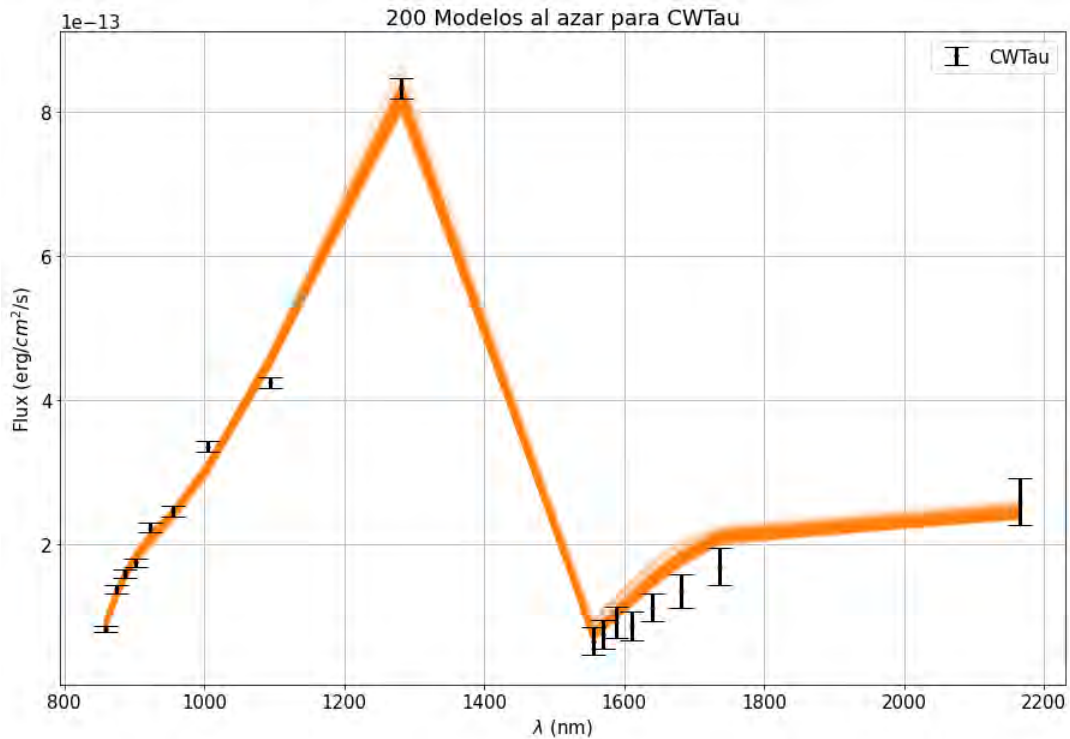


Figura 4.6: Comparación del flujo total de las líneas seleccionadas de CWTau y 200 modelos al azar de los generados por el MCMC.

La Figura 4.6 muestra 200 modelos al azar, generados por el método MCMC, junto con las observaciones del flujo total de las líneas para la estrella. Es evidente que la comparación se encuentra dominada por la serie de Paschen, en este caso debido a la fuerza de estas líneas hace que su error sea considerablemente menor en comparación a las líneas en la serie de Brackett, donde los modelos generados solo pasan por los valores posibles para 4 de ellas. Destaca que CWTau es una de las estrellas en la muestra final cuyas líneas de emisión muestran una alta razón señal a ruido, las líneas pueden ser examinadas en la Figura A.3

4.0.4. DETau.

La Tabla 4-4 muestra las líneas de emisión apreciables para DETau, junto con el valor del flujo total y el error de cada una.

Tabla 4-4. Líneas de emisión para DETau.		
Línea de emisión	Flujo total ($erg/cm^2/s$)	Error ($erg/cm^2/s$)
Pa_{12}	8.62×10^{-14}	2.13×10^{-14}
Pa_9	1.19×10^{-13}	2.16×10^{-14}
Pa_8	2.16×10^{-13}	2.65×10^{-14}
Pa_7	1.82×10^{-13}	1.31×10^{-14}
Pa_6	2.48×10^{-13}	1.99×10^{-14}
Pa_5	3.04×10^{-13}	2.18×10^{-14}
Br_7	1.32×10^{-13}	1.79×10^{-14}
H_6	1.09×10^{-12}	6.83×10^{-14}
H_5	2.12×10^{-12}	8.43×10^{-14}
H_4	5.01×10^{-12}	1.85×10^{-14}

Para DETau se cuentan con líneas de emisión en la series de Paschen, Brackett y Balmer. Se realiza la exploración utilizando modelos de acreción magnetosférica de tipo espectral M3. Las Figuras 4.7 y 4.8 muestran las distribuciones posteriores marginalizadas de cada parámetro para las series en el IR y el visual respectivamente. Se puede apreciar en base a la exploración con las series de Paschen y Brackett, que el logaritmo de la tasa de acreción estelar y la temperatura máxima se encuentra bien restringidas, donde la mediana del logaritmo de la distribución marginal para la tasa de acreción muestra una discrepancia de solo el 1.08% respecto a la tasa de acreción de referencia.

Los resultados generados por la exploración en la serie de Balmer también restringen de manera aceptable la tasa de acreción estelar y el valor de su mediana es muy similar entre ambas distribuciones para el logaritmo de la tasa de acreción. Ambos resultados muestran una relación inversa entre la tasa de acreción estelar y la temperatura máxima en la columna de acreción. Sin embargo, en el caso de la exploración para la serie de Balmer, no es posible restringir los valores de parámetros como la inclinación y la extensión de la magnetosfera sobre el disco. Mientras que para las series de Paschen y Brackett se muestra una preferencia a tener geometrías de la magnetosfera pequeñas y delgadas.

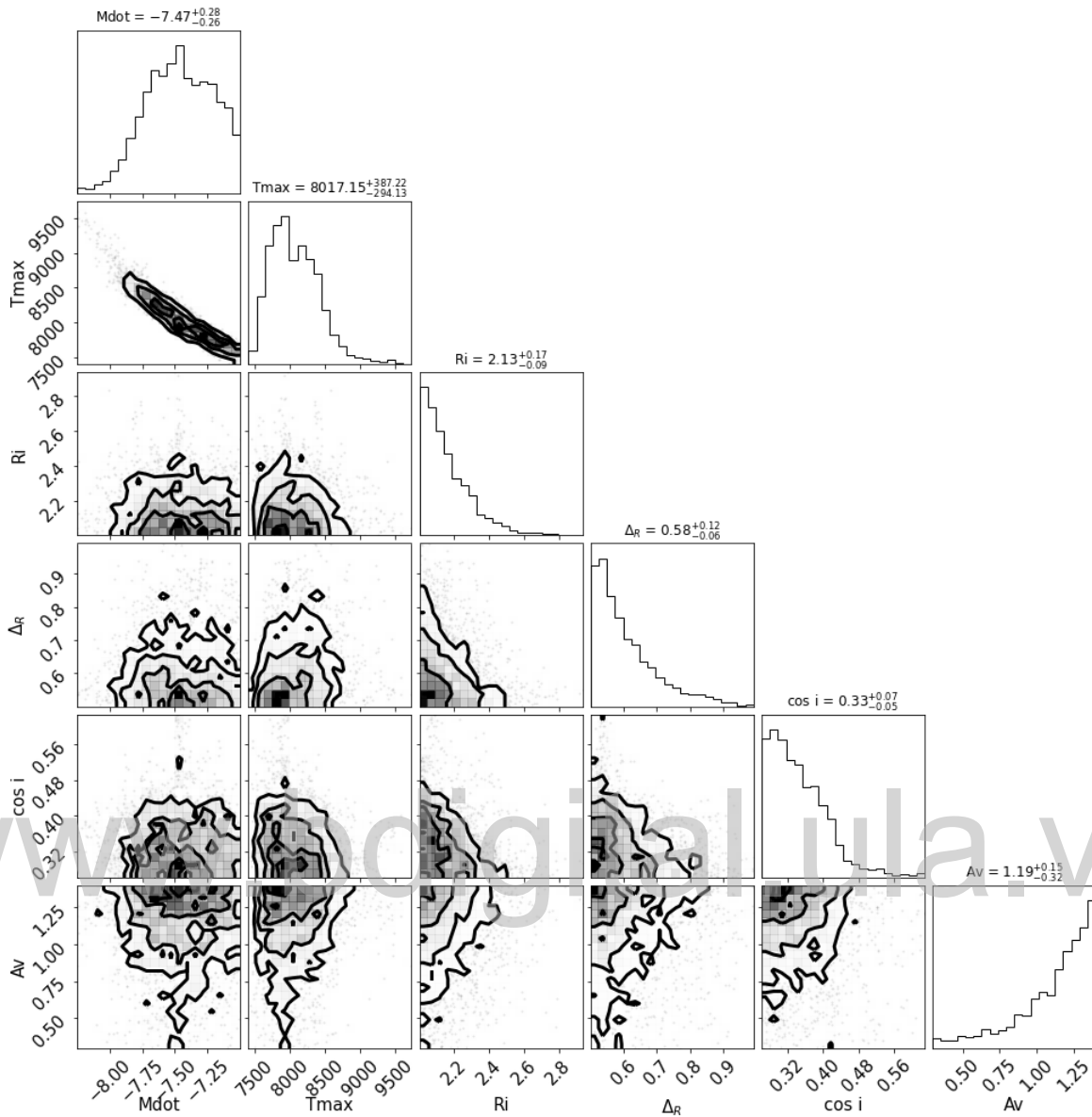


Figura 4.7: Distribuciones posteriores marginalizadas y distribuciones posteriores bidimensionales para DETau. Series de Paschen y Brackett.

En el caso de la inclinación, los valores que se prefieren en la exploración parecen favorecer ángulos de inclinación mayores a los obtenidos por la referencia de $\cos(66^\circ) = 0.4$. Mientras que para el coeficiente de extinción se tiene una clara preferencia a valores en el límite superior del intervalo considerado, no muy alejado del valor reportado por MacClure. Al examinar las distribuciones posteriores bidimensionales para la Figura 4.8 es relevante destacar la evidencia de una fuerte degeneración en parámetros como ΔR , el coseno de la inclinación y el coeficiente de extinción, a pesar de que los errores para la serie de Balmer son menores que el flujo total de las líneas por casi dos ordenes de magnitud.

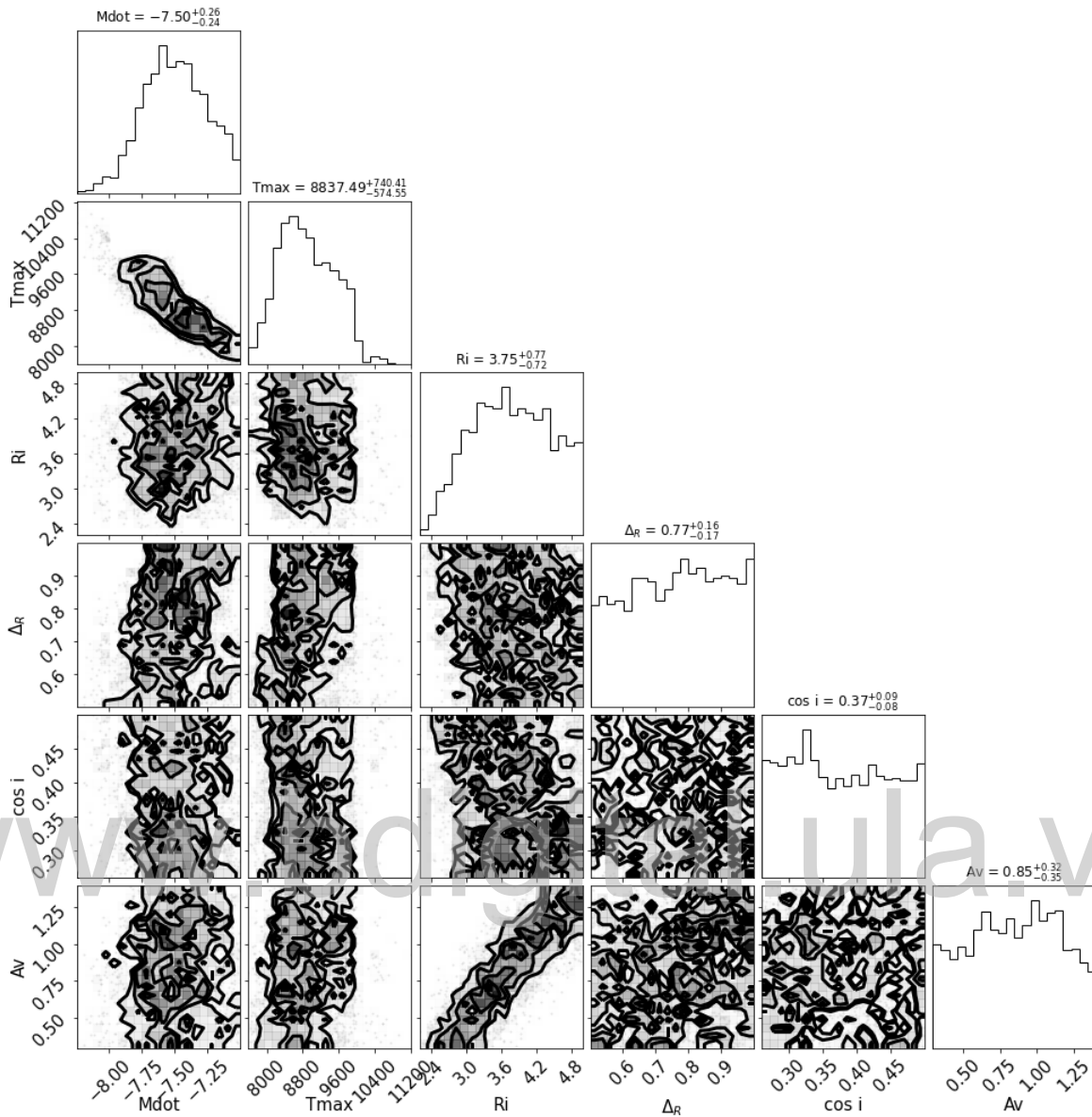


Figura 4.8: Distribuciones posteriores marginalizadas y distribuciones posteriores bidimensionales para DETau. Serie de Balmer.

Las Figuras 4.9 y 4.11 muestran los ajustes para la serie de Paschen junto con la serie de Brackett y para la serie de Balmer respectivamente. En el caso de las series en el IR, se puede apreciar que los modelos entran dentro del rango de valores posibles para la mayoría de las líneas de emisión, sin embargo, Pa_8 y Br_7 parece tener un comportamiento diferente al de los modelos encontrados. Para la serie de Balmer se cuenta solamente con 3 líneas de emisión a considerar; pero sin embargo, los modelos logran obtener un buen ajuste para cada una de ellas.

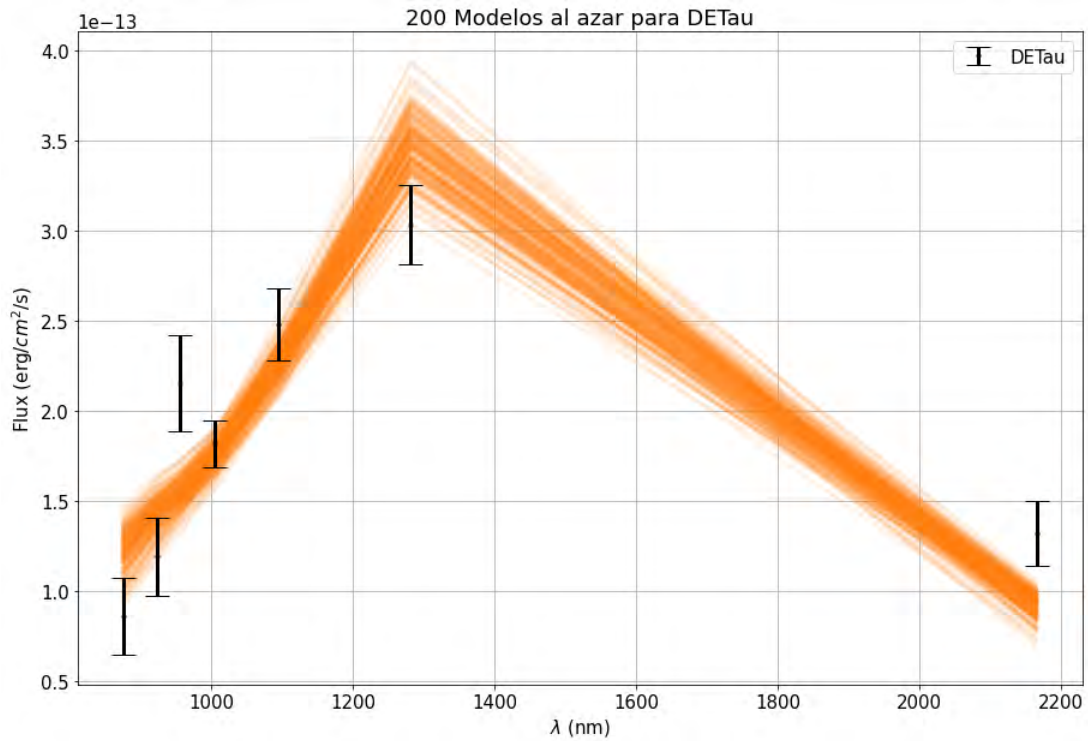


Figura 4.9: Comparación del flujo total de las líneas seleccionadas de DETau y 200 modelos al azar de los generados por el MCMC. Series de Paschen y Brackett.

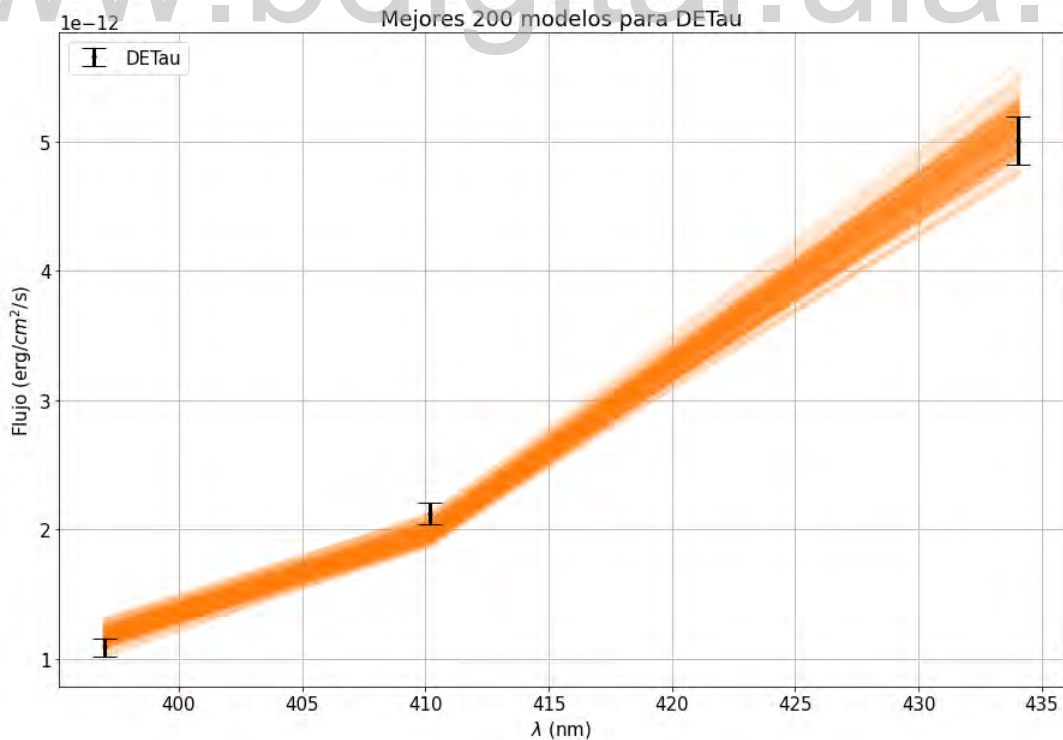


Figura 4.10: Comparación del flujo total de las líneas seleccionadas de DETau y 200 modelos al azar de los generados por el MCMC. Serie de Balmer.

4.0.5. DKTau.

La Tabla 4-5 muestra las líneas de emisión apreciables para DKTau, junto con el valor del flujo total y el error de cada una.

Tabla 4-5. Líneas de emisión para DKTau.		
Línea de emisión	Flujo total ($erg/cm^2/s$)	Error ($erg/cm^2/s$)
Pa_9	1.12×10^{-13}	2.05×10^{-14}
Pa_7	1.36×10^{-13}	1.41×10^{-14}
Pa_6	3.13×10^{-13}	2.3×10^{-14}
Pa_5	3.27×10^{-13}	2.59×10^{-14}
Br_7	1.01×10^{-13}	3.12×10^{-14}
H_6	1.66×10^{-12}	1.59×10^{-13}
H_5	2.35×10^{-12}	2.22×10^{-13}
H_4	3.52×10^{-12}	4.28×10^{-13}

Para DKTau, al igual que para la estrella anterior, se cuenta con información para las series de Paschen, Brackett y Balmer. La comparación se realiza utilizando modelos de acreción magnetosférica con tipo espectral K7. Las Figuras 4.11 y 4.12 muestran las distribuciones posteriores marginalizadas para cada conjunto de observaciones. En el caso de las series de Paschen y Brackett se puede ver que nuevamente los parámetros de tasa de acreción y temperatura máxima se pueden restringir de manera aceptable, aún si bien la distribución para el logaritmo de la tasa de acreción muestra dos fuertes picos centrados en -8.30 y -8.10 aproximadamente. Ambos valores son muy similares al valor del logaritmo de la tasa de acreción de referencia -8.21 .

En la misma Figura 4.11 se puede apreciar una mayor probabilidad para las geometrías de magnetosfera pequeña y delgada. De igual manera, al examinar las distribuciones posteriores bidimensionales se puede ver que existe una correlación considerable entre el coseno de la inclinación y el coeficiente de extinción. Es relevante mencionar que si bien la inclinación no puede ser restringida, el valor de referencia para esta estrella es de 12.8° y la distribución de inclinación parece preferir valores de ángulo bajos cercanos al referenciado.

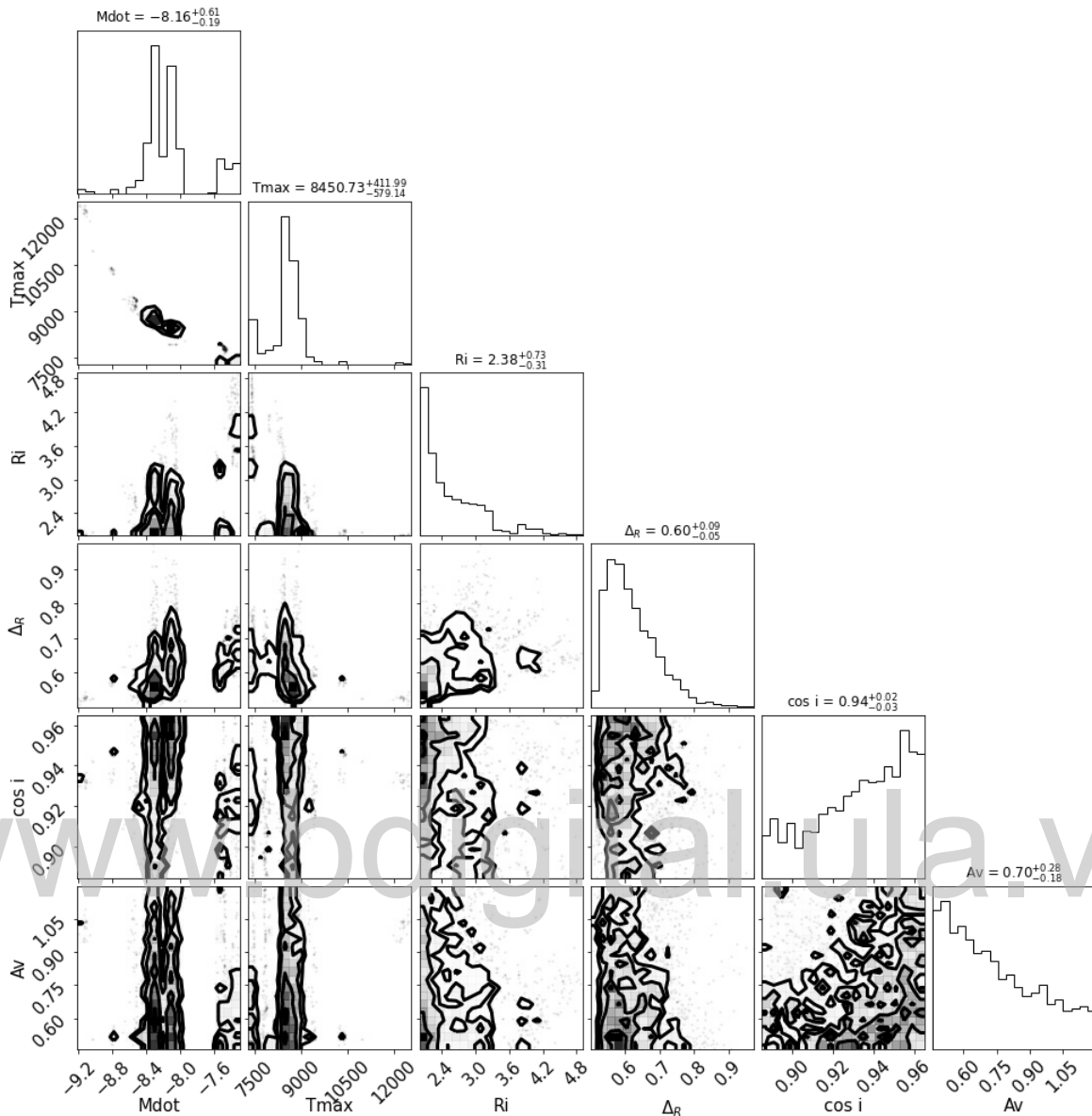


Figura 4.11: Distribuciones posteriores marginalizadas y distribuciones posteriores bidimensionales para DKTau. Series de Paschen y Brackett.

La Figura 4.12 muestra una tasa de acreción considerablemente mayor en comparación a la mediana de la distribución usando las series de Paschen y Brackett, aún si la tasa de acreción y la temperatura máxima pueden ser restringidas de buena manera. También observamos que la forma de las distribuciones marginales para la inclinación y el coeficiente de extinción es opuesto en las Figuras 4-11 y 4-12, favoreciendo valores diferentes para estos parámetros en cada caso.

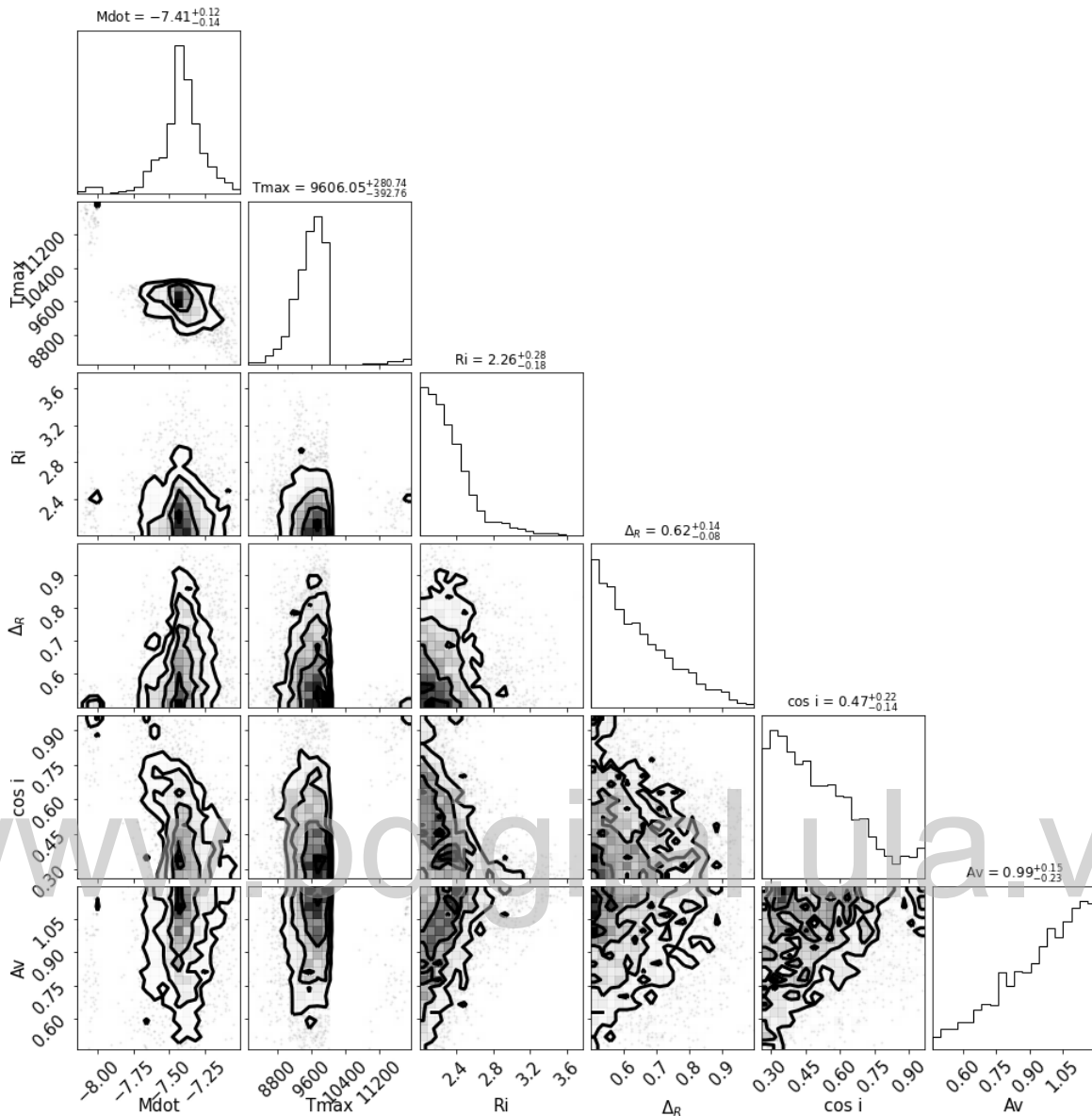


Figura 4.12: Distribuciones posteriores marginalizadas y distribuciones posteriores bidimensionales para DKTau. Serie de Balmer.

Se destaca que para la exploración usando las series de Paschen y Brackett los modelos solo fallan en reproducir el comportamiento de una de las 5 líneas a considerar. Mientras que para el ajuste en la serie de Balmer los modelos ajustan de buena manera con las líneas de emisión H_6 y H_5 , por el contrario debido a la incertidumbre asociada a H_4 los modelos no ajustan bien con esta línea.

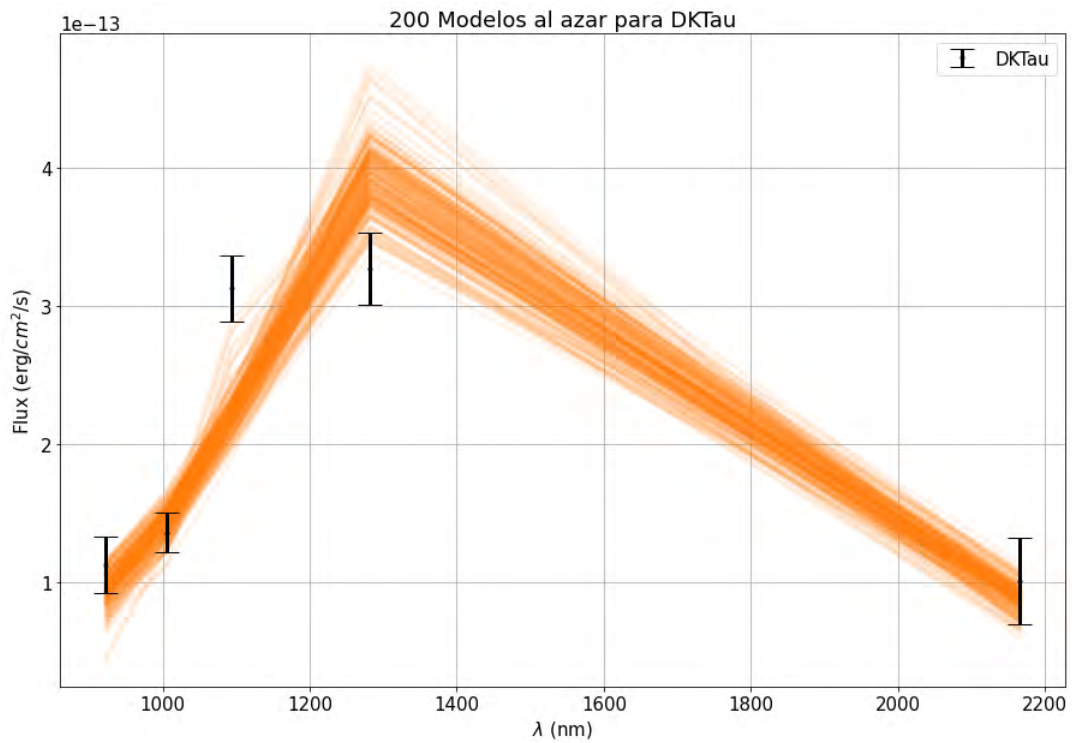


Figura 4.13: Comparación del flujo total de las líneas seleccionadas de DKTau y 200 modelos al azar de los generados por el MCMC. Series de Paschen y Brackett.

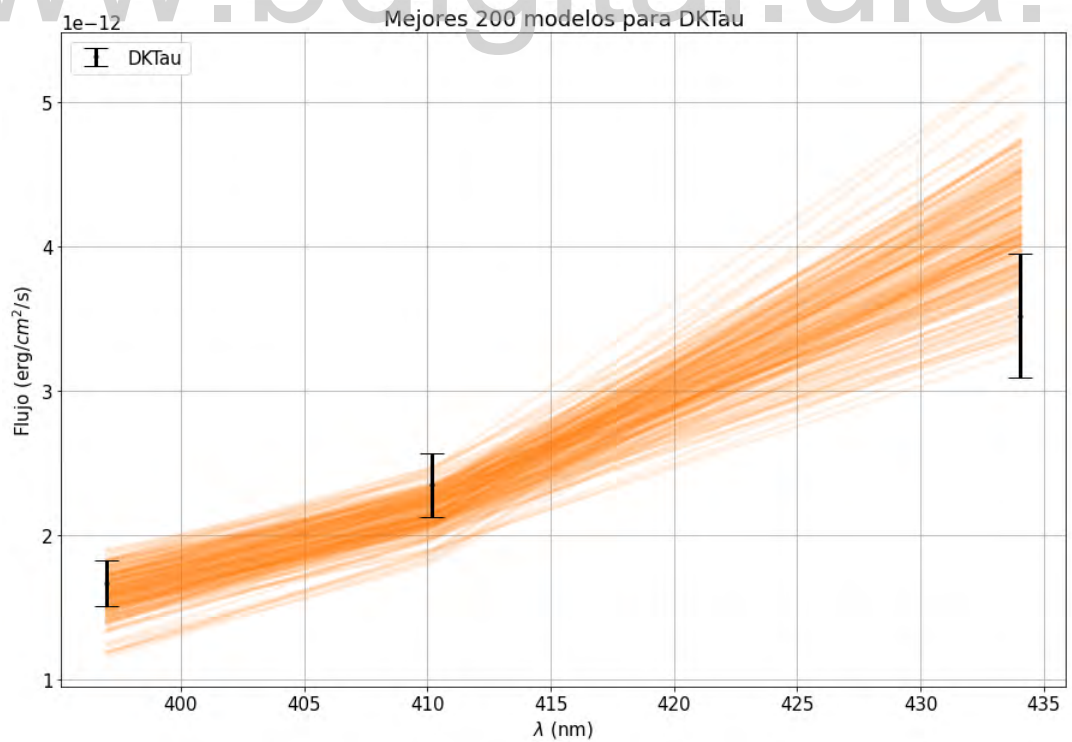


Figura 4.14: Comparación del flujo total de las líneas seleccionadas de DKTau y 200 modelos al azar de los generados por el MCMC. Serie de Balmer.

4.0.6. DLTau.

La Tabla 4-6 muestra las líneas de emisión apreciables para DLTau, junto con el valor del flujo total y el error de cada una.

Tabla 4-6. Líneas de emisión para DLTau.		
Línea de emisión	Flujo total ($erg/cm^2/s$)	Error ($erg/cm^2/s$)
Pa_{12}	4.78×10^{-13}	2.40×10^{-14}
Pa_{11}	6.25×10^{-13}	2.43×10^{-14}
Pa_{10}	6.54×10^{-13}	2.57×10^{-14}
Pa_9	9.63×10^{-13}	2.66×10^{-14}
Pa_8	1.07×10^{-13}	2.75×10^{-14}
Pa_7	1.39×10^{-13}	2.88×10^{-14}
Pa_6	1.55×10^{-13}	2.76×10^{-14}
Pa_5	2.42×10^{-13}	3.30×10^{-14}
Br_{16}	1.67×10^{-13}	2.44×10^{-14}
Br_{15}	1.84×10^{-13}	2.83×10^{-14}
Br_{14}	2.60×10^{-13}	3.02×10^{-14}
Br_{13}	2.71×10^{-13}	3.59×10^{-14}
Br_{12}	2.99×10^{-13}	3.24×10^{-14}
Br_{11}	4.50×10^{-13}	3.92×10^{-14}
Br_{10}	5.47×10^{-13}	4.04×10^{-14}
Br_7	8.52×10^{-13}	3.44×10^{-14}

La exploración de parámetros para esta estrella fue realizada con modelos de tipo espectral M5. La Figura 4.15 muestra las distribuciones posteriores marginalizadas para cada parámetro en la exploración. En la misma se puede apreciar que solo se pueden restringir valores para el radio interno del dipolo y el coeficiente de extinción; aún si la distribución para el coeficiente de extinción muestra un pico alto para el límite inferior en el rango utilizado.

Es evidente notar que el logaritmo de la tasa de acreción y la temperatura máxima en la columna de acreción buscan valores en los límites superior e inferior del intervalo considerado. El logaritmo de la tasa de acreción que parece preferir la exploración es muy diferente al valor reportado por la referencia de -7.17 . Esto puede ser un efecto de considerar modelos de acreción magnetosférica que difieren considerablemente al tipo espectral referenciado para la estrella de K5. Sin embargo, al utilizar modelos de tipo espectral K5 el ajuste generado con las observaciones no era aceptable y los flujos encontrados por los modelos diferían significativamente del flujo total

para las líneas de emisión observadas.

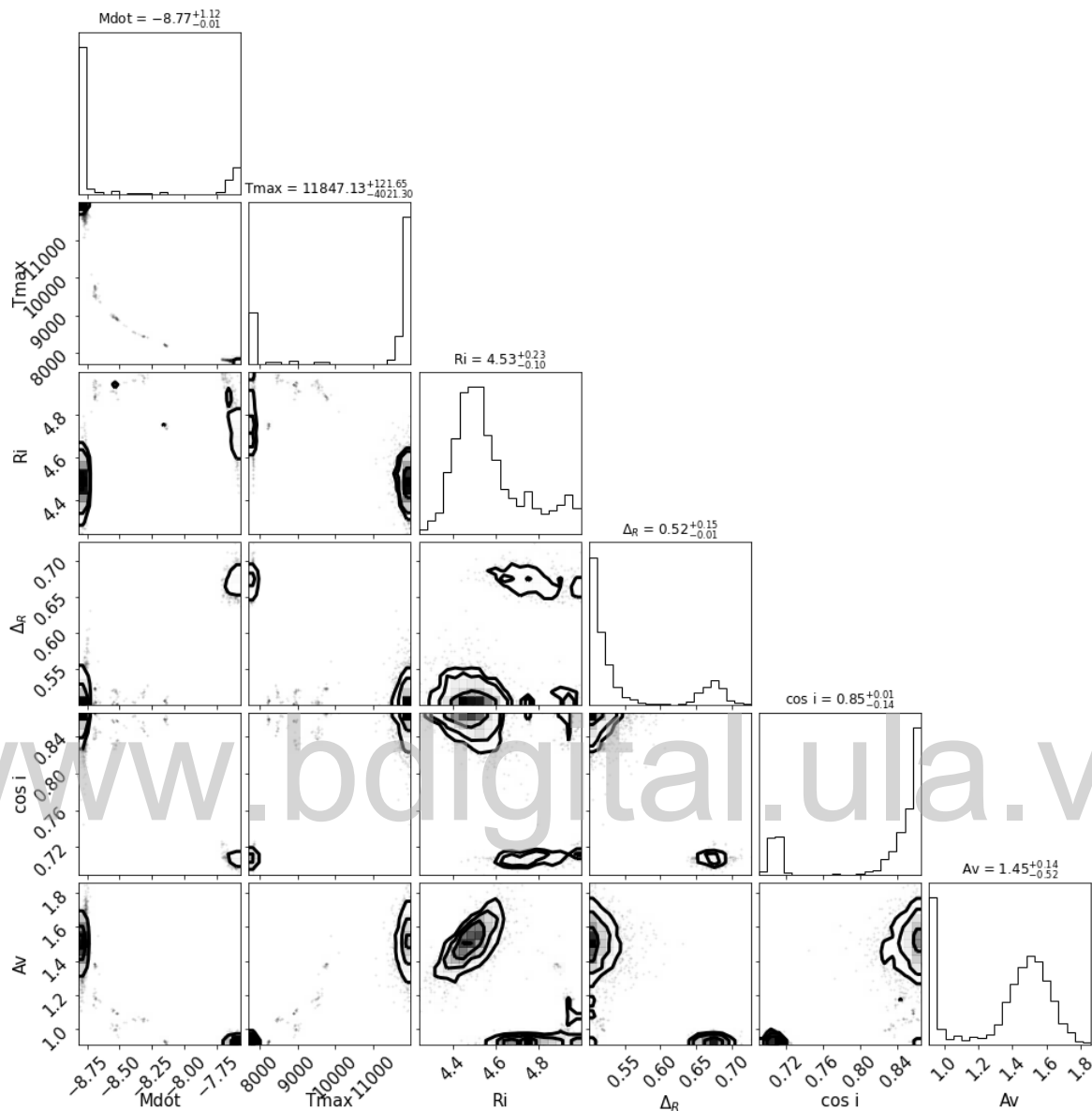


Figura 4.15: Distribuciones posteriores marginalizadas y distribuciones posteriores bidimensionales para DLTau.

Por su parte, la Figura 4.16 muestra 200 modelos elegidos al azar de los generados por el método MCMC. Si bien en este caso el ajuste parece ser aceptable, es notable que la línea de Br₇ parece no seguir el comportamiento esperado por los modelos, aún cuando el ajuste para la serie de Brackett es bueno. Esto podría apoyar lo mencionado en McClure (2019) donde se menciona que la línea de emisión Br₇ puede originarse en diferentes lugares adicionales a la columna de acreción magnetosférica.

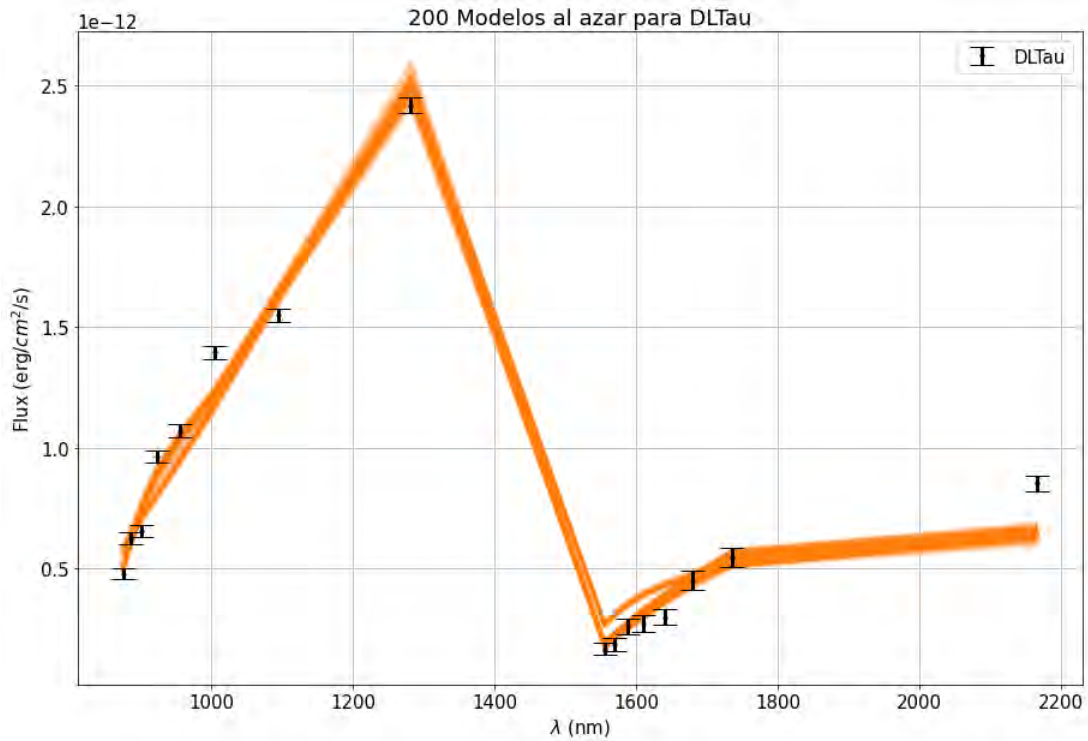


Figura 4.16: Comparación del flujo total de las líneas seleccionadas de DLTau y 200 modelos al azar de los generados por el MCMC.

4.0.7. DOTau.

La Tabla 4-7 muestra las líneas de emisión apreciables para DOTau, junto con el valor del flujo total y el error de cada una.

Tabla 4-7. Líneas de emisión para DOTau.		
Línea de emisión	Flujo total ($erg/cm^2/s$)	Error ($erg/cm^2/s$)
Pa_{14}	4.78×10^{-13}	2.40×10^{-14}
Pa_{12}	4.78×10^{-13}	2.40×10^{-14}
Pa_{11}	6.25×10^{-13}	2.43×10^{-14}
Pa_{10}	6.54×10^{-13}	2.57×10^{-14}
Pa_9	9.63×10^{-13}	2.66×10^{-14}
Pa_8	1.07×10^{-13}	2.75×10^{-14}
Pa_7	1.39×10^{-13}	2.88×10^{-14}
Pa_6	1.55×10^{-13}	2.76×10^{-14}
Pa_5	2.42×10^{-13}	3.30×10^{-14}
Br_{16}	1.67×10^{-13}	2.44×10^{-14}
Br_{15}	1.84×10^{-13}	2.83×10^{-14}
Br_{14}	2.60×10^{-13}	3.02×10^{-14}
Br_{13}	2.71×10^{-13}	3.59×10^{-14}
Br_{12}	2.99×10^{-13}	3.24×10^{-14}
Br_{11}	4.50×10^{-13}	3.92×10^{-14}
Br_{10}	5.47×10^{-13}	4.04×10^{-14}
Br_7	8.52×10^{-13}	3.44×10^{-14}

De igual forma que para la estrella DLTau, la exploración de los parámetros parece resultar en un solo parámetro que puede ser restringido, el radio interno del dipolo magnético. Siguiendo la Figura 4.17, se puede apreciar que los valores para el logaritmo de la tasa de acreción encontrados tienden a ser mucho menores que los esperados por la referencia de -7.52 . En este caso la exploración se realizó utilizando modelos de acreción magnetosférica de tipo espectral M1, el más cercano al tipo espectral referenciado para la estrella.

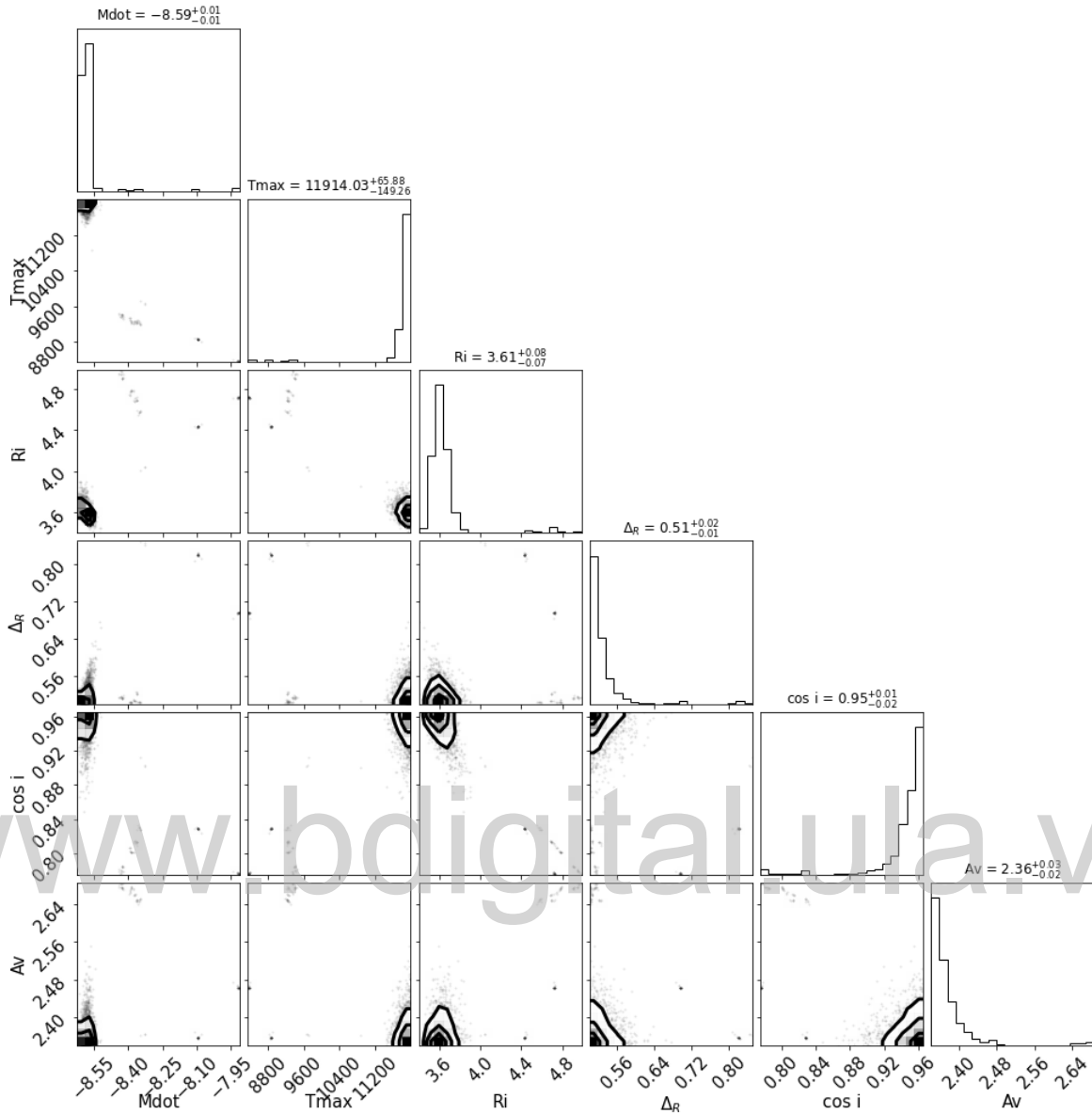


Figura 4.17: Distribuciones posteriores marginalizadas y distribuciones posteriores bidimensionales para DOTau.

Las distribuciones de coseno de la inclinación y el coeficiente de extinción permiten examinar la tendencia en valores posibles según los ajustes obtenidos en la Figura 4.18. La inclinación parece preferir ángulos menores a lo esperado por la referencia de $\cos(27.6^\circ) = 0.88$, mientras que el coeficiente de extinción busca decididamente valores en el límite inferior del intervalo considerado. Por su parte, el radio interno del dipolo magnético y la extensión del mismo sobre el disco parecen preferir una geometría de extensión media y angosta.

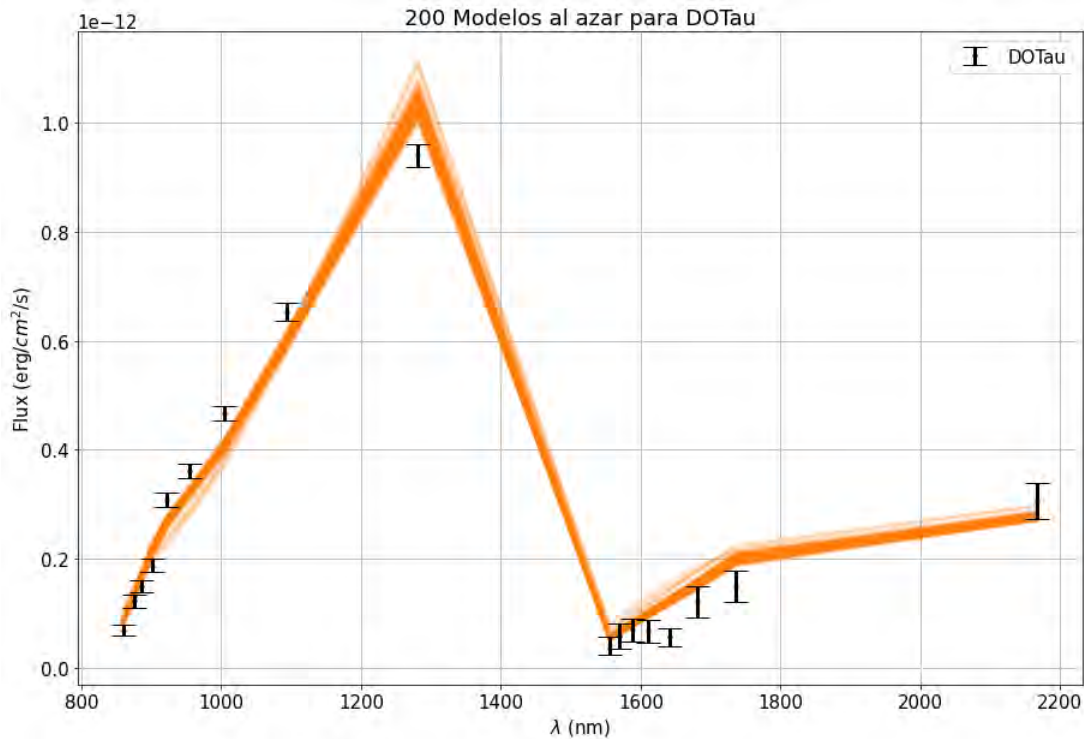


Figura 4.18: Comparación del flujo total de las líneas seleccionadas de DOTau y 200 modelos al azar de los generados por el MCMC.

La Figura 4.18 muestra los 200 modelos seleccionados al azar entre los modelos generados por el MCMC, junto con el flujo total de las líneas de emisión observadas para la estrella. En este caso se pueden apreciar todas las líneas de emisión a considerar en las series de Paschen y Brackett. El ajuste no parece ser dominado por una serie en particular, los modelos dejan varias líneas de ambas series por fuera del ajuste, si bien logran entrar entre los valores posibles para la línea de Br₇

4.0.8. DRTau.

La Tabla 4-8 muestra las líneas de emisión apreciables para DRTau, junto con el valor del flujo total y el error de cada una.

Tabla 4-8. Líneas de emisión para DRTau.		
Línea de emisión	Flujo total ($erg/cm^2/s$)	Error ($erg/cm^2/s$)
Pa_{14}	2.11×10^{-13}	2.29×10^{-14}
Pa_{12}	3.58×10^{-13}	2.17×10^{-14}
Pa_{11}	4.28×10^{-13}	2.14×10^{-14}
Pa_{10}	3.94×10^{-13}	2.03×10^{-14}
Pa_9	5.74×10^{-13}	2.36×10^{-14}
Pa_8	6.38×10^{-13}	2.77×10^{-14}
Pa_7	8.25×10^{-13}	1.83×10^{-14}
Pa_6	1.07×10^{-12}	1.97×10^{-14}
Pa_5	1.33×10^{-12}	2.23×10^{-14}
Br_{16}	9.14×10^{-14}	1.40×10^{-14}
Br_{15}	1.05×10^{-13}	1.44×10^{-14}
Br_{14}	1.54×10^{-13}	1.87×10^{-14}
Br_{13}	1.56×10^{-13}	2.04×10^{-14}
Br_{12}	1.76×10^{-13}	1.35×10^{-14}
Br_{11}	2.53×10^{-13}	2.55×10^{-14}
Br_{10}	3.14×10^{-13}	2.69×10^{-14}
Br_7	4.19×10^{-13}	2.69×10^{-14}
H_6	2.00×10^{-12}	6.04×10^{-13}
H_5	2.63×10^{-12}	6.94×10^{-13}
H_4	5.57×10^{-12}	8.32×10^{-13}

La exploración de parámetros para DRTau se realizó utilizando modelos de acreción magnetosférica de tipo espectral K7. La Figura 4.19 muestra las distribuciones posteriores marginalizadas para la exploración usando las series de Paschen y Brackett. Como se puede apreciar, los valores posibles para la tasa de acreción estelar y la temperatura máxima no pueden ser restringidos de manera aceptable. De hecho, la exploración busca tasas de acreción mucho menores que las reportadas para esta estrella.

Los valores posibles para el radio interno del dipolo pueden ser restringidos según la distribución de probabilidades mostrada, lo mismo no puede ser dicho del resto de los parámetros en la Figura 4.19, A_v muestra máxima probabilidad a valores mucho menores que los reportados. La tendencia en buscar inclinaciones bajas es consistente con el ángulo de inclinación reportado de 5.4° , $\cos(5.4^\circ) = 0.99$.



Figura 4.19: Distribuciones posteriores marginalizadas y distribuciones posteriores bidimensionales para DRTau. Series de Paschen y Brackett.

La Figura 4.20 muestra la exploración de los parámetros utilizando 3 líneas en la serie de Balmer. En contraste con las series de Paschen y Brackett, para esta exploración se pueden restringir de manera aceptable los valores probables para la tasa de acreción y la temperatura máxima. El comportamiento para la inclinación y el coeficiente de extinción se mantiene para los resultados de ambas exploraciones. Más, para el resultado usando la serie de Balmer no es posible restringir los valores para el radio interno de dipolo o la extensión de la magnetosfera sobre el disco.

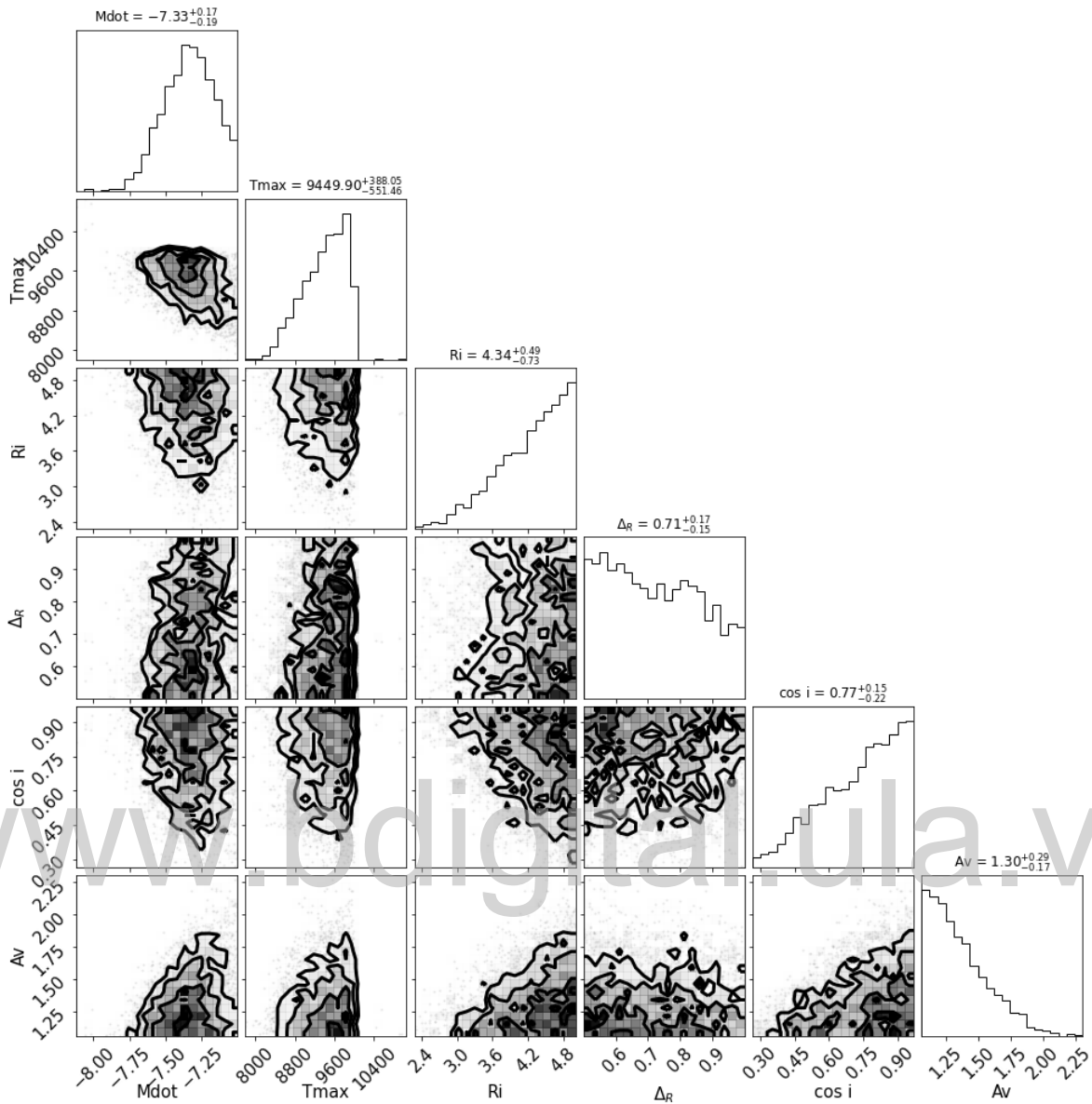


Figura 4.20: Distribuciones posteriores marginalizadas y distribuciones posteriores bidimensionales para DRTau. Serie de Balmer.

Las Figuras 4.21 y 4.22 muestran la comparación entre 200 modelos seleccionados al azar entre los generados por el método MCMC. Como se aprecia en la Figura 4.21, los modelos encontrados logran ajustar bien con los valores posibles del flujo total para la mayoría de las líneas en la serie de Brackett, por el contrario no logran replicar correctamente el valor de 4 líneas de la serie de Paschen. En el caso de la serie de Balmer (Figura 4.22), debido a la incertidumbre asociada al flujo total de cada línea, los modelos seleccionados presentan una dispersión considerable; mas en su mayoría logran reproducir el flujo de las observaciones.

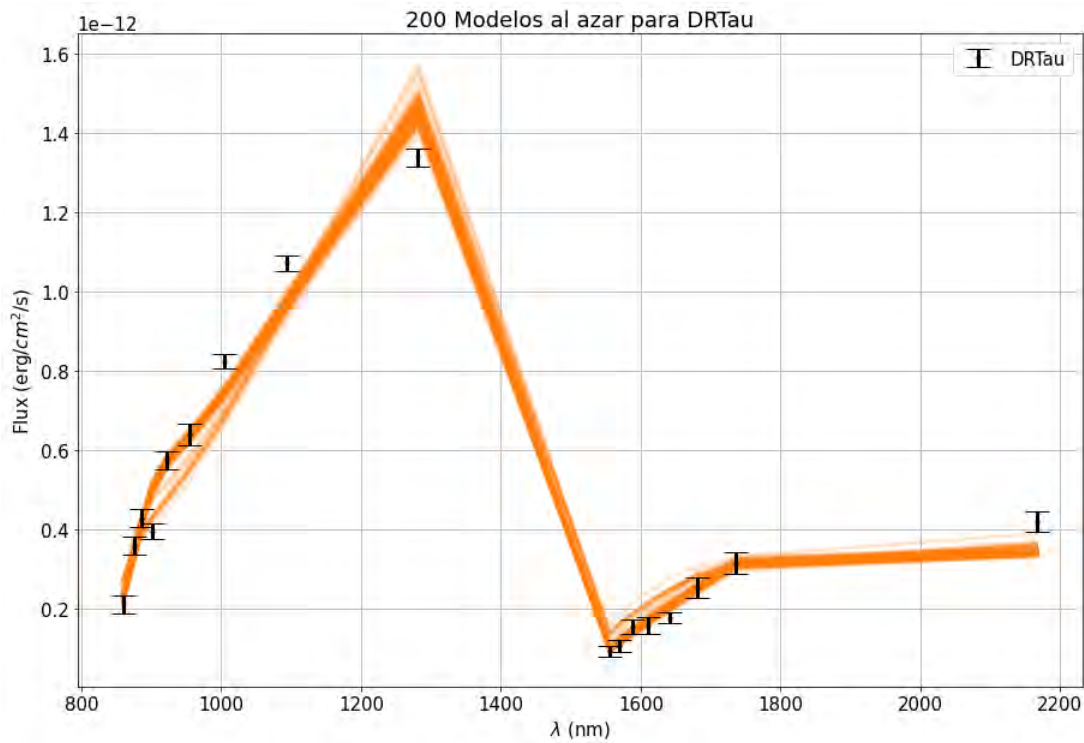


Figura 4.21: Comparación del flujo total de las líneas seleccionadas de DRTau y 200 modelos al azar de los generados por el MCMC. Series de Paschen y Brackett.

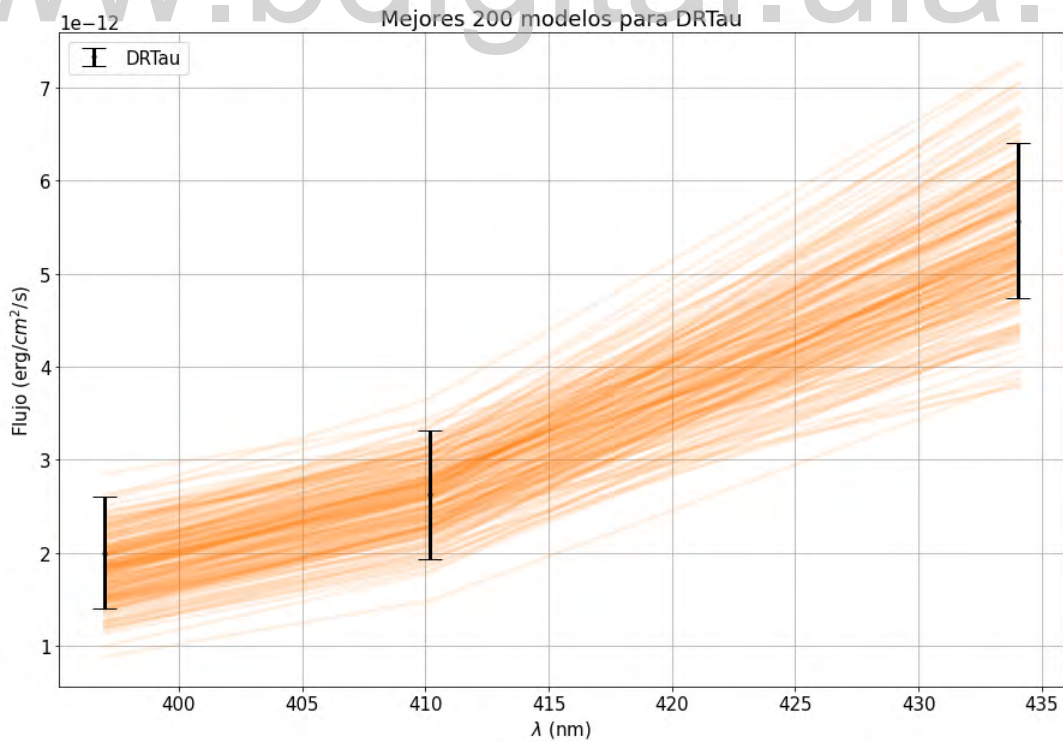


Figura 4.22: Comparación del flujo total de las líneas seleccionadas de DRTau y 200 modelos al azar de los generados por el MCMC. Serie de Balmer.

4.0.9. FTTau.

La Tabla 4-9 muestra las líneas de emisión apreciables para FTTau, junto con el valor del flujo total y el error de cada una.

Tabla 4-9. Líneas de emisión para FTTau.		
Línea de emisión	Flujo total ($erg/cm^2/s$)	Error ($erg/cm^2/s$)
Pa_{12}	3.72×10^{-14}	7.39×10^{-15}
Pa_{10}	4.27×10^{-14}	6.97×10^{-15}
Pa_9	9.00×10^{-14}	8.26×10^{-15}
Pa_8	1.06×10^{-13}	9.66×10^{-15}
Pa_7	1.34×10^{-13}	6.67×10^{-15}
Pa_6	2.01×10^{-13}	8.32×10^{-15}
Pa_5	3.34×10^{-13}	9.12×10^{-15}
Br_7	9.97×10^{-14}	8.82×10^{-15}

La comparación utiliza modelos de tipo espectral K5. Para esta estrella se cuenta con menor cantidad de líneas de emisión que en el caso de estrellas como DLTau, DOTau y otras. La Figura 4.23 muestra las distribuciones posteriores marginalizadas para cada parámetros explorado. La mediana para la distribución del logaritmo de la tasa de acreción estelar muestra un valor consistente con el pico de la distribución, aún si bien la exploración indica una mayor probabilidad para valores cercanos al límite considerado, este valor difiere considerablemente del reportado por McClure (2019).

Se presenta una relación inversa entre la tasa de acreción y la temperatura máxima, evidenciada en la distribución posterior bidimensional para ambos parámetros. El valor probable para el radio interno del dipolo puede ser claramente restringido. Si bien no muy marcado, también obtenemos un valor de máxima probabilidad para A_v y $\cos(incl)$. La distribución marginal de ΔR , favorece modelos con extensión de magnetosfera pequeña.

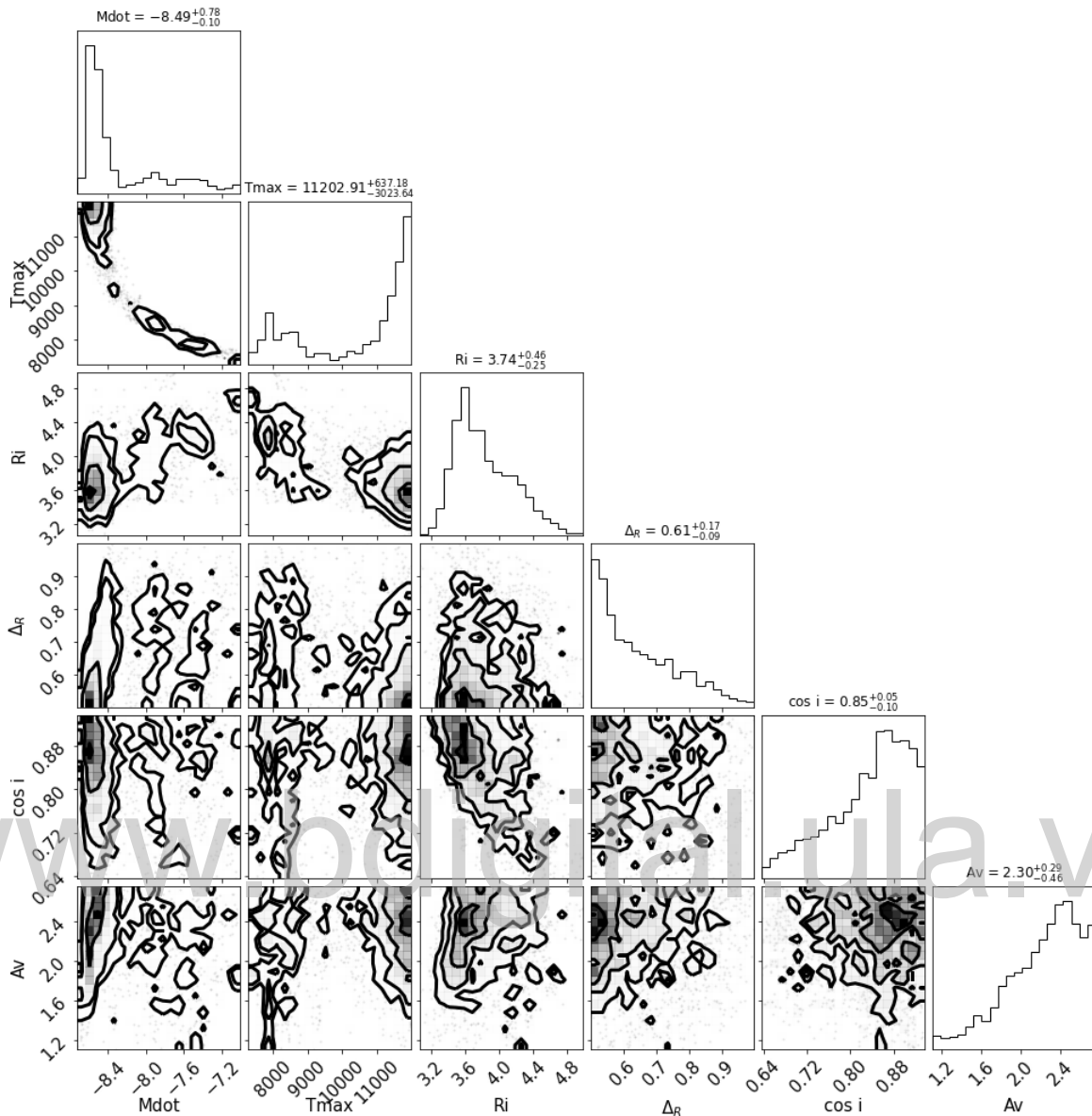


Figura 4.23: Distribuciones posteriores marginalizadas y distribuciones posteriores bidimensionales para FT Tau.

Cabe destacar que la estrella posee un ángulo de inclinación reportado de 35.5° , la exploración muestra un máximo en 32.8° , muy cercano al valor reportado. Examinando las distribuciones posteriores bidimensionales junto con las distribuciones posteriores marginalizadas, se puede apreciar que existen valores para tasas de acreción mayores que, junto con valores de temperatura máxima menores, tienen una probabilidad no nula de reproducir los flujos observados.

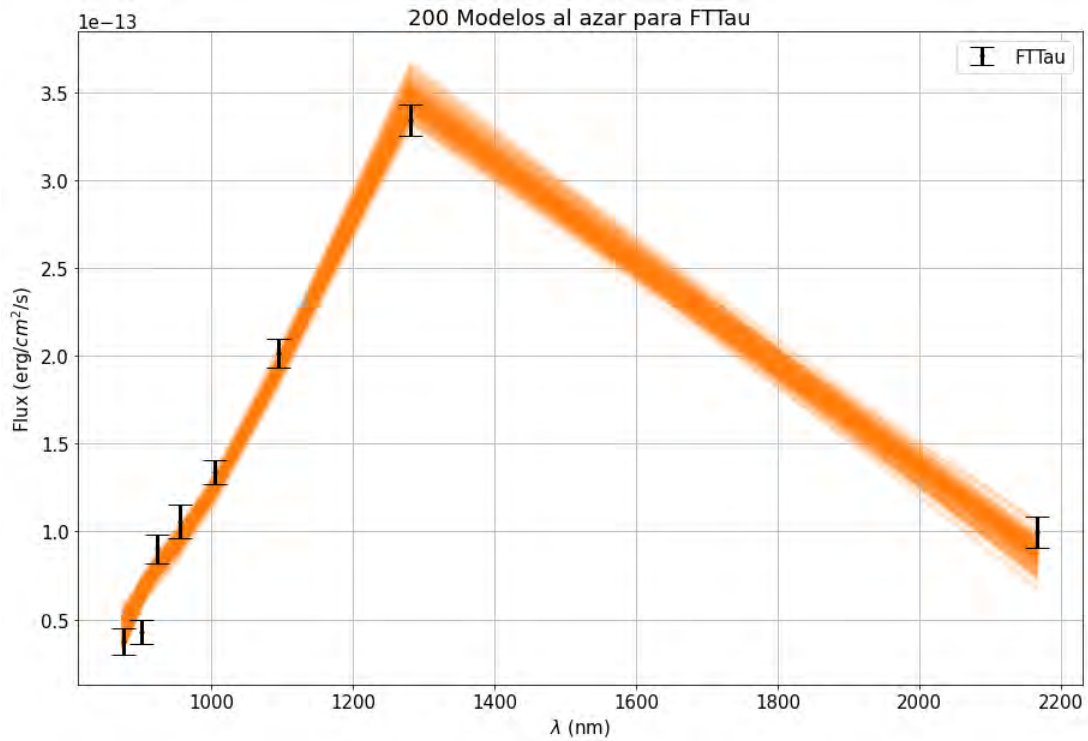


Figura 4.24: Comparación del flujo total de las líneas seleccionadas de FTTau y 200 modelos al azar de los generados por el MCMC.

La Figura 4.24 muestra la comparación entre 200 modelos seleccionados al azar entre los generados por el método MCMC y el flujo total de las líneas observadas para la estrella. Como se puede ver, los modelos logran ajustar de buena manera para casi todas las líneas observadas, teniendo como excepción la línea de Pa_{10} , la cual no parece seguir el patrón de las otra líneas observadas.

4.0.10. FZTau.

La Tabla 4-10 muestra las líneas de emisión apreciables para FZTau, junto con el valor del flujo total y el error de cada una.

Tabla 4-10. Líneas de emisión para FZTau.		
Línea de emisión	Flujo total ($erg/cm^2/s$)	Error ($erg/cm^2/s$)
Pa_{14}	4.69×10^{-14}	1.52×10^{-14}
Pa_{12}	8.25×10^{-14}	1.31×10^{-14}
Pa_{11}	1.08×10^{-13}	1.30×10^{-14}
Pa_{10}	1.26×10^{-13}	1.36×10^{-14}
Pa_9	1.90×10^{-13}	1.43×10^{-14}
Pa_8	2.24×10^{-13}	1.82×10^{-14}
Pa_7	3.20×10^{-13}	9.43×10^{-15}
Pa_6	4.33×10^{-13}	1.03×10^{-14}
Pa_5	8.67×10^{-13}	1.27×10^{-14}
Br_{16}	7.27×10^{-14}	1.23×10^{-14}
Br_{15}	1.07×10^{-13}	1.60×10^{-14}
Br_{14}	1.37×10^{-13}	1.56×10^{-14}
Br_{13}	1.37×10^{-13}	1.69×10^{-14}
Br_{12}	1.65×10^{-13}	1.21×10^{-14}
Br_{11}	2.20×10^{-13}	2.03×10^{-14}
Br_{10}	3.63×10^{-13}	2.42×10^{-14}
Br_7	5.90×10^{-13}	2.46×10^{-14}

La exploración de parámetros para la estrella FZTau se realizó utilizando modelos de acreción magnetosférica de tipo espectral M1. Cabe destacar que esta estrella presenta todas las líneas de emisión a considerar en las series de Paschen y Brackett. La Figura 4.25 muestra las distribuciones posteriores marginalizadas. Como es el caso para otras estrellas, la exploración para el logaritmo de la tasa de acreción parece preferir valores para la tasa de acreción menores a lo reportado para la estrella, junto con temperaturas máximas altas, manteniendo la relación inversa entre tasa de acreción y temperatura máxima para reproducir el flujo observado.

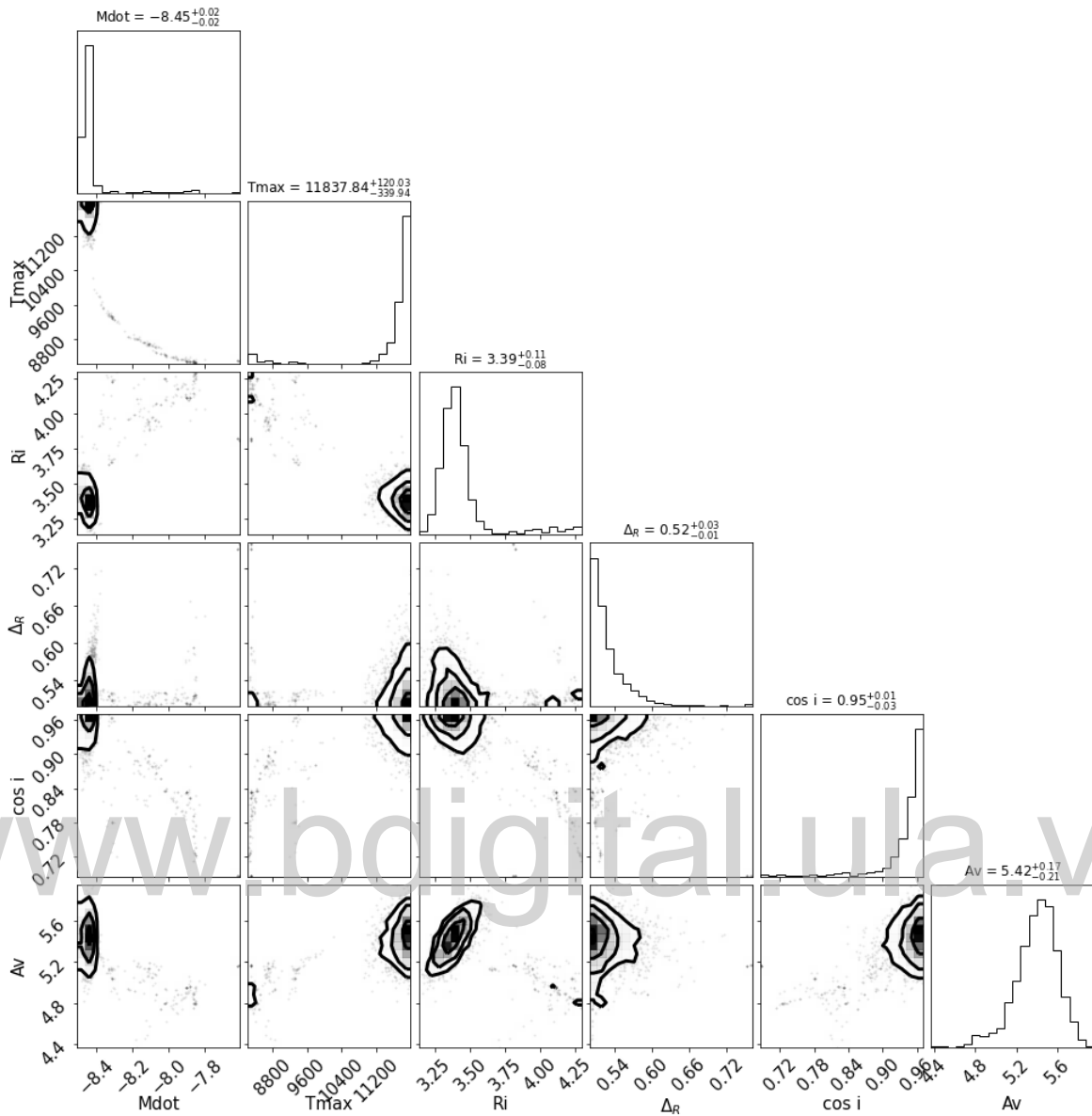


Figura 4.25: Distribuciones posteriores marginalizadas y distribuciones posteriores bidimensionales para FZTau.

La exploración permite restringir los valores para el radio interno del dipolo y el coeficiente de extinción, este último con un pequeño máximo local centrado en 4.7. Sin embargo, para la extensión de la magnetosfera sobre el disco y la inclinación solo se pueden establecer preferencia a tener mayor probabilidad en el límite inferior considerado, es decir prefiriendo extensiones sobre el disco pequeñas y ángulos de inclinación pequeños.

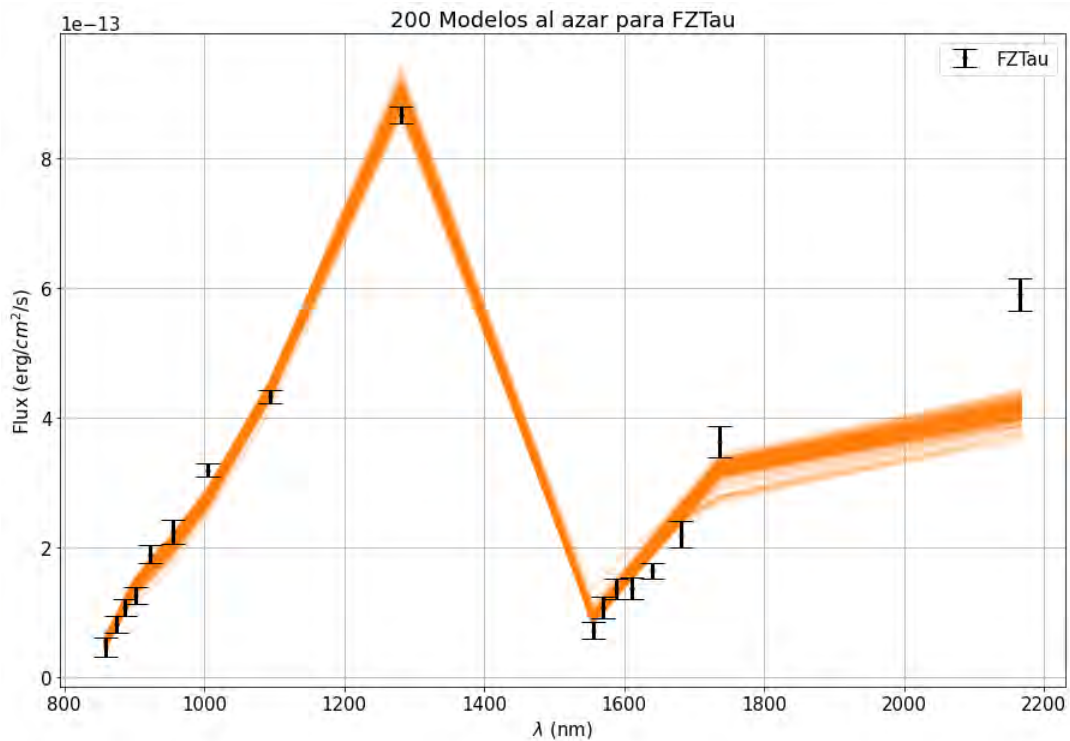


Figura 4.26: Comparación del flujo total de las líneas seleccionadas de FZTau y 200 modelos al azar de los generados por el MCMC.

La Figura 4.26 muestra los 200 modelos seleccionados al azar entre los generados por el método MCMC. Los modelos logran reproducir el flujo total para la buena parte de las líneas observadas con excepciones notable para las líneas de emisión Br_{10} y Br_7 , donde esta última tiene un valor mucho mayor al esperado por los modelos seleccionados y parece no seguir la tendencia de las otras líneas de la serie de Brackett, invitando a considerar lo sugerido por McClure (2019), donde se menciona que es posible tener una contribución adicional a Br_7 por otras zonas diferentes a la columna de acreción.

4.0.11. GITau.

La Tabla 4-11 muestra las líneas de emisión apreciables para GITau, junto con el valor del flujo total y el error de cada una.

Tabla 4-11. Líneas de emisión para GITau.		
Línea de emisión	Flujo total ($erg/cm^2/s$)	Error ($erg/cm^2/s$)
Pa_9	2.87×10^{-14}	4.19×10^{-15}
Pa_8	4.31×10^{-14}	4.92×10^{-15}
Pa_7	4.86×10^{-14}	4.07×10^{-15}
Pa_6	8.34×10^{-14}	5.70×10^{-15}
Pa_5	1.06×10^{-13}	6.09×10^{-15}
Br_7	5.59×10^{-14}	1.20×10^{-14}

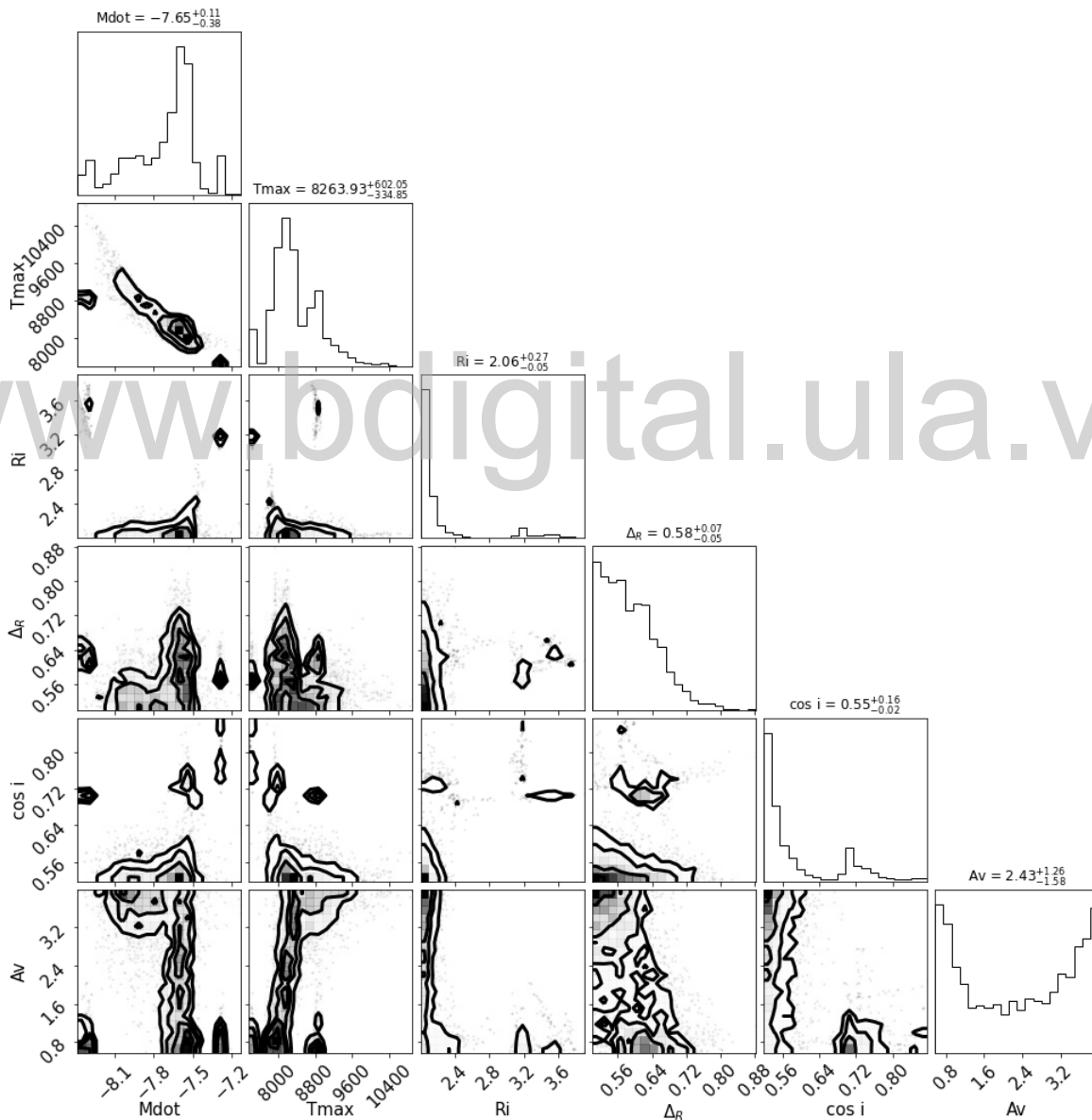


Figura 4.27: Distribuciones posteriores marginalizadas y distribuciones posteriores bidimensionales para GITau.

La Figura 4.27 muestra las distribuciones posteriores marginalizadas para la exploración de

parámetros utilizando modelos de acreción magnetosférica de tipo espectral K5. Como se puede apreciar, los valores para la tasa de acreción y la temperatura máxima pueden ser restringidos según la mediana de cada distribución. Mientras que para el resto de los parámetros solo se pueden establecer tendencias a valores en los límites considerados. La comparación favorece geometrías de la magnetosfera pequeñas y angostas, y un ángulo de inclinación cercano a $\cos(57^\circ) = 0.54$ de acuerdo al máximo absoluto en la distribución. Quizás el contraste más grande con los resultados obtenidos hasta ahora viene en la exploración del coeficiente de extinción, donde la exploración encuentra valores igual de probables en ambos extremos del intervalo considerado, esto efectivamente hace que la mediana no sea informativa con respecto al valor más probable para ese parámetro.

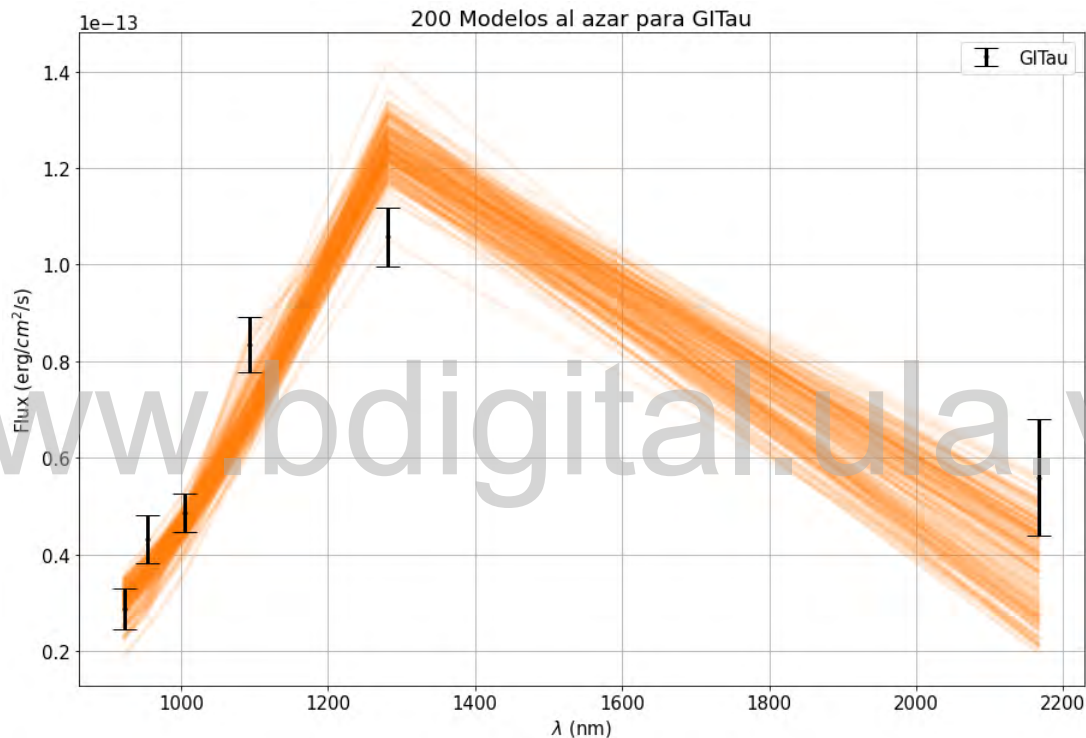


Figura 4.28: Comparación del flujo total de las líneas seleccionadas de GITau y 200 modelos al azar de los generados por el MCMC.

La Figura 4.28 muestra el ajuste de 200 modelos generados por el método MCMC con las observaciones para GITau. En este caso, donde se tienen pocas líneas de emisión para la comparación, los modelos parecen no reproducir el valor observado para Pa₅ y buena parte de ellos tampoco contempla los valores posibles para la línea de Br₇. Se destaca que el valor de la mediana para el logaritmo de la tasa de acreción tiene una discrepancia del 4.33% con respecto al logaritmo de la tasa de acreción reportada. Sin embargo, la distribución muestra probabilidades no nulas para tasa de acreción ligeramente menores que son aun más cercanas al valor de la tasa de acreción reportado para esta estrella.

4.0.12. GK Tau.

La Tabla 4-12 muestra las líneas de emisión apreciables para GK Tau, junto con el valor del flujo total y el error de cada una.

Tabla 4-12. Líneas de emisión para GK Tau.		
Línea de emisión	Flujo total ($erg/cm^2/s$)	Error ($erg/cm^2/s$)
Pa_9	5.26×10^{-14}	1.63×10^{-14}
Pa_8	1.15×10^{-13}	1.97×10^{-14}
Pa_7	1.12×10^{-13}	1.40×10^{-14}
Pa_6	1.97×10^{-13}	2.12×10^{-14}
Pa_5	2.02×10^{-13}	1.89×10^{-14}
Br_7	1.19×10^{-13}	2.61×10^{-14}

www.bdigital.ula.ve



Figura 4.29: Distribuciones posteriores marginalizadas y distribuciones posteriores bidimensionales para GKTau.

La Figura 4.29 muestra la distribución posterior marginalizada para los parámetros considerados en la exploración de modelos correspondientes al tipo espectral K7. Como se puede apreciar, la tasa de acreción tiene un máximo muy claro. No se puede restringir de manera aceptable la mayoría de los parámetros; se pueden establecer tendencias para parámetros pertinentes a la geometría del campo magnético de la estrella, donde la exploración parece preferir geometrías pequeñas y angostas para la magnetosfera.

En el caso de la tasa de acreción, la exploración encuentra un máximo absoluto para el logaritmo de la tasa de acreción ligeramente superior a -7.38 , sin embargo, también existe un máximo local cercano a -8.0 , valor cercano al valor de referencia ($\dot{M} = -8.19$). La distribución marginal de

la temperatura es máxima para valores cercanos al límite inferior permitido por los modelos y mantiene la relación inversa con respecto a la tasa de acreción.

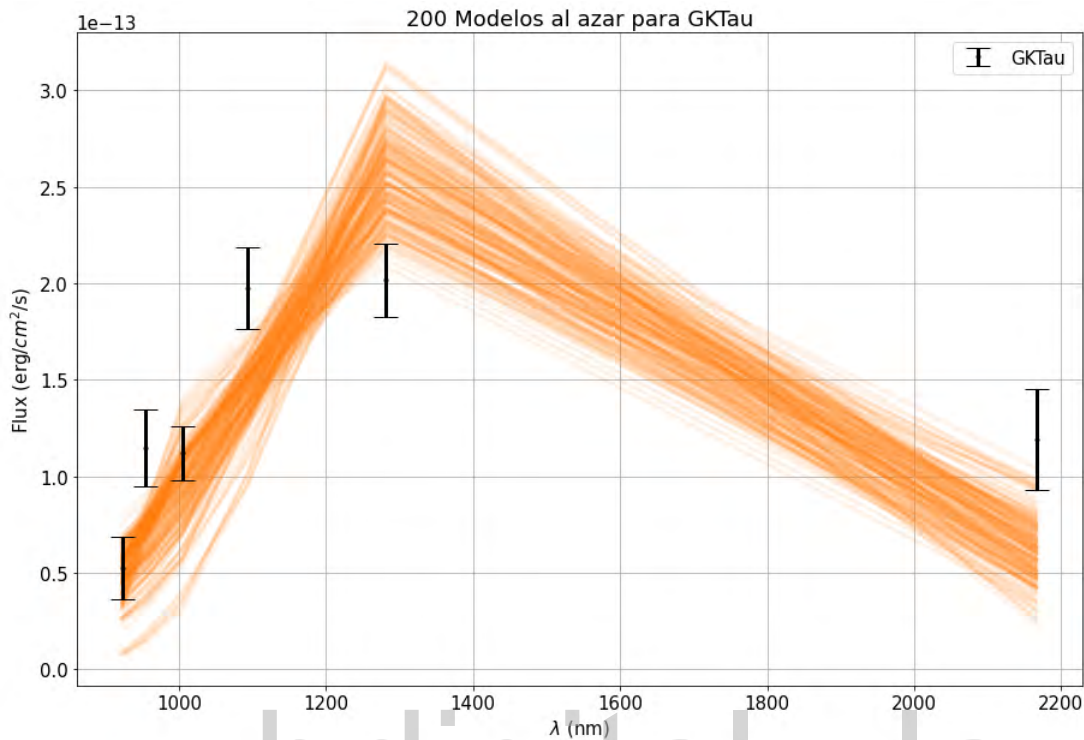


Figura 4.30: Comparación del flujo total de las líneas seleccionadas de GK Tau y 200 modelos al azar de los generados por el MCMC.

La Figura 4.30 muestra el ajuste de los 200 modelos seleccionados al azar entre los generados por el MCMC y el flujo total de las líneas de emisión observadas para la estrella. En este caso el ajuste no es muy bueno. De las 6 líneas que se observan, los modelos encontrados solo son capaces de reproducir el flujo total de 2 líneas Pa₇ y Pa₉. En base a esto es sugerido que los valores registrados por la distribución posterior marginalizada no representan de manera precisa los valores más probables para los parámetros libres considerados.

4.0.13. GNTau.

La Tabla 4-13 muestra las líneas de emisión apreciables para GNTau, junto con el valor del flujo total y el error de cada una.

Tabla 4-13. Líneas de emisión para GNTau.		
Línea de emisión	Flujo total ($erg/cm^2/s$)	Error ($erg/cm^2/s$)
Pa_{12}	4.58×10^{-14}	7.32×10^{-15}
Pa_{10}	3.36×10^{-14}	6.58×10^{-15}
Pa_9	1.00×10^{-13}	8.99×10^{-15}
Pa_8	1.36×10^{-13}	1.05×10^{-14}
Pa_7	1.38×10^{-13}	9.04×10^{-15}
Pa_6	2.16×10^{-13}	1.34×10^{-14}
Pa_5	3.03×10^{-13}	1.69×10^{-14}
Br_{10}	8.28×10^{-14}	1.90×10^{-14}
Br_7	1.78×10^{-13}	2.04×10^{-14}

Para GNTau la comparación se realiza con los modelos de acreción magnetosférica de tipo espectral M3. La Figura 4.31 muestra las distribuciones posteriores marginalizadas junto con las distribuciones posteriores bidimensionales para la exploración de los parámetros. En este caso es posible restringir los valores de 3 parámetros, el logaritmo de la tasa de acreción, la temperatura máxima, la inclinación, y establecer tendencias para los valores probables del radio interno del dipolo. En contraste no se puede restringir el valor probable para el coeficiente de extinción.

La distribución para el logaritmo de la tasa de acreción muestra un máximo absoluto cercano a -7.4 , con tendencia a valores menores, y la existencia de un máximo local centrado alrededor de -8.2 . Se sigue mostrando la relación inversa entre la tasa de acreción y la temperatura máxima, como se evidencia en la distribución posterior bidimensional para estos parámetros. La exploración favorece geometrías de la magnetosfera pequeña y angosta de acuerdo con las distribuciones para el radio interno del dipolo y la extensión de la magnetosfera sobre el disco. Por su parte la inclinación tiene un máximo absoluto en un valor ligeramente mayor a $\cos(47^\circ) = 0.68$.

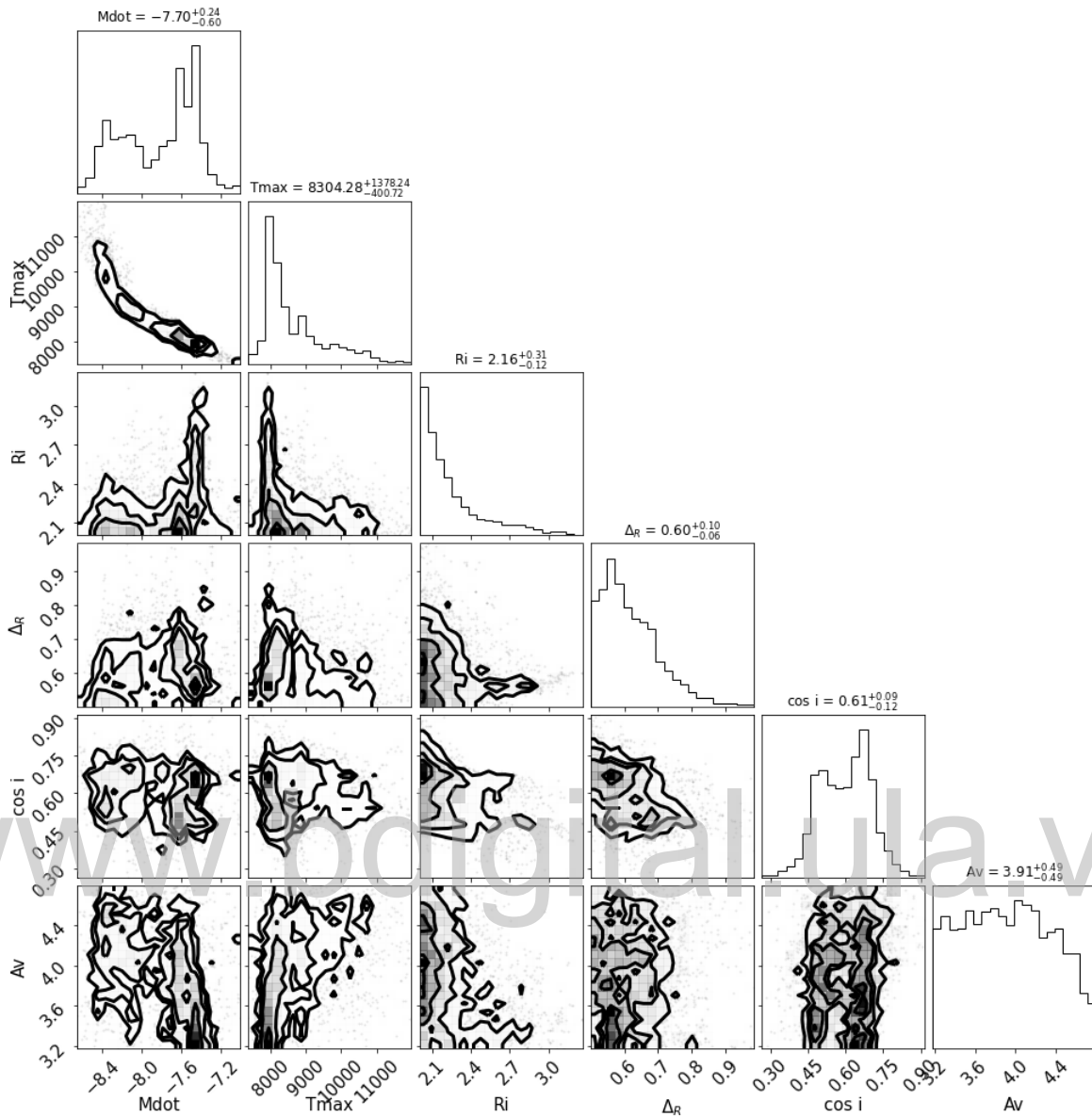


Figura 4.31: Distribuciones posteriores marginalizadas y distribuciones posteriores bidimensionales para GNTau.

La Figura 4.32 muestra el ajuste de 200 modelos seleccionados al azar entre los generados por el MCMC. Como se puede ver, los modelos realmente no obtienen un ajuste razonablemente aceptable con respecto a los valores posibles para el flujo total de las líneas de emisión observadas para GNTau. De las 9 líneas, los modelos solo puede replicar el valor posible para 3 líneas de emisión, en base a esto es probable que las distribuciones posteriores para los parámetros no correspondan con la realidad física de la estrella.

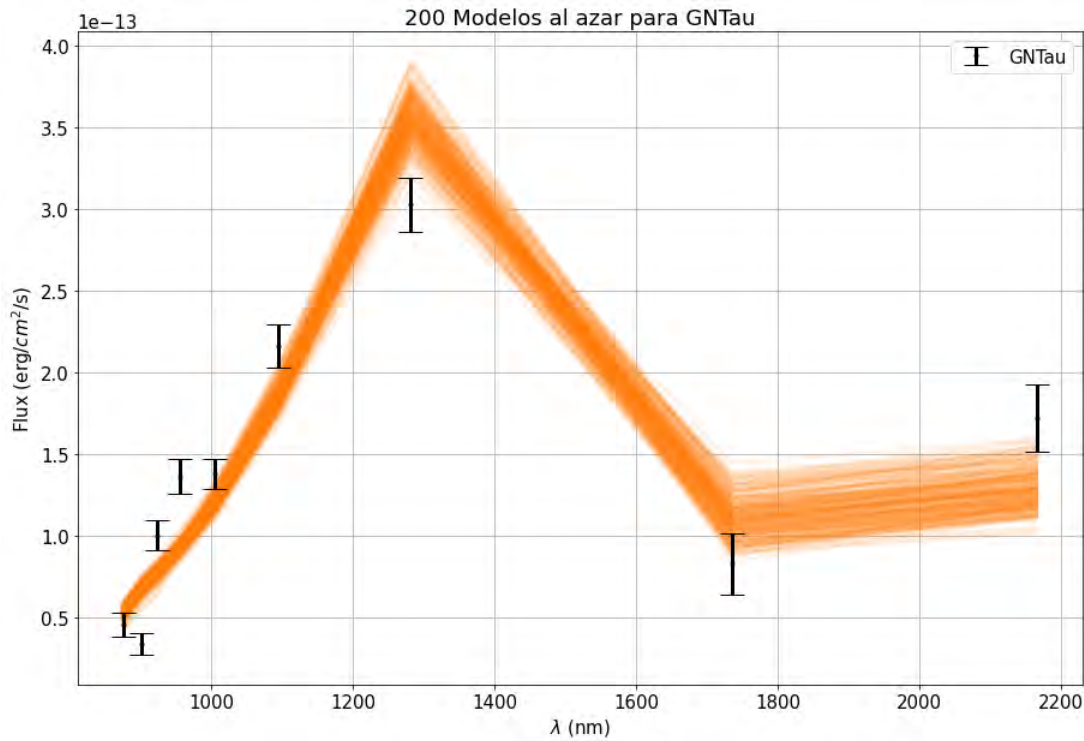


Figura 4.32: Comparación del flujo total de las líneas seleccionadas de GNTau y 200 modelos al azar de los generados por el MCMC.

4.0.14. Haro6-28.

La Tabla 4-14 muestra las líneas de emisión apreciables para Haro6-28, junto con el valor del flujo total y el error de cada una.

Tabla 4-14. Líneas de emisión para Haro6-28.		
Línea de emisión	Flujo total ($erg/cm^2/s$)	Error ($erg/cm^2/s$)
Pa_8	6.86×10^{-14}	1.33×10^{-14}
Pa_7	8.39×10^{-14}	1.16×10^{-14}
Pa_6	1.70×10^{-13}	1.62×10^{-14}
Pa_5	2.75×10^{-13}	2.13×10^{-14}
Br_7	7.85×10^{-14}	2.25×10^{-14}

La estrella Haro6-28 presenta la menor cantidad de líneas de emisión para las series de Paschen y Brackett permitidas para realizar la comparación con los modelos de acreción magnetosférica. La exploración de los parámetros se realizó para modelos de tipo espectral M5. Las distribuciones posteriores marginalizadas se pueden ver en la Figura 4.33; de acuerdo a la misma, es posible establecer tendencias a valores más probables para cada parámetro.

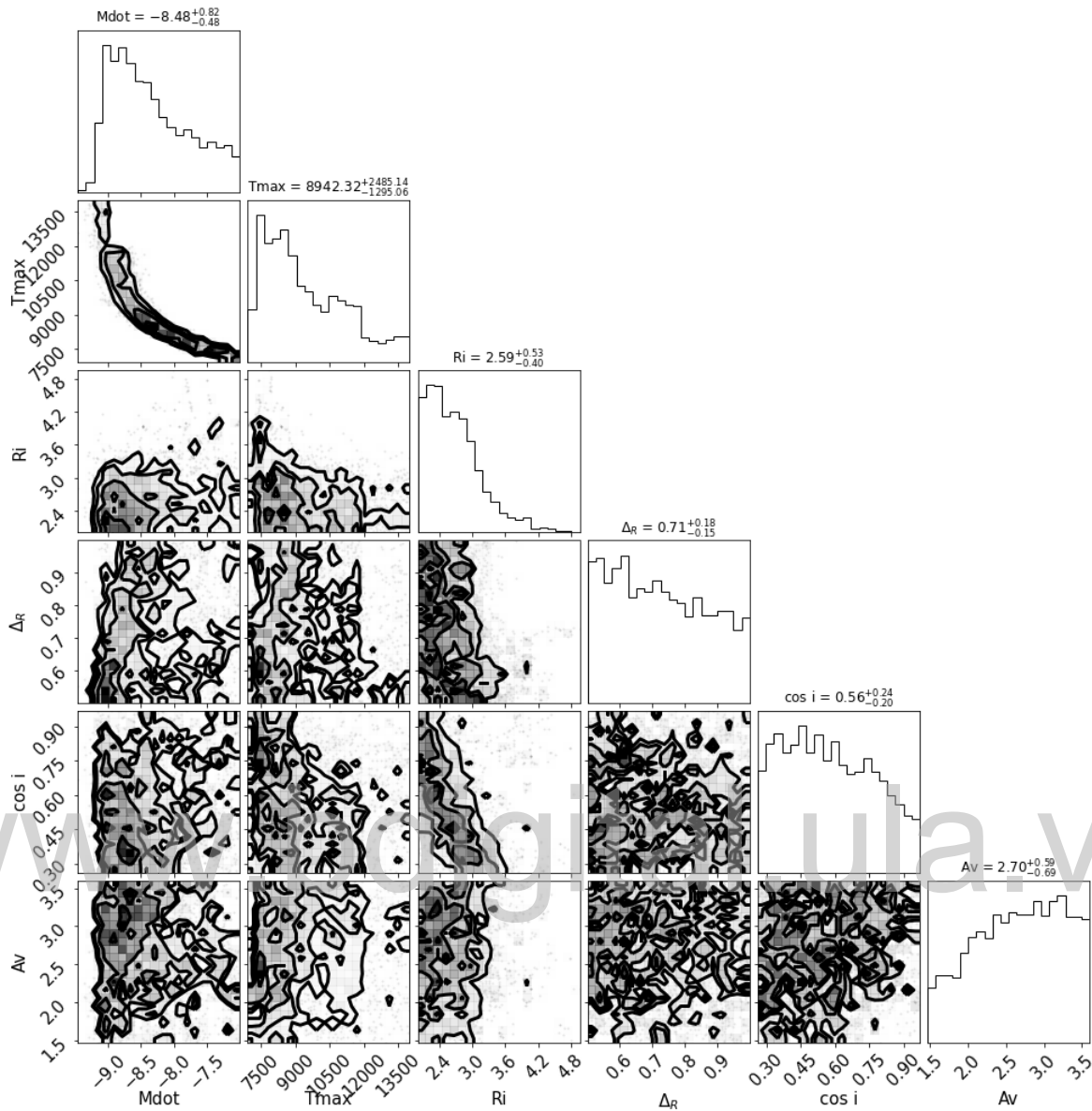


Figura 4.33: Distribuciones posteriores marginalizadas y distribuciones posteriores bidimensionales para Haro6-28.

Como se puede apreciar por las distribuciones posteriores bidimensionales, existe un grado considerable de degeneración para parámetros como la extensión de la magnetosfera sobre el disco, la inclinación y el coeficiente de extinción. Esto puede ser debido al valor de los errores en la determinación del flujo total de cada línea, o por el bajo número de líneas en la comparación.

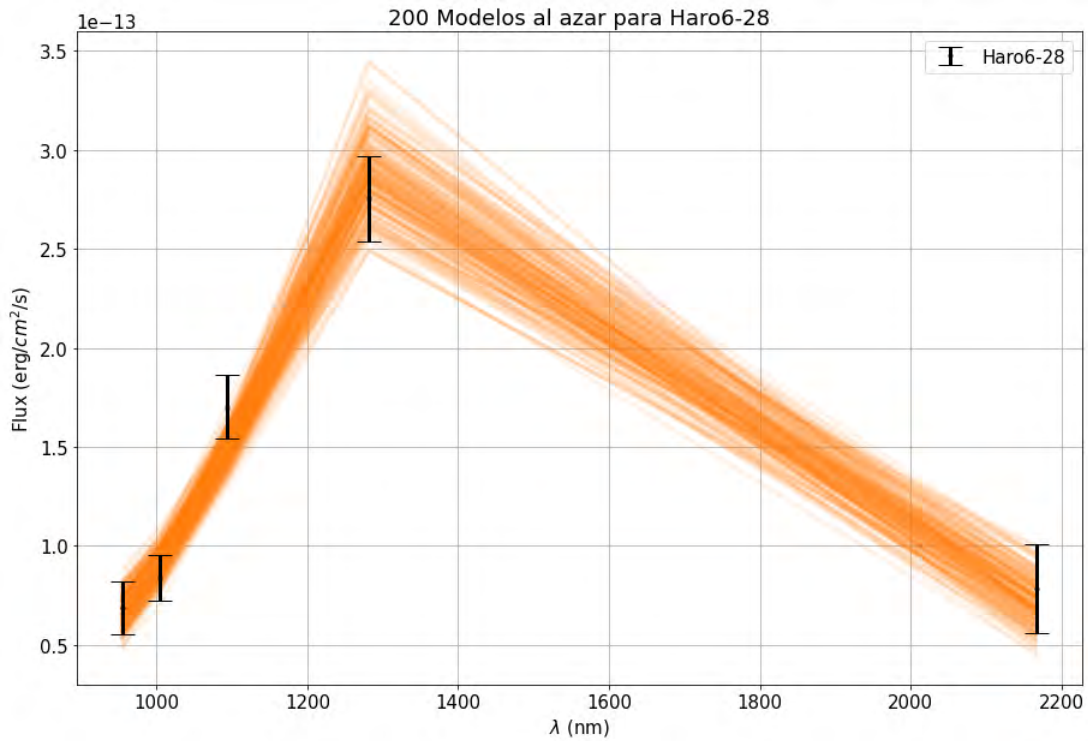


Figura 4.34: Comparación del flujo total de las líneas seleccionadas de Haro6-28 y 200 modelos al azar de los generados por el MCMC.

La Figura 4.34 muestra la comparación entre 200 modelos seleccionados al azar entre los generados por el MCMC. Se aprecia que en este caso los modelos escogidos logran reproducir de manera aceptable los valores posibles para el flujo total de las líneas observadas. Dando validez a las tendencias presentadas en las distribuciones posteriores marginalizadas para el logaritmo de la tasa de acreción y la temperatura máxima.

4.0.15. IQTau.

La Tabla 4-15 muestra las líneas de emisión apreciables para IQTau, junto con el valor del flujo total y el error de cada una.

Tabla 4-15. Líneas de emisión para IQTau.		
Línea de emisión	Flujo total ($erg/cm^2/s$)	Error ($erg/cm^2/s$)
Pa_8	6.64×10^{-14}	8.85×10^{-15}
Pa_7	5.42×10^{-14}	5.74×10^{-15}
Pa_6	8.50×10^{-14}	7.57×10^{-15}
Pa_5	6.43×10^{-14}	7.09×10^{-15}
Br_7	3.62×10^{-14}	1.09×10^{-14}

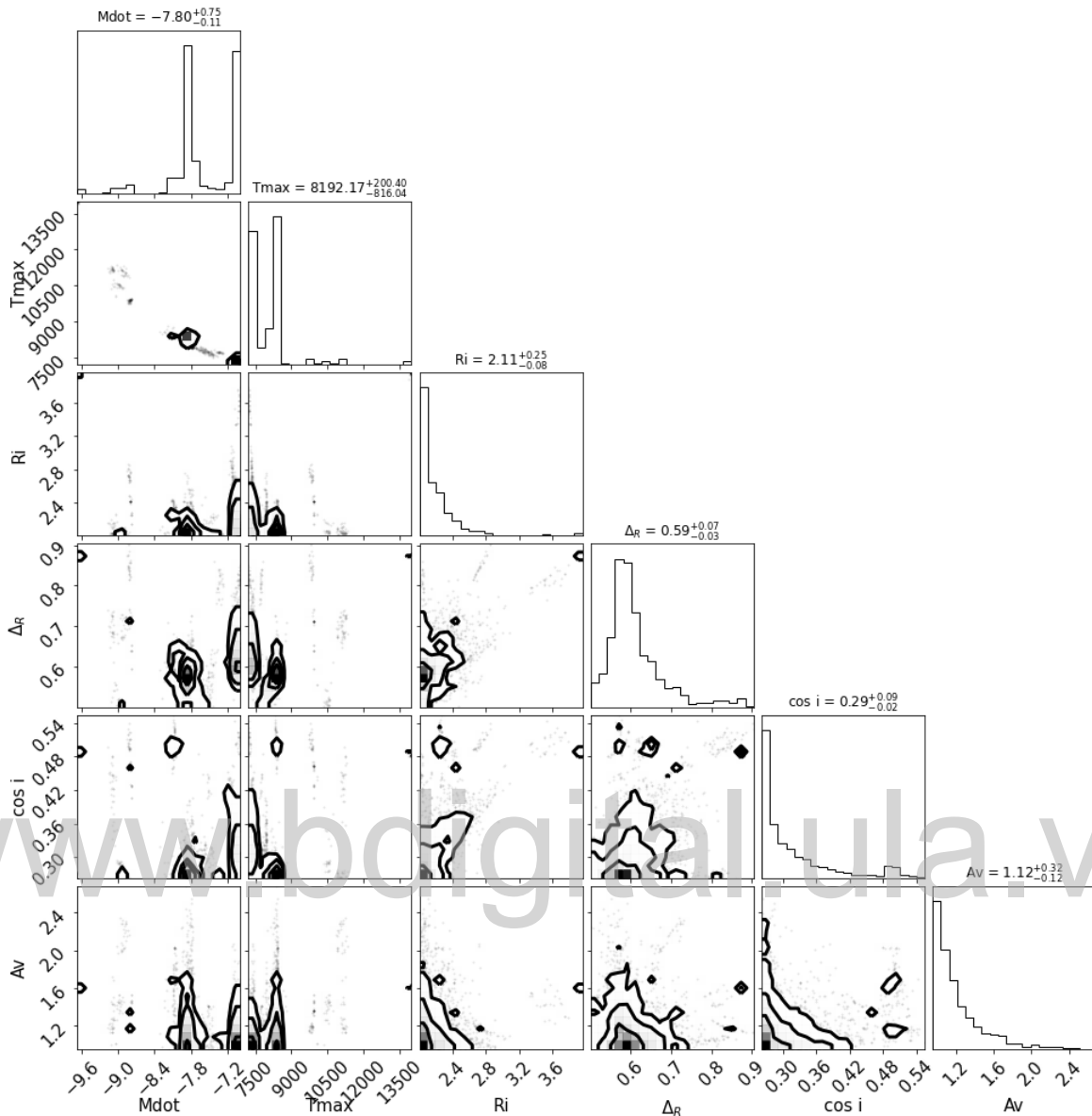


Figura 4.35: Distribuciones posteriores marginalizadas y distribuciones posteriores bidimensionales para IQTau.

Junto con Haro6-28, IQTau muestra la menor cantidad de líneas de emisión permitidas para realizar la comparación con los modelos de acreción magnetosférica, en este caso realizada para modelos de tipo espectral M1. La Figura 4.35 muestra las distribuciones posteriores marginalizadas para cada parámetro explorado. Es posible restringir el valor para el logaritmo de la tasa de acreción, la temperatura máxima y el radio interno del dipolo y ΔR . Sin embargo, las distribuciones para el logaritmo de la tasa de acreción y la temperatura máxima muestran dos picos de probabilidad considerablemente altos, ambos picos corresponden a valores para la tasa de acreción considerablemente mayores que lo reportado para esta estrella.

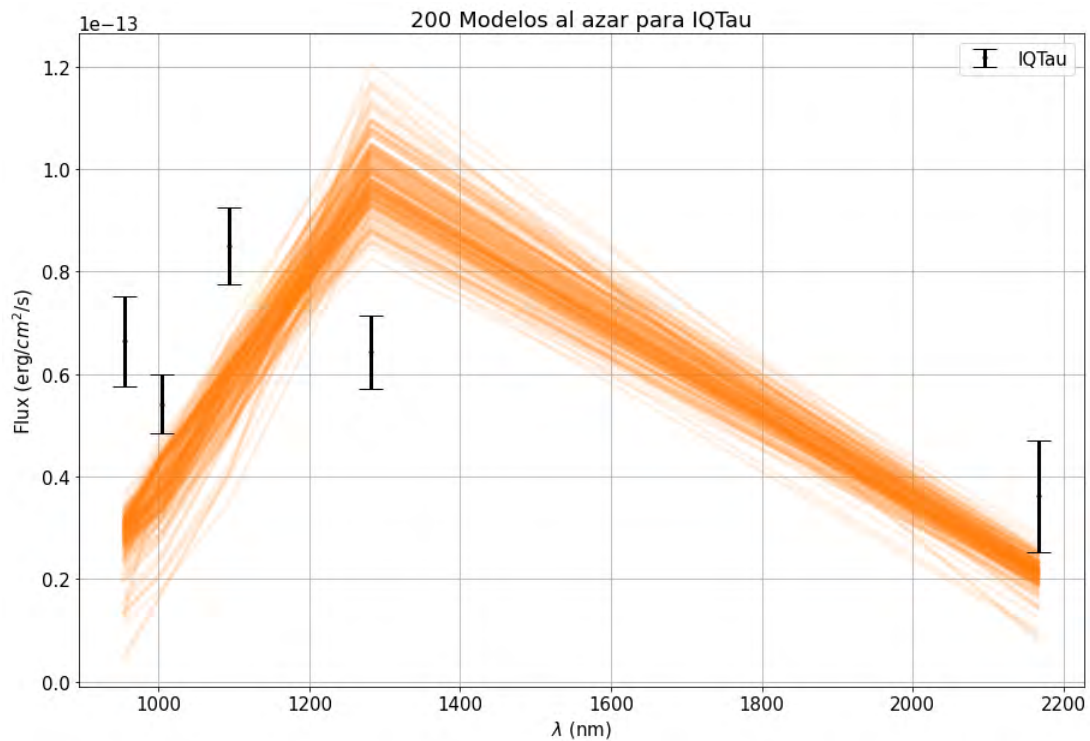


Figura 4.36: Comparación del flujo total de las líneas seleccionadas de IQTau y 200 modelos al azar de los generados por el MCMC.

La Figura 4.36 muestra 200 modelos seleccionados al azar entre los generados por el MCMC junto con el flujo total de las líneas de emisión observadas. Como se aprecia la comparación para IQTau está lejos de ser aceptable, los modelos encontrados fallan en reproducir el flujo total de las líneas observadas. Por lo tanto, las distribuciones posteriores presentadas para la estrella probablemente no representan un buen estudio de la realidad física para la estrella. Es posible que este resultados se deba a la calidad de las observaciones en el espectro de IQTau.

Capítulo 5

Conclusiones.

Este estudio busca comparar observaciones espectroscópicas de estrellas T-Tauri clásicas en la región de formación estelar de Tauro con flujos de líneas de emisión generadas por modelos de acreción magnetosférica disponibles, con el objetivo de entender más respecto a las limitaciones de físicas de cada modelo, probar la validez de los mismos y extender el rango de validez de los modelos al explorar zonas del espacio de parámetros que no se han estudiado antes.

La comparación entre el flujo total de líneas de emisión observadas y el flujo total de las líneas generadas por los modelos busca de encontrar los valores más probables para los parámetros libres con respecto a las observaciones. La muestra final de 15 estrellas T-Tauri clásicas cuenta también con estudios independientes para parámetros como la tasa de acreción estelar, la inclinación entre el eje de rotación de la estrella con respecto a la línea de visión y el coeficiente de extinción por polvo.

Una de las novedades principales para este estudio es tratar de restringir el rango de valores posibles para la extinción de cada objeto tomando como apoyo el mejor ajuste con los modelos de acreción magnetosférica disponibles. El uso de la estadística bayesiana, por medio de las cadenas Markov Monte Carlo, permite inferir una distribución de probabilidades para cada parámetro considerado, en lugar simplemente obtener un valor con mayor probabilidad de ocurrencia. De igual forma, el visualizar los resultados presentes en el capítulo 4 utilizando la herramienta de "corner plots" permite considerar las correlaciones entre las diferentes distribuciones posteriores marginalizadas, es decir, las correlaciones entre la probabilidad de ocurrencia de cada par de parámetros explorados.

Los resultados de la exploración de los parámetros, para cada estrella, se presentan en la Tabla 5-1 y la Tabla 5-2. se reporta el máximo de probabilidad para cada distribución posterior marginalizada, cada máximo de probabilidad en las distribuciones posteriores marginalizadas está

acompañado por un error correspondiente al valor de la distribución al 60 % del valor del máximo considerado. En algunos casos, se presentan dos máximos de probabilidad, ambos son considerados en orden de probabilidad junto con los otros parámetros a los que corresponden. Estrellas con "*" representan los resultados utilizando la serie de Balmer, mientras que espacios ocupados por "—" representa un parámetro cuyos valores no pueden ser restringidos de manera aceptable.

Tabla 5-1. Máximos de probabilidad en las distribuciones posteriores marginalizadas.

CTTS	$\log(\dot{M})$	$T_{max}(K)$	$R_i(R_*)$	$\Delta R(R_*)$	$\cos(incl)$
BPTau	$-7.25^{+0.25}_{-0.25}$	7400^{+100}	$2.0^{+0.10}$	$0.5^{+0.07}$	$0.60^{+0.04}$
CITau	$-7.65^{+0.15}_{-0.10} / -7.10^{+0.10}_{-0.15}$	$8350^{+50}_{-50} / 7700^{+200}_{-100}$	$3.18^{+0.13}_{-0.13} / 2.80^{+0.05}_{-0.10}$	$0.73^{+0.06}_{-0.03}$	$0.69^{+0.03}_{-0.01} / 0.81^{+0.01}_{-0.03}$
CWTau	$-8.45^{+0.03}_{-0.03}$	11950^{+50}_{-50}	$3.65^{+0.20}_{-0.10}$	$0.50^{+0.03}$	$0.64_{-0.07}$
DETau	$-7.55^{+0.40}_{-0.30}$	7900^{+550}_{-250}	$2.00^{+0.15}$	$0.54^{+0.06}$	$0.29^{+0.10}$
DETau*	$-7.60^{+0.35}_{-0.15}$	8650^{+950}_{-500}	$3.70^{+0.70}_{-0.80}$	---	---
DKTau	$-8.30^{+0.05}_{-0.05} / -8.10^{+0.05}_{-0.05}$	8500^{+300}_{-100}	$2.00^{+0.15}$	$0.56^{+0.08}_{-0.02}$	$0.96_{-0.03}$
DKTau*	$-7.43^{+0.06}_{-0.03}$	9800^{+250}_{-500}	$2.00^{+0.45}$	$0.50^{+0.10}$	$0.30^{+0.17}$
DLTau	$-8.77^{+0.03}$	12000_{-200}	$4.50^{+0.07}_{-0.10}$	$0.50^{+0.02}$	$0.86_{-0.01}$
DOTau	$-8.57^{+0.02}$	12000_{-150}	$3.60^{+0.05}_{-0.05}$	$0.50^{+0.02}$	$0.96_{-0.05}$
DRTau	$-8.50^{+0.05}$	12000_{-200}	$3.42^{+0.08}_{-0.03}$	$0.50^{+0.03}$	$0.95_{-0.02}$
DRTau*	$-7.35^{+0.25}_{-0.15}$	9850^{+50}_{-550}	$5.00_{-0.80}$	---	$0.96_{-0.24}$
FTTau	$-8.60^{+0.12}_{-0.05}$	12000_{-400}	$3.65^{+0.20}_{-0.20}$	$0.50^{+0.08}$	$0.87_{-0.05}$
FZTau	$-8.42^{+0.04}_{-0.04}$	12000_{-200}	$3.40^{+0.07}_{-0.07}$	$0.50^{+0.03}$	$0.96_{-0.01}$
GITau	$-7.60^{+0.10}_{-0.02}$	8200^{+250}_{-200}	$2.00^{+0.10}$	$0.50^{+0.13}$	$0.52^{+0.02}$
GKTau	$-7.30^{+0.10}_{-0.10}$	7400^{+100}	$2.00^{+0.15}$	$0.50^{+0.60}$	$0.84^{+0.20}_{-0.05}$
GNTau	$-7.45^{+0.05}_{-0.05}$	8000^{+300}_{-100}	$2.00^{+0.15}$	$0.56^{+0.06}_{-0.06}$	$0.67^{+0.05}_{-0.05}$
Haro6-28	$-9.00^{+0.80}_{-0.05}$	7400^{+600}_{-100}	$2.20^{+0.80}$	---	---
IQTau	$-7.85^{+0.05}_{-0.05} / -7.00_{-0.05}$	$8400^{+200}_{-200} / 7400^{+200}$	$2.00^{+0.10}$	$0.57^{+0.01}_{-0.05}$	$0.27^{+0.05}$

La Tabla 5-2 muestra la comparación entre el valor para el coeficiente de extinción por polvo con mayor probabilidad, presente en la distribución posterior marginalizada, para este parámetro. También se presentan los valores reportados para el coeficiente de extinción en los estudios presentados por McClure (2019) y Kenyon & Hartmann (1995)

Tabla 5-2. Máximo de probabilidad para el A_v , junto con el A_v reportado en la literatura.

CTTS	$A_v(\text{mag})(\text{MCMC})$	$A_v(\text{mag})(\text{McClure})$	$A_v(\text{mag})(\text{K\&H})$
BPTau	— — —	0.5 ± 1.4	0.76 ± 0.30
CITau	$0.92^{+0.23}_{-0.27}$	0.5 ± 1.0	1.77 ± 0.30
CWTau	$2.87^{+0.05}$	6.4 ± 0.4	3.17 ± 0.30
DETau	$1.40_{-0.23}$	1.1 ± 0.8	0.59 ± 0.30
DETau*	— — —	1.1 ± 0.8	0.59 ± 0.30
DKTau	$0.50^{+0.22}$	0.9 ± 0.7	0.76 ± 0.30
DKTau*	$1.15_{-0.21}$	0.9 ± 0.7	0.76 ± 0.30
DLTau	$1.50^{+0.10}_{-0.10}$	1.6 ± 0.5	1.21 ± 0.30
DOTau	$2.35^{+0.01}$	3.6 ± 0.5	2.64 ± 0.30
DRTau	$0.86^{+0.04}$	2.1 ± 0.5	1.36 ± 0.30
DRTau*	$1.06^{+0.31}$	2.1 ± 0.5	1.36 ± 0.30
FTTau	$2.45^{+0.30}_{-0.35}$	1.4 ± 0.8	2.45 ± 0.30
FZTau	$5.45^{+0.20}_{-0.20}$	6.5 ± 0.7	3.81 ± 0.30
GITau	$0.60^{+0.05}/4.00_{-0.05}$	3.7 ± 1.9	0.87 ± 0.30
GKTau	$0.60^{+0.65}$	2.0 ± 0.6	0.87 ± 0.30
GNTau	— — —	4.5 ± 0.7	3.48 ± 0.30
Haro6-28	$3.30_{-1.40}$	3.30 ± 0.60	1.77 ± 0.30
IQTau	$1.00^{+0.15}$	2.4 ± 1.3	1.25 ± 0.30

Considerando estos resultados junto con la información presente en la Tabla 3-6 se puede apreciar que la exploración, para algunas estrellas, de los parámetros encuentra máximos de probabilidad consistentes con lo presentado en la literatura. Estrellas como CITau; DETau utilizando tanto las series de Paschen y Brackett como la serie de Balmer; DKTau; DRTau usando la serie de Balmer; y Haro6-28 muestran tasa de acreción comparables a las presentadas en la Tabla 3-6.

Aunque en menor cantidad, existen valores consistentes par el coeficiente de extinción reportado en estrellas como CITau, DLTau, FTTau y FZTau. Mientras que para la inclinación determinada independientemente, nuevamente CITau junto con DKTau y DRTau usando tanto las series de Paschen y Brackett como la serie de Balmer, muestran valores máximos de probabilidad consistentes con lo reportado. Si bien la mayoría de las estrellas estudiadas siguiendo el método presentado generan valores diferentes a lo esperado según la literatura, es necesario destacar que parámetros como la tasa de acreción estelar y el coeficiente de extinción son inciertos para estrellas T-Tauri.

Cabe destacar que en la mayoría de las distribuciones posteriores marginalizadas generadas es

posible establecer tendencias en los valores probables para los parámetros. En este sentido, uno de los resultados más importantes puede ser el encontrar una baja probabilidad de ocurrencia para cada parámetro dentro del rango considerado en la exploración. Esto es más notable para el caso del coeficiente de extinción por polvo, donde la exploración para estrellas como FZTau y CWTau encuentran que los valores reportados por McClure (2019) son poco probables.

En el caso de estrellas como CWTau, DLTau, DOTau y FZTau, se destaca la forma de la distribución posterior marginalizada para la tasa de acreción en cada caso. Para estos resultados fue necesario no utilizar la gaussiana de probabilidad en el prior; Sin embargo la exploración de este parámetro muestra una clara preferencia a tasa de acreción menores a las reportadas por la literatura, a pesar de presentar una comparación aceptable entre los modelos generados y las observaciones; Figura 4.6, Figura 4.16, Figura 4.18 y Figura 4.26 respectivamente. Examinar la comparación entre los modelos seleccionados y las observaciones permite establecer visualmente cuáles resultados se pueden considerar. La comparación de estrellas como GKTau, GNTau y IQTau, no muestran un buen ajuste entre los modelos y las observaciones, por tanto, los resultados de la exploración de parámetros para estas estrellas no refleja de manera fiel la realidad física.

Como resultados más relevantes del estudio se mencionan:

- Se evidencia una relación inversa entre los parámetros de tasa de acreción estelar y la temperatura máxima en el flujo de acreción.
- La mayoría de las distribuciones posteriores marginalizadas para el A_v muestran claras tendencias a valores probables.
- El aplicar el método de estudio usando líneas de emisión en la serie de Paschen y Brackett sugiere una discrepancia entre los valores más probables para los parámetros considerados, con la excepción de la tasa de acreción para la estrella DETau y la inclinación para DRTau.
- Utilizar el flujo total de las líneas de emisión en las series de Paschen y Brackett, sugiere valores probables para la tasa de acreción menores a los reportados de manera independiente utilizando métodos alternativos para su determinación.
- El uso de las cadenas Markov Monte Carlo permite estudiar de manera extensiva zonas del espacio de parámetros no estudiadas previamente para los modelos de acreción magnetosférica.
- El método presentado es capaz de restringir eficientemente los valores probables para la geometría de la magnetosfera y la temperatura máxima en el flujo de acreción.

Algunas de las discrepancias durante el estudio pueden ser corregidas en trabajo futuro. Es posible que el factor de escalamiento (Ecuación 3.6) no pueda solventar efectivamente todas las incertidumbres asociadas a utilizar modelos con parámetros estelares diferentes a las estrellas observadas en algunos casos; También existen incertidumbres asociadas al tipo espectral de las estrellas T-Tauri, por lo que utilizar una red de modelos más amplia podría llevar a resultados más consistentes con la literatura. De igual forma, los modelos de acreción magnetosférica no incorporan la contribución por el choque de acreción, esto puede afectar los flujos totales obtenidos para cada tasa de acreción.

Sin embargo, una de las principales fortalezas del análisis bayesiano utilizado es incorporar información disponible respecto a la realidad física para obtener la distribución posterior de cada parámetro; Obtener mayor información respecto a la realidad física de los diferentes parámetros utilizados, en particular parámetros no restringidos en este estudio como T_{max} , R_i y ΔR , podría llevar a distribuciones posteriores con valores más consistentes con la literatura y mejor restringidas. Cabe destacar que es posible que múltiples líneas de emisión consideradas tengan valores de flujo total muy similares entre diferentes modelos, de acuerdo a lo presentado en la Figura 2.10, contar con mayor cantidad de información que permita discriminar los modelos más probables contribuiría a solventar esta dificultad.

En el caso de algunas estrellas como el caso de DRTau, es posible que las líneas de emisión observadas no tengan un origen completamente magnetosférico, Muzerolle et al. (2001) muestra que el perfil de la línea $H\alpha$ posee una contribución producto del viento estelar. También existe la posibilidad de que la magnetosfera de la CTTS no se encuentra alineada con el disco externo, esto podría explicar que el MCMC encuentra valores probables para la inclinación diferentes a los reportados en la literatura para algunas estrellas.

Considerando la novedad de utilizar el flujo total de las líneas de emisión en las series de Paschen y Brackett para determinar el coeficiente de extinción por polvo para estrellas CTTS, el uso de múltiples líneas de emisión para determinar valores probables para los diferentes parámetros magnetosféricos y el uso de la estadística bayesiana para obtener e interpretar los resultados, el método presentado puede representar una forma alternativa de estudiar el proceso de acreción magnetosférica y determinar el coeficiente de extinción para estrellas CTTS; siempre que se tomen en cuenta las sugerencias mencionadas.

Apéndice A

Librería de espectros y líneas de emisión.

A continuación se presentan los espectros de cada estrella en la muestra junto con las respectivas líneas de emisión de cada una. Como estos espectros se obtienen directamente de la referencia principal (McClure, 2019) se nombra el tipo espectral anotado según la misma.

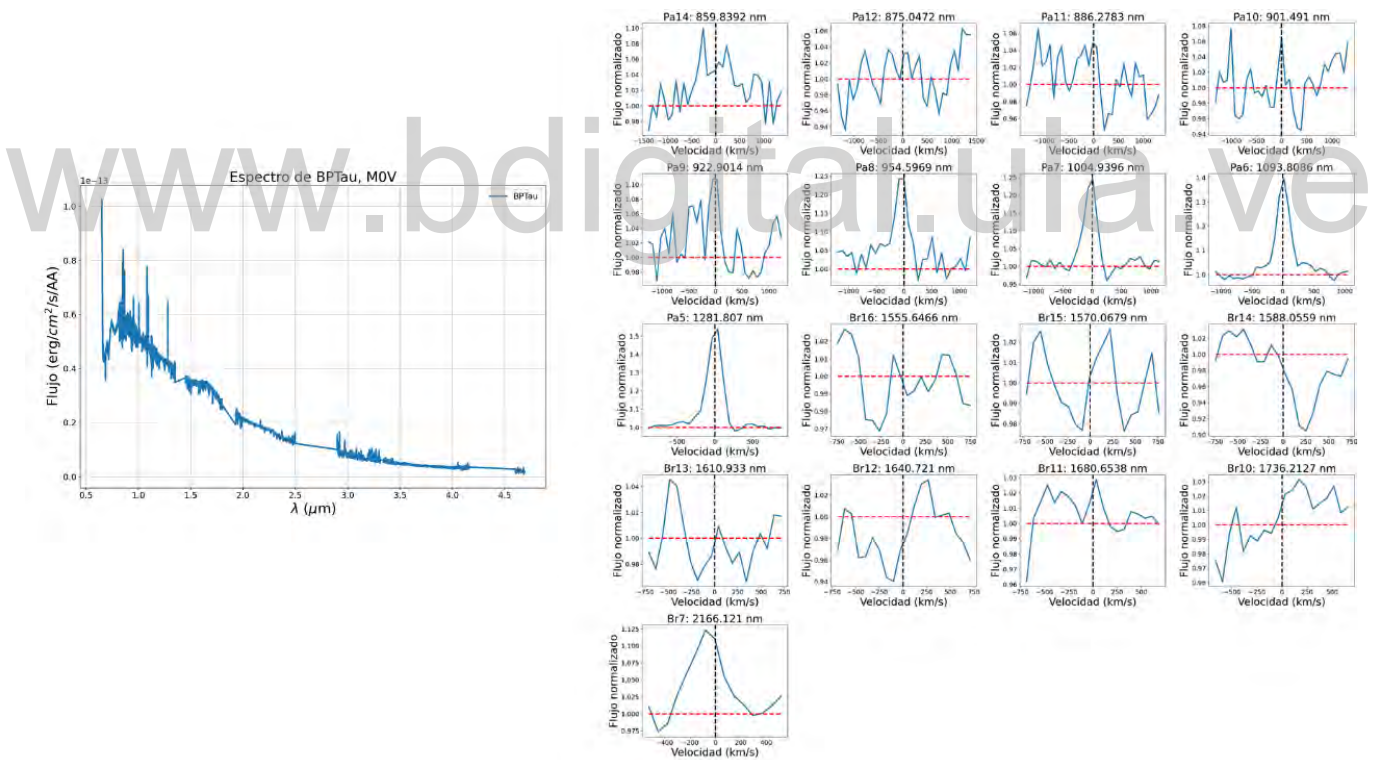


Figura A.1: Izquierda espectro de BPTau. Derecha líneas de emisión.

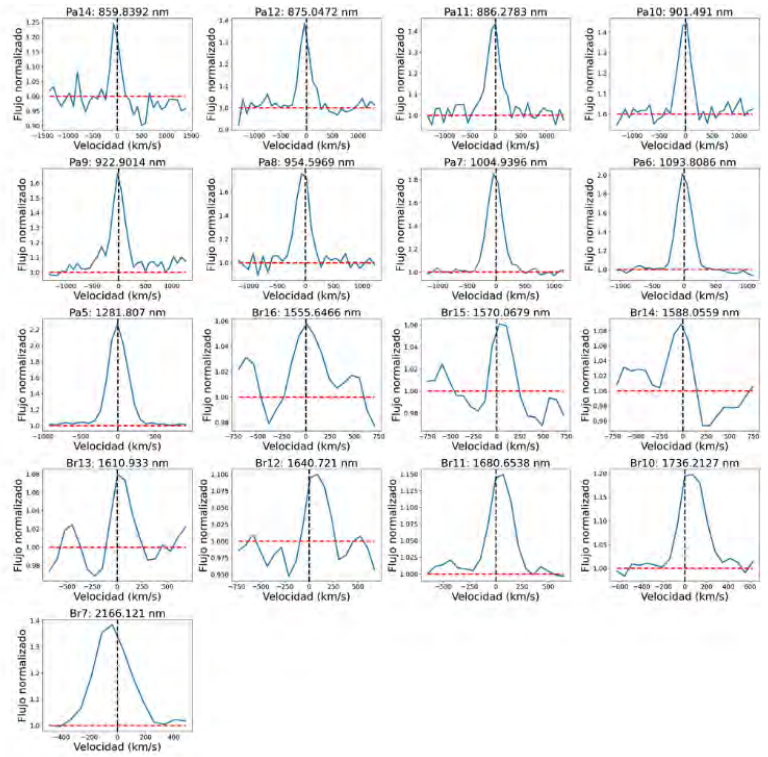
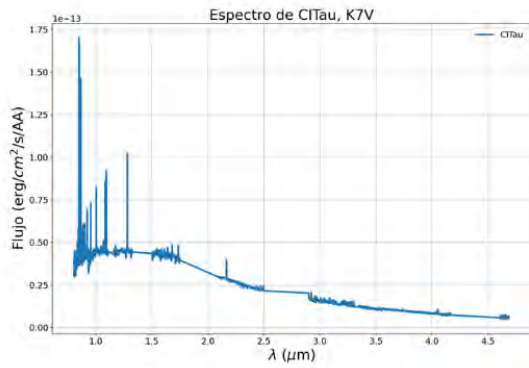


Figura A.2: Izquierda espectro de CITau. Derecha líneas de emisión.

www.bdigital.ula.ve

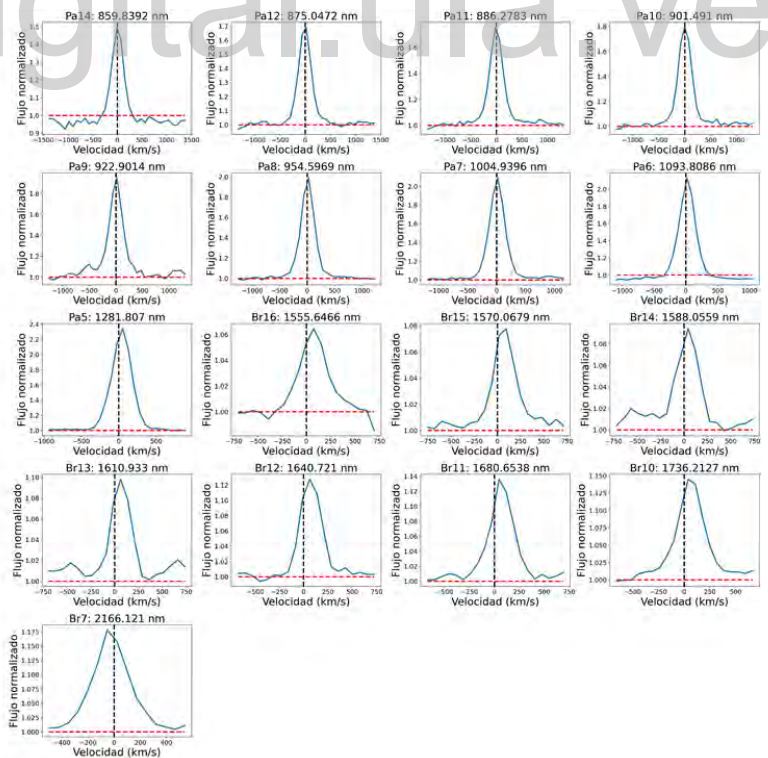
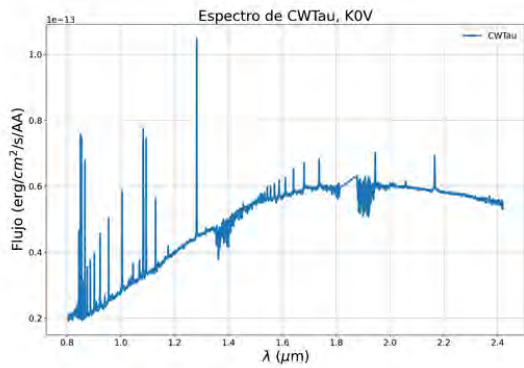


Figura A.3: Izquierda espectro de CWTau. Derecha líneas de emisión.

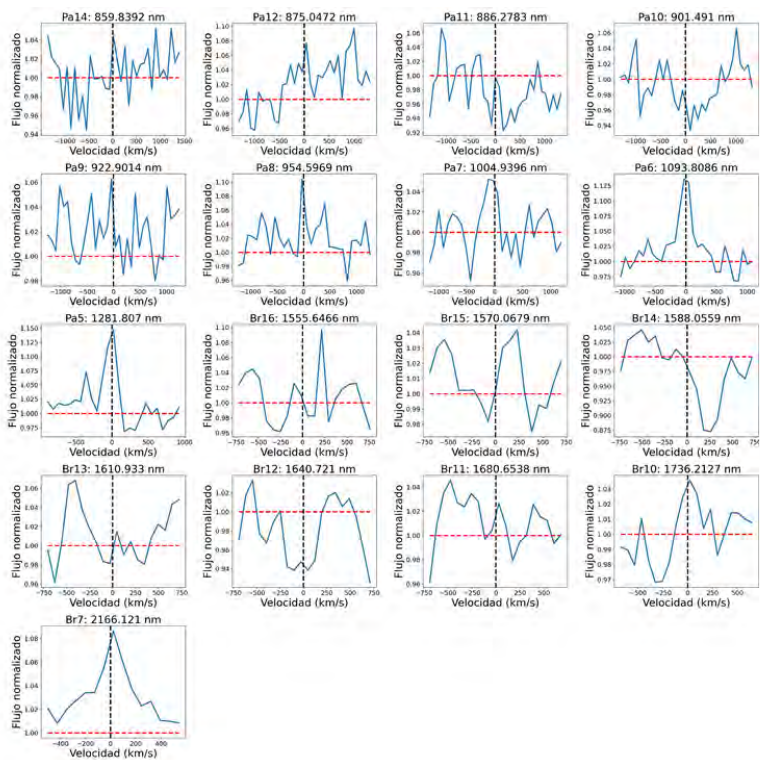
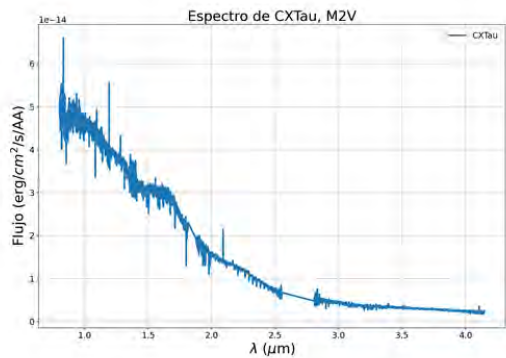


Figura A.4: Izquierda espectro de CXTau. Derecha líneas de emisión.

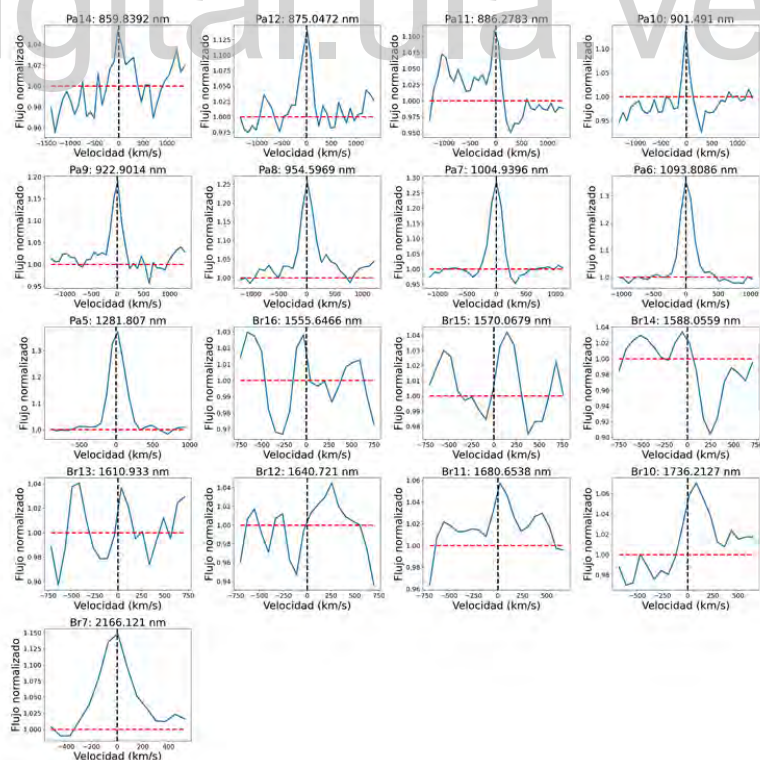
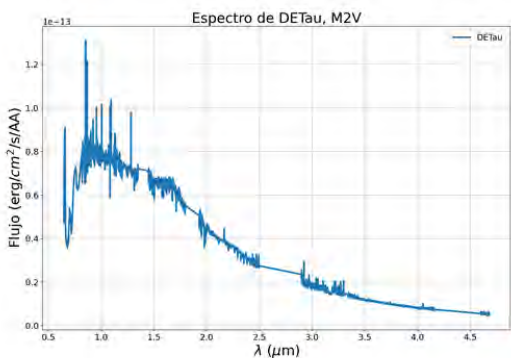


Figura A.5: Izquierda espectro de DETau. Derecha líneas de emisión.

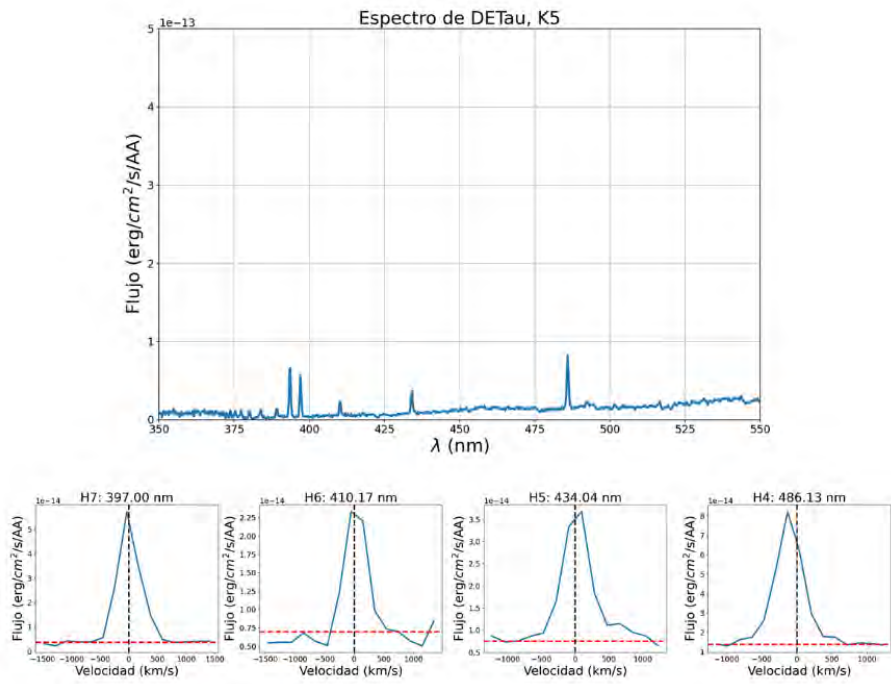


Figura A.6: Arriba espectro de DETau, región visual. Abajo líneas de emisión.

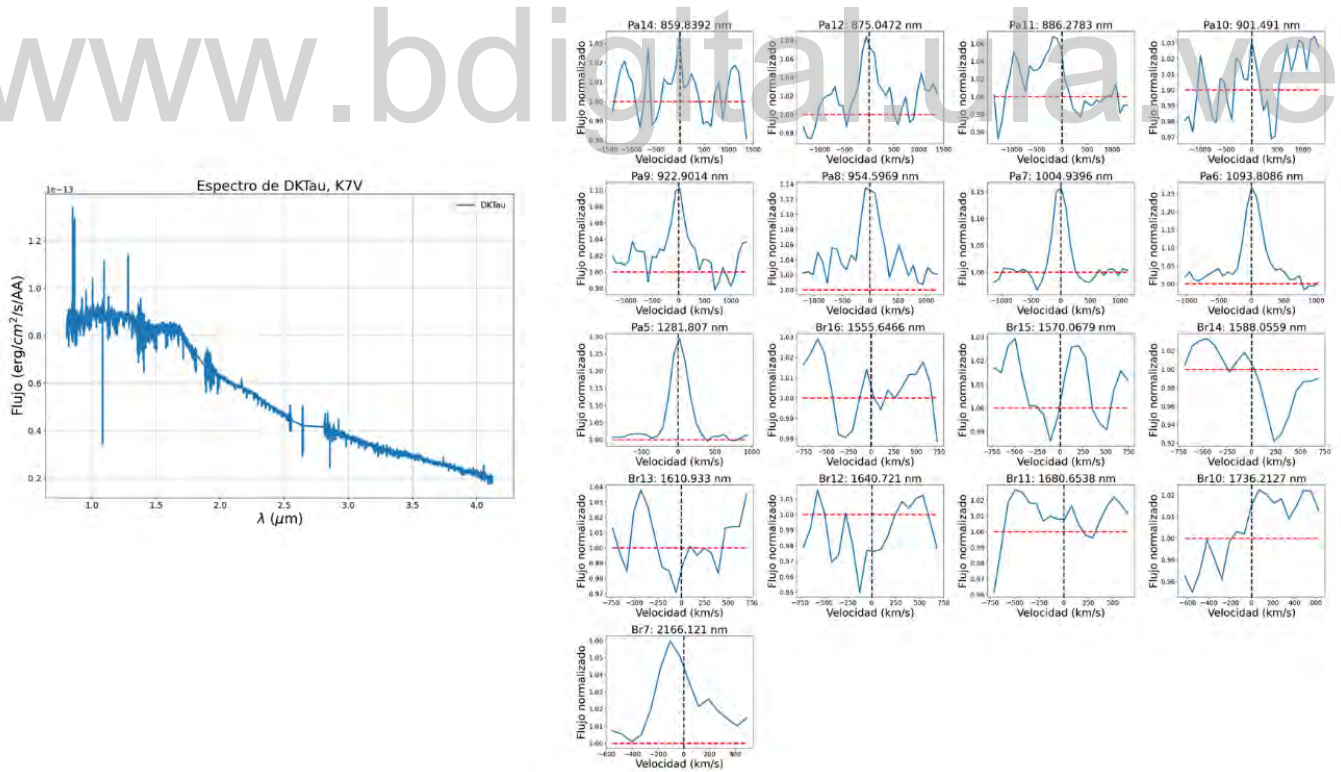


Figura A.7: Izquierda espectro de DKTau. Derecha líneas de emisión.

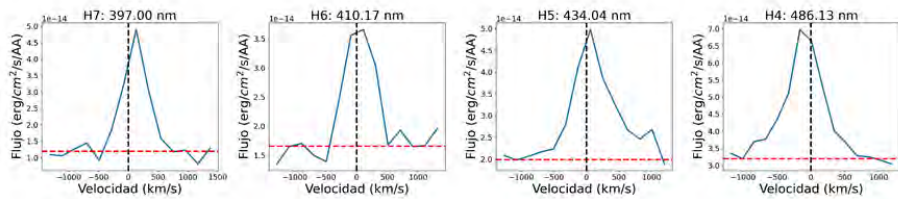
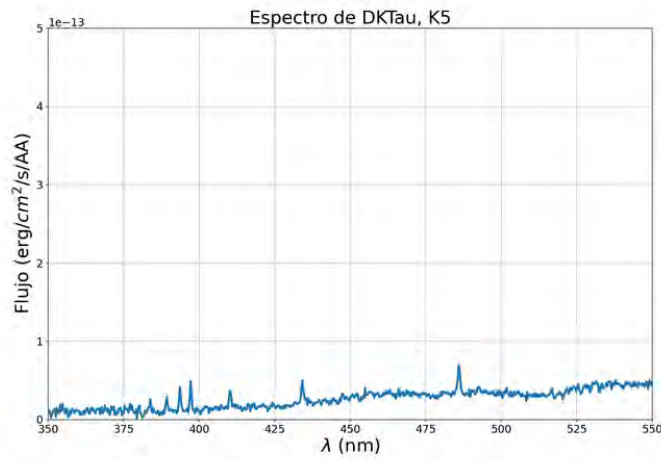


Figura A.8: Arriba espectro de DKTau, región visual. Abajo líneas de emisión.

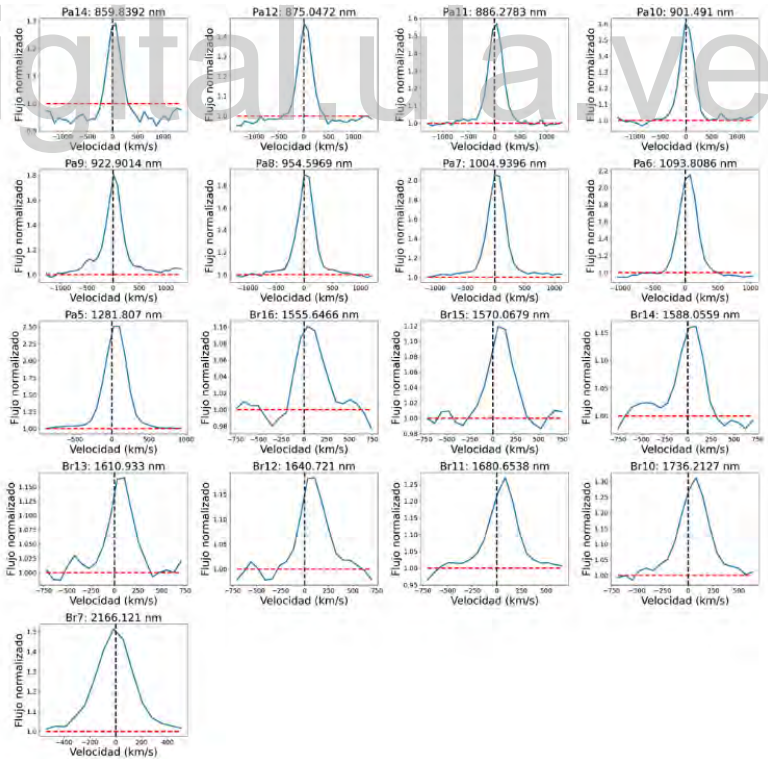
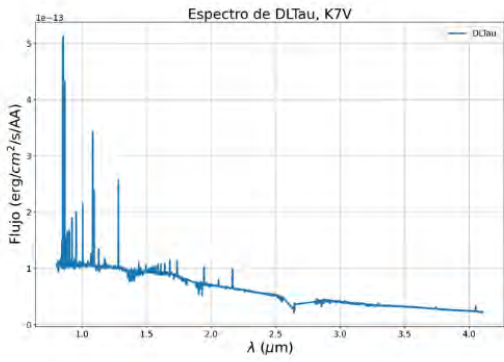


Figura A.9: Izquierda espectro de DLTau. Derecha líneas de emisión.

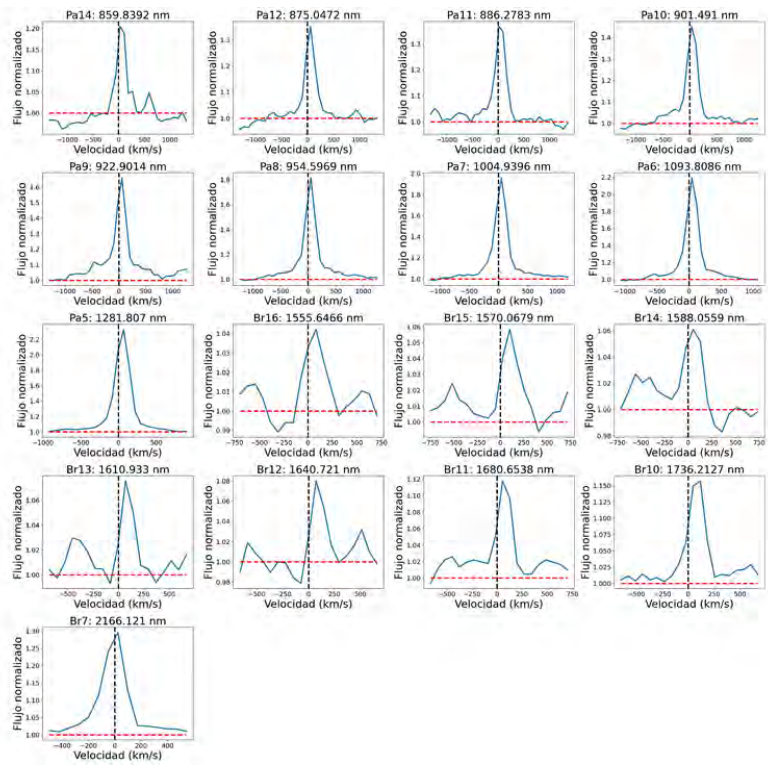
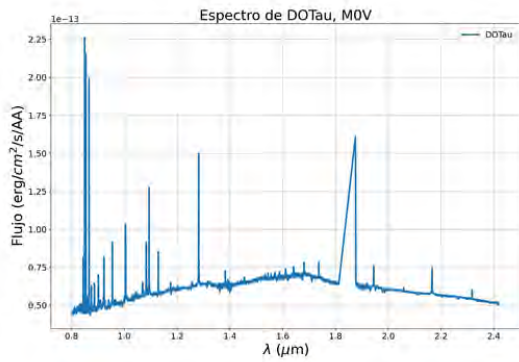


Figura A.10: Izquierda espectro de DOTau. Derecha líneas de emisión.

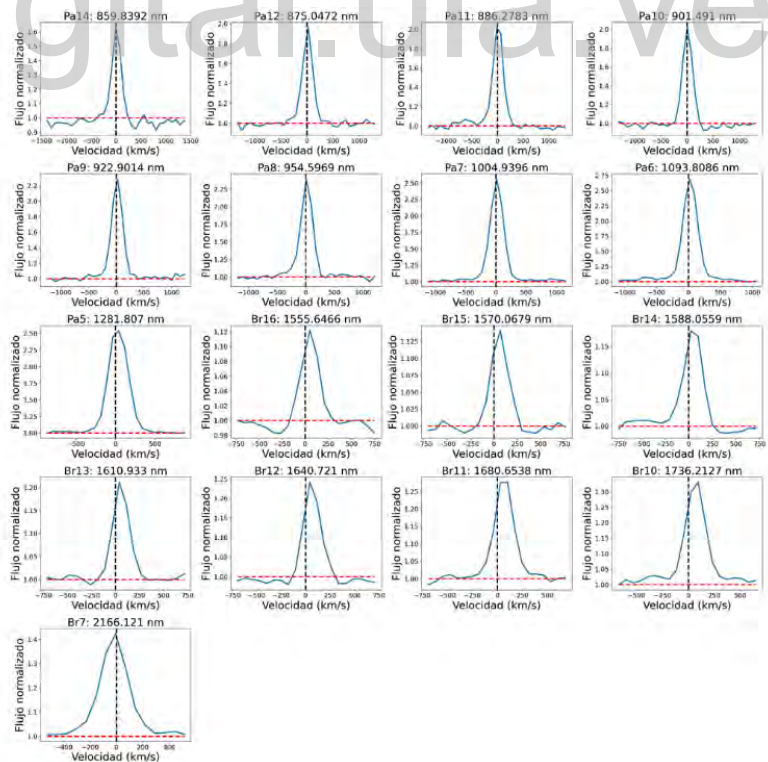
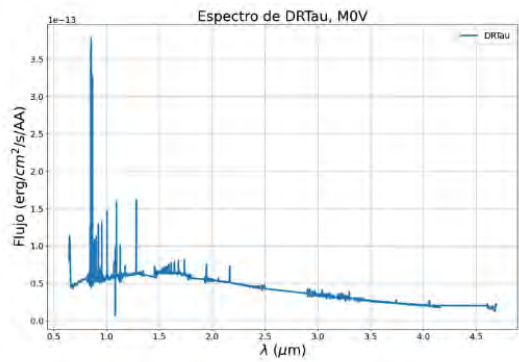


Figura A.11: Izquierda espectro de DRTau. Derecha líneas de emisión.

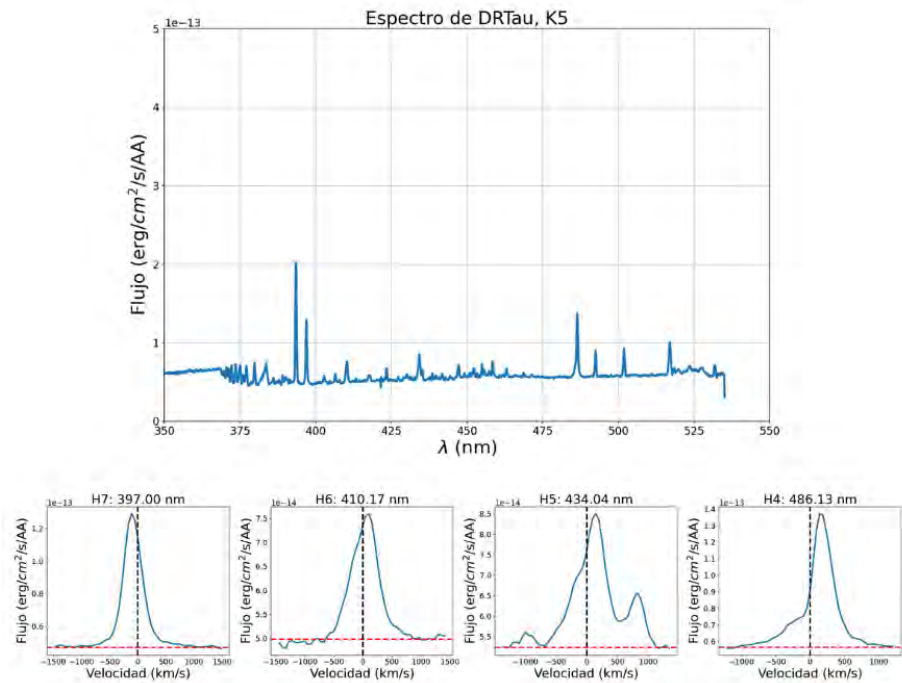


Figura A.12: Arriba espectro de DR Tau, región visual. Abajo líneas de emisión.

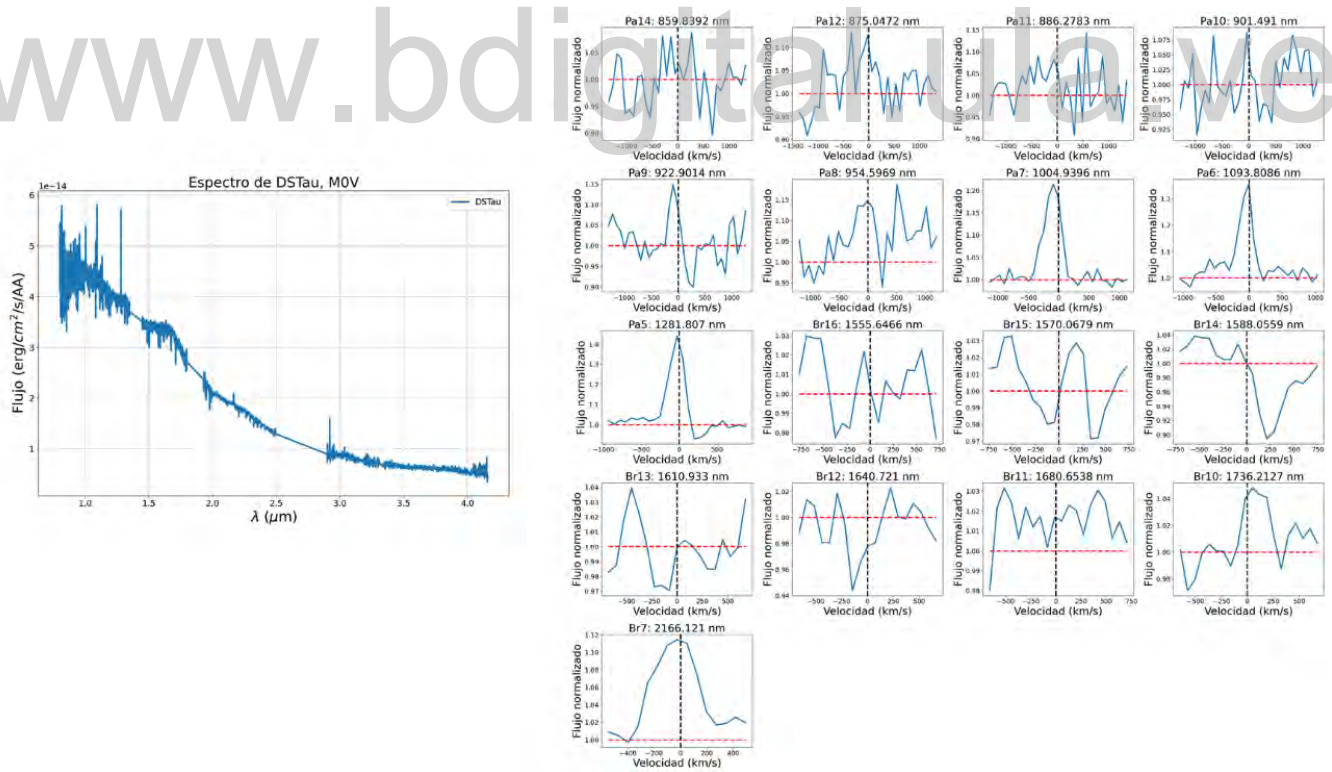


Figura A.13: Izquierda espectro de DSTau. Derecha líneas de emisión.

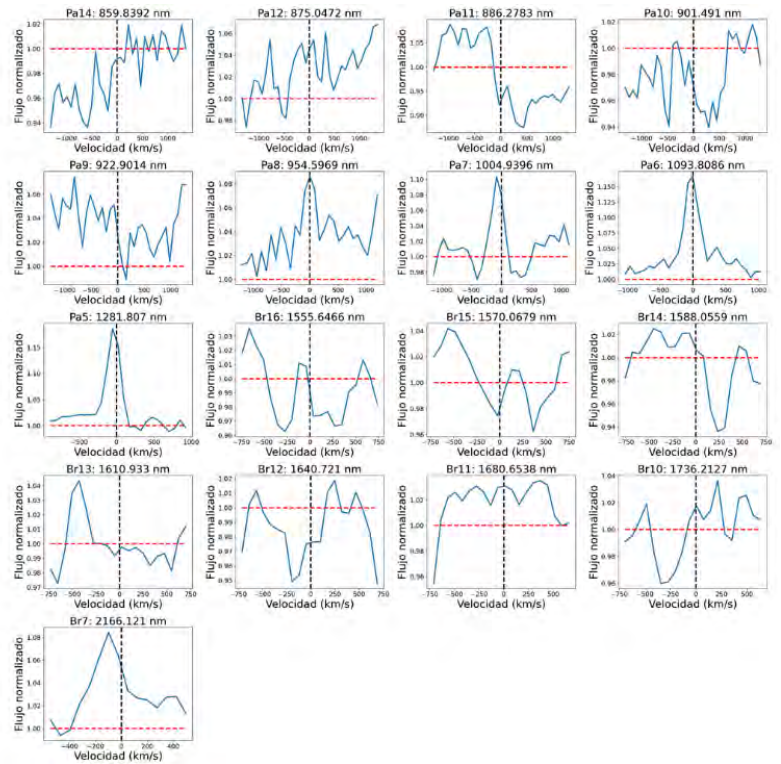
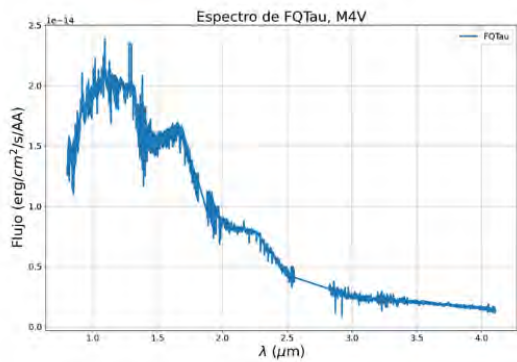


Figura A.14: Izquierda espectro de FQ Tau. Derecha líneas de emisión.

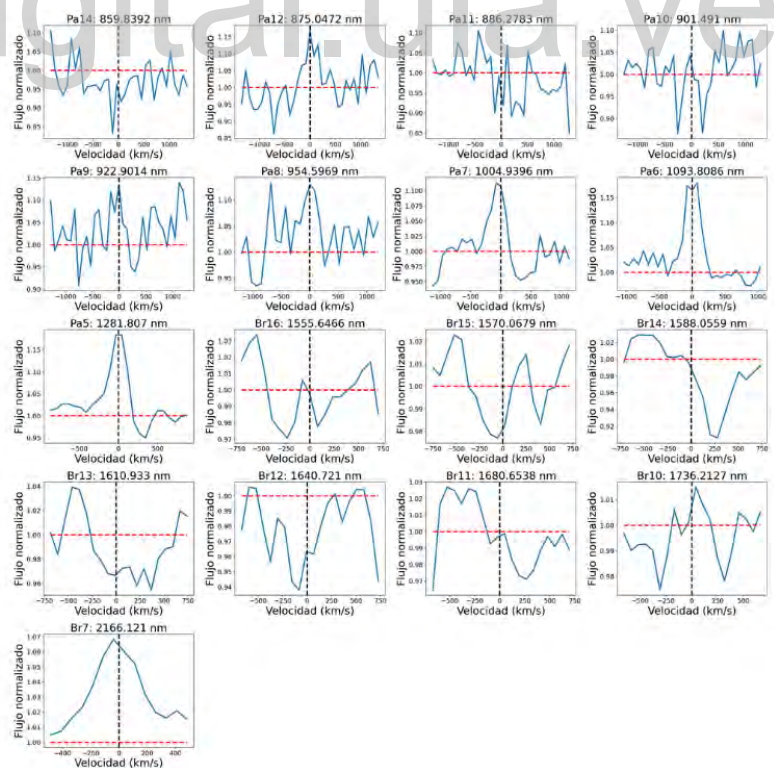
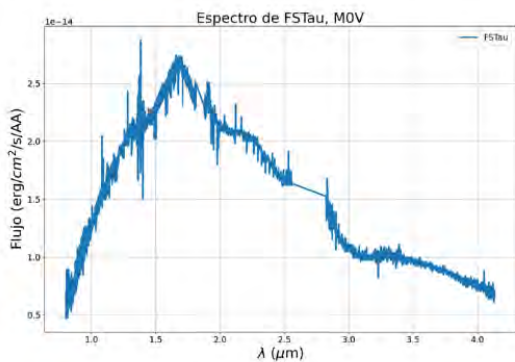


Figura A.15: Izquierda espectro de FSTau. Derecha líneas de emisión.

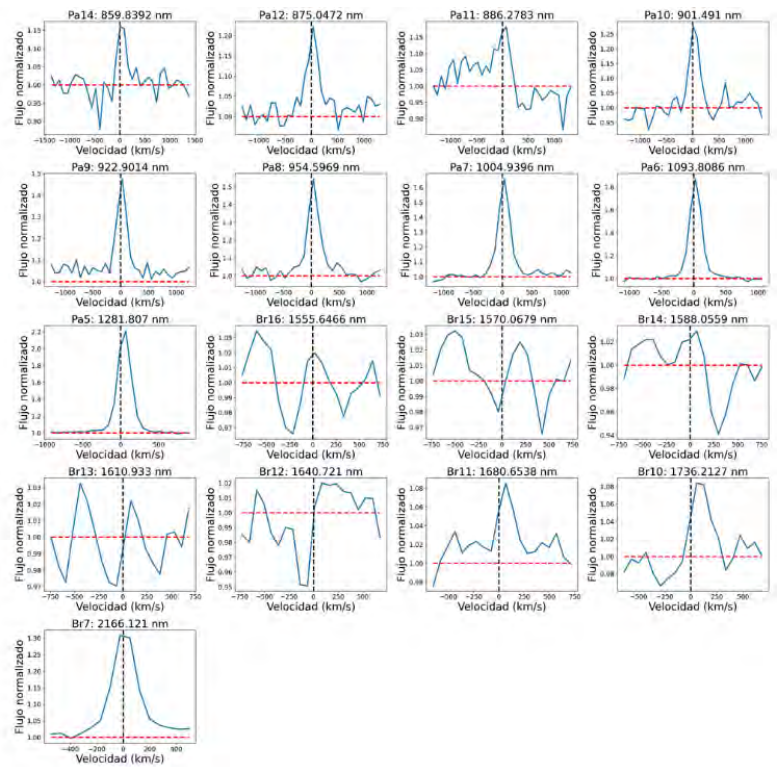
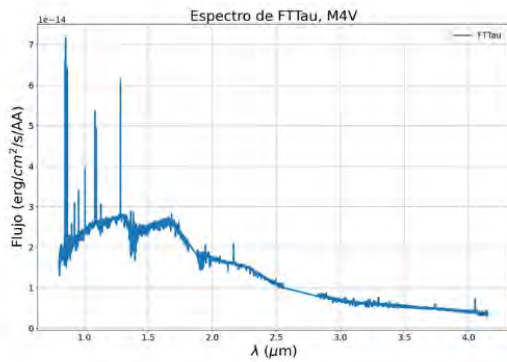


Figura A.16: Izquierda espectro de FTTau. Derecha líneas de emisión.

www.bdigital.ula.ve

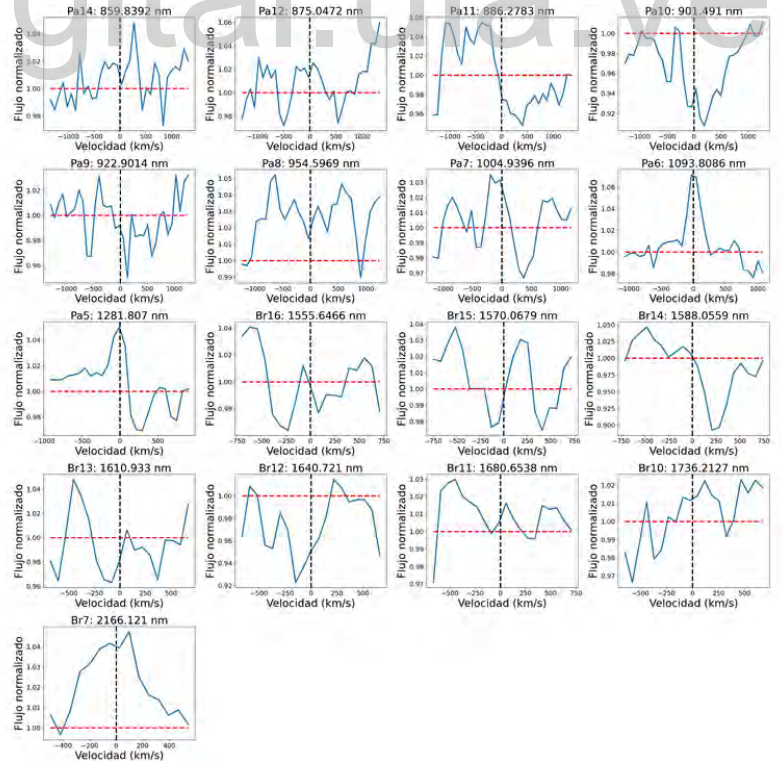
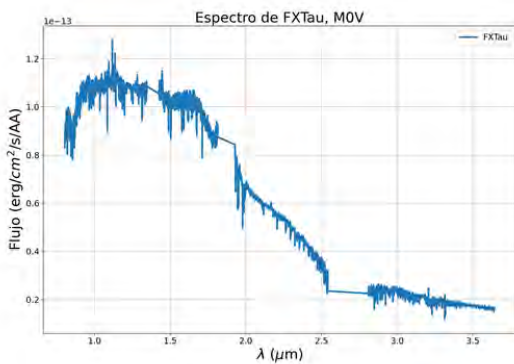


Figura A.17: Izquierda espectro de FXTau. Derecha líneas de emisión.

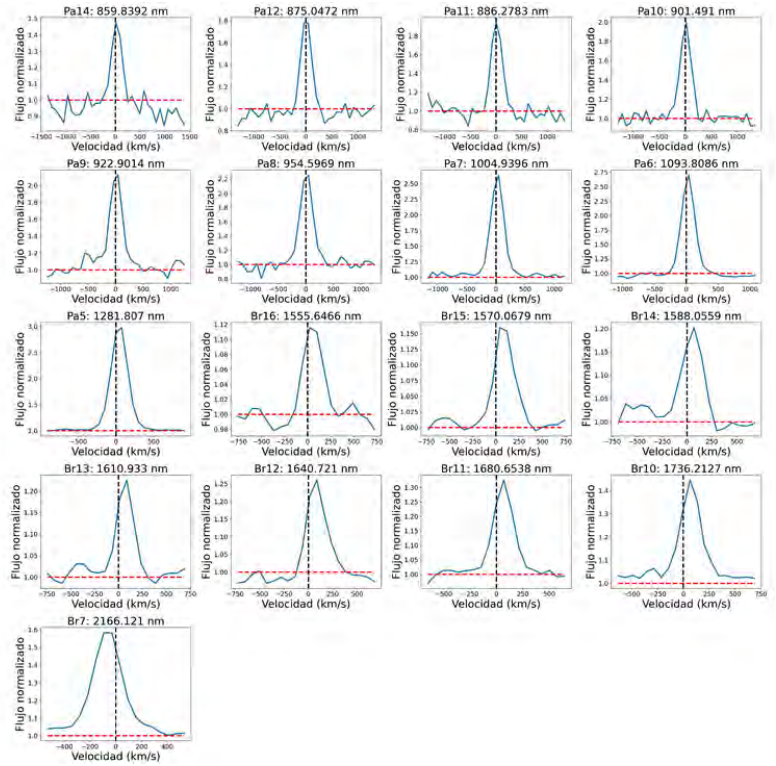
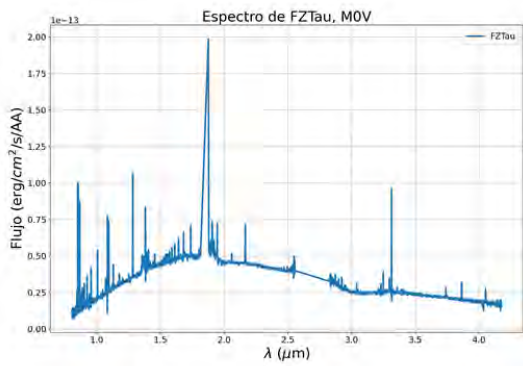


Figura A.18: Izquierda espectro de FZTau. Derecha líneas de emisión.

www.bdigital.ula.ve

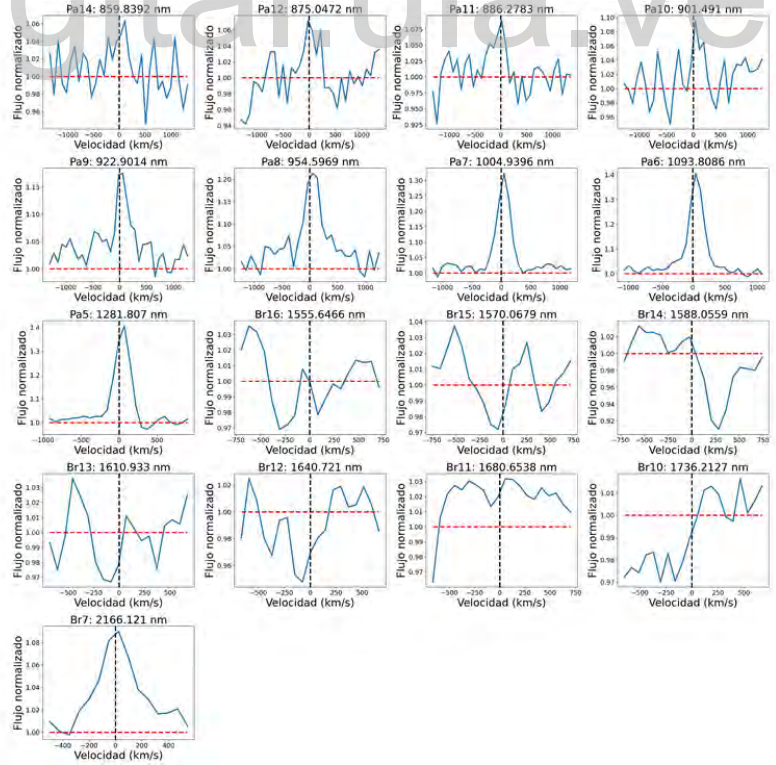
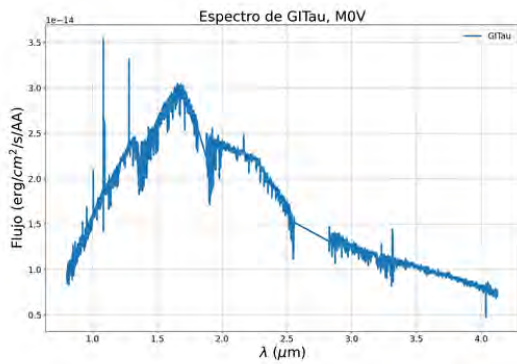


Figura A.19: Izquierda espectro de GITau. Derecha líneas de emisión.

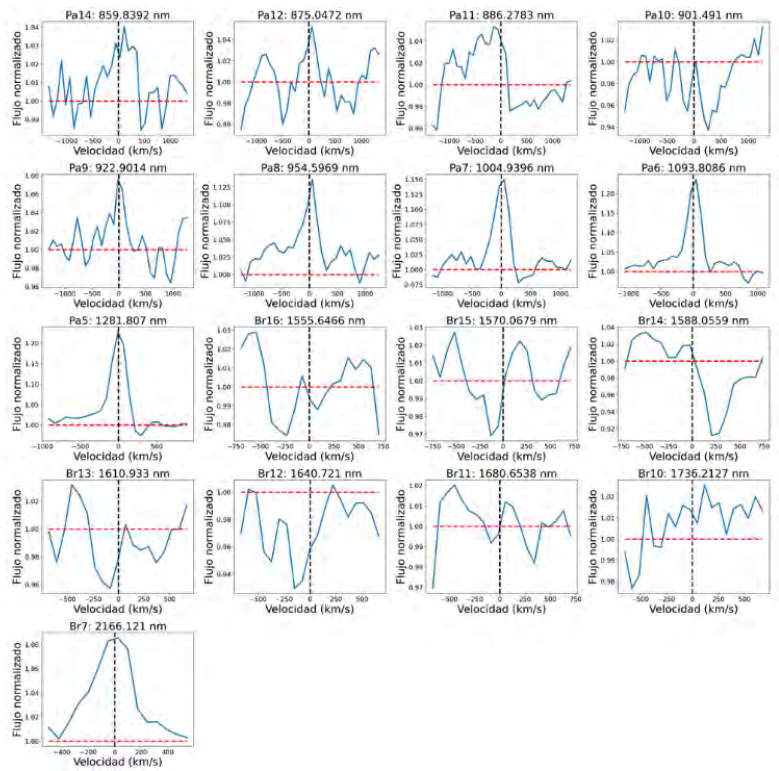
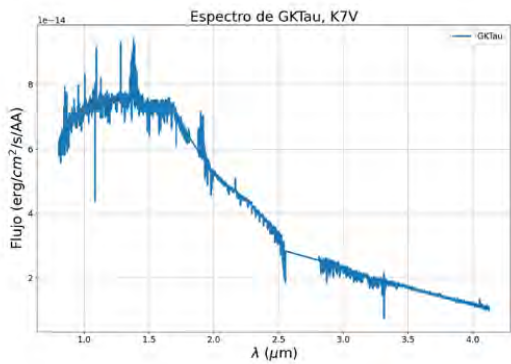


Figura A.20: Izquierda espectro de GKTau. Derecha líneas de emisión.

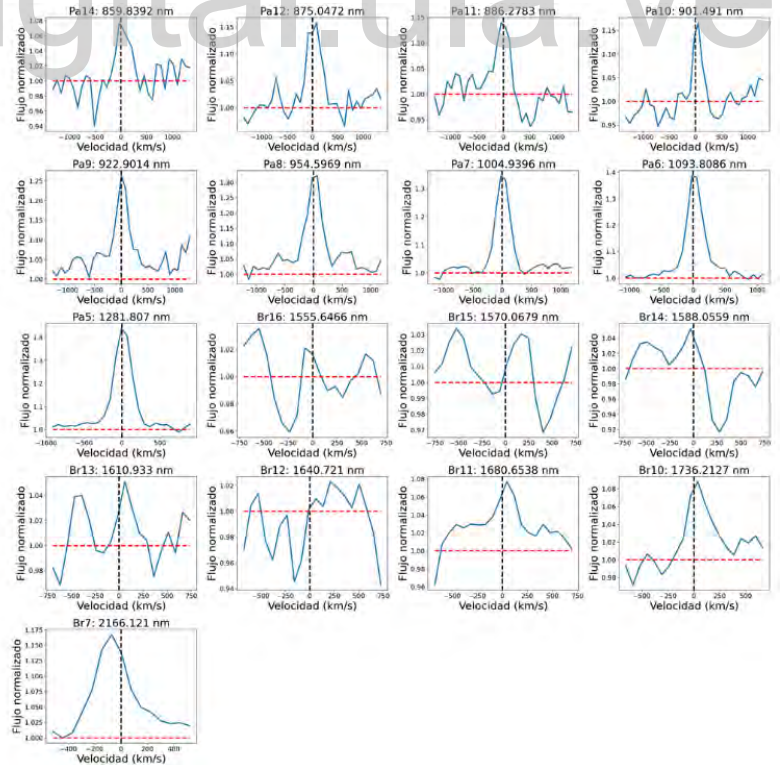
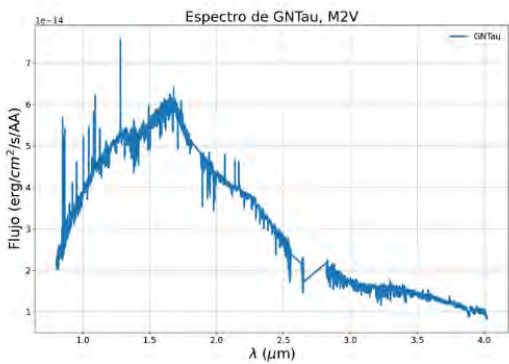


Figura A.21: Izquierda espectro de GNTau. Derecha líneas de emisión.

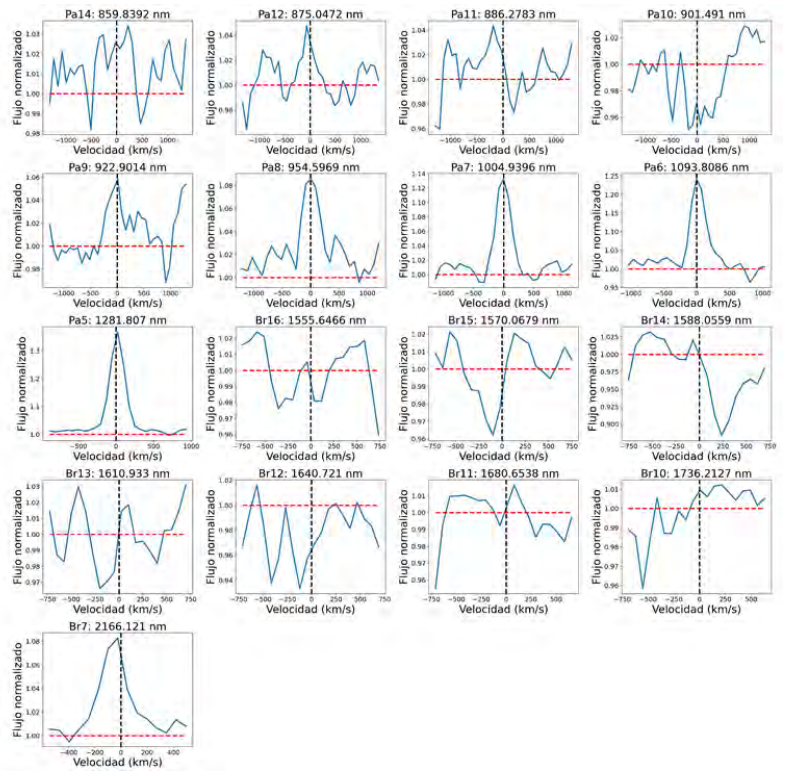
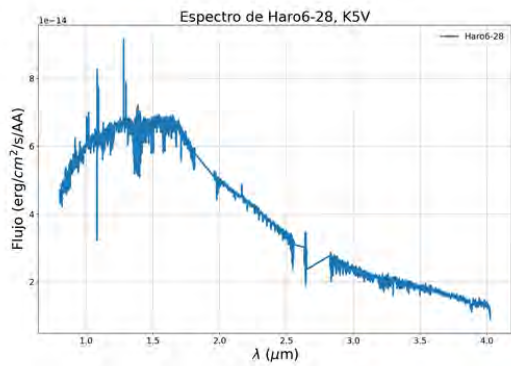


Figura A.22: Izquierda espectro de Haro6-28. Derecha líneas de emisión.

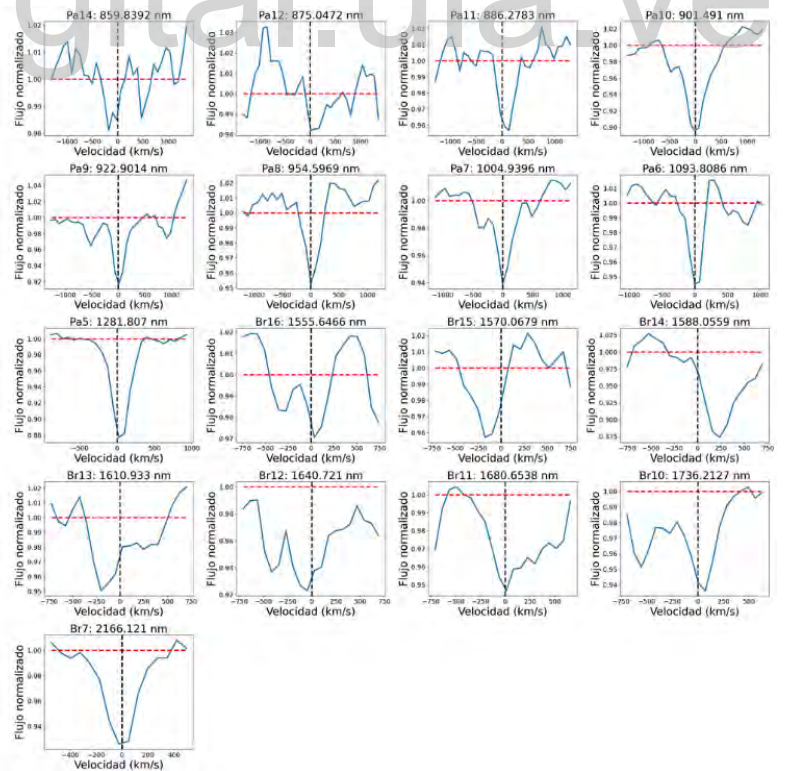
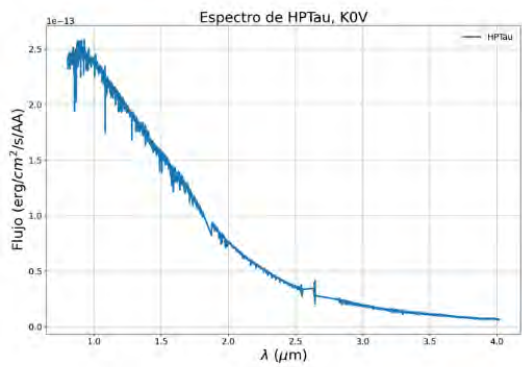


Figura A.23: Izquierda espectro de HPTau. Derecha líneas de emisión.

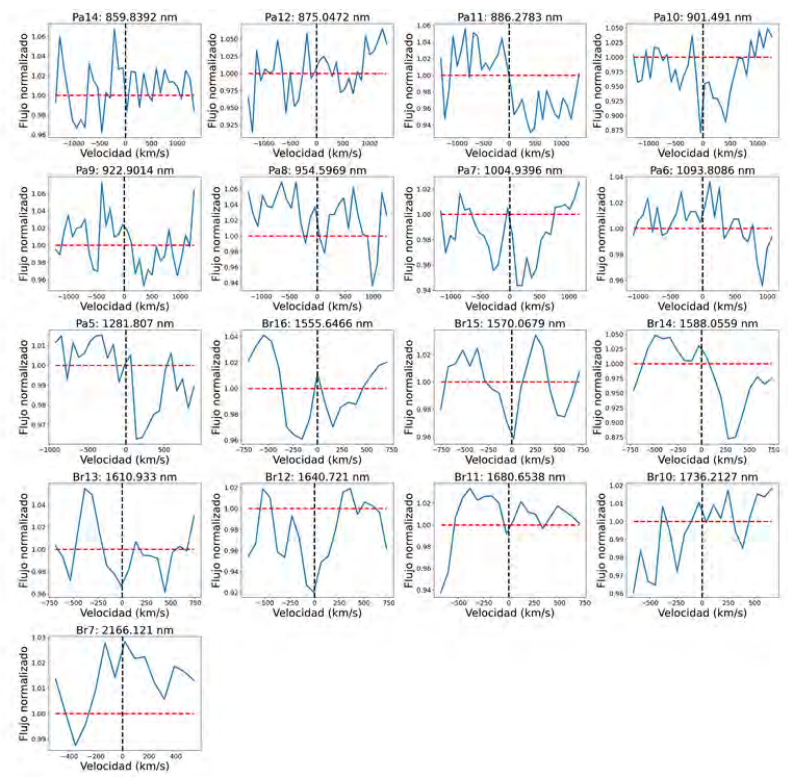
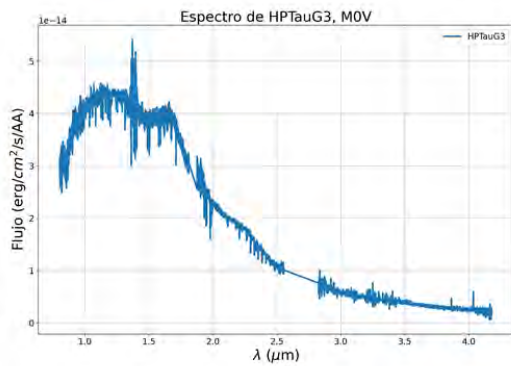


Figura A.24: Izquierda espectro de HPTauG3. Derecha líneas de emisión.

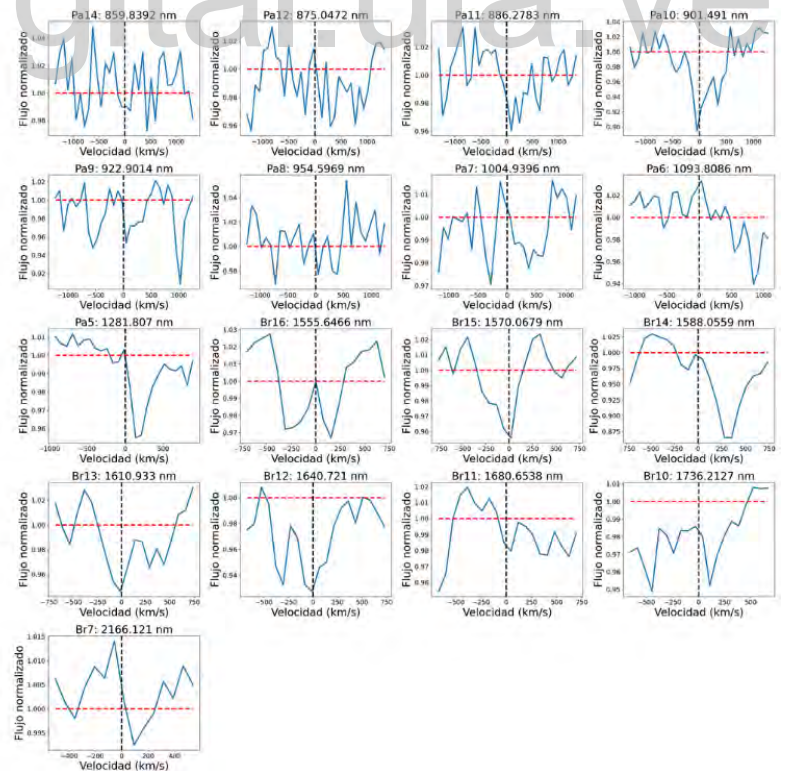
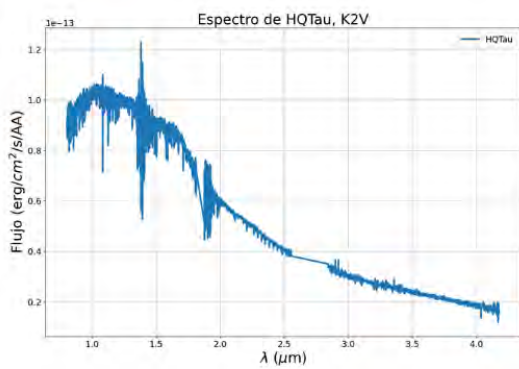


Figura A.25: Izquierda espectro de HQTau. Derecha líneas de emisión.

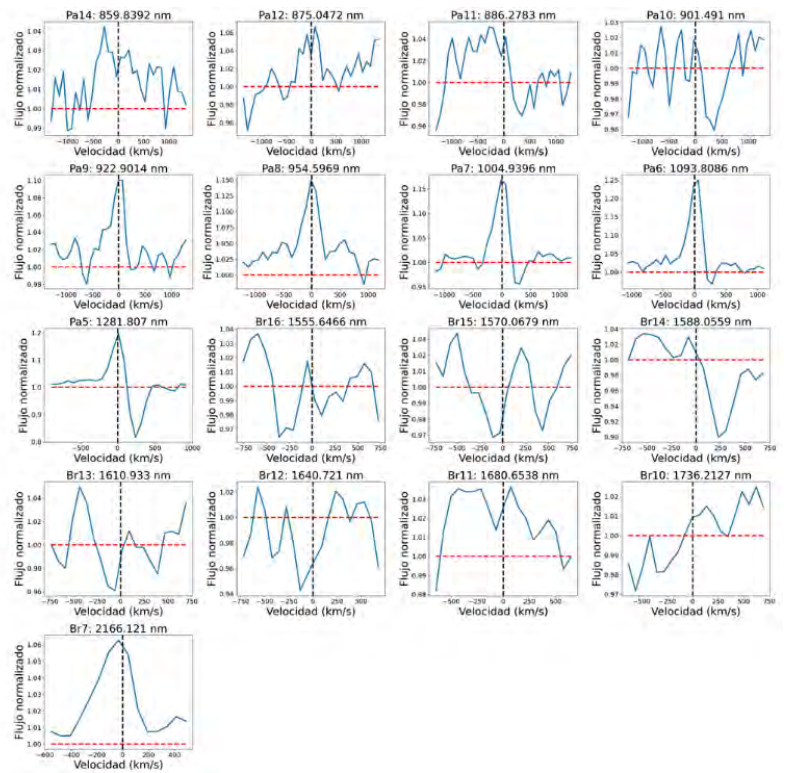
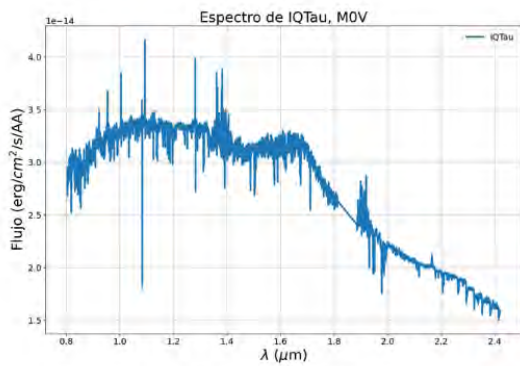


Figura A.26: Izquierda espectro de IQTau. Derecha líneas de emisión.

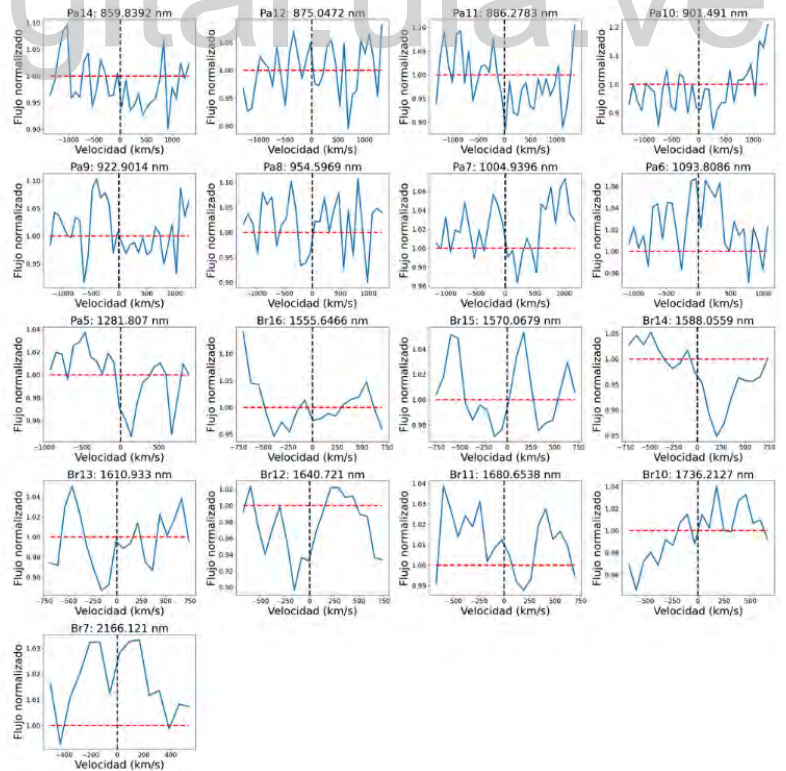
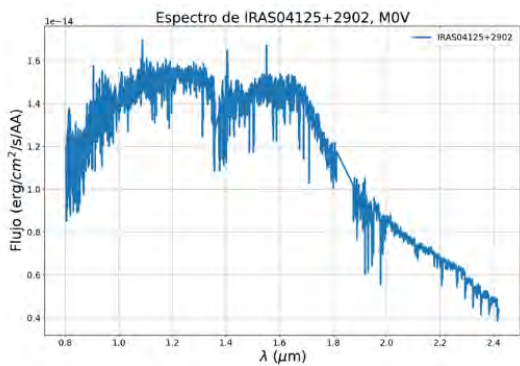


Figura A.27: Izquierda espectro de IRAS04125+2902. Derecha líneas de emisión.

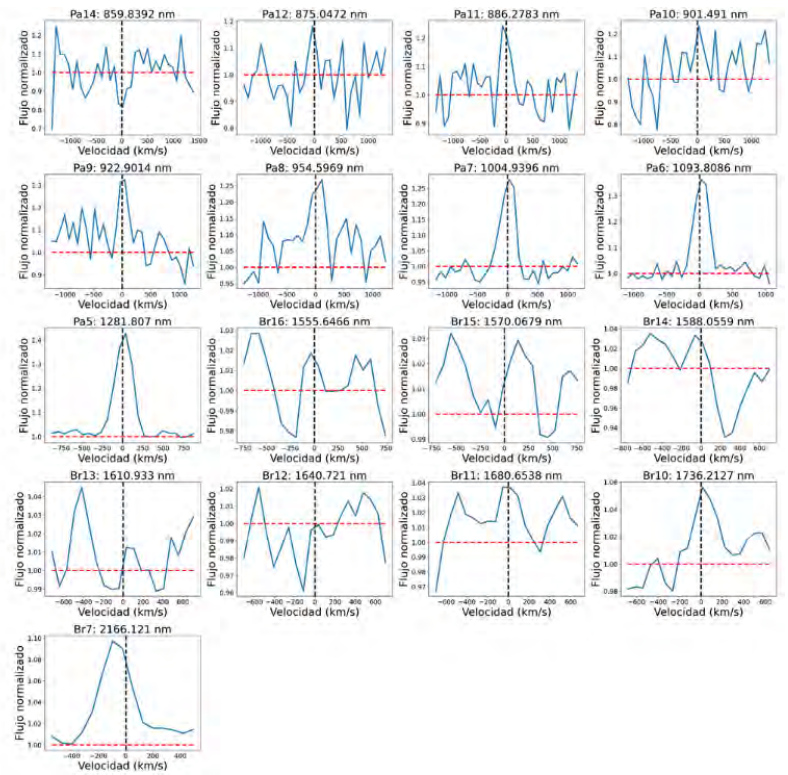
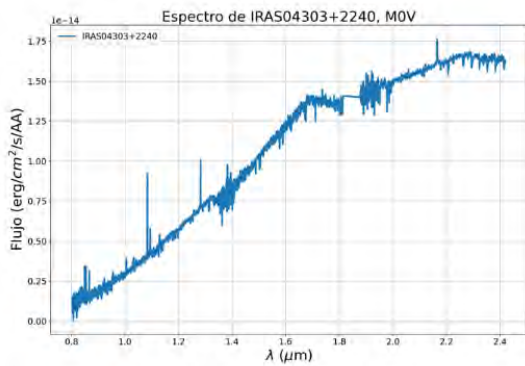


Figura A.28: Izquierda espectro de IRAS04303+2240. Derecha líneas de emisión.

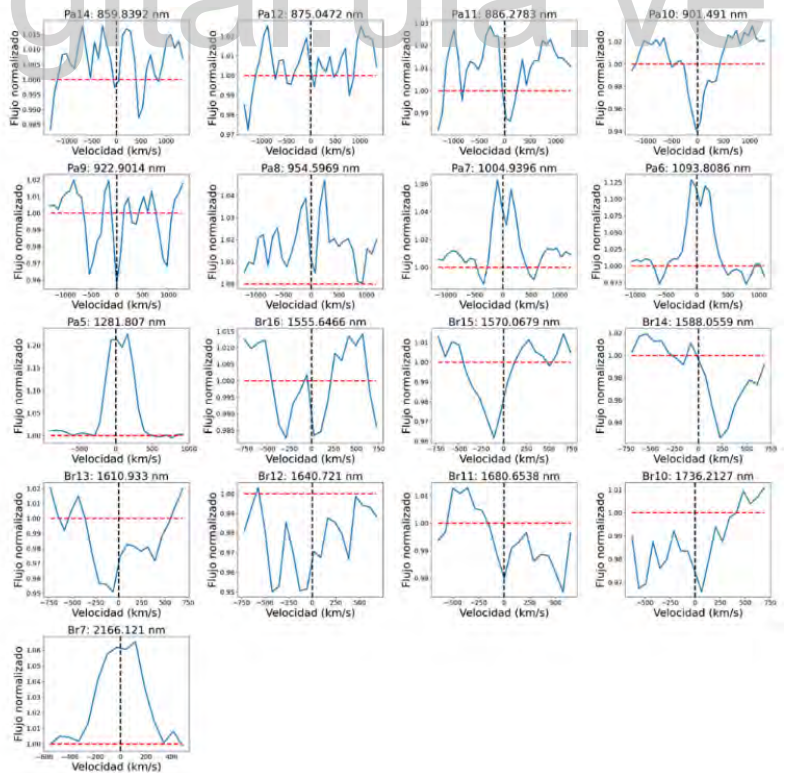
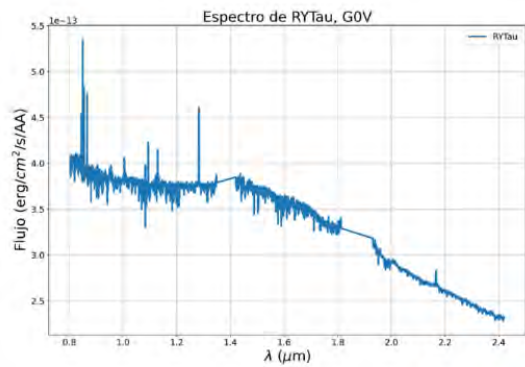


Figura A.29: Izquierda espectro de RYTau. Derecha líneas de emisión presentes.

Bibliografía

- Andrews, S. M., Rosenfeld, K. A., Kraus, A. L., & Wilner, D. J. 2013, *The Astrophysical Journal*, 771, 129, doi: 10.1088/0004-637X/771/2/129
- Bailer-Jones, C. A. L., Rybizki, J., Fouesneau, M., Mantelet, G., & Andrae, R. 2018, *The Astronomical Journal*, 156, 58, doi: 10.3847/1538-3881/aacb21
- Calvet, N., & Gullbring, E. 1998, *The Astrophysical Journal*, 509, 802, doi: 10.1086/306527
- Calvet, N., Patino, A., Magris, G. C., & D'Alessio, P. 1991a, *The Astrophysical Journal*, 380, 617, doi: 10.1086/170618
- . 1991b, *The Astrophysical Journal*, 380, 617, doi: 10.1086/170618
- Cushing, M. C., Vacca, W. D., & Rayner, J. T. 2004, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 116, 362, doi: 10.1086/382907
- Earl, N., Tollerud, E., Jones, C., et al. 2021, *astropy/specutils: v1.3*, Zenodo, doi: 10.5281/ZENODO.4987675
- Edwards, S. 1995, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Serie de Conferencias*, Vol. 1, Circumstellar Disks, Outflows and Star Formation, Cozumel, Mexico, 1, 309. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1995RMxAC...1...309E>
- Esplin, T. L., & Luhman, K. L. 2019, *The Astronomical Journal*, 158, 54, doi: 10.3847/1538-3881/ab2594
- Foreman-Mackey, D. 2016, *The Journal of Open Source Software*, 1, 24, doi: 10.21105/joss.00024
- Foreman-Mackey, D., Hogg, D. W., Lang, D., & Goodman, J. 2013, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 125, 306, doi: 10.1086/670067
- Gullbring, E., Hartmann, L., Briceno, C., & Calvet, N. 1998, *The Astrophysical Journal*, 492, 323, doi: 10.1086/305032

- Harris, C. R., Millman, K. J., van der Walt, S. J., et al. 2020, *Nature*, 585, 357, doi: 10.1038/s41586-020-2649-2
- Hartigan, P., Hartmann, L., Kenyon, S. J., Strom, S. E., & Skrutskie, M. F. 1990, *The Astrophysical Journal*, 354, L25, doi: 10.1086/185714
- Hartmann, L. 2008, *Accretion Processes in Star Formation*, 2nd edn., Cambridge Astrophysics (Cambridge: Cambridge University Press), doi: 10.1017/CB09780511552090
- Hartmann, L., Herczeg, G., & Calvet, N. 2016, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 54, 135, doi: 10.1146/annurev-astro-081915-023347
- Hartmann, L., Hewett, R., & Calvet, N. 1994, *The Astrophysical Journal*, 426, 669, doi: 10.1086/174104
- Hunter, J. D. 2007, *Computing in Science & Engineering*, 9, 90, doi: 10.1109/MCSE.2007.55
- Ingleby, L., Calvet, N., Herczeg, G., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 767, 112, doi: 10.1088/0004-637X/767/2/112
- Johns-Krull, C. M., & Gafford, A. D. 2002, *The Astrophysical Journal*, 573, 685, doi: 10.1086/340898
- Joy, A. H. 1945, *The Astrophysical Journal*, 102, 168, doi: 10.1086/144749
- Kenyon, S. J., Dobrzycka, D., & Hartmann, L. 1994, *The Astronomical Journal*, 108, 1872, doi: 10.1086/117200
- Kenyon, S. J., Gomez, M., & Whitney, B. A. 2008, arXiv:0810.1298 [astro-ph]. <http://arxiv.org/abs/0810.1298>
- Kenyon, S. J., & Hartmann, L. 1995, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 101, 117, doi: 10.1086/192235
- Kramida, A., & Ralchenko, Y. 1999, *NIST Atomic Spectra Database, NIST Standard Reference Database 78*, National Institute of Standards and Technology, doi: 10.18434/T4W30F
- Long, F., Herczeg, G. J., Harsono, D., et al. 2019, *The Astrophysical Journal*, 882, 49, doi: 10.3847/1538-4357/ab2d2d
- Luhman, K. L. 2004, *The Astrophysical Journal*, 617, 1216, doi: 10.1086/425647
- Lynden-Bell, D., & Pringle, J. E. 1974, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 168, 603, doi: 10.1093/mnras/168.3.603

- McClure, M. K. 2019, *Astronomy & Astrophysics*, 632, A32, doi: 10.1051/0004-6361/201834361
- McClure, M. K., Calvet, N., Espaillat, C., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 769, 73, doi: 10.1088/0004-637X/769/1/73
- Mink, J., Brown, W. R., Chilingarian, I. V., et al. 2020, *The Astronomical Journal*, 161, 3, doi: 10.3847/1538-3881/abc06e
- Muench, A. A., Lada, E. A., Lada, C. J., & Alves, J. 2002, *The Astrophysical Journal*, 573, 366, doi: 10.1086/340554
- Muzerolle, J., Calvet, N., & Hartmann, L. 1998, *The Astrophysical Journal*, 492, 743, doi: 10.1086/305069
- . 2001, *The Astrophysical Journal*, 550, 944, doi: 10.1086/319779
- Muzerolle, J., DAlessio, P., Calvet, N., & Hartmann, L. 2004, *The Astrophysical Journal*, 617, 406, doi: 10.1086/425260
- Najita, J. R., Strom, S. E., & Muzerolle, J. 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 378, 369, doi: 10.1111/j.1365-2966.2007.11793.x
- O'Donnell, J. E. 1994, *The Astrophysical Journal*, 422, 158, doi: 10.1086/173713
- Piétu, V., Guilloteau, S., Di Folco, E., Dutrey, A., & Boehler, Y. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 564, A95, doi: 10.1051/0004-6361/201322388
- Rayner, J. T., Cushing, M. C., & Vacca, W. D. 2009, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 185, 289, doi: 10.1088/0067-0049/185/2/289
- Rayner, J. T., Toomey, D. W., Onaka, P. M., et al. 2003, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 115, 362, doi: 10.1086/367745
- Romanova, M. M., Long, M., Kulkarni, A. K., et al. 2007, *Proceedings of the International Astronomical Union*, 3, 277, doi: 10.1017/S1743921307009635
- SciPy 1.0 Contributors, Virtanen, P., Gommers, R., et al. 2020, *Nature Methods*, 17, 261, doi: 10.1038/s41592-019-0686-2
- Siess, L., Dufour, E., & Forestini, M. 2000, arXiv:astro-ph/0003477. <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0003477>
- The Astropy Collaboration, Robitaille, T. P., Tollerud, E. J., et al. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 558, A33, doi: 10.1051/0004-6361/201322068

The Astropy Collaboration, Price-Whelan, A. M., Sipocz, B. M., et al. 2018, *The Astronomical Journal*, 156, 123, doi: 10.3847/1538-3881/aabc4f

Vacca, W. D., Cushing, M. C., & Rayner, J. T. 2003, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 115, 389, doi: 10.1086/346193

Visser, R. 2014, arXiv:1402.3229 [astro-ph]. <http://arxiv.org/abs/1402.3229>

White, R. J., & Basri, G. 2003, *The Astrophysical Journal*, 582, 1109, doi: 10.1086/344673

White, R. J., & Ghez, A. M. 2001, *The Astrophysical Journal*, 556, 265, doi: 10.1086/321542

www.bdigital.ula.ve