

Estudio de la Pérdida de Masa Asociada a un Viento Estelar y su Efecto en la Rotación de las Estrellas Jóvenes

Ruby Margoth Cuervo Osses

Universidad Nacional de Colombia
Facultad de Ciencias, Observatorio Astronómico Nacional
Bogotá, Colombia
Año 2012

Estudio de la Pérdida de Masa Asociada a un Viento Estelar y su Efecto en la Rotación de las Estrellas Jóvenes

Ruby Margoth Cuervo Osses

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

Director:
Dr Giovanni Pinzón Estrada
Universidad Nacional de Colombia
Facultad de Ciencias
Observatorio Astronómico Nacional
Bogotá, Colombia
2012

*Dedico este trabajo
a mis hijos Gabriela y
Andres Felipe
quienes son el tesoro más grande
que Dios me ha dado.*

Agradecimientos

Principalmente le agradezco a Dios el haber podido culminar este trabajo; a mi madre que tuvo la paciencia, me ha apoyado y colaborado siempre. Agradezco a Giovanni Pinzón, mi director de tesis, por su orientación, colaboración, apoyo, acompañamiento y entusiasmo que siempre me proporcionó. A Jenny Marcela Rodríguez por su amistad y colaboración y todos aquellos compañeros, que aunque no los nombre los tengo en alto aprecio y estima. Finalmente agradezco a todos los profesores del Observatorio Astronómico por sus enseñanzas, amabilidad y disposición a colaborar.

Resumen

Análisis observacionales de estrellas de la pre-secuencia principal revelan que una gran fracción de estrellas de baja masa rotan mucho más lentamente de lo esperado. El objetivo de este trabajo es examinar la posibilidad del efecto de un torque producido por un viento estimulado por acreción que frena la estrella, a partir de un estudio espectroscópico de la pérdida de masa por vientos estelares, \dot{M}_w , y la tasa de acreción, \dot{M}_a , de una muestra de 9 estrellas t-auri, calculando la razón de estas dos cantidades de tasas de acreción a un valor promedio de $\chi = 0,56 \pm 0,34$. Este resultado se introdujo en un modelo evolutivo para la rotación estelar que incluye el efecto de un torque de viento, e ilustró la evolución rotacional de las estrellas más jóvenes, verificando que los vientos estelares pueden ser uno de los mecanismo que dan una explicación de la pérdida de momento angular en las t-auri.

Abstract

The analysis of observational surveys of pre-main sequence stars has revealed that a large fraction of nearly solar mass stars rotate much more slowly than expected. The goal of this work is to further examine the possibility of the effect of a spin-down torque that arises from an accretion-powered stellar wind, from a spectroscopic survey of mass loss rate by stellar winds stimulated by accretion, \dot{M}_w , and accretion rate, \dot{M}_a , for a sample of 9 t-tauri stars by calculating the ratio among these two accretion rates to an average value $\chi = 0,56 \pm 0,34$. This result was introduced in an evolutionary model for stellar rotation that includes the effect a stellar wind torque and illustrates the rotational evolution to the youngest stars checking that stellar winds can be one of the mechanisms that give a explanation to the angular momentum loss in t-tauri.

Índice general

Agradecimientos	2
Resumen	3
Abstract	4
Lista de tablas	8
1. INTRODUCCIÓN	9
2. ESTRELLAS T-TAURI	12
2.1. Características generales de una estrella T-Tauri	12
2.1.1. Espectro Óptico	12
2.1.2. Veiling	13
2.1.3. Rayos X	15
2.1.4. Excesos en el continuo	15
2.1.5. Perfiles H_α	16
2.1.6. Disco circunestelar	17
2.2. Vientos Estelares	19
3. DESCRIPCIÓN DE LA MUESTRA	22
3.1. PDS66	24
3.2. Lk H_α 264	24
3.3. Mz Lup	24
3.4. EG Cha	25
3.5. Ru Lup	25
3.6. MML 27	25
3.7. TWA 24	25
3.8. TWA 1	26
3.9. AA TAU	26
3.10. Datos de la Muestra Observada en Casleo	28
3.11. Medidas TWA1 Casleo	29
3.12. Imágenes de H_α	29
4. TASAS DE ACRECIÓN & PÉRDIDA DE MASA	31
4.1. Medida de la Tasa de acreción	31
4.1.1. Tasa de acreción medida a partir del ancho equivalente $WH_\alpha 10\%$	31
4.1.2. Tasa de Acreción de Masa Derivada del Flujo de Línea	32

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	6
4.2. Medida del Veiling	33
4.3. Pérdida de masa estimulada por vientos estelares	34
4.3.1. Estimativos de la Pérdida de Masa	34
5. EL MODELO	36
5.1. Modelo de la evolución del spin estelar	37
5.1.1. Flujo de Masa	37
5.1.2. Estructura Estelar y Evolución	37
5.1.3. Evolución del Spin	37
5.1.4. Torques Sobre la Estrella	38
5.1.5. Torque Magnético de la Interacción Estrella-Disco	39
5.1.6. Torques de Acreción	40
5.1.7. Torque de Viento Estelar	40
5.1.8. Parámetros iniciales del modelo	40
6. RESULTADOS	42
6.1. Resultados del Veiling	42
6.2. Resultados de las Medidas de $H_{\alpha}FW10\%$	43
6.3. Resultado de las Medidas de los Anchos Equivalentes	43
6.4. Resultados de \dot{M}_a a partir de partir del flujo de Línea	48
7. ANÁLISIS DE RESULTADOS	57
8. CONCLUSIONES	68
APÉNDICE A	70
BIBLIOGRAFÍA	72

Índice de Tablas

3.1. Datos de la Muestra 1	28
3.2. Datos de la Muestra 2	28
3.3. Muestra Casleo	29
3.4. \dot{M}_a TWA1 Casleo	29
4.1. Coeficientes	33
6.1. Resultados $H_\alpha FW10\%$	43
6.2. Ancho Equivalente I de la Muestra	44
6.3. Ancho Equivalente II de la Muestra	44
6.4. Ancho Equivalente I de TWA1	45
6.5. Ancho Equivalente II de TWA1	46
6.6. Ancho Equivalente I de AATAU	47
6.7. Ancho Equivalente II de AATAU	48
6.8. \dot{M}_a I derivados del flujo de línea de la muestra	49
6.9. \dot{M}_a II derivados del flujo de línea de la muestra	49
6.10. \dot{M}_a I derivados del flujo de línea de TWA1	50
6.11. \dot{M}_a II derivados del flujo de línea de TWA1	51
6.12. \dot{M}_a I derivados del flujo de línea de AATAU	52
6.13. \dot{M}_a II derivados del flujo de línea de AATAU	53
6.14. Pérdida de masa y tasa de acreción de la muestra	54
6.15. Pérdida de masa y tasa de acreción de TWA1	55
6.16. Pérdida de masa y tasa de acreción de AATAU	56

Índice de figuras

2.1. Ancho Equivalente	14
2.2. Perfiles H_α para 5 estrellas t-tauri. Las curvas sólidas son los perfiles obsevados y las de trazos son los ajustes, [Natta et al.2005].	17
2.3. Esquema de la geometría responsable de la formación del perfil P-Cygni [Hartmann 1988]	21
3.1. Apariencia de AA Tau en varias fases observacionales [Bouvier et al. 1999]	27
5.1. Conexión Magnética [Goodson et al. 1999]	39
7.1. Tasa de acreción de la muestra	58
7.2. Tasa de acreción de la serie de tiempo para TWA1	59
7.3. Tasa de acreción de la serie de tiempo para AATAU	60
7.4. Evolución del flujo integrado de H_α en AATAU	61
7.5. Evolución del flujo integrado de H_α en TWA1	62
7.6. Evolución del flujo integrado de H_α en TWA	63
7.7. Altos y bajos rotadores para un campo magnético de 500G y $M_D = 0,1M_\odot$	64
7.8. Altos y bajos rotadores para un campo magnético de 2000G y $M_D = 0,1M_\odot$	65
7.9. Altos y bajos rotadores para un campo magnético de 500 G y $M_D = 0,01M_\odot$	66
7.10. Altos y bajos rotadores para un campo magnético de 2000G y $M_D = 0,01M_\odot$	67

Capítulo 1

INTRODUCCIÓN

Las estrellas t-auri son estrellas jóvenes con edades entre 1 y 3 millones de años, ópticamente visibles y de baja masa ($M \lesssim 2M_{\odot}$), con tipos espectral F-M (dependiendo de la temperatura superficial efectiva $\sim 7000 - 3000K$). Algunas de ellas, conocidas como estrellas t-auri débiles, WTTS, no exhiben evidencia de disco de acreción, mientras que otras llamadas estrellas t-auri clásicas, CTTS, poseen disco de acreción [Hartmann 1998], el cual se forma en el colapso del núcleo de una nube molecular de donde se forma una estrella central y un disco de gas ($\sim 98\%H_2$) y polvo ($\sim 2\%$) alrededor de ésta. Las CTTS presentan líneas de emisión anchas y son espectroscopica y fotométricamente variables. Ellas muestran excesos en el ultravioleta, óptico e infrarrojo con respecto al flujo fotosférico. Tienen fuertes campos magnéticos ($\sim 2KG$) y son emisoras de rayos X.

Los espectros característicos de una estrella joven en el óptico exhiben gran cantidad de líneas en emisión, de las que sobresalen la serie de Balmer del hidrógeno, algunas líneas del helio, calcio, magnesio, hierro y el doblete del sodio. Adicionalmente, presentan líneas prohibidas en emisión como son la del [O I] en 6300 \AA , [He I] en 10830 \AA y el doblete [S II] en 6716 \AA y 6731 \AA , (ver capítulo 17 Stalher 2004); las cuales son consideradas indicadoras de pérdida de masa de la estrella. Muchas de estas líneas en emisión exhiben perfiles del tipo p-cygni. Además, los espectros muestran excesos en el continuo desplazados al azul y en el infrarrojo, que se atribuyen, el primero de estos fenómenos, a las manchas originadas del choque del material transferido directamente del disco hacia la estrella a través de las columnas de acreción del campo magnético estelar que producen temperaturas superiores a la de la fotosfera estelar, produciendo radiación en el continuo en la región del ultravioleta. El segundo, se atribuye a la radiación emitida por las partículas de polvo que absorben, reprocesan y reemiten la radiación de la fuente central que viaja a altas velocidades a través de las columnas de acreción; en longitudes de onda del infrarrojo.

Las estrellas generan eyección de masa que se manifiesta como una expansión de plasma a grandes distancias comparables con las del radio estelar. Como el material es eyectado de las zonas activas del campo magnético puede cumplir con la corotación, (ubicación en el disco en el cual la frecuencia de rotación de la estrella es igual a la del disco), hasta que el gas ha sido movido a distancias bien lejanas del radio estelar; cada elemento de masa saliente lleva su momento angular. Si el gas mantiene la corotación con la estrella, una pequeña cantidad de masa perdida produce proporcionalmente una mayor cantidad de pérdida de momento angular que la retención de materia de la superficie estelar. La pérdida de momento angular ocurre preferiblemente en

estrellas de baja masa, causando una discontinuidad en la rotación observada en la región con tipo espectral $\sim K8$ [Scholz et al. 2007].

Estadísticamente se han encontrado similitudes entre las fulguraciones y las eyecciones de masa coronal (CME) en el sol con observaciones realizadas en la actividad de rayos X en estrellas t-auri [Haisch et al 1995], aunque a menudo de varios órdenes de magnitud más energéticas en las estrellas jóvenes. Basados en estas observaciones, la teoría y modelamiento de fulguraciones y CME estelares, se ha orientado con la esperanza de que la física que se encuentra detrás de estos fenómenos sea la misma que la de las estrellas t-auri [Aarnio et al. 2010]. Motivo por el cual se espera que este tipo de fenómenos nos puedan brindar una imagen de lo que sucede con los vientos solares.

Las CME son expulsiones de plasma casi totalmente ionizado de la corona solar al espacio interplanetario de masa alrededor de $10^{16}g$ y energía de $10^{32}erg$, y son consideradas como los eventos de mayor expulsión de energía solar. Su velocidad puede alcanzar los 50 a 2000 Km/s . Las eyecciones generalmente ocurren en lugares cercanos a las manchas solares, donde el campo magnético es tan fuerte como para constreñir el plasma y lanzarlo en forma de llamaradas o fulguraciones solares, aunque se ha conocido que no en todos los casos una eyección de masa coronal esta asociada a un fulguración o flares, por lo cual estos sucesos son totalmente independientes. El fenómeno de Eyecciones de Masa Coronal puede ser explicado simplemente en términos de dos procesos: hay CME que abre un campo magnético coronal inicialmente cerrado, para eyectar masa previamente atrapada en el campo magnético cerrado. Esto es seguido por una fulguración la cual resulta del reencerramiento del campo magnético abierto debido a la conexión.

Dentro del viento solar CME constituye un fenómeno de singular importancia, ya que consiste en la expulsión de gran cantidad de materia del sol. El origen del viento solar se sitúa en la corona solar. Ésta consiste en un plasma caliente y tenue que rodea al sol, con temperatura y densidad de partículas características de 10^6K y $10^{-14}m^{-3}$ respectivamente. Debido a la temperatura no puede permanecer estática, de hecho, el viento solar se puede considerar como un flujo coronal que está demasiado caliente como para que esté ligado a la fuerza gravitatoria del sol, creando una presión exterior que tiende a oponerse al empuje hacia dentro de la gravedad del sol. El flujo de viento solar es debido a una gran diferencia de presiones entre la corona solar y el espacio interestelar. Esta diferencia de presiones conduce al plasma hacia afuera. Se debe tener en cuenta que el sol pierde cada segundo, alrededor de un millón de toneladas de masa ($\sim 10^{12}g$); debido al viento solar rápido que posee velocidades entre los $600km/s$ y $800km/s$ y es poco variable. Se origina en los agujeros coronales situados en las latitudes altas del sol. Se sabe que procede de campos magnéticos abiertos en el sol [Foukal 1990].

Diferentes observaciones en la estrellas t-auri muestran que la mitad de las estrellas jóvenes que aún no están en la secuencia principal presentan velocidades de rotación muy bajas (menores a $10 km/s$) lo cual se encuentra en desacuerdo con lo esperado ($\simeq 100Km/s$), debido a que estas estrellas aún están en la etapa de contracción. Existen dos escenarios que dan explicación a estas velocidades tan bajas. Uno de ellos es que los torques que surgen de la interacción magnética con el disco pueden transferir momento angular a este último [Bouvier et al. 2007]. Estos torques llevan rápidamente (en menos de 3 millones de años) la rotación estelar a un estado de equilibrio, el cual se encuentra en el orden esperado [Cameron & Campbell 1993]. El otro escenario está relacionado con la pérdida de momento angular estelar a través de un viento de origen magnético, como se ha comentado anteriormente; el cual, se espera sea el mayor responsable del freno de la rotación. Por

viento nos referimos a la pérdida de masa estelar en las regiones polares de la estrella, a través de las líneas de campo desconectadas del disco, [Hartmann et al. 1990]. Es de esperarse que los procesos se encuentren relacionados. La comparación detallada de las características espectrales con las predicciones teóricas es, por lo tanto, fundamental.

En el primer escenario donde predomina la idea de un freno de disco (*Disk-Locking*) debido a un torque derivado de la conexión magnética entre la estrella y el disco [Choi & Herbst 1996] se ha reconocido que tiene serios problemas teóricos con la suposición de que las líneas de campo magnético conectadas a lo largo de la región del disco están altamente torcidas en dirección azimutal, sin que se abran las líneas de campo. Este torcimiento es el que da lugar al freno producido por el torque sobre la estrella. Además, después del estudio realizado por [Matt et al. 2010] se llegó a la conclusión de que este torque magnético era muy pequeño y no generaba una explicación satisfactoria de la pérdida de momento angular en las estrellas t-tauri.

Este trabajo pretende contribuir a dilucidar cual de los dos escenarios anteriores proporciona una mejor explicación de las bajas velocidades de rotación observadas en las estrellas t-tauri, TTS, a través de el análisis de espectros observados, tomados de las bases de datos, de una muestra de 9 estrellas de tipo t-tauri pertenecientes a grupos con edades comprendidas entre 2 y 15 millones de años. Adicionalmente, se han incluido resultados correspondientes a las observaciones del proyecto: *Búsqueda de señales de acreción tardía en estrellas jóvenes de baja masa* al cual le fueron asignadas las noches del 7, 8 y 9 de junio de 2011 en el Complejo Astronómico el Leoncito perteneciente a la Universidad de San Juan en Argentina.

Apoyados en un modelo evolutivo para la rotación estelar que incluye el efecto de un torque de viento aplicado sobre la superficie estelar, se determinará la evolución de la rotación estelar con el tiempo para cada una de las estrellas de la muestra. El estudio de estos diferentes parámetros físicos permiten visualizar la evolución de los procesos de acreción, la evolución rotacional y la actividad magnética de los objetos de la muestra seleccionada. Donde el aporte principal de este trabajo es acotar el parámetro físico χ , el cual da información de la razón entre la tasa de pérdida de masa por vientos y la tasa de acreción estelar en estrellas jóvenes para, finalmente, poder entrar este parámetro dentro de un código y analizar la evolución de la rotación desde las etapas t-tauri hasta la secuencia principal y examinar los resultados arrojados desde el escenario de vientos estelares.

En el capítulo 2 se describe las características principales que presentan las estrellas jóvenes, realizando un resumen de lo que actualmente se conoce en la literatura de sus medidas observacionales y estudios analíticos. En el capítulo 3 se describe cada una de las estrellas de la muestra dando la información mas relevante de ellas encontrada en la literatura. En el capítulo 4 se exponen los diferentes métodos que existen para hacer las medidas de tasas de acreción y pérdida de masa por viento estelar, dando una breve razón de los métodos usados en este trabajo. En el capítulo 5 se hace una breve explicación del modelo usado y de sus implicaciones físicas. En el capítulo 6 se reportan las diferentes tablas de resultados obtenidos y finalmente en el capítulo 7 se muestran los resultados obtenidos y los análisis realizados.

Capítulo 2

ESTRELLAS T-TAURI

2.1. Características generales de una estrella T-Tauri

La formación de una estrella a partir de una nube de gas molecular es un proceso que transcurre en escalas de tiempo de 10^5 - 10^6 años. Las estrellas t-tauri son las estrellas más jóvenes visibles, de tipo espectral F, G, K y M con temperaturas efectivas entre los 3500 y 4900 K, con una masa inferior a dos masas solares. Las estrellas t-tauri, son totalmente convectivas, y se espera que posean un alto grado de rotación por acreción de materia y también por contracción gravitacional pero ocurre lo contrario siendo estrellas muy lentas con periodos de rotación entre 1-10 días [Herbst et al. 2007] y con velocidades de rotación de 10 km/s. Sus temperaturas centrales son probablemente demasiado bajas para iniciar reacciones termonucleares. En su lugar, la mitad de la energía potencial gravitacional invertida en la contracción se radía como cuerpo negro y la otra mitad se invierte en calentar la protoestrella, tardando en este proceso entre 10 y 100 millones de años. Las CTTS son muy activas y variables.

Pequeñas cantidades de polvo en el disco de una t-tauri pueden absorber una cierta cantidad sustancial de luz de la estrella central y re-radiar esta energía efectivamente en longitudes de onda en el infrarrojo, que se produce por el calentamiento de la estrella t-tauri. Muchas de estas estrellas t-tauri también exhiben fuertes excesos en el óptico y su principal manifestación es su exceso de emisión del continuo en el ultravioleta junto con amplias líneas de emisión [Bertou et al. 1988].

La acreción de masa de un disco circunestelar es la responsable de los excesos de emisión en las CTTS [Lynden-Bell & Pringle 1974]. La disipación de la energía de acreción en el disco mejora la emisión de infrarroja, mientras que la caída de material sobre la estrella central produce altas temperaturas y emisión en el continuo del ultravioleta y líneas de emisión en el óptico [Hartigan et al. 1995].

2.1.1. Espectro Óptico

El espectro óptico de una estrella t-tauri se caracteriza por la presencia de líneas en emisión; principalmente la de la serie del hidrógeno con la tendencia notable de que la región más azul del espectro presenta un exceso en el continuo de Balmer.

Predomina la presencia de la línea en emisión de H_α en 6563 \AA con un ancho igual o superior a 10 \AA [$WH_\alpha \gtrsim 10 \text{ \AA}$]. El requerimiento esencial para obtener esta emisión es una región fuera de la fotosfera con una temperatura de los 5000 a los 10000 K, suficientemente alta para poblar significativamente el nivel $n = 3$ del hidrógeno. También el ancho de la línea H_α puede dar información de las velocidades de las estrellas, siendo un ancho de línea alto evidencia de una velocidad alta [Stalher 2004].

Otra característica especial en el espectro de una estrella joven es la presencia de litio en absorción en 6708 \AA , cuyo flujo es diagnóstico de juventud, ya que el Litio se destruye rápidamente en los interiores estelares cuando la estrella evoluciona hacia la secuencia principal. El litio es un elemento cuya fusión termonuclear se produce a una temperatura de unos $\sim 2,5 \times 10^3 K$, por debajo de los 3 millones de grados que se requieren para que se encienda el ciclo p-p, por lo que en estrellas de baja masa la convección se encarga de que se quemé todo el Li antes de que la estrella llegue a la Secuencia Principal. De este modo, observar la presencia de litio es un fuerte indicador de juventud ya que implica que no ha transcurrido suficiente tiempo para que la estrella llegue a la Secuencia Principal.

También el espectro observado de una t-tauri puede presentar líneas prohibidas las cuales aparecen en emisión y son indicadoras de pérdida de masa. Estas líneas prohibidas surgen de transiciones producidas por colisión en regiones de baja densidad y requieren de altas temperaturas. Condiciones que sólo se presentan en la atmósfera estelar cuando se producen eyecciones de masa. Estas líneas son una prueba específica de la presencia de una región de viento. Las líneas más frecuentemente usadas son: el oxígeno [O I] en 6300 \AA y el doblete [S II] en 6716 \AA y 6731 \AA .

Para un análisis detallado del espectro es conveniente tener una medida cuantitativa del flujo de línea, ya sea en absorción o emisión. Esta medida se hace usando el concepto de ancho equivalente, (EW), que se define como una integral sobre la línea de interés

$$EW_\lambda \equiv \int (1 - F_\lambda/F_C) d\lambda \quad (2.1)$$

donde F_λ denota el flujo específico recibido de la estrella y F_C es el flujo del continuo a cada lado de la línea. El flujo de la línea viene entonces dado como:

$$F_l = F_C EW_\lambda \quad (2.2)$$

de donde $L_l = 4\pi d^2 F_l$

La medida del ancho equivalente en H_α permite hacer una clasificación de las estrellas t-tauri en dos tipos: estrellas t-tauri clásicas (CTTS), con $EW_{H_\alpha} > 10 \text{ \AA}$, las cuales se caracterizan por tener exceso en el infrarrojo; debido a que se requiere de la presencia de un disco de acreción y las estrellas t-tauri débiles (WTTS), con $EW_{H_\alpha} < 10 \text{ \AA}$ y poco exceso en el infrarrojo.

2.1.2. Veiling

La profundidad de la absorción de las líneas fotosféricas es menor que la de una estrella perteneciente a la secuencia principal. Esto fue interpretado como un exceso de radiación en el continuo

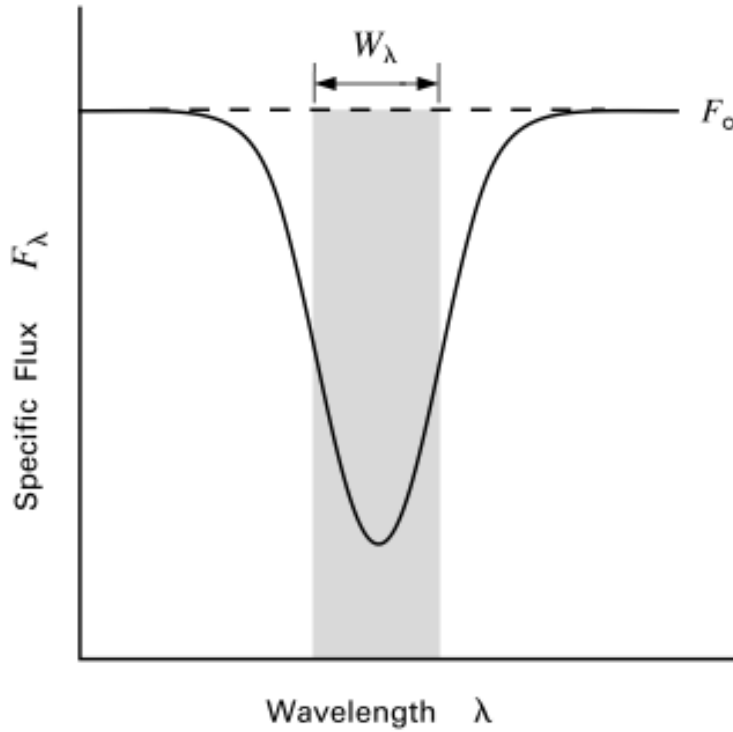


Figura 2.1: Ancho Equivalente

[Bertout et al. 1998], lo cual hace que las líneas espectrales aparezcan más superficiales; lo que es conocido como efecto Veiling. El veiling es un exceso de flujo en el continuo que depende de la longitud de onda y del tipo espectral de la estrella. Este es un efecto que se observa en los espectros de estrellas frías del tipo M y K, en las longitudes de onda del azul, el ultravioleta y en el infrarrojo.

El flujo observado de una CTTs es el resultado del flujo fotosférico de la estrella más un exceso de flujo en el continuo ΔF

$$F_{obs} = F_{fot} + \Delta F, \quad (2.3)$$

de donde, se obtiene el veiling.

$$r = \frac{\Delta F}{F_{fot}} = \frac{F_{obs}}{F_{fot}} - 1. \quad (2.4)$$

El espectro observado se caracteriza por un exceso de flujo en la región azul y líneas de absorción fotosférica superficiales (veladas), menos profundas que las que deberían esperarse para sus tipos espectrales.

Se cree que el veiling estelar se produce por las manchas calientes producidas por el choque del material del disco que impacta sobre la superficie estelar durante el proceso de acreción. Las manchas calientes tienen temperaturas más altas que la fotosfera y emiten un flujo continuo

similar a la radiación de un cuerpo negro, alcanzando sus picos máximos en el UV [Calvet and Gullbring 1998; Gullbring et al. 2000]. Para estudiar el veiling en las estrellas jóvenes es necesario analizar líneas de absorción que provengan de la fotosfera y no estén contaminadas por la actividad cromosférica o por las absorciones de las atmósferas de la estrella o de la Tierra.

2.1.3. Rayos X

Las estrellas jóvenes son altas emisoras de rayos X con luminosidades bolométricas 100 veces más grandes que una estrella ya evolucionada, como el Sol. Se originan de la alta densidad del plasma ($n > 10^{11} \text{cm}^{-3}$) a temperaturas de $\sim MK$. Krastner et al. (2002), sugieren que estos rayos X en emisión se deben a la acreción del material desde el disco a la estrella. Esta interpretación está basada en un modelo simple que supone que el flujo de acreción tiene velocidades de caída libre $v \sim 500 \text{ km s}^{-1}$ incrementando su temperatura en el choque, debido al impacto del material acretado sobre la superficie estelar, a unas temperaturas de $T \sim 3 \times 10^6 \text{ K}$; por lo tanto el gas inmediatamente después del choque superficial tiene la suficiente energía térmica para producir rayos X suaves, ($E < 0,7 \text{ keV}$), en emisión [Gullbring 1994; Calvet & Gullbring 1998; Lamzin 1998; Gunther et al. 2007].

Esta interpretación está también apoyada por los modelos teóricos dependientes del tiempo de choques de acreción radiativa en CTTSs [Sacco et al. 2008]. Sin embargo, hay resultados observacionales que son difíciles de reconciliar con este escenario. En particular, las tasas de acreción derivadas de los rayos X son usualmente subestimadas si se compara con la tasa de acreción derivada de los datos del óptico y el UV.

Las estrellas t-tauri son copiosas emisoras de rayos X. Los rayos X se generan en eventos intensos de reconexión magnética lo cual puede acelerar partículas hasta energías relativistas como las observadas en el sol.

2.1.4. Excesos en el continuo

Excesos Infrarrojos

La distribución de energía espectral de estrellas t-tauri presenta excesos de emisión en longitudes de onda infrarrojas y superiores, producidos en la fotosfera estelar [Mendoza 1966]. Estos excesos pueden explicarse mediante la emisión térmica de polvo circunestelar [Bertout et al. 1988]. Los modelos actuales suelen interpretar los excesos en el infrarrojo en estrellas t-tauri en términos de disco pasivo (si el polvo del disco simplemente reprocessa la emisión estelar), ya que las bajas tasas de acreción encontradas $\sim 10^{-8} M_{\odot} a^{-1}$ [Hartmann et al. 1998], indican que el calentamiento de los discos esta dominado por la radiación estelar.

Excesos Ultravioleta

Estos excesos parecen ser un indicio adicional de acreción, pues se pueden modelar considerando la emisión de alta temperatura en la zona de interacción entre el disco y la estrella. Los modelos de acreción magnetosférica, en los cuales el gas cae hacia la estrella a través de las líneas de campo magnético, lo que produce un choque en la superficie estelar. Este choque sería el responsable del exceso ultravioleta y óptico, [Herczeg & Hillenbrand 2008]; mientras que

el flujo de material en la magnetósfera produciría los perfiles P cygny inversos típicos de las t-tauri.

2.1.5. Perfiles H_α

Una de las líneas en emisión más representativa de las estrella CTTs es la H_α , debido a su gran prominencia en los espectros observados. Muchos de estos perfiles observados en los espectros evolucionan en su forma y profundidad, lo cual ha permitido hacer diferentes análisis físicos de los fenómenos que acontecen en el escenario de las estrellas t-tauri. Entre estos análisis se tiene el ancho de esta línea que permite calcular la velocidad radial de la estrella, como también es un indicativo de la de acreción magnetosférica de la t-tauri. En estrellas más evolucionadas que las t-tauri, la línea H_α en absorción da información de la actividad cromosférica de la estrella.

Estos perfiles muestran patrones simétricos en los espectros, pero en algunas ocasiones presentan doble pico. La estructura del doble pico está creada por una absorción superpuesta sobre una línea subyacente de emisión simétrica con alas anchas. El pico sumergido debe surgir de la capa parcialmente opaca del gas alejándose del interior de la fuente de emisión. Un observador dentro de este escenario verá la radiación alejándose corrida hacia el rojo por efecto Doppler. Se presentan, además, absorciones corridas hacia el azul, las cuales revelan la presencia de un viento estelar [Stalher 2004].

La interpretación física de estos fenómenos se da con respecto a la línea de visión del observador. Si la observación de la estrella se hace directamente, sin ningún ángulo de inclinación, el perfil de la línea en el espectro aparecerá sin picos sumergidos, pero si la observación se hace con cierto ángulo de inclinación; el disco de acreción de la estrella absorbe parcialmente la radiación emanada de la caída del material sobre la estrella y la línea de H_α en el espectro exhibirá un pico sumergido corrido hacia el rojo, que se puede interpretar como un indicativo de tasa de acreción. Mientras que los picos sumergidos corridos al azul se infieren del material expulsado por las líneas de campo magnético y cuya radiación se acerca al observador, lo que se puede interpretar como una pérdida de masa por viento estelar, ver (fig. 2.2).

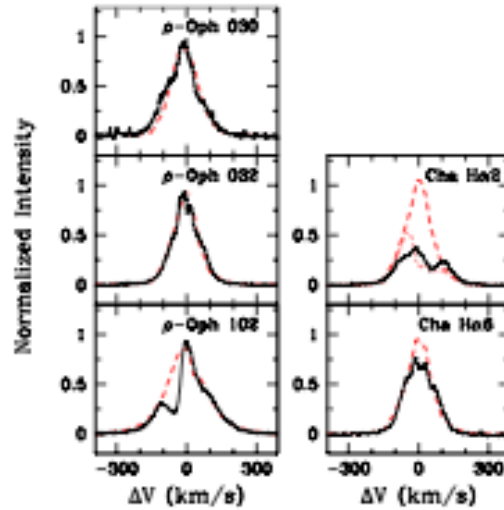


Figura 2.2: Perfiles H_{α} para 5 estrellas t-tauri. Las curvas sólidas son los perfiles observados y las de trazos son los ajustes, [Natta et al.2005].

2.1.6. Disco circunestelar

La formación de una estrella a partir de una nube de gas molecular es un proceso en el cual se requiere de la conservación del momento angular. La mayor parte del material se acreta sobre la estrella central mientras que una pequeña parte del material se extiende alejándose y llevándose el momento angular. Estos discos tienen periodos de vida de 1 - 10 Ma. Las estrellas jóvenes muestran señales de acreción por medio de exceso de emisión infrarroja (presencia de disco) y ultravioleta (acreción de material). Los discos no pueden resolverse ópticamente, pueden detectarse por medio de la distribución espectral de energía que presenta un exceso de emisión en el infrarrojo.

La interacción estrella disco en un sistema joven involucra transferencia de masa y momento angular. La transferencia de masa se manifiesta por la acreción sobre la estrella y pérdida de masa por vientos estelares, mientras que la transferencia de momento angular se cree que se deriva de la evolución rotacional de la estrella, procesos en el cual el disco circunestelar es de vital importancia para que estos fenómenos se puedan dar.

El modelo estándar de formación de una estrella individual de baja masa propone un rotador lento de alta densidad (10^4cm^{-3}) e isotérmico, cuyo colapso gravitacional del núcleo denso de gas de la nube molecular materna dará como resultado la formación de una proto estrella. Este núcleo denso colapsa y se origina la envoltura en acreción. El material con momento angular bajo se acumula en el centro, mientras aquel con momento angular alto forma el disco circunestelar [Terebey et al. 1984; Lin & Pringle 1990]. La formación de un disco de gas y polvo alrededor de la proto estrella es inevitable. Con base en las características de la distribución espectral de energía (SED) de los objetos jóvenes, existe una clasificación espectral que consta de cuatro clases [Hartmann 1998, capítulo I], la cual se ha interpretado como una clasificación evolutiva [Andre et al. 1993]. Clases que a continuación se describen:

Clase 0: La SED de esta clase es típicamente débil en el óptico y en el cercano infrarrojo. En esta fase la protoestrella central se encuentra muy probablemente aun en la fase de acreción cuasi-esférica y su masa es apenas una fracción de la masa que tendrá posteriormente.

Clase I: La SED se caracteriza por tener radiación en el infrarrojo cercano que proviene de la envoltura del polvo. Respecto a los objetos de clase 0, representan una etapa más evolucionada; alrededor de la protoestrella se ha formado un disco circunestelar, y esta presenta una envoltura de gas y polvo.

Clase II: La SED exhibe un exceso de radiación infrarroja en emisión. En esta etapa la protoestrella ya es una estrella de la secuencia principal, rodeada de un disco circunestelar de gas y polvo. Por lo general existen signos de acreción y eyección de gas, hacia dentro y hacia afuera de la estrella respectivamente, (en este caso la estrella es clasificada como una T Tauri clásica).

Clase III: Las cuales están bien representadas por el espectro de radiación de un cuerpo negro. La estrella que domina la emisión en el óptico y en el infrarrojo se encuentra rodeada por un disco de gas y polvo tenue. La acreción de masa hacia la estrella central es significativamente baja o se ha suprimido (siendo llamadas estrellas t-tauri débiles).

2.2. Vientos Estelares

El viento juega un papel importante en el transporte de energía y momento angular de las regiones interiores del disco. En la actualidad, muchos mecanismos que favorecen la producción de flujos de salida de masa de la estrella (outflow) involucran campos magnéticos rotantes con el disco, el cual acelera y colima el material eyectado en jets.

Muchas estrellas jóvenes eyectan potenciales vientos bipolares altamente colimados en su evolución temprana. Mucha de la energía cinética de los outflows es rápidamente radiada y disipada a medida que el material a alta velocidad choca con el medio molecular.

El estudio de las observaciones de las eyecciones iniciales de una estrella joven tienen un interés particular ya que permiten comprender el proceso de pérdida de masa. Jets ópticos altamente colimados de las estrellas jóvenes se han detectado en la emisión de líneas prohibidas, principalmente el [O I] en 6300 Å y [S II] en 6717 Å y 6731 Å. Estos Jets se extienden a distancias de $10^3 - 10^4$ AU o aún a distancias mayores de sus fuentes. Observaciones de las velocidades radiales y de los movimientos propios de la emisión de manchas brillantes en los jets, muestran que las líneas de emisión óptica son producidas por el flujo de material que sale con velocidades de 100 - 300 km/s. En muchos casos los outflows son bipolares. En fuentes donde un solo jet se ve (desplazado al azul), se asume que el otro jet (desplazado al rojo), esta presente pero oculto en longitudes de onda ópticas por el polvo del ambiente circunestelar.

Las líneas de emisión ópticas indican que el gas del jet se esta calentando a temperaturas de varios miles de grados o más, probablemente por choque de las ondas [Schwartz 1975].

La producción y aceleración de los outflows más que su interacción con el medio interestelar son un tema importante desde el punto de vista de los procesos de acreción. Para direccionar el proceso de eyección en detalle, es necesario considerar observaciones de outflows muy cerca de sus fuentes.

El estudio observacional de la aceleración de vientos se basa en la interpretación de los corrimientos en la velocidad y las asimetrías en las líneas de absorción y emisión. La figura 2.3 ilustra algunas formas básicas en las cuales los campos de velocidad y la geometría de los outflows producen los llamados perfiles P-Cygni, los cuales constituyen otra evidencia indirecta de la presencia de un disco circunestelar alrededor de la estrella. La situación particular ilustrada es la de outflow esféricamente simétricos de una estrella. En el panel (a) de la figura 2.3 se esquematiza un perfil p-cygni asimétrico con emisión desplazado hacia el rojo y absorción desplazado hacia el azul. La situación que explica este tipo de perfil se ilustra en el panel (b) de la misma figura. Un viento estelar de simetría esférica expandiéndose a alta velocidad produce una línea ensanchada. La región 1 contribuye a la emisión en la línea de visión, tanto en emisión hacia el azul como hacia el rojo. La región 2 contribuiría a la emisión con mayor corrimiento hacia el rojo, pero el disco estelar la oculta. El material en la región 3 absorbe la luz estelar, produciendo características de absorción corridas hacia el azul. Ahora, considerando la situación de la parte (c) de la figura 2.3 donde la estrella esta rodeada por un disco opaco inclinado cierto ángulo con respecto a la línea de visión. En este caso, la región 2 se encuentra mucho más oculta, lo cual elimina la emisión de material corrido hacia el rojo proporcionalmente, dependiendo del ángulo de inclinación del disco, llegando al caso extremo cuando el disco se encuentra en el plano del cielo, en donde toda la emisión hacia el rojo es eliminada y queda sólo la absorción hacia el azul, obteniendo el perfil

esquemático en la parte (d) de la figura 2.3 [Hartmann 1998].

La presencia de vientos estelares con alta velocidad de las estrellas t-tauri, caracterizados por la absorción desplazada al azul cortando las fuertes y anchas líneas de emisión permitidas se conoce desde hace mucho tiempo. Una serie de sofisticados intentos para determinar la tasa de pérdida de masa de las estrellas t-tauri por un periodo de varias décadas supuso que ambas componentes de emisión y absorción de H_α fueron formadas en vientos estelares con simetría esférica [Kuhi 1964; Hartmann et al. 1990]. Sin embargo, esto presentó dificultades en el potencial energético del viento dado que los vientos térmicos coronales de las estrellas mostrados por Campli (1981) tenían un límite superior de $10^{-9} M_\odot a^{-1}$, mientras que las tasas de pérdida de masa de la emisión de las estrellas t-tauri podría exceder $\dot{M}_w \sim 10^{-9} M_\odot a^{-1}$ [Edwards 2007].

Las líneas prohibidas desplazadas al azul se consideran como un diagnóstico de outflows de masa y se convierten en la base para establecer cual es la conexión entre *acreción/outflows*. La correlación resultante entre pérdida de masa estimulada por vientos estelares \dot{M}_w y tasas de acreción de disco \dot{M}_a juegan un papel importante en la evolución del momento angular de un sistema con disco de acreción.

La fuente básica de energía para los outflows, se cree que debe ser de origen magnetohidrodinámico, con puntos de lanzamiento en regiones donde las líneas del campo magnético anclado al objeto están abiertas. Tres estados estacionarios de los escenarios de la eyección magnetohidrodinámica son considerados [Edwards 2007], cada uno con diferentes implicaciones sobre como se extraería momento angular desde la estrella y el disco. Una opción ampliamente explorada supone que el interior del disco tiene suficiente campo magnético y fracción de ionización para lanzar vientos centrífugos sobre un rango de radios de disco desde el interior del radio de truncamiento hacia varias AU [Pudritz et al. 2007]. Otro fuerte contendor es un viento de disco modificado restringido a una estrecha región cercana a la corotación donde el lanzamiento centrífugo se mejora por un campo estelar, que provee un fuerte campo magnético canalizado desde un punto X [Shu et al. 2000]. Una tercera opción es que alguna forma de acreción de viento estelar esta operando, donde los vientos emergen a lo largo de las líneas de campo ancladas a la estrella.

Por el lado observacional los perfiles resonantes de un nuevo diagnóstico espectroscópico, [He] $\lambda 10830 \text{ \AA}$, parece que requiere de la aceleración de un flujo moviéndose radialmente lejos desde la estrella t-tauri con altas tasas de acreción de disco [Edwards et al. 2003]. Por lo tanto se requiere identificar un medio solido de la aceleración de los vientos estelares MHD, posiblemente apoyándose en las ondas Alfvén o reconexiones magnéticas.

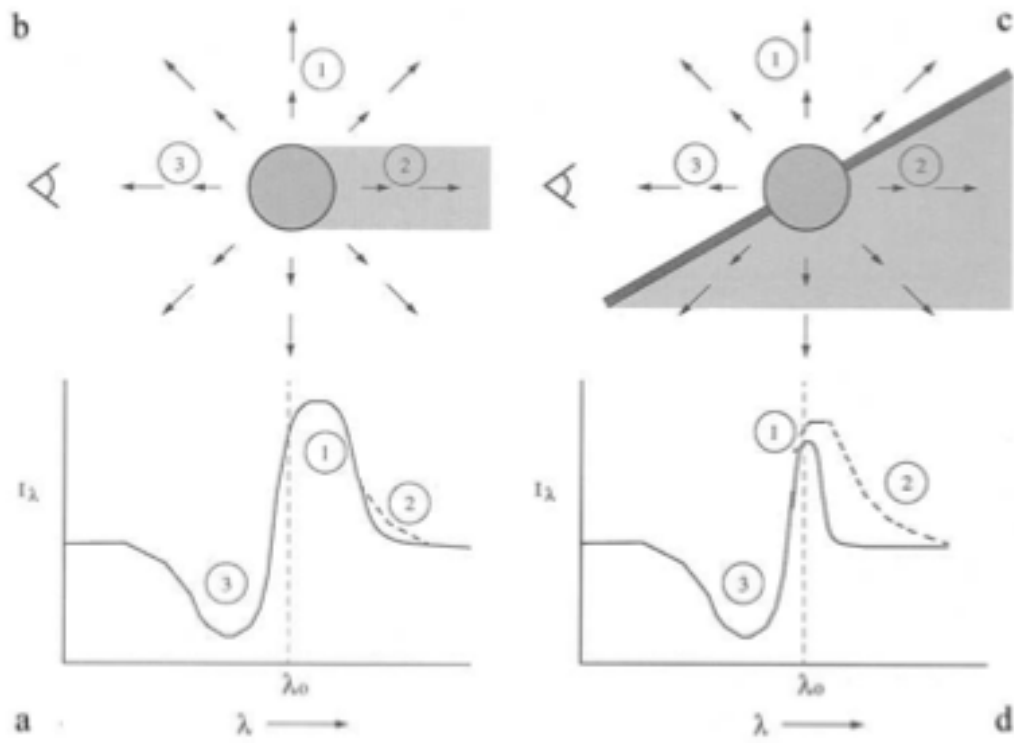


Figura 2.3: Esquema de la geometría responsable de la formación del perfil P-Cygni [Hartmann 1988]

Capítulo 3

DESCRIPCIÓN DE LA MUESTRA

Debido a que en las asociaciones la densidad estelar es considerablemente más baja que la de un cúmulo estelar y que sus miembros experimentan una evolución similar a la de las estrellas en los cúmulos, las asociaciones estelares son excelentes lugares para estudiar la evolución de las principales propiedades físicas de las estrellas. Además las edades de las asociaciones se determinan a partir de un análisis detallado de la cinemática de la Galaxia [Ortega et al.2009]; quien estudió la evolución dinámica de las estrellas en torno a un potencial galáctico e integrando las ecuaciones dinámicas hacia atrás en el tiempo, concluyendo que la región de máxima concentración de las órbitas de las estrellas se puede considerar como el lugar de nacimiento del grupo estelar y el intervalo de tiempo, medido desde hoy, se considera la edad del grupo. Esto hace de las asociaciones estelares lugares ideales para nuestro análisis.

Las medidas de tasas de acreción y pérdida de masa por vientos estelares, permiten tener una imagen de la evolución de estos procesos durante estas etapas; en el rango de edades muy pequeñas (1 – 3) Ma, hasta edades donde se considera que la estrella abandona la etapa t-tauri y entra a la etapa post t-tauri.

La muestra que se considera en el presente trabajo corresponde a 9 estrellas jóvenes de baja masa, con características típicas de las estrellas del tipo t-tauri con edades comprendidas entre $1Ma \sim 10Ma$, pertenecientes a diferentes asociaciones de la vecindad del Sol, ubicadas a distancias menores a $d \sim 100 pc$, lo cual permite desprestigiar el efecto de la extinción del medio interestelar, debido a su cercanía. Los espectros FEROS de estos nueve objetos fueron descargados de la base de datos del Observatorio Europeo Austral (<http://archive.eso.org/wdb/wdb/eso/repro/form>). La cobertura espectral va entre (4000 y 9000) Å.

Debido a que la acreción estelar se manifiesta por la presencia de líneas cromosféricas como H_{α} , exceso de continuo no estelar en la parte azul de los espectros ópticos, la espectroscopía óptica en resolución media ($R \sim 1000-10000$) es posible solo para estrellas brillantes. Por tal motivo se realizó un pedido de tiempo de observación con el espectrógrafo Echelle RESOSDC en el telescopio de 2.15 m del Complejo Astronómico el Leoncito (CASLEO) de la Universidad Nacional de San Juan en Argentina. Aunque dicho pedido de tiempo abarca objetos que no son

considerados en este trabajo y que han sido utilizados por otros miembros de nuestro grupo, aquí hemos considerado las observaciones correspondientes a la estrellas TWA1. Por lo tanto, para esta estrella contamos con espectros no simultáneos RESOSDC y FEROS.

Los espectros de la muestra de estrellas estudiada se obtuvieron de observaciones realizadas en el observatorio La Silla (Chile), usando un telescopio de 1.52 m con el espectrógrafo FEROS el cual es un espectrógrafo alimentado con dos fibras ópticas; una posicionada sobre la estrella y la otra sobre el cielo. La resolución media de este espectrógrafo es $\sim 48,000$ el espectrógrafo cubre un rango de longitudes de onda de (3500 a 9200) Å.

Dos estrellas de la muestra, AA TAU y TWA 24 no tenían espectros FEROS, por lo cual se trabajo con espectros de alta resolución tomados con es espectrografó HARPS, el cual es un espectrógrafo escalonado de alta resolución alimentado por fibras ópticas que han demostrado una precisión aproximada de 1 m/s. Esta montado sobre un telescopio de 3.6 m que pertenece a ESO, en la Silla. Cubre un rango espectral de (3800 a 6900) Å.

Se hicieron observaciones de TWA1 en CASLEO durante 3 noches consecutivas (7, 8 y 9 de junio de 2011), de una muestra de estrellas pertenecientes a las asocioaciones UCL y LUC en el Complejo Astronómico el Leoncito, Sanjuan (Argentina). Las medidas se realizaron con un telescopio de 2.15 m usando el espectrógrafo REOS-DC. Con el fin de buscar señales de acreción tardía en estrellas jóvenes de baja masa, nombre del proyecto.

El espectrógrafo REOSC pertenece al Instituto de Astrofísica de Liege en Bélgica y se encuentra en préstamo en CASLEO para su uso en un telescopio de 2.15 m. Es un instrumento capaz de trabajar desde los 3500 Å hasta 7500 Å en dos modos operativos: En modo de dispersión cruzada (DC) y en modo de dispersión simple (DS). Para este último se reemplaza la red echelle por un espejo plano. El detector actualmente en uso con el espectrógrafo REOSC es un CCD TEK de 1024×1024 pixeles. Existe una sola red echelle disponible con dimensiones de 128×254 mm. Los surcos son paralelos a la dimensión más corta de la red. Tiene 79 l/mm y se encuentra ubicada a unos 94 cm del colimador. El ángulo de incidencia del haz colimado sobre la red es de 71° y el de difracción es de $55,8^\circ$. Para las observaciones se usó el espectrógrafo REOS-DC, el cual esta compuesto de una red echelle de dispersión cruzada y para la toma de los espectros se trabajo con la red 180 (Decker) en un rango espectral de (5000 - 8000) Å. La resolución del espectrógrafo es de 3.8 Å/pix .

La reducción de los datos se hicieron con IRAF y la estrella estándar usada como template para hacer las medidas de TWA1 fue HIP76219, la cual tiene $v \sin i = 4,5 \text{ km/s}$.

Las tablas 3.1 y 3.2 corresponden a la descripción general de la muestra estudiada en el presente trabajo, la tabla 3.3 corresponde a los datos más relevantes encontrados en la literatura de la muestra de observada en CASLEO. A continuación se realiza una descripción general de cada uno de los objetos de la muestra.

3.1. PDS66

También conocida como Tycho 9246971 1, Hen 3-892, IRAS 13185-6922, MP Mus y MML 34. Fue identificada por primera vez como una estrella t-tauri clásica, CTTs, por Gregorio-Hetem et al. (1992), debido a su exceso de infrarrojo lejano detectado por IRAS, fuertes líneas de emisión de H_α y presencia de profundas líneas de Li en absorción en 6707 Å. Mamajek et al. (2002) identificaron la estrella como un miembro de Lower Centaurus Crux (LCC), subgrupo de la asociación Scorpius-Centaurus OB. La estrella tiene un tipo espectral KI IVe y se distingue como la única estrella clásica t-tauri conocida de las 110 estrellas de la muestra de los subgrupos LCC y Upper Centaurus- Lupus, UCC. La edad de la estrella y la masa se estiman entre 6 - 7 Ma y $1.1 - 1.2 M_\odot$ [Carpenter et. al. 2005; Curran et al. 2010], respectivamente. Se toma una distancia de 86 pc como la derivada por Mamajek et al. (2002). Así la PDS 66 parece ser un raro ejemplo de una estrella CTTs vieja ($\gtrsim 10Ma$) y una emisión en el continuo que parece ser originada por acreción circunestelar. Datos XMM han sido publicados por Argiroffi et al. (2007), quienes hallaron evidencias de una alta densidad de plasma responsable de la emisión de rayos X suaves. Se reporta una temperatura efectiva de 5228 K, una luminosidad estelar de $L_*/L_\odot = 0,1$ y se ha estimado una tasa de acreción de $\log \dot{M}_a = -8,29 \pm 1,13$ una luminosidad en rayos X de 1.48 i.e, $\log L_X = 30,20 \pm 0,09$ [Pascuali et al. 2007], y un radio de $1.3 R_\odot$ [Curran et al. 2010].

3.2. LkH $_\alpha$ 264

Esta es una estrella CTTs con tipo espectral K5. Su magnitud aparente es $V \sim 12$ [Herbig, Bell 1988]. La distribución de energía espectral de LkH $_\alpha$ 264 tiene señales de un disco circunestelar en longitudes de onda del infrarrojo medio [Jayawardana et al. 2001]. La masa del disco circunestelar se estima que debe ser del orden de $0,085 M_\odot$ [Itoh et al. 2003]. Esta estrella también exhibe un exceso de continuo en la región azul de las longitudes de onda del óptico [Valenti et al. 1993] y una fuerte emisión de líneas en la región del ultravioleta [Gameiro et al. 1993; Costa et al. 1999]. LkH $_\alpha$ 264 esta asociada con un cúmulo de alta latitud galáctica, MBM12 [Magnani et al. 1985]. Recientes estudios de las estrellas proyectadas en el campo de MBM 12 predicen grandes distancias, alrededor de los 300 pc [Carmona et al. 2007]. Se ha reportado un periodo de 7.4 ± 0.2 días y un $v \sin i = 22 \pm 4$ Km/s [Gameiro et. al 1993] y una edad de 2 Ma. Se le estimo una tasa de acreción de $10^{-7} M_\odot a^{-1}$ y una luminosidad de $0.53 L_\odot$ [Carmona et. al 2007]. Tiene una masa de $0,8 M_\odot$, un radio de $1.3 R_\odot$, una temperatura efectiva de 4350 K [Herbig & Bell 1988].

3.3. Mz Lup

Estrella perteneciente a la región del hemisferio sur al grupo de estrellas de UCL. También conocida como Rx J1601.1-3320, Rx J1601.2-3320, MML 75, Tyc 7333-719-1, GSC 07333-00719. Esta estrella tiene un tipo espectral G5 IVe y se encuentra a una distancia aproximadamente de 175 pc [Makarov 2007], aunque también se ha reportado una distancia de 140 pc [Hughes et al. 1993; Bertout et al. 1999], con una velocidad de rotación $v \sin i = 18,8$ Km/s y un periodo de rotación de 3.78 días [Wichmann et al. 1998, 1999], se reporta una temperatura efectiva de 5520 K [James et al. 2006]. Esta estrella tienen una edad estimada en 8.5 Ma, una masa de $1.32 M_\odot$, un radio de $2.4 R_\odot$ y una luminosidad en rayos X de $\log L_x/L_{bol} = -3,75$ [Wichmann et al. 1998].

3.4. EG Cha

Recibe otros nombres como RECX 1, RX J0837.0-7856, GSC 9402-921, 2MASS J08365623-7856454. Es estrella binaria miembro de ηCha . Espectroscopía de alta resolución indican un tipo espectral K4 y un velocidad rotacional $v \sin i = 13 \pm 3 \text{ kms}^{-1}$ [Covino et al. 1997]. Se le ha calculado una luminosidad bolométrica $\log(L/L_{\odot}) = -0,12$ [Mamajek et al. 1999, 2000]. Esta estrella tiene una alta luminosidad en rayos X con $\log(L_X/L_{bol}) = -2,9$ [Mamajek et al 2000; Alcalá et al. 1997]; se encuentra a una distancia de 97 pc y tiene una edad aproximada de 6 Ma [Mamajek et al. 1999], Se reporta de esta estrella una masa $M=1.0 M_{\odot}$ y un radio $R= 1.7 R_{\odot}$ [Siess et al. 2000].

3.5. Ru Lup

Ru Lup es una de la más activas CTTs con fuertes líneas de emisión y variabilidad en las líneas de Balmer. Extremadamente joven con una edad de 2 – 3 Ma. También se le conoce con los nombres GSC 07838-546, Hen 3-1120, Hip 78094, Tyc 7838-546-1. Con un tipo espectral K7 [Curran et al.2010]. El alto veiling hace difícil determinar los parámetros estelares, pero se ha estimado una $T_{ef} = 3950 \text{ K}$, $\log g = 3,9$, una luminosidad de $L \approx 0,49 L_{\odot}$, un radio $R = 1.7 R_{\odot}$, una masa de $M \approx 0,8 M_{\odot}$ y una velocidad de rotación $v \sin i = 9 \pm 0,9 \text{ kms}^{-1}$ [Stempels & Piskunov. 2002]. Se ha reportado un periodo de rotación de 0,8 días y una tasa de acreción de $\dot{M} \approx 3 \times 10^{-7} M_{\odot} a^{-1}$ [Lamzin et al. 1996]. Está localizada a una distancia de 140 pc [Hughes et al. 1993], en la región de formación estelar de Lupus localizada al noreste de $\eta Lupi$. Datos XMM son discutidos por Robrade & Schmitt (2007), quienes hallan plasma frío de alta densidad y concluyen que su origen es un choque de alta acreción. Datos obtenidos durante un monitoreo en multifrecuencias y presentados por Giovannelli et al. (1995) explican un modelo en el cual la estrella joven tiene un campo magnético el cual está acretando masa desde un disco circunestelar.

3.6. MML 27

Estrella de la presecuencia principal, miembro de LCC. Se le conoce también con los nombres de GSC 09245-00617, TYC 9245-617-1, 1RXS J125824.6-702848, CD 691025. Es una estrella con tipo espectral K0Ve y una velocidad de rotación $v \sin i = 24,3 \text{ kms}^{-1}$ [Torres et al. 2006]. Una temperatura $\log T_{ef} = 3,714 \text{ K}$; una luminosidad $\log(L/L_{\odot}) = -0,01 \pm 0,06$; una luminosidad en rayos X $\log L_X = 30,3$; una masa $M = 1,2 M_{\odot}$ y una edad $\approx 10 \text{ Ma}$ reportadas por Mamajek et al. (2002).

3.7. TWA 24

Miembro de la asociación TW Hya, recibe otros nombres como son: MML 5, 1RXS J120941.5-585440, GSC 08644-00802, TYC 8644-802-1, CD-58 4411. Se encuentra a una distancia de 95 pc y tiene tipo espectral K3 [Zuckerman et al. 2004], una velocidad de rotación $v \sin i = 13 \text{ kms}^{-1}$ [Jayawardana et al. 2006]. Se reporta de esta estrella en la literatura una luminosidad en rayos X

$\log(L_X/L_{bol}) = -3,2$; una temperatura efectiva $\log T_{ef} = 3,72 K$ y masa $M = 1,3 M_\odot$.

3.8. TWA 1

Pertenece a la asociación TW Hya, es una de las estrellas CCTs más estudiada. También se le ha asignado otros nombres para identificarla como son GSC 07208-00347, HBC 568, Hen 3-549, HIP 53911, PDS 42, TYC 7208-347-1. Muchos estudios previos muestran evidencias de variabilidad en las líneas de emisión en intensidad y en el perfil de las líneas, sobre todo en H_α , la cual se ha usado para obtener una visión detallada del comportamiento de la acreción en la estrella [Alencar & Batalha 2002; John & Basri 1995; Scholz et al. 2005]. La Twa 1 presenta líneas de Balmer bastante fuertes y variables que son típicas en los sistemas con acreción. También presenta variabilidad fotométrica con periodos alrededor de 1.2 - 2.2 días [Rucinski 1988, Herbst & Koret 1988, Mekkaden 1998], debida a las manchas calientes en la superficie estelar. La estrella tiene fuertes excesos en el infrarrojo [Jayawardhana et al. 1999] y es una muy fuerte emisora de rayos X [Kastner et al. 1999]. Es una de las CCTs más cercanas a una distancia de solamente $\sim 56 \pm 7 pc$ [Wichman et al. 1998] y una edad de $\sim 10 Ma$ [Webb et al 1999], exhibiendo características espectrales típicas de una CCTs a pesar de su avanzada edad, indicando que el disco de acreción puede permanecer activo por encima de los 10 Ma . Se considera una estrella ideal para estudiar los procesos de acreción, además es la única estrella a la que se le ha realizado un análisis de la variación en los perfiles de línea. Se le ha determinado una velocidad de rotación $v \sin i = 5 \pm 2 kms^{-1}$ y $v_{rad} = 12,5 \pm 0,5 kms^{-1}$. El sistema muestra variaciones periódicas en la intensidad del veiling. Se reportan tasas de acreción del orden de $(10^{-9}$ a $10^{-8}) M_\odot a^{-1}$ [Alencar et al. 2002] y cambia considerablemente en un periodo de un año. Tiene una masa de $0,7 M_\odot$ y un radio de $1 R_\odot$ [Muzerolle et al. 2000]. Su tipo espectral es K7Ve [Zuckerman et al. 2004,] y su temperatura efectiva es 3700 K [Low et al. 2005]. Análisis espectroscópicos, realizados por Alencar et al. 2002, sobre 42 espectros de esta estrella, determinaron un ángulo de inclinación del eje de rotación de la estrella ($i = 18^\circ \pm 10^\circ$). Se ha determinado una luminosidad $L_*/L_\odot = 0,17$ y una luminosidad en rayos X $\log L_X = 30,39$ y $\log(L_X/L_{bol}) = -2,59$ [Zuckerman & Webb 2000].

3.9. AA TAU

Otros nombres con los cuales también se le identifica son: GSC 01833-00851, HBC 63, UBV 4396, 2MASS J04345542-2428531. Ubicada en la constelación de Taurus, específicamente en la región de formación Tauros-Auriga. Las curvas de luz de esta estrella estudiadas por Bouvier et al. (1999) muestran variaciones en el brillo con periodos de 8,2 días, en los cuales exhiben niveles de brillo aproximadamente constantes e interrumpidos por episodios cuasi-cíclicos de desvanecimiento, lo cual se ha interpretado como un eclipse de la estrella central producido por el borde interior de su disco de acreción.

La estrella exhibe fuertes líneas de emisión y muestra variedad y variabilidad en las formas de sus perfiles y flujos. Líneas de emisión tales como H_α y H_β muestran rasgos de acreción y pérdida de masa que son reproducidos por modelos de acreción magnetosférica con tasas de acreción de masa $(10^{-9}$ a $10^{-8})M_\odot a^{-1}$ [Bouvier et al. 2003]. El veiling muestra variaciones que indican la presencia de 2 manchas calientes rotacionalmente moduladas y que corresponden a los dos polos magnetosféricos.

Se ha mostrado que las variaciones fotométricas y espectroscópicas en tiempos de escala de días a semanas son globalmente consistentes con los conceptos de acreción magnetosférica en este sistema el borde interior de su disco de acreción esta truncado a una distancia aproximada de 0.1 U.A. desde la superficie de la estrella por la fuerte magnetósfera estelar. La estructura magnetosférica está inclinada con respecto al plano del disco lo que conduce a una deformación asimétrica en el borde interior del disco [Bouvier et al. 2003]. La deformación de la corotación con la estrella es la responsable de los eclipses observados en AA Tau en sus curvas de luz, (ver figura 3.1).

La información estelar que se tiene de esta estrella esta reportada por Bouvier et al. (1999). Su masa es de $0,8 M_{\odot}$, su radio es de $1.85 R_{\odot}$, se reporta una luminosidad $L_{\star} = 0,8L_{\odot}$, un ángulo de inclinación $i \gtrsim 60^{\circ}$, con una velocidad de rotación $v \sin i = 11,4 \text{ km s}^{-1}$. AA Tau ha sido previamente clasificada como una K7 [Kenyon & Hartman 1995], y una temperatura efectiva de 4060 K.

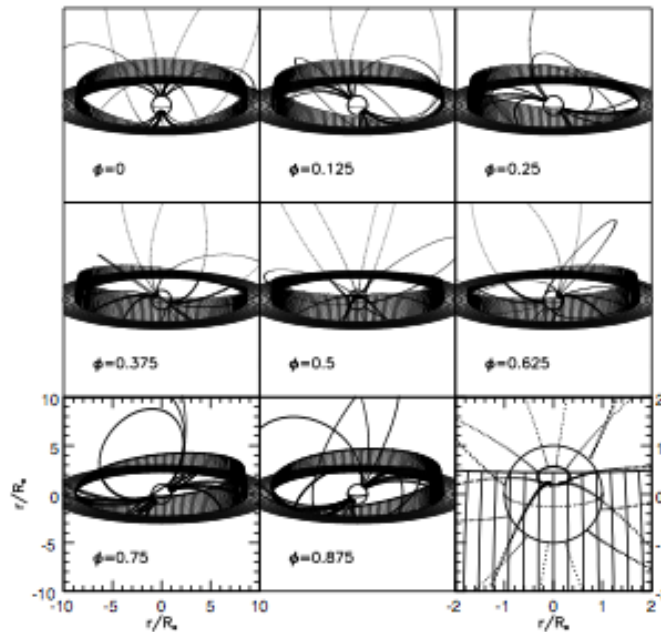


Figura 3.1: Apariencia de AA Tau en varias fases observacionales [Bouvier et al. 1999]

Las siguientes dos tablas muestran la información observacional recopilada de la literatura de las 9 estrellas de la muestra.

OBJETO	α	δ	Tipo Esp,	Edad(Ma)	$vsini(km/s)$	L_*/L_\odot	REF
PDS66	13 22 07,54	-69 38 12,19	<i>K1Ve</i>	7 - 16	14,2	0,10	4,5,6,7
MZ Lup	16 01 8,969	-33 20 14,23	<i>G5IVe</i>	8,5 - 14	18,8	4,7	1, 2, 3, 4
LkHa264	02 56 37,56	20 05 37,1	<i>K5</i>	2	22	0,53	9,10,11
RuLup	15 56 42,31	-37 49 15,50	<i>K7</i>	2-3	9,0	0,49	4,5,14,15,16
TWA 24	12 09 41,86	-58 54 45,04	<i>K3</i>	10	17,1	–	4,18,20
Eg Cha	08 36 56,23	-78 56 45,66	<i>K4Ve</i>	6	13	0,75	4, 11, 12, 13, 18
MML27	12 58 25,58	-70 28 49,21	<i>K0Ve</i>	10 - 16	24,3	0,98	4,6,18,19,20
TWA1	11 01 51,90	-34 42 17,03	<i>K7e</i>	8 - 10	4	0,17	2,16,18, 20, 21, 22
AA Tau	04 34 55,42	24 28 53,16	<i>K7</i>	< 1	11	0,8	24, 25, 26, 27, 28

Tabla 3.1: Datos de la Muestra 1

OBJETO	$Masa(M_\odot)$	$Radio(R_\odot)$	$Distancia(pc)$	B	V	$B - V$	U	Ref
PDS66	1,2	1,3	86	11,36	10,32	1,04	11,76	4,5,6,7
MZ Lup	1,32	2,3	175,74	11,88	10,88	12,11	12,11	1, 2, 3, 4
LkHa264	0,8	1,3	300	13,29	12,46	0,83	–	9,10,11
RuLup	0,8	1,7	140	12,03	11,55	0,48	11,22	4,5,14,15,16
TWA 24	1,35	1,55	95	11,17	10,23	0,94	11,71	4,18,20
Eg Cha	1,0	1,7	97	11,82	10,49	1,33	–	4, 11, 12, 13, 18
MML27	1,1	1,2	85,3	10,69	9,95	0,74	11,27	4,6,18,19,20
TWA1	0,7	1,0	56,4	11,89	10,92	0,97	11,4	2,16,18, 20, 21, 22
AA Tau	0,8	1,85	140	13,96	12,82	1,14	13,76	24, 25, 26, 27, 28

Tabla 3.2: ref datos de la Muestra: (1)Makarov, 2007; (2) Wichmann et al. 1998; (3) James et al. 2006; (4) Hog et al. 2000; (5) Curran et al. 2010; (6) Mamajek et al. 2002; (7) Pascuali et al. 2007; (8) Gameiro et al. 1993, (9) Carmona et al. 2007; (10) Bastian et al. 1979; (11) Mamajek et al. 2000; (12)Siess et al. 2000; (13) Covino et al. 1997; (14) Stempels et al. 2002; (15) Kelkenny et al. 1985; (16) Van Leeuwen. 2007; (18) Zuckerman et al. 2004; (19) Hog et al. 1998; (20) Torres et al. 2006; (21) Zuckerman & Webb 200; (22) Alencar et al. 2002; (23) Muzerolle et al. 2000; (24)Bowie et al. 1999; (25) Kenyon & Hartman 1995; (26) Kenyon et al. 1994b; (27) Cutri et al. 2003; (28) Varsavsky 1960

3.10. Datos de la Muestra Observada en Casleo

La tabla 3.3 muestra la información observacional recopilada de la literatura de las estrellas observadas en Casleo. Información que se recopiló de la base de datos SIMBAD.

OBJETO	SpT	$vsini(km/s)$	d(pc)	$M(M_{\odot})$	$R(R_{\odot})$	V
TWA1	<i>K7e</i>	4	56,4	0,7	1,0	10,92
MML30	K0 IVe	–	112,2	1,0	–	10,089
MML33	G0IV	–	139,7	1,2	–	10,077
MML47	K1Ve	–	131,75	–	–	10,745
MML72	K0V	–	132,45	–	–	10,299
MML73	K0Ve	–	174,21	–	–	10,830
MML87	G8V	27,4	215,98	–	–	10,322
MML88	G5IVe	134	199,2	–	–	9,566

Tabla 3.3: Datos más relevantes de la muestra de Casleo

3.11. Medidas TWA1 Casleo

El único espectro al cual se le hizo medidas, para esta tesis, de las observaciones hechas en Casleo, fue a TWA1, en la longitud de onda $\lambda = 6563 \text{ \AA}$ de la línea de emisión del H_{α} , debido que es la única estrella t-tauri observada y esta línea fue la de mejor resolución en los espectros,

Para el cálculo de la tasa de acreción, se usaron los dos métodos explicados en el capítulo 4 en la secciones 4.1.1 y 4.1.2, tasa de acreción medida a partir de $H_{\alpha}FW10\%$ y por medio del flujo de la línea a partir del ancho equivalente, respectivamente.

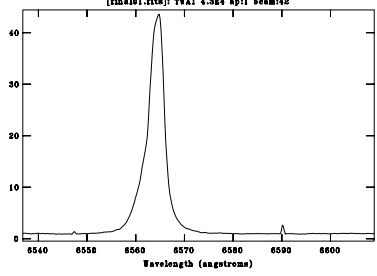
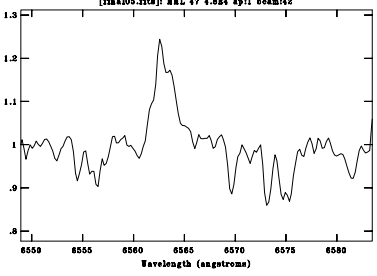
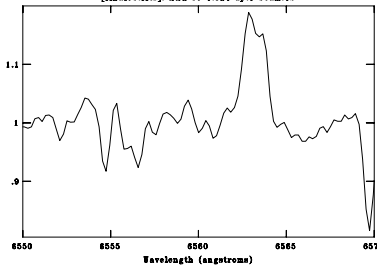
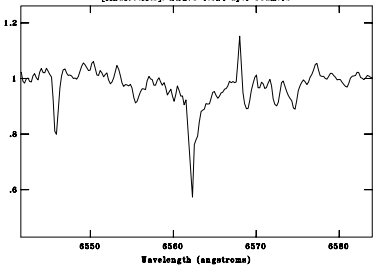
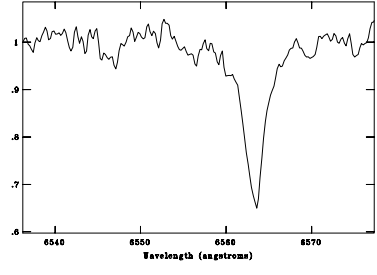
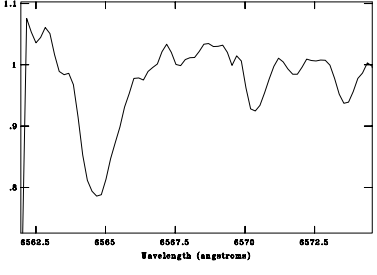
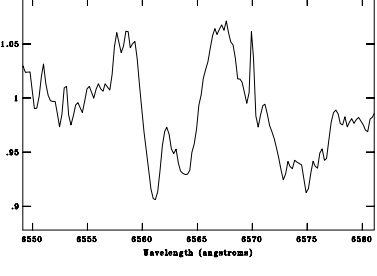
Estas medidas fueron:

TWA1	Medida	$\log \dot{M}_a (M_{\odot} a^{-1})$
EW (\AA)	-185,17	-6,67
$H_{\alpha}FW10\%(kms^{-1})$	439,02 \pm 50,7	-8,64

Tabla 3.4: Pérdida de masa de TWA1 observada en Casleo

3.12. Imágenes de H_{α}

Los imágenes de la línea espectral centrada en H_{α} de las figuras 3.2 a 3.7 muestran que algunas de estas estrellas presentan H_{α} en emisión lo cual por su avanzada edad, con respecto a las t-tauri, se atribuye a procesos de actividad cromosférica y no a procesos de acreción. A continuación en el siguiente panel de figuras se muestra la línea de H_{α} de los espectros observados y reducidos con IRAF en Casleo.

Objeto	Línea de H_{α}	Objeto	Línea de H_{α}
TWA1	 <p>XOAO/IRAF V2.15.1a gpinson@cosmologia Mon 21:26:49 18-Jun-2012 [file=09.fits]: TWA1 4.324 sp1 beam=42</p>	MML 47	 <p>XOAO/IRAF V2.15.1a gpinson@cosmologia Mon 20:26:31 18-Jun-2012 [file=09.fits]: MML 47 4.324 sp1 beam=42</p>
MML 30	 <p>XOAO/IRAF V2.15.1a gpinson@cosmologia Mon 20:30:37 18-Jun-2012 [file=09.fits]: MML 30 4.324 sp1 beam=42</p>	MML 73	 <p>XOAO/IRAF V2.15.1a gpinson@cosmologia Mon 20:40:00 18-Jun-2012 [file=07.fits]: MML 73 4.324 sp1 beam=42</p>
MML 33	 <p>XOAO/IRAF V2.15.1a gpinson@cosmologia Mon 20:39:00 18-Jun-2012 [file=09.fits]: MML 33 4.324 sp1 beam=42</p>	MML 87	 <p>XOAO/IRAF V2.15.1a gpinson@cosmologia Mon 20:41:00 18-Jun-2012 [file=09.fits]: MML 87 4.324 sp1 beam=42</p>
MML 88	 <p>XOAO/IRAF V2.15.1a gpinson@cosmologia Mon 20:40:25 18-Jun-2012 [file=09.fits]: MML 88 4.324 sp1 beam=42</p>		

Capítulo 4

TASAS DE ACRECIÓN & PÉRDIDA DE MASA

Las medidas se hicieron sobre espectros en alta resolución de las estrellas de la muestra, los cuales se descargaron de la base de datos ESO (The European Southern Observatory).

A continuación se describen los procedimientos seguidos para obtener los resultados de las medidas tomadas de la muestra y estudiadas en este trabajo con respecto a la tasa de acreción, pérdida de masa por vientos estelares y veiling.

Las medidas de tasa de acreción de masa reportadas en este trabajo se realizaron por dos métodos diferentes, con el fin de tener mayor confiabilidad en los resultados obtenidos. Los resultados obtenidos de las medidas de pérdida de masa por viento estelar se realizaron a partir de la línea prohibida del [O] $\lambda 6300 \text{ \AA}$ siguiendo el mismo procedimiento desarrollado por Hartigan et al. (1995), descrito en la sección 4.3 y las medidas de veiling se trabajaron usando el método usado por Seperuelo et al. (2008)

De la muestra estudiada, se usaron serie de tiempo para dos estrellas CTTS, como son TWA 1 y AATAU, con los espectros bajados de las bases de datos ESO.

4.1. Medida de la Tasa de acreción

4.1.1. Tasa de acreción medida a partir del ancho equivalente $WH_{\alpha}10\%$

Se calculó la tasa de acreción basado en el ancho de la línea de H_{α} al 10% de su altura máxima, $H_{\alpha}FW10\%$, siguiendo el método usado por Curran et al. (2010) y usando la ecuación [Natta et al. 2004]

$$\log \dot{M}_a \approx -12,9(\pm 0,3) + 9,7(\pm 0,7) \times 10^{-3} H_{\alpha}10\% \quad (4.1)$$

Esta ecuación se obtuvo del estudio de las propiedades de las medidas de acreción de 19 objetos de baja masa en las regiones de Camaleón I y ρ Oph por medio de un ajuste realizado de

la gráfica de las medidas de las tasas de acreción \dot{M}_a en función la medida del ancho de línea de H_α medida a la altura del 10 % de la intensidad del pico. Los datos de \dot{M}_a usados para obtener la ecuación anterior se derivaron del ajuste de perfiles de H_α de la muestra estudiada por Natta et al. (2004), como también de datos tomados de la literatura medidos con el mismo procedimiento [Muzerolle et al. 2003] y de las tasas de acreción de masa de CTTS las cuales han sido derivadas del veiling y reportadas por Gullbring et al. (1998). Para medir la tasa de acreción del ancho de H_α al FW 10 % se tomaron de los perfiles de H_α en alta resolución obtenidos por Edwards et al. (1994). Ellos, [Natta et al. 2004], observaron una buena correlación entre H_α FW10 % y \dot{M}_a y obtuvieron un estimativo de las tasas de acreción expresada por la ecuación (4.1).

Los resultados de las medidas se listan en las tablas 3.4 y 6.1.

4.1.2. Tasa de Acreción de Masa Derivada del Flujo de Línea

El procedimiento para medir \dot{M}_a por este método consiste en calcular la luminosidad de la línea por medio del ancho equivalente (EW) de cada línea de emisión de interés en la muestra, corregido por veiling, (ver tablas 6.2 a 6.7).

$$F_L = CEW(1 + r)F_C. \quad (4.2)$$

El flujo del continuo se estimó de la magnitud V de las estrellas, siguiendo un método similar al usado por Mohanty et al. (2005) y Dahm (2008). Específicamente el flujo del continuo se calcula usando la magnitud V observada, la distancia y el punto cero fotométrico del filtro Johnson V (en la longitud de onda centrada en 5500 Å) de $3,75 \times 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Å}^{-1}$ [Michell & Johnson 1969]

$$F_C = 10^{(V - 2,5 \log Zp) / -2,5}. \quad (4.3)$$

Y la constante

$$C = 10^{0,4(M_{V\odot} - M_{V\star})}. \quad (4.4)$$

Se calculó la tasa de acreción siguiendo la relacion empírica entre acreción y la luminosidad de la línea, hallada y descrita por Herczeg & Hillebrand (2008)

$$\log L_{acc} = a + b \log L_l, \quad (4.5)$$

donde los coeficientes a y b listados en la tabla 4.1, han sido calculados por Herczeg & Hillenbrand (2008) por comparación de flujos de líneas de emisión ópticas y medidas de luminosidad de acreción de los excesos del continuo en UV. Los errores en los coeficientes a y b dependen de la dispersión en los valores de la luminosidad de la línea alrededor del mejor ajuste, además se tienen en cuenta varios efectos, tales como la profundidad óptica y alguna contribución de las líneas de emisión del flujo estelar exterior.

Una vez la luminosidad de acreción, L_{acc} , ha sido calculada es posible calcular la tasa de acreción por medio de

$$\dot{M}_a = \left(1 - \frac{R_\star}{R_{in}}\right)^{-1} L_{acc} \frac{R_\star}{GM_\star} \approx 1,25 L_{acc} \frac{R_\star}{GM_\star}, \quad (4.6)$$

Tabla 4.1: Coeficientes Usados en la ecuación 4.5

Línea	Longitud de Onda Å	a	b
H $_{\gamma}$	4340	3±02	1,24±0,04
He II	4686	3,7±0,5	1,04±0,08
H $_{\beta}$	4861	2,6±0,2	1,22±0,05
HeI	5016	3,3±0,3	1,04±0,05
HeI	5876	5,3±0,7	1,46±0,12
OI	6300	2,8±0,8	0,96±0,16
H $_{\alpha}$	6563	2,0±0,4	1,2±0,11
HeI	6678	5,2±0,8	1,37±0,13

donde $(1 - \frac{R_{\star}}{R_{in}}) \approx 1,25$ se estima asumiendo que el gas se acreta sobre la estrella desde un radio de truncamiento del disco de $R_{in} = 5R_{\star}$ [Gullbring et al. 1998].

Los resultados arrojados por estas medidas se pueden ver en la (tablas 6.8 a 6.13) de \dot{M}_a derivados de los flujos de línea.

4.2. Medida del Veiling

Se puede medir el veiling en las CTTs usando diferentes métodos. Uno de ellos consiste en comparar líneas fotosféricas observadas de una CTTS con el espectro de una estrella estándar del mismo tipo espectral y preferencialmente con la misma clase de luminosidad. Los valores del veiling, r , se calculan comparando la profundidad de las líneas de absorción en el espectro de la t-tauri con el espectro de la estrella estándar, [Seperuelo Duarte et al. 2008]. El veiling se obtiene de acuerdo con la relación:

$$r = \frac{F_l^o/F_c^o - F_l^{\star}/F_c^{\star}}{1 - F_l^o/F_c^o}, \quad (4.7)$$

donde F_l^o y F_c^o son los flujos de la línea y del continuo observado, y F_l^{\star} y F_c^{\star} son los flujos de la línea y el continuo fotosférico. El cálculo del veiling para la región espectral es el promedio de todos los veiling hallados separadamente dentro de cada rango espectral dado.

El inconveniente de este método es su sensibilidad al ruido. En un espectro muy ruidoso, este procedimiento tiende a sobreestimar la profundidad de la línea.

Otra técnica usada para medir el veiling es el de correlación cruzada [Tonry & Davis, Basri & Batalha, 1990], en el cual el veiling se determina como una función de longitudes de onda usando un programa que compara líneas fotosféricas de la estrella joven con una estrella estándar de referencia (Template), a través de un método de mínimos cuadrados y aprovechando el hecho de que la función de correlación de un orden espectral dado, produce un perfil promedio de la línea en el orden. Cuando se normalizan los picos a la unidad, el nivel del "perfil continuo" de la función de autocorrelación da una medida de la profundidad media de la línea, mientras que el ancho del pico se puede usar para comparar el ancho medio de la línea. Los anchos de los picos de la estrella objeto y la estrella estándar, son comparados para verificar si el ensanchamiento rotacional aplicado a la estándar es el apropiado. Se evalúa el

nivel del continuo por un simple promedio de la función a ambos lados del pico a una distancia apropiada del pico. La mayor dificultad de este método se presenta en hallar el template adecuado que tenga un tipo espectral y una velocidad de rotación similar a la estrella objeto estudiada.

4.3. Pérdida de masa estimulada por vientos estelares

Se calculó la pérdida de masa estimulada por vientos estelares a partir de la línea prohibida del Oxígeno I, [O I] $\lambda 6300 \text{ \AA}$, debido a que esta línea es un indicador de pérdida de masa estimulada por vientos y además presentan la característica de que no varía significativamente en el tiempo. Las medidas hechas en este trabajo siguen un procedimiento análogo al realizado por Hartigan et al (1995), quienes calcularon la pérdida de masa estudiando la luminosidad de líneas espectrales prohibidas de 42 estrellas CTTS. Ellos dedujeron de sus análisis espectrales que la emisión de líneas prohibidas en los espectro de las CTTS a menudo exhiben dos componentes de velocidad, una ancha de alta velocidad, (HVC) y otra componente delgada de baja velocidad, (LVC) con diferentes fuentes de origen. La componente HVC se cree que se produce de las altas velocidades de los choques del gas con la superficie estelar que originan grandes fracciones de ionización en las regiones más frías las cuales tienen alta densidad, como las de los jets estelares, mientras que la componente LVC, tiene su origen en regiones más extendidas, asociadas a un disco estelar ópticamente delgado, lo cual se deduce de las observaciones que han arrojado una correspondencia uno a uno entre la presencia de LVC [O I] $\lambda 6300 \text{ \AA}$ en emisión y los excesos en el infrarrojo cercano.

Se usó la luminosidad correspondiente a la componente de alta velocidad en el [O I] $\lambda 6300 \text{ \AA}$ para estimar la tasa de pérdida de masa, dado que debido a que las líneas prohibidas son ópticamente delgadas su luminosidad es proporcional al número de átomos que radía a lo largo de la línea de visión. Se convierte la luminosidad de la línea prohibida en la masa total de la porción de radiación de flujo, dando la densidad electrónica, constantes atómicas y abundancias atómicas. Una manera de determinar la tasa de pérdida de masa \dot{M}_a de la masa de la componente de alta velocidad de una línea prohibida es estimar la velocidad del flujo y la escala de la longitud de la emisión $\dot{M} = MV/l$. Estimativos previos de la escala de longitud para la emisión de líneas prohibidas usan la medida de la emisión y asumen que la región es esféricamente simétrica y completamente ionizada [Edwards et al. 1987]. Se asume que el oxígeno en el flujo es neutral y adopta el tamaño de la apertura como una escala de longitud. Para un jet, una masa M de emisión de flujo de gas fuera de la apertura en un tiempo l/V , donde l es el tamaño de la apertura, es tal que l es la elección apropiada para la escala de longitud.

La pérdida de masa derivada del anterior procedimiento es proporcional a $(1 + N_c/N_e)$, donde N_c es la densidad crítica y N_e es la densidad electrónica.

4.3.1. Estimativos de la Pérdida de Masa

La ecuación (8.9) permite calcular la tasa de pérdida de masa en términos de la luminosidad del [O I] $\lambda 6300 \text{ \AA}$, la densidad electrónica N_e , la velocidad V_\perp . En la cual se toma $V_\perp = 150 \text{ km s}^{-1}$ y $l_\perp = 2,62 \times 10^{15} \text{ cm}$, lo que corresponde a $1'' ,25$ (tamaño de la rendija) a la distancia a Taurus. Se adoptó una $N_e = 7 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ para la densidad electrónica. Ver el apéndice para los detalles de esta ecuación (8.9).

Los resultados observados para la pérdida de masa de las 9 estrellas muestra y para las series de tiempo de TWA1 Y AATAU, se calcularon usando la ecuación (8.10) del apéndice, (ver tablas 6.14; 6.15 y 6.16).

Capítulo 5

EL MODELO

En CTTS se acepta el modelo de la acreción magnetosférica en el cual las líneas de campo magnético interceptan el disco formando canales por los cuales fluye el material del interior del disco sobre la superficie estelar. El gas en estas columnas de acreción cae a velocidades de caída libre, produciendo choques de acreción cuando golpea la superficie estelar.

La dinámica de las CTTS está gobernada principalmente por la ley de conservación del momento angular [Matt et al. 2010]. Los discos circunestelares pueden originarse durante la fase de formación de la estrella, a partir de la misma nube de gas y polvo de la que se forma ésta. Aproximadamente la mitad de las t-tauri estudiadas poseen disco circunestelar.

Como el momento angular ha de ser conservado, la mayor parte del material cae inicialmente sobre un disco de acreción que lentamente va acumulándose sobre la estrella central. El momento angular es redistribuido hacia las regiones exteriores del disco, es decir, la mayor parte de la masa se acreta sobre la estrella central mientras que una pequeña parte del material exterior se extiende alejándose y llevándose el momento angular necesario para producir la acreción interna. Estos discos tienen periodos de vida de 1-10 Ma. Las estrellas jóvenes muestran señales de acreción a través de excesos de emisión infrarroja (presencia de disco) y ultravioleta. Adicionalmente, señales de vientos magnéticos se encuentran comúnmente registrados a través de absorciones con corrimiento al azul.

En el escenario actualmente aceptado, denominado de acreción magnetosférica, se supone que el campo magnético de la estrella es capaz de truncar el disco unos cuantos radios estelares por encima de la superficie estelar y que desde este radio de truncamiento, el gas del disco cae libremente (se 'acreta') sobre la superficie estelar en altas latitudes y a lo largo de las líneas de campo magnético estelar. En los últimos años observaciones y teoría conjuntamente han demostrado que el proceso de acreción estimula pérdida de masa de la estrella [Cranmer 2008]. La energía liberada en el choque de las columnas de acreción con la superficie estelar estimula la pérdida de masa a través de un viento estelar.

La conexión magnética entre una estrella joven y su disco de acreción no son los únicos responsables de la pérdida de momento angular. Por lo tanto el freno del torque producido por la interacción disco-estrella no es suficiente para dar explicación de la baja rotación de las estrellas.

Matt & Pudritz (2005a, 2008b) mostraron que un viento estelar era más efectivo para frenar las estrellas que la conexión magnética entre la estrella y el disco y sugieren que estos vientos estelares son potencialmente responsables de procesos de acreción.

5.1. Modelo de la evolución del spin estelar

El modelo considerado consiste de una masa solar que está evolucionando a lo largo del camino de Hayashi, antes de la formación del núcleo radiativo, hasta la edad de unos tres millones de años.

5.1.1. Flujo de Masa

Los torques que actúan sobre la estrella crecen de la interacción entre la estrella y el disco de acreción. Se supone que la tasa a la cual el material se acreta sobre la estrella sigue la forma de un decaimiento exponencial:

$$\dot{M}_a = \frac{M_D}{t_a} e^{-t/t_a} \quad (5.1)$$

donde M_D es la masa del disco y t_a es la escala de tiempo característico para el proceso de acreción sobre la estrella joven. Se adopta $t_a = 10^6 Myr$ para todo el modelo. Las masas de disco considerados en el modelo son $M_D = 0,1$ para alta tasa de acreción y $M_D = 0,01$ baja tasa de acreción. Se parametriza la tasa de viento estelar usando

$$\chi = \frac{\dot{M}_w}{\dot{M}_a} \quad (5.2)$$

5.1.2. Estructura Estelar y Evolución

Este modelo trata la estrella como una polítropa de índice $n = \frac{3}{2}$ y supone una temperatura fotosférica constante durante la fase de Hayashi. La evolución de la estructura estelar ocurre en escalas de tiempo de Kelvin-Helmholz (tiempo de contracción de la estrella). En este tratamiento la evolución del radio estelar es

$$\frac{dR_*}{dt} = 2 \frac{R_*}{M_*} \dot{M}_a (1 - \chi) - \frac{28\pi\sigma R_*^4 T_e^4}{3GM_*^2} \quad (5.3)$$

En el modelo se adopta un radio estelar inicial igual a $8R_\odot$ y temperatura fotosférica de $T_e = 4280K$

5.1.3. Evolución del Spin

Estudios observacionales muestran que el 50% de las estrellas jóvenes rotan por debajo del 10% de su frecuencia límite de rotación.

$$\Omega_{BU} = \sqrt{\frac{GM_*}{R_*^3}} \quad (5.4)$$

de manera que se parametriza la frecuencia de rotación de la estrella Ω_* como una fracción de la frecuencia límite de rotación

$$f = \frac{\Omega_*}{\Omega_{BU}} \quad (5.5)$$

tal que si $f = 0,3$ es una rotadora rápida y si $f = 0,06$ es una rotadora lenta.

Se supone que la estrella rota como un cuerpo sólido y la ecuación de momento angular puede ser expresada en términos de la evolución de la rotación. La evolución de la razón del spin angular esta descrita por

$$\frac{d\Omega_*}{dt} = \frac{\tau_*}{I_*} - \Omega_* \left(\frac{\dot{M}_a}{M_*} (1 - \chi) + \frac{2}{R_*} \frac{dR_*}{dt} \right), \quad (5.6)$$

donde $I_* = k^2 M_* R_*^2$ corresponde al momento de inercia de la estrella con un radio medio de giro $k^2 = 0,2$ y Ω_* es la frecuencia angular de la estrella y T_* es el torque neto sobre la estrella.

5.1.4. Torques Sobre la Estrella

El momento angular ganado o perdido desde la estrella es principalmente transmitido por un campo magnético. El modelo básico es unidimensional y supone que la estrella tiene un eje de rotación alineado a un campo magnético dipolar anclado a su superficie, tal que el campo magnético varía en el plano ecuatorial como $B_z = B_* \left(\frac{R_*}{r}\right)^3$, donde B_* es la intensidad del campo magnético en la superficie y el ecuador de la estrella. Se supone que el disco de acreción es delgado, tal que el campo magnético tiene una componente radial despreciable a lo largo de la superficie del disco.

La interacción de las líneas del campo magnético con el disco dan lugar a dos términos que permiten comprender los procesos físicos involucrados en la interacción. Uno de estos términos es el *Acoplamiento Magnético*, el cual hace referencia al grado de arrastre de las líneas de campo dentro del disco, (que tan fuertemente conectadas están las líneas del campo al gas del disco), el cual es directamente proporcional a la difusividad magnética [Matt et al. 2005].

$$\beta = \frac{\eta_t}{h v_k} \quad (5.7)$$

Donde η_t : Difusividad magnética, h : Espesor del disco, v_k : Velocidad de rotación Kepleriana

El parámetro β es el inverso del número de Reynolds magnético y caracteriza el acoplamiento del campo magnético estelar al disco, talque $\beta = 0,01$ hace referencia a un acoplamiento fuerte y $\beta = 1$ corresponde a un acoplamiento débil.

El otro término es la *Conexión magnética*, caracterizada por el parámetro γ y cuantifica el torcimiento de las líneas de campo ocasionado por la velocidad diferencial entre la estrella y el disco.

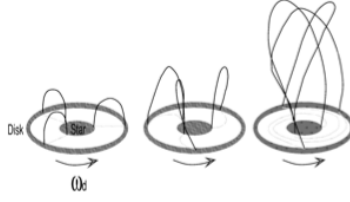


Figura 5.1: Conexión Magnética [Goodson et al. 1999]

$$\gamma(r) \equiv \frac{B_\phi}{B_z} \quad (5.8)$$

Donde $\gamma_c = \infty$, considera que las líneas de campo se pueden torcer infinitamente sin rompersen, valor que trabaja el *disk – locking* clásico. $\gamma_c = 1$, las líneas de campo se pueden llegar a abrir debido al torcimiento para después reconectarse nuevamente.

Observaciones de estrellas en la presecuencia principal han medido campos magnéticos con valores típicos del orden $\sim (1 - 3)$ KG [Basrit et al. 1992]. El modelo trabaja con dos valores de campo magnético 500 Gauss y 2000 Gauss.

5.1.5. Torque Magnético de la Interacción Estrella-Disco

El torque que surge de la interacción entre la estrella y el disco de acreción esta dado por

$$\tau_m = - \int_{R_{in}}^{R_{out}} \gamma \frac{\mu^2}{R^4} dR \quad (5.9)$$

$$\tau_m = \frac{B_*^2 R_*^6}{3\beta R_{co}^3} [2(1 + \beta\gamma_c)^{-1} - (1 + \beta\gamma_c)^{-2} - 2\left(\frac{R_{co}}{R_t}\right)^{\frac{3}{2}} + \left(\frac{R_{co}}{R_t}\right)^3] \quad (5.10)$$

donde μ es el momento dipolar magnético; el parámetro β da razón del acoplamiento del campo magnético de la estrella con el plasma ionizado del disco y el parámetro γ_c del torcimiento de las líneas de campo debido a la rotación

Definiendo el radio de corotación como

$$R_{co} = \left(\frac{GM_*}{\Omega_*^2}\right) \quad (5.11)$$

Radio en el cual el disco rota con la misma velocidad angular de la estrella. Esta localización es físicamente importante en la interacción magnético entre el disco y la estrella debido a que este es el punto donde la rotación diferencial entre la estrella y el disco cambia de signo, i.e conexiones magnéticas antes y después del R_{co} acelera o frena la estrellas respectivamente. En un estudio realizado por Matt et al. (2010), llegaron a la conclusión de que este torque es despreciable.

5.1.6. Torques de Acreción

En la región del disco menor al radio de corotación, la torsión del campo es tal que el torque remueve momento angular desde el disco.

El truncamiento del disco se debe a que el campo magnético estelar extrae del material del disco a un radio R_t . Así, el truncamiento del disco y consecuentemente la acreción del material adiciona momento angular a la estrella a una razón de

$$\tau_a = \dot{M}_a \sqrt{GM_* R_t} \quad (5.12)$$

el cual se refiere al "Torque de Acreción"

5.1.7. Torque de Viento Estelar

Para calcular la pérdida del momento angular vía el viento estelar, se usa el torque de viento estelar formulado por Matt & Pudritz (2008a), en el cual el torque desde un viento unidimensional en el plano ecuatorial esta dado por

$$\tau_w = -\dot{M}_w \Omega_* r_A^2 \quad (5.13)$$

donde r_A es el radio de Alfvén, lugar donde la velocidad del viento es igual a la de las ondas magnéticas de Alfvén y está dado por:

$$\frac{r_A}{R_*} = K \left(\frac{B_*^2 R_*^2}{\dot{M}_w v_{esc}} \right)^m \quad (5.14)$$

ecuación que viene de simulaciones de la MHD.

El torque total sobre la estrella es la suma de todos los torques.

$$\tau_* = \tau_a + \tau_m + \tau_w \quad (5.15)$$

5.1.8. Parámetros iniciales del modelo

Este modelo calcula la tasa de rotación de una masa solar para las estrellas de 30.000 años a 3 millones de años. El cálculo considera la contracción de la estrella durante la fase de Hayashi y una tasa de acreción que cae exponencialmente. Los cálculos también consideran un rango de tasas de acreción iniciales, frecuencias de rotación, campos magnéticos fuertes, que aproximadamente representan los valores típicos observados para estrellas de baja masa de la presecuencia principal.

Las ecuaciones diferenciales que procesa el modelo son:

$$\frac{dM_*}{dt} = (1 - \chi) \dot{M}_a \quad (5.16)$$

$$\frac{dR_*}{dt} = 2\frac{R_*}{M_*}\dot{M}_a(1-\chi) - \frac{28\pi\sigma R_*^4 T_e^4}{3GM_*^2} \quad (5.17)$$

$$\frac{d\Omega_*}{dt} = \frac{\tau_*}{I_*} - \Omega_*\left(\frac{\dot{M}_a}{M_*}(1-\chi) + \frac{2}{R_*}\frac{dR_*}{dt}\right) \quad (5.18)$$

Las condiciones iniciales para estas ecuaciones son:

$$M_*(t = t_o) = 1 - M_D(t = t_o) \quad (5.19)$$

$$M_D(t = t_o) = \begin{cases} 0,01 & \text{bajos-acretores} \\ 0,1 & \text{altos-acretores} \end{cases} \quad (5.20)$$

$$R_*(t = t_o) = 8R_\odot \quad (5.21)$$

$$\Omega_*(t = t_o) = \begin{cases} 0,3 \\ 0,06 \end{cases} \quad (5.22)$$

Los parámetros ajustados al modelos son: $\gamma_c = 1$; $\beta = 10^{-2}$; $t_i = 30,000 a$; $t_f = 3Ma$; $t_a = 2Ma$; $t_G = 100Ma$; $T_{eff} = 4700K$; $B = 500G$ a $B = 2000G$; $k = 2,11$ y $m = 0,223$, que corresponden a las constantes del radio de Alfvén y $\chi = 0,56$. Las gráficas obtenidas se pueden apreciar en las figuras 7.7 a 7.10

Capítulo 6

RESULTADOS

6.1. Resultados del Veiling

Para este trabajo se uso inicialmente el método de la autocorrelación cruzada para medir el veiling con las estrellas de la muestra y una estrella template de referencia, adecuada para cada estrella, usando la tarea *fxcor* de IRAF; pero los resultados obtenidos eran muy errados con respecto a los reportados en la literatura [Alencar & Batalha 2002], se cree que se debió a lo dificultad que presenta escoger un buen template para la estrella estudiada.

Los resultados obtenidos para el veiling de cada estrella se obtuvieron con ayuda de la ecuación (4.7). Se uso un template que tuviera el mismo tipo espectral, se cortaron los espectros en diferentes longitudes de onda, siguiendo el mismo procedimiento de Seperuelo et al. (2008), ya descrita arriba, luego se ensanchó el template a la velocidad de rotación de la estrella y finalmente se compararon sus picos de absorción para medir las profundidad de las líneas. En la siguiente tabla se muestra el *r* para cada estrella.

RuLup y AATAU presentaron serias dificultades en la medida del veiling, debido a que son estrellas muy variables en el tiempo y el veiling medido dio demasiado bajo, a pesar que en la literatura se reporta alto veiling en ellas. Por lo tanto el dato reportado aquí y con los cuales se trabajaron las medidas se tomó de la literatura.

Objeto	Template	r
PDS66	GSC6209	0,072
MzLup	HIP6485	0,00
LkHa264	RXJ0255,4	0,00
RuLup	HIP6485	1,2
TWA24	HIP33737	0,009
Eg Cha	GSC6209	0,00
MML27	GSC6209	0,017
TWA1	HIP76219	0,23
AATAU	HIP23309	0,35

6.2. Resultados de las Medidas de $H_\alpha FW10\%$

En cada uno de los espectros de la muestra de 9 estrellas, como en las series de tiempo de TWA1 y AATAU se midió el ancho a la altura del 10% de su altura máxima de la línea de emisión de H_α . El error reportado se extrajo del promedio del rms en todos los espectros.

OBJETO	$H_\alpha FW10\% \pm 53$ (kms^{-1})	$\log \dot{M}_a$ ($M_\odot a^{-1}$)	\dot{M}_a ($M_\odot a^{-1}$)
PDS66	503,1	$9,55 \times 10^{-8}$	-8,02
MzLup	–	–	–
LkHa264	593,2	$7,14 \times 10^{-8}$	-7,14
RuLup	641,33	$2,9 \times 10^{-7}$	-8,53
TWA 24	441,53	$1,97 \times 10^{-12}$	-11,7
Eg Cha	123,05	$1,96 \times 10^{-12}$	-11,7
MML27	–	–	–
TWA 1	441,53	$2,41 \times 10^{-9}$	-8,62
AATau	349,44	$3,08 \times 10^{-10}$	-9,51

Tabla 6.1: Resultados $H_\alpha FW10\%$

6.3. Resultado de las Medidas de los Anchos Equivalentes

Cada espectro de la muestra se cortó en las longitudes de onda de interés con ayuda de la tarea de IRAF, scopy y se midió el ancho equivalente de la línea, a partir de la ubicación del continuo. Los resultados de estas medidas, para cada estrella, se encuentran a continuación. Los errores se calcularon de la desviación de los datos, ya que para tomar las medidas, se tenían varios espectros de cada estrella, menos en el caso de LKH α , de la cual se tiene un solo espectro.

En las dos tablas que siguen a continuación se reportan las medidas de los anchos equivalentes de los espectros de las 9 estrellas, para las líneas de emisión estudiadas y analizadas por Curran et al. (2010).

OBJETO	EW H_γ (4340Å)	EW H_{eII} (4686Å)	EW H_β (4861 Å)	EW H_{eI} (5016 Å)
PDS66	-0,204±0,126	0,025±0,005	-0,267±0,013	0,076±0,071
MzLup	-0,013±0,011	0,025±0,003	0,316±0,055	0,025±0,003
LkHa264	–	–	–	–
RuLup	-10,905±0,954	-0,178±0,034	-24,367±2,811	-6,961±1,093
TWA 24	-0,036±0,014	-0,021±0,085	0,08±0,028	0,009±0,001
Eg Cha	-0,258±0,068	-0,054±0,010	-0,205±0,063	-0,107±0,004
MML27	-0,012±0,001	0,016±0,003	0,282±0,009	-0,093±0,047
TWA 1	-17,7±12	-0,16±0,09	-28,86±6,01	-0,14±0,09
AATAU	-1,82±1,5	-0,66 ±0,2	-3,78±2,5	0,01±0,3

Tabla 6.2: Ancho Equivalente I de la Muestra

OBJETO	EW H_{eI} (5876Å)	EW $[O_I]$ (6300Å)	EW H_α (6563Å)	EW H_{eI} (6678Å)
PDS66	-0.058 ±0.036	-0.113±0.011	-40.39±8.78	0.145±0.028
MzLup	–	-0.039±0.025	0.063±0.004	0.184±0.001
LkHa264	–	-0.72	-119	-1.10
RuLup	-7.776±2.194	-1.180±0.367	-125.028±30.366	-2.087±0.260
TWA 24	0.019±0.006	-0.009±0.001	-0.304±0.046	0.198±0.004
Eg Cha	-0.006±0.005	-0.035±0.032	0.359±0.072	0.260±0.006
MML27	0.026±0.006	-0.019±0.005	0.06±0.01	0.229±0.010
TWA 1	-3.53±0.94	-0.7±0.07	-179.14±30.9	-0.74±0.15
AATAU	-0.54±0.4	-0.6±0.3	-22.58±16.6	0.099±0.2

Tabla 6.3: Ancho Equivalente II de la Muestra

A continuación se encuentra el ancho equivalente de las mismas líneas en emisión estudiadas para la muestra, pero en este caso tenemos la serie tiempo de la estrella TWA1.

FECHA JULIANA	EW $H_\gamma(4340\text{\AA})$ $\pm 12,08$	EW $H_{eII}(4686\text{\AA})$ $\pm 0,09$	EW $H_\beta(4861\text{\AA})$ $\pm 6,01$	EW $H_{eI}(5016\text{\AA})$ $\pm 0,09$
2454169,5	-17,26	-0,13	-28,99	-0,19
2454170,5	-13,38	-0,17	-19,75	-0,14
2454171,5	-12,76	-0,05	-24,30	-0,05
2454172,5	-16,6	-0,06	-31,01	0,04
2454215,5	-20,3	-0,25	-35,26	-0,22
2454216,5	-17,49	-0,22	-29,93	-0,21
2454217,5	-13,97	-0,18	-24,34	-0,14
2454218,5	-14,51	-0,15	-25,13	-0,17
2454219,5	-16,12	-0,33	-22,41	-0,21
2454220,5	-20,14	-0,25	-32,38	-0,17
2454222,5	-17,67	-0,32	-24,39	-0,23
2454228,5	-19,67	-0,24	-31,88	-0,15
2454229,5	-18,33	-0,25	-29,60	-0,18
2454231,5	-26,43	-0,27	-39,62	-0,19
2454232,5	-20,08	-0,28	-35,00	-0,20
2454309,5	-21,31	-0,27	-33,75	-0,18
2454310,5	-93,62	-0,03	-28,35	-0,15
2454499,5	-15,10	-0,19	-27,43	-0,28
2454508,5	-17,97	-0,11	-30,07	-0,09
2454572,5	-16,95	-0,08	-24,13	-0,04
2454573,5	-19,21	-0,11	-26,27	-0,08
2454574,5	-19,52	-0,11	-27,60	-0,14
2454575,5	-21,90	-0,08	-33,92	-0,07
2454576,5	-16,49	-0,01	-33,76	0,03
2454577,5	-10,45	-0,04	-16,17	0,03
2454631,5	-12,24	-0,04	-14,88	0,04
2454632,5	-17,16	-0,32	-28,56	-0,03
2454633,5	-10,27	-0,19	-17,38	0,13

Tabla 6.4: Ancho Equivalente I de TWA1

FECHA JULIANA	EW H_{eI} (5876Å) $\pm 0,94$	EW $[O_I]$ (6300Å) $\pm 0,07$	EW H_{α} (6563Å) $\pm 30,90$	EW H_{eI} (6678Å) $\pm 0,15$
2454169,5	-4,52	-0,64	-158,70	-0,94
2454170,5	-3,67	-0,59	-206,70	-0,75
2454171,5	-3,57	-0,74	-127,70	-0,62
2454172,5	-2,92	-0,75	-149,50	-0,37
2454215,5	-3,61	-0,63	-161,00	-0,77
2454216,5	-3,56	-0,59	-194,50	-0,74
2454217,5	-3,19	-0,61	-138,80	-0,59
2454218,5	-3,24	-0,66	-146,30	-0,75
2454219,5	-3,13	-0,68	-137,10	-0,72
2454220,5	-3,42	-0,69	-155,30	-0,67
2454222,5	-3,63	-0,66	-172,30	-0,82
2454228,5	-3,46	-0,71	-154,50	-0,73
2454229,5	-3,20	-0,67	-186,30	-0,67
2454231,5	-3,62	-0,71	-191,30	-0,76
2454232,5	-3,40	-0,73	-204,30	-0,70
2454309,5	-3,65	-0,80	-184,60	-0,78
2454310,5	-4,13	-0,78	-156,50	-0,85
2454499,5	-3,95	-0,69	-146,80	-0,83
2454508,5	-4,38	-0,68	-215,20	-1,03
2454572,5	-4,83	-0,68	-144,40	-0,92
2454573,5	-4,82	-0,76	-147,90	-0,87
2454574,5	-5,30	-0,74	-167,10	-1,04
2454575,5	-5,27	-0,75	-226,20	-0,82
2454576,5	-5,22	-0,73	-228,90	-0,72
2454577,5	-3,57	-0,80	-172,00	-0,54
2454631,5	-5,87	-0,80	-158,80	-0,55
2454632,5	-3,44	-0,77	-156,60	-0,89
2454633,5	-3,89	-0,89	-189,30	-0,30

Tabla 6.5: Ancho Equivalente II de TWA1

Anchos equivalentes para la serie de tiempo de AATAU.

FECHA JULIANA	EW $H_\gamma(4340\text{\AA})$ $\pm 1,5$	EW $H_{eII}(4686\text{\AA})$ $\pm 0,2$	EW $H_\beta(4861\text{\AA})$ $\pm 2,5$	EW $H_{eI}(5016\text{\AA})$ $\pm 0,3$
2453288,5	0,761	-0,7086	-3,053	0,1297
2453289,5	-3,233	-0,7918	-5,851	-0,0068
2453291,5	-2,547	-0,8304	-4,447	-1,1011
2453295,5	-0,8157	-0,7039	-2,671	0,0827
2453296,5	-0,7802	-0,6142	-3,41	0,07799
2453297,5	-2,198	-0,6824	-4,802	0,09762
2453298,5	-1,603	-0,8122	-3,532	0,007191
2453308,5	-0,7482	-0,524	-1,028	0,1474
2453309,5	-0,3105	-0,3708	-0,7479	0,1443
2453310,5	-1,897	-0,5004	-1,872	0,1387
2453311,5	-0,3581	-0,5093	-1,392	0,14
2453312,5	0,391	-0,6436	0,4571	0,00
2453314,5	-2,204	-0,6363	-10,86	0,1020
2453315,5	-1,709	-0,4922	-4,324	0,1392
2453320,5	-1,126	-0,6167	-2,314	0,1058
2453332,5	-2,508	-0,7142	-3,721	-0,07757
2453335,5	-3,026	-0,777	-5,668	0,01619
2453336,5	0,3023	-0,3338	-0,7838	0,09552
2453337,5	-2,094	-0,6971	-4,236	0,1453
2453338,5	-2,93	-0,6114	-4,546	0,08139
2453339,5	-5,242	-1,011	-7,532	-0,05216
2453340,5	-3,729	-0,9168	-6,008	-0,1572
2453341,5	-3,023	-0,6366	-4,623	-0,03205

Tabla 6.6: Ancho Equivalente I de AATAU

FECHA JULIANA	EW H_{eI} (5876Å) $\pm 0,4$	EW $[O_I]$ (6300Å) $\pm 0,3$	EW H_{α} (6563Å) $\pm 16,6$	EW H_{eI} (6678Å) $\pm 0,2$
2453288,5	-0,2019	-0,3177	-16,52	0,323
2453289,5	-0,6107	-0,451	-17,72	0,111
2453291,5	-1,056	-1,079	-27,13	-0,2375
2453295,5	-0,1764	-0,3789	-10,59	0,2028
2453296,5	-0,1924	-0,3661	-16,35	0,1808
2453297,5	-0,3671	-0,3971	-16,51	0,1507
2453298,5	-0,6192	-0,4279	-13,47	0,05487
2453308,5	-0,4255	-0,6195	-5,884	0,1747
2453309,5	-0,2849	-0,6864	-10,22	0,2069
2453310,5	-0,3619	-0,4784	-7,317	0,1966
2453311,5	-0,164	-0,3797	-7,905	0,2376
2453312,5	0,00	-0,5933	-10,67	0,5684
2453314,5	-0,4333	-0,7569	-84,04	0,2634
2453315,5	-0,4872	-0,6156	-30,94	0,242
2453320,5	-0,2402	-0,5821	-15,34	0,2512
2453332,5	-1,11	-1,088	-25,88	-0,2107
2453335,5	-0,4542	-0,389	-21,68	0,111
2453336,5	-0,1404	-0,3194	-17,11	0,1672
2453337,5	-0,2888	-0,4453	-25,7	0,1785
2453338,5	-0,6231	-0,4957	-25,69	0,01112
2453339,5	-1,557	-0,573	-35,61	-0,3567
2453340,5	-1,644	-0,94	-42,42	-0,3567
2453341,5	-1,065	-1,371	-34,71	-0,1964

Tabla 6.7: Ancho Equivalente II de AATAU

6.4. Resultados de \dot{M}_a a partir de partir del flujo de Línea

Siguiendo el procedimiento descrito arriba para la muestra y la serie de tiempo de TWA1 y AATAU se calcula la tasa de acreción de masa por cada ancho equivalente medido en la línea de emisión y la tasa de acreción total en el óptico promediando, las tasas de acreción resultantes por cada ancho equivalente medido a lo largo de todo el espectro, para cada estrella analizada.

En las casillas donde no se reporta ningún valor se debe al hecho de que el espectro no cubría ese rango espectral, como es el caso de LkH $_{\alpha}$ 264.

OBJETO	$\log \dot{M}_{H\gamma}$ ($M_{\odot}a^{-1}$)	$\log \dot{M}_{HeII}$ ($M_{\odot}a^{-1}$)	$\log \dot{M}_{H\beta}$ ($M_{\odot}a^{-1}$)	$\log \dot{M}_{HeI5016\text{\AA}}$ ($M_{\odot}a^{-1}$)
PDS66	-10,80	-10,0	-10,93	-9,87
MzLup	-11,27	-9,11	-9,72	-9,51
LkHa26	NA	NA	NA	NA
RuLup	-8,52	-9,02	-8,43	-7,77
TWA 24	-11,37	-9,85	-11,29	-10,61
Eg Cha	-10,42	-9,45	-10,85	-9,50
MML27	-11,99	-9,93	-10,59	-9,53
TWA 1	-9,69	-10,24	-9,75	-10,70
AATau	-10,58	-9,29	-10,49	-11,58

Tabla 6.8: \dot{M}_a I derivados del flujo de línea de la muestra

OBJETO	$\log \dot{M}_{HeI5876\text{\AA}}$ $M_{\odot}a^{-1}$	$\log \dot{M}_{[OI]}$ $M_{\odot}a^{-1}$	$\log \dot{M}_{H\alpha}$ $M_{\odot}a^{-1}$	$\log \dot{M}_{HeI6678\text{\AA}}$ $M_{\odot}a^{-1}$	$\log \dot{M}_a$ $M_{\odot}a^{-1}$
PDS66	-10,40	-9,79	-8,82	-6,11	-9,59 ± 1,6
MzLup	-12,01	-9,28	-11,10	-8,75	-10,09 ± 1,2
LkHa264	NA	-8,43	-7,57	-4,71	-6,90 ± 1,9
RuLup	-7,15	-8,73	-8,12	-7,73	-8,18 ± 0,6
TWA 24	-10,79	-10,60	-11,09	-8,71	-10,54 ± 0,9
Eg Cha	-11,62	-10,04	-11,05	-8,68	-10,20 ± 1,0
MML27	-10,55	-10,27	-11,93	-9,66	-10,56 ± 0,9
TWA 1	-9,38	-10,01	-9,31	-6,69	-9,47 ± 1,2
AATau	-10,22	-9,77	-10,06	-7,57	-9,94 ± 1,2

Tabla 6.9: \dot{M}_a II derivados del flujo de línea de la muestra

FECHA JULIANA	$\log \dot{M}_{H\gamma}$ ($M_{\odot} a^{-1}$)	$\log \dot{M}_{HeII}$ ($M_{\odot} a^{-1}$)	$\log \dot{M}_{H\beta}$ ($M_{\odot} a^{-1}$)	$\log \dot{M}_{HeI5016\text{\AA}}$ ($M_{\odot} a^{-1}$)
2454158,5	-9,81	-10,34	-9,70	-10,60
2454159,5	-9,69	-10,15	-9,65	-10,53
2454160,5	-9,68	-10,14	-9,72	-10,72
2452161,2	-9,74	-10,19	-9,82	-10,88
2454162,5	-9,78	-10,27	-9,84	-10,79
2454163,5	-9,70	-10,21	-9,71	-10,59
2454164,5	-9,58	-10,18	-9,64	-10,60
2454165,5	-9,60	-10,18	-9,61	-10,50
2454167,5	-9,76	-10,43	-9,69	-10,72
2454168,5	-9,60	-10,14	-9,58	-10,78
2454169,5	-9,71	-10,33	-9,74	-10,56
2454170,5	-9,84	-10,20	-9,95	-10,69
2454171,5	-9,87	-10,81	-9,84	-11,17
2454172,5	-9,73	-10,67	-9,71	-11,29
2454215,5	-9,62	-10,04	-9,64	-10,51
2454216,5	-9,70	-10,09	-9,73	-10,52
2454217,5	-9,82	-10,19	-9,84	-10,68
2454218,5	-9,80	-10,27	-9,82	-10,62
2454219,5	-9,74	-9,92	-9,88	-10,52
2454220,5	-9,62	-10,04	-9,68	-10,60
2454222,5	-9,69	-9,93	-9,83	-10,47
2454228,5	-9,64	-10,05	-9,69	-10,65
2454229,5	-9,67	-10,03	-9,73	-10,60
2454231,5	-9,48	-10,01	-9,58	-10,57
2454232,5	-9,62	-9,99	-9,64	-10,53
2454309,5	-9,59	-10,00	-9,66	-10,57
2454310,5	-8,80	-10,98	-9,75	-10,67
2454499,5	-9,78	-10,16	-9,77	-10,39
2454508,5	-9,68	-10,42	-9,72	-10,89
2454572,5	-9,72	-10,58	-9,84	-11,32
2454573,5	-9,65	-10,40	-9,80	-10,98
2454574,5	-9,64	-10,40	-9,77	-10,71
2454575,5	-9,58	-10,56	-9,66	-11,02
2454576,5	-9,73	-11,36	-9,66	-11,45
2454577,5	-9,98	-10,89	-10,05	-11,44
2454631,5	-9,89	-10,92	-10,10	-11,30
2454632,5	-9,71	-9,93	-9,75	-11,33
2454633,5	-9,99	-10,15	-10,01	-10,75

Tabla 6.10: \dot{M}_a I derivados del flujo de línea de TWA1

OBJETO	$\log \dot{M}_{HeI5876\text{\AA}}$ $M_{\odot} a^{-1}$	$\log \dot{M}_{[OI]}$ $M_{\odot} a^{-1}$	$\log \dot{M}_{H\alpha}$ $M_{\odot} a^{-1}$	$\log \dot{M}_{HeI6678\text{\AA}}$ $M_{\odot} a^{-1}$	$\log \dot{M}_a \pm 0,09$ $M_{\odot} a^{-1}$
2454158,5	-9,93	-10,10	-9,13	-9,93	-9,94
2454159,5	-9,34	-10,03	-9,25	-9,91	-9,82
2454160,5	-9,21	-10,02	-9,22	-9,93	-9,83
2452161,5	-9,18	-9,99	-9,38	-9,98	-9,90
2454162,5	-9,97	-10,04	-9,30	-9,98	-10,00
2454163,5	-9,50	-10,05	-9,30	-9,91	-9,87
2454164,5	-9,49	-10,04	-9,27	-9,91	-9,84
2454165,5	-9,46	-10,06	-9,15	-9,80	-9,80
2454167,5	-9,50	-10,02	-9,23	-9,95	-9,91
2454168,5	-9,29	-10,01	-9,28	-9,96	-9,83
2454169,5	-9,22	-10,05	-9,37	-9,81	-9,85
2454170,5	-9,36	-10,08	-9,24	-9,94	-9,91
2454171,5	-9,37	-9,98	-9,49	-10,06	-10,07
2454172,5	-9,50	-9,98	-9,40	-10,36	-10,08
2454215,5	-9,37	-10,05	-9,37	-9,93	-9,81
2454216,5	-9,38	-10,08	-9,27	-9,95	-9,84
2454217,5	-9,44	-10,07	-9,44	-10,09	-9,95
2454218,5	-9,44	-10,03	-9,42	-9,94	-9,92
2454219,5	-9,46	-10,02	-9,45	-9,97	-9,87
2454220,5	-9,40	-10,01	-9,38	-10,01	-9,84
2454222,5	-9,36	-10,03	-9,33	-9,89	-9,82
2454228,5	-9,39	-10,00	-9,39	-9,96	-9,85
2454229,5	-9,44	-10,03	-9,29	-10,01	-9,85
2454231,5	-9,36	-10,00	-9,28	-9,93	-9,78
2454232,5	-9,40	-9,99	-9,24	-9,98	-9,80
2454309,5	-9,36	-9,95	-9,29	-9,92	-9,80
2454310,5	-9,28	-9,96	-9,38	-9,87	-9,84
2454499,5	-9,31	-10,01	-9,41	-9,88	-9,84
2454508,5	-9,25	-10,02	-9,21	-9,76	-9,87
2454572,5	-9,18	-10,02	-9,42	-9,82	-9,99
2454573,5	-9,18	-9,97	-9,41	-9,86	-9,90
2454574,5	-9,12	-9,98	-9,35	-9,75	-9,84
2454575,5	-9,13	-9,98	-9,19	-9,89	-9,87
2454576,5	-9,13	-9,99	-9,18	-9,97	-10,06
2454577,5	-9,38	-9,95	-9,33	-10,15	-10,15
2454631,5	-9,06	-9,95	-9,37	-10,13	-10,09
2454632,5	-9,40	-9,97	-9,38	-9,84	-9,91
2454633,5	-9,32	-9,91	-9,28	-10,49	-9,99

Tabla 6.11: \dot{M}_a II derivados del flujo de línea de TWA1

FECHA JULIANA	$\log \dot{M}_{H\gamma}$ ($M_{\odot} a^{-1}$)	$\log \dot{M}_{HeII}$ ($M_{\odot} a^{-1}$)	$\log \dot{M}_{H\beta}$ ($M_{\odot} a^{-1}$)	$\log \dot{M}_{HeI5016\text{\AA}}$ ($M_{\odot} a^{-1}$)
2453288,5	-11,05	-9,25	-10,60	-10,42
2453289,5	-10,27	-9,20	-10,26	-11,75
2453291,5	-10,40	-9,18	-10,41	-9,45
2453295,5	-11,02	-9,26	-10,68	-10,62
2453296,5	-11,04	-9,32	-10,55	-10,65
2453297,5	-10,48	-9,27	-10,36	-10,55
2453298,5	-10,65	-9,19	-10,53	-11,73
2453308,5	-11,06	-9,39	-11,18	-10,36
2453309,5	-11,54	-9,55	-11,35	-10,37
2453310,5	-10,56	-9,41	-10,86	-10,39
2453311,5	-11,46	-9,40	-11,02	-10,39
2453312,5	-11,41	-9,30	-11,61	-3,73
2453314,5	-10,48	-9,30	-9,93	-10,53
2453315,5	-10,62	-9,42	-10,42	-10,39
2453320,5	-10,84	-9,32	-10,75	-10,51
2453332,5	-10,41	-9,25	-10,50	-10,65
2453335,5	-10,31	-9,21	-10,28	-11,36
2453336,5	-11,55	-9,59	-11,32	-10,56
2453337,5	-10,51	-9,26	-10,43	-10,37
2453338,5	-10,33	-9,32	-10,39	-10,63
2453339,5	-10,01	-9,09	-10,13	-10,83
2453340,5	-10,20	-9,14	-10,25	-10,33
2453341,5	-10,31	-9,30	-10,38	-11,05

Tabla 6.12: \dot{M}_a I derivados del flujo de línea de AATAU

OBJETO	$\log \dot{M}_{HeI5876\text{\AA}}$ $M_{\odot} a^{-1}$	$\log \dot{M}_{[OI]}$ $M_{\odot} a^{-1}$	$\log \dot{M}_{H\alpha}$ $M_{\odot} a^{-1}$	$\log \dot{M}_{HeI6678\text{\AA}}$ $M_{\odot} a^{-1}$	$\log \dot{M}_a \pm 0,09$ $M_{\odot} a^{-1}$
2453288,5	-10,84	-10,22	-9,59	-10,10	-10,33
2453289,5	-10,14	-10,19	-8,73	-10,74	-10,16
2453291,5	-9,79	-9,96	-8,87	-10,28	-9,79
2453295,5	-10,93	-10,46	-9,55	-10,38	-10,42
2453296,5	-10,87	-10,23	-9,58	-10,45	-10,39
2453297,5	-10,46	-10,22	-8,96	-10,55	-10,15
2453298,5	-10,13	-10,33	-9,15	-11,15	-10,33
2453308,5	-10,37	-10,76	-9,60	-10,47	-10,40
2453309,5	-10,62	-10,47	-10,12	-10,36	-10,56
2453310,5	-10,47	-10,65	-9,05	-10,40	-10,25
2453311,5	-10,97	-10,61	-10,04	-10,28	-10,57
2453312,5	-1,73	-10,45	-9,99	-9,76	-7,55
2453314,5	-10,36	-9,38	-8,96	-10,22	-9,95
2453315,5	-10,28	-9,90	-9,11	-10,27	-10,08
2453320,5	-10,73	-10,26	-9,36	-10,25	-10,31
2453332,5	-9,76	-9,99	-8,88	-10,35	-9,95
2453335,5	-10,33	-10,08	-8,77	-10,74	-10,16
2453336,5	-11,07	-10,21	-10,14	-10,49	-10,67
2453337,5	-10,61	-9,99	-8,99	-10,45	-10,14
2453338,5	-10,13	-9,99	-8,79	-12,10	-10,20
2453339,5	-9,55	-9,82	-8,44	-10,04	-9,72
2453340,5	-9,51	-9,73	-8,64	-10,04	-9,71
2453341,5	-9,79	-9,84	-8,77	-10,40	-9,96

Tabla 6.13: \dot{M}_a II derivados del flujo de línea de AATAU

Las tablas que aparecen a continuación muestran los resultados obtenidos de la tasa de acreción total en el óptico, $\log \dot{M}_a$, calculada a partir del flujo de la línea y pérdida de masa calculada a partir de la luminosidad de la línea prohibida del [O I], $\log \dot{M}_w$, para la muestra como para las series de tiempo de AATAU y TWA1.

El χ se calcula de la razón entre la tasa de acreción \dot{M}_a y pérdida de masa por vientos \dot{M}_w , eliminando los valores de las dos estrellas no acretoras, MML27 y MZLup. Promediando estos valores (eliminando los valores de MzLup y MML27 por su baja acreción) y calculando su desviación estandard se tiene $\chi = \dot{M}_w / \dot{M}_a = 0,56 \pm 0,34$.

OBJETO	$\log \dot{M}_w \pm 0,75$ $M_{\odot} a^{-1}$	$\log \dot{M}_a \pm 1,21$ $M_{\odot} a^{-1}$
PDS66	-9,75	-9,59
MzLup	-9,43	-10,09
LkHa264	-8,51	-6,90
RuLup	-8,54	-8,18
TWA 24	-10,62	-10,54
Eg Cha	-10,21	-10,20
MML27	-10,25	-10,56
TWA 1	-10,10	-9,47
AATau	-10,07	-9,94

Tabla 6.14: Pérdida de masa y tasa de acreción de la muestra

FECHA JULIANA	$\log \dot{M}_w \pm 0,04$ $M_{\odot} a^{-1}$	$\log \dot{M}_a \pm 0,09$ $M_{\odot} a^{-1}$
2454158,5	-10,19	-9,94
2454159,5	-10,12	-9,82
2454160,5	-10,11	-9,83
2452161,2	-10,08	-9,90
2454162,5	-10,13	-10,0
2454163,5	-10,14	-9,87
2454164,5	-10,14	-9,84
2454165,5	-10,15	-9,80
2454167,5	-10,11	-9,91
2454168,5	-10,10	-9,83
2454169,5	-10,14	-9,85
2454170,5	-10,17	-9,91
2454171,5	-10,07	-10,07
2454172,5	-10,07	-10,08
2454215,5	-10,15	-9,81
2454216,5	-10,17	-9,84
2454217,5	-10,16	-9,95
2454218,5	-10,12	-9,92
2454219,5	-10,11	-9,87
2454220,5	-10,10	-9,84
2454222,5	-10,12	-9,82
2454228,5	-10,09	-9,85
2454229,5	-10,12	-9,85
2454231,5	-10,09	-9,78
2454232,5	-10,08	-9,80
2454309,5	-10,04	-9,80
2454310,5	-10,05	-9,84
2454499,5	-10,10	-9,84
2454508,5	-10,11	-9,87
2454572,5	-10,11	-9,99
2454573,5	-10,06	-9,90
2454574,5	-10,07	-9,84
2454575,5	-10,07	-9,87
2454576,5	-10,08	-10,06
2454577,5	-10,04	-10,15
2454631,5	-10,04	-10,09
2454632,5	-10,06	-9,91
2454633,5	-9,99	-9,99

Tabla 6.15: Pérdida de masa y tasa de acreción de TWA1

FECHA JULIANA	$\log \dot{M}_w \pm 0,04$ $M_\odot a^{-1}$	$\log \dot{M}_a \pm 0,09$ $M_\odot a^{-1}$
2453288,5	-10,54	-10,33
2453289,5	-10,06	-10,16
2453291,5	-9,82	-9,79
2453295,5	-10,60	-10,42
2453296,5	-10,56	-10,39
2453297,5	-10,28	-10,15
2453298,5	-10,05	-10,33
2453308,5	-10,21	-10,40
2453309,5	-10,39	-10,56
2453310,5	-10,29	-10,25
2453311,5	-10,63	-10,57
2453312,5	-4,30	-7,55
2453314,5	-10,21	-9,95
2453315,5	-10,16	-10,08
2453320,5	-10,46	-10,31
2453332,5	-9,80	-9,95
2453335,5	-10,19	-10,16
2453336,5	-10,70	-10,67
2453337,5	-10,38	-10,14
2453338,5	-10,05	-10,20
2453339,5	-9,65	-9,72
2453340,5	-9,63	-9,71
2453341,5	-9,82	-9,96

Tabla 6.16: Pérdida de masa y tasa de acreción de AATAU

Capítulo 7

ANÁLISIS DE RESULTADOS

De los análisis de las tasas de acreción de la muestra obtenidas a partir del $H_\alpha FW10\%$ reportan altas tasas de acreción en las estrellas que se consideran más jóvenes, mientras que muestra tasas de acreción bajas o nulas en las estrellas más evolucionadas como son MzLup, MML27, Eg Cha y TWA 24. Curioso es el hecho de que AATAU muestre bajas tasas de acreción, siendo considerada una estrella acretoras en la literatura, se deduce que tal vez se deba a su alta variabilidad espectral, situación que se refleja en la fig 7.4 donde se ve la gran variación que presenta el flujo integrado de la línea de H_α con respecto al tiempo, mostrando puntos máximos y mínimos, lo cual coincide con los resultados obtenidos por Bouvier et al. 1999.

Se observa, de la tabla de resultado para la tasa de acreción medida para la muestra a partir del ancho equivalente de las líneas (tablas 6.8 y 6.9), que toda la muestra tiene órdenes mayores de acreción que los reportados por el método $WH_\alpha 10\%$, siendo los más bajos para las estrellas más evolucionadas en el tiempo y a partir de estos resultados se podría concluir que RuLup, LkH $_{\alpha}264$, TWA 1, AATAU y PDS66 son estrellas altamente acretoras. Situación que se cree se debe a el promedio tan altos de medidas que se hace para cada estrella en diferentes líneas.

Los resultados observados en la tabla 6.14 de pérdida de masa debido a vientos estelares \dot{M}_w refleja niveles de acreción alta para las t-tauri y más bajas para las estrellas más evolucionadas en el tiempo, ya que este proceso de pérdida de masa es estimulado por acreción y requiere de la presencia de un disco circunestelar, el cual para edades muy avanzadas ya no existe. Corroborando lo anteriormente analizado.

La figura 7.1 muestra que existe una correlación entre las tasas de acreción y la pérdida de masa por vientos. Realizando una regresión se obtiene que la relación entre estas dos cantidades es

$$\log \dot{M}_a = (1,453 \pm 0,22) \log \dot{M}_w + (4,81 \pm 2,16) \quad (7.1)$$

El χ da del orden de las décimas que era lo que se estaba esperando obtener de las observaciones y predicen los modelos teóricos. Este valor del χ se ajusta a las predicciones del modelo de un torque de viento estelar que contribuya al freno de las estrellas jóvenes y dé razón de la pérdida de momento angular.

La grafica 7.3 para la serie de tiempo de AATAU también refleja el hecho de que existe una

correlación en estas dos cantidades, pero sorpresivamente la serie de tiempo de TWA1 no lo refleja. Como los resultados son contradictorios para estas dos series de tiempo de el análisis de una sola estrella, se pueden deducir que esta correlación debe darse en resultados arrojados por estrellas distintas y que pertenezcan a asociaciones diferentes, como es el caso de la muestra estudiada aquí.

Finalmente, se observa de los resultados arrojados por el modelo que antes de 1 Ma las velocidades de rotación son independientes de las condiciones iniciales, lo cual se refleja en todas la figuras realizadas con el modelo, (ver figuras 7.7 a 7.10).

Las condiciones iniciales que mejor ajustan la evolución de las estrellas t-tauri son fuertes campos magnéticos de acoplamiento, $\sim 2000\text{G}$; estrellas altamente rotadoras y presencia de discos masivos (ver figura 7.8).

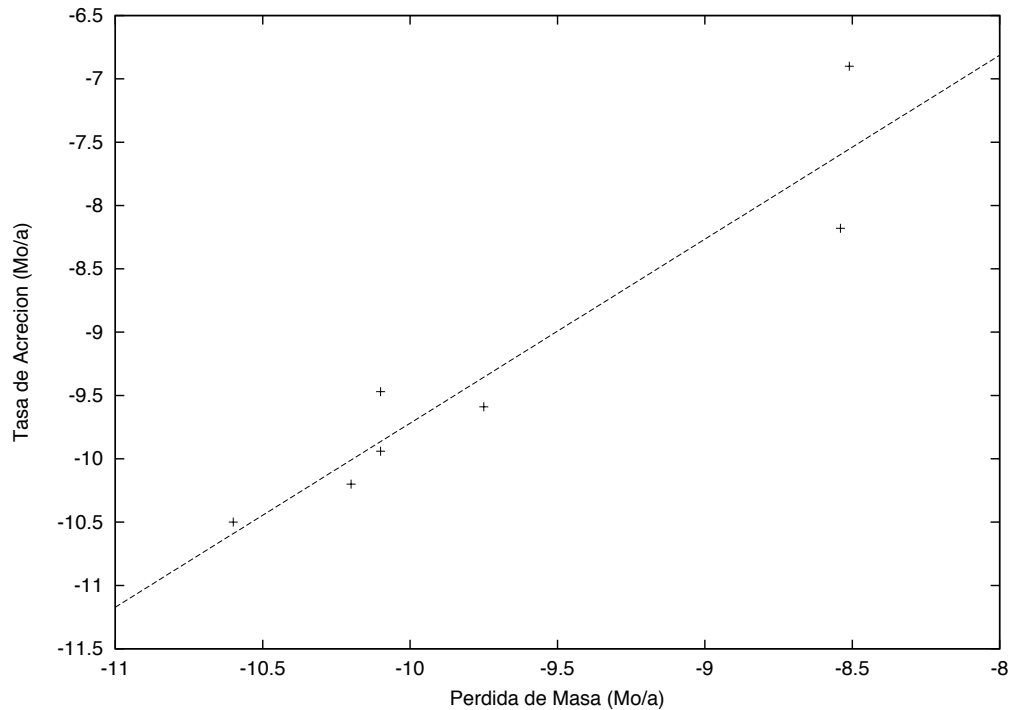


Figura 7.1: Tasa de acreción de la muestra

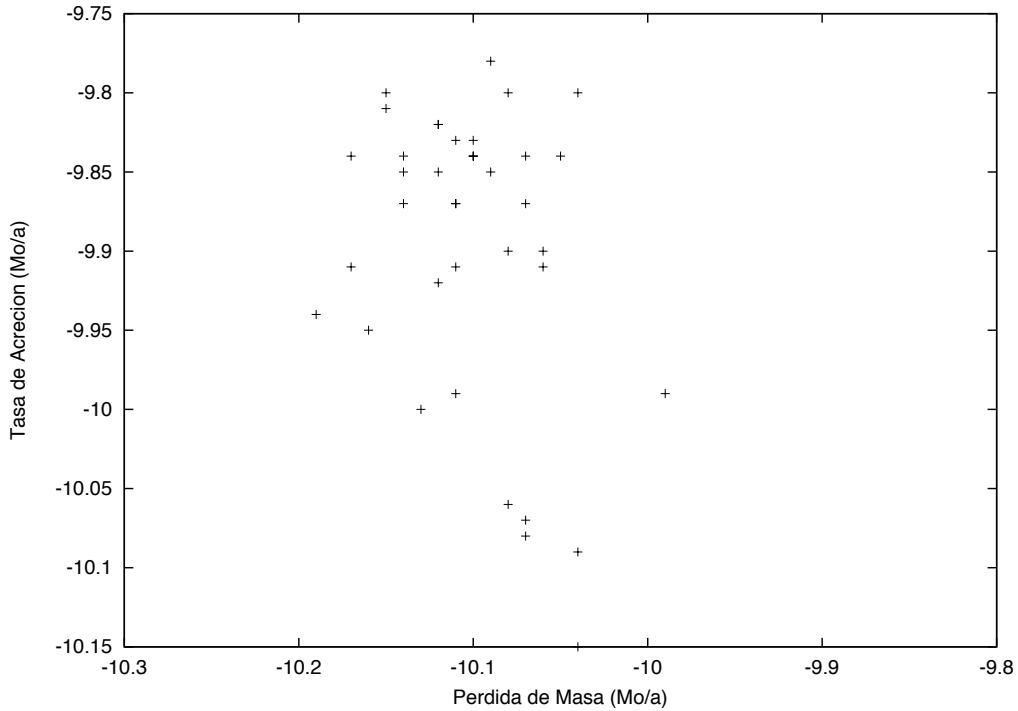


Figura 7.2: Tasa de acreción de la serie de tiempo para TWA1

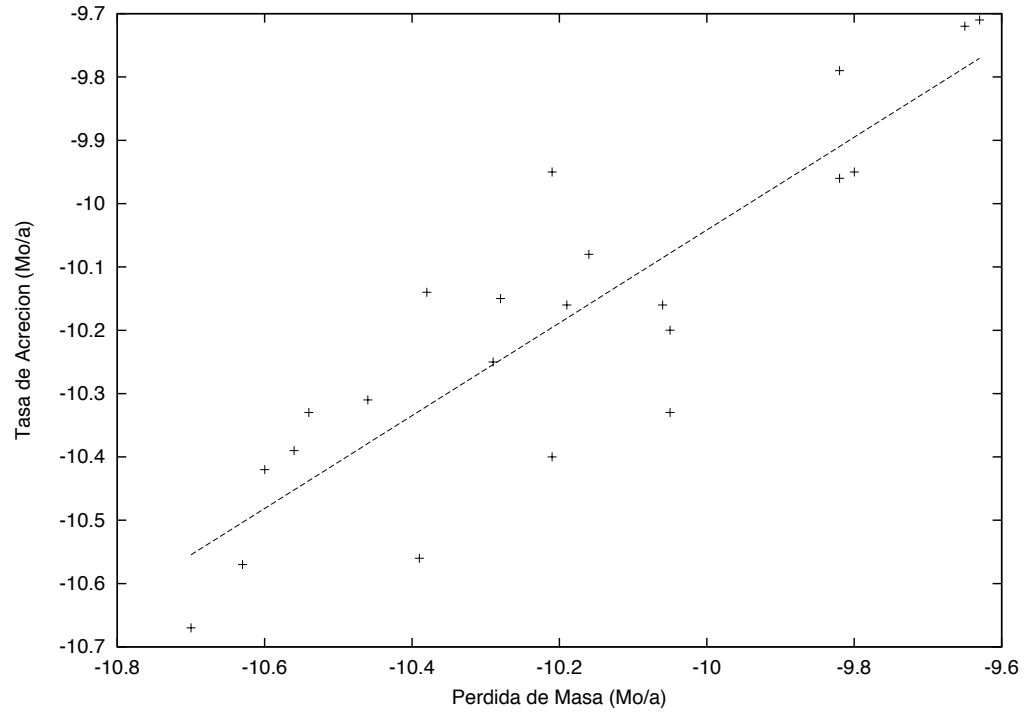


Figura 7.3: Tasa de acreción de la serie de tiempo para AATAU

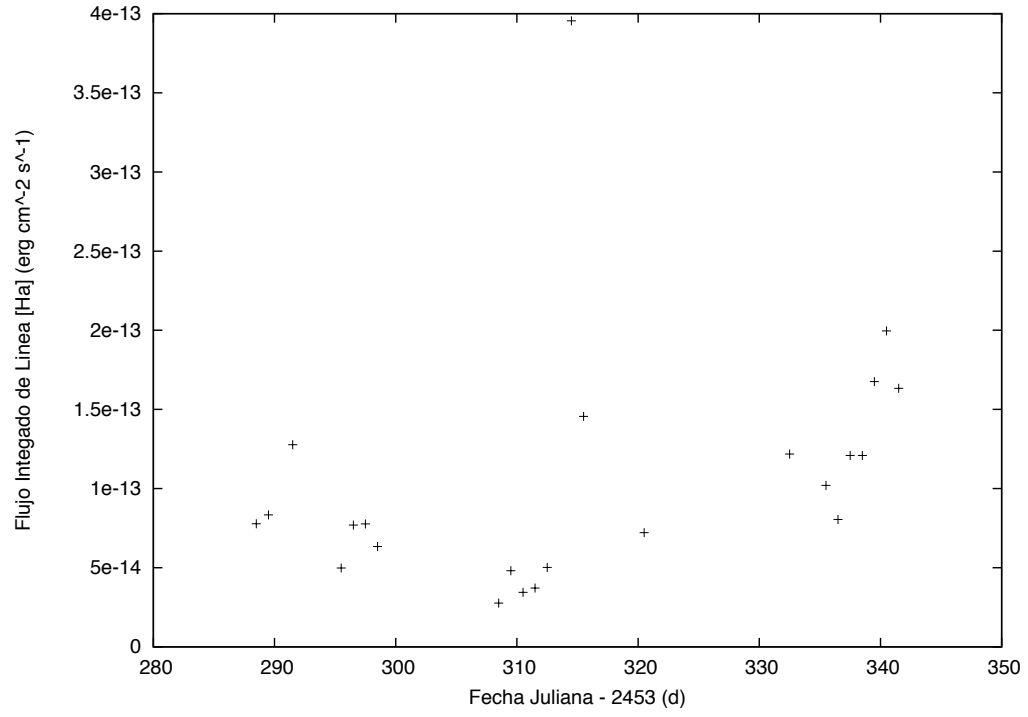


Figura 7.4: Evolución del flujo integrado de H_{α} en AATAU

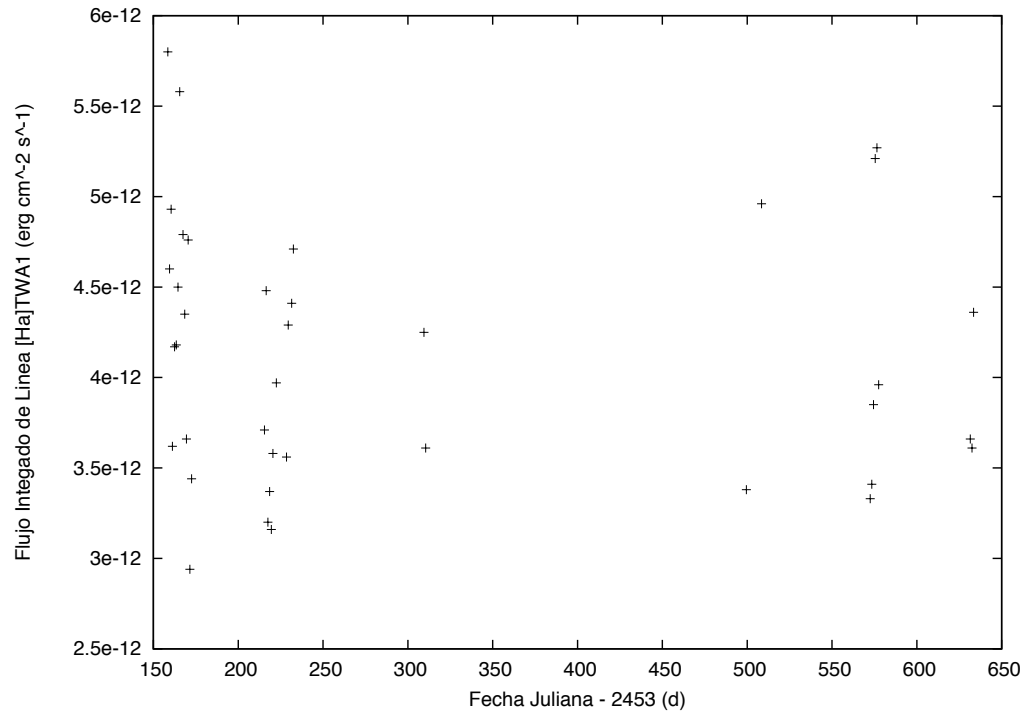


Figura 7.5: Evolución del flujo integrado de H_{α} en TW A1

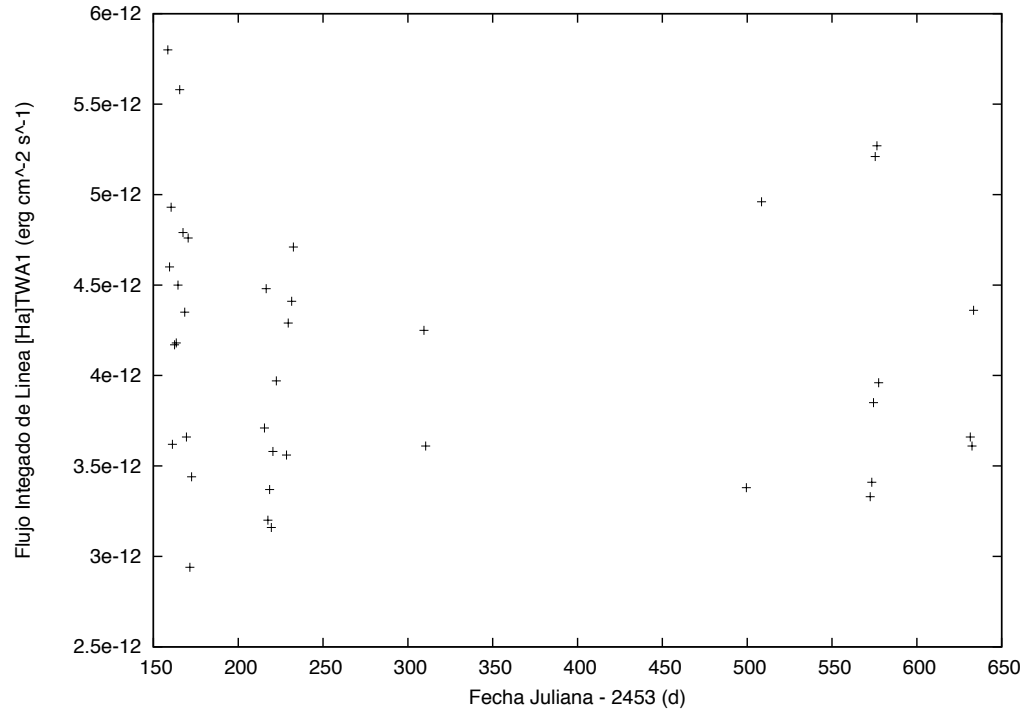


Figura 7.6: Evolución del flujo integrado de H_{α} en TWA

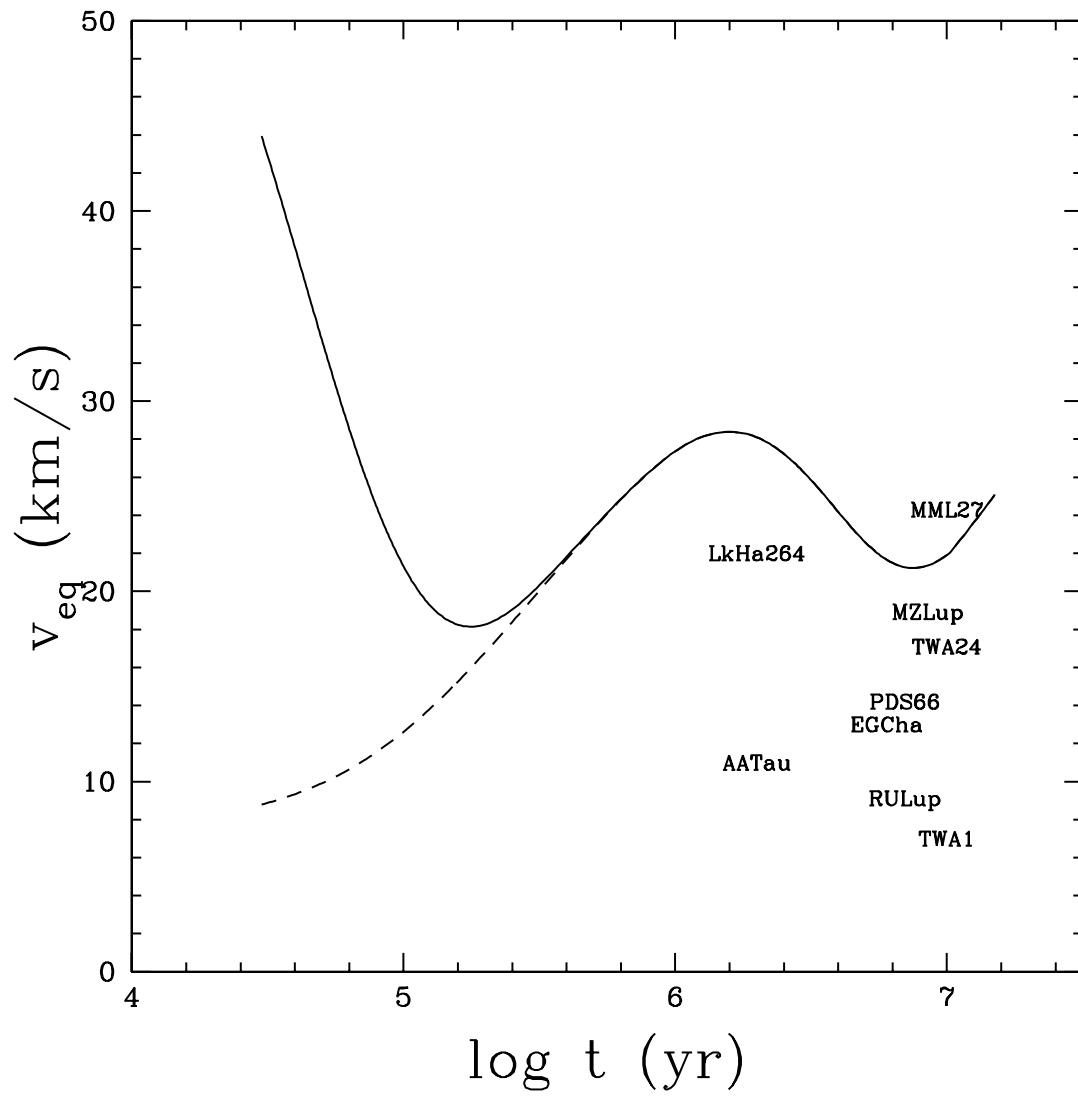


Figura 7.7: Altos y bajos rotadores con $B=500$ G y $M_D = 0,1M_{\odot}$

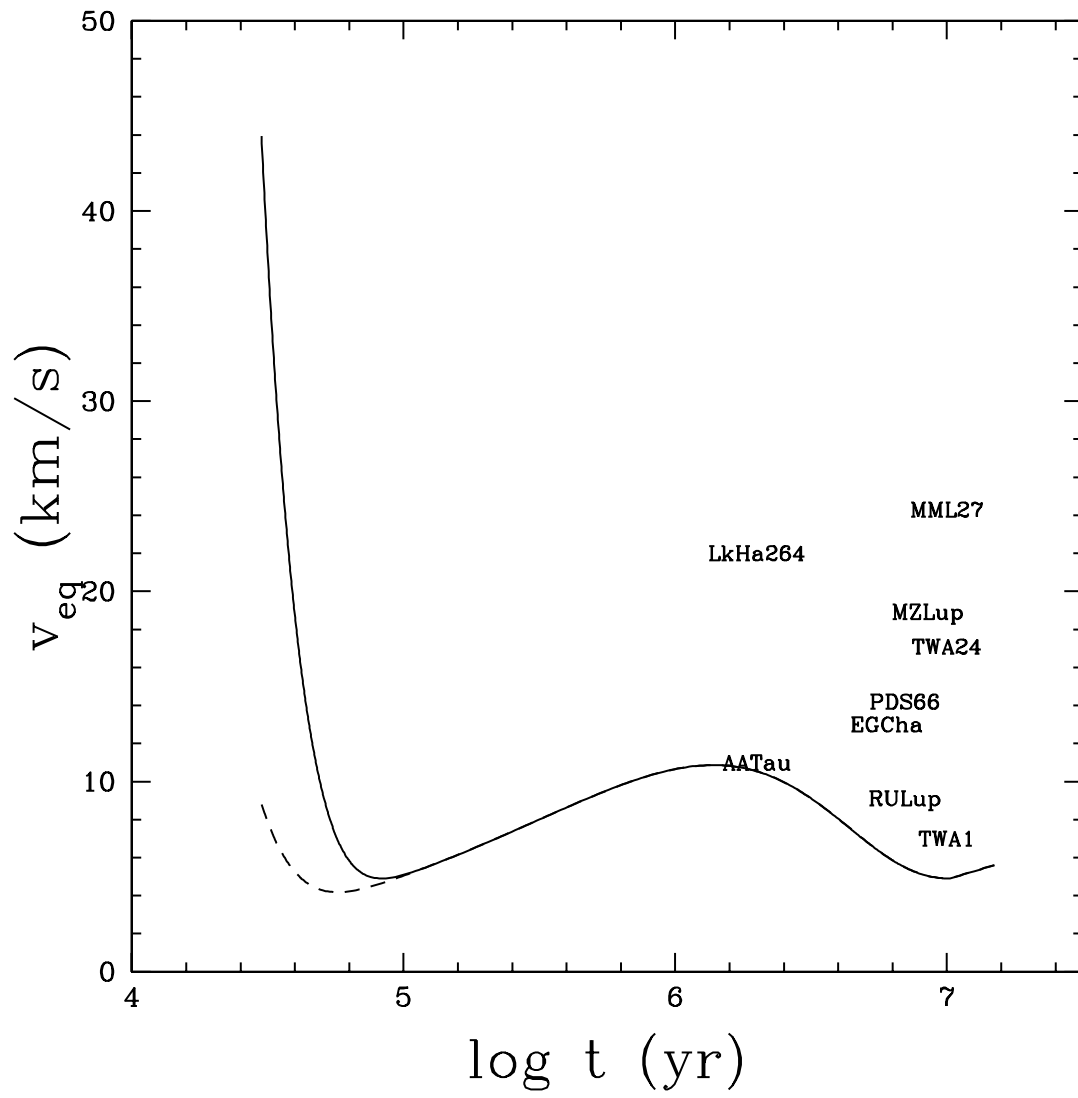


Figura 7.8: Altos y bajos rotadores con $B=2000$ G y $M_D = 0,1M_{\odot}$

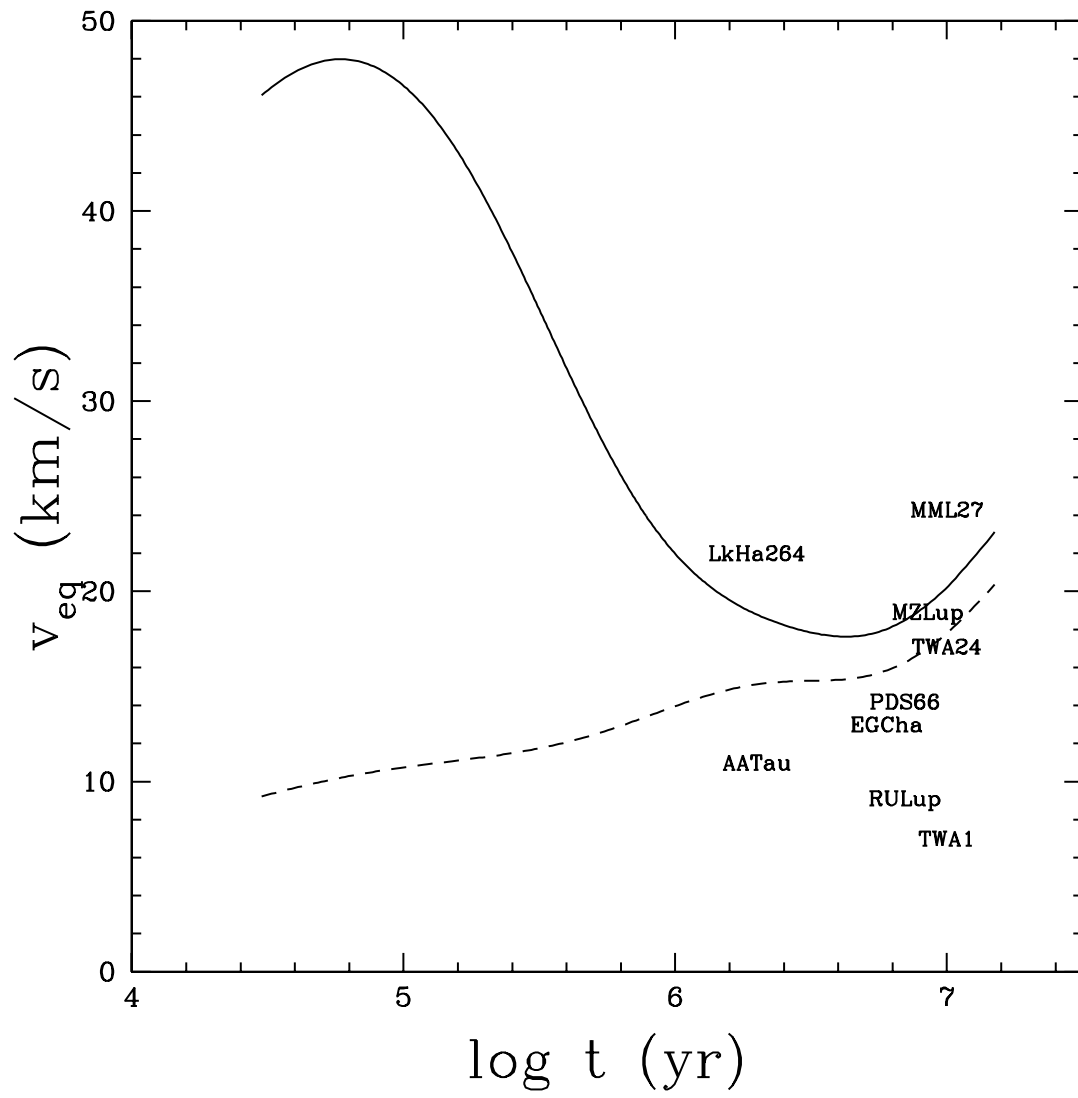


Figura 7.9: Altos y bajos rotadores con $B=500$ G y $M_D = 0,01M_{\odot}$

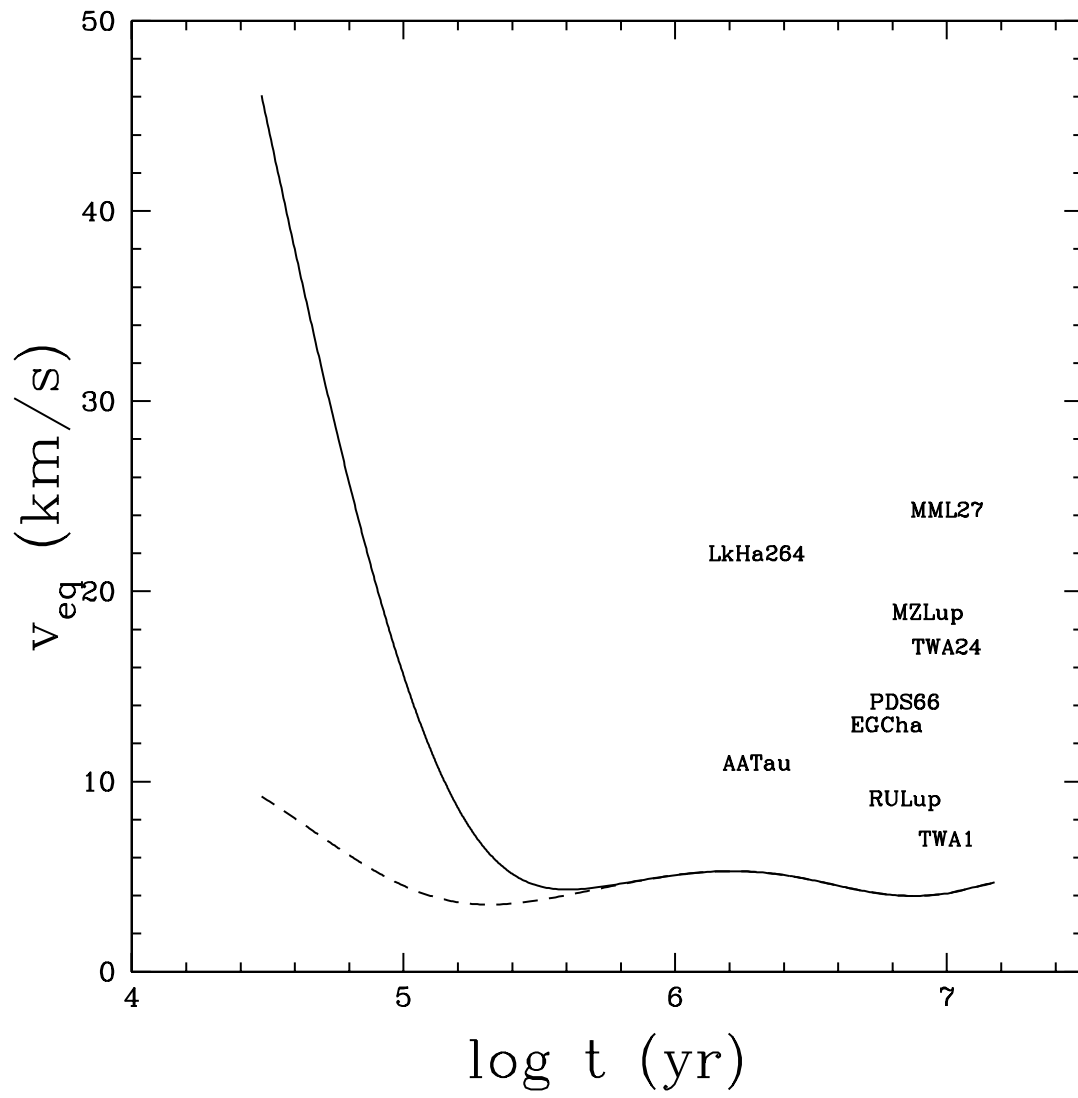


Figura 7.10: Altos y bajos rotadores con $B=2000G$ y $M_D = 0,01M_{\odot}$

Capítulo 8

CONCLUSIONES

Se midieron las tasas de acreción \dot{M}_a de una muestra de 9 estrellas t-tauri con dos series de tiempo en TWA1 y AATAU. Estas tasas de acreción se calcularon usando dos métodos diferentes: por el flujo de línea a partir del ancho equivalente y por medio del ancho de H_α al 10 % de su altura máxima $H_\alpha FW10\%$. Las tasas de acreción obtenidas se muestran acordes con aquellas reportadas en la literatura a pesar de que la magnitud y los espectros no se tomaron simultáneamente para los cálculos de tasa de acreción a partir del ancho equivalente.

Adicionalmente, se realizaron estimaciones de la pérdida de masa en las estrellas de la muestra utilizando como indicador la luminosidad de la línea prohibida del [O I] $\lambda 6300 \text{ \AA}$. Se encontró que las estrellas consideradas exhiben valores $(-10,62 \text{ a } -9,75) M_\odot a^{-1}$. Esto último se muestra acorde con el escenario en el cual la pérdida de momento angular en las estrellas t-tauri ocurre principalmente a un viento estelar estimulado por acreción, a pesar de que se asumieron los mismos valores de la velocidad del flujo y de la escala de la longitud del trabajo de Hartigan et al (1995), para la muestra. En particular en este trabajo se ha determinado un valor para el parámetro $\chi = 0,56 \pm 0,34$, el cual mide la razón entre acreción y pérdida de masa. Introduciendo este valor fundamental dentro del modelo evolutivo rotacional, se ha encontrado que las predicciones rotacionales de dicho modelo se encuentran acorde con los valores de rotación reportados en la literatura.

1.- De los espectros reducidos en Casleo se observa que la mayoría de las estrellas observadas presentan H_α en absorción, lo que corresponde a que ya no son estrellas con acreción activa, sino más bien con cromósferas activas.

2.- La estrella TWA1 presenta los valores máximos de tasa de acreción; según los resultados de las medidas realizadas por los diferentes métodos, es una estrella altamente acretora $2,15 \times 10^{-7} M_\odot a^{-1}$ a pesar que es una estrella de avanzada edad $\sim 10 Ma$, lo cual es un indicativo de que el disco acretor en las estrellas t-tauri permanece hasta edades muy avanzadas como en este caso. Situación que también se verifica con las estrellas de la muestra tomada de las bases de datos.

3.- La implementación del valor medido para $\chi = 0,56 \pm 0,34$ dentro del modelo rotacional permite concluir: (1) La velocidad de las estrellas antes de 1 Ma resulta ser independiente de las condiciones iniciales. (2) Con el fin de obtener las velocidades de rotación observadas para las

estrellas de la muestra es necesario considerar el régimen de alto campo magnético (i.e 2kG), tasas de acreción altas y altos rotadores.

4.- De este estudio realizado se puede inferir que existe una correlación entre la pérdida de masa estimulada por viento estelares y tasas de acreción, pero su valor no es sencillo de calcular a partir de una muestra tan pequeña y variada en su edad. Motivo por el cual su valor es incierto en gran medida y debe ser sometido a mayores estudios para su verificación. Además, las dificultades que se presentaron en este estudio justifica las razones por las cuales existe tan escasa información en la literatura del valor de este parámetro χ .

APÉNDICE A

Tasa de Pérdida de Masa y Luminosidad de la Líneas Prohibidas

La línea $\lambda 6300 \text{ \AA}$ del oxígeno, [OI], viene de una transición del estado neutro del oxígeno 1D_2 a el estado 3P_2 . Del artículo de Mendoza (1983), el valor del coeficiente A de Einstein para las transiciones $2 \rightarrow 1$ son $7,23 \times 10^{-7} s^{-1}$ para $^1D_2 \rightarrow ^3P_0(\lambda 6390 \text{ \AA})$, $2,11 \times 10^{-3} s^{-1}$ para $^1D_2 \rightarrow ^3P_1(\lambda 6363 \text{ \AA})$, y $6,34 \times 10^{-3} s^{-1}$ para $^1D_2 \rightarrow ^3P_2(\lambda 6300 \text{ \AA})$.

La luminosidad es igual a:

$$L_{6300} = \frac{6,34}{(6,34 + 2,11)} L_{12} = 0,75 L_{12}. \quad (8.1)$$

La luminosidad total L_{12} es

$$L_{12} = \eta_2 A_{21} h \nu_{21}, \quad (8.2)$$

con

$$\eta_2 = \frac{g_2}{g_1} \eta_1 \exp\left(-\frac{h\nu_{12}}{kT}\right) \left(1 + \frac{N_c}{N_e}\right)^{-1} A_{21} h \nu_{21}, \quad (8.3)$$

donde η_1 y η_2 son los números de átomos de oxígeno en el haz en los niveles 1 y 2, respectivamente; $A_{12} = 8,45 \times 10^{-3} s^{-1}$ es el coeficiente de Einstein total para la transición; $h\nu_{21} = 3,16 \times 10^{-12} \text{ ergs}$ es la energía de la transición; $g_1 = 9$ y $g_2 = 5$ son los pesos estadísticos de los niveles 1 y 2, respectivamente; T es la temperatura; N_e es la densidad de electrónica; y $N_c = \frac{A_{21}}{C_{21}}$ es la densidad crítica, en la cual las transiciones por colisión son igualmente probables que las transiciones radiativas y el coeficiente C_{21} corresponde a la tasa de des-excitación colisional dado por

$$C_{21} = \frac{8,63 \times 10^{-6} \Omega_{21}}{g_2 T^{1/2}} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}, \quad (8.4)$$

donde Ω_{21} es la fuerza de la colisión. La cual depende muy fuertemente de la temperatura en comparación con otras líneas prohibidas debido a que la línea del [O I] surge de un átomo neutro. Los modelos de choque de la emisión del [O I] muestran que las líneas emitidas son más fuertes a $T \sim 8200K$ y a estas temperaturas $\Omega_{21} \sim 0,225$ [Mendoza 1983]. Adoptando $8200K$ para la temperatura se obtiene la densidad crítica

$$N_c = \frac{A_{21}}{C_{21}} = 1,97 \times 10^6 \text{ cm}^{-3} \quad (8.5)$$

El número total η_1 de átomos de oxígeno en el nivel 1 en el haz es, con respecto al hidrógeno

$$\eta_1 = \left[\frac{\eta_1}{\eta(O)} \right] \left[\frac{\eta(O)}{\eta(H)} \right] \left[\frac{\eta(H)}{\eta_{TOT}} \right] \frac{M_{TOT}}{\mu m_H}, \quad (8.6)$$

donde $\eta(O)$ es el número de átomos de oxígeno en el haz; $\eta(H)$ es el número de átomos de hidrógeno en el haz; η_{TOT} es el número total de átomos en el haz; y M_{TOT} es la masa total del haz.

Para la abundancia solar [Allen 1973] el peso molecular medio μ para un gas atómico neutro es 1.24, $\eta(O)/\eta(H) = 6,61 \times 10^4$ y $\eta(H)/\eta_{TOT} = 0,921$. Una buena aproximación a bajas temperaturas es $\eta_1/\eta(O) \sim 1$. Sustituyendo estos valores en la ecuación (8.2) y usando la luminosidad y la masa del Sol se obtiene

$$M = 7,21 \times 10^{-6} \left(1 + \frac{N_c}{N_e} \right) \left(\frac{L_{12}}{L_\odot} \right) M_\odot, \quad (8.7)$$

para la masa del flujo dentro del haz. El límite de baja densidad para esta ecuación lo publico previamente Hartigan et al. (1994). Combinando la ecuación (8.7) con la ecuación (8.1) se obtiene

$$M = 9,61 \times 10^{-6} \left(1 + \frac{N_c}{N_e} \right) \left(\frac{L_{6300}}{L_\odot} \right) M_\odot. \quad (8.8)$$

Si l_\perp es tamaño proyectado de la apertura sobre el plano del cielo, V_\perp es la componente de la velocidad en el plano del cielo, entonces la tasa de pérdida de masa está dada por $\dot{M} = M V_\perp / l_\perp$. Usando la ecuación (8.8) se obtiene

$$\dot{M} = 2,27 \times 10^{-10} \left(1 + \frac{N_c}{N_e} \right) \left(\frac{L_{6300}}{10^{-4} L_\odot} \right) \left(\frac{V_\perp}{150 \text{ km s}^{-1}} \right) \left(\frac{l_\perp}{2 \times 10^{15} \text{ cm}} \right)^{-1} M_\odot a^{-1}, \quad (8.9)$$

donde N_c está dada por la ecuación (8.5). Se adoptó $V_\perp = 150 \text{ km s}^{-1}$ y $l_\perp = 1",25$ ($2,62 \times 10^{15} \text{ cm}$) para el cúmulo de Taurus). Con estos valores para la densidad electrónica, la tasa de pérdida de masa viene a ser

$$\log \dot{M}_w = -4,30 + \log \left(\frac{L_{6300}}{L_\odot} \right) \quad (8.10)$$

donde \dot{M}_w es medido en $M_\odot a^{-1}$.

BIBLIOGRAFÍA

- Aarnio, A.N., Stassun, K.G., Hughes, W.J., McGregor, S.L., 2010, arXiv:1011.0424v1
- Alcalá, J. M., Krautter, J., Covino, E., Neuhäuser, R., Schmitt, J. H. M. M., & Wichmann, R., 1997, *A&A*, 319, 184
- Alencar, S. H. P., & Batalha, C. 2002, *ApJ*, 571, 378
- Allen, C., 1973, *Astrophysical Quantities* (New Jersey: Humanities Press Inc.)
- Andre, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *ApJ*, 406, 122
- Argiroffi, C., Maggio, A., & Peres, G. 2007, *A&A*, 465, L5
- Bastian, U. & Mundit, R. 1979, *A&AS*, 36, 57
- Basri, G. & Batalha, C. 1990, *ApJ*, 363, 654
- Basri, G., Marcy, G. W., Valenti, J. A. 1992, *ApJ*, 390, 622
- Bertout, C., Basri, G., & Bouvier, J. 1988, *ApJ*, 330, 350
- Bertout, C., Robichon, N., & Arenou, F., 1999, *A&A*, 352, 574
- Bouvier, J., Forestini, M., & Allain, S. 1997, *A&A*, 236, 1023
- Bouvier, J., Chelli, A., Allain, S., Carrasco L., et al. 1999, *A&A*, 349, 619
- Bouvier, J., GranKin, K. N., Alencar, S. H. P., Dougados, C., et al. 2003, *A&A*, 409, 169
- Bouvier, J., Alencar, S.H.P., Harries, T.J., Johns-Krull, C. M. & Romanova, M. M., 2007 prpl.conf.479B
- Cabrit, S. 2007, *IAU Symposium No 243*
- Calvet, N., & Gullbring, E. 1998, *ApJ*, 509, 802.
- Cameron, A. C. & Campbell, C. G. 1993, *A&A*, 274, 309.
- Camenzind, M. 1990, in *Reviews in Modern Astronomy*, ed. G. Klare (Berlin: Springer), 234
- Campli, W. M. 1981, *ApJ*, 244, 124
- Carmona, A., Van den Ancker, M. E., Hening, Th., Goto, M., Fedele, D.& Stecklum, B. 2007, *A&A*, 476, 853
- Carpenter, J. M., Wolf, S., Schreyer, K., Launhardt, R., Henning, T., 2005, *ApJ*, 129, 1049
- Cranmer, S. R. 2008, *ApJ*, 689, 316
- Choi, P. I. & Herbst, W. 1996, *AJ*, 111, 283
- Costa, V. M., Gameiro, J. F., & Lago, M. T. V. T. 1999, *MNRAS*, 307, L23
- Covino, E., Alcalá, J. M., Allain, S., Bouvier, J., Terranegra, L., & Krautter, J. 1997, *A&A*, 328, 187
- Curran, R. L., Argiroffi, C., Sacco, G. G., et al. 2010, *A&A*, arXiv:1011.5915v1
- Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., Van Dyks., et al. 2003, *yCat*, 2246, 0C
- Dahm, S. E., 2008, *AJ*, 136,512
- de la Reza, R. & Pinzón, G. 2004, *ApJ*, 128, 1812
- Edwards, S., et al. 1993, *AJ*, 106, 372
- Edwards, S., Hartigan, P., Ghandour, L., & Andrusis, C. 1994, *AJ*, 108, 1056

- Edwards, S., Cabrit, S., Strom, S. E., Heyer, I., & Strom, K. M. 1987, ApJ, 321, 473
- Edwards, S., Fisher, W., Kwan, J., Hillenbrand, L., & Dupree, A.K. 2003, ApJ, 599, L41
- Edwards, S., 2007, IAU Symposium No 243
- Foukal, P. (1990). *Solar Astrophysics*. Massachusetts: John Wiley & Sons.
- Gameiro, J. I., Lgo, M. T. V. T., Lima, N. M., & Cameron, A. C. 1993, Mon.Nat.R.Astron.Soc, 261, 11
- Giovannelli, F., Vittone A.A., Rossi C., Errico, L., et al. 1995, A&AS, 114, 341G
- Goodson, A. P., Bohm, K-H., & Winglee, R. M. 1999, ApJ, 524, 142
- Ghosh, P., & Lamb, F. K. 1978, ApJ, 234, 296
- Gregorio-Hetem, J., Lépine, J. R. D., Quast, G. R., Torres, C. A. A., & De la Reza, R., 1992, ApJ, 103, 549
- Gullbring, E., Hartmann, L., Briceno, C., & Calvet, N. 1998, ApJ, 492, 323
- Gullbring, E., 1994, A&A, 287, 131
- Gullbring, E., Calvet, N., Muzerolle, J., & Hartmann, L. 2000, ApJ, 544, 927
- Günter, H. M., Schmitt, J. H. M. M., Robrade, J., et al., 2007, A&A, 466, 1111
- Haisch, B., Antunes, A., Schmitt, J.H.M.M., 1995, Science 268, 1327
- Hartmann, L., Calvet, N., Avrett, E. H., Loeser, R., 1990, ApJ, 349, 168
- Hartmann, L. (1998). *Accretion Processes in Star Formation*. Cambridge University Press
- Hartigan, P., Morse, J., & Raymond, J., 1994, ApJ, 436, 125
- Hartigan, P., Edwards, S., & Ghandour, L., 1995, ApJ, 452, 736
- Herbig, G. H., & Bell, K. R. 1988, Lick Obs. Bull 1111
- Herbst, W., & Koret, D.L. 1988, AJ, 96, 1949
- Herbst, W., Rhode, K. L., Hillenbrand, L. A., & Curran, G. 2000, 119, 261
- Herbst, W., Eisloffel, J., Mundt, R., & Scholtz, A. 2007prpl.conf.297H
- Herczeg, G. J., & Hillenbrand, L. A. 2008, ApJ, 681, 594
- Hog, E., Kusmin, A., Batian, U., et al. 1998, A&A, 335, L65
- Hog, E., Fabricius C., Makarov, V. V., Urban, S., et al. 2000, A&A, 355, L 27
- Hughes, J., Hartigan, P., & Clampitt, L. 1993, ApJ, 105, 571
- Itoh, Y., et al 2003, ApJ, 586, L141
- James, D. J., Melo, N., Santos, N. C., & Bouvier, J. 2006, A&A, 446, 971
- Jayawardhana, R., Hartmann, L., Fazio, G., Fisher, R. S., Telesco, C. M. & Piña, R. K. 1999, ApJ, 521, L129
- Johns, C., & Basri, G. 1995, AJ, 109, 2800
- Kastner, J. H., Huenemoerder, D. P., Schulz, N. S., & Weintraub, D. A. 1999, ApJ, 525, 837
- Kastner, J. H., Huenemoerder, D. P., Schulz, N. S., et al. 2002, ApJ, 567, 434
- Kenyon, S. J., Gómez, M., Marzk, R. O., & Hartmann, L. 1994b, AJ, 108
- Kenyon, S. J., & Hartmann, L. 1995, ApJS, 101, 117.
- Kilkenny, D., Whittet, D. C. B., Davies, J. K., et al. 1985, SAAOC, 9, 55
- Kuhi, L. V., 1964, ApJ, 140, 1409
- Lamers, J., G., L., M., and Cassinelli, J., *Introduction to Stellar Winds.*, Cambridge University Press, 1999
- Lamzin, S. A., Bisnovatyi-Kogan, G. S., Errico, L., et al 1996, A&A, 306, 877
- Lamzin, S. A., 1998, Astronomy Reports, 42, 322
- Lin, D. N. C., & Pringle, J. E., 1990, ApJ, 358, 515
- Lynden-Bell, D., & Pringle, J. E., 1974, M.N.R.A.S., **168**, 603
- Low, F. J., & Smith, P. S., 2005, AJ, 631, 1170
- Magnani, L., Blitz, L., & Mundy, L. 1985, ApJ, 295, 402

- Makarov, V. V., 2007, ApJ, 658, 480
- Mamajek, E. E., Lawson, W. A., & Feigelson, E. D. 1999, ApJ, 516, L77
- Mamajek, E. E., Lawson, W. A., & Feigelson, E. D. 2000, ApJ, 544, 356
- Mamajek, E. E., Meyer, M. R., & Liebert, J. 2002, AJ, 124,1670.
- Matt, S. & Pudritz, R., 2005, ApJ, 632, L135 (MP05)
- Matt, S. & Pudritz, R., 2008b, ApJ, 681, 291
- Matt, S., Pinzón, G., de la Reza, R. & Greene, T., 2010, ApJ, 714, 989
- Matt, S., Pinzon, G., Greene, T., & Pudritz, R. 2012, ApJ, 745, 101
- Mekkaden, M. V. 1998, A&A, 340, 135
- Mendoza, E. E.1966, ApJ, 143, 1010
- Mendoza, C., 1983 in IAU Symp. 103 Planetary Nebula. ed D.R. Flower (Dordrech: Reidel)
- Michell, R. I., & Johnson, H. L., 1969, Commun. Lunar Planet. Lab, 8, P1, no. 132, p1.
- Mohanty, S., Jayawardh, R., & Basri, G. 2005, ApJ, 626, 498
- Muzerolle, J., Calvet, N., Briceño, C., Hartmann, L., & Hillenbrand, L. 2000, ApJ, 535, L47
- Muzerolle, J., Hillenbrand, L., Calve, N., Briceño, C., & Hartmann, L., 2003, APJ, 592, 266
- Natta, A., Testi, L., Muzerolle, J., et al. 2004, A&A, 424, 603
- Ortega, V. E., Jilinski, E., De la Reza, R. and Bazzanella, B., 2009, AJ, 137, 3922
- Pudritz, R. E., Ouyed, R., Fendt, Ch. 2007, ArXiv:astro-ph/0603592
- Pascucci, I., Hollenbach, D., Najita, J., Muzerolle, J.,z et al. 2007, ApJ, 663, 383
- Rebull, L. M., Wolf, S. C., & Strom, S. E. 2004, AJ, 127, 1029
- Robrade, J., & Schmitt, J. H. M. M. 2007, A&A, 473, 229
- Rucinski, S. M. 1988,IBVS No. 3139
- Sacco, G. G., Argiroffi, C., Orlando, S., et al., 2008, A&A, 491, L17
- Seperuelo Duarte, E., Alencar, S. H. P., Batalha, C., & Lopez, D. 2008, A&A, 489, 349
- Siess, L., Dufour, E., & Forestini, M. 2000, A&A, 358, 593
- Stahler, S. W. and Palla, F. (2004). *The Formation of Stars.*, WILEY -VCH
- Scholtz, A., Jayawardhana, R., & Brandeker, A. 2005, ApJ, 629, L41
- Scholz, A., Coffey, J., Brandeker, A., and Jayawardhana, R. 2007, ApJ, 662,1254
- Schwartz, R. D. 1975, ApJ, 195, 631
- Shu, F., Najita, J., Ostriker, E., Wilkin, F., Ruden, S., & Lizano, S. 1994, ApJ, 429,781
- Shu, F. H., Najita, J., Shang, H., Li, Z-Y. 2000. prpl.conf.789s
- Stempels, H. C., & Piskunov, N., 2002, A&A, 391, 595
- Terebey, S., Shu, F. H., & Cassen, P. 1984, ApJ, 340, 472
- Tony, & Davis Torres, C. A. O., Quast, G. R., Da Silva, L., De la Reza., Melo C. H. F., & Sterzik, M. 2006, A&A, 460, 695
- Valenti, J. A., Basri, G., & Johns, C. M. 1993, ApJ, 106, 2024
- Van Leeuwen, F., 2007, A&A, 474, 653
- Varsavski, C. M. 1960, ApJ, 132, 354
- Webb, R. A., Zuckerman, B., Platais, I., Patience, J., White, R. J., Schwartz, M.J., & McCarthy, C.1999, ApJ, 512, L63
- Wichman, R., Bouvier, J., Allain, S., & Krautter, J. 1988, A&A, 330, 521
- Wichmann, R., Bastien, U., Krautter, J., et al. 1998, MNRAS, 301, L39
- Wichmann, R., Covino, E., Alcalá, J. M., et al. 1999, MNRAS, 307, 909
- Zuckerman, B., & Webb, R. A. 2000, ApJ, 535, 959
- Zuckerman, B., & Song, I., 2004, ARA&A, 42, 685