



00386
3
UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS
DIVISIÓN DE ESTUDIOS DE POSGRADO
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

ESTUDIO OBSERVACIONAL DE OBJETOS ESTELARES
JÓVENES DE MASA INTERMEDIA Y ALTA:
MÁSERES DE AGUA Y RADIOCONTINUO

T E S I S

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

P R E S E N T A

MIGUEL ANGEL TRINIDAD HERNÁNDEZ

EJEMPLAR UNICO

DIRECTOR DE TESIS:

DR. SALVADOR CURIEL RAMÍREZ

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN



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.

PAGINACIÓN DISCONTINUA

Autorizo a la Dirección General de Bibliotecas de la UNAM a difundir en formato electrónico e impreso el contenido de mi trabajo académico.

NOMBRE: Miguel Ángel Trinidad Hernández

FECHA: 20/ agosto / 2003

FIRMA: [Firma]

Índice General

Agradecimientos	1
Resumen	3
Abstract	7
1 Introducción	11
1.1 Formación Estelar	11
1.1.1 Generalidades del Proceso de Formación Estelar	11
1.1.2 Estrellas de Masa Baja	12
1.1.3 Estrellas Masivas	20
1.2 Emisión Máser	22
1.2.1 La Importancia de Estudiar Máseres	22
1.2.2 Conceptos Básicos	24
1.2.3 Teoría Máser	29
1.2.4 La Molécula de H ₂ O	37
1.2.5 Máseres en Regiones de Formación Estelar	39
1.2.6 Los Máseres Como Herramientas Astronómicas	41
1.3 Emisión de Radiocontinuo	43
1.3.1 Emisión Libre-libre	43
1.3.2 Emisión Térmica del Polvo Interestelar	44
1.3.3 Radiación Sincrotrón	45

2	La Muestra de Fuentes Observadas	47
2.1	La Muestra de Fuentes Observadas	47
2.1.1	Criterios de Selección	47
2.2	Observaciones	49
2.2.1	Observaciones con una Sola Antena	49
2.2.2	Observaciones Interferométricas	50
3	A Study of the Variability of Water Maser Emission in a Sample of YSOs	53
3.1	Introduction	55
3.2	The Sample	55
3.3	Observations	56
3.4	Results	57
3.4.1	AFGL 5157	57
3.4.2	S233	57
3.4.3	AFGL 5182	59
3.4.4	IRAS 20050+2720	59
3.4.5	IRAS 20126+4104	61
3.4.6	S106 FIR	62
3.4.7	AFGL 2591	63
3.4.8	LkH α 234	64
3.4.9	S140 IRS	65
3.4.10	CEPHEUS A	66
3.4.11	IRAS 23139+5939	67
3.5	Discussion	69
3.5.1	Variability	69
3.5.2	A Search for Systematic Shifts Between the Maser Velocity and the Molecular Cloud Velocity	76
3.6	Conclusions	77
4	Detection of a Candidate for the Exciting Source of the Expanding Water	

ÍNDICE GENERAL

iii

Maser Bubble in Cepheus A	79
4.1 Introduction	80
4.2 Observations and Results	81
4.3 Discussion	84
5 Observations of Water Maser and Radio Continuum Emission in AFGL 2591	87
5.1 Introduction	88
5.2 Observations	89
5.3 Results	90
5.3.1 Continuum Emission at 3.6 cm and 1.3 cm	90
5.3.2 Water Masers	91
5.4 Discussion	92
5.4.1 Radio Continuum Sources: Spectral Indices	93
5.4.2 Spatio-kinematical Distribution of the Water Masers	105
5.5 Conclusions	108
6 Unveiling the Exciting Source of the Outflow in LkHα 234	109
6.1 Introduction	110
6.2 Observations	111
6.3 Results	112
6.3.1 Continuum Emission at 3.6 cm and 1.3 cm	112
6.3.2 H ₂ O Masers	113
6.4 Discussion	115
6.4.1 VLA-1: Radio Continuum and H ₂ O Maser Emission	115
6.4.2 VLA-2: Radio Continuum and H ₂ O Maser Emission	115
6.4.3 VLA-3: Radio Continuum and H ₂ O Maser Emission	118
6.4.4 Exciting Sources of the Outflows	121
6.5 Conclusions	122

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

7	Investigando la Naturaleza de S140 IRS	125
7.1	Introducción	126
7.2	Observaciones	127
7.3	Resultados	128
7.3.1	Emisión de Radiocontinuo a 1.3 cm	128
7.3.2	Máseres de H ₂ O	128
7.4	Discusión	129
7.4.1	IRS 1	129
7.4.2	IRS 2	132
7.4.3	Cinemática de los Máseres de Agua en S140 IRS	132
7.5	Conclusiones	135
8	Discusión General	137
8.1	La Formación de Estrellas Masivas	137
8.2	Emisión de Radiocontinuo y Máseres de Agua en las Regiones Estudiadas	139
8.3	Regiones H II en las Fuentes Estudiadas	142
8.4	Formación de Estrellas Masivas en Grupos	142
8.5	Flujos Moleculares y Jets en Estrellas Masivas	143
8.6	Discos de Acreción Alrededor de Estrellas Masivas	144
8.7	Conclusiones	144
9	Conclusiones y Trabajo a Futuro	145
9.1	Conclusiones Particulares	145
9.1.1	Variabilidad de Máseres de Agua en YSOs	145
9.1.2	CEFEO A	146
9.1.3	AFGL 2591	146
9.1.4	LkH α 234	146
9.1.5	S140 IRS	147
9.2	Conclusiones Generales	147

ÍNDICE GENERAL

v

9.3 Trabajo a Futuro	149
9.3.1 Corto y Mediano Plazo	149
9.3.2 Largo Plazo	150
Bibliografía	151
Apéndices	163
A Regiones H II y Radio Jets Térmicos	163
A.1 Regiones H II	163
A.1.1 Obtención de Parámetros Físicos	164
A.2 Radio Jets Térmicos	166
B El VLA	169
B.1 Interferómetros	169
B.2 El Interferómetro VLA	172
B.2.1 El Archivo de Observación	173
B.3 AIPS	174
B.3.1 Reducción de los Datos Obtenidos con el VLA	175
B.4 Calibración Cruzada	177
C Haystack	179
C.1 La Antena de 37 m	179
C.1.1 Umbrella	179
C.1.2 Observaciones a Control Remoto	180
C.2 CLASS	181
C.2.1 Reducción de los Datos Obtenidos con Haystack	181

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Agradecimientos

Agradezco a mi madre por todo el amor que me ha brindado, por sus consejos tan sabios y por estar conmigo en los momentos más difíciles. También agradezco a mis hermanas Laura, Rosa, Silvia y Guadalupe por darme todo su apoyo, por confiar en mí y por sentirse orgullosas de mí por todo lo que he hecho.

También quiero agradecer al Instituto de Astronomía todo el apoyo brindado para la elaboración de la presente tesis.

Agradezco al Dr. Salvador Curiel sus enseñanzas y participación durante el periodo en que desarrollé la tesis.

También quiero agradecer al Dr. Jorge Cantó su apoyo y colaboración para hacer de esta tesis un trabajo de buena calidad. Al Dr. Luis Felipe Rodríguez y al Dr. José María Torrelles les doy las gracias por las magníficas discusiones que ayudaron a mejorar el contenido de la tesis.

A la Dra. Paola DAlessio le agradezco su colaboración y el haber desarrollado algunos modelos de discos circunestelares que usé en la tesis. Así mismo, le agradezco a la Dra. Yolanda Gómez sus extraordinarias pláticas.

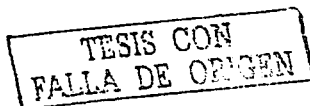
Agradezco a los sinodales de mi tesis Salvador Curiel, Jorge Cantó, Luis Felipe Rodríguez, Víctor Migenes, Paola DAlessio, Irene Cruz-González y Pablo Velázquez por sus valiosos comentarios y sugerencias que ayudaron a mejorar la tesis.

También le doy las gracias a la coordinación del posgrado y al departamento de cómputo por todo su apoyo para la realización de la tesis.

Agradezco al CONACYT y a la DGEP por las becas que me otorgaron, sin las cuales habría sido imposible realizar este trabajo.

A todas las personas que estuvieron y han estado conmigo a lo largo de mi carrera, muchas gracias.

A ti gracias.



Resumen

Actualmente, el proceso de formación de estrellas de masa baja se conoce bastante bien. El modelo ampliamente aceptado requiere de un sistema disco-YSO-flujo, el cual ha sido apoyado por un gran número de resultados tanto teóricos como observacionales (YSO: objeto estelar joven). Sin embargo, el mecanismo de formación de estrellas de masa intermedia y alta aún no se entiende bien. Aunque es cierto que las estrellas masivas se forman dentro de los núcleos densos en las nubes moleculares gigantes, todavía no es claro como ocurre el proceso que da lugar a su formación. Se cree que las estrellas de masa intermedia y alta posiblemente se forman bajo un esquema similar al de las estrellas de masa baja, pero actualmente existen muy pocas evidencias observacionales que apoyen dicho escenario, además de que existen algunos inconvenientes desde el punto de vista teórico. También se han propuesto otros caminos alternativos para la formación de estrellas de masa intermedia y alta, como por ejemplo, la coagulación y/o fusión de estrellas menos masivas. Pero tampoco existen evidencias sólidas que apoyen estos escenarios.

Se sabe que la mayoría de los YSOs y protoestrellas son objetos profundamente embebidos en gas y polvo, los cuales son generalmente invisibles en longitudes de onda del óptico y aún algunas veces siguen siendo invisibles en longitudes de onda del cercano infrarrojo. Por tal razón, las observaciones de estos objetos están limitadas solamente a algunas regiones del espectro electromagnético. La ventana de longitudes de onda de radio ofrece una excelente oportunidad para estudiar los YSOs con gran detalle, ya que el polvo interestelar que rodea los YSOs es transparente a la emisión en radio y se pueden hacer observaciones de alta resolución angular con gran sensibilidad.

En esta tesis investigamos al medio circunestelar cercano de un conjunto de objetos estelares jóvenes de masa intermedia y alta con la finalidad de conocer algunas propiedades de su proceso de formación, tales como, la presencia de discos circunestelares y flujos bipolares. Los YSOs estudiados se encuentran embebidos dentro de sus nubes moleculares progenitoras y posiblemente se encuentran en una fase de acreción y/o eyección de material de su alrededor. El estudio se lleva a cabo usando observaciones interferométricas de alta resolución angular de emisión de continuo y de línea (másér de agua) en longitudes de onda de radio hacia un grupo de cuatro regiones de formación estelar. También realizamos observaciones de másér de agua con una sola antena hacia una muestra mas grande (20 fuentes). Las observaciones fueron hechas con el interferómetro VLA de 27 antenas y la antena de 37 m de Haystack.

Para determinar la naturaleza de las fuentes detectadas en las regiones estudiadas hicimos mapas de contornos de la emisión de continuo en varias longitudes de onda (7 mm, 1.3 y 3.6 cm), calculamos sus índices espectrales y realizamos los cálculos necesarios para obtener algunos de sus parámetros físicos. En las regiones de formación estelar estudiadas (Cefeo, AFGL 2591, LkH α 234 y S140IRS) encontramos regiones H II (ópticamente delgadas y gruesas), radio jets térmicos, fuentes que no pudimos catalogar y la posible existencia de un disco circunestelar en una estrella masiva. Para las regiones H II determinamos sus parámetros físicos (p.ej. densidad electrónica, masa de gas ionizado y tasa de fotones ionizantes) y encontramos que la mayoría están asociadas con estrellas ZAMS de tipo espectral B. También confirmamos la naturaleza de radio jets térmicos de algunas fuentes observadas y determinamos las fuentes excitadoras de los flujos moleculares a gran escala observados en estas regiones. Además, nuestros resultados muestran que los objetos estelares jóvenes de masa intermedia y alta no se forman de manera aislada, sino que se forman dentro de pequeños grupos de estrellas de tipo espectral similar y que algunos de ellos son parte de sistemas binarios cercanos o sistemas múltiples.

Por otro lado, los máseres interestelares, en particular los de agua, cuando se observan con interferómetros son una herramienta muy poderosa para estudiar el medio circunestelar de los YSOs. Usando observaciones interferométricas de máseres de agua estudiamos la distribución espacial y la cinemática de las manchas máser, así como su relación con la emisión de radiocontinuo. Nuestros resultados muestran que la mayoría de los grupos de manchas máser están asociados espacialmente con alguna fuente de radiocontinuo conocida y que sólo en pocos casos los grupos de máseres se encuentran aparentemente aislados, lo que sugiere que son excitados remotamente o que el YSO al que están asociados se encuentra aún muy embebido y no logramos detectarlo. En un caso (S140-IRS1) encontramos un grupo de manchas máser que parece estar ligado gravitacionalmente a su YSO, pero no logramos inferir la existencia de un disco circunestelar o cáscara alrededor del YSO. En otros casos encontramos grupos de manchas máser asociados con algún radio jet. Un caso muy especial fue el grupo de máseres asociados al YSO AFGL2591-VLA 3, donde los máseres forman una hélice en el espacio posición-velocidad y al parecer no están asociados con algún fenómeno físico conocido, como por ejemplo un disco circunestelar, una cáscara o un flujo molecular. Por otro lado, no encontramos evidencias que los máseres de agua muestren una secuencia evolutiva, donde los máseres en objetos menos evolucionados tracen movimientos ligados y en los más evolucionados estén asociados con flujos.

En las regiones estudiadas encontramos que los flujos moleculares siempre están asociados y alineados con un radio jet térmico, lo que parece indicar que los jets son la base de donde surgen los flujos moleculares a gran escala. Además, también encontramos que algunos radio jets térmicos parecen no estar asociados con un flujo molecular. Por otro lado, en la región AFGL 2591 encontramos evidencia de que la fuente masiva VLA 3 tiene asociado un disco circunestelar, similar a los encontrados en estrellas de masa baja. Como se sabe, en el proceso de formación de estrellas de masa baja, la presencia de un flujo requiere la formación de un disco de acreción, entonces en similitud con este esquema, es posible suponer que los flujos observados en las estrellas de masa intermedia y alta también requerirán la formación de discos circunestelares, posiblemente de características similares a las del encontrado en

la fuente masiva AFGL2591-VLA 3. Estos resultados observacionales parecen sugerir que el proceso de formación de estrellas de masa intermedia y alta es similar al de estrellas de masa baja, favoreciendo el modelo de disco-YSO-flujo para la formación de todas las estrellas, independientemente de su masa. Sin embargo, no descartamos la posibilidad de que el proceso de formación de estrellas masivas pueda darse tambien por otros mecanismos, como por ejemplo el de fusión de protoestrellas. Debido a que el estudio se hizo solamente para cuatro regiones, es necesario hacer estudios sobre muestras mas grandes para poder generalizar estos resultados.

Finalmente, de las observaciones de máseres de agua con una sola antena no encontramos alguna relación entre la luminosidad de las fuentes observadas y la variabilidad de los máseres de agua. Tampoco logramos inferir algún patrón de periodicidad en la variabilidad de la emisión máser en las fuentes observadas, aunque encontramos que en la mayoría de las fuentes la emisión máser de agua varía en intervalos de tiempo de un mes o menos. Tal variación de la intensidad máser, desde un punto de vista estadístico, puede describirse como debida a fluctuaciones Gaussianas pequeñas (10%) en la opacidad de la línea que por la naturaleza exponencial de la amplificación se detectan como variaciones del orden de 10 en la intensidad de la llínea.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Abstract



Presently, the process of low-mass star formation is well known. The accepted model requires a disk-YSO-outflow system (YSO: young stellar object), which has been supported by many theoretical and observational results. However, the process of intermediate and high-mass star formation is not well understood yet. Although it is known that high-mass stars are born inside dense cores in the giant molecular clouds, the process of their formation is not clear yet. It is possible that the process of intermediate and high-mass star formation is similar to that of the low-mass star, but presently there is few observational evidence that support this scenario, in addition, there are some problems from the theoretical point of view. Other mechanisms for high-mass star formation have also been proposed, for instance, coalescence and/or merger of low-mass stars. However, there is no strong proof to support these models.

As we know, most of the YSOs and protostars are deeply embedded, being generally invisible at optical wavelengths and sometimes still remain invisible at near-infrared wavelengths. Then, the observations of these objects are limited to some regions of the electromagnetic spectrum. The radio wavelength window is an excellent region to study in detail the YSOs, because the radio emission is unaffected by the interstellar dust around the YSOs, and observations with high angular resolution and high sensitivity can be obtained.

In this thesis we investigated the circumstellar medium of a sample of intermediate and high-mass YSOs. The main goal of this study is to investigate some properties of the formation process of high-mass stars, for instance, the formation of circumstellar disks and bipolar outflows. The studied YSOs are embedded inside their associated parent molecular clouds and they are possibly in a phase of accretion and/or ejection of their surrounding material. This study is carried out with interferometric observations with high angular resolution of continuum and line (water maser) emission at radio wavelengths toward a sample of four star formation regions. We also made water maser observations with the Haystack antenna toward a large sample of YSOs (20 sources). The observations were carried out with the VLA interferometer of 27 antennas and with the 37 m Haystack antenna.

In order to determine the nature of the detected sources from studied regions, we made contour maps of the continuum emission at several wavelengths (7 mm, 1.3 and 3.6 cm), we calculated their spectral indices, and we carried out the calculations needed to obtained

some of the physical parameters for the detected sources. In the studied star-forming regions (Cepheus, AFGL 2591, LkH α 234 and S140IRS), we found optically thin and thick H II regions, radio thermal jets, sources that we could not classify, and a possible circumstellar disk around a high-mass star. We calculated the physical parameters (e.g. electron density, ionized mass and the rate of ionizing photons) of the H II regions and we found that the majority of them are associated with ZAMS B stars. We also confirmed that some of the observed sources are consistent with radio thermal jets and we determined the exciting sources of the large scale molecular outflows observed in the studied regions. In addition, we found that intermediate and high-mass YSOs are born in small groups of stars of similar spectral type, and that some sources are forming close binary systems or multiple systems.

On the other hand, when the interstellar masers are observed with interferometers, specially water masers, they are a powerful tool to study the circumstellar regions of the YSOs. Using interferometric observations of water masers, we were able to study their spatial and kinematical distribution, as well as their relation with the radio continuum emission of the YSO. We found that almost all water maser spots are associated with some known radio continuum source and that a few maser spots seem to be isolated, which suggests that they are remotely pumped or that they are associated with a deeply embedded YSO not detected by our observations. We found a group of water maser spots in S140-IRS1, which seem to be bound gravitationally with their YSO, however we could not determine if the maser spots are associated with a circumstellar disks or shells surrounding the YSO. In other sources, we found clusters of water maser spots associated with radio thermal jets. The maser spots, associated with AFGL 2591-VLA 3, represent a particular case, in this YSO, the maser spots are tracing a helical structure in position-velocity space and they do not seem to be associated with known physical phenomenon, for instance, a circumstellar disk, shell or molecular outflow. On the other hand, we did not find evidence that the water maser spots trace an evolutionary sequence, that is, that the gravitationally bound maser spots are associated with YSOs less evolved, while the maser spots tracing outflows are associated with YSOs more evolved.

We also found that in the studied star-forming regions, the molecular outflows are always associated and aligned with a radio thermal jet, which seems to suggest that the radio thermal jets are the initial place where the large scale outflows emerge. In addition, we found that some radio thermal jets do not seem to be associated with a molecular outflow. On the other hand, we found evidence that the high-mass VLA 3 source has associated a circumstellar disk, which is similar to that found in low-mass stars. As it is known, in the process of low-mass star formation the outflows and disks are intimately related, then an outflow associated with a YSO will require that a circumstellar disk is formed, then similarly with this model, it is possible to suppose that the outflows observed at intermediate and high-mass stars will also require that circumstellar disks are formed, such disks could have similar characteristics to those found in the massive source AFGL 2591-VLA 3. These observational results seem to suggest that the formation process of intermediate and high-mass stars is similar to that of the low-mass stars, supporting the disk-YSO-outflow model as the formation process of all stars independently of their mass. However, we do not rule out the possibility that the formation process of high-mass stars could take place through other mechanisms, for

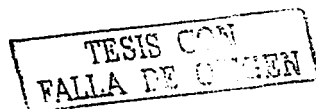
instance, fusion of protostars. Owing that we only studied four regions, it is necessary to study a larger sample of regions to generalize these results.

Finally, from our water maser observations with single-dish, we did not find any relation between the luminosity of the observed sources and the variability of the water maser emission. We could not also deduce a periodicity pattern of the maser variability in any of the observed sources, although we found that in most of the sources the water maser emission shows variations on time scales of one month or less. Such variations of the maser intensity, from a statistical point of view, can be describe as due to small (10%) Gaussian fluctuations in the line opacity, which are detected as variations of the order of 10 in the spectral line intensity due to the exponential amplification.



Capítulo 1

Introducción



1.1 Formación Estelar

1.1.1 Generalidades del Proceso de Formación Estelar

Se sabe que la formación de estrellas está asociada con las nubes moleculares gigantes (GMCs por sus siglas en inglés: *Giant Molecular Clouds*) y que el plano galáctico es el lugar donde ocurre este proceso. Las observaciones de CO sirven como un trazador de nubes moleculares gigantes y un resultado observacional importante es que en lugares donde no hay indicios de formación de estrellas en nuestra galaxia, no se detecta emisión de CO (Churchwell 1991). En base a estos resultados ha sido posible decir que las estrellas deben formarse de condensaciones de materia interestelar dentro de las nubes moleculares gigantes. Algunas fuerzas externas sobre la nube (rotación galáctica, explosiones de supernovas, etc.) en algún momento producen su fragmentación y hacen que los fragmentos (*clumps*) comiencen a colapsar bajo su propia gravedad, dando lugar a lo que posteriormente será una protoestrella.

El proceso que convierte una nube grande de gas y polvo en una estrella de secuencia principal es un proceso muy complejo que aún no ha sido entendido completamente. El problema principal del estudio de este proceso es que existe una gran cantidad de gas y polvo que oscurecen nuestra visión, lo cual impide observar los cambios que ocurren en el centro de las nubes moleculares donde las estrellas se están formando. Afortunadamente existe un camino para vislumbrar lo que está pasando en el centro de estas nubes, siendo éste, el uso de radiotelescopios. Las ondas de radio son mucho menos afectadas por el polvo que la luz visible, razón por la que son el método adecuado para observar muchos de los procesos que ocurren dentro de las nubes moleculares y en general, en todas las regiones de

formación estelar.

Actualmente es ampliamente aceptado que el colapso de las nubes moleculares gigantes está gobernado por la gravedad. De acuerdo al modelo estándar (Shu, Adams y Lizano, 1987), la formación de estrellas de masa baja se lleva a cabo en un proceso de cuatro etapas (ver sección 1.1.2). Sin embargo, para el caso de las estrellas masivas no existe un modelo estándar que describa su proceso de formación. Actualmente existe un debate sobre si las estrellas masivas se forman de manera similar a las de masa baja o su formación se da a través de otros procesos, como por ejemplo coagulación y/o fusión de protoestrellas de masa baja. En esta tesis abordaremos este problema investigando las etapas más tempranas de la formación de estrellas masivas.

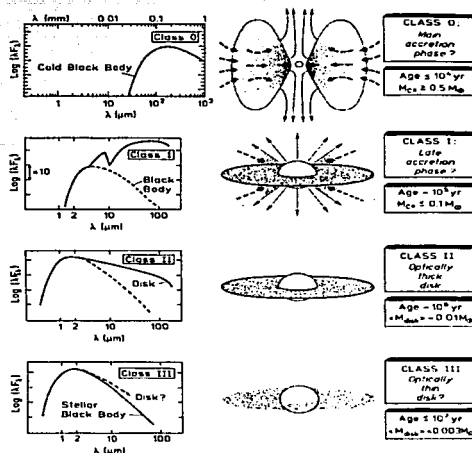
1.1.2 Estrellas de Masa Baja

Clasificación de los Objetos Estelares Jóvenes de Masa Baja

El concepto de objeto estelar joven (YSO por sus siglas en inglés: *Young Stellar Object*), propuesto por S. Strom (1972), ahora es ampliamente usado para catalogar a todos los objetos estelares de presecuencia principal (PMS), ya sea embebidos o visibles. Sin embargo, es difícil hacer un esquema de clasificación de los objetos estelares jóvenes similar al diagrama H-R, debido a que estas fuentes no radían como cuerpo negro. Por otro lado, la asignación de tipos espectrales también es difícil de llevar a cabo debido al gran oscurecimiento de las fuentes. En lugar de usar un esquema como el diagrama H-R o la asignación de tipo espectral para los YSOs, frecuentemente, se usa su distribución espectral de energía (SED por sus siglas en inglés: *Spectral Energy Distribution*), la cual es el resultado de un intervalo amplio de temperaturas en su envoltente y/o disco de polvo (p.ej. Scoville y Kwan 1976). Como la SED va cambiando como función de la edad de los YSOs (André 1997), la forma de la SED se puede usar para clasificar los YSOs en diferentes clases evolutivas. Actualmente, el sistema de clasificación de los objetos protoestelares de masa baja está basado en la cantidad y el tipo de radiación emitida, es decir, basado en su SED. Este sistema de clasificación tiene la ventaja de ser constante ante cualquier cambio de teoría debido a que representa solamente la radiación de los YSOs. El esquema de clasificación para YSOs de masa baja se describe a continuación (ver Figura 1.1).

- Clase 0

Las protoestrellas de Clase 0 son fuentes que pertenecen a las formas mas tempranas de protoestrellas (André et al. 1993), con edades $\sim 10^4$ años. Tienen un flujo muy energético y colimado y, están en la fase principal de acreción. En este tipo de fuentes, la luminosidad emitida en la región submilimétrica ($\lambda > 350 \mu\text{m}$) es importante. Esto es debido a que los YSOs en esta etapa aún son muy fríos y están rodeados de grandes cantidades de gas y polvo de la envoltente protoestelar inicial, los cuales



TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Figura 1.1: Secuencia evolutiva de YSOs de masa baja de acuerdo a su distribución espectral de energía. Este esquema fue propuesto por André (1994), donde las cuatro clases corresponden a las diferentes etapas sucesivas de su evolución.

todavía no han sido acretados hacia la protoestrella central. Una protoestrella de Clase 0 se define como una fuente submilimétrica con las siguientes tres características (André et al. 1993): 1) emisión débil en $\lambda < 10 \mu\text{m}$, 2) una distribución espectral de energía similar a la de un cuerpo negro con una temperatura de 15-30 K, la cual se interpreta como la emisión de la envoltente fría de gas y polvo, pero no del núcleo central y 3) $L_{\text{submm}}/L_{\text{bol}} > 5 \times 10^{-3}$, donde L_{submm} es la luminosidad medida a $\lambda > 350 \mu\text{m}$ y L_{bol} es la luminosidad bolométrica. Además algunos trabajos han mostrado que algunas de estas fuentes emiten intensamente en rayos X (p.ej. Casanova et al. 1995), sin embargo, el origen de esta emisión no se ha entendido completamente.

- Clase I

Las tres descripciones restantes de la clasificación de los YSOs de masa baja dependen de la forma del espectro de emisión infrarroja, el cual se puede describir en términos de λF_{λ} , donde λ es la longitud de onda y F_{λ} es el flujo a esta longitud de onda. Es importante notar que esta clasificación es válida sólo para el intervalo de longitudes de onda de 2-100 μm , donde se supone que $\lambda F_{\lambda} \propto \lambda^x$ (Lada y Wilking 1984, Adams et al. 1987, Lada 1991). Un objeto pertenece a las fuentes de Clase I si $x > 1$, lo cual implica

que hay más energía a longitudes de onda más grandes. Estos objetos son los que tienen una protoestrella central caliente pero aún están rodeados por una envoltente de polvo colapsando en caída libre que oscurece a la fuente central, por lo que no pueden ser observadas en el visible. Esta envoltente es calentada por la protoestrella central y re-emite en el infrarrojo. En esta etapa los objetos tienen una edad de $\sim 10^5$ años y muestran evidencia de la formación de un disco circunestelar.

- Clase II

Estas fuentes se definen como aquellas en las que $-4/3 < x < 0$ y son estrellas donde la envoltente ya ha colapsado y se ha formado un disco en rotación. El disco es calentado por la estrella central y emite gran cantidad de radiación infrarroja, además, como la envoltente que rodea la parte central ya ha sido más tenue o ha desaparecido, la estrella central y el disco ya son visibles. Las estrellas T Tauri clásicas son estrellas rodeadas por discos que pertenecen a fuentes de Clase II. Tales estrellas tienen una edad de $\sim 10^6$ años.

- Clase III

Una vez que el valor de x cae por debajo de $-4/3$, el objeto se convierte en una fuente de Clase III. Esto significa que ya no hay más exceso de radiación infrarroja o que es mínimo, y que el disco ya ha expulsado todo el material restante, lo ha acreetado hacia la estrella o bien, se ha condensado en planetas. Ahora la estrella está cerca de llegar a la secuencia principal donde permanecerá hasta que haya consumido todo su hidrógeno disponible. Estas fuentes son ópticamente visibles y en esta clasificación se encuentran las estrellas T Tauri de línea débil (o desnudas). La edad de estas estrellas es del orden de 10^7 años.

En la Figura 1.1 se muestra esta secuencia evolutiva de fuentes Clase 0 a Clase III. En general, en este esquema falta claridad en algunos aspectos y la frontera entre las diferentes clases no está estrictamente delimitada.

Formación de Estrellas de Masa Baja

En los últimos años se han hecho grandes esfuerzos por tratar de entender como se forman las estrellas, pero aún quedan muchas preguntas por responder. A continuación describimos brevemente el esquema actual del proceso de formación de estrellas.

Las observaciones de protoestrellas se han ajustado bastante bien al esquema de formación de estrellas de masa baja de 4 etapas, desarrollado por Shu et al. (1987). En este escenario la primera etapa involucra la formación de un fragmento molecular rotando lentamente dentro de la nube molecular gigante (Shu et al. 1987; Figura 1.2a). Debido a que las partes internas del fragmento deberán soportar el peso de las capas externas, la presión térmica y magnética se incrementará hacia el centro a medida que vaya aumentando su masa. Por lo tanto, la densidad también se incrementará hacia el centro. Una vez que el fragmento llega

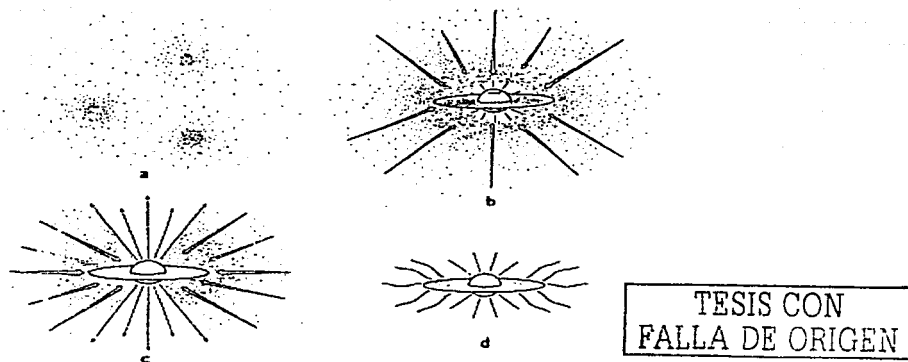


Figura 1.2: Proceso de formación de una estrella de masa baja según el modelo desarrollado por Shu et al. 1987. a) Condensaciones de material rotando lentamente dentro de la nube molecular. b) Formación de un disco de acreción circunestelar alrededor del núcleo protoestelar. c) Eyección de material circunestelar a través de un flujo bipolar. d) Fin de la etapa de acreción, la protoestrella central y el disco son visibles.

a ser lo suficientemente masivo, el soporte térmico en el interior (que ya es bastante denso) eventualmente cede. Una consecuencia de esta configuración de densidad es que la región interna del fragmento empezará a colapsar antes de que lo haga la región externa. Por esta razón se dice que las estrellas son formadas vía un colapso de adentro hacia afuera (Shu 1977). El colapso ocurre a la velocidad de caída libre del material y en la frontera de una onda de rarefacción expandiéndose a la velocidad del sonido local. Inicialmente, el material en esta onda de rarefacción tiene muy poco momento angular, por lo que el material cae directamente hacia el núcleo, el cual empieza a incrementar su masa. Sin embargo, como esta frontera se mueve hacia afuera, el material de la región ecuatorial de la nube con momento angular mucho más grande, empieza a caer hacia el núcleo a través de una órbita espiral. A medida que se va involucrando más material con momento angular más grande, más material entra en una órbita alrededor del núcleo protoestelar que está creciendo, creando así un disco de acreción circunestelar. Esta es la segunda etapa (Figura 1.2b) del proceso de formación de estrellas en el escenario de Shu et al. (1987). Esta etapa está caracterizada por la formación del objeto protoestelar en el centro con un disco circunestelar, ambos están aún muy embebidos en una envoltura de gas y polvo colapsándose en caída libre.

El disco de acreción continúa suministrando material a la protoestrella, produciendo un

incremento tanto en su masa como en su luminosidad. La acreción continúa hasta que se alcanza una etapa donde la protoestrella empieza a generar un viento. El viento no puede salir en todas direcciones de la superficie protoestelar debido a que la presión del material que cae directamente sobre la protoestrella evita que el viento sea isotrópico. Sin embargo, una vez que el material empieza a caer preferencialmente hacia el disco, en lugar de hacerlo directamente sobre la superficie de la protoestrella, el viento puede salir por los polos rotacionales. Esto crea lo que se llama un flujo bipolar, el cual marca la tercera etapa de la evolución estelar en el esquema de la formación de estrellas de masa baja (Figura 1.2c). Actualmente, los modelos proponen vientos anisotrópicos que salen del disco circunestelar, como por ejemplo el modelo de viento-X (p.ej. Ferreira et al. 2000, Shang, et al. 2002). El disco de acreción es el responsable de que el viento sea muy colimado cuando empieza a emerger. Eventualmente, la extensión angular del flujo va incrementando, y debido a la expulsión del material cercano, la extinción hacia la fuente central disminuye. La etapa final se alcanza cuando la fase del colapso del material termina, la protoestrella central y su disco circunestelar son visibles (Figura 1.2d). Esta etapa se refiere a la fase T-Tauri de la evolución estelar. Entonces, desde este punto, la protoestrella continúa a lo largo de su trayectoria de pre-secuencia principal (PMS por sus siglas en ingles: *pre-main sequence*) en el diagrama Hertzsprung-Russell (H-R) hacia la secuencia principal de edad cero (ZAMS por sus siglas en ingles: *zero age main sequence*). El tiempo que le toma en llegar a ZAMS a una estrella de $1 M_{\odot}$ es $\sim 10^7$ años.

Discos Circunestelares en YSOs de Masa Baja

Hay dos tipos de fenómenos frecuentemente asociados con el nombre de *disco circunestelar*. El primero entra en la categoría de “discos de escombros” (*debris disk*), los cuáles se observan alrededor de estrellas de secuencia principal (tipo A) y tienen radios exteriores que van de 100 hasta 1000 AU (p.ej. Augereau et al. 1999a, 1999b). La masa típica de polvo en estos discos es de $\sim 0.01 M_E$, donde $1 M_E = 6 \times 10^{27}$ gr es la masa de la Tierra (p.ej. Greaves et al. 2000). Otra propiedad muy importante de los discos de escombros es que no contienen gas, el cual ya se ha agotado. Algunas de las estrellas a las que se les ha observado este tipo de discos son Fomalhaut, Vega, β Pictoris y ϵ Eridani (Holland, et al. 1998; Greaves, et al. 1998; Dent, et al. 2000).

El otro tipo de disco circunestelar es el que se encuentra alrededor de los objetos estelares jóvenes, en particular en estrellas de masa solar de pre-secuencia principal y protoestrellas de masa baja. Estos tipos de discos pueden agruparse en una categoría llamada *discos de acreción*.

Los discos de acreción parecen ser intrínsecos al proceso de formación de estrellas (p.ej. Pringle 1981, Shu et al. 1987; ver la sección anterior). Su presencia explica muchas de las propiedades de las estrellas T Tauri, las cuales, aunque ya son visibles aun están en la traza evolutiva de la pre-secuencia principal (p.ej. Appenzeller y Mundt 1989, Bertout 1989). La distribución espectral de energía de estos objetos en longitudes de onda del infrarrojo

al milimétrico indican que al menos el 50% contiene discos ópticamente gruesos (Beckwith et al. 1990, Adams et al. 1990). Por otro lado, la actividad en los discos de acreción podría ser la responsable de los objetos FU Orionis -estrellas de masa baja- que han experimentado un episodio repentino de un inusual aumento de brillo, el cual se cree que se debe a una inestabilidad térmica en el disco que hace que aumente la tasa de acreción (ver Bell y Lin, 1994, Hartmann y Kenyon, 1996). Los discos de acreción tienen tamaños del orden de decenas a cientos de unidades astronómicas (Beckwith y Sargent 1993), temperaturas alrededor de 100 K a 1 UA de la estrella central (Beckwith & Sargent 1993) y masas entre $0.01 M_{\odot}$ y $1 M_{\odot}$ (Beckwith y Sargent 1993, Osterloh y Beckwith 1995). Debido a que estos sistemas estrella-disco tienen mucha similitud con el Sol y la nebulosa pre-planetaria (ver Safronov 1991), los resultados de las investigaciones de estos sistemas pueden tener importantes implicaciones para las teorías de la formación del sistema solar.

Jets y Flujos Moleculares en YSOs de Masa Baja

El estudio de los fenómenos de pérdida de masa en estrellas jóvenes empezó a inicios de los 1950s con el descubrimiento de pequeñas nebulosidades en espectros con líneas de emisión peculiares realizados independientemente por Herbig (1951) y Haro (1952). Los llamados objetos Herbig-Haro (HH) fueron asociados con vientos estelares (Osterbrock 1958) y mas tarde se encontró que se formaban debido a la interacción de un viento colimado altamente supersónico con el material ambiente del alrededor (Schwartz 1975).

Los flujos de estrellas jóvenes son un fenómeno bastante energético y tienen manifestaciones observacionales espectaculares sobre un intervalo amplio de longitudes de onda que va de los rayos X al radio. El primer flujo bipolar de CO se encontró alrededor de L1551 (Snell et al. 1980). En términos generales, ahora se tiene la seguridad que virtualmente todos los objetos estelares jóvenes sufren períodos de copiosa pérdida de masa. Las primeras observaciones mostraron que los flujos son bipolares y bastante comunes alrededor de estrellas jóvenes (Bally y Lada 1983; Edwards y Snell 1982, 1983, 1984). Las observaciones recientes con gran resolución angular indican que emergen bipolarmente de la región circunestelar. Los vientos colimados barren el gas molecular ambiente de su vecindad, formando dos cavidades orientadas en direcciones opuestas expandiéndose en forma de lobulos irregulares y cáscaras incompletas, formando lo que se conoce como flujos de CO. Sin embargo, las preguntas más básicas acerca del fenómeno de los flujos todavía son materia de debate. Actualmente no queda completamente claro qué mecanismos físicos producen los flujos y si están presentes en todas las estrellas de cualquier masa. La causa fundamental de esta incertidumbre se debe a que el viento que barre el gas molecular es extremadamente difícil de detectar de manera directa.

Los flujos bipolares de los YSOs contienen gas ionizado, atómico y molecular en un intervalo amplio de condiciones de excitación. A continuación se describe brevemente cada una de estas componentes.

Componente Molecular: Flujos de CO. De acuerdo a la primera sugerencia de Snell et al. (1980), ahora es ampliamente aceptado que los flujos consisten de gas ambiente barrido por un viento. Estos flujos con velocidades grandes son observados alrededor de objetos estelares jóvenes de diferentes masas y luminosidades, generalmente asociados con fuentes de Clase 0 y Clase I. Los factores de colimación (i.e. la razón de la longitud al ancho del flujo) caen generalmente en el intervalo de 2 a 5.

La mayoría de los flujos son bipolares, aunque existe en la literatura observaciones de algunos flujos monopoles detectados (p.ej. MWC1080, Bally y Lada 1983). También se han observado flujos multipolares (p.ej. IRAS 1629A, Walker et al. 1988; 723, Avery et al. 1990; HH 111, Cernicharo y Reipurth, 1996; L1551-IRS5 Rodríguez et al. 1998) que podrían ser el resultado de la superposición de distintos flujos bipolares. De hecho, la multiplicidad de estrellas jóvenes ha sido ampliamente observada (Mathieu 1994), lo que podría estar en correspondencia con un número grande de flujos moleculares multipolares.

La cantidad de masa en un flujo molecular dado puede estar en el intervalo de menos de $10^{-2} M_{\odot}$ (p.ej. HH34; Chernin y Masson 1995, Terebey et al. 1989) a cerca de $200 M_{\odot}$ (p.ej. Mon R2, Wolf et al. 1990; DR21, Russell et al. 1992). El tamaño del flujo va de aproximadamente 0.1 pc (p.ej. Ori-I-2, Cernicharo et al. 1992) a cerca de 5 pc y la energía depositada en el flujo de CO puede alcanzar 10^{47} - 10^{48} erg (p.ej. DR21, Garden et al. 1991).

Componente Ionizada: Objetos HH y Radio Jets. Además de la emisión molecular, los flujos bipolares de las estrellas jóvenes también son observados en la forma de jets de material ionizado en longitudes de onda ópticas y centimétricas. Los jets ópticos HH son particularmente relevantes (Mundt y Fried 1983, Reipurth 1991), ya que han sido observados emergiendo de una amplia variedad de YSOs. Por otro lado, muchos jets HH tienen asociados flujos de CO, y en estos casos, el jet HH y el flujo correspondiente de CO tienen la misma orientación, extensión similar y cinemática compatible. Además, cuando se les mide movimientos propios, los objetos HH están en bastante acuerdo con las predicciones de los modelos de choques de proa (Eisloffel y Mundt 1992).

La emisión del continuo en longitudes de onda centimétricas fue detectada a principios de los 1980s hacia las fuentes de energía de algunos flujos (Cohen et al. 1982, Bieging et al. 1984, Bieging y Cohen 1985). En la mayoría de los casos, la emisión en longitudes de onda centimétricas es interpretada como emisión libre-libre de un jet térmico (Reynolds 1986), la cual viene de la parte más densa de los vientos o jets ionizados (p.ej. Rodríguez 1997). También se han observado algunas fuentes con índices espectrales característicos de emisión sincrotrón no térmica (p.ej. Serpens/FIR1, Curiel et al. 1993). Es importante puntualizar que aún no está completamente claro si los jets observados (ópticos y/o radio) pueden impulsar los flujos moleculares asociados a ellos.

Componente Atómica Neutra. Se ha sugerido repetidamente la posibilidad de que exista una fracción grande de materia neutra en el viento (p.ej. Natta et al. 1988). Observaciones de la línea HI a 21 cm alrededor de algunos YSOs de masa baja tales como HH7-11/IRS,

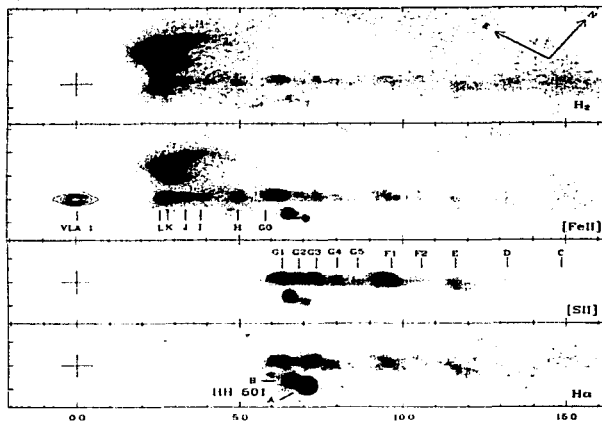


Figura 1.3: Imágenes del jet HH1 en cuatro longitudes de onda tomadas con el telescopio espacial Hubble (Reipurth, et al. 2000).

L1551/IRS y T Tau (Lizano et al. 1988, Giovanardi et al. 1992, Rodríguez et al. 1990, Ruiz et al. 1992) han mostrado alas anchas, lo cual es un indicativo de vientos con velocidades superiores a 200 km s^{-1} y tasas de pérdida de masa de 10^{-6} a $10^{-5} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ (Bachiller, 1996). La emisión de HI también ha sido detectada en dos flujos bipolares asociados con objetos masivos (NGC 2071, Bally & Stark 1983; DR21, Russell et al. 1992). Sin embargo, otras investigaciones sobre emisión de HI de alta velocidad no han detectado tal emisión en algunos objetos muy estudiados, como por ejemplo, L1448 (ver Bachiller, 1996).

El HI podría ser creado de la disociación del gas molecular ambiente en las regiones chocadas, entonces la emisión del HI podría trazar vientos rápidos y principalmente neutros, lo cual en principio podría impulsar los flujos de CO.

Desafortunadamente, de las observaciones que se tienen hasta la fecha es imposible saber si la emisión de HI de alta velocidad surge de un jet, debido a que las observaciones con baja resolución angular de la línea de 21 cm de HI, en general, no revelan la estructura de la componente atómica neutra.

Componente Molecular: Emisión de H_2 Excitado. Las transiciones vibracionales de la molécula de hidrógeno molecular (H_2) surgen de niveles de energía con temperaturas de excitación $> 6000 \text{ K}$ por encima del estado base. Las moléculas de H_2 se excitan colisional-

mente en regiones densas a temperaturas de unos cuantos miles de grados, por tal motivo, dichas transiciones son buenos trazadores del gas molecular caliente. En particular, las líneas $v=1-0$ y $v=2-1$ del H_2 correspondientes a longitudes de onda de 2.122 y 2.247 μm respectivamente, son excitadas en choques con velocidades en el intervalo de 10-50 $km\ s^{-1}$ (Shull y Beckwith 1982, Smith 1994). En choques con velocidades más grandes, las moléculas de H_2 se disocian. El extenso muestreo hecho por Hodapp (1994) en la banda K', el cual contiene la línea $v=1-0$, revela una gran variedad de morfologías complejas.

Una de las principales ventajas de las observaciones de H_2 es que permiten el estudio de flujos ópticamente invisibles, particularmente jóvenes, los cuales aún están profundamente embebidos dentro de sus núcleos densos. Emisión intensa de H_2 ha sido observada en la dirección de muchos YSOs (p.ej. Garden et al. 1991). En la Figura 1.3 se muestran imágenes de jet HH1 en distintas longitudes de onda.

1.1.3 Estrellas Masivas

Clasificación de los Objetos Estelares Jóvenes Masivos

En la subsección 1.1.2 se describió el esquema de clasificación para estrellas de masa baja. Para las estrellas de masa intermedia y alta no se tiene una clasificación equivalente, debido a que el proceso de formación de este tipo de estrellas es muy rápido (p.ej. $\sim 10^5$ años para estrellas de $5\ M_{\odot}$; Palla y Stahler, 1993). Los objetos más jóvenes entre las estrellas de masa intermedia son las estrellas Herbig Ae/Be (HAEBE), las cuales vienen siendo la contraparte de masa intermedia ($1M_{\odot} \leq M_* \leq 10M_{\odot}$) de las estrellas T Tauri. Las estrellas HAEBE constituyen un grupo muy heterogéneo con luminosidades de $5 \leq L_*/L_{\odot} \leq 10^4$ y temperaturas efectivas de 8000 a 30000 K. De manera similar a las estrellas T Tauri clásicas, las estrellas HAEBE del tipo tardío (más tardías que B5, $M_* < 5\ M_{\odot}$) son ópticamente visibles mucho antes de que lleguen a la secuencia principal, mientras que las estrellas HAEBE del tipo temprano (más tempranas que B5, $M_* \geq 5\ M_{\odot}$), permanecen embebidas en su nube durante toda la fase de pre-secuencia principal (Palla y Stahler 1993).

Formación de Estrellas Masivas

Se piensa que el proceso de formación de estrellas masivas podría ser similar al de estrellas de masa baja descrito por el escenario de Shu et al. (1987). Entonces, si las estrellas masivas se forman vía acreción, como se describió en la sección anterior, se requiere de la presencia de un disco. Sin embargo, después de que una protoestrella alcanza una masa $> 10\ M_{\odot}$, se podría generar una presión de radiación bastante grande, que podría frenar el colapso e invertir el proceso de caída libre (Garay y Lizano 1999). El único camino para tratar de evitar este escenario es que el material que se está colapsando en esta etapa se encuentre



en un disco de acreción, de modo que la presión de radiación pueda ser liberada a través de los polos. Pero si este modelo es correcto, la tasa de acreción deberá ser muy grande, del orden de $\dot{M} > 10^{-3} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$, cerca de 1000 veces más grande que para las estrellas de masa baja. Solamente con estas tasas de acreción se logra que el material cree una presión hidrodinámica ("ram") lo suficientemente intensa como para vencer la presión radiativa sobre el polvo y permitir que la acreción sobre la estrella continúe. Por lo tanto, si el escenario para la formación de estrellas de masa baja es válido para el caso de estrellas masivas, las protoestrellas masivas también deberán tener discos circunestelares.

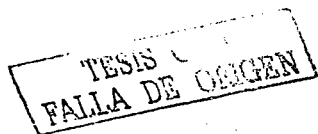
También es posible que las estrellas masivas no se formen vía acreción, o al menos no vía acreción solamente. Si la nube molecular está compuesta de muchos fragmentos moleculares, un fragmento podría ganar masa a través de la coagulación con otros fragmentos (Larson 1992). Se cree que las estrellas masivas se forman cerca de otras estrellas masivas, y en regiones de densidad excepcionalmente grande en los centros de las nubes moleculares gigantes, junto con otras estrellas menos masivas. Entonces, puede existir interacción entre estos fragmentos pre-estelares (densos) y protoestrellas aún acretando. Las estrellas masivas también podrían formarse vía la fusión ("merger") de dos estrellas menos masivas ya formadas (Bonnell et al. 1998; Stahler et al. 2000). En este caso, no se sabe si los discos circunestelares podrían sobrevivir o volver a formarse alrededor del nuevo producto estelar masivo. Esto está en gran contraste al esquema de acreción de Shu et al. (1987), en el cual, como hemos mencionado, invoca la existencia de un disco circunestelar. El esquema de fusión requiere densidades estelares muy grandes ($\geq 10^4$ estrellas pc^{-3}), que aún no se han encontrado.

La formación de estrellas masivas también podría ser un proceso de dos etapas. Una primera etapa en la cual los núcleos densos o protoestrellas acretando se coagulen a través de fusiones, y una segunda etapa por la cual el producto estelar masivo acreta material de su alrededor para alcanzar su masa final (Garay y Lizano 1999, Molinari et al. 2002). En este proceso de dos etapas, uno podría esperar otra vez que se forme un disco circunestelar.

Durante la fase de pre-secuencia principal de la evolución estelar masiva, las estrellas masivas, de cualquier manera en que se formen, ya sea vía acreción, fusión o ambas, están rodeadas por regiones compactas de hidrógeno ionizado.

Discos Circunestelares en YSOs Masivos

Si las estrellas masivas se forman vía acreción, como se vió en la sección anterior, será necesario que se forme un disco circunestelar en este tipo de fuentes. Sin embargo, hasta la fecha existen muy pocas evidencias observacionales directas de la presencia de discos circunestelares alrededor de estrellas masivas. Una causa de la falta de estas evidencias se debe principalmente a la rápida evolución de las estrellas masivas (p.ej. $\sim 10^5$ años para estrellas de $5 M_{\odot}$) comparada con la formación de estrellas de masa baja ($\sim 10^7$ años para estrellas de $1 M_{\odot}$). En el esquema de formación de estrellas de masa baja, la caída libre termina y la estrella se puede ver en su fase T-Tauri moviéndose a través de la pre-secuencia principal.



Sin embargo, las estrellas masivas pasan todo su tiempo de vida de la PMS, el cual es muy corto, aún embebidas en gas y polvo circunestelar. Por esta razón, es muy difícil observar estrellas masivas en esta etapa evolutiva. Generalmente entran a la secuencia principal como protoestrellas, aún acretando activamente (Yorke 1993). La fuente G 192.16-3.82 es uno de los pocos ejemplos de discos circunestelares alrededor de protoestrellas masivas (Shepherd, Claussen y Kurtz, 2001).

Jets y Flujos Moleculares en YSOs Masivos

Como se ha visto en la sección 1.1.2, los flujos moleculares y jets son fenómenos bien conocidos y juegan un papel importante en el proceso de formación de estrellas de masa baja. Para el caso de estrellas masivas aún no está claro si sucede lo mismo.

Recientemente se han hecho grandes esfuerzos para hacer una búsqueda de flujos moleculares en sitios de formación de estrellas masivas, pero la gran distancia a la que se localizan ha dificultado mucho este trabajo. Zhang et al. (2001), con observaciones de CO, encontraron que en una muestra de 39 fuentes masivas, 35 están asociadas con flujos moleculares con una masa mayor a $10 M_{\odot}$. Otro estudio reciente llevado a cabo por Beuther et al. (2002), también con observaciones de CO, muestra que 21 de 26 fuentes masivas presentan estructura bipolar de la emisión de CO, cuyo tamaño es del orden de un parsec y con factores de colimación ≥ 2 . Estos resultados parecen indicar que los flujos moleculares son fenómenos comunes en estrellas masivas.

Si bien, en los últimos años la identificación de flujos moleculares en objetos masivos se ha dado, no ha sucedido lo mismo con los jets. Actualmente solo se tienen identificados unos cuantos jets en objetos masivos, como por ejemplo Cefeo-HW2 (Rodríguez et al. 1994), IRAS 18556+0136 (Fuller et al. 2001) y S140-IRS1 (Trinidad et al. 2003).

1.2 Emisión Máser

1.2.1 La Importancia de Estudiar Máseres

MÁSER es el acrónimo de Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation (Amplificación de Micro-ondas por Emisión Estimulada de Radiación). Un láser es un máser que trabaja con fotones de frecuencias más grandes en el espectro ultravioleta o en la luz visible. Los máseres ocurren de manera natural en el medio interestelar y las moléculas conocidas que presentan emisión máser son OH, H₂O, SiO, CH, HCN, CH₃OH, H₂CO y NH₃. En esta tesis solamente estudiaremos los máseres de H₂O.

La primera molécula descubierta para producir emisión máser en objetos astronómicos fue la molécula de OH (Weinreb et al. 1963). Mas adelante se descubrió la emisión máser de la molécula de agua (H_2O) por Cheung et al. (1969). En los máseres de H_2O la transición molecular observada es la $6_{16} \rightarrow 5_{23}$ (1,2 y 6,3 son números cuánticos separados, ver sección 1.2.4), que corresponde a una frecuencia ~ 22.2 GHz (~ 1.3 cm), aunque también se conocen otras transiciones máser, pero son muy débiles y difícilmente se pueden observar. Hasta la fecha, en la Galaxia, se ha encontrado emisión máser en regiones de formación estelar (conocidos como *máseres interestelares*) y en las envolventes de estrellas de tipo tardío (*máseres circunestelares*). También se ha encontrado emisión máser alrededor de núcleos activos de galaxias.

El lugar más común donde se encuentran los máseres de agua es alrededor de estrellas jóvenes (p.ej. Reid y Moran, 1981), razón que los hace un excelente indicador del proceso de formación de estrellas. El estudio de los máseres alrededor de objetos estelares jóvenes da a los astrónomos mucha información acerca de los procesos físicos involucrados en la emisión máser, así como del medio circundante de las estrellas jóvenes.

Entre las primeras peculiaridades observadas de la emisión máser de H_2O en regiones de formación estelar aparecen la temperatura de brillo muy grande (Turner, 1970) y la variabilidad temporal (Reid y Moran, 1988). En los últimos años ha surgido otra: *la interpretación de la cinemática de las manchas máser*. De todas estas características, la más estudiada y debatida ha sido la temperatura de brillo muy grande ($\geq 10^{12}$ K). Para explicar este fenómeno se han desarrollado numerosos modelos de bombeo, los cuales involucran radiación infrarroja y colisiones (p.ej. Litvak, 1974). Por el contrario, el problema de la variabilidad aún permanece bastante oscuro en la actualidad, razón por la cual le hemos dedicado un capítulo en el desarrollo de esta tesis (ver capítulo 3).

La interpretación de la cinemática de las manchas máser es un problema relativamente nuevo y en muchos casos, muy difícil de resolver (ver capítulos 5, 6 y 7). La interferometría de línea de base grande en longitudes de onda de radio es la herramienta idónea para abordar este problema. Observaciones realizadas con interferómetros, como por ejemplo el VLA y el VLBA, permiten obtener esquemas detallados de la geometría y de la cinemática de los máseres. Con este tipo de observaciones se ha logrado inferir que los máseres de agua están trazando cáscaras, discos circunestelares, jets y flujos en fuentes bastante jóvenes (p.ej. Torrelles et al. 2002).

Además de la información cinemática, los máseres pueden potencialmente proporcionar información acerca de las condiciones físicas del medio ambiente donde se encuentran, como por ejemplo la temperatura, densidad y flujo infrarrojo. Aunque desafortunadamente esto requiere de un modelo detallado sobre el mecanismo de bombeo de la emisión máser y aún existe debate acerca de ejemplos específicos (p.ej. Elitzur 1992; Bujarrabal 1994; Baudry et al. 1998).



1.2.2 Conceptos Básicos

Radiación

La radiación electromagnética es la fuente de información para el estudio de los cuerpos celestes. En esta sección se discutirán las propiedades elementales de la emisión de la radiación y su propagación a través del medio interestelar (ver p.ej. Rybicki y Lightman, 1979).

Intensidad, Flujo y Energía. El campo de radiación, en un punto $\mathbf{r}$ en dirección $\mathbf{n}$ y en un tiempo t , está descrito por la intensidad de radiación $I_\nu(\mathbf{r}, \mathbf{n}, t)$, cuyas unidades son $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{Hz}^{-1}$. En la astronomía también recibe el nombre de *intensidad específica* o *brillo*. De esta forma, la cantidad de energía dE transportada en un tiempo dt , intervalo de frecuencia $d\nu$ y ángulo sólido $d\Omega$ por un haz en la dirección del vector unitario $\mathbf{n}$ que atraviesa una área dA es

$$dE = I_\nu dA dt d\Omega d\nu. \quad (1.1)$$

La intensidad media J_ν es el promedio angular de la intensidad y está dada por,

$$J_\nu = \frac{1}{4\pi} \int I_\nu d\Omega. \quad (1.2)$$

El flujo $\mathbf{F}(\mathbf{r}, \nu, t)$ se define como una cantidad vectorial tal que la cantidad $\mathbf{F} \cdot d\mathbf{A}$ proporciona la tasa neta del flujo de la energía transportada a través de una superficie dA orientada arbitrariamente por unidad de tiempo e intervalo de frecuencia. En radioastronomía, a F_ν se le conoce como la *densidad de flujo* ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$), reservando el nombre de *flujo* para $F = \int F_\nu d\nu$,

$$F_\nu = \int I_\nu \cos\theta d\Omega. \quad (1.3)$$

Coefficientes de Emisión y Absorción. El coeficiente de emisión (espontáneo) j_ν se define como la energía emitida por unidad de tiempo por unidad de ángulo sólido y por unidad de volumen:

$$dE = j_\nu dV d\Omega dt. \quad (1.4)$$

Si la emisión es isotrópica, entonces la intensidad agregada al haz por la emisión es

$$dI_\nu = j_\nu dl. \quad (1.5)$$

Por otro lado, el coeficiente de absorción, κ_ν , representa la pérdida de intensidad de un haz cuando viaja una distancia dl , es decir,

$$dI_\nu = -\kappa_\nu I_\nu dl, \quad (1.6)$$

es la energía perdida cuando los rayos viajan una distancia dl . Las unidades de los coeficientes de emisión y absorción son $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{sr}^{-1} \text{Hz}^{-1}$ y cm^{-1} , respectivamente.

Coefficientes de Einstein. La ley de Kirchhoff, $j_\nu = \kappa_\nu B_\nu(T)$, relaciona la emisión con la absorción para un cuerpo emitiendo térmicamente a la temperatura T . Esta ley implica una relación entre la emisión y la absorción a nivel microscópico. Dicha relación fué descubierta por Einstein haciendo un análisis bastante simple de la interacción de la radiación con un sistema atómico. Einstein consideró el caso simple de dos niveles de energía discretos: el primero con energía E_1 y peso estadístico g_1 y, el segundo con energía $E_2 = E_1 + h\nu_{21}$ y peso estadístico g_2 . El sistema realiza una transición de 1 a 2 por la absorción de un fotón de energía $h\nu_{21}$. De manera similar, ocurre una transición de 2 a 1 cuando un fotón es emitido. Einstein identificó tres procesos (Figura 1.4):

Absorción. De acuerdo con la mecánica cuántica, la absorción de fotones por un electrón entre estados ligados ocurre solamente si la longitud de onda del fotón es justo del tamaño correcto. Si ésto es así, el electrón "absorberá" el fotón y pasará a un estado de mayor energía, esto es, del nivel 1 al 2. La probabilidad de que ocurra este proceso es proporcional a la intensidad del campo de radiación, siendo el coeficiente de proporcionalidad el *coeficiente de Einstein* B_{12} . Las unidades de B_{12} son $\text{erg}^{-1} \text{cm}^2 \text{sr Hz}$.

Emisión Espontánea. Los electrones no pueden permanecer por mucho tiempo en estados de energía grandes (ésto es dictado por la leyes de la termodinámica), así que después de absorber un fotón y pasar a un estado de mayor energía, pasarán espontáneamente a un estado de menor energía, emitiendo un fotón en el proceso. Este proceso se llama desexcitación espontánea y está descrito por el *coeficiente de Einstein de emisión espontánea*, A_{21} . El coeficiente tiene el significado de probabilidad de transición por unidad de tiempo para la emisión espontánea y sus unidades son s^{-1} . El coeficiente de emisión j_ν , en términos de A_{21} , se puede escribir de la siguiente manera:

$$j_\nu = \frac{n_2 A_{21}}{4\pi} h\nu_{21} \phi(\nu), \quad (1.7)$$

donde n_2 es la densidad de partículas en el nivel 2, $h\nu_{21}$ es la energía del fotón emitido, ϕ es el perfil de línea y 4π es el ángulo sólido total.

Emisión Estimulada. Einstein encontró que para derivar la ley de Planck se necesitaba de otro proceso, la *emisión estimulada*. Este proceso se puede ver como el proceso inverso a la absorción, debido a que es la desexcitación del electrón del nivel 2 al nivel 1, estimulada o inducida por un fotón incidente y acompañada por la emisión de otro fotón. Una propiedad de la emisión estimulada es que el fotón emitido es coherente con el fotón que lo produjo. Este proceso está descrito por el *coeficiente de Einstein de emisión inducida (o estimulada)*, B_{21} , el cual se considera como una absorción negativa. El coeficiente de absorción se puede escribir en términos de los coeficientes de Einstein de absorción y de emisión estimulada de la siguiente forma:

$$\kappa_\nu = \frac{n_1 B_{12} - n_2 B_{21}}{4\pi} h\nu_{21} \phi(\nu). \quad (1.8)$$

Los tres coeficientes de Einstein, A_{21} , B_{12} y B_{21} no son independientes. En el caso de equilibrio termodinámico se tiene que $I_\nu = B_\nu(T)$ y se debe cumplir la ley de Kirchhoff, por



tanto,

$$n_2 A_{21} = (n_1 B_{12} - n_2 B_{21}) I_\nu. \quad (1.9)$$

Además, la población de niveles sigue la distribución de Boltzmann:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu_{21}}{kT_{ex}}}, \quad (1.10)$$

donde T_{ex} es la temperatura de excitación.

A partir las relaciones 1.9 y 1.10 se obtienen las *relaciones de Einstein*:

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21}, \quad (1.11)$$

$$A_{21} = \frac{2h\nu_{21}^3}{c^2} B_{21}. \quad (1.12)$$

A pesar de que estas relaciones se obtienen para el caso de equilibrio termodinámico, dependen únicamente de constantes atómicas, y por lo tanto, son válidas universalmente en cualquier condición. Los coeficientes de Einstein son propiedades atómicas que no están relacionadas con la temperatura, de modo que las ecuaciones 1.11 y 1.12 son válidas sin importar si los átomos están o no en equilibrio termodinámico.

Transporte Radiativo

La variación en la intensidad específica $I(\nu, \Omega, t)$ de la radiación que pasa a través de un medio está gobernada por la ecuación de *transporte radiativo*. Esta ecuación incorpora los efectos de la emisión y la absorción de la intensidad y está dada por

$$\frac{dI_\nu}{dl} = -\kappa_\nu I_\nu + j_\nu. \quad (1.13)$$

En términos de la profundidad óptica τ_ν ($d\tau_\nu = \kappa_\nu dl$) y de la función fuente S_ν ($S_\nu = \frac{j_\nu}{\kappa_\nu}$), la ecuación de transporte radiativo se puede escribir como:

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu. \quad (1.14)$$

La ecuación 1.14 es fácil de resolver y su solución formal es simplemente la forma integral de la misma ecuación, o sea

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} S_\nu e^{-(\tau_\nu - \tau'_\nu)} d\tau'_\nu, \quad (1.15)$$

donde el primer término representa la intensidad de fondo atenuada por la profundidad óptica de la región y el segundo representa la superposición de la emisión de todas las

capas de la región, cada una con una intensidad $S_\nu(\tau'_\nu)$ y atenuada por la profundidad óptica existente entre la capa considerada y la parte frontal de la región. En el caso de que la función fuente sea constante dentro de la región, la integral de la ecuación anterior puede calcularse fácilmente, obteniéndose la forma comúnmente utilizada de la ecuación de transporte radiativo,

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + S_\nu(1 - e^{-\tau_\nu}). \quad (1.16)$$

En unidades de temperatura (de línea), la relación 1.16 se puede escribir como:

$$T_L = [J_\nu(T_{ex}) - J_\nu(T_{bg})](1 - e^{-\tau_\nu}), \quad (1.17)$$

donde $I_\nu = (2k\nu_{21}^2/c^2)T_L$. De la relación 1.17 es fácil notar que la intensidad de la línea está determinada por el contraste entre la temperatura de excitación y la de fondo (T_{bg}).

En la mayoría de las situaciones, la intensidad de la radiación detectada por el observador es atenuada exponencialmente al propagarse a través de un medio, debido a que $\tau_\nu > 0$. Sin embargo, si $\tau_\nu < 0$ la intensidad de la radiación se incrementará exponencialmente cuando ésta se propaga, esto es, justo lo que ocurre en los máseres.

Modelo de Dos Niveles

El tratamiento de la teoría máser usa la ecuación de transporte radiativo y las ecuaciones para la población de niveles (p.ej. Elitzur 1982, 1992).

Para entender como cambia la población de niveles es muy útil partir del análisis del modelo de dos niveles. Imaginemos una molécula o átomo con dos estados de energía. El nivel 1 representando el estado base y el nivel 2 siendo el estado excitado, donde E es la diferencia de energía entre los dos estados. Asumamos que el peso estadístico del nivel 1 es g_1 y el del nivel 2 es g_2 . También consideremos que las poblaciones para cada uno de los niveles son n_1 y n_2 , respectivamente. Bajo estas condiciones, un átomo puede cambiar su estado energético a través de procesos radiativos y colisionales (ver Figura 1.4). Los primeros incluyen absorción, emisión espontánea y estimulada, y los últimos excitaciones y desexcitaciones colisionales.

En el modelo de dos niveles suponemos que existen únicamente transiciones radiativas y colisionales entre los dos niveles en cuestión. El número de excitaciones y desexcitaciones son iguales si el sistema está en estado estacionario,

$$n_2(A_{21} + B_{21}I_\nu + C_{21}) = n_1(B_{12}I_\nu + C_{12}), \quad (1.18)$$

dónde C_{12} y C_{21} son las probabilidades de excitación y desexcitación colisional, respectivamente, A_{21} , B_{12} y B_{21} son los *coeficientes de Einstein*, e I_ν es la intensidad del campo de radiación. Las unidades de C_{12} y C_{21} son s^{-1} .

Entonces, de la relación 1.18 tenemos que

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{B_{12}I_\nu + C_{12}}{A_{21} + B_{21}I_\nu + C_{21}}. \quad (1.19)$$

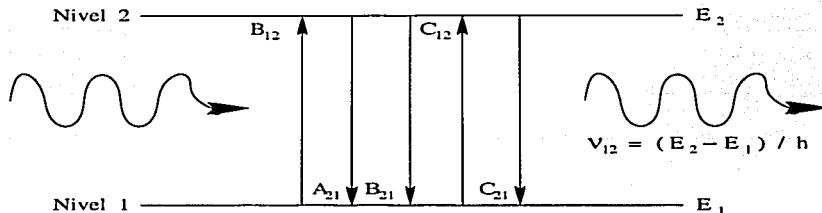


Figura 1.4: Transiciones radiativas y colisionales en un sistema de dos niveles: 1) el electrón pasa del nivel 1 al nivel 2 por medio de la absorción de un fotón (B_{12}), 2) el electrón pasa espontáneamente del nivel 2 al nivel 1 emitiendo un fotón (A_{21}), 3) el electrón pasa, inducido por un fotón, del nivel 2 al nivel 1 emitiendo en el proceso otro fotón (B_{21}), 4) el electrón es excitado colisionalmente del nivel 1 al 2 (C_{12}) y, 5) el electrón es desexcitado colisionalmente pasando del nivel 2 al 1 (C_{21}).

En estado estacionario, las poblaciones no cambian en el tiempo. Si los niveles 1 y 2 son dos niveles cualesquiera de un átomo multi-niveles, el principio de balance estadístico dice que la condición 1.19 se sigue satisfaciendo.

Cuando se tiene equilibrio termodinámico, la intensidad del campo de radiación se puede igualar a la ley de Plank, $I_\nu = B_\nu(T)$ y la población de los niveles sigue la ley de distribución de Boltzmann ($n_1 > n_2$). En el caso en que la densidad de las partículas colisionantes sea grande, las transiciones colisionales dominarán sobre las radiativas. Esto lleva a que la población de los niveles esté gobernada por las colisiones, es decir, que las transiciones estén termalizadas. Bajo estas condiciones tenemos que:

$$\frac{n_2}{n_1} \simeq \frac{C_{12}}{C_{21} + A_{21}} \simeq \frac{C_{12}}{C_{21}} \simeq \frac{g_2}{g_1} e^{-h\nu/kT_k}, \quad (1.20)$$

por lo que se dice que la transición está bien termalizada y la temperatura de excitación coincide con la temperatura cinética, $T_{ex} = T_k$.

Ahora analicemos el otro caso, cuando la densidad del medio no es grande. Aquí las transiciones radiativas son las dominantes, lo que significa que la población de los niveles está gobernada por la radiación. En este caso tenemos la siguiente relación:

$$\frac{n_2}{n_1} \simeq \frac{B_{12} I_\nu}{A_{21} + B_{21} I_\nu} \simeq \frac{g_2}{g_1} \frac{I_\nu}{2h\nu_{21}^3/c^2 + I_\nu}. \quad (1.21)$$

Suponiendo que la radiación que baña la región es la radiación de fondo, es decir, $I_\nu = B_\nu(T_{bg})$, tenemos:

$$\frac{n_2}{n_1} \simeq \frac{g_2}{g_1} \frac{I_\nu}{2h\nu_{21}^3/c^2 + I_\nu} = \frac{g_2}{g_1} e^{-h\nu/kT_{bg}}. \quad (1.22)$$

Entonces, en este caso, la línea no se observará debido a que $T_{ex} \simeq T_{bg}$ (ver relación 1.17).

Debido a que la tasa de colisiones es proporcional a la densidad n , es bastante útil definir una *densidad crítica* (n_{cr}) en términos del coeficiente de excitación colisional ($\gamma_{21} = C_{21}/n$), donde $n\gamma_{21} = A_{21}$, como:

$$n_{cr} = \frac{A_{21}}{\gamma_{21}}. \quad (1.23)$$

En el caso límite, cuando $n \gg n_{cr}$, se dice que la transición está bien termalizada y la temperatura de excitación coincide con la temperatura cinética, $T_{ex} = T_k$. En el caso contrario, cuando $n \ll n_{cr}$, la transición no se puede observar debido a que $T_{ex} = T_{bg}$.

En la discusión hecha para el modelo de dos niveles (ver Figura 1.4) se tiene siempre que $n_2 g_1 < n_1 g_2$, es decir, el nivel 1 está más poblado que el nivel 2. De acuerdo a la relación 1.19, no se puede dar el caso inverso ($n_2 g_1 > n_1 g_2$) usando solamente dos niveles, por lo que la emisión máser no se puede producir bajo estas condiciones.

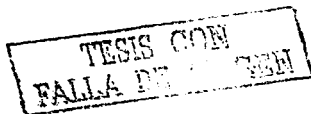
1.2.3 Teoría Máser

El primer artículo acerca de un máser fué publicado en 1954 como resultado de las investigaciones llevadas a cabo simultánea e independientemente por Charles Townes y sus colaboradores en la Universidad de Columbia en Nueva York y, por Basov y Prochorov en el Instituto Lebedev en Moscú. Los tres investigadores recibieron el Premio Nobel en 1964 por sus contribuciones a la ciencia.

Los máseres astronómicos son una fuente de *radiación no-térmica*. El principio fundamental que motivó el descubrimiento del máser fue el concepto de la emisión estimulada (ver sección 1.2.2). Los máseres astronómicos son sitios muy compactos dentro de las nubes moleculares donde la emisión de algunas moléculas determinadas puede ser amplificada enormemente. Para que un máser se produzca en el medio interestelar se requiere de al menos tres condiciones:

1. Una región extremadamente densa, $n = 10^6 - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$,
2. Una fuente de "bombeo" que permita la inversión de población entre dos niveles de energía, tal como una estrella ($> 10^4 L_{\odot}$) o un choque (a través de excitación colisional), y
3. Moléculas con estados metaestables como OH, H₂O, SiO, CH, CH₃OH,

La teoría máser desarrollada en esta sección está basada principalmente en Elitzur (1982, 1992).



Inversión de Poblaciones

Un máser requiere temperaturas de excitación negativas, lo cual corresponde a tener una población mayor en el nivel superior respecto al nivel inferior. Ningún máser se puede producir con un sistema de dos niveles como el descrito en la sección 1.2.2, debido a que en este sistema la temperatura de excitación se encuentra siempre acotada entre la de fondo y la cinética, por lo que no es posible que la temperatura de excitación sea negativa.

En términos de los coeficientes de Einstein de absorción, B_{12} , y de emisión estimulada, B_{21} , y suponiendo que $g_1 = g_2$, el coeficiente de absorción viene dado por la siguiente relación:

$$\kappa_\nu = (n_1 - n_2)B_{21} \frac{h\nu_{21}\phi(\nu)}{4\pi}. \quad (1.24)$$

Por otro lado, en un sistema en equilibrio termodinámico, de acuerdo a la ecuación 1.10 tenemos que, $n_1g_2 > n_2g_1$, hecho considerado válido para poblaciones normales. Para producir un máser es necesario tener una inversión de población de los niveles de una transición, es decir, $n_1g_2 < n_2g_1$. Esto indica que se tiene una *temperatura de excitación negativa* y de acuerdo a la relación 1.24, se tendrá un κ_ν negativo, por lo que τ_ν será menor que cero. Entonces, la intensidad en lugar de disminuir a lo largo de una trayectoria dada, incrementará a lo largo de ésta. Esto se puede ver en las siguientes relaciones:

$$\text{Sí } \frac{n_1}{g_1} < \frac{n_2}{g_2}, \quad \text{entonces} \quad 1 < \frac{n_2/g_2}{n_1/g_1} = e^{-h\nu_{21}/kT_{ex}}.$$

Por lo tanto,

$$T_{ex} < 0.$$

En este caso, la intensidad de una línea con efecto máser será:

$$T_L = (T_{ex} - T_{bg})(1 - e^{-\tau}) \simeq |T_{ex}|e^{|\tau|}. \quad (1.25)$$

Como hemos mencionado, el mecanismo máser (inversión de poblaciones) no puede llevarse a cabo usando solamente un sistema de dos niveles. La emisión máser se da como resultado de las diferentes transiciones que ocurren en un sistema multiniveles. El sistema de tres niveles es un modelo sencillo para describir el mecanismo máser (ver Figura 1.5). En este modelo, el nivel 2 es un estado metaestable, por lo que el efecto máser se producirá entre los niveles 1 y 2, mientras que el nivel 3 representa un nivel transitorio que servirá para el bombeo. El funcionamiento del sistema de tres niveles se dará en la siguiente subsección.

Bombeo Máser

Para que se produzca el efecto máser es necesario que existan transiciones hacia y desde otros niveles para que las moléculas sean excitadas a niveles de energía más grandes, ya sea

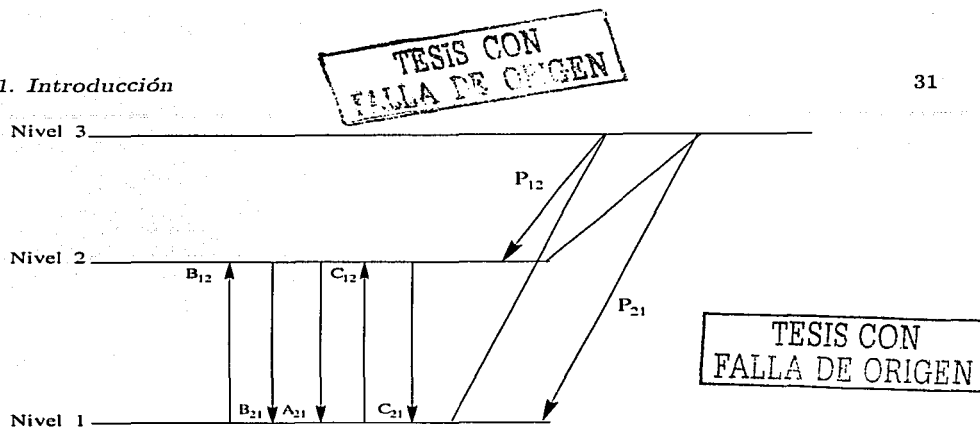


Figura 1.5: Diagrama esquemático de los niveles de energía de un máser. En este esquema solamente se consideran tres niveles para producir el bombeo de la transición máser. La emisión máser se produce entre los niveles 1 y 2 cuando $P_{12} > P_{21}$.

por colisiones o por la absorción de la radiación de una fuente externa. Estas transiciones se llaman de *bombeo* ("pumping"), porque son las que se encargan de mantener la inversión de poblaciones. El mecanismo de bombeo produce la inversión de poblaciones y dependiendo de la naturaleza que produzca esta inversión es llamado *colisional* o *radiativo* (Litvak, 1974). El primero se da típicamente en regiones de formación estelar cerca de las estrellas tempranas O-B. El último se produce por radiación infrarroja de una estrella, generalmente en la región circunestelar de las gigantes M.

El bombeo máser en un sistema de tres niveles (ver Figura 1.5) se puede ilustrar suponiendo que todas las transiciones de bombeo van a un tercer nivel. En este sistema, a la tasa neto de transiciones del nivel 1 al 2, pasando por el 3, lo denominaremos P_{12} y al de desexcitaciones del 2 al 1, pasando también por el nivel 3, lo llamaremos P_{21} . En el caso en que $P_{12} > P_{21}$ se dará la inversión de población entre los niveles 1 y 2 ($n_2 > n_1$), y por consiguiente, se producirá el efecto máser en la transición.

En la práctica, los esquemas de bombeo casi siempre son evaluados con la ayuda de cálculos numéricos detallados, debido a la complejidad de las ecuaciones de equilibrio estadístico, y en particular, a la gran cantidad de transiciones que se tienen que considerar para obtener un resultado razonable (Goldreich, 1980).

Amplificación Máser: Caso no Saturado y Saturado

Para describir la amplificación máser de manera simplificada, de un sistema multiniveles, sólo tomaremos tres niveles de energía (ver Figura 1.5), aunque la transición máser se dará úni-

camente entre los niveles 1 y 2 (Elitzur, 1982). También consideraremos que los niveles 1 y 2 tienen el mismo peso estadístico, $g_1 = g_2$; que las excitaciones y desexcitaciones colisionales son parecidas, $C_{12} \simeq C_{21} \simeq C$; y que las excitaciones y desexcitaciones inducidas son parecidas $B_{12} \simeq B_{21} \simeq B$ (donde $BJ_\nu = BI_\nu \Omega_m / 4\pi$, siendo Ω_m el ángulo sólido donde se produce la emisión máser). Bajo estas consideraciones y asumiendo que los estados se encuentran en estado estacionario, la tasa de variación de la población en los niveles 1 y 2 es:

$$\frac{dn_1}{dt} = P_{21} - \Gamma n_1 + BJ_\nu(n_2 - n_1) - Cn_1 = 0 \quad (1.26)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = P_{12} - \Gamma n_2 - A_{21}n_2 - BJ_\nu(n_2 - n_1) - Cn_2 = 0, \quad (1.27)$$

donde Γ es la tasa de decaimiento.

Asumiendo que las transiciones espontáneas y colisionales son despreciables entre los niveles 1 y 2, de las relaciones 1.26 y 1.27 tenemos que:

$$P_{21} - \Gamma n_1 + BJ_\nu(n_2 - n_1) = P_{12} - \Gamma n_2 - BJ_\nu(n_2 - n_1) \quad (1.28)$$

En este caso límite tenemos que la diferencia de población entre el nivel 2 y 1, ($\Delta n = n_2 - n_1$), puede escribirse como (Elitzur, 1982):

$$\Delta n = \frac{\Delta P}{\Gamma + 2BJ} = \frac{\Delta n_0}{1 + J_\nu/J_s} = \frac{\Delta n_0}{1 + I_\nu/I_s}; \quad (1.29)$$

donde

$$J_s = \Gamma/2B, \quad I_s = 2\pi(P_{12} + P_{21})/B\Omega_m \quad y \quad \Delta n_0 = \Delta P/\Gamma, \quad (1.30)$$

donde I_s es la intensidad de saturación y $\Delta P = P_{12} - P_{21}$ es el ritmo neto de bombeo al nivel superior.

De la expresión para la diferencia de población (ecuación 1.29) y de la ecuación 1.24, el coeficiente de absorción para la emisión máser es:

$$\kappa_\nu = \frac{\kappa_{0\nu}}{1 + I_\nu/I_s}, \quad (1.31)$$

donde $\kappa_{0\nu} = \Delta n_0 B_{21} h \nu_{21} \phi(\nu) / 4\pi$.

Para el caso general, cuando C es diferente de cero, la diferencia de población entre los niveles (Δn) mantiene la misma forma que la relación 1.29, solo que ahora Δn_0 dependerá de las transiciones colisionales, C , y de $n_1 + n_2$.

Usando la expresión para el coeficiente de absorción para la emisión máser (1.31), la ecuación de transporte radiativo para un máser ($\frac{dI_\nu}{dt} = -\kappa_\nu I_\nu + j_\nu \simeq |\kappa_\nu| I_\nu$) se reduce a

$$\frac{dI_\nu}{dt} = \frac{\kappa_{0\nu} I_\nu}{1 + I_\nu/I_s}. \quad (1.32)$$

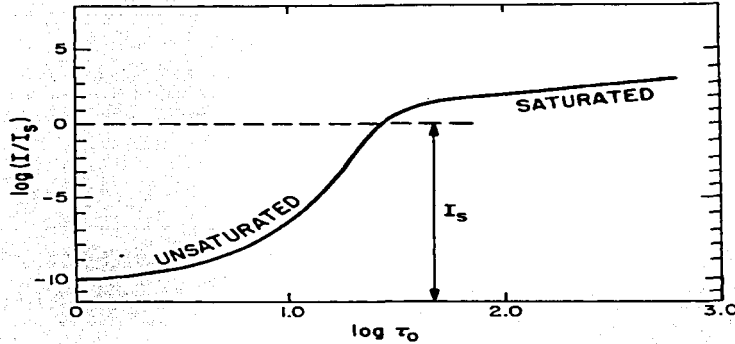


Figura 1.6: Intensidad de un máser como función de la profundidad óptica ($d\tau = \kappa dl$): caso no saturado y saturado. Figura tomada de Strelinskij (1988).

Cuando la intensidad de radiación, I_ν , no es lo suficientemente grande, no tiene un efecto crítico sobre la diferencia de las poblaciones entre los niveles máser. Entonces, cuando $I_\nu \ll I_s$, el bombeo es suficiente para mantener la inversión de poblaciones y todos los fotones incidentes en la región producen otro fotón por emisión estimulada. En este caso, se dice que el máser es *no saturado*. La intensidad del máser crece exponencialmente con la distancia recorrida l (ver Figura 1.6), de modo que será mucho más sensible a las condiciones físicas del medio. Bajo estas circunstancias, la ecuación de transporte radiativo para un máser no saturado se escribe como:

$$\frac{dI_\nu}{dl} = \kappa_{0\nu} I_\nu \quad (1.33)$$

y su solución está dada por

$$I_\nu = I_0 e^{\kappa_{0\nu} l} = I_0 e^{\tau_{0\nu}}. \quad (1.34)$$

El otro tipo de amplificación es el caso *saturado*. Esta se produce cuando la intensidad de radiación es grande comparada con la de saturación, $I_\nu \gg I_s$. En este caso la tasa de decaimiento excede la tasa de bombeo, por lo que el bombeo no puede mantener la inversión de población y la amplificación viene limitada por el número de partículas disponibles en el nivel superior. Bajo estas condiciones la ecuación de transporte radiativo toma la forma:

$$\frac{dI_\nu}{dl} = \kappa_{0\nu} I_s \quad (1.35)$$

y su solución está dada por

$$I_\nu = I_0 + \kappa_{0\nu} l I_s = I_0 + \tau_{0\nu} I_s. \quad (1.36)$$

La intensidad de un máser saturado no crece exponencialmente con la distancia, como en la ecuación 1.34, sino que lo hace de manera lineal (ver Figura 1.6). El crecimiento ocurre de esta manera porque cuando un máser se satura, la tasa a la cual los niveles superiores se desexcitan vía emisión estimulada, es igual a la tasa de bombeo, entonces la intensidad del máser ya no puede crecer exponencialmente. Es importante aclarar que aún cuando la amplificación de un máser saturado no crece exponencialmente, un máser saturado siempre emitirá más que un máser no saturado (ver Figura 1.6).

Ancho de Línea

El ancho de una línea espectral está relacionado con las condiciones físicas del medio donde se produce la emisión. Una de las características de los máseres astronómicos es que los anchos de sus líneas son más angostos que los esperados de los movimientos térmicos en la región máser (Litvak et al. 1966).

Como veremos, la teoría estandar de los anchos de línea de los máseres predice anchos de línea angostos durante la amplificación no saturada y un reensanchamiento de la línea hasta llegar al ancho Doppler durante la amplificación saturada (Goldreich y Kwan (1974b)). La última predicción está en conflicto con las observaciones de líneas máser angostas de fuentes que parecen estar saturadas.

Durante la amplificación no saturada (crecimiento exponencial), la intensidad en el centro de la línea crecerá mucho más rápido que la intensidad en las alas. Si la función del perfil de línea, $\phi(\nu)$, es constante a lo largo de la trayectoria del rayo, la profundidad óptica a una frecuencia dada se puede escribir como:

$$\tau_\nu = \tau_{\nu_0} \frac{\phi(\nu)}{\phi(\nu_0)}, \quad (1.37)$$

donde ν_0 es la frecuencia central de la línea. Si el máser amplifica una fuente de continuo de fondo con temperatura de brillo T_c , la temperatura de brillo observada, T_B , en términos del perfil de línea es

$$T_B(\nu) = T_c e^{\tau_{\nu_0} \frac{\phi(\nu)}{\phi(\nu_0)}}. \quad (1.38)$$

Si la función inicial del perfil de línea es una Gaussiana con ancho a potencia media $\Delta\nu_\phi$, el perfil de línea del máser, $\Delta\nu$, podría considerarse aproximadamente Gaussiano, cuyo ancho ha sido reducido (ver Figura 1.7), y está dado por (Litvak, 1970)

$$\Delta\nu \sim \frac{\Delta\nu_\phi}{\sqrt{\tau_{\nu_0}}}. \quad (1.39)$$

Como se puede observar de la relación 1.39, el ancho de una línea máser, $\Delta\nu$, se reduce cuando la profundidad óptica se vuelve más negativa.

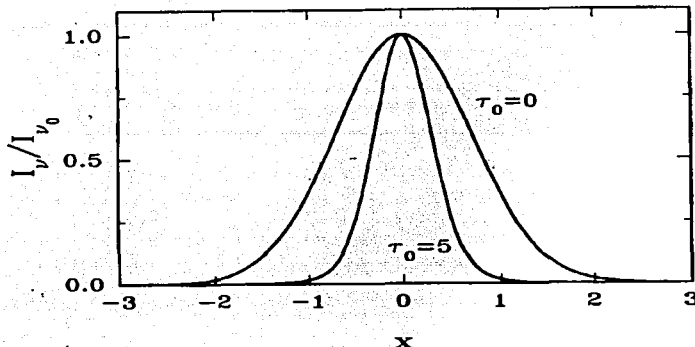


Figura 1.7: Perfil de línea de un máser no saturado antes (Gaussiano con $\tau_0 = 0$) y después de la amplificación ($\tau_0 = 5$). El ancho de línea de un máser depende de la profundidad óptica ($\Delta\nu \sim \Delta\nu_\phi/\sqrt{\tau_{v_0}}$). Figura tomada de Elitzur (1992).

La teoría estandar predice que cuando el máser se satura, la tasa de crecimiento en el centro de la línea empieza a disminuir. Sin embargo, la intensidad en las alas de la línea aún sigue creciendo exponencialmente. Entonces, el perfil de la línea empieza a ensancharse hasta que su ancho se iguala al ancho térmico, $\Delta\nu_\phi$.

Para resolver el problema del ensanchamiento de las líneas en máseres saturados, Goldreich y Kwan (1974b) desarrollaron una nueva teoría para los anchos de las líneas máser. En esta nueva teoría se toman en cuenta los efectos que surgen de la probabilidad de atrapamiento de la radiación infrarroja entre los niveles moleculares durante el bombeo. El punto clave consiste en conectar los niveles máser (superior e inferior) a través de fotones de radiación infrarroja y considerar su probabilidad de atrapamiento, lo cual tendrá como resultado que la intensidad del centro de la línea aumente mucho más rápido que la intensidad de las alas de la línea, y de esta manera, el angostamiento de la línea continuará durante la amplificación saturada.

Geometría y Tamaño Aparente

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

La geometría y el tamaño de una región máser son tan importantes como el esquema de bombeo para determinar la intensidad de los máseres (Goldreich y Keeley, 1972). Se sabe que las dimensiones de las manchas máser observadas son más pequeñas que el tamaño de la región donde la amplificación máser ocurre. Para tratar de abordar este problema se

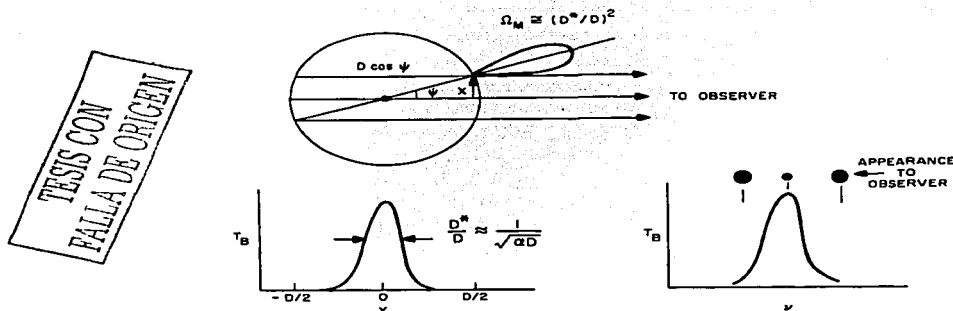


Figura 1.8: Diagrama de un máser esférico no saturado. Los rayos que pasan fuera del centro tendrán una longitud de ganancia menor y la esfera parecerá ser de menor tamaño por una cantidad dada por la ecuación 1.41. Figura tomada de Reid y Moran (1988).

han estudiado dos modelos geométricos para describir a los máseres: cilíndrico y esférico (Goldreich y Keeley, 1972).

Para un máser cilíndrico ideal, cuya longitud y radio son l y r ($l \gg r$), la emisión máser estará confinada en un ángulo sólido Ω dado por

$$\Omega \sim (r/l)^2, \quad (1.40)$$

y la emisión será observada solamente si el cilindro está apuntando hacia la tierra.

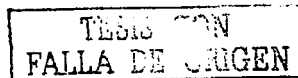
Para un modelo de máser esférico no saturado de diámetro D , la intensidad observada del máser aumentará exponencialmente con la longitud de amplificación. Para un rayo que pasa a través del centro la longitud de ganancia es D , mientras que para un rayo que pasa a una distancia proyectada X (ver Figura 1.8), la longitud de ganancia será $(D^2 - 4X^2)^{1/2}$. El ancho a potencia media observado de la fuente, o sea, el tamaño de la mancha máser observada, D^* , está relacionado con el tamaño, D , de la fuente real por la siguiente relación (Reid y Moran, 1988):

$$\frac{D^*}{D} \approx \frac{1}{\sqrt{\tau_{\nu_0}}}, \quad (1.41)$$

donde τ_{ν_0} es la profundidad óptica de un rayo que cruza el centro del máser esférico.

Para máseres con geometría esférica, la radiación estará dentro de un ángulo sólido aproximadamente igual al cuadrado del cociente entre el diámetro aparente (medido por un interferómetro) y el tamaño real, o sea, $\Omega \simeq (D^*/D)^2 \simeq 1/\tau_{\nu_0}$ (ver Figura 1.8). Una estima-

ción bastante burda del tamaño real del máser, D , es medir la distancia entre dos manchas máser dentro de un cúmulo compacto.



1.2.4 La Molécula de H_2O

El agua ($^1\text{H}_2^6\text{O}$) es una molécula plana con un eje de simetría. La molécula de agua tiene tres momentos de inercia diferentes y se considera un rotor asimétrico. Los niveles de energía de la molécula de agua son denotados por $J_{K_-K_+}$, donde J es el momento angular total y K_- y K_+ son su proyección sobre los dos ejes moleculares (union entre el átomo de oxígeno y los de hidrógeno). Las reglas de selección radiativas dictan que tanto K_- como K_+ pueden cambiar entre ser pares e impares, y $\Delta J = 0, \pm 1$, lo cual da como resultado dos distintas especies que están radiativamente desacopladas: las para- H_2O con spin nuclear 0 y transiciones radiativas $(K_-, K_+) = (\text{impar}, \text{impar})$ o (par, par) , y las orto- H_2O con spin nuclear 1 y transiciones $(K_-, K_+) = (\text{impar}, \text{par})$ o $(\text{par}, \text{impar})$.

Debido a la gran asimetría de la molécula de agua, el espectro es muy rico y algunos de los niveles rotacionales accidentalmente caen tan cerca unos a los otros que dan lugar a transiciones en microondas. En la elaboración de esta tesis estamos interesados especialmente en la transición de la especie orto- H_2O entre los estados 6_{16} y 5_{23} (a energías de 447.30 y 446.56 cm^{-1} , respectivamente), con la emisión de un fotón a ~ 22.2 GHz (ó 1.3 cm). El estado 6_{16} es el nivel de energía más bajo en la escalera $J = 6$ y, en regiones de temperatura (> 300 K) y densidad bastante grande ($\geq 10^6 \text{ cm}^{-3}$), esta transición puede producir emisión estimulada debido a que ocurre una inversión de población con el estado 5_{23} . La Figura 1.9 muestra el diagrama de niveles de energía de las transiciones rotacionales para las especies orto- H_2O hasta $J = 9$ (abajo de 1000 cm^{-1}).

Los primeros modelos de mecanismos de bombeo para la molécula de agua fueron de tipo radiativo, donde una estrella caliente aumenta la temperatura de los granos de polvo, los cuales emiten fotones infrarrojos. Algunos de estos fotones infrarrojos son absorbidos por las moléculas de agua. El efecto de este proceso es el incremento de la población de los niveles superiores por arriba de los valores de equilibrio obtenidos de las colisiones con el hidrógeno molecular frío. Entonces las moléculas de agua son calentadas por el polvo tibio y enfriadas por el hidrógeno molecular, el cual desexcita colisionalmente a las moléculas de H_2O . Por esta razón el modelo es conocido como el modelo de gas frío-polvo caliente (Goldreich y Kwan 1974).

El primer modelo de bombeo radiativo detallado para los máseres de agua en regiones de formación de estrellas fué hecho por Tarter y Welch (1986). Este modelo involucra la colisión entre dos nubes densas ($\sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$) con una velocidad relativa de $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$. El choque que se genera produce una gran cantidad de fotones infrarrojos que se difunden rápidamente de la zona de impacto y bombean el máser de agua vía el mecanismo de bombeo gas frío-polvo caliente. Uno de los problemas con este modelo es que las tasas de colisiones tendrían que ser un orden de magnitud más pequeñas que las usadas en el modelo (Kylafis

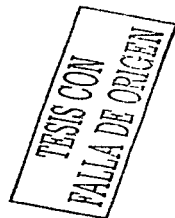


Figura 1.9: Niveles de energía de la molécula de H_2O (de Jong, 1973).

y Norman 1987). Otro problema es el incremento de la densidad a valores irrazonables al tratar de introducir las tasas de colision adecuadas (Elitzur 1986).

La excitación colisional en modelos de choque ha sido algo exitosa para explicar la emisión máser de regiones de formación de estrellas. Elitzur et al. (1989) sugirió que la emisión máser a 22 GHz se puede explicar por el bombeo colisional de gas neutro denso ($n_{H_2} \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), el cual se ha comprimido y calentado por un choque-J disociativo de alta velocidad ($\geq 40 - 50 \text{ km s}^{-1}$). Sin embargo, un estudio de fuentes asociadas con flujos realizado por Felli et al. (1992), ha mostrado que las luminosidades mecánicas de los flujos están correlacionados muy débilmente con las luminosidades máser, contrario a las predicciones de Elitzur et al. (1989).

Babkovskaya y Varshalovich (2000) desarrollaron un modelo de bombeo bastante exitoso para explicar la emisión máser en un disco kepleriano en la galaxia NGC 4258. En este modelo el mecanismo de bombeo dominante es el radiativo, donde la principal contribución a la inversión de población viene del ciclo de bombeo $4_{14} \rightarrow 5_{05} \rightarrow 6_{16} \rightarrow 5_{23} \rightarrow 4_{14}$ (ver Figura 1.9).

1.2.5 Máseres en Regiones de Formación Estelar

En esta sección describiremos las características de algunas líneas máser que se producen en regiones de formación estelar: H_2O , OH y SiO. Aunque el estudio de la tesis está enfocado a los máseres de H_2O , también discutiremos brevemente los de OH y SiO para tener un esquema completo del medio circundante de los objetos estelares jóvenes.

Máseres de H_2O

Las transiciones de la molécula de H_2O que dan lugar al efecto máser son muy pocas. La transición rotacional $6_{16} \rightarrow 5_{23}$ del estado base de la especie orto- H_2O a 22.235080 GHz (~ 1.35 cm) es la más ampliamente estudiada y observada. Esta transición ha sido detectada en estrellas de tipo tardío, regiones de formación estelar y galaxias externas (ver Cesaroni et al. 1988). Los máseres de H_2O surgen como manchas calientes, con temperaturas de brillo bastante grandes que llegan a alcanzar hasta 10^{12} K. Las regiones donde se detectan máseres de agua son un buen laboratorio para estudiar el proceso de emisión máser, además de que los máseres bastante intensos son usados como prueba de las estructuras, la cinemática y las condiciones físicas del gas circundante. Desde que se detectó la molécula de agua se ha realizado mucho trabajo tanto en el campo observacional como en el teórico que ha sido documentado en excelentes artículos de revisión (p.ej. Reid y Moran 1981; Elitzur 1992).

Los flujos moleculares y los máseres de agua son dos indicadores del proceso de formación de estrellas. La presencia de los máseres de agua en la transición $6_{16} \rightarrow 5_{23}$ está bien correlacionada con la presencia de gas molecular de alta velocidad y parece ser otro indicador de pérdida de masa en los YSOs (Felli et al. 1992; Wilking et al. 1994). Esto sugiere que los máseres de agua asociados con flujos moleculares surgen en frentes de onda densos creados por la interacción del material eyectado con el material de la nube ambiente (Elitzur et al. 1989). Alternativamente, los modelos de gas colapsando en caída libre sobre las protoestrellas han mostrado que la emisión máser en los YSOs de luminosidad baja a intermedia podrían ser excitados por acreción (Ceccarelli et al. 1996).

Aunque tanto los flujos moleculares como los máseres de agua ocurren a escalas físicas diferentes (~ 1 pc y ~ 0.01 pc, respectivamente), parece que ambos se producen durante el proceso de formación de una nueva estrella. En particular, se cree que las manchas máser de agua se originan cerca de las estrellas que se están formando, hecho que los hace particularmente útiles en descifrar regiones complejas (Testi et al. 1998). Sin embargo, los esfuerzos por encontrar relaciones detalladas entre estos fenómenos han sido complicados, principalmente por el hecho de que los máseres de agua más intensos se encuentran generalmente en regiones de formación de estrellas masivas ($M \geq 5 M_{\odot}$) (Palagi et al. 1993; Persi et al. 1994). Entonces, como las estrellas masivas se forman en grupos muy poblados y se localizan a distancias muy grandes (Testi et al. 1999), cuando se hacen observaciones con baja resolución angular (con una sola antena o incluso con interferómetros), es difícil saber si los máseres de agua están asociados a una determinada fuente, o bien, están asociados a

una fuente adyacente.

Por otro lado, estudios de alta resolución permiten conocer la distribución espacial y la cinemática de los máseres asociados a los YSOs, por lo que se pueden distinguir, por ejemplo, movimientos de rotación o expansión donde los máseres parecen estar asociados con discos o cáscaras circunestelares, o flujos moleculares (Chernin 1995; Fiebig et al. 1996; Torrelles et al. 1997; Torrelles et al. 1998, 2001).

Máseres de OH

La molécula de OH, en regiones de formación estelar, es rica en líneas de emisión máser. Las líneas que presenta son: (a) cuatro líneas máser en el estado base (a 18 cm) $^2\Pi_{3/2}$, $J = 3/2$ (p.ej. Cohen, et al. 1988; ver los artículos de revisión Reid y Moran 1981; Elitzur 1992); (b) tres líneas máser en el primer estado excitado (a 5 cm) $^2\Pi_{3/2}$, $J = 5/2$ (Yen et al. 1969) (c) tres líneas máser en el siguiente nivel (a 6 cm) $^2\Pi_{3/2}$, $J = 1/2$ (Zuckerman et al. 1968) (d) una línea máser (a 2 cm) en el nivel $^2\Pi_{3/2}$, $J = 7/2$ (Turner et al. 1970).

Las líneas satélites de la emisión máser de la molécula de OH pueden ser un diagnóstico valioso de las condiciones físicas en regiones de formación estelar siempre y cuando se tenga la certeza de que todas las líneas máser surgen realmente del mismo sitio. Por otro lado, las transiciones hiperfinas del OH en el estado excitado $^2\Pi_{1/2}$, $J = 1/2$ (a 6 cm) generalmente se encuentran asociadas con regiones H II compactas y otros indicadores de formación de estrellas, tales como flujos moleculares y fuentes infrarrojas brillantes (p.ej. Cohen et al. 1991; Cohen et al. 1995).

Máseres de SiO

El primer máser de SiO observado fue en la transición $v = 1$, $J = 2 \rightarrow 1$ alrededor de 86 GHz en Orión-KL (Snyder y Buhl, 1974). Sin embargo, la emisión máser de SiO en regiones de formación de estrellas es muy rara y se han encontrado solamente en las nubes moleculares de W51 y Sgr B2 (Hasegawa et al. 1986; Ukita et al. 1987). Se ha hecho una búsqueda de máseres de SiO en nubes moleculares pero los intentos no han sido exitosos.

Las propiedades de los máseres de SiO asociados con YSOs son completamente diferentes a las encontradas en estrellas evolucionadas. Por ejemplo, la razón de intensidad de la transición $v = 1$, $J = 1 \rightarrow 0$ a la $v = 2$, $J = 1 \rightarrow 0$ frecuentemente es más grande que la unidad en las nubes moleculares (Fuente et al. 1989; Morita et al. 1992), mientras que para las estrellas de tipo tardío es cerca de la unidad (Nyman y Olofsson 1986).

1.2.6 Los Máseres Como Herramientas Astronómicas

A pesar de que aún se desconocen algunos aspectos sobre la emisión máser, los astrónomos han encontrado en los máseres una herramienta bastante poderosa para abordar algunos de los problemas de la astronomía. La gran intensidad de las líneas máser y el hecho que emitan en longitudes de onda de radio han permitido hacer estudios con gran resolución angular de fuentes débiles y/o muy lejanas. Algunas de las áreas donde se han usado las líneas de emisión máser con bastante éxito son las siguientes.

Indicador de Distancia

La determinación de la distancia a objetos astronómicos es sin duda uno de los problemas más difíciles en astronomía. Los máseres de H_2O han sido usados como herramientas para la determinación de distancias hacia algunas fuentes. La medida de los movimientos propios de los máseres de H_2O fueron usados por primera vez para determinar la distancia a Orión (Genzel et al. 1981), W51 (la fuente principal, Genzel et al. 1981b) y W51 Norte (Schneps et al. 1981). Las distancias se determinaron usando dos técnicas de acuerdo a la morfología del campo de velocidad de los máseres. El primer método es del *paralaje estadístico*, el cual se aplica a fuentes con movimientos predominantemente aleatorios. El segundo método se aplica a fuentes cuya cinemática está dominada por movimientos ordenados, como por ejemplo, expansión. Con este método, Reid et al. (1988) midió una distancia de 7.1 ± 1.5 kpc al centro galáctico. También se han medido distancias a otras galaxias (ver Greenhill et al. 1990).

Estructuras Asociadas con Proto-estrellas

Los máseres de H_2O , OH, CH_3OH y otras especies se encuentran comúnmente en regiones de formación estelar y su mapeo proporciona información valiosa (p.ej. Torrelles et al. 2002). En algunos casos es claro a partir de la cinemática o de la ubicación de los máseres inferir que son producidos por flujos y jets, y que están delineando su trayectoria. En otras situaciones la emisión máser es un trazador de la cinemática de discos circunestelares con una resolución espacial bastante grande.

Algunos ejemplos de máseres trazando discos circunestelares en regiones de formación de estrellas se pueden encontrar en IRAS 00338+6312 (Fiebig et al. 1996), NGC2071 IRS3 (Torrelles et al. 1998), etc. Por otro lado, ejemplos de máseres trazando o delineando flujos se pueden encontrar en W75N-VLA1 (Torrelles et al. 1997), S106 FIR (Furuya et al. 2000), IRAS 20126+4104 (Moscadelli, et al. 2000), etc.

Los máseres de H_2O generalmente se localizan en el entorno de estrellas jóvenes de alta luminosidad, aunque también se encuentran asociados con estrellas de baja luminosidad. Sin embargo, los máseres de agua en estrellas jóvenes de masa baja suelen ser más débiles y se

detectan sólo en ocasiones.

Estructuras en Estrellas Evolucionadas

Los máseres de H_2O , OH y SiO se han empleado para estudiar algunas propiedades de las envolventes circunestelares de estrellas de tipo tardío (Reid y Moran 1981).

En los últimos años se han observado gran cantidad de máseres de OH y SiO en muchas estrellas de este tipo. En particular, la emisión máser de estas moléculas se ha observado en las envolventes circunestelares de muchos cientos de estrellas gigantes tipo M, las cuales están sufriendo una pérdida grande de masa (p.ej. Elitzur 1992, Habing 1996). También se ha encontrado que las variables Mira, variables semi-regulares, estrellas simbióticas y estrellas OH/IR son emisores de máseres de SiO. Por otro lado, Imai et al. (2002) encontraron que la aceleración de los máseres de H_2O parece estar relacionada con las pulsaciones de las variables Mira.

Observaciones con gran resolución angular de máseres alrededor de este tipo de estrellas han permitido medir la posición espacial y velocidad de las manchas máser, lo cual ha ayudado al entendimiento de la física y la cinemática de los procesos de pérdida de masa asociados con las estrellas de tipo tardío (p.ej. Elitzur 1992; Takaba et al. 1994).

Máseres Como Trazadores de la Evolución Estelar

Los máseres han sido usados para hacer esquemas evolutivos tanto de regiones de formación estelar como de estrellas evolucionadas.

Torrelles et al. (1997, 1998) han observado con el VLA varios cúmulos de máseres de H_2O en las regiones de formación estelar, W75(N) y NGC2071. En base a sus resultados, han sugerido que los máseres de H_2O podrían trazar movimientos ligados (p.ej. discos rotando) en objetos más jóvenes, mientras que las manchas máser en objetos más evolucionados están trazando preferentemente jets. Aunque una prueba concluyente de este esquema evolutivo propuesto requerirá observaciones de distribuciones de máseres de H_2O alrededor de un grupo mayor de estrellas jóvenes.

Por otro lado, Lewis (1989) hizo un esquema evolutivo de las distintas especies de máseres asociados con estrellas de tipo tardío. En este esquema los máseres se encuentran a diferente distancia de la estrella, estando los máseres de SiO en la vecindad cercana de la estrella, los máseres de H_2O en una cáscara expandiéndose a una distancia de $\lesssim 10^{15}$ cm y finalmente los máseres de OH en la parte más exterior de la cáscara, a $\sim 10^{16}$ cm. De acuerdo con este esquema, los máseres de SiO, H_2O y OH van apareciendo cronológicamente a medida que la tasa de pérdida de masa incrementa.

Estos estudios demuestran que los máseres pueden ser usados como trazadores de las

distintas etapas evolutivas de las estrellas y proporcionan información sobre la formación de nuevas proto-estrellas y de la muerte de estrellas evolucionadas.

Meagamásers de H_2O

Los máseres de H_2O extragalácticos fueron descubiertos por Churchwell et al. (1977). Debido a su temperatura de brillo extremadamente grande, a los máseres extragalácticos se les ha denominado *megamáseres* (en ocasiones un megamáser emite hasta $500 L_\odot$, Henkel et al. 1984). Los megamáseres de H_2O se usan para el estudio de la cinemática y estructura de gas denso en núcleos activos de galaxias a escala de parsec o menores (p.ej. Miyoshi et al. 1995). Los megamáseres de agua se han clasificado en dos tipos: máseres que forman parte de discos, con tamaños del orden de 1 pc, alrededor de núcleos activos (Moran et al. 1999) y máseres que están a distancias mucho más grandes y no forman parte de un disco.

1.3 Emisión de Radiocontinuo

Aunque la emisión de continuo en longitudes de onda milimétricas y centimétricas ha sido detectada hacia muchos YSOs (ver Capítulos 4, 5, 6 y 7), los mecanismos de radiación no son completamente entendidos y varían de fuente a fuente. Los tres mecanismos posibles son: emisión libre-libre, emisión de polvo y emisión no térmica. Dependiendo de las circunstancias, cada una de estos procesos de emisión podría ser ópticamente delgado o grueso.

1.3.1 Emisión Libre-libre

La radiación libre-libre o Bremsstrahlung es producida por la aceleración de un electrón cuando pasa cerca de un ión positivo (ver p.ej. Rybicki y Lightman, 1979). Las fuerzas eléctricas intensas hacen que la trayectoria del electrón cambie (ver Figura 1.10) y emita o absorba un fotón. La radiación libre-libre se produce en un plasma donde muchos electrones andan libres y al ser acelerados por un protón pasan de un estado libre a otro estado libre. Debido a que los electrones tienen distintas velocidades y se acercan a diferentes distancias del protón, se producen fotones de diferentes frecuencias produciendo un espectro continuo que se observa en frecuencias de radio.

A la radiación libre-libre también se le llama radiación térmica ya que los electrones obedecen la distribución de velocidades de Maxwell. Para una distribución de energía maxwelliana en un plasma a temperatura T , la emisión en el intervalo de frecuencias $\nu, \nu + d\nu$ es proporcional a $T^{1/2} \exp(-h\nu/kT) n_e n_i$, donde n_e y n_i son las densidades por número de los electrones e iones, respectivamente. Entonces, la contribución principal ocurre cuando la

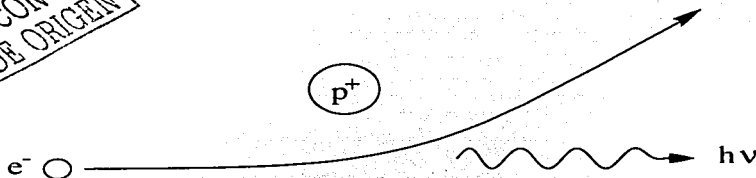


Figura 1.10: Emisión libre-libre

energía del fotón es $h\nu \lesssim kT$. La radiación libre-libre se observa en regiones H II y radio jets térmicos. En el apéndice A se muestra como se obtienen algunos parámetros físicos de las regiones H II (p.ej. densidad electrónica, masa de gas ionizado y tasa de fotones ionizantes) y radio jets térmicos (p.ej. tasa de pérdida de masa) a partir de las observaciones.

1.3.2 Emisión Térmica del Polvo Interestelar

La presencia de granos de polvo alrededor de estrellas jóvenes es bastante común y se tiene evidencias, tanto teóricas como observacionales (en longitudes de onda que van del infrarrojo al radio), de como afecta la radiación de las fuentes emisoras. La explicación más simple para la emisión del polvo es que los granos de polvo son calentados por una estrella joven, y estos a su vez reemiten la radiación como emisión de continuo en longitudes de onda mas grandes cuando se alcanza el equilibrio entre el calentamiento y el enfriamiento.

Si la mayor parte de la emisión de continuo de los YSOs es emisión de polvo, la densidad de flujo observada puede escribirse como:

$$F_\nu = B_\nu(T_d)(1 - e^{-\tau_\nu})\Omega, \quad (1.42)$$

donde $B_\nu(T_d)$ es la emisión de un cuerpo negro a la temperatura del polvo T_d y Ω es el ángulo sólido subtendido por la fuente. La profundidad óptica generalmente se expresa por una ley de potencias que depende de la frecuencia,

$$\tau_\nu = \Sigma_d \kappa_0 (\nu/\nu_0)^\beta, \quad (1.43)$$

donde $\Sigma_d(r)$ es la densidad superficial de masa en unidades de gr cm^{-2} . La emisividad del polvo κ_0 a la frecuencia ν_0 es una función del tamaño, forma y composición del polvo y β es la dependencia en frecuencia de la emisividad del polvo. Para polvo frío alrededor de estrellas jóvenes en longitudes de onda mm y cm se puede aplicar la aproximación de Rayleigh-Jeans y las expresiones para la densidad de flujo se simplifican tomando la siguiente forma:

$$F_\nu = B_\nu(T_d)\Omega \propto \nu^2 \quad \text{para} \quad \tau_\nu \gg 1 \quad (\text{ópticamente grueso}) \quad (1.44)$$

$$F_\nu = B_\nu(T_d)\Omega\tau \propto \nu^{2+\beta} \quad \text{para} \quad \tau_\nu \ll 1 \quad (\text{ópticamente delgado}). \quad (1.45)$$

Para polvo interestelar cuyo tamaño es mucho más pequeño que la longitud de onda de observación, se encuentra que $\beta = 2$ (Draine y Lee 1984). Valores de β más pequeños podrían ser posibles si los granos tienen diferente composición o si ellos son significativamente más grandes. El efecto de la composición del grano es muy difícil de evaluar ya que las constricciones teóricas y observacionales son muy pobres. Miyake y Nakagawa (1993) encontraron que el crecimiento de granos podría disminuir el valor de β en longitudes de onda milimétricas sin cambiar su composición. En el límite de que el grano de polvo sea mucho mayor que λ , uno espera que $\beta \rightarrow 0$.

1.3.3 Radiación Sincrotrón

El mecanismo de excitación de la radiación sincrotrón, a diferencia de los descritos anteriormente, es no térmico y depende de la interacción de las partículas cargadas con el campo magnético (ver p.ej. Rybicki y Lightman, 1979). Esto se debe a que una partícula cargada cuando entra a un campo magnético experimenta una fuerza que la obliga a trazar círculos o espirales alrededor de las líneas de campo. Por lo tanto, la partícula sufre una aceleración angular que induce la emisión de radiación. En condiciones no relativistas (es decir, cuando las velocidades implicadas están muy por debajo de la velocidad de la luz) esta radiación, denominada ciclotrón no es lo suficientemente intensa como para ser relevante en los diferentes escenarios astrofísicos. Cuando la velocidad de los electrones es moderadamente relativista ($\gamma = 1/\sqrt{1-u^2/c^2} \simeq 2-3$) se produce radiación girosincrotrónica, la cual ha sido detectada hacia algunos YSOs. Por ejemplo, Rodríguez et al. (1999) encontraron que las fuentes VLA 16 y VLA 22, en la región HH 7-11, muestran emisión girosincrotrón. Por otro lado, cuando la velocidad de las partículas cargadas es claramente relativista ($\gamma \gg 1$), éstas emiten un tipo particular de emisión mucho más intensa denominada *radiación sincrotrón*.

La radiación girosincrotrón y sincrotrón también producen emisión de continuo, ya que la cantidad de energía emitida y su frecuencia dependerán del campo magnético y de la velocidad de la partícula, pudiendo tomar un intervalo continuo de valores. Además, la emisión intrínseca de cada electrón es en sí de banda ancha (p.ej. Rybicki y Lightman, 1979).

Capítulo 2

La Muestra de Fuentes Observadas

2.1 La Muestra de Fuentes Observadas

Las fuentes observadas para la elaboración de la tesis se encuentran en regiones de formación estelar, donde en el medio ambiente se tienen densidades grandes ($n = 10^3 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$) y bajas temperaturas ($T = 10 - 30 \text{ K}$), además de la presencia de granos de polvo. En estas regiones, la formación de estrellas se manifiesta por la presencia de emisión infrarroja, emisión de radiocontinuo, emisión de gas ionizado, flujos moleculares, la presencia de regiones H II y YSOs; así como de máseres de H_2O y OH, entre otros fenómenos.

Nuestra muestra de fuentes observadas está constituida de objetos estelares jóvenes de masa intermedia y alta. Las fuentes están aún embebidas en sus nubes moleculares y en general pertenecen a cúmulos o grupos de varios YSOs. Los parámetros principales de la muestra de fuentes están dados en la Tabla 2.1.

2.1.1 Criterios de Selección

Los criterios usados para seleccionar las fuentes observadas se listan a continuación.

- Las fuentes se localizan dentro de regiones de formación estelar.
- La luminosidad bolométrica de las fuentes es $> 100 L_{\odot}$.
- Son fuentes que tienen reportada emisión de radiocontinuo en al menos una de las siguientes longitudes de onda: 6, 3.6, 2 y 1.3 cm.

- El flujo esperado en radiocontinuo a 1.3 cm deberá ser al menos de 1 mJy, lo cual es necesario para garantizar la detección de la fuente a esta longitud de onda si la calibración es casi perfecta.
- Deben ser fuentes con varias componentes máser de agua (que potencialmente puedan estar trazando discos circunestelares y/o flujos) y al menos una de ellas con un flujo ≥ 5 Jy, lo cual es necesario para autocalibrar su señal y aplicar la calibración cruzada a los datos de continuo a 1.3 cm.
- Su naturaleza de radio jet no se ha inferido aún con exactitud.
- La mayoría está asociada con alguna fuente IRAS.

Como se sabe, los máseres son muy variables, en particular los de H_2O . Entonces, de alguna manera se tenía que garantizar que las fuentes estarían encendidas (emisión máser

Tabla 2.1: Parámetros de las fuentes de la muestra.

Fuente	Posición (1950)		Velocidad (km s^{-1})	Distancia (kpc)
	α	δ		
AFGL5142	05 27 30.0	+33 45 40	-9.6	1.8
AFGL5157	05 34 37.9	+31 57 51	-23.4	1.8
S233	05 35 51.2	+35 44 13	-16.9	1.8
GGD-4	05 37 21.1	+23 49 23	2.8	1.0
NGC2071	05 44 30.6	+00 20 41	10	0.5
MonR2	06 05 21.6	-06 22 28	-7.5	0.5
AFGL5180	06 05 53.1	+21 38 46	9.3	1.5
AFGL5182	06 06 07.3	+21 51 12	-2.3	1.5
I20050+2720	20 05 01.2	+27 20 50	10.0	0.7
I20126+4104	20 12 41.0	+41 04 21	-4	1.6
S106FIR	20 25 32.4	+37 12 50	10.0	0.6
AFGL2591	20 27 35.9	+40 01 15	-7.3	1.0
W75N	20 36 50.0	+42 26 58	12.6	2.0
I21078+5211	21 07 50.2	+52 11 29	-4	1.3
IC139N	21 39 09.7	+58 02 31	-4.4	0.7
LkH α 234	21 41 57.2	+65 53 08	-9.6	1.0
S140 IRS	22 17 41.0	+63 03 41	-14.9	0.9
L1204-G	22 19 49.8	+63 36 28	-19.5	0.9
Cep A	22 54 19.0	+61 45 46	-8.9	0.7
I23139+5939	23 13 58.9	+59 39 06	-53.6	3.5

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

intensa y con varias componentes) cuando se hicieran las observaciones con el VLA. Para ésto, las fuentes se observaron previamente con la antena de Haystack y la forma e intensidad del espectro fue determinante para decidir cuáles fuentes serían observadas en esa época. Aún con estas observaciones previas (con un mes de anticipación o menos), una de las fuentes que observamos con en VLA estuvo apagada en ese momento.

2.2 Observaciones

Las observaciones para la elaboración de esta tesis fueron hechas con dos instrumentos, la antena de 37m de Haystack y el arreglo interferométrico de 27 antenas (VLA). Ambos radiotelescopios se encuentran en Estados Unidos, en Westford, Massachusetts y Socorro, New Mexico, respectivamente.

La mayor parte de las observaciones se realizaron con el VLA en su configuración A. Con este instrumento, observamos tanto emisión de radiocontinuo como de línea espectral (máser de agua). Con la antena de Haystack solamente hicimos observaciones de línea espectral (máser de H_2O). En el Apéndice B se dan algunas características del VLA y se explica el proceso de observación y reducción de datos. En el Apéndice C se hace lo mismo para la antena de Haystack.

2.2.1 Observaciones con una Sola Antena

Uno de los fenómenos más interesantes en la astronomía es la emisión intensa de los máseres de agua que se observan en las regiones de formación estelar.

Se sabe que la emisión de máseres de agua asociada con objetos estelares jóvenes muestra variabilidad en su intensidad en escalas de tiempo cortas (días a semanas) y grandes (meses a años), aunque aún se desconocen los mecanismos que la producen. A pesar de lo importante que resultaría entender las causas que producen la variabilidad de los máseres de agua asociados a objetos estelares jóvenes, los estudios de este fenómeno han sido muy limitados. Una de las razones principales de la falta de estudios de la variabilidad máser es lo difícil que resulta conseguir tiempo de telescopio para hacer un monitoreo sistemático de las fuentes, además de que las fuentes tienen un gran número de componentes espectrales, cuyos tiempos de vida son muy variables y algunas líneas se mezclan entre sí. Pero a pesar de esta dificultad se han realizado algunos estudios sobre este campo con observaciones de una sola antena (ver capítulo 3).

La principal desventaja de hacer observaciones con una sola antena es que se desconoce la posición espacial exacta donde se produce cada una de las líneas de la emisión que se observan en un espectro. Sin embargo, este es la única manera relativamente fácil e inmediata de monitorear una muestra grande de objetos. Un camino alternativo de sacar provecho de las

observaciones con una sola antena es usarlas en conjunto con observaciones interferométricas, y de esta manera poder identificar algunas componentes máser y seguir su evolución en el tiempo, aunque no se puede garantizar completamente que la emisión de una determinada componente se trate siempre de la misma mancha máser.

Con la antena de Haystack observamos emisión máser de la molécula de agua a la frecuencia de 22.235080 GHz hacia una muestra de fuentes embebidas en regiones de formación estelar. El espectrómetro usado fue un autocorrelador con un ancho de banda de 17.8 MHz con 4096 canales. El tamaño del haz a esta frecuencia es de 90" (ver Apéndice C). La primeras observaciones las hicimos durante los meses de Mayo y Junio de 1999. Después estuvimos observando mensualmente las fuentes de Diciembre de 2000 a Julio de 2001. La discusión y el análisis de estos datos se hace en el siguiente capítulo.

En el capítulo 3 se analizan las observaciones de máseres de agua hechas con la antena de Haystack hacia un conjunto de once objetos estelares jóvenes que tienen asociada emisión de radiocontinuo y máser de agua. Uno de los objetivos de esta serie de observaciones fue hacer una selección de los mejores candidatos para observarlos con el arreglo interferométrico de 27 antenas VLA y a partir de estas nuevas observaciones estudiar la cinemática de las componentes máser detectadas en cada una de las regiones observadas (ver los capítulos 5, 6 y 7). Además, otro de los objetivos de las observaciones con una sola antena es hacer un estudio de la variabilidad de la intensidad de los máseres de agua en regiones de formación estelar como función de la luminosidad de los YSOs. El capítulo 3 es la reproducción del artículo "A Study of the Variability of Water Maser Emission in a Sample of Young Stellar Objects", enviado para su publicación a la Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica.

2.2.2 Observaciones Interferométricas

Las ventajas de usar técnicas interferométricas en astronomía se conocen bastante bien, principalmente en longitudes de onda milimétricas y centimétricas. Estas técnicas permiten hacer observaciones con alta resolución angular. Para el estudio de la formación de las estrellas, las observaciones interferométricas representan la mejor herramienta debido a que los YSOs, discos circunestelares y radio jets térmicos se pueden observar con resolución angular de subsegundo de arco.

Las observaciones de radiocontinuo fueron hechas con el interferómetro VLA en las bandas X, K y Q (3.6, 1.3 y 0.7 cm, ver Apéndice B), aunque el trabajo está enfocado principalmente a los datos de las bandas K y X. Las observaciones se realizaron en varias épocas en Junio de 1999 y Diciembre del 2000. Como se podrá notar, el tiempo de separación entre ambas temporadas de observación es de aproximadamente año y medio, la razón es que cada configuración del VLA dura cuatro meses, entonces para volver a observar en alguna de las cuatro configuraciones hay que esperar al menos 16 meses.

Para realizar las observaciones de radiocontinuo de las bandas X y Q se usaron dos anchos de banda de 50 MHz cada uno, con ambas polarizaciones circulares (derecha e izquierda)

para ocupar los cuatro IF's disponibles. Para las observaciones de continuo en la banda K, el ancho de banda usado fue de 25 MHz constituido de ocho canales de 3.125 MHz y centrado a la frecuencia de 22285.080 MHz. También se observó con la polarización circular derecha e izquierda aunque sólo se usaron dos IF's. Los otros dos IF's se usaron para observar la línea.

Algunas observaciones de radiocontinuo se hicieron usando la técnica de fast-switching, la cual consiste en observar la fuente de interés por periodos muy cortos (máximo dos minutos) y después el calibrador de fase (un minuto), el cual debe ser muy cercano a la fuente. Esta técnica, donde los ciclos de observación son menores de tres minutos, se usa para observar solamente en las bandas K y Q con la finalidad de eliminar los efectos del "seeing atmosférico" de la turbulencia variable de la atmósfera.

La frecuencia en reposo de la línea máser de H_2O es de 22235.080 MHz (1.3 cm), que corresponde a la transición rotacional $6_{16} \rightarrow 5_{23}$ de la molécula de agua (ver capítulo 1). Las observaciones de máseres de agua con el VLA se hicieron en su configuración A en la banda K (~ 1.3 cm). El ancho de banda empleado fue de 3.125 MHz formado con 64 canales de 48.8 KHz cada uno. Para estas observaciones solamente se usó un par de IF's ("*intermediate frequency*") debido a que se realizaron de manera simultánea con las observaciones de radiocontinuo en la banda K a 22285.080, las cuales usaron el otro par de IF's. Esta técnica se emplea para observar fuentes muy débiles en donde existe un máser intenso y así poder aplicar la técnica poderosa de calibración cruzada a los datos de continuo (ver Apéndice B).

Las regiones de formación estelar observadas con el interferómetro VLA fueron Cefeo, AFGL 2491, LkH α 234 y S140 IRS. En los capítulos 4, 5, 6 y 7 se hace la discusión y análisis de los datos obtenidos de las observaciones interferométricas, los cuales son la reproducción de una serie de artículos que ya han sido publicados ("Detection of a Candidate for the Exciting Source of the Expanding Water Maser Bubble in Cepheus A" y "Observations of Water Maser and Radio Continuum Emission in AFGL 2591") y otros que están en preparación para ser enviados para su publicación ("Unveiling the Exciting Source of the Outflow in LkH α 234" e "Investigando la Naturaleza de S140 IRS").

Capítulo 3

A Study of the Variability of Water Maser Emission in a Sample of YSOs¹

¹Artículo enviado para su publicación en la Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica (A Study of the Variability of Water Maser Emission in a Sample of Young Stellar Objects, M. A. Trinidad, V. Rojas, J. C. Plascencia, A. Ricalde, S. Curiel, and L. F. Rodríguez).

Resumen

Presentamos los resultados de observaciones de máseres de agua en una muestra de objetos estelares jóvenes. Las observaciones se hicieron usando la antena de 37 m de Haystack durante un periodo de tiempo de aproximadamente ocho meses. La muestra fue seleccionada para estudiar la variabilidad de la emisión de máseres de H_2O en fuentes jóvenes con luminosidades entre 260 y $2.5 \times 10^4 L_{\odot}$. Los resultados se presentan en una serie de gráficas que permiten analizar la variación de la emisión máser y hacer una discusión de las propiedades globales de la muestra. Los resultados muestran que en todas las fuentes la emisión de máser de agua varía con el tiempo. En base a la variabilidad observada, la muestra presenta dos tipos de comportamiento. Aproximadamente la mitad de las fuentes muestran variaciones grandes en la intensidad de al menos una componente (mayor a un orden de magnitud) en intervalos de tiempo entre uno y varios meses, mientras que en todas las fuentes existe más de una componente donde los cambios en intensidad son más pequeños (menor a un factor de 10) pero en escalas de tiempo similares. Finalmente, la variabilidad de la emisión máser observada no presenta un patrón de periodicidad claro en el tiempo y no encontramos una clara relación entre la luminosidad de las fuentes y la variabilidad de los máseres de agua. Desde un punto de vista estadístico, la variabilidad de los máseres de H_2O puede describirse como debida a pequeñas (10%) fluctuaciones Gaussianas en la opacidad de la línea.

Abstract

We present results of water maser observations in a sample of young stellar objects. The observations were made using the Haystack 37 m antenna during a span of time of about eight months. The sample was selected to study the variability of the water maser emission in young sources with far-infrared luminosities between 260 and $2.5 \times 10^4 L_{\odot}$. The results are shown in a series of plots that allow the analysis of the variation of the maser emission and to discuss the global properties of the sample. The results show that in all the observed sources the water maser emission varies with time. Based on the observed variability, the sample shows two kinds of behavior. About half of the sources show large variations in the peak flux density of at least one feature (by more than an order of magnitude) in time spans between one and several months, while in all the sources there is more than one feature where the changes in peak flux density are smaller (by less than a factor of 10) but in similar time scales. Finally, the variability of the observed water maser emission does not show a clear periodicity pattern in time and we do not find a clear relationship between the luminosity of the sources and the water maser variability. From a statistical point of view, the H_2O maser variability can be described as due to small (10%) Gaussian fluctuations in the line opacity.

3.1 Introduction

One of the most exciting astrophysical phenomena is the powerful water maser emission found in relation to star-forming activity. Generally, water masers are a good indicator of the star-forming regions and their spectra show several features at different velocities. Currently, this non-thermal emission process has been used to study the innermost regions of some young stars (e.g. Furuya et al. 2000; Torrelles et al. 2001; Imai et al. 2002) and can be used to understand the properties and physical conditions of the star-forming regions.

It is well known that H₂O maser emission, associated with Young Stellar Objects (YSOs), shows variability on short (days and weeks) and long (months and years) time scales. However, observations of water masers have focused on the distribution and proper motions of the masers associated with proto-stars (e.g. Claussen et al. 1998, Patel et al. 2000). Time variability studies of H₂O masers have been rather limited in scope, due to instrumental difficulties. Maser variability in YSOs has mainly been studied using single dish observations and only a few systematic surveys have been published so far (e.g., Furuya et al. 2001, Valdetaro et al. 2002).

In this work, we have used the 37-m Haystack antenna to study the H₂O maser variability in a sample of YSOs. The paper is organized as follows: the selection criteria of the sample are described in section §2. In section §3, we present the observations and data reduction procedure. The results are given in section §4, and the discussion of the maser variability is presented in §5. Finally, the main conclusions are given in §6.

3.2 The Sample

The observed sources are located in star-forming regions and they are associated with YSOs. The selected sample of YSOs covers a variety of luminosities from 260 to $2.5 \times 10^4 L_{\odot}$. All the observed sources have previous detections of H₂O maser emission. The majority of the sources are known to have compact components at radio continuum wavelengths, and some of them are also associated with millimeter emission. In addition, the selected objects are associated with IRAS sources (or there is at least one IRAS source in the observed field), and they can be observed during long intervals of time in the northern hemisphere with the Haystack antenna.

In the present paper we present the results of the best studied eleven sources in our sample, that is, those sources that were observed in five or more epochs. The main parameters of the selected sample are listed in Table 3.1, which contains: source name (column 1), position in B1950 coordinates (columns 2 and 3), systemic velocity (column 4), distance (column 5) and luminosity (column 6) of the sources. The references for these parameters are given in the discussion.

Tabla 3.1: Parameters of the Observed Sources

Source	Position (1950)		Velocity ^a (km s ⁻¹)	Distance (kpc)	L_{FIR} (10 ³ L _⊙)
	α	δ			
AFGL5157	05 34 37.9	+31 57 51	-17.8	1.8	3.0
S233	05 35 51.2	+35 44 13	-17.2	1.8	6.4
AFGL5182	06 06 07.3	+21 51 12	-0.7	1.5	6.1
I20050+2720	20 05 01.2	+27 20 50	5.8	0.7	0.3
I20126+4104	20 12 41.0	+41 04 21	-3.8	1.6	8.5
S106FIR	20 25 32.4	+37 12 50	-1.1	0.6	10.4
AFGL2591	20 27 35.9	+40 01 15	-5.7	1.0	16.2
LkH α 234	21 41 57.2	+65 53 08	-10.0	1.0	1.3
S140 IRS	22 17 41.0	+63 03 41	-6.5	0.9	23.6
CEPHEUS A	22 54 19.0	+61 45 46	-11.0	0.7	25.0
I23139+5939	23 13 58.9	+59 39 06	-44.7	3.5	12.8

^aCloud systemic velocity with respect to the LSR.

3.3 Observations

The observations were made in several runs from December 2000 to July 2001 (in about one month intervals) using the Haystack 37 m radio telescope². In addition, some sources were also observed in May and June, 1999. We operated remotely the antenna from the Instituto de Astronomía in Mexico City. We observed the maser transition $6_{16} \rightarrow 5_{23}$ at 22.235080 GHz of the H₂O molecule. The observations were made in position switching mode with pairs of 5 minutes on source integrations and 5 minutes off-source, and using a 4096 channel autocorrelator with a bandwidth of 17.8 MHz (~ 140 km s⁻¹). The beam size of the radio telescope was of 90" and the aperture efficiency was ~ 0.38 at the frequency of 22 GHz. The calibration of the telescope pointing was done by observing the planets Venus and Jupiter, as well as the strongest water maser in Cepheus. We estimate that the pointing accuracy is $\sim 10''$. All the spectra were corrected for atmospheric attenuation and for variations of the gain due to elevation. The data were edited and calibrated with the software package CLASS, using standard procedures.

²Undergraduate Research at the Haystack Observatory of the Northeast Radio Observatory Corporation (NEROC) is supported by a grant from the National Science Foundation.

3.4 Results

Currently, there are few systematic studies of the water maser variability in star-forming regions. In the present paper, we intent to carry out a systematic study of a group of maser sources associated with YSOs. The main parameters of the water masers detected in our sample are listed in Table 3.2 : source name (column 1), velocity range in which the maser emission was observed (columns 2 and 3), peak flux density (column 4) and the velocity of each maser component (column 5). In columns 6 and 7 the variability index and the variability rate of each water maser component are listed, respectively (see subsection 3.5.1). In columns 8 and 9, the maximum velocities of the blue (V_{blue}) and red (V_{red}) lobes of the CO outflow are listed. Some of the general properties of the detected maser features of the observed sources are described in the following subsections.

3.4.1 AFGL 5157

AFGL 5157 is located in the Perseus arm (Roberts 1972) and it is associated with a bipolar outflow (Snell et al. 1988). A radio continuum source associated with AFGL 5157 (Torrelles et al. 1992) and H₂O masers (Torrelles et al. 1992, Persi et al. 1994) have been observed in this region. In addition, five possible HH objects seem to be located in the region.

The AFGL 5157 maser spectra are shown in Figure 3.1. The source was observed on six different occasions during a 775 day period, from May, 1999 to July, 2001. The majority of the spectra have only two maser features showing variability in their peak flux density. The peak of the two spectral features are at -17 and -19 km s⁻¹. The most intense maser feature was observed in March, 2001 at $V_{LSR} = -17.0$ km s⁻¹ (~ 43 Jy), being close to the velocity of the AFGL 5157 molecular core (-17.8 km s⁻¹, Torrelles et al. 1992b). However, this feature was not present in May, 1999 (see Figure 3.1).

3.4.2 S233

S233 belongs to a small group of H II regions (S231, S233 and S235) located in the Perseus arm at a distance of 1.8 kpc. Following the Hoddap (1994) and Tofani et al. (1995) nomenclature, we will refer as S233 to the region where the IRAS 05358+3543 source is located. A CO outflow (Snell et al. 1990) centered on this IRAS source has been observed. In addition, H₂O masers have been detected in this region without the presence of any continuum radio source (Tofani et al. 1995).

During the five months monitoring of S233 (from March to July, 2001), three maser features with velocities of -17.5 , -16.3 , and -14.1 km s⁻¹ were detected (see Figure 3.2). In the first observing run, two relatively weak features (18 and 30 Jy at $V_{LSR} = -16.3$ and -17.5 , respectively) were detected, but their peak flux density increased with time, reaching

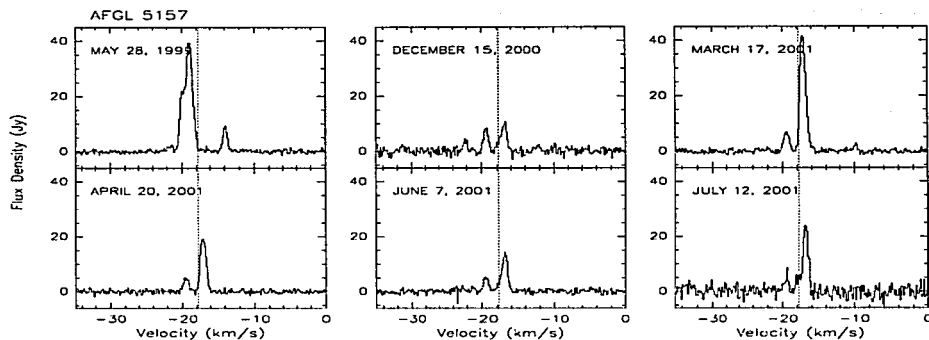


Figura 3.1: Spectra of the detected H_2O maser toward the AFGL 5157 source. This figure shows the evolution of the water masers during a span of time of about six months. The horizontal axis is the LSR velocity (km s^{-1}), and the vertical axis is the peak flux density (Jy). Systemic velocity of the source is -17.8 km s^{-1} (vertical dashed line).

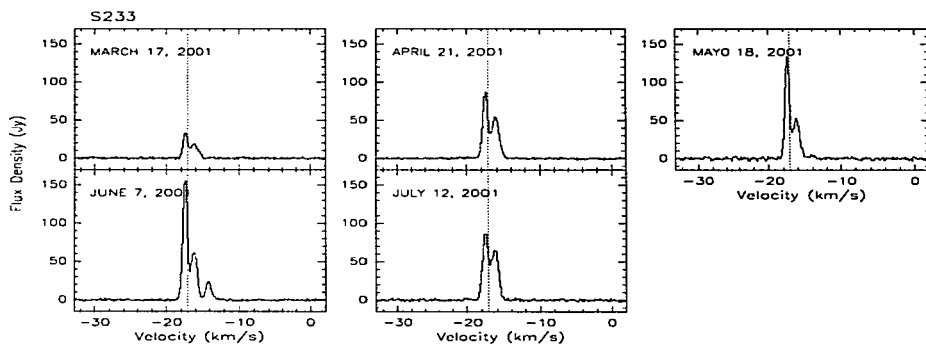


Figura 3.2: Same as Figure 3.1 but for the S233 source. In this case, the systemic velocity of the source is -17.2 km s^{-1} (vertical dashed line).

their maxima in June, 2001 (63 and 157 Jy). In addition, in June, 2001 a third feature, relatively weak (23 Jy at $V_{LSR} = -14.1$), appeared in the spectra, but disappeared in the next observed epoch. This behavior is similar to that found by Wootten (1993) in IRAS 16293-2422, where high velocity features tend to be weaker and more transitory than low velocity features.

3.4.3 AFGL 5182

This source is located at a distance of 1.5 kpc. Szymczak et al. (2000) have found methanol maser emission in the velocity range from -13 to 0 km s^{-1} around AFGL 5182, coinciding with the velocity of the water maser features observed by Wouterloot et al. (1993). Radio continuum emission has also been detected in this region. For instance, Kurtz et al. (1994) observed three sources at 3.6 cm, but none of them seem to coincide with the AFGL 5182 source.

Figure 3.3 shows that the maser activity in this region is very intense and that in the time interval of our observations its maximum activity took place in May 2001, when eight features were observed in the spectra. The strongest maser feature was observed in May, 1999 (354 Jy), which diminished systematically its peak flux density with time (34 Jy in July, 2001). In general, the observed maser features can be divided in two main groups; one of them blueshifted (from -10.6 to -1 km s^{-1}), and the other one redshifted (from 10 to 17 km s^{-1}), with respect to the systemic velocity of the source (-0.7 km s^{-1}). Given this kinematic characteristics it is possible that the water maser emission in this source is tracing a bipolar outflow, a suggestion that can be tested with high angular resolution observations.

3.4.4 IRAS 20050+2720

This is the weakest source of the sample with a luminosity of $260 L_{\odot}$. It is located in the Cygnus Rift at a distance of 700 pc (Bachiller et al. 1995). Its environment is quite complex, there is a quadrupolar molecular outflow in the region, which is apparently associated with this source. However, observations of Anglada et al. (1998) found that there are two radio continuum sources in the region, each of them apparently driving its own outflow.

The spectra show very intense water maser features. In fact, this is the source with the strongest maser feature ($\sim 2800 \text{ Jy}$) in the sample, after Cepheus A. The maser features in this region changed drastically in peak flux density between January and April, 2001. In particular, the feature at $V_{LSR} = 2.4 \text{ km s}^{-1}$ changed in peak flux density more than two orders of magnitude (see Figure 3.4). Such large variations suggest very intense activity around the IRAS 20050+2720 source. The velocity range of the observed water maser features is from -8 to 8.2 km s^{-1} , being most of them blueshifted with respect to the systemic velocity of the source ($+5.8 \text{ km s}^{-1}$). In our observations we do not detect the

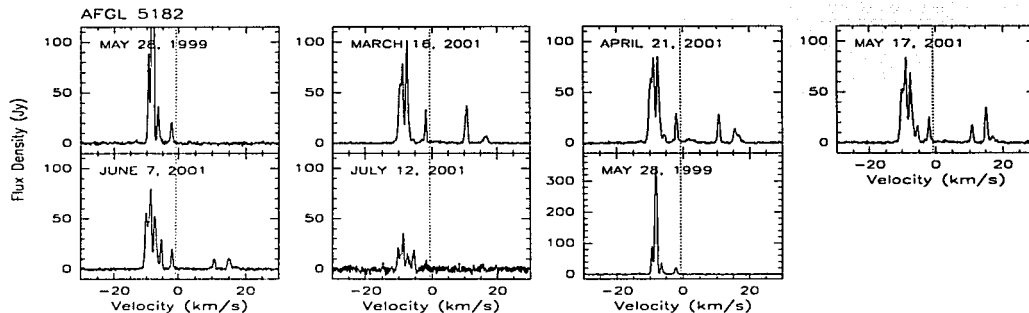


Figure 3.3: Same as Figure 3.1 but for the AFGL 5182 source. In this case, the systemic velocity of the source is -0.7 km s^{-1} (vertical dashed line). The first spectrum is repeated at the end of the sequence with a different scale in the peak flux density.

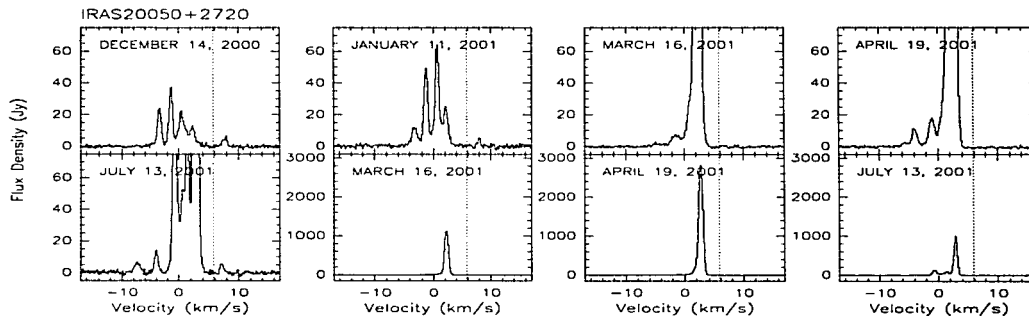


Figure 3.4: Same as Figure 3.1 but for the IRAS 20050+2720 source. In this case, the systemic velocity of the source is 5.8 km s^{-1} (vertical dashed line). Some spectra are repeated with a different scale in the peak flux density.

extremely high velocity (EHV) water maser feature at $V_{LSR} = -91 \text{ km s}^{-1}$, neither the intermediate velocity features at $V_{LSR} = -24$ and -36 km s^{-1} observed by Furuya et al. 2001 and 2003, which were suggested to be associated with the EHV CO outflow observed in the region (Furuya et al. 2003).

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

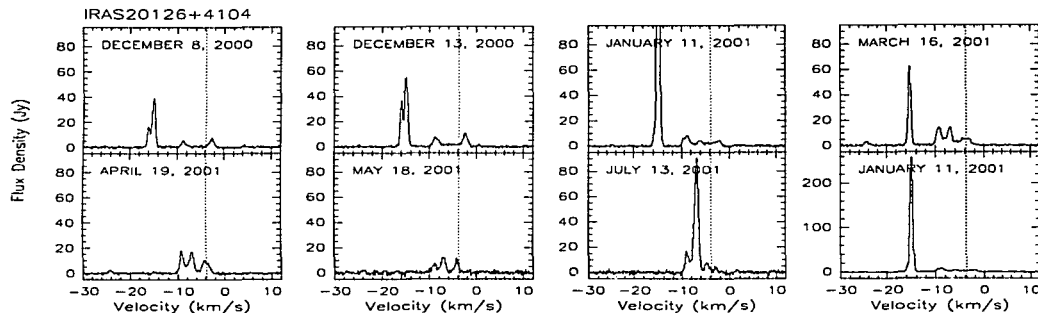


Figura 3.5: Same as Figure 3.1 but for the IRAS 20126+4104 source. In this case, the systemic velocity of the source is -3.8 km s^{-1} (vertical dashed line).

3.4.5 IRAS 20126+4104

The IRAS 20126+4104 source is located in a dark cloud in the Cygnus-X region, at a distance of 1.7 kpc (Wilking et al. 1989). Its luminosity in the far infrared is $1.3 \times 10^4 L_{\odot}$ (Wood & Churchwell 1989). This source is located near the center of a CO molecular outflow oriented in the north-south direction (Wilking, Blackwell, & Mundy 1990). Observations from near infrared to millimeter wavelengths (Cesaroni et al. 1999) show that IRAS 20126+4104 is an excellent example of a massive proto-star with a keplerian disk and a bipolar jet/outflow. In addition, Moscadelli et al. (2000) have found that water masers associated with the IRAS source appear to be located in the surface of a bipolar conical jet.

Figure 3.5 shows the observed spectra of the IRAS 20126+4104. This source was observed within a period of 216 days, from December, 2000 to July, 2001, in approximately one month intervals. The maser features are concentrated in the velocity range from -25.0 to -1 km s^{-1} . During the observations, the source was quite active and the maser emission showed a large variability. The strongest feature was observed in January, 2001 (255 Jy, $V_{LSR} = -15.1 \text{ km s}^{-1}$), although this maser feature became undetectable in April of the same year and it remained turned off during the rest of the observations. In July, 2001, the maser feature at $V_{LSR} = -7.0 \text{ km s}^{-1}$ became the strongest feature in the region. In addition, a very weak feature ($\sim 3 \text{ Jy}$ at $V_{LSR} = -24$) was observed in March and April. Similar short lifetime, low flux density features have also been observed at intermediate and high velocities in IRAS 16293-2422 (Wootten, 1993). Finally, in our observations we have not found any maser feature that would coincide in velocity with the methanol maser feature ($V_{LSR} = -6.1 \text{ km s}^{-1}$) detected by Szymczak et al. (2000).

TESIS CON
FALLA DE OXIGEN

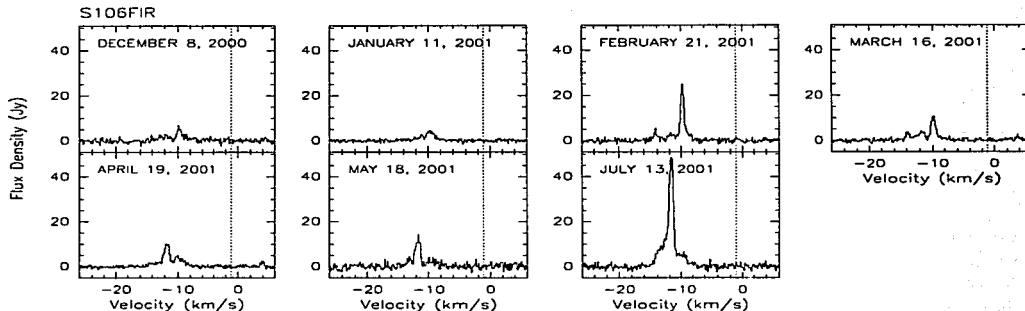
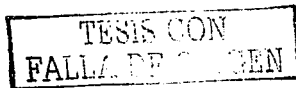


Figure 3.6: Same as Figure 3.1 but for the S106 FIR source. In this case, the systemic velocity of the source is -1.1 km s^{-1} (vertical dashed line).

3.4.6 S106 FIR



Sharpless 106 (S106) is a darkened bipolar H II region found embedded in a molecular cloud (Lucas et al. 1978), and located at a distance of approximately 600 pc (Staude et al. 1982). S106 FIR is a bright source in the far infrared (Richer et al. 1993), and it has been cataloged as a Class 0. This source is located $15''$ to the west and $2''$ to the south of IRS 4. Observations from Furuya et al. (1999) showed that the water masers detected in the region are associated with a jet-like outflow, quite compact and very collimated that is accelerating.

The S106 FIR source showed weak (of the order of 10 Jy) maser emission in most of our observations (see Figure 3.6), except in July, 2001, where the flux density of the maser feature at $V_{LSR} = -11.8 \text{ km s}^{-1}$ reached 46 Jy . The spectra of the source are shown in Figure 3.6, where it can be seen that the maser features are in the velocity range from -14.5 to -9 km s^{-1} . All maser features are blueshifted and the velocity of the strongest feature ($V_{LSR} = -11.8 \text{ km s}^{-1}$) is far from the systemic velocity of the cloud (-1.1 km s^{-1}). The redshifted maser feature observed by Furuya et al. (1999, 2003) was not detected in our observations. Following the blueshifted maser feature at $V_{LSR} = -9.8 \text{ km s}^{-1}$ from December 8, 2000 to March 16, 2001, a velocity drift of about 0.2 km s^{-1} is found. This feature seems to have a radial acceleration of about $0.8 \text{ km s}^{-1} \text{ yr}^{-1}$ moving towards us along the line of sight, confirming that maser features in S106 FIR are tracing a jet-like outflow accelerating. However, the calculated acceleration in this work is somewhat less than the acceleration (1.1 km s^{-1}) found by Furuya et al. (1999) in similar time periods (100 days).

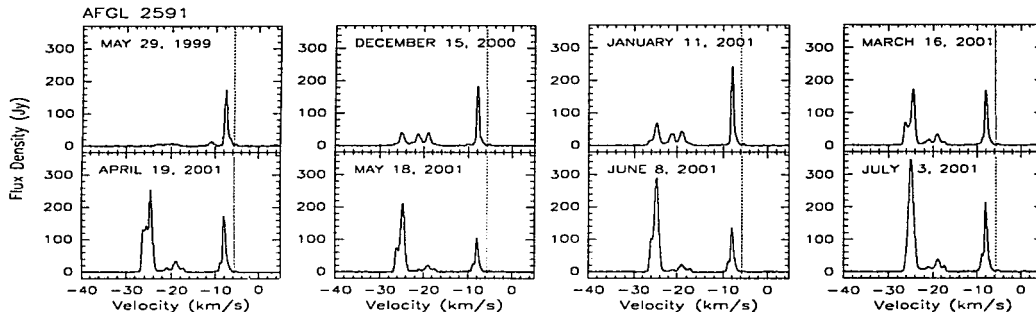


Figura 3.7: Same as Figure 3.1 but for the AFGL 2591 source. In this case, the systemic velocity of the source is -5.7 km s^{-1} (vertical dashed line).

3.4.7 AFGL 2591

AFGL 2591 is a star-forming region located at a distance of 1 kpc. In this region a very bright infrared source has been observed ($9 \times 10^4 L_{\odot}$, Lada et al. 1984), probably associated with the powering source of the molecular outflow observed in the region (Bally & Lada 1983, Torrelles et al. 1983, Mitchell et al. 1991). In addition, there are three radio continuum sources, two of them spatially coincident with H_2O maser emission (VLA 2 and VLA 3; Trinidad et al. 2003a).

The spectra observed during the monitoring period are shown in Figure 3.7. The first spectrum was observed in May, 1999 and the rest from December, 2000 to July, 2001, in approximately one month intervals. This figure shows that the spectra are rich in maser features (six during the maximum activity) and that they are in the velocity range from -27 to -6 km s^{-1} .

There is a water maser feature at -7.9 km s^{-1} , near to the molecular cloud velocity ($\sim -7 \text{ km s}^{-1}$), that was present during the whole observing period. This maser feature showed some variability in its peak flux density, but it remained always in the range from 90 to 240 Jy. On the other hand, the maser feature at -24.7 km s^{-1} was the strongest feature reaching a peak flux density of 330 Jy in July, 2001, although in May 1999, this feature practically disappeared (see Figure 3.7). This strong, intermediate velocity feature had a very long lifetime (eight months) compared with other features with similar velocities. In general, all water maser features in this source show variations in their peak flux density from one observation to the next.

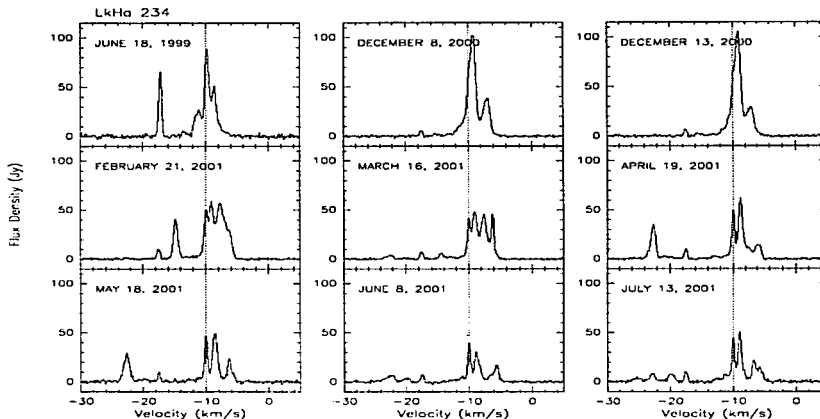
TESIS CON
FALLA DE ORIGEN


Figura 3.8: Same as Figure 3.1 but for the LkH α 234 source. In this case, the systemic velocity of the source is -10.0 km s^{-1} (vertical dashed line).

3.4.8 LkH α 234

LkH α 234 is a Herbig Be star of intermediate luminosity ($1.3 \times 10^3 L_{\odot}$, Bechis et al. 1978) located in the NGC 7129 region. Two H $_2$ O masers were detected by Rodríguez & Cantó (1983) in this region. Using these data, Rodríguez et al. (1987) concluded that this type of stars (of intermediate luminosity) are able to produce water maser at relatively long distances ($\geq 10^{16} \text{ cm}$).

The water maser emission associated with LkH α 234 was quite active during the whole period of its monitoring (see Figure 3.8). The first observations were carried out in June, 1999 and after that, from December, 2000 to July, 2001, in approximately one month intervals obtaining nine spectra of this region. A total of eight spectral features were observed in the velocity range from -25 to -5 km s^{-1} , however, we do not detect the maser features at $V_{LSR} = -40.7$ and 2.4 km s^{-1} observed by Furuya et al. (2003).

The strongest maser feature was detected in December, 2000 ($\sim 100 \text{ Jy}$) at $V_{LSR} = -9 \text{ km s}^{-1}$, close to the molecular cloud velocity ($V_{LSR} = -10 \text{ km s}^{-1}$). This feature was always detected in our observations, although its peak flux density decreased with time, reaching $\sim 45 \text{ Jy}$ in July, 2001. Another maser feature that was also present during all the observations is the one at $V_{LSR} = -17.5 \text{ km s}^{-1}$, but it was not so intense as the one

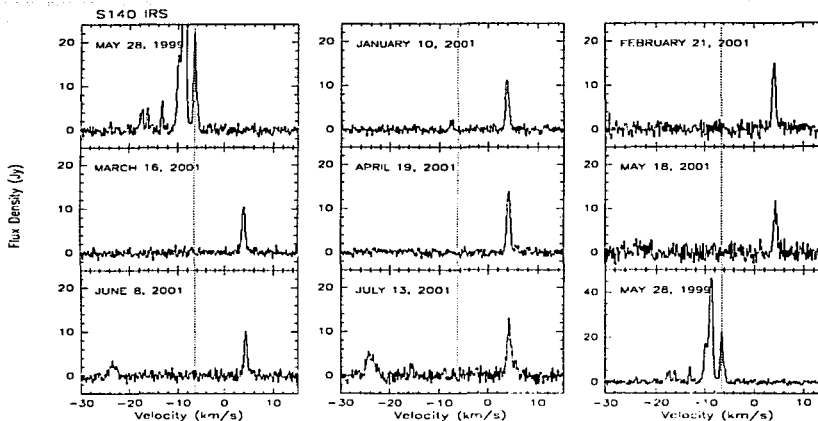


Figura 3.9: Same as Figure 3.1 but for the S140 IRS source. In this case, the systemic velocity of the source is -6.5 km s^{-1} (vertical dashed line). The first spectrum is repeated at the end of the sequence with a different scale in the peak flux density.

at -9 km s^{-1} . Its maximum ($\sim 70 \text{ Jy}$) was observed in June, 1999, then its peak flux density decreased considerably ($\sim 7 \text{ Jy}$ in December, 2000), and continued almost constant during the rest of the observations. In general, the observed maser features can be divided in two main groups; one of them redshifted (from -5 to -9.5 km s^{-1}), and the other one blueshifted (from -13 to -25 km s^{-1}), with respect to the systemic velocity of the source (-10 km s^{-1}). This result suggests that the water maser emission in this source is tracing a bipolar outflow, as has recently been showed by Trinidad et al. (2003b), using high angular resolution observations.

3.4.9 S140 IRS

S140 IRS is located in the molecular cloud L1204, at a distance of 910 pc (Crampton and Fisher 1974). In this region there are three infrared sources, IRS1, IRS2 and IRS3 (Beichman et al. 1979), that have radio continuum counterparts (Schwartz, 1989). Among the three sources, IRS 1 is the brightest one, at both infrared and radio continuum wavelengths.

This region has been extensively studied by Lekht et al. (1993) and Lekht and Sorochenko

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

(2001). They have observed water masers in this region during 18 years (from 1981 to 1999) with a single antenna. They observed a spectrum of three maser features, where the central component has a velocity close to that of the molecular cloud, and the lateral ones redshifted and blueshifted, respectively. The anticorrelation observed between the central feature and the lateral ones was interpreted as a keplerian disk in S140 IRS. On the other hand, Valdetaro et al. (2002) have also observed water masers in this region with the 32-m Medicina antenna, from 1987 to 1999, but they did not confirm the results found by Lekht et al. (1993) and Lekht and Sorochenko (2001).

Our observations of the water masers in S140 IRS were carried out in May, 1999 and from January to May, 2001. The maximum activity was registered during the first observations, showing six spectral features. The strongest feature was detected at $V_{LSR} = -8.7 \text{ km s}^{-1}$ with a peak flux density of $\sim 50 \text{ Jy}$ (see Figure 3.9). When we observed it again in January, 2001, its maser activity had diminished considerably and practically all features detected in May, 1999 had disappeared. A new and single weak maser feature was detected in January, 2001 and remained practically the only feature in the spectra until June 2001 when a weak new feature appeared in the spectra.

3.4.10 CEPHEUS A

Cepheus A is a star-forming region located at a distance of 730 pc (Johnson 1957). HW2 is probably the exciting source of the energetic molecular outflow observed in this region (Hughes & Wouterloot 1984), which is one of the best examples of outflows associated with a high mass proto-star. Maser emission of OH and H_2O has been observed toward the Cepheus A region. The OH masers seem to be in an expanding structure that may be tracing a shell (Cohen, Rowland & Blair 1984; Migenes, Cohen and Brebner 1992) and H_2O seems to be tracing a circumstellar disk (e.g. Torrelles et al. 1996) around HW2, respectively.

The Cepheus A maser spectra are shown in Figure 3.10. This source was observed in May and June, 1999 and then from December, 2000 to July, 2001, in approximately one month intervals. The strongest maser feature ($V_{LSR} = -9.7 \text{ km s}^{-1}$) in Cepheus was used to calibrate the telescope pointing, therefore, this source was observed several times, at least twice during each observing epoch. Figure 3.10 shows that the maser activity in Cepheus A is very intense, containing the strongest feature in the whole sample ($\sim 7350 \text{ Jy}$). The detected maser features are concentrated in the velocity range from -24 to -2 km s^{-1} .

Some maser features observed in May and June, 1999 were not detected during the observations from December, 2000 to July, 2001. Three maser features, at $V_{LSR} = -8.9$, -9.7 and, -14.3 km s^{-1} , were observed during all the observing epochs, reaching a maximum peak flux density of ~ 1000 , ~ 7350 and, $\sim 850 \text{ Jy}$, respectively.

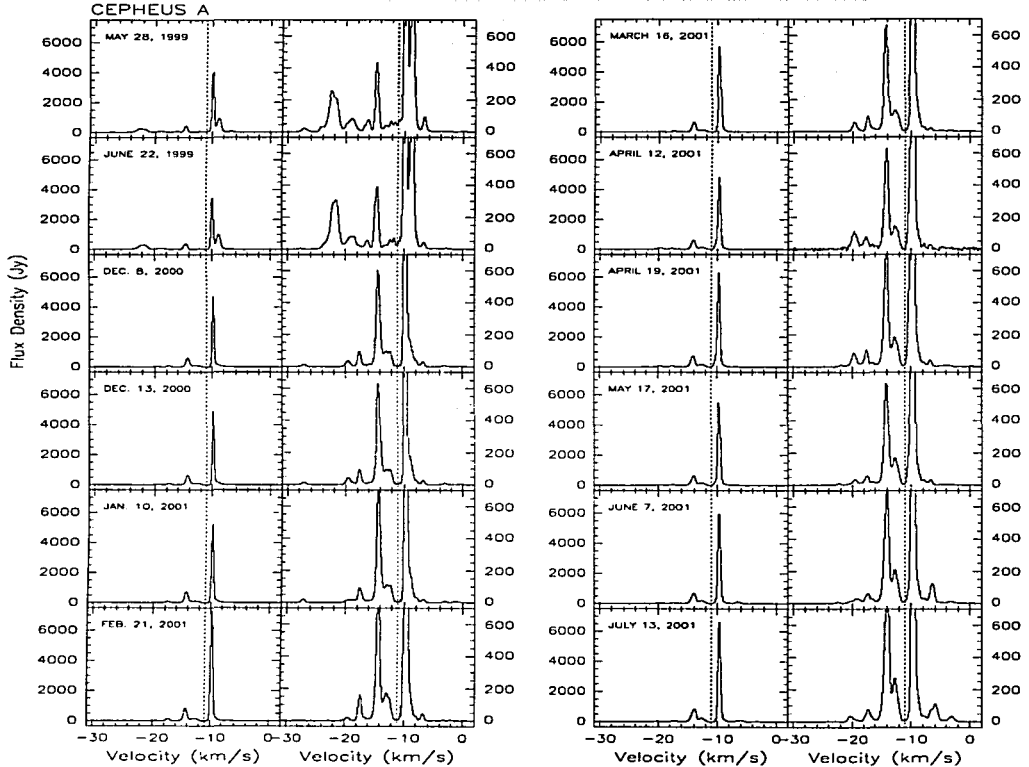


Figura 3.10: Same as Figure 3.1 but for the Cepheus A source. In this case, the systemic velocity of the source is -11.0 km s^{-1} (vertical dashed line). Each spectrum is shown at two different scales to better appreciate the dynamic range of the maser features.

3.4.11 IRAS 23139+5939

This source with a luminosity of $1.9 \times 10^4 L_{\odot}$ is one of the farthest of our sample (3.5 Kpc) and is located near S157. CO observations show that there is intense emission associated

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

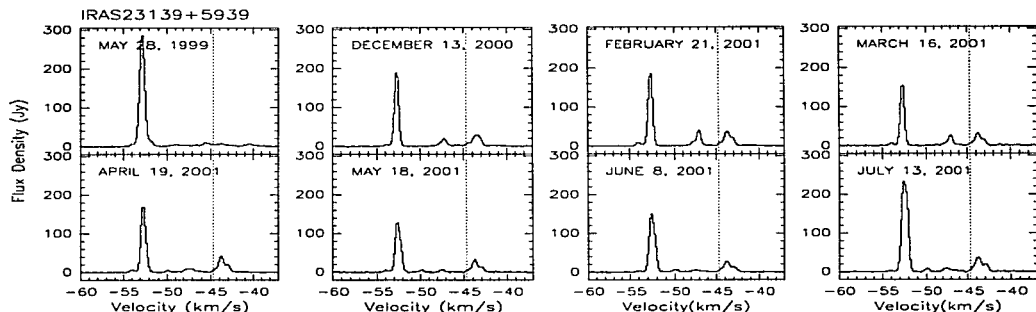


Figura 3.11: Same as Figure 3.1 but for the IRAS 23139+5939 source. In this case, the systemic velocity of the source is -44.7 km s^{-1} (vertical dashed line).

with IRAS 23139+5939 at a velocity of -44 km s^{-1} , suggesting the presence of a molecular outflow (Wouterloot et al. 1989). In addition, Tofani et al. (1995) have detected a weak radio continuum source (0.6 mJy) at 8.4 GHz and H_2O maser emission associated with this source.

The IRAS 23139+5939 source was observed for the first time in May, 1999. We obtained seven spectra taken about one month apart (except January) from December, 2000 to July, 2001.

The observed maser features are in the velocity range from -54.5 to -42.5 km s^{-1} , being the feature at $V_{LSR} = -52.5 \text{ km s}^{-1}$ the strongest during all the observations. This velocity range is completely different from that of the methanol masers observed by Szymczak et al. (2000), which are in the velocity range from -42 to -37 km s^{-1} .

Figure 3.11 shows that the water maser spectra associated with this source has a three-peak structure, similar to that found in S255 (Cesaroni, 1990) and S140 IRS (Lekht et al. 1993), where this kind of spectra have been interpreted, based on their variability and the anticorrelation of their features, as being associated with a keplerian disk seen edge-on. However, the water masers observed around IRAS 23139+5939 are probably not associated with a keplerian disk, since in this model, the velocity of the central maser feature is expected to be similar to the molecular cloud velocity, and the lateral maser features redshifted and blueshifted, respectively. In IRAS 23139+5939, the maser feature with the velocity near to that of the molecular cloud (-44 km s^{-1}) is one of the lateral features, and the other two are blueshifted.

3.5 Discussion

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

3.5.1 Variability

From our observations of water masers, we have found different kinds of maser variability in the observed sample of YSOs. The variability of the maser features can be divided in four main groups (see Figure 3.12) according to their behavior during the observations: a) the weakest component disappears (or appears), b) the strongest maser feature disappears (or appears), c) the maser features change their peak flux density by more than a factor of two and, d) the maser features show small variations.

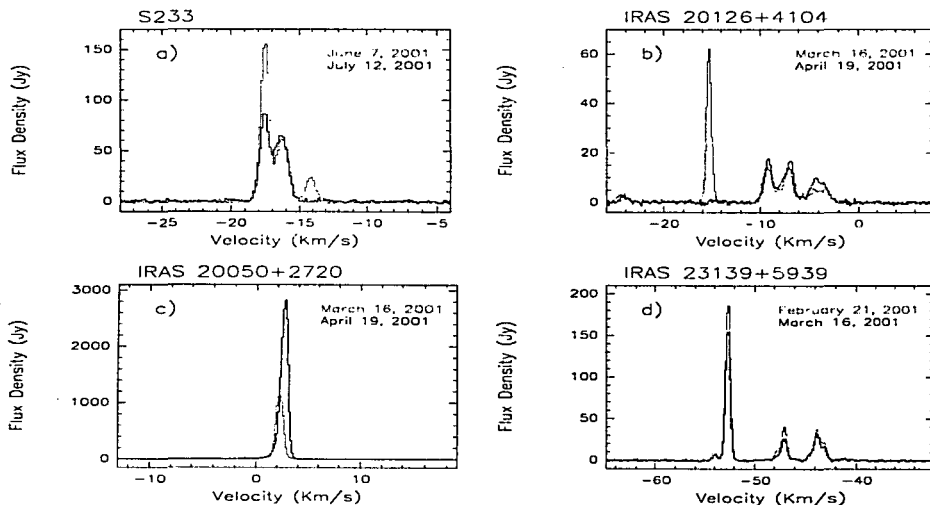


Figura 3.12: Maser variability of four selected YSOs. This figure shows four different kinds of maser variability found in the sample (see section 3.5.1). The two spectra in each panel were taken about one month apart. The first observed spectrum is shown in gray and the second is shown in black.

The spectra discussed in the previous section show that all the observed sources have maser features, whose peak flux densities change with time in scales of time ranging from

one month (or less) up to several months. Then, in order to find a periodicity pattern in the variability of the water masers, we have selected the maser features of each source that were present in at least half of the observed spectra. Figure 3.13 shows the peak flux density of the selected maser features of each source as function of time. We can qualitatively determine the tendency of the variability in the sample of the H₂O masers. We find that in all sources at least one maser feature appeared or disappeared during the observations and that in about half of the sources at least one maser feature increased systematically its peak flux density with time. However, based on the data that we present here, it is not possible to determine if any of the maser features has a periodicity pattern. Furthermore, we do not find any relationship between the luminosity of the sources and the variability of the water maser features.

So far, we have only analyzed the variability of the water masers in a qualitative way. Then, in order to quantify the degree of variability of the maser features, we can estimate the variability index of all the maser features in the selected sample. The variability index is defined as $V_i = F_{max}/F_{min}$ (Palagi et al. 1993, Persi et al. 1994), where F_{max} and F_{min} are the maximum and minimum observed peak flux density for each maser feature during the monitoring period. In those cases where a maser feature appears or disappears, a lower limit for the variability index can be obtained by taking F_{min} as the value of the noise level in the spectrum. The estimated values of the variability index (including lower limits) of all maser features are listed in Table 3.2, and their distribution is shown in Figure 3.14. From the variability indices, we find that all the sources have maser features with $V_i < 10$ and that about 60% of the sources have at least a maser feature that shows large variations in the peak flux density ($V_i > 10$). Although Figure 3.14 does not provide information about any source in particular, it does show the tendency of the water maser variability of the sources as a whole. The histogram shows that about half of the maser features have variability indices between one and four, although a wide range of values is found.

We have tried to provide a statistical description to the results shown in Figure 3.14 as follows. We first assume that the intensity of the masers, I , is given by an exponential amplification:

$$I = I_0 \exp(+\tau),$$

where τ is the absolute value of opacity of the feature at a given time. We now adopt a Gaussian (normal) probability distribution for that opacity:

$$p(\tau) = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{1/2}} \exp[-(\tau_0 - \tau)^2/2\sigma^2],$$

where τ_0 is the mean opacity and σ is the standard deviation of the opacity. The probability distribution for the opacity ratio of independent observations of the same feature has a standard deviation equal to $2^{1/2}\sigma$ and will then be given by:

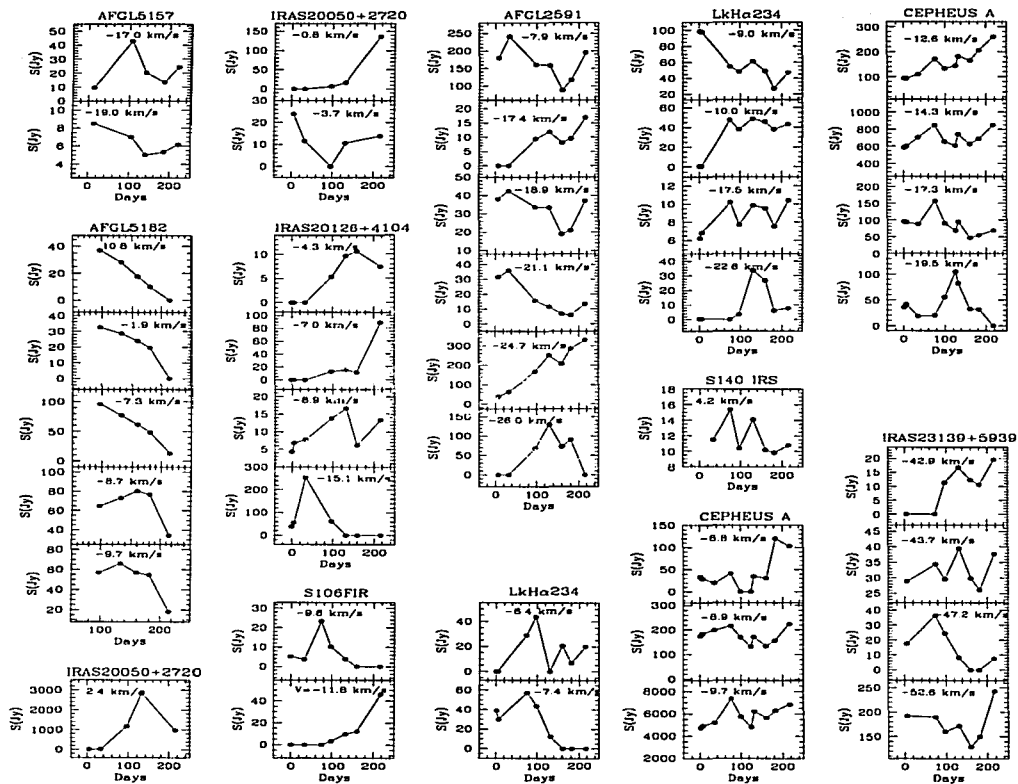


Figura 3.13: Temporal variations of the peak flux density of several maser features of the observed sources. The maser features were selected such that they were present in at least half of the spectra obtained for each observed source.

Tabla 3.2: Parameters of the Water Maser Features

Source	Velocity Range		F_{peak} (Jy)	V_{LSR} (km s ⁻¹)	V_i	Variability Rate	CO Outflow	
	V_{min} (km/s)	V_{max} (km/s)					V_{blue} (km/s)	V_{red} (km/s)
AFGL5157	-23.0	-13.0	42.9 8.5	-17.0 -19.0	4.5 1.7	1.5 0.4	-30.0	-3.0
S233	-18.0	-13.7	23.0 66.4 157.0	-14.1 -16.3 -17.5	≥ 2.7 3.7 5.0	≥ 4.1 1.0 1.8	-32.0	-4.0
AFGL5182	-10.6	17.0	7.2 34.8 36.9 32.6 29.5 95.8 80.2 66.0	16.7 15.3 10.7 -1.9 -5.5 -7.3 -8.7 -9.7	IV IV IV IV IV IV IV IV	IV IV IV IV IV IV IV IV		
IRAS20050+2720	-8.0	8.2	5.5 2842.0 79.1 61.5 136.0 48.1 23.9	7.8 2.4 1.4 0.6 -0.8 -1.3 -3.5	IV IV IV IV IV IV IV	IV IV IV IV IV IV IV	-70.0	70.0
IRAS20126+4104	-25.0	-1.0	34.3 10.7 89.1 16.7 255.0 34.3	-2.5 -4.3 -7.0 -8.9 -15.1 -15.9	IV IV IV IV IV IV	IV IV IV IV IV IV	-41.9	34.9
S106FIR	-14.5	-9.0	23.4 46.0	-9.8 -11.8	IV IV	IV IV		
AFGL2591	-27.0	-6.0	241.0 17.1 42.4 36.0 330.0 129.0	-7.9 -17.4 -18.9 -21.1 -24.7 -26.0	IV IV IV IV IV IV	IV IV IV IV IV IV	-21.9	14.5
LkHα234	-25.0	-5.0	16.1 43.6 57.2 98.1 48.7 39.5 10.4 8.1 33.7	-5.6 -6.4 -7.4 -9.0 -10.0 -14.8 -17.5 -19.9 -22.6	IV IV IV IV IV IV IV IV IV	IV IV IV IV IV IV IV IV IV	-14.1	18.7
S140IRS	-25.0	5.0	15.4 4.6	4.2 -23.9	IV IV	IV IV	-24.0	6.0
CEPHEUS A	-24.0	-2.0	120.0 1007.0 7368.0 260.0 849.0 157.0 105.0	-6.8 -8.9 -9.7 -12.6 -14.3 -17.3 -19.5	IV IV IV IV IV IV IV	IV IV IV IV IV IV IV	-25.0	5.0
IRAS23139+5939	-54.5	-42.5	19.6 39.5 36.4 8.21 243.0 11.4	-42.9 -43.7 -47.2 -50.0 -52.6 -54.0	IV IV IV IV IV IV	IV IV IV IV IV IV	-59.0	-31.0

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

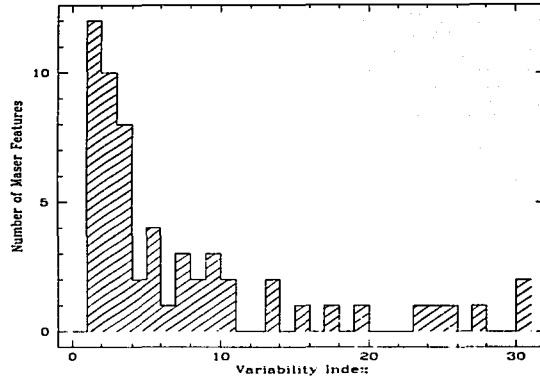


Figura 3.14: Distribution of the estimated variability index for all the maser features of the sample of YSOs. Lower limits for the variability index are also included. The horizontal axis is the variability index ($V_i = F_{max}/F_{min}$) and the vertical axis is the number of maser features. The histogram does not give any information about one source in particular, it only shows the tendency of the variability of all the sources in the sample. The last bin includes values greater than 30.

$$p(V) = \frac{1}{(\pi\sigma^2)^{1/2}V} \exp[-(\ln V)^2/4\sigma^2], \quad (3.1)$$

with $p(V) = 0$ for $V < 1$. We note that this probability distribution depends only on the value of σ .

To have more data, we have added to our table of variability indices those obtained by Persi et al. (1994), reaching a total of 84 maser features. Using the equation given above with $\sigma = 1.6$, we obtain a reasonable fit to the data, as shown in Figure 3.15. Larger or smaller values of σ provide a poorer fit. The acceptable fit obtained suggests that the water maser variability can be described statistically as due to Gaussian variations in the line opacity.

We then conclude that over the time scales over which the variability indices were obtained, the opacities have a standard deviation of order 1.6. Since the mean opacities of water masers are of order 20 (Reid and Moran 1981), we conclude that variations of order of 10, observed in the intensities of the masers, are the result of small variations of order of 10% in the opacities.

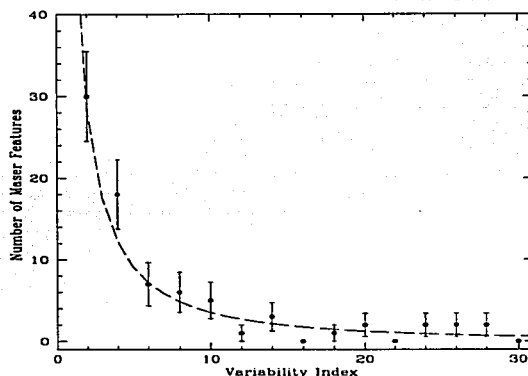


Figura 3.15: Distribution of the variability index in the sample obtained from combining the results of Persi et al. (1994) and this paper. The data has been distributed in bins of width 2. The dashed line is the fit using the function given in equation 3.1.

The variability index is calculated using the observed maximum and minimum peak flux densities, and it indicates how much the peak flux density of a given maser feature changes during the observations. However, as Figure 3.13 shows, the interval of time between the observed F_{max} and F_{min} is different for each maser feature and thus V_i does not take into account the span of time of the observed variations. In order to try to quantify the activity of the observed water masers, we define the variability rate of a maser feature as $VR = V_i/(\Delta t/\delta t)$, where V_i is the variability index, Δt is the interval of time between the F_{max} and F_{min} of the maser feature and δt is an interval of time that characterize the observations. We have chosen δt to be 30 days, the approximate span of time between successive observations. In column 7 of Table 3.2 we list the variability rate, which is also illustrated in Figure 3.16, where we note that about 60% of the maser features of the sample increased/decreased its peak flux density in less than a factor of two in a span of time of 30 days. The other 40% of the maser features present variability rates higher than 2, and in a few extreme maser features the peak flux density changes in more than an order of magnitude in spans of times of 30 days. It is important to note that Figure 3.16 shows the variability rate of the water maser features in our sample but does not give information about a specific source.

On the other hand, six of our sources were observed with high angular resolution with the VLBA by Migenes et al. (1999). The high angular resolution spectra only detected the more compact maser spots. When comparing these spectra with our own low angular resolution,

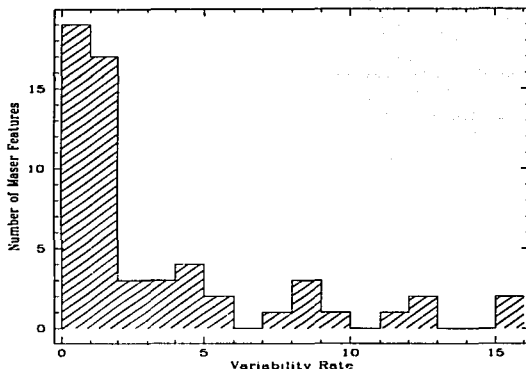


Figura 3.16: Distribution of the variability rate of all maser features observed in the sample of YSOs. The horizontal axis is the variability rate ($VR = V_i/(\Delta t/\delta t)$) and the vertical axis is the number of maser components. The last bin includes values greater than 15.

we identified common maser features in both spectra. We find that the common features have a tendency to show high variability in the peak flux density, indicating that compact maser spots are very active. This is expected from the theory of maser emission since for unsaturated masers the apparent size is inversely proportional to the square root of the gain coefficient. A more detailed and systematic high resolution study, in combination with single-dish observations, is needed to truly understand the variability of the maser emission.

In Table 3.2 (column 8 and 9) we list the velocity range of the 9 CO molecular outflows observed in the 11 studied regions. We find that in seven of the sources, the velocity of the maser features lie within the velocity range of the CO outflow (in 2 cases $V_{H_2O} \ll V_{CO}$, in 3 cases $V_{H_2O}/V_{CO} \sim 0.5$, and in 2 cases $V_{H_2O} \sim V_{CO}$), while in two sources the spectrum shows maser features at higher velocities than those of the CO blue lobes (see Table 3.2). In addition, we find that in the cases of S233 and IRAS20126+4104, one of the high velocity maser features has a considerably shorter lifetime than the low velocity features. A similar result was found by Wootten (1993) in IRAS 16292-2422. One might speculate that the higher velocity maser (and probably more variable) features could be part of the molecular outflows, while the lower velocity (and longer lifetime) features are rather associated with compact structures, such as circumstellar disks. However, single-dish observations do not give information about the spatial distribution of the masers, and thus, interferometric multi-epoch, high angular observations would be needed to investigate this possibility.

Finally, the present study is based on systematic observations of water masers in a sample of YSOs. With such a study of maser variability, it is possible to obtain qualitative information about the maser emission of the observed sources. In addition, statistical properties, such as variability index and variability rate of the water maser features, can also be obtained. However, this statistical information has to be taken with care, because the period of monitoring of the sources is short and improvement in the signal-to-noise ratio of the maser features can be achieved with new observations, which could give values of variability index greater than the values obtained in this work. Longer monitoring programs of sources with water maser emission and a larger sample of YSOs will be necessary to study in more detail the evolution of the individual maser features.

3.5.2 A Search for Systematic Shifts Between the Maser Velocity and the Molecular Cloud Velocity

In most of the spectra presented in Section 3.4, the H_2O maser emission shows a tendency to be blueshifted with respect to the molecular cloud velocity. In order to investigate this issue, we calculated the velocity shift ($V_{\text{H}_2\text{O}} - V_{\text{cloud}}$) between the intensity-weighted mean radial velocity ($V_{\text{H}_2\text{O}}$) of the maser features of each source and that of the associated molecular cloud (V_{cloud}). $V_{\text{H}_2\text{O}}$ is calculated as $\sum F_i V_i / \sum F_i$, where F_i and V_i are the peak flux density and the radial velocity of the i -th maser feature, respectively. Results are listed in Table 3.3, which contains: source name (column 1), $V_{\text{H}_2\text{O}}$ (column 2), and velocity shift (column 3).

Tabla 3.3: Velocity Shifts of the maser emission

Source	$V_{\text{H}_2\text{O}}$	$V_{\text{H}_2\text{O}} - V_{\text{cloud}}$
AFGL5157	-17.3	0.5
S233	-16.9	0.3
AFGL5182	-3.2	-2.5
IRAS20050+2720	2.1	-3.7
IRAS20126+4104	-12.0	-8.2
S106FIR	-11.1	-10.0
AFGL2591	-19.2	-13.5
LkH α 234	-10.8	-0.8
S140IRS	-2.3	4.2
CEPHEUS	-10.3	-0.6
IRAS23139+5939	-50.5	-5.8

If we do not include sources with small velocity shifts $\leq |0.8| \text{ km s}^{-1}$ (the estimated random velocities in a region of star formation), we note that the maser emission in seven

sources of the sample tend to be blueshifted with respect to the associated molecular cloud velocity, while only one source is redshifted (S140 IRS). To verify this trend seen in the sources in our sample, we included 61 other sources from the literature (Rodríguez et al. 1980, Felli et al. 1992, Persi et al. 1994, Miralles et al. 1994, and Valdetarro et al. 2001). Then, from a sample of 69 sources (including the sources in our sample), we find that the maser emission of 34 sources (about one half of the sample) is mainly blueshifted with respect to the associated molecular cloud velocity, and that the maser emission of the remaining sources (35) is mainly redshifted. This result shows that the trend found in our sample is not confirmed by a bigger sample, and that the observed trend could be produced by selection effects.

3.6 Conclusions

We have monitored the water maser emission in a sample of eleven embedded sources in star-forming regions with the 37-m Haystack antenna. From the analysis of the maser variability, the main results of the present study are:

1. All the observed YSOs show variations of the water maser emission on time scales of one month or less.
2. All the sources have more than one feature that shows variations in its peak flux density in less than a factor of 10 in time spans between one and several months.
3. About 60% of the sources have at least one feature that shows variations in its peak flux density in more than an order of magnitude in time spans between one and several months. Statistically, the variations in the maser intensity can be described as due to small Gaussian fluctuations in the line opacity. For example, variations of an order of magnitude (or less) could be the result of variation in the opacity of about 10% (or less).
4. The estimated value for the variability rate ($VR = V_i/(\Delta t/\delta t)$) is less than two for 60% of the maser features, although there is a wide range of values.
5. We do not find a relationship between the luminosity of the sources and the variability of the H₂O masers, neither a periodicity pattern in the maser variability in any of the observed sources.
6. We find that in our sample of sources, the maser emission shows a tendency to be blueshifted with respect to the associated molecular cloud velocity. However this trend is not confirmed when we include other sources from the literature.

Capítulo 4

Detection of a Candidate for the Exciting Source of the Expanding Water Maser Bubble in Cepheus A¹

¹Artículo publicado en el ApJL (Detection of a Candidate for the Exciting Source of the Expanding Water Maser Bubble in Cepheus A, S. Curiel, M.A. Trinidad, J. Cantó, L.F. Rodríguez, J.M. Torrelles, P.T.P. Ho, N.A. Patel, L. Greenhill, J.F. Gómez, G. Garay, L. Hernández, M.E. Contreras, and G. Anglada 2002, The Astrophysical Journal Letter, 564, 35-38).

Abstract

We report sensitive, high angular resolution VLA 3.6 cm and 7 mm continuum observations toward the star-forming region Cepheus A. Three embedded young stellar objects (YSOs) were found within a projected area of $\simeq 0''.6 \times 0''.6$ (400×400 AU²). One of the sources is the already known radio continuum jet HW2 (detected at 3.6 cm and 7 mm), while the other two weak sources were not known previously. One of these two new sources is detected only at 7 mm and is located $\simeq 0''.15$ south from HW2. The other source, detected only at 3.6 cm, is located $0''.6$ south from HW2, and nearly coincides with the center of the enigmatic expanding bubble of water masers recently detected with the Very Long Baseline Array. We suggest that this radio continuum source is the embedded YSO powering the water maser structure, but its nature is still unknown at present. We also discuss possible scenarios that could explain the surprisingly precise spherical geometry of the water maser bubble.

4.1 Introduction

Cepheus A is a very active star formation region, containing the second source in the sky ever noted to exhibit the phenomenon of bipolar molecular outflow (Rodríguez, Moran, & Ho 1980). The powering source of this outflow is a thermal radio jet (Rodríguez et al. 1994), known as HW2, which is the brightest of the radio continuum sources detected in the region (Hughes & Wouterloot 1984). From observations made with the Very Large Array (VLA) of the National Radio Astronomy Observatory² in its A configuration, Torrelles et al. (1996) reported a group of 25 H₂O masers distributed in a flattened structure, associated with the Cep A/HW2 radio jet. More recent Very Long Baseline Array (VLBA) observations have revealed that some of the “individual” masers detected previously with the VLA unfold into unexpected and remarkable linear/arcuate “microstructures” (R1 through R5; Torrelles et al. 2001a, 2001b; hereafter T01a,b) with sizes $\simeq 3$ –100 mas (2–70 AU at the distance of the source of 725 pc, Johnson 1957). Both the spatial distribution and the proper motions of these H₂O maser microstructures indicate that they delineate shock fronts. In particular, the H₂O maser spots in the R5 structure, located about $0''.6$ to the south of HW2, exhibit a most unusual arclike distribution that can be fitted by a circle with an accuracy of 0.1% (T01a). The circle has a radius of 62 AU, is expanding uniformly at a rate of 9 km s^{−1}, and by the time of the 1996 VLBA observations had a dynamical age of about 33 years. These characteristics are consistent with the observed H₂O maser structure being limb-brightened parts of a spherical expanding bubble driven by a very young stellar object (YSO) deeply embedded in the dense molecular core and located at the center of the circle (T01a). The spherical symmetry of the expanding H₂O maser structure is surprising and is not predicted by current theories on star formation, given that the ejection of material in YSOs is expected

²NRAO is a facility of the National Science Foundation operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc.

to be bipolar and highly collimated, driven by the accretion processes within a circumstellar disk.

In this paper we report radio continuum observations of this region, carried out with the VLA. In addition, we requested archive subarcsecond VLA data to further study this region. We have found that close to the center of the expanding bubble of H_2O masers there is a weak radio source which is probably associated with the embedded YSO driving the expanding bubble (§ 2). We also discuss the nature of this radio continuum source, as well as possible scenarios that could explain some of the observational characteristics of the enigmatic maser structure R5 (§ 3).

4.2 Observations and Results

The observations were carried out with the VLA at 3.6 cm during 2000 December 12 and at 7 mm during 1996 December 21 (see Table 4.1). These observations were made with an effective bandwidth of 100 MHz and two circular polarizations. The data were edited and calibrated following standard procedures with the Astronomical Image Processing System (AIPS) software of NRAO. We have also compared these results with previous observations, using 3.6 cm archive data taken in 1991 July 7 and the 1.3 cm data reported by Torrelles et al (1996), taken in 1995 July 5. Contour maps at 3.6 cm and 7 mm are shown in Figures 4.1 and 4.2, respectively. All the data used in this Letter were taken with the A configuration of the VLA.

Tabla 4.1: Summary of the Observations

λ (cm)	Date	Phase Calibrator	Flux Density (Jy)	Synthesized Beam		rms Noise ($\mu\text{Jy beam}^{-1}$)
				HPFW (arcsec)	PA (deg)	
3.6	2000 Dec 23	2202+422	2.76	$0.''24 \times 0.''17$	-29	30
0.7	1996 Dec 21	2229+695 ^a	0.47	$0.''05 \times 0.''04$	-56	250
1.3	1995 Jul 05	2200+420 ^a	3.60	$0.''08 \times 0.''07$	88	120
3.6	1991 Jul 07	2229+695 ^a	0.57	$0.''24 \times 0.''17$	33	30

^aThe 1996, 1995 and 1991 data were obtained using B1950 coordinates

The 3.6 cm continuum contour maps obtained in the epoch 2000.9 and with the archive data (epoch 1991.5) show, in addition to the HW2 radio continuum thermal jet, a weak ($0.2 \text{ mJy beam}^{-1}$) and compact radio continuum source (hereafter referred to as VLA-R5; Fig. 4.1), located $\sim 0.''57$ to the south of HW2. This weak source was not detected at 7 mm (epoch 1996.9). On the other hand, the 7 mm map also shows the radio continuum jet HW2,

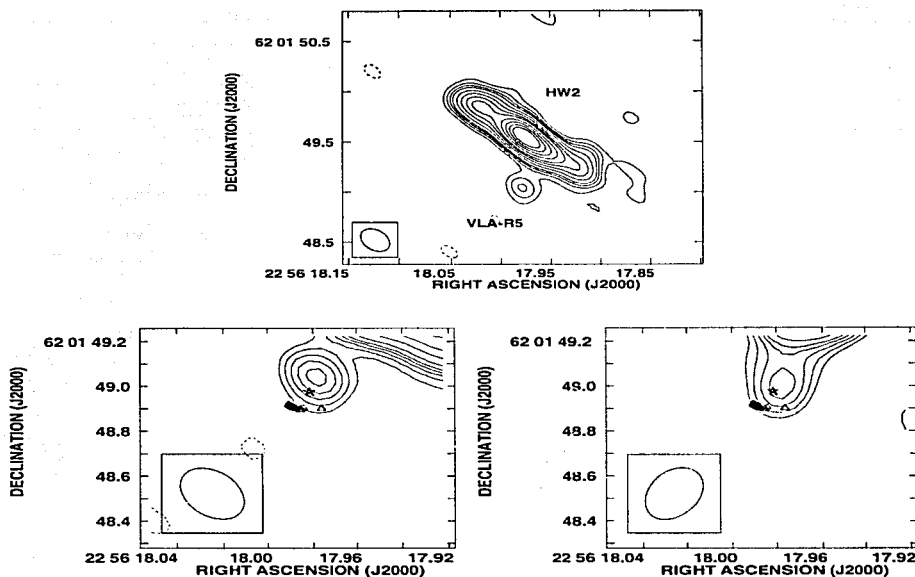


Figura 4.1: *Top*: Contour map of 3.6 cm continuum emission (epoch 1991.52) in the Cep A/HW2 region. Contours are $-5, -3, 3, 5, 7, 9, 13, 18, 24, 30, 40, 50$ and 60 times $30 \mu\text{Jy beam}^{-1}$, the rms noise of the map. *Bottom*: Contour maps of VLA-R5 at 3.6 cm for epochs 1991.52 (*left*) and 2000.98 (*right*). Contours are $-5, -4, -3, 3, 4, 5, 6$, and 7 times $30 \mu\text{Jy beam}^{-1}$, the rms noise of the maps. The half power contour of the synthesized beam is shown in the bottom left corner. Triangles indicate the H_2O maser spots in the R5 structure (epoch 1996 Feb 11) observed by T01a,b. The star indicates the expected center of the spherical bubble according to the circle least-squares fit.

as well as a compact source located $\sim 0''.15$ to the south of HW2 (Fig. 4.2), hereafter referred to as VLA-mm. This source is not seen in our observations at 3.6 cm, probably because of blending with the radio continuum emission from the HW2 jet. Neither of the two new continuum sources was detected in the 1.3 cm data (epoch 1995.5). In this paper we discuss the characteristics of the two new sources reported here; the structure of the thermal radio jet HW2 will be discussed in detail elsewhere.

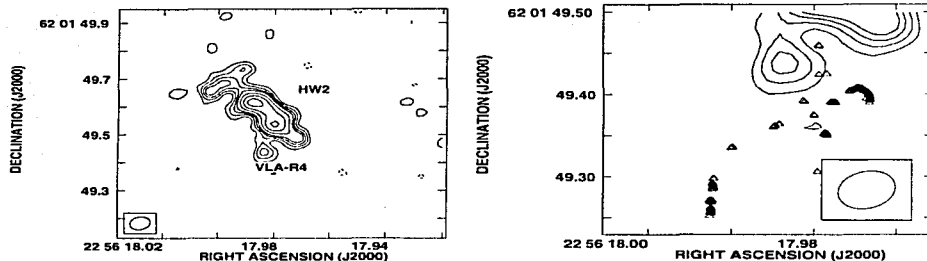


Figura 4.2: Contour maps of the 7 mm continuum emission in the Cep A/HW2 region (*left*) and the VLA-mm source (*right*). Contours are $-5, -3, 3, 5, 7, 9, 13, 18$ and 24 times $250 \mu\text{Jy beam}^{-1}$, the rms noise of the map. The half power contour of the synthesized beam is shown in the bottom left or right corners. Triangles indicate the H_2O maser spots in the R4 structure (epoch 1996 Feb 11) observed by T01a and T01b.

We have also plotted in the radio continuum maps the water maser positions of the R4 and R5 structures observed with the VLBA by T01b (see Figs. 4.1 and 4.2). The alignment between the water maser structures observed with the VLBA and the 3.6 cm and 7 mm continuum maps was carried out in two steps. First, the water masers were aligned with the 1.3 cm continuum map following the method described by T01b. Second, the 3.6 cm and 7 mm maps were aligned with the 1.3 cm map using a compact source (HW3c) located about $3''4$ to the south of HW2, which appears in all the maps and does not show evident proper motions with respect to other sources in the field. We estimate that the error in the alignment of the maps is less than $0''.05$. This overlay (see Fig. 4.1) shows that the weak 3.6 cm continuum source VLA-R5 coincides quite well with the predicted position for the driving source of the expanding bubble of water masers (T01a). On the other hand, the compact source VLA-mm detected at 7 mm to the south of HW2 is located nearby, but displaced $\sim 0''.1$ to the northeast of the R4-A micro bow-shaped water maser structure (Fig. 4.2). VLA-mm does not seem to be the powering source of this maser structure given that the proper motions of the water masers suggest that its powering source must be located to the southeast, along the symmetry axis, and probably close to this micro bow-shaped structure. However, the small group of water maser spots that nearly coincide with VLA-mm might be associated with this source.

These results indicate that there are at least 3 (probably four, if we account for the undetected exciting source of the micro bow-shock R4) embedded YSOs within a projected area of only $\simeq 0''.6 \times 0''.6$ (about $400 \times 400 \text{ AU}^2$ at the distance of the source), suggesting that the previously known radio continuum source HW2 may actually be a small cluster of YSOs in formation.

Tabla 4.2: Flux Densities and Upper Limits

Source	λ (cm)	Epoch	$\alpha(\text{J2000})^a$ (h m s)	$\delta(\text{J2000})^a$ ($^{\circ}$ ' ")	Flux Density ^b (mJy)
VLA-mm	0.7	1996 Dec 21	22:56:17.9845	62:01:49.447	2.06 ± 0.25
	1.3	1995 Jul 05			≤ 0.6
VLA-R5	3.6	2000 Dec 23	22:56:17.977	62:01:49.04	0.20 ± 0.03
	3.6	1991 Jul 07	22:56:17.976	62:01:49.05	0.23 ± 0.03
	0.7	1996 Dec 21			≤ 1.25
	1.3	1995 Jul 05			≤ 0.60

NOTE. — Units of right ascension are hours, minutes, and seconds, and units of declination are degrees, arcminutes, and arcseconds.

^aThe positional errors are about 0."05 at 3.6 cm and 0."02 at 7 mm, while the relative error between the maps at different wavelengths, and the water masers and the continuum emission, is better than 0."05.

^bFlux densities with 1- σ uncertainties, and 5- σ upper limits.

4.3 Discussion

Although VLA-mm was detected only at 7 mm, a lower limit for its spectral index can be estimated using the upper limit obtained at 1.3 cm (see Table 4.2). We obtain that the spectral index between 1.3 and 0.7 cm is $\alpha \gtrsim 2.0$ ($S_\nu \propto \nu^\alpha$), which is consistent with a compact optically thick HII region or dust emission from a protostellar disk and/or a dusty envelope. Since this source appears unresolved in the 7 mm map, the size of the HII region or the protostellar disk (and/or envelope) is only $\lesssim 30$ AU, which implies that either the HII region is extremely compact or that the protostellar disk is smaller than the typical size of 100 AU and similar in size to those found in some YSOs, such as L1551-IRS5 and HH211 (Rodríguez et al. 1998, Avila et al. 2001). Subarcsecond resolution observations at wavelengths shorter than 7 mm will be needed to study further the nature of the source.

An upper limit for the spectral index of VLA-R5 can also be estimated by using the measured flux density at 3.6 cm and the upper limit at 1.3 cm. In this case, we obtain that $\alpha \lesssim 0.9$, which may be consistent with emission from a stellar wind or an HII region. This spectral index must be interpreted with some care given the low signal-to-noise ratio of the source and the fact that the observations were not taken simultaneously. A reliable estimate of the spectral index of VLA-R5 (and VLA-mm) requires both simultaneous observation with common calibrators (to reduce the systematic errors associated with potential source variability), and similar (u,v) coverage at different wavelengths (especially important for the detection of sources located close to extended emission as in HW2). Unfortunately, these two conditions are not fulfilled by our data, given that the observations at different wavelengths span about 10 years (between 1991 and 2000) and rely on different calibrators (see Table 4.1).

Based on the present observations of this region it is difficult to explain the origin of the continuum emission in VLA-R5, as well as the relationship between the expanding molecular bubble observed in water masers and the weak continuum source at 3.6 cm. T01a have proposed that the observed characteristics of the water maser structure can be explained by a scenario in which an initially smoothly expanding molecular shell (traveling through a medium already evacuated by a previous ejected shell) is overtaken by a subsequent ejection of material by a YSO. This could explain the extremely coherent structure observed in the water maser distribution, as well as the large spread in velocity seen in the line wings in some of the spots localized within the arc structure (T01a; T01b). The proposed model predicts that the expansion velocity would remain nearly constant until the expanding shell interacts with the external molecular medium, and that the continuum emission will be compact ($< 0''.20$) and with a spectral index probably consistent with that of a thermal wind (i.e., $\alpha \gtrsim 0.2$). On the other hand, the model implicitly assumes that the YSO periodically drives a spherical ejection of material, which is not explained by the current star formation theories. The ejection of material by a YSO is expected to be in two opposite directions and highly collimated. In addition, it is not clear how this YSO could have associated with it thermal radio continuum emission and have at the same time episodic ejection of molecular shells.

An alternative scenario to explain the nature of the expanding bubble of water masers would be to assume that the detected VLA-R5 source is a young expanding HII region. In fact, the measured expansion velocity of the spherical shell observed in water masers of about 9 km s^{-1} is consistent with this idea. In order to investigate this possibility, we assume that VLA-R5 represents a compact HII region with a temperature of 10^4 K , a flux density of 0.2 mJy at 3.6 cm and a size in 1996 of $0''.17$ (or a radius of 62 AU at the distance of the source), which is expanding with a velocity of 9 km s^{-1} . In this scenario, the observed water maser emission would be produced in the shocked layer of ambient molecular material around the expanding HII region. Under these assumptions, we find that the HII region is optically thin [$\tau(3.6 \text{ cm}) \simeq 0.025$] with an emission measure $\text{EM} \simeq 6.9 \times 10^6 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$ and an average density in the ionized gas of $n_e(\text{HII}) \simeq 1.1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$. The required rate of ionizing photons is $\simeq 1 \times 10^{43} \text{ s}^{-1}$, which is consistent with a B3-B4 zero-age main-sequence star. From the theory of expanding HII regions (e.g., Spitzer 1978; Shu, 1992) we can further estimate the H_2 density of the unperturbed ambient medium, $n(\text{H}_2) \simeq 1.2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, and the density inside the shocked layer (assuming an isothermal shock with a sound speed $\simeq 0.63 \text{ km s}^{-1}$), $n(\text{H}_2) \simeq 2.5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$. The resulting gas densities inside and outside the HII region are similar to those expected in dense cores around YSOs, but lower than that estimated for this region from NH_3 observations, $n(\text{H}_2) \simeq 2 \times 10^7 (X_{\text{NH}_3}/10^{-8})^{-1} \text{ cm}^{-3}$, by Torrelles et al. (1999). Based on this simple model, some predictions about the evolution of this radio continuum source can be made. First, the expected size of the HII region would be about the same as the expanding water maser shell, i.e., about $0''.20$ at the present time (or $\sim 140 \text{ AU}$ in 2001, at the distance of the source), which could be confirmed by subarcsecond, sensitive VLA-PT (VLA plus Pie Town extension) continuum observations. Second, the expanding shell should be decelerating with time, and thus new VLBA observations should show a lower expansion velocity (e.g., about 8 km s^{-1} at the present time). And third, the spectral index of the radio continuum source should be $\alpha = -0.1$ at centimeter wavelengths, which

could also be measured by sensitive VLA-PT observations. Of course, in this scenario we would be witnessing the birth of an HII region, an unlikely situation given the improbability of observing such a short-lived event. In addition, the symmetry of the spherical molecular shell could be affected by internal instabilities and by ambient inhomogeneities during the expansion of the HII region.

Capítulo 5

Observations of Water Maser and Radio Continuum Emission in AFGL 2591¹

¹Artículo publicado en el ApJ (Observations of Water Masers and Radio Continuum Emission in AFGL 2591, M.A. Trinidad, S. Curiel, J. Cantó, P. D'Álessio, L.F. Rodríguez, J.M. Torrelles, J.F. Gómez, N.A. Patel, and P.T.P. Ho 2003, The Astrophysical Journal, 589, 386-396).

Abstract

We report results of continuum (1.3 and 3.6 cm) and H_2O maser line high-angular resolution observations, made with the Very Large Array in the A configuration, toward the star-forming region AFGL 2591. Three radio continuum sources (VLA 1, VLA 2 and VLA 3) were detected in the region at 3.6 cm, and one source (VLA 3) at 1.3 cm. VLA 1 and VLA 2 appear resolved and their spectral indices suggest free-free emission from optically thin H II regions. VLA 3 is elongated in the east-west direction, along the axis of the bipolar molecular outflow observed in the region. Its spectral energy distribution is consistent with it being a ~ 200 AU optically thick disk plus a photoionized wind. In addition, we detected 85 water maser spots toward the AFGL 2591 region, which are distributed in three main clusters. Two of these clusters are spatially associated with VLA 2 and VLA 3, respectively. The third cluster of masers, including the strongest water maser of the region, does not coincide with any known continuum source. We suggest that this third cluster of masers is excited by an undetected protostar that we predict to be located $\simeq 0''.5$ (500 AU) north from VLA 3. The maser spots associated with VLA 3 are distributed along a shell-like structure of $0''.01$ size, showing a peculiar velocity-position helical distribution. We propose that VLA 3 is the powering source of the observed molecular outflow in this region. Finally, we support the notion that the AFGL 2591 region is a cluster of B0-B3 type stars.

5.1 Introduction

Current models for single star formation require a “disk-YSO-outflow” system in order to explain phenomena such as Herbig-Haro (HH) objects, high-velocity bipolar molecular outflows, jets, and H_2O and OH masers. Interferometric water maser observations of star-forming regions are a very powerful tool to study the kinematics and dynamics of the gas very close to the central engine responsible for these phenomena associated with the star formation. In particular, H_2O masers have been shown to be a good tracer of circumstellar disks and radio jets in young stellar objects (YSOs) (e.g., Chernin 1995, Claussen et al. 1998, Shepherd & Kurtz 1999, Furuya et al. 1999, 2000, Patel et al. 2000, Torrelles et al. 1998, 2001a, Seth, Greenhill, & Holder 2002).

AFGL 2591 is located in the Cygnus X region, embedded in a molecular cloud with a velocity of $V_{\text{LSR}} = -5.7 \text{ km s}^{-1}$ (van der Tak et al. 1999). AFGL 2591 is a very luminous IR source ($L_{\text{bol}} \sim 9 \times 10^4 L_{\odot}$ at a distance of 2 kpc, Lada et al. 1984), which is completely obscured at optical wavelengths. This infrared source has been suggested to be the powering source of a bipolar molecular outflow aligned in the east-west direction (Bally & Lada 1983; Torrelles et al. 1983; Lada et al. 1984; Mitchell et al. 1991). The distance to AFGL 2591 is very uncertain (between 1 and 2 kpc), although more recent studies of this region generally assume 1 kpc (Hasegawa & Mitchell 1995; van der Tak et al. 1999). This is the distance that we will adopt in this paper (but will also discuss how results are modified if the distance is

increased to 2 kpc).

Four radio continuum sources have been detected near the infrared source AFGL 2591 (labeled n1 to n4 by Campbell 1984), but none of them was believed to coincide in position with AFGL 2591. Subsequent observations at infrared wavelengths from Tamura et al. (1991) showed that there are several point-like sources in this region and that the strongest IR source, denoted as NIRS 1, coincides in position (within their observational error of $\pm 1''$) with one of the radio continuum sources (n3) detected by Campbell (1984). In addition, a group of four H_2O maser spots was detected in the region by Tofani et al. (1995); three of them are clustered near the position of the radio component n3, while the other maser spot is located near n2.

The cross-calibration technique has been found to be ideal to observe simultaneously with the Very Large Array (VLA) in its A configuration the continuum and H_2O maser emission at 1.3 cm toward YSOs with angular resolution of $0''.08$ (Torrelles et al. 1996, 1998). With this technique, the atmospheric seeing effects at 1.3 cm can be fully compensated if a strong H_2O maser is present within the primary beam, which is used as the phase and amplitude reference. In this paper we analyze simultaneous VLA-A observations of the H_2O maser and continuum emission at 1.3 cm toward AFGL 2591 applying this cross-calibration technique. In addition we also present VLA-A 3.6 cm continuum observations toward AFGL 2591. Our main goals were: (1) to image the continuum emission of the YSOs with high-angular resolution to elucidate the nature of the radio sources, (2) to identify the powering source(s) of the extended bipolar molecular outflow, and (3) to study the spatio-kinematical distribution of the water masers measuring at mas accuracy the relative positions of the masers and the continuum emission to elucidate its relationship.

5.2 Observations

The observations were made with the VLA of the National Radio Astronomy Observatory (NRAO)² in the A configuration during 1999 June 29. We observed simultaneously the 1.3 cm continuum and the H_2O maser emission, using two different bandwidths, one of 25 MHz with seven channels for the continuum and the other one of 3.125 MHz with 63 channels for the line emission. The bandwidth for the continuum measurements was centered at 22285.080 MHz, while the H_2O line was centered at the frequency of the $6_{16} \rightarrow 5_{23}$ maser line (rest frequency 22235.080 MHz) with $V_{LSR} = -7.6 \text{ km s}^{-1}$. Both right and left circular polarizations were sampled in the two different bandwidths. In addition, we also observed at 3.6 cm the continuum emission in both circular polarizations with an effective bandwidth of 100 MHz. The absolute amplitude calibrator was 1328+307 with an adopted flux density of 2.51 Jy at 1.3 cm and 5.18 Jy at 3.6 cm. The phase calibrator was 2023+336 with a

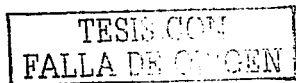
²NRAO is a facility of the National Science Foundation operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc.

bootstrapped flux density of 1.85 Jy at 1.3 cm and 2.43 Jy at 3.6 cm.

The initial calibration of the 1.3 cm data was done separately for each of the two bandwidths. We searched the narrow bandwidth data for the spectral channel with the strongest H₂O maser emission, self-calibrating the signal in this particular channel in both phase and amplitude. We then cross-calibrated the data applying the phase and amplitude corrections to both the narrow and broad bandwidths, removing in this way the atmospheric and instrumental errors (see Reid & Menten 1990, Torrelles et al. 1996). Calibration and further mapping, of both the H₂O and the continuum data, were done using the Astronomical Image Processing System (AIPS) of NRAO. We made cleaned images of the field setting the ROBUST parameter of the AIPS task IMAGR to 0, to optimize the compromise between angular resolution and sensitivity. The resulting beam sizes were 0''08 (1.3 cm) and $\simeq 0''3$ (3.6 cm). The achieved rms noise of the continuum images is 190 and 40 μ Jy beam⁻¹ at 1.3 and 3.6 cm, respectively.

In addition, we requested from the VLA archive the 6 cm continuum data published by Campbell (1984). We recalibrated and made maps of these data using the current procedures of AIPS. We then measured the flux densities of the sources at this wavelength and used these values together with our 3.6 and 1.3 cm continuum flux densities values to calculate their spectral indices (see §4.1).

5.3 Results



5.3.1 Continuum Emission at 3.6 cm and 1.3 cm

The contour map of the AFGL 2591 region at 3.6 cm is shown in Figure 5.1. We detected three sources in the field (VLA 1, VLA 2, and VLA 3), which coincide with the previously detected sources (n1, n2, and n3) at 6 and 3.6 cm by Campbell (1984) and Tofani et al. (1995). The fourth source detected by Campbell was not detected by us. Their positions and flux densities are given in Table 5.1. At 3.6 cm, VLA 1 is the strongest and more extended source ($2''5 \times 2''4$) in the field. VLA 2 is also spatially resolved at this wavelength ($0''98 \times 1''24$, PA=177°). VLA 3, the weakest source in the field, appears unresolved at 3.6 cm ($\leq 0''3$).

At 1.3 cm, the only source detected in the region is VLA 3. Sources VLA 1 and VLA 2 are relatively extended and their flux density inside a synthesized beam is too small in the 1.3 cm observations. In addition, source VLA 1 is beginning to be resolved out by the interferometer. Source VLA 3 is elongated in the east-west direction (Figure 5.2). This fact was previously noted by Campbell (1984) at 6 cm with a beam of $\sim 0''35$. The elongation of VLA 3 roughly coincides with the axis of the bipolar molecular outflow observed in the region. These results suggest that VLA 3 is probably the energy source of the bipolar outflow.

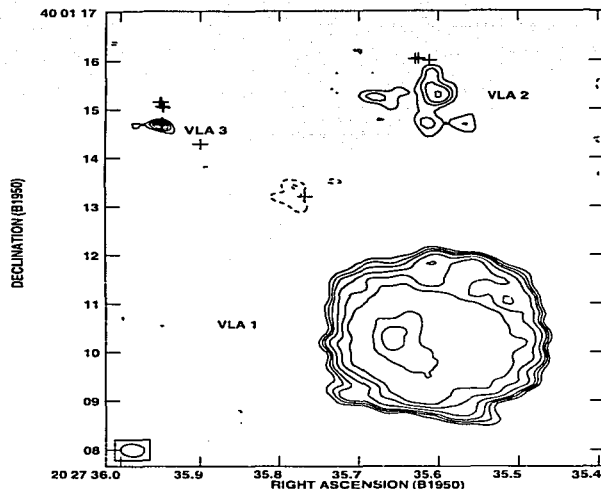


Figure 5.1: Continuum contour map of the AFGL 2591 region at 3.6 cm. Contours are $-4, -3, 3, 4, 5, 7, 10, 14, 28$ and 35 times $40 \mu\text{Jy beam}^{-1}$, the rms of the map. The beam ($0''.33 \times 0''.26$, $\text{PA} = 81.8^\circ$) is shown in the lower left-hand corner. The crosses indicate the position of the H_2O maser spots detected in this region. The total number of maser spots is 85. However, many appear overlapped at this scale.

TEST CON
FALL 1998 ORIGIN

5.3.2 Water Masers

We detected 85 water maser spots in the field (see Figure 5.1). Most of the maser spots are distributed in three main clusters. One appears to be associated with VLA 2 (22 spots), another one spatially coincides with VLA 3 (29 spots), and the third one is located $\sim 0''.5$ north from VLA 3 (23 spots, including the strongest maser in the region with $S_\nu = 70.3$ Jy). Two more groups of 4 and 7 maser spots, respectively, were found between VLA 1 and VLA 3. None of the detected maser spots spatially coincides with VLA 1. Most of the maser spots have a single velocity component (in the velocity range $V_{\text{LSR}} = -28$ to $+12.8 \text{ km s}^{-1}$) and a line width $\leq 1.2 \text{ km s}^{-1}$. The position, radial velocity, and flux density of the H_2O masers detected in the region are listed in Tables 5.2, 5.3, 5.4, and 5.5. The rms noise of the velocity channels ranges from 28 mJy beam^{-1} for the channel where the strongest maser spot was detected, to 5 mJy beam^{-1} for the channels with the weakest water maser emission.

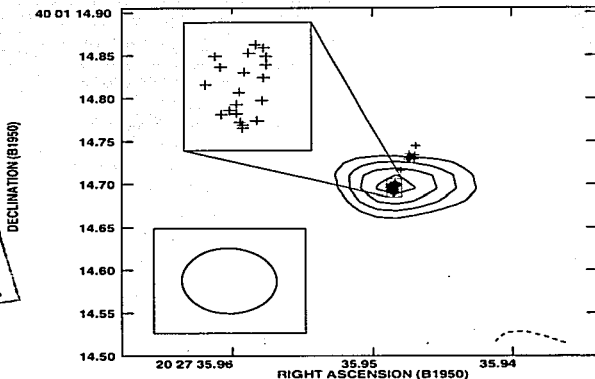


Figura 5.2: Continuum contour map of the radio source VLA 3 in the AFGL 2591 region at 1.3 cm. Contours are $-4, -3, 3, 4, 5, 6, 7$ times $190 \mu\text{Jy beam}^{-1}$, the rms noise of the map. The beam size ($0''.008$) is indicated in the lower left-hand corner. The crosses indicate the position of the H_2O maser spots associated with VLA 3. Note that the group of maser spots at the center of the source appears to trace a shell-like structure when the upper-left three spots are not included.

5.4 Discussion

The radio continuum sources found in the star forming region AFGL 2591 were interpreted by Campbell (1984) as “leaks” from an otherwise highly obscured ionizing source at the infrared position or alternatively, as a cluster of B-type stars powering individual H II regions. Assuming that the sources in AFGL 2591 are B-type stars, Tofani et al. (1995) suggested that n1 (VLA 1) is the most evolved of them and n3 (VLA 3) is the youngest one. Also, van der Tak et al. (1999), using OVRO continuum data, detected two sources in the region, n1 (VLA 1) and n3 (VLA 3). For n3 (VLA 3), they calculated a spectral index of 1.7 ± 0.3 between 86 and 226 GHz and showed that it has an excess in the thermal emission, probably from dust emission, which may reside in an optically thick, compact structure with a diameter of ≤ 30 AU. For n1 (VLA 1) they calculated a spectral index $\alpha = -0.03 \pm 0.1$ consistent with an optically thin H II region.

Flux densities at several frequencies allow us to estimate the spectral indices for the continuum sources. Using Campbell’s observations (1984) at 6 cm, our data at 1.3 and 3.6 cm, and the observed flux densities in the millimeter region (van der Tak et al. 1999), we have calculated the spectral indices for VLA 1, VLA 2, and VLA 3. Given that there

Tabla 5.1: Positions, flux densities and spectral indices of the radio continuum sources in AFGL 2591.

Source	Position ^a		ν (GHz)	S_ν (mJy)	Spectral Index	Range ^b	Ref.
	α (1950)	δ (1950)					
VLA 1	20 27 35.66	40 01 10.28	4.9	84.62 ± 0.2			1
			8.4	94.98 ± 0.2	0.21 ± 0.01	1	2
			87	87 ± 1.4	-0.03 ± 0.01	2	3
			106	71 ± 1.2			3
VLA 2	20 27 35.60	40 01 15.37	4.9	4.55 ± 0.2			1
			8.4	4.95 ± 0.2	0.15 ± 0.1	1	2
VLA 3	20 27 35.951	40 01 14.687	4.9	0.53 ± 0.12			1
			8.4	0.47 ± 0.16	-0.21 ± 0.7	1	2
			22.2	1.57 ± 0.4	1.4 ± 0.4	3	2
			87	29.5 ± 0.8			3
			106	38.7 ± 0.7			3
			115	52.9 ± 1.5	2.3 ± 0.4	4	3
			22G	151 ± 4.5			3

^aPosition of the continuum peak at 8.4 GHz (this paper). Units of right ascension are hours, minutes, and seconds, and units of declination are degrees, arcminutes, and arcseconds.

^bSpectral indices in the range: (1) 5 and 8.4 GHz, (2) 5, 8.4, 87 and 106 GHz, (3) 8.4 and 22.2 GHz, (4) 87, 106 and 115 GHz.

References. — (1) Campbell 1984; (2) This work; (3) van der Tak et al. 1999.

is no evidence of variability of these sources (Tofani et al. 1995, this paper), the spectral indices that we present in this paper (Table 5.1) can be used to investigate the nature of the sources (§4.1). In addition we also address the study of the spatio-kinematical distribution of the water masers around the continuum sources (§4.2).

5.4.1 Radio Continuum Sources: Spectral Indices

VLA 1

VLA 1 is the most intense source at 3.6 cm, but it was not detected at 1.3 cm and has no H₂O maser emission associated to it. The flux density value that we obtain at 3.6 cm is consistent with the flat spectral index $\alpha = -0.03 \pm 0.1$ obtained by van der Tak et al. (1999) in the 87–115 GHz range, indicating that VLA 1 is an optically thin H II region. In fact, assuming

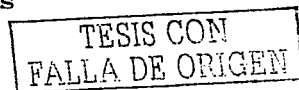


Tabla 5.2: H₂O Masers Associated with AFGL 2591:VLA 2.

Position ^a		V _{LRS}	S _ν
α(1950)	δ(1950)	(km s ⁻¹)	(Jy)
20 ^h 27 ^m	40° 01'		
35.61151	16.0024	12.1	0.06
35.61156	16.0052	3.6	0.13
35.61160	16.0067	4.2	0.14
35.61164	16.0022	2.9	0.05
35.61164	16.0094	4.9	0.07
35.61201	16.0044	12.8	0.10
35.62540	16.0362	-24.7	0.04
35.62598	16.0429	-28.0	3.15
35.62606	16.0444	-8.9	4.44
35.62614	16.0444	-8.3	42.47
35.62616	16.0444	-7.6	68.43
35.62617	16.0444	-6.9	31.86
35.62618	16.0439	-6.3	0.88
35.62622	16.0482	-26.0	0.12
35.62627	16.0458	12.8	0.52
35.62651	16.0465	12.1	0.12
35.62963	16.0371	-12.9	0.16
35.62983	16.0324	-10.2	3.82
35.62986	16.0322	-11.5	7.02
35.62987	16.0326	-12.2	1.91
35.62990	16.0320	-10.9	8.44
35.63074	16.0387	-13.5	0.03

^aUnits of right ascension are hours, minutes, and seconds, and units of declination are degrees, arcminutes, and arcseconds.

that VLA 1 is a homogeneous, isothermal ($T = 10^4$ K) and spherical H II region, we estimate an opacity $\tau_{3.6\text{cm}} \approx 0.16$. In addition, assuming that AFGL 2591 is at a distance of 1 kpc, we obtain that this H II region has an electron density $N_e = 6.0 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, an ionized mass $M_{H II} = 1.3 \times 10^{-3} M_\odot$, and that the necessary rate of ionizing photons is $N_i = 2.9 \times 10^{46} \text{ s}^{-1}$. This number of ionizing photons can be provided by a zero-age main-sequence (ZAMS) B0.5 star (Panagia, 1973). All these values are summarized in Table 5.6. In the case that AFGL 2591 is at a distance of 2 kpc, we derive $N_e = 4.3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $M_{H II} = 7.5 \times 10^{-3} M_\odot$ and $N_i = 1.1 \times 10^{47} \text{ s}^{-1}$, which can be provided by a ZAMS B0 or earlier star.

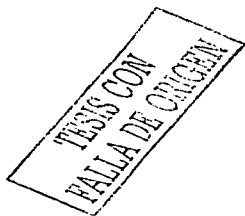


Tabla 5.3: H₂O Masers Associated with AFGL 2591:VLA 3.

Position ^a		V_{LRS} (km s ⁻¹)	S_ν (Jy)
$\alpha(1950)$	$\delta(1950)$		
20 ^h 27 ^m	40° 01'		
35.94688	14.7447	-9.6	0.07
35.94695	14.7337	-12.2	0.13
35.94699	14.7292	-11.5	0.08
35.94731	14.7320	-12.9	0.39
35.94732	14.7289	-10.9	0.08
35.94736	14.7348	-10.2	0.08
35.94741	14.7309	-13.5	0.62
35.94747	14.7290	-14.2	0.44
35.94799	14.7162	-14.8	0.25
35.94836	14.6985	-24.1	4.06
35.94836	14.6996	-23.4	5.12
35.94838	14.6968	-24.7	2.72
35.94838	14.7007	-22.7	5.56
35.94839	14.6938	-25.4	1.73
35.94843	14.6912	-26.0	1.20
35.94844	14.7011	-22.1	6.19
35.94849	14.7000	-21.4	7.29
35.94853	14.6975	-20.8	7.69
35.94854	14.6902	-26.7	0.80
35.94854	14.6906	-17.5	1.97
35.94856	14.6910	-18.1	4.44
35.94857	14.6949	-20.1	7.40
35.94859	14.6921	-18.8	6.76
35.94859	14.6933	-19.4	7.48
35.94865	14.6925	-16.8	0.74
35.94871	14.6920	-27.3	0.41
35.94872	14.6982	-28.0	0.29
35.94876	14.6996	-15.5	0.29
35.94884	14.6959	-16.2	0.41

^aUnits of right ascension are hours, minutes, and seconds, and units of declination are degrees, arcminutes, and arcseconds.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Tabla 5.4: H₂O Masers 0.5'' to the North of AFGL 2591:VLA 3.

Position ^a		V _{LRS}	S _ν
α(1950)	δ(1950)	(km s ⁻¹)	(Jy)
20 ^h 27 ^m	40° 01'		
35.94565	15.0396	-27.3	0.13
35.94680	15.0724	-8.9	6.16
35.94703	15.0688	-8.3	36.34
35.94710	15.0679	-7.6	70.28
35.94714	15.0676	-6.9	57.86
35.94719	15.0682	-6.3	24.58
35.94724	15.0688	12.8	0.35
35.94725	15.0628	-26.0	0.05
35.94725	15.0722	-5.6	8.77
35.94728	15.0672	-28.0	1.43
35.94748	15.0693	12.1	0.09
35.94848	15.1540	-14.8	0.02
35.94870	15.1566	-9.6	2.97
35.94872	15.1558	-14.2	0.13
35.94875	15.1555	-12.9	0.58
35.94878	15.1554	-13.5	0.29
35.94892	15.1560	-12.2	1.76
35.94898	15.1568	-10.2	6.85
35.94910	15.1568	-11.5	5.57
35.94911	15.1571	-10.9	8.89
35.94991	15.1490	-3.0	0.05
35.95061	15.1501	-5.0	3.57
35.95067	15.1500	-4.3	0.87

^aUnits of right ascension are hours, minutes, and seconds, and units of declination are degrees, arcminutes, and arcseconds.

VLA 2

This radio source has a spectral index of 0.15 ± 0.1 between 6 and 3.6 cm, which is consistent with a partially optically thick H II region. Using the same assumptions as in VLA 1, and its observed size at 3.6 cm ($0''.98 \times 1''.24$), we derive for VLA 2 an electron density $N_e = 8.4 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, an ionized mass $M_{H \text{ II}} = 1.7 \times 10^{-4} M_\odot$, and a rate of ionizing photons $N_i = 5.1 \times 10^{45} \text{ s}^{-1}$. These ionizing photons can be supplied by a ZAMS B1 star. If the distance is increased to 2 kpc, we obtain $N_e = 5.9 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $M_{H \text{ II}} = 9.6 \times 10^{-4} M_\odot$ and $N_i = 2.1 \times 10^{46} \text{ s}^{-1}$, which can be provided by a ZAMS B0.5 star (Table 5.6). Alternatively, the elongation of the

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

source and its spectral index could also have been explained by a thermal radio continuum jet. The spectral index of 0.15 ± 0.1 is similar to those found in thermal radio continuum jets associated to low mass YSOs (e.g., HH 1-2) (Rodríguez et al. 1990). In this case, the powering source of VLA 2 could be a low mass star, and the continuum emission be produced by shocked gas from a collimated stellar wind (Curiel, Cantó, and Rodríguez 1987; González and Cantó 2002). However, there is no report of outflow activity in the north-south direction in this region.

VLA 3

VLA 3 was detected at both wavelengths, 3.6 and 1.3 cm (this paper, see Figures 5.1 and 5.2) and at 6 cm (Campbell 1984). The spectral index between 6 and 3.6 cm is $\alpha_{(6-3.6\text{cm})} = -0.2 \pm 0.7$, which is consistent with it being an optically thin H II region. On the other hand, the millimeter emission (van der Tak et al. 1999) and the 1.3 cm emission (this paper) are consistent with a spectral index of $\simeq 2$ (see Figure 5.3), suggesting that the emission at these wavelengths is produced by an optically thick compact core. Thus, the observed emission between 6 cm and 1.3 mm appears to be consistent with VLA 3 being an H II region of the core-halo type (see Figure 5.4). Alternatively, these results could also be consistent with VLA 3 being an ionized wind plus a compact circumstellar disk. Both scenarios are discussed below.

Tabla 5.5: Other H₂O Masers in AFGL 2591

Position ^a		V _{LRS} (km s ⁻¹)	S _ν (Jy)
α(1950)	δ(1950)		
20 ^h 27 ^m	40° 01'		
35.89887	14.2897	1.6	0.03
35.89930	14.2881	-0.4	0.05
35.89951	14.2910	1.0	0.14
35.89958	14.2900	0.3	0.16
35.76748	13.2037	4.2	0.18
35.76748	13.2042	4.9	0.16
35.76751	13.2080	8.2	0.04
35.76757	13.2011	5.6	0.06
35.76758	13.2012	3.6	0.06
35.76773	13.2068	7.5	0.05
35.76807	13.2007	6.9	0.03

^aUnits of right ascension are hours, minutes, and seconds, and units of declination are degrees, arcminutes, and arcseconds.

Tabla 5.6: Derived physical parameters of the H II regions found in AFGL 2591.

Source	N_e 10^3 cm^{-3}	M_{HII} $10^{-5} M_\odot$	N_i 10^{44}	Type ^a Star
Distance = 1 Kpc				
VLA 1	60	132	286	B0.5
VLA 2	84	17	51	B1
VLA 3	4.7	1.5	0.3	B3
Distance = 2 Kpc				
VLA 1	43	745	1142	B0
VLA 2	59	96	205	B0.5
VLA 3	3.3	8.6	1.0	B2

^aPanagia (1973)

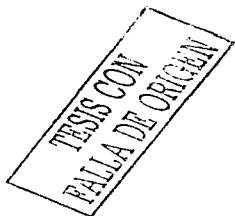
H II Region Scenario

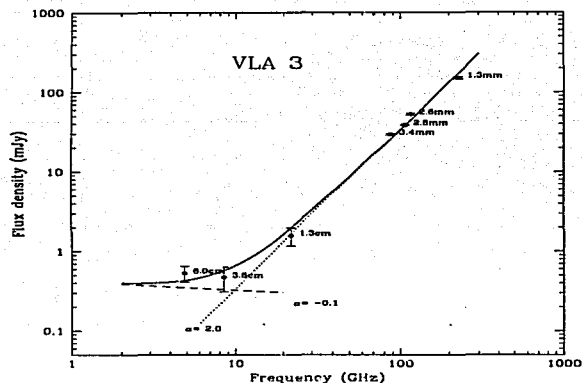
Assuming that both, the core and the halo are homogeneous, isothermal and spherical H II regions, the flux density of the core-halo system can be approximately estimated by

$$S_\nu = \frac{B_\nu}{D^2} \left[\pi R_c^2 + \frac{4\pi}{3} \tau_H \frac{(R_H^3 - R_c^3)^{3/2}}{(R_H - R_c)} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-2.1} \right] \quad (5.1)$$

where the first term is associated with emission from the optically thick core and the second term with emission from the optically thin halo. In this equation, B_ν is the Planck function, D is the distance to the source, R_c and R_H are the radius of the core and the halo, respectively, and τ_H is the optical depth at the center of the halo at frequency ν_0 .

Fitting the observed flux densities from 5 to 226 GHz with equation 1, we find that the radius of the compact core, R_c is ~ 12 AU. This core requires a B0.5 ZAMS star to maintain its ionization. In addition, assuming that the halo emission is produced in a shell with an internal radius R_c and an unknown external radius R_H , we can calculate some physical parameters of the halo. Since at 6 cm the emission is optically thin (i.e., dominated by the extended optically thin halo), the size of the source (~ 650 AU) measured at this wavelength is a good approximation for the external radius R_H . Under these assumptions, we estimate that the halo has an opacity of ~ 0.001 at 6 cm, being consistent with an optically thin H II region. Then, we find that the electron density in the halo is $N_e \simeq 4.65 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ and the ionized mass is $M_{HII} = 1.53 \times 10^{-5} M_\odot$. The necessary rate of ionizing photons is $N_i = 2.6 \times 10^{43} \text{ s}^{-1}$, which can be provided by a ZAMS B3 star (Panagia, 1973). These values are calculated assuming a distance of 1 kpc to VLA 3 (see Table 5.6) and they are lower limits since we are not taking the core into account. If we assume a distance of 2 kpc we obtain that $N_e \simeq 3.27 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$, $M_{HII} \simeq 8.61 \times 10^{-5} M_\odot$ and $N_i \simeq 1.01 \times 10^{44} \text{ s}^{-1}$,





TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Figura 5.3: Centimeter and millimeter spectrum of source VLA 3 (see also Table 5.1). The flux density at low frequencies is dominated by free-free emission from an optically thin H II region, while the flux density at high frequencies is originated from a compact core. The solid line corresponds to the fit of the data using the expected energy distribution from the core-halo H II model discussed in the text (see subsection 5.4.1).

which can be provided by a ZAMS B2 star (Panagia, 1973). These results are consistent with the (ZAMS) B2.5 type source proposed by Campbell (1984).

A core-halo scenario seems plausible, although such a configuration is not stationary. The density is higher in the core than in the halo while their temperature are similar. Thus, the thermal pressure in the core is higher than in the halo. In this configuration, the core would tend to expand with a velocity of the order of the sound speed in the ionized medium.

Ionized Wind + Circumstellar Disk Scenario

The spectral energy distribution (SED) shown in Figure 5.3 could be produced by thermal emission of dust located in a circumstellar disk and free-free emission from an ionized wind or jet. The observed spectral index in the millimeter wavelength range is $\alpha \approx 2$, which could be consistent with both, an optically thick disk and an optically thin disk with very large dust grains (see Beckwith & Sargent 1991; D'Álessio, Calvet & Hartmann 2001). It is important to mention that there are not enough observational constraints to find a unique disk model for VLA3. Here, we just explore a restricted set of disk parameters in order to fit the observed SED and we discuss the plausibility of this scenario.

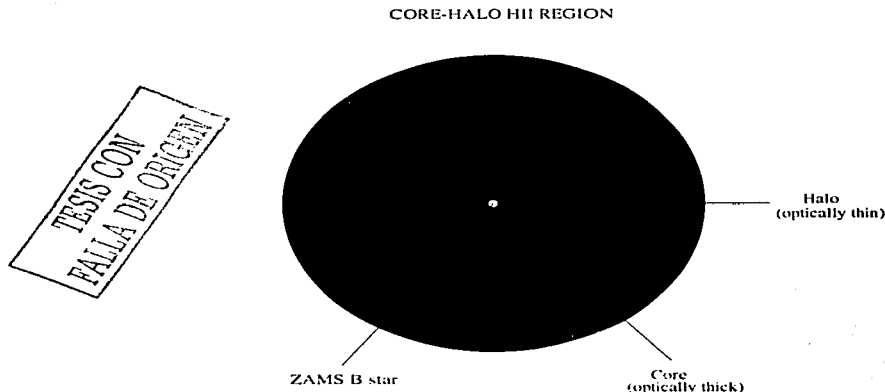


Figura 5.4: Scheme of the proposed core-halo H II model for VLA 3. The outer radius of the core and the outer radius of the halo are estimated to be ~ 12 AU and ~ 650 AU, respectively.

a) Optically Thick Disk. First, we consider the case of an optically thick accretion α -disk, irradiated by the central star. We assume that the central star has a spectral type B0.5V, since a star between B0 and B1 is required to photoionize an isothermal wind and explain the observed value of flux density at 4.9 GHz (see table 4 from Rodríguez & Cantó, 1983). This corresponds to a stellar radius $R_* = 5 R_\odot$, a mass $M_* = 10 M_\odot$ (assuming a surface gravity $\log(g) = 4$), an effective temperature $T_* = 26200$ K, and a luminosity $L_* = 11000 L_\odot$ (Panagia 1973). The outer disk opacity in the millimeter wavelength range is dominated by dust. We adopt the abundances for silicates, organic refractories, troilite and water ice grains given by Pollack et al. (1994), the standard MRN distribution of grain sizes (Mathis, Rumpl & Nordsieck 1977), i.e., $n(a) \sim a^{-p}$, with $p = 3.5$ and a maximum radius $a_{max} = 1$ mm. These dust properties correspond to a total dust extinction coefficient $\chi(1.3 \text{ mm}) = 0.3 \text{ cm}^2/\text{g}$, an albedo of $w(1.3 \text{ mm}) = 0.946$, and an absorption coefficient $\kappa(1.3 \text{ mm}) = 0.016 \text{ cm}^2/\text{g}$. Since the albedo of big grains in the mm wavelength range is very large, we include the contribution of the emissivity in scattered light in the integration of the radiative transfer equation through the disk (see D'Álessio et al. 2001). For this dust composition and size distribution, the absorption coefficient in the mm range can be written in the standard power law form as $\kappa_\nu \approx 0.016(\lambda/1.3\text{mm})^{-\beta}$, with $\beta \approx 1$.

The inclination angle of the disk axis relative to the line of sight is taken to be $i = 60^\circ$, roughly consistent with the fact that the molecular outflow associated with VLA 3 is observed more or less in the plane of the sky (i.e. the disk is not pole-on). The remaining input parameters of the model calculation are the disk mass accretion rate $\dot{M}_{acc}$, the Shakura-Sunyaev

viscosity parameter α_v and the disk radius R_d . The equations and numerical procedure are described in D'Alessio et al. (1998, 1999, 2001). In summary, the disk is considered to be steady, axisymmetric and geometrically thin. Its self-gravity is neglected compared to the stellar gravity, and it is assumed to be in keplerian rotation and in hydrostatic equilibrium in the vertical direction. We assume that dust and gas are well mixed and thermally coupled, thus, we calculate a unique temperature as a function of position in the disk. The main heating mechanisms we include are viscous dissipation, described using the α -prescription (Shakura & Sunyaev 1972), and stellar irradiation. For the last one, we solve the radiative transfer of stellar radiation through the disk, taking into account its impinging direction and the different wavelength ranges that characterize the stellar and the disk radiation fields. We take into account that the energy can be transported by radiation, convection and a turbulent energy flux consistent with the α -prescription. Once the central star (M_* , R_* and T_*), the dust content (abundances, distribution of grain sizes), the disk mass accretion rate $\dot{M}_{acc}$ and α_v are specified, we integrate the complete set of vertical structure equations. Then, given the disk structure (i.e., temperature, density, ionization fraction, etc., as a function of radius and height), we integrate the monochromatic radiative transfer equation through the disk, for an arbitrary inclination angle respect to the line of sight, and a minimum and a maximum disk radius. Finally, the SED is constructed.

We change $\dot{M}_{acc}$ between 10^{-8} to $10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, corresponding to accretion luminosities $L_{acc} = G\dot{M}_{acc}M_*/R_*$ from 0.6 to $600 L_\odot$ for the adopted central star. And changing the viscosity parameter α_v , we construct disk models with different mass surface density. In an α -disk the mass surface density is $\Sigma = \dot{M}_{acc}\Omega_K/3\pi\alpha_v c_s(T_c)^2$, where Ω_K is the keplerian angular velocity, $c_s(T_c)$ is the sound speed evaluated at the midplane temperature, i.e., $T_c = T(z=0)$. In all the cases we have calculated here, the stellar irradiation is the main disk heating mechanism for $R > 20$ AU, being the viscous dissipation important in heating the disk midplane for smaller radii. Thus, in these cases the mass surface density scales as $\Sigma \sim \dot{M}_{acc}/\alpha_v$ for $R > 20$ AU.

We find a family of models with a minimum disk mass surface density, Σ_{min} (i.e., marginally optically thick outer disk), that can explain the observed SED. They correspond to values of $\dot{M}_{acc}$ and α_v that satisfy the relation $\dot{M}_{acc}/\alpha_v \approx 10^{-4} M_\odot \text{ yr}^{-1}$. These models have a midplane temperature $T_c \sim 300(R/20 \text{ AU})^{-0.46}$ K and a mass surface density $\Sigma \sim 500(R/20 \text{ AU})^{-1} \text{ g/cm}^2$, for $R > 20$ AU. However, for smaller radii both, the midplane temperature and the surface density, deviates from simple power laws.

Figure 5.5 (panel a) shows the SED of these Σ_{min} -models. The SED of a purely viscous disk with $\dot{M}_{acc} = 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ and $\alpha_v = 0.01$ is also plotted to illustrate the importance of the stellar irradiation. The SEDs of all the irradiated models that satisfy the relation $\dot{M}_{acc}/\alpha_v = 10^{-4}$ are the same in the mm range, but differ in the near infrared where most of the intrinsic disk luminosity emerges. The adopted disk radius for these models is $R_d = 220$ AU, and their total mass (gas + dust) is $M_d \approx 1.5 M_\odot$, i.e., 15 % of the stellar mass.

Figure 5.5 (panel b) shows an example of the SED of a disk model with a smaller outer surface density ($\sim 0.1\Sigma_{min}$). This model has $\dot{M}_{acc} = 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ and $\alpha_v = 0.1$, and for $R_d = 220$ AU, its mass is $M_d = 0.16 M_\odot$. In this model, the contribution of optically

thin regions to the total millimetric flux density becomes important enough to increase the spectral index with respect to the observed value. Figure 5.5 (panel b) also shows an example of the SED of a disk with a larger value of the mass surface density ($\sim 10\Sigma_{min}$) which is consistent with the observed SED. This model has $\dot{M}_{acc} = 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ and $\alpha_v = 0.01$, and for $R_d = 220 \text{ AU}$, its mass is $M_d = 12 M_{\odot}$, which is higher than the mass of the central star. In spite of the fact that our disk model is not valid for this massive disk, since its self-gravity cannot be neglected, its SED is shown as an example. The predicted SED in the millimeter wavelength range is very similar to the SED of the Σ_{min} -models (see Figure 5.5 [panel a and b]), because the disk is optically thick. However, in the centimeter wavelength range the emergent flux density increases with respect to the Σ_{min} -models because the area of the optically thick region of the disk increases.

b) Optically Thin Disk. We now consider the alternative that the SED is being produced by an optically thin disk with large grains. If the maximum grain size increases to $a_{max} > 1 \text{ m}$, and the grain size distribution becomes flatter, then $\beta \approx 0$ for compact spherical grains (see D'Alessio et al. 2001). In particular, for $a_{max} = 1 \text{ m}$, $p=2.5$, $\chi(1.3 \text{ mm}) = 4.6 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{g}$, $w(1.3 \text{ mm}) = 0.636$ and $\kappa(1.3 \text{ mm}) = 1.7 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{g}$. Thus, the absorption coefficient decreases by a factor of 100 with respect to the previous case where $a_{max} = 1 \text{ mm}$ and $p=3.5$. Figure 5.5 (panel c) shows the SED of a disk model with $\dot{M}_{acc} = 10^{-6}$, $\alpha_v = 0.01$, $R_d = 600 \text{ AU}$ and this new grain size distribution. Considering as before, a standard dust to gas mass ratio, the total disk mass of this model is $M_d = 8 M_{\odot}$, which is comparable to the mass of the central star. However, this model only produces a flux density $S_{\nu}(1.3 \text{ mm}) \approx 12 \text{ mJy}$, which is a factor of 13 smaller than the observed flux density. In principle, a disk with a mass $M_d \sim 100 M_{\odot}$ would be able to produce a flux density at 1.3 mm similar to the observed one. However, for such a high mass disk, the α -disk model is not valid, since it is based on the assumption that the disk self-gravity is negligible compared to the gravity of the central star.

c) Disk Plus a Photoionized Wind. In any case, the emergent flux density of dusty disk models becomes too small for $\lambda > 1.3 \text{ cm}$ compared to the observed SED. Thus, in this spectral range we assume that the SED is dominated by free-free emission from an ionized wind or jet, as the radio continuum observations suggest. At $\nu = 8.4 \text{ GHz}$ ($\lambda = 3.6 \text{ cm}$) the flux density produced by the wind should be $S_{\nu}^{wind} \approx 0.46 \text{ mJy}$ (since the disk models we have calculated only contribute with $\sim 0.01 \text{ mJy}$). Given the errors of the observed flux densities at 3.6 and 6 cm, the spectral index could be the standard isothermal spherical wind value $\alpha = 0.6$ or smaller.

In Figure 5.5 (panel d) we add the emission of the Σ_{min} -disk model described above to the flux density from an ionized wind flux density, estimated as $F_{wind}(\nu) = 0.46(\nu/8.4 \text{ GHz})^{\alpha} \text{ mJy}$. As we mentioned before, the central star should have a spectral type between B0 and B1 to photoionize this wind (Rodríguez & Cantó 1983). We consider two values, $\alpha = 0.6$ and 0.3, corresponding to a spherical isothermal uniform wind and a collimated wind, respectively. In the case of a spherical, completely photoionized, isothermal wind with $T_w = 10^4 \text{ K}$, the mass loss rate is (Rodríguez & Cantó 1983),

$$\left(\frac{\dot{M}_w}{10^{-6}M_\odot \text{ yr}^{-1}}\right) \approx 3 \left(\frac{S_\nu}{0.46 \text{ mJy}}\right)^{3/4} \left(\frac{\nu}{8.4 \text{ GHz}}\right)^{0.45} \left(\frac{d}{\text{kpc}}\right)^{3/2} \left(\frac{v_w}{10^3 \text{ km/s}}\right), \quad (5.2)$$

where $\dot{M}_w$ and v_w are the the mass loss rate and the velocity of the wind, respectively.

A collimated wind is much more efficient than a spherical wind at producing radio flux, and the mass loss rate from spherical wind can be overestimated by an order of magnitude (Reynolds 1986). Assuming that the turnover frequency is $\nu_m = 10$ GHz (since the turnover is not observed in the SED), a wind temperature $T_w = 10^4$ K, a jet injection opening angle $\theta_0 = 1$ rad, the mass loss rate of the collimated wind is (Beltrán et al. 2001),

$$\left(\frac{\dot{M}_w}{10^{-6}M_\odot \text{ yr}^{-1}}\right) \approx \frac{0.23}{\sin^{1/4} i} \left(\frac{S_\nu}{0.46 \text{ mJy}}\right)^{3/4} \left(\frac{\nu}{8.4 \text{ GHz}}\right)^{-3\alpha/4} \left(\frac{d}{\text{kpc}}\right)^{3/2} \left(\frac{v_w}{10^3 \text{ km/s}}\right) \left(\frac{\theta_0}{\text{rad}}\right)^{3/4}. \quad (5.3)$$

Thus, for $i = 60^\circ$, $v_w = 1000$ km/s, and $\alpha = 0.3$ the estimated mass loss rate is $\dot{M}_w \approx 2 \times 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, one order of magnitude less than $\dot{M}_w$ in the spherical case.

d) General Discussion. The idea that the SED of VLA3 in the millimeter wavelength range is produced by a circumstellar optically thick disk seems plausible. There are other examples of massive stars surrounded by disks in very early evolutionary phases (e.g. Shepherd, Claussen & Kurtz 2001; Cesaroni et al. 1997; Zhang et al. 1998, 2002). However, there are few Herbig Be stars with disk-like millimetric emission suggesting short lifetime ($t \lesssim 1$ Myr) of disks around early B stars probably because of a rapid evolution of their environment (Natta et al. 2000). VLA 3 seems to be a very young embedded object.

The α -disk models with minimum mass surface density ($\Sigma_{\min}$ - models) have a total mass $M_d \approx 1.5 = 0.15 M_\odot$, and radius $R_d \approx 200$ AU. Their viscous time scale evaluated at the maximum radius is $t_{\text{vis}}(200 \text{ AU}) \approx 2$ Myrs. The Toomre Q-parameter of these models is larger than 1 for $R \lesssim 300$ AU, so these $\Sigma_{\min}$ -disk models are gravitationally stable. However, if the mass surface density of the disk model (i.e., the ratio $\dot{M}/\alpha v$, for a given central star) increases by a factor of 1.4 the outer disk can be subject to gravitational instabilities. These higher mass models are also consistent with the observed SED, since the emission is dominated by the optically thick outer regions heated by the central star.

The optically thin disk models calculated (with an exponent for the dust opacity $\beta = 0$, given by a grain size distribution with $n(a) \sim a^{-2.5}$ and $a_{\text{max}} = 1$ m) require a huge disk mass ($M_d \sim 100 M_\odot \sim 10 M_\odot$) in order to explain the observed flux density. Since the disk mass is larger than the central star mass the assumption of a negligible disk self-gravity breaks down. Also, the outer disk of one of these models would be very gravitationally unstable, developing density waves that would transfer angular momentum rapidly (e.g., Hartmann 1998). The whole α -prescription for the viscosity is not valid. Another way to produce a given emergent flux density without increasing the disk mass, considering a low absorption coefficient as we do here, would be to increase the disk temperature. For an optically thin disk the emergent flux density is $S_\nu \sim M_d k < T > \kappa_\nu / \lambda^2$, where k is the Boltzmann constant

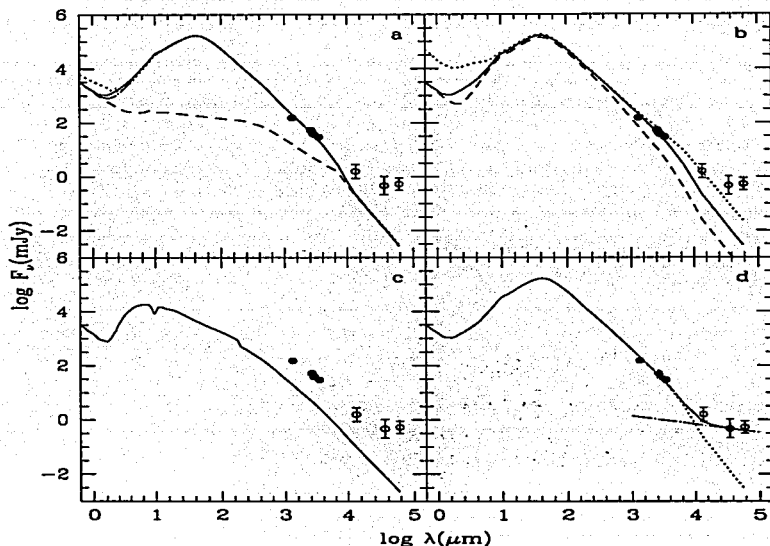


Figura 5.5: Panel (a) shows the SEDs for the irradiated Σ_{min} -disk models with $\dot{M}_{acc}/\alpha_v = 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. The different curves correspond to: $\dot{M}_{acc} = 10^{-7}$ (dot-dashed line), 10^{-6} (solid line) and $10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (dotted line). The disk maximum radius is $R_d = 220$ AU, the inclination angle is $i = 60^\circ$, the dust opacity corresponds to $\beta = 1$, and the central star is a B0.5 V. It also shows the SED of a non-irradiated viscous disk model with $\log \dot{M}_{acc} = -6$ and $\alpha_v = 0.01$ (dashed line). Panel (b) shows the SED of a disk with $\dot{M}_{acc} = 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ and $\alpha_v = 0.01$ (dotted line), $\dot{M}_{acc} = 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ and $\alpha_v = 0.01$ (solid line) and $\dot{M}_{acc} = 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ and $\alpha_v = 0.1$ (dashed line). These models have outer disks surface density roughly $10\Sigma_{min}$, Σ_{min} and $0.1\Sigma_{min}$, respectively. Panel (c) shows the SED of an optically thin disk with big grains ($\beta = 0$), $\dot{M}_{acc} = 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, $\alpha_v = 0.01$, $R_d = 600$ AU and $i = 60^\circ$ (solid line). Panel (d) Same as the solid line curve in (a) but adding a collimated photoionized wind component with a spectral index $\alpha = 0.3$. The disk set of models is shown in dotted line, the collimated wind in dashed line, and the total SED in solid line (see section 4.1.3 for details).

and $\langle T \rangle$ is a mass-weighted disk mean temperature. Additional heating mechanisms such as the disk irradiation by an envelope ("back-warming effect", e.g. Natta 1993, Butner, Natta & Evans 1994; D'Alessio, Calvet & Hartmann 1997) or the outer disk irradiation by the inner disk (Bell 1999), could help to decrease the mass of the disk required to explain the observed flux density. Also, the disk mass is estimated here assuming a standard dust to gas mass ratio, ζ_{std} . If ζ is larger than the standard, the disk mass would be smaller than what we have estimated here, proportional to ζ_{std}/ζ . This could be the case if dust has settled toward the disk midplane and gas is being evaporated from the disk by UV radiation (Hollenbach et al. 2000). In any case, additional observational constraints and modeling are required to further test these alternative explanations.

The mass loss rate inferred from the centimetric flux density assuming an isothermal uniform spherical wind is $\dot{M}_w \sim 3 \times 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, for $v_w = 1000 \text{ km/s}$. This wind can be photoionized by the central star B0.5V. (Rodríguez & Cantó 1983). On the other hand, if the wind is collimated, the mass loss rate could be a factor of 10 smaller. For low mass objects (Classical T Tauri stars, Fu Ori stars, e.g. Hartigan et al 1998, Calvet et al. 2000), there is a typical ratio of $\dot{M}_w/\dot{M}_{acc} \sim 0.01-0.1$, between wind mass loss rate to disk accretion rate. If a similar relation holds for massive stars, a disk mass accretion $\dot{M}_{acc} \sim 10^{-6} - 10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ would be consistent with the estimated mass loss rates.

5.4.2 Spatio-kinematical Distribution of the Water Masers

AFGL 2591:VLA 2 - H₂O Maser Region

A cluster of 22 maser spots is located about $0''.7$ ($\sim 700 \text{ AU}$) to the north of VLA 2 (Figure 5.1, 5.2). The velocity distribution of these masers does not show a systematic velocity gradient. Although this cluster of water masers does not spatially coincide with VLA 2, it is located along the direction of the major axis of the continuum source (see Figure 5.1), suggesting that VLA 2 could be their powering source. However, we cannot rule out the possibility that this cluster of masers could be associated with an undetected deeply embedded source located about $0''.7$ north from VLA 2.

AFGL 2591:VLA 3 - H₂O Maser Region

There is a cluster of 29 maser spots that spatially coincides with VLA 3. In addition, there is a second cluster of 23 maser spots about $\sim 0''.5$ ($\sim 500 \text{ AU}$) to the north of VLA 3 (see Figure 5.1). This second cluster of masers contains the brightest water maser component ($S_\nu = 70.3 \text{ Jy}$ at $V_{LSR} = -7.6 \text{ km s}^{-1}$; $\alpha(1950) = 20^h27^m35''.947$; $\delta(1950) = 40^\circ01'15''.068$) of the whole region. Although we cannot discard that this second cluster of masers is excited remotely by VLA 3, the fact that the radio continuum source is elongated in the east-west direction (see Figure 5.2), probably tracing the direction of the wind powering the extended

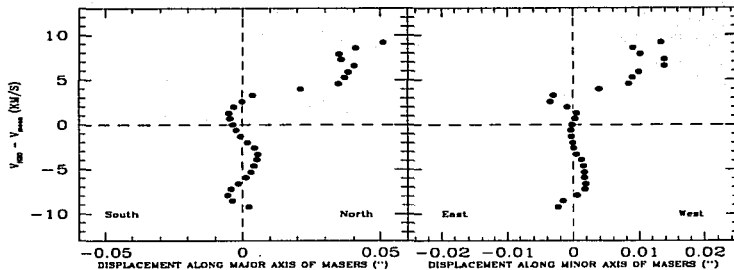
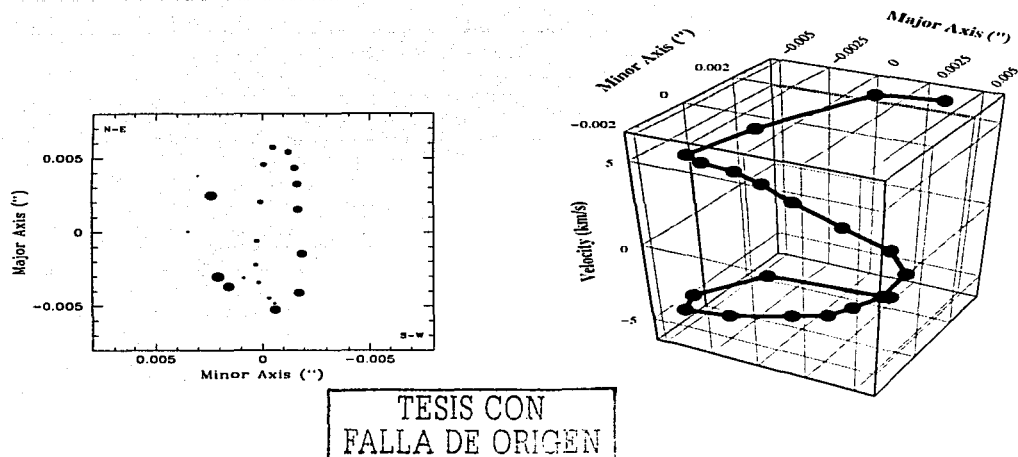


Figura 5.6: Two-dimensional position-velocity distribution of the cluster of maser spots associated with VLA 3. This figure shows the maser distribution along the major axis (*left*) and minor axis (*right*) with respect to their geometrical center. The horizontal axis corresponds to the relative position of the maser spots. The vertical axis corresponds to the radial velocity of the maser spots after subtracting their systemic velocity of -18 km s^{-1} .

bipolar molecular outflow, favors that this cluster of masers containing the brightest spot is being excited by an independent, still undetected embedded source, located about $0''.5$ north from VLA 3. In this sense we note that recent Very Long Baseline Array (VLBA) water maser observations of several star-forming regions have shown that the brightest maser spots are frequently associated with the weakest radio continuum source in the region, and in some cases they are located in regions without detectable continuum emission (e.g. Cepheus A, W75N; Torrelles et al. 2001a,b, 2003). If these two clusters of masers are excited by different sources, this would indicate that VLA 3 could be a binary system, separated by about 500 AU.

The most interesting result comes from the spatio-kinematical distribution of the water maser spots which are spatially associated with VLA 3. Figure 5.2 shows a plot of the H_2O maser spots on top of the VLA 3 contour map at 1.3 cm. The 29 H_2O maser spots, spatially associated with VLA 3 tend to be distributed in a strip of $\sim 0''.06$ ($\sim 60 \text{ AU}$ at a distance of the source) along the north-south direction, and almost perpendicular to the CO bipolar outflow (Mitchell et al. 1991) and the molecular H_2 bipolar structure observed in this region (Tamura & Yamashita 1992). It should be pointed out that even when our angular resolution is $\sim 0''.08$, given the high signal-to-noise ratio of the maser spots, we can give their relative positions with mas accuracy. According Meehan et al. (1998), relative positional error between two sources can be estimated to be $\theta_B/2(S/N)$, where θ_B is the beam size and S/N is the signal-to-noise ratio. Then, the relative position uncertainties of the maser spots are $\sim 1 \text{ mas}$.

The spatial distribution of this cluster of maser spots, as well as its size, suggest that they could be associated with a circumstellar disk seen nearly edge-on. However, although



TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Figura 5.7: Subgroup of 20 maser spots associated with VLA 3. *Left:* The maser spots are tracing a shell-like structure. This figure shows that the maser spots have a continuous velocity gradient along the shell-like structure. The point size is proportional to the velocity magnitude of the maser spots. *Right:* Three-dimensional position-velocity distribution of the subgroup of 20 maser spots associated with VLA 3. The continuous velocity gradient of the maser spots along the shell-like structure is clearly shown in this figure. The (x,y) axis correspond to the relative position (in arcseconds) of the spots along the minor and major axes of the maser distribution with respect to their geometrical center. The z axis corresponds to the radial velocity of the maser spots after subtracting their systemic velocity of -18 km s^{-1} . Since the LSR velocity of the molecular cloud is -5.7 km s^{-1} , all the maser spots appear blueshifted. The (0,0) position is $\alpha(1950) = 20^{\text{h}}27^{\text{m}}35^{\text{s}}.9485$; $\delta(1950) = 40^{\circ}01'14''.695$.

the velocity distribution of the maser spots show a systematic velocity gradient as it is expected for a disk surrounding a YSO, it does not resemble those expected from a rotating, contracting or expanding disk (see Figure 5.6). Furthermore, if the maser spots arise from a circumstellar disk, their expected mean velocity should be similar to that of the ambient molecular cloud. However, the observed velocities are in the range between -9.6 and -28 km s^{-1} , i.e., blueshifted with respect to the velocity of the molecular cloud (-5.7 km s^{-1} ; van der Tak et al. 1999).

A subgroup of 20 maser spots (from the cluster of 29 spots), coinciding with the peak of the VLA 3 continuum emission at 1.3 cm , appears to be tracing a shell-like structure (Figure

5.2). This structure is elongated in the north-south direction with a size of $\sim 0''.01$ (~ 10 AU at a distance of 1 kpc). When we plot the spatial-velocity distribution of this group of maser spots in three dimensions (x, y, v), they show a continuous velocity gradient along the shell-like structure with the maser spots forming a very well defined helical structure (Figure 5.7), blueshifted with respect to the velocity of the molecular cloud. This helical structure (observed only in the spatial-velocity distribution) cannot be explained by simple models. For instance, the kinematics of these maser spots show that they cannot arise from a circumstellar disk (see Figure 5.6). On the other hand, if the maser spots are part of an outflow, we would expect them to be separated in two main groups diametrically opposed, one blueshifted and the other one redshifted with respect to the ambient cloud velocity (e.g. S106 FIR, Furuya et al. 1999) and their velocity to be proportional to the distance from the outflow center (e.g., IRAS 21391+5802, Patel et al. 2000). However, Figure 5.6 shows that the velocity distribution of these water maser spots is not consistent with such a model. Another possible scenario could be that these water maser spots are related to ambient molecular material accelerated by the stellar wind from a precessing source. Further observations with higher angular resolution and proper motion studies will be needed to investigate the nature and the spatio-kinematical distribution of the water maser spots associated with VLA 3.

5.5 Conclusions

Observing with the VLA A-configuration at 3.6 cm, we detected three radio continuum sources (VLA 1, VLA 2, and VLA 3) in AFGL 2591. At 1.3 cm, we only detected emission associated to VLA 3. Their spectral indices suggest that VLA 1 and VLA 2 are optically thin H II regions, while VLA 3 could be an optically thick disk plus a collimated photoionized wind. We find that the observed SED of VLA 3 can be explained by a family of optically thick disk models with a radius of about 200 AU, a disk mass of $1.5 M_{\odot}$ and $\dot{M}_{acc}/\alpha_v = 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Optically thin disk models could also explain the observed SED of VLA 3 but they would need nonstandard characteristics, such as very large disk masses.

H₂O maser observations with $\sim 0''.08$ resolution show that there are three main clusters of maser spots in the region. One of these clusters appears to be associated with VLA 2, another one with VLA 3 and the third one does not coincide with any known source. We propose that this third cluster of masers is excited by an undetected protostar that we predict to be located $\simeq 0''.5$ (500 AU) north from VLA 3.

The distribution of the H₂O masers associated with VLA 3 is tracing a very well defined shell-like structure at scales of 10 AU, almost perpendicular to the bipolar molecular outflow observed in the region. Their spatio-kinematical distribution shows a velocity gradient along the shell forming a very well defined helical structure.

Finally, we propose that VLA 3 is most likely the powering source of the bipolar outflow observed in CO and the molecular H₂ line emission in this region based on the fact that VLA 3 coincides with the source NIRS 1, which is at the center of the bipolar outflow, and that this continuum source appears elongated with the same orientation as the bipolar outflow. All these results support that AFGL 2591 is a cluster of YSOs.

Capítulo 6

Unveiling the Exciting Source of the Outflow in LkH α 234¹

¹Artículo por ser enviado para su publicación en la revista The Astrophysical Journal (Unveiling the exciting source of the outflow in LkH α 234, M.A. Trinidad, S. Curiel, J. Cantó, L.F. Rodríguez, J.M. Torrelles, J.F. Gómez, N.A. Patel, and P.T.P. Ho).

Abstract

We report results of radio continuum (1.3 and 3.6 cm) and H_2O maser line observations, carried out with the Very Large Array in its A configuration, toward the star-forming region LkH α 234. We detect five radio continuum sources (VLA-1, VLA-2, VLA-3A, VLA-3B, and LkH α 234) in a region of $5'' \times 5''$, of which three were previously unknown (VLA-1, VLA-2 and VLA-3B). VLA-1 and VLA-2 appear unresolved at both wavelengths, while VLA-3A and VLA-3B seem to form a close binary system, separated by ~ 220 AU. Their spectral indices suggest that VLA 3A is a compact H II region and VLA 3B is a radio thermal jet. On the other hand, we detected three clusters of water maser spots, which are spatially associated with VLA-1 (two spots), VLA-2 (16 spots) and VLA-3B (two spots). We detected radio continuum emission at 3.6 cm toward the LkH α 234 star, but H_2O maser emission was not found around it. Based on the analysis of the distribution of the water masers and the characteristics of the continuum emission, we favor the new radio continuum source VLA 2 as the exciting source of the large scale CO molecular outflow observed in the region. However we do not find evidences of the exciting source associated with the H_2 jet. In addition, our observations do not show evidence indicating that the Herbig Be star LkH α 234 is driving any of the outflows in the region.

6.1 Introduction

It is known that water masers are found in star forming regions, mainly associated with massive young stars. These masers are strong and variable, and sometimes they are associated with both rotating and expanding motions, namely with disks and outflows (Fiebig et al. 1996; Torrelles et al. 1996, 2001; Furuya et al. 1999, 2000; Patel 2000). However, these scenarios are mainly found in association with massive YSOs and there is little evidence of the association of strong, persistent H_2O masers with intermediate and low luminosity young stars.

LkH α 234 is one of the brightest and most massive sources in the NGC 7129 molecular cloud. It has a bolometric luminosity of about $1.3 \times 10^3 L_\odot$ (Bechis et al. 1978) and it was classified as a Herbig Be star (Herbig 1960) of spectral type B5e-B7e (Strom et al. 1972). This young luminous star is associated with an extended reflection nebula (Bechis et al. 1978). It is also associated with a large scale CO molecular outflow and with an [SII] optical jet, which appear to be aligned (Edwards & Snell 1983; Mitchell and Matthews, 1994; Ray et al. 1990). The CO molecular outflow is asymmetric with the red lobe located to the north-east of LkH α 234, while the [SII] optical jet is blueshifted and it is located to the south-west of LkH α 234 (PA = 252°). Cabrit et al. (1997) have observed bright H_2 emission, which appears to be a jet with complex structure, with an inner part at PA = 226° . The H_2 emission is not coincident neither with the optical jet nor with the optical star LkH α 234. Moreover, mid-infrared observations show that LkH α 234 has a companion at $2.7''$ to the

north-west, IRS 6 (Cabrit et al. 1997), which is also not associated with the H $_2$ jet.

LkH α 234 was thought to be one of the few Herbig Be stars to drive outflow activity. However, recent observations show that LkH α 234 is not the exciting source neither of the CO outflow nor of the H $_2$ or optical jets (Cabrit et al. 1997, Fuente et al. 2001), and other embedded objects have been proposed as their exciting sources. Fuente et al. (2001) have proposed that the CO outflow is driven by IRS 6, and that a millimeter source, MM1, is the driving source of the H $_2$ jet. However, it is not clear if these sources are actually the exciting sources of these outflows.

In addition to the infrared and millimeter sources, a radio continuum source was found in the region, which does not coincide spatially with the LkH α 234 optical star (Skinner et al. 1993 and Tofani et al. 1995). The radio continuum emission has been interpreted as a stellar wind (Wilking et al. 1986, Skinner et al. 1993), but it has not been thought to be associated with the observed outflow activity in the region. In addition, H $_2$ O maser emission has also been detected around LkH α 234. Rodríguez & Cantó (1983) found two H $_2$ O masers in this region, and latter, Tofani et al. (1995) found three H $_2$ O masers, with one of them coinciding with the 8.4 GHz source.

In this paper we present observations of radio continuum and water maser emission toward LkH α 234. We will refer to the group of infrared and radio continuum sources around the LkH α 234 optical star as the LkH α 234 region. In the present study we use the continuum emission and the maser spots distribution to study the nature of the sources and to propose a candidate for the exciting source of the large scale molecular outflow observed in the region. This paper is organized as follows, in section §2, we describe the continuum and H $_2$ O observations, and in §3 we present the results. We make a general discussion in §4, and we presents our conclusions in §5.

6.2 Observations

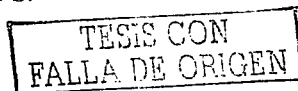
The observations were carried out with the VLA of the National Radio Astronomy Observatory (NRAO)² in the A configuration during December 23, 2000. We observed simultaneously 1.3 cm continuum and H $_2$ O maser emission during 3 hours. A bandwidth of 25 MHz with seven channels and another of 3.125 MHz with 63 channels were used for the continuum and line observations at 1.3 cm, respectively. Both the right and left circular polarizations were sampled in the two different bandwidths. The narrow bandwidth used for the line observations was centered at the frequency of the H $_2$ O G $_{16} \rightarrow 5_{23}$ maser line (rest frequency 22235.080 MHz) at the velocity of $V_{LSR} = -9.3$ km s $^{-1}$ covering from -29 to $+11$ km s $^{-1}$ in velocity. The broad bandwidth was centered at the frequency of 22285.08 MHz for the continuum measurements. The sources 1331+305 and 2022+616 were used as the absolute amplitude and the phase calibrators, respectively. The bootstrapped flux density of 2022+616 was found

²The NRAO is operated by Associated Universities Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

to be 2.9 Jy at 1.3 cm. The data were reduced with standard techniques using the NRAO AIPS package and applying the powerful cross-calibration technique to the continuum data at 1.3 cm. Once the strongest H₂O maser component was identified in a particular spectral channel of the narrow bandwidth, its signal was self-calibrated in phase and amplitude. The phase and amplitude corrections were then applied (cross-calibration) to both the narrow and the broad bandwidth data, removing both atmospheric and instrumental errors.

Observations at 3.6 cm were also carried out using the VLA during the same date as the 1.3 cm observations. A bandwidth of 50 MHz with two circular polarizations was used. The absolute amplitude and phase calibrators were 1331+305 and 2022+616, respectively, being 3.25 Jy the bootstrapped flux density of 2022+616. The phase center of the observations at 1.3 and 3.6 cm was at the position $\alpha(2000) = 21^h43^m06^s483$ and $\delta(2000) = 66^\circ06'55''12$. The data at 3.6 cm were also edited and calibrated following the standard VLA procedures with the software package AIPS.

6.3 Results



6.3.1 Continuum Emission at 3.6 cm and 1.3 cm

Figure 6.1a shows a contour map of the continuum emission of the LkH α 234 region at 3.6 cm. In order to study the continuum emission with maximum sensitivity, the map was made with natural weighting. The resulting angular resolutions was $0''37 \times 0''29$ and the rms noise of the image was $25 \mu\text{Jy beam}^{-1}$. From our image, two sources are clearly detected in the field (VLA-1 and VLA-3), and there is evidence of a weak source (VLA-2) at a level of 4σ (0.1 mJy). There is also weak emission (4σ) spatially coinciding with LkH α 234 star. The main parameters of the observed sources at this wavelength are listed in Table 6.1.

Figure 6.1b shows a contour map of the continuum emission at 1.3 cm with a beam of $0''20 \times 0''19$. At this wavelength, VLA-3 is clearly detected and looks like a single source plus extended emission. In addition, the image reveals emission at 3σ level spatially coinciding with VLA-1 and VLA-2, although there is not associated with LkH α 234. The peak position of VLA-3 at both wavelengths coincides with the radio continuum source detected by Skinner et al. (1993) and Tofani et al. (1995) at 3.6 cm. Cabrit et al. (1997) suggested that the infrared source IRS 6 could be associated with the radio continuum source at 3.6 cm. However, our continuum maps do not appear to support this possibility (see Figures 6.1 and 6.2).

Higher angular resolution contour maps of the LkH α 234 region at 3.6 ($0''26 \times 0''17$) and 1.3 cm ($0''12 \times 0''10$) are shown in Figure 6.2. At 1.3 cm, VLA-3 splits into two components that we identify as VLA-3A and VLA-3B (see Table 6.1). These two sources are completely separated at 1.3 cm (see Figure 6.2b) with peak fluxes of 1.4 and 0.6 mJy beam^{-1} , respectively. VLA-3A appears resolved ($0''09 \times 0''05$, PA $\sim 55^\circ$) at 1.3 cm, while VLA-3 B appears unresolved. The 3.6 cm map shows emission from both sources but the

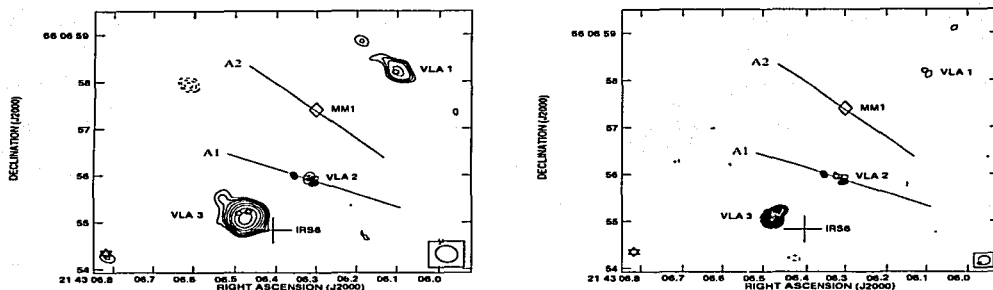


Figura 6.1: *Left:* Contour map of the continuum emission from the LkH α 234 region at 3.6 cm. Contours are $-5, -4, -3, 3, 4, 5, 7, 10, 14, 21$ and 30 times $25 \mu\text{Jy beam}^{-1}$, the rms of the map. The beam ($0''.37 \times 0''.30$) is shown in the lower right-hand corner. *Right:* Contour map of LkH α 234 at 1.3 cm. Contours are $-4, -3, 3, 4, 5, 6, 7, 9, 11$ and 14 times $0.11 \text{ mJy beam}^{-1}$, the rms of the map. The beam ($0''.20 \times 0''.19$) is shown in the lower right-hand corner. Circles indicate the position of the H $_2$ O maser spots detected in the region. The source LkH α 234 is indicated by a star, and IRS6 and FIRS1-MM1 are indicated by a cross and diamond, respectively. The cross shows the position of IRS 6 and its size represents the position error. The axis A1 indicates the direction of the molecular outflow seen in CO and [SII], while the axis A2 shows the direction of the H $_2$ jet.

binary system appear unresolved. This map also suggests that VLA-3B is elongated in the northeast-southwest direction and that VLA-3A is probably unresolved at this wavelength. To investigate this possibility, we subtracted a point source from the (u, v) data at 3.6 cm using the task UVSUB of AIPS. The resulting image (see Figure 6.2c) shows that VLA-3A is indeed unresolved while VLA-3B has a jet-like morphology.

6.3.2 H $_2$ O Masers

We have detected 21 H $_2$ O maser spots in the LkH α 234 region with a beam size of $\sim 0''.08$. In Figure 6.1, we indicate the positions of the H $_2$ O maser spots with circles. The maser spots are spatially concentrated in three clusters coinciding with VLA-1 (2 spots), VLA-2 (16 spots) and VLA-3 (3 spots). The position, velocity, and flux density of the H $_2$ O maser spots are listed in Table 6.2. The water maser emission is observed in the velocity range from -4 to -18.5 km s^{-1} and the strongest component is detected at $V_{LSR} = -9.3 \text{ km s}^{-1}$ with an intensity of $S_\nu = 84.5 \text{ Jy}$, and apparently associated with VLA-2. We do not find water maser emission near the position of the optical star LkH α 234.

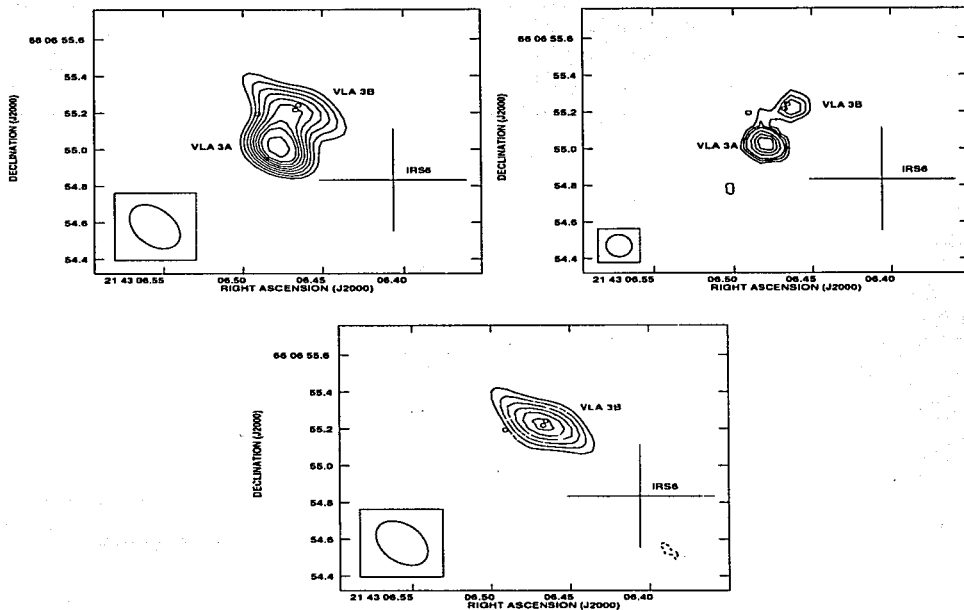


Figura 6.2: *Top: (Left)* Contour map of the continuum emission of VLA-3 at 3.6 cm. Contours are $-4, -3, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10$ and $12 \text{ times } 47 \mu\text{Jy beam}^{-1}$, the rms of the map. The beam ($0''.26 \times 0''.17$) is shown in the lower left-hand corner. From this figure we see that VLA-3 is in fact a binary system, which is formed by VLA-3A and VLA-3B. *Top: (Right)* Contour map of VLA-2 at 1.3 cm. Contours are $-4, -3, 3, 4, 5, 7, 9, 11$ and $13 \text{ times } 0.11 \text{ mJy beam}^{-1}$, the rms of the map. The beam ($0''.12 \times 0''.10$) is shown in the lower left-hand corner. At this frequency, the two sources are completely separated. *Bottom:* We have subtracted the VLA-3A source from the (u, v) data at 3.6 cm. Contours are $-4, -3, 3, 4, 5, 6, 7$ and $8 \text{ times } 45 \mu\text{Jy beam}^{-1}$, the rms of the map. In this panel, only VLA-3B remains and its morphology is elongated, suggesting a jet-like appearance. In the three panels the circles indicate the position of the H_2O maser spots associated with VLA-3 and the cross indicates the position of IRS 6. The cross shows the position of IRS 6 and its size represents the error in the position.

Tabla 6.1: Parameters of sources in LkH α 234 region

Source	Position ^a		Flux(3.6 cm) (mJy)	Flux(1.3 cm) (mJy)
	$\alpha(2000)$ 21 ^h 43 ^m	$\delta(2000)$ 66° 06'		
VLA 1	06.10	58.20	0.32	< 0.4
VLA 2	06.32	55.96	0.06	< 0.4
VLA 3A	06.48	55.02	0.67	1.96
VLA 3B	06.46	55.22	0.61	1.19
IRS6 ^b	06.41	54.83	...	...
MM1 ^c	06.3	57.4	...	...
LkH α 234	06.82	54.26	0.08	...

^aUnits of right ascension are hours, minutes, and seconds, and units of declination are degrees, arcminutes, and arcseconds.

^bPosition taken from Cabrit et al. (1997)

^cPosition taken from Fuente et al. (2001)

6.4 Discussion

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

6.4.1 VLA-1: Radio Continuum and H₂O Maser Emission

VLA-1 is clearly observed at 3.6 cm, but it is marginally detected at 1.3 cm (Figure 6.1). This source was not detected by either Skinner et al. (1993) or Tofani et al. (1995) at 3.6 cm. VLA-1 is unresolved at both 3.6 and 1.3 cm wavelengths, although it appears to be elongated in the northeast-southwest direction at 3.6 cm. On the other hand, a group of two maser spots spatially coincides with VLA-1, these two maser spots with velocities of $V_{LSR} = -11.2$ and -15.2 km s⁻¹ are blueshifted with respect to ambient molecular cloud velocity ($V_{LSR} = -10$ km s⁻¹). The morphology of VLA-1 at 3.6 cm suggest that it could be a radio jet and that it probably contributes to the outflow phenomena in the region, although it is not clear to which of the components.

6.4.2 VLA-2: Radio Continuum and H₂O Maser Emission

Figures 6.1 and 6.3 show weak radio continuum emission (VLA-2) at both 3.6 and 1.3 cm wavelengths, observed at 4- σ level and spatially coinciding with a cluster of maser spots. Although marginal, this continuum emission seems to be real since H₂O maser emission is

Tabla 6.2: H₂O Masers in LkH α 234 Region.

Position ^a		V_{LRS} (km s ⁻¹)	S_ν (Jy)	Associated Continuum Source
$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$			
21 ^h 43 ^m	66°06'			
06.1018	58.196	-11.2	0.13	VLA 1
06.1034	58.202	-15.2	2.58	VLA 1
06.3003	55.936	-16.5	0.74	VLA 2
06.3005	55.940	-17.8	3.79	VLA 2
06.3013	55.835	-11.9	0.69	VLA 2
06.3028	55.832	-8.6	1.61	VLA 2
06.3048	55.823	-11.2	2.69	VLA 2
06.3075	55.821	-9.3	8.15	VLA 2
06.3085	55.819	-9.9	15.07	VLA 2
06.3217	55.949	-11.2	0.98	VLA 2
06.3516	55.968	-7.3	37.30	VLA 2
06.3517	55.971	-9.3	84.52	VLA 2
06.3521	55.974	-5.3	1.73	VLA 2
06.3521	55.981	-10.6	11.73	VLA 2
06.3531	55.991	-11.2	5.25	VLA 2
06.3533	55.985	-4.6	0.14	VLA 2
06.3552	56.016	-11.9	2.33	VLA 2
06.3555	56.027	-12.5	1.41	VLA 2
06.4650	55.241	-12.5	0.13	VLA 3B
06.4669	55.216	-6.0	3.03	VLA 3B
06.4906	55.194	-13.9	0.20	VLA 3

^aUnits of right ascension are hours, minutes, and seconds, and units of declination are degrees, arcminutes, and arcseconds. Relative position errors are typically ~ 1 mas.

common around YSOs, and this weak source is located near the center of the cluster of maser spots, suggesting that VLA-2 may be the pumping source of these maser spots.

The most notable result in VLA-2 comes from the spatial distribution of the H₂O maser spots (see Figure 6.3), which could be associated with a bipolar outflow or with a rotating circumstellar disk. As we mentioned, VLA-2 is associated with a cluster of 16 H₂O maser spots, which contains the strongest water maser component ($S_\nu = 84.5$ Jy at $V_{LRS} = -9.3$ km s⁻¹; $\alpha(2000) = 21^h 43^m 06.s352$; $\delta(2000) = 66^\circ 06' 55''.97$) in this region. The position, radial velocity, and intensity of the H₂O maser spots are listed in Table 6.2. The maser spots are spatially distributed in two main groups separated by about 0".3 (~ 300 AU), one of them to the northeast (NE) and the other one to the southwest (SW) from VLA-2. The

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

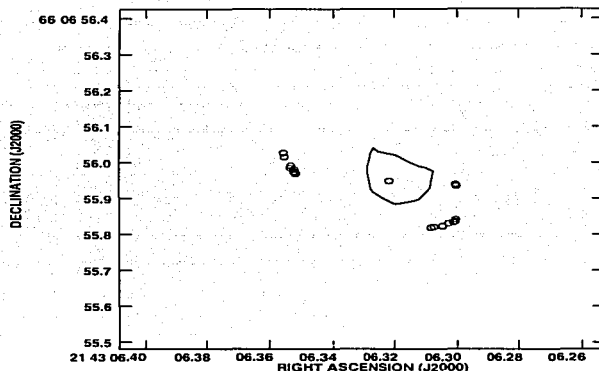


Figura 6.3: VLA-A continuum map of the radio source VLA-2 in the LkH α 234 region at 1.3 cm. The continuum source is barely detect and only one contour is shown ($3\text{-}\sigma$). A cluster of 16 H $_2$ O maser spots (circles) is spatially associated with VLA-2.

spectrum of this group of water maser (Figure 6.4) shows that the maser spots located to the NE are mainly redshifted with respect to the molecular cloud velocity (-10 km s^{-1}), while the maser spots located to the SW are blueshifted, and a few maser spots have velocities similar to that of the molecular cloud velocity. The spatio-kinematical distribution of the water masers around of the VLA-2 is similar to that found towards the protostar S106 FIR by Furuya et al. (1999). In this source, based on the spatial distribution, relative proper motions and peak velocity drifts of the maser components, Furuya et al. (1999) concluded that the water masers are associated with a highly collimated compact accelerating jet-like flow that could originate from a presumed protostar located between the two groups of maser spots. This similitud between VLA-2 and S106 FIR suggests that water masers in VLA-2 could be associated with an outflow.

In order to investigate the kinematics of the maser cluster associated with VLA-2, we show in Figure 6.5 the position-velocity distribution of the water masers along the major and minor axis. It does not show a clear velocity gradient along the major axis, although it is clear that the NE maser group is mainly redshifted and the SW maser group is mainly blueshifted, indicating that the two maser groups are not only separated spatially but also in velocity. The mean velocity of the 16 maser spots associated with VLA-2 is $V_{LSR} = -10.6 \text{ km s}^{-1}$, which is similar to the ambient molecular cloud velocity (-10 km s^{-1}). In addition, we found that the position angle of the major axis of the maser distribution is $PA \approx 247^\circ$, which is similar to that of the [SII] jet and CO outflow ($PA \approx 252^\circ$), suggesting that the masers are probably associated with this outflow. From the maser spot positions, we estimate that the

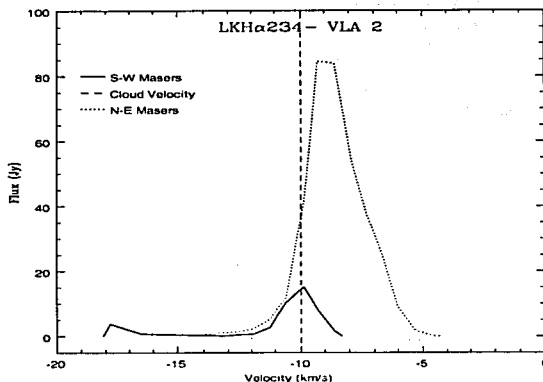


Figura 6.4: Spectra of the water maser spots associated with the radio continuum source VLA-2. The redshifted maser emission is located in the NE direction, while the blueshifted maser emission is located in the SW direction.

geometrical center of the water masers is at $\alpha(2000) = 21^h43^m06s330$; $\delta(2000) = 66^\circ06'55''93$, which is nearly coincident in position with the radio continuum source VLA-2. These results suggest that the water masers are associated with an outflow (see Figure 4 from Furuya et al. 1999) and not with a rotating circumstellar disk, which is expected to be perpendicular to the outflow.

6.4.3 VLA-3: Radio Continuum and H₂O Maser Emission

VLA-3 is the strongest source in the field at 1.3 and 3.6 cm. It was previously detected at 3 mm, 1.3 and 2 cm by Wilking et al. (1986). They estimated a spectral index of 1.6, which was interpreted as a partially ionized stellar wind. On the other hand, VLA-3 has also been detected at 2, 3.6 and 6 cm by Skinner et al. (1993). They calculated spectral indices of $\alpha_{6-3.6\text{cm}} = 0.6$, $\alpha_{6-2\text{cm}} = 0.27$ and $\alpha_{3.6-2\text{cm}} = 0.43$, where the emission of VLA-3 between 3.6 and 6 cm was interpreted as an ionized wind.

In order to estimate the spectral index for VLA-3, we convolved the 1.3 cm data with an elliptical Gaussian to give an angular resolution similar to that obtained at 3.6 cm ($0''.26 \times 0''.26$). We obtain that the spectral index of VLA-3 between 1.3 and 3.6 cm is $\alpha_{1.3-3.6\text{cm}} = 1.2$, similar to the one obtained by Wilking et al. (1986), but very different from those found

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

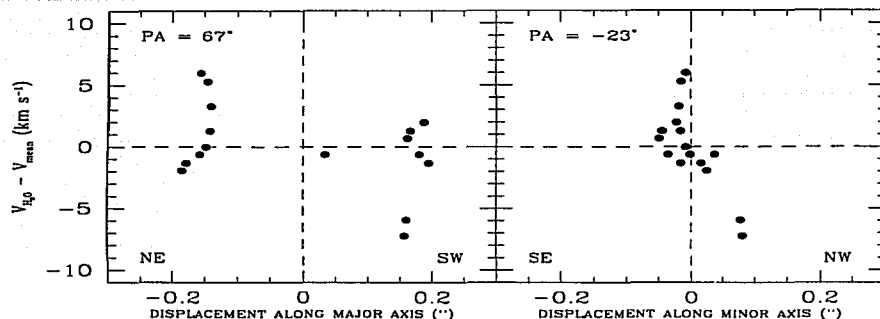


Figura 6.5: Position-velocity distribution of the H₂O maser spots associated with VLA-2. *Left panel:* Along the major axis with PA = 67° of the maser spot distribution, which is nearly parallel to the axis of the molecular CO outflow and the optical S[II] jet. *Right panel:* Same as left panel but in the direction of the minor axis (PA = -23°). The vertical axis corresponds to the velocity of the maser spots after subtracting their main velocity (-10.6 km s⁻¹). The horizontal axis corresponds to the relative position of the maser spots along the major and minor axis of the maser distribution with respect to their geometrical center.

by Skinner et al. (1993). The flux densities of VLA-3 obtained at different epochs and wavelengths (see Table 6.3) show that VLA-3 is highly variable, suggesting that the estimated spectral index could change with time. On the other hand, Figures 6.2a and 6.2b clearly show that VLA-3 is in reality a close binary system, where the components, VLA-3A and VLA-3B, are separated by 0''.22 (~ 220 AU). Then, such variations of the flux density of VLA-3 could be produced by VLA-3A, VLA-3B or both of them.

Whereas both components of the binary system VLA-3 appear to be compact at 1.3 cm, VLA 3B appears elongated, having a jet-like morphology in the NE-SW direction at 3.6 cm. In order to investigate the nature of VLA-3A and VLA-3B, we calculate their spectral indices ($S_\nu \propto \nu^\alpha$) using their flux density at 1.3 and 3.6 cm, and although VLA-3 is variable, the observations at 1.3 and 3.6 cm were carried out at the same date (see Figure 6.6).

The VLA-3A radio continuum source has a spectral index of $\alpha_{3.6-1.3\text{cm}} = 1.11 \pm 0.16$ and a deconvolved size of 0''.09 × 0''.05 (PA ~ 55°) at 1.3 cm. These values are consistent with VLA-3A being an ultracompact optically thick H II region as that found in W75N(B) (VLA 2 and VLA 3, Torrelles et al. 1997). Assuming that VLA-3A is a homogeneous, isothermal ($T = 10^4\text{K}$) and compact (0''.09 × 0''.05) H II region, and that it is at a distance of 1 kpc, we calculate some physical parameters of VLA-3A. First, we estimate an opacity of $\tau_{1.3\text{ cm}} \simeq 0.55$ and $\tau_{3.6\text{ cm}} \simeq 4.2$, being consistent with a partially optically thick H II region. In addition, we obtain an electron density $N_e = 1.8 \times 10^6\text{ cm}^{-3}$, an ionized mass

Tabla 6.3: Summary of the VLA 3 Observations

λ (cm)	Date	Flux Density (mJy)	Reference
6.0	1983 Jan	0.9 ± 0.3	1
	1991 Jun	1.65 ± 0.18	2
3.6	1990 Feb	1.34 ± 0.12	2
	1991 Jun	2.29 ± 0.18	2
	2000 Dec	1.27 ± 0.10	3
2.0	1985 Dec	3.29 ± 0.35	4
	1991 Jun	2.67 ± 0.45	2
1.3	1985 Dec	6.68 ± 0.95	4
	2000 Dec	3.21 ± 0.21	3
0.3	1985 Jun	93 ± 23	4
0.26	1998 Nov	91 ± 6	5

$M_{H II} = 9.3 \times 10^{-7} M_{\odot}$, and that the necessary rate of ionizing photons to maintain ionized the H II region is $N_i = 6.1 \times 10^{44} \text{ s}^{-1}$. This number of ionizing photons can be provided by a zero-age main-sequence (ZAMS) B2 star (Panagia, 1973), which is expected to have a luminosity of $\sim 2.8 \times 10^3 L_{\odot}$ (Panagia, 1973). However, the bolometric luminosity of the region is only $1.3 \times 10^3 L_{\odot}$, then another unknown ionizing mechanism would be required to maintain the estimated rate of ionizing photons for VLA-3A. It is known that in some low mass objects, part of the free-free emission is produced when a stellar wind shocks the dense matter surrounding the YSO (e.g. Torrelles et al. 1985, Curiel et al. 1987, 1989). Then, it is possible to speculate that part of the ionization of the VLA-3A H II region may be produced by shocks.

On the other hand, we have subtracted the VLA-3A source from (u,v) data at 3.6 cm (see Figure 6.2a). The resulting map is shown in Figure 6.2c, where it is clearly seen that VLA-3B is elongated, suggesting a jet nature. VLA-3B is only partially resolved at 3.6 cm, its major axis size is $0''.29 \pm 0''.06$ and its position angle is $PA = 57^\circ \pm 11^\circ$. We find that the spectral index for VLA-3B is $\alpha_{3.6-1.3\text{cm}} = 0.69 \pm 0.29$, which is very similar to the spectral index found for the thermal radio jet Cepheus A HW 2 ($\alpha_{20-0.7\text{cm}} = 0.69 \pm 0.06$; Rodríguez et al. (1994)). Although VLA-3B was unresolved at 1.3 cm, a higher limit for its dependence with frequency for the deconvolved major axis, θ_{maj} , can be estimated using the upper limit obtained at 1.3 cm. We obtain that the angular size of the major axis of VLA-3B decreases with frequency as $\nu^{-\beta}$, where $\beta \leq 0.9$, which is higher than the value found for Cepheus A HW 2 ($\beta = 0.57$; Rodríguez et al. (1994)). So far, Cepheus A HW 2 has been interpreted as a purely biconical jet and it is the simpler case to study the phenomena of jet collimation in young stars. The dependences with frequency for the density flux and the major axis suggest that VLA-3B is a radio thermal jet (Reynolds 1986).

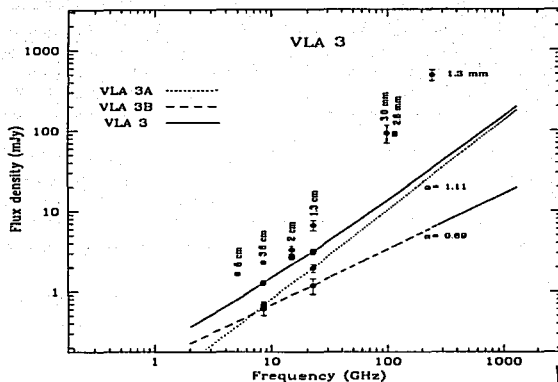


Figura 6.6: Energy distribution of VLA 3.

TESIS CON
FALSA DE GEN

In addition, there are three maser spots associated with the binary system VLA-3 (see Figure 6.2), two of them associated with VLA-3B and the other one located between VLA-3A and VLA-3B. One water maser associated with VLA-3B is blueshifted (-12.5 km s^{-1}) and the other one is redshifted (-6.0 km s^{-1}) with respect to the velocity of the molecular cloud (-10.0 km s^{-1}). The line connecting the two water masers does not seem to be delineating the jet associated with this source as in VLA-2, but rather this line seems to be perpendicular to the major axis of the VLA-3B radio jet. We speculate that these water masers could be part of a circumstellar disk around the YSO VLA-3B.

6.4.4 Exciting Sources of the Outflows

Recent works (Cabrit et al. 1997, Fuente et al. 2001) have shown that the optical star LkH α 234 cannot be the exciting source of neither the CO molecular outflow and the optical jet ($\text{PA} = 252^\circ$) nor of the H_2 jet ($\text{PA} = 226^\circ$), and other embedded sources have been proposed. Fuente et al. (2001), comparing interferometric CO ($J = 1 \rightarrow 0$) and millimeter continuum images, found that IRS 6 is likely the driving source of the CO molecular outflow and the [SII] jet, while FIRS 1 - MM1 could be the driving source of the H_2 jet. However, our results show that there is another radio continuum source that could be the exciting source of the molecular outflow.

The spatial distribution of the water masers in VLA-2, the presence of two groups of masers, one of them mainly blueshifted and another one mainly redshifted, and the position angle of the major axis of the maser distribution ($PA \approx 247^\circ$) suggest that the maser emission in VLA-2 is associated with a bipolar outflow. The water masers in the NE group are mainly redshifted, while that in the SW group are mainly blueshifted with respect to the molecular cloud velocity. This behavior is also found in the CO molecular outflow and the optical S[II] jet, which seem to be aligned ($PA \approx 252^\circ$). The redshifted CO lobe was detected in the NE, while the blueshifted S[II] jet was detected in the SW. These results strongly suggest that the water maser could be associated with the CO molecular outflow. On the other hand, VLA-2 is located near the geometrical center of the two groups of maser spots. This suggest that the radio continuum source VLA-2 is probably the exciting source of the jet/outflow seen in [SII]/CO. However, further observations will be needed to confirm the detection of VLA-2.

In subsection 6.4.3, we found that VLA-3B is elongated in the NE-SW direction ($PA = 237^\circ \pm 11^\circ$) and its spectral index seems to be consistent with a radio thermal jet ($\alpha_{3.6-1.3\text{cm}} = 0.69 \pm 0.29$). However, although VLA-3B seems to be aligned with the H_2 jet ($PA = 226^\circ$) observed by Cabrit et al. (1997), both jets are not spatially coincident (see Figure 6.1). They are separated by $2''.4$ (2400 AU). Then, we think that there are three independent outflow phenomena in the LkH α 234 region: the molecular outflow and the S[II] jet, the H_2 jet, and the radio thermal jet VLA-3B.

Finally, from our radio continuum observations at 3.6 and 1.3 cm, we do not find evidence that the Herbig Be star LkH α 234 could be associated with any of the outflows in the region. However, we cannot discard the possibility that LkH α 234 could be associated with a less energetic outflow that has not been detected yet.

6.5 Conclusions

Our observations of H_2O masers and radio continuum at 1.3 and 3.6 cm, using the VLA-A, indicate that the LkH α 234 region is a cluster of young radio continuum sources. In a field of $5'' \times 5''$ of this star-forming region, there are four radio continuum sources (VLA-1, VLA-2, VLA-3A, and VLA-3B), an infrared/millimeter source (IRS 6), and a millimeter source (MM1). In addition, there are jets, outflows and H_2O masers, and the Herbig Be star, LkH α 234.

In addition to the four radio continuum sources, we detected 21 water maser spots in the region, which are distributed in three clusters that are spatially associated with VLA-1, VLA-2 and VLA-3B. We observe the star LkH α 234 at 3.6 cm, but we do not find any water maser spots around it. Our main conclusions can be summarized as follows:

1. VLA-1 is clearly detected at 3.6 cm and it is spatially coincident with a group of maser spots, however we cannot deduce its nature from our observations.

2. The spatial-kinematical distribution of the water maser spots around the radio continuum source VLA-2 suggest that they are associated with the CO outflow and the optical jet (PA = 252°). Addition, we favor VLA-2 as the powering source of this molecular outflow.
3. VLA-3 is in fact a binary system. The spectral indices of their components suggest that VLA-3A is a compact H II region ($\alpha = 1.1$) and VLA-3B is a radio thermal jet ($\alpha = 0.7$).
4. There are various molecular outflows, an H₂ jet and a radio thermal jet in the region, however, we do not find evidences for the Herbig Be star, LkH α 234, being the exciting source of any of the outflows in the region.

Capítulo 7

Investigando la Naturaleza de S140 IRS¹

¹Material que será publicado en alguna revista internacional con arbitraje.

Resumen

Presentamos observaciones de emisión de radiocontinuo a 1.3 cm y de máseres de H_2O hacia la región S140 IRS. En el campo detectamos cuatro fuentes de radiocontinuo, de las cuales tres han sido previamente observadas (IRS 1, IRS 2N e IRS 2S) y una es detección nueva (IRS 2NB). También encontramos evidencia de emisión de radio continuo bastante débil (IRS 1B) cerca de la fuente IRS 1, entonces, suponiendo que esta emisión es real, IRS 1 sería en realidad un sistema binario cercano con una separación de ~ 110 UA. La morfología y el índice espectral ($\alpha = 0.8$) de IRS 1 sugieren que esta fuente es un radio jet térmico, el cual parece ser la fuente impulsora del flujo molecular en la dirección $20^\circ/200^\circ$. Por otro lado, es posible que la fuente IRS 1B, compañera de IRS 1, podría ser la fuente excitadora del otro flujo observado en la región ($160^\circ/340^\circ$), lo cual descartaría la idea de que IRS 1 es la fuente excitadora de los dos flujos moleculares. Por otro lado, IRS 2N parece ser también un sistema binario cercano (~ 170 UA), cuyos miembros son IRS 2N e IRS 2NB. De nuestras observaciones no encontramos evidencia de que alguna de estas fuentes esté asociada con los flujos a gran escala. De las observaciones de línea, detectamos cinco manchas máser de agua en la región, las cuales están asociados espacialmente con la fuente IRS 1. Un grupo de tres componentes máser con velocidades corridas hacia el azul parecen formar parte del jet IRS 1, mientras que otro grupo de dos manchas máser con velocidades corridas hacia el rojo está cerca del máximo de emisión de IRS 1 y parece estar ligado gravitacionalmente a la fuente.

7.1 Introducción

En las regiones de formación estelar generalmente se observan objetos estelares jóvenes, jets, flujos bipolares, máseres de agua y de OH, entre otros muchos fenómenos. El estudio de cada una de estas manifestaciones permite entender de manera más clara el proceso de formación de una estrella.

S140 IRS es una región de formación estelar que contiene un grupo de estrellas ZAMS de tipo espectral B, además tiene flujos bipolares y máseres de agua. S140 IRS se encuentra en la nube molecular oscura L1204, localizada a una distancia de 910 pc (Crampton y Fisher 1974). A partir de observaciones en el mediano infrarrojo ($5 - 20 \mu\text{m}$), Beichman, Becklin y Wynn-Williams (1979) detectaron tres fuentes en S140 IRS, identificadas como IRS 1, IRS 2 e IRS 3, siendo IRS 1 la fuente más brillante con una luminosidad de $5 \times 10^3 L_\odot$ (Lester et al. 1986). Esta región también ha sido observada a 50 y 100 μm (Lester et al. 1986), encontrándose luminosidades infrarrojas para las fuentes de $2 - 5 \times 10^3 L_\odot$. Por otro lado, IRS1 e IRS2 fueron observadas a 2 y 6 cm por Schwartz et al. (1983), quienes encontraron índices espectrales α ($S_\nu \propto \nu^\alpha$) de 0.7 para ambas fuentes. Posteriormente, Simon et al. (1983) con observaciones a 1.3 y 6 cm calcularon índices espectrales de 0.5 y 0.9 para las fuentes IRS 1 e IRS 2, respectivamente; y Schwartz (1989) encontró un valor de 0.8 para

IRS 1. También para las fuentes IRS 2 e IRS 3, Evans et al. (1989), con observaciones a 2 y 6 cm, encontró índices espectrales planos para las dos (0 y 0.1).

Blair et al. (1978) observaron por primera vez un flujo de CO en la región S140 IRS. Más adelante, Minchin et al. (1993), también con observaciones de CO, encontraron que el flujo está orientado en la dirección noroeste-sureste (NO-SE) y que la fuente infrarroja S140 IRS1 cae justo en medio de los lóbulos del flujo corridos hacia el azul (160°) y hacia el rojo (340°). Además, también detectaron emisión de CO corrida hacia el azul pero en la dirección NE de IRS 1 ($\sim 20^\circ$). Por otro lado, Wilner y Welch (1994), detectaron un lóbulo de emisión intensa de HCO^+ corrido hacia el rojo localizado al NE de IRS 1 con un ángulo de posición de $\sim 15^\circ$. En sus mapas también encontraron emisión débil corrida hacia el azul en la dirección opuesta (SO), estando IRS 1 en el centro de ambos lóbulos. Los primeros en confirmar claramente la existencia de dos flujos bipolares en la región fueron Weigelt et al. (2002) y Preibisch y Smith (2002) a partir de observaciones en la banda K' y de la línea H_2 , respectivamente, quienes también mostraron que ambos fenómenos son manejados simultáneamente por la fuente IRS 1.

S140 IRS también es un ejemplo de fuentes máser en regiones de formación de estrellas y ha sido monitoreada durante varios años. Tofani et al. (1995) encontró dos manchas máser asociadas con una fuente de radiocontinuo a 3.6 cm. Por otro lado, de una serie de observaciones sistemáticas durante aproximadamente 20 años Lekht et al. (1993) y, Lekht y Sorochenco (2001) encontraron que la emisión máser de agua en S140 IRS se concentra en tres intervalos angostos de velocidad dispuestos simétricamente. En base a la variabilidad y anticorrelación de las líneas máser, Lekht et al. (1993) y, Lekht y Sorochenco (2001), sugirieron que los máseres de agua están en un disco kepleriano alrededor de una estrella joven en la región S140 IRS. Sin embargo, estos resultados no fueron corroborados por Valdettaro et al. (2002) ni por Trinidad et al. (2003c), quienes también han monitoreado la fuente.

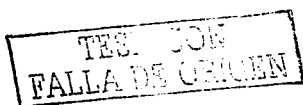
En este artículo analizamos observaciones hechas con el VLA en su configuración A de la emisión de radiocontinuo a 1.3 cm y de máseres de agua con la finalidad de estudiar la naturaleza de S140 IRS. El artículo está estructurado de la siguiente manera. En la sección §2 describimos las observaciones, en §3 mostramos los resultados más relevantes, en la sección §4 hacemos una discusión de la naturaleza de las fuentes observadas y finalmente, en §5 damos las conclusiones principales de la investigación.

7.2 Observaciones

Las observaciones se hicieron con el VLA en su configuración A en Junio de 1999. Se observó simultáneamente emisión de radio continuo a 1.3 cm y emisión de máseres de H_2O durante un intervalo de tres horas. Para las observaciones de continuo se usó un ancho de banda de 25 MHz con ocho canales y para las de emisión máser se usó un ancho de banda de 3.125 MHz con 64 canales. Los dos anchos de banda se observaron con polarización circular

derecha e izquierda. El ancho de banda usado para las observaciones de línea se centró a la frecuencia de la transición rotacional $5_{16} \rightarrow 6_{23}$ de la molécula de agua, que corresponde a una frecuencia en reposo de 22235.080 MHz. La velocidad central V_{LSR} fue -9 km s^{-1} y se cubrió un intervalo de 10 a -28 km s^{-1} . Para las observaciones de continuo el ancho de banda fue centrado a la frecuencia de 22285.08 MHz. Los calibradores de amplitud y fase fueron las fuentes 1328+307 y 2021+614, respectivamente, ambos nombres dados en coordenadas 1950. La densidad de flujo adoptada para el calibrador de amplitud fue 2.52 Jy y la asignada al calibrador de fase fue 2.14 Jy. La reducción de los datos de línea se hizo de la manera tradicional y una vez identificada la componente máser de H_2O más intensa en un canal espectral, su señal se autocalibró en amplitud y fase. Estas correcciones de amplitud y fase se aplicaron tanto a los datos de línea como a los de continuo (calibración cruzada) para reducir los errores atmosféricos.

7.3 Resultados



7.3.1 Emisión de Radiocontinuo a 1.3 cm

En las Figuras 7.1 y 7.2 mostramos mapas de contornos de S140 IRS a 1.3 cm. A esta frecuencia detectamos las fuentes IRS 1, IRS 2N e IRS 2S, las cuales han sido previamente observadas a otras longitudes de onda (radio e infrarrojo). La posición y la densidad de flujo de las fuentes se listan en la Tabla 7.1. La morfología de IRS 1 es interesante, de la Figura 7.1 se observa que parece ser un jet monopolar dirigido hacia el suroeste (SO). De nuestras observaciones no encontramos evidencia de la emisión en la dirección noreste detectada en HCO^+ y en H_2 . Además, tampoco encontramos evidencia del flujo bipolar orientado en la dirección noroeste-sureste que ha sido observado en CO y en H_2 .

Al igual que Schwartz (1989), detectamos dos fuentes en la vecindad de IRS 2, llamadas IRS 2N e IRS 2S. Pero además, de nuestro mapa (Figura 7.2) se puede observar claramente que IRS 2N se divide en dos fuentes, las cuales llamaremos IRS 2NA e IRS 2NB. La primera coincide con la fuente IRS 2N y al parecer IRS 2NB es una fuente cercana débil, lo que podría indicar que forman un sistema binario con una separación de $\sim 170 \text{ UA}$, aunque no descartamos la posibilidad de que IRS 2NB sea una condensación eyectada por IRS 2NA. La posición y densidad de flujo de las fuentes detectadas se listan en la Tabla 7.1.

7.3.2 Máseres de H_2O

En la Figura 7.1 mostramos un mapa a 1.3 cm de la fuente IRS1 donde superponemos los máseres de agua (cruces). En toda la región S140 IRS detectamos solamente cinco manchas máser, de las cuales dos están localizadas espacialmente cerca del máximo de emisión de

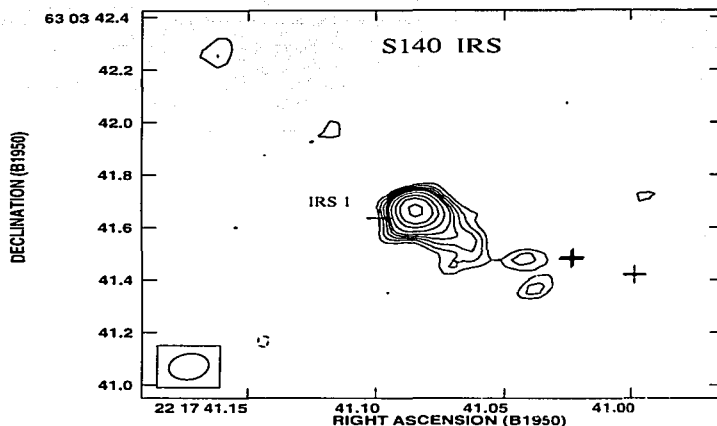


Figura 7.1: Mapa de contornos a 1.3 cm de la emisión de radiocontinuo de la fuente IRS 1 localizada en la región S140 IRS. Los contornos son -4, -3, 3, 4, 5, 6, 7, 10, 15 y 20 veces $0.17 \text{ mJy haz}^{-1}$, que es el rms del mapa. El haz (0.11×0.10 , PA = -56.1°) se muestra en la esquina inferior izquierda. Las cruces indican la posición de las manchas máser de H_2O detectadas en esta región.

IRS 1 y las otras tres manchas máser se encuentran al final de la parte extendida de IRS 1. Los parámetros de las manchas máser, tales como posición, canal de velocidad y densidad de flujo están listados en la Tabla 7.2. Desafortunadamente cuando hicimos las observaciones, la actividad máser se encontraba en un periodo de actividad mínima, por lo cual, la mancha máser más intensa tiene un flujo de solo 2.3 Jy ($V_{\text{LSR}} = -16 \text{ km s}^{-1}$).

7.4 Discusión

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

7.4.1 IRS 1

S140 IRS 1 es la fuente más interesante del campo, aunque en nuestras observaciones no detectamos la fuente IRS 1SW observada por Schwartz (1989), la cual parece estar alineada con el flujo en la dirección NO-SE asociado a IRS 1.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

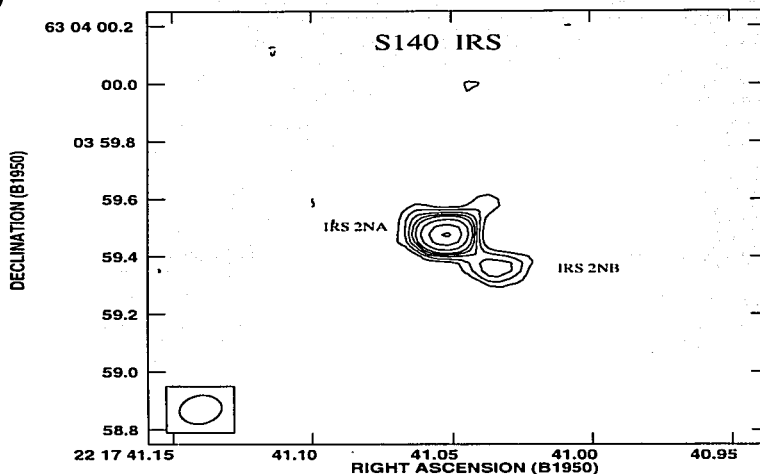


Figura 7.2: Mapa de contornos a 1.3 cm de la emisión de radiocontinuo de la fuente IRS 2N localizada en la región S140 IRS. Los contornos son $-4, -3, 3, 4, 5, 6, 7, 9, 11$ y 14 veces $0.17 \text{ mJy haz}^{-1}$, que es el rms del mapa. El haz (0.11×0.10 , $PA = -56.1^\circ$) se muestra en la esquina inferior izquierda. La región completa conteniendo a IRS 2S fue mapeada pero no se muestra en esta figura. No se detectaron manchas máser de H_2O alrededor de estas fuentes.

Suponiendo que la densidad de flujo de IRS1 no varía en el tiempo, podemos calcular su índice espectral usando la densidad de flujo encontrada por Tofani et al. (1995) a 3.6 cm y por Schwartz (1989) a 6 cm, las cuales fueron determinadas de mapas con resoluciones similares ($0''.34 \times 0''.27$ y $0''.3$, respectivamente). El valor calculado ($S_\nu \propto \nu^\alpha$) es $\alpha = 0.88 \pm 0.27$, el cual parece ser consistente con el valor esperado para un jet térmico ionizado parcialmente grueso (Reynolds, 1986). El ejercicio anterior también lo podemos hacer usando nuestras observaciones a 22.2 GHz con una resolución de $0''.11 \times 0''.1$ y las de Schwartz (1989) a 15 GHz con una resolución de $0''.1$. El valor calculado para el índice espectral de IRS1 entre 15 y 22.2 GHz es $\alpha = 0.79 \pm 0.5$, el cual es similar al obtenido entre 4.9 y 8.4 GHz, confirmando la naturaleza de radio jet térmico de IRS 1.

Por otro lado, la morfología de IRS 1 a 1.3 cm (Figura 7.1) muestra claramente que la fuente es un jet monopolar orientado en la dirección SO. A esta longitud de onda, IRS 1 se resuelve espacialmente. Las dimensiones del jet son $0''.13 \times 0''.08$ y su ángulo de posición

Tabla 7.1: Parámetros de las fuentes detectadas en S140 IRS.

Fuente	Posición		Flujo (mJy)
	$\alpha(1950)$	$\delta(1950)$	
IRS 1	22 17 41.08	63 03 41.661	8.6
IRS 1B	22 17 41.09	63 03 41.582	≤ 0.3
IRS 2NA	22 17 41.05	63 03 59.481	4.7
IRS 2NB	22 17 41.03	63 03 59.346	2.4
IRS 2S	22 17 41.32	63 03 55.815	1.0

Tabla 7.2: Máseres de agua detectados en S140 IRS.

Posición ^a		V_{LRS}	S_ν
$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	(km s^{-1})	(Jy)
22 17 41.0988	63 03 41.636	8.3	0.30
22 17 41.0987	63 03 41.635	7.7	0.35
22 17 41.0235	63 03 41.488	-14.7	0.77
22 17 41.0240	63 03 41.481	-16.0	2.29
22 17 40.9986	63 03 41.417	-13.4	1.44

^aLas unidades de la ascensión recta están dadas en horas, minutos y segundos, y las unidades de la declinación en grados, minutos de arco y segundos de arco.

es $PA = 45^\circ$, lo cual indica que aparentemente no está alineado con la emisión de HCO^+ corrida hacia el rojo ($PA \sim 15^\circ$, Wilner y Welch 1994) ni con la emisión de H_2 ($190 - 220^\circ$; Preibisch y Smith, 2002). Sin embargo, suponiendo que el jet asociado a IRS 1 está siendo perturbado por un agente externo, como por ejemplo una fuente cercana, la orientación del jet estaría afectada por la presencia de esta compañera. Entonces, para determinar el ángulo de posición del núcleo del jet IRS 1, hacemos un mapa con mayor resolución espacial ($0''.078 \times 0''.066$) a 1.3 cm. El ángulo de posición encontrado para IRS 1 es $PA = 18^\circ$, lo cual es consistente con el flujo en la dirección $\sim 20^\circ/200^\circ$. Este valor encontrado parece apoyar, de manera indirecta, la idea de que IRS 1 sea en realidad un sistema binario cercano, donde la compañera IRS 1B está afectando la dirección del jet asociado a IRS 1. Además, IRS 1B podría ser la fuente excitadora del otro flujo molecular ($PA = 160^\circ/340^\circ$). Si fuera así, IRS 1 no sería la fuente excitadora de ambos flujos moleculares.

De nuestras observaciones solamente encontramos evidencia del flujo orientado en la dirección noreste-suroeste ($20^\circ/200^\circ$), pero no tenemos evidencia del flujo molecular de CO bastante intenso observado en la dirección sureste-noroeste ($160^\circ/340^\circ$). Las observaciones

de S140 IRS realizadas hasta ahora no han podido determinar si IRS 1 es la fuente excitadora de ambos flujos o bien, se trata de un sistema binario cercano, aunque nuestros resultados parecen apoyar lo último. Entonces, para encontrar evidencia de la presencia de otra fuente, hicimos un mapa con mayor resolución angular ($0''.076 \times 0''.064$, robust = -5) de los datos a 1.3 cm. Del mapa resultante (Figura 7.3) observamos claramente la morfología elongada de IRS 1 (PA $\sim 20^\circ$), pero además existe evidencia de emisión bastante débil ($3 - \sigma$) cerca de IRS1, la cual llamaremos IRS 1B. Si esta emisión es real, sugiere que IRS 1 no es una fuente sola, sino que se trata de un sistema binario cercano ($\sim 0''.12$, ~ 110 UA), donde IRS 1 es la fuente más intensa del sistema. Entonces, bajo este esquema, sugerimos que IRS 1 sea la fuente excitadora del flujo bipolar en la dirección $20^\circ/200^\circ$ y que IRS 1B podría estar asociada con el otro flujo bipolar en la dirección $160^\circ/340^\circ$ (ver Figura 7.3). Este escenario presenta algunas dificultades. En los modelos de formación estelar se espera que en un sistema binario las dos estrellas se formen en el mismo plano, entonces se esperaría que sus flujos fueran casi paralelos. Sin embargo, se han encontrado sistemas binarios donde se observan flujos perpendiculares, e.g. el sistema binario T Tau (Bohm y Solf 1994), HH 111 IRS (Gredel & Reipurth 1993; Davis et al. 1994). Otra posibilidad es que las fuentes no estén ligadas gravitacionalmente, aunque parece improbable.

7.4.2 IRS 2

Como hemos mencionado, IRS 2 está formada por tres condensaciones de radiocontinuo, IRS 2NA, IRS 2NB (detectada aquí por primera vez) e IRS 2S. Las fuentes 2NA y 2NB se resuelven espacialmente a 1.3 cm ($0''.11 \times 0''.09$, PA $\sim 87^\circ$ y $0''.16 \times 0''.10$, PA $\sim 82^\circ$, respectivamente), mientras que IRS 2S no está resuelta. Para investigar la naturaleza de las fuentes hemos calculado el índice espectral entre 15 y 22 GHz de cada una de ellas. La densidad de flujo a 15 GHz la tomamos de Schwartz (1989), la cual fue determinada con una resolución similar a la de nuestros datos ($\sim 0''.1$). Es importante aclarar que estos valores se tienen que tomar con cuidado debido a que las observaciones no fueron simultáneas, ni se usaron los mismos calibradores. Además estamos suponiendo que las fuentes no son variables en el tiempo. El índice espectral calculado para IRS 2NA es $\alpha = 0.41 \pm 0.45$ y para IRS 2S es $\alpha = 0.32 \pm 1.1$, los cuales podrían ser consistentes con chorros confinados (Reynolds 1986), o con regiones H II parcialmente gruesas. Por otro lado, IRS 2NA e IRS 2NB parecen formar un sistema binario cercano, donde IRS 2NA es la fuente más brillante, aunque no descartamos la posibilidad de que IRS 2NB sea solo una condensación eyectada por IRS 2NA. Futuras observaciones ayudarán a investigar la naturaleza de estas fuentes.

7.4.3 Cinemática de los Máseres de Agua en S140 IRS

De un monitoreo de máseres de agua durante veinte años con la antena de Pushino, Lekht et al. (1993) y, Lekht y Sorochenco (2001) infirieron, en base a la variabilidad y a la antico-

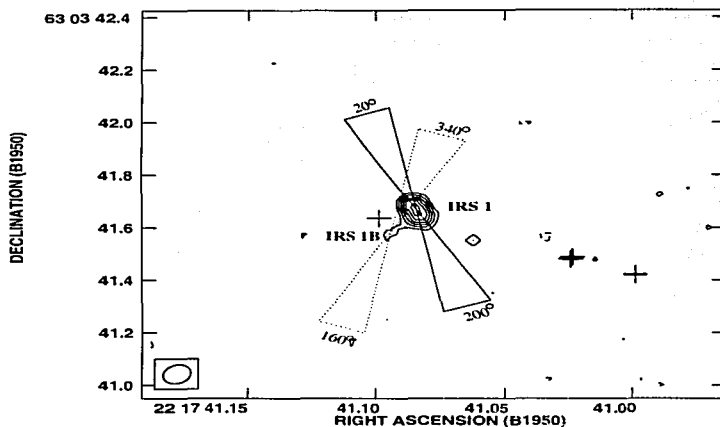


Figura 7.3: Mapa de contornos de la emisión de radiocontinuo de la fuente IRS 1 con alta resolución angular a 1.3 cm. En este mapa se muestra el núcleo del radio jet térmico IRS 1. Los contornos son -4, -3, 3, 4, 5, 6, 7 y 8 veces 0.3 mJy haz^{-1} , que es el rms del mapa. El haz (0.08×0.06 , $\text{PA} = -36.6^\circ$) se muestra en la esquina inferior izquierda. Las cruces indican la posición de las manchas máser de H_2O detectadas y los triángulos muestran la posición y dirección de los flujos moleculares de la región.

rrelación de un conjunto de tres componentes máser, la existencia de un disco kepleriano de 30 UA orbitando una masa central de $< 5 M_\odot$ localizada la región de S140 IRS, aunque no determinaron a que fuente de la región estaba asociado el disco.

Desafortunadamente, cuando realizamos nuestras observaciones, la emisión máser en la región estaba en un mínimo de actividad. Sin embargo, a pesar de esto, detectamos tres grupos de manchas máser de H_2O . De nuestras observaciones no encontramos evidencia que soporte la idea de un disco kepleriano asociado con alguna de las fuentes en S140 IRS. De los tres grupos de manchas máser observados en la región, ninguno coincide espacialmente con las fuentes IRS 2 e IRS 3, lo cual descarta que el posible disco circunestelar esté asociado con alguna de ellas.

Por otro lado, IRS 1 es la fuente más cercana a estos grupos de manchas máser. Existe un grupo de dos manchas máser asociado espacialmente con la fuente (a 95 UA), cuyas velocidades están corridas hacia el rojo ($\sim 8 \text{ km s}^{-1}$) con respecto a la velocidad de la nube molecular ($\sim 6.5 \text{ km s}^{-1}$, Zhou et al. 1993). Los otros dos grupos están corridos hacia el

azul (~ -15 y -13 km s $^{-1}$) y se encuentran a una distancia de ~ 450 y ~ 600 UA de IRS 1 (ver Figura 7.1). Entonces, si los máseres de agua detectados en la región S140 IRS forman parte de un disco circunestelar, como ha sido inferido por Lekht et al. (1993) y, Lekht y Sorochenco (2001), dicho disco tendría que estar asociado a la fuente IRS 1.

Actualmente es ampliamente aceptado que los discos circunestelares tienen tamaños del orden de decenas a cientos de unidades astronómicas (Beckwith y Sargent, 1993), por lo que 450 o 600 UA no parece estar fuera de este intervalo. Sin embargo, los grupos de manchas máser corridos hacia el azul parecen formar parte de la emisión extendida del jet IRS 1 y no formar parte de un disco (ver Figura 7.1). Además, las manchas máser presentan un gradiente de velocidad (ver Tabla 7.2), lo que parece sugerir que los máseres están asociados con el radio jet térmico IRS 1 (p.ej. S106FIR, Furuya et al. 2000; IRAS 21391+5802, Patel et al. 2000), desechando la posibilidad de que sean parte de un disco circunestelar. Tampoco podemos descartar que estos dos grupos de manchas máser estén indicando la presencia de fuentes bastante embebidas que no logramos detectar con nuestras observaciones y que de alguna manera puedan estar contribuyendo al flujo molecular observado en esta región. De ser cierta esta posibilidad, existirían hasta cuatro fuentes en un área proyectada de $\sim 0''.7 \times 0''.7$ (700×700 UA 2).

Por otro lado, no podemos descartar la posibilidad de que las manchas máser con velocidades corridas hacia el rojo formen parte de tal disco kepleriano, pero tampoco tenemos argumentos para afirmarlo. Sin embargo, podemos averiguar si este grupo de manchas máser podría estar ligado gravitacionalmente con la fuente IRS 1 o bien, si es parte del lóbulo corrido hacia al rojo del flujo bipolar asociado a IRS 1. Suponiendo que las manchas máser están ligadas gravitacionalmente a IRS 1 y que están a un radio de 95 UA (separación entre IRS 1 y las manchas máser) podemos calcular la masa de la fuente central usando la siguiente relación:

$$V^2 = \frac{GM}{R}, \quad (7.1)$$

donde V es la velocidad radial, M la masa del objeto central y R el radio. Tomando en cuenta la velocidad de la nube molecular, la inclinación del disco del cual pudieran formar parte las manchas máser ($\phi \sim 30 - 55^\circ$, L01), y usando una velocidad de -7.7 km s $^{-1}$ a un radio de 95 UA, encontramos que la masa del objeto central está dentro del intervalo de $\sim 6.6 M_\odot$ a $\sim 16 M_\odot$. Por otro lado, la masa determinada por Lekht et al. (1993) y, Lekht y Sorochenco (2001) es $< 5 M_\odot$, entonces tomando el límite inferior de la masa calculada, los máseres corridos hacia el rojo podrían formar parte de dicho disco kepleriano, aunque el disco tendría que ser más grande que 30 UA. Sin embargo, tomando el límite superior, el modelo de Lekht et al. (1993) y, Lekht y Sorochenco (2001) no aplicaría en este caso. Por otro lado, la masa de IRS 1 también ha sido determinada a partir de observaciones en el infrarrojo. Harker et al. (1997) encontraron una masa de $\sim 10 M_\odot$, la cual está dentro del intervalo de masa calculada por nosotros. Esto podría indicar que las manchas máser corridas hacia al rojo están ligadas gravitacionalmente a la fuente IRS 1, aunque no podemos descartar el hecho de que formen parte del flujo observado en esta dirección.

7.5 Conclusiones

En el presente capítulo hemos mostrado observaciones de radio continuo a 1.3 cm y de línea de máser de agua con alta resolución angular hacia la región S140 IRS con la finalidad de investigar la naturaleza de sus fuentes. En el campo observado detectamos cuatro fuentes de radiocontinuo y cinco manchas máser de agua. También encontramos evidencia marginal de una quinta fuente de radiocontinuo.

De nuestras observaciones encontramos que IRS 1 es un radio jet térmico monopolar y sugerimos que es la fuente excitadora del flujo molecular observado en la dirección $20^\circ/200^\circ$. Además, encontramos evidencia marginal de que IRS 1 es en realidad un sistema binario cercano, donde su compañera, IRS 1B, podría ser la fuente excitadora del otro flujo bipolar observado en la región. Por otro lado, la fuente IRS 2N parece ser también un sistema binario cercano, cuyos miembros son IRS 2NA e IRS 2NB.

La posición y velocidad de tres manchas máser corridas hacia el azul sugieren que las manchas están asociadas con el radio jet térmico IRS 1. Por otro lado, las dos manchas máser corridas hacia el rojo parecen estar ligadas gravitacionalmente a la fuente IRS 1, aunque de nuestras observaciones no fue posible determinar si estos máseres forman parte del disco circunestelar sugerido por Lekht et al. (1993) y, Lekht y Sorochenco (2001).

Capítulo 8

Discusión General

8.1 La Formación de Estrellas Masivas

Actualmente existe un modelo bien desarrollado y observacionalmente probado para la formación de estrellas de masa baja, el cual consiste de un sistema disco-YSO-flujo (Shu et al. 1987). Una pregunta importante es si este esquema básico podría aplicarse también para la formación de estrellas masivas. Actualmente no hay evidencia convincente de que éste sea el caso y otros escenarios para la formación de estrellas masivas han sido propuestos. Por ejemplo, que se formen vía coagulación y/o fusión de objetos menos masivos (ver capítulo 1).

Se sabe bien que los flujos moleculares marcan una fase importante en la evolución temprana de la formación de estrellas de masa baja, los cuales parecen ser impulsados por sus jets (ver Bachiller 1996 para una revisión). Sin embargo, no hay mucha evidencia de que suceda lo mismo con las estrellas masivas. Por otro lado, existe el mismo problema con los discos circunestelares, los cuales son comunes en estrellas de masa baja, pero solo unos cuantos han sido detectados alrededor de estrellas masivas. La falta de evidencias observacionales de jets, flujos y discos circunestelares en estrellas masivas lleva a sugerir que el proceso de formación de este tipo de estrellas podría ser diferente al de estrellas de masa baja. Sin embargo, la identificación de estos fenómenos de acreción y eyección en estrellas masivas podría conducir a un esquema unificado para la formación de estrellas de masa baja y alta.

El estudio individual de proto-estrellas de masa intermedia y alta es muy importante para entender como es su mecanismo de formación, pero el estudio de objetos masivos presenta más dificultades que el de sus contrapartes de masa baja. Por un lado, su tiempo de vida es mucho más corto que el de las estrellas de masa baja, y por el otro, se encuentran a

distancias más grandes (con frecuencia a miles de parsecs). Además, el hecho de que se formen en grupos o cúmulos muy poblados hace aún más difícil su identificación individual. Por estas razones se necesitan observaciones muy sensitivas y con alta resolución angular para su estudio, siendo la interferometría milimétrica y centimétrica una herramienta muy útil para estudios detallados de tales fuentes.

En los capítulos 4, 5, 6 y 7 hemos presentado observaciones interferométricas con alta resolución angular en longitudes de onda de radio, tanto de continuo como de línea hacia una muestra de cuatro regiones de formación de estrellas de masa intermedia a alta. En estos capítulos hemos usado las observaciones de máseres de agua y de radiocontinuo (7 mm, 1.3 y 3.6 cm) tanto para estudiar la distribución espacial-cinemática de los máseres de H_2O alrededor de YSOs e investigar su relación con la emisión de radiocontinuo, como para inferir y estudiar la naturaleza de los YSOs detectados en cada una de las regiones observadas. Estos estudios se han llevado a cabo con la finalidad de tratar de responder y entender algunas interrogantes acerca del proceso de formación de estrellas de masa intermedia y alta, como por ejemplo:

- ¿cómo se da la formación de las estrellas masivas?
- ¿se forman de manera aislada o en grupos de estrellas?
- ¿se forman discos circunestelares alrededor de estrellas masivas?
- ¿este tipo de estrellas pueden manejar fenómenos de eyección de masa, tales como flujos y/o jets?
- ¿qué tanta información nos proporcionan los máseres de agua acerca del proceso de formación en este tipo de estrellas?

Analizando de manera global las cuatro regiones estudiadas podemos mencionar algunas características que tienen en común y hacer una discusión de como estos resultados ayudan a entender, aunque sea parcialmente, el proceso de formación de estrellas masivas. En las siguientes secciones haremos una comparación de nuestros resultados obtenidos en los capítulos previos, con el modelo de formación de estrellas de masa baja (disco-YSO-flujo) propuesto por Shu et al. (1987). Esta comparación tiene como finalidad encontrar similitudes o diferencias del proceso de formación entre estrellas de masa baja y estrellas masivas, y de este modo, favorecer algún modelo para la formación de estrellas masivas. En particular, nos enfocaremos en tres puntos: la formación de estrellas masivas en grupos (sección 8.4), la observación de flujos y jets en estrellas masivas (sección 8.5), y la detección de discos circunestelares en este tipo de fuentes (sección 8.6).

8.2 Emisión de Radiocontinuo y Máseres de Agua en las Regiones Estudiadas

De los estudios realizados en los capítulos 4, 5, 6 y 7 encontramos emisión de radiocontinuo en todas las regiones. En la Figura 8.1 mostramos mapas de radiocontinuo a 3.6 cm de las cuatro regiones estudiadas. De esta figura podemos notar que en todos los campos observados existen varias fuentes de radiocontinuo. La mayoría de las fuentes son consistentes con estrellas ZAMS de tipo espectral B (ver Tabla 8.1). Varias de las fuentes detectadas están asociadas con radio jets térmicos que están alineados y parecen ser la base de los flujos moleculares vistos a gran escala en estas regiones. Otras fuentes observadas son consistentes con regiones H II y de algunas otras no logramos inferir su naturaleza.

Tabla 8.1: Fuentes de radio continuo detectadas en las cuatro regiones estudiadas

Región	Fuente	Tipo	Estrella central (ZAMS)
Cefeus	HW2	jet	B0.5
	VLA-mm	H II o Disco circunestelar	
AFGL 2591	VLA-R5	H II	B3-B4
	VLA 1	H II	B0.5
	VLA 2	H II	B1
	VLA 3	Disco circunestelar	B0.5
	VLA 4 ^a		
LkH α 234	VLA 1	?jet?	
	VLA 2	jet	
	VLA 3A	H II	B2
	VLA 3B	jet	
	LkH α 234 He-Be	Estrella He-Be	5M $\odot$
S140 IRS	IRS 1	jet	B1.5
	IRS 1B	?jet?	
	IRS 2N	viento	B2
	IRS 2NB		
	IRS 2S	viento	

^aFuente no detectada, pero la presencia de un grupo de máseres de agua sugiere su existencia

Por otro lado, en los capítulos 5, 6 y 7 mostramos mapas con alta resolución angular ($\sim 0''.08$) de la emisión de continuo a 1.3 cm y de máseres de H $_2$ O de cada una de las regiones estudiadas (ver Figura 8.2). Como podemos observar, en las tres regiones estudiadas se detectaron máseres de agua, sin embargo, no todas las fuentes de radiocontinuo están asociadas con máseres de agua. Además, también detectamos grupos de máseres aparentemente

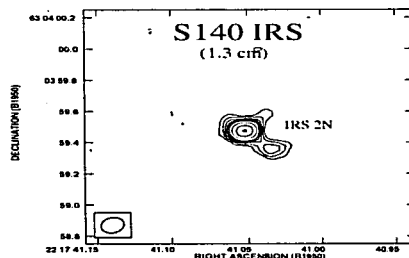
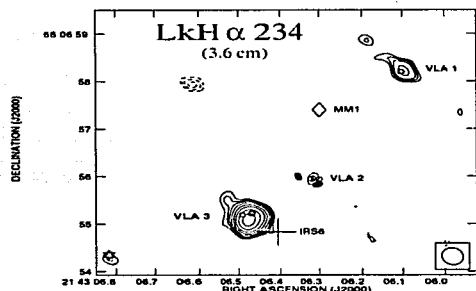
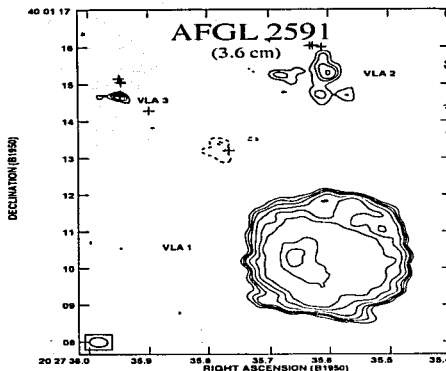
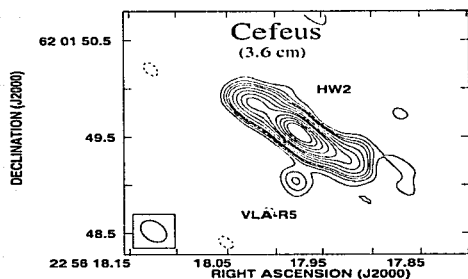


Figura 8.1: Regiones de formación estelar estudiadas. Mapas de contornos a 3.6 cm de las regiones Cefeo, AFGL 2591 y LkH α 234, y a 1.3 cm para S140 IRS.

aislados, lo que nos lleva a pensar que son bombeados remotamente o que están asociados con fuentes bastante embebidas que no logramos detectar en nuestras observaciones.

El análisis de la distribución espacial y cinemática de los máseres de agua resultó ser una herramienta bastante poderosa para investigar la naturaleza de algunas fuentes muy débiles. A través de las observaciones de máseres de agua y de la emisión de radio continuo a 1.3 cm encontramos nuevos radio jets o confirmamos su naturaleza, además encontramos evidencia que indica que los jets están alineados y parecen ser la base de los flujos bipolares a gran escala. Sin embargo, también encontramos radio jets que no parecen estar asociados

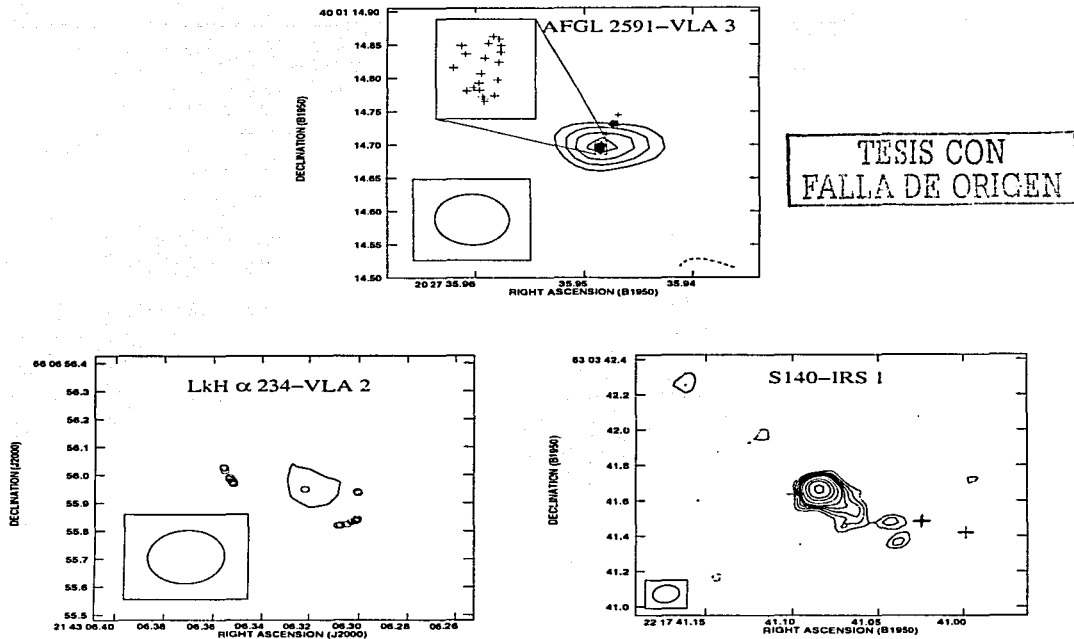


Figura 8.2: Máseres de agua en las regiones de formación estelar estudiadas. Mapas de contornos a 1.3 cm de las regiones AFGL 2591, LkH α 234 y S140 IRS. Las cruces (círculos en LkH α 234) indican la posición de las manchas máser asociadas a las fuentes de radiocontinuo

con algún flujo molecular conocido, lo cual podría indicar que se trata de fuentes aún más jóvenes.

Finalmente, analizando la distribución de máseres de agua asociados espacialmente con las fuentes de radiocontinuo observadas (ver Figura 8.2) no encontramos evidencia de que los máseres de agua pudieran describir un esquema evolutivo de las fuentes a las que están asociados, como ha sido sugerido por Torrelles et al. (1997), donde los máseres de agua en YSOs menos evolucionados son excitados en material ligado gravitacionalmente, mientras

que en los más evolucionados los máseres de agua trazan preferentemente flujos. Por otro lado, del estudio de variabilidad de la emisión máser de H_2O (ver capítulo 3) tampoco encontramos una relación entre la luminosidad de las fuentes y la variabilidad de los máseres.

8.3 Regiones H II en las Fuentes Estudiadas

Las regiones H II generalmente se encuentran asociadas con estrellas masivas jóvenes dentro de las nubes moleculares, por lo que suelen ser una manifestación de la formación de una nueva estrella masiva. Estos objetos han sido bastante estudiados y generalmente se clasifican en regiones H II ultracompactas, compactas y extendidas.

Las regiones H II se pueden usar como un trazador de regiones de formación de estrellas masivas. De las observaciones de radiocontinuo en las bandas K y X (1.3 y 3.6 cm) de las regiones estudiadas en la tesis, encontramos que varias fuentes son consistentes con regiones H II (ver Tabla S.1) ópticamente delgadas o gruesas. A partir de algunos parámetros físicos (p.ej. N_e , M_{HII} , N_i) de las regiones H II encontramos que la estrella central de cada región es consistente con una ZAMS de tipo espectral B. Estos resultados son consistentes con lo esperado en regiones de formación de estrellas masivas. Sin embargo, es importante notar que no se encontraron fuentes ZAMS de tipo espectral O.

8.4 Formación de Estrellas Masivas en Grupos

De la Figura 8.1 podemos observar que en las cuatro regiones de formación estelar estudiadas existe una tendencia hacia la formación de estrellas masivas en grupo. Por ejemplo, en AFGL 2591, cubriendo un campo de $8'' \times 8''$ ($8000 \times 8000 \text{ AU}^2$), encontramos al menos tres fuentes de radiocontinuo que son consistentes con estrellas ZAMS de tipo espectral B (ver Tabla S.1).

Por otro lado, de nuestros mapas de radiocontinuo de las regiones observadas encontramos evidencia de la formación de sistemas binarios cercanos, por ejemplo VLA 3A y VLA 3B (con una separación de $\sim 200 \text{ AU}$) en la región LkH α 234 (ver Figura 8.3). Además, también encontramos un sistema triple en un área proyectada de $0''.6 \times 0''.6$ ($400 \times 400 \text{ AU}^2$) en la región de Cepheus. Sin embargo, a pesar de encontrar sistemas binarios y triples bastante cercanos, no encontramos evidencia de interacción entre los miembros de los sistemas que pudiera mostrar o sugerir que están dando lugar a la formación de un objeto más masivo. Este resultado no favorece el modelo de coagulación y/o fusión (ver Capítulo 1.1.3) para la formación de estrellas masivas. Además, muestra que al parecer las estrellas masivas también presentan una tendencia de formarse en grupos (sistemas binarios y múltiples).

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

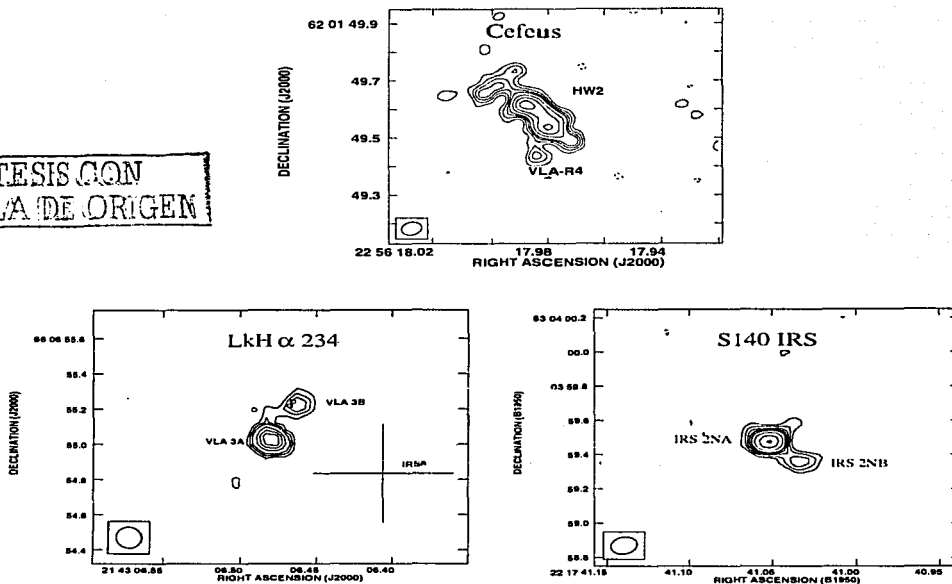


Figura 8.3: Sistemas binarios en las regiones de formación estelar estudiadas. Mapas de contornos a 1.3 cm de las regiones LkH α 234 y S140 IRS-2N, y a 7 mm de la región de Cefeo.

8.5 Flujos Moleculares y Jets en Estrellas Masivas

La falta de flujos y/o jets conocidos en protoestrellas masivas, en contraste con la gran cantidad de estos fenómenos entre los sistemas de masa baja, parece apuntar hacia una diferencia en el proceso de su formación. Sin embargo nuestros resultados parecen indicar que éste no es el caso, ya que encontramos varios jets asociados con estrellas de masa intermedia y alta, donde algunos de ellos están asociados con los flujos moleculares a gran escala. En las cuatro regiones estudiadas encontramos al menos un flujo molecular que parece ser excitado por una estrella masiva. En la literatura también se han observado flujos moleculares que parecen estar asociados con fuentes masivas (Zhang et al. 2001; Beuther, et al. 2002).

8.6 Discos de Acreción Alrededor de Estrellas Masivas

En base a consideraciones teóricas se espera que los discos circunestelares jueguen un papel fundamental en el proceso de formación de estrellas de masa baja. Tales discos han sido observados en muchas estrellas de este tipo, sin embargo, no ha ocurrido lo mismo con las estrellas masivas. En el desarrollo de la tesis, encontramos evidencia de la existencia de un disco circunestelar asociado con la protoestrella masiva de $10 M_{\odot}$, VLA 3, en la región AFGL 2591. El disco circunestelar asociado a VLA 3 tiene características similares a los encontrados en estrellas de masa baja (ver Capítulo 5). Además, también encontramos que VLA 3 parece ser la fuente excitadora del flujo molecular observado en esta región, el cual está orientado perpendicularmente al disco circunestelar. VLA 3 es un ejemplo de una protoestrella masiva donde se encuentra un sistema *disco-YSO-flujo*, similar al esquema propuesto por Shu et al. (1987) para la formación de estrellas de masa baja.

Por otro lado, como mencionamos en la sección anterior, en las regiones estudiadas encontramos varias fuentes de radiocontinuo cuya naturaleza indica que son jets, los cuales están asociados con flujos moleculares a gran escala. Entonces, dada la conexión entre flujos y discos de acreción en estrellas de masa baja, nuestros resultados sugieren que las estrellas masivas asociadas con un jet y/o flujo molecular también deberán tener un disco circunestelar.

8.7 Conclusiones

En los capítulos anteriores hemos encontrado respuesta (parcial) a varias cuestiones acerca del proceso de formación de estrellas masivas. Nuestros resultados parecen no apoyar la idea de que las estrellas masivas en las regiones estudiadas se formen vía coagulación y/o fusión. Por el contrario, encontramos evidencias que apoyan la idea de que las estrellas masivas de nuestra muestra se forman bajo el mismo esquema que el de las estrellas de masa baja, cuyo modelo ampliamente aceptado es el sistema: *disco-YSO-flujo*. Es importante hacer notar que nuestros resultados fueron obtenidos a partir de una muestra reducida, por lo que será necesario hacer estudios sobre muestras más grandes para poder generalizar estos resultados.

Capítulo 9

Conclusiones y Trabajo a Futuro

9.1 Conclusiones Particulares

9.1.1 Variabilidad de Máseres de Agua en YSOs

La variabilidad de los máseres de agua en regiones de formación de estrellas es un fenómeno bien conocido pero poco estudiado. En este trabajo monitoreamos una muestra de YSOs de distintas luminosidades durante un intervalo de aproximadamente ocho meses. Los resultados más sobresalientes indican que la emisión de máseres de agua varía en intervalos de tiempo de un mes o menos, aunque no encontramos una relación entre la luminosidad de las fuentes y la variabilidad de su emisión máser. De nuestras observaciones tampoco logramos encontrar un patrón de periodicidad en la variabilidad de la emisión máser. En este estudio también encontramos que el índice de variabilidad ($V_i = F_{max}/F_{min}$) de las componentes máser en todas las fuentes observadas es preferentemente de uno a tres, lo que indica que solamente unas pocas componentes máser sufren cambios bruscos en su intensidad. Otra cantidad para cuantificar la variabilidad de las componentes máser es la tasa de variabilidad ($VR = V_i/(\Delta t/\delta t)$), la cual es menor que dos para el 60% de las componentes máser. Por otro lado, desde un punto de vista estadístico, encontramos que la variabilidad de los máseres de H_2O puede describirse como debida a pequeñas (10%) fluctuaciones Gaussianas en la opacidad de la línea.

9.1.2 CEFE0 A

Cefe0 A es uno de los mejores ejemplos de regiones de formación de estrellas. En base a observaciones de alta resolución angular a 3.6 cm y 7 mm detectamos tres YSOs embebidos, uno de ellos fue el radio jet HW2 y los otros dos fueron nuevas detecciones. En este trabajo, sugerimos que una de las fuentes nuevas (VLA-R5) es la fuente excitadora de los máseres de agua que están trazando la enigmática burbuja de agua, sin embargo no logramos inferir su naturaleza, aunque podría ser consistente con una región H II bastante joven que se está expandiendo.

9.1.3 AFGL 2591

AFGL 2591 es una región de formación de estrellas de mediana y alta masa. En nuestro trabajo detectamos tres fuentes de radiocontinuo y sugerimos la presencia de una fuente más que se encuentra bastante embebida. Dos de las fuentes detectadas son consistentes con regiones H II ópticamente delgadas, cuyas estrellas excitadoras son ZAMS de tipo espectral B o más tempranas. La tercera fuente (VLA 3) parece ser consistente con un disco ópticamente grueso más un viento fotoionizado colimado. Del estudio de la cinemática de los máseres de agua asociados espacialmente con la fuente VLA 3 encontramos un resultado nunca antes visto. La distribución tridimensional posición-velocidad de los máseres forma una estructura helicoidal bien definida, la cual no logramos explicar a través de fenómenos conocidos que ocurren durante la formación de estrellas. Por otro lado, también encontramos la fuente excitadora del flujo molecular de CO a gran escala que se observa en la región. Finalmente, todos los resultados encontrados indican que AFGL 2591 es un cúmulo de YSOs.

9.1.4 LkH α 234

LkH α 234, al igual que AFGL 2591, es una región de formación de estrellas de mediana y alta masa donde se pensaba que la estrella Herbig-Haro LkH α 234 podría estar excitando uno de los flujos moleculares observados en la región. En esta región detectamos cuatro fuentes de radiocontinuo (tres detecciones nuevas) y 21 manchas máser de agua. Dos de las fuentes de radiocontinuo forman un sistema binario cercano (~ 220 AU), de las cuales una parece ser una región H II y la otra un radio jet térmico. De nuestras observaciones y del análisis de la distribución de manchas máser descubrimos la fuente excitadora del flujo molecular de CO observado en la región, descartando la posibilidad de que la estrella Herbig-Haro sea la fuente excitadora.

9.1.5 S140 IRS

S140 IRS es un grupo de al menos tres estrellas jóvenes de tipo espectral B. De nuestras observaciones encontramos que IRS 1 parece ser un sistema binario cercano (IRS 1 e IRS 1B), descartando el hecho que IRS 1 sea la fuente excitadora de dos flujos moleculares bipolares. También inferimos la naturaleza de radio jet para la fuente IRS 1, la cual proponemos como la fuente excitadora del flujo molecular a gran escala en la dirección $20^\circ/200^\circ$. Por otro lado, IRS 1B podría ser la fuente excitadora del otro flujo bipolar observado en la región. También encontramos que dos grupos de máseres de agua son parte del jet asociado a IRS 1 y un grupo parece estar ligado gravitacionalmente a la fuente IRS 1. Finalmente, en esta región también detectamos las fuentes de radiocontinuo IRS 2N, IRS 2NB e IRS 2S, aunque no logramos determinar su naturaleza.

9.2 Conclusiones Generales

En esta tesis se han analizado algunos aspectos de la formación de estrellas de masa intermedia y alta desde el punto de vista observacional, específicamente en longitudes de onda de radio. Nuestro estudio está enfocado principalmente a investigar el medio circunestelar cercano (de decenas a centenas de unidades astronómicas) en este tipo de objetos. Para este estudio se llevaron a cabo observaciones interferométricas muy sensitivas y con alta resolución angular, tanto de continuo (7 mm, 1.3 cm y 3.6 cm) como de línea espectral (máser de agua) hacia un grupo de cuatro regiones de formación estelar (Cefeo, AFGL 2591, LkH α 234 y S140) usando el arreglo interferométrico VLA. Además, también se realizaron observaciones de máseres de agua con una sola antena hacia una muestra mas grande de YSOs.

A partir del análisis de las observaciones interferométricas de radiocontinuo hemos encontrado varios resultados importantes.

- Determinamos la naturaleza de la mayoría de las fuentes observadas, siendo algunas de ellas radio jets térmicos y otras regiones H II (ópticamente delgadas y gruesas).
- Identificamos las fuentes excitadoras de los fenómenos de eyección de material en las regiones observadas. Esto nos lleva a concluir que los fenómenos de eyección de masa, tales como jets o flujos, son comunes en estrellas jóvenes de masa intermedia y alta, por lo que este fenómeno representa una etapa evolutiva muy importante en la formación de estrellas tanto de masa baja como de intermedia y alta.
- Encontramos evidencia de la posible detección de un disco circunestelar asociado a la estrella masiva VLA 3 ($\sim 10 M_\odot$) en la región AFGL 2591. También encontramos que VLA 3 parece ser la fuente impulsora del flujo bipolar en esta región. Estos resultados indican que VLA 3 es un ejemplo de protoestrella masiva donde se tiene el sistema *disco-YSO-flujo*.

- También hemos encontrado que las estrellas de masa intermedia y alta no se forman de manera aislada, sino que lo hacen en grupos pequeños y algunas forman parte de sistemas binarios o triples..
- En las cuatro regiones estudiadas se detectó al menos un radio jet térmico orientado en la dirección del flujo bipolar a gran escala, pareciendo la fuente impulsora del mismo. Este hecho nos lleva a pensar que donde existe un flujo molecular también existe un jet térmico.

Los resultados encontrados parecen sugerir que las estrellas de masa intermedia y alta se forman de manera similar a las estrellas de masa baja, donde el modelo ampliamente aceptado es el de disco-YSO-flujo. Este hecho sugiere que en el proceso de formación de estrellas masivas deben existir discos circunestelares, por lo que será necesario llevar a cabo observaciones de emisión de polvo y gas molecular con mayor resolución angular y sensibilidad para su detección.

Otra de las contribuciones relevantes de esta tesis es la detección de la fuente excitadora de los máseres de agua que están trazando la enigmática burbuja de agua encontrada en la región de Cefeo, aunque desafortunadamente de nuestras observaciones no logramos inferir la naturaleza de la fuente.

Por otro lado, de las observaciones de máseres de agua con una sola antena encontramos que los máseres alrededor de YSOs muestran variaciones en su intensidad relativamente rápidas (del orden de un mes o menos) y grandes (hasta dos órdenes de magnitud) sin una aparente relación con la luminosidad del YSO. Tal variabilidad puede explicarse como debida a pequeñas fluctuaciones Gaussianas en la opacidad de la línea. De las observaciones interferométricas hicimos un estudio de la distribución espacial y la cinemática de las manchas máser observadas alrededor de los YSOs y discutimos su relación con la emisión de radiocontinuo. Los resultados relevantes son los siguientes:

- Encontramos que las manchas máser están casi siempre asociadas espacialmente con una fuente de radiocontinuo y sólo en pocos casos se encuentran aisladas, aunque no descartamos la posibilidad de que se encuentren asociadas a una fuente bastante embebida y la sensibilidad de nuestras observaciones no fue suficiente para detectarla.
- También encontramos que algunos grupos de máseres están asociados con eyecciones de material y parecen formar parte o estar delineando un jet, como por ejemplo en la fuente VLA 2 perteneciente a la región LkH α 234. Por otro lado, en la fuente S140 IRS1 encontramos un grupo de máseres que parecen estar ligados gravitacionalmente a la fuente, pero no logramos determinar si son parte de un disco circunestelar o cáscara alrededor de S140 IRS1.
- En la región AFGL 2591 encontramos un grupo de máseres espacialmente asociados con la fuente VLA 3, los cuales forman una estructura como de hélice (en el plano posición-velocidad) y al parecer no forman parte de alguna estructura conocida, como

por ejemplo, disco circunestelar, cáscara o flujo molecular. Esto nos lleva a pensar que estos máseres probablemente se formaron a través de un fenómeno aún desconocido en el proceso de formación de estrellas masivas.

- De nuestras observaciones no encontramos evidencias claras que apoyen un escenario evolutivo en el cual los máseres de agua asociados a movimientos ligados formen parte de YSOs menos evolucionados y los máseres que están trazando eyección de material estén asociados con YSOs más evolucionados.

Finalmente, es importante mencionar que nuestros resultados observacionales abren una puerta para el desarrollo de modelos teóricos de la formación de estrellas masivas.

9.3 Trabajo a Futuro

Durante el desarrollo de la tesis hemos abordado algunos aspectos relacionados con la formación de estrellas de masa intermedia y alta desde el punto de vista observacional en longitudes de onda de radio, en particular, usando observaciones de radiocontinuo y máseres de agua. Como se puede notar en la sección 9.2 hemos realizado contribuciones importantes en este campo, pero también han surgido nuevas interrogantes a resolver en el futuro.

9.3.1 Corto y Mediano Plazo

Como primer proyecto a realizar en un futuro cercano está el concluir la investigación de búsqueda de discos circumbinarios alrededor de objetos estelares jóvenes que son parte de sistemas binarios cercanos. Para desarrollar esta investigación hemos observado con el interferómetro VLA dos sistemas binarios: L1551 IRS5 y GG Tau. Para ambos sistemas tenemos observaciones en la banda Q (7 mm) en las configuraciones B y C. Hasta ahora se ha terminado la reducción de los datos y tenemos un análisis preliminar de los mismos.

Uno de los proyectos que se realizará a mediano plazo es el estudio de las observaciones de máseres de agua realizadas con el interferómetro VLBA. Para lo cual contamos con observaciones de dos fuentes estudiadas en esta tesis: AFGL 2591 y LkH α 234. Las fuentes fueron observadas durante tres corridas en intervalos de aproximadamente un mes en la banda K (1.3 cm). En este proyecto queremos mapear la distribución espacial de los máseres de agua con una resolución angular de 0.5 milisegundos de arco y medir sus movimientos propios para determinar sus velocidades espaciales y entender su cinemática, lo cual es fundamental para determinar si son parte de un disco circunestelar o de un flujo molecular. Otro de los proyectos que se llevará a cabo a mediano plazo es el estudio de la emisión de radiocontinuo y la distribución de máseres de agua hacia la fuente IRAS 23139+5939. De esta fuente tenemos un juego de datos observados con el VLA.

9.3.2 Largo Plazo

El desarrollo de esta tesis abre la puerta para realizar proyectos a largo plazo. Entre los más importantes destacan los siguientes.

Queremos observar una muestra grande de fuentes jóvenes masivas (tipo espectral B y O) para continuar la investigación sobre el proceso de formación de estrellas masivas. También planeamos seleccionar los mejores candidatos para observarlos con el interferómetro ALMA cuando entre en operación.

Otro proyecto a largo plazo es seguir observando fuentes con emisión de máser de agua para hacer un estudio estadístico de la presencia de radio jets en YSOs masivos, y al mismo tiempo, encontrar evidencia que favorezca o deseché el modelo evolutivo de la distribución de máseres de agua alrededor de YSOs.

También pretendemos hacer observaciones de radiocontinuo con mayor sensibilidad en diferentes longitudes de onda de las fuentes estudiadas en esta tesis con la finalidad de determinar la naturaleza de algunas fuentes débiles que fueron detectadas marginalmente. Además, queremos complementar el estudio con observaciones de algunas líneas espectrales, como por ejemplo el NH_3 y CO . Por otro lado, planeamos hacer observaciones de radiocontinuo con mayor resolución angular de algunos sistemas binarios cercanos para poder separar espacialmente las dos fuentes del sistema y determinar la naturaleza de cada componente. Estas observaciones se harán con el VLA más la antena de Pie Town.

Bibliografía

- [1] Adams, F. C., Lada, C. J. y Shu, F. H. 1987, ApJ, 312, 788
- [2] Adams, F. C., Shu, F. H. y Lada, C. J. 1988, ApJ, 326, 865
- [3] Adams, F. C., Emerson, J. P. y Fuller, G. A. 1990, ApJ, 357, 606
- [4] André, P., Ward-Thompson, D. y Barsony, M. 1993, ApJ, 406, 122
- [5] André, P. 1994, en The Cold Universe, XXVIIIth Rencontre de Moriond, ed. Montmerle et al., 179
- [6] André, P. 1997, en Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars, IAU Symposium No. 182, 483
- [7] Anglada, G., Rodríguez, L.F. y Torrelles, J.M. 1998, ASP Conference Series, 132, 303
- [8] Appenzeller, I. y Mundt, R. 1989, A&ARv, 1, 291
- [9] Augereau, J. C., Lagrange, A.-M., Mouillet, D., Papaloizou, J. C. B., y Grorod, P. A. 1999, A&A, 348, 557
- [10] Augereau, J. C., Lagrange, A.-M., Mouillet, D., y Menard, F. 1999, A&A, 350, L51
- [11] Avery, L.W., Hayashi, S.S. y White, G.J. 1990, ApJ, 357, 524
- [12] Avila, R., Rodríguez, L.F. y Curiel, S., 2001, RMAA, 37, 201
- [13] Babkovskaya, N.S. y Varshalovich, D.A. 2000, AstL, 26, 144
- [14] Bacciotti, F. 1997, en Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars, IAU Symposium No. 182, Eds. Reipurth B. y Bertout, C. Kluwer Academic Publishers, p. 73-82
- [15] Bachiller, R., Fuente, A., y Tafalla, M. 1995, ApJ, 445, 51L
- [16] Bachiller, R. 1996, ARA&A, 34, 111
- [17] Bally, J. y Lada, C. J. 1983, ApJ, 265, 824
- [18] Bally, J. y Stark, A. A. 1983, ApJ, 266, 61L

- [19] Baudry, A. y Diamond, P. J. 1998, *A&A*, 331, 697
- [20] Bechis, K.P., Harvey, P.M., Campbell, M.F., y Hoffmann, W.F. 1978, *ApJ*, 226, 439
- [21] Beckwith, S. V. W., Sargent, A. I., Chini, R. S., y Guesten, R. 1990, *AJ*, , 99, 924
- [22] Beckwith, S. V. W. y Sargent, A. I. 1991, *ApJ*, 381, 250
- [23] Beckwith, S. V. W. y Sargent, A. I. 1993, *ApJ*, 402, 280
- [24] Beichman, C. A., Becklin, E. E., y Wynn-Williams, C. G. 1979, *ApJ*, 232, 47L
- [25] Bell, K. R. 1999, *ApJ*, 526, 411
- [26] Bell, K. R. y Lin, D.-N. C. 1994, *ApJ*, 427, 987
- [27] Beltrán, M. T., Estalella, R., Anglada, G., Rodríguez, L. F., y Torrelles, J.M. 2001, *AJ*, 121, 1556
- [28] Bertout, C. 1989, *ARA&A*, 27, 351
- [29] Beuther, H., Schilke, P., Sridharan, T. K., Menten, K. M., Walmsley, C. M., y Wyrowski, F. 2002, *A&A*, 383, 892
- [30] Bieging, J. H., Cohen, M., y Schwartz, P. R. 1984, *ApJ*, 282, 699
- [31] Bieging, J. H. y Cohen, M. 1985, *ApJ*, 289, 5L
- [32] Blair, G. N., Evans, N. J. II, Vandebout, P. A., & Petters, W. L. III 1978, *ApJ*, 219, 896
- [33] Böhm, K.-H. y Solf, J. 1994, *ApJ*, 430, 277
- [34] Bonnell, I.A., Bate, M. R. y Zinnecker, H. 1998, *MNRAS*, 298, 93
- [35] Bowers, P. F., Claussen, M. J. y Johnston, K. J. 1993, *AJ*, 105, 284
- [36] Bujarrabal, V. 1994, *A&A*, 285, 953
- [37] Butner, H. M., Natta, A., y Evans, N. J. 1994, *ApJ*, 420, 326
- [38] Cabrit, S., Lagage, P.O., McCaughrean, M., y Olofsson, G. 1997, *A&A*, 321, 523
- [39] Calvet, N., Hartmann, L., y Strom, S. E. 2000, en *Protostars and Planets IV*, 377
- [40] Campbell, B. 1984, *ApJ*, 287, 334
- [41] Casanova, S., Montmerle, T., Feigelson, E.D., y Andre, P. 1995, *ApJ*, 439, 752
- [42] Cesaroni, R., Palagi, F., Felli, M., Catarzi, M., Comoretto, G., di Francos, G. C. y Palla, F. 1988, *A&AS*, 76, 445
- [43] Cesaroni, R. 1990, *A&A*, 233, 513

- [44] Cesaroni, R., Felli, M., Testi, L., Walmsley, C.M., y Olmi, L. 1997, *A&A*, 325, 725
- [45] Cesaroni, R., Felli, M., Jenness, T., Neri, R., Olmi, L., Robberto, M., Testi, L., y Walmsley, C. M. 1999, *A&A* 345, 949
- [46] Cernicharo, J., Bachiller, R., Duvert, G., Gonzalez-Alfonso, E., y Gomez-Gonzalez, J. 1992, *A&A*, 261, 589
- [47] Cernicharo, J. y Reipurth, B. 1996, *ApJ*, 460, 57L
- [48] Chernin, L. M. 1995, *ApJ*, 440, 97L
- [49] Chernin, L. M. y Masson, C.R. 1995, *ApJ*, 443, 181
- [50] Cheung, A.C., Rank, D.M., Townes, C.H., Thornton, D.D. and Welch, W.J. 1969, *Nature*, 221, 626
- [51] Churchwell, E., Witzel, A., Pauliny-Toth, I., Sieber, W., Huchtmeier, W., y Roland, J. 1977, *A&A*, 54, 969
- [52] Churchwell, E. 1991, en *The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*, NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C, Vol. 342, eds. Lada, C.J and Kylafis N.D., p.221
- [53] Claussen, M. J., Marvel, K. B., Wootten, A., y Wilking, B. A. 1998, *ApJ*, 507, 79L
- [54] Clements, E.D. y Argyle, R.W. 1984, *MNRAS*, 209, 1
- [55] Cohen, M., Bieging, J. H., y Schwartz, P. R. 1982, *ApJ*, 253, 707
- [56] Cohen, R. J., Rowland, P.R. y Blair, M.M. 1984, *MNRAS*, 210, 425
- [57] Cohen, R. J., Baart, E. E., y Jonas, J. L. 1988, *MNRAS*, 231, 205
- [58] Cohen, R. J., Masheder, M. R. W. y Walker, R. N. F. 1991, *MNRAS*, 250, 611
- [59] Cohen, R. J., Masheder, M. R. W. y Caswell, J. L. 1995, *MNRAS*, 274, 808
- [60] Crampton, D., y Fisher, W. A. 1974, *Pub. Dom. Ap. Obs.*, 14, 12
- [61] Crampton, D., y Fisher, W. A. 1974, *Pub. Dom. Ap. Obs.*, 14, 283
- [62] Curiel, S., Cantó, J., y Rodríguez, L. F. 1987, *RevMexAA*, 14, 595
- [63] Curiel, S., Rodríguez, L. F., Moran, J. M., y Cantó, J. 1993, *ApJ*, 415, 191
- [64] D'Alessio, P., Calvet, N., y Hartmann, L. 1997, *ApJ*, 474, 397
- [65] D'Alessio, P., Cantó, J., Calvet, N., y Lizano, S. 1998, *ApJ*, 500, 411
- [66] D'Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Lizano, S., y Cantó, J. 1999, *ApJ*, 527, 893
- [67] D'Alessio, P., Calvet, N., y Hartmann, L. 2001, *ApJ*, 553, 321

- [68] Davis, C.J., Mundt, R., y Eisloffel, J. 1994, *ApJ*, 437, L55
- [69] de Jong, T. 1973, *A&A*, 26, 297
- [70] Dent, W. R. F., Walker, H. J., Holland, W. S., y Greaves, J. S. 2000, *MNRAS*, 314, 702
- [71] Edwards, S. y Snell, R. L. 1982, *ApJ*, 261, 151
- [72] Edwards, S. y Snell, R. L. 1983, *ApJ*, 270, 605
- [73] Edwards, S. y Snell, R. L. 1984, *ApJ*, 281, 237
- [74] Eisloffel, J. y Mundt, R. 1992, *A&A*, 263, 292
- [75] Elitzur, M. 1982, *Rev. Modern Phys.* 54, 1225
- [76] Elitzur, M. 1986, en *Masers/Molec.&Mass Outflows/Star Form. Regions* P. 299
- [77] Elitzur, M., Hollenbach, D. J. y McKee, C. F. 1989, *ApJ*, 346, 983
- [78] Elitzur, M. 1992, en *Astronomical masers*, Kluwer Academic Publishers, *Astrophysics and Space Science Library*
- [79] Elitzur, M. 1992, *ARA&A*, 30, 75
- [80] Estalella, R. y Anglada G. 1997, *Introducción a la Física del Medio Interestelar*, Ed. Universitat de Barcelona
- [81] Evans, N. J. II, Mundy, L. G., Kutner, M. L., y DePoy, D. L. 1989, *ApJ*, 346, 212
- [82] Felli, M. y Panagia, N. 1981, *A&A*, 102, 424
- [83] Felli, M., Palagi, F. y Tofani, G. 1992, *A&A*, 255, 293
- [84] Ferreira, J., Pelletier, G., y Appl, S. 2000, *MNRAS*, 312, 387
- [85] Fiebig, D., Duschl, W. J., Menten, K. M., y Tscharnuter, W. M. 1996, *A&A*, 310, 199
- [86] Fuente, A., Martín-Pintado, J., Alcolea, J., y Barcia, A. 1989, *A&A*, 223, 321
- [87] Fuente, A., Neri, R., Martín-Pintado, J., Bachiller, R., Rodríguez-Franco, A., y Palla, F. 2001, *A&A*, 366, 873
- [88] Fuller, G.A., Zijlstra, A.A., y Williams, S.J. 2001, *ApJ*, 555, 125L
- [89] Furuya, R.S., Kitamura, Y., Saito, M., Kawabe, R., y Wootten, H.A. 1999, *ApJ*, 525, 821
- [90] Furuya, R. S., Kitamura, Y., Wootten, H. A., Claussen, M. J., Saito, M., Marvel, K. B., y Kawabe, R. 2000, *ApJ*, 542, 135L
- [91] Furuya, R. S., Kitamura, Y., Wootten, H. A., Claussen, M. J., y Kawabe, R. 2001, *ApJ*, 599, 143L

- [92] Furuya, R. S., Kitamura, Y., Wootten, H. A., Claussen, M. J., y Kawabe, R. 2003, *ApJS*, 144, 71
- [93] Garay, G., y Lizano, S. 1999, *PASP*, 111, 1049
- [94] Garden, R. P., Hayashi, M., Hasegawa, T., Gatley, I., Kaifu, N. 1991, *ApJ*, 374, 540
- [95] Genzel, R., Reid, M. J., Moran, J. M. and, Downes, D. 1981, *ApJ*, 244, 884
- [96] Genzel, R., Downes, D., Schneps, M. H., Reid, M. J., Moran, J. M., Kogan, L. R., Kostenko, V. I., Matveenko, L. I. and, Ronnang, B. 1981, *ApJ*, 247, 1039
- [97] Giovanardi, C., Lizano, S., Natta, A., Evans, N. J., II, Heiles, C. 1992, *ApJ*, 397, 214
- [98] Goldreich, P. y Keeley, D.A. 1972, *ApJ*, 174, 517
- [99] Goldreich, P. y Kwan, J. 1974, *ApJ*, 191, 93
- [100] Goldreich, P. y Kwan, J. 1974b, *ApJ*, 190, 27
- [101] Goldreich, P. 1980, *Interstellar molecules*, IAU, 87, 551
- [102] González, R.F. y Cantó, J. 2002, *ApJ*, 580, 459
- [103] Gordon, M.A. 1988, en *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy*, eds. G.L. Verschuur y K.L. Kellerman, (Springer-Verlag), 37
- [104] Greaves, J. S., Holland, W. S., Moriarty-Schieven, G., Jenness, T., Dent, W. R. F., Zuckerman, B., McCarthy, C., Webb, R. A., Butner, H. M., Gear, W. K., y Walker, H. J. 1998, *ApJ*, 506, 133L
- [105] Greaves, J. S., Mannings, V., y Holland, W. S. 2000, *Icarus*, 143, 155
- [106] Gredel, R. y Reipurth, B. 1993, *ApJ*, 407, 29L
- [107] Greenhill, L. J., Moran, J. M., Reid, M. J., Gwinn, C. R., Menten, K. M., Eckart, A. and, Hirabayashi, H. 1990, *ApJ*, 364, 513
- [108] Habing, H. J. 1996, *A&ARv*, 7, 97
- [109] Harker, D., Bregman, J., Tielens, A.G.G.M., Temi, P., and Rank, D. 1997, *A&A*, 324, 629
- [110] Haro, G. 1952, *ApJ*, 115, 572
- [111] Hartigan, P., Edwards, S., y Ghandour, L. 1995, *ApJ*, 452, 736
- [112] Hartmann, L. y Kenyon, S. J 1985, *ApJ*, 299, 462
- [113] Hartmann, L. y Kenyon, S. J 1996, 1996, *ARA&A*, 34, 207

- [114] Hartmann, L. 1998, en *Accretion processes in star formation* / Lee Hartmann. Cambridge, UK; New York: Cambridge University Press, 1998. (Cambridge astrophysics series; 32) ISBN 0521435072.
- [115] Hasegawa, T., Morita, K., Okumura, S., Kaifu, N., Suzuki, H., Ohishi, M., Hayashi, M., Ukita, N. 1986, en *Masers/Molec.&Mass Outflows/Star Form. Regions*, p. 275
- [116] Hasegawa, T.I. y Mitchell, G.F. 1995, *ApJ*, 451, 225
- [117] Henkel, C., Guesten, R., Downes, D., Thum, C., Wilson, T.L., y Biermann, P. 1984, *A&A*, 141, 1L
- [118] Herbig, G. H. 1951, *ApJ*, 113, 697
- [119] Herbig, G.H. 1960, *ApJS*, 4, 337
- [120] Hodapp, K. W. 1994, *ApJS*, 94, 615
- [121] Hollenbach, D. J., Yorke, H. W., y Johnstone, D. 2000, en *Protostars and Planets IV*, 401
- [122] Holland, W. S., Greaves, J. S., Zuckerman, B., Webb, R. A., McCarthy, C., Coulson, I. M., Walther, D. M., Dent, W. R. F., Gear, W. K., y Robson, I. 1998, *Nature*, 392, 788
- [123] Hughes, V.A. y Wouterloot, J.G.A., 1984, *ApJ*, 276, 204
- [124] Hughes, V. A. 1985, *ApJ*, 298, 830
- [125] Imai, H., Deguchi, S. y Sasao, T. 2002, *ApJ*, 567, 971
- [126] Johnson, H. L. 1957, *ApJ*, 126, 121
- [127] Kurtz, S., Churchwell, E., y Wood, D. O. S. 1994, *ApJS*, 91, 659
- [128] Kylafis, N. D. y Norman, C. 1987, *ApJ*, 323, 346
- [129] Lada C.J., Thronson H.A., Smith H.A., Schwartz, P.R. y Glaccum, W. 1984, *ApJ*, 286, 302
- [130] Lada, C. J., Wilking, B. A. 1984, *ApJ*, 287, 610L
- [131] Lada, C. J. 1991, en *The Physics of Star Formation and EarlyStellar Evolution*, Ed. C.J. Lada y N.D. Kylafis, 329
- [132] Larson, R. B. 1992, *MNRAS*, 256, 641L
- [133] Lekht, E. E., Likhachev, S. F., Sorochenko, R. L., Strel'nitskii, V. S. 1993, *ARep*, 37, 367L
- [134] Lekht, E. E., Sorochenko, R. L. 2001, *ARep*, 45, 113L
- [135] Lenzén, R., Hodapp, K.-W. y Solf, J. 1984, *A&A*, 137, 202L
- [136] Lester, D. F., Harvey, P. M., Joy, M., y Ellis, H. B. Jr. 1986, *ApJ*, 309, 80

- [137] Lewis, B. M. 1989, ApJ, 338, L234
- [138] Litvak, M.M., McWhorter, A.L., Meeks, M.L., y Zeiger, H.J. 1966, Phys. Rev. Lett. 17, 821
- [139] Litvak, M.M. 1970, 1966, Phys. A2, 2107
- [140] Litvak, M.M. 1978, ARA&A, 12, 97
- [141] Lizano, S., Heiles, C., Rodríguez, L. F., Koo, B.-C., Shu, F. H., Hasegawa, T., Hayashi, S., Mirabel, I. F. 1988, ApJ, 328, 763L
- [142] Lucas, R., Le Squiren, A., Kazs, I., y Encrenaz, P. J. 1978, A&A, 66, 155
- [143] Maisel L. 1971, "Probability, Statistics and Random Processes", ed. Simon y Schuster
- [144] Mathieu, Robert D. 1994, ARA&A, 32, 465
- [145] Mathis, J. S., Rimpl, W., y Nordsieck, K. H. 1977, ApJ, 217, 425
- [146] Migenes, V., Cohen, R.J., y Brebner, G.C. 1992, MNRAS, 254, 501
- [147] Migenes, V., Horiuchi, S., Slysh, V.I., et al. 1999, ApJS, 123, 487
- [148] Minchin, N. R., White, G. J., y Padman, R. 1993, A&A, 277, 595
- [149] Miralles, M. P., Rodríguez, L. F., y Scalise, E. 1994, ApJS, 92, 173
- [150] Mitchell G.F., Maillard J., y Hasegawa T.I. 1991, ApJ, 371, 342
- [151] Mitchell, G.F. y Matthews, H.E. 1994, ApJ, 423, L55
- [152] Miyoshi, M., Moran, J., Herrnstein, J., Greenhill, L., Nakai, N., Diamond, P., y Inoue, M. 1995, Nature, 373, 127
- [153] Molinari, S., Testi, L., Rodríguez, L.F., y Zhang, Q. 2002, ApJ, 570, 758
- [154] Moran, J.M., Greenhill, L.J., y Herrnstein, J.R. 1999, JApA, 20, 165
- [155] Morita, K., Hasegawa, T., Ukita, N., O., S. K., Ishiguro, M. 1992, PASJ, 44, 373
- [156] Moscadelli, L., Cesaroni, R. y Rioja, M. J. 2000, A&A, 360, 663
- [157] Mundt, R., Fried, J. W. 1983, ApJ, 274, 83L
- [158] Natta, A., Giovanardi, C., Palla, F., Evans, Neal J., II 1988, ApJ, 327, 817
- [159] Natta, A. 1993, ApJ, 412, 761
- [160] Natta, A., Grinin, V., y Mannings, V. 2000, en Protostars and Planets IV, 559
- [161] Nyman, L.-A. y Olofsson, H. 1986, A&A, 158, 67

- [162] Osterbrock, D. E. 1958, PASP, 70, 399
- [163] Osterloh, M., Beckwith, S. V. W. 1995, ApJ, 439, 2880
- [164] Palagi, F., Cesaroni, R., Comoretto, G., Felli, M. and, Natale, V. 1993, A&AS, 101, 153
- [165] Palla, F. y Stahler, S. W. 1993, ApJ, 418, 414
- [166] Panagia, N. 1973, AJ, 78, 929
- [167] Patel, N. A., Greenhill, L. J., Herrnstein, J., Zhang, Q., Moran, J. M., Ho, P. T. P., y Goldsmith, P. F. 2000, ApJ, 538, 268
- [168] Persi, P., Palagi, F. y Felli, M. 1994, A&A, 291, 577
- [169] Pollack, J. B., Hollenbach, D., Beckwith, S., Simonelli, D. P., Roush, T., y Fong, W. 1994, ApJ, 421, 615
- [170] Preibisch, T. y Smith, M.D. 2002 A&A, 383, 540
- [171] Pringle, J. E. 1981, ARA&A, 19, 137
- [172] Ray, T.P., Poetzel, R., Solf, J., y Mundt, R. 1990, ApJ, 357, 45L
- [173] Reid, M. J. y Moran, J. M. 1981, ARA&A, 19, 231
- [174] Reid, M. J. y Moran, J. M. 1988, en *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy*, Ed. Verschuur, G.L. y Kellermann, K.I., 255
- [175] Reid, M. J., Schneps, M. H., Moran, J. M., Gwinn, C. R., Genzel, R., Downes, D. and, Roennaeng, B. 1988, ApJ, 330, 809
- [176] Reid, M.J. y Menten, K.M. 1990, ApJ, 360, L51
- [177] Reipurth, B. 1991, en *The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*, Ed. C.J. Lada y N.D. Kylafis, 497
- [178] Reipurth, B., Heathcote, S., Yu, K.Y., Bally, J., y Rodríguez, L.F. 2000, ApJ, 534, 317
- [179] Reynolds, S. P. 1986, ApJ, 304, 713
- [180] Richer, J., Padman, R., Ward-Thompson, D., Hills, R. E., y Harris, A. I. 1993, MNRAS, 262, 839
- [181] Roberts, W. W. 1972, ApJ, 173, 259
- [182] Rodríguez, L. F., Moran, J. M., Gottlieb, E. W., y Ho, P. T. P. 1980, ApJ, 235, 845
- [183] Rodríguez, L.F., Moran, J., y Ho, P.T.P., 1980, ApJ, 240, 149L
- [184] Rodríguez, L.F., y Cantó, J. 1983, RevMexAA, 8, 163

- [185] Rodríguez, L. F., Haschick, A. D., Torrelles, J. M., y Myers, P. C. 1987, *A&A*, 186, 319
- [186] Rodríguez, L. F., Escalante, V., Lizano, S., Cantó, J., Mirabel, I. F. 1990, *ApJ*, 365, 261
- [187] Rodríguez, L.F., Garay, G., Curiel, S., Ramírez, S., Torrelles, J.M., Gómez, Y., Velázquez, A., 1994, *ApJ*, 430, 65L
- [188] Rodríguez, Luis F. 1997, en *Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars*, IAU Symposium No. 182, Eds. Reipurth B. y Bertout, 83
- [189] Rodríguez, L.F., et al. 1998, *Nature*, 395, 355
- [190] Rodríguez, L.F., Anglada, G., y Curiel, S. 1999, *ApJSS*, 125, 427
- [191] Ruiz, A., Alonso, J. L., Mirabel, I. F. 1992, *ApJ*, 394, 57L
- [192] Russell, A. P. G., Bally, J., Padman, R., y Hills, R. E. 1992, *ApJ*, 387, 219
- [193] Rybicki, G.B. y Lightman, A.P. 1979, *Radiative Processes in Astrophysics*, Ed. John Wiley & Sons, Inc
- [194] Safronov, V. S. 1991, *Icarus*, 94, 260
- [195] Scoville, N. Z., Kwan, J. 1976, *ApJ*, 206, 718
- [196] Schneps, M. H., Moran, J. M., Genzel, R., Reid, M. J., Lane, A. P. and, Downes, D. 1981, *ApJ*, 249, 124
- [197] Schwartz, P.R., Thronson, H.A. Jr., Lada, C. J., Smith, H.A., Glaccum, W., Harper, D.A., y Knowles, S.H. 1983, *ApJ*, 271, 625
- [198] Schwartz, P. R. 1989, *ApJ*, 338, 25L
- [199] Schwartz, R. D. 1975, *ApJ*, 195, 631
- [200] Seth, A. C., Greenhill, L. J., y Holder, B. P. 2002, *ApJ*, 581, 325
- [201] Shakura, N. I. y Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- [202] Shepherd, D. S., y Kurtz, S. E. 1999, *ApJ*, 523, 690
- [203] Shepherd, D. S., Claussen, M. J., y Kurtz, S. E. 2001, *Science*, 292, 1513
- [204] Shang, H., Glassgold, A.E., Shu, F.H., y Lizano, S. 2002, *ApJ*, 564, 853
- [205] Shu, F. H. 1977, *ApJ*, 214, 488
- [206] Shu, F. H., Adams, F. C., Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23
- [207] Shu, F. 1992, en *The Physics of Astrophysics Vol. II*, Ed. University Science Books, 476
- [208] Shull, J. M., Beckwith, S. 1982, *ARA&A*, 20, 163

- [209] Simon, M., Felli, M., Massi, M., Cassar, L., Fischer, J. 1983 *ApJ*, 266, 623
- [210] Skinner, S.L., Brown, A., y Stewart, R.T. 1993, *ApJS*, 87, 217
- [211] Smith, M. D. 1994, *MNRAS*, 266, 238
- [212] Snell, R. L., Loren, R. B., Plambeck, R. L. 1980, *ApJ*, 239, 17L
- [213] Snell, R. L., Huang, Y.L., Dickman, R. L., y Claussen, M. J. 1988, *ApJ*, 325, 853
- [214] Snell, R. L., Dickman, R. L., y Huang, Y. L. 1990, *ApJ*, 352, 139
- [215] Snyder, L. E. y Buhl, D. 1974, *ApJ*, 189, 31L
- [216] Spitzer, L. 1978, en *Physical Processes in the Interstellar Medium*, Ed. John Wiley & Sons
- [217] Stahler, S. W., Palla, F., Ho, P. T. P. , 2000, en *Protostars and Planets IV*, ed. Mannings, V., Boss, A.P., y Russell, S.S. 327
- [218] Staude, H. J., Lenzen, R., Dyck, H. M., y Schmidt, G. D. 1982, *ApJ*, 255, 95
- [219] Strel'nitskij, V.S. 1988, en *Proceedings of the 129th IAU Symposium*, 129, 239
- [220] Strom, S. E. 1972, *PASP*, 84, 745
- [221] Strom, S.E., Strom, K.M., Yost, J., Carrasco, L., Grasdalen, G. 1972, *ApJ*, 173, 353
- [222] Szymczak, M., Hrynek, G., Kus, A. J. 2000, *A&AS*, 143, 269
- [223] Takaba, H., Ukita, N., Miyaji, T. and, Miyoshi, M. 1994, *PASJ*, 46, 629
- [224] Tamura, M., Gatley, I., Joyce, R.R., Ueno, M., Suto, H., y Sekiguchi, M. 1991, *ApJ*, 378, 611
- [225] Tamura, M. y Yamashita, T. 1992, *ApJ*, 391, 710
- [226] Tarter, T. C. y Welch, W. J. 1986, *ApJ*, 305, 467
- [227] Terebey, S., Vogel, S. N., Myers, P. C. 1989, *ApJ*, 340, 472
- [228] Testi, L., Felli, M., Persi, P. and, Roth, M. 1998, *A&AS*, 129, 495
- [229] Testi, L., Palla, F. y Natta, A. 1999, *A&A*, 342, 515
- [230] Thompson, R.I. 1984, *ApJ*, 283, 165
- [231] Tofani G., Felli M., Taylor G.B. y Hunter T.R. 1995, *A&AS*, 112, 299
- [232] Torrelles J.M., Rodríguez L.F., Cantó J., Marcaide J. y Gyulbudaghian A.L. 1983, *RevMexAA*, 8, 147
- [233] Torrelles, J. M., Gomez, J. F., Anglada, G., Estalella, R., Mauersberger, R., y Eiroa, C. 1992, *ApJ*, 392, 616

- [234] Torrelles J.M., Gómez J.F., Rodríguez L.F., Curiel S., Ho P.T.P. y Garay G. 1996, ApJ, 457, 107L
- [235] Torrelles J.M., Gómez J.F., Rodríguez L.F., Ho P.T.P., Curiel S., y Vázquez, R. 1997 ApJ, 489, 744
- [236] Torrelles J.M., Gómez J.F., Rodríguez L.F., Curiel S., Anglada G., y Ho P.T.P. 1998, ApJ, 505, 756
- [237] Torrelles, J.M., Gómez, J.F., Garay, G., Rodríguez, L.F., Miranda, L.F., Curiel, S., y Ho, P.T.P., 1999, MNRAS, 307, 58
- [238] Torrelles, J.M., Patel, N.A., Gómez, J.F., Ho P.T.P., Rodríguez, L.F., Anglada, G., Garay, G., Greenhill, L., Curiel, S. & Cantó, J., 2001a, Nature, 411, 277 [T01a]
- [239] Torrelles, J.M., Patel, N.A., Gómez, J.F., Ho P.T.P., Rodríguez, L.F., Anglada, G., Garay, G., Greenhill, L., Curiel, S. & Cantó, J., 2001b, ApJ, 560, 853 [T01b]
- [240] Torrelles, J. M., Patel, N. A., Gmez, J. F. y Anglada, G. 2002, RMxAC, 13, 108
- [241] Trinidad, M.A., Curiel, S., Cantó, J., D'Alessio, P., Torrelles, J.M., Rodríguez, L.F., Gómez, J.F., Ho. P.T.P., y Patel, N. 2003a, ApJ, 589, 386
- [242] Trinidad, M. A., Curiel, S., Cantó, J., Torrelles, J. M., Rodríguez, L. F., Gómez, J. F., Ho. P. T. P., y Patel, N. 2003b, en preparación
- [243] Trinidad, M. A., Rojas, V., Plascencia, J.C., Ricalde, A. Curiel, S., y Rodríguez, L.F. 2003c, enviado
- [244] Turner, B. E., Palmer, P., y Zuckerman, B. 1970, ApJ, 160, 125L
- [245] Ukita, N., Hasegawa, T., Kaifu, N., Morita, K. I., Okumura, S., Suzuki, H., Ohishi, M. and, Hayashi, M. 1987, en Star Forming Regions: IAU Symp. 115, 178
- [246] Valdetaro, R., Palla, F., Brand, J., Cesaroni, R., Comoretto, G., Di Franco, S., Felli, M., Natale, E., Palagi, F., Panella, D., y Tofani, G. 2001, A&A, 368, 845
- [247] Valdetaro, R., Palla, F., Brand, J., Cesaroni, R., Comoretto, G., Felli, M., y Palagi, F. 2002, A&A, 383, 244
- [248] van der Tak, F.F.S., van Dishoeck, E.F., Evans II, N.J., Bakker, E.J. y Blake, G.A. 1999, ApJ, 522, 991
- [249] Walker, C. K., Lada, C. J., Young, E. T., Margulis, M. 1988, ApJ, 332, 335
- [250] Weigelt, G., Preibisch, Th., Schertl, D., Balega, Y. Y., & Smith, M. D. 2002, A&A, 381, 905
- [251] Weinreb, S., Barrett, A.H., Meeks, M.L. y Henry, J.C. 1963, Nature, 200, 829
- [252] Weintraub, D. A., Sandell, G., Duncan, W. D. 1991, ApJ, 382, 270

- [253] Welty, A. D., Strom, S. E., Edwards, S., Kenyon, S. J., Hartmann, L. W. 1992, *ApJ*, 397, 260
- [254] Wilking, B.A., Schwartz, R.D. & Mundy, L.G. 1986, *ApJ*, 303, 61L
- [255] Wilking, B. A., Mundy, L. G., Blackwell, J. H., y Howe, J. E. 1989, *ApJ*, 345, 257
- [256] Wilking, B. A., Blackwell, J. H. y Mundy, L. G. 1990, *AJ*, 100, 758
- [257] Wilking, B. A., Claussen, M. J., Benson, P. J., Myers, P. C., Terebey, S. and, Wootten, A. 1994, *ApJ*, 431, 119L
- [258] Wilner, D. J. y Welch, W. J. 1994, *ApJ*, 427, 898
- [259] Wolf, G. A., Lada, C. J., Bally, J. 1990, *AJ*, 100, 1892
- [260] Wood, D. O. S., y Churchwell, E. 1989, *ApJ*, 340, 265
- [261] Wootten, A. 1993, *Proceedings of the Conference, Arlington, VA, USA 1992 (Astrophysical Masers)*, 412, 315
- [262] Wouterloot, J.G.A., Henkel, C. y Walmsley, C. M. 1989, *A&A*, 215, 131
- [263] Wouterloot J.G.A., Brand J., y Fiegle K., 1993, *A&AS* 98, 589
- [264] Yen, J. L.; Zuckerman, B.; Palmer, P. and, Penfield, H. 1969, *ApJ*, 156, 27L
- [265] Yorke, H. W. 1993, *Massive Stars: Their Lives in the Interstellar Medium, ASP Conference Series*, Ed. Cassinelli, J.P. and Churchwell E.B., 35, 45
- [266] Zhang, Q., Hunter, T.R. y Sridharan, T.K. 1998, *ApJ*, 505, 151L
- [267] Zhang, Q., Hunter, T.R., Brand, J., Sridharan, T.K., Molinari, S., Kramer, M.A., y Cesaroni, R. 2001, *ApJ*, 552, 167L
- [268] Zhang, Q., Hunter, T.R., Sridharan, T.K., y Ho, P.T.P. 2002, *ApJ*, 566, 982
- [269] Zhou, S., Evans, N.J. II, Mundy, L.G., y Kutner, M.L. 1993, *ApJ*, 417, 613
- [270] Zuckerman, B., Dickinson, D. F. y Litvak, M. M. 1968, *AJ*, 73, 42

Apéndice A

Regiones H II y Radio Jets Térmicos

Las observaciones de radiocontinuo con alta resolución angular se pueden usar para localizar y separar objetos estelares jóvenes embebidos dentro de sus nubes moleculares. Como se sabe, la emisión de radiocontinuo de los YSOs en longitudes de onda centimétricas es dominada por emisión libre-libre (ver sección 1.3.1) y está caracterizada por una distribución de ley de potencias de la forma $S_\nu \propto \nu^\alpha$, donde α se conoce como el índice espectral. Existen varios mecanismos que se han usado para explicar esta emisión. Se ha encontrado que los vientos estelares esféricamente simétricos ionizados producen emisión térmica consistente con un índice espectral de $\alpha = 0.6$ (Reynolds 1986). Bajo otro tipo de consideraciones existen modelos de vientos estelares que predicen índices espectrales que van de $\alpha = 0.25$ a $\alpha = 1.1$ (Reynolds 1986). La emisión de radiocontinuo también puede ser explicada como surgiendo de regiones H II. Para una región que sea ópticamente delgada se espera que $\alpha = -0.1$, mientras que para una región H II ópticamente gruesa se espera que $\alpha = 2$. En las siguientes secciones se hace una discusión más amplia de estos fenómenos.

A.1 Regiones H II

Las regiones H II se forman cuando una estrella caliente, del tipo O o B, ioniza su medio circundante. Este tipo de objetos se pueden observar en un intervalo amplio de longitudes de onda, desde el ultravioleta hasta el radio. Los parámetros físicos de una región H II se pueden encontrar a través de las observaciones de la emisión de continuo (radiación libre-libre) y de líneas de recombinación. Con las primeras se obtiene la densidad electrónica, la medida de emisión, la masa del gas ionizado y el tipo espectral de la estrella responsable de ionizar el gas. Con las líneas de recombinación se obtiene principalmente la temperatura electrónica y la abundancia de algunos iones.

A.1.1 Obtención de Parámetros Físicos

En esta subsección nos enfocaremos a la determinación de los parámetros físicos de regiones H II que se obtienen a partir de la emisión de continuo, la cual es producida por la emisión libre-libre del gas. Para este desarrollo consideraremos que la región H II es homogénea e isotérmica. Bajo ciertas aproximaciones (ver Gordon 1988), el coeficiente de absorción en longitudes de onda de radio es:

$$\kappa_\nu = \left(\frac{n_e n_i}{\nu^2} \right) \left(\frac{8Z^2 e^6}{3\sqrt{3} m^3 c} \right) \left(\frac{\pi^{1/2}}{2} \right) \left(\frac{m^{3/2}}{kT} \right) \langle g \rangle, \quad (\text{A.1})$$

donde n_e es la densidad de electrones, n_i es la de iones, ν es la frecuencia, Z es la carga del ión, e y m son la carga y masa del electrón, c es la velocidad de la luz, k es la constante de Boltzmann, T es la temperatura cinética y $\langle g \rangle$ es el factor de Gaunt promediado sobre una distribución de velocidades Maxwelliana, el cual para $T \leq 10^6$ K y para frecuencias de radio toma la forma:

$$g \propto T^{0.15} \nu^{-0.1}. \quad (\text{A.2})$$

Para frecuencias de radio existe una aproximación para la ecuación A.1 (Altenhoff et al. 1960),

$$\kappa_\nu \cong \frac{0.08235 n_e n_i}{\nu^{2.1} T_e^{1.35}}, \quad (\text{A.3})$$

donde ν está dada en GHz, N en unidades de cm^{-3} y κ_ν en pc^{-1} . Usando el coeficiente de absorción de la ecuación A.3, la profundidad óptica para la emisión libre-libre se puede escribir como:

$$\tau_\nu = \int \kappa_\nu dl = 0.08235 \left[\frac{EM}{\text{cm}^{-6} \text{pc}} \right] \left[\frac{T_e}{K} \right]^{-1.35} \left[\frac{\nu}{\text{GHz}} \right]^{-2.1}, \quad (\text{A.4})$$

donde hemos supuesto que la región H II es isotérmica y que la medida de emisión está dada por

$$EM = \int n_e n_i dl. \quad (\text{A.5})$$

Por otro lado, resolviendo la ecuación de transferencia para el continuo de una región H II y haciendo las suposiciones necesarias tenemos que la densidad de flujo es:

$$S_\nu = \frac{2kT_e \nu^2}{c^2} (1 - e^{-\tau_\nu}) \Omega_s, \quad (\text{A.6})$$

donde Ω_s es el ángulo sólido de la fuente. En términos de la temperatura de brillo tenemos $T_B \simeq T_e (1 - e^{-\tau_\nu})$. Observacionalmente se necesita medir los flujos en al menos dos frecuencias para obtener la profundidad óptica de una región H II. Una vez conocida τ_ν , a través de la ecuación A.4 podemos encontrar la medida de emisión.

De la ecuación A.6 tenemos dos casos interesantes, cuando $\tau_\nu \gg 1$ y $\tau_\nu \ll 1$. Para el primer caso se dice que la región H II es ópticamente gruesa y la densidad de flujo toma la siguiente forma:

$$S_\nu \cong \frac{2kT_e\nu^2}{c^2} \Omega_s, \quad (\text{A.7})$$

que en unidades usadas en radio se puede escribir como (p.ej. Estalella y Anglada, 1997):

$$\frac{S_\nu}{Jy} \cong 20.4 \left[\frac{T_e}{10^4 K} \right] \left[\frac{\nu}{GHz} \right]^2 \left[\frac{\theta_s}{arcmin} \right]^2, \quad (\text{A.8})$$

donde θ_s es el diámetro angular de la fuente. Entonces, conociendo el tamaño y la densidad de flujo a la frecuencia ν , se puede calcular fácilmente la temperatura electrónica de la región H II. En términos de la temperatura de brillo tenemos: $T_B \simeq T_e$.

Para el caso ópticamente delgado ($\tau_\nu \ll 1$), la densidad de flujo está dada por

$$S_\nu \cong \frac{2kT_e\nu^2}{c^2} \tau_\nu \Omega_s, \quad (\text{A.9})$$

y en términos de la temperatura de brillo tenemos: $T_B \simeq T_e \tau_\nu$. La ecuación A.9 se puede reescribir como (Estalella y Anglada, 1997):

$$\frac{S_\nu}{Jy} \cong 20.4 \left[\frac{T_e}{10^4 K} \right] \left[\frac{\nu}{GHz} \right]^2 \left[\frac{\theta_s}{arcmin} \right]^2 \tau_\nu. \quad (\text{A.10})$$

En términos de la medida de emisión, la ecuación A.10 queda como (Estalella y Anglada, 1997):

$$\frac{S_\nu}{Jy} \cong 6.69 \left[\frac{T_e}{10^4 K} \right]^{-0.35} \left[\frac{\nu}{GHz} \right]^{-0.1} \left[\frac{EM}{10^6 cm^{-6} pc} \right] \left[\frac{\theta_s}{arcmin} \right]^2. \quad (\text{A.11})$$

A partir de la medida de emisión y conociendo la distancia a la fuente podemos calcular la densidad electrónica,

$$EM = \int n_e n_i dl \simeq n_e^2 L, \quad (\text{A.12})$$

despejando n_e y usando la relación A.11 tenemos que:

$$n_e \simeq \sqrt{\frac{EM}{L}} \simeq 22.6 \times 10^3 \left[\frac{S_\nu}{Jy} \right]^{0.5} \left[\frac{T_e}{10^4 K} \right]^{0.175} \left[\frac{\nu}{GHz} \right]^{0.05} \left[\frac{\theta_s}{arcmin} \right]^{1.5} \left[\frac{D}{pc} \right]^{-0.5}, \quad (\text{A.13})$$

donde hemos supuesto que $n_e = n_i$ y que $L = \theta_s D$ es el diámetro de la región H II a la distancia D .

Una vez conocida la densidad electrónica, se puede obtener la masa de gas ionizado de la región H II. Considerando que la región H II es una esfera de diámetro L , su masa ionizada es:

$$M_{H II} = \int n_e m_H dV$$

$$\left[\frac{M_{H II}}{M_\odot} \right] = 0.01303 \left[\frac{L}{pc} \right]^3 \left[\frac{n_e}{cm^{-3}} \right]. \quad (A.14)$$

Finalmente, podemos calcular la tasa de fotones ultravioleta ionizantes necesarios para mantener ionizada la región H II. Para ésto suponemos que el número de recombinaciones es igual al número de fotoionizaciones dentro de la región H II. Entonces la tasa de fotones ionizantes está dada por

$$\dot{N}_i = \frac{4}{3} \pi R_s^2 n_e^2 \alpha_B, \quad (A.15)$$

donde $R_s (= L/2)$ es el radio de la región H II y α_B es el coeficiente de recombinaciones a los niveles ≥ 2 .

Una vez conocido el flujo de fotones ionizantes podemos determinar el tipo espectral de la estrella responsable de la región H II, para ésto usamos las tablas donde viene reportada este tipo de información, por ejemplo, Panagia (1973), Felli & Panagia (1981), Thompson (1984), entre otros.

En la Figura A.1, mostramos el espectro en frecuencias de radio para la fuente VLA 1 que se localiza en la región AFGL 2591 (ver capítulo 5). VLA 1 es un ejemplo de región H II, donde las observaciones representan la zona ópticamente delgada y parte de la zona de transición de ópticamente gruesa a ópticamente delgada. Para determinar completamente el espectro de VLA 1 se necesita al menos una observación en la parte ópticamente gruesa, por ejemplo, a 20 cm.

A.2 Radio Jets Térmicos

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Cuando las estrellas se forman dentro de las nubes moleculares, además del proceso de acreción, también existen procesos de pérdida de masa y eyección de material. Observacionalmente se encuentra que los fenómenos que ilustran estos procesos son los vientos estelares, las erupciones en estrellas FU Orionis, los objetos HH, los flujos moleculares, los jets y máseres de H_2O y OH. A su vez, los jets pueden ser catalogados de acuerdo a la longitud de onda en que se observen, y pueden ser ópticos, infrarrojos o de radiocontinuo. En esta sección nos ocuparemos de los últimos.

Los radio jets térmicos son producidos por emisión libre-libre de objetos estelares jóvenes y generalmente se observan en longitudes de onda centimétricas. Dado su tamaño angular

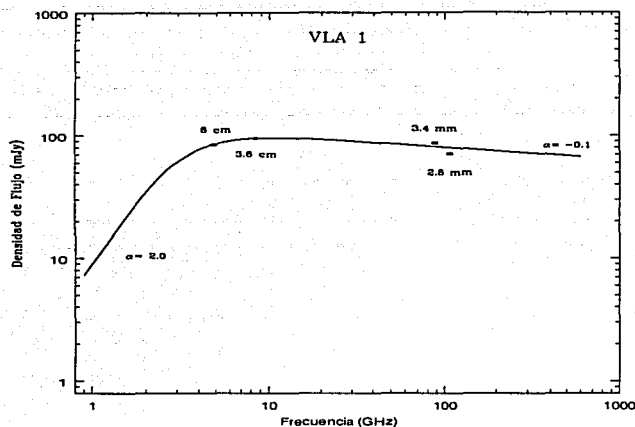


Figura A.1: Espectro en frecuencias de radio de la región H II VLA 1 perteneciente al cúmulo AFGL 2591. Ver Capítulo 5.

tan pequeño (comparados con otros fenómenos de eyección), de decenas a cientos de unidades astronómicas, solo pueden ser observados a través de interferómetros, los cuales proporcionan resoluciones angulares del orden de $0''.1$. Uno de los principales instrumentos para la detección de radio jets térmicos ha sido el VLA.

A continuación describiremos las principales características de los radio jets térmicos (Rodríguez, 1997).

1. Uno espera que estén localizados en el centroide de la región de eyección de masa.
2. Se espera que sean elongados a lo largo del eje del flujo de mayor escala, como por ejemplo, los sistemas de objetos Herbig-Haro y/o los flujos bipolares.
3. La densidad de flujo total, S_ν , y el tamaño del eje mayor deconvolucionado, θ_{may} , de los radio jets térmicos presentan dependencias características con la frecuencia. De acuerdo con el modelo de Reynolds (1986) para un viento colimado con temperatura, velocidad y fracción de ionización constantes, la densidad de flujo y la dimensión angular de la fuente tienen una dependencia con la frecuencia de la siguiente manera:

$$S_\nu \propto \nu^{1.3-0.7/\epsilon} \quad (A.16)$$

y

$$\theta_{may} \propto \nu^{-0.7/\epsilon}, \quad (\text{A.17})$$

donde ϵ es el índice de la ley de potencias que describe la dependencia del ancho medio del jet, ω , (perpendicular al eje del jet) con la distancia al origen del jet ($\omega \propto r^\epsilon$). Para el caso más simple de un jet biconico (ésto es, un jet con ángulo de apertura constante) se tiene que $\epsilon = 1$ y se espera que

$$S_\nu \propto \nu^{0.6} \quad (\text{A.18})$$

y

$$\theta_{may} \propto \nu^{-0.7}. \quad (\text{A.19})$$

El espectro en frecuencias de radio de Cefeo HW-2 muestra claramente que esta fuente es un radio jet térmico biconico, donde $S_\nu = (2.5 \pm 0.3)\nu^{0.69 \pm 0.06}$ y $\theta_{may} = (2.7 \pm 0.1)\nu^{-0.57 \pm 0.02}$ (Rodríguez et al. 1994).

4. El gas detectado en radiocontinuo es material que ha sido eyectado por la estrella meses o años atrás. Uno espera poder medir variaciones y/o movimientos propios de las condensaciones en el jet en escalas de tiempo de años o aún menores.
5. Los radio jets térmicos están íntimamente asociados con el gas molecular denso tibio.
6. Finalmente, en los ultimos años se ha encontrado que en algunos casos los jets térmicos están asociados con máseres de H_2O . Sin embargo, la relación entre los jets térmicos y los máseres de agua aún no es del todo clara.

El material ionizado en los radio jets térmicos es producido por fotoionización en estrellas masivas (tipo espectral O-B) o por choques en estrellas de masa baja. Un parámetro físico que caracteriza a los radio jets térmicos es la tasa de pérdida de masa ($\dot{M}$), la cual obedece la siguiente relación (Reynolds 1986):

$$\dot{M}_6 = 0.938 V_8 x_0^{-1} (\mu/m_p) (S_{mJy} \nu_{10}^{-\alpha})^{3/4} d_{kpc}^{3/2} \nu_{m10}^{-0.45+3\alpha/4} \theta_0^{3/4} T_4^{-0.075} (\sin i)^{-1/4} F^{-3/4}, \quad (\text{A.20})$$

donde $\dot{M}_6$ es la tasa de pérdida de masa en unidades de $10^{-6} M_\odot \text{ año}^{-1}$, V_8 es la velocidad terminal del radio jet en 10^8 cm s^{-1} , x_0 es la fracción de ionización, μ es la masa media de la partícula por átomo de hidrógeno, m_p es la masa del protón, α es el índice espectral, S_{mJy} es el flujo en mJy a la frecuencia observada ν_{10} (en 10 GHz), d_{kpc} la distancia al radio jet en 10^3 pc , ν_{m10} es la frecuencia de cambio en unidades de 10 GHz, θ_0 es el ángulo de apertura en radianes, T_4 la temperatura en 10^4 K , i el ángulo de inclinación y F es una constante que depende del índice espectral, temperatura, velocidad, densidad y fracción de ionización.

Apéndice B

El VLA

B.1 Interferómetros

El interferómetro fue utilizado por Albert A. Michelson en 1880 para estudiar la propagación de la luz a través del éter. Actualmente su aplicación en astronomía es fundamental.

En radioastronomía, un interferómetro simple consiste de dos antenas conectadas (ver Figura B.1), cuyas señales detectadas (voltajes) se unen en un multiplicador de voltaje y a un integrador en el tiempo (ambos forman un correlador), para obtener la señal final, llamada visibilidad.

Los parámetros más importantes en la interferometría astronómica son dos: 1) la *línea de base*, $\vec{B}$, que es el vector que va de la antena 2 a la 1 y, 2) la *visibilidad*.

La ventaja más importante del uso de interferómetros en la astronomía es que permiten hacer mapas de las regiones observadas (equivalente a una imagen óptica) y obtener resoluciones angulares bastante grandes comparadas a las obtenidas con telescopios ópticos o con radiotelescopios aislados. Si B es la separación entre las antenas, la resolución angular de un interferómetro es

$$\theta \cong \frac{\lambda}{B}. \quad (\text{B.1})$$

Por ejemplo, la resolución espacial de la antena de 37m de Haystack a 1.3 cm es de $90''$, mientras que para el VLA en la configuración A es de $0''.08$ (tres ordenes de magnitud mejor), similar a la obtenida con el telescopio espacial Hubble ($0''.1$).

Cuando observamos una fuente en el cielo de intensidad $I(\vec{s}, \nu)$ con un interferómetro simple (ver Figura B.1), la señal de salida del interferómetro no es $I(\vec{s}, \nu)$ directamente,

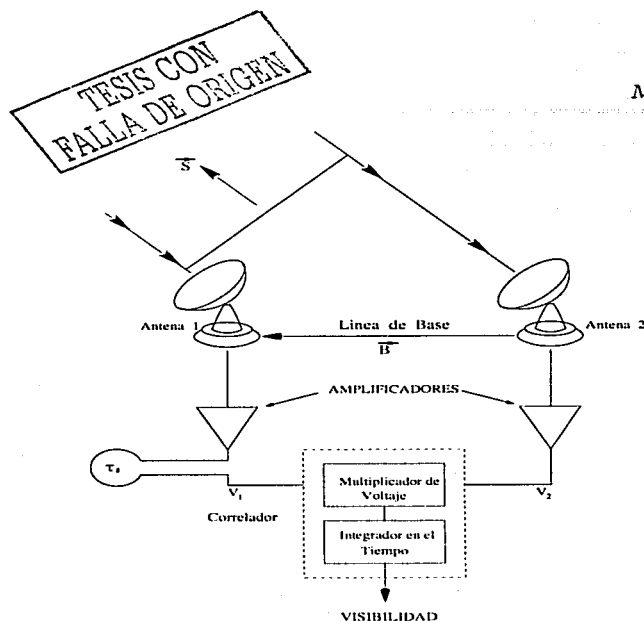


Figura B.1: Interferómetro simple de dos antenas. Las dos antenas apuntan hacia una fuente de radio en la dirección indicada por el vector $\vec{s}$. El frente de onda de la fuente es recibido primero por la antena 1 y después por la antena 2 con un retraso $\tau_g = \vec{B} \cdot \vec{s}/c$. La señales de salida de las antenas (voltajes) se amplifican y el voltaje de la antena 1 es retrasado instrumentalmente un tiempo τ_g . Posteriormente, los voltajes entran al correlador donde se multiplican y promedian para dar lugar a lo que será una visibilidad.

sino que se obtienen *visibilidades*. Una visibilidad se obtiene cada vez que se hace una integración durante las observaciones y está dada por la siguiente relación:

$$V(\vec{B}, \vec{s}_0) = \int_{\Omega} I(\vec{s}) A(\vec{s}) \exp[i2\pi\nu(\vec{B} \cdot d\vec{s})/c] d\Omega, \quad (B.2)$$

donde $I(\vec{s})$ es la intensidad de la fuente, $A(\vec{s})$ es el área efectiva de cada antena, ν es la frecuencia y Ω es el ángulo sólido de la fuente. $\vec{s}_0$ es un vector unitario en la dirección del eje de simetría de la fuente y $d\vec{s}$ es el diferencial de $\vec{s}$, de modo que $\vec{s} = \vec{s}_0 + d\vec{s}$. En la práctica es necesario elegir un sistema de coordenadas, (x,y) , para la fuente de observación, donde $d\vec{s} = (x,y)$. En términos del sistema de coordenadas (x,y) , la ecuación B.2 se expresa como:

$$V(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y) A(x, y) \exp[i2\pi(ux + vy)] dx dy, \quad (\text{B.3})$$

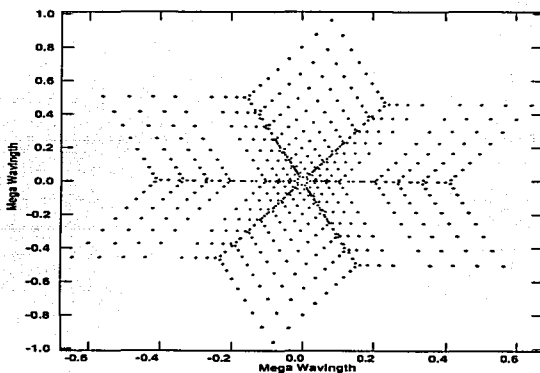
donde las variables (u, v) son las componentes de la línea de base proyectadas sobre un plano normal en la dirección de la fuente, o sea, sobre las coordenadas (x, y) . Las (u, v) están dadas en longitudes de onda y se expresan como:

$$\left(\frac{B_x}{\lambda_0}, \frac{B_y}{\lambda_0} \right) = (u, v), \quad (\text{B.4})$$

donde $\lambda_0 = c/\nu_0$ es la longitud de onda de observación.

De la ecuación B.3 podemos obtener la intensidad $I(x, y)$ de la fuente observada, basta con hacer la transformada de Fourier del plano (u, v) , puesto que la ecuación B.3 es la transformada inversa de la función $I(x, y)A(x, y)$, entonces,

$$I(x, y) = \frac{1}{A(x, y)} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V(u, v) \exp[-i2\pi(ux + vy)] du dv. \quad (\text{B.5})$$



TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Figura B.2: Cobertura del plano (u, v) de la fuente AFGL 2591 observada durante un minuto con el VLA en su configuración A.

Es importante notar que cuando se usan interferómetros, cada observación (tiempo de integración) con un par de antenas produce un punto o una visibilidad en el plano (u, v) en un intervalo de tiempo Δt . Como sabemos, debido a la rotación de la tierra, la fuente se mueve en el cielo. Este movimiento hace que la proyección de la línea de base en el plano (x, y) vaya

cambiando, produciéndose visibilidades en diferentes puntos del plano (u, v) . Actualmente, los interferómetros tienen más de dos antenas (para el caso del VLA son 27), entonces con una sola observación se producen muchas visibilidades y mientras más tiempo se observe la fuente, más lleno estará el plano (u, v) , lo que permite obtener $I(x, y)$ de manera más exacta. En la Figura B.2 se muestran las visibilidades en el plano (u, v) de la fuente AFGL 2591 observada con el VLA en su configuración A.

B.2 El Interferómetro VLA

El Very Large Array (VLA) es uno de los interferómetros más grandes que existen en el mundo, el cual está localizado en los Planos de San Agustín, al oeste de Socorro en el estado de New Mexico, Estados Unidos. El VLA es un arreglo de 27 antenas colocadas sobre un patrón en forma de Y como se ilustra en la Figura B.3. Cada antena tiene un diámetro de 25 metros y están montadas sobre rieles a lo largo de cada brazo del arreglo. Con el VLA se puede observar tanto emisión de radiocontinuo como de línea espectral.

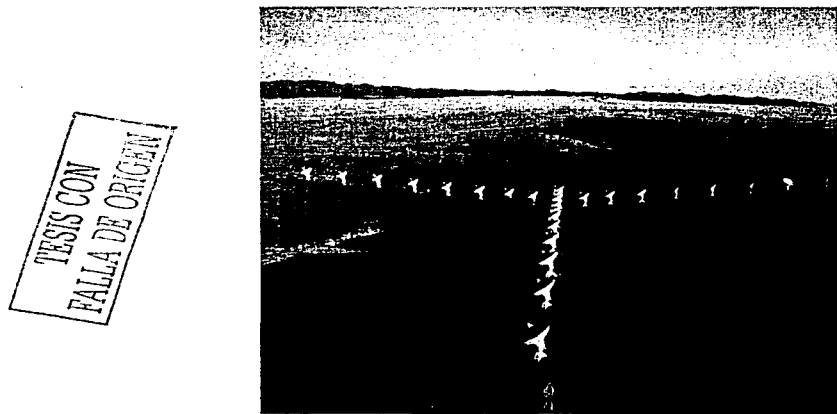


Figura B.3: Vista panorámica del VLA. En la figura se ilustra la forma de "Y" de este interferómetro de 27 antenas.

Como se sabe, la resolución angular de un interferómetro está determinada por el tamaño del arreglo (distancia máxima entre antenas) y por la frecuencia de observación. La resolución del VLA puede variar gracias a que sus antenas no están fijas y se pueden desplazar sobre los

rieles formando cuatro arreglos básicos llamados configuraciones A, B, C y D, cuyas razones de separación son 32 : 10 : 3.2 : 1. Además existen tres configuraciones híbridas llamadas BnA, CnB y DnC en las cuales las antenas de los brazos sureste y suroeste son las primeras en moverse hacia la próxima configuración. Las configuraciones híbridas se utilizan para observar fuentes que se encuentran muy al sur en el cielo ($\delta \leq -15^\circ$). También con el VLA se pueden observar varias bandas entre 300 y 50000 MHz (90 a 0.7 cm). La Tabla B.1 resume las características principales del VLA.

Tabla B.1: Características principales del VLA.

Frecuencia (GHz)	λ aproximada (cm)	Bandas	Configuración			
			A	B	C	D
			Haz Sintetizado, θ_{HPBW} (")			
0.073 - 0.0745	400	4	24.0	80.0	260.0	850.0
0.3 - 0.34	90	P	6.0	17.0	56.0	200.0
1.3 - 1.7	20	L	1.4	3.9	12.5	44.0
4.5 - 5.0	6	C	0.4	1.2	3.9	14.0
8.1 - 8.8	3.6	X	0.24	0.7	2.3	8.4
14.6 - 15.3	2	U	0.14	0.4	1.2	3.9
22.0 - 24.0	1.3	K	0.08	0.3	0.9	2.8
40.0 - 50.0	0.7	Q	0.05	0.15	0.47	1.5

B.2.1 El Archivo de Observación

El VLA es un instrumento extremadamente versátil y existen numerosas opciones a elegir para realizar una observación. Aún cuando se tenga claro cual configuración telescopio/correlador sea la adecuada para una observación en particular, existen muchos parámetros críticos por seleccionar de modo que se obtenga el arreglo más óptimo para dicha corrida de observación. Esta es la razón principal que hace indispensable preparar un archivo de observación para poder usar el VLA, el archivo contiene todas las instrucciones necesarias para operar el interferómetro cuando se realizan las observaciones. Este archivo se hace con el programa OBSERVE (proporcionado por el NRAO), o bien, con su nuevo reemplazo, el programa JObserve. En la Tabla B.2 se presentan algunos de los parámetros más importantes del archivo de observación para continuo y línea.

- **Observe.** El programa OBSERVE está diseñado para permitirle a un observador especificar exactamente los parámetros adecuados para su corrida de observación. Por lo tanto, contiene instrucciones para todos los arreglos concebibles y configuraciones del correlador. Como resultado de esto, OBSERVE es un programa complejo, pero

afortunadamente un observador solo tiene que usar un grupo pequeño de instrucciones del programa dependiendo del propósito y técnica de sus observaciones.

- **JObserve.** JObserve es una versión moderna de OBSERVE basada en Java y ofrece una interface de usuario gráfica más amigable sin los problemas de configuración del teclado de OBSERVE. Al programa JObserve se le ha incluido una función para observaciones con el VLA usando la antena de Pie Town.

Tabla B.2: Parámetros principales del programa OBSERVE.

Modo de Obser.	Condiciones Iniciales	Condiciones Globales	Horarios	Opciones del LO	Cálculo de Frecuencias	Correlador
Continuo	Observador Observaciones: -código -configuración -fecha y hora	Inf. fuentes: -nombre -coordenadas -banda -ancho banda	Tiempo de int. sobre la fuente	Estándar	Estándar	Estándar
Línea	Observador Observaciones: -código -configuración -fecha y hora	Inf. fuentes: -nombre -coordenadas -banda -ancho banda	Tiempo de int. sobre la fuente	Sintetizador Vel./Frec. Molécula	Vel. radial Frecuencia	Modo Tiem. int.

B.3 AIPS

El Sistema de Procesamiento de Imágenes Astronómicas (*AIPS*) del NRAO es un paquete de software para editar, calibrar y analizar los datos interferométricos en longitudes de onda de radio obtenidos principalmente con el VLA, aunque también puede procesar datos de otros instrumentos. *AIPS* es usado para la calibración, despliegue y análisis de imágenes astronómicas usando métodos de síntesis de Fourier.

AIPS ha sido la herramienta principal para el despliegue y análisis de imágenes de radio en dos y tres dimensiones ("mapas" de radio continuo y "cubos" de una línea espectral, respectivamente) del VLA y otros arreglos desde inicios de 1981. También provee una rutina principal para la autocalibración y la visualización de datos de continuo y línea espectral del VLA. Además contiene tareas para el despliegue y edición de datos (se pueden visualizar en el plano u, v), para la construcción de imágenes usando la transformada inversa de Fourier y el método de máxima entropía, entre otros. También permite hacer la combinación de imágenes y obtener estimaciones de los parámetros físicos de las fuentes observadas, como por ejemplo

posición, densidad de flujo y flujo pico. *AIPS* implementa un lenguaje de comandos simples usados para correr "tareas" (programas específicos) y para interactuar con texto, gráficas y despliegue de imágenes.

Una de las ventajas de usar *AIPS* es que el software se actualiza continuamente, lo que ayuda a mejorar el proceso de calibración de los datos. La entrada para *AIPS* es interactiva o vía un archivo de instrucciones. *AIPS* se constituye de tareas, verbos y abverbios. Como ya hemos mencionado una tarea es un programa independiente, un verbo es una utilidad que se corre dentro de los programas de *AIPS* y los adverbios son los parámetros de entrada para las tareas y los verbos.

B.3.1 Reducción de los Datos Obtenidos con el VLA

Los datos obtenidos de las observaciones con el VLA, tanto de continuo como de línea espectral, son reducidos y calibrados con el paquete *AIPS*. De las observaciones de continuo se obtiene un solo archivo que contiene toda la información de los calibradores de flujo, de fase y de las fuentes observadas. La reducción y calibración de los datos de continuo se puede resumir en los siguientes pasos, los cuales se muestran de manera gráfica en la Figura B.4.

1. Cargar los datos en el disco duro con la tarea *FILLM*.
2. Revisar el número de visibilidades y el tiempo de integración para cada una de las fuentes con la tarea *LISTR*.
3. Con el verbo *PRTAN* se grafica la distribución de las antenas durante las observaciones. Es muy útil para identificar que antena se usará como referencia para la reducción de los datos.
4. Identificar visibilidades anómalas con la tarea *UVPLT* y eliminarlas con las tareas *UVFLG* o *TVFLG*.
5. Determinar el flujo del calibrador primario usando la tarea *SETJY*, la cual usa valores previamente determinados suponiendo que los calibradores primarios no son variables.
6. Usando el procedimiento *VLACALIB* se determinan las soluciones de todos los calibradores (flujo y fase).
7. Con la tarea *GETJY* se determina el flujo a los calibradores de fase en base a las soluciones obtenidas y comparando con el calibrador primario.
8. Con el procedimiento *VLACLCAL* se aplica la calibración a las fuentes de interés.
9. Después se aplica la tarea *SPLIT* para separar todas las fuentes observadas (calibradores y fuentes de interés) en archivos individuales.

10. Finalmente se usa la tarea IMAGR para hacer mapas de las fuentes observadas.
11. Los parámetros físicos de las fuentes, como son flujo pico, densidad de flujo, tamaño y posición, entre otros, se obtienen principalmente con los verbos IMSTAT y MAXFIT, y con la tarea IMFIT.

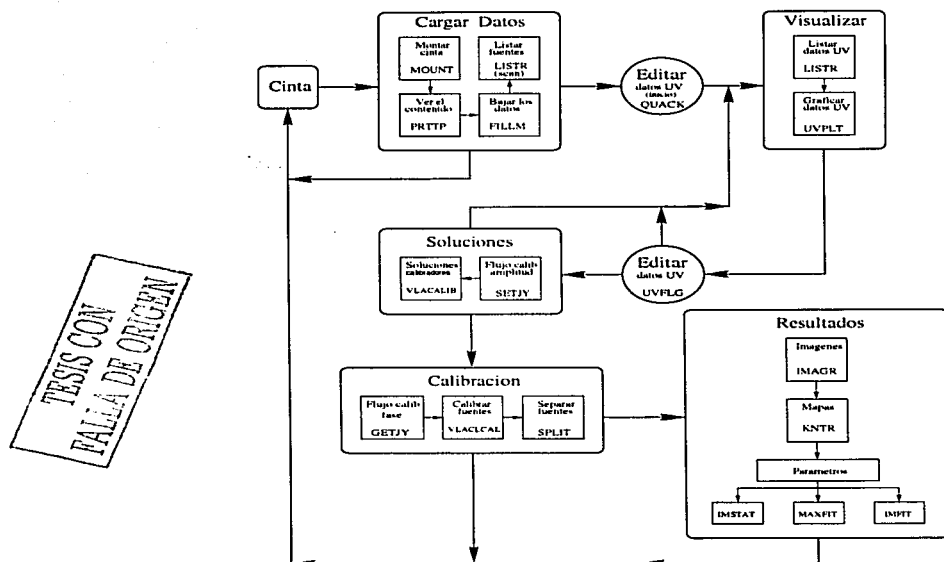


Figura B.4: Diagrama del proceso de reducción y calibración de datos de radiocontinuo usando el paquete AIPS.

En las observaciones de línea hechas con el VLA se obtienen dos archivos de datos, uno llamado *del canal cero* y otro llamado *de línea*. Ambos archivos contienen datos de los calibradores de flujo, fase y fuentes de interés; sólo que el primer archivo está formado con el promedio del 75% de los canales (centrales) y el segundo contiene todos los canales observados separadamente (sin promediar). El archivo llamado *del canal cero* es un pseudo-continuo y se usa para la calibración de ganancia y fase.

La reducción de datos de línea se hace en dos pasos, primero se reduce el canal cero siguiendo el mismo procedimiento de los datos de continuo y posteriormente se le aplica la

calibración al archivo de línea. El procedimiento es el siguiente.

1. Usando el canal cero, aplicar los pasos del 1 al 8 para los datos de continuo.
2. Copiar las tablas de calibración (CL) del archivo de canal cero al archivo de línea. Esto se hace con la tarea TACOP.
3. Se aplica la calibración de pasabanda al archivo de línea con la tarea BPASS.
4. Se examina el pasabandas para todas las antenas con la tarea POSSM. Si todo está bien, la calibración termina en este paso.
5. Con la tarea IMAGR se hace un mapa del canal cero para identificar fuentes de continuo intensas.
6. Usando la tarea IMAGR se hace un cubo sucio de los datos de línea.
7. El cubo sucio se examina con el verbo TVMOVIE para identificar los canales sin emisión.
8. Con la tarea UVLIN se quita la emisión de continuo al archivo de línea.
9. Finalmente se hace un cubo de los datos de línea sin el continuo con la tarea IMAGR
10. Al igual que en los datos de continuo, los parámetros físicos se determinan con los verbos IMSTAT y MAXFIT, y con la tarea IMFIT.

B.4 Calibración Cruzada

La combinación de debilidad y la escala de tamaño pequeña de muchas fuentes astronómicas, tales como los radio jets (p.ej. 100 UA a la distancia de 500 pc es $0''.2$) requiere esencialmente de observaciones muy sensitivas a frecuencias grandes para obtener la resolución angular necesaria para estudiar su emisión. Una resolución angular mejor que $\sim 0''.1$ se puede lograr con el VLA en la configuración A en las bandas Q y K (7 mm y 1.3 cm). Sin embargo, hacer un estudio detallado de fuentes muy débiles a estas longitudes de onda resulta muy difícil debido a los problemas atmosféricos. En este tipo de observaciones las dos fuentes principales de incertidumbre son la sensibilidad y la calibración, debido principalmente a las inestabilidades de fase y amplitud atmosféricas que se producen a estas longitudes de onda cuando se observa con líneas de base largas.

Reid y Menten (1990) desarrollaron una técnica muy poderosa para compensar los efectos atmosféricos en las observaciones de continuo a 1.3 cm en estrellas evolucionadas (W Hya, una estrella gigante roja). Esta técnica, llamada *calibración cruzada*, ha resultado ser un excelente método para estudiar la emisión de continuo a 1.3 cm con una resolución angular

de 0."08 hacia regiones de formación estelar (p.ej. Torrelles et al. 1996). Para usar la técnica de calibración cruzada es requisito indispensable que un máser intenso de H_2O ($\lambda \approx 1.3$ cm) esté presente dentro del haz primario y que las observaciones de la emisión de continuo y del máser de H_2O se hagan simultáneamente. En observaciones con el VLA generalmente se emplea un ancho de banda amplio (25 MHz) con siete canales para el continuo y un ancho de banda angosto (3.125 MHz) con 64 canales para el máser.

La técnica de calibración cruzada consiste en detectar el máser de agua más intenso en un determinado canal espectral y autocalibrar su señal en fase y amplitud. Después, las soluciones obtenidas de la autocalibración se aplican a todos los canales espectrales con emisión máser y al ancho de banda con emisión de continuo (calibración cruzada), quitando así, los errores atmosféricos e instrumentales de las observaciones. Esta técnica se puede usar ya que se espera que los efectos de seeing atmosférico sean los mismos en el continuo y en el máser, debido a que se observan simultáneamente. La técnica de calibración cruzada permite estudiar la emisión del radiocontinuo a 1.3 cm de fuentes débiles y medir posiciones relativas de los máseres de H_2O y de la emisión de continuo con una precisión de unos cuantos milisegundos de arco.

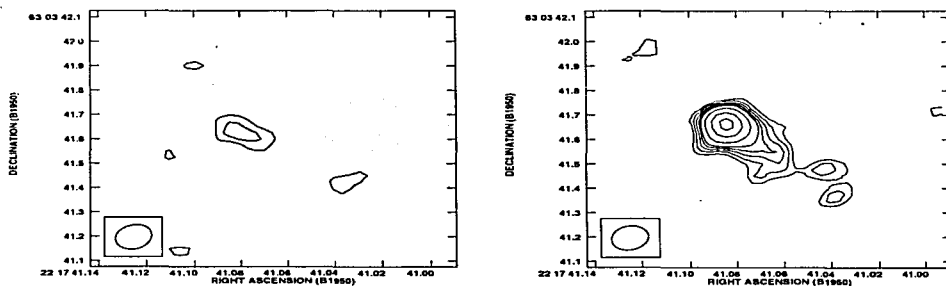


Figura B.5: Mapa de radiocontinuo a 1.3 cm de la fuente S140 observada con el VLA. *Izquierda:* mapa hecho de la manera estándar. *Derecha:* mapa hecho aplicando la poderosa técnica de calibración cruzada.

En gran parte de las observaciones para la elaboración de la tesis se aplicó la técnica de calibración cruzada. En la Figura B.5 mostramos un mapa de radiocontinuo a 1.3 cm de la fuente S140 antes y después de aplicar la calibración cruzada. Como se puede ver, el cociente de señal a ruido del segundo mapa mejoró considerablemente.

Apéndice C

Haystack

C.1 La Antena de 37 m

El instrumento más grande del Observatorio de Haystack es el radiotelescopio de Haystack, una antena de 36.6 m de diámetro. La antena se usa para observaciones astronómicas en el rango de longitudes de onda de 2.6 mm a 1.3 cm y para radar a 3 cm.

La configuración de la antena es del tipo Cassegrain. El reflector principal es un plato de aluminio sólido de 36.6 m de diámetro, compuesto de 96 paneles rígidos ligeros. La antena se encuentra dentro de un radomo rígido de 45.7 m de diámetro, haciendo posible un control del ambiente de la antena que reduce los efectos del ambiente térmico y del viento sobre el apuntado y la eficiencia.

El foco es un subreflector deformable, entonces, el astigmatismo y otras deformaciones gravitacionales del reflector principal son compensadas por una combinación en la deformación del subreflector controlada por un sistema de cómputo y por un control térmico sobre el reflector principal. Las deformaciones térmicas causadas por las temperaturas absolutas y variables también se compensan por un sistema de control térmico del instrumento.

C.1.1 Umbrella

Umbrella es un paquete de software que hace la función de interfase entre el observador y la antena. Umbrella controla de manera automática todas las operaciones de la antena de Haystack. Por esta razón, las operaciones manuales, tales como la sintonización de los osciladores locales y el cambio de cables y atenuadores, son raramente necesarias.

Umbrella puede recibir instrucciones a través de comandos en línea, los cuales pueden ser tecleados por el usuario, o mas típicamente, leídos de un programa de operación previamente preparado.

Umbrella corre en la actualidad sobre gauss, una máquina con Linux, la cual también contiene los programas de apuntado, programas de adquisición de datos y mucha más información. Los procedimientos y programas de operación pueden crearse usando cualquier editor de textos en ASCII.

C.1.2 Observaciones a Control Remoto

Generalmente para hacer las observaciones astronómicas es necesario que el astrónomo esté presente en el observatorio. Sin embargo, en los últimos años se han venido desarrollando sistemas que permiten que el observador haga las observaciones desde el lugar en el que se encuentre, sin la necesidad de estar presente en el observatorio. A este tipo de observaciones se les llama *observaciones a control remoto u observaciones remotas*. Esta nueva forma de hacer las observaciones tiene varias ventajas, entre ellas podemos mencionar el aspecto económico y el no tener que trasladarse hasta el observatorio.

En el Observatorio de Haystack han desarrollado un sistema para poder hacer observaciones de manera remota usando la antena de 37m. Este sistema es muy eficiente y le permite al observador tener el control completo del equipo desde el lugar en el que se encuentra realizando las observaciones. Nosotros realizamos observaciones remotas con la antena de Haystack, la cual operamos desde el Instituto de Astronomía de la UNAM en la ciudad de México.

El procedimiento para realizar observaciones remotas con la antena de Haystack es bastante sencillo y se puede resumir en los siguientes pasos.

1. Enviar una solicitud pidiendo tiempo de telescopio a los responsables del observatorio de Haystack. Una vez asignado el tiempo para las observaciones se nos asigna una clave de usuario y espacio en disco para almacenar los datos de las observaciones.
2. Conectarse a la red del observatorio de Haystack. Para hacer esto se requiere de las variables de ambiente necesarias para poder desplegar las ventanas para realizar las observaciones en Haystack. Es necesario conectarse a las computadoras gauss y fourier.
3. Iniciar el programa Umbrella en una terminal Xterm. El comando para ejecutarlo es *US*. Umbrella abre todas las ventanas automáticamente para el control y supervisión de la antena.
4. En la ventana Xterm donde se corre Umbrella se introducen los parámetros necesarios para hacer el apuntado y las observaciones programadas. El apuntado se realiza al inicio y durante las observaciones para asegurarnos que estamos observando la fuente

correcta y que cae cerca del centro del haz principal. Generalmente se hace un archivo de observación donde vienen todas las instrucciones del programa de observación.

5. El espectro de la fuente observada se visualiza inmediatamente (en una de las ventanas abiertas por Umbrella) después de haber sido adquirido y se graba automáticamente en un subdirectorio de la computadora GAUSS. En nuestro caso, las fuentes se observaron varias veces en modo on-off, con cinco minutos de integración sobre la fuente y cinco minutos fuera de la fuente.
6. Al finalizar las observaciones, el último paso es transferir los datos para hacer su reducción y análisis. Para la transferencia se utiliza el programa GetCLASS, el cual genera archivos en formato CLASS (class.yyddd, donde yyddd es el nombre del archivo asociado a ese espectro, siendo yy el año y ddd el día) que pueden ser leídos por el paquete de reducción CLASS.

C.2 CLASS

CLASS (Continuum and Line Analysis Single-dish Software) es un paquete de software para reducir datos espectroscópicos y también se usa para hacer mapas de continuo obtenidos con una antena.

CLASS está dividido en diferentes partes llamadas “Lenguajes”, las cuales tienen algunas funciones independientes. Entre las partes más importantes se encuentra el lenguaje *LAS* que contiene todas las funciones útiles para manipular la estructura de los datos, graficar los espectros y calibrarlos. El lenguaje *ANALYSE* contiene funciones para analizar los espectros calibrados con más detalle. El lenguaje *GTVL* incluye comandos para funciones de graficado desarrollado por la biblioteca gráfica usada por CLASS y GREG.

C.2.1 Reducción de los Datos Obtenidos con Haystack

Como hemos mencionado, una vez que las observaciones se terminan, los espectros se pasan a un formato CLASS para poder reducirlos. Para hacer esto, se usa el comando GetCLASS, el cual además de pasar los datos a un formato legible por CLASS, corrige los espectros por la atenuación atmosférica y por las variaciones de ganancia debido a la elevación.

Una vez que se tiene el espectro ya corregido, se usa el paquete CLASS para su reducción y calibración. En la parte superior de Figura C.1 se muestra un espectro como fue observado.

El siguiente paso es suavizar el espectro, es decir promediar varios canales espectrales con la finalidad de disminuir el ruido en el espectro, aunque el costo de hacer esto es perder resolución espectral. En nuestros espectros hicimos el promedio de cinco canales con el comando *smooth*. El siguiente paso es ajustarle un polinomio para restar la línea de base,

lo cual se hace con la tarea *baseline*. Este procedimiento se aplica a todos los espectros de la fuente observada y después se promedian los datos de una corrida con la tarea *sum* para mejorar el cociente de señal a ruido. En la parte inferior de la Figura C.1 se muestra el espectro reducido. Finalmente, todas las componentes del espectro se ajustan a curvas gaussianas para determinar su intensidad (temperatura de antena) y velocidad radial.

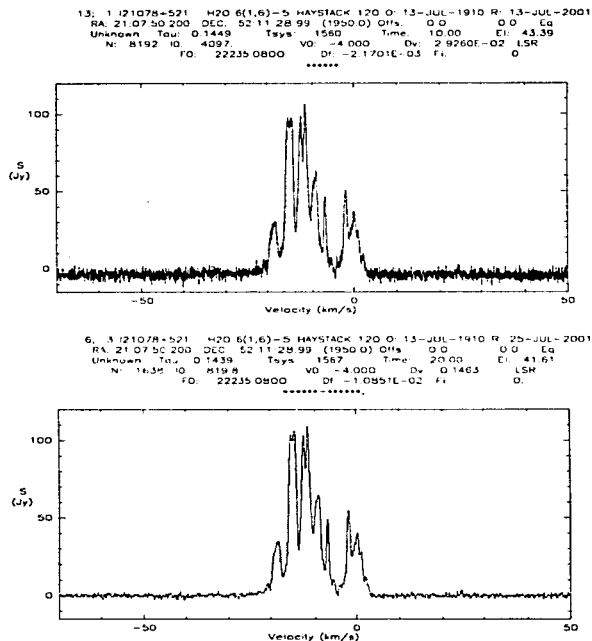


Figura C.1: *Superior*: Espectro de la fuente IRAS 21078+5211 sin reducir observada con la antena de Haystack. El encabezado contiene la información de las condiciones en que la fuente fue observada y parte del procesamiento del espectro. *Inferior*: Espectro reducido con el paquete CLASS. Se le ha quitado la línea de base ajustándole un polinomio y se han promediando varios canales de velocidad. El eje horizontal indica la velocidad radial y el eje vertical el flujo en Janskys.