

00372 2



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS
DIVISIÓN DE ESTUDIOS DE POSGRADO
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

**CINEMÁTICA DE CHOQUES EN LA
NEBULOSA DE ORIÓN Y EL
REMANENTE DE SUPERNOVA
3C400.2**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE
MAESTRO EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)

P R E S E N T A

EDUARDO DE LA FUENTE ACOSTA

DIRECTOR DE TESIS:

DRA. MARGARITA ROSADO SOLIS



MEXICO D. F.

2002

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

A MIS PADRINOS: MARIA LUISA Y MIGUEL

A MIS PADRES: EDUARDO Y JULIETA

A MIS HERMANOS: MARIA, MARIA LUISA, ADRIANA y MIGUEL

A MIS SOBRINOS: PABLO Y REGINA

A MI ABUELO: MIGUEL

A LA DRA. PARIS PISMIS (Que en Paz Descanse)

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

AGRADECIMIENTOS

A MIS AMIGOS

A MIS PROFESORES

AL STAFF DE COMPUTO DEL INSTITUTO DE ASTRONOMIA

AL PERSONAL DEL INSTITUTO DE ASTRONOMIA

AL PERSONAL DEL OAN-SPM

ÍNDICE GENERAL

Agradecimientos	iii
Resumen	1
Abstract	2
CAPÍTULO 1.– INTRODUCCIÓN	3
CAPÍTULO 2.– ONDAS DE CHOQUE EN EL MEDIO INTERESTELAR	5
2.1.– Ondas de Choque	6
2.2.– Remanentes de Supernova	
2.2.1.– Historia y Fundamentos	13
2.2.2.– Emisión	16
2.2.3.– Evolución Dinámica	20
2.3.– Objetos Herbig Haro	23
CAPÍTULO 3.– EL INTERFERÓMETRO DE FABRY–PEROT, OBSERVACIONES Y REDUCCIÓN DE DATOS	32
3.1.– Interferencia y Coherencia	32
3.2.– El Interferómetro de Fabry–Perot	
3.2.1.– Historia	38
3.2.2.– Conceptos Básicos	38
3.2.3.– El interferómetro Fabry–Perot de la UNAM	43
3.3.– Observaciones	
3.3.1.– Sobre la Nebulosa de Orión	45
3.3.2.– Sobre el Remanente de Supernova 3C400.2	46
3.4.– Reducción de Datos	46
CAPÍTULO 4.– CHOQUES EN LA NEBULOSA DE ORIÓN	50
4.1.– Objetos Herbig–Haro	
4.1.1.– HH 202 y ¿otro objeto HH?	
4.1.1.1.– Historia y Aspectos Generales	52

4.1.1.2.– Resultados Importantes	53
4.1.2.– HH 203–204	
4.1.2.1.– Historia y Aspectos Generales	55
4.1.2.2.– Resultados Importantes	56
4.1.3.– HH 269	
4.1.3.1.– Historia y Aspectos Generales	60
4.1.3.2.– Resultados Importantes	63
4.1.4.– HH 507, 528, 529 y 530	64
4.2.– ¿Un Flujo Bipolar Gigante en Orión?	64
4.3.– Discos Protoplanetarios	
4.1.3.1.– Historia y Aspectos Generales	65
4.1.3.2.– Resultados Importantes	67
CAPÍTULO 5.– EL REMANENTE DE SUPERNOVA 3C400.2	73
5.1.– Historia y Aspectos Generales	73
5.2.– Resultados Importantes	
5.2.1.– Observacionales	74
5.2.2.– Teóricos	76
CAPÍTULO 6.– CONCLUSIONES Y TRABAJO A FUTURO	
6.1.– Conclusiones de la Tesis	
6.1.1.– Sobre la Nebulosa de Orión	87
6.1.2.– Sobre el Remanente de Supernova 3C400.2	88
6.2.– Trabajo a Futuro	
6.2.1.– Sobre la Nebulosa de Orión	89
6.2.2.– Sobre el Remanente de Supernova 3C400.2	89
REFERENCIAS Y BIBLIOGRAFIA	90
APENDICE 1.– ARTÍCULOS PUBLICADOS	98

RESUMEN

Esta tesis contiene los resultados de dos trabajos de investigación que se han realizado en la Nebulosa de Orión y el remanente de Supernova (RSN) 3C400.2. El primero es de naturaleza observacional mientras que el segundo incluye, además de imágenes profundas CCD en H α y [SII], un modelo numérico. Los estudios observacionales son cinemáticos y se realizaron usando el interferómetro de Fabry-Perot (FP) "PUMA" instalado en el telescopio de 2.1 m del OAN-SPM. Para Orión se estudian los objetos Herbig-Haro (HH) HH 202, HH 203-204, HH 529 y HH 269 y 15 discos protoplanetarios. Se hace un estudio independiente de cada objeto, descubriendo nuevas componentes de alta velocidad radial para HH 202 y HH 269. La componente detectada a HH 202 puede pertenecer a este objeto o ser un nuevo objeto HH no catalogado previamente. Se obtienen movimientos internos en las regiones débiles de HH 203-204 que dan evidencia de gradientes transversos de densidad, que justifican la asimetría en la distribución de brillo en este objeto. Se reporta por primera vez una alta velocidad radial de 118 km s⁻¹ corrida al azul en HH 204, que apoya los modelos de choques en proa. Se encuentra evidencia de que HH 202 y HH 203-204 son parte de un flujo bipolar gigante (≈ 0.55 pc). Esto es sugerido al comparar nuestras imágenes con las tomadas por el telescopio espacial Hubble (HST). Se presentan también, perfiles de velocidad radial de 15 discos protoplanetarios (proplyds) en la nebulosa de Orión, con valores entre 24 y 38 km s⁻¹. A pesar de que la resolución espectral del PUMA es baja, se encuentra que la técnica de FP es muy adecuada para estudiar proplyds en la nebulosa de Orión. También se reportan nuevas velocidades radiales en H α y [NII] para estos objetos, que han sido escasos o inexistentes en la literatura.

Para el RSN 3C400.2, se presentan simulaciones numéricas realizadas con el código YGUAZU-a, que corroboran el escenario de que este remanente es producto de una sola explosión de SN que ocurre en un medio denso, cercano a una interfase que lo separa de un medio menos denso. Los resultados de las simulaciones en H α son similares a las observaciones. Con nuestras simulaciones se hace un análisis sobre la evolución dinámica de este RSN. Se obtuvieron imágenes profundas CCD en H α y [SII] de la región en donde pudo ocurrir la explosión de SN así como para toda la parte norte del RSN. Si bien estas últimas ya fueron presentadas por Winkler y colaboradores (1993), las que se presentan en esta tesis son mucho más profundas. Algunos estudios cinemáticos preliminares, así como el cociente entre las imágenes presentadas en la tesis, serán publicados en un artículo en preparación.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

ABSTRACT

The present thesis is basically divided into two research works carried out on the Orion Nebula and the supernova Remnant (RSN) 3C400.2 respectively. The nature of the first one is observational, while the second one includes, in addition to deep H α and [SII] CCD images, a numerical model. For Orion, Herbig Haro (HH) objects HH 202, 203–204, 529 and 269 are studied. Our observational studies are kinematical and they have been made with the Fabry–Perot (FP) spectrograph “PUMA” at the 2.1m telescope at OAN–SPM. Each of the objects is studied independently.

New high radial velocity features were discovered for HH 202 and HH 269. The feature detected for HH 202 may be a new component of this object or is a new HH object not previously cataloged. Large internal movements were obtained in the weak regions of HH 203–204 resulting in an observational evidence of transverse gradients of density that justify the asymmetry of the height distribution of this object. A high radial velocity of -118 km s^{-1} in HH 204 is reported for the first time giving support to the bow shocks models. An observational evidence about HH 202 and HH 203–204 forming part of a gigantic bipolar flow ($\sim 0.55 \text{ pc}$) has been found. This is suggested when comparing our observational studies with the images taken by the HST. We present H α radial velocity profiles of fifteen protoplanetary disks (proplyds) in the Orion Nebula. Their heliocentric systemic velocities were also measured between 24 and 38 km s^{-1} . Although our spectral resolution is low, the Fabry–Perot technique has resulted to be an effective method for detecting proplyds in the Orion Nebula. These velocities reported are new because they are very rare to find in the literature.

Numerical simulations carried out using the YGUAZU–a code, corroborating the RSN 3C400.2 scenario as a product of a single supernova explosion, taking place in a dense medium, are presented. The simulations in H α agreeing with the observations are obtained. An analysis of the dynamical evolution of this RSN, based on our simulations, has been carried out. For the first time, deep CCD images in H α and [SII] of the region where the supernova explosion could have taken place, as well as of the whole northern part of the RSN are presented. Although these images have been already given by Winkler and collaborators (1993), those presented in this thesis are much deeper. Some preliminary kinematical studies, X ray models, as well as the ratio between the images given in this thesis, will be published in a future research paper.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

CAPÍTULO 1.- INTRODUCCIÓN

En esta tesis se presenta un estudio cinemático observacional de objetos Herbig-Haro (HH), discos protoplanetarios (proplyds) y jets en la Nebulosa de Orión, así como imágenes en varias líneas de emisión y una simulación numérica del remanente de supernova (RSN) 3C400.2. Actualmente, se tienen resultados cinemáticos y cocientes entre imágenes ópticas preliminares de este objeto que se piensa publicar en un trabajo a futuro. El análisis cinemático se realizó con un interferómetro Fabry-Perot (FP) de barrido y el modelo aplicando el código YGUAZU-a. En el Capítulo 2 se mencionan los fundamentos de las ondas de choques, los objetos HH y RSN. El Capítulo 3 abarca los conceptos fundamentales de interferometría y del interferómetro de Fabry-Perot así como de las observaciones realizadas. Los capítulos 4 y 5 describen los trabajos de investigación que se hicieron a la Nebulosa de Orión y el RSN 3C400.2 respectivamente. Estos dos capítulos están publicados en Rosado, de la Fuente, Arias, Raga y Le Coarer, (2001); de la Fuente, Rosado, Arias y Ambrosio-Cruz, (2002); Velázquez, de la Fuente, Rosado y Raga, (2001) así como en las memorias en extenso Rosado, de la Fuente, Arias y Le Coarer, (2002); de la Fuente, Velázquez, Rosado y Raga (2002); de la Fuente, Rosado, Arias y Le Coarer (2003a); de la Fuente, Rosado, Arias y Ambrosio-Cruz, (2003b). Estos artículos son presentados en el Apéndice I y cada uno incluye su resumen en español. Cada capítulo incluye una introducción breve así como aspectos históricos. Finalmente el capítulo 6 contiene las conclusiones de la tesis.

Las motivaciones para realizar esta tesis fueron:

1.- Para la Nebulosa de Orión:

- Los flujos de los objetos HH parecen ser de mucho mayor tamaño a lo que se creía anteriormente (Reipurth, Bally & Devine, 1997). Esto implica una revisión de las fuentes de excitación de estos objetos así como de sus escalas de tiempo. Los flujos gigantes observados en los HH están constituidos de dos o más objetos HH que en el pasado se consideraban independientes.
- Estudiar jets, que son producidos por estrellas recién formadas pero son fotoionizadas por fuentes externas. Un ejemplo de esto es el trabajo aplicado a un nuevo jet asociado a la nebulosa de la Trífida (Cernicharo et al. 1997) cuya cinemática fue estudiada por Rosado et al. (1999). Algunos modelos teóricos para estudiar la emisión compleja y propiedades cinemáticas de estos jets han sido recientemente desarrollados por Raga et al. (2000).
- Estudiar la cinemática de la Nebulosa con un interferómetro FP ya que generalmente, estos estudios se han hecho con espectroscopía de rendija larga que no permiten realizar estudios a gran escala. Con observaciones a gran escala se pueden estudiar jets, flujos de alta velocidad y objetos interesantes, que abundan en esta nebulosa.

2.- Para el RSN 3C400.2:

- Estudiar nuevas imágenes profundas de este remanente que cubran las partes más interesantes. Realizar nuevos estudios cinemáticos y de cocientes de líneas para contribuir con estudios recientes (ya que hasta la fecha han sido escasos) al entendimiento global del remanente, apoyar nuestras simulaciones numéricas y realizar un modelo de rayos X que pueda contribuir a entender la misteriosa naturaleza de este remanente a estas longitudes de onda. Estos estudios constituyen un futuro artículo de investigación.
- Realizar modelos numéricos para corroborar o no estudios teóricos anteriores y explorar si el origen es debido dos explosiones de supernova (SN) o una sola explosión de SN en un medio denso, o si es la coincidencia espacial de dos RSN independientes.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

CAPÍTULO 2.- ONDAS DE CHOQUE EN EL MEDIO INTERESTELAR.

En este capítulo mencionaremos en forma resumida algunos conceptos y propiedades de los remanentes de supernova (RSNs y RSN en singular) y objetos Herbig-Haro (HH). Se tratarán en primera instancia las ondas de choque, que nos permiten entender la evolución de estos objetos. El punto de partida es la dinámica de gases (DG), donde se requiere que el camino libre medio de las partículas (l) sea mucho menor a la dimensión característica de la región que se considera (L), es decir: $l \ll L$. Esta condición permite que los objetos se traten como un fluido y permite que se puedan establecer las propiedades macroscópicas que describen el estado de este gas, como la temperatura (T), la presión (P) y densidad (ρ). En esta tesis se presentarán las ecuaciones sin demostración. Los detalles pueden encontrarse en Shu (1992). Un excelente trabajo donde se mencionan los aspectos básicos de la dinámica de fluidos compresibles (flujos supersónicos y ondas de choque) de manera muy matemática, es presentado por Courant & Friedrichs (1976). Shore (1992) también presenta un buen trabajo sobre hidrodinámica aplicada a la astronomía con conceptos más físicos. En los RSN y HH se puede aplicar estas ecuaciones considerando las siguientes suposiciones:

1.- GEOMETRIA PLANO-PARALELA, porque se supone que el radio de curvatura de la onda de choque es mucho mayor al ancho de la misma.

2.- CHOQUE EN ESTADO ESTACIONARIO, porque se supone que el tiempo de evolución del frente de choque (t_s), es decir, el tiempo en que se producen cambios importantes en la velocidad del choque es mucho mayor al tiempo que tarda una parcela de gas en cruzar la zona de enfriamiento (t_{enf}) (véase la siguiente sección), es decir, $t_s \gg t_{enf}$.

Raymond (1976, 1979) y Dopita (1978), fueron de los primeros en realizar cálculos detallados de la emisión visible de ondas de choque con geometría plano-paralela y estado estacionario buscando reproducir los espectros observados en los objetos HH.

Los RSNs son nebulosas constituidas por una onda de choque producida por una explosión de supernova que interactúa con el medio interestelar circundante. Cuando ocurre esta explosión, se libera una energía del orden de 10^{53} ergs, aunque el 99% de esta energía se la llevan los neutrinos. El resto de la energía, $\sim 10^{51}$ ergs, se depositan en el medio interestelar (MIE) y hace que los RSNs brillen por $\sim 10^4$ años (Franco et al. 1994). En sí, solo una fracción de dicha energía se emite en luz visible. Esta energía, se transforma en energía cinética del material expulsado por la explosión (de 0.5 a 5 M_{\odot} con velocidades de 10^4 km s $^{-1}$) y poco a poco ésta será cedida al MIE, convirtiéndose en energía interna del gas barrido por el frente de choque. La velocidad de eyección de material es muchísimo mayor a la velocidad del sonido en el MIE (≈ 10 km s $^{-1}$) con la que se propaga la información al medio externo, es decir, genera un choque. El material eyectado se expande supersónicamente formándose la onda de choque por la interacción del material eyectado por la explosión con el MIE circundante. Esta onda de choque barre el material interestelar con el que se encuentra formando la RSN. Conforme aumenta la masa barrida por el frente de choque, la velocidad de expansión del RSN disminuye. La temperatura, presión y energía cinética del RSN disminuyen con el tiempo y tienden al equilibrio con el MIE externo.

En el caso de los HH, como se discutirá en detalle más adelante, los movimientos espaciales (tangenciales y radiales al observador) que presentan tienen velocidades altamente supersónicas ($\sim 300 \text{ km s}^{-1}$) respecto a la nube ambiente en donde se encuentran. El hecho de que sus espectros observados sean muy similares a los que presentan los remanentes de supernova, sugiere que en los objetos se producen ondas de choque en la región donde interactúa material lento con material de alta velocidad (Raga et al. 1990). Esto también está sustentado en que los cocientes observados entre líneas prohibidas y $H\alpha$ son similares a los predichos por los modelos de ondas de choque radiativos. Schwartz (1975) fue el primero en notar la similitud entre los espectros de los objetos HH y RSNs.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

2.1.- ONDAS DE CHOQUE

Un choque es una región donde un flujo supersónico es desacelerado repentinamente, comprimido y calentado. La velocidad del flujo se indica con el número de Mach (M), el cual es el cociente entre la velocidad con la que se mueve el fluido (u) respecto a la velocidad del sonido en dicho medio (C_s), es decir, $M=u/C_s$. Las ondas de choque ocurren cuando existe un gradiente alto de presiones capaz de generar movimientos con velocidades mucho mayores a la velocidad del sonido en el medio (McKee & Hollenbach, 1980). Una onda de choque produce un cambio irreversible en el medio que cruza generando incrementos abruptos de densidad y temperatura para el material en una región que recibe el nombre de "frente de choque". El ancho de esta región es del orden de un camino libre medio de las partículas en el gas (Zeldovich & Raizer, 1966). Los incrementos abruptos se dan por colisiones elásticas entre las partículas del fluido que ya fue chocado (postchoque) y las del fluido que aun no lo ha sido (prechoque). En la Figura 2.1 se esquematiza una onda de choque con las tres regiones en las que se puede dividir (McKee & Hollenbach, 1980) y se mencionan a continuación:

I.- FRENTE DE CHOQUE: región en donde se dan los cambios abruptos de densidad, presión y temperatura respecto al gas prechoque. Como su dimensión física es menor que las escalas de longitud características a donde se dan los cambios en el gas chocado (p. ej. la distancia de enfriamiento), se puede considerar como una discontinuidad.

Estos cambios en ρ , P y T se pueden relacionar (entre el medio chocado y el medio no chocado) mediante las relaciones de Rankine-Hugoniot (R-H), que expresan las ecuaciones de conservación de masa, momento y energía si se considera que, el gas se comporta adiabáticamente. Las ecuaciones de conservación (Tidman & Krall, 1971; Hollenbach y McKee, 1979), que expresan las suposiciones dichas al inicio de este capítulo, se reducen a:

$$\rho_1 u_1 = \rho_0 u_0, \quad (1)$$

$$P_1 + \rho_1 u_1^2 = P_0 + \rho_0 u_0^2, \quad (2)$$

$$H_1 + \frac{1}{2} u_1^2 = H_0 + \frac{1}{2} u_0^2, \quad (3)$$

donde $H = E + \frac{P}{\rho} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho}$ y $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$, son la entalpía y el cociente de calores específicos a presión y volumen constante. E es la energía interna por unidad de masa, P, ρ , T, y u son la presión, densidad, temperatura y velocidad en el flujo respectivamente. Los subíndices 0 y 1 se refieren a los medio pre y postchoque respectivamente.

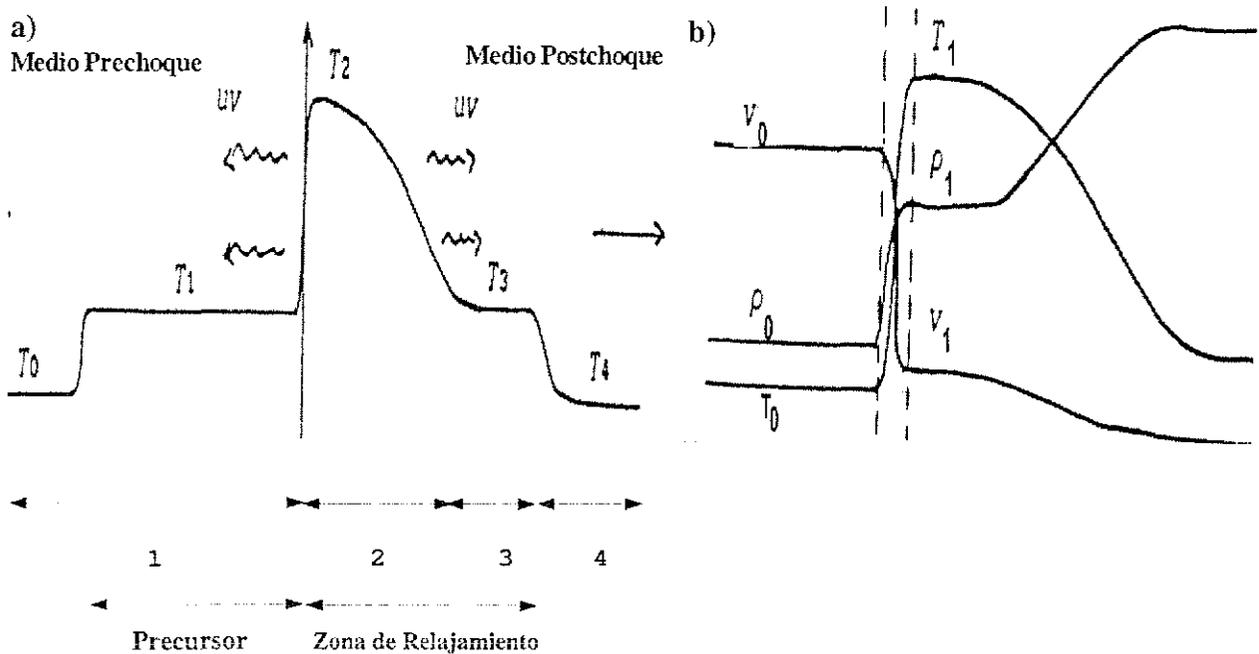


Figura 2.1.- a) Comportamiento de la temperatura al cruzar las distintas regiones que componen una onda de choque para una velocidad de choque $\geq 110 \text{ km s}^{-1}$: 1.- zona prechoque, 2 - zona de enfriamiento, 3.- zona de recombinación, 4.- región donde el gas chocado ha disminuido su temperatura aproximadamente al valor correspondiente al gas neutro prechoque (T_0). El valor de las temperaturas en estas regiones son de $T_0 = T_4 = 10\text{--}100 \text{ K}$, $T_1 = T_3 = 10^4 \text{ K}$ y $T_2 = 10^5 \text{ K}$. La línea vertical representa al frente de choque. b) comportamiento de la velocidad (v), densidad (ρ) y temperatura (T) del gas cuando atraviesa de la zona prechoque hasta la zona de recombinación. Los subíndices 0 y 1 se refieren a las zonas pre y postchoque respectivamente. Las líneas verticales representan al frente de choque. Notese que en b) no existe un precursor. Tomadas de Benitez (1991).

Las soluciones del sistema de ecuaciones anterior para las distintas variables son:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{u_0}{u_1} = \frac{(\gamma + 1)M_0^2}{(\gamma - 1)M_0^2 + 2}, \quad (5)$$

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{2\gamma M_0^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1}, \quad (6)$$

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{[\gamma M_0^2 - (\gamma - 1)] [(\gamma - 1) M_0^2 + 2]}{(\gamma + 1)^2 M_0^2}, \quad (7)$$

$$M_1^2 = \frac{(\gamma - 1) M_0^2 + 2}{2\gamma M_0^2 - (\gamma - 1)}, \quad (8)$$

donde $M_0 = \frac{u_0}{C_0}$ y $M_1 = \frac{u_1}{C_1}$ son los números de mach pre y postchoque respectivamente. Las ecuaciones (5)–(7) son las relaciones de *Rankine–Hugoniot* (Rankine, 1870; Hugoniot, 1889). Los resultados de estas soluciones son:

1.– El gas es supersónico antes del choque y después de pasar por el frente de choque se vuelve subsónico

2.– Los choques comprimen, calientan y aumentan la presión del gas por lo que ρ_1/ρ_0 , T_1/T_0 y P_1/P_0 son mayores a 1

3.– La compresión crece de forma monótonica con el número de Mach

4.– Para choques fuertes, es decir, $M_0 \rightarrow \infty$:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{u_0}{u_1} = \frac{(\gamma + 1)}{(\gamma - 1)}, \quad (9)$$

$$P_1 = \frac{2}{\gamma + 1} \rho_0 u_0^2, \quad (10)$$

$$kT_1 = \frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} \mu_0 u_0^2, \quad (11)$$

donde k es la constante de Boltzman y μ_0 es la masa promedio por partícula detrás del frente de choque. Analicemos algunos casos particulares de estas últimas relaciones:

1.– Si $M_0 = 1$, entonces: $P_1 = P_0$, $\rho_1 = \rho_0$, $u_1 = u_0$, $T_1 = T_0$ y el flujo esta en equilibrio antes y después de la interfase que los separa. Esto implica que no hay onda de choque.

2.- Si $M_0 > 1$, entonces: $P_1 > P_0$, $\rho_1 > \rho_0$, $u_1 < u_0$, $T_1 > T_0$. Las variables cambian al avanzar la interface, que es un choque y existe calentamiento y desaceleración después del choque.

3.- Para un choque fuerte, como ocurre en los RSN y HH, $M_0 \gg 1$ y considerando un gas monoatómico ($\gamma = \frac{5}{3}$):

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = 4, \quad (12)$$

$$\frac{u_1}{u_0} = \frac{1}{4}, \quad (13)$$

$$T_1 = \frac{3}{16} \frac{\mu_0}{k} u_0^2, \quad (14)$$

$$P_1 = \frac{3}{4} \rho_0 u_0^2, \quad (15)$$

A la cantidad ρ_1/ρ_0 también se le llama factor de compresión. Ahora bien, las ecuaciones (12)–(15) fueron obtenidas en un marco de referencia que está en el choque (marcado con 1 en la Figura 2.2). Cuando se consideran movimientos producidos por la interacción de estrellas y el gas interestelar, es conveniente considerar un marco de referencia "fijo" (marcado con 2 en la Figura 2.2), en el cual el choque se está moviendo y la estrella que origina el RSN está fija. Sea V_s la velocidad del choque en este marco de referencia "fijo", V_1 y V_0 las velocidades del gas chocado ("downstream") y no chocado ("upstream") respectivamente, entonces $u_0 = V_0 - V_s$ y $u_1 = V_1 - V_s$. Obteniendo el cociente de estas transformaciones, considerando que $V_s \gg V_0$ porque el gas no chocado se considera en reposo, y comparando esto con la ecuación (13):

$$\frac{V_s - V_1}{V_s} = \frac{1}{4}, \quad (16)$$

De aquí, despejando V_1 tenemos que

$$V_1 = \frac{3}{4} V_s, \quad (17)$$

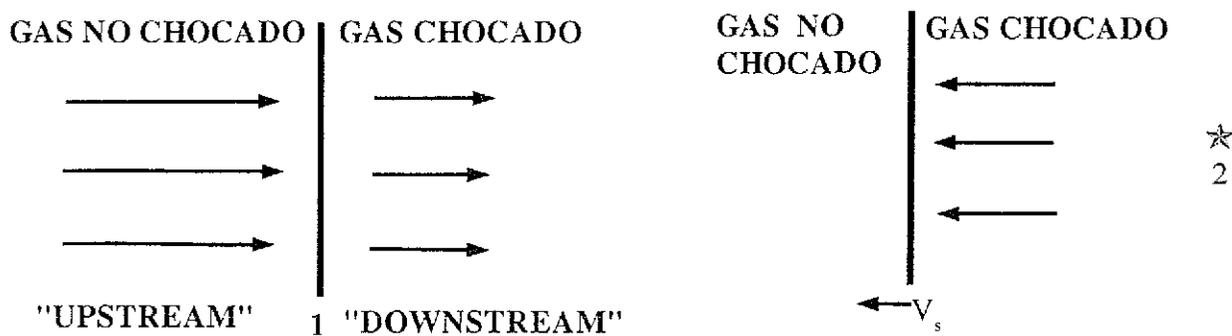


Figura 2.2.- Diagrama esquemático del comportamiento de un flujo que entra al frente de choque (upstream) y que después sale de éste (downstream) en distintos marcos de referencia: 1.- en el frente de choque (línea vertical) donde son válidas las ecuaciones (12)-(15) y 2.- en el marco "fijo" donde son válidas las ecuaciones (16)-(19).

La ecuación (17) dice que el gas chochado se mueve en la misma dirección que la velocidad del choque, pero su valor es de 3/4 veces la velocidad de éste. De manera similar usando las ecuaciones (14) y (15):

$$T_1 = \frac{3}{16} \frac{\mu_0}{k} V_s^2, \quad (18)$$

$$P_1 = \frac{3}{4} \rho_0 V_s^2, \quad (19)$$

Mientras que en el frente de choque se tienen choques adiabáticos, en las zonas que se mencionan a continuación, se tienen de choques radiativos.

II.- ZONA DE RELAJAMIENTO: es la región comprendida entre el frente de choque y en donde el gas llega al equilibrio térmico y de ionización; el gas que atraviesa el frente de choque se encuentra fuera de equilibrio térmico y de ionización, en esta zona, el gas pierde energía por radiación conforme se aleja del frente de choque y tiende al equilibrio térmico y de ionización; los procesos inelásticos de ionización, disociación, excitación colisional, recombinación y formación de moléculas, hacen que el gas se enfríe y se relaje hasta llegar a su estado final. Esta zona se divide en: *ZONA DE ENFRIAMIENTO* y *ZONA DE RECOMBINACIÓN*. Esta división se da ya que en la zona de enfriamiento, existe un fuerte gradiente de temperatura en donde los átomos de hidrógeno permanecen ionizados, mientras que en la zona de recombinación, la cual es una región isotérmica, el hidrógeno se recombina. Esta región se puede considerar isotérmica ya que la temperatura a disminuido a un valor (10^4 K) donde se da un balance entre los procesos de ganancia y pérdida de energía. Como el flujo en la zona postchoque es subsónico, se puede considerar que aquí la presión es aproximadamente uniforme y la densidad aumenta conforme disminuye la temperatura. En la zona de enfriamiento, la temperatura disminuye de $T_2=10^5$ K a $T_3=10^4$ K. La zona de relajamiento y el frente de choque atrás de esta constituyen la onda de choque.

III.- PRECURSOR: en esta zona, la radiación producida por el gas chocado caliente, ioniza al gas prechoque antes de entrar al frente de choque (preionización). Si la velocidad del choque es alta ($> 110 \text{ km s}^{-1}$), se produce en promedio más de un fotón ionizante por átomo de hidrógeno, que se incorpora al frente de choque formándose una capa de material prechoque completamente ionizado al que se le conoce como precursor (p. ej. Kang & Shapiro, 1992; Terlevich et al. 1992).

La emisión óptica de los objetos HH y remanentes de supernova se debe a los choques radiativos como se dijo anteriormente, en las ondas de choque existe ionización colisional muy cerca del frente de choque y a mayor distancia, en la zona postchoque, existe una zona de enfriamiento radiativo. En ella, la temperatura disminuye y la densidad aumenta. En general, un choque se vuelve *radiativo* cuando el tiempo característico de las pérdidas radiativas, τ_{rad} , resulta ser menor o del orden del tiempo dinámico de evolución del objeto, τ_{dyn} , es decir, $\tau_{rad} \leq \tau_{dyn}$. Cuando el gas enfriado empieza a recombinarse produce un espectro de líneas de recombinación. Esto ocurre en la zona de enfriamiento y se puede obtener una distancia característica en la cual, la temperatura ha disminuido hasta igualar la temperatura inicial del precursor (donde $T_1=T_3$ en la Figura 2.1). Cuando esto ocurre, el choque radiativo se vuelve *isotérmico*. Esta distancia, llamada también de enfriamiento (D_c), puede escribirse (Raga & Binette, 1991) como:

$$\left[\frac{D_c}{cm} \right] = 8 \times 10^{10} \left[\frac{V_s}{cm s^{-1}} \right]^2 \left[\frac{n_1}{cm^{-3}} \right]^{-1} \times 10^{\frac{2920}{V_s^2}}, \quad (20)$$

donde n_1 es la densidad postchoque. Finalmente, las velocidades (u) y densidades (ρ) de las regiones prechoque (subíndices 0), y en donde éstas alcanzan sus valores asintóticos cuando termina la zona de relajamiento (subíndices 2), están relacionadas por el cuadrado del número de Mach, es decir

$$\frac{\rho_2}{\rho_0} = M_0^2 = \frac{u_0}{u_2}, \quad (21)$$

El origen y la propagación de choques en el MIE, han sido revisados en varios trabajos, por Chevalier (1977) y McCray & Snow (1979). Estos autores dan valores de 1 a 10000 km s^{-1} para la velocidad del flujo que origina el choque, densidades prechoque de 10^{-2} – 10^7 cm^{-3} y temperaturas postchoque de 10^2 – 10^9 K (McKee & Hollenbach, 1980).

El primero en usar las ecuaciones hidrodinámicas mencionadas anteriormente, para calcular el espectro óptico de un choque fuerte con una velocidad $\approx 100 \text{ km s}^{-1}$, fue Cox (1972a). El aplicó su modelos al RSN "Encaje del Cisne" encontrando que las líneas ópticas de recombinación son dominadas por los efectos de fotoionización debidas a la emisión del gas caliente en la región postchoque. En ese trabajo se estudio por primera vez y en forma detallada, la zona de enfriamiento en las ondas de choque con $V_s \sim 100 \text{ km s}^{-1}$ y densidad prechoque de 6 cm^{-3} . Este modelo solo se aplicó a un plasma que emite en el óptico y ultravioleta.

Cox supuso que este plasma que sale del frente de choque está en equilibrio térmico y de ionización. Mientras que la primera suposición de equilibrio parece correcta porque la escala de tiempo asociado a la equipartición de energía entre iones y electrones es menor que la escala de tiempo asociada a la evolución del RSN, la segunda suposición de equilibrio falla en el sentido de que el plasma está subionizado y fuera de equilibrio.

Raymond (1976, 1979) presenta un modelo de ondas de choque plano-paralelos en estado estacionario en el MIE con velocidades del choque entre 50 y 200 km s⁻¹ y densidades prechoques de 1 a 300 cm⁻³. El corrobora la falla en la suposición de equilibrio de ionización de Cox (1972a) al realizar cálculos más detallados de la física atómica involucrada y complementa este trabajo al incluir la fotoionización y ionización prechoque. Este modelo se aplica a los RSNs "Encaje del Cisne" y "Vela" así como a los objetos HH 1 y HH2, reproduciendo algunos cocientes de línea.

Shull & McKee (1979) presentan un modelo autoconsistente de choques en ausencia de alguna fuente de ionización externa, donde la radiación ionizante ultravioleta (precursor) se acopla con los estados de ionización del hidrógeno, helio y algunos metales en el gas prechoque. Ellos encuentran que a velocidades del choque mayores a 110 km s⁻¹, el choque genera suficiente radiación ultravioleta para tener preionización del hidrógeno y del HeI al HeII. Estos modelos, junto con el de Raymond (1979), presentan perfiles de densidad, velocidad, temperatura y presión del gas en la zona de enfriamiento. También se calculan flujos absolutos en distintas líneas de emisión en el óptico y ultravioleta. La comparación de estos flujos teóricos con los flujos observacionales sirve para estimar la composición química del gas. Como en los choques con $V_s \geq 100$ km s⁻¹, hay suficiente energía para generar radiación UV y rayos X suaves en cantidades considerables, donde parte de esta radiación, preioniza al material prechoque y al gas postchoque que se está enfriando y produce las líneas de emisión con diferentes grados de ionización que se observan en los espectros de objetos chocados.

Hartigan et al. (1987), presentan un modelo de choque de proa radiativo (véase la Figura 2.12) para objetos HH donde la superficie en forma de proa está constituida por la superposición de 43 choques planos paralelos radiativos a lo largo de ella. Esto les permite tener un rango más amplio en las velocidades de choque (de 20 a 400 km s⁻¹) porque las velocidades en las alas es más baja y por lo tanto estudiar con mejor detalle la emisión de líneas de baja y alta excitación. De hecho, ellos presentan una simple fórmula analítica para estimar la velocidad del choque y la orientación del choque de proa a través del ancho a intensidad cero de un perfil de alta resolución de una línea de baja excitación. Este trabajo presenta perfiles teóricos (flujos relativos normalizados versus velocidad radial, véase su Figura 3) de líneas de emisión al aplicarles el modelo de choque de proa con densidad prechoque de 300 cm⁻³, varias V_s y ángulos entre el plano del cielo y la línea de visión (θ en la Figura 2.12). Este modelo es más exitoso que el de Raymond (1979) por que:

1.- Calcula con detalle la preionización en las zonas pre y postchoque y no solo explica cuantitativamente la emisión de líneas de alta excitación, sino también las de baja excitación.

2.- El modelo se adapta mejor a la geometría del problema.

3.- Se pueden comparar los perfiles de línea observados con los teóricos para determinar la V_s , densidad prechoque, ángulo de visión, y que puede formar el choque a proa.

4 - Les permite calcular más cocientes entre líneas y poder comparar más ampliamente dichos cocientes obtenidos observacionalmente.



Finalmente, Terlevich et al. (1992) presentan la emisión de RSNs en regiones de alta densidad ($>10^4 \text{ cm}^{-3}$) donde se muestra que la preionización del gas puede dominar la emisión total y el espectro emergente es similar a la de los núcleos activos de galaxias.

2.2.– REMANENTES DE SUPERNOVA

2.2.1.– HISTORIA Y FUNDAMENTOS:

Primero se hablará un poco de las supernovas (SNs, SN en singular; Baade & Zwicky, 1934b; Zwicky, 1940) ya que los remanentes de supernova son las nebulosas generadas después de que ocurre la explosión de una estrella masiva ($\geq 10M_{\odot}$). Las SNs son estrellas que aumentan su brillo de manera prácticamente instantánea (10^{10} veces). La explosión súbita de una supernova emite la misma energía (en alrededor de meses) que todas las estrellas juntas de la galaxia en donde ocurre. Por ejemplo, en 1895 en la galaxia enana NGC 5253 se encontró una estrella con una magnitud aparente de 7.5 que era 5 veces la magnitud integrada de toda la galaxia (Kowal & Sargent 1971). El término de supernova fue introducido por Baade & Zwicky (1934) para distinguir a los objetos que aumentan 10^5 veces su brillo respecto a la de una estrella nova (10^{4-5} veces). Las novas se deben a un fenómeno distinto al que origina las SN. Para más detalles sobre este fenómeno refierase a Sobolev (1967). Hartwig (1885) encontró una estrella con una magnitud aparente de 5.5 en la galaxia de Andrómeda, la cual no se encontraba un año antes. Este objeto fue 10^4 veces más brillante que las novas ordinarias.

En la literatura especializada, parece ser que se han realizado estudios fotométricos más cuantitativos con mejores instrumentos a partir de la SN de 1885 (Zwicky, 1964; Kowal et al. 1971), ya que las observaciones del brillo en la antigüedad se hacían a ojo. Esto último se debe a que desde tiempos remotos, se han registrado las apariciones de estrellas muy brillantes: la primera noticia de una SN (quizás la primera supernova galáctica identificada) data del año 185 D.C. Esta puede estar asociada a cuatro RSNs (Clark & Stepheson, 1975).

En el año 1006 ocurre la que quizás fue la SN más brillante vista desde la Tierra en épocas históricas ya que fue reportada por coreanos, japoneses, chinos, árabes y europeos. Actualmente se le asocia con una estructura débil en Lupus (van den Bergh, 1976). En el año 1054 los chinos, japoneses e indios Navajos reportan la aparición de otra SN en la constelación del Cangrejo, actualmente se sabe que el RSN asociado es la nebulosa del Cangrejo. Tycho en 1572, observa otra SN y finalmente Kepler en 1604 reporta la aparición de otra que quizás es la última SN galáctica reportada. Más información histórica de estos RSNs, puede encontrarse en Clark & Stepheson (1977)

Las SNs se clasifican en dos grandes tipos: I si no presentan hidrógeno en su espectro óptico y II si lo presentan (Minkowsky, 1941). Las SNs I se encuentran en el disco de las galaxias espirales y en las galaxias elípticas. La masa estimada de sus progenitoras cae en el rango de 2–8 M_{\odot} . Las SNs II se ubican en los brazos de las galaxias espirales y las masas de sus estrellas progenitoras oscilan entre 10 y 100 M_{\odot} .

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Las SNs I se pueden clasificar a su vez en Ia, Ib, mientras que las SNs II en II-L y II-P. La diferencia entre las SNs Ia y Ib es que las segundas son más brillantes, están asociadas a estrellas de población I, la masa de sus progenitoras son $>18 M_{\odot}$ y se encuentran en las galaxias irregulares así como en el disco de las galaxias espirales. Las SNs Ia se encuentran en galaxias elípticas. Las SNs tipo I se deben a sistemas binarios de estrellas y se producen en todas las galaxias. El mecanismo que hace que exploten como SN es la *detonación y deflagración de carbono* (Sugimoto & Nomoto, 1980).

Las SNs tipo II son eventos más explosivos que se generan por un colapso gravitacional del núcleo de Hierro-Níquel que compone a la estrella (Baade & Zwicky, 1934). Esto solo ocurre en las estrellas jóvenes masivas que se encuentran en los brazos de las galaxias espirales. Así pues, no ven supernovas de este tipo en las galaxias elípticas. Las SNs II-L (lineal) y II-P (plana) se distinguen a partir de su curva de luz en el filtro B (Borbon et al. 1979). Las segundas presentan un aplanamiento en la curva de luz de 30 a 80 días después de ocurrir el máximo de emisión, mientras que en las primeras no. Más información y detalles sobre las SNs se pueden encontrar en Chevalier (1977); Schramm (1977); Tammann (1977); Bohigas & Rosado (1984); Weiler & Sramek (1988; véase su Tabla y Figura 1); Trimble (1992a,b) y Lozinskaya (1992).

Hasta antes del desarrollo de la radioastronomía, solo tres objetos habían sido identificados como RSNs: el Cangrejo, Tycho y Kepler. Después, ya se pudieron identificar otros objetos como RSNs por las propiedades que presentan:

1.- El espectro de radiación en radio de los RSNs es de origen no térmico y se puede ajustar con una ley de potencias ($S_{\nu} \propto \nu^{\alpha}$) con índices espectrales $\alpha \sim -0.5$ (Poveda & Woltjer, 1968). Si la emisión fuera de origen térmico, los índices espectrales estarían en el intervalo $-0.1 < \alpha < 2$. Estos autores también mencionan que la emisión en radio de los RSNs presenta una geometría esférica aproximadamente.

2.- En los diagramas de diagnóstico debidos a observaciones espectroscópicas (véase la Figura 2.3), los RSNs tienen valores de $0.39 < H\alpha / [NII](6548+6584 \text{ \AA}) < 2.23$ y $0.56 < H\alpha / [SII](6716+6731 \text{ \AA}) < 1.78$.

3.- Por ser emisores potentes de rayos X como se discutirá más adelante. Generalmente una fuente extendida de rayos X se puede considerar como un candidato a RSN (Bohigas y Rosado, 1984).

4.- Por las altas velocidades de expansión que poseen (cientos de km s^{-1}). Las observaciones de estas velocidades sugieren que el gas se está alejando respecto a una fuente (la estrella que explota como SN) y puede generar choques al interactuar con el MIE circundante tal como se discutió en la sección de ondas de choques.

Finalmente para terminar esta sección, se mencionará cómo se clasifican a los RSNs. Esta clasificación en diferentes longitudes de onda se divide en cuatro grupos importantes:

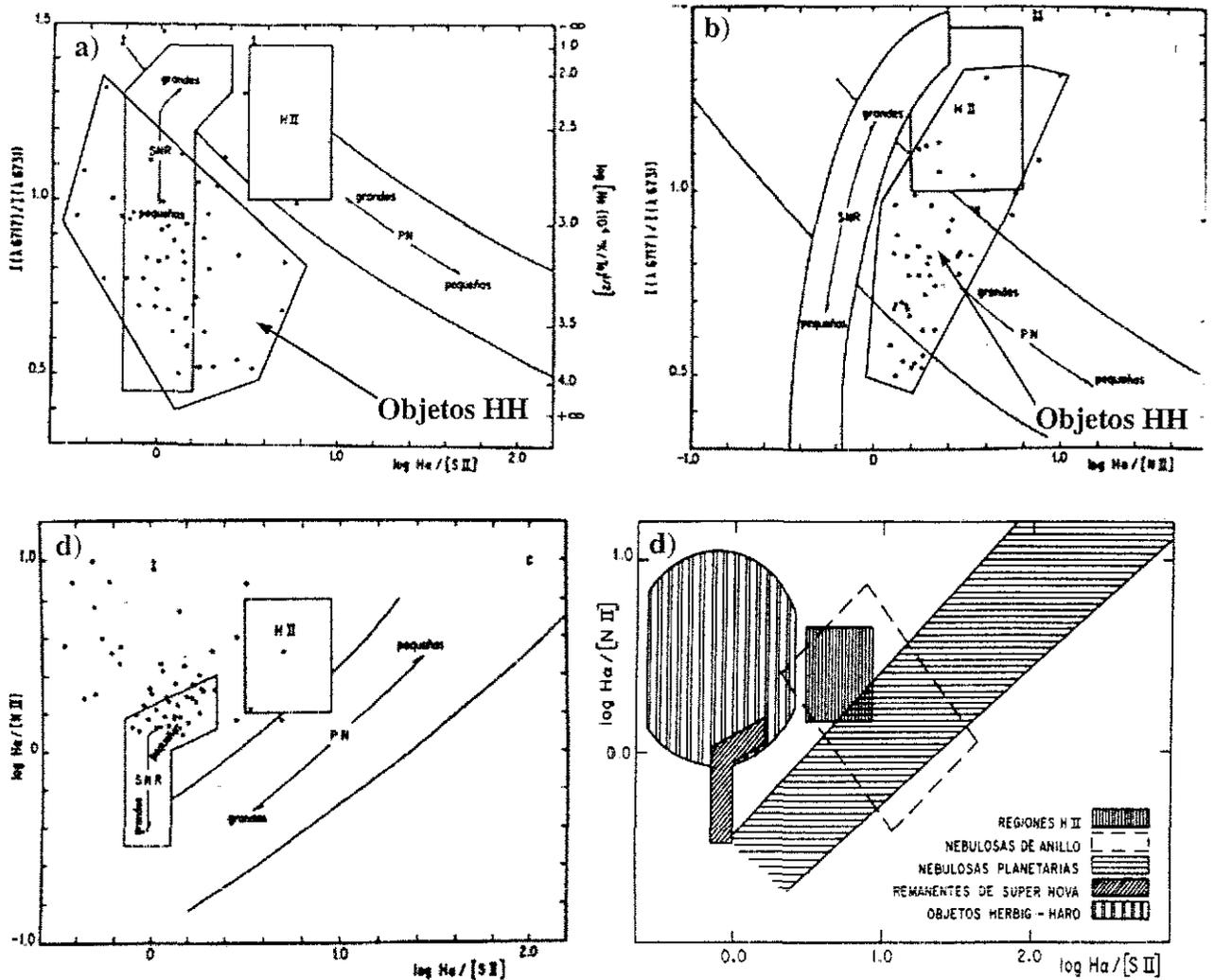


Figura 2.3.- Diagramas de diagnóstico en donde se muestran los diferentes cocientes de líneas para distinguir, los RSNs, regiones H II y objetos HH. a) y b) cocientes $H\alpha/[S II]$ y $H\alpha/[N II]$ versus cocientes de $[S II]$ respectivamente. c) y d) cociente $H\alpha/[S II]$ versus $H\alpha/[N II]$. Los incisos a, b y c fueron tomadas de Cantó (1984) y los objetos HH aparecen en puntos. El inciso d fue tomado de Bohigas & Rosado (1984).

A.- RSNs DOMINADOS POR EMISIÓN BALMER: estos RSN se caracterizan por presentar líneas de Balmer muy intensas y líneas de $[O III]$ y $[S II]$ muy débiles o inexistentes (Mathewson et al. 1983). Son explicados en términos de un choque no colisional, no radiativo de alta velocidad que se está encontrando con el gas parcialmente neutro del MIE que lo rodea. Un excelente ejemplo de este tipo de RSNs es el debido a la SN de 1572. También suelen llamarse RSNs de tipo "Tycho".

B.- RSNs RICOS EN OXIGENO: por lo general están localizados cerca de regiones H II. Por lo anterior se cree que son resultado de la explosión de estrellas masivas con atmósferas ricas en Oxígeno procesado en su interior. Estos RSNs están interactuando más con el material circunestelar perdido por la estrella antes de que explote como SN que con el medio interestelar que las rodea. Un ejemplo de estos RSN es Casiopea A.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

C.- RSNs PLERIÓNICOS: son aquellos cuya fuente de energía, a diferencia de los otros RSN, no se debe a la onda de choque. La energía se obtiene de la pérdida de la energía rotacional de un pulsar o estrella de neutrones que se localiza en el centro del RSN. Un ejemplo de éstos es la Nebulosa del Cangrejo (Lundmark 1921). Como este objeto fue el prototipo, a estos RSNs también se les llama tipo Cangrejo. Una discusión de estos RSNs se presenta en Weiler (1983, 1985).

Estos tres tipos de RSNs forman su cascarón en etapas jóvenes de evolución.

D.- RSNs DESARROLLADOS: su emisión proviene de choques con nubes del medio interestelar, ya que la velocidad de la onda de choque es muy baja, de 50 a 200 km s⁻¹ (Weiler y Sramek, 1988). Es muy probable que estos tipos de RSNs representen la etapa final de evolución de los otros tres tipos mencionados anteriormente. La Nebulosa de Encaje del Cisne es un tipo de este RSN.

Algunas características importantes de esta clasificación se resumen en la tabla 2.1, basada de Weiler & Sramek (1988).

2.2.2.- EMISIÓN:

Los RSNs emiten en todo el espectro electromagnético. En esta tesis mencionaremos brevemente el cómo y por qué emiten en algunas longitudes de onda de interés para la tesis. La importancia de estas observaciones es que al combinarlas se puede obtener un mejor conocimiento de los RSN. De hecho con ellas, se puede obtener valores de los tres parámetros fundamentales que describen la evolución dinámica del RSN: la velocidad de expansión, el radio del RSN, y la densidad del medio interestelar que la rodea.

A.- RADIO: estas observaciones son fundamentales ya que con ellas se puede identificar claramente a los RSN de los otros tipos de nebulosas: las nebulosas planetarias y las regiones HII. La emisión de los RSN en radio es de origen no térmico (sincrotrón). Esto se infiere por los índices espectrales (α) que se les observa cuando se grafica el flujo en radio (S_ν) versus la frecuencia (ν). Los valores de α están en el rango $-1 < \alpha < 0$. Otra característica que presentan los RSN en estas longitudes de onda es que conforme se expande el RSN a partir de un diámetro lineal (D) mínimo, el brillo superficial (Σ) decrece. Con esta Σ , se puede obtener la distancia al RSN considerando los diámetros lineales del objeto usando la relación Σ - D (Poveda & Woltjer, 1968; Ilovaisky & Lequeux, 1972; Clark & Caswell, 1976). En esta tesis no se va a discutir sobre esta relación, pero un trabajo completo es presentado por Bohigas (1977 y referencias en él). De las observaciones a 21 cm se ha podido estudiar la distribución de hidrógeno neutro (HI). Del flujo que presentan los RSN en el continuo de radio, es posible determinar la intensidad del campo magnético (~ microgauss). De estudios de polarimetría se ha podido determinar la distribución espacial del campo magnético en los RSN (Mayer & Hollinger, 1968; Velusamy & Kundu, 1974). Por lo general el campo magnético ha mostrado ser paralelo a la superficie de la onda de choque, quizás sea el campo magnético del medio interestelar comprimido por la onda de choque. En varios RSN jóvenes como Casiopea A, el campo magnético está en dirección radial. En este caso se piensa que éste está asociado al de la estrella que explotó como SN y es transportado hacia afuera por la eyección de masa, o que se debe al desarrollo de inestabilidades del tipo de Rayleigh-Taylor (Jun, Jones, & Norman, 1996).

TIPO	A	B	C	D
CARACTERÍSTICA	DOMINADOS POR EMISION BALMER	RICOS EN OXIGENO	PLERIONICOS	DESARROLLADOS
PROPIEDADES FISICAS	CHOQUE NO RADIATIVO DE ALTA VELOCIDAD EN GAS NEUTRO	CHOQUE INTERACTUANDO CON MATERIAL PROCESADO EN EL INTERIOR DE LA ESTRELLA	ENERGIZADAS POR EL PULSAR, MAS CHOQUES EXTERNOS PARA FILAMENTOS	EMISION DE NUBES CHOCADAS DELMIE
VELOCIDAD DEL CHOQUE EN KM S⁻¹ (OPTICO)	2000	EN FILAMENTOS DE 150-6000	PLERION: 750 CASCARA: 1800	50-200
PRECURSOR ESTELAR	ESTRELLAS VIEJAS DE BAJA MASA EN SISTEMAS BINARIOS EN ACRECENTAMIENTO	ESTRELLAS MASIVAS AISLADAS QUE HAN EYECTADO SU ENVOLVENTE DE HIDROGENO. POR EJEMPLO LAS ESTRELLAS WOLF-RAYET	ESTRELLAS MASIVAS	TODOS LAS ANTERIORES
TIPO DE SN QUE LAS GENERA	Ia	Ib	II	I y II
REMANENTE ESTELAR QUE PRESENTAN	NO TIENEN	DESCONOCIDO	ESTRELLA DE NEUTRONES/ AGUJERO NEGRO	LOS ANTERIORES
FUENTE DE ENERGIA DEL RSN	ONDA DE CHOQUE	ONDA DE CHOQUE	ONDA DE CHOQUE MAS PULSAR	ONDA DE CHOQUE
LOCALIZACION	ENTRE LOS BRAZOS Y HALOS DE GALAXIAS DE TIPO TEMPRANO Y TARDIO	BRAZOS DE GALAXIAS TARDIAS Y REGIONES HII	BRAZOS DE GALAXIAS TARDIAS Y REGIONES HII	LAS ANTERIORES

Tabla 2.1 - Características importantes de los diferentes tipos de remanentes de supernova.

B.- ÓPTICO: sus espectros (véase la Figura 2.4) por lo general presentan líneas intensas de [SII] (6717 y 6731 Å), [NII] (6548 y 6584 Å), [OIII] (4363, 4959 y 5007 Å), [OII] (3727 y 3729 Å), y tienen una intensidad mayor o comparable a son las líneas de recombinación del hidrógeno (Daltabuit, et al. 1976). Difícilmente se les detecta un continuo óptico. En la Nebulosa del Cangrejo, sí se ha llegado a detectar, posee un origen sincrotrónico y se cree que es excitado por el pulsar asociado a él. Las líneas prohibidas intensas que se observan, se deben a excitaciones colisionales y se dan en la zona de enfriamiento de la onda de choque. Estas líneas son intensas principalmente por las bajas densidades que hay en los RSNs (1 a 1000 cm^{-3}), y son comparables a las líneas de emisión de Balmer ya que la zona de enfriamiento está por lo general a una temperatura de 10^4 K . La radiación visible del RSN en general se debe al calentamiento y enfriamiento radiativo cuando la onda de choque pasa a través de regiones densas tipo nubecillas que componen al MIE (McKee & Cowie, 1975); la onda expansiva generada por la SN (onda de choque del RSN), alcanza a estas nubecillas excitándolas. En ellas, la velocidad del choque es menor a la de la onda expansiva haciendo que éstas emitan en el óptico y tengan forma filamentaria.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Con las imágenes en el óptico es posible calcular movimientos propios para RSNs jóvenes y a partir de ellos, se puede calcular la edad del RSN por cinemática. Además, con las observaciones en el óptico, se pueden obtener cocientes de líneas prohibidas respecto a $H\alpha$ para identificar al RSN como tal. De su espectro, es posible calcular la densidad electrónica de los diferentes filamentos mediante cocientes entre las líneas de $[SII](6717 \text{ y } 6731 \text{ \AA})$ y $[OII]3727 \text{ y } 3729 \text{ \AA})$. Con esto se puede determinar la densidad del medio en el que se propaga el RSN (Bohigas, 1983). Otra manera de calcular esta densidad, es a partir de los flujos en $H\alpha$ y $H\beta$ obtenidos con estudios fotométricos siempre y cuando se utilicen los modelos radiativos discutidos en la sección de ondas de choque (Rosado, 1981, 1983). Con estudios cinemáticos es posible determinar la velocidad sistémica y la distancia del RSN así como el campo de velocidades radiales con el que se puede determinar la velocidad de expansión. Si la estrella progenitora fue muy masiva, la velocidad de ésta no difiere mucho de la velocidad de rotación de la galaxia en el punto donde ocurre la SN y por lo tanto, la velocidad del centro de masa del RSN será similar al de su estrella progenitora. Las velocidades radiales se pueden obtener con efecto Doppler tal como se menciona en el Capítulo 3, y estas, junto con un modelo de rotación galáctica, permite calcular la distancia.

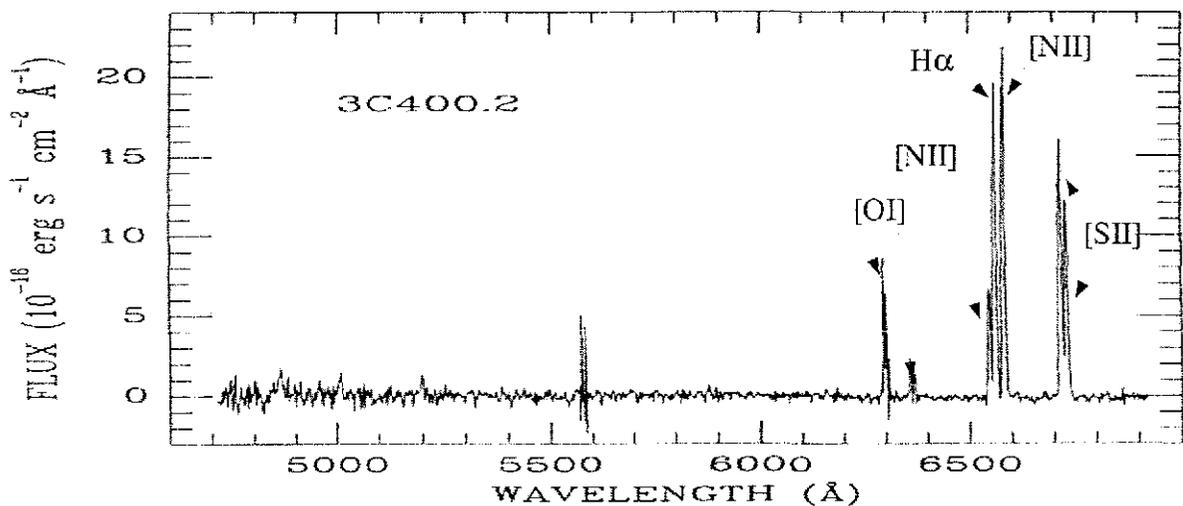


Figura 2.4 – Espectro del RSN 3C400 2 donde se muestra un espectro típico de RSN con las características que lo componen (vease el texto). Tomada de Winkler et. al (1993). Aquí se puede ver que efectivamente, las líneas prohibidas tienen una intensidad comparable con $H\alpha$.

C.- RAYOS X: su naturaleza puede ser de origen térmico (emisión Bremstrahlung) o no térmico (sincrotrón). Las observaciones en rayos X hechas por los satélites, ofrecen el flujo (F_x) y espectro del objeto. Para hallar la temperatura del RSN (T_s), se busca en la literatura un espectro teórico relacionado con el proceso físico que pueda explicar la emisión y se le ajusta al espectro observado (e.g. Tucker & Koren, 1971; Raymond & Smith, 1977). La temperatura que mejor ajuste ambos espectros sería la T_s . Con esta temperatura se puede calcular la velocidad del choque ya que $T_s \propto V_s^2$. A partir de la tasa de enfriamiento por unidad de volumen, la cual representa la energía emitida por unidad de tiempo y volumen, $n^2\Lambda(T)$, donde $\Lambda(T)$ es la función de enfriamiento, se puede inferir la luminosidad en rayos X, $L_x = n^2\Lambda(T)V$, donde V es el volumen del RSN obtenida de suponer alguna geometría adecuada. Como F_x es la L_x por unidad de área, conociendo la distancia al RSN se puede obtener la densidad electrónica del RSN mediante la expresión $n^2 = L_x / \Lambda(T)V$. $\Lambda(T)$ se puede obtener de la literatura (e.g. Cox & Tucker, 1969; Cox & Daltabuit, 1971; Tucker & Koren, 1971).

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

El entendimiento, la naturaleza y los mecanismos de emisión de los rayos X en los RSNs son muy inciertos. Con el advenimiento reciente de nuevos satélites equipados con mejores instrumentos como "CHANDRA", seguramente los resultados obtenidos por ellos ayudarán en el esclarecimiento de estos conceptos.

Algunas propiedades vistas a los RSN en estas longitudes de onda se resumen en la Tabla 2.2 (basada de Weiler, 1988):

LONGITUD DE ONDA	DOMINADOS POR EMISION BALMER	RICOS EN OXIGENO	PLERIONICOS	DESARROLLADO
RADIO:				
1- EMISION	NO TERMICA	NO TERMICA	NO TERMICA	NO TERMICA
2- CASCARA	TOTAL O PARCIAL	TOTAL O PARCIAL	FORMA EXTENDIDA CON BRILLO MAXIMO EN EL CENTRO	CASCARA PARCIAL
3- INDICE ESPECTRAL α (S. $\propto v^{\alpha}$)	entre -1 y 0	-0.3 a -0.8	0 A -0.3	-0.5
OPTICO:				
1- EMISION	LINEAS INTENSAS DE BALMER Y MUY DEBILES EN [OIII] Y [SII]	LINEAS INTENSAS DE [OIII] Y ESPECTRO DE CHOQUE RADIATIVO	FILAMENTOS CON ESPECTRO DE CHOQUE RADIATIVO MAS UN CONTINUO NO TERMICO DEBIDO AL PULSAR ALTAMENTE POLARIZADO	ESPECTRO DE CHOQUE RADIATIVO CON [SII]/H α > 0.7
2- CASCARA	TOTAL O PARCIAL	TOTAL O PARCIAL	FILAMENTOS POR TODO EL RSN	CASCARON TOTAL ALTAMENTE FILAMENTARIO
RAYOS X:				
1- EMISION	TERMICA	TERMICA DE ALTA LUMINOSIDAD	PLERION NO TERMICA CON POSIBLE EMISION TERMICA DE LA CASCARA	TERMICA
2- CASCARA	SE VE LA CASCARA Y LA PARTE INTERNA	SE VE LA CASCARA Y LA PARTE INTERNA	EXTENDIDO CON MAXIMO BRILLO EN EL CENTRO	DE FORMA IRREGULAR

Tabla 2.2 – Algunas características que presentan los remanentes de supernova a diferentes longitudes de onda.

2.2.3.- EVOLUCIÓN DINÁMICA:

Woltjer (1970, 1972) hizo una descripción cualitativa que describe la evolución del RSN mediante cuatro etapas para un radio del remanente (R_s), masa eyectada por la SN (M_e) y densidad del medio interestelar (n_0) supuesta uniforme. Este esquema es muy aceptado actualmente y ha sufrido pocas modificaciones desde que fue publicado. En esta sección se describirán estas cuatro etapas o fases incluyendo una etapa intermedia introducida por Chevalier (1974):

A.- FASE I O DE "EXPANSIÓN LIBRE": se llama así porque el RSN se expande libre y constantemente a la velocidad inicial con la que se eyectó después de la explosión de SN ($\approx 10000 \text{ km s}^{-1}$). Aquí la masa eyectada por la SN es mucho mayor que la masa barrida (M_b) por la onda de choque. Esta etapa finaliza cuando $M_b \approx M_e$. La evolución del radio de choque respecto al tiempo (t) transcurrido después de la SN es lineal, es decir, $R_s \approx V_{\text{eyectada}} t$. La capa que se expande actúa como un pistón que barre el MIE menos denso. La duración aproximada de esta fase es de 100 años y la evolución dinámica es dominada por la masa eyectada y la energía depositada por la explosión (10^{51} ergs). En esta etapa R_s va de 1 a 2 pc si $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$.

B.- FASE II, ADIABÁTICA O DE "TAYLOR-SEDOV": se llama así porque la dinámica del RSN está descrita por las soluciones autosimilares debidas a Taylor (1950) y Sedov (1959). Estas soluciones son autosimilares porque a cualquier tiempo, las gráficas de densidad, presión y velocidad mantienen la misma forma, es decir, las distribuciones de las variables hidrodinámicas conservan siempre la misma forma y se van auto escalando conforme aumenta el tiempo. La dinámica del RSN es gobernada por la M_b . Esta fase es válida bajo las siguientes condiciones:

- a) La masa eyectada es muy inferior a la masa barrida, $M_e \ll M_b$.
- b) La energía total radiada por el gas caliente es mucho menor que la energía inicial de la explosión de SN.
- c) La presión hidrodinámica del gas entrando al frente de choque es mucho menor que la presión térmica de este gas.
- d) No escapa energía del material contenido por la onda de choque y en él las partículas del fluido se comportan adiabáticamente. La temperatura detrás de la onda de choque es tan alta que las pérdidas radiativas se pueden despreciar.

Por esta última condición, esta etapa también recibe el nombre de *adiabática o de conservación de energía*. Taylor y Sedov encontraron que el radio de la onda de choque, R_s , se propaga en el tiempo (t) como:



$$\left[\frac{R_s}{pc} \right] = 0.34 \left(\frac{E}{10^{51} \text{ ergs}} \right)^{\frac{1}{5}} \left(\mu \left(\frac{n_0}{\text{cm}^{-3}} \right) \right)^{-\frac{1}{5}} \left(\frac{t}{\text{años}} \right)^{\frac{2}{5}}, \quad (22)$$

donde μ es el peso molecular y n_0 es la densidad media del MIE (prechoque). De aquí, derivando esta ecuación se encuentra que

$$\left[\frac{V_s}{\text{kms}^{-1}} \right] \propto \left(\frac{E}{10^{51} \text{ ergs}} \right)^{\frac{1}{5}} \left(\mu \left(\frac{n_0}{\text{cm}^{-3}} \right) \right)^{-\frac{1}{5}} \left(\frac{t}{\text{años}} \right)^{-\frac{3}{5}}, \quad (23)$$

así pues $R_s \propto t^{2/5}$ y $V_s \propto t^{-3/5}$. Para $n_0=1 \text{ cm}^{-3}$, la duración de esta etapa es de 2×10^4 años y R_s es de 14 pc. Este modelo de Taylor–Sedov se verifica experimentalmente mediante las explosiones atómicas que han ocurrido en la Tierra, ya que la masa barrida por la onda de choque es mucho mayor que la masa que resulta de la explosión. Los buenos resultados implican que este modelo es confiable para esta etapa evolutiva del RSN. Así como la fase I termina cuando $M_e=M_b$, la fase II termina cuando la energía radiada por el RSN es comparable con la energía total de la explosión. Las dos fases anteriores se puede esquematizar de la siguiente manera:

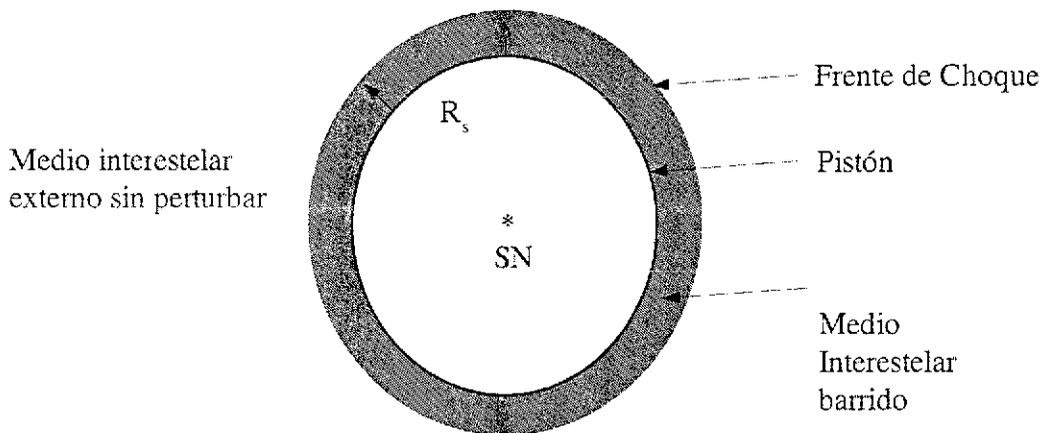


Figura 2.5 – Esquema de un RSN durante las fases I y II de su evolución dinámica tal como se discute en la tesis.

C.- FASE III "RADIATIVA": esta fase fue introducida por Chevalier (1974) cuando estudió RSNs con modelos esféricamente simétricos y evolución fuera de la fase adiabática. Aquí se ha formado un cascarón denso y la velocidad del choque ha disminuido considerablemente ($< 300 \text{ km s}^{-1}$) debido a la desaceleración en la fase de Sedov. A esta velocidad corresponde una temperatura de 10^5 K aproximadamente, que representa el máximo en la curva de enfriamiento. El enfriamiento comienza a ser importante y afecta la dinámica del cascarón. Aquí las pérdidas radiativas empiezan a ser considerables tal como se discutió en la sección de ondas de choque. Las soluciones de Chevalier (1974) son numéricas por considerar la función de enfriamiento, la cual está relacionada con el tiempo de enfriamiento. Para valores típicos de $n_0=1 \text{ cm}^{-3}$ y $E_0=3 \times 10^{51} \text{ ergs}$, Chevalier (1974) obtiene que

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

$$\left[\frac{R_s}{pc} \right] = 21.9 \left[\frac{t}{10^5 \text{ años}} \right]^{0.31}, \quad (24)$$

$$\left[\frac{V_s}{kms^{-1}} \right] = 66.5 \left[\frac{t}{10^5 \text{ años}} \right]^{-0.69}, \quad (25)$$

y por lo tanto

$$\left[\frac{t}{10^4 \text{ años}} \right] = 30.7 \left[\frac{R_s}{pc} \right] \left[\frac{V_s}{kms^{-1}} \right]^{-1}, \quad (26)$$

En esta fase la estructura del objeto varía y las pérdidas radiativas se hacen importantes, ya que el material que pasó por el frente de choque se enfría rápidamente, como se discutió anteriormente aumentando su densidad. Esto generaría los filamentos que se observan y emiten en el óptico.

D.- FASE IV "CONSERVACION DE MOMENTO": aquí la desaceleración que el MIE le comunica al cascarón es apreciable. La estructura del RSN se puede ver como una capa delgada fría y densa que se mueve conservando su momento. Woltjer (1970, 1972) y Falle (1981, 1988) considerando esta conservación de momento y que $M_b \gg M_e$, determinaron que en esta etapa:

$$R_s \propto t^{\frac{1}{4}}, \quad V_s \propto t^{-\frac{3}{4}}, \quad (27)$$

El comportamiento de R_s respecto a t para estas fases se esquematiza en la Figura 2.6:

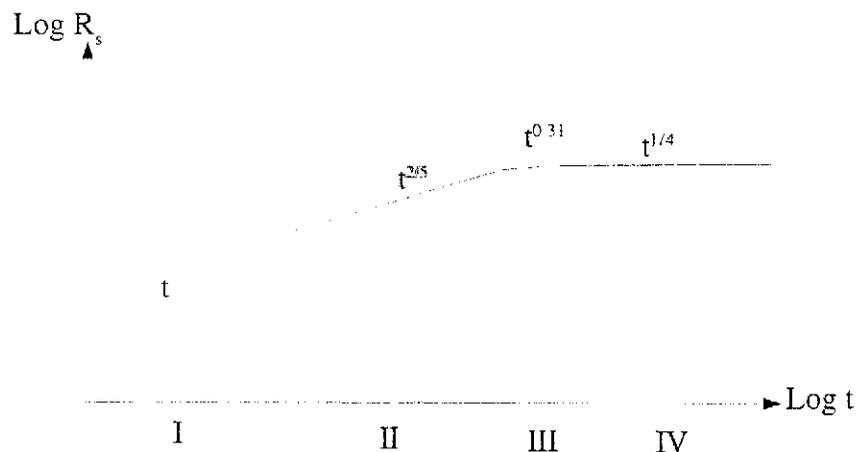


Figura 2.6.-- Evolución del radio del choque, R_s respecto a su evolución en el tiempo, t , para las fases de evolución dinámica I-IV descritas en el texto.

E.- FASE V "SUBSÓNICA": La expansión total del RSN termina hasta alcanzar un radio máximo (R_{\max}) porque la presión interna del cascarón se hace comparable con la del MIE externo a un cierto tiempo (t_{\max}). El RSN adquiere una velocidad de expansión similar a la velocidad térmica del MIE externo perdiendo su identidad. McKee & Ostriker (1977) encontraron que:

$$\left[\frac{R_{\max}}{pc} \right] = 55 \left[\frac{E}{10^{51} \text{ ergs}} \right]^{0.32} \left[\frac{n_o}{cm^{-3}} \right]^{-0.16} P_4^{-0.20} \quad (28)$$

$$\left[\frac{t_{\max}}{\text{años}} \right] = 7 \times 10^6 \left[\frac{E}{10^{51} \text{ ergs}} \right]^{0.32} \left[\frac{n_o}{cm^{-3}} \right]^{0.34} P_4^{-0.70} \quad (29)$$

donde $P_4 = 1 \times 10^{-4} \frac{P_o}{k}$ esta en $[K \text{ cm}^{-3}]$ y P_o es la presión del gas en el MIE externo.

Hasta la fecha, existen soluciones analíticas para las fases I, II y IV, pero ningún modelo, analítico y numérico, ha podido describir la evolución dinámica del RSN durante las cinco fases. Otros modelos propuestos pueden encontrarse en Bohigas (1977).

2.3.- OBJETOS HERBIG-HARO

Los objetos HH fueron descubiertos independientemente por el astrónomo mexicano Guillermo Haro (1950, 1952, 1953) con la Cámara Schmidt del Observatorio Astrofísico Nacional en Tonanzintla Puebla y por George Herbig (1951, 1952) en el observatorio de Lick en EUA con el telescopio reflector Crossley. Estos descubrimientos se hicieron cuando estos astrónomos realizaban estudios de estrellas con emisión en $H\alpha$, cerca o asociadas al complejo de nubes moleculares de Orión. El prototipo de estos objetos son las nebulosidades encontrados por ellos en la cercanía de la nebulosa de reflexión NGC 1999 al sur de la Nebulosa de Orión. Mientras Haro llamó a estos objetos 10a, 11a y 12a, Herbig los denominó H1, H2 y H3. Fue Ambartsumian (1954) el que llamó a estas nebulosidades descubiertas objetos Herbig-Haro. Así pues, los objetos prototipos fueron llamados HH 1, 2 y 3 respectivamente (véase la Figura 2.7). Estos objetos llamaron la atención de Haro y Herbig porque la morfología que presentaban era peculiar; condensaciones compactas ($\sim 0.01pc$) con apariencia semiestelar rodeadas de una nebulosidad difusa sumamente débil, y el espectro óptico de ellos era muy distinto al observado en las regiones HII, nebulosas planetarias y estrellas vecinas a ellos ; las líneas de [SII], [NII] y [OI] son muy intensas (siendo las dos primeras las más fuertes) respecto a la de $H\alpha$. Respecto a esto último, Herbig citó textualmente:

"Estos espectros son sumamente peculiares por varias razones: a) las líneas prohibidas de [SII] son muy intensas, b) se observan líneas prohibidas que cubren un amplio rango de energía de excitación, que van desde las emitidas por OI (2 eV) hasta las de OII (51 eV) y NeIII (65 eV), y c) los espectros como un todo, difieren por completo de aquellos de las estrellas jóvenes que se encuentran en la misma nube molecular y en las nubes del mismo complejo."

Esta peculiaridad de los HH se puede ver mediante diagramas de diagnóstico en donde se obtienen cocientes de [SII] (6717 y 6731 Å) y [NII] (6548 y 6584 Å) con la línea de H α . Estos diagramas se muestran en la Figura 2.3 e incluyen también los estudios hacia regiones HII y nebulosas planetarias. Otros diagramas de diagnóstico con cocientes de líneas diferentes a las presentadas en esta tesis se puede encontrar en Raga, Böhm y Cantó (1996). La definición de Herbig para un objeto HH fue:

"Nebulosidades difusas, pero compactas con un espectro dominado por líneas prohibidas muy intensas de [OI], [NII] y [SII], así como de líneas de hidrógeno. Algunas veces se aprecia un continuo por debajo de las líneas de emisión. Estos objetos siempre se encuentran proyectados contra complejos de nubes moleculares".

Los objetos HH presentan un espectro óptico con líneas intensas en emisión de [CI] (9848 Å), [NI] (5200 Å), [CaII] (7324 Å), [FeII] (5158 Å), MgII (2798 Å), [OI] (6300 Å), [NII] (6584 Å) y [SII](6717 Å), donde estas tres últimas son las más intensas. Basándose en los cocientes [OIII](5007 Å) / H β (4861 Å), y [SII](6717+6731 Å) / H α , Raga, Böhm y Cantó (1996) clasifican a los objetos HH como:

a) ALTA EXCITACIÓN: si $\frac{[OIII]}{(H\beta)} > 0.1$ y $\frac{[SII]}{(H\alpha)} \leq 1.5$,

b) EXCITACIÓN INTERMEDIA: si $\frac{[OIII]}{(H\beta)} \leq 0.1$ y $\frac{[SII]}{(H\alpha)} \leq 1.5$,

c) BAJA EXCITACIÓN: si $\frac{[OIII]}{(H\beta)} \leq 0.1$ y $\frac{[SII]}{(H\alpha)} \geq 1.5$,

Visto de otra manera, los objetos HH de alta excitación presentan líneas de [OI], [SII], [NII] y [OIII] más débiles que H α , mientras que en los objetos HH de baja excitación, estas líneas son igual o más intensas que H α . En el continuo óptico-ultravioleta, los objetos HH presentan muy baja emisión. El primero en notar esto fue Herbig (1951) y Schwartz (1975) lo interpretó como producto de la luz reflejada de la estrella excitadora. Más tarde, se observó que este continuo se incrementaba del azul al ultravioleta y se tuvo que desechar la propuesta de Schwartz. Dopita (1981) y Dopita et al. (1982) sugirieron que este aumento se puede deber a la emisión de dos fotones de átomos de hidrógeno excitados colisionalmente más una emisión libre-ligado (Balmer y Paschen) debida a la recombinación de electrones con iones. Ambas emisiones ajustan el continuo observado (p. ej. Brugel et al. 1982; Schwartz, 1983). En Dopita (1982) también se mencionó que en los objetos HH de baja excitación, este continuo es más intenso que los objetos HH de alta excitación. La emisión espectroscópica en el ultravioleta, radio e infrarrojo de los objetos HH se presentan en Curiel (1988); Benítez (1991); Böhm & Goodson (1997); Liseau et al. (1997); Reipurth & Raga (1999) y referencias en ellos.

Como los espectros obtenidos de los HH eran similares a los obtenidos para RSN, se propuso que el mecanismo de excitación de estos objetos podría ser las ondas de choque. Esto sumado a lo que notó Herbig (1950) en su trabajo, sobre que había una nebulosa con características similares a los HH alrededor de la estrella T-Tauri (Nebulosa de Burnham, 1890, 1894; ahora HH 255) llevó a Schwartz (1975) a sugerir que la emisión de los HH era debida al enfriamiento de un gas supersónico calentado e ionizado por una onda de choque.

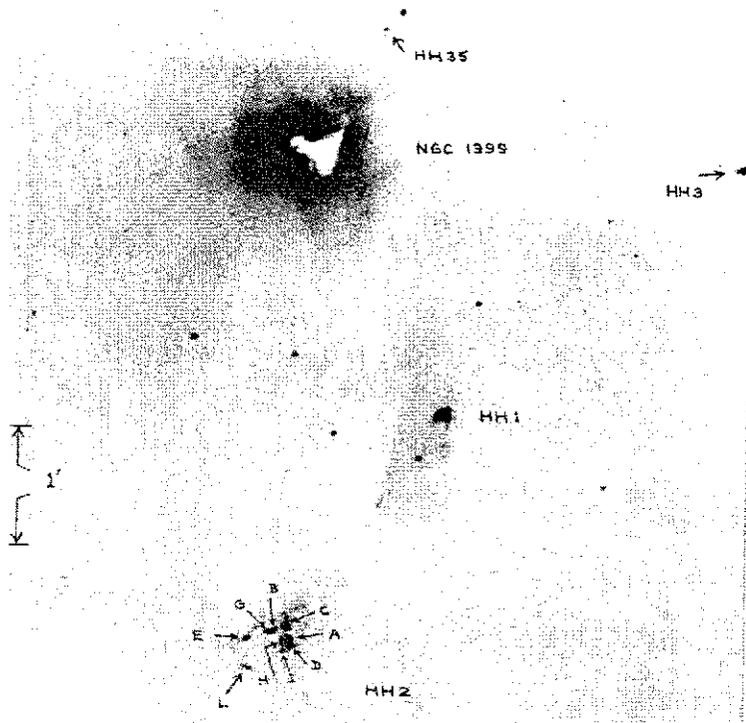


Figura 2.7.— Fotografía de algunos objetos HH que incluyen HH 1, 2 y 3 tal como la presenta Herbig (1974).

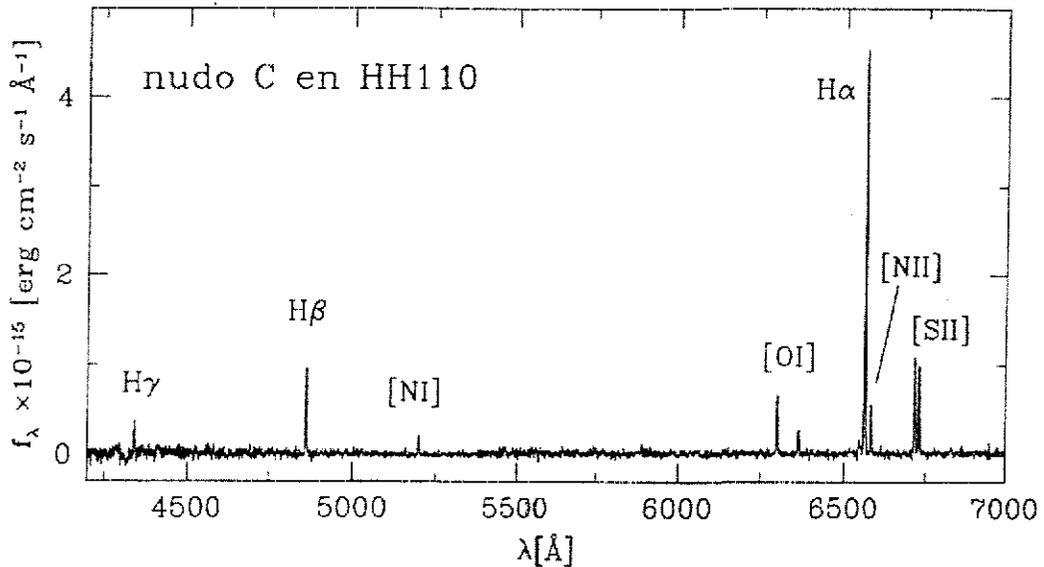


Figura 2.8.— Espectro típico de un objeto HH que es muy similar al que presenta una RSN tal como se discute en el texto Tomada de Ayala (2001).

Los trabajos teóricos sobre el espectro de los HH por ondas de choques radiativos realizados por Raymond (1976, 1979), Dopita (1978) y Shull & McKee (1979) indicaron que efectivamente los HH podrían ser el producto de una onda de choque con velocidad de alrededor de 100 km s^{-1} . Mejor aún para esta propuesta, el modelo numérico realizado por Dopita, Binnette & Schwartz (1982) demostró que el espectro teórico de un HH debido a una onda de choque concuerda bastante bien (sobre todo en las líneas de [SII]) con el espectro observado de HH 43 y HH 47. Así pues, el consenso actual es que los objetos HH son el producto de una onda de choque, probablemente producida por un fuerte viento estelar proveniente de un objeto estelar joven. Algunos parámetros típicos para los objetos HH (Böhm, 1983) se muestran en la Tabla 2.3.

PARAMETRO	INTERVALO
RADIO EN UNIDADES ASTRONOMICAS	300-2000 ¹
DENSIDAD ELECTRONICA	$10^3-10^4 \text{ cm}^{-3}$
TEMPERATURA ELECTRONICA	7500-12000 K
FACTOR DE LLENADO	$10^{-3}-10^{-2}$
FRACCION DE IONIZACION	0.07-0.80
LUMINOSIDAD EMITIDA (1200-11000 Å)	0.1-1.4 L_{\odot}
MASA IONIZADA	2-34 M_{\odot}

1 - Este radio está referido a la condensación asociada al objeto HH. Actualmente se han encontrado objetos HH gigantes de mayor tamaño

Tabla 2.3.- Algunos parámetros que presentan los objetos HH no gigantes.

Hasta mediados de 1970, los estudios realizados no habían podido explicar de manera unánime la formación y evolución de los objetos HH, de hecho, la búsqueda de las fuentes de energía de estos objetos se mantenía como un misterio porque no se encontraban objetos que pudieran considerarse como sus fuentes de energía. Strom et al. (1974) realizaron observaciones infrarrojas de varios objetos HH y sus vecindades motivados en que por estar asociados a las nubes moleculares, la fuente excitadora podría detectarse en el infrarrojo. Ellos no encontraron fuentes en los objetos HH, sin embargo encontraron condensaciones desplazadas a unos minutos de arco del HH que podrían ser las fuentes excitadoras siempre y cuando hubiera un mecanismo para transportar la energía del objeto hacia el HH (distancias típicas de 0.1 pc).

Sin embargo, se encontró un aspecto de interés muy especial: los objetos HH están asociados a la formación estelar. Lo anterior se dedujo porque los HH se encuentran cerca o dentro de las nubes moleculares oscuras donde se puede dar la formación estelar, también, están cerca de estrellas T-Tauri y se le han encontrado máseres de agua y fuentes infrarrojas en su vecindad (véase Cantó y Mendoza, 1983). Tomando en cuenta esta relación entre los objetos HH, los flujos moleculares y los jets ópticos (estelares) asociados a las estrellas jóvenes presecuencia principal, Rodríguez (1989) en un artículo sobre observaciones en radio de los objetos HH, presenta un esquema unificado de estos elementos (véase la Figura 2.9) definiendo a los objetos HH como:

"Nebulosidades ópticas excitadas por una onda de choque producida por el viento estelar de una estrella joven".

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

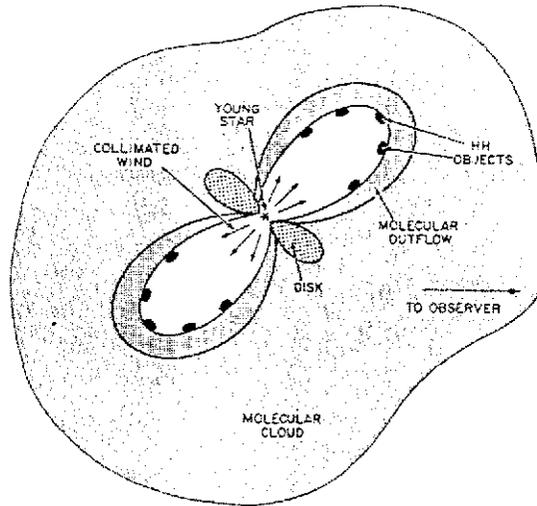


Figura 2.9 – Esquema unificado sobre la relación entre flujos moleculares y objetos HH presentado por Rodríguez (1989).

La visión global en esta descripción consiste en:

- 1.– La presencia de una estrella joven sufriendo una pérdida de masa de $\approx 10^{-6} M_{\odot}$ por año. Esta pérdida de masa se realiza mediante un viento con velocidades de cientos de km s^{-1} .
- 2.– La presencia de gas molecular de alta velocidad, con geometría bipolar y escala de unos minutos de arco (decenas de parsecs).
- 3.– La presencia de algún mecanismo de colimación que forma la geometría bipolar en los chorros asociados. Puede ser un toroide o disco de polvo alrededor de la estrella joven.
- 4.– En los alrededores de la estrella excitadora se observan la presencia de objetos HH y jets ópticos.
- 5.– Una nube molecular en donde lo anterior ocurre.

Los jets ópticos, son material eyectado (quizas por estrellas tipo T-Tauri) a altas velocidades (de cientos de km s^{-1}), con una distribución alargada y angosta que presentan una buena alineación con la fuente que los produce. Tienen largos de 10^{17} – 10^{18} cm, se encuentran alineados con fuentes infrarrojas, su densidad electrónica es de 10^2 – 10^4 cm^{-3} y su temperatura electrónica asociada es $\approx 10^4$ K. Estos jets, cuya fuente que los produce no está en el centro del jet (véase las Figuras 2.10 y 2.11), se observaron originalmente en HH 46/47, aunque también se observan en HH 34 y HH 111. Estos dos primeros objetos HH se muestran en la Figura 2.10 y en ellos podemos ver que presentan nudos brillantes casi equidistantes. La fuente excitadora emite el jet y éste al interactuar con el medio ambiente genera un choque de proa que está asociado al objeto HH.

Los nudos brillantes se interpretan como ondas de choque internas. Además de que en la punta del jet, se encuentra el objeto HH, otro argumento para asociar a los objetos HH con los jets ópticos, es que los objetos HH tienen velocidades radiales de cientos de km s^{-1} (Cantó, 1984), tanto corridas al rojo como al azul y están ubicados en las partes externas de las nubes moleculares; los objetos HH se están alejando de un objeto que se encuentra dentro de la nube molecular que los excita mediante choques a través de un jet. Esto también se corrobora por los movimientos propios que se les observa con velocidades de cientos de km s^{-1} que se alejan de la nube molecular (Luyten, 1963, 1971; Cudworth & Herbig, 1979; Jones, 1983). También, los HH por lo general son bipolares y presentan lóbulos corridos al rojo y al azul respectivamente. Muchas veces el lóbulo corrido al azul es más brillante, por lo que se deduce que las nubes moleculares asociadas tienden a oscurecer al lóbulo que se aleja de nosotros (Cantó, 1981).

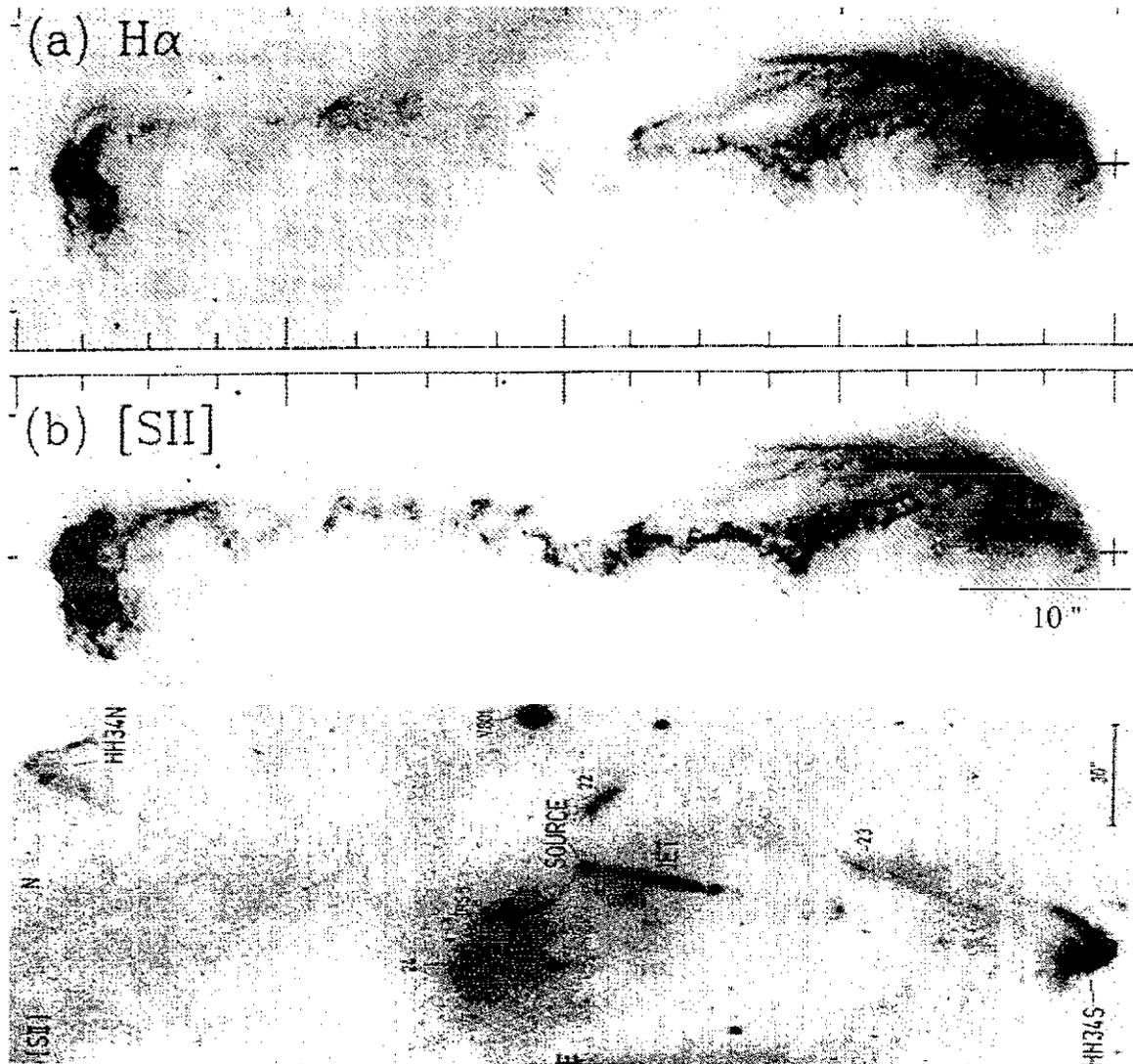


Figura 2.10.- Imágenes CCD de algunos objetos HH a los que se les puede aplicar los modelos de jets. a) y b) HH 47 tomadas de Reipurth y Heathcote (1997) c) HH 34 tomada de Buhake et al. (1988). Varios objetos HH gigantes presentan morfologías similares a éstas. Para HH 47, la fuente excitadora está alejada 15'' de la base del jet en la posición marcada como "+".

Algunos trabajos en donde se profundiza más sobre la relación de los objetos HH y la nube molecular asociada; flujos moleculares, máseres de agua, radiojets térmicos y jets con emisión de H_2 , cuyas observaciones se hacen en el radio e infrarrojo, son presentados en Curiel (1988); Benítez (1991); Reipurth & Bertout (1997); y Ayala (2001).

Como a finales de la década de los 70 ya se sabía que los mecanismos de fotoionización no podían aplicarse a los objetos HH y sí las ondas de choque, se realizaron varios modelos teóricos para tratar de explicar su excitación mediante este mecanismo. Debido a lo extenso de su discusión y número, no vamos a presentar estos modelos en esta tesis, solo nos enfocaremos a una síntesis de la visión actual y comentar que no existe un modelo que lo explique todo; todo modelo presenta sus ventajas y desventajas. Estos modelos son presentados de manera completa y detallada en Curiel (1988); Benítez (1991); y Reipurth & Raga (1999).

Los modelos más recientes sugieren que un objeto HH se forma cuando un jet de alta velocidad interactúa con el medio circundante chocándolo. El jet proviene de una fuente excitadora cualquiera y tiene un origen incierto. En la parte externa de la cabeza del jet (parte final de éste), se forma un choque de proa que coincide con los objetos HH observados originalmente. Como por lo general, los objetos HH son bipolares, varios de los objetos HH observados inicialmente, que presenten una cierta simetría de punto, pueden estar asociados a través de este jet bipolar, es decir, no son independientes uno del otro. Si la fuente excitadora emite jets de manera episódica y variables en el tiempo (Raga et al. 1990), se forma una serie de choques de proa que se manifiestan como las condensaciones observadas en HH 34, HH 46/47 y HH 111 entre otros. Reipurth (1989), observó que algunos objetos HH aumentan su velocidad radial conforme aumenta la distancia hacia la fuente. La interpretación de esto puede ser evidencia de las variaciones en la velocidad de eyección de la fuente que propone el modelo de Raga et al. (1990). Así pues, el sistema HH estaría compuesto por el jet, su cabeza externa y las condensaciones internas

El origen de los modelos que involucra un jet, viene de los modelos de Dyson (1984) y Mundt (1985). Estos modelos se esquematizan en la Figura 2.11 y en ellos, el objeto HH se forma cuando un chorro de alta velocidad (jet óptico, continuo y colimado) disipa su energía a través de una onda de choque en forma de arco o choque de proa que da origen a la cabeza del jet. Esta cabeza está compuesta de dos choques; uno que desacelera el material del chorro (formando un disco de Mach) y otro que acelera al material del medio (véase la Figura 2.12). Las condensaciones alineadas que componen al jet (como las que se observa en HH 1, 2, 34, 46/47 y HH 111) se deben a choques oblicuos internos que se originan cuando el material del chorro trata de ajustar su presión con la del medio ambiente. Ahora se prefiere una variabilidad en la velocidad de eyección para explicar estas condensaciones. Este modelo se descartó después porque se observaron movimientos propios en los nudos. Con los modelos de jets también se pueden relacionar los chorros térmicos, moleculares y objetos HH tal como lo propuso Rodríguez (1989, 1997): existe una estrella joven tipo solar (fuente excitadora) con un chorro bipolar asociado que sale a través de los polos debido al disco circunestelar que rodea a la estrella. A escalas cercanas a la estrella, tenemos un chorro térmico (observables en radio; cm), a escalas intermedias tenemos un flujo molecular (observables en el infrarrojo y radio; mm) y en la parte más alejada de la estrella se tiene un objeto HH excitado por un choque de proa que emite en el óptico y esta orientado con la fuente excitadora. Esta emisión, (espectro observado) se debe a un choque de proa radiativo en la cabeza del jet, tal como se discutió en la sección de ondas de choque: justo detrás de la onda de choque, hay una probabilidad del 10 al 20 % de que los átomos de hidrógeno se exciten colisionalmente antes de ionizarse (Chevalier et al. 1980) delineando el choque de proa y aumentando la emisión en $H\alpha$ (Reipurth et al. 1997).

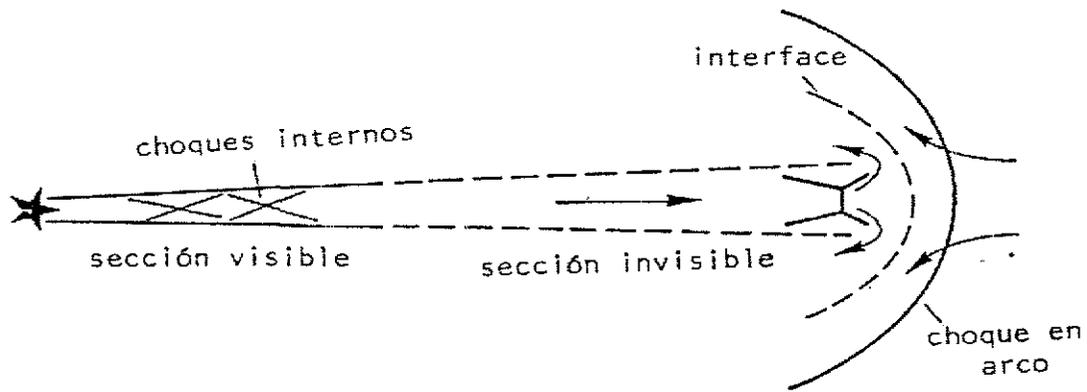


Figura 2.11 – Diagrama esquemático del modelo de chorro propuesto por Dyson (1984) y Mundt (1985).

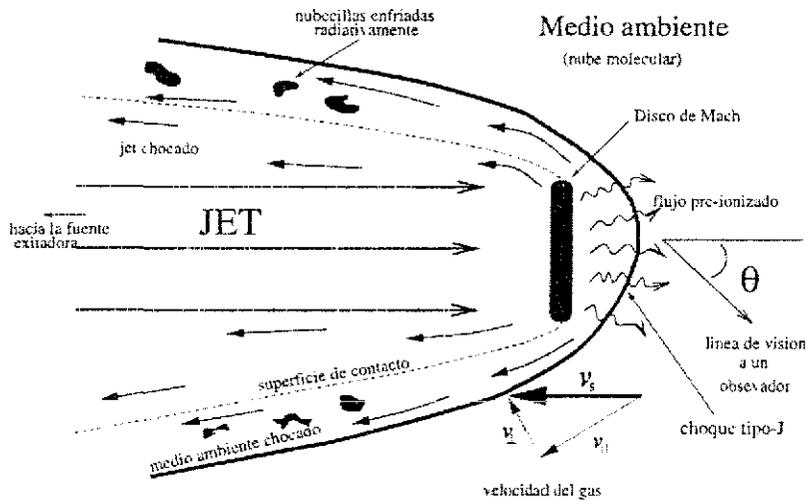


Figura 2.12– Diagrama esquemático de un choque de proa generado por un jet. Tomada de Ayala (2001).

Más atrás de la onda de choque, en ciertas zonas, el gas se enfría y recombina produciendo las líneas de [OIII], [OII] y [OI]. En estas zonas también habrá colisiones entre las partículas del gas y electrones libres excitando principalmente las líneas de [OI], [NII] y [SII]. El gas que entra por el ápex del choque de proa, lo hace con mayor velocidad de choque que el gas que entra por las alas generando las líneas prohibidas intensas de mayor excitación (Hartigan et al. 1994). Si bien, como dijimos anteriormente aun no existe modelo único que lo explique todo, hasta la fecha, varios espectros mostrados por los HH, predichos y observados concuerdan bastante bien al aplicar modelos de choques de proa como mecanismos de excitación (Hartigan et al. 1989; Bally, Devine & Reipurth, 1996). En resumen: para la formación y dinámica de los objetos HH se puede aplicar un modelo de jet como los propuestos por Raga et al. (1990, 1992) y colaboradores ya que en muchos casos, principalmente en objetos HH gigantes, son satisfactorios. La relación entre objetos HH, flujos moleculares y jets térmicos puede darse con los modelos de Rodríguez (1989, 1997). La emisión del espectro que se observa se puede modelar con cierto éxito aplicando choques de proa radiativos.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Finalmente, desde 1993 (Bally y Devine, 1994; Reipurth, Bally y Devine, 1997) se han observado objetos HH gigantes con dimensiones de varios minutos de arco (algunos parsecs) como HH 111, HH 113 y HH 311 (Reipurth, Bally & Devine, 1997). Con las propiedades observadas se ha encontrado que sus edades (τ) son de un orden de magnitud mayor a las previamente determinadas, es decir, oscilan entre 10^4 – 10^5 años (Bally y Devine, 1997). Estas edades se pueden determinar con la expresión (Reipurth et al. 1997):

$$\left[\frac{\tau}{\text{años}} \right] = 10^4 \left(\frac{d}{pc} \left(\frac{V}{100 \text{kms}^{-1}} \right) \right)^{-1}, \quad (30)$$

donde d es el tamaño del objeto HH gigante y V es la velocidad aparente.

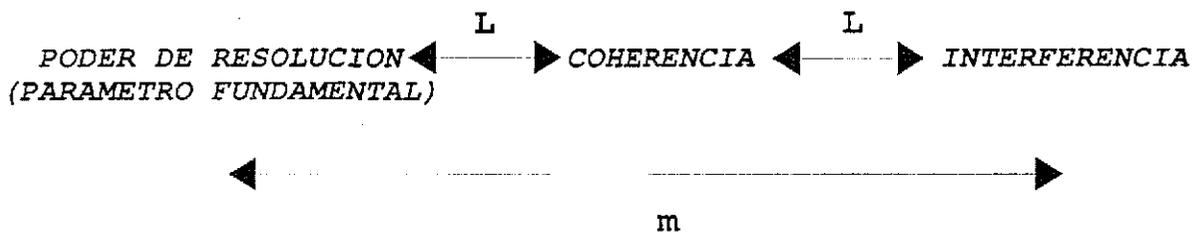
Varios de estos objetos presentan condensaciones a lo largo del jet que son evidencia de eyecciones variables en el tiempo por parte de la fuente excitadora. Algunos presentan jets continuos a distancias de 0.1 pc de la fuente excitadora (jets ópticos). Por lo general, presentan una simetría de punto en forma de "S", lo cual sugiere que el eje de eyección no es estable y precisa (Reipurth y Raga, 1999). El tamaño de estos objetos sugiere que la fuente excitadora inyecta energía y momento al MIE a escalas lejanas a ella. La eyección de masa supersónica puede contribuir a la generación de turbulencia en las nubes moleculares (Reipurth y Raga, 1999).

Algunos artículos de revisión sobre objetos HH son presentados por Reipurth & Heathcote (1997); Raga & Reipurth (1999), este último con aspectos históricos, objetos HH gigantes: Bally & Devine (1977), propiedades espectroscópicas: Bohm & Goodson (1997), y modelos teóricos: Shu & Shang (1997); Camenzind (1997); Pudritz & Ouyed (1977).

CAPÍTULO 3.- EL INTERFERÓMETRO DE FABRY-PEROT, OBSERVACIONES Y REDUCCIÓN DE DATOS.

3.1.- INTERFEROMETRIA Y COHERENCIA

Lo que todo astrónomo siempre busca cuando hace su investigación, es tener un mejor poder de resolución tanto en los instrumentos como en el telescopio. En todo estudio espectroscópico, que es una técnica observacional muy poderosa, el poder de resolución (R) es una medida fundamental que caracteriza la dispersión en el instrumento ($\Delta\lambda$) a una longitud de onda dada(λ). Matemáticamente se define como $R=\lambda / \Delta\lambda$. Esta $\Delta\lambda$ se puede interpretar como la mínima diferencia en λ que puede resolver el instrumento. En óptica, este poder de resolución está asociado al fenómeno de coherencia a través de un parámetro llamado longitud de coherencia (L); $L \sim \lambda^2 / \Delta\lambda \sim \lambda R$, es decir, a mayor L mayor R . El fenómeno físico de interferencia, es el más asociado directamente a la coherencia, de hecho, la relación entre ambos se da mediante este mismo parámetro. Finalmente, la interferencia y el poder de resolución se relacionan a través del parámetro llamado orden de interferencia (m). Lo anterior se esquematiza de la siguiente manera:



A continuación mencionaremos los conceptos fundamentales de los fenómenos de coherencia e interferometría sin entrar en detalle:

Las ondas coherentes son aquellas que cumplen con la condición de que la diferencia entre sus fases iniciales es nula o que la diferencia de fases entre ellas sea estacionaria (independiente del tiempo). Sabemos que el concepto de fuente puntal monocromática es una idealización matemática, ya que en la realidad, la emisión de un objeto está compuesta de trenes de ondas finitas policromáticas y no puede describirse como una senoide infinita de frecuencia constante (monocromática). Esto último se debe a que el objeto emisor no emite eternamente desde el pasado al futuro. La Figura 3.1 muestra la representación de un campo de onda: a) monocromática ideal y b) policromática real. El intervalo de tiempo (Δt) para el cual la fase es aproximadamente constante recibe el nombre de tiempo de coherencia. De este concepto, considerando que las ondas se propagan a la velocidad de la luz c , se puede calcular L ; cuando la coherencia aumenta, aumenta la longitud de coherencia y por lo tanto la resolución. Aumentando L se obliga a que varias ondas se puedan superponer en un punto, así pues, el principio fundamental de todo estudio espectroscópico es buscar un instrumento capaz de analizar una longitud de coherencia grande compatible con el problema físico a tratar.

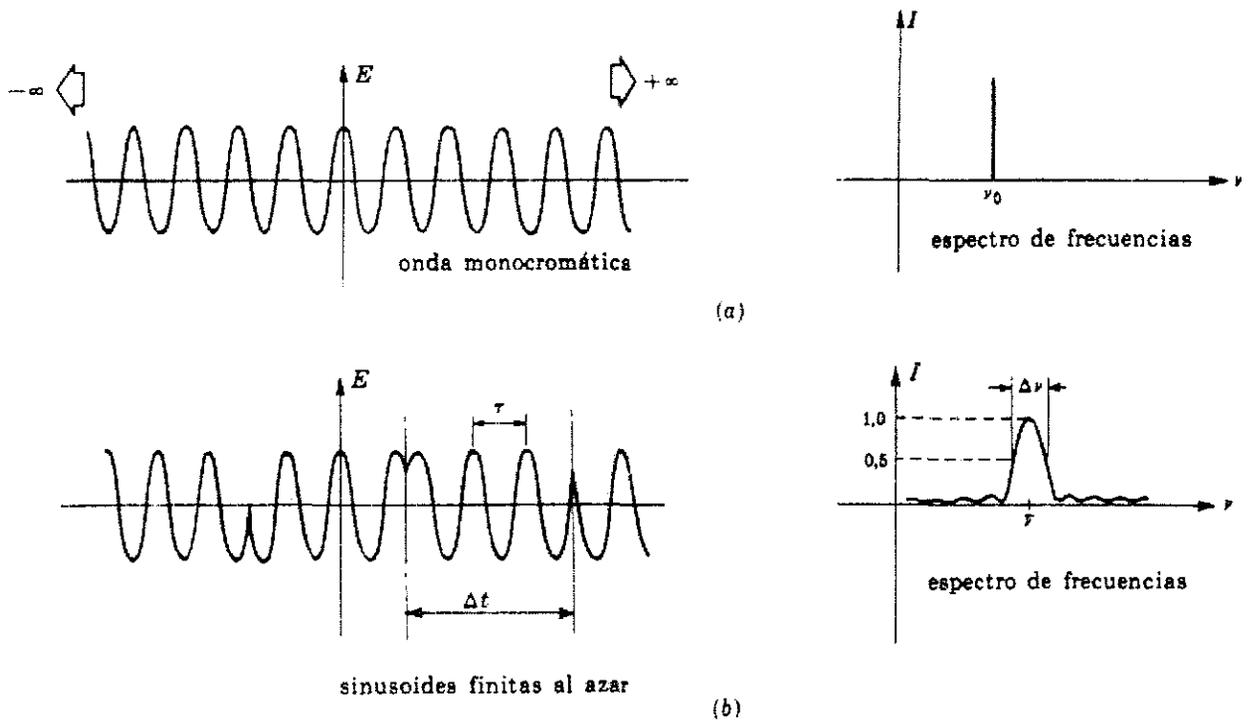


Figura 3.1.– a) Representación del campo de una onda monocromática sinusoidal ideal de longitud infinita b) Representación del campo de una onda real compuesta de sinusoides de longitudes finitas. Tomada de Hecht (1988).

La interferencia es la superposición de ondas con frecuencias iguales en un punto. Si estas ondas están en fase (coinciden sus respectivos valles y crestas) hablamos de interferencia constructiva y si no, hablamos de interferencia destructiva. En los puntos donde la amplitud es máxima habrá interferencia constructiva, mientras que en los puntos donde la amplitud es mínima habrá interferencia destructiva. Tanto en el experimento de interferencia de Thomas Young (1802) así como en el de Alberto A. Michelson (1881,1882), podemos ver la relación entre interferencia y coherencia a través de la longitud de coherencia; si la longitud de coherencia es menor que las distancias que tienen que recorrer las ondas para coincidir en un punto, no existe interferencia entre las ondas. Esto se esquematiza en la Figura 3.2. De aquí en adelante, toda cantidad en negritas representa un vector.

Una propiedad básica e importante de una onda electromagnética es que transporta energía. Esta energía fluye en la dirección en la que avanza la onda. Esta dirección está caracterizada por el vector de Poynting (**S**) que no es más que la energía por unidad de tiempo por unidad de area que fluye perpendicularmente dentro de una superficie. Como el campo electromagnético y el vector de Poynting oscilan a velocidades relativamente altas, no podemos obtener un valor instantáneo de **S**, y mucho menos de el campo eléctrico (**E**) en el detector, por lo tanto tomamos un promedio de **S** en un intervalo de tiempo ($\langle \mathbf{S} \rangle$). Este promedio recibe el nombre de densidad de flujo radiante. La densidad de flujo radiante que se obtiene cuando la energía incide se llama Irradiancia (*I*) y la que se obtiene cuando la energía emerge se llama excitancia. Así pues: $I \equiv \langle \mathbf{S} \rangle$.

Ahora bien, sabemos que para una onda electromagnética plana que se propaga en el espacio vacío, el campo eléctrico máximo en amplitud (E_0) y el campo magnético máximo en amplitud (B_0) están relacionadas por c como $E_0=cB_0$; E ejerce fuerzas sobre las cargas en nuestro detector más eficientemente que B . Al aplicar esto a $\langle S \rangle$ obtenemos que $I \propto \langle E_0 \rangle^2$, así pues, I se puede obtener de E_0 que comunmente es lo que se detecta al hacer las observaciones. En el caso cuando tengo dos ondas, con campos eléctricos E_1 y E_2 :

$$E^2 = E \cdot E = (E_1 + E_2) \cdot (E_1 + E_2) = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2, \quad (1)$$

como $E = E_0 \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi)$, donde $|\mathbf{k}|$ es el número de onda $= 2\pi/\lambda$, λ es la longitud de onda con la que se propagan las ondas, ω es la frecuencia, t es el tiempo, ϕ es la fase inicial, y la diferencia de fase entre ambas ondas es $\delta = (\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_1 - \omega t) - (\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}_2 - \omega t) + (\phi_1 - \phi_2)$, entonces al promediar sobre el tiempo y en la misma dirección:

$$\langle E^2 \rangle = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + 2\langle E_1E_2 \rangle = I_{total} = I_1 + I_2 + 2(I_1I_2)^{1/2} \cos(\delta), \quad (2)$$

donde $\delta = (\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_1) - (\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}_2)$ si consideramos que las ondas son coherentes ($\phi_1 - \phi_2 = 0$), $\langle \cos^2 \omega t \rangle = 1/2$, $\langle \sin^2 \omega t \rangle = 1/2$ y $\langle \cos \omega t \sin \omega t \rangle = 0$. El término $(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_1) - (\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}_2)$ es la diferencia en longitud de trayectoria de las ondas superpuestas en un cierto punto, el cual a la misma longitud de onda y frecuencia se convierte en $k(r_1 - r_2)$. Discutamos más sobre el último término de la ecuación (2): éste recibe el nombre de *término de interferencia* y es la cantidad clave que a partir del $\cos(\delta)$, me dice si las ondas van a interferir constructiva o destructivamente. Si $\delta = 0, 2\pi$ o un múltiplo entero de éste, $\cos(\delta) = 1$ y tengo interferencia constructiva.

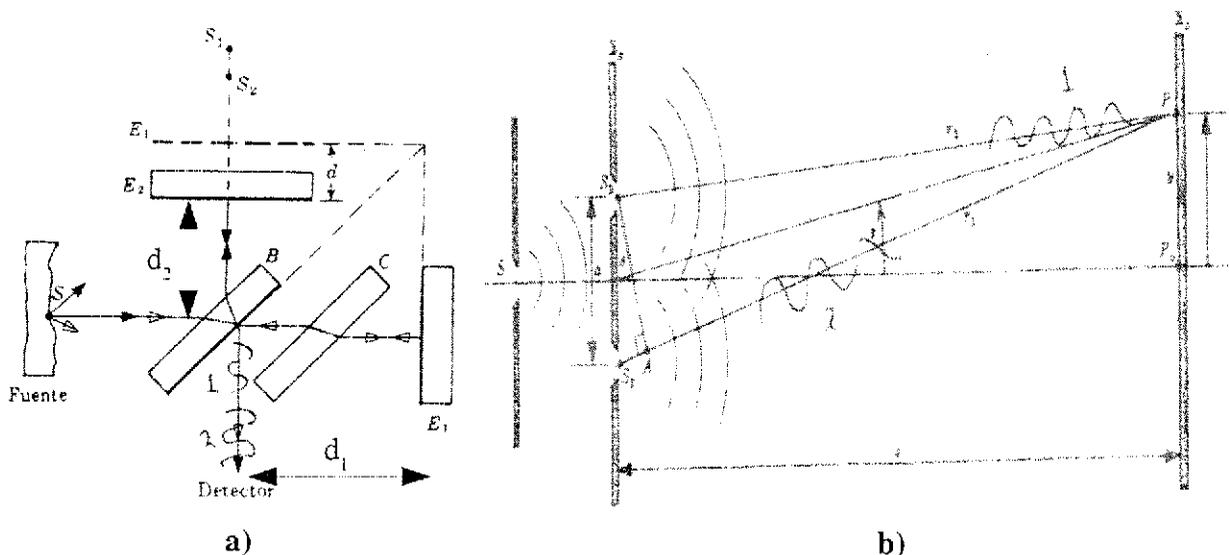


Figura 3 2.- Diagramas esquemáticos de los experimentos de Michelson y Young. a) en el experimento de Michelson, la onda 1 para que alcance la onda 2 y hagan interferencia en el detector, requiere que su longitud de coherencia sea mayor que la distancia $2(d_2 - d_1)$. E_1 y E_2 son espejos, B es el divisor de haz y C es el compensador. b) en el experimento de Young, la onda 2 debe tener una longitud de coherencia mayor a la diferencia de camino óptico para que esta alcance a la onda 1 en P y hagan interferencia. Tomadas de Hecht (1988).

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Si $\delta = \pi/2$ o un número entero impar de éste, $\cos(\delta) = 0$, el término de interferencia desaparece. Si $\delta = \pi$ o un múltiplo impar de π , $\cos(\delta) = -1$ y se habla de interferencia destructiva total.

De lo anterior, $\delta = 2\pi m$ donde m es un múltiplo entero ≥ 1 , es la condición para que halla interferencia constructiva. Finalmente, el término de interferencia también incluye una cantidad compleja (véase Zajac, 1998) llamada coeficiente de coherencia. Si este coeficiente vale cero, las ondas son incoherentes entre sí, si vale 1, las ondas son coherentes, así pues: si las ondas que se superponen son coherentes, sus campos eléctricos se combinan uno al otro de manera continua, sumándose primero y luego elevándose al cuadrado para obtener la irradiancia (hay término de interferencia). Si las ondas que interfieren son incoherentes, los campos eléctricos individuales e independientes, se elevan primero al cuadrado y luego las irradiancias obtenidas se suman entre ellas; aquí el término de interferencia desaparece. Si este término desaparece, la diferencia de fase entre las ondas se elimina y no podemos hablar de interferencia constructiva o destructiva. Así pues, el término en consecuencia es el $\cos(\delta)$

Ahora, bien, con el preámbulo anterior pasemos a hablar exclusivamente de la interferencia de haces múltiples en placas paralelas que es lo que nos interesa a nosotros.

En la tercera década del siglo XIX, el astrónomo Inglés George Biddell Airy cuantificó por primera vez un problema de este tipo cuando una onda es reflejada sucesivamente por dos platos planos de vidrio cubiertos de una capa delgada de plata. En este trabajo, Airy (1831), publica varias proposiciones sobre óptica ondulatoria en donde deriva dos cantidades importantes:

1.- La distribución de Airy (A): una función que representa la distribución de todas las irradiancias reflejadas o transmitidas en las placas que se concentran en un punto en el detector que van a contribuir a formar el patrón de interferencia. Airy se enfocó exclusivamente a los rayos reflejados en ambas placas (véase la Figura 3.3). Todas las Figuras, salvo se indique lo contrario fueron tomadas de Hecht y Zajac (1986).

2.- La diferencia de camino óptico (Λ) entre dos rayos adyacentes. El camino óptico es aquella distancia que recorre un rayo de un punto a otro. Esta diferencia se define como:

$$\Lambda = 2nd \cos\alpha \quad , \quad (3)$$

donde n es el índice de refracción del medio entre las placas, d es la distancia entre placas y α es el ángulo de incidencia del rayo (véase la Figura 3.4). Al ser el índice de refracción del aire y del vacío muy similares, $n \approx 1$ y $\Lambda = 2d \cos\alpha$. Ahora bien, la diferencia de fase para dos ondas coherentes a la misma frecuencia es $\delta = k(r_1 - r_2)$. Basados en la Figura 3.4, y tal como lo obtuvo Airy, podemos ver que la diferencia de camino óptico es efectivamente $(r_1 - r_2)$, lo anterior implica que $\delta = k \Lambda$.

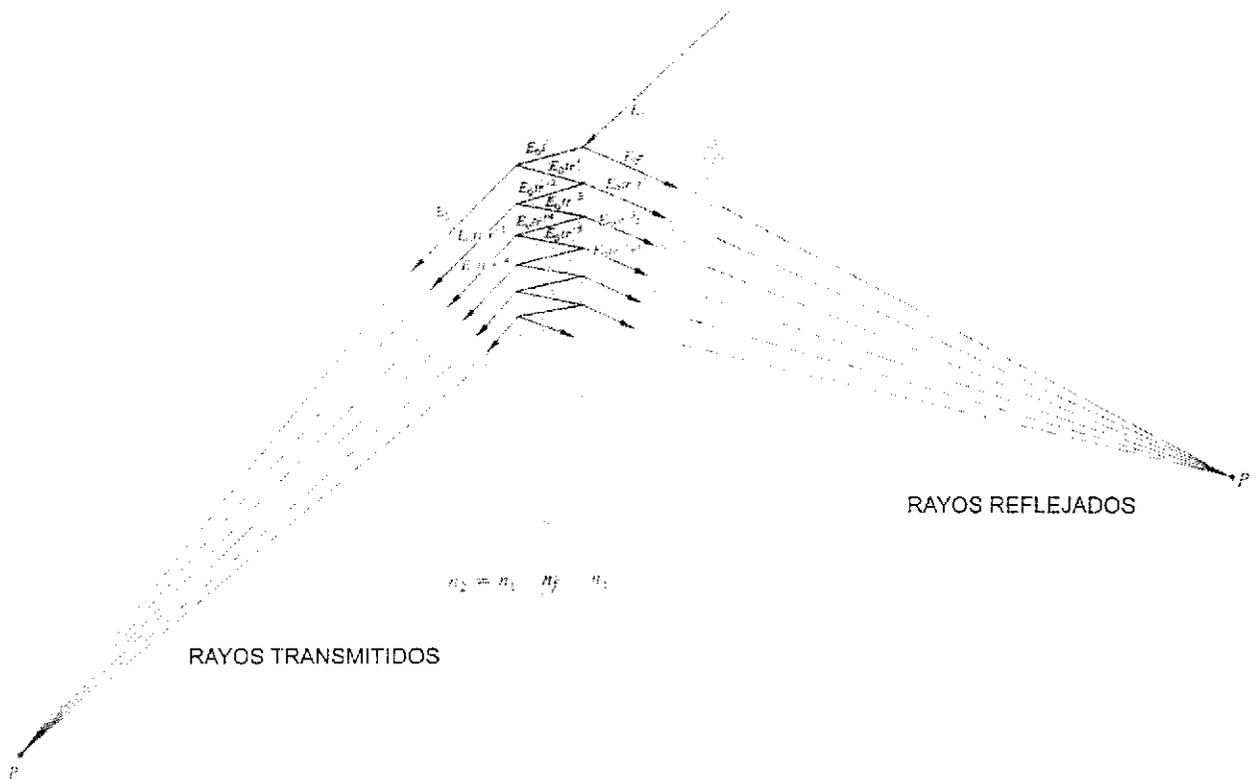


Figura 3.3.- Interferencia de haces múltiples sobre una placa con índice de refracción n_2 . Los rayos transmitidos se concentran en P' mientras que los rayos reflejados se concentran en P . Con estos últimos, Airy dedujo su función de distribución de irradiancias originalmente. Un interferómetro de Fabry-Perot trabaja con las irradiancias transmitidas.

Pathlength difference for adjacent rays = $2AB - CD = 2d \cos \alpha$

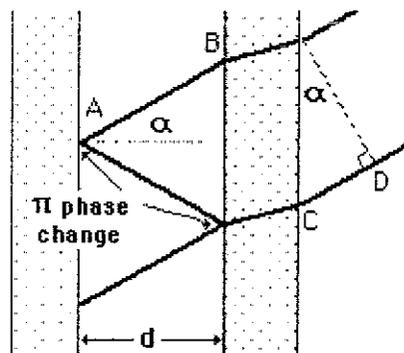


Figura 3.4.- Geometría de un interferómetro de Fabry-Perot de donde se puede calcular la diferencia de caminos ópticos de los rayos que están entre las placas separadas una distancia d . Tomada de <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/phyopt/fabry.html#c2>

Como la condición para que exista un máximo de irradiancia en interferencia constructiva necesita que $\delta=2\pi m$, se puede relacionar la diferencia de fase, δ , con la diferencia de camino óptico, A , a través del orden de interferencia, es decir:

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

$$2\pi m = \frac{4\pi d \cos\alpha}{\lambda} \Rightarrow m = \frac{2d \cos\alpha}{\lambda} \quad (4)$$

El orden de interferencia es una cantidad que determina cuantas longitudes de onda están desfasados los rayos reflejados y transmitidos, es decir, el número de ondas que hay en el medio entre las placas que corresponden a la diferencia de camino óptico entre ambos rayos. Se define como Λ / λ , y es el parámetro que da los anillos brillantes del patrón de interferencia. Airy (1833) también aplicó su función de distribución a los anillos de Newton, franjas de igual espesor también llamadas Franjas de Fizeau (Fizeau, 1862), obteniendo un patrón de interferencia circular compuesta de anillos. Los anillos de Newton son franjas claras y oscuras que se producen por la interferencia luminosa cuando se unen dos superficies de vidrio, por lo general, una plana y otra convexa.

W. Haidinger (1849, 1855) observó un patrón de franjas circulares que recibe el nombre de "Franjas de Haidinger" y no son más que franjas de igual inclinación. Estas franjas se obtiene porque, como se muestra en la Figura 3.5, todos los rayos inclinados con el mismo ángulo de incidencia son recolectados por un lente hacia el mismo punto o al ojo. Cada punto de la franja es formada por la convergencia de rayos que inciden con diferentes ángulos. En las Franjas de Haidinger, las ondas que llegan al punto de convergencia (gracias a una lente), son coherentes entre sí y tienen la misma diferencia de fase. El patrón circular se forma para fuentes extendidas por la simetría axial de instrumento y a que se detecta emisión de regiones distintas al mismo ángulo de visión. Para que las franjas de Haidinger convergan en un punto finito, es necesario una lente.

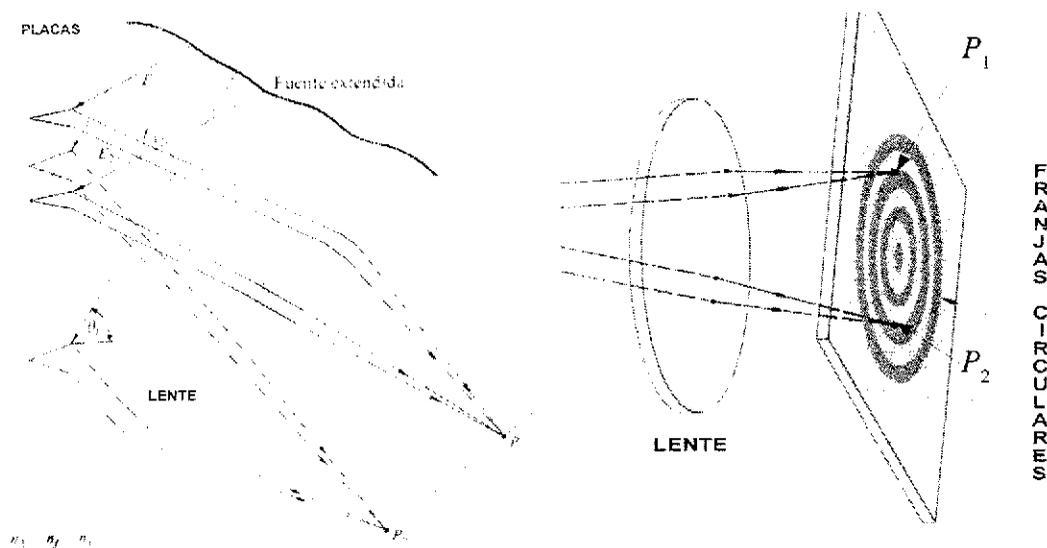


Figura 3.5.- Esquema de como se forman las franjas circulares de Haidinger que forman el patrón de interferencia de un interferómetro de Fabry-Perot. Todos los rayos que inciden a un mismo ángulo forman un punto P_1 de la franja. Todos los rayos que incidan con otro ángulo forman otro punto de dicha franja.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

3.2.– EL INTERFERÓMETRO DE FABRY–PEROT

3.2.1.– HISTORIA:

Un interferómetro es un dispositivo que genera franjas de interferencia. Un espectroscopio busca separar las diferentes longitudes de onda a través de la difracción. Aunque en ambos se habla de un orden de interferencia y permiten estudiar una parte del espectro de una región en el espacio, difieren entre sí por el mecanismo que introduce la diferencia de camino óptico entre las ondas: en el espectroscopio es la rejilla de difracción y en el interferómetro es una cavidad. De todos los interferómetros que se han realizado, hay uno de gran interés en óptica y astronomía ya que es un aparato espectroscópico de alto poder de resolución y desde que fue aplicado a la astronomía demostró ser un excelente instrumento para medir la cinemática de objetos extendidos, ya sean nebulosas fotoionizadas, chocadas o galaxias. Además, su geometría se aplica también a la creación de láseres y desde sus orígenes se ha defendido como un magnífico instrumento. Este interferómetro fue desarrollado por los físicos franceses Charles Fabry y Alfred Perot. El primero trabajó principalmente en Marsella y el segundo en París. En un trabajo de 1897, Fabry & Perot (1897) realizan el estudio de interferometría, basados en los trabajos de Airy. Aquí, ellos derivan la función de Airy, sólo que a diferencia de la derivación original, ellos consideran sólo los rayos transmitidos y no los reflejados. En 1899, Fabry & Perot presentan en tres artículos algunas aplicaciones de sus trabajos de interferometría en el ámbito instrumental. En uno de ellos (Fabry & Perot, 1899) presentan por primera vez el interferómetro que desarrollaron y lo llamaron interferómetro de "Fabry–Perot" (FP). Sin embargo existe una controversia sobre cuál de los dos apellidos debe ir primero (en Marsella única y comúnmente se llama Perot–Fabry).

A principios del siglo XX, Fabry y Perot decidieron realizar aplicaciones astronómicas. Fabry & Perot (1901, 1902) muestran por primera vez el patrón de interferencia que obtienen con su instrumento (anillos) y realizan un estudio de líneas de absorción en el espectro del Sol. Fabry & Buisson (1911) y Buisson & Fabry (1914) presentan por primera vez, un estudio interferométrico de Fabry–Perot aplicado a la Nebulosa de Orión. En este trabajo, ellos encuentran que pueden calcular tanto velocidades radiales como el peso atómico del gas mediante el orden de interferencia. Ellos describen su técnica usando el FP y encuentran de una manera sencilla la velocidad radial del gas alrededor del trapecio (15.8 km s^{-1}) usando líneas de hidrógeno (H γ). A partir de este trabajo quedó claro que éste interferómetro es excelente para medir velocidades radiales. Un excelente trabajo para profundizar en el interferómetro FP en aspectos teóricos, prácticos e históricos es presentado por J. M. Vaughan (1989).

A continuación vamos a describir el interferómetro FP y cómo los conceptos de interferometría y coherencia presentados anteriormente, se conectan en este aparato.

3.2.2.– CONCEPTOS BÁSICOS:

La Figura 3.6 muestra un esquema de un interferómetro FP.

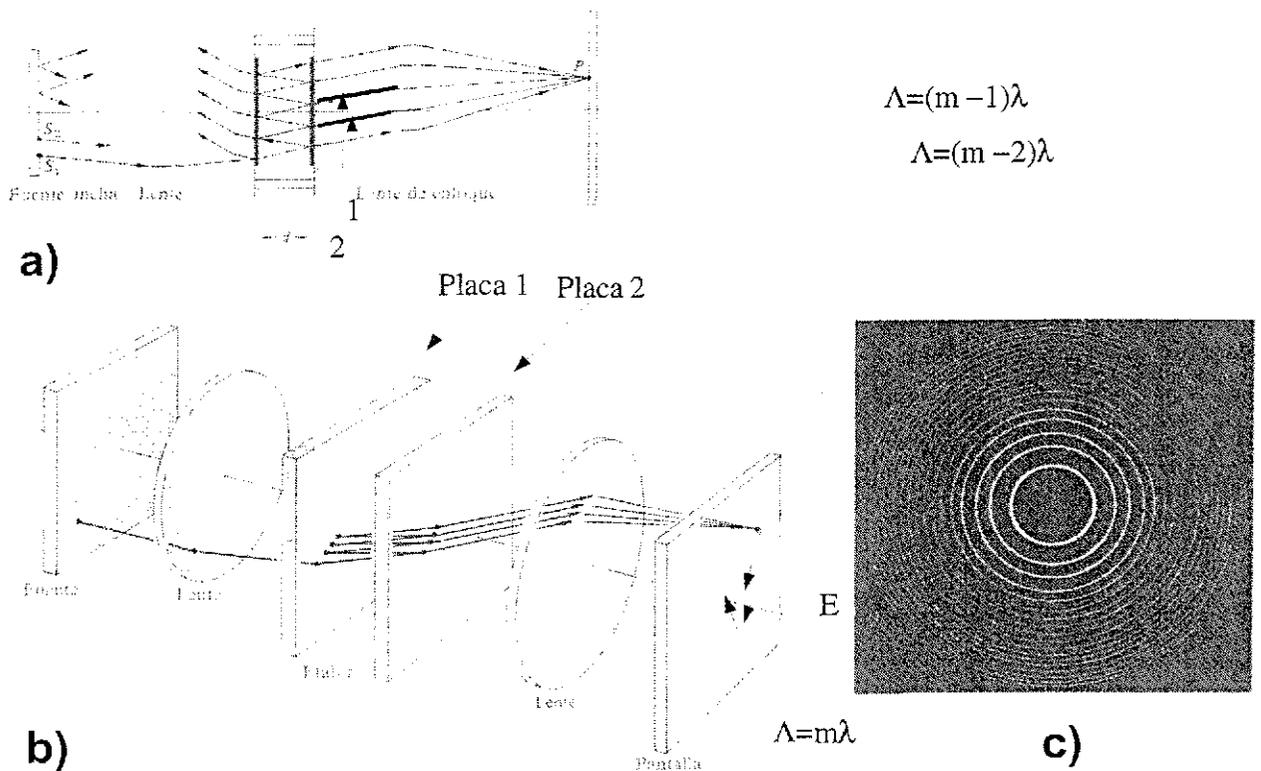


Figura 3.6.- Interferómetro de Fabry-Perot. Los incisos a y b muestran las distintas componentes del interferómetro. En el inciso c se muestra un patrón de interferencia obtenido en este instrumento. Las líneas negras en a) son los rayos que hace interferencia y se refieren a: 1.- Rayo transmitido y 2.- Rayo reflejado entre las placas. En el Fabry-Perot de barrido, solo es un orden de interferencia el que se hace variar conforme se desplazan las placas. El inciso b muestra esto último. E representa el eje de simetría axial del instrumento.

Este interferómetro consiste en dos lentes y dos superficies planas-paralelas altamente reflectantes separadas una cierta distancia (d). La primera lente llamada colimador, se encarga de hacer un frente de onda plano de todos los rayos que provienen de la fuente estudiada haciéndolos incidir a un ángulo α sobre la primera placa. Estos rayos se transmiten hacia la segunda placa. Entre estas placas, donde generalmente hay aire, los haces que provienen de la fuente estudiada, se reflejan varias veces dentro de este espacio. Estos rayos superpuestos se transmiten hacia el segundo lente (la cámara) que se encarga de recolectarlos haciéndolos coincidir en un punto sobre una pantalla o detector donde interfieren formando una franja circular de Haidinger. Lo fundamental en este interferómetro, tal como se muestra en la Figura 3.7, es que el haz reflejado en la segunda placa que se dirige hacia un cierto punto la primera placa, tenga la misma fase que otro haz que incide en la primera placa en ese punto y se dirija a la segunda placa. Si las dos placas paralelas se mantienen fijas, hablamos de un *etalón*, si se pueden cambiar la separación entre las placas, hablamos de un interferómetro de Fabry-Perot de barrido. El aparato original construido por Fabry y Perot era un etalón.

El poder de resolución de un FP depende principalmente de dos parámetros: el orden de interferencia y una cantidad \mathbb{F} llamada "fineza", donde (sin demostrar), $R = \lambda / \Delta\lambda = m \mathbb{F}$. Con estas dos cantidades se puede relacionar todas las otras cantidades que intervienen en un interferómetro FP, y ya sea, por el concepto físico que involucra o por el desempeño del interferómetro como instrumento, estos son los parámetros claves.

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

En esta tesis no vamos a deducir cada uno de los parámetros involucrados en un interferómetro FP, solo los presentaremos y discutiremos su significado.

Los cálculos detallados se pueden ver en Vaughan (1989); Guenther (1990); Arias (1995) y Hecht (1998). Un artículo que presenta y discute bien estos parámetros es presentado por Atherton et. al (1981).

1.- FUNCION DE AIRY: la distribución de las irradiancias transmitidas al detector. Es una función de la diferencia de fase entre las ondas y un coeficiente que caracteriza las propiedades de reflexión de las placas (r). La función de la diferencia de fase se expresa de la siguiente manera:

$$I_{\text{transmitida}}/I_{\text{incidente}}=A(\delta,r)=\frac{1}{\left[1+\left(\frac{2r}{1-r^2}\right)^2 \text{sen}^2\left(\frac{\delta}{2}\right)\right]}, \quad (5)$$

Esta función, expresa las características de transmisión del interferómetro ya que es el cociente entre las irradiancias transmitidas y las irradiancias incidentes. La deducción completa de esta función se presenta en Carrasco (1983) y Hecht (1998).

2.- CONTRASTE (F): es la función que involucra el coeficiente de reflexión (r) de las placas, parámetro importante para obtener mayor interferencia. Esta función es fundamental para "contrastar" y ver mejor los diferentes anillos de interferencia. En la Figura 3.6c vemos que en las partes alejadas del patrón de interferencia, los anillos adyacentes o consecutivos son más difíciles de distinguir que en los anillos centrales. Esta dada por

$$F=\frac{4r^2}{(1-r^2)^2}, \quad (6)$$

La Figura 3.7 es una gráfica de diferencia de fase versus irradiancia. En ella se muestra la función de Airy para diferentes valores del contraste. De esta figura vemos que conforme aumenta F , aumenta r y los máximos de transmisión son más intensos. La función de Airy, expresa las características de transmisión del interferómetro ya que es el cociente entre las irradiancias transmitidas y las irradiancias incidentes, así pues:

$$A(\delta,r)=\frac{1}{\left[1+F \text{sen}^2\left(\frac{\delta}{2}\right)\right]}. \quad (7)$$

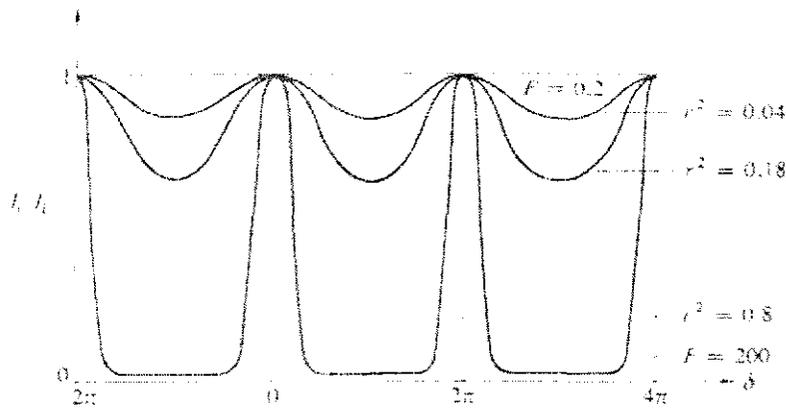


Figura 3.7 – Función de Airy para diferentes valores del contraste F . De aquí vemos que a menor contraste (F) hay más luz transmitida al detector que luz incidente sobre la segunda placa que se espera se refleje a la primera placa. El coeficiente de reflexión y la fineza son bajas por lo que el interferómetro sería de baja resolución. Esto último es lo que no se desea

3.- INTERVALO ESPECTRAL LIBRE ($\Delta\lambda$): es la separación entre los anillos máximos adyacentes (véase la Figura 3.8), es decir, la diferencia en longitud de onda que corresponde a la variación de m en una unidad (Δm). Este parámetro corresponde a la máxima diferencia en longitud de onda que puede medir el interferómetro. De la Ecuación 4 vemos que cuando el ángulo de incidencia es cero o múltiplo de 2π , $\cos \alpha=1$ y se alcanza el valor máximo del orden de interferencia (que está en el centro del patrón de anillos), i.e., $m=2d/\lambda$, de aquí, podemos notar que cada vez que d varía en $\lambda/2$, se obtiene otro pico en la intensidad que corresponde a λ , es decir, m varía en un orden.

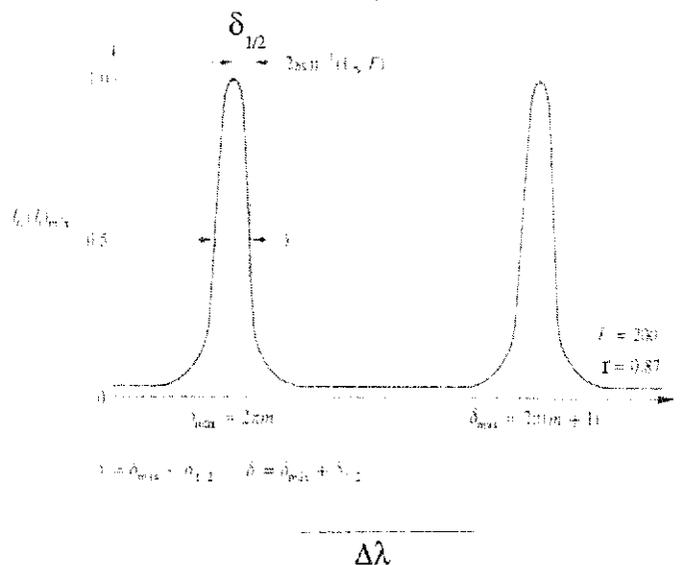


Figura 3.8 – Gráfica de diferencia de fase contra función de Airy en donde se muestran dos franjas máximas del interferómetro de Fabry-Perot. $\Delta\lambda$ es la separación entre estos máximos. Los otros parámetros se discuten en el texto. Aquí vemos, que a valores altos de F y r , hay más luz que se pueda reflejar entre las placas (poca luz transmitida al detector). La fineza es alta y el interferómetro sería de mayor resolución.

4.- RESOLUCION ESPECTRAL (γ): esta cantidad también conocida como ancho medio de una franja de FP. Es una medida del grosor de las anillos de interferencia y se da cuando la irradiancia transmitida es la mitad de la irradiancia transmitida máxima, es decir, $I=I_{\max}/2$ o $A(\delta,r)=1/2$. En la Figura 3.8 podemos ver que $\gamma=2 \delta_{1/2}$, donde $\delta_{1/2}$ es la diferencia de fase cuando $A(\delta,r)=1/2$ y vale $2\text{sen}^{-1}(F^{-1/2}) \approx 2 F^{-1/2}$, γ se puede relacionar con la función de contraste de la siguiente manera $\gamma=4F^{-1/2}$.

5.- FINEZA (F): es la cantidad que relaciona el intervalo libre espectral con la resolución espectral, es decir, $\Delta\lambda / \gamma$. Se relaciona con el contraste de la siguiente manera:

$$F = \frac{\pi \bar{F}}{2} = \frac{\pi r}{1-r^2}, \quad (8)$$

En la práctica, se utiliza la fineza efectiva (Le Coarer et al. 1992) definida como:

$$\frac{1}{F_e^2} = \frac{1}{F_R^2} + \frac{1}{F_D^2} + \frac{1}{F_s^2}, \quad (9)$$

En donde el primer término del segundo miembro es la "fineza de reflexión" que relaciona el intervalo espectral libre con γ y r , es decir F . El segundo término es una "fineza de defecto" asociada a los defectos de la óptica y me relaciona la longitud de onda con el error cuadrático medio de la separación entre las placas. El último término es llamado "fineza de formación de imagen" y está determinada por la capacidad limitada del CCD para resolver una imagen ya que está compuesto por un número finito de píxeles. Por lo anterior, la fineza es el parámetro clave para el desempeño del interferómetro como aparato.

Ahora bien, se discutirá por qué un interferómetro FP es un aparato de alto poder resolución y en qué aspectos es mejor que un espectroscopio de rejilla: ya dijimos que $\Lambda=m\lambda$, si diferenciamos esta ecuación se obtiene $m \Delta\lambda + \lambda \Delta m = 0 \Rightarrow m \Delta\lambda = -\lambda \Delta m$, donde el signo menos solo significa que cuando λ decrece, m aumenta. Omitiendo el signo:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{m}{\Delta m}, \quad (10)$$

Como $\delta=2\pi m$, entonces $\Delta\delta=2\pi\Delta m$, sustituyendo en la ecuación anterior:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{2\pi m}{\Delta\delta} \quad (11)$$

así pues, el poder de resolución es directamente proporcional al m e inversamente proporcional al cambio de fase. Como m varía en una unidad si $\Delta\delta=2\pi$, entonces $\Delta\lambda=\lambda/m$ y de aquí, sabiendo que la máxima $m=2d/\lambda$, obtengo que $\Delta\lambda=\lambda^2/2d$ con la cual se observa que la longitud de coherencia para esta m , es directamente proporcional a d . Finalmente, como $R=m\mathbb{F}$, para que R aumente, m y/o \mathbb{F} , deben aumentar.

La velocidad radial (V_{rad}) del objeto se obtiene por efecto Doppler; $V_{rad}=c*(\Delta\lambda / \lambda)$. Con lo anterior vemos que a mayor poder de resolución, puedo detectar velocidades radiales más chicas.

Una ventaja importante del FP respecto a un espectroscopio de rejilla, es que además, de poder ofrecer un mayor orden de interferencia, se puede estudiar toda la región en su conjunto porque cubre el campo completo aunque toda la información este concentrada en una pequeña parte del espectro electromagnético. Con un espectroscopio, para hacer esto, se tendría que barrer el objeto con la rendija. Además el espectroscopio permite ver varias regiones del espectro electromagnético pero en una zona muy limitada del objeto.

3.2.3.- EL INTERFEROMETRO FABRY-PEROT DE LA UNAM

La técnica de FP en México, fue introducida en la década de los años 70 por la Dra. Paris Pismis a través de un interferómetro de separación fija desarrollado y donado por el Observatorio de Marsella. De hecho, la interferometría de FP fotográfica fue desarrollada por G. Courtès (1960, 1972). El instrumento en general consistía de un reductor focal $f/15$ y una cámara fotográfica. El aparato se instaló a finales de 1972 en el telescopio reflector de 1 m del Observatorio Astronómico Nacional en Tonanzintla Puebla. El primer reporte de las investigaciones a regiones HII usando este instrumento, se hizo en 1974 refiriéndose a NGC 6164-6165 (Pismis, 1974). Carrasco (1983) describe las componentes de un Fabry-Perot de barrido así como sus características medidas experimentalmente. La heredera del trabajo de Pismis es la Dra. Margarita Rosado, la cual, junto con un grupo de técnicos, desarrolló el "PUMA" cuyo componente principal es un FP de barrido (Rosado et al. 1995). El PUMA consiste de un reductor focal compuesto de un colimador y una cámara acoplada al interferómetro de barrido con el cual, al llevarlo fuera del camino óptico a través de un riel, se pueden obtener imágenes directas. El colimador está formado por dos componentes ópticas: un doblete y un triplete. El PUMA también incluye un sistema de calibración con lámparas de Hidrógeno, Helio y Neón, una rueda de filtros intercambiables y diafragmas de campo. El diseño opto mecánico del PUMA se muestra en la Figura 3.9. El interferómetro de FP con el que cuenta el "PUMA", es un ET-50 de instrumentos Queensgate de dos pulgadas de diámetro con un sistema CS100 que permite el ajuste de los parámetros del "servosistema", el paralelismo y la separación entre las placas en un tiempo de respuesta de 0.5 segundos a pasos de 0.5 nanómetros. Está instalado en el telescopio de 2.1 metros del Observatorio Astronómico Nacional en San Pedro Mártir, Baja California, México (OAN-SPM).

Las características principales de este interferómetro (Rosado et al. 1995) se presentan en la siguiente Tabla 3.1.

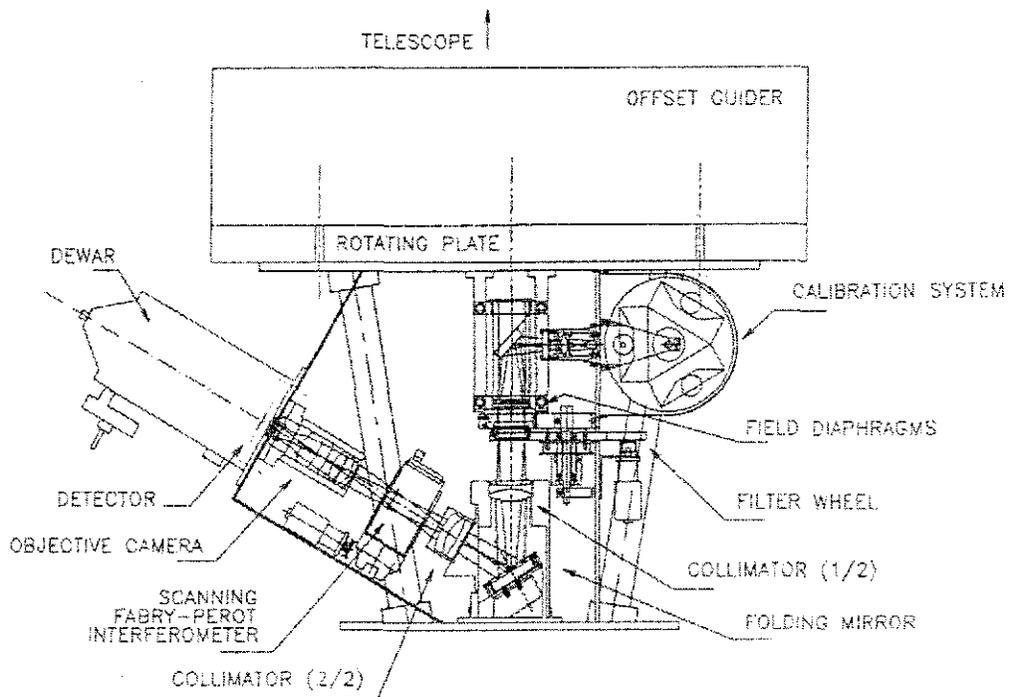


Figura 3.9 – Diseño optomecánico del interferómetro de Fabry-Perot de barrido "PUMA" instalado en el telescopio de 2.1 metros del OAN-SPM. Tomada de Rosado et al. (1995).

PARAMETRO DEL FP	VALOR
Orden de Interferencia	330 para H α
Intervalo Espectral Libre	19.89 Å equivalente a 908 km s ⁻¹
resolución Espectral	0.41 Å equivalente a 18.9 km s ⁻¹
Fineza Efectiva	24
Canales de Barrido	48

Tabla 3.1 – Características principales del interferómetro FP de barrido de la UNAM "PUMA"

La información obtenida por un interferómetro FP, incluido el PUMA, se concentra en un archivo llamado cubo de datos. Se llama así por su triple dimensión: dos dimensiones corresponden a las coordenadas X,Y del CCD y la otra se refiere a los anillos de interferencia. Cada anillo corresponde a un desplazamiento de una de las placas que componen al FP. En el caso del PUMA, una de las placas se desplaza 48 veces creando 48 canales. Así pues, un cubo de datos es el resultado de cada exposición en los diferentes canales. Los resultados directos de la observación forman un interferograma. El perfil de velocidades se obtiene al barrer en todos los canales, un punto específico en el anillo de mayor interferencia obtenido en el patrón. Esto se ve en la Figura 3.10.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

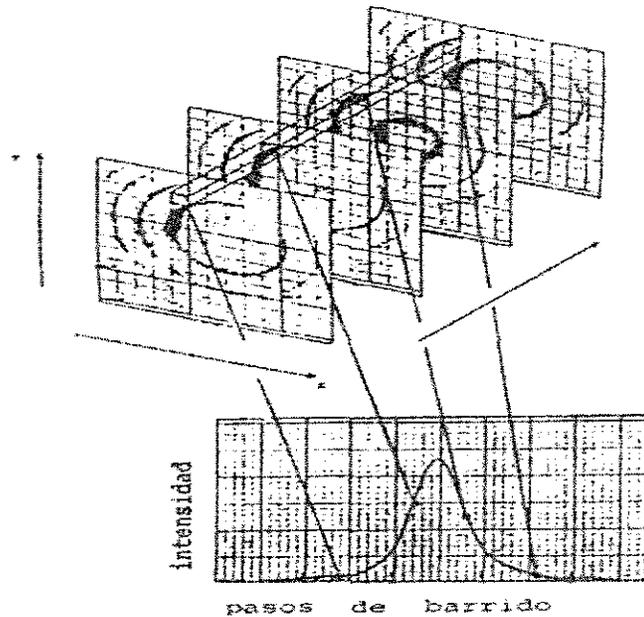


Figura 3.10 – Esquema de como se obtiene un perfil de velocidades a través del patrón de interferencia del interferómetro de Fabry-Perot. Cada punto del perfil corresponde a un punto del anillo de interferencia. Al barrer todos los canales se obtiene el perfil de velocidad radial. Tomada de Amram et al. (1991).

3.3.- OBSERVACIONES

3.3.1.- SOBRE LA NEBULOSA DE ORION:

Las observaciones de la Nebulosa de Orión fueron realizadas por la Dra. Margarita Rosado y Abel Bernal en 1996 con el interferómetro de barrido de Fabry-Perot "PUMA" durante las noches de 30 de Noviembre al 5 de Diciembre de 1996 en el telescopio Cassegrain $f/7.5$ de 2.1 metros ubicado en el OAN-SPM. Sin embargo, Margarita Rosado y Lorena Arias realizaron observaciones similares previas en 1995. Se usó un detector CCD Tektronix de 1024×1024 pixeles con una escala de placa de $0.59''$ por pixel cubriendose un campo de $5'$ en el cielo. Los filtros de interferencia utilizados, están centrados en las líneas de $H\alpha$ (6563 \AA) y $[\text{NII}]$ (6583 \AA) y tienen un ancho de banda de 20 y 10 \AA respectivamente. Con esto se obtuvo dos cubos de datos nebulares en $H\alpha$ y seis en $[\text{NII}]$ con tiempos de exposición de 24 minutos y dimensiones de $512 \times 512 \times 48$ cada uno. Los respectivos cubos de datos en la misma línea de emisión, fueron sumados entre sí para aumentar la señal a ruido y obtener dos cubos de datos con tiempos de exposición mayores (48 minutos para $H\alpha$ y 144 minutos para $[\text{NII}]$).

También se obtuvieron cubos de datos de calibración al inicio y final de las noches de observación para checar la existencia de posibles flexiones en el equipo. Las calibraciones se hicieron usando la línea de $H\alpha$ mediante una lámpara de hidrógeno de tal forma que no fue necesario hacer una corrección de desplazamiento en fase en los cubos de $H\alpha$.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Sin embargo, sí fue necesario hacer esta corrección para los cubos de [NII]. Debido a que la Nebulosa de Orión es un objeto muy brillante, en los cubos de datos aparecen reflexiones "fantasmas" debido a las estrellas brillantes similarmente a como discute O'Dell y sus colaboradores (1997a).

Para identificar estas reflexiones que pueden confundirse con objetos que realmente son la nebulosa, se orientó el equipo de tal manera que estos reflejos no interferirían con los objetos que estudiamos. También se obtuvo el "ringing" en los mapas de velocidad calibrados al igual que en los datos que obtuvo O'Dell et al. (1997a) debido al submuestreo de los barridos del FP. Este "ringing" en los mapas de velocidad calibrados, que también fue discutido y encontrado por O'Dell et al. (1997a), se debe al insuficiente muestreo de los barridos del FP y al incremento en la precisión de las velocidades dado el alto S/N de estas observaciones. En los datos del PUMA no se obtienen cambios de velocidad apreciables ni tampoco rasgos raros o espúrios en los perfiles de la velocidad radial. Esto se debe a que el paquete de reducción de datos permite trabajar con los anillos originales de interferencia y no con los mapas de velocidad calibrados para extraer los perfiles de velocidades radiales. De hecho, los mapas de velocidad calibrados se utilizan solamente para estudiar la morfología de la emisión en diferentes velocidades radiales.

3.3.2.- SOBRE EL REMANENTE DE SUPERNOVA 3C400.2:

Las observaciones de este remanente de supernova fueron obtenidas durante dos temporadas de observación: 1.- Junio de 1998 y 2.- Julio de 2001. Ambas temporadas se realizaron usando el telescopio Cassegrain $f/7.5$ de 2.1 metros del OAN-SPM usando el interferómetro de barrido de Fabry-Perot "PUMA". En estas noches observaron la Dra. Margarita Rosado, Lorena Arias (primera temporada) y Eduardo de la Fuente (segunda temporada). Con el PUMA sólo se realizaron observaciones con el filtro de interferencia en $H\alpha$ (6563 Å) con un ancho de banda de 20 Å en ambas temporadas. En la primera temporada se usó un detector CCD Tektronics de 1024×1024 pixeles y en la segunda temporada se usó un detector CCD SITE SI003 de 1024×1024 pixeles.

Ambos CCD's tienen una escala de placa de 0.59" por pixel, donde cada pixel mide 24 micras. Esto nos permite obtener un campo en el cielo de $10'$. Las imágenes CCD fueron tomadas en $H\alpha$ y [SII](6720 Å). Este último filtro se usó sólo en la segunda temporada y tiene un ancho de banda de 20 Å. Durante ambas temporadas, el CCD fue binned por cuatro obteniendo imágenes de 256×256 pixeles para aumentar la señal a ruido. Las exposiciones en $H\alpha$ y [SII] son de 60 y 300 segundos respectivamente. En la primera temporada se obtuvo un cubo de datos de la región noroeste de $256 \times 256 \times 48$ con tiempo de exposición de 60 segundos por canal. En la segunda temporada se obtuvieron dos cubos de datos: uno para la región noroeste y otro para la región suroeste. Ambos cubos de $256 \times 256 \times 48$ y tienen tiempo de exposición de 96 minutos (120 segundos por canal). La resolución en velocidad es de 37.8 km s^{-1} (2 veces la resolución espectral). Los cubos de calibración para ambas temporadas se obtuvieron usando la línea de Ne (6717 Å) en una lámpara de Neón.

3.4.- REDUCCION DE DATOS

La reducción de estos se realizó usando el paquete *CIGALE* (Cinematique des Galaxies) desarrollado por el Dr. Etienne Le Coarer (1992) en el Observatorio de Marsella. A continuación se presentará una síntesis de los pasos que se siguieron para reducir los datos. El desarrollo completo usando *CIGALE* está descrito en Arias & Rosado (1994). Los cubos de datos obtenidos con el PUMA, se tienen en un directorio mediante una serie de archivos que empiezan con *ci* seguidos de otra letra que los identifica, corresponden a distintos cubos en *CIGALE*:

1.- *cio*: contiene al objeto estudiado

2.- *cie*: contiene los anillos de calibración. Existe uno por cada canal.

3.- *cib*: imagen bias

4.- *cif*: imagen correspondiente al campo plano

5.- *cip*: archivo de parámetros de la observación

6.- *civ*: representa la velocidad en cada punto de la nebulosa. Está compuesto de cuatro canales:

canal 0: equivale al mapa de velocidad.

canal 1: imagen monocromática obtenida al integrar el flujo de la línea de emisión usada para cada pixel.

canal 2: imagen de continuo obtenida al integrar el flujo fuera de la línea de emisión por cada pixel.

canal 3: contiene la calidad de las velocidades radiales.

7.- *cil*: equivale al archivo *cio* calibrado y corresponde a la emisión en cada velocidad. Representaría la carta en longitud de onda.

8.- *cih*: carta de fase, se obtiene a partir de los interferogramas de calibración del archivo *cie*. A partir de esta carta de fase, se comparan, por cada pixel, los máximos de emisión correspondientes al objeto estudiado y a la calibración, de tal manera que la diferencia entre estos máximos proporciona la información sobre la velocidad radial del objeto en cada pixel, como se dijo anteriormente y se puede ver en la Figura 3.8. El conjunto de velocidades en todos los pixeles forman el campo de velocidades.

Los primeros cinco se obtienen durante la observación y el resto se obtiene al usar el paquete *CIGALE*. La sesión de *CIGALE* se inicia escribiendo `cigale <nombre del directorio>`. Lo primero que debe hacerse es editar el archivo *cip* y poner la información básica correcta de la temporada de observación. En este archivo hay tres líneas que son importantes de corregir antes de empezar la reducción:

1.- **REDSOL**: aquí debe ponerse la velocidad heliocéntrica correcta del objeto a partir de sus coordenadas ecuatoriales. Esto se puede obtener usando la utilidad `"rvcorrect"` en el software *IRAF* (Image Reduction and Analysis Facility). Con esta utilidad también se debe calcular la velocidad respecto al sistema local de reposo (LSR).



2.– **CORAPEX**: se refiere a la corrección del ápex y representa la velocidad obtenida de restar la velocidad respecto al sistema local de reposo (LSR) con la velocidad heliocéntrica.

3.– **VELOCITY**: aquí se debe poner la velocidad sistémica del objeto, es decir, la velocidad con la que el objeto en su conjunto se mueve en el espacio.

Una vez agregados estos datos, se toma el archivo *cio* y se le quitan los rayos cósmicos, el bias y se corrige por el campo plano. Esto se realiza con los comando *cosmic*, *cibias* y *ciflada* respectivamente. Todo comando en CIGALE se debe escribir como [**comando**] [cubo en CIGALE a aplicar]. Después de hacer lo anterior:

1.– Se genera el archivo *civ* aplicando el comando *cimono* al archivo *cio*. Aquí se obtienen los canales 1 y 2. Los canales 0 y 3 se obtiene con el comando *civit*.

2.– Se obtiene al archivo *cil* aplicando el comando **lambda** al archivo *cio*.

3.– Se calcula el centro de los anillos, aplicando al archivo *cie* el comando **cicent**.

4.– Se escribe el comando **phase** para obtener el archivo *cih*.

Para guardar todos los archivos generados se usa el comando **cipack** que se encarga de empaquetarlos. Para desempaquetarlos y poder después visualizarlos se usan los comandos **ciunpa** y **civis**. Todo archivo generado que no se empaque, se pierde al terminar la sesión. Después de tener todos los archivos creados, se puede construir los distintos perfiles de velocidad aplicando el comando **xcipro** al archivo *cio*. Los perfiles obtenidos aparecen en una gráfica de canal de velocidades (los del FP, en el caso de PUMA, 48) contra intensidad relativa. Cada canal de velocidades corresponde a una sola velocidad (radial heliocéntrica, LSR y Doppler-Fizeau; referida a la velocidad en bruto obtenida sin aplicar correcciones al ápex). La primera mitad de los canales corresponde a velocidades corridas al rojo y la otra mitad a velocidades corridas al azul (en el PUMA son 24 y 24 canales respectivamente). Es importante mencionar que este perfil obtenido no corresponde al de la nebulosa en su conjunto, se refiere a una cierta región que tiene unas coordenadas específicas (en pixeles) correspondientes al CCD. Por ejemplo, en el caso de los objetos HH estudiados en Orión, se escoje una región (en pixeles) que corresponde al HH. Estas coordenadas se introducen en el comando **xcipro** y se obtiene el perfil de velocidad del HH. Si este HH tiene varias componentes de velocidad radial asociadas, aparece un perfil ancho y de forma extraña que no corresponde a la de una gaussiana única.

Ahora bien, también pueden aparecer otros perfiles alejados que por lo general corresponden a las líneas del cielo como la H α geocoronal y OH (6569 y 6577 Å). Cada interferómetro está caracterizado por un perfil instrumental llamado *función de aparato*. Por lo general, las líneas del cielo se pueden representar por esta función. Lo expuesto anteriormente se puede ver en la Figura 3.11.

Todos los perfiles obtenidos con el comando **xcipro**, se guardan en archivos que empiezan como *w6* seguidos de un número que el usuario asigna. Finalmente, se usa el comando **xciprof** para desplejar los perfiles *w6* y ajustarlos con gaussianas o funciones de aparato para identificar el valor exacto de las velocidades radiales asociadas al objeto. Así es como se pueden indentificar choques, jets, colas y demás componentes asociadas al objeto en cuestión. Debido a que los perfiles que se obtienen del FP tienen una componente asociada a la región estudiada convolucionada con la función instrumental, los perfiles que se ajustan al perfil desplegado, deben ajustarse con una convolución de una gaussiana con la función de aparato. Los comandos que se usan en **xciprof** están presentados en Arias & Rosado, 1994). Otros comandos que usa *CIGALE* y pueden ser útiles al momento de la reducción de datos son:

1.- **cisome** y **cimult** para sumar y multiplicar cubos de datos; **cisome** [cubo en *CIGALE* deseado] [cubo 1] [cubo 2] ... [cubo n] ; **cimult** [cubo en *CIGALE*] **mult**=[factor a multiplicar].

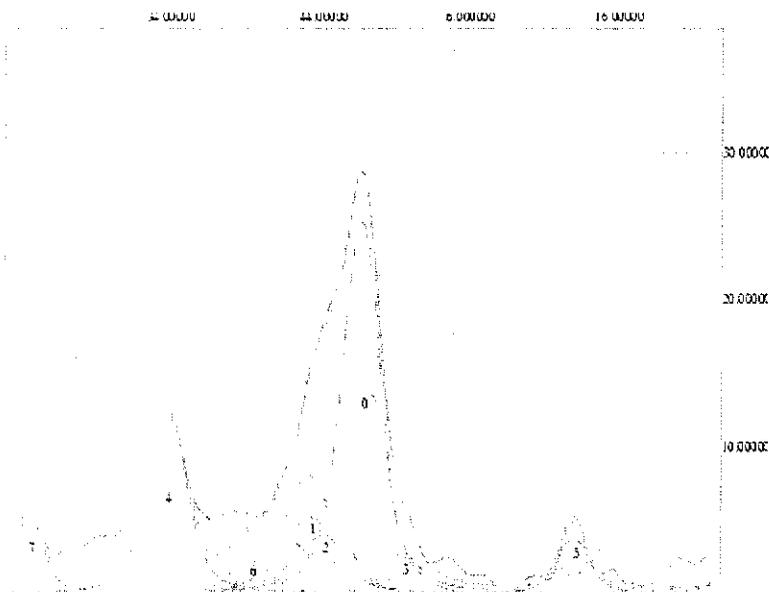


Figura 3.11.- Perfil de velocidad típico para una región del RSN 3C400.2. En el eje x se grafican los canales de velocidad del FP y en el eje y la intensidad relativa. La línea continua corresponde al perfil observado. Con números están representados las diferentes componentes con las que se puede ajustar este perfil. Las componentes marcadas como 0,1,2,3 y 6 corresponden a la parte que interesa estudiar. Las componentes marcadas como 4, 5 y 7 representan líneas de cielo ajustadas generalmente con una función de aparato. Los cuadros representan el ajuste de las diversas componentes al perfil observado.

2.- **cinema** para ver todos los canales del cubo de datos; **civis** [cubo en *CIGALE*] **cinema**=1.

3.- **outfit3**, para convertir el cubo de datos a un archivo fits; **outfit3** [cubo en *CIGALE*] [archivo fits].

4.- **cicuve**, para generar un cubo de datos que tenga distintos archivos fits; **cicuve** [cubo en *CIGALE*] **nchan**=[número de canales] > [archivo con la lista de imagenes fits a incluir]

5.- **cibeam**, para quitar pixeles malos y hacer filtrados; **cibeam** [cubo en *CIGALE*] **beam**=2 (si se pone 2 se hace un filtrado espectral, si no se pone, se hace un filtro espacial).

CAPITULO 4.- CHOQUES EN LA NEBULOSA DE ORIÓN

(El contenido de este Capítulo se encuentra publicado en los artículos: "Kinematics of Herbig–Haro Objects and Jets in the Orion Nebula", Rosado, M., de la Fuente, E., Arias, L., Raga, A., & Le Coarer, E., 2001, ApJ, 122, 1928 y "The Radial Velocity Profiles of Some Proplyds in the Orion Nebula", de la Fuente, E., Rosado, M., Arias, L., & Ambricio–Cruz, P., 2002, por publicarse)

La Nebulosa de Orión también designada como M42 y NGC 1976 fue descubierta en 1610 por Nicholas–Claude Fabri de Peiresc (Bigourdan, 1916). Anteriormente, Ptolemo, Tycho Brahe and Johann Bayer habían observado las estrellas más brillantes en esta nebulosa y las catalogaron como una sola estrella. El último de ellos la designó como " Θ Orionis". Galileo también detectó un número de estrellas débiles en esta nebulosa cuando observó la región con su telescopio en 1610. Esta nebulosa fue redescubierta independientemente en 1611 por el astrónomo jesuita J. B. Cysatus. Después, en 1656 Christian Huygens la volvió a descubrir y reportó por primera vez la parte interna de esta nebulosa describiendo las cuatro estrellas calientes que forman el comunmente llamado "trapecio". El primer dibujo conocido de esta nebulosa, fue realizado en 1654 por el astrónomo británico Giovanni Batista Hodierna (véase <http://www.seds.org/messier/Pics/More/m42hodierna.jpg>) y presenta tres de las estrellas del trapecio. Charles Messier dibujó esta nebulosa más finamente (véase <http://www.seds.org/messier/Pics/History/m42m.jpg>) y como le dio crédito a Huygens cuando hizo su catálogo de objetos nebulosos en Marzo de 1765, es común pensar que la Nebulosa de Orión fue descubierta por este astrónomo holandés. La parte central e interna de esta nebulosa (los $5'$ – $7'$ centrales) que incluye al trapecio suele ser llamada *Región de Huygens*.

Debido a su cercanía hacia nosotros (450 pc), esta nebulosa es un laboratorio único para estudiar la física de la formación estelar, ya que en ella coexisten diversas fases del medio interestelar como gas neutro, ionizado y molecular (O'Dell, 2001). Además, los procesos físicos se pueden estudiar con la mejor resolución espacial. Esta nebulosa posee densidades y temperaturas típicas en el medio ionizado de 4000 cm^{-3} y de 8000–10000 K (O'Dell, 2001 y referencias contenidas en él).

A partir del desarrollo reciente en la espectroscopía y las técnicas de observación en el infrarrojo, se está avanzando en los estudios relevantes que contribuyen a entender los procesos de formación estelar, evolución y comportamientos de choques en el medio molecular.

Con el lanzamiento del telescopio espacial Hubble (HST) se ha podido descubrir un conjunto de objetos y fenómenos de mucho interés a través de una serie de imágenes únicas. Las Figuras 4.1a, 4.1b y 4.11, muestran nuestras imágenes RGB y mapas de velocidades en [NII] y $H\alpha$ de la región de Huygens tomadas con el "PUMA" respectivamente. Algunos artículos completos de revisión sobre la Nebulosa de Orión para profundizar más en el tema, son presentados por Goudis (1982), Glassgold et al. (1982) y O'Dell (2001)

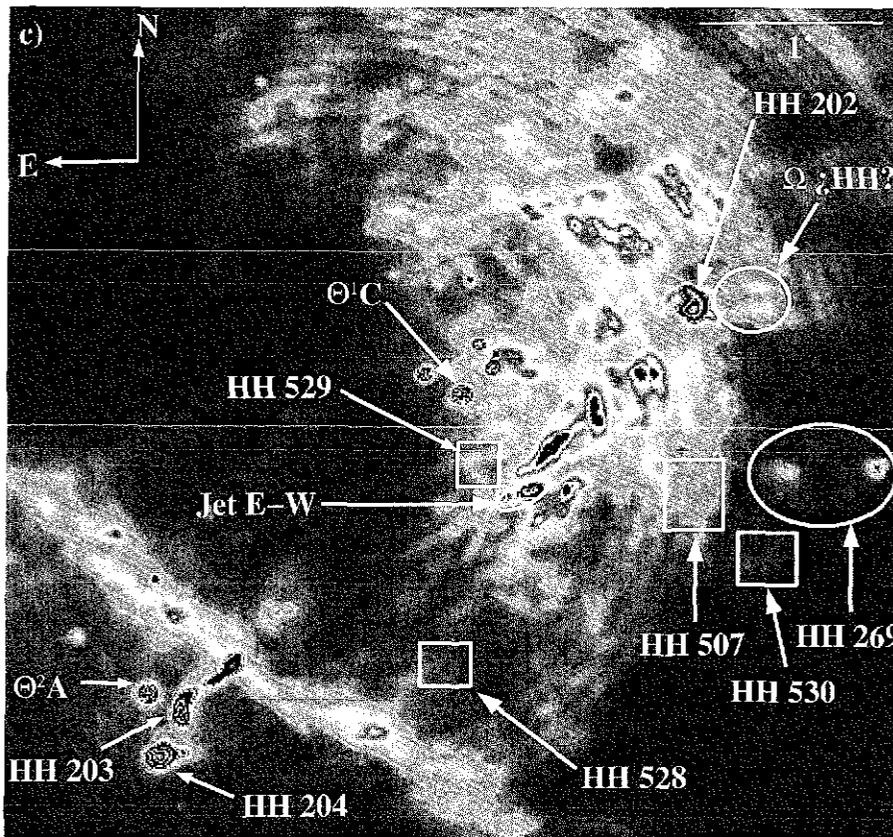
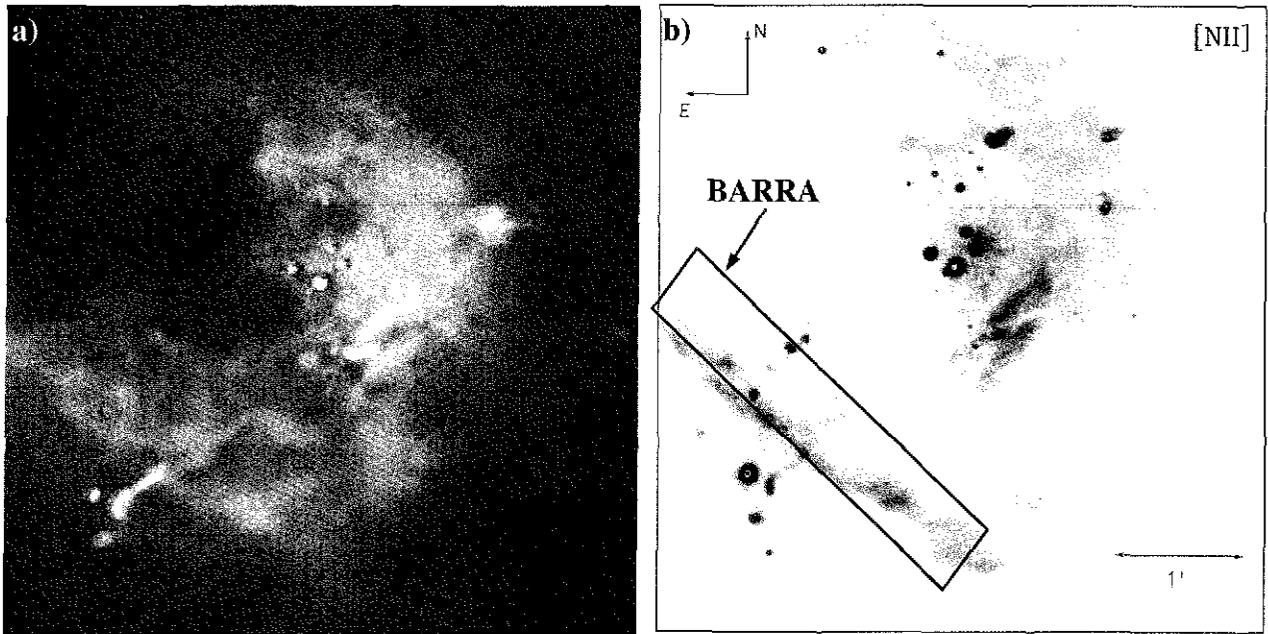


Figura 4.1.– a) Imagen RGB de la región de Huygens en la Nebulosa de Orión obtenida con nuestras imágenes en [NII] 6583Å (rojo) H α 6563Å (verde) y [OIII] 5007Å (azul). Esta imagen cubre un campo de 5'. b) Mapa de velocidad en [NII] a velocidad heliocéntrica (V_{helio}) de -127 km s^{-1} de la Nebulosa de Orión obtenida con el PUMA. La imagen en H α 6563Å se presenta en la Figura 4.12. c) Mapa de velocidad en [NII] a $V_{\text{helio}} = -33 \text{ km s}^{-1}$ de la región central de la nebulosa de Orión donde se marcan los objetos HH y jet E-W estudiados en la tesis.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

4.1.– OBJETOS HERBIG–HARO

4.1.1.– HH 202 Y ¿OTRO OBJETO HH?:

4.1.1.1.–HISTORIA Y ASPECTOS GENERALES:

Este objeto Herbig–Haro (HH) fue identificado por primera vez como un objeto de este tipo en 1980 por el Dr. Jorge Cantó y sus colaboradores a partir de observaciones espectroscópicas de rendija larga llevadas a cabo entre 1977 y 1978 con los telescopios de 1.9 metros en el "Sutherland Observatory" y por el telescopio Anglo–Australiano de 3.5 metros (Cantó et al. 1980a). Ellos lo describieron como un objeto que muestra líneas de emisión de [SII](6731 Å & 6716 Å) y presenta dos nódulos o condensaciones (knots) hacia el norte y sur respectivamente, embebidas en una nebulosidad con forma de arco (véase el círculo en la Figura 4.3b). En este trabajo, Cantó et al. (1980a) argumentan que HH 202 muestra varias de las características presentadas por los objetos HH y proponen que se produjo por choques de vientos estelares (de cientos de km s^{-1}) de estrellas no visibles embebidas en la región de material denso y neutro adyacente a éste. A partir de sus observaciones, ellos obtienen que la velocidad heliocéntrica (V_{helio}) del objeto en su parte norte es en promedio de -26 km s^{-1} (-31 km s^{-1} para la condensación del norte) y la densidad es de $2 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ para una temperatura electrónica de 10^4 K .

A través de un estudio espectroscópico en [OIII](5007 Å) y de una fotografía en [SII](6731 Å) usando el Manchester Echelle Spectrograph (MES) y el Image Photon Counting System (IPCS) en el telescopio Anglo–Australiano de 3.9 metros, Meaburn (1986) muestra que la nebulosidad en forma de arco asociada a este HH no es visible en [OIII] pero sí en [SII], y que la región más extendida a éste, emite en [OIII] y tiene una velocidad radial de -54 km s^{-1} similar a la que presenta la condensación (sur) en [SII]. Con esto, él asocia esta región extendida al objeto HH y propone el modelo de Axon & Taylor (1984) de un flujo bipolar molecular de alta velocidad proveniente del objeto BN, llamado así por Becklin y Neugebauer (1967), ubicado en el complejo central infrarrojo de la nebulosa de Orión (Salas et al. 1999), para explicar sus resultados observacionales. Este modelo propuesto es alternativo al que desarrolló Cantó (1980b) sobre vientos de estrellas T–Tauri embebidas en regiones densas cerca de los objetos HH. Actualmente no hay un modelo que explique del todo como se pudo formar este objeto HH. Después de presentar en 1991, los resultados iniciales de las imágenes tomadas por el HST a la nebulosa de Orión (Hester, et al. 1991), C.R. O'Dell y sus colaboradores (O'Dell et al. 1991) realizan espectroscopía de la región que comprende a HH 202 enfocándose a la condensación del sur en [OI], [OII], [SII], [SIII], [NII] y $\text{H}\alpha$, usando el espectrógrafo Coudé en el telescopio de 0.9 metros del Observatorio de Kitt Peak. Ellos reportan dos velocidades de expansión a -70 km s^{-1} y -90 km s^{-1} (en promedio) y argumentan que estas velocidades corresponden al disco de Mach y al choque de proa respectivamente.

Más recientemente, en 1997, O'Dell y sus colaboradores presentaron imágenes muy interesantes de la región que comprende a HH 202 en [OIII], [SII] y $\text{H}\alpha$ (O'Dell, et al. 1997b) y un estudio espectroscópico de Fabry–Perot en [SII] y [OIII] detectando fuerte emisión de [OIII] en la nebulosidad con forma de arco y una porción corrida al azul (blueshifted) que se extiende hacia el noroeste.

Hasta la fecha no se han reportado movimientos propios de este objeto ni tampoco se ha identificado aún la "fuente excitadora" de HH 202 debido a la gran cantidad de candidatos que existen en la Nebulosa de Orión.

4.1.1.2.- RESULTADOS IMPORTANTES:

1.- Nuestros mapas de H α y [NII] muestran diferentes morfologías para este objeto HH. De hecho, de aquí observamos que la estructura y cinemática de este HH depende mucho de la línea en que se estudie. A $V_{\text{helio}} = -90 \text{ km s}^{-1}$, (Figura 4.3), podemos ver que en [NII], HH 202 muestra la nebulosidad en forma de arco (marcada con un círculo en la Figura 4.3b) descrita por Cantó et al. (1980a), que termina al noroeste en una de las condensaciones de HH 202. En H α , esta nebulosidad se nota pero la condensación se pierde debido al brillo de la nebulosa y de otras condensaciones.

2.- En los mapas a $V_{\text{helio}} = -90$ y -127 km s^{-1} , (véase las Figuras 4.1b y 4.12; Figuras 1 y 2 de Rosado et al. 2002), podemos ver que al oeste de HH 202 hay una cabeza brillante de un objeto irregular en forma de "cabeza de flecha" que apunta en dirección este-oeste (círculo en la Figura 4.2 en H α a $V_{\text{helio}} = -127 \text{ km s}^{-1}$; letra A en la Figura 4.3b) y está compuesta por tres filamentos débiles también orientados en dirección este-oeste (letras a, b y c en el cuadro inferior derecho en la Figura 4.3a). Los filamentos más extensos (al norte y centro; véase los rectángulos en [NII] de la Figura 4.2) forman una nebulosidad que asemeja a una "espuela" rotada o Ω .

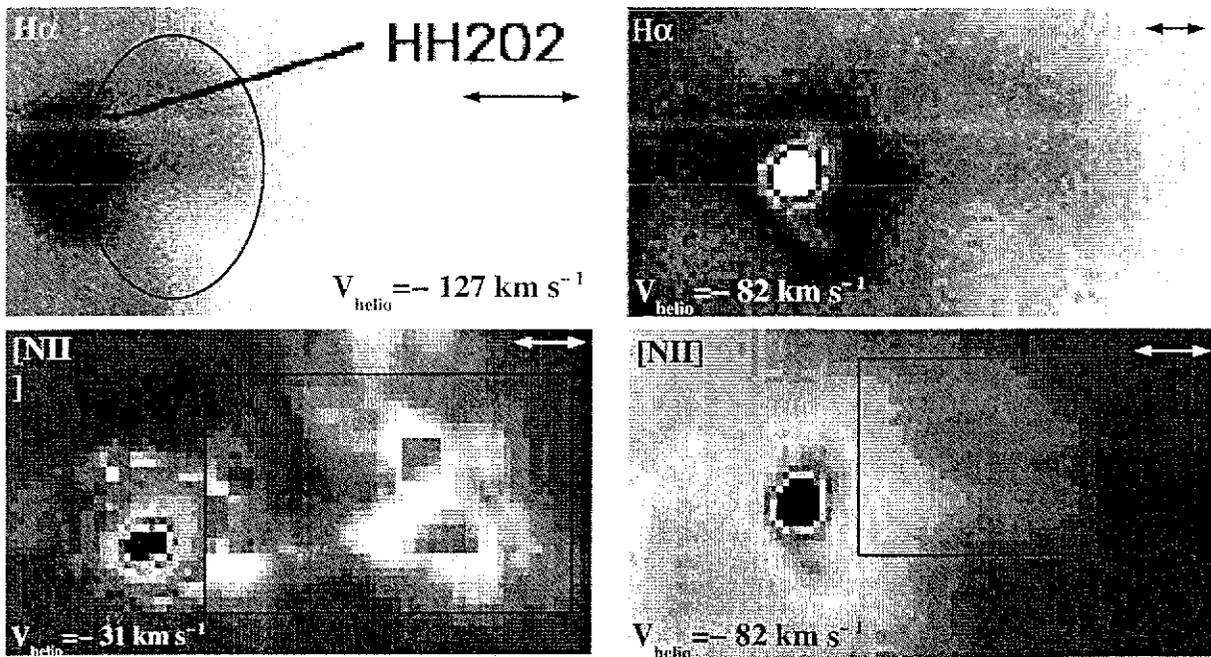


Figura 4.2.- Mapas en H α y [NII] para HH 202 a diferentes velocidades heliocéntricas. Los cuadros en los mapas de [NII] marcan la nebulosidad en forma de Ω que discutimos en el texto. En estos últimos mapas, se pueden notar los filamentos centrales y norte que componen esta nebulosidad así como dos condensaciones al centro y al sur ($V_{\text{helio}} = -31 \text{ km s}^{-1}$). El círculo en H α a $V_{\text{helio}} = -127 \text{ km s}^{-1}$ encierra la nebulosidad en forma de "cabeza de flecha" que también se discute en el texto. El norte apunta hacia arriba y el este a la izquierda. La flecha con doble cabeza en la parte superior derecha de cada gráfico representa una escala de $7''$.

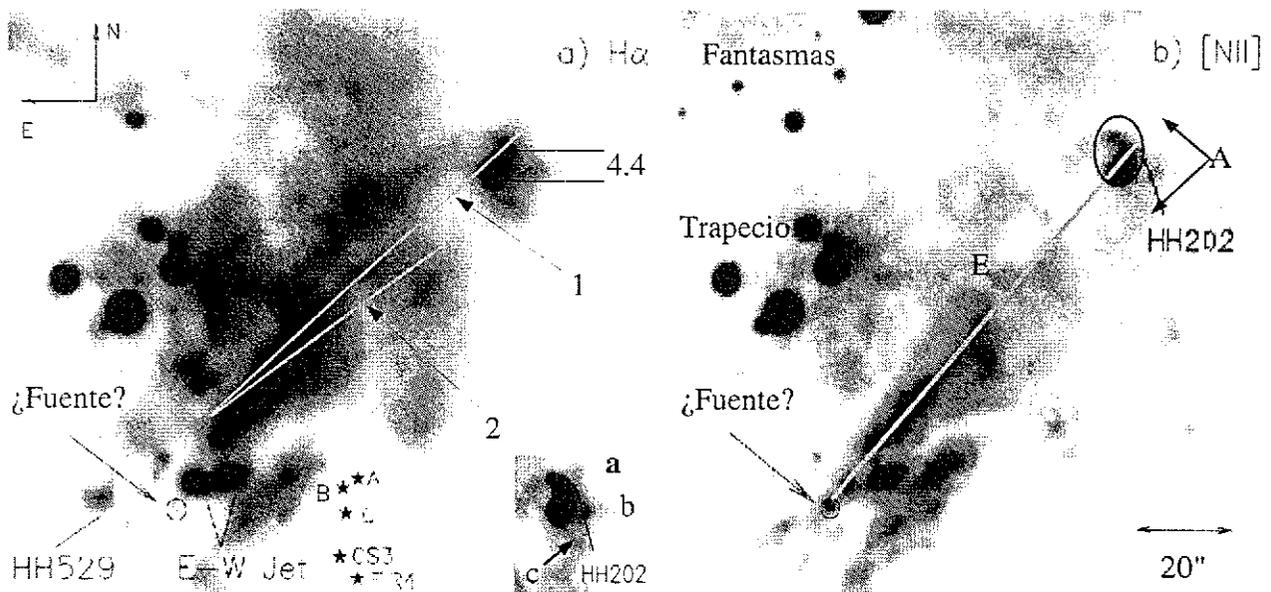


Figura 4.3 – Mapas de HH 202 a $V_{\text{helio}} = -90 \text{ km s}^{-1}$ para a) $\text{H}\alpha$ y b) $[\text{NII}]$. En el mapa de $[\text{NII}]$ se marcan como E, al eje del gran lóbulo al que pertenece HH 202 y termina en el círculo cerca del jet E-W. La letra A muestra la nebulosidad en forma de "cabeza de flecha" discutida en el texto cuyos tres filamentos que la componen están marcados con las letras a, b y c en el cuadro inferior derecho de a). En el mapa de $\text{H}\alpha$, se marcan como 1 y 2 los ejes de las cavidades que forman este gran lóbulo. El cuadro llamado 4.4, marca el filamento central de la nebulosidad en forma de espuela rotada o Ω cuyos perfiles de velocidad son mostrados en la Figura 4.4. El círculo en b), cubre la región de HH 202 estudiada inicialmente por J. Cantó y J. Meaburn. La posible fuente de este lóbulo también es marcada. Las estrellas dibujadas representan la posición de algunas fuentes μm y de las que originan los flujos moleculares CS-3 y FIR4 sugeridas por Bally et al. (2000a) como posibles fuentes de excitación de HH 202.

3.– En la Figura 4.3 podemos observar que HH 202 parece ser parte de un lóbulo a gran escala con tamaño de $82'' \times 25''$ ($0.18 \times 0.05 \text{ pc}$) y un ángulo de apertura de 40° orientado en la dirección noroeste-sureste (eje marcado como E en la Figura 4.3 en $[\text{NII}]$) que empieza en un punto cercano a la parte sureste del jet E-W y termina en HH 202. Mientras que nuestro mapa en $[\text{NII}]$ muestra dos cavidades elongadas dentro del lóbulo con tamaños de $35'' \times 9''$ y $55'' \times 12''$ (0.07×0.019 y $0.12 \times 0.026 \text{ pc}$) respectivamente con ángulo de apertura $\sim 20^\circ$, en $\text{H}\alpha$ las paredes del lóbulo son claramente visibles pero estas cavidades (en forma de dedos o "fingers") se pierden en la emisión $\text{H}\alpha$ de fondo de la nebulosa. Los ejes de estas cavidades están marcados con 1 y 2 en la Figura 4.3 a $\text{H}\alpha$.

Como se puede ver en la Figura 4.4, los perfiles de velocidad en $\text{H}\alpha$ y $[\text{NII}]$ del filamento central más intenso y marcado con una caja llamada 4.4 en la Figura 4.3a, presentan un desdoblamiento. Estos perfiles presentan dos componentes corridas al azul que alcanzan $V_{\text{helio}} > 100 \text{ km s}^{-1}$ y no presentan componentes corridas al rojo. Para la herradura encontramos $V_{\text{rel}} = 105 \text{ km s}^{-1}$ ($V_{\text{helio}} = V_{\text{HII}} - V_{\text{rel}} = -82 \text{ km s}^{-1}$; $V_{\text{HII}} = 23 \text{ km s}^{-1}$) y debido a esto, se sugiere que estas nebulosidades o pertenecen al sistema de HH 202, o forman un nuevo objeto HH con dimensiones $\approx 0.18 \text{ pc}$ no catalogado previamente debido a las dificultades de distinguirlo de la emisión nebulosa brillante. Deducimos que esta nebulosidad está asociada a HH 202 porque coincide espacialmente con los nódulos de éste y tiene sus mismas velocidades.

4.– Los valores que obtenemos para las distintas componentes (corridas al azul y en las alas) de HH 202 se muestran en la Tabla 4.1.

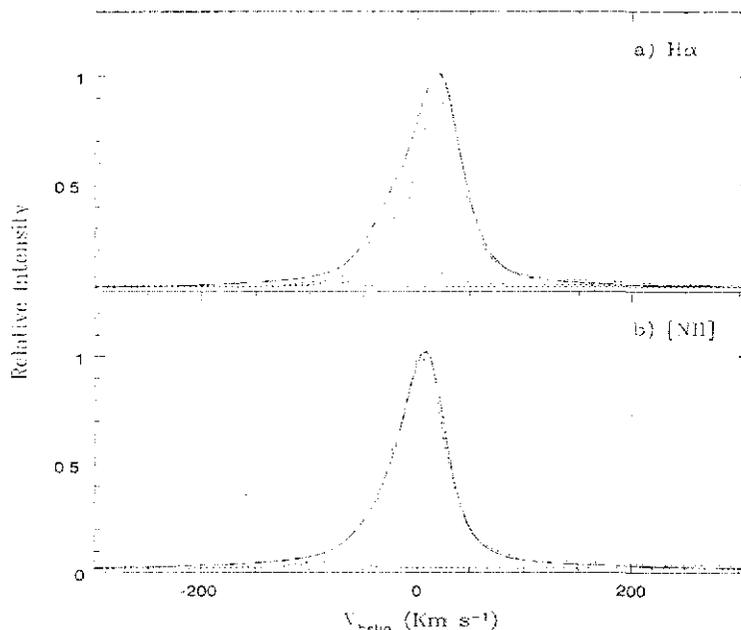


Figura 4.4.– Descomposición del perfil asociado al filamento central de la nebulosidad en forma de espuela rotada marcado en la Figura 4.3 .

OBJETO	Velocidad Relativa (km s^{-1})	Velocidad Radial Heliocéntrica (km s^{-1})
Jet E-W (O'Dell, et al. 1997b)	70	-93
Dedos o "Fingers"	60	-83
Lóbulo detectado	86	-109
Neb. en forma de arco	78	-101
Condensación Sur	70	-93
Condensación Norte	70	-93
Espuela Rotada o Ω	105	-128

Tabla 4.1 – Velocidades obtenidas para las distintos objetos que componen al objeto HH 202.

4.1.2.– HH 203–204

4.1.2.1.–HISTORIA Y ASPECTOS GENERALES:

Estos objetos fueron descubiertos en 1962 por los doctores Guido Munch y O.C. Wilson (Munch & Wilson, 1962) cuando muestran una placa fotográfica de la parte central de la Nebulosa de Orión tomada con el telescopio reflector "Hale" para demostrar que hay fluctuaciones de densidad en dicha nebulosa y que la fuente de excitación del gas cerca de la estrella Θ^2A no proviene de la estrella Θ^1C (ubicada en el trapecio) como argumentaba el astrónomo alemán K. Wurm (1961). Mas tarde, K. Taylor y G. Munch (1978) muestran fotografías de estos objetos denotando a HH 203 como objeto "A", a HH 204 como objeto "B" (observados también en el fotografía de Munch & Wilson, 1962).

Además, ellos reportan un tercer objeto C que más tarde iba a ser identificado como el disco protoplanetario o proplyd 244–440 (O'Dell & Wong, 1996). Usando el espectrógrafo tipo Coudé en el telescopio "Hale" y dos interferómetros de Fabry–Perot, en serie, en el telescopio de 1.5 metros del Observatorio de Monte Palomar, estos autores reportan velocidades radiales de decenas de km s^{-1} para estos objetos y una dispersión de velocidades de unos cuantos km s^{-1} . Ellos interpretaron que los movimientos de estos objetos pueden deberse a la expansión de una burbuja formada por vientos estelares. No fue sino hasta 1980 cuando el astrónomo mexicano Jorge Cantó los identificó como objetos HH (Cantó, 1980a). J.R. Walsh (1982) de la universidad de Manchester, usando el IPCS y el espectrógrafo de dispersión intermedia RGO en el telescopio Anglo–Australiano de 3.9 metros, obtuvo densidades electrónicas de 1800 cm^{-3} para HH 203–204 y encontró una nueva condensación "knot E" (véase su plato 1) además de las reportadas por Taylor & Munch (1978) y Laques & Vidal (1979). El llamo "knot D" a la condensación mencionada por estos últimos. Estas condensaciones están marcadas con sus respectivas letras A, B, C y D en el último panel de la Figura 4.5b. Kyle Cudworth & Roland Stone (1977) obtienen movimientos propios para HH 204 de $30\text{--}70 \text{ km s}^{-1}$ al observar placas fotográficas tomadas con distintos filtros de banda ancha. Hu (1996), antes (Hester et al. 1991; O'Dell et al. 1993) y después de la misión de reparación del HST (O'Dell & Wen, 1994), obtiene velocidades tangenciales entre 30 y 70 km s^{-1} para ambos objetos (HH 203–204) usando imágenes en [NII]. Con espectroscopía de alta resolución, usando el espectrógrafo "Coudé Feed" del Observatorio de Kitt–Peak en 1994, ella también obtiene velocidades radiales de -50 y -40 km s^{-1} para HH 203 y HH 204 respectivamente.

C. R. O'Dell y sus colaboradores (1997b), muestran imágenes tomadas con el HST de estos objetos. Más recientemente, en un trabajo muy completo de Bally y sus colaboradores (2000a) usando imágenes monocromáticas del HST después de la misión de reparación, obtienen velocidades tangenciales de $70 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$ y $59 \pm 6 \text{ km s}^{-1}$ para HH 203 y HH 204 respectivamente. El origen de nuestros estudios para estos objetos radica en dos preguntas importantes:

- 1.– ¿Son HH 203 y HH 204 un mismo objeto HH o no?
- 2.– ¿Porque HH 204 presenta una asimetría en su distribución de brillo?

Nosotros decimos que sí. Para responder a estas preguntas, obsérvese la Figura 4.5 en donde se muestran nuestros mapas de velocidades en $\text{H}\alpha$ y [NII] a distintas velocidades heliocéntricas. Estos mapas presentan varios aspectos interesantes:

4.1.2.2.– RESULTADOS IMPORTANTES:

- 1.– La morfología para HH 203–204 es distinta en $\text{H}\alpha$ y [NII]. Para $\text{H}\alpha$ vemos que cerca de HH 204, hay una cónica simétrica (véase el cuadrado en la Figura 4.5a a $V_{\text{helio}} = +43 \text{ km s}^{-1}$) y completa que asemeja un choque de proa o "Bow Shock" cuyo ápex corresponde a la condensación B (HH 204) según la notación de Taylor y Munch (1978). Esta cónica tienen un largo de $34''$ (0.07 pc) y un ángulo de apertura de 65° . Mientras que en $\text{H}\alpha$ (Figura 4.5a) la emisión del cono empieza a confundirse con el fondo nebuloso proveniente de la barra de Orión, en [NII] la emisión del cono se sigue detectando aún por encima de esta barra (hacia el trapecio en dirección noroeste).

Finalmente también podemos observar que hay una asimetría pronunciada en la distribución de brillo de este cono: el lado cercano a Θ^2A es más brillante que en los lados alejados a dicha estrella. Esta asimetría se puede notar mejor en [NII] (Figura 4.5b). Esta cónica se puede observar completamente en los paneles a $V_{\text{helio}} = +43$ y -51 km s^{-1} .

2.- HH 203 presenta una forma aparente de jet parcialmente superpuesto a uno de los lados de la cónica simétrica que se dirige a HH 204 (véase las Figuras 4.5a a $V_{\text{hel}} = -51 \text{ km s}^{-1}$ y 4.7). A $V_{\text{hel}} = -71 \text{ km s}^{-1}$ (véase la Figura 4.5b), HH 203 se distingue bastante bien de HH 204 y su emisión en [NII] se observa en ambos lados de la barra. En la Figura 4.5 podemos ver que la nebulosidad que acompaña a HH 203, y que tiene forma de jet (véase el círculo en el mapa a $V_{\text{hel}} = -71 \text{ km s}^{-1}$) es muy brillante, está curvada, y se dirige hacia un punto cerca del jet E-W. Entre esta nebulosidad y dicho punto hay una distancia mínima de $83''$ (0.18 pc). Este objeto en forma de jet aparece muy bien en [NII] y es menos brillante en $H\alpha$ (no vemos emisión en el lado oeste de la barra). Los objetos HH 34 y HH 47 presentan una morfología similar a ésta que observamos en HH 203 (jets entrando al lado de un choque en proa), véase las Figuras 1 y 6 de Buehrke, Mundt & Ray (1988) para HH 34S y la Figura 2 de Eisloffel & Mundt (1994) para HH 47.

3.- En la Figura 4.6a presentamos nuestro mapa de velocidades en $H\alpha$ a $V_{\text{hel}} = -89 \text{ km s}^{-1}$ que incluye a HH 203-204 y corresponde a la región marcada con un cuadro en la Figura 4.5a. Superpuesto a esta Figura 4.6a, están los cuadros sobre los cuales hemos extraído los perfiles de velocidad radial en $H\alpha$ y [NII]. En la Figura 4.6b y c, se muestran los perfiles para HH 203-204 (correspondientes a las regiones marcadas como A, B en la Figura 4.6a). En ella podemos ver que los perfiles de velocidad son, en general, muy complejos y no se pueden ajustar con una simple gaussiana. Nosotros ajustamos estos perfiles tomando una componente angosta (que corresponde a la región HII con V_{helio} entre 13 y 25 km s^{-1} , donde los valores más altos se encuentran en la barra y al norte de ella), y 2) una componente corrida al azul más ancha y débil que la componente corrida al rojo (ancho de velocidad típico de 70 km s^{-1}). En las zonas más brillantes de HH 203 (el final) y HH 204 (su ápex), detectamos un desdoblamiento de los perfiles de velocidades en dos componentes, una corrida al azul y otra corrida al rojo con intensidades similares (véase la Figura 4.6b). En estos casos la componente corrida al rojo se distingue del perfil que corresponde a la región HII y por lo tanto, podría pertenecer a los objetos HH. En la Figura 4.6a se muestran la diferencia de velocidad de las componentes que ajustan los perfiles de velocidad radial integrados sobre las cajas (velocidades relativas del objeto respecto a la de la región HII). Para la zona más brillante de HH 203; región B, encontramos que el desdoblamiento en el perfil de velocidad correspondiente, tiene componentes de $+13$ y -53 km s^{-1} (véase la Figura 4.6c). El ápex de HH 204; región A, también presenta un desdoblamiento en su perfil de velocidad cuyas componentes alcanzan valores de $+20$, -24 km s^{-1} y existe también una ala que alcanza una $V_{\text{hel}} = -118 \text{ km s}^{-1}$ (véase la Figura 4.6b).

Mientras que la separación de componentes para HH 203-204 está de acuerdo con los trabajos de Taylor & Munch (1978), Cantó (1980), Walsh (1982) y Bally et al. (2000a), la componente corrida al azul de -118 km s^{-1} para HH 204 no había sido reportada anteriormente. Con esto, nosotros encontramos que, efectivamente, el valor más alto de la velocidad (corrida al azul) corresponde a la zona más brillante de HH 204 (el ápex) tal como lo predicen los modelos de choques de proa.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

4 – Nuestros resultados indican que las zonas de máxima velocidad respecto a la región HII, corresponden a los lados del cono de HH 204 (círculo en la Figura 4.5a a $V_{\text{helio}}=-14 \text{ km s}^{-1}$) que están alejados de la estrella $\Theta^2\text{A}$ (velocidades relativas de -100 km s^{-1}), mientras, que en los lados brillantes del cono (ceranos a $\Theta^2\text{A}$), las velocidades relativas a la región HII alcanzan valores aproximados de 70 km s^{-1} . Consecuentemente, las regiones más débiles tienen velocidades mayores. William Henney (1996) ha propuesto que un gradiente de densidad transversal en el medio ambiente en donde el choque en proa se propaga, puede producir una asimetría del brillo en el choque en proa. Nosotros encontramos un gradiente de velocidades perpendicular al eje principal de HH 204 (véase la línea en la Figura 4.5a a $V_{\text{hel}}=43 \text{ km s}^{-1}$) en el sentido de que las regiones más débiles (menos densas) de HH 204 presentan las mayores velocidades. El modelo de Henney (1996) explicaría este comportamiento.

5.– Una inspección de la Figura 4.5b sugiere la detección de un lóbulo incompleto que termina en HH 204 por un lado y cerca del jet E–W por el otro lado (véase los círculos a $V_{\text{helio}} = -14 \text{ km s}^{-1}$ en [NII] y 43 km s^{-1} en $\text{H}\alpha$). Este lóbulo, tiene un largo de $132''$ ($\approx 0.29 \text{ pc}$) y está orientado en dirección noroeste–sureste (similar al lóbulo asociado a HH 202). La Figura 4.7 muestra una imagen tomada con el HST por O'Dell y colaboradores en donde se puede notar este lóbulo. Esta Figura apareció publicada en un suplemento de la revista National Geographic (Grosvenor, Allen & Shufte, 1995) y es consistente con nuestros resultados.

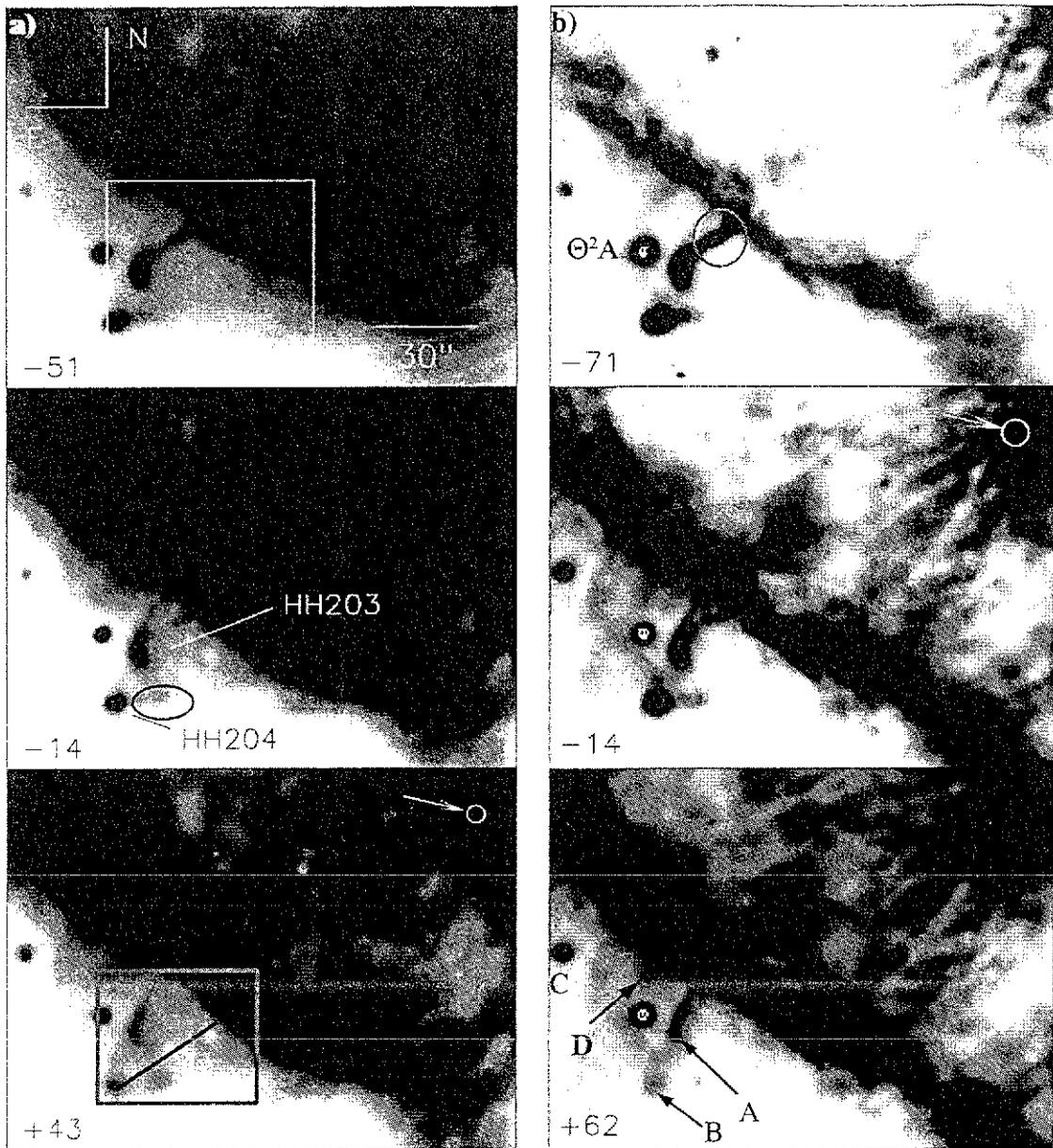


Figura 4.5.— Acercamientos de los mapas representativos del campo cerca de HH 203 y HH 204 en a) $H\alpha$ y b) $[NII]$. La flecha en blanco indica uno de los finales del lóbulos (círculo blanco). Los números en la esquina inferior izquierda representa las respectivas velocidades radiales heliocéntricas (en km s^{-1}). La caja en el mapa a $V_{\text{helio}} = -51 \text{ km s}^{-1}$, corresponde al campo desplegado en la Figura 4.6a. Las letras A, B, C y D en el panel a $V_{\text{helio}} = 62 \text{ km s}^{-1}$ en b), se refieren a las condensaciones denotadas con estas letras por Taylor y Munch ("knots A, B, C) y la mencionada por Laques & Vidal ("knot D" según Walsh, 1982). Los círculos a $V_{\text{helio}} = -14$ en $[NII]$ y 43 km s^{-1} en $H\alpha$, indican la posición de la posible fuente que origina al lóbulos que abarca a HH 203–204. Estos círculos coinciden con el marcado en la Figura 4.3a. El círculo en $H\alpha$ a $V_{\text{helio}} = -14 \text{ km s}^{-1}$, representa la región D marcada en la Figura 4.6a. La línea en el mapa a $V_{\text{helio}} = 43 \text{ km s}^{-1}$, representa al eje principal de HH 204.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

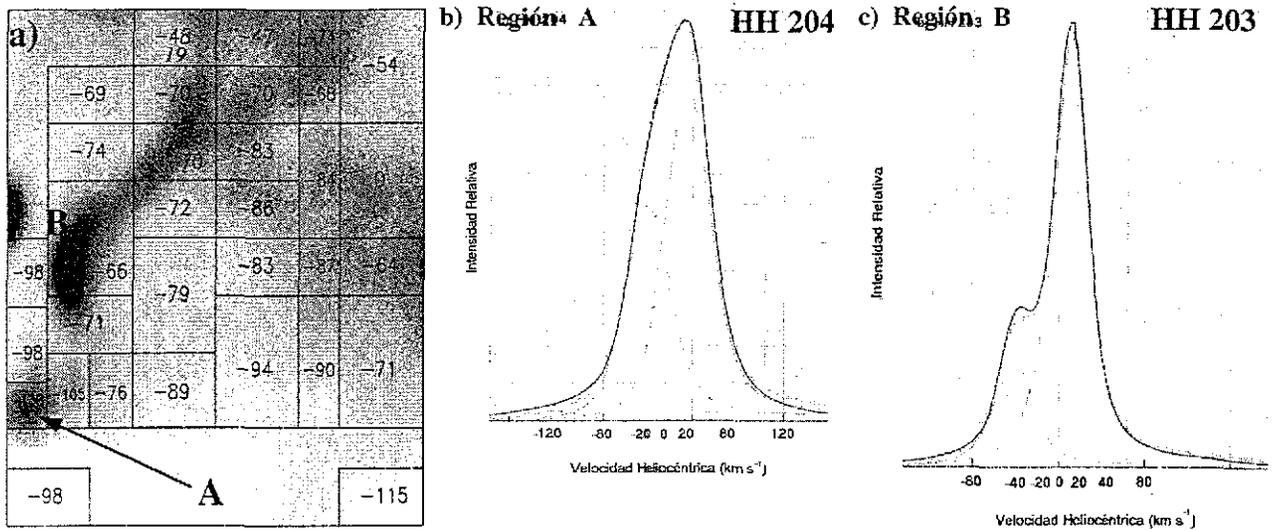


Figura 4.6.-- a) Acercamiento del cuadro en la Figura 4.5a con $V_{\text{helio}} \approx -51 \text{ km s}^{-1}$. Este mapa es en $H\alpha$ con $V_{\text{helio}} \approx -89 \text{ km s}^{-1}$ y abarca la región de HH 203–204. Los números dentro de las cajas corresponden a la diferencia de velocidades entre la región HII y la componente corrida al azul para cada perfil de velocidad integrado. b) perfil de velocidad de HH 203 (región B en el inciso a). c) Perfil de velocidad de HH 204 (región A en el inciso a).

4.1.3.- HH 269

4.1.3.1.-HISTORIA Y ASPECTOS GENERALES:

Este objeto posee una forma elíptica de 41" x 32" (0.09 x 0.07 pc) con el eje mayor orientado en dirección este-oeste y presenta unas condensaciones muy brillantes en las partes finales del eje mayor llamados "Knots E y W"; condensaciones este y oeste respectivamente. Está ubicado al oeste de la Nebulosa de Orión cerca de 64 Ori y al norte de LL Orionis. A partir de 1970, ya se hablaba de zonas con altas velocidades en la Nebulosa de Orión, tal como lo reportan J. Meaburn (1971) con observaciones de Fabry-Perot en [OIII] y T. R. Gull (1975) usando un espectrógrafo echelle en [OIII], HeI, [NII] y $H\alpha$ en el telescopio de 4 m del Observatorio de Kitt-Peak. Tomando en cuenta que el trabajo de este último menciona zonas de alta velocidad cerca del objeto LL Orionis, Walter A. Feibelman (1976) estudia objetos en emisión en la Nebulosa de Orión cerca de LL Ori y 64 Orionis después de haber recibido una comunicación privada de Munch (1976). En esta comunicación se le facilitaban algunas observaciones tomadas en 1909 con el telescopio de 60 pulgadas en Monte Wilson por G. W. Ritchey y una tomada por el mismo Munch en 1960 con el telescopio de 5 metros en el Observatorio de Monte Palomar. Comparando estas fotografías (véase la Tabla 1 de Feibelman, 1976) con las que él tomó en Monte Wilson en 1966 usando el telescopio refractor "Allegheny" de 30 pulgadas, Feibelman (1976) estima velocidades tangenciales de 90–100 km s^{-1} para HH 269 sugiriendo por primera vez que podría ser un objeto HH. En 1993, en su tesis de doctorado, Donald K. Walter descubre por accidente que HH 269 es una región con un aumento de densidad. Dos años después, a partir de imágenes monocromáticas obtenidas con el HST, y espectroscopía de alta y baja resolución tomadas con un espectrógrafo ES2 Cassegrain en el telescopio de 2.08 m en el Observatorio de McDonald y el espectrógrafo "Coudé feed" en el Observatorio de Kitt-Peak, Walter y sus colaboradores (1995) reportan una densidad electrónica de 2200, 2500 y 1300 cm^{-3} (usando líneas de [SII]) para las condensaciones E, W y la parte central de HH 269 respectivamente.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

También reportan una V_{helio} de -22.5 y -13 km s^{-1} para las condensaciones oeste y este, publicando espectros en [NII] donde la emisión de la parte central de HH 269 es similar a la de la región III y no a la de un objeto HH.

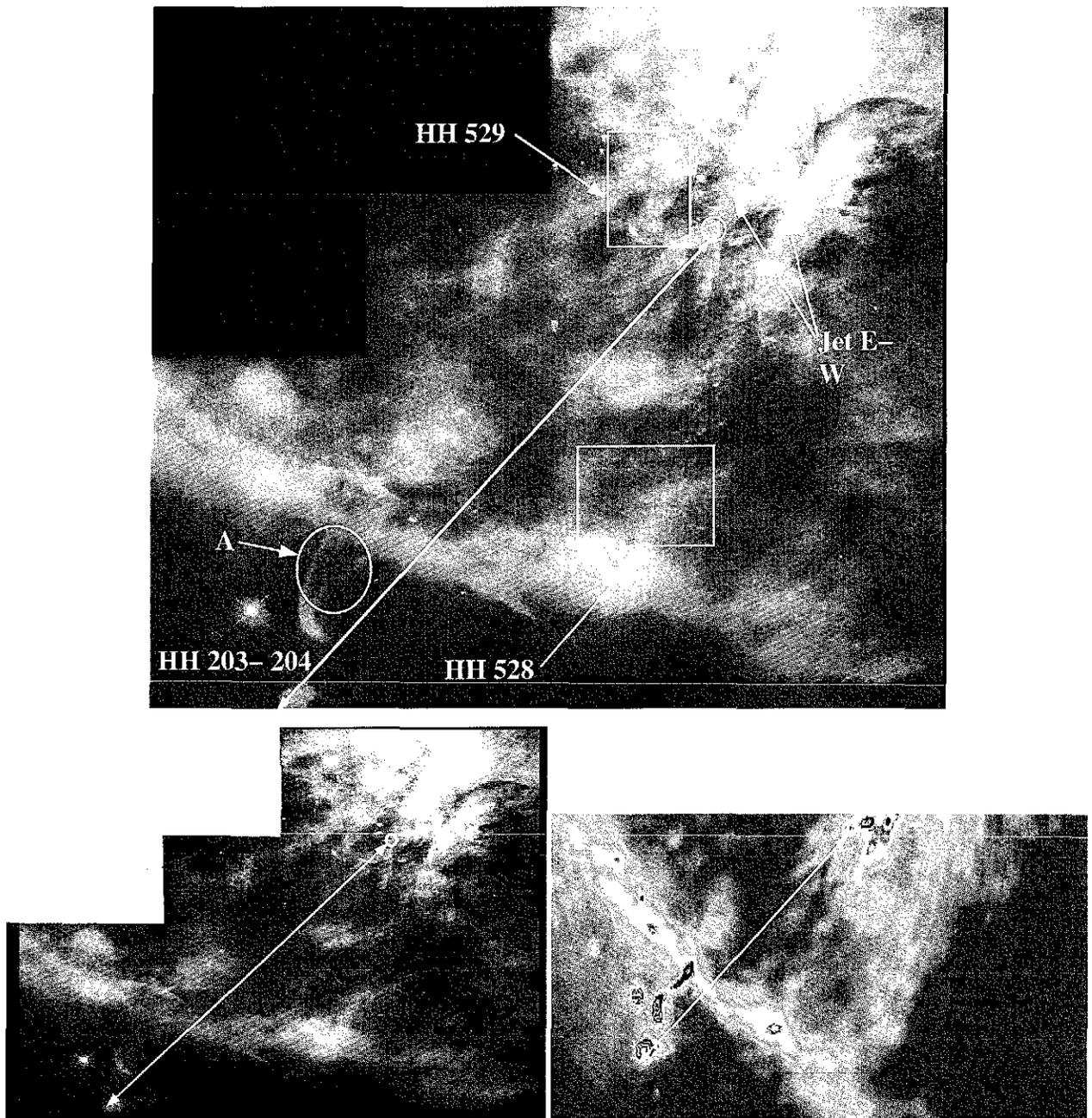


Figura 4.7.— Imagen RGB tomada con el HST por C. R. O'Dell y Shui-Kwan Wong (Grosvenor et al. 1995). Algunos objetos HH estudiados en esta tesis son marcados. En esta se puede notar la presencia de un lóbulo que corrobora nuestra idea de que HH 203–204 son parte de un enorme flujo bipolar con origen en un punto cercano al jet E–W (círculo) como se discute en el texto. Este punto podría ser la fuente que origina al lóbulo. Esta fuente también se marca con círculos en las Figuras 4.3a y 4.5b. El lóbulo está resaltado en la figura inferior izquierda, donde la flecha con dos cabezas marca su eje. La figura inferior derecha es nuestro mapa de velocidad en [NII] a $V_{\text{helio}} = -33 \text{ km s}^{-1}$ donde se observa este lóbulo. La región marcada con A muestra también la estructura de jet asociado a HH 203 que se superpone con uno de los lados de la cónica que se dirige a HH 204.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

A partir de esto y también debido a la forma elíptica, sin fuente excitadora en el centro que presenta este objeto, estos autores concluyen que si bien, a este objeto lo podemos llamar objeto HH, HH 269 es muy peculiar y raro en la Nebulosa de Orión. No existen muchos trabajos de este objeto HH en la literatura; Cudworth & Stone (1977) miden movimientos propios y encuentran velocidades tangenciales (85 km s^{-1} asumiendo una distancia de 500 pc) similares a la obtenida por Fiebelman (1976) y O'Dell et al. (1997b). Más recientemente John Bally y sus colaboradores (2000a), a partir de imágenes del HST, muestran que las condensaciones este y oeste de HH 269 están inmersas en una nebulosidad tenue de forma elíptica y encuentran velocidades tangenciales de 56 km s^{-1} (ángulo de posición; P.A.= 250°) y 71 km s^{-1} (P.A.= 260°) para las condensaciones este y oeste respectivamente.

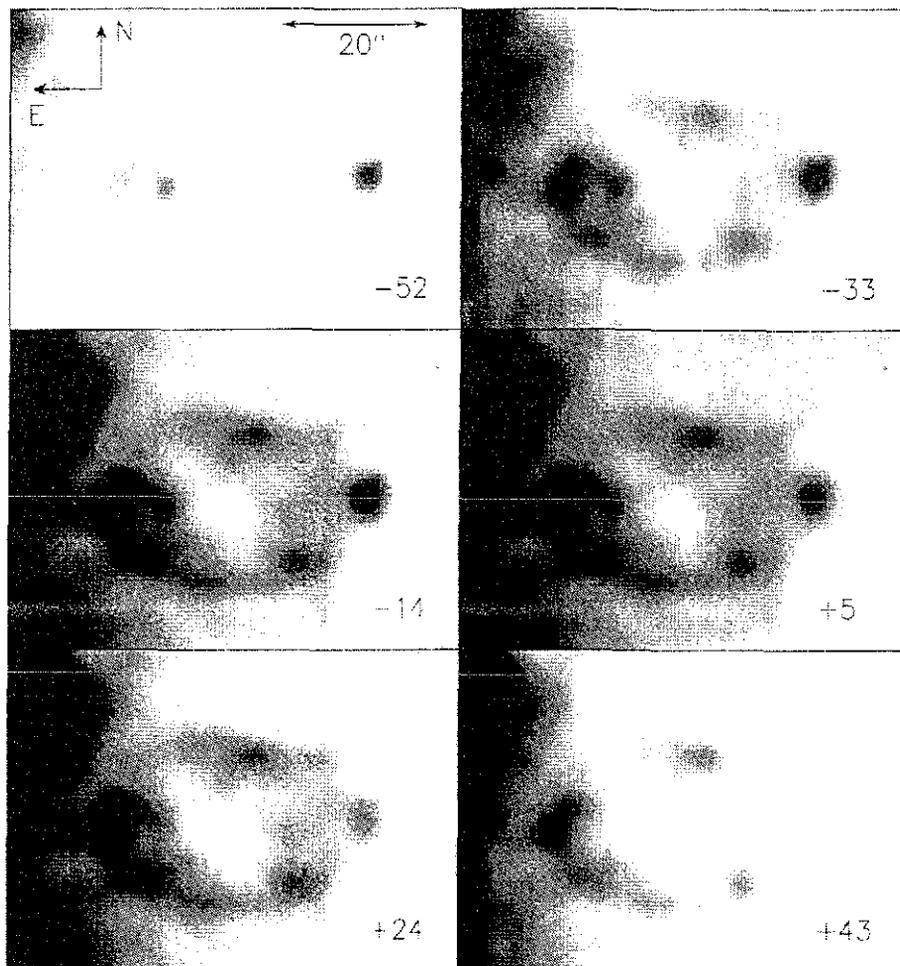


Figura 4.8.- Acercamientos de los mapas de velocidades representativos en [NII] para el campo que abarca HH 269. Los números en la parte inferior derecha indican las respectivas velocidades heliocéntricas en km s^{-1} . El norte apunta hacia arriba y el este a la izquierda. En nuestros mapas de velocidades, HH 269 tiene un diámetro $\approx 45.45''$ (0.0034 pc).

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

4.1.3.1.- RESULTADOS IMPORTANTES:

1.- Nuestros cubos de velocidades en [NII] (véase la Figura 4.9) muestran más condensaciones que las reportadas anteriormente. De hecho, anteriormente, sólo se habían reportado velocidades heliocéntricas para las condensaciones E y W. En la Figura 4.8, podemos ver cómo HH 269 se vuelve más brillante en los mapas que corresponden a $V_{\text{helio}} = -14 \text{ km s}^{-1}$ y $+5 \text{ km s}^{-1}$, consecuentemente, su velocidad sistémica debe estar en ese rango de velocidades y por lo tanto corridas al azul respecto a la velocidad sistémica de la región HII.

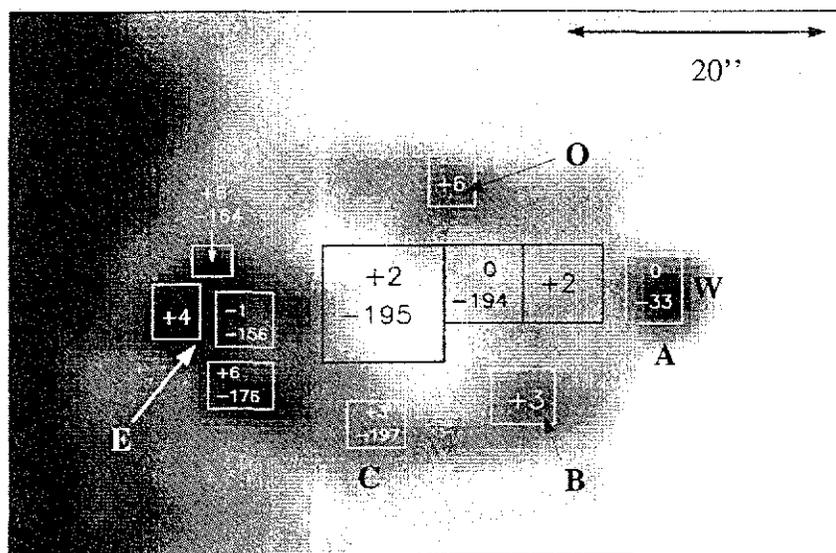


Figura 4.9.- Acercamiento del mapa de velocidad en [NII] a $V_{\text{helio}} = 5 \text{ km s}^{-1}$ para la región que abarca HH 269. Las cajas superpuestas muestran las regiones en las cuales los perfiles de velocidades fueron integrados. Las velocidades radiales heliocéntricas obtenidas en nuestro ajuste de estos perfiles son mostradas en las respectivas cajas. Las altas velocidades corridas al azul corresponden a las alas en los perfiles de velocidades mencionados en el texto. Las letras A, B, C, y O, son las condensaciones reportadas por Feibelman (1976) respectivamente. Las letras E y W se refieren a las condensaciones este y oeste respectivamente. El norte apunta hacia arriba y el este a la izquierda. En esta tesis se presentan reportes de V_{helio} para otras condensaciones que componen HH 269. Anteriormente, sólo había reportes de este tipo para las condensaciones E y W.

2.- La Figura 4.9 muestra un acercamiento de HH 269 a $V_{\text{helio}} = 5 \text{ km s}^{-1}$. Superpuesto a ella, se muestran varios cuadros con las velocidades radiales heliocéntricas obtenidas al ajustar perfiles de velocidades de la región encuadrada. Encontramos una componente brillante y angosta (FWHM de 20 km s^{-1}) sobre toda la extensión de HH 269 la cual interpretamos como debida a la emisión de la región HII ($V_{\text{helio}} = -1$ a $+6 \text{ km s}^{-1}$). Para la condensación oeste, encontramos un desdoblamiento en el perfil de velocidades que incluye una componente a $V_{\text{helio}} = -33 \text{ km s}^{-1}$ (poco superior a la obtenida por Walter et al. 1995: -22.5 km s^{-1}) y una componente debida a la región HII. Para la condensación este, no encontramos la componente de -13 km s^{-1} reportada por Walter et al. (1995); quizás esto se deba a que tenemos una baja resolución espectral que no nos permite distinguir esta componente de la región HII brillante.

3.- La zonas centrales y sur de HH 269, muestran un perfil de velocidad que se puede ajustar con una componente intensa debida a la región HII y componentes débiles corridas al azul con $V_{\text{helio}} = -190 \text{ km s}^{-1}$. Debido a que estas componentes de velocidad son altas, sugerimos que estas condensaciones pertenecen a HH 269.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

4.1.4.- HH 507, 528, 529 y 530

En esta tesis nos enfocamos exclusivamente a los objetos HH descritos anteriormente. Considerando que el trabajo de John Bally et al. (2000a) es muy completo e incluye una descripción más detallada de HH 507, 528, 529 y 530, nosotros sólo nos dedicamos a obtener sus velocidades radiales y a confirmar algunos resultados presentados en el trabajo de Bally.

Para HH 528 no encontramos el aspecto conspicuo que reporta Bally et al. (2000a) en [NII] y H α . Para HH 530 sólo encontramos la componente de velocidad relacionada a la región HII. HH 529 se alcanza a ver en nuestros mapas a velocidades altas corridas al azul (véase la Figura 4.3) y tiene un aspecto más conspicuo en H α que en [NII]. Nosotros le encontramos componentes a $V_{\text{helio}} = +15 \text{ km s}^{-1}$ y -19 km s^{-1} para la pared al sur del choque de proa y para la punta de éste respectivamente. Mientras que en el trabajo de Bally et al. (2000a) se presentan movimientos propios para varios rasgos en HH 529 implicando velocidades transversales de $85 \pm 24 \text{ km s}^{-1}$ con P.A.=100° (al este del jet E-W), no se presentan movimientos propios para el jet E-W.

4.2.-¿UN FLUJO BIPOLAR GIGANTE EN ORIÓN?

Como ya se comentó anteriormente, nuestros resultados muestran que HH 202 aparenta ser parte de un lóbulo (LNO de aquí en adelante) que es más grande en dimensiones que la nebulosidad en forma de arco asociada a este HH. Este lóbulo está corrido al azul respecto a la velocidad de la región HII y muestra movimientos internos mayores a 100 km s^{-1} lo cual es característico de los objetos HH según se discutió en el capítulo 2. A través de nuestros mapas en [NII], podemos observar que el lóbulo LNO presenta dos cavidades (dedos o fingers) que surgen de un punto cercano al jet E-W tal como se mostró en la Figura 4.3. Nuestros resultados indican que HH 203-204 parecen ser parte de un lóbulo (LSE de aquí en adelante) de dimensiones similares al del lóbulo LNO y que converge en un punto cercano al jet E-W tal como se mostró en las Figuras 4.5 y 4.7. Considerando esto último y tomando en cuenta:

1.- Los movimientos propios presentados por Bally et al. (2000a) en su Figura 2, los cuales dan valores para HH 203-204 (77 y $62 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$ respectivamente) pero no para HH 202.

2.- Que nuestros lóbulos LNO y LSE convergen en el mismo punto cercano al jet E-W, donde el LNO está corrido al azul ($V_{\text{helio}} \sim -100 \text{ km s}^{-1}$) respecto a la velocidad correspondiente a la región HII, mientras que el LSE está corrido al rojo ($V_{\text{helio}} \sim 80 \text{ km s}^{-1}$) respecto a la misma velocidad de la región HII. Además éste último lóbulo aparece muy brillante en los canales que corresponden a las velocidades corridas al rojo.

3.- Que ambos lóbulos presentan velocidades típicas similares a la de los flujos bipolares ($50-100 \text{ km s}^{-1}$).

Sugerimos la existencia de un flujo bipolar gigante (largo total de 0.55 pc) que sale de un punto cercano al jet E–W y tiene al final de sus lóbulos (LNO y LSE) a los objetos HH 202 y HH 203–204 respectivamente. Para sustentar o rechazar nuestra sugerencia de la existencia de este flujo bipolar gigante, es necesario hacer estudios más exhaustivos del contenido estelar cerca del jet E–W y observar el comportamiento (en movimientos propios) de HH 202. Sin embargo, tomando en cuenta la Figura 2 de Bally et al. (2000a) podemos decir que nuestro argumento sí es válido.

Finalmente, a pesar de que no sabemos bien cual es el objeto que produce este flujo bipolar gigante debido a la gran cantidad de objetos que hay cerca del jet E–W, y puesto que no tenemos aún imágenes en el infrarrojo, el punto de convergencia que sugerimos (véase la Figura 4.3) puede ser el punto origen de este flujo bipolar ya que tiene un intenso cociente $[\text{NII}]/\text{H}\alpha$ y de ahí aparentan salir los LNO y LSE. No creemos que los otros objetos HH mencionados en esta tesis pertenezcan a este flujo bipolar gigante, ya que de los vectores de movimientos propios presentados por Bally et al. (2000a) en su Figura 2, y tomando en cuenta su sugerencia de que estos objetos HH emergen del núcleo de la nube molecular OMC1–S y de las fuentes CS–3 y FIR–4, se ve que estos objetos no son simétricos respecto al punto de convergencia que sugerimos para el flujo bipolar gigante. Es necesario hacer observaciones en radio y en el infrarrojo para corroborar que el punto que proponemos es el origen de este flujo bipolar, o bien, con las observaciones en el infrarrojo se podría determinar con exactitud la posición de dicha fuente.

4.3.– DISCOS PROTOPLANETARIOS

4.1.3.1.–HISTORIA Y ASPECTOS GENERALES:

Los discos protoplanetarios ("proplyds" según C. R. O'Dell por su nombre en inglés, **protoplanetary disks**) son discos circunestelares fotoevaporados alrededor de objetos estelares jóvenes (YSO por sus siglas en inglés). Presentan una forma cometaria y por lo general apuntan hacia una estrella joven caliente de tipo OB (véase la Figura 4.10c). Los proplyds se caracterizan por tener una tasa de pérdida de masa de 10^{-6} – $10^{-7} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$, velocidades heliocéntricas de 24 a 30 km s^{-1} , edades de 0.8 a 3×10^6 años, densidades de $1.5 - 3.5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Presentan diámetros aproximados de 500–1100 unidades astronómicas y se consideran lugares ideales para la formación de planetas aunque, las condiciones para la formación de planetas, como se discutirá más adelante, son especiales (Throop et al. 2001; Bally, 2003) ya que los valores en la tasa de pérdida de masa implican que el proplyd se puede destruir en 10^5 años y los modelos actuales de formación de planetas sugieren tiempos de 10^6 años.

Actualmente se cree que la forma de un proplyd se puede explicar por la interacción de un viento fotoevaporado que proviene del disco con un flujo fotoionizante debido a una estrella caliente cercana (Henney, et al. 1998): el flujo ionizante proveniente de una estrella OB interactúa con el disco circunestelar fotoevaporándolo. Este viento fotoevaporado interactúa a su vez con el flujo fotoionizante proveniente de la estrella creando frentes de ionización ("cusp") y choques de proa. Las colas que se les observa y apuntan a lado contrario de la estrella caliente (véase las Figuras 4.10a,b y d) se deben a la radiación ultravioleta difusa de la Nebulosa.

Bally et al. (1998), Johnstone et al. (1998), Henney & O'Dell (1999), Störzer & Hollenbach (1999), García-Arredondo et al. (2001), O'Dell (2001) presentan nuestra visión actual de formación de proplyds mediante la interacción de estos vientos y la creación de frentes de ionización. La visión de Henney & O'Dell tiene sus orígenes en los trabajos de Henney & Arthur (1998) y Johnstone et al. (1998). O'Dell & Beckwith (1997) presentan una muestra de 150 proplyds conocidos actualmente de los cuales 15 presentan forma pura y solo en dos de ellos la estrella central es visible. Los proplyds se vieron en detalle y se confirmó su naturaleza de discos protoplanetarios gracias a las imágenes que obtuvo el HST de la Nebulosa de Orión (O'Dell et al. 1993, 1994).

Sin embargo, seis de estos proplyds ya habían sido descubiertos por los astrónomos franceses P. Laques y L. Vidal (1979) antes del lanzamiento de HST. Estos astrónomos detectaron un nuevo tipo de condensaciones al analizar una serie de fotografías tomadas con filtros en [OIII], [SII], [NII], H β y continuo a 6440 Å a la región de Huygens. Ellos utilizaron la cámara electrónica "Lallemand" del Observatorio de "Pic-du-Midi" en Toulouse y observaron que estas condensaciones no eran tan claras en la imagen de [NII] y desaparecían en la imagen de [SII]. Las calibraciones de H α , H β y [OIII] se hicieron con medidas espectrofotométricas obtenidas por los astrónomos mexicanos Manuel Peimbert y Rafael Costero (1969). Laques y Vidal asociaron estas condensaciones a glóbulos de Bok y glóbulos parcialmente ionizados (PIG's). Sin embargo, previamente a este trabajo, en 1974, un estudio observacional de frentes de ionización en la Nebulosa de Orión llevada a cabo por K. H. Elliot y J. Meaburn (1974) mostró que efectivamente la Nebulosa de Orión estaba compuesta de varios frentes de ionización dentro de grandes volúmenes de material neutro y PIG's. Las condensaciones descubiertas por Laques y Vidal fueron denotadas como LV (1-6). Actualmente suele usarse la designación (6 números en total) debida a O'Dell y Wen (1994). Esta notación viene de tomar las coordenadas en ascensión recta (primeros 3 dígitos de los segundos) y declinación (último dígito de los minutos y primeros 2 dígitos de los segundos) ambas a época J=2000 y separadas por un guión (p. ej. 231-739 tiene $\alpha=5^h35^m23.123^s$ y $\delta=-5^\circ 27^m38.9^s$).

Los proplyds fueron identificados como YSO con discos circunestelares fotoionizados por Θ^1 C Ori por Garay (1987) y Churchwell y colaboradores (1987). Bally et al. (2000b) muestra que 21 de ellos presentan microjets. Estudios espectroscópicos de los proplyds LV en [OIII] han sido realizados por Meaburn (1998), Massey & Meaburn (1993, 1995), Meaburn et al. (1993) y Henney et al. (1997). Espectroscopía de alta resolución hecha con el telescopio Keck en líneas de H α , [SII] y [OIII] ha sido reportada por Henney & O'Dell (1999) para algunos de ellos. Henney et al. (2002) presentan espectroscopía de alta resolución en [OIII] y [CIII] (1906 y 1909 Å) usando el MES y el HST respectivamente, así como imágenes a 6 cm usando el radio interferómetro MERLIN del proplyd LV2 con la misma resolución espacial que los datos tomados con el HST. Sin embargo los estudios de FP para estos objetos son escasos. O'Dell (1997) presenta un estudio FP en [OIII] y [SII] en la región de Huygens encontrando zonas de alta velocidad y reporta la emisión, tanto corrida al rojo como al azul de los proplyds.

En el contexto astrobiológico, la formación de planetas, Bally et al. (1998a), han sugerido que sólo en el 10% de los 150 proplyds encontrados aproximadamente (15 que aparecen en silueta pura) pueden originarse planetas. A través de imágenes en H α y Pa α (18700 Å) tomadas con el HST del proplyd 114-426 (el más grande en disco), Throop, Bally, Esposito y McCaughrean (2001) obtienen una curva de extinción gris de este proplyd encontrando que una curva teórica de extinción dominada por granos de polvo con radios $> 5 \mu\text{m}$ (25-50 veces más grandes que los radios típicos) la ajusta satisfactoriamente.

También realizan observaciones en radiocontinuo a 1.3 mm de este proplyd y otros cinco usando el Owens Valley Radio Observatory (OVRO). Ellos no les encuentran emisión, y sugieren que esto es evidencia de que los granos de polvo se acumulan creciendo a tamaños mayores a unos mm. Junto con estas observaciones, desarrollan un modelo numérico considerando este acumulamiento y los procesos de destrucción en ellos para explicar el comportamiento y la evolución de los granos de polvo en discos fotoevaporados irradiados externamente. Con éste, encuentran que en menos de 100000 años, en discos con masas $> 0.2 M_{\odot}$, el acumulamiento de granos genera partículas con radios de 1 metro a 10 UA del YSO y de 1 mm a 500 UA del YSO. A distancias mayores, las partículas de polvo ($< 1\text{mm}$) se fotoevaporan y se pierden del disco. Con esto, así pues, en este novedoso campo de la Astrobiología, actualmente la formación de planetas en ambientes "peligrosos" (cuando hay presencia de estrellas muy calientes) como los proplyds en la Nebulosa de Orión, solo puede ocurrir en aquellos discos masivos compuestos de partículas grandes de polvo capaces de soportar los procesos de destrucción como la fotoevaporación y la fotoablación que se produce cuando el flujo fotoionizante proveniente de las estrellas muy calientes interactúa con el disco circunestelar destruyéndolo en 10^5 años. Además, si el disco llega a sobrevivir a tales efectos, los sistemas planetarios que se pudieran formar en ellos serían distintos a nuestro sistema solar; la formación de cinturones de Kuiper y planetas jovianos sería muy difícil, salvo que estos últimos se formen en 1000 años por colapso gravitacional (Boss, 1997). La formación de planetas como la Tierra podría ser posible pero difícil (Throop et al. 2001). Estos aspectos astrobiológicos en los proplyds y en objetos asociados en la formación estelar serán discutidos en Bally (2003).

4.1.3.2.- RESULTADOS IMPORTANTES:

1.- Identificación de nueve proplyds (denotados como brillantes en la Tabla 2) que sobresalen de la emisión nebulosa en nuestros cubos en bruto (véase Figura 4.11): con esto encontramos que a pesar de que nuestra resolución espacial comparada con la del HST (0.1") es baja, la técnica de FP se revela como un buen método para detectar proplyds en la Nebulosa de Orión. Los otros siete proplyds estudiados en esta tesis se identificaron después de aplicar una técnica de "unsharp masking" (Clopeau, 1961; Malin, 1978 y referencias en él) a los cubos originales. Con esta técnica se puede sustraer la emisión nebulosa de un objeto extendido dejando solo condensaciones, puntos y filamentos que originalmente están embebidos en la emisión nebulosa que los esconde debido a su mayor brillo. Esta técnica se ha aplicado también en nebulosas planetarias (p. ej. Moreno-Corral, de la Fuente, Gutiérrez, 1998), y en este caso, en la Nebulosa de Orión (de la Fuente, et al. 2002). La aplicación de la técnica de "unsharp masking" en la Nebulosa de Orión (véase la Figura 4.12) se realizó de la siguiente manera: primero realizamos un filtrado gaussiano espacial en nuestros anillos de interferencia con una $\sigma = 3$ pixeles (i.e. se suavizaron los rasgos con diámetros menores a 3 pixeles en nuestros cubos) y después restamos este cubo a nuestro cubo de datos original. Con esto comparamos los puntos y rasgos con las imágenes del HST y los trabajos de C.R. O'Dell y J. Bally para identificar los proplyds, comprobado que realmente lo son.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

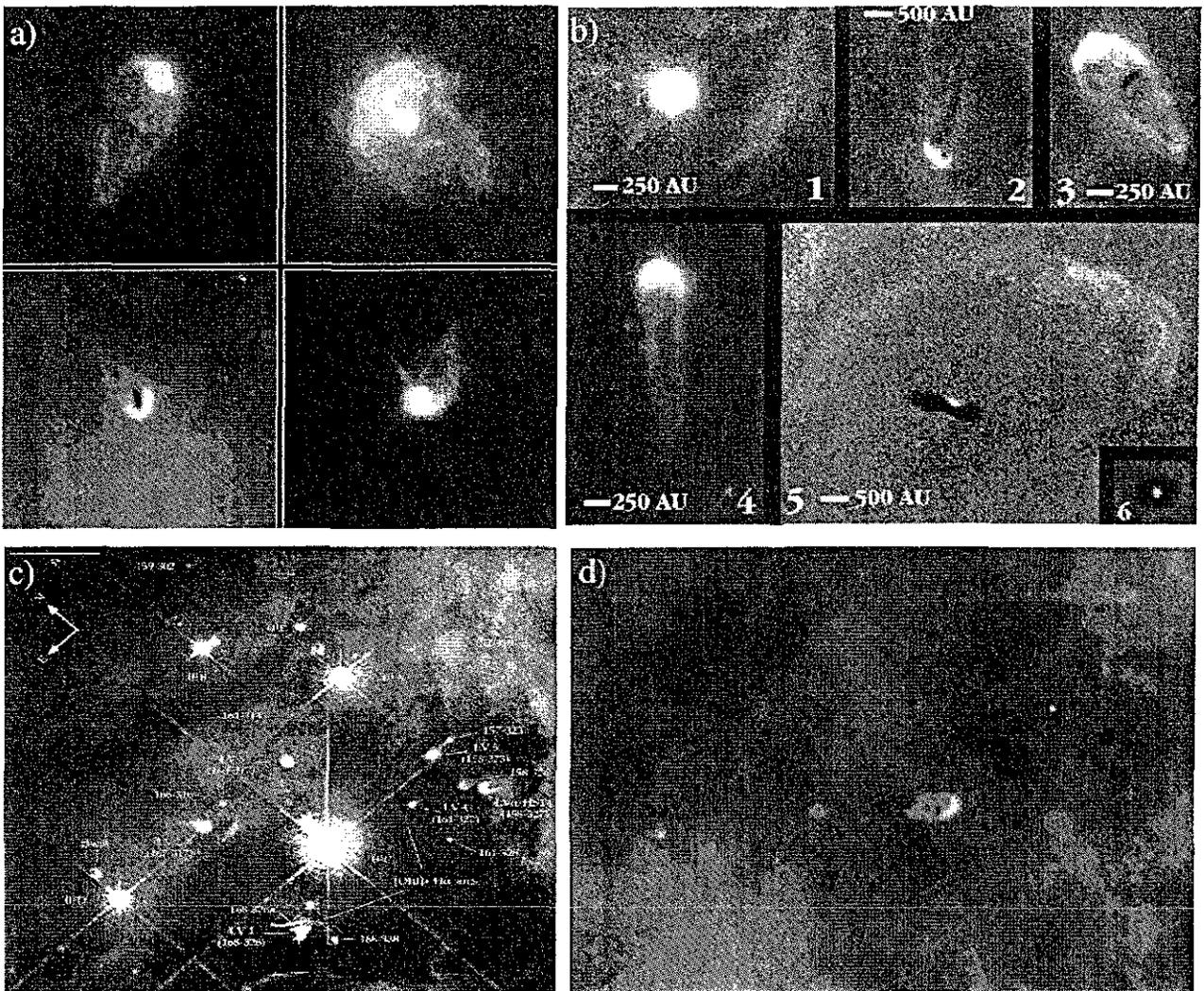


Figura 4.10.- Discos Protoplanetarios tomados con el HST. En c) se puede ver que la mayoría de ellos apuntan hacia una estrella caliente, en este caso Θ^1C Orionis. La forma cometaria y las colas pueden observarse perfectamente. En el primer proplyd de a) se puede observar el disco circunestelar alrededor de YSO.

2.- Estudio cinemático en $H\alpha$ para los 16 proplyds identificados y en $[NII]$ para dos de ellos: el principal problema en los estudios cinemáticos de los proplyds radica en la separación de su componente de velocidad respecto a la de la región HII debido a que la intensidad de la región HII es mayor a la del proplyd y las velocidades son muy cercanas. Más aún, las componentes de velocidad de ambos pueden coincidir en valores similares. Para realizar nuestro estudio cinemático hacemos lo siguiente: 1.- Identificamos las coordenadas de los proplyds de nuestro cubo "unsharp". 2.- Obtenemos el perfil de velocidad respecto a estas coordenadas en nuestros cubos originales ya reducidos (aquí observamos que la forma de los perfiles es muy singular y no puede ser ajustado por un solo perfil gaussiano, véase la Figura 4.13). 3.- Le restamos a este perfil la componente de velocidad promedio de la región HII cercana a donde está el proplyd obteniendo la ubicación en canal de velocidad de la componente que queda después de la sustracción. 4.- Finalmente ajustamos al perfil original la componente de la región HII promedio y de la que creemos esta relacionada al proplyd buscando obtener el mejor ajuste. Los resultados son mostrados en la Tabla 4.2. Curiosamente en algunos perfiles vemos que existen componente débiles corridas al azul que ajustan las alas.

No podemos argumentar mucho a que se puedan deber estas componentes debido a lo débiles que son respecto a la región HII. De nuestros estudios de los perfiles tampoco podemos diferenciar las distintas componentes que forman al proplyd (disco de polvo, disco de Mach y el choque en proa) sólo mostramos que en nuestros datos existe una componente de velocidad que creemos esta relacionada al proplyd. Debido a la falta de resultados de este tipo en la literatura, solo podemos comparar nuestros valores con tres proplyds estudiados por Henney & O'Dell (1999). Para 170-337 encontramos una velocidad de 22 km s^{-1} , de acuerdo con la velocidad reportada por ellos (20 km s^{-1}). Para 244-440 y 177-341 medimos velocidades de 23 y 32 km s^{-1} respectivamente, que difieren en $\approx 10 \text{ km s}^{-1}$ de los valores reportados por dichos autores. En [NII] nosotros obtenemos perfiles más complicados para los proplyds en nuestros cubos e identificamos muy pocos respecto al cubo en H α . Para 170-337 y 244-440 encontramos una velocidad de 29 y 12 km s^{-1} , valores que están en acuerdo con los reportados en el trabajo de Henney & O'Dell (1999) de 33 y 10 km s^{-1} respectivamente. Estudios FP en H α , [SII] y [OIII] realizados por J. Bally y colaboradores (a publicarse) usando el CFHT muestran valores similares a los nuestros.

Proplyd	x ¹	y ¹	VHII ²	V _{prop} ²	FWHM ²	NOTAS Y COMENTARIOS
163-317	242	218	12	24	50	Brillante; LV 3
167-317	231	218	12	28	50	Brillante; LV 2
158-323	254	228	8	34	55	Brillante; LV 5
158-326	255	235	11	33	60	Brillante
161-324	248	231	9	33	60	-----
159-350	251	275	9	37	50	Brillante con V _{bs} ³ = 33
168-326	228	235	9	36	60	LV 1
82-336	193	251	13	33	55	Brillante con V _{bs} ³ = 37
180-331	197	241	12	38	60	V _{bs} ³ = 24
197-427	202	295	5	30	50	-----
176-325	210	231	9	36	60	V _{bs} ³ = 32
166-316	236	212	11	27	50	-----
170-337	224	253	13	22	60	Brillante
244-440	34	361	19	23	70	Muy Brillante
161-314	246	211	9	27	50	V _{bs} ³ = 14
177-341	205	259	13	32	60	Brillante V _{bs} ³ = 28

¹) posición en pixeles en nuestros cubos

²) En km s^{-1}

³) V_{bs} es la componente corrida al azul que ajusta las alas del perfil en km s^{-1}

Tabla 4.2 – Posiciones y velocidades en H α de los proplyds identificados en nuestros cubos

TESIS CON
 FALLA DE ORIGEN

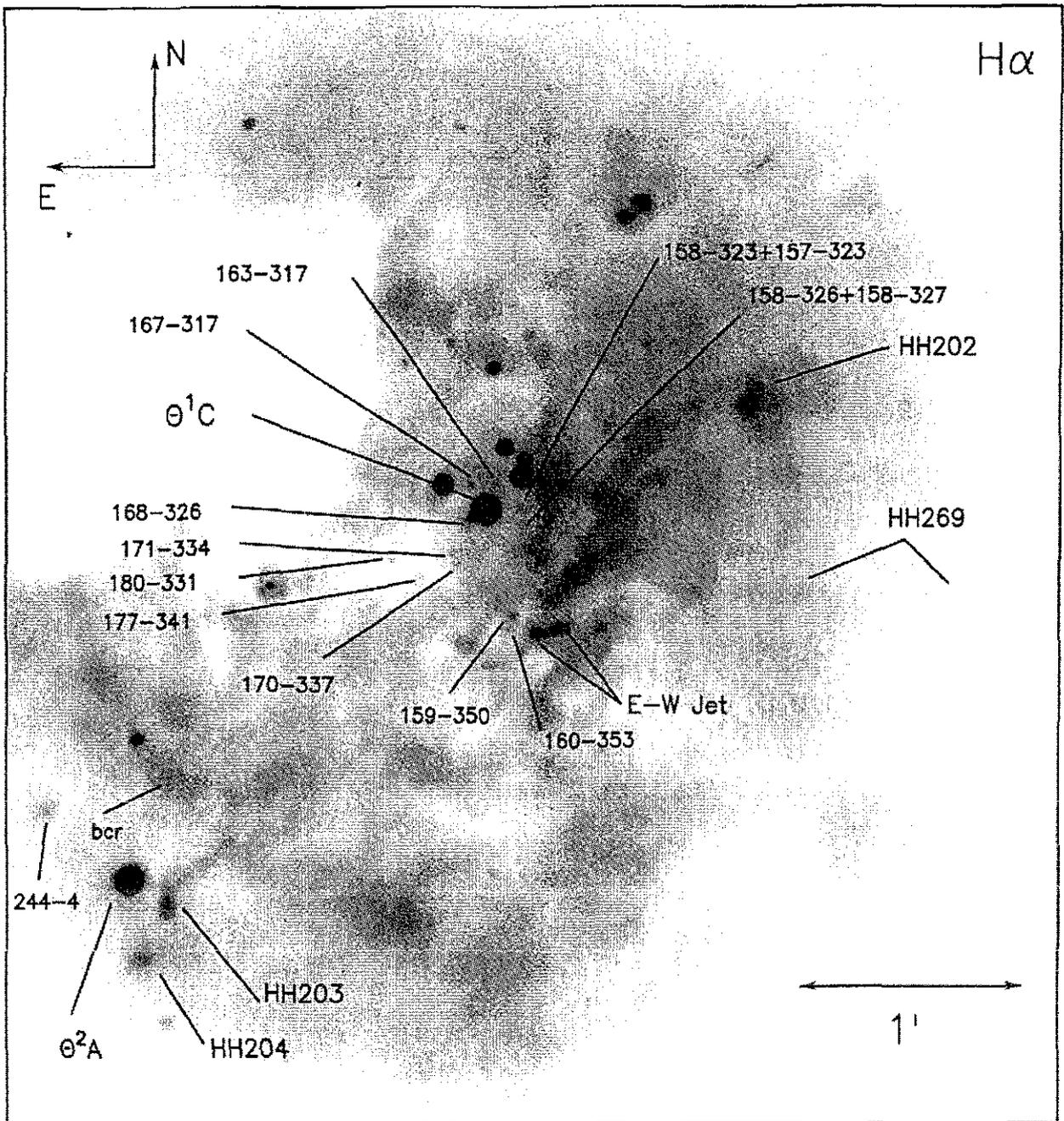


Figura 4.11.- Mapa de velocidad en H α 6563Å a velocidad heliocéntrica $V_{\text{helio}} = -127 \text{ km s}^{-1}$ de la Nebulosa de Orión obtenida con el PUMA. Aquí identificamos la posición de algunos proplyds estudiados en esta tesis así como a HH 202, 203-204 y HH 269. El objeto 244-4 se refiere al proplyd 244-440, el más brillante en nuestros cubos de datos. 244-4 se refiere al proplyd 244-440.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

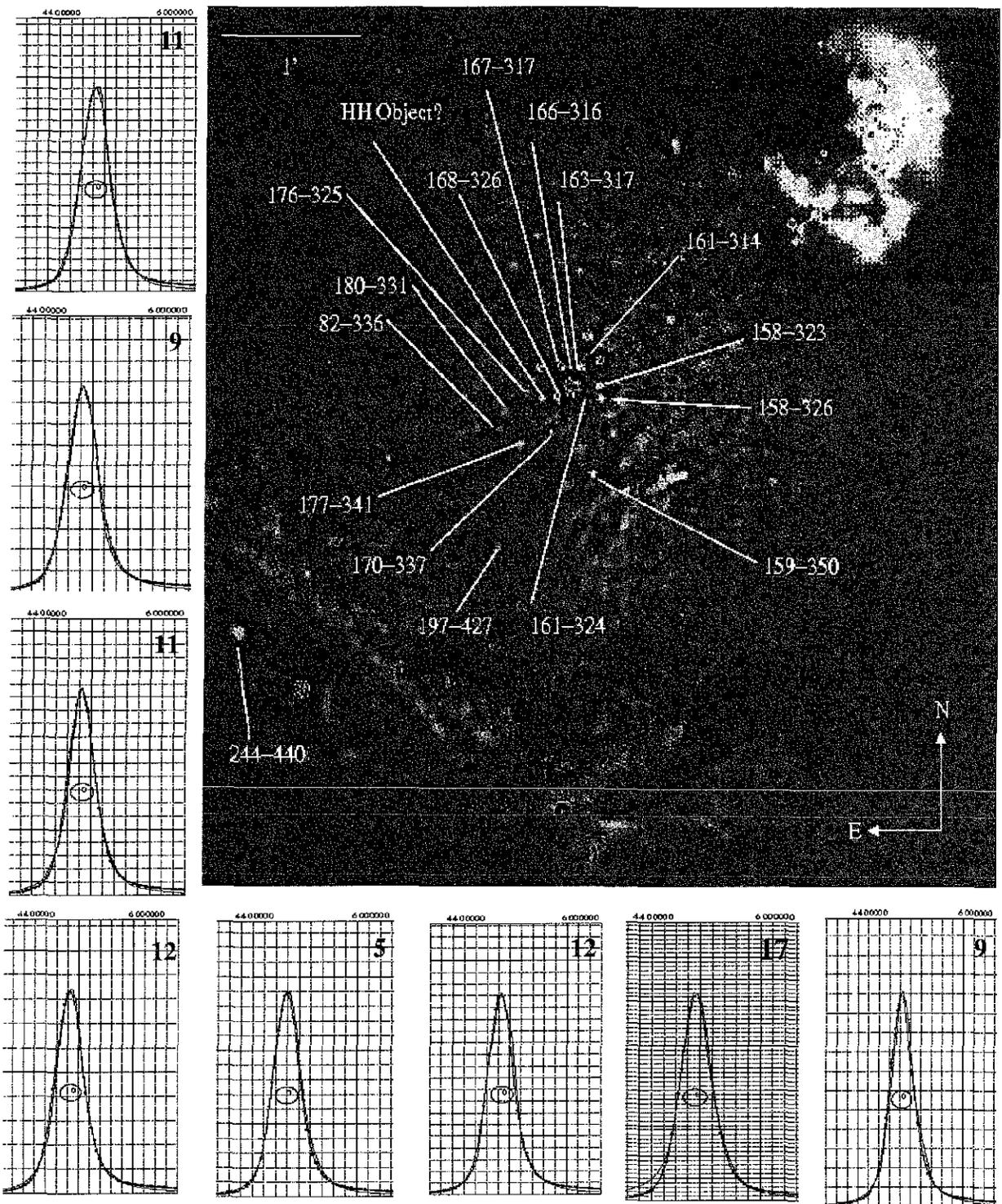


Figura 4.12.- Mapa de velocidad en $H\alpha$ 6563Å a $V_{\text{helio}} = -127 \text{ km s}^{-1}$ (imagen en la parte superior derecha) después de aplicarle la técnica de unsharp masking. Los proplyds estudiados están marcados. Los perfiles de velocidad presentados son característicos de la Nebulosa y son los que se ajustaron respectivamente a los perfiles observados de los proplyds. El número en la parte superior derecha de estos representa su valor de V_{helio} respectivamente en km s^{-1} .

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

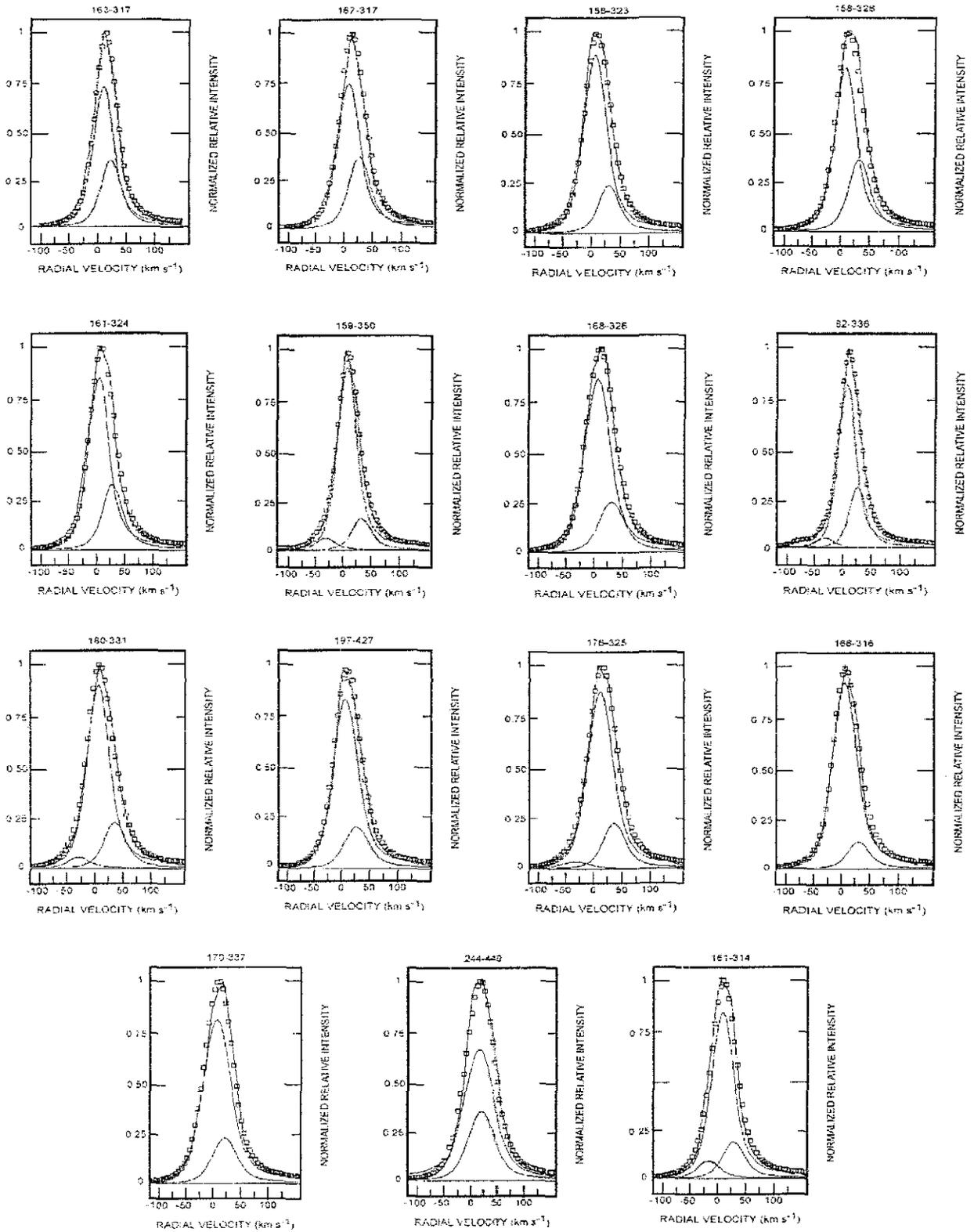


Figura 4.13 – Perfiles de velocidad de 15 proplyds estudiados en esta tesis, presentados en la Tabla 4.2 y marcados en la Figura 4.12. La componente de mayor intensidad corresponde al perfil observado del proplyd. La componente de mediana intensidad corresponde a la región HII y la componente de menor intensidad corresponde a la del proplyd. Algunos proplyds presentan una tercera componente débil corrida al azul. La línea a cuadros representan el ajuste de estas componentes al perfil observado.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

CAPÍTULO 3.- EL REMANENTE DE SUPERNOVA 3C400.2

(El contenido de este Capítulo se encuentra publicado en el artículo: "A Single explosion model for the supernova remnant 3C 400.2", Velázquez, P. F., de la Fuente, E., Rosado, M., Raga, A., 2001, A&A, 377, 1136)

5.1.- HISTORIA Y ASPECTOS GENERALES.

El objeto 400.2 del tercer catálogo revisado de Cambridge (Bennett, 1962) también conocido como G53.6-2.2 o SNR 053.6-02.2 (ambas designaciones debido a sus coordenadas Galácticas l y b), está localizado en la constelación de Sagita y tiene coordenadas ecuatoriales centradas en J2000: $\alpha = 19^{\text{h}} 38^{\text{m}} 7^{\text{s}}$, $\delta = 17^{\circ} 15^{\text{m}} \text{E}$. Este objeto fue identificado por primera vez como un RSN por los astrónomos D. J. Holden y J. L. Caswell (1969) cuando realizaron un relevamiento, con un radio telescopio en Cambridge, de 45 radio fuentes galácticas a 178 MHz. Ellos presentan un espectro ($S_{\nu} \propto \nu^{\alpha}$) del por ellos llamado HC 42 (3C400.2) sugiriendo en su Figura 5, que este objeto es un RSN debido a que presenta un espectro no térmico (característica importante de un RSN en radio). Previo a este trabajo, otros relevamientos a 178 MHz (Bennett, 1963), a 750 y 1400 MHz (Pauliny-Toth et al. 1965) y a 159 MHz (Edge, et al. 1959) también observaron este objeto. En los primeros dos trabajos, sólo se reportan diámetros para esta fuente de 25' y 20' respectivamente. El trabajo de Edge et al. (1959) se refiere al conocido relevamiento descrito como 3C.

D. K. Milne (1970) usando datos obtenidos con el radio telescopio de 64 m de Parkes, cataloga a 3C400.2 como una radio fuente no térmica con un diámetro angular de 20' e índice espectral de $\alpha = -0.6$. Este último resultado sería confirmado años después por Goss et al. (1975) y Dubner et al. (1994). Este RSN pertenece a una clase poco entendida de RSN que se caracterizan por una cáscara ("shell") no térmica que emite en radio y que esta rellena de rayos X. Los primeros estudios cinemáticos de este RSN fueron realizados por la astrónoma mexicana Margarita Rosado (Rosado 1983) quien determinó la distancia cinemática a este RSN y calculo su edad y energía. Esto lo hizo usando un FP fotográfico y observando la línea de $H\alpha$ en el OAN-SPM. Con estos estudios se sabe que 3C400.2 es un RSN viejo ($\approx 1 \times 10^5$ años) probablemente en la fase radiativa de la evolución de los RSN. La emisión óptica de 3C400.2 fue reportada por primera vez en 1973 por Sidney van den Bergh (1973) a través de un atlas óptico de RSN galácticas basado principalmente en los trabajos de Milne (1970) y Downes (1971). van den Bergh, presenta una imagen (plato) en $H\alpha$ de la región suroeste de 3C400.2 con dos horas de exposición tomada con la cámara Schmidt de 48 pulgadas del Observatorio del Palomar, reportando la posible existencia de filamentos débiles. Estos filamentos se observaron después, gracias a una imagen más profunda de esta región que tomó van den Bergh (1978) con el telescopio Hale en una placa sensible al rojo con exposición de 75 min. Esta región fue a ser estudiada cinemáticamente después en el OAN-SPM por la astrónoma mexicana Margarita Rosado (1983) con un interferómetro FP de separación fija presentando también imágenes en $H\alpha$, [SII] y [OIII]. William Blair y Knox Long (1988) reportaron una imagen de esta región en $H\alpha + [\text{NII}]$. 20 años después de la imagen presentada por van den Bergh, P.F. Winkler, Todd M. Olinger y Scott A. Westerbeke (1993) presentan por primera vez un mosaico realizado con imágenes CCD en $H\alpha + [\text{NII}]$, [OIII], [SII] y el continuo a 6100 Å de todo el remanente completo abarcando un campo de 19'. Estos astrónomos usaron la Cámara Schmidt Burrell de 0.6 m a f/3.5 en el observatorio de Kitt Peak en 1989 y 1990. En estas imágenes se alcanzan a ver filamentos débiles y estructuras en forma de cuña.

Después del trabajo de Milne (1970), estudios en radio a 318 y 430 MHz (Dickel & De Noyer, 1975), 610 MHz (Goss et al. 1975), 1.7 y 2.7 GHz (Willis, 1973) y 4.85 GHz (Condon, et al. 1989), muestran que la morfología en radio de 3C400.2 es la de una cáscara bien desarrollada de 30' de diámetro y con una estructura irregular (la más brillante) en las regiones noreste y noroeste. En 1994, con observaciones realizadas en radio usando el VLA a 327 y 1465 MHz, G.M. Dubner y sus colaboradores (1994), mostraron una imagen de 3C400.2 a 1465 MHz en donde se ven dos cáscaras no térmicas parcialmente empalmadas en la parte noroeste del remanente (véase la Figura 5.2). Cabe mencionar que la cáscara más grande es la que se conocía anteriormente y la pequeña es una nueva detección. Para explicar esta morfología, ellos proponen que 3C 400.2 es: 1.- el producto de una explosión de supernova embebida en un medio denso donde hay un gradiente de densidad, o, 2.- el producto de dos explosiones diferentes de supernovas cuyos remanentes interactúan entre ellas, o bien, 3.- la proyección en el cielo de dos remanentes que no están asociados físicamente, es decir, se encuentran alejados uno del otro.

Para corroborar alguno de estos escenarios, E. B. Giacani y sus colaboradores (1998), realizaron un análisis de la distribución de HI en este remanente a partir de observaciones a 21 cm hechas con el telescopio de síntesis de 7 antenas del Dominion Radio Astrophysical Observatory (DRAO-Canadá) encontrando que la estructura de dos cáscaras de 3C400.2 se puede producir por una sola explosión de supernova embebida en un medio denso de 20 cm^{-3} . La onda de choque al propagarse encuentra una región de más baja densidad (4 cm^{-3}) produciendo una mayor expansión que hace que la envolvente del RSN crezca en diámetro generando una burbuja que da la apariencia de dos cáscaras superpuestas. Sin embargo, estos autores no pueden descartar totalmente que se trate de dos explosiones de SN en interacción. Por otro lado, Seward (1990) y Long et al. (1991) han realizado observaciones en rayos X de este RSN con los instrumentos Imaging Proportional Counter (IPC) y Monitor Proportional Counter (MPC) en el satélite Einstein, mientras que Saken et al. (1995) y Yoshita et al. (2001) han hecho lo propio con el instrumento PSPC en el satélite ROSAT y los instrumentos Solid state Image Spectrometers (SIS) y Gas Imaging Spectrometer (GIS) del satélite ASCA, respectivamente. Las imágenes presentadas por estos autores muestran efectivamente que 3C400.2 está llena de emisión de rayos X, cuyo máximo de emisión se ubica en la región de empalme entre las dos radio cáscaras reportadas por Dubner et al. (1994). Estos autores argumentan que esta emisión en rayos X puede tener un origen térmico basado en un modelo propuesto por White & Long (1991). En este modelo, la emisión en rayos X que se observa, puede ser interpretada en términos de evaporación de nubes densas y pequeñas que están en las inmediaciones del medio interestelar y que han sido incorporados por el choque del RSN, sin ser totalmente disgregados. Estas nubes densas subsecuentemente se evaporan en el interior. Sin embargo, no se puede desechar que la emisión en rayos X de este RSN pueda tener un origen no térmico, simplemente, las observaciones muestran que un escenario térmico ajusta satisfactoriamente los espectros en rayos X que se obtienen.

5.2.- RESULTADOS IMPORTANTES: ESTUDIOS MORFOLÓGICOS

5.2.1.- OBSERVACIONALES

En las Figuras 5.1a y 5.1b presentamos un mosaico creado de 5 imágenes profundas en $H\alpha$ y 4 en [SII] respectivamente. La Figura 5.1a muestra las regiones más importantes de 3C400.2 y la Figura 5.1b presenta solo la parte norte de este RSN.

Estas imágenes cubren un campo de $19.8' \times 25.3'$ (16.1×20.6 pc) y $13.5' \times 25.3'$ (11×20.6 pc) respectivamente considerando una distancia cinemática al RSN de 2.3 ± 0.8 kpc (Giacani et al. 1998). En la Figura 5.1c se presenta una imagen profunda en [SII] de la región suroeste de 3C400.2, es decir la parte sur de la cáscara de mayor diámetro, estudiada por Margarita Rosado (1983) que cubre un campo de $13.5' \times 14.3'$ (11×18 pc). Los mosaicos presentados en las Figuras 5.1a y 5.1b, fueron creados usando la paquetería IRAF identificando primero, algunas estrellas que aparecen en nuestro campo y se presentan en la Tabla 5.1.

NOMBRE	ASCENSION RECTA (J2000) [hrs:min:seg]	DECLINACION (J2000) [°:':"]
SAO 105081	19:38:27.18	17:15:26.3
GSC 1606_01128	19:38:18.04	17:20:49.7
GSC 1606_02309	19:37:56.77	17:23:8.3
GSC 16067_0163	19:37:41.2	17:21:10.4
GSC 1606_00462	19:37:59.18	17:17:52.2
GSC 1606_06123	19:37:45.92	17:22:23.1
GSC 1606_01904	19:38:37.90	17:23:22.9
GSC 1606_02174	19:38:38.44	17:21:51.6
GSC 1606_02042	19:38:7.45	17:11:21.1

Tabla 5.1 – Estrellas que sirvieron de guías para la formación de los mosaicos.

Las imágenes que presentamos en esta tesis son más profundas que las reportadas previamente en la literatura. Esto se puede ver al comparar nuestras observaciones con el mosaico presentado por Winkler et al. (1993) en $H\alpha + [NII]$ que abarca toda la extensión de 3C400.2. Este mosaico es presentado en la parte inferior izquierda de la Figura 5.1. El mosaico en la parte inferior derecha de la Figura 1a, cubre por primera vez de manera profunda, la parte noroeste (zona de interacción entre las dos cáscaras que se observan en radio) de 3C400.2. Esta imagen aparece en la Figura 1 de Velázquez, de la Fuente, Rosado y Raga (2001). Observando esta Figura 1, podemos notar que la emisión óptica del RSN está compuesta por zonas y filamentos brillantes embebidos en una emisión difusa tenue. Estos filamentos presentan formas de arco, cuñas y líneas (véase filamento al este de las Figuras 5.1a y 5.1b, la forma de la Figura 5.1c y las regiones marcadas L1–3, F1 y R1 en la Figura 5.1a). Estos filamentos pueden producirse por excitación colisional justo atrás de los choques radiativos o por procesos de recombinación en la región de enfriamiento. La Figura 5.2, muestra la imagen en radiocontinuo a 1465 MHz (tomada por Dubner et al. 1994) superpuesta a nuestro mosaico en $H\alpha$. En esta Figura podemos observar cómo la emisión difusa y extendida sigue la curvatura de la cáscara grande (véase la región noroeste principalmente) y también se observa justo atrás de la onda de choque en la cáscara chica. La detección de filamentos ópticos en la zona de aparente interacción de las dos cáscaras (región noroeste) es muy útil porque nos permite obtener información cinemática de estos filamentos que puedan contribuir al entendimiento general de 3C400.2. Con las imágenes profundas de $H\alpha$, podemos obtener una comparación cuantitativa entre la morfología observada y los modelos teóricos, tal como se hizo en Velázquez, de la Fuente, Rosado y Raga (2001) para la región noroeste de 3C400.2. Finalmente, debido a la fuerte emisión en [SII] que poseen los RSN, el cociente [SII]/ $H\alpha$, es muy útil para distinguir entre las nebulosas fotoionizadas y las nebulosas chocadas. De hecho este método también es un criterio cuantitativo para esta discriminación.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Fue así como, con la espectroscopía presentada por Sabbadin & D'Odorico (1976) en dos regiones distintas de la parte suroeste de 3C400.2, se pudo demostrar que los filamentos asociados a 3C400.2 realmente pertenecen al RSN ya que presentaron, para la región suroeste, $[SII]/H\alpha \approx 0.73$. En la Figura 3 de este artículo (Figura 2.2d de esta tesis) se muestra como se usa este cociente para la discriminación de regiones HII fotoionizadas y RSN's. El cociente $[SII]/H\alpha$ para un RSN típico es ≥ 0.5 (Fesen et al. 1985). Nuestros estudios cinemáticos realizados con el PUMA, así como la obtención de nuevos valores de este cociente para todas las regiones que tenemos y presentamos en esta tesis se presentarán en un futuro artículo. En este trabajo, reportaríamos por primera vez, estos cocientes para las regiones noroeste y norte de 3C400.2, además, conociendo si las dos cáscaras tienen el mismo cociente $[SII]/H\alpha$, nos puede ayudar en la discriminación de los mecanismos que las formaron.

5.2.2.- TEORICOS

El modelo que presentamos en esta tesis fue realizado usando el código YGUAZÚ—a desarrollado por el astrónomo argentino Alejandro Raga y colaboradores (Raga et al. 2000). Este código consiste en resolver las ecuaciones de la dinámica de gases conjuntamente con otras ecuaciones que describen algunos procesos microfísicos como las pérdidas radiativas y los procesos de recombinación y ionización colisional. Este código, que no va a ser descrito en detalle en esta tesis, incluye un método numérico llamado en inglés "Flux Vector Splitting" (véase Van Leer, 1982) que discretiza las ecuaciones de la dinámica de gases y utiliza una malla jerárquica adaptativa que emplea la máxima resolución en aquellos sitios donde se producen fuertes gradientes en las magnitudes físicas. De esta manera se optimiza la velocidad del cálculo y el uso de la memoria RAM. Con este código se pueden hacer simulaciones en dos y tres dimensiones (2D y 3D). Para realizar nuestras simulaciones, usamos una versión modificada del código YGUAZÚ—a que incluye la fracción de hidrógeno neutro, pérdidas radiativas (originalmente el código era adiabático) y una función de enfriamiento radiativo parametrizada que depende de la densidad, temperatura y fracción de hidrógeno neutro y está incluida en la ecuación de conservación de energía (véase Raga et al. 1999). En nuestras simulaciones consideramos simetría cilíndrica (véase el diagrama esquemático de la Figura 5.2) con coordenadas Z (eje mayor que va en dirección sureste--noroeste), R (eje perpendicular al eje Z), simetría en el ángulo θ y un ángulo de visión (Φ) de 20° entre el RSN y el plano del cielo. Se usa una malla de 5 niveles, adaptativa, binaria, con una resolución máxima de 0.97 pc en un rango computacional de 50×25 pc (axial \times radial). Al momento de iniciar nuestras simulaciones, se consideraron distintos escenarios teniendo en cuenta sin embargo, que el escenario para explicar la morfología de 3C400.2 de Giacani et al. (1998) sobre dos medios con distinta densidad tiene un buen sustento observacional y es el que buscamos consolidar. Los otros tres escenarios posibles considerados al momento de hacer nuestras simulaciones fueron:

1.- Coincidencia en el cielo de dos SNR que se encuentran a distintas distancias: La justificación para desechar este escenario reside en que las velocidades sistémicas de ambas cáscaras es la misma; diferentes velocidades sistemáticas implican diferentes distancias. Esto fue mostrado en el estudio de HI de Giacani et al. (1998) que reportó una velocidad sistémica de 27 km s^{-1} para ambas cáscaras. Nuestro estudio cinemático preliminar indica estar de acuerdo con esta justificación.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

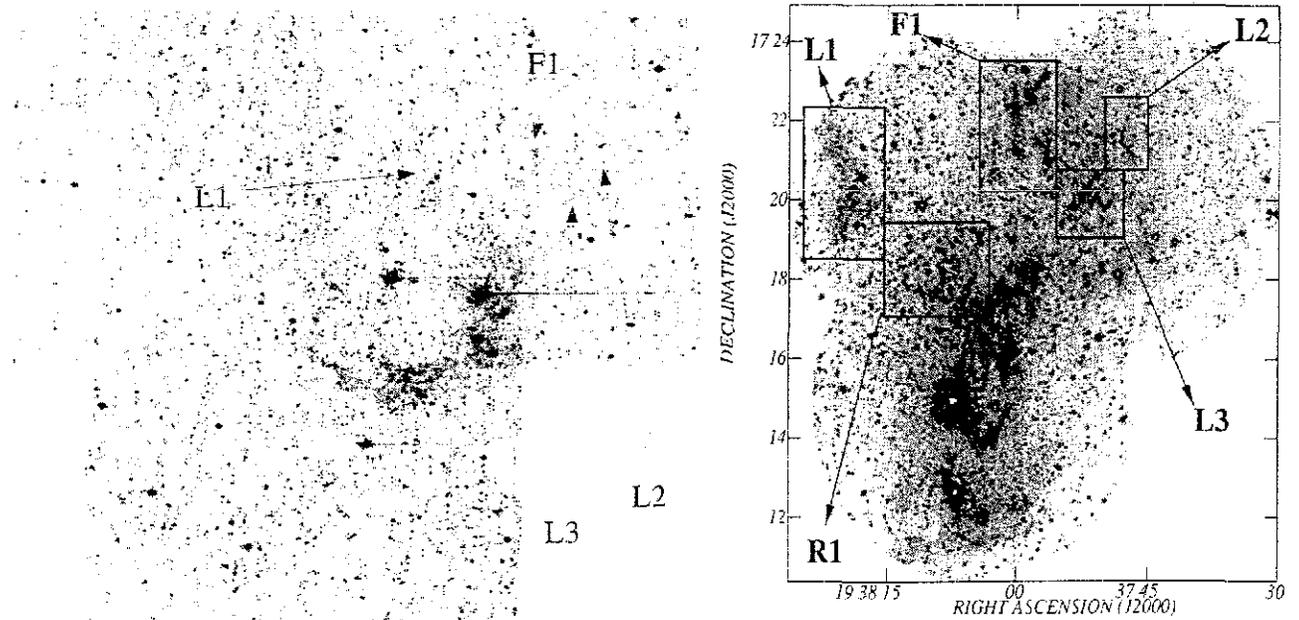
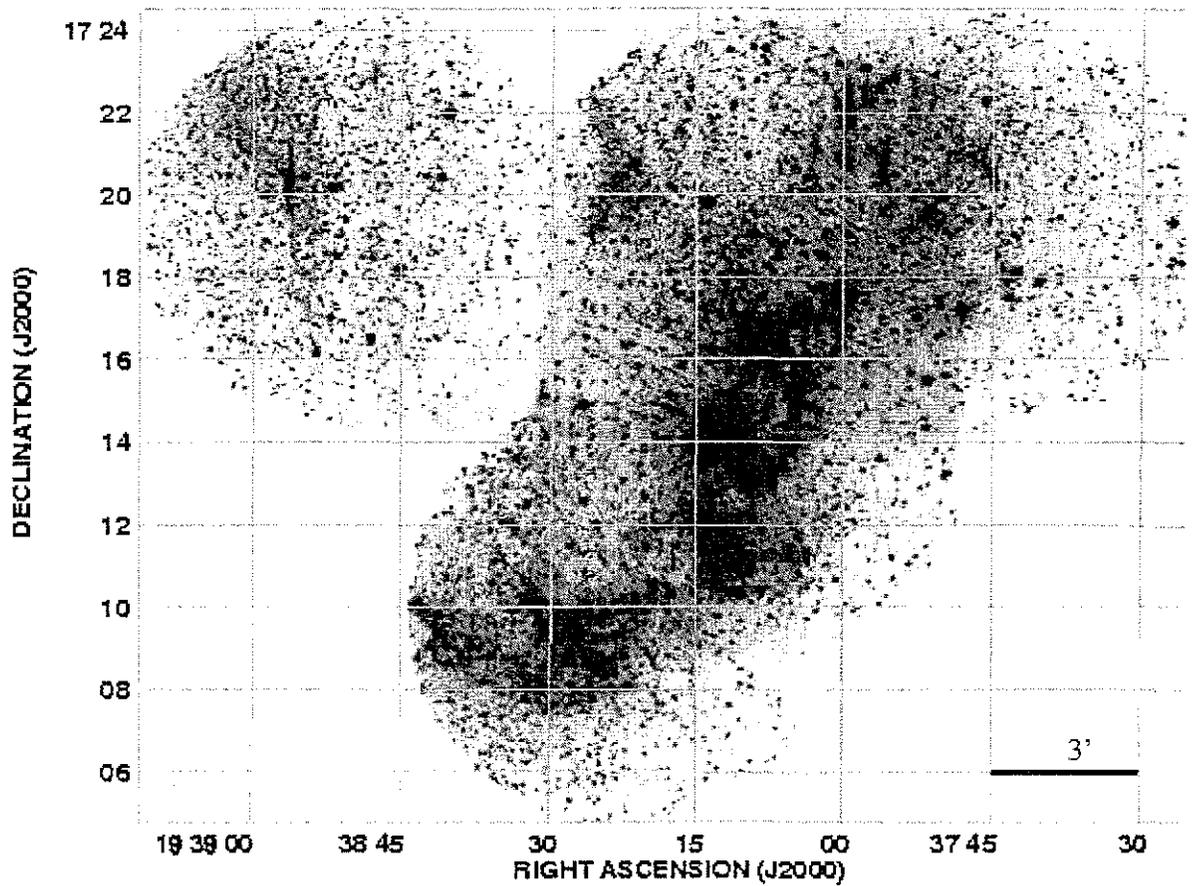


Figura 5.1 – a) Mosaico CCD en $H\alpha$ de las regiones más importantes que componen al RSN 3C400.2. La imagen en la parte inferior derecha, representa la región noroeste de este remanente en donde se empujan las dos cáscaras observadas en radio y presentadas en la Figura 5.2. Las regiones marcadas como L1–3, F1 y R1 corresponden a los rasgos discutidos en el capítulo de observaciones de esta tesis. El norte apunta hacia arriba y el este a la izquierda 15 minutos en ascensión recta equivalen a $\approx 3'$ (2.43 pc). La imagen en la parte inferior izquierda muestra el mosaico de Winkler et al. (1993) en $H\alpha+[NII]$ que abarca toda la extensión del RSN. Con esta podemos ver que efectivamente nuestras imágenes son más profundas.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

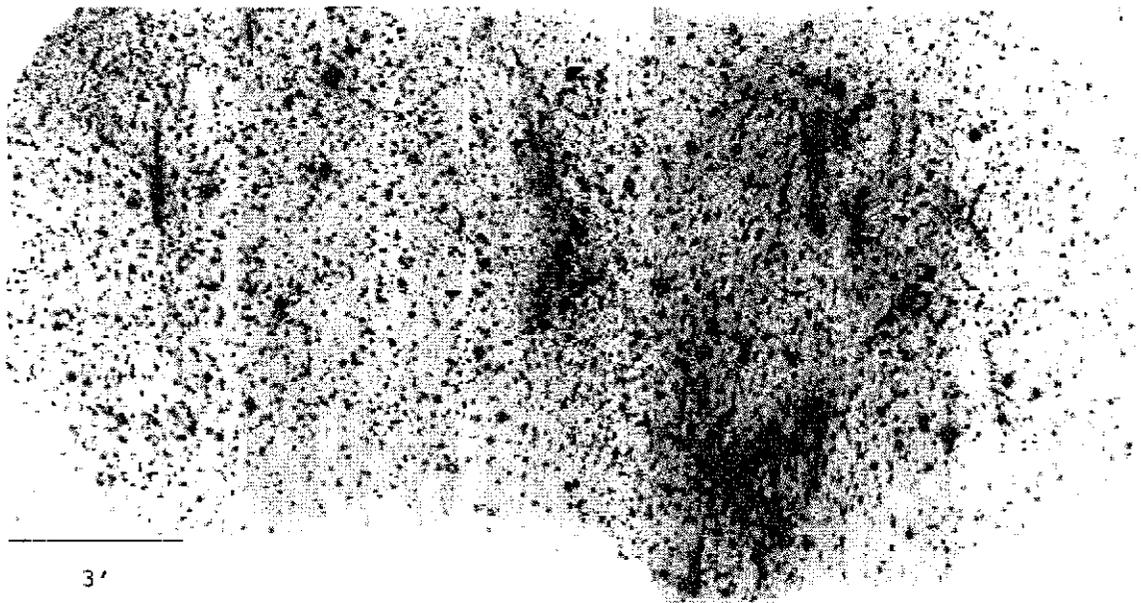


Figura 5 1.- b) Mosaico CCD en [SII] de la parte norte de 3C400 2. El norte apunta hacia arriba y el este a la izquierda

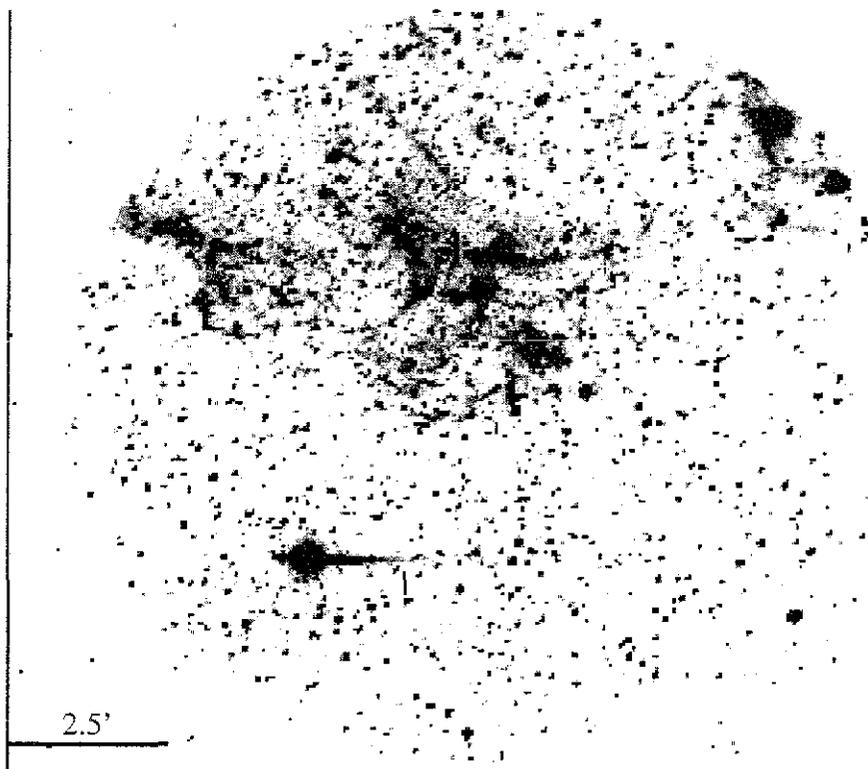


Figura 5 1.- c) Imagen CCD en [SII] de la parte suroeste de 3C400 2. El norte apunta hacia arriba y el este a la izquierda. El campo es de $13.5' \times 14.5'$.

2.- Dos remanentes de supernova interactuando entre ellos teniendo en cuenta que la separación entre los sitios de las explosiones de supernova fue de 10 pc en una corrida y 17 pc en otra. Existen varios modelos de este tipo como los desarrollados por Ikeuchi (1978), Jones, et al. (1979) y Tenorio-Tagle et al. (1985). Este caso se descartó porque no hay evidencia observacional que sustente la aplicación de este modelo tal como se puede ver en nuestras imágenes ópticas presentadas en las Figuras 5.1a, b y en las observaciones presentadas por Goss et al. (1975), Dubner et al. (1994) y principalmente, Giacani et al. (1998). Sin embargo, sin un conocimiento de la cinemática de la cascara pequeña y de la zona de interacción, no es posible descartarlo completamente.

3.- Dos explosiones de supernova que ocurren en una región con una interfase entre dos medios de distinta densidad. Descartamos este caso (aunque en principio se puede modelar) debido a la gran cantidad de parámetros libres que aparecerían en nuestra simulación y que no pueden ser acotados con los datos observacionales.

Básicamente estos dos últimos escenarios no son estudiados porque no hay datos observacionales para 3C400.2 que puedan sustentarlos, eliminarlos y acotar los parámetros libres usados en las simulaciones. Caso contrario al RSN N186D (Laval et al. 1989) y N186E (Rosado et al. 1990) a los que se les puede aplicar el escenario 2. Por consiguiente, nuestros modelos se basarán en el escenario de Giacani y colaboradores (1998). En este escenario se considera una explosión de supernova cerca de una interfase que separa dos medios con diferentes densidades. Aquí, el gas del remanente está completamente ionizado mientras que el gas del medio interestelar circundante fue considerado neutro. Para comenzar nuestras simulaciones, se consideraron densidades iniciales de 20 cm^{-3} y 4 cm^{-3} (Giacani et al. 1998) para los medios de alta y baja densidad, respectivamente. A estos medios se les impuso de entrada que estuvieran en equilibrio de presiones ($1 \times 10^{-10} \text{ dyn cm}^{-2}$) lo cual implica temperaturas de 2000 y 10000 K para los medios de alta y baja densidad respectivamente. La distancia de la explosión de la supernova a la interfase fue de 0 y $\pm 1.17 \text{ pc}$, es decir, consideramos que la explosión de la supernova ocurrió en la interfase, en el medio de alta densidad o en el medio de baja densidad respectivamente. El radio inicial y la energía de la explosión de la supernova fueron de 1 pc y $1 \times 10^{51} \text{ ergs}$ respectivamente. Con estos parámetros y después de varias corridas (como discutiremos más adelante), encontramos que este escenario es el que mejor describe la morfología de 3C400.2 y en él, las simulaciones concuerdan bien con la morfología derivada de las observaciones.

En la Figura 5.3 se presenta una comparación de las simulaciones cuando se considera que la explosión de supernova ocurre en el medio menos denso (columna izquierda), en la interfase (columna de en medio) y en el medio más denso (columna a la derecha). En cada columna mostramos la estratificación de la densidad a tiempo de 3000, 12000 y 21000 años. De aquí vemos, que la cáscara a la izquierda de la línea vertical en cada panel de la simulación, presenta un mayor radio cuando la explosión de supernova se lleva a cabo en el medio menos denso aunque la morfología de dos cáscaras superpuestas se observa bien en todos los casos. Dos contornos sucesivos corresponden a un cambio en la densidad en un factor de 2. En cada cuadro de esta figura representamos el aumento en diámetro en el medio menos denso (cáscara grande) que ocurre cuando la onda de choque del RSN (originada en el medio denso; cáscara chica) alcanza la interfase generando la apariencia de dos cáscaras superpuestas. En esta figura, la línea vertical en cada panel representa la interfase, encontrándose a la derecha de esta línea el medio denso, mientras que a la izquierda de esta línea se ubica al medio menos denso.

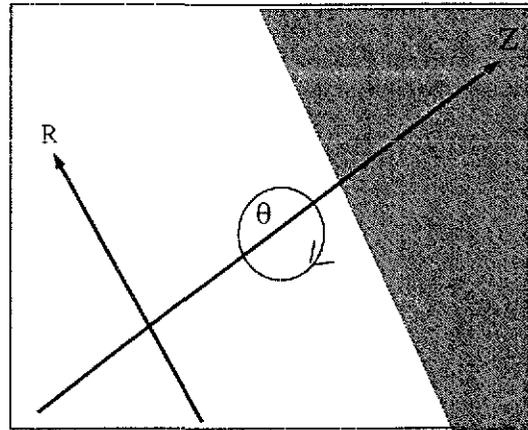
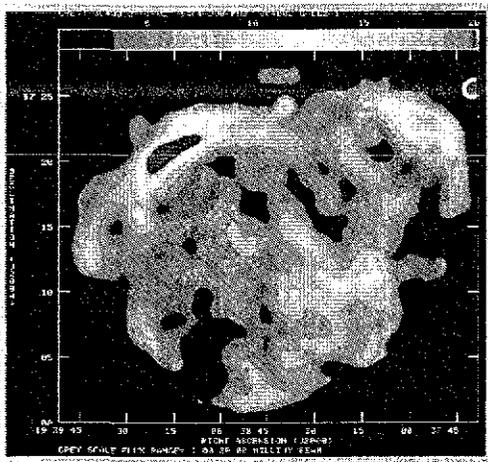
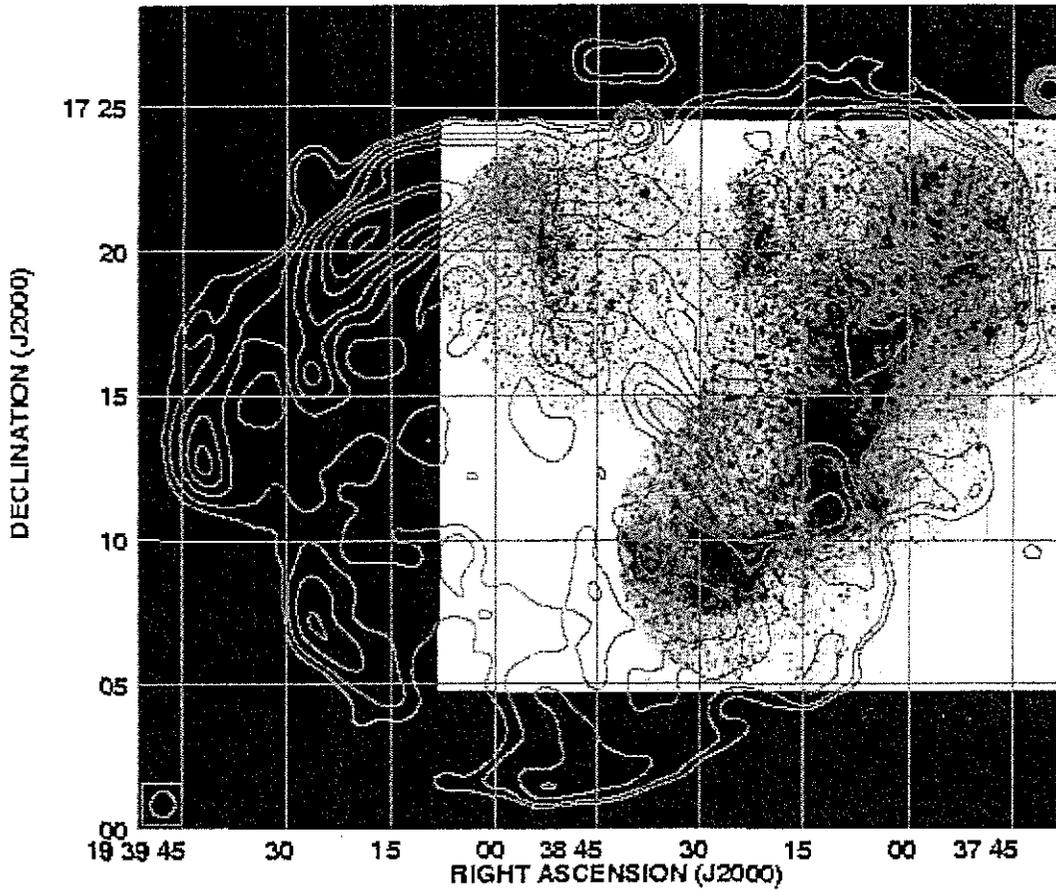


Figura 5.2.– Imagen a 1465 MHz (contornos y figura inferior izquierda) obtenida por Dubner et al. 1994, superpuesta con nuestro mosaico CCD en H α (grises). Los contornos tienen valores de 3, 4, 6, 8, 10, 15, 20, y 30 mJy/beam. El diagrama esquemático en la parte inferior muestra la geometría usada en las simulaciones y la region en gris representa al medio con mayor densidad. El norte apunta hacia arriba y el este a la izquierda.

La Figura 5.4 muestra una comparación entre las estratificaciones de densidad y campos de velocidades obtenidos a $t=200$ años para las simulaciones 2D y 3D con la misma resolución espacial.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Comparando ambas simulaciones, podemos demostrar que nuestros resultados no dependen de la suposición que hacemos de simetría axial o de condiciones de reflexión en el eje z. La simulación 3D muestra la evolución real de un fluido sin considerar reflexiones y suposiciones de simetría, mientras que en la simulación 2D sí esta considerada la simetría axial.

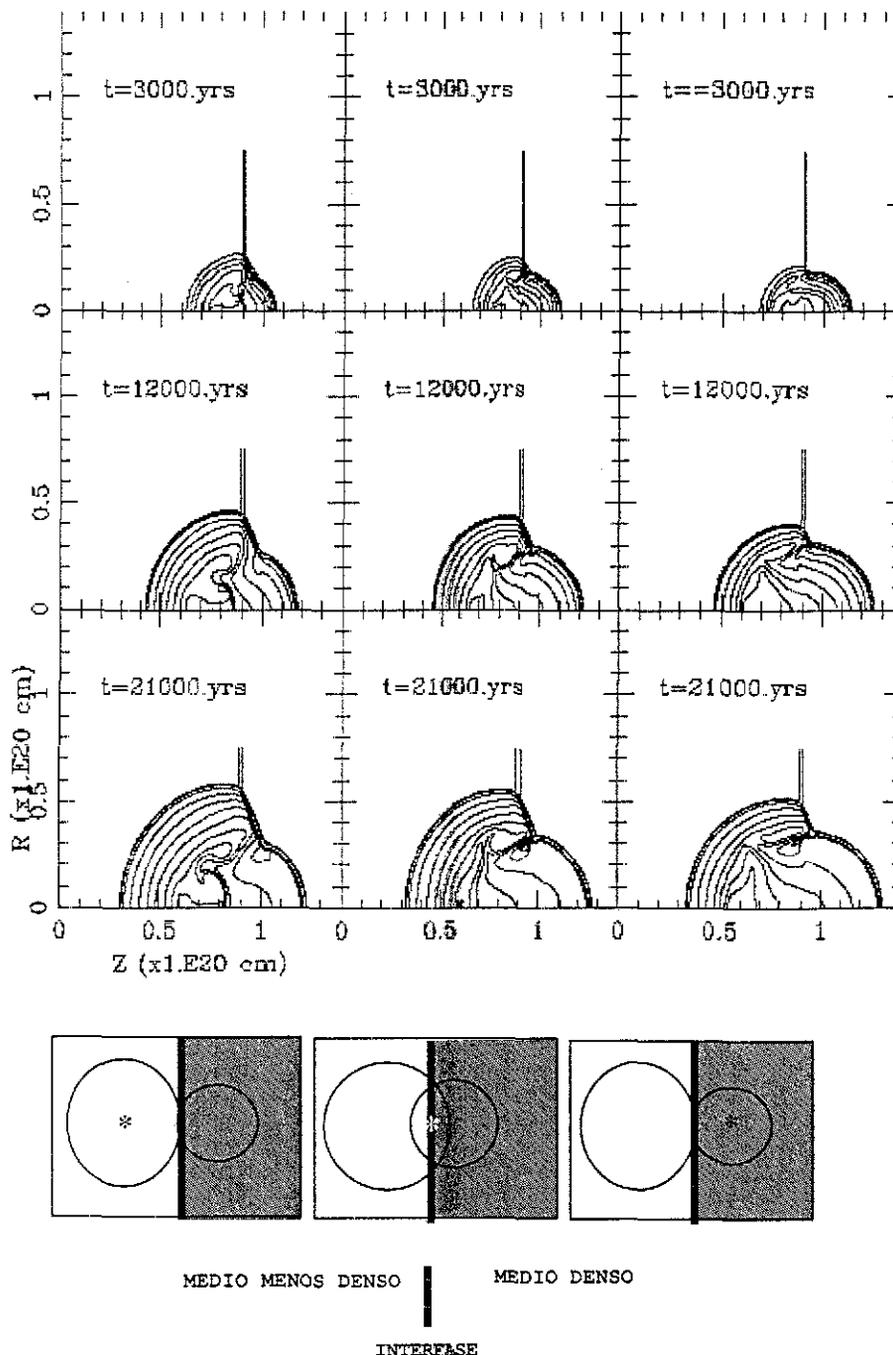


Figura 5.3.- Estratificación de la densidad (2D) para cada modelo a tiempos de 3000, 12000 y 21000 años cuando consideramos que la explosión de supernova ocurre en el medio menos denso (paneles izquierdos), en la interfase (paneles centrales) y en el medio más denso (paneles a la derecha). Las líneas verticales en los paneles y diagramas esquemáticos representan la interfase entre ambas cáscaras. El medio menos denso aparece a la izquierda de esta línea y el medio denso (sombreado en gris) a la derecha.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

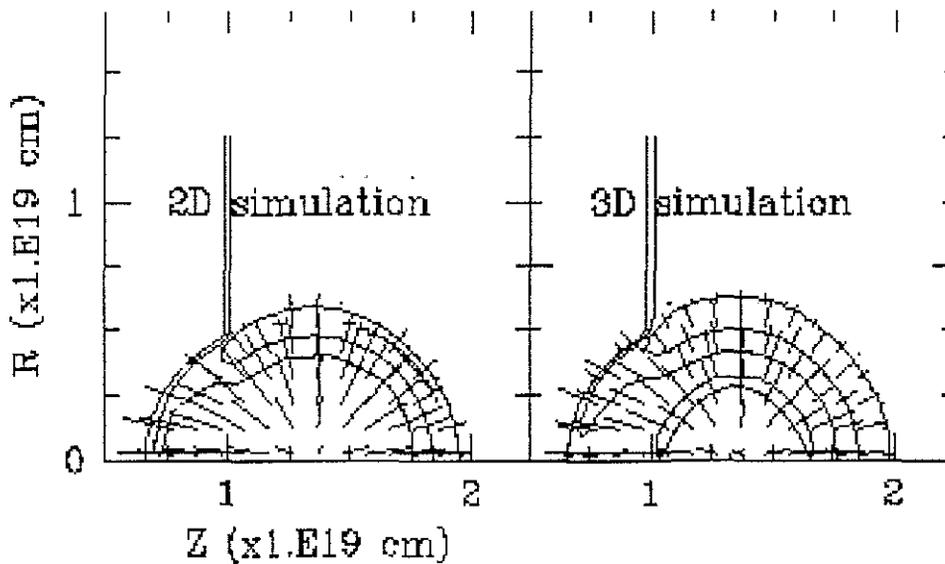


Figura 5.4.- Comparación de la estratificación de la densidad (contornos) y campo de velocidades (líneas) a un tiempo de 200 años entre las simulaciones 2D y 3D con la misma resolución espacial. Como la simulación 3D es real y la simulación 2D tiene incluida la simetría axial, al ser ambas simulaciones idénticas, demostramos que los fenómenos que observamos (discutidos en el texto) son reales y son independientes de considerar simetría axial.

La Figura 5.5 muestra las estratificaciones de densidad (contornos) y el campo de velocidades (líneas) obtenidas con simulaciones en 3D. Al igual que en la Figura 5.3, la línea vertical representa la interfase entre el medio más denso (lado derecho) y el medio menos denso (lado izquierdo). La longitud de la línea horizontal en la parte superior derecha del primer panel (que se aplica en los otros), corresponde a una velocidad de expansión de 2000 km s^{-1} . En esta figura podemos ver que a tiempos tempranos, p.ej. 50 años, la parte izquierda de la onda de choque del RSN que se mueve a una velocidad $\approx 3800 \text{ km s}^{-1}$, alcanza la interfase aumentando su velocidad a $\approx 4800 \text{ km s}^{-1}$ produciendo una burbuja la cual súbitamente aumentará su diámetro. A tiempos de 200 y 250 años, podemos ver un fenómeno interesante: se observa una colimación del gas interno a alta temperatura que tienen una forma de tobera. A través de la tobera, este gas caliente que proviene del medio más denso, llena la burbuja y aumenta su velocidad a valores de 10000 km s^{-1} . La velocidad del gas colimado se mantiene mayor que la velocidad de la onda de choque en la cáscara grande ($\approx 5000 \text{ km s}^{-1}$) hasta 20000 años después de la explosión de supernova. Este gas que sale de la tobera no alcanza a ser un jet ya que según el trabajo teórico de Arthur & Falle (1991), para que éste llegue a serlo es necesario que el cociente de densidades entre ambos medios sea al menos de 20 mientras que nuestro cociente es de 5. Como las simulaciones en esta figura se hicieron en 3D, demostramos que esta colimación axial del flujo es real tal como se discutió en la Figura 5.4.

Las dos cáscaras aparentes que mostramos en nuestras simulaciones tienen diferente evolución: la onda de choque en el medio más denso (cáscara chica) evoluciona siguiendo el esquema clásico de Woltjer (1970, 1972) discutido en el capítulo 2, mientras que en el medio menos denso (cáscara grande) se aleja de este esquema evolutivo. Este fenómeno se debe a la aparición de la tobera a $t \approx 200$ años. Esta tobera que es un flujo colimado, inyecta energía y momento de la cáscara chica a la cáscara grande, generando un "rejuvenecimiento" en ésta y hace que la cáscara grande entre en fase radiativa a tiempos mayores de los que indica la evolución estándar de un RSN.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

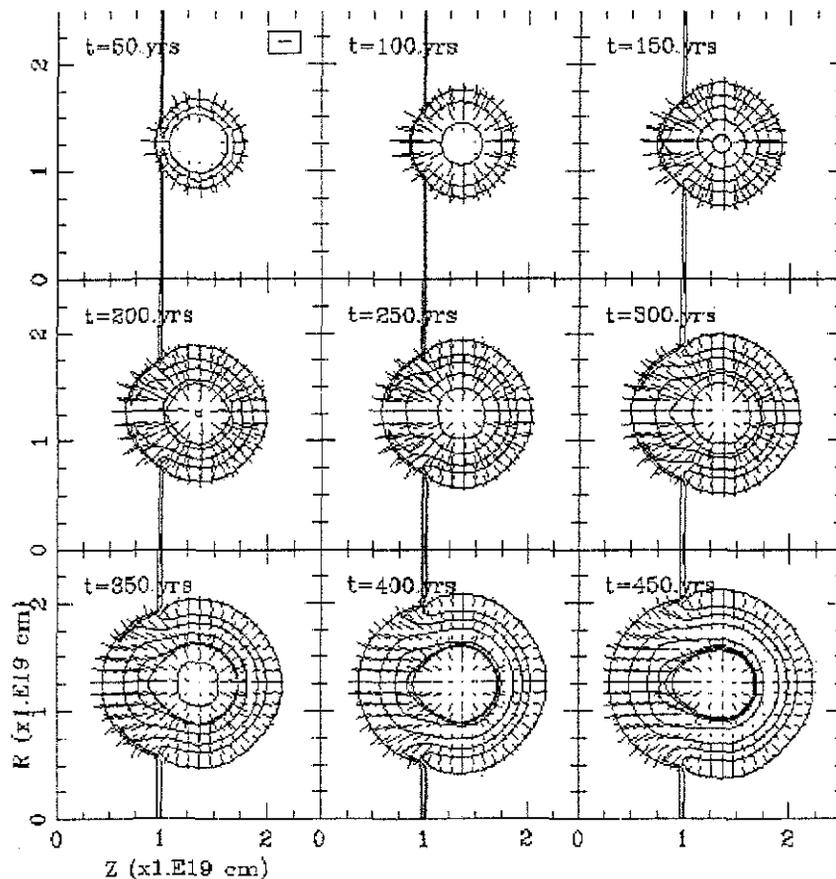


Figura 5.5.- Contornos de densidad y campo de velocidades de la evolución del RSN expandiéndose en un ambiente con un perfil de densidad de un paso obtenida de la simulación 3D. La línea vertical representa la interfase entre los medios de alta (a la derecha de esta línea) y baja densidad (a la izquierda de esta línea). La longitud de la línea horizontal en la parte superior derecha del panel a $t=50$ años corresponde a una velocidad de 2000 km s^{-1} . A $t=200$ años podemos ver que se produce una colimación parcial. En los puntos marcados en el panel a $t=350$ años, es en donde se sacaron las graficas mostradas en la Figura 5.6

Además, si se aplicaran los cálculos estándares como los que se presentan en el siguiente párrafo, se obtendría que la cáscara grande sería el resultado de una explosión de SN más energética.

En la Figura 5.6 se muestran los perfiles de densidad, presión y temperatura (páneles a, b y c respectivamente) justo detrás de la onda de choque del RSN que se propagan en el medio denso y el medio menos denso respectivamente (puntos marcados en la Figura 5.5 a $t=350$ años). El comportamiento de estos perfiles es independiente de donde ocurrió la explosión de supernova. La Figura 5.6b muestra que a tiempos tempranos, hay un equilibrio de presiones entre las regiones atrás de las ondas de choques de las dos cáscaras. A $t=12000$ años, este equilibrio se rompe debido a que la cáscara chica entra a la fase radiativa decayendo la presión atrás del frente de choque en dos órdenes de magnitud. Al mismo tiempo, la presión y temperatura en la cáscara chica decaen rápidamente (Figuras 5.6b y 5.6c, respectivamente). Este valor de 12000 años es cercano al tiempo (τ_{rad}) en que un RSN se vuelve radiativo según la siguiente estimación analítica que se obtiene para una explosión inicial de una supernova de 1×10^{51} ergs, una densidad del MIE de 20 cm^{-3} y una temperatura de 10^6 K justo atrás de la onda de choque de RSN:

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

$$\left[\frac{\tau_{rad}}{años} \right] = \left[\left(\frac{4.56 \times 10^7}{(1+x_H)} \right) \left(\frac{T}{10^4 K} \right)^{-1} \left(\frac{E}{10^{51} ergs} \right)^2 \left(\frac{n_0}{cm^{-3}} \right)^{-\frac{2}{5}} \right]^{\frac{5}{6}} \quad (1)$$

En esta fórmula (véase Rohlfs & Wilson, 1996), x_H representa la fracción de ionización, n_0 es la densidad del medio interestelar sin perturbar, T es la temperatura y E es la energía inicial de la explosión de la supernova. La Figura 5.6 también muestra que la cáscara grande se vuelve radiativa a $t=35000$ años (mucho después que la cáscara chica). Según la ecuación anterior (para una densidad de 4 cm^{-3}) el tiempo para llegar a la fase radiativa es de 18500 años. Comparando nuestro resultado numérico con este valor analítico vemos que hay una diferencia de 16500 años. Esto es debido al rejuvenecimiento de la cáscara grande por la inyección extra de energía y momento proveniente de la cáscara chica por medio de la tobera.

En la Figura 5.7 mostramos la evolución (a tiempos grandes) de la estratificación de la densidad del remanente expandiéndose dentro de un MIE caracterizado por dos densidades separadas por una interfase. Esta gráfica está representada en escala logarítmica, donde la gama de grises corresponde a un rango de $1 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ (blanco) a $1 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (negro).

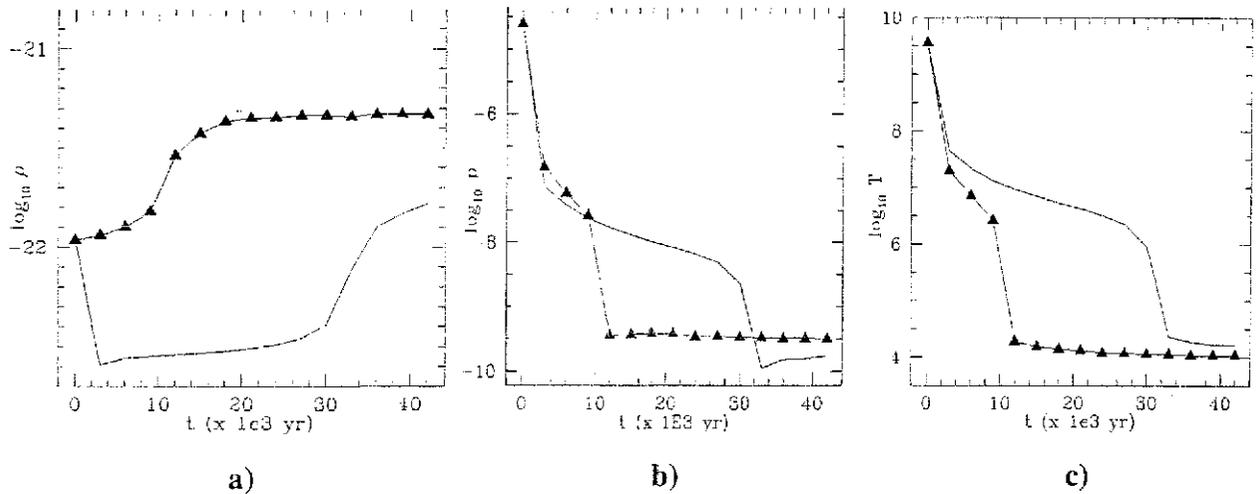


Figura 5.6 – Comparación de la evolución en el tiempo versus el logaritmo de la densidad, presión y temperatura (paneles a, b y c respectivamente) justo atrás (puntos en la Figura 5.5 a $t=350$ años) de las ondas de choque en los medios denso (cáscara chica; línea sólida con triángulos) y menos denso (cáscara grande; líneas sólidas). Aquí vemos que a 12000 años la cáscara chica entra a fase radiativa (rompiendo el equilibrio de presiones entre ambas cáscaras) porque conforme disminuye la temperatura, aumenta la densidad. A 35000 años se ve un comportamiento similar (en p y T) al de la cáscara chica pero para la cáscara grande, es decir, esta última entra a fase radiativa mucho después que la cáscara chica.

Aquí podemos observar que parte del gas que ha entrado a la cáscara grande, empieza a empujar hacia afuera la parte externa de la interfase entre los dos medios. Este flujo se mueve en dirección contraria a la tobera generando zonas con fuertes gradientes de velocidad. Esta parte de la interfase entre los dos medios se vuelve radiativa prácticamente al mismo tiempo que el frente de choque de la cáscara pequeña. En el cuadro a $t=18000$ años vemos que aparecen dos filamentos densos (marcados con flechas). En los cuadros posteriores, podemos observar que estos filamentos aumentan hacia dentro sus longitudes en dirección al centro de la cáscara grande.

Estos filamentos son encontrados en regiones con cizallamientos ("shear") a altas velocidades y empiezan a presentar estructuras ondulatorias probablemente producidas por inestabilidades de Kelvin-Helmholtz.

Finalmente, para comparar nuestras simulaciones con las observaciones en $H\alpha$ (Figura 5.1a), en la Figura 5.8 presentamos mapas normalizados de la emisión de $H\alpha$ a diferentes tiempos y en escala lineal de grises. Los mapas presentados en esta Figura fueron obtenidos al integrar la emisividad en $H\alpha$ a lo largo de las líneas de visión. Antes de $t=12000$ años no se detecta emisión $H\alpha$ en la cáscara grande porque aún está en la fase adiabática. Los mapas que obtenemos de la emisión de $H\alpha$ en nuestras simulaciones están hechos considerando un ángulo entre el eje de simetría que une los centros de las dos cáscaras y el plano del cielo de 20 grados (véase el diagrama esquemático de la Figura 5.2). En esta Figura también podemos observar que hay una fuerte emisión de $H\alpha$ justo atrás del frente de choque de la cáscara pequeña a $t=12000$, 15000 y 18000 años.

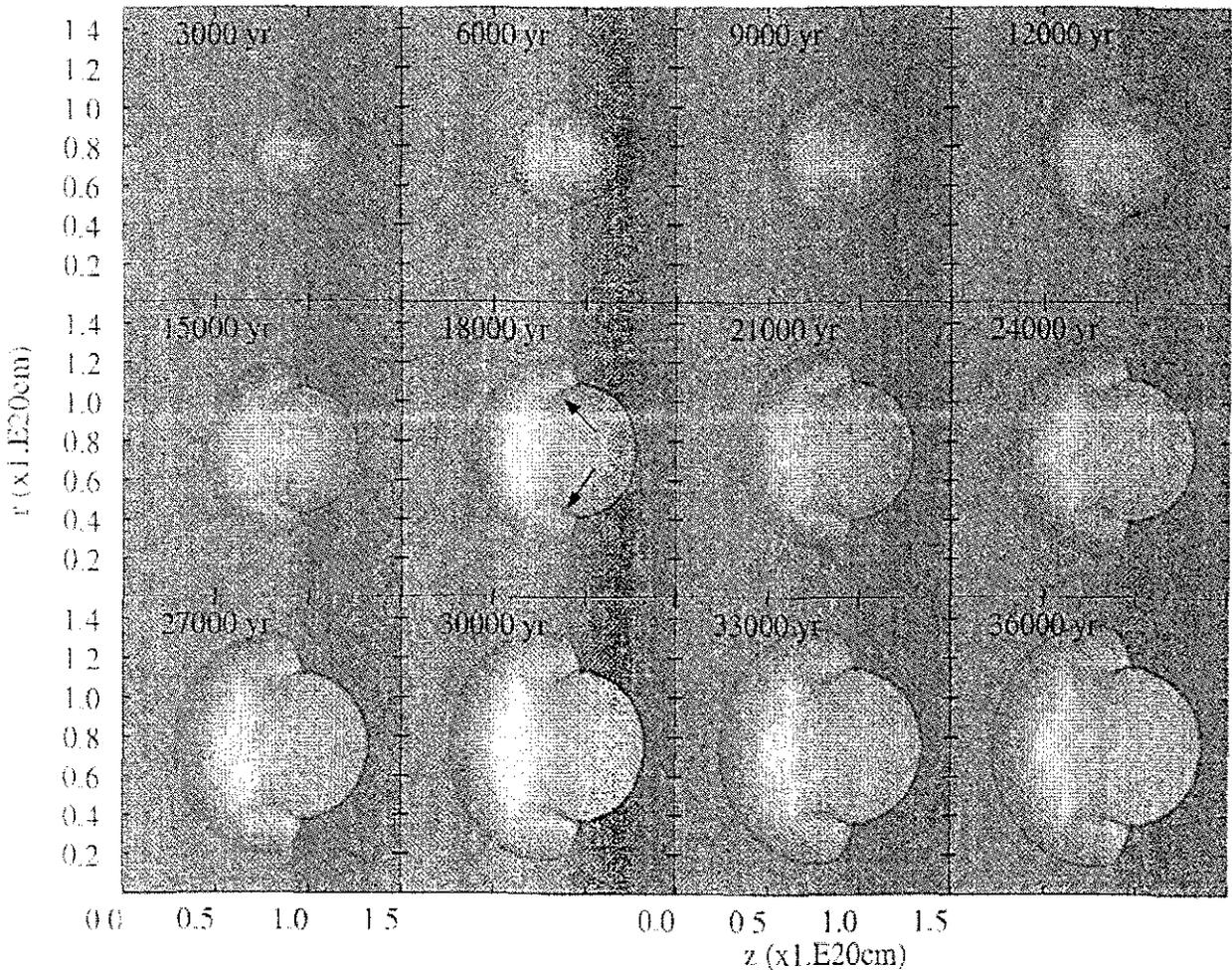


Figura 5.7.— Evolución (2D) de la estratificación de la densidad del RSN expandiéndose dentro de un ambiente con un perfil de densidad de un paso. La escala de grises corresponde a un rango de $1 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ (en blanco) a $1 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (en negro). La escala es logarítmica. Las flechas marcan los filamentos densos discutidos en el texto.

Después, la parte de la interfase entre los dos medios, la cual es empujada hacia afuera debido por el flujo que regresa a través de la tobera, empieza a exhibir emisión difusa en $H\alpha$, como se puede observar en los paneles a 21000, 24000, 27000 y 30000 años, que presentan formas de anillos parciales o completos.

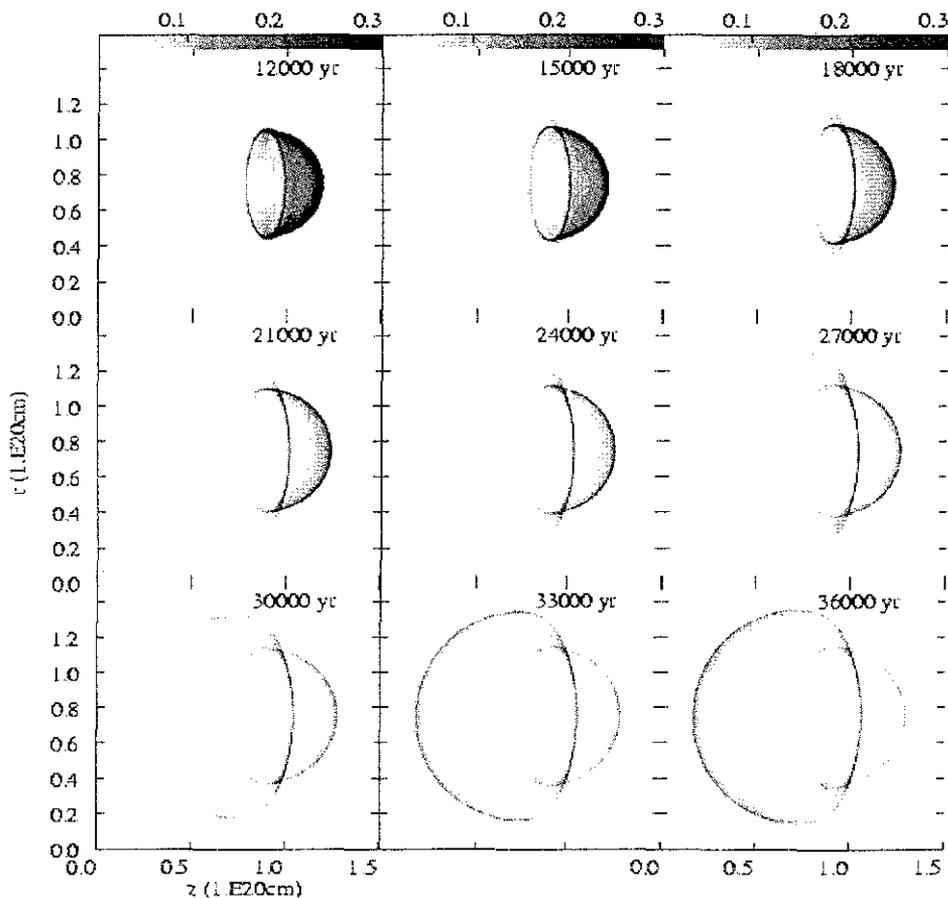


Figura 5.8.— Mapas de la emisión normalizada en $H\alpha$ (2D). La escala de grises es lineal y cubre un rango de 0.01 a 0.3 unidades normalizadas. Estos mapas se obtuvieron con un ángulo de inclinación entre el eje de simetría del RSN y el plano del cielo de 20° .

Finalmente vemos que la onda de choque de la cáscara grande se vuelve radiativa emitiendo en $H\alpha$. Dado que en las observaciones de Winkler (1973) no se ve fuerte emisión de $H\alpha$ hacia el este de la cáscara grande, y comparando con nuestras simulaciones, podemos sugerir que la edad de 3C400.2 está en 26000 ± 5000 años. A pesar de que la distancia de 3C400.2 no está muy bien determinada (2.3 a 6.7 kpc), y por ende, la comparación entre los tamaños observados y predichos del remanente no es muy útil, nosotros a través de los mapas simulados de densidad (panel a 24000 años en la Figura 5.7; tiempo en el que mejor concuerda con la emisión en $H\alpha$ observada y simulada) obtenemos un cociente entre los radios de las cáscaras de 1.5. Notablemente, este valor concuerda bastante bien con 1.58 que es el cociente entre estos radios obtenidos a partir de observaciones de radio por Dubner et al. (1994).

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

CAPÍTULO 6.- CONCLUSIONES Y TRABAJO A FUTURO

6.1.- CONCLUSIONES DE LA TESIS

6.1.1.- SOBRE LA NEBULOSA DE ORIÓN:

- El estudio cinemático de HH 202 muestra la existencia de un nuevo rasgo de alta velocidad radial $> 100 \text{ km s}^{-1}$ que podría pertenecer al sistema que conforma a este objeto HH o bien ser otro objeto HH no catalogado previamente.
- HH 203 tiene una forma de tipo jet con velocidades corridas al azul. HH 204 tiene una forma cónica que asemeja a un choque en proa con una fuerte asimetría en su distribución de brillo. Se encuentra que las regiones débiles de HH 203–204 presentan movimientos internos grandes que se interpretan como evidencia de gradientes transversos de densidad. Se muestra que el ápex de HH 204 es la zona de máxima velocidad radial, lo cual esta en acuerdo con los modelos de choques en proa.
- El estudio del campo de velocidades radiales de HH 269 revela componentes de alta velocidad corridas al azul que corresponden a condensaciones estudiadas anteriormente y algunas nuevas.
- Se buscaron movimientos violentos en otros HH como HH 507 529 y 530 encontrándolos únicamente para HH 529.
- De estudios cinemáticos individuales a HH 202, 203–204 y en sus regiones cercanas, se sugiere que estos tres objetos HH son parte de un flujo bipolar gigante ($\approx 0.55 \text{ pc}$) cuya fuente de origen esta cerca del jet E–W descubierto por O’Dell (1997b). Este flujo se puede ver en nuestros mapas de velocidades y en las imágenes tomadas por el HST.
- El estudio presentado en esta tesis, que es a gran escala, complementa los estudios a pequeñas escalas realizados por John Bally y sus colaboradores (1998, 2000) y contribuye a la gran cantidad de estudios que se han hecho a esta nebulosa.
- Se presentan perfiles de velocidad radial en $H\alpha$ de 15 discos protoplanetarios en la Nebulosa de Orión. Las velocidades sistémicas obtenidas se encuentran en el intervalo 24 a 38 km s^{-1} . A pesar de que la resolución espectral que se tiene es baja, la técnica de Fabry–Perot, especialmente aplicándole una técnica de “unsharp–masking”, se revela como un método efectivo para estudiar a estos objetos.
Como el reporte de estas velocidades son escasas en la literatura, es necesario llevar acabo observaciones espectroscópicas 3D para que se corroboren o desechen los valores presentados en esta tesis.

6.1.2.- SOBRE EL REMANENTE DE SUPERNOVA 3C400.2:

- Los modelos apuntan a que 3C400.2 es un remanente producido por una explosión de supernova en un medio denso que produce 2 cáscaras parcialmente superpuestas: una debido al frente de choque del remanente en el medio denso (cáscara chica) y otra cuando este frente de choque alcanza a un medio menos denso produciendo un aumento en su diámetro. Esto se deduce al comparar la emisión sincrotrón de las cáscaras (Figura 5.2) con la estructura del choque en las simulaciones numéricas (Figuras 5.3, 5.4 y 5.5).
- Algunos de los filamentos difusos que aparecen en las observaciones de $H\alpha$ están justo detrás de la onda de choque en la cáscara chica. Otros filamentos se ven en la circunferencia de la cáscara grande y en la región de interacción entre las dos cáscaras. Esto se obtiene al comparar la Figura 5.8 con la Figura 5.1a,b. Los filamentos en forma de arco aparecen atrás de la onda de choque de la cáscara chica. Este comportamiento se puede observar en la Figura 5.8 a $t= 12000, 15000, 18000, 21000$ y 24000 años.
- De la Figura 5.8 se ve que hay emisión intensa en la interfase entre los medios de distinta densidad. Esta interfase se vuelve radiativa después de ser empujada por el gas de la cáscara grande que entra por una tobera de la cáscara chica. Este rasgo se observa en la Figura 5.1 y en las imágenes de Winkler et al. (1993).
- Este remanente tiene una edad de 26000 años indicando que es un RSN más joven de lo que se había estimado anteriormente (1×10^5 años, Rosado, 1983). Esto lo sugerimos de los paneles a 24000 y 27000 años en la Figura 5.8. A esto hay que sumar el hecho que a este tiempo el cociente entre los dos diámetros en la simulación es de 1.5. Las observaciones sugieren un cociente de diámetros de 1.58 (Dubner, et al. 1994, Giacani et al. 1998) lo cual está en perfecto acuerdo con nuestro modelo.
- Algunos detalles de los filamentos en $H\alpha$ (Figura 5.1a) son resultado probablemente de inhomogeneidades en el medio interestelar que rodea al remanente o son el producto de alguna inestabilidad dinámica.
- La cáscara pequeña sigue la evolución de un remanente de supernova en su fase radiativa, mientras que la cáscara grande lo hace mucho después (a los 35000 años). Esto se debe a la inyección de energía y momento del flujo que atraviesa por medio de una tobera de la cáscara pequeña a la cáscara grandes. Esta inyección rejuvenece a la cáscara grande.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

6.2.- TRABAJO A FUTURO

6.2.1.- SOBRE LA NEBULOSA DE ORIÓN:

- Se requieren mas estudios cinemáticos para confirmar si el rasgo descubierto en HH 202 pertenece a él o efectivamente es un nuevo objeto HH.
- Se necesitan estudios en el infrarrojo y radio para encontrar la fuente que genera el flujo bipolar que conecta a HH 202, 203-204 ya que como estaría ubicado en una región ópticamente gruesa a las líneas de emisión que usamos, no podemos identificarla con exactitud.

6.2.2.- SOBRE EL REMANENTE DE SUPERNOVA 3C400.2:

- Una comparación más realista entre la simulación numérica y las observaciones para confirmar el escenario que creemos produce a 3C400.2 debería incluir una predicción numérica de la distribución espacial de la emisión sincrotrón que no tenemos hasta el momento porque nuestro código es hidrodinámico.
- Hasta el momento no se han producido simulaciones satisfactorias de rayos X de 3C400.2. Mientras que los mapas en rayos X de este remanente según observaciones de los satélites ROSAT, Einstein y ASCA, muestran una distribución de intensidad que alcanza su máximo en la región de empalme, las simulaciones numéricas hasta el momento predicen una morfología en rayos X tipo cáscara. Esta discrepancia puede deberse a efectos de conductividad térmica (Cox et al. 1999) que no se han incluido en las simulaciones, los cuales pueden tener un efecto fuerte en las estratificaciones de densidad y temperatura de los interiores calientes de los RSN. Los trabajos actuales de rayos X para este remanente incluyen densidades más bajas de las que las observaciones muestran (Long et al. 1991). Es necesario producir nuevos modelos y estudiar más a este remanente en rayos X..
- Se requieren de estudios cinemáticos para encontrar las velocidades de expansión de las cáscaras y distancia al remanente. Nuestras observaciones realizadas con el PUMA pueden ofrecer estos valores, pero aún se está trabajando en ellas. Sin embargo los resultados preliminares que se tienen no parecen contradecir la suposición del escenario que sugerimos para la formación de este remanente. Más aún, se encuentran velocidades de expansión distintas en las cáscaras. Con estos estudios cinemáticos se compararían detalladamente el campo de velocidades predicho por los diferentes modelos, en particular, las velocidades de expansión de cada una de las cáscaras y de la tobera con las predichas por nuestros modelos. También es necesario medir las densidades ambientales en ambas cascaras para verificar que efectivamente existe un salto de densidad.

BIBLIOGRAFÍA Y REFERENCIAS

- Airy, G. B., 1831, "*Mathematical Tracts on the Lunar and Planetary Theories, The Figure of the Earth, Precession and Nutation, The calculus of Variations and The Undulatory Theory of Optics*", 2nd ed (Cambridge: J Smith, Printer to the University, for J and J J Deighton).
- Airy, G. B., 1833, "*On the phenomena of Newton's rings when formed between two transparent substances of different refractive powers*", *Phil. Mag.*, 2, 20
- Ambartsumian, V. A., 1954, *Comm. Burakan Obs.*, No. 13
- Amram, P., Boulesteix, J., Georgelin, Y. M., Georgelin, Y. M., Laval, A., Le Coarer, E., Marcellin, M., Rosado, M., 1991, *ESO Messenger*, 64, 44
- Arias, L., & Rosado, M., "*Paquete Cigale, reducción de datos de un Interferómetro Fabry-Perot de Barrido*", 1994, MU-94-02, IA-UNAM,
- Arias, L., "*Estudio de una Burbuja en la Nube Menor de Magallanes*", 1995, Tesis de Licenciatura, UNAM
- Arthur, S. J., & Falle, A. E. G. 1991, *MNRAS*, 251, 93
- Atherton, P. D., Reay, N. K., Ring, J., & Hicks, T. R. 1981, *Opt Eng.*, 20, 806
- Axon, D. J., & Taylor, K. 1984, *MNRAS*, 207, 241
- Ayala, S., 2001, "*Condiciones Físicas en Flujos de gas de Estrellas Jovenes de Baja Masa*", Tesis de Doctorado, IA-UNAM.
- Baade W., & Zwicky, F., 1934a, *Proc. Nat. Acad. Sciences*, 20, 254
- Baade W., & Zwicky, F., 1934b, *Phys. Rev.*, 45, 138
- Bally, J., Devine, D., & Reipurth, B., 1996, *ApJL*, 473, L49
- Bally, J., & Devine, D., 1997, en "*Herbig Haro Flows and the Birth of Low Mass Stars*", ed. B. Reipurth y C. Bertout, IAU Symp. 182. Kluwer Academic Publishers
- Bally, J., Sutherland, R. S., Devine, D., & Johnstone, D., 1998, *ApJ*, 116, 293
- Bally, J., O'Dell, C. R., & McCaughrean, M. J. 2000a, *ApJ*, 119, 2919
- Bally, J., Sutherland, R., Devine, D., & Johnstone, D., 2000b, *AJ*, 116, 293
- Bally, J., 2003, en "*Astrophysics of life*", "STScI Symposium" mayo del 2002, Cambridge Univ. Press
- Becklin, E., & Neugebauer, G., 1967, *ApJ*, 147, 799
- Benitez, M., 1991, "*Objetos Herbig-Haro*", Tesis de Licenciatura, IA-UNAM.
- Bennet, A. S., 1962, *MNRAS*, 68, 163
- Bennet, A. S., 1963, *MNRAS*, 127, 3
- Blair, W. P., & Long, K. S. 1988, *PASP*, 100, 461
- Bigourdan, M. G. 1916, *Comptes Rendues Acad. Sci.*, 162, 64
- Bohigas, J., 1977, "*Evolución Dinámica de Remanentes de Supernova*", Tesis de Licenciatura, IA-UNAM
- Bohigas, J., 1983, *RMxAA*, 5, 271
- Bohigas, J., & Rosado, M., 1984, en "*Explosiones de Supernova y sus Remanentes*", *Temas Selectos de Astrofísica*, ed. Manuel Peimbert, 159
- Böhm, K. H., 1983, *RMxAA*, 7, 55
- Böhm, K. H., & Goodson, A. P., 1997, en "*Herbig Haro Flows and the Birth of Low Mass Stars*", ed. B. Reipurth y C. Bertout, IAU Symp. 182. Kluwer Academic Publishers
- Born, M., & Wolf, E., "*Principles of Optics*", 1999, Cambridge University Press.
- Brugel, E. W., Shull, J. M., & Seab, C. G., 1982, *ApJL*, 262, L35
- Buehrke, T., Mundt, R., & Ray, T. P. 1988, *A&A*, 200, 99
- Buisson, H., Fabry, C., Bourget, H., 1914, *ApJ*, 40, 241

BIBLIOGRAFÍA Y REFERENCIAS

- Burnham, S. W., 1890, MNRAS, 51, 94
 Burnham S. W., 1894, Pub. Lick Obs., 2, 175
- Cantó, J., Goudis, C., Johnson, P. G., & Meaburn, J. 1980a, A&A, 85, 128
- Cantó, J., 1980b, A&A, 86, 327
- Cantó, J., 1981, "Investigating the Universe", ed. F. D. Kahn, Dordrecht:Reidel, 95
- Cantó, J., & Mendoza, E., 1983, ed. "Simposio sobre Objetos Herbig-Haro, Estrellas T-Tauri y Fenómenos relacionados en Honor de Guillermo Haro", RMxAA, 7
- Cantó, J., 1984, en "Objetos Herbig-Haro", temas selectos de Astrofísica, ed. Manuel Peimbert, 115
- Camenzind, M., 1997, en "Herbig Haro Flows and the Birth of Low Mass Stars", ed. B. Reipurth y C. Bertout, IAU Symp. 182. Kluwer Academic Publishers
- Carrasco, B. E., "Interferometría Fabry-Perot de Orden Variable. Una Aplicación Astronómica.", 1983, Tesis de Licenciatura, UNAM.
- Castañeda, H. O. 1988, ApJS, 67, 93
- Cernicharo, J., Lefloch, B., García Lopez, R. J., & Esteban, C., 1997, en "Herbig-Haro Flows and the Birth of Low-Mass Stars", ed. F. Malbet & A. Castets (Dordrecht: Kluwer), 8
- Chevalier, R. A., 1974, ApJL, 294, L17
- Chevalier, R. A., 1977, ARA&A, 15, 175
- Chevalier, R. A., Raymond, J. C., & Kirshner, R. P., 1980, ApJ, 235, 186
- Churchwell, E., Felli, M., Wood, D. O. S., & Massi, M., 1987, ApJ, 321, 516
- Clark, D. H., & Stepheson, F. R., 1975, Observatory, 95, 190
- Clark, D. H., & Caswell, J. L., 1976, MNRAS, 174, 267
- Clark, D.H., & Stephenson, F.R., 1977, "The Historical Supernovae" Pergamon Press; New York
- Clopeau, M., 1961, photogr. Sci. Engng, 5, 175
- Condon, J. J., Broderick, J. J., & Seielstad, G. A. 1989, AJ, 97, 1064
- Courant, J., & Friedrichs, K. O., "Supersonic flow and shock waves", 1976, Applied mathematical sciences; 21, Interscience Publishers, Spring Verlag New York.
- Courtès, G., 1960, Ann. Astrophys., 23, 115
- Courtès, G., 1972, Vistas in Astronomy Vol. 14, Ed. A. Beer Braunschweig: Pergamon Press)
- Cox, D. P., 1972a, ApJ, 178, 169
- Cox, D. P, Shelton, R. L., Maciejewski, W., et al. 1999, , 524, 179
- Cudworth, L., & Herbig, G. H., AJ, 4, 548
- Cudworth, L., & Stone, R. C. 1977, PASP, 89, 627
- Curiel, S., 1988, "Objetos Herbig-Haro", parte escrita de los exámenes generales, IA-UNAM
- Daltabuit, E., D'Odorico, S., & Sabbadin, F., 1976, A&A, 52, 93
- Dyson, J. E., 1984, Ap&SS, 106, 181
- de la Fuente, E., Velázquez, P. F., Rosado, M. & Raga, A. C., 2002, en "Ionized Gaseous Nebulae" eds. W. J. Henney, J. Franco, M. Martos, & M. Peña, RMxAASC, 12, 93
- de la Fuente, E., Rosado, M., Arias, L., & Ambricio-Cruz, P., 2002, enviado
- de la Fuente, E., Rosado, M., Arias, L., Le Coarer, E., en "Galaxies the Third Dimension", ed. M. Rosado, Arias, L., & Binette, L., ASP, 2003a, enviado
- de la Fuente, E., Rosado, M., Arias, L., & Ambricio-Cruz, P., 2003b, en "Astrophysics of life", "STScI Symposium" mayo del 2002, enviado

BIBLIOGRAFÍA Y REFERENCIAS

- Dickel, J. R., & De Noyer, L. K. 1975 AJ, 80, 437 Fizeau, H., 1862, Ann. Chim. Phys., 66, 429
- Dopita, M. A., 1978, ApJSS, 37, 117
- Dopita, M. A., 1981, "Investigating the Universe", ed. F. D. Kahn, Dordrecht:Reidel, 29
- Dopita, M. A., Binette, L., & Schwartz, R. D., 1982, ApJ, 261, 83
- Dubner, G. M., Giacani, E. B., Goss, W. M., & Winkler, P. F. 1994, AJ, 108, 207
- Dubner, G. M., Holdaway, M., Goss, W. M., & Mirabel, I. F. 1998, AJ, 116, 1842
- Edge, D. O., Shakeshaft, J. R., McAdam, W. B., Baldwin, J. E., & Archer, S., 1959, MNRAS, 68, 7
- Eisloffel, J., & Mundt, R. 1994, A&A, 284, 530
- Elliott, K. H., & Meaburn, J., 1974, Ap&SS, 28, 351
- Fabry, C., & Perot, A., 1897, "Sur les franges des lames minces argenteés et leur application à la mesure de petites épaisseurs d'air", Ann. Chim. Phys., 12, 459
- Fabry, C., & Perot, A., 1899, "Théorie et application d'une nouvelle méthode de spectroscopie interférentielle", Ann. Chim. Phys., 16, 115
- Fabry, C., & Perot, A., 1901, "Sur un nouveau modèle d'interféromètre", Ann. Chim. Phys., 22 (ApJ, 13, 265, plato IX).
- Fabry, C., & Perot, A., 1902, "Mesures de longueurs d'onde en valeur absolue, spectre solaire et spectre du fer", Ann. Chim. Phys., 25 (ApJ, 15, 73-96; 261-273)
- Fabry, C., & Buisson, H., 1911, ApJ, 3, 406
- Falle, S. A., 1981, MNRAS, 195, 1011
- Falle, S. A., en "Supernova Remnants and the Interstellar Medium", IAU Colloq. 101, ed. R. Longers & Landecker, T., Cambridge University Press, Cambridge, 419
- Feibelman, W. A. 1976, PASP, 88, 677
- Franco, J., Miller, W. W. III, Arthur, S. J., Tenorio-Tagle, G., & Terlevich, R., 1994, ApJ, 435, 805
- Garay, G., Moran, J. M., & Reid, M. J., 1987, ApJ, 314, 535
- García-Arredondo, F., Henney, W., & Arthur, J., 2001, ApJ, 561, 830
- Giacani, E. B., Dubner, G., Cappa, C., & Testori, J. 1998, A&AS, 133, 61
- Goss W. M., Siddesh, S. G., & Swchartz, U. J. 1975, A&A, 43, 459
- Glassgold, A. E., Huggins, P.J., & Shucking, E. L., 1982, Ann. NY Acad. Sci. 395, 308
- Goudis, C., 1982., "The Orion Complex: A Case Study of Interstellar Matter". Dordrecht: Reidel. 311
- Goudis, C., Hippelein, H., Meaburn, J., & Songsathaporn, R. 1984, A&A, 137, 245
- Grosvenor, G. M., Allen, W. L., & Shufe, J. F. 1995, Natl. Geog. Supp., December
- Guenther, R. D., 1990, "Modern Optics", John Wiley & Sons, Inc., New York.
- Gull, T., 1975, Bull.A.A.S., 7, 250
- Haidinger, W., 1849, "Ueber die schwarzen und gelben Parallel-Linien am Glimmer", Poggendorff's Annal. (Lpz), LXXVII, 219
- Haidinger, W., 1855. "Die Interferenzlinien am Glimmer. Berührungsringe und Plattenringe", Poggendorff's Annal. (Lpz), XCVI, 453
- Haro, G., 1950, Comunicación Privada el 31 de mayo de 1950 a los Drs. Shapley y Minkowski
- Haro G., 1952, ApJ, 115, 572
- Haro G., 1953, ApJ, 117, 73
- Hartigan, P., Raymond, J., & Hartmann, L. 1987,

BIBLIOGRAFÍA Y REFERENCIAS

- ApJ, 316, 323
- Hartigan, P., Curiel, S., & Raymond, J., 1989, ApJL, 347, L31
- Hartwig, E., 1885, Astr. Nachr., 112, 245
- Hecht, E., & Zajac, A., "Optica", 1986, ed. Addison-Wesley Iberoamericana.
- Hecht, E., "Optica", 1988, Serie Schaum, ed. Mc Graw Hill Interamericana.
- Hecht, E., "Optica", 1998, ed. Addison-Wesley Iberoamericana.
- Herbig, G. H., 1950, ApJ, 111, 11
- Herbig, G. H., 1951, ApJ, 113, 697
- Herbig, G. H., 1952, J. Roy. Astr. Soc. Canada 46, 222
- Hester, J. J., Gilmozzi, R., O'dell, C. R., Faber, S. M., Campbell, Bel, Code, Arthur, Currie, D. G., Danielson, G. E., Ewald, S. P., Groth, E. J., Holtzman, J. A., Kelsall, T., Lauer, T. R., Light, R. M., Lynds, R., O'Neil, E. J. Jr., 1991, ApJ, 369, 75
- Henney, W. J. 1996, RMxAA, 32, 3
- Henney, W. J., Meaburn, J., Raga, A. C., Massey, R., 1997, A&A, 324, 656
- Henney, W. J., O'Dell, C. R., 1999, AJ, 118, 2368
- Henney, W. J., O'Dell, C. R., Meaburn, J., Garrington, S. T., & Lopez, J. A., 2002, ApJ, 566, 315
- Holden, D. J., & Caswell, J. L. 1969, MNRAS, 143, 407
- Hollenbach, D. J., & McKee, C. F., 1979, ApJSS, 41, 555
- Hu, X 1996, AJ, 112, 2712
- Huygens, C. H., 1659, en Systema Saturnium, ed. Hagrae-Comitis (Repr 1999; Washington:Smithsonian Inst. Libr.)
- Hugoniot, H., 1889, "Sur la propagation du mouvement dans les corps et spécialement dans les gaz parfaits", Journal de L'école polytechnique, 58, 1
- Ikeuchi, S. 1978, PASJ, 30, 563
- Ilovaisky, S. A., & Lequeux, J., 1972, A&A, 18, 169
- Jones, E. M., Smith, B. W., Straka, W. C., Kodis, J. W., & Guitar, H. 1979, , 232, 129
- Jones, B. F., 1983, en "Simposio sobre Objetos Herbig-Haro, Estrellas T-Tauri y Fenómenos relacionados" en Honor de Guillermo Haro, eds. J. Cantó y E. Mendoza., RMxAA, 7, 71
- Jun, B., Jones, T. W., & Norman, M. L., 1996, ApJL, 468, L59
- Kang, H., & Shapiro, P. R., ApJ, 386, 432
- Kowal, C. T., & Sargent W.L.W., 1971, AJ, 76, 756
- Laques, P., Vidal, J. L., 1979 A&A, 73, 97
- Laval, A., Rosado, M., Boulesteix, J., Georgelin, Y. P., Marcelin, M., Monnet, G., Le Coarer, E., 1989, A&A, 208, 230
- Le Coarer, E., Amram, P., Boulesteix, J., Georgelin, Y. M., Georgelin, Y. P., Marcelin, M., Joulie, P., Urios, J., 1992, A&A, 257,389
- Le Coarer, E., Rosado, M., Georgelin, Y., Viale, A., & Goldes, G. 1993, A&A, 280, 365
- Liseau, R., Giannini, T., Nisini, B., Saraceno, P., Spinoglio, L., Larsson, B., Lorenzetti, D., & Tommasi, E., 1997, en "Herbig Haro Flows and the Birth of Low Mass Stars", ed. B. Reipurth y C. Bertout, IAU Symp. 182. Kluwer Academic Publishers
- Long, K. S. & Blair, W. P., White, R. L., & Matsui, Y. 1991, , 373, 567
- Lozinskaya, T. A., 1992, "Supernovae and Stellar Wind in the Interstellar Medium", America Institute of Physics, New York.
- Lundmark, K. E., 1921, PASP, 33, 225
- Luyten, W. J., 1963, Harvard Ann , Card No. 1489

BIBLIOGRAFÍA Y REFERENCIAS

- Luyten, W. J., 1971, *"The Hyades"*, Minneapolis: Univ. of Minnesota Press.
- Malin, D. F., 1978, *Nature*, 276, 591
- Massey, R. M., & Meaburn, J., 1993, *MNRAS*, 262, L48
- Massey, R. M., & Meaburn, J., 1995, *MNRAS*, 273, 615
- Mathewson, D. S., Ford, V. L., Dopita, M. A., Tuohy, I. R., Long, K. S., & Helfand, D. J., en *"Supernova Remnants and Their X-Ray Emission"*, IAU Symp., 101, Dordrecht:Reidel
- Matsui, Y. & Long, K. S. 1985, en *"The Crab Nebula and Related Supernova Remnants"*, ed. M.C. Kafatos & R. B. C. Henry, Cambridge University Press, 211
- Mayer, C. H., Hollinger, J. P., 1968, *ApJ*, 151, 53
- McCray R., & Snow, R., *ARA&A*, 17, 213
- McKee, C., & Cowie, L., 1975, *ApJ*, 195, 715
- McKee, C., & Ostriker, J. P., 1977, *ApJ*, 218, 128
- McKee, C. F., & Hollenbach, D. J., 1980, *ARA&A*, 18, 219
- Meaburn, J., 1971, *Ap&SS*, 13, 110
- Meaburn, J. 1986, *A&A*, 164, 358
- Meaburn, J., 1988, *MNRAS*, 233, 791
- Meaburn, J., Massey, R. M., Raga, A. C., & Clayton, C. A., 1993, *MNRAS*, 260, 625
- Milne, D. K. 1970, *Australian J Phys.*, 23, 245
- Minkowski, R., 1941, *PASP*, 53, 224
- Michelson, A. A., 1881, *Amer. Jour. Sci.*, 22, 120
- Michelson, A. A., 1882, *Phil. Mag.*, 13, 236
- Moreno-Corral, M. A., de la Fuente, E., & Gutiérrez, F., 1998, *RMxAA*, 34, 117
- Morse, J. A., Raymond, J. C., & Wilson, A. C., *PASP*, 108, 426
- Munch, G., & Wilson, O. C. 1962, *Z. Astrophys.*, 56, 127
- Mundt, R., 1985, *Lecture Notes in Physics*, ed G. Serra, Springer-Verlang, 160
- Norman, C., & Silk, L., 1979, *APJ*, 228, 197
- O'Dell, C. R., Wen, Z., & Hester, J. J. 1991, *PASP*, 103, 824
- O'Dell, C. R., Wen, Z., 1992, *ApJ*, 387, 229
- O'Dell, C. R., Wen, Z., Hu, X., 1993, *ApJ*, 410, 696
- O'Dell, C. R., Wen, Z., 1994, *ApJ*, 436, 194
- O'Dell, C. R., Wong, S.K., 1996, *AJ*, 111, 846
- O'Dell, C. R., Hartigan, P., Bally, J., & Morse, J. A. 1997a, *AJ*, 114, 2016
- O'Dell, C. R., Hartigan P., Lane, W. M., Wong, S. K., Burton, M. G., Raymond, J., & Axon, D. J. 1997b, *AJ*, 114, 730
- O'Dell, C. R., & Wen, Z. 1994, *ApJ*, 436, 194
- O'Dell, C. R., Wen, Z., & Hu, X. 1993, *ApJ*, 410, 696
- O'Dell, C. R., 2001, *ARA&A*, 39, 99
- Pauliny-Thot, I. I. K., Wafr, C. M., Heeschen, D. S., 1966, *ApJSS*, 13, 65
- Peimbert, M., & Costero, R., 1969, *Bol. Obs. Tonanzintla y Tacubaya*, Num. 31, Vol. 5, 3
- Pismis, P., 1974, *RMxAA*, 1, 45
- Poveda, A., & Woltjer, L., *AJ*, 73, 65
- Pudritz, R. E., & Ouyed, R., 1997, en *"Herbig Haro Flows and the Birth of Low Mass Stars"*, ed. B. Reipurth y C. Bertout, IAU Symp. 182. Kluwer Academic Publishers
- Raga, A. C., Cantó, J., Binette, L., Calvet, N., 1990, *ApJ*, 364, 601

BIBLIOGRAFÍA Y REFERENCIAS

- Raga, A. C., & Kofman, L., 1992, ApJ, 386, 222
- Raga, A. C., & Binette, L., 1991, RMxAA, 22, 265
- Raga, A. C., Böhm, K. H., & Cantó, J., 1996, RMxAA, 32, 161
- Raga, A. C., Mellema, G., Arthur, S. J., et al. 1999, RMxAA, 35, 123
- Raga, A. C., Navarro-González, R., & Villagrán-Muñiz, M. 2000, RMxAA, 36, 67
- Raga, A., López-Martín, L., Binette, L., López, J. A., Cantó, J., Arthur, S. J., Mellema, G., Steffen, W., Ferruit, P., 2000, MNRAS, 314, 681
- Raga, A. C., Cabrit, S., Dougados, C., & Lavalley, C., 2001, A&A, 367, 959
- Rankine, W. J. M., 1870, "On the thermodynamic theory of waves of finite longitudinal disturbance", Transactions of the Royal Society of London, 160, 277
- Raymond, J. C. 1976, "Theoretical Models of Shock Waves in the Interstellar Medium", Tesis Doctoral, University of Wisconsin, Madison
- Raymond, J. C., 1979, ApJSS, 39, 1
- Reipurth, B., 1989, "Low Mass Star Formation and Pre-main Sequence Objects", ESO, 247
- Reipurth, B., Bally, J., & Devine, D. 1997, AJ, 114, 2708
- Reipurth, B., Bally, J., Devine, D., 1997, AJ, 114, 2708
- Reipurth, B., y Bertout, C., 1997, "Herbig Haro Flows and the Birth of Low Mass Stars", IAU Symp. 182. Kluwer Academic Publishers
- Reipurth, B., & Heathcote, S., 1997, en "Herbig Haro Flows and the Birth of Low Mass Stars", ed. B. Reipurth y C. Bertout, IAU Symp. 182. Kluwer Academic Publishers
- Reipurth, B., & Raga, A. C., 1999, en "The Origin of Stars and Planetary Systems", ed. C. J. Lada y N. D. Kylafis, Proceedings of the NATO Advanced Study Institute, Kluwer Academic Publisher.
- Rodríguez, L. F., 1989, RMxAA, 18, 45
- Rodríguez, L. F., 1997, en "Herbig Haro Flows and the Birth of Low Mass Stars", ed. B. Reipurth y C. Bertout, IAU Symp. 182. Kluwer Academic Publishers
- Rodríguez, L. F., D'Alessio, P., Wilner, D. J., Ho, P. T. P., Torrelles, J. M., Curiel, S., Gomez, Y., Lizano, S., Pedlar, A., Cantó, J., & Raga, A. C., 1998, 395, 355
- Rosado, M., 1981, ApJ, 250, 222
- Rosado, M., 1983, RMxAA, 8, 59
- Rosado, M., Laval, A., Boulesteix, J., Georgelin, Y. P., Greve, A., Marcelin, M., Le Coarer, E., Viale, A., 1990, A&A, 238, 315
- Rosado, M., Langarica, R., Bernal, A., Cobos, F., Garfias, F., Gutiérrez, L., Tejada, C., & Tinoco, S., 1995, en "The Fifth México-Texas Conference on Astrophysics: Gaseous Nebulae and Star Formation", ed. M. Pena & S. Kurtz, RMxAASC 3, 263
- Rosado, M., Esteban, C., Lefloch, B., Cernicharo, J., & García Lopez, R. J. 1999, AJ, 118, 2962
- Rosado, M., de la Fuente, E., Arias, L., Raga, A., Le Coarer, E., AJ, 122, 1928
- Rosado, M., de la Fuente, E., Arias, L., & Le Coarer, E. 2002, en "Emission Lines from Jet Flows", RMxAASC, 13, 91
- Sabbadin, F., & D'Odorico, S. 1976, A&A, 49, 119
- Saken, J. M., Long, K. S., Blair, W. P., Winkler, P. F., 1995, ApJ, 444, 663
- Salas, L., Rosado, M., Cruz-González, Irene., Gutiérrez, L., Valdez, J., Bernal, A., Luna, E., Ruiz, E., Lazo, F., 1999, ApJ, 511, 822
- Schramm, D. N., 1977, en "Advanced Staes in Stellar Evolution 7th Advanced Course of the Swiss Society of Astronomy and Astrophysics. Saas-Fee", eds. I. Iben., A. Renzini, & D. N. Schramm, 285

BIBLIOGRAFÍA Y REFERENCIAS

- Schwartz, R. D., 1975, ApJ, 195, 631
- Schwartz, R. D., 1983, ARA&A, 21, 209
- Sedov, L. I., "Similarity and Dimensional Methods in Mechanics", New York, Academic Press
- Seward, F. D. 1990, ApJS, 73, 781
- Shelton, R. L., Cox, D. P, Maciejewski, W., et al. 1999, , 524, 192
- Shore S. N., "An introduction to Astrophysical Hydridynamics", 1992, Academic Press Inc.
- Shu, F., "The Physics of Astrophysics Vol. II: Gas Dynamics", 1992, University Science Books
- Shu, F. H., & Shang, H., 1997, en "Herbig Haro Flows and the Birth of Low Mass Stars", ed. B. Reipurth y C. Bertout, IAU Symp. 182. Kluwer Academic Publishers
- Shull, J. M., & McKee, C. F., 1979. ApJ, 227, 131
- Shklowskii, 1962, Sov. Astron., 6 162
- Sobolev V. V., 1967, en "Las Novas"; *Astrofísica Teórica Vol. II, por V. A. Ambartsumian*, Manuales de Eudeba/ Argentina, Ed. Univ. de Buenos Aires.
- Störzer, H., & Hollenbach, D., 1999, ApJ, 515 669
- Strom, S. E., Grasdalen, G. L., y Strom, K. M., 1974, ApJ, 191, 111
- Sugimoto, D., & Nomoto, K., 1980, Space Sci. Rev., 25, 155
- Tammann, G. A., en "Supernovae", ed. D. N. Schram, Rediel, Dordrecht, 45
- Taylor, G. I., 1950, Proc. Roy. Soc. Lond., A201, 159 y 175
- Taylor, K., & Munch, G. 1978, A&A, 70, 359
- Tenorio-Tagle, G, Bodenheimer, P., & Yorke, H. W. 1985, A&A, 145, 70
- Terlevich, R., Tenorio-Tagle, G., Franco, J., & Melnick, J., 1992, 255, 713
- Trimble, V., 1982a, Rev. Mod. Phys., 54, 1183
- Trimble, V., 1982b, Rev. Mod. Phys., 55, 511
- Throop, H. B., Bally, J., Esposito, W. L., & McCaughrean, 2001, Science, 292, April 26
- Tydman, D. A., Krall, N. A., 1971, "Shock Waves in Collisionless Plasmas", New York: Wiley & Sons
- van den Bergh, S., Marscher, A. P., & Terzian, Y. 1973, ApJSS, 227, 26
- van den Bergh, S., 1976, ApJL, 208, L17
- van den Bergh, S., 1978, ApJSS, 38, 119
- van Leer, B. 1982, ICASE report No. 82-30
- Vaughan, J. M., 1989, "The Fabry-Perot Interferometer, History, Theory, Practice and Applications", IOP Publishing Ltd.
- Velázquez, P. F., & Raga, A. C., 2000 , 362, 780
- Velázquez, P. F., de la Fuente, E., Rosado, M., Raga, A. C., A & A, 377, 1136
- Velusamy, T., Kundu, M. R., 1974, A&A, 32, 375
- Walter, D. K., O'Dell, C. R., Hu, X., & Dufour, R. J., 1995, PASP, 107, 686
- Willis, A. G., 1973, A&A, 26, 237
- Winkler F. P., Olinger, M. T., & Westerbeke, S. A. 1993, ApJ, 405, 608
- Woltjer, L. 1970, IAU Symp., 39, 229
- Woltjer, L. 1972, ARA&A, 10, 129
- Wurm, K., 1961, Zeitschrift für Astrophysik, 52, 149
- Yoshita, K., Tsunemi, H., Miyata, E., Mori, K., 2001, PASJ, 53, 93
- Walsh, J. R. 1982, MNRAS, 201, 561
- Weiler, K. W., & Sramek, R. A., 1988, ARA&A,

BIBLIOGRAFÍA Y REFERENCIAS

26, 295

Young, T., 1802, Phil. Trans. Roy. Soc., 92, 26

Weiler, K. W., 1985, en "*The Crab Nebula and related supernova remnants*", Proceedings of the Workshop, Fairfax, Cambridge University Press, 265

Wen, Z., & O'Dell, C. R. 1993, ApJ, 409, 262

White, R. L., & Long, K. S. 1991, , 373, 567

Zeldovich, Y. B., & Raizer, Y. P., "*Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena*", New York, Academic Press

Zwicky, F., 1940, Rev. Mod. Phys., 12, 71

Zwicky, F., 1964, Interim report to the Committee for Research on Supernovae within Commission 28 of the International Astronomical Union (IAU) and to the National Science Foundation, Washington, D.C., Pasadena: California Institute of Technology (CALTECH, CIT), lc1964

APÉNDICE 1

ARTÍCULOS DE LA TESIS

KINEMATICS OF HERBIG-HARO OBJECTS AND JETS IN THE ORION NEBULA

M. ROSADO,¹ E. DE LA FUENTE,^{1,2} L. ARIAS,¹ A. RAGA,¹ AND E. LE COARER³

Received 2001 April 4; accepted 2001 July 9

ABSTRACT

We have surveyed the inner 5' of the Orion Nebula by means of H α and [N II] Fabry-Perot imaging spectroscopy to present a kinematical study of the Herbig-Haro objects in the nebula. The objects studied in this work are HH 202, 203, 204, 529, 269, and other associated features. For HH 202 we find new features that, because of their high velocities (up to 100 km s⁻¹), indicate the presence of an outflow that probably is an HH flow not cataloged previously. HH 202 could be only a part of this larger outflow. Large internal motions are found in the fainter regions of HH 203-204, as well as evidence of transverse density gradients that could account for the asymmetry in the brightness distribution of HH 204. We report for the first time a high blueshifted velocity (-118 km s⁻¹) associated with HH 204 and show that the apex of HH 204 is indeed the zone of maximum velocity, in agreement with bow shock models. We also studied the radial velocity field of HH 269, finding features associated with the HH object. From our studies, we find kinematic evidence that suggests HH 203-204 and HH 202 are part of a big (~ 0.55 pc) bipolar HH outflow.

Key words: ISM: individual (Orion Nebula) — stars: formation — stars: individual (HH 202, HH 203, HH 204, HH 269) — stars: mass loss

1. INTRODUCTION

The Orion Nebula (M42) was discovered in 1610 by Nicholas-Claude Fabri de Peiresc⁴ (Bigourdan 1916). Later, in 1656, Christian Huygens rediscovered it and reported the inner region of this nebula, describing for the first time the Trapezium stars (Huygens 1659). This nebula is still being studied at several wavelengths because Orion is one of the nearest star-forming regions (Orion is located at a distance of 450 pc), and consequently, the phenomena can be studied with the highest spatial resolution. In the Orion region several phases of the interstellar medium coexist, such as molecular, neutral, and ionized gas. With the development of near-IR imaging and spectroscopy in recent years, new phenomena have been revealed that constitute important clues in the understanding of the process of star formation and evolution of shocks in a molecular medium (see, for example, the H₂ fingers discovered near the BN-IRc2 object in the OMC-1 molecular cloud whose bow shocks host several Herbig-Haro objects; e.g., Axon & Taylor 1984; Hartigan, Raymond, & Hartmann 1987; Salas et al. 1999). The Orion Nebula is also one of the more studied objects with the *Hubble Space Telescope* (HST), which provides a unique set of images in several emission lines revealing a plethora of new objects with the best detail. General information and historic description of this nebula are presented in de la Fuente (2001).

The kinematics of the Orion Nebula have been studied mainly with long-slit spectroscopy (Goudis et al. 1984; Castañeda 1988; Wen & O'Dell 1993). The long-slit data do not give the spatial coverage required to study larger, possible high-velocity features, as well as the whole set of interesting objects. That is why recent Fabry-Perot spectroscopy at [S II] and [O III] (O'Dell et al. 1997a) has been successful in revealing high-velocity flows and proplyds.

Two other findings in the study of star-forming regions motivated our interest in the Orion Nebula:

1. The discovery that Herbig-Haro (HH) flows could be much larger than previously thought (Reipurth, Bally, & Devine 1997), implying a revision of the energetics and timescales involved in these flows. These giant HH flows are constituted of two or more HH objects that, in the past, were thought to be isolated.

2. The interest in studying jets produced by newly formed stars that are photoionized by external sources. The most striking example is the recently discovered jet in the Trifid Nebula (Cernicharo et al. 1997) whose peculiar kinematics has been studied by Rosado et al. (1999). Theoretical models have been recently developed to study the complex emission and kinematical properties of these jets (Raga et al. 2000).

The Orion Nebula is the better place to study these phenomena. The large quantity of HH objects discovered there and the fact that in this nebula star-forming regions coexist embedded in the UV flux of the Trapezium stars ensure that these kinds of studies can be accomplished successfully with observations that provide large spatial coverage and high spectral resolution, qualities easily furnished by imaging Fabry-Perot spectroscopy.

With the aim of obtaining a global view of the kinematics of the HH objects and jets in the Orion Nebula, allowing us to look for large-dimension structures linking some of the objects, we have undertaken a study based on imaging Fabry-Perot spectroscopy in the H α , [N II], [S II], and [O III] emission lines. We present results based on H α and [N II] observations. In § 2 we comment on the observations and data reduction. In § 3 we give our results about Orion HH objects. In § 4 we present morphological and kinematic evidence suggesting the existence of a big bipolar outflow that includes several of the studied HH objects. In § 5 we give our conclusions.

2. OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

The Fabry-Perot (FP) observations of the Orion Nebula were carried out during several observing runs (though the

¹ Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. Postal 70-264, 04510 México, D. F., México.

² Facultad de Ciencias, UNAM, México, D.F., C.P. 04510.

³ Observatoire de Grenoble, BP53X Grenoble Cedex, France.

⁴ See <http://www.obspm.fr/messier/l/m042.html>.

more successful one was during the nights from 1996 November 30 to 1996 December 5) at the $f/7.5$ Cassegrain focus of the 2.1 m telescope of the Observatorio Astronómico Nacional at San Pedro Mártir, B.C. (Mexico), using the UNAM Scanning Fabry-Perot Interferometer (PUMA; Rosado et al. 1995).

A 1024×1024 thinned Tektronix CCD detector with an image scale of $0''.59 \text{ pixel}^{-1}$ was used only in its central 512×512 pixels to cover a field of $5'$ in the sky. Thus, the resulting image format was of 512×512 pixels, with a spatial resolution of $0''.59 \text{ pixel}^{-1}$.

Interference filters centered at $H\alpha$ and $[\text{N II}] \lambda 6583$, having bandpasses of 20 and 10 \AA , respectively, were used to isolate the $H\alpha$ and $[\text{N II}] \lambda 6583$ emission lines, respectively. Other interference filters centered at $[\text{S II}] \lambda 6720$ and $[\text{O III}] \lambda 5007$, with bandpasses of 20 and 10 \AA , respectively, were used to isolate the $[\text{S II}]$ and $[\text{O III}]$ emission lines. As mentioned before, in this work we present only the study of the $H\alpha$ and $[\text{N II}]$ emission lines since O'Dell et al. (1997a) have already published results of the $[\text{S II}]$ and $[\text{O III}]$ lines.

The scanning Fabry-Perot interferometer is an ET-50 of Queensgate Instruments with a servo-stabilization system. The main characteristics of this interferometer are an interference order of 330, free spectral range of 19.89 \AA (equivalent to a velocity range of 908 km s^{-1}), and sampling spectral resolution of 0.41 \AA (equivalent to 18.9 km s^{-1}) at $H\alpha$, achieved by scanning the interferometer gap at 48 positions. Thus, the resulting data cubes have dimensions of $512 \times 512 \times 48$. The velocity resolution of the data is 2 times the sampling resolution, i.e., the velocity resolution is 37.8 km s^{-1} . On the other hand, the accuracy in the measurement of the peak velocities of the velocity profiles is about 5 km s^{-1} .

With these setups, we have obtained two nebular data cubes at $H\alpha$ and six at $[\text{N II}]$ with exposure times of 24 minutes each. The nebular cubes of the same emission line were co-added to enhance the signal-to-noise ratio (S/N) of the faint regions, resulting in two nebular data cubes with total exposure times of 48 and 144 minutes, respectively. We also obtained calibration data cubes spaced at the beginning, during, and at the end of the observations to check for possible flexures of the equipment. For the calibration cubes we have used the $H\alpha$ line (from a H lamp) so that we do not have to do any phase-shift correction because of the FP interferometer plates for the $H\alpha$ data cubes, while we needed to do such a correction for the $[\text{N II}]$ data cubes.

The data reduction and analysis were performed using the specific reduction package CIGALE (Le Coarer et al. 1993). This software was used to remove cosmic rays, to carry out the wavelength calibration of the data cubes, to obtain continuum-subtracted velocity cubes, and to carry out the emission-line profile analysis. We have also used some IRAF⁵ routines for part of the data reduction.

Since the Orion Nebula is so bright, some problems are present when observing it, as discussed in O'Dell et al. (1997a). We took two or more exposures instead of a single longer one to detect the bright Trapezium stars without saturation. We have identified quite well the reflective

ghosts due to those bright stars. An inspection of the during the course of the observations allowed us to plan the orientation of the field in the less harmful way with the ghosts falling outside the more interesting regions. On the other hand, while we also observed the "ringing" of the calibrated velocity maps discussed in O'Dell et al. (1997a) due to the undersampling of the FP scans because of the increase in accuracy of the velocities given the high S/N, the observations of bright emission lines—we do not obtain appreciable velocity changes or spurious features in the radial velocity profiles to do the interpolations that O'Dell et al. (1997a) have developed to handle their FP data. This is because our reduction packages work with the original interference rings and not with the calibrated velocity maps in the extraction of radial velocity profiles. In fact, calibrated velocity maps are used only to study the morphology of the emission at different radial velocities. For the velocity maps some ringing is present.

3. KINEMATICS OF INDIVIDUAL HH OBJECTS

Figures 1 and 2 show the velocity maps at the heliocentric velocity $V_{\text{hel}} = 127 \text{ km s}^{-1}$ (i.e., 145 km s^{-1} blueshifted relative to the velocity of the intense nebular background) at $H\alpha$ and $[\text{N II}]$, respectively. In Figure 1, we have identified the different detected objects: the HH objects HH 202, 269 (barely seen at $H\alpha$), 203 and 204, the east-west jet mentioned in O'Dell et al. (1997a), and several proplyds, which we have denominated following the terminology of O'Dell, Wen, & Hu (1993) and O'Dell & Wang (1994).

3.1. HH 202

HH 202 was discovered by Cantó et al. (1980) as an emission-line object showing two knots embedded in an arc-shaped nebulosity. These authors reported that the northern knot moves at $V_{\text{hel}} = -31 \text{ km s}^{-1}$. Further spectroscopic work, in $[\text{O III}]$, in the HH 202 region (Meabu 1986) showed that the arc-shaped nebulosity was not seen in $[\text{O III}]$ and that a more extensive region (a half-disk $20''$ diameter) emitting in the $[\text{O III}]$ lines had velocities similar to those of the knot seen in $[\text{S II}]$.

Further spectroscopy has been performed in several emission lines by O'Dell, Wen, & Hester (1991) showing velocity systems that these authors identified with a bow shock and its corresponding Mach disk. More recently O'Dell et al. (1997b) have obtained wonderful *HST* images of the HH 202 region in the $[\text{S II}]$, $H\alpha$, and $[\text{O III}]$ lines. O'Dell et al. (1997b) also detect strong $[\text{O III}]$ emission inside the arc-shaped nebulosity. O'Dell et al. (1997) obtained $[\text{S II}]$ and $[\text{O III}]$ FP spectroscopy of the Trapezium region (and consequently, of the HH 202 region). They found a blueshifted portion of HH 202 that extends toward the northwest. In the case of HH 202 the identification of the driving source is still a mystery, given the richness of the Orion Nebula field, which has a large number of possible candidates.

No reliable proper motions have been measured for this object. Indeed, Bally, O'Dell, & McCaughrean (2000) report proper-motion determinations of several objects in the Orion Nebula, but HH 202 is not included. Their proper-motion measurements were based on the comparison of 1994 and 1998–1999 *HST* monochromatic images of Orion. Previous proper-motion determinations were done based on continuum images in which the emission lines were not

⁵ IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

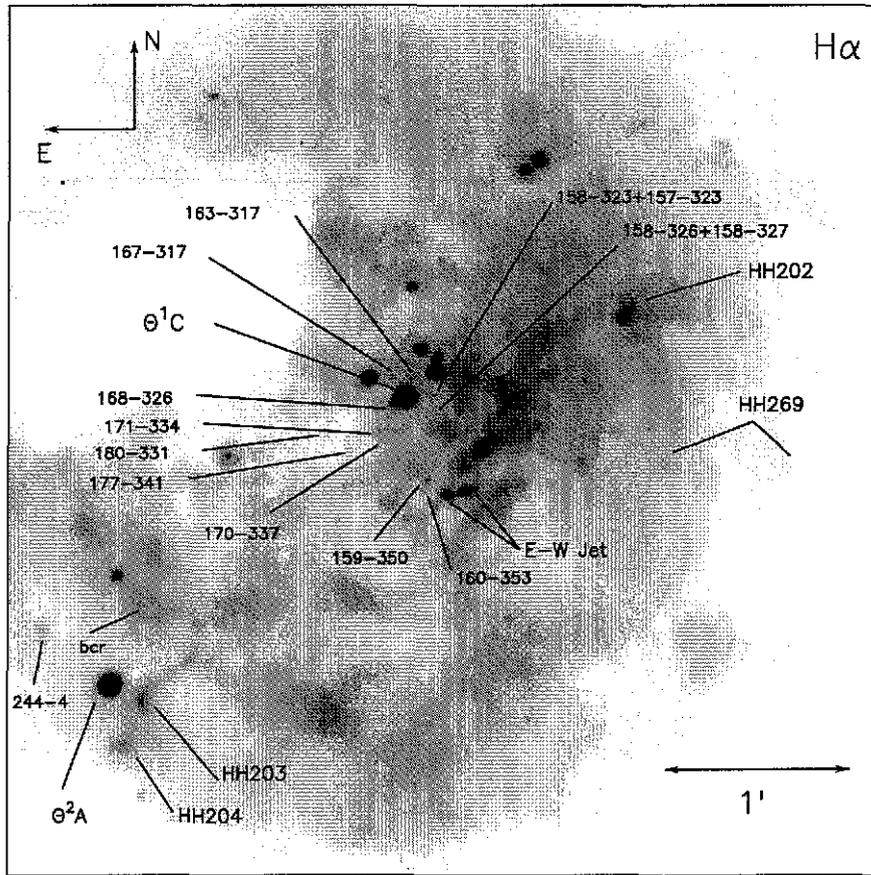


FIG. 1.—H α velocity map at $V_{\text{hel}} = -127 \text{ km s}^{-1}$ of the Orion Nebula obtained with the PUMA FP observations. Some of the important stars, HH objects, and proplyds are marked.

isolated. Since in this work we show that the structure and kinematics of HH 202 are very dependent on the studied line, it is possible that those determinations are spurious. At least, they are not confirmed by the recent study of Bally et al. (2000).

Figure 3 shows close-ups of the H α and [N II] velocity maps at $V_{\text{hel}} = -90 \text{ km s}^{-1}$, showing the region around HH 202 (which is located at the northwestern corner of the FP field). The [N II] image shows the arc-shaped nebosity ending to the northwest in one of the HH 202 knots. On the other hand, the H α image shows several morphological differences, both in the HH object and in the neighboring region. We detect the arc-shaped nebosity but the southern knot is not easily disentangled from the emission of a bright nebosity and that of several other knots (as confirmed by an [O III] image not shown). Instead, we see a bright head of irregular shape (somewhat like an arrowhead) pointing in the east-west direction, with three faint filamentary extensions also oriented in the east-west direction. The longest filamentary extensions seem to form a rotated spur, or Ω .

We also find that the arc-shaped nebosity of HH 202 seems to be part of a larger scale lobe ($82'' \times 25''$ and aperture angle of $\sim 40^\circ$) oriented in the northwest-southeast direction that converges in its southeastern end toward a point close to the eastern region of the east-west jet of O'Dell et al. (1997b). Furthermore, inside this lobe two elongated cavities (one of $35'' \times 9''$ and another of $55'' \times 12''$, with aperture angles of $\sim 20^\circ$), somewhat similar

to bow shocks or to the H $_2$ Orion's fingers (Axon & Taylor 1984; Salas et al. 1999), are detected. On the other hand, the walls of the lobe are better appreciated in [N II], but the elongated interior cavities (hereafter called "fingers") are confused with the bright background nebula.

We extracted radial velocity profiles integrated over boxes of different dimensions selected to cover the different features mentioned above. The velocity profiles are complex and cannot be fitted by a simple Gaussian function. Figure 4 shows a typical velocity profile integrated over the box shown in Figure 3. In general, the brightest component corresponds to the intense H II region and has a gradual velocity variation with position from $V_{\text{hel}} = +10 \text{ km s}^{-1}$ (for the zone near the east-west jet) to $V_{\text{hel}} = +17 \text{ km s}^{-1}$ (for the region of the HH 202 head). In addition, the velocity profiles show wings blueshifted relative to the bright H II region component, reaching relative velocities V_{rel} up to 100 km s^{-1} . Blueshifted wings are found at the east-west jet ($V_{\text{rel}} = 70 \text{ km s}^{-1}$), in the fingers ($V_{\text{rel}} = 60 \text{ km s}^{-1}$), in the cavity or lobe ($V_{\text{rel}} = 86 \text{ km s}^{-1}$), in the arc ($V_{\text{rel}} = 78 \text{ km s}^{-1}$), in the northern knot ($V_{\text{rel}} = 70 \text{ km s}^{-1}$), in the southern knot ($V_{\text{rel}} = 70 \text{ km s}^{-1}$), and in the spur ($V_{\text{rel}} = 105 \text{ km s}^{-1}$). From the profile decomposition we were not able to find any redshifted component as suggested in the velocity maps. Thus, we can conservatively say that motions up to 100 km s^{-1} are present in this system and that the spur (which has the largest velocity values) belongs to the HH system. The high velocities found in these features indicate the presence of an HH flow of large dimensions ($\sim 0.18 \text{ pc}$

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

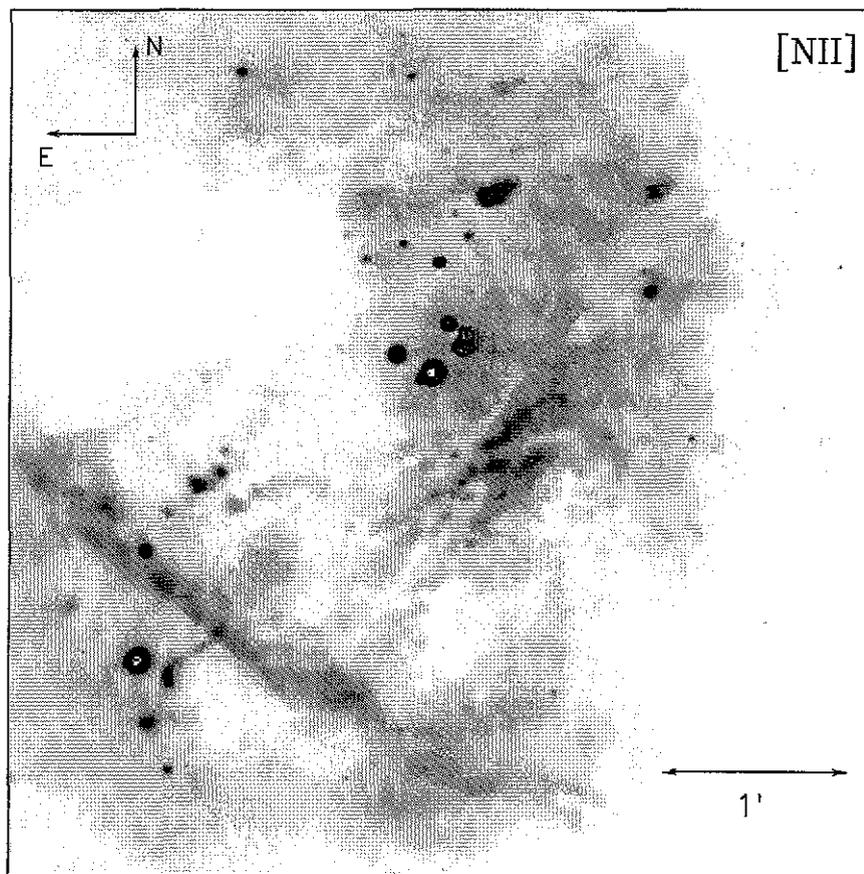


FIG. 2.—[N II] velocity map at $V_{\text{hel}} = -127 \text{ km s}^{-1}$ of the Orion Nebula obtained with the PUMA FP observations

long) not cataloged as such because of the difficulties of disentangling it from the bright nebular background. It is unclear whether this flow is associated with HH 202 or whether it constitutes another HH system.

3.2. HH 203 and HH 204

These objects were discovered by Munch & Wilson (1962). Taylor & Munch (1978) show images of these bow-shaped objects near the star Θ^2 A Ori and also report the existence of a third object, “object C”, located on the side opposite to Θ^2 A Ori (this object has recently been identified as the proplyd 244-440). These authors also give radial velocities and velocity dispersions of the several different features in these objects, obtained with a Coudé spectrograph and a tandem scanning FP interferometer. However, Taylor & Munch (1978) interpreted the velocity motions of the different features as due to an expanding motion of a windblown bubble. Cantó et al. (1980) identified these objects as HH objects. Walsh (1982) obtained the electron densities of HH 203 and 204. O’Dell et al. (1997b) show *HST* images of these HH objects.

Proper motions for HH 204 have been obtained by Cudworth & Stone (1977), using broad bandpass images, indicating tangential velocities between 30 and 70 km s^{-1} directed toward the apex of the bow. Hu (1996) has also measured tangential velocities of 0 and 70 km s^{-1} for HH 203 and HH 204, respectively, using *HST* images in the [N II] line before and after the refurbishment mission. The more recent (and more accurate) work of Bally et al. (2000), using *HST* monochromatic images obtained after the refurbishment

mission, gives as a result the tangential velocities $74 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$ for HH 203 and $59 \pm 6 \text{ km s}^{-1}$ for HH 204 moving toward a position angle of 140° .

There are at least two important questions related to these objects: Are HH 203 and HH 204 parts of the same object? Why does HH 204 show an asymmetry in its brightness distribution?

In Figures 5 and 6 we show some representative velocity maps at $\text{H}\alpha$ and [N II], respectively, in which the most important features appear. There appears to be some differences in the morphology of HH 203 and HH 204, according to the emission line ($\text{H}\alpha$ or [N II]) and the velocity.

With respect to HH 204, we see that in $\text{H}\alpha$ HH 204 has a complete and symmetrical conical or bow shock shape (height of at least $34''$ and aperture angle of $\sim 65^\circ$) whose apex corresponds to a bright knot (B, according to Taylor & Munch 1978). The cone’s $\text{H}\alpha$ emission starts to be confused with the bright nebular background at the Orion base while in [N II] the cone is still detected well above the base (to the northwest). We distinguish a pronounced asymmetry in the brightness distribution of the cone: the side near the star Θ^2 A Ori is brighter than the side located away from this star. This asymmetry is better appreciated in [N II] than in $\text{H}\alpha$. Also, the whole conical shape of HH 204 is better appreciated at extreme velocities (either redshifted or blueshifted: $V_{\text{hel}} = +43$ and -50 km s^{-1} , respectively).

HH 203, featuring a jetlike appearance at least $83''$ long, appears to be partially superposed on HH 204. It is better disentangled from HH 204’s cone at blueshifted velocities ($V_{\text{hel}} = -70 \text{ km s}^{-1}$), and its $\text{H}\alpha$ emission is found in bo

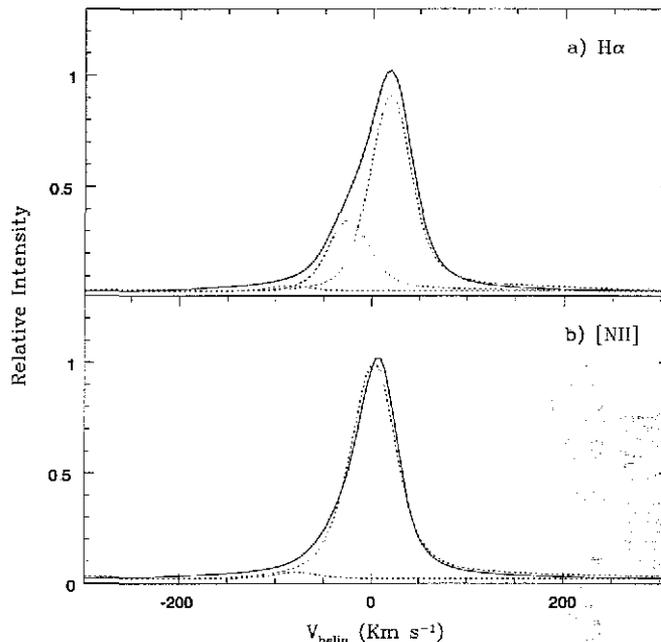
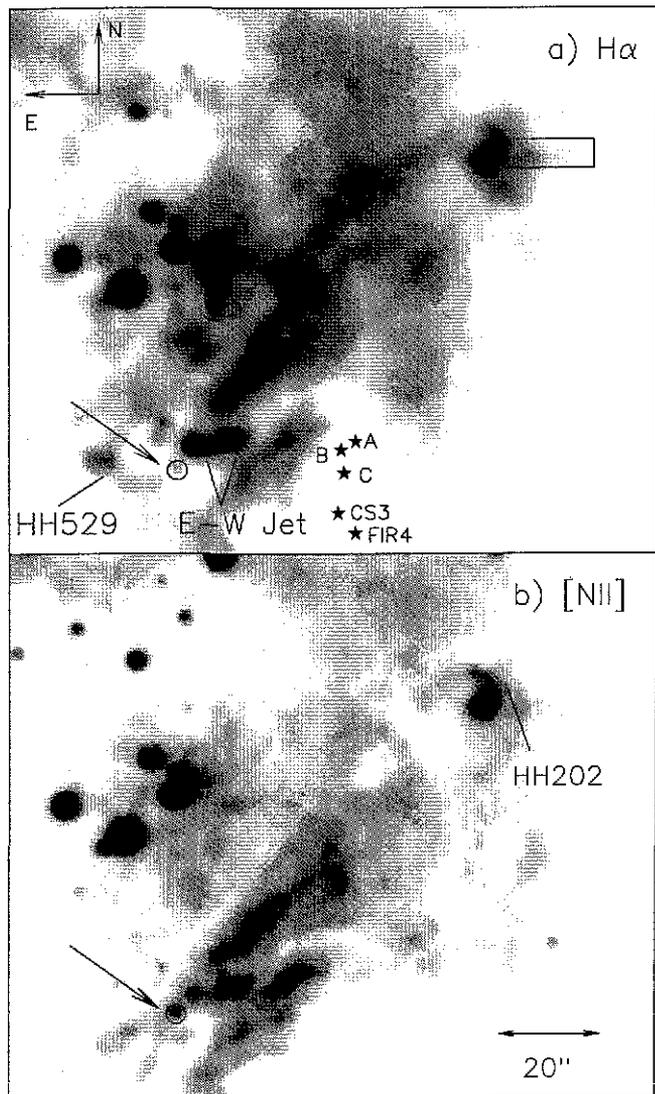


FIG. 4.—Typical radial velocity profiles for (a) H α and (b) [N II] integrated over a zone of HH 202. The zone of integration is shown in Fig. 3.

extracted radial velocity profiles (both from the H α and [N II] cubes). The radial velocity profiles integrated over the boxes are in general complex and cannot be fitted by a single Gaussian function. Indeed, they can be fitted by (1) a narrow and bright component (which corresponds to the H II region emission, with velocity widths varying between 20 and 40 km s⁻¹) with V_{hel} varying between +13 and +25 km s⁻¹ (the highest values are found preferentially near the bar and to the north of it) and (2) blueshifted wings that are fainter and broader than the redshifted component (typical velocity width of 70 km s⁻¹). In the brightest zones (the end of HH 203 and the apex of HH 204) we detect a splitting of the velocity profiles into two components of more or less the same intensity. In those cases, the redshifted components are clearly distinguished from the H II region, and consequently, this component should belong to the HH objects.

In Figure 7 we also show the velocity difference of the components that fit the radial velocity profiles integrated over the boxes or, in other words, the object velocities relative to the H II region. The brightest zone of HH 203 shows a splitting of the velocity profiles into two components at +13 and -53 km s⁻¹, while the apex of HH 204 shows another splitting into two components at +20 and -24 km s⁻¹ and a wing reaching $V_{hel} = -118$ km s⁻¹. The splitting values found for these zones are in agreement with several other determinations (Taylor & Munch 1978; Cantó et al. 1980; Walsh 1982; Bally et al. 2000). However, the high blueshifted velocity value for the wing in the velocity profile of the apex of HH 204 has never been reported before. It is important because the apex of HH 204 is thus, the zone with maximum velocity, as predicted by bow shock models.

On the other hand, the zones with maximum velocities relative to the H II region correspond to the cone side of HH 204, far away from Θ^2 A Ori (relative blueshifted velocities up to 100 km s⁻¹), while on the bright side of the cone, near Θ^2 A Ori, the relative velocities are 70 km s⁻¹. Consequent-

FIG. 3.—Close-ups of the velocity maps at $V_{hel} = -90$ km s⁻¹, showing the field near HH 202, which is located at the northwestern corner. The arrow indicates one of the ends of the lobe (circle), (a) at H α and (b) at [N II] λ 6583. The rectangular box shows the region over which the radial velocity profiles presented in Fig. 4 were integrated. The stars represent the positions of the 2 μ m sources (A, B, and C) and of the molecular outflow sources CS-3 and FIR-4, suggested in Bally et al. (2000) as possible exciting sources.

sides of the bar. The jetlike feature encompassing HH 203 is directed toward HH 202 and the east-west jet discussed in the previous section. The end of this jetlike object (knot A1, according to Taylor & Munch 1978) is bent and brighter. In [N II], we distinguish well the jetlike feature, but it seems to be shorter than in H α (no emission is found in the western side of the bar) and it appears to have an interaction with the neighboring cone wall of HH 204 just to the north of the bar. Thus, HH 203 seems to be a jet colliding with the bow shock of HH 204. There are well-known examples of jets entering bow shocks on the side, as in the cases of HH 34 (Buehrke, Mundt, & Ray 1988) and HH 47 (Eisloffel & Mundt 1994). A precessing jet could be responsible for this particular morphology.

Figure 7 shows a close-up of the H α velocity map at $V_{hel} = -89$ km s⁻¹, containing HH 203 and HH 204. Superposed on this map are the boxes over which we

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

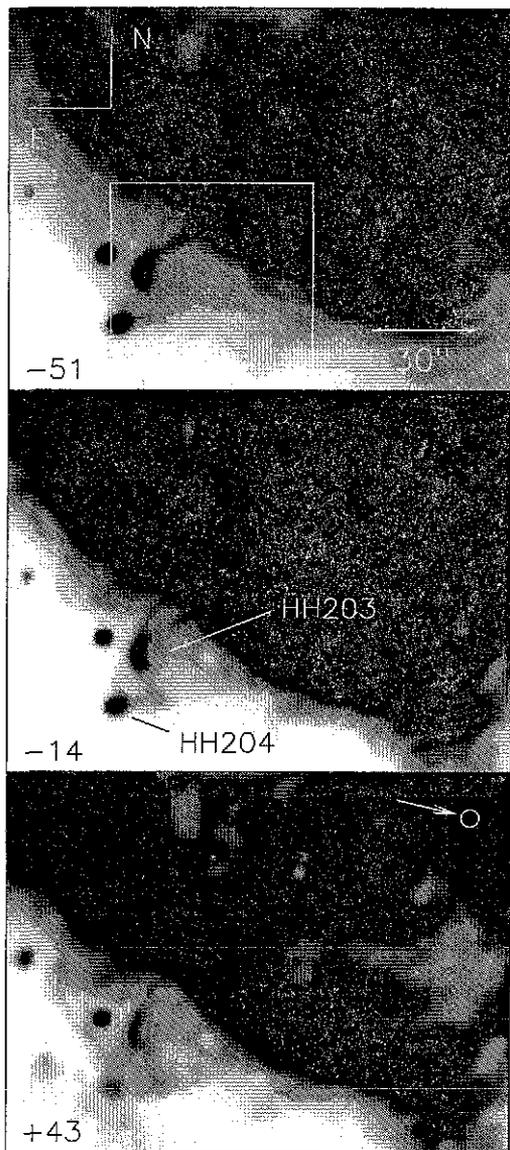


FIG. 5.—Close-ups of representative H α velocity maps showing the field near HH 203 and HH 204, which are located near the southeastern corner. The arrow indicates one of the ends of the lobe (circle), and it is at the same position as in Fig. 3. The heliocentric radial velocities (in kilometers per second) are shown at lower left. The box in the map at $V_{hel} = -51 \text{ km s}^{-1}$ corresponds to the field displayed in Fig. 7.

ly, the fainter regions have larger velocities. Henney (1996) has proposed that a transverse density gradient in the ambient medium where a bow shock propagates could lead to an asymmetry in brightness of the bow shock. Our results give some support to this idea of a transverse density gradient because we find that there is a slight velocity gradient running perpendicular to the axis of HH 204 in the sense that the fainter (and less dense) regions have larger velocities.

Finally, HH 203 and HH 204 seem to be part of a structure of large dimensions or lobe. Indeed, a careful inspection of Figures 5 and 6 suggests the detection of an incomplete lobe ending at HH 204 on one side and at the circle shown in Figures 5 and 6 on the other side. This lobe would be 132" or 0.29 pc long and is also oriented in the northwest-southeast direction, as is the lobe associated with

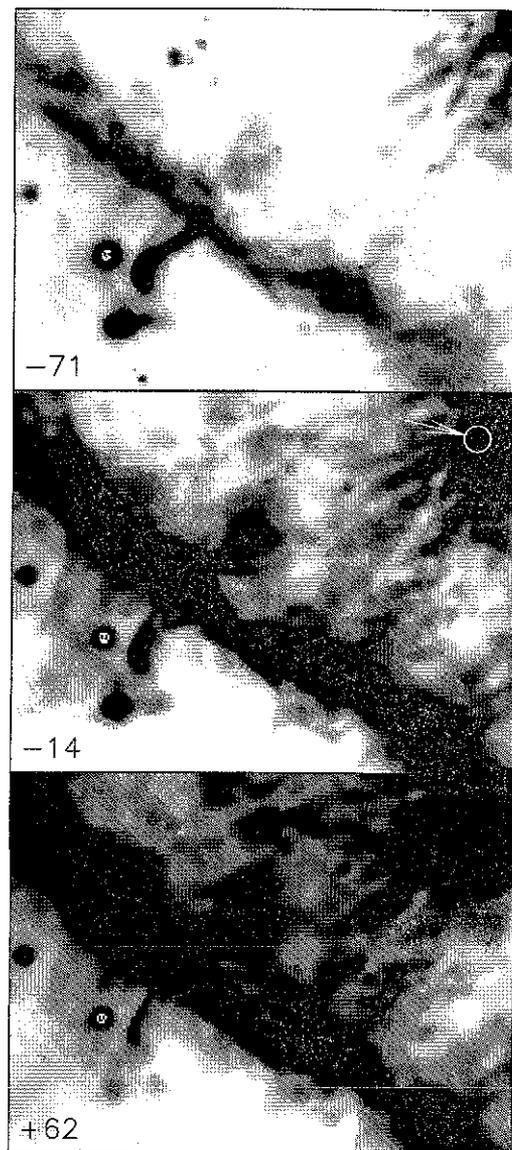


FIG. 6.—Same as Fig. 5 but for [N II] $\lambda 6583$

HH 202. It is more intense in its northern half. The possible existence of this lobe is also revealed in O'Dell's image of the Orion Nebula published in the National Geographic Supplement (Grosvenor, Allen, & Shufeldt 1995).

3.3. HH 269 and Other Herbig-Haro Objects near the Trapezium Stars

3.3.1. HH 269

HH 269 has an elliptical shape of 41" \times 32" with its major axis oriented in the east-west direction. A distinctive feature of this object is that two knots are detected (hereafter called the E and W knots) at the ends of the major axis.

The singular appearance of HH 269 and the possibility that it could be an HH object were reported for the first time by Feibelman (1976), who also estimated its tangent expansion velocity (90–100 km s $^{-1}$). However, given that the proper-motion estimates were made from plates obtained from different telescopes, these results should be regarded with caution. Later on, Walter et al. (1995) reported

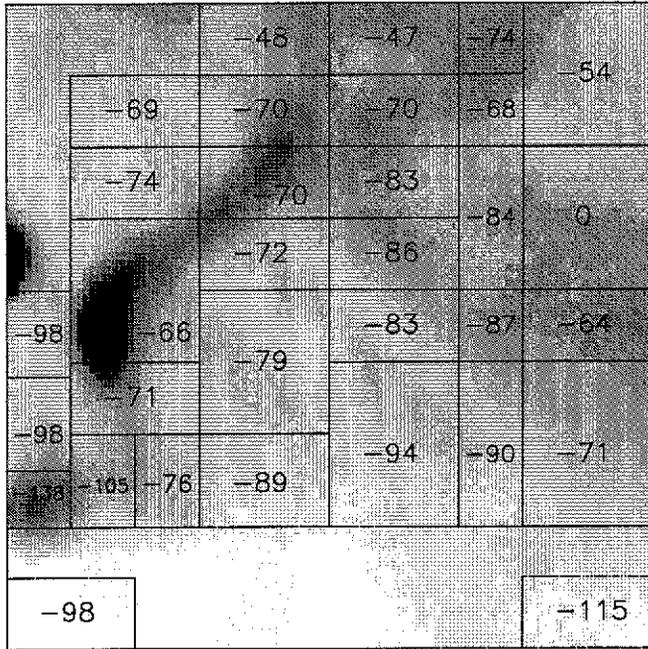
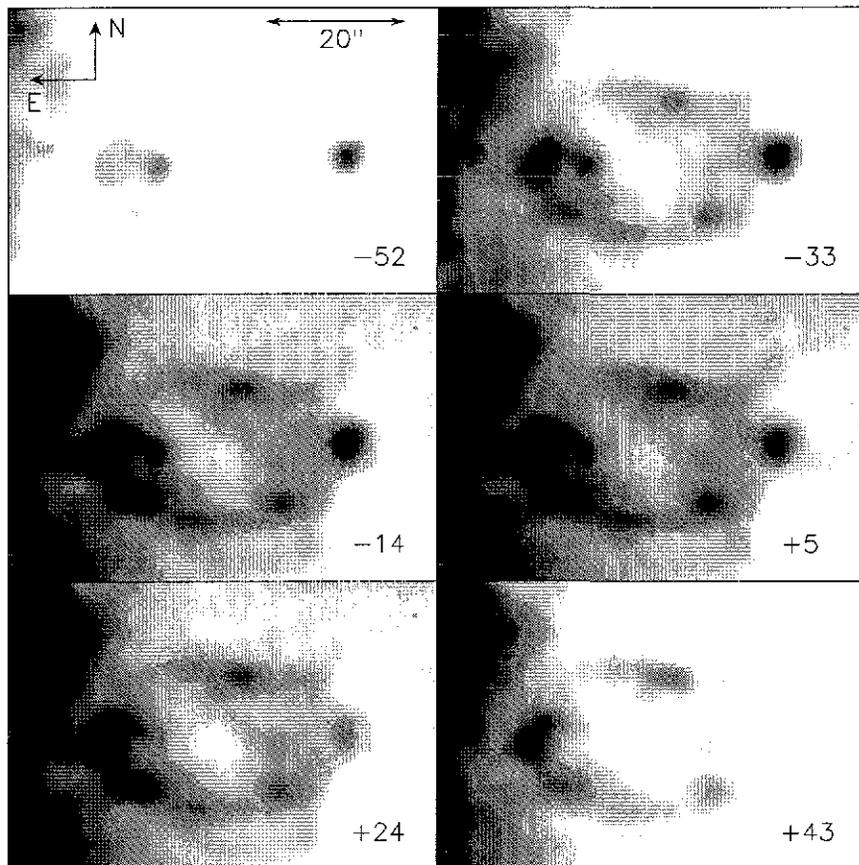


FIG 7.—Close-up of the H α velocity map at $V_{hel} = -89 \text{ km s}^{-1}$, showing HH 203 and HH 204. Radial velocity profiles were extracted by integrating over the boxes shown superposed on this image. The numbers inside the boxes correspond to the difference in velocities (in kilometers per second) between the H II region component and the blueshifted component for each integrated radial velocity profile.

ed their results of *HST* imagery and low- and high-resolution spectroscopy showing that this object is of low excitation, obtaining the electron densities of the knots and the central region and detecting blueshifted velocity components at $V_{hel} = -22.5$ and -13 km s^{-1} for the W and E knots, respectively. These authors suggest that the central region has an emission-line spectrum more of the type of an H II region than that of an HH object. The more recent work of Bally et al. (2000) shows *HST* imagery of this object, revealing that the E and W knots are filamentary and embedded in the tenuous elliptical nebula. These authors measure tangential velocities of 56 km s^{-1} at P.A. = 250° for the E knot and 71 km s^{-1} at P.A. = 260° for the W knot.

We have analyzed our [N II] velocity cubes to know more about this object. Figure 8 shows the [N II] velocity maps where HH 269 is detected. As we can see, the object becomes brighter in the maps corresponding to $V_{hel} = -14$ and $+5 \text{ km s}^{-1}$, and consequently, its systemic velocity must be in that velocity range and thus, blueshifted relative to the systemic velocity of the H II region. Also, the object shows more knots than were previously reported: the E and W knots already mentioned and at least five additional knots. Figure 9 is a close-up of the velocity map at $V_{hel} = +5 \text{ km s}^{-1}$. Superposed on it we show several boxes in which we have extracted integrated FP velocity profiles. Also in this figure the heliocentric radial velocities found from our profile fitting are displayed.



TESIS CON
 FALLA DE ORIGEN

FIG. 8.—Close-ups of representative [N II] λ 6583 velocity maps showing the field of HH 269. The heliocentric radial velocities (in kilometers per second) are shown at lower right

TESIS CON
 FALLA DE ORIGEN

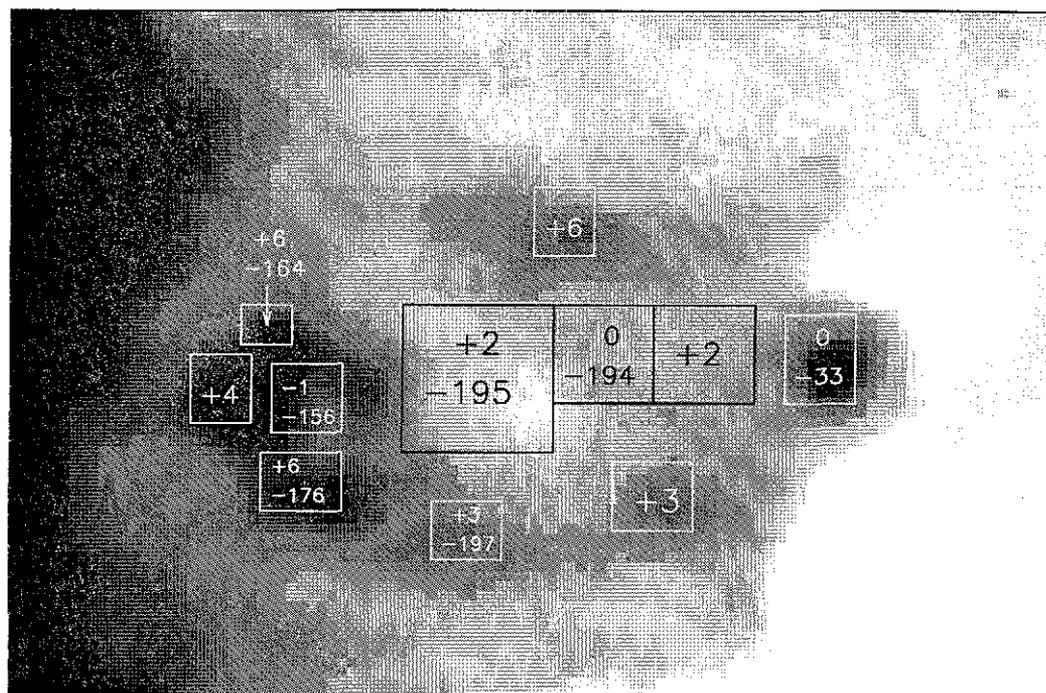


FIG. 9.—Close-up of the velocity map at $V_{\text{hel}} = +5 \text{ km s}^{-1}$ of HH 269. Several boxes in which the FP velocity profiles were integrated are shown superposed. The heliocentric radial velocities found from our profile fitting are also displayed. The high blueshifted velocities correspond to the wings in velocity profiles mentioned in the text

We find a bright and narrow component ($\text{FWHM} = 20 \text{ km s}^{-1}$) present all over the whole extension of the object, which we interpret as due to the H Π region emission. Its velocities vary from $V_{\text{hel}} = -1$ to $+6 \text{ km s}^{-1}$. For the W knot we find a splitting in the velocity profile into two components: the H Π region component and another component at $V_{\text{hel}} = -33 \text{ km s}^{-1}$ (slightly larger than the value reported by Walter et al. 1995). However, we do not find the blueshifted component at -13 km s^{-1} reported by Walter et al. (1995) for the E knot. This null result is probably due to our lower spectral resolution, which does not allow us to disentangle this component from the bright H Π region component.

On the other hand, the central and southern zones show the H Π region velocity component and very faint blueshifted wings up to -190 km s^{-1} . The wings are visualized in the velocity maps as arcs running perpendicular to the east-west axis of HH 269. Given the high blueshifted velocities we think that these arcs are related to the HH object.

3.3.2. Other HH Objects

We have identified in the FP field of view of our observations the regions where the HH objects HH 528, 529, 530 and 507, reported in Bally et al. (2000), are located, to cross-identify these objects and obtain their radial velocities. In the case of HH 528, no conspicuous feature could be seen, neither in the H α nor in the [N Π] maps at high velocities. In the case of HH 530, although we detect it in the [N Π] FP cubes, the integrated radial velocity profiles of several knots and regions of this nebulosity show only the velocity component corresponding to the H Π region. HH 529 is different because it is quite conspicuous at H α , where it can be seen at blueshifted velocities to the east of the east-west jet (Fig. 3). In our ground-based velocity maps, the bow shock shown in the *HST* image of Bally et al. (2000) appears as a

bright elongated knot with faint curved extensions. The radial velocities of the east-west jet have been discussed § 3.1, and in Bally et al. (2000) there is no measured proper motion for this interesting feature. The radial velocity profiles we have obtained for the tip of the bow shock of HH 529 and its southern wall show that, in addition to the H Π region component at $V_{\text{hel}} = +15 \text{ km s}^{-1}$, there is a blueshifted component at $V_{\text{hel}} = -19 \text{ km s}^{-1}$ at the tip of the bow shock. On the other hand, Bally et al. (2000) report proper motions of several features in HH 529, implying transverse velocities of $85 \pm 24 \text{ km s}^{-1}$ with P.A. = 10° i.e., directed eastward from the east-west jet.

4. LARGE-SCALE FEATURES

Our results show that HH 202 seems to be part of a lobe that is larger than the known dimensions of the arc-shaped nebulosity associated with HH 202. This lobe is blueshifted relative to the main H Π region velocity and shows the large internal motions (up to 100 km s^{-1}) characteristic of HH flows. The [N Π] velocity cubes show that this lobe (hereafter the NW lobe) is formed by two fingers starting from a region close to the east-west jet discovered by O'D et al. (1997b). The point of convergence of this large flow is marked in Figure 3.

On the other hand, HH 203 and HH 204 also seem to be part of a large structure or lobe (hereafter the SE lobe) of similar dimensions to the ones of the NW lobe. HH 204 is one of the ends of the SE lobe, while the other end is located close to the east-west jet, as in the case of the NW lobe. Furthermore, the SE lobe shares the same orientation and point of convergence of the flow as the NW lobe (see Fig. 4).

The other HH objects we have detected and the additional ones revealed by their high transverse velocities (Bally et al. 2000) are not so large or not so symmetric relative to the point of convergence of the large structure.

forming HH 202 and HH 203-204. Bally et al. (2000) have suggested that at least six relatively large (0.2 pc size) HH outflows are emerging from the OMC1-S cloud core and the sources CS-3 and FIR-4. However, considering the point of convergence that we have found for the ends of the NW and SE lobes, we see that the smallest HH objects are not symmetric relative to this point. Indeed, in Figure 3 we have marked the end of the NW lobe (point of convergence of the flow), as well as several sources in the vicinity of OMC1-S (the IR sources A, B and C and the exciting sources of molecular outflows CS-3 and FIR-4 discussed in Bally et al. 2000). As we can see from this figure, those sources are about 40" to the west of the center of convergence of the NW lobe. Furthermore, the proper-motion vectors of HH 269 are oriented toward a point to the north of OMC1-S, for it is probable that HH 269 does not belong to the same flow as the system HH 202 and HH 203-204.

Considering the results presented in the previous sections and in a preliminary study of our data (Rosado et al. 2001), we suggest that HH 202 and HH 203-204 are part of a large bipolar outflow, 0.55 pc long, that arises from an object close to the east-west jet. In addition, we have seen that the NW lobe is blueshifted relative to the background nebula, while the SE lobe is also detected at redshifted velocities, as is typical for bipolar outflows. The measured proper motions of HH 203 and 204 (Bally et al. 2000) agree with this interpretation, while there are no reliable proper-motion measurements for HH 202. On the other hand, the region close to the east-west jet is so rich in objects that it is

difficult to identify by means of the existing stellar data the object that could be the source of this suggested bipolar outflow. It is interesting to note that at the position of the suggested source there is a pointlike source with high $[N II]/H\alpha$ line ratio (see Fig. 3). Figure 10 shows the $H\alpha$ velocity map at $V_{hel} = -50 \text{ km s}^{-1}$ of the inner 5' of the Orion Nebula, which allows us to have a global view of this outflow. At blueshifted velocities, the NW lobe is better detected than the SE lobe. However, jetlike features (such as HH 203 and the fingers inside the NW lobe) are detected inside these lobes. Further studies of the stellar content close to the east-west jet and of proper motions of the HH 202 knots are required to confirm or reject this possibility.

5. CONCLUSIONS

We present a kinematic study of the Herbig-Haro objects HH 202, 203, 204, 269 and 529 using $H\alpha$ and $[N II]$ Fabry-Perot imaging spectroscopy.

For HH 202 we find new features that could belong to this HH object or that perhaps are associated with a different outflow. Because of its high velocity (up to 100 km s^{-1}) this outflow is probably an HH flow not cataloged previously.

We have found that HH 203 has a jetlike appearance at blueshifted velocities, while HH 204 has a conical shape resembling a bow shock with a strong asymmetry in its brightness distribution. Large internal motions are found in the fainter regions of HH 203-204, as well as some evidence of transverse density gradients. We show that the apex of

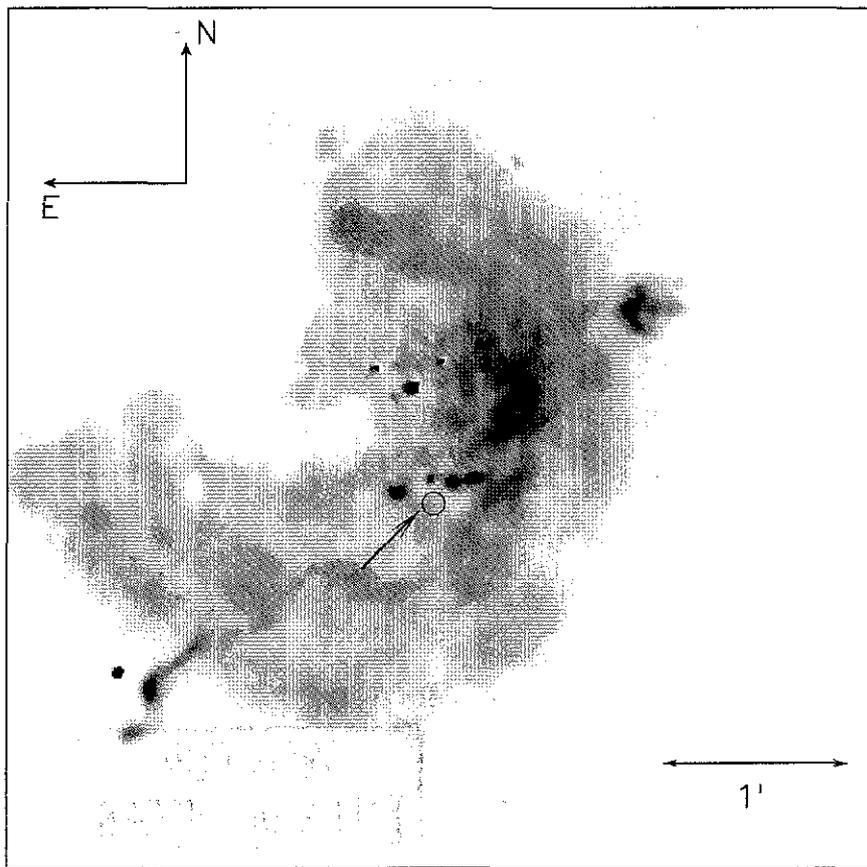


FIG. 10.— $H\alpha$ velocity map at $V_{hel} = -50 \text{ km s}^{-1}$ of the inner 5' of the Orion Nebula. At this blueshifted velocity, the global view of the NW lobe, the east-west jet, and the jetlike appearance of HH 203 are appreciated. The small nebulosity to the southwest of the east-west jet (Figs. 3 and 6, circle) corresponds to the location of the possible exciting source of the bipolar flow.

HH 204 is the zone of maximum velocity, in agreement with bow shock models.

We also studied the radial velocity field of HH 269, finding that near the center and to the south a high blue-shifted velocity component is seen as a series of two arcs or bows running perpendicular to the main axis of this HH object. We searched for violent motions in other HH objects detected in the field of view, and we have found them only for HH 529.

Finally, from the studies of the individual HH objects and of their close environments, we find kinematic evidence to

suggest that HH 202 and HH 203-204 are part of a bipolar (~ 0.55 pc) HH outflow.

The authors wish to acknowledge the interesting comments of Bob O'Dell, who was the referee, and they all thank Alfredo Díaz and Carmelo Guzmán for the computer help. M. R. wishes to acknowledge the financial support from grants 400354-5-2398PE of CONACYT and IN104696 of DGAPA-UNAM, and E. de la F. acknowledges the financial support from CONACYT grant 1244 and DGEP-UNAM through graduate scholarships.

REFERENCES

- Axon, D. J., & Taylor, K. 1984, *MNRAS*, 207, 241
 Bally, J., O'Dell, C. R., & McCaughrean, M. J. 2000, *ApJ*, 119, 2919
 Bigourdan, M. G. 1916, *Comptes Rendues Acad. Sci.*, 162, 64
 Buehrke, T., Mundt, R., & Ray, T. P. 1988, *A&A*, 200, 99
 Cantó, J., Goudis, C., Johnson, P. G., & Meaburn, J. 1980, *A&A*, 85, 128
 Castañeda, H. O. 1988, *ApJS*, 67, 93
 Cernicharo, J., Lefloch, B., García Lopez, R. J., & Esteban, C. 1997, in *Herbig-Haro Flows and the Birth of Low-Mass Stars*, ed. F. Malbet & A. Castets (Dordrecht: Kluwer), 8
 Cudworth, L., & Stone, R. C. 1977, *PASP*, 89, 627
 de la Fuente, E. 2001, Master's thesis, Univ. Nac. Autónoma de México
 Eisloffel, J., & Mundt, R. 1994, *A&A*, 284, 530
 Feibelman, W. A. 1976, *PASP*, 88, 677
 Goudis, C., Hippelein, H., Meaburn, J., & Songsathaporn, R. 1984, *A&A*, 137, 245
 Grosvenor, G. M., Allen, W. L., & Shufe, J. F. 1995, *Natl. Geog. Supp.*, December
 Hartigan, P., Raymond, J., & Hartmann, L. 1987, *ApJ*, 316, 323
 Henney, W. J. 1996, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.*, 32, 3
 Hu, X. 1996, *AJ*, 112, 2712
 Huygens, C. H., 1659, in *Systema Saturnium*, ed. Hagac-Comitis (Repr. 1999; Washington: Smithsonian Inst. Libr.)
 Le Coarer, E., Rosado, M., Georgelin, Y., Viale, A., & Goldes, G. 1993, *A&A*, 280, 365
 Meaburn, J. 1986, *A&A*, 164, 358
 Munch, G., & Wilson, O. C. 1962, *Z. Astrophys.*, 56, 127
 O'Dell, C. R., Hartigan, P., Bally, J., & Morse, J. A. 1997a, *AJ*, 114, 2016
 O'Dell, C. R., Hartigan, P., Lane, W. M., Wong, S. K., Burton, M., Raymond, J., & Axon, D. J. 1997b, *AJ*, 114, 730
 O'Dell, C. R., & Wen, Z. 1994, *ApJ*, 436, 194
 O'Dell, C. R., Wen, Z., & Hester, J. J. 1991, *PASP*, 103, 824
 O'Dell, C. R., Wen, Z., & Hu, X. 1993, *ApJ*, 410, 696
 Raga, A., et al. 2000, *MNRAS*, 314, 681
 Reipurth, B., Bally, J., & Devine, D. 1997, *AJ*, 114, 2708
 Rosado, M., De la Fuente, E., Arias, L., & Le Coarer, E. 2001, in *R Mexicana Astron. Astrophys. Ser. Conf., Emission Lines from Jet Flows* (Mexico, DF: Inst. Astron., UNAM), in press
 Rosado, M., Esteban, C., Lefloch, B., Cernicharo, J., & García Lopez, R. 1999, *AJ*, 118, 2962
 Rosado, M., et al. 1995, in *Rev. Mexicana Astron. Astrophys. Ser. Conf. The Fifth Mexico-Texas Conference on Astrophysics: Gaseous Nebulae and Star Formation*, ed. M. Peña & S. Kurtz (Mexico, DF: Inst. Astron. UNAM), 263
 Salas, L., et al. 1999, *ApJ*, 511, 822
 Taylor, K., & Munch, G. 1978, *A&A*, 70, 359
 Walsh, J. R. 1982, *MNRAS*, 201, 561
 Walter, D. K., O'Dell, C. R., Hu, X., & Dufour, R. J. 1995, *PASP*, 107, 68
 Wen, Z., & O'Dell, C. R. 1993, *ApJ*, 409, 262

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

FABRY-PEROT KINEMATICS OF HH 202–204 IN THE ORION NEBULA: ARE THEY PART OF A BIG BIPOLAR OUTFLOW?

Margarita Rosado,¹ Eduardo de la Fuente,^{1,2} Lorena Arias,¹ and E. Le Coarer³

RESUMEN

Se presenta un estudio cinemático de los objetos HH 202, 203 y 204 usando mapas de velocidad Fabry-Perot en $H\alpha$ y $[N II]$. En el caso de HH 202 se encuentran nebulosidades que podrían estar asociadas a este objeto o bien, dada sus altas velocidades (superiores a 100 km s^{-1}), formar un flujo HH aún no catalogado. Se encuentran movimientos internos violentos en las regiones débiles de HH 203 y HH 204 al igual que cierta evidencia sobre la existencia de gradientes de densidad transversos. Se muestra que el ápex de HH 204 corresponde a la zona de velocidad máxima, lo cual está en acuerdo con los modelos de choque de proa. Nuestros estudios cinemáticos nos hacen sugerir que HH 202 y HH 203/204 son parte de un único flujo HH bipolar gigante ($\sim 0.55 \text{ pc}$).

ABSTRACT

We present a kinematic study of the Herbig-Haro objects HH 202, 203 and 204 using $H\alpha$ and $[N II]$ Fabry-Perot velocity maps. For HH 202 we find new features that could belong to this HH object or that perhaps are associated with an outflow different from HH 202. Because of its high velocity (up to 100 km s^{-1}) this outflow probably can be a HH flow not catalogued previously. Large internal motions are found in the fainter regions of HH 203/204, as well as evidence of transverse density gradients. We show that the apex of HH 204 is the zone of maximum velocity in agreement with bow shock models. From our studies, we find kinematic evidence that suggests that HH 203/204 and HH 202 are part of a single and large ($\sim 0.55 \text{ pc}$) HH flow.

Key Words: STARS: MASS LOSS — STARS: FORMATION — ISM: INDIVIDUAL (ORION NEBULA, HH 202, HH 203, HH 204)

1. INTRODUCTION

The Orion Nebula is one of the most interesting H II regions that still reveals intriguing phenomena. Indeed, Orion is one of the nearest star forming regions (located at a distance of 450 pc) and, consequently, the phenomena can be studied with the highest angular resolution. In the Orion region several phases of the interstellar medium coexist, such as molecular, neutral, and ionized gas. With the development of near IR imaging and spectroscopy in recent years, new phenomena have been revealed that constitute important clues to the understanding of the process of star formation and the evolution of shocks in a molecular environment.

In this work we show the results of a Fabry-Perot kinematical study of the Orion Nebula that was mainly motivated by:

- The excellent HST image coverage of the Orion Nebula that reveals a plethora of new objects like Herbig-Haro (HH) objects and proplyds (O'Dell et al. 1997a).
- The discovery of giant ($\sim 1 \text{ pc}$) HH flows that

challenge our ideas of the energetics and timescales involved in the star formation process (Reipurth et al. 1997). These giant HH flows are constituted of two or more HH objects that, in the past, were thought to be isolated.

- The interest in studying jets which are photoionized by external sources such as the jet discovered in the Trifid Nebula (Cernicharo et al. 1997). This kind of jet has complex emission and kinematical properties, which are now being studied theoretically.

With the aim of obtaining a global view of the kinematics of HH objects and jets in Orion that allows us to search for large scale features that link the HH objects already known, we undertook the study of the inner $5'$ of the Orion Nebula by means of Fabry-Perot observations at $H\alpha$ and $[N II] \lambda 6583 \text{ \AA}$. Here we present some of the results derived from this study.

2 OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

The Fabry-Perot (FP) observations were carried out at the $f/7.5$ Cassegrain focus of the 2.1-m telescope of the Observatorio Astronómico Nacional at San Pedro Mártir, B.C., México using the

¹Instituto de Astronomía, UNAM, México

²Facultad de Ciencias, UNAM, México.

³Observatoire de Grenoble, France.

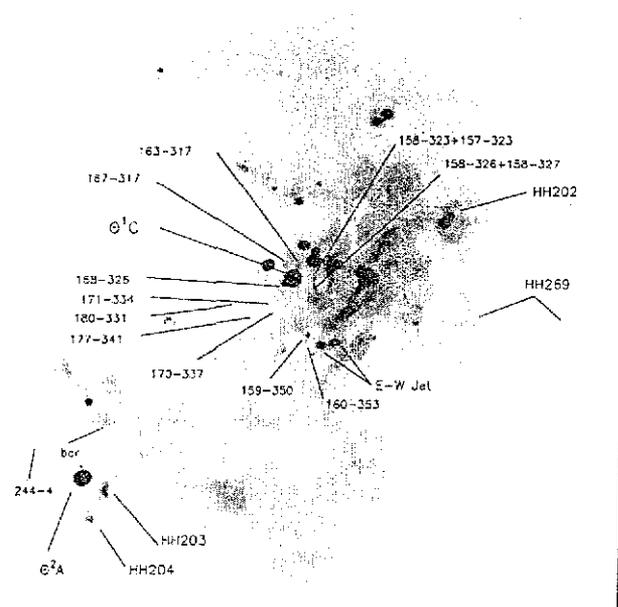


Fig. 1. $H\alpha$ velocity map at $V_{\text{helio}} = -90 \text{ km s}^{-1}$ of the Orion Nebula obtained with the PUMA FP observations. Some of the important stars, HH objects and proplyds are marked.

UNAM Scanning Fabry-Perot Interferometer PUMA (Rosado et al. 1995). We used a 1024×1024 thinned Tektronix CCD detector, with an image scale of $0.59 \text{ arcsec pixel}^{-1}$. The interference filters used in the observations are centered at $H\alpha$ and $[N II] \lambda 6583 \text{ \AA}$ with bandpasses of 20 and 10 \AA , respectively. The main characteristics of this interferometer are: interference order of 330, free spectral range of 19.89 \AA (equivalent to a velocity range of 908 km s^{-1}) and sampling spectral resolution of 0.41 \AA (equivalent to 18.9 km s^{-1}), at $H\alpha$, achieved by scanning the interferometer gap at 48 positions. Thus, the resulting data cubes have dimensions of $512 \times 512 \times 48$.

With this setup, we have obtained two nebular data cubes at $H\alpha$ and $[N II]$ with total exposure times of 48 and 144 minutes, respectively. The data reduction and analysis were performed using the data reduction package CIGALE (Le Coarer et al. 1993).

3 KINEMATICAL RESULTS

Figure 1 shows the velocity map in $H\alpha$ at $V_{\text{helio}} = -127 \text{ km s}^{-1}$ (i.e., 150 km s^{-1} blueshifted relative to the velocity of the intense nebular background), in which we have identified the different objects present in the inner $5'$ region of the Orion Nebula: the HH objects HH 202, HH 269 (barely seen in $H\alpha$), HH 203 and HH 204, the E-W jet mentioned by O'Dell et al. (1997b). In what follows, we will describe some

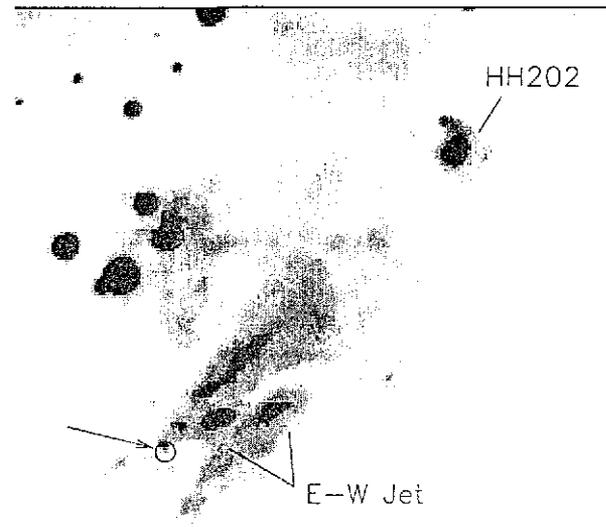


Fig. 2. Close-up of the $[N II] \lambda 6583 \text{ \AA}$ velocity map at $V_{\text{helio}} = -90 \text{ km s}^{-1}$ showing the field near to HH 202 which is located at the NW corner. The arrow to the SE corresponds to one of the ends of the lobe.

of our results on the kinematics of the HH objects HH 202, HH 203 and HH 204 and discuss the possible existence of a large HH bipolar outflow.

3.1. HH 202

HH 202 was discovered by Cantó et al. (1980) as an emission line object showing two knots embedded in an arc-shaped nebulosity. Herbig & Jones (1981) obtained proper motions for the knots, finding that the proper motion vectors were parallel and pointing towards the concave side of the curved shell and that there was a considerable dispersion in the tangential speeds of several of the knots: from 100 to 294 km s^{-1} . More recently, O'Dell et al. (1997a) have obtained wonderful *HST* images of the HH 202 region in the $[S II]$, $H\alpha$ and $[O III]$ lines showing that the arc-shaped nebulosity is visible in $[S II]$, $H\alpha$ and $[O III]$ lines. O'Dell et al. (1997b) obtained $[S II]$ and $[O III]$ FP spectroscopy of the Trapezium region. They found a blueshifted portion of HH 202 that extends towards the NW.

Figure 2 shows a close-up of the $[N II]$ velocity map at $V_{\text{helio}} = -90 \text{ km s}^{-1}$, showing the field near to HH 202, which is located at the NW corner. Comparing with the $H\alpha$ velocity map (shown in Fig. 1) we see that the HH 202 object has different morphologies in $H\alpha$ and $[N II]$. Indeed, while in $[N II]$ we see the arc-shaped nebulosity ending to the SW in the southern knot, in $H\alpha$ we detect the arc-shaped nebulosity but the southern knot is not easily disentangled from the emission of a bright nebulosity and

several knots. Instead, we see a bright head of irregular shape (somewhat like an arrow head) pointing in the E-W direction, with three faint filamentary extensions also oriented in the E-W direction. The longest filamentary extensions seem to form a rotated spur, or Ω -shape.

Another interesting feature revealed in Figures 1 and 2 is that HH 202 seems to be part of a larger scale lobe (of $82 \times 25''$ and aperture angle of $\sim 40^\circ$), oriented in the NW-SE direction, ending at the position of HH 202 on one side, and in a point close to the E-W jet in its SE end. The [N II] emission shows that, inside this lobe, two elongated cavities (one of $35 \times 9''$ and other of $55 \times 12''$, both with aperture angles of $\sim 20^\circ$), somewhat similar to bow shocks are detected. In $H\alpha$, the walls of the lobe are clearly seen but the elongated cavities interior to the lobe (hereafter called 'fingers') are confused with the bright background nebula.

Our FP data show that high internal motions of the known regions of HH 202 reach blueshifted velocities of up to 100 km s^{-1} . The spur also shows this range of velocities indicating that it should belong to HH 202. On the other hand, the lobe and the 'fingers' inside it also have high blueshifted velocities reaching up to 100 km s^{-1} . This shows that these new features are related to a high-velocity flow, probably an HH flow, not catalogued as such because of the difficulties of disentangling it from the bright nebular background. It is unclear whether this flow is associated with HH 202 or whether it constitutes another HH system.

3.2. HH 203 and HH 204

These objects were discovered by Munch & Wilson (1962). Taylor & Munch (1978) give radial velocities and velocity dispersions for several different features within these objects. However, it was Cantó et al. (1980) who identified these objects as HH objects. Hu (1996) has measured tangential velocities of 0 and 70 km s^{-1} for HH 203 and HH 204, respectively, directed towards the apex of the bow.

There are at least two important questions related to these objects: are HH 203 and HH 204 parts of the same object? and, why does HH 204 show an asymmetry in its brightness distribution?

Our kinematical results show that:

- HH 204 has a conical shape (resembling a bow shock) that is better appreciated at extreme heliocentric velocities: at $V_{\text{helio}} = -50 \text{ km s}^{-1}$ and $V_{\text{helio}} = +45 \text{ km s}^{-1}$.
- The apex of HH 204 has a complex velocity profile showing a splitting of the main velocity components (at $V_{\text{helio}} = -24$ and $+20 \text{ km s}^{-1}$) and a

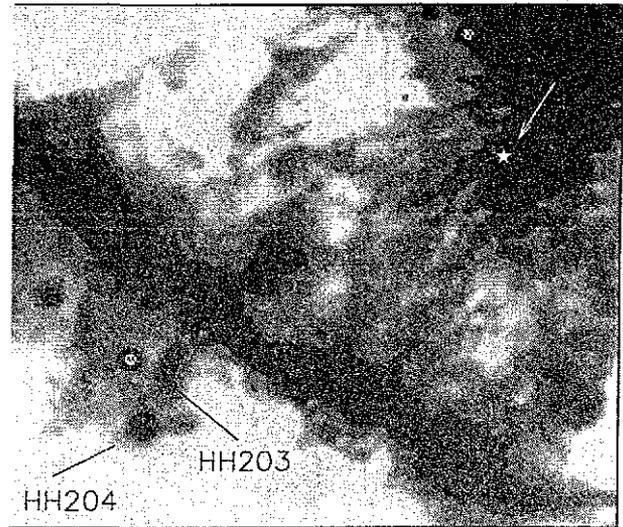


Fig. 3. Close-up of the [N II] $\lambda 6583 \text{ \AA}$ velocity map at $V_{\text{helio}} = -14 \text{ km s}^{-1}$ showing the field near to HH 203 and HH 204 which are located near the SE corner. The mark corresponds to one of the ends of the lobe and it is the same mark than in Figure 2

blueshifted wing at $V_{\text{helio}} = -120 \text{ km s}^{-1}$. Thus, the apex of HH 204 has the maximum blueshifted velocity of the region, in agreement with the predictions of bow shock models.

- HH 203 is more jet-like and it seems to be a different entity colliding with a lateral wall of HH 204.
- We distinguish a pronounced asymmetry in brightness between the bow side of HH 204 near to the star $\theta^2 \text{ Ori A}$ and the side located away from this star. Henney (1996) has proposed that a transverse density gradient in the ambient medium where a bow shock propagates, could lead to an asymmetry in brightness of the bow shock. We find some evidence of a transverse density gradient because we find that there is a slight velocity gradient running perpendicular to the axis of HH 204 in the sense that the fainter regions have larger velocities.
- HH 203 and HH 204 seem to be part of a structure of large dimensions or lobe. Indeed, Figure 3 is a close-up of the [N II] velocity map at $V_{\text{helio}} = -14 \text{ km s}^{-1}$ showing the field around HH 203 and HH 204, which are located in the SE of this figure. A careful inspection of this figure suggests the detection of an incomplete lobe ending in HH 204 on one side, and at the mark shown in Figure 3 on the other side. This lobe is $132''$ or 0.29 pc long and it is more intense in its northern half. The possible existence of this lobe is also revealed in O'Dell's image of the Orion Nebula published in the National Geographic Supplement (Grosvenor et al. 1995).

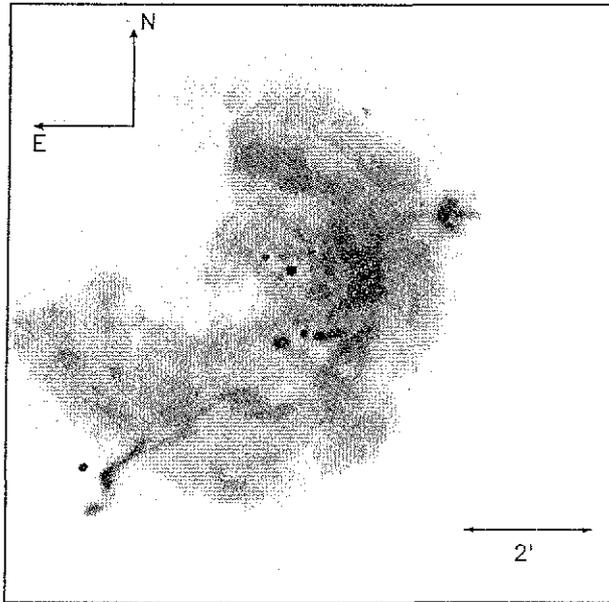


Fig 4. $H\alpha$ velocity map, at $V_{\text{helio}} = -50 \text{ km s}^{-1}$, of the inner $5'$ of the Orion Nebula. At this blueshifted velocity, the NW lobe, the E-W jet and the jet-like appearance of HH 203 are appreciated. The nebulosity to the W of the E-W jet (marked with an arrow in Figures 2 and 3) corresponds to the location of the possible exciting source of the bipolar flow.

4. DISCUSSION

Our results show that HH 202 seems to be part of a larger scale lobe. This lobe is blueshifted relative to the main H II region velocity and shows the large internal motions characteristic of HH flows. The [N II] velocity cubes show that this lobe (NW lobe) is formed by two 'fingers' starting from a region close to the E-W jet discovered by O'Dell et al. (1997a). HH 203 and HH 204 also seem to be part of a large structure or lobe (SE lobe) of similar dimensions to the ones of the NW lobe. HH 204 is at one of the ends while the other end is located close to the E-W jet, as in the case of the NW lobe. Furthermore, the SE lobe shares the same orientation as the NW lobe. Considering the results presented in the previous sections, we suggest that HH 202 and HH 203/204, are part of a large bipolar outflow, 0.55 pc long, that arises from an object close to the E-W jet. Besides, a preliminary analysis suggests that the NW lobe is blueshifted relative to the background nebula while the SE lobe is redshifted.

The measured proper motions of HH 203/204 agree with this interpretation while the proper motions measured a long time ago for HH 202 (Herbig & Jones 1981) do not support this idea. On the other hand, the region close to the E-W jet is so rich in objects that it is difficult to identify, by means of the existing stellar data, the object that could be the source of this suggested bipolar outflow. Figure 4 shows the $H\alpha$ velocity map at $V_{\text{helio}} = -50 \text{ km s}^{-1}$ of the inner $5'$ of the Orion Nebula which allows us to have a global view of both lobes. At blueshifted velocities the NW lobe is better detected than the SE lobe. However, jet-like features (such as HH 203 and the 'fingers' inside the NW lobe) are detected inside these lobes. Further studies of the stellar content close to the E-W jet and of proper motions of the HH 202 knots would be quite interesting for confirming or rejecting this suggestion.

The authors wish to thank to Alex Raga for first suggesting the idea of studying the kinematics of the Orion Nebula with the PUMA equipment. They also wish to acknowledge the financial support from grants 400354-5-2398PE of CONACYT and IN104696 of DGAPA-UNAM and from scholarships 124449 (CONACYT) and DGEP-UNAM. The authors also thank to Alfredo Diaz and Carmelo Guzmán for the computer help.

REFERENCES

- Cantó, J., Goudis, C., Johnson, P. G., & Meaburn, J. 1980, *A&A*, 85, 128
 Cernicharo, J., Lefloch, B., García Lopez, R. J., Esteban, C., 1997, in *IAU Symp. 187, Herbig-Haro Flows and the Birth of Low-Mass Stars*, eds. F. Malbet & A. Castets (Dordrecht: Kluwer), 8
 Grosvenor, G. M., Allen, W. L., & Shufte, J. F. 1995, *Supplement to National Geographic*, Dec. 1995
 Henney, W. J. 1996, *RevMexAA*, 32, 3
 Herbig G. H., & Jones, B. F. 1981, *AJ*, 86, 1232
 Hu, X. 1996, *ApJ*, 112, 2712
 Le Coarer, E., Rosado, M., Georgelin, Y., Viale, A., & Goldes, G. 1993 *A&A*, 280, 365
 Munch, G., & Wilson, O. C. 1962, *Zeitschr. Astrophys*, 56, 127
 O'Dell, C. R., et al. 1997a, *AJ*, 114, 730
 O'Dell, C. R., Hartigan P., Bally, J., & Morse, J. A. 1997b, *AJ*, 114, 2016
 Reipurth, B. Bally, J., & Devine, D. 1997, *AJ*, 114, 2708
 Rosado, M., et al. 1995, in *RevMexAASC*, 3, 263
 Taylor, K., Munch, G. 1978, *A&A*, 70, 359

M. Rosado, E. de la Fuente, L. Arias: Instituto de Astronomía, UNAM, Apdo. Postal 70-264, México, D.F. México (margarit, edfuente, lorena@astroscu.unam.mx).
 E. Le Coarer: Observatoire de Grenoble, BP53X Grenoble CEDEX, France(lecoarer@obs.ujf-grenoble.fr).

112

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

****TITLE****

*ASP Conference Series, Vol. **VOLUME**, **PUBLICATION YEAR***

****EDITORS****

An H α radial velocity report of five LV proplyds in the Orion Nebula

Eduardo de la Fuente, Margarita Rosado, Lorena Arias

Instituto de Astronomía, UNAM, Apdo. Postal 70-264, 04510 México, D. F., México

Ettiene Le Coarer

Observatoire de Grenoble, BP53X Grenoble CEDEX, France

Abstract. We report H α heliocentric radial velocities of the protoplanetary disks (proplyds) LV1, LV2, LV3, LV5 and LV6 that appear bright in our data cubes. We show that the Fabry-Perot (FP) technique is an effective method to identify proplyds and to study their kinematics.

1. Observations, Method and Results

Data cubes were obtained with the “PUMA” Fabry-Perot spectrograph at the 2.1 m telescope of the OAN-SPM with a spectral sampling resolution of 18.9 km s⁻¹ (see Rosado et. al., 2001 for details). The proplyds are photoevaporating circumstellar disks around young stellar objects. To identify the presence of proplyds in our FP cubes, we used an unsharp masking technique to remove the background and/or foreground nebular emission resulting in only some points corresponding to the proplyds. From the unsharp masking image (Fig. 1) we obtained the pixel coordinates for the proplyds. The radial velocity profiles were obtained at those coordinates from the original data cubes. The average velocity profile of the surrounding HII region was then subtracted in order to get the velocity component associated with the proplyd. Finally, we fitted the velocity components (HII region and proplyd component) in order to obtain the best fit to the observed profile (Fig. 2). Our results are listed in Table 1.

Table 1. Positions and velocity extent of the identified proplyds

Proplyd Name	x ^a	y ^a	V _{HII region} ^b	V _{proplyd} ^b	FWHM ^b	COMMENTS
LV1	228	235	9	36	60	also named 168-326
LV2	231	218	12	28	60	also named 167-317
LV3	242	218	12	24	60	also named 163-317
LV5	254	228	8	34	55	also named 158-323
LV6	255	235	11	33	60	also named 158-326

^apixel position in our cubes

^bin km s⁻¹



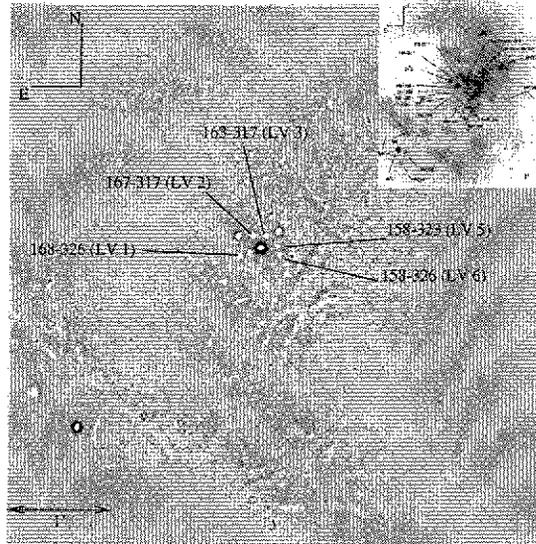


Figure 1. a) Unsharp masking $H\alpha$ image. The original image published by Rosado, et. al. (2001), shown in the insert, has been smoothed and this smoothed image has been subtracted from the original image. The identified proplyds are marked.

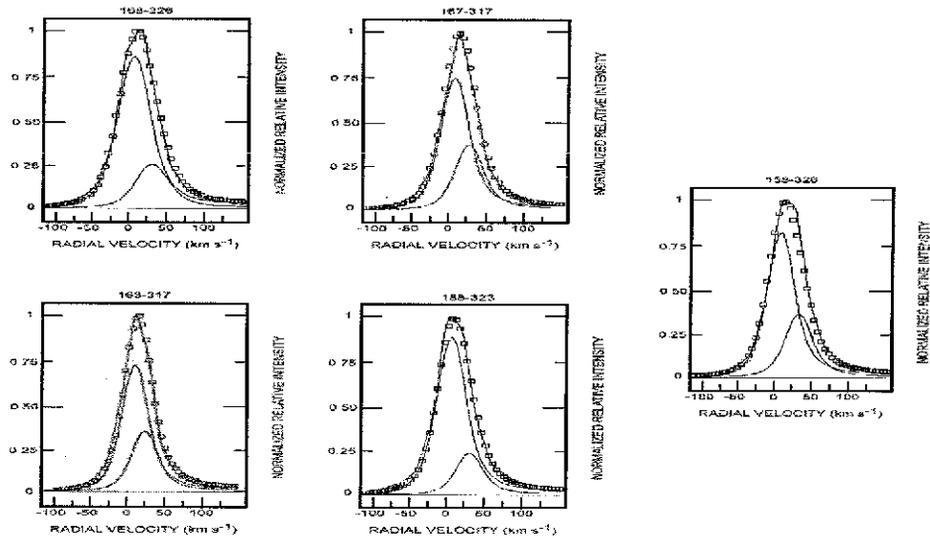


Figure 2. Radial velocity profiles (velocity vs normalized relative intensity) of the detected proplyds (solid line). The squares represents the fit of two components: the velocity of the HII region (large profile) and the velocity of the proplyd added (small profile).

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

References

Rosado, M., de la Fuente, E., Arias, L., Raga A., Le Coarer, E. 2001, *AJ*, 122, 1928

A single explosion model for the supernova remnant 3C 400.2

P. F. Velázquez^{1,*}, E. de la Fuente^{1,**}, M. Rosado¹, and A. C. Raga²

¹ Instituto de Astronomía – Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. Postal 70-264, Ciudad Universitaria, C.P. 04510, México D.F., México
e-mail: pablov, edfuente, margarit, raga@astroscu.unam.mx

² Instituto de Ciencias Nucleares – Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. Postal 70-543, Ciudad Universitaria, C.P. 04510, México D.F., México

Received 10 April 2001 / Accepted 31 July 2001

Abstract. We present a numerical simulation carried out in order to explain the complex morphology of the supernova remnant (SNR) 3C 400.2. Numerical simulations were done employing the new *yguazú-a* code (Raga et al. 2000). In the radio continuum, this remnant seems to be formed by two shells, which are partially overlapping (Dubner et al. 1994). Taking into account observational evidence such as a previous HI study (Giacani et al. 1998), we find that an adequate model for describing the morphology of the SNR 3C 400.2 is obtained by assuming that a single supernova (SN) explosion took place in a dense medium and close to an interface separating this medium from a lower density region. Besides, we also present a new deeper CCD H α image mosaic of the north–west region of this SNR, which is composed of three single images. From the numerical results, we generated H α emission maps, obtaining a good agreement with the observations

Key words. ISM: supernova remnants – supernovae individual 3C 400.2 – hydrodynamics – methods: numerical – methods: observational

1. Introduction

SNRs expanding into an isotropic and homogeneous medium have spherical shapes. However, the interaction of a SNR with the circumstellar medium, which could have been modified by the SN progenitor, or the presence of a compact object (formed after the SN explosion) which injects energy and particles into the remnant, can produce morphologies which are far from spherical, such as the case of the SNR W50 (Dubner et al. 1998; Velázquez & Raga 2000).

3C 400.2 (G53.6-2.2, SNR 053.6-02.2) is an extended Galactic non-thermal radio source (Milne 1970) closely centered on J2000: 19^h38^m7^s, 17°15′, which was first identified as a SNR by Holden & Caswell (1969). This SNR shows a typical non-thermal radio spectral index in the $0.6 \leq \alpha \leq 0.76$ range ($S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$, e.g. Milne 1970; Goss et al. 1975; Dubner et al. 1994). This remnant belongs to the group of SNRs which are characterized by a synchrotron radio shell and thermal X-ray emission, filling up their interiors.

Radio continuum studies at 318 and 430 MHz (Dickel & De Noyer 1975), 610 MHz (Goss et al. 1975), 1.7 and

2.7 GHz (Willis 1973) and 4.85 GHz (Condon et al. 1989) have shown that the radio morphology of 3C 400.2 is a well-developed shell of 30′ diameter, having an irregular structure which is brightest in the north–east and north–west regions.

From high-resolution radio observations, carried out by Dubner et al. (1994), the complex morphology of this SNR can be described as two partially overlapping non-thermal shells: a large shell located in the southeast region with an angular size of 44′, centered near 19^h38^m53^s, 17°12′55″; and a small one in the north–west region with an angular diameter of 28′, centered near 19^h38^m10^s, 17°17′52″. The two shells overlap each other in the north–west of 3C 400.2. In their analysis, Dubner et al. (1994) explore different possible scenarios to explain the strange morphology of 3C 400.2, suggesting that this object could be the result of the interaction between two SNR, or that it could be the consequence of a single SN explosion occurring into a dense cloud. They also suggest that 3C 400.2 could be the result of a coincidence on the sky of two different SNRs.

There are several theoretical models describing the interaction between two SNRs or a SNR expanding in stratified medium (Ikeuchi 1978; Jones et al. 1979; Tenorio-Tagle et al. 1985 and Arthur & Falle 1991), but they do not apply these results to the case of SNR 3C 400.2.

Send offprint requests to: P. F. Velázquez,
e-mail: pablov@astroscu.unam.mx

* Postdoctoral Fellow of CONICET, Argentina.

** Also, Facultad de Ciencias – Universidad Nacional Autónoma de México

By means of an analysis of the HI distribution around this remnant, Giacani et al. (1998) find that the double shell structure could be produced by a single SN explosion, initially expanding into a dense medium ($n \simeq 20 \text{ cm}^{-3}$). Then, in its expansion, the SNR shock wave encounters a region with low density, producing a blow out, which breaks the SNR shell generating a bubble and giving 3C 400.2 the appearance of two overlapping SNR shells.

Kinematical studies presented by Rosado (1983) and spectroscopical studies carried out by Sabbadin & D'Odorico (1976), Blair & Long (1988) and Long & Blair (1991) show that 3C 400.2 is an old SNR (approximately 1×10^5 yr, e.g. Rosado 1983), probably in the radiative phase of SNR evolution (Woltjer 1970, 1972).

The optical emission of 3C 400.2 was first reported by van den Bergh et al. (1973). The South West region was revealed by Rosado (1983), who presented $H\alpha$, [SII] and [OIII] plates, and by Blair & Long (1988), who showed a $H\alpha$ + [NII] image. Winkler et al. (1993) presented the first CCD mosaic covering the full extent of 3C 400.2 in the continuum (6100 Å), $H\alpha$ + [NII]6583 Å, [SII]6717 Å, and [OIII]5007 Å. The optical emission has a partial ring structure, located in the region to the north-west of the radio shell.

The X-ray emission has a probable thermal origin and fills up the interior of this SNR, its peak flux coinciding with the region where the two apparent radio shells partially overlap (Matsui & Long 1985; Seward 1990; Long et al. 1991). This emission was interpreted in terms of the evaporation of small clouds which are embedded in the surrounding ISM, by White & Long (1991) (also Long et al. 1991). However, in their model, they employ densities which are two orders of magnitude lower than the densities calculated by Giacani et al. (1998). Another possible model for explaining the X-ray emission of 3C 400.2 is the one of Shelton et al. (1999), in which thermal conduction was considered as a mechanism to transport energy outwards and avoid a strong reduction of the central SNR density (see also Cox et al. 1999). They applied this model to the case of the SNR W44.

Our aim is to analyze if a single SN explosion scenario can explain the characteristics of the SNR 3C 400.2. To this effect, we have carried out numerical simulations using the new *yguazú* code (Raga et al. 2000) for describing the evolution and morphology of this remnant. Due to the fact that this SNR seems to be expanding in a dense medium, the code includes radiative losses. We also simulate the $H\alpha$ emission in order to compare the numerical results with our new north-west $H\alpha$ CCD mosaic and with other observations in the literature.

The work is organized as follows. In Sect. 2 we describe the observations and the data-reduction process. In Sect. 3, we list the assumptions and initial conditions of the numerical simulation. In Sect. 4, we show the results of both the simulated and observed $H\alpha$ maps. Finally, the conclusions are given in Sect. 5.

2. Observations

3C 400.2 was observed in 1998 June 24, with the UNAM Scanning Fabry-Perot Interferometer PUMA (Rosado et al. 1995) at the f/7.5 Cassegrain focus of the 2.1 m telescope of the Observatorio Astronómico Nacional, located in the San Pedro Mártir Mountains, Baja California, México (OAN-SPM). A liquid nitrogen cooled thinned Tektronix CCD detector with 1024×1024 pixels was employed. In order to increase the signal/noise ratio of the observations, the CCD format has been binned by four, resulting in images of 256×256 pixels with an angular resolution of $2.36'' \text{ pix}^{-1}$ and covering a field of $10'$ diameter. The PUMA equipment was used in its "direct image" mode, i.e., placing the Fabry-Perot interferometer outside the optical path of the rays and consequently, using the PUMA only as a focal reducer. The interference filter used in the observations is centered on $H\alpha$ ($\lambda 6563 \text{ \AA}$) and has a bandpass of 20 \AA . With this instrumental set-up we obtained images at three different positions of the north-west region of the SNR 3C 400.2. Each image has an exposure time of 60 seconds. The observations in PUMA's "interferometric" mode, i.e., with the optical path of the rays passing through the Fabry-Perot interferometer, will be presented in a future paper. The data reduction was carried out using the specific reduction package CIGALE (Le Coarer et al. 1993) and some IRAF¹ routines.

3. Numerical model

3.1. The *yguazú*-a code

For the numerical simulations described in this paper, we have used the recently developed *yguazú*-a code. This code solves the gas dynamic equations together with additional rate equations describing the relevant microphysical processes. The gas dynamic equations are integrated with a second order accurate (in space and time) implementation of the "flux-vector splitting" algorithm of Van Leer (1982), and the rate equations are integrated with an unconditionally stable, semi-implicit method (described in detail by Raga et al. 2000). The code uses a binary, hierarchical adaptive grid, and both 2D (plane or axisymmetric) and 3D versions of the code are available (for a detailed description of the adaptive grid, see Raga et al. 2000).

For our supernova remnant simulations, we have used a version of the *yguazú*-a code which integrates the gas dynamic equations together with one rate equation following the fraction of neutral hydrogen. The parametrized radiative cooling function of Raga et al. (1999), which is computed as a function of the density, temperature and neutral fraction has been included in the energy equation. This version of the *yguazú*-a code has already been used for simulations of jet flows by Raga et al. (2001).

¹ IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation

3.2. Initial conditions and assumptions

We first consider different scenarios in order to try to simulate the morphology of the SNR 3C 400.2. As a first step, models of two interacting SNR were considered, but the final morphology is always elliptical, and does not show two overlapping shells, as observed. As our results are similar to the ones obtained by Ikeuchi (1978) and Jones et al. (1979), we do not show them in the present paper.

We have also simulated a SN explosion close to an interface which separates two media with different densities. Several distances from the SN explosion site to the interface were tested and it was also considered that the SN explosion takes place in the low density medium, right on the interface, or in the high density medium. After several tests and taking into account the observational evidence (e.g. the Giacani et al. 1998 HI study, which shows the existence of an interface between two regions of different densities, going right through the position of the SNR), we find that the more adequate model for describing the morphology of the SNR 3C 400.2 is the following: a single SN event occurring in a dense medium, close to an interface with a lower density region.

In principle, it would be possible to explore models of two interacting explosions occurring in a region with an interface between a high- and a low-density medium. However, we do not explore this possibility as it is more complex, and does not appear to be necessary for modelling the SNR 3C 400.2.

The calculations were carried out with the new *yguazú-a* code, which is described above. Due to the symmetry of the problem, we have integrated the cylindrically symmetric gas dynamic equations. In our simulations, we used a 5-level binary adaptive grid with a maximum resolution of 9.7×10^{-2} pc, in a 50×25 pc (axial \times radial) computational domain. We also carried out a 3D simulation, with a maximum resolution of 6.5×10^{-2} pc in a domain of 8.3 pc along the three coordinate axes. This simulation was made in order to analyze the early stages of the interaction between the SNR shock wave and the interface between the high- and low-density regions, and to show that the resulting flow does not depend on the assumption of axisymmetry.

In our framework, the dense and light media have number densities of 20 cm^{-3} and 4 cm^{-3} (following the HI study of Giacani et al. 1998), respectively. The temperature for the low density medium was taken to be 1×10^4 K and both media are in pressure equilibrium (giving a temperature of 2000 K for the high-density medium). The distance from the SN explosion site to the interface was set to 0 and ± 17 pc. We choose an initial radius and explosion energy for the SNR of 1 pc and 1×10^{51} erg, respectively. Moreover, we consider that the remnant gas is fully ionized while the gas of the surrounding ISM is neutral.

In order to compare our numerical results with observations, we also generated $H\alpha$ emission maps taking into consideration the contributions of the recombination

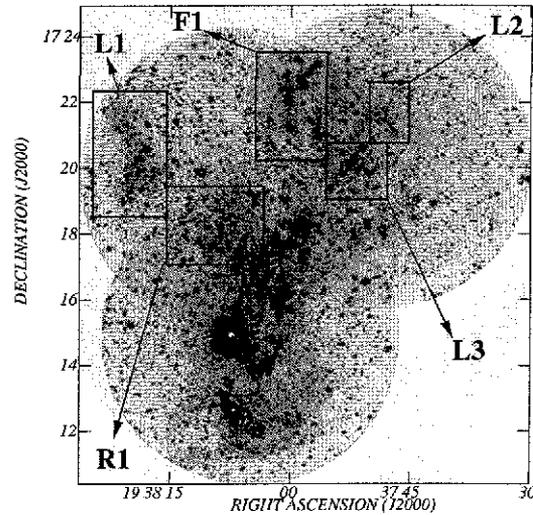


Fig. 1. $H\alpha$ CCD mosaic image covering the north-west region of the SNR 3C 400.2. The locations of the features cited in the text, the region R1, located at $19^{\text{h}}38^{\text{m}}10^{\text{s}}$; $17^{\circ}18'$; the “fork”-centered at J2000: $19^{\text{h}}38^{\text{m}}$; $17^{\circ}22'$ (labeled F1) and the wedge like structures centered approximately at $19^{\text{h}}38^{\text{m}}20^{\text{s}}$; $17^{\circ}20'$; $19^{\text{h}}37^{\text{m}}47^{\text{s}}$; $17^{\circ}20'21''$ and $19^{\text{h}}37^{\text{m}}50^{\text{s}}$; $17^{\circ}20'$ (labeled L1, L2 and L3, respectively), are indicated.

cascade as well as collisional excitations from the ground state of H.

4. Results

4.1. $H\alpha$ CCD mosaic

A composite image from the three $H\alpha$ images was constructed to obtain a deep mosaic image of the NW region of SNR 3C 400.2 that covers the overlapping zone between the two apparent radio shells of this SNR (see Dubner et al. 1994). The resulting mosaic image is shown in Fig. 1, which covers a field of $13'.5 \times 14'.5$ equivalent to 11×11.8 pc (assuming a distance of 2.8 kpc, Giacani et al. 1998). To generate the CCD mosaic, we identified and employed the stars present in our field as references: SAO 105081 (the brightest star at $19^{\text{h}}38^{\text{m}}27^{\text{s}}18$; $17^{\circ}15'26''.3$), GSC 1606.01128 (at $19^{\text{h}}38^{\text{m}}18^{\text{s}}04$; $17^{\circ}20'49''.7$, located in the center of L1 feature, see Fig. 1), GSC 1606.02309 ($19^{\text{h}}37^{\text{m}}56^{\text{s}}77$; $17^{\circ}23'8''.3$, located to the north of F1 feature, Fig. 1), GSC 1606.00830 ($19^{\text{h}}37^{\text{m}}47^{\text{s}}21$; $17^{\circ}21'10''.4$, located to the east of the L2 feature, Fig. 1) and GSC 1606.00462 ($19^{\text{h}}37^{\text{m}}59^{\text{s}}18$, $17^{\circ}17'52''.2$, located in the center of the observed field).

The mosaic image presented here is deeper than previous images reported in the literature (e.g. Winkler et al. 1993). This deeper $H\alpha$ image allows us to obtain a more significant comparison between the observed morphology of the region where the two shells overlap and our theoretical models

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

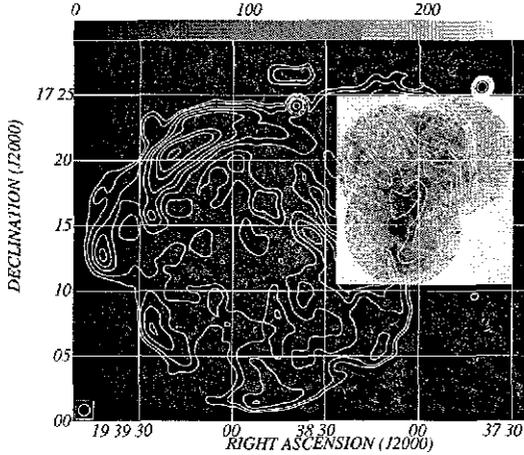


Fig. 2. Overlay of the H α emission of the north-west region of SNR 3C 400.2 (in gray scale) and a radio continuum map (at 1465 MHz, Dubner et al. 1994) with contours of 3, 4, 6, 8, 10, 15, 20, 30 mJ/beam.

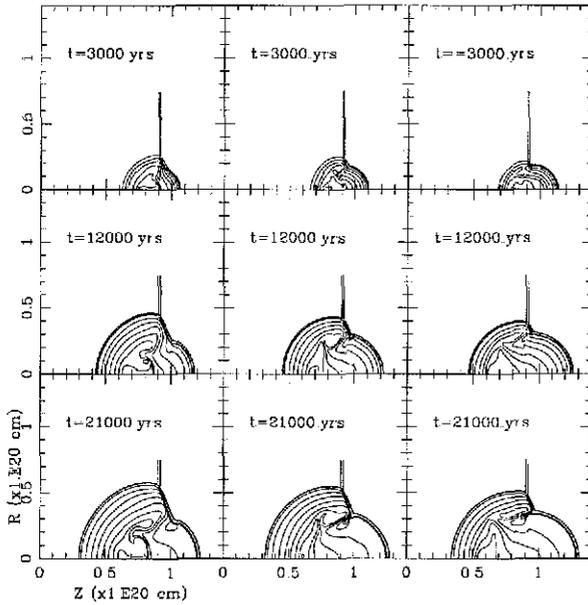


Fig. 3. Comparison between the different cases of a single SN explosion close to an interface. We show the cases in which the explosion took place in the low density medium (the three left panels), right on the interface separating both media (the three middle panels) and in the dense medium (the three right panels). For each model, we present the density stratification for times $t = 3000, 12000$ and 21000 yr. In each panel, the dense medium is on the right of the vertical line (i.e., the interface between the two media) Two successive contours correspond to a factor of 2 change in the density.

In the observed region, we can confirm the presence of faint features and structures, some of which appear in previous images (Winkler et al. 1993, see Figs. 1, 4 and 5 of their work). The optical emission is composed of bright features and filaments embedded in a faint and diffuse

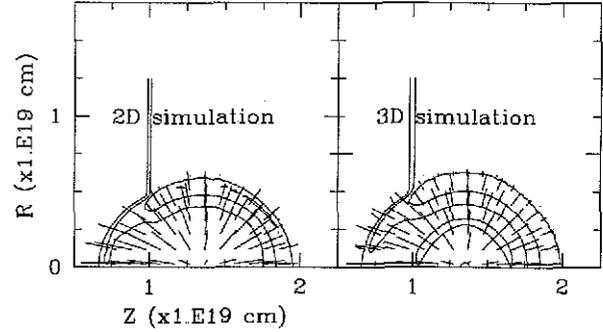


Fig. 4. Comparison of the density stratification and velocity field, at $t = 200$ yr, between the 3D simulation (right panel) and a 2D simulation with the same spatial resolution (left panel).

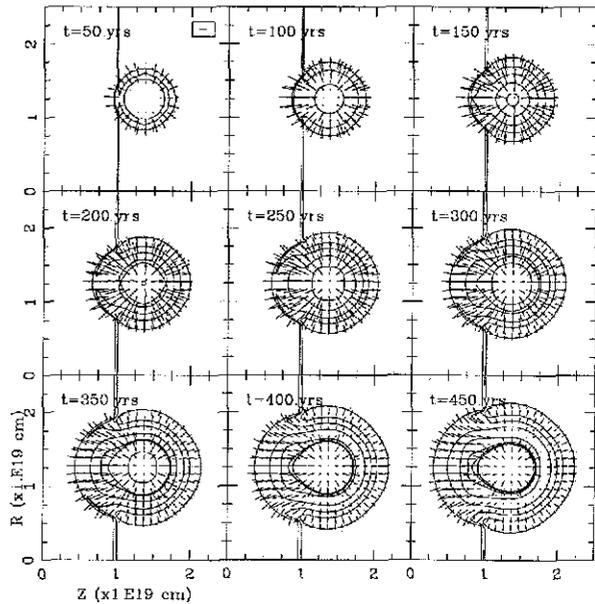


Fig. 5. Density contours and velocity field of the evolution of a SNR expanding into an environment with a one step density profile obtained from the 3D numerical simulation. The vertical line is the interface between the high- (right hand side) and the low-density media (left hand side). The length of the horizontal line in the box (in the top right hand corner of the first frame) corresponds to a velocity of 2000 km s^{-1} . At $t = 200$ and 250 yr, a partial collimation is produced.

emission (for example, see region R1 in Fig. 1). These filaments have “arc” or “wedge” shapes, as can be seen in the northern sector (farther than $\delta = 17^\circ 16'$), particularly in the structure centered at $19^h 38^m; 17^\circ 22'$ (structure F1) which is formed by several filaments giving the appearance of a “fork” and the features centered approximately at $19^h 38^m 20^s; 17^\circ 20'; 19^h 37^m 47^s; 17^\circ 20' 21''$ and $19^h 37^m 50^s; 17^\circ 20'$ (the L1, L2 and L3 features), respectively, which are “wedge” shaped (see Fig. 1). These filaments can be produced by collisional excitation right behind radiative shocks or by recombination processes in the cooling region

TESIS CON
 FALLA DE ORIGEN

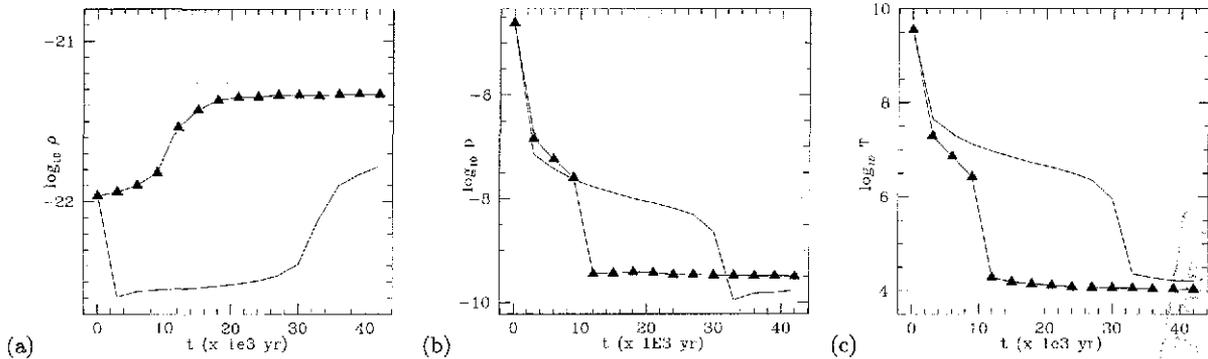


Fig. 6. Comparison of the time evolution versus the logarithm of the density, pressure and temperature (panels a), b) and c), respectively) right behind the shock waves of the small (represented with triangles and solid lines) and the large shells (represented with solid lines).

In Fig. 2 we show an overlay of our H α image with some contours of the radio image of the SNR 3C 400.2, at 1465 MHz (Dubner et al. 1994). Here, we can observe how the extended and diffuse emission follows the curvature of the large shell, and is also observed right behind the shock wave of the small shell.

The detection of optical filaments in this zone is also useful because it will allow us to have kinematical information on these filaments. A preliminary analysis of the data obtained with the PUMA equipment in its interferometric mode reveals that the small shell has an expansion velocity which is smaller than that of the large shell (~ 40 km s $^{-1}$ vs. 60 km s $^{-1}$), the latter having been determined by Rosado (1983).

4.2. Numerical simulations

Considering the initial conditions described above (Sect. 3) we carried out numerical simulations, with different spatial resolutions, in order to study a SNR generated by an explosion which took place close to an interface between a high- and a low-density media.

Some preliminary results from these simulations are presented in Fig. 1 of de la Fuente et al. (2001).

Figure 3 shows a comparison between simulations carried out considering that the SN explosion took place in the light medium (left column), right on the interface (middle column) and in the dense medium (right column). In the calculations, the lower density medium always lies to the left of the interface between the two media. We see that the “left” shell has a larger radius when the SN explosion takes place in the less dense medium. However, the appearance of two overlapping shells is better achieved in the two other cases.

Figure 5 shows the density stratifications and velocity fields from the 3D simulation. In this figure, we see that at early times ($t = 50$ yr), the left part of the SNR shock wave catches up with the interface between the dense and light media. Then, this part of the SNR shock front increases its velocity, producing a break out in the remnant

surface, generating a bubble. The remnant starts to have the appearance of two partially overlapped shells

An interesting phenomenon is observed close to the symmetry axis. At $t = 200$ and 250 yr frames (see Fig. 5) one observes a collimation of the internal gas (which has a high temperature), which looks like a “nozzle”. This hot gas starts to fill up the bubble and its velocity increases to values of 1×10^4 km s $^{-1}$. The velocity of the collimated gas remains larger than the shock wave velocity of the large shell until approximately 20000 yr. However, the Mach number of the “nozzle” gas is smaller than 1, and this collimated gas is not able to generate a “jet” (in agreement with the work of Arthur & Falle 1991).

There is little doubt that this axial collimation of the flow is real, as this result is obtained from a full 3D simulation, in which there are no possible artifacts due to an assumption of axisymmetry for the flow. Actually, we find that a very similar flow is obtained from an axisymmetric simulation, as can be seen from Fig. 4, which shows a comparison between the density stratifications and flow fields obtained for $t = 200$ yr from the 3D simulation and a 2D (axisymmetric) simulation with the same spatial resolution.

The two apparent shells have very different evolutions. On the one hand, they sweep up gas with different densities, which implies that the part of the SNR expanding into a dense medium will have a rapid evolution (hereafter “the small shell”), according to the standard SNR evolution scheme (Woltjer 1970, 1972). On the other hand, the collimation of the hot gas produces an extra injection of energy into the left “shell” (hereafter “the large shell”), giving the appearance of having a SNR with a higher initial explosion energy. However, at early times ($t = 200$ yr), the evolution of the large shell cannot be described by the standard SNR evolution, because this shell is driven by the gas of the “nozzle”.

Figure 6 shows the density, pressure and temperature [panels a), b), and c), respectively] right behind the SNR shock waves propagating into the low- and the high-density media. Interestingly, the behaviour of these

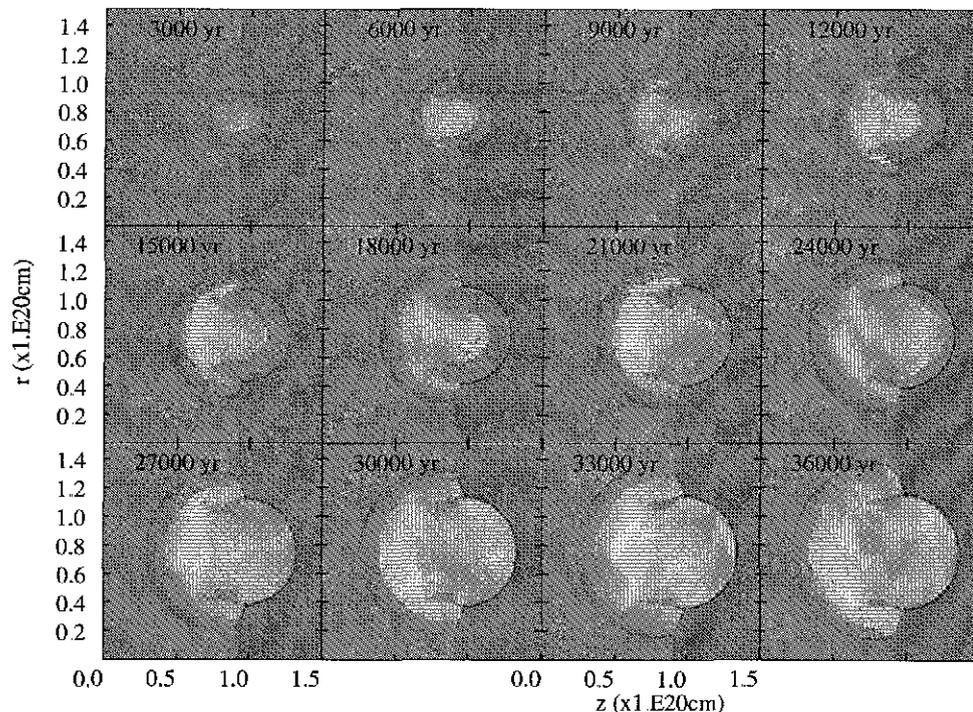


Fig. 7. Evolution of the density stratification of a SNR expanding into an environment with an one-step density profile. The gray-scale corresponds to a range from $1 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ (white) to $1 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (black). The scale is logarithmic.

density, pressure and temperature profiles seems to be independent of where the SN explosion took place.

Figure 6b shows that at early times there is pressure equilibrium between the regions behind the shock waves of the two “shells”. However, at $t \simeq 12000$ yr, this equilibrium is broken because the small shell enters the radiative phase of SNR evolution and the pressure behind the shock front decreases by 2 orders of magnitude.

The shock wave of the small shell starts to become radiative at $t \simeq 12000$ yr (notice that the pressure and temperature rapidly decrease in Figs. 4b and c, respectively). This time is in agreement with the analytical estimate (approximately 10700 yr) for the beginning of the radiative phase of SNR evolution (for an initial explosion energy $E_0 = 1 \times 10^{51}$ erg and an ISM density of 20 cm^{-3}), which is approximately given by:

$$\tau_{\text{rad}} = \left[\frac{4.56 \times 10^7}{(1 + x_H) T_4} \left(\frac{E_{51}}{n_0} \right)^{2/5} \right]^{5/6} \text{ yr}, \quad (1)$$

where T_4 is the gas temperature in units of 10^4 K, E_{51} is the initial SN explosion energy in units of 10^{51} erg, x_H is the ionization fraction and n_0 is the unperturbed ISM density. Equation (1) is obtained setting the temperature just behind the SNR shock wave to 10^6 K (see Rohlfs & Wilson 1996).

The density just behind the shock wave of the small shell increases by a factor of 15, at $t \simeq 15000$ yr, due to the onset of the radiative phase. Numerically, this shell is resolved by ~ 5 grid points, so that the numerical value

of the compression should be correct, at least in order of magnitude. The large shell becomes radiative later, at $t \simeq 35000$ yr. This value is larger than the one given by Eq. (1) ($t \simeq 18500$ yr for a $n_0 = 4 \text{ cm}^{-3}$). This behaviour is due to the extra energy injection produced by the collimation of the hot gas, which rejuvenates the large shell.

Figure 7 shows the density time evolution obtained for larger times from the low resolution simulation. Part of the gas which has entered the large shell, begins to push out the outer part of the interface between the light and dense media. This flow moves in the opposite direction to the “nozzle” gas (see Fig. 7), generating zones with high velocity gradients. This part of the interface between both media becomes radiative practically at the same time as the shock front of the small shell.

Two dense filaments appear at $t \simeq 18000$ yr (Fig. 7). In the following frames we can see that these filaments increase their lengths inwards, towards the center of the large shell. The filaments are found in a region with high velocity shear, and they begin to exhibit wavy structures, probably produced by Kelvin-Helmholtz instabilities.

Maps of the normalized $\text{H}\alpha$ emission at several times are displayed in Fig. 8. These maps were obtained by integrating the $\text{H}\alpha$ emissivity along lines of sight. Before $t \simeq 12000$ yr, no $\text{H}\alpha$ emission was detected. The fact that the observed $\text{H}\alpha$ images of 3C 400.2 present arc like diffuse emission, appears to indicate that the symmetry axis (joining the centers of the two apparent shells) is inclined at an angle ϕ respect to the plane of the sky. We have

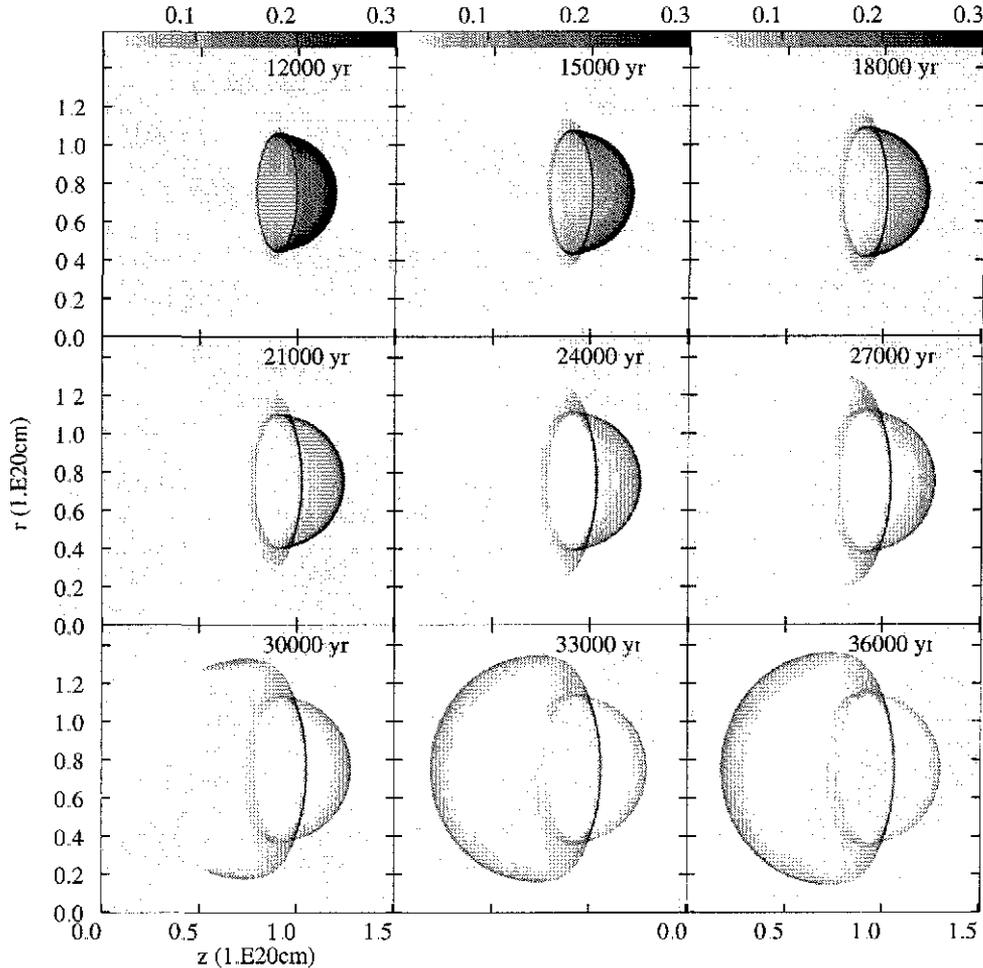


Fig. 8. Maps of the normalized $H\alpha$ emission. The grey scale is linear and covers the $[0.01, 0.3]$ normalized unit range. These maps were obtained for a $\phi = 20^\circ$ angle between the symmetry axis and the plane of sky.

chosen $\phi = 20^\circ$ in order to generate the simulated optical emission maps.

$H\alpha$ emission can be observed after the shock wave of the small shell enters the radiative phase of SNR evolution. Strong emission is observed right behind the shock front of the small shell at $t = 12\,000$, $15\,000$ and $18\,000$ yr. Later, the part of the interface between both media, which is pushed out by the returning flow of the “nozzle”, begins to exhibit diffuse $H\alpha$ emission (see the $t = 21\,000$, $24\,000$, $27\,000$ and $30\,000$ yr frames, Fig. 8) looking like complete and partial rings. Finally, the shock wave of the large shell becomes radiative, emitting in $H\alpha$ throughout its surface. Comparing the simulated $H\alpha$ maps with our observations and with the images of Winkler et al. (1993), we conclude that SNR 3C 400.2 seems to have an age of $(26\,000 \pm 5\,000)$ yr, because no optical emission was detected behind the shock wave of the large shell.

Due to the fact that the distance to this remnant is not well known (by means of different methods, values for the

distance to SNR 3C 400 2 are derived in the range from 2.3 to 6.7 kpc), a direct comparison between the observed and predicted sizes of the remnant is not particularly useful. However, in this problem there are two characteristic lengths: the radii of the two apparent shells. We can then compare the observed and predicted ratios between these radii. It is remarkable that the ratio between the radii of the large and the small shells of the simulated density maps (Fig. 7) is ≈ 1.5 (at $t \approx 24\,000$ yr, the time at which the best agreement between the observed and the simulated $H\alpha$ maps is obtained), agrees very well with the observed ratio of ≈ 1.58 .

5. Conclusions

We have carried out 2D and 3D numerical simulations in order to explain SNR 3C 400.2 morphology in radio continuum. Based on observational evidence (e.g. the analysis of the HI distribution around this remnant of Giacani et al. 1998) and after several tests, we find that a scenario in which a SN explosion took place in a dense medium and

close to an interface which separates this dense medium from a less dense one, is adequate for describing this remnant.

These simulations were done employing the new *yguazú-a* code (Raga et al. 2000). Due to the fact that in the case of SNR 3C400.2 the synchrotron emission seems to be tracing the position of the shock waves (as it shows a structure of well defined shells), we can compare the radio continuum images of 3C 400.2 with the shock structures predicted from the numerical simulations. We do this by comparing the radio continuum images with the predicted density stratifications, which also show the morphologies of the shock waves very clearly. From this comparison, we conclude that an “explosion in an interface” scenario does reproduce the radio structure of 3C 400.2 satisfactorily. A more realistic comparison between the numerical model and the observations should involve obtaining a prediction of the spatial distribution of the synchrotron emission, but we find that this is not yet possible as we do not have enough knowledge of the spatial distribution of the magnetic field within the remnant and in the surrounding environment.

We also obtained a $H\alpha$ CCD mosaic of the NW region of the SNR 3C 400.2 in which bright and diffuse optical filaments are observed (Fig. 1) Part of this emission was not well detected in previously published images. Some of the diffuse filaments are located right behind the shock wave of the small shell. Other filaments seem to continue the circumference of the large shell, in the region of overlap between the two apparent shells. Bright, well defined filaments are seen superimposed on this diffuse emission.

Furthermore, we simulate the $H\alpha$ emission, to compare the model directly with the observed optical images. We obtain normalized $H\alpha$ emission maps which are in qualitative agreement with the observations. The best agreement is obtained assuming that the symmetry axis of the remnant is at a $\phi = 20^\circ$ angle with respect to the plane of sky (Fig. 8). Filaments looking like arcs appear right behind the shock wave of the small shell in qualitative agreement with the observed $H\alpha$ image. This behaviour is observed in the simulated maps for time integrations $t = 12\,000, 15\,000, 18\,000, 21\,000$ and $24\,000$ yr (see Fig. 8). From the simulated $H\alpha$ maps, diffuse and strong emission is observed from the part of the “interface” between both media, which becomes radiative after being pushed out by the gas of the large shell. This feature is observed in the images obtained by Winkler et al. (1993), and is only partially covered in our CCD mosaic. No optical emission was detected from the material right behind the shock wave of the large shell (see the images of Winkler et al. 1993). In view of these results, from a comparison with our simulations this remnant seems to be younger than previously estimated (e.g. 1×10^5 yr, Rosado 1983), and we obtain an estimate for the age of the SNR 3C 400.2 of 26000 yr. Approximately at this time, the observed ratio between the diameters of both shells is well reproduced by the simulation (1.58 obtained from the radio observations against 1.5 from our simulations).

Figure 1 shows small $H\alpha$ features, which probably are the results of the presence of inhomogeneities in the surrounding ISM, or are the results of some kind of hydrodynamic instability. These small scale structures do not appear in our simulation.

An interesting result is that the small shell seems to follow the standard SNR evolution in a dense medium, but that this is not the case for the large shell. The latter shell evolved in a different way due to the collimation of the hot gas, passing from the small apparent shell to the large one. This gas has a “nozzle” type flow, which pushes out the material of the large shell as is shown by our 3D simulations. This result is in agreement with the work by Arthur & Falle (1991).

It is in principle also possible to carry out comparisons between the observed X-ray images of 3C 400.2 (Matsui & Long 1985; Seward 1990) and the corresponding predictions obtained from the numerical simulations. We have attempted to carry out such a comparison, but we do not obtain satisfactory results. While the X-ray maps of this object show a centrally peaked intensity distribution, the numerical simulations predict a shell-like X-ray morphology. This discrepancy between the observations and the theoretical prediction might be due to the effects of thermal conduction (not included in our simulations) which might have a strong effect on the temperature and density stratification of the hot bubbles.

As future steps we will complete the kinematical analysis of the PUMA data, and we will include the process of thermal conduction in our code, in order to simulate the X-ray emission. This mechanism was invoked by Shelton et al. (1999); Cox et al. (1999), to explain the central X-ray emission of the SNR W44 (another example of a SNR with central X-ray emission and radio shell morphology).

Acknowledgements. We thank Gloria Dubner for providing us with her 1465 MHz image of 3C 400.2 and Liliana Hernández for computer help. We also acknowledge the referee, Dr. V. Dwarkadas for several helpful suggestions. PV and AR acknowledge support from the CONACyT grant 32753-E. AR acknowledges support from a fellowship of the John Simon Guggenheim Memorial Foundation. E. de la F. wishes to acknowledge financial support from CONACyT grant 124449 and from DGEP-UNAM. This work has also been financed by grant IN104696 from DGAPA(UNAM).

References

- Arthur, S. J., & Falle, A. E. G. 1991, MNRAS, 251, 93
- Blair, W. P., & Long, K. S. 1988, PASP, 100, 461
- Condon, J. J., Broderick, J. J., & Seielstad, G. A. 1989, AJ, 97, 1064
- Cox, D. P., Shelton, R. L., Maciejewski, W., et al. 1999, ApJ, 524, 179
- de la Fuente, E., Velázquez, P. F., Rosado, M. & Raga, A. C. 2001, in *Ionized Gaseous Nebulae*, RMxAC, in press.
- Dickel, J. R., & De Noyer, L. K. 1975 AJ, 80, 437

- Dubner, G. M., Giacani, E. B., Goss, W. M., & Winkler, P. F. 1994, *AJ*, 108, 207
- Dubner, G. M., Holdaway, M., Goss, W. M., & Mirabel, I. F. 1998, *AJ*, 116, 1842
- Giacani, E. B., Dubner, G., Cappa, C., & Testori, J. 1998, *A&AS*, 133, 61
- Goss W. M., Siddesh, S. G., & Swchartz, U. J. 1975, *A&A*, 43, 459
- Holden, D. J., & Caswell, J. L. 1969, *MNRAS*, 143, 407
- Ikeuchi, S. 1978, *PASJ*, 30, 563
- Jones, E. M., Smith, B. W., Straka, W. C., Kodis, J. W., & Guitai, H. 1979, *ApJ*, 232, 129
- Le Coarer, E., Rosado, M., Georgelin, Y., Viale, A., & Goldes, G. 1993, *A&A* 280, 365
- Long, K. S. & Blair, W. P., White, R. L., & Matsui, Y. 1991, *ApJ*, 373, 567
- Matsui, Y. & Long, K. S. 1985, in *The Crab Nebula and Related Supernova Remnants*, ed. M. C. Kafatos, & R. B. C. Henry (Cambridge University Press, Cambridge), 211
- Milne, D. K. 1970, *Australian J. Phys*, 23, 245
- Raga, A. C., Mellema, G., Arthur, S. J., et al. 1999, *RMxAA*, 35, 123
- Raga, A. C., Navarro-González, R., & Villagrán-Muniz, M. 2000, *RMxAA*, 36, 67
- Raga, A. C., Cabrit, S., Dougados, C., & Lavalley, C., 2001, *A&A*, 367, 959
- Rohlfs, K. & Wilson, T. L. 1996, in *Tools of Radio Astronomy* (Springer, Germany), 267
- Rosado, M. 1983 *RMxAA*, 8, 59
- Rosado, M., Langarica, R., Bernal, A., et al. 1995, *RMxAC*, 3, 263
- Sabbadin, F., & D'Odorico, S. 1976, *A&A*, 49, 119
- Seward, F. D. 1990, *ApJS*, 73, 781
- Shelton, R. L., Cox, D. P., Maciejewski, W., et al. 1999, *ApJ*, 524, 192
- Tenorio-Tagle, G., Bodenheimer, P., & Yorke, H. W. 1985, *A&A*, 145, 70
- van den Bergh, S., Marscher, A. P., & Terzian, Y. 1973, *ApJSS*, 227, 26
- Van Leer, B. 1982, ICASE report No. 82-30
- Velázquez, P. F., & Raga, A. C. 2000, *A&A*, 362, 780
- White, R. L., & Long, K. S. 1991, *ApJ*, 373, 567
- Willis, A. G., 1973, *A&A*, 26, 237
- Winkler F. P., Olinger, M. T., & Westerbeke, S. A. 1993, *ApJ*, 405, 608
- Woltjer, L. 1970, *IAU Symp*, 39, 229
- Woltjer, L. 1972, *ARA&A*, 10, 129

IS THE SUPERNOVA REMNANT 3C400.2 THE RESULT OF A SINGLE SUPERNOVA EXPLOSION?

Eduardo de la Fuente^{1,2}, Pablo Velázquez,¹ Margarita Rosado,¹ and Alejandro Raga¹

Using numerical simulations carried out employing a new code *YGUAZÚ2D* (Raga, Navarro-González, & Villagrán-Muñiz 2000), we find that a single supernova explosion (SN) embedded in a dense medium, occurring close to an interface separating this medium from a less dense medium, is adequate for describing the morphology of the supernova remnant (SNR) 3C400.2.

By means of radio images (Dubner et al. 1994), the morphology of the SNR 3C400.2 can be described as two shells, partially overlapped with angular sizes of 11' and 7'. The larger shell to the southeast is centered near J2000: 19^h38^m53^s, 17°12'55". The smaller shell to the northwest is centered close to J2000: 19^h38^m10^s, 17°17'52".

These double-shell structures have been reported in other SNR observations, and can be modeled considering two interacting SN explosions, or a single SN event, which takes place in a stratified medium (Tenorio-Tagle et al. 1985; Arthur & Falle 1991).

In order to reproduce the shape of the SNR 3C400.2, we employed the code *YGUAZÚ* (Raga et al. 2000) and have simulated several scenarios (two interacting SN explosions, a SN explosion occurring close to an interface between a dense and a more rarefied medium). Due to the symmetry of the problem, we have done a 2D simulation.

However, in the case of the SNR 3C400.2, a preliminary analysis of our H α data (Velázquez et al. 2001) and the HI study carried out by (Giacani et al. 1998), reveal that the model of a single SN explosion occurring into a dense medium and close to the interface, is adequate to explain its morphology. We then initialize our numerical simulation considering two regions in pressure equilibrium and with a density ratio of 5 (according to the work of Giacani et al. 1998). After several tests, we choose the SN explosion site at 5×10^{18} cm from the interface, into the dense medium. The Sedov solution was used to simulate the SNR, with an initial energy $E_0 \simeq 10^{51}$ erg and an initial radius of 3×10^{18} cm. In Figure 1, we

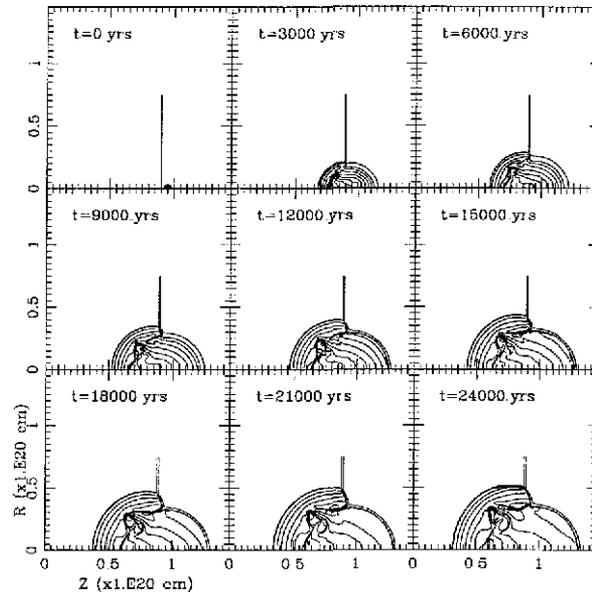


Fig. 1. Densities contours of the simulation of the SNR expanding in a dense medium, close to an interface, at different times.

present density contours of the simulation of the SN explosion, occurring in a dense medium and close to the interface. When the SNR shock wave catches up with the interface, it produces a breakout of the SNR shell, giving the appearance of two partially overlapped shells. In the 18000 yr frame, the relation between the radius of two apparent shells is in good agreement with the observational values.

E de la F. wishes to acknowledge financial support from CONACyT-México grant 124449 and DGEP-UNAM. This work has been financed by grant IN104696 from DGAPA-UNAM.

REFERENCES

- Arthur, S. J., & Falle, S. A. E. G. 1991, MNRAS, 251, 93
 Dubner et al. 1994, AJ, 108, 207
 Giacani et al. 1998, A&AS, 133, 61
 Raga, A. C., Navarro-González, R., & Villagrán-Muñiz, M. 2000, RevMexAA, 36, 67
 Tenorio-Tagle, G., et al. 1985, A&A, 145, 70
 Velázquez, P., de la Fuente, E., Rosado, M., & Raga, A. C., 2002, in preparation

¹Instituto de Astronomía, UNAM, Apdo. Postal 70-264, México, D. F. (edfuente,pablov,margarit,raga@astroscu.unam.mx).

²Facultad de Ciencias, UNAM.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN