

## ACTA DE TRABAJO ESPECIAL DE GRADO

En Mérida a los treinta días del mes de septiembre del año dos mil veintiuno, a las 11:00 a.m., se reunieron los Profesores **YOAN PARRA**, **ALBERTO PATIÑO** y **FABIOLA HERNANDEZ**, miembros del Jurado designado por el Departamento de Física y aprobado por el Consejo de la Facultad de Ciencias y el tutor externo **GLADIS MAGRIS CRESTINI** (CENTRO DE INVESTIGACIONES DE ASTRONOMIA CIDA), para revisar el Trabajo Especial de Grado que lleva como título:

### “LAS LÍNEAS DE Ca II COMO INDICADORES DE LOS FLUJOS DE ACRECIÓN MAGNETOSFERICA: LA REGIÓN DE FORMACIÓN ESTELAR DE CHAMAELEON I”.

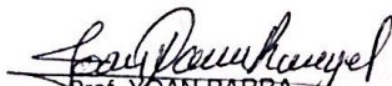
Presentado por la Bachiller **MARBELY NAYARÍ MICOLTA CALDERÓN**, titular de la Cédula de Identidad N° V- 26.336.898, para optar por el título de:

### LICENCIADO EN FISICA


En la Facultad de Ciencias de la Universidad de Los Andes. Acto seguido, se procedió a oír la exposición sobre el tema, arriba mencionado, que realizó la bachiller **MARBELY NAYARÍ MICOLTA CALDERÓN**. Después del correspondiente interrogatorio, el Jurado procedió a deliberar sobre el contenido de la misma.

Finalmente el Jurado lo declaró **APROBADO**, con la calificación de **VEINTE (20) PUNTOS**. Recomendado para su publicación.

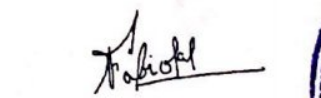
En fe de lo cual firman:



Prof. **YOAN PARRA**  
TUTOR ACADÉMICO



Prof. **ALBERTO PATIÑO**  
JURADO



Prof. **FABIOLA HERNANDEZ**  
JURADO



### COORDINACIÓN DOCENTE Departamento de Física

Núcleo "Pedro Rincón Gutiérrez", Edificio "A", La Hechicera, Mérida 5101 - Republica Bolivariana de Venezuela  
Teléfono: (58 - 274) 240 1318 / 240 1319 / 240 1320 / 240 1321 - Fax: 240 1318 - Web: [www.ciens.ula.ve](http://www.ciens.ula.ve) - Corre\_cdfisica@ula.ve



UNIVERSIDAD  
DE LOS ANDES

Universidad de los Andes

Facultad de Ciencias

Departamento de Física

**LAS LÍNEAS DE CA II COMO INDICADORAS DE LOS  
FLUJOS DE ACRECIÓN MAGNETOSFÉRICA: LA REGIÓN  
DE FORMACIÓN ESTELAR DE CAMALEÓN I**

*Trabajo Especial de Grado como requisito para optar  
al Título de Licenciado en Física*

Autor:

**Marbely N. Micolta C.**

Tutor Académico:

**Prof. Yoan Parra**

Tutor Externo:

**Dra. Gladis Magris Crestini**

Mérida, 2021

# Índice general

<b>Agradecimientos</b>	<b>9</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>10</b>
<b>2. Modelando la acreción magnetosférica</b>	<b>17</b>
2.1. Acreción Magnetosférica . . . . .	17
2.2. Cálculo de los Modelos . . . . .	23
2.2.1. Espacio de Parámetros . . . . .	30
2.3. Resultados . . . . .	33
2.3.1. Efectos de la temperatura y densidad . . . . .	33
2.3.2. Efectos de la geometría . . . . .	34
2.3.3. Efectos de la inclinación y la componente de absorción corrida al rojo . . . . .	38
2.3.4. Flujos . . . . .	39
<b>3. Observaciones</b>	<b>43</b>
3.1. Descripción de las observaciones . . . . .	43
3.1.1. Descripción de la muestra de CTTS . . . . .	43
3.1.2. Descripción de la muestra de WTTS . . . . .	46
3.2. Perfiles . . . . .	47
3.3. Flujos . . . . .	50
3.4. Contribución de la cromosfera en las CTTS . . . . .	54
3.5. Calibración de las WTTS . . . . .	58
<b>4. Comparación de los modelos con las observaciones</b>	<b>64</b>
4.1. Derivación de parámetros magnetosféricos y estelares con MCMC . . . . .	67
4.1.1. Caso 1: Estrellas con buenos ajustes a los flujos, a excepción de $H\gamma$ y $H\delta$ . . . . .	72
4.1.2. Caso 2: Estrellas con malos ajustes. . . . .	100

5. Discusión de resultados y conclusiones	118
A. Galería de perfiles de CTTS	122
B. Gráficos comparativos de los flujos de las WTTS y las CTTS	132
C. Gráficos comparativos de los flujos de los modelos y las observaciones	136
Bibliografía	142

# Índice de figuras

1.1. Vista esquemática de las fases de formación estelar . . . . .	11
1.2. Distribuciones de energía espectral (SED) de tres objetos estelares jóvenes (YSO) . . . . .	12
1.3. Perfiles de línea $H\alpha$ para estrellas T Tauri . . . . .	14
2.1. Vista esquemática de una estrella joven que acrece desde un disco a través de la magnetosfera estelar . . . . .	17
2.2. Diagrama esquemático de la estructura del choque de acreción . . . . .	20
2.3. Distribución de energía espectral de la estrella clásica T Tauri BP Tau, fotosfera estelar y modelo de choque de acreción . . . . .	21
2.4. Espectro de X-Shooter de RU Lup . . . . .	22
2.5. Esquema de formación de líneas en flujo magnetosférico . . . . .	22
2.6. Esquema de la geometría del campo magnético dipolo utilizada en el modelos . . . . .	23
2.7. Diagrama esquemático de CV multi . . . . .	25
2.8. Efecto del ensanchamiento de líneas en los perfiles del modelo $H\alpha$ . . . . .	26
2.9. Geometría del sistema de coordenadas . . . . .	28
2.10. Rangos de temperatura excluidos y óptimos en función de la tasa de acreción . . . . .	29
2.11. Estrellas de la red de Modelos en el diagrama HR . . . . .	30
2.12. Diagrama de niveles de energía en el átomo de Ca II . . . . .	31
2.15. Red de perfiles de los modelos para Ca II K mostrando los efectos de la Geometría de la magnetosfera . . . . .	34
2.13. Red de perfiles de los modelos para Ca II K mostrando los efectos de la tasa de acreción de masa y temperatura . . . . .	35
2.14. Red de perfiles de los modelos para Ca II 849.8 nm mostrando los efectos de la tasa de acreción de masa y temperatura . . . . .	36
2.16. Red de perfiles de los modelos para Ca II 849.8nm mostrando los efectos de la Geometría de la magnetosfera . . . . .	37

2.17. Esquema del efecto de la inclinación de la línea de visión en el perfil de las líneas . . .	38
2.18. Flujos de los modelos para la línea Ca II K . . . . .	39
2.19. Flujos de los modelos para la línea Ca II 848.8nm . . . . .	40
2.20. Flujos de los modelos para la línea Ca II K en función de la inclinación de la línea de visión . . . . .	41
2.21. Flujos de los modelos para la línea Ca II 848.8nm en función de la inclinación de la línea de visión . . . . .	42
3.1. Comparación de la distribución de los tipos espectrales y tasas de acreción entre las CTTS de Camaleón I y la muestra final a estudiar . . . . .	44
3.2. Perfiles de las líneas de Balmer para las WTTS . . . . .	47
3.3. Perfiles de las líneas de Ca II para las WTTS . . . . .	47
3.4. Perfiles de las líneas de Balmer para las WTTS y las CTTS . . . . .	48
3.5. Comparación del nivel de continuo a longitudes de onda cortas para altos y bajos acretores . . . . .	49
3.6. Perfiles de las líneas de Ca II para las WTTS y las CTTS . . . . .	50
3.7. Perfiles de las líneas de Balmer para T28 . . . . .	50
3.8. Perfiles de las líneas de Ca II para T28 . . . . .	50
3.9. Resta de la fotosfera para las líneas del Ca II IRT en las WTTS . . . . .	52
3.10. Comparación de los flujos calculados para las WTTS y los reportados en M13 y M17a	53
3.11. Resta de la fotosfera para las líneas del Ca II IRT para T48 . . . . .	53
3.12. Resta de la fotosfera para las líneas del Ca II IRT para Sz27 . . . . .	54
3.13. Lum( $H\beta$ ) vs Lum( $H\alpha$ ) para WTTS y CTTS . . . . .	55
3.14. Lum( Ca II K) vs Lum( $H\alpha$ ) para WTTS y CTTS . . . . .	56
3.15. Correlación entre Lum( Ca II 849.8nm) vs Lum( $H\alpha$ ) para WTTS . . . . .	58
3.16. Correlación entre Lum( Ca II 849.8nm) vs Lum( $H\beta$ ) para WTTS . . . . .	59
3.17. Correlación entre Lum( Ca II 849.8nm) vs Lum( $H\gamma$ ) para WTTS . . . . .	59
3.18. Correlación entre Lum( Ca II 849.8nm) vs Lum( Ca II K) para WTTS . . . . .	60
3.19. Correlación entre Lum( Ca II 849.8nm) vs Lum( Ca II 866.2nm) para WTTS . . . . .	60
3.20. Correlación entre Lum( Ca II 849.8nm) vs Lum( Ca II 866.2nm) para WTTS . . . . .	61
4.1. Flujo de la línea Ca II K para los modelos y las CTTS . . . . .	65
4.2. Flujo de la línea Ca II 25 para los modelos y las CTTS . . . . .	65
4.3. Flujo de la línea Ca 35 para los modelos y las CTTS . . . . .	66

4.4. Flujo de la línea Ca 24 para los modelos y las CTTS . . . . .	66
4.5. Diagrama esquemático del funcionamiento del MCMC . . . . .	68
4.6. Comparación de los resultados obtenidos para la tasa de acreción considerando las líneas de Balmer y las de Ca II por separado . . . . .	71
4.7. Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos obtenidos con el MCMC para CW Cha	72
4.8. Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para CW Cha. . . . .	73
4.9. Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos obtenidos con el MCMC para J11432669- 7804454 . . . . .	74
4.10. Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para J11432669-7804454.	75
4.11. Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos obtenidos con el MCMC para Sz27 . .	76
4.12. Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para Sz27. . . . .	77
4.13. Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos obtenidos con el MCMC para Sz45 . .	78
4.14. Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para Sz45 . . . . .	79
4.15. Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos obtenidos con el MCMC para T3 . . .	80
4.16. Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T3. . . . .	81
4.17. Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos obtenidos con el MCMC para T10 . .	82
4.18. Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T10 . . . . .	83
4.19. Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos obtenidos con el MCMC para T28 . .	84
4.20. Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T28 . . . . .	85
4.21. Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos obtenidos con el MCMC para T30 . .	86
4.22. Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T30 . . . . .	87
4.23. Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos obtenidos con el MCMC para T48 . .	88
4.24. Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T48 . . . . .	89
4.25. Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos obtenidos con el MCMC para T49 . .	90
4.26. Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T49 . . . . .	91
4.27. Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos obtenidos con el MCMC para T50 . .	92
4.28. Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T50 . . . . .	93
4.29. Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos obtenidos con el MCMC para T51 B	94
4.30. Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T51 B . . . . .	95
4.31. Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos obtenidos con el MCMC para TW Cha	96
4.32. Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para TW Cha . . . . .	97
4.33. Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos obtenidos con el MCMC para VW Cha	98
4.34. Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para VW Cha . . . . .	99

4.35. Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para ESO-Ha-562 . . .	101
4.36. Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos obtenidos con el MCMC para ESO- Ha-562 . . . . .	102
4.37. Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos obtenidos con el MCMC para Hn 5 . . .	102
4.38. Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para Hn 5 . . . . .	103
4.39. Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para J11085367-7521359	104
4.40. Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos obtenidos con el MCMC para J11085367- 7521359 . . . . .	105
4.41. Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos obtenidos con el MCMC para Sz22 . . .	105
4.42. Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para Sz22 . . . . .	106
4.43. Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para Sz37 . . . . .	107
4.44. Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos obtenidos con el MCMC para Sz37 . . .	108
4.45. Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos obtenidos con el MCMC para T3 B . . .	108
4.46. Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T3 B . . . . .	109
4.47. Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T4 . . . . .	110
4.48. Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos obtenidos con el MCMC para T4 . . . .	111
4.49. Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos obtenidos con el MCMC para T12 . . .	111
4.50. Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T12 . . . . .	112
4.51. Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T23 . . . . .	113
4.52. Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos obtenidos con el MCMC para T23 . . .	114
4.53. Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos obtenidos con el MCMC para T27 . . .	114
4.54. Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T27 . . . . .	115
4.55. Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T40 . . . . .	116
4.56. Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos obtenidos con el MCMC para T40 . . .	117
A.1. Perfiles de línea $H\alpha$ para la muestra de CTTS . . . . .	123
A.2. Perfiles de línea $H\beta$ para la muestra de CTTS . . . . .	124
A.3. Perfiles de línea $H\gamma$ para la muestra de CTTS . . . . .	125
A.4. Perfiles de línea $H\delta$ para la muestra de CTTS . . . . .	126
A.5. Perfiles de línea $Ca II K$ para la muestra de CTTS . . . . .	127
A.6. Perfiles de línea $Ca II H$ para la muestra de CTTS . . . . .	128
A.7. Perfiles de línea $Ca 849.8 nm$ para la muestra de CTTS . . . . .	129
A.8. Perfiles de línea $Ca 854.2 nm$ para la muestra de CTTS . . . . .	130

A.9. Perfiles de línea $Ca$ 866.2 $nm$ para la muestra de CTTS . . . . .	131
B.1. Lum( $H\beta$ ) vs Lum( $H\alpha$ ) para WTTS y CTTS . . . . .	132
B.2. Lum( $H\gamma$ ) vs Lum( $H\alpha$ ) para WTTS y CTTS . . . . .	133
B.3. Lum( $H\delta$ ) vs Lum( $H\alpha$ ) para WTTS y CTTS . . . . .	133
B.4. Lum( $Ca$ IIK) vs Lum( $H\alpha$ ) para WTTS y CTTS . . . . .	134
B.5. Lum( $Ca$ II25) vs Lum( $H\alpha$ ) para WTTS y CTTS . . . . .	134
B.6. Lum( $Ca$ II35) vs Lum( $H\alpha$ ) para WTTS y CTTS . . . . .	135
C.1. Flujo de la línea $H\alpha$ para los modelos y las CTTS . . . . .	136
C.2. Flujo de la línea $H\beta$ para los modelos y las CTTS . . . . .	137
C.3. Flujo de la línea $H\gamma$ para los modelos y las CTTS . . . . .	137
C.4. Flujo de la línea $H\delta$ para los modelos y las CTTS . . . . .	138

# Índice de cuadros

2.1. Parámetros estelares de las estrellas modelo . . . . .	31
2.2. Longitud de onda y fuerza del oscilador para la línea $H\alpha$ y las líneas de $Ca II$ . . . . .	32
2.3. Valores del radio interior y grosor de la magnetosfera . . . . .	32
2.4. Límites superiores e inferiores de $T_{max}$ según la tasa de acreción . . . . .	32
3.1. Parámetros estelares de la muestra de CTTS . . . . .	45
3.2. Parámetros estelares de la muestra de WTTS . . . . .	46
3.3. Flujos (F) y desviación estándar ( $\sigma$ ) obtenidos para las WTTS . . . . .	62
3.4. Flujos (F) y desviación estándar ( $\sigma$ ) obtenidos para las CTTS . . . . .	63
5.1. Parámetros magnetosféricos derivados del análisis con MCMC . . . . .	121

# Agradecimientos

Por escuchar sin juzgar, hablar sin prejuicios, entender sin pretensiones y amar sin condiciones.

Norely Calderon, Walter Micolta, María A. Bonilla.

Por apoyar sin restricciones y educar sin límites.

Nuria Calvet, Gladis Magris, Alberto Patiño.

Por las risas en los momentos inoportunos.

Sarismar Padilla, Maria de los Angeles Torres,  
Las Astrobellezas (Naiara Patiño, Jesús Díaz, María José Colmenares),  
María José Ramos, Cruz Nieves, Pedro L. Gainza.

Por las contribuciones a este trabajo.

Thanawuth (Atom) Thanathibodee, Carlo Manara,  
Karina Maucó, Jesús Hernández, Ramiro Franco.

Por las oportunidades brindadas.

Centro de Investigaciones de Astronomía (CIDA),  
Models and Observations of Disk Evolution in Latin America (MODELA).

Gracias :)

# Capítulo 1

## Introducción

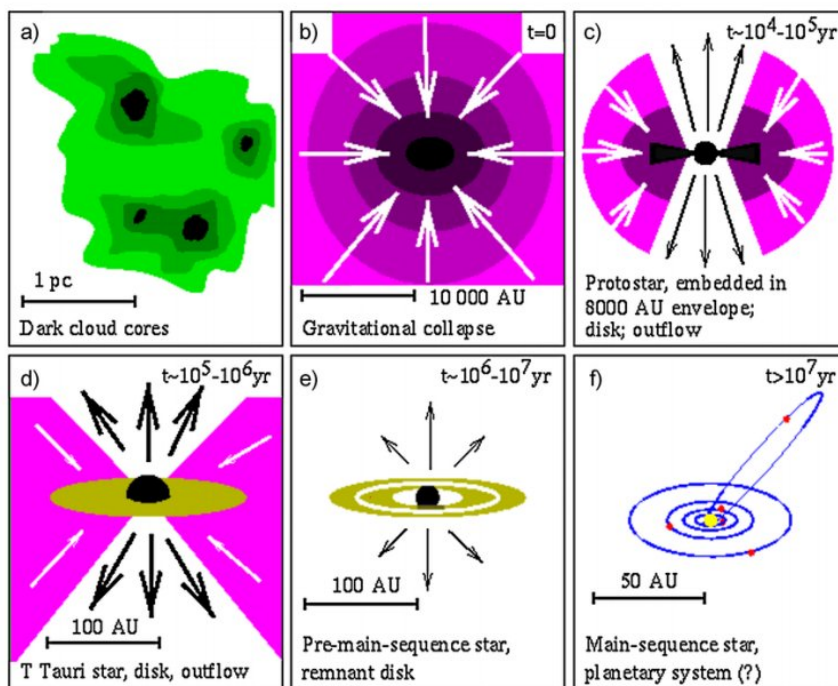
En los últimos años se ha acumulado una cantidad considerable de evidencia observacional de acreción magnetosférica en las estrellas jóvenes, uno de los métodos mediante el cual el disco que rodea a una estrella joven se disipa, jugando un papel importante en la formación de la estrella y en el establecimiento de las propiedades de las regiones en las que se forman y migran los planetas (Hartmann et al., 2016). A pesar de esto, solo se han modelado las líneas de hidrógeno (Hartmann et al., 1994; Muzerolle et al., 1998, 2001) y sodio (Muzerolle et al., 2001) con este mecanismo. Este trabajo busca ampliar el entendimiento que se tiene de la formación de líneas espectrales en estrellas jóvenes mediante el modelaje de las líneas de calcio II utilizando el modelo magnetosférico.

Como nuestro objetivo es estudiar las estrellas jóvenes, debemos entender como estas se forman. Para empezar debemos resaltar que el material entre las estrellas, llamado medio interestelar (ISM), esta compuesto de gas y polvo, donde este último solo es el 1% de su masa total, el cual es enriquecido por los vientos estelares y eventos explosivos como las supernovas de estrellas cercanas. Asimismo, el ISM no es uniforme en densidad, dando pie a la formación de glóbulos y nubes dentro de él. Nuestro principal interés reside en los núcleos moleculares, condensaciones de gas molecular frías y densas, altamente ligadas a la formación estelar al ser consideradas las cunas de las estrellas jóvenes.

Para que una estrella nazca, se requiere que la gravedad supere las fuerzas de resistencia, provenientes de la presión térmica del gas, los movimientos turbulentos y los campos magnéticos, y se inicie el colapso de un núcleo molecular (Hartmann, 2009); este colapsa por su propia gravedad hasta que existe un objeto central en equilibrio hidrostático (HEQ), rodeado por una envoltura de gas y polvo (protoestrella, Figura 1.1.c), cuyo material no cae radialmente hacia la estrella debido a que el núcleo de la nube molecular tiene un momento angular inicial que debe conservarse

durante el proceso de caída.

En realidad, el material cruza el ecuador a cierta distancia de la estrella, donde encuentra material que proviene del lado opuesto de la envoltura, chocando y disipando la componente vertical del momento angular del material; como consecuencia, este permanece en el plano medio, girando alrededor de la estrella, formando el disco de acreción (estrellas Herbig Ae/Be, T Tauri, [Figura 1.1.d](#)). Eventualmente, el disco es disipado por acreción de masa (ya sea en la estrella central o en planetas) y fotoevaporación (por radiación ultravioleta de la estrella central), dando paso a una estrella de la secuencia principal con su posible sistema planetario ([Figura 1.1.f](#))



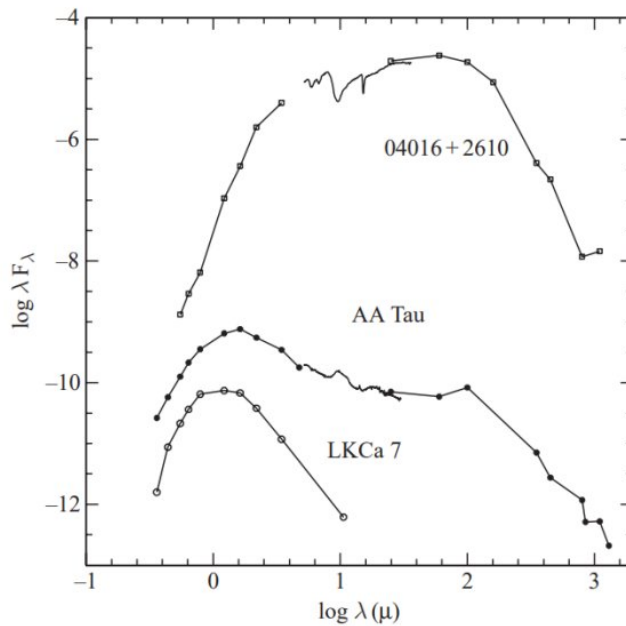
**Figura 1.1:** Vista esquemática de las fases de formación estelar. Figura tomada de [Mandt et al. \(2015\)](#).

Los objetos como las protoestrellas, las estrellas Herbig Ae/Be y las estrellas T Tauri, que están en su etapa de formación en la pre-secuencia principal, son conocidos como objetos estelares jóvenes (YSO, [Strom, 1972](#)) y pueden ser clasificados por su estado evolutivo como Clase I, II o III según su distribución de energía espectral (SED) infrarroja, la cual enfatiza las propiedades del polvo circunestelar, donde cada clase es definida cuantitativamente por la pendiente  $m$  de la SED entre  $2.2 - 25\mu\text{m}$  ( $m = d\log(\lambda F\lambda)/d\log\lambda$ ). De esta manera tenemos,

- Clase I ( $m > 0$ ): SEDs con emisión infrarroja creciente. Son objetos que están muy oscurecidos por el material de la envoltura polvorienta que cae, típica de las protoestrellas.

- Clase II ( $-2 < m < 0$ ): SEDs con pendientes relativamente planas o negativas que corresponden al exceso de emisión, respecto a la SED esperada de una fotosfera, debida al polvo en un disco alrededor de una estrella pre-secuencia principal.
- Clase III ( $m < -2$ ): SEDs que exhiben poco o ningún exceso en el infrarrojo (IR). Los flujos de infrarrojos son fotosféricos, lo que indica que cualquier material del disco inicial se ha acrecido en la estrella, en los planetas o se ha dispersado.

En la [Figura 1.2](#), se muestra la forma de la SED en diferentes estados evolutivos, donde *LKCa7* es un ejemplo de una estrella Clase III con pendiente fotosférica equivalente a la de un objeto (cuerpo negro) con una sola temperatura. *AA Tau* es un ejemplo de una clase II, con exceso de emisión causado por el disco de polvo, donde la temperatura de este depende del radio, al igual que en una envoltura. Finalmente, *04016 + 2610* es un ejemplo de una protoestrella (Clase I) con un exceso de emisión debido a la envoltura de gas y polvo cayendo hacia la estrella.



**Figura 1.2:** Distribuciones de energía espectral (SED) de tres objetos estelares jóvenes. El objeto IRAS 04016 + 2610 es una Clase I, AA Tau es Clase II y LKCa 7 es una Clase III. Figura tomada de [Hartmann \(2009\)](#).

Este trabajo se enfocará en el estudio de las estrellas T Tauri (TTS); estas son estrellas de la pre-secuencia principal de baja masa y tipos espectrales tardíos, caracterizadas por tener líneas de emisión fuertes. Convencionalmente, se dividen según la fuerza de la línea de  $H\alpha$  en estrellas T Tauri clásicas (CTTS), con anchos equivalentes de  $H\alpha$ ,  $EW(H\alpha)$ , mayores a  $10 \text{ \AA}$ , y estrellas T

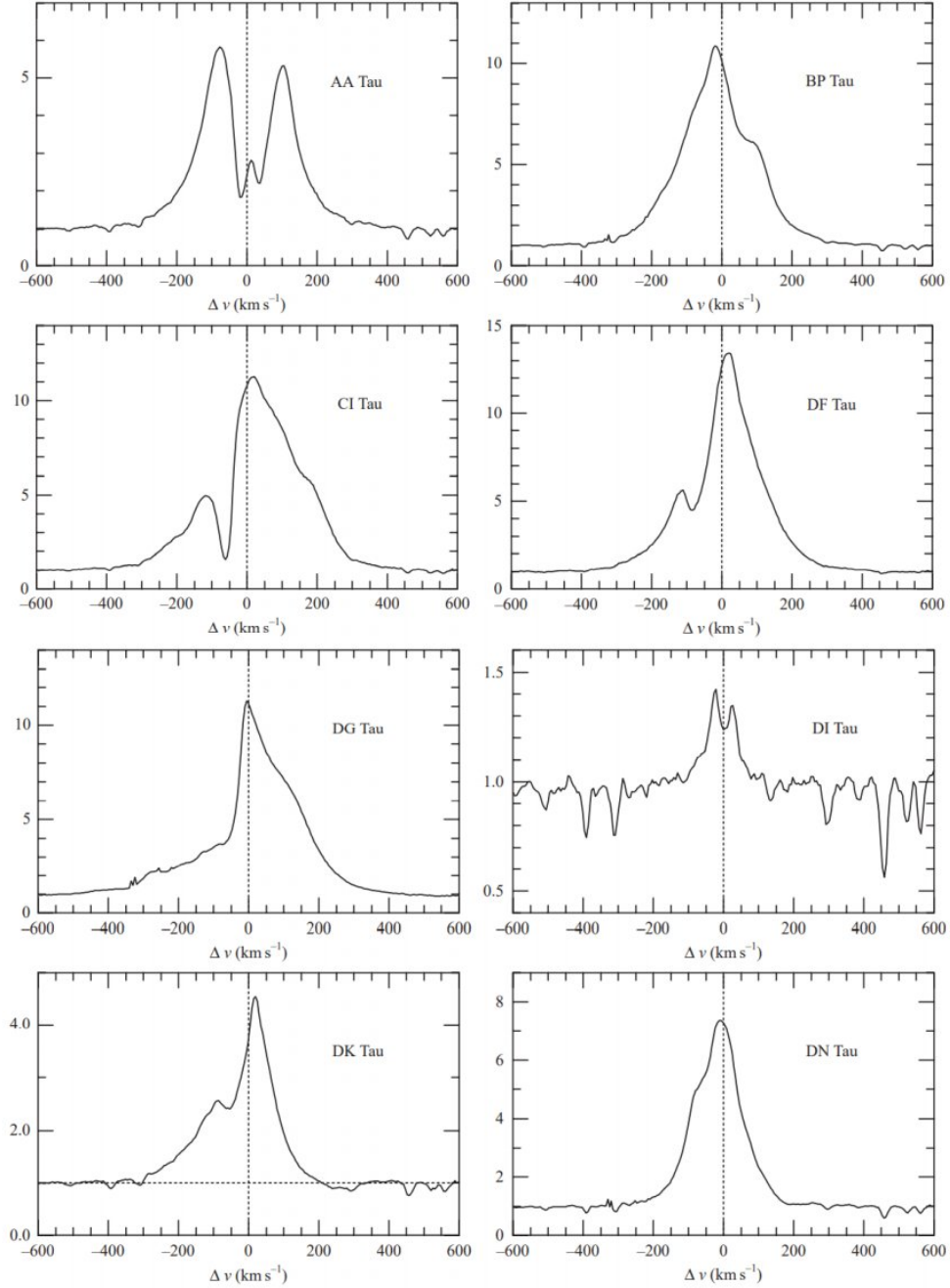
Tauri débiles (WTTS), con  $EW(H\alpha)$  menores a  $10 \text{ \AA}$ . Cabe destacar que este límite en realidad depende del tipo espectral y para estrellas más tardías se necesitan  $EW(H\alpha)$  límites más grandes (White & Basri, 2003).

Inicialmente, se propuso la fuerte actividad magnética (fuertes campos magnéticos, grandes manchas estelares, líneas y continuos de emisión cromosféricos y coronales realizadas) de las TTS como la responsable de las fuertes líneas de emisión. No obstante, la actividad magnética de las TTS no puede producir luminosidades comparables a las observadas en las CTTS, se requiere una fuente de energía externa a la estrella para explicar los excesos observados en las CTTS. Esto sumado a la emisión del gas y los excesos de infrarrojos cercanos (entre  $2.2 - 25\mu m$ ) del disco interno ( $< 10 AU$ ), no observados en las WTTS, enlazan a las CTTS con la presencia de un disco circunestelar interno (polvoriento) del cual están acreciendo masa.

De esta manera, al catalogar a una TTS como CTTS o WTTS se le está clasificando según su estado de acreción. Una WTTS ha perdido su disco interno; al no estar acreciendo, la emisión de  $H\alpha$  es relativamente débil. En el caso contrario, donde la estrella si está acreciendo del disco, la emisión de  $H\alpha$  puede incrementarse fuertemente. Teniendo esto en cuenta, se hace la identificación de las CTTS con objetos de Clase II y las WTTS con los objetos Clase III. Es importante recalcar que, aunque es común identificar a las Clase III como estrellas más antiguas que las Clase II, se han observado estrellas T Tauri en diferentes estados evolutivos con edades similares, indicando que la edad no es el único factor en la determinación de la disipación del disco.

En la Figura 1.3, se muestran perfiles de la línea  $H\alpha$  para estrellas T Tauri típicas. La WTTS DI Tau exhibe un perfil cromosférico típico, relativamente estrecho y con una inversión central. Mientras que, los perfiles de las CTTS muestran que no solo aumenta el ancho equivalente con la presencia de un disco; sino que también aumenta el ancho de la velocidad de la línea. A su vez, estas estrellas muestran un comportamiento complejo: hay absorción desplazada al azul, evidencia directa de pérdida de masa y asimetrías en el sentido de emisión más azul que roja; ocasionalmente se puede ver una absorción desplazada al rojo y al azul, como en el caso de DK Tau (Hartmann, 2009).

Todas las CTTS tienen una componente cromosférica análoga a las que exhiben las WTTS. Sin embargo, ésta solo es relevante para las bajas acretoras, donde la componente magnetosférica es pequeña. En el presente trabajo de investigación, se hace uso de estrellas jóvenes en ambas fases evolutivas, donde las WTTS proveen una forma de medir y calibrar la contribución cromosférica en las CTTS, en especial en las estrellas con baja tasa de acreción.



**Figura 1.3:** Perfiles de línea  $H\alpha$  para estrellas T Tauri. Los flujos observados están normalizados al continuo estelar y graficados como una función del cambio de velocidad desde el centro de la línea. Figura tomada de [Hartmann \(2009\)](#).

Por lo que se refiere a la acreción de disco a las estrellas pre-secuencia principal, la primera explicación de este proceso vino por parte de [Lynden-Bell & Pringle \(1974\)](#) con el modelo de capa límite, el cual sugiere que el exceso de emisión de las estrellas T Tauri podría ser impulsado por la acreción del disco. En este modelo, la presencia del disco explica el exceso de emisión infrarroja, este se extiende hasta la estrella moviéndose a velocidades keplerianas ( $\sim 200 \text{ km s}^{-1}$ ) por lo cual

debe frenar para acoplarse a la estrella que rota a velocidades de  $15 - 20 \text{ km s}^{-1}$ . La *capa límite* es la región delgada y cercana a la estrella donde el disco frena, transformando su energía cinética en energía térmica, con lo que se calienta el gas en el disco.

De esta manera, el gas caliente predicho en la capa límite produciría la emisión continua ultravioleta observada (Hartmann, 2009). Sin embargo, aunque este modelo podría reproducir las altas velocidades de caída percibidas, no es capaz de explicar las asimetrías vistas en las observaciones; específicamente, bajo ninguna circunstancia es capaz de reproducir la absorción corrida al rojo presente en las mismas.

El modelo propuesto por Lynden-Bell y Pringle es en general correcto. Los momentos angulares del colapso de las nubes protoestelares son lo suficientemente grandes como para formar protoestrellas con discos giratorios a su alrededor; la acreción alimenta la mayor parte del exceso de emisión en el óptico-ultravioleta de las estrellas T Tauri y los excesos infrarrojos surgen de los discos de acreción circunestelar (Hartmann, 2009). No obstante, el exceso de emisión observado en longitudes de onda ópticas y ultravioleta, aunque impulsado por acreción, no surge de una capa límite; en cambio, la acreción en las fotosferas estelares parece estar mediada por los campos magnéticos estelares.

En esta visión, el disco circunestelar es truncado a unos pocos radios estelares por el campo magnético de la estrella, el material se acrece desde el disco hacia la estrella siguiendo las líneas del campo magnético formando un choque de acreción en la superficie estelar cuando se frena. Las líneas de emisión observadas se forman en el material en caída libre dentro de las columnas de acreción, mientras que el exceso del continuo que domina en la región UV se forma en el choque de acreción (Hartmann et al., 2016). La indicación más directa de caída magnetosférica proviene del análisis de asimetrías en los perfiles de línea, específicamente, la absorción corrida al rojo; asimetrías ahora pensadas que se producen en las columnas de acreción magnetosférica.

El modelo de acreción magnetosférica, inicialmente adaptado del modelo de acreción en las estrellas de neutrones de Ghosh & Lamb (1979) para explicar la lenta rotación de las estrellas T Tauri, es el paradigma actual para transferir materia del disco a la estrella, el cual a pesar de su simplicidad, ha tenido éxito explicando los perfiles de línea de las líneas de hidrógeno de Balmer en CTTS (Hartmann et al., 1994; Muzerolle et al., 1998, 2001; Thanathibodee et al., 2019, 2021). Sin embargo, los modelos se basan en una estructura de temperatura empírica ya que aún se desconocen los mecanismos de calentamiento que toman lugar en el proceso.

Es debido a esto que se elige hacer el análisis sistemático de las líneas de calcio II, ya que las

líneas H y K de Ca II son unos de los principales agentes de enfriamiento en la cromosfera del Sol y otras estrellas de tipo tardío, por lo que se espera que sean buenas trazadoras de temperatura en las estrellas a considerar en este estudio. Asimismo, las líneas de triplete infrarrojo (IR) de Ca II también parecen depender de la densidad (Muzerolle et al., 1998), lo cual puede ser relevante para constreñir no solo la distribución de la temperatura sino también la geometría de la magnetosfera.

No obstante, a pesar de la relevancia de las líneas de Ca II como indicadores de las condiciones físicas en los flujos de acreción magnetosférica, nunca antes se había realizado un estudio sistemático de estas líneas en el espectro de estrellas jóvenes. En parte, se debe a la dificultad de obtener espectros que cubran desde el azul ultravioleta hasta el rojo simultáneamente, lo cual, considerando la variabilidad de las CTTS, también genera incertidumbre al comparar datos de distintas épocas. Sin embargo, en la actualidad existen varios instrumentos como el X-shooter (Vernet et al., 2011) en el ESO Very Large Telescope (VLT), que brindan la cobertura necesaria y permiten la toma de datos simultánea desde 300 hasta 2500 nm.

Con esto en mente, se plantea el análisis sistemático de la predicción del modelo magnetosférico para las líneas de calcio II (Capítulo 2), para lo cual se construye una red de aproximadamente 715 000 modelos<sup>1</sup> en un espacio de parámetros 5-dimensional que considera la tasa de acreción de la estrella, la temperatura máxima de la distribución de temperatura, la geometría de la magnetosfera y el ángulo de inclinación de la línea de visión. El análisis presentado no solo estudiará el comportamiento de la red según cada parámetro sino también comparará las predicciones de este mismo con CTTS de la región de Camaleón I mediante un análisis estadístico bayesiano, donde se añade la abundancia de calcio como un sexto parámetro a considerar, con el fin de explorar la abundancia de calcio en las columnas de acreción e inferir propiedades magnetosféricas para cada estrella y restringir la estructura de la temperatura y la geometría del modelo magnetosférico.

Además, se realizará el estudio sistemático de las líneas de Ca II en las observaciones, estudiando la naturaleza de los perfiles y la importancia de la componente cromosférica en estas líneas (Capítulo 3). La comparación entre las observaciones y los modelos (Capítulo 4), nos permitirá estudiar la abundancia de calcio relativa a la abundancia solar en las columnas de acreción, lo cual puede dar información acerca de las propiedades del disco y la formación de planetesimales y planetas.

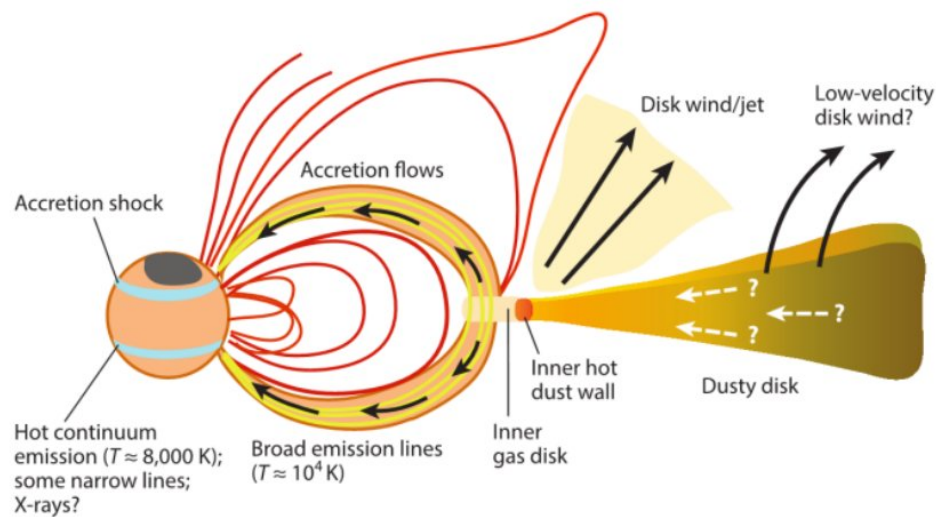
---

<sup>1</sup>La red de modelos fue amablemente calculada por el Dr. Thanawuth Thanathibodee

## Capítulo 2

# Modelando la acreción magnetosférica

### 2.1. Acreción Magnetosférica



**Figura 2.1:** Vista esquemática de una estrella joven que acrece desde un disco a través de la magnetosfera estelar. Figura tomada de [Hartmann et al. \(2016\)](#)

En la [Figura 2.1](#) se muestra una visión esquematizada del modelo de acreción magnetosférica en estrellas jóvenes. Se parte de una estrella Clase II caracterizada por su disco circunestelar de gas y polvo, dentro de este el material es transportado hacia las cercanías de la estrella. En un radio de  $\sim 0.1AU$  aproximadamente, el campo de radiación de la estrella central eleva las temperaturas del disco por encima de  $\sim 1000K$ , causando la sublimación del polvo y creando un radio de destrucción, también conocido como la *pared de polvo*. Esta última reprocesa la energía que absorbe y la emite en el infrarrojo cercano, explicando los excesos observados en estas longitudes de onda.

Más adentro de la pared de polvo, el disco está compuesto solo por gas. Partiendo de que la estrella central posee un campo magnético estelar lo suficientemente fuerte para truncar el disco a unos pocos radios estelares, premisa que es validada con las mediciones de campos magnéticos en TTS, las cuales dan como resultados campos magnéticos del orden de 1-2 kG (Johns-Krull, 2007; Donati & Landstreet, 2009).

Si el gas está suficientemente ionizado, la materia no puede moverse libremente dentro de una distancia  $r$  dada por el punto donde la presión magnética y de gas se encuentran en equilibrio,  $B^2/8\pi \approx \rho v^2$  ( $v$  es la velocidad de caída, aproximadamente Kepleriana  $v = (GM/r)^{1/2}$  y  $\rho$  es la densidad de caída). A esta distancia, la materia se acopla al campo magnético  $B$  y la acreción puede incluso detenerse. Haciendo la aproximación de un campo de fuerza dipolo  $B = \mu/r^3$  en un radio estelar  $R_*$ , tenemos que el radio de truncamiento está dado por:

$$r_M \approx \xi \left( \frac{\mu^4}{4GM_*\dot{M}^2} \right)^{1/7} \approx 18\xi \frac{B_3^{4/7} R_2^{12/7}}{M_{0.5}^{1/7} \dot{M}_{-8}^{2/7}} R_\odot \quad (2.1)$$

Donde  $\mu$  es el momento dipolar de la estrella,  $\mu = B_* R_*^3$ . Considerando valores típicos de tasa de acreción de  $\dot{M} = 10^{-8} M_\odot yr^{-1}$ , masa y radio estelar  $0.5 M_\odot$  y  $2 R_\odot$  respectivamente y adoptando valores de  $\xi \approx 0.7$  y  $B \approx 1-2 kG$ , donde  $\xi$  es un factor de corrección que depende de los detalles de la interacción disco-magnetosfera, el radio magnetosférico es entonces  $r_M \approx 4-6 R_*$  (Hartmann et al., 2016).

Seguidamente, la materia se acrecerá a la estrella guiada por las líneas del campo magnético en columnas de acreción. Para que esto ocurra la materia debe perder momento angular, por lo que las líneas del campo magnético que canalizan el flujo deben conectarse a las regiones del disco dentro del radio de co-rotación  $R_{co}$  (Radio en el cual la velocidad kepleriana del disco iguala a la velocidad de rotación de la estrella), transfiriendo momento angular a la estrella durante el proceso.

Sin embargo, muchas estrellas T Tauri, especialmente aquellas con discos internos, son rotadores lentos, lo que indica que debe haber una pérdida significativa de momento angular para compensar el aumento en la rotación por acreción, sugiriendo que algunas líneas de campo magnético estelar se acoplan al disco fuera del  $R_{co}$  para evitar el aumento de la rotación estelar. El disco debe transferir el momento angular necesario hacia afuera, ya sea internamente o mediante viento estelar.

Es importante resaltar que los mecanismos de transporte de momento angular en los discos protoestelares y protoplanetarios no se comprenden completamente en la actualidad. La inestabilidad magnetorrotacional, que se cree que es responsable del transporte turbulento en los discos

ionizados, es de relevancia limitada para estos discos fríos de baja ionización. La inestabilidad gravitacional (GI) puede ser importante para transportar el momento angular en discos protoestelares jóvenes masivos, pero es poco probable que este mecanismo sea relevante en etapas evolutivas posteriores. Las alternativas son vientos/jets del disco, los cuales transportan el momento angular fuera del disco (por lo que el material se mueve mas cerca del pozo de potencial) y el efecto Hall. No obstante, es posible hacer predicciones sobre la emisión de discos circunestelares sin conocer los detalles de la transferencia del momento angular.

Recapitulando, con el truncamiento del disco en varios radios estelares, la materia caerá desde  $r_M$  en columnas de acreción, las cuales se calientan a temperaturas de  $\sim 8000K$  o mayores (por un mecanismo presumiblemente magnético). Por otra parte, en la columna de acreción el material se mueve con velocidades de caída libre ( $v_{ff} = (2GM_*/R_*)^{1/2} (1 - R_*/r_m)^{1/2}$ ); así, cuando el material se levanta del disco se esta moviendo a velocidades bajas pero en el momento en que el gas choca cerca de la fotosfera, este se mueve a velocidades del orden de  $300 \text{ kms}^{-1}$ .

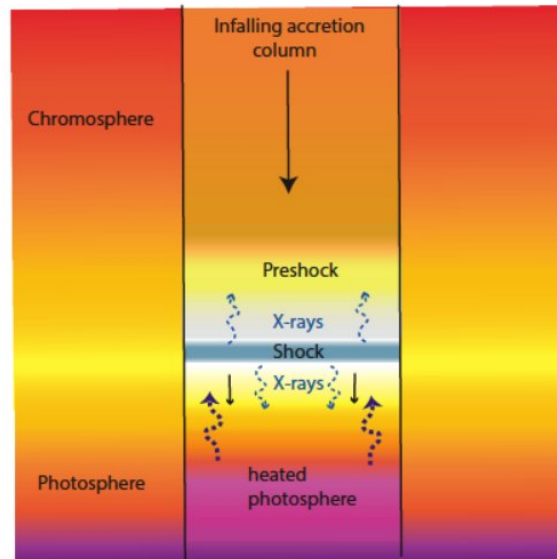
El choque resultante de la desaceleración abrupta del material calienta el gas brevemente a temperaturas del orden de  $10^6 \text{ K}$ . La mayor parte de la emisión de rayos-X resultante se absorbe y se vuelve a radiar a temperaturas más bajas, produciendo los fuertes excesos del continuo ultravioleta-óptico junto con algunas líneas de emisión relativamente estrechas. De este modo, la energía del choque proviene de la energía potencial gravitacional (acreción), sumada a la energía que proviene de la estrella y la energía derivada de la contracción gravitacional de esta misma al estar en su fase pre-secuencia principal. Consecuentemente, la luminosidad del choque de acreción, asumiendo la disipación completa de la energía cinética, esta dada por (Hartmann et al., 2016):

$$L_s = \frac{1}{2} \dot{M} v_{ff}^2 = \frac{G \dot{M} M_*}{R_*} \left( 1 - \frac{R_*}{r_m} \right) \approx 0.8 \frac{G \dot{M} M_*}{R_*} \quad (2.2)$$

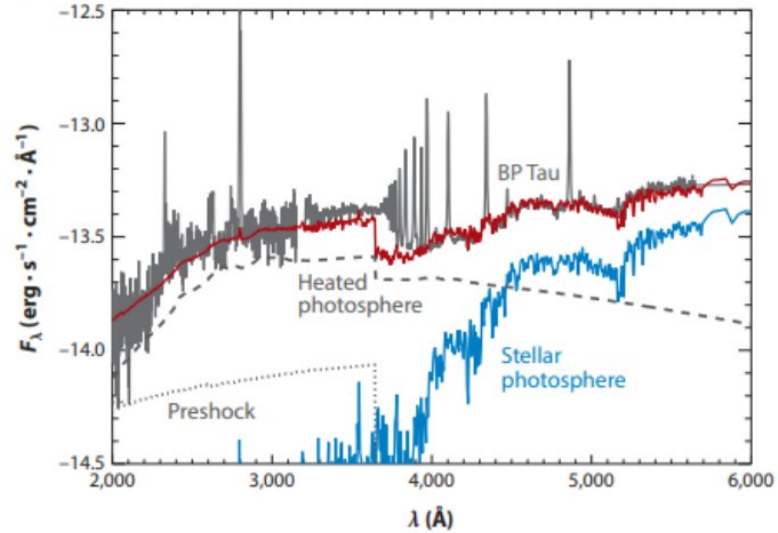
Donde  $M_*$  y  $R_*$  son la masa y el radio de la estrella, respectivamente y  $\dot{M}$  es la tasa de acreción.

Para modelar la emisión de la región del choque generalmente se supone que la región emisora está en una columna plano paralela y vertical, restringida por el campo magnético. A su vez, esta es comúnmente dividida en tres subregiones: la región pre-choque o precursora, la región post-choque o de enfriamiento, y la fotosfera caliente debajo del choque (Calvet & Gullbring, 1998), mostradas esquemáticamente en la Figura 2.2. La zona post-choque abarca aproximadamente  $l_{post} = 7 \times 10^5 M_{-8}^{-1} M_{0.5}^{5/4} R_2^{-1/2} f_{0.01} \text{ cm}$ , (Hartmann et al., 2016), donde  $f_{0.01}$  es la fracción de la superficie estelar cubierta por las columnas de acreción en unidades de porcentaje. Cabe destacar que este valor es mucho más pequeño que el radio estelar, justificando la aproximación de planos paralelos.

El choque emite 1/2 de su energía hacia abajo a la región de post-choque y la fotosfera, y 1/2 hacia arriba a la región de pre-choque. Esta última reprocessa la energía obtenida por el choque, enviando hacia abajo  $\sim 1/2$  de esta. La fotosfera calentada es entonces irradiada con  $\sim 3/4$  de la energía de choque, la reprocessa en longitudes de onda más largas y la emite hacia arriba. Con ninguna absorción significativa en la región de enfriamiento, la energía que emerge de la región es entonces  $\sim 1/4$  de la energía de choque de la región pre-choque más  $\sim 3/4$  de la energía de la fotosfera calentada y región post-choque (Calvet & Gullbring, 1998).



**Figura 2.2:** Diagrama esquemático de la estructura del choque de acreción que muestra la región precursora o pre-choque, la región post-choque y la fotosfera calentada debajo del choque. Figura tomada de Hartmann et al. (2016)

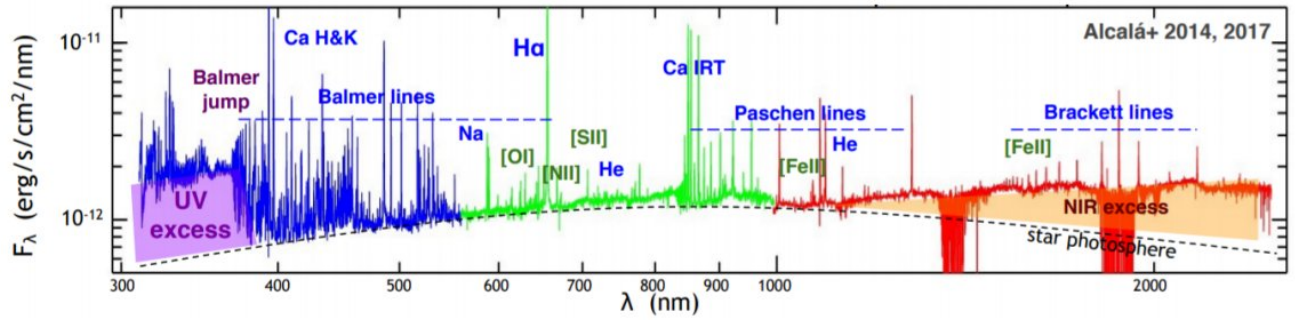


**Figura 2.3:** Distribución de energía espectral de la estrella clásica T Tauri BP Tau (línea continua gris), fotosfera estelar (línea azul) y modelo de choque de acreción (línea roja) que muestran las contribuciones del pre-choque (línea punteada gris) y las regiones fotosfera-post-choque calentadas (línea discontinua gris). Figura tomada de [Hartmann et al. \(2016\)](#)

La [Figura 2.3](#) muestra el espectro de una estrella clásica T Tauri (CTTS) junto con un modelo de choque, indicando por separado la emisión de cada región. La fotosfera calentada alcanza su punto máximo en longitudes de onda más cortas que la fotosfera estelar debido a su temperatura más alta. Una contribución al salto de Balmer surge en la región de transición, donde la fotosfera se une a la región post-choque. La región del pre-choque, ópticamente delgada, suma principalmente a la emisión del continuo en el salto de Balmer y en la región ultravioleta lejana (FUV).

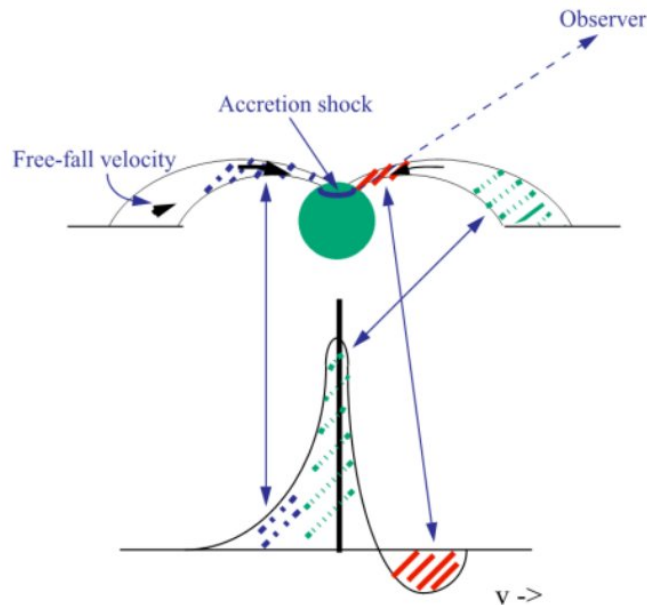
Por otro lado, debemos considerar la actividad cromosférica de estas estrellas cuya estructura esta dominada por la actividad del campo magnético estelar. Al contrario del espectro de la fotosfera, en el espectro de la cromosfera dominan las líneas de emisión; para estrellas como el sol, se tienen líneas particularmente fuertes para las líneas de Balmer y la líneas Calcio II K y H. Ahora bien, las TTS son estrellas con campos magnéticos mucho más activos a los de una estrella en la secuencia principal, por lo tanto hay mas actividad en la cromosfera y las líneas de emisión se hacen (aún más) relevantes.

De esta manera, un espectro de una CTTS típica incluye la emisión de choque (suma de la emisión en la región de pre-choque y en la fotosfera calentada) mezclada con la emisión de la actividad cromosférica y la fotosfera estelar. Además, exhibe el exceso de emisión en el cercano infrarrojo por la pared de polvo del disco y fuertes líneas de emisión para hidrógeno, calcio II, helio y sodio formadas en la magnetosfera, como se muestra en la [Figura 2.4](#).



**Figura 2.4:** Espectro de X-Shooter de la CTTS RU Lup. Figura tomada de Alcalá, J. M. (2021)

En cuanto a los perfiles de las líneas de emisión, estos se explican naturalmente si su formación ocurre en la magnetosfera, como se muestra esquemáticamente en la [Figura 2.5](#). El centro de la línea se forma en la región donde la materia acaba de levantarse del disco, la cual tiene velocidades muy bajas pero grandes volúmenes de emisión. En contraste, las alas de la línea se forman cerca de la estrella, donde la materia se acerca a la superficie a velocidades de caída libre.



**Figura 2.5:** Esquema de formación de líneas en flujo magnetosférico. Figura tomada de Calvet & D'Alessio (2011)

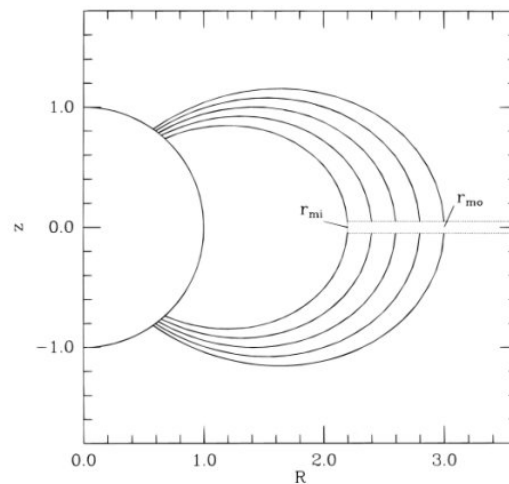
A estas altas velocidades la materia que, desde la línea de visión, cae hacia la estrella alejándose del observador puede absorber la emisión de choque de acreción de fondo (para ciertas inclinaciones de la línea de visión), lo que explica naturalmente la componente de absorción desplazada al rojo (Calvet & D'Alessio, 2011); mientras que, la materia que cae hacia la estrella acercándose al

observador explica el ala en el azul. Consecuentemente, las líneas con anchos grandes comparables a la velocidad de caída libre surgen en la extensión de la magnetosfera, mientras que las líneas estrechas se producen probablemente en la región del choque de acreción.

La realidad es, por supuesto, mucho más complicada. Aparte de la variabilidad observada en el exceso del continuo y de las líneas de emisión, el campo magnético y el eje de rotación probablemente no estén alineados, los flujos de acreción reales no son homogéneos en densidad o temperatura, gran parte del campo se distribuye en momentos cuadrupolares y de orden superior, lo que implica que el componente dipolar es considerablemente más débil (Hartmann et al., 2016). Sin embargo, el modelo de acreción magnetosférica reproduce los excesos observados en el continuo azul y ultravioleta del espectro y de los perfiles de las líneas razonablemente bien a pesar de su simplicidad al considerar un campo magnético dipolar, axialmente simétrico y flujos homogéneos.

## 2.2. Cálculo de los Modelos

Se construye una red de modelos basados en el modelo presentado en Hartmann et al. (1994), tomando en cuenta las modificaciones realizadas en Muzerolle et al. (2001). En particular, se emplea una geometría dipolar y simétrica para el campo magnético y la columna de acreción (Figura 2.6) caracterizada por el radio interior y el radio exterior del flujo en el disco, los cuales son parámetros libres y establecen tanto el tamaño y la extensión del flujo como los límites del impacto de acreción en la superficie de la estrella.



**Figura 2.6:** Esquema de la geometría del campo magnético dipolo utilizada en el modelos. Figura tomada de Hartmann et al. (1994)

Seguidamente, dada una geometría específica se determina el campo de velocidad del gas en la magnetosfera, asumiendo caída libre del disco a la estrella, constreñida a lo largo de las líneas del campo magnético. A partir de esto y de un valor de tasa de acreción (parámetro de entrada) podemos derivar la distribución de densidad, la cual determina la forma de la distribución de temperatura.

Por otra parte, la radiación de la fotosfera estelar y del choque de acreción se describen cada una por una temperatura característica de cuerpo negro diluida por su *factor de llenado* (filling factor) apropiado, el cual permite considerar que en un punto de la magnetosfera, la radiación cubre un ángulo sólido menor a  $4\pi$  debido a que no hay radiación desde el vacío. Además, el disco se considera opaco en todas las longitudes de onda, por lo que no se incluye ninguna fuente de radiación de él y se ignora la sección de la magnetosfera que pueda estar debajo de este.

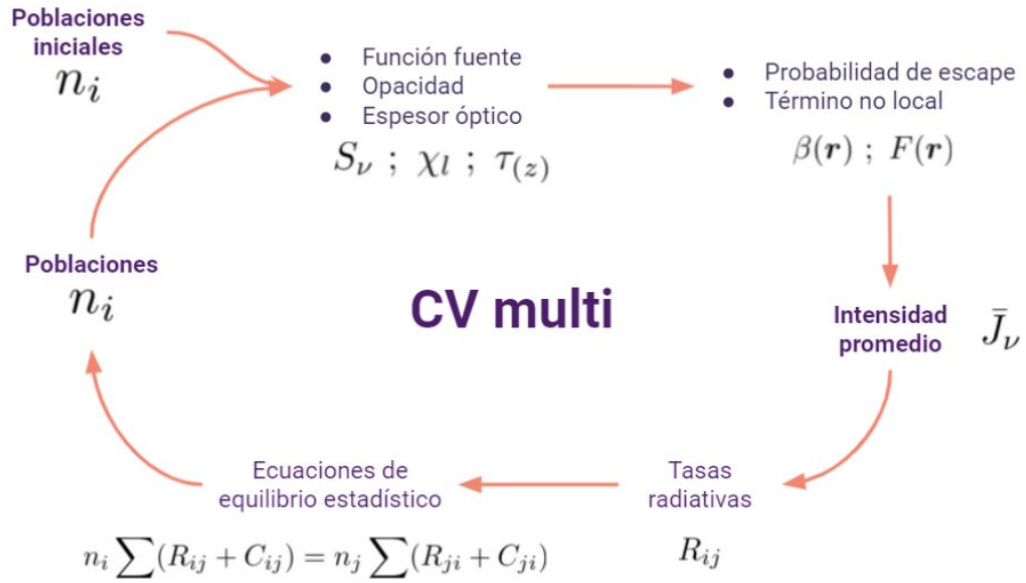
Para calcular la intensidad promedio  $\bar{J}_\nu$  y la función fuente  $S_{ul}$ , se implementa la aproximación de Sobolev extendida. Este método es válido en situaciones con grandes gradientes de velocidad, como en nuestro caso, y permite simplificar enormemente la transferencia radiativa ya que solo se necesita considerar en cada punto la radiación local y cualquier interacción con otros puntos en el medio con la misma velocidad radial, denominados como *superficies de velocidad constante*. Dicho esto, se describe el campo de radiación con la intensidad promedio dada por:

$$\bar{J}_\nu = [1 - \beta(\mathbf{r})]S(\mathbf{r}) + \beta_c(\mathbf{r})I_c + F(\mathbf{r}) \quad (2.3)$$

Donde  $\beta$  es la probabilidad de escape de radiación local; es decir, la probabilidad de que un fotón escape en un solo intento, y del continuo (fotosfera estelar más choque de acreción, descrita por  $I_c$ ),  $S(\mathbf{r})$  es la función de fuente local y  $F(\mathbf{r})$  es el término no local, que tiene en cuenta cualquier contribución de los cruces de superficie a velocidad constante (Hartmann et al., 1994). La función fuente para una transición de línea particular viene dada por,

$$S_{ul} = \frac{2hv_{ul}^3}{c^2} \left[ \left( \frac{n_l g_u}{n_u g_l} \right) - 1 \right]^{-1} \quad (2.4)$$

Donde  $N_l$ ,  $N_u$ ,  $g_l$  y  $g_u$  son las poblaciones y los pesos estadísticos de los niveles inferior y superior, respectivamente, de la transición.



**Figura 2.7:** Diagrama esquemático de CV multi, código utilizado en el tratamiento de equilibrio estadístico de los modelos.

Se usa un tratamiento de equilibrio estadístico para calcular las poblaciones de nivel de un átomo dado, mostrado esquemáticamente en la [Figura 2.7](#). Detalladamente, esto consiste en resolver las ecuaciones de equilibrio estadístico, en donde se supone que las poblaciones de los niveles son constantes y están dadas por la suma de todas las transiciones (radiativas y colisionales) que traen electrones al nivel, menos la suma de todas las transiciones que sacan electrones del nivel; las tasas radiativas se calculan con intensidades promedios dadas por la [Ecuación 2.3](#) para cada transición. Las funciones fuente resultantes se utilizan para calcular un nuevo conjunto de intensidades medias, y el proceso se repite iterativamente hasta que las soluciones de población de nivel converjan ([Muzerolle et al., 1998](#)).

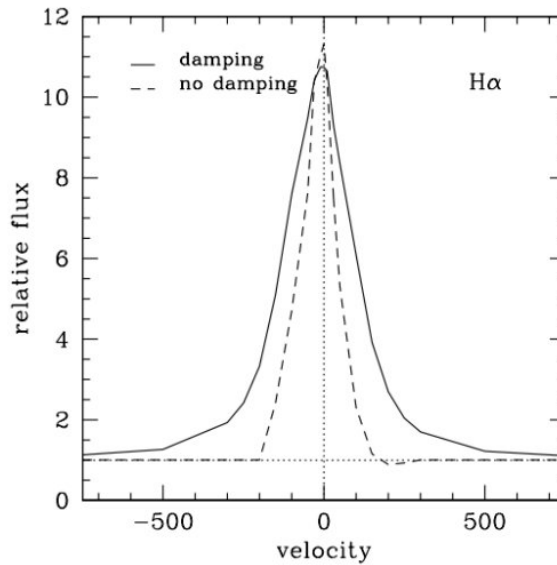
Para el cálculo del coeficiente de absorción se sigue la prescripción clásica donde se describe a un electrón con oscilador armónico amortiguado. Esto parte de la premisa de que una carga acelerada emite radiación (oscilador armónico), pero debido a que la partícula está perdiendo energía (la energía está siendo radiada) se considera que el oscilador es amortiguado por su propio campo magnético y una fuerza amortiguadora de constante  $\Gamma$ .

Debido a que este método no considera la estructura de los niveles entre los cuales ocurre una transición, predice un perfil de absorción intrínseco único para todas las transiciones; por lo tanto, se introduce un factor llamado *La fuerza del oscilador  $f$*  el cual indica el número efectivo de osciladores armónicos clásicos involucrados en una transición dada. Este factor depende solo

de las propiedades físicas del átomo y surge naturalmente al calcular las secciones rectas de las transiciones con el tratamiento cuántico.

Además, se incluyen los efectos del ensanchamiento de líneas donde todas las interacciones que causan ensanchamiento en estas se describen en términos de una constante de amortiguamiento  $\Gamma$ ; con lo cual, el ensanchamiento / amortiguamiento total es la suma de todas las constantes de amortiguamiento (Ecuación 2.5, siguiendo la prescripción de Vernazza et al., 1973). En concreto, se consideran los ensanchamientos Natural ( $C_{\text{rad}}$ ), Van der Waals ( $C_{\text{vdw}}$ ), Stark-líneal y Stark-cuadrático ( $C_{\text{Stark}}$ ), con los que se reproducen los perfiles con alas anchas de altas velocidades consistentes con las observaciones (Muzerolle et al., 2001). En la Figura 2.8 se muestra la comparación entre el perfil producido para  $\text{H}\alpha$  antes y después de considerar estos efectos.

$$\Gamma = C_{\text{rad}} + C_{\text{vdw}} \left( \frac{N_{\text{H}_I}}{10^{16} \text{cm}^{-3}} \right) \left( \frac{T}{5000 \text{K}} \right)^{0.3} + C_{\text{Stark}} \left( \frac{N_e}{10^{12} \text{cm}^{-2}} \right)^{2/3} \quad (2.5)$$



**Figura 2.8:** Efecto del ensanchamiento de líneas en los perfiles del modelo  $\text{H}\alpha$ : modelo sin ensanchamiento de línea (línea discontinua) y modelo que incluye parámetros de ensanchamiento de línea (línea sólida). Figura tomada de Muzerolle et al. (2001)

Con respecto al ensanchamiento natural, este corresponde al efecto del tiempo de vida media del electrón en un nivel de energía dado y afecta a todos los átomos incluso a los átomos aislados. Por otra parte, los ensanchamientos de Van der Waals, Stark-líneal y Stark-cuadrático son producidos por perturbaciones a los niveles de energía causadas por otras partículas (ensanchamientos por presión) y no afectan a todos los átomos por igual; el Stark líneal solo afecta al hidrógeno

siendo los perturbadores los protones y electrones, mientras que el Stark cuadrático (importante a altas temperaturas) y el Van der Waals (importante a bajas temperaturas) afectan a todos los átomos excepto al hidrógeno, siendo los electrones y átomos de hidrógeno los perturbadores respectivamente.

Cabe resaltar que no se incluyen los efectos de rotación. Las CTTS son rotadores lentos y aun a velocidades de rotación más altas que los valores típicos no hay cambios significativos en las alas de las líneas ya que estas dependen de las altas velocidades de caída cerca de la estrella, donde la componente azimutal de la velocidad es pequeña en comparación con estas (Muzerolle et al., 2001).

De esta manera, la opacidad de la línea esta dada por:

$$\chi_l = \frac{\chi_0}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} H(a, y) \quad (2.6)$$

Donde  $\chi_0$  es la opacidad central de la línea,  $\Delta\nu_D$  es el ensanchamiento por efecto Doppler y  $H(a, y)$  es la función de Voigt, la cual modula el ensanchamiento de las líneas causada por las interacciones restantes. Expresiones dadas por:

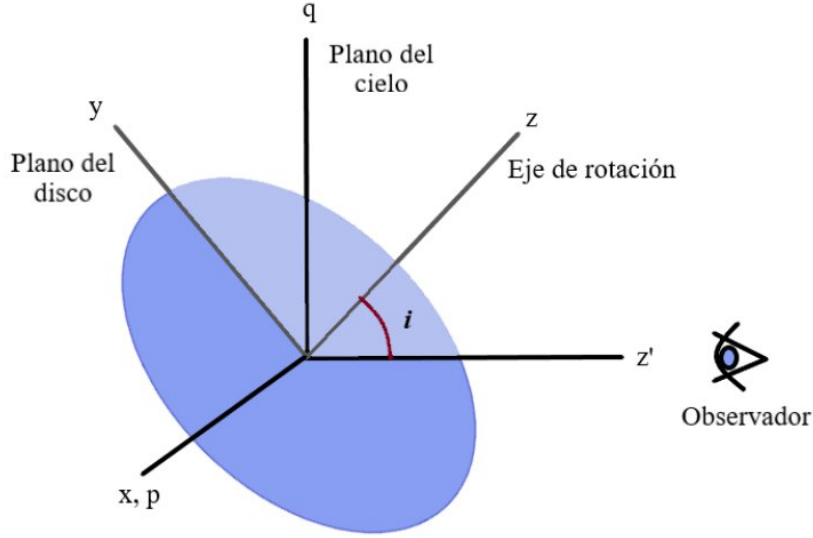
$$\chi_0 = \frac{\pi e^2}{m_e c} f N_l \left( 1 - \frac{g_l N_u}{g_u N_l} \right) \quad (2.7)$$

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{\mu}} \quad (2.8)$$

$$H(a, y) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{(v - y)^2 + a^2} \quad (2.9)$$

Donde  $a = \Gamma/4\pi\Delta\nu_D$ ,  $v = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu_D$ ,  $y = \Delta\nu/\Delta\nu_D$  (Mihalas, 1978) y  $\Gamma$  esta dada por la Ecuación 2.5.

Por otro lado, se tiene un sistema de referencia  $p, q, z'$ , donde  $p$  y  $q$  están en el plano del cielo y  $z'$  en la dirección del observador. Este sistema está rotado por ángulo  $i$  respecto al sistema de referencia del objeto en sí,  $x, y, z$ , donde  $x, y$  están en el plano del disco y  $z$  es la dirección de rotación (ver Figura 2.9).



**Figura 2.9:** Geometría del sistema de coordenadas.  $(x,y)$  plano medio del disco, cuya normal  $z$  esta inclinada un ángulo  $i$  respecto a la línea de visión. El plano del cielo esta descrito por  $(p,q)$  y  $z'$  (la línea de visión).

El ángulo  $i$  es lo que se llama la inclinación del sistema a la línea de vista. Con esto, el flujo emergente es calculado con una aproximación rayo-por-rayo, donde para cada punto  $p, q$ , se integra la ecuación de transporte a lo largo de  $z'$ . Concretamente, una red de rayos paralelos a la línea de visión se describen en dos regiones, una que se cruza con la estrella y otra que no. Para un rayo dado a lo largo de  $z'$ , la intensidad específica viene dada por:

$$I_\nu = I_0 e^{-\tau_{\text{tot}}} + \int_{-\infty}^{z_0} [\eta_c(z') + \eta_l(z')] e^{-\tau(z)} dz \quad (2.10)$$

Donde  $I_0$  es la radiación incidente proveniente de la estrella / choque de acreción para los rayos que cortan a la estrella o 0 si no,  $\eta_c$  y  $\eta_l$  son las emisividades continuas y líneales, respectivamente, a una frecuencia dada y  $Z_0$  es la superficie de la estrella o  $\infty$ .

O su equivalente,

$$I_\nu = I_0 e^{-\tau_{\text{tot}}} + \int_{z_\infty}^{z-\infty} [S_c(z') + S_l(z')] e^{-\tau(z)} dz \quad (2.11)$$

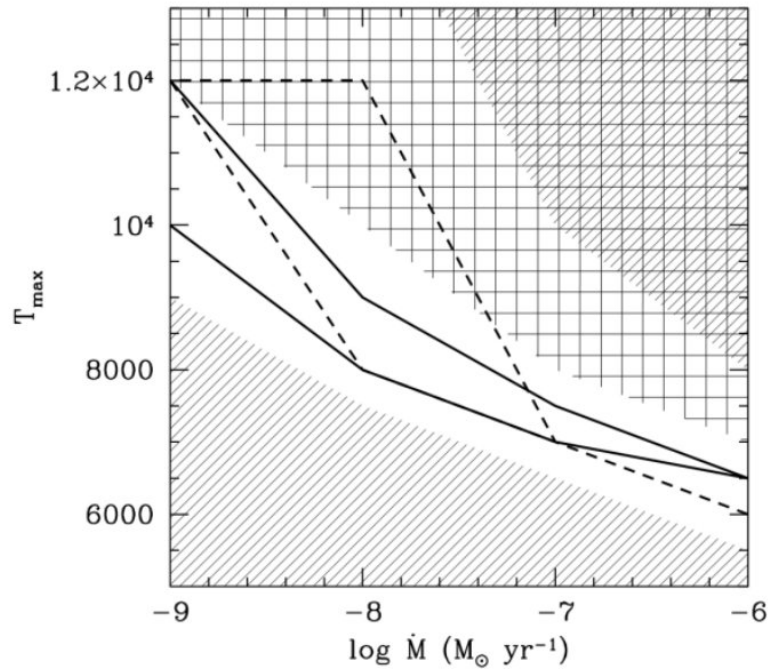
Donde se hizo uso de la definición  $S_\nu = \frac{\eta_\nu}{\chi_\nu}$ .

La profundidad óptica viene dada por:

$$\tau(z) = - \int_{-\infty}^z [\chi_c(z) + \chi_l(z)] dz \quad (2.12)$$

Donde  $\chi_c$  y  $\chi_l$  son las opacidades del continuo y de la línea, respectivamente. Para el espesor óptico total,  $\tau_{\text{tot}}$ ,  $z = z_0$ . Para cada rayo, las intensidades son integradas sobre el área proyectada para obtener el flujo emergente en cada frecuencia.

En cuanto a la distribución de la temperatura, los modelos emplean una distribución semi-empírica obtenida de resolver la igualdad entre la tasa de calentamiento y la tasa de enfriamiento y caracterizada por su temperatura máxima ( $T_{\text{max}}$ ). Esta tiene límites superiores e inferiores para una densidad (tasa de acreción) dada, obtenidos siguiendo el diagnóstico presentado en Muzerolle et al. (2001) donde se construyeron los límites de la temperatura realizando un diagnóstico en múltiples líneas basados en la comparación con observaciones de los flujos y perfiles predichos por los modelos.



**Figura 2.10:** Rangos de temperatura excluidos y óptimos en función de la tasa de acreción. Figura tomada de Muzerolle et al. (2001)

En la Figura 2.10 las regiones tachadas representan rangos superiores e inferiores de temperaturas que se puede descartar en función de la apariencia de los perfiles de emisión de hidrógeno, mientras que la región doblemente tachada marca las temperaturas en que la magnetosfera produce más emisión del continuo de lo que normalmente se observa. Por lo tanto, la región no sombreada muestra el rango de temperaturas aceptables que resultan en emisiones consistentes con las observaciones. Los valores de la temperatura máxima de los modelos que mejor se ajustan a las

relaciones  $Pa_\beta/Br_\gamma$  observadas se muestran mediante líneas continuas gruesas. Las líneas discontinuas representan el limite de temperatura por debajo del cual las líneas de  $NaD$  no exhiben emisión (Muzerolle et al., 2001).

### 2.2.1. Espacio de Parámetros

Los modelos tienen 5 parámetros, la tasa de acreción de masa ( $\log\dot{M}$ ), la temperatura máxima de la distribución de temperatura ( $T_{max}$ ), el radio interno de la magnetosfera ( $r_{mi}$ ), el grosor de la magnetosfera ( $\Delta_r = r_{mo} - r_{mi}$ ) y el ángulo de inclinación de la línea de visión con respecto al eje de rotación del sistema ( $i$ ). Como se planea comparar las predicciones de los modelos con observación de la región de Camaleón I, se calculan los modelos estrellas con diferente tipo espectral y por ende, diferentes parámetros estelares.

Para este trabajo se construyó una red de modelos para 5 estrellas representativas, localizadas sobre la isocrona de 3 Myr, con tipos espectrales (SpT) K5, K7, M1, M3, M5 y temperaturas efectivas dadas por el tipo espectral utilizando la relación de Luhman et al. (2003) para estrellas de tipo M y la relación de Kenyon & Hartmann (1995) para estrellas más tempranas. Los parámetros estelares fueron derivados usando los modelos evolutivos PARSEC (Bressan et al., 2012) y están reportados en la Tabla 2.1. La Figura 2.11 muestra a las estrellas de los modelos ubicadas en el diagrama HR con los modelos evolutivos e isocronas de PARSEC.

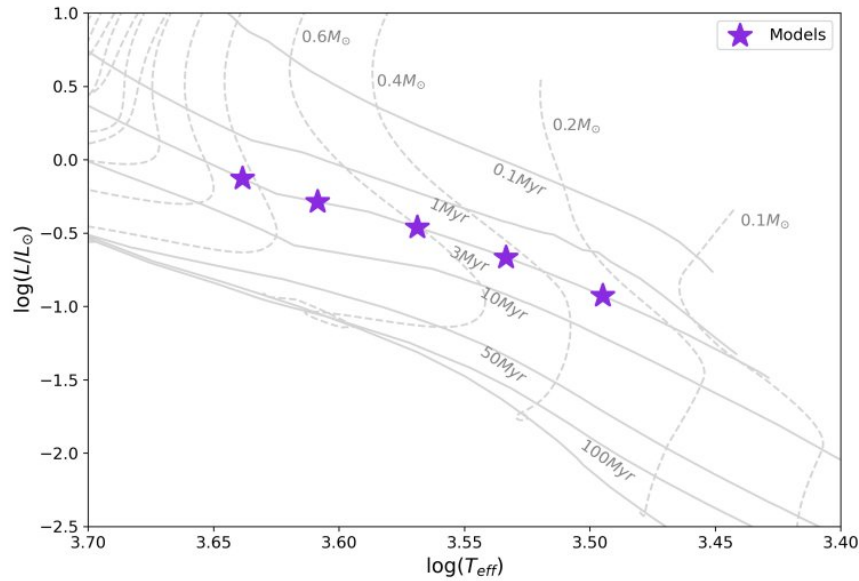
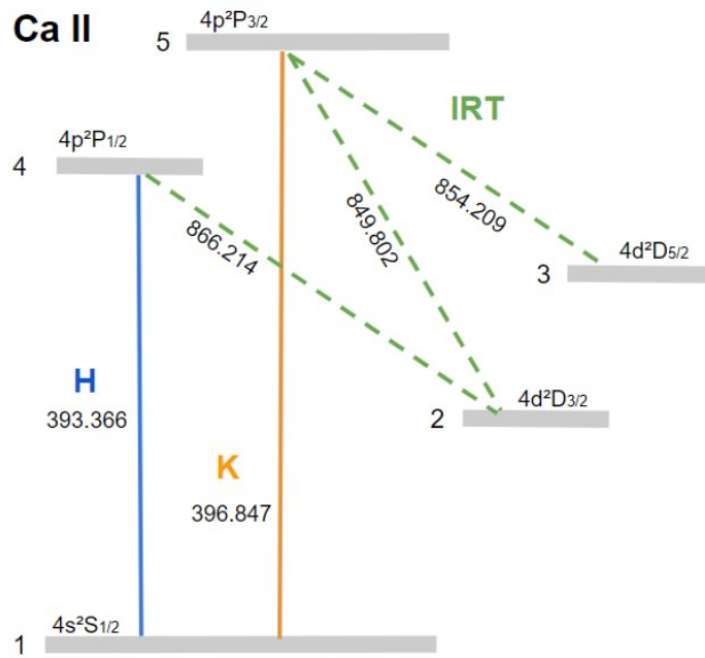


Figura 2.11: Estrellas de la red de Modelos en el diagrama HR

**Tabla 2.1:** Parámetros estelares de las estrellas modelo

SpT	Teff [K]	L [ $L_{\odot}$ ]	R [ $R_{\odot}$ ]	M [ $M_{\odot}$ ]
K5	4350	0.745	1.519	0.872
K7	4060	0.515	1.451	0.726
M1	3705	0.345	1.426	0.614
M3	3415	0.215	1.327	0.465
M5	3125	0.117	1.171	0.306

A cada estrella se le calculó una red de perfiles de línea para una variedad de transiciones, incluyendo las líneas de Balmer, Paschen y Brackett para hidrógeno y las líneas H, K y triplete infrarrojo de calcio II (Figura 2.12). En la Tabla 2.2 se encuentra los valores de la fuerza del oscilador para las líneas de Ca II, que son nuestro foco de atención y para la línea H $\alpha$  a modo de referencia.



**Figura 2.12:** Diagrama de niveles de energía en el átomo de Ca II

**Tabla 2.2:** Longitud de onda y fuerza del oscilador para la línea  $H\alpha$  y las líneas de Ca II.

Línea	Nombre	$\lambda$ [nm]	$f_{ik}$
H23	$H\alpha$	656.279	0.6418
Ca15	Ca II K	393.366	0.6820
Ca14	Ca II H	396.847	0.3300
Ca25		849.802	0.0120
Ca35		854.209	0.0720
Ca24		866.214	0.0590

La red consta de seis tipos de geometrías diferentes, caracterizadas por el radio interior  $r_{in}$  y el radio exterior  $r_{mo}$  de la magnetosfera en el disco. Se clasifican según su extensión  $r_{in}$  en pequeña (S), mediana (M) y grande (L) y según su grosor ( $\Delta r_m = r_{mo} - r_{mi}$ ) en delgada (N) y ancha (W), (ver [Tabla 2.3](#)). Además, se consideran trece valores de tasas de acreción de masa, partiendo de  $\log \dot{M} = -7.00 M_{\odot} yr^{-1}$  y disminuyendo en pasos de  $-0.25 M_{\odot} yr^{-1}$ , siendo el ultimo valor  $\log \dot{M} = -10.00 M_{\odot} yr^{-1}$ . Los limites inferior y superior para  $T_{max}$  se construyeron para tres rangos de tasas de acreción, y se encuentran reportados en la [Tabla 2.4](#).

**Tabla 2.3:** Valores del radio interior y grosor de la magnetosfera

	$r_{mi}$ [ $R_*$ ]	Ancho [ $R_*$ ]	Siglas
G01	2.0	0.5	SN
G02	2.0	1.0	SW
G03	3.5	0.5	MN
G04	3.5	1.0	MW
G05	5.0	0.5	LN
G06	5.0	1.0	LW

**Tabla 2.4:** Limites superiores e inferiores de  $T_{max}$  según la tasa de acreción

$\log \dot{M} [M_{\odot} yr^{-1}]$	$T_i$ [K]	$T_s$ [K]
-7.00 a - 7.75	6500	10000
-8.00 a -8.75	7000	12000
-9.00 a -10.00	8500	14000

## 2.3. Resultados

Los perfiles de las líneas de Ca II muestran las asimetrías generales, componentes de absorción al rojo y alas de altas velocidades, observadas en los perfiles de las líneas de hidrógeno previamente estudiadas en [Muzerolle et al. \(2001\)](#), lo cual es de esperar ya que la geometría básica y los parámetros físicos son los mismos. No obstante, las líneas de Ca II tienen propiedades diferentes que las líneas de hidrógeno por lo que es necesario examinar en detalle cómo las formas del perfil se ven afectadas por los parámetros del modelo. Como muestra representativa, hemos optado por centrarnos en las líneas de Ca II, en específico en la línea Ca II K como ejemplo de las líneas en el espectro visible y la línea en Ca II 25 (Ca II 849.8 nm) como ejemplo de las líneas del triplete infrarrojo.

### 2.3.1. Efectos de la temperatura y densidad

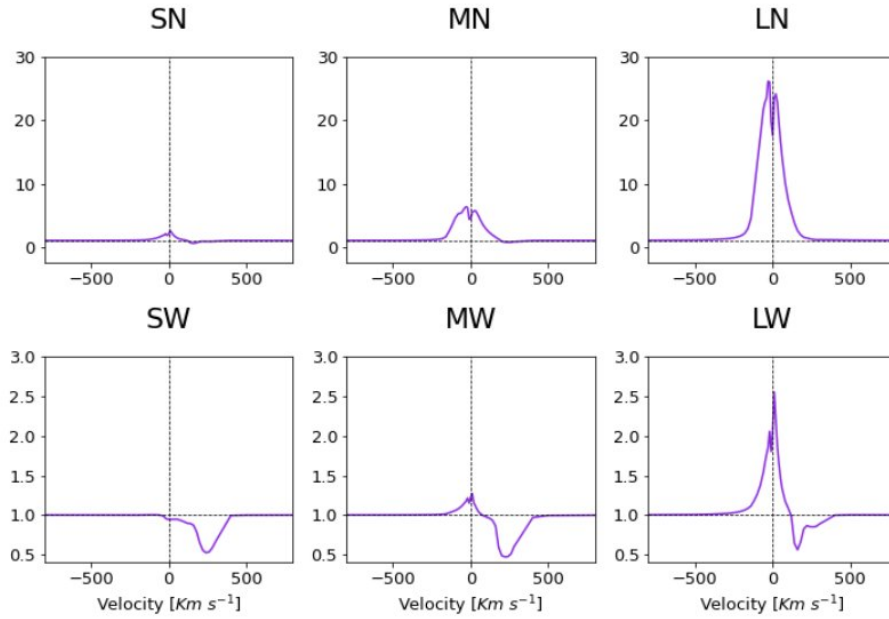
La [Figura 2.13](#) y la [Figura 2.14](#) muestran la apariencia de las líneas K y 849.8nm en función de la temperatura (caracterizada por el valor máximo de la distribución de temperaturas) y la densidad (caracterizado por la tasa de acreción de masa) respectivamente, para una magnetosfera MN con una inclinación de  $60^\circ$  con respecto a la línea de visión. A grosso modo, el flujo aumenta a medida que la temperatura aumenta; a mayores densidades y temperaturas, mayor es la profundidad óptica y por tanto los flujos de línea son mayores, aumentando el ensanchamiento de las líneas, produciendo perfiles más simétricos.

De manera más detallada, para las temperaturas y densidades más bajas las funciones de la fuente de línea son pequeñas en comparación con la intensidad del continuo ( $\eta_l < \eta_c$  en la [Ecuación 2.10](#)); por ende, hay poca o ninguna emisión y una clara absorción corrida al rojo. A mayores densidades y temperaturas, las profundidades ópticas de la línea y las funciones fuente aumentan; así también lo hace la línea de flujo. El ensanchamiento de las alas comienza a aparecer y a crecer, eventualmente llenando la absorción desplazada al rojo, causando que los perfiles de línea tengan mayor simetría; en este punto, el término dominante en la [Ecuación 2.10](#) es el de emisión (término a la derecha). A temperaturas y densidades más altas el flujo comienza a estabilizarse o disminuir como resultado de que la emisión del continuo se vuelve ópticamente gruesa, dejando de ser despreciable y provocando una absorción de línea por la emisión del continuo (en exceso a la del choque de acreción) producida.

En comparación a los perfiles de las líneas Ca II H y Ca II K, las líneas del triplete tienen alas

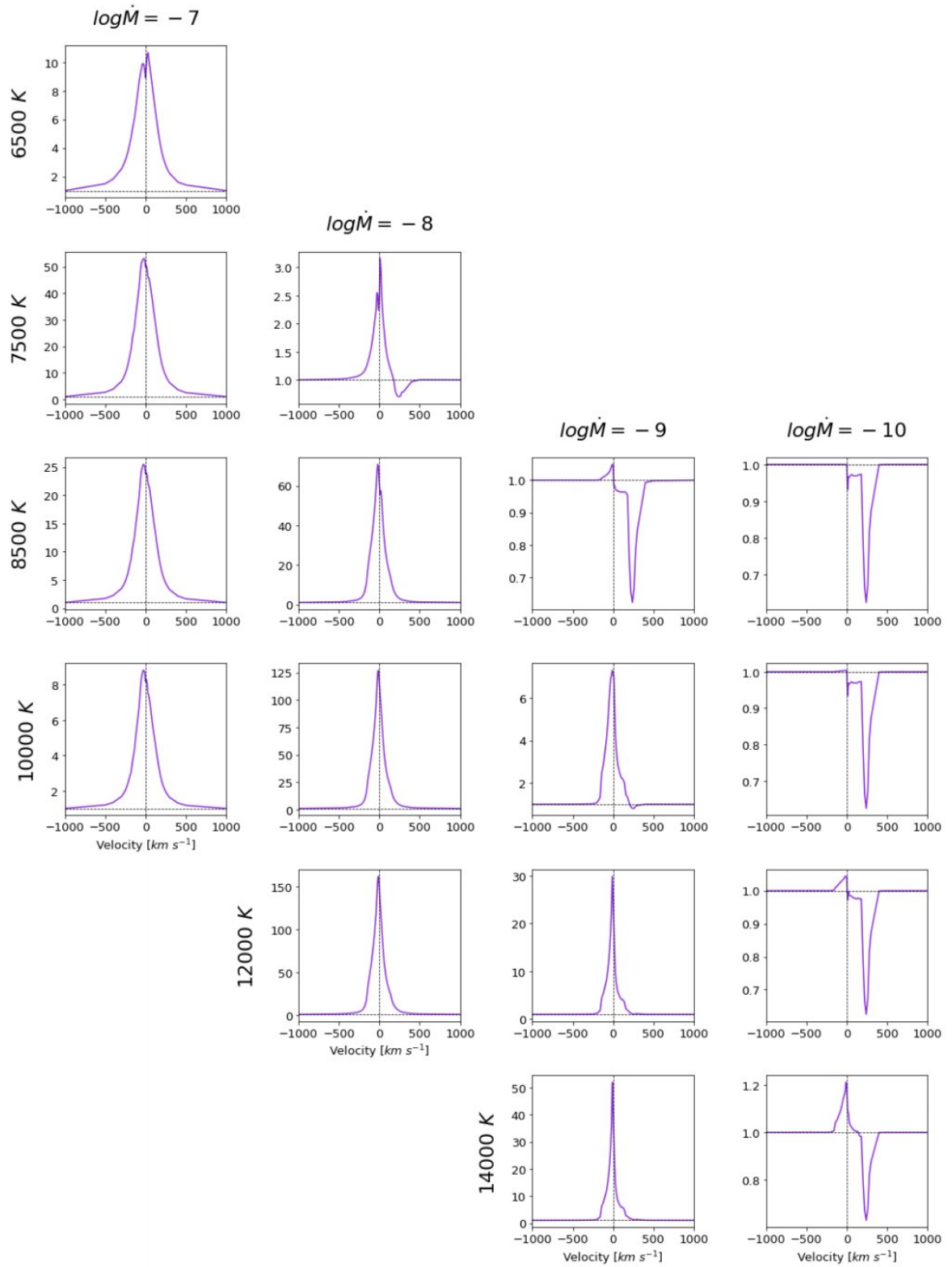
menos prominentes y menores flujos para un mismo conjunto de parámetros, siendo los perfiles delgados y con picos punteagudos. Esto es debido principalmente a que las líneas del triplete tienen una fuerza del oscilador mucho menor a las líneas H y K de calcio; por lo que absorben menos fotones y necesitan temperaturas y densidades (tasa de acreción) más altas para que reproduzcan perfiles similares al de una línea de Ca II K (o Ca II H).

### 2.3.2. Efectos de la geometría

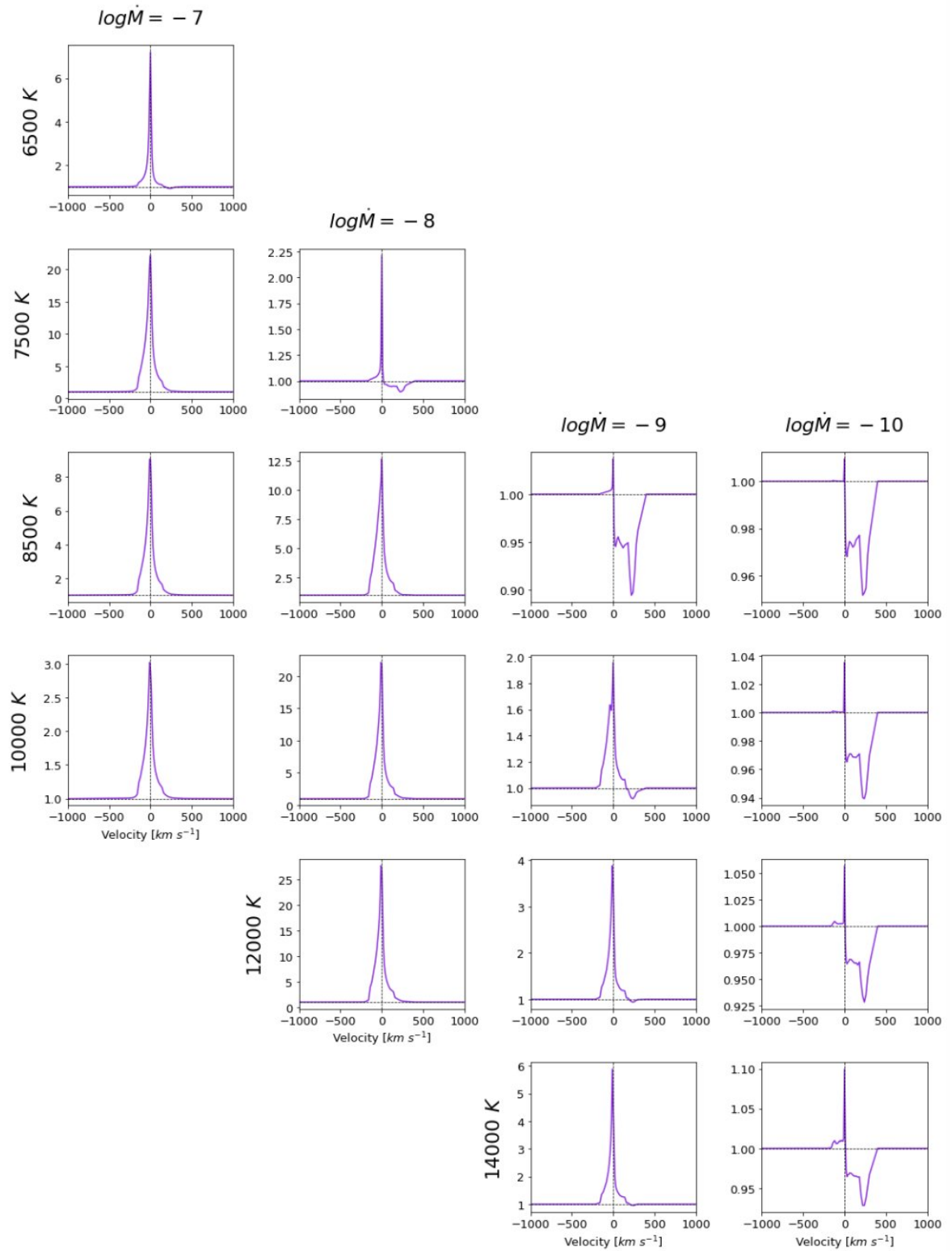


**Figura 2.15:** Red de perfiles de los modelos para Ca II K mostrando los efectos de la Geometría de la magnetosfera sobre el flujo (relativo al continuo). Todos los modelos corresponden a un tipo espectral K7 con parámetros  $T_{max} = 8000K$ ,  $\log \dot{M} = -8.25 M_{\odot} yr^{-1}$ ,  $i = 60^{\circ}$ .

La [Figura 2.15](#) muestra una comparación de los perfiles de la línea K para las distintas geometrías magnetosféricas, para el mismo valor de temperatura, tasa de acreción e inclinación. La diferencia significativa entre las diferentes geometrías radica en la asimetría y el ancho del perfil. A medida que aumenta el  $r_{mi}$ , el volumen de emisión es mas grande, lo que incrementa el flujo emitido (aumenta la contribución del segundo termino del lado derecho de la [Ecuación 2.10](#)); razón por la cual, para las geometrías grandes (LN, LW) se tienen líneas más fuertes en comparación a las líneas obtenidas con magnetosferas pequeñas para el mismo conjunto de parámetros. Los perfiles estrechos en los casos de magnetosferas grandes se deben a volúmenes más pequeños de gas de alta velocidad en relación con el gas de baja velocidad, mientras que el aumento de la simetría es el resultado de una disminución del efecto de ocultación de la estrella y el disco.



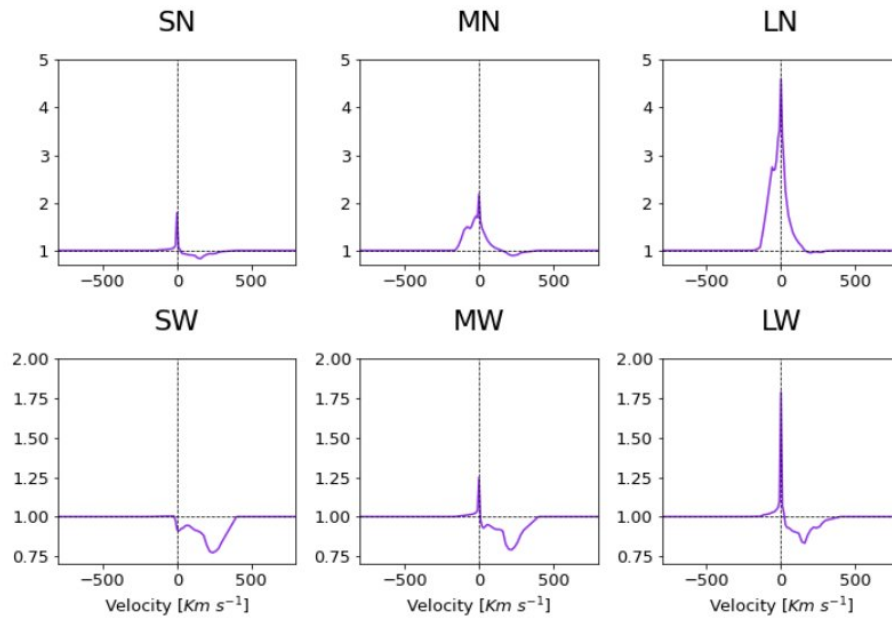
**Figura 2.13:** Red de perfiles de los modelos para Ca II K mostrando los efectos de la tasa de acreción de masa (en  $M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ ) y temperatura sobre el flujo (relativo al continuo). Todos los modelos se calculan con las dimensiones magnetosféricas  $r_{mi} = 3.5R_*$ ,  $r_{mo} = 4.0R_*$  e  $i = 60^\circ$ .



**Figura 2.14:** Red de perfiles de los modelos para Ca II 849.8 nm mostrando los efectos de la tasa de acreción de masa (en  $M_{\odot} yr^{-1}$ ) y la temperatura sobre el flujo (relativo al continuo). Todos los modelos corresponden a un tipo espectral K7 con las dimensiones magnetosféricas  $r_{mi} = 3.5R_*$ ,  $r_{mo} = 4.0R_*$  e  $i = 60^{\circ}$ .

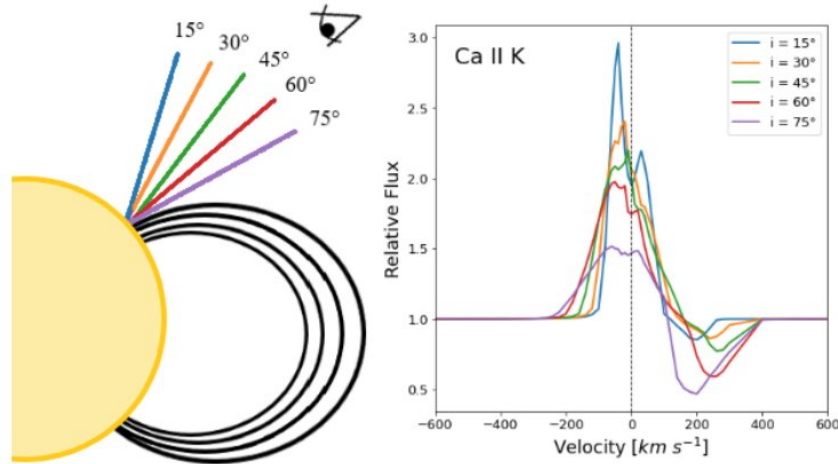
Las magnetosferas delgadas, para una tasa de acreción dada, tienen densidades más altas que sus contrapartes anchas debido a la conservación de flujo-masa. Para un conjunto de parámetros específicos, si el grosor de la magnetosfera aumenta, se tendrá la misma cantidad de material en la columna pero distribuida en un área mas grande; por lo tanto, la densidad es menor. Consecuentemente, en las geometrías delgadas las profundidades ópticas son más altas y las alas tienen crecimiento más rápido, produciendo perfiles con líneas mas fuertes y alas mas prominentes. A su vez, en estas geometrías es mas difícil reproducir la absorción corrida al rojo, siendo esta más fuerte para las geometrías pequeñas (mayor el área, mayor la probabilidad de absorción), obteniendo perfiles más simétricos.

Cabe destacar que, debido a la naturaleza de la fuerza del oscilador para las líneas del triplete infrarrojo, estas son más sensibles a los efectos de la geometría que las líneas H y K; principalmente, son mas sensibles a los cambios en el grosor de la magnetosfera ya que estas influyen directamente en la densidad (Figura 2.16).



**Figura 2.16:** Red de perfiles de los modelos para Ca II 849.8nm mostrando los efectos de la Geometría de la magnetosfera sobre el flujo (relativo al continuo). Todos los modelos corresponden a un tipo espectral K7 con parámetros  $T_{max} = 8000K$ ,  $\log \dot{M} = -8.25 M_{\odot}yr^{-1}$ ,  $i = 60^{\circ}$  y .

### 2.3.3. Efectos de la inclinación y la componente de absorción corrida al rojo



**Figura 2.17:** Esquema del efecto de la inclinación de la línea de visión en el perfil de las líneas. Todos los modelos corresponden a un tipo espectral K7 con parámetros  $T_{max} = 9500K$ ,  $\log \dot{M} = -8.50 M_{\odot} yr^{-1}$  y dimensiones magnetosféricas  $r_{mi} = 2.0R_{*}$ ,  $r_{mo} = 3.0R_{*}$

En la [Figura 2.17](#) se muestra el efecto de la inclinación sobre el perfil de una línea. A inclinaciones bajas, el perfil es relativamente simétrico y delgado debido a la falta de gas de alta velocidad a lo largo de la línea de visión y a la pequeña cantidad de ocultación estelar. A medida que la inclinación aumenta, se ve material con velocidades mayores y una mayor parte de la magnetosfera está bloqueada por la estrella (y en menor medida, el disco), mientras que la línea de visión hacia el choque de acreción se mueve a través de material de mayor velocidad. Por lo tanto, las líneas se vuelven más anchas y asimétricas y la componente de absorción desplazada al rojo se vuelve más prominente. A temperaturas más altas los efectos de la inclinación disminuyen con el ensanchamiento de la línea.

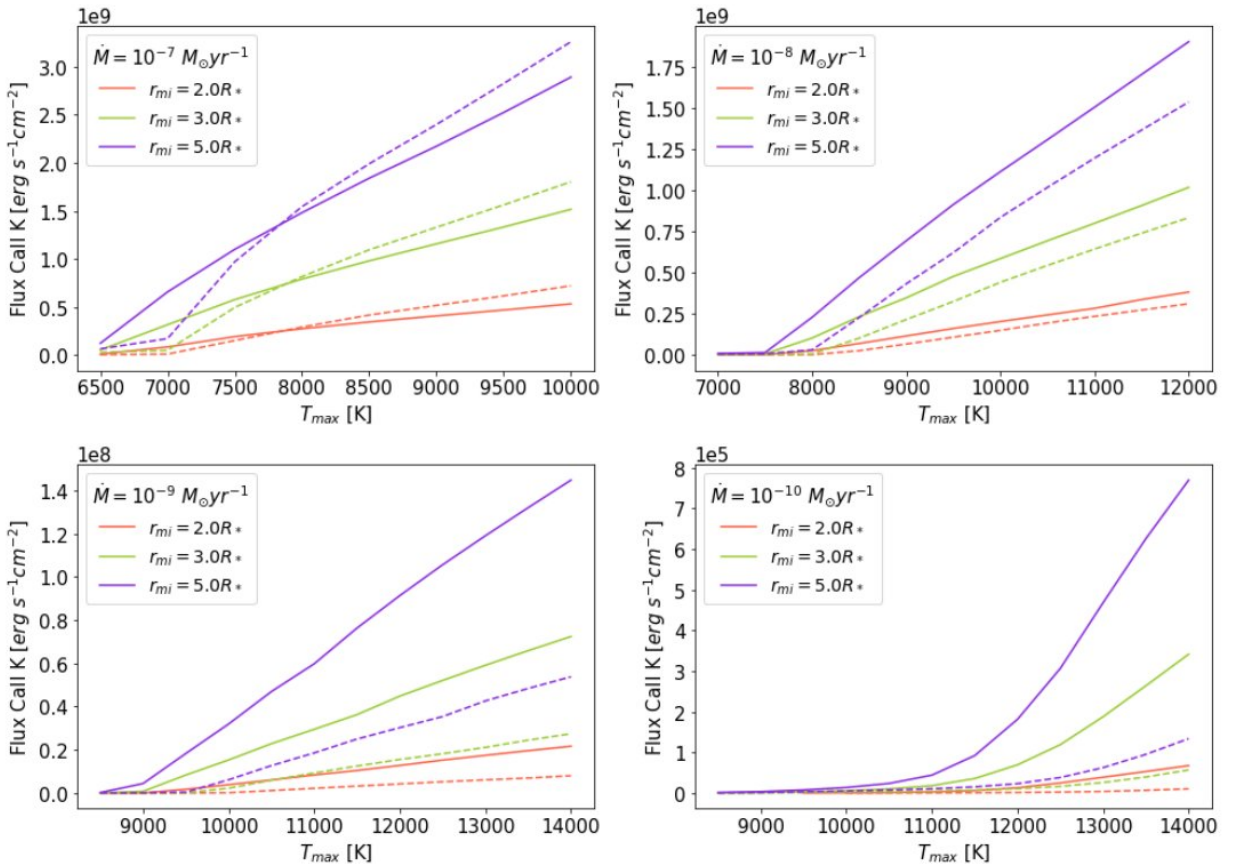
Por otra parte, los efectos de transferencia radiativa también son importantes para determinar si una línea formada en la magnetosfera exhibe una absorción corrida al rojo. En términos de los efectos por la profundidad óptica, las líneas de alta opacidad se termalizan incluso en las alas en flujos de alta densidad, pero este efecto se vuelve menos importante para las líneas de menor opacidad ([Muzerolle et al., 2001](#)). Por lo que, la presencia de la componente de absorción corrida al rojo puede ser rara en estrellas con altas tasas de acreción de masa, pero obvias en los acretores más lentos, como en el caso para  $H\alpha$  en la estrella RECX11 con  $\dot{M} = 3e^{-10} M_{\odot} yr^{-1}$  ([Ingleby et al., 2013](#)) o los bajos acretores de [Thanathibodee et al. \(2020, 2021\)](#). En algunos casos, la absorción

corrida al rojo se produce sólo en un pequeño rango de fases de rotación; específicamente, cuando la alineación del flujo a lo largo de la línea visión es óptima.

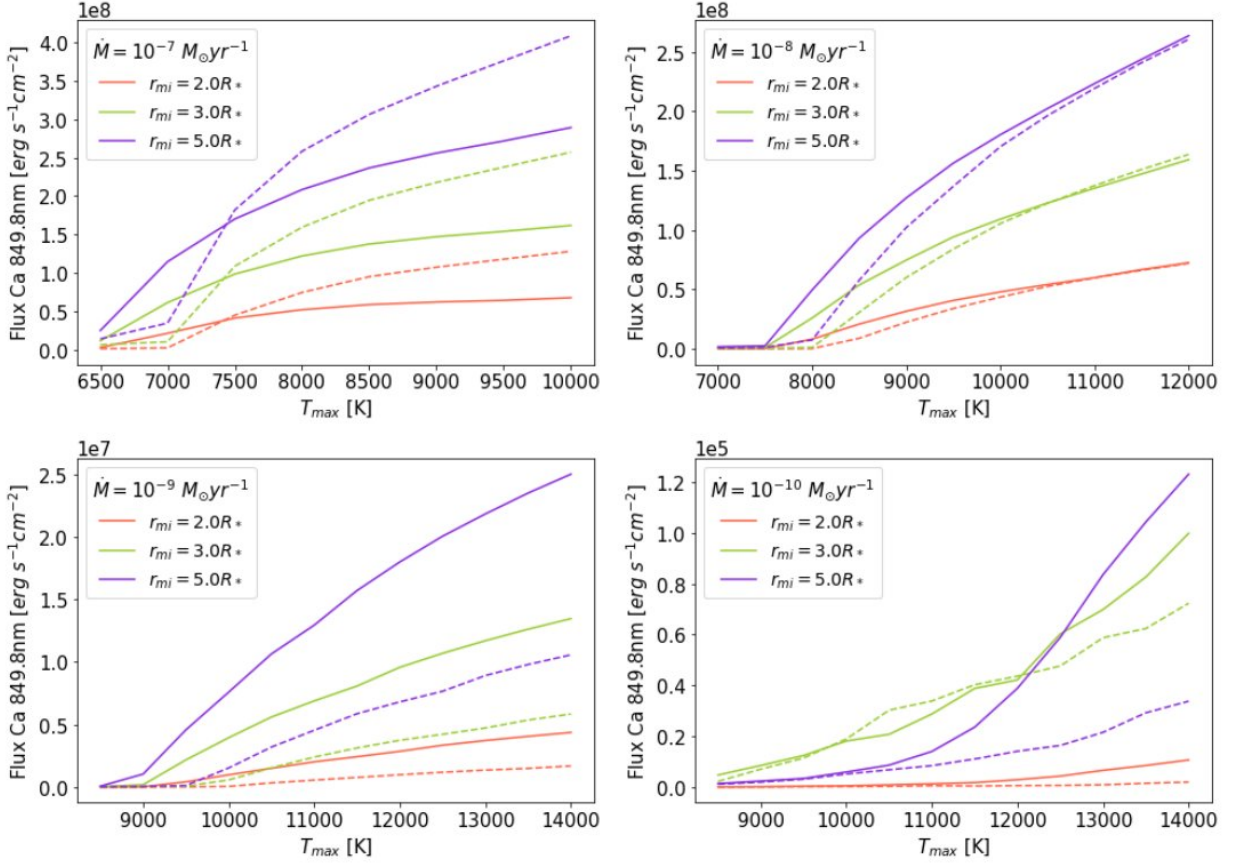
### 2.3.4. Flujos

La [Figura 2.18](#) y la [Figura 2.19](#) muestran el comportamiento de los flujos (en la superficie de la estrella) para las líneas K y 849.8 nm, respectivamente, de los modelos con respecto a la temperatura para cada geometría y cuatro valores representativos de tasa de acreción, sin considerar la fracción del flujo en absorción. Es decir, al realizar el cálculo del flujo ([Ecuación 2.13](#)), se considera 0 todo lo que este por debajo del continuo.

$$f_l = \int (f_{\lambda,mod} - f_{cont,mod}) d\lambda \quad (2.13)$$



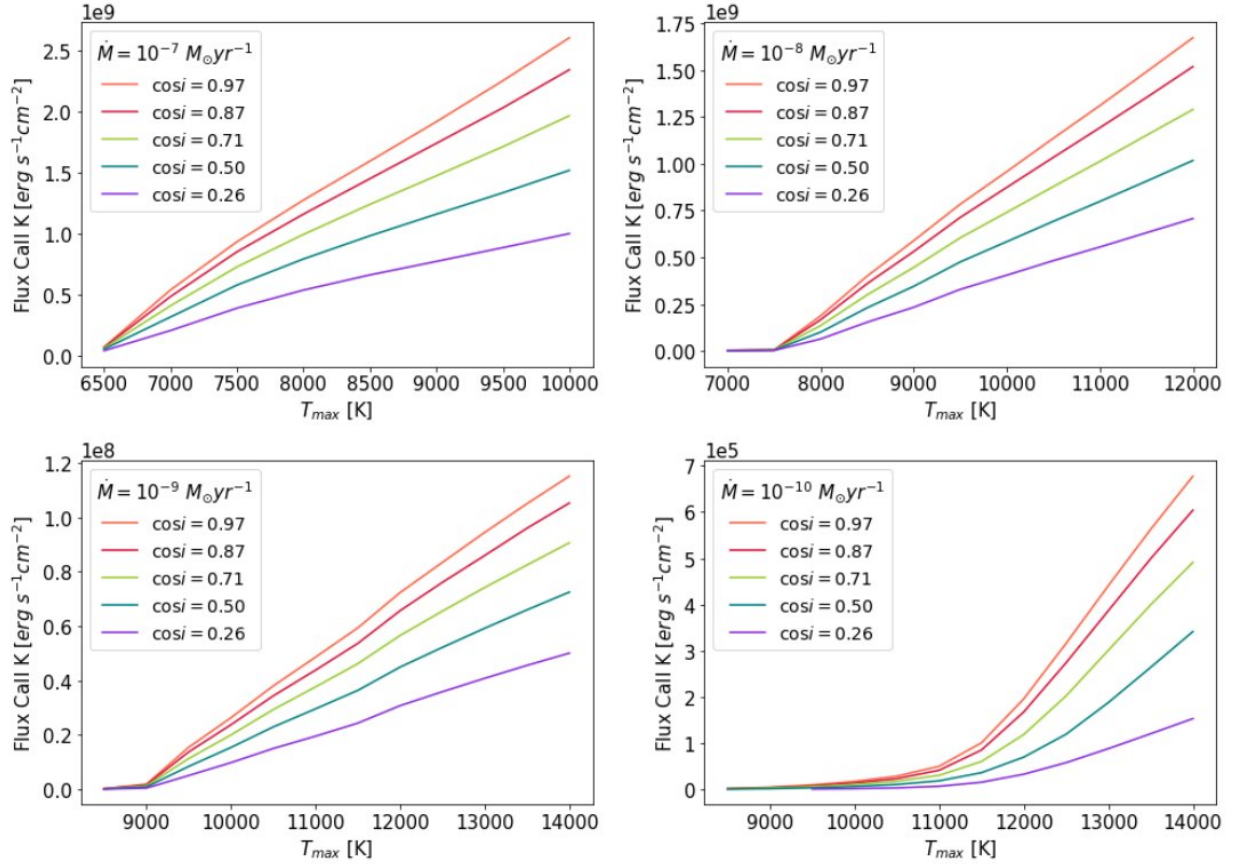
**Figura 2.18:** Flujos de los modelos para la línea Ca II K, como función de la temperatura y la tasa de acreción con una inclinación de  $i = 60^\circ$ . Las líneas sólidas corresponden a los casos con geometrías delgadas, las líneas punteadas a los casos con geometrías anchas.



**Figura 2.19:** Flujos de los modelos para la línea Ca II 849.8nm como función de la temperatura y la tasa de acreción con una inclinación de  $i = 60^\circ$ . Las líneas sólidas corresponden a los casos con geometrías delgadas, las líneas punteadas a los casos con geometrías anchas.

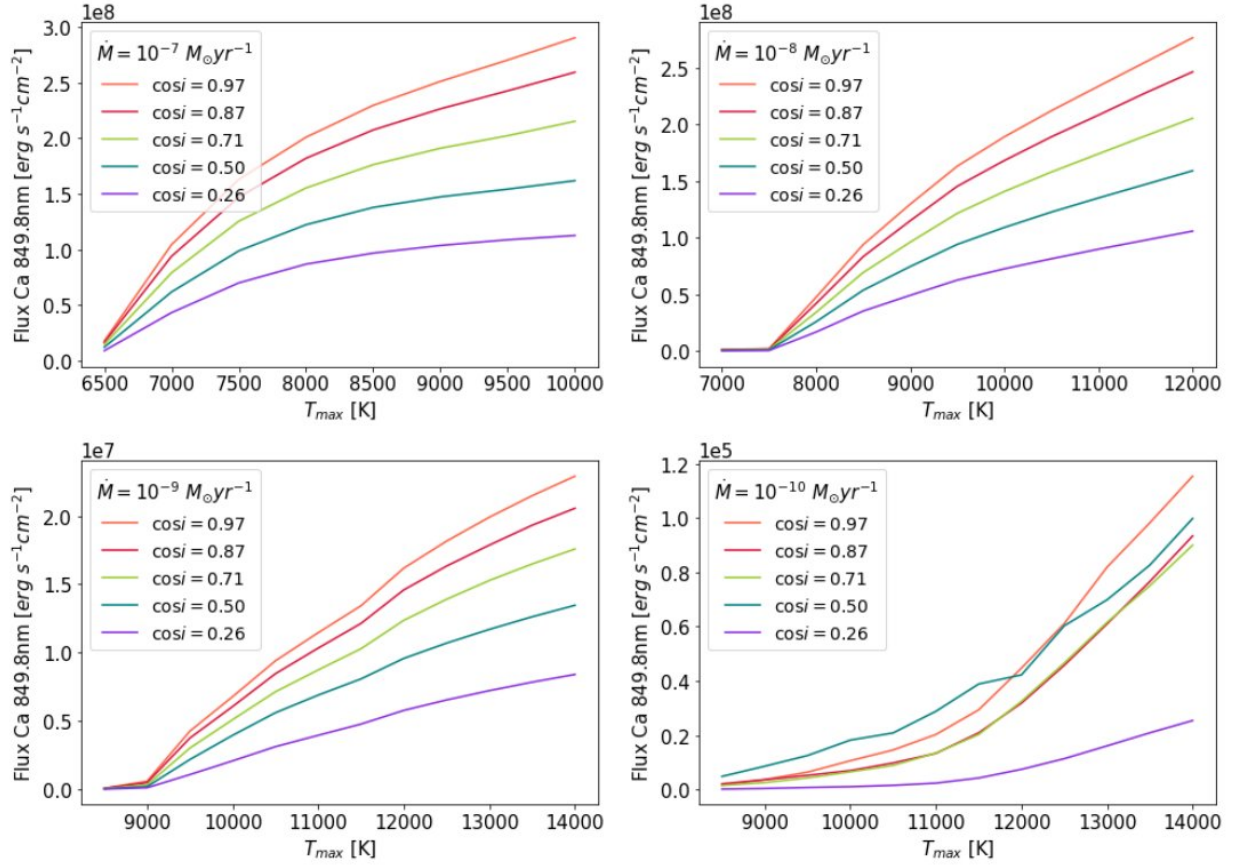
Como era de esperarse, el flujo de la línea aumenta con el aumento de temperatura. Sin embargo, a altas tasas de acreción y altas temperaturas, el flujo comienza a estabilizarse, dando como resultado que la emisión del continuo se vuelva ópticamente gruesa, siendo este efecto más significativo para las líneas del triplete infrarrojo; a tasas de acreción más bajas, la profundidad óptica nunca es lo suficientemente alta como para entrar en este régimen.

El tamaño de la magnetosfera tiene un efecto considerable sobre el flujo de la línea; los casos con geometrías grandes ( $r_{mi} = 5.0R_*$ ) generalmente tienen flujos mucho mayores, hasta casi un orden de magnitud mayor que sus contrapartes pequeñas ( $r_{mi} = 2.0R_*$ ), debido a los volúmenes de emisión mucho mayores. El grosor de la magnetosfera tiene un efecto menor; los casos estrechos suelen ser algo más fuertes debido a que las densidades y las funciones de fuente son más altas, solo para los casos de altas tasas de acreción y altas temperaturas se observa que los casos anchos igualan o sobrepasan a sus contrapartes estrechas.



**Figura 2.20:** Flujos de los modelos para la línea Ca II K, como función de la tasa de acreción y la inclinación de la línea de visión., para una geometría de  $R_i = 3.5 R_*$  y  $\Delta R = 0.5 R_*$ .

En la [Figura 2.20](#) y la [Figura 2.21](#) se muestra la influencia del ángulo de inclinación de la línea de visión sobre el flujo de la línea. Este afecta a los flujos de manera menos significativa que la geometría de la magnetosfera. Análogamente al análisis del comportamiento de los perfiles de los modelos para este parámetro, se tienen flujos mas grandes para inclinaciones pequeñas, debido a que existe menor ocultación de la estrella a causa del disco y disminuye a medida que la inclinación aumenta y los efectos de la absorción de corrida al rojo y ocultación se vuelven más importantes.



**Figura 2.21:** Flujos de los modelos para la línea Ca II 849.8nm, como función de la tasa de acreción y la inclinación de la línea de visión., para una geometría de  $R_i = 3.5 R_*$  y  $\Delta R = 0.5 R_*$ .

# Capítulo 3

## Observaciones

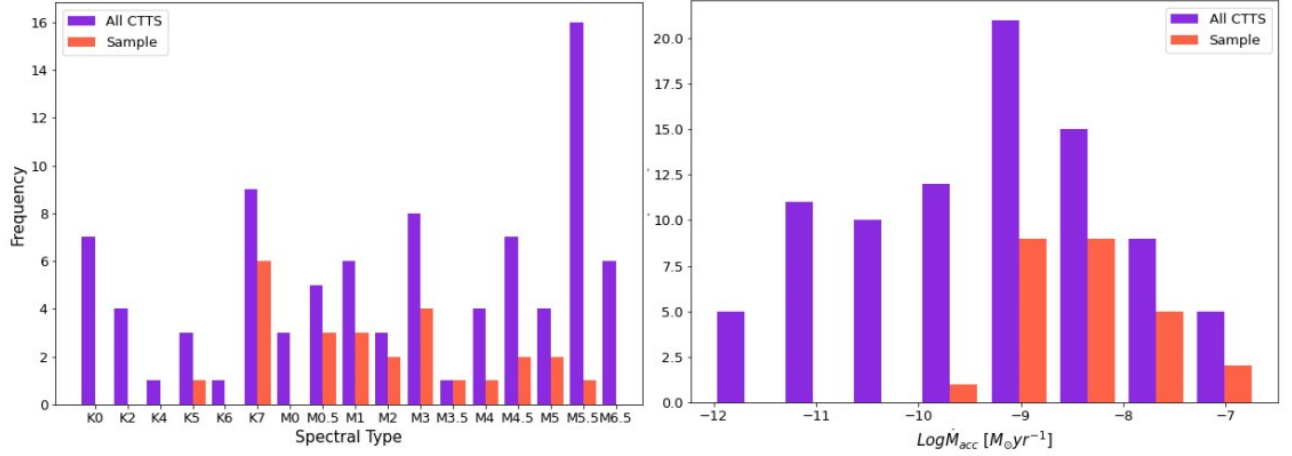
La muestra de observaciones consiste en 26 CTTS y 13 WTTS, todas observadas con el espectrógrafo X-Shooter. Las CTTS forman parte de la muestra de CTTS de la región de Camaleón I (Cha I) presentada en [Manara et al. \(2017b, M17b\)](#) mientras que las WTTS son tomadas de la librería de estrellas pre-secuencia principal de [Manara et al. \(2013, M13\)](#) a excepción de RXJ1540.7-3756 que forma parte de la librería de WTTS presentada en [Manara et al. \(2017a, M17a\)](#).

### 3.1. Descripción de las observaciones

#### 3.1.1. Descripción de la muestra de CTTS

Para las CTTS nos enfocaremos en la región de Camaleón I (Cha I), una de las tres nubes moleculares de la constelación Camaleón; su ubicación aislada con respecto a otros grupos estelares jóvenes, su modesta extinción y su proximidad hacen de la región de  $\sim 2 - 3 \text{ Myr}$  ([Luhman, 2008](#)) una región ideal para estudiar formación estelar de baja masa. La muestra de 93 objetos de Cha I de M17b comprende el 97% de los objetos estelares jóvenes portadores de disco de la región, reuniendo 37 objetos estudiados en [Manara et al. \(2014\)](#) (M14) y [Manara et al. \(2016\)](#) (M16) con los 56 objetos estudiados en M17b.

Como primera selección, restringimos la muestra a las estrellas con tipos espectrales entre K5 y M6 con tasas de acreción entre  $10^{-7}$  y  $10^{-10} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ , de manera que las estrellas estén dentro del espacio de parámetros de los modelos. Es notable que una proporción considerable de CTTS son bajos acretores, por lo cual al limitar nuestra muestra al espacio de parámetros de los modelos se está excluyendo a más de la mitad de las CTTS de Cha I, obteniendo un total de 47 objetos para la primera selección.



**Figura 3.1:** Comparación de la distribución de los tipos espectrales (izquierda) y tasas de acreción (derecha) entre las CTTS de Camaleón I presentadas en M17b y la muestra final (Sample) a estudiar

Sin embargo, a tasas de acreción bajas las líneas dejan de ser detectables (menor densidad), efecto que es más notable si la estrella en cuestión es más fría. Por esta razón, excluir estrellas con una tasa de acreción menor a  $10^{-10} M_{\odot} yr^{-1}$  no genera una pérdida significativa de data para el estudio. Posteriormente, se realizó una segunda selección de estrellas basándose en la calidad del espectro del objeto; es decir, descartando los espectros con baja señal al ruido, obteniendo así la muestra final de 26 CTTS.

La [Figura 3.1](#) muestra la comparación de SpT y tasas de acreción entre los 93 objetos presentados en M17b y la muestra final de 26 objetos. Para nuestra muestra final adoptamos los parámetros estelares presentados por M17b, M16 y M14, obtenidos modelando el choque de acreción en el espectro previamente corregidos por pérdidas por rendija fina<sup>1</sup>, usando la relación  $SpT - T_{eff}$  de [Luhman et al. \(2003\)](#) para estrellas de tipo espectral M, la relación de [Kenyon & Hartmann \(1995\)](#) para estrellas más tempranas, los modelos de evolución pre-secuencia principal de [Baraffe et al. \(2015\)](#) para las estrellas con  $M_* > 1.4 M_{\odot}$  y los modelos de [Siess et al. \(2000\)](#) para las demás estrellas. Cabe destacar que aunque adoptamos la distancia usada en M17b, M16 y M14 para la región [Luhman \(160 – 165 pc 2008\)](#), estudios más recientes ubican a 191.4 y 186.7 pc ([Galli et al., 2021](#)) a los subgrupos de estrellas norte y sur de Camaleón I. Los valores de los parámetros estelares están reportados en la [Tabla 3.1](#).

<sup>1</sup>Los espectros de los 93 objetos de Camaleón fueron enviados gentilmente por C. Manara

**Tabla 3.1:** Parámetros estelares de la muestra de CTTS

Nombre	SpT	$T_{eff}$ [K]	$A_V$	$L_* [L_\odot]$	$L_{acc}/L_*$	$\text{Log } \dot{M}$	$M_* [M_\odot]$	Ref
T10	M4	3270	1.1	0.1	0.035	-9.22	0.23	M17b
T27	M3	3415	1.2	0.34	0.056	-8.36	0.29	M17b
T28	M1	3705	2.8	0.30	0.357	-7.92	0.48	M17b
T30	M3	3415	3.8	0.16	0.202	-8.31	0.30	M17b
J11085367-7521359	M1	3705	1.5	0.19	0.458	-8.15	0.51	M17b
T48	M3	3415	1.2	0.16	0.453	-7.96	0.3	M17b
T50	M5	3125	0.1	0.14	0.011	-9.34	0.17	M17b
J11432669-7804454	M5.5	3060	0.4	0.09	0.072	-8.71	0.14	M17b
Sz32	K7	4060	4.3	0.48	2.392	-7.08	0.78	M17b
Sz37	M2	3560	2.7	0.15	1.033	-7.82	0.41	M17b
CW Cha	M0.5	3780	2.1	0.18	0.785	-8.03	0.59	M17b
T3	K7	4060	2.6	0.18	0.312	-8.61	0.77	M16
T3 B	M3	3415	1.3	0.19	0.115	-8.43	0.29	M16
T4	K7	4060	0.5	0.43	0.013	-9.41	0.78	M16
TW Cha	K7	4060	0.8	0.38	0.058	-8.86	0.79	M16
T12	M4.5	3200	0.8	0.15	0.051	-8.7	0.19	M16
Hn 5	M5	3125	0.0	0.05	0.055	-9.28	0.16	M16
T23	M4.5	3200	1.7	0.32	0.070	-8.11	0.21	M16
Sz22	K5	4350	3.2	0.51	0.183	-8.34	1.01	M16
VW Cha	K7	4060	1.9	1.64	0.101	-7.6	0.67	M16
ESO-Ha-562	M1	3705	3.4	0.12	0.081	-9.24	0.56	M16
T40	M0.5	3780	1.2	0.55	0.602	-7.33	0.49	M16
T49	M3.5	3340	1.0	0.29	0.534	-7.41	0.25	M16
T51 B	M2	3560	0.5	0.09	0.134	-9.07	0.44	M16
Sz27	K7	4060	2.9	0.33	0.071	-8.86	0.80	M14
Sz45	M0.5	3780	0.7	0.42	0.165	-8.09	0.51	M14

**Nota.** El nombre completo para las estrellas T # es Ass Cha T 2 - #

### 3.1.2. Descripción de la muestra de WTTS

M13 y M17a en conjunto proporcionan una extensa biblioteca de estrellas pre-secuencia principal, reuniendo WTTS de diferentes tipos espectrales y con baja extinción ( $A_V < 0.2 \text{ mg}$ ). Con el objetivo de usar las WTTS para estudiar y calibrar la contribución intrínseca de la cromosfera en las CTTS, seleccionamos una WTTS representativa para cada tipo espectral en el rango de tipos espectrales de la muestra final de CTTS. Análogamente, adoptamos los parámetros presentados en M13 y M17a, donde para cada objeto la  $T_{eff}$  fue obtenida mediante la escala  $SpT - T_{eff}$  de [Luhman et al. \(2003\)](#) y la masa con los caminos evolutivos de [Baraffe et al. \(1998\)](#). Los parámetros estelares están reportados en la [Tabla 3.4](#).

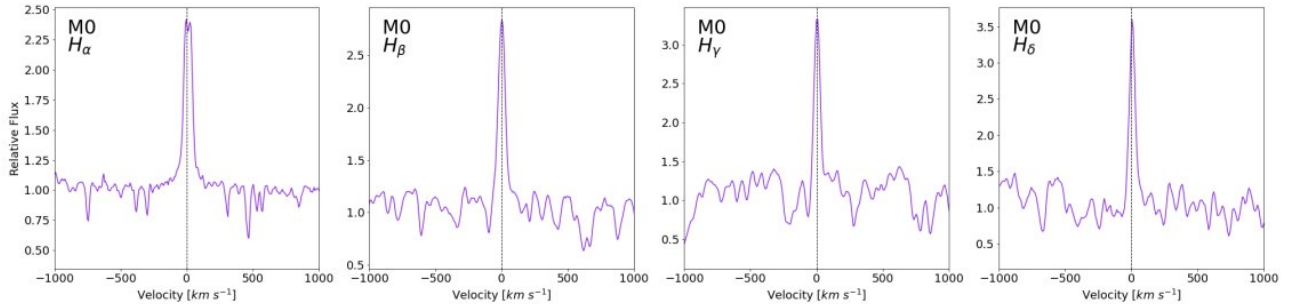
**Tabla 3.2:** Parámetros estelares de la muestra de WTTS

Nombre	SpT	$d$ [pc]	M [ $M_*$ ]	$T_{eff}$ [K]	Log $L/L_\odot$	Ref
TWA9A	K5	68	0.81	4350	-0.61	M13
RXJ1540.7-3756	K6	150	–	4205	-0.41	M17a
SO879	K7	360	1.07	4060	-0.29	M13
TWA25	M0	54	0.84	3850	-0.61	M13
TWA14	M0.5	96	0.73	3780	-0.83	M13
TWA13B	M1	59	0.68	3705	-0.70	M13
TWA2A	M2	47	0.55	3560	-0.48	M13
TWA9B	M3	68	0.37	3415	-1.17	M13
TWA15A	M3.5	111	0.30	3340	-0.95	M13
Sz94	M4	200	0.28	3270	-0.76	M13
SO797	M4.5	360	0.19	3200	-1.26	M13
Par-Lup3-2	M5	200	0.18	3125	-0.75	M13
SO999	M5.5	360	0.13	3060	-1.28	M13

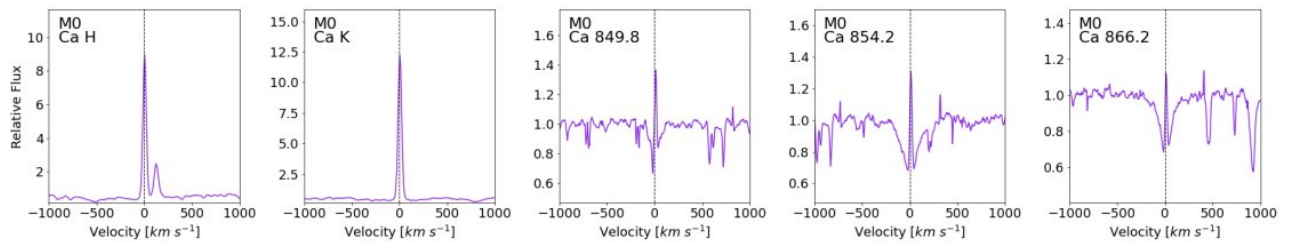
**Nota.** Las distancias reportadas por M13 y M17a se obtuvieron para los objetos de TW Hya por [Weinberger et al. \(2013\)](#); [Torres et al. \(2008\)](#); [Mamajek \(2005\)](#), para  $\sigma$  Ori de [Brown et al. \(1994\)](#) y para Lupus III de [Comerón \(2008\)](#).

## 3.2. Perfiles

En la [Figura 3.2](#) y la [Figura 3.3](#) se muestran los perfiles típicos de las líneas de Balmer y las líneas de Ca II para una WTTS de tipo espectral M0, respectivamente. Como era de esperarse, las líneas de Balmer muestran perfiles delgados carentes de las alas de alta velocidad, comportamiento que también es observado en las líneas H y K de Ca II. Sin embargo, en las líneas del triplete infrarrojo (IRT) de Ca II la emisión cromosférica no es lo suficientemente fuerte para llenar la componente en absorción de la fotosfera, por lo que la línea aparece como un corazón en emisión. Se debe resaltar que la línea de Balmer H $\epsilon$  y la línea de H de Ca II se encuentran mezcladas (Ca II H tiene  $\lambda = 396.847 \text{ nm}$  y H $\epsilon$  tiene  $\lambda = 397.0075 \text{ nm}$ ), por lo que cualquier medición de flujo de una de ambas líneas requerirá un proceso de descombinación de estas líneas, lo cual no es viable a baja resolución espectral.

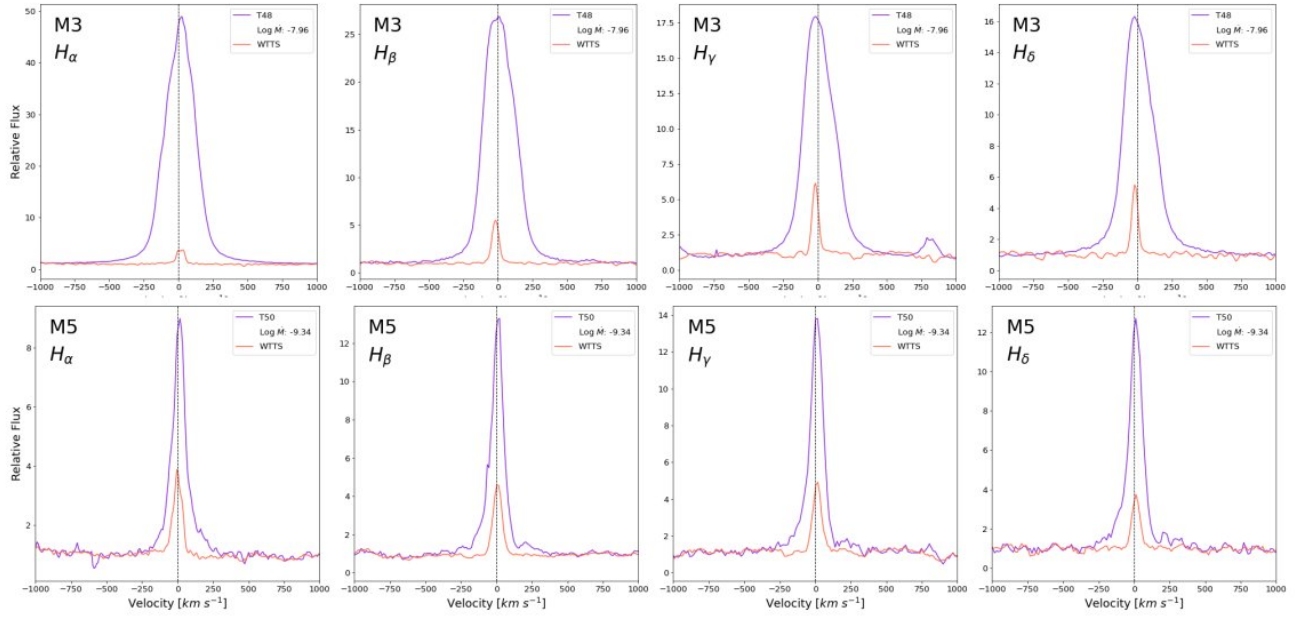


**Figura 3.2:** Perfiles de las líneas de Balmer para la WTTS TWA25 de tipo espectral M0



**Figura 3.3:** Perfiles de las líneas de Ca II para la WTTS TWA25 de tipo espectral M0

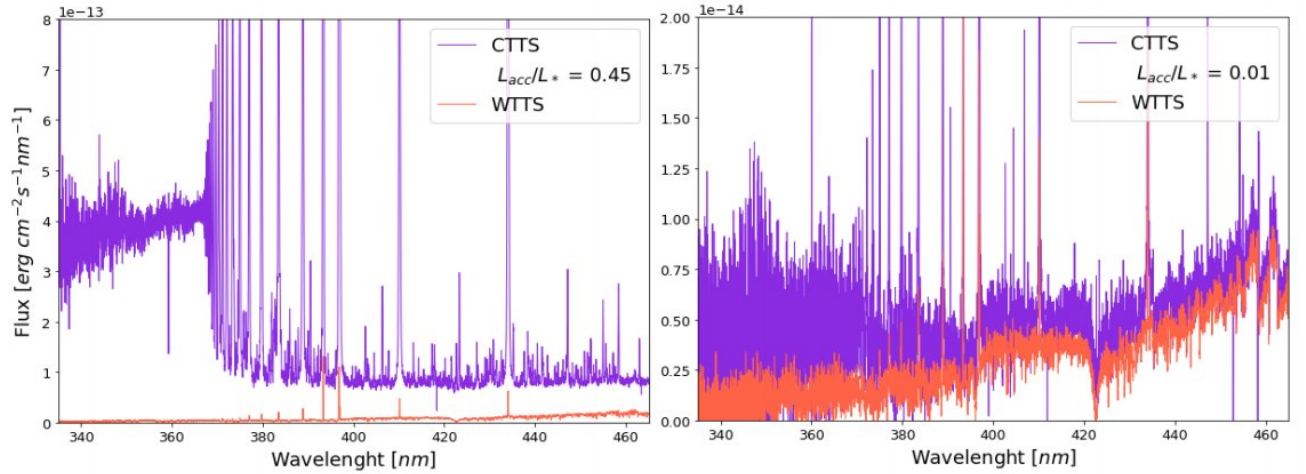
La galería completa de perfiles para las líneas de Balmer y Ca II de la muestra final de CTTS se encuentra en el [Apéndice A](#). A continuación se discutirán los aspectos generales más relevantes de los perfiles de las CTTS comparados con los de las WTTS.



**Figura 3.4:** Comparación de los perfiles de las líneas de Balmer entre WTTS y CTTS

En la [Figura 3.4](#) se muestra la comparación de los perfiles de hidrógeno entre WTTS y CTTS de mismos tipos espectrales; como se discutió previamente en la introducción, las CTTS exhiben flujos de emisión muchos mayores a las de las WTTS contando con la presencia de las características alas de alta velocidad, incluso en tipos espectrales tardíos, las cuales se hacen menos pronunciadas a medida que la tasa de acreción disminuye (disminuye la densidad).

Es importante resaltar que, debido al exceso de flujo en longitudes de onda pequeñas, el continuo de las CTTS, sobre todo en los altos acretores, no es comparable con el continuo de una WTTS (ver [Figura 3.5](#)), el continuo de la WTTS está significativamente por debajo del continuo de la CTTS. En las figuras presentadas en esta sección está graficado el flujo de la línea relativo al continuo, por lo que hay que tomar en cuenta la diferencia presente entre los continuos al momento analizar las imágenes; es decir, para un acretor alto, solo se pueden comparar la forma de los perfiles y no los flujos absolutos ya que aunque el flujo absoluto de la WTTS sea mayor, este en realidad va a ser menor porque el continuo esta a un nivel inferior.

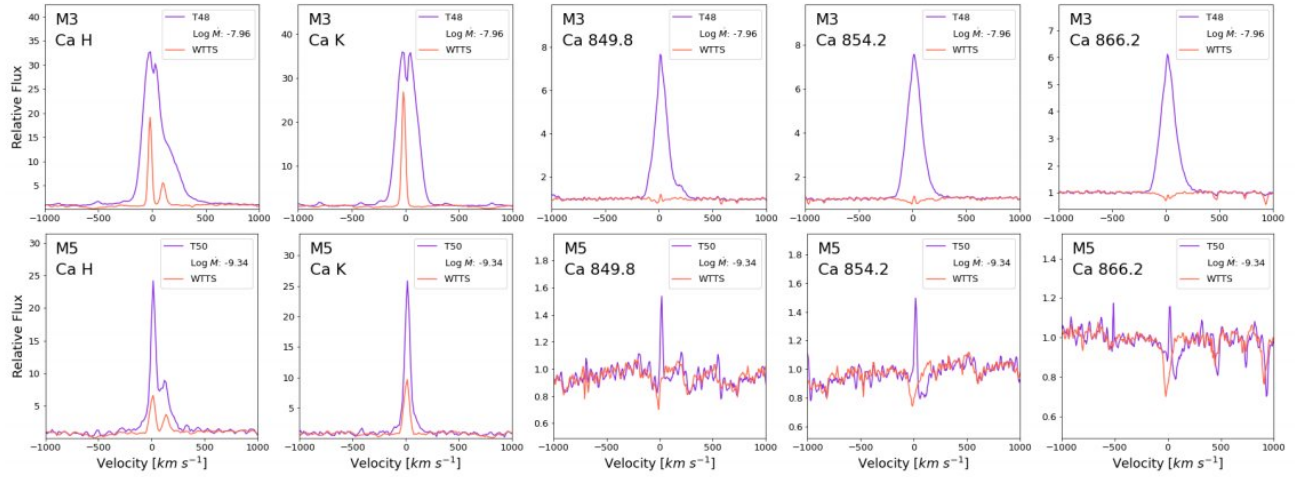


**Figura 3.5:** Comparación del nivel de continuo a longitudes de onda cortas para altos y bajos acretores. En la izquierda tenemos el espectro de T48, la cual esta acretando a una tasa de  $\log \dot{M} = -7.96$  y en la derecha tenemos el espectro de T50 con  $\log \dot{M} = -9.34$ .

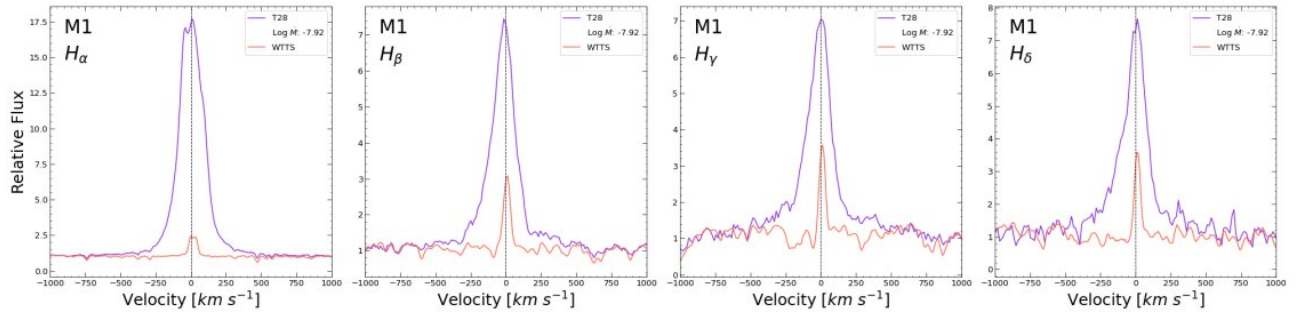
Por otra parte, los perfiles de las líneas de Ca II tienen un comportamiento mucho más complejo. En la [Figura 3.6](#) tenemos en la fila superior a T48, una estrella con una tasa de acreción típica de  $\log \dot{M} = -7.98 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ ; esta estrella exhibe flujos más altos que los esperados en una WTTTS de su mismo tipo espectral, con alas de velocidades cercanas a las de caída libre, comportamiento mucho más notable en las líneas del IRT. A tasas de acreción más bajas, la emisión magnetosférica disminuye y el perfil se torna esencialmente cromosférico, como se muestra en la fila inferior de la Figura. T50 exhibe líneas que ya no presentan alas de velocidades de caída libre pero que aun así conservan ciertas características de la acreción magnetosférica, como en el caso de la línea de Ca II 854.2 nm, donde se observa una absorción corrida al rojo. Ambos casos son esperados para CTTS, donde se observan comportamientos análogos a los predichos por los modelos ([Sección 2.3](#)).

Un comportamiento no esperado pero encontrado en ciertas CTTS se muestra en la [Figura 3.7](#) y la [Figura 3.8](#), donde las líneas de Balmer exhiben perfiles claramente magnetosféricos con flujos de emisión altos comparados a los esperados en una WTTTS y alas de altas velocidades, consistentes con la tasa de acreción alta de la CTTS, pero de Ca II son débiles en comparación a las de una WTTTS de su mismo tipo espectral. Aunque las líneas H y K de Ca II siguen presentando las alas a altas velocidades, las líneas del IRT son esencialmente cromosféricas. Teniendo en cuenta que la tasa de acreción es derivada a partir del modelaje del salto de Balmer, este comportamiento parece indicar un déficit de calcio en las columnas de acreción, aspecto que se explorará más adelante.

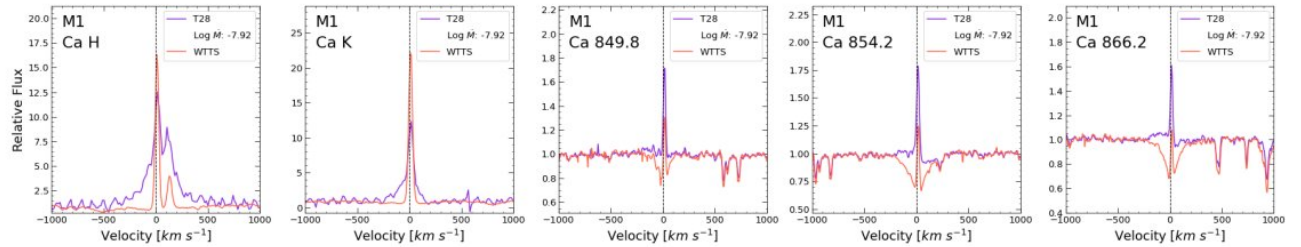
Nótese que para las CTTS la línea H de Ca II y la línea de Balmer H $\epsilon$  no se pueden resolver;



**Figura 3.6:** Comparación de los perfiles de las líneas de Ca II entre WTTS y CTTS



**Figura 3.7:** Perfiles de las líneas de Balmer para la CTTS T28 de tipo espectral M1



**Figura 3.8:** Perfiles de las líneas de Ca II para la CTTS T28 de tipo espectral M1

en principio, debido a las alas de altas velocidades presentes para cada línea, lo que hace que las mediciones con los procedimientos de descombinación sean poco viables. En consecuencia, obviamos ambas líneas de los análisis presentados a continuación.

### 3.3. Flujos

Se determinó el flujo de cada línea estimando el continuo del espectro usando el modulo *fit\_generic\_continuum* de la librería *Specutils* de Astropy (Earl et al., 2021) para: 1. Las líneas de

Balmer, considerando una región de  $\pm 10 \text{ nm}$  alrededor del centro de la línea, 2. Las líneas H y K de Ca II, considerando un solo continuo para ambas líneas debido a su cercanía dentro de una región de  $\pm 15 \text{ nm}$  del centro de las líneas y 3. Las líneas del IRT donde, de nuevo, debido a su cercanía se calculó un solo continuo comprendido entre  $\pm 15 \text{ nm}$  del centro de las líneas a los extremos. Cabe destacar que los espectros fueron previamente des-enrojecidos siguiendo la ley de [Cardelli et al. \(1989\)](#) (a excepción de las WTTS donde se considera  $A_V \sim 0$ ) y corregidos por velocidad heliocéntrica.

Siguiendo el procedimiento mostrado en [Alcalá et al. \(2014\)](#), para cada línea se realizaron tres mediciones independientes mediante la [Ecuación 3.1](#), considerando la posición más baja, más alta y media del continuo local, dependiendo del nivel de ruido local de los espectros; posiciones ajustadas mediante  $n_i * f_{cont}$ , donde  $n_i$  es el número que da la distancia hacia arriba o hacia abajo con respecto al continuo, siendo  $1.0 * f_{cont}$  la posición media. El flujo y su error se calcularon como el promedio y la desviación estándar de las tres mediciones independientes, respectivamente.

$$f_l = \int (f_\lambda - f_{cont}) d\lambda \quad (3.1)$$

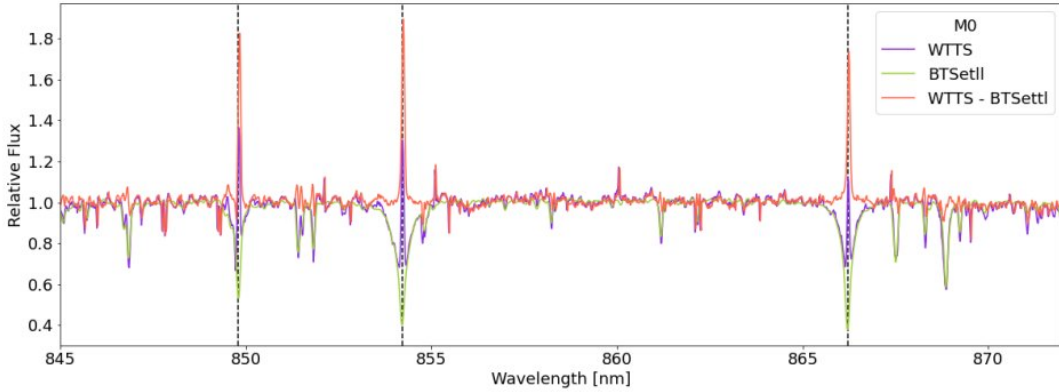
No obstante, para las líneas del triplete infrarrojo se debe aislar el corazón en emisión del rasgo de absorción fotosférica. Para ello, usamos los espectros sintéticos BT-Settl ([Baraffe et al., 2015](#)) de la red de modelos Phoenix (disponibles en <http://phoenix.ens-lyon.fr/simulator>); con estos modelos podemos estimar la absorción característica de cada línea y así poder aislar el núcleo de emisión del espectro de la WTTS.

Para cada BT-Settl adoptamos el valor típico de  $\log g = 4.0$  y un valor de  $T_{eff} \sim T_{eff-TTS}$ . Tomando en cuenta solo la región del triplete infrarrojo, los espectros fueron escalados a la distancia de la TTS en cuestión, suavizados a la misma resolución del espectro observado mediante el filtro *gaussian\_smooth* de la librería *specutils* con una desviación estándar equivalente a la razón entre las resoluciones de los espectros y posteriormente convolucionados por *vsini*, utilizando el modulo para el ensanchamiento rotacional *broaden* de la biblioteca de python *Eniric* ([Neal & Figueira, 2019](#)) Los valores de *vsini* fueron derivados del ajuste entre el modelo y la observación.

El continuo de los modelos BT-Settl fue determinado análogamente al continuo de las observaciones; seguidamente, los espectros normalizados se obtienen dividiendo los espectros reducidos por el continuo. De esta manera, el núcleo de emisión de cada línea es entonces el flujo residual dado por [Ecuación 3.2](#), obtenido con ambos espectros normalizados. De este modo, el cálculo del flujo

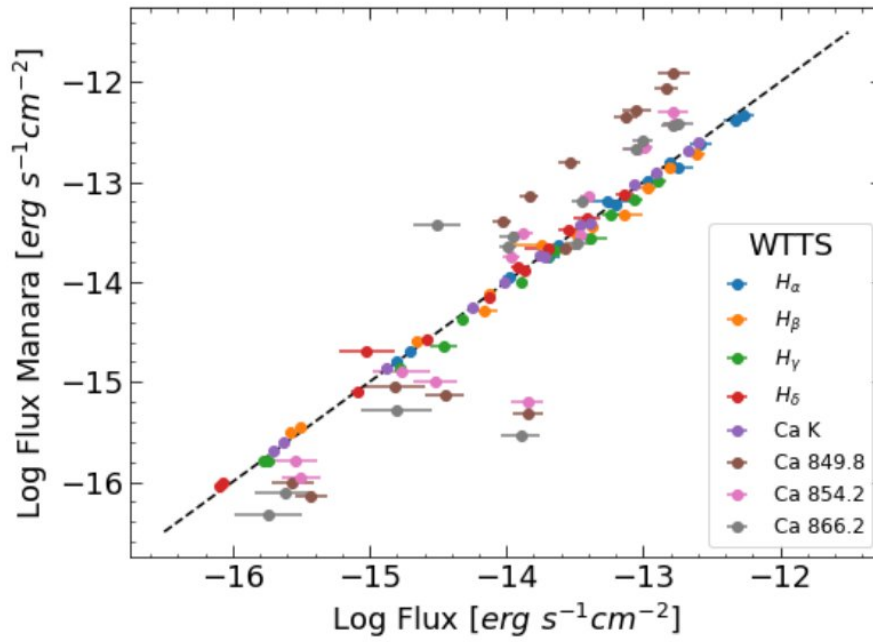
para el IRT se realiza de manera análoga a las demás líneas, reemplazando  $f_\lambda$  por  $f_{\lambda,res} * f_{cont,TTS}$ . En la [Figura 3.9](#) se muestra un ejemplo de la substracción de la fotosfera para una WTTS.

$$f_{\lambda,res} = f_{\lambda,TTS} - f_{\lambda,BTSettl} + 1.0 \quad (3.2)$$



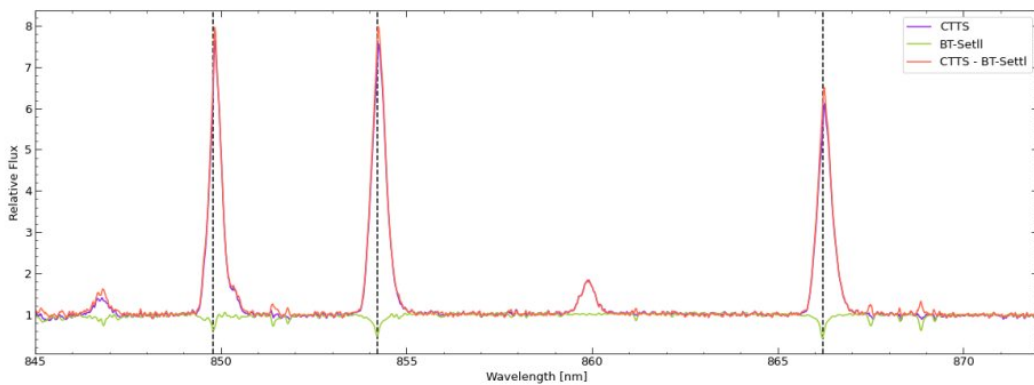
**Figura 3.9:** Resta de la fotosfera para las líneas del triplete infrarrojo para una WTTS de SpT M0. Nótese que el resultado de la resta es el corazón en emisión correspondiente a la contribución cromosférica de las líneas

La [Figura 3.10](#) muestra la comparación entre los flujos calculados (reportados en la [Tabla 3.3](#)) con los flujos reportados en M13 y M17a. Los flujos de las líneas de hidrógeno y las líneas H y K de calcio II poseen pequeñas discrepancias, posiblemente causadas por diferencias en la definición del continuo de las líneas; sin embargo, se observa una notable discrepancia entre los valores de los flujos del triplete. Debido a que la diferencia en los valores depende de la línea y es fija para las diferentes estrellas (característica particularmente notable para la línea Ca II 849.8), es posible que ésta tenga origen en el uso de modelos BT-Settl diferentes a los usados en M13 y M17a; los modelos usados en este trabajo son la versión más completa de los espectros presentados en [Allard et al. \(2012\)](#).

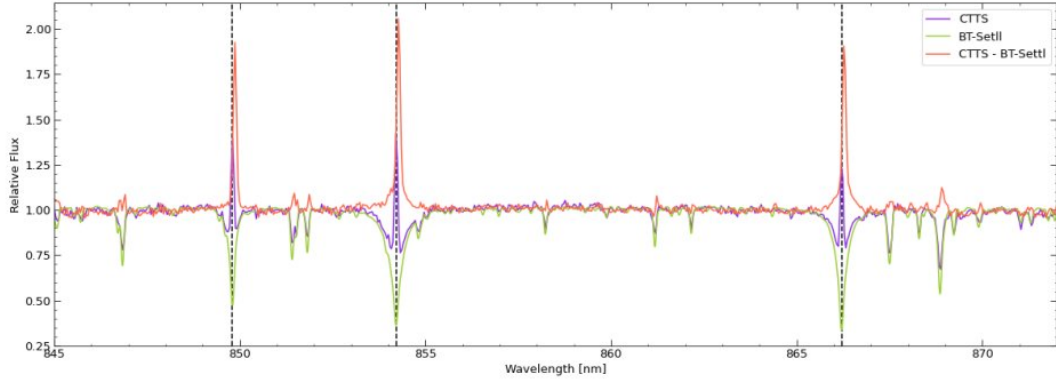


**Figura 3.10:** Comparación de los flujos calculados de las líneas de Balmer y calcio II para la muestra de WTTS y los flujos reportados en M13 y M17a

En el caso de las CTTS la resta de la componente fotosférica solo introduce cambios significativos en los acretores lentos donde el perfil es esencialmente cromosférico, como se puede evidenciar comparando la [Figura 3.11](#) y la [Figura 3.12](#). Los flujos se encuentran reportados en la [Tabla 3.4](#).



**Figura 3.11:** Resta de la fotosfera para las líneas del triplete infrarrojo para la CTTS T48. Nótese que la resta no introduce un cambio significativo en las líneas



**Figura 3.12:** Resta de la fotosfera para las líneas del triplete infrarrojo para la CTTS Sz27. Nótese que en este caso la CTTS es un acretor lento y los perfiles del IRT son esencialmente cromosféricos, por lo que la resta aísla el corazón en emisión (análogamente al caso de las WTTS).

### 3.4. Contribución de la cromosfera en las CTTS

Ahora bien, como ha quedado en evidencia con el estudio de los perfiles, descrito en la [Sección 3.2](#), en estas estrellas existe una contribución cromosférica importante, sobre todo en los bajos acretores, siendo esta más relevante para las líneas de calcio II. En esta sección exploraremos esta premisa haciendo una comparación sistemática de los flujos de las WTTS y CTTS, para esto haremos uso de las siguientes relaciones de [Ingleby et al. \(2013\)](#):

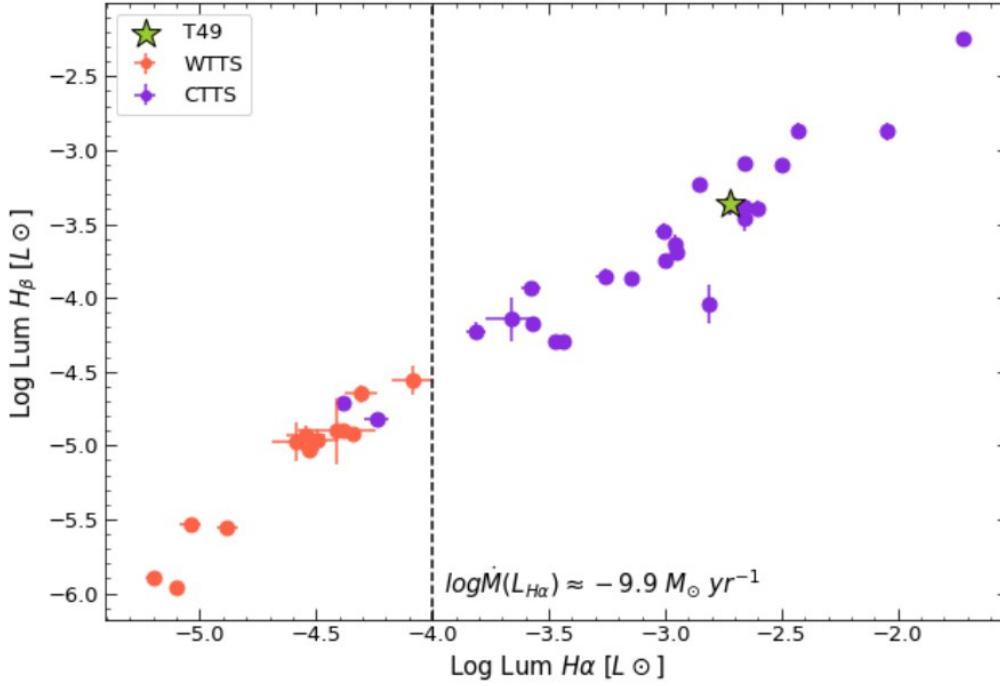
$$\log(\dot{M}) = 1.1 (\pm 0.3) \log L(H\alpha) - 5.5 (\pm 0.8) \quad (3.3)$$

$$\log(\dot{M}) = 0.9 (\pm 0.2) \log L(Ca II K) - 5.1 (\pm 0.7) \quad (3.4)$$

De donde se deriva:

$$\log L(Ca II K) = 1.22 (\pm 0.74) \log L(H\alpha) - 0.4 (\pm 1.66) \quad (3.5)$$

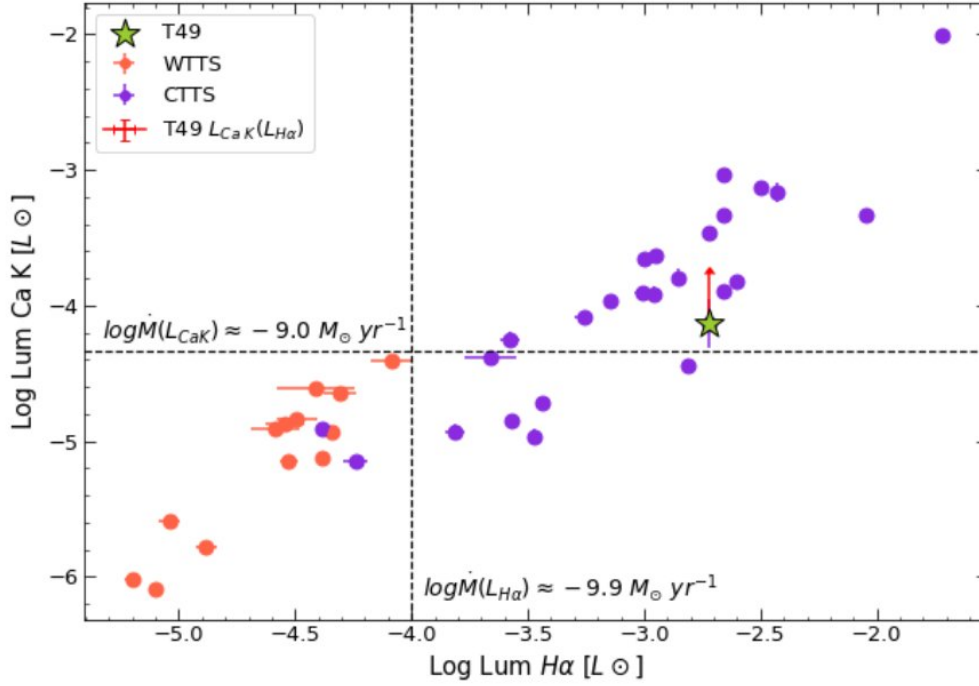
Donde L es la luminosidad de la línea en unidades solares.



**Figura 3.13:** Lum( $H\beta$ ) vs Lum( $H\alpha$ ) para WTTS y CTTS. La línea punteada gris representa el límite  $\log \dot{M} = -9.9 M_{\odot} yr^{-1}$  obtenido con la [Ecuación 3.3](#).

En la [Figura 3.13](#) se muestra la comparación de los flujos obtenidos para las WTTS (naranja) y las CTTS (morado) para la líneas  $H\alpha$  y  $H\beta$ ; la línea punteada corresponde la luminosidad de la línea  $H\alpha$  para una CTTS con  $\log \dot{M} = -9.9 M_{\odot} yr^{-1}$  (obtenida a través de la [Ecuación 3.3](#)) y representa el límite entre las WTTS y las CTTS. La figura muestra una clara distinción entre las CTTS y WTTS donde se puede observar como las CTTS siguen la tendencia de las WTTS pero tienen flujos mayores para ambas líneas, como es de esperarse.

La ubicación de las CTTS a la derecha del límite de  $\log \dot{M} = -9.9 M_{\odot} yr^{-1}$  también es algo esperado, considerando la restricción en la tasa de acreción realizada al seleccionar la muestra de CTTS. Las dos estrellas a la izquierda son dos acretoras lentas de tipo espectral M5, T50 y Hn 5; sin embargo, su ubicación es de esperar, al ser estrellas frías y con bajas  $\dot{M}$  sus perfiles son comparables con los de una WTTS ([Sección 3.2](#)) y por consiguiente, también lo son sus flujos.



**Figura 3.14:** Lum( Ca II K) vs Lum(H $\alpha$ ) para WTTS y CTTS. Las líneas punteadas representan los límites  $\log \dot{M}(L_{CaK}) = -9.0 M_{\odot} yr^{-1}$  y  $\log \dot{M}(L_{H\alpha}) = -9.9 M_{\odot} yr^{-1}$  obtenidos con la Ecuación 3.4 y la Ecuación 3.3, respectivamente. La línea roja corresponde a la luminosidad esperada de la línea Ca II K según la luminosidad de la línea H $\alpha$ , obtenida con Ecuación 3.5.

Por otro lado, la Figura 3.14 muestra la comparación de los flujos obtenidos para las WTTS y CTTS entre la línea H $\alpha$  y la línea de Ca II K, Análogamente a la figura anterior, la línea punteada vertical corresponde a la luminosidad de la línea H $\alpha$  para una CTTS con  $\log \dot{M} = -9.9 M_{\odot} yr^{-1}$ , la línea punteada horizontal corresponde a la luminosidad de la línea de Ca II K para una CTTS con  $\log \dot{M} = -9.0 M_{\odot} yr^{-1}$  (obtenida con la Ecuación 3.4). La línea punteada en color rojo corresponde a la predicción de la luminosidad de la línea Ca II K según la luminosidad de H $\alpha$ , obtenida con la Ecuación 3.5.

Al analizar esta figura, tenemos como primera impresión que las CTTS no siguen la misma tendencia de las WTTS. En realidad, el hecho de que las CTTS aparezcan más abajo de lo que uno esperaría siguiendo la tendencia de las WTTS, parece indicar que, en general, estas estrellas tienen menos flujo en la línea Ca II K del esperado. También hay que resaltar que para las CTTS con tasa de acreción menores a  $\sim -9.0 M_{\odot} yr^{-1}$  tienen flujos de Ca II K completamente comparables con los flujos de las WTTS, cosa que se puede esperar al observar sus perfiles (ver Apéndice A) ya

que estos son esencialmente cromosféricos.

Asimismo, es importante resaltar que las CTTS con tasas de acreción medianamente altas o altas siguen el comportamiento esperado para la línea de Ca II K según la línea H $\alpha$ , obtenido con la [Ecuación 3.5](#) (línea punteada roja). El hecho de que esta relación es obtenida a través de los resultados del estudio independiente de [Ingleby et al. \(2013\)](#) y que esta tampoco siga la tendencia de las WTTS, resalta la posibilidad de que la falta de flujo en las líneas de Ca II sea un comportamiento general.

Ahora bien, para tasas de acreción bajas las CTTS no siguen la predicción obtenida de la [Ecuación 3.5](#). Aun más importante, la tendencia de las CTTS parece curvarse hacia la zona de las CTTS hasta juntarse con las WTTS. De nuevo, esto es algo esperado ya que las CTTS con bajas tasas de acreción tienen perfiles completamente comparables con los perfiles de las WTTS. La razón de esto radica simplemente en que estas estrellas tienen una contribución cromosférica; por lo tanto, aunque no haya emisión magnetosférica, el flujo nunca va a ser cero.

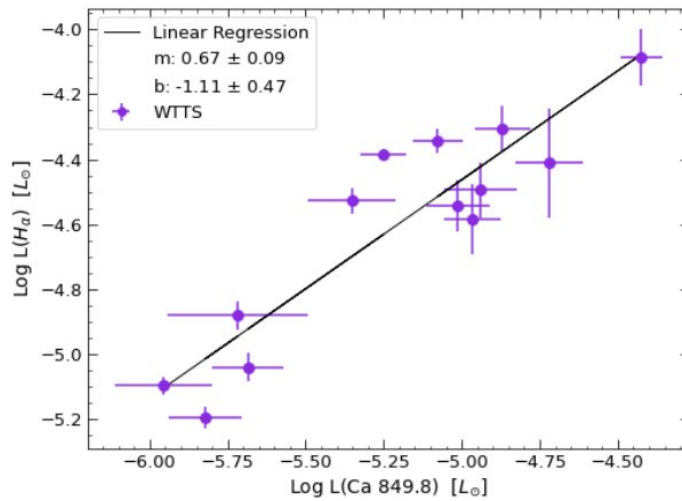
Por otro lado, el déficit en los flujos de las líneas de Ca II no es igual para todas las estrellas. De hecho, las estrellas donde este efecto es obvio al observar los perfiles (altos acretores) tienen un comportamiento drástico en estos gráficos, como es el caso de T49 ( $\log \dot{M} = -7.41 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ ). Esta CTTS se encuentra resaltada en ambos gráficos con un símbolo de estrella en color verde; si observamos su ubicación en la [Figura 3.13](#), sus flujos son consistentes con el valor reportado para su tasa de acreción. Sin embargo en la [Figura 3.14](#) podemos observar como esta cae en el límite de  $\log \dot{M}(L \text{ Ca II K}) = -9.0 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ , indicando que su flujo en la línea de calcio es en realidad equivalente al que tendría una estrella que esta acreciendo con un  $\dot{M}$  cerca de dos ordenes de magnitud menor al reportado.

El valor teórico (obtenido con la [Ecuación 3.5](#)) del flujo para T49 ubica en el punto correspondiente a medio un flujo de Ca II K de orden de magnitud superior. Es importante resaltar que este comportamiento no solo ocurre con la línea Ca II K, sino que está presente en todas las líneas de calcio II, pero no en las líneas de hidrógeno (ver [Apéndice B](#)). Aún más importante de resaltar es que esto tampoco es un caso aislado, al observar los perfiles de la muestra final de CTTS se observan al menos 5 casos de altos acretores con un alto déficit de calcio.

### 3.5. Calibración de las WTTS

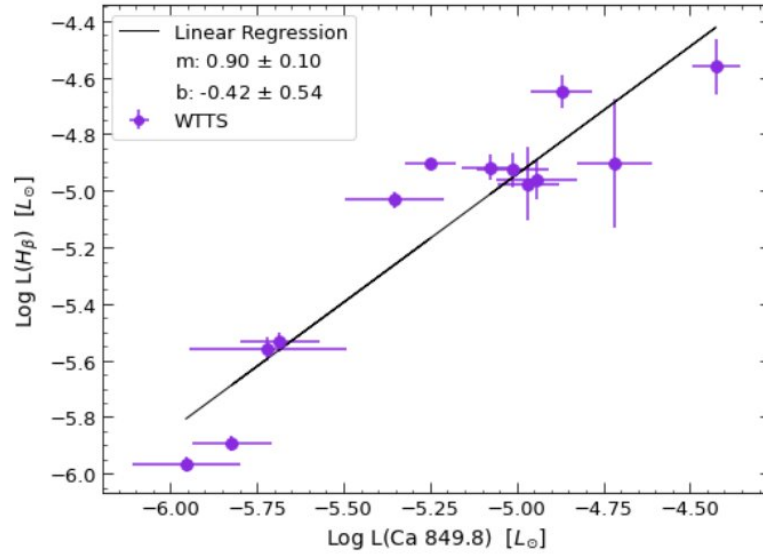
Teniendo en cuenta la importancia que tiene la contribución cromosférica sobre todo en el triplete infrarrojo de calcio, se realizó una calibración de los flujos de las WTTS, de manera que se pueda estimar el flujo cromosférico correspondiente partiendo de la medición en una de las líneas del triplete. Para esto calculamos la regresión lineal entre las líneas mediante el paquete *stats* de *scipy*.

En la [Figura 3.15](#), [3.16](#), [3.17](#), [3.18](#), [3.19](#) y [3.20](#) se muestran la correlación de la línea Ca II 849.8 con las líneas H $\alpha$ , H $\beta$ , H $\gamma$ , Ca II K, Ca II 854.2 nm y Ca II 866.2 nm, respectivamente. Obteniendo así las relaciones:



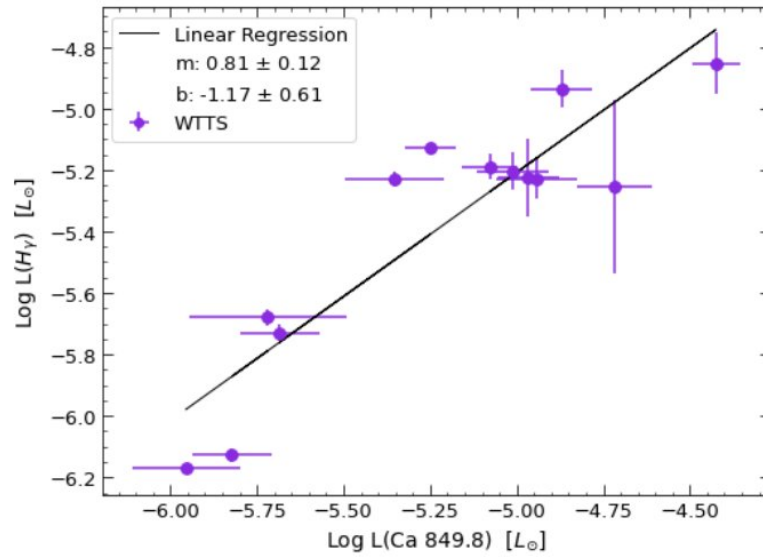
**Figura 3.15:** Correlación entre Lum( Ca II 849.8nm) vs Lum(H $\alpha$ ) para WTTS

$$\log L(H\alpha) = 0.67(\pm 0.09) \log L(Ca \text{ II } 849.8 \text{ nm}) - 1.11(\pm 0.47) \quad (3.6)$$



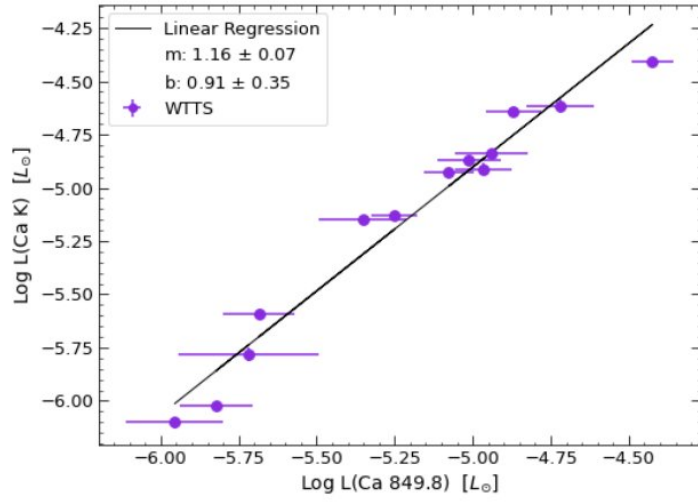
**Figura 3.16:** Correlación entre Lum( Ca II 849.8nm) vs Lum(Hβ) para WTTS

$$\log L(H\beta) = 0.90(\pm 0.10) \log L(Ca \text{ II } 849.8 \text{ nm}) - 0.42(\pm 0.54) \quad (3.7)$$



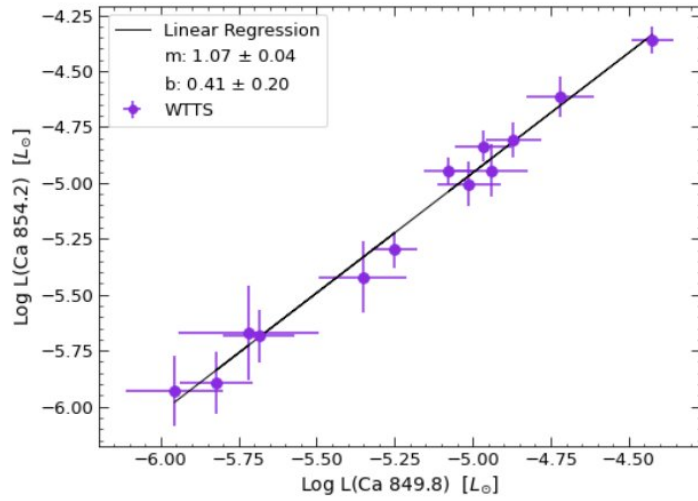
**Figura 3.17:** Correlación entre Lum( Ca II 849.8nm) vs Lum(Hγ) para WTTS

$$\log L(H\gamma) = 0.81(\pm 0.12) \log L(H\gamma)(Ca \text{ II } 849.8 \text{ nm}) - 1.17(\pm 0.61) \quad (3.8)$$



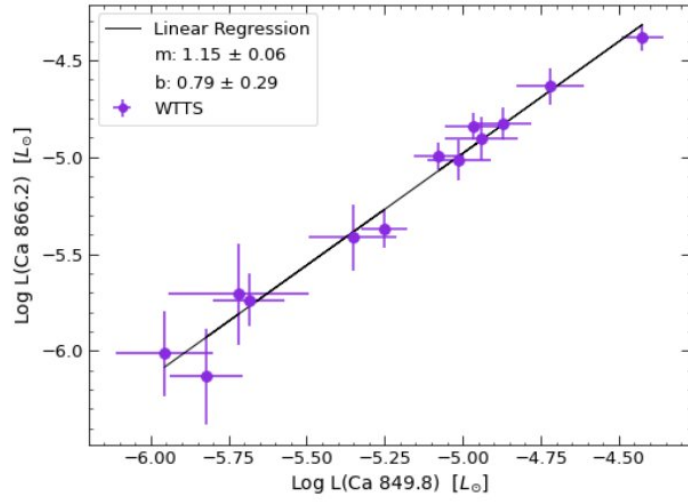
**Figura 3.18:** Correlación entre Lum( Ca II 849.8nm) vs Lum( Ca II K) para WTTS

$$\log L(\text{Ca II } K) = 1.16(\pm 0.07) \log L(\text{Ca II } 849.8 \text{ nm}) + 0.91(\pm 0.35) \quad (3.9)$$



**Figura 3.19:** Correlación entre Lum( Ca II 849.8nm) vs Lum( Ca II 854.2nm) para WTTS

$$\log L(\text{Ca II } 854.2 \text{ nm}) = 1.07(\pm 0.04) \log L(\text{Ca II } 849.8 \text{ nm}) + 0.41(\pm 0.20) \quad (3.10)$$



**Figura 3.20:** Correlación entre Lum( Ca II 849.8nm) vs Lum( Ca II 866.2nm) para WTTS

$$\log L(\text{Ca II } 866.2 \text{ nm}) = 1.15(\pm 0.06) \log L(\text{Ca II } 849.8 \text{ nm}) + 0.79(\pm 0.29) \quad (3.11)$$

**Tabla 3.3:** Flujos (F) y desviación estándar ( $\sigma$ ) obtenidos para las WTTS

Nombre	F(H $\alpha$ )	$\sigma$ (H $\alpha$ )	F(H $\beta$ )	$\sigma$ (H $\beta$ )	F(H $\gamma$ )	$\sigma$ (H $\gamma$ )	F(H $\delta$ )	$\sigma$ (H $\delta$ )	F(Ca II K)	$\sigma$ (Ca II K)	F(Ca II 8498)	$\sigma$ (Ca II 8498)	F(Ca II 8542)	$\sigma$ (Ca II 8542)	F(Ca II 8662)	$\sigma$ (Ca II 8662)
TWA9A	18.0	4.99	7.32	2.52	4.11	1.40	2.0	0.96	8.49	0.58	7.48	1.71	10.1	1.73	9.95	1.76
RXJ1540.7-3756	5.51	2.59	1.78	1.23	0.79	0.72	-0.09	0.49	3.46	0.31	2.72	0.77	3.46	0.78	3.29	0.78
S0879	2.03	0.46	0.679	0.17	0.35	0.09	0.096	0.06	0.968	0.034	0.93	0.16	1.08	0.16	1.02	0.16
TWA25	54.30	9.47	24.60	3.59	12.70	1.89	7.31	1.28	25.09	0.76	14.80	3.36	17.1	3.33	16.30	3.40
TWA14	15.80	1.43	4.20	0.44	2.24	0.23	1.21	0.15	4.10	0.11	2.90	0.59	3.94	0.59	3.52	0.60
TWA13B	26.30	5.37	10.90	1.65	5.74	0.87	2.86	0.59	12.40	0.35	8.95	2.37	9.1	2.37	8.88	2.46
TWA2A	46.50	10.10	15.80	2.79	8.57	1.45	3.89	1.02	21.00	0.63	16.6	5.10	16.5	5.09	18.00	5.33
TWA9B	6.30	0.66	2.02	0.16	1.29	0.08	0.75	0.07	1.77	0.048	1.43	0.43	1.43	0.44	1.27	0.47
TWA15A	10.70	0.45	3.26	0.11	1.94	0.05	1.36	0.04	1.93	0.035	1.46	0.27	1.31	0.27	1.11	0.30
Sz94	2.37	0.22	0.74	0.05	0.47	0.03	0.27	0.02	0.56	0.018	0.355	0.14	0.304	0.13	0.31	0.15
SO797	0.16	0.013	0.0316	0.002	0.019	0.001	0.0086	0.0009	0.02	0.00071	0.0372	0.011	0.032	0.012	0.02	0.014
Par-Lup3-2	1.05	0.12	0.221	0.02	0.17	0.01	0.082	0.01	0.132	0.0095	0.153	0.10	0.17	0.106	0.157	0.13
SO999	0.20	0.013	0.0267	0.002	0.017	0.0006	0.008	0.0006	0.02	0.00076	0.0274	0.012	0.029	0.013	0.024	0.016

**Nota.** Flujos en unidades de  $10^{-14} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ .

**Tabla 3.4:** Flujos (F) y desviación estándar ( $\sigma$ ) obtenidos para las CTTS

Nombre	F(H $\alpha$ )	$\sigma$ (H $\alpha$ )	F(H $\beta$ )	$\sigma$ (H $\beta$ )	F(H $\gamma$ )	$\sigma$ (H $\gamma$ )	F(H $\delta$ )	$\sigma$ (H $\delta$ )	F(Ca II K)	$\sigma$ (Ca II K)	F(Ca II 8498)	$\sigma$ (Ca II 8498)	F(Ca II 8542)	$\sigma$ (Ca II 8542)	F(Ca II 8662)	$\sigma$ (Ca II 8662)
T10	41.80	1.68	6.40	0.54	4.84	0.38	4.03	0.34	1.36	0.18	0.94	0.182	0.80	0.14	0.75	0.20
T27	68.80	6.40	17.60	1.99	14.40	1.49	13.40	1.38	10.20	0.92	3.29	0.82	3.35	0.81	2.97	0.88
T28	312.00	14.90	50.80	6.32	40.40	4.86	35.10	3.90	18.60	2.10	8.00	1.74	11.39	1.73	11.30	1.86
T30	126.00	5.92	22.70	2.24	17.00	2.06	14.90	1.75	28.00	1.15	11.70	0.63	13.40	0.58	12.40	0.67
J110-359	176.00	9.45	73.30	5.60	68.90	5.12	63.70	4.72	20.10	3.17	4.39	0.73	6.28	0.68	5.96	0.73
T48	397.00	7.83	100.00	3.29	59.80	2.84	47.10	2.57	91.50	2.19	38.00	0.66	43.50	0.66	37.20	0.70
T50	7.21	0.91	1.91	0.178	1.43	0.14	1.10	0.104	0.89	0.048	1.11	0.22	0.79	0.14	0.69	0.17
J114-454	45.50	1.72	6.27	0.54	4.21	0.37	3.67	0.34	2.39	0.18	1.52	0.27	1.94	0.28	1.99	0.36
Sz32	2380.00	105.99	709.00	84.40	443.00	89.00	273.00	84.00	1220.00	88.39	717.00	6.26	712.00	6.70	587.0	6.74
Sz37	275.00	13.89	102.00	9.52	64.60	9.65	50.60	8.98	115.99	5.55	52.40	1.22	57.90	1.17	49.30	1.27
CW Cha	238.00	13.79	53.7	10.30	38.3	9.95	32.90	9.25	43.30	5.16	15.20	0.93	18.60	0.94	16.90	0.96
T3	138.00	7.90	28.60	4.95	25.2	4.27	24.00	3.91	15.30	2.09	6.39	0.87	10.60	1.05	9.32	0.99
T3 B	33.10	3.49	14.60	1.70	12.4	1.41	10.80	1.33	7.00	1.09	2.3	0.38	2.52	0.36	1.86	0.36
T4	27.30	8.18	9.00	3.65	7.17	2.27	4.56	1.38	5.13	0.25	4.65	1.02	6.77	1.29	5.75	1.17
TW Cha	123.00	9.86	35.40	4.42	26.90	2.98	21.80	2.14	15.50	0.91	9.75	1.42	14.8	1.89	12.60	1.68
T12	33.60	1.51	8.39	0.50	7.26	0.37	6.46	0.34	1.76	0.14	1.15	0.226	0.95	0.195	0.81	0.22
Hn 5	5.18	0.38	2.44	0.18	2.22	0.13	1.91	0.11	1.53	0.07	0.83	0.107	0.78	0.087	0.69	0.12
T23	140.00	4.50	25.70	1.34	17.3	1.12	14.90	0.96	29.60	0.61	19.2	0.81	21.7	0.78	18.60	0.78
Sz22	273.00	17.30	43.30	9.55	20.4	8.47	12.50	6.61	58.30	3.43	50.70	1.71	54.8	1.77	44.80	1.43
VW Cha	1130.00	62.10	167.00	27.00	105.99	19.90	79.40	14.80	57.60	4.29	40.30	6.88	62.20	8.38	52.40	7.25
ESO-Ha-562	89.80	3.22	17.10	0.89	9.30	0.73	6.33	0.44	13.7	0.32	6.94	0.45	7.45	0.42	6.10	0.34
T40	467.00	27.10	170.0	19.90	126.00	18.30	107.00	17.30	84.5	14.9	62.80	2.68	73.2	2.93	62.4	2.46
T49	237.00	10.50	54.00	9.44	40.8	9.44	33.9	9.22	9.16	4.67	5.71	1.07	6.6	0.86	5.47	0.82
T51 B	19.30	1.94	7.45	1.06	6.74	0.76	5.82	0.68	1.46	0.21	1.38	0.28	1.86	0.32	1.65	0.31
Sz27	192.00	11.90	11.30	4.02	7.77	2.56	6.21	1.79	4.45	0.51	3.80	0.79	5.67	0.92	4.85	0.81
Sz45	273.00	12.10	51.90	6.4	37.40	4.84	30.8	4.13	16.0	2.04	6.70	0.905	10.0	0.89	7.88	0.87

**Notas.**

Flujos en unidades de  $10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ .

El nombre completo de las estrellas J110-359 y J114-454 es J11085367-7521359 y J11432669-7804454, respectivamente.

## Capítulo 4

# Comparación de los modelos con las observaciones

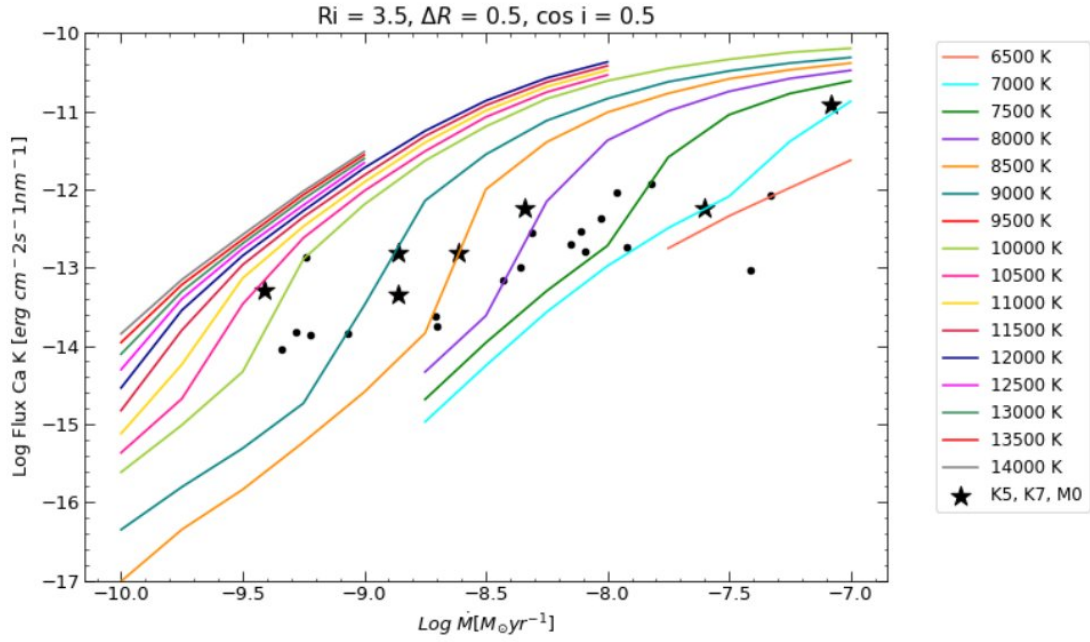
Como primera exploración, se compararon los flujos de los modelos con los flujos de las observaciones y se utiliza la línea Ca II K y Ca II 25 (IRT) para ejemplificar el comportamiento de las líneas. De esta manera, en las figuras 4.1, 4.2, 4.3, 4.4 se encuentran graficados los modelos para las líneas Ca II K, Ca II 8498 Å, Ca II 8542 Å y Ca II 8662 Å, respectivamente, con respecto a la tasa de acreción, para todos los valores posibles de  $T_{\max}$ ,  $r_{mi} = 3.5R_*$ ,  $\Delta_r = 0.5$ ,  $i = 60^\circ$ , y tipo espectral K7. Además, en estos gráficos se encuentran resaltadas las observaciones con tipo espectral K5, K7 y M0, los cuales son comparables con el SpT del modelo utilizado.

Para realizar la comparación, se escalaron los modelos a la distancia ( $d_*$ ) de Cha I (160pc), siguiendo la relación:

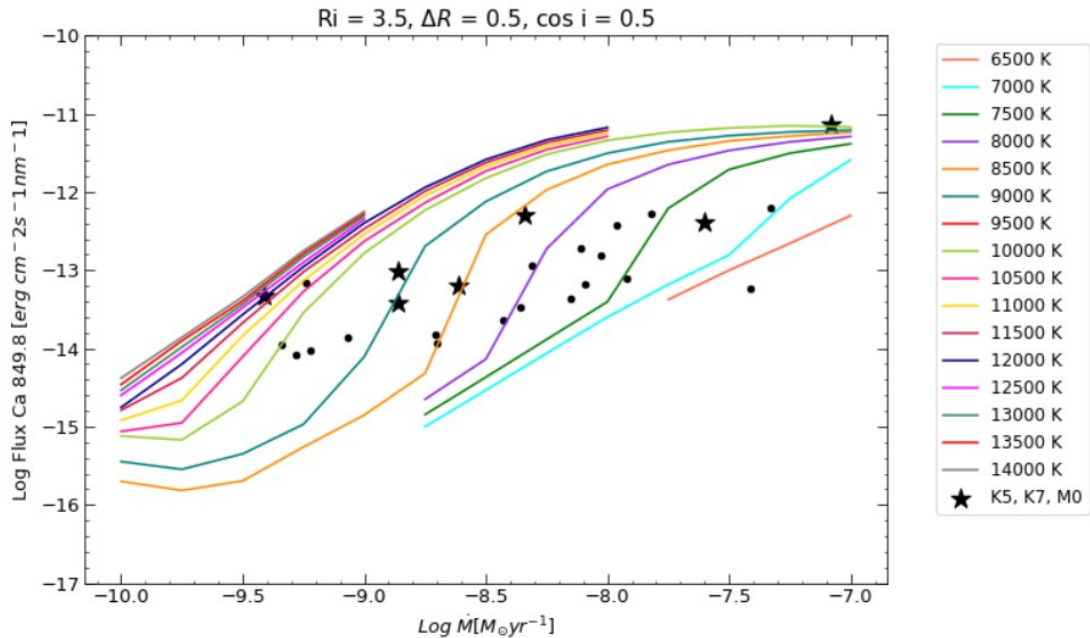
$$F_{mod,Cha\ I} = \left(\frac{R_{mod}}{d_*}\right)^2 * F_{mod} \quad (4.1)$$

Donde,  $R_{mod}$  y  $F_{mod}$  corresponden al radio y el flujo del modelo.

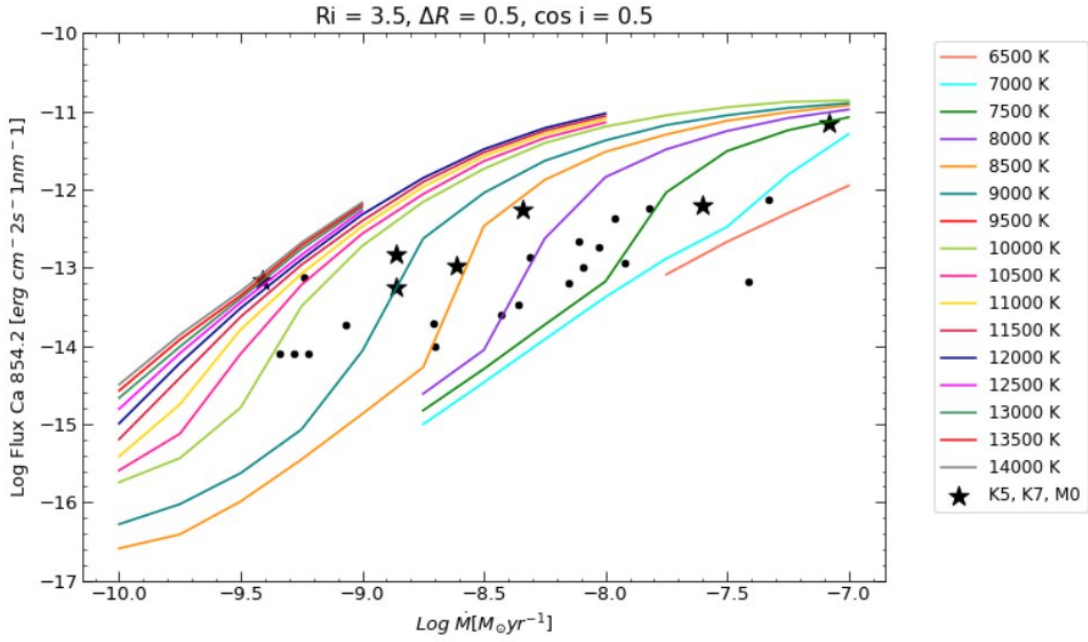
Es importante resaltar como los flujos de las observaciones (corregidos por extinción) caen en la misma zona que los flujos predichos por los modelos. Asimismo, un análisis breve de dichas figuras refleja como las CTTS con mayores tasas de acreción tienden a tener una  $T_{\max}$  más baja, como era de esperar debido al aumento del enfriamiento (Muzerolle et al., 2001). Además, al realizar esta exploración para las distintas geometrías posibles encontramos que los acretores altos tienden a tener magnetosferas pequeñas y anchas, mientras que los acretores bajos tienden a una magnetosfera ancha, como se esperaba del equilibrio entre la presión del gas magnético y del disco (Hartmann et al., 2016).



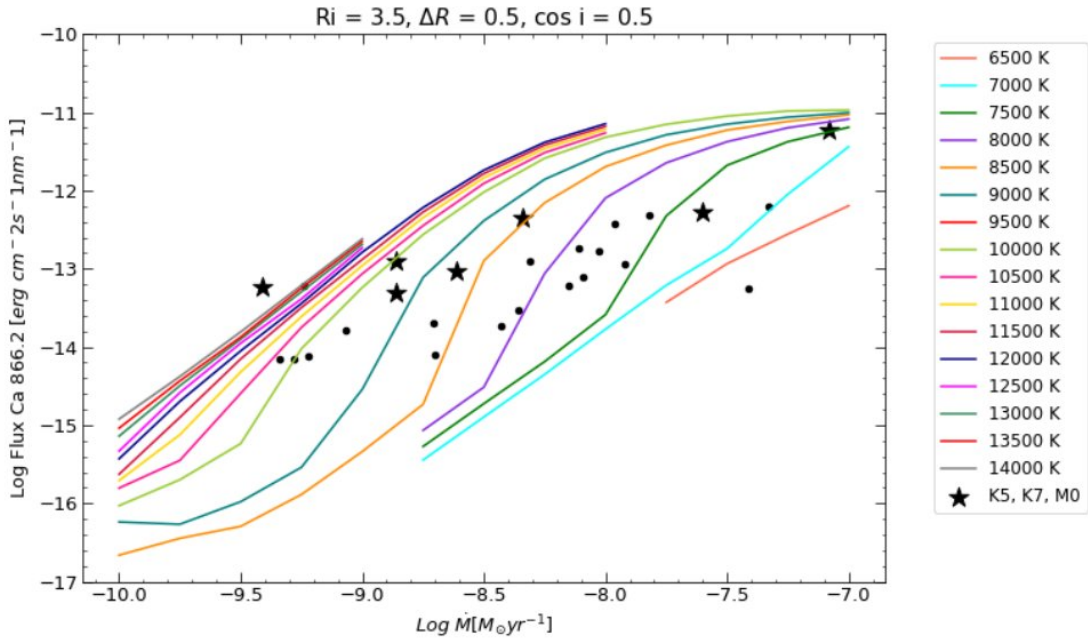
**Figura 4.1:** Flujo de la línea Ca II K para los modelos y las CTTS. Las líneas sólidas corresponden a los modelos, donde cada color representa una  $T_{\max}$  diferente. Los puntos y estrellas corresponden a las observaciones de Camaleón I, distinguidas entre sí por su tipo espectral, siendo los puntos estrellas con tipos espectrales diferentes a K5, K7 y M0.



**Figura 4.2:** Flujo de la línea Ca II 25 para los modelos y las CTTS. Las líneas sólidas corresponden a los modelos donde cada color representa una  $T_{\max}$  diferente. Los puntos y estrellas corresponden a las observaciones de Camaleón I, distinguidas entre sí por su tipo espectral, siendo los puntos estrellas con tipos espectrales diferentes a K5, K7 y M0.



**Figura 4.3:** Flujo de la línea Ca 35 para los modelos y las CTTS. Las líneas solidas corresponden a los modelos donde cada color representa una  $T_{\text{max}}$  diferente. Los puntos y estrellas corresponden a las observaciones de Camaleón I, distinguidas entre sí por su tipo espectral, siendo los puntos estrellas con tipos espectrales diferentes a K5, K7 y M0.



**Figura 4.4:** Flujo de la línea Ca 24 para los modelos y las CTTS. Las líneas solidas corresponden a los modelos donde cada color representa una  $T_{\text{max}}$  diferente. Los puntos y estrellas corresponden a las observaciones de Camaleón I, distinguidas entre sí por su tipo espectral, siendo los puntos estrellas con tipos espectrales diferentes a K5, K7 y M0.

En el [Apéndice C](#) se encuentran comparaciones análogas a las anteriores para las líneas de

hidrógeno, donde se puede observar el mismo comportamiento entre los modelos y las observaciones. Por otra parte, se escogen las líneas con nivel superior 5 (Ca II K, Ca II 849.8 y Ca II 854.2) como líneas representativas de Ca II para el análisis estadístico a continuación.

## 4.1. Derivación de parámetros magnetosféricos y estelares con MCMC

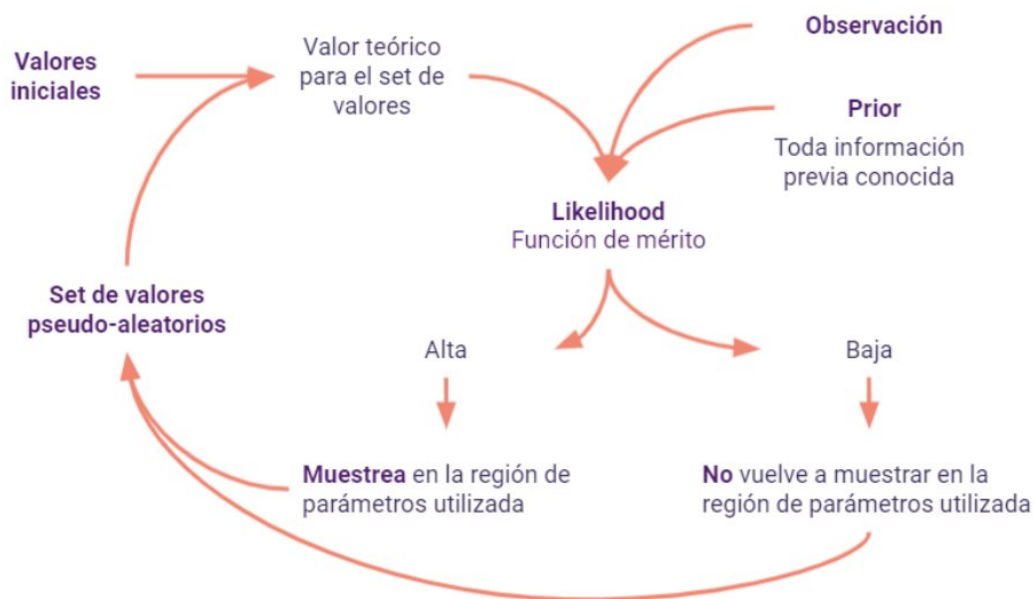
El análisis anterior da una idea general del comportamiento de los modelos. Para determinar en detalle los parámetros del modelo magnetosférico, haremos uso de la estadística bayesiana. El paradigma bayesiano se basa en observaciones con sus respectivas incertidumbres, las cuales se muestrean a partir de una población distribuida de acuerdo con una función de distribución de probabilidad. De esta manera, para ajustar los parámetros magnetosféricos, dados los flujos observados ( $Y$ ), cuantificamos nuestro estado de conocimiento previo de haber visto los datos utilizando la denominada distribución previa (o prior) y después de haber visto los datos utilizando una distribución posterior.

Siguiendo el teorema de Bayes y adoptando la notación donde  $\psi$  representa las cantidades que se van a estimar e  $\mathcal{I}$  la información que tenemos antes de ver los datos, la distribución posterior de  $\psi$  dados  $Y$  e  $\mathcal{I}$  es:

$$P(\psi | Y, \mathcal{I}) = \frac{\mathcal{F}(Y | \psi, \mathcal{I})P(\psi | \mathcal{I})}{P(Y | \mathcal{I})} \quad (4.2)$$

Donde  $P(\psi | \mathcal{I})$  es la distribución previa de  $\psi$ ,  $\mathcal{F}(Y | \psi, \mathcal{I})$  es la función mérito escogida para obtener que tan probable es  $Y$  dado  $\psi$ , y  $P(Y | \mathcal{I}) = \int P(Y | \psi, \mathcal{I})P(\psi | \mathcal{I})d\psi$  es la constante de normalización que asegura que  $p(\psi | Y, \mathcal{I})$  se integre a 1. Se incluye  $\mathcal{I}$  para enfatizar que los análisis siempre se basan en alguna información externa a  $Y$ .

Para el muestreo de las observaciones se usa el muestreador bayesiano pragmático, *Markov Chain Monte Carlo* (o MCMC), el cual consiste en la toma de pasos pseudo-aleatorios a través de un espacio de parámetros para producir muestras a partir de una distribución de probabilidad dada por una función de mérito, para así obtener la distribución posterior marginal de los parámetros.



**Figura 4.5:** Diagrama del funcionamiento del MCMC

En la [Figura 4.5](#) se esquematiza el funcionamiento del MCMC. Para iniciar, se le da un conjunto de valores aleatorios a los parámetros y con esto se derivan los valores teóricos (valor del modelo para ese conjunto de parámetros); asimismo, como entrada también se da el valor de las observaciones y la previa (prior) que consiste en toda la información conocida que se tiene para dicha observación. Seguidamente, el MCMC calcula la probabilidad de que un modelo con los parámetros dados pueda explicar la observación con la función de mérito seleccionada y registra el resultado.

Con el resultado obtenido, se escoge un nuevo conjunto de parámetros aleatorios usando como criterio que si la probabilidad obtenida anteriormente es baja, **no** se vuelve a muestrear en los alrededores del conjunto de parámetros dada. En cambio, si la probabilidad es alta, el nuevo conjunto de parámetros será seleccionado de las cercanías del anterior. Esta dependencia con el resultado anterior es la razón por la cual se dice que el MCMC toma pasos pseudo-aleatorios en vez de aleatorios.

Una vez seleccionado un nuevo conjunto de parámetros, inicia nuevamente el proceso de análisis, y así sucesivamente por un número de pasos finito. Además, este proceso se hace independientemente y simultáneamente para una cantidad de cadenas finitas. Es importante resaltar que el resultado final **no** depende del conjunto de parámetros dado inicialmente. Para todos los análisis presentados a continuación se usan 100 cadenas independientes y hacen 5000 iteraciones para cada

cadena, teniendo así como resultado que para cada problema se explora 500 000 veces el espacio de parámetros. Además, para cada estrella se verifica que estas simulaciones, o bien converjan a un valor para cada parámetro, o bien no existan desviaciones importantes de la estacionariedad.

Utilizamos el paquete de python *emcee* de [Foreman-Mackey et al. \(2013\)](#) para comparar los flujos de las observaciones y los modelos para derivar los parámetros estelares y magnetosféricos de cada estrella, teniendo así un problema de 5 dimensiones, donde los parámetros son la tasa de acreción de la estrella ( $\log \dot{M}$ ), la temperatura (Tmax), el radio interno de la magnetosfera ( $r_{mi}$ ), el ancho de la magnetosfera ( $\Delta r$ ) y el coseno de la inclinación ( $\cos i$ ).

Como función de mérito se escogió la Likelihood, dada por:

$$\log \mathcal{L} \propto -\frac{1}{2} \sum_i \frac{(F_{i,obs} - F_{i,mod})^2}{\sigma_{i,obs}^2} \quad (4.3)$$

Donde cada  $i$  corresponde a una línea a estudiar,  $\sigma_i$  corresponde al error en la medición del flujo de la observación,  $F_{i,obs}$  y  $F_{i,mod}$  es el flujo para la línea  $i$  de la observación y el modelo, respectivamente.

Como se mencionó en la [Subsección 2.2.1](#), los modelos están calculados para un conjunto finito de valores de cada parámetro. Para obtener el valor teórico de los modelos para valores arbitrarios de los parámetros, se hace una interpolación lineal de 5 dimensiones con la función *linearNDInterpolator* de *scipy* para obtener el valor teórico de los modelos para un conjunto de parámetros dado. Por otra parte, como previa  $P(\psi | \mathcal{I})$  utilizamos una distribución plana dentro de los límites de los parámetros para cada modelo (especificados en la [Subsección 2.2.1](#)). Es decir, ningún parámetro tiene preferencia en el muestreo que hace el MCMC.

Para iniciar el muestreo MCMC, se generan 100 posiciones aleatorias (una para cada cadena) alrededor del valor medio posible para cada parámetro, a excepción de la posición inicial para la tasa de acreción salida, la cual se genera alrededor del valor teórico registrado en M17b. Una vez calculado los 500000 modelos, utilizamos el 40 % final del muestreo para derivar las distribuciones posteriores de los parámetros, ya que para este punto la cadena debe haber convergido; es decir, en este punto no debe haber pasos exploratorios que puedan afectar los resultados.

Al ser un análisis individual para cada estrella, se escoge el modelo con el tipo espectral más cercano a la observación y se escala a la distancia y luminosidad de la CTTS en cuestión, siguiendo:

$$F_{mod,*} = \frac{L_*}{L_{mod}} * \left( \frac{R_{mod}}{d_*} \right)^2 * F_{mod} \quad (4.4)$$

Donde  $L_*$  es la luminosidad estelar,  $d_*$  es la distancia a la que se encuentra la CTTS, es decir, la distancia a Cha I (160pc),  $L_{mod}$ ,  $R_{mod}$  y  $F_{mod}$  son la luminosidad, radio y flujo del modelo en cuestión.

Para seleccionar el tipo espectral del modelo a utilizar se adopta el tipo espectral  $SpT_{mod}$  para los tipos espectrales  $SpT_{CTTS}$ , siguiendo el esquema:

$$\begin{array}{ll}
SpT_{mod} = K5 & SpT_{CTTS} = K4, K5 \text{ o } K6 \\
SpT_{mod} = K7 & SpT_{CTTS} = K7 \text{ o } M0 \\
SpT_{mod} = M1 & SpT_{CTTS} = M0.5 \text{ o } M1 \\
SpT_{mod} = M3 & SpT_{CTTS} = M2, M3, M3.5 \text{ o } M4 \\
SpT_{mod} = M5 & SpT_{CTTS} = M4.5, M5, M5.5 \text{ o } M6.5
\end{array}$$

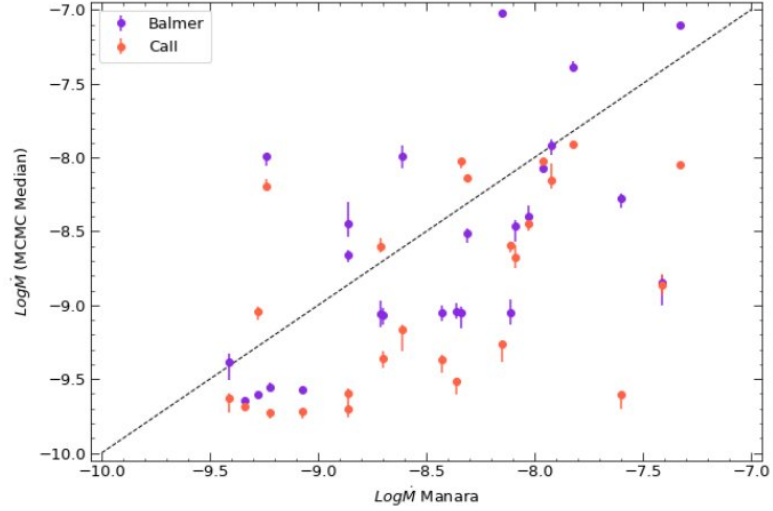
Por otra parte, considerando que los modelos en sí no tienen contribución cromosférica, se les suma a los modelos el flujo obtenido de la WTTS correspondiente al tipo espectral de la observación (CTTS). De esta manera, al comparar se tiene la componente magnetosférica (modelos) y cromosférica (WTTS) presentes en las CTTS. La WTTS debe ser escalada a la CTTS, siguiendo:

$$F_{WTTS,*} = \left(\frac{R_*}{d_*}\right)^2 * \left(\frac{d_{WTTS}}{R_{WTTS}}\right)^2 * F_{WTTS} \quad (4.5)$$

Donde  $d_{WTTS}$ ,  $R_{WTTS}$  y  $F_{WTTS}$  corresponden a la distancia, radio y flujo de la WTTS, respectivamente.

Considerando que el flujo en las líneas de calcio depende de la abundancia de dicho elemento en los flujos de acreción, para cada estrella realizamos en principio un análisis sistemático de las líneas de hidrógeno de Balmer y las líneas de calcio II por separado, como primera exploración de los resultados se comparan las tasas de acreción obtenidas en cada caso.

En la [Figura 4.6](#) se puede observar cómo sistemáticamente las líneas de Ca II dan como resultado  $\log\dot{M}$  menores a los obtenidos con las líneas de hidrógeno. Asimismo, la diferencia entre ambos resultados, depende del caso en estudio. Este comportamiento parece reflejar un déficit general de calcio en los flujos magnetosféricos de las CTTS, donde debido a la falta de flujo en Ca II, las observaciones son comparables con modelos de tasas de acreción más bajas a las que resultan del análisis de las líneas de hidrógeno.



**Figura 4.6:** Comparación de los resultados obtenidos para la tasa de acreción considerando las líneas de Balmer y las de Ca II por separado en el MCMC. En el eje Y tenemos el valor de la mediana de la distribución posterior obtenida para la tasa de acreción y en el eje X el valor teórico de esta misma reportado en M17b. La línea punteada representa  $X = Y$ .

Para estudiar este resultado a más detalle se realiza un tercer análisis, esta vez usando las líneas de hidrógeno y calcio en conjunto, donde se introduce un sexto parámetro, el *factor X*, para representar la abundancia de calcio respecto a la abundancia solar, de manera que al momento de realizar la comparación:

$$F_{Ca\ II,X} = X * F_{Ca\ II} \quad (4.6)$$

Teniendo en cuenta la naturaleza no-determinista del MCMC, se discuten los resultados obtenidos para los parámetros en las distribuciones de la posterior marginal de los parámetros de cada estrella. A continuación se discuten solo los resultados para el análisis con el factor de abundancia.

Para cada estrella se muestra el gráfico de ajustes con la predicción de los modelos para 100 séxtuplas al azar de parámetros obtenidos mediante el MCMC. Se utiliza el modulo de python *corner plot* (Foreman-Mackey, 2016) para realizar el gráfico de esquina (corner plot) para visualizar las distribuciones posteriores marginales de cada parámetro para cada estrella. En el análisis de los resultados de cada estrella se privilegia el valor de la tasa de acreción, ya que es el único parámetro conocido y obtenido de manera independiente y en base a este se estudian las distribuciones de los parámetros restantes.

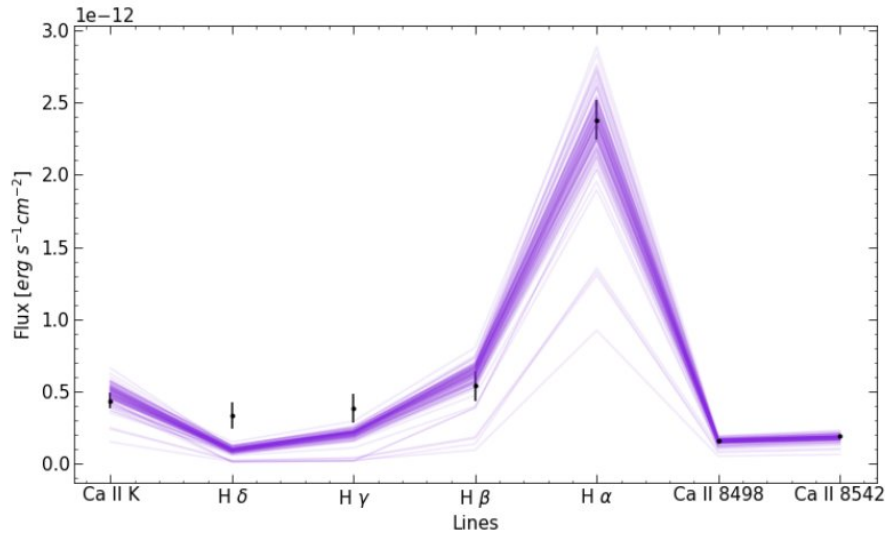
Dependiendo de las distribuciones, el valor encontrado para cada parámetro puede equivaler al máximo, a la mediana o a otro valor de la distribución. Es importante resaltar que el valor

reportado para cada parámetro en el corner plot corresponde a la mediana de la distribución, y sus errores a los percentiles 0.16 y 0.84 de la distribución, señalados en los histogramas con las líneas negras punteadas.

En general, tenemos que los modelos no reproducen las observaciones para las líneas  $H\gamma$  y  $H\delta$ , éstos predicen flujos menores a los de las observaciones para ambas líneas. Las posibles razones para este comportamiento se discutirán más adelante, en el análisis siguiente obviamos este comportamiento para describir si se obtuvo una representación acorde a las observaciones con el análisis o no; de esta manera, se considera que no se obtuvo un buen ajuste de los modelos cuando hay más de una línea aparte de  $H\gamma$  y  $H\delta$  que los modelos no pudieron reproducir en flujo.

#### 4.1.1. Caso 1: Estrellas con buenos ajustes a los flujos, a excepción de $H\gamma$ y $H\delta$

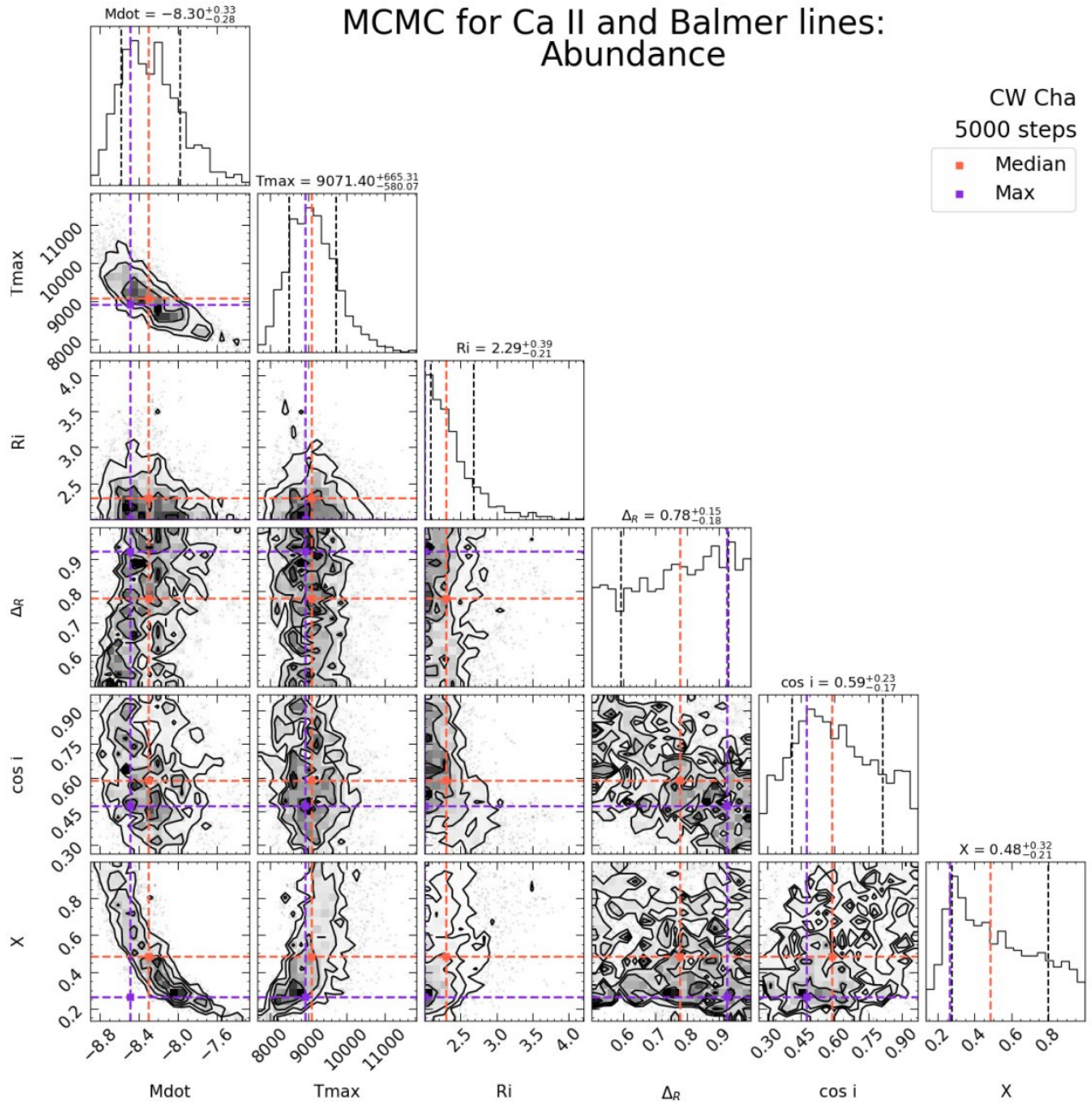
CW Cha



**Figura 4.7:** Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos (líneas moradas) obtenidos con el MCMC para CW Cha (puntos negros)

En la [Figura 4.7](#) se tiene el ajuste de las líneas  $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $H\gamma$ ,  $\text{Ca II K}$ ,  $\text{Ca II 8498\AA}$ , y  $\text{Ca II 8542\AA}$  para la estrella CW Cha. Se muestran los flujos de 100 séxtuplas aleatorias dentro de las distribuciones posteriores obtenidas para los parámetros de la [Figura 4.8](#). La distribución posterior de CW Cha para la tasa de acreción presenta dos máximos con la misma probabilidad, considerando

que el valor de referencia de tasa de acreción es  $\log \dot{M} = -8.03 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ , se escoge el máximo más cercano a este valor para analizar los resultados de los otros parámetros.



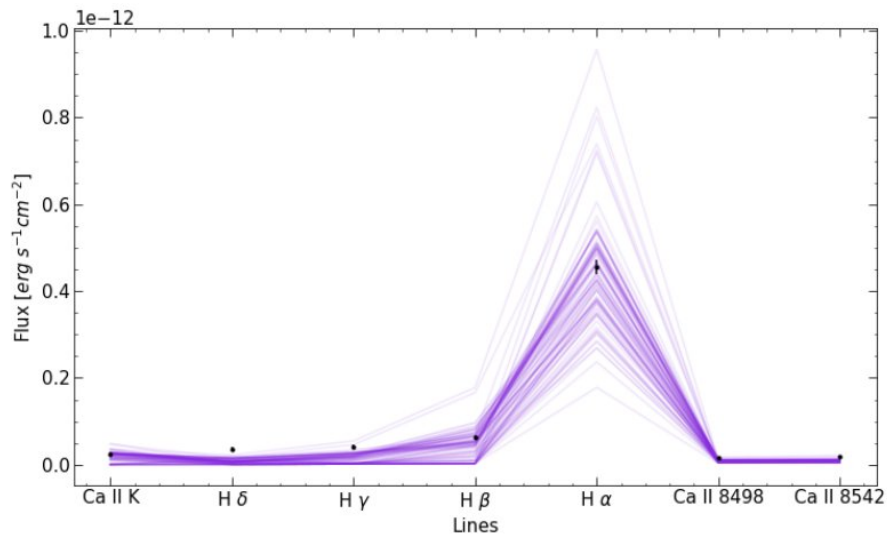
**Figura 4.8:** Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para CW Cha. La línea punteada morada representa el máximo de cada distribución y la línea punteada naranja representa la mediana de cada distribución, cuyo valor se indica en para cada parámetro junto los percentiles 0.16 y 0.84

De esta manera, tenemos que la tasa de acreción obtenida mediante el MCMC es de  $\log \dot{M} = -8.2 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ , el cual corresponde a un valor de  $T_{\text{max}}$  en el rango de 9000-9100 K y un  $R_i = r_{mi} = 2.0R_*$ . Con respecto a la inclinación, se tiene una distribución mono-pico y para el valor de tasa de

acreción escogido se tiene un  $\cos i$  entre 0.45 y 0.60. Asimismo, se tiene un factor de abundancia de 0.3 con respecto a la abundancia solar, indicando un déficit de calcio en la estrella.

Se debe destacar que para  $R_i$  en realidad solo se puede hablar de una tendencia a valores de  $r_{mi}$  pequeños, debido a que el valor obtenido para este parámetro queda en el límite de los modelos. Por otra parte, no se puede dar información acerca del ancho de la magnetosfera debido a la naturaleza plana de su distribución posterior; sin embargo, al anclar este parámetro a la tasa de acreción, obtenemos que los valores más probables son los de magnetosferas anchas.

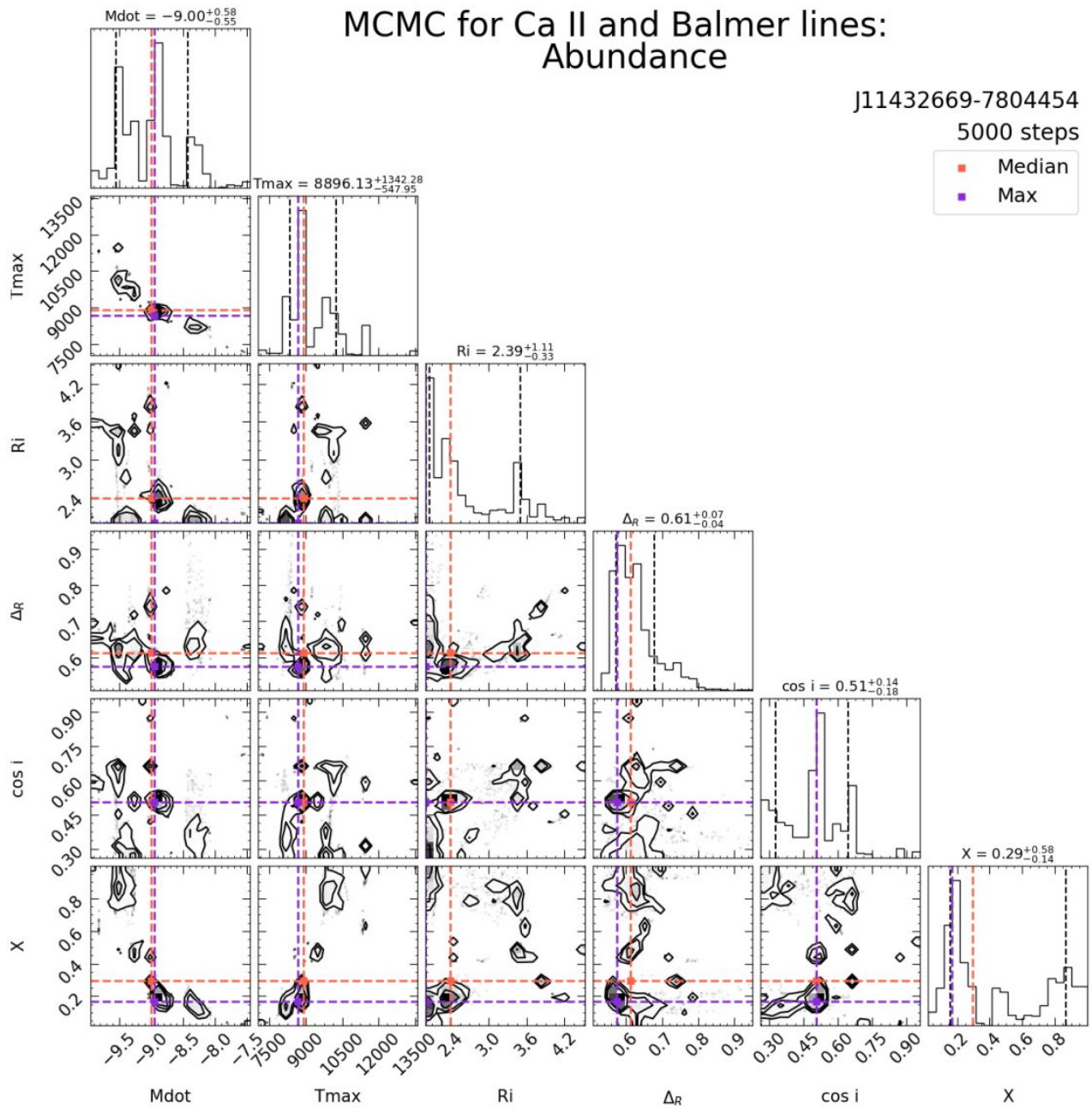
### J11432669-7804454



**Figura 4.9:** Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos (líneas moradas) obtenidos con el MCMC para J11432669-7804454 (puntos negros)

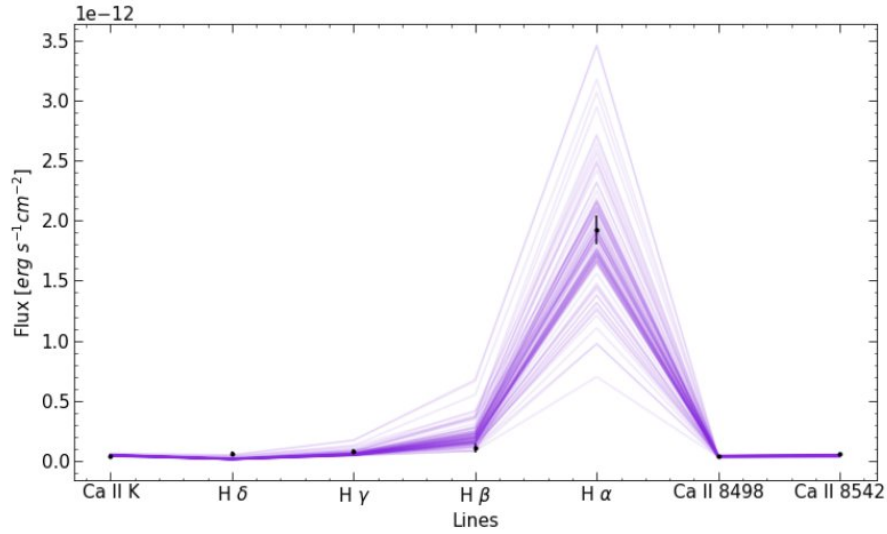
En la [Figura 4.9](#) se tiene el ajuste de 100 séxtuplas aleatorias dentro de las distribuciones posteriores obtenidas para los parámetros de la [Figura 4.10](#) para la estrella J11432669-7804454. Para la tasa de acreción se tiene una distribución posterior multi-pico con un máximo claro en  $\log \dot{M} = -9.00 M_{\odot} yr^{-1}$ , correspondiente al máximo y la mediana de la distribución. Se debe destacar que esta CTTS tiene una tasa de acreción reportada de  $\log \dot{M} = -8.71 M_{\odot} yr^{-1}$ .

Con respecto a los otros parámetros, se tienen distribuciones con máximos bien definidos, privilegiando  $\log \dot{M} = -9.00 M_{\odot} yr^{-1}$ , se tiene una  $T_{max}$  de 8900K (el cual coincide con el valor de la mediana), un  $r_{mi}$  de  $2.4 R_{*}$ , un grosor de la magnetosfera de  $0.61 R_{*}$ , un  $\cos i = 0.51$  y un factor de abundancia de calcio de 0.2 con respecto a la de hidrógeno.



**Figura 4.10:** Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para J11432669-7804454. La línea punteada morada representa el máximo de cada distribución y la línea punteada naranja representa la mediana de cada distribución, cuyo valor se indica en para cada parámetro junto los percentiles 0.16 y 0.84

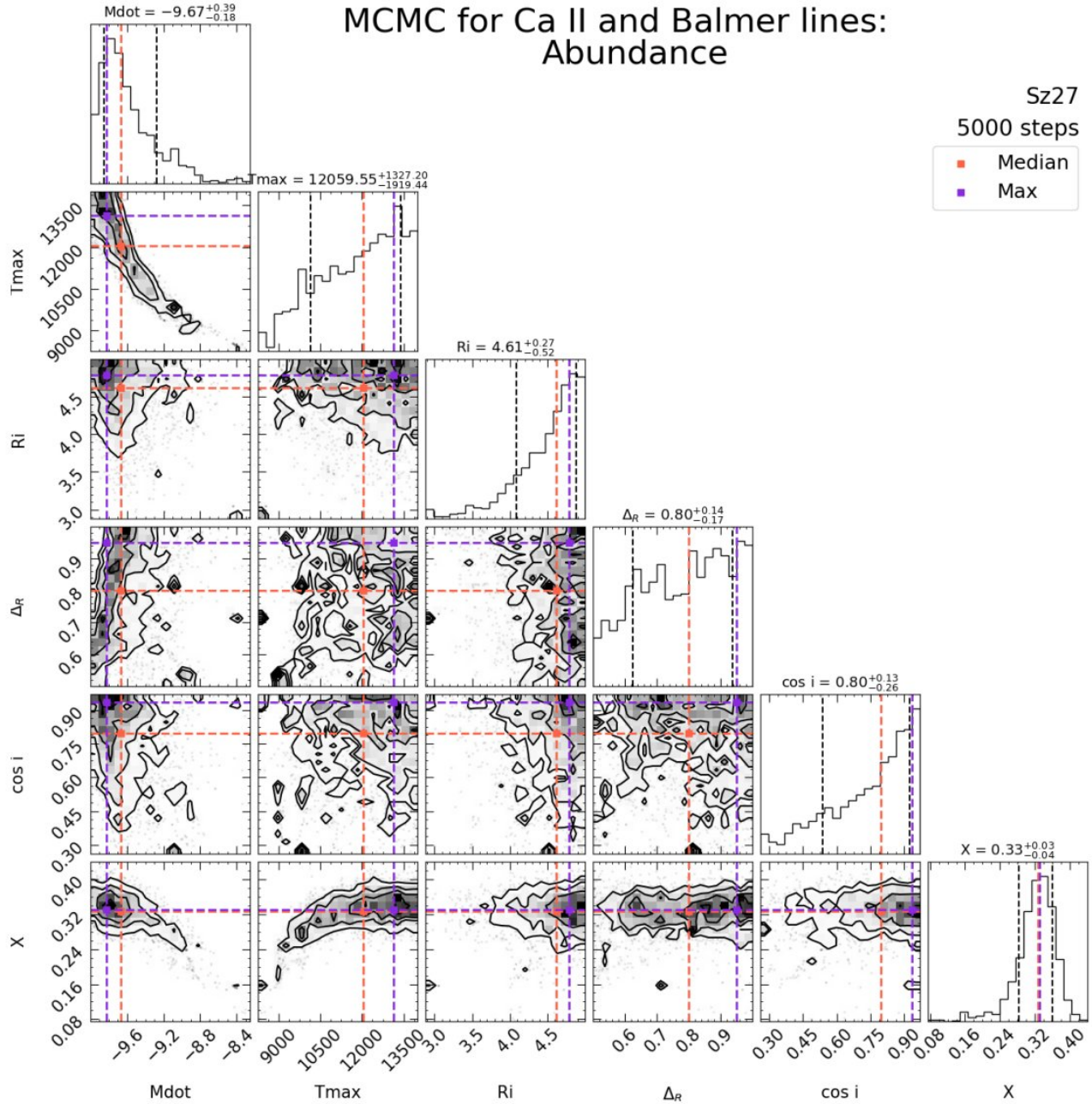
## Sz27



**Figura 4.11:** Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos (líneas moradas) obtenidos con el MCMC para Sz27 (puntos negros)

En la [Figura 4.11](#) se tiene el ajuste de 100 séxtuplas aleatorias dentro de las distribuciones posteriores obtenidas para los parámetros de la [Figura 4.12](#) para la estrella Sz27. La distribución para la tasa de acreción tiene un máximo bien definido en  $\log \dot{M} = -9.8 M_{\odot} yr^{-1}$ . En el caso de la distribución de temperatura, se puede hablar de su tendencia a temperaturas altas y al anclar los resultados al máximo de  $\dot{M}$  el valor de T<sub>max</sub> corresponde al máximo de su distribución con 13500 K.

Análogamente, también podemos hablar de la tendencia de  $R_i$  a magnetosferas grandes con un  $R_i = r_{mi} = 5.0 R_*$  quedando en el límite de los modelos. Similarmente tenemos el comportamiento para el  $\cos i$  el cual queda en el borde de los modelos con 0.90 indicando inclinaciones bajas en el sistema. Por otra parte, tenemos que no se puede dar información alguna del ancho de la magnetosfera salvo una leve tendencia a magnetosferas anchas.

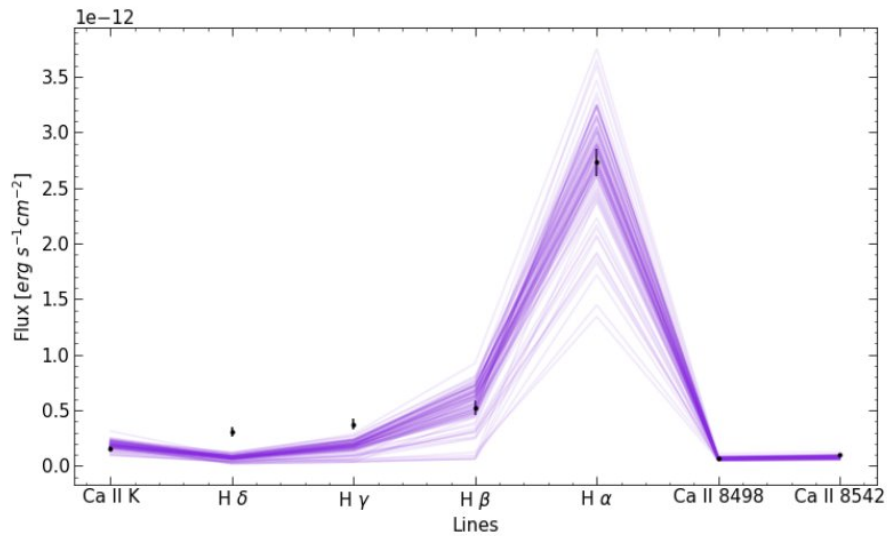


**Figura 4.12:** Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para Sz27. La línea punteada morada representa el máximo de cada distribución y la línea punteada naranja representa la mediana de cada distribución, cuyo valor se indica en para cada parámetro junto los percentiles 0.16 y 0.84

Con respecto a la abundancia, tenemos una distribución con un máximo bien definido en 0.33. Ahora bien, el valor tabulado para la tasa de acreción de esta estrella es de  $\log \dot{M} = -8.86 M_{\odot} yr^{-1}$ , lo cual es un orden de magnitud mayor a lo obtenido con este análisis; si observamos la distribución obtenida para este parámetro, tenemos un máximo local alrededor de este valor en  $\log \dot{M} = -9.1 M_{\odot} yr^{-1}$ , el cual corresponde a un factor de abundancia menor.

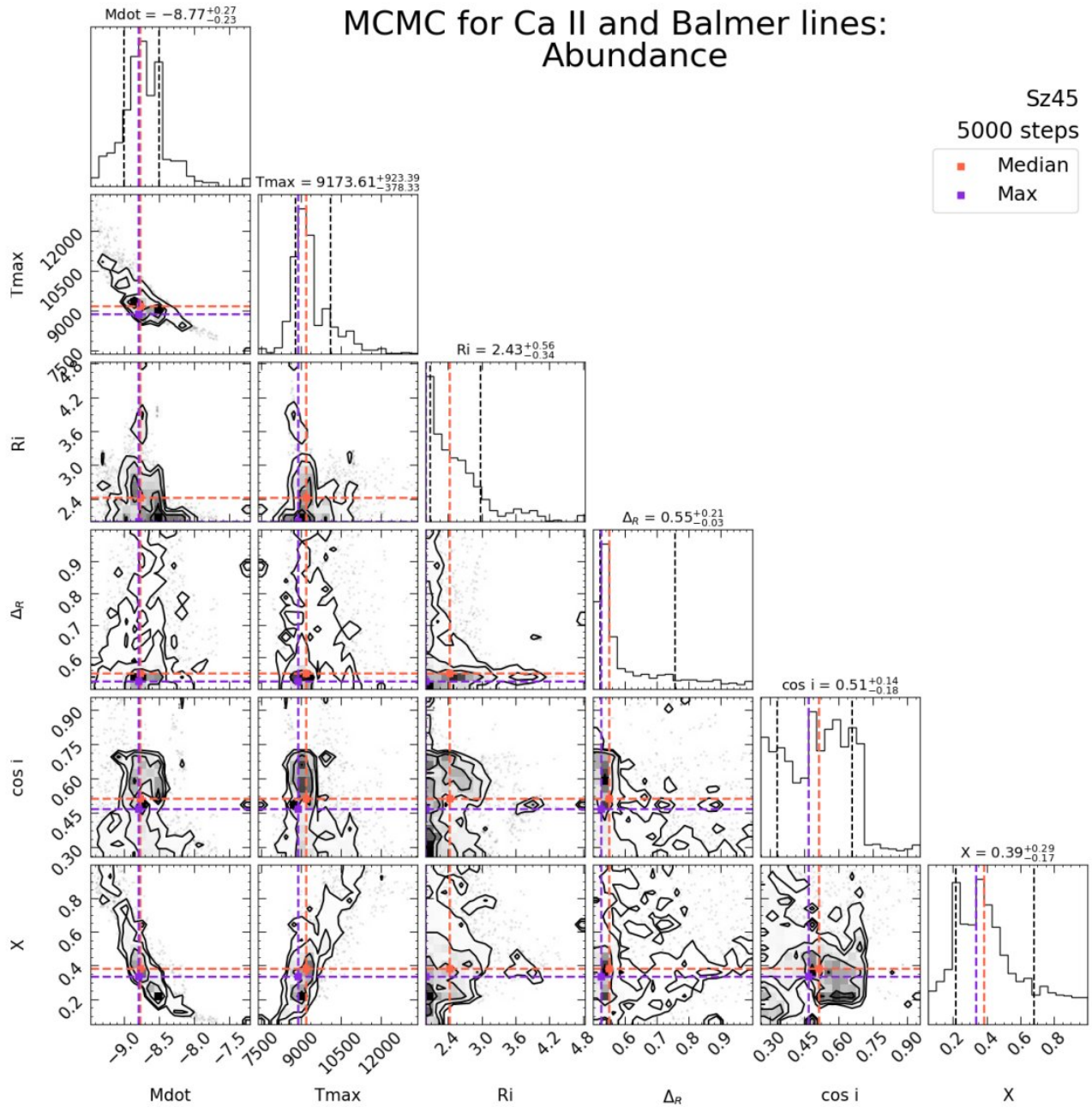
Si observamos los perfiles de esta estrella obtenemos que son esencialmente cromosféricos, que es típico de tasas de acreción bajas, por lo que es difícil decir cuando hay o no un déficit de calcio significativo, y en realidad para estos casos el estudio con el MCMC actual no es lo suficientemente sensible para distinguir entre estos casos donde la componente cromosférica es altamente significativa, recordando que actualmente se estima la cromosfera con una WTTS del mismo SpT, pero eso no implica que la CTTS no pueda tener una componente cromosférica mayor o menor.

## Sz45



**Figura 4.13:** Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos (líneas moradas) obtenidos con el MCMC para Sz45 (puntos negros)

En la [Figura 4.13](#) se tiene el ajuste de 100 séxtuplas aleatorias dentro de las distribuciones posteriores obtenidas para los parámetros de la [Figura 4.14](#) para la estrella Sz45. La distribución para la tasa de acreción tiene un máximo bien definido en  $\log \dot{M} = -8.77 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ , el cual es menor al reportado en M17b de  $\log \dot{M} = -8.09 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ . Ahora bien, esta estrella presenta un claro déficit de calcio en sus perfiles y si se observa la distribución del factor de abundancia tenemos dos máximos con la misma probabilidad, donde la diferencia es que el máximo correspondiente a una menor abundancia representa una tasa de acreción mayor, alrededor de  $\log \dot{M} = -8.2 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ .

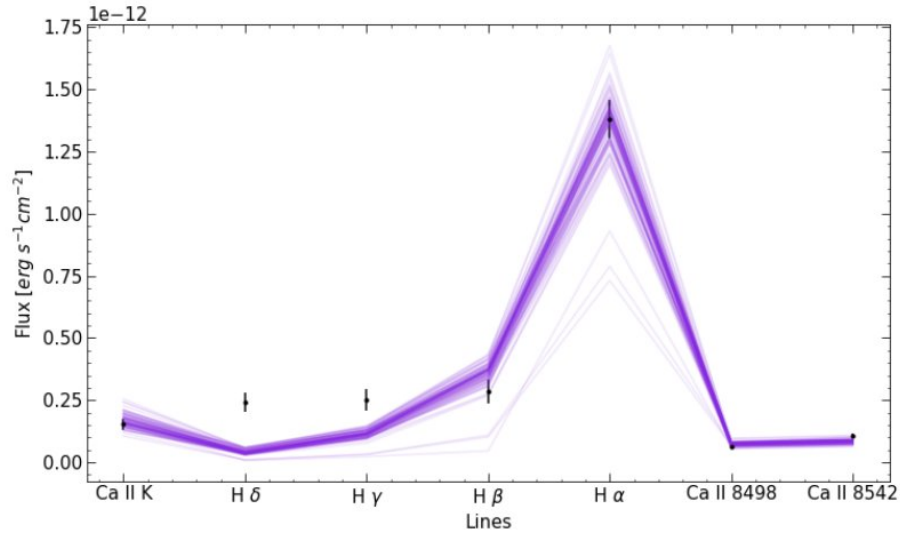


**Figura 4.14:** Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para Sz45. La línea punteada morada representa el máximo de cada distribución y la línea punteada naranja representa la mediana de cada distribución, cuyo valor se indica en para cada parámetro junto los percentiles 0.16 y 0.84

Estudiando las distribuciones para los otros parámetros encontramos que en realidad estos no cambian significativamente, tanto para  $\log \dot{M} = -8.77 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  como para  $\log \dot{M} = -8.2 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  se tienen temperaturas de aproximadamente 9000 K y magnetosferas delgadas de  $0.5 R_*$  con radios internos de 2.4 y  $2 R_*$ , respectivamente. De hecho, el máximo de la distribución de  $R_i$  se obtiene es para el valor de tasa de acreción mayor.

Con respecto a la inclinación, podemos ver cómo la distribución deja por fuera cualquier valor de  $\cos i$  grande, correspondiente a inclinaciones pequeñas. A su vez, para la tasa de acreción menor se tienen  $\cos i$  de 0.45, correspondientes al máximo de su distribución.

### T3

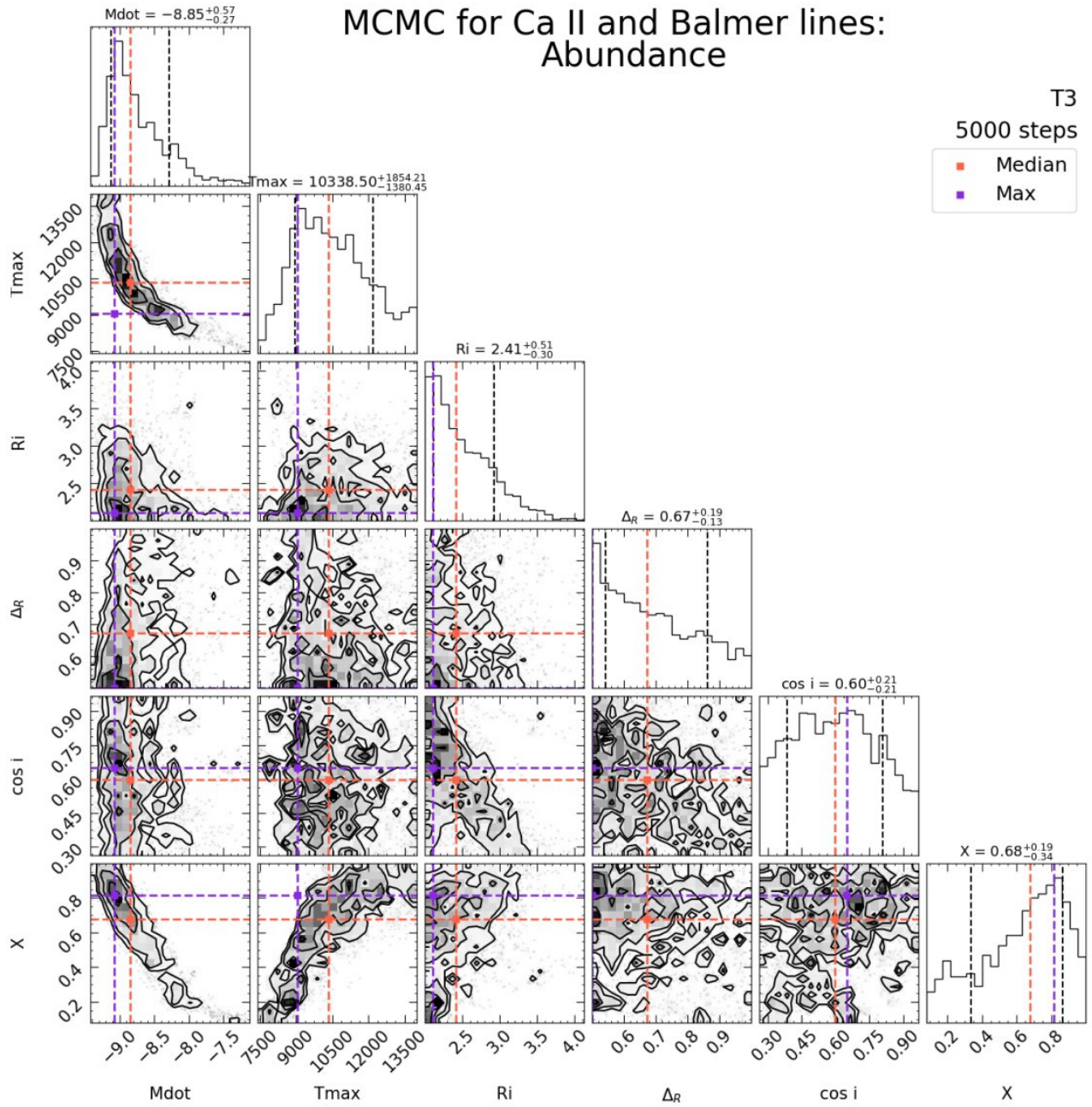


**Figura 4.15:** Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos (líneas moradas) obtenidos con el MCMC para T3 (puntos negros)

En la [Figura 4.15](#) se tiene el ajuste de 100 séxtuplas aleatorias dentro de las distribuciones posteriores obtenidas para los parámetros de la [Figura 4.16](#) para la estrella T3. La distribución de  $T_{\max}$  muestra un máximo definido cercano a  $\log \dot{M} = -9.0 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ , cercano al valor de referencia para esta estrella de  $\log \dot{M} = -8.61 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ , el cual corresponde a un factor de abundancia de 0.8, lo que indica que esta estrella no tiene un déficit de calcio en sus columnas de acreción.

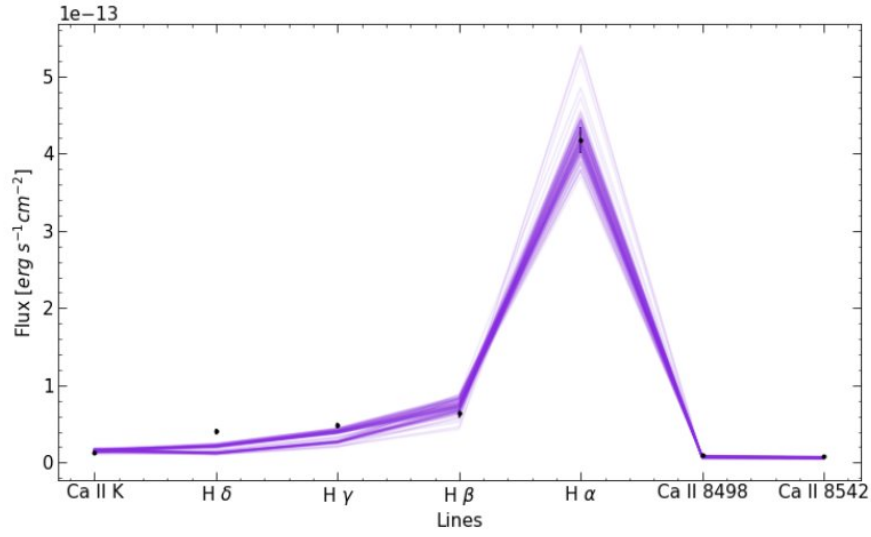
Anclando los demás parámetros al máximo de la tasa de acreción tenemos que  $T_{\max}$  tiene un valor alrededor de 11000-11500 K; nótese que este valor no corresponde ni al máximo ni a la mediana de su distribución. Con respecto a la geometría de la magnetosfera podemos notar como esta tiende a radios internos pequeños y a geometrías delgadas, pero ambos valores quedan en los límites de los modelos.

En cuanto a la inclinación, tenemos que la distribución deja de lado inclinaciones altas o bajas. Aunque debido a la forma de la distribución no se puede dar un valor concreto, el valor del  $\cos i$  correspondiente al máximo de la tasa de acreción está alrededor de 0.7 para esta estrella.



**Figura 4.16:** Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T3. La línea punteada morada representa el máximo de cada distribución y la línea punteada naranja representa la mediana de cada distribución, cuyo valor se indica en para cada parámetro junto los percentiles 0.16 y 0.84

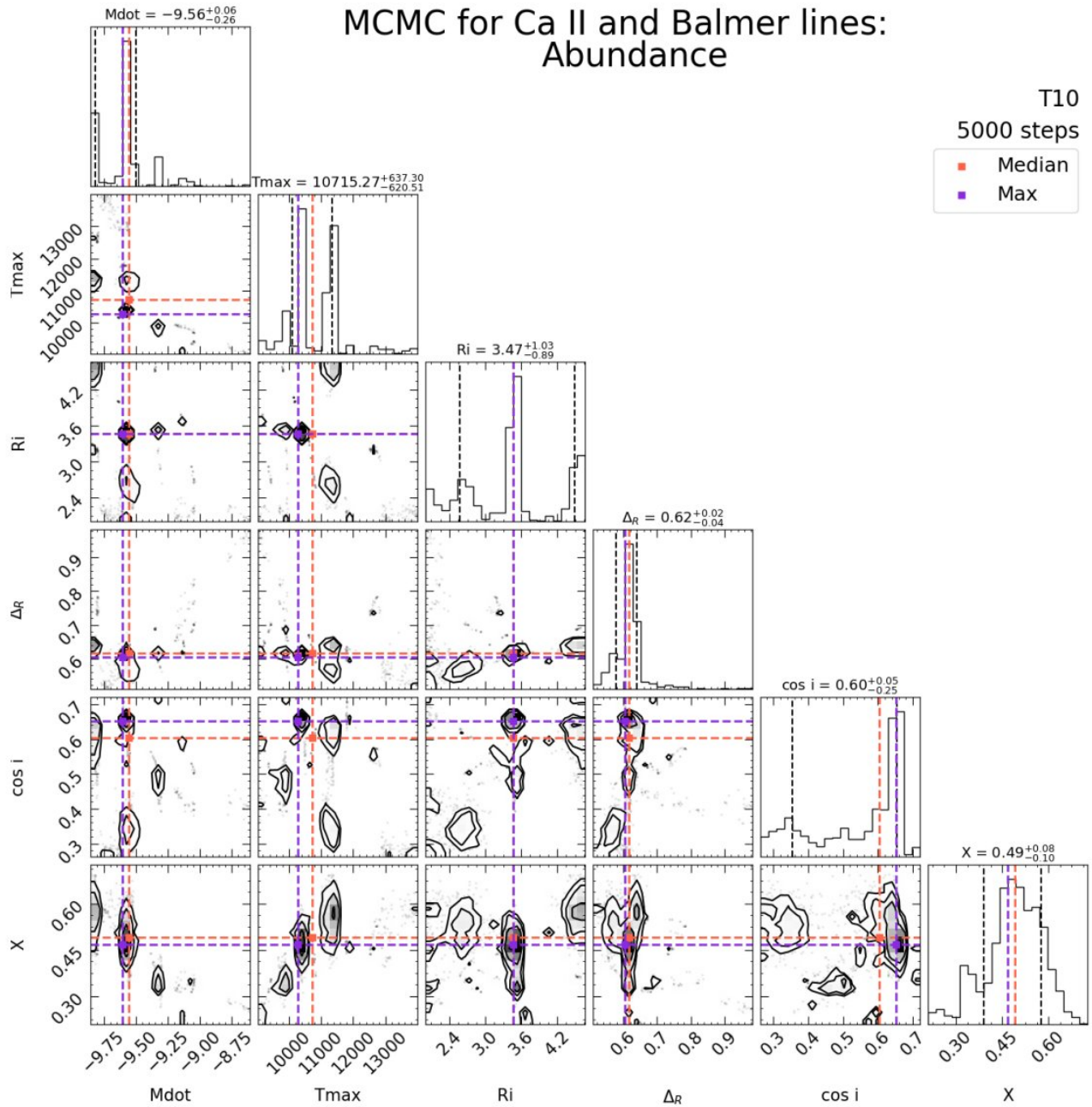
## T10



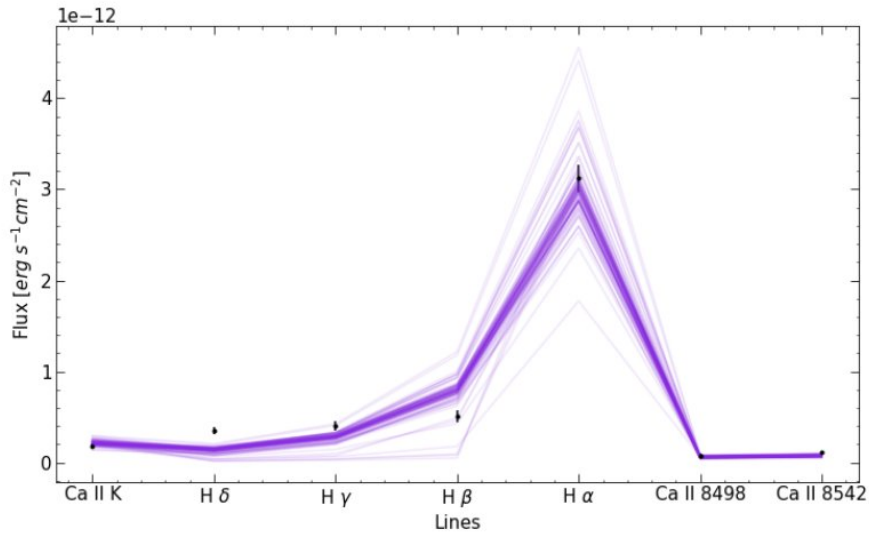
**Figura 4.17:** Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos (líneas moradas) obtenidos con el MCMC para T10 (puntos negros)

En la [Figura 4.17](#) se tiene el ajuste de 100 séxtuplas aleatorias dentro de las distribuciones posteriores obtenidas para los parámetros de la [Figura 4.18](#) para la estrella T10. Esta CTTS tiene como referencia un  $\log \dot{M} = -9.22 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  y mediante el MCMC se obtiene un máximo en la distribución de la posterior de la tasa de acreción de  $-9.56 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ , con un factor de abundancia alrededor de 0.45.

Los demás parámetros magnetosféricos tiene distribuciones con máximos definidos, los cuales coinciden con los correspondientes al máximo de la tasa de acreción. Sin embargo, se debe destacar que en la mayoría de los parámetros se observa una segunda quintupla de valores menos probables los cuales están igualmente anclado al máximo de la distribución de la tasa de acreción. Tomando como resultados los valores correspondientes a los máximos se tiene una  $T_{\text{max}}$  de 10000 K, un  $R_i$  alrededor de  $3.5 R_*$ , un  $\Delta R$  de  $0.6 R_*$ , con un  $\cos i$  de aproximadamente 0.65



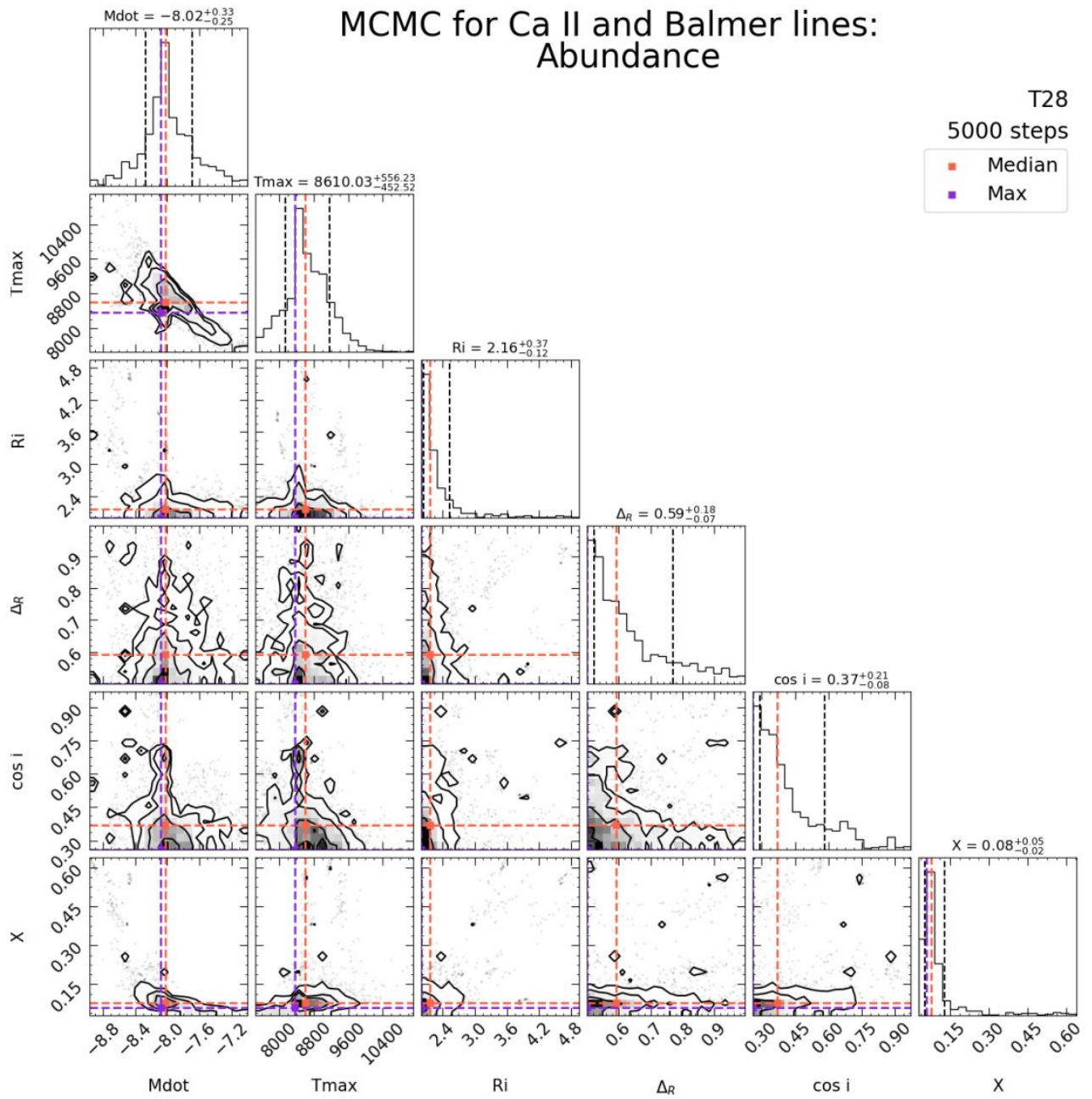
**Figura 4.18:** Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T10. La línea punteada morada representa el máximo de cada distribución y la línea punteada naranja representa la mediana de cada distribución, cuyo valor se indica en para cada parámetro junto los percentiles 0.16 y 0.84



**Figura 4.19:** Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos (líneas moradas) obtenidos con el MCMC para T28 (puntos negros)

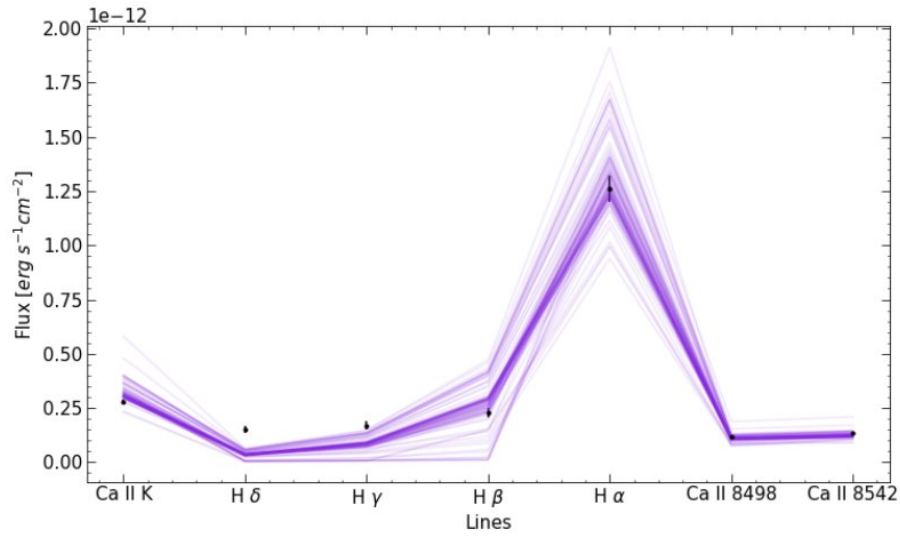
En la [Figura 4.19](#) se tiene el ajuste de 100 séxtuplas aleatorias dentro de las distribuciones posteriores obtenidas para los parámetros de la [Figura 4.20](#) para la estrella T28. Esta estrella tiene una tasa de acreción reportada de  $\log \dot{M} = -7.92 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  y un déficit de calcio que se puede ver claramente en los perfiles, lo cual va acorde con el máximo obtenido en la distribución para el factor de abundancia, el cual indica un factor de 0.08 con respecto a la abundancia solar.

Por otra parte, el máximo de la distribución correspondiente a la tasa de acreción es de  $\log \dot{M} = -8.02 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ , y anclando los demás parámetros a este resultado se tiene una  $T_{\text{max}}$  correspondiente de 8600 K. Para la geometría de la magnetosfera y la inclinación solo se puede hablar de tendencias debido a que los resultados están en los límites de los modelos, con un  $r_{\text{mi}} = 2.0 R_{*}$ , un  $\Delta R = 0.5 R_{*}$  y un  $\cos i = 0.3$ .



**Figura 4.20:** Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T28. La línea punteada morada representa el máximo de cada distribución y la línea punteada naranja representa la mediana de cada distribución, cuyo valor se indica en para cada parámetro junto los percentiles 0.16 y 0.84

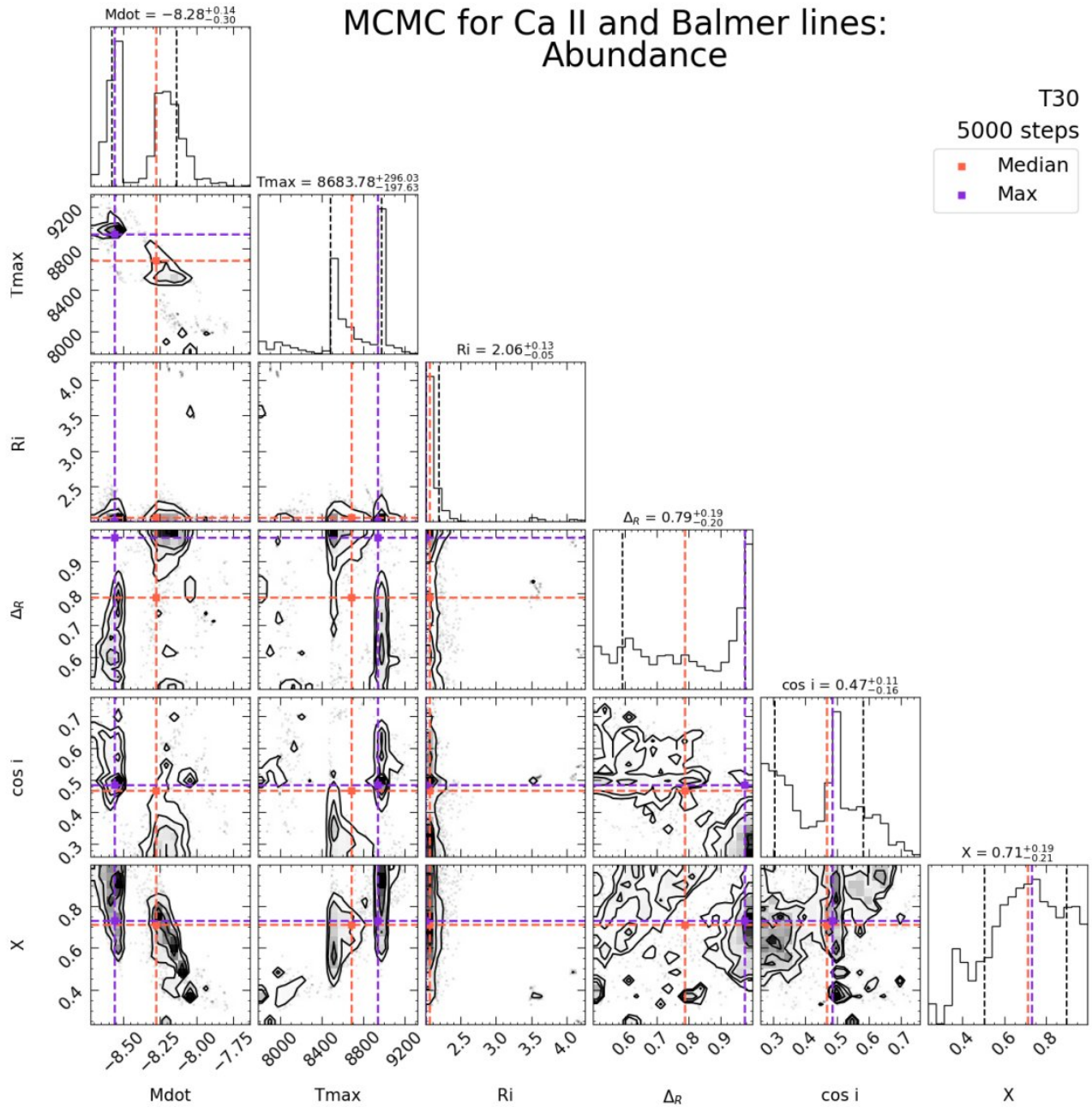
## T30



**Figura 4.21:** Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos (líneas moradas) obtenidos con el MCMC para T30 (puntos negros)

En la [Figura 4.21](#) se tiene el ajuste de 100 séxtuplas aleatorias dentro de las distribuciones posteriores obtenidas para los parámetros de la [Figura 4.22](#) para la estrella T30. Esta CTTS tiene como referencia un  $\log \dot{M} = -8.31 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ , ahora bien del MCMC se tienen dos distribuciones claramente definidas para la tasa de acreción, la de probabilidad máxima con  $\log \dot{M} = -8.50 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  y la segunda distribución con una probabilidad un poco menor de  $\log \dot{M} = -8.25 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ .

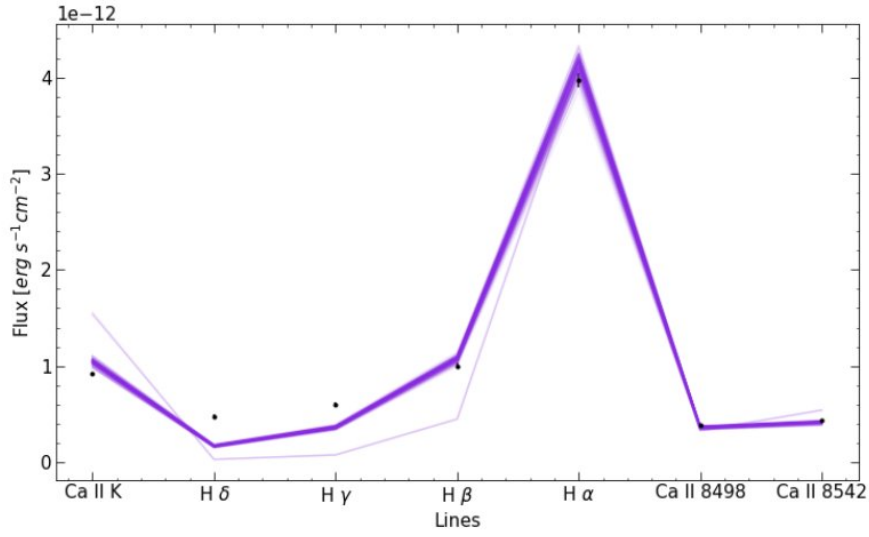
Ambas probabilidades tienen el mismo radio interno de la magnetosfera, el cual tiende a valores pequeños quedando en el límite de los modelos, pero difieren para los demás parámetros. Considerando la distribución con la máxima likelihood se tienen  $T_{\text{max}}$  de 9000 K,  $\Delta R$  grandes de aproximadamente  $0.8 R_{*}$ ,  $\cos i$  de 0.5 y un factor de abundancia de 0.85, lo que indicaría que no tiene un déficit de calcio.



**Figura 4.22:** Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T30. La línea punteada morada representa el máximo de cada distribución y la línea punteada naranja representa la mediana de cada distribución, cuyo valor se indica en para cada parámetro junto los percentiles 0.16 y 0.84

Si consideramos la distribución con una likelihood menor pero con un  $\dot{M}$  más cercano al reportado independientemente en M17b, se tienen temperaturas cercanas a los 8500 K; además, el grosor de la magnetosfera tiende a valores mayores que en el caso anterior, quedando en el borde de los modelos con un  $\Delta R$  de  $0.9 R_*$ . En este caso la inclinación es mayor, con un  $\cos i$  de 0.3 y el factor de abundancia es menor con  $X = 0.75$ , indicando que tiene un leve déficit de calcio comparado al caso anterior, aunque en realidad este no sea significativo.

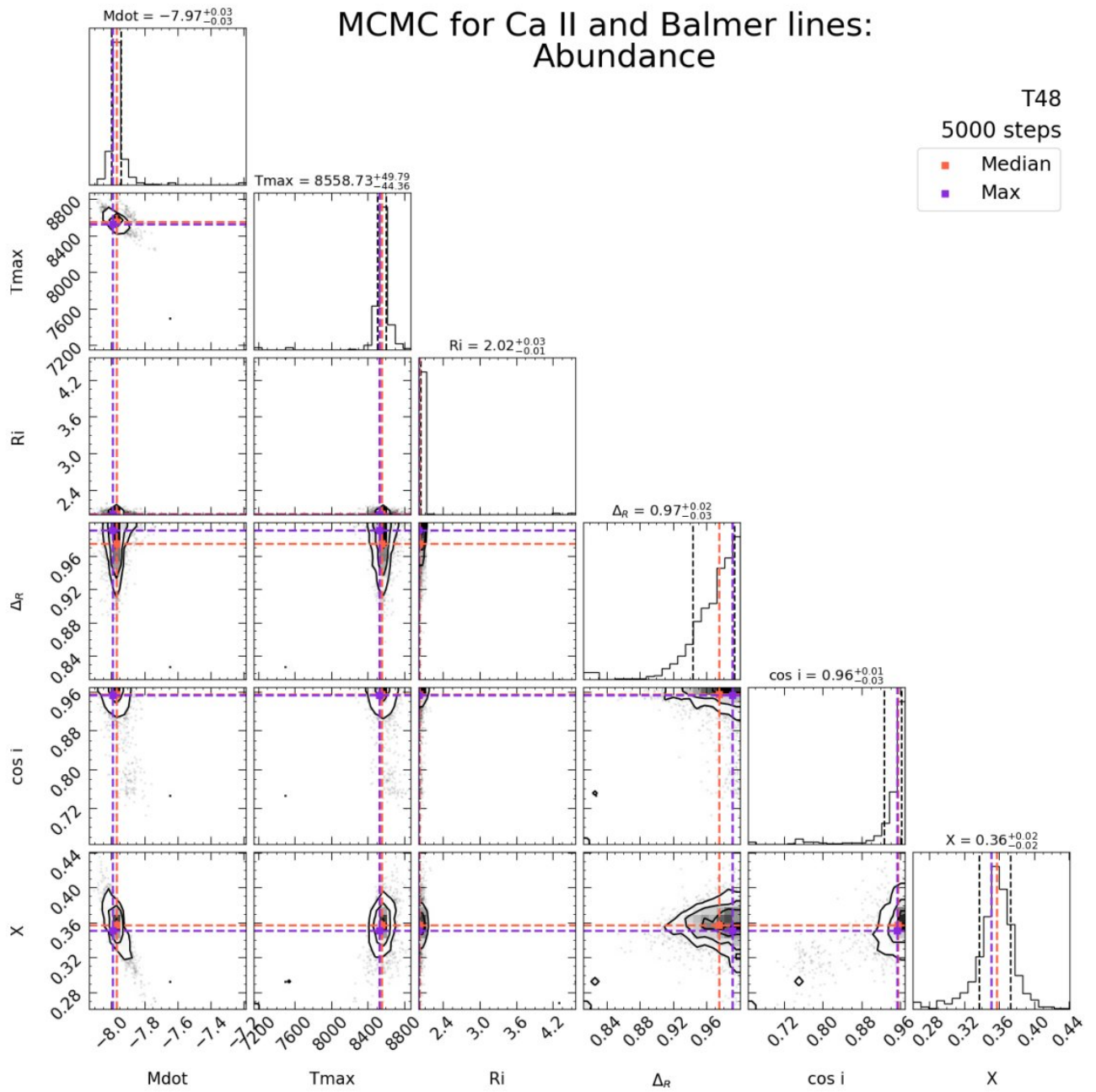
T48



**Figura 4.23:** Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos (líneas moradas) obtenidos con el MCMC para T48 (puntos negros)

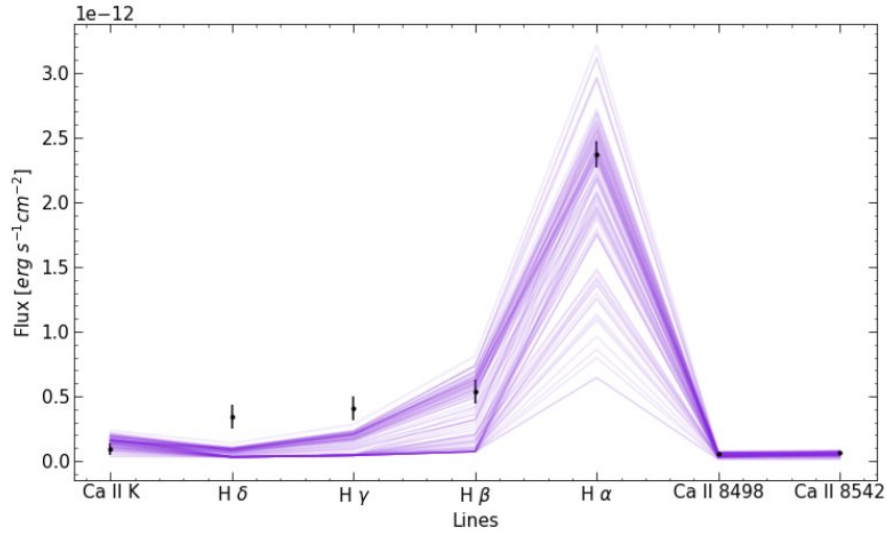
En la [Figura 4.23](#) se tiene el ajuste de 100 séxtuplas aleatorias dentro de las distribuciones posteriores obtenidas para los parámetros de la [Figura 4.24](#) para la estrella T48. Para esta CTTS se tiene un valor reportado de la tasa de acreción de  $\log \dot{M} = -7.96 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ . Por otra parte, para esta estrella se tienen distribuciones bien definidas para todos los parámetros, teniendo así un valor para la tasa de acreción de  $\log \dot{M} = -7.97 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ , para  $T_{\text{max}}$  de 8560 K y un factor de abundancia de 0.36.

Por otra parte, para la geometría de la magnetosfera y la inclinación se tiene que las distribuciones quedan en los límites de los modelos, obteniendo tendencias a geometrías pequeñas y anchas con un  $r_{\text{mi}} = 2R_{*}$  y  $\Delta R = 0.97R_{*}$ ; además de la tendencia a ángulos pequeños con  $\cos i = 0.97$ .



**Figura 4.24:** Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T48. La línea punteada morada representa el máximo de cada distribución y la línea punteada naranja representa la mediana de cada distribución, cuyo valor se indica en para cada parámetro junto los percentiles 0.16 y 0.84

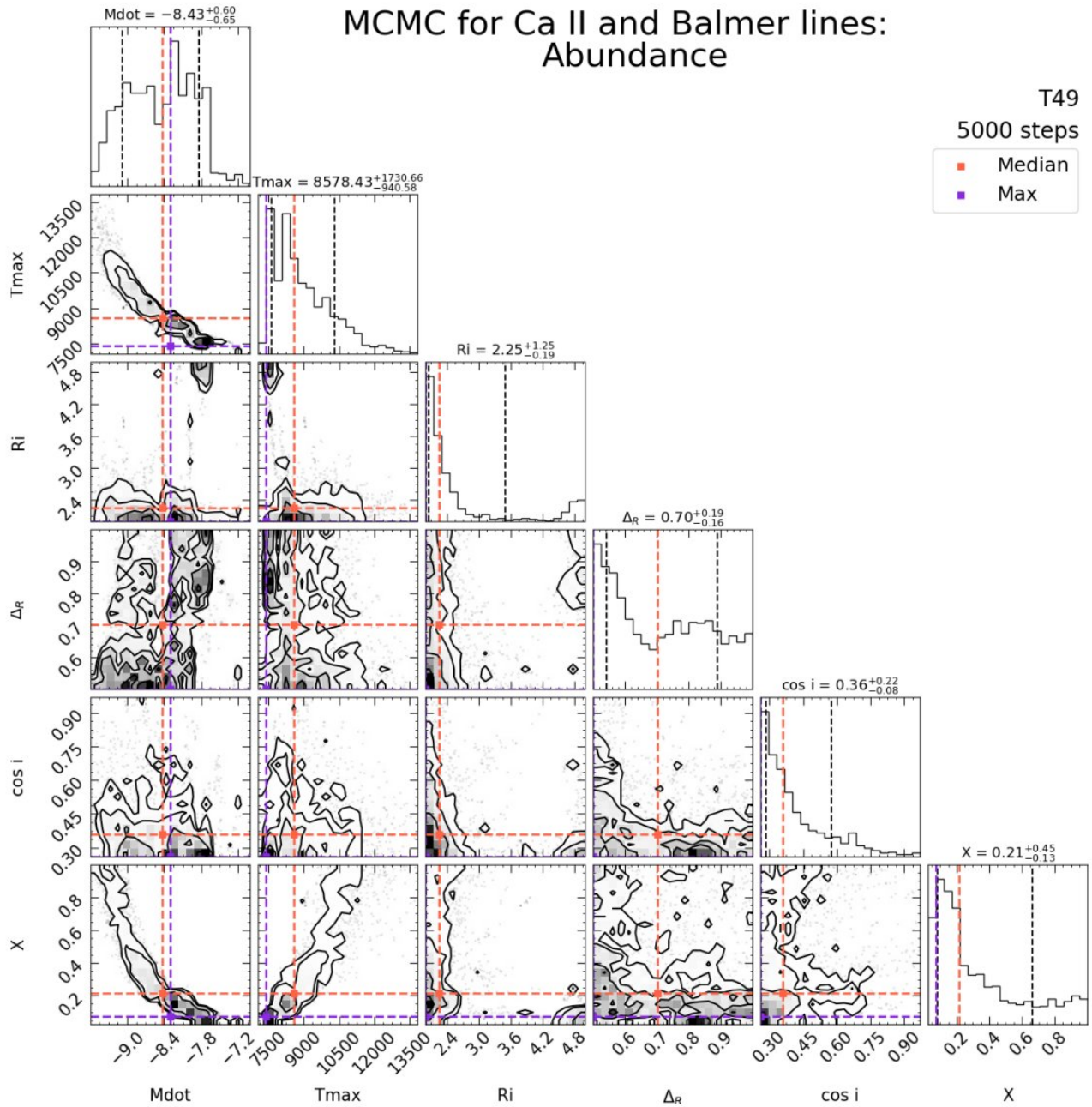
T49



**Figura 4.25:** Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos (líneas moradas) obtenidos con el MCMC para T49 (puntos negros)

En la [Figura 4.25](#) se tiene el ajuste de 100 séxtuplas aleatorias dentro de las distribuciones posteriores obtenidas para los parámetros de la [Figura 4.26](#) para la estrella T49. Esta estrella tiene una tasa de acreción reportada de  $\log \dot{M} = -7.41 M_{\odot} yr^{-1}$  y sus perfiles muestran un déficit significativo de calcio. Si observamos la distribución posterior marginal obtenida para la tasa de acreción vemos que esta descarta tasas de acreción mayores a  $\log \dot{M} = -7.6 M_{\odot} yr^{-1}$  y menores que  $\log \dot{M} = -9.2 M_{\odot} yr^{-1}$ , dentro de los valores con likelihoods altas tenemos un máximo en  $-8.4 M_{\odot} yr^{-1}$ , lo cual es un orden de magnitud menor al reportado en M17b.

Como se ha visto en distribuciones anteriores, la razón de la diferencia entre el valor reportado y el valor obtenido para la tasa de acreción puede ser debida al factor de abundancia que se utiliza. De hecho, la distribución posterior bi-dimensional para la tasa de acreción y la abundancia muestra que el máximo de la tasa de acreción no corresponde al máximo del factor de abundancia. En realidad, el máximo de la distribución posterior para la abundancia corresponde a tasas de acreción menores, comprobables con el valor reportado en M17b, alrededor de  $\log \dot{M} = -7.8 M_{\odot} yr^{-1}$ .



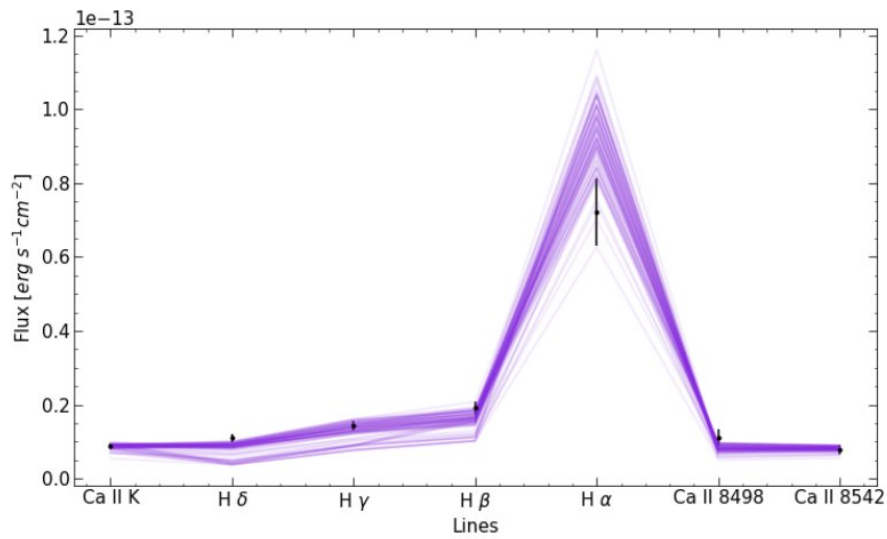
**Figura 4.26:** Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T49. La línea punteada morada representa el máximo de cada distribución y la línea punteada naranja representa la mediana de cada distribución, cuyo valor se indica en para cada parámetro junto los percentiles 0.16 y 0.84

Asimismo, notemos que la distribución de temperatura tiene su máximo para este valor de tasa de acreción ( $\log \dot{M} = -7.8 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ ), siendo estas temperaturas entre 7500 y 8000 K. Análogamente el coseno de la inclinación también tiene su máximo para esta tasa de acreción, siendo este de 0.3, quedando en el límite de los modelos e indicando su tendencia inclinaciones altas.

Por otra parte, para el  $\cos i$  queda en los límites de los modelos para ambos casos, indicando una

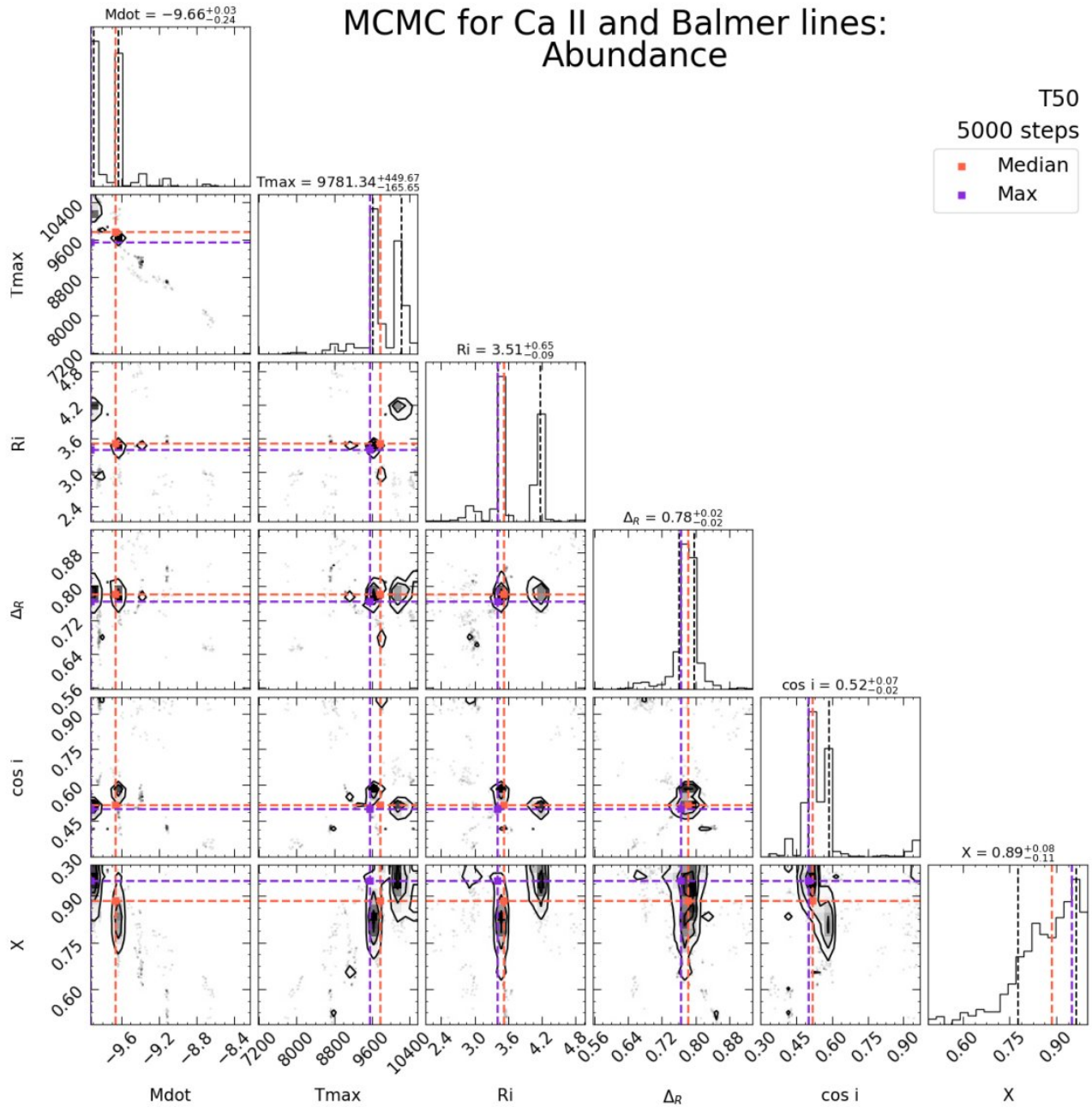
tendencia a inclinaciones altas con  $\cos i = 0.30$ . En cuanto a los parámetros de la geometría de la magnetosfera tenemos que para el  $R_i$  en el caso del máximo tiende a magnetosferas pequeñas, pero siguiendo la línea de  $\log \dot{M} = -7.8 M_{\odot} yr^{-1}$  se tienen magnetosferas con tendencia a magnetosferas grandes (Se habla de tendencias porque ambos casos están en los límites de los modelos). A su vez, el grosor de la magnetosfera tiene un comportamiento similar, teniendo magnetosferas delgadas para el máximo de la tasa de acreción y magnetosferas alrededor de 0.8 para  $\log \dot{M} = -7.8 M_{\odot} yr^{-1}$ .

## T50



**Figura 4.27:** Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos (líneas moradas) obtenidos con el MCMC para T50 (puntos negros)

En la [Figura 4.27](#) se tiene el ajuste de 100 sextuplas aleatorias dentro de las distribuciones posteriores obtenidas para los parámetros de la [Figura 4.28](#) para la estrella T50. T50 tiene una tasa de acreción reportada de  $\log \dot{M} = -9.34 M_{\odot} yr^{-1}$  y sus perfiles de calcio son esencialmente cromosféricos. Análogamente a los casos anteriores se busca anclar los parámetros a la la tasa de acreción, al ser el único valor de referencia que se tiene.

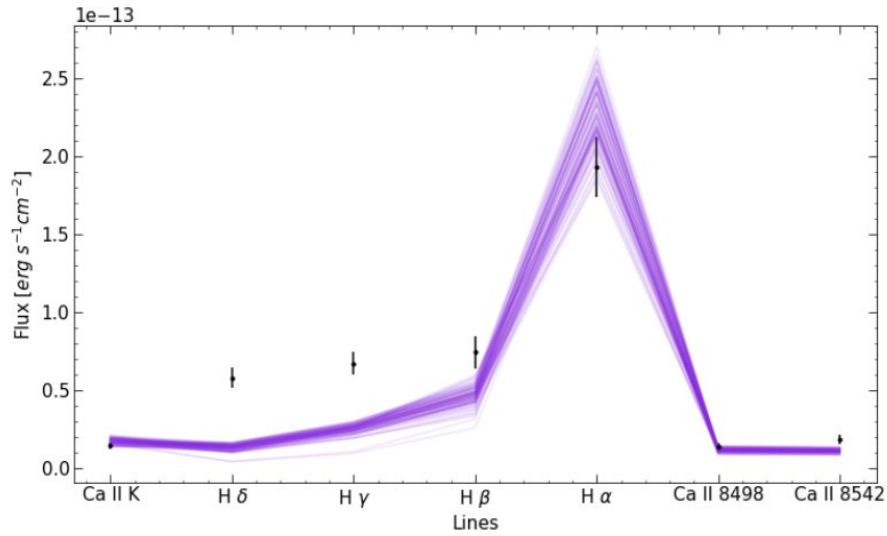


**Figura 4.28:** Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T50. La línea punteada morada representa el máximo de cada distribución y la línea punteada naranja representa la mediana de cada distribución, cuyo valor se indica en para cada parámetro junto los percentiles 0.16 y 0.84

La distribución posterior para la tasa de acreción posee dos distribuciones bien definidas con máximos de aproximadamente la misma likelihood, la distribución con la likelihood mayor (el máximo de la distribución posterior marginal  $\log \dot{M}$ ) de corresponde a un  $\log \dot{M} = -10.00 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  quedando en el borde de los parámetros y la restante corresponde a la mediana de la distribución posterior con  $\log \dot{M} = -9.66 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ .

Tomando como referencia la tasa de acreción correspondiente a la mediana, tenemos una  $T_{\max}$  de 9600 K, un  $R_i = 3.6R_*$  y un  $\Delta R = 0.78R_*$ , correspondiente al máximo de la distribución de temperatura, radio interno y grosor de la magnetosfera. Asimismo, se tiene un  $\cos i$  de 0.6 y un factor de abundancia de 0.8, que corresponden a un máximo local de la distribución del coseno de la inclinación y el factor de abundancia, respectivamente.

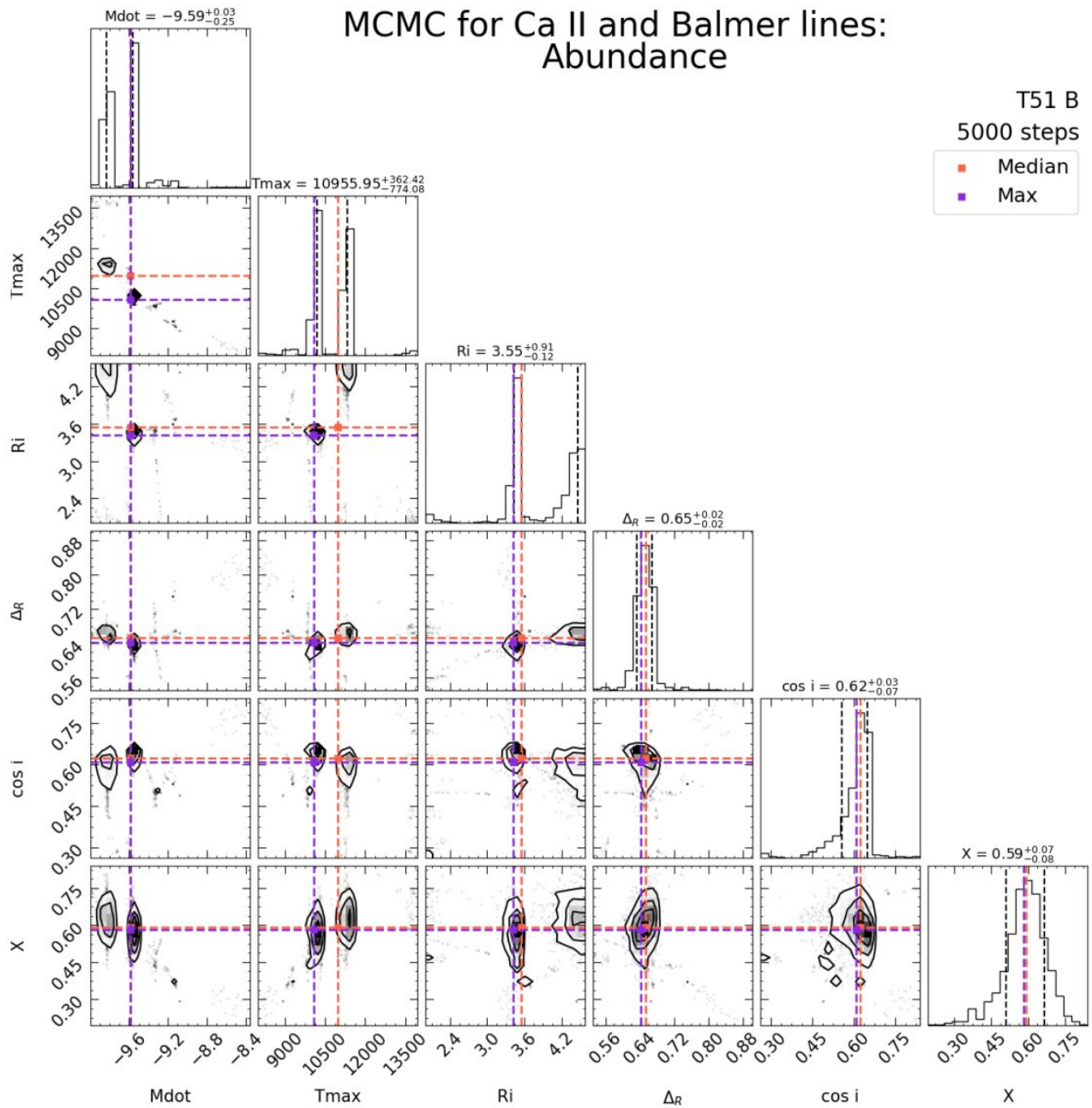
## T51 B



**Figura 4.29:** Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos (líneas moradas) obtenidos con el MCMC para T51 B (puntos negros)

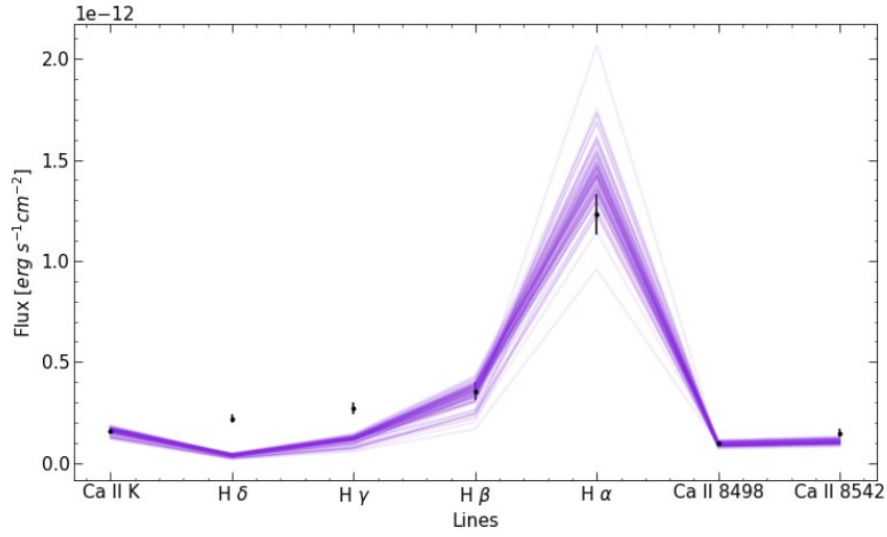
En la [Figura 4.29](#) se tiene el ajuste de 100 séxtuplas aleatorias dentro de las distribuciones posteriores obtenidas para los parámetros de la [Figura 4.30](#) para la estrella T51 B. Para esta estrella se tiene una tasa de acreción reportada de  $\log \dot{M} = -9.02 M_{\odot} yr^{-1}$  y sus perfiles para las líneas de calcio son esencialmente cromosféricos. Estudiando las distribuciones posteriores obtenidas observamos que para la tasa de acreción se tienen dos distribuciones bien definidas que difieren en temperatura y radio interno ( $r_{mi}$ ), más no en abundancia, inclinación o el grosor de la magnetosfera.

Privilegiando el valor máximo de la tasa de acreción tenemos que  $\log \dot{M} = -9.6 M_{\odot} yr^{-1}$  y una  $T_{\max}$  de 10500 K, con una geometría caracterizada por un  $r_{mi} = 3.55 R_*$  y un  $\Delta R = 0.65 R_*$ , una inclinación dada por  $\cos i = 0.62$  y un factor de abundancia de calcio de 0.59 con respecto a la abundancia solar.



**Figura 4.30:** Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T51 B. La línea punteada morada representa el máximo de cada distribución y la línea punteada naranja representa la mediana de cada distribución, cuyo valor se indica en para cada parámetro junto los percentiles 0.16 y 0.84

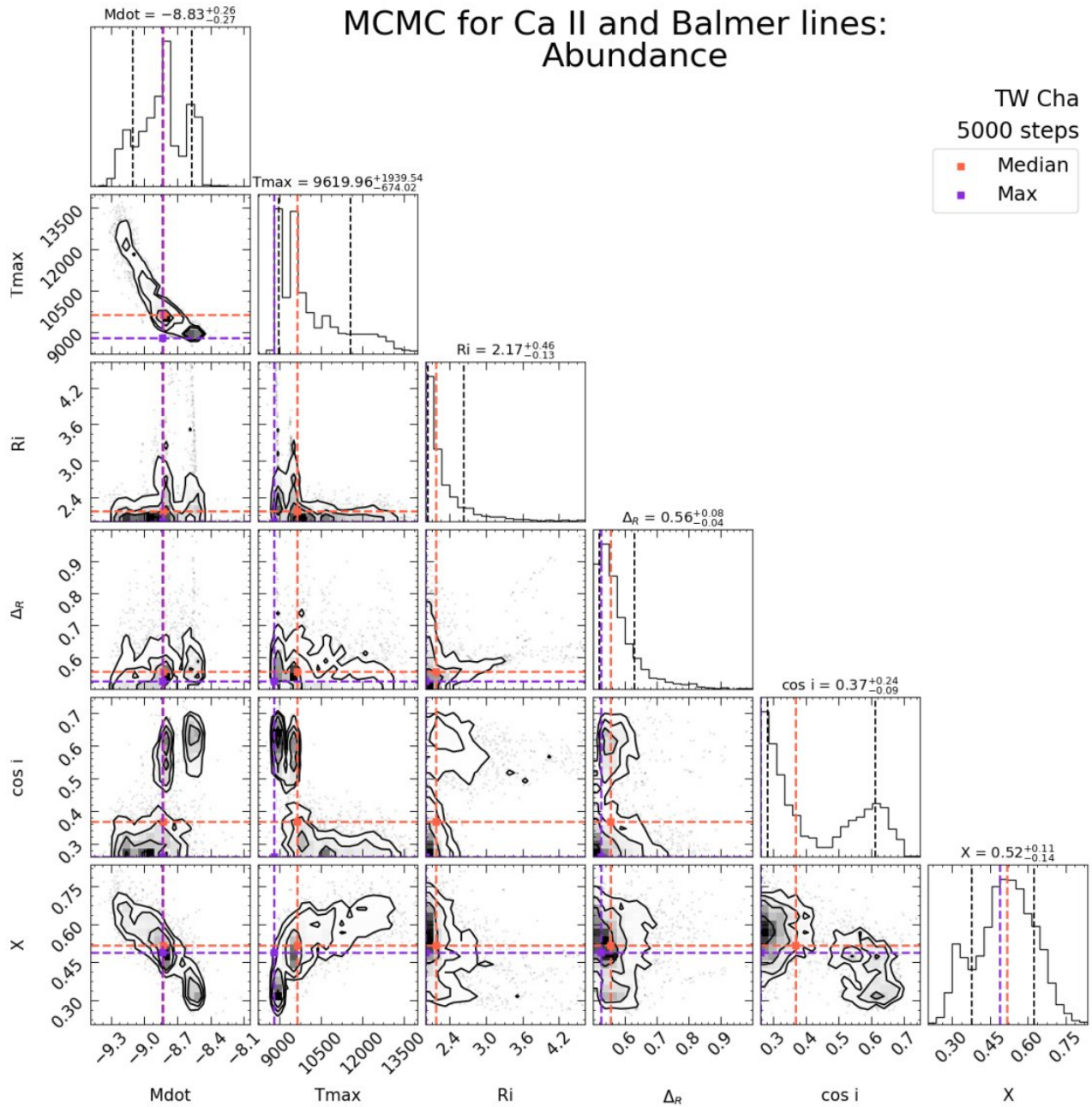
## TW Cha



**Figura 4.31:** Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos (líneas moradas) obtenidos con el MCMC para TW Cha (puntos negros)

En la [Figura 4.29](#) se tiene el ajuste de 100 séxtuplas aleatorias dentro de las distribuciones posteriores obtenidas para los parámetros de la [Figura 4.30](#) para la estrella TW Cha. La tasa de acreción reportada para esta estrella es de  $\log \dot{M} = -8.86 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  y la tasa de acreción obtenida mediante el MCMC es de  $\log \dot{M} = -8.83 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ , valor que corresponde a el valor máximo de la distribución posterior marginal para este parámetro.

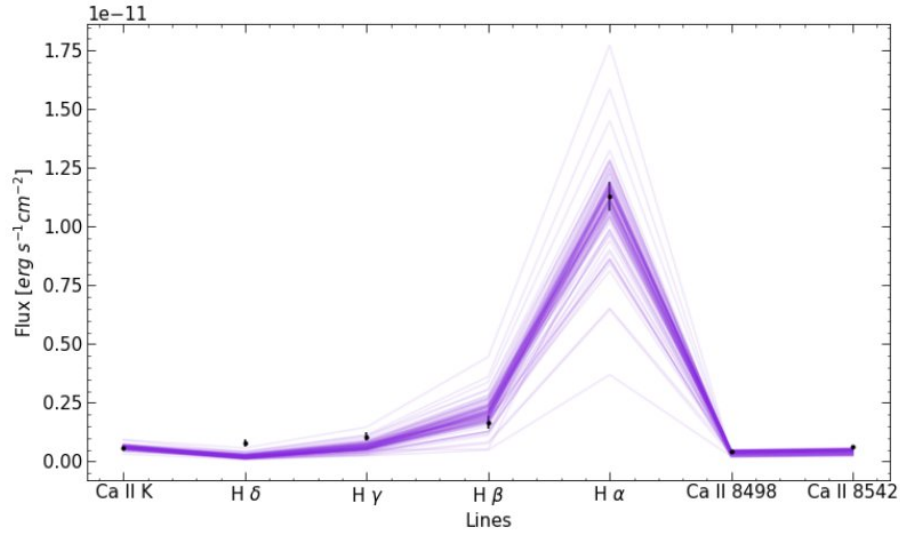
Por otra parte, la distribución para la temperatura presenta dos máximos con aproximadamente la misma likelihood, anclando los parámetros al valor de la tasa de acreción obtenemos que la  $T_{\text{max}}$  correspondiente es aproximadamente a 9600 K, el cual es el valor representativo del máximo local de la distribución. Con respecto a la geometría, se puede observar una tendencia a magnetosferas pequeñas y delgadas con  $r_{mi} = 2.0 R_{*}$  y  $\Delta R = 0.55 R_{*}$ , lo cual queda en el borde de los modelos.



**Figura 4.32:** Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para TW Cha. La línea punteada morada representa el máximo de cada distribución y la línea punteada naranja representa la mediana de cada distribución, cuyo valor se indica en para cada parámetro junto los percentiles 0.16 y 0.84

En cuanto a la inclinación, la distribución está bi-evaluada para la tasa de acreción correspondiente a  $\log \dot{M} = -8.83 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ , teniendo valores posibles en inclinaciones grandes ( $\cos i = 0.3$ ) y a inclinaciones alrededor de  $\cos i = 0.6$ . Por otra parte, se tiene un factor de abundancia de 0.50 para el calcio, con respecto a la abundancia solar.

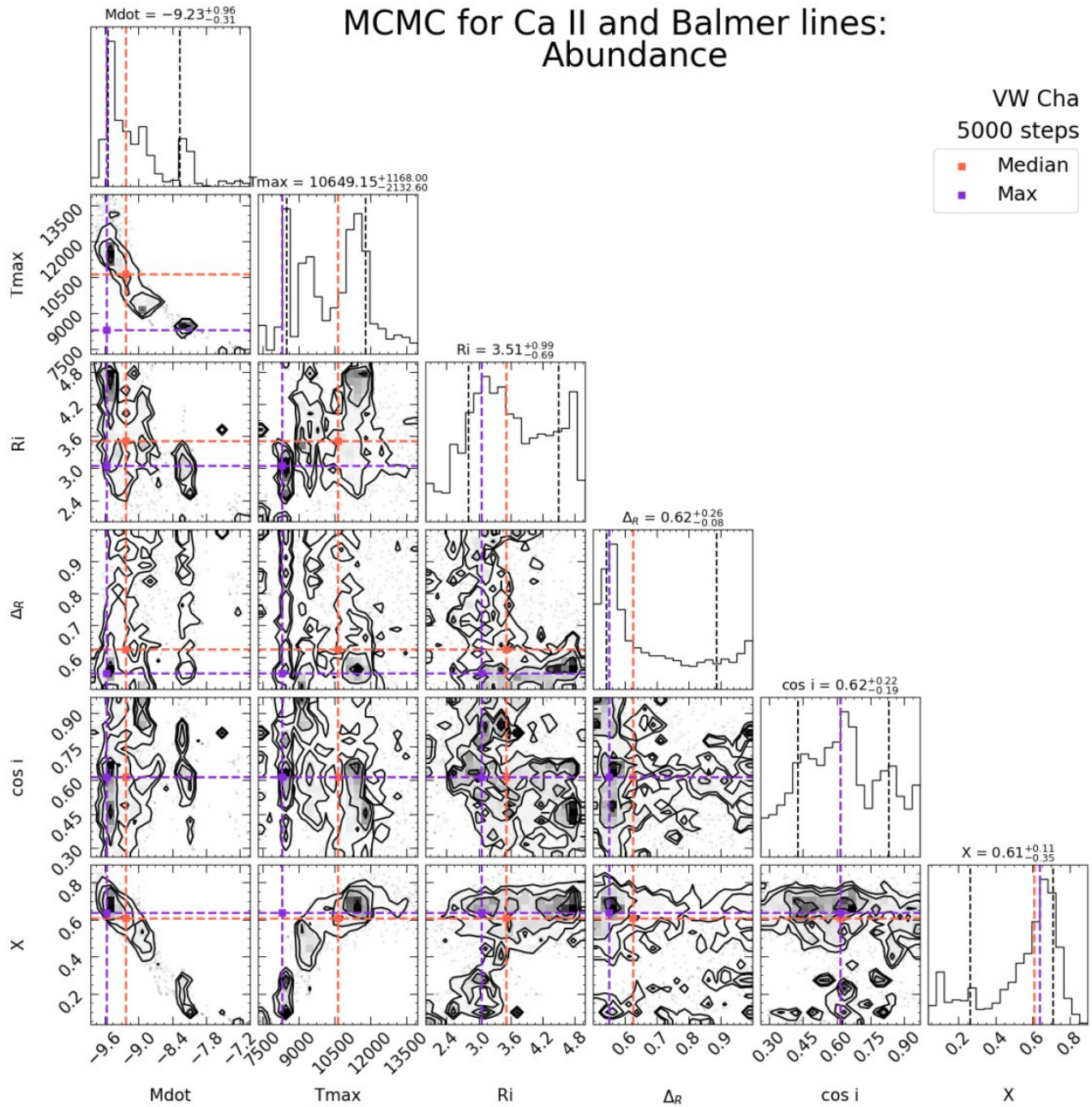
## VW Cha



**Figura 4.33:** Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos (líneas moradas) obtenidos con el MCMC para VW Cha (puntos negros)

En la [Figura 4.33](#) se tiene el ajuste de 100 séxtuplas aleatorias dentro de las distribuciones posteriores obtenidas para los parámetros de la [Figura 4.34](#) para la estrella VW Cha. Esta estrella tiene un  $\dot{M}$  reportado de  $\log \dot{M} = -7.6 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  y se puede observar claramente un déficit de calcio al observar sus perfiles. Si estudiamos la distribución posterior obtenida para la tasa de acreción se observa un máximo definido a  $\log \dot{M} = -9.23 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  que corresponde a un factor de abundancia de calcio de 0.7 con respecto a la abundancia solar.

Ahora bien, no solo este máximo indica una tasa de acreción dos ordenes de magnitud menor, sino que también indica que no hay un déficit significativo en la abundancia de calcio, hecho que contradice lo observado en los perfiles de calcio para VW Cha. Teniendo esto en cuenta, nos enfocamos en el máximo local de la distribución posterior para la tasa de acreción alrededor de  $\log \dot{M} = -8.0 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ , el cual corresponde a factores de abundancia menores a 0.2.



**Figura 4.34:** Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para VW Cha. La línea punteada morada representa el máximo de cada distribución y la línea punteada naranja representa la mediana de cada distribución, cuyo valor se indica en para cada parámetro junto los percentiles 0.16 y 0.84

Anclando los parámetros restantes a  $\log \dot{M} = -8.0 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  tenemos una  $T_{\max}$  alrededor de 8000 - 8500 K, lo que corresponde al máximo de la distribución de la temperatura y una geometría caracterizada por un  $r_{mi} = 3.0 R_{*}$ . En cuanto al ancho de la magnetosfera, no es posible dar un valor para este parámetro debido a que su distribución esta multi-evaluada para la tasa de acreción en cuestión y aunque la distribución posterior marginal para este parámetro indique una tendencia a geometrías pequeñas; sin embargo, esta tendencia es causada por tasas de acreción más bajas.

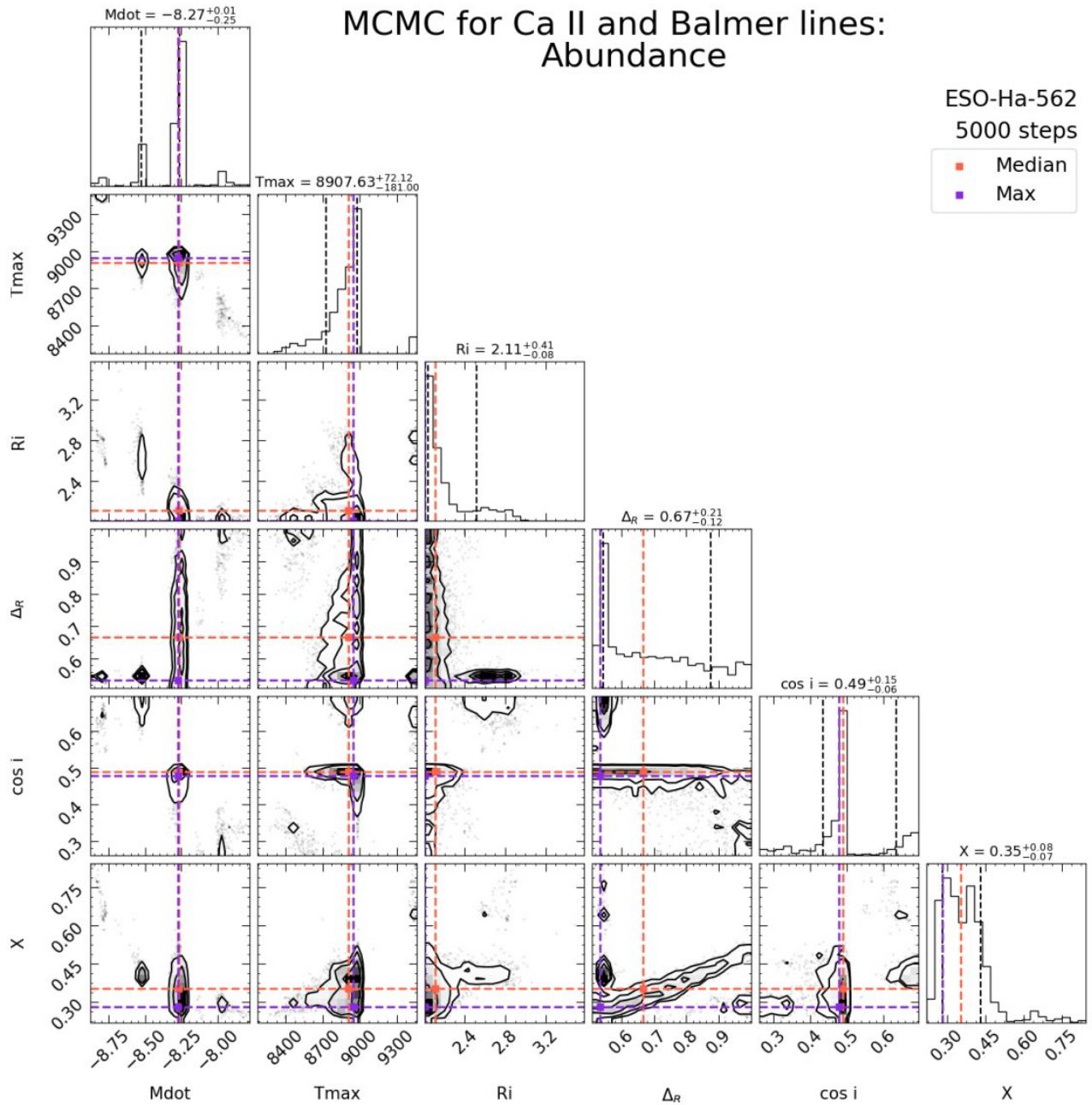
Con respecto a la inclinación, la naturaleza de la distribución deja por fuera inclinaciones altas o pequeñas, indicando un  $\cos i$  entre 0.45 y 0.8. El máximo de la distribución posterior para el coseno de la inclinación ocurre en aproximadamente 0.60, pero análogamente al ancho de la magnetosfera, este resultado tiene una contribución importante de la distribución con el máximo a tasas de acreción menores.

#### 4.1.2. Caso 2: Estrellas con malos ajustes.

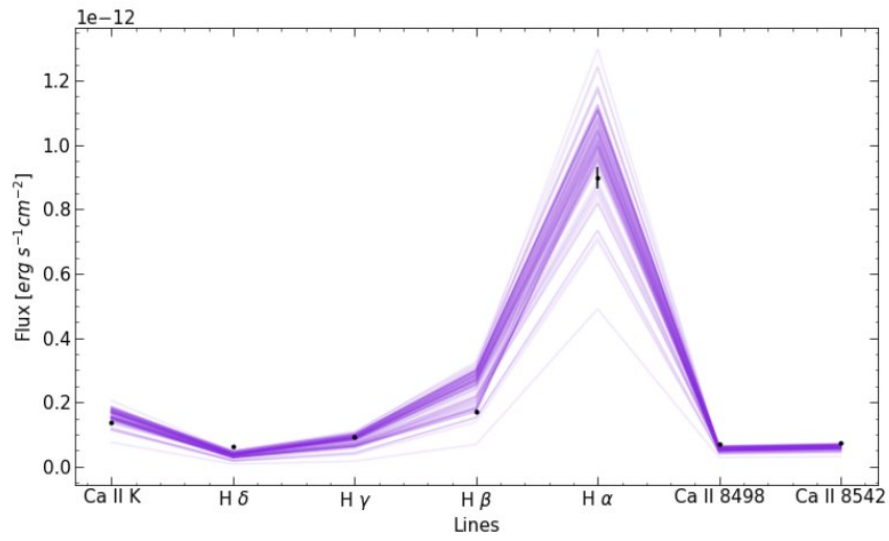
En esta sección se presentan los resultados obtenidos para las estrellas donde no se obtuvo un buen ajuste de los flujos para más de una línea aparte de  $H\gamma$  y  $H\delta$ . Por esta razón, para estas estrellas no se describe en detalle los resultados obtenidos en las distribuciones posteriores de los parámetros ya que no presentan resultados confiables. No obstante, a continuación se discutirán brevemente las posibles razones detrás de la falla en ajuste de los modelos.

Se tiene el caso aislado de ESO-Ha-562, la cual presenta líneas de calcio fuertes para tasas de acreción bajas, comportamiento que no es reproducido por los modelos. Por otra parte tenemos casos como el de Hn 5, T3 B, T4, T12 y T27, de tasas de acreción bajas y perfiles esencialmente cromosféricos para calcio. Como se vio en la sección anterior, el análisis actual no es lo suficientemente sensible para reproducir exitosamente la contribución cromosférica y además considerar un posible déficit de calcio a tasas de acreción bajas, donde la contribución cromosférica es relevante (en algunos casos, esta contribución es más relevante que la contribución magnetosférica).

A su vez, tenemos los casos de J11085367-7521359, Sz22, Sz37 y T40, donde los resultados del MCMC se encuentran en los límites de los parámetros, especialmente aquellos que definen la geometría. Como ya se ha visto anteriormente, la geometría afecta a gran nivel los flujos obtenidos en los modelos, por lo que se puede argumentar que para poder reproducir los flujos observados en las estrellas se necesitan geometrías que no se tienen actualmente en la red de modelos, la cual es bastante gruesa en los parámetros que la caracterizan geoméricamente.

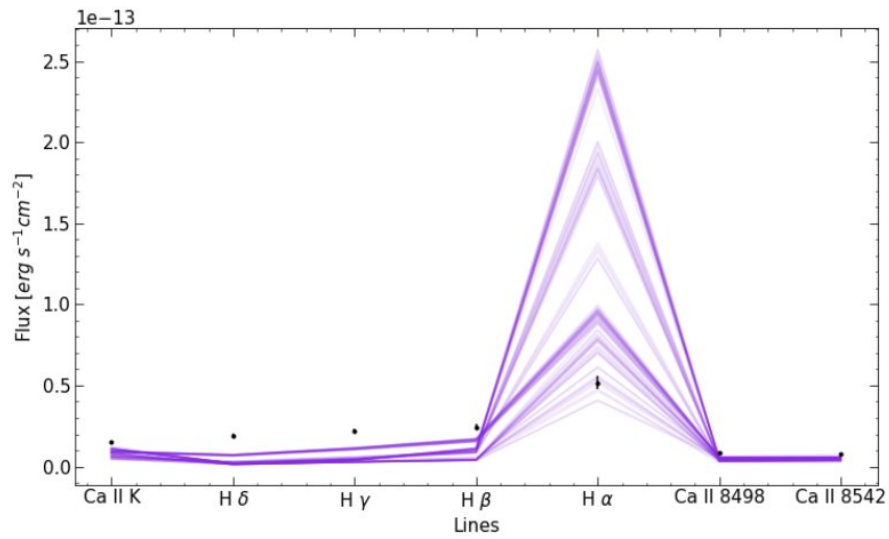


**Figura 4.35:** Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para ESO-Ha-562. La línea punteada morada representa el máximo de cada distribución y la línea punteada naranja representa la mediana de cada distribución, cuyo valor se indica en para cada parámetro junto los percentiles 0.16 y 0.84

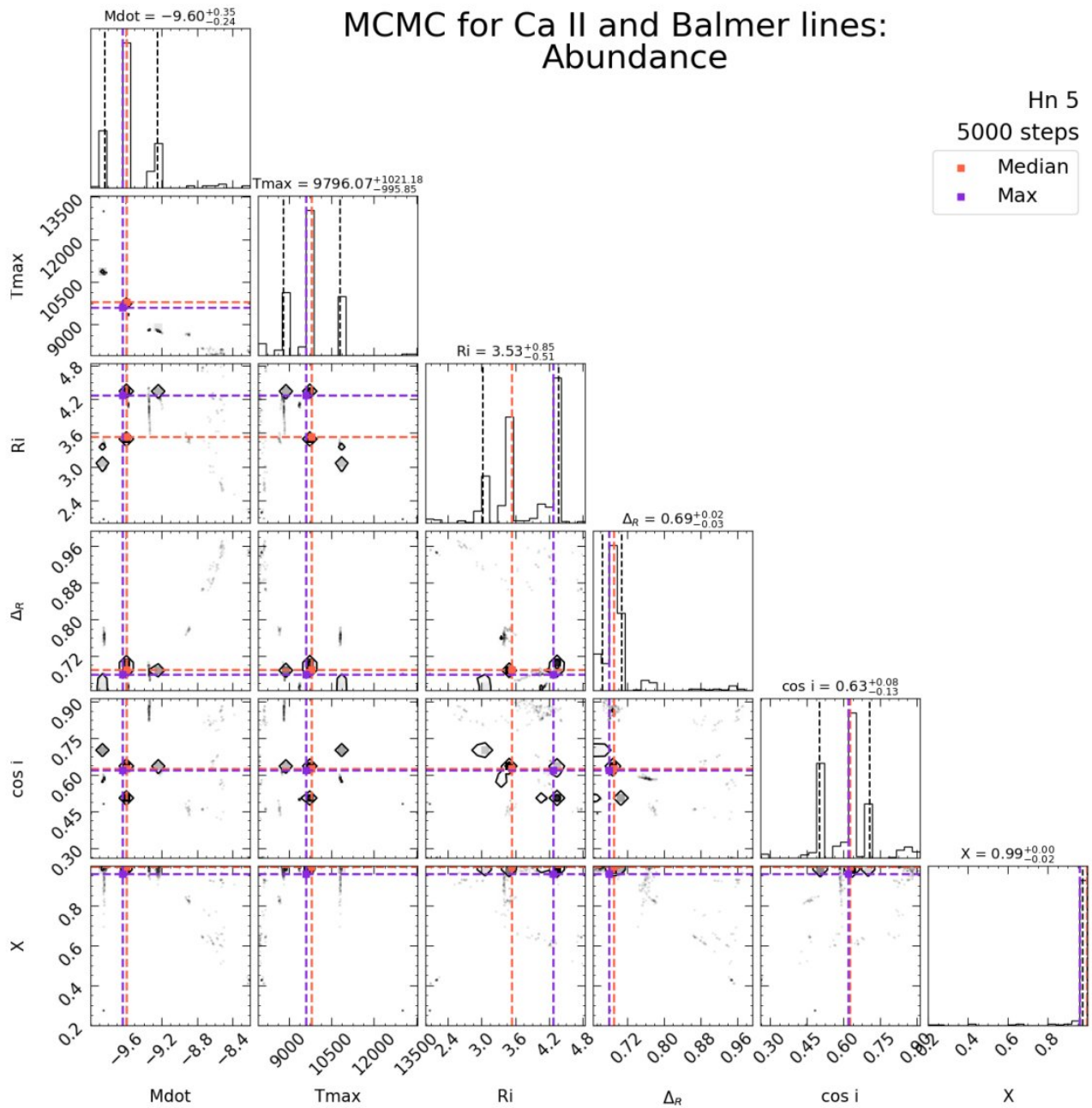


**Figura 4.36:** Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos (líneas moradas) obtenidos con el MCMC para ESO-Ha-562 (puntos negros)

## Hn 5

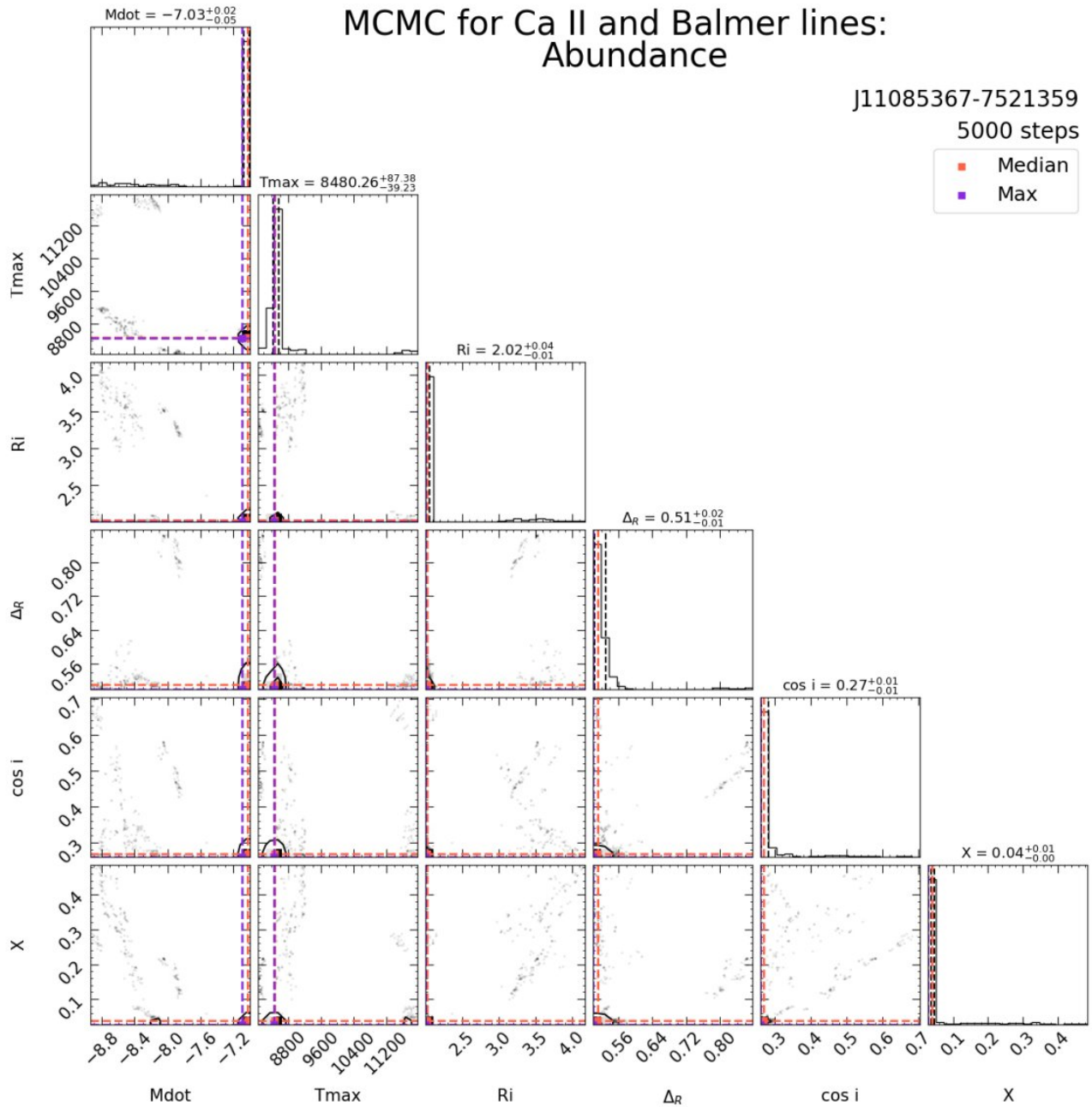


**Figura 4.37:** Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos (líneas moradas) obtenidos con el MCMC para Hn 5 (puntos negros)

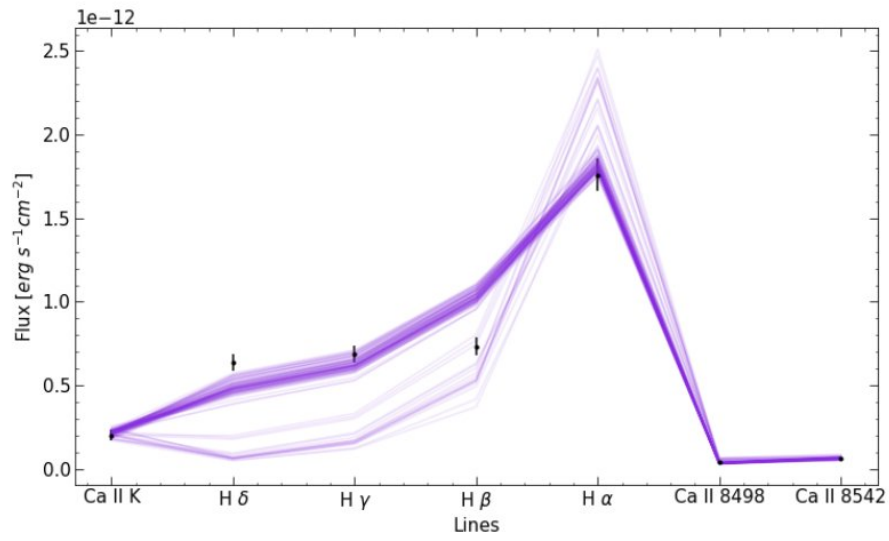


**Figura 4.38:** Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para Hn 5. La línea punteada morada representa el máximo de cada distribución y la línea punteada naranja representa la mediana de cada distribución, cuyo valor se indica en para cada parámetro junto los percentiles 0.16 y 0.84

J11085367-7521359

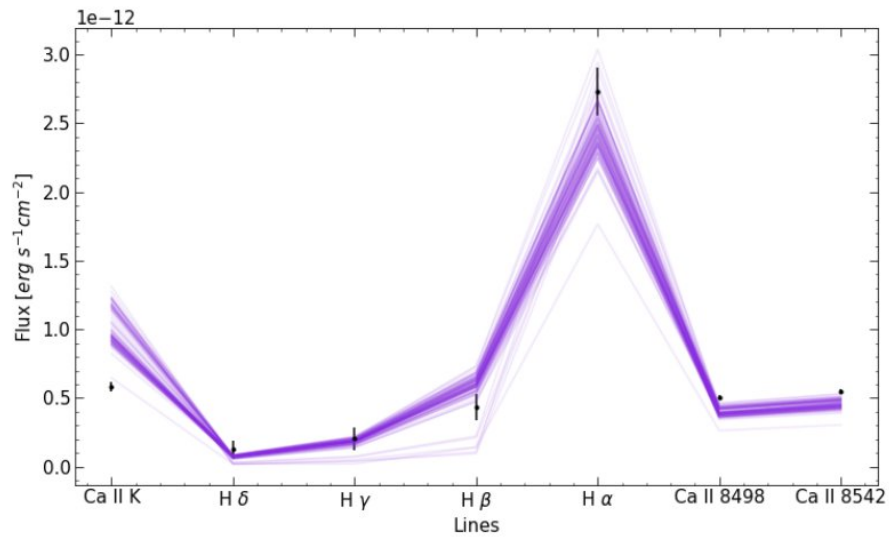


**Figura 4.39:** Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para J11085367-7521359. La línea punteada morada representa el máximo de cada distribución y la línea punteada naranja representa la mediana de cada distribución, cuyo valor se indica en para cada parámetro junto los percentiles 0.16 y 0.84

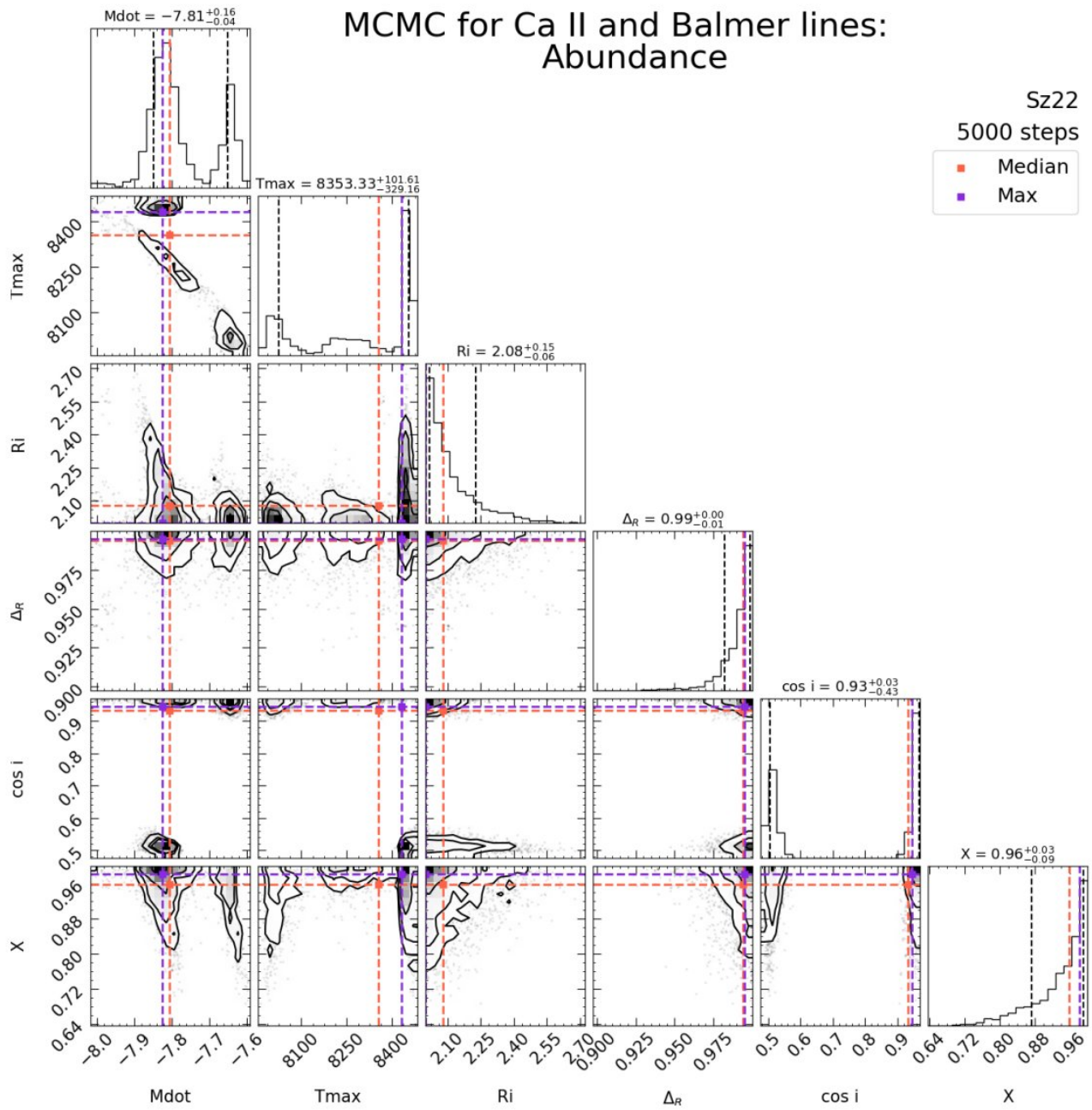


**Figura 4.40:** Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos (líneas moradas) obtenidos con el MCMC para J11085367-7521359 (puntos negros)

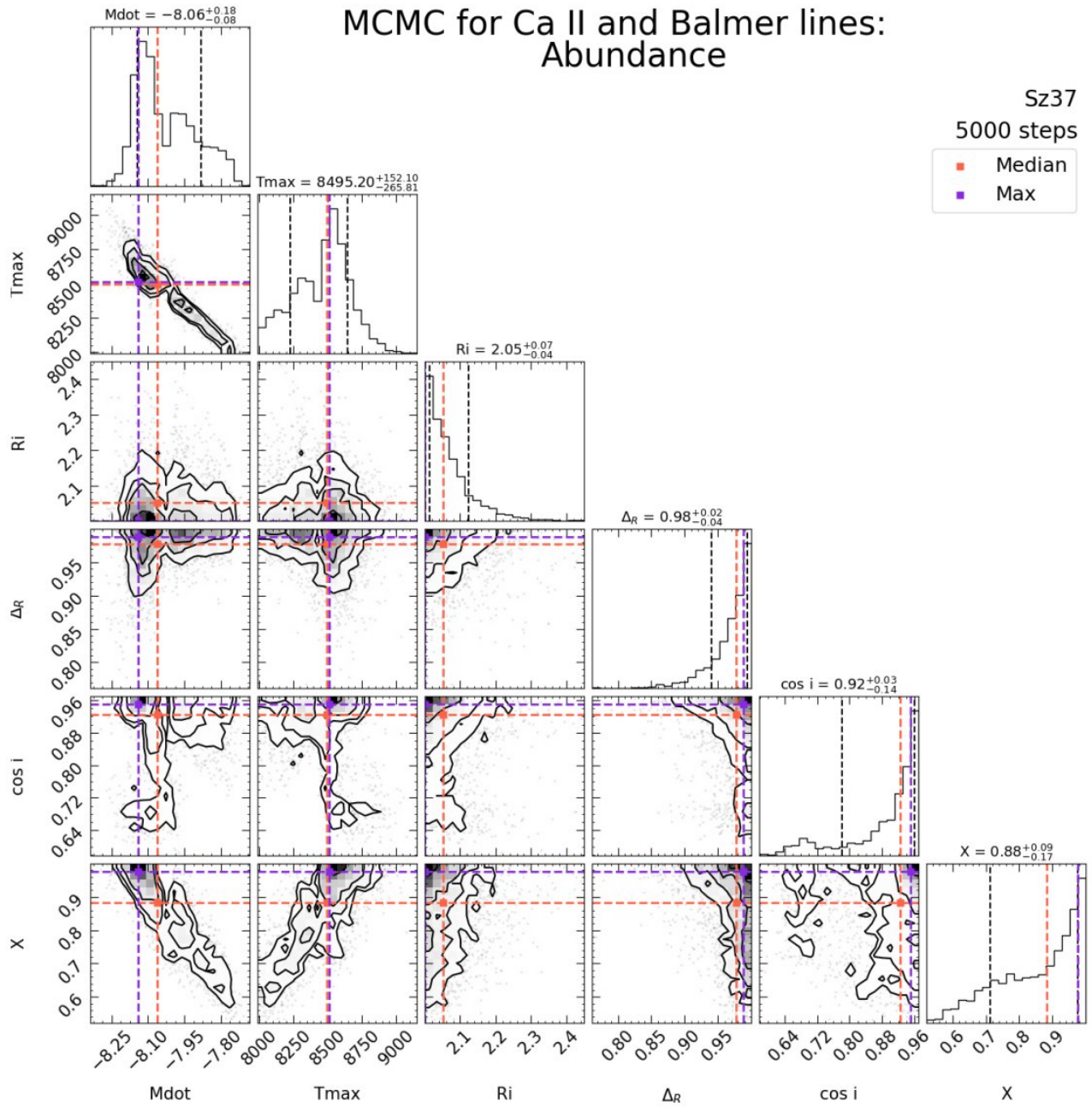
## Sz22



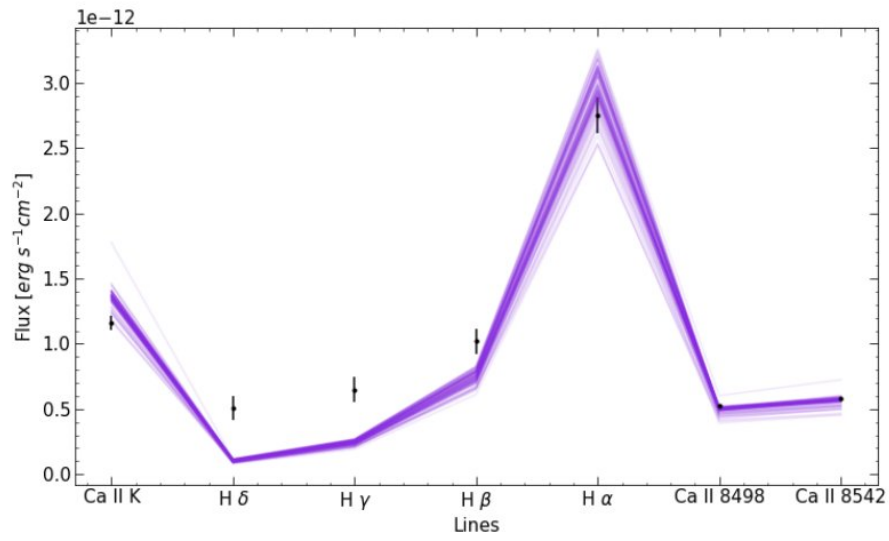
**Figura 4.41:** Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos (líneas moradas) obtenidos con el MCMC para Sz22 (puntos negros)



**Figura 4.42:** Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para Sz22. La línea punteada morada representa el máximo de cada distribución y la línea punteada naranja representa la mediana de cada distribución, cuyo valor se indica en para cada parámetro junto los percentiles 0.16 y 0.84

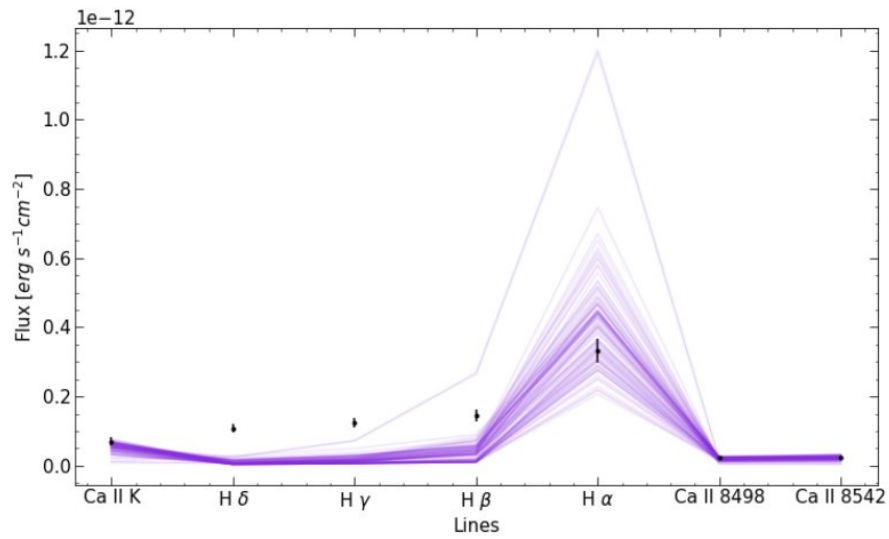


**Figura 4.43:** Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para Sz37. La línea punteada morada representa el máximo de cada distribución y la línea punteada naranja representa la mediana de cada distribución, cuyo valor se indica en para cada parámetro junto los percentiles 0.16 y 0.84

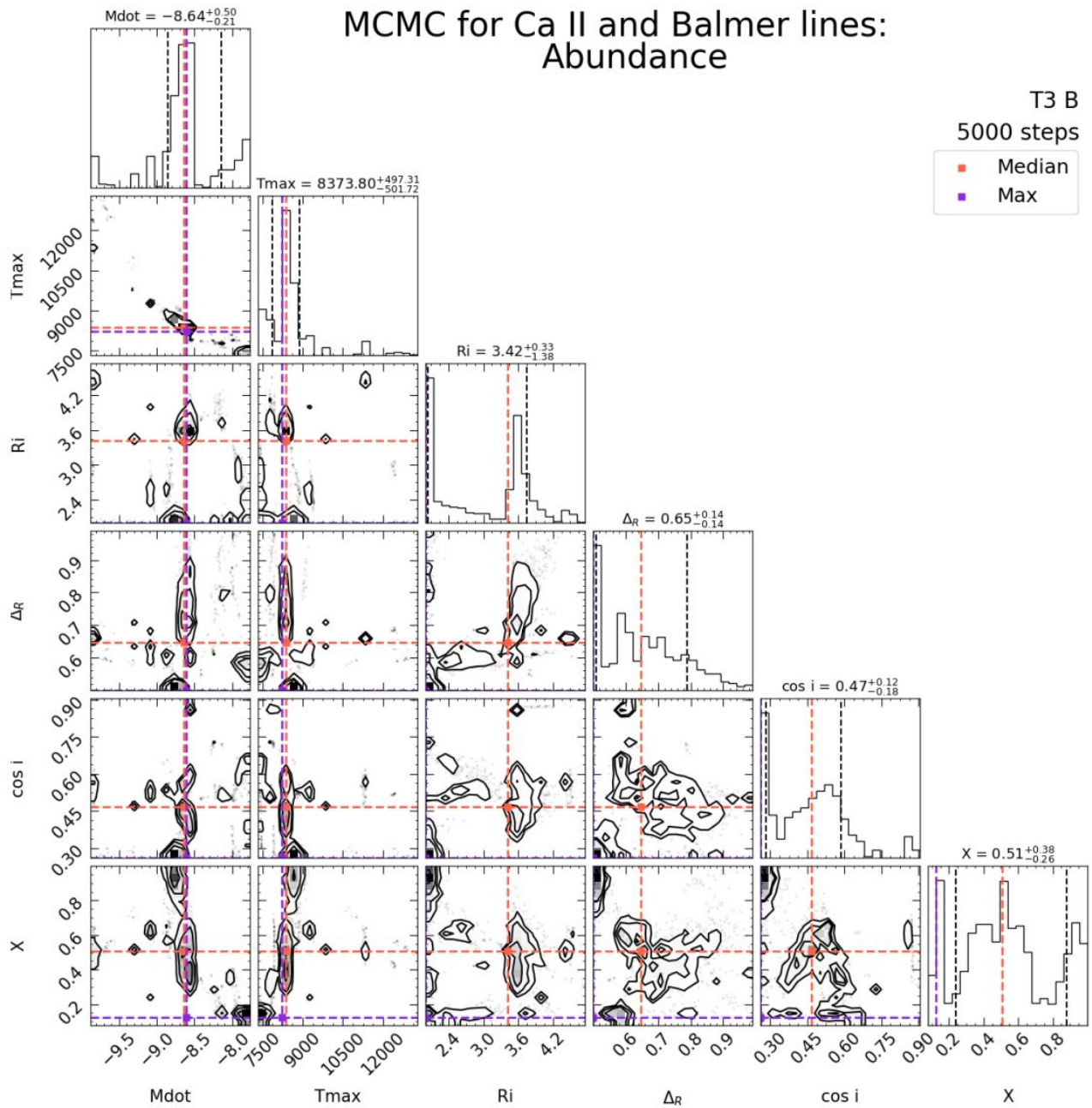


**Figura 4.44:** Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos (líneas moradas) obtenidos con el MCMC para Sz37 (puntos negros)

### T3 B

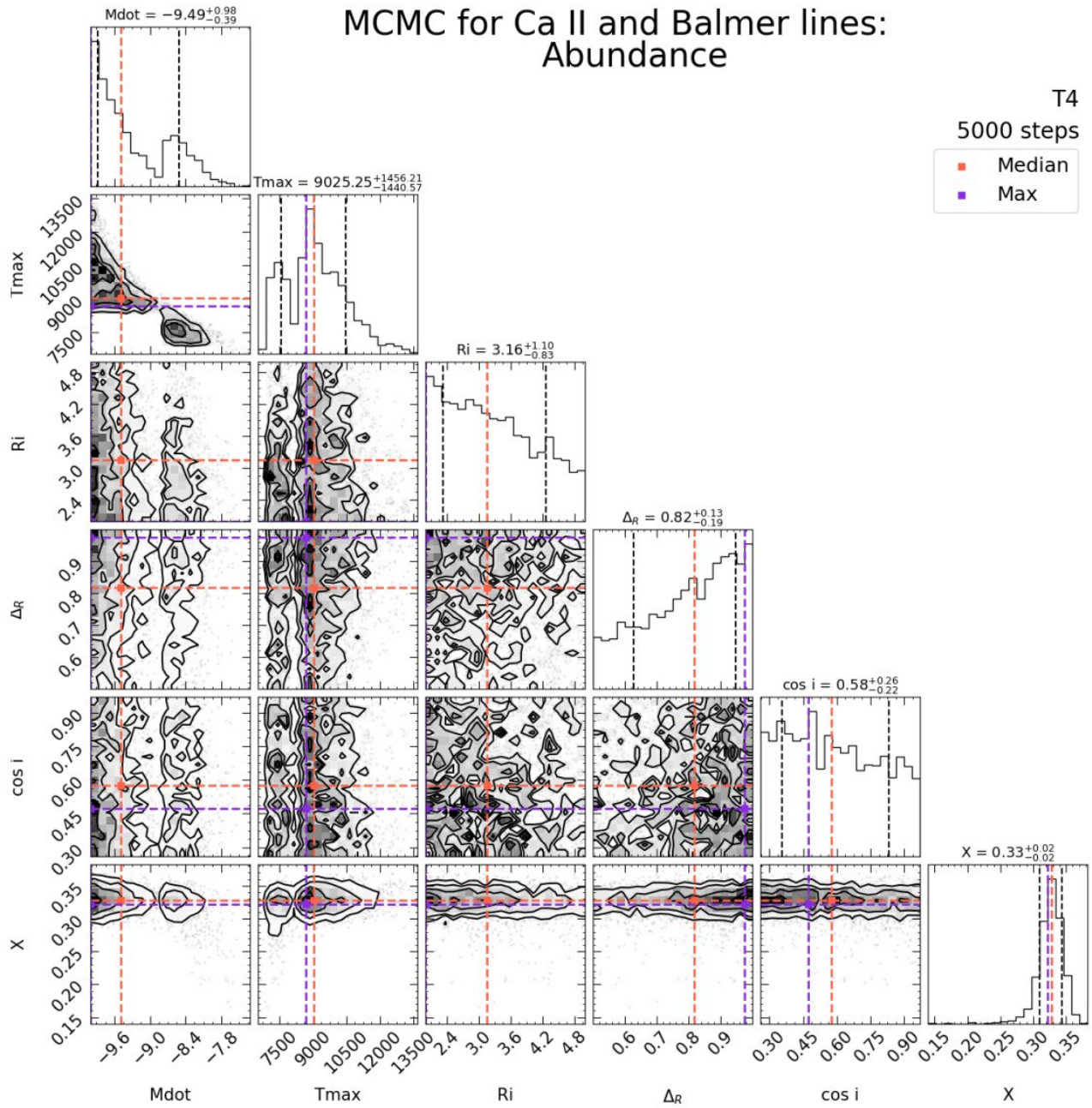


**Figura 4.45:** Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos (líneas moradas) obtenidos con el MCMC para T3 B (puntos negros)

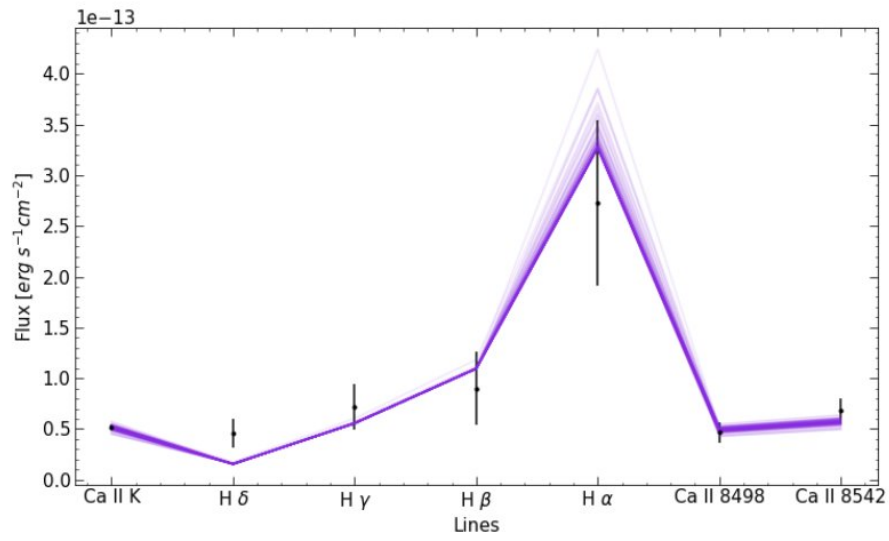


**Figura 4.46:** Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T3 B. La línea punteada morada representa el máximo de cada distribución y la línea punteada naranja representa la mediana de cada distribución, cuyo valor se indica en para cada parámetro junto los percentiles 0.16 y 0.84

T4

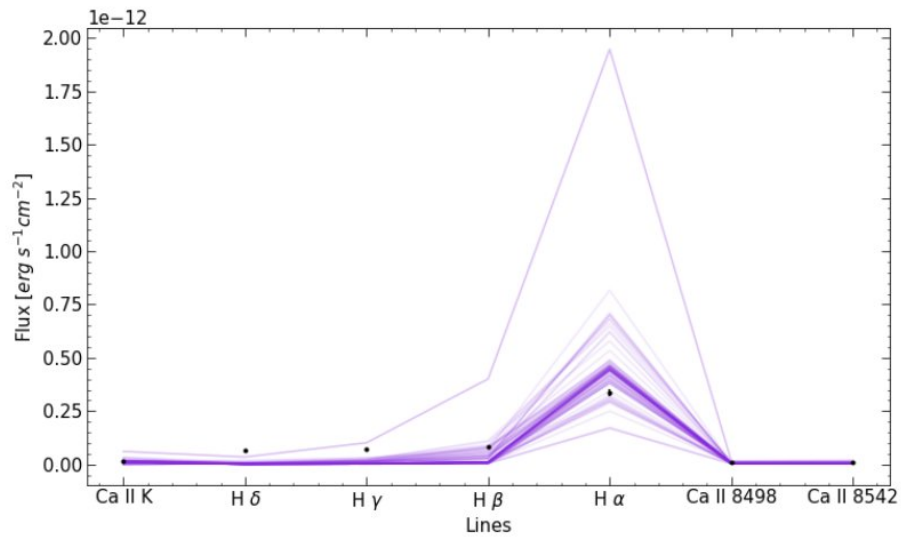


**Figura 4.47:** Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T4. La línea punteada morada representa el máximo de cada distribución y la línea punteada naranja representa la mediana de cada distribución, cuyo valor se indica en para cada parámetro junto los percentiles 0.16 y 0.84

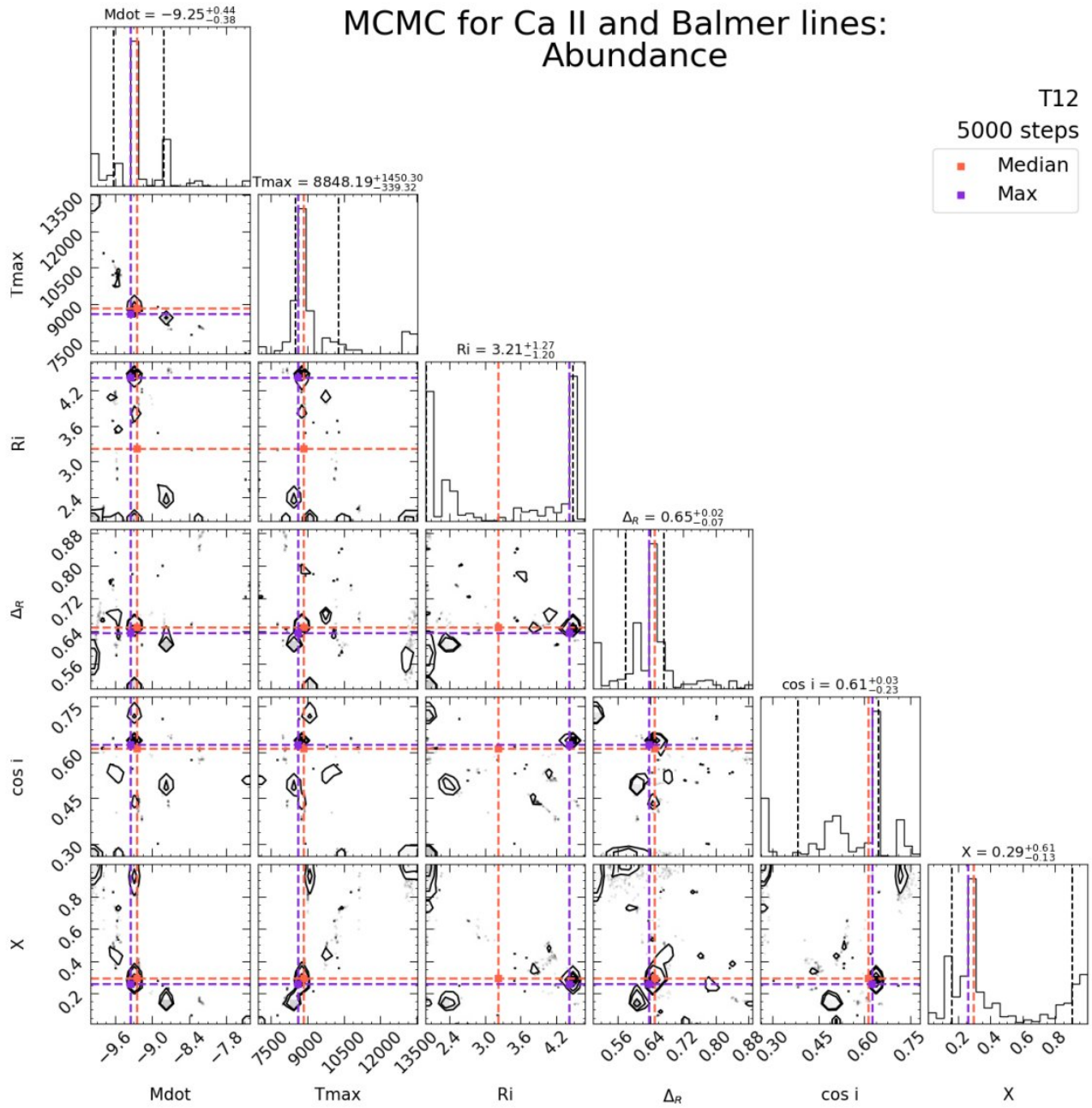


**Figura 4.48:** Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos (líneas moradas) obtenidos con el MCMC para T4 (puntos negros)

## T12

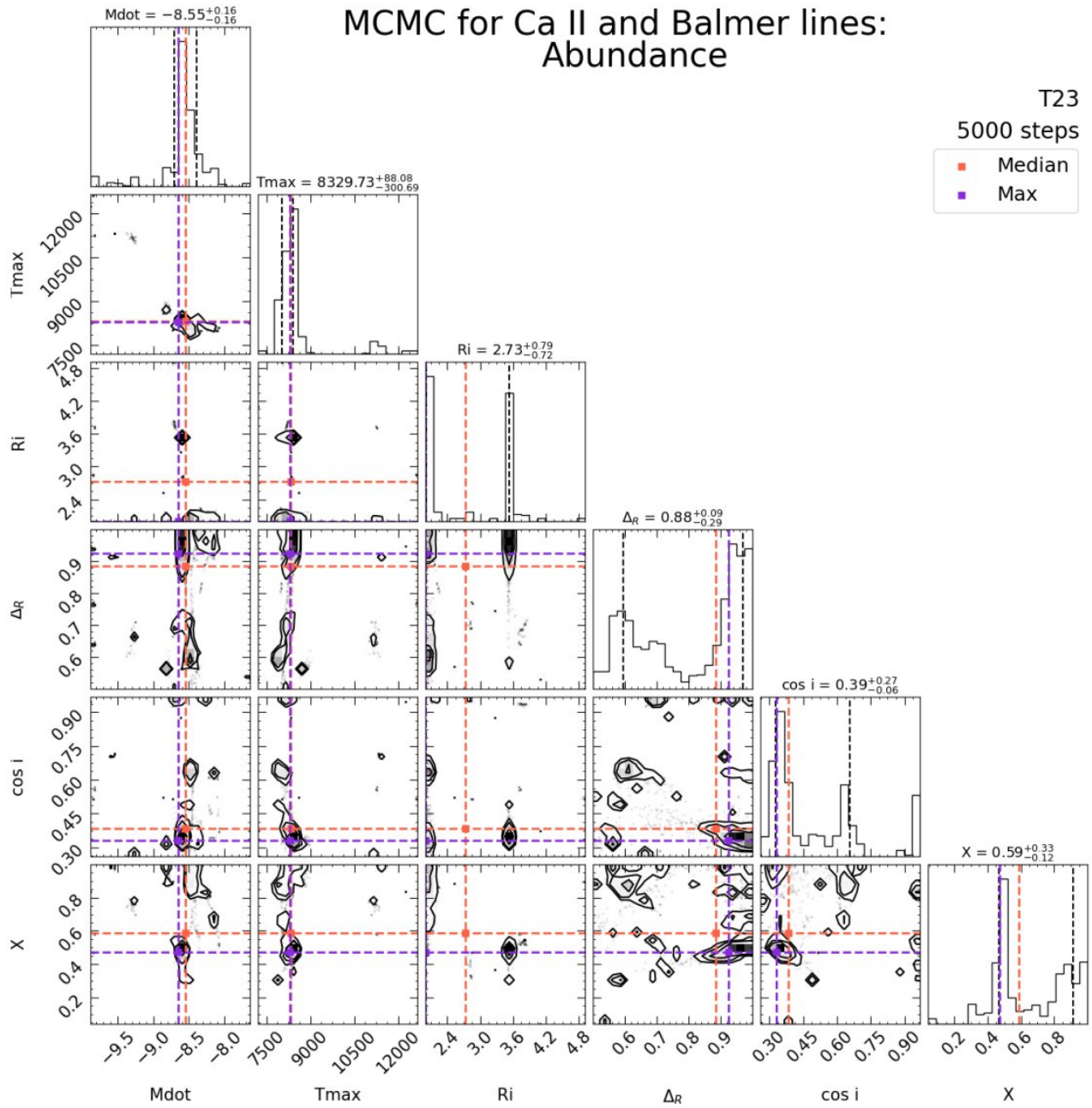


**Figura 4.49:** Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos (líneas moradas) obtenidos con el MCMC para T12 (puntos negros)

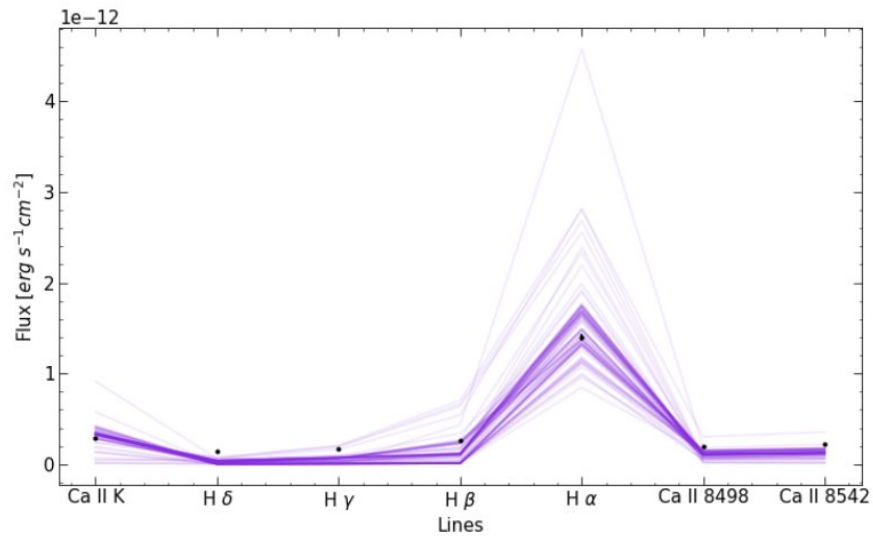


**Figura 4.50:** Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T12. La línea punteada morada representa el máximo de cada distribución y la línea punteada naranja representa la mediana de cada distribución, cuyo valor se indica en para cada parámetro junto los percentiles 0.16 y 0.84

T23

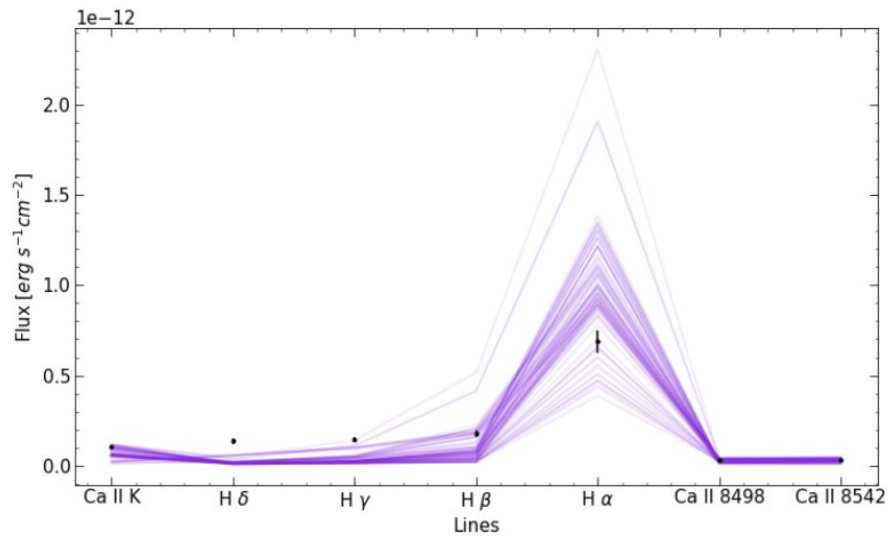


**Figura 4.51:** Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T23. La línea punteada morada representa el máximo de cada distribución y la línea punteada naranja representa la mediana de cada distribución, cuyo valor se indica en para cada parámetro junto los percentiles 0.16 y 0.84

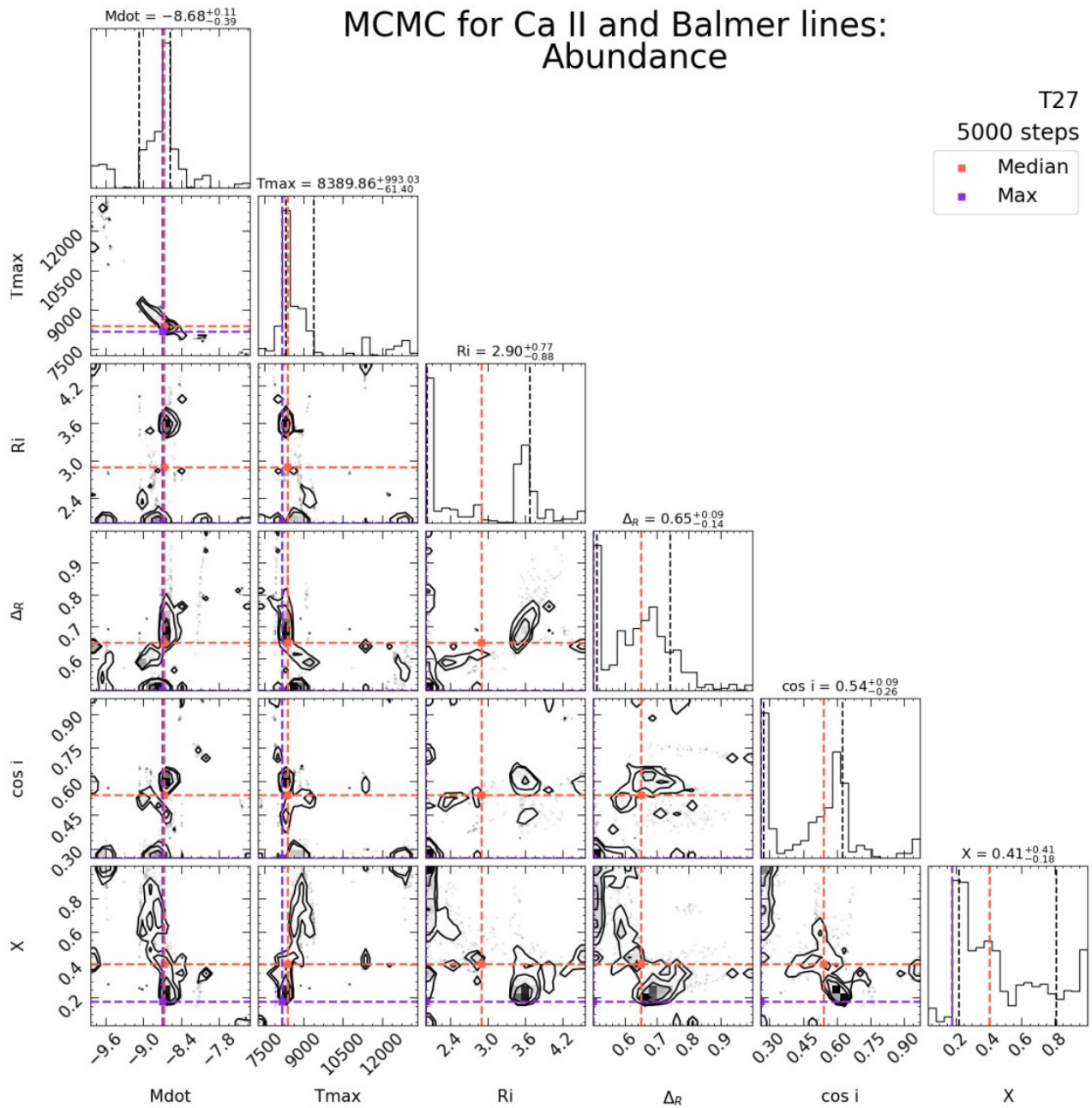


**Figura 4.52:** Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos (líneas moradas) obtenidos con el MCMC para T23 (puntos negros)

**T27**

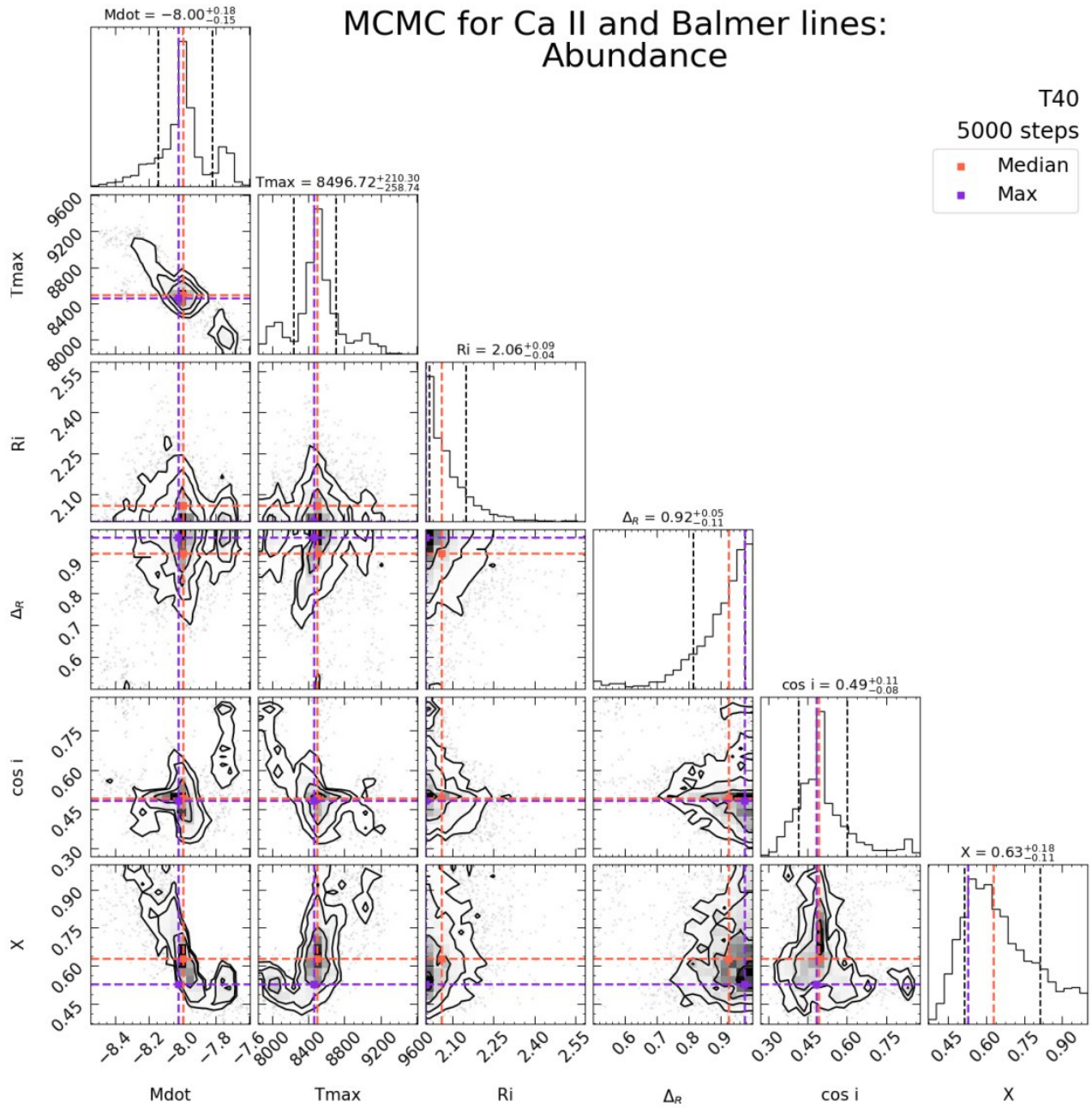


**Figura 4.53:** Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos (líneas moradas) obtenidos con el MCMC para T27 (puntos negros)

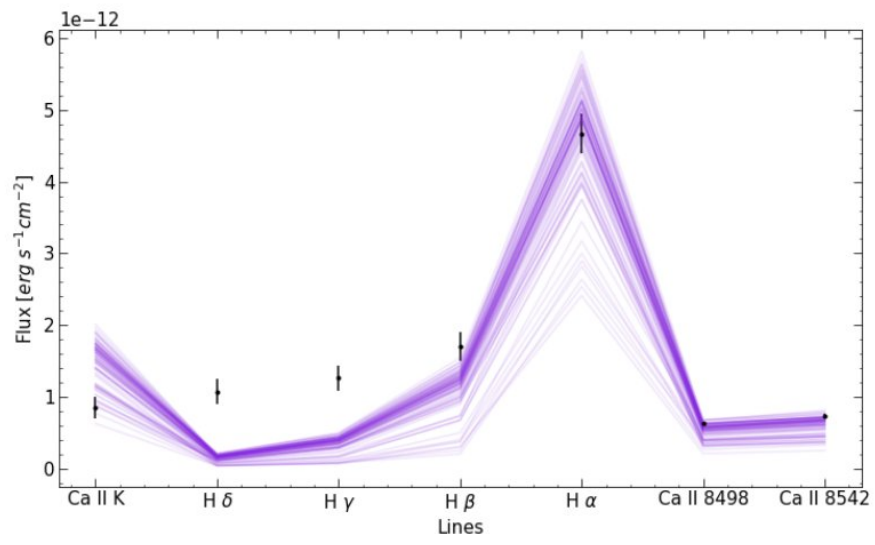


**Figura 4.54:** Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T27. La línea punteada morada representa el máximo de cada distribución y la línea punteada naranja representa la mediana de cada distribución, cuyo valor se indica en para cada parámetro junto los percentiles 0.16 y 0.84

T40



**Figura 4.55:** Distribución de la posterior marginal obtenida con el MCMC para T40. La línea punteada morada representa el máximo de cada distribución y la línea punteada naranja representa la mediana de cada distribución, cuyo valor se indica en para cada parámetro junto los percentiles 0.16 y 0.84



**Figura 4.56:** Ajuste de 100 predicciones al azar de modelos (líneas moradas) obtenidos con el MCMC para T40 (puntos negros)

# Capítulo 5

## Discusión de resultados y conclusiones

Se presentó el análisis de 26 estrellas de la región de formación estelar Camaleón I, las cuales fueron seleccionadas por sus tipos espectrales, tasas de acreción y su señal al ruido, tal como se describió en el [Capítulo 3](#) y representan un 28 % de la muestra presentada en M17b.

El estudio de los perfiles de las líneas de calcio en las estrellas muestra la importancia de la contribución cromosférica para las líneas de calcio, siendo ésta más relevante para líneas del triplete infrarrojo y en estrellas con baja tasa de acreción, donde esta componente se torna más importante que la componente magnetosférica. Además, este estudio deja en evidencia la existencia del déficit de calcio en los altos acretores al observar perfiles esencialmente cromosféricos en estas estrellas.

La premisa de un posible déficit de calcio fue reafirmada al realizar la comparación de los flujos de las estrellas con las WTTS, donde se observa no solo un déficit pronunciado de calcio para ciertas estrellas (como es el caso de T49), sino que además se observa un déficit general de calcio en todas las estrellas, ya que estas no siguen la tendencia de las WTTS, comportamiento no visto en la comparación de los flujos de las líneas de hidrógeno.

Por otra parte, se presentó la red de modelos magnetosféricos para las líneas de calcio, donde se analizó el comportamiento de esta misma para cada parámetro. Dentro de los más relevantes están los efectos de la geometría; principalmente, el efecto del grosor de la magnetosfera, el cual establece la densidad en la columna de acreción y en el cual las líneas de calcio, en especial las líneas del IRT, tienen una alta sensibilidad, influyendo significativamente en los flujos y perfiles obtenidos.

La exploración de los modelos se realizó con dos métodos diferentes, el primero y más general fue la comparación de los flujos de las observaciones con los flujos de los modelos donde se observa

como estos reproducen el comportamiento general de las observaciones y a su vez replican el comportamiento esperado teóricamente, donde, debido al enfriamiento, las estrellas con tasas de acreción más altas necesitan distribuciones de temperatura con máximos más bajos que estrellas con tasas de acreción menores (Muzerolle et al., 2001).

Como segundo método se utilizó el análisis estadístico bayesiano, donde se escogió el MCMC para muestrear las observaciones. Este método se realizó independientemente para cada una de las estrellas seleccionadas, estimando así los parámetros magnetosféricos para cada una de estas. Los resultados obtenidos de las distribuciones posteriores de cada parámetro, para cada estrella, se encuentran reportados en la [Tabla 5.1](#), donde se puede observar que se mantiene el comportamiento descrito anteriormente entre la tasa de acreción y la temperatura máxima de la distribución de temperatura de los modelos.

Con respecto a la geometría de la magnetosfera, realizar una buena determinación de estos parámetros es más difícil en comparación con los parámetros restantes, principalmente debido a lo gruesa que es la red para los parámetros de geometría, teniendo ésta solo dos grosores y tres radios internos posibles. En consecuencia, en la mayoría de los casos las distribuciones obtenidas se ubican en los límites de los parámetros de la red y se observa una tendencia a radios internos de la magnetosfera de  $\sim 2 R_*$ , lo cual puede ser causado por la ausencia de geometrías más anchas que permitan densidades menores en las columnas de acreción. El hecho de que no se tengan más geometrías es la causa de que no se logre un buen ajuste de las observaciones para ciertas estrellas, como en el caso de Sz22 o Sz37, donde al observar las distribuciones se evidencia como estas quedan en el límite de los parámetros.

Por otra parte, nuestras simulaciones muestran que ninguna combinación de los parámetros del modelo magnetosférico puede reproducir el flujo de las líneas  $H\gamma$  y  $H\delta$  presente en las observaciones, quedando sistemáticamente por debajo de las CTTS y siendo la diferencia entre las observaciones y los modelos mayor en las estrellas con tasas de acreción más grandes. Este exceso de flujo respecto a lo predicho por el modelo magnetosférico indica la ausencia de una componente adicional importante para las líneas altas de Balmer que no se está tomando en cuenta en el cálculo de los modelos. Es posible que la componente faltante sea la contribución del pre y/o post choque, la cual es mayor para los altos acretores y no ha sido incluida en el cálculo de los modelos.

Por otro lado, el análisis de las observaciones con el MCMC también reafirma la presencia de un déficit de calcio en las CTTS obteniendo, a excepción de las estrellas T3, T30 y T50, factores de abundancia de calcio con respecto a la abundancia solar menores a 0.60, llegando estos a ser

cercanos a 0.1 en los casos donde se tiene un déficit obvio en los perfiles. No obstante, se debe resaltar que en la metodología utilizada el estudio de la abundancia (y de las líneas de calcio en general) para los bajos acretores no es óptimo, principalmente debido a que en estos casos la componente cromosférica es la componente dominante, por lo que definir cuando una estrella es una acretora lenta con un déficit de calcio o una acretora ligeramente más lenta, se convierte en una línea bastante fácil de cruzar.

No obstante, se reafirma las bondades del modelo magnetosférico y la dependencia del máximo de la distribución de la temperatura con la tasa de acreción. Además, se evidencia la necesidad de una red más fina en los parámetros correspondientes a la geometría de la magnetosfera para poder constreñir efectivamente estos parámetros para cada estrella. Sin embargo, se puede concluir que en definitiva existe un déficit de calcio general en las columnas de acreción de las estrellas; la causa de éste es incierta, una hipótesis posible es que éste se esté quedando confinado en el disco por la formación de planetesimales y planetas, en los cuales quedo atrapado.

Un estudio futuro enfocado en altos acretores, donde se consideren a la par las características de los discos de dichas estrellas, puede revelar correlaciones de la abundancia con las propiedades de los discos y si el déficit presente esta relacionado o no con la formación de planetas. Con respecto a los bajos acretores, en análisis futuros se debe considerar otra metodología que permita un mayor nivel de detalle al considerar la componente atmosférica de las observaciones, basandonos en el modelaje de los perfiles de las líneas y no solo de los flujos como en este trabajo. Este procedimiento ha resultado exitosa en el modelaje de los perfiles de bajos acretores ([Thanathibodee et al., 2020, 2021](#)).

**Tabla 5.1:** Parámetros magnetosféricos derivados del análisis con MCMC

Nombre	$\log \dot{M} [M_{\odot} yr^{-1}]$	Tmax [K]	$R_i [R_{\star}]$	$\Delta R [R_{\star}]$	$\cos i$	X
T10	$-9.56^{+0.03}_{-0.03}$	$10000^{+200}_{-200}$	$3.5^{+0.15}_{-0.15}$	$0.6^{+0.02}_{-0.02}$	$0.65^{+0.02}_{-0.02}$	$0.45^{+0.113}_{-0.004}$
T27	-	-	-	-	-	-
T28	$-8.02^{+0.1}_{-0.1}$	$8600^{+200}_{-200}$	$2.0^{+0.18} *$	$0.5^{+0.036} *$	$0.26^{+0.09} *$	$0.08^{+0.04}_{-0.04}$
T30	$-8.50^{+0.05}_{-0.05} / -8.25^{+0.1}_{-0.1}$	$9000^{+100}_{-100} / 8600^{+100}_{-100}$	$2.0^{+0.1} *$	$1.0_{-0.02} *$	$0.5^{+0.02}_{-0.02} / 0.26^{+0.08}$	$0.9^{+0.1}_{-0.4} / 0.6^{+0.4}_{-0.1}$
J110-359	-	-	-	-	-	-
T48	$-7.97^{+0.025}_{-0.025}$	$8560^{+50}_{-50}$	$2.0^{+0.15} *$	$1.0_{-0.1} *$	$0.96_{-0.02} *$	$0.36^{+0.02}_{-0.02}$
T50	$-9.66^{+0.1}_{-0.3}$	$9600^{+200}_{-200}$	$3.6^{+0.45}_{-0.02}$	$0.78^{+0.02}_{-0.02}$	$0.6^{+0.02}_{-0.02}$	$0.88^{+0.04}_{-0.15}$
J114-454	$-9.00^{+0.15}_{-0.45}$	$8900^{+188}_{-180}$	$2.0^{+0.075} *$	$0.61^{+0.02}_{-0.05}$	$0.51^{+0.02}_{-0.02}$	$0.20^{+0.1}_{-0.05}$
Sz37	-	-	-	-	-	-
CW Cha	$-8.20^{+0.1}_{-0.45}$	$9000^{+580}_{-500}$	$2.0^{+0.3} *$	$0.7^{+0.28}_{-0.20}$	$0.5^{+0.15}_{-0.11}$	$0.30^{+0.050}_{-0.075}$
T3	$-9.00^{+0.15}_{-0.2}$	$11000^{+375}_{-1875}$	$2.0^{+0.3} *$	$0.5^{+0.02} *$	$0.7^{+0.04}_{-0.40}$	$0.80^{+0.1}_{-0.15}$
T3 B	-	-	-	-	-	-
T4	-	-	-	-	-	-
TW Cha	$-8.83^{+0.08}_{-0.08}$	$9600^{+188}_{-188}$	$2.0^{+0.15} *$	$0.5^{+0.08} *$	0.3 / 0.6	$0.50^{+0.3}_{-0.08}$
T12	-	-	-	-	-	-
Hn 5	-	-	-	-	-	-
T23	-	-	-	-	-	-
Sz22	-	-	-	-	-	-
VW Cha	$-8.00^{+0.15}_{-0.15}$	$8000^{+3000}_{-188}$	$3.0^{+0.45}_{-0.15}$	-	$0.6^{+0.15}_{-0.15}$	$0.20^{+0.05}_{-0.05}$
ESO-Ha-562	-	-	-	-	-	-
T40	-	-	-	-	-	-
T49	$-7.80^{+0.15}_{-0.15}$	$7500^{+375} *$	$5.0_{-0.45} *$	$0.8^{+0.2}_{-0.26}$	$0.26^{+0.04} *$	$0.10^{+0.1}_{-0.1}$
T51 B	$-9.60^{+0.1}_{-0.1}$	$10125^{+375}_{-1500}$	$3.6^{+0.15}_{-0.15}$	$0.65^{+0.02}_{-0.02}$	$0.62^{+0.04}_{-0.04}$	$0.59^{+0.04}_{-0.05}$
Sz27	$-9.80^{+0.3}_{-0.1} / -9.10^{+0.3}_{-0.9}$	$13500^{+750}_{-1875} / 10000^{+3750}_{-375}$	$5.0_{-0.4} *$	$- / 0.8^{+0.16}_{-0.2} *$	$0.96_{-0.15} * / 0.26^{+0.08} *$	$0.34^{+0.04}_{-0.04} / 0.24^{+0.02}_{-0.16}$
Sz45	$-8.77^{+0.3}_{-0.1} / -8.20^{+0.2}_{-1.0}$	$9000^{+750}_{-375}$	$2^{+0.3} *$	$0.55^{+0.02}_{-0.02}$	$0.45^{+0.2}_{-0.1}$	$0.40^{+0.1}_{-0.3} / 0.20^{+0.5}_{-0.1}$

**Notas.**

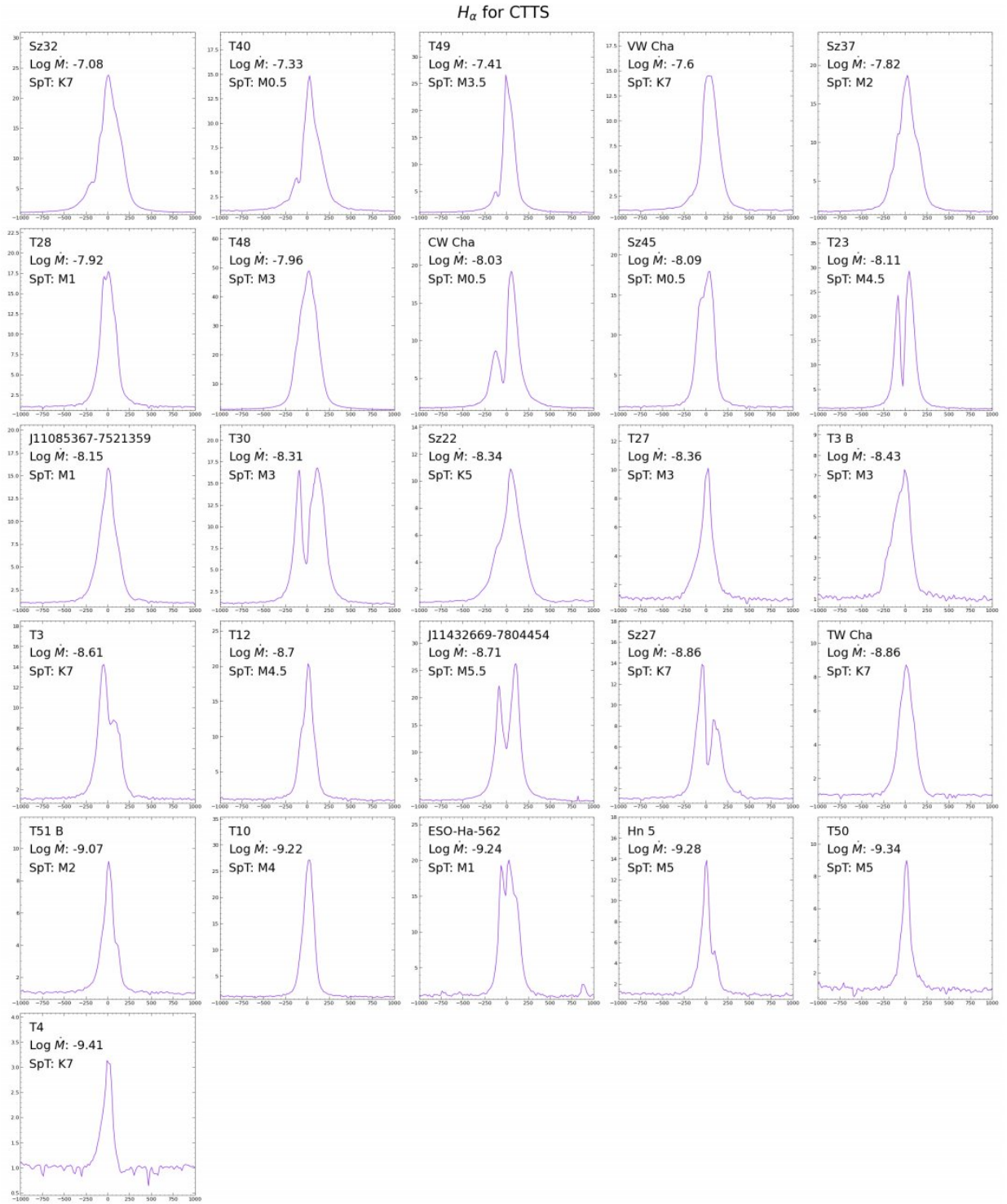
El nombre completo de las estrellas J110-359 y J114-454 es J11085367-7521359 y J11432669-7804454, respectivamente.

Se señala con \* los casos donde el valor de máxima probabilidad coincide con el máximo o mínimo valor del parámetro calculado actualmente en los modelos.

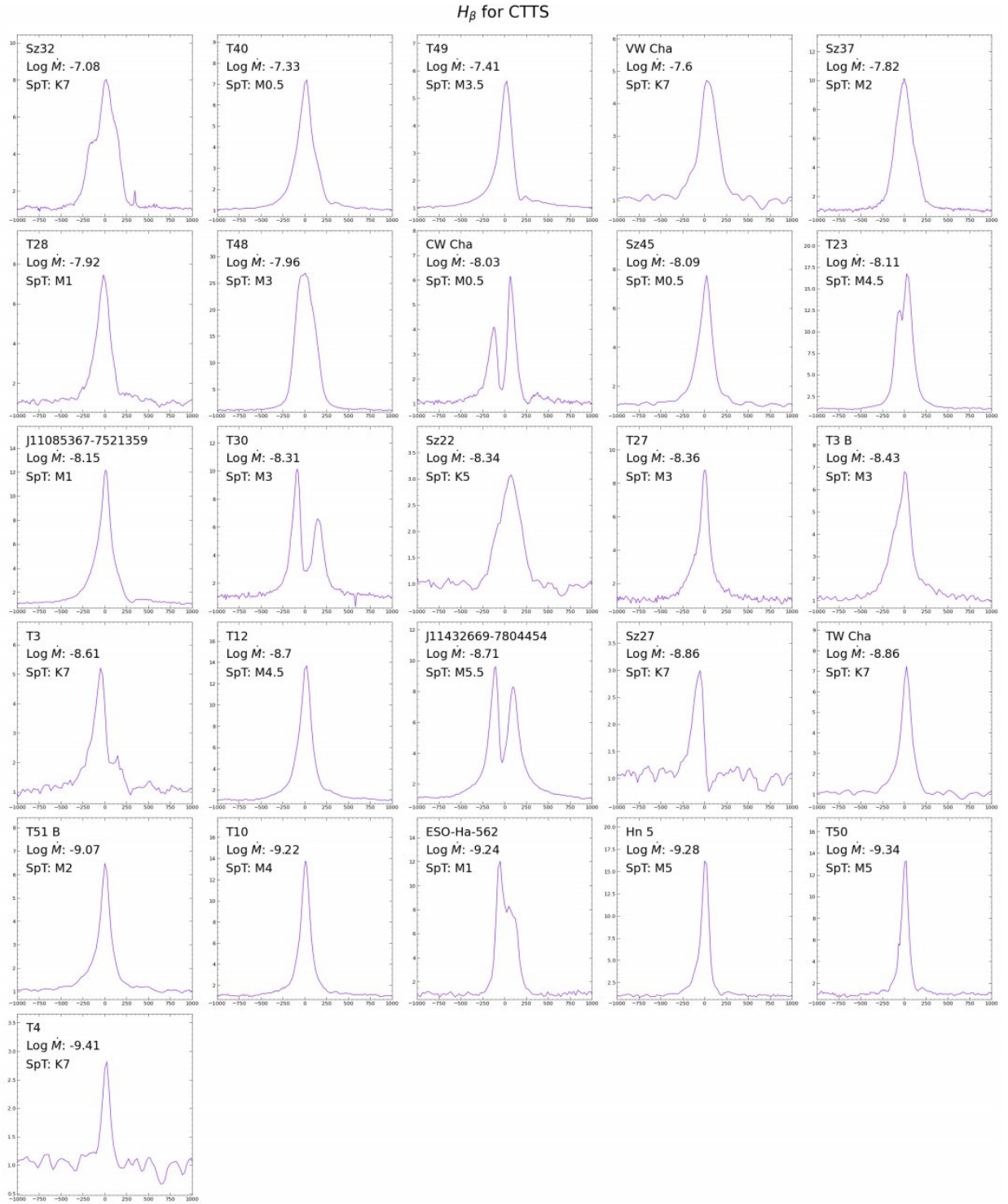
El separador / indica el valor de mayor probabilidad de cada parámetro, correspondiente al valor más probable de la tasa de acreción en los casos con dos picos claramente definidos.

## Apéndice A

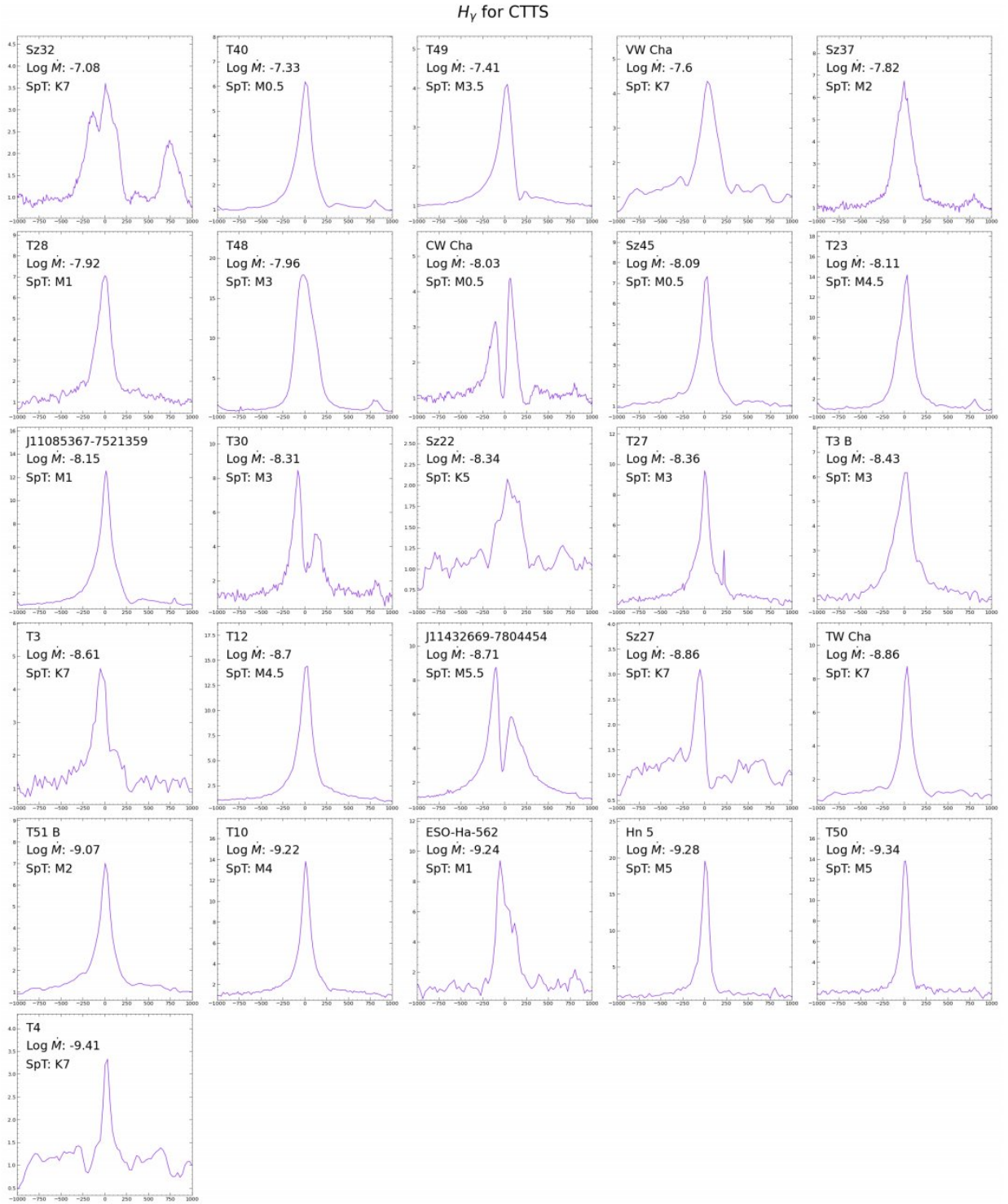
### Galería de perfiles de CTTS



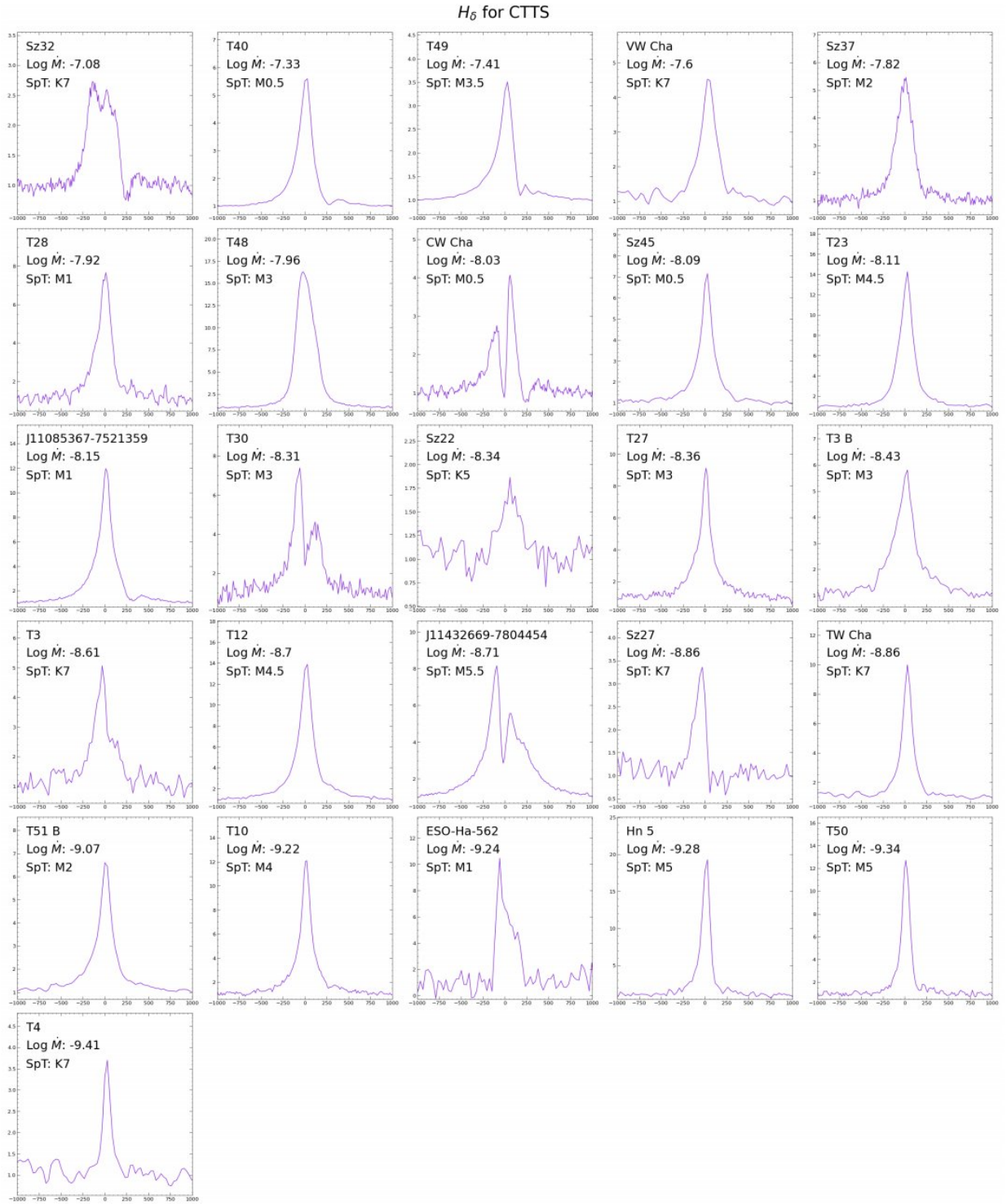
**Figura A.1:** Perfiles de línea  $H\alpha$  para la muestra de CTTS. Los flujos observados están normalizados al continuo estelar y graficados como una función del cambio de velocidad desde el centro de la línea



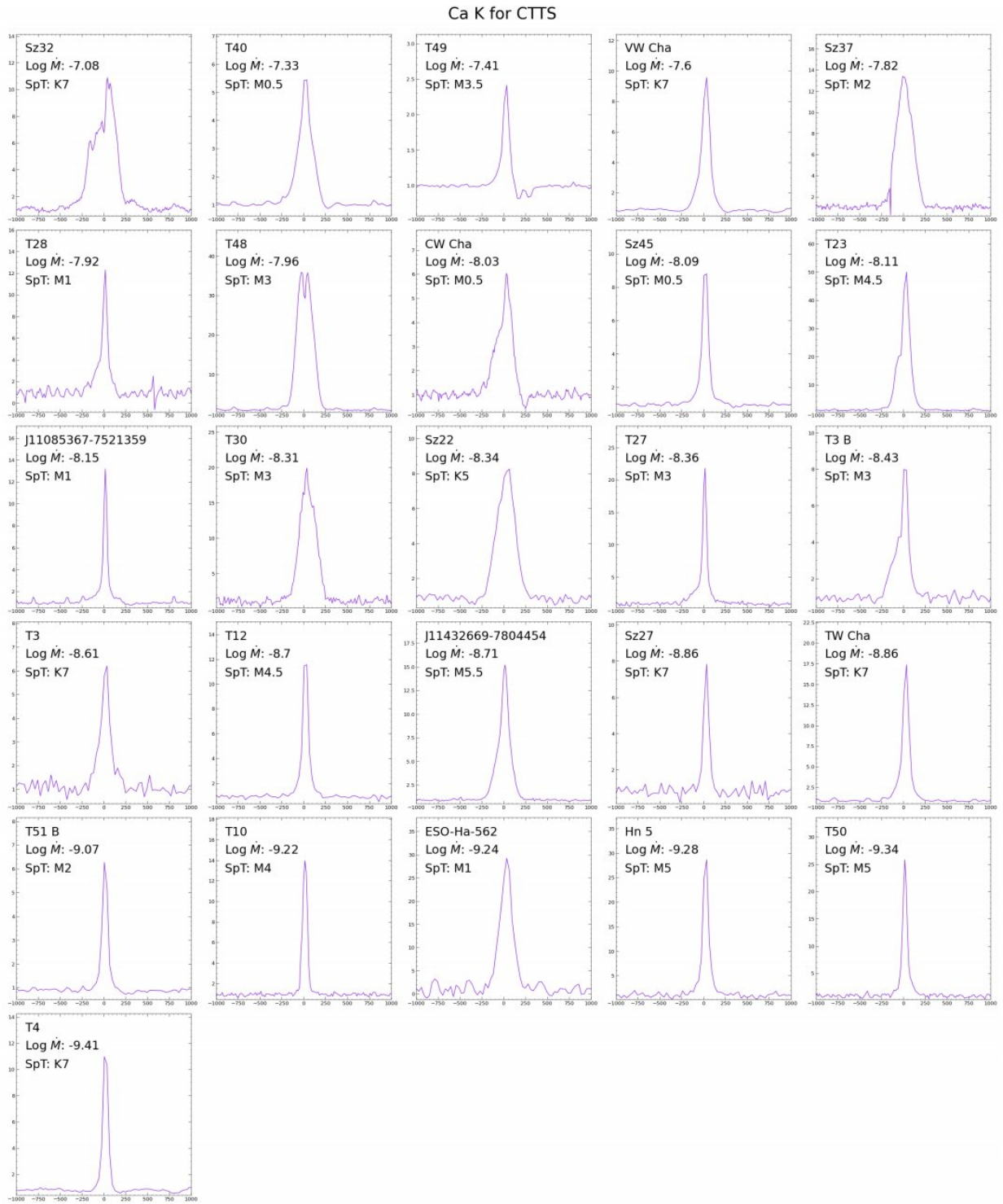
**Figura A.2:** Perfiles de línea  $H\beta$  para la muestra de CTTS. Los flujos observados están normalizados al continuo estelar y graficados como una función del cambio de velocidad desde el centro de la línea



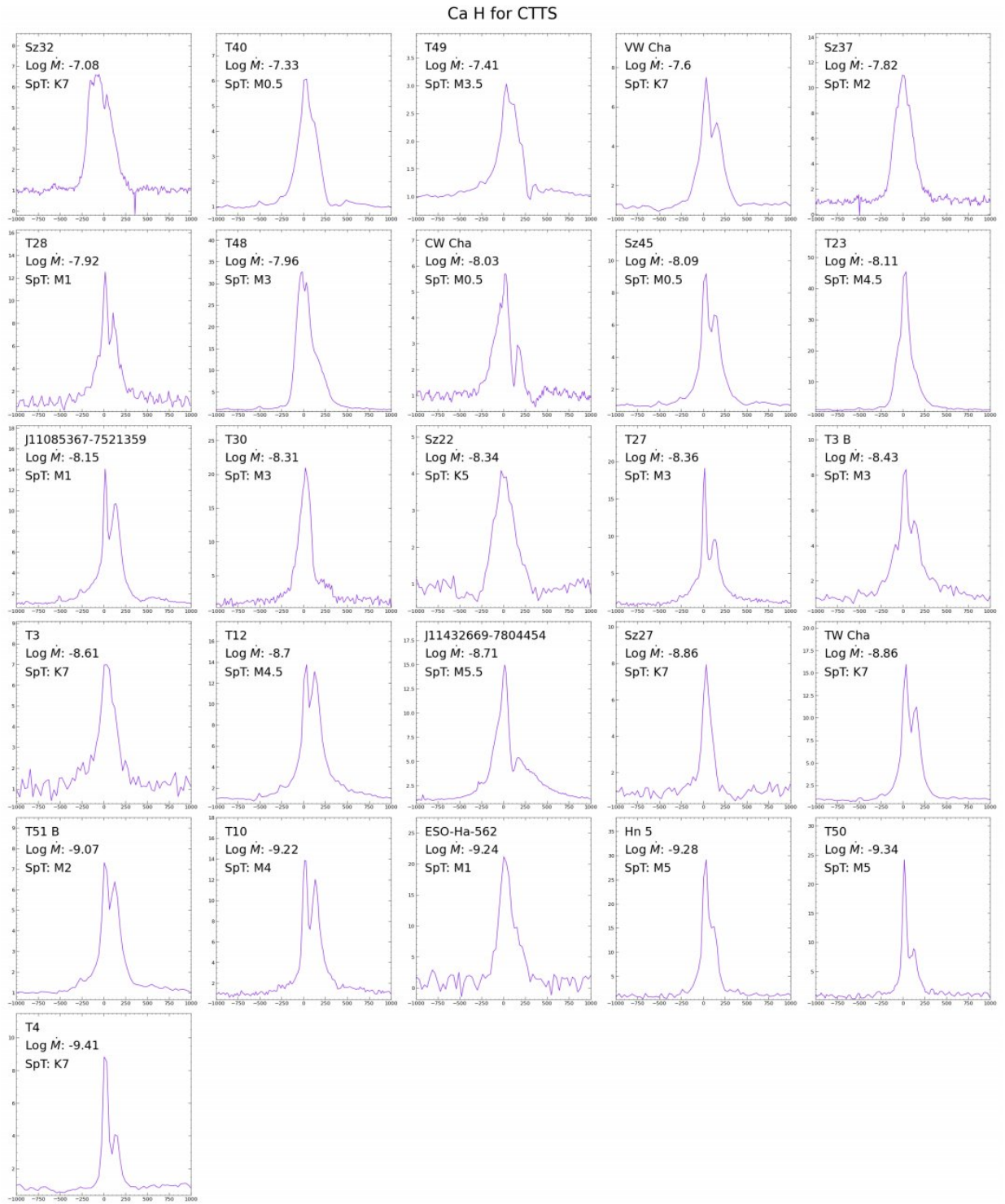
**Figura A.3:** Perfiles de línea  $H_\gamma$  para la muestra de CTTS. Los flujos observados están normalizados al continuo estelar y graficados como una función del cambio de velocidad desde el centro de la línea



**Figura A.4:** Perfiles de línea  $H\delta$  para la muestra de CTTS. Los flujos observados están normalizados al continuo estelar y graficados como una función del cambio de velocidad desde el centro de la línea



**Figura A.5:** Perfiles de línea *Ca II K* para la muestra de CTTS. Los flujos observados están normalizados al continuo estelar y graficados como una función del cambio de velocidad desde el centro de la línea



**Figura A.6:** Perfiles de línea *Ca II H* para la muestra de CTTS. Los flujos observados están normalizados al continuo estelar y graficados como una función del cambio de velocidad desde el centro de la línea

Ca 849.8 for CTTS



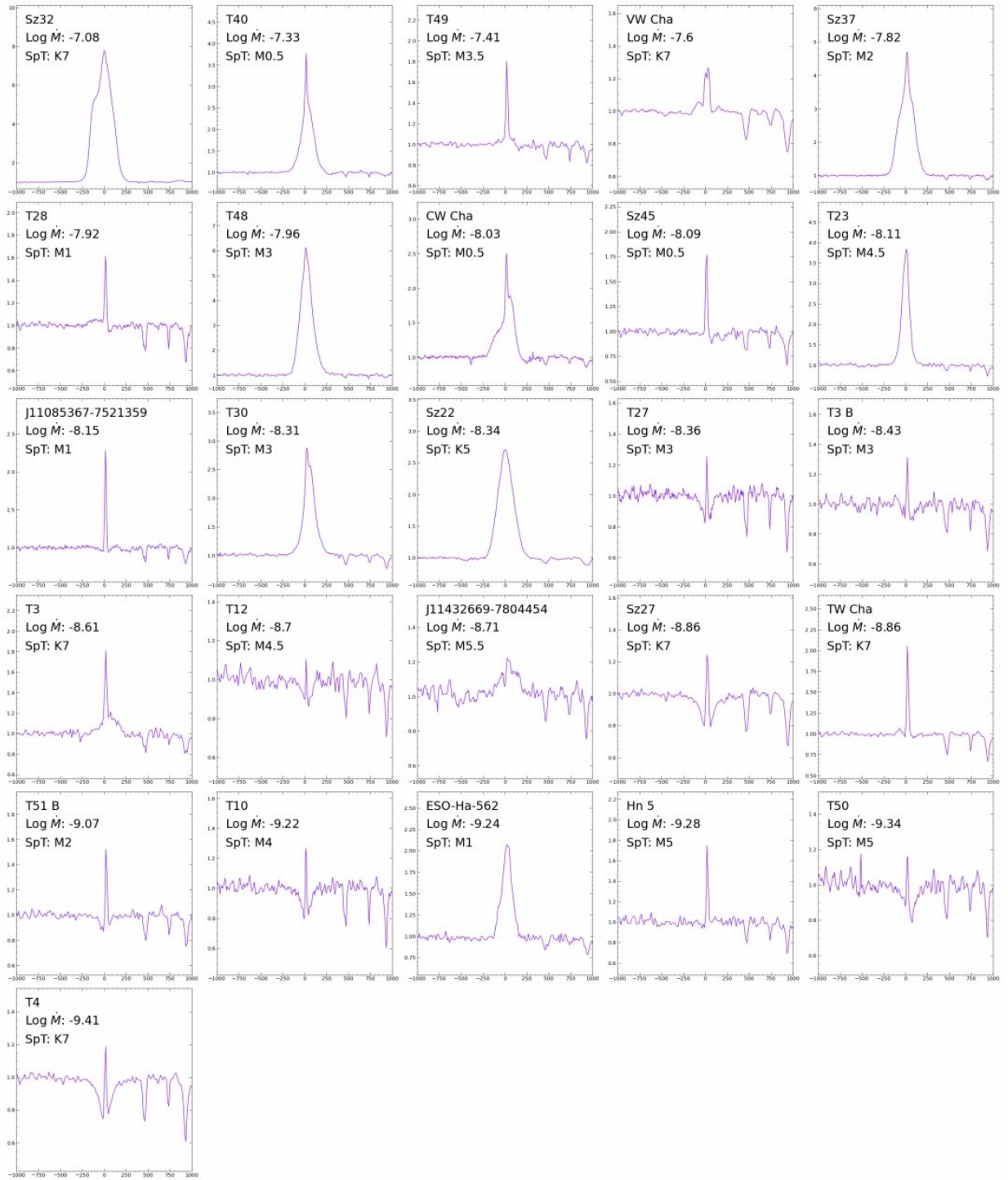
**Figura A.7:** Perfiles de línea  $Ca$  849.8 nm para la muestra de CTTS. Los flujos observados están normalizados al continuo estelar y graficados como una función del cambio de velocidad desde el centro de la línea

Ca 854.2 for CTTS



Figura A.8: Perfiles de línea  $Ca$  854.2 nm para la muestra de CTTS. Los flujos observados están normalizados al continuo estelar y graficados como una función del cambio de velocidad desde el centro de la línea

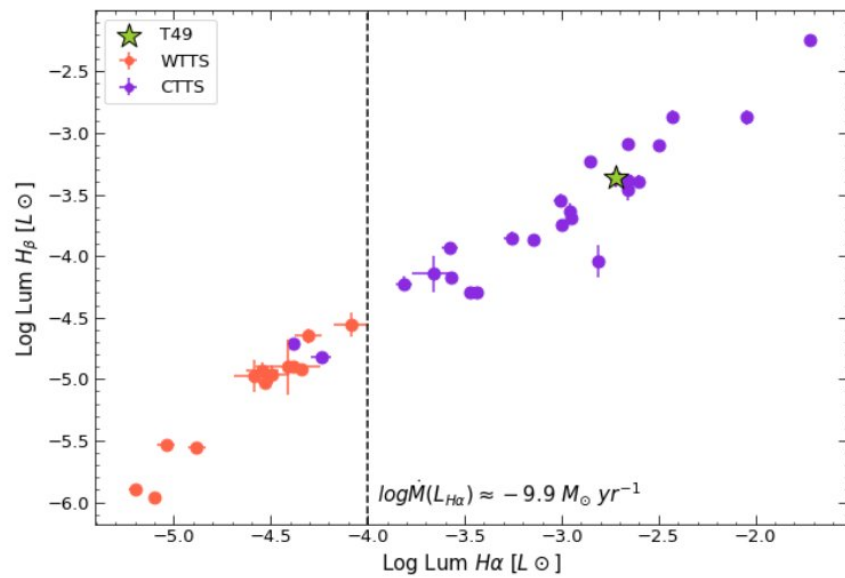
Ca 866.2 for CTTS



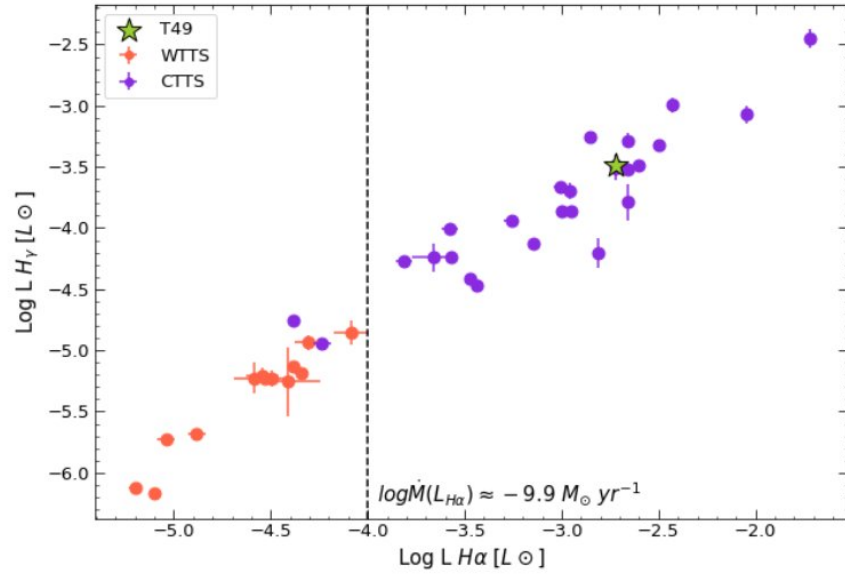
**Figura A.9:** Perfiles de línea  $Ca\ 866.2\ \text{nm}$  para la muestra de CTTS. Los flujos observados están normalizados al continuo estelar y graficados como una función del cambio de velocidad desde el centro de la línea

## Apéndice B

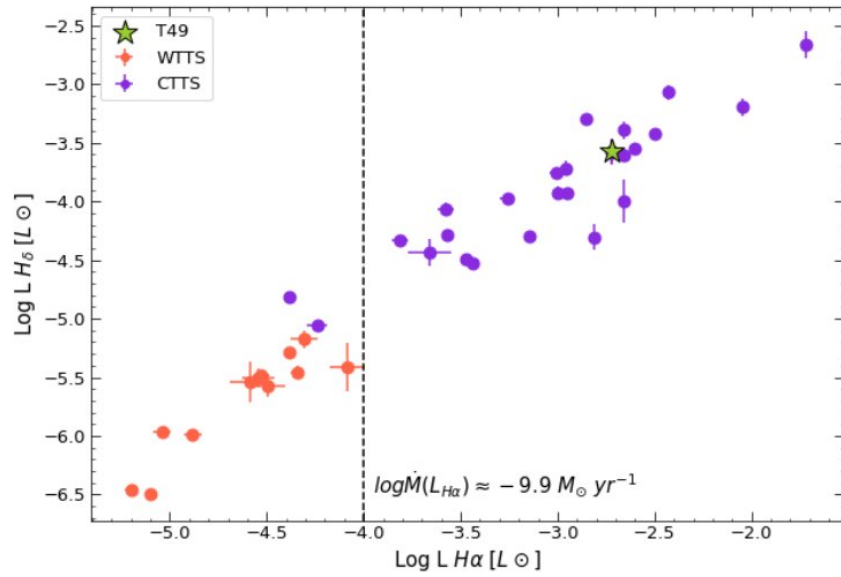
### Gráficos comparativos de los flujos de las WTTS y las CTTS



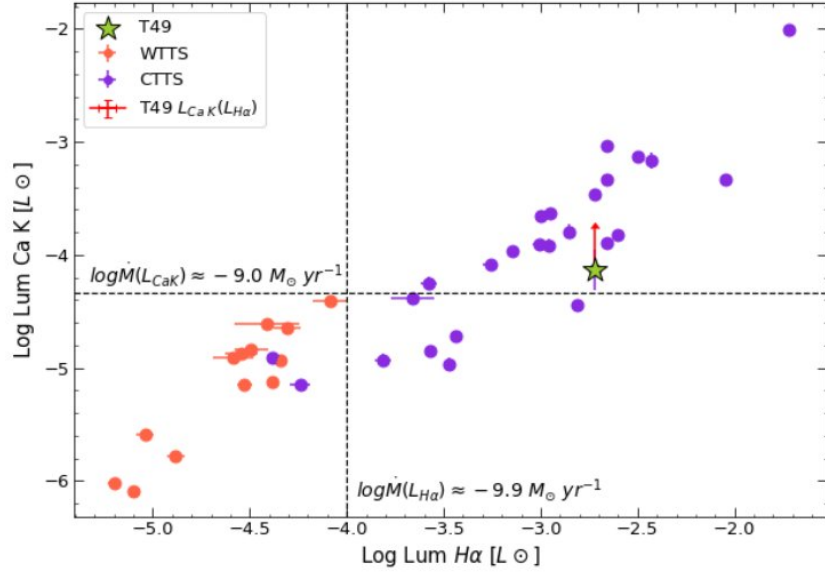
**Figura B.1:** Lum(H $\beta$ ) vs Lum(H $\alpha$ ) para WTTS y CTTS. La línea punteada gris representa el límite  $\log \dot{M} = -9.9 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  obtenido con la [Ecuación 3.3](#).



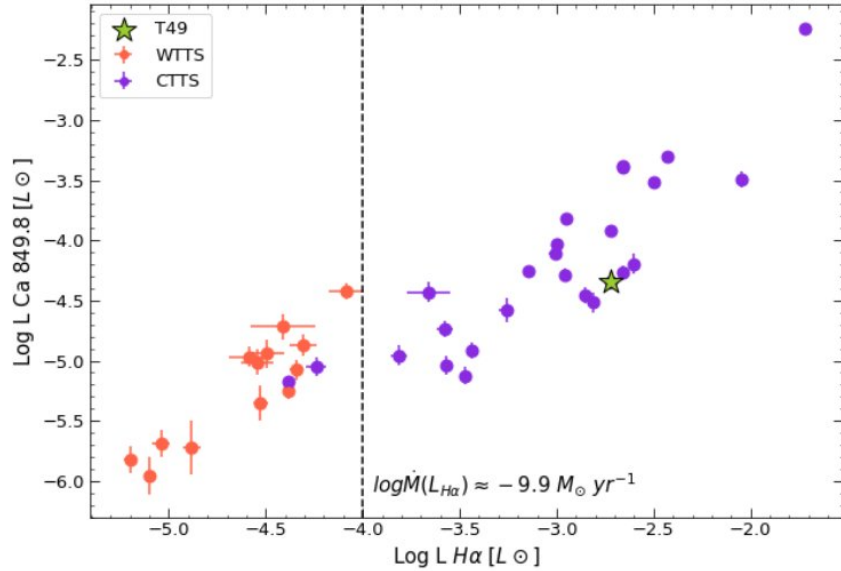
**Figura B.2:** Lum( $H\gamma$ ) vs Lum( $H\alpha$ ) para WTTS y CTTS. La línea punteada gris representa el limite  $\log\dot{M} = -9.9M_{\odot}yr^{-1}$  obtenido con la [Ecuación 3.3](#).



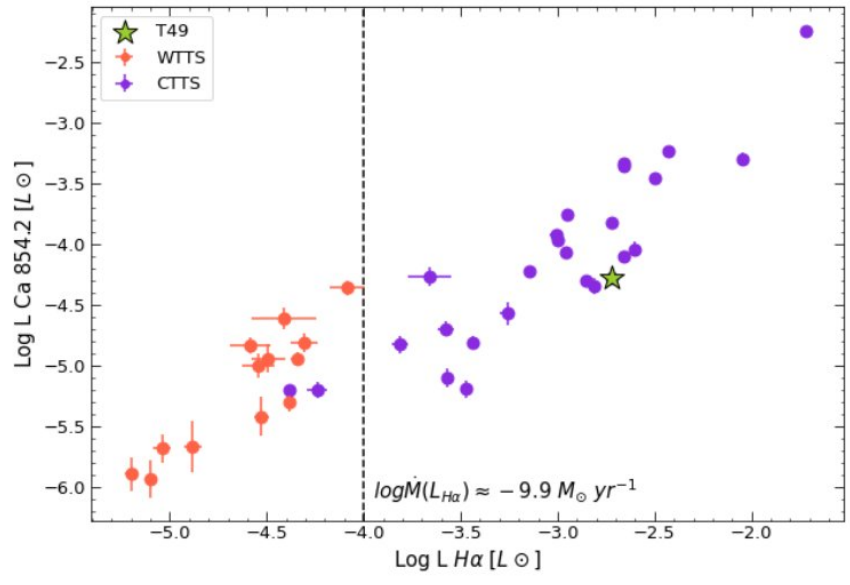
**Figura B.3:** Lum( $H\delta$ ) vs Lum( $H\alpha$ ) para WTTS y CTTS. La línea punteada gris representa el limite  $\log\dot{M} = -9.9M_{\odot}yr^{-1}$  obtenido con la [Ecuación 3.3](#).



**Figura B.4:** Lum(Ca  $\Pi$ K) vs Lum( $H\alpha$ ) para WTTS y CTTS. La línea punteada gris representa el límite  $\log \dot{M} = -9.9 M_{\odot} yr^{-1}$  obtenido con la Ecuación 3.3. Las líneas punteadas representa los límites  $\log \dot{M}(L_{Ca \Pi K}) = -9.0 M_{\odot} yr^{-1}$  y  $\log \dot{M}(L_{H\alpha}) = -9.9 M_{\odot} yr^{-1}$  obtenidos con la Ecuación 3.4 y la Ecuación 3.3, respectivamente. La línea roja corresponde a la luminosidad esperada de la línea Ca  $\Pi$ K según la luminosidad de la línea  $H\alpha$ , obtenida con Ecuación 3.5.



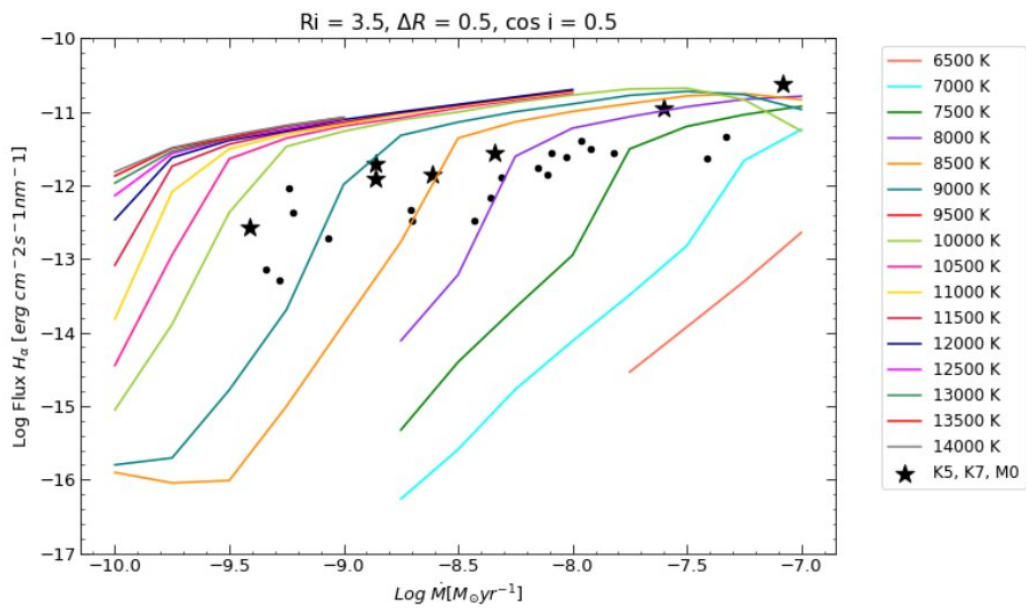
**Figura B.5:** Lum(Ca  $\Pi$ 25) vs Lum( $H\alpha$ ) para WTTS y CTTS. La línea punteada gris representa el límite  $\log \dot{M} = -9.9 M_{\odot} yr^{-1}$  obtenido con la Ecuación 3.3.



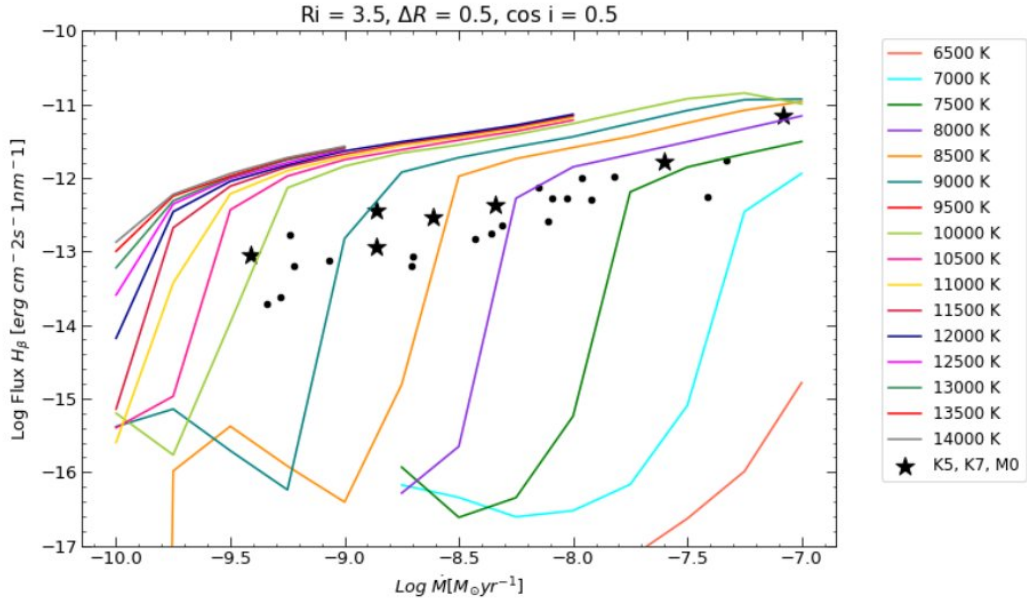
**Figura B.6:** Lum(Ca 854.2) vs Lum(H $\alpha$ ) para WTTS y CTTS. La línea punteada gris representa el límite  $\log \dot{M} = -9.9 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  obtenido con la Ecuación 3.3.

## Apéndice C

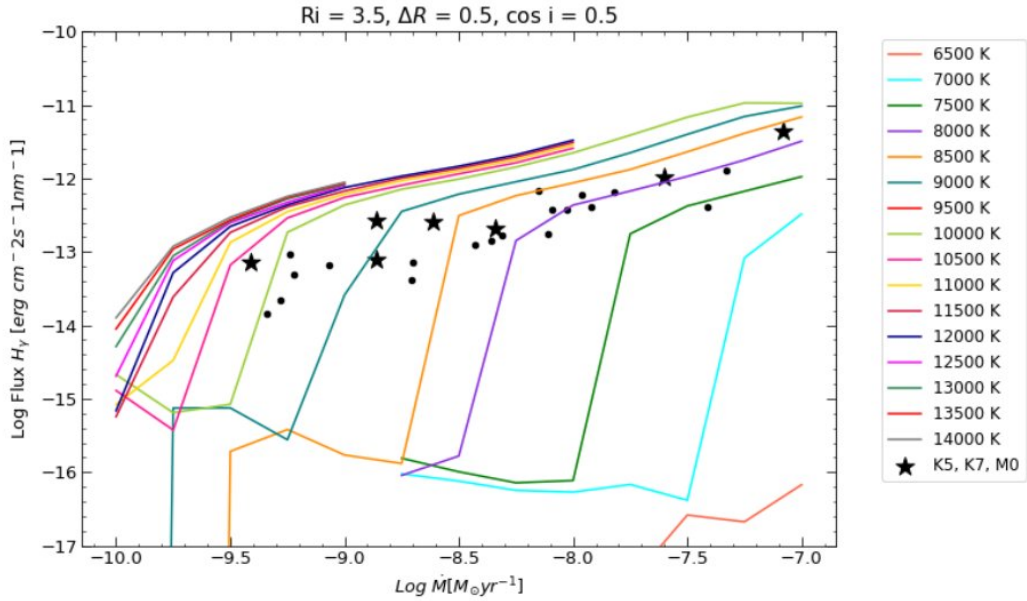
### Gráficos comparativos de los flujos de los modelos y las observaciones



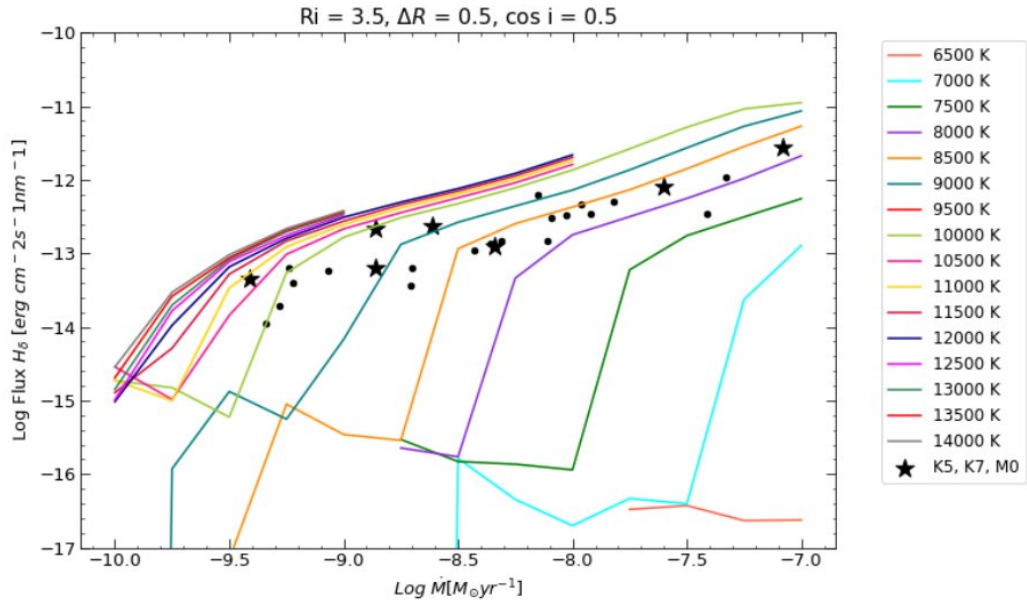
**Figura C.1:** Flujo de la línea H $\alpha$  para los modelos y las CTTS. Las líneas sólidas corresponden a los modelos donde cada color representa una  $T_{\max}$  diferente. Los puntos y estrellas corresponden a las observaciones, distinguidas entre sí por su tipo espectral. Los modelos tienen parámetros  $r_{mi} = 3.5R_{\star}$ , un  $\Delta_r = 0.5$ ,  $i = 60^{\circ}$ , para una K7.



**Figura C.2:** Flujo de la línea  $H\beta$  para los modelos y las CTTS. Las líneas solidas corresponden a los modelos donde cada color representa una  $T_{\max}$  diferente. Los puntos y estrellas corresponden a las observaciones, distinguidas entre sí por su tipo espectral. Los modelos tienen parámetros  $r_{mi} = 3.5R_*$ , un  $\Delta_r = 0.5$ ,  $i = 60^\circ$ , para una K7.



**Figura C.3:** Flujo de la línea  $H\gamma$  para los modelos y las CTTS. Las líneas solidas corresponden a los modelos donde cada color representa una  $T_{\max}$  diferente. Los puntos y estrellas corresponden a las observaciones, distinguidas entre sí por su tipo espectral. Los modelos tienen parámetros  $r_{mi} = 3.5R_*$ , un  $\Delta_r = 0.5$ ,  $i = 60^\circ$ , para una K7.



**Figura C.4:** Flujo de la línea  $H\delta$  para los modelos y las CTTS. Las líneas solidas corresponden a los modelos donde cada color representa una  $T_{\text{max}}$  diferente. Los puntos y estrellas corresponden a las observaciones, distinguidas entre sí por su tipo espectral. Los modelos tienen parámetros  $r_{mi} = 3.5R_*$ , un  $\Delta_r = 0.5$ ,  $i = 60^\circ$ , para una K7.

# Bibliografía

- Alcala, J. M. 2021, Accretion & winds/outflows in solar-type YSOs. [https://www.roe.ac.uk/~cje/nearUV\\_workshop/Alcala.pdf](https://www.roe.ac.uk/~cje/nearUV_workshop/Alcala.pdf)
- Alcalá, J. M., Natta, A., Manara, C. F., et al. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 561, A2, doi: [10.1051/0004-6361/201322254](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322254)
- Allard, F., Homeier, D., Freytag, B., & Sharp, C. 2012, *EAS Publications Series*, 57, 3, doi: [10.1051/eas/1257001](https://doi.org/10.1051/eas/1257001)
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. 1998, arXiv:astro-ph/9805009. <http://arxiv.org/abs/astro-ph/9805009>
- Baraffe, I., Homeier, D., Allard, F., & Chabrier, G. 2015, *Astronomy & Astrophysics*, 577, A42, doi: [10.1051/0004-6361/201425481](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425481)
- Bressan, A., Marigo, P., Girardi, L., et al. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 427, 127, doi: [10.1111/j.1365-2966.2012.21948.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21948.x)
- Brown, A. G. A., de Geus, E. J., & de Zeeuw, P. T. 1994, arXiv:astro-ph/9403051. <http://arxiv.org/abs/astro-ph/9403051>
- Calvet, N., & D'Alessio, P. 2011, in *Physical Processes in Circumstellar Disks around Young Stars*, ed. P. J. V. Garcia, 14–54
- Calvet, N., & Gullbring, E. 1998, *The Astrophysical Journal*, 509, 802, doi: [10.1086/306527](https://doi.org/10.1086/306527)
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *The Astrophysical Journal*, 345, 245, doi: [10.1086/167900](https://doi.org/10.1086/167900)
- Comerón, F. 2008, in *Handbook of Star Forming Regions, Volume II*, ed. B. Reipurth, Vol. 5, 295

- Donati, J. F., & Landstreet, J. D. 2009, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 47, 333, doi: [10.1146/annurev-astro-082708-101833](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-082708-101833)
- Earl, N., Tollerud, E., Jones, C., et al. 2021, *astropy/specutils: v1.3*, Zenodo, doi: [10.5281/ZENODO.4987675](https://doi.org/10.5281/ZENODO.4987675)
- Foreman-Mackey, D. 2016, *The Journal of Open Source Software*, 1, 24, doi: [10.21105/joss.00024](https://doi.org/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](https://doi.org/10.1086/670067)
- Galli, P. A. B., Bouy, H., Olivares, J., et al. 2021, *Astronomy & Astrophysics*, 646, A46, doi: [10.1051/0004-6361/202039395](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202039395)
- Ghosh, P., & Lamb, F. K. 1979, *The Astrophysical Journal*, 234, 296, doi: [10.1086/157498](https://doi.org/10.1086/157498)
- Hartmann, L. 2009, *Accretion processes in star formation*, 2nd edn., Cambridge astrophysics series No. 47 (New York: Cambridge University Press)
- Hartmann, L., Herczeg, G., & Calvet, N. 2016, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 54, 135, doi: [10.1146/annurev-astro-081915-023347](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081915-023347)
- Hartmann, L., Hewett, R., & Calvet, N. 1994, *The Astrophysical Journal*, 426, 669, doi: [10.1086/174104](https://doi.org/10.1086/174104)
- Ingleby, L., Calvet, N., Herczeg, G., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 767, 112, doi: [10.1088/0004-637X/767/2/112](https://doi.org/10.1088/0004-637X/767/2/112)
- Johns-Krull, C. M. 2007, *The Astrophysical Journal*, 664, 975, doi: [10.1086/519017](https://doi.org/10.1086/519017)
- Kenyon, S. J., & Hartmann, L. 1995, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 101, 117, doi: [10.1086/192235](https://doi.org/10.1086/192235)
- Luhman, K. L. 2008, arXiv:0808.3207 [astro-ph]. <http://arxiv.org/abs/0808.3207>
- Luhman, K. L., Stauffer, J. R., Muench, A. A., et al. 2003, *The Astrophysical Journal*, 593, 1093, doi: [10.1086/376594](https://doi.org/10.1086/376594)
- Lynden-Bell, D., & Pringle, J. E. 1974, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 168, 603, doi: [10.1093/mnras/168.3.603](https://doi.org/10.1093/mnras/168.3.603)

- Mamajek, E. E. 2005, *The Astrophysical Journal*, 634, 1385, doi: [10.1086/468181](https://doi.org/10.1086/468181)
- Manara, C. F., Fedele, D., Herczeg, G. J., & Teixeira, P. S. 2016, *Astronomy & Astrophysics*, 585, A136, doi: [10.1051/0004-6361/201527224](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527224)
- Manara, C. F., Frasca, A., Alcalá, J. M., et al. 2017a, *Astronomy & Astrophysics*, 605, A86, doi: [10.1051/0004-6361/201730807](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201730807)
- Manara, C. F., Testi, L., Natta, A., et al. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 568, A18, doi: [10.1051/0004-6361/201323318](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201323318)
- Manara, C. F., Testi, L., Rigliaco, E., et al. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 551, A107, doi: [10.1051/0004-6361/201220921](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220921)
- Manara, C. F., Testi, L., Herczeg, G. J., et al. 2017b, *Astronomy & Astrophysics*, 604, A127, doi: [10.1051/0004-6361/201630147](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201630147)
- Mandt, K. E., Mousis, O., Marty, B., et al. 2015, *Space Science Reviews*, 197, 297, doi: [10.1007/s11214-015-0161-z](https://doi.org/10.1007/s11214-015-0161-z)
- Mihalas, D. 1978, *Stellar atmospheres*, 2nd edn., A Series of books in astronomy and astrophysics (San Francisco: W. H. Freeman)
- Muzerolle, J., Calvet, N., & Hartmann, L. 1998, *The Astrophysical Journal*, 492, 743, doi: [10.1086/305069](https://doi.org/10.1086/305069)
- . 2001, *The Astrophysical Journal*, 550, 944, doi: [10.1086/319779](https://doi.org/10.1086/319779)
- Neal, J., & Figueira, P. 2019, jason-neal/eniric: Eniric JOSS Release, Zenodo, doi: [10.5281/ZENODO.2658917](https://doi.org/10.5281/ZENODO.2658917)
- Siess, L., Dufour, E., & Forestini, M. 2000, arXiv:astro-ph/0003477. <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0003477>
- Strom, S. E. 1972, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 84, 745, doi: [10.1086/129375](https://doi.org/10.1086/129375)
- Thanathibodee, T., Calvet, N., Bae, J., Muzerolle, J., & Hernández, R. F. 2019, *The Astrophysical Journal*, 885, 94, doi: [10.3847/1538-4357/ab44c1](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab44c1)

- Thanathibodee, T., Molina, B., Calvet, N., et al. 2020, *The Astrophysical Journal*, 892, 81, doi: [10.3847/1538-4357/ab77c1](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab77c1)
- Thanathibodee, T., Calvet, N., Molina, B., et al. 2021, doi: [10.5281/ZENODO.4567474](https://doi.org/10.5281/ZENODO.4567474)
- Torres, C. A. O., Quast, G. R., Melo, C. H. F., & Sterzik, M. F. 2008, arXiv:0808.3362 [astro-ph].  
<http://arxiv.org/abs/0808.3362>
- Vernazza, J. E., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1973, *The Astrophysical Journal*, 184, 605, doi: [10.1086/152353](https://doi.org/10.1086/152353)
- Vernet, J., Dekker, H., D'Odorico, S., et al. 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 536, A105, doi: [10.1051/0004-6361/201117752](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117752)
- Weinberger, A. J., Anglada-Escudé, G., & Boss, A. P. 2013, *The Astrophysical Journal*, 767, 96, doi: [10.1088/0004-637X/767/1/96](https://doi.org/10.1088/0004-637X/767/1/96)
- White, R. J., & Basri, G. 2003, *The Astrophysical Journal*, 582, 1109, doi: [10.1086/344673](https://doi.org/10.1086/344673)