



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO

---

UNIVERSIDAD NACIONAL  
AUTÓNOMA DE  
MÉXICO

CENTRO DE RADIOASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA

“Un Estudio Observacional y Teórico de la  
Región Interna de HH 30”

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE  
DOCTOR EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)

PRESENTA

MARÍA CAROLINA DURÁN ROJAS

Directo de Tesis: Dr. ALAN MORGAN WATSON FORSTER



MORELIA, MICHOACÁN.

2009



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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

*Celia e Ireneo Rojas Hernández*

*Salvador Durán Gembe*

## **Agradecimientos**

Agradezco mucho a la vida por haberme permitido terminar mis estudios y este trabajo de investigación.

Principalmente me gustaría agradecer al Dr. Alan M. Watson Forster por el apoyo y asesoría para la realización de la tesis, pero sobre todo por su paciencia al explicarme claramente y en detalle todas las dudas relacionadas, y que fueron surgiendo, durante la elaboración de este trabajo. Por toda la comprensión que mostró en las situaciones difíciles que pase mientras estuve en el observatorio y las incontables consejos que me dieron junto con Caro, su esposa.

Deseo agradecer a los miembros del comité sinodal por la revisión de la tesis y sus aportaciones. A la Dra. Irene Cruz-González por sus consejos, a la Dra. Paola D'Alessio por sus incansables notas y útiles sugerencias para la redacción de la tesis, al Dr. David Hiriart por el apoyo brindado durante mi estancia en el OAN, al Dr. Will Henney por las discusiones que tuvimos con respecto a secciones muy específicas de la tesis, y al Dr. Javier Ballesteros por ofrecerme una beca de proyecto. En general agradezco las enseñanzas y el apoyo de todos y cada uno de los investigadores del Centro de Radioastronomía y Astrofísica de la UNAM, a los que en algún momento también me ofrecieron su ayuda.

Agradezco el apoyo por parte de los encargados tanto del Centro de Radioastronomía y Astrofísica como del Instituto de Astronomía (UNAM) por brindarme un espacio adecuado dentro de sus instalaciones para el desarrollo y finalización de mi investigación. Quiero agradecer a todas las personas que laboran en el Observatorio Astronómico Nacional, por

todas las facilidades brindadas para una estancia muy agradable y provechosa. Así mismo me gustaría mencionar que este trabajo de tesis doctoral fue posible gracias al apoyo económico recibido por el Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) y al proyecto DGAPA IN110606.

De manera muy especial le doy las gracias a mis padres Celia Rojas Hernández y Salvador Durán Gembe por todo el apoyo brindado en cada una de las etapas de mi formación profesional, que sin sus consejos y ayuda constante no me fuera posible llegar al término de este trabajo. Muchas gracias a mi tío Ireneo Rojas Hernández por todo su interés y apoyo moral, que me ha brindado desde mi llegada a Morelia. También le doy gracias a mi hermana Cristina, por todas esas largas pláticas que tuvimos en nuestros malos ratos y que nos enseñaron a llevarnos mucho mejor. En general doy gracias a todos los miembros de mi familia que se hicieron presente de una u otra forma.

Quiero agradecer a todas las personas que han dejado huella en mi vida, todas aquellas que me brindaron su apoyo y amistad incondicional. Le doy las gracias a mis amigos y compañeros: Edith Vera Sereno, Beatriz Zamora Avilés, Mónica I. Rodríguez Martínez, Arturo Godinez Martínez, Luis A. Zapata González, Carlos A. Rodríguez Rico, Guadalupe Elizalde Vieyra, Laura Gómez González, Leticia N. Luis Noriega, Yetli M. Rosas Guevara, Cristina Romero Cañizales, Sergio A. Dzib Quijano, Alejandro Gonzalez Samaniego, Erendira Huerta Martínez, Raquel Díaz Hernández, Francisco Hernández Ibarra y su familia, Juan Carlos Velázquez Arteaga, Ivy J. Jasso Martínez, Eric Mercado Arias y Arturo Albarrán Alvarado.

# Índice General

<b>Resumen</b>	<b>v</b>
<b>Abstract</b>	<b>ix</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. La Formación Estelar . . . . .	1
1.2. Objetos Estelares Jóvenes . . . . .	4
1.2.1. Protoestrellas . . . . .	5
1.2.2. Estrellas <i>T Tauri</i> . . . . .	11
<b>2. HH 30</b>	<b>19</b>
2.1. Generalidades de HH 30 . . . . .	19
2.2. Estudios Previos Realizados de HH 30 . . . . .	24
2.3. Mecanismos Responsables de la Variabilidad . . . . .	36
2.4. Ejemplo de Otro Objeto Variable . . . . .	41
2.4.1. AA Tau . . . . .	41
2.5. Objetivos . . . . .	44
<b>3. Los Datos</b>	<b>49</b>
3.1. Observaciones . . . . .	49
3.2. Reducción de los Datos . . . . .	52
3.3. Calibración Fotométrica . . . . .	52
3.4. Calibración Polarimétrica . . . . .	53

<b>4. Resultados</b>	<b>61</b>
4.1. El Periodograma Normalizado de Lomb-Scargle . . . . .	61
4.2. La Variabilidad Fotométrica de HH 30 . . . . .	64
<b>5. La Variabilidad Polarimétrica y Fotométrica de HH 30</b>	<b>79</b>
5.1. Alias . . . . .	79
5.2. La Variabilidad Polarimétrica y Fotométrica de HH 30 . . . . .	82
<b>6. Modelos Representativos de la Variabilidad</b>	<b>95</b>
6.1. El modelo . . . . .	96
6.2. Modelos de Wood y Whitney (1998) . . . . .	97
6.3. Resultados . . . . .	98
6.4. Interpretación . . . . .	101
<b>7. Resumen y Trabajo a Futuro</b>	<b>103</b>
7.1. Resumen . . . . .	103
7.2. Trabajo a Futuro . . . . .	105
<b>A. Contexto astrofísico de fuentes con polarización</b>	<b>107</b>
<b>B. Parámetros de Stokes</b>	<b>113</b>
B.1. Polarización . . . . .	113
B.1.1. Polarización lineal . . . . .	115
B.1.2. Polarización circular . . . . .	116
B.2. Parámetros de Stokes . . . . .	118
<b>C. Algoritmo</b>	<b>121</b>
C.1. Polarización . . . . .	122
C.2. Modificaciones al Algoritmo . . . . .	128
C.3. Un modelo de Cáscara con PINBALL . . . . .	128

---

<b>D. Mediciones de polarización de HD 245310</b>	<b>133</b>
<b>E. Estándares Polarimétricos</b>	<b>135</b>
E.1. Hiltner 960 . . . . .	136
E.2. BD+59°389 . . . . .	137
<b>Índice de Figuras</b>	<b>138</b>
<b>Índice de Tablas</b>	<b>141</b>
<b>Referencias</b>	<b>143</b>



# Resumen

La teoría sobre la formación de estrellas jóvenes de baja masa establece que éstas se forman a partir de la contracción gravitacional de las nubes moleculares. La rotación intrínseca de la nube proporciona a los grumos, en donde se formarán las estrellas, rotación. Es ésta la responsable de que alrededor de las estrellas se forme un disco kepleriano, que está compuesto principalmente de gas y polvo. Observacionalmente, en el óptico o en el infrarrojo cercano, es fácil ver estrellas con discos de canto pues el propio disco, por su alta opacidad, funciona como velo suficientemente grueso que cubre a la estrella, y lo que se alcanza a observar es la luz que ha sido dispersada por el polvo que está depositado en el disco. Por otro lado, es más complicado observar fuentes en las que los discos están vistos de frente, es decir, que los discos están proyectados en el plano del cielo, ya que la radiación dominante, en el óptico, es la de las mismas estrellas.

HH 30 es una fuente *T Tauri Clásica* que ha sido arduamente estudiada a lo largo de más de dos décadas. Observaciones del *Hubble Space Telescope (HST)* revelaron la existencia de una asimetría variable en la iluminación de la nebulosa superior de dispersión, esta iluminación es luz de la estrella central dispersada principalmente por los granos de polvo que constituyen al disco. Nuestro objetivo, en este trabajo, es calcular el o los periodos de esta variabilidad, si es que es periódica, o al menos restringir la escala de tiempo en que ocurre. Por ejemplo, estudios fotométricos de la variabilidad del disco externo en HH 30 indican que el periodo de variabilidad debe ser menor a 6 meses, otros sugieren que éste debe ser menor a 300 días. Es importante hacer notar que, dependiendo de la magni-

tud del periodo, el mecanismo o los mecanismos responsables de la variabilidad estarían asociados con la propia estrella o con el disco. Es decir que, periodos cortos implican mecanismos relacionados con la fotosfera o en regiones muy cercanas a la estrella, mientras que periodos largos permitirían asociar la asimetría variable con el disco de acreción.

Para cumplir con nuestro objetivo, realizamos un estudio observacional y otro teórico de HH 30. En cuanto al primero, tomamos imágenes directas de fotopolarimetría con el telescopio de 84cm del OAN-SPM. Obtuvimos las imágenes de la fuente en distintas posiciones de un prisma de polarización. Las diferentes posiciones de éste nos ayudaron a determinar los parámetros de Stokes normalizados  $q$  y  $u$ , los cuales también revelaron una variabilidad. Con los parámetros de Stokes normalizados pudimos calcular el ángulo y el grado de polarización que también muestran variabilidad, pero no es clara su periodicidad. Intentamos medir la variabilidad fotométrica, sin embargo ésta tampoco resultó ser periódica.

Un método que se utiliza para determinar periodos es el periodograma normalizado de Lomb-Scargle, el cual consiste en calcular una densidad espectral de potencia que sólo depende de dos cantidades observables, que son la magnitud y el tiempo de observación. Aplicamos este método a tres conjuntos de datos fotométricos, sin embargo no fue posible obtener algún periodo para la variabilidad de HH 30. Al no haber encontrado ningún periodo fotométrico, buscamos una manera de mitigar los efectos de correlación debidos a periodos cortos, y ésta fue, dividir los datos en un octavo del periodo que se quiere probar. Utilizamos el mismo método del periodograma pero ahora para los datos de polarimetría y encontramos que el periodo de variabilidad es de 7.5 días. El nivel de significancia de este periodo polarimétrico fue alto, mientras que el del periodo fotométrico fue más débil. Aunque, encontramos que ambos periodos son consistentes, porque la variabilidad fotométrica, ajustada con una función seno, está desplazada por un cuarto de periodo de la variabilidad polarimétrica. Esto significa que la componente fotométrica presenta un mínimo o un máximo cuando la componente polarimétrica es nula.

---

Se han propuesto diferentes mecanismos para explicar la asimetría variable, entre los cuales podemos mencionar dos tipos: los que están relacionados directamente con la fotosfera de la estrella, como por ejemplo, las regiones calientes (*hot spots*), que se producen por el choque del material que es arrastrado por medio de las líneas de campo desde el disco hasta el objeto central; y los que no están relacionados con la estrella, como alteraciones en las regiones internas del disco de acreción o la presencia de una compañera cercana, ya sea una enana café o algún planeta de tamaño considerable. Nuestro resultado, que muestra un desfase entre la variabilidad fotométrica y la polarimétrica de un cuarto del periodo, es consistente con un modelo de faro. Este modelo consiste de un haz o una sombra proveniente de la estrella central que tiene un movimiento azimutal y barre a todo el disco circunestelar. Los mecanismos propuestos para el modelo de faro son, la acreción no simétrica por medio de los *hot spots* y los grumos o huecos en el disco. Desafortunadamente, aunque determinamos un periodo de variabilidad no fuimos capaces de discernir entre ninguno de estos mecanismos, más sin embargo, nuestras observaciones proveen restricciones cuantitativas sobre el periodo y la amplitud de la modulación tanto fotométrica como polarimétrica.

En el enfoque teórico que le dimos a este estudio, demostramos que uno de los modelos que se han propuesto para HH 30 puede reproducir nuestras observaciones. El modelo consiste de una fuente central de baja masa ( $2 M_{\odot}$ ) con *hot spots* en la superficie estelar rodeada por un disco de acreción que es ópticamente grueso y *flared*. Calculamos la intensidad de HH 30 con el código de Watson y Henney (2001) que modificamos para incluirle la polarización y utilizamos los parámetros propuestos por Wood y Whitney (1998). Los parámetros relevantes para el modelo son: la masa, el radio y la temperatura de la estrella; la masa, el tamaño, la inclinación, el grado de flaring y el exponente de la densidad del disco; el tamaño, la altitud y el brillo de los hot spots; para el polvo son el albedo, una función fase para la dispersión como Henyey-Greenstein y la opacidad. Discutimos los parámetros utilizados en el modelo y porqué son capaces de reproducir nuestras observaciones y resultados.

# Abstract

The theory of low mass young stellar formation establish that they form because of the gravitational contraction of the molecular cloud. The cocoons, where stars will form, rotate. This rotation causes the formation of a keplerian disk around the star. The disk is composed of gas and dust. Observationally, in the optical and near infrared wavelengths, is very easy to see sources with edge-on disks, because they are optically thick and veil the light from the star. The images of edge-on disks consist of the scattered starlight by the dust in the disk in the infrared. On the other hand, in the optical wavelengths, is more complicated to observe sources with a disk that is parallel to the plane of the sky because we are looking directly at the star.

HH 30 is a *classical T Tauri* star that has been extensively studied during the last two decades. *Hubble Space Telescope (HST)* observations reveal the existence of a variability in the external disk illumination, this is the result of the starlight scattered by the dust in the disk. In this study our goal is to determine the period or periods of the variability or better constrain the time scale of the period.

For example, photometric studies of the outer disk variability in HH 30 indicate that this periods must be less than 6 months, some other suggest that they must be less than 300 days. It is important to note that depending on the period scale, the variability should related with the star or with the disk. The mechanisms related with short periods are connected with the photosphere or regions close to the star, however, mechanisms

linked with long periods are related to asymmetries in the inner parts of the accretion disk. Previous photometric studies of the outer disk variability in HH 30 indicate that this periods must be less than 6 months. It is important to note that the period may indicate whether the variability should be related with the star or with the disk. The mechanisms related with short periods are connected with the photosphere or regions close to the star. However, mechanisms linked with long periods are likely to be asymmetries in the inner parts of the accretion disk.

To fulfill our goal, we made an observational and theoretical analysis of HH 30. At first we obtained direct photopolarimetric images with a the 84 cm of OAN-SPM. We obtained images of the object in four different positions of the analyzing prism. This different positions allow us to determine the normalized Stokes parameters  $q$  and  $u$ , which reveal variability. We tried to measure the photometric variability, however this was not periodic.

A method used to determine periods is called the Lomb-Scargle normalized periodogram, which calculates a power spectral density, that depends on the observable quantities like the magnitude and the observation time. We applied this method to three sets of photometric data, but we do not find a variability period of the source. It drives us to look for a different way to mitigate short time correlations effects, which consist of binning the sets of data in a  $1/8$  of the period that we want to test. We calculated the Lomb-Scargle periodogram of the polarimetric data and we found a variability period of 7.5 days. The level of significance of this polarimetric period was high whereas the significance of the same period in the photometry was lower. However, we found that both periods are consistent, and have a particular characteristic, that the sin fit of photometric variability is displaced by a quarter of the sin fit of polarimetric variability. That means that the photometric component shows a minimum or a maximum when the polarimetric component is null.

Different mechanisms have been suggested to explain the variable asymmetry, including mechanisms that are directly linked to the star and mechanisms that are not. In the first place, in the photosphere there are *hot spots* that are produced by the shock

---

of material from the disk. In the other hand, they are mechanisms that are related with asymmetries in the inner disk or a close companion like a brown dwarf or a big planet. Our result that sin fits of photometric and polarimetric variability are displaced by a quarter in between are in agreement to the mechanisms related directly to the star, like the *hot spots*. A model proposed to explain the variability is the lighthouse model. This model consists of a beam or a shadow from the central source that has an azimuthal movement that sweep the full disk. The mechanism proposed for the lighthouse model are, the none symmetric accretion produced by *hot spots*, and clumps or gaps in the disk. Unfortunately, however we determine a variability period we were not able to distinguish between the mechanisms but our observations provide quantitative constrains of the period and in the photometric and polarimetric modulation amplitude.

We show that one of the mechanisms proposed to explain the variability for HH 30 can reproduce our polarimetric observations. One model include a low mass ( $2 M_{\odot}$ ) star with hot spots in its photosphere and a flared optically thick disk round the source. We obtained the intensity of HH 30 with the code of Watson y Henney (2001) that includes polarization. We used the parameters of Wood y Whitney (1998) to calculate the polarimetric variability. The important parameters of that model for the source are mass, radius and temperature, mass, size, inclination, flaring, the exponent of the density power-law, size, altitude and brightness of the hot spots, the phase function for scattering of Henyey-Greenstein, albedo and opacity for the dust. We discussed these parameters and suggest a model that can reproduce our polarimetric observations.

# Capítulo 1

## Introducción

En este capítulo explicamos la teoría de formación estelar de estrellas de baja masa, pero solamente incluimos las etapas anteriores al momento en que las estrellas entran a la secuencia principal. También discutimos los procesos por los que pasa la nube madre en donde nacen las estrellas y la clasificación observacional que se le da a las diferentes fases de la formación y crecimiento de las mismas. Las fases por las que pasan las estrellas son: los grumos o *cocoons* dentro de la nube molecular, los objetos estelares jóvenes (que pueden ser las protoestrellas u objetos de Clase 0 y I), las estrellas *T Tauri clásicas* u objetos de Clase II y las *T Tauri de líneas débiles* u objetos de Clase III.

### 1.1. La Formación Estelar

El proceso de formación estelar es de gran importancia debido a que las estrellas son uno de los ingredientes principales del Universo. En general, las estrellas se forman en los discos de las galaxias; por ejemplo, en la Vía Láctea las estrellas tienden a formarse dentro del plano del disco galáctico, aunque hay regiones de formación estelar que se encuentran afuera de éste, tal es el caso de Orión. Por otro lado, las estrellas de alta masa se forman principalmente en los brazos espirales, aunque también lo hacen fuera de éstos. Entonces,

la evolución estelar afectará de manera directa a la dinámica, la química y la evolución de las galaxias y de su entorno cercano.

En general, el proceso de formación estelar no es del todo comprendido. Para las estrellas de masa alta ( $M > 8 M_{\odot}$ ) se entiende menos que para las de baja masa, debido a que su estudio ha empezado a desarrollarse en los últimos diez años. El estudio de la formación de las estrellas de baja masa ( $M \lesssim 2 M_{\odot}$ ) se conoce y entiende un poco mejor porque estas fuentes son más abundantes en la Galaxia y están más cerca de nosotros que las de masa alta. Tampoco el proceso de formación en sistemas múltiples se entiende del todo, aunque las componentes del sistema sean estrellas de masa pequeña.

La teoría de la formación de estrellas propone que éstas se forman en nubes moleculares y dependiendo de la densidad de las mismas se formarán estrellas de baja masa, de masa intermedia o de alta masa. Aunque en algún momento del colapso, la nube se fragmente, de modo que nace un cúmulo de estrellas de masa pequeña o intermedia y no una sola estrella muy masiva. El nacimiento de las estrellas es muy similar, tanto para estrellas de baja como de alta masa, pues es una inestabilidad gravitacional la responsable de su formación. Es decir, que la fuerza de gravedad sobrepasa tanto a los gradientes de presión térmica del gas como a la presión magnética y a los movimientos turbulentos dentro de la nube.

Las nubes moleculares son los lugares donde preferentemente se forman los capullos que gestarán a las protoestrellas. La manera en que se forman estos capullos es por la contracción gravitacional hasta formar núcleos aun más densos dentro de los cuales se formará la protoestrella. La masa de la futura estrella está contenida principalmente en la envoltura de los núcleos densos. Éstos colapsan cuando alcanzan una masa mínima, llamada la masa de Jeans. El colapso sólo es posible cuando no existan otros mecanismos que den soporte a la nube en contra de la gravedad<sup>1</sup>. En el caso no magnético, la masa

---

<sup>1</sup>como los gradientes de presión térmica del gas, los campos magnéticos, la turbulencia o la misma rotación de la nube



mínima para el colapso está dada por

$$M_J \simeq \left( \frac{5kT}{G\mu m_H} \right)^{3/2} \left( \frac{3}{4\pi\rho} \right)^{1/2}$$

o equivalentemente el tamaño mínimo para el colapso se da por

$$R_J = \left( \frac{15kT}{4\pi G\mu m_H \rho} \right)^{1/2},$$

que es conocido como el radio o longitud de Jeans. Para el caso magnético en el que un campo  $\Phi$ , soporta a la nube, el colapso ocurrirá cuando la masa de la nube exceda una masa crítica dado por

$$\begin{aligned} M_{\text{cr}} &\equiv \frac{5^{3/2}}{48\pi^2} \frac{\Phi^3}{G^{3/2}\rho^2} \\ &\approx (4 \times 10^6) \left( \frac{n}{1\text{cm}^{-3}} \right) \left( \frac{\Phi}{3\mu G} \right)^3 M_{\odot}, \end{aligned}$$

que está en términos de la densidad y de la magnitud del campo magnético (Mac Low y Klessen 2004).

En seguida describimos un poco las características de algunas nubes moleculares en las que se están gestando las estrellas. Las nubes moleculares están formadas por gas molecular denso y frío, con tamaños entre 10 pc y 100 pc, densidades promedio desde  $10 \text{ cm}^{-3}$  hasta  $10^3 \text{ cm}^{-3}$  y masas entre  $10 M_{\odot}$  y  $10^6 M_{\odot}$ . Algunas regiones de formación estelar cercanas son:

- (i) la nube de Tauro que está a una distancia  $\sim 140$  pc (Kenyon, Dobrzycka y Hartmann 1994), con una masa aproximada de  $10^4 M_{\odot}$  y una extensión de  $\sim 20$  pc (Ungerechts y Thaddeus 1987);
- (ii) la nube molecular  $\rho$  Ophiuchus que es similar en tamaño a Tauro, localizada a una distancia de  $\sim 130$  pc (de Geus, Bronfman, y Thaddeus 1990; Loinard et al. 2008), pero con regiones que son mucho más densas y

- (iii) la nube molecular de Orión localizada a una distancia de 450 pc, que tiene una masa de  $10^5 M_{\odot}$  y un diámetro de 100 pc (Bally et al. 1987; Genzel y Stutzki 1989).

Las estrellas no nacen aisladas, sino en cúmulos o asociaciones como los que enumeramos arriba; en particular, en el cúmulo de la nebulosa de Orión hay alrededor de  $2 \times 10^3$  estrellas jóvenes en una región de sólo 0.15 pc de radio. Por otro lado, en la nube de Tauro hay grupos de 10–20 estrellas concentradas en regiones de  $\sim 1$  pc.

En la siguiente sección se discuten los conceptos básicos de la formación de estrellas de baja masa y la clasificación de las estrellas por su emisión en el cercano (*NIR* del inglés *Near Infrared*) y lejano infrarrojo (*FIR* también del inglés *Far Infrared*).

## 1.2. Objetos Estelares Jóvenes

Se conocen dos etapas de la evolución de estrellas de baja masa antes de arribar a la Secuencia Principal: una primera fase como protoestrella y una consecutiva llamada *T Tauri*. A los objetos en estas etapas se les conoce como objetos estelares jóvenes (*YSO*: *Young Stellar Object*). La distribución espectral de energía (*SED* del inglés *Spectral Energy Distribution*) emergente dependerá de la cantidad, del tipo y de la distribución espacial del polvo y del gas circundante. Así, estudiar la *SED* en el *IR* es una manera de sondear el ambiente del *YSO* y además ésta puede utilizarse para determinar la etapa evolutiva del objeto. Los *YSOs* son clasificados por su *SED*, es decir, por la forma del espectro emitido, desde el *NIR* hasta el *FIR*. El esquema de clasificación infrarroja depende del índice espectral de la distribución del flujo,  $\alpha_{IR}^2$ . De tal manera que el flujo emitido por el objeto tiene la forma  $\nu F_{\nu} = \lambda F_{\lambda} \propto \lambda^{\alpha_{IR}}$  (Lada 1991; Lada y Wilking 1984).

En las siguientes dos subsecciones explicamos las características principales de los *YSOs*, primero las de las protoestrellas y enseguida de las estrellas *T Tauri*.

---

<sup>2</sup> $\alpha_{IR}$  se mide entre  $2\mu\text{m}$  y  $50\text{--}100\mu\text{m}$ .

### 1.2.1. Protoestrellas

Como ya hemos mencionado, las protoestrellas se forman en las regiones más densas de las nubes moleculares y representan la etapa más temprana de la formación estelar. Sin embargo, una fase aun más temprana es la formación de los núcleos densos embebidos profundamente dentro de la nube madre. Este proceso es debido a un colapso dinámico en caída libre de la envolvente de gas y polvo que rota (puesto que la misma nube posee rotación). Las protoestrellas muestran una gran extinción (Larson 1969a,b), razón por la cual no muestran fuentes infrarrojas (*IRAS* del inglés *Infrared Astronomical Satellite*) y son estrellas muy jóvenes que aún están acumulando material de su envolvente.

Aparentemente la formación de un disco es bastante común durante el colapso de la nube protoestelar, sin duda, es debido a la rotación de las nubes. La rotación impide que, para estrellas de baja masa, todo el material caiga directamente sobre la estrella, es decir, que parte del material de la envolvente cae a la estrella, pero otra parte de ese mismo material se va acumulando en un disco. Suponiendo que el material que llega al disco, rota con velocidad angular  $\Omega$ , el momento angular específico del material que está a un radio  $r_0$ , es  $\ell = \Omega r_0^2 \sin \theta$ , en donde  $\theta$  se mide desde el eje de rotación. Por lo tanto, el material que caiga desde distintas direcciones va a tener diferentes momentos angulares y va a llegar al plano medio (plano perpendicular al eje de rotación) a diferentes radios. El material que está cerca del eje de rotación va a caer cerca de la estrella central debido a que posee poco momento angular, mientras que el material que localizado a un ángulo  $\theta \sim \pi/2$  va a caer en un radio centrífugo máximo dado por  $r_c = r_0^4 \Omega^2 / GM$ . De esta manera el material que está a  $90^\circ$  desde arriba va a colisionar con el material que llega en la misma posición pero desde abajo; esta caída produce una estructura delgada en rotación en el plano ecuatorial, es decir, un disco de gas y polvo, llamado disco de acreción o protoplanetario. En este disco viscoso se transporta momento angular hacia afuera y material hacia adentro.

La clasificación de los objetos estelares jóvenes está basada en el espectro emitido

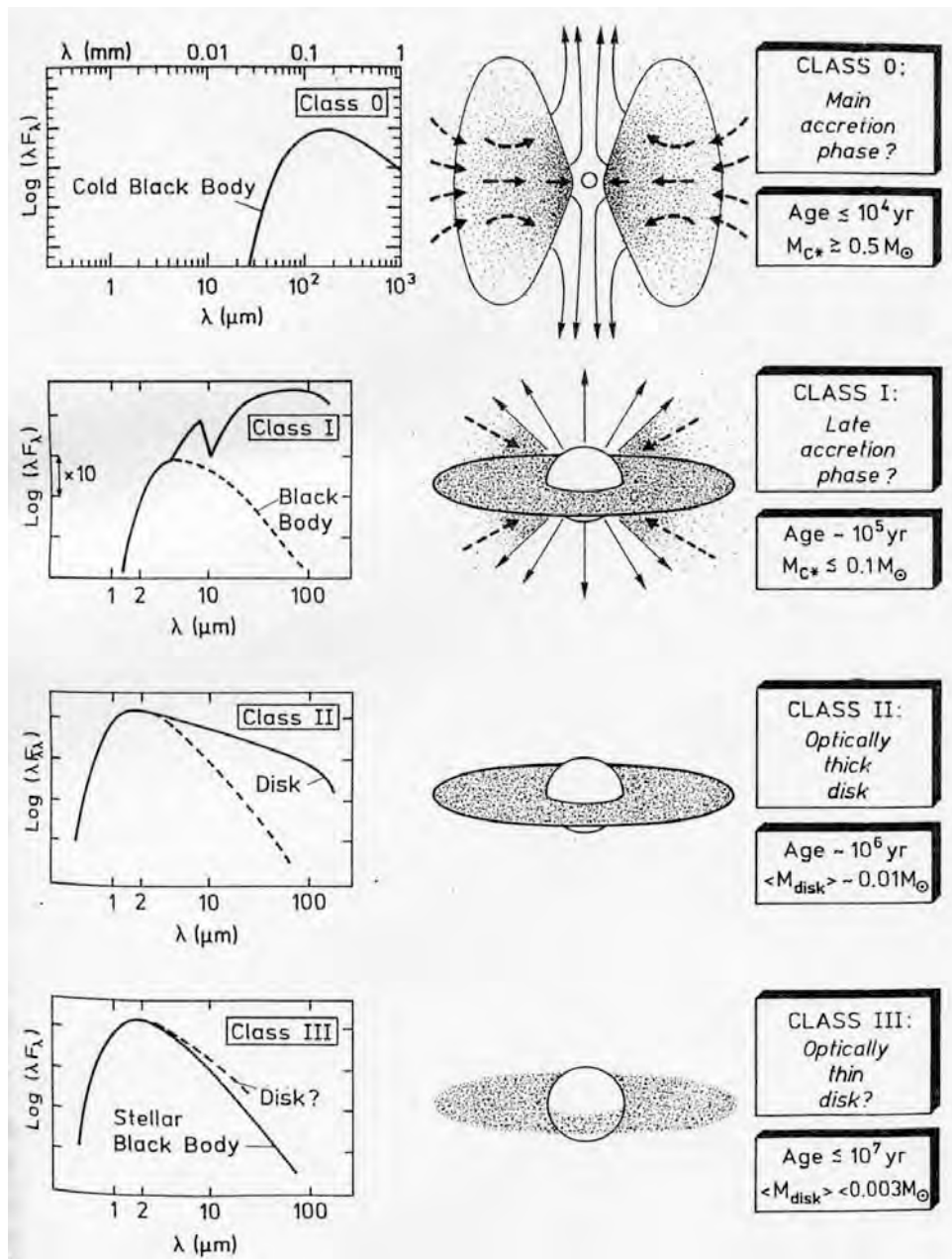


Figura 1.1: Etapas evolutivas de los objetos estelares jóvenes, a la izquierda se muestra la distribución espectral de energía y a la derecha algunas características de las diferentes clases de este tipo de objetos (tomada de André, 1993, *The Cold Universe*, XXVIIIth Rencontre de Moriond, ed. Montmerle, et al., 179).

en longitudes de onda de *NIR* y *FIR* (ver Figura 1.1), lo cual enfatiza las propiedades del polvo circundante (Lada 1987; Lada y Wilking 1984). Los núcleos densos que están

profundamente embebidos en una envoltura circunestelar, poseen la mayor parte de la masa del sistema ( $M_* < M_{\text{env}}$ ), se clasifican como protoestrellas de “Clase 0”. Estas fuentes muestran flujos moleculares bipolares (chorros o *jets*) altamente colimados. La velocidad del material en el flujo molecular varía entre 160 y 960 km s<sup>-1</sup>. La envoltura de estos objetos es fría, por lo que se detectan en el *FIR* a longitudes de onda mayor a  $> 10 \mu\text{m}$ . También emiten a 3.6 cm, donde la emisión es libre-libre y proviene de la base de los flujos moleculares asociados con el objeto estelar joven. La extinción en la envoltura de estas fuentes es  $A_V > 1000$  magnitudes. La rápida acreción del material de la envoltura, que es del orden de  $10^{-4} M_{\odot}\text{año}^{-1}$  (Kenyon y Hartmann 1995), dura aproximadamente  $10^4$  años o menos (Mezger et al. 1992; Sandell et al. 1991). Estos objetos de Clase 0 alcanzan a tener tamaños entre 20,000 y 25,000 UA. En el siguiente párrafo damos un ejemplo de una nube molecular en la que se están formando objetos de Clase 0 y posteriormente regresaremos a la explicación de las siguientes clases de *YSOs*.

Una región muy activa en formación estelar es NGC 1333, una nebulosa de reflexión que está a 1,000 años-luz en la constelación de Perseo. Se trata de una nube de gas y polvo que está gestando nuevas protoestrellas, ver Figura 1.2 (Watson et al. 2007). Con el telescopio espacial Spitzer se encontraron cuatro protoestrellas muy jóvenes. En particular se encontró una fuente de Clase 0 con vapor de agua llamada NGC 1333-IRAS 4B (de aquí en adelante sólo nos referiremos a esta fuente como IRAS 4B). Como mencionamos antes su espectro es rico en emisión de vapor de agua a longitudes de onda de 20-37 mm, lo que indica que el gas en esa región es muy denso y tibio. Se piensa que esta emisión es debida al choque del material de la envoltura con el disco (Watson et al. 2007). IRAS 4B muestra flujos de alta velocidad; no es una fuente que esté bien resuelta espacialmente pero se presume que es bipolar y se ve casi en la dirección de uno de los flujos. Tiene una envoltura esferoidal densa y fría que ha sido resuelta en longitudes de onda milimétricas y submilimétricas; trazadores de gas molecular denso en el milimétrico revelan que hay colapso cinemático de la envoltura (Choi, Panis y Evans 1999; Di Francesco et al. 2001). Watson et al. (2007), encontraron que la extinción hacia la fuente es de  $A_V > 100$  mag, y

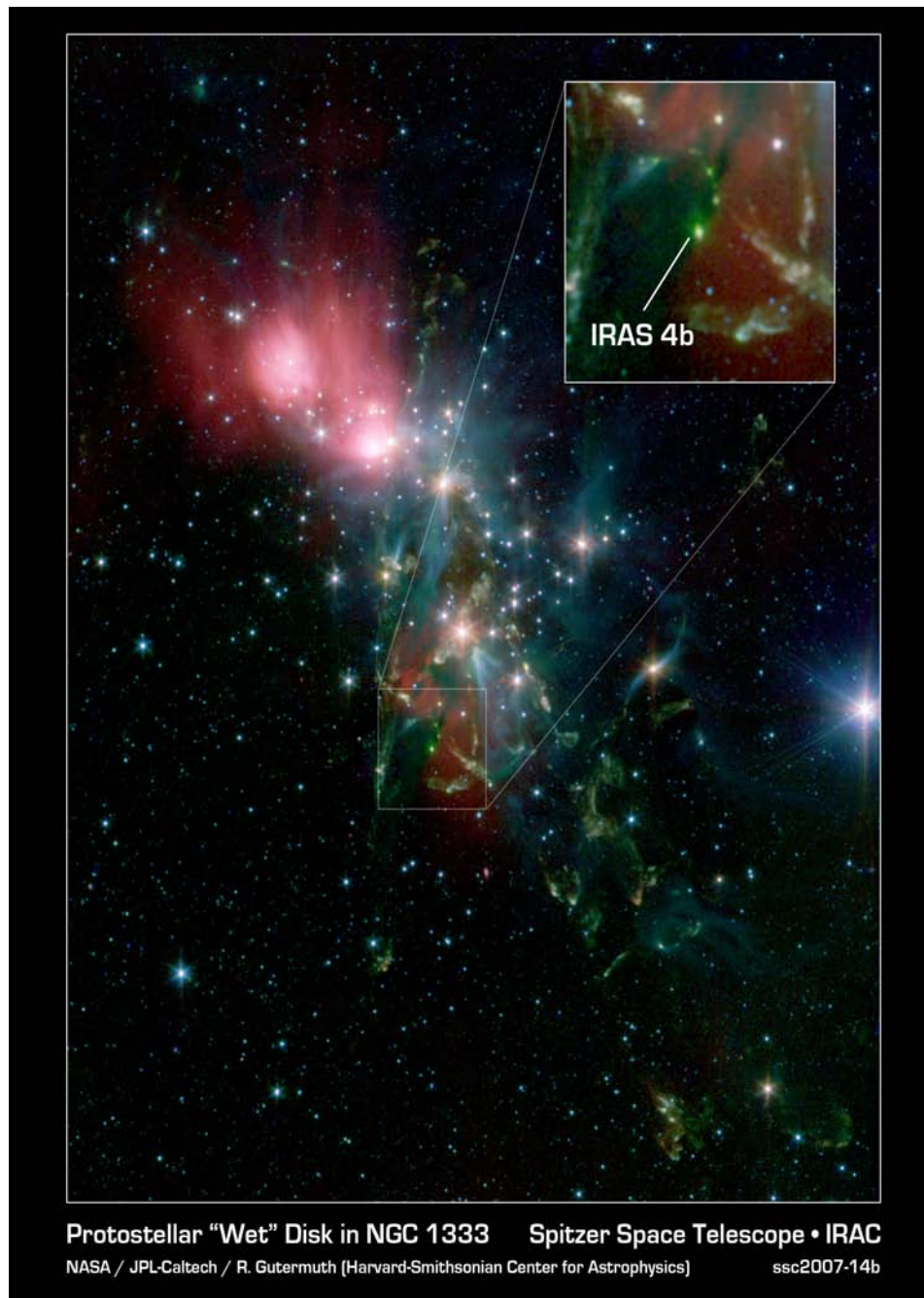


Figura 1.2: La imagen del telescopio Espacial Spitzer de la NASA (*NASA's Spitzer Space Telescope*) muestra una región de formación estelar llamada NGC 1333. Dentro de esta región se están formando muchas estrellas. La fuente NGC 1333-IRAS 4B es un disco pre-planetario de polvo que rodea una estrella en estado embrionario, es decir, una fuente de Clase 0 (Watson et al. 2007). Créditos de la imagen: NASA/JPL-Caltech/Harvard-Smithsonian CfA.

obtuvieron una tasa de acreción de  $0.7 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ .

Regresando a la clasificación de las fuentes por su emisión, diremos que a los objetos de “Clase I” se les asocia con una siguiente etapa evolutiva<sup>3</sup> en la que la acreción continua alimentando al objeto central, por lo tanto el volumen y/o tamaño de la envolvente va disminuyendo al ser acretada o al ser depositada en el disco. Al inicio de esta fase las fuentes no se pueden detectar ni en el óptico y ni en el *NIR* pero, conforme la tasa de acreción en la envolvente disminuye, las fuentes empiezan a ser detectables desde el *NIR* hasta el milimétrico. Los flujos moleculares están menos colimados y el tamaño de la fuente está entre las 3,000 y 10,000 UA. En estas fuentes es más evidente un disco de acreción, al cual se le pueden tomar imágenes en el óptico o en el *NIR* más fácilmente cuando lo observamos de canto, pues éste oscurece la radiación directa de la estrella. Por otro lado, para detectarlo en el *FIR*, mm o cm, es más fácil si esta de frente porque su flujo es máximo. La fase de Clase I dura alrededor de  $10^5$  años y la *SED* de estos objetos muestra mayor radiación estelar debido a que la envolvente circunestelar es menos densa; además tiene  $\alpha_{\text{IR}} > 0$ , es decir, la *SED* se eleva a longitudes de onda más largas. La *SED* de los objetos que tienen tales características puede ser explicada por la emisión de envoltentes de gas y polvo en colapso. La tasa de acreción de masa de estas fuentes se dice que es dos órdenes de magnitud menor que para las fuentes de Clase 0, es decir, estos objetos muestran tasas de acreción del orden de  $4 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ . Además, en estas fuentes también se observa más emisión en el *NIR* que el predicho teóricamente, por lo que se propone que esto es debido a que no hay simetría esférica o que durante el proceso de acreción se lleguen a crear cavidades bipolares (Kenyon, Calvet y Hartmann 1993) muy cerca de la estrella. Por lo que, en esta etapa las cavidades bipolares se han ensanchado lo suficiente como para permitir que una gran cantidad de la radiación estelar sea detectada (Kenyon, Calvet y Hartmann 1993; Terebey, Chandler, C. J., y André 1993).

Desde el punto de vista de la radioastronomía las fuentes de Clase 0 y de Clase I com-

---

<sup>3</sup>sin embargo, esta clasificación en clases (0, I) es observacional y se ha tratado de asociar con fases evolutivas, pero esto es más especulativo y controversial.

parten las mismas características. Sin embargo, las fuentes de Clase I muestran emisión en rayos X (Feigelson y Montmerle 1999) además de su emisión en radio, mientras que las fuentes de Clase 0 no. El hecho de que las fuentes de Clase 0 no sean detectadas en rayos X se puede explicar porque, como se mencionó antes, la extinción de la envolvente es muy alta. Las fuentes de Clase 0 son objetos muy enrojecidos, con una gran cantidad de emisión en el sub-mm relativa a su luminosidad total. Estas fuentes tienen una gran cantidad de polvo en su medio ambiente inmediato, como podría esperarse si son una fase más temprana en la evolución que las fuentes de Clase I (Bontemps et al. 1996).

La existencia de los discos de acreción alrededor de las estrellas jóvenes primero se predijo teóricamente y posteriormente se confirmó por observaciones de fuentes estelares jóvenes. Estos discos generalmente son keplerianos, es decir que la componente tangencial de la velocidad de las partículas que lo componen es de la forma  $v = \sqrt{GM/r}$ , donde  $M$  es la masa de la estrella central,  $r$  es la distancia a la estrella y  $G$  es la constante de gravedad. Uno de los papeles que juega el disco alrededor de la estrella es el de transportar el momento angular hacia afuera y por lo tanto permite que el material del propio disco llegue a la estrella. Es decir, el momento angular orbital del material que cae al objeto central tiene que perderse antes de que caiga sobre la protoestrella. Asimismo, el disco, además de transportar momento angular, extingue la luz estelar, la dispersa, es el lugar donde se forman los planetas y además el propio disco colima a los flujos, entre otros.

Como comentamos antes, observacionalmente es posible ver, en el óptico y en el *NIR*, a los discos de estrellas cuando están de canto; sin embargo, es un poco más difícil detectarlos, en el *FIR* porque son menos brillantes debido a que el propio disco cubre la luz de la estrella. Además, en el sub-mm emite más un disco de frente que uno de canto y que la misma estrella. Lo que se detecta en fuentes con discos de canto es la luz que está siendo dispersada por el polvo depositado en el disco. Para las fuentes *T Tauri* la evidencia observacional de la presencia de los discos se ha inferido del exceso infrarrojo observado, que proviene de la emisión térmica del polvo que es calentado por la radiación



estelar y por la disipación de energía por la viscosidad (Kenyon y Hartmann 1987; Lada 1987; Lada y Wilking 1984; Lynden-Bell y Pringle 1974), y de las señales espectroscópicas de acreción (Bertout 1989; Hartmann y Kenyon 1985), como los perfiles P-Cigny inversos, de las líneas. Las fuentes *T Tauri* las discutimos más ampliamente en la siguiente sección.

### 1.2.2. Estrellas *T Tauri*

Se le denomina *T Tauri* a una protoestrella que ha perdido su envoltente de gas y polvo, pero que aún conserva su disco de acreción. Se pueden reconocer tres tipos de fuentes *T Tauri*, basadas en sus características espectroscópicas, que dependen en gran parte de las propiedades de su disco, estas son: *T Tauri* clásicas (*CTTS: Classical T Tauri Star*), *T Tauri* de líneas débiles (*WTTS: Weak Line T Tauri Star*) y *T Tauri* con “discos de escombros” (*debris disks T Tauri Stars*). A continuación discutimos cada uno de estos tipos.

Las fuentes *T Tauri* clásicas (*CTTS*) u objetos de Clase II, son estrellas de tipo espectral F-M, tienen temperatura superficial entre 3000-7000 K (Bertout 1989) y viven entre  $10^5$  y  $10^7$  años (Strom et al. 1989); la masa de estas fuentes es  $\leq 3 M_{\odot}$ ; y el periodo de rotación característico está entre 2 a 20 días. Una de las principales características de las fuentes de clase II es que el material de la envoltente ahora se ha depositado en el disco de acreción, aumentando la densidad del mismo, de tal modo que estas fuentes poseen un disco ópticamente grueso en el óptico e infrarrojo cercano o al considerar su profundidad óptica promedio de Rosseland. Inicialmente se pensaba que existía una superficie de contacto muy caliente que ligaba al disco con la estrella. Posteriormente se supo que el disco está anclado a la estrella por medio de un campo magnético (Ghosh y Lamb 1979; Konigl 1991; Ostriker y Shu 1995) y el material del disco cae directamente sobre la estrella por medio de las líneas de ese campo magnético, creando anillos brillantes o puntos calientes (*hot spots*) sobre la superficie de la estrella (ver Figura 1.3). Estas fuentes aún están acreciendo material del disco hacia el objeto central a una tasa de acreción del

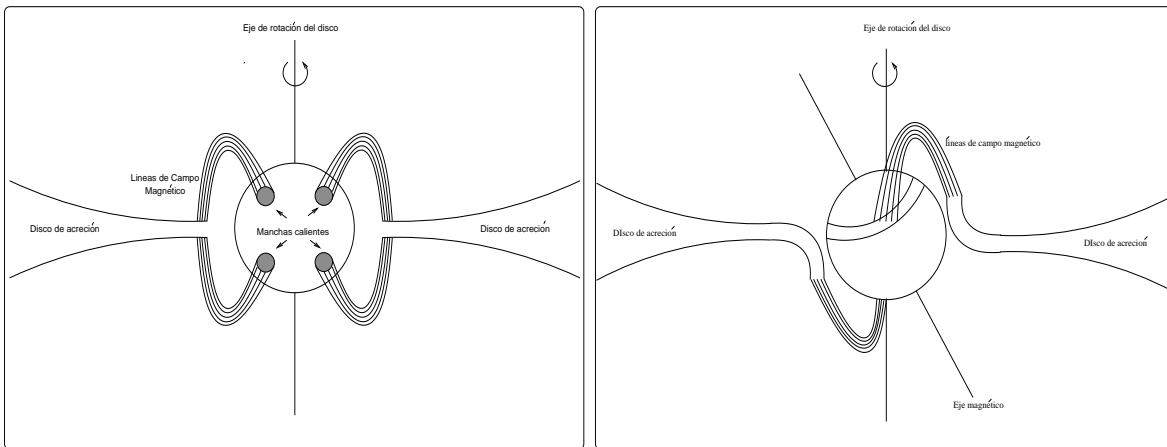


Figura 1.3: Representación esquemática del campo magnético en las estrellas *T Tauri* clásicas. En la Figura de la izquierda se muestra un campo magnético con el eje paralelo al eje del disco, mientras que en la figura de la derecha el eje del campo magnético está inclinado con respecto al eje del disco.

orden de  $10^{-8} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$  (Gullbring et al. 1998) y el choque del material con la superficie de la estrella provoca la emisión en el UV (Ardila y Basri 2000; Errico, Lamzin y Vittone 2001).

Las características espectroscópicas importantes, de las fuentes de clase II, son que muestran líneas de emisión en la serie de Balmer y de  $H\alpha$  (Betout, Basri y Bouvier 1998), así como líneas de absorción de Litio como indicador de ser objetos jóvenes (Percy y Palaniappan 2006). Además, muestran emisión en el óptico (Gullbring et al. 1996), en particular, la línea de emisión de  $H\alpha$  ha revelado evidencia tanto de un viento como de acreción hacia la estrella y esto es debido a que muestra perfiles P-Cygni y P-Cygni inversos, respectivamente (Kurosawa, Harries y Symington 2006), y su ancho equivalente debe ser  $> 10 \text{ \AA}$ . Los objetos de Clase II se caracterizan porque muestran un exceso de emisión del continuo en el *IR* (desde 2 a  $100 \mu\text{m}$ ). Además, estas fuentes muestran un exceso en el *NIR*, se cree que proviene de la pared al radio de sublimación del polvo (Dullemond, C. P., Dominik, C. y Natta, A. 2001; Muzerolle et al. 2003).

Un ejemplo de una fuente de clase II es HH 30, que es un sistema con un disco de canto, que está obscureciendo a la estrella central (ver el Capítulo 2). Para las *CTTSs*, el tamaño

típico de sus discos de acreción ópticamente gruesos, en el óptico e infrarrojo cercano, es del orden de  $\leq 500$  UA. Es común que la *SED* de estas fuentes sea explicada por la emisión del polvo en su disco de acreción ópticamente grueso, donde la luminosidad del disco es producida por la combinación de la radiación estelar dispersada, la propia luminosidad de acreción y también por la emisión térmica del mismo disco, cuya temperatura se debe principalmente a la irradiación estelar. El espectro de emisión de las fuentes de clase II tiene  $-4/3 \lesssim \alpha_{IR} \lesssim 0$  y están identificadas como el espectro que es producido por un disco circunestelar de polvo.

Otra característica importante de estas fuentes es que muestran variabilidad fotométrica, un posible origen de esa variabilidad es, por ejemplo; una violenta actividad en la atmósfera estelar producida por la acreción o los vientos estelares, o por inhomogeneidades en el disco interno que oscurecen la luz estelar (Lamm et al. 2004; Percy y Palaniappan 2006). La variabilidad de estas puede ser de dos formas, una periódica, cuando la modulación rotacional es debida a *cool* o *hot spots*, y la otra no periódica o irregular causada por la acreción no estacionaria del material en el disco. Además, los objetos de clase II pueden mostrar variabilidad eclipsante, causada por una compañera estelar o un planeta gigante. Esa variabilidad fotométrica modifica tanto al continuo como a las líneas, que se ven afectadas tanto en intensidad como en sus perfiles.

Las propiedades de la emisión en rayos-X de las *CTTS* es parecida a la emisión del tipo solar, lo cual implica que el disco no influye en este tipo de emisión (Feigelson y Montmerle 1999). Sin embargo, la emisión observada en longitudes de onda de radio de las fuentes de clase II es de origen térmico. Aunque también se infiere que tienen emisión no térmica causada por la variabilidad tan rápida que muestran ( $\sim 2$  horas) y la fuerte polarización circular que poseen. Sin embargo, esa emisión no térmica es absorbida por el gas ionizado circundante, y algunas veces no se puede detectar, pero algunos objetos si la muestran.

Un ejemplo de una *T Tauri* clásica de clase II es HH 30, que se muestra en la Figura 1.4,

en la que se observa la estrecha relación entre el disco de acreción y los flujos bipolares muy colimados. El tipo espectral de su estrella central es M0V (Kenyon, Dobrzycka y Hartmann

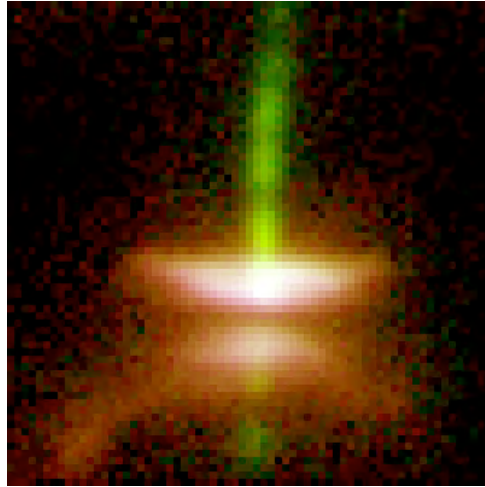


Figura 1.4: HH 30 es un ejemplo de *T Tauri* clásica. El sistema muestra la estrecha correlación entre una fuente central rodeada por un disco de acreción ópticamente grueso en el óptico y en el *NIR*, y unos flujos bipolares muy colimados.

1994), su temperatura fotosférica es  $\sim 3850$  K (Kenyon et al. 1998), está en la región L1551 de la nube de Tauro a una distancia de 140 pc, se estima que la masa de la estrella central es del orden de  $\sim 0.5 M_{\odot}$  y la masa del disco del orden de  $M_d = 6.7 \times 10^{-4} M_{\odot}$  (Guilloteau et al. 2008). Como es el objeto de estudio de esta investigación, en el Capítulo 2 describiremos en más detalle sus características así como los diferentes estudios que se han llevado a cabo para tratar de entender el origen de su emisión.

En seguida vamos a hablar un poco de la propiedades del disco de acreción de fuentes *T Tauri* puesto que, como mencionamos al inicio de esta sección, es importante porque la clasificación de los diferentes objetos *CTTS*, *WTTS* y *debris disks* depende mucho de la evolución del disco y del ancho equivalente de la línea  $H\alpha$ , que también es una medida de la tasa de acreción. Cuando el material de la envolvente se ha depositado en el disco, éste es ópticamente grueso. Al continuar la acreción, el material que se localiza en las partes internas del disco va más rápido (debido a la fuerza de arrastre del gas) hacia la fuente central, que el material que se encuentra más lejos de ella. No hay una razón clara para

que el disco desaparezca<sup>4</sup> en un intervalo de  $10^6$ – $10^7$  años, pero se proponen dos modelos para explicar por qué los discos se disipan eventualmente, en seguida exponemos éstos. Un modelo es la fotoevaporación (UV switch model) del material en la parte interna a partir de una radio crítico y en el que el material del disco externo no alcanza al disco interno (Clarke, Gendrin y Sotomayor 2001). Entonces, se dice que existe un disco ópticamente delgado hasta el radio de 0.02–0.1 UA, desde el objeto central, que esta constituido solamente de gas, debido a que el polvo en esa región se fotoevapora<sup>5</sup>, aunque se menciona que el hueco que se forma en el disco interno ópticamente delgado es del orden de 10–20 AU. El otro modelo propuesto, para explicar la disipación del disco, es que con el tiempo el polvo se va asentando sobre el plano medio, en el que se establecerán las condiciones favorables del crecimiento del polvo que formará protoplanetas, y el disco intercepta menos radiación de la estrella central y la pendiente del exceso infrarrojo se va pareciendo un poco más a la de un disco plano Calvet et al. (2005b); D’Alessio et al. (1999).

Con esto en mente, se establece que las *CTTSs* están caracterizadas por tener tanto un disco interno como uno externo, ambos son ópticamente gruesos y una alta tasa de acreción. Mientras que las *WTTSs* sólo muestran el disco externo ópticamente grueso<sup>6</sup> y ya no tienen evidencia de acreción, en seguida explicamos un poco más estas fuentes, pero antes introducimos otros objetos conocidos como fuentes con disco en transición. Se han propuesto a estas fuentes como el puente entre los objetos de clase II (fuentes jóvenes con disco que aún están acretando) y los objetos de clase III (fuentes en las que el disco se ha disipado y ya no tienen acreción).

Las fuentes con discos en transición consisten en estrellas jóvenes con un disco interno

---

<sup>4</sup>es decir, que el disco interno se ha vuelto ópticamente delgado, lo cual no quiere decir que esta región este completamente vacía sin gas ni polvo.

<sup>5</sup>la fotoevaporación del polvo ocurre a 1500 K.

<sup>6</sup>No necesariamente tienen disco externo, se suelen identificar a las *WTTSs* como de clase III, aunque no necesariamente este bien

ópticamente delgado de radio  $\sim 50 \text{ UA}$ <sup>7</sup> y un disco externo ópticamente grueso que alcanza tamaños del orden de  $\sim 500 \text{ UA}$ . La forma de la *SED* de las fuentes con discos en transición, es parecida a la de un cuerpo negro con muy poco exceso infrarrojo en el *NIR*, pero con exceso normal como en el caso de las fuentes de clase II en el *MIR* y *FIR* ( $\sim 24 \mu\text{m}$ ), mientras que el disco externo ópticamente grueso contribuye al flujo en el milimétrico (Espaillat et al. 2008; Furlan et al. 2006).

Se sabe que en algunas fuentes *T Tauri*<sup>8</sup> tienen *agujeros de polvo* entre la estrella y el radio de sublimación del polvo, que depende tanto del tipo espectral como de las propiedades del polvo. Los discos en transición tienen agujeros más grandes que tienen poco polvo comparado con un disco completo y si tienen cierta tasa de acreción de masa, deben tener gas. Estos agujeros de polvo pueden ser por la presencia de un planeta, por fotoevaporación o por inestabilidades magneto-rotacionales. Además se han encontrado discos pre-transicionales, con brechas en lugar de agujeros.

Algunas fuentes que se encuentran en la etapa en transición son: TW Hya (Calvet et al. 2002; Uchida et al. 2004), GM Aur, DM Tau (Calvet et al. 2005b), and CS Cha (Espaillat et al. 2007b) y BP Tau. Enseguida describimos un poco algunos de ellos, por ejemplo, TW Hya que está a una distancia de  $\sim 60 \text{ pc}$  (Wichmann et al. 1998), es la *T Tauri* más cercana conocida. Tiene una edad de  $5 \times 10^6$  años, un disco de tamaño  $\sim 170 \text{ UA}$  y que esta casi de canto (Krist et al. 2000). Esta fuente tiene fuerte emisión en rayos-X con una luminosidad típica de  $2 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$  (Kastner et al. 1999). Otro ejemplo es DM Tau que está localizada a  $140 \text{ pc}$  y está rodeada por un disco protoplanetario kepleriano de tamaño  $750 \text{ UA}$  (Guilloteau y Dutrey 1994), con una masa estelar de  $0.5 \pm 0.06 M_{\odot} (D/150 \text{ pc})$  con D la distancia a la fuente (Guilloteau y Dutrey 1998). Se pensaba que un prototipo de *CTTS* era BP Tau porque muestra una alta tasa de acreción ( $\sim 3 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ ), tiene gran emisión en el UV, en el óptico y en el *NIR* (Gullbring et al. 1998), y además es un objeto muy joven (de tan sólo  $6 \times 10^5$  años) con un disco de

---

<sup>7</sup>aunque este tamaño es variable y puede estar sesgado

<sup>8</sup>y también algunas fuentes de tipo Ae/Be de Herbig,

apenas 120 UA. A pesar de tener muchas características de una fuente *CTTS*, Dutrey, Guilloteau y Simon (2003) encontraron que la línea de  $^{12}\text{CO}$  era muy débil, debido a que el disco interno es ópticamente delgado, estimaron una masa de la fuente central del orden de  $\sim 1.3 \pm 0.2 M_{\odot}$  con una masa del disco del orden de  $\sim 1.2 \times 10^{-3} M_{\odot}$  (Simon, Dutrey y Guilloteau 2000). Por lo que concluyeron que BP Tau puede representar a un objeto en el que se está disipando su disco a una edad muy temprana, pero que representa una etapa de transición entre una fuente de clase II y una de clase III, debido a que su espectro en el *NIR* y *MIR* es como el de un objeto con disco de transición.

Con esto en mente, se establece que las *CTTSs* están caracterizadas por tener tanto un disco interno como uno externo, ambos son ópticamente gruesos y una alta tasa de acreción. Mientras que las *WTTSs* sólo muestran el disco externo ópticamente grueso<sup>9</sup> y ya no tienen evidencia de acreción, en seguida explicamos un poco más estas fuentes, pero antes introducimos otros objetos conocidos como fuentes con disco en transición. Se han propuesto a estas fuentes como el puente entre los objetos de clase II (fuentes jóvenes con disco que aún están acretando) y los objetos de clase III (fuentes en las que el disco se ha disipado y ya no tienen acreción).

Continuando con una posible secuencia evolutiva de las fuentes *T Tauri*, después de pasar por la etapa de disco en transición, los objetos se convierten ahora en fuentes del tipo *WTTSs*. Estas fuentes muestran, igual que las *CTTSs*, la línea de emisión de  $\text{H}\alpha$  pero con la diferencia de que esta línea es menos intensa: en este caso el ancho equivalente de  $\text{H}\alpha$  es menor a  $10\text{\AA}$ . Las fuentes de clase III tienen  $\alpha_{\text{IR}} \sim -3$ , un espectro tipo Rayleigh-Jeans a longitudes de onda largas, esperado para una estrella sin exceso de emisión infrarroja del polvo circunestelar.

Por otro lado las observaciones en el submilimétrico (sub-mm), *NIR* y óptico de estrellas jóvenes cercanas revelan que las fuentes como  $\beta$  Pic están rodeadas por un disco

---

<sup>9</sup>No necesariamente tienen disco externo, se suelen identificar a las *WTTSs* como de clase III, aunque no necesariamente este bien

de polvo ópticamente delgado. Los objetos que muestran discos de polvo ópticamente delgados, a diferencia de los que rodean a estrellas jóvenes, no contienen una cantidad significativa de gas y polvo. Se piensa que son la segunda generación de discos, asociados con estrellas que ya han disipado el gas y el polvo que sobrevivió de la nube molecular y que posiblemente formó planetas. Estos discos son llamados “discos de escombros” (*debris disks*), en los que el polvo es producido por la colisión de cuerpos grandes, como planetas, o de cuerpos pequeños, como asteroides. Mientras que el gas podría estar siendo liberado por cuerpos que se evaporan y caen al plano medio del disco, tales como cometas (Espaillat et al. 2007a). Nuestro sistema solar es también un ejemplo de este tipo de fuentes, donde el “disco de escombros” estaría formado por el polvo zodiacal.

Hasta ahora hemos descrito el proceso que sufren las nubes para formar a las estrellas y las etapas por las que éstas pasan, desde su gestación y nacimiento en las nubes moleculares hasta que han evolucionado, ya que el disco es el proveedor del material del que se forman los objetos estelares jóvenes. En el siguiente capítulo describimos los estudios que se han hecho de HH30, así como sus principales características. En la última sección de ese capítulo establecemos los objetivos que nos hemos trazado al realizar esta investigación.



# Capítulo 2

## HH 30

Este capítulo está estructurado de la siguiente manera; en la primera sección explicamos las características generales de HH 30, en seguida discutimos los diferentes estudios que se han realizado de esta fuente, posteriormente mencionamos los mecanismos que se han propuesto como responsables de la asimetría variable de HH 30, luego damos un ejemplo que también muestra variabilidad fotopolarimétrica, y por último, establecemos los objetivos que queremos alcanzar con este estudio.

### 2.1. Generalidades de HH 30

Estudios preliminares de HH 30 determinaron que era un objeto Herbig-Haro (objeto HH) por tres características principales: muestra líneas de emisión de [SII]  $\lambda\lambda 6717, 6731$ , [OI]  $\lambda\lambda 6300, 6363$  y  $H\alpha$   $\lambda 6563$  (ver el espectro de la izquierda de la Figura 2.1); el cociente de [SII]/ $H\alpha$  es alto, y la emisión en el continuo es muy débil. En general los objetos HH son excitados por choques que exhiben líneas de emisión de baja excitación en el espectro óptico pero con una componente pequeña, o casi nula de continuo. En el caso particular de HH 30, como se ve en la Figura 2.1, su espectro muestra claramente las líneas que caracterizan a objetos HH; sin embargo en estudios posteriores se determinó que HH 30

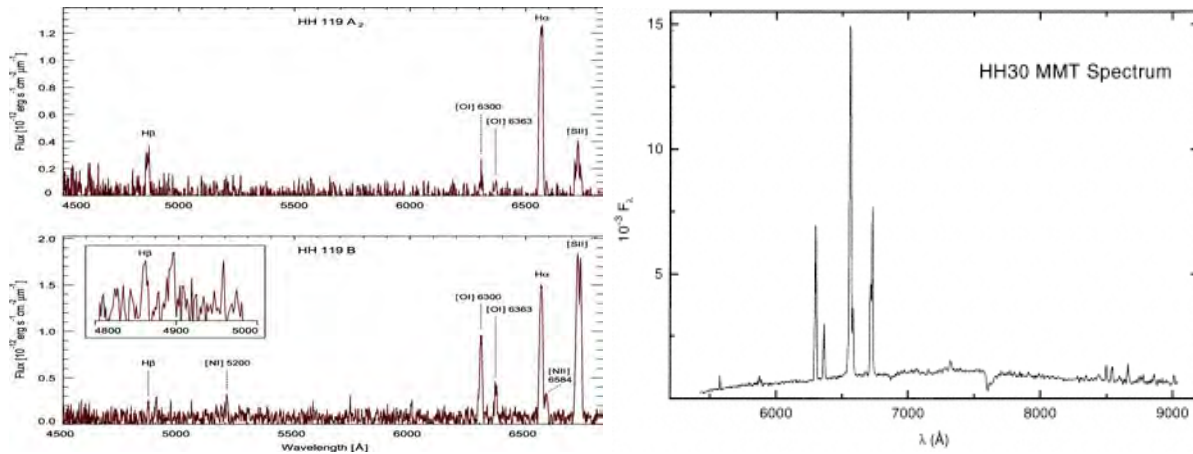


Figura 2.1: En la figura del lado izquierdo está el espectro de un objeto clásico HH-119 (Galfalk y Olofsson 2007) del glóbulo oscuro B335, en el que se muestran las líneas características de los objetos HH. Por comparación en la figura de la derecha se muestra el espectro óptico de HH 30 tomado con el MMT (*Multiple Mirror Telescope*), en la que se muestra la emisión de [SII]; [OII]; H $\alpha$  y el triplete de Calcio - características típicas de un objeto herbíg-Haro clásico y de una estrella *T Tauri* clásica (Wood et al. 1998).

no es un objeto HH clásico, si no que corresponde a una fuente del tipo *CTTS*.

HH 30 es un objeto estelar joven (*CTTS*), que está dentro de la nube molecular L1551 en la constelación de Tauro localizada a una distancia de  $140 \pm 10$  pc (Kenyon, Dobrzycka y Hartmann 1994). Los sistemas que se encuentran en el campo de HH 30 son HL Tau, XZ Tau y LkH $\alpha$  358 (ver Figura 2.2) que son *YSOs* quizá con la misma edad de  $10^5$  años (Mundt, Brugel y Buhake 1987; Stapelfeldt et al. 1995). Tanto HH 30, HL Tau y XZ Tau están eyectando material (*outflows*) que al chocar con el medio interestelar producen objetos HH clásicos.

El brillo de HH 30 varía por 1.5 magnitudes o más en una escala de tiempo de algunos días y es por esto que se le ha denominado “V1213 Tau”, que es la nomenclatura típica para una estrella variable en la constelación de Tauro. Como fuente infrarroja se le denomina IRAS 04287+1806 del catálogo de fuentes infrarrojas. Las coordenadas ecuatoriales J(2000) son  $\alpha = 04\ 31\ 37.5$ ,  $\delta = +18\ 12\ 25$ , que en coordenadas galácticas corresponden a  $l = 178.88$ ,  $b = -19.99$  (Mundt y Fried 1983).

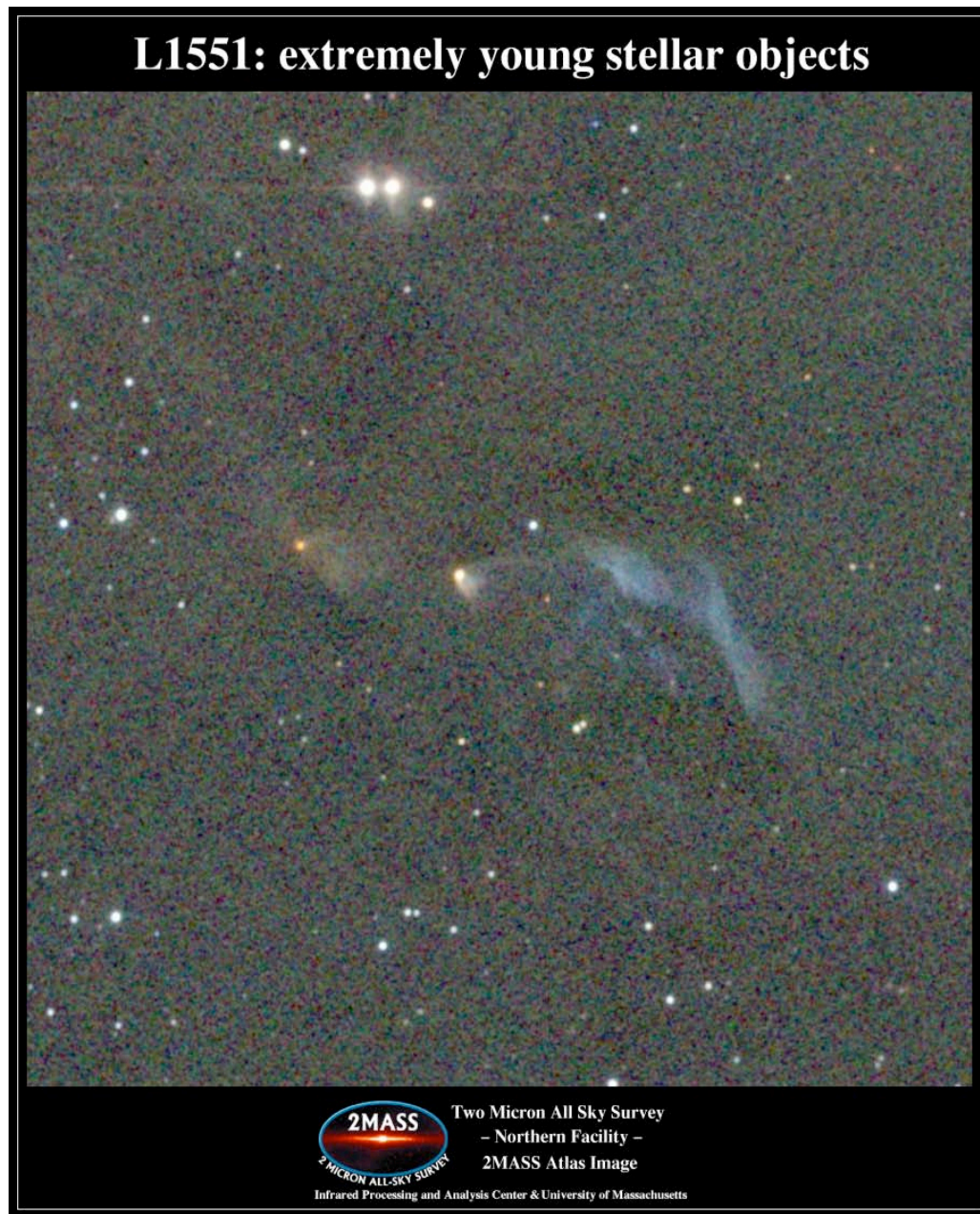


Figura 2.2: Imagen del *Two Micron All-Sky Survey* de la nube L1551, la que contiene algunos objetos estelares jóvenes de baja masa. La nebulosidad amarilla al centro de la imagen es IRS 5 que posee un flujo (*outflow*) que se extiende hacia el suroeste. La fuente rojiza del sureste es L1551-NE (Hodapp y Ladd 1995). Los dos objetos brillantes al norte son las estrellas *T Tauri* HL Tau (Close et al. 1997) y XZ Tau, HH 30 (Burrows et al. 1996) es la fuente al sur de éstas y la del suroeste es LKH $\alpha$  358. El tamaño del campo es  $14.6' \times 15.1'$ , este mosaico fue realizado por E. Kopan.

Las magnitudes características en el sistema *BVRIJHK* son: (i)  $m_B \sim 19.78$ , (ii)  $m_V = 18.33 \pm 0.55$ , (iii)  $m_R \sim 16.40$ , (iv)  $m_I \sim 17.30$ , (v)  $m_J = 15.18 \pm 0.06$ , (vi)  $m_H = 14.24 \pm 0.05$ , (vii)  $m_K = 13.37 \pm 0.04$ , (Cutri et al. 2003; Mundt y Fried 1983; SIMBAD 2008; Vrba, Rydgren y Zak 1985; Watson y Stapelfeldt 2007; Wood et al. 2000b), los errores en los colores indican el intervalo típico de variación. Los colores observados en  $V - I$  son casi constantes a  $1.82 \pm 0.13$ , el intervalo final del color intrínseco probable  $R - I$  de la fuente iluminadora es  $+0.4$  a  $+1.6$ . El intervalo probable de  $V - R$  para la luz estelar reflejada por el disco es de  $+0.3$  a  $+1.7$  magnitudes (Watson y Stapelfeldt 2007).

El sistema consiste de una nebulosa de reflexión bipolar compacta (Burrows et al. 1996), que está cortada en dos partes por un disco circunestelar ópticamente grueso y unos chorros *jets* muy colimados (Mundt et al. 1990). Es un ejemplo de la estrecha relación entre el disco de acreción y los chorros o flujos bipolares, (*jets*), en sistemas muy jóvenes.

Observaciones del *HST* en Tauro, con resolución de 10 UA, muestran unos chorros muy colimados, con un ángulo de abertura de  $3^\circ$ , y muy extendidos, de aproximadamente  $\sim 0.1$  pc (Mundt, Brugel y Buhrke 1987; Mundt et al. 1990). Se propone que los chorros observados en el óptico a un ángulo de posición de  $32^\circ$  (Burrows et al. 1996; Ray et al. 1996), son impulsados de dos regiones del sistema: de la región interna de gas y polvo permitiendo que el material pierda momento angular y por lo tanto que el material del disco caiga sobre la estrella; o que emanen de la propia estrella debido a los eventos de acreción sobre la fotosfera (Burrows et al. 1996).

Por otro lado, el disco de gas y polvo asociado a este objeto se observa en absorción en el óptico y tiene un tamaño aproximado de  $\sim 450$  UA de diámetro (Burrows et al. 1996). Este disco se ve casi de canto, a una inclinación de  $i \sim 10^\circ$  (Watson y Stapelfeldt 2004), y oscurece la luz de la estrella. Las nebulosas superior e inferior se observan en emisión debido a que el polvo, depositado en el disco, dispersa la luz estelar. La superficie del disco tiene forma acampanada (*flared*), lo que significa que conforme el radio del disco va aumentando, la escala de altura del mismo también va aumentando, creando una región

extendida de polvo que dispersa la luz de la fuente central.

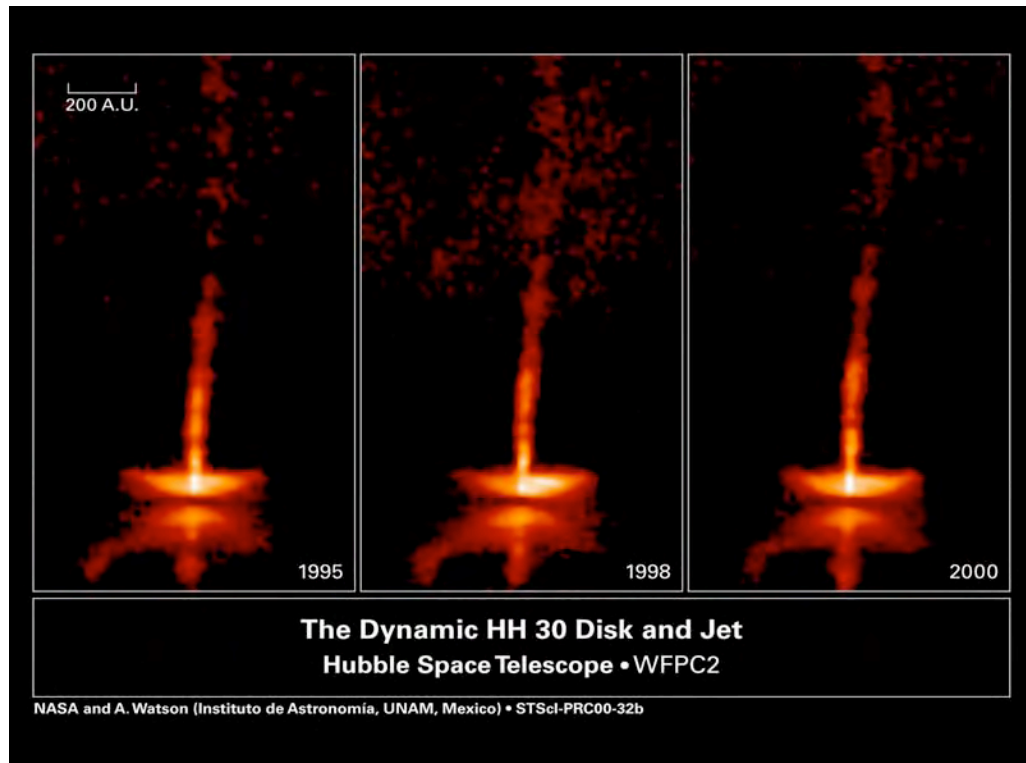


Figura 2.3: Imágenes del *HST* de HH 30, se observa claramente el disco de reflexión perpendicular a los flujos bipolares, en tres épocas, obsérvese la diferencia en el brillo entre las imágenes de 1995 y 1998. Créditos: NASA, Alan Watson (Universidad Nacional Autónoma de México), Karl Stapelfeldt (Jet Propulsion Laboratory), John Krist and Chris Burrows (European Space Agency/Space Telescope Science Institute).

Una peculiaridad de este objeto es que muestra dos tipos de asimetrías: una en el disco y la otra en los *jets*. Esta última asimetría es muy evidente, en la Figura 2.3, donde se ve que el *jet* superior tiene una mayor extensión que el inferior. Además el chorro del sur tiene un ángulo de apertura mayor, casi del doble que el del norte (Burrows et al. 1996; Mundt et al. 1990). En los *jets* existen nudos de material chocado que tienen movimientos propios entre 100 y 300 km s<sup>-1</sup>. Sin embargo, estos nudos no muestran una correspondencia uno a uno entre el chorro del norte y el del sur, por lo que se dice que cada uno de los chorros son acelerados de manera diferente (Burrows et al. 1996). La otra asimetría tiene que ver con las nebulosas de reflexión, en particular con la nebulosa superior. Observaciones en el óptico

y en el infrarrojo cercano (Watson y Stapelfeldt 2007), muestran una asimetría variable en la nebulosa superior, que no es tan evidente en la nebulosa inferior. En este estudio nos enfocaremos en la asimetría de la nebulosa superior de reflexión. En el cuadro 2.1 se resumen las características de HH 30 y en la siguiente sección describimos los estudios de variabilidad sobre HH 30, organizándolos cronológicamente.

## 2.2. Estudios Previos Realizados de HH 30

En esta sección discutiremos las observaciones y modelos que se han realizado de esta fuente, enfocándonos en la variabilidad que se observa en la nebulosa superior.

Burrows et al. (1996) hicieron observaciones de alta resolución de HH 30 con la *Second Wide Field and Planetary Camera (WFPC 2)* del *HST* en dos épocas: el 25 de febrero de 1994 y el 5 de enero de 1995. Las imágenes muestran al objeto compuesto por unos chorros (*jets* o *outflows*) muy colimados perpendiculares a un disco ópticamente grueso que oscurece la luz de la fuente central, que explica la baja luminosidad del objeto. En sus imágenes se observa que el brillo relativo tanto de la nebulosa superior como de la inferior sufrió un cambio al componer imágenes de ambas épocas, de aproximadamente de 0.5 magnitudes. Sin embargo, asimetrías en el distribución de la luz muestran que el disco no está en estado de acreción cuasiestático, o que la dispersión observada proviene de una envolvente asimétrica. Utilizaron modelos con una sola dispersión y con dispersión múltiple de un disco circunestelar ópticamente grueso visto casi de canto que oscurece la estrella central para comparar con sus observaciones. En sus modelos supusieron simetría axial, para la densidad superficial del disco, suponen que el disco es verticalmente isoterma. Tomaron una ley de potencias de la forma  $\Sigma(r) = \Sigma_0(r/r_0)^{\alpha+\beta}$ ; para la escala de altura,  $H(r) = H_0(r/r_0)^\beta$ ; la densidad del disco en cualquier punto tiene la forma  $\rho(r, \theta, z) = \rho_0(r/r_0)^\alpha \exp[-|z|^\xi/2H^\xi(r)]$ , donde  $\rho_0$  es la densidad del plano medio al radio  $r_0$ . El mejor modelo que ajustó a las observaciones fue con los siguientes parámetros libres: la variación

Cuadro 2.1: Las características observacionales y teóricas de HH 30

HH 30: <i>CTTS</i> , observacionales		
Nombres	HH 30 V1213 Tau IRAS 04287+1806	
Localización	Constelación: Tauro	Nube Molecular L1551
Distancia	140±10 pc	
Coordenadas Ecuatoriales	$\alpha = 04\ 31\ 37.5$	$\delta = +18\ 12\ 25$
Galácticas	$l = 178.88$	$b = -19.99$
Tipo espectral	M0V	
Temperatura	T $\sim$ 3850 K	
Masa de la estrella	$M_* \sim 0.5 M_\odot$	
del disco	$M_d = 6.7 \times 10^{-4} M_\odot$	
Edad	$10^5$ años	
Magnitudes	$m_B \sim 19.78$ $m_V = 18.33 \pm 0.55$ $m_R \sim 16.40$ $m_I \sim 17.30$ $m_J = 15.18 \pm 0.06$ $m_H = 14.24 \pm 0.05$ $m_K = 13.37 \pm 0.04$	
Colores	$V - I = 1.82 \pm 0.13$ $(R - I)_* \sim +0.4 - +1.6$ $(V - R)_{disp} \sim +0.3 - +1.7$	
Jets	Colimados: 3° de apertura Extensión $\sim 0.1$ pc Ángulo de posición = 32° Velocidad $\sim 100$ y $300$ km s $^{-1}$ Asimétricos por la extensión	
Disco	Geometría: <i>flared</i> Diámetro $\sim 450$ UA Inclinación de $i \sim 10^\circ$ Asimetría Variable	

radial de la densidad  $\alpha = -2.23$ , la inclinación del disco de  $\sim 7.5^\circ$ , la función fase de dispersión por polvo  $g = 0.64$ , la densidad del plano medio  $\rho_0 = 4.1 \times 10^{-17}$  g cm $^{-3}$ , escala de altura  $H_0 = 15.5$  UA, el grado de *flaring*  $\beta = 1.45$ , con  $r_0 = 100$  UA, con opacidad  $\tau = 120$  cm $^2$  g $^{-1}$  y albedo  $a = 0.5$ . Con estos parámetros la masa del disco es del orden de

$4 \times 10^{-4} M_{\odot}$ . Los parámetros fijos del modelo fueron el radio interno de 0.5 AU y el externo de 250 AU. Estos parámetros son razonables al ajuste hecho a sus observaciones, por el grado de *flaring* tan alto, el disco está más expuesto a la radiación estelar, que un disco plano. Por lo tanto, un disco acampanado es mucho más caliente, a mayores radios, que un disco plano, provocando un exceso más pronunciado en el *FIR*. Los modelos que realizaron restringen la escala de altura a 15 UA, al radio del disco de 100 UA. El requisito de soporte de presión relaciona a esta escala de altura a una temperatura de 34 K a 100 UA; si la masa de la estrella central es de  $0.67 M_{\odot}$  la luminosidad bolométrica es  $1 L_{\odot}$ . La edad que calcularon fue del orden de  $10^5$  años y la masa total del disco (gas + polvo) fue del orden de  $0.006 M_{\odot}$ .

Wood et al. (1998) aplicaron modelos de luz dispersada a las observaciones de Burrows et al. (1996) y concluyeron que el sistema puede ser clasificado como una *T Tauri clásica*. Reproducen una SED en el *FIR* para HH 30, como la que se muestra en la Figura 2.4. Adicionalmente Wood et al. (1998) restringieron sus modelos para ser aplicado a discos casi de canto, debido a que a mayor inclinación la radiación estelar empieza a dominar y es mayor en varios órdenes de magnitud a la radiación del disco. Utilizaron parámetros tales como la inclinación del disco, la masa, la escala vertical, el exponente de la densidad radial y la función fase de dispersión similares a los que utilizaron Burrows et al. (1996). Sin embargo, se propuso que el grado de *flaring* debería ser del orden de  $9/8 \leq \beta \leq 3/2$ , pues con el valor que utilizaron Burrows et al. (1996) para este parámetro, se sobreestimó el exceso en el *FIR* (ver Figura 2.4). Además Burrows et al. (1996) tomaron el radio interno del disco como de 0.5 UA lo que no produce exceso en el *NIR* (ver Figura 2.4), por lo que Wood et al. (1998) decidieron tomar un radio interno del disco del orden de  $3R_*$ , valor típico utilizado en modelos de discos de acreción magnetosférica. La masa requerida para producir el disco de polvo, observado, fue del orden de  $2.5 \times 10^{-4} M_{\odot}$ , que esta masa sea tan baja implica que HH 30 sea un sistema más evolucionado. Sin embargo, las imágenes de la banda *I* (del *HST* de Burrows et al. (1996)) muestran material a altas latitudes, por lo que Wood et al. (1998) incluyeron en sus modelos una envoltente difusa que aun está cayendo



al disco. Además, la presencia de este material y los fuertes chorros asociados a HH 30 implican que es un sistema más joven de lo que se había pensado. Aunque propusieron otra explicación que consiste en suponer que las posibles interacciones gravitacionales con otros objetos cercanos podrían haber producido que la envoltura inicial de donde se formó HH 30 tuviera una baja masa inicial.

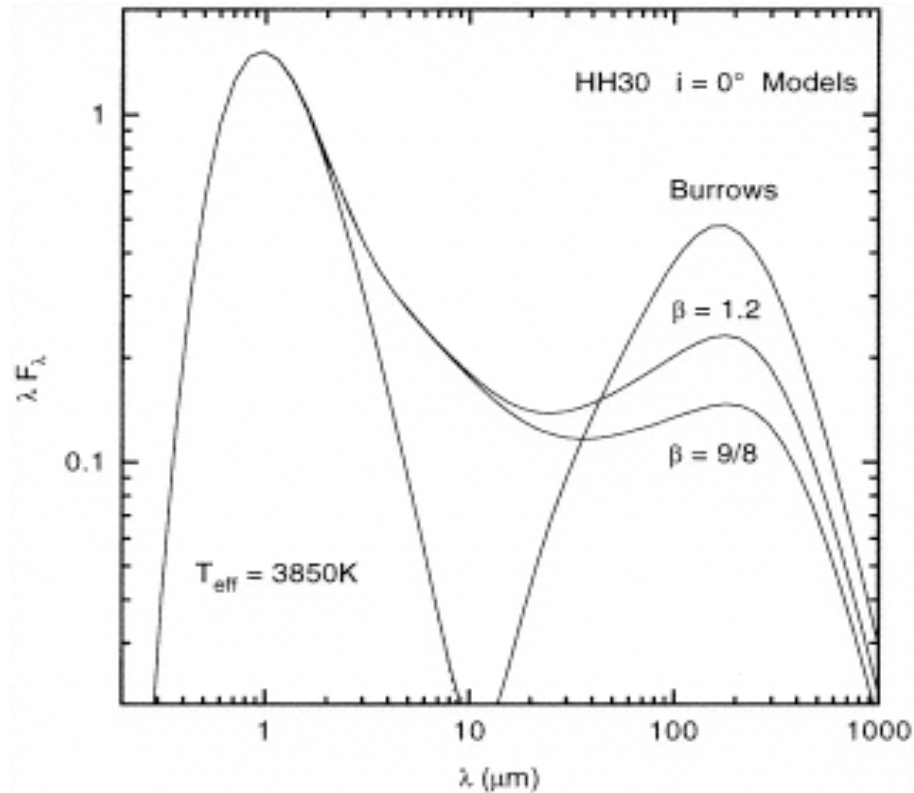


Figura 2.4: Modelo de la distribución espectral de energía para HH 30 calculada por Wood et al. (1998), para las observaciones de Burrows et al. (1996). En la que se muestra un espectro de un cuerpo negro de temperatura 3850 K. No hay emisión en el *NIR*. La emisión del polvo en el *FIR* está modelada con dos valores para el grado de ensanchamiento de la escala de altura conforme crece el radio del disco.

Wood y Whitney (1998) realizaron modelos para reproducir la variabilidad observada por Burrows et al. (1996). Los modelos consisten en un disco de polvo que dispersa la luz de la fuente central. La variabilidad, tanto fotométrica como polarimétrica, es otra característica particular de las estrellas *T Tauri*. Una explicación para la variabilidad fotométrica son los *hot spots* o anillos sobre la superficie estelar. Éstos están directamen-

te relacionados con el proceso de acreción y producen el exceso en longitudes de onda Ultra-Violetas (*UV*). Además, la misma rotación de la estrella provoca que ese exceso esté variando. La variabilidad fotométrica puede ser explicada porque los *hot spots* son intrínsecamente polarizados y además, su radiación, al ser dispersada por el polvo depositado en el disco circunestelar, también se polariza. Posteriormente Wood y Whitney (1998) construyeron un modelo con la misma estructura de Burrows et al. (1996) en el que los *hot spots* no son simétricos con respecto al eje de rotación del disco y se encuentran en puntos diametralmente opuestos en la superficie de la estrella, con temperaturas mayores a las fotosféricas. Las consecuencias observables del proceso de acreción magnetosférica son variaciones fotométricas y polarimétricas de la iluminación del disco. Wood y Whitney (1998) propusieron que, se obtienen modulaciones periódicas en la fotometría y la polarimetría cuando la tasa de acreción es constante durante un periodo de rotación de la estrella. Similarmente sugieren que una tasa de acreción variable inducirá una variación fotopolarimétrica estocástica. De modo que predijeron la existencia de una correlación entre la fotometría y la polarimetría, es decir, que a máxima polarización le corresponde un brillo mínimo (Drissen, Bastien y St. Louis 1989).

Continuando con los modelos de transferencia de la radiación, Stassun y Wood (1999) implementaron modelos para investigar la variabilidad fotopolarimétrica en estrellas *T Tauri*. Ellos usaron el modelo de acreción magnetosférica, puesto que ayuda a identificar diagnósticos observacionales de los parámetros tanto de la estrella, como del disco y de los *hot spots*. En sus modelos tomaron en cuenta el tamaño de los *hot spots*, la latitud a la que se encuentran, el radio interno del disco y el ángulo de inclinación del disco. Establecieron que se necesita de un disco con geometría *flared* para reproducir los niveles de polarización y las variaciones que se observan en algunas fuentes *T Tauri*. También propusieron que la variabilidad polarimétrica se podría explicar por una acreción magnetosférica no estacionaria.

Posteriormente Stapelfeldt et al. (1999) reportaron observaciones del *HST* de HH 30,

en las que observaron una asimetría lateral que estuvo ausente en imágenes en 1994 y débilmente visible en 1995. En sus observaciones de la primavera de 1998 la nebulosa de reflexión del noreste parecía ser cuatro veces más brillante que la del noroeste en la banda  $R$ , sin embargo, no observaron la misma asimetría en la nebulosa inferior (ver Figura 2.5). La escala de tiempo de la variabilidad es más corta que el tiempo dinámico de las partes

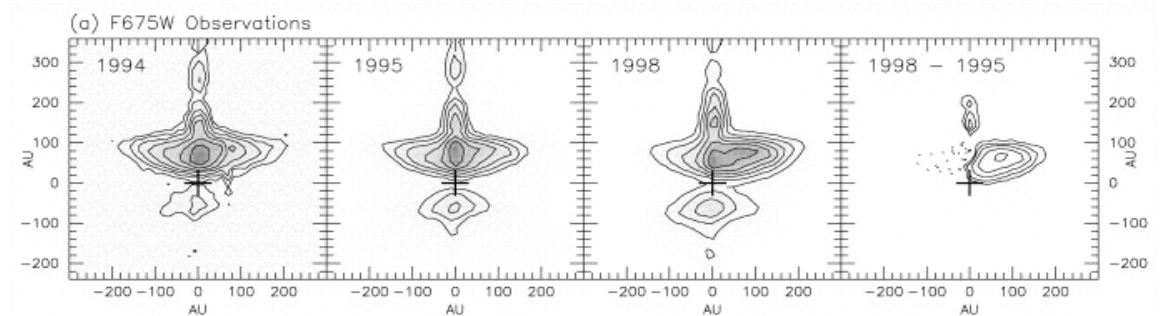


Figura 2.5: Imágenes de HH 30 de *HST-WFPC2* (Stapelfeldt et al. 1999) donde se muestra un disco visto de canto (horizontal) y el chorro (vertical), la posición de la fuente está representada por la cruz. De izquierda a derecha, en 1994 no hay mucha diferencia entre ambos lados de la nebulosa superior, en 1995 los lados derecho e izquierdo del disco fueron casi iguales, pero en 1998 el lado derecho fue 4 veces más brillante que el izquierdo. La última imagen es una resta entre 1998 y 1995.

externas del disco. Argumentaron que el origen de la variación se debe a un patrón de iluminación variable proyectado sobre el disco externo, por cambios que pueden ocurrir en el disco interno o en la misma estrella central, semejante al modelo propuesto por Wood y Whitney (1998). Además, Stapelfeldt et al. (1999), propusieron que los movimientos orbitales de grumos (nubes de polvo) en el disco interno (hasta  $\sim 1$  AU) podrían estar produciendo tal efecto, porque oscurecen y/o dispersan la luz de la fuente central. Las imágenes de los modelos en los que se considera que la variabilidad es provocada por un “faro” que ilumina al disco, muestran que se debería observar la asimetría lateral variable en ambas nebulosas de reflexión, sin embargo este efecto no se observa en HH 30.

Wood et al. (2000a) reportaron observaciones fotométricas en las bandas  $VRI$  de HH 30. Encontraron que es un sistema altamente variable con  $\Delta V \sim 1.5$  magnitudes y  $\Delta I \sim 1.1$  magnitudes, en escalas de tiempo de algunos días. Además encontraron una periodicidad de 19.8 días (con un 97% de probabilidad) y de 11.6 días (con un 95% de

probabilidad), siendo este último periodo más común en estrellas T-Tauri, que el primer valor. Sin embargo, no pudieron distinguir entre ambos periodos y esto podría estar indicando que la variación es estocástica. Utilizaron un código Monte Carlo para hacer simulaciones de la transferencia de la radiación, para estudiar la variabilidad. Encontraron que ésta se puede reproducir con un sólo punto caliente y con granos de tamaño mayor a los del medio interestelar. Sin embargo como veremos en el Capítulo 4, hubo un sesgo en su análisis que consistió en la sobrestimación del grado de significancia de sus periodos. En realidad, ninguno de los periodos reportados en este estudio son significativos.

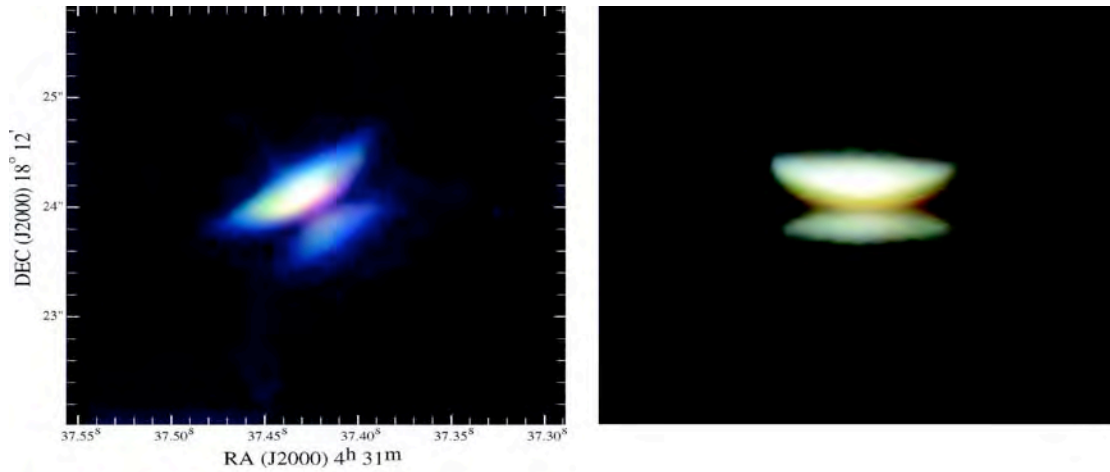


Figura 2.6: La imagen de la izquierda es una composición de las observaciones; WFPC2 F675W es azul (tomada en Diciembre de 1998), NICMOS F110W es verde y NICMOS F204W es rojo (tomadas en Septiembre de 1997). La imagen de la derecha es una composición de los modelos para HH 30 en 3 colores; F110W es azul, F160W es verde y F204W es rojo. Los parámetros del modelo se describen en el texto. Imágenes tomada de (Cotera et al. 2001).

Cotera et al. (2001) realizaron observaciones en el *NIR* del *HST*, con los filtros: F110W, F160W, F187W, F204W y F212W. La imagen de HH 30 que obtienen está en el panel izquierdo de la imagen de la Figura 2.6. Para reproducir sus observaciones hicieron un modelo de transferencia radiativa en el que suponen un solo punto caliente de temperatura  $T_s = 10^4 K$  como el causante de la iluminación de la nebulosa superior del sistema; una temperatura de la estrella de  $T_* = 3000 K$ , un tamaño del punto caliente  $\Delta\theta_s = 20^\circ$  a una latitud de  $\phi_s = 60^\circ$ . Los parámetros del disco que usaron, fueron un exponente en la escala

de altura del disco de  $\beta = 58/45$  (Chiang y Goldreich 1997), un exponente de la densidad del disco de  $\alpha \sim 2.37$ , un radio estelar de  $R_* = 2.5 R_\odot$ , un radio interno  $R_{min} = 6 R_*$  y una escala de altura a la superficie de la estrella de  $h_0 = 0.011$  UA y el radio del disco con una extensión de 200 AU (ver la imagen derecha de la Figura 2.6). Además derivan un límite superior para la extinción a esa región de  $A_V = 4.1 \pm 0.9$  interestelar, consistente con otras fuentes en Tauro. Los modelos de transferencia radiativa requieren de una extinción en el disco de  $A_V = 7900$ . Suponiendo que HH 30 es una fuente de tipo espectral M0V (Kenyon, Dobrzycka y Hartmann 1994) con temperatura  $\sim 3850$  K (Kenyon et al. 1998) a una distancia de 140 pc y correcciones de color y bolométricas (Kenyon y Hartmann 1995), Cotera et al. (2001) calcularon que la luminosidad está en el rango  $\sim 0.2-0.9L_\odot$  y la masa mínima del disco es del orden  $M_d = 6.7 \times 10^{-4} M_\odot$ . Este modelo es consistente con la variabilidad de 1.5 magnitudes en un periodo de algunos días que calcularon Wood et al. (2000a).

Watson y Stapelfeldt (2004) reportan nuevas observaciones de HH 30 a  $0.44\mu\text{m}$  y  $0.81\mu\text{m}$ , y además utilizaron las de Cotera et al. (2001) a  $2.04\mu\text{m}$ . También modelan estas imágenes usando códigos con multidispersión variando y ajustando los parámetros del disco y los cocientes de opacidad del polvo a estas longitudes de onda. En los modelos suponen una estrella de radio  $2R_\odot$ , una densidad del disco y los parámetros  $\beta$  y  $p = \alpha + \beta$  como los de Burrows et al. (1996), un radio interno del disco de  $6 R_\odot$  y 250 AU de radio externo. Suponen la opacidad  $\kappa_\lambda$  por unidad de masa, el albedo  $\alpha_\lambda$  y el parámetro de asimetría  $g_\lambda$  constantes para cada longitud de onda a través del disco. Los resultados se muestran en la Figura 2.7, en la que se puede ver que los modelos se ajustan muy bien a las diferentes longitudes de onda. También concluyen que hay una amplia variedad de geometrías que proporcionan ajustes adecuados a los datos: no hay un solo ajuste para la geometría del sistema.

Pety et al. (2006) observaron a HH 30 con el interferómetro *Plateau de Bure* (que pertenece al instituto de Radioastronomía Milimétrica: *IRAM: Institut de Radio Astronomie*

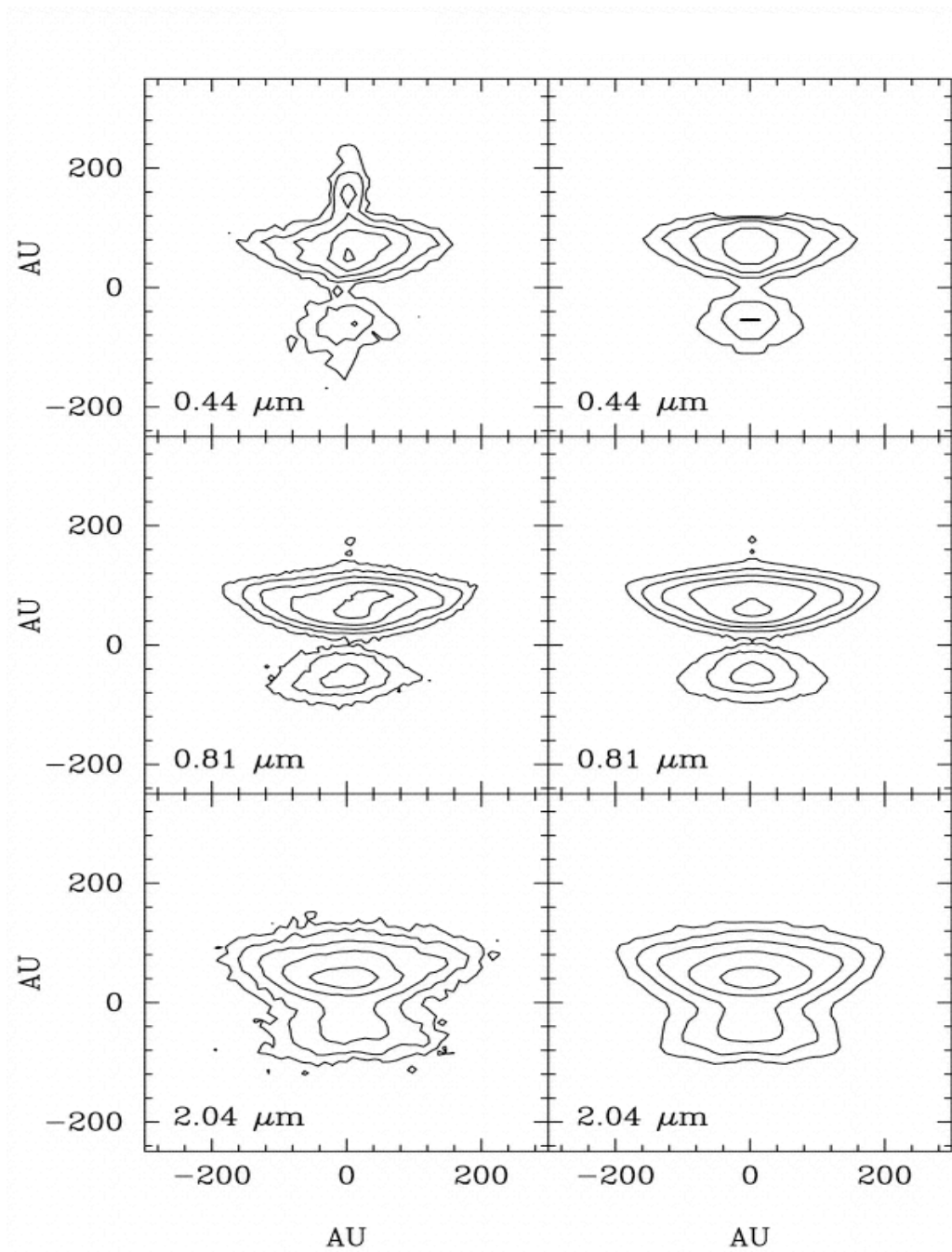


Figura 2.7: La columna de la izquierda muestra contornos de las observaciones a las longitudes de onda de 0.44, 0.81 y 2.04  $\mu\text{m}$ , a la derecha se muestran imágenes de los modelos propuestos por Watson y Stapelfeldt (2004)

*Millimétrie*), el disco y el flujo, para restringir los parámetros que caracterizan tanto a la estrella como al disco. Obtuvieron observaciones de alta resolución angular a 2.7 y 1.3 mm y en las líneas de  $^{13}\text{CO}$   $J=2-1$  y  $J=1-0$  y  $\text{C}^{18}\text{O}$   $J=1-0$ . Con estas observaciones dedujeron que la rotación del disco es kepleriana, usaron una distancia de 140 pc para determinar que la masa de la fuente central es del orden de  $0.45 M_{\odot}$  y que el disco de gas tiene un diámetro de 420 UA. Sus imágenes muestran que hay un flujo característico en forma de “V” con un ángulo de apertura de  $30^{\circ}$  y de baja velocidad, más o menos del orden de  $12 \text{ km s}^{-1}$ . Adicionalmente, determinaron que la edad de la fuente es del orden de  $1.4 \times 10^6$  años, y que está rodeada por un disco de masa  $4 \times 10^{-3} M_{\odot}$ .

Watson y Stapelfeldt (2007) reportan 18 épocas de observación del *HST*, desde 1994 hasta 2005 y muestran que la nebulosa superior derecha fue la más brillante en 12 ocasiones, sólo 4 veces se obtuvieron imágenes simétricas y en 2 ocasiones la nebulosa superior izquierda fue la más brillante. Ellos reportaron que la escala de tiempo de la asimetría debe ser menor a 300 días. Sin embargo no pudieron determinar un periodo de la variabilidad con precisión. Otro resultado muy importante de este estudio es que determinaron que el color de HH 30 se mantiene casi constante  $\sim 1.82$ .

Anglada et al. (2007) presentan observaciones de [SII] de HH 30 y de la región HL/XZ Tau obtenidas en dos épocas, así como espectroscopía óptica del *jet* de HH 30. Midieron movimientos propios de  $100\text{--}300 \text{ km s}^{-1}$  para el *jet* y el *contra-jet* de HH 30. Mientras que para el *jet* de HL Tau midieron un movimiento propio de  $120 \text{ km s}^{-1}$ . Para el *jet* de HH 30, los ángulos de inclinación con respecto al plano del cielo son de  $0^{\circ}\text{--}40^{\circ}$ , y para el *jet* de HL Tau es de  $60^{\circ}$ . Comparaciones con observaciones previas sugieren que los nodos del *jet* consisten de estructuras persistentes. La estructura del *jet* completo de HH 30 puede ser descrita por un *jet* balístico que se menea, dándose por un movimiento orbital del *jet* de la fuente alrededor de la primaria o de una precesión del eje del *jet* debido a efectos de marea de una compañera. En el primer escenario el periodo orbital será de 53 años y la masa total entre  $0.25$  y  $2 M_{\odot}$ . En el escenario de precesión, la masa de la fuente del

*jet* sería de  $\sim 0.1-1 M_{\odot}$ , el periodo orbital menor a 1 años y la masa de la compañera menor que algunos veces  $0.01 M_{\odot}$ , siendo un objeto subestelar o un exoplaneta gigante. En ambos escenarios se requiere de un sistema binario con una separación menor a 18 UA ( $< 0.13''$ ). Mientras que el disco *flared* observado con el *HST* es de  $\sim 250$  UA entonces se concluye que el disco es circumbinario (si tuviera una compañera subestelar) en lugar de ser un disco circunestelar estandar o de transición (si fuera un planeta).

En el espectro de las fuentes *T Tauri* se observan las líneas prohibidas [OI]  $\lambda 6300\text{\AA}$ ; [SII]  $\lambda 6731\text{\AA}$  y algunas otras, que se forman en el viento del disco. Tambovtseva y Grinin (2008a) usaron el modelo del viento estelar para determinar la tasa de perdida de masa con la ayuda de aquellas líneas de emisión. El perfil de esas líneas prohibidas ayuda a identificar dos componentes del viento; una componente de alta velocidad que pertenece al *jet* o a una región del disco muy cercana a la estrella, y una componente de baja velocidad que se forma en la periferia del disco<sup>1</sup>. Ambas componentes del disco se han observado en la fuente HH 30 y como mencionamos antes, el jet de HH 30 tiene velocidad  $\sim 300 \text{ km s}^{-1}$ . Observaciones de líneas moleculares de CO (Pety et al. 2006) revelan que, en la misma dirección del jet, se existe un flujo bicónico lento con una velocidad típica de  $20 \text{ km s}^{-1}$  con una apertura de  $30^{\circ}$ . La tasa de pérdida de masa estimada en este flujo bicónico es de  $\sim 6.3 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ años}^{-1}$ , mientras que la tasa de perdida de masa en el viento del disco es menor por casi dos ordenes de magnitud,  $\sim 10^{-9} M_{\odot} \text{ años}^{-1}$ . Por lo tanto, una gran cantidad de la energía cinética del viento del disco ( $L_w \approx 6 \times 10^{31} \text{ erg/s}$ ) viene de la aceleración del material en el *jet* angosto colimado, mientras que la mayoría de la masa se pierde en la componente del viento de baja velocidad.

Tambovtseva y Grinin (2008b) hicieron modelos de observaciones interferométricas de HH 30 en la línea molecular  $^{12}\text{CO}$  (J=1-2), revelando que el flujo de este objeto tiene una componente de baja velocidad ( $12 \text{ km s}^{-1}$ ). En este artículo discuten dos modelos de viento del disco de baja velocidad, toman al sistema como binario, con un periodo de

<sup>1</sup>la componente de alta velocidad esta entre  $200$  y  $400 \text{ km s}^{-1}$ , mientras que para la componente de baja velocidad es del orden de  $5-40 \text{ km s}^{-1}$ .



53 años y otro menor o igual a 1 año. Sus resultados muestran que en el primer caso el flujo tiene una estructura espiral debido a la suma de velocidades del movimiento orbital y del viento del disco, pero tal estructura contradice las observaciones de Pety et al. (2006). En el segundo caso el cono de flujo demuestra una simetría relativa al eje del sistema y concuerda muy bien con las observaciones; además el *jet* acelerado, y el flujo molecular se originan en diferentes regiones del disco circumbinario. El *jet* proviene del disco interno de la primaria y el flujo molecular de la región central del disco circumbinario. Concluyen que la componente de polvo del viento del disco inhomogéneo podría ser la fuente de la extinción variable tanto en HH 30 como en otros YSO's.

Guilloteau et al. (2008) realizaron observaciones de muy alta resolución angular en el continuo a 1.3 mm con el interferómetro *Plateau de Bure*. Además estimaron que la edad del sistema podría ser menor a  $2 \times 10^6$  años. Luego usaron un modelo de disco estándar para ajustar los datos del continuo y de línea, y para derivar las propiedades del disco tales como: que el radio interno del sistema está truncado por marea a  $37 \pm 4$  UA, lo que implica que si fuera un sistema binario el semieje mayor sería 15 UA. También encuentran que el disco es ópticamente delgado a 1.3 mm y que el índice de opacidad del polvo es  $\sim 0.4$  (indicando la presencia de granos de polvo de tamaño centimétrico), que el disco tiene una inclinación de  $81 \pm 2^\circ$ , y calculan una escala de altura de  $11 \pm 3$  UA a 100 UA, con una temperatura de 9 a 10 K, y encuentran un radio del disco externo de 130 UA.

Hasta aquí dejamos la parte cronológica de los estudios de HH 30. En la siguiente sección discutiremos los mecanismos que se han propuesto para explicar la variabilidad que se observa en HH 30. Como comentario de esta sección podemos decir que a pesar de que se ha realizado un arduo trabajo para determinar el periodo de variabilidad, sólo se ha conseguido restringirlo, pues sabemos que tiene que ser menor a 1 año. Una vez que se pueda determinar el periodo, se podría entender mejor el mecanismo que esté originando la asimetría variable. Periodos de tiempo cortos en la variación de la asimetría están asociados con mecanismos localizados a menos de 1 UA de la estrella central, mientras

que periodos del orden de 1 año (o de algunos años) están asociados con el borde del disco interno. En la siguiente sección se discuten los posibles mecanismos que pudieran estar causando la variabilidad de HH 30.

### 2.3. Mecanismos Responsables de la Variabilidad

En esta sección se presentan algunos de los mecanismos propuestos para describir la variabilidad de HH 30 y se mencionan los periodos que se esperarían para cada uno de aquellos.

Burrows et al. (1996) argumentaron que las asimetrías en el sistema podrían deberse a que el disco no ha llegado a un estado estacionario de acreción, por lo tanto podría presentar acreción variable, o que la dispersión observada podría ser causada por una envolvente con una distribución de material asimétrica muy cerca de la estrella. Esta variabilidad asimétrica podría ser causados por manchas calientes sobre la superficie de la estrella o variaciones en la parte interna del disco. Proponen que la tasa de eyección, de nudos en el *jet* que es del orden de un nudo cada 2.5 años, podría estar relacionada con el periodo de variabilidad que se observa en HH 30. Sin embargo, sólo pudieron restringir el periodo de variabilidad a un año, debido a que en sus observaciones estaban separadas por ese tiempo. En sus imágenes observaron que la nebulosa superior noreste tuvo una disminución de 0.5 magnitudes y que la inferior suroeste tuvo un aumento en el brillo de la misma magnitud.

Wood y Whitney (1998) propusieron que una modulación rotacional de las manchas calientes sobre la superficie de la estrella o una falta de uniformidad, debido a un cambio del tamaño o de la temperatura, de las manchas provocarían las variaciones. Si el polo magnético está un poco inclinado con respecto al eje de rotación de la estrella, el cuerpo de la misma estaría tapando estas manchas calientes, produciendo un patrón de iluminación que se mueve por el disco mientras la estrella rota. Por lo que proponen que la escala

de tiempo de la asimetría debería ser del orden de su periodo de rotación, es decir entre 5–10 días (ver Figura 1.3).

Stapelfeldt et al. (1999) descartaron que la variabilidad estuviera causada por mecanismos a gran escala. Sin embargo, estuvieron de acuerdo con la propuesta de Wood y Whitney (1998), que las manchas calientes pudieran ser las responsables de la variabilidad o que el disco interno tuviera inhomogeneidades (*warps*), que estuvieran causando sombras en el disco externo (ver Figura 1.3). Propusieron dos posibles mecanismos que pudieran estar produciendo tal efecto: (1) La propagación asimétrica de la luz estelar a través del disco, que sería producida por grumos en el disco interno que estuvieran causando una variación en la absorción o dispersión de radiación. (2) Iluminación asimétrica intrínseca, por ejemplo *hot spots* distribuidos asimétricamente con respecto al eje de rotación del disco. Es importante aclarar que la acreción ocurre a través de las líneas de campo magnético sobre los polos magnéticos y si estos están un poco inclinados, respecto al eje de rotación de la estrella, la misma estrella bloquearía a estos *hot spots*, produciendo un patrón de iluminación variable (ver Figura 1.3). La primera propuesta tiene el inconveniente de que es difícil explicar cómo los grumos sobrevivirían al cizallamiento (*shear*) kepleriano. Con respecto al periodo de variabilidad, Stapelfeldt et al. (1999) compararon unas imágenes en el *NIR* realizadas 6 meses antes que las suyas, en las que nebulosa superior izquierda era evidentemente más brillante que la nebulosa superior derecha, por lo que propusieron que el periodo de variabilidad de la asimetría debería ser de ese orden o menor.

Tambovtseva, Grinin y Weigelt (2006) en su trabajo sobre sistemas binarios jóvenes con semi-eje mayor de 3 UA, en el que consideran a la componente primaria de  $1 M_{\odot}$ , argumentaron que para HH 30 una nube de polvo opaca (provocada por el viento del disco de la secundaria) podría estar causando la variabilidad de este objeto, como una nube eclipsante<sup>2</sup>. Proponen que las partes más densas del viento y la envolvente común pueden ser ópticamente gruesos y pudieran bloquear la radiación estelar dentro de un ángulo

---

<sup>2</sup>Éste mecanismo podría funcionar en HH 30, solo si fuera una binaria cercana, en la que la separación de las componentes es comparable al diámetro de las estrellas

sólido, es decir, que daría la apariencia de una sombra que se mueve con una forma que dependería de la tasa de pérdida de masa, los parámetros del disco y de las propiedades ópticas de los granos de polvo. Si la sombra es causada por el disco de una compañera cercana, la sombra cambiará de posición en un periodo similar al periodo de rotación del sistema, es decir, algunos años.

Watson y Stapelfeldt (2007) consideran los siguientes mecanismos:

- i. Que las eyecciones de material estén provocando la variabilidad que se observa entre 1995 y 1998 (Figura 2.5). Las eyecciones de material harían que la nebulosa se extendiera, sin embargo, en las observaciones que realizaron (Watson y Stapelfeldt 2007) no se observan cambios en la extensión de la nebulosa, pues la asimetría se mantiene confinada en la misma nebulosa existente.
- ii. Proponen que haya “filamentos” de extinción entre la fuente y el observador, es decir, a lo largo de la línea de visión y que estos podrían estar produciendo la asimetría variable. Sin embargo, si estos filamentos existieran, deberían estar concentrados en la dirección de la nebulosa superior, pues sólo en ésta se observa la asimetría.
- iii. Los efectos de iluminación por una compañera se discuten en base a tres posibilidades.
  - a. Primera, que haya una compañera invisible localizada a algunas UAs que este provocando la variabilidad en el disco interno más no en el externo, como se ve en las imágenes de *HST* (Burrows et al. 1996). Si la separación entre ambas estrellas fuera mínima (ambas en contacto o casi en contacto) de tal modo que una ocultara a la otra, entonces se produciría la iluminación variable pero en ambas nebulosas (inferior y superior) cosa que no se observa.
  - b. Segunda, que el disco observado esté orbitando a un sistema binario en el que la secundaria cuente con su propio disco, entonces este podría ocultar la iluminación de la primaria. El disco de la secundaria debería tener un radio

externo de  $1/3$  de la separación entre las estrellas lo que provocaría una sombra de tamaño  $> 2 \arctan(1/3) \equiv 40^\circ$  del disco externo, produciendo la modulación de ambos lados de la nebulosa que sería de  $\approx 20\%$ . Esto también provocaría que la asimetría variable se observara tanto en la nebulosa superior como en la inferior.

- c. Por último, que el sistema sea binario y que una o ambas estrellas sean altamente variables, con una separación de  $\sim 100$  UA, y que estén provocando la variabilidad. Si la órbita de la binaria y el disco observado fueran coplanares producirían variabilidad tanto en la nebulosa superior como en la inferior, pero si la órbita no fuera coplanar una estrella iluminaría la parte derecha de nebulosa superior y la parte izquierda de la inferior al mismo tiempo, característica que tampoco se observa. Esta última posibilidad no es consistente porque es imposible iluminar la nebulosa superior izquierda y derecha, mientras que la inferior permanece invariable.
  
- iv. Que haya fuertes *flares* (destellos o llamaradas) a longitudes aleatorias sobre la superficie de la estrella central, lo que produciría asimetrías variables en el disco con la misma probabilidad en ambos lados de la nebulosa de dispersión. Sin embargo, este fenómeno tampoco explica porque la variabilidad se observa solo en la nebulosa superior y no en la inferior.
  
- v. Un modelo de manchas calientes de acreción sobre la superficie de la estrella implican que el periodo de la iluminación debería ser igual al periodo de rotación de la estrella, más o menos de algunas horas o días. Sin embargo, para muchos YSOs no se puede discernir ningún periodo fotométrico, quizá sea por la transitoriedad de los *hot spots*, por grandes variaciones estocásticas o por las limitaciones temporales de observación. El periodo que se ha encontrado para algunas estrellas *T Tauri* normalmente es  $\leq 12$  días (Bouvier et al. 1993; Edwards et al. 1993), por otro lado Watson y Stapelfeldt (2007) proponen que el periodo de variabilidad tiene que ser

menor a 300 días, lo que es aún consistente con el modelo de *hot spots*.

- vi. Las sombras producidas en el disco externo cuando el disco interno está curvado, producen patrones de iluminación variable. Ésto puede ser causado por una compañera cercana, posiblemente una enana café o un planeta, o quizá por la inclinación del campo magnético de la estrella central. El periodo de la asimetría debería ser del orden del periodo del patrón (orbital o rotacional) de la perturbación en el disco, es decir para periodos por arriba de 300 días las perturbaciones correspondientes deberían estar a una distancia de 1UA de la estrella central. Existen otros tipos de sombras que son producidas al radio de sublimación del polvo en donde se forma una pared vertical que pudiera producir sombras en el disco externo. Por ejemplo una estrella con  $1 L_{\odot}$ , y a la temperatura de sublimación del polvo  $T = 1500$  K, la orilla del disco interno debería estar a 0.04 UA.

Con este estudio de 18 épocas de observación en el *HST* fue imposible determinar un periodo de variación, por lo tanto tampoco fue posible determinar el mecanismo responsable de la variabilidad. Sobre todo porque cualquier mecanismo es intrínsecamente simétrico y debería afectar a ambas nebulosas de reflexión, como en el caso de las eyecciones de material, la compañera cercana, los destellos o llamaradas y las manchas calientes.

Se cree que los fuertes campos magnéticos en estrellas jóvenes alteran significativamente el flujo de acreción del disco en las regiones cercanas a la estrella central. Debido a ese campo magnético se pueden tener diferentes mecanismos que provoquen la variación, entre ellos están, los *hot spots* en la superficie de la estrella (que iluminan al disco externo como un “faro”), una variación en la tasa de acreción y el ocultamiento de la estrella por curvas o abultamientos en el disco interno (provocando sombras en el disco externo). En la región interna, muy cerca de la estrella, a aproximadamente 0.1 UA es en donde se da la conexión entre la eyección (vientos de alta velocidad y flujos) y la acreción magnetosférica.

Hasta aquí hemos hecho una recopilación de las observaciones y los estudios que se han venido haciendo de HH 30, y en resumen podemos decir que no se ha podido determinar ningún periodo para la variación fotopolarimétrica de HH 30, ni tampoco podemos decir si la variación fotométrica es una característica general de las *T Tauri* s o solamente es una particularidad de esta fuente. En seguida discutimos un caso muy estudiado sobre variabilidad en el que se involucra tanto variación fotométrica como polarimétrica, solamente por analogía.

## 2.4. Ejemplo de Otro Objeto Variable

Sería útil poder comparar la variabilidad de HH 30 con otros discos para entender qué aspectos son particulares y cuáles son comunes a todas las estrellas *T Tauri*. Sin embargo, esto es difícil de hacer pues hay muy pocas fuentes que se hayan estudiado y que tengan, como HH 30, tanto variabilidad fotométrica como polarimétrica. Además de esto hay otro problema con las estrellas *T Tauri* y es que la morfología que presentan depende mucho del ángulo en que la estemos observando<sup>3</sup> y entonces presentan morfologías muy variadas. En la siguiente sección describimos a AA Tau una fuente muy peculiar en la que también se ha observado la variabilidad fotopolarimétrica.

### 2.4.1. AA Tau

Como hemos mencionado antes AA Tau es una estrella clásica *T Tauri* variable con un disco de acreción similar al de HH 30. Éste es el caso más estudiado sobre variabilidad y en el que se ha podido establecer cuales son los mecanismos responsables de la asimetría, como veremos más adelante.

Primero introducimos algunas características de AA Tau: es una estrella que se le ha

---

<sup>3</sup>Las podemos estar viendo completamente de frente, a un ángulo intermedio o completamente de canto

clasificado como de tipo espectral K7-M1 (Kenyon y Hartmann 1995). La distribución espectral de energía muestra un exceso en el mediano IR, debido al polvo del disco, también muestra un velamiento (ocultamiento) débil a  $0.6\mu\text{m}$ . La estrella tiene una masa de  $0.8 M_{\odot}$ , un radio de  $1.85R_{\odot}$  y una temperatura efectiva de  $4030\pm 30$  K, se estima que el disco está a una inclinación de  $75^{\circ}$  o mayor (Bouvier et al. 1999). La variabilidad fotométrica está cuantizada en  $8.30 \pm 0.05$  días. Los colores reportados para AA Tau son:  $U - B = -0.01$ ,  $B - V = 0.01$ ,  $V - R = 0.02$ ,  $V - I = 0.02$  (Vrba et al. 1989), y la magnitud en el visual es de  $V = -0.03$  (ver Figura 2.8).

Una peculiaridad de esta fuente es que tiene variaciones fotométricas y polarimétricas. La variación fotométrica de AA Tau se atribuye a que la estrella se oculta detrás de la curvatura del disco interno (*warp*) (Bouvier et al. 2003; Terquem y Papaloizou 2000), debido a que el eje del dipolo magnético está inclinado  $\sim 75^{\circ}$  con respecto al eje de rotación de la estrella; la magnitud del campo magnético es del orden de 5.2 kG (Terquem y Papaloizou 2000). Suponiendo que el sistema disco-estrella tiene un disco kepleriano, la curvatura del disco interno debe estar localizada a aproximadamente 0.07 UA, produciendo una amplitud de la variación fotométrica de 0.016 magnitudes. El ocultamiento de la estrella provoca una variación  $\Delta V \sim 1$  magnitud que tiene una duración de 3 a 4 días y se repite cada 8.2 días (Terquem y Papaloizou 2000). En la Figura 2.8 se muestra la variabilidad de AA Tau en las bandas BVRI.

El análisis polarimétrico muestra que la variación de la polarización lineal, en la banda V del continuo, de la fuente incrementa de  $p \sim 0.6\%$  a  $1.3\%$  y  $\theta \sim 0^{\circ} - 30^{\circ}$ . El nivel de polarización en el continuo se incrementa mientras el sistema se vuelve más débil. Se propone que una variabilidad polarimétrica implicaría una variabilidad fotométrica. Se ha sugerido que ésta fuente sea el prototipo de objeto en que se observan los dos mecanismos sugeridos para explicar la morfología de la variabilidad de HH 30, debido a que posiblemente posea *hot spots* inclinados y *warps* en el disco interno que oscurecen el disco externo (Bouvier et al. 1999; Ménard et al. 2003; O’Sullivan et al. 2005). El primer



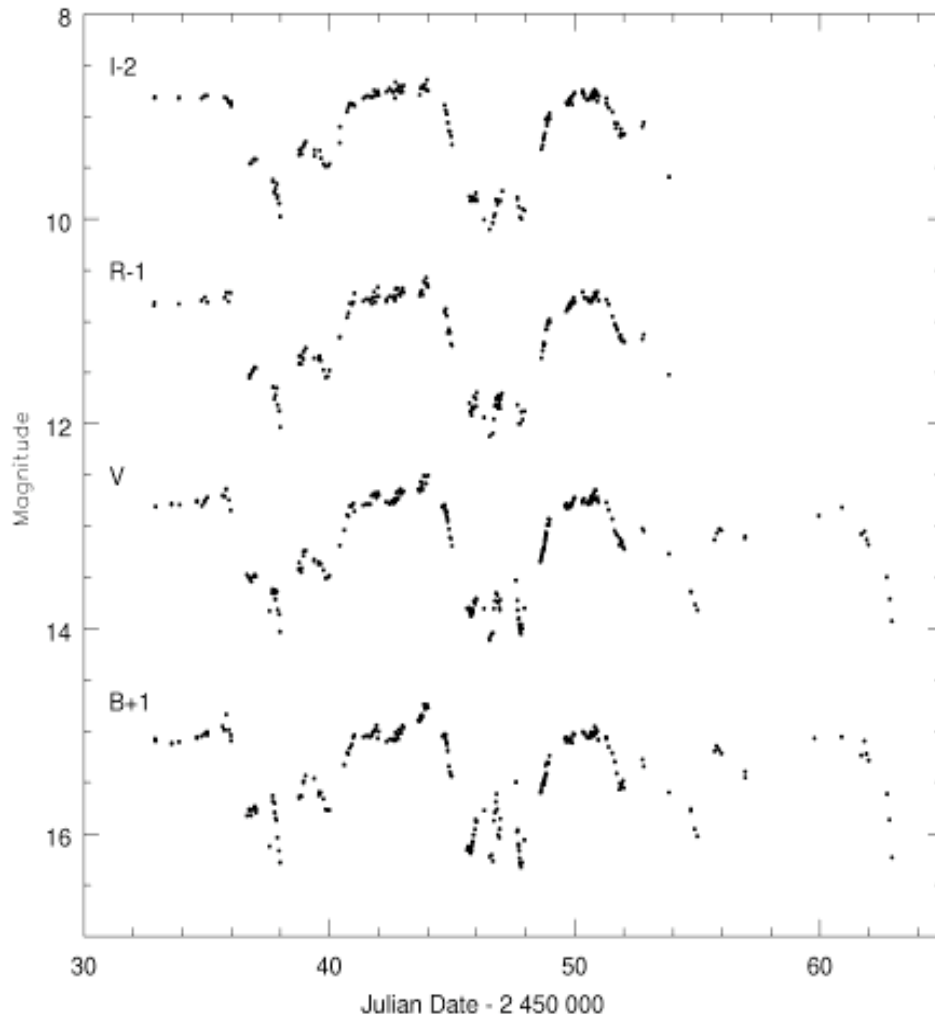


Figura 2.8: Curvas de la variabilidad fotométrica de AA Tau en las bandas BVRI (Bouvier et al. 1999).

mecanismo como resultado de un dipolo magnético inclinado y el segundo a la pared de sublimación del polvo. En la Figura 2.9 se muestran el modelo de la dispersión de la luz, en el que el disco interno muestra una inclinación (*warp*), debido a que los polos del campo magnético no son paralelos al eje de rotación del disco y están causando la variabilidad.

Ambas fuentes, tanto HH 30 como AA Tau, son similares puesto que ambas son fuentes *T Tauri*, además, muestran tanto variabilidad fotométrica como polarimétrica. Para AA Tau se ha determinado un periodo fotométrico del orden del posible periodo que

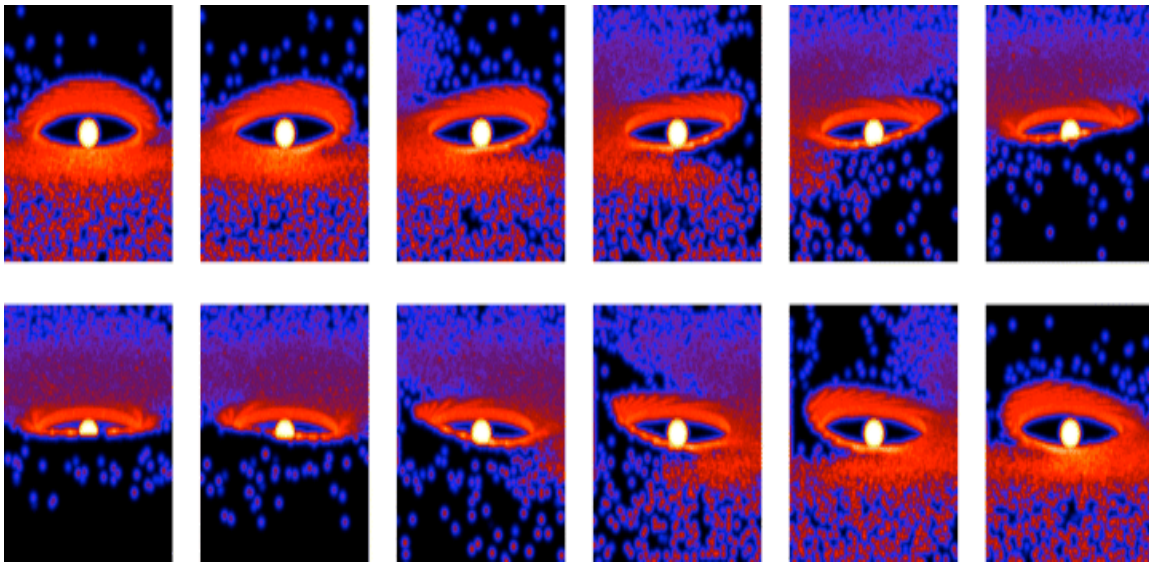


Figura 2.9: Modelos de luz dispersada de una disco curvado por un dipolo magnético que está inclinado  $75^\circ$  con respecto al eje de la estrella. El diámetro de la imagen es de 0.2 UA y se muestra un patrón de efecto de faro, en el que el *warp* oculta la luz estelar (O'Sullivan et al. 2005).

encontramos en HH 30 y que lo describimos en más detalle en el capítulo 4. Se podría pensar que HH 30 pueda ser explicada de la misma manera que AA Tau, sin embargo, en HH 30 no es evidente una variación en la magnitud  $V$ , tal como se ha observado en AA Tau.

Hicimos una descripción de AA Tau, es una fuente que se ha estudiado mucho y que ahora se determinó que tiene tanto una variación fotométrica como polarimétrica. Una vez que hemos recapitulado los estudios de HH 30, en la siguiente sección podemos describir los objetivos que nos hemos propuesto, para el desarrollo de esta investigación.

## 2.5. Objetivos

En este trabajo se estudiará la fuente HH 30, analizando, en particular, su variabilidad fotométrica y polarimétrica. Además de HH 30, existen otras fuentes polariméricamente variables que se presentan y discuten en el Apéndice A. El objetivo general de nuestro

estudio es entender o caracterizar la variabilidad de HH 30 intentando encontrar una escala temporal de la variación o al menos tratar de discernir si es periódica o estocástica. Es muy útil determinar un periodo ya que permite restringir los mecanismos que pueden estar causando la variabilidad.

Se han hecho observaciones de este objeto en el óptico y en el infrarrojo cercano, que muestran una asimetría variable en la nebulosa superior, que no se observa en la nebulosa inferior. Watson y Stapelfeldt (2007) sugieren un tiempo característico para la variación de 300 días o menor. Una escala de este orden implica que la asimetría podría estar siendo causada por mecanismos relacionados con la propia fotosfera de la estrella o por mecanismos que involucren las regiones internas del disco de acreción o, en su defecto, una compañera enana muy cercana a la estrella. Desafortunadamente hasta ahora no se ha podido restringir un periodo, si es que lo tiene, y mucho menos discriminar entre los mecanismos causantes de la variación.

En primer lugar, estudiamos la variación fotométrica de la fuente *T Tauri* HH 30 que aún está acretando material del disco. Se propone que uno de los mecanismos causantes de la asimetría variable sean los *hot spots*. Estos provocarían la variabilidad fotométrica porque son zonas en la superficie estelar que son calentadas por la caída de una columna de material de disco de acreción activo que rodea a la fuente (Herbst et al. 1994), arrastrado por el campo magnético que ancla el disco con la estrella. Si este fuera el mecanismo por el cual se está produciendo la asimetría variable, el periodo de variabilidad sería del orden de algunas horas o días.

Posteriormente, se hace un análisis polarimétrico de las observaciones de fotopolarimetría de la fuente. La asimetría producirá una variación en la polarización de la radiación estelar debido a la dispersión de la luz por el polvo que está en el disco. Los modelos de dispersión en discos de acreción de Whitney y Hartmann (1992), muestran que la dispersión por polvo polariza la radiación de un modo diferente en cada cuadrante del disco. De esto se dedujo que la dirección de polarización (ángulo de polarización) en cada punto

debería ser aproximadamente perpendicular al radio de la estrella. Al medir la polarización sin resolver la imagen, considerando que fuera perfectamente simétrica, se obtendría una polarización paralela al eje del disco. Sin embargo, las asimetrías en la imagen se reflejan en una polarización neta que presenta un ángulo respecto a aquel. Obviamente, si la asimetría varía con el tiempo, la dirección y grado de polarización también lo harán. Midiendo esta variación se podría determinar mejor el posible periodo, porque la variación en el ángulo y en el grado de polarización no dependen del brillo total de la fuente. Sería ideal poder observar directamente la variabilidad, pero no es posible a menos que la observáramos con el *HST*. Por lo que decidimos investigar la asimetría por medio de observaciones fotopolarimétricas, realizadas en el Observatorio Astronómico Nacional (*OAN*), localizado en Ensenada, Baja California Norte. En el Apéndice B se describen los parámetros de Stokes, que nos ayudan a determinar el ángulo y el grado de polarización.

Como objetivo final se modela la emisión de las nebulosas de dispersión por medio de un algoritmo de tipo Monte Carlo (ver Apéndice C), que resuelve la ecuación de la transferencia de la radiación e incluye la dispersión de la luz estelar por el polvo en el disco. Se modelará la emisión polarimétrica de tal manera que ajusten tanto el periodo como la amplitud de la variación observada.

En estos dos capítulos anteriores hemos descrito las características generales de las fuentes *T Tauri* así como una extensa revisión de los estudios que se han realizado de HH 30, y en particular en la sección §2.3 se discuten varios mecanismos que podrían estar causando la asimetría así como las razones en contra y a favor de cada uno de ellos. Entonces en el siguiente capítulo, describimos las observaciones que realizamos en el *OAN*, la reducción y la calibración fotopolarimétrica de los datos. De tal manera que en el capítulo 4 damos los resultados de las observaciones, describimos el método de periodograma normalizado de Lomb que utilizamos para calcular el periodo de variabilidad fotométrica de HH 30. En el capítulo 5 se presenta la variabilidad fotométrica y polarimétrica de HH 30 y se describen algunas propiedades de los alias que se crean cuando se quieren obte-

ner señales periódicas utilizando el periodograma normalizado de Lomb. En el penúltimo capítulo (6) describimos los modelos que reproducimos al modificar el código Monte-Carlo de Watson y Henney (2001) aumentándole la polarización. Y por último en el capítulo 7 damos un resumen del trabajo así como el trabajo que se continuará realizando.

# Capítulo 3

## Los Datos

### 3.1. Observaciones

Se realizaron observaciones de polarimetría, es decir, observaciones fotométricas de luz polarizada, de HH 30 (04 31 37.5 +18 12 25 J2000), con el telescopio de 84 cm f/15 del Observatorio Astronómico Nacional, localizado en la sierra de San Pedro Mártir en Baja California, México. Las observaciones se dividieron en dos campañas: una primera de prueba, del 10 al 25 de enero de 2005, para verificar si se podría medir la polarización de este objeto, y; un segundo periodo observacional desde el 11 de septiembre de 2005 hasta el 12 de febrero de 2006. Nos asignaron un total de 123 noches de observación. Sin embargo, de análisis posteriores, sólo las 35 noches que reportamos en este estudio fueron buenas tanto fotométrica como polarimétricamente. En algunas noches el clima no nos permitió observar; otras las rechazamos porque al momento de hacer la calibración de los estándares polarizados, los valores de  $p$  y  $\theta$  no coincidían con los reportados por Schmidt, Elston y Lupie (1992), debido a una mala calibración; en otras noches tuvimos problemas con algunos instrumentos debido a que no funcionaban correctamente.

El instrumento con que trabajamos fue POLIMA (Hiriart et al. 2004) un **POL**arizador de **IMA**gen directa en la región del óptico. Este polarímetro consta de un prisma tipo

Glan-Taylor, el cual funciona como un polarizador lineal con una extinción entre los haces ordinario y extraordinario mayor a  $10^{-4}$ , con lo cual es efectivamente un filtro polarizador casi perfecto. En el telescopio de 84 cm, POLIMA cubre un campo útil de aproximadamente  $3 \times 3$  minutos de arco.

Utilizamos el CCD SITE 1 y el filtro  $I$  del conjunto  $UBVRI$  serie I. El SITE 1 no presenta franjas en  $I$ , las franjas se pueden ver como en la Figura 3.1, esta imagen es para el detector Marconi del OAN en el que se observa que la cresta-valle es de 3% (Watson et al. 2004). El filtro  $I$  tiene una longitud efectiva de  $8040\text{\AA}$  y un ancho efectivo a altura media de  $1660\text{\AA}$ . El CCD SITE 1 tiene 1024 pixeles de  $24\mu\text{m} \times 24\mu\text{m}$ . El tiempo de lectura es de aproximadamente 5 segundos. Se tomaron imágenes con un *binning* de  $2 \times 2$  lo cual da 0.8 segundos de arco por pixel agregado. En el modo de ganancia 1, se tiene una ganancia de  $5.03\text{e}^-/\text{ADU}$  (del inglés Analog to Digital Unit, es el número de electrones que codifica cada bit) y un ruido de lectura de 12 electrones RMS. También se tomaron imágenes en modo de ganancia 4 para las temporadas de enero y febrero de 2006 con ganancia de  $1.29\text{e}^-/\text{ADU}$  y ruido de lectura de 8.6 electrones RMS (*root mean square* o promedio cuadrático). Obtuvimos imágenes con un FWHM (*Full Width at Half Maximum*) entre 1.5 y 3 segundos de arco.

HH 30 tiene una magnitud en  $I$  aproximadamente de 16, es un objeto muy rojo con índice de color ( $V - I$ )  $\approx 1.82$  (Watson y Stapelfeldt 2007), así que es más débil en las bandas  $V$  y  $R$ , razón por la cual decidimos observar en este filtro.

Las imágenes se tomaron colocando a HH 30 y a los estándares de polarización en el mismo lugar del CCD y de esta manera evitar que se tuvieran variaciones en las imágenes debidas a posibles irregularidades en el CCD. Cada noche se tomaron imágenes de uno o dos estándares polarizados (P) y no polarizados (nP) al principio de la noche; en seguida imágenes de HH 30, y al final de la noche, imágenes de uno o dos estándares polarizados y no polarizados nuevamente. Típicamente cada noche se obtuvo una secuencia P-nP-P-nP-HH 30-P-nP-P-nP.

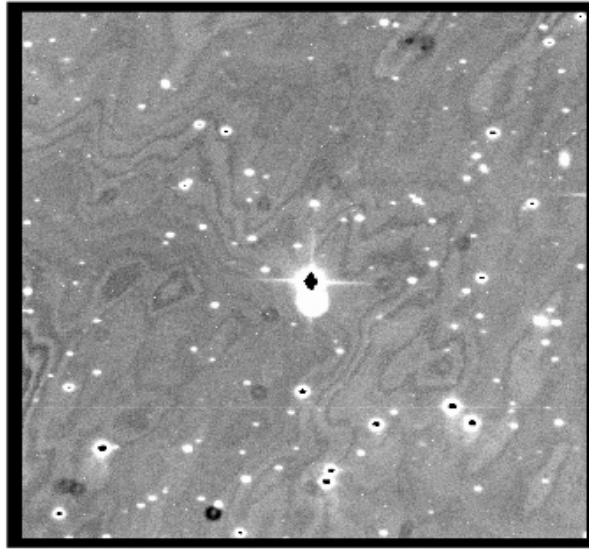


Figura 3.1: Imágenes profundas en la banda I para el detector Marconi del OAN-SPM (Watson et al. 2004). Las franjas aparecen en este detector, mientras que en el SITE 1 no.

Se tomaron alrededor de 6 a 9 ciclos para los estándares de polarización y para HH 30. Cada ciclo corresponde a un par de secuencias ABBA y CDDC. La secuencia ABBA corresponde a las orientaciones del prisma en  $0^\circ/90^\circ/90^\circ/0^\circ$  y la secuencia CDDC a las posiciones  $45^\circ/135^\circ/135^\circ/45^\circ$ . Esta forma de tomar las imágenes, es decir por ciclos, sirve para corregir los efectos por cambios en la transparencia del cielo mientras se observan cada par de orientaciones de  $0^\circ/90^\circ$  y  $45^\circ/135^\circ$ . Con exposiciones relativamente cortas en la secuencia clásica ABBA de la fotometría infrarroja se compensan los cambios lineales en la transmisión y permite cuantificar cambios no lineales.

Realizamos las observaciones en los ciclos ABBA-CDDC, usando secuencias de exposiciones cortas (de  $\sim 5$  ó 10 segundos) para los estándares de polarización y para HH 30, con exposiciones de 120 segundos sólo para la temporada de enero y septiembre 2005 y de 300 segundos de la temporada de octubre 2005 en adelante para cada orientación.



## 3.2. Reducción de los Datos

La reducción de los datos fue hecha con el software IRAF (*Image Reducction and Analisys Facility*). Con el paquete *CCDRED* para combinar y procesar las imágenes de los *bias* de cada noche, que entre otras funciones contiene *zerocombine* y *ccdproc*. Para corregir por variaciones espaciales de sensibilidad se tomaron campos planos (*flats*) del crepúsculo (*twilight*) cada día y fueron procesadas usando las tareas *flatcombine* y *ccdproc*. Los rayos cósmicos fueron sustraídos usando la función *cosmicrays*.

Para hacer la fotometría se marcaron las imágenes para determinar la posición de los estándares así como de HH 30. La fotometría se realizó con el paquete *APPHOT*, el cual consiste de varias funciones para efectuar la fotometría de apertura del campo estelar observado. Con la función *phot* se calcularon las magnitudes de las estrellas, utilizando una apertura circular de radio de 8". Para calcular el nivel del cielo, se tomó un anillo alrededor de la fuente de radios entre 8" y 16", que corresponde a una área cubierta de aproximadamente 603 segundos de arco cuadrados.

## 3.3. Calibración Fotométrica

Para hacer una calibración fotométrica de la manera estándar para HH 30, necesitaríamos haber observado todos los días a los estándares fotométricos y al objeto. Sin embargo, esto no fue posible, entonces decidimos hacer una calibración aproximada a partir de los estándares de polarización. Para esto, convertimos los estándares polarimétricos en estándares fotométricos, ver Apéndice E.

La ecuación para determinar la calibración fotométrica es,

$$I = I_i + (ZP) + (C_e \times X) + (C_c \times (V - I)). \quad (3.1)$$

en donde  $I$  es la magnitud del objeto,  $I_i = (I_0 + I_{90})/2$  es la magnitud instrumental,  $ZP$

es el punto cero,  $C_e$  es el coeficiente de extinción,  $X$  es la masa de aire,  $C_c$  es el coeficiente de color y  $(V - I)$  es el color.

En esta ecuación conocemos algunos valores, como la magnitud instrumental y la masa de aire, puesto que es lo que medimos, y suponemos un color constante  $(V - I)_{\text{HH } 30} = 1.82 \pm 0.13$  (Watson y Stapelfeldt 2007), Sin embargo, desconocemos otros valores como el punto cero, el coeficiente de extinción y el coeficiente de color. Primero se calcula el punto de cero de los estándares de polarización (ver apéndice E). Si tuvieramos mediciones de estándares fotométricos cada noche podríamos calcular la curva de extinción, pero esto no fue posible. Por lo que suponemos que el valor del coeficiente de color  $C_e$  es 0.059, de la curva de extinción promedio de Schuster y Parrao (2001) para la banda  $I$ . Finalmente el coeficiente de color lo obtuvimos al calibrar los estándares de polarización con los fotométricos.

Obtuvimos que los errores en las magnitudes son del orden de 5%, debido a que no medimos la extinción cada día, sino que la suponemos de la forma como la reportan Schuster y Parrao (2001).

### 3.4. Calibración Polarimétrica

Las imágenes de HH 30 se calibraron con los estándares de polarización de Schmidt, Elston y Lupie (1992). Los estándares no polarizados sirven para medir la polarización instrumental y los polarizados ayudan a calibrar la orientación del prisma. Para hacer la calibración primero debemos calcular las magnitudes observadas, luego las intensidades y por último los parámetros de Stokes normalizados, este procedimiento se describe enseguida.

Las magnitudes están dadas por  $M_{A1}$ ,  $M_{B1}$ ,  $M_{B2}$ ,  $M_{A2}$  para el ciclo ABBA y  $M_{C1}$ ,  $M_{D1}$ ,  $M_{D2}$ ,  $M_{C2}$  para el ciclo CDDC. Calculamos el promedio de las magnitudes y sus

incertidumbres  $\sigma(M)$ , con las ecuaciones 3.2.

$$\begin{aligned}
 \overline{M}_A &= \frac{M_{A1} + M_{A2}}{2} & \sigma^2(\overline{M}_A) &= \frac{\sigma^2(M_{A1}) + \sigma^2(M_{A2})}{4} \\
 \overline{M}_B &= \frac{M_{B1} + M_{B2}}{2} & \sigma^2(\overline{M}_B) &= \frac{\sigma^2(M_{B1}) + \sigma^2(M_{B2})}{4} \\
 \overline{M}_C &= \frac{M_{C1} + M_{C2}}{2} & \sigma^2(\overline{M}_C) &= \frac{\sigma^2(M_{C1}) + \sigma^2(M_{C2})}{4} \\
 \overline{M}_D &= \frac{M_{D1} + M_{D2}}{2} & \sigma^2(\overline{M}_D) &= \frac{\sigma^2(M_{D1}) + \sigma^2(M_{D2})}{4}
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

Para los estándares no polarizados deberíamos tener  $M_A = M_B$  y  $M_C = M_D$ . Sin embargo, estas magnitudes no son exactamente iguales debido a la polarización instrumental, además de otros efectos. De esta manera obtuvimos una corrección a las magnitudes en las posiciones B y D del prisma, que denominamos  $C_B$  y  $C_D$ . Por lo tanto, las magnitudes corregidas son  $\overline{M}'_A$ ,  $\overline{M}'_B$ ,  $\overline{M}'_C$  y  $\overline{M}'_D$ , que obtenemos con las siguientes ecuaciones.

$$\begin{aligned}
 \overline{M}'_A &= \overline{M}_A & \sigma^2(\overline{M}'_A) &= \sigma^2(\overline{M}_A) \\
 \overline{M}'_B &= \overline{M}_B + C_B & \sigma^2(\overline{M}'_B) &= \sigma^2(\overline{M}_B) + \sigma^2(C_B) \\
 \overline{M}'_C &= \overline{M}_C & \sigma^2(\overline{M}'_C) &= \sigma^2(\overline{M}_C) \\
 \overline{M}'_D &= \overline{M}_D + C_D & \sigma^2(\overline{M}'_D) &= \sigma^2(\overline{M}_D) + \sigma^2(C_D)
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

Los flujos en cada posición del prisma A, B, C, y D, son  $I_A$ ,  $I_B$ ,  $I_C$  e  $I_D$  y están dados por

$$\begin{aligned}
 I_A &= 10^{-0.4\overline{M}'_A} \\
 I_B &= 10^{-0.4\overline{M}'_B} \\
 I_C &= 10^{-0.4\overline{M}'_C} \\
 I_D &= 10^{-0.4\overline{M}'_D}
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

Con estos flujos ahora podemos calcular los parámetros de Stokes normalizados  $q'$  y

$u'$  y de la misma manera sus incertidumbres como lo muestran las siguientes ecuaciones.

$$\begin{aligned} (q' - q_0) &= \frac{I_B - I_A}{I_B + I_A} & \sigma^2(q') &= \frac{\sigma^2(\overline{M}'_A) + \sigma^2(\overline{M}'_B)}{4} \\ (u' - u_0) &= \frac{I_D - I_C}{I_C + I_D} & \sigma^2(u') &= \frac{\sigma^2(\overline{M}'_C) + \sigma^2(\overline{M}'_D)}{4} \end{aligned} \quad (3.5)$$

en donde  $(q_0, u_0)$  son los parámetros de Stokes normalizados que corresponden a la corrección por polarización instrumental, debida a la traslación de los ejes (ver Figura 3.2). Por otro lado, los estándares no polarizados por definición deben tener  $q = u = 0$ , por lo tanto  $q_0$  y  $u_0$  se pueden calcular fácilmente de las ecuaciones (3.5).

### Sistema de Coordenadas

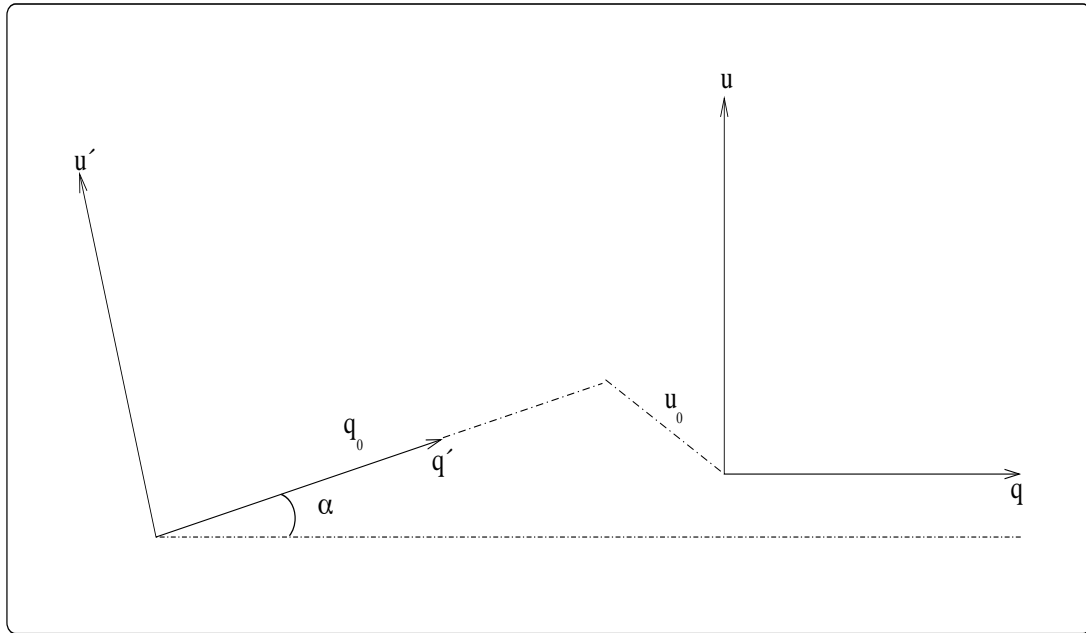


Figura 3.2: La figura muestra dos ejes coordenados; el primado es el sistema de coordenadas de observación, es decir, el sistema de coordenadas instrumental, y el sistema no primado corresponde al sistema real. Se hace una traslación para corregir por polarización instrumental y una rotación que corresponde a la alineación del eje del polarizador con el polo norte celeste.

La otra corrección que hacemos es la que corresponde a la rotación (*offset*) que pudiera tener el prisma en su orientación. Debemos tener una alineación del polo norte celeste con el eje del polarizador en la posición del prisma al ángulo de  $0^\circ$ , al ángulo por el cual se corrige esta desalineación lo llamaremos  $\alpha$ . Los valores de  $p$  y  $\theta$  reportados por Schmidt,

Elston y Lupie (1992), de los estándares polarizados, son los que nos van a permitir calcular este ángulo  $\alpha$ . De las ecuaciones de rotación de ejes con respecto al origen, en un sistema de coordenadas  $(q, u)$ , el sistema no primado se refiere al sistema de coordenadas rotado, es decir con respecto al sistema  $(q', u')$ . Estas ecuaciones son:

$$\begin{aligned} q &= (q' - q_0) \cos \alpha + (u' - u_0) \sin \alpha \\ u &= (u' - u_0) \cos \alpha - (q' - q_0) \sin \alpha, \end{aligned} \quad (3.6)$$

donde  $\alpha$  es el ángulo de rotación y  $(q_0, u_0)$  son las constantes de traslación de los ejes coordenados. El ángulo de rotación  $\alpha$  se obtiene del sistema de ecuaciones 3.6, con  $q_0 = u_0 = 0$ , de tal forma que

$$\tan \alpha = \frac{qu' - q'u}{qq' + uu'}. \quad (3.7)$$

Los valores de  $\alpha$  para los estándares polarizados Hiltner 960 y BD+59°389 se muestran en la Tabla 3.1. Para determinar cuál sería la mejor corrección para el *offset* en el instrumento se hizo un promedio de  $\alpha$  por mes y se calculó su incertidumbre. Para cada promedio por mes se obtuvo una incertidumbre de  $\sim 1.15^\circ$  ( $\sim 0.02$  rad), al igual que para el promedio total. Considerando que esta incertidumbre en los promedios (mensual y total) no es muy diferente se decidió utilizar un promedio total para la corrección por rotación. Las ecuaciones generales para el grado y el ángulo de polarización son

$$\begin{aligned} p^2 &\equiv \frac{Q^2 + U^2 + V^2}{I^2} \\ &= q^2 + u^2 \end{aligned} \quad (3.8)$$

$$\begin{aligned} \theta &\equiv \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{U}{Q} \\ &= \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{u}{q} \end{aligned} \quad (3.9)$$

de donde se obtienen  $q$  y  $u$  de la forma:

$$\begin{aligned} q &= p \cos 2\theta \\ u &= p \sen 2\theta \end{aligned} \quad (3.10)$$

Cuadro 3.1: Ángulo de rotación

fecha (dd-mm-aaaa)	Día Juliano (JD)	$\alpha$ (rad)	$\alpha$ ( $^{\circ}$ )	$\bar{\alpha}_{mes}$ (rad)	$\bar{\alpha}_{mes}$ ( $^{\circ}$ )	$\bar{\alpha}_{total}$ (rad)	$\bar{\alpha}_{total}$ ( $^{\circ}$ )
BD+59°389							
13-01-2005	2453383.82	-0.2040120	-11.68903	-0.186489	-10.685033		
15-01-2005	2453385.71	-0.5033210	-28.83817				
16-01-2005	2453386.69	-0.1264100	-7.242759				
17-01-2005	2453387.64	-0.1992000	-11.41332				
18-01-2005	2453388.70	-0.1441600	-8.259760				
19-01-2005	2453389.66	0.0581667	3.332706				
Hiltner 960							
11-09-2005	2453624.97	+0.1740970	+9.975023	0.059519	3.410187	0.050245	2.878826
13-09-2005	2453626.95	-0.0802110	-4.595752				
15-09-2005	2453628.95	+0.1677620	+9.612055				
16-09-2005	2453629.93	+0.0849753	+4.868726				
17-09-2005	2453630.95	+0.0769110	+4.406676				
18-09-2005	2453631.94	-0.0476068	-2.727669				
19-09-2005	2453632.93	+0.0670346	+3.840799				
25-09-2005	2453638.94	-0.0062610	-0.358729				
26-09-2005	2453639.94	+0.0989687	+5.670489				
22-10-2005	2453665.87	+0.0697464	-3.996174	0.011574	0.663141		
23-10-2005	2453666.84	-0.0145867	-0.835756				
24-10-2005	2453667.85	-0.0221549	-1.269382				
26-10-2005	2453669.85	-0.0794118	-4.549961				
27-10-2005	2453670.85	+0.0221002	+1.266248				
29-10-2005	2453672.90	+0.0958494	+5.491766				
31-10-2005	2453674.84	+0.0094783	+0.543067				
04-11-2005	2453678.87	+0.1064320	+6.098104	0.065102	3.730069		
05-11-2005	2453679.87	-0.0436625	-2.501677				
06-11-2005	2453680.90	+0.0988682	+5.664731				
13-11-2005	2453687.89	-0.0382226	-2.189994				
14-11-2005	2453688.85	+0.0834554	+4.781642				
15-11-2005	2453689.84	-0.0075778	-0.434176				
19-11-2005	2453693.81	+0.1113550	+6.380172				
20-11-2005	2453694.81	+0.0890436	+5.101823				
10-12-2005	2453714.77	+0.1037500	+5.944437	0.103750	5.944437		
BD+59°389							
01-02-2006	2453767.74	-0.0201196	-1.152768	-0.057552	-3.297488	-0.057552	-3.297488
02-02-2006	2453768.72	-0.0029567	-0.169406				
11-02-2006	2453777.71	-0.1194100	-6.841689				
12-02-2006	2453778.70	-0.0936352	-5.364902				

En donde hemos utilizado los valores  $q$  y  $u$  normalizados, de la forma  $q = Q/I$  y  $u = U/I$  y suponiendo además  $V = 0$ , puesto que no estamos tomando en cuenta la polarización circular.

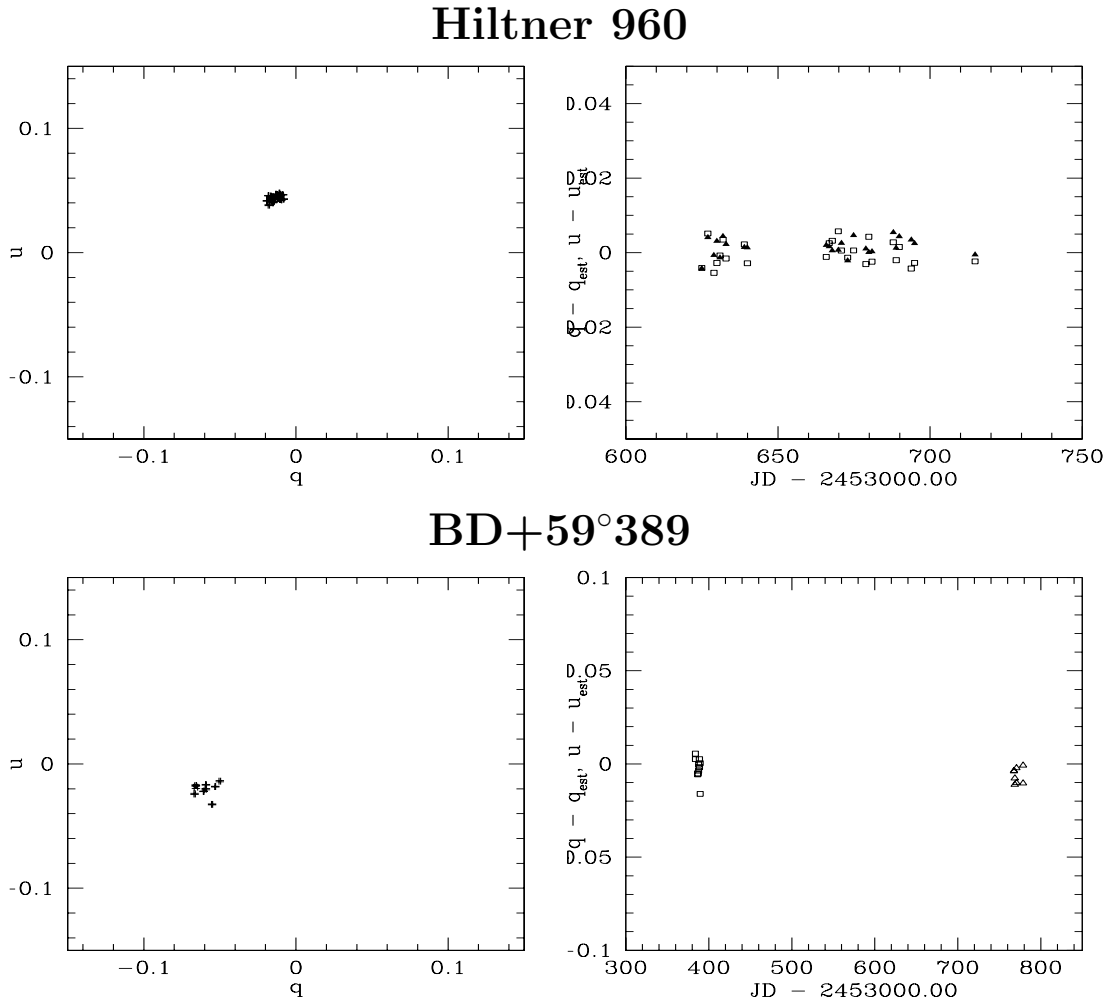


Figura 3.3: Gráficas de los estándares polarizados Hiltner 960 (*arriba*) y BD+59°389 (*abajo*). Del lado izquierdo están las gráficas de Parámetros de Stokes  $u$  contra  $q$  y sus errores, del lado derecho se grafican  $q - q_{est}$ ,  $u - u_{est}$  contra Días Julianos (JD-2453000.00), donde  $q_{est}$  y  $u_{est}$  son los valores de  $q$  y  $u$  para los estándares polarizados, ver ecuaciones 3.11.

De Schmidt, Elston y Lupie (1992) tomamos el grado  $p$  y el ángulo  $\theta$  de polarización de los estándares polarizados y obtenemos el valor de  $(q, u)$  teórico,

$$(p, \theta)_{Hiltner\ 960} = (0.0445, 53.96) \quad \therefore (q, u)_{Hiltner\ 960} = (-0.0137, +0.0424) \quad (3.11)$$

$$(p, \theta)_{BD+59^\circ\ 389} = (0.0579, 98.26) \quad \therefore (q, u)_{BD+59^\circ\ 389} = (-0.0556, -0.0165).$$

La polarización del prisma se corrige calculando el porcentaje de la polarización ins-

trumental que fue del orden de 1 %. En la Figura 3.3 se muestran los parámetros de Stokes de los estándares polarizados Hiltner 960 y BD+59°389. En estas Figuras se ve que la dispersión tanto en  $q$  como en  $u$  es del orden de 0.01, ésto indica que las mediciones de polarización realizadas tienen una precisión del  $\sim 1$  %.

Ahora se calculan las incertidumbres de los parámetros de Stokes ( $\sigma_q$ ,  $\sigma_u$ ) de los dos estándares. Para Hiltner 960 los valores teóricos son  $\sigma_q = 0.0003$  y  $\sigma_u = 2 \times 10^{-6}$  y los observados son  $\sigma_q = 0.0033$  y  $\sigma_u = 0.0023$ . De la misma manera, para BD+59°389 los valores teóricos son  $\sigma_q = 0.0002$  y  $\sigma_u = 8.8 \times 10^{-7}$  y las desviaciones estándar de los datos obtenidos son  $\sigma_q = 0.0031$  y  $\sigma_u = 0.0033$ . La dispersión que se observa en la gráficas de la Figura 3.3 es debida a errores sistemáticos de cada noche, como por ejemplo variación en la transparencia del cielo o alguna variación en los campos planos del cielo.



# Capítulo 4

## Resultados

En este capítulo se describe un método para calcular periodos, denominado el periodo normalizado de Lomb-Scargle. Este método se aplica a tres conjuntos de observaciones y los resultados se reportan en el artículo publicado en la *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica* (Volumen 44, páginas 389–399, 2008) que se anexa en la sección §4.2.

### 4.1. El Periodograma Normalizado de Lomb-Scargle

La meta de este estudio es obtener, o al menos restringir, un periodo para la asimetría variable que muestra HH 30. Por medio de una transformada de Fourier de  $I(t)$  podríamos obtener un periodo de la magnitud en  $I$ , pero para utilizar este método se requiere que los datos sean uniformes en el tiempo. Sin embargo, los datos de nuestra muestra no están uniformemente distribuidos, por lo tanto no podemos aplicar este método directamente.

Podemos calcular el periodo de los datos de dos maneras, una que consiste en interpolar los datos con una transformada de Fourier, como mencionamos antes, pero no es confiable porque no conocemos el periodo de variación. La otra manera de calcular periodo es usando el método de Lomb-Scargle (Lomb 1976; Press et al. 1992; Scargle 1982), que se llama periodograma normalizado de Lomb-Scargle (*Lomb-Scargle normalized periodogram*). Este método consiste en evaluar los datos en el tiempo real observado y se obtiene una potencia espectral en función de una frecuencia angular. La densidad de potencia espectral *PSD* (por sus siglas en inglés Power Spectral Density) describe cómo o qué tan significativa es la potencia de la señal o cómo está distribuida la serie de tiempos con frecuencia. Este método de calcular una densidad de potencia espectral se describe a continuación.

Para una muestra de  $N$  magnitudes con su respectivo tiempo de observación  $t_i$  (en días julianos), se calcula el promedio y la varianza de la magnitud con las siguientes ecuaciones.

$$\bar{m} \equiv \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N m_i \quad \sigma^2 \equiv \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (m_i - \bar{m})^2 \quad (4.1)$$

Ahora se define el periodograma normalizado de Lomb-Scargle dependiente de una frecuencia angular, correspondiente a un periodo, de la forma  $\omega = 2\pi f$ , con la frecuencia  $f > 0$ .

$$P(\omega) \equiv \frac{1}{2\sigma^2} \left\{ \frac{[\sum_j (m_j - \bar{m}) \cos \omega(t_j - \tau)]^2}{\sum_j \cos^2 \omega(t_j - \tau)} + \frac{[\sum_j (m_j - \bar{m}) \sin \omega(t_j - \tau)]^2}{\sum_j \sin^2 \omega(t_j - \tau)} \right\}, \quad (4.2)$$

donde  $\bar{m}$  y  $\sigma^2$  están definidas por las ecuaciones (4.1), y  $\tau$  está definida como

$$\tan(2\omega\tau) = \frac{\sum_j \sin 2\omega t_j}{\sum_j \cos 2\omega t_j}. \quad (4.3)$$

Esta constante  $\tau(t)$  es un tipo de compensación que hace que el periodograma  $P(\omega)$  sea completamente independiente de un desplazamiento de todos los tiempos  $t_i$  por una constante. Lomb (1976) muestra que esta elección de  $\tau(t)$  (ver ecuación 4.3) tiene otro

efecto más profundo; hace que la ecuación (4.2) sea idéntica a la ecuación que uno tendría si se estimara el contenido armónico de un conjunto de datos, a una frecuencia  $\omega$  por un ajuste lineal de mínimos cuadrados al modelo, de la forma

$$m(t) = A \cos \omega t + B \sin \omega t. \quad (4.4)$$

El método de Lomb-Scargle pesa los datos punto a punto o dato a dato, no por intervalo de tiempo. Si estamos tratando de determinar la presencia o ausencia de una señal periódica, queremos ser capaces de dar una respuesta cuantitativa a la pregunta ¿Qué tan significativo es un pico en el espectro  $P(\omega)$ ? En esta pregunta, la hipótesis nula es que los datos son independientes de valores gaussianos azarosos. El factor  $\sigma^2$  en el denominador de la ecuación (4.2) representa una normalización. Para determinar que tan significativo es cada pico se generaron números aleatorios para las magnitudes  $m_i$ , con una distribución gaussiana independiente de los tiempos  $t_i$  que se tienen. Se calcula el promedio de la magnitud con la ecuación (4.1), luego se hace el cálculo de la  $PSD$  de cada conjunto de números aleatorios, de los cuales también se obtiene una  $PSD_{max}$ . Se hace un histograma de las  $PSD_{max}$  y entonces ahí se identifica el porcentaje de conjuntos de números aleatorios que tienen  $PSD_{max}$  menor o mayor que la  $PSD$  de los datos reales. Por ejemplo, si se hacen 1000 corridas y se obtiene que el 50% de las corridas tienen la  $PSD_{max}$  calculada para los datos, entonces significa que 500 conjuntos de datos aleatorios tienen ese mismo periodo.

Este método se aplica a los datos de fotopolarimetría y se reportan en la siguiente sección.

## 4.2. La Variabilidad Fotométrica de HH 30

### The Photometric Variability of HH 30

**Autores:** Alan M. Watson, María Carolina Durán-Rojas y Karl R. Stapelfeldt

**Publicado** en la *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, Volumen 44, páginas: 389 –399 en Agosto de 2008

### Resumen

Reportamos los resultados de observaciones de una campaña con el *HST* y dos con el telescopio de 84cm del OAN-SPM, para monitorear la magnitud de HH 30.

Usamos el método del periodograma normalizado de Lomb-Scargle para buscar modulaciones periódicas en los diferentes conjuntos de datos. Este método lo hemos explicado en la sección anterior, en donde indicamos que cada señal periódica va a tener la tendencia a crear picos cuando calculamos el periodograma. Sin embargo, no encontramos evidencia para una modulación periódica significativa en la magnitud aparente de HH 30.

Nos dimos cuenta que los datos de HH 30 muestran correlaciones fotométricas de periodo corto. Éstas pueden causar problemas en la búsqueda de periodos usando el método de periodograma normalizado de Lomb-Scargle, debido a que producen picos irreales como si fueran de señales periódicas. Por lo tanto, desarrollamos un método para mitigar los efectos de las correlaciones de periodo corto en los datos. El método consiste en dividir cada conjunto de datos en una fracción del periodo que se quiere probar, y

así determinar si las señales periódicas siguen presentes o no. Cuando dividimos los datos se eliminaron los picos creados por correlaciones de periodo corto, pero no se obtuvieron buenos niveles de confianza al dividir cada conjunto de datos, para poder determinar un periodo.

Discutimos que la variabilidad fotométrica de HH 30 está relacionada con una variabilidad de tipo II, causada por la luminosidad de acreción que es variable. Algunas fuentes *T Tauri* muestran tanto una variabilidad irregular corta como una variabilidad periódica significativa.

## THE PHOTOMETRIC VARIABILITY OF HH 30

Alan M. Watson,<sup>1</sup> María Carolina Durán-Rojas,<sup>1</sup> and Karl R. Stapelfeldt<sup>2</sup>

Received 2008 June 6; accepted 2008 August 15

### RESUMEN

HH 30 es un disco visto casi de canto alrededor de un objeto estelar joven. Imágenes previas del *Hubble Space Telescope* muestran una variabilidad morfológica que posiblemente esté relacionada con la rotación de la estrella o el disco. Reportamos los resultados de dos campañas observacionales realizadas con un telescopio terrestre para monitorear la magnitud integrada de HH 30. Usamos el periodograma de Lomb-Scargle para buscar modulaciones periódicas con períodos entre 2 y casi 90 días en estos dos conjuntos de datos y en un tercer conjunto de datos previamente publicado. Desarrollamos un método para mitigar los efectos de las correlaciones de período corto en los datos. Nuestros resultados indican que ninguno de los conjuntos de datos muestra evidencia de una modulación periódica en su fotometría.

### ABSTRACT

HH 30 is an edge-on disk around a young stellar object. Previous imaging with the *Hubble Space Telescope* has show morphological variability that is possibly related to the rotation of the star or the disk. We report the results of two terrestrial observing campaigns to monitor the integrated magnitude of HH 30. We use the Lomb-Scargle periodogram to look for periodic modulation with periods between 2 days and almost 90 days in these two data sets and in a third, previously published, data set. We develop a method to deal with short-term correlations in the data. Our results indicate that none of the data sets shows evidence for significant periodic photometric modulation.

*Key Words:* accretion, accretion disks — circumstellar matter — stars: individual (HH 30) — stars: pre-main sequence

### 1. INTRODUCTION

High-resolution images show that HH 30 is a compact bipolar reflection nebula bisected by a dark lane (Burrows et al. 1996). Its location in the L1551 molecular cloud and similarity to the model images of Whitney & Hartman (1992) led immediately to the conclusion that HH 30 is an optically-thick circumstellar disk seen almost edge-on around a young stellar object.

An interesting aspect of HH 30 is the prominent morphological variability (Burrows et al. 1996; Stapelfeldt et al. 1999; Cotera et al. 2001; Watson & Stapelfeldt 2007). This variability includes changes in the contrast between the brighter and fainter nebulae over a range of more than one magnitude; changes in the lateral contrast between the

two sides of the brighter nebula over a range of more than one magnitude; and changes in the lateral contrast between the two sides of the fainter nebula over a range of about half a magnitude. It appears that the central source is acting as a lighthouse, preferentially illuminating different parts of the disk.

Two mechanisms have been suggested for the lighthouse. Wood & Whitney (1998) suggested non-axisymmetric stellar accretion hot-spots. Stapelfeldt et al. (1999) suggested voids or clumps in the inner disk. AA Tau seems to be a prototype for both mechanisms, apparently possessing both inclined hot spots and occulting inner-disk warps, both presumably the result of an inclined stellar magnetic dipole (Bouvier et al. 1999; Ménard et al. 2003; O’Sullivan et al. 2005).

The two mechanisms are likely to be periodic, as they are expected to be tied to stellar rotation and orbital motions. Therefore, there is a hope that

<sup>1</sup>Centro de Radioastronomía y Astrofísica, Universidad Nacional Autónoma de México, Mexico.

<sup>2</sup>Jet Propulsion Laboratory, Caltech, USA.

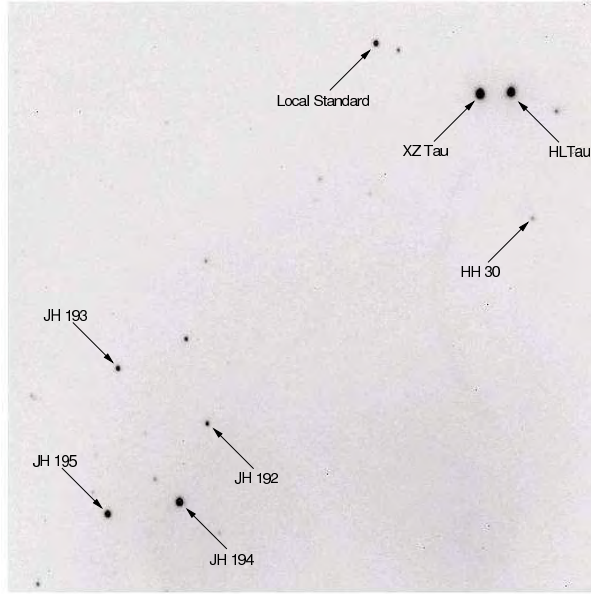


Fig. 1. An image of the field of HH 30 in  $I$  taken on 1999 January 29. North is approximately up and east is approximately left. The image is approximately  $7'$  to a side. This pointing is typical of those used to obtain data set 1. The local standard is 2MASS 04314544+1814359, which does not vary significantly with respect to the stars JH 192, 193, 194, and 195.

we might see a periodic modulation in the integrated photometry of HH 30, as one might expect the nebulae to be observed to be brighter when the lighthouse beam is pointing towards the observer. In this work we report an unsuccessful attempt to detect such a periodic modulation in three data sets.

## 2. OBSERVATIONS

### 2.1. Data Set 1

We observed HH 30 with the 84 centimeter telescope of the Observatorio Astronómico Nacional on Sierra San Pedro Mártir on 24 of the 28 nights between 1999 January 29 and 1999 February 25. We used the SITe1  $1024 \times 1024$  CCD binned  $1 \times 1$  with the observatory's  $R$  (2 mm KG3 and 2 mm OG570) and  $I$  (4 mm RG9) filters.

We selected the pointing to include both HH 30 and several stars to the south-east. A typical pointing is shown in Figure 1. We used roughly the same pointing each night, to minimize variations in residual flat field error. Each night we typically took two consecutive 600 second exposures in  $R$  and two consecutive 300 second exposures in  $I$ , although on the night of 1999 February 11 we were able to observe only in  $R$ . The image quality was typically  $2''$  FWHM, and we often observed through clouds.

We reduced each image by subtracting an offset calculated from the overscan, subtracting a residual bias image, and dividing by a twilight-sky flat field. We obtained instrumental magnitudes of all of the bright sources in the field using aperture photometry with an object aperture of diameter  $8''$  and a sky annulus with an inner diameter of  $8''$  and an outer diameter of  $16''$ . We averaged the instrumental magnitudes in the consecutive images in each filter.

We adopted the star 2MASS 04314544+1814359 as a local standard. This star lies  $131''$  north and  $114''$  east of HH 30 and is marked in Figure 1. Table 1 shows differential photometry of stars JH 192, 193, 194, and 195 (Jones & Herbig 1979 and Figure 1) against the local standard. In Table 1,  $\bar{m}$  is the mean magnitude difference over the run and  $\sigma_m$  is the empirical estimate of the standard deviation of a single magnitude difference. The standard deviations are all less than 2%, and show that the local standard did not vary significantly during the course of our observations.

In Table 2 we report differential photometry of HH 30 against the local standard in the instrumental  $R$  and  $I$  systems. In Table 2,  $m$  is the relative magnitude of HH 30 (that is, the instrumental magnitude of HH 30 minus instrumental magnitude of the local standard) and  $\sigma_m$  is the standard deviation in each relative magnitude estimated from photon statistics. The standard deviation of a single measurement about the mean is 0.242 in  $R$  and 0.199 in  $I$ . These are an order of magnitude larger than the variations seen in Table 1 between the local standard and four field stars and an order of magnitude larger than the expected errors from photon statistics. This suggests that the variability of HH 30 in data set 1 is real.

### 2.2. Data Set 2

Wood et al. (2000) report observations of HH 30 with Harris  $VRI$  filters at the 1.2 meter telescope of the F. L. Whipple Observatory on 18 nights between 1999 September 7 and 2000 February 28. HH 30 was observed more than once on 7 of these nights. These authors kindly made available their reduced photometry, and we reproduce it in Table 3 for posterity. The magnitudes in Table 3 are instrumental magnitudes. The standard deviation of a single measurement about the mean is 0.408 in  $V$ , 0.315 in  $R$ , and 0.378 in  $I$ .

### 2.3. Data Set 3

We observed HH 30 again with the 84 centimeter telescope of the Observatorio Astronómico Na-

TABLE 1  
STABILITY OF THE LOCAL STANDARD IN 1999 JANUARY AND FEBRUARY

JH	2MASS	$\Delta R$		$\Delta I$	
		$\bar{m}$	$\sigma_m$	$\bar{m}$	$\sigma_m$
JH 192	J04315455+1809573	+1.002	0.013	+0.534	0.018
JH 193	J04315915+1810391	+0.473	0.015	-0.033	0.019
JH 194	J04315607+1808595	-1.483	0.009	-1.466	0.017
JH 195	J04315981+1808517	-0.779	0.013	-1.335	0.016

TABLE 2  
DATA SET 1: PHOTOMETRY OF HH 30 FROM 1999 JANUARY AND FEBRUARY

Date	$\Delta R$			$\Delta I$		
	JD	$m$	$\sigma_m$	JD	$m$	$\sigma_m$
1999 Jan 29	2451208.800	1.628	0.016	2451208.788	2.184	0.014
1999 Jan 30	2451209.648	1.726	0.047	2451209.626	2.210	0.011
1999 Jan 31	2451210.627	1.639	0.012	2451210.647	2.219	0.013
1999 Feb 01	2451211.661	1.604	0.013	2451211.644	2.124	0.011
1999 Feb 02	2451212.730	1.504	0.010	2451212.750	2.071	0.012
1999 Feb 03	2451213.682	1.743	0.011	2451213.664	2.236	0.011
1999 Feb 06	2451216.642	2.081	0.011	2451216.629	2.746	0.016
1999 Feb 07	2451217.618	2.069	0.011	2451217.603	2.746	0.019
1999 Feb 09	2451219.632	2.171	0.012	2451219.620	2.898	0.019
1999 Feb 11	2451221.672	2.089	0.020	...	...	...
1999 Feb 12	2451222.675	2.114	0.010	2451222.659	2.710	0.015
1999 Feb 13	2451223.756	1.769	0.008	2451223.740	2.320	0.011
1999 Feb 14	2451224.686	1.702	0.007	2451224.662	2.276	0.010
1999 Feb 15	2451225.617	1.627	0.008	2451225.605	2.195	0.010
1999 Feb 16	2451226.686	1.855	0.010	2451226.662	2.442	0.013
1999 Feb 17	2451227.628	1.978	0.012	2451227.619	2.586	0.017
1999 Feb 18	2451228.633	1.946	0.012	2451228.615	2.574	0.016
1999 Feb 19	2451229.688	1.849	0.010	2451229.664	2.405	0.012
1999 Feb 20	2451230.681	1.653	0.008	2451230.665	2.166	0.010
1999 Feb 21	2451231.686	1.741	0.009	2451231.669	2.270	0.010
1999 Feb 22	2451232.667	1.777	0.034	2451232.653	2.332	0.015
1999 Feb 23	2451233.698	1.859	0.043	2451233.685	2.349	0.042
1999 Feb 24	2451234.647	1.550	0.019	2451234.631	2.088	0.024
1999 Feb 25	2451235.680	1.562	0.011	2451235.673	2.055	0.011

cial on Sierra San Pedro Mártir on 29 nights between 2005 September 11 and 2006 February 12. We used the POLIMA imaging polarimeter (Hiriart et al. 2005) with the SITE1 1024 × 1024 CCD binned 2 × 2 and the observatory's *I* (4 mm RG9) filter. In this paper we present photometric results from these observations; see Durán-Rojas et al. (2008) for more details and for polarimetric results.

The POLIMA instrument has a rotating Glan-Taylor prism that serves as a polarizing filter. Each night we obtained exposures of HH 30 with the prism orientated at 0°, 45°, 90°, and 135°. We typically

obtained ten 120 second exposures per night at each position during 2005 September and ten 300 second exposures per night at each position after this. The image quality was typically 2'' FWHM. The nights we present here are those that were adequate for polarimetry, which means that the transparency was stable over the whole night. Therefore, it is likely that these nights were also photometric.

We reduced each image by subtracting an offset calculated from the overscan, subtracting a residual bias image, and dividing by a twilight-sky flat field. We obtained instrumental magnitudes for HH 30 us-



TABLE 3  
DATA SET 2: PHOTOMETRY OF HH 30 FROM 1999 SEPTEMBER TO 2000 FEBRUARY

Date	Instrumental $V$			Instrumental $R$			Instrumental $I$		
	JD	$m$	$\sigma_m$	JD	$m$	$\sigma_m$	JD	$m$	$\sigma_m$
1999 Sep 07	2451428.9921	14.207	0.027	2451428.9960	13.390	0.039	2451428.9985	13.506	0.040
	2451429.0017	14.184	0.032	2451429.0055	13.414	0.039	2451429.0080	13.520	0.040
1999 Sep 08	2451429.9946	14.107	0.040	2451429.9984	13.345	0.052	2451430.0009	13.493	0.053
	...	...	...	2451430.0077	13.360	0.045	2451430.0103	13.487	0.051
1999 Sep 11	2451433.0002	13.838	0.041	2451433.0041	13.236	0.040	2451433.0066	13.415	0.041
	2451433.0107	13.877	0.026	2451433.0146	13.264	0.033	2451433.0171	13.469	0.042
1999 Sep 13	2451435.0059	14.076	0.037	2451435.0098	13.376	0.049	2451435.0123	13.551	0.053
1999 Sep 14	2451435.9991	14.647	0.054	2451436.0030	13.883	0.049	2451436.0055	14.057	0.060
1999 Sep 15	2451436.9653	14.982	0.046	2451436.9692	14.042	0.049	2451436.9717	14.275	0.066
1999 Oct 07	2451459.0033	15.242	0.086	2451459.0072	14.155	0.028	2451459.0097	14.497	0.027
	2451459.0131	15.182	0.023	2451459.0170	14.205	0.026	2451459.0195	14.506	0.028
1999 Oct 08	...	...	...	2451460.0157	14.111	0.017	2451460.0182	14.513	0.022
1999 Oct 09	2451460.9976	15.030	0.030	2451461.0018	14.090	0.021	2451461.0044	14.446	0.016
1999 Oct 12	2451463.9639	14.355	0.020	2451463.9678	13.623	0.027	2451463.9703	13.826	0.024
	2451463.9734	14.340	0.014	2451463.9772	13.634	0.022	2451463.9797	13.814	0.024
	2451463.9829	14.361	0.016	2451463.9875	13.641	0.022	2451463.9900	13.828	0.020
	2451481.9541	14.641	0.028	2451481.9580	13.787	0.020	2451481.9605	13.976	0.018
1999 Oct 30	2451481.9663	14.625	0.037	2451481.9702	13.741	0.015	2451481.9727	14.008	0.024
	2451481.9753	14.656	0.046	2451481.9792	13.757	0.019	2451481.9817	14.001	0.017
	...	...	...	2451481.9881	13.771	0.019	...	...	...
	2451487.9283	14.980	0.058	2451487.9322	13.996	0.067	2451487.9347	14.277	0.072
1999 Dec 03	2451515.7883	14.676	0.020	...	...	...	2451515.7947	14.078	0.018
1999 Dec 08	2451520.7739	14.814	0.029	2451520.7778	13.991	0.029	2451520.7803	14.266	0.036
	2451520.7929	14.816	0.031	2451520.7967	14.043	0.036	2451520.7992	14.357	0.041
2000 Jan 23	...	...	...	2451566.6145	13.345	0.041	2451566.6167	13.627	0.041
2000 Jan 26	2451569.6053	14.014	0.041	2451569.6000	13.264	0.041	2451569.6020	13.471	0.041
2000 Jan 30	2451573.5785	14.534	0.041	2451573.5729	13.660	0.041	2451573.5754	13.782	0.041
2000 Feb 28	2451602.6122	14.899	0.020	2451602.6153	13.990	0.029	2451602.6179	14.320	0.024

ing aperture photometry with an object aperture of diameter  $8''$  and a sky annulus with an inner diameter of  $8''$  and an outer diameter of  $16''$ . We averaged the instrumental magnitudes in the  $0^\circ$  and  $90^\circ$  images to produce a magnitude in the total intensity.

We obtained an indirect photometric calibration of each night. Each night we observed the unpolarized standards Hiltner 960 and BD  $+59^\circ$  389 (Schmidt, Elston, & Lupie 1992). However, these standards are not photometric standards. Therefore, on three nights we observed standards from Landolt (1992) to determine the color terms for the  $I$  filter and the standard magnitudes of Hiltner 960 ( $I = 9.07 \pm 0.01$ ) and BD  $+59^\circ$  389 ( $I = 7.49 \pm 0.01$ ). We then calibrated the photometry of HH 30 using a zero point determined for each night from our observations of these standards, a color correction assuming the color coefficient determined from our observations of Landolt standards and a color of  $V - I = 1.82$  for HH 30 (Watson & Stapelfeldt 2007), and an at-

mospheric extinction correction using the mean extinction curve of Schuster & Parrao (2001). The uncertainties in our magnitudes are thus dominated by systematic errors in this process, and we estimate them to be roughly 0.05 magnitudes. The standard deviation of a single measurement about the mean is 0.282 in  $I$ . This is much larger than the estimated uncertainty in single measurement. Our photometry is shown in Table 4.

### 3. DISTRIBUTION ANALYSIS

In § 4 we will use a null hypothesis that the data are independent and drawn from a Gaussian distribution. We will wish to use the rejection of this null hypothesis as evidence that the data are not independent. However, the data can fail this null hypothesis if they are not drawn from a Gaussian distribution. Therefore, we must first show that the data are indeed consistent with being drawn from a Gaussian distribution.

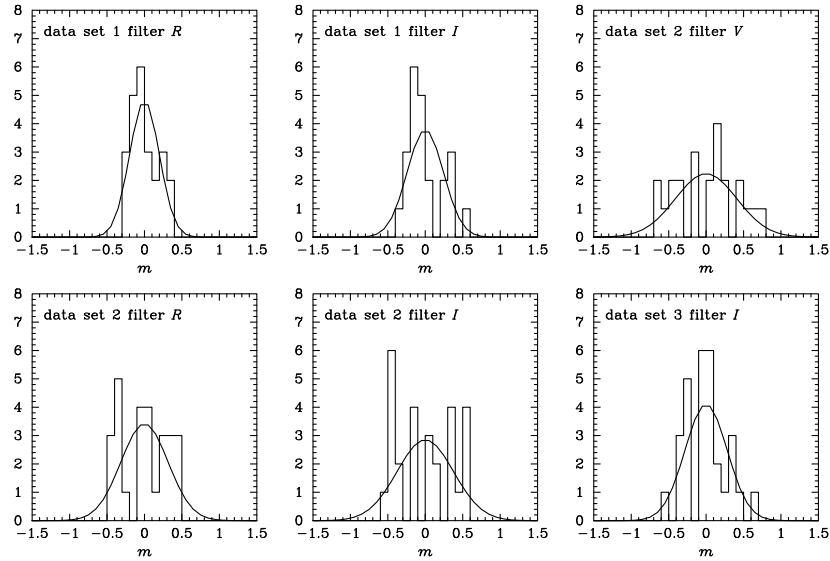


Fig. 2. Distributions of the data about their means. Each panel shows the histogram for the data and a Gaussian distribution with the same standard deviation. K-S tests show that the distributions are consistent with Gaussian distributions.

Figure 2 shows the distributions of the data about their means. Kolmogorov-Smirnov tests suggests that the null hypothesis that the data sets are drawn from Gaussian distributions with the same mean and standard deviation should be accepted with confidences of 0.76 (data set 1 filter *R*), 0.52 (data set 1 filter *I*), 0.91 (data set 2 filter *V*), 0.48 (data set 2 filter *R*), 0.59 (data set 2 filter *I*), and 0.95 (data set 3 filter *I*). Thus, all of the data sets are quite consistent with being drawn from Gaussian distributions.

#### 4. PERIOD ANALYSIS METHODOLOGY

##### 4.1. The Lomb-Scargle Normalized Periodogram

We have investigated the presence of a periodic signal in the data using the the Lomb-Scargle normalized periodogram (Lomb 1976; Scargle 1982; Press et al. 1992, § 13.8). Periodic signals tend to create peaks in the periodogram.

The data sets are characterized by separations close to multiples of 1 day and as such contain little information below the corresponding Nyquist period. Therefore, we searched for periods between 2 days and half of longest separation present in each data set (which would allow us to see two complete periods). We calculated the periodogram for 1000 periods per decade spaced evenly in the logarithm.

We characterized the significance of peaks in the periodogram against the null hypothesis that the data points were independent and drawn from a Gaussian distribution with mean  $\bar{m}$  and variance  $\sigma^2$ .

We generated 10,000 trials under this null hypothesis and determined the 50%, 90%, 95%, and 99% confidence levels.

##### 4.2. Problems with Short-Term Correlations

HH 30 shows short-term photometric correlations. For example, the largest intra-night peak-to-valley variability in *I* in data set 2 is 0.054 magnitudes (on the night of 1999 September 11), whereas the global standard deviation is 0.38 magnitudes. Less dramatically, the standard deviation in the difference of the *I* magnitude between one night and the previous night in data set 1 is 0.16 magnitudes whereas the standard deviation of the *I* magnitude of the same nights is 0.19 magnitudes.

Short-term correlations can cause problems for period searches using the Lomb-Scargle normalized periodogram (Herbst & Wittenmyer 1996). To see this, consider a hypothetical source that varies in such a way that its magnitude over a single night is constant but the magnitude for a given night is independent of the other nights. Such as source exhibits perfect short-term correlation and perfect long-term independence.

Consider observing this source once per night every night for 101 nights. Furthermore, consider that the observations are noiseless. The first and second panels of Figure 3 show an example realization of this experiment and the corresponding periodogram calculated from periods of 2 days, the Nyquist period, up to 50 days, the longest period for which we

TABLE 4  
DATA SET 3: PHOTOMETRY OF HH 30 FROM  
2005 SEPTEMBER TO 2006 FEBRUARY

Date	<i>I</i>		
	JD	<i>m</i>	$\sigma_m$
2005 Sep 11	2453624.97	16.86	0.05
2005 Sep 13	2453626.95	17.53	0.05
2005 Sep 15	2453628.95	17.25	0.05
2005 Sep 16	2453629.93	16.86	0.05
2005 Sep 17	2453630.95	16.85	0.05
2005 Sep 18	2453631.94	17.10	0.05
2005 Sep 19	2453632.93	17.16	0.05
2005 Sep 25	2453638.94	16.48	0.05
2005 Sep 26	2453639.94	16.73	0.05
2005 Oct 22	2453665.87	17.71	0.05
2005 Oct 23	2453666.84	17.40	0.05
2005 Oct 24	2453667.85	17.02	0.05
2005 Oct 26	2453669.85	17.01	0.05
2005 Oct 27	2453670.85	17.25	0.05
2005 Oct 29	2453672.90	17.29	0.05
2005 Oct 31	2453674.84	16.83	0.05
2005 Nov 04	2453678.87	17.00	0.05
2005 Nov 05	2453679.87	17.15	0.05
2005 Nov 06	2453680.90	16.79	0.05
2005 Nov 13	2453687.89	17.43	0.05
2005 Nov 14	2453688.85	17.14	0.05
2005 Nov 15	2453689.84	16.67	0.05
2005 Nov 19	2453693.81	16.99	0.05
2005 Nov 20	2453694.81	17.46	0.05
2005 Dec 10	2453714.77	17.14	0.05
2006 Feb 01	2453767.74	16.68	0.05
2006 Feb 02	2453768.72	17.07	0.05
2006 Feb 11	2453777.71	17.13	0.05
2006 Feb 12	2453778.70	16.99	0.05

could see two periods in the data. In the plot of the periodogram the horizontal lines indicate the 50%, 90%, 95%, and 99% confidence levels. As expected, there are no significant peaks in the periodogram; we accept the null hypothesis that the data are independent.

Now consider observing the same source twice per night, with observations separated by one hour. This generates two identical magnitudes for each night. The first and second panels of Figure 4 show an example realization of this experiment (with the same nightly magnitudes as Figure 3) and the corresponding periodogram. The structure in the periodogram is the same as in the Figure 3, but the peaks are higher by roughly a factor of two. This is expected from the expression for the periodogram with duplicate data. However, the values corresponding to the different confidence levels have hardly changed. Two of the peaks lie above the 99% confidence level, and,

on this basis, we strongly reject the null hypothesis. This is not surprising; the null hypothesis is that the data are independent, but half of the data are equal to the other half and so clearly are not independent. However, we cannot interpret this rejection as evidence for the presence of a period.

Thus, short-term correlations can generate peaks in the periodogram that mimic those generated by periodic signals. Furthermore, periodic signals are correlated over intervals that are short compared to the period. Thus, a periodic signal that is finely sampled will have peaks in the periodogram that arise both from short-term correlations and from the periodic signal.

#### 4.3. Mitigating Short-Term Correlations

We would like to distinguish peaks caused by short-term correlations from peaks caused by periodic signals. The most rigorous solution would probably be to use a null hypothesis that incorporated the short-term correlations in the data.

In a series of studies of stellar variability in the Orion Nebula, Stassun et al. (1999) use a null hypothesis with two Gaussians, one for intra-night variability and one for inter-night variability, Rebull (2001) uses a null hypothesis with correlated Gaussian noise, and Herbst et al. (2002) essentially modify the null hypothesis from “the data are independently distributed” to “the data are similar to the same data with the individual nights shuffled randomly”. These methods work well provided one understands the timescale over which correlations occur. The photometric variability of young stars typically shows strong intra-night correlations but only weak inter-night correlations, so shuffling whole nights is appropriate. However, if the correlation were shorter or longer, one would need to shuffle groups of data shorter than or longer than a single night.

In the case of HH 30 we are studying the photometric variability of a young star, but one in which almost all of the light we see is scattered by the circumstellar disk. It is not clear if the dominant variability in HH 30 is the same as in other young stars that are seen directly. Therefore, we cannot assume that the correlations in HH 30 are necessarily similar to those seen in other stars and cannot without further investigation adopt the method of Herbst et al. (2002).

Instead, we suggest a different means to mitigate short-term correlations: we bin the data over intervals in which they are likely to be correlated if a periodic signal is present. We suggest binning the

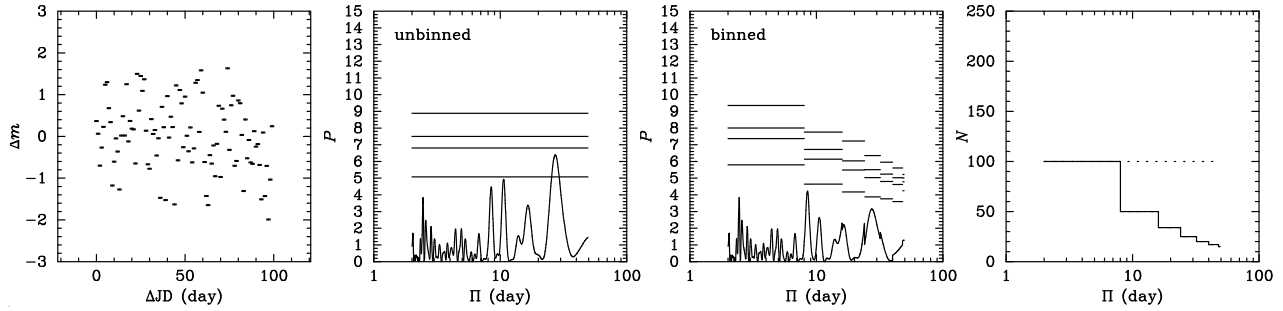


Fig. 3. Synthetic data and the resulting periodograms for a source that varies from night to night but is constant within a given night. The source is observed once per night. The first panel shows the data as a time series. The second panel shows the periodogram of the unbinned data and the 50%, 90%, 95%, and 99% confidence levels. The third panel shows the periodogram of the binned and the 50%, 90%, 95%, and 99% confidence levels. The last panel shows the number of effective data points in the periodogram of the binned data, with the dotted line referring to the unbinned data and the solid line referring to the binned data.

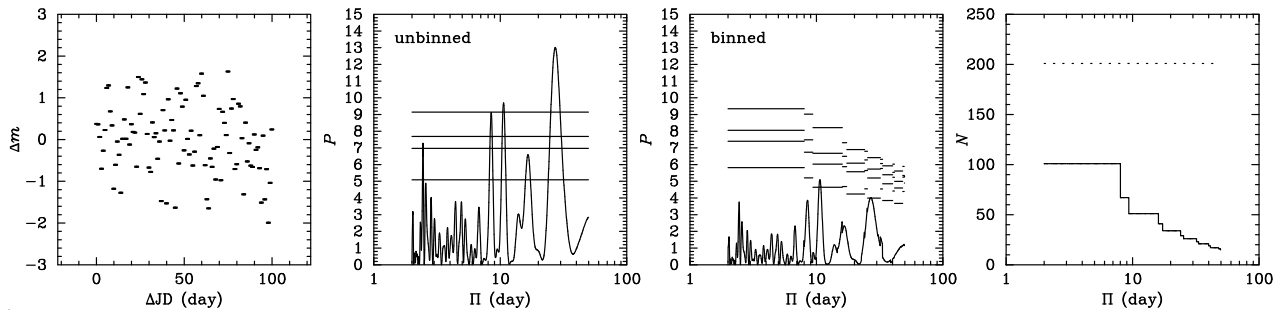


Fig. 4. Synthetic data and the resulting periodograms for a source that varies from night to night but is constant within a given night. The source is observed twice per night. The panels are as in Figure 3. Comparing this to Figure 3, it is clear that the peaks in the unbinned periodogram do not correspond to periodic signals and that binning reduces them appropriately.

data in bins equal to a given fraction  $f$  of the period being tested. We use adaptive bins; we start the first bin at the first data point and start subsequent bins at the first data point after the end of the previous bin. This binning has to be carried out anew for each period being tested. (An alternative approach would be to simply reject data within a certain interval of non-rejected data.) Even with binning, some correlations may well remain in the data. However, these correlations should be identical for all periodic signals that have the same form but different periods. In this sense, this procedure is uniformly biased rather than completely unbiased.

We need to select a suitable value for  $f$ ; we have chosen  $1/8$  (i.e., we bin data in intervals covering  $1/8$  of a period). This is coarse enough to remove much of the correlations in a periodic signal but not too coarse as to completely eliminate the signal, at least for relatively smooth modulations. For data set 2, we will investigate other values of  $f$  in § 5.

The third panels of Figures 3 and 4 show periodograms calculated after binning the data into bins of  $1/8$  of the period. The fourth panel in each figure shows the number of data points without binning as a dotted line and with binning as a solid line. In Figure 4, even though there are 202 unbinned measurements (two per night for 101 nights), the number of effective measurements is always 101 or less, as each night's observations are separated by only 1 hour and the minimum binning interval is 6 hours (i.e.,  $1/8$  of the minimum tested period of 2 days). At the longest tested periods, the number of effective measurements is about 16, which corresponds to 101 nights binned into intervals of about 6 days (i.e.,  $1/8$  of the maximum tested period of 50 days). By binning, we ensure that the effective number of points at a given period is approximately the same in both Figures 3 and 4.

In the unbinned test, the confidence level is assumed to be independent of the period. Unfortu-

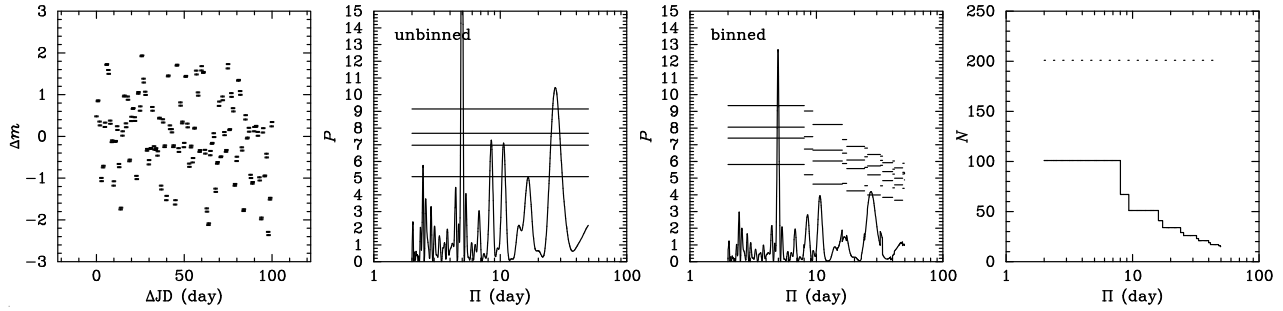


Fig. 5. Synthetic data and the resulting periodograms for a source with two components: a noise component that varies from night to night but is constant within a night and a periodic component with a period of 5 days. The source is observed twice per night. The peak-to-valley amplitude of the periodic component is equal to the standard deviation of the noise. The panels are as in Figure 3.

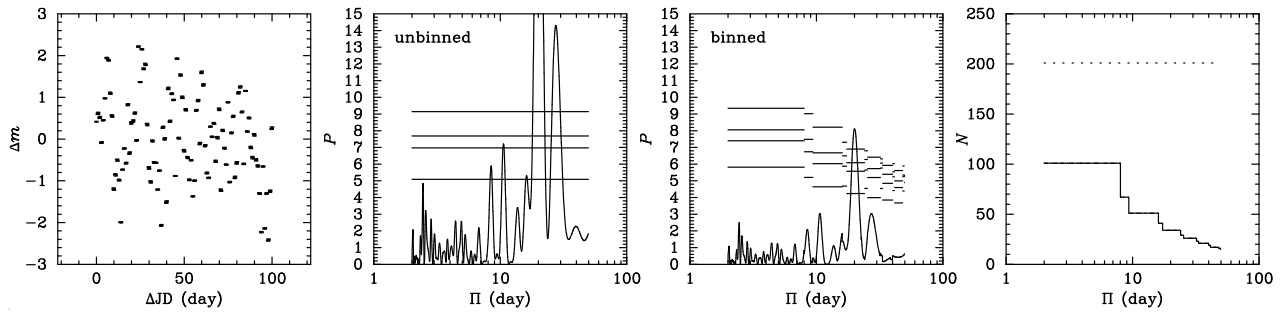


Fig. 6. Synthetic data and the resulting periodograms for a source with two components: a noise component that varies from night to night but is constant within a night and a periodic component with a period of 20 days. The source is observed twice per night. The peak-to-valley amplitude of the periodic component is equal to 1.5 times the standard deviation of the noise. The panels are as in Figure 3.

nately, in the binned test, the confidence level is now a strong function of the period being tested. To calculate the confidence levels using the standard Monte Carlo method, we assume that the probability of a false positive is uniformly distributed in the logarithm of the period, which allows us to calculate the appropriate confidence for each interval in which the binning is constant. The results are shown in the third panels of Figures 3 and 4 as stepped horizontal lines at the 50%, 90%, 95%, and 99% confidence levels. The periodograms for the binned data show the peaks at the same periods as for the unbinned data, but none of the peaks is especially significant; the highest peak in the third panel of Figure 3 has a significance of less than 90%. Thus, by binning the data we have successfully eliminated the peaks created by short-term correlations.

Periodograms of binned data can still detect periodic signals. Figures 5 and 6 show binned and unbinned periodograms for data that are drawn from noisy periodic signals. To generate these, we added

periodic component to the data used for Figure 4. In Figure 5, the period component had a period of 5 days and peak-to-valley amplitude equal to the standard deviation of the noise. In Figure 6, the periodic component had a period of 20 days and peak-to-valley amplitude equal to 1.5 times the standard deviation of the noise. The periodograms of the binned data correctly show the period at 5 days in Figure 5 and 20 days in Figure 6.

## 5. PERIOD ANALYSIS RESULTS

Figures 7, 8, and 9 show the data, periodograms, and number of effective points for data sets 1, 2, and 3. The periodograms are calculated at periods ranging from 2 days to 13 days (data set 1), 87 days (data set 2), and 77 days (data set 3). As in Figures 3 and 4, the first panel in each row shows the data, the second panel the periodogram calculated without binning, the third panel the periodogram with binning to  $f = 1/8$  of the period, and the fourth panel the number of data points without binning as a dotted line and with binning as a solid line. In Figures 7 and

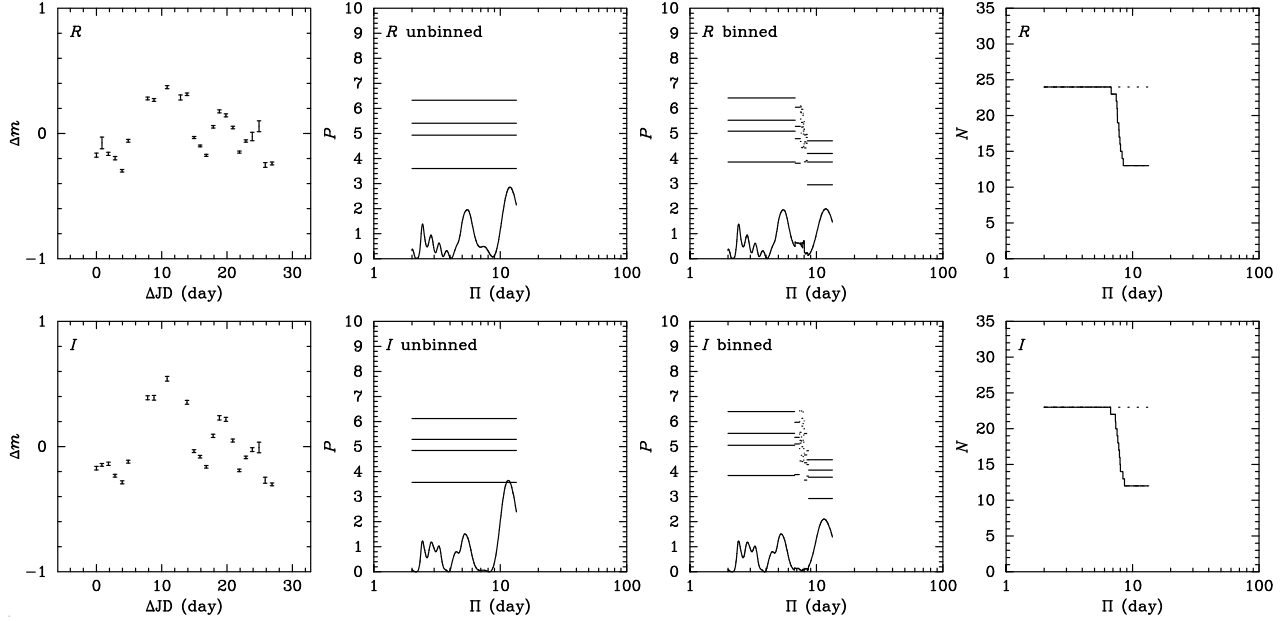


Fig. 7. Data set 1 and the resulting periodograms. Each row corresponds to a different photometric filter. In each row, the panels are as in Figure 3.

8, each row corresponds to observations in a different filter.

The unbinned periodograms for data sets 1 and 3 show no strongly significant peaks. The highest peaks in  $I$  have periods of 12.1 and 7.5 days and significances of only slightly more than 50%. However, the unbinned periodogram for data set 2 shows peaks at periods of about 11.6, 19.9, and 69.9 days with significances in  $I$  of more than 95%, 99%, and 95% respectively. These peaks also appear to be present in  $R$  at similar significances and in  $V$  at reduced significances. The first two periods were reported by Wood et al. (2000).

However, the binned periodograms for data sets 1, 2, and 3 show no significant peaks. The highest peak in  $I$  in data set 2 is still at 19.9 days but now with a significance of less than 50%. It appears that the strong peaks in the unbinned periodogram for data set 2 are entirely the result of short-term correlations in the data.

We mentioned above that the choice  $f$ , the bin size in units of the period being examined, is open to some debate. We used  $f = 1/8$  in the figures and obtained no significant peaks in the periodogram. One might ask if other values of  $f$  might give different results. For example, in Figure 9, one might wonder if a slightly larger value of  $f$  might increase the significance of the peak at about 7.5 days. In order to investigate the robustness of the lack of signifi-

cant peaks, we repeated the analysis with  $f = 1/6, 1/7, 1/8, 1/9, 1/10, 1/11,$  and  $1/12$ , generating periodograms and confidence levels for each of these values. None of these periodograms showed a significant peak.

Recalculating the binned periodogram with  $f = 1/20$  yields a peak in  $I$  in data set 2 at 19.9 days with a marginal significance of 90%. However, in order to accept this peak as indicative of a real periodic signal, we need to accept that samples of a periodic signal separated by only  $1/20$  of the period are still effectively independent. This seems extremely unlikely.

We conclude that there is no significant evidence for a periodic photometric signal in any of the data sets.

## 6. DISCUSSION

### 6.1. No Significant Periodic Photometric Variability

Our analysis indicates that HH 30 shows photometric variability in  $V$ ,  $R$ , and  $I$  (as previously reported), but that periodograms show no significant evidence for a periodic photometric signal between periods of 2 and 87 days. This result is in disagreement with Wood et al. (2000); we suggest that correctly accounting for short-term correlations explains this difference. Of course, this result does not mean that there is no periodic photometric signal present. Rather, it simply means that any periodic

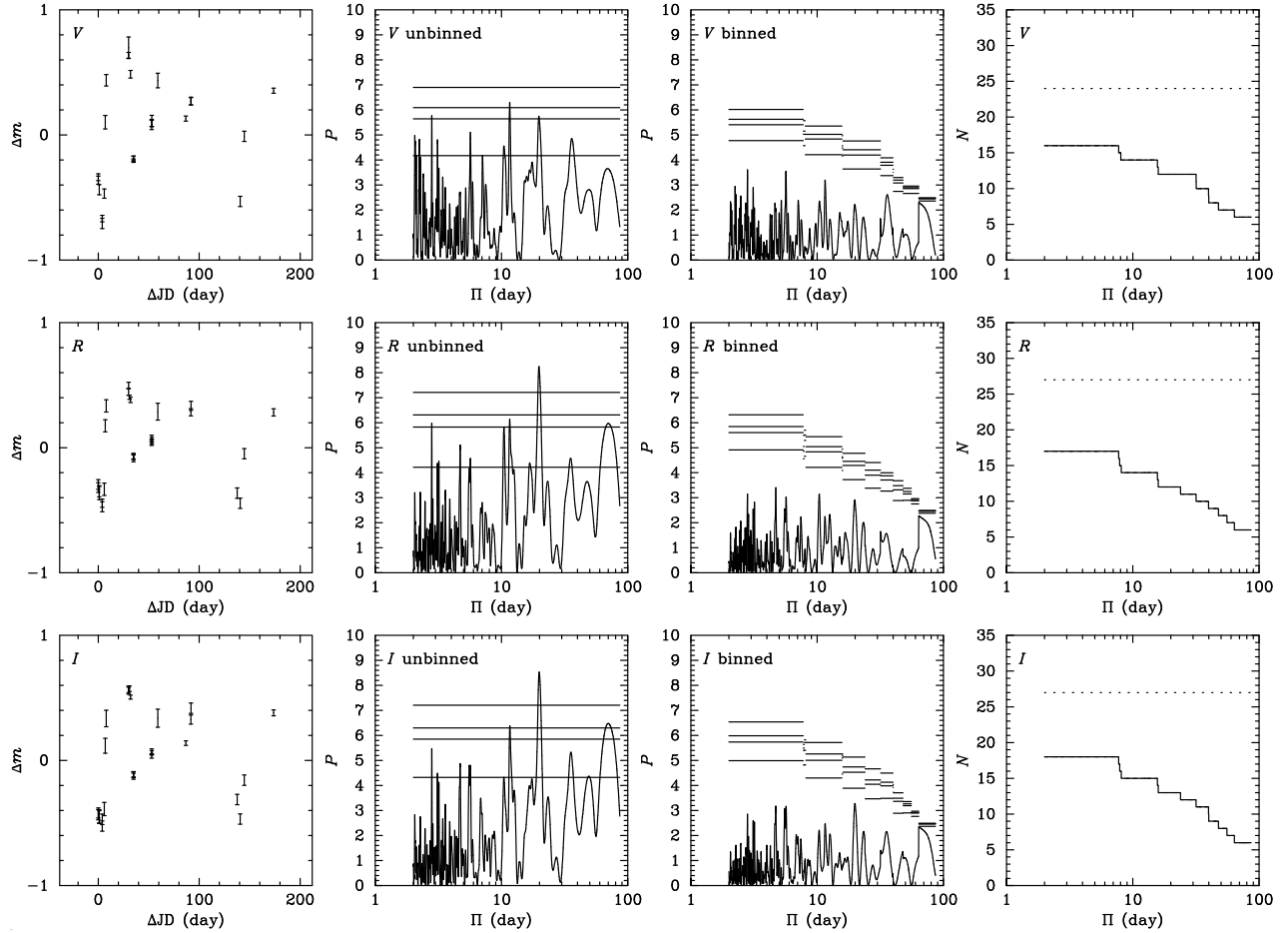


Fig. 8. Data set II and the resulting periodograms. Each row corresponds to a different photometric filter. In each row, the panels are as in Figure 3.

signal must be sufficiently weak that it is hidden in the non-periodic noise.

### 6.2. Origin of the Photometric Variability

The large amplitude of the variability in  $I$  (0.8, 1.1, 1.2, and 1.4 magnitudes in data sets 1, 2, and 3 and in the observations reported by Watson & Stapelfeldt (2007) along with the lack of a detected period suggests that the photometric variability in HH 30 is related to Type II variability seen in other young stellar objects (Herbst et al. 1994). This is most common in classical T Tauri stars; Lamm et al. (2004) found that 61% of the stars in NGC 2264 show this sort of irregular variability whereas only 31% show significant periodic variability. Type II variability is thought to be caused by a variable accretion luminosity. This is consistent with the presence of strong collimated jets in HH 30 (Mundt et al. 1990; Burrows et al. 1996; Ray et al. 1996).

### 6.3. Simultaneous HST Imaging

Watson & Stapelfeldt (2007) observed HH 30 with the WFPC2 camera of the *Hubble Space Telescope* on 1999 February 3, coincidentally during the period in which data set 1 was obtained. At this epoch, HH 30 showed a strong lateral asymmetry in the upper nebula. The photometry of data set 1 shows that the magnitude of HH 30 was close to the minimum of its range at this time but rose to the maximum six days later. However, in the absence of evidence for a periodic photometric variability, we are not sure of the significance of these events.

We thank an anonymous referee for comments which helped improve the presentation of this work. We are extremely grateful to the staff of the OAN/SPM for their technical support and warm hospitality during several long observing runs. We thank David Hiriart, Jorge Valdez, Fernando Quirós,

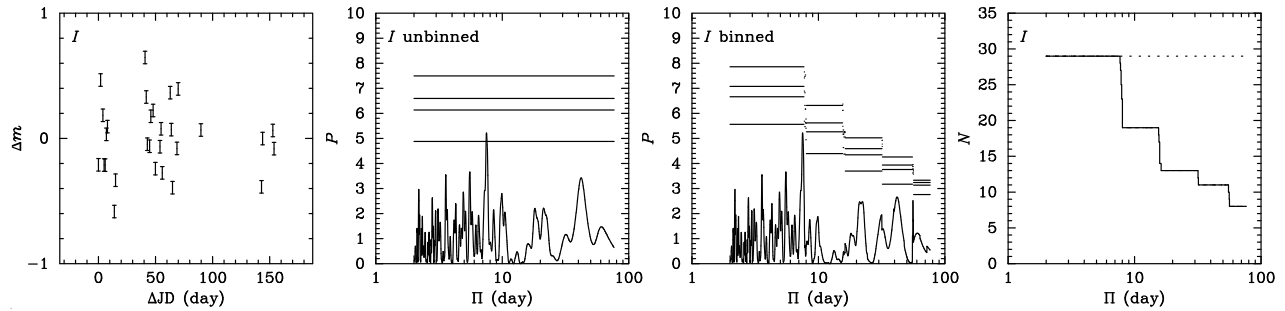


Fig. 9. Data set III and the resulting periodograms. The panels are as in Figure 3.

Benjamín García, and Esteban Luna for their contributions to the design and construction of POLIMA. MCDR thanks CONACyT for a graduate student fellowship. KRS acknowledges support from HST GO grants 8289, 8771, and 9236 to the JPL/Caltech.

We used the IRAF software for some data reduction. IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

We also used data products from the Two Micron All Sky Survey, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center at the California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration and the National Science Foundation.

#### REFERENCES

- Bouvier, J., et al. 1999, *A&A*, 349, 619  
 Burrows, C. J., et al. 1996, *ApJ*, 473, 437  
 Cotera, A. S., et al. 2001, *ApJ*, 556, 958  
 Durán-Rojas, M. C., Watson, A. M., Stapelfeldt, K. R., & Hiriart, D. 2008, in preparation  
 Herbst, W., Bailer-Jones, C. A. L., Mundt, R., Meisenheimer, K., & Wackermann, R. 2002, *A&A*, 396, 513  
 Herbst, W., Herbst, D. K., Grossman, E. J., & Weinstein, D. 1994, *AJ*, 108, 1906  
 Herbst, W., & Wittenmyer, R. 1996, *BAAS*, 28, 1338  
 Hiriart, D., Valdez, J., Quirós, F., García, B., & Luna, E. 2005, *POLIMA Manual Usuario*, OAN/SPM Technical Report  
 Jones, B. F., & Herbig, G. H. 1979, *AJ*, 84, 1872  
 Lamm, M. H., Bailer-Jones, C. A. L., Mundt, R., Herbst, W., & Scholz, A. 2004, *A&A*, 417, 557  
 Landolt, A. U. 1992, *AJ*, 104, 340  
 Lomb, N. R. 1976, *Ap&SS*, 39, 447  
 Ménard, F., Bouvier, J., Dougados, C., Mel'nikov, S., & Grankin, K. N. 2003, *A&A*, 409, 163  
 Mundt, R., Ray, T. P., Bührke, T., Raga, A. C., & Solf, J. 1990, *A&A*, 232, 37  
 O'Sullivan, M., Truss, M., Walker, C., Wood, K., Matthews, O., Whitney, B. A., & Bjorkman, J. E. 2005, *MNRAS*, 358, 632  
 Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. T. 1992, *Numerical Recipes in C*, 2nd edition (Cambridge: Cambridge Univ. Press)  
 Ray, T. P., Mundt, R., Dyson, J. E., Falle, S. A. E. G., & Raga, A. C. 1996, *ApJ*, 468, 103  
 Rebull, L. 2001, *AJ*, 121, 1676  
 Scargle, J. D. 1982, *ApJ*, 263, 835  
 Schmidt, G. D., Elston, R., & Lupie, O. L. 1992, *AJ*, 104, 1563  
 Schuster, W. J., & Parrao, L. 2001, *RevMexAA*, 37, 187  
 Stapelfeldt, K. R., et al. 1999, *ApJ*, 516, L95  
 Stassun, K., Mathieu, R. D., Mazeh, T., & Vrba, F. J. 1999, *AJ*, 117, 2941  
 Watson, A. M., & Stapelfeldt, K. R. 2007, *AJ*, 133, 845  
 Whitney, B. A., & Hartmann, L. 1992, *ApJ*, 395, 529  
 Wood, K., & Whitney, B. A. 1998, *ApJ*, 506, L43  
 Wood, K., Wolk, S. J., Stanek, K. Z., Leussis, G., Stassun, K., Wolff, M., & Whitney, B. A. 2000, *ApJ*, 542, 21  
 M. C. Durán-Rojas A. M. Watson: Centro de Radioastronomía y Astrofísica, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. Postal 3-72 (Xangari), 58089 Morelia, Michoacán, Mexico (a.watson, c.duran@astrosmo.unam.mx).  
 K. R. Stapelfeldt: Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, CA, USA (krs@exoplanet.jpl.nasa.gov).



# Capítulo 5

## La Variabilidad Polarimétrica y Fotométrica de HH 30

En este capítulo se describen algunas propiedades de los alias que se discuten en el artículo que presentamos en la siguiente sección. Los alias se producen cuando se quieren obtener señales periódicas. El artículo salió publicado en la revista internacional *Astronomical Journal* (Volumen 137, páginas 4330-4338, 2009) que se anexa en la sección §5.2.

### 5.1. Alias

En esta sección se resumen las propiedades de los alias que se discuten en el artículo de la sección 5.2. Cuando las condiciones de muestreo no se satisfacen; es decir, cuando la frecuencia es menor a la frecuencia de Nyquist ( $f_m = 2\pi/t$ ), se producirán *alias* de los periodos. Las señales reconstruidas se dice que son alias de la señal original, en el sentido que tiene el mismo conjunto de valores de la muestra. Los alias se refieren al efecto que

causan señales continuas diferentes que se vuelven indistinguibles (o alias de alguna otra) cuando se hace un muestreo de algo. También se refieren a una distorsión que resulta cuando una señal es muestreada y se reconstruye como un alias de una señal original.

Para una componente sinusoidal de exactamente la mitad de la frecuencia de muestreo, la componente será en general una alias de otra sinusoidal de la misma frecuencia, pero con diferente fase y amplitud.

Para prevenir o reducir los alias, se pueden hacer dos cosas, una es incrementar la tasa de muestreo, dos veces por arriba de alguna o todas las frecuencias que están siendo distorsionadas, y la otra es introducir un filtro que elimine los alias de manera más estricta.

El teorema de muestreo de Nyquist-Shannon establece que, la frecuencia mínima de muestreo necesaria para evitar los alias debe ser  $f_m > 2f_{max}$ , es decir el doble de la frecuencia máxima de la señal muestreada ( $f_{max}$ ). Este teorema indica que si se elige una frecuencia de muestreo mayor al doble de la  $f_{max}$  de la señal entonces ésta se podrá reconstruir adecuadamente. Los alias en el cálculo de la *PSD* se obtienen cuando suponemos que la función seno se comporta de la siguiente manera

$$\sin\left(2\pi\frac{\Delta t}{p}i\right) = \pm \sin\left(2\pi\frac{\Delta t}{a}i\right), \quad (5.1)$$

con  $p$  el periodo real,  $a$  el periodo del alias e  $i = 0, 1, 2, 3, \dots N$ . La función seno tiene la característica de que el seno de dos ángulos que difieren por múltiplos de  $2\pi$  son iguales; es decir, que

$$2\pi\frac{\Delta t}{p}i = \left(2\pi\frac{\Delta t}{a} \pm 2\pi j\right)i, \quad (5.2)$$

con  $j = 0, 1, 2, 3, \dots N$ .

$$\frac{1}{p} = \frac{1}{a} \pm \frac{j}{\Delta t} \quad \Rightarrow \quad f_p = f_a \pm \frac{j}{\Delta t} \cdot$$

en donde  $f_p$  es la frecuencia real y  $f_a$  es la frecuencia debida al alias. El factor de  $j/\Delta t$  indica los siguientes alias del pico máximo de la *PSD*.

Teóricamente sabemos que estos alias se producen, pero no los pudimos eliminar de nuestro muestreo de la densidad de potencial espectral.

## 5.2. La Variabilidad Polarimétrica y Fotométrica de HH 30

### The Polarimetric and Photometric Variability of HH 30

**Autores:** María Carolina Durán-Rojas, Alan M. Watson, Karl R. Stapelfeldt y David Hiriart

**Publicado** en la revista internacional *Astronomical Journal*, Volumen 137, páginas:4330–4338 en Mayo de 2009.

#### Resumen

En este artículo reportamos una detección exitosa de la variabilidad polarimétrica en HH 30 y una posible detección de una variabilidad fotométrica asociada.

Las observaciones que realizamos en el OAN-SPM y que se describen en el capítulo 3, las reportamos en este artículo. Hacemos también un análisis de los datos de la polarización y de la fotometría. Esto con el fin de determinar un periodo de la variabilidad con el método que se explica en el artículo de Watson, Durán-Rojas y Stapelfeldt (2008) para corregir por correlaciones de periodo corto.

Las observaciones de polarización revelan la presencia de una modulación periódica dominante, con un periodo de  $7.49 \pm 0.04$  días o uno de los alias de periodo de casi 1 día. También obtuvimos una modulación periódica débil para la fotometría con el mismo periodo, pero que está desplazada por un cuarto del periodo polarimétrico.

El hecho de que el periodo fotométrico este desplazado en un cuarto del periodo polarimétrico, sugiere que el mecanismo responsable de la variabilidad en HH 30 sea consistente con el modelo de faro. Lo cual indica que habrá una mínima polarización cuando el brillo sea máximo o mínimo. Consideramos que estas observaciones están en concordancia con ambos de los mecanismos que se han propuesto para el modelo de faro. Estos mecanismos son: que los *hot spots* localizados en la superficie de la estrella están acretando material del disco de una manera asimétrica; o que haya alteraciones en el disco interno conteniendo grumos o huecos. Por otro lado, este resultado provee muchas restricciones cuantitativas para los modelos que se realicen en un futuro.

## THE POLARIMETRIC AND PHOTOMETRIC VARIABILITY OF HH 30

MARÍA CAROLINA DURÁN-ROJAS<sup>1</sup>, ALAN M. WATSON<sup>1,2</sup>, KARL R. STAPELFELDT<sup>3</sup>, AND DAVID HIRIART<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Centro de Radioastronomía y Astrofísica, Universidad Nacional Autónoma de México, Apartado Postal 3-72 (Xangari), 58089 Morelia, Michoacán, Mexico; [a.watson@astrosmo.unam.mx](mailto:a.watson@astrosmo.unam.mx), [c.duran@astrosmo.unam.mx](mailto:c.duran@astrosmo.unam.mx)

<sup>2</sup> Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apartado Postal 70-264, 04510 México, D.F., Mexico; [alan@astrosc.unam.mx](mailto:alan@astrosc.unam.mx)

<sup>3</sup> Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91109, USA; [krs@exoplanet.jpl.nasa.gov](mailto:krs@exoplanet.jpl.nasa.gov)

<sup>4</sup> Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apartado Postal 877, 22800 Ensenada, B.C., Mexico; [hiriart@astrosc.unam.mx](mailto:hiriart@astrosc.unam.mx)

Received 2008 September 2; accepted 2009 February 16; published 2009 April 6

### ABSTRACT

We have obtained ground-based photopolarimetry of the young stellar object HH 30 over the course of one year. Our observations reveal the presence of a dominant periodic modulation of the polarization with a period of  $7.49 \pm 0.04$  days or one of the aliases of this period close to 1 day. There are also suggestions of a weak periodic modulation in the photometry with the same period but a phase displaced by one quarter of a period. These results are in agreement with the lighthouse model for HH 30, in which a beam or shadow from a central source sweeps across the disk. Our observations by themselves appear to be consistent with both of the mechanisms that have been proposed for the lighthouse—asymmetric accretion hot spots on the star or orbiting clumps or voids in the disk—and provide strong quantitative constraints for future models.

*Key words:* accretion, accretion disks – circumstellar matter – stars: individual (HH 30) – stars: pre-main sequence

### 1. INTRODUCTION

HH 30 is an optically thick disk seen almost edge-on around a young stellar object. In the high-resolution images studied by Burrows et al. (1996), Stapelfeldt et al. (1999), Cotera et al. (2001), and Watson & Stapelfeldt (2007), HH 30 shows morphological variability, the major component of which is variability in the contrast between the two sides of the brighter nebula (the upper right or north northwest and the upper left or east southeast regions in the nomenclature of Watson & Stapelfeldt 2007) over more than one magnitude. The contrast between the upper and lower nebulae and within the lower nebula also varies. An obvious explanation for this variability is that the central source is acting as a lighthouse, preferentially illuminating different parts of the disk. Watson & Stapelfeldt (2007) studied the variability using 18 epochs of *Hubble Space Telescope* (*HST*) imaging. They were able to show that the asymmetry had the same continuum colors as the disk as a whole and was weaker in emission lines than in the continuum. However, they were unable to place useful constraints on a possible period for the variability, largely because their sampling was spread over a decade.

The precise mechanism for the lighthouse is not clear. Wood & Whitney (1998) suggested nonaxisymmetric accretion hot spots on the star; Stapelfeldt et al. (1999) suggested shadowing caused by voids or clumps orbiting in the inner disk. Both mechanisms seem to be at work in AA Tau, which appears to possess inclined hot spots and occulting inner-disk warps, presumably the result of an inclined stellar magnetic dipole (Bouvier et al. 1999; Ménard et al. 2003; O’Sullivan et al. 2005). These mechanisms were also mentioned by Ménard & Bastien (1992) to explain small-amplitude photometric variability in T Tauri stars. Both mechanisms are likely to be periodic, as they are expected to be tied to stellar rotation or orbital motions. Therefore, one would expect to see a periodic modulation in the integrated photometry and polarimetry of HH 30 (Wood et al. 1996; Wood & Whitney 1998; Stassun & Wood 1999). HH 30 has recently been suspected of being a binary system with an inner hole in the circumbinary disk of about 40 AU in radius (Anglada et al. 2007; Guilloteau et al. 2008), and the implications of this for models for the lighthouse are not yet clear.

The photometric modulation is expected as the nebulae should be brighter when the lighthouse beam is pointing toward the observer and fainter when it is pointing away from the observer. Watson et al. (2008; hereafter WDRS) reported a failure to detect a significant periodic modulation in three data sets of integrated photometry of HH 30. They conclude that any periodic photometric modulation present is dominated by nonperiodic variations. Nonperiodic photometric variations are commonly seen in stars with significant accretion luminosity, and HH 30 is suspected to fall in this class.

The mechanism for polarimetric modulation is more subtle. The polarization at each point in the nebula is expected to be roughly perpendicular to a line between that point and the position of the star (see Figures 6 and 7 of Whitney & Hartmann 1992). In a symmetric edge-on optically thick disk without a significant envelope component, the total polarization is expected to be parallel to the symmetry axis. However, if part of the disk is brighter than the mean, it will tend to perturb the total polarization toward the local polarization value. Thus, if the upper right nebula is brighter than the upper left nebula, the total polarization will be rotated counterclockwise and if the upper left nebula is brighter than the upper right nebula the total polarization will be rotated clockwise. Therefore, the morphological variability seen in HH 30 is expected to produce variability in the magnitude and position angle of the total polarization.

In this paper we report a successful detection of periodic polarimetric variability in HH 30 and a possible detection of an associated photometric variability. In Section 2, we report new photopolarimetric observations of HH 30. In Section 3, we empirically describe our results. In Section 4, we search for periods in both the polarimetry and photometry. In Section 5, we interpret our results in terms of the general lighthouse model. In Section 6, we discuss possible mechanisms for the lighthouse. In Section 7, we briefly summarize our results.

### 2. OBSERVATIONS

We observed HH 30 with the 84 cm telescope of the Observatorio Astronómico Nacional on Sierra San Pedro Mártir on six nights in 2005 January and 66 nights between 2005

September and 2006 February. The 34 nights we present here are those that were adequate for polarimetry, which means that the transparency was stable over the whole night. Therefore, it is likely that these nights were also photometric. In this paper we present photopolarimetric results from these observations; see WDRS for pure photometric results.

We used the POLIMA imaging polarimeter (Hiriart et al. 2005) with the SITE1 1024 × 1024 CCD binned 2 × 2 giving an effective pixel scale of 0.8" per binned pixel. POLIMA is equipped with *B*, *V*, *R*, and *I* filters. HH 30 is too faint and too red for us to obtain adequate signal-to-noise in *B* and *V*. Furthermore, *R* is contaminated with strong jet emission lines. Therefore, we observed only in *I* (4 mm RG9). The POLIMA instrument has a rotating Glan–Taylor prism that serves as a polarizing analyzer. Each night we obtained exposures of HH 30 with the prism orientated at position angles of approximately 0°, 45°, 90°, and 135°. We obtained typically six 120 s exposures per night at each position angle in 2005 January, ten 120 s exposures per night at each position angle in 2005 September, and ten 300 s exposures per night at each position angle after this. We obtained the exposures in the sequence 0°–90°–90°–0° or 45°–135°–135°–45° to minimize the effect of changes in transparency. We observed all objects at the same position in the field to minimize flat field errors. The image quality was typically 2" FWHM.

We reduced each image by subtracting an offset calculated from the overscan region, subtracting a residual bias image, and dividing by a twilight sky flat field. We obtained instrumental magnitudes for each exposure using aperture photometry with an object aperture of diameter 8" and a sky annulus with an inner diameter of 8" and an outer diameter of 16".

We calculated instrumental magnitude in the total intensity for each night by averaging the instrumental magnitudes in the 0° and 90° images. The conversion of these instrumental magnitudes to standard magnitudes is described by WDRS.

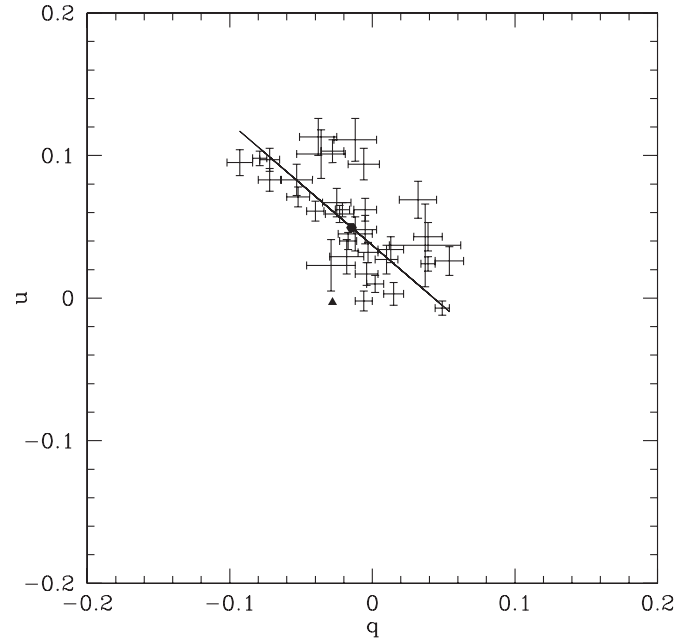
We calculated normalized Stokes parameters  $q \equiv Q/I$  and  $u \equiv U/I$  for each night. The advantages of the normalized Stokes parameters are that they add as vectors and are independent of changes in the total magnitude of the source. We remind the reader that  $q$  and  $u$  are related to the fractional polarization  $p$  and the position angle of polarization  $\theta$  by

$$p = \sqrt{q^2 + u^2}, \quad (1)$$

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan \frac{u}{q}. \quad (2)$$

In defining the fractional polarization in this way, we are implicitly assuming that the circular polarization is negligible. Thus, a polarization specified by  $p$  and  $\theta$  on the sky translates to a vector in the  $q$ – $u$  plane with a length  $p$  and an rotation  $2\theta$  counterclockwise from the  $+q$  axis.

For each sequence, we calculated the normalized differences between the two 0° and two 90° instrumental fluxes and between the two 45° and two 135° instrumental fluxes to produce instrumental values of  $q$  and  $u$ . Our observational procedure, in which we measure only one component at a time, is susceptible to variations in transparency, although the order in which we measured the components reduces this somewhat. We therefore compared these instrumental values of  $q$  and  $u$  between all of the sequences in a night, rejecting those sequences that differed from the mean by more than  $3\sigma$ . We subsequently rejected whole nights if more than half of the sequences were rejected.



**Figure 1.** Normalized Stokes parameters  $q$  and  $u$  for HH 30. The error bars are  $1\sigma$ . The dot shows the mean value which corresponds to a polarization of 5.4% at 54°. The line is a least-squares fit, which corresponds to a position angle of about  $-20^\circ$ . The triangle is the measurement of Cohen & Schmidt (1981).

Of course, these measures are not perfect and it is possible that undetected variations in transparency affect some of our results. However, it is difficult to see how random errors in the polarization could lead to a false positive result.

We corrected for instrumental polarization by observing each night at least one of the unpolarized standards BD +28°4211, BD +32°3739, BD +33°2642, G 191B2B, HD 12021, HD 14069, and GD 319 from Schmidt et al. (1992). The instrumental polarizations were less than 1% and changed with each set of flat fields. We corrected for instrumental rotation with respect to north (i.e., that our 0° images did not have the polarizing filter precisely parallel to the celestial north) by observing each night at least one of the polarized standards Hiltner 960 and BD +59° 389 again from Schmidt et al. (1992). We found no evidence for night-to-night or run-to-run variation in the instrument rotation and so adopted a single instrument rotation for all of our nights. These bright polarized standards also served to verify the quality of our polarimetry; the dispersion of the individual measurements of  $q$  and  $u$  about the standard value was about 0.003.

The uncertainties in  $q$  and  $u$  are dominated by photon noise and are about 0.01 during and after 2005 September and slightly larger in 2005 January. The uncertainties in  $I$  are assumed to be 0.05 and are dominated by calibration uncertainties (see WDRS). It may seem odd to have larger uncertainties in the photometry than the polarimetry, but this is simply a reflection of lack of a good calibration of the photometry and of the highly differential nature of the polarization measurements.

### 3. RESULTS

Table 1 shows our polarimetry and photometry of HH 30. The table shows our estimators of the normalized Stokes parameters  $q$  and  $u$  and the  $I$  magnitude along with  $1\sigma$  uncertainties.

Figure 1 shows the polarimetry of HH 30 in the  $q$ – $u$  plane. The mean polarization is  $\bar{q} = -0.017$  and  $\bar{u} = +0.052$ , which

**Table 1**  
Polarimetry and Photometry of HH 30

Night	JD	$q$	$u$	$I$ (mag)	$s$	$r$
2005 Jan 13	2453383.82	$-0.016 \pm 0.012$	$+0.044 \pm 0.012$	$16.22 \pm 0.05$	$+0.008 \pm 0.012$	$-0.002 \pm 0.012$
2005 Jan 16	2453386.69	$-0.036 \pm 0.017$	$+0.101 \pm 0.017$	$16.03 \pm 0.05$	$-0.046 \pm 0.017$	$+0.025 \pm 0.017$
2005 Jan 17	2453387.64	$-0.007 \pm 0.015$	$+0.111 \pm 0.015$	$17.02 \pm 0.05$	$-0.031 \pm 0.015$	$+0.051 \pm 0.015$
2005 Jan 18	2453388.70	$+0.031 \pm 0.013$	$+0.069 \pm 0.013$	$16.97 \pm 0.05$	$+0.026 \pm 0.013$	$+0.045 \pm 0.013$
2005 Jan 19	2453389.66	$+0.037 \pm 0.025$	$+0.037 \pm 0.029$	$16.54 \pm 0.05$	$+0.051 \pm 0.027$	$+0.024 \pm 0.027$
2005 Sep 11	2453624.97	$-0.072 \pm 0.008$	$+0.083 \pm 0.008$	$16.86 \pm 0.05$	$-0.062 \pm 0.008$	$-0.012 \pm 0.008$
2005 Sep 13	2453626.95	$-0.038 \pm 0.013$	$+0.113 \pm 0.013$	$17.53 \pm 0.05$	$-0.056 \pm 0.013$	$+0.033 \pm 0.013$
2005 Sep 15	2453628.95	$-0.018 \pm 0.012$	$+0.029 \pm 0.012$	$17.25 \pm 0.05$	$+0.014 \pm 0.012$	$-0.018 \pm 0.012$
2005 Sep 16	2453629.93	$-0.005 \pm 0.008$	$+0.048 \pm 0.010$	$16.86 \pm 0.05$	$+0.012 \pm 0.009$	$+0.005 \pm 0.009$
2005 Sep 17	2453630.95	$-0.005 \pm 0.008$	$+0.062 \pm 0.008$	$16.85 \pm 0.05$	$+0.003 \pm 0.008$	$+0.015 \pm 0.008$
2005 Sep 18	2453631.94	$-0.025 \pm 0.010$	$+0.067 \pm 0.010$	$17.10 \pm 0.05$	$-0.016 \pm 0.010$	$+0.006 \pm 0.010$
2005 Sep 19	2453632.93	$-0.053 \pm 0.011$	$+0.083 \pm 0.011$	$17.16 \pm 0.05$	$-0.048 \pm 0.011$	$+0.000 \pm 0.011$
2005 Sep 25	2453638.94	$-0.021 \pm 0.005$	$+0.062 \pm 0.005$	$16.44 \pm 0.05$	$-0.010 \pm 0.005$	$+0.005 \pm 0.005$
2005 Sep 26	2453639.94	$-0.028 \pm 0.008$	$+0.103 \pm 0.008$	$16.73 \pm 0.05$	$-0.041 \pm 0.008$	$+0.032 \pm 0.008$
2005 Oct 22	2453665.87	$-0.029 \pm 0.017$	$+0.023 \pm 0.018$	$17.71 \pm 0.05$	$+0.010 \pm 0.017$	$-0.030 \pm 0.018$
2005 Oct 23	2453666.84	$+0.054 \pm 0.010$	$+0.026 \pm 0.010$	$17.40 \pm 0.05$	$+0.071 \pm 0.010$	$+0.026 \pm 0.010$
2005 Oct 24	2453667.85	$-0.003 \pm 0.007$	$+0.032 \pm 0.007$	$17.02 \pm 0.05$	$+0.024 \pm 0.007$	$-0.006 \pm 0.007$
2005 Oct 26	2453669.85	$-0.023 \pm 0.010$	$+0.059 \pm 0.006$	$17.01 \pm 0.05$	$-0.009 \pm 0.009$	$+0.001 \pm 0.008$
2005 Oct 27	2453670.85	$-0.052 \pm 0.008$	$+0.071 \pm 0.007$	$17.25 \pm 0.05$	$-0.039 \pm 0.008$	$-0.008 \pm 0.007$
2005 Oct 29	2453672.90	$+0.013 \pm 0.009$	$+0.034 \pm 0.009$	$17.29 \pm 0.05$	$+0.035 \pm 0.009$	$+0.006 \pm 0.009$
2005 Oct 31	2453674.84	$+0.039 \pm 0.005$	$+0.024 \pm 0.005$	$16.83 \pm 0.05$	$+0.061 \pm 0.005$	$+0.015 \pm 0.005$
2005 Nov 04	2453678.87	$-0.040 \pm 0.006$	$+0.061 \pm 0.007$	$17.00 \pm 0.05$	$-0.023 \pm 0.006$	$-0.008 \pm 0.007$
2005 Nov 05	2453679.87	$+0.010 \pm 0.008$	$+0.027 \pm 0.010$	$17.15 \pm 0.05$	$+0.037 \pm 0.009$	$-0.002 \pm 0.009$
2005 Nov 06	2453680.90	$+0.049 \pm 0.005$	$-0.007 \pm 0.005$	$16.79 \pm 0.05$	$+0.088 \pm 0.005$	$-0.002 \pm 0.005$
2005 Nov 13	2453687.89	$+0.039 \pm 0.010$	$+0.043 \pm 0.010$	$17.43 \pm 0.05$	$+0.048 \pm 0.010$	$+0.029 \pm 0.010$
2005 Nov 14	2453688.85	$+0.015 \pm 0.007$	$+0.003 \pm 0.008$	$17.14 \pm 0.05$	$+0.056 \pm 0.007$	$-0.017 \pm 0.008$
2005 Nov 15	2453689.84	$+0.002 \pm 0.006$	$+0.010 \pm 0.006$	$16.67 \pm 0.05$	$+0.042 \pm 0.006$	$-0.020 \pm 0.006$
2005 Nov 19	2453693.81	$-0.093 \pm 0.009$	$+0.095 \pm 0.009$	$16.99 \pm 0.05$	$-0.086 \pm 0.009$	$-0.016 \pm 0.009$
2005 Nov 20	2453694.81	$-0.006 \pm 0.011$	$+0.094 \pm 0.011$	$17.46 \pm 0.05$	$-0.019 \pm 0.011$	$+0.039 \pm 0.011$
2005 Dec 10	2453714.77	$-0.017 \pm 0.006$	$+0.040 \pm 0.006$	$17.14 \pm 0.05$	$+0.008 \pm 0.006$	$-0.009 \pm 0.006$
2006 Feb 01	2453767.74	$-0.079 \pm 0.005$	$+0.098 \pm 0.005$	$16.68 \pm 0.05$	$-0.077 \pm 0.005$	$-0.005 \pm 0.005$
2006 Feb 02	2453768.72	$-0.072 \pm 0.007$	$+0.097 \pm 0.008$	$17.07 \pm 0.05$	$-0.071 \pm 0.007$	$-0.001 \pm 0.008$
2006 Feb 11	2453777.71	$-0.004 \pm 0.008$	$+0.017 \pm 0.008$	$17.13 \pm 0.05$	$+0.033 \pm 0.008$	$-0.018 \pm 0.008$
2006 Feb 12	2453778.70	$-0.006 \pm 0.006$	$-0.002 \pm 0.007$	$16.99 \pm 0.05$	$+0.043 \pm 0.006$	$-0.034 \pm 0.007$

corresponds to a polarization of 5.5% at a position angle of  $54^\circ$ .

However, the polarization of HH 30 is clearly variable. The rms dispersion of the individual measurements is  $4.7\sigma$  (i.e., the reduced  $\chi$  of  $q$  and  $u$  about their means is 4.7). The individual measurements fall in an elongated envelope of about 0.18 by 0.07. A least-squares fit to the data suggests that the envelope is roughly parallel to the line  $u = -0.85q$ . The rms dispersion about this line is about  $2.2\sigma$ . The end points of this line correspond to polarizations of about 14.0% at  $64^\circ$  and 5.2% at  $-3^\circ$ .

Strom et al. (1974) measured a polarization of  $7.5\% \pm 2.2\%$  in a red filter centered roughly on  $6800 \text{ \AA}$  but do not report a position angle. While obviously not a strong test, their measurement is consistent with ours.

Cohen & Schmidt (1981) reported a mean polarization in the continuum between 4600 and  $7050 \text{ \AA}$  of 2.8% at a position angle of  $93^\circ$  with an uncertainty of about 0.008 in each of  $q$  and  $u$ . This is marked by a solid triangle in Figure 1. It is very far from our mean polarization and the outside the region occupied by our polarization measurements in  $I$ . The difference between their measurement and ours might be explained by a difference in the interstellar component, which would tend to be larger in their wavelength range. Alternatively, there may have been a significant evolution in the intrinsic polarization in the roughly 25 years between their observations and ours.

## 4. PERIODICITY

### 4.1. Polarimetric Periodicity

To better quantify the variable polarimetric component, we define the transformed normalized Stokes parameters  $r$  and  $s$  after removing the mean component of  $q$  and  $u$  and rotating the axes so that the  $r$ -axis is parallel to the best-fit line  $u = -0.85q$  to the data points. That is,

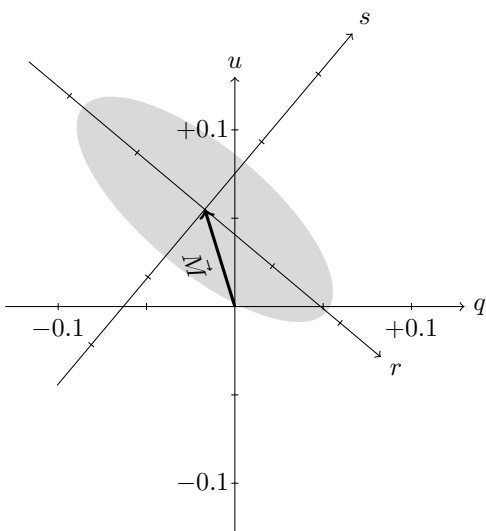
$$r = +(q - \bar{q}) \cos \alpha + (u - \bar{u}) \sin \alpha, \quad (3)$$

$$s = -(q - \bar{q}) \sin \alpha + (u - \bar{u}) \cos \alpha, \quad (4)$$

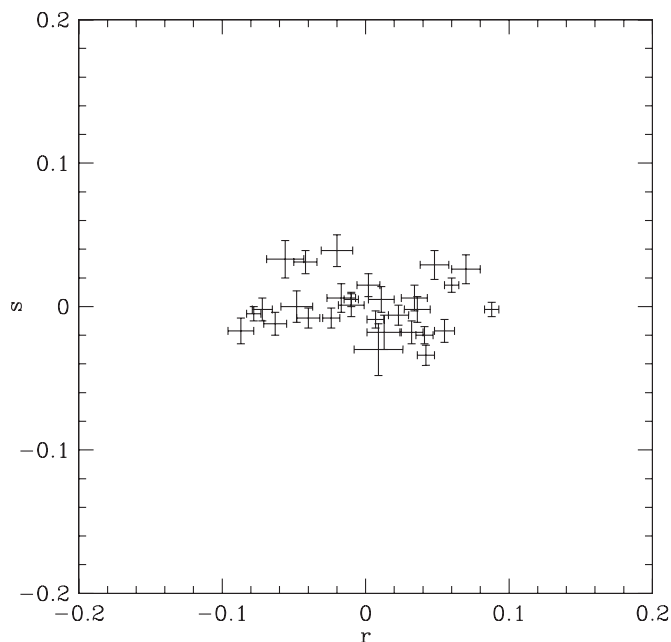
in which  $\bar{q} = -0.017$ ,  $\bar{u} = +0.052$ , and  $\alpha = \arctan(-0.85)$ . This transformation is shown schematically in Figure 2. The components  $r$  and  $s$  are shown in Table 1 and Figure 3. The effectiveness of this transformation in capturing the polarimetric variability can be seen by examining the dispersions of  $r$  and  $s$  about zero; the dispersion of  $s$  about zero is only about  $2.2\sigma$ , whereas the dispersion of  $r$  about zero is about  $6.3\sigma$ .

We have calculated the Lomb–Scargle periodogram for  $r$  for both the unbinned data (Lomb 1976; Scargle 1982; Press et al. 1992, Section 13.8) and the data after binning into bins of  $1/8$  of the period. The binning procedure is explained in WDRS and mitigates the effect of short-term correlations in the data, which can generate peaks in the periodogram that mimic those





**Figure 2.** Schematic diagram of the axes  $q$ ,  $u$ ,  $r$ , and  $s$ . The shaded oval shows the approximate envelope of the polarization observations. The axes  $r$  and  $s$  are defined to have an origin at the mean polarization  $\bar{M}$  and to be parallel to the major and minor axes of the envelope of the polarization measurements.



**Figure 3.** Transformed normalized Stokes parameters  $r$  and  $s$  for HH 30. The error bars are  $1\sigma$ .

generated by periodic signals. We calculated the periodogram both including and excluding the 2005 January observations, to guard against potential changes of phase or period (Herbst et al. 2006). However, there were no significant differences, and therefore in Figure 4 we show only the periodogram for the entire dataset. We calculated the periodogram for 10,000 periods per decade spaced evenly in the logarithm. We characterized the significance of peaks in the periodogram against the null hypothesis that the data points were independent and drawn from a Gaussian distribution with the same mean and standard deviation as the data. We generated 10,000 trials under this null hypothesis and determined the 50%, 90%, 95%, and 99% confidence levels.

Figure 4 shows  $r$ , its resulting periodograms, and the number of effective points. The periodograms are calculated over period

ranges of 0.5–77 days (the longest period for which two complete periods could be seen in the densely sampled data from 2005 September to 2006 February). The first panel shows  $r$ , the second panel the periodogram calculated without binning, the third panel the periodogram with binning to  $f = 1/8$  of the period, and the fourth panel the number of data points without binning as a dotted line and with binning as a solid line. The binning procedure and the meaning of the third and fourth panels are explained in WDRS.

There are peaks at periods of 0.880, 1.151, and 7.49 days with significances of more than 99%. However, we suspect that these are aliases, as the first two are almost exactly equal to  $(1 \pm 1/7.49)^{-1}$  days. A weaker alias also appears at 0.535 days. This aliasing is a natural result of our observations falling at the same sidereal time each night, so our observations are spaced almost exactly by multiples of one sidereal day. A priori, it is not possible to determine which of these three is the real period and which are spurious. We attempted to determine the real period by splitting our nights into two. This typically gave us two (noisier) observations separated by a mean of 2.0 hr. However, this separation was not enough to eliminate aliasing; the recalculated periodograms still showed peaks at each period. Distinguishing between the real period and its aliases will require either additional data or astrophysical arguments.

We performed a direct fit to the (unfolded)  $r$  data using a sine component plus a constant and minimizing  $\bar{\chi}^2$ . Figure 5 shows the folded light curve. The best fit has a period of 7.49 days with a peak-to-valley amplitude of 0.113 and a phase of 0.34 at a JD of 2453600.0 (i.e., the sine modulation had completed 0.34 of a complete cycle at this moment). As expected, this period is equal to the period determined from the periodogram. The sine component reduces the rms dispersions from 0.047 to 0.025 and  $\bar{\chi}$  from 6.3 to 3.3. Thus, the sine component reduces the dispersion in  $r$  by almost a factor of two, but nevertheless it appears that the remaining dispersion is real. Some of this remaining dispersion may come from the real modulation not being a perfect sine curve and some may be random. As expected, fits restricted in period in order to find the aliases as 0.88 and 1.15 days give similar light curves, albeit with slightly higher rms dispersions.

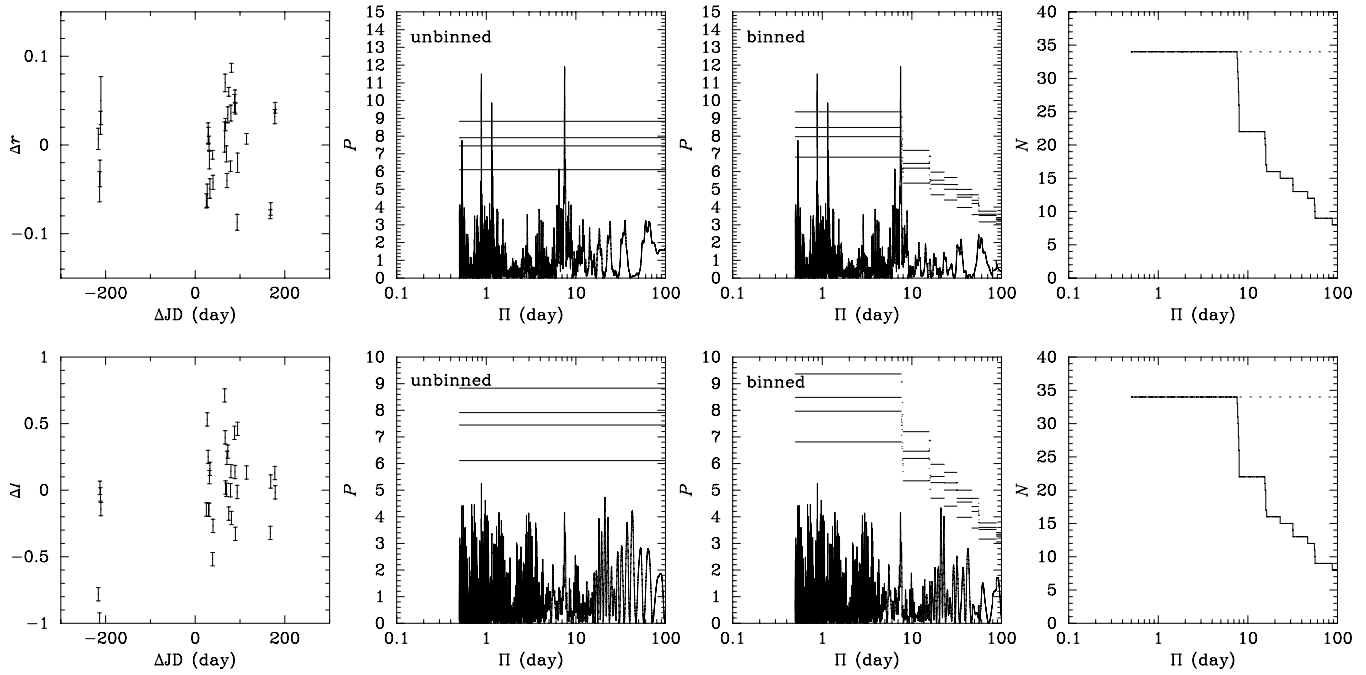
It is noteworthy that the  $r$  values from 2005 January (the solid markers in Figure 5) fall on top of the  $r$  values from later nights (open markers). This suggests that the polarimetric modulation was stable over the year from 2005 January to 2006 February.

The stability of the modulation over this relatively long interval allows us to place a limit on the uncertainty in the period. If we limit the phase uncertainty between the first and last period seen to 0.25 (i.e., one quarter of a period), then the corresponding uncertainty in the period is about 0.04 days.

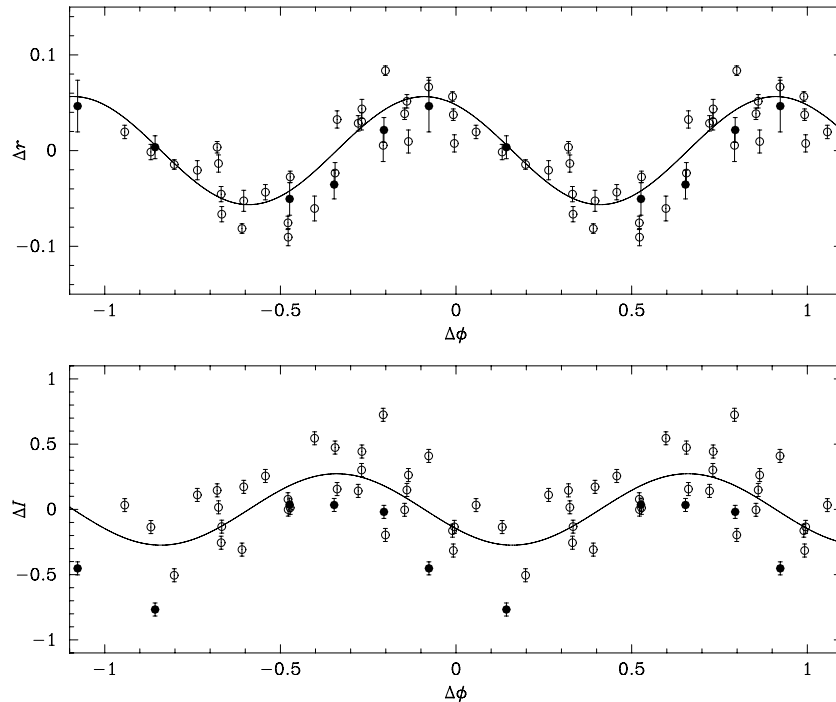
#### 4.2. Photometric Periodicity

WDRS examined periodograms of three sets of photometric data on HH 30 (including the data presented in this paper but excluding the 2005 January observations) and found no evidence for a significant periodic modulation. As for  $r$ , we calculated the periodogram for  $I$  and show this in Figure 4 but, in agreement with WDRS, we did not find a significant photometric period.

However, we have now identified a 7.49 day period (plus aliases) in the polarimetric data. Examining Figure 4 it is notable that the photometry periodogram has a weak peak at 7.46 days close to the period of the strong peak in the polarimetry periodogram. This suggests that there might be a periodic



**Figure 4.** Time series and periodograms of the transformed normalized Stokes parameter  $r$  (above) and the total magnitude  $I$  (below). In each row, the first panel shows the data as a time series, with  $\Delta JD \equiv JD - 2453600.0$ . The second panel shows the periodogram without binning. The third panel shows the periodogram after binning the data into bins of  $1/8$  of a period. The fourth panel shows the number of data points without binning as a dotted line and with binning as a solid line. The binning procedure and the meaning of the third and fourth panels are explained in WDRS. The horizontal lines show 50%, 90%, 95%, and 99% significance levels. The most significant peaks in the periodograms for  $r$  are at 0.88, 1.151, and 7.49 days.

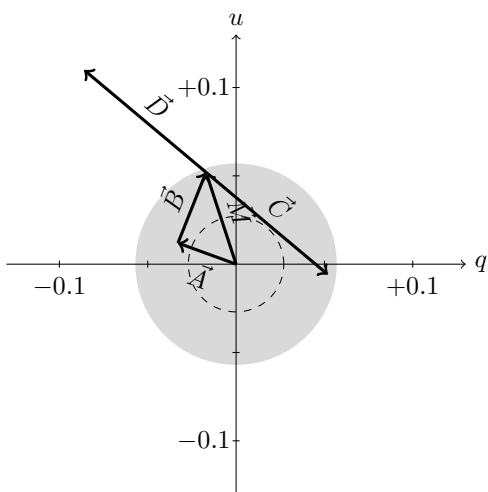


**Figure 5.** Folded light curves of the transformed normalized Stokes parameter  $r$  (above) and the total magnitude  $I$  (below). The data from 2005 January are shown with solid markers and the rest of the data are shown with open markers. The lines show the sine fits. The phase  $\Delta\phi$  is 0 at  $JD = 2453600.0$ . Note that the fits are displaced by almost exactly  $1/4$  of a period.

modulation of the photometry of HH 30, but that random noise renders it formally insignificant in the periodogram.

To investigate this possibility further, we performed a direct fit to the  $I$  data with a sine component plus a constant. We constrained the period of the sine component to be equal to the 7.49 day period of the polarimetric component. Figure 5

shows the folded light curve. The best fit had a peak-to-valley amplitude of 0.55 magnitudes and a phase of 0.59 at a JD of 2453600.0. The sine component reduces the rms from 0.31 to 0.25 and  $\bar{\chi}$  from 6.1 to 5.0. Thus, the fit is noisy, which would explain why it is not formally significant in the periodogram, and it appears that a significant random component is present.



**Figure 6.** The components of the polarization in the  $q$ - $u$  plane. The mean total polarization is  $\vec{M}$ . This is made up of the ISM polarization  $\vec{A}$  and the mean disk polarization  $\vec{B}$ . The ISM polarization must lie within the gray circle and its most likely value is shown as a dashed circle. The diagram shows example values of  $\vec{A}$  and  $\vec{B}$ . The variable components of the disk polarization are  $\vec{C}$  and  $\vec{D}$ , which appear to be roughly constant in direction but vary in length.

The rms after the fit is still larger than the assumed uncertainty in the photometry.

It is noteworthy that the  $I$  values from 2005 January (the solid markers in Figure 5) show the same trends as  $I$  values from later nights (open markers), but are displaced by about 0.4 magnitudes toward fainter magnitudes. This suggests that the photometric modulation was stable over the year from 2005 January to 2006 February, but that HH 30 was fainter than average in 2005 January.

The photometric modulation appears to be displaced by 0.25 periods from the polarimetric modulation. That is, when the photometric modulation is at a maximum or minimum, the polarimetric modulation is at zero and vice versa. We will return to this point in Section 5.4.

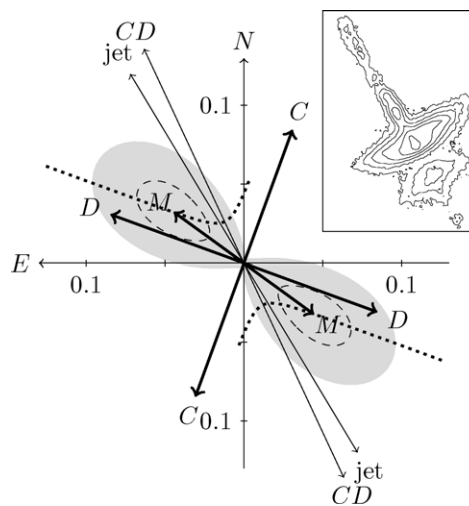
## 5. INTERPRETATION

### 5.1. Components in the $q$ - $u$ Plane

We assume that the polarization of HH 30 consists of a combination of interstellar polarization, the constant mean polarization of the disk, and a variable component that we will attribute to the beaming mechanism acting on the disk.

We place limits on the interstellar polarization of HH 30 using limits on the extinction. Watson & Stapelfeldt (2007) estimated that the extinction to HH 30 is  $0 \leq A_I \leq 1.8$ , which corresponds to  $0 \leq A_V \leq 3.0$  (Holtzman et al. 1995). Whittet et al. (1992, 2001) observed 27 field stars behind the Taurus Dark Cloud. The mean observed polarization in  $I$  of the five stars with  $2.0 \leq A_V \leq 4.0$  is 2.7% and the maximum polarization of the 23 stars with  $A_V \leq 4.0$  is 5.7%. This suggests that the interstellar polarization in  $I$  of HH 30 is likely to be around 2.7% and is unlikely to be above 5.7%. However, the interstellar polarization could be at any position angle.

In the  $q$ - $u$  plane, we denote the interstellar polarization by  $\vec{A}$  and the mean disk polarization by  $\vec{B}$ . The sum of the vectors corresponding to  $A$  and  $B$  must be equal to the mean total polarization  $\vec{M}$  of 5.5% at a position angle of  $54^\circ$ . Figure 6 shows the  $q$ - $u$  plane with the likely values of  $\vec{A}$  marked by a



**Figure 7.** The components of the polarization on the sky. The axes and the lengths of the arrows show the degree of polarization  $p$ . Component  $M$  is the mean total polarization. The dashed ovals show the likely values of the mean disk polarization  $B$  and the gray ovals show the possible values of the mean disk polarization  $B$ . Components  $C$  and  $D$  are the variable disk components. The dotted lines show the total polarization as the variable component varies from  $C$  to  $D$ . Also shown are the axis of the jet and  $CD$ , the bisector of  $C$  and  $D$ . Shown inset is an image of HH 30 in  $R$  (from Figure 1 of Watson & Stapelfeldt 2007).

dashed circle and the possible values of  $\vec{A}$  marked by a gray region. The figure also shows the mean total polarization  $\vec{M}$  and an example of  $\vec{A}$  and  $\vec{B}$  satisfying  $\vec{A} + \vec{B} = \vec{M}$ .

The variability in the polarization of HH 30 is provided by two components, which we denote by  $\vec{C}$  and  $\vec{D}$ . Component  $\vec{C}$  has a length of up to about 9% and a position angle of about  $-20^\circ$  and component  $\vec{D}$  has a length also of up to about 9% and a position angle of about  $70^\circ$ . These components are also marked in Figure 6.

### 5.2. Components on the Sky

Figure 7 shows the corresponding polarization components on the sky along with an image of HH 30 in  $R$  to orient the reader. We remind the reader that *vectors* in the  $q$ - $u$  plane correspond to *planes* on the sky.

The likely values of the mean disk polarization  $B$  are marked by dashed ovals and the possible values of the mean disk polarization are marked by gray ovals. Both sets of ovals are centered on the mean total polarization  $M$ . The likely values of the mean disk polarization are between 2.8% and 8.2% and between position angles of  $39^\circ$  and  $69^\circ$ .

We would expect the polarization of a symmetric edge-on optically thick disk without a significant envelope component to be parallel to the disk axis (Whitney & Hartmann 1992). Burrows et al. (1996) measured the position angle of the jet in HH 30 to be  $31^\circ.3$  and their images suggest that the jet is close to perpendicular to the disk. Thus, if the disk of HH 30 were symmetric, we would expect  $B$  to be roughly parallel to the jet axis. While our data are not incompatible with this possibility, the likely values of  $B$  are rotated counterclockwise by between  $8^\circ$  and  $38^\circ$  from the jet axis. However, Watson & Stapelfeldt (2007) showed that the disk of HH 30 is not symmetric but instead has a mean photometric asymmetry, with the upper right nebula on average brighter than the upper left nebula. This would tend to rotate the mean polarization counterclockwise from the jet axis, increasing the position angle of the mean polarization. This might well explain the

rotation between the jet and the likely values of the mean disk polarization.

The likely values of the percentage mean disk polarization of 2.8%–8.2% lie within the range of 3%–11% for the  $\mu = 0.1$  flared-disk models of Whitney & Hartmann. This agreement is perhaps fortuitous because their models are not tuned to fit HH 30.

The components *C* and *D* have position angles of about  $-20^\circ$  and  $+70^\circ$  and are rotated clockwise and counterclockwise from the jet. We would suggest that component *C*, being roughly perpendicular to a line from the star to the upper left nebula, corresponds to the upper left nebula being relatively brighter than the mean (or the upper right nebula being relatively fainter) and component *D*, being perpendicular to a line from the star to the upper right nebula, corresponds to the upper right nebula being relatively brighter than the mean (or the upper left nebula being relatively fainter). Symmetry, would suggest that the disk axis should be roughly parallel to the bisector *CD* of *C* and *D*. In good agreement with this suggestion, the bisector *CD* is at a position angle of  $25^\circ$  and is within  $6^\circ$  of the jet. We note that although the components *C* and *D* are orthogonal on the sky and hence antiparallel in the *q*–*u* plane, this need not be the case in general. Instead, it seems to arise from the polarizations in the upper left and upper right nebulae being rotated by about  $45^\circ$  from the disk axis.

### 5.3. Polarimetric Modulation

We have detected a strong periodic polarimetric modulation in *I*. The modulation appeared to be stable over the entire one year interval of our observations. The period of the modulation is either 7.49 days or one of the aliases of this period around 1 day. A sine fit suggests a peak-to-valley amplitude of about 11.3%, although there is some additional real dispersion about the fit and the full range of the data is about 17.4%. This modulation is qualitatively consistent with the lighthouse model for HH 30, in which a beam or shadow from the central source sweeps over the disk.

We would expect the polarimetric modulation to have a counterpart in the lateral asymmetry. Watson & Stapelfeldt (2007) looked for periodic signals in the lateral asymmetry. The long spacing in their data (typically six months) prevented them from placing strong constraints on short periods, such as that we have found in the polarimetry. Therefore, our detection of a period is compatible with their results. It is worth mentioning that they observed a significant change in the asymmetry over only two days (see their Section 4.4.4); this is consistent with a change in beam orientation with the polarimetric period found here.

Watson & Stapelfeldt (2007) also reported high-resolution images of HH 30 with the *Hubble Space Telescope* from 2005 January 2, only a couple of weeks before the start of our campaign. They report that the asymmetry in the upper disk was  $+0.09$  magnitudes, only  $0.65\sigma$  from the mean of  $+0.42$ . If we extrapolate our fit backward we predict that the phase of the polarimetric modulation during these observations was 0.05 (i.e., the sine modulation had completed 0.05 of a period). This is in good agreement with the lack of a strong asymmetry in the images.

### 5.4. Photometric Modulation

We have also detected a possible photometric modulation in *I* with the same period and a peak-to-valley amplitude of

about 0.5 magnitudes. This modulation is much noisier than the polarimetric modulation.

The photometric modulation appears to be displaced from the polarimetric modulation by almost exactly  $1/4$  of a period. According to the fits, the curves are displaced by 0.25 of a period. This is exactly what one would expect from the lighthouse model: minimum polarization modulation and maximum brightness when the beam is pointed at the observer; minimum polarization modulation and minimum brightness when the beam is pointed away from the observer; and maximum polarization modulation and intermediate brightness when the beam is in the plane of the sky. It is this agreement that convinces us that the photometric modulation is real.

An amplitude of 0.5 magnitudes is at the high end of the distribution for periodic variability (Herbst et al. 1994; Rebull 2001). It may be that the peculiar geometry of HH 30, in which we see the variability essentially of the upper hemisphere of the star filtered through disk scattering, acts to enhance the amplitude. For example, instead of seeing the modulation of a hot spot against the whole stellar disk, we might effectively be seeing the modulation of a hot spot against only the upper half of the stellar disk. Naively, we might expect this to increase the amplitude of the variability by a factor of about two.

Even though the lighthouse qualitatively explains the periodic photometric modulation, there must be an additional dominant source of modulation because the rms after the fit is still larger than the assumed uncertainty in the photometry. WDRS failed to detect this weak period photometric modulation and suggested that the dominant photometric variability of HH 30 was related to Type II variability seen in other young stellar objects (Herbst et al. 1994). Type II variability is thought to be caused by a variable accretion luminosity, and this is consistent with the presence of strong collimated jets in HH 30 (Mundt et al. 1990; Burrows et al. 1996; Ray et al. 1996).

## 6. DISCUSSION

### 6.1. A Lighthouse Related to a Binary Companion

Anglada et al. (2007) suggested that the wiggling in the jet of HH 30 is caused by a binary companion that either imparts a significant orbital velocity to the jet source or causes the jet source to precess. In the first case, they suggest a stellar companion with an orbital period of around 50 years and in the second case they suggest a substellar companion with a period of much less than one year. It is interesting to speculate as to whether there might be a direct link between the companion and the lighthouse.

The orbital period of the putative stellar companion is orders of magnitude longer than the period of the polarimetric modulation. Thus, it seems that in this case the lighthouse would be independent of the orbit of the stellar companion.

The period of the polarimetric modulation is consistent with the orbital period of the putative substellar companion. If we identify the polarimetric period with the orbital period of the companion and assume a total mass of  $0.45 M_\odot$  (Pety et al. 2006), then Equation (14) of Anglada et al. (2007) suggests that the mass of the companion is about  $2M_J$  and the orbital radius is about 0.06 AU or  $12 R_\odot$ .

Thus, at first glance, it seems that a substellar companion in a 7.5 day orbit might explain both the lighthouse and the wiggling of the jet. However, Guilloteau et al. (2008) have recently obtained millimeter imaging of the disk that suggests the presence of an inner hole whose radius is about 40 AU. Such



a hole is consistent with the stellar companion postulated by Anglada et al. This removes the motivation for the substellar companion, and so Occam's razor suggests that the lighthouse mechanism is not directly related to the wiggling of the jet.

### 6.2. A Lighthouse Related to Rotation

The hot-spot model of Wood & Whitney (1998) has nonaxisymmetric stellar accretion hot spots which act as a lighthouse. The disk-shadowing model of Stapelfeldt et al. (1999) has orbiting voids or clumps in the inner disk which also act as a lighthouse. Both these models postulate the presence of a disk close to the star. If the emerging picture of HH 30 as a binary system is correct, then that disk would be from a small circumstellar disk truncated by the orbit of the companion and fed by mass transfer from the much larger circumbinary disk. Nevertheless, one might expect the inner region of such a circumstellar disk to be similar to the inner region of disks around single stars. Therefore, these models remain relevant despite being conceived in the context of a single-star system.

The rotational periods of young stars are typically between 1 and 8 days, with a deficit of periods shorter than 1 day and a long tail from 8 to 30 days (Stassun et al. 1999; Herbst et al. 2000; Rebull 2001). Thus, our measured polarimetric period of around 1 day or 7.49 days could well correspond to the rotational period of the star. In the hot-spot model, the period of the lighthouse is expected to correspond to the rotational period of the star. Thus, our polarimetric period is completely consistent with the stellar hot-spot model.

In the disk-shadowing model, there is a priori no reason to expect a link between the rotational period of the star and the orbital period of the clump or void. Nevertheless, the magnetic field of the star is expected to become dynamically important close to corotation and so if the voids or clumps are caused by an asymmetric magnetic field, we would expect them to occur close to corotation. The orbital period at corotation is, by definition, equal to the rotational period of the star. If we interpret the polarimetric period as an orbital period, assume the longer period of 7.49 days, and assume a stellar mass of  $0.45 M_{\odot}$  (Pety et al. 2006), the corresponding orbital radius is 0.06 AU or  $12 R_{\odot}$ . This is similar to the smallest ring radii in T Tauri stars deduced from near-infrared interferometry (Millan-Gabet et al. 2007). Since the rings are thought to occur close to corotation, this agreement is not surprising. Thus, our polarimetric period is also consistent with the disk shadowing model.

## 7. SUMMARY

We have presented results of a year-long campaign to measure the polarization of HH 30 in *I*. The polarization of HH 30 is variable. The mean polarization is 5.5% at an angle of  $54^{\circ}$ , but individual measurements range from 14.0% at  $64^{\circ}$  to 5.2% at  $-3^{\circ}$ . We interpret the mean polarization component as a combination of interstellar polarization and mean disk polarization. Our observations do not allow us to precisely separate these two contributions.

A time-series analysis of the variable polarization component indicates that it is dominated by a periodic component with a period of either about 7.49 days or one of the aliases close to 1 day. Our observations do not allow us to distinguish between these ambiguous periods. The full amplitude of the periodic component in the  $q-u$  plane corresponds to 11%. The periodic component appeared to be stable in both period and phase over one year.

A time-series analysis of the photometry suggests the possible presence of a weak periodic component with the same period as the polarimetric component and with a full amplitude of about 0.55 magnitudes. However, a nonperiodic component appears to dominate. The periodic photometric component appears to be displaced from the periodic polarimetric component by one quarter of a period. That is, the photometric component is at a maximum or minimum when the polarimetric component is at a null. This is exactly the prediction of the lighthouse model for HH 30.

Our observations appear to confirm the lighthouse model. Definitive confirmation could be provided by a monitoring campaign of imaging with the *HST* over one or two periods.

Unfortunately, we are not able to eliminate either of the mechanisms proposed for the lighthouse: asymmetric accretion hot spots on the star or shadowing by orbiting clumps or voids in the disk. Nevertheless, our observations do provide quantitative constraints on the period and amplitude of both the polarimetric and photometric modulations. We are planning to carry out detailed modeling of both mechanisms using a Monte Carlo radiation transfer code, in anticipation that such modeling may allow us to finally determine which mechanism is present in HH 30.

We thank Kenny Wood for suggesting that we monitor the polarization of HH 30. We also thank an anonymous referee for a useful report. We are extremely grateful to the staff of the OAN/SPM for their support and warm hospitality during several long observing runs. We thank Jorge Valdez, Fernando Quirós, Benjamín García, and Esteban Luna for their contributions to the design and construction of POLIMA. M.C.D.R. thanks CONACyT for a graduate student fellowship. K.R.S. acknowledges funding support to the *Spitzer Space Telescope* Project Science Office. We used the IRAF software for some data reduction. IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation. We also used data products from the Two Micron All Sky Survey, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center at the California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration and the National Science Foundation.

## REFERENCES

- Anglada, G., López, R., Estalella, R., Masegosa, J., Riera, A., & Raga, A. 2007, *AJ*, **133**, 2799
- Bouvier, J., et al. 1999, *A&A*, **349**, 619
- Burrows, C. J., et al. 1996, *ApJ*, **473**, 437
- Cohen, M., & Schmidt, G. D. 1981, *AJ*, **86**, 1228
- Cotera, A. S., et al. 2001, *ApJ*, **556**, 958
- Guilloteau, S., Dutrey, A., Pety, J., & Gueth, F. 2008, *A&A*, **478**, L31
- Herbst, W., Dhital, S., Francis, A., Lin, L., Tresser, N., & Williams, E. C. 2006, *PASP*, **118**, 828
- Herbst, W., Herbst, D. K., Grossman, E. J., & Weinstein, D. 1994, *AJ*, **108**, 1906
- Herbst, W., Rhode, K. L., Hillenbrand, L. A., & Curran, G. 2000, *AJ*, **119**, 261
- Hiriart, D., Valdez, J., Quirós, F., García, B., & Luna, E. 2005, POLIMA Manual de Usuario MU-2005-08, Instituto de Astronomía, UNAM
- Holtzman, J. A., Burrows, C. J., Casertano, S., Hester, J. J., Trauger, J. T., Watson, A. M., & Worthey, G. 1995, *PASP*, **107**, 1065
- Lomb, N. R. 1976, *Ap&SS*, **39**, 447
- Ménard, F., & Bastien, P. 1992, *AJ*, **103**, 564
- Ménard, F., Bouvier, J., Dougados, C., & Mel'nikov, S. y Grankin K. N. 2003, *AJ*, **409**, 163

- Millan-Gabet, R., Malbet, F., Akeson, R., Leinert, C., Monnier, J. E., & Waters, R. 2007, in *Protostars and Planets*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil (Tucson, AZ: Univ. Arizona Press), 951
- Mundt, R., Ray, T. P., Buhrke, T., Raga, A. C., & Solf, J. 1990, *A&A*, **232**, 37
- O'Sullivan, M., Truss, M., Walker, C., Wood, K., Matthews, O., Whitney, B. A., & Bjorkman, J. E. 2005, *MNRAS*, **358**, 632
- Pety, J., Gueth, F., Guilloteau, S., & Dutrey, A. 2006, *A&A*, **458**, 841
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. T. 1992, *Numerical Recipes in C* (2nd ed.; Cambridge: Cambridge Univ. Press)
- Ray, T. P., Mundt, R., Dyson, J. E., Falle, S. A. E. G., & Raga, A. C. 1996, *ApJ*, **468**, L103
- Rebull, L. M. 2001, *ApJ*, **121**, 1676
- Scargle, J. D. 1982, *ApJ*, **263**, 835
- Schmidt, G. D., Elston, R., & Lupie, O. L. 1992, *AJ*, **104**, 1563
- Stapelfeldt, K. R., et al. 1999, *ApJ*, **516**, L95
- Stassun, K. G., Mathieu, R. D., Mazeh, T., & Vrba, F. J. 1999a, *AJ*, **117**, 2941
- Stassun, K., & Wood, K. 1999b, *ApJ*, **510**, 892
- Strom, K. M., Strom, S. E., & Kinman, T. D. 1974, *ApJ*, **191**, L93
- Watson, A. M., Durán-Rojas, M. C., & Stapelfeldt, K. R. 2008, *RevMexAA*, **44**, 389 (WDRS)
- Watson, A. M., & Stapelfeldt, K. 2007, *AJ*, **133**, 845
- Whitney, B. A., & Hartmann, L. 1992, *ApJ*, **395**, 529
- Whittet, D. C. B., Gerakines, P. A., Hough, J. H., & Shenoy, S. S. 1992, *ApJ*, **386**, 562
- Whittet, D. C. B., Gerakines, P. A., Hough, J. H., & Shenoy, S. S. 2001, *ApJ*, **547**, 872
- Wood, K., Kenyon, S. J., Whitney, B. A., & Bjorkman, J. E. 1996, *ApJ*, **458**, L79
- Wood, K., & Whitney, B. A. 1998, *ApJ*, **506**, 43

## Capítulo 6

# Modelos Representativos de la Variabilidad

Wood y Whitney (1998) propusieron un modelo para HH 30 que consiste de una fuente central de baja masa con *hot spots* en la superficie de la misma y que está rodeada por un disco de acreción. Utilizaron este modelo para calcular la intensidad de HH 30 debida a la dispersión pero sin tomar en cuenta la polarización.

Un código Monte Carlo, que también calcula la intensidad y que tampoco incluía la polarización es el que desarrollaron Watson y Henney (2001). Modificamos este código para incluir la polarización y la manera en cómo hacemos esto la describimos en el Apéndice C.

Usamos los parámetros de Wood y Whitney (1998) y el código modificado de Watson y Henney (2001) para comparar los resultados de este código con los resultados de las observaciones de polarimetría que realizamos.

En la siguiente sección, se escriben las ecuaciones del modelo de Wood y Whitney (1998), y en la sección §6.2 se describen los parámetros que utilizamos para el modelo, enseguida se dan los resultados que se obtuvieron para posteriormente hacer una breve interpretación de los mismos.

## 6.1. El modelo

En esta sección mencionamos las ecuaciones para el modelo específico de Wood y Whitney (1998) para fuentes con luz dispersada. Las ecuaciones que utilizaron tanto para el perfil de densidad del disco, como para la escala de altura y la masa del disco, son descritas en coordenadas cilíndricas.

Para calcular la estructura de la densidad en el disco se supone que hay equilibrio hidrostático y que el disco es ópticamente delgado, es decir, que es verticalmente isotérmico. Entonces la estructura de la densidad en el disco está dada por

$$\rho = \rho_0(\omega/R_*)^{-\alpha} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left[\frac{z}{h(\omega)}\right]^2\right\}, \quad (6.1)$$

donde  $\omega$  es la coordenada radial,  $\rho_0$  es la densidad en el plano medio cuando  $\omega = R_*$  y el parámetro  $\alpha$  controla la variación radial de la densidad.

La escala de altura es

$$h(\omega) = h_0 \left(\frac{\omega}{R_*}\right)^\beta, \quad (6.2)$$

donde  $h_0$  es la escala de altura del disco en la superficie de la estrella, y  $\beta$  representa el grado de *flaring*. La masa del disco es entonces

$$M_d = (2\pi)^{3/2} \frac{\rho_0 h_0 R_*^{\alpha-\beta}}{\beta - \alpha + 2} (R_{max}^{\beta-\alpha+2} - R_{min}^{\beta-\alpha+2}). \quad (6.3)$$



en donde  $R_{max}$  y  $R_{min}$  son el radio máximo y mínimo del disco, respectivamente.

Los parámetros relevantes para el modelo son: la masa, el radio y la temperatura de la estrella; la masa, el tamaño, la inclinación, el grado de *flaring* y el exponente  $\alpha$  de la densidad del disco; el tamaño, la altitud y el brillo de los *hot spots*; y del polvo especificamos su albedo, una función fase para la dispersión como Henyey-Greenstein (Henyey y Greenstein 1941) y su opacidad.

## 6.2. Modelos de Wood y Whitney (1998)

Utilizamos los parámetros que proponen Wood y Whitney (1998) para calcular la polarización de un disco ópticamente grueso que rodea a una estrella de baja masa con *hot spots* en su superficie; y así poder comparar la polarización obtenida con los parámetros de su modelo y la polarización que nosotros medimos.

Los parámetros que suponen son los siguientes: para la fuente suponen una masa de  $2 M_{\odot}$ , con un radio  $2R_{\odot}$  y una temperatura superficial de la estrella de 3800K. Para el disco suponen una masa de  $2.5 \times 10^{-4} M_{\odot}$ , con un  $R_{min} = 3R_{*}$  y un  $R_{max} = 250UA$ , una inclinación de  $8^{\circ}$ , el grado de *flaring* es  $9/8$  y el exponente de la densidad del disco de  $-15/8$ . Las características de los *hot spots* es que tienen una temperatura de 10000K, con un diámetro de  $20^{\circ}$  a una latitud de  $\pm 65^{\circ}$ . El albedo del polvo es  $a = 0.5$ , con la función fase de dispersión  $g = 0.4$  y una opacidad del orden de  $105 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$ , además utilizamos una polarización lineal máxima de 0.5 y supusimos una polarización circular nula ver ecuación (C.4).

Utilizamos el valor de la temperatura del *hot spot* para determinar el contraste entre éste y la superficie de la estrella. Suponiendo que tanto la estrella como los *hot spots* son cuerpos negros, podemos determinar su brillos con la siguiente ecuación

$$B_\lambda = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}, \quad (6.4)$$

ésta depende de la longitud de onda  $\lambda$  y la temperatura. En nuestras observaciones utilizamos la banda  $I = 0.8\mu m$  y las temperatura  $T = 3800$  K para la estrella y  $T = 10000$  K para los *hot spots*. Calculamos el cociente  $B_\lambda(10000 \text{ K})/B_\lambda(3800 \text{ K})$  para averiguar que tanto son más brillantes los *hot spots* con respecto a la estrella. De aquí obtenemos que el brillo del *hot spot* es 22 veces mayor que el de la superficie de la estrella.

### 6.3. Resultados

Con este modelo obtuvimos la polarización tomando en cuenta diferentes posiciones (en la dirección azimutal) d el observador, la primera fue a  $0^\circ$  y la última a  $350^\circ$ (ángulo azimutal), con una diferencia entre cada posición de  $10^\circ$ .

En la Tabla 6.1 se reportan los resultados de las pruebas que realizamos, las columnas están distribuidas de la siguiente manera, en la primera se muestra el ángulo en el cual estaríamos viendo a los *hot spots* (es decir, la posición del observador), en la segunda la intensidad, los parámetros de Stokes  $Q$  y  $U$  en la tercera y cuarta, respectivamente, y los parámetros de Stokes normalizados  $q$  y  $u$  en la quinta y sexta, mientras que el porcentaje y el grado de polarización están en la séptima y octava.

Pudimos reproducir los resultados de Wood y Whitney (1998) para la intensidad, en la Figura 6.1 se muestran los resultados de la intensidad para cuatro posiciones del

Cuadro 6.1: Polarización e intensidad para los modelos de Wood y Whitney (1998).

Observador	$I$	$Q$	$U$	$q$	$u$	$p(\%)$	$\theta(^{\circ})$
0°	$4.918 \times 10^{-4}$	$+4.602 \times 10^{-5}$	$-4.494 \times 10^{-7}$	+0.094	-0.001	9.356	-44.720
10°	$4.914 \times 10^{-4}$	$+4.613 \times 10^{-5}$	$-4.068 \times 10^{-6}$	+0.094	-0.008	9.423	-42.480
20°	$4.899 \times 10^{-4}$	$+4.613 \times 10^{-5}$	$-7.378 \times 10^{-6}$	+0.094	-0.015	9.535	-40.457
30°	$4.869 \times 10^{-4}$	$+4.620 \times 10^{-5}$	$-1.069 \times 10^{-5}$	+0.095	-0.022	9.738	-38.486
40°	$4.833 \times 10^{-4}$	$+4.624 \times 10^{-5}$	$-1.370 \times 10^{-5}$	+0.096	-0.028	9.980	-36.746
50°	$4.789 \times 10^{-4}$	$+4.628 \times 10^{-5}$	$-1.634 \times 10^{-5}$	+0.097	-0.034	10.249	-35.277
60°	$4.741 \times 10^{-4}$	$+4.604 \times 10^{-5}$	$-1.845 \times 10^{-5}$	+0.097	-0.039	10.461	-34.081
70°	$4.690 \times 10^{-4}$	$+4.588 \times 10^{-5}$	$-2.001 \times 10^{-5}$	+0.098	-0.043	10.673	-33.217
80°	$4.640 \times 10^{-4}$	$+4.557 \times 10^{-5}$	$-2.116 \times 10^{-5}$	+0.098	-0.046	10.827	-32.545
90°	$4.593 \times 10^{-4}$	$+4.515 \times 10^{-5}$	$-2.156 \times 10^{-5}$	+0.098	-0.047	10.892	-32.239
100°	$4.552 \times 10^{-4}$	$+4.450 \times 10^{-5}$	$-2.127 \times 10^{-5}$	+0.098	-0.047	10.837	-32.228
110°	$4.517 \times 10^{-4}$	$+4.376 \times 10^{-5}$	$-2.021 \times 10^{-5}$	+0.097	-0.045	10.670	-32.608
120°	$4.490 \times 10^{-4}$	$+4.297 \times 10^{-5}$	$-1.862 \times 10^{-5}$	+0.096	-0.041	10.431	-33.288
130°	$4.468 \times 10^{-4}$	$+4.204 \times 10^{-5}$	$-1.638 \times 10^{-5}$	+0.094	-0.037	10.097	-34.356
140°	$4.453 \times 10^{-4}$	$+4.116 \times 10^{-5}$	$-1.376 \times 10^{-5}$	+0.092	-0.031	9.744	-35.756
150°	$4.444 \times 10^{-4}$	$+4.056 \times 10^{-5}$	$-1.056 \times 10^{-5}$	+0.091	-0.024	9.431	-37.703
160°	$4.437 \times 10^{-4}$	$+3.999 \times 10^{-5}$	$-7.178 \times 10^{-6}$	+0.090	-0.016	9.157	-39.912
170°	$4.432 \times 10^{-4}$	$+3.966 \times 10^{-5}$	$-3.459 \times 10^{-6}$	+0.089	-0.008	8.983	-42.508
180°	$4.429 \times 10^{-4}$	$+3.963 \times 10^{-5}$	$+2.490 \times 10^{-7}$	+0.089	+0.001	8.948	+44.820
190°	$4.430 \times 10^{-4}$	$+3.983 \times 10^{-5}$	$+4.045 \times 10^{-6}$	+0.090	+0.009	9.038	+42.101
200°	$4.430 \times 10^{-4}$	$+4.036 \times 10^{-5}$	$+7.668 \times 10^{-6}$	+0.091	+0.017	9.273	+39.621
210°	$4.435 \times 10^{-4}$	$+4.093 \times 10^{-5}$	$+1.102 \times 10^{-5}$	+0.092	+0.025	9.558	+37.464
220°	$4.441 \times 10^{-4}$	$+4.166 \times 10^{-5}$	$+1.405 \times 10^{-5}$	+0.094	+0.032	9.899	+35.680
230°	$4.459 \times 10^{-4}$	$+4.234 \times 10^{-5}$	$+1.667 \times 10^{-5}$	+0.095	+0.038	10.205	+34.256
240°	$4.480 \times 10^{-4}$	$+4.307 \times 10^{-5}$	$+1.871 \times 10^{-5}$	+0.096	+0.042	10.483	+33.259
250°	$4.510 \times 10^{-4}$	$+4.374 \times 10^{-5}$	$+2.026 \times 10^{-5}$	+0.097	+0.045	10.689	+32.575
260°	$4.547 \times 10^{-4}$	$+4.442 \times 10^{-5}$	$+2.098 \times 10^{-5}$	+0.098	+0.046	10.804	+32.360
270°	$4.588 \times 10^{-4}$	$+4.508 \times 10^{-5}$	$+2.114 \times 10^{-5}$	+0.098	+0.046	10.852	+32.435
280°	$4.624 \times 10^{-4}$	$+4.552 \times 10^{-5}$	$+2.102 \times 10^{-5}$	+0.098	+0.045	10.843	+32.606
290°	$4.667 \times 10^{-4}$	$+4.595 \times 10^{-5}$	$+1.978 \times 10^{-5}$	+0.099	+0.042	10.720	+33.355
300°	$4.717 \times 10^{-4}$	$+4.632 \times 10^{-5}$	$+1.777 \times 10^{-5}$	+0.098	+0.038	10.518	+34.506
310°	$4.755 \times 10^{-4}$	$+4.629 \times 10^{-5}$	$+1.566 \times 10^{-5}$	+0.097	+0.033	10.277	+35.655
320°	$4.817 \times 10^{-4}$	$+4.598 \times 10^{-5}$	$+1.310 \times 10^{-5}$	+0.096	+0.027	9.925	+37.051
330°	$4.862 \times 10^{-4}$	$+4.577 \times 10^{-5}$	$+1.014 \times 10^{-5}$	+0.094	+0.021	9.643	+38.753
340°	$4.867 \times 10^{-4}$	$+4.575 \times 10^{-5}$	$+6.895 \times 10^{-6}$	+0.094	+0.014	9.505	+40.714
350°	$4.896 \times 10^{-4}$	$+4.616 \times 10^{-5}$	$+3.213 \times 10^{-6}$	+0.094	+0.007	9.451	+43.009

observador en 0°, 90°, 180° y 270°.

En la Figura 6.2 la gráfica de la izquierda muestra los parámetros de Stokes  $u$  contra  $q$  y en la gráfica de la derecha están los parámetros de Stokes rotados  $r$  y  $s$ . Hicimos la misma

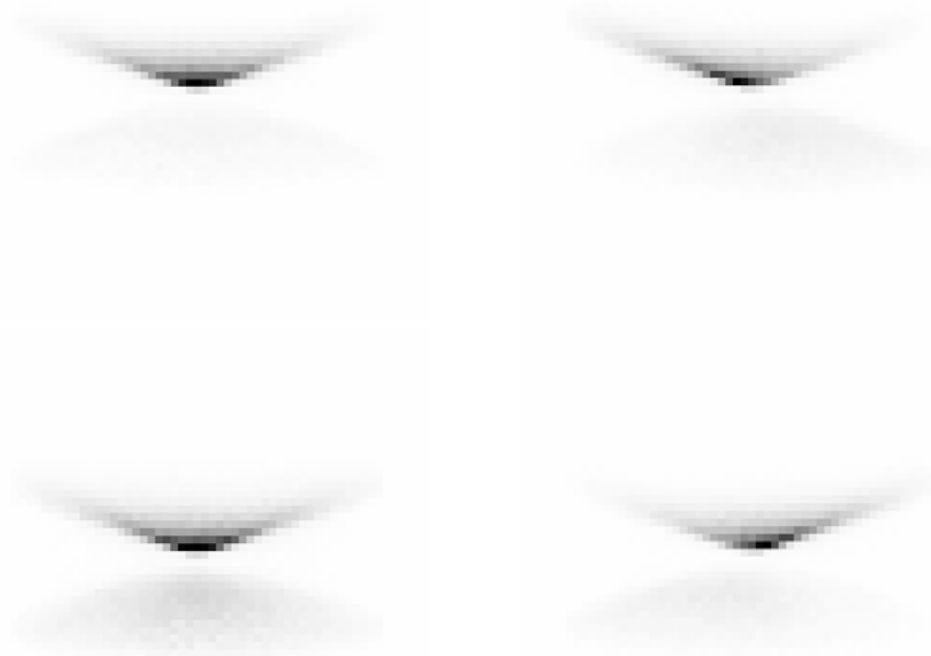


Figura 6.1: Imágenes sintéticas del modelo con los parámetros de Wood y Whitney (1998) en la banda  $I$ , para cuatro posiciones (en la dirección azimutal) del observador:  $0^\circ$  (arriba izquierda),  $90^\circ$  (arriba derecha),  $180^\circ$  (abajo izquierda), y  $270^\circ$  (arriba derecha).

transformación del plano  $q-u$  al plano  $r-s$ , como se menciona en la sección 5.2 El porcentaje de polarización para el modelo propuesto por Wood y Whitney (1998) tiene una variación de casi 9%, mientras que el ángulo de polarización está variando por aproximadamente 90 grados desde que vemos al spot en la dirección de la visual y se va recorriendo cada 10 grados. Descubrimos que en las posiciones del observador de  $0^\circ$  y  $180^\circ$ , el disco tiene una polarización en  $+q$  de aproximadamente 9%. Además, se observa que esta variación es casi lineal en  $q$  y  $u$ , mientras que, es perpendicular a la polarización promedio. El promedio en los parámetros de Stokes es  $\bar{q} = 0.095$  y  $\bar{u} = 0.029$  que corresponden a una polarización promedio de  $\sim 9.93\%$  a un ángulo de  $0.19^\circ$ . Las mediciones caen en una envolvente de

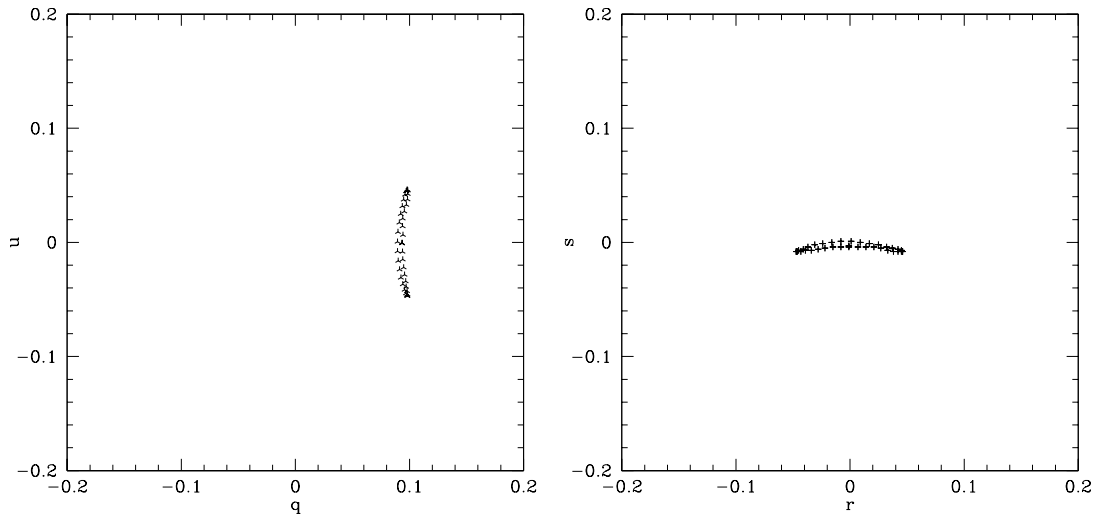


Figura 6.2: Parámetros de Stokes, para el modelo de Wood y Whitney (1998), con los parámetros especificados en la sección 6.2.

0.1 en  $u$  por 0.02 en  $q$ , los puntos finales de la envolvente corresponden a polarizaciones de 10.892% a un ángulo de  $-32.239$  y de 10.852% a un ángulo de  $+32.435$ .

## 6.4. Interpretación

Los resultados de este modelo son similares a nuestras observaciones. Al comparar la gráfica de los parámetros de stokes  $q$  y  $u$  (Figura 1, del artículo del Capítulo 5) con los resultados de nuestro modelo, la variación parece estar en una envolvente que no es tan amplia, es decir, esta concentrada en la región de  $-0.05$ – $0.05$  en  $u$  y en la región entre  $0.09$ – $0.11$ . Sin embargo, ambos resultados (las observaciones y el modelo) son comparables porque muestran variabilidad en  $q$  y  $u$ , y además porque se observa el mismo patrón de tener una mayor variabilidad en  $u$  y una menor variabilidad en  $q$ . Las observaciones también muestran la variación lineal y también se ve que son perpendiculares a la polarización esperada del disco. Adicionalmente, vimos que la amplitud de la variación es muy

parecida a la de los datos de HH 30, ya que para ellos encontramos que es del orden del 11 %, mientras que aquí obtuvimos un porcentaje de 9.93 % de la polarización.

Sin embargo, necesitamos mejorar el modelo para poder realmente reproducir nuestras observaciones, por lo tanto, proponemos afinar los modelos. Aunque el modelo de Wood y Whitney (1998) podría explicar cualitativa y cuantitativamente la parte periódica de HH 30, falta explicar la parte estocástica que tal vez podría ser explicada por la variación estocástica intrínseca de los *hot spots*.

# Capítulo 7

## Resumen y Trabajo a Futuro

### 7.1. Resumen

Recapitulamos el proceso de formación estelar y las propiedades que caracterizan a los objetos estelares jóvenes. Posteriormente hicimos un recuento de los estudios que se han hecho de HH 30, así como los modelos que se han propuesto para investigar la asimetría variable que muestra en la nebulosa superior de dispersión. Realizamos esta investigación por el hecho de que HH 30, una *T Tauri* clásica, muestra una asimetría variable en la nebulosa de dispersión.

Con el fin de determinar si la asimetría variable era periódica o no, hicimos observaciones de fotopolarimetría en el OAN-SPM. Realizamos una campaña inicial de prueba de algunos días, y después una más larga de casi 6 meses consecutivos. Algunos análisis que realizamos durante la calibración, nos indicaron que solamente 35 noches fueron buenas

tanto fotométrica como polariméricamente.

Empleamos el periodograma normalizado de Lomb-Scargle a los datos para determinar periodos fotométricos y polarimétricos. Este método lo aplicamos a tres conjuntos de datos e incluimos un método para mitigar efectos de correlación de periodo corto, dividiendo cada conjunto de datos en una fracción del periodo. Un primer análisis fotométrico de estos conjuntos de datos, no mostró ningún periodo significativo. Posteriormente, utilizamos el mismo método del periodograma para determinar un periodo a las observaciones de polarización. Determinamos un periodo polarimétrico de aproximadamente 7.5 días con un nivel de significancia alto y el mismo periodo fotométrico pero con significancia un poco más débil. Además reportamos que el periodo fotométrico esta desplazado un cuarto del periodo polarimétrico.

Este periodo corto indica que la asimetría variable está relacionado con mecanismos sobre la superficie de la estrella. Discutimos los mecanismos que provocan la variabilidad y dentro de estos, se propone un modelo de faro que está iluminando de manera periódica las nebulosas de dispersión. Favorecemos este modelo por el hecho de que el periodo fotométrico este desplazado del periodo polarimétrico.

Reportamos los parámetros de un modelo con *hot spots*, el cual podría reproducir nuestras observaciones de HH 30. Hicimos una prueba con ese modelo y encontramos que, efectivamente se puede reproducir la variabilidad que observamos en los datos obtenidos de fotopolarimetría. Además, con este mismo modelo pudimos reproducir la amplitud de la variabilidad que encontramos en los datos y que fue del mismo orden, que la que encontramos con el modelo.



## 7.2. Trabajo a Futuro

Continuaremos mejorando los modelos para reproducir los datos de las observaciones fotopolarimétricas de HH 30. Una de las mejoras consiste en tratar de ajustar otro modelo propuesto por Watson y Stapelfeldt (2007) para probar si este puede reproducir las asimetrías en magnitud de la nebulosa superior derecha e izquierda, la falta de asimetría en la nebulosa inferior y el contraste entre ambas nebulosas.

Trataremos de monitorear otros objetos estelares jóvenes entre las cuales se encuentran HK Tau, BP Tau, DG Tau B, Coku Tau1 e IRAS 04302+2247. El monitoreo lo haremos, al igual que con HH 30, con observaciones fotopolarimétricas. El fin de estudiar estas otras fuentes es para determinar si la variabilidad encontrada es o no algo común en objetos estelares jóvenes.

# Apéndice A

## Contexto astrofísico de fuentes con polarización

En seguida se describen brevemente algunos de los procesos que provocan la polarización y algunas fuentes que la presentan.

La polarización es consecuencia de algún tipo de asimetría durante la emisión o durante la transferencia de la radiación, en algún lugar entre la fuente y el observador. La emisión sincrotrón es ejemplo de una emisión con un tipo de polarización intrínseca que se produce por electrones relativistas que se mueven a alta velocidad en un campo magnético. Los fenómenos que afectan a la luz en su trayectoria hacia el observador son de varios tipos: una es la absorción parcial (o selectiva), otra es la absorción total y por último esta la dispersión. Aunque la dispersión puede estar influenciada por el campo magnético, su característica principal es su dependencia en la geometría, es decir, de la posición relativa de la fuente, del medio dispersor y del observador. Pero también depende mucho de la naturaleza de las partículas dispersoras y de la longitud de onda de la radiación. Bajo la

influencia de un campo magnético, las líneas espectrales sufren varios efectos de división y polarización, lo que es conocido como efecto Zeeman. En astrofísica se puede medir la polarización en fuentes por la *Dispersión de Thomson* debida a electrones libres y por la *Dispersión de Rayleigh* producida por moléculas.

Existen muchas fuentes en el universo en las que se ha podido medir o determinar su polarización. En particular, nuestra *galaxia* posee una polarización paralela al plano galáctico. Sabemos que el polvo es el causante de la dispersión de la luz y que éste provoca la polarización. Tinbergen (1982) observó polarización en estrellas cercanas (a una distancia de 35 pc) y dedujo que la polarización neta es menor a 35 pc que la que se esperaría para 100 pc de lo que concluyó que el contenido neto de polvo en la vecindad solar es bajo y que se incrementa a distancias entre 50 y 100 pc. Estudios más recientes han confirmado que el radio de esta “cavidad”, en la que el contenido de polvo es bajo, es mayor a 50 pc en la dirección del centro galáctico y mucho mayor en los polos (Leroy 1993, 2000).

Otro ejemplo en el cual se observa polarización es en las nubes moleculares, pero además en éstas se observa la absorción. En las nubes moleculares, la polarización es debida a la dispersión de la luz por el polvo en las nubes. Existen tres tipos de nubes que muestran polarización, estas son, las *nebulosas de reflexión*, las *nebulosas de emisión* y las *nebulosas difusas*. Una nebulosa de reflexión, como su propio nombre lo indica, es una nube de gas y polvo que refleja la energía procedente de una o más estrellas cercanas. Esta energía no es tan intensa para ionizar el gas, pero sí suficiente para que por medio de la dispersión de la luz de fuentes cercanas se puedan ver las nebulosas. Como es luz reflejada, el espectro de la nebulosa es similar al de las estrellas que la están iluminando. Mientras que las segundas son visibles por la ionización que ocurre dentro de ellas, por ejemplo en la nebulosa brillante de Orión, en la que se ha observado polarización tanto en el continuo como en su emisión monocromática (Hall 1974). Por otro lado, la luz de nebulosas difusas

es muy polarizada, por arriba del 50% y su polarización es esencialmente lineal. En las nubes en general, el mecanismo que se propone para su polarización es la dispersión de la luz por el polvo que forma parte de las mismas nubes.

Las *nebulosas planetarias* son otros objetos en los que se observa la polarización, estas muestran diferentes formas, pueden ser como discos o como anillos gaseosos con una estrella débil en el centro. Estas fuentes son más conocidas por su componente gaseosa, que esta muy ionizada debido al campo de radiación tan fuerte de la estrella central. La polarización observada en estas fuentes es debida a los intensos campos magnéticos que poseen las nebulosas planetarias. En esos campos magnéticos los átomos cambian su energía de una forma característica, y si estos átomos absorben o emiten luz, esa luz se polariza.

Las atmósferas de estrellas calientes, como por ejemplo en *estrellas de tipo Be*, muestran variaciones muy rápidas en el tiempo de la polarización. Esto es indicativo que la polarización tiene un origen estelar, pero además como son muy luminosas y estan lejos pueden estar contaminadas por la polarización interestelar. Una de las explicaciones de la polarización lineal en estas fuentes, es que, es debido a la dispersión de la luz por electrones libres en el disco.

Las estrellas *gigantes rojas* tienen una polarización lineal intrínseca variable, que incrementa en el UV. Existen modelos para explicar esa polarización, en los que suponen que la luz observada ha sido dispersada en una envolvente de polvo que no esta uniformemente distribuida alrededor de la fuente central.

Las *variables Mira Ceti* son estrellas frías y evolucionadas que muestran variación en la polarización y cambios en su luminosidad, por sus periodos de pulsación que son del orden

de 350 días. La polarización es detectada tanto en el continuo como en las líneas de emisión de Balmer que aumenta a lo largo de cada una de esas líneas (desde  $H\alpha$  —  $H\delta$ ) y en las líneas de TiO. Entre los mecanismos que se proponen para reproducir la polarización son: la dispersión fotosférica por moléculas de gas o por pequeños granos que se localizan en la atmósfera estelar extendida, y en una pequeña proporción la dispersión por el polvo en una cáscara o estructura de choque que se propaga a través de la atmósfera de la estrella.

Detailed polarization curves of Mira are examined which were obtained around phase 0.95 over the wavelength range from 3250 to 9700 Å with three polarimeters and both wide- and narrow-band interference filters. It is found that: (1) the Balmer emission lines exhibit unexpectedly large polarization relative to the continuum; (2) there are large variations in polarization across the molecular bands of TiO; (3) there is a deep and wide decrease in polarization in the violet; (4) the degree of polarization increases across each of the Balmer lines from H-alpha through H-delta; (5) the most rapid growth in polarization occurs in H-beta; (6) the polarization maximum of approximately 6.8% occurs about 0.5 Å to the blue of the intensity maximum; and (7) there is no significant change in position angle across the emission. The measurements show that the polarization properties of Mira variables are more complex than can be accounted for by current models and that two distinct polarization mechanisms may be required to explain the continuum polarization and the polarization in the Balmer lines.

En *binarias cercanas* también se observa la polarización. En este caso es un efecto de perspectiva pues depende del ángulo de inclinación entre la línea de visión y la perpendicular al plano orbital. Por ejemplo, el ocultamiento de una de las componentes de la binaria puede provocar variación en el brillo de la fuente y además algunos efectos de polarización. Cuando las estrellas están muy cerca una de la otra provocan deformaciones de las mismas por el efecto de marea, y tal configuración puede suponer varias asimetrías que darán lugar a algunos fenómenos de polarización. La variación de la polarización en

binarias cercanas fue descubierto en los años sesentas.

En el caso de *sistemas eclipsantes* es importante seguir con bastante precisión la variación de la polarización en el momento preciso del eclipse, ya que permiten derivar datos útiles de la geometría del sistema.

También en *binarias de Rayos-X*, en las que una de las componentes es un objeto compacto (enana blanca) que atrae el gas de su compañera, se ha observado luz polarizada. En estas fuentes la geometría de la dispersión cambia en periodos de meses.

El fenómeno de *Nova* de sistemas binarios produce, por la eyección no isotrópica de capas externas de la estrella, polarización en la radiación dispersada por esa eyección.

Las estrellas *Wolf-Rayet* son objetos muy calientes con fuertes vientos estelares, la luz de estas fuentes se dispersa por los electrones y los iones del viento dando lugar a luz polarizada, al menos cuando el fenómeno de dispersión no es completamente simétrico. Cuando en estas fuentes se logra medir con precisión la polarización se puede obtener una buena estimación de la pérdida de masa.

Las *Estrellas simbióticas* son estrellas dobles no resueltas y su espectro indica que el sistema está formado por una gigante fría y una compañera caliente. Por lo que su ambiente estelar es complejo pues puede contener tanto granos de polvo como gas y el fenómeno de dispersión da lugar a una polarización. La polarización se puede producir por una influencia variable de partículas de polvo que rodean la gigante roja. Mediciones de la variación temporal de la polarización permitirían obtener información útil de la órbita de la binaria.

En *Estrella pulsantes* no es obvio porque la luz de estas fuentes que tienen pulsaciones radiales estarían polarizadas. Sin embargo, en cefeidas se observa una polarización intrínseca pequeña y en el caso de estrellas que no tienen oscilaciones radiales se observa una particularidad, la distorsión (debido a una expansión y contracción periódica de las capas exteriores) o pulsación de la estrella puede resultar en un residuo de la polarización.

En el caso de objetos estelares jóvenes (*T Tauri*) su polarización ha sido estudiada desde el año 1957 y siete años después se detectó la variación temporal de ésta, pero se necesitó de otra década para tener una visión más comprehensiva del mecanismo de polarización que se presentan en estos objetos (Bastein y Landstreet 1979). La variación de la polarización, por ejemplo, se ha observado en la fuente UY Aur que cambia de 1.5% a 7.6% dentro de un intervalo de meses, pero éste es un caso extremo. Aun cuando el cambio en el tiempo es débil, hay fundamentos para creer que la polarización tiene un origen intrínseco, puesto que el medio dispersor está lleno de granos de polvo. Además, la ausencia de cambios de polarización en la línea de  $H\alpha$  no sería consistente con un proceso que involucra una contribución dominante de dispersión electrónica. Las principales características de estrellas *T Tauri*, como son el disco de acreción que absorbe luz de la estrella y las nebulosas de dispersión, son adecuados para explicar la fuerte polarización de algunos objetos no resueltos y de aquellas que han sido mapeadas, debido a su proximidad. La polarimetría IR es más útil para el estudio de estrellas inmersas en una nube de polvo que absorbe la luz visible.

Con esto se tiene un panorama amplio de que hay muchas fuentes de polarización, pero nosotros estamos interesados solamente en fuentes *T Tauri*, como el caso de HH 30.

# Apéndice B

## Parámetros de Stokes

### B.1. Polarización

El trabajo de J.C. Maxwell y posteriores trabajos de fines del siglo XIX, hicieron evidente que la luz tiene naturaleza electromagnética. La electrodinámica clásica invariablemente lleva a la idea de una transferencia continua de energía por medio de ondas electromagnéticas. En contraste, desde el punto de vista de la electrodinámica cuántica, ésta describe las interacciones electromagnéticas y el transporte de energía en términos de “partículas” elementales, sin masa, conocidas como fotones que se localizan en cuantos (o paquetes) de energía.

El fenómeno óptico puede ser entendido de dos maneras, a través de la teoría del electromagnetismo clásico, o por medio de la teoría cuántica de la radiación. Ambas descripciones son consistentes y complementarias, aunque esto no implica que las apro-



ximaciones sean igualmente intuitivas en todos los campos de la óptica. En el caso de la polarización uno gana una interpretación más simple si toma el punto de vista del electromagnetismo. El concepto de polarización aplicado a fotones, que es mucho menos obvio, puede ser encontrado en libros de texto dedicados a la óptica cuántica.

Considerando la luz como una onda electromagnética transversal, es la polarización la que prueba que la cantidad física asociada con la luz es un vector perpendicular al haz, aunque el fenómeno de interferencia pueda establecer la naturaleza ondulatoria de la luz. Esta característica fue descubierta por Malus quien encontró que la intensidad del haz reflejado por un orificio, se modificaba cuando hacia rotar al polarizador que estaba utilizando. Un gran cantidad de fenómenos similares serían fácilmente observados si el ojo humano fuera sensible a la polarización. Sin embargo, con la excepción de efectos menores, nuestro ojo no es sensible a la polarización por lo que siempre necesitaremos de un artefacto óptico (un polarizador) si queremos tener un contacto visual con la luz polarizada.

La polarización elíptica es la forma general de la polarización de una onda electromagnética. La polarización elíptica, se puede dividir en polarización lineal cuando la elipse tiene una excentricidad infinita, porque la elipse se vuelve una línea. Mientras que la polarización circular se produce cuando la excentricidad de la elipse es nula, ya que una elipse de excentricidad nula es un círculo. A estos dos tipos de polarización (lineal y circular) se les conocen como casos particulares de la polarización elíptica y se describen en las siguientes secciones.

### B.1.1. Polarización lineal

La onda electromagnética linealmente polarizada representa un tipo simple de polarización. En cualquier punto del espacio, el vector del campo eléctrico oscila arriba y abajo a lo largo de una línea vertical, y se dice que la onda está linealmente polarizada. En una onda polarizada linealmente, las oscilaciones toman lugar dentro de un plano dado, que contiene la dirección de propagación, llamado el plano de polarización (ver Figura B.1.

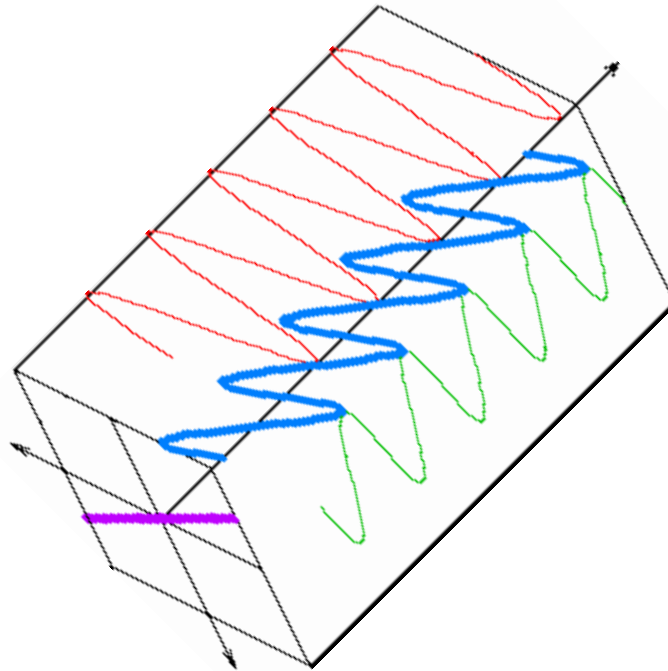


Figura B.1: Representación de una onda electromagnética linealmente polarizada.

La representación vectorial que permite describir cualitativamente la polarización lineal, también provee de una representación simple de la onda electromagnética no polarizada. Cuando todas las direcciones de polarización están presentes en un haz, la configu-

ración es simétrica con respecto a la dirección de propagación, entonces se trata de ondas electromagnéticas no polarizadas linealmente.

Se pueden también tener ondas electromagnéticas parcialmente polarizadas, es decir, considerarla como una suma de ondas, una completamente polarizada y otra no polarizada. Para observar la dirección preferencial de la polarización de la onda, necesitamos de polarizadores, los cuales eliminan algún tipo de polarización dependiendo de la orientación del mismo. El grado de polarización lineal se puede obtener al medir un flujo mínimo  $I_m$ , para una orientación específica y un flujo máximo  $I_M$  para la orientación perpendicular del polarizador.

$$P = \frac{I_M - I_m}{I_M + I_m}.$$

Además, cuando el ángulo de la onda polarizada es igual al ángulo del polarizador, la propagación de la onda proporcionará el flujo máximo. Ambas cantidades, tanto el grado de polarización como el ángulo de la polarización cuantifican la polarización parcial de las ondas electromagnéticas.

### **B.1.2. Polarización circular**

La polarización circular de una onda electromagnética es un caso particular de la polarización elíptica. Este fenómeno no es tan intuitivo como el de la polarización lineal. El vector de campo eléctrico es constante en amplitud, y en cualquier punto fijo, describe una trayectoria circular, que rota a la frecuencia de la onda (por ejemplo, la rotación

es muy rápida en el caso de la luz visible), con una velocidad angular constante. Si la rotación es en el sentido de las manecillas del reloj, se dice que la polarización circular es derecha, mientras que si la rotación es en sentido contrario, la polarización circular es izquierda (ver Figura B.2).

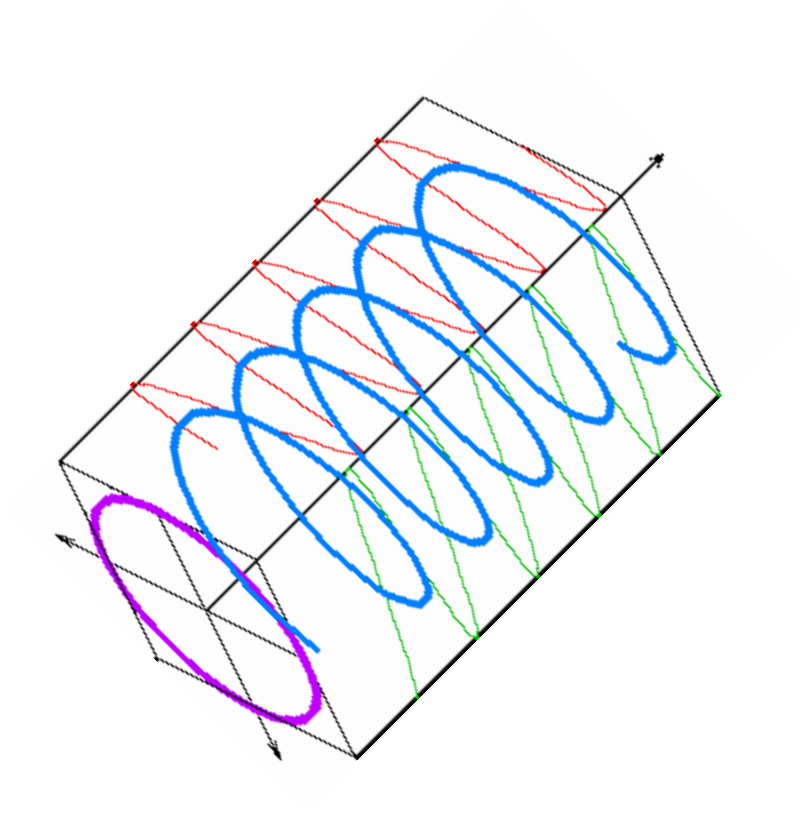


Figura B.2: Una onda electromagnética circularmente polarizada.

Con un tratamiento matemático simple, se puede entender el mecanismo por el cual una onda electromagnética se polariza circularmente. Supongamos que las componentes ortogonales de la onda tienen la misma amplitud pero están desfasadas exactamente  $1/4$  del periodo, entonces una de las componentes se anula cuando la otra componente alcanza su amplitud máxima o mínima.

Al igual que la polarización lineal uno puede tener una onda polarizada circularmente de una manera parcial o total y uno puede definir el grado de polarización, aunque esta noción se vuelve menos útil que el grado de polarización lineal.

Los dos parámetros que son útiles para definir la polarización lineal parcial no son suficientes para describir la polarización elíptica. Primero se caracteriza el sentido de rotación de la elipse. Segundo, una vez que la orientación del eje mayor se ha definido, con la ayuda del ángulo  $\theta$ , se tiene que especificar la amplitud  $a$  y  $b$  de los ejes de la elipse.

Los parámetros que cuantifican a las ondas electromagnéticas cuando están parcialmente polarizadas, son los parámetros de Stokes que describimos en la siguiente sección.

## B.2. Parámetros de Stokes

En 1852, Sir George Stokes demostró que se puede determinar la polarización de una onda electromagnética de manera muy precisa con la ayuda de un número limitado de simples mediciones. La onda parcialmente polarizado puede ser caracterizado por cuatro cantidades conocidas como los *parámetros de Stokes*. El vector de Stokes, constituido por cuatro componentes reales, contiene toda la información relativa al estado de polarización de las ondas electromagnéticas.

Cada polarizador tiene cierta medición. De la figura B.3, F1 corresponde al filtro 1 que solamente deja pasar la luz polarizada linealmente a  $0^\circ$ , dando una medición M1, F2 es el filtro polarizador lineal que sólo deja pasar la luz a  $90^\circ$  tiene una medición M2, F3 el polarizador lineal a  $45^\circ$  dando una medición M3, F4 el polarizador lineal de  $135^\circ$

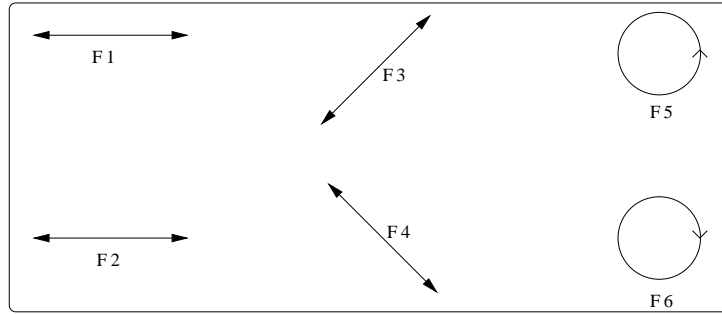


Figura B.3: Vibraciones específicas transmitidas por un conjunto de filtros que le permiten a uno derivar los parámetros de Stokes. Los polarizadores lineales F1, F2, F3 y F4 corresponde a  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $45^\circ$  y  $135^\circ$  respectivamente. F5 y F6 son los polarizadores circulares izquierda y derecha.

dando una medición  $M4$ , F5 y F6 son los filtros de luz polarizada circularmente izquierda y derecha, con mediciones  $M5$  y  $M6$  respectivamente. Con estas 6 mediciones, uno puede definir los parámetros de Stokes con las siguientes expresiones.

$$\begin{aligned}
 I &= M1 + M2 = M3 + M4 = M5 + M6 \\
 Q &= M1 - M2 \\
 U &= M3 - M4 \\
 V &= M5 - M6
 \end{aligned} \tag{B.1}$$

$I$  es la irradiancia incidente, mientras  $Q$ ,  $U$ , y  $V$  especifican el estado de la polarización. Empezamos con un rayo de luz que tiene la polarización más general, es decir, que tiene una polarización elíptica. Esto es, en un plano perpendicular a la dirección de propagación del haz, el vector de campo eléctrico se mueve a lo largo de una elipse cuyas componentes, con respecto a los ejes ortogonales  $O_x$  y  $O_y$ , son:

$$\begin{aligned}E_x &= A_x \cos(\omega t) \\E_y &= A_y \cos(\omega t - \phi)\end{aligned}\tag{B.2}$$

Partiendo de estas formulas uno puede obtener los parámetros de Stokes y definirlos como:

$$\begin{aligned}I &= A_x^2 + A_y^2 \\Q &= A_x^2 - A_y^2 \\U &= 2A_x A_y \cos \phi \\V &= 2A_x A_y \sin \phi\end{aligned}\tag{B.3}$$

Para un haz totalmente polarizado  $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$  mientras que para una haz no polarizado, solamente  $Q = U = V = 0$ , pero  $I \neq 0$ . Una característica muy importante de estos parámetros es que al combinar dos haces coherentes los parámetros de Stokes del haz resultante se pueden obtener simplemente al sumar los parámetros de Stokes de los dos haces individuales. Para definir el grado de polarización, consideramos un haz totalmente polarizado con intensidad  $I_P$  y polarización definida por  $Q$ ,  $U$  y  $V$ , y un haz no polarizado con intensidad  $I_N$ , los parámetro de Stokes de ambos haces son:  $I = I_P + I_N$ ,  $Q$ ,  $U$  y  $V$ . Ahora la cantidad  $Q^2 + U^2 + V^2$  es menor o al menos igual que  $I^2$ , entonces el grado de polarización es:

$$p^2 \equiv \frac{Q^2 + U^2 + V^2}{I^2}\tag{B.4}$$

El ángulo de polarización se define como:

$$\theta \equiv \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{U}{Q}\tag{B.5}$$

Los parámetros de Stokes normalizados son  $q = Q/I$ ,  $u = U/I$  y  $v = V/I$ . Cuando la polarización es puramente circular  $Q = U = 0$ , el grado de polarizacion es  $p = V/I$ . Cuando la polarización es puramente lineal  $V = 0$  y la polarización es  $p^2 = (Q^2 + U^2)/I^2$ .

# Apéndice C

## Algoritmo

En este apéndice se describe el funcionamiento del algoritmo de Watson y Henney (2001) para el cálculo de la transferencia radiativa. Además se describen las modificaciones al algoritmo para incluir polarización (ver sección C.1). El algoritmo es de tipo Monte Carlo que soluciona numéricamente una clase restringida de problemas de la transferencia de la radiación incluyendo la dispersión de la luz ultravioleta y la luz visible por granos de polvo.

Este algoritmo simula, en la primera parte, la emisión de fotones por una fuente esférica central, el camino del fotón y sus interacciones. Sigue la trayectoria de los mismos a través de un disco de polvo hasta que se escapen o sean absorbidos, produciendo una muestra de eventos de interacción. Además, toma en cuenta, la extinción de luz debido a la interacción con los granos de polvo y la dispersión múltiple. Cada uno de los eventos de interacción esta caracterizado por la posición  $\mathbf{r}_i$ , la frecuencia  $\nu_i$  y la dirección  $\mathbf{n}_i$  y un peso estadístico  $\omega_i$ , donde  $i$  representa la  $i$ -ésima interacción. La segunda parte del



algoritmo calcula, a partir del conjunto de eventos de interacción, las cantidades derivadas tales como la intensidad emergente e intensidad promedio. De este algoritmo finalmente se obtienen unas imágenes con las cantidades derivadas.

Las dispersiones e interacciones forzadas son dos parámetros importantes en el algoritmo que mejoran la señal a ruido de las imágenes. Ambos parámetros mantienen a los fotones en el sistema por más tiempo, lo cual tiene dos efectos. El primero, es que el fotón contribuirá más a las cantidades derivadas (intensidad o flujo) que dependen de la luz dispersada reduciendo la varianza en aquellas. El segundo efecto es que el costo computacional por cada fotón aumenta, por lo que sólo algunos fotones pueden ser seguidos, incrementando la varianza en las cantidades derivadas. Si las dispersiones e interacciones forzadas son excesivas, los fotones duran más tiempo en el sistema provocando muchas interacciones. Sin embargo si alguna de las dos no es tan grande, el fotón puede ser absorbido o escapar. Valores óptimos para estos parámetros pueden ser entre 2 y 4.

## C.1. Polarización

En el apéndice B se hizo una descripción electromagnética de la polarización en la que se introdujeron los parámetros de Stokes. La modificación al algoritmo de Watson y Henney (2001) para incluir la polarización, consiste en añadir las matrices de rotación y dispersión. Además de esto, se debe generalizar el peso estadístico escalar  $w$  en un vector de pesos estadísticos de la forma  $\mathbf{w} = (w_I, w_Q, w_U, w_V)$ , cuyas componentes corresponden a las cuatro componentes del vector de Stokes  $(I, Q, U, V)$ . En general las componentes del vector  $\mathbf{w}$  no se conservarán bajo la dispersión, pero se transformarán de acuerdo a una matriz de dispersión  $(D)$ , en la que sólo interviene el ángulo de dispersión  $(\theta)$ , es decir, el ángulo que forman el haz incidente y el haz dispersado.

La matriz de dispersión se divide en tres pasos. Supongamos que un fotón con parámetro de Stokes  $S_i$ , se propaga en la dirección  $(\theta_i, \phi_i)$  y que se dispersa en la dirección  $(\theta_{i+1}, \phi_{i+1})$ , tendrá un nuevo conjunto de parámetros de Stokes  $S_{i+1}$ . Los pasos de la dispersión son: (i) la rotación del plano meridional para que sea perpendicular al plano de dispersión, (ii) efectuar la dispersión en el plano de dispersión y (iii) hacer otra rotación del plano meridional al sistema de salida. De tal manera que el vector de Stokes resultante de la dispersión tiene la siguiente forma,

$$\mathbf{S}_{i+1} = \mathbf{R}(\pi - \chi_i)\mathbf{D}(\theta)\mathbf{R}(\psi_i)\mathbf{S}_i, \quad (\text{C.1})$$

donde  $\mathbf{D}$  es la matriz que describe la dispersión y  $\mathbf{R}$  es la matriz de Müller de rotación.

La forma general de la matriz de Müller para la rotación está dada por Chandrasekhar (1960) (chap I, eqs [185] y [186]), en la que  $\gamma$  es el ángulo medido desde el plano meridional (con respecto al cual medimos el vector de Stokes) hasta la dirección de propagación. Esta matriz sólo depende del ángulo  $\gamma$  y solamente afecta a los parámetros de Stokes  $Q$  y  $U$ , su forma

$$\mathbf{R}(\gamma) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\gamma & \sin 2\gamma & 0 \\ 0 & -\sin 2\gamma & \cos 2\gamma & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{C.2})$$

La forma de la matriz de dispersión,  $\mathbf{D}$ , depende del proceso de dispersión, ya sea por electrones o por polvo. Estas matrices fueron propuestas por Hillier (1991) y Code y Whitney (1995).

La matriz de dispersión por los electrones tiene la forma,

$$\mathbf{D}(\theta) = \frac{3}{4} \cos^2 \theta + 1 \begin{pmatrix} 1 & \frac{\cos^2 \theta - 1}{\cos^2 \theta + 1} & 0 & 0 \\ \frac{\cos^2 \theta - 1}{\cos^2 \theta + 1} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{2 \cos \theta}{\cos^2 \theta + 1} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{2 \cos \theta}{\cos^2 \theta + 1} \end{pmatrix}, \quad (\text{C.3})$$

donde  $\theta$  es el ángulo de dispersión medido desde la dirección del fotón incidente. Mientras que para el polvo de composición y tamaño como el del ISM, la función fase para la dispersión en longitudes de onda del ultravioleta puede ser aproximada por una función de Henyey-Greenstein (H-G) con un sólo pico  $P_1$ , y la función de polarización por la de Rayleigh (White 1979). La matriz de dispersión por polvo se aproxima de la siguiente manera,

$$D(\theta) = P_1 \begin{pmatrix} 1 & p_l \frac{\cos^2 \theta - 1}{\cos^2 \theta + 1} & 0 & 0 \\ p_l \frac{\cos^2 \theta - 1}{\cos^2 \theta + 1} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{2 \cos \theta}{\cos^2 \theta + 1} & -p_c \frac{\cos^2 \theta_f - 1}{\cos^2 \theta_f + 1} \\ 0 & 0 & p_c \frac{\cos^2 \theta_f - 1}{\cos^2 \theta_f + 1} & \frac{2 \cos \theta}{\cos^2 \theta + 1} \end{pmatrix}, \quad (\text{C.4})$$

donde  $P_1 = \frac{1-g^2}{(1+g^2-2g \cos \theta)^{3/2}}$ , y en esta matriz las variables son:

- $g$  - parámetro de asimetría de dispersión, que va desde 0 para dispersión isotrópica hasta 1 para la dispersión hacia adelante o en un sola dirección.
- $p_l$  - el pico máximo de la polarización lineal.
- $p_c$  - el pico máximo de la polarización circular.
- $\theta_f = \theta(1 + 3.13s \exp^{-7\theta/\pi})$ , donde  $s$  es el factor de torcedura (skew) que se toma como la unidad de acuerdo a White (1979).

En otro par de artículos de Chou (1986) y Whitney (1991) muestran que los elementos de la matriz  $\mathbf{D}$  son más complicados, pues toman en cuenta el ángulo de incidencia ( $\alpha$ ), el ángulo de dispersión ( $\theta$ ), la frecuencia de giro del electrón ( $\omega_c$ ), el estado de la polarización de la onda incidente y el ángulo que se forma entre la onda incidente y la dispersada. Tomando  $\alpha = \omega_c = 0$  en las ecuaciones que ellos dan para los elementos de la matriz de dispersión, se recuperan los elementos de las matrices de la dispersión electrónica C.3 y de la dispersión por polvo C.4.

La matriz para la dispersión por electrones puede ser escrita con respecto a  $\mu$  de la siguiente forma

$$\mathbf{D}(\theta) = \frac{3}{4} \begin{pmatrix} \mu^2 + 1 & \mu^2 - 1 & 0 & 0 \\ \mu^2 - 1 & \mu^2 + 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\mu & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\mu \end{pmatrix}, \quad (\text{C.5})$$

con

$$\mu = \cos \theta = \mathbf{n}_{i+1} \cdot \mathbf{n}_i = \mu_{i+1}\mu_i + (1 - \mu_{i+1}^2)^{1/2}(1 - \mu_i^2)^{1/2} \cos(\phi_{i+1} - \phi_i), \quad (\text{C.6})$$

en donde  $\mathbf{n}_{i+1}$  es la dirección del fotón después de la  $i$ -ésima interacción y  $\mathbf{n}_i$  es la dirección del fotón en la  $i$ -ésima interacción. Estos vectores están dados por

$$\mathbf{n}_{i+1} = \begin{pmatrix} (1 - \mu_{i+1}^2)^{1/2} \cos \phi_{i+1} \\ (1 - \mu_{i+1}^2)^{1/2} \sin \phi_{i+1} \\ \mu_{i+1} \end{pmatrix} \quad (\text{C.7})$$

y

$$\mathbf{n}_i = \begin{pmatrix} (1 - \mu_i^2)^{1/2} \cos \phi_i \\ (1 - \mu_i^2)^{1/2} \sin \phi_i \\ \mu_i \end{pmatrix}. \quad (\text{C.8})$$

Los ángulos que hacen  $\mathbf{n}_{i+1}$  y  $\mathbf{n}_i$  con el eje  $\hat{\mathbf{z}}$ , y están dados por  $\cos^{-1} \mu_{i+1}$  y  $\cos^{-1} \mu_i$  respectivamente. Los ángulos  $\phi_{i+1}$  y  $\phi_i$  son los ángulos que hacen los planos meridionales de  $\mathbf{n}_{i+1}$  y  $\mathbf{n}_i$  con el eje  $x$ .

En el sistema de coordenadas que se muestra en la Figura C.1, la primera matriz  $\mathbf{R}(\psi_i)$  que opera sobre  $S_i$  lo rota por un ángulo  $\psi_i$  para que el eje meridional coincida con el plano de dispersión. La matriz  $\mathbf{D}$  hace la dispersión en el plano de dispersión y la última matriz  $\mathbf{R}(\pi - \chi_i)$  rota a través de  $\chi_i$  hacia atrás, para que el eje meridional coincida con el plano definido por  $S_{i+1}$  y el eje  $\hat{\mathbf{z}}$ . Es decir, se requiere hacer primero un cambio de coordenadas del plano meridional (incidente) al plano de dispersión, hacer la dispersión y luego otro cambio de coordenadas del plano de dispersión al plano meridional (dispersado).

Los ángulos en la ecuación (C.1) de rotación se describen en seguida. El ángulo  $\psi_i$  es

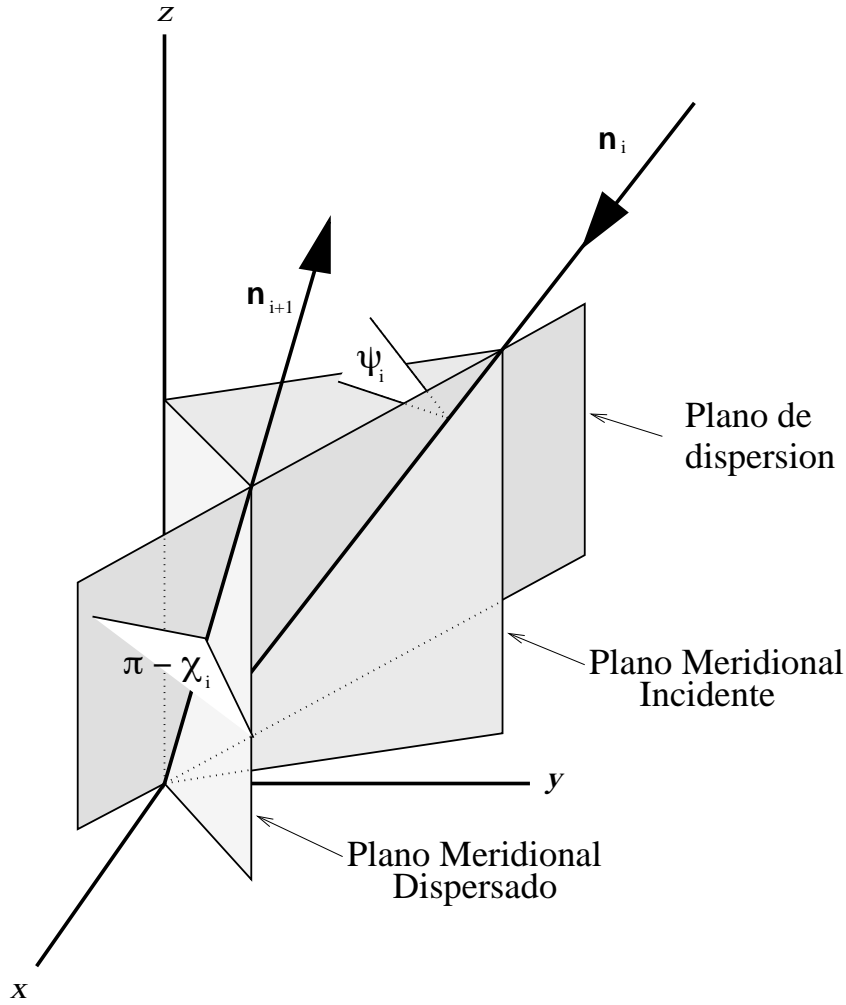


Figura C.1: Diagrama general para la dispersión. Créditos de la figura William Henney.

el ángulo entre el plano meridional incidente y el plano de dispersión y  $\chi_i$  es el ángulo entre el plano meridional dispersado y el plano de dispersión. Para calcular los ángulos  $\psi_i$  y  $\chi_i$  hacemos primero un análisis entre estos ángulos. Suponiendo que el haz de incidencia y el haz dispersado yacen en el plano  $\hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{z}}$  ambos ángulos deben ser cero. Por lo tanto los vectores  $(\mathbf{n}_{i+1} \times \mathbf{n}_i)$ ,  $(\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{n}_i)$  y  $(\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{n}_{i+1})$  están en dirección del eje  $\hat{\mathbf{x}}$ , mientras que  $(\mathbf{n}_i \times \mathbf{n}_{i+1})$ ,  $(\mathbf{n}_i \times \hat{\mathbf{z}})$  y  $(\mathbf{n}_{i+1} \times \hat{\mathbf{z}})$  están en dirección del eje  $-\hat{\mathbf{x}}$ .

Por lo tanto definimos un vector normal al plano de dispersión como

$$\begin{aligned} \mathbf{d} &= \frac{\mathbf{n}_{i+1} \times \mathbf{n}_i}{|\mathbf{n}_{i+1} \times \mathbf{n}_i|} \\ &= \frac{1}{\sin \theta} \begin{pmatrix} (1 - \mu_{i+1}^2)^{1/2} \mu_i \sin \phi_{i+1} - (1 - \mu_i^2)^{1/2} \mu_{i+1} \sin \phi_i \\ (1 - \mu_i^2)^{1/2} \mu_{i+1} \cos \phi_i - (1 - \mu_{i+1}^2)^{1/2} \mu_i \cos \phi_{i+1} \\ (1 - \mu_{i+1}^2)^{1/2} (1 - \mu_i^2)^{1/2} [\sin \phi_i \cos \phi_{i+1} - \cos \phi_i \sin \phi_{i+1}] \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{C.9})$$

en donde  $\sin \theta = (1 - \cos^2 \theta)^{1/2}$  y  $\mu = \cos \theta$  por lo tanto  $\sin \theta = (1 - \mu^2)^{1/2}$ .

Ahora definamos un vector normal al plano de incidencia como

$$\begin{aligned} \mathbf{N}_i &= \frac{\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{n}_i}{|\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{n}_i|} \\ &= \frac{1}{\sin \alpha} \begin{pmatrix} -(1 - \mu_i^2)^{1/2} \sin \phi_i \\ (1 - \mu_i^2)^{1/2} \cos \phi_i \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

donde  $\alpha$  es el ángulo entre  $\hat{\mathbf{z}}$  y  $\mathbf{n}_i$  y está dada por  $\alpha = \arccos \mu_i$  por lo tanto  $\mu_i = \cos \alpha$  y

$$\sin \alpha = (1 - \cos^2 \alpha)^{1/2} = (1 - \mu_i^2)^{1/2}. \quad (\text{C.10})$$

Entonces el ángulo  $\psi_i$  está dado por

$$\cos \psi_i = \mathbf{d} \cdot \mathbf{N}_i = \frac{(1 - \mu_i^2)^{1/2} \mu_{i+1} - (1 - \mu_{i+1}^2)^{1/2} \mu_i \cos(\phi_{i+1} - \phi_i)}{(1 - \mu^2)^{1/2}} \quad (\text{C.11})$$

De la misma manera definamos un vector normal al plano del haz dispersado como

$$\begin{aligned} \mathbf{N}_{i+1} &= \frac{\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{n}_{i+1}}{|\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{n}_{i+1}|} \\ &= \frac{1}{\sin \beta} \begin{pmatrix} -(1 - \mu_{i+1}^2)^{1/2} \sin \phi_{i+1} \\ (1 - \mu_{i+1}^2)^{1/2} \cos \phi_{i+1} \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

con  $\beta = \arccos \mu_{i+1}$  entonces  $\mu_{i+1} = \cos \beta$  y  $\sin \beta = (1 - \cos^2 \beta)^{1/2}$  por lo que  $\sin \beta = (1 - \mu_{i+1}^2)^{1/2}$  y por lo tanto el ángulo  $\chi_i$  está dado

$$\cos \chi_i = \mathbf{d} \cdot \mathbf{N}_{i+1} = \frac{-(1 - \mu_{i+1}^2)^{1/2} \mu_i + (1 - \mu_i^2)^{1/2} \mu_{i+1} \cos(\phi_{i+1} - \phi_i)}{(1 - \mu^2)^{1/2}} \quad (\text{C.12})$$

## C.2. Modificaciones al Algoritmo

El programa calcula la dirección de entrada, la dirección de salida y la posición. Dado un vector de Stokes de entrada, la matriz de dispersión y las de rotación, entonces debe calcular el vector de Stokes de salida con respecto al eje global.

Hicimos el cambio del peso estadístico escalar por el vectorial de componentes  $\mathbf{w} = (w_I, w_q, w_u, w_v)$ . Modificamos la transferencia de la radiación para incluir las matrices de rotación y de dispersión por el polvo. El código calcula los parámetros de Stokes. Sin embargo no estábamos seguros si el cálculo del código era correcto, por lo que hicimos una prueba, que se describimos enseguida.

## C.3. Un modelo de Cáscara con PINBALL

Una de las pruebas que realizamos consistió en calcular teóricamente la intensidad, con la siguiente ecuación, en la que despreciamos la absorción y supusimos que las luminosidades están dadas de esa manera en el límite de profundidades ópticas pequeñas.

$$\frac{L_1}{L_0} = \frac{(1 - e^{-\tau})a}{e^{-\tau}} \quad (\text{C.13})$$

en donde  $L_0$  es la luminosidad sin dispersión,  $L_1$  es la luminosidad cuando la luz ha sido una vez dispersada,  $\tau$  es la profundidad óptica y  $a$  es el albedo del polvo, que típicamente se toma como 0.5 (Burrows et al. 1996).

Simulamos una cáscara esférica geoméricamente delgada y utilizamos el código para calcular la luminosidad sin dispersión ( $MEAN_0$ ) y la luminosidad cuando la luz de la

fuente es dispersada una vez ( $MEAN_1$ ). El cociente de estas luminosidades las reportamos en la cuarta columna de la Tabla C.1, mientras que en la primera columna se muestran los dos parámetros de asimetría que se tomaron, en la segunda columna se reportan las opacidades para las cuales calculamos la intensidad y en la tercera están los valores teóricos del cociente de luminosidades.

Cuadro C.1: Parámetros para un modelo de una cáscara de ancho 10UA.

$g$	$\tau$	$L_1/L_0$	$MEAN_1/MEAN_0$
0	0.1	0.05259	0.04140
0	0.01	0.00503	0.00488
0	0.001	0.00050	0.00049
0.5	0.1	0.05259	0.04597
0.5	0.01	0.00503	0.00493
0.5	0.001	0.00050	0.00049

Observamos de la tabla que los valores teóricos y observados son un poco diferentes, pero aun consistentes. En el caso de opacidades grandes, es decir, cuando es ópticamente grueso, en el borde de la cáscara domina la auto-absorción, mientras que en el caso de opacidades pequeñas, no ocurre esto. Cuando el cociente  $L_1/L_0$  es pequeño es porque no hay mucha absorción, es decir, que el sistema se vuelve ópticamente delgado.

Reportamos gráficamente los resultados de estas pruebas en las siguientes figuras. En la Figura C.2 se gráfica la intensidad contra el radio de la cáscara,  $r$ . En la figura de la izquierda se muestran el resultado para un parámetro de asimetría  $g = 0$ , y a la derecha la gráfica para un parámetro de asimetría  $g = 0.5$ . Como se esperaba teóricamente, las gráficas muestran que la intensidad crece como el inverso del coseno, es decir, la intensidad es función de el ángulo de dispersión  $\theta$ , como  $I \propto 1/\cos(\theta)$  para el caso isotrópico y como  $I \propto (g(\theta) + g(\pi - \theta))/2\cos(\theta)$  para el caso anisotrópico.



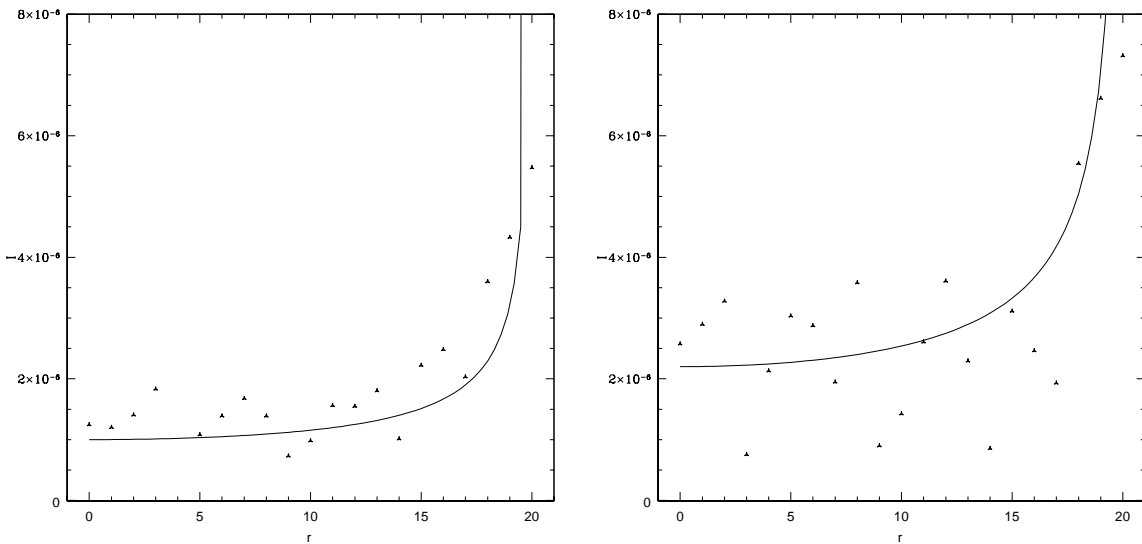


Figura C.2: Variación de la intensidad con respecto al radio de una esfera alrededor de una fuente emisora.

También calculamos la polarización para este modelo en el que la fuente está rodeada por una cáscara de radio 10UA. Utilizamos los valores teóricos para el ángulo  $\theta$ , que varía con el radio  $r$  para una cáscara de radio  $R$ , de la forma  $\sin \theta = r/R$ . En nuestra prueba

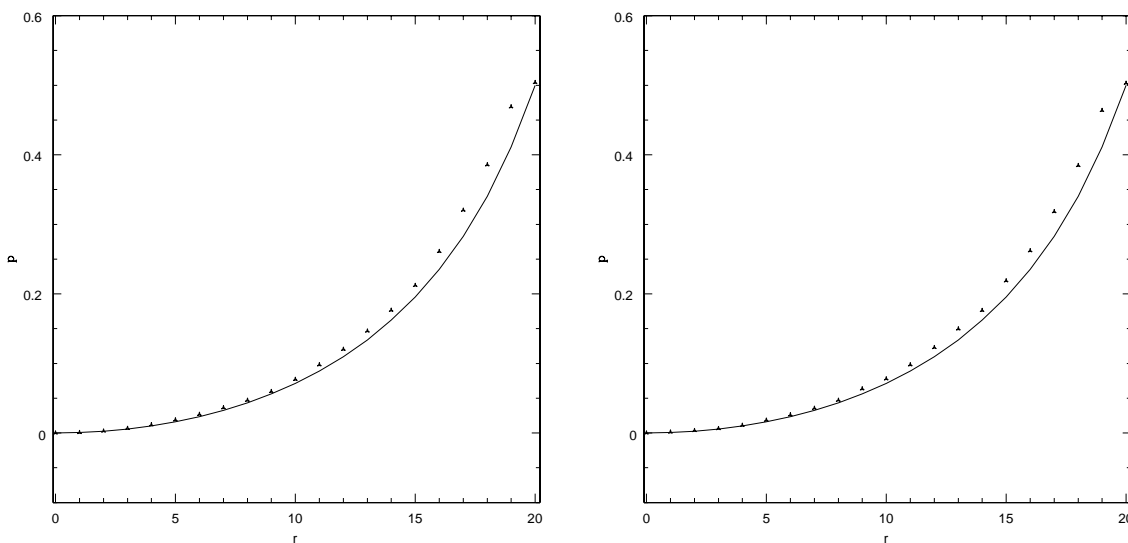


Figura C.3: Variación de la polarización con respecto al radio de una esfera alrededor de una fuente emisora.

encontramos que la polarización, dada por  $p = \sin^2 \theta / (\cos^2 \theta + 1)$ , crece casi constante hasta alcanzar el valor promedio de 50 % de polarización, ver Figura C.3.

Calculamos el ángulo de polarización y lo representamos en la Figura C.5. En estas imágenes vemos que el ángulo de polarización es siempre perpendicular al radio de la cáscara. Los valores del ángulo de polarización van desde  $+\pi/2$  (blanco) hasta  $-\pi/2$  (negro).

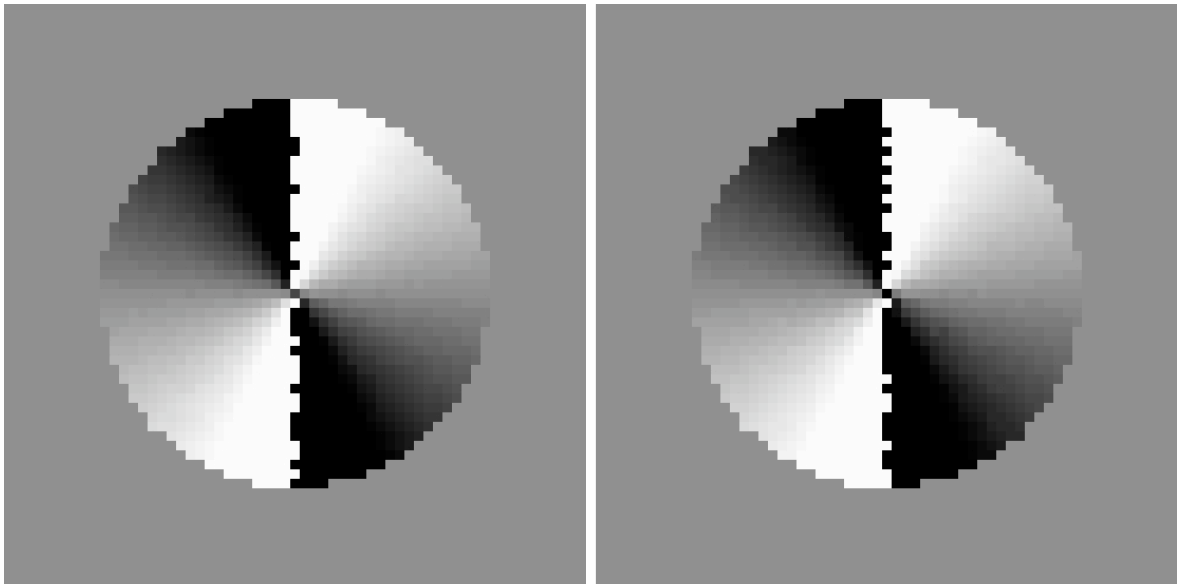


Figura C.4: Imágen de la variación del ángulo de polarización, éste es tangencial, en cada punto de la cáscara alrededor de una fuente emisora.

Calculamos el ángulo de polarización y lo representamos en la Figura C.5. En estas imágenes vemos que el ángulo de polarización es siempre perpendicular al radio de la cáscara. Los valores del ángulo de polarización van desde  $+\pi/2$  (blanco) hasta  $-\pi/2$  (negro).

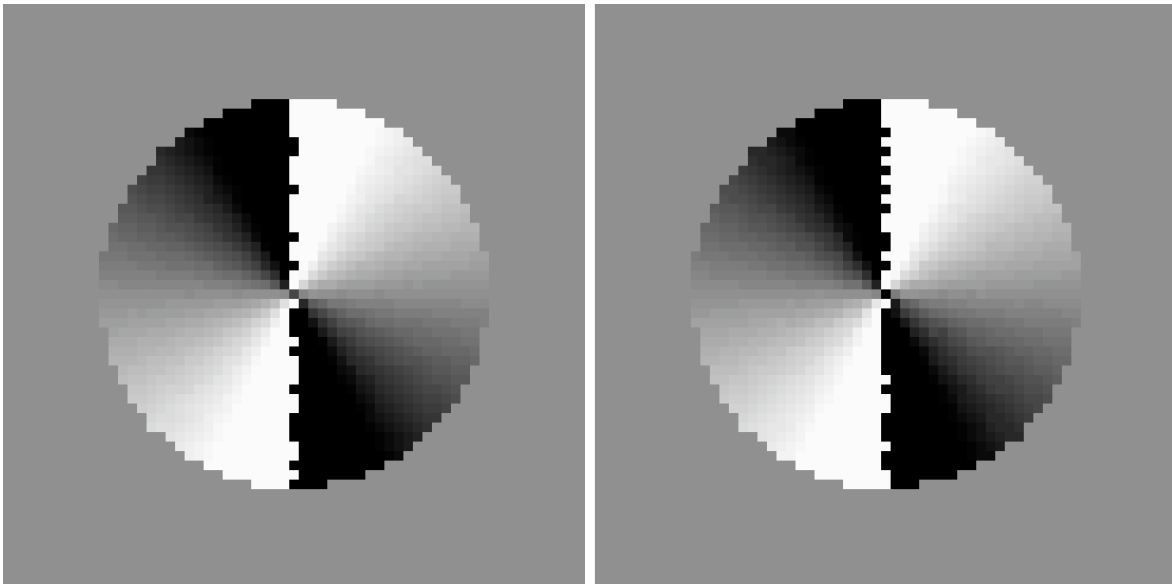


Figura C.5: Imágen de la variacion del ángulo de polarización, éste es tangencial, en cada punto de la cáscara alrededor de una fuente emisora.

# Apéndice D

## Mediciones de polarización de HD 245310

Schmidt et al. (1992) reportan mediciones de polarización del estandar polarizado HD 245310 sólo en las bandas  $U$  y  $B$  pero no en  $I$ . Por esta razón también se realizaron observaciones de este objeto para caracterizar su polarización. En la Figura D.1 se grafican: los parámetros de Stokes normalizados,  $q$   $u$  contra (JD-2453000.00), el ángulo contra (JD-2453000.00) y el grado de polarización contra (JD-2453000.00). Este estandar sólo se observó 10 noches y se obtuvo un ángulo de polarización promedio de  $48.649 \pm 0.717^\circ$  y un grado de polarización promedio de  $3.113 \pm 0.081\%$ .

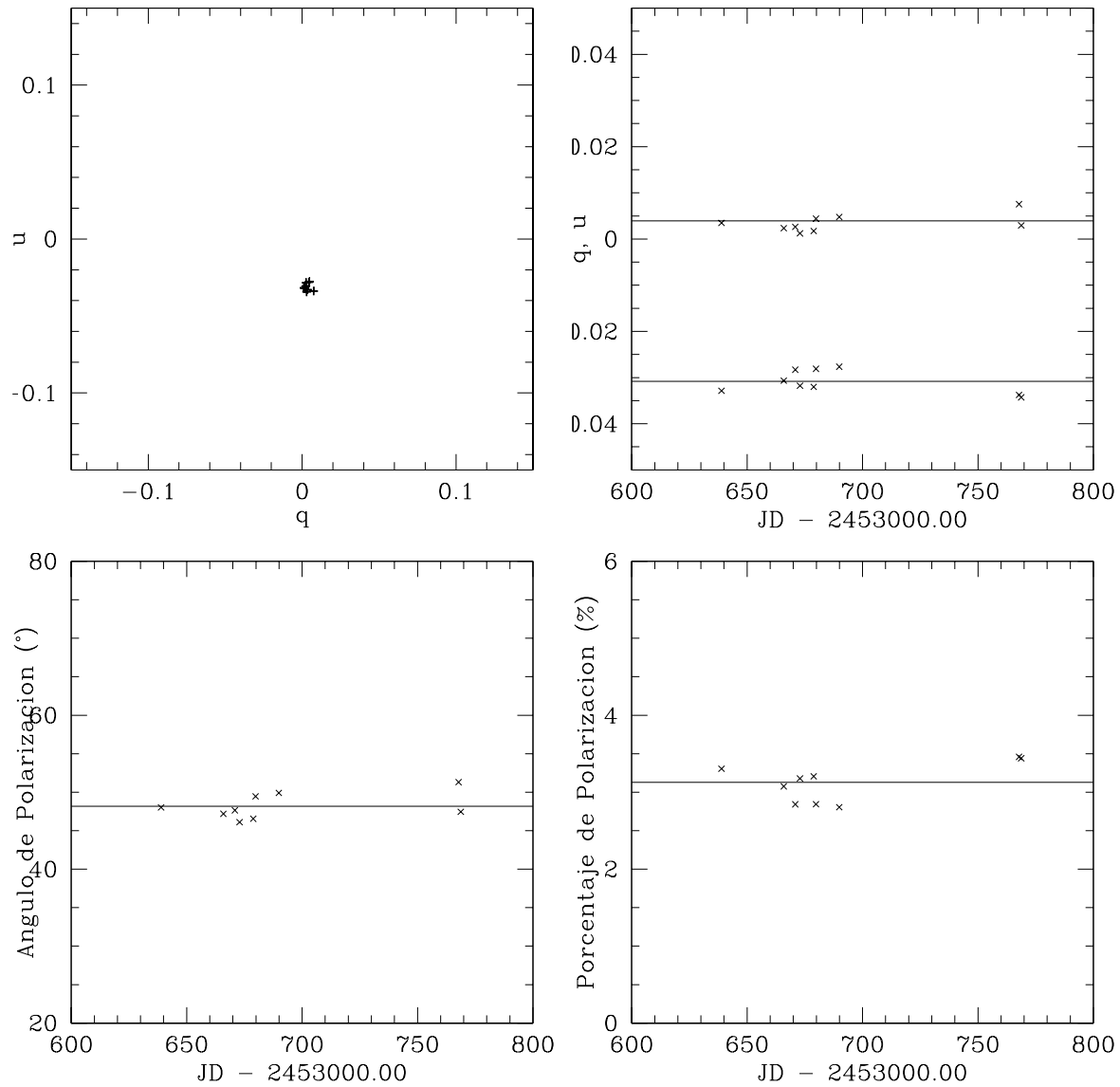


Figura D.1: Gráficas del estándar polarizado HD 245310: parámetros de Stokes  $u$  contra  $q$  con sus barras de error (*arriba izq.*), (*arriba der.*) los parámetros de Stokes con respecto al tiempo, (*abajo izq.*) el ángulo de polarización y (*abajo der.*) el grado de polarización.

# Apéndice E

## Estándares Polarimétricos

Es este apéndice describimos la manera en cómo convertimos los estándares polarimétricos en estándares fotométricos. Para determinar la magnitud aparente de HH 30. En tres noches observamos 5, 6 y 12 estándares de Landolt (1992) y los estándares polarimétricos Hiltner 960 y BD+59°389 para calcular el coeficiente de color, el coeficiente de extinción y el punto zero. En la Tabla E.1 se muestran el día juliano (JD-2453000.00), el número de estándares observados ( $N$ ), los errores RMS, el punto cero ( $ZP$ ), el coeficiente de extinción ( $C_e$ ) y el coeficiente de color ( $C_c$ ).

Cuadro E.1: Coeficientes de corrección

JD	N*	RMS	$ZP$	$C_e$	$C_c$
-2453000.00					
638.93	5	0.019	-5.208	-0.019	0.057
639.94	6	0.014	-5.121	-0.048	0.041
778.70	12	0.010	-3.588	-0.055	0.034

\* Número de estándares fotométricos

En las siguientes secciones describimos la manera en que calibramos los estándares polarimétricos. Además necesitamos conocer su color ( $V - I$ ) pero como no tenemos observaciones en  $V$  de estos estándares tuvimos que estimarlos de la literatura.

## E.1. Hiltner 960

Para aplicar la ecuación (3.1), necesitamos estimar el color ( $V - I$ ) de Hiltner 960. De la base de datos SIMBAD encontramos que este objeto tiene un color ( $B - V$ ) = 1.19 y su tipo espectral es B0V. Del libro Allen's Astrophysical Quantities (Cox 1999) encontramos que para estrellas de este tipo espectral el índice de color intrínseco promedio es  $(B - V)_0 = -0.30$ . Por lo tanto la fuente tiene un exceso de color de  $E_{(B-V)} \equiv (B - V) - (B - V)_0 = 1.49$ .

Suponemos que el exceso se debe a polvo interestelar. Utilizamos la ley de extinción promedio debida a éste, descrita como una función dependiente de  $R_V \equiv A_V/E_{(B-V)}$  (Cox 1999). Suponemos además un medio interestelar difuso (con valor típico de  $R_V \approx 3.12$ ), por lo que la extinción en el visual sería  $A_V \approx 4.65$ . Adoptamos  $A_I/A_V \equiv 0.567$  de He et al. (1995), entonces la extinción en  $I$  sería  $A_I \approx 2.64$ .

El color intrínseco promedio para una estrella B0V es  $(V - I)_0 = -0.30$  (Sparke y

Gallagher 2007). Con la siguiente ecuación estimamos el color aparente ( $V - I$ ).

$$(V - I) = (V - I)_0 + A_V - A_I = 1.71. \quad (\text{E.1})$$

Usamos los parámetros de la Tabla E.1, para cada una de las dos primeras noches (JD = 2453638.93, 2453639.94), con un  $C_c = 0.049$ , un  $C_e = 0.059$  de Schuster y Parrao (2001). Obtuvimos las magnitudes en  $I$  de 9.029 y 9.111 respectivamente, obteniendo así un promedio en la magnitud de  $I = 9.07$  para el este estándar polarizado.

## E.2. BD+59° 389

Para este segundo estándar polarizado también estimamos de la literatura su color aparente, de la misma forma que antes. Del SIMBAD el índice de color es  $(B - V) = 0.93$  y el tipo espectral F0Ib. De Cox (1999) el índice de color intrínseco promedio  $(B - V)_0 = 0.17$ . De Sparke y Gallagher (2007) el color intrínseco promedio  $(V - I)_0 = 0.25$ . Entonces el color aparente sería  $(V - I) = 1.28$ . De la ecuación (3.1) y utilizando los parámetros de la Tabla E.1, estimamos una magnitud de  $I = 7.49$ .

Con el calculo de los  $ZPs$  de cada uno de los estándares polarimétricos calculamos la magnitud aparente de HH 30.



# Índice de figuras

1.1.	Etapas evolutivas de los objetos estelares jóvenes, a la izquierda se muestra la distribución espectral de energía y a la derecha algunas características de las diferentes clases de este tipo de objetos (tomada de André, 1993, <i>The Cold Universe</i> , XXVIIIth Rencontre de Moriond, ed. Montmerle, et al., 179).	6
1.2.	La imagen del telescopio Espacial Spitzer de la NASA ( <i>NASA's Spitzer Space Telescope</i> ) muestra una región de formación estelar llamada NGC 1333. Dentro de esta región se están formando muchas estrellas. La fuente NGC 1333-IRAS 4B es un disco preplanetario de polvo que rodea una estrella en estado embrionario, es decir, una fuente de Clase 0 (Watson et al. 2007). Créditos de la imagen: NASA/JPL-Caltech/Harvard-Smithsonian CfA.	8
1.3.	Representación esquemática del campo magnético en las estrellas <i>T Tauri</i> clásicas. En la Figura de la izquierda se muestra un campo magnético con el eje paralelo al eje del disco, mientras que en la figura de la derecha el eje del campo magnético está inclinado con respecto al eje del disco.	12
1.4.	HH 30 es un ejemplo de <i>T Tauri</i> clásica. El sistema muestra la estrecha correlación entre una fuente central rodeada por un disco de acreción ópticamente grueso en el óptico y en el <i>NIR</i> , y unos flujos bipolares muy colimados.	14
2.1.	En la figura del lado izquierdo está el espectro de un objeto clásico HH-119 (Galfalk y Olofsson 2007) del glóbulo oscuro B335, en el que se muestran las líneas características de los objetos HH. Por comparación en la figura de la derecha se muestra el espectro óptico de HH 30 tomado con el MMT ( <i>Multiple Mirror Telescope</i> ), en la que se muestra la emisión de [SII]; [OII]; $H\alpha$ y el triplete de Calcio - características típicas de un objeto herbig-Haro clásico y de una estrella <i>T Tauri</i> clásica (Wood et al. 1998).	20

- 2.2. Imagen del *Two Micron All-Sky Survey* de la nube L1551, la que contiene algunos objetos estelares jóvenes de baja masa. La nebulosidad amarilla al centro de la imagen es IRS 5 que posee un flujo (*outflow*) que se extiende hacia el suroeste. La fuente rojiza del sureste es L1551-NE (Hodapp y Ladd 1995). Los dos objetos brillantes al norte son las estrellas *T Tauri* HL Tau (Close et al. 1997) y XZ Tau, HH 30 (Burrows et al. 1996) es la fuente al sur de éstas y la del suroeste es LKH $\alpha$  358. El tamaño del campo es  $14.6' \times 15.1'$ , este mosaico fue realizado por E. Kopan. . . . . 21
- 2.3. Imágenes del *HST* de HH 30, se observa claramente el disco de reflexión perpendicular a los flujos bipolares, en tres épocas, obsérvese la diferencia en el brillo entre las imágenes de 1995 y 1998. Créditos: NASA, Alan Watson (Universidad Nacional Autónoma de México), Karl Stapelfeldt (Jet Propulsion Laboratory), John Krist and Chris Burrows (European Space Agency/Space Telescope Science Institute). . . . . 23
- 2.4. Modelo de la distribución espectral de energía para HH 30 calculada por Wood et al. (1998), para las observaciones de Burrows et al. (1996). En la que se muestra un espectro de un cuerpo negro de temperatura 3850 K. No hay emisión en el *NIR*. La emisión del polvo en el *FIR* está modelada con dos valores para el grado de ensanchamiento de la escala de altura conforme crece el radio del disco. . . . . 27
- 2.5. Imágenes de HH 30 de *HST-WFPC2* (Stapelfeldt et al. 1999) donde se muestra un disco visto de canto (horizontal) y el chorro (vertical), la posición de la fuente está representada por la cruz. De izquierda a derecha, en 1994 no hay mucha diferencia entre ambos lados de la nebulosa superior, en 1995 los lados derecho e izquierdo del disco fueron casi iguales, pero en 1998 el lado derecho fue 4 veces más brillante que el izquierdo. La última imagen es una resta entre 1998 y 1995. . . . . 29
- 2.6. La imagen de la izquierda es una composición de las observaciones; WFPC2 F675W es azul (tomada en Diciembre de 1998), NICMOS F110W es verde y NICMOS F204W es rojo (tomadas en Septiembre de 1997). La imagen de la derecha es una composición de los modelos para HH 30 en 3 colores; F110W es azul, F160W es verde y F204W es rojo. Los parámetros del modelo se describen en el texto. Imágenes tomada de (Cotera et al. 2001). . . . . 30

2.7.	La columna de la izquierda muestra contornos de las observaciones a las longitudes de onda de 0.44, 0.81 y $2.04\mu\text{m}$ , a la derecha se muestran imágenes de los modelos propuestos por Watson y Stapelfeldt (2004) . . . . .	32
2.8.	Curvas de la variabilidad fotométrica de AA Tau en las bandas BVRI (Bouvier et al. 1999). 43	
2.9.	Modelos de luz dispersada de una disco curvado por un dipolo magnético que está inclinado $75^\circ$ con respecto al eje de la estrella. El diámetro de la imagen es de 0.2 UA y se muestra un patrón de efecto de faro, en el que el <i>warp</i> oculta la luz estelar (O'Sullivan et al. 2005). . . . .	44
3.1.	Imágenes profundas en la banda I para el detector Marconi del OAN-SPM (Watson et al. 2004). Las franjas aparecen en este detector, mientras que en el SITE 1 no. . . . .	51
3.2.	La figura muestra dos ejes coordenados; el primado es el sistema de coordenadas de observación, es decir, el sistema de coordenadas instrumental, y el sistema no primado corresponde al sistema real. Se hace una traslación para corregir por polarización instrumental y una rotación que corresponde a la alineación del eje del polarizador con el polo norte celeste. . . . .	55
3.3.	Gráficas de los estándares polarizados Hiltner 960 ( <i>arriba</i> ) y BD+59°389 ( <i>abajo</i> ). Del lado izquierdo están las gráficas de Parámetros de Stokes $u$ contra $q$ y sus errores, del lado derecho se grafican $q - q_{est}$ , $u - u_{est}$ contra Días Julianos (JD-2453000.00), donde $q_{est}$ y $u_{est}$ son los valores de $q$ y $u$ para los estándares polarizados, ver ecuaciones 3.11. . . . .	58
6.1.	Imágenes sintéticas del modelo con los parámetros de Wood y Whitney (1998) en la banda $I$ , para cuatro posiciones (en la dirección azimutal) del observador: $0^\circ$ (arriba izquierda), $90^\circ$ (arriba derecha), $180^\circ$ (abajo izquierda), y $270^\circ$ (arriba derecha). . . . .	100
6.2.	Parámetros de Stokes, para el modelo de Wood y Whitney (1998), con los parámetros especificados en la sección 6.2. . . . .	101
B.1.	Representación de una onda electromagnética linealmente polarizada. . . . .	115
B.2.	Una onda electromagnética circularmente polarizada. . . . .	117

B.3. Vibraciones específicas transmitidas por un conjunto de filtros que le permiten a uno derivar los parámetros de Stokes. Los polarizadores lineales F1, F2, F3 y F4 corresponde a $0^\circ$ , $90^\circ$ , $45^\circ$ y $135^\circ$ respectivamente. F5 y F6 son los polarizadores circulares izquierda y derecha. . . . .	119
C.1. Diagrama general para la dispersión. Créditos de la figura William Henney. . . . .	126
C.2. Variacion de la intensidad con respecto al radio de una esfera alrededor de una fuente emisora. . . . .	130
C.3. Variacion de la polarización con respecto al radio de una esfera alrededor de una fuente emisora. . . . .	130
C.4. Imágen de la variacion del ángulo de polarización, éste es tangencial, en cada punto de la cáscara alrededor de una fuente emisora. . . . .	131
C.5. Imágen de la variacion del ángulo de polarización, éste es tangencial, en cada punto de la cáscara alrededor de una fuente emisora. . . . .	132
D.1. Gráficas del estándar polarizado HD 245310: parámetros de Stokes $u$ contra $q$ con sus barras de error ( <i>arriba izq.</i> ), ( <i>arriba der</i> ) los parámetros de Stokes con respecto al tiempo, ( <i>abajo izq.</i> ) el ángulo de polarización y ( <i>abajo der.</i> ) el grado de polarización. . . . .	134

## Índice de cuadros

2.1. Las características observacionales y teóricas de HH 30 . . . . .	25
3.1. Ángulo de rotación . . . . .	57
6.1. Polarización e intensidad para los modelos de Wood y Whitney (1998). . .	99
C.1. Parámetros para un modelo de una cáscara de ancho 10UA. . . . .	129

E.1. Coeficientes de corrección . . . . . 135

## Referencias

- Anglada, G., López, R., Estalella, R., Masegosa, J., Riera, A. y Raga, A. 2007, 133, 2799.
- Ardila, D. R., y Basri, G. S. 2000, ApJ, 539, 834.
- Bally, J., Stark, A. A., Wilson, R. W. y Langer W. D. 1987, ApJ, 312, 45L.
- Bastien, P., Landstreet, J. D. 1979, ApJ, 229, 137L.
- Bertout C. 1989, Ann. Rev. Astr. Ap., 27, 351.
- Bertout, C., Basri, G. S., y Bouvier, J. 1998, ApJ, 330, 350.
- Bontemps, S., Andre, P., Terebey, S. Cabrit, S. 1996, A&A, 311, 858.
- Bouvier, J., Cabrit, S., Fernández, M., Martín, E. L. y Matthews, J. M. 1993, A&A, 272, 176.
- Bouvier, J., Chelli, A., Allain, S., Carrasco, L., Costero, R., Cruz-Gonzalez, I., Dougados, C., Fernandez, M., Martin, E. L., Menard, F., Mennessier, C., Mujica, R., Recillas, E., Salas, L., Schmidt, G., Wichmann, R. 1999, A&A, 349, 619.
- Bouvier, J., Grankin, K.Ñ., Alencar, S. H. P., Dougados, C., Fernández, M., Basri, G., Batalha, C., Guenther, E., Ibrahimov, M. A., Magakian, T. Y., Melnikov, S. Y., Petrov, P. P.; Rud, M. V.; Zapatero Osorio, M. R. 2003, A&A, 409, 169.
- Burrows, C. J., Stapelfeldt, K. R., Watson A. M., Krist, J. E., Ballester, G. E., Clarke, J. T., Crisp, D., Gallagher, J. S. III, Griffiths, R. E., Hester, J. J., Hoessel, J. G., Holzman, J. A., Mould, J. R., Scowen, P. A., Trauger, J. T., Westphal, J. A. 1996, ApJ, 473, 437.
- Calvet, N., Briceño, C., Hernández, J., Hoyer, S., Hartmann, L., Sicilia-Aguilar, A., Megeath, S., D'Alessio, P. 2005a, AJ, 129, 935.
- Calvet, N., D'Alessio, P., Hartmann, L., Wilner, D., Walsh, A. y Sitko, M. 2002, ApJ, 568, 1008.
- Calvet, N., D'Alessio, P., Watson, D. M., Franco-Hernández, R., Furlan, E., Green, J., Sutter, P. M., Forrest, W. J., Hartmann, L., Uchida, K. I., Keller, L. D., Sargent, B., Najita, J., Herter, T. L., Barry, D. J. y Hall P. 2005b, ApJ, 630, 185L.
- Chandrasekhar, S. *Radiative Transfer*, New York:Dover, 1960.
- Chiang, E. I. y Goldreich, P. 1997, ApJ, 490, 368.
- Choi, M., Panis, J.-F. y Evans, N. J. II 1999, ApJS, 122, 519.
- Chou, C. K. 1986, Ap&SS, 121, 333.
- Clarke, C. J., Gendrin, A. y Sotomayor, M. 2001, MNRAS, 328, 485.
- Close, L. M., Roddier, F., Northcott, M. J., Roddier, C., Graves, J. E. 1997, ApJ, 478, 766.
- Code, A. D. y Whitney, B. A., 1995, ApJ, 441, 400.
- Cotera, A. S., Whitney, B. A., Young, E., Wolff, M. J., Wood, K., Povich, M., Schneider, G., Rieke, M. y Thompson, R. 2001, ApJ, 556, 958.
- Allen's Astrophysical quantities* editado por Arthur N. Cox, Cuarta Edición, editorial Springer-Verlag, 1999.
- Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., Van Dyk, S., Beichman, C. A., Carpenter, J. M., Chester, T., Cambresy, L., Evans, T., Fowler, J., Gizis, J., Howard, E., Huchra, J., Jarrett T., Kopan, E. L., Kirpatrick, J. D., Light, R. M., Marsh, K. A., McCallon, H., Schneider, S., Stiening, R., Sykes, M., Weinberg, M., Wheaton, W. A., Wheelock, S., Zaccarias, N. 2003, *2MASS All Sky Catalog of point sources: CDS/ADC Collection of Electronic Catalogues*, 2246, 0.
- D'Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Lizano, S., Cantó, J., 1999, ApJ, 527, 893.
- D'Alessio, P., Hartmann, L., Calvet, N., Franco-Hernández, R., Forrest, W. J., Sargent, B., Furlan, E., Uchida, K., Green, J. D., Watson, D. M., Chen, C. H., Kemper, F., Sloan, G. C., y Najita, J. 2005, ApJ, 621, 461.
- de Geus, E. J., Bronfman, L. y Thaddeus, P. 1990, A&A, 231, 137.
- Di Francesco, J., Myers, P. C., Wilner, D. J., Ohashi, N. y Mardones, D. 2001, ApJ, 562, 770.
- Dullemond, C. P., Dominik, C. y Natta, A. 2001, ApJ, 560, 957.
- Durán-Rojas, M. C., Watson, A. M., Stapelfeldt, K. y Hiriart, D. 2009, AJ, 137, 4330.
- Dutrey, A., Guilloteau, S. y Simon, M. 2003, A&A, 402, 1003
- Drissen, L., Bastien, P., y St. Louis, N. 1989, AJ, 97, 814.
- Edwards, S., Strom, S. E., Hartigan, P., Strom, K. M., Hillenbrand, L. A., Herbst, W., Attridge, J., Merrill, K. M., Probst R. y Gatley I., 1993, AJ, 106, 372.
- Errico, L., Lamzin, S. A., y Vittone, A. A. 2001, A&A, 377, 557.
- Espaillet, C., Calvet, N., D'Alessio, P., Hernández, J., Qi, C., Hartmann, L., Furlan, E. y Watson, D. M. 2007a, ApJ, 670, L135.

- Espaillet, C., Calvet, N., D'Alessio, P., Hernández, J., Qi, C., Hartmann, L., Furlan, E. y Watson, D. M. 2007b, ApJ, 664, 111.
- Espaillet, C., Calvet, N., Luhman, K. L., Muzerolle, J., D'Alessio, P. 2008, ApJ, 682, 125.
- Feigelson, E. D. y Montmerle, T., 1999, Ann. Rev. Astr. Ap., 37, 363.
- Furlan, E., Hartmann, L., Calvet, N., D'Alessio, P., Franco-Hernández, R., Forrest, W. J., Watson, D. M., Uchida, K. I., Sargent, B., Green, J. D., Keller, L. D.; Herter, T. L. 2006, ApJS., 165, 568.
- Galfalk, M. y Olofsson, G. 2007, A&A, 475, 281.
- Genzel, R. y Stutzski, J. 1989, *Ann. Rev. Astr. ap.*, 251, 113.
- Ghosh, P. y Lamb, F. K. 1979, ApJ, 232, 259.
- Guilloteau, S., Dutrey, A. 1994, A&A, 291, L23.
- Guilloteau, S., Dutrey, A. 1998, A&A, 339, 467.
- Guilloteau, S., Dutrey, A., Pety, J., y Gueth, F. 2008 A&A, 478, L31.
- Gullbring, E., Barwig, H., Chen, P. S., Gahm, G. F., y Bao, M. X. 1996, A&A, 307, 791.
- Gullbring, E., Hartmann, L., Briceno, C., y Calvet, N. 1998, ApJ, 492,323.
- Hall, R. 1974, *Planets, stars and nebulae studied with photopolarimetry*, p.881, Ed. T. Gehrels, The university of Arizona Press, Tucson, Arizona, U.S.A.
- Hartmann, L., y Kenyon, S. J., 1985, ApJ, 299, 462.
- Heney, L. G. y Greenstein, J. L., 1941, ApJ, 93, 70.
- He, L., Whittet, D. C. B., Kilkenny, D., y Spencer Jones, J. H. 1995, ApJS, 101, 335.
- Herbst, W., Herbst, D. K., Grossman, E. J. y Weinstein, D., 1994, AJ, 108, 1906.
- Hillier, D. J. 1991, A&A, 247, 455.
- Hiriart, D., Valdez, J., Quirós, F., García, B. y Luna, E. 2005, POLIMA Manual de Usuario, 2005-08, Instituto de Astronomía, UNAM.
- Hodapp, K.-W. y Ladd, E. F. 1995, ApJ, 453, 715.
- Kastner, J. H., Huenemoerder, D. P., Schulz, N. S. y Weintraub, D. A. 1999, ApJ, 525 837.
- Kenyon, S. J., Calvet, N., y Hartmann, L. 1993, ApJ, 414, 676.
- Kenyon, S. J., Dobrzycka, D., Hartmann, L. 1994, AJ, 108, 1872.
- Kenyon, S. J. y Hartmann, L. 1987, ApJ, 323, 714.
- Kenyon, S. J. y Hartmann, L. 1995, ApJ S, 101, 117.
- Kenyon, S. J., Brown, D. I., Tout, C. A. y Berlind, P. 1998 AJ, 115, 2491.
- Konigl, A. 1991, ApJ, 370, 39L.
- Krist, J. E., Stapelfeldt, K. R., Menard, F., Padgett, d. L. yBurrows, C. J. 2000, 538, 793.
- Kurosawa, R., Harries, T. J. y Symington, N. H. 2006 MNRAS, 370, 580.
- Lada, C. J. 1987, en “*Star Forming Regions*”, IAU Symposium 115, eds. M. Peimbert y J. Jugaku(Dordrecht: Reidel), p. 1.
- Lada, C. J. 1991, en “*The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*”, C. J. Lada y N.D. Kylafis, 329.
- Lada, C. J. y Wilking, B. J. 1984, ApJ, 287, 610L.
- Lamm, M. H., Bailer-Jones, C. A. L., Mundt, R., Herbst, W. y Scholz, A. 2004, A&A, 417, 557.
- Landolt, A. U. 1992, AJ, 104, 340L.
- Larson, R. B. 1969a, MNRAS, 145, 271L.
- Larson, R. B. 1969b, MNRAS, 145, 297L.
- Leroy, J. L. 1993,A&A, 274, 203.
- Leroy, J. L. en “*Polarization of light and astronomical observation*”, Gordon and Breach science Publishers, 2000.
- Loinard, L., Torres, R. M., Mioduszewski, A. J., y Rodríguez, L. F. 2008, ApJ, 675, 29L.
- Lomb, N. R. 1976, *Astrophysics and Space Science*, vol. 39, pp. 447.
- Lynden-Bell, D. y Pringle, J. E. 1974, MNRAS, 168, 603.
- Mac Low, M. M. y Klessen, R. S 2004, *Reviews of Modern Physics*, 76, 125.
- Ménard, F., Bouvier, J., Dougados, C., Melnikov, S. y Grankin K. N. 2003, A&A, 409, 163.
- Mezger, P. G., Sievers, A., Zylka, R., Haslam, C. G. T., Kreyssa, E., y Lemke R. 1992, A&A, 265, 743.
- Mundt, R., Brugel, E. W. y Buhrke, T., 1987, ApJ, 319, 275
- Mundt, R., Ray, T. P., Buhrke, T., Raga, A. C. y Solf, J. 1990, A&A, 232, 37.

- Mundt, R., y Fried, J. W. 1983, ApJ, 274, L83.
- Muzerolle, J., Calvet, N., Hartmann, L., y D'Álessio, P. 2003, ApJ, 597, 149.
- O'Sullivan, M., Truss, M., Walker, C., Wood, K., Matthews, O., Whitney, B., Bjorkman, J. E. 2005, MNRAS, 358, 632.
- Ostriker, E. C., y Shu, F. H. 1995, ApJ, 447, 813.
- Percy, J. R. y Palaniappan R. 2006, *The Journal of the American Association of Variable Star Observers*, 35, 290.
- Pety, J., Gueth, F., Guilloteau, S. y Dutrey, A. 2006, A&A, 458 841
- Press, W. H, Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T, y Flannery, B. T., 1992, *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing*, Segunda Edición(Cambridge University Press).
- Ray, T. P., Mundt, R., Dyson, J. E., Falle, S. A. E. G. y Raga, A. C. 1996, ApJ, 468, 103L.
- Sandell, G., Aspin, C., Duncan, W. D., Russell, A. P. G. y Robson, E. I. 1991, ApJ, 376, 17L.
- Scargle, J. D. 1982, ApJ, 263, 835.
- Schmidt, G. D., Elston, R., Lupie, O. L. 1992, AJ, 104, 1563.
- Schuster, W. J. y Parrao, L. 2001, RMxAA, 37, 187S.
- SIMBAD *Astronomical Data Base*.
- Simon, M., Dutrey, A. y Guilloteau, S. 2003, ApJ, 545, 1034.
- Sparke, L. y Gallagher, J. S. *Galaxies in the Universe: An Introduction*, segunda edición, editorial Cambridge University Press, 2007, p.21.
- Stapelfeldt, K. R., Burrows, C. J., Krist, J. E., Trauger, J. T., Hester, J. J., Holtzman, J. A., Ballester, G. E., Casertano, S., Clarke, J. T., Crisp, D., Evans, R. W., Gallagher, J. S. III, Griffiths R. E., Hoessel, J. G., Mould, J. R., Scowen, P. A., Watson, A. M. y Westphal, J. A. 1995, ApJ, 449, 888.
- Stapelfeldt, K. R., Watson, A. M., Krist, J. E., Burrows, C. J., Crisp, D., Ballester, G. E., Clarke, J. T., Evans, R. W., Gallagher, J. S. III, Griffiths, Richard, E., Hester, J. J., Hoessel, J. G., Holtzman, J. A., Mould, J. R., Scowen, P. A. y Trauger, J. T. 1999, ApJ, 516, 95L.
- Stassun, K. G. y Wood, K. 1999, ApJ, 510, 892.
- Strom, K. M., Newton, G., Strom, S. E., Seaman, R. L., Carrasco, L., Cruz-Gonzalez, I., Serrano, A., Grasdalen, G. L. 1989, ApJS, 71, 183.
- Tambovtseva, L. V., Grinin, V. P. y Weigelt, G. 2006, A&A, 448, 633.
- Tambovtseva, L. V., y Grinin, V. P. 2008a, AstL, 34, 231.
- Tambovtseva, L. V., y Grinin, V. P. 2008b, MNRAS, 387, 1313.
- Terquem, C. y Papaloizou, J. C. B. 2000, A&A, 360, 1031.
- Terebey, S., Chandler, C. J., y André, P. 1993, ApJ, 414, 759.
- Tinbergen, J. 1982, A&A, 102, 53.
- Uchida, K. I., Calvet, N., Hartmann, L., Kemper, F., Forrest, W. J., Watson, D. M., D'Álessio, P., Chen, C. H., Furlan, E., Sargent, B., Brandl, B. R., Herter, T. L., Morris, P., Myers, P. C., Najita, J., Sloan, G. C., Barry, D. J., Green, J., Keller, L. D. y Hall, P. 2004, ApJS, 154, 439.
- Ungerechts, H., y Thaddeus, P., 1987, *ApJSupp.*, 63, 645.
- Vrba, F. J., Rydgren, A. E., y Zak, D. S. 1985, AJ, 90, 2074.
- Vrba, F. J., Rydgren, A. E., Chugainov, P. F., Shakovskaia, N. I., Weaver, W. B. 1989, AJ, 97, 483.
- Watson, A. M., Durán-Rojas, M. C. y Stapelfeldt, K. R. 2008, RMxAA, 44, 389.
- Watson, A. M. y Henney, W. J. 2001, RMxAA, 37, 221.
- Watson, A., Richer, M., Godínez, A. y García, D. 2004, "Annual Report on CCD Imaging at the OAN", Instituto de Astronomía, UNAM.
- Watson, A. M. y Stapelfeldt, K. R. 2004, ApJ, 602, 860.
- Watson, A. M. y Stapelfeldt, K. R. 2007, AJ, 133, 845.
- Watson, D. M., Bohac, C. J., Hull, C., Forrest, W. J., Furlan, E., Najita, J. Calvet, N., D'Álessio, P., Hartmann, L. Sargent, B., Green, J. D., Kim, K. H. y Houck, J. R. 2007, *Nature*, 448, 1026.
- Wichmann, R., Bastian, U., Krautter, J., Jankovics, I., y Rucinski, S. M. 1998, MNRAS, 301, 39L.
- White, R. L. 1979, ApJ, 230, 116.
- Whitney, B. A. 1991, ApJ S, 75, 1293.
- Whitney, B. y Hartmann, L. 1992, ApJ, 395, 529.
- Wood, K., Kenyon, S. J., Whitney, B. y Turnbull, M. 1998, ApJ, 497, 404.
- Wood, K., Stanek, K. Z., Wolk, S., Whitney, B. y Stassun K. 2000a, A&AS, 197, 1012.
- Wood, K. y Whitney B. 1998, ApJ, 506, 43.



Wood, K., Wolk, S. J., Stanek, K. Z., Leussis, G., Stassun, K., Wolff, M., Whitney, B., 2000b, ApJ, 542, L21.

Wood, K., Wolff, M. J., Bjorkman, J. E. y Whitney, B. 2002, 564, 887.