

00386

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MEXICO



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS
DIVISION DE ESTUDIOS DE POSGRADO

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

CONDICIONES FÍSICAS EN
FLUJOS DE GAS DE ESTRELLAS
JÓVENES DE BAJA MASA

TESIS

QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE

DOCTOR EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)

PRESENTA

SANDRA ANGÉLICA AYALA GÓMEZ

Handwritten stamp and signature
297260



DIRECTORES DE TESIS:

DR. ALEJANDRO RAGA RASMUSSEN
DR. SALVADOR CURIEL RAMÍREZ



Universidad Nacional
Autónoma de México



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.

A mi familia:

Genaro Ayala, Eunice Gómez,
María Antonieta, María Teresa, Susana y Lolita.

A mi otra familia:

mis amigos...

*Donde quiera que estés, son tus amigos
los que hacen tu mundo. W. James*

Agradecimientos

El problema de gastarse tantos años en una tesis es que aumenta el número de personas a las que quiero agradecer algo y todo a la vez... Escribir todo lo que quiero decirles me llevaría meses y más palabras. Entonces, el reto en estas páginas es tratar de no olvidar a nadie y evitar -en lo posible- lo que me sale muy bien: ser profusa, confusa y difusa.

Agradezco a Alejandro Raga y Salvador Curiel su paciencia ilimitada al dirigir mi investigación para la tesis. Aunque nunca imaginaron la difícil tarea que les esperaba, al final encontraron la manera de orientar mi trabajo hasta conseguir llevarlo a buen término. Gracias por el apoyo que dieron a mi trabajo y a mí misma durante los últimos 5 años.

Mi gratitud se extiende a Alberto Noriega-Crespo, Paola D'Alessio, Antonio Peimbert, Irene Cruz-González y Patricia Carral, quienes junto con mis directores de tesis han ejercido gentilmente el papel de sinodales. Sus conocimientos y su paciencia al leer cuidadosamente la tesis motivaron valiosos comentarios que han enriquecido eficazmente el escrito. Agradezco también a todos los que mostraron disponibilidad para ser sinodales de esta tesis y no quedaron en la lista final: Manuel Peimbert, Jorge Cantó, Luis Felipe Rodríguez, Miriam Peña y José Alberto López.

A Miriam Peña por iniciarme en el apasionante mundo de la investigación astronómica, por todo su apoyo y cariño a pesar de todo.

A Alberto Noriega-Crespo y Peter Garnavich les agradezco haberme cedido imágenes y espectros de *Cefeo E* para formar parte de esta tesis. Por su paciencia infinita para ver publicado el artículo sobre *Cefeo E*. A John Raymond por su contribución para conseguir tiempo de telescopio en el FWLO. A todos los anteriores y a Karl-Heinz Böhm por sus magistrales comentarios y contribuciones al artículo antes mencionado. De nuevo gracias a A. Noriega-Crespo por sus atenciones durante mi corta estancia de investigación en Pasadena y por su inalterable disposición a contestar mis *e-mails*. A Bo Reipurth por "prestarle" sus excelentes imágenes ópticas de HH 110.

A Silvia Torres y Manuel Peimbert por todo su apoyo (desde mi tesis de licenciatura hace ya muchos años) y por su amistad. Ellos junto a Miriam Peña son mis gurúes, cuyo ejemplo me ayuda a enderezar el timón cuando voy perdiendo el rumbo. A L. Salas por contestar mis s.o.s. en SPM cuando había problemas técnicos con *CAMILA* o *CAMALEON*. A Guillem Anglada por conseguirme la imagen de los tipos de YSOs.

A la DGAPA (beca de doctorado), PADEP (003318) y SNI (19797) por el apoyo económico que ha hecho posible la realización de este trabajo. A los doctores A. Raga, S. Curiel,

P. D'Alessio, J. Cantó, M. Martos y J. Franco, quienes con sus proyectos de investigación auspiciaron generosamente los últimos años de trabajo. Proyectos: DGAPA IN 109297 y IN 130698, CONACYT 26833-E y 27546-E DGAPA IN 130698.

Al IAUNAM como corporación, porque ha sido mi casa durante los últimos 11 años.

A mis padres y hermanas, porque a lo largo de los años han demostrado quererme hasta límites insospechados, y porque a pesar de todo parecen todavía confiar en mí. A mi mamá por procurar aceptarme como soy y porque es *la luz del alma mía*. A mi papá por ese ingenio que lo caracteriza y porque -aunque yo no quiera- las más de las veces me sale ser como él... y será... como es. A Tony porque a pesar de darle tanta lata, pacientemente nos soporta y ayuda siempre. A Tere por su interés y amor a nuestras raíces, y por estar tan cerca de *los miembros mayores en nuestra cooperativa*. A Su (Susana) porque es irrevcrente, pero también generosa y noble, aunque ella se esfuerce mucho en hacernos creer lo contrario. A Lolita porque siempre será mi hermanita, porque es dulce más no dócil y porque desde que se empató con Mario Escorza me ha conseguido un hermano.

A mi Carmelita (María del Carmen Reyes Cortéz) porque ha sido siempre una fuente de gracia para mí. A todas las mujeres que forman parte de mi numerosa familia -en especial a mis tías: Ma. del Carmen, Elsita y Ofe-, por la solidaridad y desprendimiento que prodigan cada vez que se precisa. A Cecilio Ayala. Tío Ceci, siempre estarás aquí, aunque nunca más podamos volver a hablar...

A los bichitos: Paola D'Alessio y Javier Ballesteros quienes me rescataron, consiguieron sacarme de la inmovilidad total y me han estimulado -de mil formas- para verme terminar por fin esta tesis... Por enriquecer el universo concibiendo a Sebastián, el niño más lindo del planeta. Siempre quiero tenerles cerca, para que Javier y yo armemos contubernios, y que Paito me cuente los finales de los libros que recién comienzo a leer.

A Maru Contreras, mi hermanuzka, por tantas horas compartidas. Por ese entendimiento mutuo que muchas veces va más allá de las palabras. Porque a pesar de nuestros mutuos claroscuros ambas sabemos que todo tiene su lugar y su tiempo y que bajo cualquier circunstancia siempre nos tenemos.

A Barbarita Pichardo porque con su alegría y su sonrisa lo ilumina todo... hasta el día más oscuro. Porque espero que nunca se nos acaben las palabras y que estemos juntas para intercambiarlas. ¡Chica, qué fácil es quererte! ¡Ah! y por cada vez que relatando una película ella se empeña en decir que al final -de la película- todos mueren.

A Lorenzo Olgún -mi tío- porque lo admiro y lo quiero desde siempre. Porque por mucho tiempo hemos compartido no sólo la misma oficina, también las mismas canciones, los mismos poetas, los mismos libros, el hambre y sed de justicia, y la ambición de libertad.

A Mauricio Argote, mi amigo heredado, por su forma de vivir la vida, por su corazón noble, por ser desinteresado e independiente. Por tratar de estar *en el lado justo* y por ser para mí esa mano amiga que cura el alma.

A Monsieur (Antonio) Peimbert por el placer de aquellas memorables y temperamentales discusiones que me van guiando en mi expedición antropológica. Por su carácter impulsivo y apasionado al que llamo *espíritu combativo*. Por ser rebelde -a su modo-, por su idea del deber ser; y por escucharme a veces aunque todavía yo no vea la luz.

A Iqui (de Mu) porque es capaz de contagiarme cantidades industriales de ternura, entusiasmo y optimismo; por ser rebelde y contestataria, pero al mismo tiempo bondadosa y noble. Y porque ella y Mau me ayudan en mis eternas luchas con mi "enemiga": Yomisma.

A Brenda Pérez por aceptar asistirme (muy eficientemente) en mis temporadas de observación en San Pedro Mártir, no obstante tener que viajar en avión. ¡Chica!, no olvido que muy a mi pesar, yo reforzé tu decisión de dedicarte a la astrofísica teórica.

A la familia Artista por adoptarme y apoyarme cada vez que lo necesito. A Verito porque siempre esta dispuesta a escucharme y por dejarme hacer ensayos de comida en SU cocina, aunque deje las cucharas en la licuadora y tan sólo haya aprendido a comer de su cochinita pibil. Al Beto por su amistad y los títulos-express para mis carteles de congresos. A Alonso y Rodrigo por prestarme sus juguetes (incluso la compu), por sus ocurrencias y tal. Ellos junto con Joshua Braggiato, son los únicos adolescentes que soporto...

A *esos locos bajitos*: Sebastián Ballesteros, Eva y Darío Cerviño, Alejandra Picos, Victoria Vázquez, Eimar de la Rosa e Ilan González, que llegaron a mi vida en momentos aciagos, ayudando -sin querer- a renovar mi voluntad para descubrir el universo y construirnos un mundo mejor... porque no todo está perdido.

A Eva Noyola (Evota) por ser siempre cálida conmigo e ir por la vida con naturalidad y sin miedo a ser ella misma. A Valentina Luridiana por ser ejemplo de *madre abnegada* y porque nunca se da por vencida fácilmente. A Stan Kurtz por ser tan simpático y tener una voz que me fascina, por hacer fotografías geniales y ser un *gringo* diferente. A Gerado Vázquez, porque a la distancia de los años he aprendido a aceptar sus lados oscuros y quererle sin más. A Leonid y Anabel, por compartir con nosotros su jardín, acompañado siempre de rica comida, helado y conversación amena... A Sergio Mendoza; aunque aparentemente *nosotros, los de entonces, ya no somos los mismos*, le quiero y le respeto. A Lorena Arias por ser tan auténtica y optimista, y por todas las veces que hemos sido cómplices de fiestas, festejos y tal... A Julia Espresate porque cualquier historia contada por ella, por sencilla que sea, me resulta en extremo interesante. A Almudena Bullejos, por su afecto y su lindo acento andaluz... A Pablo Velázquez, por ser gentil y traducir para mi del argentino al mexicano. A Michael Richer por su amistad y por mostrarse paciente cuando le pido comprobar lo bien que combina el color de sus calcetines y su camisa. A Leticia Carigi por el trato solícito que conseguimos en pocos meses.

A todos los investigadores del IAUNAM en sus distintas cedes -especialmente a los que han sido mis maestros-, por su trato amable y respetuoso, por dejar que les hiciera fotografías y por participar en nuestros concursos de las fiestas de fin de año.

A Maru C., Javier B., Paola D., Valentina L., Lorenzo O., Roberto V. y Paty N., Bárbara P., Anabel A., Octavio Valenzuela, Víctor Mendoza, Rosa Izela D., Mayra O., Mayra L., Erika B., Domi, José Luis G., Stan K. (por los beviernes y el gabinete del placer), Jim O'Donell, César Esteban, Matilde Fernández, Enrique R., Alberto N., Ramón Michel y Maripaz Miralles por todo lo que nos divertimos durante los años felices de la maestría.

A Mauricio A., Brenda P., Gilgo, Charlie-San (Carlos R.), Sol, Wilder Chicana (*¡sí!, el de las aventuras*), Mónica Relaño, Luis L. y Carlos A., Iqui F., Lorena A., Selene M., Gabriela P., Paty A., Erika S., José Luis S., Ricardo G.D., Smilie (Eduardo de la F.), Yair K., Antonio R. y Lili M. por todas las sonrisas amables, los parloteos y los chascarrillos que

compartimos en los pasillos del IA (estímulos por demás necesarios...).

A Vanessa, Penélope, Friscilla y Natasha, amigas excepcionales, por los cientos de veces que compartieron su tiempo feliz y sus chistes guarros con Barbarita y conmigo. Chicas, creánme, son y serán inolvidables.

A los comensales de las 2:30 pm: Iqui, Mau, Maru, mi tío Lorenzo, Anabel y Leonid, Tania Garfias, Carlos Tejada, Elena Masciadri, Monsieur Peimbert, Elena D'Onghia, Paty Ambrocio, Leticia Carigi, Enrique Moreno y Berenice, Valentina, Salvador Curiel, Mónica Relano, etc., por permitirme "pasar el trámite" en su muy agradable compañía.

A Raúl Ramírez por el tiempo grato en que construimos juntos nuestra historia.

A la familia Pichardo Silva, porque se está tan bien cuando converso con ellos y mi melancolía casi desaparece. A la señora María del Rosario Silva Ortega, Chayito, por la confianza que me inspira y que me brinda y porque que es de esas pocas personas que pasan por las vidas ajenas plantando firmes semillas.

Al equipo de cómputo del IAUNAM: Gilberto Z., Carmelo G., Alfredo D. y Liliana H., Herve P., quienes a durante la elaboración de esta tesis, más de una vez, me han salvado la vida. tal que estuviéramos en un país oriental todos ellos tendrían derechos sobre mi vida.

A Rafael Costero por ser solidario cuando se lo pedimos. A Bertha A. Vázquez por esa eficiencia que la caracteriza y porque sin su diligente trabajo todavía estaría enredada en la burocracia.

A todo el personal que labora en el IAUNAM-CU (intendencia y administrativos) que contribuye a hacer más comfortable nuestra estancia aquí. A las señoras Lupita Valdelamar y Maru Alva porque, sea la hora que sea, al entrar al instituto siempre nos reciben con una sonrisa. A las chicas de la Biblioteca -Verónica, Eloísa y Gloria- por su trato siempre amable. A los vigilantes de los fines de semana Don Juanito, Don Marcelo y Doña Rafa y a los que hacen las guardias nocturnas. A Marco Mostalac y Juan Manuel García porque soportaron estoicamente toda la lata que les dí.

A todo el personal del Observatorio Astronómico Nacional en San Pedro Mártir. Al Gaby G., Felipe M., Salvador M. y Gustavo M. por su eficiente asistencia en el 2.1m y por su infinita paciencia ante mis histerias en el observatorio. A los 'astrónomos resistentes': Michael R., Olga K., Gagik T., Hector C., Steve L. y Henri P. por su apoyo observacional. A la Toya M., Gema C., Angela M. y Carmen G., por alimentarnos cariñosamente. A Nacho G., Alfredo Meling, Desiderio C., Francisco Mtz., Raúl R. Carlos Avelar, Roberto Z. por ser siempre amables y respetuosos con los proto-astrónomos. Al J.M. Murillo (Che), J.L. Ochoa (Chico), Benjamín G., J. Valdéz (Pocho), J. Palomares (Pichu), Fernando Q., Leonel G., Eduardo L., Antolín C., Edgar S., Oswaldo H., por el apoyo técnico oportuno. A Felipe C., Agustín y Noé Campa, Mario T., Luis O., Gabriel L. por sus interesantes conversaciones camino al y de regreso del observatorio.

A la libertad de pensamiento... a la libertad de ser y decir, crecer y trascender...

A la gratuidad de la Universidad Nacional (UNAM), porque gracias a ella mis hermanas y yo tuvimos acceso a la educación superior. A los millones de mexicanos que construyen día a día la Patria y hacen posible nuestra dedicación a la ciencia en un ambiente de paz...

A los avances en la investigación médica, en particular a la fluoxetina que ha sido capaz de *resucitarme* y sacarme de mi desesperante letargo...

Índice General

Agradecimientos	iii
1 Resumen	1
I Conceptos Introductorios	3
2 Formación estelar	5
2.1 La formación de nuevas estrellas	6
2.1.1 Clasificación de objetos estelares jóvenes	7
2.2 Flujos de gas en estrellas jóvenes	11
2.2.1 Objetos Herbig-Haro	12
2.2.2 <i>Jets</i> de gas con emisión en H ₂	13
2.2.3 <i>Jets</i> de gas moleculares	14
2.2.4 Flujos en radio frecuencias	16
2.3 Mecanismos que impulsan el gas en los flujos estelares	16
2.3.1 Modelos con vientos.	17
2.3.2 Modelos de <i>jets</i> con choques de proa.	17
2.3.3 Modelos con capas de mezcla.	20
2.3.4 Variabilidad en los <i>jets</i>	21
2.4 Unificación de flujos ionizados y moleculares	21
3 Conceptos físicos básicos en los flujos protoestelares	23
3.1 Excitación del H ₂	23
3.2 Excitación del H ₂ por fluorescencia.	24
3.2.1 El cociente orto-para de H ₂	25
3.2.2 Diagramas de excitación	26
3.3 Excitación colisional de H ₂	27
3.3.1 Choques tipo-J y tipo-C.	28
3.3.2 Emisión en choques de proa.	29
3.4 Emisión de objetos HH.	30
3.5 Tasas de pérdida de masa en <i>jets</i> ópticos.	31

II	Observaciones	33
4	Acotaciones sobre las observaciones	35
4.1	Observaciones en el infrarrojo cercano.	35
4.1.1	Imagen directa	36
4.1.2	Espectroscopía	40
4.2	Observaciones en el óptico.	41
4.2.1	Imagen directa	41
4.2.2	Espectroscopía	42
III	Objetos estelares jóvenes en el NIR: el caso de IRAS 20126+4104	43
5	Artículo 1	47
	<i>Near Infrared imaging and spectroscopy of the IRAS 20126+4104 region . .</i>	47
5.1	Introduction	48
5.2	Observations	49
5.3	Results	52
5.3.1	The morphology	52
5.3.2	Spectroscopic characteristics	55
5.4	Discussion	63
6	Artículo 2	67
	<i>Optical and Near Infrared Study of the Cepheus E outflow, a very low excitation object.</i>	67
6.1	Introduction	69
6.2	Observations	70
6.2.1	Near Infrared Imaging and Spectroscopy	71
6.2.2	Optical Imaging and Spectroscopy	74
6.3	Results	74
6.3.1	Infrared excitation	74
6.3.2	The optical morphology	78
6.3.3	Optical spectroscopic characteristics	81
6.4	Discussion: Cep E as a low excitation Herbig-Haro object	82
6.4.1	The ionization fraction in HH 377	86
6.4.2	The absolute fluxes in HH 377.	87
6.5	Conclusions	88
7	Otros resultados	91

IV	Jets ópticos: HH 110	95
8	Artículo 3	97
	<i>Optical spectroscopic Study of HH 110: a turbulent mixing layer?</i>	97
8.1	Introducción	98
8.2	Observaciones	100
	8.2.1 El uso de una rendija ancha	105
8.3	Resultados	108
	8.3.1 Los cocientes relativos en HH 110 como función de la posición.	108
	8.3.2 La determinación de la densidad electrónica.	114
8.4	Discusión e interpretación	115
	8.4.1 HH 110 comparado con otros objetos HH	115
	8.4.2 HH 110 y los modelos de capa de mezcla.	117
	8.4.3 Un modelo para estimar T_e y X en HH 110.	119
8.5	Conclusiones	123
V	Extinción interestelar en los objetos HH	125
9	La extinción interestelar	127
9.1	Introducción	127
9.2	Técnicas para estimar la extinción en el óptico	128
	9.2.1 El decremento de Balmer	129
	9.2.2 El método de Miller	129
9.3	Técnicas para estimar la extinción en el infrarrojo cercano	130
9.4	Las líneas de [Fe II] como herramienta para medir enrojecimiento	131
10	La extinción en los objetos HH	133
10.1	El decremento de Balmer en los objetos HH	134
10.2	Extinción interestelar y extinción intrínseca	134
10.3	Análisis sobre la extinción en objetos HH	135
10.4	Los modelos HMR94 y los objetos HH	144
10.5	La morfología óptica y la extinción	146
10.6	Conclusiones	147
VI	Conclusiones	149
11	Conclusiones	151
11.1	Introducción	151
11.2	IRAS 20126+4104	152
11.3	Cepheus E	153

11.4 HH 110	154
11.5 Extinción en los objetos HH	155
11.6 Trabajo futuro	155
A Reducción de imágenes infrarrojas	157
A.1 Calibración de las imágenes	157
A.2 Como hacer mosaicos	159
A.3 Archivo <code>loginuser.cl</code>	163
B Tablas de flujos relativos en HH 110 (con resolución espacial)	165
C Parámetros atómicos para el N⁺, O⁰ y S⁺	169
Bibliografía	175

Capítulo 1

Resumen

El estudio observacional de la formación estelar se ha concentrado en entender el entorno molecular en el que se están formando las nuevas estrellas y la interacción de las diferentes manifestaciones (a veces violentas) que van asociadas a los procesos de formación estelar. En las últimas décadas el desarrollo tecnológico nos ha permitido explorar las características en el cercano infrarrojo de las regiones de formación estelar de manera bidimensional, cada vez con mayor resolución espacial. Un resultado importante de las observaciones multifrecuencia, es la aparente asociación entre la emisión óptica y en el infrarrojo cercano, de los objetos HH y los flujos bipolares moleculares de alta velocidad (estos últimos descubiertos en longitudes de onda de radio).

En el presente trabajo se estudian tres objetos: IRAS 20126+4104, Cepheus E (HH 377) y HH 110. Usamos para nuestra investigación técnicas de imagen directa y de espectroscopía en longitudes de onda ópticas ($\Delta\lambda$ 4000-7000 Å) y en el cercano infrarrojo ($\Delta\lambda$ 1.7-2.4 μm). El objetivo principal es determinar los parámetros físicos que den luz sobre la naturaleza del mecanismo de excitación que produce la emisión observada. Estos parámetros ayudan a explicar las características físicas de los objetos observados.

El trabajo se divide básicamente en seis partes. En la parte I se describen los conceptos introductorios a los fenómenos astronómicos que nos conciernen y también dedicamos espacio a revisar algunos conceptos físicos que se usan en el análisis y la discusión de las otras secciones de la tesis. La parte II se describen las técnicas observacionales empleadas para este trabajo, y también algunos detalles de la reducción de datos que no forman parte de los procedimientos estándares.

En la parte III describimos la investigación en el infrarrojo cercano que hacemos de la fuente IRAS 20126+4104. Tenemos imágenes y espectros de los que determinamos la temperatura de excitación, T_e , como función de la posición sobre tres condensaciones que emiten en IR. Discutimos el mecanismo de excitación que se infiere de los resultados espectroscópicos, una mezcla de excitación colisional y fluo-

rescencia. También tenemos en cuenta la posible asociación de la emisión infrarroja observada con el flujo molecular detectado para IRAS 20126+4104.

En la parte IV hacemos un estudio detallado de la región de Cepheus E en el infrarrojo cercano y en óptico (espectroscopía e imagen directa). Para este objeto se conoce también un flujo molecular detectado en CO. Analizamos y comparamos la morfología en el óptico y el infrarrojo cercano. Determinamos todos los parámetros físicos que las líneas en el óptico e IR permiten determinar (temperatura y densidad electrónica, grado de ionización, mecanismo más probable de excitación de la emisión observada, etc.). Estimamos una velocidad de choque comparando los cocientes observados con los predichos por los modelos de choques de la literatura. Encontramos que este objeto muestra características peculiares de alta densidad electrónica y muy baja excitación.

La parte V contiene el estudio de espectroscopía óptica que hicimos en HH 110, a lo largo y a través del *jet*. En esta sección de la tesis se buscó hacer un análisis de los parámetros físicos en HH 110 como función de la posición espacial. El estudio de los cortes transversales al *jet* se analizaron con el propósito de investigar si parte de la emisión observada en HH 110 es producida en una capa de mezcla turbulenta. Determinamos la temperatura electrónica, T_e , y la fracción de ionización, X , usando diagramas de diagnóstico que construimos análogamente a los de Bacciotti et al. (1995), y los analizamos como función de la posición.

En la parte VI, estudiamos diferentes determinaciones de la extinción en los objetos HH. Comparamos los cocientes relativos observados en objetos HH de diferente grado de excitación con los obtenidos por los modelos de choque de Hartigan et al. (1994). Analizamos la extinción en los objetos HH buscando posibles correlaciones entre la extinción determinada por diferentes métodos o con el grado de excitación de los objetos HH.

Finalmente, la parte VI contiene las conclusiones más importantes de este trabajo.

Capítulo 2

Formación estelar

La **formación estelar** es uno de los campos de estudio más interesantes en la astrofísica moderna. Las estrellas constituyen uno de los componentes principales de una galaxia, y cada suceso a lo largo de la vida de las estrellas debe tenerse en consideración cuando se estudia la evolución de las galaxias y del universo mismo. Esto toma particular importancia porque sabemos que la formación de nuevas estrellas es un proceso que sigue ocurriendo en el disco de nuestra galaxia y en otras galaxias. Además, debemos considerar que las estrellas se encuentran en perpetua interacción con el material interestelar que las rodea y que los fenómenos asociados a la evolución de las estrellas afectarán la dinámica, química y evolución de su entorno y de otros fenómenos a mayor escala en el universo. Entender y estudiar los procesos involucrados en la formación estelar requieren del conocimiento de diferentes áreas de la astrofísica.

En esta tesis fijamos la atención en algunas facetas de la formación estelar. En particular, examinamos el caso de los flujos de gas (*outflows*), que eyectan las estrellas de baja masa recién formadas y los fenómenos asociados a la interacción de estos flujos de gas con el material que rodea a la protoestrella, como es el caso de los chorros colimados de gas (*jets*) y los objetos Herbig-Haro (objetos HH). Estudiamos con detalle las condiciones físicas del gas, en *outflows* y objetos HH asociados a fuentes particulares, valiendonos de técnicas observacionales multifrecuencia.

En el resto de esta introducción presentaré un breve acercamiento a los conceptos básicos sobre formación estelar. Conviene revisar primero los distintos estados evolutivos por los que pasa una estrella de baja masa en su camino para llegar a la secuencia principal (sección 2.1.1). Más tarde revisamos las características generales de los objetos HH. También revisamos algunos conceptos físicos que se emplean en el análisis y la discusión de los resultados a lo largo de este trabajo.

Los resultados de este trabajo han sido publicados en dos artículos arbitrados (Ayala et al. 1998; Ayala et al. 2000) que se presentan en los capítulos 5 y 6, respectivamente; el capítulo 8 contiene un artículo que será publicado próximamente.

El resto de la tesis está organizado de la siguiente manera: en la parte III presentamos los resultados y el análisis de las observaciones en el infrarrojo cercano que hicimos del flujo de gas molecular asociado a la fuente IRAS 20126+4104 (capítulo 5). La parte IV (capítulos 6 y 7) contiene el estudio en el infrarrojo cercano y el óptico que practicamos al *outflow* conocido como Cepheus E. La parte V contiene el estudio de espectroscopía en el óptico que hicimos en el *jet* de HH 110. En la parte VI (capítulos 9 y 10) se hace una discusión sobre la extinción en los objetos Herbig-Haro. Finalmente, en el capítulo 11 se presentan las conclusiones generales de la presente tesis.

2.1 La formación de nuevas estrellas

En el que podríamos llamar el modelo estándar de la formación de estrellas, se cree que las estrellas nacen por contracción gravitacional del gas denso en nubes moleculares. En este modelo se propone que el gas difuso que conforma el Medio Interestelar (MI) es un fluido magnetohidrodinámico, isotérmico, turbulento¹ y altamente inhomogéneo, del que se forman grandes complejos de nubes moleculares. Estas nubes se encuentran en interacción continua con el resto de la galaxia a través del movimiento de brazos espirales, turbulencia y campos magnéticos del MI. Durante su desarrollo las nubes se fragmentan y se piensa que el espectro de masa de los fragmentos resultantes podría estar relacionado con Función Inicial de Masa (FIM) de las estrellas (Vazquez-Semadeni et al. 2000). Los fragmentos de nube se contraerán gravitacionalmente, si son inducidos por alguna perturbación externa, al mismo tiempo que pierden el soporte por presión magnética (vía difusión ambipolar). Mientras tanto, en los núcleos más densos se puede iniciar la formación de una nueva estrella. Los procesos que ocurren para conseguir la iniciación del colapso todavía no están bien entendidos. Sin embargo, el mecanismo que se invoca frecuentemente para encender la formación estelar en una nube es la explosión de una supernova (Shu 1977; Shu, Adams y Lizano 1987).

En los últimos años varios grupos de investigadores han buscado la detección directa de movimientos de caída de material (*infall*) en nubes colapsando. Con el lanzamiento del satélite IRAS (infrared astronomy satellite) en la década de los 80, se realizó una observación sistemática del cielo en el lejano infrarrojo. Los resultados obtenidos con este satélite han contribuido significativamente en la búsqueda de evidencia observacional de *infall*, pues se han detectado y estudiado las fuentes infrarrojas altamente extinguidas de baja luminosidad que se localizan en las regiones de formación estelar. Por otro lado, recientemente se han diseñado métodos espectroscópicos —en el óptico e infrarrojo— para diagnosticar observacionalmente

¹En el modelo estándar la turbulencia es tratada como micro turbulencia, donde los movimientos caóticos del fluido ocurren a escalas mucho menores que la escala característica del sistema

la tasa de acreción en los discos de objetos estelares jóvenes clase I y II (D'Alessio et al. 1999, Muzerolle, Hartmann & Calvet 1998a,b, Muzerolle et al. 2000, Muzerolle, Calvet, & Hartmann 2001). Además, otros autores han estudiado numerosos candidatos de *infall* en fuentes clase 0 y clase I usando observaciones en longitudes de onda submilimétricas y han encontrado evidencias de colapso en líneas de H_2CO , CS y N_2H^+ (Gregersen et al. 2000 y referencias que ahí se dan).

Sin embargo, hay algunos problemas que podrían cuestionar el modelo estándar de formación estelar. La controversia está en la suposición de que en el medio interestelar ocurren movimientos no térmicos a pequeña escala que mantienen a las nubes en equilibrio. Las investigaciones recientes sobre las nubes moleculares revelan que su apariencia es de nubes fragmentadas que presentan una variedad de velocidades. Esto último sugiere la existencia de un campo de velocidades para las nubes con una componente turbulenta (movimientos desordenados), cuya escala es comparable a las escalas de velocidad de las nubes mismas (Ballesteros-Paredes et al. 1999 y referencias que ahí se dan). De modo que si las nubes moleculares están embebidas en un medio internube altamente turbulento es muy probable que las nubes y el gas internube estén en un estado claramente dinámico.

Por otro lado, las estrellas recién formadas interaccionan de forma violenta con el gas que las rodea generando fenómenos opuestos: por un lado se promueve la formación de más estrellas al producirse las perturbaciones necesarias para provocar la contracción de gas; pero, por otro lado, la formación de estrellas podría inhibirse al producirse turbulencia, ionización del gas y la eventual destrucción de las nubes. Además de que no se conocen con precisión los criterios para encender y terminar el colapso en los núcleos densos de las nubes moleculares. De cualquier forma, las estrellas más jóvenes se encuentran siempre asociadas a las nubes moleculares, que son las zonas más densas del medio interestelar. De hecho, las observaciones de protoestrellas (fuentes de radiación en fases previas a la secuencia principal) muestran que cuanto más jóvenes son, están asociadas a gas más denso.

En las últimas tres décadas, el entendimiento de los *jets* estelares y las propiedades de la formación y evolución de las nubes moleculares, ha ido en aumento valiéndose de estudios en radio de las nubes moleculares, observaciones en el visible, ultravioleta, infrarrojo y rayos X, más los múltiples avances en el modelaje numérico de estos fenómenos.

2.1.1 Clasificación de objetos estelares jóvenes

A pesar de los enormes progresos de la astronomía infrarroja y milimétrica, las observaciones de las fases cruciales de la formación de estrellas se tornan difíciles por la alta opacidad de las envolturas y la falta de resolución angular. Las zonas más densas en las nubes moleculares, se detectan en radio frecuencias usando trazadores

de alta densidad como el amoníaco (NH_3). Los núcleos más densos, que evolucionan hacia protoestrellas, usualmente no muestran emisión infrarroja (Myers & Benson 1983) y tienen temperaturas de $T \sim 5 - 12 \text{ K}$ (Ward-Thompson et al. 1994).

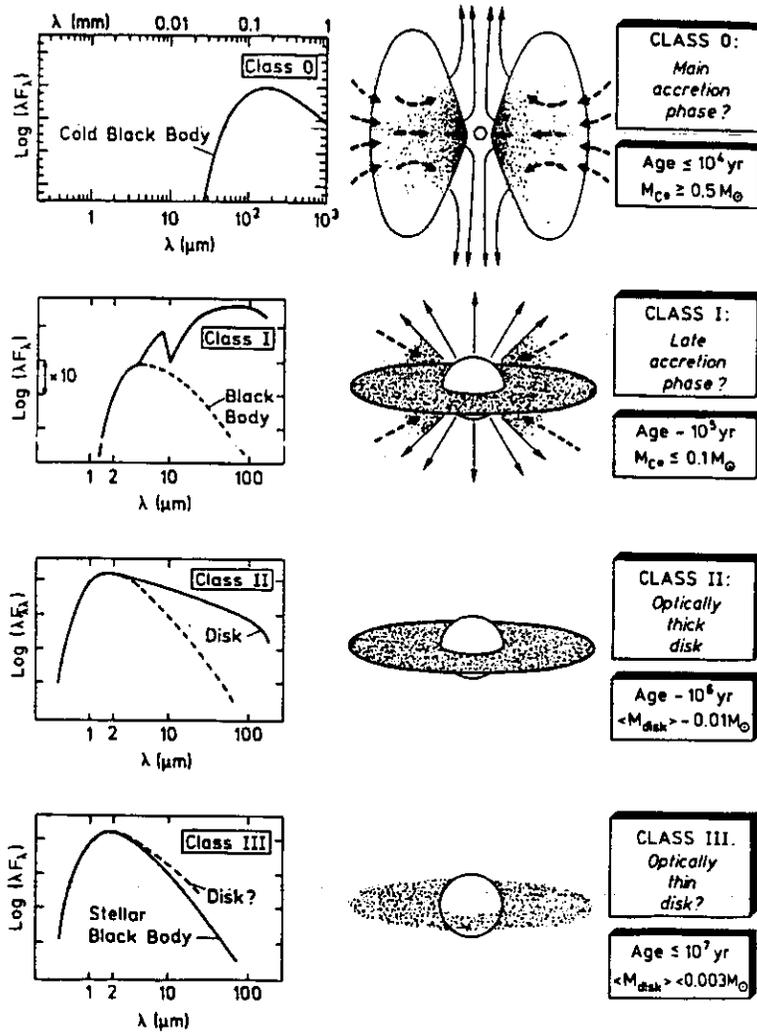


FIGURA 2.1: Representación esquemática del estado evolutivo de los objetos estelares jóvenes (YSOs), que se dividen en cuatro clases. Se muestra la distribución espectral característica de cada clase (figura tomada de Estalella & Anglada 1996). La secuencia evolutiva empírica para los YSO de baja masa es: Clase 0 \rightarrow Clase I \rightarrow Clase II \rightarrow Clase III.

Durante las fases previas a la secuencia principal estas fuentes de emisión se denominan Objetos Estelares Jóvenes (YSO, Young Stellar Objects, por sus siglas en inglés) y se clasifican en cuatro categorías empíricas llamadas: clase 0, I, II y III (ver Figura 2.1). La clasificación depende de la distribución de energía (distribución del flujo λF_λ , conocido como SED, Spectral Energy Distribution), que se consigue mi-

diendo los espectros de la fuente en el infrarrojo y submilimétrico (Lada & Wilking 1984; Lada 1991). Se cree que la acreción de material hacia la protoestrella ocurre todo el tiempo, con lo cual la masa de la envoltura de gas alrededor de la estrella va disminuyendo, ocasionando cambios en la distribución de energía de la fuente. Los objetos estelares jóvenes emiten una parte importante de su energía luminosa en el infrarrojo, debido a que el polvo de la envoltura circundante absorbe y reemite la energía radiada por el objeto estelar. La secuencia evolutiva para los YSO de baja masa, comenzando por los objetos más jóvenes, es: Clase 0 → Clase I → Clase II → Clase III. Esta secuencia es cuasi-continua y corresponde a diferentes estados evolutivos: una fase inicial donde la acreción es la principal, una fase de acreción tardía, estrellas presecuencia principal con discos protoplanetarios y estrellas presecuencia principal con despojos de sus discos (André et al. 2000).

Objetos clase 0. Estos son los objetos en los estados más tempranos de la evolución protoestelar (André, Ward-Thompson & Barsony 1993). En esta fase, la masa del objeto estelar es mucho más pequeña que la masa de la envoltura circundante, $M_* < M_{env}$. Barsony (1995) hace una lista con los criterios para los objetos clase 0: i) Son objetos visibles sólo en el lejano infrarrojo o longitudes de onda más largas que $10 \mu\text{m}$; ii) tienen un cociente de luminosidad bolométrica a luminosidad submilimétrica bajo, $L_{bol}/L_{submm} < 200$, que se interpreta como que la masa de la envoltura es mayor a la masa que hay en el objeto estelar joven; iii) presentan una distribución de energía que pareciera corresponder a un cuerpo negro de temperatura $T \sim 20\text{-}40 \text{ K}$, que significaría que sólo estamos viendo la envoltura de gas fría, en caída hacia la fuente, y no el núcleo proto-estelar; iv) la mayoría de las fuentes clase 0 están asociadas a flujos moleculares, altamente colimados (por ejemplo, L1448, Bachiller et al. 1990; VLA 1623, André et al. 1990), que además presentan una correlación entre las altas velocidades del flujo y el grado de colimación. Las luminosidades bolométricas de estos objetos están entre 3 y $30 L_{\odot}$. Las tasas de acreción y de pérdida de masa (ver sección 3.5) en los objetos clase 0 resultan extremadamente eficientes en la transferencia de momento y energía cinética de sus *outflows* (Lada & Fich 1996). El valor que se infiere para la tasa de acreción es de $\sim 10^{-4} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ (Kenyon & Hartmann 1995). Suponiendo que la escala dinámica de los *outflows* pudiera dar una estimación exacta de su edad, los objetos estelares jóvenes clase 0 serían las fuentes más jóvenes conocidas, con edades menores que 10^4 años (Sandell et al. 1991, Mezger et al. 1992).

Para las clases restantes de objetos estelares jóvenes la naturaleza de su distribución de energía está relacionada con el grado de inmersión de la fuente dentro de su envoltura circunestelar (Shu, Adams y Lizano 1987). Los objetos estelares jóvenes con discos circunestelares grandes con una envoltura, presentarán una distribución de energía con contribuciones a diferentes temperaturas y a distintas distancias de la

protoestrella central. En algunos casos la distribución de energía resulta más ancha que la de un cuerpo negro, ésto se debe al exceso en el infrarrojo producido por la emisión del disco presente.

La clasificación depende del índice espectral de la distribución de flujo, α_{IR} , en $\nu F_\nu = \lambda F_\lambda \sim \lambda^{\alpha_{IR}}$, este índice se mide típicamente entre $2 \mu\text{m}$ y $50\text{-}100 \mu\text{m}$. Dependiendo de cómo se disipe el polvo de la envolvente circunestelar y del disco a lo largo de la evolución del objeto estelar joven, su distribución de energía podría pasar de manera continua de clase I a clase III (Wilking et al. 1989).

Objetos clase I. Estas fuentes están profundamente embebidas en las nubes moleculares y generalmente no se detectan en longitudes de onda ópticas. Su distribución de energía es mucho más ancha que la de un cuerpo negro de temperatura entre 50 y 100 K y tienen índices espectrales positivos $0 < \alpha_{IR} > 2$. Esto indica la presencia de gran cantidad de polvo circunestelar que aumenta la emisión en la distribución de energía hacia longitudes de onda más largas (Lada & Wilking 1984; Myers et al. 1987). Típicamente estas fuentes están asociadas a flujos moleculares poco colimados y de baja velocidad (Kenyon & Hartmann 1995). Las masas de los discos circunestelares en los objetos clase I son generalmente más pequeñas que la masa de la fuente central (André & Montmerle 1994), esto sugiere que la mayor parte de la masa del disco ya ha sido acretaada por la protoestrella. Las luminosidades de los objetos clase I están entre $0.2\text{-}30 L_\odot$. Respecto de su edad se cree que es de $\sim 3 \times 10^5$ años, lo cual se estima usando las trazas evolutivas para objetos presecuencia principal de D'Antona & Mazzitelli (1994). Se han modelado los espectros de estos objetos encontrándose que pueden reproducirse con una envolvente esférica isotérmica colapsando y rotando, con caída de material (*infall*) hacia el disco de acreción que rodea la fuente central (Adams et al. 1987; Calvet et al. 1994). La tasa de acreción que se infiere para estos objetos es de $\sim 1.6 \times 10^{-6} M_\odot \text{ año}^{-1}$.

Objetos clase II. Estos objetos generalmente pueden verse en el óptico y en el infrarrojo. Las estrellas presecuencia principal que pertenecen a esta clase de objetos estelares jóvenes, son las estrellas T Tauri clásicas (CTTS, classical T Tauri stars, por sus siglas en inglés), que presentan muy intensa la línea $H\alpha$ en emisión y un exceso en el continuo UV, también hay estrellas FU Orionis que sean visibles en el óptico. Al igual que las fuentes clase I sus espectros son más anchos que el de un cuerpo negro, pero su índice espectral es negativo, $-2 < \alpha_{IR} \leq 0$. Las estrellas presecuencia principal que tengan $\alpha_{IR} \approx 0$ se conocen como fuentes de espectro plano, esto se usa así con el fin de distinguir las de los objetos clase I y II.

Las fuentes clase II muestran un exceso de emisión en el infrarrojo si se las compara con con una fotosfera estelar enrojecida. Los modelos para reproducir los índices espectrales de estos objetos requieren discos curvos *flared*, este tipo de discos interceptan una fracción mayor de la radiación respecto de los discos planos. Por otro lado, para explicar el velamiento óptico y los excesos UV que se observan en

este tipo de objetos se requiere que el disco sea de acreción de la estrella central de acreción luminosos (Adams & Shu 1986; Kenyon & Hartmann 1987).

Objetos clase III. Estos objetos son visibles ópticamente y presentan índices espectrales negativos, $-3 < \alpha_{IR} \leq -2$. Son los objetos más evolucionados. Su distribución de energía es parecida a la de un cuerpo negro (una sola temperatura), y básicamente sin exceso infrarrojo; esto indica que no hay, o hay poco polvo en sus alrededores, y que la emisión observada se está generando en la fotosfera enrojecida de la nueva estrella. Esta clase incluye los objetos jóvenes de la secuencia principal, los de la presecuencia principal, las estrellas post-T Tauri (Lada & Wilking 1984), y las estrellas T Tauri “desnudas” (Walter 1987). El parecido de sus espectros al de un cuerpo negro hace que su distribución de energía sea explicable invocando extinción en la fotosfera de la estrella, debido a los restos de polvo de la envolvente y el disco circunestelares.

Cabe aclarar que esta clasificación de objetos estelares jóvenes se usa para estrellas de masa baja e intermedia ($M_* < 3 M_\odot$), no existe una clasificación equivalente para las llamadas estrellas de alta masa; la razón de ésto, es que el tiempo que pasan las estrellas masivas como protoestrellas es muy corto, de modo que no se puede distinguir observacionalmente las distintas etapas presecuencia principal. Las estrellas de mayor masa que se localizan antes de la secuencia principal, son las llamadas estrellas Ae/Be de Herbig, que se caracterizan por su tipo espectral, la presencia de la línea de $H\alpha$ en emisión, y por un exceso en el infrarrojo.

2.2 Flujos de gas en estrellas jóvenes

Generalmente las observaciones multifrecuencia de las regiones de formación estelar revelan claramente la eyección y pérdida de gas desde las zonas centrales de las fuentes estelares jóvenes. En el caso de la caída (*infall*) de material hacia las protoestrellas, es en los últimos años que se han obtenido resultados contundentes que indican acreción de material hacia estrellas tipo T Tauri (ver sección 2.1). El hecho de observar acreción coexistiendo con eyección de material podría parecer paradójico cuando lo que se quiere es reunir el material suficiente para formar una nueva estrella, pero el estudio detallado de los procesos involucrados en la formación estelar nos han ayudado a entender esta aparente inconsistencia. Las estrellas se forman de nubes moleculares, que tienen siempre una masa mayor a la necesaria para generar una estrella. Los núcleos densos donde se están formando las nuevas estrellas, tienen también una cierta cantidad de momento angular. El momento angular orbital del gas que cae al núcleo tiene que perderse antes de que el material caiga sobre la fuente o protoestrella. Si una fracción del material que está cayendo es eyectado de modo

que logre llevarse la mayor parte del momento angular (vía un viento estelar o un *jet*), el gas restante puede caer sobre la protoestrella.

La clasificación de los objetos estelares jóvenes (ver sección 2.1.1) describe fuentes sumergidas en gas denso para los casos más jóvenes y menos evolucionados (objetos clase 0 y I), y fuentes que han perdido casi completamente la envoltura de la que se formaron (objetos clase III). Esto sugiere una diferenciación en edad usando como criterio los diversos procesos que suponen la pérdida y eyección de masa de las fuentes jóvenes. Existen varios fenómenos de eyección de masa asociados a objetos jóvenes que nos indican que en sus primeras fases evolutivas las estrellas experimentan grandes pérdidas de masa que interactúan con el gas circundante de alta densidad. Describiremos enseguida algunos de estos procesos.

2.2.1 Objetos Herbig-Haro

Los objetos Herbig-Haro (en adelante objetos HH) fueron observados ópticamente por vez primera por Guillermo Haro (1952, 1953) y George Herbig (1950, 1951, 1952). Son nebulosidades pequeñas (generalmente tienen tamaños de menos de un minuto de arco), que se localizan en regiones donde hay estrellas jóvenes. Los espectros ópticos de estos objetos presentan las líneas de hidrógeno en emisión, y líneas de emisión prohibidas de baja excitación de [O I], [N II], y [S II]; y algunas de mayor excitación como [O III] y [Ne III]. A la fecha se han catalogado cerca de 400 objetos y se continúa la búsqueda de objetos nuevos (Reipurth 1997).

Inicialmente se creía que estas nebulosidades contenían estrellas en formación, y ahora se sabe que están asociados íntimamente a los procesos de formación estelar. Los movimientos propios observados en estos objetos, dieron pistas para descubrir su naturaleza. Las velocidades radiales observadas en los objetos HH ($200\text{-}400\text{ km s}^{-1}$), resultan altas para considerarlas como producidas por rotación o colapso. Las estrellas que los originan están generalmente a distancias de 0.1 a 1 pc del objeto HH y a veces no es fácil identificarlas.

El espectro óptico de los objetos HH puede reproducirse si se modela como la emisión del gas enfriándose al pasar a través de una onda de choque; es decir, la emisión observada proviene de la zona de recombinación que se localiza detrás de la onda de choque (Schwartz 1975, 1978; Dopita 1978; Raymond 1979). Comparando detalladamente las observaciones con las predicciones teóricas se encuentra que se reproducen mejor los espectros de los objetos HH (líneas prohibidas de alta y baja excitación en un mismo objeto) usando los llamados modelos de choque de proa (*bow shocks*). El gas que entra justo en el apex del choque de proa lo hace con mayor velocidad (normal al choque), respecto del de las alas, generando fuertes líneas prohibidas de mayor excitación (por ejemplo, [O III], [S III], [Ne III], He I). El gas que pasa a través de las alas choca con una velocidad menor produciendo sólo líneas de

baja excitación (Hartmann & Raymond 1984; Raga & Böhm 1985, 1986; Hartigan, Raymond & Hartmann 1987; Raymond, Hartman & Hartigan 1988; Hartigan, Morse, & Raymond 1994). Existe otra propuesta para reproducir parte de la energía observada en los espectros ópticos de algunos objetos HH, es el caso de HH 110 y HH 46-47. Para ello se propone la existencia de una capa de mezcla turbulenta entre el flujo de gas y el material del medio ambiente que rodea al flujo (Kahn 1980; Meaburn & Dyson 1987, Cantó & Raga 1991; Taylor & Raga 1995). La detección de H_2 en los objetos HH hecha por vez primera por Elias (1980), fue interpretada como evidencia de la presencia de choques de baja velocidad (de pocas decenas de km s^{-1}) que produjeran esta emisión.

Los objetos HH generalmente son bipolares, y sus lóbulos se presentan uno corrido al rojo y otro al azul, simétricamente dispuestos respecto de la posición de la estrella excitadora. Algunos objetos son morfológicamente asimétricos, esta característica podría ser intrínseca de la fuente excitadora y no producto del medio ambiente circundante. Por otro lado, la mayoría de los objetos HH observados ópticamente muestran el lóbulo corrido al azul más brillante, lo cual refleja que las nubes moleculares asociadas a los objetos tienden a oscurecer a los que se están alejando de nosotros y que estarían más embebidos en la nube molecular (Cantó 1981).

Las observaciones de los movimientos propios de los objetos HH indican flujos expansivos de gas que están alejándose de la fuente excitadora a velocidades altas (típicamente entre 100 y 300 km s^{-1}). Esto, junto al descubrimiento de jets visibles en algunos objetos HH (Dopita, Evans, & Schwartz 1982; Mundt & Fried 1983), llevan a construir un modelo general de los objetos HH donde los vientos asociados a las estrellas recién formadas se coliman dando origen a los *jets* esletales. Estos *jets* impactan con velocidades supersónicas al medio ambiente (nube molecular) que rodea a la fuente excitadora generando uno o más choques radiativos.

2.2.2 *Jets* de gas con emisión en H_2

Hasta hace poco tiempo, el término "objetos HH" se refería sólo a los objetos observables en luz visible, restringiéndose a los objetos HH localizados en las regiones de formación estelar donde la extinción no sea muy alta. Para las protoestrellas con *jets* mucho más embebidos en las nubes moleculares, se deben usar otros trazadores de choques que puedan revelar su presencia. Algunas líneas de hidrógeno molecular, H_2 (en transiciones vibracionales-rotacionales), revelan las zonas de enfriamiento de choques de baja velocidad ($v_s \sim 20\text{-}40 \text{ km s}^{-1}$), en densidades no muy altas ($n \leq 10^6$). Esta emisión se observa generalmente en torno a estrellas jóvenes y, cuando hay *jets*, éstos siguen la estructura de los lóbulos, trazando sólo las zonas donde hay gas molecular. La transición más brillante del H_2 es la (1,0) S(1) a $2.12 \mu\text{m}$, que es accesible en la banda K del cercano infrarrojo, por lo cual es la más usada.

La extinción a estas longitudes de onda es menor que en el visible, de modo que el H_2 puede emplearse para rastrear zonas de emisión no observables en el óptico. Los coeficientes de Einstein para éstas transiciones del H_2 , dan tiempos de enfriamiento de menos de un año, de modo que el H_2 estaría revelando la presencia de gas que está siendo chocado en este momento.

Se ha encontrado emisión en H_2 para varios objetos HH visibles, por ejemplo, HH 7-11 (Hartigan, Curiel & Raymond 1989), HH 12 y HH34 (Stapelfeldt et al. 1991), HH 91, HH 110 y HH 111 (Davis, Mundt & Eisloffel 1994). También existen algunos jets que han sido descubiertos en H_2 y que no son detectables en el óptico, por ejemplo HH 212 (Zinnecker, McCaughrean & Rayner 1998). La presencia de H_2 en los objetos estelares jóvenes clase 0 (ver sección 2.1.1), sugiere que los *outflows* aparecen en las fases más tempranas de la evolución protoestelar.

Es importante señalar que en los estudios espectroscópicos de objetos HH muestran que las líneas infrarrojas de H_2 son más angostas ($10\text{-}40\text{ km s}^{-1}$) que las líneas ópticas ($40\text{-}100\text{ km s}^{-1}$), por un factor de dos (Zinnecker et al. 1989). Mientras que las velocidades radiales estimadas usando las líneas más brillantes ($\sim 100\text{ km s}^{-1}$) son menores para las líneas infrarrojas que para las líneas ópticas (hasta por más de 40 km s^{-1}).

2.2.3 Jets de gas moleculares

La molécula más abundante en el universo es la del hidrógeno, pero es difícil observarla en zonas con gas frío. El espaciamiento entre niveles rotacionales del H_2 resulta mucho mayor que la energía cinética típica de las partículas en las nubes moleculares, donde ocurre la formación estelar ($T \sim 10\text{-}100\text{ K}$), haciendo muy improbables las transiciones entre estos niveles rotacionales. De modo que cuando se rastrean las nubes moleculares frías el trazador que se usa es el monóxido de carbono (CO), el cual puede ser excitado colisionalmente por las moléculas de H_2 .

Las primeras observaciones interestelares de CO fueron hacia el núcleo molecular de Orión A (Wilson, Jefferts, & Penzias 1970) encontrándose que la línea de CO mostraba alas de unos 100 km s^{-1} , que resulta ser una velocidad muy alta. Después se encontró que la mayoría de las nubes moleculares no presentan estas líneas tan anchas (Kwan & Scoville 1976). Más aún, observaciones posteriores mostraron que en las regiones de formación estelar es común observar lóbulos moleculares bipolares gigantescos, uno corrido al rojo y otro al azul (Edwards & Snell 1984). El número de flujos moleculares observados ha ido en aumento y sobrepasa los 250 (Wu, Huang, & He 1996).

Los flujos moleculares son grandes estructuras ($0.1\text{-}10\text{ pc}$) bipolares que no están muy colimadas. El factor de colimación, definido como el cociente del eje mayor al eje menor, es bajo ($q \sim 1\text{-}4$) (Lada 1985). Las masas estimadas para los flujos

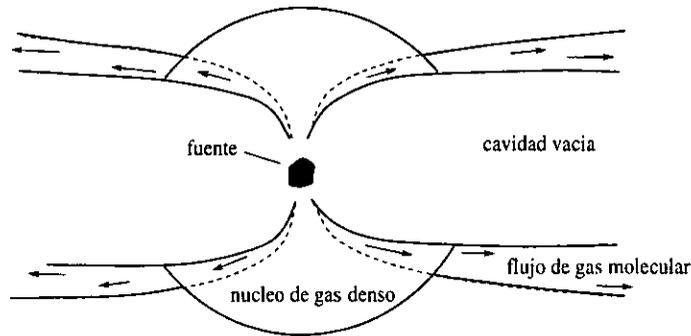


FIGURA 2.2: Dibujo esquemático de la cavidad formada por un flujo de gas molecular. El *outflow* bipolar ha excavado una cavidad en el núcleo de gas molecular haciendo que el gas sea eyectado por las paredes en forma de cáscara, que quedan delineadas por la emisión en el infrarrojo cercano de H_2 .

moleculares van de 10^{-2} a $10^2 M_{\odot}$ (Snell 1987). La mayoría de los flujos moleculares tienen velocidades de algunas decenas de km s^{-1} , pero se han observado algunos con velocidades mayores que 100 km s^{-1} , por ejemplo, L1448 (Bachiller & Cernicharo 1990); HH 7-11 (Masson, Mundy & Keene 1990), entre otros. Muchos de estos flujos tienen forma de cáscaras rodeando una cavidad vacía, sugiriendo que el origen del máximo de la emisión observada proviene de gas del medio ambiente que ha sido barrido (ver Figura ??). Esta idea se ve favorecida cuando se estiman las masas de algunos flujos moleculares encontrando que tienen masas $> 10 M_{\odot}$, que resulta ser del orden de la masa que para entonces tiene el núcleo de la protoestrella central. Es difícil explicarse como una estrella puede eyectar una cantidad de masa equivalente a la del núcleo mismo del que está emanando.

La presencia de objetos HH y de emisión de H_2 en muchos de los flujos moleculares sugiere que todos estos fenómenos pueden tener un origen común. La idea se refuerza por el aumento en la detección de flujos de CO altamente colimados asociados a estrellas jóvenes. Este incremento, es el resultado de los avances tecnológicos que han permitido tener observaciones de mayor resolución angular en longitudes de onda milimétricas. Los cocientes de colimación en los flujos altamente colimados son típicamente de $q \sim 10$, y la colimación puede aumentar si se restringen las observaciones a velocidades más altas, $q \geq 20$, como ocurre en el caso de HH 111. A velocidades más bajas el gas alrededor de estos flujos es menos colimado y puede asemejarse a las morfologías tipo cáscara que se observan en los flujos moleculares con baja colimación (Gueth & Guilloteau 1999).

2.2.4 Flujos en radio frecuencias

Otro fenómeno asociado a las protoestrellas son los llamados *jets* térmicos que se observan en longitudes de onda de radio, por ejemplo L1448 (Curiel et al. 1990), RNO 43 y otras doce fuentes (Anglada et al. 1998), entre otros. En longitudes de onda centimétricas la emisión de continuo que se observa en los objetos estelares jóvenes, es radiación libre-libre producida en *jets* ionizados. Estos *jets* se localizan muy cerca de las fuentes excitadoras y cuando la resolución es suficientemente alta, se observan con forma elongada que apunta en la misma dirección que los flujos detectados en otras longitudes de onda para la misma fuente. Con el radio telescopio VLA (Very Large Array, por sus siglas en inglés) se puede alcanzar una resolución de $0.1''$, que resulta muy útil en los casos donde hay varias fuentes cercanas, pues permite discriminar cual es la fuente excitadora de un flujo dado (Rodríguez et al. 1998).

Los resultados de la observación de los radio *jets* implican que la colimación de los flujos en las protoestrellas, empieza a escalas de algunas pocas unidades astronómicas (UA) de distancia a la fuente excitadora. La relación que se ha encontrado entre la luminosidad centimétrica y la tasa de momento suministrado en el flujo de CO (Anglada 1996), apoya la idea de que son los *jets* los que impulsan los flujos moleculares.

2.3 Mecanismos que impulsan el gas en los flujos estelares

En la sección anterior revisamos que se pueden observar flujos ópticos, infrarrojos y moleculares asociados a la misma fuente. Hay varias preguntas que podemos hacernos sobre las observaciones multifrecuencia de los flujos asociados a los objetos estelares jóvenes. ¿Los flujos observados a distintas frecuencias están siendo producidos por un solo mecanismo?, ¿cuál sería este mecanismo?, ¿se podrían explicar con un solo modelo los distintos parámetros observados en los flujos a distintas frecuencias? No hay todavía respuestas definitivas a las preguntas anteriores, sin embargo, se han hecho varios trabajos tratando de responderlas. En las subsecciones siguientes revisaremos algunos mecanismos que han sido propuestos como posibles responsables de los fenómenos que involucran los flujos de gas de los objetos jóvenes de baja masa. Los mecanismos mencionados no se contraponen como se discutirán en la sección 2.4.

2.3.1 Modelos con vientos.

Este tipo de modelos se formularon después del descubrimiento de los flujos moleculares con morfología de cáscara. En uno de estos modelos, se tiene un viento estable que forma una cavidad donde se supone que hay equilibrio mecánico entre el medio ambiente y el viento estelar (Barral & Cantó 1981; Cantó, Tenorio-Tagle & Rózyzcka 1988). Este viento generará una serie de choques oblicuos a lo largo de la cavidad, que estarán produciendo la presión necesaria para conseguir el equilibrio de presión con el gas del medio ambiente (en los modelos también se considera la presión centrífuga). Estos modelos predicen una sola cavidad, y el problema es que hay casos, como el flujo de L1157, que muestran varias cavidades con diferentes orientaciones (Gueth, Guilloteau, & Bachiller 1996). Los modelos predicen también la presencia de objetos HH a lo largo del borde de la cavidad, donde se localiza el choque, y no dentro de la cavidad como se observa en los flujos moleculares.

Otro modelo con viento, pero del disco, es el llamado *x-wind* (Shu et al. 1988, Shang, Shu & Glassgold 1998), aquí se supone un viento que empuja una cáscara de gas molecular expandiéndose a velocidad constante. La densidad del medio ambiente cae como r^{-2} desde el centro de la nube, lo cual cancela el decrecimiento de la presión hidrodinámica del viento, debido a la expansión radial y asegurando una velocidad constante para la cáscara de gas molecular. La forma final de la cáscara dependerá de la anisotropía direccional del viento y de la densidad del medio ambiente chocados. El modelo implica que la densidad del medio ambiente deberá disminuir continuamente en escalas de parsecs para los flujos más largos. Los diagramas PV resultantes de estos modelos, para flujos con baja inclinación, ajustan sólo una fracción pequeña de las observaciones (Cabrit, Raga & Gueth 1997).

2.3.2 Modelos de *jets* con choques de proa.

Hay algunas evidencias observacionales que sugieren que los flujos moleculares esten siendo impulsados por *jets*. Por ejemplo, en varios flujos moleculares la colimación aumenta monotónicamente con la velocidad radial, sugiriendo que el gas molecular a mayor velocidad ha sido acelerado recién por una *jet* colimado. El CO que aparece menos colimado habría sido recopilado del gas del medio ambiente. Algunos flujos muestran la emisión óptica y la de H₂ coincidiendo espacialmente con el pico de emisión del CO en los lóbulos.

Una gran colección de modelos con *jets* colimados han sido desarrollados tratando de impulsar flujos moleculares, pero aún está a discusión si los *jets* de los objetos HH tienen o no el momento necesario para acelerar los flujos (Snell et al. 1985). El descubrimiento reciente de *jets* ópticos e infrarrojos con tamaños de algunos parsecs dan a los objetos HH escalas dinámicas de 10^4 - 10^5 años, que ya son comparables con los tiempos de vida dinámicos de los flujos de CO (Bally & Devine 1994; Eislöffel

2000, entre otros).

Otro aspecto de nuestro interés son los fenómenos asociados a la interacción de los *jets* con el gas del medio ambiente que rodea una protoestrella. Frecuentemente las observaciones ópticas en las líneas de $H\alpha$ y $[S II]$ muestran claramente a los *jets* apuntando hacia uno o más objetos HH, indicando que estos últimos son consecuencia de la interacción *jet*-medio ambiente. Generalmente los objetos HH son mucho más brillantes que el *jet*. Uno de los modelos que frecuentemente se usa para explicar la morfología y la emisión de los objetos HH es el llamado modelo de choque de proa, que ha sido aplicado a objetos HH individuales por distintos autores (Hartigan et al. 1989; Bally, Devine & Reipurth 1996, entre otros)

En este modelo se acelera al gas circunestelar al pasar a través de un choque con forma de proa, generando gas a alta velocidad justo detrás del choque. La presión alta que hay entre el choque de proa al frente y el *jet* chocado hace que el material sea eyectado hacia los lados donde interactúa con el medio ambiente que no ha sido perturbado. Este gas barrido del medio ambiente es chocado oblicuamente y fluye hacia atrás a lo largo de las alas del choque de proa. Parte de este gas postchoque se puede re-expandir en la región de baja presión que se localiza detrás del choque de proa, creando una zona pequeña de baja densidad donde se mezclan el gas del *jet* y el del medio ambiente.

Las simulaciones numéricas de los choques de proa los modelan como la superposición de varios choques planos a lo largo de su superficie con forma de proa. Los choques en las alas son oblicuos, lo que permite tener un intervalo amplio en las velocidades de los choques (Hartigan, Raymond & Hartmann 1987; Smith, Brand & Moorhouse 1991). En el caso de los objetos HH hay varias propuestas para formar choques de proa, por ejemplo, si se tiene un grumo denso de gas que impacte contra el medio ambiente (modelo de bala, Norman & Silk 1979), o si un *jet* está golpeando a una nube molecular; o si un viento ancho colisiona con grumo de gas (nubecillas chocadas, Schwartz 1978).

En la Figura 2.3 se muestra esquemáticamente un choque de proa, producido cuando el *jet* de un objeto estelar joven interactúa con el medio ambiente que lo rodea. La interacción se describe a través de dos choques: un disco de Mach que al chocar con el medio ambiente desacelera el gas del *jet*, y el choque de proa donde el gas del medio ambiente (nube molecular) es acelerado.

En el marco de referencia del choque, el gas del medio ambiente se aproxima al choque con una velocidad v_s . La velocidad de choque en cada punto, es decir, la velocidad efectiva con la que chocará el gas sobre el choque de proa, es sólo la componente de la velocidad perpendicular al choque en ese punto, v_{\perp} . En un choque de proa, esta velocidad varía en cada punto, siendo máxima justo en la cabeza del choque, donde $v_{\perp} = v_s$; y será menor hacia las alas del choque. Para una velocidad suficientemente alta, en la cabeza del choque tendremos un choque

tipo-J que podría disociar allí completamente el gas molecular. El gas postchoque que está entre los dos frentes de choque (*jet* chocado y medio ambiente chocado) es comprimido y expulsado a los lados y hacia atrás del choque, en dirección a la fuente excitadora. Al enfriarse el gas comprimido en la cáscara que está entre los choques, se pueden presentar inestabilidades que generan condensaciones de gas que se enfriarán radiativamente (Tenorio-Tagle, Cantó & Rózycka 1988; de Gouveia Dal Pino & Benz 1993) y que se localizarán en la zona de menor presión entre el *jet* y las alas del choque de proa.

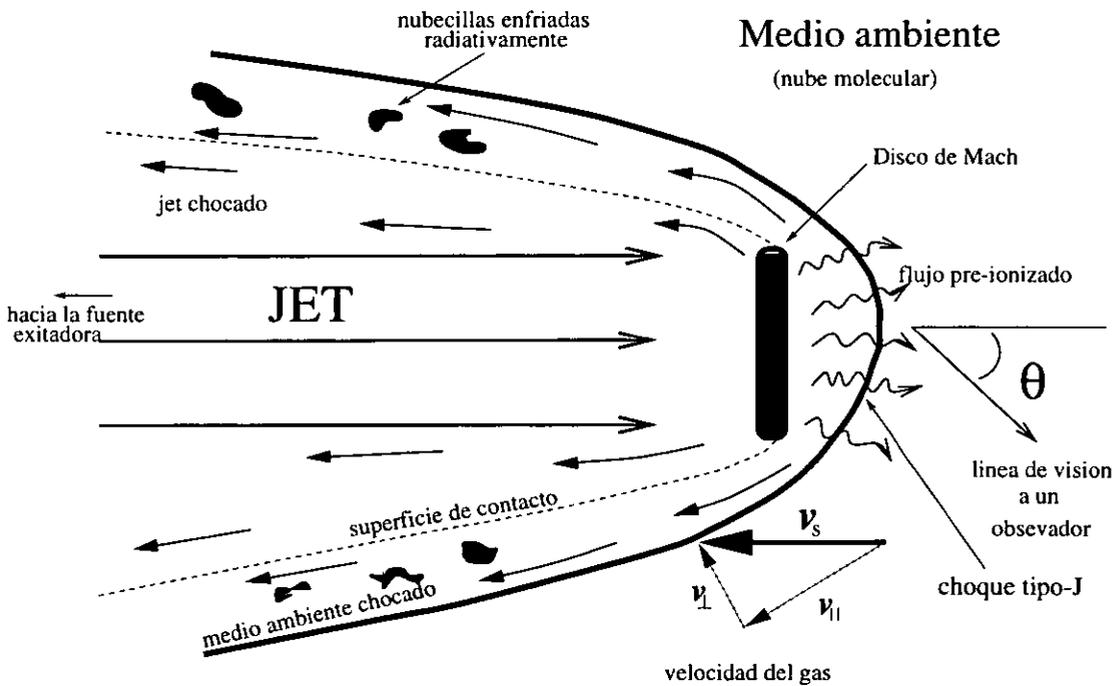


FIGURA 2.3: Representación esquemática de la estructura de un choque de proa. Se muestra el disco de Mach (*jet* chocado) que desacelera al gas del *jet* , y al gas chocado del medio ambiente que es acelerado por el choque. θ es el ángulo entre el eje del choque de proa y la línea de vista de un observador. Se muestra también la descomposición de la velocidad con la que impacta el gas del medio ambiente en las alas del choque de proa (ver texto 3.3.2).

Si el choque de proa de un objeto HH está orientado en cualquier dirección θ , respecto de la línea de vista del observador, tendremos entonces gas a distintas velocidades proyectadas sobre el plano del cielo. Las componentes de la velocidad del choque pueden estimarse de la velocidad radial y la velocidad tangencial en en cada punto del choque de proa. Sea cual sea la orientación del choque de proa sobre el plano del cielo, la información para estimar la velocidad radial en cada punto se

podría estimar de observaciones espectroscópicas, mientras que para las velocidades tangenciales es necesario determinar movimientos propios en la estructura del choque de proa.

Las simulaciones numéricas de choques de proa pueden reproducir exitosamente el campo de velocidades de los flujos moleculares y la presencia de nudos emitiendo en H_2 en estos flujos. Se encuentra también que reproducen bien los perfiles de líneas observados, y que el éxito de esto depende más de la orientación del choque de proa respecto del observador, que de los parámetros del modelo (Raga & Böhm 1985,1986; Hartigan, Raymond & Hartmann 1987). Otro resultado importante es que las moléculas de H_2 y de CO sobreviven a la disociación produciendo emisión molecular con velocidades de 30-60 $km\ s^{-1}$. Suttner et al. (1997) modelan choques de proa tridimensionales a altas densidades ($n \sim 10^4 - 10^5\ cm^{-3}$), que incluyen química de H_2 y enfriamiento, precesión del *jet* y variaciones en la velocidad de eyección.

2.3.3 Modelos con capas de mezcla.

La presencia de choques en los objetos HH que están produciendo la emisión observada es indudable. Sin embargo, los experimentos de laboratorio donde se explora el comportamiento de dos fluidos de diferentes propiedades termodinámicas, cuando se mueven uno respecto del otro, muestran la existencia de las llamadas capas de mezcla. Taylor y Raga (1995) mostraron que la turbulencia y el arrastre de gas en los *jets* disipan energía de manera similar a los choques. El arrastre de gas a lo largo de un *jet* puede ocurrir vía una capa de mezcla turbulenta que puede producir parte de la emisión observada en los objetos HH. En una capa de mezcla se tienen inestabilidades Kelvin-Helmholtz entre el material del medio ambiente y el material dentro del *outflow*. Cantó & Raga (1991) derivan una parametrización de una "longitud de mezcla" para la viscosidad turbulenta, calibrada con experimentos de laboratorio para *jets* con número de Mach $M_j = 1-20$. Con ésta se determina el crecimiento del ancho de la capa de mezcla con distancia. El problema es que para el caso isotérmico se obtienen capas demasiado delgadas que producen flujos con cocientes de colimación de $q \sim 20$, que resulta unas 5-10 veces más grande que los índices observados en flujos moleculares típicos. En Raga et al. (1993) se modela un flujo donde la capa de mezcla se puede ensanchar por la eyección de gas sobre-presurizado en superficies de trabajo internas del *jet*. La predicción de este modelo, son flujos moleculares con alta colimación ($q > 10$). Este resultado ha sido criticado por predecir lóbulos para los flujos moleculares muy colimados (Cabrit et al. 1997). Sin embargo, las observaciones de flujos moleculares altamente colimados que recientemente se han descubierto, le han devuelto la validez a estas simulaciones. Por ejemplo, HH 211 resulta ser un flujo muy colimado. Aunque los modelos

de capa de mezcla no reproducen todas las propiedades de los flujos moleculares y los objetos HH, han mostrado que las moléculas pueden sobrevivir en ellas y que se puede producir emisión colimada a altas velocidades (Taylor & Raga 1995). No queda claro si hay diferencia real entre el calentamiento que se consigue en una onda de choque estándar y el calentamiento dentro de una capa de mezcla turbulenta. No es claro tampoco si el arrastre de gas en la capa de mezcla genera choques débiles o si lo que se tiene es una cascada turbulenta que termina disipando energía sin que aparezcan choques.

2.3.4 Variabilidad en los *jets*

Las observaciones con suficiente resolución angular muestran que los *jets* tienen subestructura. Con la resolución adecuada se observan varios nudos o choques de proa a lo largo del los *jets*, por ejemplo en HH 111 (Reipurth, Raga & Heathcote 1992; Reipurth et al. 2000). La separación entre los nudos y/o choques puede ser de menos de un segundo de arco hasta varios minutos de arco. Los nudos han sido interpretados como superficies de trabajo dentro del *jet* producidas por variaciones en la velocidad del *jet*. Lo que se tiene es un flujo muy rápido que al alcanzar al material más lento, que fue eyectado con anterioridad, forma choques internos que sacan el material chocado hacia los lados (Biro & Raga 1994; Raga & Kofman 1992), y genera varias estructuras chocadas a lo largo del *jet*. Los casos de *jets* en objetos HH que no están alineados pero que muestran patrones regulares, han sido modelados con variación en el tiempo del ángulo de posición del *jet* (Raga, Cantó & Biro 1993).

Un mecanismo que se ha propuesto para conseguir variar la velocidad y dirección del *jet* es por crecimiento no lineal de inestabilidades de Kelvin-Helmholtz (K-H) (empleadas para explicar varios fenómenos astrofísicos, incluyendo las variaciones en los radio *jets* extragalácticos). La suposición básica para invocar inestabilidades de K-H es que se tengan dos fluidos en movimiento relativo y en equilibrio mecánico; en nuestro caso los fluidos serían el *jet* y el medio ambiente. Para conseguir tener estas inestabilidades, se necesita que haya pequeñas perturbaciones en la amplitud transversal de la velocidad en el *jet* (para detalles ver Bührke et al. 1988).

2.4 Unificación de flujos ionizados y moleculares

Se han hecho esfuerzos importantes para conseguir que un solo flujo describa aceptablemente las características observacionales de los flujos en objetos estelares jóvenes, sin conseguirlo todavía.

Tal vez el mecanismo que impulsa a los flujos es una combinación de varios de los mecanismos descritos en la sección anterior. Por ejemplo, uno de los casos más

estudiados es el de HH 111. En este objeto el *jet* principal se observa muy colimado en el infrarrojo (Reipurth et al. 1999), mientras que en el óptico muestra una serie de choques de proa a lo largo del cuerpo del *jet* (Reipurth et al. 1997). Por otro lado, Nagar et al. (1997) hicieron observaciones de CO con alta resolución que muestran al flujo molecular asociado a HH 111 como un hueco, de forma tubular, rodeando al *jet* óptico. La morfología óptica e infrarroja de HH 111 parece sugerir que el *jet* produce algún tipo de arrastre de gas que alimenta al flujo molecular. Sin embargo, al analizar espectroscópicamente la emisión de CO en distintas posiciones a lo largo del flujo, éste parece ajustarse al modelo *x-wind* de Shu y colaboradores (ver sección 2.3.1 y Shang, Shu & Glassgold 1998). Este modelo puede producir emisión tipo *jet* si se aumenta la densidad del flujo cerca del eje polar. Pero no queda claro si este "*jet*" puede producir los múltiples choques de proa que se observan en el cuerpo del *jet* de HH 111, ya que la densidad del viento que usa el modelo *x-wind* varía suavemente con el ángulo. La solución que proponen es construir un modelo con dos vientos (uno ancho y otro colimado) que deberían producirse en diferentes lugares del sistema formado por el disco de acreción y la protoestrella.

Este tipo de modelos con dos vientos parece favorecerse con las observaciones de la línea [O I] λ 6300 en las protoestrellas evolucionadas CTTS (ver sección 2.1.1). Este tipo de estrellas muestran el máximo de esta línea a velocidad cero o ligeramente corrida al azul (unos 5 km s^{-1}). Pero una tercera parte de estas estrellas muestra otro pico de emisión de alta velocidad ($\sim 100 \text{ km s}^{-1}$) y algunas más muestran una tercera componente de alta velocidad, pero corrida al rojo (Hartigan, Edwards & Ghandour 1995).

Capítulo 3

Conceptos físicos básicos en los flujos protoestelares

En este capítulo revisaremos brevemente la física que hay detrás de la emisión óptica e infrarroja, que hemos empleado en el análisis y discusión de los flujos protoestelares que conforman este trabajo de tesis. Primero revisaremos la emisión de H_2 (sección 3.1), que es comúnmente usada para detectar flujos en objetos estelares jóvenes. Hay dos formas principales de excitar los niveles rotacionales-vibracionales que producen las líneas infrarrojas del H_2 en el medio interestelar: por fluorescencia (sección 3.2) y colisionalmente (sección 3.3). Después revisamos los mecanismos de emisión óptica en los objetos HH (sección 3.4).

3.1 Excitación del H_2 .

Las moléculas son sistemas más complejos que un átomo aislado, pues están formadas por dos o más átomos unidos. La *aproximación de Born-Oppenheimer* es la manera que se usa para cuantificar, de forma sencilla, las probabilidades de transición de las moléculas. Esta aproximación consiste en tratar por separado los movimientos de los núcleos y de los electrones, basados en la gran diferencia en masa que hay entre los electrones y los núcleos, de modo que éstos últimos se mueven menos rápido que los electrones. En una molécula pueden ocurrir tres tipos de transiciones: i) las transiciones rotacionales que involucran la rotación de la molécula como un todo; ii) las transiciones vibracionales que ocurren cuando los núcleos vibran en torno a su posición de equilibrio, y iii) las transiciones electrónicas, que ocurren cuando hay un cambio en la distribución de los electrones. Cuando en una molécula se excita una transición vibracional puede haber un exceso de energía que provoque cambios en los niveles rotacionales, a este tipo de excitación “combinada” se le llama transición rotacional-vibracional.

El hidrógeno molecular es la molécula más abundante en el medio interestelar

(MI). En su estructura de niveles de energía, los niveles rotacionales-vibracionales están demasiado separados en energía como para que puedan ser poblados a las bajas temperaturas que hay en las frías nubes moleculares donde se forman las estrellas. Por ejemplo, a la diferencia de energía entre los niveles que producen la transición rotacional $J = 2 \rightarrow 1 S(0)$, donde J es el número cuántico rotacional, le corresponde una temperatura $T = 509$ K. En el H₂ las transiciones dipolares entre los diferentes niveles rotacionales y vibracionales son prohibidas, pero las transiciones cuadrupolares eléctricas si se permiten. La intensidad de las líneas, aunque débil, es ópticamente delgada de modo que la detección de una línea puede llevar a la determinación directa de la población en el nivel superior de la transición.

El número cuántico rotacional J del H₂ es una combinación de la rotación del núcleo de la molécula, el momento angular electrónico, y el spin total del electrón. Ya que los dos núcleos son fermiones idénticos, cada nivel rotacional puede tener una posible combinación de spines nucleares que preserven la antisimetría de la función de onda de la molécula, contra el intercambio de nucleones. Entonces, todos los niveles J impares son tripletes (ortohidrógeno), con pesos estadísticos de $3(2J + 1)$; y todos los niveles J pares son singuletes (parahidrógeno), con pesos estadísticos de $2J + 1$.

Las transiciones dipolares entre diferentes niveles vibracionales y rotacionales (representados por los números cuánticos v y J , respectivamente) son prohibidas, pero las transiciones eléctricas cuadrupolares son permitidas. Las reglas de selección son $\Delta J = 0, \pm 2$, con $J = 0 \rightarrow 0$ prohibida. Las distintas transiciones se designan usando la terminología $v = v_u - v_l Z(J_l)$, donde la letra Z puede ser O, Q o S para $\Delta J = 2, 0, -2$, y la u y la l se refieren a los estados superior e inferior, respectivamente. Por ejemplo la línea $v = 1 - 0 S(1)$ es una transición del estado $(v, J)_u = (1, 3)$ al estado $(v, J)_l = (0, 1)$. En adelante, abreviaré la nomenclatura usando $(1, 0) S(1)$.

Las probabilidades de transición para transiciones rotacionales-vibracionales en el estado base electrónico para el H₂ han sido calculadas por Turner, Kirby-Docken, & Dalgarno (1977). Recientemente se publicaron nuevas tablas de estas probabilidades de transición que resultan más confiables para el caso de las probabilidades de transición con valores más bajos (Wolniewicz, Simbotin, & Dalgarno 1998).

La molécula de H₂ resulta ser el trazador más importante para detectar choques de baja velocidad (10 a 40 km s⁻¹) a longitudes de onda del cercano infrarrojo.

3.2 Excitación del H₂ por fluorescencia.

La iluminación del gas molecular por fotones ultravioleta (UV) pueden producir emisión fluorescente del H₂ vibracionalmente excitado, como fué inicialmente predicho de modelos teóricos (Gould & Harwit 1963; Black & Dalgarno 1976). El H₂ que se

encuentre sumergido a algunas magnitudes de extinción visual (A_V) dentro de las nubes moleculares, puede ser excitado electrónicamente en las bandas de Lyman o Werner (el primero y segundo de los estados electrónicos excitados de H₂), por fotones UV con energías de $E \sim 11-13.6$ eV. El decaimiento al estado base electrónico usualmente termina llegando a un estado vibracional excitado ligado, con un estado continuo del H₂ que conduce a la disociación en un 10% de los casos. Entonces, la molécula cae en cascada al estado base electrónico, vía emisión fluorescente en líneas del cercano infrarrojo (Black & Dalgarno 1976; Black & van Dishoeck 1987), con un cociente (1,0)/(2,1) S(1) de $\sim 4:1$. Hay un conjunto de líneas cuya presencia indica claramente fluorescencia, son la serie (6,4)Q(0-4)¹ localizadas entre 1.60 y 1.64 μm ; estos niveles prácticamente no son poblados en el caso de excitación colisional (Wolfire & Königl 1991).

Las condiciones necesarias para la fluorescencia han sido observadas en varios medios ambientes astrofísicos como en las llamadas regiones de fotodisociación (PDR, photo-dissociation regions, por sus siglas en inglés), que son regiones dominadas por calentamiento de fotones del lejano UV (NCG 2023, Gatley et al. 1987; la nube A de Orión, Luhman et al. 1994); o en nebulosas planetarias (Ramsay et al. 1993). En la banda K se puede distinguir la emisión de H₂ por fluorescencia de la excitación por choques usando los estados (1,0) y (2,1). Cuando los estados son poblados colisionalmente se tiene un cociente (1,0)/(2,1) cercano a 10:1. Sin embargo, cuando la tasa de desexcitación colisional con H es mayor que la tasa de desexcitación radiativa, las población en niveles con v baja comienzan a parecerse a población térmica, tal y como se encuentra en regiones colisionalmente chocadas (Burton, Hollenbach & Tielens 1990). En este caso es necesario usar líneas con $v \geq 2$ para distinguir entre excitación colisional o radiativa.

La excitación por fluorescencia del H₂ puede ocurrir en gas chocado como en los objetos HH. Por ejemplo, se ha encontrado fluorescencia de H₂ en HH 7 (Fernandes & Brand 1995) y HH 47 (Curiel et al. 1995). La línea Ly α está muy cerca de ser resonante con algunas líneas de las bandas de Lyman y de Werner (Black & van Dishoeck 1987). De modo que la emisión Ly α generada en los choques rápidos puede provocar emisión por fluorescencia en el gas molecular cercano.

3.2.1 El cociente orto-para de H₂

En la sección 3.1, hablamos de las dos formas que puede adquirir una molécula de H₂ al momento de su formación, ortohidrógeno (con los spines nucleares alineados) o parahidrógeno (con los spines nucleares opuestos). En equilibrio termodinámico el cociente orto-para, ϕ (basándonos en los pesos estadísticos de los spines nucleares), es 3:1. Este cociente es el esperado cuando el H₂ ha sido formado sobre granos de polvo

¹(6,4)Q(0-4)=(6,4)Q(0)+(6,4)Q(1)+(6,4)Q(2)+(6,4)Q(3)+(6,4)Q(4)+(5,3)O(3)+(7,5)S(1)+(4,2)O(5)

a alta temperatura y no ha experimentado conversiones posteriores. El cociente puede disminuir vía conversión del H₂ sobre los granos (Black & van Dishoeck 1987) o puede aumentar por conversiones del H₂ en fase gaseosa, donde las colisiones térmicas con protones o con átomos de H a densidades bajas producirán un cociente de equilibrio de $9 e^{-170K/T}$ (Martin, Schwartz & Mandy 1996). De las observaciones se encuentra que para objetos excitados por choques el cociente orto-para tiene valores cercanos a 3:1. Sin embargo, en regiones dominadas por fotones los cocientes andan por debajo de 2:1 (Ramsey et al. 1993), que resulta consistente con condiciones de equilibrio termodinámico a temperaturas de unos 100 K.

3.2.2 Diagramas de excitación

Otra herramienta poderosa para distinguir entre excitación del H₂ por fluorescencia o por excitación colisional, es el uso de los llamados diagramas de excitación. Para construir estos diagramas a partir de observaciones es necesario conocer la intensidad del mayor número posible de líneas de H₂. Para ellas se calcula la densidad columnar $N(v, J)$ bajo la suposición de que los niveles han sido poblados en condiciones cercanas a equilibrio termodinámico local y las líneas son ópticamente delgadas, de modo que las poblaciones de los niveles pueden ser descritos de acuerdo al factor de Boltzmann. Con las determinaciones de la $N(v, J)$ divididas por el peso estadístico y con el valor de la energía de excitación para cada transición, se hace un gráfico $N(v, J)/g$ contra E . Bajo condiciones de equilibrio termodinámico local (LTE, local thermodynamic equilibrium, por sus siglas en inglés) y a temperaturas no muy altas, hay una relación entre las densidades columnares de los distintos niveles:

$$\frac{N(v', J')/g_{J'}}{N(v'', J'')/g_{J''}} = \exp[-(E(v', J') - E(v'', J''))/kT]. \quad (3.1)$$

Con esta relación se determina una temperatura de excitación, T_{exc} , pues el ajuste lineal a los puntos graficados resulta inversamente proporcional a la temperatura. En la Figura 3.1 se muestra el comportamiento de la densidad columnar $N(J)/g$ contra E en LTE para distintas temperaturas para LTE.

En el gráfico con los puntos obtenidos de las observaciones se debe hacer un ajuste de mínimos cuadrados para determinar una T_{exc} que corresponde al gas que estamos explorando. En principio, si el ajuste es suave y común para todos los niveles representados, se espera que la población térmica de los niveles excitados sea causada por choques (Burton, Hollenbach & Tielens 1990). Si por el contrario, para cada nivel vibracional hay un ajuste por separado, cada ajuste determina la temperatura rotacional (T_{rot}) que corresponde a cada nivel. Este comportamiento es característico de emisión de H₂ por fluorescencia. Recientemente se ha encontrado que algunos objetos HH emiten en H₂ siendo responsable de la emisión una mezcla

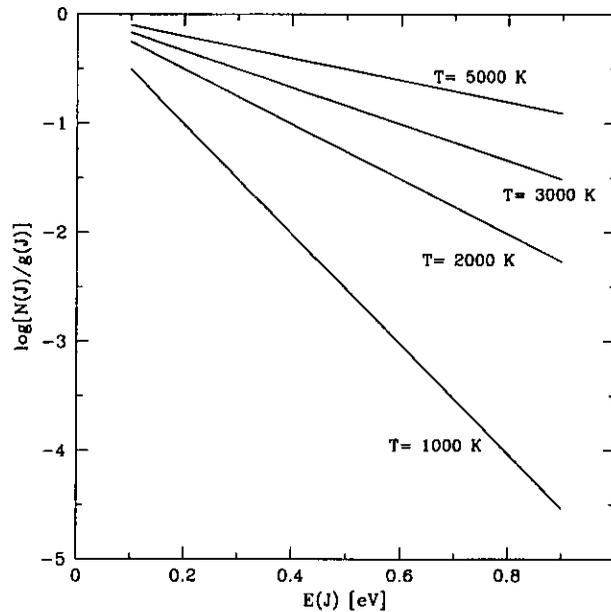


FIGURA 3.1: Comportamiento de la densidad columnar, $N(J)/g$, contra la energía de excitación, E , bajo condiciones de equilibrio termodinámico local (LTE) para distintas temperaturas.

de excitación colisional (vía un choque tipo-C) y por fluorescencia (Fernandes & Brand 1995).

3.3 Excitación colisional de H₂.

Los niveles rotacionales de los estados vibracionales más bajos ($v = 0, 1$ y 2) en el hidrógeno molecular son excitados por colisiones con H₂, H y e⁻. Las transiciones de $\Delta v = \pm 1$ ocurren alrededor de $2 \mu\text{m}$ y una transición particularmente brillante es la línea (1,0) S(1) a $2.121 \mu\text{m}$. En los espectros en el infrarrojo cercano (NIR, near-infrared, por sus siglas en inglés) de los objetos HH observamos muchas líneas en emisión de H₂ provenientes del estado base electrónico para los niveles v bajos. Estas líneas pueden explicarse por emisión de gas chocado, excitado colisionalmente a temperaturas $T \geq 1000 \text{ K}$. Las velocidades de los choques van de unos 25 km s^{-1} para choques hidrodinámicos planos, hasta más de 100 km s^{-1} para choques de proa tipo-C, donde el amortiguamiento, producto de la presencia de fuertes campos magnéticos, preserva a las moléculas de ser disociadas (Smith 1991).

3.3.1 Choques tipo-J y tipo-C.

Los choques pueden describirse en pocas palabras como una región donde un flujo supersónico es repentinamente desacelerado, calentado y comprimido. En el marco de referencia del choque, el gas prechoque entra al mismo con velocidad supersónica, $v_s > C_s$. El material postchoque no puede comunicar al gas prechoque que está por entrar a una región más lenta y más densa, de modo que repentinamente cambia la velocidad, la densidad y la temperatura del gas al pasar a través del choque. Las condiciones postchoque en el salto o discontinuidad (choque tipo-J), quedan descritas por las condiciones de Rankine-Hugoniot. Para gas atómico en un choque fuerte (con número de Mach, $M = v_s/c_s \gg 1$), la densidad aumenta por un factor de 4, y la velocidad disminuye por un factor de cuatro, siempre en el marco de referencia del choque. La diferencia en la energía cinética entre el gas pre y postchoque se traduce en el calentamiento de gas postchoque a una temperatura $T_{post} \propto v_s^2$.

En ondas de choque radiativas encontramos procesos de ionización colisional ocurriendo muy cerca de la onda de choque, y a mayor distancia detrás de la onda de choque hay una zona de enfriamiento radiativo. Como consecuencia de estos dos procesos la temperatura del gas tiende a disminuir y la densidad tiende a aumentar. En la zona de enfriamiento el gas comienza a recombinarse produciendo zonas de menor temperatura y menor grado de ionización. Entonces, la emisión proveniente de esta zona de recombinación produce un espectro de líneas en emisión de muy variado grado de excitación y de ionización.

Para choques con $v_s \geq 100 \text{ km s}^{-1}$, hay energía suficiente para que se genere radiación de fotones UV y rayos-X suaves en cantidades importantes. Parte de esta radiación puede preionizar el material prechoque y el gas postchoque que se está enfriando (Hartgan-et al. 1987; Morse, Raymond & Wilson 1996). Este precursor radiativo sobre el gas prechoque tiene como efecto aumentar la temperatura postchoque, haciendo parecer que la velocidad del choque fuera más alta.

Tener un precursor magnético es también posible en gas denso, de baja ionización, en un ambiente magnetizado. Estas condiciones pueden encontrarse sin dificultad en las nubes moleculares. En este caso las perturbaciones se propagan a la velocidad de Alfvén, $v_A = B/\sqrt{4\pi\rho_i}$, donde B es la intensidad del campo magnético y ρ_i es la densidad de masa iónica. Si el choque es subalfvénico las ondas de Alfvén se propagan dentro del gas prechoque excitando a los iones al colisionarlos con átomos neutros. El resultado de esto es el precalentamiento del material prechoque, dentro de una escala de longitud igual a la distancia necesaria para que un ión colisione con un átomo neutro. Para campos magnéticos suficientemente intensos, la velocidad de Alfvén de los iones es más grande que la velocidad del choque neutro. En este caso, los iones del gas prechoque pueden "ser advertidos" de las condiciones del gas postchoque, de modo que la densidad, la velocidad y la temperatura variarán de manera continua a través del choque. En los choques tipo-C, el material neutro

es calentado y acelerado por los iones; como resultado tendremos una variación continua de los parámetros del choque (Draine 1980).

Cuando la fracción de ionización X es grande los iones y los átomos neutros se acoplan más eficientemente, de modo que la tasa de calentamiento ambipolar aumenta. Cuando se alcanza la fracción de ionización crítica $X \gg 10^{-6}$, los iones y los átomos neutros se mueven como un solo fluido y el choque cambia de ser tipo-C a un choque tipo-J.

3.3.2 Emisión en choques de proa.

Los primeros modelos de choques de proa propuestos por Schwartz (1978) y Norman & Silk (1979), trataron de reproducir las características del espectro óptico de los objetos HH. Estos modelos predecían correctamente el espectro al menos de modo cualitativo. El siguiente paso fue desarrollar modelos que reprodujeran conjuntamente los espectros en el óptico y el ultravioleta (Hartmann & Raymond 1984). Los primeros modelos que intentaron reproducir los cocientes de líneas infrarrojas de H_2 , CO y OH (Chernoff, McKee & Hollenbach 1982) observados en Orión (Brand et al. 1988), no tuvieron mucho éxito.

En varios flujos protoestelares han sido observados objetos HH con morfología de choque de proa y nudos emitiendo en el óptico y en H_2 ; es el caso de HH 7-11 (Hartigan, Curiel & Raymond 1989); HH 34 (Bally, Devine & Reipurth 1996); y HH 111 (Reipurth, Raga & Heathcote 1992). Los choques de proa observados están orientados hacia la que se sospecha es la fuente excitadora. El modelo probable que explica la morfología de estos objetos, es un *jet* colisionando la nube que rodea a la fuente excitadora (ver sección 2.3.2).

Las simulaciones numéricas que modelan la propagación de *jets* en un medio ambiente uniforme y estratificado producen discos de Mach y choques de proa (Stone & Norman 1993). Observacionalmente sólo en algunos objetos HH se encuentran discos de Mach, por ejemplo en HH 111 (Reipurth et al. 1997) y HH 47 (Heathcote et al. 1996).

Justo detrás del choque hay una probabilidad de 10%-20% de que los átomos de hidrógeno sean colisionalmente excitados antes de ser ionizados (Chevalier, Raymond & Kirshner 1980). La consecuencia de ésto se ve reflejada en aumento en la emisión $H\alpha$ delineando el choque de proa en los objetos HH (Reipurth et al. 1997). Más atrás en el choque, el gas se recombina y se enfría en zonas claramente definidas donde se tendría O III, luego O II y después O I (ver Figura 3.3). En estas zonas las colisiones del gas con electrones calientes excitarán líneas prohibidas, principalmente [O I] λ 6300, 6363; [N II] λ 6548, 6584 y [S II] λ 6717, 6731.

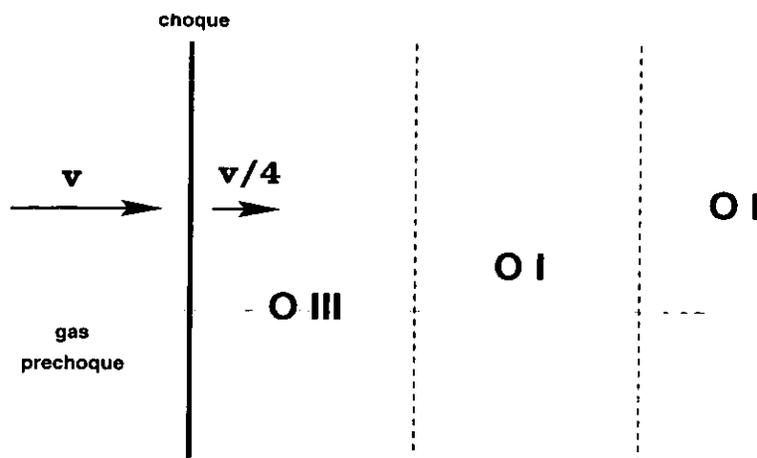


FIGURA 3.2: Estructura esquemática de un choque radiativo visto desde el sistema de referencia del choque. El gas entra al frente de choque con velocidad v y es desacelerado por un factor de 4 después del frente de choque. En la zona de enfriamiento se muestran las zonas donde las diferentes especies de oxígeno se recombinan. Aunque la división entre estas zonas no es tan estricta, las zonas son claramente distinguibles.

Hemos dicho que las velocidades más altas se alcanzan en el apex del choque de proa, por lo tanto es allí donde encontraremos las líneas de mayor excitación. Si la velocidad del choque es mayor que 100 km s^{-1} podemos detectar la línea $[\text{O III}]\lambda 5007$. Detectar esta línea en un objeto HH nos indica que la velocidad del choque en el objeto debería ser mayor que la velocidad crítica necesaria para excitar el $[\text{O III}]$. Para estos objetos, la zona donde deja de detectarse el $[\text{O III}]$ indicará que la velocidad del choque allí es menor que la velocidad crítica.

3.4 Emisión de objetos HH.

La emisión óptica de los objetos HH incluye líneas permitidas y prohibidas de átomos neutros: $[\text{O I}]$, O I , $[\text{C II}]$ y $[\text{N II}]$; líneas de iones con bajas energías de excitación: Ca II , $[\text{Ca II}]$, $[\text{Fe II}]$, Mg II , $[\text{O II}]$ y $[\text{S II}]$. Los cocientes de líneas varían entre diferentes objetos HH. En función de esto se los clasifica en objetos de excitación alta, intermedia y baja. Raga, Böhm, & Cantó (1996), hacen la clasificación basándose en dos cocientes, la línea $\lambda 5007$ del $[\text{O III}]$ comparada con $\text{H}\beta$, $[\text{O III}]/\text{H}\beta$; y la suma de las líneas $\lambda 6717$ y $\lambda 6731$ del $[\text{S II}]$ comparadas a $\text{H}\alpha$, $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$. La clasificación se hace como sigue:

- i) *alta excitación*: $[\text{O III}]/\text{H}\beta > 0.1$ y $[\text{S II}]/\text{H}\alpha \leq 1.5$,
- ii) *excitación intermedia*: $[\text{O III}]/\text{H}\beta \leq 0.1$ y $[\text{S II}]/\text{H}\alpha < 1.5$,
- iii) *baja excitación*: $[\text{O III}]/\text{H}\beta \leq 0.1$ y $[\text{S II}]/\text{H}\alpha \geq 1.5$.

La gran cantidad de líneas de baja excitación presentes en los espectros de los objetos HH muestran que tienen una naturaleza diferente de las regiones fotoionizadas, como las regiones H II. Revisemos el caso del O I; éste tiene un potencial de ionización similar al del H I, de modo que dentro de la región donde el hidrógeno esté ionizado, el oxígeno estará ionizado también. Por lo tanto, la emisión de [O I] observada en una región H II será débil. Esto contrasta con las líneas intensas de [O I] observadas en los espectros de los objetos HH.

Schwartz (1975) fue el primero en notar la similitud entre el espectro de los objetos HH y el de las remanentes de supernova, lo cual le sugirió que eran choques radiativos los responsables de la emisión de línea en los objetos HH. Los modelos de choques planos pueden reproducir sólo algunos cocientes de línea, generalmente los de mayor excitación (Raymond 1979). Los modelos de choque de proa (Hartigan, Raymond & Hartmann 1987) tienen más éxito, sobre todo al explicar cuantitativamente las de líneas de alta y baja excitación observadas en un mismo objeto. De cualquier forma aún hay discrepancias entre los cocientes de línea predichos por los modelos existentes y los cocientes observados. Para empezar, algunos de los modelos tienen dificultad para predecir el espectro óptico completo de los objetos HH, es decir, sólo hacen predicciones satisfactorias sobre algunas líneas específicas. Los modelos tampoco tienen mucho éxito cuando intentan reproducir conjuntamente los espectros UV, óptico y cercano infrarrojo de los objetos HH.

La búsqueda de objetos HH con detectores bidimensionales se hace usando los llamados filtros de interferencia. Para rastrearán la zonas de más alta excitación se debe usar un filtro de [O III] λ 5007. Pero no todos los objetos HH muestran emisión de tan alta excitación, de modo que es más frecuente el uso de un filtro H α para revelar las zonas con excitación alta a intermedia, mientras que con un filtro [S II] —que incluye las líneas a 6717 y 6731 Å— se rastrean las regiones con menor excitación.

3.5 Tasas de pérdida de masa en *jets* ópticos.

Las tasas de pérdida de masa en los *jets* de objetos HH se estiman usando diferentes técnicas. Midiendo la velocidad, la densidad y la sección recta del *jet*, se puede calcular el momento inyectado y la tasa de pérdida de masa. Las velocidades radiales se determinan usando las líneas de emisión más brillantes detectadas en los espectros de los objetos HH. Estas velocidades se convierten a velocidades espaciales usando los movimientos propios observados. Para estimar la sección recta del *jet* se requieren imágenes donde el objeto esté resuelto espacialmente, y además es necesario conocer la distancia a la fuente. La densidad se estima usando el cociente de líneas del [S II]. Suponiendo que los *jets* están totalmente ionizados, las tasas de pérdida de masa estimadas en algunos objetos HH resultan bajas como para impulsar flujos

moleculares (Mundt, Brugel & Büelrke 1987). Sin embargo, hay resultados que tenderían a aumentar las estimaciones de las tasas de pérdida de masa en los *jets* HH. Por ejemplo, Raga, Binette & Cantó (1990) estiman una fracción de ionización menor que 10%, ésto haciendo un estudio numérico de los objetos HH como *crossing shocks*. Por otro lado, Hartigan, Morse & Raymond (1994), estiman fracciones de ionización menores de 2% para algunos *jets* en objetos HH.

Otro método para estimar la pérdida de masa es suponer que el flujo en una línea prohibida puede darnos una medida del número de átomos que están emitiendo; ésto junto con la velocidad del flujo da una estimación de la tasa de pérdida de masa. En Hartigan, Edwards & Ghandour (1995), se describe una técnica de este estilo en la que se usa las líneas [O I] λ 6300, 6363 para estimar las pérdidas de masa en estrellas T Tauri.

Parte II

Observaciones

Capítulo 4

Acotaciones sobre las observaciones

4.1 Observaciones en el infrarrojo cercano.

Los arreglos bidimensionales que operan en el cercano infrarrojo a longitudes de onda cercanas a $2\mu\text{m}$ han dado a la astrofísica una oportunidad excelente para estudiar el interior de las nubes moleculares, justo donde residen las estrellas más jóvenes, y en particular los objetos estelares jóvenes clase 0 (ver sección 2.1.1). Los poderosos flujos de gas que emanan de las protoestrellas de baja masa son observables en la línea (1,0) S(1) a $2.12\mu\text{m}$ (Hartigan, Curiel & Raymond 1989; Zinnecker et al. 1998).

Al igual que los dispositivos de carga acoplada (CCDs) usados en observaciones ópticas, los semiconductores dopados que conforman los detectores infrarrojos absorben los fotones incidentes que sean suficientemente energéticos, creando pares electrón-hoyo cuando son excitados de la banda de valencia a la banda de conducción.

Al igual que los CCDs, los detectores infrarrojos acumulan electrones en cada pixel en ausencia de luz incidente (la llamada corriente oscura), debido a que el detector mismo esta generando térmicamente un fondo de radiación infrarroja. Como la banda prohibida (*bandgap*) de los detectores infrarrojos es más pequeña que la del silicio (base de los CCDs), éstos deben ser enfriados a temperaturas menores que los CCDs, usando nitrógeno líquido a 77K (para los CCDs se requieren alrededor de -110 C). Toda la maquinaria de una cámara infrarroja (lentes, filtros, estructuras de soporte, etc.) contribuye a la corriente oscura del detector.

Los pixeles en un detector infrarrojo son independientes uno del otro, lo que significa que cada pixel tiene una celda-unidad que controla el bias y la lectura del pixel. La ventaja de esto es que los arreglos infrarrojos no sufren arrastre de carga de un pixel a otro por saturación, como ocurre comúnmente en los CCDs. Sin embargo, la linealidad y la corriente oscura varía de pixel a pixel. Como los detectores infrarrojos sufren de retención de carga o "memoria", en caso de tener en el campo de observación una estrella muy brillante, es altamente recomendable

hacer exposiciones cortas (de uno o dos segundos) antes de integrar sobre el siguiente objeto en la lista de observaciones. Esto es importante sobre todo si se observan fuentes débiles, como es el caso de los choques de H_2 .

En esta tesis se usaron observaciones infrarrojas hechas en el Observatorio Astronómico Nacional (en San Pedro Mártir, Baja California, México). Usamos el telescopio de 2.1m y la cámara/espectrógrafo CAMILA (Cruz-González et al. 1994). El detector infrarrojo que usa CAMILA es un NICMOS 3 de HgCdTe, con respuesta espectral entre 1-2.5 μm . El arreglo tiene 256×256 pixeles (con tamaño de $40\mu\text{m}$), divididos en cuatro cuadrantes, que opera a temperatura entre 60-80 K. CAMILA tiene dos modos con $f/4.5$ y $f/13.5$ que dan la posibilidad de tener baja y alta resolución tanto en imagen directa como en espectroscopía. Las escalas de placa son $0.85''/\text{pixel}$ y $0.3''/\text{pixel}$, en modos de baja y alta resolución, respectivamente.

4.1.1 Imagen directa

Las observaciones desde tierra del infrarrojo se ven restringidas a las ventanas de transparencia atmosférica. En el infrarrojo cercano se usan básicamente tres: la J ($\sim 1.2 \mu\text{m}$), la H ($\sim 1.6 \mu\text{m}$) y K ($\sim 2.2 \mu\text{m}$). Estos filtros se consideran de banda ancha pues su ancho a potencia media está entre 0.3 y 0.4 μm . Desafortunadamente las observaciones de imagen directa y espectroscópicas en el infrarrojo cercano, se ven limitadas por fuentes de ruido térmicas y no térmicas. En el caso de la banda K , entre las fuentes de ruido están el telescopio mismo y la atmósfera. El ruido de fondo es tan alto que las imágenes tomadas directamente del detector muestran principalmente la estructura de fondo térmico y el campo plano. Es por esto que para distinguir los objetos celestes que nos interesan debemos sustraer este fondo.

La técnica estándar para restar el fondo, es tomar al menos una imagen (con el mismo tiempo de exposición) corrida espacialmente respecto de la posición de la fuente que observamos. Cabe mencionar que el procesamiento de las imágenes se hizo usando programas diseñados por S. Curiel basados en rutinas del paquete de reducción de datos astronómicos IRAF¹. Una descripción detallada de las rutinas de reducción y el programa (paso a paso) para construir los mosaicos de las imágenes infrarrojas se presenta en el Apéndice A.

Dado que la extinción en el cercano infrarrojo es unas 10 veces menor que en el óptico, el número de estrellas de campo que acompañan a la fuente que nos interesa puede aumentar. Es recomendable entonces tener al menos tres exposiciones corridas en diferentes direcciones alrededor de nuestra fuente. Ésto con el fin de combinar estas imágenes usando un criterio de medianas para construir una imagen-cielo, y

¹IRAF, *Image Reduction and Analysis Facility*, es distribuido por el *National Optical Astronomy Observatory* (NOAO), que es operado por la *Association of Universities for Research in Astronomy, Inc.* (AURA), bajo la supervisión de la *National Science Foundation*.

con ello evitar hoyos negativos en la imagen final de nuestra fuente.

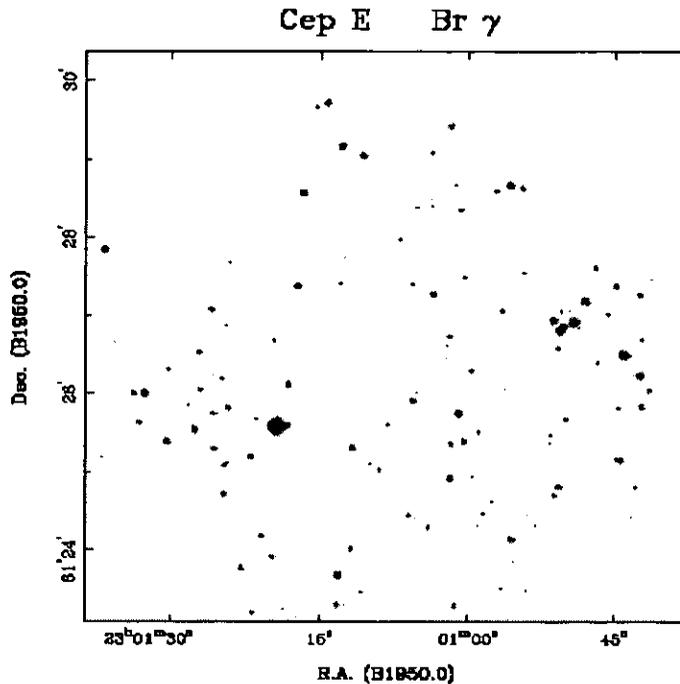


FIGURA 4.1: Mosaico construido usando las 9 imágenes obtenidas con la secuencia de observación en forma de cruz (usando CAMILA + 2.1m del OAN San Pedro Mártir, Mexico). Los corrimientos entre las imágenes centrales y las que forman los brazos de la cruz son de $100''$.

La sensibilidad en eficiencia cuántica varía sobre la superficie del detector. Este efecto es corregido aplicando imágenes de campo plano, que se normalizan a 1. Las imágenes con las fuentes que nos interesan serán divididas por la imagen de campo plano, con el fin de borrar las variaciones por la respuesta intrínseca del detector. Hay dos formas de crear imágenes de campo plano (*flat*), lo que se necesita es iluminar homogéneamente el detector, y para ello se puede iluminar una pantalla dentro de la cúpula del telescopio y tomar varias imágenes de la pantalla (*domeflat*). La otra posibilidad es tomar varias imágenes del cielo al atardecer y/o al amanecer (*skyflat*). Las imágenes se combinan después para crear una imagen de campo plano para cada filtro que se usará a lo largo de la noche de observación. En las observaciones infrarrojas que se hicieron para esta tesis (para IRAS 20126+4104 y para Cepheus E) usamos campos planos de cielo. De hecho, al inicio de cada noche de observación se hicieron juegos de campos planos de alta iluminación y de baja iluminación que

son combinados para corregir lo mejor posible la respuesta del detector infrarrojo, a distintas condiciones de iluminación. Los programas usados para procesar las imágenes infrarrojas incluyen corrección por campo plano, hacen las correcciones por no-linearidad y restan el cielo.

Las imágenes de los objetos observados para esta tesis, fueron tomadas usando generalmente una secuencia en forma de cruz. Es decir observamos una fuente haciendo nueve imágenes, 5 de ellas sobre la fuente, y las otras cuatro en corrimientos de generalmente 100 segundos de arco. La Figura 4.1 presenta un mosaico hecho con las imágenes de la secuencia cruz usada típicamente para observar nuestras fuentes. La secuencia comienza con una exposición sobre la fuente, un corrimiento de 100" al norte, regresa a la posición 0 (a la fuente), 100" al sur, de nuevo a la fuente, 100" al este, a la fuente, 100" al oeste y finalmente a la fuente. Los tiempos de exposición de cada imagen son de alrededor de tres minutos (para detalles ver la sección de observaciones de cada objeto estudiado).

Luego de sustraer el cielo y dividir por el campo plano nuestras "imágenes con objeto", las imágenes son combinadas para crear mosaicos de la región observada. Aquí las estrellas de campo son muy útiles, pues usamos las estrellas comunes en las distintas imágenes para alinear las partes del rompecabezas que debemos armar para conseguir el mosaico final. Para lograrlo debemos calcular los corrimientos en pixeles, necesarios para sobreponer las imágenes. Luego se combinan las imágenes disponibles para cada objeto en una sola imagen. Al programa `mkmosaic.cl` (ver Apéndice A), basado en rutinas IRAF, se le proporciona una lista con las imágenes que se emplearán para construir el mosaico. Enseguida a las imágenes de la lista les aplica la corrección por campo plano. Luego llama al programa `peak_eval` que calcula la posición del pico de las estrellas comunes que previamente hemos elegido. Interactivamente se declara una de las imágenes como pivote, es decir, la imagen de referencia sobre la cual se alineará al resto de las imágenes. A continuación se estima el corrimiento necesario para sobreponer las imágenes usando la rutina `xcor` de IRAF usando el archivo de salida del programa `peak_eval`. Por último, con la rutina `lcoad` se construye el mosaico combinando las imágenes usando un criterio de medianas.

Una vez que se tienen los mosaicos de las regiones observadas calculamos la astrometría para cada mosaico usando el programa FORTRAN `PositS` (ver Apéndice A). Este programa está diseñado para calcular la solución astrométrica de imágenes bidimensionales. Para usarlo, se requiere conocer las coordenadas de al menos tres estrellas de campo con las que se determina la orientación y la escala de placa de la imagen en cuestión. También puede calcular posiciones en pixeles sobre la imagen proporcionándole posiciones en coordenadas ecuatoriales y viceversa.

Para calcular la astrometría de nuestras imágenes es necesario encontrar varias estrellas de campo, repartidas por todo el mosaico, que tengan coordenadas conoci-

das. Una desventaja de las imágenes de regiones de formación estelar es que no hay muchas estrellas de campo visibles en el óptico. Esto resulta indispensable, pues usamos las imágenes ópticas del *Digital Sky Survey* para identificar estrellas con coordenadas conocidas. Afortunadamente para los objetos estudiados en esta tesis (IRAS 20126+4104 y Cepheus E) obtuvimos imágenes ópticas de la región donde se localizan, de modo que hacemos primero la astrometría sobre las imágenes ópticas. Con la solución encontrada calculamos las coordenadas de estrellas más débiles que sean útiles para encontrar la solución de las imágenes infrarrojas.

Para el trabajo publicado sobre Cepheus E presentamos las imágenes infrarrojas obtenidas por A. Noriega-Crespo y P.M. Garnavich en el telescopio de 3.3m del Apache Point Telescope (APO), el detector infrarrojo que usa la cámara GRIM II, es también un NICMOS 3 de HgCdTe, sensible a longitudes de onda entre 0.8-2.5 μm . el arreglo tiene 256×256 píxeles, repartidos en 4 cuadrantes. Estas imágenes se procesaron usando técnicas estándares, como las descritas anteriormente.

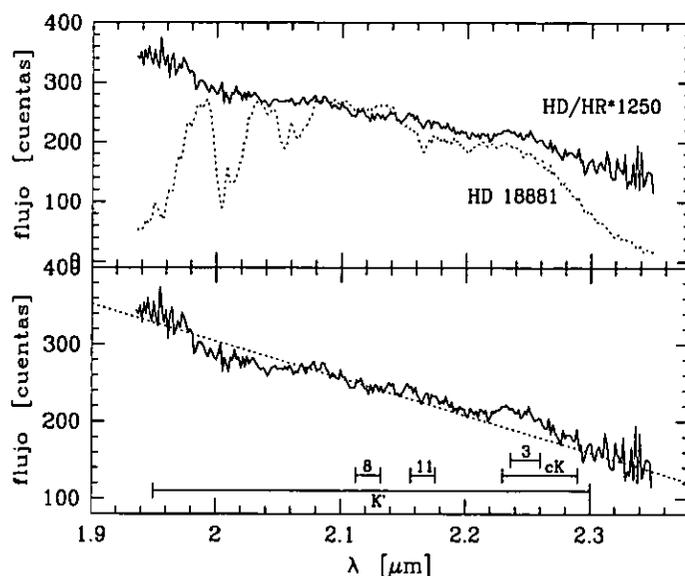


FIGURA 4.2: *Panel superior:* Espectro de la estrella estándar HD 18881 corregido por absorción atmosférica usando la estrella HR 1250 (línea continua). La línea a trazos es el espectro de HD 18881 sin corrección. *Panel inferior:* Espectro corregido de HD 18881 y la representación esquemática de los filtros usados en las observaciones de imagen directa. Están marcados K' y cK, y los números identifican a los siguientes filtros: 11 es $\text{Br}\gamma$, mientras que 8 y 3 corresponden a H_2 (1,0) S(1) y (2,1) S(1), respectivamente.

4.1.2 Espectroscopía

Los problemas de transparencia de la atmósfera y de ruido de fondo en el infrarrojo cercano, no son distintos al hacer espectroscopía. Con CAMILA (en el OAN), obtuvimos espectros de baja resolución en la banda K' (1.95-2.3 μm) usando la cámara con $f/4.5$ y una rendija de 1.5" de ancho y 22" de largo. Para calibrar en longitud de onda obtuvimos imágenes de una lámpara de comparación de Argón. Es importante mencionar que para los espectros obtenidos con CAMILA la solución para determinar la dispersión espectral es notablemente lineal. Para hacer la calibración en flujo se observaron estrellas estándares de la lista de Elias et al. (1982), que por ser más brillantes que las estrellas estándares usadas para imagen directa permiten muestrear mejor el detector en el eje de dispersión. Observamos estrellas estándares de tipo espectral temprano con el fin de hacer las correcciones por absorción atmosférica. En la Figura 4.2 se muestra el espectro de la estrella estándar HD 18881, y el resultado de la corrección por absorción atmosférica usando la estrella HR 1250. En el panel inferior se muestra el espectro corregido de la estrella estándar y se marcan esquemáticamente los filtros usados en las observaciones de imagen directa. El factor de conversión de número de cuentas a flujo se determinó haciendo una correspondencia entre las cuentas y el flujo por unidad de longitud de onda en la longitud de onda central del filtro K'.

La determinación del factor de conversión para la magnitud K de las estrellas estándares se usa para calibrar en flujo a las mismas estrellas. Integrando el flujo en los espectros calibrados de las estrellas estándares, y usando las curvas de transmisión conocidas de los distintos filtros, podemos estimar los factores de conversión necesarios para calibrar en flujo las imágenes directas infrarrojas de nuestros objetos.

En el capítulo 6 los espectros infrarrojos de Cepheus E que se presentan, fueron obtenidos por A. Noriega-Crespo y P.M. Garnavich (Ayala et al. 2000), en el Multi-Mirror Telescope (MMT) usando el espectrógrafo Rieke FSPEC IR.

En la presente tesis se estudiaron tres objetos distintos: IRAS 20126+4104, Cepheus E y HH110. Las observaciones de espectroscopía en el infrarrojo cercano que presentamos son sólo para dos de ellos. En el capítulo 5 se presentan tres espectros en la banda K' (de baja resolución) para IRAS 20126+4104, que fueron obtenidos usando el espectrógrafo CAMALEON en el OAN SPM (Ayala et al. 1998). Los espectros infrarrojos presentados en el capítulo 6 para Cepheus E, fueron obtenidos por A. Noriega-Crespo y P. Garnavich en el Multi-Mirror Telescope (MMT) usando el espectrógrafo Rieke FSPEC IR (Ayala et al. 2000). Son dos espectros de baja resolución que cubren las bandas J y K. Desafortunadamente, los espectros infrarrojos obtenidos para nuestras fuentes no tienen las líneas resueltas. De modo que no ha sido posible hacer un análisis sobre los perfiles de las líneas que proporcione información sobre la velocidad asociada al ancho de las líneas.

4.2 Observaciones en el óptico.

Entre los últimos avances tecnológicos sobre los detectores ópticos, están los CCDs de gran formato, de unos 2048×2048 pixeles o más grandes, que dan la oportunidad de tener sensibilidad alta (varios órdenes de magnitud mayor respecto de las emulsiones fotográficas) y a la vez obtener imágenes de gran campo. Esto ha permitido estudiar regiones enteras de formación estelar, nubes moleculares y más, usando filtros de interferencia ($H\alpha$, [O III] y [S II]). Para los objetos HH esto ha representado avances importantes en su estudio, pues se ha encontrado que muchos de ellos forman parte de estructuras de flujos de gas a escalas de parsecs de una sola fuente exitadora (Bally & Devine 1994, 1997).

Los objetos estudiados ópticamente en esta tesis, no son parte de los *outflows* con escalas de parsecs. Aunque HH 110 es uno de los jets más largos a pequeña escala, tiene un tamaño de $\sim 3'$. Por su parte, Cepheus E, también conocido como HH 377, es más bien compacto, su tamaño es de $D \sim 5''$. De cualquier forma las observaciones ópticas con los nuevos CCDs ayudan a tener imágenes de muy buena calidad (alta señal a ruido). Existen técnicas canónicas para el procesamiento de las imágenes obtenidas con CCD. Toda la reducción de imágenes ópticas presentadas en esta tesis, han sido procesadas con el paquete de reducción IRAF.

4.2.1 Imagen directa

Para la región de Cepheus E, se tienen imágenes en $H\alpha$, [S II], y continuo (tomado cerca de las líneas de [S II]), adquiridas en dos temporadas de observación distintas. Las imágenes fueron obtenidas en el telescopio de 1.2m del Fred Lawrence Whipple Observatory (FLWO 1.2m), localizado en Mount Hopkins, Arizona, usando un CCD adelgazado de gran formato (2048×2048 pixeles), en el que la escala de placa es de $0.''315/\text{pix}$. Un grupo de imágenes fue obtenido por Peter M. Garnavich en septiembre de 1996 y el otro grupo de imágenes fue obtenido por César Briseño en diciembre de 1996. Para hacer las mediciones y análisis de la morfología óptica de HH 377 usamos las imágenes obtenidas por Peter Garnavich, que tienen una mayor calidad fotométrica.

Las imágenes ópticas completas de la región en Cepheus E cubren aproximadamente 10×10 minutos de arco, mientras que las imágenes infrarrojas de esta región cubren sólo $\sim 1.5'$. En el capítulo §7 se presenta y describe la imagen completa de la región alrededor de Cepheus E tomada en el filtro [S II].

Para HH 110 tenemos imágenes en $H\alpha$ y [S II] que fueron amablemente facilitadas por Bo Reipurth. Estas imágenes fueron usadas solo como referencia en el capítulo 8. La descripción técnica de las mismas será presentada próximamente en un artículo (Reipurth comunicación privada).

4.2.2 Espectroscopía

La mayoría de los espectros ópticos de rendija larga presentados en esta tesis (Cepheus E y HH 110), fueron obtenidos usando el espectrógrafo FAST (Fabricant et al. 1998), en el telescopio de 1.5m en el Fred Lawrence Whipple Observatory (FLWO 1.5m). Se usó un CCD de 512×2680 pixeles, con tamaño de los pixeles de $15\mu\text{m}$, que opera óptimamente a -115 C . La cobertura espectral máxima del espectrógrafo es de 3700Å a 8000Å . Con este equipo obtuvimos espectros de resolución intermedia y de alta resolución, por combinación de las rejillas (600 l/mm y 1200 l/mm) y las rendijas ($1.1''$ y $5''$). La cobertura espectral final que tenemos con las combinaciones usadas se listan en la Tabla 4.1.

rejilla l/mm	setting [†]	Dispersión Å pixel ⁻¹	rendija "	$\Delta\lambda$ Å
1200	764.2	0.38	1	6015-7015
600	717.3	0.75	5	5400-7400
600	598.3	0.75	5	4600-6600

[†] posición del micrómetro para obtener la cobertura espectral deseada.

TABLA 4.1: Cobertura espectral obtenida con las combinaciones de rejilla y rendija usadas en el espectrógrafo FAST.

Para sustraer lo mejor posible el cielo de los espectros de rendija larga (especialmente para el caso de HH 110), usamos la siguiente técnica. En cada imagen-espectro cortamos al menos 3 aperturas sobre distintas zonas vacías a lo largo de la rendija (aquellas que pueden considerarse "cielo"). Con cada uno de estos cortes construimos una imagen de "sólo cielo" con el mismo tamaño que tienen las imágenes de rendija larga. Combinamos las tres imágenes de cielo usando un criterio de medianas, de modo que tendremos una imagen de cielo para cada uno de los espectros de las fuentes observadas. Consideramos que usando este proceso logramos que los espectros bidimensionales resultantes tengan mejor restadas las líneas del cielo. La resta del cielo resulta más importante para HH 110 por ser un objeto muy extendido ($\sim 3'$), y no es el caso de Cepheus E ya que es notablemente compacto.

El espectro óptico presentado en el capítulo 6 fue obtenido en el MMT y tiene una cobertura espectral mayor que el resto de los espectros ópticos presentados en esta tesis (Ayala et al. 2000). Es de baja resolución y cubre de 3200 a 8000 Å .

Parte III

Objetos estelares jóvenes en el NIR: el caso de IRAS 20126+4104

En los capítulos 5, 6 y 8 presentaremos dos artículos publicados y uno en curso, que contienen las observaciones, el análisis y los resultados obtenidos para las tres fuentes que conforman esta tesis, IRAS 20126+4104, Cepheus E y HH 110. En todos los casos se estudian en detalle las condiciones físicas en los flujos de gas que generan sus estrellas excitadoras. El objetivo final es contribuir con nuevos elementos observacionales en la búsqueda de una conexión entre los flujos ionizados y moleculares presentes en los objetos estelares jóvenes (YSOs, ver sección 2.1.1). Nuestras observaciones se restringen al óptico y al infrarrojo cercano (NIR), y tomamos de la literatura las observaciones en el radio sobre los flujos moleculares asociados a nuestra fuentes.

Capítulo 5

Artículo 1

Near Infrared imaging and spectroscopy of the IRAS 20126+4104 region

S. Ayala, S. Curiel, A. C. Raga, A. Noriega-Crespo y L. Salas

Publicado en
Astronomy & Astrophysics; 1998, 332, 1055

Resumen

Presentamos imágenes en el infrarrojo cercano y espectros en la banda K' (1.95-2.30 μm) de la nebulosa localizada en la región de la fuente IRAS 20126+4104. En esta región encontramos objetos de morfología cometaria localizados alrededor al noroeste de la posición de la fuente IRAS y otros objetos con emisión en línea más alejados hacia el sudeste. En las nebulosas más brillantes detectamos seis líneas de emisión de baja excitación de hidrógeno molecular, H_2 . Presentamos los parámetros físicos: temperatura de excitación, el cociente de líneas 1-0 S(1)/2-1 S(1) y el cociente ortho-para, con resolución espacial, para las nebulosas más brillantes cerca de la fuente IRAS. El flujo integrado en la línea H_2 1-0 S(1) del objeto más brillante localizado al noroeste de la posición de la fuente IRAS es $6.85 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, integrado dentro de una apertura de 10.2 arcsec². Del análisis espectroscópico concluimos que la emisión de H_2 , observada en esta nebulosa, es producida principalmente por

excitación colisional combinada con emisión de H_2 producida por fluorescencia. Sin embargo, no es claro de nuestras observaciones si el campo de radiación UV, responsable de la componente de emisión fluorescente, es producido por la fuente IRAS misma, o si la radiación UV es producida por estrellas embebidas y localizadas hacia el este de las condensaciones observadas.

Abstract

In this paper we present near-infrared images and K'-band spectra (1.95-2.30 μm) of the nebulae located in the IRAS 20126+4104 region. We find bright cometary shaped objects to the Northwest of the IRAS position and other emission line objects to the Southeast. We have detected 6 low excitation emission lines of molecular hydrogen, and present spatially resolved excitation temperatures, 1-0 S(1)/2-1 S(1) line ratios and ortho-para ratios for the brighter emission line objects near the IRAS source. The integrated flux in the H_2 1-0 S(1) line of the brighter object located to the Northwest of the IRAS position is $6.85 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, integrated within an aperture of 10.2 arcsec². From a spectrophotometric analysis, we conclude that the H_2 emission observed in this nebula is mainly produced by collisional excitation combined with fluorescent H_2 emission. However, it is unclear from our observations whether the UV radiation field that would be responsible for the fluorescent component is produced by the IRAS source itself, or by the stars embedded at the Eastern edges of two of the observed condensations.

5.1 Introduction

In recent years, shocked molecular hydrogen (H_2) emission has been found in association with Herbig-Haro objects and/or with molecular outflows, suggesting that these manifestations of the outflow phenomenon are closely related.

At the present time, the relationship between the highly supersonic collimated gas (optical and/or NIR jet) and the slower, denser and less collimated molecular outflow seen mainly in CO, SiO and HCO^+ , as well as the nature of the excitation of the molecular emission observed in the NIR are not clear. The scenarios which have been proposed to explain this relationship fall into two main groups: two-wind models, and unified models. In the former, the supersonic jet arises from a stellar wind, while the slower and less collimated molecular outflow arises from an accretion disk. In the latter, the jet provides the necessary momentum to drive the molecular outflow, either by displacing jet gas sideways in a 'wake' (Raga and Cabrit 1993) or by sweeping up molecular gas in 'shells' (Chernin & Masson 1993).

Direct imaging of molecular outflows has revealed a variety of morphologies in the H_2 line emission, including compact structures, filamentary jet-like structures or

sweeping bow shocks; and in several cases diffuse, extended structures. Spectroscopic studies of the near infrared (NIR) H_2 emission in molecular outflows show that the molecular hydrogen is thermally excited, probably in molecular shock waves (e.g., Gredel 1994; Schwartz et al. 1995). However, in some cases the H_2 upper vibrational levels appear to be excited by fluorescence (e.g., Fernandes & Brand 1995; Fernandes, Brand & Burton 1996). The molecular lines produced by collisionally excited H_2 molecules are typically characterized by an excitation temperature $T_{exc} \sim 2000$ – 3000 K, while in the cases where the upper vibrational levels are contaminated by fluorescence, the observed lines cannot be explained with a single excitation temperature.

IRAS 20126+4104 is situated in a dark globule in the Cygnus-X region at a distance of 1.7 kpc. This source is associated with a high-velocity molecular outflow roughly oriented in the North-South direction (Wilking, Blackwell & Mundy 1990). Based on its far-infrared colour characteristics, this IRAS source has been classified as an ultracompact (UC) HII region (Bronfman et al. 1996; Molinari et al. 1996). In the near-infrared, this region has been observed in the K' -band by Hodapp (1994), who found a bipolar nebulosity close to the center of the outflow, which is embedded in a more extended, diffuse nebulosity. More recently, Cesaroni et al. (1997) found a compact, bipolar molecular outflow in HCO^+ and CS in the SE-NW direction, as well as extended NIR H_2 line emission and continuum structures, nearly aligned with this outflow. They also found a compact 3-mm continuum source located close to its center. This radio continuum source was also detected at centimeter wavelengths by Martí and Rodríguez (1997), showing that its spectral index is consistent with optically thick free-free emission at centimeter wavelengths, and with optically thin dust emission at millimeter wavelengths (see also Cesaroni et al. 1997). This radio source is deeply embedded in a dense molecular core observed in ^{13}CO , CS, CH_3CN and CH_3OH , and has a number of H_2O maser spots coinciding with it (Cesaroni et al. 1997). These characteristics indicate that the powering source of this bipolar outflow is associated with a very young B2.5–B0.5 star.

We present narrow-band H_2 and broad-band K' images with high spatial resolution around this IRAS source. These images show two bright nebulae with cometary morphology, apparently associated with embedded stars. We discuss the origin of the excitation of the H_2 line emission based on low resolution spectra taken along these extended structures.

5.2 Observations

Imaging and spectrophotometric observations were carried out during 5 consecutive nights in August 1996 using the near-infrared camera/spectrograph CAMILA (Cruz-González et al. 1994) on the 2.1m telescope of the Observatorio Astronómico

Nacional (at San Pedro Mártir, Baja California, México). The camera/spectrograph has two cameras with f/4.5 and f/13.5 (hereafter “low resolution” and “high resolution” cameras, respectively), equipped with a 256×256 , $24 \mu\text{m}$ pixel NICMOS3 array. The low and high resolution modes yield $0.85''/\text{pixel}$ and $0.3''/\text{pixel}$ scales, respectively.

We obtained several images and spectra of the IRAS 20126+4104 region through H_2 , cK and K' -band filters. Both images and spectra were reduced using standard sky subtraction and bad pixel removal techniques with IRAF-based programs. The images were processed by subtracting a median-filtered image of nearby sky frames taken with the same integration time and with an offset of about $1.5'$ from the IRAS source position. The images were flattened by a combination of low and high illumination sky flats obtained at sunset. For each filter, mosaics were made with frames containing the IRAS region, which were then aligned using several field stars. Finally, we estimated the plate scale and the orientation of the images using 7 optically visible stars in the Digitized Sky Survey, obtaining a positional uncertainty of $\simeq 1''$.

In Table 5.1 we present the width and central wavelength in microns of the filters used, as well as the total integration times for the final mosaic images. The total integration times correspond to the overlapping areas toward the center of our narrow-band mosaics. Figure 5.1 shows our low resolution H_2 1-0 $\bar{\text{S}}(1)$ + continuum image, in grey scale, which is discussed below.

filter	λ [μm]	$\Delta\lambda$ [μm]	t_{exp}^\dagger [seg]
K'	2.125	0.35	480
H_2 1-0 $\bar{\text{S}}(1)$	2.122	0.02	720
cK	2.260	0.06	450

† Total exposure time at the center of each mosaic.

TABLA 5.1: Filters and exposure times used in direct image observations.

For the near-infrared K' -band spectra (1.95-2.30 microns), we employed the f/4.5 camera and a slit of $1.5''$ width and $22''$ length, giving a spectral resolution of $R=\lambda/\Delta\lambda=500$ in K' . Initially, the slit was oriented E-W in order to intersect the brightest object located NW of the IRAS 20126+4104 position (labeled “1” in figure 2a). The total exposure time for the final spectrum in this position was 10 minutes. We also obtained several spectra for two slit positions separated by $1.5''$ in declination (labeled “2a” and “2b” in Figure 5.2a) with a PA= 118.7° position angle, measured counter clockwise, covering most of the nebula located to the SE of the IRAS position. Each spectrum has a 2 minute integration time.

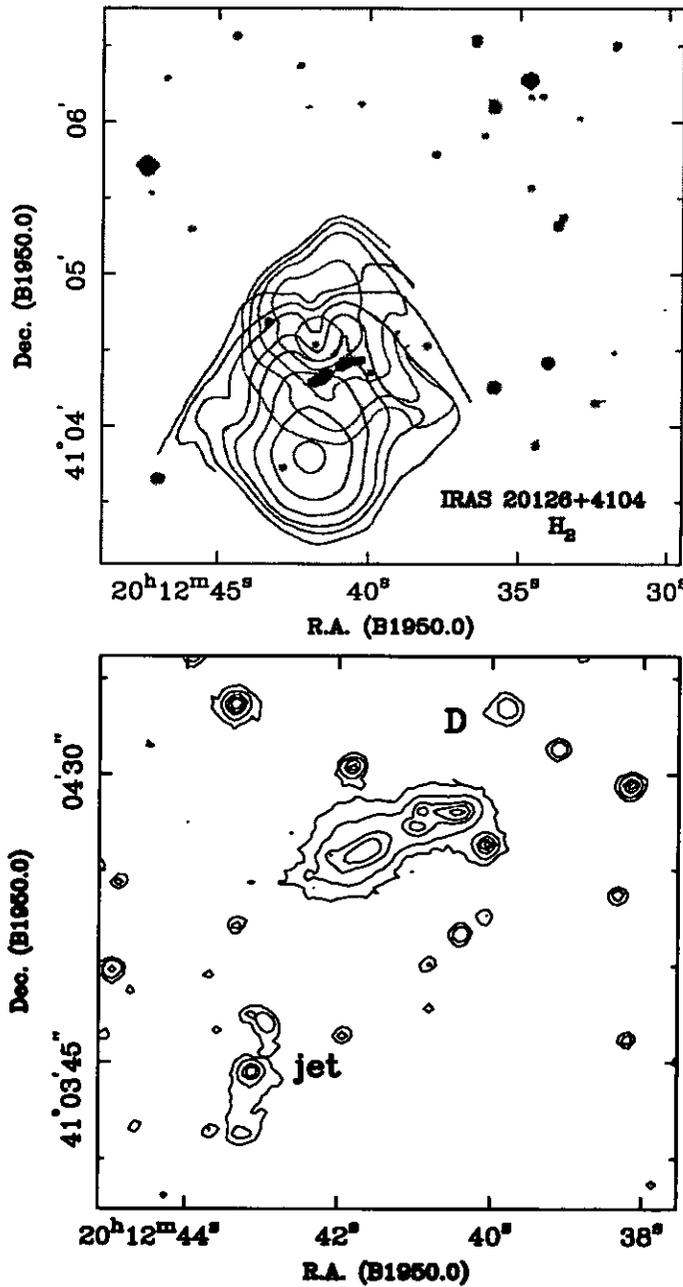


FIGURA 5.1: *Top*: Map of CO integrated intensity (Wilking et al. 1990) overlaid on a grey-scale H₂ 1-0 S(1) (+ continuum) low resolution image of the region around IRAS 20126+4104. The Northern lobe corresponds to the blue-shifted molecular gas and the Southern lobe to red-shifted gas. *Bottom*: Contour map of a close up around the IRAS source of the H₂ 1-0 S(1) image. The values of flux for each contour are: 0.7, 2, 8, 16 and 30×10^{-16} erg cm⁻² s⁻¹ arcsec⁻².

For each setting, explicit sky observations were obtained. We constructed a spectrum with 12 minutes of total integration time by adding the spectra obtained through

slits 2a and 2b.

The wavelength calibration was performed using exposures of an Argon lamp. The absolute flux calibration was achieved through observations of SA94-242 (UKIRT faint standard list) and HD 201941 (Elias et al. 1982), both early type standard stars. For the correction by atmospheric absorption we used the early type star HR 7628. The conversion factor from counts to flux was determined as a correspondence between the counts and flux per unit wavelength in the central wavelength of the K' filter, using the standard spectra corrected for atmospheric absorption. Errors in the absolute flux calibration are around of 10% for the brighter emission lines detected. Since the lines are not resolved in our spectra, velocity shifts along the slits are not detected. The narrow and broad band mosaics were calibrated in flux using the K' spectrum for the brightest object (slit 1). In each mosaic, we integrated the "flux" in counts/sec inside the region covered by the spectrograph slit. We then computed a conversion factor between this "flux" and the integrated flux density in the wavelength range that corresponds to the bandpass of each filter (see Table 5.1).

5.3 Results

5.3.1 The morphology

The multi-wavelength emission around the IRAS 20126+4104 source shows a very complex structure. Wilking et al. (1990) have detected a N-S bipolar CO outflow, with a total angular extent of $\approx 1.5'$. This outflow appears to be centred on a position $\approx 10''$ to the SW of the IRAS source. Figure 5.1 (*top*) shows this outflow overlaid on an H₂ image, where the Northern lobe corresponds to the blue-shifted gas and the Southern lobe to the red-shifted gas.

Cesaroni et al. (1997) have detected an HCO⁺ outflow in the same region, oriented in a NE-SW direction, with a total angular extent of $\approx 20''$. We show an overlay of this outflow on our H₂ 1-0 S(1) high resolution image in Figure 5.3. This outflow is centred on the nominal position of the IRAS source, which also coincides with a compact molecular core and a compact radio continuum source detected at mm/cm wavelengths (Cesaroni et al. 1997; Martí & Rodríguez 1997).

On the $3.6' \times 3.6'$, H₂ 1-0 S(1) line (+ continuum) narrow-band image shown in Figure 5.1, there are three bright nebulous objects located very near to the IRAS 20126+4104 position, which have previously been reported (Hodapp 1994; Cesaroni et al. 1997; Ayala et al. 1997). The brightest object (labeled C in figure 5.2) has an integrated flux in the H₂ 1-0 S(1) line of 6.4×10^{-13} erg cm⁻² s⁻¹ in an aperture of 10.2 arcsec², and its surface brightness is 6.2×10^{-14} erg cm⁻² s⁻¹ arcsec⁻². This object appears to be brighter than HH objects such as HH43, which has a flux in the same line of 5.20×10^{-13} erg cm⁻² s⁻¹ in an aperture of 77.4 arcsec² and has a

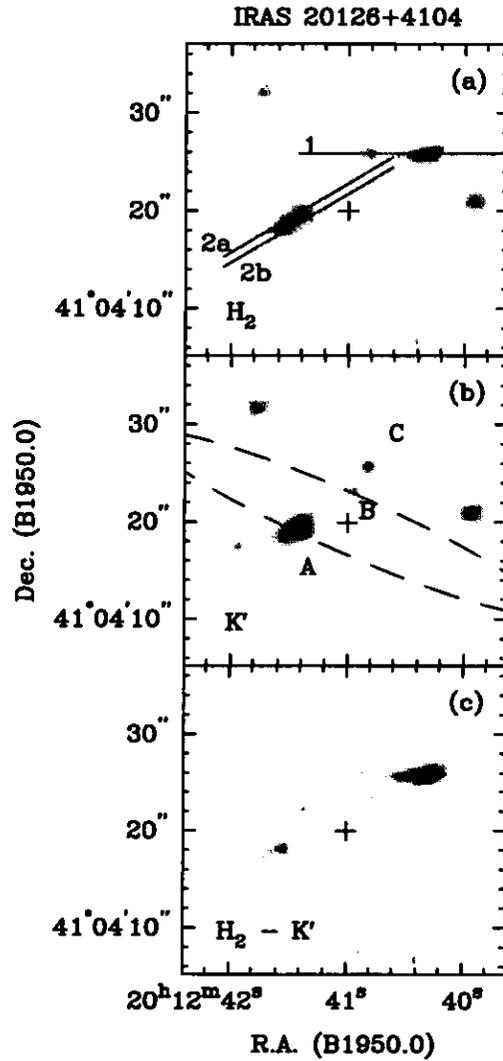


FIGURA 5.2: (a) Grey-scale subsection of the high resolution H₂ at 2.12 microns (+ continuum) image of the region around IRAS 20126+4104. The slit positions for the spatially resolved spectra discussed in the text are shown. The IRAS source position is marked with a cross. (b) K-band image of the same region, showing the uncertainty in the IRAS source position with a dashed ellipse. The objects discussed in the text are labeled. (c) The H₂ continuum subtracted image. It is remarkable that line emission still remains from the star to the East of object C, and also for the star Southwest of this object.

surface brightness of $6.72 \times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcsec}^{-2}$ (Gredel 1994). Condensation C has a cometary morphology, and appears to be connected with the star located at the Eastern end of the object; the flux presented above for condensation C does not include the stellar emission. Condensation B is smaller and fainter than C, with a cometary morphology and a weak embedded star at its Eastern edge. Its surface brightness in the H₂ 1-0 S(1) line is $3.9 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcsec}^{-2}$.

Two more interesting objects appear in our H_2 1-0 S(1) image. An object with compact morphology located Northwest of the IRAS source (20:12:39.8 +41:04:42, 1950; labeled D in figure 1), which is not detected in our cK image, indicating that it is an emission line object with low surface brightness (4.5×10^{-15} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ arcsec $^{-2}$ within a circular aperture with radius of 3.1"). The other outstanding feature in this region is the jet-like object located to the Southeast of the IRAS source (20:12:42.8 +41:03:43, 1950; labeled "jet" in figure 5.1), observed by Hodapp (1994) in a K' -band image. This object looks like an almost North-South oriented bipolar jet (length 19" and PA= 172°), which is still visible on a continuum subtracted H_2 image. This emission apparently connects a central star with knot-like nebulosities at the two ends of the bipolar structure, having a surface brightness of about 4.6×10^{-15} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ arcsec $^{-2}$ within a circular aperture of radius 3.1" (see figure 5.1, bottom panel).

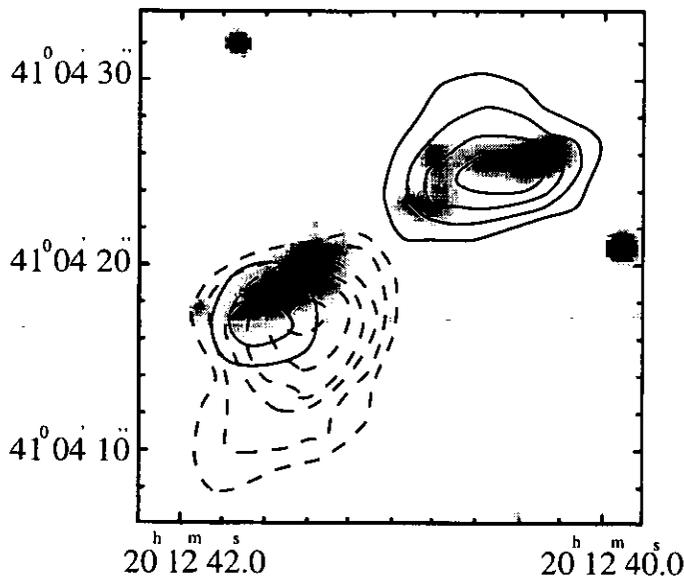


FIGURA 5.3: Map of HCO^+ integrated intensity (Figure 7 of Cesaroni et al. 1997) overlaid on a grey-scale H_2 1-0 S(1) (+ continuum) high resolution image. The continuous contours represent the blue-shifted lobe, and the dashed ones the red-shifted emission.

The brighter NIR emission detected in our images (knots A, B and C in figure 5.2) has two main maxima, which approximately coincide with the lobes of the HCO^+ outflow, as shown in Figure 5.3. This coincidence between the IR and HCO^+ emission was also noted by Cesaroni et al. (1997), who concluded that the IR emission

is directly associated with the two lobes of the outflow.

Also quite remarkable is the fact that the IR emission NW of the IRAS source appears to be divided into two H₂-emitting, E-W directed ridges (condensations B and C of figure 5.2). Interestingly, a star is located at the Eastern end of each of these ridges. This can be appreciated by comparing the three panels of Figure 5.2, and is confirmed by the spectroscopic data (described in the following section), which clearly show the stellar continua. In the region SE of the IRAS source (condensation A in figure 5.2), we detect a structure with two maxima, only one of which still remains in the continuum subtracted image (see figure 5.2), with a surface brightness of 2.1×10^{-14} erg cm⁻² s⁻¹ arcsec⁻² in the H₂ λ 2.121 μ m line.

5.3.2 Spectroscopic characteristics

From the three slit positions (1, 2a and 2b) shown in Figure 5.2(a), we can construct spatially integrated spectra for condensations B and C (NW of the IRAS source, see figure 5.2), and condensation A (SE of the IRAS source). These spectra are shown in Figures 5.4 and 5.5. The integrated fluxes of the detected lines were extracted by fitting Gaussian profiles to each line, all of them required to have the same width (corresponding to that of the H₂ 1-0 S(1) line). Table 5.2 lists the wavelength (Black & van Dishoeck 1987), the energy of the upper level (Dabrowski 1984) and the measured fluxes of the detected H₂ lines for each object. The portions of the slit integrated for each object are shown in the upper panels of Figures 5.4 and 5.5. For object C we have constructed a one-dimensional spectrum integrating over 11.1" along slit 1 (see the upper panel in figure 5.4). The aperture includes the weak star to the E, indicated in Figure 5.4, which contributes approximately 10% of the total emission at λ 2.121 μ m. From the spectrum constructed with slits 2a+2b (see the upper panel of figure 5.5) we extracted spectra for condensations A and B, using 11.9" and 6.8" apertures, respectively.

In condensation C, we have detected 6 low excitation H₂ lines (including both 1-0 and 2-1 vibrational transitions), and only 3 lines in the weaker condensations A and B. The measured 1-0 S(1)/2-1 S(1) line ratio for condensation C is 10.2 ± 0.5 , which is comparable with the value of 10 expected for collisionally excited H₂ levels (see, e. g., Gredel et al. 1992; Gredel 1994). However, if we determine an upper limit for the 2-1 S(1) line flux over the spectra of the knots A and B, the estimated value of the 1-0 S(1)/2-1 S(1) line ratio is about 5, which would be somewhat low compared with the value for collisionally excited H₂ mentioned above.

H ₂ transition	λ [μm]	E(ν' , J') [K]	$F_{\nu', J'}$ 10^{-13} erg cm ⁻² s ⁻¹		
			A	B	C
1-0 S(2)	2.034	7550.8	1.23 (0.14)	1.52 (0.17)	2.02 (0.13)
2-1 S(3)	2.074	13902.0	< 0.50	< 0.50	0.94 (0.11)
1-0 S(1)	2.121	6957.2	3.09 (0.13)	3.95 (0.13)	6.85 (0.13)
2-1 S(2)	2.154	13161.4	< 0.50	< 0.50	0.52 (0.10)
1-0 S(0)	2.223	6476.8	0.91 (0.15)	1.06 (0.15)	1.81 (0.13)
2-1 S(1)	2.248	12650.7	< 0.50	< 0.50	0.67 (0.10)

^a apertures used for integration of flux, A: 16.6, B: 10.2, C: 17.9 arcsec²

TABLA 5.2: Integrated H₂ line fluxes for objects A, B and C^a.

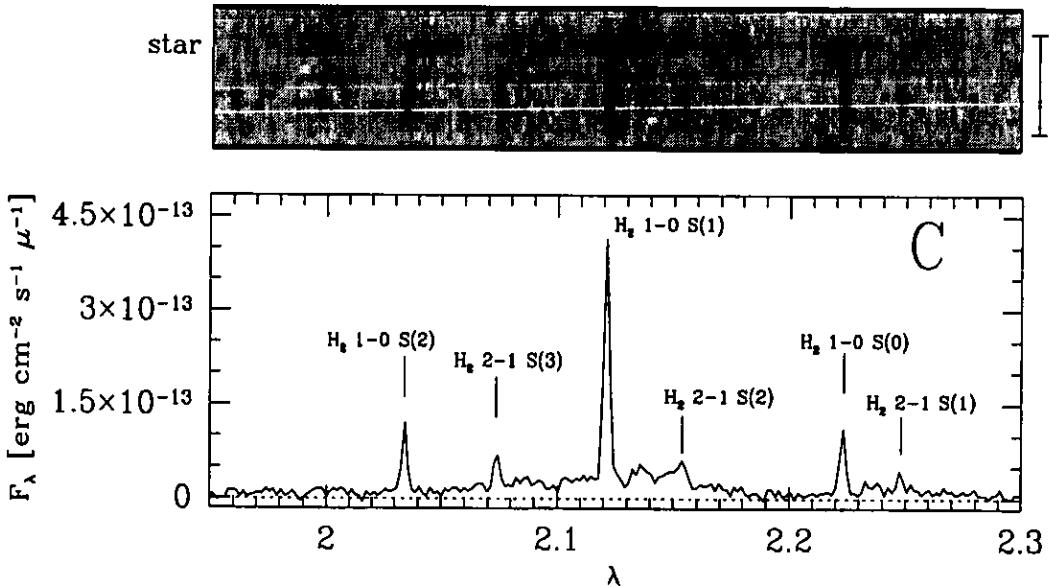


FIGURA 5.4: *Top*: Grey-scale image of the long-slit K'-band spectrum for object C (slit 1). The aperture used to extract the spectrum (shown below) and the position of the star are indicated on the sides of the box. *Bottom*: Spectrum of object C integrated in an aperture of 11.1'' along the slit. The measured H₂ emission lines are identified.

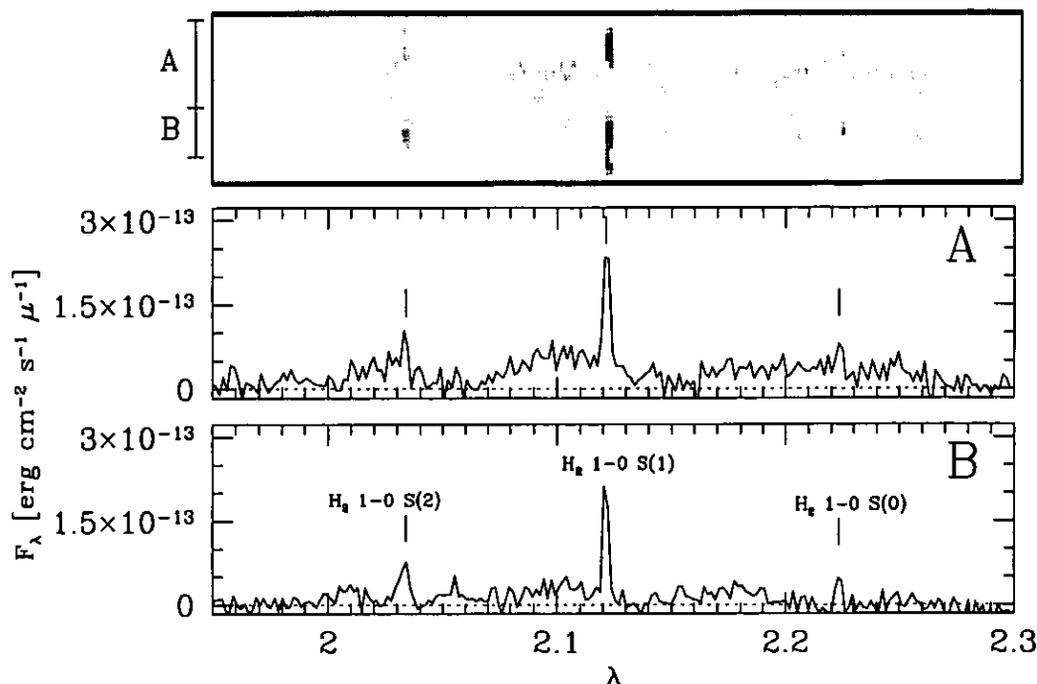


FIGURA 5.5: *Top*: Grey-scale image of the long-slit K'-band spectrum obtained through slits 2a+2b. The apertures used to extract the spectra for objects A and B are indicated. The rest of emission corresponds to part of condensation labeled C and it is neglected. *Bottom*: Spectra of objects A and B, integrated over 11.9'' and 6.8'' along the slit, respectively.

We have also analyzed the spatially resolved line intensities, measured along the slit positions shown in Figure 5.2(a). We computed the column densities $N(v, J)$ assuming that the lines are optically thin and using the spontaneous radiative decay probabilities from Turner et al. (1977). Figures 5.6 (slit 1) and 5.7 (2a+2b slit) show the column densities as a function of the energy of the upper level for the transition, deduced from the spatially integrated spectra. The successive panels correspond to spectra extracted in discrete positions along the spectrograph slits, integrating spatially over 1.7''. Where the lines were not clearly detected, we estimated an upper limit for the intensities and a column density was computed using these values. The slope obtained by fitting the points in a plot of $N(v, J)/g$ versus excitation energy is inversely proportional to the excitation temperature, where g is the corresponding level degeneracy. From these Figures, it is clear that we detect a rather strong spatial variability for the measured column densities. The derived values for different vibrational levels do not lie on a single smooth curve, as would be expected for emission produced by a shock (Burton et al. 1990).

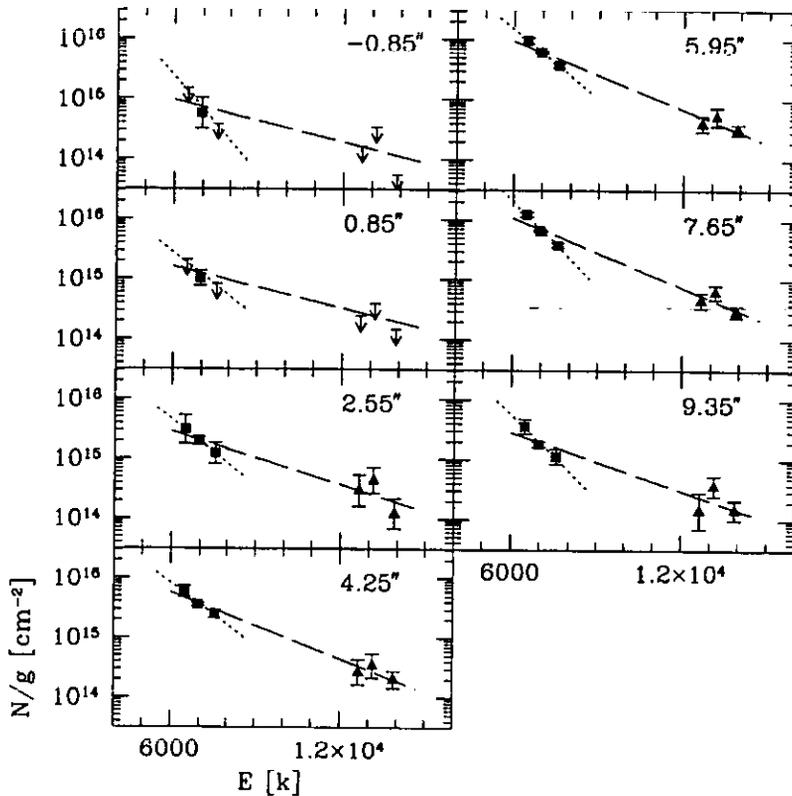


FIGURA 5.6: Plot of column density for each level divided by statistical weight, derived from the intensities of lines in the K-band spectra versus excitation energy of the upper level of each transition. Each H_2 excitation diagram has been constructed using spectra integrated in $1.7''$ apertures along slit 1 in (see figure 5.2a) covering knot C. The position in arcsec along the slit is referred to the star on the slit (position zero) and we attach a position label in the upper right hand corner of each plot. The slope of the relationship between the parameters is inversely proportional to the excitation temperature. The points for the S(1) vibrational levels are plotted with solid squares and we have computed a “vibrational” temperature for these points (from the slopes of the dotted lines). The triangles correspond to the S(2) vibrational levels. The rotational temperature was computed including all of the H_2 lines (from the slopes of the dashed lines). In some cases errors are less than the size of symbols representing the S(1) vibrational levels.

By fitting straight lines to the column density versus excitation energy diagrams, we determine two excitation temperatures: T_{exc} (obtained from fitting all of the observed lines) and T_{1-0} (obtained from a fit to the 1-0 transitions only). These temperatures are plotted as a function of position along the corresponding spectrograph slits in Figures 5.8 (slit 1, covering condensation C) and 5.9 (slit 2a+2b, covering condensations A and B).

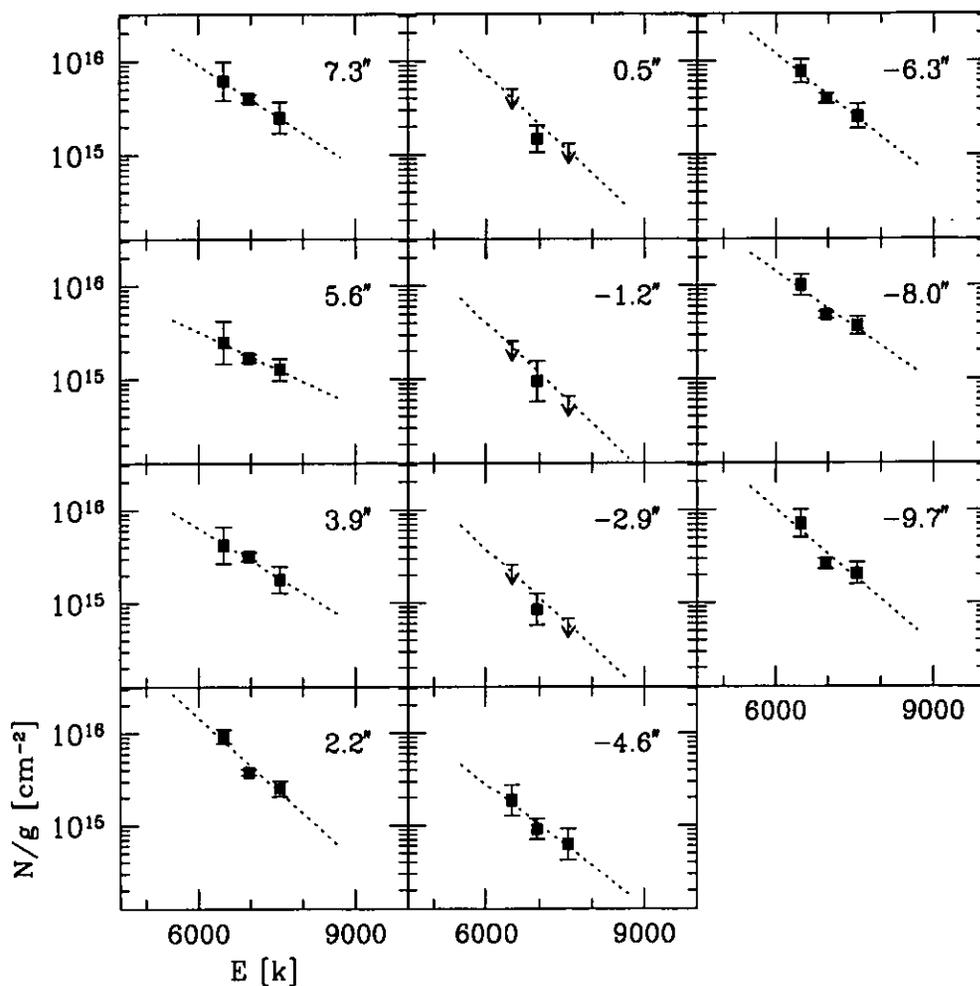


FIGURA 5.7: H_2 excitation diagrams for the spectra obtained through slits 2a+2b, for different positions along the slit. The symbols and lines are the same as in Figure 5.4. In this case the zero position corresponds to the position of the IRAS source projected on the spectrograph slit.

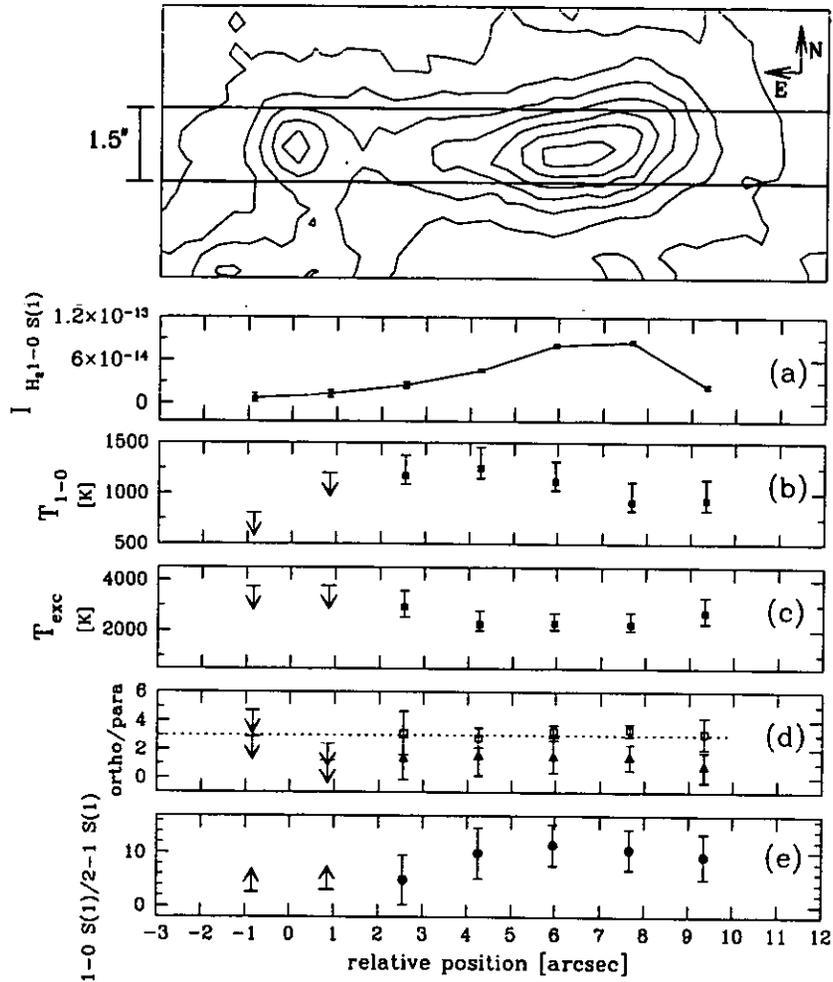


FIGURA 5.8: *Top*: Contour plot of nebulosity C showing the position of the slit. The lower panels present the spatial variation along the slit of the parameters described below. These parameters were computed from consecutive spectra over $1.5'' \times 1.7''$ aperture along the slit. The ordinate measures position as a function of distance from the star that lies close to the E end of the slit. (a) The spatial variation of $\text{H}_2 \lambda 2.12$ intensity in units of $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{arcsec}^{-2}$. (b) Spatial variation of the vibrational temperature of the K'-band spectrum, derived from the $v = 1-0$ transitions only. (c) Spatial variation of the excitation temperature, which has been computed using all of the H_2 lines identified in the K'-band spectrum. In both cases temperature increases slowly towards the position of the star, indicating a decreasing contribution by collisional excitation. (d) The spatial variation of the ortho/para ratio for the $v = 1-0$ level derived from the 1-0 S(1) and S(2) transitions (open squares) and from the 2-1 S(1) and S(2) transitions (open triangles). For the 1-0 lines, the ratio is near the LTE value of 3, as expected for collisional excitation, while the 2-1 lines yield low values for this ratio, which points towards fluorescent excitation. (e) Spatial variation of the 1-0/2-1 S(1) ratio. The ratio increases slowly along the slit with increasing distance from the star. Low values of this ratio reflect an important contribution of fluorescent excitation near the star, while values around 10 (obtained towards the W end of the slit) indicate collisional excitation.

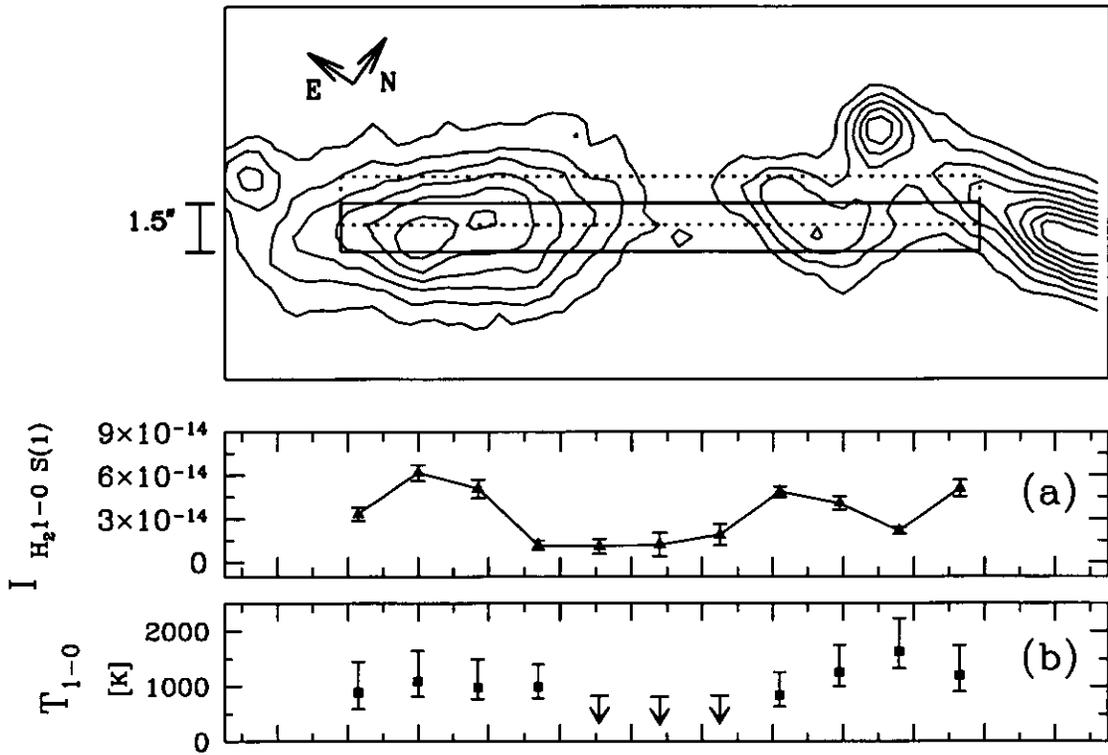


FIGURA 5.9: Contour plot of the nebulosity located to the SE of the IRAS source showing the position of the spectrograph slits. The description of the parameters shown in the lower panels is the same as in Figure 5.8. The zero of the ordinate corresponds the position of the IRAS source projected onto the spectrograph slit.

Along slit 1 (figure 5.8, panels (b) and (c)), we systematically have $T_{exc} > T_{1-0}$. This discrepancy between the two temperatures indicates that the excitation of the vibrational level $v = 2$ could have an important fluorescent component. This is also seen from the $1-0 S(1)/2-1 S(1)$ line ratio (figure 5.8(e)). We see two main regions, one where the line ratio has a mean value of 5 ± 5 (close to the star), and the other with a value $\approx 10 \pm 1.5$, and with a general tendency of decreasing line ratios towards the star. The behavior of this ratio close the star is suspicious, because in this region the intensity of the lines decreases. In order check this behavior, we calculate the ratio over spectra integrated in only two bigger apertures which do not include the star. Using apertures of 3.4 arcsec^2 (centred on a position to $2.55''$ W from the star) and 5.6 arcsec^2 (centred to $6.90''$ W from the star). We find $1-0 S(1)/2-1 S(1)$ line ratios of 7.4 ± 4.0 and 11.6 ± 2.8 , respectively. We therefore find that the tendency presented in Figure 5.8 (e) for the $1-0 S(1)/2-1 S(1)$ line ratio remains. In the case of the vibrational temperature T_{1-0} , the region closer to the star has a mean temperature of about 1000 K, and it decreases slightly towards the W along condensation C (over an angular scale of $6''$). On the other hand, the excitation

temperature, T_{exc} , has an approximately constant value of ~ 2400 K over the same angular scale. This value is somewhat low compared with the values observed in collisionally and fluorescent excited objects such as DR 2, where $T_{exc} \simeq 3000$ K using only 1-0 and 2-1 $S(1)$ lines (Fernandes et. al 1997), and is also consistent with collisionally excited objects like HH 43, HH 120 and HH 99A in which $T_{exc} \simeq 2200$ K (Gredel 1994).

In all of the objects analyzed in this paper, the transitions between $v = 1$ and $v = 0$ are consistent with what is expected for levels populated in a thermalized gas at $T_{1-0} \sim 1000$ K. This temperature is lower than the ones found in the considered collisionally excited objects, where the excitation temperature estimated for the lowest transitions is of ~ 1900 K. The larger difference between T_{1-0} and T_{exc} found near the star at the E end of condensation C together with the lower 1-0 $S(1)/2-1 S(1)$ line ratio found in this region indicate that the H_2 molecules are excited by other processes besides collisions, like in DR 21 (Fernandes et. al 1997). A possible explanation for our results is that the star at the E of this condensation produces an UV field that significantly contributes to the excitation of the hydrogen molecules.

From the spectrum obtained through slits $2a+2b$ (figure 5.9) we see that condensations A and B, $T_{1-0} \sim 1100 \pm 500$ K, which is substantially smaller than a $T_{exc} \sim 3000$ K estimated using an flux upper limit for 2-1 lines determinate over each spectra. The T_{1-0} value is consistent with the mean temperature value founded for object C.

We also computed empirical values of the ratio of ortho-hydrogen to para-hydrogen, from ratios of available lines of even and odd J values in both vibrational levels. In panel (d) of Figure 5.8 we plot the ortho/para ratio for condensation C, derived from the 1-0 $S(1)$ and $S(2)$ transitions (open squares) and the corresponding ratio from the 2-1 $S(1)$ and $S(2)$ transitions (open triangles). Along the slit the ortho/para ratio for $v = 1-0$ is near the LTE value of 3 (within error), as expected for collisional excitation. For the $v = 2-1$ transitions, we have lower values ($\leq 2.2 \pm 0.5$) for this ratio than the equilibrium value, which is characteristic of objects where there is a contribution by fluorescent excitation. For comparison, the ortho/para ratio estimated for the spectrum of the planetary nebula Hubble 12, where the H_2 lines is mainly excited by fluorescence, is 1.72 ± 0.17 (Ramsay et al. 1993). In condensation B the values of the ortho/para ratio estimated from the $v = 1-0$ transitions are about 3.1, which is consistent with the equilibrium value. In the case of condensation A we only can estimated lower limits for this ratio (~ 2).

From these results, we conclude that the H_2 excitation in condensation C has a strong fluorescent component in the Eastern region, close to the star that is observed at the E end of this condensation. Towards the W, the H_2 excitation along condensation C appears to be dominated by collisions (as supported by the high 1-0 $S(1)/2-1 S(1)$ line ratio). On the other hand, the available data for the we-

ak condensations A and B are not sufficient in order to propose the mechanism of molecular excitation more suitable in each case.

5.4 Discussion

The NIR emission of the region around the IRAS 20126+4104 source shows three main condensations (A, B and C, see figure 2), which are approximately aligned with the HCO⁺ outflow observed by Cesaroni et al. (1997) (see figure 5.3). As shown by these authors, this outflow is centred quite precisely on the position of the IRAS source, and a compact molecular core is also observed at this central position. This clear source+bipolar outflow morphology argues strongly for an association of the IR emission with the outflow from the IRAS source (see Cesaroni et al. 1997).

The detailed analysis of the IR spectra carried out above shows that the situation is probably somewhat more complex. Our images and spectra show that the NW IR lobe is composed of two E-W elongated emission line condensations (B and C, see figure 5.2), with a star at the E end of each condensation. This morphology is somewhat curious, and might suggest a possible association of the two stars with condensations B and C.

We also find that the observed H₂ line ratios indicate that the excitation of the rotational-vibrational levels has a strong fluorescent component. Particularly interesting is the stratification of the line ratios along condensation C (see figure 5.2), which shows a 1-0 S(1)/2-1 S(1) line ratio indicating fluorescence towards the E end of the condensation (i. e., close to the position of the star), and a line ratio indicating collisional excitation towards the Western end of the condensation. The weighted mean ortho/para ratio for all the condensations, 2.3 ± 0.9 , is lower than the equilibrium value of 3, consistent with a mixture of fluorescent and thermal excitation of H₂. The values of the ortho/para ratios measured for condensation C are consistent with objects such as NGC 7027, S106 and NGC 2023 (Tanaka et al. 1989) and DR 21 (Fernandes et. al 1997), which have “mixed” fluorescent plus collisional excitation, having significantly lower ratios for the $v = 2 - 1$ transitions than for the $v = 1 - 0$ transitions.

However, it is unclear whether or not these observations indicate an association of condensations B and C with the stars embedded at their Eastern tips. If such an association does exist, the emission of these condensations might partly be associated with radiative excitations by a UV continuum and/or Lyman- α emission from the circumstellar environment of these two stars. It might even be possible that these stars are illuminating the molecular gas associated with the outflow from the IRAS 20126+4104 source. However, the fact that the Western region of condensation C shows higher values for the 1-0 S(1)/2-1 S(1) line ratio (more consistent with collisional excitation of the levels of H₂) cannot be explained in straightforward

manner with this interpretation.

To summarize, from our IR spectra we find partial evidence that the H₂ emission of condensations B and C (NW of IRAS 20126+4104) is associated with the stars embedded at the Eastern end of these condensations. On the other hand, these condensations also coincide spatially with the blue lobe of the HCO⁺ outflow from IRAS 20126+4104 (Cesaroni et al. 1997), indicating a likely association of the H₂ emission with this flow.

The nature of the IR emission might be clarified with future, high spectral resolution spectroscopy. The resulting kinematic information would help to resolve the present, somewhat complex scenario.

Presentación

En los estudios detallados más recientes sobre los espectros ópticos de los objetos HH, se ha encontrado que existen discrepancias en las intensidades predichas tanto para las líneas de baja como de alta excitación. Por ejemplo, los cocientes de línea predichos teóricamente para $[S II](6717+6731)/H\alpha$ (usando cualquiera de los modelos existentes), resultan menores que los observados. Para los objetos HH de baja excitación se encuentra que los choques confirman cualitativamente las intensidades de las líneas $[S II](6717+6731)$, pero cuantitativamente las líneas de azufre son más brillantes de lo que la teoría predice (Hartigan, Morse & Raymond 1994).

Un caso extremo de este problema es justamente HH 377 (la contraparte óptica del nudo sureste más brillante en el *outflow* de Cepheus E). Del estudio que hicimos de éste objeto, y que presentamos en el siguiente capítulo, concluimos que se trata de un objeto HH de muy baja excitación con una densidad electrónica mucho más alta que el resto de los objetos clasificados como de baja excitación.

A continuación presentamos el estudio espectroscópico y de imagen directa, que hicimos para el *outflow* de Cepheus E, en longitudes de onda ópticas y de infrarrojo cercano. En el capítulo 7 presentamos información que no fue incluida en el artículo publicado (capítulo 6).

Capítulo 6

Artículo 2

Optical and Near Infrared Study of the Cepheus E outflow, a very low excitation object.

S. Ayala, A. Noriega-Crespo, P. M. Garnavich, S. Curiel, A. C. Raga, K.-H. Böhm y J. Raymond

Publicado en
The Astronomical Journal; 2000, 120, 909

Resumen

Presentamos imágenes y espectros sobre la región del *outflow* Cepheus E (Cep E), en longitudes de onda del óptico y del cercano infrarrojo. La emisión óptica sólo está presente en el lóbulo sur infrarrojo de Cep E sobre el nudo más brillante. Esto sugiere que la extinción cerca del *outflow* puede jugar un papel importante en la diferencia observada entre la morfología óptica e infrarroja. Cep E es un objeto único que podría ayudar al entendimiento de la relación entre las propiedades espectroscópicas de los objetos Herbig-Haro ópticos (objetos HH) y los altamente embebidos flujos moleculares e infrarrojos.

Las líneas infrarrojas de H₂ observadas, nos permiten determinar una temperatura de excitación de ~ 2300 K, un cociente ortho-para de ~ 3 , y un cociente de líneas H₂ (1,0)/(2,1) S(1) de ~ 9 . Estos resultados son concordantes con los valo-

res correspondientes a la excitación por choque, como el principal mecanismo para la formación de esta líneas. También son compatibles con los valores, para estos parámetros, observados en otros flujos infrarrojos.

Las características espectroscópicas ópticas de Cep E (HH377) parecen ser similares a las observadas en objetos HH de baja excitación. Sin embargo, la densidad electrónica determinada del cociente de líneas [S II]6731/6717 para este objeto ($N_e = 4100 \text{ cm}^{-3}$) y los cocientes [O I]6300/H α y [S II](6717+6731)/H α son más altos que los valores respectivos para todos los objetos HH de baja excitación previamente estudiados en la literatura. Este resultado puede ser consecuencia de que el medio ambiente alrededor del flujo en HH 377 tiene una densidad inusualmente alta.

La fracción de ionización obtenida para HH 377 es $X \sim 1\%$. Este resultado, junto con el cociente de líneas [O I]6300/H α observado, nos lleva a concluir que la emisión de H α observada ha sido colisionalmente excitada. De la comparación entre los cocientes de línea observados y los reportados para modelos de onda de choque, concluimos que la extinción hacia HH 377 es muy baja. Comparando los valores observados de los flujos de H β y H α en HH 377 con predicciones de modelos, determinamos una velocidad de choque entre 15 y 20 km s^{-1} , aunque velocidades un poco más altas también producen espectros con cocientes de línea que concuerdan cualitativamente con las observaciones de HH 377.

Abstract

We present images and spectra of the Cepheus E (Cep E) region at both optical and infrared wavelengths. Only the brightest region of the southern lobe of the Cep E outflow reveals optical emission, suggesting that the extinction close to the outflow source plays an important *rôle* in the observed difference between the optical and IR morphologies. Cep E is a unique object since it provides a link between the spectroscopic properties of the optical Herbig-Haro (HH) objects and those of deeply embedded outflows.

The observed H₂ infrared lines allow us to determine an excitation temperature of $\sim 2300 \text{ K}$, an Ortho-to-Para ratio of ~ 3 , and an H₂ (1,0)/(2,1) S(1) line ratio of ~ 9 . These results are consistent with the values observed for HH objects with detected NIR emission lines, with shock excitation as the main mechanism for their formation, and also with the values observed for embedded, NIR flows.

The optical spectroscopic characteristics of Cep E (HH 377) appear to be similar to the ones of low excitation HH objects. However, the electron density determined from the [S II]6731/6717 line ratio for this object ($N_e = 4100 \text{ cm}^{-3}$), and the [O I]6300/H α [S II](6717+6731)/H α ratios are higher than the values of all of the previously studied low excitation HH objects. This result is likely to be the consequence of an anomalously high environmental density in the HH 377 outflow.

The ionization fraction obtained for HH 377 is $X \sim 1\%$. From this result, together with the observed $[\text{O I}]6300/\text{H}\alpha$ line ratio, we conclude that the observed $\text{H}\alpha$ line emission is collisionally excited. From a comparison with shock models, we also conclude that the extinction towards HH 377 is very low. Comparing the observed $\text{H}\beta$ and $\text{H}\alpha$ fluxes of HH 377 with model predictions we determine a shock speed between 15 and 20 km s^{-1} , although somewhat higher velocities also produce spectra with line ratios that qualitatively agree with the observations of HH 377.

6.1 Introduction

The Cepheus E (Cep E) outflow was first detected in the $^{12}\text{CO J}=1-0$ transition in some of the early radio studies of star formation in molecular clouds (Sargent 1977). In his catalog of molecular outflows, Fukui (1989) first pointed out the presence of a bipolar, high velocity outflow in this region. The bipolar nature of Cep E became clear with the K' image of the molecular outflow obtained by Hodapp (1994), which included the stronger NIR H_2 lines, and revealed a relatively compact system (with a size of $\sim 1.5'$). Subsequent studies in the near/mid infrared have shown that the outflow is quite bright in the $\text{H}_2 (1,0) \text{S}(1) 2.12 \mu\text{m}$ line, consistent with models of shock excited H_2 gas (Eisloffel et al. 1996; Ladd & Hodapp 1997; Noriega-Crespo, Garnavich, & Molinari 1998). Suttner et al. (1997) have used three-dimensional hydrodynamic simulations of highly collimated molecular outflows in order to model the morphology of Cep E. These simulations, however, required a very high density in the jet (10^5 cm^{-3}), which are not consistent with the hot and dense CO bullets recently found in the flow (Hatchell, Fuller & Ladd 1999), with densities of $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$.

The IRAS 23011+6126 source was originally identified as the main candidate for the outflow source. However, the presence of multiple outflows in near infrared and radio wavelengths (Eisloffel et al. 1996; Ladd & Hodapp 1997) indicates the existence of at least two sources, which have recently been confirmed by OVRO observations at 1.3 and 2.6mm (L. Testi, private Communication). The sources are embedded and invisible at optical and near infrared wavelengths, and are likely to be Class I or Class 0 protostellar objects (Lefloch, Eisloffel & Lazareff 1996; André, Ward-Thompson & Barsony 1993). In addition, Noriega-Crespo et al. (1998) detect one source at $6.9 \mu\text{m}$ using ISOCAM, which is well detected in all IRAS bands.

The present study has been motivated by the detection of emission at optical wavelengths in a small section of the southern lobe of the Cepheus E outflow by Noriega-Crespo (1997) and Devine et al. (1997). Noriega-Crespo (1997) mentions that $\text{H}\alpha$ and $[\text{S II}] 6717/31$ images reveal a compact knot which is the optical counterpart of the southern bowshock observed at $2 \mu\text{m}$ by Eisloffel et al. (1996). This optical knot has been named HH 377 (Devine, Reipurth & Bally 1997).

In this study, we explore the link between the physical properties of the outflow as determined from optical imaging and spectroscopy, and compare these results with those obtained from observations in the near infrared. Our goal is to understand the development of very young stellar outflows, we notice that Cep E has a dynamical age of $\sim 3 \times 10^3$ years (Noriega-Crespo et al. 1998), and the relationship between the mechanisms that produce the infrared and optical emission.

The paper is organized as follows. In Section 6.2 we describe the different observations obtained for this work, and comment on the reduction and calibration techniques. In Section 6.3, we present the results obtained from our infrared and optical observations. Finally, in Section 6.4 we compare the physical properties of Cepheus E deduced from the optical and the NIR observations with other Herbig Haro objects.

6.2 Observations

The optical and infrared observations were carried out at three different observatories. The log of the observations is presented in Table 6.1, and they are described in detail below.

telescope ^a	date	filters/resolution	t_{exp} ^b
Infrared			
Direct image			
APO 3.5m	1996 Jul 18	2.12 μ m, 2.22 μ m	1800,190
OAN SPM 2.1m	1997 Jan 8,9	cK, H ₂ 2.122 μ m, H ₂ 2.248 μ m, Br γ	540, 1080, 1080, 1260
Spectroscopy			
MMT	1996 Sep 27	8 Å pixel ⁻¹	480
Optical			
Direct image			
FLWO 1.2m	1996 Sep 16	H α , [S II], [S II]Cont.	1800,1800,1800
Spectroscopy			
MMT	1997 Sep 7	2 Å pixel ⁻¹	600
FLWO 1.5m	1996 Dec 9	1.49 Å pixel ⁻¹	900
FLWO 1.5m	1996 Dec 9	0.75 Å pixel ⁻¹	900

^aFLWO: Fred Lawrence Whipple Observatory, MMTO: Multiple Mirror Telescope, APO: Apache Point Observatory, OAN SPM: Observatorio Astronómico Nacional San Pedro Mártir

^bIntegration time in seconds

TABLA 6.1: Imaging and spectroscopy observation log.

6.2.1 Near Infrared Imaging and Spectroscopy

The NIR images of Cep E were obtained at two observatories. A set of images was obtained at the Apache Point Observatory 3.5m telescope (APO 3.5m) with a 256×256 array at $f/5$ and a $0.482''$ per pixel scale. The central wavelengths (and bandpass) of these images were at $2.12\mu\text{m}$ (1%), for the H_2 (1,0) S(1) line, and $2.22\mu\text{m}$ (4%) for the nearby continuum.

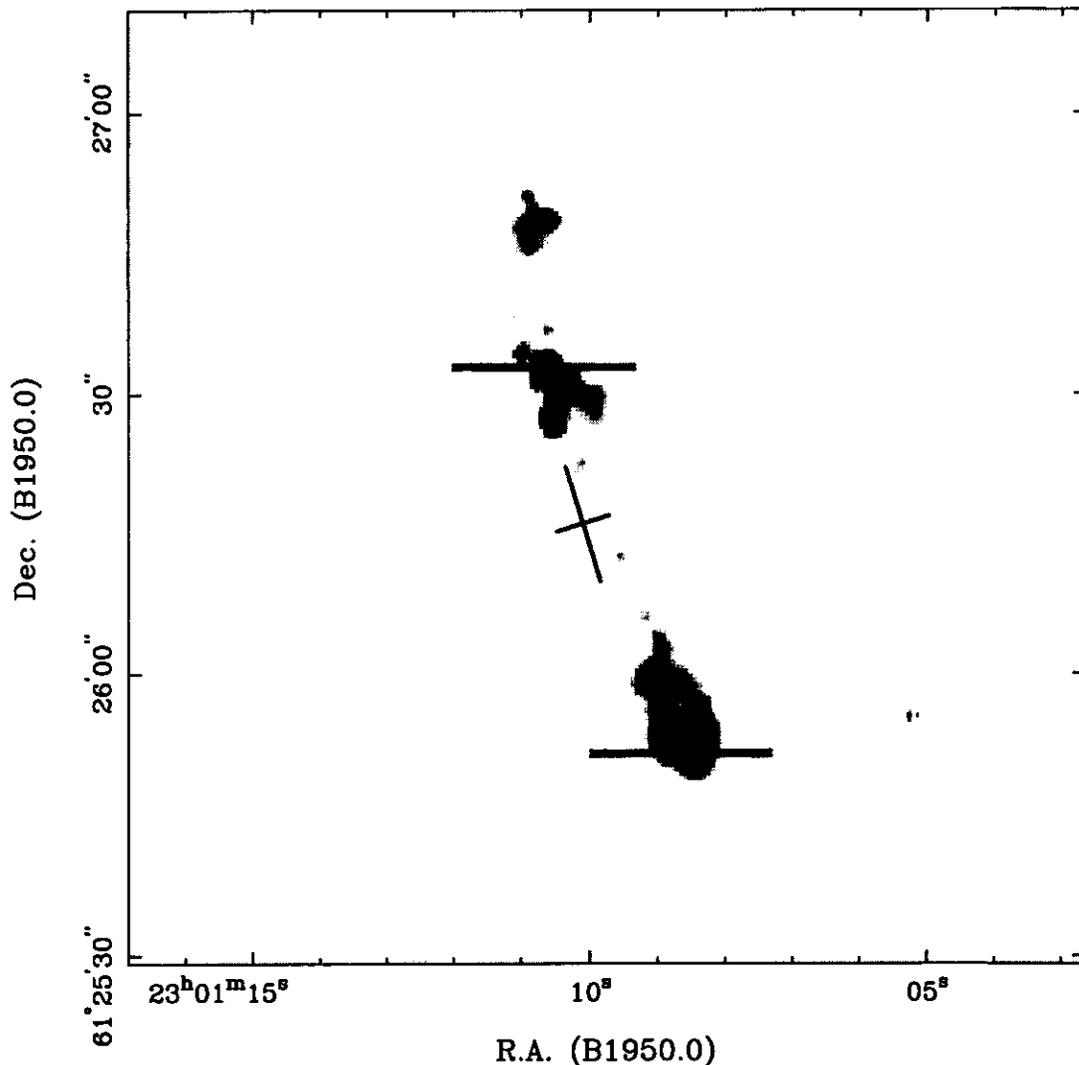


FIGURA 6.1: Grey-scale subsection of the H_2 at $2.12 \mu\text{m}$ continuum subtracted image around Cepheus E outflow region. The cross indicates the position of IRAS23011+6126 and it has a size comparable to that of IRAS uncertainty. The schematic slit positions for the infrared spectra discussed in the text are shown.

Another set of images was obtained at the Observatorio Astronómico Nacio-

nal at San Pedro Mártir 2.1m telescope (OAN SPM 2.1m) with the IR camera/spectrometer CAMILA (Cruz-Gonzalez et al. 1994), which has a 256×256 array providing a $0.85''/\text{pixel}$ scale at $f/4.5$. The central wavelengths (and bandpass) of the filters used to obtain these images were $2.12\mu\text{m}$ (1%), $2.25\mu\text{m}$ (1%) for the H_2 (2,1) line, cK (2%) and $\text{Br}\gamma$ $2.16\mu\text{m}$.

The frames were flattened with a combination of low and high illumination sky flats obtained at sunset. The data were processed by subtracting a median-filtered image of nearby sky frames taken with the same integration time and with offsets between 30 and $100''$. Bad pixels were removed with standard techniques.

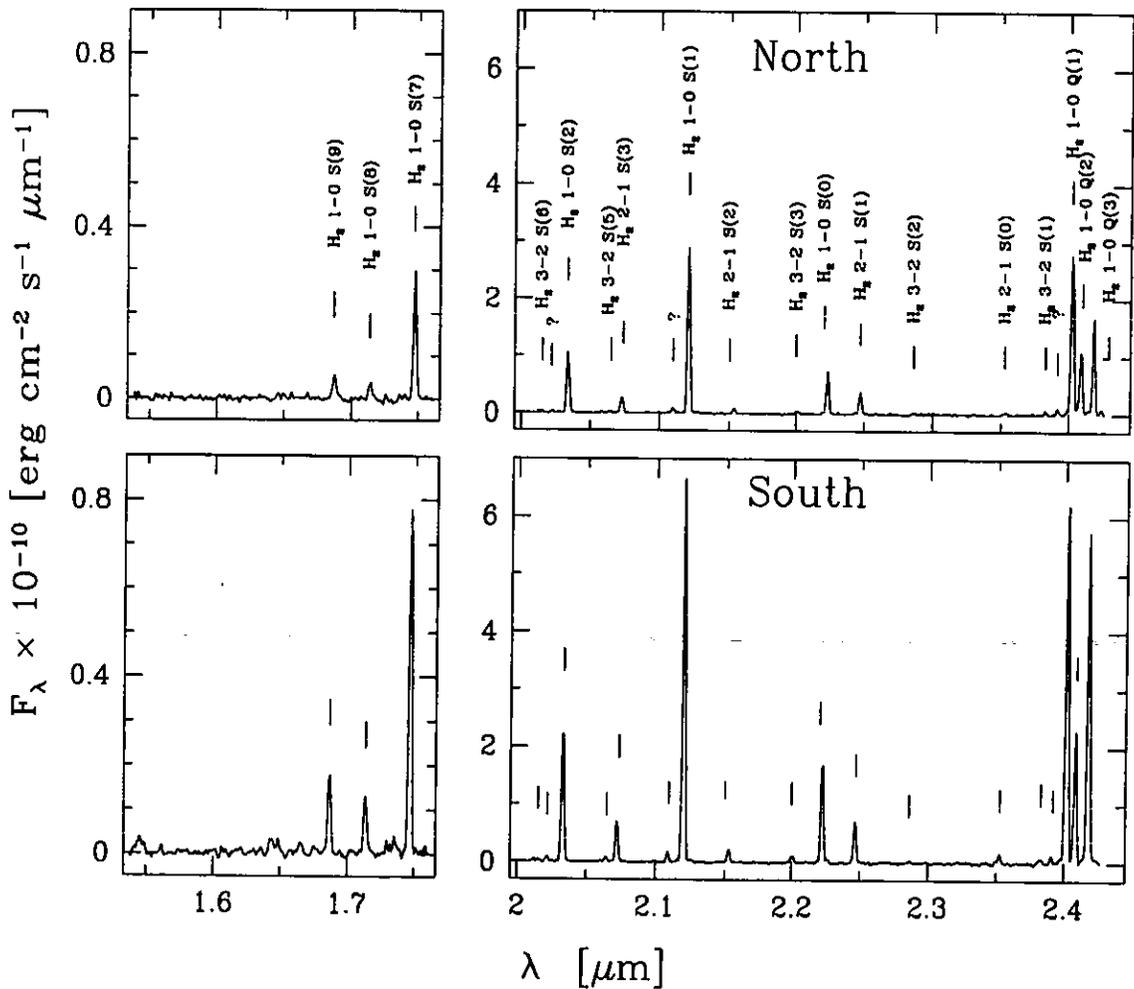


FIGURA 6.2: H and K band calibrated spectra of brightest knots of Cepheus E outflow. In (top panel) for northern lobe and (bottom panel) for the southern lobe. The wavelengths of the expected H_2 lines are marked. Note that $\text{Br}\gamma$ line emission is not detected.

The processing of our frames was done with Image Reduction and Analysis Fa-

cility (IRAF)¹ based programs. For each filter, 10 (APO data) and 9 (OAN SPM data) overlapping frames were taken (see Table 6.1 for the integration times). The frames were aligned using several field stars, and median combined into the final images. The image scale and orientation were calculated using 7 common stars between the IR frames and an optical image from the Digitized Sky Survey, with a resultant mean uncertainty of less than one arcsecond in the positions.

H ₂ transition	λ [μm]	E(v' , J') [K]	$I_{v'J'}$	
			North	South
(1)	(2)	(3)	(4) ^a	(5) ^a
(1,0) S(9)	1.6877	15735.1	1.90	5.22
(1,0) S(8)	1.7147	14232.7	1.13	3.95
(1,0) S(7)	1.7480	12827.9	8.01	20.64
(3,2) S(6)	2.0130	21911.0	0.52	0.64
(1,0) S(2)	2.0338	7590.8	24.27	56.14
(3,2) S(5)	2.0656	20856.0	0.54	1.74
(2,1) S(3)	2.0738	13902.0	6.03	17.61
(1,0) S(1)	2.1213	6957.2	72.50	166.30
(2,1) S(2)	2.1536	13161.4	1.80	5.90
(3,2) S(3)	2.2014	19102.0	0.90	3.32
(1,0) S(0)	2.2233	6476.8	17.18	43.84
(2,1) S(1)	2.2480	12650.7	8.51	17.65
(3,2) S(2)	2.2870	18401.4	0.52	1.14
(2,1) S(0)	2.3550	12105.1	1.74	4.66
(3,2) S(1)	2.3858	17833.2	1.37	3.40
(1,0) Q(1)	2.4066	6154.3	67.97	157.40
(1,0) Q(2)	2.4134	6471.2	27.96	56.85
(1,0) Q(3)	2.4237	6956.0	41.46	142.80
(1,0) Q(4)	2.4375	7590.8	2.39	...

^aFSPEC extraction region: 1'' x 4''. Measured uncertainties in the strong lines are typically $\pm 5\%$, and $\pm 20\%$ for the weak or poorly sky-subtracted lines.

TABLA 6.2: Cepheus E H₂ line fluxes.

The NIR spectra were obtained with the Multiple Mirror Telescope Observatory (MMTO). The set of H and K band spectra of the North and South lobes of Cep

¹IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatory (NOAO), which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy (AURA), Inc. under cooperative agreement with the National Science Foundation

E were taken with the Rieke FSPEC IR spectrometer. The slit was aligned in the E-W direction in both lobes (see Figure 6.1) and alternate exposures were chopped between the source and the local sky. The atmospheric absorption and sensitivity variation along the dispersion were corrected by observing a bright late-F type star at nearly the same airmass as the target data. The spectra were obtained with a $1.0''$ wide slit, and the extraction was done over an area of $4.0 (')^2$ for each outflow lobe.

6.2.2 Optical Imaging and Spectroscopy

As mentioned above, the south lobe of Cep E is detected at optical wavelengths, in the $H\alpha$ and [S II] 6717/31 lines (Devine, Reipurth, & Bally 1997). Our narrow band images in $H\alpha$ and [S II] were obtained with the 1.2m telescope at Fred Lawrence Whipple Observatory (FLWO 1.2m). A thinned, back-side illuminated, AR coated Loral 2048×2048 CCD was used with a plate scale of $0.315''/\text{pix}$. The central wavelength and FWHM of the narrow band $H\alpha$, [S II] and continuum filters are, respectively, $\lambda 6563$, 25 \AA , $\lambda 6724$, 50 \AA , and $\lambda 6950$, 400 \AA . The CCD images were binned two by two giving a $0.63''/\text{pix}$ scale, and were processed using IRAF, in the standard way. For each filter, the final image corresponds to the median-filter of three 600 seconds frames.

A low resolution, long-slit spectrum over a $\sim 4500 - 7000 \text{ \AA}$ wavelength range with $\simeq 2 \text{ \AA}/\text{pix}$ was obtained at the MMT0 telescope. The spectrum was reduced using IRAF and flux calibrated using the standard star HR8687.

Two long-slit spectra were also obtained at the FLWO 1.5m telescope with the FAST spectrometer, using a Loral 512×2688 coated CCD with $15\mu\text{m}$ pixels. Two different spectral resolutions ($1.49 \text{ \AA}/\text{pix}$ and $0.75 \text{ \AA}/\text{pix}$) were used to cover the wavelength ranges of $5500-7000 \text{ \AA}$ and $6200-6800 \text{ \AA}$. The slit width was $1.1''$ and the slit was oriented N-S. The spectra were flux calibrated with the standard stars BD284211 and G191B2B.

6.3 Results

6.3.1 Infrared excitation

The complex structure shown by Cepheus E in vibrationally excited molecular hydrogen lines has been described in previous papers (Hodapp, K., 1994, Eisiöffel et al. 1996; Ladd & Hodapp 1997). Figure 6.1 shows a section of our $H_2 (1,0) S(1)$ continuum subtracted image, in which we plot the slit positions used to obtain the infrared spectra.

Using the $H_2 \lambda 2.121\mu\text{m}$ and $\lambda 2.248\mu\text{m}$ images we construct a $(1,0)/(2,1) S(1)$

line ratio image. The line ratio is nearly constant throughout the outflow with a mean value of 10 ± 5 . This result is completely consistent with previous results on this object (Eisloffel et al. 1996).

In our Brackett γ + continuum image we have detected emission extending over both lobes. The distribution of this emission is very similar to the one of the continuum cK frame. Because of this similarity we suspect that the flux detected in our Br γ frame is on the whole continuum emission. This interpretation is consistent with the absence of Br γ line in the spectra obtained for the brightest knots of both lobes (see Figure 6.2).

The spatially integrated spectra in the H and K bands of the northern and southern lobes of Cepheus E are shown in Figure 6.2. These spectra were constructed by integrating along the slit over the width of the lobes ($\sim 4''$) for the slit positions indicated in Figure 6.1. The identified and measured H₂ lines in these bands are indicated on the plots at the expected wavelengths. Note that no Br γ ($\lambda 2.166\mu\text{m}$) line emission is detected in these slit positions, which correspond to the brightest knots of each lobe. Table 6.1 lists the H₂ transitions (column 1), their wavelengths (column 2; see Black & van Dishoeck, 1987); the energy $E(v, J)$ of the upper level (column 3, Dabrowski 1984), and the measured fluxes of the identified H₂ lines (columns 4 and 5 for the N and S lobes, respectively). From these spectra we determine a $\Delta V_r \sim 90 \pm 30 \text{ km s}^{-1}$ between the northern and southern lobes, and the south lobe shows a blueshift. Comparing the fluxes for (1,0) S(1) and (2,1) S(1) lines from our spectra with previous values obtained from surface photometry for these transitions (Eisloffel et al. 1996), we find that our (1,0) S(1) flux values are lower with respect of the Eisloffel et al. values, by a factor ~ 2 . Whereas in the case of (2,1) S(1) fluxes the present and previous measurements are completely consistent.

We have estimated the column densities $N(v, J)$ assuming that the lines are optically thin, in order to determine the excitation temperature, T_{exc} , of the warm molecular gas in each lobe. Under conditions of local thermodynamic equilibrium (LTE), the relationship between column density and energy of the upper level $E(v, J)$, is $\ln[N(v, J)/g_J] = E(v, J)/kT_{exc} + C$; where g_J is the degeneracy of the corresponding level, k is the Boltzmann constant, and C is a constant.

Figure 6.3 shows the excitation diagrams for Cep E, South and North lobes. We plot $N(v, J)/g_J$ versus energy $E(v, J)$ of the level for each lobe using the fluxes listed in Table 6.2². In each panel, the transitions between the (1,0) vibrational levels are plotted with solid squares, the ones between the (2,1) levels with triangles and the (3,2) levels with solid circles. The excitation temperatures, T_{exc} (calculated from

²The excitation diagrams do not include the very weak H₂ (3,2) S(6) line presented in Table 6.2. This transition shows a bigger column density than expected, which causes great dispersion in the estimation of the excitation temperature, so we have excluded it from our analysis.

linear fits), are 2340 ± 100 for the South lobe and 2260 ± 110 for the North lobe.

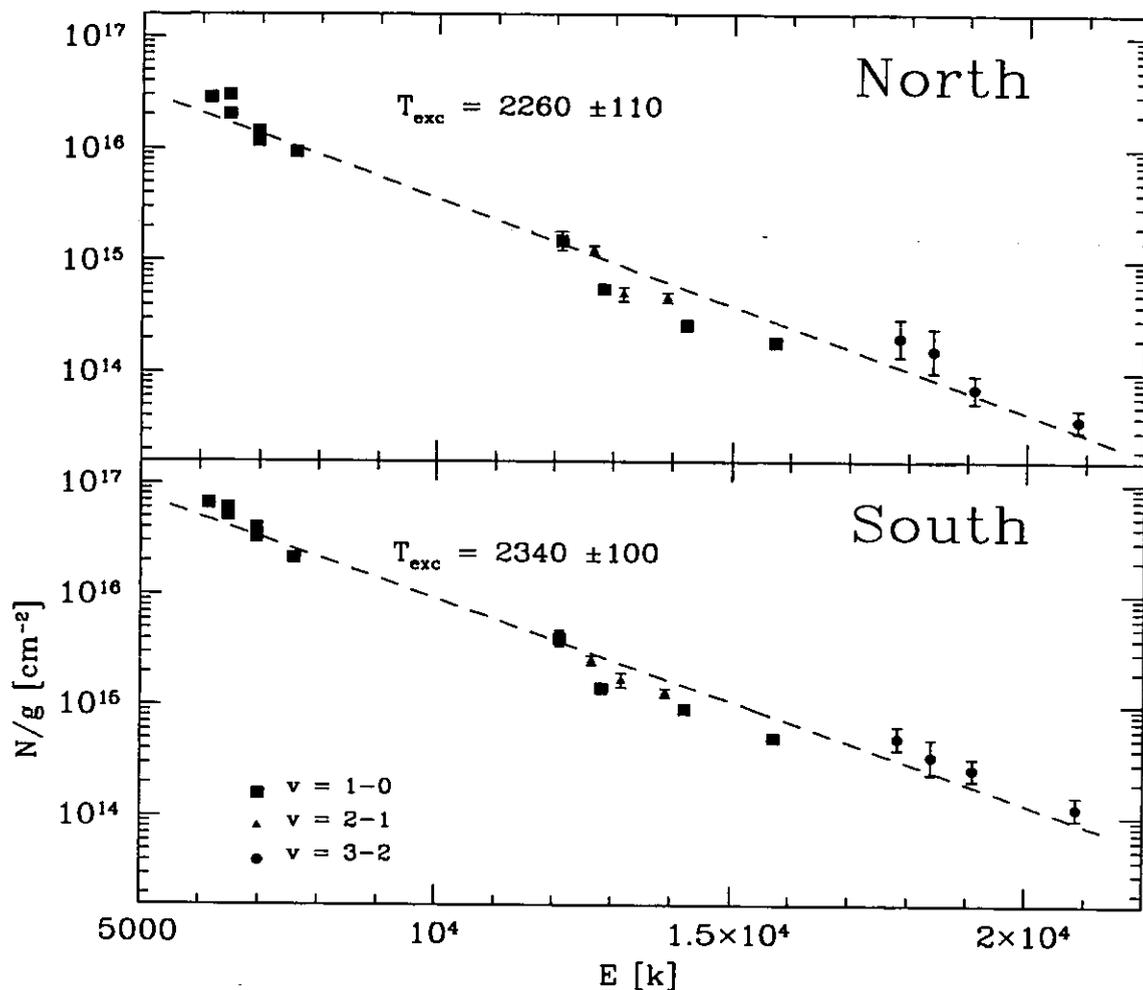


FIGURA 6.3: Excitation diagrams for the position on the brightest knots in Cepheus E lobes (shown in Figure 1). Different symbols have been employed for each vibrational level and are indicated in the bottom panel. The dashed lines are the least-square fit to all plotted transitions for the Northern lobe (*upper panel*) and the Southern lobe (*bottom panel*). The excitation temperature calculated for the fits is also indicated.

In the case of a purely thermal population caused by a shock, it is expected that a single smooth curve should fit all of the transitions in the excitation diagrams (Gredel 1994; Schwartz et al. 1995), meaning that a single temperature describes the excitation. On the other hand, in the case of fluorescent H_2 emission, the points within vibrational levels are expected to be aligned on separate curves (Burton, Hollenbach & Tielens 1990), resulting in different temperatures for different vibrational levels. Intermediate cases in which there is a combination of both excitation mechanisms are also possible (Fernandes & Brand 1995; Fernandes, Brand & Burton

1995).

The derived excitation temperatures, T_{exc} , for both lobes of Cepheus E are consistent with the T_{exc} measured in HH objects ($T_{exc} \sim 2000$ K, Gredel 1994), whereas the excitation temperatures observed in collisionally plus fluorescent excited objects have $T_{exc} \sim 3000$ values (Fernandes, Brand & Burton 1997). However, in Figure 6.3 there are real dispersions around the dashed lines drawn in each panel. If we fit the points from different vibrational levels separately, there are slight differences between these fits and the fit obtained considering all of the vibrational levels together.

Vibrational Level (1)	Transitions (2)	T_{rot} [K] (3)	Ortho/Para Ratio (4)	(1,0)/(2,1) S(1) (5)
Lobe North				
$v = 1 - 0$	S(1),S(2),S(3),S(7),S(8), S(9),Q(1),Q(2),Q(3)	1890±90	2.99±0.24	8.50±1.10
$v = 2 - 1$	S(0),S(1),S(2),S(3)	1370±320	4.73±1.19	
$v = 3 - 2$	S(1),S(2),S(3),S(5)	1740±250	2.66±1.50	
Lobe South				
$v = 1 - 0$	S(1),S(2),S(3),S(7),S(8), S(9),Q(1),Q(2),Q(3)	1970±80	2.96±0.24	9.40±1.30
$v = 2 - 1$	S(0),S(1),S(2),S(3)	1580±190	2.99±0.81	
$v = 3 - 2$	S(1),S(2),S(3),S(5)	2160±110	2.98±1.30	

TABLE 6.3: Derived Rotational Temperatures, Ortho/Para and (1,0)/(2,1) Ratios.

We have computed the rotational excitation temperatures using the transitions within different vibrational levels. The resulting temperatures are listed in Table 6.3. In order to explore the excitation mechanisms occurring in the Cep E outflow, we have computed some interesting line ratios (with the fluxes presented in Table 6.2), which are also listed in Table 6.3. This table gives the vibrational levels (column 1), the rotational levels of the transitions used for the ratios (column 2), the rotational temperature T_{rot} derived from these transitions (column 3), the empirical Ortho/Para ratio derived for each vibrational level (column 4), and the (1,0)/(2,1) S(1) ratio derived for each spectrum (column 5).

As we can see, for both lobes of Cepheus E the rotational excitation temperatures (Table 6.3) are lower than the calculated vibrational temperature T_{exc} (see Figure 6.3). Though different from T_{exc} , the rotational temperatures are still consistent with the temperatures observed in collisionally excited objects. We should note that the vibrational level (2,1) shows the lowest rotational temperature.

We find that the values obtained for the Ortho/Para ratio are similar for the two lobes of Cepheus E. For the Northern lobe there is a higher dispersion for this

ratio between the different vibrational levels. This is a result of the dispersion in the points corresponding to the (2,1) and (3,2) levels (see top panel of Figure 6.3). This dispersion is probably a result of the fact that the spectrum of the Northern lobe is fainter. We conclude that the Ortho/Para ratios estimated for Cep E are completely consistent with the LTE value of 3, as expected for collisional excitation.

We analyzed the behavior of the (1,0)/(2,1) S(1) line ratio. Column (5) of Table 3 gives the 8.50 ± 1.10 and 9.40 ± 1.30 values obtained for the Northern and Southern lobes, respectively. These values are consistent with the result obtained from the (1,0)/(2,1) S(1) ratio image (see above), and slightly lower than the ones measured from (1,0)/(2,1) S(1) frames by Eislöffel et al. 1996. Also, the obtained (1,0)/(2,1) S(1) line ratio is completely consistent with the value of 10 expected for collisional excited H₂ lines, and does not approach the ~ 1.7 value expected for fluorescent excitation (Burton, Hollenbach & Tielens 1990).

A detailed analysis on the K-band spectra of Cep E has already been performed by Ladd & Hoddap (1997). They found that a C-type shock with 35 km/s can explain the K-band H₂ fluxes and ratios. This is consistent with the ISO Long Wavelength Spectrometer observations, which show several emission lines from H₂O transitions (Moro-Martín et al. 2001), as it is expected from molecular C-type shocks (Kaufman & Neufeld 1996a).

In Cep E we find a similar situation as in other Herbig-Haro objects (e.g. HH 1-2; Davis et al. 1994; Noriega-Crespo & Garnavich 1994) where J-type (inferred from the optical spectra) and C-type (inferred from the IR spectral) seem to coexist spatially. The case of Cep E is particularly interesting since it appears to be a very young outflow, based on its compact size and the age of its exciting source. If so, a better interpretation of its spectral properties may require molecular time dependent shock models, which are currently under development (Flower & Pineau des Forets 1999).

6.3.2 The optical morphology

In contrast with the complex structure of the H₂ outflow, the optical emission consists of only one compact knot (HH 377), which approximately coincides with the brighter H₂ knot of the southern lobe (Noriega-Crespo 1999; Devine, Reipurth, & Bally 1997). In Figure 6.4 we present an H₂ 1-0 S(1) contour map of Cepheus E, overlaid on grey-scale and contour representations of our optical images. Panel *a*) shows grey-scale representations of the H α image and panel *b*) of the [S II]6717,6731 image. Panels *c*) and *d*) show the H α and [S II]6717,6731 images (respectively) as contour maps, over a smaller angular area. These maps clearly show the coincidence between the optical knot and the brightest region of the southern lobe of the IR flow.

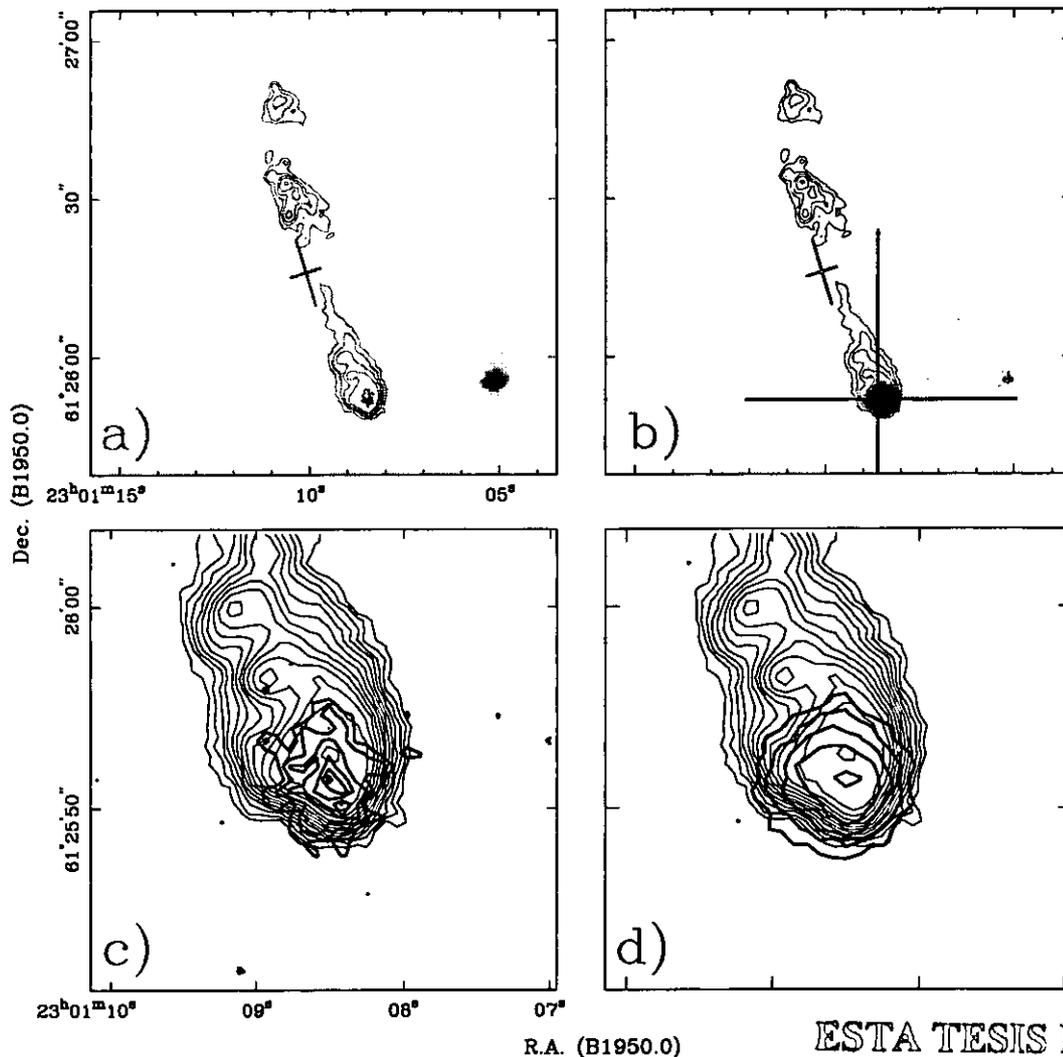


FIGURA 6.4: a) Contour map for the H_2 (1,0) S(1) continuum subtracted image (shown in Figure 6.1), overlaid on a grey-scale subsection of the $H\alpha$ continuum subtracted image of the region around Cepheus E. The contour interval is a logarithmic factor of 0.36. The cross indicates the IRAS23011+6126 position. b) The same H_2 (1,0) S(1) contour map (panel a) now overlaid on the grey-scale [S II] $\lambda\lambda 6717/31$ continuum subtracted image. This map shows the same image size than panel a). The right lines are the schematic slit positions for the optical spectra discussed in this work. c) An overlay of the contour plots of the emission from a close-up of Cepheus E southern lobe showed in panel a (continuum subtracted). The dark contours represent the $H\alpha$ emission; the light contours represent the H_2 (1,0) S(1) emission. The contour interval increases linearly by a factor of the 1.1 for the $H\alpha$ map, and by a logarithmic factor of 0.13 for the infrared map. Note the spatial difference between the emission peak in $H\alpha$ and the corresponding peak in H_2 (1,0) S(1). d) An overlay of the contour plot of the images showed in panel b. The dark contours represent the [S II] $\lambda\lambda 6717/31$ emission; the light contours represent the H_2 (1,0) S(1) emission. In this case the contour interval for the [S II] is a logarithmic factor of 0.17. This figure shows a clear offset between the [S II] and the H_2 peak emissions.

In Figure 6.4, we see that a star still remains in the $H\alpha$ continuum subtracted image (panel *a*), to the west of HH 377. This stellar emission could indicate either that the star has intrinsic $H\alpha$ emission, or that the stellar continuum has a substantially different slope than the continua of the stars used to obtain the relative scaling between the $H\alpha$ and the continuum frames.

The $H\alpha$ and [S II] morphologies of HH 377 are different, the knot is resolved in both images, but it is clearly brighter and more compact in the [S II] image. In our [S II] image, HH 377 has an angular size of $5''$, resulting in a diameter of 0.02 pc (at a distance of 0.75 kpc, Hodapp 1994) for the knot. We can also see that the morphology of the southern lobe of Cep E is qualitatively consistent with a bow-shock model, in which the wings have a stronger contribution of H_2 emission, while the head is dominated by the atomic/ionic emission.

Finally, in Figure 6.4 (panel *b*), we show the two slit positions used to obtain the spectra described in the following section.

6.3.3 Optical spectroscopic characteristics

We have obtained two spectra (intermediate and low resolution) with the N-S slit (see Figure 4), and a single (low resolution) spectrum with the E-W slit (see the discussion in section 6.2.2). Our spectrophotometric data gives us the optical excitation conditions of HH 377. Figure 6.5 shows the flux-calibrated spectrum, extracted from a $4''^2$ in the E-W oriented slit (see panel *b* of Figure 6.4). The results obtained for the relative fluxes with and without reddening correction (for our three spectra) are listed in Table 6.4. Column 1 gives the identification of the detected lines, column 2 lists the observed (F) and reddening-corrected (F_0) relative fluxes for the E-W slit, column 3 and 4 list the fluxes from the N-S slit at low and intermediate resolutions, respectively. The determination of the value of $E(B - V)$ that we have used is discussed in the following section. In addition, the radial velocity estimate from these spectra is $V_r = -70 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$.

From the spectrum with larger wavelength coverage (see Table 6.4 and Figure 6.4), we can see that [N I]5200 is greater than $H\beta$ and that the [S II]6717/31 and [O I]6300/64 fluxes are stronger than $H\alpha$. No [O III]5007 nor [N II]6548,83 emission is detected. These observed characteristics are typical of low excitation Herbig-Haro objects.

Finally, we use the [S II] 6731/6717 line ratio to compute an electron density $N_e = 4100 \text{ cm}^{-3}$ (assuming an electron temperature $T_e = 10^4 \text{ K}$). As discussed in the following section, this result is particularly interesting.

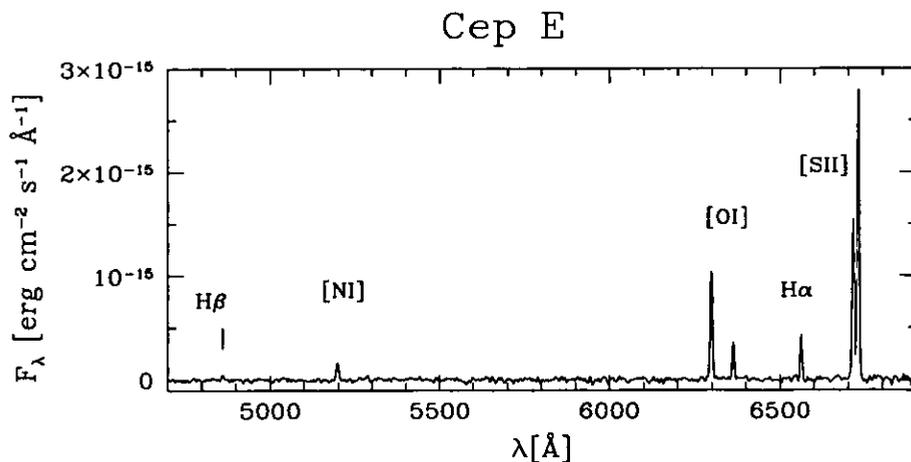


FIGURA 6.5: Low resolution spectrum of the Southern lobe in Cepheus E (named HH 377). The slit was E-W oriented as shown in Figure 6.4 (panel *b*). The measured fluxes are listed in column (2) on Table 6.4.

Identification (1)	F_λ					
	E-W ^c		N-S ^d		N-S ^e	
	F	F_0	F	F_0	F	F_0
4861.3 H β	100	100
5199.3 [N I]	360	268
6300.2 [O I]	249	282	210	230	230	252
6363.9 [O I]	82	91	55	59	92	100
6562.8 H α	100	100	100	100	100	100
6716.4 [S II]	392	372	293	269	335	324
6730.8 [S II]	667	628	490	444	514	484
$F(H\alpha)^f$	3.20	28.5	3.24	29.2	0.28	2.5
$F(H\beta)^f$	0.42	10.1

^a [N I] line is normalized to H β -flux equal 100, the other red lines are normalized to H α -flux equal 100

^b Corrected using the reddening curve of Mathis (1990) and $E(B - V) = 0.88$, see text

^c Extraction region $1.5'' \times 4''$. Measured uncertainties are less than 10%

^d Extraction region $1.5'' \times 6.8''$. Measured uncertainties are less than 15%

^e Extraction region $5'' \times 6.8''$. Measured uncertainties are less than 20%

f in units of $10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

TABLA 6.4: Observed(F)^a and Reddening-corrected^b (F_0) optical relative fluxes in Cepheus E.

6.4 Discussion: Cep E as a low excitation Herbig-Haro object

As the limited wavelength coverage of our spectra does not allow us to use Miller's (1968) method, we have determined the reddening by assuming that the intrinsic (dereddened) Balmer decrement has a H α /H β =3, (i.e., a recombination cascade value). Using the measured H α /H β =7.75 ratio and the standard, $R_V = 3.1$ ISM reddening curve of Mathis (1990), we obtain $E(B - V) = 0.88 \pm 0.12$ (corresponding to an $A_V = 2.72 \pm 0.38$ optical extinction). This method is of course uncertain for the case of Cepheus E (and other HH objects) since it is expected that in the case of low velocity shocks the Balmer decrement could differ substantially from the recombination value. We have used the optical total-to-selective ratio $R_V = A(V)/E(B - V) = 3.1$ which is frequently used in this cases and appears to be the most appropriate for HH objects (Böhm, Raga, & Binette 1991).

Object	$H\alpha/H\beta$	6717/6731	[N I]5200/ $H\beta$	[O I]6300/ $H\alpha$	[S II]/ $H\alpha$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
Cep E	7.75	0.59	3.60	2.49	10.59
J4.20-30 ^a	5.3-8.4	0.7-1.4	2.0-90.	1.2-11.	2.9-58.
J4.30-40 ^a	4.0-6.1	0.5-1.2	0.2-5.6	0.5-2.0	0.5-5.0
J2.30-40 ^b	4.0-6.3	0.4-1.4	0.5-7.0	0.4-4.0	1.0-7.0

^a Planar radiative shock models with v_s between 20-30 kms^{-1} (J4.20-30) and 30-40 kms^{-1} (J4.30-40). The $n_0 = 10^4 cm^{-3}$ and $B=30-300 \mu G$ (Hartigan et al., 1994)

^b Planar radiative shock models with v_s between 30-40 kms^{-1} . The $n_0 = 10^2 cm^{-3}$ and $B=30-300 \mu G$ (Hartigan et al., 1994)

TABLA 6.5: Observed optical relative fluxes of HH377 and some shock models.

In Table 6.5 we present line ratios observed for Cep E from the fluxes given in column 2 of Table 6.4. The optical spectroscopic characteristics of HH 377 (Cep E) identify it as a low excitation object. Indeed, we find that the excitation of this object appears to be anomalously low, compared to other low excitation HH objects. For example, most of the observed line ratios obtained for HH 377 are consistent with the ones observed in other low excitation objects, except for the [S II](6717+6731)/ $H\alpha$ ratio. For HH 377, this ratio is a factor of ~ 3 higher than the corresponding values for the low excitation HH objects (HH 7, HH 11, HH34(jet), HH 47A, HH 111 D-J, HH 125 I and HH 128), this fact is clear in second panel top to bottom, Figure 6.6. The [S II] 6731/6717 ratio is also the highest one observed (with a value of 0.59 ± 0.09). This line ratio implies an electron density $N_e \approx 4100 cm^{-3}$, which is the largest N_e measured for any previously detected, low excitation HH object (see Figure 6.6, bottom panel). The electron density is relatively high and comparable to the densities measured in high excitation HH objects. The low excitation in Cep E suggests, however, a low ionization fraction and therefore a higher gas density than usual.

Following Raga et al. (1996), we compare the line ratios of Cep E (HH 377) with those obtained for other HH objects. We refer the line ratios to the [O I]6300/ $H\alpha$ ratio, which is different from Raga et al.(1996), who plot all of the line ratios versus the [N I](5198+5200)/ $H\beta$ line ratio. We have done this because the [N I] lines have a very low critical density ($\sim 2900 cm^{-3}$), so that collisional quenching will occur in Cep E (while not in the other low excitation HH objects).

In Figure 6.6 we plot the [N I] (5198+5200)/ $H\beta$, [S II] (6717+6731)/ $H\alpha$, and [S II] 6731/6717 line ratios (and also, the electron density N_e) as a function of the [O I] 6300/ $H\alpha$ ratio, indicating the values that correspond to high, intermediate and low excitation HH objects. The line ratios for Cep E are indicated with an asterisk. In this figure we can see the anomalous line ratios, specially the [S II]

(6717+6731)/II α ratio and electron density (N_e) obtained for Cep E, in contrast to other low excitation HH objects.

Let us now compare the line ratios of HH 377 (Cep E) with shock model predictions. The plane shock models of Hartigan et al. (1994) do show high [S II] (6717+6731)/H α ratios, in better agreement with the observations of HH 377. From this work, we list the range of line ratios obtained for models of shock velocities in the $v_s = 20\text{--}30 \text{ km s}^{-1}$ range (labeled J4.20-30 in Table 6.5), and models with $v_s = 30\text{--}40 \text{ km s}^{-1}$ (labeled J4.30-40), in both cases with a high pre-shock density $N_0 = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and magnetic fields between 30 and 300 μG . We have also listed the line ratios for models with $v_s = 30\text{--}40 \text{ km s}^{-1}$ and lower pre-shock density ($N_0 = 10^2 \text{ cm}^{-3}$) and the same magnetic field range than the models described above.

We can see that the J4.20-30 models are the most successful at reproducing the line ratios observed in Cep E. In particular, these shock models do reproduce the observed [S II] (6717+6731)/H α and [S II] 6731/6717 ratios. Interestingly, these models also predict an H α /H $\beta \sim 6$ Balmer decrement.

This result seems to favor shock models with a very low shock velocity and high pre-shock density in order to reproduce the observed optical line ratios. One has to keep in mind that J-type shocks in molecular gas are restricted to velocities $\sim 30\text{--}50 \text{ km s}^{-1}$ (Hollenbach & McKee 1989) in order to not dissociate H $_2$, and so at first order the simple J-type atomic/ionic plane parallel shock models are consistent with the rich H $_2$ spectra observed in Cep E.

We have estimated a new value for the extinction to Cep E using the H α /H $\beta \sim 6$ predicted by these models, obtaining $E(B - V) \sim 0.24$ (corresponding to an $A_V \sim 0.77$ optical extinction). However, it is important to note that for Cep E, only the brightest region of the southern lobe of the H $_2$ outflow reveals optical emission. This fact suggests that a high extinction close the outflow region could explain the observed differences between the optical and IR morphologies.

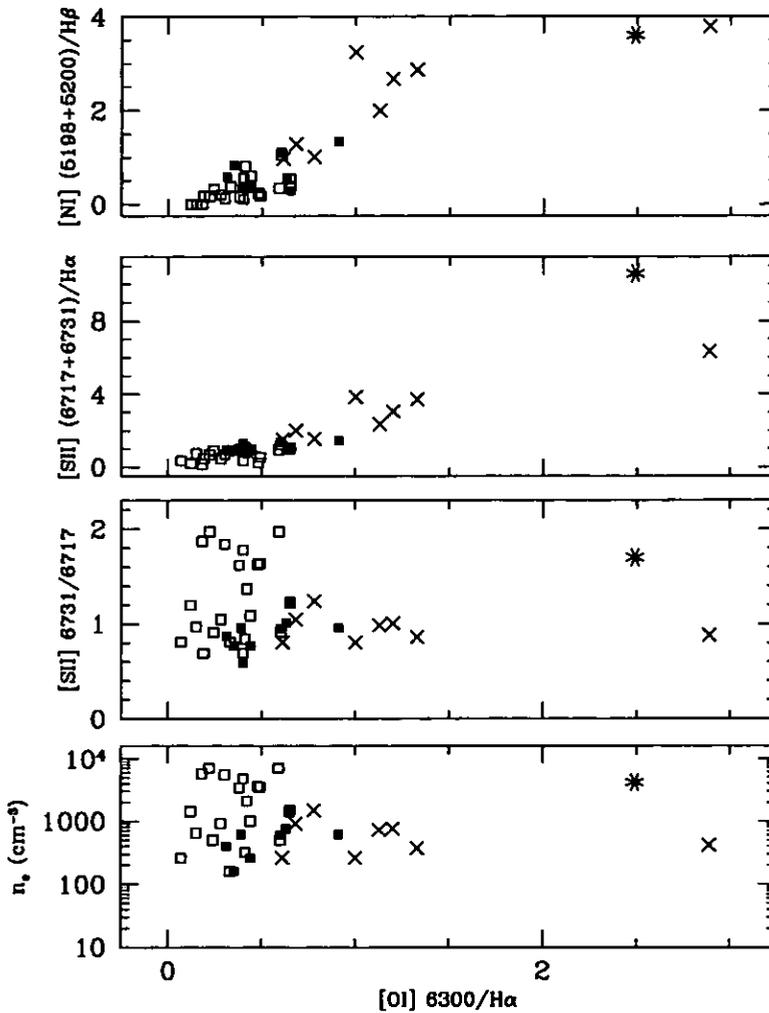


FIGURA 6.6: $[N I](5198+5200)/H\beta$, $[S II](6717+6731)/H\alpha$ and $[S II]6731/6717$ line ratios and electron density (N_e) as a function of $[O I]6300/H\alpha$ ratio. The objects with high excitation spectra are shown with open squares, the intermediate excitation spectra with solid squares, the low excitation objects with crosses, and Cepheus E with an asterisk.

Lefloch et al. (1996) determined values for the optical extinction using observations of the continuum emission of Cepheus E outflow at 1.25 mm. They reported $A_V = 3.2, 3.4$ for the northern and southern H_2 lobes, respectively (on the same bright infrared knots which we analyze in this paper). These values are similar to our first A_V estimation from the recombination cascade Balmer decrement for HH377, in the beginning of this section. The result implies a similar extinction for both infrared lobes. On the other hand, Noriega-Crespo et al. 1998 find a constant $v = 00 S(3)/0-0 S(5)$ ratio that also indicates the lack of a steep extinction gradient between the north and south lobes and that the extinction is mostly im-

portant around IRAS 23011+6126. This is interesting because we know that the south lobe is visible at optical wavelengths (Noriega-Crespo 1997), while the north lobe is not. It would be interesting to obtain extinction values for HH 377 through Miller's method. This would give a realistic value for the fraction of the extinction which arises in the vicinity of the object, and would help to discriminate between and/or to constrain the different shock models.

6.4.1 The ionization fraction in HH 377

In order to estimate the ionization fraction in the southern lobe of Cep E (HH 377) we use the $I([\text{O I}] 6300)/\text{H}\alpha$ ratio, which for recombination $\text{H}\alpha$ is given by

$$\frac{I([\text{O I}] 6300)}{I(\text{H}\alpha)} = X(\text{O}) \frac{n(\text{O I})/n(\text{O})}{n(\text{H}^+)/n(\text{H})} \frac{q_{ex}(6300)}{\alpha(\text{H}\alpha)}, \quad (6.1)$$

where $X(\text{O})$ is the oxygen abundance, $q_{ex}(6300)$ is the excitation rate coefficient for $[\text{O I}] 6300$, and $\alpha(\text{H}\alpha)$ is the effective recombination rate coefficient for $\text{H}\alpha$.

For low excitation HH objects we expect electron temperatures lower than 10^4 K (Bacciotti & Eisloffel, 1999). If we assume that $T_e \sim 5000$ K, we obtain $q_{ex}(6300) \sim 4 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, and $\alpha(\text{H}\alpha) \sim 2 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. For an oxygen abundance of $X(\text{O}) = 8 \times 10^{-4}$, and the $I([\text{O I}] 6300)/I(\text{H}\alpha) = 2.5$ ratio observed in HH 377, from eq. (1) we obtain $[n(\text{O I})/n(\text{O})] / [n(\text{H}^+)/n(\text{H})] = 1.6$; which implies that the gas is roughly 50% ionized.

On the other hand, we can also estimate the ionization fraction, X , from the nitrogen lines using the ratio

$$\frac{I([\text{N I}] 5200)}{I([\text{N II}] 6584)} \sim 0.13 \frac{n(\text{N I})}{n(\text{N II})}. \quad (6.2)$$

Using the $I([\text{N I}] 5200)/I([\text{N II}] 6584) > 10$ limit deduced from the spectrum of HH 377 (shown in Figure 5), we then obtain $n(\text{N I})/n(\text{N II}) < 0.01$, which implies that the ionization fraction is less than 1%. A similar value is obtained for the $[\text{S II}]$ -weighted ionization fraction using the different line ratios in the diagrams shown in Hartigan et al. (1994, Figures 3 to 5), for the models J4.20-30 (see above).

From the discrepancy between this low ionization fraction and the much higher one deduced from eq. (1), we conclude that the $\text{H}\alpha$ line has to be collisionally excited. We therefore conclude that the low reddening for HH 377 obtained through the shock models (in which the Balmer decrement is about 6), is probably correct. If we consider the compression produced by the shock (which is approximately equal to the square of the Mach number) and the ionization fraction deduced above we can estimate the pre-shock density. The shock velocity estimated for HH 377 (see section 6.4) implicates a Mach number of $M^2 \sim 10$. Using an ionization fraction $X \sim 1\%$ and considering that $N_e \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$, we then obtain a pre-shock density

$\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$. Note that this total particle density results very high at the distance from the outflow source, and it is very unusual for HH objects with any excitation level.

6.4.2 The absolute fluxes in HH 377.

From the Hartigan et al. (1994) shock models with $v = 20 \text{ km s}^{-1}$ and pre-shock density of 10^4 cm^{-3} , one obtains an $\text{H}\alpha/\text{H}\beta \sim 9$ and fluxes of $\text{H}\beta = 1.0 \times 10^{-5}$ and $\text{H}\alpha = 9.0 \times 10^{-5} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, out of the front of the shock. For a pre-shock density of 10^5 cm^{-3} one would have fluxes larger by about an order of magnitude. This gives $\text{H}\beta = 1.6 \times 10^{-5}$ and $\text{H}\alpha = 1.5 \times 10^{-4} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ steradian}^{-1}$, when applying the solid angle. Using an area of $1.5'' \times 4''$ (see column 2 of Table 6.4), we obtain that the predicted fluxes for $\text{H}\beta$ and $\text{H}\alpha$ are 2.3×10^{-15} and $2.1 \times 10^{-14} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, respectively. These fluxes are about 6 times larger than the observed fluxes (see Table 6.4). However, the Balmer line fluxes of the Hartigan et al. (1994) models are extremely steep functions of shock speed, so a shock speed between 15 and 20 km s^{-1} would give the correct total fluxes.

Finally, we must ask how the optical emission and the molecular hydrogen emission are related in this dense, low excitation HH object. Hartigan et al. (1996) discuss the possible morphologies. One option is a bow shock which has a J-shock nature at its tip (producing optical emission) with C-shocks or turbulent entrainment producing the H_2 emission from the bow shock wings. Another is a C-shock in the ambient cloud accompanied by a J-shock at the Mach disk in the jet material. A third possibility is a J-shock with an MHD precursor which produces both optical and IR emission at the bow shock tip. Unfortunately, the high density of Cep E, the emitting regions extremely thin, so that it is difficult to use morphology to distinguish among the possibilities.

The various combinations of C- and J-shock models have many free parameters, so that it is also difficult to use spectra to distinguish among them. One interesting comparison, however, is the ratio between IR and optical luminosities. If the optical emission arises from the Mach disk and the H_2 emission from the bow shock, and if the jet and ambient densities are not too drastically different, the luminosities should be comparable (e.g Hartigan 1989). The C-shock luminosity emerges mostly in the near IR lines we observe, while according to the slow J-shock models, the luminosity is around 1000 times the $\text{H}\beta$ luminosity, with most of the energy emerging in $\text{Ly}\alpha$ (cf. the 15 and 20 km s^{-1} models of Hartigan et al. 1994). Thus

$$F_{\text{IR}} \sim 7 \times 10^{-12} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \quad (6.3)$$

calculated from data in Table 2. And $F(\text{H}\alpha) \sim 3 \times 10^{-14} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ for a smaller

reddening than the 0.88 (Table 3), then we can estimated

$$F(\text{Ly}\alpha) \sim 1000 F(\text{H}\beta) \sim 150 F(\text{H}\alpha) \sim 4.5 \times 10^{-12} \text{ ergs cm}^{-1} \text{ s}^{-1}. \quad (6.4)$$

Thus it seems as though the J-shock is within an order of magnitude of the C-shock luminosity, so the possibility that the Mach disk makes the optical emission and the bow shock makes the IR emission is reasonable.

6.5 Conclusions

We have carried out a spectroscopic and imaging study of the molecular hydrogen and optical atomic/ionized emission in the Cepheus E outflow. Our main results are:

1. For deriving the excitation state of molecular gas in Cep E we use line ratios from our H-band and K-band spectra. We find that $T_{exc} = 2260 \pm 110$ and 2340 ± 100 K for the northern and southern lobes, respectively, which are consistent with the T_{exc} measured in other HH objects. The (1,0)/(2,1) S(1) ratios (8.50 and 9.40), and the Ortho/Para ratios (values ~ 3) in both lobes are also consistent with the values observed in collisionally excited objects.

2. Contrasting with the complex structure of the H_2 outflow, the optical emission is a compact, well resolved knot (HH 377), that nearly coincides with the southern NIR lobe. The [S II] emission of HH 377 is clearly brighter and more compact than the $\text{H}\alpha$ emission and its angular size is about 0.02 pc (at a distance of 0.75 kpc). The [S II] and $\text{H}\alpha$ peak emission spatially coincide and appear offset a few arcseconds upstream from the H_2 peak emission.

3. Our spectroscopic optical analysis reveals that HH 377 has characteristics typical of low excitation Herbig-Haro objects. This is confirmed when comparing the relative fluxes of HH 377 with those of other HH objects using line ratio diagrams. However, HH 377 presents anomalous [S II](6717+6731)/ $\text{H}\alpha$ line ratio, larger than those obtained for objects classified as low excitation HH objects. The electron density, $N_e = 4100 \text{ cm}^{-3}$, determined for this object from [S II] lines would be the highest density measured in low excitation HH objects. This value is similar to the electronic densities measured in high excitation HH objects.

4. We estimate an ionization fraction $X \sim 1\%$ for HH 377. Together with the observed [O I]6300/ $\text{H}\alpha$ ratio, this result implies that the observed $\text{H}\alpha$ line has to be collisionally excited. This result supports the low reddening obtained for HH 377 obtained through the shock models. Using this ionization fraction, a post-shock electron density $N_e \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and a compression of ~ 10 , we obtain a pre-shock density $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ for HH 377. This exceptionally high pre-shock density is very unusual for HH objects.

5. From the shock model predictions and the $H\beta$ and $H\alpha$ observed fluxes, we find that a shock speed between 15 and 20 km s⁻¹ gives the correct total fluxes for HH 377. This velocity appears to be somewhat lower than the one deduced from the observed line ratios.

6. From a comparison between optical and infrared luminosities in HH 377 we find the possibility that the Mach disk produces the optical emission and the bow shock produces the IR emission.

7. We have determined a visual extinction $A_V = 2.72$ ($E(B-V)=0.88$) assuming a recombination cascade $H\alpha/H\beta=3$ Balmer decrement. If we use the $H\alpha/H\beta \sim 6$ decrement predicted by the preferred shock wave models we obtain an $A_V \sim 0.77$ ($E(B-V) \sim 0.24$) extinction. Interestingly, Lefloch et al. (1996) have obtained an $A_V = 3.4$ from the mm continuum of the southern lobe of the Cep E outflow, in qualitatively good agreement with the extinction obtained assuming $H\alpha/H\beta=3$ (see above). This confusing situation involving the optical extinction towards HH 377 and the Balmer decrement predicted from low velocity shock models could be clarified with future observations of the blue and IR [S II] lines (or, alternatively, the IR [Fe II] lines) of this object, in order to have a model-independent determination of the extinction. The overall extinction along the Cep E flow varies drastically. One could speculate different reasons (e.g. a large inclination with respect to the plane of the sky, a dense molecular gas core surrounding the source with a rapidly decreasing density profile and/or a non-homogeneous ISM). We can not answer this question with our present data.

8. Comparing the *optical* line ratios observed in south lobe of Cep E to atomic/ionic plane-parallel shock models (J-type) presented in the literature (Hartigan et al. 1994), we find that low velocity ($v_s = 20-30$) shocks are the closest to reproduce the observations. These models have a high pre-shock density ($n_0 = 10^4$ cm⁻³), and magnetic fields between 30 and 300 μ G. These conditions (high density, low ionization fraction and strong magnetic field) are quite appropriate for the development of molecular C-type shock as well. Previous comparisons of the H₂ near-ir spectra with molecular shocks (Ladd & Hodapp, 1997), indeed indicated a preference for C-type shocks with ~ 35 km s⁻¹. Preliminary results from ISO Long Wavelength Spectrometer (50 - 200 μ m) support also this view, given Cep E rich H₂O spectra (Noriega-Crespo 2000), a characteristic signature for C-type shocks (Kaufman & Neufeld 1996ab; Moro-Martín et al. 2001)

9. Finally, our analysis seems to confirm that Cep E corresponds to an outflow in its earliest developing phases. Its short dynamical age of few 10³ yrs, the high gas density estimated (at least 10⁵ cm⁻³) and the inhomogeneous nature of its extinction, suggest that the outflow is breaking through its placental molecular core.

Capítulo 7

Otros resultados

En el trabajo publicado que transcribimos en el capítulo anterior, quedaron fuera algunas imágenes y resultados que trataré de plasmar en este espacio.

Para empezar en la figura 7.1 (panel superior) se muestra la imagen óptica completa que tenemos para la región de Cepheus E tomada en [S II]. La zona dentro del cuadro es la región de la imagen óptica que se presenta en los paneles superiores de la Fig. 6.4. Esta imagen tiene una campo total de $10.7'' \times 10.7''$. La imagen no tiene sustraído el continuo.

La importancia de presentar esta imagen radica en la apariencia de la región que rodea a este objeto estelar joven clase 0. Es claro que HH 377 se encuentra justo al borde de una región más enrojecida (vista al norte como una zona sin emisión nebulosa de fondo y claramente con menos estrellas de campo). De acuerdo con esto, el *outflow* de Cepheus E está embebido en esta nube molecular. El panel inferior de la Figura 7.1 muestra la imagen infrarroja (H_2 (1,0) S(1)), donde nuevamente la zona dentro del cuadro es la región presentada en los paneles superiores de la Fig. 6.4. Esta imagen no tiene el continuo sustraído.

Retomemos brevemente la discusión sobre la diferencia morfológica del *outflow* de Cepheus E entre el óptico y el infrarrojo, que sugieren un gradiente muy importante en la extinción local. Se sabe que el cociente de la extinción entre el óptico y el infrarrojo cercano es aproximadamente de un factor de diez. Este cociente es en magnitudes de modo que en unidades de energía se traduce en un factor de 10,000. Por lo tanto, los resultados de una extinción similar entre los dos lóbulos infrarrojos de Cepheus E (ver secciones 6.3.2 y 6.4), no es consistente con lo que se observa en los paneles de la Figura 7.1. Cabe decir que, en las imágenes infrarrojas que obtuvimos de la región Cepheus E en distintos filtros la presencia del nudo molecular denso no es tan obvia como en las imágenes ópticas. En el capítulo 9 analizamos con más detalle la extinción interestelar de éste y otros objetos HH.

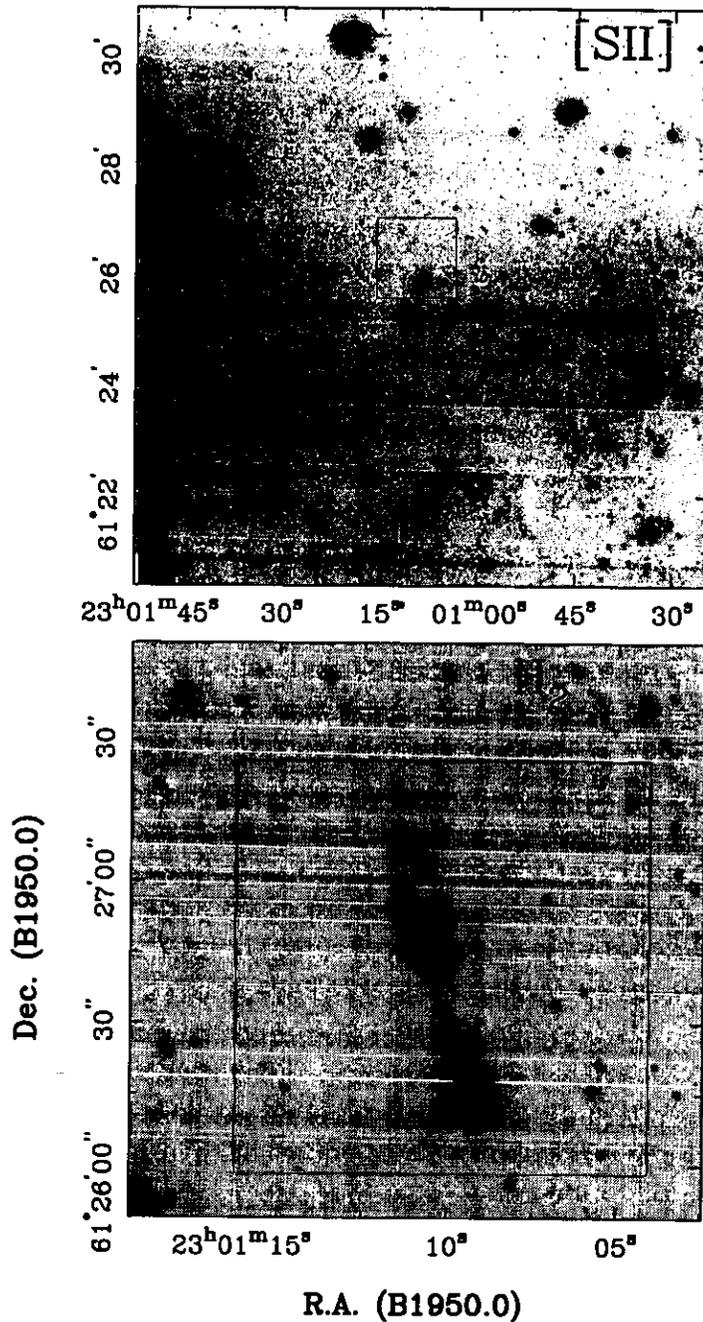


FIGURA 7.1: El panel superior muestra la imagen en [S II] de la región alrededor del *outflow* Cepheus E. La zona dentro del cuadro pequeño corresponde a la imagen que presentamos en la Figura 6.4. El objeto a la izquierda dentro del cuadro es HH 377, la contraparte óptica del nudo sureste más brillante en el *outflow* de Cepheus E (localizado en el lóbulo con corrimiento al azul). En el panel inferior se muestra la imagen en H₂ (1,0) S(1), nuevamente la zona adentro del cuadro corresponde a la imagen en la Fig. 6.4. Nótese que la parte superior de la imagen óptica muestra un gradiente en la extinción importante. En ambas imágenes no se ha sustraído el continuo.

Las estrellas más brillantes en la imagen óptica fueron usadas para hacer la astrometría de la región pues están incluidas en el *HST Guide Star Catalogue*. Con la solución de la placa se calcularon las coordenadas para otras estrellas más débiles, aquellas que son comunes con las imágenes infrarrojas obtenidas para Cepheus E (veinte estrellas en total). Y fueron estas estrellas las que se usaron para hacer la astrometría de las imágenes infrarrojas.

Parte IV

Jets ópticos: HH 110

Capítulo 8

Artículo 3

Estudio espectroscópico óptico del *jet* HH 110. Buscando emisión producida en una capa de mezcla turbulenta.

S. Ayala, A. C. Raga y S. Curiel

Resumen

Presentamos un estudio espectroscópico óptico de resolución espectral intermedia en cortes a lo largo y a través del *jet* en HH 110, como función de la posición. Para los cortes perpendiculares al *jet*, los cocientes muestran tendencias monótonas del borde este al borde oeste, indicando una clara disminución del grado de excitación hacia la parte oeste del *jet*. En el caso del corte a lo largo del *jet* no parece haber una tendencia específica. Analizamos la emisión en HH 110 con el fin de probar si parte de ella ha sido producida en una capa de mezcla turbulenta. Encontramos que los cocientes relativos predichos por los modelos de capa de mezcla (disponibles en la literatura), no reproducen los cocientes observados en las zonas analizadas de HH 110.

En las zonas donde se detectan las líneas de Balmer $H\alpha$, $H\beta$ y $H\gamma$, determinamos la extinción, E_{B-V} . Este parámetro no muestra grandes variaciones. El promedio en el nudo C es de $E_{B-V} = 0.5 \pm 0.2$ mientras que a lo largo del *jet* el valor promedio es de $E_{B-V} = 0.5 \pm 0.4$, ésto equivale a una extinción de ~ 1.5 magnitudes en la banda visual. Los valores para la densidad electrónica determinados del cociente

[S II]6716/6731, están en el intervalo $50 \geq N_e \geq 1500 \text{ cm}^{-3}$. La zona cercana al nudo P muestra valores de N_e menores que en la zona al norte (nudo C). Al comparar los cocientes de línea encontrados en HH 110 con los de objetos HH de distinto grado de excitación, encontramos que se comportan de manera similar a los objetos HH de alta excitación, sin embargo, no detectamos emisión de [O III] (característica de los objetos de alta excitación).

Calculamos el comportamiento de los cocientes [N II]6584/H α y [O I]6300/H α como función de la fracción de ionización, X , y la temperatura electrónica, T_e , bajo la suposición de que el grado de excitación es suficientemente bajo de modo que no hay O^{++} o N^{++} . Analizando los cocientes relativos observados en HH 110 con diagramas de diagnóstico X vs. T_e , encontramos que los valores de X y T_e presentan cambios pequeños en dirección del borde oeste a borde este del *jet*. Los valores promedio de estos parámetros son $T_e=4700\pm 980 \text{ K}$ y $X \sim 0.1$, que resultan comparables a los que Bacciotti & Eislöffel (1999) encuentran para objetos HH de baja excitación. Los resultados de este capítulo forman parte de un artículo en proceso.

8.1 Introducción

Los resultados observacionales del gas ionizado de los objetos Herbig-Haro (HH), junto con los estudios teóricos de choques interestelares, indican que estos objetos están compuestos de gas ionizado en choques. Este tipo de objetos son producidos en la interacción de flujos de gas, eyectados por objetos estelares jóvenes, con el medio ambiente que los rodea. Las fuentes excitadoras son típicamente estrellas de masa baja a intermedia, en su mayoría son estrellas tipo T Tauri o fuentes infrarrojas de baja masa, y ocasionalmente son estrellas tipo Ae/Be de Herbig.

Existen algunos cálculos teóricos de ondas de choque tratando de modelar objetos HH. En ellos se predicen las intensidades relativas de las líneas en emisión observadas en estos objetos. Por ejemplo, en los modelos de Raymond (1979), Dopita (1978) y Hartigan, Raymond & Hartmann (1987) se considera una onda de choque planoparalela producida por un flujo estacionario. Estos autores hacen predicciones de algunos cocientes para las líneas intensas, considerando distintas velocidades del frente de choque ($30\text{-}300 \text{ km s}^{-1}$) y condiciones prechoque estándares (densidad prechoque $n_0=300\text{-}1000 \text{ cm}^{-3}$ y abundancias solares). Por otro lado están los modelos de choque de proa, que dan resultados más realistas para los cocientes de línea de los objetos HH.

Un mecanismo que se propone como complementario en el afán de reproducir los cocientes de línea observados en los objetos HH es que parte de la emisión observada sea producida dentro de una capa de mezcla turbulenta (Cantó and Raga 1991; Raymond et al. 1994). Todavía no se ha confirmado esta propuesta, dado que no es fácil distinguir empíricamente entre la emisión producida en una capa de mezcla

y en una onda de choque, pues ambos procesos excitan colisionalmente al gas. Los objetos considerados como los mejores candidatos para detectar directamente la emisión producida en una capa de mezcla son HH 110 y HH 46/47.

Los estudios espectroscópicos de los objetos HH son generalmente de resolución intermedia a alta, y restringidos a líneas de emisión en intervalos de longitud de onda limitados. Existen pocos casos, en los que se observa un número importante de líneas en emisión (Brugel, Böhm & Mannery 1981). Solf, Böhm & Raga (1988), presentan la distribución espacial de la densidad y la temperatura electrónica, obtenidas a partir de distintos cocientes de líneas para los objetos HH 1 y la nebulosa de Burnham (a 10" de T Tauri).

HH 110 es uno de los *jets* estelares más largos y colimados que se conocen ($\sim 3'$, Reipurth & Olberg 1991), exceptuando los llamados *outflows* a gran escala (Reipurth, Bally & Devine 1997). Este *jet* muestra una morfología óptica muy complicada y turbulenta. Se localiza en la parte norte del complejo Orión B, muy cerca de un núcleo denso localizado en el borde de la nube L1617, a una distancia de 460 pc del sol. Pese a muchos esfuerzos en esta dirección, aún no se descubre una fuente excitadora evidente que se relacione con este flujo de gas. Aparentemente este objeto es producido por un *jet* "reflejado", es decir, que la fuente excitadora del gas chocado en este objeto, no está en la misma dirección del *jet* visible, sino que el *jet* ha sido desviado luego de una colisión con un objeto denso (Reipurth, Raga & Heathcote 1996).

La emisión óptica de los objetos HH parece provenir principalmente de choques internos del material en el *jet*, o choques entre el material del *jet* y el de la nube molecular que le rodea. Las imágenes infrarrojas (líneas de H_2 a 2.12 y 2.22 μm) que se han obtenido de HH 110, muestran una morfología diferente respecto de las imágenes ópticas (Davis, Mundt & Eisloffel 1994). La emisión en el cercano infrarrojo se encuentra en la región más al oeste del *jet* visible, y no muestra una estructura tan "turbulenta". Noriega-Crespo et al. (1996) favorecen la idea de que la morfología de HH 110 es el resultado del choque entre el *jet* y un nudo denso en el borde de la nube molecular L1617 (Reipurth, Raga & Heathcote 1996). Proponen también que el desplazamiento observado entre la emisión óptica y la infrarroja, podría explicarse en términos de una capa de mezcla alrededor del *jet*. De hecho, muestran que la emisión de $H\alpha$ y H_2 (1,0) S(1) en un corte perpendicular al eje del *jet* de HH 110 corresponde cualitativamente con lo que se espera en una capa de mezcla formada cuando un *jet* roza la superficie de un obstáculo denso. Las intensidades de estas dos líneas corresponderían cualitativamente a lo que se espera obtener en una capa de mezcla. Los parámetros que permitirían distinguir la emisión proveniente de un choque o de una capa de mezcla son la densidad electrónica, N_e , la temperatura, T_e y la fracción de ionización, X .

Recientemente se han hecho mapas en los alrededores de la nube L1617 con obser-

vaciones en líneas moleculares y continuo milimétrico buscando fuentes de continuo en las cercanías del *jet* HH 110 sin éxito (Choi 2001). Tampoco se ha encontrado un flujo molecular asociado a HH 110 (Reipurth & Olberg 1991, Choi 2001). La débil detección de emisión molecular de HCO^+ en HH 110 parece indicar la ausencia de gas denso en esta región (Choi 2001).

Este capítulo está organizado de la siguiente manera. En la sección 8.2 se describen las observaciones espectroscópicas obtenidas para el análisis de este trabajo y se describen también las técnicas de reducción y calibración de los espectros ópticos. En la sección 8.3 se analiza el comportamiento de los cocientes relativos observados en HH 110 como función de la posición espacial a lo largo y a través del *jet*. En la sección 8.4 se discuten e interpretan nuestros resultados con respecto a otros objetos HH y los modelos de capa de mezcla. Se propone un escenario para inferir la variación de la temperatura electrónica y la fracción de ionización en las regiones estudiadas. Finalmente, en la sección 8.5 se presentan las conclusiones.

8.2 Observaciones

Las observaciones ópticas se hicieron a lo largo de 6 noches consecutivas en diciembre de 1996. Se usó el espectrógrafo FAST (Fabricant et al. 1998) colocado en el telescopio de 1.5m del Fred Lawrence Whipple Observatory (1.5m FLWO). El espectrográfo usa como detector un CCD recubierto Loral de 512×2680 píxeles cuadrados cuyo tamaño es $15 \mu\text{m}$. Se utilizaron dos resoluciones espectrales: $0.75 \text{ \AA}/\text{pix}$ y $0.38 \text{ \AA}/\text{pix}$, y dos rendijas largas de $5''$ y $1''$ de ancho. Para la calibración en flujo de los espectros se observaron las estrellas estándares BD284211, PG0934 and G191B2B. El tiempo de exposición en los espectros individuales fue de 15 minutos por imagen. La orientación que se usó para la rendija fue a lo largo de *jet* ($\text{PA}=17.5^\circ$), y en tres posiciones más, la rendija fue orientada perpendicular al *jet* ($\text{PA}=107.5^\circ$). El ángulo de posición PA se midió de la dirección norte-sur hacia el este.

Para los espectros que llamamos de alta resolución usamos la rejilla de 1200 líneas/mm en combinación con una rendija de $1''$. En el caso de los espectros de resolución intermedia combinamos una rejilla de 600 líneas/mm con la rendija de $5''$. Por un lado, se obtuvieron dos espectros de alta resolución con la rendija orientada perpendicularmente al *jet*, cubriendo un intervalo de longitud de onda de $\Delta\lambda = 5935 - 6935 \text{ \AA}$. Por otro lado, obtuvimos 6 espectros de baja resolución: dos espectros "azules" que cubren $\Delta\lambda = 3655 - 5655 \text{ \AA}$ y cuatro espectros "rojos" que cubren $\Delta\lambda = 5310 - 7310 \text{ \AA}$ (ver Tabla 8.1).

En la Figura 8.1 se muestran las posiciones de la rendija usadas para tomar los espectros en HH 110. La nomenclatura que usamos para los nudos es la misma que en Reipurth & Olberg (1991). Se han dibujado las rendijas indicando los anchos usados, con el fin de visualizar la parte del objeto que está siendo analizada. La rendija fue

orientada perpendicular al *jet* en tres posiciones, la posición de referencia incluye a la estrella etiquetada con el número 5 y un ángulo de posición $PA=17.5^\circ$ (indicada como III en la Figura 8.1), la posición de la rendija incluye al nudo L. Con este mismo PA y partiendo de la posición III se hizo un *offset* de $51.1''$ al norte, que colocó la rendija sobre el nudo C (posición II). También respecto de la posición III, pero haciendo un corrimiento vertical de $49.9''$ al sur se colocó la rendija cerca del nudo P (posición IV). En las posiciones de rendija III y IV se tomaron los espectros rojos de mayor resolución con la rendija de $1''$ de ancho, que se indican esquemáticamente en la Figura 8.1. A lo largo del cuerpo del *jet* se orientó la rendija de modo que el nudo H se incluyera dentro de la rendija con un $PA=107.5^\circ$.

identificación de la rendija ^a	ángulo de posición	t_{exp} min.	resolución $\text{\AA}/\text{pix}$	Ancho rendija ["]	color ^b
I (jet)	17.5°	45	0.75	5	rojo
I (jet)	17.5°	90	0.75	5	azul
II (nudo C)	107.5°	120	0.75	5	rojo
II (nudo C)	107.5°	105	0.75	5	azul
III (nudo L)	107.5°	60	0.75	5	rojo
III (nudo L)	107.5°	120	0.38	1	rojo-a
IV (\sim nudo P)	107.5°	120	0.75	5	rojo
IV (\sim nudo P)	107.5°	120	0.38	1	rojo-a

^a La nomenclatura para los nudos es la misma de Reipurth & Olberg (1991).

^b Cobertura en longitud de onda: rojo = $\lambda = 5310 - 7310 \text{ \AA}$, azul = $\lambda = 3655 - 5655 \text{ \AA}$ y rojo-a = $5935 - 6935 \text{ \AA}$.

TABLA 8.1: Descripción de los espectros ópticos observados para HH 110 (posición y orientación de la rendija, tiempo de exposición, etc.), usando como referencia la Figura 8.1.

La imagen óptica en [S II] que aparece en la Figura 8.1 como referencia para nuestros espectros y una imagen en $H\alpha$ fueron amablemente proporcionadas por Bo Reipurth. Estas imágenes fueron astrométricamente calibradas usando las 5 estrellas llamadas “de referencia” en Reipurth & Olberg (1991).

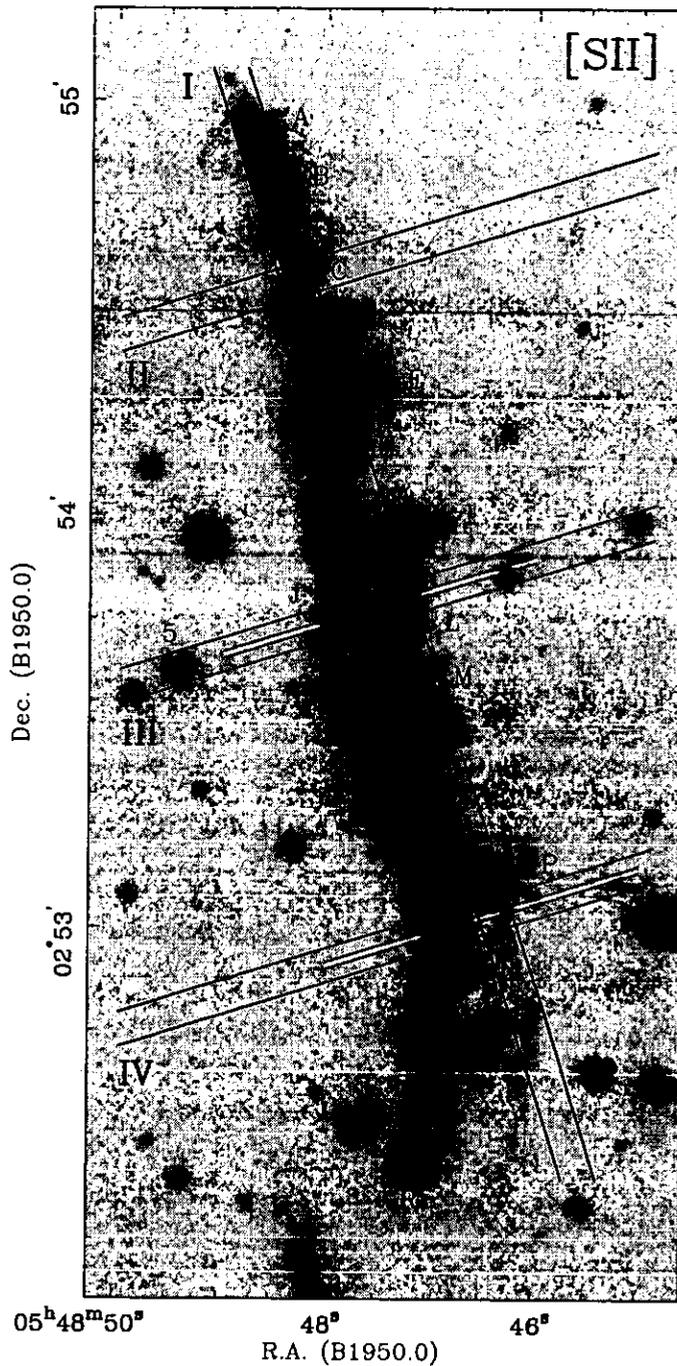


FIGURA 8.1: Imagen en [S II] del jet HH 110 en la que se representa esquemáticamente la posición y orientación de las rendijas de 5'' y 1'' usadas para obtener los espectros ópticos que se discuten en este capítulo. La nomenclatura usada para identificar los nudos es la de Reipurth & Olberg (1991). La estrella marcada con el número 5 fue usada como referencia para colocar la rendija (ver texto). En las posiciones III y IV se muestra esquemáticamente el ancho de la rendija de 1''.

Los espectros fueron reducidos y calibrados usando las técnicas estándares para reducir espectros de rendija larga con el paquete *Image Reduction and Analysis Facility* (IRAF)¹. Como resultado de la reducción de datos tenemos un conjunto de espectros bidimensionales calibrados en longitud de onda y flujo y con el cielo restado. Hay dos posiciones para las que tenemos espectros que cubren con buena señal a ruido un $\Delta\lambda \sim 4200 - 7200 \text{ \AA}$ (posiciones I y II). En estos espectros detectamos tres líneas de Balmer ($H\alpha$, $H\beta$ y $H\gamma$), y algunas líneas prohibidas de baja excitación ($[\text{N I}]\lambda 5200$, $[\text{O I}]\lambda\lambda 6300, 6363$, $[\text{N II}]\lambda\lambda 6548, 6584$ y $[\text{S II}]\lambda\lambda 6717, 6731$) como muestra la Figura 8.2. Esta figura presenta el espectro integrado sobre el nudo C en HH 110 extraído de la rendija marcada como II dentro de un área de $9'' \times 5''$. En el caso de los espectros rojos de alta y menor resolución (rendijas III y IV) el intervalo de longitud de onda está restringido a la zona donde se detectan $H\alpha$, y las líneas de $[\text{O I}]$, $[\text{N II}]$ y $[\text{S II}]$.

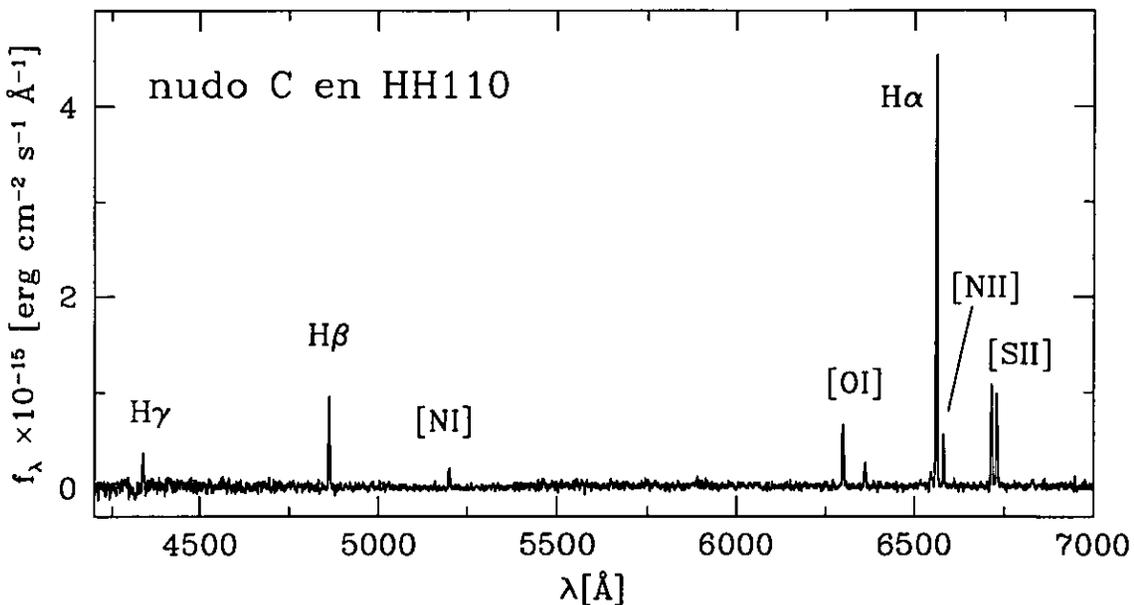


FIGURA 8.2: Espectro integrado sobre todo el nudo C en la rendija II (ver Figura 8.1). Para obtenerlo se dibujaron juntos los espectros rojo y azul disponibles para esta posición de la rendija.

La resta del cielo en los espectros bidimensionales resulta un proceso delicado en el caso de los objetos celestes extendidos. En los distintos espectros que obtuvimos para HH 110 notamos que las líneas nebulares se extienden a lo largo de la dirección de resolución espacial, lo cual indica que el *jet* está embebido en una nebulosa que

¹IRAF es distribuido por el *National Optical Astronomy Observatory* (NOAO), que es operado por la *Association of Universities for Research in Astronomy* (AURA), Inc. bajo la supervisión de la *National Science Foundation*

Identificación		F_{λ}^a				
		II ^b	III ^c	IV ^d	III-a ^e	IV-a ^f
(1)		(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
4340.5	H γ	44.1
4861.3	H β	100
5199.3	[N I]	24.1
6300.2	[O I]	17.5	19.0	17.9	17.2	25.7
6363.9	[O I]	5.7	11.6	9.2	8.9	8.1
6548.1	[N II]	4.9	6.1	7.0	15.0	...
6562.8	H α	100	100	100	100	100
6583.0	[N II]	13.9	21.7	17.2	27.9	16.1
6716.4	[S II]	28.0	32.1	26.5	39.2	40.8
6730.8	[S II]	23.6	29.5	17.9	26.1	36.7
	$F(H\alpha)^g$	22.60	22.9	11.1	5.44	7.31
	$F(H\beta)^g$	4.29
	N_c^h	340	510	50	<50	470

^a Flujos no desenrojecidos. Las líneas H γ y [N I] están normalizadas a flujo de H β igual a 100, el resto de las líneas están normalizadas a flujo de H α igual a 100. Los errores en los flujos son menores a 10% para las líneas intensas y menor al 20% para las líneas débiles.

^b Espectro extraído sobre una región de 9'' x 5'' de la rendija II.

^c Región de extracción del espectro: 25'' x 5'' (rendija III).

^d Región de extracción del espectro: 20'' x 5'' (rendija IV).

^e Región de extracción del espectro: 22'' x 1'' (rendija III alta resolución).

^f Región de extracción del espectro: 18'' x 1'' (rendija IV alta resolución).

^g en unidades de $10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

^h en cm^{-3}

TABLA 8.2: Flujos relativos observados en el *jet* de HH 110 (no desenrojecidos). Los flujos han sido integrados con toda la emisión detectada dentro de cada posición de rendija observada (Figura 8.1).

emite en las distintas líneas observadas y que llena al menos la zona del cielo que abarca cada rendija. La contribución de la nebulosa a las líneas de emisión de *jet* que nos interesan es removida durante el proceso de resta del cielo. Este procedimiento requiere disponer de zonas en el espectro (a lo largo de la rendija) que no tengan emisión del objeto de estudio, en nuestro caso emisión del *jet*. Construimos entonces un cielo promedio, suponiendo que las variaciones espaciales en la emisión de esta nebulosa de fondo son pequeñas. Un caso particular lo constituye el espectro a lo largo del jet (posición I en la Figura 8.1) pues hay menos oportunidad de elegir zonas para construir la imagen de cielo que le será restada de modo que las líneas del cielo "desaparezcan" de forma apropiada. En la sección 4.2.2 del capítulo 4 se ha

explicado la técnica que usamos para construir las imágenes bidimensionales de cielo para restar el cielo a los espectros analizados y discutidos para HH 110.

En la Tabla 8.2 se presentan los flujos relativos de la emisión detectada en cada una de las rendijas integrando toda la emisión detectada (excepto para la rendija I), con el fin de obtener parámetros promedio para cada rendija. La columna 1 presenta la longitud de onda y la identificación del ión de las líneas en emisión detectadas, las columnas 2 a 6 presentan los cocientes relativos de las rendijas II, III, IV y los valores correspondientes a los espectros de mayor resolución en las posiciones III y IV, identificadas con una **a** para distinguirlas de los cocientes de los espectros de menor resolución. Los cocientes son relativos a la línea de Balmer más cercana y no están desrojados. Los tres últimos renglones de la tabla presentan los valores de los flujos absolutos de $H\alpha$ y $H\beta$, y el valor de la densidad electrónica, N_e , determinada del cociente de las líneas de [S II] suponiendo una temperatura electrónica de $T_e=10^4$ K. El procedimiento empleado para determinar la densidad se describe en la sección 8.4.

Las variaciones de los cocientes entre las rendijas III y III-a, y IV y IV-a, pueden deberse a que contienen gas de zonas relativamente diferentes. Las rendijas III y IV están promediando los cocientes de una zona espacialmente mayor.

8.2.1 El uso de una rendija ancha

Uno de los objetivos iniciales para hacer un estudio espectroscópico de HH 110 es usar nuestros resultados para tratar de comprobar si parte de la emisión en el *jet* de HH 110 es producida en una capa de mezcla turbulenta asociada a un *jet* o flujo de alta velocidad. Esta es la razón por la cual elegimos posiciones de rendija perpendiculares al *jet*. Esta estrategia busca analizar las condiciones físicas del gas con resolución espacial a lo ancho del *jet*, en las zonas estudiadas por las rendijas, para luego compararlas con los parámetros que predicen los modelos de capa de mezcla.

Durante una de nuestras temporadas de observación de espectroscopía óptica de objetos HH en el OAN SPM, México; descubrimos que la facilidad de ensanchar más de $5''$ la rendija que ofrece el espectrógrafo B&Ch del OAN, nos da la posibilidad de hacer imágenes monocromáticas de HH 110 o de otros objetos extendidos. Esto evoca un antiguo método de observación espectroscópica usado para nebulosas gaseosas pequeñas, en especial las nebulosas planetarias. El método consiste en obtener imágenes monocromáticas de la nebulosa estudiada usando un espectrógrafo sin rendija (ver Figura 8.3).

En el OAN SPM² obtuvimos imágenes a lo largo de *jet* HH 110 usando una

²Observatorio Astronómico Nacional en San Pedro Mártir, Baja California, México. Usando el telescopio de 2.1m y el espectrógrafo de resolución intermedia B&Ch.

rendija ancha (9"). La Figura 8.4 muestra una sección de uno de los espectros obtenidos en el OAN (no procesado) que contiene las líneas de [S II] λ 6717,31. Con esta técnica de observación perdemos resolución espectral y junto con ello perdemos información como velocidad radial y ancho de las líneas en términos de velocidad.

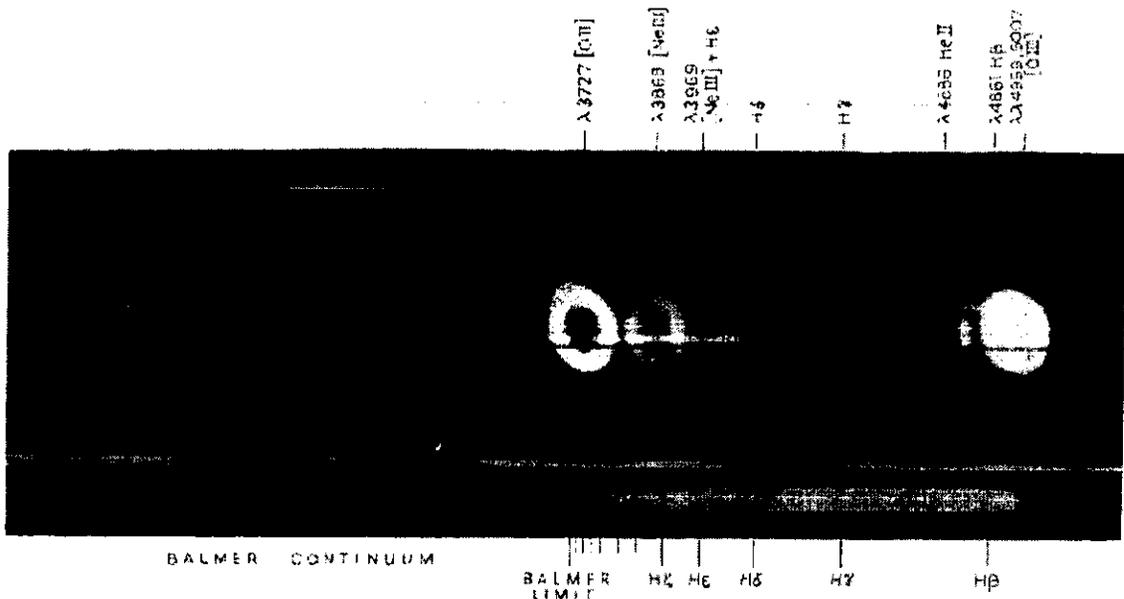


FIGURA 8.3: Espectro obtenido con un espectrógrafo sin rendija de la nebulosa planetaria del anillo (NGC 6720) y una estrella de comparación. En la fotografía se aprecian claramente las imágenes monocromáticas de la nebulosa en distintas líneas de emisión. Nótese que las imágenes varían en tamaño, por ejemplo hay una diferencia clara entre la imagen en HeII λ 4686 y [O II] λ 3727 (Tomada de la figura II.5 en Aller 1956).

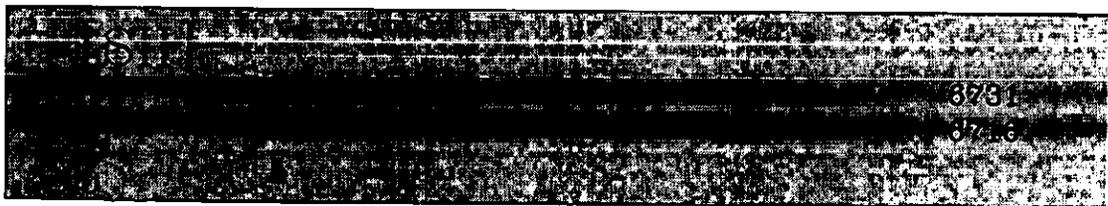


FIGURA 8.4: Sección de un espectro (rendija larga) no procesado a lo largo del *jet* de HH 110, tomado en el OAN SPM con un espectrógrafo B&Ch. El ancho de la rendija usada es de 9".

La posibilidad de obtener pequeñas imágenes monocromáticas de HH 110 nos llevaron a optar por el uso de una rendija ancha en nuestra observaciones. Al usar

el espectrógrafo B&Ch del OAN se puede optar por un ancho de rendija mayor a 9". Elegir una rendija más ancha implica la superposición de las líneas cercanas en longitud de onda, como es el caso de las líneas 6716 y 6731 del [S II] o las líneas de [N II] que se localizan en las alas de H α . Al usar una rendija de 9" se tienen óptimamente separadas las líneas del [S II] (ver Figura 8.4).

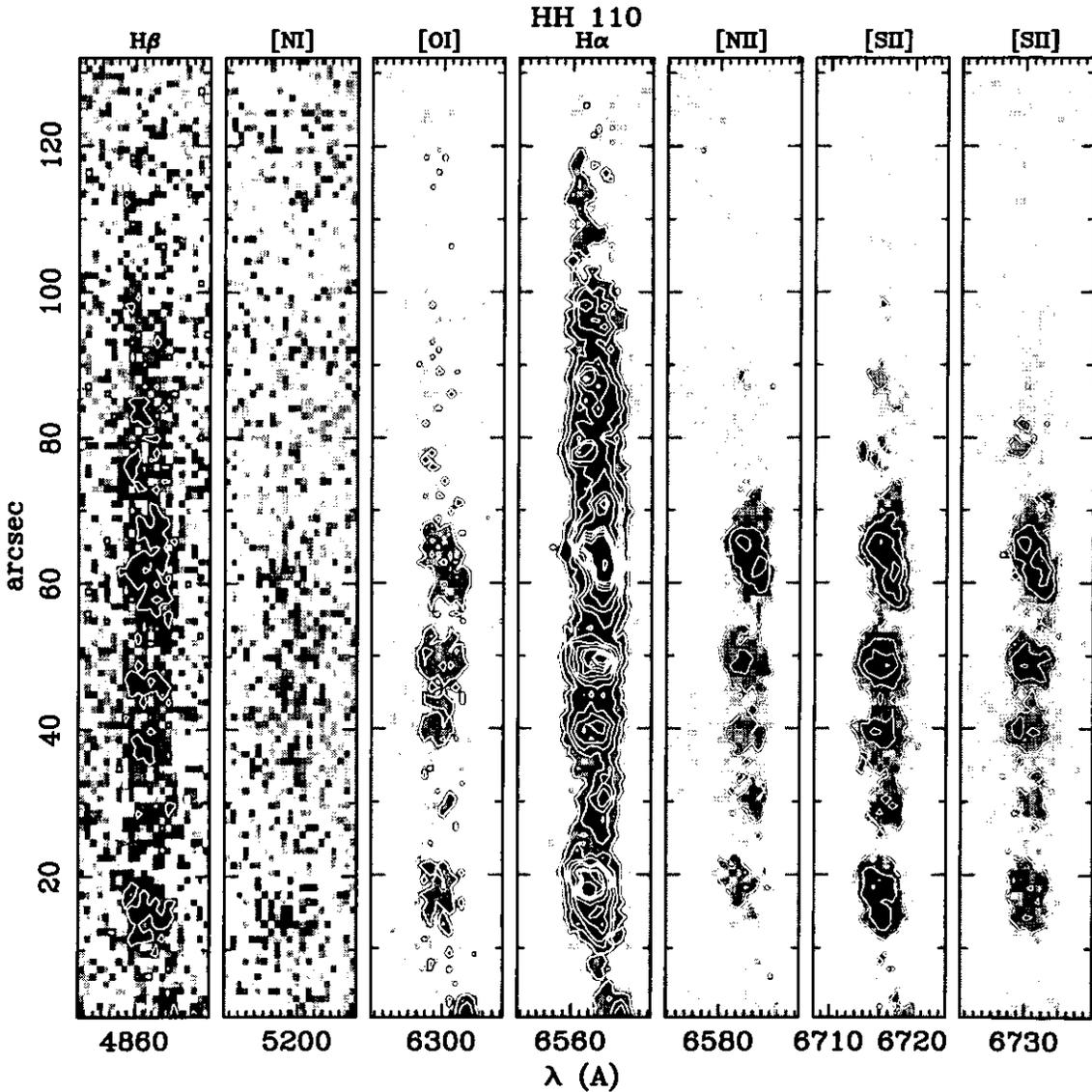


FIGURA 8.5: Imagen en escala de grises con algunos contornos sobrepuestos de las líneas observadas (bidimensionales) en el espectro a lo largo del *jet* HH 110 (posición I en la Figura 8.1). La parte inferior de la figura corresponde a los nudos superiores del *jet* (al noreste en el cielo) y la parte superior de la figura corresponde a la zona suroeste del *jet*.

El detector CCD en el FLWO³ nos ofrecía una mayor señal a ruido y mayor resolución espacial por tener un detector de mayor formato, respecto del detector en el OAN. Por desgracia, la rendija de mayor ancho disponible para FAST es de 5", con la que fueron obtenidos los espectros analizados en este capítulo.

En la Figura 8.5 presentamos las líneas en emisión detectadas en el espectro de rendija larga a lo largo del *jet* HH 110, obtenido en el FLWO y que analizamos en las siguientes secciones. La estructura observada a lo ancho de las líneas (en la dirección de la resolución espectral) es producto de las variaciones espaciales en la emisión del *jet* en esta dirección. Se ha perdido entonces toda posibilidad de hacer estudios de velocidad radial, V_r , y velocidades obtenidas del ancho de las líneas, Δv , como función de la posición a lo largo del *jet*.

Las líneas se desparraman a lo ancho en aproximadamente 15 píxeles. Los 5" de ancho de la rendija usada no son suficientes para usar las líneas observadas como como imágenes monocromáticas de HH 110.

Para analizar la emisión de HH 110 sólo usamos los espectros obtenidos con FAST, de modo que dejamos para trabajo futuro la propuesta de hacer mosaicos con las imágenes monocromáticas de objetos HH. En la sección 8.3.1 estudiamos los cocientes de línea como función de la posición a lo largo de la rendija. Para este análisis integramos la emisión de cada línea a lo ancho de la rendija, es decir, sumamos la emisión dentro de los 15 píxeles que detectan emisión, y extraemos varias secciones a lo largo de la rendija sumando a su vez la emisión dentro de tres píxeles.

8.3 Resultados

8.3.1 Los cocientes relativos en HH 110 como función de la posición.

Uno de los beneficios obtenidos al usar una rendija larga en los estudios espectroscópicos de objetos extendidos, radica en la posibilidad de hacer estudios de diferentes parámetros físicos como función de la posición a lo largo de la rendija.

La morfología turbulenta de la emisión óptica en HH 110 y el largo del *jet* ($\sim 3.3'$) ofrecen la oportunidad de estudiar los parámetros físicos como la densidad electrónica, N_e . El *jet* está muy colimado en la parte norte (nudo A) y luego se va ensanchando con un ángulo de 12° hacia el sur, de modo que también a lo ancho del *jet* es posible estudiar N_e y T_e . Según explicamos en la sección 8.2.1, planeamos nuestras observaciones con el fin de estimar diferentes cocientes de líneas a lo largo y

³Fred Lawrence Whipple Observatory, en Mount Hopkins, Arizona en el telescopio 1.5m con el espectrógrafo FAST.

ancho del *jet* en las diferentes posiciones de rendija observadas. Para nuestro análisis integramos espectros a lo largo de la rendija sumando el flujo dentro de tres píxeles,

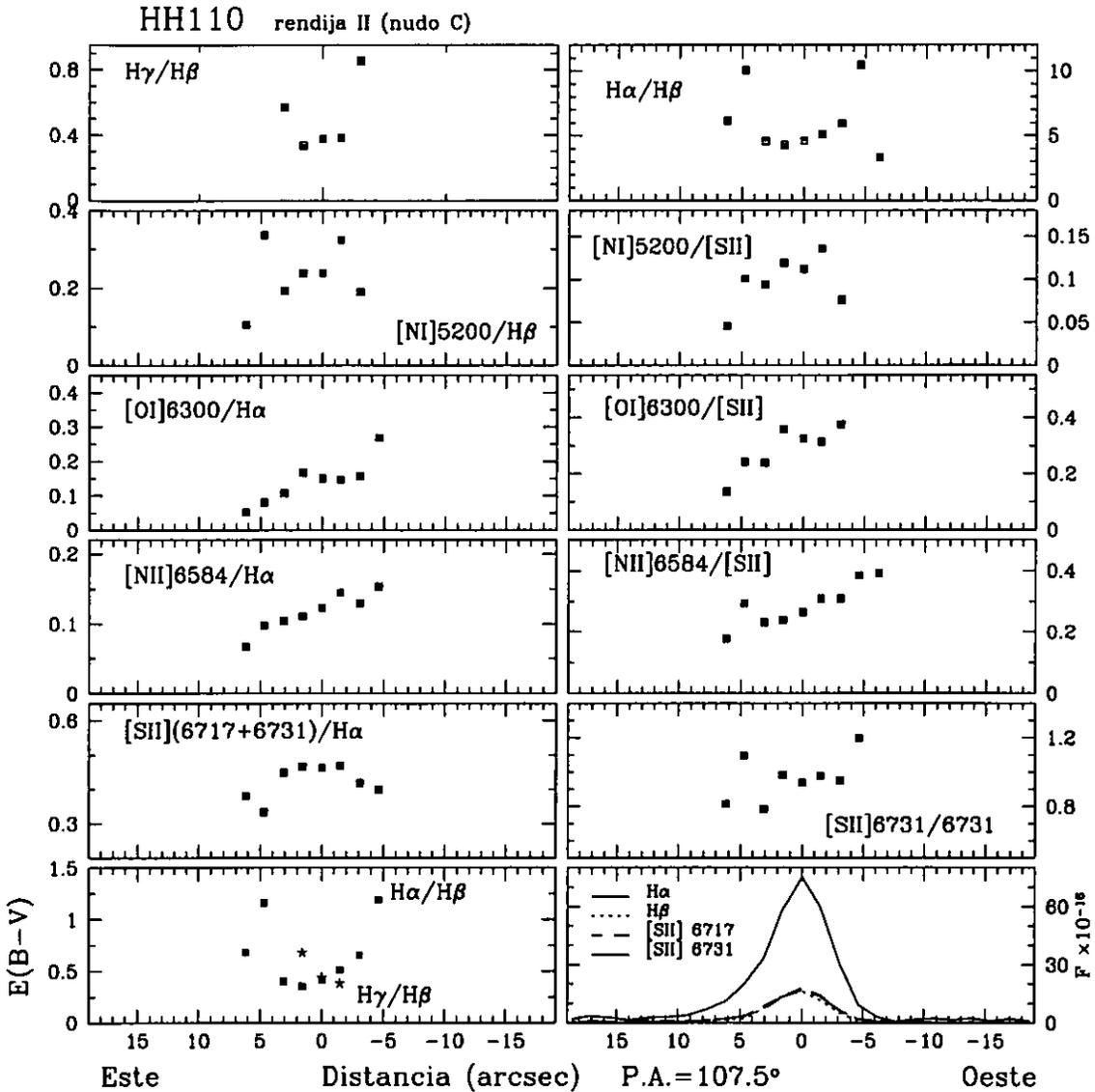


FIGURA 8.6: Diferentes cocientes de líneas observadas como función de la distancia en la rendija identificada como II en la Figura 8.1. Esta emisión proviene del nudo C en HH 110 con la rendija orientada perpendicularmente al eje del *jet*. El panel inferior derecho muestra la distribución de flujo de varias líneas, como función de la posición. La posición cero corresponde al máximo de la emisión en H α . El panel inferior izquierdo presenta la extinción derivada de los cocientes entre las líneas de Balmer.

equivalentes a $\sim 5''$. Este decisión se tomó en base al ancho a potencia media

(FWHM, por sus siglas en inglés) de la estrella de referencia marcada con el número 5 en la Figura 8.1. Es decir, el número de pixeles integrados en cada "subespectro" se eligió de acuerdo con la resolución espacial indicada por el ancho a potencia media de una estrella relativamente brillante observada en la rendija llamada III.

Los cocientes relativos de las líneas en emisión observadas para HH 110, estimados de los espectros de resolución intermedia (rendijas I, II, III y IV), se presentan en forma gráfica en las Figuras 8.6, 8.7 y 8.8. Por cuestiones de espacio, presentamos los cocientes relativos a las líneas de Balmer en cuatro tablas (una para cada rendija) en el Apéndice B.

En la Figura 8.6 presentamos una serie de diferentes paneles con los cocientes relativos, correspondientes a la rendija II. La sección observada pertenece al nudo C, uno de los nudos más brillantes en la zona más colimada del *jet* en HH 110. Para esta posición la cobertura espectral incluye las líneas de Balmer $H\beta$ y $H\gamma$. En el panel inferior derecho graficamos la distribución de los flujos como función de la posición de las líneas $H\alpha$, $H\beta$ y las líneas del [S II] $\lambda 6716,31$. La posición está dada en segundos de arco y el cero corresponde al máximo de la emisión en $H\alpha$. Se observa claramente que la emisión en $H\alpha$ es más extendida ($\sim 15''$) que en las otras líneas presentadas, y los máximos de emisión coinciden. La zona que emite en $H\beta$ es más compacta ($\sim 9''$) y coincide espacialmente con la zona donde se observa la emisión de [S II]. La morfología del perfil de emisión de este corte perpendicular al *jet* muestra que el ala este de la emisión es más extendida.

Los cocientes entre las líneas de Balmer detectadas en el nudo C se muestran en los paneles superiores de la Figura 8.6. En la parte central del nudo los cocientes son muy parecidos, aumentando ligeramente hacia los bordes del nudo. Con estos cocientes estimamos la extinción, E_{B-V} , como función de la posición. Los resultados se presentan en el panel inferior izquierdo de la figura. Para calcular este exceso de color usamos los valores estandar del decremento de Balmer para cascada de recombinación ($H\alpha/H\beta=3$). El valor promedio de la extinción (estimado para la zona de mejor señal a ruido) en este nudo es de $E_{B-V} = 0.5 \pm 0.2$, que corresponde a 1.6 magnitudes de extinción en la banda V.

Los ocho paneles intermedios de la Figura 8.6 presentan los cocientes relativos de las líneas más brillantes. Los cuatro paneles del lado izquierdo muestran los cocientes relativos a la línea de Balmer más cercana. Se eligieron así los cocientes para disminuir lo mas posible los efectos del enrojecimiento. Los cocientes [O I]/ $H\alpha$ y [N II]/ $H\alpha$ muestran claramente un incremento hacia el borde oeste del nudo C, mientras que el cociente [S II]/ $H\alpha$ (en adelante así representamos el cociente de la suma de las líneas 6717 y 6731 respecto de $H\alpha$) es constante en la parte central del nudo, disminuyendo ligeramente hacia los bordes. El cociente [N II]/ $H\beta$ muestra una dispersión mayor, pero con la misma tendencia a incrementarse hacia el borde oeste del nudo. Los cuatro paneles intermedios del lado derecho muestran los cocien-

tes relativos ahora respecto de la suma de las líneas de [S II]. Esta representación alternativa se hizo con el fin de descartar que el comportamiento de los cocientes relativos esté influido por la emisión de las líneas de Balmer. El comportamiento de los diferentes cocientes permanece: aumento hacia el borde al oeste del nudo C. Se presenta también un panel con el cociente entre las líneas de azufre (sensible a la densidad electrónica) que no muestra variación importante, sólo una ligera tendencia a incrementarse hacia el borde oeste del nudo.

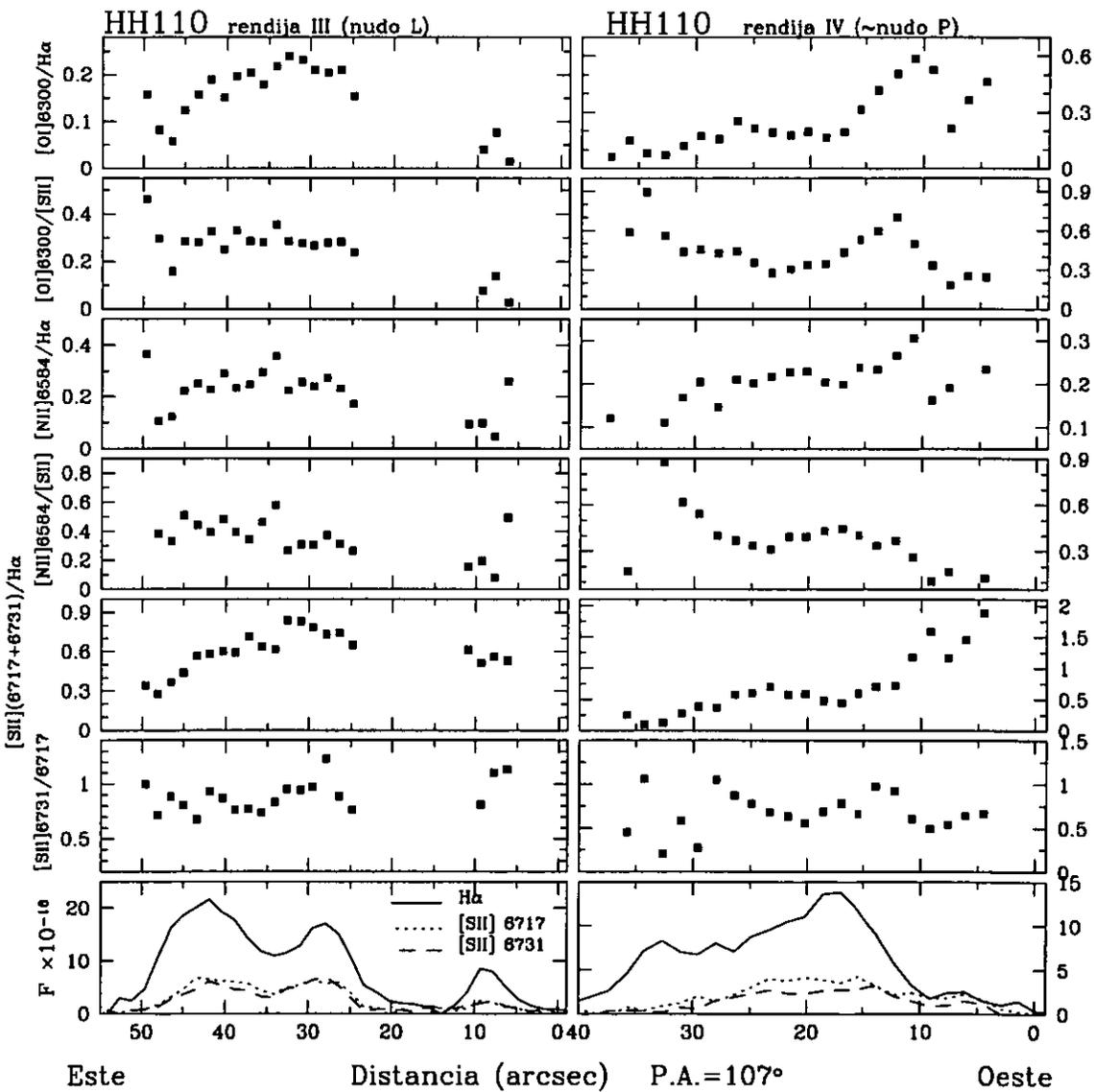


FIGURA 8.7: Diferentes cocientes relativos observados como función de la distancia en las rendijas identificadas como III y IV en la Figura 8.1. Para una descripción detallada de los paneles ver texto.

En la Figura 8.7 presentamos los cocientes relativos determinados para las posiciones de rendija III y IV, en ellas se examinan dos zonas extendidas del *jet* HH 110. Para estas regiones tenemos sólo los cocientes de las líneas de [O I], [N II] y [S II] respecto de $H\alpha$. Los cocientes se presentan como función de la posición en segundos de arco. Para ambas rendijas presentadas en esta figura la posición cero corresponde al borde oeste, justo donde se empieza a detectar la emisión de $H\alpha$. Los paneles del lado izquierdo corresponden a la rendija III, la emisión de esta rendija proviene de la parte inferior del nudo identificado como J y el nudo L. La zona que corresponde al nudo J es una zona extendida de $\sim 30''$ (en $H\alpha$) con dos máximos. La parte examinada del nudo L tiene una extensión de $\sim 8''$. Al igual que en el nudo C, la emisión de las líneas de [S II] es más compacta y más aplanada (ver panel inferior izquierdo de la Figura 8.7) los máximos de la región extendida al este tienen alturas similares mientras que en $H\alpha$ el máximo localizado al borde este es más brillante. De forma análoga a la Figura 8.6 presentamos los cocientes respecto de $H\alpha$ y de la suma de las líneas de [S II]. Los cocientes de líneas [O I]/ $H\alpha$ y [S II]/ $H\alpha$ en la zona extendida hacia el este muestran una ligera tendencia a incrementarse hacia el borde oeste. El resto de los cocientes aparecen prácticamente constantes. Cabe notar que para esta región los cocientes no distinguen los dos máximos observados en la distribución del flujo de las líneas.

En el caso de la rendija III, los cocientes respecto a $H\alpha$ difieren entre el nudo L y la zona ancha de emisión localizada al este de esta rendija. [O I]/ $H\alpha$ muestra valores similares a los cocientes menores para el nudo L, respecto de la zona extendida situada al este. [N II]/ $H\alpha$ en el nudo, muestra un valor menor por un factor de dos respecto del valor promedio del cociente en la otra zona de emisión. Por el contrario los cocientes [S II]/ $H\alpha$ y [S II]6731/6717 en el nudo L muestran valores similares al valor promedio de estos cocientes en la zona extendida.

Los paneles de la derecha en la Figura 8.7 muestran los cocientes relativos determinados para la zona inferior al nudo P estudiada en la rendija IV. Esta región es más angosta ($\sim 40''$) que la zona estudiada en la rendija III y también menos brillante. Por simplicidad, hemos denominado a la región estudiada en esta rendija como nudo P. En el panel inferior derecho de la Figura 8.7 nuevamente notamos que la emisión en $H\alpha$ se extiende sobre un área mayor que la emisión en las líneas de [S II]. El máximo de la emisión se localiza hacia la zona oeste y disminuye monótonicamente hacia la zona al este del *jet*. Los cocientes en esta región muestran variaciones importantes. [O I]/ $H\alpha$ se incrementa de este a oeste desde 0.06 en el punto de menor valor hasta 0.59 (en el máximo). Un comportamiento similar se presenta en la variación de este a oeste en los cocientes [S II]/ $H\alpha$ y [N II]/ $H\alpha$. El cambio mayor en los valores de los cocientes ocurren en la región entre 10 y 15 segundos de arco, que corresponde al borde oeste de la región más brillante en esta rendija. En la zona entre 5 y 10 segundos de arco los diferentes cocientes disminuyen, este hecho parece

corresponder a la presencia de un pequeño nudo observado en el panel que muestra la distribución del flujo en $H\alpha$ (panel inferior derecho). La variación en el cociente de las líneas de [S II] es menor comparada con la que se observa en cualquiera de los otros cocientes analizados. En el borde este disminuye el cociente [S II]6731/6717 (lo que implica una N_e mayor), aunque la dispersión entre los datos aumenta.

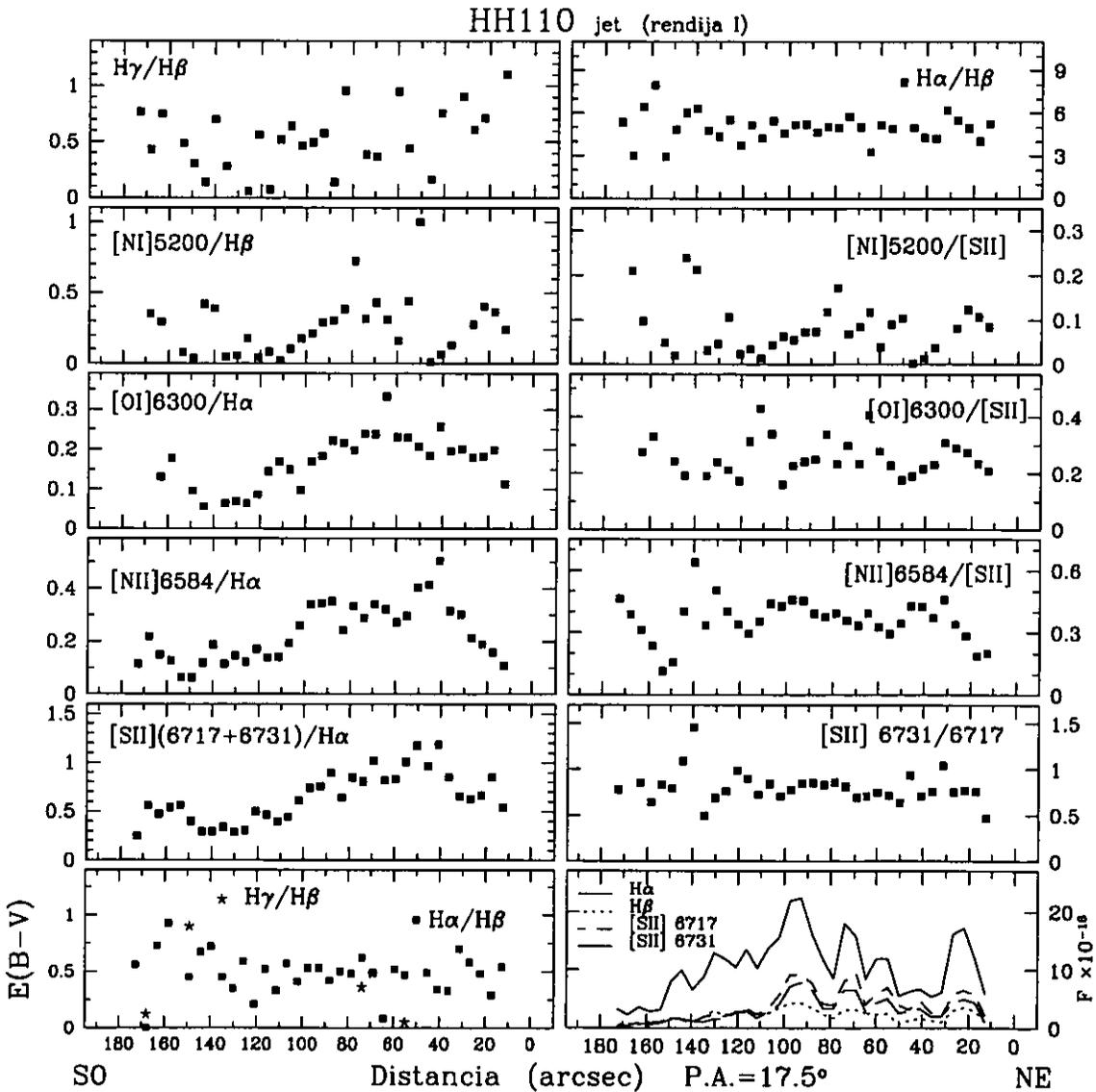


FIGURA 8.8: Diferentes cocientes de líneas observadas como función de la distancia a lo largo del *jet* (rendija I).

En la Figura 8.8 se presentan los cocientes que corresponden a la rendija I que estudia a HH 110 a lo largo del *jet*, sobre una zona de 180'' de largo. De forma análoga a la Figura 8.6 tenemos en el panel inferior derecho la distribución del flujo

en las distintas líneas a lo largo del *jet* como función de la posición (en segundos de arco). El cero corresponde a la parte más al norte del *jet* detectada en la rendija I. Los cocientes relativos entre las tres líneas de Balmer detectadas a lo largo del *jet* se muestran en los paneles superiores de la Figura 8.8. La dispersión mayor que se observa en la distribución del cociente $H\gamma/H\beta$ es debido a que el flujo de la línea $H\gamma$ ha sido medido con menor señal a ruido. El cociente $H\alpha/H\beta$ (panel superior derecho) muestra un comportamiento aplanado casi constante a lo largo del *jet*, con un valor promedio de ~ 5 . En la zona que corresponde a la parte inferior del *jet* aumenta un poco la dispersión en este cociente como resultado de la detección deficiente en esta zona. El panel inferior izquierdo presenta la extinción derivada de los cocientes entre las líneas de Balmer. Este E_{B-V} tiene un valor alrededor de 0.5 ± 0.4 , con un aumento ligero en la parte sur del *jet*. Los cocientes de las líneas relativos a la línea de Balmer más cercana aumentan de la zona sur hacia la zona norte del *jet*. Los repuntes que se observan en los cocientes coinciden con los nudos más brillantes (ver panel inferior derecho). El panel que muestra el cociente entre las líneas de [S II] muestran una densidad constante a lo largo del *jet*, con una dispersión mayor hacia la zona inferior del *jet*.

Como se esperaba al comparar los cocientes como función de la posición, con los cocientes relativos en los espectros integrados para cada rendija, éstos últimos son consistentes con los valores que se obtienen al hacer un promedio de los cocientes con resolución espacial.

8.3.2 La determinación de la densidad electrónica.

Para hacer la determinación de la densidad electrónica, N_e , usamos el método estándar en el diagnóstico nebular que emplea el cociente entre las líneas aurales del S^+ (Osterbrock 1974, Aller 1984), pues resultan relativamente independientes de la temperatura electrónica. La estimación de N_e la hacemos usando una imagen que contiene diferentes valores del cociente [S II] 6716/6731 como función de N_e y T_e . Esta imagen la construimos usando el código del Dr. Alejandro Raga que calcula equilibrio estadístico para diferentes iones. En el Apéndice C se presenta una tabla con los parámetros atómicos del S^+ usados en el código. Cada cociente [S II] 6716/6731, obtenido de nuestras observaciones, es graficado sobre la imagen N_e contra T_e . Se estima el valor que le corresponde a cada cociente [S II] 6716/6731 para una temperatura $T_e = 10^4$ K. Elegimos esta temperatura porque es el valor más frecuentemente usado en el diagnóstico de los parámetros físicos de gas nebular.

La Figura C.4 en el Apéndice C muestra el comportamiento del cociente [S II] 6716/6731 como función de N_e y T_e . Esta imagen puede usarse para construir los llamados diagramas de diagnóstico si se construyen imágenes análogas para otros cocientes de línea. La última columna de cada tabla en el Apéndice B lista la

densidad electrónica determinada para cada punto graficado en las Figuras 8.6, 8.7 y 8.8. Los valores encontrados para N_e en HH 110 están alrededor de 700 cm^{-3} , que resulta un valor más bien bajo, pero frecuentemente encontrado en otros objetos HH. Sin embargo, encontramos algunos valores más bajos para la densidad ($N_e \leq 100 \text{ cm}^{-3}$), en algunos puntos a lo largo del *jet* (rendija I) y en las cercanías del nudo P (rendija IV).

8.4 Discusión e interpretación

8.4.1 HH 110 comparado con otros objetos HH

En la sección 8.3.1 se describió detalladamente la variación como función de la posición espacial de los cocientes determinados a partir de las líneas observadas en HH 110. En el caso de las rendijas que analizan cortes perpendiculares al *jet*, el comportamiento frecuente para los cocientes $[\text{O I}]/\text{H}\alpha$ y $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$ es un pequeño, pero claro, incremento en el valor del cociente del borde este al borde oeste del *jet*. En la sección 3.4 dijimos que el cociente $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$ es uno de los criterios que se usan para clasificar a los objetos HH según su grado de excitación. Todos los cocientes $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$ determinados en este trabajo para HH 110 tienen valores menores a 1.5. De acuerdo con el criterio listado en la sección 3.4 se espera $[\text{S II}]/\text{H}\alpha \leq 1.5$ para objetos HH de excitación intermedia y alta. Para distinguir entre ambas clases debemos fijar la atención en el cociente $[\text{O III}]/\text{H}\beta$. Observando cuidadosamente los espectros de las rendijas I y II, que tienen una cobertura espectral mayor, no muestran emisión a 5007\AA donde deberíamos observar una línea del $[\text{O III}]$. De aquí, concluimos que las zonas estudiadas espectroscópicamente en HH 110 corresponderían a regiones de excitación intermedia.

En la Figura 8.9 reproducimos la gráfica con los cocientes relativos para objetos HH de diferente excitación mostrada en la Figura 6.6. Incluimos en ella los cocientes observados en HH 110, representados como triángulos vacíos. De manera consistente los paneles muestran que la mayoría de los cocientes en HH 110 se localizan en la misma zona que ocupan los objetos HH de alta excitación, y algunos están en las zonas que comparten los objetos HH de excitación alta e intermedia. Los paneles de la derecha en la Figura 8.9 son ampliaciones de los paneles de la izquierda para que puedan apreciarse más claramente los cocientes observados en HH 110.

Si graficamos en la Figura 8.9 los valores correspondientes a los espectros integrados (listados en la Tabla 8.2), los cocientes en HH 110 se clasificarían claramente como objetos HH o regiones de alta excitación.

De este análisis concluimos que los cocientes observados en HH 110 coinciden con los cocientes relativos correspondientes a los objetos HH de alta excitación, pero resulta notable no detectar emisión de $[\text{O III}]$ en HH 110. Esta conclusión señala

la dificultad que encontramos para colocar a HH 110 en alguno de los tres grupos frecuentemente usados para clasificar a los objetos HH.

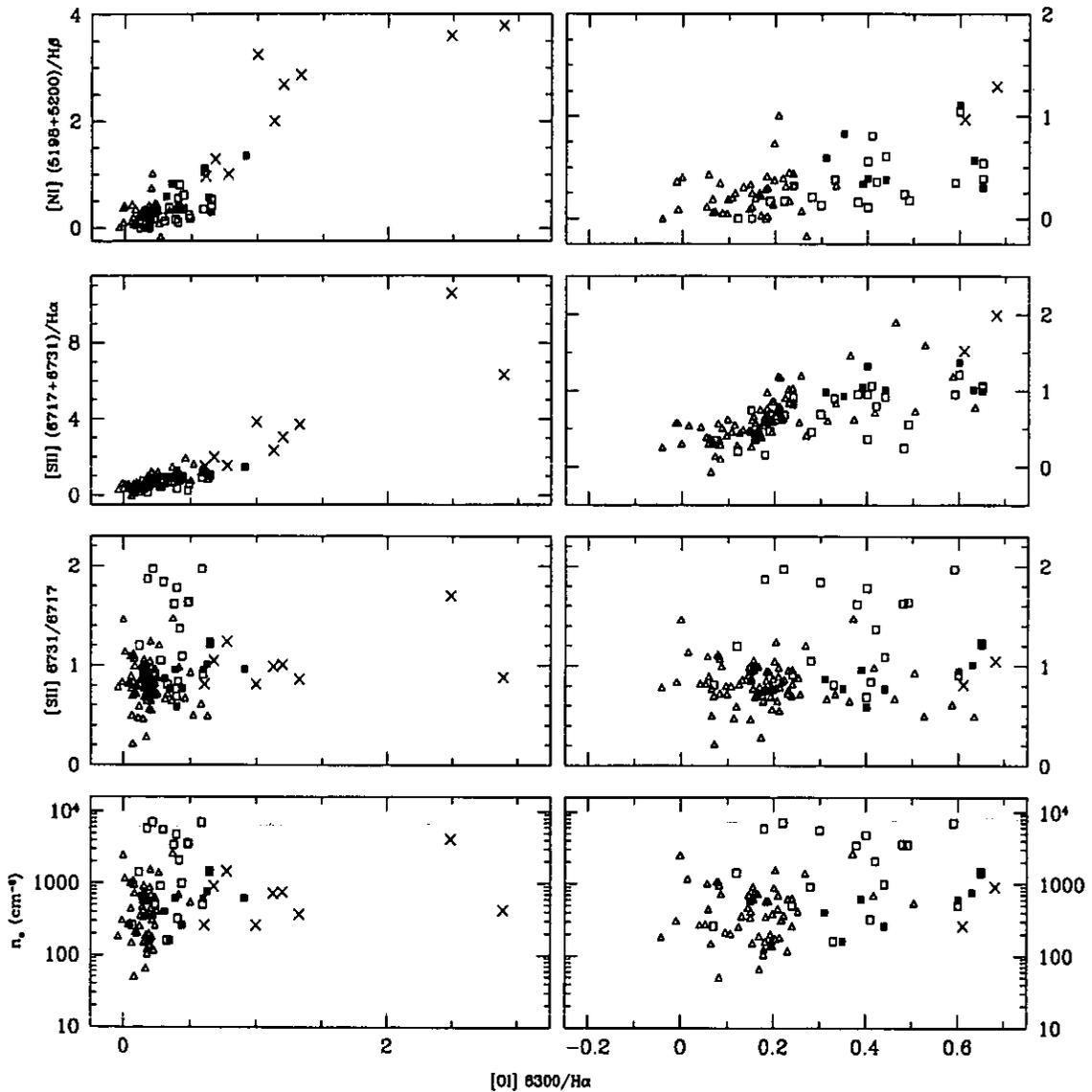


FIGURA 8.9: Una reproducción de la Figura 6.6 que presenta los cocientes para objetos HH de diferentes grados de excitación. Los objetos de baja excitación se representan con cruces, los de excitación intermedia con cuadrados rellenos y los de alta excitación con cuadrados vacíos. En la figura hemos incluido los cocientes correspondientes a HH 110 (representados con triángulos vacíos), que han sido graficados en las Figuras 8.6, 8.7 y 8.8. Los paneles de la derecha son ampliaciones de la zona que incluye los cocientes observados en HH 110.

8.4.2 HH 110 y los modelos de capa de mezcla.

En la parte introductoria de este capítulo hemos dicho que se ha propuesto a HH 110 como uno de los candidatos más probables de que la emisión observada en el *jet*, sea producida en un capa de mezcla turbulenta. Uno de los argumentos más fuertes que apoyan la propuesta de que parte de la emisión en HH 110 es producida en una capa de mezcla es la estructura de ionización que presenta. Noriega-Crespo et al. (1996) encontraron que la emisión en el cercano infrarrojo observada en HH 110 (gas molecular), está desplazada respecto de la emisión óptica (*jet* atómico) y la emisión del H_2 se localiza más cerca de la nube molecular. Esta estructura para la fracción de ionización a través del *jet* es justo la que se espera en una capa de mezcla.

Haciendo uso de los resultados del espectro óptico disponibles para una capa de mezcla turbulenta (Binette et al. 1999), comparamos los cocientes relativos, predichos por los modelos, con los observados en HH 110. Estos modelos describirían las propiedades de un flujo de gas turbulento real al menos de forma cualitativa.

Binette et al. (1999) en su Figura 4 presentan cocientes de línea resultado de sus modelos de capa de mezcla y los comparan con los cocientes obtenidos en un modelo de choques planoparalelos y con los cocientes relativos observados en objetos HH de baja excitación. El espectro óptico resultante de los modelos de Binette et al. (1999) tiene características de muy baja excitación. Al colocar en estas gráficas los valores correspondientes a los espectros integrados (Tabla 8.2) no se encuentra ninguna correspondencia entre los cocientes de los modelos de capa de mezcla y los cocientes de HH 110. En la Figura 8.10 mostramos reproducciones de los paneles de la Figura 4 en Binette et al. (1999). Los paneles a la izquierda y la derecha son iguales, excepto por los cocientes de HH 110 que contienen, estos datos han sido representados como triángulos vacíos. En los paneles de la izquierda mostramos los cocientes relativos obtenidos de los espectros integrados (Tabla 8.2). Los cocientes $[N II]6583/H\alpha$ y $[S II] 6731/6716$ en HH 110 muestran gran dispersión, sucede lo contrario con los cocientes $[O I]6300/H\alpha$ y $[S II](6716+6731)/H\alpha$, que se concentran cercanos a un solo valor.

Nótese que los cocientes en HH 110 en los paneles superior e inferior ($[N II]/H\alpha$ y $[S II] 6731/6716$ contra $[S II]/H\alpha$), no se corresponden con ninguno de los modelos graficados. Mientras que el cociente $[O I]6300/H\alpha$ correlaciona muy bien con la línea punteada que representa los modelos de choque (v_s entre 14 y 40 $km s^{-1}$).

Buscando variaciones en el comportamiento de los cocientes relativos sobre las gráficas de la Figura 8.10, analizamos por separado los cocientes obtenidos en cada sección estudiada del *jet* (rendijas I, II, III y IV). Descubrimos que en todos los casos el comportamiento es básicamente el mismo. No encontramos zonas en HH 110 que sean reproducidas por los cocientes relativos predichos por los modelos de capa de mezcla. $[N II]/H\alpha$ y $[S II]/H\alpha$ muestran claramente mayor dispersión en la distribución de los cocientes, a diferencia del cociente $[O I]6300/H\alpha$ que presenta

muy baja dispersión en todas las rendijas.

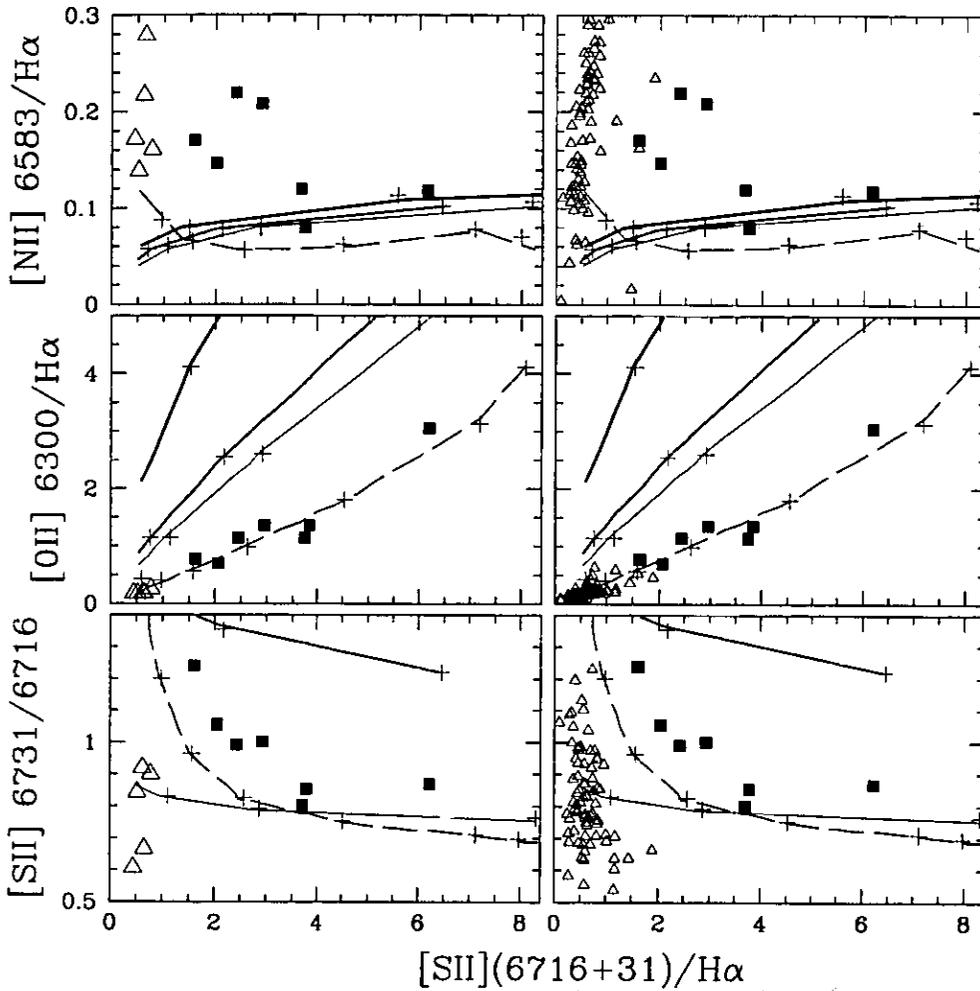


FIGURA 8.10: Cocientes relativos para modelos de capa de mezcla (Figura 4 en Binette et al. 1999). La línea a trazos representa los cocientes obtenidos por los modelos de choques plano paralelos (Hartigan et al. 1994) para densidad pre-choque $n_0 = 1000 \text{ cm}^{-3}$ y velocidad de choque entre 14 y 40 km s^{-1} . Las líneas continuas corresponden a modelos de capa de mezcla con velocidad del jet $v_j = 200 \text{ km s}^{-1}$ y diferentes densidades: $n_j = n_{env} = 10^5$ (línea delgada), 10^6 (línea intermedia) y 10^7 (línea gruesa) cm^{-3} . Los cuadrados corresponden a observaciones de objetos HH de baja excitación, las cruces representan los cocientes observados en el micro-jet de DG Tau. Los triángulos vacíos representan los cocientes observados en HH 110. En los paneles de la izquierda se grafican los que corresponden a los espectros integrados (Tabla 8.2). Los paneles de la derecha muestran los cocientes medidos sobre las rendijas I, II, III y IV y presentados en las Figuras 8.6, 8.7 y 8.8.

Si nos fijamos en las rendijas perpendiculares al *jet*, notamos que el intervalo

de valores que alcanza $[S II](6716+6731)/H\alpha$ en estas zonas aumenta a lo largo del *jet* y sus valores son siempre menores que los observados en objetos HH de baja excitación. Para el nudo C, este cociente presenta valores de 0.5 ± 0.1 , mientras que los valores para el nudo L están alrededor de 0.7 ± 0.4 , es decir, el intervalo de valores que toma este cociente aumentó. Finalmente, en las cercanías del nudo P tenemos valores de 0.8 ± 0.8 , el intervalo de valores es mayor aún.

Es importante mencionar que la variedad de valores que se observan para el cociente $[S II](6716+6731)/H\alpha$ en las rendijas II, III y IV, consiguen que en la gráfica $[O I]6300/H\alpha$ vs. $[S II](6716+6731)/H\alpha$ (paneles intermedios en la Figura 8.10), los cocientes observados en HH 110 correspondan satisfactoriamente con la línea a trazos que representa los modelos de choque. En el caso de los cocientes relativos obtenidos de la rendija a lo largo del *jet* (I), éstos se comportan del mismo modo que los cocientes de las secciones perpendiculares al *jet*. Los paneles de la derecha en la Figura 8.10 muestran los cocientes relativos observados en HH 110. Han sido representados como triángulos vacíos y se incluyen los datos de las cuatro rendijas presentados en las Figuras 8.6, 8.7 y 8.8.

En nuestro análisis hemos mostrado que los cocientes relativos ópticos observados en HH 110 no son reproducidos por las predicciones de los modelos de capa de mezcla de Binette et al. (1999). Concluimos entonces que no es apropiado tratar de interpretar la emisión observada en HH 110 en términos de los modelos de capa de mezcla disponibles por el momento. Por otro lado, los valores de los cocientes $[O I]6300/H\alpha$ y $[S II](6716+6731)/H\alpha$ son claramente consistentes con los valores predichos por los modelos de choque de Hartigan et al. (1994). Finalmente, los cocientes $[S II](6716+6731)/H\alpha$ medidos en HH 110 muestran valores más altos que los observados en objetos HH de baja excitación.

8.4.3 Un modelo para estimar T_e y X en HH 110.

El conjunto de líneas prohibidas observadas en HH 110 permiten estimar directamente (sin depender de modelos) sólo la densidad electrónica (N_e). Los métodos para estimar la temperatura electrónica, T_e (de forma relativamente independiente de la N_e), necesitan medidas del cociente de flujos entre las líneas nebulares y aurorales de iones como O^{++} , S^{++} , N^+ , O^0 y C^0 . El cociente más frecuentemente usado en la determinación de la T_e es el del oxígeno, $[O III] (5007+4959)/4363$. La línea más intensa de este cociente es $[O III]\lambda 5007$, que según mencionamos en la sección 8.4.1 no ha sido detectada en nuestros espectros. Para usar los cocientes de N^+ y O^0 requerimos los flujos de las líneas aurorales $[N II]\lambda 5756$ y $[O I]\lambda 5577$, que tampoco hemos detectado en HH 110. Para hacer una estimación de la T_e en HH 110 buscando posibles variaciones de temperatura a lo largo o a través del *jet* hemos construido diagramas de diagnóstico análogos a los usados por Bacciotti

& Eislöffel (1999), que a su vez se basan en los diagramas de diagnóstico clásicos.

Construimos diagramas en los que estimamos la fracción de ionización, X , y la T_e a través de los cocientes $[N II]6583/H\alpha$ y $[O I]6300/H\alpha$, análogamente a los diagramas de diagnóstico iniciales de Bacciotti et al. (1995). Estos diagramas usan el hecho de que, en condiciones de baja excitación, los estados de ionización del oxígeno y el nitrógeno se ven dominados por intercambio de carga con átomos de hidrógeno. Interpretamos la falta de emisión de $[O III]$ en HH 110 como indicativo de zonas de baja excitación. Resolvemos las ecuaciones de equilibrio estadístico correspondientes para calcular los cocientes $[N II]6583/H\alpha$ y $[O I]6300/H\alpha$. El método se basa en suposiciones generales que regulan el estado de ionización de las especies involucradas, y cuyos resultados no dependen del mecanismo de formación del *jet* o de su evolución.

En las nebulosas con baja ionización (como es el caso de los *jets* en algunos objetos HH) se considera que el azufre está ionizado sólo una vez. Como mencionamos antes, consideramos que para el nitrógeno y el oxígeno domina el intercambio de carga, de modo que estos procesos determinarán las fracciones observadas de estas especies. Bajo estas condiciones podemos expresar los cocientes de línea como sigue:

$$\frac{[O I]}{H\alpha} = \frac{N_e N_{O I}}{N_e N_{H II}} f(T), \quad (8.1)$$

donde N_e es la densidad electrónica, $N_{O I}$ la densidad de O^0 , $N_{H II}$ la densidad de hidrógeno ionizado y $f(T)$ es una función que depende de la temperatura. Dado que la fracción de $[O I]$ está determinada por los procesos de intercambio de carga con el hidrógeno, $N_{O I} = N_{H I} Y_0$, donde $N_{H I}$ es la densidad de H^0 y Y_0 es la abundancia de oxígeno. Entonces, en términos de la fracción de ionización ($X = N_{H II}/N_H$), tenemos:

$$\frac{[O I]}{H\alpha} = \frac{N_{H I} Y_0}{N_{H II}} f(T) = \frac{(1 - X)}{X} Y_0 f(T). \quad (8.2)$$

Para calcular el cocientes $[O I]/H\alpha$ usamos nuevamente el código del Dr. Alejandro Raga, que resuelve equilibrio estadístico para el O I (5 niveles) por excitación colisional, para $H\alpha$ se consideran procesos de recombinación radiativa y excitación colisional desde el estado $n=1$. Suponemos que la mitad del hidrógeno está ionizada y usamos una abundancia de oxígeno $O/H = 1.6 \times 10^{-4}$ (Aller 1984). Obtenemos entonces una tabla de la variación de la fracción de ionización, X , con la T_e . Estos parámetros regulan las abundancias relativas de H^+ , N^+ y O^0 .

Seguimos un procedimiento análogo al que hemos descrito anteriormente para el N^+ , de modo que construimos dos imágenes (X, T_e), con las que podemos encontrar los valores de X y T_e si se conocen los cocientes $[O I]6300/H\alpha$ y $[N II]4865/H\alpha$. Los intervalos que cubren nuestras imágenes son $10^{-2} \geq X \geq 0.99$ para la fracción de ionización y $10^3 \geq T_e \geq 30,900$ K para la temperatura electrónica. Los

parámetros atómicos usados en el código para el N^+ y O^0 se listan en las Tablas C.1 y C.2, respectivamente, localizadas en el Apéndice C.

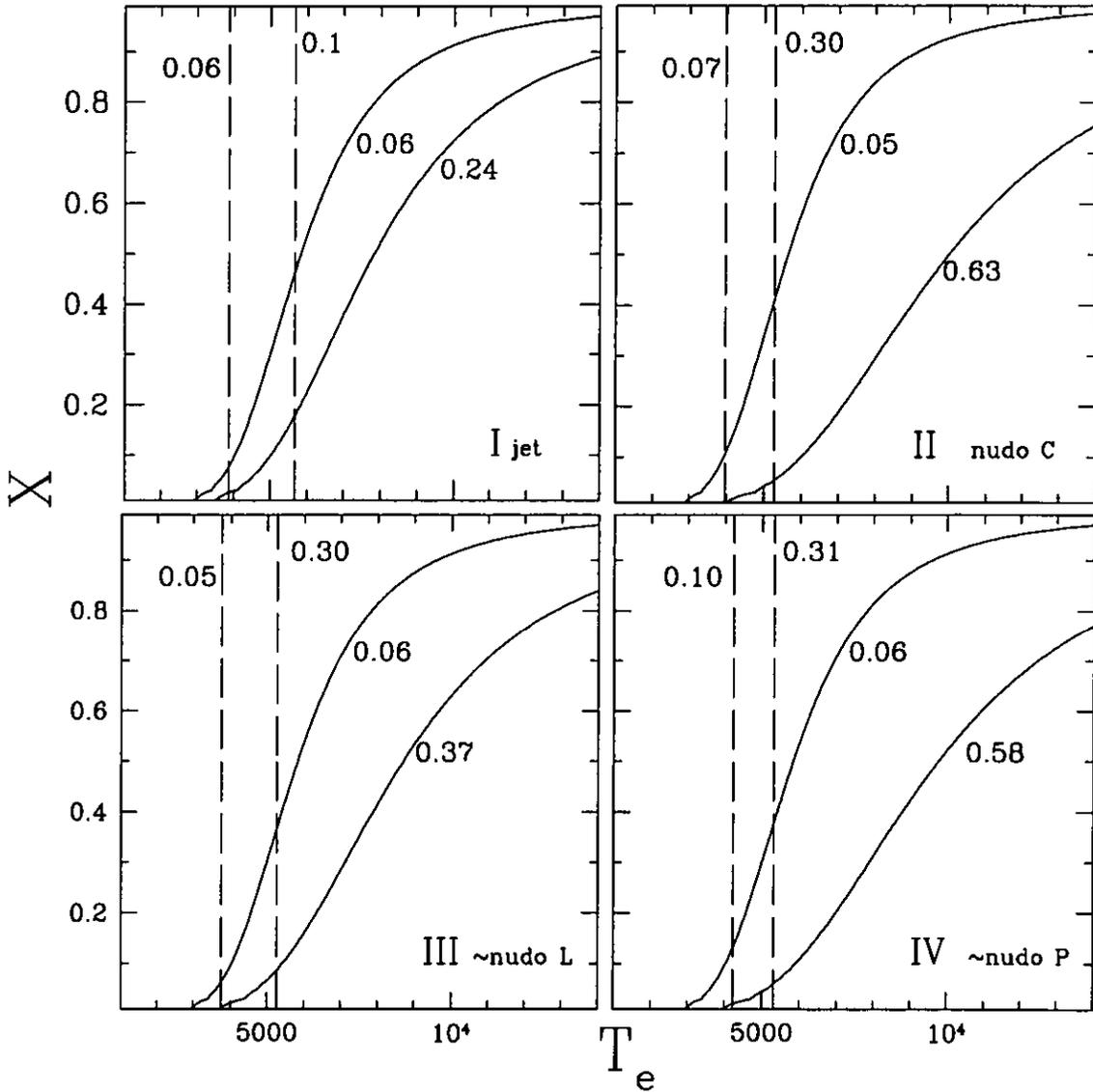


FIGURA 8.11: Diagramas fracción de ionización (X) contra temperatura electrónica (T_e). Las líneas continuas representan los valores del intervalo que cubre el cociente $[O\ II]6300/H\alpha$ observado en HH 110, mientras que las líneas a trazos representan los valores del intervalo para el cociente $[N\ II]4865/H\alpha$. Cada panel define una sección con los valores de X y T_e que se estiman para cada una de las rendijas señalada en cada panel.

En la Figura 8.11 mostramos los diagramas de diagnóstico construidos para las diferentes secciones estudiadas en HH 110 (rendijas I, II, III y IV). Los pares de

líneas para cada cociente corresponden a los valores extremos de los intervalos de valores que se observan en HH 110 (ver Figuras 8.6, 8.7 y 8.8 y/o las tablas en el Apéndice B). Las líneas continuas representan los valores del intervalo observado para el cociente $[\text{O I}]\lambda 6300/\text{H}\alpha$ y las líneas a trazos representan los valores del intervalo para el cociente $[\text{N II}]\lambda 4865/\text{H}\alpha$.

Los intervalos de X y T_e que se observan para cada rendija en la Figura 8.11 son muy parecidos, éstos quedan contenidos en los intervalos: $0.02 \geq X \geq 0.43$ y $3870 \geq T_e \geq 5680$ K. Concluimos entonces que el gas en HH 110 está parcialmente ionizado. El intervalo de valores encontrado para T_e muestra que la temperatura casi no cambia. La T_e obtenida en estos diagramas puede interpretarse como una temperatura promedio, que para HH 110 sería $T_e = 4700 \pm 980$ K. Al comparar los valores de X y T_e que determinamos para HH 110, con los valores de los mismos parámetros determinados para otros *jets* en objetos HH (Bacciotti & Eislöffel, 1999) encontramos que son relativamente consistentes. Los valores de X para HH 110 comparan bien con los encontrados para objetos de baja excitación a excitación intermedia (HH 46/47, HH 24E, HL Tau y Th 28jet). En el caso de T_e , resulta que HH 110 presenta valores bajos, como los encontrados en las regiones de los *jets* de menor excitación estudiados por Bacciotti & Eislöffel (1999).

En la Figura 8.12 mostramos el comportamiento de la T_e y la X como función de la posición. Para cada rendija dibujamos tres paneles, uno con la distribución del flujo de las líneas $\text{H}\alpha$ y $[\text{S II}]\lambda 6717,31$, los dos paneles superiores a éste muestran el comportamiento de T_e y la X . Para la rendija I, que corresponde a la posición a lo largo del *jet*, observamos que en la mayor parte del cuerpo del *jet* la temperatura electrónica disminuye monótonicamente a medida que se va a la parte inferior del *jet*. El comportamiento de la fracción de ionización por su parte no varía de forma suave, muestra algunos picos que no necesariamente coinciden con los máximos de emisión en los nudos a lo largo del *jet*.

En el caso de las rendijas II y IV, que corresponden al nudo C y a las cercanías del nudo P, T_e y X muestran un comportamiento similar. La T_e presenta una ligera disminución yendo del borde oeste, en el corte transversal del *jet*, hacia el borde este. Por el contrario a medida que disminuye la temperatura electrónica, X aumenta.

El aumento que se observa en la temperatura es muy suave, mientras que el cambio en X se comporta de modo ondulado, con tendencia a ser más alto en el borde este. Por su parte, en la rendija III, que corresponde al nudo L, la temperatura es más bien constante y la fracción de ionización presenta un ligero aumento si nos movemos del borde oeste al borde este. Este comportamiento confirma que hay una fracción de ionización menor en el borde oeste del *jet*, según se había demostrado previamente con la diferencia espacial observada entre la emisión molecular y la emisión atómica (Noriega-Crespo et al., 1996).

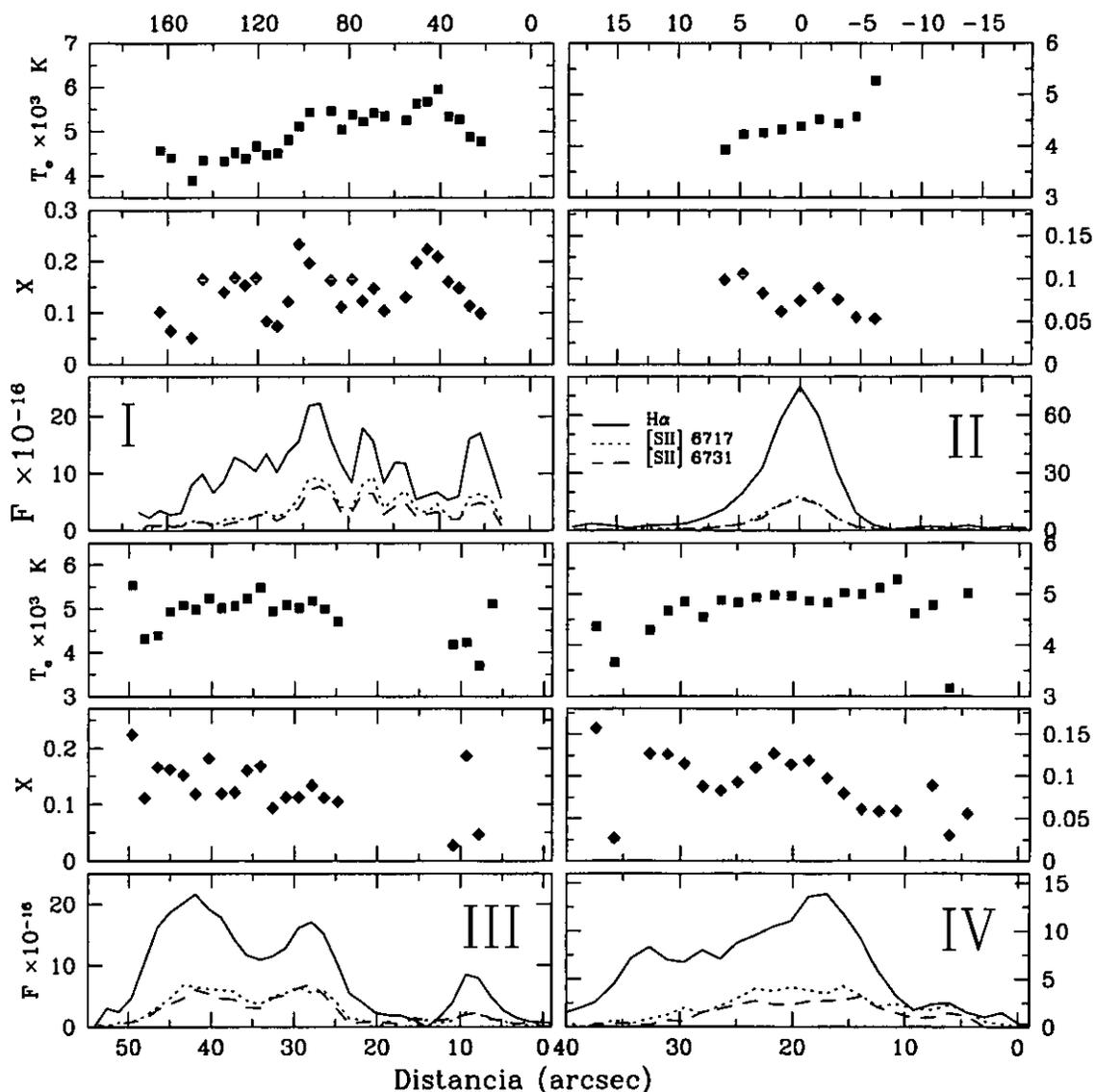


FIGURA 8.12: La temperatura electrónica, T_e , y la fracción de ionización, X , como función de la posición para cada rendija observada en HH 110 (ver Figura 8.1). Presentamos nuevamente la distribución del flujo en cada rendija y en los dos paneles superiores a éste, mostramos el comportamiento de T_e y X a lo largo de la rendija.

8.5 Conclusiones

En este capítulo hemos investigado espectroscópicamente las condiciones físicas a lo largo y a través del *jet* HH 110. Encontramos, a través del *jet*, variaciones reales en algunos cocientes relativos tales como $[O\ I]/H\alpha$ y $[S\ II]/H\alpha$. En algunas zonas se

ha podido estimar la extinción usando el método del decremento de Balmer, para lo cual usamos los cocientes entre las líneas $H\alpha$, $H\beta$ y $H\gamma$. Este parámetro no presenta variaciones importantes hacia las zonas estudiadas. La extinción hacia HH 110 no es muy alta, $E_{B-V} \sim 0.5$, que se traduce en 1.6 magnitudes de extinción en la banda visual.

Del análisis enfocado a probar que parte de la emisión en HH 110 ha sido producida en una capa de mezcla turbulenta, encontramos que los cocientes relativos observados en HH 110 no son reproducidos por las predicciones de los modelos de capa de mezcla de Binette et al. (1999). De modo que no es apropiado interpretar cuantitativamente la emisión observada en HH 110 en términos de los modelos de capa de mezcla disponibles por el momento.

Es importante señalar que los cocientes $[O\text{ I}]\lambda 6300/H\alpha$ y $[S\text{ II}](\lambda 6731 + \lambda 6716)/H\alpha$ muestran un comportamiento que coincide con los modelos de choques plano paralelos de Hartigan et al. (1994), con v_s entre 14 y 40 km s⁻¹.

Los resultados que se obtienen al analizar los cocientes observados en HH 110 que dan luz sobre el grado de excitación del gas en el *jet* parecen ser contradictorios. De modo que no resulta fácil clasificar a HH 110 dentro de los grupos con distinto grado de excitación en que son clasificados el resto de los objetos HH. El hecho de no observar emisión de $[O\text{ III}]$, coloca a HH 110 como un objeto de baja excitación. Al comparar los cocientes relativos observados en HH 110 con los de otros objetos HH encontramos que éstos coinciden mejor con los cocientes observados en los objetos HH de alta excitación, muy lejos de los objetos HH de baja excitación. Por otro lado, al comparar los cocientes en HH 110 con las predicciones de los modelos de capa de mezcla (Binette et al. 1999) que tienen características de muy baja excitación, no se encuentra ninguna correlación (HH 110 no parece ser un objeto de baja excitación). Sin embargo, al comparar los resultados de X y T_e determinados aquí para HH 110, con los encontrados por Bacciotti & Eisloffel (1999) para los *jets* de otros objetos HH, la X y T_e en HH 110 indicaría zonas de baja a moderada excitación.

Un resultado importante lo hallamos en el comportamiento de la fracción de ionización, X , en los cortes transversales del *jet*. Este parámetro confirma una menor X hacia el borde oeste del *jet*, tal como se dedujo de la diferencia espacial entre la emisión molecular y la atómica, encontrada por Noriega-Crespo et al. (1996). Este resultado sería consistente con un modelo de HH 110 como una capa de mezcla turbulenta entre un *jet* (hacia el este) y una región molecular (hacia el oeste).

Por lo tanto, nuestros datos muestran algunas características en aparente acuerdo con una interpretación de HH 110 como una capa de mezcla turbulenta, pero muestra también otras características en claro desacuerdo con las predicciones de los modelos disponibles de este tipo de flujos. Dada esta situación confusa, es necesario desarrollar modelos más detallados para probar si se pueden o no explicar todas las características de HH 110 con este tipo de modelos.

Parte V

Extinción interestelar en los objetos HH

Capítulo 9

La extinción interestelar

9.1 Introducción

Durante el análisis espectroscópico óptico de HH 377 (la contraparte óptica del nudo sureste más brillante en el *outflow* de Cepheus E), se calculó la extinción a través de líneas ópticas usando el decremento de Balmer por recombinación *caso B* y la predicción del decremento de Balmer del modelo de choque que mejor ajusta los cocientes de línea observados. Cuando se compararon los diferentes resultados con la extinción previamente publicada usando observaciones con ISO (ver la última parte de la sección 6.4), se encontraron algunas contradicciones entre los valores de la extinción y la apariencia óptica de Cepheus E. Se hizo entonces una comparación entre la extinción publicada para otros objetos HH de baja excitación. El presente capítulo hace referencia a estos resultados y se ha extendido el análisis complementando la lista con objetos HH de alta excitación.

En la galaxia la mayor parte de la masa luminosa está en forma de estrellas, pero el espacio entre ellas no está completamente vacío. Este espacio contiene gas y polvo que forman parte de un medio difuso o que se agrupan formando nubes. A este espacio y sus componentes se le conoce como Medio Interestelar (MI). Una de las características del MI es la extinción que produce sobre las fuentes de radiación, lo cual significa que, como el MI no es completamente transparente, la luz emitida por una fuente de radiación no puede propagarse indefinidamente. Los fotones emitidos en su camino hacia algún detector sobre la Tierra, son dispersados, absorbidos y reemitidos alterando su energía inicial. Los responsables de estos procesos de extinción y enrojecimiento interestelar son justamente el gas y el polvo contenidos en el MI.

Desde la época de los griegos se ha cuantificado el brillo de las estrellas en magnitudes. Durante el siglo pasado se descubrió que la respuesta del ojo a la luz es logarítmica y se estandarizó una regla para calcular el brillo de una fuente en mag-

nitudes. A su vez las magnitudes pueden convertirse fácilmente a unidades de flujo de energía ($\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$). Desde 1930 se han dedicado muchos esfuerzos a estudiar el comportamiento de la extinción a distintas longitudes de onda. Para definir un sistema fotométrico se requiere una serie de colores (bandas espectrales anchas o angostas) y listas de estrellas estándares para cada banda espectral que facilitan la calibración del flujo medido. La extinción interestelar (A_V) hacia una fuente se mide generalmente en magnitudes visuales, que corresponden a la banda V (4800-6800Å) del sistema fotométrico UBV de Johnson. Otra cantidad que se usa frecuentemente para cuantificar la extinción es el llamado *exceso de color*, E_{B-V} , que no es más que la diferencia entre el color intrínseco de una fuente $(B - V)_0$, y el color observado $(B - V)$. La relación entre la extinción y el exceso de color es:

$$A_V = R E_{B-V}, \quad (9.1)$$

donde R es el llamado cociente de extinción selectiva total, cuyo valor es generalmente 3, pero es mayor para regiones particulares como la nebulosa de Orión donde se ha estimado un valor por arriba de 5.

La extinción interestelar A_V tiene una estructura irregular. Se han publicado mapas de A_V , o de E_{B-V} , como función de la posición sobre la esfera celeste y la distancia (Neckel, Klare, & Sarcander 1980; Burstein & Heiles 1982). Estos mapas ofrecerían la posibilidad de derivar la distribución del polvo interestelar y una estimación para la extinción galáctica hacia una fuente.

9.2 Técnicas para estimar la extinción en el óptico

Para la interpretación física correcta de los espectros observados de las nebulosas gaseosas, es necesario corregirlos por los efectos de la extinción y enrojecimiento interestelar. Aunque ambos conceptos son distintos, por simplicidad en el presente capítulo, la palabra extinción estará incluyendo tanto la extinción como el enrojecimiento interestelar. Existen varios métodos directos para determinar la extinción de una nebulosa. Como el enrojecimiento es selectivo (en el óptico e infrarrojo cercano el efecto es mayor hacia longitudes de onda cortas), el principio básico de cualquiera de los métodos para estimarlo es comparar los flujos de dos líneas ópticamente delgadas, que tengan una separación amplia en longitud de onda. Además, las líneas más convenientes son pares de transiciones que provienen del mismo nivel superior, de modo que su intensidad sólo depende del cociente de sus probabilidades de transición y sus frecuencias. A continuación describiremos brevemente algunos métodos usados frecuentemente para determinar la extinción.

9.2.1 El decrecimiento de Balmer

Este método consiste en calcular la cantidad necesaria de enrojecimiento de modo que los cocientes observados, de las series de líneas del hidrógeno o del helio, sean iguales a los cocientes esperados de la teoría. Frecuentemente se usan los valores que se obtienen de la cascada de recombinación en modelos de fotoionización. El método requiere adoptar una ley de extinción y depende directamente de los modelos de recombinación para obtener la intensidad intrínseca de las líneas usadas.

El cociente más frecuentemente usado es $H\alpha/H\beta$, que es conocido como el decrecimiento de Balmer. Para el proceso de recombinación en cascada $H\alpha/H\beta=3$. El cálculo del enrojecimiento se hace aplicando la siguiente fórmula normalizada a $H\beta$:

$$c(H\beta) = \frac{1}{-0.322} \left[\log \frac{I_{H\beta}}{I_{H\alpha}} - \log \frac{F_{H\beta}}{F_{H\alpha}} \right], \quad (9.2)$$

donde $c(H\beta)$ es la extinción logarítmica, los flujos observados son representados con F , los flujos intrínsecos son representados con I y el factor -0.322 es el valor de la curva de extinción que le corresponde a $H\alpha$ en la normalización. La extinción logarítmica está relacionada con el exceso de color como sigue:

$$c(H\beta) = 1.47 E_{B-V}. \quad (9.3)$$

Otro método basado en el mismo principio, es comparar las intensidades de las líneas de Balmer a las de Paschen que se originen en el mismo nivel superior.

Una posibilidad más de estimar la extinción consiste en comparar el flujo en una línea de Balmer con el flujo de continuo en radio frecuencias. Para usar este método se requiere un modelo de recombinación radiativa que relacione la emisión en el óptico y el radio.

9.2.2 El método de Miller

El método de Miller (1968) se basa en los cocientes de las líneas transaurorales (4068, 4076 Å) y las líneas aurorales (10284, 10318, 10336 Å) del [S II]. Tiene la ventaja de ser independiente de las condiciones físicas del gas. Si se tienen disponibles las líneas ópticas e infrarrojas del [S II] se eligen los pares que se originen en el mismo nivel superior: 4068/10284, 4068/10318 y 4076/10336. El cociente intrínseco del par de líneas elegido se calcula:

$$\frac{I(IR)}{I(V)} = \frac{A(IR)}{A(V)} \frac{\lambda(V)}{\lambda(IR)}, \quad (9.4)$$

donde I son las intensidades de las líneas, A sus probabilidades de transición y λ sus longitudes de onda. IR y V se refieren a si es línea auroral o transauroral,

respectivamente. En Miller (1968) se listan las probabilidades de transición para las líneas del [S II]. El resto del tratamiento para encontrar la extinción es exactamente el mismo que para el decremento de Balmer.

Sin embargo, por cubrir un intervalo muy amplio en longitud de onda, el método tiene dificultades observacionales. Para tener este $\Delta\lambda$ tan amplio se tiene que perder resolución, esto implica que muchas veces no es posible resolver las líneas ópticas violetas de [S II]. Además, las líneas alrededor de $1 \mu\text{m}$ son difíciles de observar, pues generalmente los CCDs son ya un poco ciegos a esa longitud de onda (tienen alrededor de un 5% de eficiencia cuántica a una micra), o los espectrógrafos solo llegan a 8000 \AA , de modo que se debe observar por separado las líneas de [S II]. Además, estas líneas se localizan sobre una fuerte banda molecular atmosférica que dificulta la medición de sus flujos.

9.3 Técnicas para estimar la extinción en el infrarrojo cercano

La corrección por extinción en el infrarrojo cercano se puede estimar usando las líneas (1,0) S(1) a $2.12 \mu\text{m}$ y (1,0) Q(3) a $2.42 \mu\text{m}$. Ambas líneas son ópticamente delgadas y provienen del mismo nivel superior. El cociente observado de estas líneas se relaciona con la extinción de la siguiente forma:

$$\frac{I[Q(3)]}{I[S(1)]} = \frac{(Ah\nu)_{Q(3)}}{(Ah\nu)_{S(1)}} 10^{E/2.5}, \quad (9.5)$$

donde E es el enrojecimiento y se define como $E = A_{2.12\mu\text{m}} - A_{2.42\mu\text{m}}$ y las A son los coeficientes A de Einstein para cada transición. Sustituyendo los valores para estas A listados en Turner, Kirby-Docken, & Dalgarno (1977) se obtiene la siguiente relación para el enrojecimiento:

$$E = 2.5 \log \left[1.43 \frac{I[Q(3)]}{I[S(1)]} \right]. \quad (9.6)$$

La extinción observada E , derivada de las líneas S(1) y Q(3), se relaciona con A_V a través de la ley de extinción. Para el infrarrojo se tiene disponible una curva teórica conocida como van de Hulst No. 15 (Johnson 1968): $A_\lambda \propto \lambda^{-1.7}$, que posteriormente ha encontrado soporte observacional (Scoville et al. 1982). Con esta curva de extinción se obtiene $A_{2.1\mu\text{m}} \approx 5E$ y $A_V \approx 10A_{2.1\mu\text{m}}$. Existen otras determinaciones para la curva de extinción que son menos populares, por ejemplo con $\lambda^{-2.5}$ (Jones y Hyland 1980) se tiene $A_{2.1\mu\text{m}} \approx 3.5E$, lo cual implicaría una reducción en la corrección por extinción a los flujos.

Observacionalmente hay algunas advertencias sobre el uso de este método. La línea (1,0) Q(3) se localiza muy en el borde de la banda K, y ahí la transmisión

del filtro K es claramente menor que en el centro de la banda, donde se localiza generalmente la línea (1,0) S(1). Por otro lado, las líneas telúricas del cielo afectan a la línea (1,0) Q(3), especialmente en el ala roja de la línea, lo cual produciría una disminución en el flujo medido. Además, el factor 1.47 que aparece en la ecuación 10.3 tiene que ver con el cociente esperado para una fuente no enrojecida, de modo que dependiendo de qué cociente se adopte este factor puede cambiar.

Existe una tabla para la ley de extinción entre 1 y 13 μm determinada observacionalmente (Rieke & Lebofsky 1985). Para longitudes de onda menores que 3.5 μm , las observaciones respaldan la idea de tener una ley de extinción interestelar uniforme, de modo que el valor de $A_V \approx 10A_{2.1\mu\text{m}}$ no es muy distinto del que se obtiene en van de Hulst No. 15.

9.4 Las líneas de [Fe II] como herramienta para medir enrojecimiento

En los últimos quince años se han detectado una gran cantidad de líneas de [Fe II] en los espectros de las nebulosas ionizadas, como la nebulosa de Orión, algunos remanentes de supernova y también en los objetos HH más brillantes. La emisión de Fe^+ se observa tanto en el óptico como en el infrarrojo cercano, y podría ser un factor más en el balance de energía del gas. La gran cantidad de líneas observadas han impulsado un nuevo y muy activo campo de investigación: el estudio detallado de las transiciones del Fe^+ , apuntando a desarrollar técnicas de diagnóstico basadas en las líneas de [Fe II] (Nussbaumer & Storey 1988; Oliva, Moorwood, & Danziger 1990, Verner et al. 2000). La estructura de niveles del Fe^+ es muy complicada y sólo los niveles más bajos tendrían una estructura 'similar' a la sencilla estructura de 5 niveles del O I y S II. Recientemente se han usado ya algunas líneas en el infrarrojo cercano del [Fe II] para estimar N_e , T_e en Orión (Oliva, Moorwood, & Danziger 1990). Las líneas empleadas están en el intervalo de 1-2.5 μm . Para el caso específico de la extinción, los niveles con una separación razonable en longitud de onda que provienen del mismo nivel superior se encuentran en dos bandas distintas del infrarrojo cercano. La línea [Fe II] λ 1.257 μm está en la banda J, mientras que [Fe II] λ 1.644 μm está en la banda H. El cociente intrínseco entre estas líneas que se suponen ópticamente delgadas es $I_{1.257}/I_{1.644} = 1.36$, calculado usando las probabilidades de decaimiento espontáneo dadas por Nussbaumer & Storey (1988). El enrojecimiento entre las bandas J y H, E_{J-H} , se calcula usando la siguiente expresión:

$$\frac{F_{1.257}}{F_{1.644}} = \frac{I_{1.257}}{I_{1.644}} 10^{-E_{J-H}/2.5}, \quad (9.7)$$

donde $F_{1.257}/F_{1.644}$ es el cociente de líneas observado. La relación entre este enrojecimiento y el exceso de color visual es $E_{B-V} \approx 3E_{J-H}$ (Draine 1989).

Este método ya ha sido aplicado para determinar la extinción en IIII 46/47 (Fernandes 2000). Evidentemente este valor de la extinción se refiere a la zona donde el [Fe II] está siendo excitado. Generalmente se considera que la región donde se emite H_2 coincide con la zona donde se observa al [Fe II]. Sin embargo, un descubrimiento muy reciente ha mostrado que algunos *jets* de objetos HH son mucho más brillantes en [Fe II] que en H_2 (Reiputh et al. 2000a,b) mientras otros, como HH 212, se observan en H_2 y no se detectan en [Fe II] (Zinnecker, McCaughrean, & Rayner 1997). Se sospecha que la menor intensidad en H_2 , comparada a la del [Fe II], es un indicador del tipo de choque que produce la emisión y que éste debería ser un choque disociativo tipo-J. Estos hallazgos llevarían a proponer que la extinción obtenida con las líneas infrarrojas del [Fe II] corresponden a zonas más embebidas respecto de la región donde se produce la emisión de H_2 .

Capítulo 10

La extinción en los objetos HH

Para comparar las intensidades de las líneas observadas en los objetos HH con las predicciones teóricas de los diferentes modelos que pretenden reproducirlos, es necesario corregir los flujos por extinción interestelar. Hacer las correcciones necesarias puede ser difícil si se tiene una cobertura espectral limitada. Además, hemos dicho a lo largo de la tesis que los objetos estelares jóvenes, los objetos HH y los *jets* estelares se localizan en regiones de muy alta densidad, donde las curvas de extinción podrían ser distintas de la ley de extinción promedio para la galaxia (donde $R = 3.1$).

Observacionalmente hablando, estimar la extinción en los objetos HH no es una tarea fácil. La mejor opción hasta ahora para determinar su enrojecimiento, usando observaciones ópticas, es usar el método de Miller (sección 9.2.2). Así quedarían fuera las suspicacias que produce la dependencia de los modelos teóricos si se usa el decremento de Balmer. Pero, sumado al problema de requerir una amplia cobertura espectral para aplicar el método de Miller, está el hecho de que la mayoría de los objetos HH son más bien débiles, lo cual implica largas horas de exposición para conseguir espectros de calidad aceptable. En el caso del infrarrojo cercano, las observaciones necesarias para determinar la extinción también implican programas de observación largos, pues se requiere obtener espectros de buena calidad en las bandas J , H y K . Sería interesante también determinar el enrojecimiento en el infrarrojo (para el mayor número de objetos posible) usando los dos métodos disponibles (ver las secciones 9.3 y 9.4), y comparar los resultados.

Otro factor importante al determinar la extinción es el valor del cociente de extinción selectiva total, R , que sea el más apropiado para usarse en el caso de los objetos HH (usando la ley de extinción promedio para la galaxia, Mathis 1990). Böhm, Raga & Binette (1991) hacen un análisis para discriminar entre dos leyes de extinción la de Seaton (1979) con $R=3.1$ y la de θ Orionis con $R=5.4$ (Bohlin & Savage 1981). Encuentran que los cocientes observados corregidos por extinción, comparados a los esperados para varios modelos de choque de proa, son mejor ajustados si se usa $R=3.1$.

10.1 El decremento de Balmer en los objetos HH

Los modelos de onda de choque, donde el proceso de excitación del gas es colisional, predicen valores más altos para el decremento de Balmer, $H\alpha/H\beta$, respecto del valor esperado en el caso de cascada de recombinación $H\alpha/H\beta=2.9$ (Dopita 1978, Hartigan Et al. 1994). Por otro lado, si se observa emisión de $[O III]\lambda 5007$ en un objeto HH, se espera que la velocidad del choque que está produciendo la emisión sea de más de 100 km s^{-1} . Para choques de esta velocidad (o mayor) los modelos predicen $H\alpha/H\beta \approx 3$ (Hartigan, Raymond & Hartmann 1987). El cociente más frecuentemente usado como decremento de Balmer es $H\alpha/H\beta$, pero si se detectan otras líneas de la serie de Balmer también pueden usarse para estimar la extinción.

Los objetos HH que presentan $[O III]\lambda 5007$ son los llamados de alta excitación. Por lo anterior, usar un decremento de Balmer $H\alpha/H\beta = 3$, sería una hipótesis válida para estimar la extinción en los objetos HH de alta excitación, o por lo menos en las zonas donde se observa el $[O III]\lambda 5007$. Revisando los decrementos de Balmer esperados por los modelos de choque encontramos lo siguiente. Hartigan, Raymond, & Hartmann (1987) (en adelante HRH87), presentan modelos de choques plano paralelos con velocidades entre $v_s = 20 - 400 \text{ km s}^{-1}$. Ellos esperan un decremento de Balmer de $H\alpha/H\beta \lesssim 3$ para choques con $v_s \geq 90 \text{ km s}^{-1}$, mientras que $H\alpha/H\beta = 3.10-6.15$ para choques con $v_s \leq 80 \text{ km s}^{-1}$. En modelos más recientes, Hartigan, Morse & Raymond (1994) (en adelante HMR94), que también presentan modelos de choques plano-paralelos pero que incluyen campo magnético, las velocidades están entre $v_s = 15-90 \text{ km s}^{-1}$. Aquí sólo los modelos con $v_s = 90 \text{ km s}^{-1}$ tienen $H\alpha/H\beta \lesssim 3$. En el resto de los modelos presentados el decremento tiene valores de $H\alpha/H\beta$ entre 3.1 y 8.1, siendo mayores los valores para los modelos con menor velocidad, como se verá más adelante.

Como hemos dicho varias veces a lo largo de este capítulo, frecuentemente las observaciones espectroscópicas ópticas de los objetos HH están restringidas en longitud de onda. Muchas veces se tienen espectros que sólo contienen las líneas $[O I]\lambda 6300, 6363$; $[N II]\lambda 6548, 6584$; $H\alpha$ y $[S II]\lambda 6717, 6731$. Cuando se tiene la posibilidad de obtener un valor observado para el decremento de Balmer, éste se usa para tener por lo menos una estimación de la extinción que hay hacia la fuente observada. Ésto ocurre incluso para los objetos HH de baja excitación; aunque por la velocidad de choque baja que les correspondería, no sería válido usar $H\alpha/H\beta=3$.

10.2 Extinción interestelar y extinción intrínseca

Es sabido que la extinción total medida hacia una fuente de radiación consiste de la suma de la extinción interestelar y la extinción intrínseca del objeto observado. La primera se refiere a la extinción y enrojecimiento producidos por el material (gas y

polvo) que hay entre la fuente y el observador a lo largo de la línea de visión. Por su parte, la extinción intrínseca se refiere a la extinción local de la fuente observada. Para clarificar este punto, veamos como ejemplo lo que ocurre al respecto cuando se observa una galaxia muy lejana. Para esta galaxia, la extinción interestelar será la contribución que representa el disco de nuestra galaxia más el material intergaláctico (hasta la vecindad de la galaxia observada) a lo largo de la línea de visión, mientras que la extinción intrínseca se refiere a la extinción producida por el gas y polvo de la galaxia observada. En el caso de las fuentes de radiación embebidas o localizadas en las cercanías de las nubes moleculares, la extinción local es producida por el medio ambiente denso que rodea a los objetos estelares jóvenes.

Según se comentó en la introducción a este capítulo, existen mapas de A_V , o de E_{B-V} para algunas zonas del cielo, que pueden usarse para estimar la extinción interestelar galáctica hacia los objetos celestes que nos interesen (Neckel, Klare & Sarcander 1980, en adelante NKS80; Burstein & Heiles 1982, en adelante BH82). Si queremos estimar la extinción galáctica hacia los objetos HH usando estos mapas encontraremos algunos inconvenientes, pues los mapas no cubren totalmente el cielo y su resolución espacial es muy limitada. En el caso de los mapas en NKS80, se contruyeron usando datos fotométricos de algunas estrellas y cubren un cinturón con latitud galáctica $|b| \leq 7.6^\circ$ con validez dentro de una esfera de radio $r=1$ kpc. En el caso de los mapas de BH82, éstos se obtuvieron de observaciones de nubes de HI, tienen mayor resolución y cubren la mayor parte de cielo ($|b| \geq 10^\circ$), dejando fuera al plano galáctico.

Existe también un modelo tridimensional para extinción interestelar galáctica presentado como una expresión analítica (Arenou, Grenon & Gómez 1992, en adelante AGG92). La expresión ha sido derivada usando todas las observaciones fotométricas disponibles de cerca de 17 000 estrellas. Este modelo cubre todo el cielo, tiene mucho mayor resolución que los mapas de NKS80 y BH82 y fue construido para conseguir la exactitud anunciada para los parámetros astrométricos obtenidos del satélite *Hipparcos*. El modelo da una tendencia general de la extinción en cada región, pero no toma en cuenta irregularidades en la distribución local del material absorbente. Para estimar la extinción de una fuente particular usando este modelo, es necesario conocer la distancia a la fuente, pues es válido dentro de una esfera de 1 kpc centrada en el sol.

10.3 Análisis sobre la extinción en objetos HH

En la Tabla 10.1 listamos los objetos HH incluidos en la Figura 6.6 organizados de acuerdo a su excitación, usando los criterios de Raga, Böhm & Cantó (1996) (ver sección 3.4). En la columna (1) listamos la identificación de los objetos, en (2) se lista la distancia en parsecs para cada objeto tomada del Catálogo general de objetos

Herbig-Haro, compilado por Bo Reipurth (1999) y disponible en la red WWW.

En la columna (3) listamos la extinción interestelar galáctica $(E_{B-V})_{ISM}$ estimada para cada objeto usando el modelo tridimensional para la extinción de Arenou, Grenon, & Gómez (1992), AGG92. Para el cálculo de este exceso de color usamos la distancia listada en la columna 2. La columna (4) lista los datos de extinción que Raga, Böhm, & Cantó (1996) presentan en su Tabla 2. La determinación de estos E_{B-V} se hizo por varios métodos, entre ellos el de Miller y el cociente $H\alpha/H\beta$ con el valor para cascada de recombinación. La columna (5) presenta el exceso de color observado que ha sido calculado usando el decremento de Balmer $I_{H\alpha}/I_{H\beta}=3$, y los valores para el cociente observado listado en la columna 9, en combinación con la ley de extinción para la galaxia de Mathis (1990). La columna (6) muestra el exceso de color calculado usando el valor promedio para el decremento de Balmer que corresponde a los modelos de choque HMR94, que mejor ajustan los cocientes observados de cada objeto. Las columnas (7) y (8) listan los cocientes $H\alpha/H\beta$ y $[S II](6717/6731)$ promedio, respectivamente, que corresponden también a los modelos que mejor ajustan los cocientes observados. Las columnas (9), (10), (11), (12) y (13) listan los cocientes observados: $H\alpha/H\beta$, $[S II](6717/6731)$, $[N II](5198+5200)/H\beta$, $[O I]/H\alpha$ y $[S II](6717+6731)/H\alpha$, tomados de Raga, Böhm & Cantó (1996). No están corregidos por extinción (salvo el caso de HH 7 y HH 11) y los datos para HH 377 son resultados de esta tesis (Ayala et al. 2000).

En la sección 10.2 explicamos el concepto de extinción total. La extinción en los objetos HH estimada usando las líneas prohibidas emitidas en estos objetos, son una medida de la extinción total, $(E_{B-V})_{total}$. Es de esperarse que, la extinción interestelar galáctica $(E_{B-V})_{ISM}$, tenga un valor menor a $(E_{B-V})_{total}$. Comparando las columnas 3 y 4 de la Tabla 10.1, notamos que generalmente ocurre lo esperado. Hay 6 casos paradójicos: HH 47A, HH 54B, HH 83BD, HH 124EF, HH 49, HH 124D, los cuales presentan un valor menor para la extinción total respecto de la extinción interestelar galáctica. Ocurre algo similar si comparamos las columnas 3 y 5. Surge como paradójico el caso de HH 158; y por el contrario, los valores de extinción para HH 47A ya no resultan contradictorios. Si nos fijamos en el intervalo completo para $(E_{B-V})_{ISM}$ los valores de $(E_{B-V})_{total}$ de las columnas 4 y 5 entran marginalmente en el intervalo de error para $(E_{B-V})_{ISM}$. Sólo dos casos continúan siendo paradójicos: HH 83BD y HH124F. Este último parece estar en una zona muy poco extinguida, pues presenta el menor valor calculado para $(E_{B-V})_{total}$.

Los modelos de choques en HMR94 se presentan en forma gráfica. Son modelos discretos con velocidades, v_s , entre 15 y 90 km s⁻¹ y los conjuntos de modelos que se presentan tienen tres densidades pre-choque: $n_0 = 10^2, 10^3, 10^4$ cm⁻³. Lo novedoso de estos modelos es la inclusión de un campo magnético B en las simulaciones. Los

Objeto (1)	D[pc] ^a (2)	$(E_{B-V})_{ISM}^b$ (3)	E_{B-V}^c (4)	$(E_{B-V})_3^d$ (5)
baja excitación				
HH 7 ^h	220	0.28±0.17	0.40	0.37
HH 11 ^h	220	0.28±0.17	0.40	0.02
HH 34(jet)	470	0.17±0.07	0.41	0.70
HH 47 A	450	0.26±0.13	0.07	0.50
HH 111 D-J	470	0.29±0.05	0.90	1.17
HH 125 I	800	0.34±0.20	0.52	0.51
HH 128	470	0.14±0.06	0.82	0.76
HH 377	700	0.73±0.26	0.88	0.94
excitación intermedia				
HH 30	140	0.35±0.15	...	0.98
HH 47C	450	0.26±0.13	0.48	0.79
HH 54B	165	1.00±0.40	0.78	0.87
HH 83BD	165	1.00±0.40	0.48	0.46
HH 111V	470	0.28±0.13	0.70	0.67
HH 124EF	470	0.20±0.05	0.02	0.00
HH 125F	800	0.34±0.19	0.33	0.32
HH 235	1000	0.63±0.17	...	0.65
alta excitación				
HH 1	470	0.28±0.13	0.43	0.52
HH 2H	470	0.28±0.13	0.34	0.37
HH 3	470	0.28±0.13	0.45	0.47
HH 24A	470	0.20±0.05	0.71	0.56
HH 32	300	0.69±0.36	0.69	0.61
HH 34ap	470	0.28±0.13	0.41	0.37
HH 34MD	470	0.28±0.13	0.41	0.46
HH 40	470	0.26±0.13	0.70	0.53
HH 49	150	0.45±0.08	0.38	0.21
HH 34ap	470	0.28±0.13	0.41	0.37
HH 34MD	470	0.28±0.13	0.41	0.46
HH 40	470	0.26±0.13	0.70	0.53
HH 49	150	0.45±0.08	0.38	0.21
HH 34ap	470	0.28±0.13	0.41	0.37
HH 34MD	470	0.28±0.13	0.41	0.46
HH 40	470	0.26±0.13	0.70	0.53
HH 49	150	0.45±0.08	0.38	0.21
HH 34ap	470	0.28±0.13	0.41	0.37
HH 34MD	470	0.28±0.13	0.41	0.46
HH 40	470	0.26±0.13	0.70	0.53
HH 49	150	0.45±0.08	0.38	0.21

modelos toman los siguientes valores: $B=0, 1, 3, 10, 30, 100, 300, 1000$ y $3000 \mu\text{G}$. Generalmente los modelos con $B = 0 - 100 \mu\text{G}$ —para una densidad prechoque dada— dan curvas muy parecidas, es sólo en la gráfica de $[\text{S II}]6717/6731$ que puede discriminarse entre los valores del campo magnético, pues las curvas están más separadas (especialmente para los modelos con $n_0 = 10^2 \text{ cm}^{-3}$). Los modelos de HMR94 presentan cocientes de $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$ mayores que los esperados por los modelos de choque anteriores (Hartigan et al. 1987), de modo que los modelos más recientes reproducen mejor las observaciones de este cociente de líneas. Con el fin de comparar los cocientes de línea observados en los objetos HH, listados en las columnas 8 a 12 en la Tabla 10.1, hemos construido una tabla con los valores predichos por los modelos de HMR94 para algunos cocientes de línea. Para estimar los intervalos de valores de los cocientes hemos dividido los gráficos en intervalos de 10 km s^{-1} (salvo para el primer intervalo que va de $15\text{-}20 \text{ km s}^{-1}$), de donde resultan 8 intervalos de velocidades. Finalmente, como hay tres valores para la densidad pre-choque, tenemos un conjunto de 24 modelos (o conjuntos de modelos) que listamos en la Tabla 10.2. El campo magnético para los conjuntos de modelos que usaremos es $B = 0 - 100 \mu\text{G}$. La columna (1) de la Tabla 10.2 muestra la identificación de los modelos. La sintaxis incluye un código que permite saber la densidad pre-choque y el intervalo de velocidad que tiene cada modelo. Por ejemplo, los modelos con $v_s = 15\text{-}20 \text{ km s}^{-1}$ y $n_0 = 10^2, 10^3, 10^4 \text{ cm}^{-3}$ se identifican como J.2.15-20, J.3.15-20, J.4.15-20, respectivamente. Los cocientes de líneas tabulados son: $[\text{O I}]6300/\text{H}\alpha$ en la columna (2), $[\text{S II}](6717+6731)/\text{H}\alpha$ en la columna (3), $[\text{N I}](5198+5201)/\text{H}\beta$ en la columna (4), $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$ en la columna (5) y $[\text{S II}]6717/6731$ en la columna (6). Los intervalos de valores para los cocientes de línea corresponden al conjunto de modelos con $B = 0 - 100 \mu\text{G}$.

Con los datos de la Tabla 10.2, se ha comparado cada uno de los cocientes observados listados en la Tabla 10.1 para los 39 objetos HH. Nos fijamos principalmente en los cocientes $[\text{O I}]6300/\text{H}\alpha$, $[\text{S II}](6717+6731)/\text{H}\alpha$ y $[\text{N I}](5198+5201)/\text{H}\beta$. Los modelos que mejor ajustan los cocientes se listan en la Tabla 10.3. Las columnas identificadas como N° indican el número de cocientes de línea que caen en los intervalos de valores esperados. El número máximo que puede tomar N° es 3, lo cual se califica como el mejor ajuste del modelo a los cocientes de línea observados. Hay algunos objetos cuyos cocientes de línea son ajustados por varios modelos (dos o tres modelos), en estos casos determino un valor promedio de todos los modelos que ajustan el cociente observado. De la tabla, es claro que los objetos que mejor ajustan con los modelos de HMR94 son los objetos HH de baja excitación, para los ocho objetos de este tipo, $N^\circ = 3$. Hay 4 objetos: HH 40, HH 49, HH 50 y HH 124EF para los que no se ha encontrado algún modelo que ajuste dos o más cocientes de línea. En el caso de HH 126B, solo ajusta el cociente $[\text{S II}](6717+6731)/\text{H}\alpha$, pero el valor observado de $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$ cae también dentro del intervalo de $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$ esperado

para el modelo J.4.40-50.

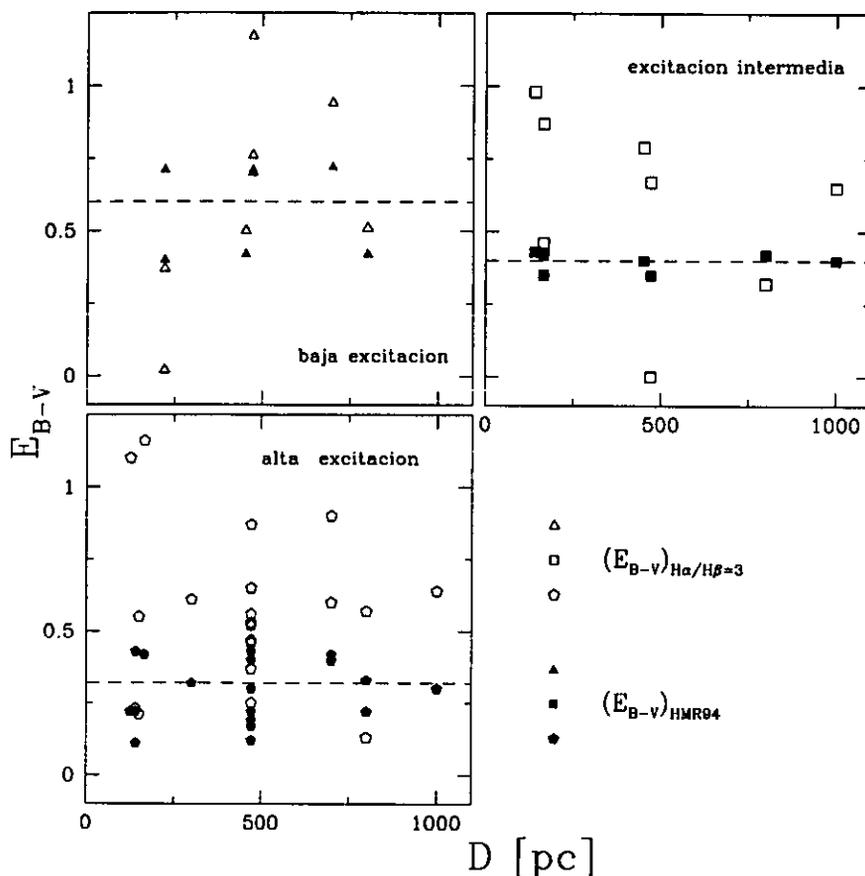


FIGURA 10.1: La extinción interestelar como función de la distancia a los objetos HH. Cada panel corresponde a los tres distintos grados de excitación en que se han clasificado a los objetos. En los paneles se comparan los valores de E_{B-V} calculados usando $I_{H\alpha}/I_{H\beta}=3$ (símbolos vacíos) y el cociente $H\alpha/H\beta$ promedio correspondiente al modelo de HMR94 que mejor ajusta los cocientes de línea observados en cada objeto (símbolos llenos). Las líneas punteadas muestran el valor promedio de $(E_{B-V})_{HMR94}$.

Regresando a la discusión de la extinción volvamos a la Tabla 10.1. En su columna (7) se lista el cociente $H\alpha/H\beta$ promedio del modelo que mejor ajusta los cocientes observados para cada objeto HH. Con estos valores calculamos la extinción por decremento de Balmer $(E_{B-V})_{HMR94}$, los cuales se listan en la columna (6). Al comparar las columnas 6 y 3 ($(E_{B-V})_{ISM}$) notamos primero que el número de casos paradójicos aumenta inesperadamente a 17 casos. Es notable también que la determinación de $(E_{B-V})_{HMR94}$ resulta muy similar para objetos de un mismo grado de excitación. Esto puede verse claramente en la Figura 10.1, donde se muestran tres paneles, uno para cada grado de excitación. En esta figura se grafican los valores

Identificación (1)	$\frac{[O I]_{6300}}{H\alpha}$ (2)	$\frac{[S II]^a}{H\alpha}$ (3)	$\frac{[N I]^b}{H\beta}$ (4)	$\frac{H\alpha}{H\beta}$ (5)	$[S II]_{\frac{6717}{6731}}$ (6)
J.2.15-20	0.8-1.1	1.2-2.0	4.0-42.	7.0-8.0	1.44-1.46
J.3.15-20	3.9-4.0	7.0-8.0	11.-21.	7.2-9.3	1.40-1.45
J.4.15-20	5.0-70.	16-120	22-200	7.2-8.3	1.22-1.39
J.2.20-30	0.7-0.8	1.16-20	4.2-2.0	5.0-7.0	1.36-1.44
J.3.20-30	1.0-3.0	2.5-7.0	2.3-11.	5.0-7.2	1.13-1.40
J.4.20-30	1.2-5.0	2.5-16.	2.2-22.	5.3-7.4	0.69-1.22
J.2.30-40	0.34-0.7	0.9-1.16	0.6-2.0	4.0-5.0	1.17-1.36
J.3.30-40	0.4-1.0	0.9-2.5	0.4-2.3	4.0-5.0	0.73-1.13
J.4.30-40	0.5-1.2	0.5-0.9	0.2-2.2	4.0-5.0	0.47-0.69
J.2.40-50	0.2-0.34	0.5-0.9	0.2-0.6	3.5-4.0	0.97-1.17
J.3.40-50	0.31-0.4	0.4-0.9	0.11-0.4	3.5-4.0	0.55-0.73
J.4.40-50	0.3-0.5	0.17-0.5	0.34-0.2	3.5-4.0	0.46-0.47
J.2.50-60	0.11-0.2	0.3-0.5	0.08-0.2	3.3-3.5	0.77-0.97
J.3.50-60	0.13-0.31	0.2-0.4	0.04-0.11	3.3-3.5	0.48-0.55
J.4.50-60	0.18-0.3	0.07-0.17	0.12-0.2	3.2-3.5	0.45-0.46
J.2.60-70	0.07-0.11	0.20-0.30	0.04-0.08	3.15-3.30	0.65-0.77
J.3.60-70	0.10-0.13	0.11-0.20	0.20-0.38	3.10-3.30	0.47-0.48
J.4.60-70	0.12-0.18	0.04-0.12	0.06-0.12	3.10-3.20	0.44-0.45
J.2.70-80	0.04-0.07	0.14-0.20	0.03-0.04	3.10-3.15	0.60-0.65
J.3.70-80	0.06-0.10	0.08-0.11	0.01-0.02	3.00-3.10	0.46-0.47
J.4.70-80	0.09-0.12	0.03-0.04	0.04-0.06	3.00-3.10	0.44
J.2.80-90	0.04-0.05	0.14-0.40	0.03-0.07	2.90-3.10	0.60-0.61
J.3.80-90	0.05-0.17	0.08-0.20	0.01-0.02	2.90-3.00	0.46-0.47
J.4.80-90	0.07-0.12	0.06-0.07	0.004-0.01	2.90-3.00	0.44

^a $[S II]/H\alpha = [S II](6717+6731)/H\alpha$

^b $[N I]/H\beta = [N I](5198+5201)/H\beta$

TABLA 10.2: Cocientes de línea esperados por los modelos de choque de Hartigan, Morse & Raymond (1994) con $B = 30 - 300 \mu G$, ver texto. En la identificación se señala la densidad prechoque y la velocidad del choque. Por ejemplo, los modelos con $v_s = 15-20 \text{ km s}^{-1}$ y $n_0 = 10^2, 10^3, 10^4 \text{ cm}^{-3}$ se identifican como J.2.15-20, J.3.15-20, J.4.15-20, respectivamente.

de E_{B-V} de las columnas 5 y 6 de la Tabla 10.1, los cuales han sido calculados por decremento de Balmer. Las líneas punteadas en cada panel corresponden al valor promedio de $(E_{B-V})_{\text{HMR94}}$ para el conjunto de objetos que se incluyen en cada gráfica.

Se observa también en la figura que en el caso de los objetos HH de excitación intermedia y alta los valores de E_{B-V} calculados suponiendo $I_{\text{H}\alpha}/I_{\text{H}\beta}=3$ tienden a ser mayores que $(E_{B-V})_{\text{HMR94}}$. Para los objetos HH de baja excitación los valores de E_{B-V} se agrupan a ambos lados de la línea punteada, los puntos correspondientes a $(E_{B-V})_{\text{H}\alpha/\text{H}\beta=3}$ presentan mayor dispersión. El comportamiento de $(E_{B-V})_{\text{HMR94}}$ de presentar menor dispersión alrededor de su valor promedio, tiene que ver con la manera como estamos determinando el cociente $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$. Es decir, el comportamiento refleja que hay un número muy restringido de modelos que ajustan los cocientes de línea observados. Este punto se tratará con mayor detalle en la siguiente sección.

En la Figura 10.2 se muestra la comparación entre las distintas determinaciones de $(E_{B-V})_{\text{total}}$ y la extinción interestelar galáctica $(E_{B-V})_{\text{ISM}}$. En los tres paneles los objetos por debajo de la recta son aquellos objetos a los que nos hemos referido como paradójicos, aquellos donde la estimación de extinción interestelar galáctica es mayor que la extinción total. El panel superior izquierdo grafica los valores de E_{B-V} listados en la columna 4 de la Tabla 10.1 y que corresponde a diferentes métodos para estimar la extinción tomados de Raga et al. (1996). El panel superior derecho muestra los valores de la extinción determinados usando $I_{\text{H}\alpha}/I_{\text{H}\beta}=3$ y listados en la columna 5 de la Tabla 10.1. Finalmente, el panel inferior muestra los valores de la extinción (columna 6, Tabla 10.1), calculados usando el cociente $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$ promedio correspondiente al modelo de HMR94 que mejor ajusta los cocientes de línea observados. Es notable que el método que sistemáticamente produce un valor menor para la extinción es usando los modelos de HMR94. Además agrupa a los objetos HH de distinto grado de excitación en grupos bien definidos, hecho que nuevamente es un reflejo del número restringido de modelos que ajustan los cocientes de línea observados. Es claro también que la determinación que causa un mayor número de casos paradójicos, donde $(E_{B-V})_{\text{ISM}} > (E_{B-V})_{\text{total}}$, es con $(E_{B-V})_{\text{HMR94}}$. Todos los casos que se vuelven contradictorios corresponden a objetos de excitación intermedia y alta, este hecho es un efecto de que los modelos de Hartigan, Morse y Raymond (1994) tengan $v_s < 90 \text{ km s}^{-1}$. Para los objetos de excitación alta e intermedia estos modelos de baja velocidad predicen un valor para el cociente $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$ muy parecido a los valores observados del decremento de Balmer no desenojados, lo cual se traduciría en valores pequeños de extinción total hacia esos objetos. Este resultado es altamente improbable ya que los objetos HH se localizan dentro de regiones de formación estelar que se caracterizan por ser regiones muy extinguidas.

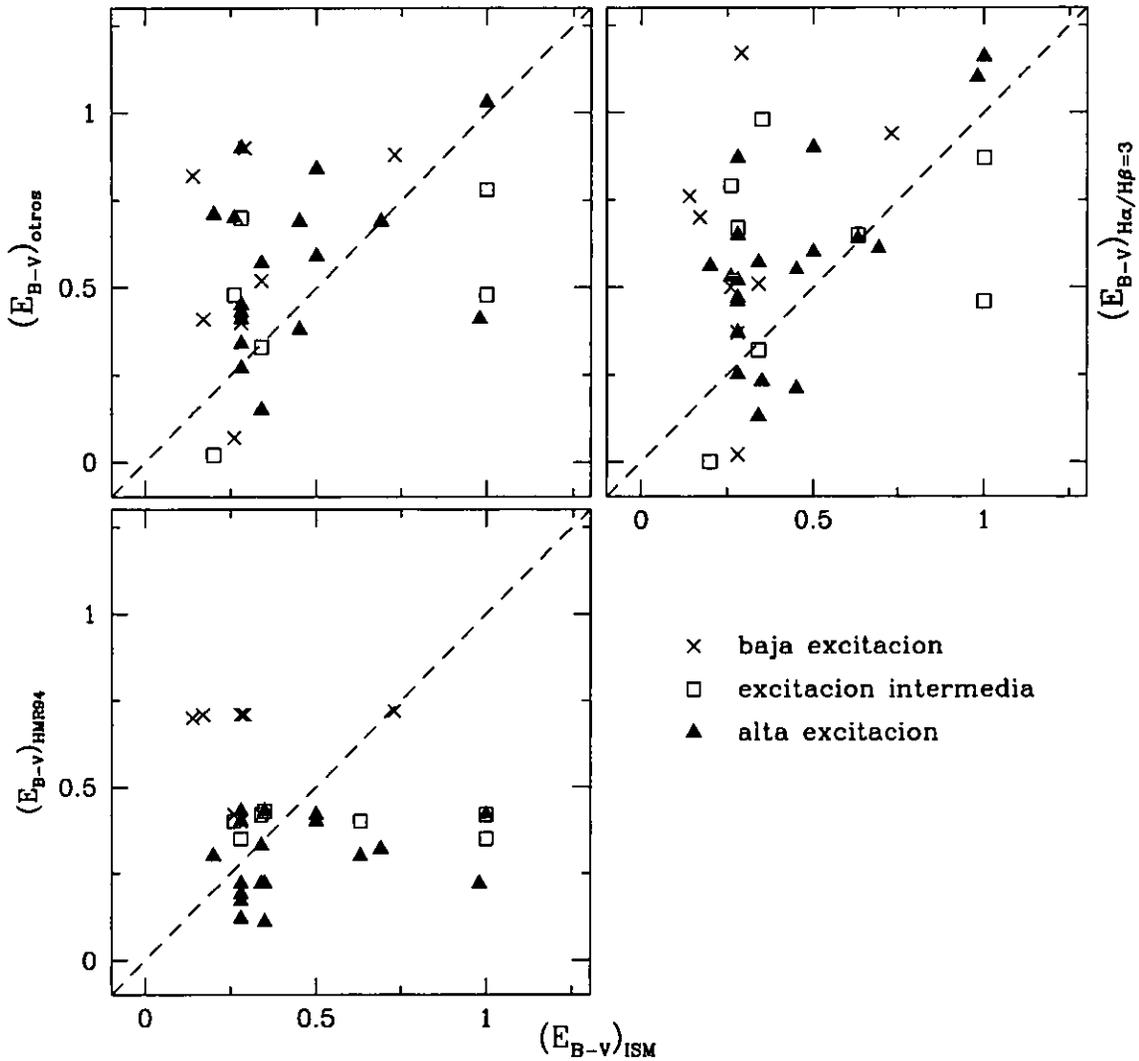


FIGURA 10.2: Comparación entre los distintos valores determinados para $(E_{B-V})_{total}$ y la extinción interestelar galáctica $(E_{B-V})_{ISM}$, para el grupo de objetos HH analizado. Las líneas punteadas muestran $(E_{B-V})_{ISM} = E_{B-V}$ según el caso. Se usan símbolos diferentes para objetos HH de excitación baja, intermedia y alta.

Los paneles superiores de la Figura 10.2 son muy parecidos, la razón de esto es que la mayoría de los valores de $(E_{B-V})_{otros}$ han sido calculados vía el decremento de Balmer, usando el valor estándar para cascada de recombinación caso B, y las pequeñas diferencias que hay entre los valores de la extinción para un mismo objeto, pueden producirse si se usa una ley de extinción distinta para determinar el enrojecimiento. Por otro lado, los valores determinados usando el método de Miller en 6 objetos, producen un valor de E_{B-V} muy parecido al que se obtiene usando $I_{H\alpha}/I_{H\beta} = 3$. Es importante mencionar que los modelos de choque disponibles con $v_s > 90 \text{ km s}^{-1}$ predicen $I_{H\alpha}/I_{H\beta} = 3$ (Hartigan, Raymond & Hartmann 1987).

10.4 Los modelos HMR94 y los objetos HH

Al analizar la Tabla 10.3, es muy interesante encontrar que los cocientes de línea de la mayoría de los objetos HH de baja excitación (HH 7, HH 11, HH 34(jet), HH 111DJ, HH 128 y HH 377), son bien ajustados por los modelos con $v_s=20-30 \text{ km s}^{-1}$ y $n_0 = 10^3, 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Sólo HH 47A y HH 125I ajustan mejor con los modelos con $v_s=30-40 \text{ km s}^{-1}$ y $n_0 = 10^3, 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Por su parte los objetos HH de excitación intermedia quedan representados por modelos con $v_s=30-40 \text{ km s}^{-1}$ y $n_0 = 10^2, 10^3, 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Aunque muchos de ellos ajustan sólo dos cocientes de línea. Como se esperaba, la velocidad del choque que los representa es un poco más alta que para los objetos HH de baja excitación. Aún así, los valores para las velocidades de choque que ajustan los cocientes de línea observados, resultan bajos si se comparan con las velocidades determinadas de los perfiles de las líneas de emisión en estos objetos.

De lo anterior, no debe sorprendernos encontrar resultados incongruentes para los objetos HH de alta excitación. Los modelos de HMR94 que mejor 'ajustan' los cocientes de línea observados tienen velocidades en el intervalo $v_s=30-60 \text{ km s}^{-1}$ para $n_0 = 10^2, 10^3, 10^4 \text{ cm}^{-3}$. En la parte introductoria a este capítulo, comentamos que los objetos HH de alta excitación están siendo producidos por choques con velocidades $v_s > 100 \text{ km s}^{-1}$. Concluimos nuevamente que necesitamos una familia de modelos más rápidos para el análisis de los objetos HH de alta excitación.

Hay un punto en el análisis que puede parecer objetable. Los cocientes que estamos comparando no están corregidos por extinción, como dicta el procedimiento estándar al comparar flujos observados con las intensidades esperadas por cualquier tipo de modelos. Sin embargo, los cocientes que estamos usando son relativos a la línea de Balmer más cercana, de modo que los cocientes sean poco afectados por la extinción. La excepción es el cociente $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$, que justo se ha usado para determinar la extinción.

La mayor limitación en nuestro análisis es el intervalo incompleto de velocidades en los modelos HMR94. Hacen falta modelos con $v_s > 100 \text{ km s}^{-1}$. La muestra de objetos HH analizada aquí es la misma de Raga, Böhm y Cantó (1996) más HH 377, ellos compararon más de tres cocientes de línea con los modelos de choques planos -con preionización autoconsistente- de Hartigan et al. (1987). Estos modelos cubren un intervalo amplio de velocidades $v_s = 20-100, 100-200$ y $200-400 \text{ km s}^{-1}$. Es interesante notar que para cada cociente de línea que se considere, se tiene al menos un modelo que lo predice. Lo que define el modelo que mejor ajusta a los objetos de alta excitación es la comparación entre cocientes que incluyen líneas de alta excitación. Los modelos de HMR94 usados en nuestro análisis solo cubren los intervalos de menor velocidad en los modelos de Hartigan et al. (1987). Concluimos entonces que es necesario construir modelos como los de HMR94 para velocidades

Objeto	Modelo	Nº	Objeto	Modelo	Nº
baja excitación					
HH 7	J.3.20-30	3	HH 111 D-J	J.3.20-30	3
	J.4.20-30	3		J.4.20-30	3
HH 11	J.3.30-40	3	HH 125 I	J.3.30-40	3
HH 34(jet)	J.3.20-30	3	HH 128	J.4.30-40	3
	J.4.20-30	3		J.3.20-30	3
HH 47 A	J.3.30-40	3	HH 377	J.4.20-30	3
	J.4.30-40	3			
excitación intermedia					
HH 30	J.4.30-40	3	HH 111V	J.3.30-40	2
HH 47C	J.2.30-40	3		J.4.30-40	2
HH 54B	J.3.30-40	3	HH 125F	J.2.40-50	2
	J.4.30-40	3		J.3.30-40	2
HH 83BD	J.2.30-40	2		J.4.30-40	2
	J.4.30-40	2	HH 235	J.2.30-40	2
	J.3.50-60	2		J.3.30-40	2
				J.4.30-40	2
alta excitación					
HH 1	J.3.40-50	2	HH 57	J.2.30-40	3
HH 2H	J.4.40-50	2		J.3.30-40	3
	J.2.50-60	2	HH 111L	J.2.30-40	3
HH 3	J.2.40-50	2		J.3.30-40	3
	J.3.40-50	2	HH 123	J.4.40-50	2
	J.4.50-60	2	HH 124AC	J.4.30-40	2
HH 24A	J.4.30-40	2		J.2.40-50	2
	J.2.40-50	2	HH 124D	J.3.40-50	2
	J.3.40-50	2	HH 126B	J.4.40-50	1
HH 32	J.2.30-40	2	HH 154	J.4.30-40	3
	J.3.40-50	2	HH 158	J.2.40-50	2
HH 34ap	J.2.50-60	3		J.3.40-50	2
HH 34MD	J.3.30-40	3	HH 184	J.4.50-60	2
HH 54C	J.3.30-40	3	HH 234	J.4.30-40	2
HH 54C	J.4.30-40	3		J.2.40-50	2
HH 56	J.3.30-40	3		J.3.40-50	2
HH 56	J.4.30-40	3	HH 240	J.4.30-40	3

TABLA 10.3: Los modelos de Hartigan et al.(1994) que mejor ajustan a los objetos HH listados. Los cocientes de línea que hemos comparado son [S II](6717+6731)/H α , [N I](5198+5201)/H β y [O I]6300/H α . Nº es número de cocientes de línea que caen en los intervalos de valores esperados para cada cociente de los modelos listados en la Tabla 10.2.

mayores, que esperamos consigan exitosamente el ajuste de los cocientes observados para los objetos HH de excitación intermedia y alta. Para redondear la discusión, escribo a continuación los valores promedio de la velocidad que Raga, Böhm y Cantó (1996) encuentran para los distintos tipos de objetos HH: para alta excitación $\langle v_s \rangle = 82 \pm 37 \text{ km s}^{-1}$, para excitación intermedia $\langle v_s \rangle = 52 \pm 29 \text{ km s}^{-1}$, y finalmente para baja excitación $\langle v_s \rangle = 31 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$. Claramente las velocidades de los choques que explican los objetos HH de excitación intermedia y alta son mayores que las encontradas en nuestro análisis con los modelos de HMR94. Por otra parte, ciertamente los cocientes que se han explorado aquí son considerados cocientes de baja excitación. No debe sorprender entonces que ajusten muy bien a los objetos HH de baja excitación.

Uno de los atractivos que presentan los modelos de HMR94 son los cocientes $[S \text{ II}](6717+6731)/H\alpha$ más altos que los predichos por los modelos de choque anteriores, los cuales eran menores que los observados por un factor de 2 o 3. Ciertamente los modelos HMR94 reproducen exitosamente los tres cocientes de línea de los ocho objetos HH de baja excitación de la muestra y de nueve objetos más entre intermedia y alta excitación. Los restantes 22 objetos sólo ajustan 2 cocientes de línea, mayoritariamente el cociente $[S \text{ II}](6717+6731)/H\alpha$. Sería interesante explorar la variación de este cociente para modelos tipo HMR94 con velocidades $v_s > 90 \text{ km s}^{-1}$.

En lo que respecta a la densidad prechoque, los objetos HH de baja excitación se reproducen mejor con modelos con densidades de $n_0 = 10^3, 10^4 \text{ cm}^{-3}$ que se consideran altas. Para los objetos de excitación intermedia, los modelos que los reproducen tienen $n_0 = 10^2, 10^3, 10^4 \text{ cm}^{-3}$, lo mismo ocurre para los objetos con alta excitación. Nuevamente, los resultados de n_0 para excitación alta e intermedia son poco confiables.

10.5 La morfología óptica y la extinción

La discusión sobre la extinción en los objetos HH ha sido estimulada por la aparente paradoja encontrada en la región de Cepheus E respecto de su morfología y que ha sido discutida en la sección 6.4. Ahí se comentaron diferentes determinaciones de la extinción hacia HH 377 (la contraparte óptica del nudo sureste más brillante en el *outflow* de Cepheus E). La extinción determinada con observaciones infrarrojas (Noriega-Crespo et al. 1998; Lefloch et al. 1996) indican una extinción prácticamente igual entre ambos lóbulos del *outflow* en Cepheus E (separados apenas por $\sim 1'$) a la que corresponde un $(E_{B-V})_{IR} \sim 1.06$. Este valor resulta un poco más alto que los valores determinados para E_{B-V} que aparecen en la Tabla 10.1. Aún cuando todo indica que la extinción en esta región es mas bien alta (incluso la extinción interestelar $(E_{B-V})_{ISM} = 0.73$), persiste la cuestión sobre la diferencia entre

la morfología óptica y en el cercano infrarrojo de este objeto.

Por comparación revisemos el caso de HH 46/47, también un objeto de baja excitación. En este *jet* bipolar uno de sus lóbulos se encuentra embebido en un glóbulo de Bok. Para HH 46/47 existe una determinación reciente de la extinción en la región derivada de las de las líneas del [Fe II] en el NIR. Se obtiene $(E_{B-V})_{NIR} = 3.03 \pm 0.48$, que se significa una extinción de alrededor de 9 magnitudes visuales en la región asociada a HH 46 (Fernandes 2000), esta es la parte embebida del *jet* y por lo tanto más extinguida. De la Tabla 10.1 sabemos que la extinción interestelar que le corresponde a HH 47A es $(E_{B-V})_{ISM} = 0.26 \pm 0.13$ y $E_{B-V} = 0.50$ obtenido de las líneas de Balmer. Estos valores indican que la zona alrededor de HH 47A está medianamente extinguida, la razón de esto es que este objeto se localiza completamente fuera de glóbulo de Bok. Hay una diferencia realmente grande entre la extinción determinada para ambas regiones en HH 46/47.

Comparemos la estructura de la extinción en las regiones de HH 46/47 y HH 377. La extinción determinada con datos infrarrojos en la región de HH 46/47 6 veces mayor que la extinción óptica obtenida usando $H\alpha/H\beta = 3$. Mientras que en la región de HH 377 ambos valores para la extinción son muy similares. De nuestro análisis e interpretación de resultados, en el capítulo 8, concluimos que HH 377 estaría rompiendo la nube molecular en la que está embebido el flujo bipolar que emite en el infrarrojo. ¿Cómo tiene que ser la distribución del gas en estas regiones para dar resultados tan distintos de la extinción en longitudes de onda ópticas y del cercano infrarrojo? Ya hemos dicho en la sección 6.4 que la diferencia en la morfología de los dos lóbulos de Cepheus E (HH 377) sugiere un gradiente en la extinción. Habrá que usar los métodos disponibles en el infrarrojo cercano (con las líneas de [Fe II]) y el método de Miller que son independientes de los modelos de choques, para hacer nuevas determinaciones de la extinción en esta región.

10.6 Conclusiones

De este capítulo podemos concluir que aún permanece la incertidumbre en la determinación de la extinción hacia los objetos HH. Al igual que en otros trabajos donde se aborda de alguna forma el tema, los métodos recomendables para tratar de determinar un E_{B-V} , son los que no dependen de los modelos, a pesar de las múltiples limitaciones observacionales que existen para emplear los métodos independientes de los modelos.

En particular, nosotros revisamos detalladamente la extinción determinada por decremento de Balmer usando los modelos de choques planos con campo magnético de Hartigan, Morse y Raymond (1994), HMR94, encontrando que producen menor extinción que otros métodos. El efecto es mayor para los objetos de excitación alta e intermedia, y es consecuencia directa de las limitaciones en la velocidad de choque

de los modelos.

Concluimos que los modelos de HMR94 reproducen exitosamente los cocientes de línea explorados para los objetos HH de baja excitación, y en menor medida reproducen los cocientes de línea observados en los objetos HH de excitación intermedia y alta. Los modelos que explican exitosamente a los objetos de baja excitación tienen $v_s = 20\text{-}30 \text{ km s}^{-1}$ y $n_0 = 10^3, 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Para los de excitación intermedia son modelos con $v_s = 30\text{-}40 \text{ km s}^{-1}$ y $n_0 = 10^3, 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Los resultados sobre los objetos de alta excitación son incongruentes debido a las limitaciones en la velocidad de choque de los modelos. Para los objetos de excitación intermedia y alta las velocidades de los choques de HMR94 resultan menores por un factor de ~ 0.4 de las velocidades de los choques de Hartigan et al. (1987) determinadas por Raga, Böhm y Cantó (1996) para la misma muestra de objetos.

Finalmente, las determinaciones para extinción usando observaciones infrarrojas existentes en la literatura (dos casos) parecen arrojar valores mayores que los determinados de observaciones ópticas. Esto no ayuda todavía en la búsqueda de un gradiente de extinción en la región del *outflow* Cepheus E.

Parte VI

Conclusiones

Capítulo 11

Conclusiones

11.1 Introducción

El estudio de la formación estelar involucra una gran variedad de fenómenos que por su naturaleza permiten ser estudiados en diferentes intervalos de longitud de onda. En el caso de los objetos estelares jóvenes (YSO), éstos parecen estar asociados a manifestaciones violentas que ocurren simultáneamente, tales como los flujos bipolares moleculares, los *jets* y la acreción del material que formará la nueva estrella. Sin embargo, la relación entre todos estos fenómenos todavía no es muy clara.

En este capítulo me propongo hacer una recopilación de las conclusiones más importantes que se obtuvieron a lo largo de mi trabajo de investigación. En esta tesis se analizaron tres objetos que muestran características singulares: IRAS 20126+4104, Cepheus E (HH 377) y HH 110. En el último capítulo revisamos e investigamos la extinción interestelar observada en los objetos HH.

Hemos explorado los objetos de nuestro interés usando técnicas de imagen directa y espectroscopía en longitudes de onda ópticas ($\lambda = 4000\text{-}7000 \text{ \AA}$) y del cercano infrarrojo ($\lambda = 1.7\text{-}2.4 \mu\text{m}$) buscando determinar los parámetros físicos que ayuden a explicar las características físicas de los objetos en cuestión. También buscamos que nuestros resultados contribuyan al entendimiento de los procesos de formación estelar que se observan en otros objetos estelares jóvenes a través de manifestaciones similares a las observadas en los objetos que nos conciernen. La recopilación de datos sobre la emisión observada en los objetos HH, permite comparar las observaciones con los resultados de los modelos teóricos y probar si éstos últimos describen cualitativa y cuantitativamente la morfología e intensidad de la emisión observada.

En la investigación científica, durante el diseño y desarrollo de cualquier proyecto se plantea un cierto número de preguntas. Frecuentemente, al final de las pesquisas, no se da respuesta a todas las interrogaciones, o entre los resultados se plantean nuevas preguntas. Este trabajo no ha sido la excepción. Algunas de nuestras hipótesis se vieron parcialmente depuestas dando lugar a nuevas hipótesis y preguntas que serán

abordadas en trabajos a futuro (con nuevas observaciones y modelos mejorados).

Las conclusiones se presentan en un apartado para cada objeto estudiado. Se recomienda leer las secciones de conclusiones en los capítulos 5, 6, 8 y 10. En el caso de IRAS 20126+4104 y Cepheus E, se trata de manifestaciones de objetos estelares jóvenes de clase 0 ó I, que tienen flujos moleculares de alta velocidad asociados a la emisión infrarroja. El caso de HH 110 es de naturaleza un poco diferente. Todavía hay dudas de cual es la fuente o estrella excitadora que estaría generando el *jet* en HH 110; además, no se ha encontrado hasta ahora un flujo molecular asociado espacialmente al *jet* HH 110.

11.2 IRAS 20126+4104

Estudiamos esta fuente en el infrarrojo cercano y encontramos que se compone de tres condensaciones principales (A, B y C) que están alineadas con el flujo bipolar molecular que ha sido previamente detectado en HCO^+ (Cesaroni et al. 1997). La condensación A está asociada al lóbulo corrido al rojo del flujo molecular, mientras que las condensaciones B y C están asociadas al lóbulo corrido al azul. La posición de la fuente IRAS y de un nudo molecular compacto, observado en ^{13}CO , coinciden con la posición central del flujo molecular, lo que implica que la emisión que observamos en el infrarrojo cercano estaría asociada al flujo molecular.

Los resultados espectroscópicos indican que dos de las condensaciones infrarrojas (B y C, al noroeste de la fuente IRAS) parecen estar asociadas a estrellas embebidas localizadas en el borde este de cada condensación. Cuando analizamos los cocientes relativos entre las líneas de H_2 detectadas encontramos que los niveles rotacionales-vibracionales han sido excitados colisionalmente, pero que parte de la emisión del H_2 ha sido producida por fluorescencia. En la condensación C hay una estratificación en la excitación, siendo mayor hacia el borde este cerca de la estrella asociada a esta condensación. De aquí concluimos que la emisión de H_2 observada es una mezcla de emisión producida por excitación colisional y por fluorescencia.

Falta comprobar si la emisión infrarroja observada es producida en la interacción del flujo molecular con el gas del medio ambiente que lo rodea, o si este gas molecular está siendo excitado por las estrellas que parecen estar asociadas con algunas condensaciones (al menos en el caso de las condensaciones B y C). Los valores del cociente H_2 (1,0)/(2,1) S(1) hacia el borde oeste de la condensación C, indican claramente excitación colisional. Este resultado favorece la propuesta de que la emisión IR en este nudo sea producida por la interacción del flujo molecular con el medio ambiente que lo rodea. Para entender quién produce la emisión infrarroja es obtener espectros infrarrojos de mayor resolución y estudiar la cinemática de las condensaciones.

11.3 Cepheus E

Para este objeto hicimos un estudio detallado (espectroscópico y de imagen directa) en longitudes de onda ópticas y del cercano infrarrojo. En la región de Cepheus E ha sido detectado un flujo bipolar en CO. La morfología de este objeto en el cercano infrarrojo es también bipolar. Sin embargo, sólo se detecta emisión óptica en el lóbulo corrido al azul. Este nudo compacto óptico se conoce como HH 377 y coincide con el nudo más brillante en H₂ en ese lóbulo.

Del análisis espectroscópico en el cercano infrarrojo, encontramos que ambos lóbulos tienen características que indican que la emisión infrarroja es producto de excitación colisional. La temperatura de excitación $T_e \sim 2300$ K, los cocientes Ortho/Para ~ 3 y los cocientes H₂ (1,0)/(2,1) S(1) ~ 9 son consistentes con los valores que para estos parámetros se encuentran en otros objetos HH. Encontramos un pequeño desplazamiento (algunos segundos de arco) entre los máximos de emisión en los nudos ópticos e infrarrojos. Esta situación es parecida a la que se encuentra en los choques de proa en otros objetos HH.

Hasta aquí este objeto resulta muy parecido a otros objetos de su clase. Sin embargo, del análisis espectroscópico óptico, encontramos que se trata de un objeto peculiar. HH 377 parece ser uno de los objetos HH de menor excitación, presenta un cociente [SII](6717+6731)/H α mayor que el observado en los objetos HH clasificados de baja excitación. Encontramos para este objeto un resultado inusual en la determinación de la densidad electrónica. Del cociente de líneas del [SII] se encuentra que $N_e = 4100$ cm⁻³. Este valor es mayor al determinado para otros objetos HH de baja excitación y es comparable al que se encuentra en algunos objetos HH de alta excitación. Estimamos una fracción de ionización $X \sim 1\%$ para HH 377, que junto con el cociente [OI]6300/H α observado implican gas excitado colisionalmente. Con los parámetros resultantes determinamos una densidad prechoque de $\sim 10^5$ cm⁻³ para HH 377. Este valor tan alto es inusual en los objetos HH.

Comparando los cocientes relativos observados en HH 377 con las predicciones de los modelos de choque de Hartigan et al. (1994), encontramos que los cocientes observados coinciden mejor con los cocientes de choques de baja velocidad ($v_s = 20-30$), alta densidad prechoque ($n_0 = 10^4$ cm⁻³) y campo magnético entre 30 y 300 μ G. Estas condiciones son apropiadas para desarrollar choques moleculares tipo C. Esto concuerda con los resultados que se obtienen a este respecto con observaciones en el lejano infrarrojo de Cepheus E (Kaufman & Neufeld 1996ab; Noriega-Crespo et al. 2000).

Otro resultado interesante es la determinación de la extinción visual hacia HH 377. Usando el decremento de Balmer para determinar la extinción encontramos que para H α /H β =3 se tiene $A_V = 2.72$ ($E_{B-V}=0.88$), y si se usa el valor que corresponde a los modelos de choque que mejor reproducen los cocientes observados (H α /H $\beta \sim 6$),

se determina un valor más pequeño para la extinción $A_V \sim 0.77$ ($E_{B-V} \sim 0.24$). Es notable que el A_V obtenido con $H\alpha/H\beta=3$ sea consistente con el valor de extinción determinado de observaciones de continuo milimétrico $A_V = 3.4$ (Lefloch et al. 1996).

Todas las características físicas encontradas en Cepheus E lo colocan como un flujo en una fase de desarrollo temprana que tendría una edad dinámica de unos cuantos miles de años. La alta densidad y la extinción inhomogénea encontradas en esta región sugieren que este flujo está recién rompiendo el núcleo molecular del que se formó la fuente excitadora del flujo (probablemente IRAS 23011+6126).

11.4 HH 110

Para este objeto hicimos un estudio espectroscópico para encontrar las condiciones físicas a lo largo y a través del *jet* HH 110, que resulta ser uno de los más largos ($\sim 3'$) con ángulo de apertura de $\sim 12^\circ$. En las posiciones a través del *jet* encontramos variaciones espaciales en cocientes como $[OI]/H\alpha$ y $[SII]/H\alpha$. En algunas zonas del *jet* se ha determinado la extinción usando el método del decremento de Balmer. La extinción que se encuentra hacia HH 110 no es muy alta: $E_{B-V} \sim 0.5$ ($A_V \sim 1.6$).

Analizamos los cocientes relativos observados en HH 110 buscando probar que parte de la emisión en HH 110 ha sido producida en una capa de mezcla turbulenta. Encontramos que los cocientes observados en HH 110 no son reproducidos por los modelos de capa de mezcla de Binette et al. (1999), por lo cual no es apropiado interpretar la emisión observada en HH 110 en términos de los modelos de capa de mezcla disponibles hasta este momento.

Al tratar de clasificar la emisión en HH 110 según su grado de excitación, encontramos que resulta una tarea difícil. La ausencia de $[OIII]$ coloca a HH 110 como un objeto de baja excitación, pero los cocientes $[NII]6583/H\alpha$, $[SII](6731+6716)/H\alpha$ y $[NI]5200/H\beta$ se comportan como los cocientes correspondientes a los objetos HH de alta hacia moderada excitación. Por otro lado en una gráfica de $[SII](6731+6716)/H\alpha$ contra $[OI]6300/H\alpha$ estos cocientes coinciden cercanamente con los modelos de choques plano paralelos de Hartigan et al. (1994), con v_s entre 14 y 40 km s^{-1} .

Determinamos la temperatura electrónica, T_e , y la fracción de ionización, X , a través de los cocientes $[NII]6583/H\alpha$ y $[OI]6300/H\alpha$. Construimos diagramas de diagnóstico análogos a los de Bacciotti et al. (1995) suponiendo que el gas en HH 110 sólo se está recombinando en condiciones de baja excitación (los estados de ionización del O y el N son dominados por intercambio de carga con átomos de hidrógeno). De este análisis encontramos que el gas en HH 110 está parcialmente ionizado ($X \leq 0.3$). La T_e obtenida en estos diagramas puede interpretarse como una temperatura promedio ($T_e=4700\pm 980$ K). Esta X y T_e comparan bien con los valores encontrados en objetos de baja excitación a excitación intermedia (HH 46/47,

HH 24E, HL Tau y Th 28jet).

Finalmente encontramos indicios que confirman un grado de ionización menor hacia el borde oeste del *jet*, como se dedujo de la diferencia espacial entre la emisión molecular y la atómica, encontrada por Noriega-Crespo et al. (1996).

11.5 Extinción en los objetos HH

Hemos revisado los datos disponibles sobre la extinción hacia un buen número de objetos HH. Encontramos que la determinación de la extinción por métodos no dependientes de modelos (como es el caso del método de Miller) resulta ser un parámetro importante para acotar los modelos que buscan describir cuantitativamente los cocientes de línea observados en los objetos HH. Analizamos la extinción en los objetos HH buscando posibles correlaciones entre la extinción galáctica, la extinción intrínseca de los objetos y la extinción determinada por diferentes métodos (decremento de Balmer, modelos de Hartigan et al. 1994).

De nuestro análisis se hace evidente la necesidad de construir modelos análogos a los de Hartigan, Morse y Raymond (1994) (que incluyen campo magnético y suponen tres densidades prechoque distintas), pero con velocidades altas $v_s > 90 \text{ km s}^{-1}$, con el fin de comparar nuestros resultados de extinción con velocidades más realistas para los objetos HH de alta excitación. Encontramos que los modelos de Hartigan et al. (1994) reproducen exitosamente los cocientes observados en los objetos HH de baja excitación, pero que no ocurre lo mismo con los objetos de excitación moderada. Las velocidades de choque que se esperan en los objetos de excitación moderada sí se incluyen en el intervalo de velocidades que cubren los modelos de Hartigan et al. (1994).

11.6 Trabajo futuro

Esta sección sólo pretende ser un recordatorio de lo que puede sugerirse hacer en lo futuro para mejorar y completar la descripción de la naturaleza de los objetos que hemos estudiado. La propuesta más evidente que se sugiere para continuar esta investigación es estudiar la cinemática del gas y ponerlo en el contexto de los mecanismos de excitación que en este trabajo hemos determinado están ocurriendo en cada objeto. El estudio cinemático se requiere tanto en el cercano infrarrojo como en el óptico. Este estudio estaría dirigido a examinar las velocidades radiales y los anchos de línea de las líneas más brillantes como función de la posición. Estas velocidades se compararían con los valores —encontrados en este trabajo— para las velocidades de los modelos que mejor ajustan los flujos de línea observados. Un problema que no podemos olvidar es que nuestra propuesta de trabajo futuro

requiere usar telescopios grandes, con el fin de aumentar la eficiencia en la adquisición de datos, pues la mayoría de objetos HH son más bien débiles.

Por otra parte queda pendiente construir modelos de capa de mezcla mejorados que nos ayuden a descartar o confirmar que parte de la emisión en el *jet* HH 110 proviene de una capa de mezcla turbulenta. A este respecto sería interesante explorar la cinemática de gas en cortes a través del *jet*. También resulta indispensable buscar emisión de [OIII] en el *jet* usando espectros ópticos más profundos.

Finalmente, queda pendiente la determinación de la extinción en los objetos HH por los métodos independientes de modelos (método de Miller en el óptico y líneas de [Fe II] en el infrarrojo). Con estas determinaciones se podrían probar los modelos de choque y buscar correlaciones entre la distribución espacial de objetos HH de diferente grado de excitación y la extinción.

Apéndice A

Reducción de imágenes infrarrojas

A.1 Calibración de las imágenes

Para calibrar las imágenes infrarrojas usamos un conjunto de *procedures* basados en rutinas IRAF y algunos programas FORTRAN. Las imágenes que se reducen usando estos *procedures* son las que se obtienen con la cámara-espectrógrafo CAMILA-CAMALEON colocada en el telescopio de 2.1m del OAN. Los *procedures* han sido diseñados por el Dr. Salvador Curiel y usan a su vez *procedures* y programas FORTRAN de dominio público y que son usados dentro de otro paquete de reducción de datos astronómicos que se llama **AIPS**. Los parámetros de linealización que se usan en las rutinas y los archivos de pixeles malos corresponden al detector NICMOS de 256×256 pixeles del OAN. Los programas pueden actualizarse en caso de que cambien los parámetros de linealización.

Actualmente los programas están disponibles en /home/scuriel/BIN/, dentro de la red interna de cómputo el IAUNAM-CU. No es necesario copiar los *procedures* en los directorios con los datos a reducir. La forma más eficiente de activar “en paquete” los *procedures* es a través del archivo **loginuser.cl**. Para conseguir esto se edita el archivo **login.cl** definiendo el directorio donde se localizan los programas y accediendo desde ahí el paquete **reduce**, agregando las siguientes líneas:

```
set home2 = "/home/scuriel/BIN/"
if (access ("home2$reduce/loginuser.cl")) cl < "home2$reduce/loginuser.cl"
```

Una copia del archivo **loginuser.cl** se lista en la sección A.3 al final de este apéndice. Una vez creado el archivo **loginuser.cl** y editado el archivo **login.cl**, en el ambiente IRAF se debe decir **reduce** y con ello quedan activadas las rutinas de calibración. Una vez hecho esto los *procedures* se puede ver como si fueran TASKS de IRAF. Es decir, se puede usar *lpar* y *epar* para ver y editar los parámetros de entrada y salida. Al inicio de la reducción de datos es importante revisar cada una de las imágenes que se van a procesar, se deben excluir las imágenes con malas lecturas.

La calibración inicial para imagen directa o espectros infrarrojos es similar. Primero se corrigen las imágenes aplicando un proceso de linealización. Los programas **calibracamila** y **calibracamaleon** realizan los procesos iniciales de procesamiento según se trate de una imagen o un espectro, respectivamente. Ambos contienen un *procedure* de nombre **camilin** que linealiza las imágenes, aplican la corrección por BIAS y construyen una imagen de **CIELO** (de acuerdo a una lista de imágenes que pide) y lo restan a las imágenes con los objetos observados. Estos programas piden la lista de las imágenes por calibrar, la lista de imágenes que se van a usar para construir el **CIELO**, y la lista de las imágenes a las que se les va a aplicar el **CIELO**. Pide un nombre para la imagen de **CIELO**, pide la imagen *maskeoff_image*, que es la máscara con los números necesarios para el proceso de linealización de cada cuadrante del detector. Estos programas ofrecen la posibilidad de usar una imagen con una máscara para quitar pixeles malos.

La siguiente fase de la calibración requiere construir una imagen **FLAT** para corregir por la sensibilidad de cada pixel en el detector. Para cada noche de observación tenemos un conjunto de imágenes *flat* para cada filtro que se tomaron con iluminación alta (≥ 2000 cuentas) y con iluminación baja (≤ 1000 cuentas). El *procedure* **mkflat_altbaj** construye una imagen **FLAT**. Primero promedia los *flats* de alta iluminación, luego promedia los *flats* de baja iluminación, entonces resta las dos imágenes promedio y finalmente, normaliza la imagen resultante a 1. El *procedure* pide dos listas, una con los nombres de los *flats* de alta y baja iluminación. Pide un nombre para el **FLAT** normalizado de salida. Durante el proceso se requieren las modas de los *flats* promediados, se sugiere correr **mkflat_altbaj** sin parámetros, de esta forma el *procedure* calcula la moda usando **imarith**.

El siguiente paso es aplicar la imagen **FLAT** a las imágenes que fueron procesadas usando **calibracamila** o **calibracamaleon**. Este proceso puede hacerse "en paquete" por filtro usando **aplicafat**. Este *procedure* pide una lista con las imágenes a procesar (los nombres de las imágenes deben estar sin terminación, por ejemplo iras20126, sin el .ms.imh), y pide el nombre del **FLAT** final según el filtro que se este reduciendo.

Para el caso de imágenes que formarán parte de un mosaico se puede aplicar el flat en el *procedure* que construye el mosaico (ver la siguiente sección).

La reducción de imágenes puede hacerse paso a paso, pues algunos procesos que forman parte de **calibracamila** y **mkflat_altbaj** pueden hacerse por separado. Es decir, los *procedures* antes descritos están compuestos de varios *procedures*. Es posible entonces aplicar **camilin**, construir la imagen de **CIELO** (**mksky**), aplicarlo (**aplicasky**), hacer el *flat* (**mkflat**), aplicarlo (**aplicafat**), etc.

Por último, en el caso de los espectros infrarrojos, se usa sólo una sección de la imagen completa (256×256 pixeles). Esta sección es un poco mayor si se usa la cámara de mayor resolución. En el paquete **reduce** existe una rutina que combina y

extrae espectros de estrellas brillantes, muy útil en el caso de las estrellas estándares. El *procedure* se llama **redspec2r**. Los espectros obtenidos con CAMALEON salen inclinados, **redspec2r** toma en cuenta este problema de orientación del espectro y corrige los 1.4 grados.

El *procedure* **addwcs** se usa para poner en los encabezados de los mosaicos los datos de astrometría listados en el archivo de salida que se obtiene al aplicar el programa **positS**. La explicación de como se usa del programa FORTRAN **positS** se hizo en el capítulo que describe las observaciones (sección 4.1.1). Es necesario poner los datos astrométricos en los encabezados de las imágenes para que sea posible hacer figuras con coordenadas ecuatoriales usando el programa **WIP**.

A.2 Como hacer mosaicos

En este apartado presentaremos el *procedure* **mkmosaic** que usamos para hacer mosaicos de imagen directa. Explicamos de forma detallada las instrucciones. Los programas FORTRAN que se requieren en este *procedure* están en el paquete **reduce** que hemos descrito en la sección anterior.

El macro esta diseñando para usar imágenes en formato IRAF (*.imh*), pero puede ser modificado para usar *fits* fácilmente. Para activar el task se debe decir en IRAF: task \$mkmosaic=mkmosaic.cl

En este punto debemos tener las imágenes procesadas aplicando **calibracamila** y debemos tener la imagen *flat* correspondiente al filtro de las imágenes que constituirán el mosaico.

```
#
# This is a SCRIPT file designed to combine a list of images, making a
# MOSAIC.
#
# Instrucción para asegurar que los buffers en IRAF esten limpios.
flpr
flpr
flpr
flpr
# El macro se puede aplicar desde cualquier directorio pero hay que
# indicarle don de encontrar las imágenes que se quiere combinar.
# Va al directorio donde hará el mosaico. Se recomienda abrir el
# directorio fuera de los directorios de cada noche, y poner ahí las
# imágenes de todas las noches del objeto -por filtro-, con las que
# se hará el mosaico.
#
cd /disk/mixtzin1/cepE/FS557
#
noao
nproto
```

```

#
# START making a copy of the images into the working directory.
# Se borran las imágenes que se hayan generado previamente.
#
imdel fs5t.*.imh,fs5.*.imh
#
# Copia las imágenes al directorio que hemos creado para hacer el
# mosaico (se recomienda sólo poner la imágenes que se usarán en
# el mosaico) y les cambia el nombre poniendo sólo la raíz punto
# el número de la imagen (el script le dará una nueva numeración
# consecutiva, paso necesario para las rutinas que se usarán después)
# Conviene que se les ponga una i previa a la raíz a modo de distinguirlas
# como imágenes imh (después se hará una transformación a fits).
#
imcopy /disk/mixtzin1/cepE/agosto5/fs5001.ms[15:256,15:256] fs5.001
imcopy /disk/mixtzin1/cepE/agosto5/fs5002.ms[15:256,15:256] fs5.002
imcopy /disk/mixtzin1/cepE/agosto5/fs5003.ms[15:256,15:256] fs5.003
imcopy /disk/mixtzin1/cepE/agosto5/fs5005.ms[15:256,15:256] fs5.004
imcopy /disk/mixtzin1/cepE/agosto5/fs5006.ms[15:256,15:256] fs5.005
#
# END making a copy of the images
#
# START subtracting FLATS from images
# esta parte del script hace la resta "en grupo" del flat del conjunto
# de imágenes para el mosaico. Para ésto se necesita el flat para el
# filtro que corresponde (previamente construido) y nombra a las
# imágenes de salida con la misma raíz aumentando una t al final
#
imarith fs5.001 / /disk/mixtzin1/cepE/agosto5/flat57 fs5t.001
imarith fs5.002 / /disk/mixtzin1/cepE/agosto5/flat57 fs5t.002
imarith fs5.003 / /disk/mixtzin1/cepE/agosto5/flat57 fs5t.003
imarith fs5.004 / /disk/mixtzin1/cepE/agosto5/flat57 fs5t.004
imarith fs5.005 / /disk/mixtzin1/cepE/agosto5/flat57 fs5t.005
#
imdel fs5.*.imh
#
# END subtracting FLATS from images
#
# NOW, start making the mosaic with the following sequence:
# 0.- You need imh and fits images.
# a) To create imh files from fits images, use IRAF2FITS script,
# it writes imh images adding an "i" at the beginning.
# b) To create fits files from imh files, use FITS2IRAF script.
# it writes fits images adding an "t" at the end and removing
# the "i".
# 1.- Measure the peak position for stars or sources using peak_eval.
# This script writes the name of the images, as well as the X and Y
# position of the selected star(s) or source(s).

```

```

# 2.- Use xcor to estimate the necessary pixel shift for each image
# 3.- Use lcoal to make the MOSAIC. It needs the output from
# peak_eval or xcor modified.
#
#
# Borra listas previas e imágenes y de las desviaciones
# estándar del mosaico, hechas previamente.
#
!rm -f imlist57sh shift57lst
imdel mask57.imh
imdel mosai57t.imh,mosai57.imh,mosai571.imh
imdel mosai57t.sg4.imh,mosai57.sg4.imh,mosai571.sg4.imh
#
# genera una lista con las imágenes que se emplearán en el mosaico.
#
files fs5t.*.imh > shift57lst
#
# Genera una imagen del tamaño de las imágenes que usamos (todas
# deben ser del mismo tamaño) con todos los pixeles con valor igual a
# uno, llamada mask57 (el 7 es para identificar el filtro 7 (banda K'))
# que estamos usando).
#
imcopy fs5t.003.imh mask57
imarith mask57 * 0.0 mask57
imarith mask57 + 1.0 mask57
# (o bien
# imrep mask57[1:256,1:256] 1.0)
#
# Revisa los parametros estadísticos de las imágenes que se emplearán
# en el mosaico, con el fin de aplicar el script submed.cl que sustrae
# el valor de la mediana en cada imagen y presenta los parámetros
# estadísticos de las imágenes empleadas en el mosaico para verificar
# que el valor del fondo o cielo sea cercano a cero.
#
imstat @shift57lst
submed shift57lst
imstat @shift57lst
#
# Borra asignaciones previas de la lista de coordenadas de la estrella
# de referencia en cada imagen.
#
!rm pk1
# Aplica la rutina que despliega cada una de las imágenes y de modo
# interactivo pide marcar la estrella de referencia para encontrar su
# posición, usa el cursor y la barra espaciadora. Anota los datos en
# el archivo pk# donde # es el número de la imagen inicial que lee
# de la lista shift57lst (si no se tiene una estrella de referencia usar

```

```

# uno de los máximos más brillantes del objeto).
# Es importante escoger lo mejor posible el centro de la estrella de
# referencia (i.e. donde dar el click), aparentemente el programa que
# calcula los corrimientos (xcor) usa sólo corrimientos de pixeles
# enteros. La sintaxis es la siguiente:
# peak_eval 001 005 3 i20126t
# 001 005 significa de la imagen 001 a la imagen 005, 3 es el intervalo
# máximo de despliegue de las imágenes (z2=3) y por último fs5t es
# la raíz del nombre de las imágenes.
# Nota: cuidado aquí con el número total de imágenes
#
peak_eval 001 005 16 fs5t
#
# Esta rutina se activa cuando se corre reduce en IRAF. Transforma
# de imh a fits y pone a los fits el mismo nombre que a las
# imágenes imh, pero sin extensión.
#
del fs5t.00?
iraf2fits 1 5 fs5t.
#
# Hace una copia nueva del archivo de coordenadas de la estrella de
# referencia
#
!cp pk1 pk1_57
#
# Aplica el programa xcor con distintas opciones (para ver un help de
# este programa dar: help xcor -h en IRAF). Aparentemente la
# opción que suaviza da mejor resultado, -h da un listado de las
# opciones con explicaciones.
#
xcorIR fs5t.001 -p pk1_57 -q -o 57offsets1
xcorIR fs5t.001 -p pk1_57 -sr -sw -q -o 57offsets
#
!more pk1_57 57offsets
#
# Genera tres mosaicos usando las distintas listas de offsets
# (pk1_57, 57offsets y 57offsets1).
#
lcoad pk1_57 mask57 mosai57t 242 242 512 512 242 242
lcoad 57offsets mask57 mosai57 242 242 512 512 242 242
lcoad 57offsets1 mask57 mosai571 242 242 512 512 242 242
#
# Despliega las imágenes
display mosai57t 1 fil- zs- zr- z1=-2 z2=5
display mosai57 2 fil- zs- zr- z1=-2 z2=5
display mosai571 3 fil- zs- zr- z1=-2 z2=5
#
# END making the mosaic

```

```
#
bye
bye
```

A.3 Archivo loginuser.cl

Este archivo activa el paquete de rutinas IRAF y programas FORTRAN que se usan a lo largo de la reducción de imágenes infrarrojas obtenidas con CAMILA-CAMALEON, según los *procedures* descritos en las secciones anteriores de este Apéndice. Conviene localizar este archivo en el directorio donde se tenga el archivo **login.cl** que es leído cuando se corre el paquete de reducción IRAF. Es en este archivo donde se indica que los archivos fuente de los *procedures* están en el directorio alternativo que llamamos *home2*.

```
# LOGINUSER.CL - User login file for the IRAF command language.
reset reduce = "home$reduce/"
task reduce.pkg           = "reduce$reduce.cl"
keep
package reduce
set reduce               = "home2$reduce/"
reset reduce             = "home2$reduce/"
task $xcorIR             = "$foreign"
task calibracamila       = "reduce$calibracamila.cl"
task calibracamaleon     = "reduce$calibracamaleon.cl"
task calibracamaleon2    = "reduce$calibracamaleon2.cl"
task camilin             = "reduce$camilin.cl"
task mkflat              = "reduce$mkflat.cl"
task mkflat_altbaj       = "reduce$mkflat_altbaj.cl"
task aplicaflat          = "reduce$aplicaflat.cl"
task mksky               = "reduce$mksky.cl"
task aplicasky           = "reduce$aplicasky.cl"
task submed              = "reduce$submed.cl"
task submedsp            = "reduce$submedsp.cl"
task iraf2fts            = "reduce$iraf2fts.cl"
task addwcs              = "reduce$addwcs.cl"
task addwcs_sp           = "reduce$addwcs_sp.cl"
task addwcs_orig.cl     = "reduce$addwcsorig.cl"
task lcoad               = "reduce$lcoad.cl"
task peak_eval           = "reduce$peak_eval.cl"
task makelist            = "reduce$makelist.cl"
task redspec2r           = "reduce$redspec2r.cl"
task redspec2ral         = "reduce$redspec2ral.cl"
```

```
task redspec2rba = "reduce$redspec2rba.ci"  
# MIRAC environment  
dataio  
images  
noao  
onedspec  
twospec  
apextract  
inred  
ccdred  
ccdtest  
keep
```

Apéndice B

Tablas de flujos relativos en HH 110 (con resolución espacial)

Este apartado contiene en 4 tablas los datos presentados en las Figuras 8.6, 8.7, 8.8.

Posición ^c	F_{λ}/F_0^a								F_{λ}^b		N_e [cm ⁻³]
	H γ 4340	[N I] 5200	[O I] 6300	[O I] 6363	[N II] 6548	[N II] 6583	[S II] 6716	[S II] 6731	H β 4861	H α 6563	
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
-6.2	63.39	14.24	16.27	30.17	51.86	25.08	...	2.95	<50
-4.6	26.85	10.65	8.91	15.33	18.15	21.74	0.88	9.20	1370
-3.1	85.35	18.95	15.76	4.74	5.13	12.96	21.48	20.39	5.12	30.40	590
-1.5	38.36	32.48	14.65	5.35	4.13	14.49	23.67	23.12	11.73	59.99	690
0	37.52	23.91	15.03	5.60	3.96	12.29	23.86	22.34	16.23	74.94	570
1.6	33.83	23.87	16.66	4.88	5.39	11.17	23.47	23.06	13.45	57.94	700
3.1	57.12	19.27	10.71	4.66	5.40	10.43	25.12	19.72	7.16	32.60	200
4.7	...	33.68	8.06	6.46	6.77	9.81	15.91	17.41	1.93	19.36	1030
6.2	5.16	10.87	0.45	6.70	20.92	17.03	1.80	11.04	270

^a Flujos no desenrojecidos. Las líneas H γ y [NI] están normalizadas a flujo de H β igual a 100, el resto de las líneas están normalizadas a flujo de H α igual a 100. Los errores en los flujos son menores a 20% para las líneas intensas y menor al 30% para las líneas débiles

^b H β y H α en unidades de $10^{-16} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

^c Posición en segundos de arco a lo largo de la rendija II, según se muestra en la Figura 8.6

TABLA B.1: Flujos relativos como función de la posición para el nudo C en HH 110. Los flujos se midieron sobre espectros extraídos sumando tres pixeles, equivalentes a regiones de $5'' \times 4.3''$, a lo largo de la rendija II (Figura 8.1).

Posición ^c	F_{λ}/F_0^a						F_{λ}^b	N_e [cm ⁻³]
	[O I] 6300	[O I] 6363	[N II] 6548	[N II] 6583	[S II] 6716	[S II] 6731	H α 6563	
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
6.2	1.44	8.62	12.53	26.08	24.85	28.13	4.87	1150
7.8	7.75	13.38	8.13	4.63	26.62	29.37	8.00	1050
9.3	3.98	6.08	3.86	9.94	28.19	22.92	8.55	270
10.9	37.19	17.34	...	9.55	24.87	36.43	3.98	2540
24.8	15.45	2.92	8.84	17.20	36.83	28.09	10.29	150
26.4	20.98	10.13	9.66	23.23	39.31	34.88	15.11	440
27.9	20.43	10.48	8.90	27.28	32.79	40.40	17.08	1520
29.5	21.03	5.149	9.99	23.95	39.76	38.77	16.12	670
31.0	23.11	7.70	12.53	25.84	42.72	40.47	12.85	600
32.6	23.98	1.31	8.98	22.41	42.89	40.89	11.47	620
34.1	21.79	7.97	11.08	35.62	33.52	27.93	10.92	300
35.7	17.96	14.55	12.26	29.53	36.77	27.23	11.75	100
37.2	20.42	7.30	5.26	24.70	40.42	31.16	14.25	170
38.8	19.64	14.25	9.99	23.46	33.73	25.76	17.82	150
40.3	15.12	10.64	5.84	28.99	32.12	28.00	19.18	400
41.9	18.96	6.84	5.04	22.88	30.10	28.11	21.63	570
43.4	15.87	7.44	7.44	25.05	33.68	22.92	20.16	<50
54.0	12.46	4.10	7.50	22.28	24.22	19.53	18.54	250
46.5	5.86	2.47	12.72	12.28	19.57	17.35	16.20	440
48.1	8.28	4.04	12.42	10.68	16.27	11.65	10.39	50
49.6	15.86	16.91	24.31	36.58	17.12	17.12	4.73	730

^a Flujos no desenrojados. Las líneas están normalizadas a flujo de H α igual a 100. Los errores en los flujos son menores a 20%.

^b H α en unidades de $10^{-16} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

^c Posición en segundos de arco a lo largo de la rendija III, según se muestra en la Figura 8.7

TABLA B.2: Flujos relativos como función de la posición en un corte transversal sobre nudo L en HH 110. Los flujos se midieron sobre espectros extraídos sobre regiones de $5'' \times 4.3''$, a lo largo de la rendija III (Figura 8.1).

Posición ^c	F_{λ}/F_0^a						F_{λ}^b	N_e [cm ⁻³]
	[O I] 6300	[O I] 6363	[N II] 6548	[N II] 6583	[S II] 6716	[S II] 6731	H α 6563	
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
4.5	46.21	24.83	13.10	23.45	113.10	75.17	1.45	<50
6.1	36.40	14.40	17.20	1.6 0	88.40	56.40	2.50	<50
7.6	21.19	...	11.86	19.07	75.42	40.68	2.36	<50
9.2	52.60	27.75	...	16.18	106.40	52.02	1.73	<50
10.8	58.54	21.65	8.54	30.49	73.17	44.21	3.28	<50
12.3	50.44	18.32	5.41	26.53	37.52	34.55	5.73	530
13.9	41.64	12.90	11.48	23.39	35.41	34.54	9.15	670
15.5	31.44	12.83	8.92	23.87	35.77	23.62	11.77	<50
17.0	19.45	6.80	8.10	19.81	25.16	19.67	13.83	190
18.6	16.43	8.92	9.06	20.41	28.22	19.38	13.57	<50
20.2	19.64	15.73	4.46	22.91	37.55	20.82	11.00	<50
21.7	17.69	5.45	6.12	22.75	35.47	22.47	10.46	<50
23.3	19.33	6.72	9.87	21.74	41.49	28.26	9.52	<50
24.9	21.37	4.57	5.14	20.23	33.94	26.29	8.75	170
26.4	25.28	9.18	4.52	21.05	30.65	26.69	7.08	400
28.0	15.61	1.75	3.50	14.61	17.85	18.73	8.01	890
29.6	17.26	...	4.46	20.54	29.76	8.19	6.72	<50
31.1	11.89	3.73	10.46	16.76	17.19	10.03	6.98	<50
32.7	7.11	11.81	6.02	11.08	10.48	2.17	8.30	<50
34.3	8.26	6.44	4.48	4.76	7.14	930
35.8	14.93	16.97	3.17	4.30	17.42	7.92	4.42	<50
37.4	6.20	23.26	0.78	12.02	...	11.63	2.58	<50

^a Flujos no desenrojados. Las líneas están normalizadas a flujo de H α igual a 100. Los errores en los flujos son menores a 20%.

^b H α en unidades de $10^{-16} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

^c Posición en segundos de arco a lo largo de la rendija IV, según se muestra en la Figura 8.7

TABLA B.3: Flujos relativos como función de la posición en un corte transversal cercano al nudo P en HH 110. Los flujos se midieron sobre espectros extraídos sobre regiones de $5'' \times 4.3''$, a lo largo de la rendija IV (Figura 8.1).

Posición ^c	F_{λ}/F_0^a								F_{λ}^b		N_e [cm ⁻³]
	H γ 4340	[N I] 5200	[O I] 6300	[O I] 6363	[N II] 6548	[N II] 6583	[S II] 6716	[S II] 6731	H β 4861	H α 6563	
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
17.4	...	36.62	19.85	10.30	8.77	15.90	48.43	36.55	2.88	11.7	130
22.1	71.33	40.47	18.29	1.91	7.04	18.94	37.81	28.95	3.46	17.12	150
26.8	61.31	27.71	17.99	5.39	2.27	21.24	35.69	26.74	2.94	16.16	120
31.5	90.80	...	20.18	...	0.61	30.18	32.16	33.39	0.98	6.08	850
36.2	19.54	9.30	12.92	31.52	48.36	36.61	1.28	5.38	130
40.9	75.78	6.60	25.70	5.05	...	50.56	69.44	49.05	1.56	6.71	<50
45.6	16.37	1.29	18.40	5.83	9.48	41.46	50.00	46.54	1.24	6.18	550
50.3	20.73	9.41	12.31	40.38	71.71	45.71	0.67	5.48	<50
55.0	44.25	44.12	23.01	4.66	8.00	29.57	58.78	41.89	2.42	11.85	<50
59.7	95.09	16.42	23.07	8.33	3.69	27.20	47.55	35.49	2.32	11.93	110
64.4	...	31.18	33.29	6.38	4.60	32.29	47.98	33.99	2.57	8.37	<50
69.1	36.84	42.98	23.83	9.67	11.34	34.07	60.20	41.64	3.14	15.73	<50
73.9	38.78	31.68	23.97	8.92	8.91	28.93	44.54	36.06	3.14	18.01	250
78.6	...	72.55	19.84	7.69	10.14	33.36	45.64	39.19	1.71	8.47	370
83.3	95.95	38.56	21.67	0.17	10.90	24.15	35.09	29.13	2.32	11.74	300
88.0	14.09	30.73	22.25	10.43	8.33	35.15	48.27	41.20	3.46	16.07	350
92.7	58.07	29.09	18.43	7.22	11.11	34.50	41.05	34.77	4.28	22.37	340
97.4	49.74	21.29	16.93	8.16	8.18	34.09	41.62	32.41	4.22	21.95	180
102.1	46.55	17.70	9.85	6.03	6.55	26.11	35.73	25.27	3.40	15.66	<50
106.8	64.11	10.57	15.01	4.52	5.20	19.49	24.00	20.23	2.52	13.73	330
111.5	51.85	2.18	16.99	4.73	4.52	14.06	22.91	16.56	2.44	10.30	60
116.2	...	8.28	14.50	8.26	7.62	13.76	24.45	21.88	2.61	13.47	460
120.9	56.29	4.36	8.64	1.28	3.69	17.01	25.15	24.83	2.80	10.46	700
125.6	...	17.82	6.44	5.49	3.20	12.19	17.21	13.11	2.15	11.90	140
130.3	...	5.797	6.94	2.76	3.48	14.58	17.11	11.78	2.97	12.89	<50
135.0	27.91	4.99	6.49	11.39	22.73	11.20	1.80	8.61	<50
139.7	70.02	39.08	...	4.44	3.96	18.60	11.85	17.25	1.04	6.62	2430
144.4	13.82	42.06	5.60	8.42	...	11.79	14.03	15.24	1.65	9.92	990
149.1	30.84	3.89	9.64	2.08	6.86	6.22	22.22	17.56	1.65	7.95	200
153.8	48.98	8.01	...	2.85	4.59	6.43	30.69	25.44	1.07	3.16	300
158.5	17.79	...	8.11	12.75	32.87	21.04	0.35	2.80	<50
163.2	75.00	29.68	13.14	6.40	4.16	14.92	25.68	21.88	0.56	3.58	350
167.9	42.89	35.33	...	16.92	16.75	21.89	14.74	41.47	0.77	2.29	<50
172.6	77.11	10.45	...	11.41	13.86	10.76	0.60	3.23	180

^a Flujos no desenrojecidos. Las líneas H γ y [NI] están normalizadas a flujo de H β igual a 100, el resto de las líneas están normalizadas a flujo de H α igual a 100. Los errores en los flujos son menores a 20% para las líneas intensas y menor al 30% para las líneas débiles.

^b H β y H α en unidades de 10^{-16} erg cm⁻² s⁻¹

^c Posición en segundos de arco a lo largo de la rendija I, según se muestra en la Figura 8.8

TABLA B.4: Flujos relativos como función de la posición a lo largo del *jet* HH 110. Los flujos se midieron sobre espectros extraídos en zonas de 5'' \times 4.3'', a lo largo de la rendija I (Figura 8.1).

Apéndice C

Parámetros atómicos para el N^+ , O^0 y S^+

El presente apéndice contiene las tablas con los parámetros atómicos para el N^+ , O^0 y S^+ usadas en los cálculos de equilibrio estadístico para estos iones. Para estimar las intensidades de las líneas $[OI]\lambda 6300$ y $[NII]\lambda 6584$ se tomaron en cuenta todas las transiciones en modelos de cinco niveles para cada ión. Los cálculos se hicieron usando los programas de cómputo diseñados por el Dr. Alejandro Raga para tal fin. Los parámetros listados en las tablas de este apéndice son: longitud de onda, probabilidades de transición espontánea y coeficientes de tasa de excitación (*collision strengths*).

Los resultados obtenidos para los cocientes relativos $[NII]/H\alpha$ y $[OI]/H\alpha$ se usan en la sección 8.4.3. Todas las estimaciones de N_e presentadas en este trabajo de tesis se hicieron usando la imagen N_e contra T_e para el cociente $[SII] 6716/6731$ generada con los programas de equilibrio estadístico aquí mencionados.

Para cada ión presentamos también esquemas del modelo de cinco niveles que muestran las diferentes transiciones que se toman en cuenta en el cálculo de equilibrio estadístico, se muestra también el peso estadístico, g , de cada transición. Los valores de g fueron derivados de la expresión:

$$g = 2 \left(spin + \frac{1}{2} \right). \quad (C.1)$$

Como resultado de los cálculos de equilibrio estadístico obtuvimos imágenes bidimensionales de los cocientes relativos $[NII]6584/H\alpha$ y $[OI]6300/H\alpha$ como función de la fracción de ionización, X , y la temperatura electrónica, T_e . Los intervalos que cubren estas imágenes son: $10^3 \geq T_e \geq 30\,900\text{ K}$ y $10^{-2} \geq X \geq 0.99$. Una sección de la superposición de estas imágenes se muestra en la Figura 8.11. Por su parte, la imagen de N_e contra T_e para el cociente $[SII] 6716/6731$ cubren los intervalos: $10 \geq N_e \geq 10^5\text{ cm}^{-3}$ y $5\,000 \geq T_e \geq 40\,000\text{ K}$.

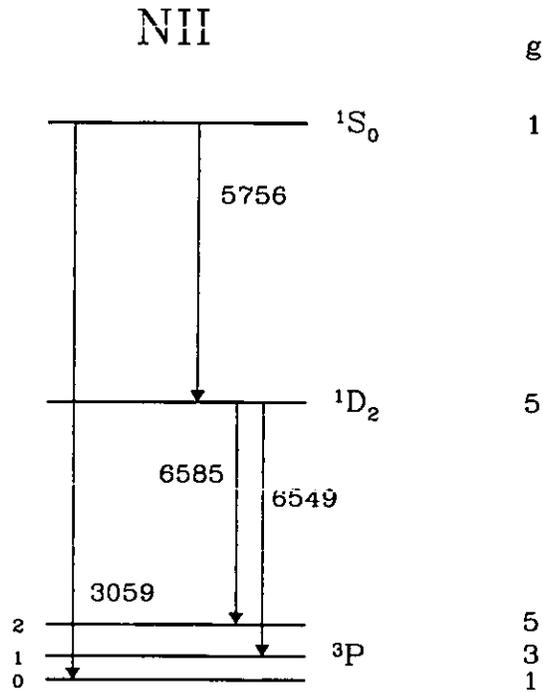


FIGURA C.1: Esquema de las transiciones para las líneas prohibidas del N II observadas en nebulosas gaseosas (modelo de cinco niveles). La columna de números a la derecha son los pesos estadísticos, g , de cada término de la configuración.

Transición	λ [Å]	A [s^{-1}]	ΔE [cm^{-1}]	Ω
$^3P_1 - ^3P_0$	2.053×10^6	2.08×10^{-6}	48.7	0.401
$^3P_2 - ^3P_0$	7.645×10^5	1.16×10^{-12}	130.8	0.279
$^3P_2 - ^3P_1$	1.218×10^6	7.46×10^{-6}	82.1	1.13
$^1D_2 - ^3P_0$	6529.0	5.35×10^{-7}	15316.2	0.298
$^1D_2 - ^3P_1$	6549.8	1.01×10^{-3}	15267.5	0.893
$^1D_2 - ^3P_2$	6585.3	2.99×10^{-3}	15185.4	1.489
$^1S_0 - ^3P_0$	3059.2	0.0	32688.8	0.039
$^1S_0 - ^3P_1$	3063.7	3.38×10^{-2}	32640.1	0.117
$^1S_0 - ^3P_2$	3071.4	1.51×10^{-4}	32558.0	0.196
$^1S_0 - ^1D_2$	5756.2	1.12	17372.6	0.411

TABLA C.1: Parámetros atómicos usados en esta tesis para el N II. Los datos se obtuvieron en base a la Tabla 6 del apéndice en *Physics of Thermal Gaseous Nebulae*, L.H. Aller *Astrophysics and space science library*; v. 112.

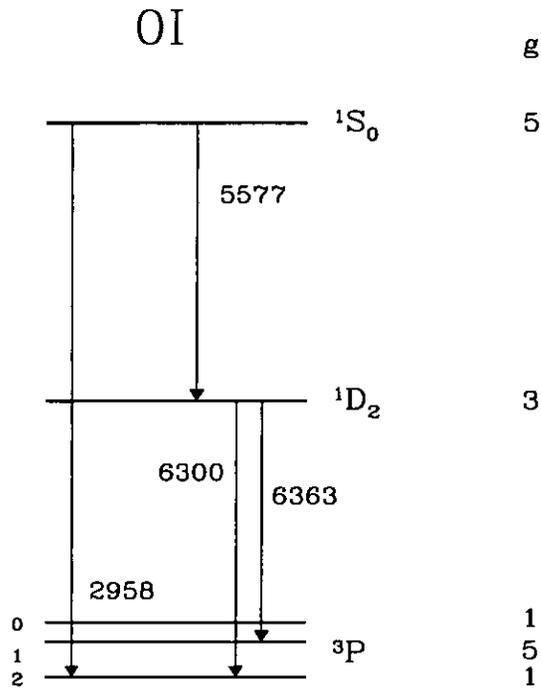


FIGURA C.2: Esquema de las transiciones para las líneas prohibidas del O I (modelo de cinco niveles). La columna de números a la derecha son los pesos estadísticos, g , de cada término de la configuración.

Transición	λ [Å]	A [s^{-1}]	Ω
$^3P_1 - ^3P_0$	6.307×10^5	8.92×10^{-5}	0.0676
$^3P_2 - ^3P_0$	4.414×10^5	1.00×10^{-10}	0.2624
$^3P_2 - ^3P_1$	1.470×10^6	1.74×10^{-5}	0.1027
$^1D_2 - ^3P_0$	6300.2	6.34×10^{-3}	0.0387
$^1D_2 - ^3P_1$	6363.9	2.11×10^{-3}	0.0203
$^1D_2 - ^3P_2$	6391.6	7.23×10^{-7}	0.0073
$^1S_0 - ^3P_0$	2958.4	2.88×10^{-4}	0.0057
$^1S_0 - ^3P_1$	2972.3	7.32×10^{-2}	0.0050
$^1S_0 - ^3P_2$	2958.0	0.0	0.0016
$^1S_0 - ^1D_2$	5577.4	1.22	0.5259

TABLA C.2: Parámetros atómicos usados en esta tesis para el O I. Datos obtenidos *Physics of Thermal Gaseous Nebulae*, L.H. Aller *Astrophysics and space science library*; v. 112.

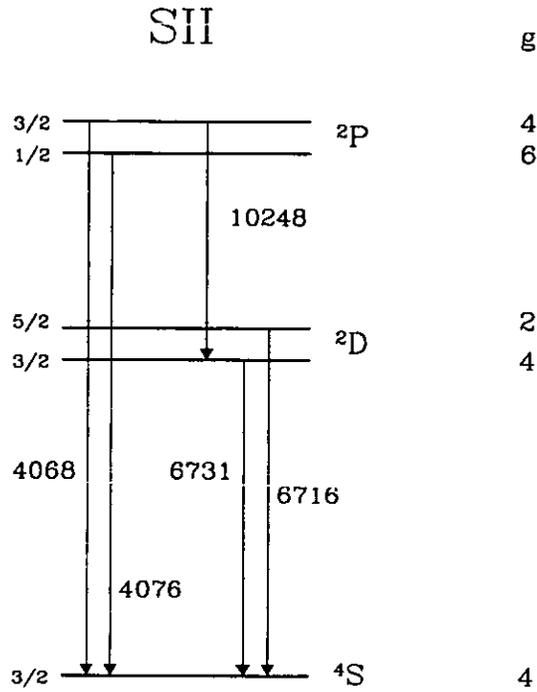


FIGURA C.3: Esquema de las transiciones para las líneas prohibidas del S II. La columna de números a la derecha son los pesos estadísticos, g , de cada término de la configuración.

Transición	λ [Å]	A [s^{-1}]	Ω
${}^2D_{3/2} - {}^4S_{3/2}$	6730.8	1.83×10^{-3}	3.08
${}^2D_{5/2} - {}^4S_{3/2}$	6716.4	4.65×10^{-4}	4.62
${}^2D_{5/2} - {}^2D_{3/2}$	3.144×10^6	3.33×10^{-7}	10.06
${}^2P_{1/2} - {}^4S_{3/2}$	4076.4	1.34×10^{-1}	1.016
${}^2P_{1/2} - {}^2D_{3/2}$	10336.0	1.98×10^{-1}	2.052
${}^2P_{1/2} - {}^2D_{5/2}$	10370.0	8.70×10^{-2}	2.273
${}^2P_{3/2} - {}^4S_{3/2}$	4068.6	3.41×10^{-1}	2.031
${}^2P_{3/2} - {}^2D_{3/2}$	10284.0	1.75×10^{-1}	3.143
${}^2P_{3/2} - {}^2D_{5/2}$	10318.0	2.14×10^{-1}	5.519
${}^2P_{3/2} - {}^2P_{1/2}$	2.141×10^6	1.02×10^{-6}	3.353

TABLA C.3: Parámetros atómicos usados en esta tesis para el S II, estimados usando la Tabla 7 del apéndice en *Physics of Thermal Gaseous Nebulae*, L.H. Aller *Astrophysics and space science library; v. 112*.

He incluido la Figura C.4 como una herramienta para estimar la N_e (a primera aproximación) para temperaturas en intervalo que cubre la imagen resultante de los cálculos de equilibrio estadístico.

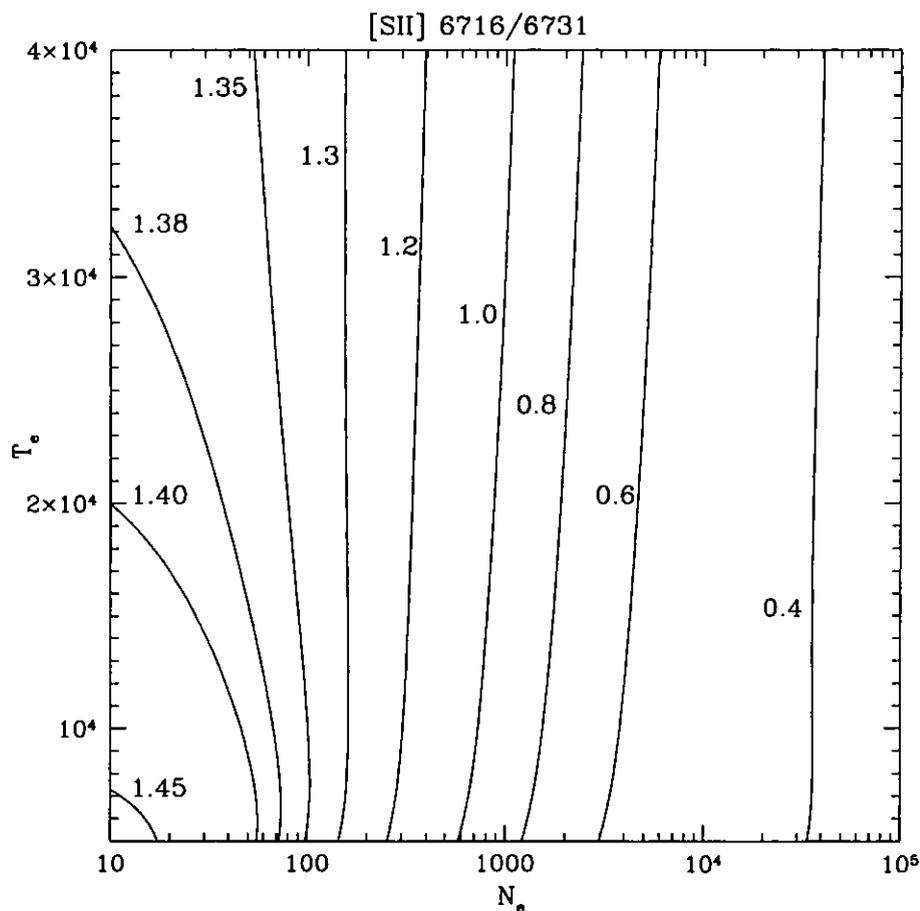


FIGURA C.4: Diagrama de diagnóstico obtenido del cociente $[SII] 6716/6731$ como función de la temperatura (T_e) y la densidad (N_e) electrónicas. Los contornos representan algunos valores para el cociente de las líneas de azufre sensibles a la N_e . Es claro que para cocientes menores que 1.30 la dependencia del cociente $[SII] 6716/6731$ con (N_e) es despreciable.

Bibliografía

- [1] Adams, F.C. & Shu, F.H, 1986, ApJ, 308 836.
- [2] Adams, F.C., Lada, C.J. & Shu, F.H, 1987, ApJ, 312, 788.
- [3] Aller, L.H. 1956, *Gaseous Nebulae* Volumen 3, (John Wiley & Sons Inc.)
- [4] Aller, L.H. 1984, *Physics of Thermal Gaseous Nebulae* (Dordrecht, Reidel).
- [5] André, P., Marín-Pintado, J., Despois, D., & Montmerle, T., 1990, A & A, 236, 180.
- [6] André, P. & Montmerle, T., 1994, ApJ, 420, 837.
- [7] André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, ApJ, 406, 122.
- [8] Andre, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 2000, Protostars and Planets IV, 59
- [9] Anglada, G. 1996, ASP Conf. Ser. 93: Radio Emission from the Stars and the Sun, 3
- [10] Anglada, G., Villuendas, E., Estalella, R., Beltrán, M. T., Rodríguez, L. F., Torrelles, J. ;., & Curiel, S. 1998, A J, 116, 2953
- [11] Arenou, F., Grenon, M., & Gomez, A. 1992, A & A, 258, 104
- [12] Ayala, S. Raga, A. Curiel, S. and Salas, L., 1997, in Poster Proceedings of IAU Symposium n° 182, "Herbig-Haro Flows and the Birth of Low Mass Stars", eds. F. Malbet and A. Castets, p. 5.
- [13] Ayala, S., Noriega-Crespo, A., Garnavich, P. M., Curiel, S., Raga, A. C., Böhm, K. -, & Raymond, J. 2000, A J, 120, 909
- [14] Bacciotti, F., Chiuderi, C., & Oliva, E. 1995, A & A, 296, 185
- [15] Bacciotti, F. and Eisloffel, J. 1999, A&A, 342, 717.
- [16] Bachiller, R. & Cernicharo, J. 1990, A & A, 239, 276
- [17] Bachiller,R., Cernicharo, J., Marín-Pintado, J., Tafalla, M. & Lazareff, B., 1990, A & A, 231,174
- [18] Ballesteros-Paredes, J., Hartmann, L., & Vázquez-Semadeni, E. 1999, ApJ, 527, 285
- [19] Bally, J. & Devine, D. 1994, ApJL, 428, L65
- [20] Bally, J. & Devine, D. 1997, IAU Symposium, 182, 29
- [21] Bally, J., Devine, D., & Reipurth, B. 1996, ApJL, 473, L49
- [22] Barsony, M., 1995, in Cloud, Cores and Low Mass Stars, APS Conference Series, vol. 65, ed. D.P. Clemens & R. Barbainis, 197.

- [23] Beckwith, S.V.W., Sargent, A.I, Chini, R. & Gusten, R., 1990, AJ, 99, 924.
- [24] Binette, L., Cabrit, S., Raga, A., & Cantó, J. 1999, A & A, 346, 260
- [25] Biro, S. & Raga, A. C. 1994, ApJ, 434, 221
- [26] Black, J. H. & Dalgarno, A. 1976, ApJ, 203, 132
- [27] Black, J.H., and van Dishoeck, E.F. 1987, ApJ, 322, 412.
- [28] Bohlin, R. C. & Savage, B. D. 1981, ApJ, 249, 109
- [29] Böhm, K.-H., Raga, A.C., & Binette, L. 1991, PASP, 103, 85.
- [30] Bronfman L., Nyaman, L.A. and May, J., 1996, A&SS. 115, 81.
- [31] Brugel, E. W., Böhm, K. H., & Manncery, E. 1981, ApJS, 47, 117
- [32] Buehrke, T., Mundt, R., & Ray, T. P. 1988, A & A, 200, 99
- [33] Burstein, D. & Heiles, C. 1982, A J, 87, 1165
- [34] Burton, M. G. 1992, Australian Journal of Physics, 45, 463
- [35] Burton, M.G., Hollenbach, D.J. and Tielens A.G.G.M., 1990, ApJ, 365, 620.
- [36] Cabrit, S., Raga, A., & Gueth, F. 1997, IAU Symposium, 182, 163
- [37] Calvet, N., Hartmann, L., Kenyon, S. J., & Whitney, B. A. 1994, ApJ, 434, 330
- [38] Canto, J. 1981, ASSL Vol. 91: Investigating the Universe, 95
- [39] Canto, J. & Raga, A. C. 1991, ApJ, 372, 646
- [40] Cesaroni, R., Felli, M. and Walmsley, C. M., 1997, in Poster Proceedings of IAU Symposium n° 182, "Herbig-Haro Flows and the Birth of Low Mass Stars", eds. F. Malbet and A. Castets, p. 73.
- [41] Cesaroni, R., Felli, M., Testi, L., Walmsley, C. M., & Olmi, L. 1997, A & A, 325, 725
- [42] Chernin, L. and Masson, C. 1993, ApJ, 414, 230.
- [43] Chernoff, D. F., McKee, C. F., & Hollenbach, D. J. 1982, ApJL, 259, L97
- [44] Chevalier, R. A., Raymond, J. C., & Kirshner, R. P. 1980, ApJ, 235, 186
- [45] Choi, M. 2001, ApJ, 550, 817
- [46] Cruz-Gonzalez, I.; Carrasco, L.; Ruiz, E.; Leija-Salas, L.; Skrutskie, M.; Meyer, M. R.; Sotelo, P.; Barbosa, P.; Gutierrez, L.; Iriarte, A.; Cobos, F. J.; Bernal, A.; Sanchez, B.; Valdez, J.; Arguelles, S.; Conconi, P. 1994, Proc SPIE, 2198, 774.
- [47] Curiel, S., Raymond, J. C., Moran, J. M., Rodriguez, L. F., & Canto, J. 1990, ApJL, 365, L85
- [48] Curiel, S., Raymond, J. C., Wolfire, M., Hartigan, P., Morse, J., Schwartz, R. D., & Nisenson, P. 1995, ApJ, 453, 322
- [49] Dabrowski, I. 1984, Canadian J. Phys., 62, 1639.
- [50] D'Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Lizano, S., & Cantó, J. 1999, ApJ, 527, 893

- [51] D'Antona, F. & Mazzitelli, I. 1994, ApJS, 90, 467
- [52] Davis, C.J., Eisloffel, J., & Ray, T.P. 1994, ApJL, 426, 93.
- [53] Davis, C. J., Mundt, R., & Eisloffel, J. 1994, ApJL, 437, L55
- [54] Devine, D., Reipurth B., & Bally J. 1997 in "Low Mass Star Formation from Infall to Outflow" Ed. F. Malbet & A. Castets, p91.
- [55] Dopita, M., 1978, ApJS, 37, 177.
- [56] Dopita, M. A., Evans, I., & Schwartz, R. D. 1982, ApJL, 263, L73
- [57] Draine, B. T. 1980, ApJ, 241, 1021
- [58] Draine, B. T. 1989, *Infrared Spectroscopy in Astronomy*, 93
- [59] Edwards, S. & Snell, R. L. 1984, ApJ, 281, 237
- [60] Eisloffel, J. 2000, A & A, 354, 236
- [61] Eisloffel, J., Smith, M.D., Davis, C.J., & Ray, T.P. 1996, AJ, 112, 2086.
- [62] Elias, J.H., Frogel, J.A., Matthews, K. and Neugebauer, G., 1982, AJ, 87, 1029.
- [63] Estalella & Anglada 1996, en *Introducción a la física del medio interestelar*, ed. Universidad de Barcelona, pág. 113.
- [64] Fabricant, D., Cheimets, P., Caldwell, N., & Geary, J. 1998, PASP, 110, 79
- [65] Fernandes, A. J. L. 2000, MNRAS, 315, 657
- [66] Fernandes, A. & Brand, P. 1995, MNRAS, 274, 639.
- [67] Fernandes, A., Brand, P. & Burton, M., 1995, Ap&SS, 233. 45.
- [68] Fernandes, A., Brand, P. & Burton, M., 1997, MNRAS, 290, 216.
- [69] Flower, R.D., & Pineau des Forets, G. 1999, MNRAS, 308, 271.
- [70] Fukui, Y. 1989, in "Low Mass Star Formation and Pre-Main Sequence Objects", ESO 1989, ed. B. Reipurth, p95.
- [71] Gatley, I. et al. 1987, ApJL, 318, L73
- [72] de Gouveia dal Pino, E. M. & Benz, W. 1993, ApJ, 410, 686
- [73] Gould, R. J. & Harwit, M. 1963, ApJ, 137, 694
- [74] Gredel, R., Reipurth, B. and Heathcote, S., 1992, A&A, 266, 439.
- [75] Gredel, R. 1994, A&A, 292, 580.
- [76] Gregersen, E. M., Evans, N. J., Mardones, D., & Myers, P. C. 2000, ApJ, 533, 440
- [77] Gueth, F., Guilloteau, S., & Bachiller, R. 1996, A & A, 307, 891
- [78] Gueth, F. & Guilloteau, S. 1999, A & A, 343, 571
- [79] Hartigan, P. 1989 ApJ, 339, 987.
- [80] Hartigan, P., Raymond, J.C. & Hartmann, L., 1987, ApJ, 316, 323.
- [81] Hartigan, P., Curiel, S., & Raymond, J. 1989, ApJL, 347, L31
- [82] Hartigan, P., Morse, J.A. and Raymond, J. 1994, Ap J, 436, 125.

- [83] Hartigan, P., Edwards, S., & Chandour, L. 1995, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 3, 93
- [84] Hartigan, P., Carpenter, J.M., Dougados, C., and Skrutskie, M.F. 1996, *AJ*, 111, 1278.
- [85] Hartmann, L. & Raymond, J., 1984, *ApJ*, 276, 560.
- [86] Haro, G. 1952, *ApJ*, 115, 572.
- [87] Haro, G. 1953, *ApJ*, 117, 73.
- [88] Hatchell, J. Fuller, G.A. & Ladd, E.F. 1999, *A&A*, 346, 278.
- [89] Heathcote, S., Morse, J. A., Hartigan, P., Reipurth, B., Schwartz, R. D., Bally, J., & Stone, J. M. 1996, *A J*, 112, 1141
- [90] Herbig, G.H. 1950, *ApJ*, 111, 11.
- [91] Herbig, G.H. 1951, *ApJ*, 113, 697.
- [92] Herbig, G.H. 1952, *JRASC*, 46, 222.
- [93] Hodapp, K., 1994 *ApJS*, 94, 615.
- [94] Hollenbach, D., McKee, C.F. 1989, *ApJ*, 342, 306.
- [95] Johnson, H.L. 1968, in *Nebulae and Interstellar Matter*, ed. B.M. Middlehurst and L.H. Allen (Chicago: University of Chicago Press), p. 167.
- [96] Jones, T. J. & Hyland, A. R. 1980, *MNRAS*, 192, 359
- [97] Kahn, F. D. 1980, *A & A*, 83, 303
- [98] Kaufman, M.J., & Neufeld, D.A. 1996a, *ApJ*, 456, 611.
- [99] Kaufman, M.J., & Neufeld, D.A. 1996b, *ApJ*, 456, 250.
- [100] Kenyon, S.J. & Hartmann, L.W., 1987, *ApJ*, 323, 714.
- [101] Kenyon, S.J. & Hartmann, L. 1995, *ApJS*, 101, 117
- [102] Kwan, J. & Scoville, N. 1976, *ApJL*, 210, L39
- [103] Lada, C. J. 1985, *ARA & A*, 23, 267
- [104] Lada, C.J. 1991, en *The Physics of the Star Formation and Early Stellar Evolution*, ed. C.J. Lada & N.D. Kylafis, 329.
- [105] Lada C.J. & Fich, M., 1996, *ApJ*, 459, 638.
- [106] Lada C.J. & Wilking B.A. 1984, *ApJ*, 459, 638.
- [107] Ladd, F.E., & Hodapp, K.-W. 1997, *ApJ*, 474, 749.
- [108] Lefloch, B., Eisloffel, J., & Lazareff, B. 1996, *A&A*, 313, L17.
- [109] Liseau, R., Sandell, G., & Knee, L. B. G. 1988, *A & A*, 192, 153
- [110] Luhman, M. L., Jaffe, D. T., Keller, L. D., & Pak, S. 1994, *ApJL*, 436, L185
- [111] Martí, J. and Rodríguez, L.F., 1997 in prep.
- [112] Mathis, J.S. 1990, *ARAA*, 28, 48.
- [113] Martin, P. G., Schwarz, D. H., & Mandy, M. E. 1996, *ApJ*, 461, 265
- [114] Masson, C. R., Mundy, L. G., & Keene, J. 1990, *ApJL*, 357, L25
- [115] Meaburn, J. & Dyson, J. E. 1987, *MNRAS*, 225, 863

- [116] Mezger, P.G., Sievers, A., Zylka, R. Haslam, C.G.T., Kreysa, E. & Lemke, R., 1992, *A & A*, 265, 743.
- [117] Miller, J.S. 1968, *ApJ*, 154, L57.
- [118] Molinari, S., Brand, J. Cesaroni, R. and Palla, F., 1996, *A&A*, 308, 573.
- [119] Moro-Martín, A., Noriega-Crespo, A., Molinari, S., Testi, L., Cernicharo, J. ;, & Sargent, A. 2001, *ApJ*, 555, 146
- [120] Morse, J. A., Raymond, J. C., & Wilson, A. S. 1996, *PASP*, 108, 426
- [121] Mundt, R. & Fried, J. W. 1983, *ApJL*, 274, L83
- [122] Mundt, R., Brugel, E. W., & Büehrke, T. 1987, *ApJ*, 319, 275
- [123] Muzerolle, J., Hartmann, L., & Calvet, N. 1998a, *A J*, 116, 455
- [124] Muzerolle, J., Hartmann, L., & Calvet, N. 1998b, *A J*, 116, 2965
- [125] Muzerolle, J., Briceño, C., Calvet, N., Hartmann, L., Hillenbrand, L., & Gullbring, E. 2000, *ApJL*, 545, L141
- [126] Muzerolle, J., Calvet, N., & Hartmann, L. 2001, *ApJ*, 550, 944
- [127] Myers, P.C. & Benson, P.J., 1983, *ApJ*, 266, 309.
- [128] Nagar, N. M., Vogel, S. N., Stone, J. M., & Ostriker, E. C. 1997, *ApJL*, 482, L195
- [129] Neckel, T., Klare, G., & Sarcander, M. 1980, *A & A. S.*, 42, 251
- [130] Noriega-Crespo, A. 1997, in "Herbig-Haro Flows and the Birth of low Mass Stars", eds. B. Reipurth & C. Bertout, p103.
- [131] Noriega-Crespo, A. & Garnavich, P.M. 1994 *AJ*, 108, 1432.
- [132] Noriega-Crespo, A., Garnavich, P. M., Raga, A. C., Canto, J., & Boehm, K. -. 1996, *ApJ*, 462, 804
- [133] Noriega-Crespo, A., Garnavich, P.M. & Molinari, S. 1998, *AJ*, 116, 1388.
- [134] Noriega-Crespo A. 2000, in "ISO Beyond the Peaks. The 2nd ISO workshop on analytical spectroscopy", A. Salama & M. Kessler, K. Leech & B. Schulz eds. ESA, 456, 123.
- [135] Norman, C. & Silk, J. 1979, *ApJ*, 228, 197
- [136] Nussbaumer, H. & Storey, P. J. 1988, *A & A*, 193, 327
- [137] Oliva, E., Moorwood, A. F. M., & Danziger, I. J. 1990, *A & A*, 240, 453
- [138] Osterbrock, D.E. 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei* (University Science Books)
- [139] Raga, A. C. 1991a, *A J*, 101, 1472
- [140] Raga, A. C. 1991b, *ASP Conf. Ser. 16: Atoms, Ions and Molecules: New Results in Spectral Line Astrophysics*, 247
- [141] Raga, A. C. 1995, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 1, 103
- [142] Raga, A.C. & Böhm, K.-H., 1985, *ApJS*, 58, 201.
- [143] Raga, A.C. & Böhm, K.-H., 1986, *ApJ*, 308, 829.
- [144] Raga, A.& Cabrit, S., 1993, *A&A*, 278, 267.

- [145] Raga, A. C. & Kofman, L. 1992, *ApJ*, 386, 222
- [146] Raga, A. C., Binette, L., & Canto, J. 1990, *ApJ*, 360, 612
- [147] Raga, A.C., Böhm, K.-H. and Cantó, J. 1996, *Rev Mex Astron Astrof*, 32, 161.
- [148] Raga, A. C., Cabrit, S., & Cantó, J. 1995, *MNRAS*, 273, 422.
- [149] Raga, A. C., Canto, J., & Biro, S. 1993, *MNRAS*, 260, 163
- [150] Raga, A. C., Canto, J., Calvet, N., Rodríguez, L. F., & Torrelles, J. M. 1993, *A & A*, 276, 539
- [151] Ramsay, S. K., Chrysostomou, A., Geballe, T. R., Brand, P. W. J. L., & Moun-tain, M. 1993, *MNRAS*, 263, 695
- [152] Raymond, J.C., 1979, *ApJS*, 39, 1.
- [153] Raymond, J. C., Morse, J. A., Hartigan, P., Curiel, S., & Heathcote, S. 1994, *Stellar and Circumstellar Astrophysics, a 70th birthday celebration for K. H. Bohm and E. Bohm-Vitense*. Edited by G. Wallerstein and A. Noreiga-Crespo. *Astronomical Society of the Pacific Conference Proceedings*, Volume 57, San Francisco, 1994., p.53, 53
- [154] Reipurth, B., Raga, A. C., & Heathcote, S. 1992, *ApJ*, 392, 145
- [155] Reipurth, B., Raga, A. C., & Heathcote, S. 1996, *A & A*, 311, 989
- [156] Reipurth, B., Hartigan, P., Heathcote, S., Morse, J. A., & Bally, J. 1997, *A J*, 114, 757
- [157] Reipurth, B., Bally, J., & Devine, D. 1997, *A J*, 114, 2708
- [158] Reipurth, B., Yu, K., Rodríguez, L. F., Heathcote, S., & Bally, J. 1999, *A & A*, 352, L83
- [159] Reipurth, B., Heathcote, S., Yu, K., Bally, J., & Rodríguez, L. F. 2000a, *ApJ*, 534, 317
- [160] Reipurth, B., Yu, K., Heathcote, S., Bally, J., & Rodríguez, L. F. 2000b, *A J*, 120, 1449
- [161] Reipurth, B. & Olberg, M. 1991, *A & A*, 246, 535
- [162] Reipurth, B. 1999, *A General Catalogue of Herbig-Haro Objects*, 2nd. Edition, Electronic Version: <http://casa.colorado.edu/hhcat>.
- [163] Rieke, G. H. & Lebofsky, M. J. 1985, *ApJ*, 288, 618
- [164] Rodríguez, L. F. et al. 1998, *Nature*, 395, 355
- [165] Rucinski, S.M., 1985, *AJ*, 90, 2321.
- [166] Sargent, A. I. 1977, *ApJ*, 218, 736
- [167] Schwartz, R.D., 1975, *ApJ*, 195, 631.
- [168] Schwartz, R.D., 1978, *ApJ*, 223, 884.
- [169] Schwartz, R.D., Schultz, A.S.B., Cohen, M., Williams, P.D. 1995, *ApJ*, 446, 318.
- [170] Scoville, N. Z., Hall, D. N. B., Ridgway, S. T., & Kleinmann, S. G. 1982, *ApJ*, 253, 136
- [171] Seaton, M. J. 1979, *MNRAS*, 187, 73P
- [172] Shang, H., Shu, F. H., & Glassgold, A. E. 1998, *ApJL*, 493, L91
- [173] Shu F.H. 1977, *ApJ*, 214, 488.

- [174] Shu, F.H., Adams F.C. y Lizano S. 1987, *ARA & A*, 25, 23.
- [175] Shu, F. H., Lizano, S., Ruden, S. P., & Najita, J. 1988, *ApJL*, 328, L19
- [176] Smith, M. D. 1991, *MNRAS*, 253, 175
- [177] Smith, M.D. 1995, *A&A*, 296, 789.
- [178] Smith, M. D. & Brand, P. W. J. L. 1990, *MNRAS*, 245, 108
- [179] Smith, M. D., Brand, P. W. J. L., & Moorhouse, A. 1991, *MNRAS*, 248, 730
- [180] Snell, R. L. 1987, *IAU Symp. 115: Star Forming Regions*, 115, 213
- [181] Snell, R. L., Bally, J., Strom, S. E., & Strom, K. M. 1985, *ApJ*, 290, 587
- [182] Solf, J., Böhm, K. H., & Raga, A. 1988, *ApJ*, 334, 229
- [183] Stapelfeldt, K. R., Scoville, N. Z., Beichman, C. A., Hester, J. J., & Gautier, T. N. 1991, *ApJ*, 371, 226
- [184] Suttner, G., Smith, M.D., Yorke, H.W., & Zinnecker, H. 1997, *A&A*, 318, 595.
- [185] Tanaka, M. Hasegawa, T., Hayashi, S.S., Brand, P.W.J.L. and Gatley, I. 1989, *ApJ*, 336, 207.
- [186] Taylor, S. D. & Raga, A. C. 1995, *A & A*, 296, 823
- [187] Tenorio-Tagle, G., Canto, J., & Rozyczka, M. 1988, *A & A*, 202, 256
- [188] Testi, L., Private Communication.
- [189] Turner, J., Kirby-Docken, K., & Dalgarno, A. 1977, *ApJS*, 35, 281
- [190] Vazquez-Semadeni, E., Ostriker, E. C., Passot, T., Gammie, C. F., & Stone, J. M. 2000, *Protostars and Planets IV*, 3
- [191] Verner, E. M., Baldwin, J. A., Ferland, G. J., & Martin, P. G. 2000, *American Astronomical Society Meeting 197, #43.09*, 197, 4309
- [192] Walter, F.M., 1987, *PASP*, 99, 31.
- [193] Ward-Thompson, D., Scott, P.F., Hills, R.E., & André, P., 1994, *MNRAS*, 268, 276.
- [194] Wilking, B.A, Lada, C.J. & Young, E.T., 1989, *ApJ*, 340, 823.
- [195] Wilking, B.A, Blackwell, J.H. & Mundy, L.G., 1990 *AJ*, 100, 758.
- [196] Wilson, R. W., Jefferts, K. B., & Penzias, A. A. 1970, *ApJL*, 161, L43
- [197] Wolfire, M. G. & Königl, A. 1991, *ApJ*, 383, 205
- [198] Wolniewicz, L., Simbotin, I., & Dalgarno, A. 1998, *ApJS*, 115, 293
- [199] Wu, Y., Huang, M., & He, J. 1996, *A & A S.*, 115, 283
- [200] Zinnecker, H., Mundt, R., Moneti, A., Geballe, T. R., & Zealey, W. J. 1989, *LNP Vol. 331: The Physics and Chemistry of Interstellar Molecular Clouds - mm and Sub-mm Observations in Astrophysics*, 174
- [201] Zinnecker, H., McCaughrean, M., & Rayner, J. 1997, *IAU Symposium*, 182, 198P
- [202] Zinnecker, H., McCaughrean, M. J., & Rayner, J. T. 1998, *Nature*, 394, 862