

La región central de M83.

por Damián Mast

Córdoba, Argentina
Mayo 2008

©FaMAF - UNC 2008

Presentado ante la Facultad de Matemática, Astronomía y Física
como parte de los requerimientos para la obtención del grado de
Doctor en Astronomía de la
UNIVERSIDAD NACIONAL DE CORDOBA

Comisión asesora

Dr. Gustavo J. Carranza
(Director)

Dr. Rubén J. Díaz

Dr. Horacio A. Dottori

a Ana

Resumen

La galaxia espiral M83, una SB(rs)b a tan sólo 4,5 Mpc, posee el núcleo starburst más cercano. Thatte et al. (2000), mediante observaciones de ranura larga en el cercano infrarrojo utilizando el espectrógrafo ISAAC-VLT, fueron los primeros en dar algún indicio del posible origen dinámico del violento evento de formación estelar que está teniendo lugar en la región central de esta galaxia. Su cercanía la convierte en un caso único para estudiar la microfísica de un starburst a escalas de las decenas de pársecs (pc). Al mismo tiempo nos presenta con una complejidad morfológica difícil de encuadrar en los estudios clásicos de galaxias starburst.

Se ha estudiado la población estelar utilizando ranura larga secuencial en el rango del Triplete del CaII (CaT) con más de 30 hs. de espectros obtenidos con el espectrógrafo REOSC desde CAsLeo (2,2 m). Además de haber construido el primer campo de velocidad estelar de esta galaxia y comprobado que este sistema se encuentra corrotante con el gas, se pudo —aplicando una nueva técnica con imágenes en filtros GMOS desde Gemini-Sur (8,1 m)—, estudiar la distribución del ancho equivalente del CaT en los 40" centrales con una resolución espacial de 0,"8. Se analizó la distribución de la dispersión de velocidades radiales estelares (σ) para tratar de confirmar la presencia de caídas, detectadas por primera vez en los espectros de ranura larga en banda *K*. Estos espectros, obtenidos con NIRI desde Gemini-Norte (8,1 m), nos permitieron analizar las propiedades estelares en el rango de 2,2 μm . Se utilizó la banda del CO (2,29 μm) para extraer información cinemática y de edad de la población estelar subyacente. Otros indicadores como $W(\text{Br}\gamma)$ ayudaron en el análisis de edad del starburst, y espectros complementarios $\text{H}\alpha$ desde CAsLeo permitieron comprender la física del medio interestelar circundante.

Mediante observaciones espectroscópicas 3D utilizando el espectrógrafo CIRPASS desde Gemini-Sur, analizamos las propiedades del gas ionizado en banda *J* con una resolución espacial de 0,"5. El campo de velocidad de $\text{Pa}\beta$ mostró dos centros de rotación, ninguno de ellos coincidente con el centro cinemático de la galaxia, que identificamos como el núcleo óptico y el núcleo oculto, con masas $\sim 10^7 M_{\odot}$. Se propone la hipótesis de la captura de una galaxia satélite a los 100 pc interiores de M83 como mecanismo responsable de la detonación del starburst nuclear, en el marco del modelo Azteca elaborado por Taniguchi et al. (1999). Esta sería una alternativa al escenario de la barra débil propuesto por Elmegreen et al. (1998). Nuestra hipótesis es la única que, hasta el momento, logra explicar la compleja serie de fe-

nómenos que están teniendo lugar en la región central de esta galaxia. Finalmente, se estudió numéricamente el futuro del sistema y su importancia en el marco de la evolución de galaxias.

Palabras clave: M83, cinemática, estallidos, núcleo, espectroscopía.

Abstract

The spiral galaxy M83, an SB(rs)b at only 4.5 Mpc, harbors the nearby starburst nucleus. Thatte et al. (2000), using long slit spectroscopy in the near IR with ISAAC-VLT, were the first in giving some clues about the possible dynamical origin of the starburst. Its proximity makes it a privileged case to study the microphysics in detail, at spatial scales of tenth of parsecs. At the same time, it shows a morphological complexity very difficult to fit in classical studies of starburst galaxies. Studying the physical properties of gas and stars, we will try to bring some light to this scenario where dust and interactions play a main role.

We have studied the stellar population using sequential long slit spectroscopy in the CaT range with more than 30 hr. of spectra obtained with REOSC from CAsLeo (2.2 m) telescope. In addition of constructing the first stellar velocity field of M83 and corroborate the co-rotation of stars and gas, we could —applying a new technique with GMOS filters from Gemini-South (8.1 m) telescope—, study the W(CaT) spatial distribution in the inner 40'' with a spatial resolution of 0.''8. We have analyzed the spatial distribution of radial stellar velocity dispersion in order to confirm the presence of σ -drops, detected for the first time in our K-band spectra. This spectra, obtained with NIRI from Gemini-North (8.1 m) telescope, allowed us to analyze the stellar properties in the 2.2 μm range. We used the CO (2.29 μm) band-head to gather kinematical and age information from the underlying stellar population. Others indicators as W(Br γ) helped in the age analysis of the starburst and H α complementary spectra from CAsLeo allowed us to understand the interstellar medium physics.

With 3D spectroscopy observations using CIRPASS from Gemini-S, we studied the ionized gas properties in J-band with a spatial resolution of 0.''5. Pa β velocity field showed two dynamical centers, neither of them coincident with the bulge center, identified with the optical nucleus and the hidden nucleus, with masses of $\sim 10^7 M_{\odot}$. We proposed the hypothesis of satellite capture into the 100 inner parsecs of M83 as the responsible mechanism for triggering the starburst, in the Aztec model frame proposed by Taniguchi et al. This would be an alternative to the weak bar scenario proposed by Elmegreen et al. (1998). This is the only hypothesis, heretofore, that can explain the complexity of phenomena that are occurring in the central region of this galaxy.

Finally, we studied through numerical modelling the future of the system and its

relation with galaxy evolution scenarios.

Keyword: M83, kinematics, starburst, spectroscopy, nucleus.

Índice general

| | |
|--|-----------|
| Índice de Figuras | x |
| Índice de Tablas | xx |
| 1. Introducción | 1 |
| 1.1. Organización de la tesis | 3 |
| 2. Detonadores | 5 |
| 2.1. Introducción | 5 |
| 2.2. Inestabilidades gravitatorias | 5 |
| 2.3. Detonación secuencial | 6 |
| 2.4. Detonación por turbulencia | 7 |
| 2.5. Tasa de formación estelar | 7 |
| 3. Determinación de edades | 8 |
| 3.1. Introducción | 8 |
| 3.2. Los modelos estelares | 8 |
| 3.2.1. Starburst99 | 11 |
| 4. Modelo Azteca | 12 |
| 4.1. Excitación de actividad por medio de fusiones menores | 12 |
| 4.1.1. La caída del gas al centro | 13 |
| 4.1.2. La fusión menor como detonante del starburst | 14 |
| 4.1.3. La supervivencia de la galaxia satélite | 25 |
| 5. Instrumentación | 27 |
| 5.1. Introducción | 27 |
| 5.2. Espectroscopía de Campo Integral | 28 |
| 5.2.1. La interpretación y visualización | 31 |
| 5.3. CIRPASS | 32 |
| 5.3.1. Descripción | 32 |
| 5.3.2. Reducción de los datos | 34 |
| 5.4. NIRI | 36 |

| | | |
|-----------|---|-----------|
| 5.4.1. | Descripción | 36 |
| 5.4.2. | Reducción de los datos | 36 |
| 5.5. | GMOS | 36 |
| 5.5.1. | Descripción | 36 |
| 5.5.2. | Reducción de los datos | 37 |
| 5.6. | REOSC | 37 |
| 5.6.1. | Descripción | 37 |
| 5.6.2. | Reducción de los datos | 37 |
| 6. | Espectroscopía de Campo Integral en Hα | 38 |
| 6.1. | Introducción | 38 |
| 6.2. | Las observaciones | 38 |
| 6.3. | Resultados | 39 |
| 7. | Espectroscopía en banda K | 48 |
| 7.1. | Introducción | 48 |
| 7.2. | La observación | 48 |
| 7.2.1. | Reducción de los datos | 49 |
| 7.2.2. | Observaciones H α | 49 |
| 7.3. | Resultados | 50 |
| 7.3.1. | Cinemática estelar | 51 |
| 7.3.2. | Ancho equivalente del CO | 56 |
| 7.3.3. | Br γ y H $_2$ en emisión | 56 |
| 7.3.4. | Estimación de edad | 61 |
| 8. | Triplete del Calcio | 69 |
| 8.1. | Introducción | 69 |
| 8.2. | Observaciones | 70 |
| 8.3. | Reducción de los datos | 71 |
| 8.4. | Resultados | 75 |
| 8.4.1. | Cinemática estelar | 75 |
| 8.4.2. | La cinemática del gas | 81 |
| 9. | Observaciones de Campo Integral en banda J | 84 |
| 9.1. | Introducción | 84 |
| 9.2. | Observaciones | 85 |
| 9.3. | Reducción | 86 |
| 9.4. | Resultados | 89 |
| 9.4.1. | Determinación de masas | 103 |
| 9.4.2. | Astrometría | 104 |

| | |
|---|------------|
| 10. Conclusiones y discusión | 110 |
| 10.1. Resultados generales | 110 |
| 10.1.1. Espectroscopía de Campo Integral en $H\alpha$ | 110 |
| 10.1.2. Espectroscopía en banda K | 110 |
| 10.1.3. Espectroscopía en el triplete del CaII | 111 |
| 10.1.4. Espectroscopía en banda J | 112 |
| 10.1.5. Evolución futura de la región central de M83 | 116 |
| 10.2. Trabajo futuro | 123 |
| 10.3. Aportes de esta tesis | 123 |
| 10.3.1. Trabajos publicados | 124 |
| | |
| A. La patada gravitacional | 125 |
| A.1. Introducción | 125 |
| A.2. Las primeras observaciones desde CAsLeo | 127 |
| A.3. Observaciones Gemini | 127 |
| A.4. Resultados | 130 |
| A.4.1. La honda de Saslaw | 133 |
| A.5. Comentarios finales | 134 |
| | |
| B. Las caídas en la dispersión de velocidades radiales | 135 |
| B.1. Introducción | 135 |
| B.1.1. Evolución de las caídas de dispersión | 136 |
| | |
| C. El método de las Correlaciones Cruzadas | 138 |
| C.1. Introducción | 138 |
| C.2. El método | 138 |
| C.2.1. Procedimiento | 139 |
| C.2.2. Análisis de errores | 140 |
| | |
| Referencias | 142 |
| | |
| Agradecimientos | 148 |

Índice de Figuras

| | | |
|-------|--|----|
| 1.1. | Arriba: perfil fotométrico PA 0° , banda K . Abajo: curva de velocidad radial estelar y dispersión de velocidades radiales estelares, obtenidas a partir de la banda del CO ($2,29\mu\text{m}$). La dispersión de velocidades muestra dos picos, uno de ellos coincidente con el pico fotométrico en banda K , y el otro $2,5''$ al sur. Figura 1 de Thatte et al. (2000). | 2 |
| 4.1. | Evolución del disco estelar para el caso de fusión con la satélite, viendo el disco de frente. La cruz indica la posición de la galaxia satélite y el tiempo está indicado en la esquina superior derecha. Cada cuadro posee una extensión de 20 unidades de escala por lado. | 15 |
| 4.2. | Lo mismo que la Figura 4.1 pero visto de canto. | 16 |
| 4.3. | Lo mismo que la Figura 4.1 pero mostrando la respuesta del gas en el disco. | 17 |
| 4.4. | Evolución del disco de gas nuclear para el modelo A+ (Ver Tabla 4.1) proyectado sobre el plano xy en la primer columna, xz en la segunda, yz en la tercera. La cuarta columna muestra la densidad (logarítmica) en función de la distancia al PBH. El ángulo superior derecho de la cuarta columna muestra el tiempo de la simulación y la línea curva la densidad crítica para la formación estelar. La unidad de longitud de la simulación es 25 pc. | 19 |
| 4.5. | Idem Figura 4.4, pero para el modelo A-. | 20 |
| 4.6. | Idem Figura 4.4 pero para el modelo B+. | 21 |
| 4.7. | Idem Figura 4.4 pero para el modelo B-. | 22 |
| 4.8. | Los últimos cuadros de cada simulación, en representación 3D. | 23 |
| 4.9. | El resultado para uno de los modelos de Matsui et al. (2006) (ver texto). El panel de la izquierda muestra el resultado para $t = 15 \times 10^6$ años, y el de la derecha para $t = 50 \times 10^6$ años. Las estrellas negras muestran las posiciones de los agujeros negros y las estrellas blancas las que se han formado recientemente. | 24 |
| 4.10. | Densidad superficial del satélite solamente (línea continua) y del satélite+disco (línea punteada). | 25 |

| | |
|--|----|
| 4.11. Tres de las órbitas de Kendall et al. (2003) para las cuales el núcleo de la galaxia satélite llega con éxito al centro de la primaria. El disco de la primaria es perpendicular a la hoja, el ángulo de incidencia es 90° y la velocidad inicial es de 100 km/s en los tres casos. | 26 |
| 5.1. Posiciones de la ranura del trabajo de Galliano and Alloin (2002). Se indican las distintas posiciones de la ranura del espectrógrafo ISAAC-VLT, superpuestas a una imagen en banda <i>M</i> de NGC 1068. | 29 |
| 5.2. Ángulos de posición de los espectros tomados en CASLEO, superpuestos a una imagen falso color generada a partir de imágenes del HST de archivo en los filtros F439W, F555W y F702W. El Norte es hacia arriba. La estrella indica la posición del segundo núcleo (ver Capítulo 9). Imagen de Mast and Díaz (2006). | 30 |
| 5.3. Diagrama mostrando los tres principales diseños de unidades de campo integral. Arriba: el campo de visión es dividido utilizando un arreglo de lentes y, a través de las imágenes de las pupilas, la luz es transmitida al espectrógrafo. Los espectros individuales tienen que ser torcidos para evitar el solapamiento sobre el detector. Ejemplo de este sistema sería el MPP del Espectrógrafo Multifunción de Bosque Alegre. Al medio: un arreglo de lentes unido a fibras ópticas reorganiza el campo de visión en una pseudo-ranura a la entrada del espectrógrafo. Un ejemplo sería el CIRPASS. Abajo: un conjunto de espejos levemente inclinados dividen el campo de la visual en tajadas, y luego la óptica reorganiza estas tajadas en una pseudo-ranura antes de que la luz entre al espectrógrafo. Un ejemplo sería GNIRS en el telescopio Gemini Sur. En los tres métodos, la información de la distribución espacial de cada espectro es utilizada para reconstruir los datos en un conjunto de imágenes x-y para cada longitud de onda (o rango de λ). Adaptado de Dean (2002). | 31 |
| 5.4. Esquema simplificado de los componentes de CIRPASS. | 33 |
| 5.5. Esquema del arreglo de lentes utilizado por CIRPASS para muestrear el plano focal del telescopio. | 33 |
| 5.6. Las 490 fibras montadas en el arreglo de lentes. | 34 |
| 5.7. Distribución de lentes y la fibra correspondiente. Una X indica que dicha lente no posee un fibra adosada. | 35 |
| 6.1. Campo de velocidad radial de $H\alpha$ superpuesto a imagen falso color del HST. Las líneas de isovelocidad están cada 10 km/s. | 40 |

| | | |
|------|--|----|
| 6.2. | Campo de velocidad radial de $H\alpha$. El cuadrado indica la posición del núcleo óptico de la galaxia y el círculo la del núcleo oculto. C_R y C_K son, respectivamente, los centros de simetría en banda R (según las isofotas de banda R) y banda K (según el centro de las isofotas más externas, del bulbo, en banda K ; ver determinación en capítulo 9). Los valores más extremos del campo son 542 km/s y 634 km/s. La parte oscura indica corrimiento al azul y la parte clara, al rojo. La recta punteada señala el eje menor cinemático global de M83 según la determinación de Lundgren et al. (2004). Se ha indicado la isolínea de 600 km/s que conecta ambas concentraciones de masa. | 41 |
| 6.3. | Mapa de extinción de la región central de M83, generado a partir del cociente $P\alpha/H\alpha$ de imágenes HST, superpuesta a la imagen en escala de grises, de la Figura 6.1. Los valores van desde 0,15 en el núcleo óptico, que corresponde a $A_V = 0,9$, a 2,3 en $(\Delta\alpha, \Delta\delta)(-5''; 2,5'')$, que corresponde a $A_V = 6,8$. Un círculo blanco marca la posición del núcleo oculto. Los contornos más claros indican mayor absorción. | 42 |
| 6.4. | Campo de velocidad radial, suavizado a $6'' \times 6''$. Las isovelocidades, en este caso, están cada 20 km/s. El eje menor cinemático de este campo es de 132° , muy similar al determinado por Lundgren et al. (2004) de 136° , a partir de observaciones en el CO. La recta punteada representa el de estos autores. | 43 |
| 6.5. | Distribución de FWHM. La escala dentro del gráfico se encuentra en km/s. Las elipses punteadas encierran áreas donde existe una preponderancia de movimiento circular. | 44 |
| 6.6. | Mapas cinemáticos estelares de M31 obtenidos con OASIS. A la izquierda se encuentran los campos de velocidad radial. A la derecha los de dispersión de velocidades. Los paneles representan arriba y abajo, dos cubos de datos diferentes: el de máxima resolución espacial, y el de máxima relación S/R, respectivamente. El punto blanco marca el pico de UV, en el (0,0) de los ejes, y la cruz marca la posición de P1. Adaptado de Bacon et al. (2001) (para más detalles, ver el trabajo correspondiente). | 44 |
| 6.7. | Mapa del cociente $[NII]/H\alpha$. La elipse une los puntos con valores $>0,6$. El cuadrado marca la posición del núcleo óptico. | 45 |
| 6.8. | Izquierda: mapa de $[NII]/H\alpha$ superpuesto a imagen HST. Derecha: contornos del mapa $(J - K)$ procesado con unsharp-mask (contornos) superpuesto a imagen HST (Figura 5 de Elmegreen et al. (1998)). | 46 |
| 6.9. | Esquema de las estructuras en la región central de M83. Se indican el arco de formación estelar, el núcleo óptico (ON) y el núcleo oculto (HN) según la determinación a partir del campo de velocidad radial de $H\alpha$. Como se verá más adelante, la posición del segundo núcleo, determinada a partir de los espectros CIRPASS (ver Capítulo 9) diferirá de la indicada en esta figura. | 47 |

| | |
|---|----|
| 7.1. Imagen falso color generada mediante la combinación de los filtros F439W, F555W y F702W. La línea vertical doble, indica la posición de la ranura. La separación de estas dos líneas verticales muestra el ancho de 0,"47 utilizado para la obtención del espectro. Norte es hacia arriba, este hacia la izquierda. | 49 |
| 7.2. Perfil espacial NICMOS (F212N), en PA 0°, 15 pixeles de ancho. El muestreado espacial de NICMOS es 0,"077/pix. | 50 |
| 7.3. Arriba: Perfil espacial NICMOS (F212N), en PA 0°, 15 pixeles de ancho, suavizado a 0,"35. Abajo: Perfil espacial NIRI, PA 0°(centrado en 2,2 μm). | 51 |
| 7.4. Izquierda: Espectro en banda K de la región nuclear de M83. Derecha: Idem izquierda, pero de la región sur del núcleo óptico. | 52 |
| 7.5. Espectro sur (arriba) y nuclear (abajo) de M83, donde se han indicado varias líneas de emisión y absorción. La característica más notable es la banda molecular del CO en 2,29 μm | 52 |
| 7.6. Espectro de la región sur de M83 (rojo, línea continua) superpuesto al de la estrella K6 III HD32440 del catálogo de patrones GNIRS (verde, línea de trazo y punto). Ambos continuos han sido normalizados y desplazados sólo con fines de presentación. El patrón estelar ha sido ensanchado con una gaussiana del mismo ancho que la dispersión de velocidades en M83. | 53 |
| 7.7. Curva de calibración generada para uno de los patrones. Se muestra también el ajuste lineal realizado, el cual se utilizará para las correcciones de σ_{obs} a σ_{real} | 54 |
| 7.8. Curva de velocidad radial heliocéntrica, con la posición del núcleo óptico indicada. | 55 |
| 7.9. Curva de dispersión de velocidades radiales estelares. | 55 |
| 7.10. Curva de ancho equivalente del CO(0 \rightarrow 2). | 57 |
| 7.11. Figura 2 de P97. | 57 |
| 7.12. Distribución radial de flujo de H ₂ y Br γ . La correlación espacial entre ambas emisiones es notable. | 58 |
| 7.13. Cociente [SII] λ 6731/ λ 6717, indicador de densidad electrónica y flujo de la emisión H ₂ | 60 |
| 7.14. Distribución radial de H ₂ y cociente [NII]/H α | 61 |
| 7.15. Distribución radial del cociente [SII](λ 6731+ λ 6717)/H α , indicador de calentamiento por shock. Los valores son los esperados para regiones HII normales. | 62 |
| 7.16. Curva de velocidad radial del H ₂ y de H α | 62 |
| 7.17. Distribución radial de W(H α) obtenido a partir de los espectro de CAsLEo en PA 0°. Los valores no están corregidos por extinción. . . | 63 |
| 7.18. Distribución radial de W _{int} (H α) junto con los valores sin corrección. | 64 |
| 7.19. Distribución radial de edad obtenida a partir de los datos H α , considerando dos casos de metalicidad (ver el texto para más detalles). . . | 65 |

| | |
|--|----|
| 7.20. Simulación SB99 de la evolución temporal del $W(\text{CO})$ para $Z=0,04$ ($2Z_{\odot}$). Las curvas corresponden a los casos límite permitidos por SB99, i.e., formación estelar continua y estallido instantáneo. Las áreas sombreadas corresponden a distintas regiones medidas y su ancho representa el error. | 65 |
| 7.21. Idem Figura 7.20, pero para el $W(\text{H}\alpha)$ | 66 |
| 7.22. Idem Figura 7.20, pero para el $W(\text{Br}\gamma)$ | 66 |
| 8.1. Espectro en la región del CaT de la estrella θ Cen (<i>Menkent</i>) utilizada como patrón para las mediciones cinemáticas. Es una estrella tipo K0 IIIb, con una temperatura superficial de 4780 K. Su $M_V = 2,06$ | 70 |
| 8.2. Ángulos de posición de los espectros tomados en CASLEO, superpuestos a una imagen de falso color generada a partir de imágenes obtenidas con el instrumento GMOS desde Gemini en los filtros z , i y CaT. | 71 |
| 8.3. Extracción de 20 pixeles de ancho del espectro en la región espectral del CaT de M83. | 72 |
| 8.4. Espectro del cielo de CASLeo en la región espectral del CaT. | 72 |
| 8.5. Arriba: espectro de la región central de M83. Abajo: espectro patrón que se hará correlacionar con el espectro de M83. | 73 |
| 8.6. Ajuste gaussiano al pico de la función de correlación. A la derecha vemos un ajuste con un factor R de T&D de 9 y a la derecha uno de 6. El factor R de T&D nos indica la calidad de la correlación. | 73 |
| 8.7. Curva de calibración $FWHM_{obs} - FWHM_{real}$ generada a partir de la correlación entre un patrón y su grilla de espectros ensanchados a pasos de 10 km/s. | 74 |
| 8.8. Izquierda: imagen HST en el filtro F814W. Derecha: la imagen de la derecha convolucionada con una gaussiana para simular un seeing de $3''$. Esta figura nos muestra que las ranuras, centradas en el pico del continuo en 8500 \AA , estarán centradas en el núcleo óptico, indicado con una cruz blanca en cada uno de los campos. | 76 |
| 8.9. Campo de velocidad radial heliocéntrica estelar construido a partir del CaT. La escala se encuentra en km/s. La cruz blanca marca la posición del núcleo óptico. | 76 |
| 8.10. Campo de velocidad estelar con el eje menor cinemático indicado en $PA (133 \pm 3)^\circ$ | 77 |
| 8.11. Mapa de dispersión de velocidades radiales (FWHM) de la región central de M83. La escala se encuentra en km/s. La cruz blanca marca la posición del núcleo óptico. | 78 |
| 8.12. Mapa de $W(\text{CaT})$ de la región central de M83. La escala se encuentra en \AA | 78 |
| 8.13. Curvas de transmisión de los filtros GMOS i , z y CaT. | 79 |

| | |
|--|----|
| 8.14. Izquierda: la región sombreada corresponde a la transmisión de $(i+CaT) + (z+CaT) - CaT$. Izquierda: región correspondiente a $(i+CaT)$ menos la región sombreada en la figura de la izquierda. El cociente entre estas dos regiones es proporcional al $W(CaT)$ | 79 |
| 8.15. Mapa de $W(CaT)$ generado con las imágenes GMOS en los filtros i , z y CaT siguiendo el procedimiento descrito en el texto. La escala está en \AA y corresponde a la calibración realizada con el mapa de $W(CaT)$ de los espectros. | 80 |
| 8.16. Izquierda: $20''$ centrales del mapa de $W(CaT)$ de la Figura 8.15. Derecha: mapa de $W(CaT)$ de la Figura 8.12. La escala se encuentra en \AA | 80 |
| 8.17. Modelo SB99 para el caso instantáneo (rojo) y continuo (azul) para metalicidad $2Z_{\odot}$, FIM de Salpeter y límites 1 y $100 M_{\odot}$. El caso continuo se estabiliza a un valor de 6 a partir de 3×10^6 años. | 81 |
| 8.18. Emisión de $NI \lambda 8682$ detectada en nuestros espectros en la región del CaT (las tres absorciones del triplete se indican a la izquierda). Puede verse claramente que el perfil de la emisión indica rotación y no corresponde a una emisión del cielo. Esto nos permitió obtener simultáneamente a la cinemática estelar, la cinemática del gas para comparación. | 82 |
| 8.19. Campo de velocidad radial (corregidos a $V_{SYS}=490$ km/s) del gas, generado a partir de la emisión de $NI \lambda 8682$. La escala se encuentra en km/s. La cruz blanca indica la posición del núcleo óptico. | 83 |
| 8.20. Mapa de FWHM del gas. La escala se encuentra en km/s. | 83 |
| 9.1. Posicionamiento de las tres IFU CIRPASS. Los tres campos incluyen el núcleo óptico. | 85 |
| 9.2. Espectro CRIPASS del cielo en el rango $1,2 - 1,4 \mu m$. La observación alternada de un campo del cielo entre cada campo de la galaxia, permitió una correcta cancelación de esta emisión. | 86 |
| 9.3. Espectro 3D de uno de los campos CIRPASS. La emisión $Pa\beta$ es fácilmente observable en la mitad derecha del espectro. | 87 |
| 9.4. Extracción de una de las fibras donde pueden verse las emisiones de $Pa\beta$ y $[FeII]$ con la longitud de onda respectiva en \AA | 88 |
| 9.5. Distorsión geométrica introducida a lo largo del eje menor del arreglo de lentes, producto de la aproximación rectangular de cada lente hexagonal. El símbolo de aproximado, en los valores correspondientes a los hexágonos, responden a la posible imperfección en la confección del arreglo de lentes, si bien el factor de llenado de la IFU CIRPASS es aproximadamente 100%. | 88 |
| 9.6. Idem Figura 9.5 pero para la distorsión geométrica introducida en la dirección del eje mayor. | 89 |

| | |
|---|-----|
| 9.7. Campo de velocidad generado con el software de visualización CIRPASS de la supernova SN1987A. Los beneficios de nuestra técnica de remuestreado y posterior suavizado son evidentes. | 89 |
| 9.8. Izquierda: imagen HST en el filtro F814W. Derecha: imagen de continuo en Pa β | 90 |
| 9.9. Campo de velocidad radial del gas ionizado obtenido de la emisión en Pa β . Las líneas de isovelocidad están trazadas cada 5 km/s. La cruz blanca marca la posición del núcleo óptico. La escala se encuentra en km/s. | 91 |
| 9.10. El mismo campo de la Figura 9.9 pero suavizado con una gaussiana de 0,9". Las elipses indican las regiones donde se aprecia rotación discoidal. La escala se encuentra en km/s. | 92 |
| 9.11. Campo de velocidad radial del gas ionizado superpuesto a la imagen de continuo. Las líneas de isovelocidad están trazadas cada 9 km/s. . | 93 |
| 9.12. Idem Figura 9.11 sólo que en este caso se le ha dado distinto contraste a la imagen de continuo para observar la posición del núcleo óptico con respecto al campo de velocidad. | 94 |
| 9.13. Determinación del centro del bulbo, a partir de las isofotas más externas en banda K. Las isofotas corresponden a la imagen 2MASS y se encuentran superpuestas a la imagen del HST en el filtro F814W. . . | 95 |
| 9.14. Ubicación del centro del bulbo (determinado como el centro de las isofotas más externas en banda K) en el campo de velocidad del gas ionizado. La escala se encuentra en km/s. | 96 |
| 9.15. Izquierda: modelo de campo de velocidad generado con dos discos en rotación, con centros de rotación desplazados un diámetro. Derecha: campo de velocidad radial CIRPASS con las elipses indicando las regiones de rotación discoidal en torno a cada uno de los núcleos. . . | 96 |
| 9.16. Mapa de FWHM de Pa β . El ON se encuentra rodeado de un anillo, con una extensión hacia el sur coincidente con el brazo de la imagen de continuo. La escala se encuentra en km/s. | 97 |
| 9.17. Mapa de FWHM de Pa β suavizado a 0,9". Si bien los valores para el HN son menores, ambos núcleos se encuentran desplazados de los máximos locales de FWHM. | 98 |
| 9.18. Mapa de emisión de Pa β . La cruz blanca indica el ON y la negra el HN. | 99 |
| 9.19. Mapa de emisión de [FeII]. | 100 |
| 9.20. Modelo SB99 para la evolución de la tasa de supernovas. Caso de formación estelar instantánea, metalicidad 2Z \odot , FIM de Salpeter con límites en masa de 1 y 100 M \odot | 101 |
| 9.21. Cociente [FeII]/Pa β . La cruz blanca marca la posición del núcleo óptico (ON) y la cruz negra la posición del núcleo oculto (HN). | 102 |
| 9.22. Mapa del ancho equivalente de Pa β (log(-W(Pa β))). | 103 |
| 9.23. Ajuste polinomial a la simulación SB99. | 104 |

| | |
|---|-----|
| 9.24. Mapa de edades. La cruz blanca marca la posición del núcleo óptico (ON) y la cruz negra la posición del núcleo oculto (HN). | 105 |
| 9.25. Modelo SB99 para dos trayectorias distintas (Padua y Ginebra). Las trayectorias de Ginebra predicen edades más jóvenes (del orden del millón de años) en el rango de valores de $W(\text{Pa}\beta)$ medidos. El detalle interior muestra una ampliación del rango de edad de nuestras determinaciones. | 106 |
| 9.26. Curva de velocidad radial extraída del campo de velocidad, correspondiente al ON. | 107 |
| 9.27. Curva de velocidad radial extraída del campo de velocidad, correspondiente al HN. | 108 |
| 9.28. Curva de velocidad radial extraída del campo de velocidad, correspondiente al centro del bulbo. | 109 |
| 10.1. Coincidencia entre el pico de la imagen 20cm del VLA y la posición del HN. La imagen superior izquierda representa las isofotas VLA superpuestas a la imagen $\text{H}\alpha$ de CTIO. La de abajo derecha, es una ampliación de $20''$ de lado de la región central. Se han indicado las posiciones del ON y el HN. | 113 |
| 10.2. Izquierda: disco de HI (Park et al., 2001). El panel superior izquierdo presenta la imagen DSS. El panel superior derecho es la imagen DSS con las isofotas de HI superpuestas. El panel de abajo es el mapa de HI. Izquierda: imagen de $100''$ de lado del DSS-R con contraste aumentado, donde es evidente el brazo reportado por Malin & Hadley (1997). | 115 |
| 10.3. Configuración inicial del modelo propuesto como escenario para la captura de la galaxia satélite. | 117 |
| 10.4. Evolución del modelo. En T2, M2 comienza a abandonar el centro del bulbo. | 117 |
| 10.5. T3 | 117 |
| 10.6. T4 | 118 |
| 10.7. En T5, si el disco es suficientemente masivo, la rotación de éste arrastra a M2 en sentido horario. | 118 |
| 10.8. El sistema alcanza finalmente la configuración observada. | 118 |
| 10.9. Simetrización en $\text{H}\alpha$, generada a partir de la imagen HST. | 119 |
| 10.10. Condiciones iniciales de la simulación. Las cuatro condensaciones numeradas, son modelos de Plummer que se corresponden con las regiones 2 a 5 de la Figura 8 de Elmegreen et al. (1998) y se encuentran en órbita circular antihoraria en torno a KC. (Figura de Rodrigues et al., 2008) | 120 |

| | |
|--|-----|
| 10.11 Simulación de la evolución futura de la región central de M83. Los modelos de Plummer representando las condensaciones del arco, se encuentran en órbita circular en torno al KC. La galaxia satélite ingresa en órbita antihoraria. En el último paso de la simulación el sistema se ha fusionado. | 121 |
| 10.12 Figura 2 de Bender et al. (2005). El panel de arriba muestra el doble núcleo de M31 en la imagen $I + V + 3000 \text{ \AA}$ de Kormendy & Bender (1999). El panel de abajo muestra, de fondo, la imagen $V + 3000 \text{ \AA}$. El panel de abajo también muestra un corte a través de los dos núcleos en banda I (línea de abajo) y otro en banda V (línea de arriba). | 122 |
| A.1. Izquierda: Figura 1 de Maddox et al. (2006). Los números indican las radiofuentes compactas. Derecha: detalle de la región central, con las fuentes indicadas. La línea trazada muestra la alineación de las fuentes con respecto al núcleo óptico. Indicados están el núcleo óptico (ON) y el oculto (HN). | 126 |
| A.2. Posición de la ranura en las primeras observaciones realizadas en CAsLeo, PA 152° , superpuesta sobre imagen $H\alpha$ de FORS1-VLT. El círculo rojo indica la posición de la fuente RS28. | 127 |
| A.3. Identificación de las estructuras en el espectro $H\alpha$ de CAsLeo y la imagen $H\alpha$ de VLT-FORS1. | 128 |
| A.4. Comparación de los perfiles espaciales del espectro $H\alpha$ de CAsLeo y VLT-FORS1, suavizado y sin suavizar. | 128 |
| A.5. Posición astrométrica de las fuentes X (Chandra), Radio (VLA) y $H\alpha$ (CTIO). $2,5''$ al ESE de RS28, podemos ver la región HII señalada en las observaciones desde CAsLeo. | 129 |
| A.6. Posicionamiento de la ranura de GMOS, PA 140° , superpuesta a imagen CTIO ($H\alpha$ -R). Las isofotas blancas corresponden a VLA y las negras a Chandra. | 129 |
| A.7. Imagen falso color generada a partir de las observaciones GMOS en los filtros $H\alpha$, [OIII] y [SII]. | 130 |
| A.8. a) Mapa de radio superpuesto a la imagen suma de los filtros de 500 nm a 950 nm. b) Detalle del objeto 28: no se detecta contraparte óptica y el objeto más cercano muestra emisión típica de región HII local. c) Imagen del centro del bulbo donde se ha indicado el núcleo óptico (ON), centro cinemático (KC) y el núcleo oculto (HN). | 131 |
| A.9. Espectros GMOS de dos posiciones de la ranura. Una coincidente con la posición de RS28 y la otra con la de la región HII al norte, en la zona del brazo de M83. | 132 |
| A.10. Espectro bidimensional GMOS, zona $H\alpha$. Claramente se observa la emisión corrida al rojo en la posición de RS28 indicada con la línea verde. | 133 |

| | | |
|------|---|-----|
| B.1. | Figura 7 de Bottema (1989). Arriba: dispersión de velocidades estelares en función del radio de la galaxia NGC 6340. Notar el decaimiento cerca del centro. Medio: los mismos datos de dispersión junto con el resultado de las simulaciones numéricas de un disco con dispersión de velocidades exponencialmente decreciente. Abajo: lo mismo que al medio, pero con un Q de Toomre constante en función del radio. Ninguno de estos modelos logra reproducir la distribución observada. | 135 |
| B.2. | Figura 1 de Jarvis and Dubath (1988). Abajo: rotación en torno al eje mayor en la galaxia del sombrero (NGC 4594). Arriba: dispersión de velocidades radiales estelares. Los valores negativos son al este del núcleo. Las unidades de velocidad son km/s. Se han graficado dos trabajos para comparación (puntos llenos y vacíos). En este caso, la presencia de un agujero negro supermasivo sería la responsable del pico tan pronunciado en el centro. | 136 |
| B.3. | Compilación de casos sospechados o confirmados de contener caídas en la dispersión de velocidades radiales estelares (Tabla 1 de Wozniak and Champavert (2006)). Las referencias son: †galaxia de canto, y las respectivas técnicas de medición utilizadas, 1) Ajuste de pixel penalizado, 2) Método de ajuste de Fourier, 3) Cociente de Correlación de Fourier y 4) Correlaciones Cruzadas de Fourier. | 136 |
| B.4. | Evolución de la amplitud de la caída de dispersión de velocidades. La línea continua negra representa el caso con formación estelar. Las siguientes curvas son los casos donde se ha apagado la formación en 400 (azul), 600 (verde) y 1000 (rojo) millones de años. La línea magenta muestra la simulación sin formación estelar. | 137 |
| B.5. | Dispersión de velocidades en función de la distancia al centro en tres modelos de galaxias de Athanassoula and Misiriotis (2002). | 137 |

Índice de Tablas

| | |
|--|-----|
| 4.1. Resultado obtenido en las simulaciones de TW96. La morfología se refiere a las características resultantes sobresalientes del disco de gas. DFS= Disco de Formación Estelar. HS= Hot Spot. SBN=Starburst Nuclear. | 18 |
| 5.1. Algunos de los mejores espectrógrafos de Campo integral de la actualidad, de funcionamiento en el rango Infrarrojo, utilizados en telescopios de la clase 8-10 m. | 30 |
| 5.2. Escalas de imagen disponibles para CIRPASS. | 32 |
| 8.1. Intervalos para la determinación del ancho equivalente del CaT, definidos según Díaz et al. (1989). | 75 |
| 9.1. Diferencia con distintas determinaciones de coordenadas. * Las coordenadas reportadas en esta tesis son el resultado de la nueva determinación, a partir del mosaico de los tres campos CIRPASS. | 107 |

Capítulo 1

Introducción

La enorme producción de energía detectada en algunos núcleos de galaxias es una de las cuestiones claves en el estudio de sus propiedades y evolución, no obstante, varios problemas siguen sin resolverse. ¿Son la acreción en agujeros negros supermasivos y la formación estelar violenta, sólo fenómenos que co-evolucionan o compañeros necesarios de la actividad? Cómo es la física detallada de los mecanismos que desencadenan la violenta formación estelar nuclear? ¿Cuál es la relación entre los mecanismos de activación de la formación estelar y la evolución de la galaxia?

El principal inconveniente al que nos enfrentamos al tratar de resolver estas cuestiones, es que las distintas etapas de los eventos de formación estelar violenta, a gran escala que se dan en las regiones centrales de las galaxias, no nos proveen ninguna pista acerca de su origen. Esto se debe a que las huellas morfológicas dejadas por el mecanismo que disparó dicho evento, se desvanecen rápidamente en escalas de tiempo del orden de algunas revoluciones de la galaxia.

En esta tesis estudiaremos los posibles vínculos entre las propiedades observadas y las distintas etapas evolutivas en la vida de una galaxia como la Vía Láctea. En particular, mostraremos la posible relación entre la violenta formación estelar nuclear, y uno de los hechos extraordinarios en la vida de una galaxia, como es el arribo de los restos de un objeto acretado (ya sea de origen galáctico o extragaláctico) a su región central.

Para M83, esta llegada va acompañada por los fuegos artificiales que surgen debido a la formación estelar violenta detonada en el entorno rico en gas de esta galaxia. Tenemos así una oportunidad única en el universo cercano para el estudio detallado de la física de los llamados *starbursts*¹ nucleares y de las etapas iniciales del crecimiento de los agujeros negros supermasivos en los centros de las galaxias.

M83 es una galaxia espiral de gran diseño y puede, a primera vista, tomarse como una de las galaxias espirales normales más cercanas (distancia de 4,5 Mpc, Thim et al., 2003). Su región central ha ido ganando la atención de los investigadores, desde que se identificó en su centro el *Hot Spot* o núcleo Sersic - Pastoriza más próximo

¹Eventos de formación estelar violenta.

1. INTRODUCCIÓN

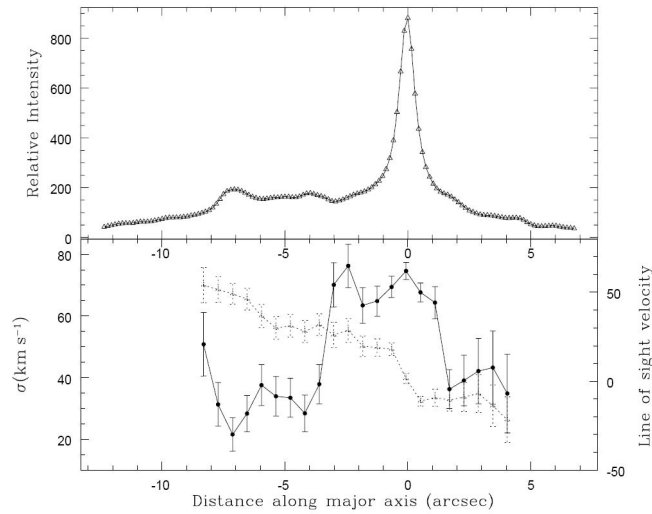


Figura 1.1: Arriba: perfil fotométrico PA 0° , banda K. Abajo: curva de velocidad radial estelar y dispersión de velocidades radiales estelares, obtenidas a partir de la banda del CO ($2,29\mu\text{m}$). La dispersión de velocidades muestra dos picos, uno de ellos coincidente con el pico fotométrico en banda K, y el otro $2,5''$ al sur. Figura 1 de Thatte et al. (2000).

(Sérsic and Pastoriza, 1965), más tarde identificado como uno de los complejos HII gigantes cercanos más brillantes (Arsenault and Roy, 1986). Hoy en día es estudiado como el núcleo starburst más cercano.

Ha sido objeto de varios estudios observacionales, incluyendo una gran cantidad de observaciones con el Very Large Telescope (VLT), y el Telescopio Espacial Hubble, pero ninguno de estos estudios logró arrojar luz acerca del origen dinámico del starburst. Se han propuesto varias hipótesis, desde la influencia de una compañera (NGC 5253 Rogstad et al., 1974), o la barra global débil (Elmegreen et al., 1998; Petitpas and Wilson, 1998), hasta la presencia de una barra nuclear detectada en el infrarrojo cercano e IR medio (Gallais et al., 1991).

El primer indicio de un origen dinámico del estallido de formación estelar, lo dieron Thatte et al. (2000) mediante observaciones con ranura larga. Estos autores reportaron dos picos en la distribución de dispersión de velocidades radiales estelares (ver Figura 1.1). El resultado obtenido fue interpretado por estos autores como evidencia de la presencia de dos centros dinámicos, posiblemente como consecuencia de la barra nuclear descentrada propuesta en los trabajos previos de baja resolución (Gallais et al., 1991; Telesco, 1988). De todas formas, ni los modelos ni las observaciones prevén la existencia de este tipo de barra nuclear descentrada (Maciejewski and Sparke, 2000; Heller and Shlosman, 1994a). La falta de información espacial extendida, no les permitió fijar la posición y confirmar la presencia de un posible segundo núcleo.

Más adelante, utilizando el Espectrógrafo Multifunción (EMF) de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre, propusimos la existencia de dos núcleos (uno coincidente

con el núcleo óptico, y el otro desplazado algunos segundos de arco al oeste), como hipótesis para explicar las características observadas en nuestros campos de velocidad y dispersión de velocidades radiales, obtenidos en el rango óptico (Mast et al., 2006).

Harris et al. (2001) realizó un estudio profundo de la formación estelar violenta en la región central de M83, mediante fotometría de los 45 cúmulos masivos de esta región, utilizando la Cámara Planetaria de Campo Amplio 2 (*Wide Field Planetary Camera 2*, WFPC2) del *HST*. En particular, este estudio se basa en los cúmulos que se encuentran dentro del arco de formación estelar que se extiende entre los $3''$ y los $7''$ del centro de la galaxia. Dicho arco abarca unos $15''$ (300 pc), e incluye más de 20 cúmulos masivos similares a 30 Dor, uno de los mayores cúmulos jóvenes dentro de nuestro Grupo Local de galaxias. Comparando la fotometría de banda ancha y angosta, con los modelos teóricos de síntesis de poblaciones estelares, estos autores estimaron la masa y la edad de cada cúmulo. La principal conclusión a la que arriban estos autores, es que el estallido comenzó hace menos de 10 millones de años y que los cúmulos probablemente se disuelvan en escalas de tiempo similares.

Más recientemente, Sakamoto et al. (2004) estudiaron la emisión en CO de M83, utilizando el Arreglo Submilimétrico (*Submillimeter Array*), encontrando que tanto la distribución como la cinemática del gas molecular es la típica de galaxias barradas, hasta escalas de 1 kpc. Estos autores señalan, sin embargo, una cinemática inusual en torno a los ~ 300 pc centrales. La relativamente baja resolución ($\sim 3''$) de su campo de velocidad, los llevó a concluir que el segundo núcleo, propuesto en los trabajos de Thatte y Mast, coincidiría con el centro del bulbo. Ellos discuten la dinámica de la región central de M83 en el contexto de la inestabilidad de la barra y de la resonancia interna de Lindblad del disco, y concluyen que el estallido de formación estelar en la región nuclear de esta galaxia se debe en gran medida a la dinámica del gas molecular acumulado por la barra dentro de los 300 pc centrales.

Utilizando distintas técnicas espectroscópicas 2D (GMOS, GNIRS, ISAAC, REOSC), 3D (CIRPASS, GNIRS) y fotométricas (GMOS, VLT, HST), presentaré en esta tesis un estudio exhaustivo de la región central de M83, tratando de dilucidar el posible origen del estallido de formación estelar, su posterior evolución, y el vínculo que este caso particular tiene con la evolución de los Agujeros Negros Supermasivos Centrales y los Bulbos en las regiones centrales de galaxias Espirales. Persiguiendo este propósito, haré uso de modelos de síntesis de poblaciones estelares y simulaciones numéricas (SPH, N-Cuerpos), para explorar más a fondo una de las hipótesis propuestas: la de la captura y posterior acreción a la región nuclear de una galaxia satélite.

1.1. Organización de la tesis

Esta tesis se encuentra organizada de la siguiente manera: el Capítulo 2 trata de los mecanismos responsables de la formación estelar; los métodos utilizados para

estimar la edad de un starburst, se resumen en el Capítulo 3; el marco teórico de la hipótesis de trabajo —la captura de una galaxia satélite—, se describe en el Capítulo 4; en el Capítulo 5, describimos las técnicas y los distintos instrumentos que se usarán a lo largo de esta tesis; el Capítulo 6 trata sobre la espectroscopía de campo integral en $H\alpha$ realizada desde Bosque Alegre; la cinemática estelar se estudia en los Capítulos 7 (banda K , ranura larga con Gemini-Norte+NIRI) y 8 (Triplete del CaII, ranura larga secuencial con CAsLeo+REOSC); el Capítulo 9 trata sobre la espectroscopía 3D en $Pa\beta$ realizada desde Gemini-Sur y finalmente el análisis de los resultados se lleva a cabo en el Capítulo 10. Los apéndices incluyen el caso de un posible agujero negro eyectado del núcleo de M83, una descripción del fenómeno de las caídas en dispersión de velocidades radiales y un análisis de la técnica de Correlaciones Cruzadas de Fourier. Esta técnica ha sido utilizada a lo largo de esta tesis para determinar parámetros cinemáticos estelares.

Capítulo 2

Detonadores

2.1. Introducción

Existen esencialmente tres mecanismos de formación estelar que logran aplicarse a la mayoría de las observaciones: inestabilidades gravitatorias que generan nubes densas y luego formación de estrellas por fragmentación, detonación secuencial de las nubes densas por otras estrellas y detonación de las nubes densas mediante compresión supersónica en un flujo turbulento (detonación por turbulencia). Estos procesos operan en el disco de las galaxias espirales. Si bien sabemos muy poco acerca de los mecanismos detonantes de la formación estelar en las regiones centrales (Elmegreen, 2001), las observaciones parecen apoyar la idea de que los mismos mecanismos que conocemos para el disco, actúan a escalas interiores al kilopársec (kpc) central, aunque debido a las diferentes condiciones del medio (alta densidad), la proporción de los tres debe ser diferente.

2.2. Inestabilidades gravitatorias

Las inestabilidades gravitatorias en los discos de galaxias espirales producen estructuras en escalas de kpc (e.g. espirales gran diseño) y, dentro de los brazos espirales, regiones de formación estelar o complejos de nubes moleculares gigantes regularmente espaciados.

Los discos nucleares poseen estructuras similares. Algunas galaxias poseen espirales nucleares gran diseño (e.g. D15 en Coma, NGC5248) y otras poseen grandes brazos irregulares que recuerdan las ondas de densidad en los discos principales (e.g. NGC 7469 y VII Zw031). En estos brazos se pueden formar regiones masivas de formación estelar. Las regiones nucleares pueden tener anillos con regiones regularmente espaciadas (e.g. ESO 565-11).

Las escalas espaciales para las espirales nucleares y la formación estelar, son más pequeñas que en el caso de los discos principales. En las regiones centrales, las espirales pueden tener algunas decenas de pársecs (pc) al igual que las mayores regiones

de formación estelar. El motivo de estos tamaños reducidos de las estructuras que encontramos en las regiones centrales de galaxias, es que allí la longitud de Jeans (2.1) es mucho menor:

$$\lambda_J = \frac{2\sigma^2}{G\Sigma} \quad (2.1)$$

donde Σ es la densidad superficial del gas, G la constante gravitatoria y σ la dispersión de velocidades. La densidad en los ambientes nucleares es bastante más grande que en el disco, sin un aumento significativo de la dispersión.

Cuando se estudian los criterios de inestabilidad para un disco, en relación con la formación estelar, se debe tener siempre en mente que la inestabilidad gravitatoria es necesaria pero no suficiente para iniciar la formación de estrellas. Otras condiciones deben cumplirse. Existen casos de discos de HI con claras muestras de inestabilidades gravitatorias como brazos espirales y ausencia total de formación estelar (Combes, 2001).

2.3. Detonación secuencial

Muchos de los cúmulos en la vecindad solar han sido detonados por presiones externas provenientes de regiones HII existentes y vientos estelares. Como ejemplo podemos citar la nebulosa de la Roseta, la de Orión, la nebulosa Trífida o W5 entre otros (ver Elmegreen (2001) y sus referencias).

En algunos casos parecería que un remanente de supernova ha detonado formación estelar en su periferia. G349.7+0.2 podría ser un caso, aunque no muy común debido a que los remanentes de supernova son fenómenos de corta vida comparados con los tiempos necesarios para la detonación. Las cáscaras gigantes pueden detonar formación estelar, pero son más viejas que un simple remanente de supernova y probablemente sean originadas por una combinación de supernovas y vientos estelares. IC 2574 posee regiones HII en la periferia de una cáscara con cúmulos de ~ 3 millones de años y otro cúmulo en el centro de la cáscara de 11 millones de años.

Existen casos de detonación secuencial en regiones de activa formación estelar como 30 Dor o N11 (Barbá et al., 2003) pero no mucha más evidencia aún sobre este proceso en las regiones centrales de galaxias más allá de la Vía Láctea. Las escalas en las que la detonación secuencial actúa (de 1 a 10 pc en las nubes moleculares gigantes), hacen muy difícil coleccionar evidencia concluyente en otras galaxias.

La detonación secuencial podría ser bastante menos importante que las inestabilidades gravitatorias espontáneas en las regiones centrales de galaxias, debido a que el tiempo dinámico, $(G\rho)^{-1/2}$, con las densidades extremas de los discos nucleares, es comparable —o incluso menor— que el tiempo de evolución estelar. Esto implica que las inestabilidades gravitatorias pueden llenar una región con formación estelar antes que las estrellas de la primera generación tengan tiempo de evolucionar a supernova y detonar su propia formación estelar.

2.4. Detonación por turbulencia

La turbulencia detona la formación de estrellas comprimiendo el gas que luego se enfría y se convierte en gravitacionalmente inestable, formando estrellas y cúmulos. En los discos principales de galaxias, esta compresión puede producir campos de estrellas con distribución fractal y puede dar una correlación entre edad y escala o entre duración de la formación estelar y escala. No existe, sin embargo, mucha evidencia de detonación por turbulencia en las regiones centrales de galaxias.

2.5. Tasa de formación estelar

Los tres mecanismos de detonación de la formación estelar mencionados anteriormente, se combinan para dar la tasa de formación de una galaxia. Esta combinación implica, también, que mientras la gravedad, la presión de formación estelar y la turbulencia pueden estructurar la posición y densidades de las nubes, el mecanismo final que detona la formación estelar dentro de una de estas nubes puede ser una combinación distinta de estos tres procesos. La nube se puede formar mediante uno de estos procesos y ser detonada su formación estelar por otro diferente. Es por esto que no es sencillo discriminar, al estudiar una región de formación estelar, si el responsable de la detonación fue uno u otro proceso.

Capítulo 3

Determinación de edades

3.1. Introducción

Las galaxias normales evolucionan, principalmente, formando estrellas. Las estrellas jóvenes, masivas, con masas superiores a $\sim 5 M_{\odot}$ que se forman en los starburst proveen la luminosidad térmica y no-térmica responsable de los parámetros galácticos globales observados (Leitherer (2005) y referencias allí). La íntima conexión que existe entre las propiedades estelares y galácticas, permite utilizar las estrellas como trazadores del starburst. Por lo tanto, entender y saber leer el reloj de la evolución estelar es un requisito indispensable para determinar la edad de un starburst. Pero ese reloj ideal no es fácil de interpretar, como muestran las observaciones de regiones de formación estelar en galaxias, debido a las complejas morfologías que se presentan en estas regiones, mezcla de polvo, gas y estrellas.

3.2. Los modelos estelares

Si bien todavía pueden existir puntos inciertos, podemos decir que la evolución general en la parte superior del diagrama de Hertzsprung-Russell (DHR) está razonablemente entendida (Maeder and Meynet, 2000).

Las estrellas masivas siguen uno de dos canales evolutivos posibles. Si su masa inicial es menor que $\sim 25 M_{\odot}$ (para metalicidad solar), tenemos contracción en el centro y expansión de la envoltura hasta que alcanza la línea de Hayashi en la parte roja. Observacionalmente hablando, esta evolución se identifica con la secuencia estrella OB \rightarrow supergigante azul \rightarrow supergigante roja (SGR). Las estrellas más masivas experimentan pérdidas de masa mayores, debido a la fuerte dependencia con la luminosidad que poseen los vientos estelares. Como resultado, los centros ricos en He quedan expuestos antes de llegar a la fase de SGR, y la correspondientes altas temperaturas superficiales alcanzadas provocan una vuelta en el camino evolutivo hacia la parte azul del DHR. Las distintas fases de esta secuencia, podrían resumirse así: estrella OB \rightarrow supergigante azul \rightarrow estrella Wolf-Rayet (W-R). La presencia de

estrellas W-R, indica una población más joven y masiva que en el caso de SGR.

Combinando librerías espectrales (ya sean teóricas o empíricas) con modelos evolutivos, se puede sintetizar cualquier cantidad espectrofotométrica deseada. Distintos códigos para síntesis evolutiva se han desarrollado a tal efecto, siendo Starburst99 (Leitherer et al. (1999), de aquí en más SB99) uno especialmente pensado para poblaciones jóvenes y el cual utilizaremos a lo largo de esta Tesis para analizar nuestras observaciones. En la Sección 3.2.1 daremos más detalles sobre SB99.

Para aplicar estos modelos de síntesis evolutiva, se introduce el concepto de *Población Estelar Simple* (PES). Las PES se definen como poblaciones estelares cuya duración de formación es corta en comparación con la vida de sus miembros más masivos. Son considerados los sistemas estelares más simples y los verdaderos ladrillos que conforman las galaxias starburst. Si bien estas PES son entidades idealizadas, las asociaciones OB, las regiones HII gigantes, los Super Cúmulos Estelares, han demostrado comportarse aceptablemente como PES.

Podemos distinguir ciertas características que nos ayudarán a discriminar la edad de estas PES. Resumiré algunas de las que aparecen en los primeros 100 millones de años:

1 millón de años: formación estelar oscurecida

Los primeros 1 o 2 millones de años luego del nacimiento de las estrellas, es inaccesible a la datación, debido a oscurecimiento por polvo. Las asociaciones OB galácticas más jóvenes poseen edades $>1-2$ millones de años, lo que se interpreta comúnmente como evidencia de fuerte oscurecimiento en las primeras etapas de la formación estelar. Existen algunas nebulosas en radio que podrían ser starburst tomados en el momento mismo del nacimiento, y aún invisibles en el óptico.

4 millones de años: líneas de vientos estelares en el UV

La región del espectro entre 1200 \AA y 2000 \AA , se encuentra dominada por líneas de vientos estelares como, por ejemplo, C IV $\lambda 1550$ y Si IV $\lambda 1400$, las características más fuertes de las estrellas calientes en una población joven. El óptico y el IR, en cambio, muestran muy pocos atributos de estrellas calientes debido, principalmente, a lo débil de las características espectrales de estas estrellas más allá de 3000 \AA .

4 millones de años: líneas de emisión nebulares

Los sistemas estelares jóvenes se encuentran embebidos en gas. Si tenemos estrellas O, B y W-R, el gas será ionizado y excitado. Los anchos equivalentes de las líneas de recombinación más fuertes del hidrógeno, como $H\alpha$, $H\beta$ o $Br\gamma$, son poderosos estimadores de edad ya que miden el cociente entre la población joven,

ionizante, sobre la vieja, no ionizante. En la práctica la interpretación de estos indicadores puede complicarse principalmente por el enrojecimiento y por la población vieja subyacente que diluye el continuo.

10 millones de años: las características en el cercano IR de las SGR

Luego de unos 5 millones de años, las estrellas más masivas de una PES evolucionan hacia temperaturas más bajas formando las SGR. El continuo y las líneas de las SGR dominarán el cercano IR por las siguientes decenas de millones de años. Debido a que los vientos y la gravedad superficial son órdenes de magnitud menores que en sus progenitores más calientes, empezamos a ver la banda del CO en 2,3 μm . Al estudiar gradientes de edad en poblaciones complejas como galaxias starburst, debe tenerse en cuenta la contribución de las menos luminosas —pero más abundantes— estrellas gigantes.

25 millones de años: análisis de isócronas de estrellas B

El Diagrama Color-Magnitud (DCM) es la herramienta para estudiar la historia de poblaciones estelares de sistemas que pueden resolverse en estrellas y cuyos colores son sensibles a la edad (no es el caso para estrellas O).

25 millones de años: líneas sensibles a shocks

Un cierto porcentaje de la luminosidad radiativa estelar de la población joven, se convierte en luminosidad mecánica a través de vientos estelares y supernovas. La inyección de energía no-térmica es trazada por, por ejemplo, [FeII] $\lambda 1,26 \mu\text{m}$ y $\lambda 1,64 \mu\text{m}$, líneas que son generalmente observadas en starburst evolucionados y pueden utilizarse para determinar edades.

30 millones de años: líneas de absorción de Balmer

Los espectros de estrellas de tipo B se caracterizan por fuertes líneas de absorción de Balmer y He neutro. Sin embargo, la detección de estas líneas se dificulta en el óptico debido a que en poblaciones jóvenes la emisión nebular coincide con las absorciones. Una vez que el starburst es suficientemente viejo como para que la radiación ionizante sea despreciable, las líneas de absorción del H y el He se convierten en potentes indicadores de edad.

30 millones de años: colores en el óptico y en el IR

En poblaciones de edad intermedia o vieja, los colores son el principal indicador de edad. Al igual que para el caso de las líneas de emisión, el principal problema aquí es el enrojecimiento.

3.2.1. Starburst99

Starburst99 (Leitherer et al., 1999) es un conjunto de modelos para realizar predicciones espectrofotométricas y otras propiedades relacionadas, optimizado para galaxias con activa formación estelar. En ausencia de un núcleo activo, la mayor parte de sus propiedades radiativas están determinadas por su población de estrellas masivas. Los ejemplos más extremos son las galaxias *Starburst*, pero estos modelos pueden aplicarse satisfactoriamente a casos más leves como podrían ser regiones de formación estelar en galaxias del tipo de M33 u objetos como 30 Dor. Los modelos están presentados en forma homogénea via internet, para cinco metalicidades distintas entre $Z = 0,040$ y $0,001$, y tres elecciones posibles de Función Inicial de Masa (FIM). Los modelos cubren el rango de edad de 10^6 a 10^9 años. La interfaz WEB ¹ permite al usuario correr su propia simulación con parámetros a elección.

El modelo y la técnica computacional

SB99 considera dos casos límites para la ley de formación estelar: un estallido *instantáneo* de formación estelar y formación estelar ocurriendo *continuamente* a una tasa constante. Los modelos instantáneos son los llamados también *Población Estelar Simple (PES)*. Se encuentran normalizados a una masa total de $10^6 M_{\odot}$. Para el caso de los modelos con formación estelar continua, la tasa de formación es de $1 M_{\odot}/\text{año}$. Estas normalizaciones se escogieron de tal forma que los modelos reproduzcan propiedades típicas en las regiones de formación estelar en galaxias.

Los modelos no tratan la evolución química en forma autoconsistente, i.e., cada generación de estrellas posee la misma metalicidad durante la evolución de la población. El error que introduce esta simplificación es casi indistinguible, siempre y cuando la evolución transcurra por menos de mil millones de años. Los modelos de atmósferas estelares son los de Lejeune et al. (1997).

El método utilizado para calcular los modelos es el de *síntesis de isócronas*, introducido por Charlot and Bruzual (1991). En este método, en lugar de separar las estrellas en intervalos de masa y asignarlas a una pista o camino evolutivo específico, como en el método clásico de síntesis evolutiva, se calculan las isócronas continuas interpolando entre los distintos caminos en el diagrama de HR en una grilla de masa variable. Este método produce una salida suave, en lugar de la discreta del método clásico.

La resolución temporal de los modelos es de 0,1 millones de años.

¹<http://www.stsci.edu/science/starburst99/>

Capítulo 4

Modelo Azteca

4.1. Excitación de actividad por medio de fusiones menores

Debido a que los núcleos *starburst* se suelen observar en sistemas interactuantes, con morfologías bien distorsionadas, la alimentación de gas hacia la región central, inducida por colisiones de galaxias, ha sido naturalmente considerada como mecanismo para la detonación de la formación estelar nuclear (Shlosman et al., 1990; Barnes and Hernquist, 1992). Las interacciones de marea pueden producir un potencial no-axisimétrico en la galaxia huésped (i.e. una barra o un patrón espiral), que lleve el flujo de gas a la región central (Gerin et al., 1990). En los casos de las fusiones de galaxias, aún cuando las interacciones no puedan inducir la formación de una barra, la fuerte perturbación dinámica puede producir una intensa formación estelar en las galaxias interactuantes (Taniguchi and Wada (1996) y referencias ahí; de aquí en adelante TW96). De esta forma, la interacción entre galaxias parece explicar la génesis del starburst nuclear. Pero las espirales no-barradas representan el 50 % de las galaxias starburst (Balzano, 1983) y sólo el 30 % presenta compañeras cercanas (Balzano, 1983; Keel and van Soest, 1992). Este hecho llevo a TW96 a estudiar otro de los mecanismos propuestos para la detonación del starburst nuclear, siguiendo los trabajos de Hernquist and Mihos (1995) (de aquí en más HM95) y Gaskell (1985) entre otros: la actividad de formación estelar nuclear detonada por la acreción de una galaxia satélite.

Una galaxia típica, independientemente del tipo morfológico, probablemente haya acrecido, como mínimo, algunas decenas del porcentaje total de su masa en la forma de subunidades discretas. Los actuales modelos de formación de galaxias coinciden en afirmar que las fusiones menores han jugado un papel preponderante en el moldeado de las galaxias de todos los tipos morfológicos. Si consideramos que prácticamente todas las galaxias poseen satélites, es natural pensar que inevitablemente sufrirán algún caso de fusión con sus satélites a lo largo de su vida. Las evidencias de núcleos dobles detectados van en aumento (Gimeno et al., 2004), al igual

que la interpretación de distintas estructuras cinemáticas (e.g. contrarrotaciones) como producto de fusiones menores (Rubin (1994), y referencias ahí). Si pensamos que la mayoría de las galaxias starburst se encuentran relativamente aisladas, parece razonable postular la fusión menor con una galaxia satélite como responsable de la detonación del starburst nuclear.

Las simulaciones de N-cuerpos han demostrado que las fusiones menores pueden generar ciertos tipos de evolución estructural en los discos de galaxias, sin llegar a destruirlos (HM95, y sus referencias). Entre las propiedades de galaxias discoidales que han sido atribuidas a fusiones menores, podemos citar alabeos en los discos estelares, anomalías cinemáticas en el halo, calentamiento dinámico en los discos y el origen mismo del "disco grueso", las peculiaridades estructurales observadas en algunos bulbos y el origen de galaxias amorfas.

El hecho de que muchos starburst en los discos de galaxias sean detonados por fusiones mayores, según sugerían los trabajos basados en los datos IRAS, llevó a HM95 (entre otros) a estudiar si la acreción de una galaxia satélite podía producir efectos similares. Estos autores corroboran la hipótesis de que el efecto de una galaxia canibalizada en un disco, es distinto para la componente gaseosa que para la estelar. El torque producido por la satélite, tiene el efecto de llevar grandes cantidades de gas hacia las regiones centrales. También encuentran que un factor importante en este efecto, es la estructura de la galaxia primaria (en particular, si la galaxia posee o no un bulbo denso). Esto les lleva a concluir que las fusiones menores tienen un rol importantísimo en la detonación de starburst nucleares, pero que las características y los tiempos dinámicos, puede variar mucho entre distintos tipos morfológicos.

Las simulaciones llevadas a cabo por HM95, no consideran formación estelar. Esto les impide determinar el destino último del gas que ha sido depositado en la región nuclear según sus simulaciones. TW96, llaman la atención acerca del hueco teórico aparente que queda entre la acumulación de gas en las regiones centrales de galaxias, de algunos cientos de pc —el 50% del gas en las galaxias luminosas infrarrojas, estaría concentrado en distancias menores a 1 kpc—, y la concentración de las regiones de formación estelar, regiones OB, de algunas decenas de pc. Esto les lleva a proponer el inicialmente conocido como "Modelo Azteca", donde el gas es llevado al centro por los torques producidos en la interacción, y el detonante del starburst es el sistema binario generado en la captura de la galaxia satélite, una vez que éste alcanza el núcleo de la primaria. Volveremos con esto más adelante.

4.1.1. La caída del gas al centro

HM95 estudian el caso de captura de una galaxia satélite, considerando un modelo para la galaxia primaria de halo, disco estelar y disco de gas, y un modelo esférico para la galaxia capturada. Su caso de estudio es una órbita prógrada, debido a consideraciones de estabilidad del modelo: los experimentos llevados a cabo por estos autores muestran que los errores numéricos resultan despreciables en los tiempos dinámicos requeridos para el decaimiento de la satélite para este tipo de

órbita, mientras que no lo son para órbitas polares o retrógradas. Su modelo inicial tiene una satélite en órbita circular, inclinada 30° con respecto al plano de la galaxia primaria, y comenzando a 6 longitudes de escala del centro. La galaxia primaria, en el caso de estudio principal, no posee bulbo. La Figura 4.1 muestra la vista de frente de la evolución. Debido a la fricción dinámica contra el disco y el halo, el decaimiento de la órbita de la satélite es muy rápido, llevándolo al centro del disco en pocos períodos orbitales. La respuesta del disco a los torques de marea de la galaxia enana pueden verse entre $t=30$ y $t=70$, donde el disco estelar de la galaxia primaria desarrolla fuertes asimetrías. Las regiones que van por delante de la satélite presentan huecos de materia debido a la perturbación gravitatoria que ejerce la enana sobre las estrellas del disco. Como puede verse en la Figura 4.2, la satélite primero se hunde en el disco, antes de caer hacia el centro, alabeando las partes más externas del disco. Las partes internas del disco son dinámicamente calentadas en forma vertical, aumentando el grosor y la dispersión de velocidades de las estrellas.

Cualitativamente hablando, el disco de gas se comporta en forma muy similar al disco estelar, presentando un patrón espiral (Figura 4.3), aunque mucho más definido. Durante el evento de fusión, el gas perderá momento angular orbital y colapsará al centro (con un correspondiente aumento del momento angular de spin de las otras componentes). La simulación de MH95, deposita un 45 % del gas inicialmente distribuido en el disco, dentro de unos cientos de pc del centro, en escalas de tiempo del orden de los cientos de millones de años. Otro resultado que se desprende del trabajo de estos autores, es acerca de la presencia o no del bulbo. Un bulbo suficientemente denso, puede retardar e incluso suprimir completamente, el colapso del gas al centro.

4.1.2. La fusión menor como detonante del starburst

Como decíamos en la introducción del capítulo, TW96 (ver también Taniguchi, 1999) se plantearon la cuestión de por qué, si el gas se acumulaba en los cientos de pc interiores, las regiones más activas de formación estelar, se concentraban en algunas decenas de pc. La hipótesis de estos autores se basa en el hecho de que la consecuencia natural de la captura de una galaxia satélite con núcleo, que eventualmente arriba al centro de la galaxia, sería la formación de un agujero negro binario (en el caso, obviamente, de que tanto la satélite como la primaria posean un agujero negro en sus respectivos núcleos). Sus simulaciones muestran que el sistema binario, moviéndose sobre el disco de gas molecular, produce shocks espirales en el disco gaseoso, detonando la formación estelar violenta.

En la sección anterior vimos cómo la interacción con la galaxia satélite, lograba canalizar casi el 50 % del gas de la galaxia primaria, dentro de un disco de unos cientos de pc, antes de que el núcleo de la galaxia satélite alcanzara la región central. TW95 suponen entonces que de seguir la evolución del núcleo capturado, éste formará un sistema binario con el núcleo de la galaxia satélite, sistema que orbitará sobre el disco de gas molecular. Establecen así las condiciones iniciales de su simu-

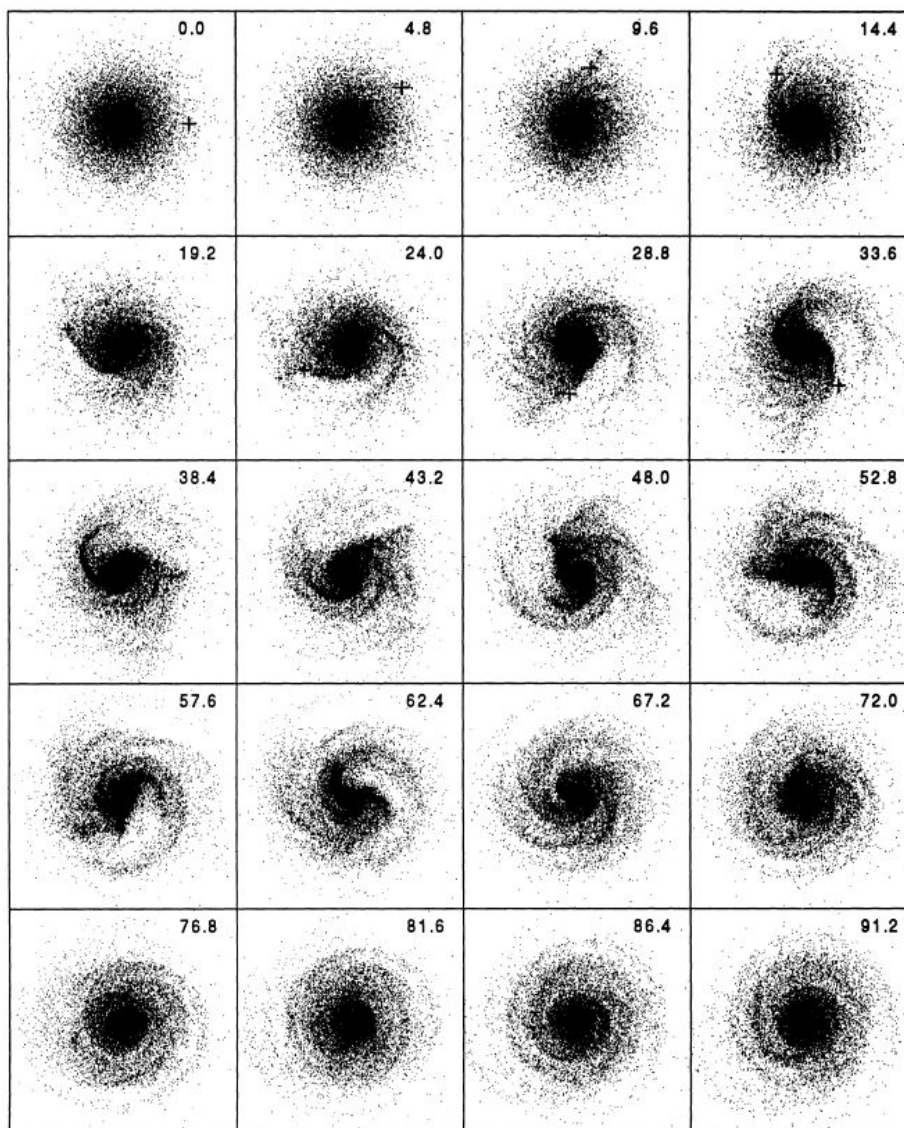


Figura 4.1: Evolución del disco estelar para el caso de fusión con la satélite, viendo el disco de frente. La cruz indica la posición de la galaxia satélite y el tiempo está indicado en la esquina superior derecha. Cada cuadro posee una extensión de 20 unidades de escala por lado.

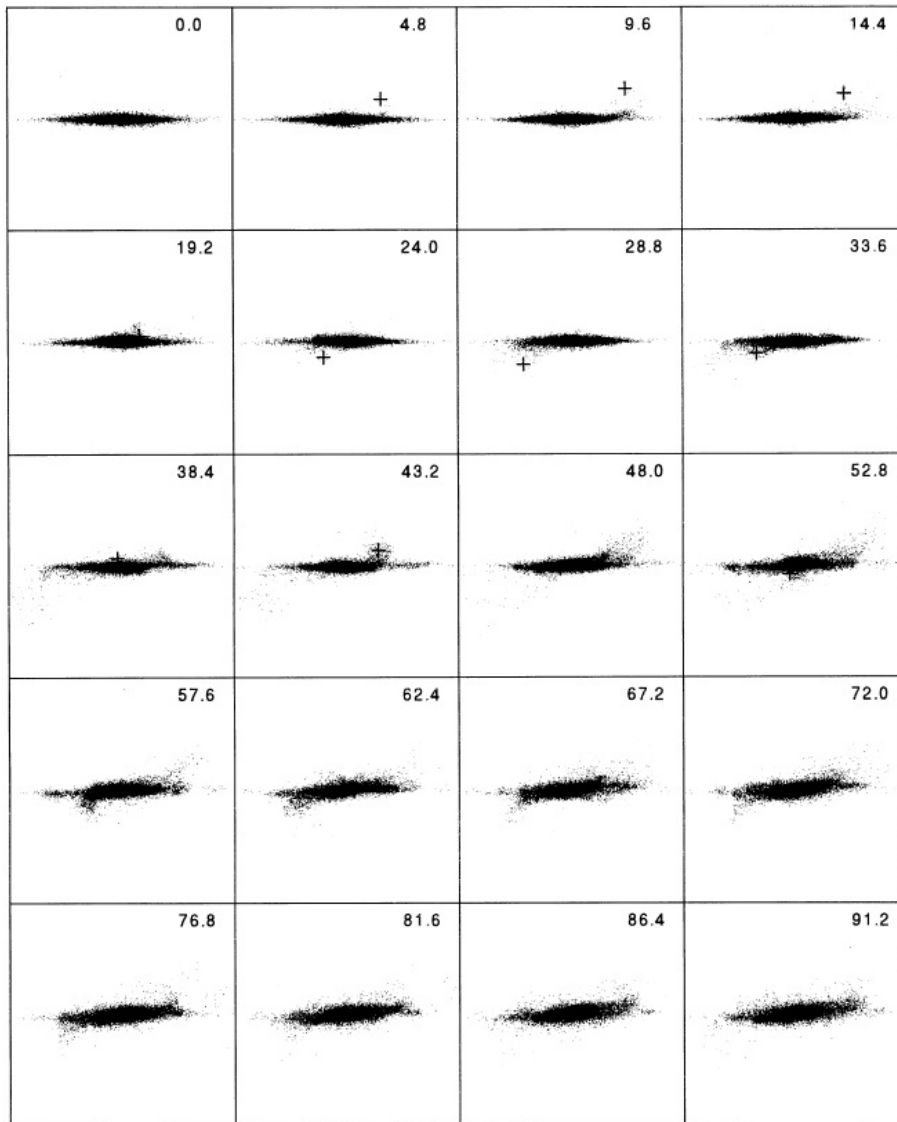


Figura 4.2: Lo mismo que la Figura 4.1 pero visto de canto.

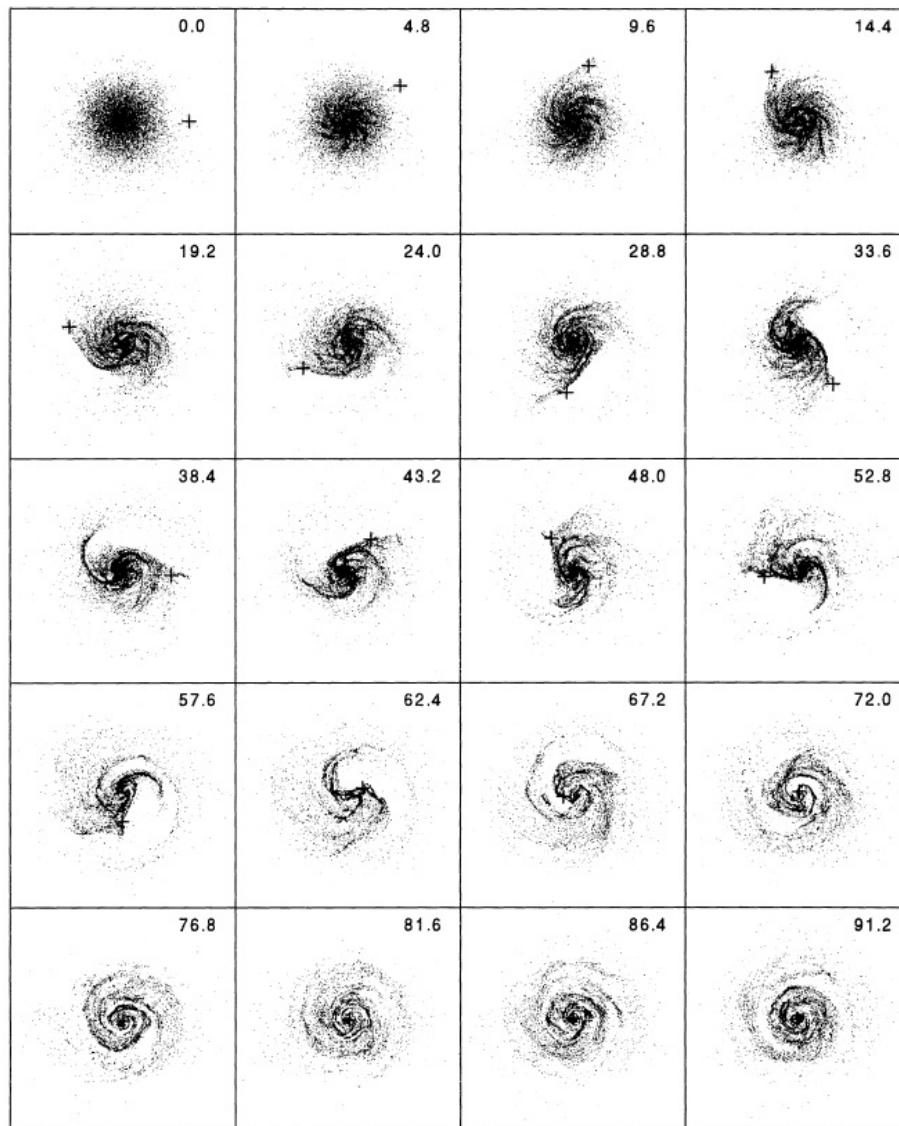


Figura 4.3: Lo mismo que la Figura 4.1 pero mostrando la respuesta del gas en el disco.

lación, i.e., la evolución de un sistema binario de agujeros negros sobre un disco de gas.

TW96 asumen un sistema binario de masas puntuales evolucionando en un potencial esférico. La fricción dinámica entre los agujeros negros y el campo de estrellas, es tratado como un término adicional en las ecuaciones de movimiento de los agujeros negros. El cociente entre la masa de gas y la del agujero negro primario (llamado por estos autores PBH por la sigla en inglés de *Primary Black Hole* y SBH al secundario, i.e., el núcleo de la galaxia capturada) se mantiene en 0.1, ya que por encima de este valor, según trabajos como los de Heller and Shlosman (1994b), el disco de gas se vuelve inestable. Las condiciones iniciales de la simulación son, para el SBH: $r_{SBH} = (x, y, z) = (5, 0; 0; 5, 0)$ y $v_{SBH} = (v_{SBH,x}, v_{SBH,y}, v_{SBH,z}) = (-0,5; \pm 1, 0; -0,5)$, mientras que para el PBH: $r_{PBH} = v_{PBH} = (0; 0; 0)$. Es decir, se analizan tanto la órbita prógrada como retrógrada del SBH. En su simulación, consideran dos relaciones de masa para los agujeros negros: el modelo A, donde $M_{SBH}/M_{PBH} = 0,1$ y el modelo B, donde $M_{SBH}/M_{PBH} = 0,5$. Cabe recalcar que esta relación de masa es entre ambos agujeros negros y no necesariamente refleja la relación de masa existente entre el SBH y la galaxia primaria. Es decir, aún en el caso B, siempre estamos hablando de fusiones menores.

A continuación analizaremos brevemente los resultados obtenidos por TW96 para la evolución del disco autogravitante de gas y el sistema binario de masas puntuales dentro de un potencial esférico, resumidos en la Tabla 4.1.

| Modelo | Órbita | Morfología | Destino Final |
|----------------|------------|---------------|---------------|
| A ⁺ | Prógrada | Brazos/anillo | DFS/HS |
| A ⁻ | Retrógrada | Brazos/anillo | DFS/HS |
| B ⁺ | Prógrada | Núcleo | SBN con DFS |
| B ⁻ | Retrógrada | Núcleo | SBN |

Tabla 4.1: Resultado obtenido en las simulaciones de TW96. La morfología se refiere a las características resultantes sobresalientes del disco de gas. DFS= Disco de Formación Estelar. HS= Hot Spot. SBN=Starburst Nuclear.

En la Figura 4.4 vemos el caso donde el SBH orbita en el mismo sentido que el disco de gas. Luego del primer pasaje se desarrollan unos finos brazos espirales que posteriormente evolucionan en estructuras tipo anillo. La Figura 4.5 muestra el caso para órbita retrógrada del SBH. En este caso no se forma una espiral como en el A+, pero sí trazos espirales que luego evolucionan hasta estructuras tipo arco y, una vez que el SBH llega al centro, se forma una especie de anillo similar, si bien no tan definido, al caso A+.

Fuertes brazos espirales se producen en los modelos B. La Figura 4.6 muestra el caso de órbita prógrada, en la que podemos observar como el gas es despedido del plano y forma un brazo polar. La configuración final muestra una apariencia de arcos, mientras que el modelo B-, el caso retrógrado, muestra una configuración

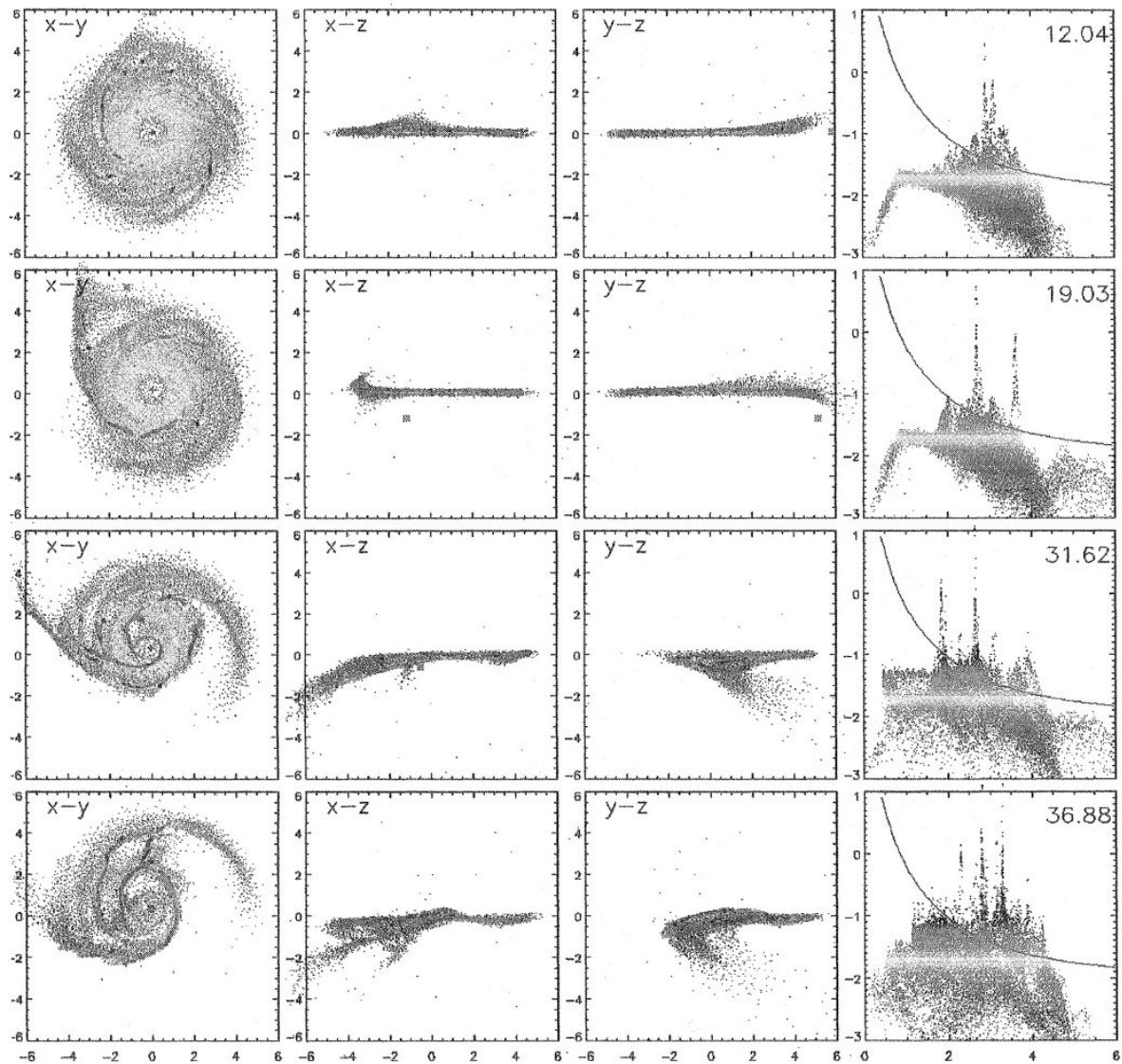


Figura 4.4: Evolución del disco de gas nuclear para el modelo A+ (Ver Tabla 4.1) proyectado sobre el plano xy en la primera columna, xz en la segunda, yz en la tercera. La cuarta columna muestra la densidad (logarítmica) en función de la distancia al PBH. El ángulo superior derecho de la cuarta columna muestra el tiempo de la simulación y la línea curva la densidad crítica para la formación estelar. La unidad de longitud de la simulación es 25 pc.

como de envoltura en torno a los dos agujeros negros (Figura 4.7).

Si bien estos modelos no incluyen formación estelar, el último cuadro de las Figuras 4.4, 4.5, 4.6, 4.7 muestra, para cada modelo, la densidad en función de la distancia al centro. A partir de esto, adoptando ciertos criterios para la inestabilidad gravitatoria, puede tenerse una idea de la posibilidad de que en una dada región se produzca formación estelar una vez superado un umbral de densidad. Este umbral está repre-

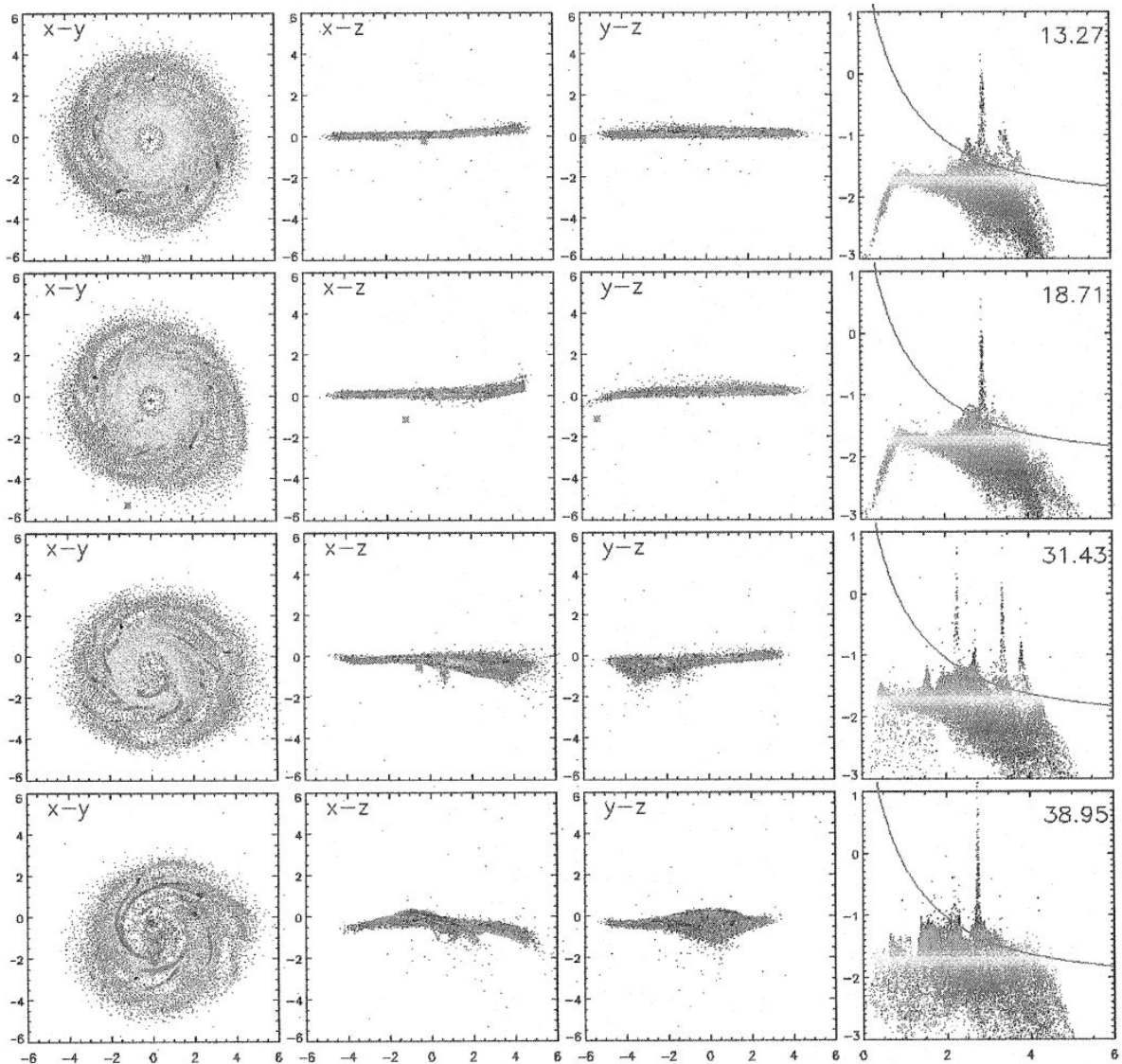


Figura 4.5: Idem Figura 4.4, pero para el modelo A-.

sentado por la línea curva en los modelos A y por la horizontal en los B. El resultado más importante es que en los modelos A la formación estelar se da principalmente en los brazos espirales formados, mientras que los modelos B muestran un aumento considerable de la densidad en la parte nuclear. Para los modelos B cabe destacar que el caso retrógrado presenta el doble de densidad nuclear que el el prógrado en su etapa final. Una representación 3D de la distribución final de cada modelo, puede verse en la Figura 4.8.

Más recientemente, Matsui et al. (2006) llevaron a cabo simulaciones de la evolución de agujeros negros binarios en un disco de gas. Si bien consideraron agujeros negros de masas iguales, su caso de estudio resulta gráfico a los fines de reforzar la

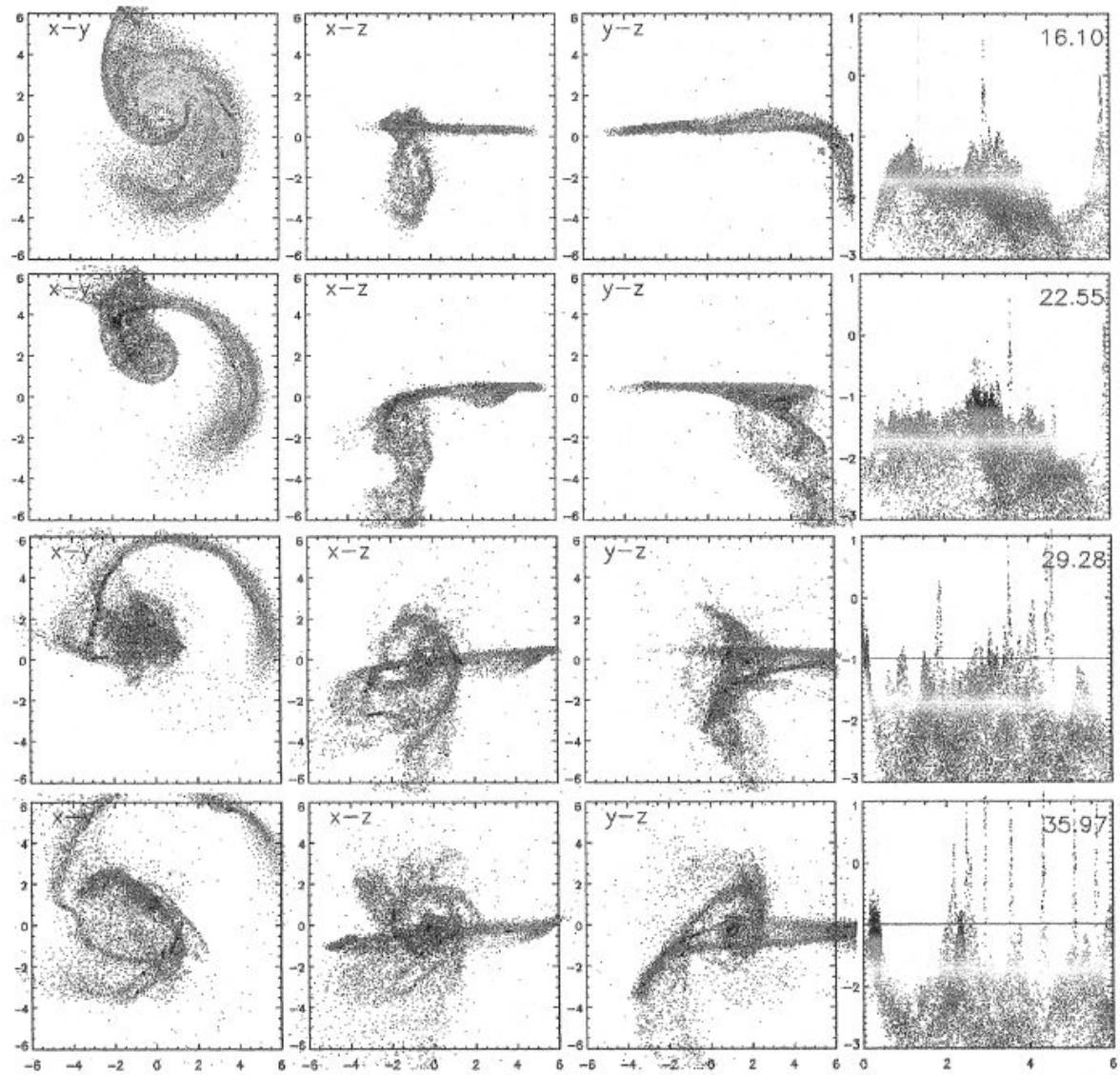


Figura 4.6: Idem Figura 4.4 pero para el modelo B+.

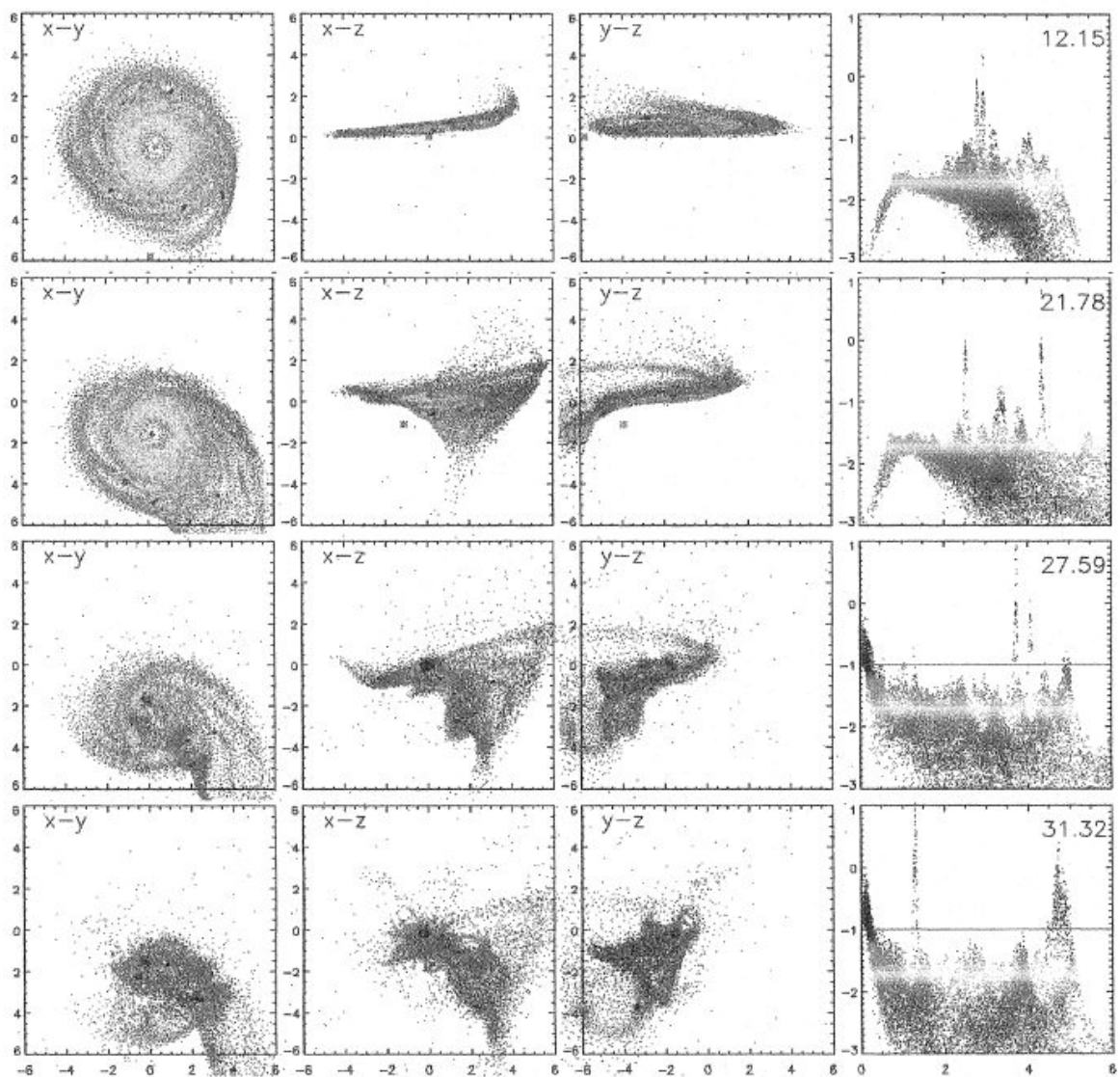


Figura 4.7: Idem Figura 4.4 pero para el modelo B-.

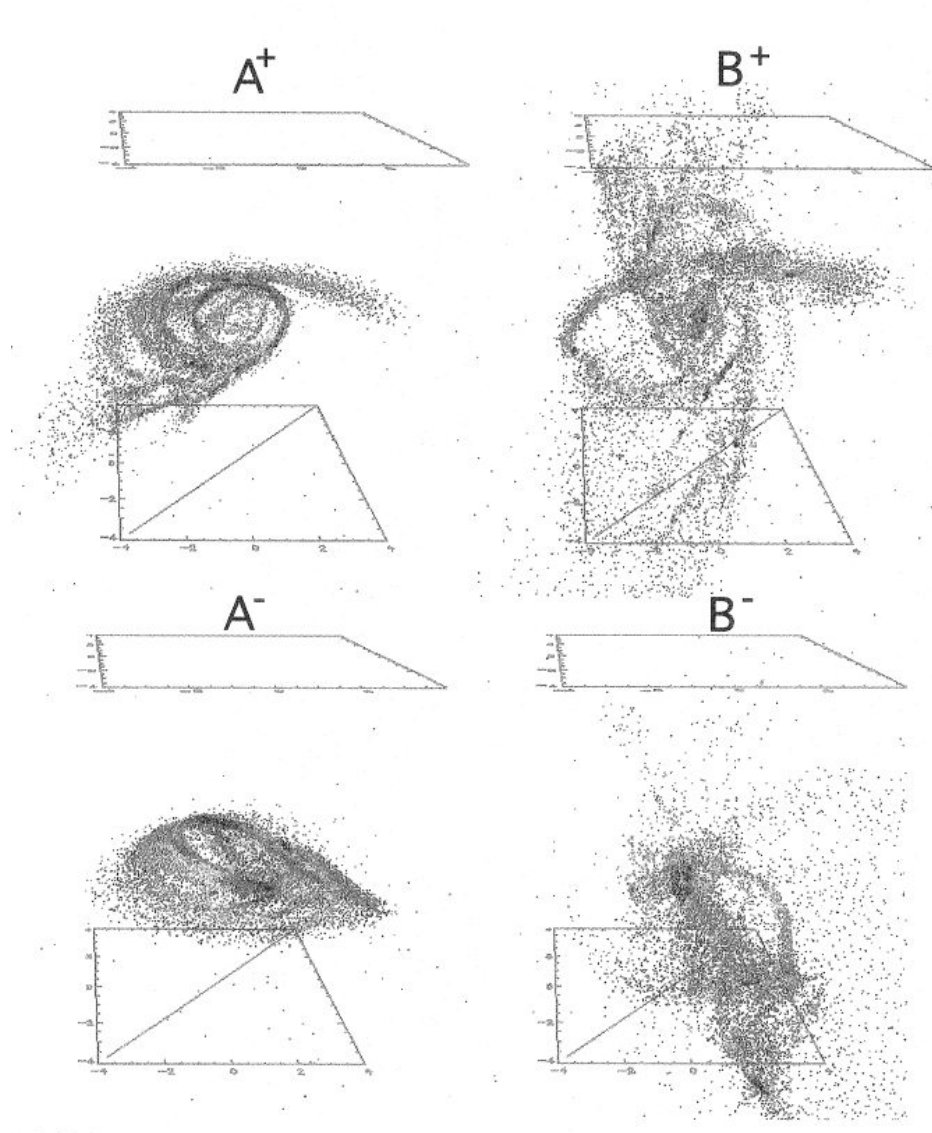


Figura 4.8: Los últimos cuadros de cada simulación, en representación 3D.

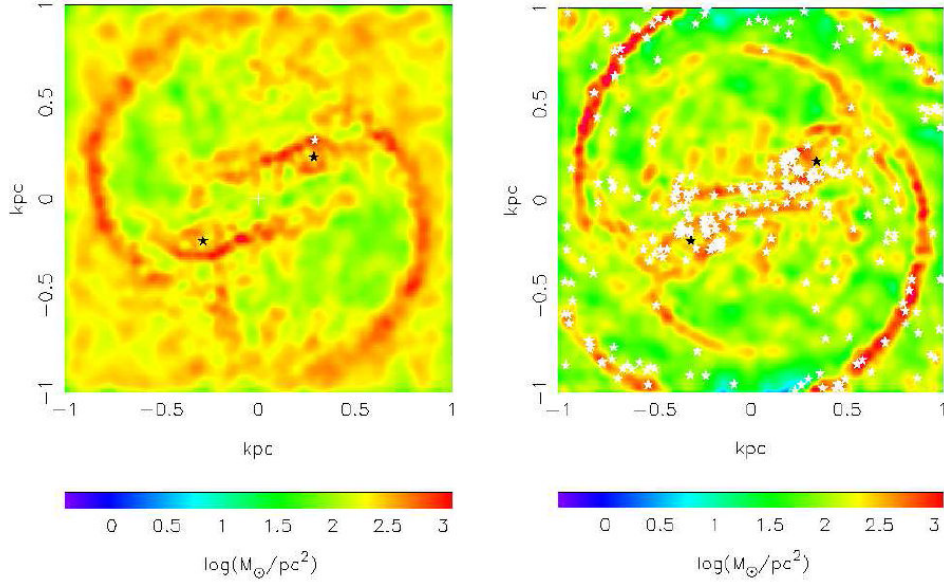


Figura 4.9: El resultado para uno de los modelos de Matsui et al. (2006) (ver texto). El panel de la izquierda muestra el resultado para $t = 15 \times 10^6$ años, y el de la derecha para $t = 50 \times 10^6$ años. Las estrellas negras muestran las posiciones de los agujeros negros y las estrellas blancas las que se han formado recientemente.

idea de la detonación de la formación estelar en el disco por medio de la perturbación debida a la interacción de dos cuerpos masivos. Estos autores no consideran la fricción dinámica debida a las estrellas pero sí introducen formación estelar. La Figura 4.9 muestra uno de los modelos. El caso $M_{\bullet} = 5 \times 10^8 M_{\odot}$.

Condición necesaria pero no suficiente

Las observaciones en líneas moleculares, han mostrado que las regiones circumnucleares de las galaxias con starburst nucleares poseen masas de gas molecular de entre $\sim 10^8 - 10^9 M_{\odot}$. El gas molecular es necesario para la supervivencia del starburst, ya que de éste se formarán las estrellas. Es necesario, entonces, alimentar el starburst nuclear con gas molecular mediante algún mecanismo altamente efectivo. Todo parece indicar que las interacciones y las barras, cumplen con este cometido. Pero como hace notar TW96, sólo el 30% de los starburst nucleares presentan sistemas interactuantes y no todos muestran barras. Esto implica que la alimentación de gas molecular hacia el centro de la galaxia, es condición necesaria pero no suficiente para el starburst. Las galaxias normales suelen tener esas mismas cantidades de gas molecular en sus regiones centrales. El factor esencial para la presencia del starburst sería la existencia del detonante. El modelo de fusión menor, uno de los eventos más frecuentes en la vida de una galaxia —según los actuales modelos de formación— cumpliría este rol. Tenemos que destacar que para asegurar la supervivencia de una

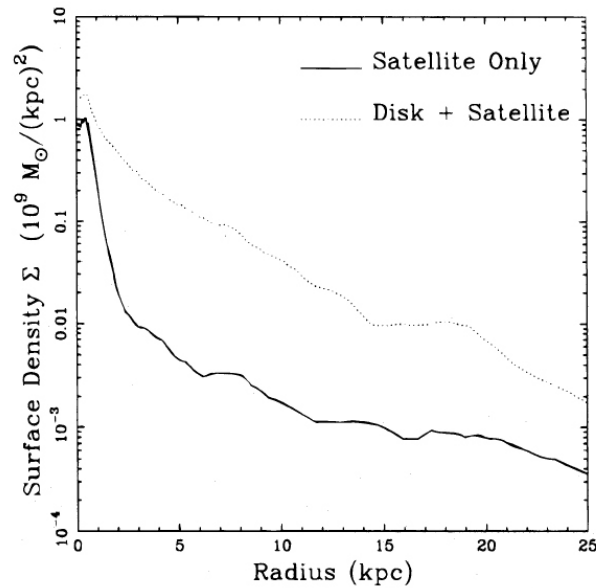


Figura 4.10: Densidad superficial del satélite solamente (línea continua) y del satélite+disco (línea punteada).

fracción de la masa de la galaxia acreta, según muestran las simulaciones (Walker et al., 1996; Kendall et al., 2003), ésta debe poseer núcleo —tipo M32— (ya sea un agujero negro supermasivo o una concentración importante de un cúmulo estelar nuclear). De lo contrario, si la galaxia satélite no posee núcleo —tipo Nubes de Magallanes— el disco interacciona con el gas del disco y se deposita en él antes de llegar al centro.

4.1.3. La supervivencia de la galaxia satélite

Hemos visto que un evento de fusión menor puede provocar la caída del gas al centro de la galaxia primaria y, una vez que el núcleo de la galaxia secundaria cae al centro y forma un sistema binario con el núcleo de la primaria, detona el starburst nuclear. Pero en este razonamiento hemos hecho un salto en escala que puede requerir un estudio más profundo. Desde las escalas de kpc del disco de la galaxia, hemos saltado a estudiar las decenas de pc nucleares. La supervivencia o no de una galaxia satélite acreta al llegar al centro del potencial, es un tema controvertido. Los modelos que tratan de estudiar la posibilidad de que el halo de nuestra galaxia se haya formado por galaxias satélites acretas y desarmadas (Helmi and White, 1999), no analizan todo el espacio de parámetros posibles para las interacciones (ángulos de incidencia, perfiles de masa de las galaxias satélites, etc.). El núcleo de la galaxia satélite de las simulaciones de WMH95, sobrevive la captura y mantiene un 45% de su masa, como vemos en la Figura 4.10, al menos dentro del kpc central. Modelos semianalíticos de Kendall et al. (2003), estudiando la conexión entre nú-

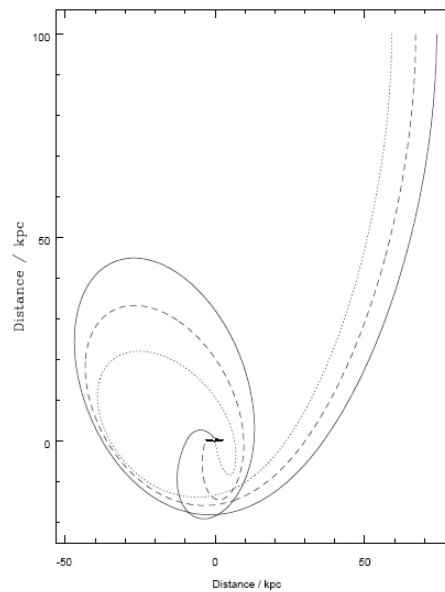


Figura 4.11: Tres de las órbitas de Kendall et al. (2003) para las cuales el núcleo de la galaxia satélite llega con éxito al centro de la primaria. El disco de la primaria es perpendicular a la hoja, el ángulo de incidencia es 90° y la velocidad inicial es de 100 km/s en los tres casos.

cleos activos y fusiones menores, encuentran que la supervivencia del núcleo de la galaxia capturada depende, en gran medida, del ángulo de incidencia. Estos autores logran que una porción considerable de la satélite llegue al centro, para ángulos de incidencia perpendiculares al disco, y para parámetros de impacto (distancia sobre el plano de la galaxia desde el punto de impacto al centro) <1 kpc. Tres de estas órbitas se muestran en la Figura 4.11.

Capítulo 5

Instrumentación

5.1. Introducción

A lo largo de esta tesis se han utilizado gran variedad de técnicas tanto espectroscópicas como de imagen. Se ha hecho un uso extensivo de bases de datos disponibles: Telescopio Espacial Hubble¹, del ESO-VLT², de Gemini³ y NED⁴. El enorme potencial de estas bases de datos, como complemento de las observaciones o como fuente misma de datos sin analizar, es incalculable. Estimamos que en el presente trabajo, esto queda profundamente en evidencia.

En la siguiente sección vamos a resumir las principales características de aquellos instrumentos que han sido centrales para este trabajo como CIRPASS, NIRI, GMOS y REOSC. Gran parte del tiempo dedicado a esta tesis, se invirtió en el procesamiento de los datos obtenidos con estos instrumentos. No podemos olvidar el detonante de este trabajo, los datos obtenidos con el Espectrógrafo Multifunción (EMF) de Bosque Alegre en el modo multipupilar, pero el tratamiento de esos datos ya ha sido extensivamente analizado en el Trabajo Final de Licenciatura (Mast, 2002; Díaz et al., 1996) y no será tratado aquí.

Nos parece importante también, hacer una breve introducción a las técnicas de Espectroscopía de Campo Integral, mejor conocidas en la actualidad como Espectroscopía 3D, dada la importancia que han cobrado en la pasada década, el papel fundamental que tienen ahora y la proyección a futuro, considerando que prácticamente todos los nuevos telescopios, incluido el futuro JWST (*James Webb Space Telescope*, poseen al menos una unidad de campo integral (IFU, *Integral Field Unit*)⁵. La complejidad de los sistemas a la que nos enfrenta la nueva generación de telescopios de 8-10 metros, hace muy difícil su estudio sin la participación de dos o más instrumentos, y casi imposible, sin la utilización de espectroscopía de campo

¹<http://archive.stsci.edu/hst/>

²<http://archive.eso.org/eso/>

³<http://www2.cadc-ccda.hia-ihp.nrc-cnrc.gc.ca/gsa/>

⁴<http://nedwww.ipac.caltech.edu/>

⁵A lo largo de estas tesis, se utilizará el acrónimo IFU para referirse a la Unidad de Campo Integral

integral.

5.2. Espectroscopía de Campo Integral

La espectroscopía de campo integral permite obtener simultáneamente espectros de un número de áreas contiguas del cielo. Esto se logra, generalmente, a través de una Unidad de Campo Integral (IFU). La observación espectroscópica de objetos con una compleja estructura espacial, se realiza más fácilmente utilizando IFUs. Las IFUs proveen al mismo tiempo la imagen del objeto y el espectro de cada elemento de muestreo espacial de esa imagen. Esto nos permite medir variaciones espaciales de características espectroscópicas con excelente precisión. Esta información puede utilizarse para determinar, entre otras cosas, la cinemática interna de objetos extensos, distribución del gas, etc.

La utilización de IFU no está limitada a objetos extensos. Puede utilizarse también para programas observacionales típicos de espectrógrafos tradicionales. Si bien la inclusión de un IFU puede reducir el rendimiento (throughput), evita pérdidas en la ranura. Esto es particularmente útil en casos de seeing pobre, donde sólo una pequeña fracción del objeto estaría entrando en la ranura de un espectrógrafo convencional, y sería completamente muestreado utilizando una IFU.

Tradicionalmente, las observaciones astronómicas se realizan con un detector bidimensional, suficientes para programas de imágenes. Para mediciones espectroscópicas, sin embargo, una dimensión espacial sobre el cielo se pierde, para permitir la dispersión de la imagen sobre uno de los ejes del detector. Es decir, los espectrógrafos, al introducir una ranura sobre el objeto, pierden la dimensión espacial perpendicular a ésta.

Muchos programas astronómicos requieren información espectroscópica sobre todo el campo. Es decir, requieren información en longitud de onda para cada punto de la imagen, lo que produce un cubo de datos (x, y, λ) . Esta clase de datos puede obtenerse realizando un barrido temporal de una de las dimensiones, e.g. barriendo la longitud de onda con un Fabry Perot, o un espectrómetro de Transformada de Fourier; o barriendo en forma espacial, desplazando la ranura sobre el cielo, en forma paralela (Figura 5.1) o, como hemos realizado para el presente trabajo, en forma radial (Figura 5.2).

Idealmente, un instrumento recolectando simultáneamente la información bidimensional espacial de la imagen y el espectro de cada punto, haría un uso mucho más efectivo del tiempo de telescopio. Un instrumento cumpliendo con esas características provee espectroscopía de campo integral. En la espectroscopía de campo integral, la información bidimensional del cielo es reorganizada mediante el uso de unidades de campo integral permitiendo la dispersión sobre el detector sin pérdida de información espacial.

Existen varias técnicas para realizar esta reorganización de la imagen del cielo para el espectrógrafo, tres de las cuales se resumen en la Figura 5.3. Se pueden utili-

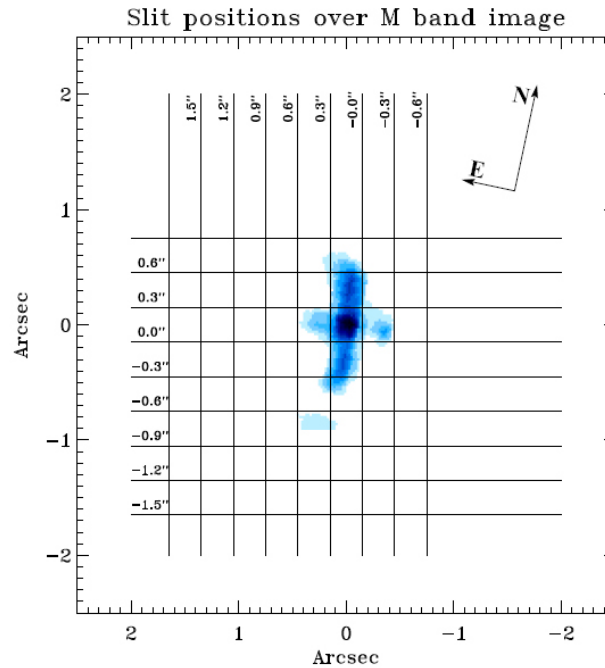


Figura 5.1: Posiciones de la ranura del trabajo de Galliano and Alloin (2002). Se indican las distintas posiciones de la ranura del espectrógrafo ISAAC-VLT, superpuestas a una imagen en banda M de NGC 1068.

zar lentes solas para muestrear el plano focal del telescopio, como se muestra en la primera parte de la figura. Las lentes forman imágenes de la pupila del telescopio, las que son luego dispersadas por el espectrógrafo. La dirección de dispersión se elige de tal forma que se maximice la cobertura espectral y minimice el solapamiento de los espectros sobre el detector. Si bien esta técnica posee una alta respuesta de salida, es muy difícil conseguir mucha cobertura espectral sin solapamiento de espectros. Con el agregado de fibras ópticas, la reorganización de las imágenes puede realizarse en una ranura, como se ve en la segunda parte de la figura. La información espacial contenida en la imagen es reorganizada antes de dispersar la imagen, lo que evita el solapamiento de los espectros sobre el detector. Existen pérdidas en la respuesta de salida, asociadas a degradación de la razón focal ⁶ de las fibras, que pueden minimizarse con la correcta elección de fibras y lentes (y el análisis del sistema óptico).

La tercera parte de la Figura 5.3, muestra la técnica de rebanadas. Un arreglo de espejos es utilizado para segmentar el plano focal del telescopio, y la luz de cada espejo es enviada en direcciones levemente distintas a un segundo conjunto de espejos. El segundo conjunto de espejos reorganiza los segmentos de imagen para

⁶La Degradación de la Razón Focal es una propiedad de las fibras ópticas donde la luz que emerge de una fibra posee una razón focal más rápida que la que entra, y suele ser causada por la luz refractada en las imperfecciones de la interfaz entre la fibra y la malla que la recubre.

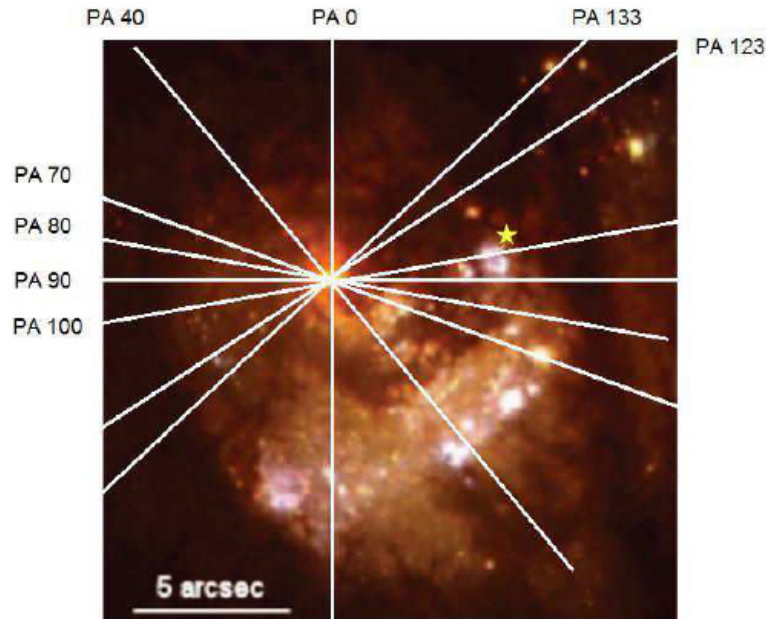


Figura 5.2: Ángulos de posición de los espectros tomados en CASLEO, superpuestos a una imagen falso color generada a partir de imágenes del HST de archivo en los filtros F439W, F555W y F702W. El Norte es hacia arriba. La estrella indica la posición del segundo núcleo (ver Capítulo 9). Imagen de Mast and Díaz (2006).

formar la pseudo-ranura. Cuando se segmenta la imagen, la información espacial de cada segmento se mantiene en la dirección perpendicular a la dirección de la dispersión. La degradación de la razón focal no es un problema ya que no se utilizan fibras. Este método permite llegar a temperaturas criogénicas muy bajas, aunque se pueden presentar problemas de contracción. La construcción de sistemas con muchos espejos puede presentar un inconveniente adicional. La tabla 5.1 resume algunos de los instrumentos disponibles para realizar espectroscopía de campo integral, en el infrarrojo cercano, montados en telescopios de la generación 8-10 m.

| <i>Instrumento</i> | <i>Telescopio</i> | <i>Primera luz</i> | <i>D</i> | $\Delta\lambda/\lambda$ | <i>ElementosIFU</i> |
|--------------------|-------------------|--------------------|----------|-------------------------|---------------------|
| CIRPASS | GEMINI | 2002 | 8m | 3500-26000 | 490 |
| NIFS | GEMINI | 2003 | 8m | 5000 | 1000 |
| GNIRS | GEMINI | 2003 | 8m | 600-18000 | - |
| SINFONI | VLT | 2004 | 8m | 1000-4500 | 1000 |

Tabla 5.1: Algunos de los mejores espectrógrafos de Campo integral de la actualidad, de funcionamiento en el rango Infrarrojo, utilizados en telescopios de la clase 8-10 m.

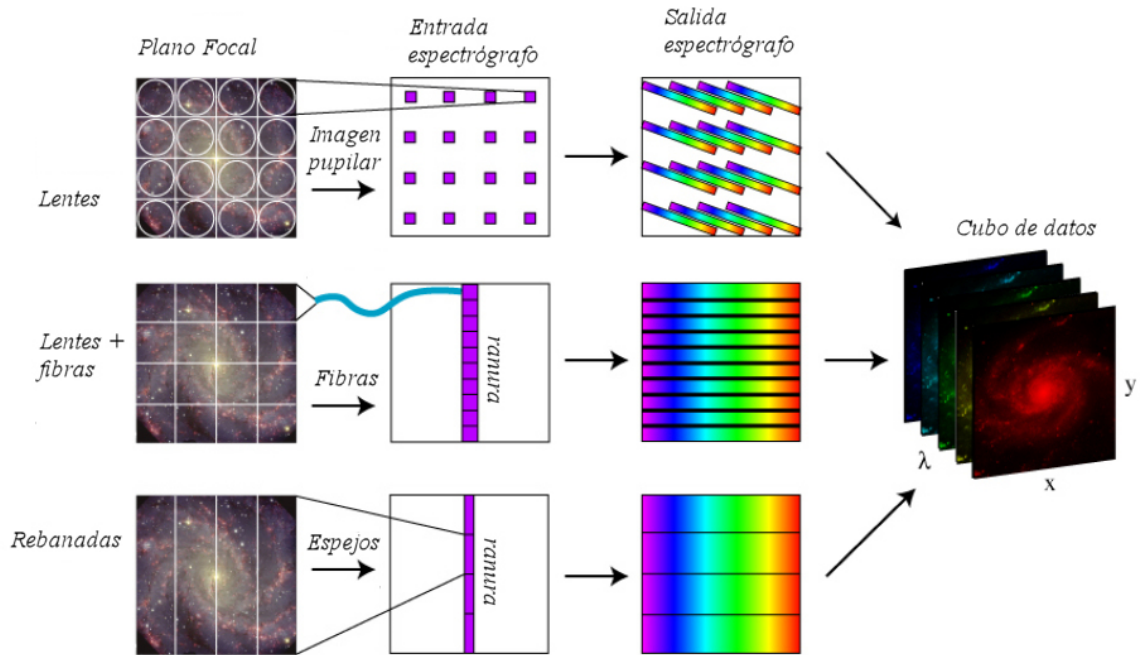


Figura 5.3: Diagrama mostrando los tres principales diseños de unidades de campo integral. Arriba: el campo de visión es dividido utilizando un arreglo de lentes y, a través de las imágenes de las pupilas, la luz es transmitida al espectrógrafo. Los espectros individuales tienen que ser torcidos para evitar el solapamiento sobre el detector. Ejemplo de este sistema sería el MPP del Espectrógrafo Multifunción de Bosque Alegre. Al medio: un arreglo de lentes unido a fibras ópticas reorganiza el campo de visión en una pseudo-ranura a la entrada del espectrógrafo. Un ejemplo sería el CIRPASS. Abajo: un conjunto de espejos levemente inclinados dividen el campo de la visual en tajadas, y luego la óptica reorganiza estas tajadas en una pseudo-ranura antes de que la luz entre al espectrógrafo. Un ejemplo sería GNIRS en el telescopio Gemini Sur. En los tres métodos, la información de la distribución espacial de cada espectro es utilizada para reconstruir los datos en un conjunto de imágenes x - y para cada longitud de onda (o rango de λ). Adaptado de Dean (2002).

5.2.1. La interpretación y visualización

Históricamente, los datos provenientes de dispositivos de Campo Integral han sido difíciles de reducir y calibrar. En la última década se han realizado enormes avances en este aspecto (e.g. EURO3D⁷), buscando la estandarización de formatos y técnicas, tanto de reducción como de visualización. Hasta el momento, la mayoría de los instrumentos siguen adoleciendo de similares dificultades a la hora de enfrentarse al caudal de datos pero cabe esperar que proyectos como el citado permitan que en las décadas por venir, el esfuerzo del astrónomo se centre más en la interpretación física de los fenómenos que en la lucha constante contra los archivos y programas de reducción.

⁷European 3D integral Field working group. <http://www.aip.de/Euro3D/>

5.3. CIRPASS

5.3.1. Descripción

El *Cambridge Infrared PANoramic Survey Spectrograph*, fue construido en el Instituto de Astronomía en Cambridge, Reino Unido. CIRPASS es un espectrógrafo alimentado con fibras que trabaja en el cercano infrarrojo ($0,9 - 1,8 \mu\text{m}$). Posee dos modos de alimentación: una unidad IFU de 490 elementos y otra de 150, para utilizarse en modo multiobjeto. El espectrógrafo trabaja dentro de un congelador a -40°C . La cámara del espectrógrafo, los filtros y el detector están dentro de un termo enfriado con nitrógeno líquido. En su visita a Gemini, estaban disponibles dos escalas de imagen en el foco directo $f/16$ (ver tabla 5.2). La óptica lleva un espectro de alta resolución ($R > 3000$) a la superficie de un espejo que luego es llevada al detector. Esto permite la opción de bloquear o suprimir la emisión OH haciendo el espejo no reflectante a la posición de las líneas más brillantes del OH.

| <i>Diam. lente [arcsec]</i> | <i>Campo [arcsec]</i> |
|-----------------------------|-----------------------|
| 0,36 | $13,0 \times 4,7$ |
| 0,25 | $9,3 \times 3,5$ |

Tabla 5.2: Escalas de imagen disponibles para CIRPASS.

Una visión esquemática del CIRPASS puede verse en la Figura 5.4. La imagen del telescopio es llevada al IFU mediante dos lentes, después de la cual es reorganizada en una ranura para el espectrógrafo utilizando el conjunto de fibras ópticas. El espectrógrafo sigue el diseño clásico colimador-dispersor-cámara, produciendo el espectro en el plano máscara-espejo. La luz de la máscara-espejo es recolimada y luego llevada al detector utilizando una cámara $f/1,35$. El CIRPASS utiliza un único espejo en lugar de tres lentes como se muestra en el gráfico, lo que le permite mantener un diseño compacto.

La IFU posee 499 elementos hexagonales cada uno alimentando una fibra óptica. El otro extremo de la fibra va a formar parte de la pseudo-ranura. La unidad de campo focal (FPU en la figura) es la única parte de CIRPASS que trabaja a temperatura ambiente. Todo el resto del instrumento es enfriado para minimizar la radiación térmica de fondo al observar en el infrarrojo.

Un recorrido de 17,5 m de fibra fue utilizado por CIRPASS mientras estuvo montado en el telescopio GEMINI, suficiente para ir desde el foco del telescopio hasta el piso de la cúpula. Se utilizaron durante la construcción, 508 fibras para alimentar los 499 elementos del IFU (Figura 5.5). Esto contempla la rotura de algunas fibras y la utilización de otras como fibras de calibración. Luego del montaje —que llevó 15 minutos por fibra y un total de 1 mes para todo el arreglo—, se quebraron 7 fibras y 11 quedaron para usos de calibración. Esto da un total de 490 fibras en la unidad integral de CIRPASS.

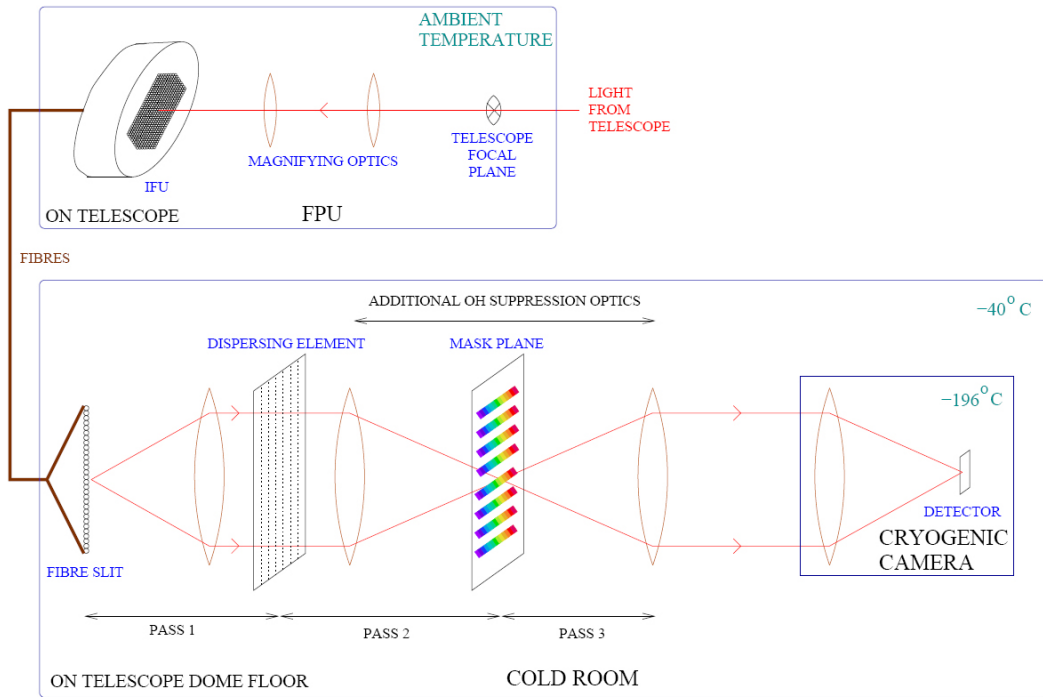


Figura 5.4: Esquema simplificado de los componentes de CIRPASS.

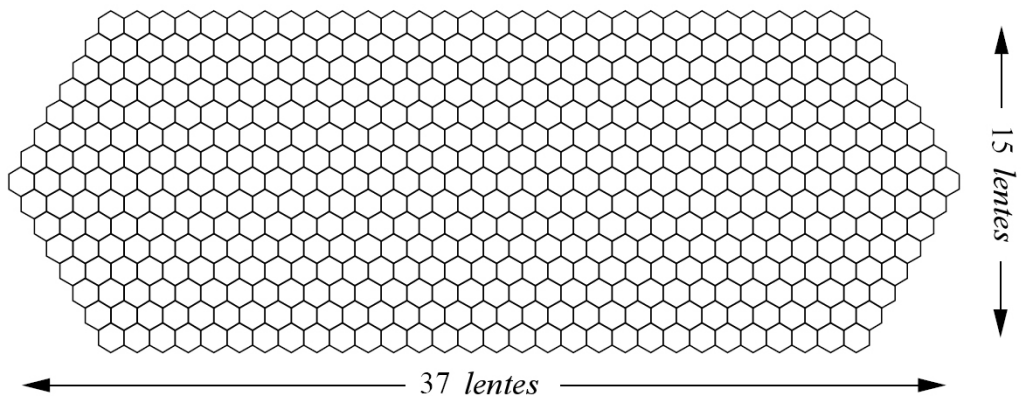


Figura 5.5: Esquema del arreglo de lentes utilizado por CIRPASS para muestrear el plano focal del telescopio.

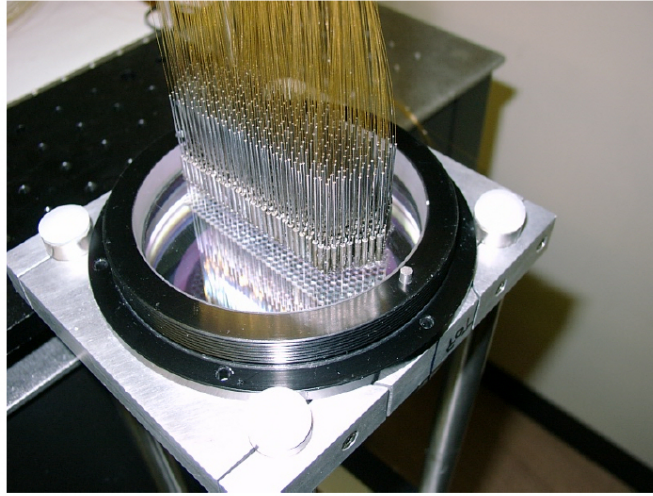


Figura 5.6: Las 490 fibras montadas en el arreglo de lentes.

5.3.2. Reducción de los datos

Para la reducción de los datos CIRPASS, se utilizó una combinación de tareas de IRAF (The Image Reduction and Analysis Facility)⁸, el programa diseñado por el equipo del instrumento —paquete que corre dentro del entorno IRAF— y planillas de cálculo estándares. A continuación resumiremos el procedimiento seguido, pero remitimos a Dean (2002) para un detallado análisis del software de reducción.

El formato utilizado por los datos CIRPASS, sigue las normas propuestas por el EURO3D, es decir, CIRPASS utiliza el sistema FITS⁹ multiextensión (MEF). Este tipo de archivo es similar a un archivo ordinario fits, con la particularidad que permite incluir dentro de un sólo archivo, varios fits individuales. Cada archivo individual, puede ser un fits normal o tabla ASCII, teniendo su propio encabezado y extensión. Todo el proceso de reducción, puede realizarse directamente trabajando con estos archivos MEF, ya que los paquetes IRAF se encuentran diseñados a tal efecto.

El proceso general de reducción incluye la ubicación de las fibras en el flat y el trazado de los espectros, el procesamiento de los arcos, la corrección por flat del espectro del objeto y la calibración en longitud de onda. Finalmente, la extracción de cada espectro y la construcción —eventualmente— del cubo de datos. Estas tareas se realizan mediante DOFIBCAL, DODOMEFLAT, DOARC y DOTARGET, o resumidas en DOCIRPASS. Remitimos al lector a las ayudas en línea de cada una de estas tareas, para más referencias. A continuación describiremos algunos detalles importantes.

Para CIRPASS el Máximo a Mitad de Altura (*Full Width Half Maximum, FWHM*) de

⁸IRAF es distribuido por el National Optical Astronomy Observatories, operado por la Asociación de Universidades para la investigación en Astronomía, en acuerdo con la NSF.

⁹Flexible Image Transport System.

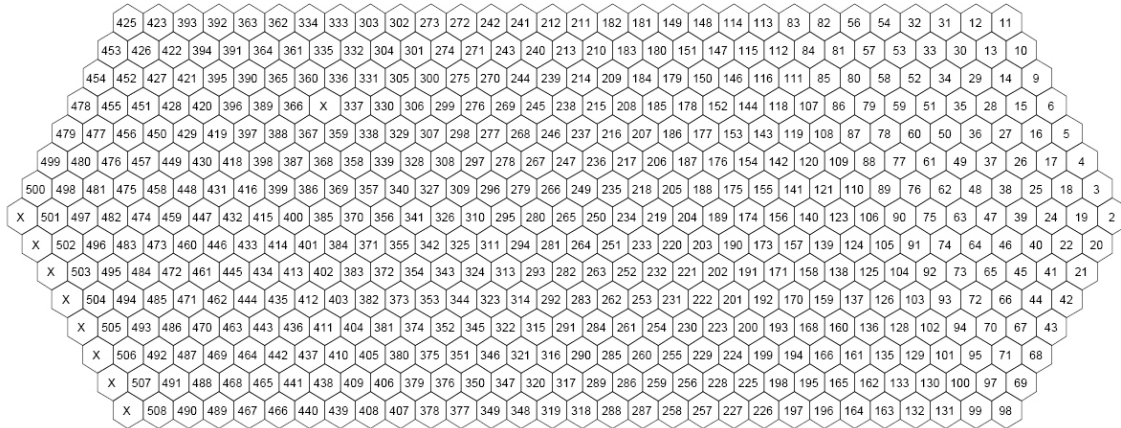


Figura 5.7: Distribución de lentes y la fibra correspondiente. Una X indica que dicha lente no posee una fibra adosada.

los espectros varía entre 0,8 y 1,2 pixeles y la separación entre los centros, entre 1,25 y 2,75 pixeles. Esto hace necesaria la utilización de un algoritmo para la extracción de cada uno de los espectros. Este algoritmo supone que las separaciones entre las fibras son conocidas de antemano, por lo que se introduce un error importante en esta suposición. Para que el error en la extracción del espectro sea $<10\%$, la posición del pico del espectro debe conocerse con una precisión <0.3 pixeles.

Como dijimos anteriormente, las fibras unidas al arreglo de lentes eran 508 y formaban una pseudoranura. Pero no todas estaban operativas. En la pseudo-ranura las fibras se encuentran numeradas de 1 a 508 y, como puede verse en la Figura 5.7, no siguen un patrón.

Para la reducción de los datos, entonces, se utilizó el software del instrumento (*cirpassoft*) para todo el proceso hasta la extracción, incluyendo la corrección por flat y el restado de cielo utilizando campos adyacentes al objeto, pero no se realizó la calibración en longitud de onda. Nuestra experiencia muestra que la precisión conseguida en la determinación de velocidades, calibrando a partir de las líneas de cielo, supero ampliamente a la alcanzada mediante la calibración estándar. Por supuesto, esto es posible si estamos interesados en la velocidad a partir de una línea de emisión con líneas próximas de cielo, que permitan una correcta interpolación. Con este objetivo, realizamos dos extracciones por campo: una con cielo restado y otra sin. La de cielo restado fue utilizada para la determinación de flujos y cocientes, y la que aún tenía las líneas de emisión del cielo, para la determinación de velocidades.

En lo referente a la corrección por flat, nuestra experiencia en datos 3D nos muestra algo similar. La corrección por diferente respuesta o transmisión de las fibras que se obtiene con las lámparas y flats de cielo, no alcanzan la calidad necesaria para obtener una imagen suave. Nuestro proceso de corrección por flat consiste en obtener los flujos de cada línea y luego de varias líneas de cielo del mismo espectro y producir una matriz con el cociente entre estas líneas. La diferencia entre esta técnica y la

estándar de otros trabajos, puede verse en la sección correspondiente. Es decir que tampoco hemos utilizado la parte del software diseñada para la visualización o para el armado de las matrices (x, y, z) , donde x e y son las posiciones en el cielo de cada lente y z es el valor medido (ya sea velocidad, FWHM, flujo, cociente de flujos, etc.). Esto tiene el inconveniente de no poder utilizar una importante característica de los cubos de datos que es desplegar en pantalla, rápidamente, una imagen construida con un determinado rango espectral, ya sea una línea angosta, un rango de líneas, o una parte determinada del continuo.

En el capítulo pertinente (Capítulo 9), nos extenderemos un poco en cada uno de estos aspectos, cuando sea oportuno.

5.4. NIRI

5.4.1. Descripción

NIRI (*Near InfraRed Imager and spectrograph*) fue construido por el Instituto para Astronomía de la Universidad de Hawaii. Los distintos modos se describen a continuación: NIRI posee tres cámaras ($f/32$, $f/14$, y $f/6$) para proveer de una amplia gama de opciones tanto para imagen como espectroscopía. El arreglo de 1024×1024 -píxeles ALADDIN InSb es sensible desde 1 a $5 \mu\text{m}$. En modo imagen, las cámaras proveen una escala de 0,022, 0,050 y $0,117''/\text{pixel}$, respectivamente y campos de visión de 22×22 , 51×51 y $120 \times 120 \text{ arcsec}^2$, respectivamente.

Dispone de un gran número de filtros anchos y angostos y un conjunto de grismas para brindar, en $f/6$, espectroscopía de ranura larga de resolución moderada. El sistema ALTAIR de óptica adaptiva, se puede utilizar en los modos $f/14$ o $f/32$ para imagen en todas las bandas menos la M y en espectroscopía en modo $f/32$.

5.4.2. Reducción de los datos

La reducción de los datos NIRI se realizó siguiendo los métodos estándares, sin modificaciones, utilizando el paquete dentro de IRAF. Estos consisten en la preparación de los datos, la corrección por flat, el restado del cielo, la calibración en longitud de onda, la corrección por distorsión S, la corrección por absorciones telúricas de la atmósfera y la extracción de los espectros. Los detalles de cada etapa se describen en la sección correspondiente (Capítulo 7).

5.5. GMOS

5.5.1. Descripción

Los Espectrógrafos GMOS —cada telescopio Gemini posee el suyo— (*Gemini Multi-Object Spectrographs*) proveen espectroscopía ranura larga y multiobjeto en el

rango $0,36 - 1,10 \mu\text{m}$, e imagen en un campo de $5,5'$. Están equipados con una unidad de campo integral, haciendo posible la obtención de espectros sobre un área de 35 arcsec^2 con un muestreo de $0,2''$. Se pueden utilizar en modo *Nod-and-shuffle*, lo que permite una buena sustracción del cielo. Su poder resolvente va de 500 a 4400 según las ranuras utilizadas

Los GMOS fueron construidos por el Centro de Tecnología Astronómica en el ROE, la Universidad de Durham en el Reino Unido y el Instituto de Astrofísica Herzberg en Canadá.

5.5.2. Reducción de los datos

Para la reducción de los datos se siguió el procedimiento estándar de restado de cielo, corrección del *fringing*¹⁰, corrección por flat, calibrado en longitud de onda y extracción de los espectros, utilizando el paquete correspondiente dentro de IRAF. Más detalles en la sección correspondiente (Apéndice A).

5.6. REOSC

5.6.1. Descripción

El espectrógrafo REOSC pertenece al Institute d'Astrophysique de Liege en Bélgica y se encuentra en préstamo en CASLEO para su uso en el telescopio de 2,15 m. Es un instrumento capaz de trabajar desde 3500 \AA hasta 7500 \AA y en dos modos operativos: en modo de dispersión cruzada (DC) y en modo de dispersión simple (DS). Para este último se reemplaza la red echelle por un espejo plano. Si bien el espectrógrafo puede trabajar más allá de los 7000 \AA (Levato, 1996), no fue diseñado para ello y por lo tanto su eficiencia puede disminuir en ese rango. En el presente trabajo, lo utilizaremos en el rango del CaT centrado en 8500 \AA .

Para el proceso de guiado del telescopio, al igual que para el complicado procedimiento de centrado de la ranura sobre el objeto —de lo que dependía la precisión de nuestro programa de observación—, se utilizó la cámara ST7.

El detector actualmente en uso con el espectrógrafo REOSC es un CCD TEK de 1024×1024 píxeles.

5.6.2. Reducción de los datos

Para la reducción de los datos se siguió el procedimiento estándar de restado de bias, corrección por flat, calibración en longitud de onda y extracción de los espectros, utilizando los paquetes dentro de IRAF. Más detalles en la sección correspondiente (Capítulo 8).

¹⁰Bandas interferenciales que aparecen en el cercano IR.

Capítulo 6

Espectroscopía de Campo Integral en $H\alpha$

6.1. Introducción

Entre marzo de 2001 y mayo de 2002, realizamos la puesta a punto del modo multipupilar del Espectrógrafo Multifunción de Bosque Alegre (Díaz et al., 1996). El sistema estaba completamente operativo, sólo faltaba afinar algunos detalles observacionales como el enfocado y centrado en el arreglo de lentes. Con el objeto de optimizar el funcionamiento de una de las herramientas más importantes con las que cuenta ese instrumento, elegimos como primer objetivo la galaxia M83. Los detalles de ese proceso pueden verse en Mast (2002). Fruto de aquellas primeras observaciones fue el trabajo Mast et al. (2006), génesis de lo que en esta tesis se presenta. En este capítulo, resumiremos los resultados más importantes obtenidos con los datos de Bosque Alegre entre los que se destaca la confirmación de la existencia de dos centros cinemáticos, y su posicionamiento. Como dijimos en la introducción, el trabajo de Thatte et al. (2000) postuló la existencia de este segundo núcleo, pero, debido a la falta de información espacial, no pudo determinar su ubicación. Esto sólo fue posible utilizando espectroscopía de campo integral.

6.2. Las observaciones

El campo observado, con un tiempo de exposición total de 2 hs., abarcaba $12'' \times 21''$. El arreglo consta de 8×14 lentes ($1,5''$ cada una), la resolución es de $1,5 \text{ \AA}$ y el seeing durante las observaciones fue de $2''$, por lo que el campo estaba ligeramente submuestreado.

Observamos el rango espectral que incluye las líneas nebulares $H\alpha$, $[\text{NII}]\lambda 6548$, $\lambda 6583$ y $[\text{SII}]\lambda 6717$, $\lambda 6731$. El procedimiento de reducción fue ampliamente descrito en Mast (2002).

Con la información espectroscópica obtenida para cada lente, construimos los

siguientes mapas: velocidad de H α , flujo de H α , continuo en banda R, cociente [NII] λ 6583/H α , FWHM de H α , ([SII] λ 6717+ λ 6731)/H α y [SII] λ 6717/ λ 6731.

6.3. Resultados

La Figura 6.1, muestra el campo de velocidad construido a partir de la línea de emisión H α , que cubre los $12'' \times 21''$ de la región central de M83, superpuesta a la imagen falso color generada con diversos filtros del HST. La Figura 6.2 muestra el mismo campo, pero en el que se han indicado la isolínea correspondiente a 600 km/s y el núcleo óptico (cuadrado negro) como referencia, ya que corresponde al pico del continuo en banda R (N_R). Hemos considerado, y así lo indica la figura, que el pico del continuo en banda R coincide con el de banda K (N_K). Las líneas de isovelocidad están trazadas cada 10 km/s (incerteza de 2σ). La distorsión que presenta el eje menor cinemático de este campo, nos llevó a postular la posibilidad de que sea causado por un apartamiento del potencial axisimétrico. Las líneas en la región marcada con un círculo negro, se encuentran mucho más agolpadas que en otras regiones del campo, lo que indica un aumento en el gradiente de velocidades. Esto nos llevó a postular la existencia de una segunda concentración de masa en esta región, lo que de aquí en más llamaremos *el núcleo oculto* (HN) debido a que las imágenes ópticas e infrarrojas, no muestran ninguna emisión coincidente con este punto. Como presentan diversos trabajos, y pudimos corroborar con el mapa de extinción (Figura 6.3), esta parte de la región central de M83 acusa los más altos niveles de absorción, llegando a cerca de 9 magnitudes en el visual, según se desprende de nuestro mapa.

La Figura 6.5 muestra el FWHM de la emisión H α y también se han indicado las dos regiones con predominancia de movimientos circulares, coincidentes con ambas concentraciones de masa. También podemos ver que dos picos del mapa de FWHM coinciden con estas regiones. La línea recta punteada que se indica en la Figura 6.2, representando el eje menor cinemático del campo del CO determinado por Lundgren et al. (2004), posee un PA 136° . Nuestro campo de velocidad presenta muchas distorsiones a pequeña escala, pero un suavizado gaussiano de $6'' \times 6''$ (Figura 6.4), muestra que el eje menor posee un PA de 132° , muy cercano al eje menor del campo global.

Asumiendo movimiento kepleriano para estas regiones, podemos estimar las masas encerradas a partir de la fórmula

$$M \sim 233 V^2 R / \sin i \quad (6.1)$$

donde i es la inclinación, V la velocidad radial en km/s, M la masa en M_\odot y R el radio en parsecs. Esto nos da para el núcleo óptico $(5,0 \pm 0,8) \times 10^6 M_\odot / \sin i$ y para el núcleo oculto $(1,0 \pm 0,08) \times 10^7 M_\odot / \sin i$, ambos en un radio $r < 1,5''$ (Lequeux, 1983).

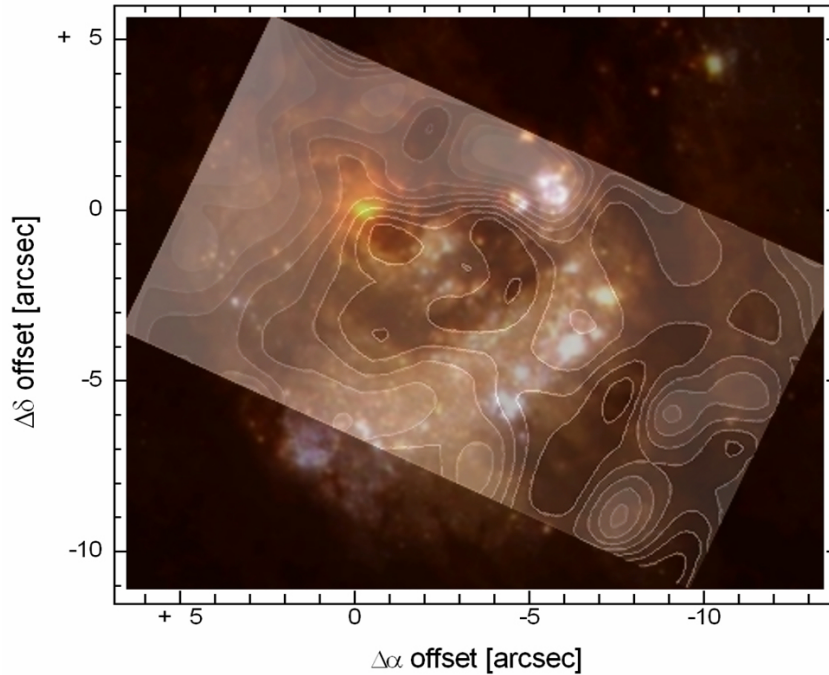


Figura 6.1: Campo de velocidad radial de $H\alpha$ superpuesto a imagen falso color del HST. Las líneas de isovelocidad están cada 10 km/s.

En la Figura 6.5 vemos que no hay coincidencia exacta entre los centros cinemáticos y los picos de FWHM. Esta falta de coincidencia puede ser real. Este es el caso del modelo de disco excéntrico para M31 (Bacon et al. (2001); Tremaine (1995)). La Figura 6.6, muestra la Figura 7 de Bacon et al. (2001), donde la falta de simetría en el potencial gravitatorio genera una diferencia en la ubicación del centro de rotación y el pico de la dispersión de velocidades observado. Se espera que la rotación estelar (no la del gas ionizado) en torno al centro de masa, no sea necesariamente circular, ya que está sujeta a perturbaciones (como podría ser la presencia de una segunda concentración de masa). En este caso el pico de dispersión de velocidad radial no coincide con el centro de rotación debido a la elipticidad de las órbitas. Debemos recalcar entonces que las órbitas no serían circulares, y que nuestra estimación de la masa es válida en una primera aproximación. La parte sudoeste del campo de FWHM muestra valores superiores a 200 km/s, probablemente debido a shocks en el gas ionizado. Esto no sería extraño si consideramos que esta región corresponde al arco de formación estelar.

La Figura 6.7, muestra el mapa del cociente $[NII] \lambda 6583/H\alpha$. Un cuadrado marca la posición del núcleo óptico. Un anillo de valor medio 0,62 es claramente distinguishible en torno al núcleo óptico, coincidente con el anillo reportado por Elmegreen et al. (1998). La Figura 6.8 muestra a la derecha, la figura de Elmegreen y a la izquierda el anillo en nuestro mapa. En la región interior del anillo (región nuclear) los valores son relativamente bajos al igual que en el arco de formación estelar. Los valores van

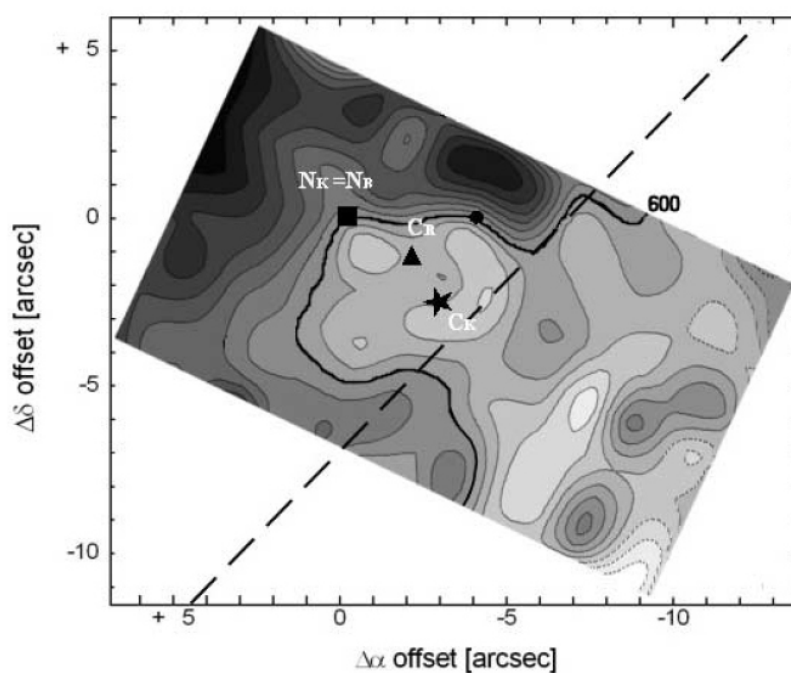


Figura 6.2: Campo de velocidad radial de $H\alpha$. El cuadrado indica la posición del núcleo óptico de la galaxia y el círculo la del núcleo oculto. C_R y C_K son, respectivamente, los centros de simetría en banda R (según las isofotas de banda R) y banda K (según el centro de las isofotas más externas, del bulbo, en banda K; ver determinación en capítulo 9). Los valores más extremos del campo son 542 km/s y 634 km/s. La parte oscura indica corrimiento al azul y la parte clara, al rojo. La recta punteada señala el eje menor cinemático global de M83 según la determinación de Lundgren et al. (2004). Se ha indicado la isolínea de 600 km/s que conecta ambas concentraciones de masa.

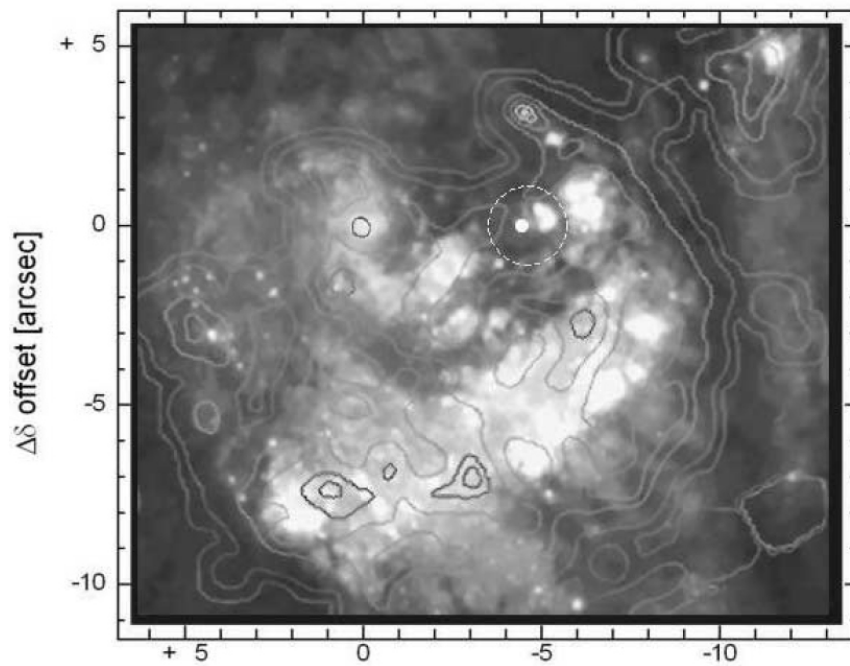


Figura 6.3: Mapa de extinción de la región central de M83, generado a partir del cociente $Pa\alpha/H\alpha$ de imágenes HST, superpuesta a la imagen en escala de grises, de la Figura 6.1. Los valores van desde 0,15 en el núcleo óptico, que corresponde a $A_V = 0,9$, a 2,3 en $(\Delta\alpha, \Delta\delta)(-5''; 2,5'')$, que corresponde a $A_V = 6,8$. Un círculo blanco marca la posición del núcleo oculto. Los contornos más claros indican mayor absorción.

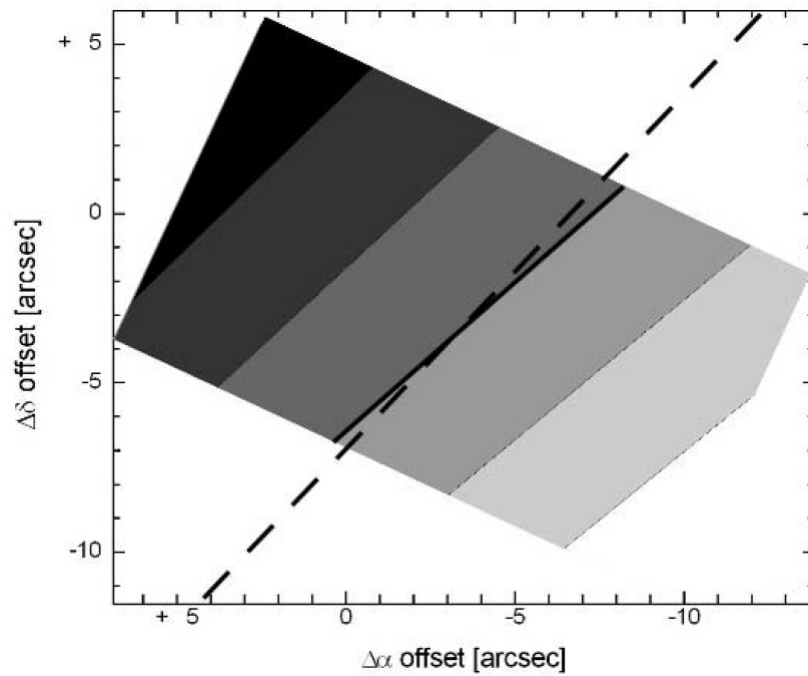


Figura 6.4: Campo de velocidad radial, suavizado a $6'' \times 6''$. Las isovelocidades, en este caso, están cada 20 km/s. El eje menor cinemático de este campo es de 132° , muy similar al determinado por Lundgren et al. (2004) de 136° , a partir de observaciones en el CO. La recta punteada representa el de estos autores.

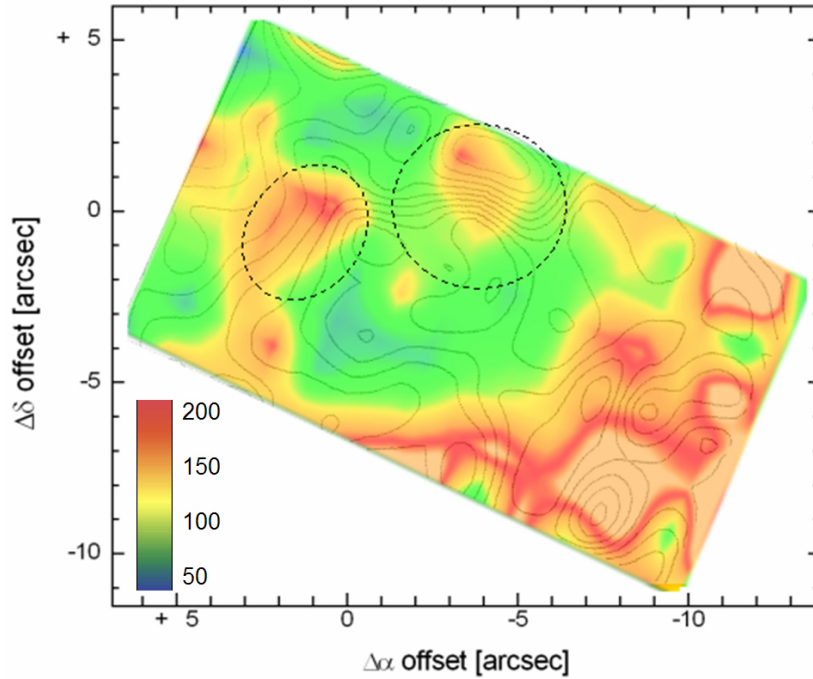


Figura 6.5: Distribución de FWHM. La escala dentro del gráfico se encuentra en km/s. Las elipses punteadas encierran áreas donde existe una preponderancia de movimiento circular.

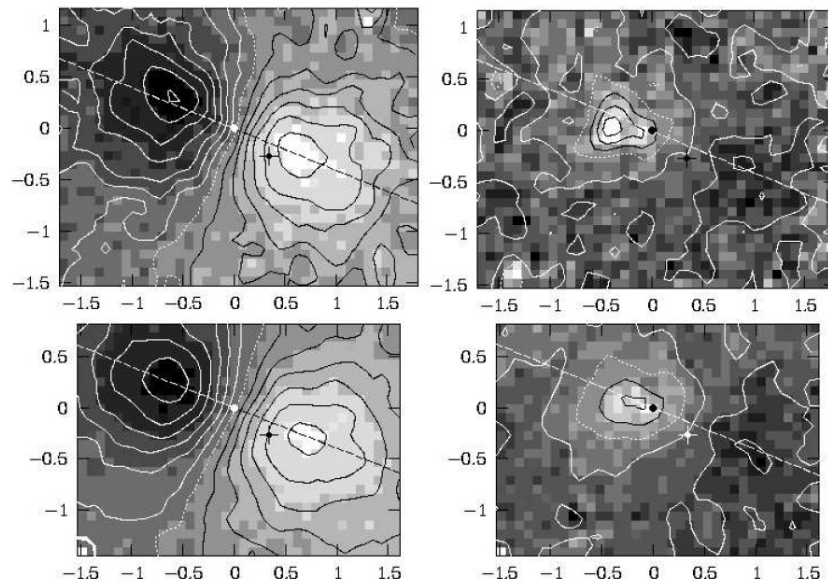


Figura 6.6: Mapas cinemáticos estelares de M31 obtenidos con OASIS. A la izquierda se encuentran los campos de velocidad radial. A la derecha los de dispersión de velocidades. Los paneles representan arriba y abajo, dos cubos de datos diferentes: el de máxima resolución espacial, y el de máxima relación S/R, respectivamente. El punto blanco marca el pico de UV, en el (0,0) de los ejes, y la cruz marca la posición de P1. Adaptado de Bacon et al. (2001) (para más detalles, ver el trabajo correspondiente).

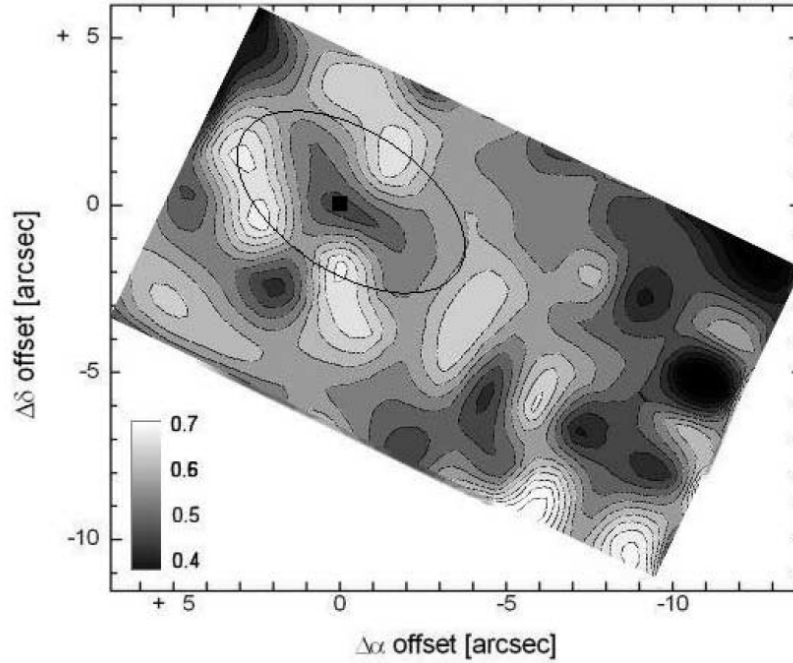


Figura 6.7: Mapa del cociente $[NII]/H\alpha$. La elipse une los puntos con valores $>0,6$. El cuadrado marca la posición del núcleo óptico.

de 0,4 en el arco a 0,46 en la región interior del anillo.

Estos valores son los esperados para regiones HII normales ($<0,5$; Osterbrock (1987)). El valor máximo en el anillo es de $\sim 0,73 \pm 0,02$. Asumiendo que esos cocientes dependen principalmente de efectos de abundancia, su distribución implica que la abundancia relativa de nitrógeno es mayor en el anillo que en la región nuclear y el arco de formación estelar. La baja intensidad de $[NII]$ en relación con $H\alpha$ sugeriría que el starburst en la región nuclear y en el arco de formación estelar es más joven que en el anillo. Los valores en la región $3''$ en torno al núcleo son de $\sim 0,66 \pm 0,02$

El mapa de extinción

Utilizamos las imágenes de archivo del HST en $Pa\alpha$ y $H\alpha$ para construir el mapa de extinción de la Figura 6.3, suponiendo que se cumple el caso B de la teoría de recombinación, de forma similar a la utilizada por Harris et al. (2001), para la confección de su mapa $H\alpha/H\beta$. Utilizando un modelo de dos componentes para la extinción del polvo y siguiendo a Calzetti et al. (1997), la definición estándar del exceso de color es

$$E(B - V)_{H\alpha/H\beta} = \frac{\log(R_{obs}/R_{int})}{0,4[\kappa(\lambda_a) - \kappa(\lambda_b)]} \quad (6.2)$$

donde R_{int} y R_{obs} son los cocientes intrínsecos y observados de las líneas del hidró-

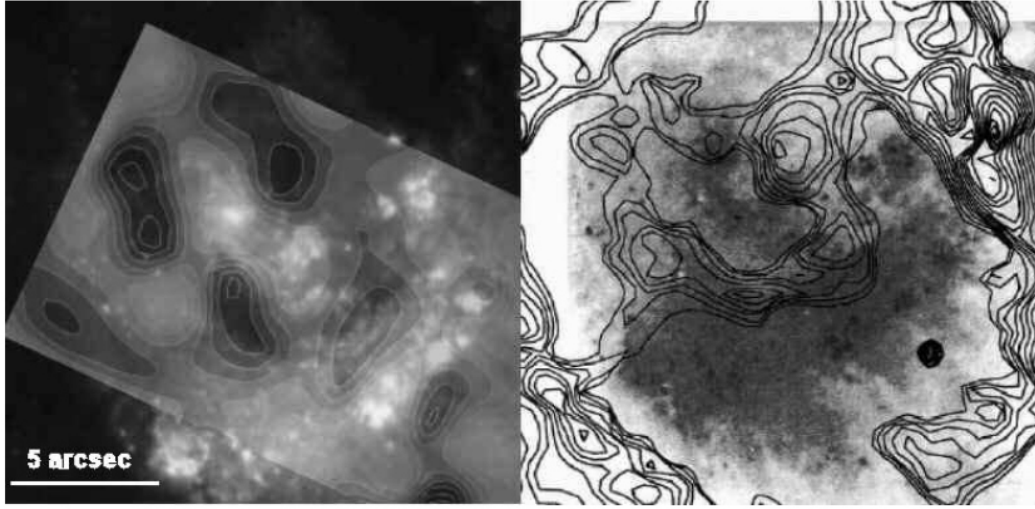


Figura 6.8: Izquierda: mapa de $[NII]/H\alpha$ superpuesto a imagen HST. Derecha: contornos del mapa $(J - K)$ procesado con unsharp-mask (contornos) superpuesto a imagen HST (Figura 5 de Elmegreen et al. (1998)).

geno, respectivamente, y $\kappa(\lambda)$ es la curva de extinción, medida en la longitud de onda de la línea de emisión. Utilizando la curva promedio para la LMC y una curva para la Vía Láctea de Seaton (Fitzpatrick (1986)) y adoptando $R_{int} = 0,1$ (Lilly and Hill (1987); Osterbrock (1987)), podemos derivar la atenuación en magnitudes, de

$$A_{547} = 1,79[E(B - V) - 0,06] + 3,10 \times 0,06 \approx A_V \quad (6.3)$$

(de la ecuación 2 de Harris et al., 2001), donde se asume una componente correspondiente a la Vía Láctea de $E(B - V)_{MW} = 0,06$ (Schlegel et al., 1998).

Esquema morfológico

La Figura 6.9 muestra un esquema de la región central de M83, con las distintas estructuras a las que haremos referencia a lo largo de esta tesis. En esta figura hemos indicado el núcleo óptico, el arco de formación estelar y la posición del segundo núcleo según lo que se desprende del campo de velocidad analizado en este capítulo.

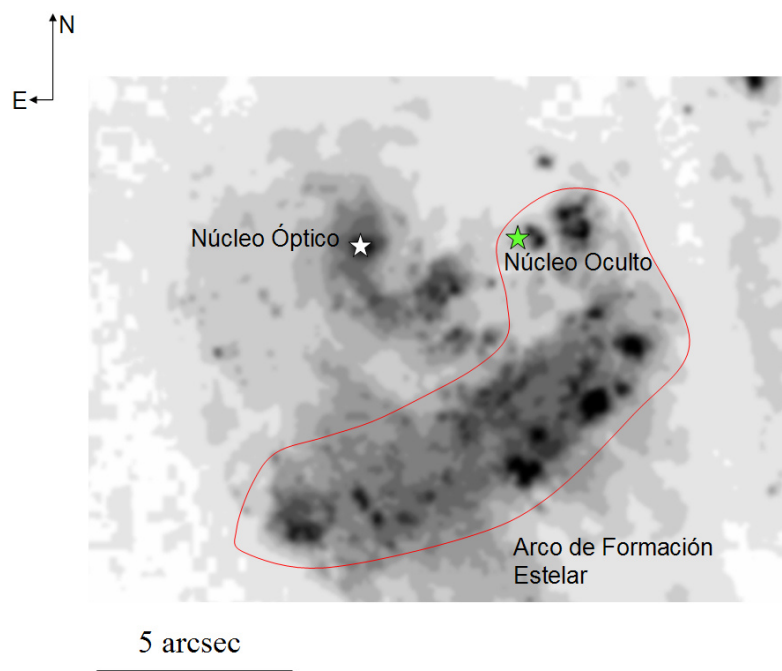


Figura 6.9: Esquema de las estructuras en la región central de M83. Se indican el arco de formación estelar, el núcleo óptico (ON) y el núcleo oculto (HN) según la determinación a partir del campo de velocidad radial de $H\alpha$. Como se verá más adelante, la posición del segundo núcleo, determinada a partir de los espectros CIRPASS (ver Capítulo 9) diferirá de la indicada en esta figura.

Capítulo 7

Espectroscopía en banda K

7.1. Introducción

En el capítulo anterior hemos estudiado la cinemática del gas ionizado en el óptico ($H\alpha$), de la región central de lo que hoy en día se conoce como el núcleo starburst más cercano. El resultado principal fue la confirmación de la existencia de un segundo centro cinemático cercano a una región con más de 9 magnitudes de absorción en el visual. Debido a esto, esta concentración de masa no posee una contraparte óptica ni ninguna estructura asociable en las imágenes del *HST*. El FWHM de $H\alpha$ mostró dos picos cercanos pero no exactamente coincidentes con los dos núcleos. ¿Cómo se comportarán las estrellas ante el apartamiento del potencial axisimétrico? Para lograr dilucidar este complejo escenario estudiaremos en este capítulo la cinemática estelar en banda *K*, utilizando la técnica de ranura larga. Estos espectros nos ayudarán también a estimar la edad de la población estelar subyacente. Otras líneas de emisión presentes en el espectro, nos darán indicios de la física del medio interestelar en torno a este doble núcleo.

7.2. La observación

Para estudiar la población estelar subyacente en la región central de M83, utilizamos espectros de archivo centrados en la banda K ($1,9-2,49 \mu\text{m}$), obtenidos en Gemini-Norte en junio de 2002, con el instrumento NIRI (Near InfraRed Imager and spectrograph). La ranura fue orientada N-S en ángulo de posición (PA) 0° . Estos espectros poseen un poder resolvente $R(\lambda/\Delta\lambda) = 780$. La ranura utilizada posee un ancho de 4,02 pixeles y un tamaño angular de $(0,47 \times 110)''$. También utilizamos imágenes de archivo de la región central de M83 del *Telescopio Espacial Hubble* (HST) en los filtros F439W, F555W y F702W, de la Cámara WFPC2, y F212N de la cámara del cercano IR NICMOS (Near Infrared Camera and Multi-object Spectrometer). Todas las imágenes fueron obtenidas del Multimission Archive at Space Telescope Science Institute. La figura 7.1 muestra la posición de la ranura superpuesta a una

imagen falso color generada con los filtros HST.

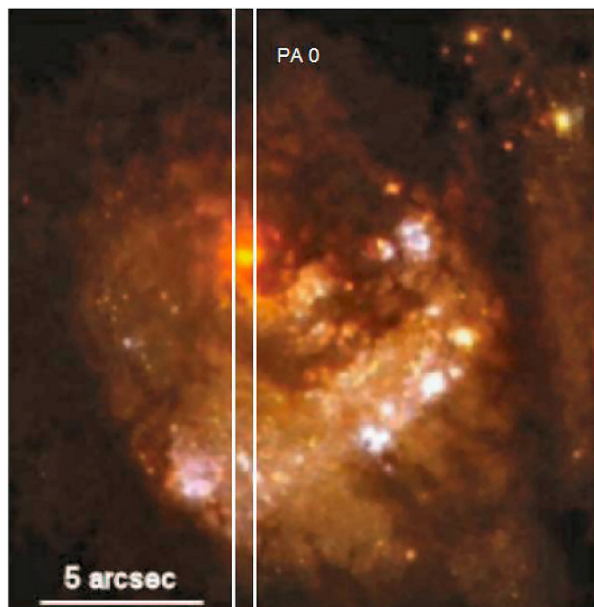


Figura 7.1: Imagen falso color generada mediante la combinación de los filtros F439W, F555W y F702W. La línea vertical doble, indica la posición de la ranura. La separación de estas dos líneas verticales muestra el ancho de 0,"47 utilizado para la obtención del espectro. Norte es hacia arriba, este hacia la izquierda.

7.2.1. Reducción de los datos

Los datos fueron procesados y analizados utilizando el paquete de Gemini incluido dentro de IRAF. Se utilizaron los paquetes de NIRI y GNIRS en la forma usual. El procedimiento incluye el restado de la emisión del cielo y la corrección por absorciones telúricas. Para el restado del cielo se utilizó una combinación de 6 espectros del cielo desplazados uno con respecto a otro. Para la corrección telúrica, un espectro de una estrella tipo A, obtenido inmediatamente después del espectro de M83. Previo a la corrección telúrica, se removió la absorción de Bry del espectro de la estrella, via interpolación lineal. Esto se hace para preservar la emisión en el espectro de M83.

7.2.2. Observaciones $H\alpha$

En mayo de 2007 se realizaron nuevas observaciones en el rango de $H\alpha$, utilizando el telescopio de 2,15 m de CAsLeo, con el objeto de complementar el análisis de edades y estudiar los posibles mecanismos de excitación responsables de la emisión de H_2 (21218) detectada en nuestros espectros de banda K. Tres espectros de 45

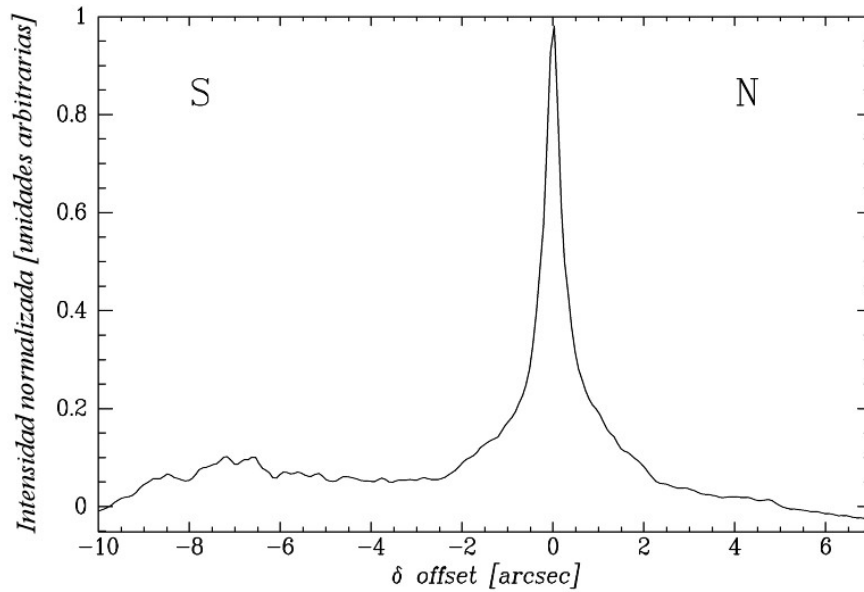


Figura 7.2: Perfil espacial NICMOS (F212N), en PA 0° , 15 pixeles de ancho. El muestreo espacial de NICMOS es $0,077/pix$.

minutos cada uno, obtenidos utilizando una ranura de $2,5'' \times 348''$ en el mismo ángulo de posición (PA 0°) de los espectros NIRI. Utilizamos la red de 1200 líneas/mm cubriendo el rango de $\lambda\lambda$ 6200-6900 Å, incluyendo las líneas de emisión H α + [NII], [SII] λ 6717, y [SII] λ 6731. La dispersión fue de 32 Å/mm, la dispersión recíproca 0,76 Å/pixel, la resolución 2,5 Å, y la escala angular $1,02''/pixel$. Durante las observaciones el seeing fue de $2,5''$. La reducción de estos datos se realizó siguiendo el método estándar y utilizando el paquete IRAF.

7.3. Resultados

Con el objeto de verificar las estructuras que son cubiertas por la ranura e identificarlas en el perfil espacial de nuestro espectro, construimos un perfil espacial en PA 0° de la imagen NICMOS (F212N, $0,077''/pixel$ de muestreo) (ver Figura 7.2). La Figura 7.3 muestra el perfil NICMOS suavizado con una Gaussiana sobre el perfil NIRI para comparación (centrado en $2,2 \mu m$). Realizar esta comparación es muy importante teniendo en cuenta el descentrado que presentan las distintas estructuras en la región central de M83 (i.e., núcleo óptico, centro cinemático y núcleo oculto, Mast et al., 2006; Thatte et al., 2000).

En la Figura 7.4 vemos dos extracciones de 40 pixeles de ancho correspondientes a la región nuclear y $5''$ al sur del núcleo óptico. Como puede verse en la Figura 7.5, donde se han indicado las líneas de emisión y absorción más importantes identificadas, la característica más conspicua en esta región del espectro es la banda molecular

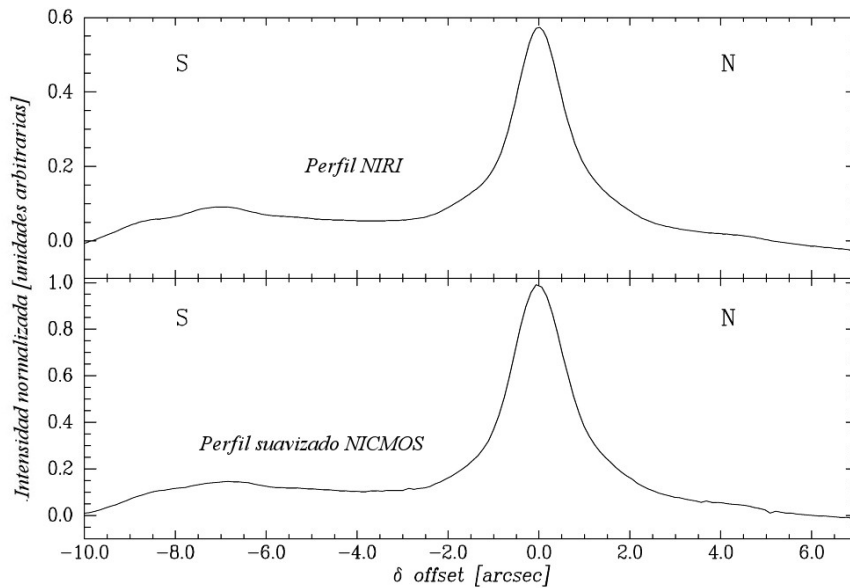


Figura 7.3: Arriba: Perfil espacial NICMOS (F212N), en PA 0° , 15 pixeles de ancho, suavizado a $0,35''$. Abajo: Perfil espacial NIRC, PA 0° (centrado en $2,2 \mu\text{m}$).

del CO(0 \rightarrow 2). Esta banda permite la determinación de dispersión de velocidades y, junto con otros indicadores y/o algunos indicios acerca de la historia de formación estelar, nos permitirá realizar una estimación de la edad del starburst. La correcta interpretación de los resultados no es trivial, ya que el análisis de los valores es muy dependiente del modelo elegido. El espectro también muestra otras emisiones y absorciones, pero algunas pueden ser residuos de una incorrecta corrección telúrica o cielo mal restado. La razón de haber incluido ambos espectros para indicar las líneas, es por la no uniformidad de dichas características a lo largo de la ranura (e.g. la emisión de Br γ es muy débil en el núcleo).

Comparando la extracción de la región sur de nuestro espectro con la de la estrella K6 III HD32440 (Figura 7.6), del catálogo de patrones estelares Gemini-GNIRS, podemos intuir que la luz proveniente de la región central de M83 se encuentra dominada por estrellas gigantes K.

7.3.1. Cinemática estelar

Utilizando la técnica de Correlaciones Cruzadas de Fourier (Tonry and Davis, 1979; Nelson and Whittle, 1995), determinamos la distribución de velocidades y dispersión de velocidades radiales (ver detalles en el Apéndice C.1). Para ello utilizamos espectros patrones. La situación ideal hubiese sido utilizar espectros de estrellas observadas durante la misma noche que el espectro de M83. De esta forma nos aseguramos que las condiciones instrumentales son las mismas para el patrón y para la galaxia. Cuando se cumplen estas condiciones, puede verse matemáticamente la

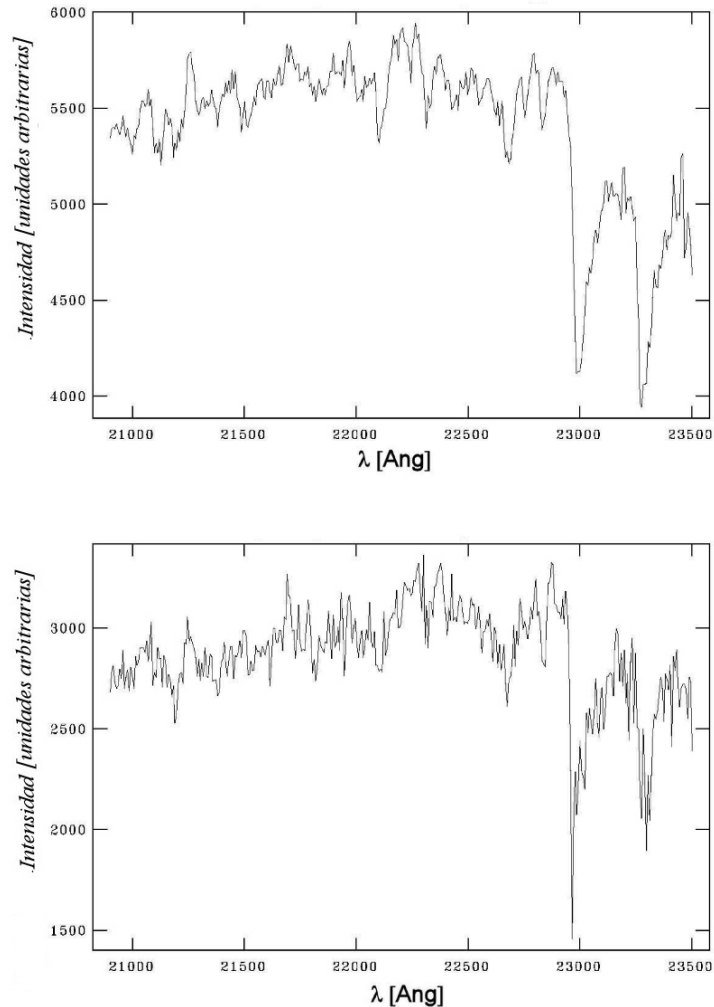


Figura 7.4: Izquierda: Espectro en banda K de la región nuclear de M83. Derecha: Idem izquierda, pero de la región sur del núcleo óptico.

cancelación del perfil instrumental en la operación de correlación de Fourier. Como esta situación ideal no se dio con nuestros datos, nos vimos forzados a utilizar una biblioteca de espectros de archivo. En el análisis de los errores se ha tenido particular consideración con este punto. Para determinar los parámetros cinemáticos del espectro obtenido, utilizamos la biblioteca de espectros patrones de GNIRS (Winge et al. 2007, en preparación) de la siguiente manera: primero ensanchamos cada espectro patrón con una gaussiana para simular el perfil instrumental de los espectros NIRC2, determinado de las líneas de emisión del cielo; luego convolucionamos cada patrón ensanchado con un conjunto de gaussianas variando desde 20 km/s a 200 km/s a pasos de 10 km/s. Realizando la correlación cruzada de cada patrón convolucionado consigo mismo, construimos una curva de calibración $\sigma_{obs} - \sigma_{real}$,

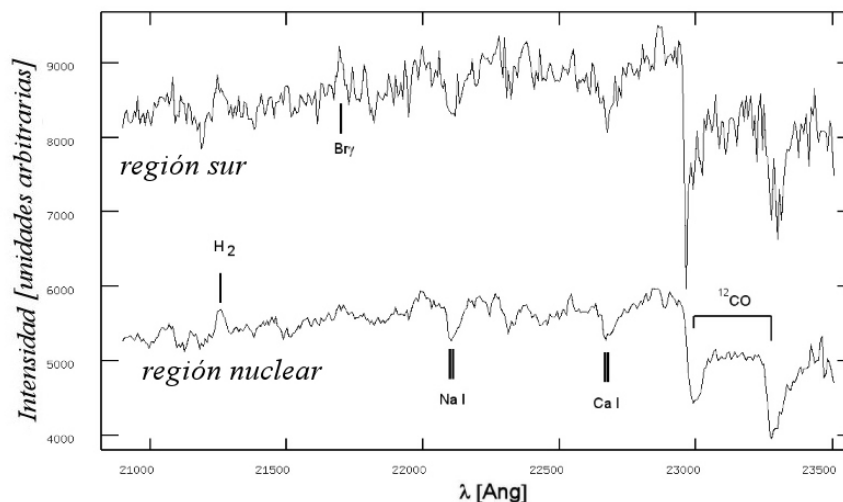


Figura 7.5: Espectro sur (arriba) y nuclear (abajo) de M83, donde se han indicado varias líneas de emisión y absorción. La característica más notable es la banda molecular del CO en 2,29 μm .

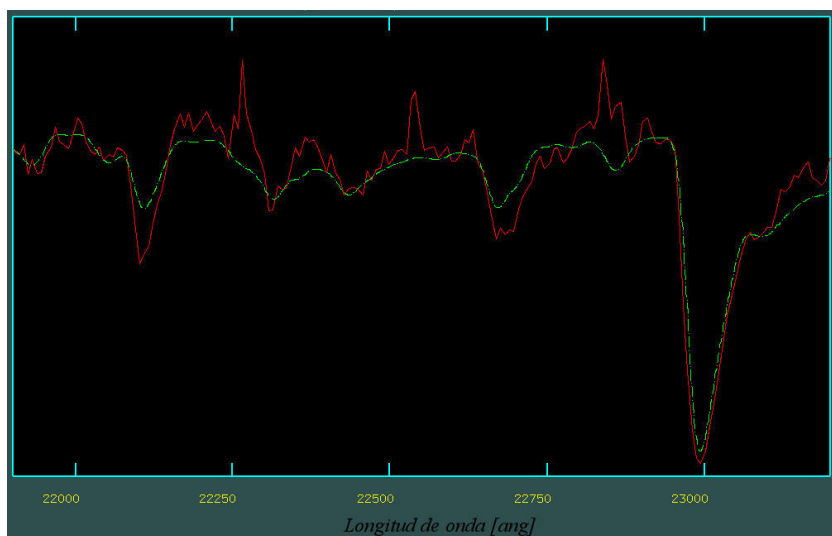


Figura 7.6: Espectro de la región sur de M83 (rojo, línea continua) superpuesto al de la estrella K6 III HD32440 del catálogo de patrones GNIRS (verde, línea de trazo y punto). Ambos continuos han sido normalizados y desplazados sólo con fines de presentación. El patrón estelar ha sido ensanchado con una gaussiana del mismo ancho que la dispersión de velocidades en M83.

realizando un ajuste lineal a la curva (Figura 7.7). Es importante notar que la curva de calibración sólo se aparta de la linealidad para valores pequeños ($\leq 50 \text{ km/s}$) o para valores muy grandes ($\geq 170 \text{ km/s}$). Esto implica que para el rango de velocidades medidas, la aproximación lineal funcionará razonablemente bien.

La biblioteca espectral utilizada para realizar las mediciones cinemáticas, incluye varias estrellas gigantes y supergigantes. Esto permite analizar posibles diferencias

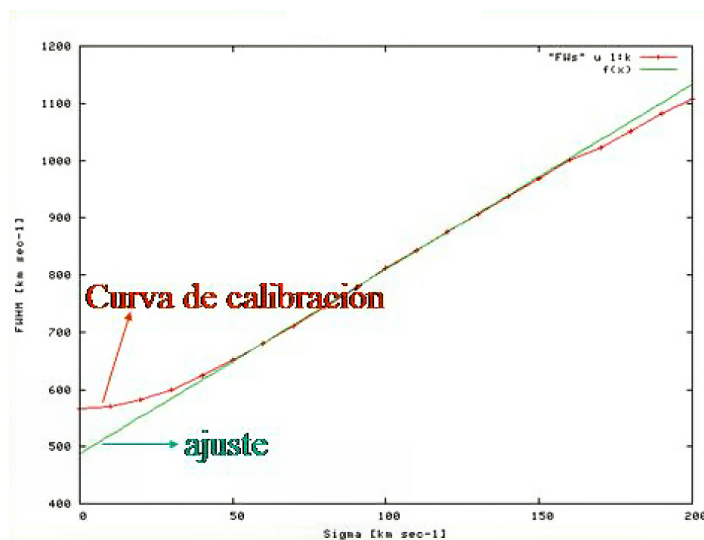


Figura 7.7: Curva de calibración generada para uno de los patrones. Se muestra también el ajuste lineal realizado, el cual se utilizará para las correcciones de σ_{obs} a σ_{real} .

entre el espectro patrón y el de la galaxia. Como hacen notar Silge and Gebhardt (2003), es la diferencia en ancho equivalente entre el patrón y el espectro lo que arroja mayores errores en la determinación de parámetros cinemáticos, y no (o no en la misma medida) las diferencias espectrales. A esta misma conclusión llegamos con nuestra análisis luego de determinar con más de 20 templates la velocidad radial y la dispersión de velocidades radiales de nuestros espectros. Por lo tanto, uno debe asegurarse, al seleccionar su biblioteca de patrones o estrellas a observar para utilizar con tal fin, tener un amplio rango en anchos equivalentes además de tipos espectrales. En lo referente a la distribución de dispersión de velocidades radiales, la "forma" de la curva se mantiene inalterada para todos los patrones utilizados, siendo el valor absoluto el fuertemente dependiente de las diferencias entre los anchos equivalentes del patrón y del espectro (lo que se traduce en un desplazamiento vertical de la curva). Esto permite cuantificar el error obtenido en los valores absolutos debido a elección errónea del patrón, además de fortalecer las conclusiones derivadas en la sección correspondiente.

Velocidad radial estelar

La Figura 7.8 muestra la curva de velocidad radial heliocéntrica. De esta curva se puede concluir que estamos observando rotación de la población de estrellas gigantes K, lo que es consistente con la existencia de una población de edad joven-intermedia (algunos 10^7 años) cuyas órbitas se encuentran aún asociadas al plano galáctico. Esta hipótesis se encuentra respaldada por el resultado obtenido a partir de nuestras observaciones en el triplete del Calcio Ionizado (CaII; ver Capítulo 8).

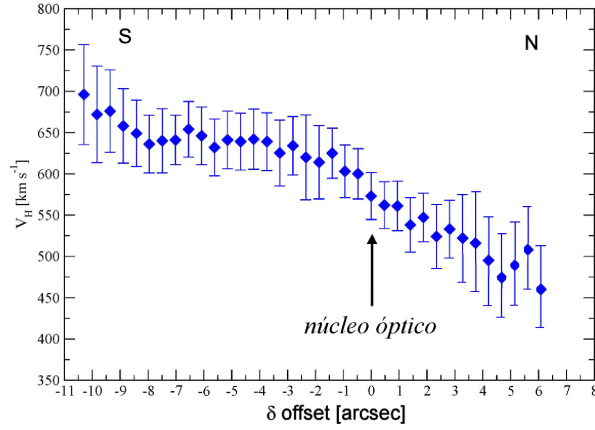


Figura 7.8: Curva de velocidad radial heliocéntrica, con la posición del núcleo óptico indicada.

Dispersión de velocidades radiales estelares

En la Figura 7.9, vemos la curva de dispersión de velocidades radiales. Podríamos esperar una distribución centrada en el núcleo óptico (o de las abscisas) pero en su lugar observamos una depresión (dentro de los errores). Esto es lo que se conoce como σ -drop (i.e. un mínimo local en la dispersión). Los relevamientos de galaxias espirales utilizando espectrógrafos de campo integral, están mostrando que cerca de 1/3 de las espirales parecen mostrar estas caídas, siendo esta estimación un límite inferior, dada la dificultad de esta determinación en ambientes con mucho polvo distribuido irregularmente, y considerando la resolución espacial necesaria (Falcón-Barroso et al., 2006; Emsellem, 2006). Las simulaciones N-cuerpos asocian el origen de estos mínimos de dispersión a componentes cinemáticamente frías (i.e. discos), formadas por flujo de gas hacia la región central de la galaxia y la posterior formación estelar (Wozniak et al., 2003). Este mínimo aparecería en la curva de dispersión de velocidades radiales de M83, debido a que el núcleo ha sufrido formación estelar hace menos de mil millones de años (este sería un límite superior para la edad de la formación estelar en el núcleo, impuesto por la observabilidad de la caída de dispersión). Por lo tanto, hubo una inyección de estrellas con baja dispersión, originadas a partir de gas moviéndose aún en el plano $z = 0$ (más detalles en el Apéndice B). Entre 3-4'' al sur del ON también tenemos una caída en σ coincidente en la dirección perpendicular a la ranura, con el centro del bulbo. Adoptando un valor de dispersión media de 70 km/s para la región en torno al núcleo óptico ($r=1''$), podemos estimar la masa encerrada en ese radio $M = 4 - 5 \times 10^7 M_{\odot}$.

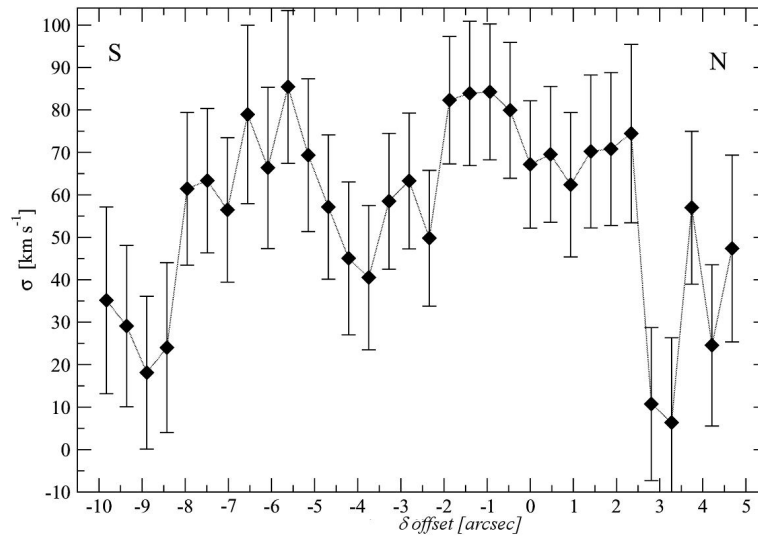


Figura 7.9: Curva de dispersión de velocidades radiales estelares.

Errores

Para la estimación del error indicado en las velocidades radiales, comparamos el error de salida de la tarea `fxcor` de IRAF y el originado por la utilización de un patrón erróneo. Este último proviene del análisis de los valores obtenidos con los distintos patrones de la biblioteca. Se elige el mayor de estos errores como representativo de la incerteza cometida. El error estimado de esta manera, fue comparado con el error estimado de realizar el peor ajuste posible a ambos lados del pico de la función correlación. Con lo expuesto, suponemos que el error está sobreestimado, pero tomaremos una postura conservadora teniendo en cuenta la resolución de nuestros espectros.

7.3.2. Ancho equivalente del CO

La Figura 7.10 muestra la distribución radial del ancho equivalente del $\text{CO}(0 \rightarrow 2)$ (de aquí en más, $W(\text{CO})$). Para medir este ancho, utilizamos el rango espectral desde $2,2924 - 2,2977 \mu\text{m}$ (Origlia et al., 1993) y la tarea `sband` dentro de IRAF. De esta forma podemos comparar nuestros resultados con los modelos evolutivos de SB99 (Leitherer et al., 1999).

Analizando la curva podemos ver dos picos en la distribución que indican la región donde la fracción relativa de gigantes o supergigantes es mayor. El primer pico —y el mayor— coincide con el arco de formación estelar, $6''$ al sur del núcleo óptico. Los valores en esta región alcanzan $(12,5 \pm 1,0) \text{ \AA}$. El segundo pico muestra una meseta de $(11,0 \pm 0,2) \text{ \AA}$ y coincide con el núcleo óptico. La principal diferencia al comparar nuestros resultados con los de Puxley et al. (1997) (de aquí en más, P97), es la existencia de este pico nuclear. Es probable que la razón de esta diferencia se

deba a la resolución espacial de sus datos. El primer pico, coincidente con el arco de formación estelar, se puede ver claramente en la curva de P97 (panel superior de la Figura 7.11).

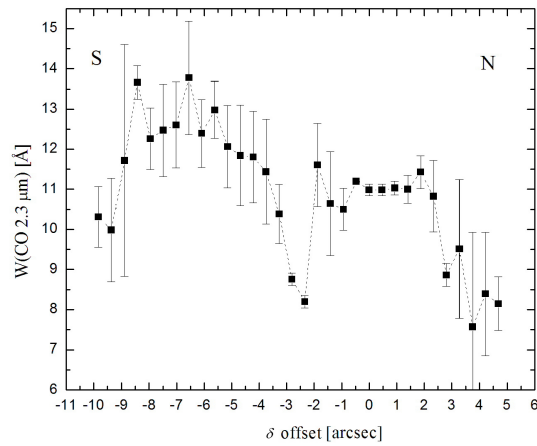


Figura 7.10: Curva de ancho equivalente del CO(0 → 2).

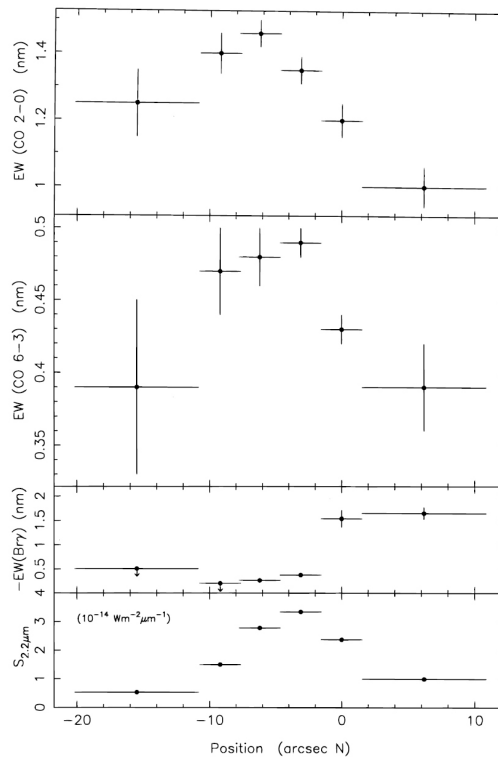


Figura 7.11: Figura 2 de P97.

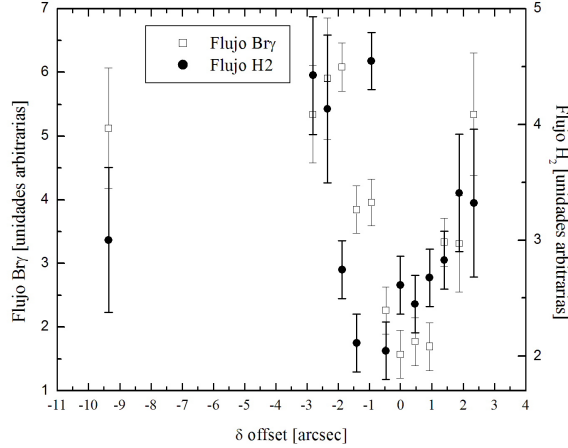


Figura 7.12: Distribución radial de flujo de H_2 y $Br\gamma$. La correlación espacial entre ambas emisiones es notable.

7.3.3. $Br\gamma$ y H_2 en emisión

Utilizando la tarea *splot* de IRAF, ajustamos gaussianas a las emisiones de $Br\gamma$ y H_2 de nuestro espectro. Los errores en los flujos los determinamos de la expresión $\sigma_l = \sigma_c N^{-1/2} [1 + W/(N\Delta)]^{1/2}$, donde σ_l es el error en el flujo de la línea, σ_c representa la desviación estándar en una región cercana a la línea de emisión y representa el error introducido en la determinación del continuo, N es el número de píxeles utilizados en la medición del flujo, W es el ancho equivalente y Δ es la dispersión en $\text{\AA}/\text{píxeles}$ (Pérez-Montero and Díaz, 2003).

Como puede observarse en la Figura 7.12, la emisión de $Br\gamma$ es muy débil en la región nuclear y va creciendo en ambas direcciones, al alejarse del núcleo. El $W(Br\gamma)$, por otro lado, posee un máximo a $3''$ al norte del núcleo en considerable acuerdo con P97. La emisión de $Br\gamma$ se encuentra totalmente ausente (según nuestro umbral de detección) en el arco de formación estelar. Como señalan P97, los valores altos de $W(Br\gamma)$ marcan las regiones donde actualmente se están formando estrellas. Esta figura también muestra la emisión de H_2 ($2,1218 \mu\text{m}$) detectada en nuestros espectros. La correlación espacial de ambas emisiones es notable y posee apariencia de anillo. Este pseudoanillo posee un radio de $3''$ centrado en el núcleo.

En la siguiente sección analizaremos los posibles mecanismos de excitación responsables de la emisión de hidrógeno molecular en M83.

Mecanismos de excitación de H_2

Mientras que la especie molecular dominante en el medio interestelar es H_2 , debido a que es una molécula lineal homonuclear sin momento dipolar permanente, todos los niveles bajos de energía son transiciones cuadrupolares con bajas proba-

bilidades de transición (los valores A) y valores relativamente altos de energías de excitación. Las energías de excitación significan que estas transiciones sólo son excitadas en condiciones de alta temperatura o fuertes campos de radiación UV (i.e. fluorescencia). Por lo tanto, la molécula más abundante del medio interestelar, portando gran parte —sino la mayor— de la masa y jugando un papel preponderante en la excitación, balance térmico y química de las distintas fases del gas, es prácticamente invisible a observación directa (Pogge, R. 2007). A pesar de esta dificultad, la detección de H_2 parece ser una característica común en las galaxias starburst. Cuando se analiza la emisión de H_2 no se debe olvidar que las líneas de H_2 no trazan la masa de H_2 , sino la tasa de excitación (Moorwood and Oliva, 1990). Si se logra entender la naturaleza de la fuente de excitación responsable de la emisión, entonces estas líneas se transforman en un poderoso diagnóstico en ambientes starburst.

En general, H_2 sólo es directamente observable en los siguientes casos:

1. Absorción en longitudes de onda del lejano-UV en el medio interestelar difuso, en la línea de la visual hacia estrellas cercanas en las transiciones electrónicas de Lyman y Werner. Bandas de Lyman: $\Delta E > 11,2$ eV, λ 1108 Å (primera banda). Banda de Werner: $\Delta E > 12,3$ eV, $\lambda < 1008$ Å (primera banda).
2. Emisión por transiciones roto-vibracionales en el infrarrojo, en el estado electrónico fundamental del H_2 entre las longitudes de onda 1 y 28 μm en regiones relativamente templadas. El gas molecular debe estar a temperaturas de 500-2000 K, excitado ya sea por shocks, flujos salientes o fluorescencia UV por estrellas cercanas seguida de desexcitación en forma de cascada hasta el nivel fundamental.

Existen tres mecanismos básicos, entonces, para excitar la emisión de las líneas roto-vibracionales del H_2 en nebulosas, en el cercano IR:

1. Excitación colisional: shocks hidrodinámicos con velocidades > 6 km/s son la causa principal de excitación colisional, pero si la velocidad es > 25 km/s el shock destruye (disocia) la molécula de H_2 .
2. Fluorescencia UV: el campo de radiación UV bombea la población a los niveles excitados.
3. Excitación por formación: excitación de los niveles de energía más bajos como producto de la formación de la molécula en granos de polvo, debido a una redistribución de la energía de ligadura entre calentamiento de la superficie del grano, energía cinética de la molécula resultante y energía residual que va a parar a los estados excitados internos del H_2 .

La fluorescencia y las colisiones se pueden discriminar midiendo los cocientes de las líneas de emisión $2 - 1 S(1)/1 - 0 S(1)$ y $1 - 0 S(0)/1 - 0 S(1)$. El valor teórico de estos cocientes es de 0,1 y 0,2 en espectros térmicos y 0,5 y 0,6 en el caso

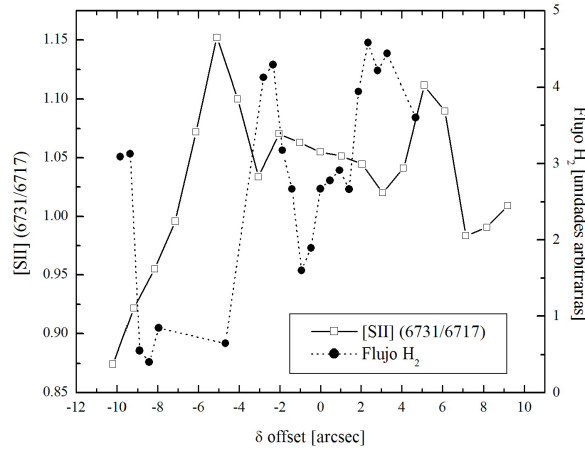


Figura 7.13: Cociente $[SII]\lambda 6731/\lambda 6717$, indicador de densidad electrónica y flujo de la emisión H_2 .

fluorescente (Doyon et al. (1994) y sus referencias, de aquí en más D94). Como comentan Doyon y colaboradores, la no detección de la línea $2 - 1 S(1)$ solía interpretarse como evidencia de excitación debida a shocks provenientes de remanentes de supernova, vientos galácticos o colisiones nube-nube. Los signos de excitación por fluorescencia, por el contrario, pueden borrarse completamente a altas densidades, cuando las colisiones empiezan a hacerse importantes, ya que sólo una pequeña fracción de la emisión total de H_2 excitada por fluorescencia es emitida en la línea $1 - 0 S(1)$ a diferencia de la excitación por shock. Es decir, la fluorescencia UV debe contribuir en una proporción mucho mayor a la emisión H_2 para imprimir su sello.

Con el objeto de dilucidar la fuente de excitación responsable de la emisión H_2 en la región nuclear de M83, analizaremos las observaciones $H\alpha$ comentadas anteriormente, observaciones que nos permitirán una mejor caracterización de este complejo medio interestelar.

La Figura 7.13 muestra la distribución radial del cociente $[SII] \lambda 6731/\lambda 6717$, junto con el flujo de la emisión H_2 . Utilizando las relaciones de Stanghellini and Kaler (1989) y asumiendo una $T_e = 10^4 K$, obtenemos una densidad electrónica de 10^3 cm^{-3} . Por lo tanto, nos encontramos en el régimen de baja densidad. Al haber graficado el cociente de esta forma, los valores altos indican alta densidad electrónica. Se puede observar que regiones de alta densidad coinciden con el arco de formación estelar, $6''$ al sur del núcleo, como se esperaría en regiones de alta ionización. También se pueden notar dos pequeños pozos perfectamente coincidentes con los dos picos de H_2 .

Las Figuras 7.14 y 7.15 muestran el cociente $[NII]/H\alpha$ junto con la emisión de H_2 y $[SII](\lambda 6731 + \lambda 6717)/H\alpha$, respectivamente. Ambos cocientes muestran valores típicos de regiones III, y no indicios de fuerte calentamiento por shock ($[SII] + [SII]/H\alpha \geq 0,32$ Heckman et al. (1990)). La correlación entre $[NII]/H\alpha$ y el flujo de H_2

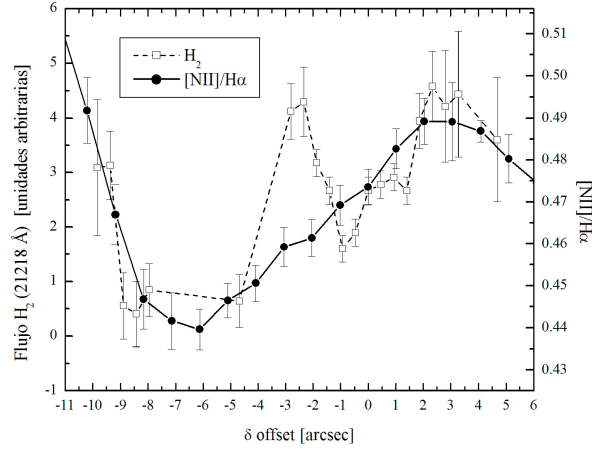


Figura 7.14: Distribución radial de H_2 y cociente $[NII]/H\alpha$.

es aparente en la figura, más allá del primer pico $\sim 3''$ al sur, aunque puede deberse a cuestiones de escala.

La emisión $H\alpha$ $3''$ al norte del núcleo óptico y $6''$ al sur, i.e., el mínimo y el máximo locales del cociente $[NII]/H\alpha$, es aproximadamente la misma, por lo que la diferencia en el cociente debe ser causada por una combinación de shocks y distinta abundancia de nitrógeno. La distribución de $Br\gamma$, trazador de la actual formación estelar OB, posee un pico $3''$ al norte del núcleo y es prácticamente indetectable en el arco de formación estelar. Es más, el cociente $[NII]/[SII](\lambda 6731 + \lambda 6717)$ presenta también un pico $3''$ al norte. Esto podría implicar la posición de estrellas recién formadas a partir de gas enriquecido previamente con nitrógeno. Al estudiar este sistema, hay que tener en cuenta la orientación del disco para saber en qué medida la distribución del polvo está afectando las mediciones. La parte norte del disco es la más cercana al observador. Esto implica que el canto norte del pseudoanillo es el más oscurecido —algo evidente en las imágenes HST—. Una mayor proporción de polvo $3''$ al norte del núcleo que en el arco de formación estelar, haría que la emisión $H\alpha$ más interna de las regiones de formación estelar se encuentre apantallada, con el consiguiente aumento del cociente $[NII]/H\alpha$. Lo opuesto ocurriría en el arco, donde el $H\alpha$ observado sería más interno.

Otra interpretación interesante a los efectos del escenario que propondremos en las secciones finales, es el de los máximos $3''$ al norte y $10''$ al sur como resultado de shocks. Estas regiones coincidirían con el canto norte del pseudoanillo y el canto sur del arco de formación estelar, respectivamente. Ambas regiones liderarían el movimiento de sus respectivas estructuras.

Otro aspecto a analizar sería la posibilidad de que estemos siendo testigos de un anillo de gas molecular cayendo al núcleo. La Figura 7.16 muestra las curvas de velocidad radial derivadas a partir de la emisión $H\alpha$ y H_2 . Los puntos con suficien-

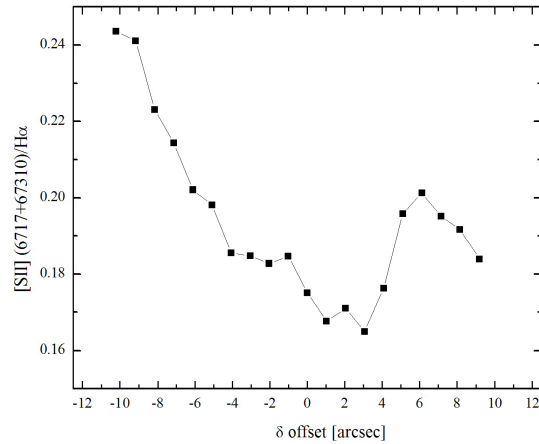


Figura 7.15: Distribución radial del cociente $[SII](\lambda 6731 + \lambda 6717)/H\alpha$, indicador de calentamiento por shock. Los valores son los esperados para regiones HII normales.

te S/R para determinar velocidades, no muestran una rotación ordenada como el gas ionizado. Se podría especular con que estamos en presencia de gas no asociado al disco, aunque se necesitaría mejor S/R para sacar conclusiones en base a la cinemática.

Dentro de la calidad de nuestros datos, la no detección de $2 - 1 S(1)$ ($\lambda 2.248 \mu\text{m}$) y la correlación con $Br\gamma$, apuntan a una posible mezcla de fuentes de excitación para la emisión H_2 en la región central de M83: radiación UV de estrellas y shocks lentos. Observaciones 3D con resolución espacial menor al segundo de arco se hacen necesarias para descifrar el posible origen de estos shocks lentos: objetos jóvenes típicos de regiones de formación estelar o gas cayendo al núcleo. Al mismo tiempo corroborar o descartar la posible estructura anular de la emisión H_2 .

7.3.4. Estimación de edad

Como decíamos en el Capítulo 3, por debajo de los 10 millones de años los anchos equivalentes de las líneas de recombinación del hidrógeno, como $H\alpha$, $H\beta$ o $Br\gamma$, son poderosos estimadores de edad (Dottori, 1981; Stasińska and Leitherer, 1996), pero su interpretación puede hacerse difícil debido a los efectos del polvo. Uno de los problemas más importantes es que el enrojecimiento afecta la emisión nebular y el continuo estelar en forma distinta (Calzetti et al., 1997), y otro problema es la población subyacente más vieja diluyendo el continuo. Estos efectos, junto con el análisis de la contribución de las estrellas gigantes (menos luminosas pero superiores en número que las supergigantes), deben evaluarse correctamente (Rhoads, 1998).

Medimos el $W(H\alpha)$ y lo corregimos por extinción siguiendo los pasos de Calzetti et al. (1997), Harris et al. (2001) (y demás referencias en esos trabajos), utilizando el

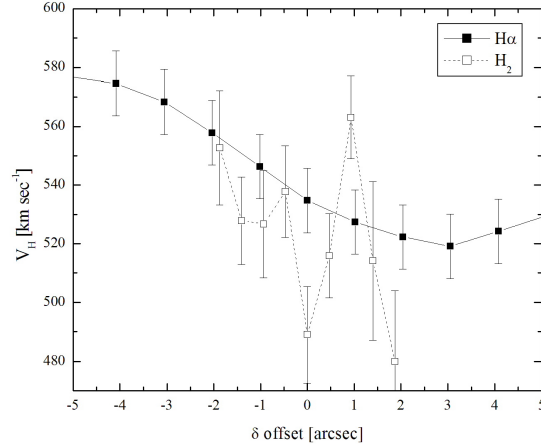


Figura 7.16: Curva de velocidad radial del H₂ y de H α .

mapa de extinción construido a partir de datos de archivo HST, en los filtros H α y Pa α , como se detalló en el Capítulo 6 (Mast et al., 2006). La Figura 7.17 muestra la distribución radial, PA 0°, de W(H α) sin la aplicación de la corrección por extinción (ya que sólo podemos realizarla dentro del campo cubierto por las imágenes HST). La Figura 7.18 muestra los 20'' interiores del ancho equivalente intrínseco (i.e. corregido por extinción) junto con los valores no corregidos para dar una idea de las cantidades involucradas en la corrección. El mismo procedimiento fue realizado para el W(Br γ).

Simulaciones Starburst99

Comparamos nuestras observaciones con los modelos evolutivos de Starburst99 (de aquí en más, SB99), para el caso de Función Inicial de Masa de Salpeter ($\alpha = 2,35$), con límites en masa de 1 a 100 M_{\odot} y metalicidad $Z=0,04$ ($2Z_{\odot}$ que parecería ser la más adecuada para M83, según los últimos estudios (Bresolin and Kennicutt, 2002).

La Figura 7.19 muestra la distribución radial de edad, derivada a partir de los datos en H α , considerando que toda la emisión proviene de un reciente estallido de formación estelar (Modelo de Formación Instantánea), para metalicidades solar y doble de solar, para notar los posibles efectos de cambios en metalicidad, ya que en lo que sigue, asumiremos una metalicidad global de la región central de M83, de $2Z_{\odot}$.

Los anchos equivalentes observados son un promedio pesado entre la contribución de diferentes poblaciones o estallidos que han tenido lugar en la región central de M83. La principal dificultad en nuestro análisis es diferenciar la contribución de cada estallido, debido a que no estamos incluyendo cúmulos individuales en nues-

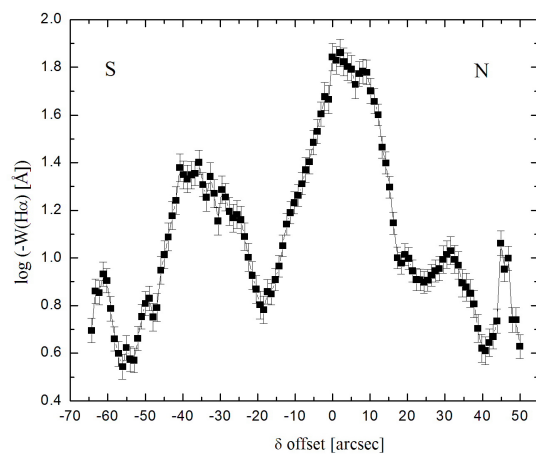


Figura 7.17: Distribución radial de $W(H\alpha)$ obtenido a partir de los espectro de CAsLEO en PA 0° . Los valores no están corregidos por extinción.

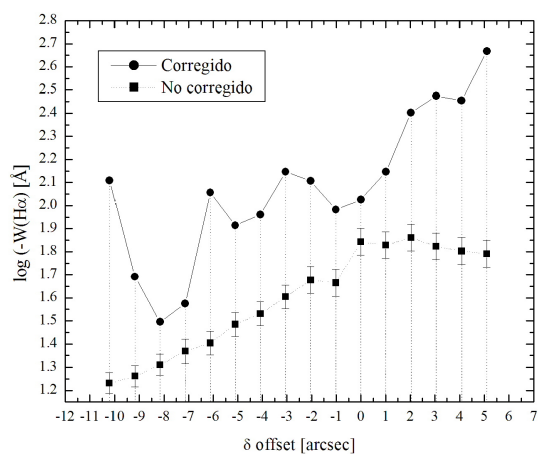


Figura 7.18: Distribución radial de $W_{int}(H\alpha)$ junto con los valores sin corrección.

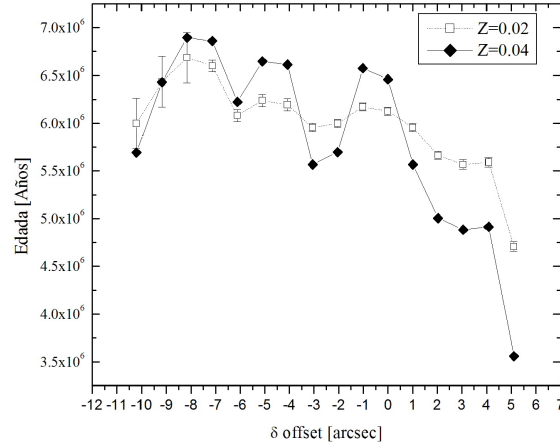


Figura 7.19: Distribución radial de edad obtenida a partir de los datos $H\alpha$, considerando dos casos de metalicidad (ver el texto para más detalles).

tra ranura. Si ese fuera el caso, podríamos, una vez determinada la edad, hacer un análisis similar al de Harris et al. (2001). En las secciones que siguen, trataremos de dilucidar la información que nos provee cada trazador de edad, y poner todo —en la medida de lo posible— dentro de un mismo marco evolutivo.

La Figura 7.20 muestra los valores medidos para el $W(\text{CO})$ en las regiones indicadas, junto con los modelos SB99 para los dos casos límite que éste código permite, i.e., estallido instantáneo y formación estelar continua. Las regiones son el núcleo óptico, el arco de formación estelar y $3''$ al norte y sur del núcleo (el posible anillo de H_2). Estos valores son representados en las próximas figuras como áreas sombreadas cuyos anchos indican el error (o valores extremos en esa región, dentro de los errores). Los modelos graficados, como dijimos anteriormente, corresponden a doble metalicidad solar.

El mismo procedimiento lo realizamos para el ancho equivalente de $H\alpha$ y $\text{Br}\gamma$, gráficos que pueden verse en las Figuras 7.21 y 7.22, respectivamente. Todos estos valores están corregidos por extinción.

El núcleo óptico

Si suponemos formación estelar continua, i.e., si en esta región domina la población más vieja subyacente, las tres mediciones indicarían edades $> 1 \times 10^9$ años para el núcleo óptico. El valor homogéneo de $(11,0 \pm 0,5) \text{ \AA}$ para los $3''$ interiores, está muy cerca del valor promedio obtenido para los bulbos de espirales normales (P97 y sus referencias), lo que apoya esta hipótesis. La observación de una caída en la dispersión de velocidades no invalida esta afirmación. De acuerdo con simulaciones hidro/N-cuerpos (Wozniak et al., 2003) lleva aproximadamente mil millones de

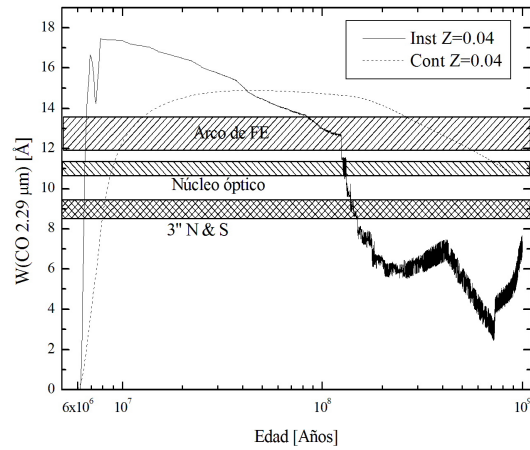


Figura 7.20: Simulación SB99 de la evolución temporal del $W(\text{CO})$ para $Z=0,04$ ($2Z_{\odot}$). Las curvas corresponden a los casos límite permitidos por SB99, i.e., formación estelar continua y estallido instantáneo. Las áreas sombreadas corresponden a distintas regiones medidas y su ancho representa el error.

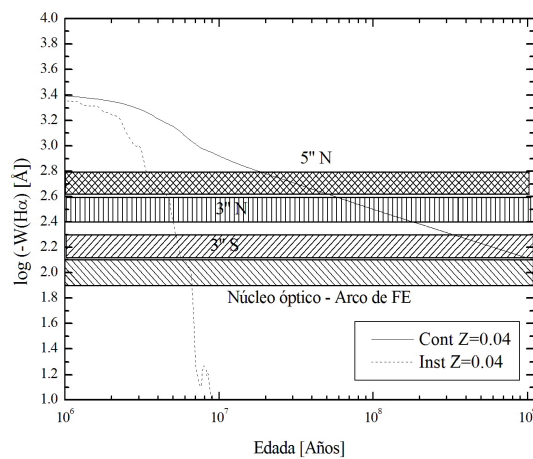


Figura 7.21: Idem Figura 7.20, pero para el $W(\text{H}\alpha)$.

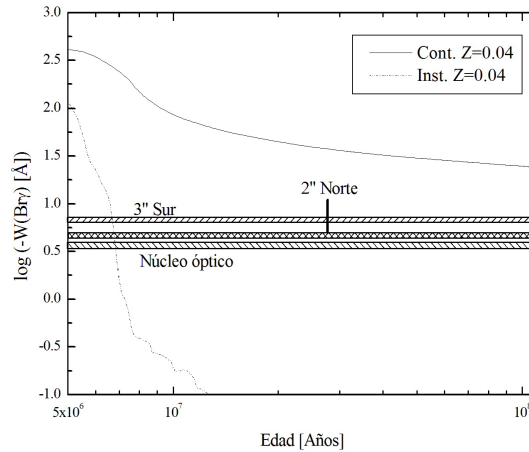


Figura 7.22: Idem Figura 7.20, pero para el $W(Br\gamma)$.

años para una caída de dispersión, alcanzar su máxima amplitud. En ese caso, no estaríamos en condiciones de afirmar si esta caída se formó en el último evento de formación estelar, o en un pasado, como por ejemplo, el que pudo ocurrir luego de la formación de la barra global. Si por otro lado asumimos que la luz proveniente del núcleo corresponde de un estallido reciente de formación estelar, i.e., el caso límite instantáneo, los tres gráficos son consistentes con edades entre $6-7 \times 10^6$ años.

El arco de formación estelar

Esta es la región más problemática considerando que es la que le da al núcleo de M83 su carácter de starburst. La no detección de Br γ todo a lo largo del área de la ranura cubierta por el arco, introduce un límite inferior a la edad. El caso continuo indica edades mayores a 1×10^9 años para H α y Br γ , y de $3 - 5 \times 10^6$ años para el CO. Para el caso instantáneo, tanto el CO como H α son consistentes con edades de $6 - 7 \times 10^6$ años, pero la no detección de Br γ implica posiblemente una edad mayor ($>8 \times 10^6$ años). En esta región los pesos de los diferentes eventos de formación estelar probablemente sean iguales y no estamos en condiciones de realizar un análisis más profundo en base a los presentes datos. En la sección final, una vez que toda la información se analice en conjunto, podremos arrojar más luz acerca de este punto.

El anillo interior

Si analizamos los valores medidos a 3" norte y sur del núcleo óptico, encontramos, para el caso continuo, una edad superior a los mil millones de años. Los tres indicadores son consistentes, sin embargo, con un estallido reciente que habría te-

nido lugar hace $6 - 7 \times 10^6$ años, con una tendencia a edades menores al norte del núcleo.

Posible escenario

Un posible escenario podría ser que estamos siendo testigos de la superposición de dos eventos diferentes —al menos dos importantes— de formación estelar. El primero y más viejo, posiblemente detonado hace mil millones de años, coincidente con el encuentro entre M83 y su compañera NGC 5253 (Sérsic et al., 1972; Rogstad et al., 1974), y otro hace 6-7 millones de años coincidente con el estallido estimado por Harris y colaboradores a partir de los cúmulos jóvenes de M83 (el 70 % de los cúmulos poseen entre 5-7 millones de años). Ahondaremos en este punto, en las conclusiones finales.

El hecho de que veamos trazos del evento de formación estelar en el núcleo, el arco de formación estelar y el anillo (o pseudo-anillo), muestra que la formación estelar en la región central de M83 no es un evento localizado (como podría ser, por ejemplo, shocks en la capa de polvo cercana), sino que la formación estelar está detonada por una perturbación a escalas de los 200 pc interiores de M83.

Capítulo 8

Triplete del Calcio

8.1. Introducción

En el capítulo anterior estudiamos la cinemática estelar en banda *K*. Pudimos comprobar que la población de gigantes *K* se encuentra en rotación, además de detectar dos posibles caídas en σ . Una de ellas coincidiría con el núcleo óptico y la otra, de mayor amplitud, con la línea perpendicular al centro del bulbo. La falta de información espacial bidimensional, no nos permitió confirmar la extensión y naturaleza de estas caídas. El ángulo de posición de la ranura, PA 0° , no incluía la segunda concentración de masa detectada en los campos de velocidad $H\alpha$, por lo que no sabemos aún el efecto, si es que existe alguno, del doble núcleo sobre el campo de velocidad estelar. Para tratar de responder estas cuestiones necesitamos información bidimensional de la población estelar. En este capítulo utilizaremos la técnica de ranura larga secuencial (ver Capítulo 5) para estudiar la cinemática de la región central de M83 a partir de espectros en la región del CaT obtenidos desde CAsLeo.

Las líneas de absorción del Triplete del Calcio ionizado (CaT) son una de las características espectrales más importantes en el rango del infrarrojo cercano, tanto de estrellas de tipo tardío como galaxias normales. De hecho, las absorciones centradas en 8498,0, 8542,1 y 8662,1 Å, aparecen en estrellas de todos los tipos espectrales (Figura 8.1), salvo en las más calientes. Estas líneas han sido clásicamente utilizadas para estudiar la cinemática interna de galaxias cercanas (Dressler, 1984). Con el triplete del calcio es posible medir velocidades radiales, dispersión de velocidades e intensidad de las líneas, aún en galaxias cuya luz en banda *B* o *V* se encuentra dominada por estrellas jóvenes, gas caliente o emisión no térmica. El estudio del ancho equivalente del CaT ($W(\text{CaT})$) ha mostrado ser un buen indicador de luminosidad (Díaz et al., 1989) y, junto con modelos de síntesis de poblaciones estelares, permite realizar análisis de edades.

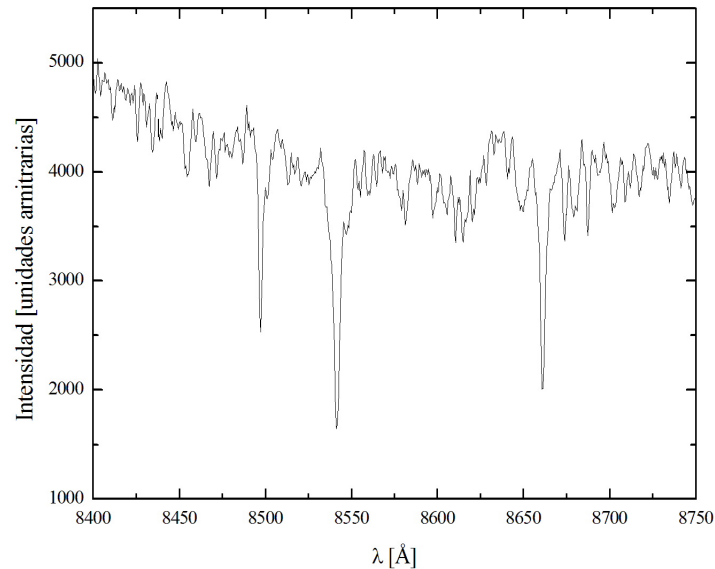


Figura 8.1: Espectro en la región del CaT de la estrella θ Cen (Menkent) utilizada como patrón para las mediciones cinemáticas. Es una estrella tipo K0 IIIb, con una temperatura superficial de 4780 K. Su $M_V = 2,06$.

8.2. Observaciones

Las observaciones espectroscópicas de M83 se llevaron a cabo durante las noches del 13, 14 y 15 de julio de 2001, durante las noches del 5-10 de mayo de 2005, y durante las noches del 24 al 27 de marzo de 2007 con el espectrógrafo REOSC montado en el telescopio Ritchey-Chrétien de 2,15 m del Complejo Astronómico El Leoncito. Los espectros fueron obtenidos con una ranura de $1''$ de ancho, lo que da un rango resuelto efectivo de $\sim 2 \text{ \AA}$, a lo largo de 12 ángulos de posición indicados en la Figura 8.2.

En cada ángulo de posición se tomaron 2 exposiciones de 1 hora utilizando la red de 1200 líneas/mm cubriendo el rango espectral de 8300-8900 \AA . Durante las observaciones el seeing fue del orden de $2''$ y la escala angular es de $1,02''/\text{pixel}$. Durante las noches de observación, se obtuvieron espectros de estrellas estándares de velocidad radial y patrones, para determinar los parámetros de los espectros a partir del método de Correlaciones Cruzadas de Fourier (Tonry and Davis (1979); Nelson and Whittle (1995); ver Apéndice C.1).

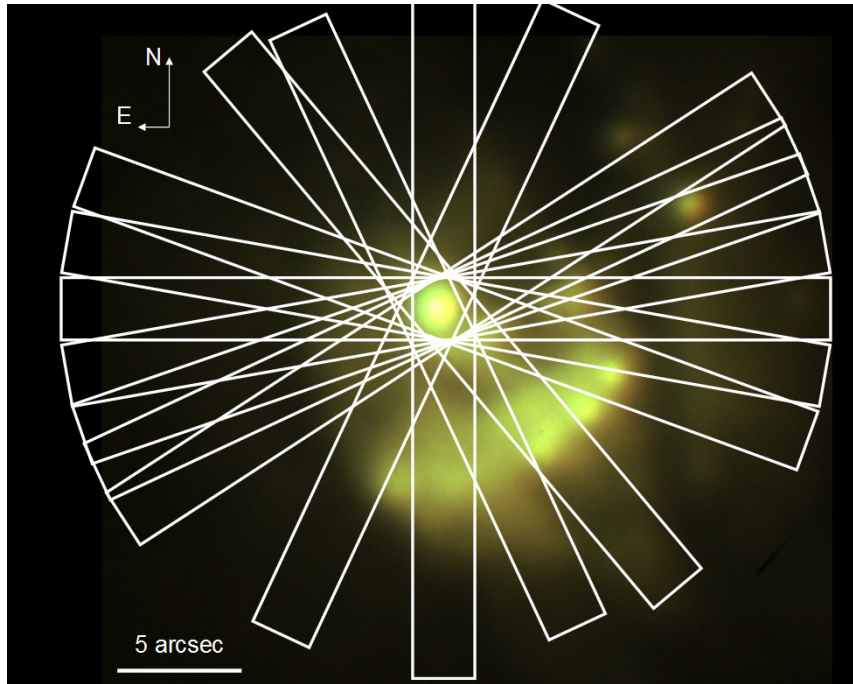


Figura 8.2: Ángulos de posición de los espectros tomados en CASLEO, superpuestos a una imagen de falso color generada a partir de imágenes obtenidas con el instrumento GMOS desde Gemini en los filtros z , i y CaT .

8.3. Reducción de los datos

La reducción de los espectros se realizó con IRAF, siguiendo el método canónico de restado de bias, corrección mediante flat y calibración en longitud de onda. No se realizó calibración en flujo. En este rango del espectro, la emisión del cielo es importante, pero las absorciones correspondientes al CaT caen justo en regiones limpias, dado el corrimiento al rojo de M83. Se realizó el restado del cielo ajustando la emisión a ambos lados del continuo de la galaxia. Las Figuras 8.3 y 8.4 muestran un espectro de M83 y otro de la emisión del cielo en esta parte del espectro.

Para determinar los parámetros cinemáticos, utilizamos la técnica de Correlaciones Cruzadas de Fourier (Tonry and Davis, 1979; Nelson and Whittle, 1995, de aquí en más T&D y N&W). Para ello, correlacionamos cada uno de los espectros de las estrellas patrones con todos los espectros de M83. De esta forma, ajustando una Gaussiana al pico de la función correlación (las Figuras 8.5 y 8.6 muestran dos ajustes a distintas funciones de correlación), obtenemos la velocidad radial y el FWHM de la función. Este FWHM deberá calibrarse para obtener el FWHM real del espectro (recordar que $\sigma = FWHM/2,35$). Los patrones fueron llevados a $z = 0$ con la tarea *dopcor* de IRAF, conociendo las velocidades radiales de los patrones, para asegurarse que las determinaciones de velocidad no estarían afectadas por esto. Así, la velocidad radial del espectro de M83 se obtuvo como promedio de las mediciones

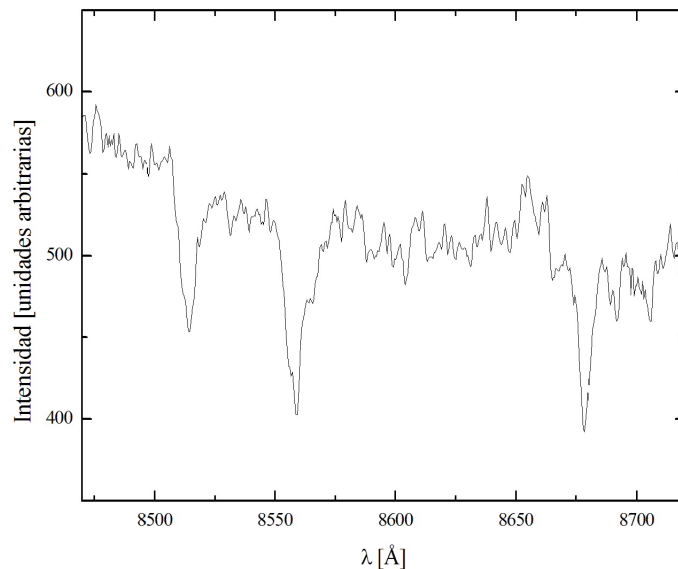


Figura 8.3: Extracción de 20 pixeles de ancho del espectro en la región espectral del CaT de M83.

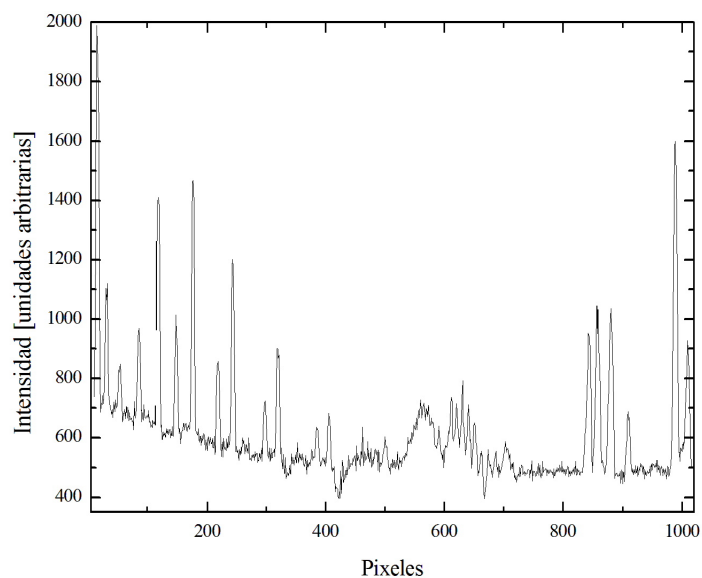


Figura 8.4: Espectro del cielo de CasLeo en la región espectral del CaT.

de todos los patrones, y el error es la dispersión de estos valores, siempre que fueren mayores que el error derivado en la tarea *fxcor*. De lo contrario se consideró el

error de la tarea $fxcor$. Para el caso de la dispersión de velocidades radiales, sabemos que el valor absoluto de la medición dependerá del ancho equivalente del patrón. Es decir, la curva de dispersión de velocidades radiales tendrá la misma forma para cada patrón, pero su valor dependerá de la diferencia en ancho equivalente con el espectro de M83. Por lo tanto, el procedimiento seguido fue medir la dispersión con cada patrón y luego asignar el valor del patrón que más se aproxime al ancho equivalente de M83. El error será la dispersión de valores de los patrones. Para corroborar el nivel de confianza de nuestros errores, se los comparó con los valores que se obtienen del mejor y el peor ajuste a la función de correlación, notándose que los errores indicados son fieles a las incertezas cometidas.

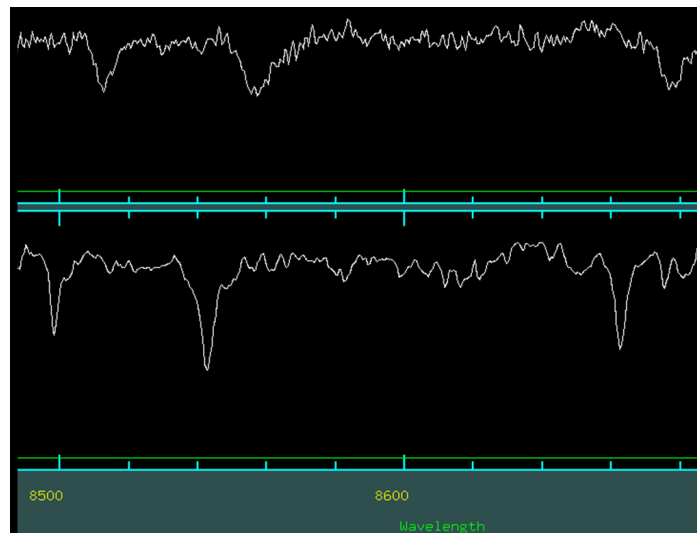


Figura 8.5: Arriba: espectro de la región central de M83. Abajo: espectro patrón que se hará correlacionar con el espectro de M83.

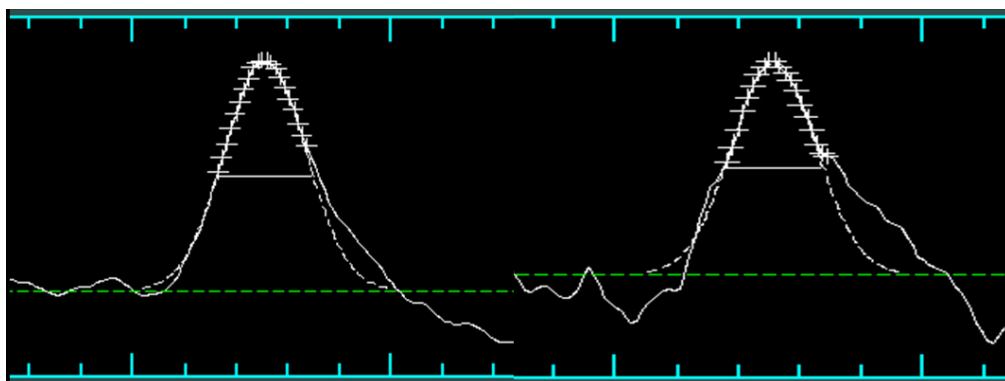


Figura 8.6: Ajuste gaussiano al pico de la función de correlación. A la derecha vemos un ajuste con un factor R de T&D de 9 y a la derecha uno de 6. El factor R de T&D nos indica la calidad de la correlación.

Para determinar los valores reales de dispersión, tenemos que construir una curva de calibración que nos vincule $\sigma_{obs} - \sigma_{real}$. Para esto construimos una grilla de espectros ensanchando cada patrón convolucionándolo con gaussianas a pasos de 10 km/s desde 10 a 400 km/s. Luego, la correlación de cada patrón con su respectiva grilla nos permite construir la curva de la Figura 8.7. Realizando un ajuste lineal a dicha curva, obtenemos la ecuación que relaciona el valor medido y el real, o corregido.

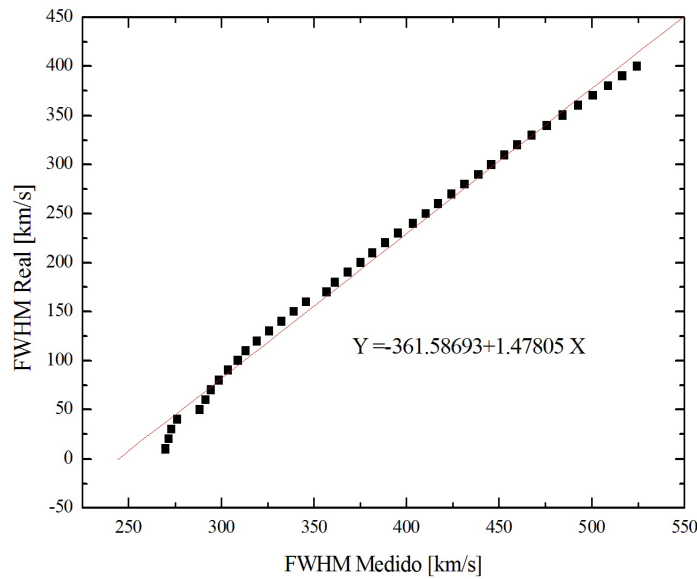


Figura 8.7: Curva de calibración $FWHM_{obs} - FWHM_{real}$ generada a partir de la correlación entre un patrón y su grilla de espectros ensanchados a pasos de 10 km/s.

La determinación del ancho equivalente se realizó de la siguiente manera. Primero se llevan todos los espectros a $z = 0$ utilizando la tarea *dopcor*. Luego, se determina el ancho equivalente con *sband*, definiendo las tres bandas y un pseudocontinuo según el procedimiento descrito en Díaz et al. (1989) (de aquí en más, DTT89) (ver Tabla 8.1). En algunos de los espectros, el rango observado no permitió definir la ventana del pseudocontinuo más al rojo. Para estos casos se definió una ventana alternativa corrida un poco al azul. Un análisis de determinación del ancho equivalente con espectros en los que ambas ventanas se podían definir, mostró que la diferencia en el caso de la ventana más al azul, mostraba valores con una diferencia de 5% menos. En estos casos, se efectuó la corrección correspondiente. El monto de la diferencia es conmensurable con el error, así que estimamos que no afecta las conclusiones derivadas del mapa de ancho equivalente construido. De la misma forma que DTT89, definimos un *pseudo-ancho equivalente* sumando los anchos equivalentes de las dos absorciones más importantes, con el propósito de comparar

nuestras mediciones con otros trabajos.

| Identificación | Línea | Ventana de la línea | Ventana del continuo |
|---------------------------------|-------|---------------------|--------------------------------|
| CaII $\lambda 8498 \text{ \AA}$ | Ca1 | 8483-8513 | 8447,5-8462,5 8842,5-8857,5 |
| CaII $\lambda 8542 \text{ \AA}$ | Ca2 | 8527-8557 | 8447,5-8462,5 8842,5-8857,5 |
| CaII $\lambda 8662 \text{ \AA}$ | Ca3 | 8467-8677 | 8447,5-8462,5 8842,5-8857,5 |

Tabla 8.1: Intervalos para la determinación del ancho equivalente del CaT, definidos según Díaz et al. (1989).

Sabemos también que el ancho equivalente se ve afectado por el ensanchamiento debido a la dispersión de velocidades. El ancho equivalente medido es menor, cuanto mayor la dispersión de velocidades del espectro. Este efecto debe ser corregido, para lo cual se midió el ancho equivalente de la grilla de cada patrón para estudiar cómo variaba la determinación de W con respecto al FWHM, y se corrigieron los valores medidos. Cabe destacar que en el rango de velocidades medidas, este efecto nunca supero $0,8 \text{ \AA}$ por lo que no afectará tampoco las conclusiones finales. De todas formas, estos efectos contribuyen al error y deben considerarse al tratar de discriminar, por ejemplo, entre gigantes y supergigantes.

8.4. Resultados

8.4.1. Cinemática estelar

Con la información extraída mediante las técnicas descritas anteriormente, construimos el campo de velocidad radial heliocéntrica (Figura 8.9), un mapa de FWHM estelar (Figura 8.11) y un mapa de $W(\text{CaT})$ (Figura 8.12). La escala de los campos y mapas es de $0,5''/\text{pixel}$.

Los espectros fueron centrados utilizando el pico del continuo en 8500 \AA como referencia. La Figura 8.8 muestra la imagen en el filtro F814W del HST junto con la misma imagen a la derecha, suavizada para simular un seeing de $3''$, igual al promedio del seeing en CAsLeo durante las observaciones. Esta figura nos muestra que al centrarlo de esta forma, efectivamente las ranuras estarán centradas en el núcleo óptico (pico del continuo en 8500 \AA), indicado en cada uno de los mapas y campos, con una cruz blanca.

La Figura 8.9 muestra el campo de velocidad radial estelar heliocéntrica. La rotación de la población estelar es clara, pese a la perturbación del campo que comienza $2-3''$ al oeste del núcleo óptico y se extiende a PA 90° . La Figura 8.10 indica el eje menor cinemático. La posibilidad de que esta perturbación sea producto de una erró-

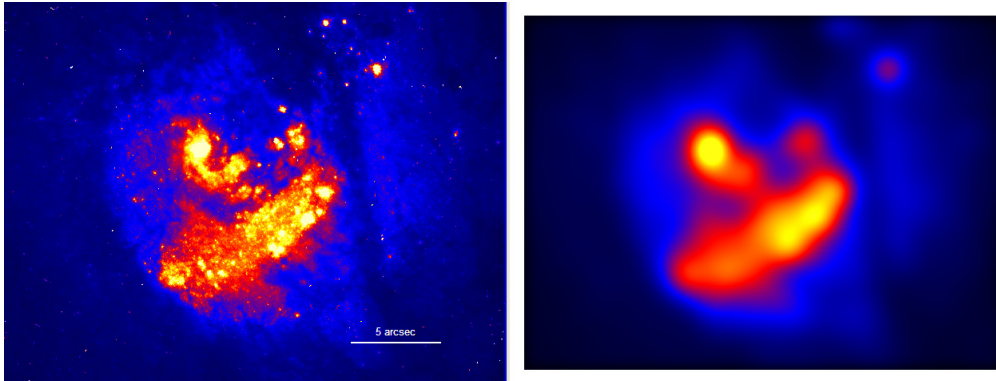


Figura 8.8: Izquierda: imagen HST en el filtro F814W. Derecha: la imagen de la derecha convolucionada con una gaussiana para simular un seeing de 3''. Esta figura nos muestra que las ranuras, centradas en el pico del continuo en 8500 Å, estarán centradas en el núcleo óptico, indicado con una cruz blanca en cada uno de los campos.

nea orientación de la ranura (i.e. que la ranura esté rotada 180°), quedó descartada al construir el campo de velocidad del gas (Figura 8.19).

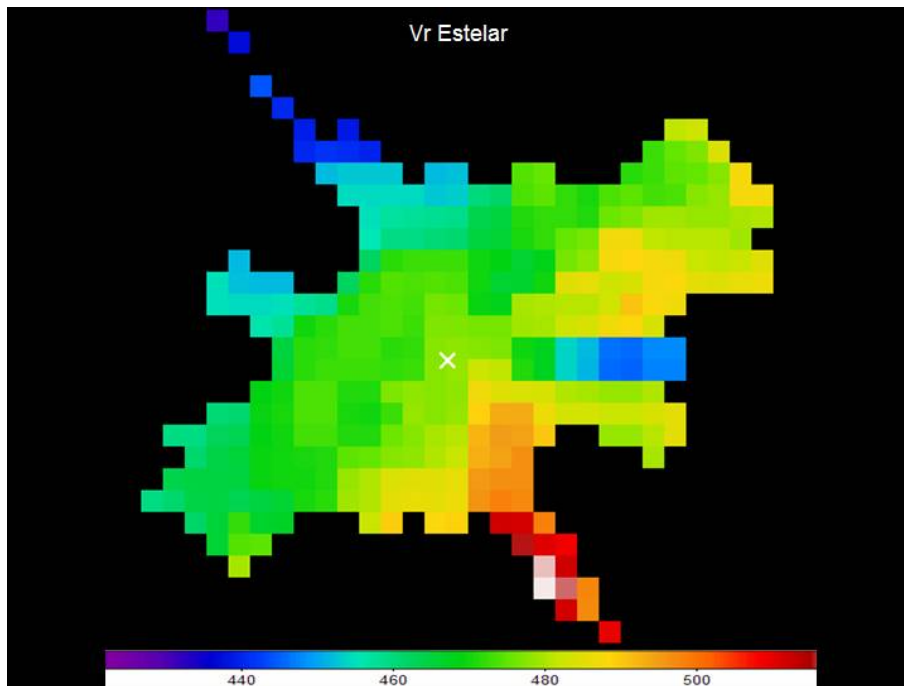


Figura 8.9: Campo de velocidad radial heliocéntrica estelar construido a partir del CaT. La escala se encuentra en km/s. La cruz blanca marca la posición del núcleo óptico.

El mapa de FWHM de la Figura 8.11 presenta una estructura compleja. Hasta el momento, toda la información de la que disponíamos con respecto a dispersión de velocidades era unidimensional (ranura larga, Capítulo 7). El valor de FWHM

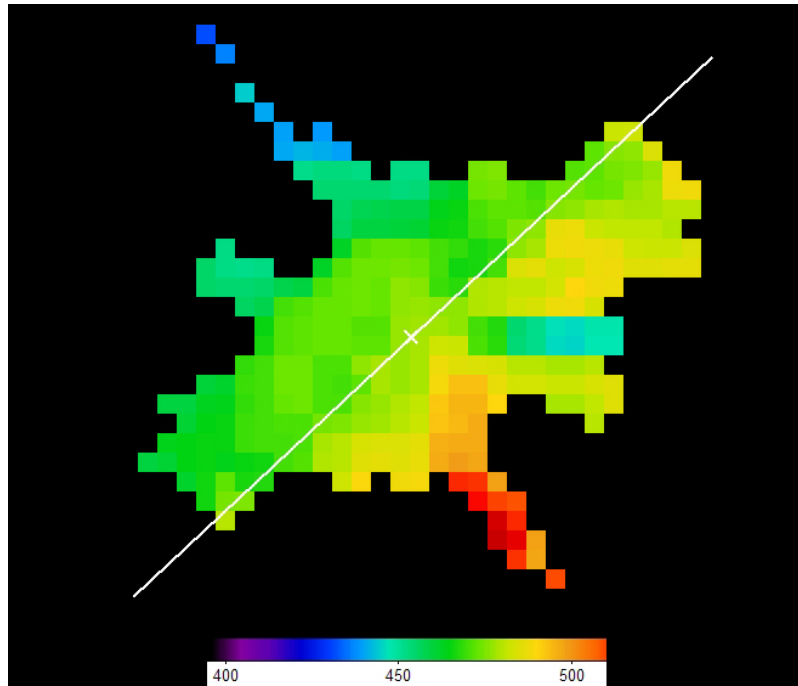


Figura 8.10: Campo de velocidad estelar con el eje menor cinemático indicado en PA (133 ± 3)°.

para el núcleo óptico es de (135 ± 10) km/s (recordemos que $\sigma = FWHM/2,35$, por lo tanto para el núcleo óptico tenemos $\sigma = 58$ km/s). $1,25''$ al norte del núcleo óptico tenemos un pico de (170 ± 10) km/s (FWHM). Otro pico con valor similar se encuentra $2,25''$ al oeste del núcleo. El valor máximo del mapa es alcanzado $6''$ al NO. Es difícil concluir, en base a este mapa, si estamos observando picos individuales de dispersión, ninguno de ellos coincidentes con el núcleo óptico, o si el núcleo se encuentra dentro de una depresión, es decir, un $\sigma - drop$ (ver Apéndice B).

La Figura 8.12 nos muestra la distribución del W(CaT). El valor promedio del campo es de 6 \AA coincidente con el valor promedio esperado para los bulbos de galaxias espirales. Este mapa se utilizó para calibrar el mapa generado en base a las observaciones GMOS, como veremos en la sección siguiente.

Observaciones GMOS

Observamos la región central de M83 utilizando el instrumento GMOS del telescopio Gemini Sur, durante dos noches en mayo de 2007. Se obtuvieron, entre otras, imágenes en los filtros z, i, CaT . Con estas imágenes construimos un mapa de ancho equivalente siguiendo el procedimiento descrito a continuación. Antes de comenzar, tuvimos que homogeneizar los FWHM y hacer coincidir todas las imágenes a $1/10$ del seeing de la noche ($0,8''$). La Figura 8.13 muestra la curva de transmisión de los tres filtros mencionados. Primero construimos dos imágenes utilizando los filtros $i + CaT$ y $z + CaT$. Al sumarlos y, a la suma total, restarles el filtro CaT , obte-

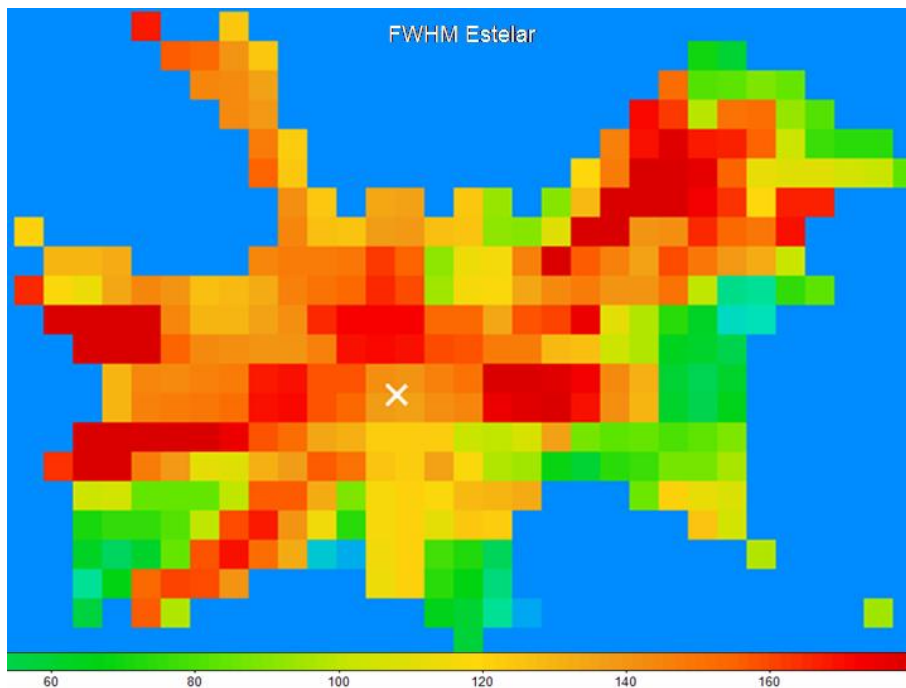


Figura 8.11: Mapa de dispersión de velocidades radiales (FWHM) de la región central de M83. La escala se encuentra en km/s. La cruz blanca marca la posición del núcleo óptico.

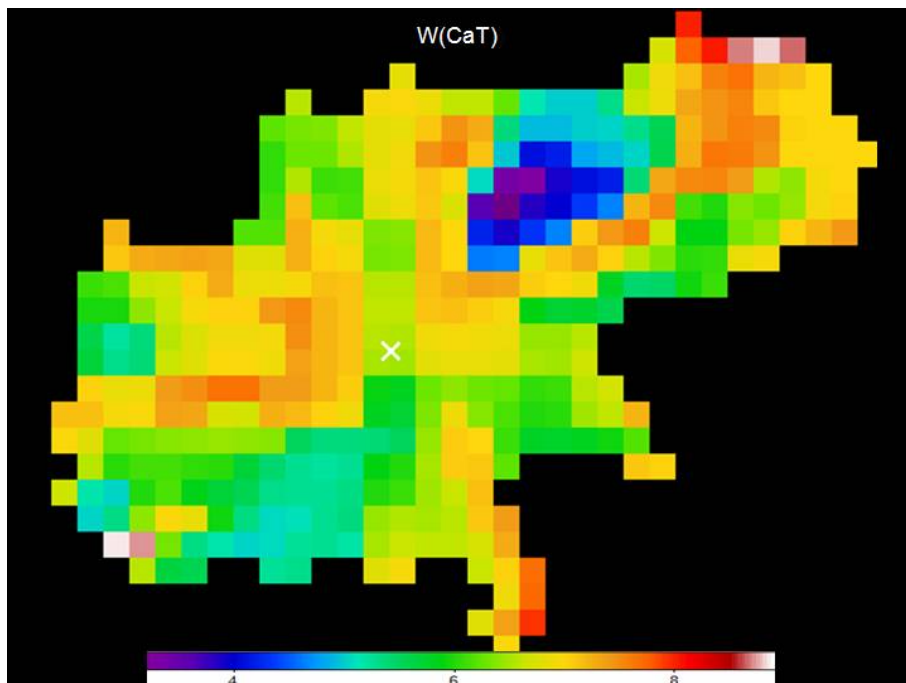


Figura 8.12: Mapa de $W(\text{CaT})$ de la región central de M83. La escala se encuentra en Å.

nemos la región sombreada en la Figura 8.14 izquierda. Luego, a la imagen generada con $i + CaT$ le restamos esta región, con lo que obtenemos la región sombreada en la parte derecha de la misma figura. Esta última región, la utilizaremos a modo de pseudocontinuo de la región espectral del CaT. El cociente entre las dos regiones de la figura, es un indicador del ancho equivalente del CaT que puede verse en la Figura 8.15. Este mapa fue calibrado con el mapa de $W(CaT)$ determinado con los espectros de CAsLeo.

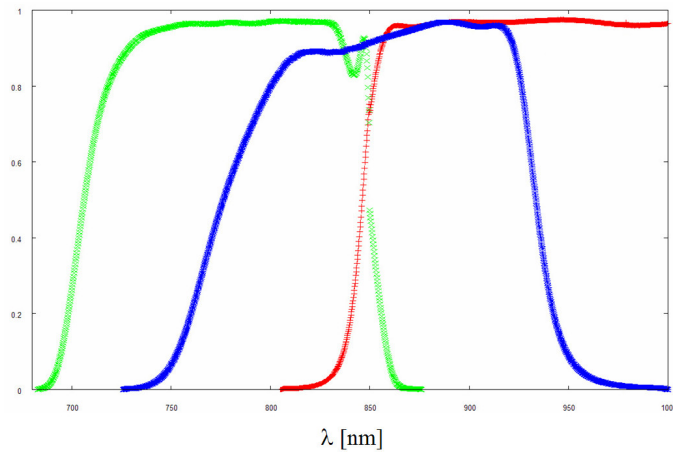


Figura 8.13: Curvas de transmisión de los filtros GMOS i , z y CaT .

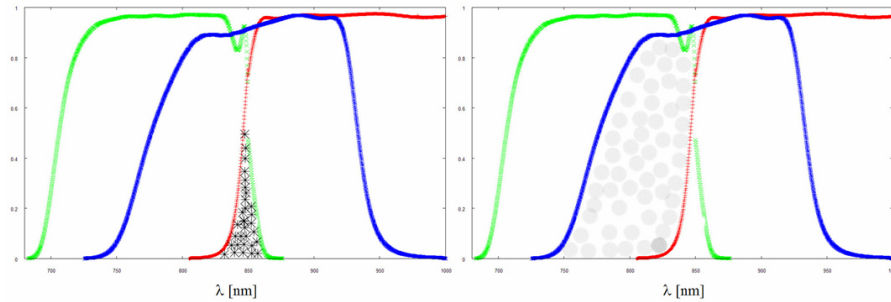


Figura 8.14: Izquierda: la región sombreada corresponde a la transmisión de $(i+CaT) + (z+CaT) - CaT$. Izquierda: región correspondiente a $(i+CaT)$ menos la región sombreada en la figura de la izquierda. El cociente entre estas dos regiones es proporcional al $W(CaT)$.

La Figura 8.16 nos presenta con el mapa generado a partir de las imágenes GMOS y el determinado de los espectros de CAsLeo. Las similitudes son claras, en particular la región con valores bajos ($\sim 4 \text{ \AA}$) al NO del núcleo óptico, y los valores máximos del campo ($\sim 9 \text{ \AA}$) al NO de la región anterior. Observando el mapa de la derecha, parecería que estos valores altos corresponden a las dos regiones a ambos lados de la banda de polvo, posiblemente no resuelta en los espectros. A continuación analizaremos los valores a la luz del modelo SB99 para la evolución del $W(CaT)$ (Figura 8.17).

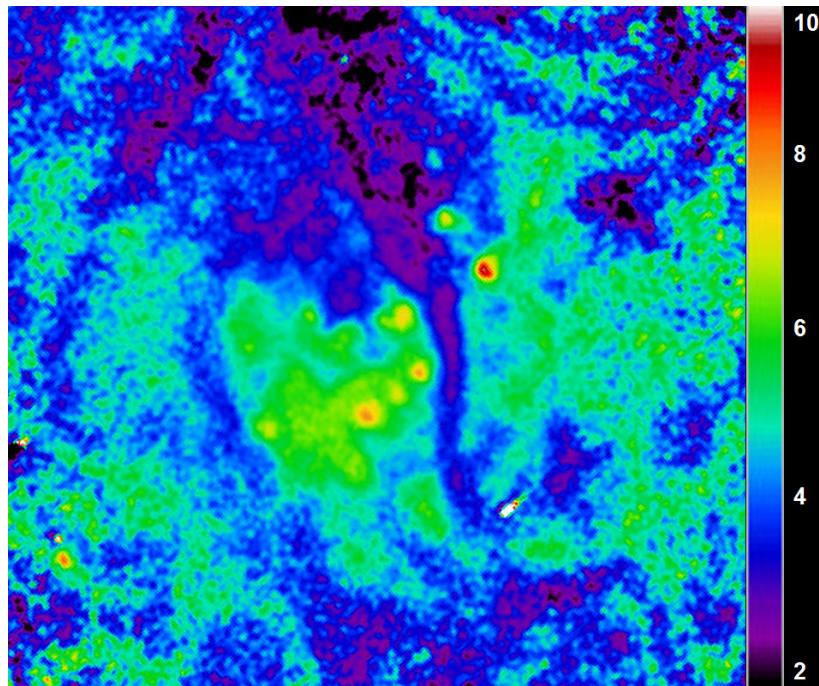


Figura 8.15: Mapa de $W(\text{CaT})$ generado con las imágenes GMOS en los filtros i , z y CaT siguiendo el procedimiento descrito en el texto. La escala está en Å y corresponde a la calibración realizada con el mapa de $W(\text{CaT})$ de los espectros.

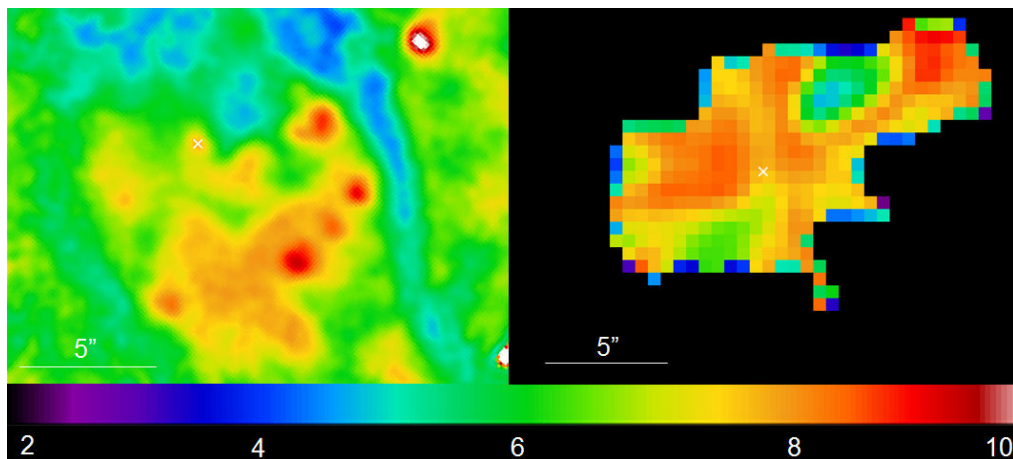


Figura 8.16: Izquierda: $20''$ centrales del mapa de $W(\text{CaT})$ de la Figura 8.15. Derecha: mapa de $W(\text{CaT})$ de la Figura 8.12. La escala se encuentra en Å .

El valor promedio del campo de $W(\text{CaT})$ es $\sim 6 \text{ Å}$. Este valor coincide con el valor constante que alcanza el modelo SB99 para el caso de formación estelar continua y coincide con los valores observados en los bulbos de galaxias espirales. Según DTT89, valores mayores a 9 Å sólo se observan en estrellas supergigantes rojas. Estos valores se alcanzan en nuestro campo para las regiones de formación estelar más

intensas del arco, y para la región que yace al otro lado de la banda de polvo. El modelo SB99 pone un límite superior a la edad de las regiones, de 2×10^7 años para valores $>7 \text{ \AA}$ y de 1×10^7 años para aquellas regiones de $8,5 \text{ \AA}$.

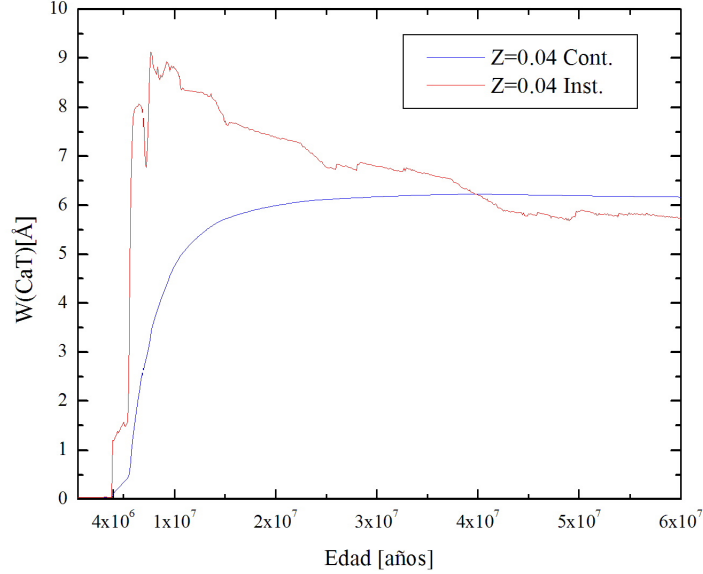


Figura 8.17: Modelo SB99 para el caso instantáneo (rojo) y continuo (azul) para metalicidad $2Z_{\odot}$, FIM de Salpeter y límites 1 y $100 M_{\odot}$. El caso continuo se estabiliza a un valor de 6 a partir de 3×10^6 años.

8.4.2. La cinemática del gas

La detección de NI $\lambda 8682$ en emisión, en nuestros espectros del cercano infrarrojo (Figura 8.18), nos permitió obtener simultáneamente a la cinemática estelar, la del gas para comparación a una misma resolución, y poder así vincular esta información con nuestros campos de alta resolución en el rango de $\text{Pa}\beta$. Ajustamos Gaussianas a dicha línea para determinar los correspondientes parámetros cinemáticos. Los errores del ajuste gaussiano se determinaron utilizando la expresión de Keel (1996(ver ecuación 9.1). Construimos con esta información, el campo de velocidad radial heliocéntrica del gas y el mapa y de FWHM.

El campo de velocidad radial del gas (Figura 8.19) presenta la misma perturbación que el campo de velocidad estelar, al oeste del núcleo óptico en PA 90° . En la Sección 10, trataremos de explicar esta característica peculiar de los campos. El gradiente máximo del campo es de 80 km/s y el eje menor cinemático se encuentra en PA $(150 \pm 3)^{\circ}$. Esta diferencia de 17° entre los ejes cinemáticos del campo estelar

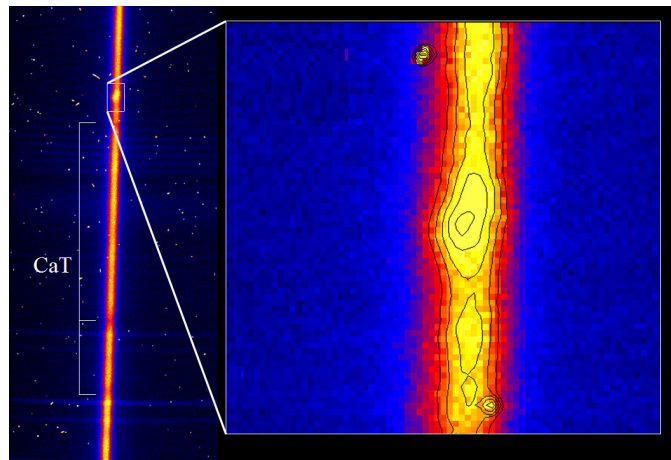


Figura 8.18: Emisión de Ni $\lambda 8682$ detectada en nuestros espectros en la región del CaT (las tres absorciones del triplete se indican a la izquierda). Puede verse claramente que el perfil de la emisión indica rotación y no corresponde a una emisión del cielo. Esto nos permitió obtener simultáneamente a la cinemática estelar, la cinemática del gas para comparación.

y del gas, podría indicar que el disco de gas se encuentra levemente alabeado con respecto al disco estelar.

El mapa de FWHM del gas, presenta un valor máximo de (196 ± 10) km/s al oeste del núcleo óptico (PA 90°), coincidente con la perturbación que presentan ambos campos de velocidad (estelar y del gas).

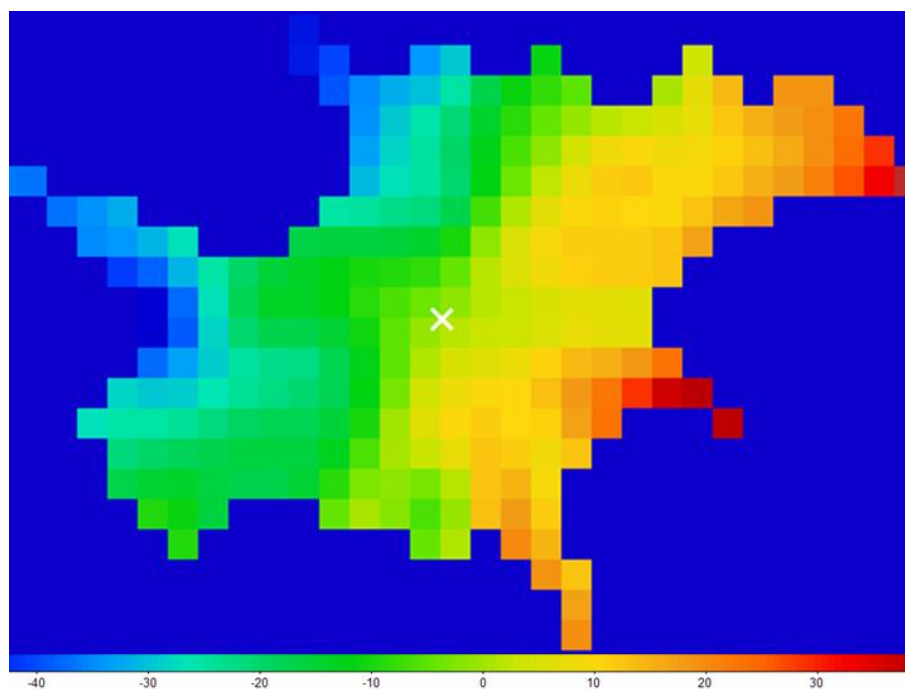


Figura 8.19: Campo de velocidad radial (corregidos a $V_{\text{SYS}}=490$ km/s) del gas, generado a partir de la emisión de NI $\lambda 8682$. La escala se encuentra en km/s. La cruz blanca indica la posición del núcleo óptico.

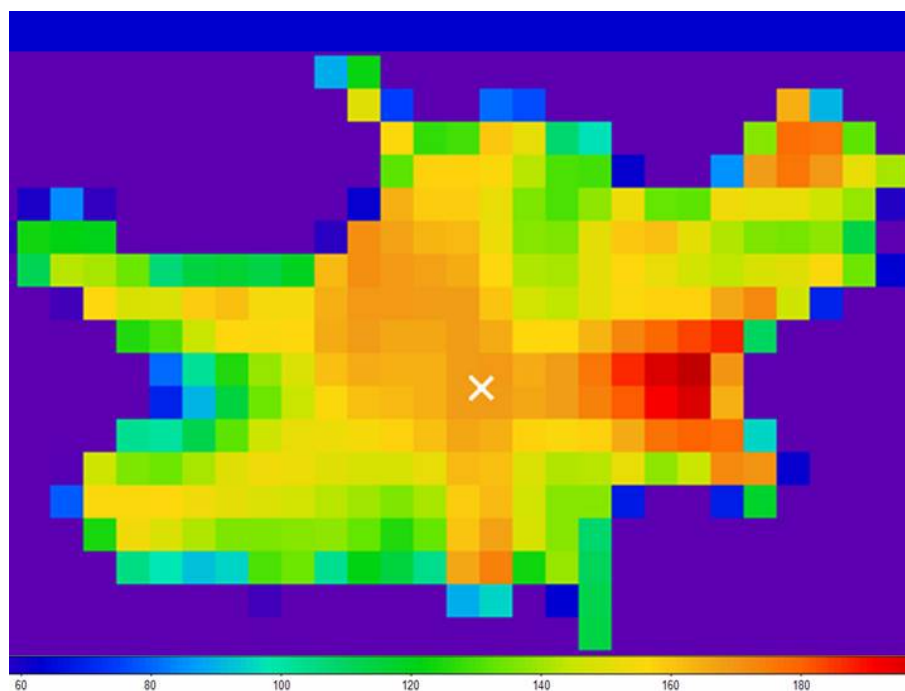


Figura 8.20: Mapa de FWHM del gas. La escala se encuentra en km/s.

Capítulo 9

Observaciones de Campo Integral en banda J

9.1. Introducción

En el Capítulo 6, describimos las observaciones en banda *R* utilizando el modo Multipupilar del Espectrógrafo Multifunción de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre. Nuestro campo de velocidad radial en $H\alpha$ mostraba lo que interpretamos como una configuración de núcleo doble. El muestreo espacial de esas observaciones era de $2''$. Luego, en el Capítulo 7, comenzamos nuestro estudio de la población estelar subyacente mediante espectros en banda *K*. La rotación de la población de gigantes *K* fue confirmada luego en el Capítulo 8. En este último, mediante ranura larga secuencial y gracias a la emisión de NI ($\lambda 8682$), comprobamos que el sistema estelar es corrotante con el gas. Ambos sistemas presentan una perturbación al oeste del ON. La existencia de varios indicadores de edad en los espectros banda *K*, nos permitieron estimar que el núcleo y las regiones $3''$ al norte y al sur del ON, presentan formación estelar con una edad coincidente con la determinación de Harris et al (2001) para los cúmulos del arco de formación estelar. Con el objeto de entender la naturaleza del doble núcleo y la posible conexión con el arco de formación estelar, realizamos nuevas observaciones de espectroscopía 3D a una resolución menor al segundo de arco. En su visita al telescopio Gemini Sur, utilizamos el instrumento CIRPASS (ver Capítulo 5) para obtener espectros de la región central de M83 en el infrarrojo cercano, minimizando de esta forma los efectos del polvo. La emisión de $Pa\beta$, un poderoso indicador de edad, y $[FeII]$, nos permitirán hacer un análisis de la edad y las propiedades físicas del medio interestelar con una resolución cuatro veces menor que con el MPP, y con todas las ventajas de la espectroscopía 3D.

9.2. Observaciones

Utilizamos el Cambridge Infrared Panoramic Survey Spectrograph (Parry et al., 2000), para obtener espectros 3D utilizando una IFU con muestreo de $0,36''$ ($7,2$ pc), con forma elipsoidal de tamaño $13'' \times 5''$. La unidad de campo integral fue orientada en PA 120° (Figura 9.1). Se obtuvieron 3 campos, uno de ellos centrado en el punto medio entre la posición del núcleo óptico y la posible posición del núcleo oculto según nuestra previa determinación con las observaciones ópticas de baja resolución (Mast et al., 2006). Entre la observación de cada campo de la galaxia, se observó un campo del cielo, para utilizar en el restado de las fuertes líneas de emisión características de este rango espectral (ver Figura 9.2).

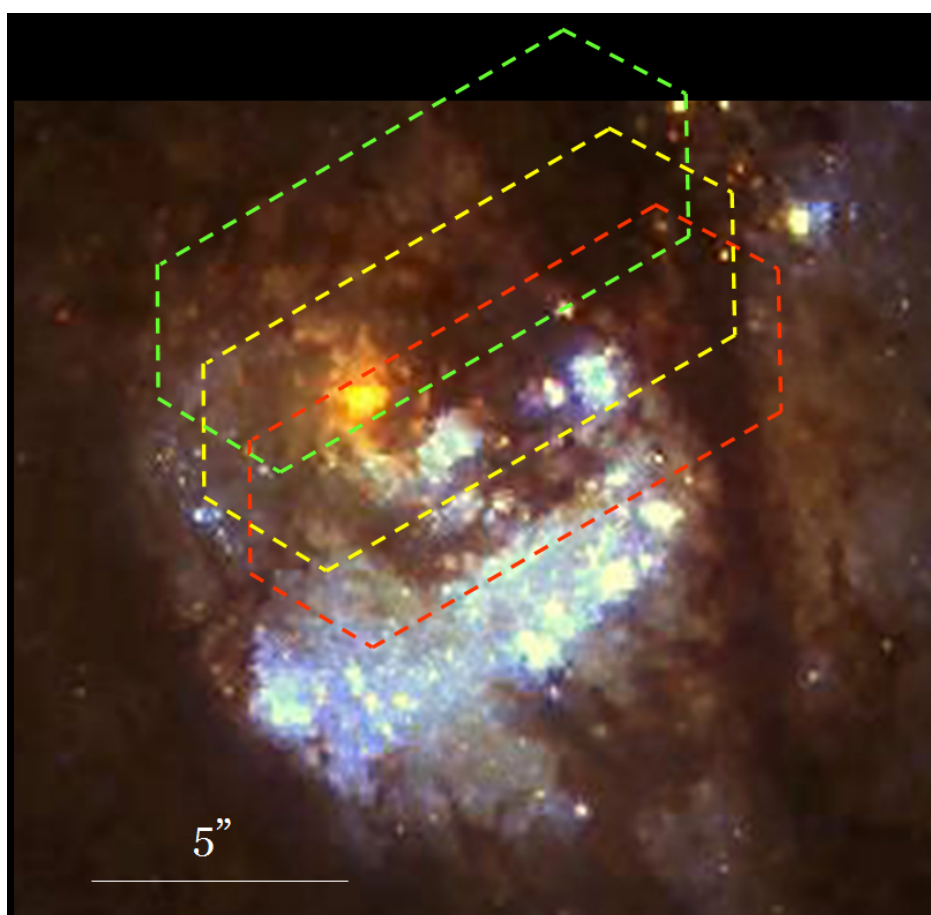


Figura 9.1: Posicionamiento de las tres IFU CIRPASS. Los tres campos incluyen el núcleo óptico.

El rango espectral cubierto por los 490 espectros va de $1,2$ a $1,4 \mu\text{m}$, lo que incluye las emisiones de $\text{Pa}\beta$ $\lambda 12818,1$ y $[\text{FeII}]$ $\lambda 12566,8$. La resolución espectral es ~ 3200 . Durante las observaciones, llevadas a cabo en Marzo de 2003, se utilizó el sensor periférico de frente de onda de la óptica activa del telescopio Gemini. La calidad de imagen conseguida fue excelente ($\text{FWHM} \approx 0,5''$); por lo tanto, el plano focal

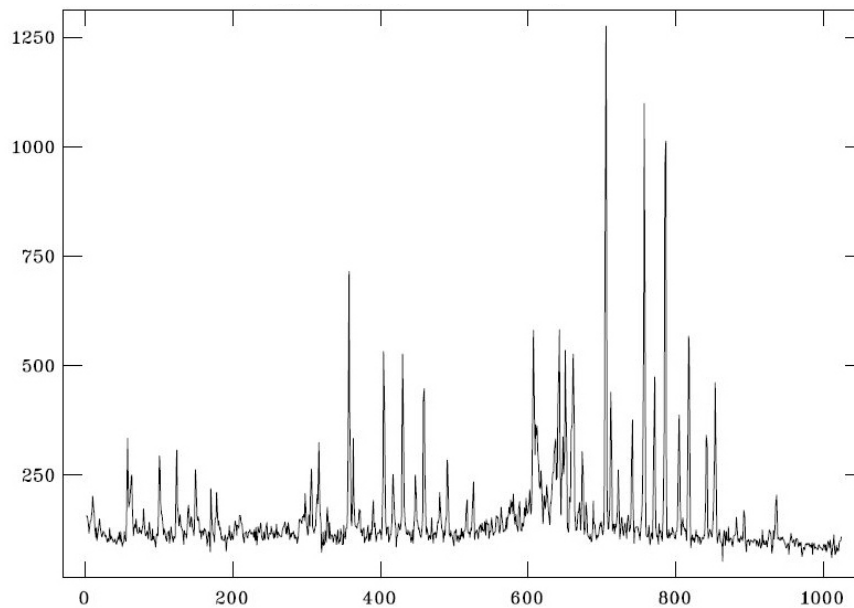


Figura 9.2: Espectro CRIPASS del cielo en el rango 1,2 – 1,4 μm . La observación alternada de un campo del cielo entre cada campo de la galaxia, permitió una correcta cancelación de esta emisión.

estaba levemente submuestreado.

9.3. Reducción

Para la reducción de los datos, se utilizó una combinación de tareas de IRAF, AD-HOC (desarrollado por el Observatorio de Marsella), planillas de cálculo estándares y programas de procesamiento de imágenes.

La etapa inicial de la reducción se realizó mediante el paquete CIRPASSOFT, desarrollado dentro de IRAF para el procesamiento de los datos CIRPASS (Sharp, R. 2003)¹. La Figura 9.3 muestra el espectro 3D de uno de los campos observados. En él puede verse la emisión de Pa β . Como dijimos en el Capítulo 5, los espectros no fueron calibrados en longitud de onda, sino que se utilizaron varias líneas de cielo —las más prominentes— para referenciar las emisiones y obtener los parámetros cinemáticos. Sólo algunas extracciones fueron calibradas para tener como referencia e identificación de las líneas. La Figura 9.4 muestra una de estas extracciones.

Por lo tanto, el software de CIRPASS fue utilizado hasta las extracciones de los espectros, obteniendo así los archivos MEF correspondientes a cada uno de los campos. A partir de allí, se utilizaron planillas de cálculo y macros de visual basic para, a partir de las mediciones de intensidad Pa β , FWHM de las líneas, intensidad de [FeII], cociente [FeII]/Pa β y ancho equivalente de Pa β ($W(\text{Pa}\beta)$), reconstruir las IFU correspondientes.

¹<http://www.ast.cam.ac.uk/optics/cirpass/dated/cookbooksn1987a.php>

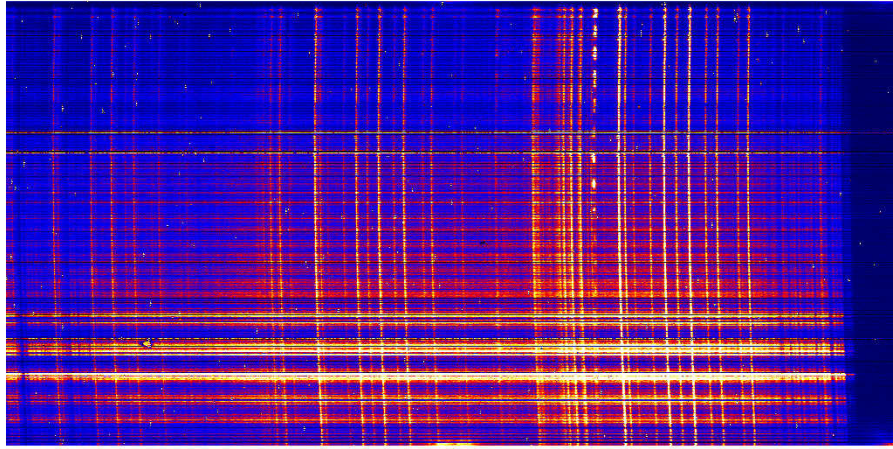


Figura 9.3: Espectro 3D de uno de los campos CIRPASS. La emisión $Pa\beta$ es fácilmente observable en la mitad derecha del espectro.

Se ajustaron Gaussianas a las emisiones de $Pa\beta$ y [FeII] de cada espectro, como así también a las 3 líneas de emisión de cielo más prominentes y cercanas a $Pa\beta$. Con esta información se pudo determinar la velocidad radial a partir de la diferencia entre $Pa\beta$ y las tres líneas de cielo. Se consideró una dispersión media calculada a partir de las posiciones en λ_0 de las tres líneas y la respectiva posición en pixeles. El valor de la velocidad se tomó como el promedio de las tres mediciones. La dispersión entre los tres valores (las velocidades determinadas a partir de cada línea de emisión del cielo), nunca superó los 2 km/s, lo que se toma como un indicador del error cometido en la linearización. Para determinar el error en velocidad total, se sumó en cuadratura el error anterior y el determinado mediante la expresión empírica de de Keel (1996) para el error del ajuste gaussiano

$$e_{gau} = 0,8(\sigma_{con}/I_{Pa\beta})(\delta\lambda^{1,5}/\lambda)(c/d^{0,5}) \quad (9.1)$$

donde σ_{con} es el ruido del continuo $I_{Pa\beta}$ es la intensidad de la línea, ambos en unidades de adquisición; $\delta\lambda$ es el FWHM de la línea y d es la dispersión del espectro en $\text{\AA}/\text{pixel}$.

Al realizar el macro visual basic, estamos aproximando la forma hexagonal de las lentes del arreglo, por rectángulos. Por motivos de representación visual, remuestreamos cada pixel en 2×2 . En este paso, estamos introduciendo un error geométrico (ver Figura 9.5 y 9.6). Este error, si bien no altera la información relativa dentro de cada campo, o en el mosaico final de los tres campos, será tomada en cuenta en el momento de obtener la información astrométrica correspondiente.

Los campos finales, generados en nuestra aproximación rectangular, tendrá que ser corregido por $0,68''$ en la dirección del eje mayor y $1,06''$ en la dirección del eje menor. De todas maneras, al reportar posiciones astrométricas lo haremos relativas a distintas estructuras fácilmente identificables en las imágenes del HST. De esta forma minimizamos cualquier error que provenga de consideraciones en el tamaño

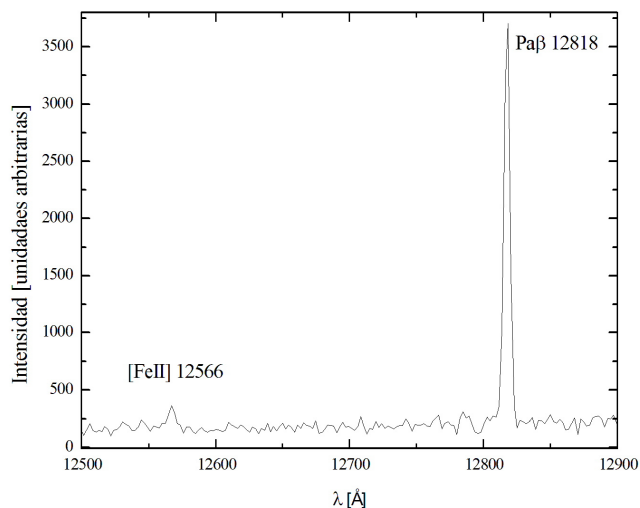


Figura 9.4: Extracción de una de las fibras donde pueden verse las emisiones de Pa β y [FeII] con la longitud de onda respectiva en Å.

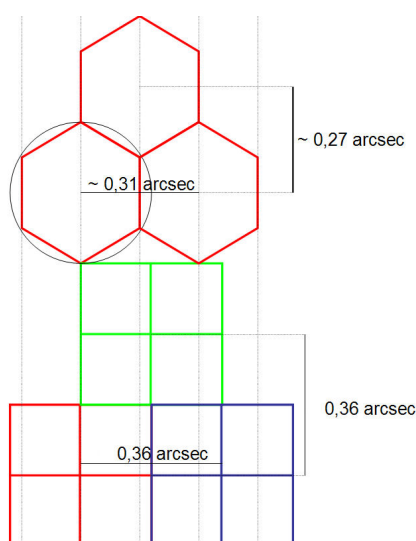


Figura 9.5: Distorsión geométrica introducida a lo largo del eje menor del arreglo de lentes, producto de la aproximación rectangular de cada lentilla hexagonal. El símbolo de aproximado, en los valores correspondientes a los hexágonos, responden a la posible imperfección en la confección del arreglo de lentes, si bien el factor de llenado de la IFU CIRPASS es aproximadamente 100 %.

del pixel. Todos los campos Cirpass que mostraremos de aquí en más subtienden $24,7'' \times 16,4''$.

La Figura 9.7 muestra una visualización típica de un campo de velocidad con el software CIRPASS. Luego se podrá apreciar las ventajas, sobre esta visualización,

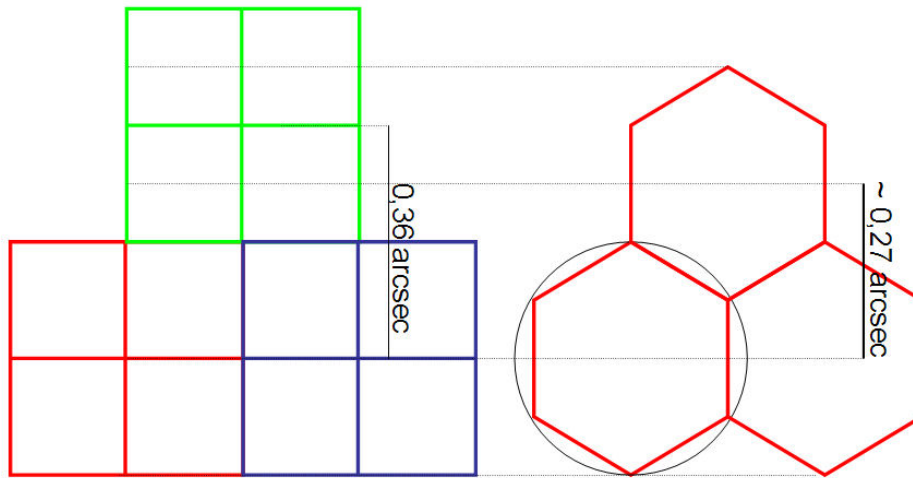


Figura 9.6: Idem Figura 9.5 pero para la distorsión geométrica introducida en la dirección del eje mayor.

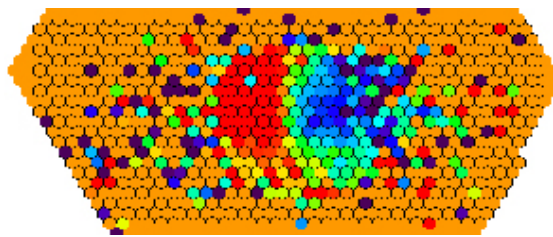


Figura 9.7: Campo de velocidad generado con el software de visualización CIRPASS de la supernova SN1987A. Los beneficios de nuestra técnica de remuestreo y posterior suavizado son evidentes.

de nuestro proceso de submuestreo y posterior suavizado. Todos los campos e imágenes que se mostrarán de aquí en más, se encuentran orientados norte arriba y este a la izquierda, salvo que expresamente se indique lo contrario.

9.4. Resultados

La Figura 9.8 nos muestra, a la izquierda, la imagen HST en el filtro F814W con un rectángulo que indica el área cubierta por el mosaico de los tres campos. La imagen de la derecha es la reconstrucción a partir del continuo de Pa β de dicho mosaico.

El campo de velocidad radial heliocéntrica del gas ionizado construido a partir de la emisión Pa β , puede verse en la Figura 9.9. Las líneas de isovelocidad están trazadas cada 5 km/s. La cruz blanca marca la posición del núcleo óptico. La rotación en torno al núcleo es clara. En el extremo oeste del mosaico, se aprecia un perfecto

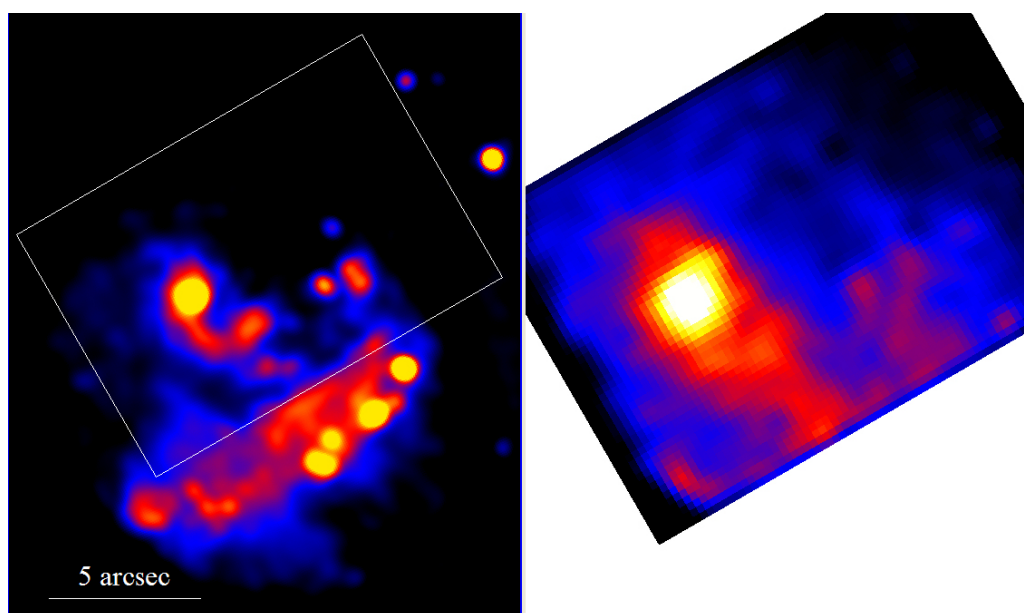


Figura 9.8: Izquierda: imagen HST en el filtro F814W. Derecha: imagen de continuo en Pa β .

diagrama araña², lo que indica rotación discooidal en torno a una segunda concentración de masa. En la Figura 9.10 se ha suavizado el campo con una gaussiana de 0,^{''}9 y se han indicado con elipses las regiones donde se detecta rotación discooidal.

La Figura 9.11 muestra la superposición del campo de velocidad con la imagen de continuo y la Figura 9.12 muestra la misma superposición, sólo que con distinto contraste para poder ubicar el núcleo óptico en relación al campo de velocidad. No se detecta en nuestros mapas de continuo ninguna estructura asociada a esta segunda concentración de masa. Lo mismo ocurre con las imágenes HST. Como dijimos en la Sección 6, el núcleo óptico se encuentra descentrado con respecto al centro del bulbo. Éste está definido como el centro de las isofotas más externas en banda K. La Figura 9.13 muestra la determinación de la posición astrométrica del centro del bulbo. En esta figura vemos las isofotas determinadas a partir de la imagen 2MASS en banda K, superpuestas a la imagen HST en el filtro F814W. El centro del ajuste a las isofotas más externas nos da para centro del bulbo $\alpha = 13^h 37^m 00.^s 6$ y $\delta = -29^\circ 51' 57.^s 02$. La Figura 9.14, indica la posición del centro del bulbo en el campo de velocidad.

La Figura 9.15 muestra cómo el efecto de dos discos con centros de rotación desplazados, produce el quiebre del eje menor cinemático. Para el caso del campo de velocidad CIRPASS, el lóbulo azul del disco correspondiente al HN posee una velocidad mayor que el del ON. En los modelos de la izquierda, ambos discos presentan los mismos valores de velocidad.

La Figura 6.5 muestra el mapa de FWHM de Pa β . Las cruces indican las posicio-

²Dado un disco en rotación inclinado y proyectado en el cielo, el diagrama de isovelocidades que se observa se conoce como *diagrama araña*.

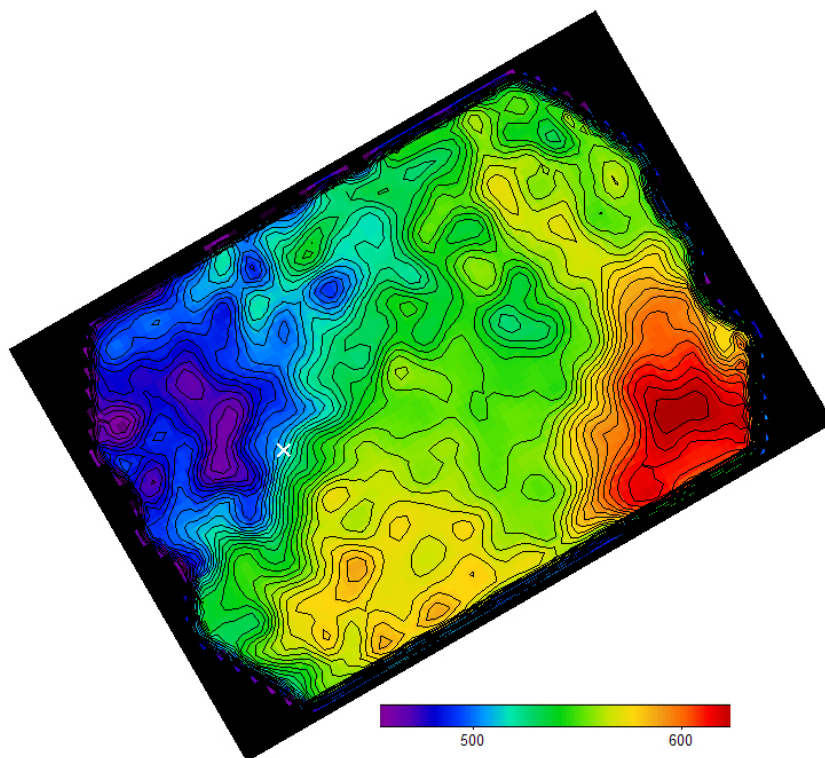


Figura 9.9: Campo de velocidad radial del gas ionizado obtenido de la emisión en $\text{Pa}\beta$. Las líneas de isovelocidad están trazadas cada 5 km/s. La cruz blanca marca la posición del núcleo óptico. La escala se encuentra en km/s.

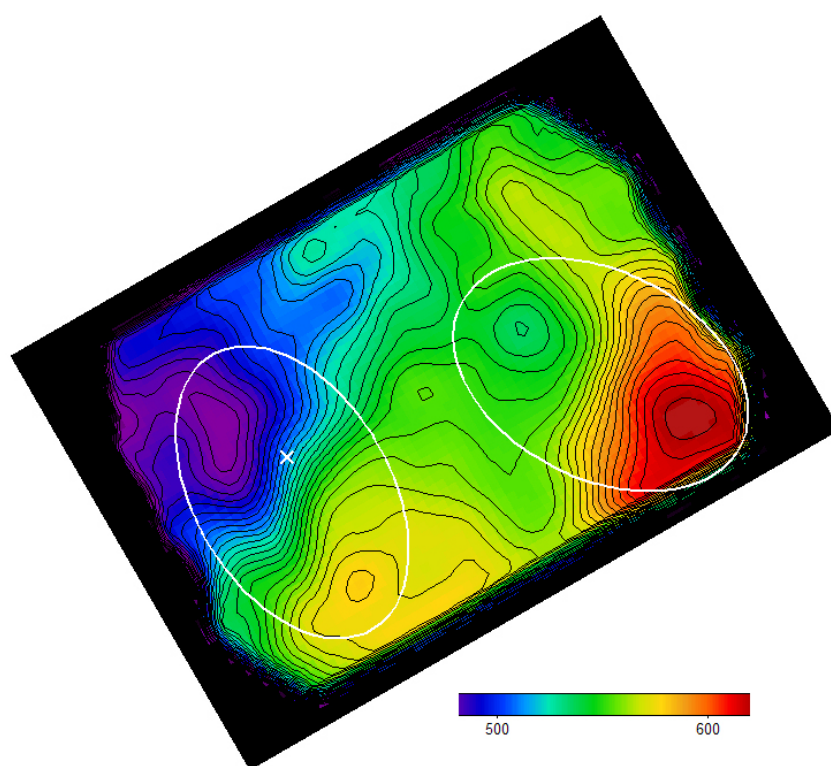


Figura 9.10: El mismo campo de la Figura 9.9 pero suavizado con una gaussiana de $0,9''$. Las elipses indican las regiones donde se aprecia rotación discoidal. La escala se encuentra en km/s.

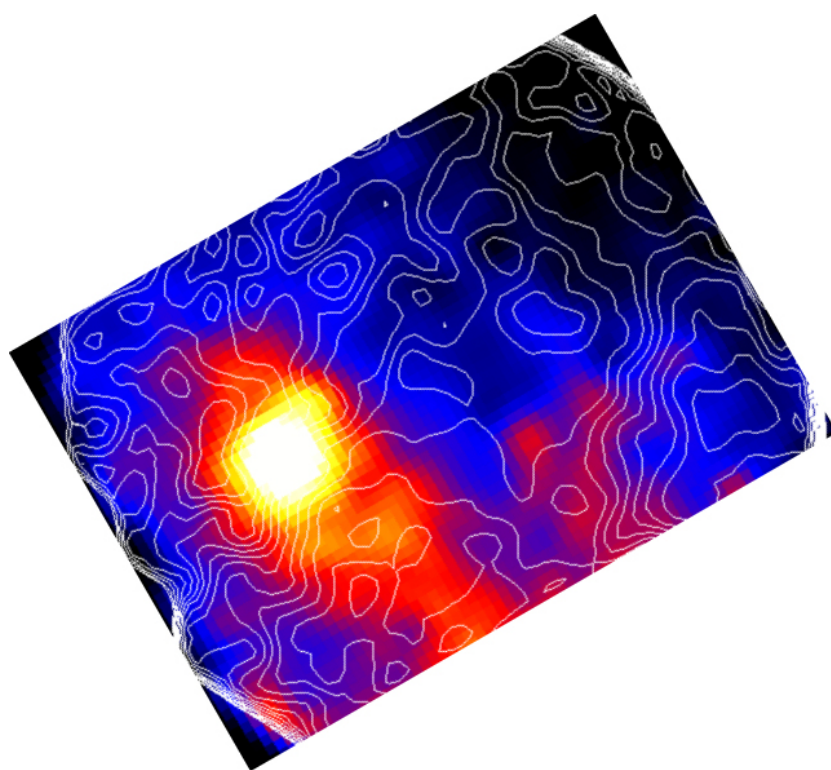


Figura 9.11: Campo de velocidad radial del gas ionizado superpuesto a la imagen de continuo. Las líneas de isovelocidad están trazadas cada 9 km/s.

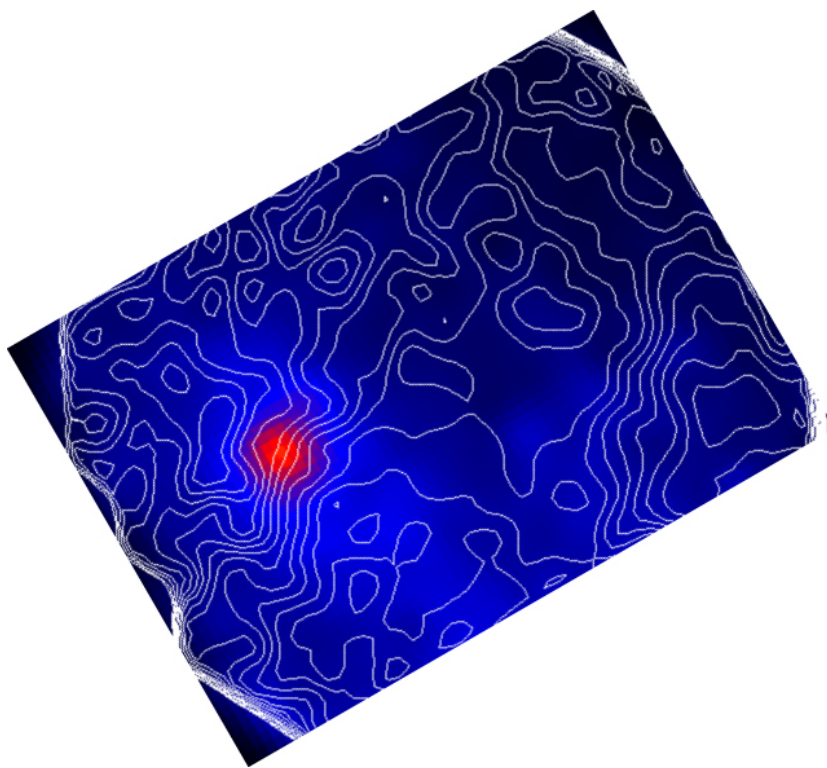


Figura 9.12: Idem Figura 9.11 sólo que en este caso se le ha dado distinto contraste a la imagen de continuo para observar la posición del núcleo óptico con respecto al campo de velocidad.

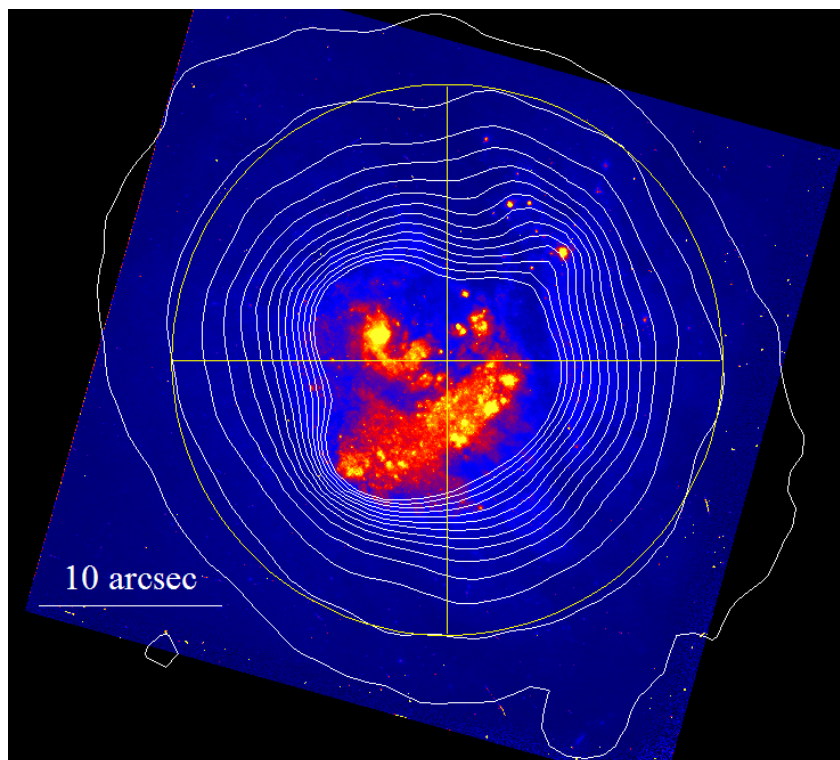


Figura 9.13: Determinación del centro del bulbo, a partir de las isofotas más externas en banda K. Las isofotas corresponden a la imagen 2MASS y se encuentran superpuestas a la imagen del HST en el filtro F814W.

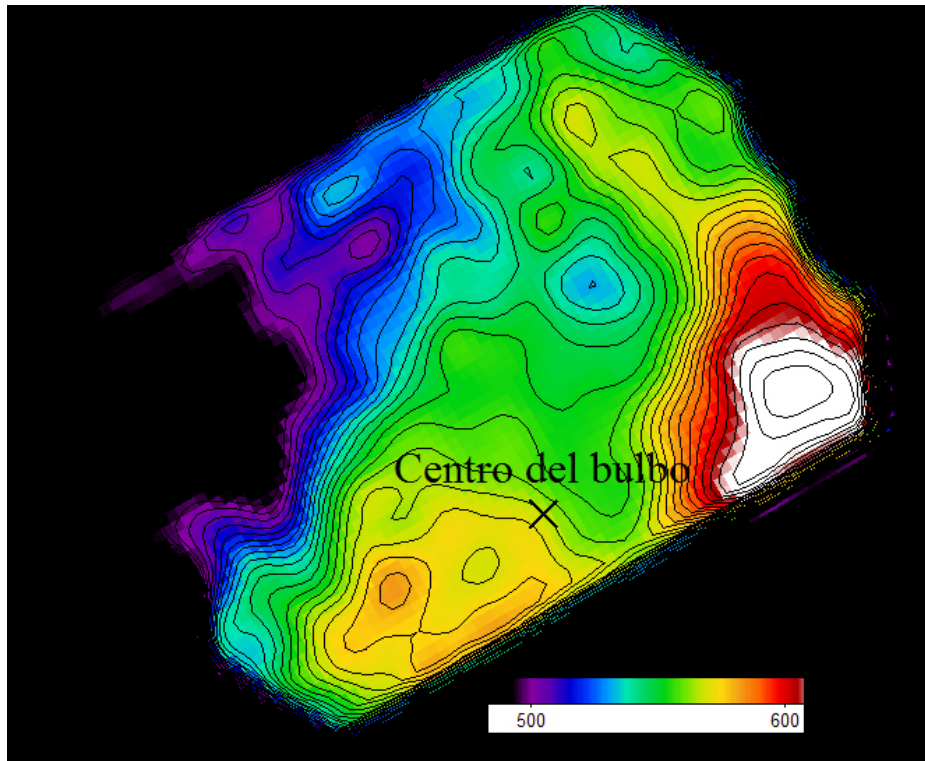


Figura 9.14: Ubicación del centro del bulbo (determinado como el centro de las isofotas más externas en banda K) en el campo de velocidad del gas ionizado. La escala se encuentra en km/s.

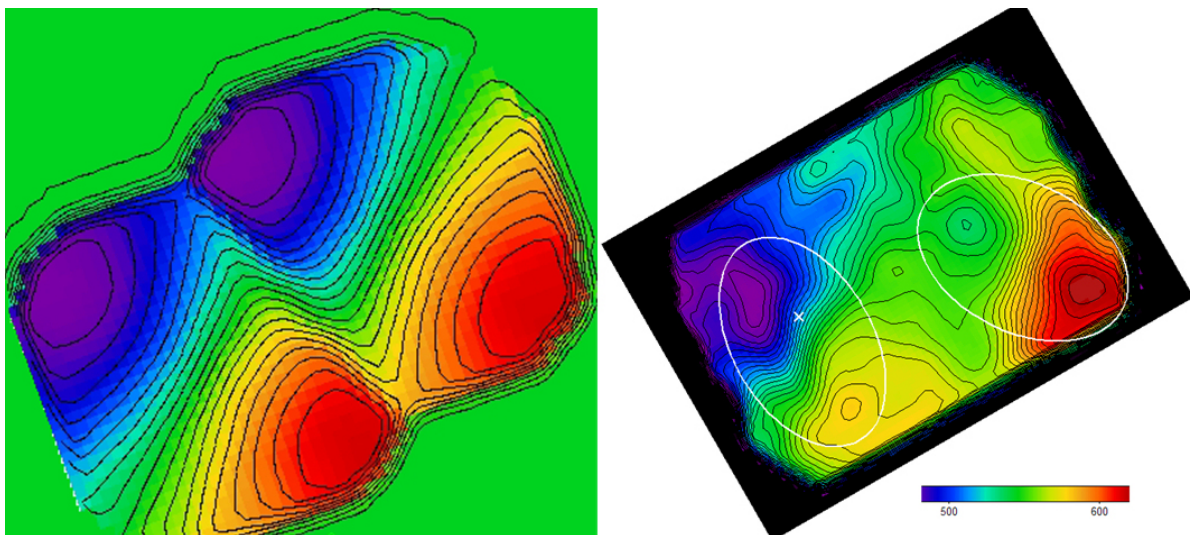


Figura 9.15: Izquierda: modelo de campo de velocidad generado con dos discos en rotación, con centros de rotación desplazados un diámetro. Derecha: campo de velocidad radial CIRCASS con las elipses indicando las regiones de rotación discoidal en torno a cada uno de los núcleos.

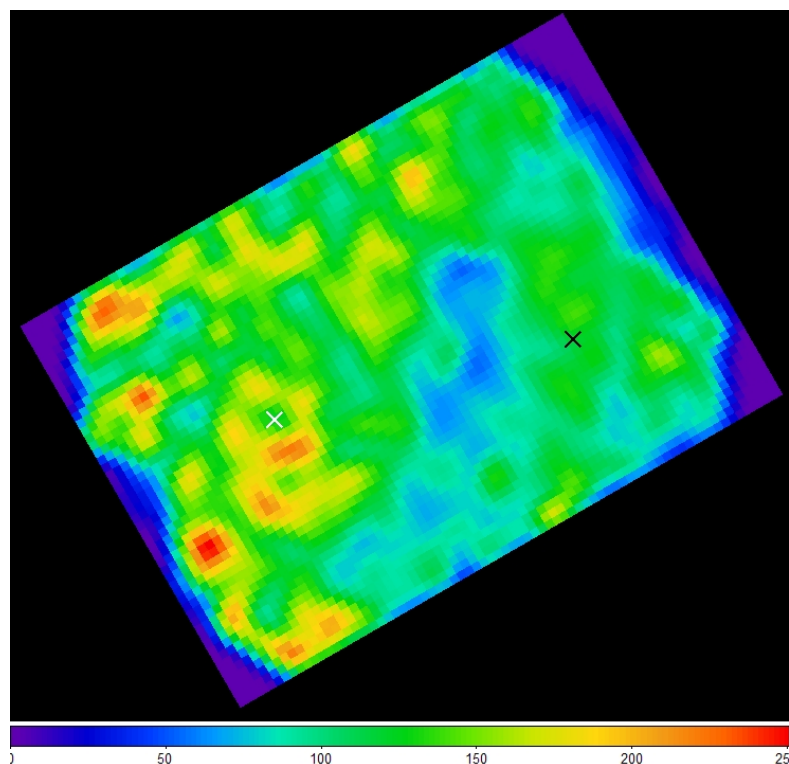


Figura 9.16: Mapa de FWHM de Pa β . El ON se encuentra rodeado de un anillo, con una extensión hacia el sur coincidente con el brazo de la imagen de continuo. La escala se encuentra en km/s.

nes de los núcleos. En torno al ON podemos observar un anillo de radio $\sim 1''$ con valores promedio de 170 km/s. En el ON el FWHM cae a 122 km/s. Hacia el sur, saliendo del anillo, podemos observar un pequeño brazo coincidente con el brazo detectable en la imagen de continuo. La región del HN muestra valores menores, con una leve extensión hacia el norte. En esta región el FWHM no supera los 140 km/s. El HN alcanza (118 ± 9) km/s.

La Figura 9.17 es el mismo mapa de FWHM de la Figura 9.16 suavizado con una gaussiana de $0,9''$. En esta figura podemos observar que ninguno de los núcleos coincide con el máximo local de FWHM. Los valores en la región del HN son cerca de 40 km/s menores. La Figura 9.18 es el mapa de emisión de Pa β . La emisión se encuentra muy localizada, con un claro máximo $4,1''$ al oeste del ON.

El mapa de [FeII] $\lambda 1,2566 \mu\text{m}$ muestra un valor máximo para el ON y una estela que se extiende hasta llegar al HN. Al igual que con la molécula de H₂, identificar el mecanismo de excitación del [FeII] no es tarea sencilla (ver Capítulo 7). Las opciones van desde radiación X de un núcleo activo, hasta supernovas y fuertes vientos estelares. La Figura 9.20 muestra el modelo SB99 para el caso instantáneo de la evolución de la tasa de supernovas. Los parámetros del modelo son: FIM Salpeter con límites 1 y $100 M_{\odot}$, $Z=0,04$. Este gráfico nos muestra que las primeras supernovas de una población, aparecen a los 4×10^6 años. Este máximo en la producción de su-

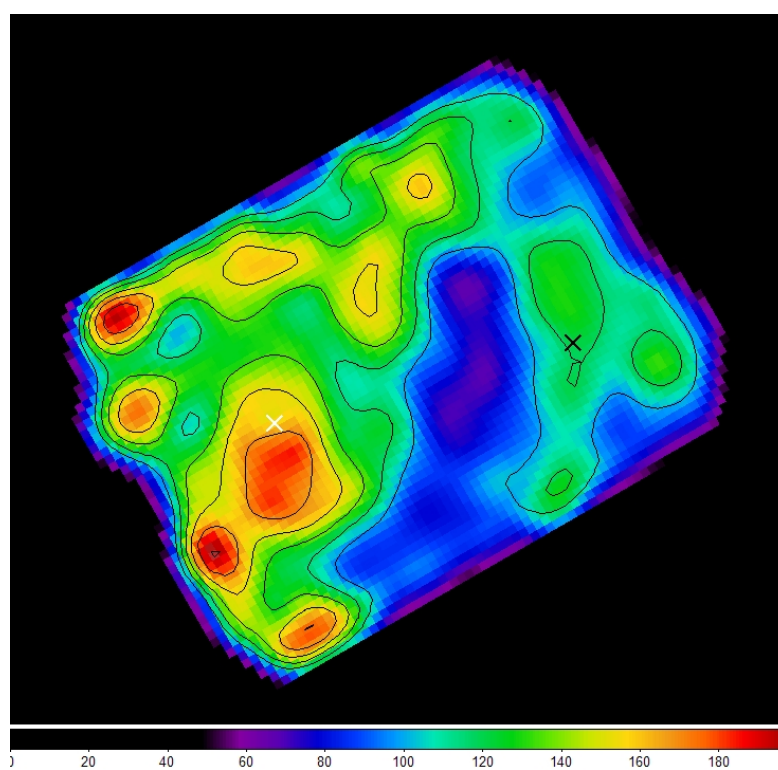


Figura 9.17: Mapa de FWHM de Pa β suavizado a 0,9''. Si bien los valores para el HN son menores, ambos núcleos se encuentran desplazados de los máximos locales de FWHM.

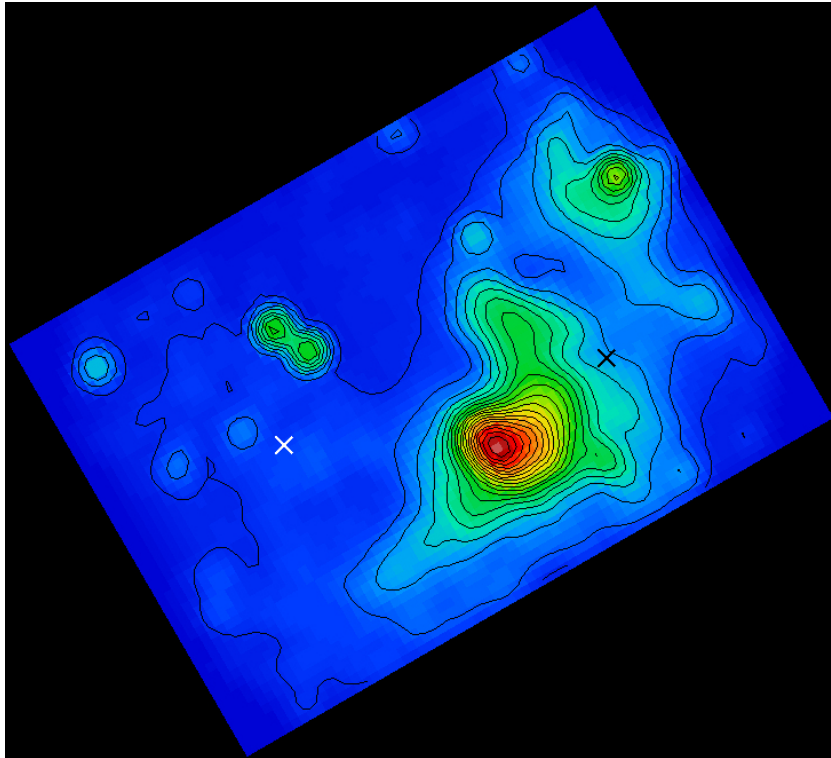


Figura 9.18: Mapa de emisión de Pa β . La cruz blanca indica el ON y la negra el HN.

pernovas es bien pronunciado, con una duración de no más de 2 millones de años. Luego de alcanzar un valor máximo, cae monótonicamente hasta desaparecer luego de 3×10^7 años. Hay que tener en cuenta que este modelo corresponde a una población estelar simple que, una vez que todos sus miembros masivos han evolucionado —en los casos en los que correspondiere— a su fase de supernova, la tasa de supernovas (SNR) cae a cero. Para el caso de formación estelar continua, por otra parte, la SNR va aumentando paulatinamente luego de 4×10^6 años para alcanzar un valor máximo al cabo de unos millones de años y luego mantener este valor constante mientras dure la formación estelar.

El modelo SB99 nos indica que, suponiendo un límite inferior para el comienzo del starburst nuclear en M83 de 4×10^6 años, todos los cúmulos de la región ya están entrando —o han entrado— en la fase de supernova. Es el cociente $[\text{FeII}]/\text{Pa}\beta$ (Figura 9.21) el que nos ayudará a discriminar entre diferentes procesos. Este cociente nos habla de la transición entre ionización por shocks provenientes de supernovas, y photoionización pura (Moorwood and Oliva, 1988; Simpson et al., 1996; Rodríguez-Ardila et al., 2004). De la figura vemos que en torno al ON los valores del cociente ascienden a $\sim 2 - 2,5$ y caen a 0,5 a medida que me acerco al HN hacia el oeste. Estos últimos valores son los esperables para regiones HII. Esto nos indica, por un lado, que el $[\text{FeII}]$ de la región circundante del ON, proviene de supernovas. Queda la duda de si estas SN son fruto del starburst actual, o resabios de la formación es-

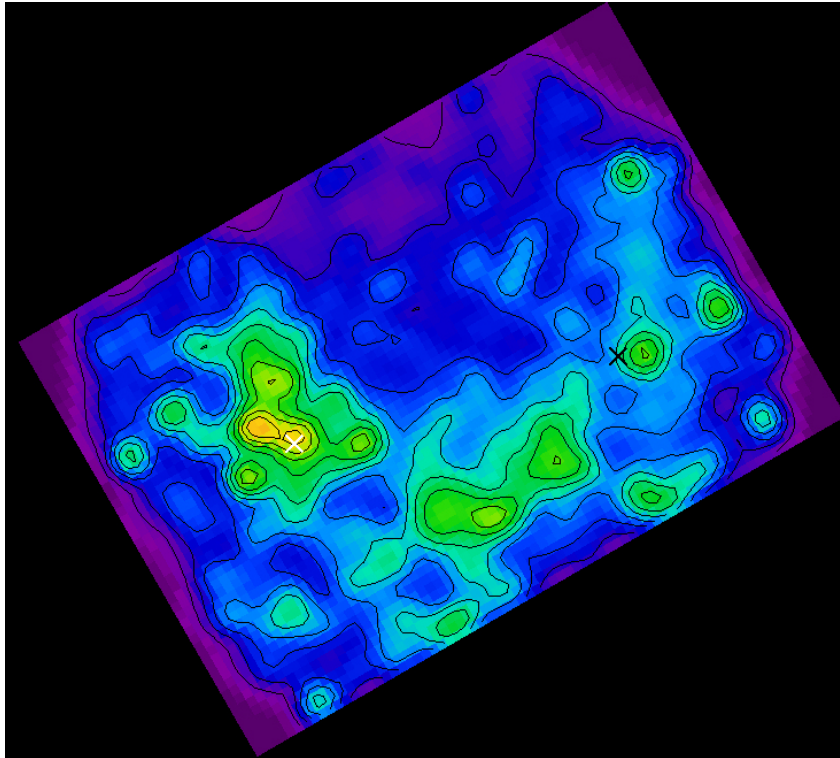


Figura 9.19: Mapa de emisión de [FeII].

telar continua de la región. Probablemente sea una combinación de los dos efectos. Lo que sí está claro es que si nos desplazamos hacia el este, entramos en el área del campo donde predomina la fotoionización. Esto es evidente si observamos la posición del concentrado pico del flujo $\text{Pa}\beta$. A la luz de este cociente, la estela que se observa en la Figura 9.19 que llega al HN sería producto de la formación estelar que se ha ido propagando hasta el HN y no la huella de violentos eventos de supernova responsables de la detonación del starburst en esta región. Siguiendo con este mismo razonamiento, la zona de posibles shocks responsables de la emisión de [FeII] se encontraría en el lado opuesto a la banda de polvo que interseca la región central de M83, descartando cualquier posibilidad de que la segunda concentración de masa, evidente en nuestros campos de velocidad, sea producto de un efecto de shock en esta banda de polvo.

Como dijimos en el Capítulo 3, los anchos equivalentes de las línea de recombinación del hidrógeno son potentes indicadores de edad. La Figura 9.22 muestra el mapa de $W(\text{Pa}\beta)$. Realizando un ajuste polinomial al modelo SB99 (caso instantáneo, $Z=2Z_{\odot}$, FIM de Salpeter con límites 1 y $100 M_{\odot}$, Figura 9.23) tenemos una ecuación que nos permitirá calibrar en edad el mapa de ancho equivalente.

La Figura 9.24 muestra el resultado de este procedimiento. El ON (cruz blanca) presenta una edad de 8×10^6 años y parecería ser el punto más viejo del campo. Entre 1-2'' del ON, los valores de edad caen a $7,5 \times 10^6$ años en una estructura muy

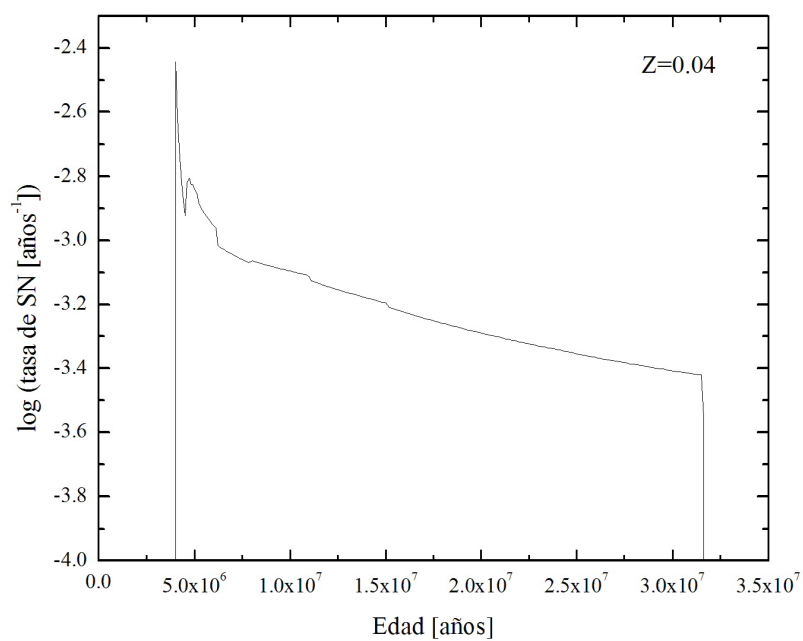


Figura 9.20: Modelo SB99 para la evolución de la tasa de supernovas. Caso de formación estelar instantánea, metalicidad $2Z_{\odot}$, FIM de Salpeter con límites en masa de 1 y $100 M_{\odot}$.

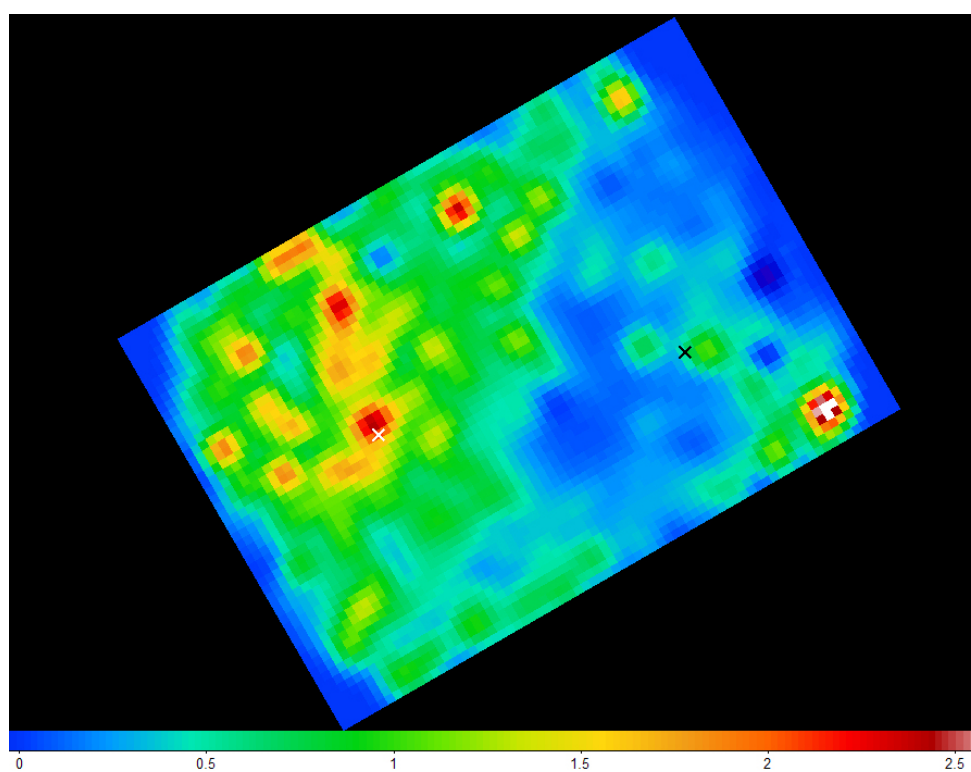


Figura 9.21: Cociente $[FeII]/Pa\beta$. La cruz blanca marca la posición del núcleo óptico (ON) y la cruz negra la posición del núcleo oculto (HN).

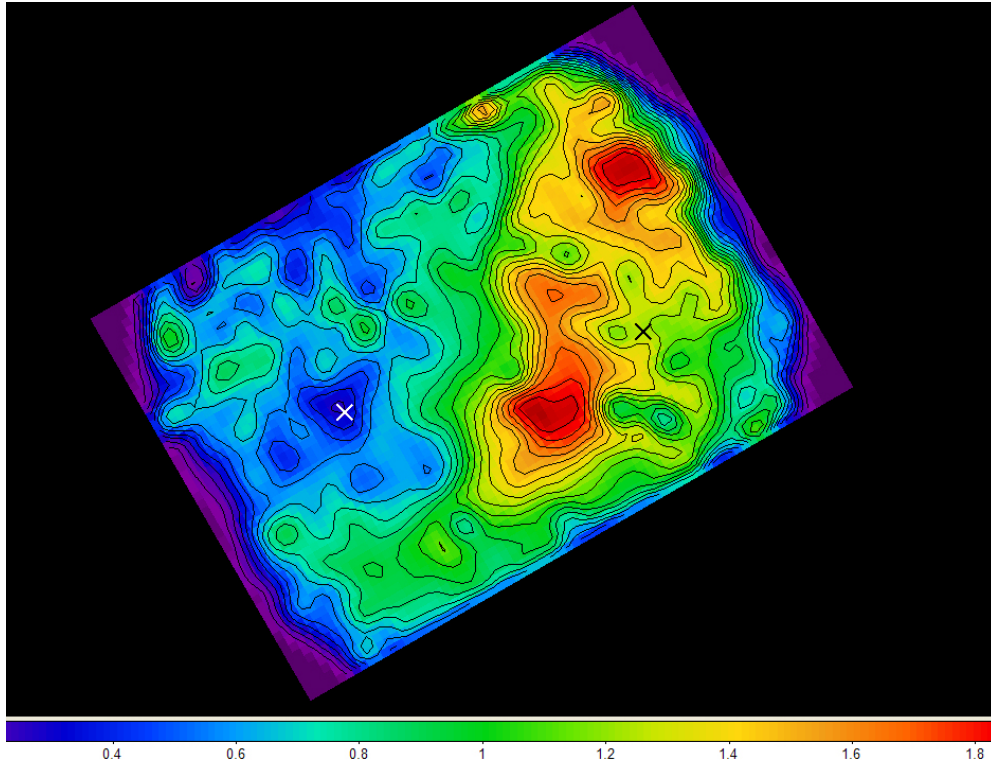


Figura 9.22: Mapa del ancho equivalente de $Pa\beta$ ($\log(-W(Pa\beta))$).

similar a un anillo. Si nos movemos hacia el oeste (PA 90°) desde el ON, entramos a la zona con valores cercanos a 4×10^6 años, que se extiende hacia el norte por más de $6''$ y sin superar los 7×10^6 años. EL HN tendría una edad de 6.5×10^6 años.

En la Figura 9.25 hemos graficado dos trayectorias evolutivas distintas (trayectorias de Padua y Ginebra), para ver el error que estamos introduciendo en nuestra elección de las trayectorias de Ginebra. El gráfico muestra que, para el rango de valores medidos, las trayectorias de Padua son del orden de un millón de años más jóvenes.

9.4.1. Determinación de masas

Las Figuras 9.26, 9.27 y 9.28 muestran las curvas de velocidad radial extraídas del campo de velocidad bidimensional del ON, HN y del centro del bulbo —supuesto centro cinemático (KC) de M83—, respectivamente. La rotación discoidal con respecto a cada uno de estos centros cinemáticos es clara. Ajustando modelos de discos con distintas inclinaciones, podemos estimar i para cada disco. Las inclinaciones resultantes son $i_{ON} = (60 \pm 5)^\circ$, $i_{HN} = (53 \pm 4)^\circ$ y $i_{KC} = (59 \pm 9)^\circ$. Los PAs de los ejes mayores cinemáticos de cada uno de estos discos son: $PA_{ON} = (67 \pm 5)^\circ$, $PA_{HN} = (70 \pm 4)^\circ$ y $PA_{KC} = (162 \pm 9)^\circ$.

Con esta información estamos en condiciones de estimar las masas encerradas en

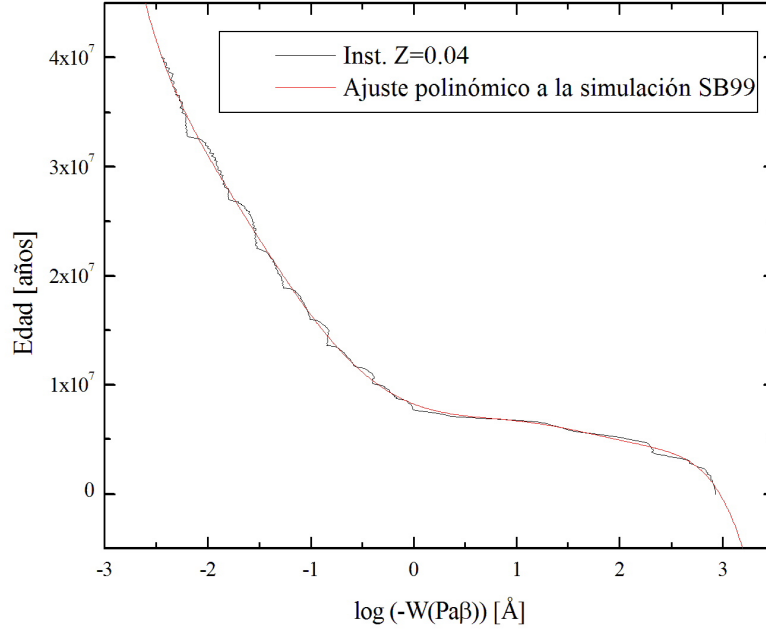


Figura 9.23: Ajuste polinómico a la simulación SB99.

un radio de 10 pc en torno a ambos núcleos, mediante aproximación kepleriana (6.1), obteniendo: $M_{ON} = (1,8 \pm 0,4) \times 10^7 M_{\odot}$ y $M_{HN} = (1,0 \pm 0,4) \times 10^7 M_{\odot}$. Nuestra nueva determinación implica que la masa del ON sería levemente mayor que la del HN. Para el centro del bulbo obtenemos, dentro de un radio de 54 pc, $M_{KC} = (4 \pm 2) \times 10^7 M_{\odot}$.

9.4.2. Astrometría

El sistema de referencia fue tomado de dos trabajos recientes con astrometría precisa. Estos son Thatte et al. (2000), imágenes en el cercano IR, y Harris et al. (2001), con imágenes ópticas. Estos dos sistemas de referencia poseen diferencias de 0,"1 según se desprende de las figuras. Utilizando las diferencias en posicionamiento de distintas estructuras de nuestro mapa de continuo (Figura 9.8) e imágenes de alta resolución (HST F814W), estamos en condiciones de reportar las coordenadas del núcleo óptico (ON) de la galaxia, definido como el pico del continuo en banda J y —supuesto— coincidente con el pico del continuo en las imágenes en el filtro F814W, del centro del bulbo, definido como el centro geométrico de las isofotas más externas en banda K, y considerado el centro cinemático de M83, y, por último, de la segunda concentración de masa, el núcleo oculto (HN). Las respectivas coordenadas (J2000) son:

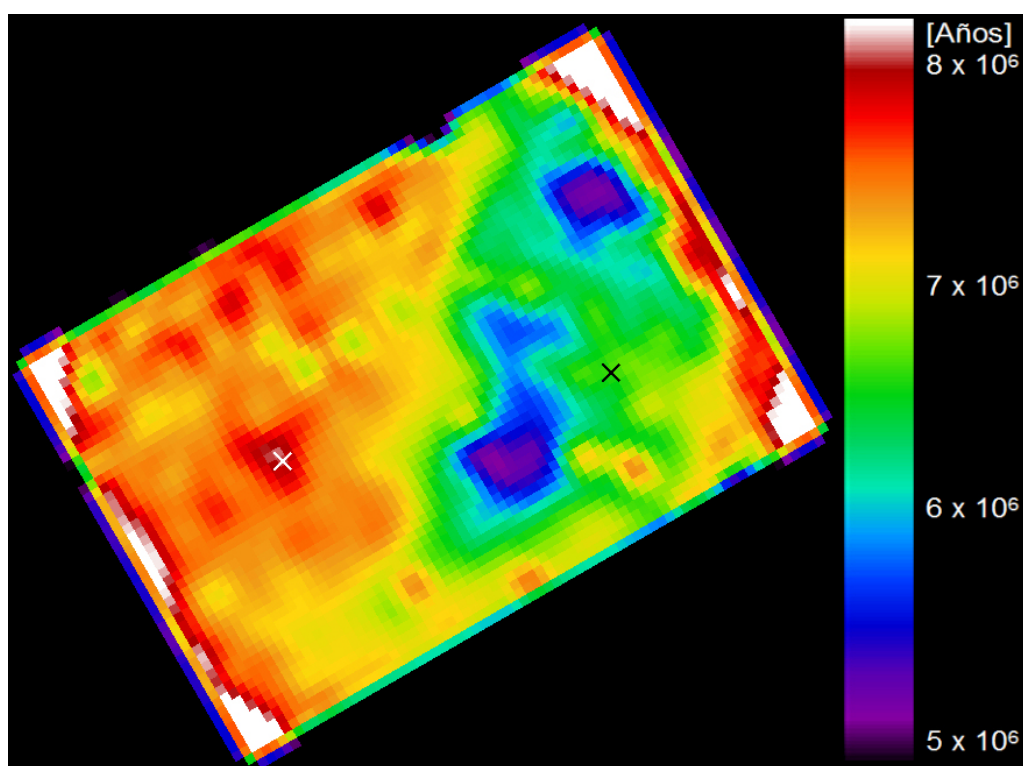


Figura 9.24: Mapa de edades. La cruz blanca marca la posición del núcleo óptico (ON) y la cruz negra la posición del núcleo oculto (HN).

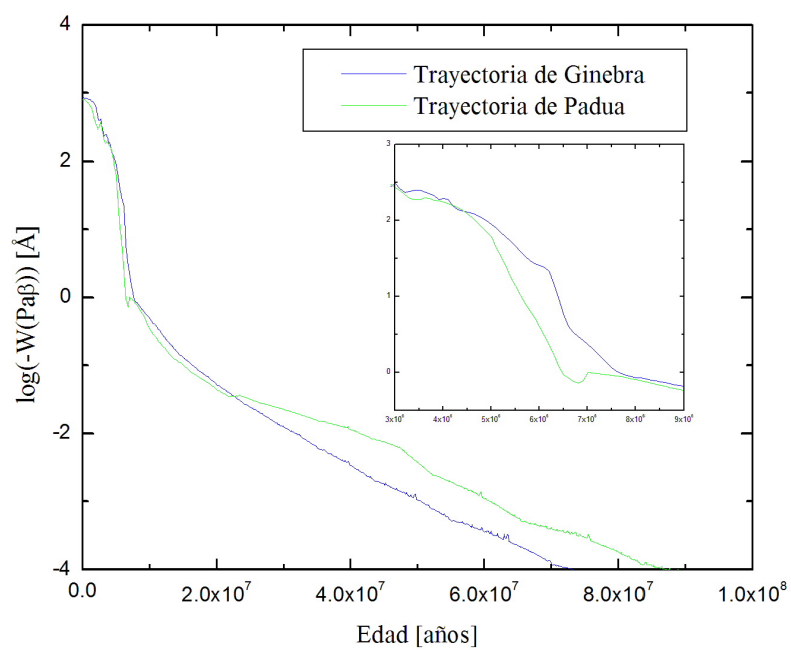


Figura 9.25: Modelo SB99 para dos trayectorias distintas (Padua y Ginebra). Las trayectorias de Ginebra predicen edades más jóvenes (del orden del millón de años) en el rango de valores de $W(\text{Pa}\beta)$ medidos. El detalle interior muestra una ampliación del rango de edad de nuestras determinaciones.

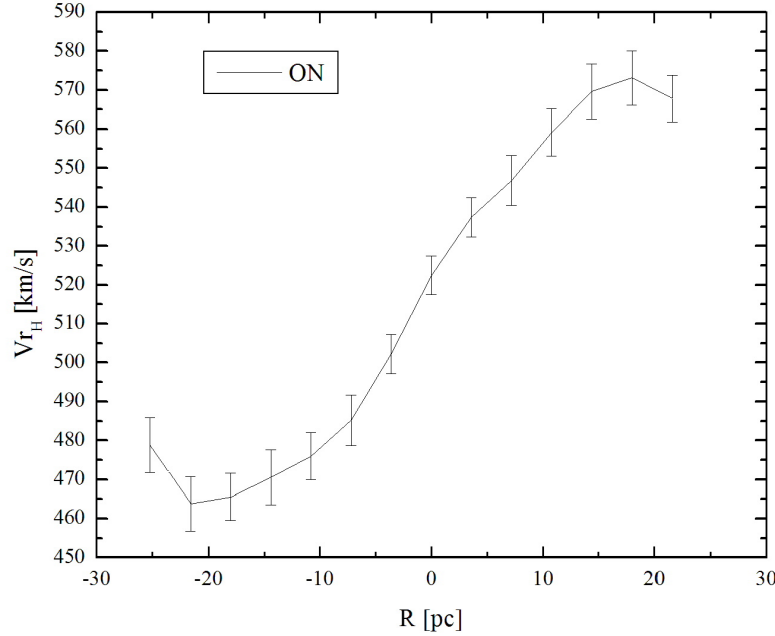


Figura 9.26: Curva de velocidad radial extraída del campo de velocidad, correspondiente al ON.

KC, centro del bulbo $\alpha = 13^h37^m00,^s63$ y $\delta = -29^\circ51'57,^s02$, con una incerteza de $0,^s5$ (2σ), proveniente principalmente del error del ajuste de isofotas, ON $\alpha = 13^h37^m00,^s92$ y $\delta = -29^\circ51'55,^s71$, con incerteza de $0,^s2$ (2σ), y HN $\alpha = 13^h37^m00,^s44$ y $\delta = -29^\circ51'53,^s78$, con incerteza de $0,^s7$ (2σ).

Las diferencias con otras determinaciones pueden verse en la Tabla 9.1.

| Trabajo | Centro | $\Delta\alpha$ | $\Delta\delta$ | Nota |
|----------------------|--------|----------------|----------------|------|
| Thatte et al. (2000) | KC | $0,^s06$ | $0,^s1$ | |
| Díaz et al. (2006) | ON | $0,^s02$ | $0,^s2$ | * |
| Díaz et al. (2006) | HN | $0,^s01$ | $0,^s1$ | * |

Tabla 9.1: Diferencia con distintas determinaciones de coordenadas. * Las coordenadas reportadas en esta tesis son el resultado de la nueva determinación, a partir del mosaico de los tres campos CIRPASS.

La inspección de los campos CIRPASS y MPP, muestran diferencias notables para el posicionamiento del HN. Considerando la resolución espacial del MPP ($2''$), es probable que estemos introduciendo un error en la orientación del arreglo de lentes y la identificación de estructuras en el campo. La alta resolución espacial/espectral del campo CIRPASS, así como la banda de observación (donde los efectos del polvo son mínimos en comparación con el óptico), nos permiten confiar en las coordena-

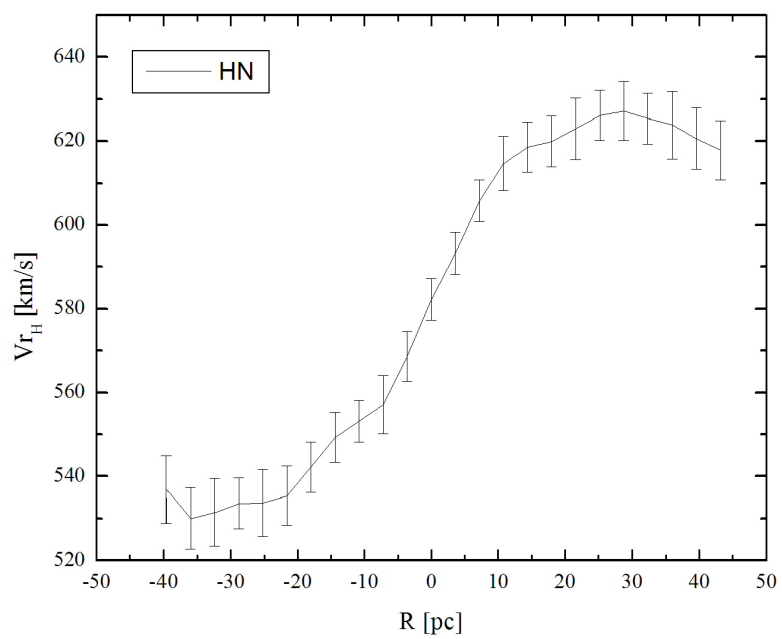


Figura 9.27: Curva de velocidad radial extraída del campo de velocidad, correspondiente al HN.

das reportadas anteriormente.

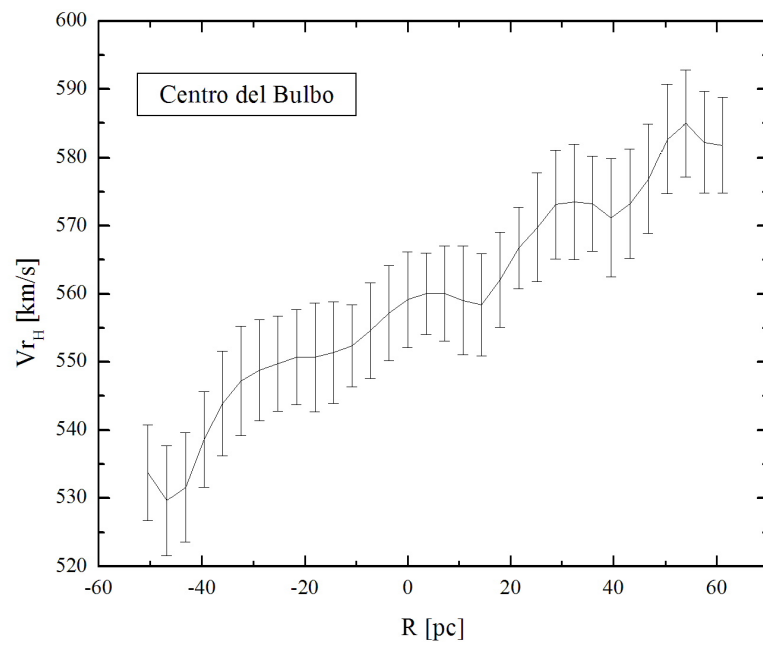


Figura 9.28: Curva de velocidad radial extraída del campo de velocidad, correspondiente al centro del bulbo.

Capítulo 10

Conclusiones y discusión

10.1. Resultados generales

10.1.1. Espectroscopía de Campo Integral en $H\alpha$

El campo de velocidad radial construido a partir de la emisión $H\alpha$, con una resolución espacial de $2''$, nos mostró una perturbación del eje menor cinemático. Interpretamos esta perturbación como provocada por la existencia de dos concentraciones de masa. Los gradientes en el campo de velocidad nos permitieron relacionar una de ellas con el núcleo óptico de la galaxia, y la otra cerca de $5''$ al O-NO del ON. Ninguna estructura presente en las imágenes pudo asociarse al HN. Nuestro mapa de extinción, construido a partir del cociente entre imágenes *HST* en $H\alpha$ y $Pa\alpha$, mostró que la zona del HN presenta absorciones cercanas a 9 mag en el visual. Estimamos las masas de ambos núcleos, obteniendo para el núcleo óptico $(5,0 \pm 0,8) \times 10^6 M_{\odot} / \sin i$ y para el núcleo oculto $(1,0 \pm 0,08) \times 10^7 M_{\odot} / \sin i$, ambos en un radio $r < 1,5''$. El mapa de FWHM presenta dos picos en las regiones de ambos núcleos, pero ninguno de ellos con coincidencia exacta.

10.1.2. Espectroscopía en banda K

La espectroscopía de ranura larga en banda K nos mostró que la población estelar de gigantes K se encuentra en rotación con un gradiente en los $8''$ centrales (160 pc) de 125 km/s. La posible existencia de caídas en la dispersión de velocidad radial coincidentes con el núcleo y, con mayor amplitud, con la posición del centro del bulbo, nos indican que la región central de M83 ha mantenido formación estelar por los últimos 300-400 millones de años al menos. La información unidimensional de estos espectros no nos permitieron confirmar la naturaleza o distribución de estas caídas en σ . La masa derivada a partir de la curva de rotación es de $1,3 \times 10^7 M_{\odot}$ y la derivada a partir de la dispersión de velocidad es de $4 - 5 \times 10^7 M_{\odot}$. Esta diferencia probablemente provenga de las suposiciones que se deben realizar para aplicar cada uno de los métodos mencionados. Para el caso de la determinación mediante la dis-

persión de velocidades, debemos suponer que el sistema se encuentra virializado. La existencia de las caídas en dispersión nos muestran que tenemos una combinación de rotación y dispersión de las estrellas. De hecho, la curva de velocidad radial confirma la preponderancia de rotación discoidal dentro de los $20''$ centrales. En una primera aproximación, supondremos que la determinación realizada a partir de la curva de rotación será la que exprese más fielmente la masa contenida en los radios reportados.

En cuanto a la estimación de edad, el $W(\text{CO})$ presenta cierta ambigüedad como indicador si no se cuenta con información complementaria de otros indicadores. En nuestro caso la emisión de $\text{Br}\gamma$ del núcleo y $3''$ en torno al ON nos permitieron romper esta ambigüedad. La estimación a partir del $W(\text{Br}\gamma)$ indica edades de poco más de 7×10^6 años para el ON y edades levemente menores en un pseudoanillo de radio $3''$. Este pseudoanillo se caracteriza también por emisión de H_2 . La ausencia de información bidimensional no nos permitió corroborar la naturaleza de anillo. La conclusión más fuerte con respecto al tema de las edades, es que son consistentes con el evento de formación estelar que dio origen al arco. Esto implica que el *starburst* nuclear en M83 no es un evento localizado, como podría ser shocks en la banda de polvo $\sim 6''$ al oeste del ON, sino que estamos en presencia de un evento provocado por una perturbación a escalas de los 300 pc interiores de M83.

El cociente $[\text{NII}]/\text{H}\alpha$ muestra valores máximos al norte y al sur del ON, en regiones coincidentes con el borde norte del pseudoanillo y el borde sur del arco de formación estelar. Esto podría estar relacionado con un aumento de los shocks —si bien leves— en las regiones que lideran el movimiento de estas estructuras, a saber, el borde del disco del ON moviéndose hacia el norte, siguiendo la rotación del disco centrado en el bulbo (ver más adelante la descripción del escenario propuesto), y el borde sur del arco de formación estelar que se va abriendo y desarmando a medida que se aleja del ON.

10.1.3. Espectroscopía en el triplete del CaII

Nuestras observaciones utilizando la técnica de ranura larga secuencial en la región centrada en el CaT, nos permitieron construir el primer campo de velocidad estelar de M83. El resultado principal que obtuvimos es que los discos estelar y del gas son corrotantes, con los ejes menores cinemáticos formando un ángulo de menos de 20° . Tanto el campo de velocidad estelar como el del gas muestran una fuerte perturbación en PA 90° , al oeste del ON, mucho más intensa y visible en el primero. La posibilidad que esta perturbación sea originada por la segunda concentración de masa, será explorada más adelante.

La construcción de un mapa de FWHM estelar, nos dio la oportunidad de estudiar la distribución espacial de la dispersión de velocidades. Si bien no pudimos confirmar o descartar la existencia o morfología de las citadas caídas de σ , queda claro en nuestros mapas que los máximos locales no coinciden con ninguna de las concentraciones de masa. Queda por resolver el origen del pico de FWHM del gas

—obtenido a partir de las observaciones de la línea NI $\lambda 8682 \text{ \AA}$ —, $5''$ al oeste del ON, en PA 90° , pico que no aparece en nuestros mapas de alta resolución de FWHM del gas ionizado, generados a partir de Pa β .

La construcción del mapa de W(CaT) nos permitió calibrar el mapa de alta resolución a partir de las imágenes GMOS. La implementación de esta técnica fotométrica para obtener el W(CaT) debe ser explorada en profundidad, ya que provee de inigualable información a muy bajo costo en recurso de telescopio. Como ejemplo, la información obtenida con menos de 5 minutos de exposición en el telescopio Gemini-S, supera ampliamente en resolución y extensión las más de 30 horas de espectros CAsLeo obtenidas a lo largo de 4 años de observaciones ininterrumpidas. Este mapa es el nexo entre la información obtenida con todas las otras técnicas espectroscópicas utilizadas en esta tesis, con una cobertura espacial relativamente baja, y los 500 pc interiores de M83. Queda de esta manera evidenciado el carácter compacto del starburst nuclear.

10.1.4. Espectroscopía en banda J

La espectroscopía 3D en banda J, donde se minimizan los efectos del polvo, nos permitió construir un campo de velocidad del gas ionizado con una resolución espacial de $0,5''$. La evidencia de dos centros de rotación no coincidentes con el centro cinemático, definido como el centro del bulbo, es clara en nuestro campo. Ninguno de estos centros coincide con los máximos locales de FWHM, si bien el ON muestra una estructura en forma de anillo con aumento de los valores hacia el sur. La característica más sobresaliente es que la segunda concentración, el HN, coincide con el pico de emisión en 20 cm de VLA (Figura 10.1). También la coincidencia es clara con el lóbulo de emisión en el mapa de $10 \mu m$ de Gallais et al (1991) y en los mapas de 6 cm de Telesco (1988).

El cociente $[\text{FeII}]/\text{Pa}\beta$, indicador de la transición entre regiones donde el mecanismo principal de la ionización es el shock y regiones donde lo es la fotoionización, nos muestra una clara tendencia al primero en las cercanías del ON y al segundo en torno al HN. La anticorrelación entre la banda de polvo y la emisión $[\text{FeII}]$ —y el cociente anterior— contradice posibles escenarios en los que la formación estelar en la región del HN se debe a shocks en la banda.

El mapa de edad, construido a partir del W(Pa β), muestra edades consistentes con 5-7 millones de años para toda la región cubierta. La edades en torno al ON son compatibles con la determinación en banda K y la zonas más jóvenes coinciden con la posición del HN en el extremo N-NO del arco de formación estelar. Todo esto es coherente con un escenario donde la formación estelar se debe a una perturbación a escalas de los 300-500 pc interiores de M83.

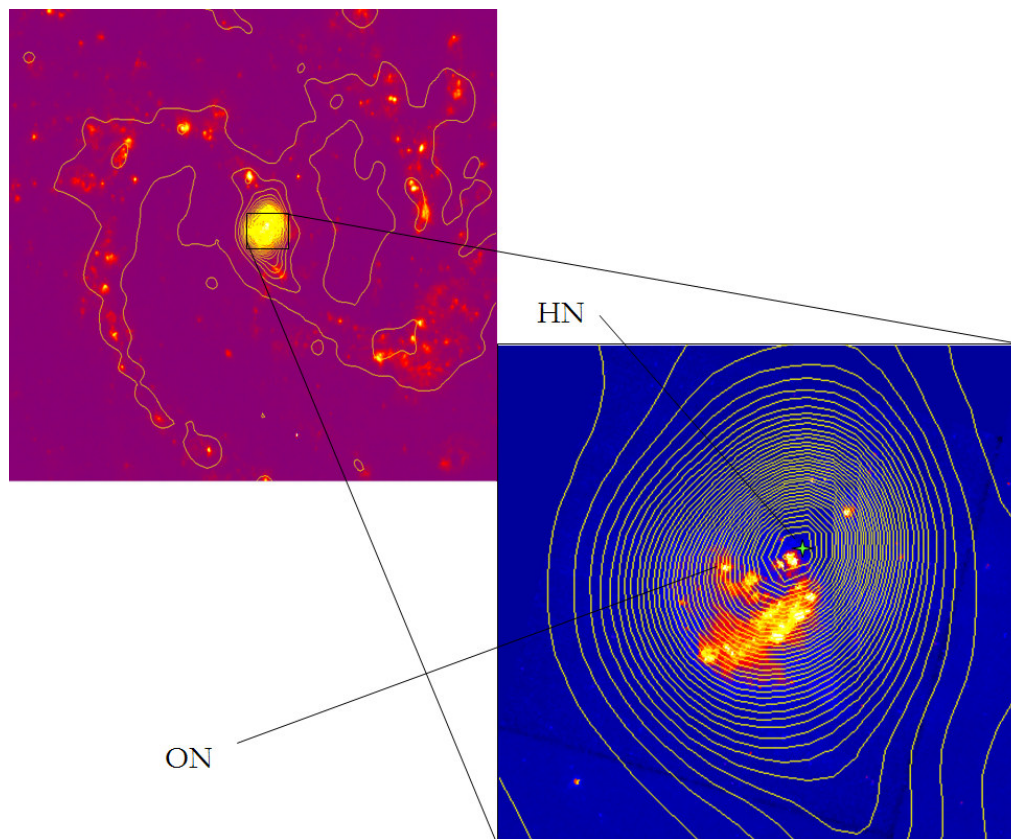


Figura 10.1: Coincidencia entre el pico de la imagen 20cm del VLA y la posición del HN. La imagen superior izquierda representa las isofotas VLA superpuestas a la imagen H α de CTIO. La de abajo derecha, es una ampliación de 20'' de lado de la región central. Se han indicado las posiciones del ON y el HN.

Origen del HN

Dos diagramas araña perfectamente definidos, sumados a emisión de [FeII] posiblemente originada en shock de supernovas en la región opuesta a la banda de polvo oeste, descartan cualquier relación entre la característica cinemática asociada al HN y shocks en la banda de polvo. Difícil de explicar sería la imitación de una rotación discoidal —como evidencia el diagrama araña—, mediante shocks.

Dentro del escenario propuesto por Elmegreen et al. (1998), el HN podría ser un cuerpo gaseoso canalizado por la barra global hasta escalas de los cientos de pc centrales. Si bien este escenario ha sido modelizado por varios grupos (Heller and Shlosman, 1994b; Piner et al., 1995), aún no cuenta con evidencia observacional. Por otro lado, la vía de entrada a la región nuclear debería ser la que marca la banda de polvo al NO. Esto hace difícil de explicar el descentrado del ON en la dirección opuesta al ingreso del HN, además de requerir que la barra sea capaz de canalizar masas de algunas $10^7 M_{\odot}$.

El campo de velocidad interferométrico de Sakamoto et al. (2004), de relativa baja resolución espacial, presenta una distorsión en la región nuclear que estos autores atribuyen a la presencia de dos núcleos, uno de ellos el ON y el segundo coincidente con la posición del centro del bulbo. Sakamoto et al. indican la posibilidad de que el ON sea de hecho un intruso en la región central de M83.

La captura de un satélite

Una hipótesis alternativa para el origen del segundo núcleo es el arribo de una galaxia satélite acretada por M83, que ha sobrevivido hasta alcanzar los 500 pc centrales con suficiente masa para detonar el fuerte evento de formación estelar del que somos testigos. Esta galaxia satélite habría perturbado el disco de gas denso circumnuclear en un escenario como el propuesto en el Capítulo 4 por TW96.

Malin and Hadley (1997) detectaron un arco de bajo brillo superficial fuera del disco óptico de M83 (Figura 10.2) y lo explicaron como evidencia de un fenómeno de acreción de una galaxia satélite. Evidencia fuerte de interacciones presenta también el disco de HI observado por Park et al. (2001) mostrado en la misma figura.

En el modelo Azteca, la perturbación gravitatoria producida por la interacción entre la satélite y la galaxia primaria, sería la responsable de la formación de la barra en el disco de la galaxia. Esta barra canalizaría el material al centro, donde luego se formará el disco de gas (ver Capítulo 4). Una vez que la satélite arriba a la región central, si ha logrado mantener suficiente masa, detonará la formación estelar al perturbar este disco denso. No nos es posible relacionar la formación de la barra con la interacción con esta satélite que ha arribado al centro de M83, pero los tiempos dinámicos dejan esta posibilidad abierta. No puede descartarse la hipótesis propuesta por Sérsic et al. (1972) o Rogstad et al. (1974) del origen de la barra en el pasaje cercano con NGC 5253.

El carácter no localizado de la formación estelar señalado en las secciones an-

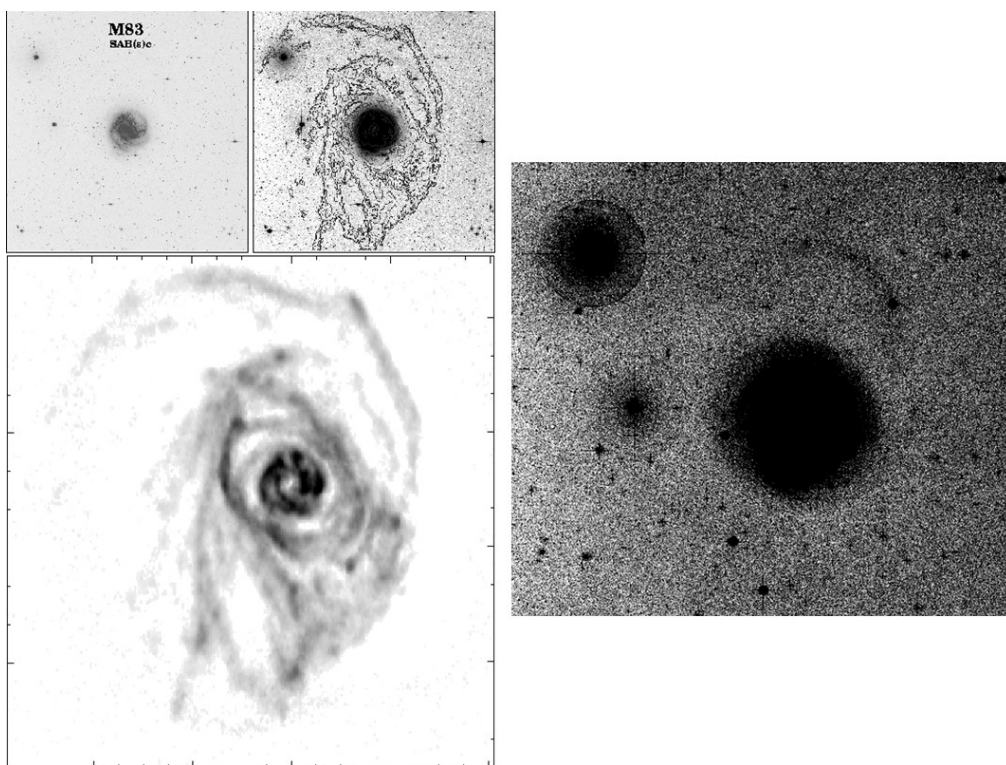


Figura 10.2: Izquierda: disco de HI (Park et al., 2001). El panel superior izquierdo presenta la imagen DSS. El panel superior derecho es la imagen DSS con las isofotas de HI superpuestas. El panel de abajo es el mapa de HI. Izquierda: imagen de 100'' de lado del DSS-R con contraste aumentado, donde es evidente el brazo reportado por Malin & Hadley (1997).

teriores, sería consistente con la perturbación gravitatoria del disco denso de gas nuclear producida por el ingreso de la satélite. Las determinaciones del tiempo de cruce para los 200 pc interiores, determinado por Díaz et al. (2006), con valores del orden de 5 millones de años, encajarían en el escenario de la órbita de la galaxia acreta como responsable del arco de formación estelar. Otro detalle que sería explicado con esta hipótesis es la propagación radial de la formación estelar en el arco, como veremos más adelante.

El escenario de la captura

A continuación describiremos el escenario propuesto para el arribo de la galaxia satélite a la región central de M83.

Las Figuras 10.3 a 10.8, muestran un modelo realizado con dos esferas de masas similares M_1 y M_2 , una de ellas llegando a la región central (M_1 , rojo) en la dirección que indica el vector velocidad. La otra (M_2 , blanco) se encuentra centrada (centro del bulbo de la galaxia) coincidente con el centro de un disco (disco nuclear) de masa $M_3 (=5M_1)$. Este disco se encuentra rotando en sentido horario, como indica la flecha debajo. Una cruz marca el centro del bulbo en toda la secuencia. En T2 (Figura 10.4), a medida que la galaxia intrusa se acerca al núcleo, la esfera central comienza a sentir los efectos gravitatorios de ésta, abandonando el pozo de potencial del bulbo. T3 y T4 muestran cómo M_2 se va alejando del centro del bulbo indicado con la cruz. En T5, si el disco es suficientemente masivo, la rotación en sentido horario hace que M_2 se vea arrastrado por éste, acompañando su rotación. M_1 , por otro lado, sigue su órbita en torno al centro cambiando de dirección y apuntando al norte. La configuración final se asemeja a la configuración de ON, HN y KC. Por otro lado, los incipientes brazos que emergen de M_2 son similares a la imagen simetrizada a partir de las imágenes $H\alpha$ del HST que vemos en la Figura 10.9. Este es el escenario que trataremos de reproducir en futuras simulaciones numéricas incluyendo gas y estrellas.

10.1.5. Evolución futura de la región central de M83

Para tratar de comprender el futuro dinámico de la región central de M83, se simuló el encuentro y posterior evolución de las distintas componentes observadas siguiendo sus contenidos estelares y gaseosos. Utilizando un código TreeSPH (Hernquist and Katz, 1989) se simularon ON, HN, KC y cuatro condensaciones representando el arco de formación estelar. El disco modelado, centrado en el KC, se extiende 200 pc y posee una masa de $2,5 \times 10^8 M_\odot$, las cuatro condensaciones del arco son modelos de Plummer construidos con 1000 partículas cada uno, con masas y posiciones acordes a la Figura 8 de Elmegreen et al. (1998), donde: la región 2 posee $M_2 = 1,3 \times 10^6 M_\odot$; la región 3 y 4 poseen $M_3 = M_4 = 1,4 \times 10^6 M_\odot$; la región 5 posee $M_5 = 1,8 \times 10^6 M_\odot$ (ver Figura 10.10). Las condensaciones se encuentran en órbita circular en torno a KC. La Figura 10.11 muestra una de estas corridas, rea-

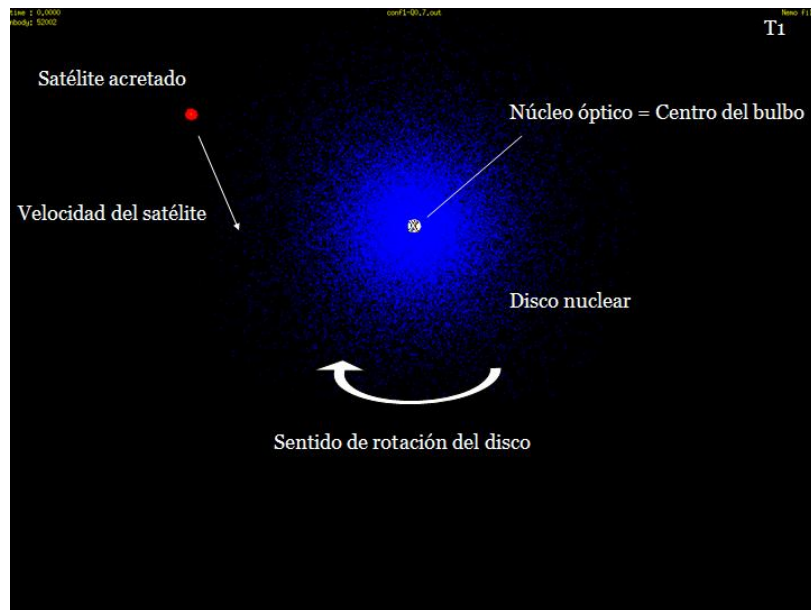


Figura 10.3: Configuración inicial del modelo propuesto como escenario para la captura de la galaxia satélite.

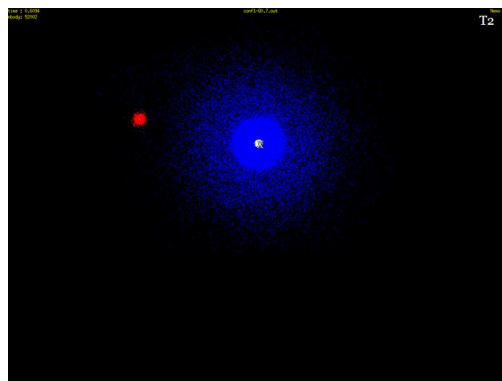


Figura 10.4: Evolución del modelo. En T2, M2 comienza a abandonar el centro del bulbo.

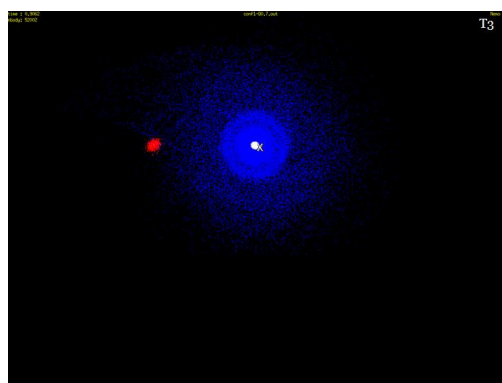


Figura 10.5: T3

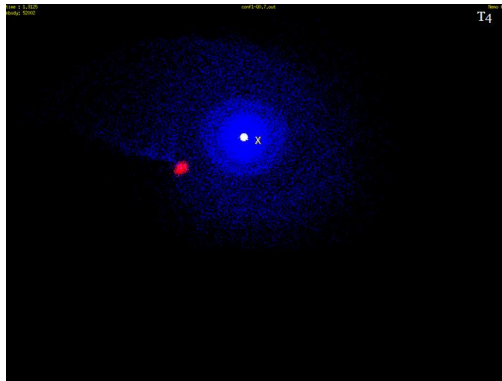


Figura 10.6: T4

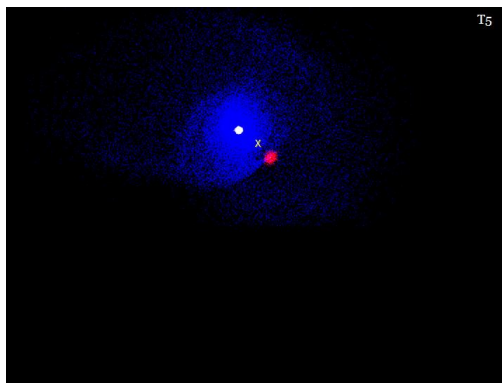


Figura 10.7: En T5, si el disco es suficientemente masivo, la rotación de éste arrastra a M2 en sentido horario.

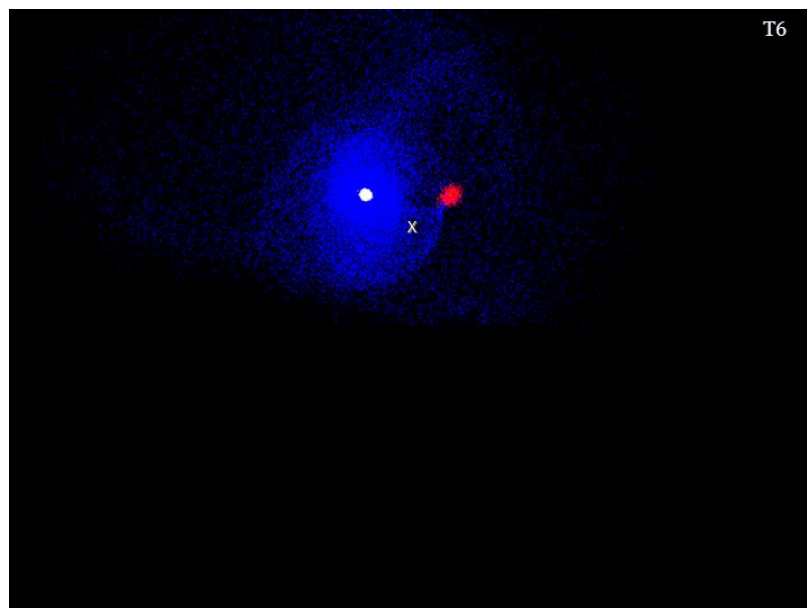


Figura 10.8: El sistema alcanza finalmente la configuración observada.

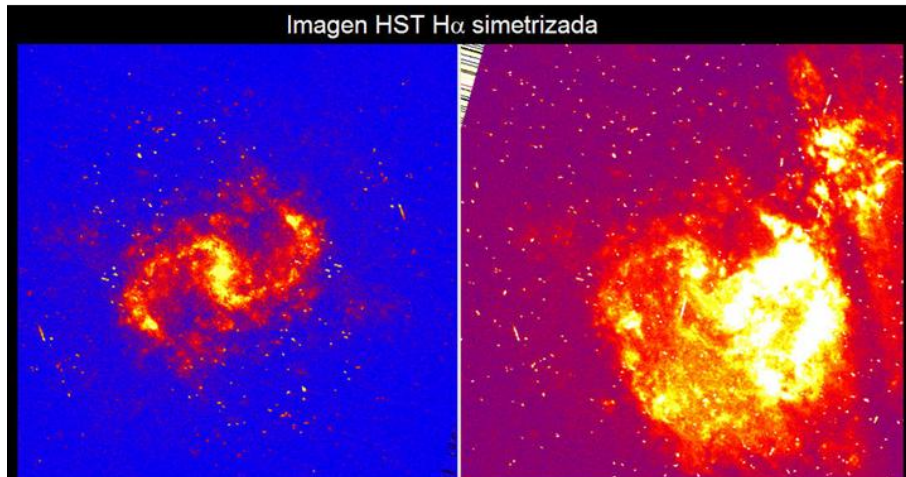


Figura 10.9: Simetrización en $H\alpha$, generada a partir de la imagen HST.

lizada con Gadget2 (Springel, 2005) utilizando un total de 79284 partículas. Como primera aproximación se ha considerado un sistema coplanar. En una próxima etapa se incluirán las inclinaciones de cada uno de los sistemas. Para esta simulación, ON y HN se fusionan en cerca de 16 millones de años. Al cabo de 87 millones de años los cuatro cúmulos se fusionarán en lo que se transformará en el nuevo núcleo de M83.

Todo esto implica que el evento de fusión no durará más de 150 millones de años. El crecimiento en masa de la región central implica que posiblemente estemos siendo testigos de la evolución de M83 hacia un tipo morfológico más temprano, posiblemente albergando un objeto colapsado en su centro, quizá con actividad no-estelar.

Escenarios similares

A la hora de querer comparar el escenario propuesto para M83 con otra galaxia, surge la condición obvia de tener que buscar casos similares en galaxias cercanas, ya que es la única forma de asegurarse resolver la microfísica y la morfología, al nivel de detalle de M83. Quizá debido a que el modelo de captura de galaxias satélites considerado es más ubicuo de lo que pensamos, nuestro Grupo Local alberga otro caso de núcleo doble. Como ya mencionamos en el Capítulo 6, la galaxia M31 presenta dos picos fotométricos (Figura 10.12), identificados originalmente como P_2 y P_1 en las imágenes del HST por Lauer et al. (1998), siendo P_1 el más brillante y

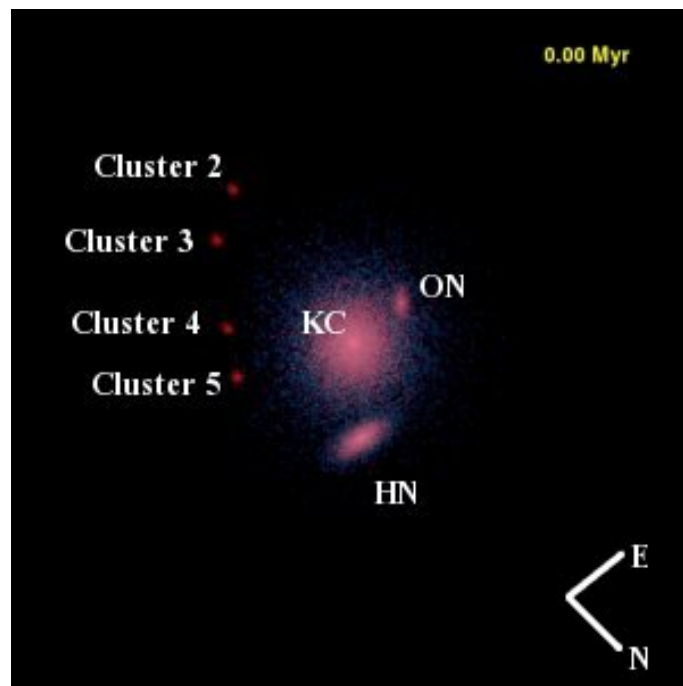


Figura 10.10: Condiciones iniciales de la simulación. Las cuatro condensaciones numeradas, son modelos de Plummer que se corresponden con las regiones 2 a 5 de la Figura 8 de Elmegreen et al. (1998) y se encuentran en órbita circular antihoraria en torno a KC. (Figura de Rodrigues et al., 2008)

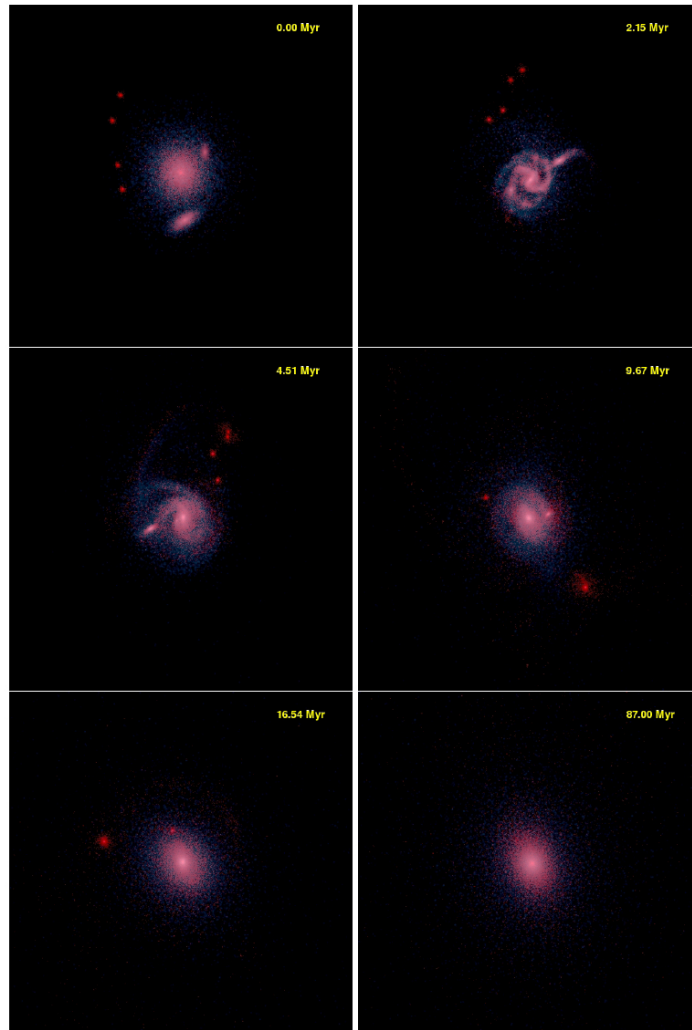


Figura 10.11: Simulación de la evolución futura de la región central de M83. Los modelos de Plummer representando las condensaciones del arco, se encuentran en órbita circular en torno al KC. La galaxia satélite ingresa en órbita antihoraria. En el último paso de la simulación el sistema se ha fusionado.

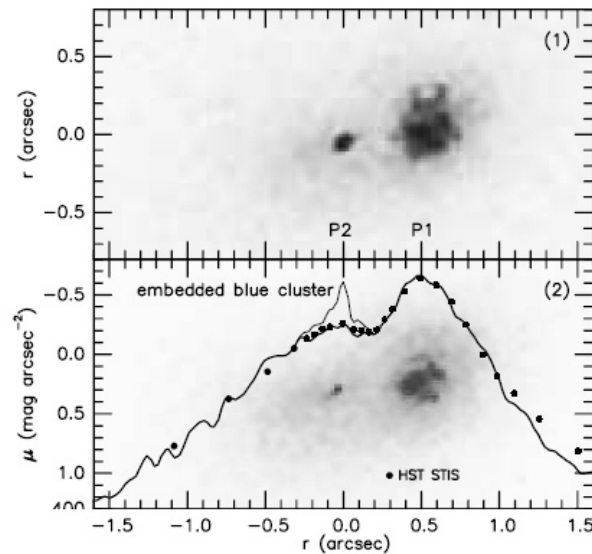


Figura 10.12: Figura 2 de Bender et al. (2005). El panel de arriba muestra el doble núcleo de M31 en la imagen $I + V + 3000 \text{ \AA}$ de Kormendy & Bender (1999). El panel de abajo muestra, de fondo, la imagen $V + 3000 \text{ \AA}$. El panel de abajo también muestra un corte a través de los dos núcleos en banda I (línea de abajo) y otro en banda V (línea de arriba).

desplazado del centro del bulbo en $0,^{\prime\prime}5$. P_2 se encuentra centrado en el bulbo y el campo de velocidad radial estelar está casi centrado en P_2 , si bien este no es el punto de máxima dispersión de velocidades.

Bender et al. (2005), mediante espectros obtenidos con STIS en HST, estudiaron el doble núcleo de M31. Los espectros que incluyen el CaT ven sólo las estrellas gigantes rojas, mientras que los tomados en $\lambda \sim 3600 - 5100 \text{ \AA}$ son sensibles al débil núcleo azul que se encuentra embebido en P_2 . P_2 posee un espectro de tipo K, pero estos autores encuentran que el núcleo azul posee un espectro de tipo A. Esto implica que el núcleo azul está azul, no por el AGN, sino porque se encuentra dominado por estrellas calientes. El espectro es descrito satisfactoriamente por estrellas A0 gigantes, A0 enanas o un evento de formación estelar (PES) hace 200 Millones de años (Tremaine 1995; Bender et al. 2005). El núcleo azul es tan diferente (en tamaño, tasa de formación estelar y σ) de P_2 y P_1 que estos autores decidieron llamarlo P_3 . M31 tendría tres núcleos. La separación entre P_2 y P_1 es de $0,^{\prime\prime}5$, lo que a la distancia de M31 representan 1,83 pc. Tenemos un núcleo triple con evidencia de formación estelar hace 200 millones de años. La separación entre los núcleos de M31, a la distancia de M83, sería de $0,^{\prime\prime}09$, por lo que cualquier descentrado de los núcleos y el bulbo quedaría prácticamente oculto, y el campo de velocidad se vería suave y centrado. Es muy probable que, como muestran las simulaciones anteriores, en 200 millones de años M83 evolucione a una configuración similar. Por el momento, el único caso de núcleo múltiple con una escala espacial suficiente para estudiar el sistema con el

detalle de M83, se encuentra en una fase mucho más avanzada de su evolución.

10.2. Trabajo futuro

Los siguientes pasos en nuestro estudio del núcleo starburst más cercano, poseen dos líneas bien definidas. Por el lado teórico, las simulaciones numéricas que estamos llevando a cabo, tanto sobre la evolución futura (Rodrigues et al. 2008) como sobre el fenómeno de captura de galaxias satélites (simulaciones N-cuerpos), nos permitirán entender la frecuencia de este tipo de fenómenos en la vida de una galaxia como M83, y su incidencia en la evolución morfológica de las galaxias espirales. Por el lado observacional, sigue la búsqueda del HN. Observaciones en el IR medio con T-ReCs desde Gemini-Sur, nos pueden permitir detectar por primera vez la estructura de esta segunda concentración de masa, que se ha mantenido esquiiva en todas las longitudes de onda, debajo de más de 9 magnitudes de absorción en el visual.

La necesidad de espectroscopía 3D en banda K quedó demostrada luego de los resultados obtenidos en los Capítulos 7 y 8. La distribución bidimensional de dispersión de velocidades radiales nos permitirá confirmar o descartar la hipótesis de las caídas de dispersión. La perturbación del campo de velocidad estelar observado en el CaT, requiere mayor resolución espacial para comprender su origen y relación con HN.

10.3. Aportes de esta tesis

A continuación se resumen los principales resultados obtenidos en este trabajo:

1. Se construyó el primer campo de velocidad del gas ionizado en $H\alpha$ de la región central de M83, con una resolución espacial de $2''$. Este campo permitió confirmar la presencia de una segunda concentración de masa además del núcleo visible de la galaxia, y corroborar que ninguna de ellas se encuentra centrada en el bulbo.
2. Se construyó el primer campo de velocidad estelar de M83 en el Triplete del CaII. Con resolución espacial de $2''$, se detectó una perturbación del campo posiblemente relacionada al núcleo oculto.
3. Se desarrolló una técnica para estimar el ancho equivalente del CaT a partir de filtros en las bandas i, z y CaT .
4. Se estudió la cinemática del gas ionizado en $Pa\beta$, con una resolución espacial por debajo del segundo de arco. Esto permitió precisar la posición de los dos núcleos y determinar sus masas.

10.3.1. Trabajos publicados

Parte de los resultados obtenidos en este trabajo, ya han sido publicados en los siguientes trabajos:

- *3D NIR spectroscopy at subarcsecond resolution*, Diaz, Ruben J.; Dottori, Horacio; Mediavilla, Evencio; Agüero, Maria; Mast, Damian, marzo 2006, *New Astronomy Reviews*, Volume 49, Issue 10-12, p. 547-552.
- *DOUBLE NUCLEUS IN M83*, Damián Mast, Rubén J. Díaz, and M. Paz Agüero, marzo 2006, *The Astronomical Journal*, 131:1394
- *HIDDEN TRIGGER FOR THE GIANT STARBURST ARC IN M83?* Rubén J. Díaz, Horacio Dottori, Maria P. Agüero, Evencio Mediavilla, Irapuán Rodríguez, and Damián Mast, diciembre 2006, *The Astrophysical Journal*, 652:1122

Manuscritos en preparación

- *K-band spectroscopy of the nearby starburst nucleus*. En preparación.
- *Is J 133658.3-295105 radio source at $z > 1$ or at M83 distance?* Enviado a *The Astrophysical Journal*.
- *Kinematics and modeling of the inner region of M83*. Enviado a *The Astrophysical Journal*.
- *3D spectroscopy of M83 in the CaT. Unveiling the stellar kinematics of a double nucleus*. En preparación.

Apéndice A

La patada gravitacional

A.1. Introducción

La fuente de radio J133658.3-295105 (objeto 28 en la lista de Maddox et al. (2006), de aquí en adelante M06) es descrito como el núcleo de una fuente de radio FR II (Soria and Wu (2002), M06) cuyos radio lóbulos son los objetos 27 y 28 de la misma lista. Presenta características de radio galaxia o cuasar a una distancia $z \geq 1$, como se discute en Soria and Wu (2002). Estos autores encuentran que a una distancia $d_L=4,7$ Gpc ($z=1$, $q_0=0,5$, $H=75$ km/s/Mpc), J133658,3-295105 L_{20} cm y L_6 cm corresponden razonablemente bien con las luminosidades de una FR II.

Los siguientes puntos nos llevaron a querer determinar con precisión la distancia a la fuente 28 (de aquí en más RS28). Esta fuente aparece proyectada cerca de $60''$ desde el núcleo de M83, y la línea que une RS 27, 28 y 29 parece emerger del bulbo como puede verse en la Figura A.1. Fueron Cowan et al. (1994) quienes inicialmente plantearon la posibilidad de un jet del núcleo de M83. Las fuentes RS30, 32 y 36 se encuentran también notablemente alineadas dentro de esta estructura. La estructura completa cubre cerca de $100''$. Ninguna de estas RS son remanentes de supernova ni parecen estar asociadas a regiones HII. RS32 emite en X como una binaria X suave. RS36 fue descrita también como binaria X.

Dentro de todos los fenómenos que encontramos en los 300 pc interiores de M83, surgió la posibilidad de estar observando un caso de *kick-off*, fenómeno conocido más formalmente como *culatazo gravitacional* (i.e., un agujero negro eyectado por ondas gravitatorias, desde el núcleo de M83). Este tipo de fenómenos han sido predichos por diversos autores (Libeskind et al., 2006; Bonning et al., 2007) pero aún no observado (Dottori et al., 2007).

Por lo tanto, sólo tres explicaciones serían consistentes con las propiedades en radio, en X y en el óptico, de RS28, siendo las tres de suma importancia, ya que representarían, en cada caso, la primera detección de dicha clase de objetos. Aislar alguna de las hipótesis fue lo que nos motivó a realizar las observaciones que describiremos en la siguiente sección. Según lo que arrojaran las observaciones, tendríamos:

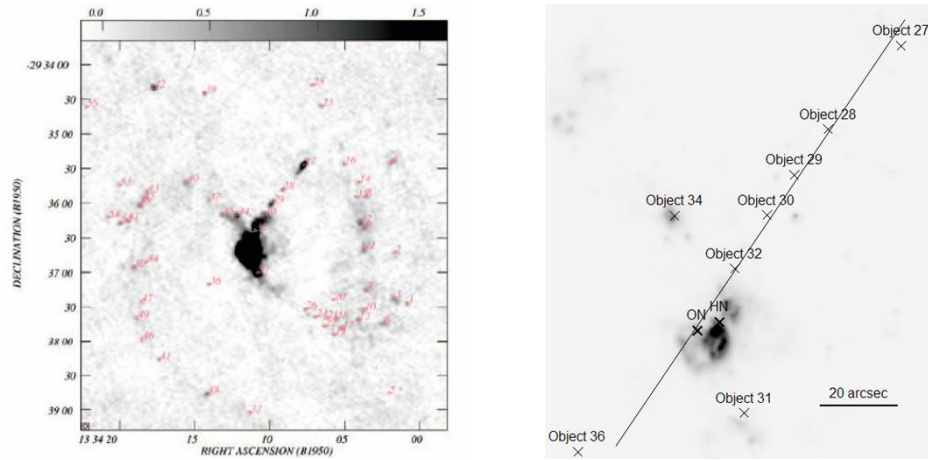


Figura A.1: Izquierda: Figura 1 de Maddox et al. (2006). Los números indican las radiofuentes compactas. Derecha: detalle de la región central, con las fuentes indicadas. La línea trazada muestra la alineación de las fuentes con respecto al núcleo óptico. Indicados están el núcleo óptico (ON) y el oculto (HN).

1. Velocidad Radial cercana a la curva de rotación del disco de M83, pero con una componente peculiar en el rango de algunos cientos de km/s: podría ser uno de los agujeros negros remanentes dentro del escenario de doble núcleo de M83. La ubicación de la fuente RS28 podría implicar que la citada expulsión tuvo lugar hace menos de 1×10^7 años (ver más adelante), que coincide con la edad dinámica de la fusión menor propuesta en la región nuclear de M83. Para un agujero negro expulsado, se espera emisión débil en radio y X, y sólo mientras se desplaza a través del Medio Interestelar galáctico, lo que explicaría por qué no han sido descubiertos aún.
2. Velocidad radial coincidente con la curva de rotación de M83: estaríamos detectando el primer microcuásar fuera de la Vía Láctea. Las propiedades de estas estrellas de neutrones binarias o agujeros negros encontrados en nuestra galaxia (Mirabel and Rodríguez, 1994) serían similares a las de RS28, con tres veces más energía en radio que la más brillantes detectada para la Vía Láctea (Mirabel and Rodríguez, 1998). Siendo M83 una de las galaxias espirales vistas de frente más cercana y, entre ellas, la que posee la mayor tasa de formación estelar, se convierte en la galaxia ideal para albergar un caso detectable de fuente superluminosa originada en estrellas binarias muy masivas.
3. Velocidad radial implicando un z en el rango 1,5 – 2: confirmaríamos la hipótesis de Maddox y colaboradores. De todas formas, si pudiésemos probar que el objeto se encuentra realmente a $z \sim 2$, toda la estructura en radio, que abarca una extensión angular de $100''$, tendría una tamaño, en coordenadas co-móviles, mayor a 1,3 Mpc (considerando el mínimo ángulo de proyección de 72°), convirtiéndose en la mayor radio galaxia conocida a alto z (la radio ga-

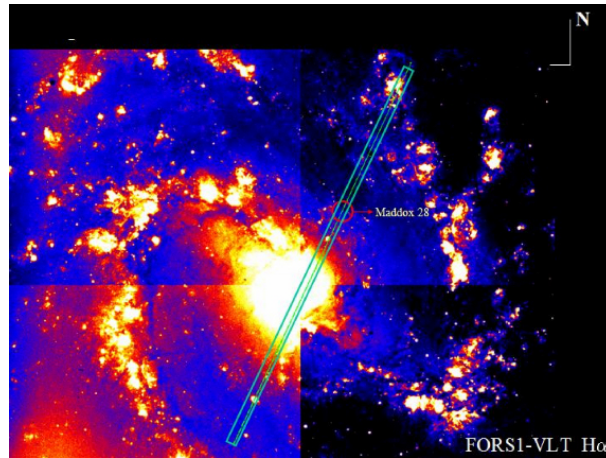


Figura A.2: Posición de la ranura en las primeras observaciones realizadas en CAsLeo, PA 152° , superpuesta sobre imagen $H\alpha$ de FORS1-VLT. El círculo rojo indica la posición de la fuente RS28.

laxia gigante más extensa catalogada por Saripalli et al. (2005) posee 2,7 Mpc y se encuentra ubicada a $z = 0,15$).

A.2. Las primeras observaciones desde CAsLeo

El primer intento por esclarecer la naturaleza de RS28, lo realizamos desde CAsLeo. 5 horas de espectros $H\alpha$ en abril de 2007 con el espectrógrafo REOSC del telescopio de 2,2 m. En estas observaciones posicionamos la ranura sobre una región HII detectada en las imágenes VLT y CTIO en $H\alpha$. El ángulo de posición elegido fue 152° . La Figura A.2 muestra la posición de la ranura sobre la imagen FORS1-VLT en $H\alpha$. Se ha indicado la posición de RS28 con un círculo rojo.

Las observaciones de esa noche arrojaron una emisión coincidente con la posición de RS28 (Figuras A.3 y A.4), que podía ser asociada con la región HII al ESE de RS28. De todas formas, esto nos permitió obtener datos cinemáticos sobre esta región al mismo tiempo que centrar la ranura (Figuras A.5 y A.6) de nuestra siguiente observación: Gemini-GMOS.

A.3. Observaciones Gemini

Se obtuvieron imágenes en banda ancha y angosta con GMOS-S en el rango 500 a 950 nm, centradas en la posición del objeto RS28. En particular, se realizó una suma con un tiempo de exposición total de 11 minutos en las bandas V, z, i, CaT, Ha, HaC, OIII, OIIIC y SII, con un seeing promedio de $0,8''$. La Figura A.7 muestra una imagen falso color generada a partir de estos filtros. La Figura A.8, muestra el detalle de la posición de RS28 sobre la imagen generada a partir de la suma total de las observaciones GMOS. No aparece ninguna contraparte óptica asociada.

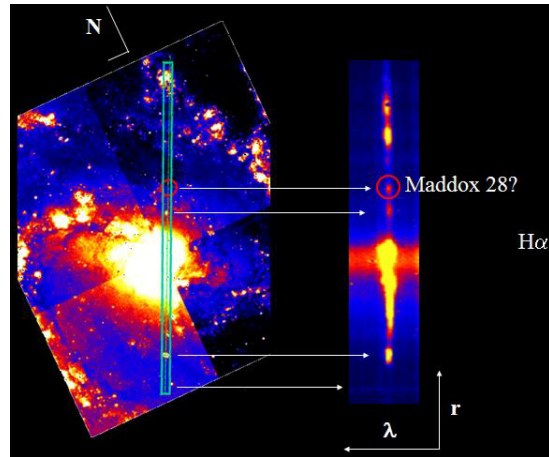


Figura A.3: Identificación de las estructuras en el espectro $H\alpha$ de CAS Leo y la imagen $H\alpha$ de VLT-FORS1.

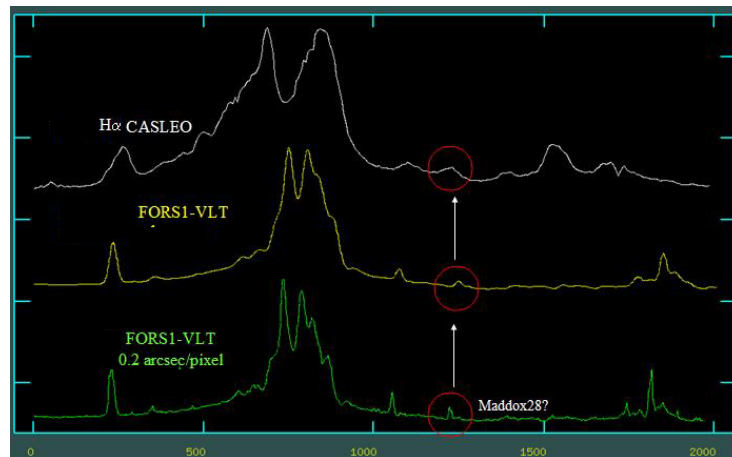


Figura A.4: Comparación de los perfiles espaciales del espectro $H\alpha$ de CAS Leo y VLT-FORS1, suavizado y sin suavizar.

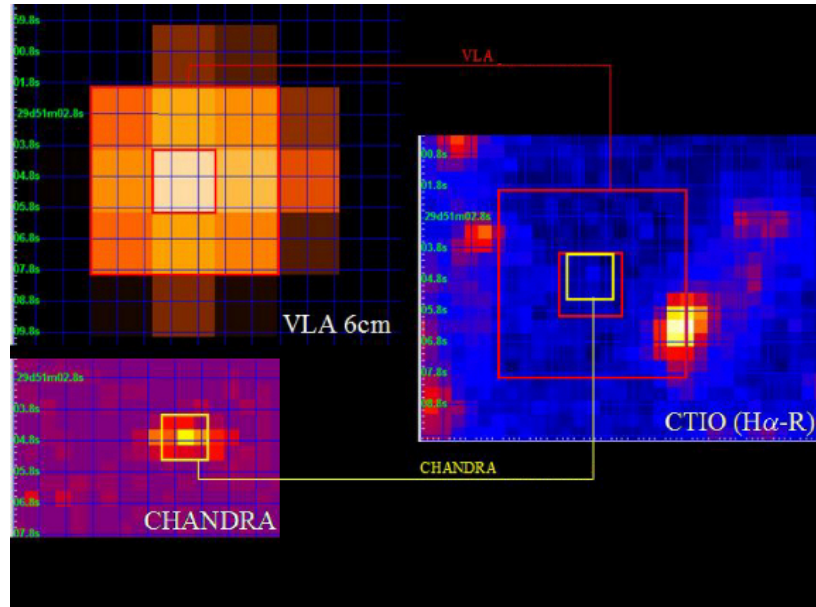


Figura A.5: Posición astrométrica de las fuentes X (Chandra), Radio (VLA) y H α (CTIO). 2,"5 al ESE de RS28, podemos ver la región HII señalada en las observaciones desde CAsLeo.

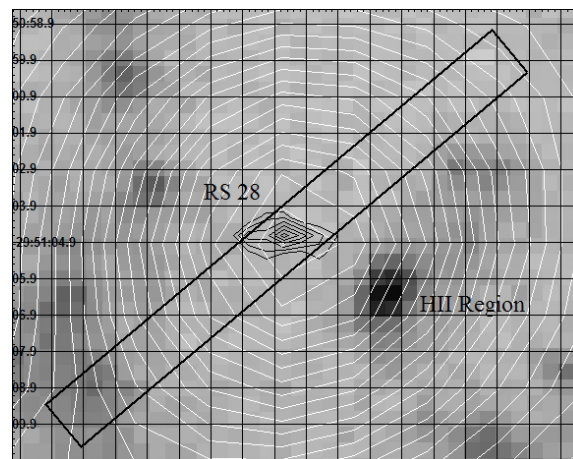


Figura A.6: Posicionamiento de la ranura de GMOS, PA 140°, superpuesta a imagen CTIO (H α -R). Las isofotas blancas corresponden a VLA y las negras a Chandra.

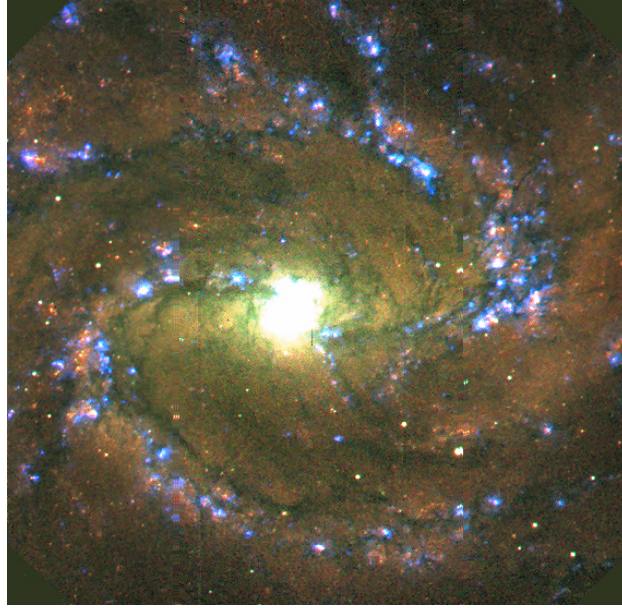


Figura A.7: Imagen falso color generada a partir de las observaciones GMOS en los filtros $H\alpha$, [OIII] y [SII].

Se realizaron observaciones espectroscópicas con GMOS-S (tiempo de exposición efectivo de 2 horas), utilizando una ranura ancha ($1,''5$) en la posición del objeto, con un seeing promedio de $0,''8$. Observamos la línea o conjunto de fuentes de radio y X con GMOS-S centrada en la posición de RS28, en ángulo de posición (PA) 140° .

A.4. Resultados

La imagen suma total de las observaciones GMOS, con un seeing promedio de $0,''8$, considerando el ruido de fondo del disco de M83, tendría un límite de detección aproximado de $m_i = 23,5 \pm 0,5$ a $S/R \sim 3$.

Es de esperar que el disco de M83 disminuya el brillo de los objetos que se encuentran detrás. Boissier et al. (2005) derivaron para el disco de M83 a un radio ~ 1 kpc, una absorción media azimutal de $A(FUV) = 2,0$ mag, la que se traduce en $A(I) = 1,3$ mag, asumiendo que $A(FUV)/A(I) = 1,5$. Beckman et al. (1996) obtuvieron para tres galaxias de frente una absorción interbrazo de 0.2-0.5 magnitudes menos que la media azimutal a 800 nm. Eso deriva una absorción del orden de $A(I) = 1,0 \pm 0,3$ mag para objetos de fondo en la posición proyectada de RS28, sobre el disco de M83. Estas consideraciones nos llevaron a estimar que nuestra imagen compuesta podría detectar más del 80% de los AGN con $1 \leq z \leq 3$ en la muestra SEXSI (ver la Figura 6 en Eckart et al. (2006)), independientemente de z . Como vimos anteriormente, no se encuentra contraparte óptica en esta región.

La radiofuente Cen-A es un caso ilustrativo para realizar una comparación. Cen-

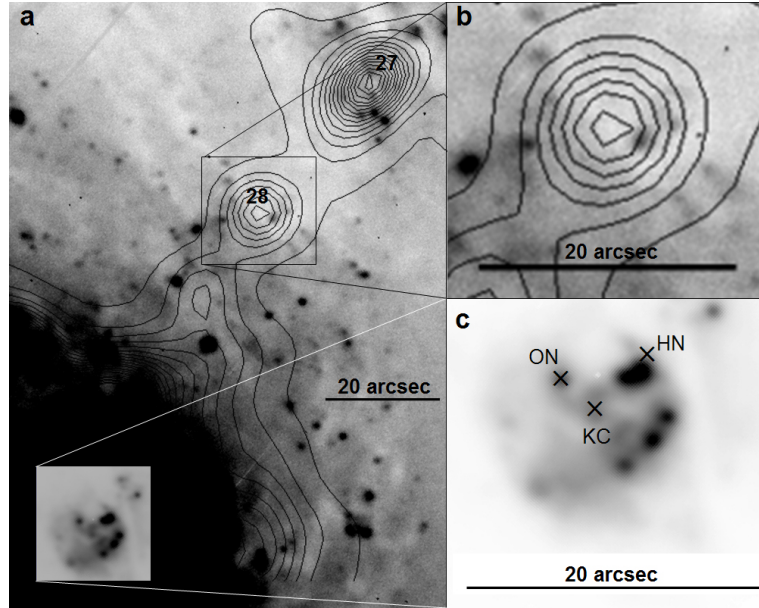


Figura A.8: a) Mapa de radio superpuesto a la imagen suma de los filtros de 500 nm a 950 nm. b) Detalle del objeto 28: no se detecta contraparte óptica y el objeto más cercano muestra emisión típica de región HII local. c) Imagen del centro del bulbo donde se ha indicado el núcleo óptico (ON), centro cinemático (KC) y el núcleo oculto (HN).

A se origina en la galaxia elíptica NGC 5128, la cual contiene un núcleo Seyfert 2 con fuertes capas de polvo a lo largo del cuerpo principal. El brillo absoluto de NGC 5128 es $M_B = -23,0$ mag. a una distancia de 11 Mpc. Una vez considerada la absorción del disco de M83, brillaría a $m_I = 21,5$ mag a $Z \sim 1$ o $m_I = 23,1$ mag a $z \sim 2$. Por lo tanto, colocado a este z , Cen-A sería perfectamente detectable en nuestras imágenes.

En los espectros, el límite de detección para el continuo de una galaxia elíptica gigante a $z \sim 2$ es $m_I = 20,5 \pm 0,8$ ($S/R \sim 3$) y $m_I = 22,2 \pm 0,8$ considerando la detección de $H\gamma$ en un QSO a $1 < z < 2$.

Líneas fuertemente corridas al rojo entrarían en el rango espectral cubierto por GMOS para $1 \leq z \leq 2,5$, como puede verse en el catálogo de objetos de Hewitt and Burbidge (1993). Dentro de este intervalo de z , las líneas más conspicuas (y su correspondiente intervalo en z) serían: [OIII] $\lambda 3727 \text{ \AA}$ (0,34; 1,4); [NV] $\lambda 3426 \text{ \AA}$ (0,46; 1,77); [MgII] $\lambda 2798 \text{ \AA}$ (0,8; 2,4); [CIII] $\lambda 1909 \text{ \AA}$ (1,6; 3,9); [HeII] $\lambda 1640$ (2,1; 4,7); [CIV] $\lambda 1549 \text{ \AA}$ (2,2; 5,1); [SIV] $\lambda 1402 \text{ \AA}$ (2,6; 6,7); [NeV] $\lambda 1240 \text{ \AA}$ (3,4; 7,6). Con lo considerado anteriormente, nuestras observaciones ponen un límite del orden de $z \sim 3$ para una radiogalaxia.

Podemos tener una idea de la S/R esperada mirando espectros obtenidos para AGN en líneas angostas y anchas a diferentes distancias, con Keck en tiempos de exposición de 1 y 2 horas (Eckart et al., 2006). Para un tiempo de exposición similar al nuestro, esperamos para Gemini una $S/R \sim 0,7$ veces la de Keck. Por lo tanto, prácticamente todas las líneas —excepto quizá [HeII]— serían detectables en nuestros

espectros.

De nuestros datos espectroscópicos podemos decir que si es una radiofuente a alto z , RS28 se encuentra a $z \geq 2,5$.

En la Figuras A.9 vemos el espectro en la región de RS28 junto con el de la región HII de referencia (observadas con la misma ranura) ubicada sobre un brazo de M83. Se puede ver una emisión marginal en $H\alpha$ (la Figura A.10 muestra el detalle del espectro bidimensional). Esta emisión se encuentra notablemente corrida al rojo con respecto a la región HII. Las velocidades radiales heliocéntricas son 618 ± 30 km/s y 522 ± 12 km/s para RS28 y la región HII respectivamente. La región HII ubicada al ESE de RS28 presenta una velocidad de 490 ± 12 km/s. Esta última velocidad fue determinada con REOSC, observación que arrojó una velocidad para el núcleo de 534 ± 15 km/s. La velocidad heliocéntrica según NED es 513 ± 5 km/s. Las observaciones en CO de Sakamoto et al. (2004), arrojan una velocidad (LSR) para el núcleo de 508 ± 15 km/s (error estimado por inspección visual del campo de velocidad). Si corregimos nuestros datos al Sistema Local de Referencia (aproximadamente 24 km/s¹), todo este análisis indica que las velocidades radiales de REOSC son confiables en valores absolutos, dentro de los errores.

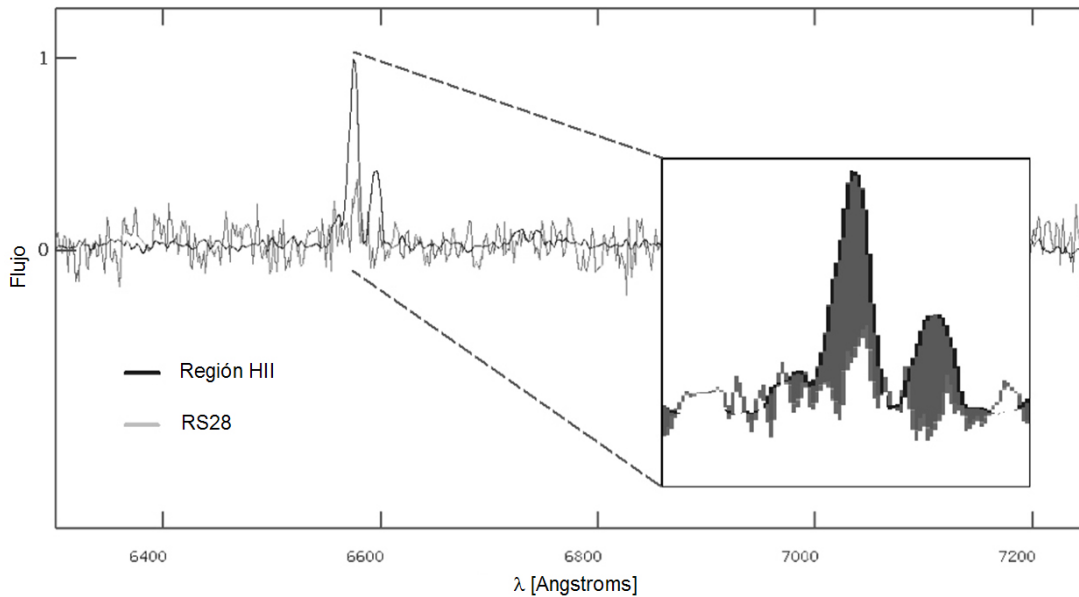


Figura A.9: Espectros GMOS de dos posiciones de la ranura. Una coincidente con la posición de RS28 y la otra con la de la región HII al norte, en la zona del brazo de M83.

La velocidad radial de RS28 es entonces aproximadamente 130 ± 40 km/s mayor que la de la región HII al ESE. El núcleo y las dos regiones HII presentan velocidades similares debido a que M83 presenta una inclinación pequeña ($\sim 24^\circ$ con respecto al plano del cielo y la dirección de discusión es casi perpendicular a la barra, donde

¹Según el calculador online de Ed Murphy en <http://fuse.pha.jhu.edu>

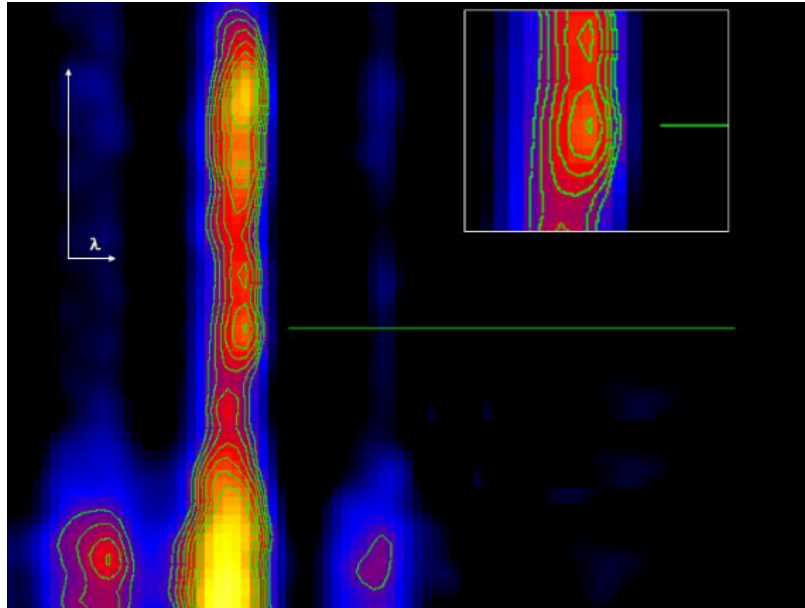


Figura A.10: Espectro bidimensional GMOS, zona $H\alpha$. Claramente se observa la emisión corrida al rojo en la posición de RS28 indicada con la línea verde.

no se observan movimientos circulares (ver campo de Sakamoto et al. (2004)). Esto nos lleva a concluir que la emisión $H\alpha$ detectada en RS28 es emitida por un objeto que no acompaña la cinemática del disco de M83, y cuya velocidad proyectada en la dirección radial es del orden de los 100 km/s. Este argumento apunta a una posible conexión física entre RS28 y M83.

A.4.1. La honda de Saslaw

El caso de la eyección de un objeto masivo, como el descrito en la sección anterior, presenta dos regímenes distintos, de acuerdo al fenómeno responsable de la eyección. En el caso del *culatazo gravitacional* estamos hablando de ondas gravitatorias pero Saslaw et al. (1974) propuso un mecanismo dinámico simple para la eyección de objetos masivos desde el núcleo de una galaxia. M83 guarda la posibilidad de que estemos observando uno de los casos sugeridos por Saslaw. Según estos autores, cuando tres o más objetos masivos cerca del centro de la galaxia interactúan, la configuración se vuelve gravitacionalmente inestable y el sistema se desarma. Saslaw et al. muestran cómo, en el caso de tres cuerpos, dos de ellos forman un sistema binario y el tercero menos masivo es eyectado del centro de la galaxia. Mikkola and Valtonen (1990) plantearon la siguiente hipótesis: la fusión de dos galaxias, cada una de ellas conteniendo un agujero negro en su núcleo, produce un agujero negro binario semiestable. En fusiones sucesivas se producen interacciones entre tres o cuatro agujeros negros. En el caso de tres, podría ocurrir lo propuesto por Saslaw y resultar en un sistema binario en el núcleo y el consiguiente escape de uno de los agujeros

negros, eventualmente, el menos masivo del sistema.

Para estudiar la posibilidad de estar en presencia de la Honda de Saslaw, determinamos el tiempo que le llevaría al supuesto agujero negro eyectado del núcleo de M83, llegar a la posición actual.

RS28 posee una velocidad radial relativa al núcleo de M83 de 84 km/s. Si suponemos que su movimiento está confinado al plano, y que por esto emite $H\alpha$ (aún interactúa con el disco), podemos estimar una inclinación cercana a la del disco global de 24° . Considerando una distancia entre RS28 y ON de $60,9''$ y a M83 de 4,5 Mpc, podemos calcular el tiempo de eyección. Para esto, debemos suponer que la trayectoria ha sido recta, hipótesis no descabellada si tenemos en cuenta la Figura A.1. Esto también implica que no se pudo haber frenado demasiado en su trayectoria, puesto que de ser así habría comenzado a participar de la rotación del disco. Esto implica que su velocidad original no debe haber sido muy lejana a 100 km/s. Con todas estas suposiciones, la eyección de RS28 del núcleo de M83 se habría dado hace $6,89 \times 10^6$ años, similar a la edad del 70 % de los cúmulos jóvenes de Harris et al.(2001)(entre 5 y 7 millones de años).

A.5. Comentarios finales

Sabemos de la existencia de configuraciones no-físicas, i.e. casuales, en el cosmos. Un caso interesante es el de las dos radiofuentes yuxtapuestas 1' al NE y SO de Scorpius X-1, que durante mucho tiempo se creyó eran los radiolóbulos de Sco X-1, hasta que Fomalont and Geldzahler (1991) demostraron a través del movimiento propio de Sco X-1 que eran fuentes de fondo no relacionadas. Pero, por un lado las imágenes ópticas y la espectroscopía en RS28 no confirman la naturaleza de alto z para el objeto, y por otro las observaciones espectroscópicas GMOS muestran emisión $H\alpha$ con corrimiento al rojo similar a la galaxia pero proveniente de una fuente que no comparte la cinemática del disco. Las imágenes $H\alpha$ de GMOS no detectan ese objeto, probablemente porque el tiempo de exposición con el filtro es de 1,5 minutos, lo que lleva el límite de detección a 2,5 magnitudes menos que la suma total de los filtros.

Si se confirma el carácter local, la radiofuente FR II, RS28, tendría un tamaño proyectado de 0,5 – 1,0 kpc. Sigue abierta la posibilidad de que RS28 sea producto del *culatazo gravitacional*, remanente de la fusión menor en el núcleo de M83. En ese caso, el motor dentro de RS28 que produce las eyecciones RS27 y RS29 sería un disco de acreción como en los microcuásares de la Vía Láctea y radiofuentes extragalácticas. El por qué RS27 y RS29 se encuentran en la misma línea de la eyección, sigue siendo una duda.

Apéndice B

Las caídas en la dispersión de velocidades radiales

B.1. Introducción

Desde las primeras detecciones de caídas en la distribución de dispersión de velocidades radiales estelares (σ -drops) realizadas por Bottema (1989) y Jarvis and Dubath (1988), la lista de objetos con caídas confirmadas o sospechadas ha ido en aumento. Tanto Bottema et al. (Figura B.1) como Jarvis et al. (Figura B.2), no lograron darle una explicación convincente a esta intrigante característica cinemática. La Figura B.3, muestra la tabla confeccionada por Wozniak and Champavert (2006), actualizada a marzo de 2006, con 22 candidatos. En esta tabla podemos observar el tipo morfológico de la galaxia, el tipo de núcleo y la técnica de medición utilizada. Los trabajos de Emsellem et al., han detectado casos de σ -drops en varias galaxias barradas, pero aún es muy prematuro sacar alguna conclusión estadística respecto de la frecuencia de estas caídas según el tipo morfológico. No se ha realizado hasta el momento ningún estudio sistemático sobre este tópico. También existen varios casos de detecciones de caídas en galaxias elípticas, pero estas caídas probablemente tengan un origen diferente al que daremos a continuación, para tratar de explicar los σ -drops en galaxias espirales.

Los trabajos de Wozniak et al. (Wozniak et al., 2003; Wozniak and Champavert, 2006), mostraron que las caídas de dispersión de velocidades radiales es una característica cinemática de las estrellas nacidas de una componente gaseosa dinámicamente fría, para el caso de galaxias espirales barradas. El gas con baja dispersión de velocidades se acumula en un disco nuclear debido a los torques gravitacionales inducidos por la barra estelar. Esto da origen a una nueva generación de estrellas nacidas de este gas y por ende, con baja dispersión de velocidades.

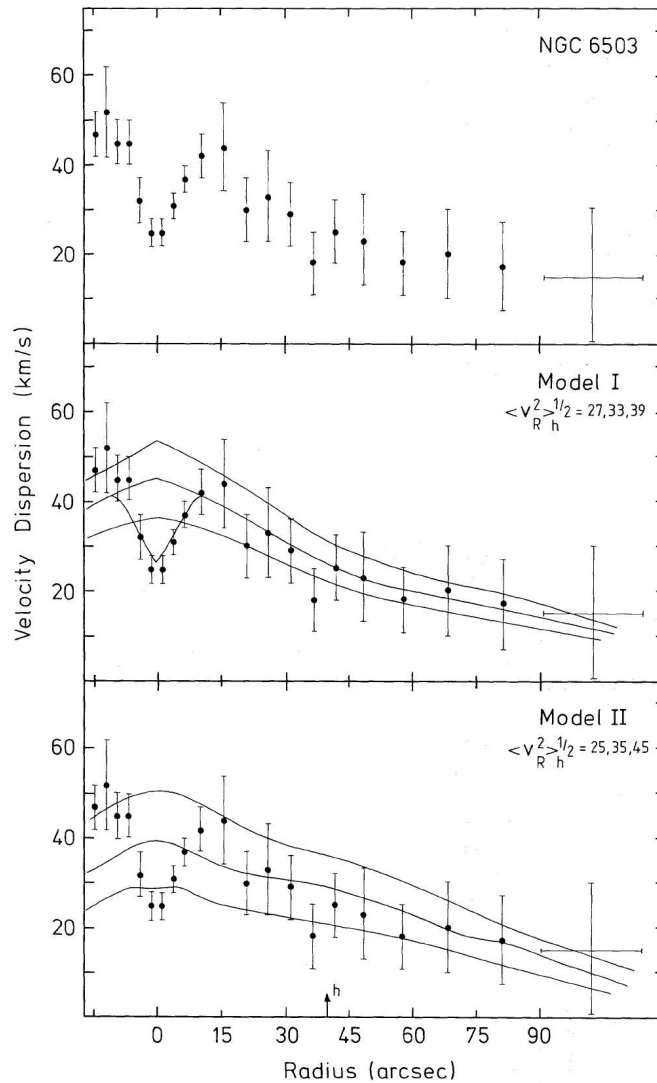


Figura B.1: Figura 7 de Bottema (1989). Arriba: dispersión de velocidades estelares en función del radio de la galaxia NGC 6340. Notar el decaimiento cerca del centro. Medio: los mismos datos de dispersión junto con el resultado de las simulaciones numéricas de un disco con dispersión de velocidades exponencialmente decreciente. Abajo: lo mismo que al medio, pero con un Q de Toomre constante en función del radio. Ninguno de estos modelos logra reproducir la distribución observada.

B.1.1. Evolución de las caídas de dispersión

Cabe destacar algunos puntos importantes acerca de las detecciones. Por un lado, el hecho de que se hayan detectado en varias galaxias normales indica que no es un fenómeno peculiar. La tabla anterior muestra que las detecciones provienen de distintas técnicas de medición, lo que descarta cualquier efecto de la reducción. Las líneas de absorción utilizadas son trazadoras de distintas poblaciones estelares, algo que debe considerarse al analizar las observaciones. Con respecto a la duración del

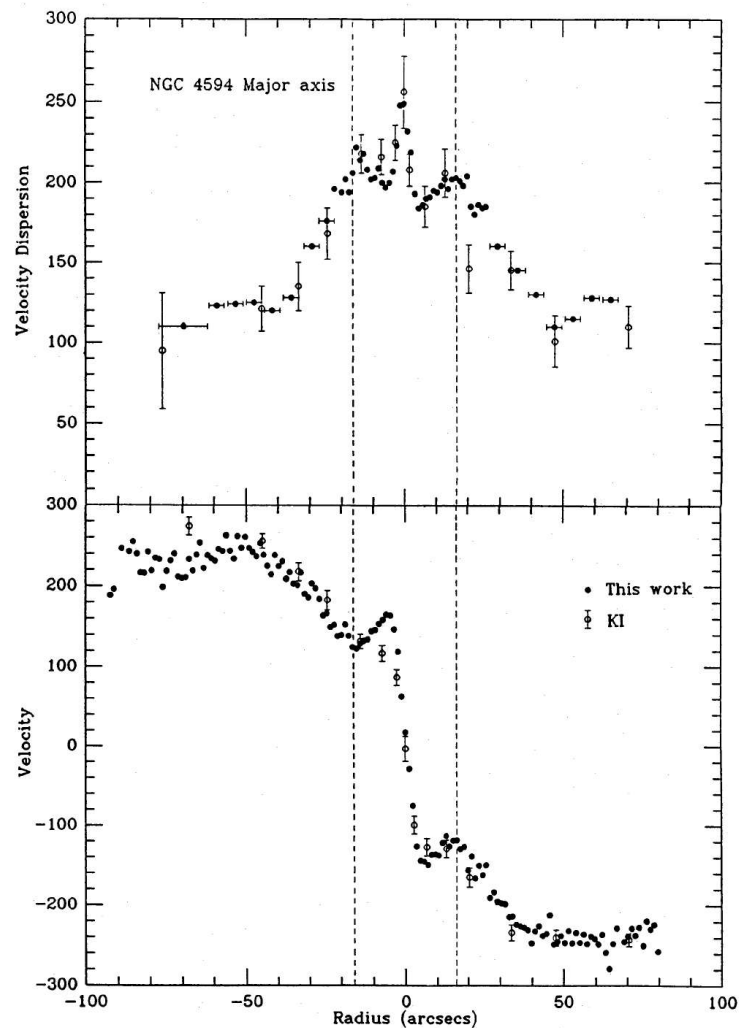


Figura B.2: Figura 1 de Jarvis and Dubath (1988). Abajo: rotación en torno al eje mayor en la galaxia del sombrero (NGC 4594). Arriba: dispersión de velocidades radiales estelares. Los valores negativos son al este del núcleo. Las unidades de velocidad son km/s. Se han graficado dos trabajos para comparación (puntos llenos y vacíos). En este caso, la presencia de un agujero negro supermasivo sería la responsable del pico tan pronunciado en el centro.

fenómeno, la detección se encontrará limitada por el tiempo de vida de la población utilizada para trazar la cinemática.

La Figura B.4 del trabajo de Wozniak and Champavert (2006), muestra la evolución de la amplitud de la caída en la dispersión de velocidades radiales estelares, según sus simulaciones hidro+N-cuerpos. Las diferentes curvas representan la simulación sin formación estelar y distintas corridas donde la formación estelar se ha encendido al inicio y se ha apagado en distintos tiempos. De estas simulaciones puede verse que la caída aparece rápidamente luego de ~ 300 millones de años. Para el caso de formación estelar continua, la amplitud alcanza su máximo luego de 1000

| Object | Morph. Type | Nucleus | Reference | Main abs. lines | Technique |
|-----------|-------------|--------------|--|------------------------------|-------------------|
| NGC 1068 | SA(rs)b | Sy 1/2 | Emsellem et al. 2005 | Mg b | pPXF ¹ |
| NGC 1097 | SB(s)b | Sy 1 | Emsellem et al. 2001 | ¹² CO 2.3 μ m | pPXF |
| NGC 1138 | SBO | | Simien & Prugniel 2002 | Mg b | FFM ² |
| NGC 1808 | SAB(s:)b | Sy 2 | Emsellem et al. 2001 | ¹² CO 2.3 μ m | pPXF |
| NGC 2639 | SA(r)a | Sy 1.9 | Marquez et al. 2003 | CaII T | CCF |
| NGC 3021 | SABc | | Héraudeau et al. 2003 | Mg b | FFM |
| NGC 3412 | SB0(s) | | Aguerri et al. 2003 | Mg b | FCQ ³ |
| NGC 3623 | SAB(rs)a | Liner | De Zeeuw et al. 2002 | Mg b | FCQ |
| NGC 3627 | SBb | Liner/Sy 2 | Héraudeau & Simien 1998 | Mg b | FFM |
| NGC 4303 | SBbc | Sy 2 | Héraudeau & Simien 1998 | Mg b | FFM |
| NGC 4579 | SBb | Liner/Sy 1.9 | Héraudeau & Simien 1998 | Mg b | FFM |
| NGC 4594 | SA(s)a | Sy 1.9 | Jarvis & Dubath 1988 | Mg b | CCF ⁴ |
| NGC 4725 | SBab | Sy 2 | Héraudeau et al. 1999 | Mg b | FFM |
| NGC 4477 | SB0 | Sy 2 | Jarvis et al. 1988 | Fe, Mg b | CCF |
| NGC 5728 | SABb(r) | Sy 2 | Emsellem et al. 2001 | ¹² CO 2.3 μ m | pPXF |
| NGC 6503 | SA(s)cd | Liner/HII | Bottema 1989; Bottema & Gerritsen 1997 | Fe, Mg b | CCF |
| NGC 6814 | SAB(rs)bc | Sy 1.5 | Marquez et al. 2003 | CaII T | CCF |
| NGC 6951 | SAB(rs)bc | Sy 2 | Marquez et al. 2003 | CaII T | CCF |
| NGC 7177 | SBb | Liner/HII | Héraudeau et al. 2003 | Mg b | FFM |
| IC 184 | SB(r)a | Sy 2 | Marquez et al. 2003 | CaII T | CCF |
| Circinus | SAb | Sy 2 | Maiolino et al. 1998 | ¹² CO 2.3 μ m | CCF |
| NGC 3593† | SA(s)0/a | Sy 2 | Bertola et al. 1996 | 5200–6200Å | FCQ |

Figura B.3: Compilación de casos sospechados o confirmados de contener caídas en la dispersión de velocidades radiales estelares (Tabla 1 de Wozniak and Champavert (2006)). Las referencias son: †galaxia de canto, y las respectivas técnicas de medición utilizadas, 1) Ajuste de pixel penalizado, 2) Método de ajuste de Fourier, 3) Cociente de Correlación de Fourier y 4) Correlaciones Cruzadas de Fourier.

millones de años y se mantiene constante hasta el final de la simulación. El apagado de la formación estelar en cada uno de los casos va seguido de una disminución inmediata de la amplitud de la caída, por lo que la conexión entre formación estelar y caída de dispersión es clara. La curva magenta representa el caso sin formación estelar (puro N-cuerpos). Esto indica que esa pequeña amplitud es la esperada en casos de poca formación estelar o ausencia total de formación estelar. Los autores hacen notar posibles efectos numéricos que generarían esas pequeñas amplitudes.

Las simulaciones anteriores muestran que las caídas de dispersión no serían un evento pasajero. Una tasa de formación estelar tan baja como $1 M_{\odot}/\text{año}$ en los 200 pc centrales es suficiente para mantener una caída de dispersión constante, reemplazando las partículas calentadas por nuevas con baja dispersión. Esta tasa de formación estelar no es nada anormal en galaxias barradas, siempre y cuando la región central sea constantemente alimentada con gas. Si la formación estelar es muy baja o desaparece, las simulaciones muestran que le llevaría varios cientos de millones de años a la caída para desaparecer. Esto podría explicar por qué se observan caídas en la dispersión de velocidades estelares en galaxias tempranas sin signos aparentes de formación estelar. Estas simulaciones no incluyen ningún otro mecanismo de calentamiento de las partículas como podrían ser resonancias. La visibilidad de la caída de dispersión, claramente dependerá de la relación entre la masa de la población

vieja *caliente* y la nueva *fría*. En las simulaciones descritas anteriormente, el comienzo del aumento de la amplitud de la caída se encuentra claramente relacionada con el momento en que la nueva población alcanza una masa crítica con respecto a la subyacente.

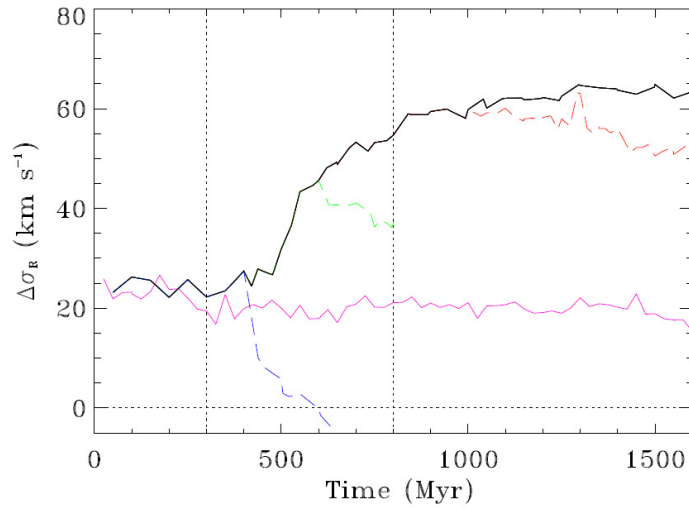


Figura B.4: Evolución de la amplitud de la caída de dispersión de velocidades. La línea continua negra representa el caso con formación estelar. Las siguientes curvas son los casos donde se ha apagado la formación en 400 (azul), 600 (verde) y 1000 (rojo) millones de años. La línea magenta muestra la simulación sin formación estelar.

Finalmente, es importante mencionar que otros mecanismos pueden estar en juego para remover algo de energía cinética de la componente estelar. Por ejemplo, la Figura B.5 muestra una de las simulaciones de Athanassoula and Misiriotis (2002), donde un halo oscuro, masivo y suficientemente concentrado, parecería ser capaz de generar una caída en la dispersión de velocidades.

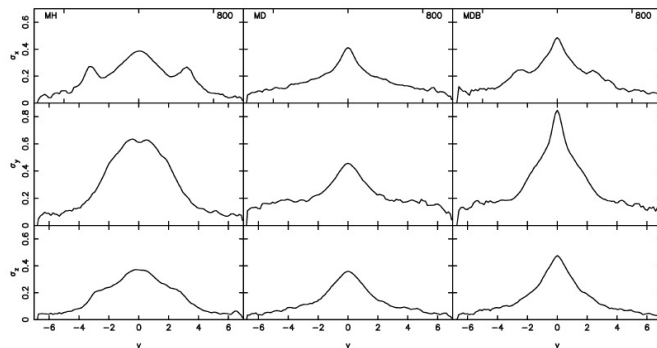


Figura B.5: Dispersión de velocidades en función de la distancia al centro en tres modelos de galaxias de Athanassoula and Misiriotis (2002).

Apéndice C

El método de las Correlaciones Cruzadas

C.1. Introducción

Para la determinación de los parámetros cinemáticos estelares (velocidad radial estelar, V_* , y dispersión de velocidades radiales estelares, σ_*), en el transcurso de esta tesis se utilizó la técnica de Correlaciones Cruzadas de Fourier, descrita extensivamente en los trabajos de Tonry and Davis (1979) y Nelson and Whittle (1995). Este método ha demostrado ser de suma utilidad, especialmente cuando se trabaja con datos con relación S/R media o baja. Dentro de IRAF, esta técnica se implementa a través de las tareas *fxcor* y *XCSAO*. En los Capítulos 7 y 8, *fxcor* fue la elección, aunque se realizó una comparación con *XCSAO* para detectar cualquier dependencia de los resultados con la técnica. En todas las comprobaciones realizadas los resultados fueron similares. A continuación, describiremos la base teórica del principal método utilizado hoy en día para el estudio de la cinemática estelar en galaxias.

C.2. El método

La correlación cruzada, $c(n)$, entre el espectro de una galaxia, $g(n)$, y el espectro de una única estrella patrón, $t(n)$, nos da una función con un pico cuya posición y ancho están relacionados con el corrimiento al rojo y dispersión de velocidades de las estrellas en la galaxia. Los bins espectrales, n , muestrean uniformemente $\ln\lambda$, de forma tal que corrimientos en velocidad se correspondan con corrimientos uniformes en n , y las distribuciones simétricas de velocidad sean funciones simétricas en n . El método asume también que el espectro de la galaxia se puede representar como el espectro de una estrella convolucionado con una función gaussiana de ensanchamiento, b , corrida desde el punto cero de velocidad en una cantidad δ . Por lo tanto, tenemos

$$c(n) = t(n) \times g(n) = \int_{-\infty}^{+\infty} t(m)g(m+n)dm, \quad (\text{C.1})$$

$$g(n) \simeq b(n-\delta) * t(n) = \int_{-\infty}^{+\infty} b(x-\delta)t(n-x)dx, \quad (\text{C.2})$$

donde \times y $*$ indican correlación cruzada y convolución, respectivamente. Combinando la ecuación C.1 y C.2, tenemos

$$c(n) = t(n) \times b(n-\delta) * t(n) = \int_{-\infty}^{+\infty} t(m) \int_{-\infty}^{+\infty} b(x-\delta)t(m+n-x)dx dm. \quad (\text{C.3})$$

cambiando el orden de integración, esto se convierte en

$$c(n) \simeq \int_{-\infty}^{+\infty} t(m) \int_{-\infty}^{+\infty} b(x-\delta) \int_{-\infty}^{+\infty} t(m) \int_{-\infty}^{+\infty} t(m)t(m+n-x)dmdx. \quad (\text{C.4})$$

notar que la integral interior es la función de autocorrelación $a(n-x) = t \times t$, y la sustitución nos da la integral de convolución,

$$c(n) \simeq \int_{-\infty}^{+\infty} t(m) \int_{-\infty}^{+\infty} b(x-\delta)a(n-x)dx = b(n-\delta) * t(n) \times t(n). \quad (\text{C.5})$$

por lo tanto, la función de correlación de la galaxia y el espectro patrón es aproximada por la autocorrelación del espectro patrón convolucionado con la función ensanchamiento. El corrimiento al rojo, V_* , se obtiene del desplazamiento del pico de la función con respecto al cero. En principio, el ancho de la función de ensanchamiento, σ_* , puede derivarse del ancho del pico de la función de correlación, luego de corregir ésta por el ancho instrumental restándosele en cuadratura. En la práctica, como hemos hecho en esta tesis, se utiliza un método más empírico definiendo una relación entre el σ del ancho de la función gaussiana de ensanchamiento y el ancho, w_p , del pico de la función de correlación. Esta relación se conoce como *relación σ -ancho* o relación $\sigma_{obs} - \sigma_{real}$, en referencia al ancho medido y al ancho intrínseco. Una vez establecida esta relación, podemos obtener directamente σ_* del ancho de la función de correlación.

C.2.1. Procedimiento

Una vez extraídos los espectros, con cielo restado, se los hace correlacionar con cada uno de los patrones estelares. Estos patrones han sido corridos artificialmente, para que todos ellos se encuentren a corrimiento al rojo cero. La tarea *fxcor* de IRAF, automáticamente remuestra cada espectro en escala logarítmica en longitud de onda,

$$n = \frac{c}{\Delta V} \ln \frac{\lambda}{\lambda_0}, \quad (\text{C.6})$$

donde λ_0 es la longitud de onda inicial, ΔV es el tamaño del bin en km/s/bin y n es el número del bin. A continuación se escoge la ventana en la que haremos la correlación, tratando de evitar regiones ruidosas o con características que puedan degradar la correlación. Previo a la correlación, habremos restado por simple interpolación, residuos de líneas de emisión del cielo o líneas de emisión del gas ionizado de la galaxia (siempre que estas características se encuentren dentro de nuestra ventana de interés). Luego se normalizan ambos continuos (espectro de la galaxia y de la estrella patrón), se procede a correlacionarlos. La tarea nos presenta con el pico de la función de correlación, al que le ajustaremos una función gaussiana. La base de esta gaussiana estará en el nivel cero de intensidad. En el ajuste se incluirán sólo los puntos que se encuentren por encima del ancho a mitad de altura del pico de la correlación. En principio, la función de correlación entre espectros ideales de la galaxia y de la estrella patrón, deberían dar una gaussiana cuyo ancho, luego de restarle el ancho instrumental, nos de σ_* . En la práctica, la función de correlación se aparta de la gaussiana debido a diferencias entre el patrón y la galaxia (*patrón mismatch*), características espectrales mezcladas, líneas de absorción no gaussianas y distribuciones de velocidad no gaussianas. Con el objeto de recobrar el valor de σ_* , se construye la relación $\sigma_{obs} - \sigma_{real}$. Esta relación se construye convolucionando la estrella patrón con gaussianas de ancho conocido y luego correlacionando cada una de ellas con el patrón. La curva que produce este proceso (curva de calibración) es luego ajustada por un polinomio que nos dará la expresión matemática para la obtención del σ_{real} o σ_* . Cada patrón estelar utilizado, deberá tener su curva de calibración respectiva.

C.2.2. Análisis de errores

En ausencia de ruido, si el espectro de la estrella y el de la galaxia coinciden perfectamente, la función de correlación debería ser una función perfectamente simétrica. En la práctica, el ruido y las diferencias espectrales entre los dos espectros introducen distorsiones a la función. Estas distorsiones son utilizadas para estimar el error cometido en la correlación y, por consiguiente, en las determinaciones de V_* y σ_* . La tarea *fxcor* de IRAF estima el error de la siguiente manera.

La dispersión de la componente antisimétrica de la correlación (que puede visualizarse dentro de la tarea), σ_a , viene dada por

$$\sigma_a^2 = \frac{1}{2N} \sum_n [c(n + \delta) - c(\delta - n)]^2. \quad (\text{C.7})$$

Se asume que el ruido y la no concordancia entre los espectros introducen componentes simétricas y antisimétricas en igual cantidad. La amplitud de esta componente error en la correlación cruzada será $\sim 2^{1/2} \sigma_a$. La relación S/R efectiva para el pico de la función correlación será entonces

$$R = \frac{h}{2^{1/2}\sigma_a}, \quad (\text{C.8})$$

donde h es la altura del pico. El efecto de la componente error en la determinación de la posición, $V - \star$, y el ancho, w_p , de la función de correlación es aproximadamente el mismo y puede expresarse de la siguiente manera

$$\epsilon = \Delta V_\star = \Delta w_p \simeq \frac{N}{8B} \frac{1}{1 + R}, \quad (\text{C.9})$$

donde N es el número de $\ln\lambda$ bins y B es la separación más probable entre el pico principal de la correlación y la componente error. Mediante propagación de errores obtenemos:

$$(\Delta\sigma_\star)^2 = 2(w_p^2\Delta w_p^2 + 4w_t^2\Delta w_t^2 + \sigma_\star^4)^{1/2} - 2\sigma_\star^2, \quad (\text{C.10})$$

donde Δw_p y Δw_t se evalúan utilizando la ecuación C.9.

Referencias

- Arsenault, R. and Roy, J.-R.: 1986, *Astron. J.* **92**, 567
- Athanassoula, E. and Misiriotis, A.: 2002, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **330**, 35
- Bacon, R., Emsellem, E., Combes, F., Copin, A., Monnet, G., and Martin, P.: 2001, *Astron. Astrophys.* **371**, 409
- Balzano, V. A.: 1983, *Astrophys. J.* **268**, 602
- Barbá, R. H., Rubio, M., Roth, M. R., and García, J.: 2003, *Astron. J.* **125**, 1940
- Barnes, J. E. and Hernquist, L.: 1992, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **30**, 705
- Beckman, J. E., Peletier, R. F., Knapen, J. H., Corradi, R. L. M., and Gentet, L. J.: 1996, *Astrophys. J.* **467**, 175
- Bender, R., Kormendy, J., Bower, G., Green, R., Thomas, J., Danks, A. C., Gull, T., Hutchings, J. B., Joseph, C. L., Kaiser, M. E., Lauer, T. R., Nelson, C. H., Richstone, D., Weistrop, D., and Woodgate, B.: 2005, *Astrophys. J.* **631**, 280
- Boissier, S., Gil de Paz, A., Madore, B. F., Boselli, A., Buat, V., Burgarella, D., Friedman, P. G., Barlow, T. A., Bianchi, L., Byun, A.-I., Donas, J., Forster, K., Heckman, T. M., Jelinsky, P.Ñ., Lee, A.-W., Malina, R. F., Martin, D. C., Milliard, B., Morrissey, P., Neff, S. G., Rich, R. M., Schiminovich, D., Siegmund, O. H. W., Small, T., Szalay, A. S., Welsh, B. A., and Wyder, T. K.: 2005, *Astrophys. J., Lett.* **619**, L83
- Bonning, E. W., Shields, G. A., and Salviyer, S.: 2007, *Astrophys. J., Lett.* **666**, L13
- Bottema, R.: 1989, *Astron. Astrophys.* **221**, 236
- Bresolin, F. and Kennicutt, Jr., R. C.: 2002, *Astrophys. J.* **572**, 838
- Calzetti, D., Meurer, G. R., Bohlin, R. C., Garnett, D. R., Kinney, A. L., Leitherer, C., and Storchi-Bergmann, T.: 1997, *Astron. J.* **114**, 1834
- Charlot, S. and Bruzual, A. G.: 1991, *Astrophys. J.* **367**, 126

- Combes, F.: 2001, in J. H. Knapen, J. E. Beckman, I. Shlosman, and T. J. Mahoney (eds.), *The Central Kiloparsec of Starbursts and AGN: The La Palma Connection*, Vol. 249 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp 475–+
- Cowan, J. J., Roberts, D. A., and Branch, D.: 1994, *Astrophys. J.* **434**, 128
- Díaz, A. I., Terlevich, E., and Terlevich, R.: 1989, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **239**, 325
- Dean, A.: 2002, *Thesis, University of Cambridge*
- Díaz, R., Paolantonio, S., Carranza, G., and Goldes, G.: 1996, *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina* **40**, 46
- Dottori, H., Díaz, R., Rodrigues, I., Agüero, M. P., and Mast, D.: 2007, in V. Karas and G. Matt (eds.), *IAU Symposium*, Vol. 238 of *IAU Symposium*, pp 277–280
- Dottori, H. A.: 1981, *Astrophys. Space. Sci.* **80**, 267
- Doyon, R., Wright, G. S., and Joseph, R. D.: 1994, *Astrophys. J.* **421**, 115
- Dressler, A.: 1984, *Astrophys. J.* **286**, 97
- Eckart, M. E., Stern, D., Helfy, D. J., Harrison, F. A., Mao, P. H., and Yost, S. A.: 2006, *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **165**, 19
- Elmegreen, B. G.: 2001, in J. H. Knapen, J. E. Beckman, I. Shlosman, and T. J. Mahoney (eds.), *The Central Kiloparsec of Starbursts and AGN: The La Palma Connection*, Vol. 249 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp 492–+
- Elmegreen, D. M., Chromey, F. R., and Warren, A. R.: 1998, *Astron. J.* **116**, 2834
- Emsellem, E.: 2006, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Falcón-Barroso, J., Bacon, R., Bureau, M., Cappellari, M., Davies, R. L., de Zeeuw, P. T., Emsellem, E., Fathi, K., Krajnović, D., Kuntschner, H., McDermid, R. M., Peletier, R. F., and Sarzi, M.: 2006, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **369**, 529
- Fitzpatrick, E. L.: 1986, *Astron. J.* **92**, 1068
- Fomalont, E. B. and Geldzahler, B. J.: 1991, *Astrophys. J.* **383**, 289
- Gallais, P., Rouan, D., Lacombe, F., Tiphene, D., and Vauglin, I.: 1991, *Astron. Astrophys.* **243**, 309
- Galliano, E. and Alloin, D.: 2002, *Astron. Astrophys.* **393**, 43
- Gaskell, C. M.: 1985, *Nature* **315**, 386
- Gerin, M., Combes, F., and Athanassoula, E.: 1990, *Astron. Astrophys.* **230**, 37

- Gimeno, G.Ñ., Díaz, R. J., and Carranza, G. J.: 2004, *Astron. J.* **128**, 62
- Harris, J., Calzetti, D., Gallagher, III, J. S., Conselice, C. J., and Smith, D. A.: 2001, *Astron. J.* **122**, 3046
- Heckman, T. M., Armus, L., and Miley, G. K.: 1990, *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **74**, 833
- Heller, C. H. and Shlosman, I.: 1994a, *Astrophys. J.* **424**, 84
- Heller, C. H. and Shlosman, I.: 1994b, *Astrophys. J.* **424**, 84
- Helmi, A. and White, S. D. M.: 1999, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **307**, 495
- Hernquist, L. and Katz, N.: 1989, *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **70**, 419
- Hernquist, L. and Mihos, J. C.: 1995, *Astrophys. J.* **448**, 41
- Hewitt, A. and Burbidge, G.: 1993, *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **87**, 451
- Jarvis, B. J. and Dubath, P.: 1988, *Astron. Astrophys.* **201**, L33
- Keel, W. C.: 1996, **106**, 27
- Keel, W. C. and van Soest, E. T. M.: 1992, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **94**, 553
- Kendall, P., Magorrian, J., and Pringle, J. E.: 2003, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **346**, 1078
- Lauer, T. R., Faber, S. M., Ajhar, E. A., Grillmair, C. J., and Scowen, P. A.: 1998, *Astron. J.* **116**, 2263
- Leitherer, C.: 2005, in S. Hüttmeister, E. Manthey, D. Bomans, and K. Weis (eds.), *The Evolution of Starbursts*, Vol. 783 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp 280–295
- Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J. D., Delgado, R. M. G., Robert, C., Kune, D. F., de Mello, D. F., Devost, D., and Heckman, T. M.: 1999, *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **123**, 3
- Lejeune, T., Cuisinier, F., and Buser, R.: 1997, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **125**, 229
- Lequeux, J.: 1983, *Astron. Astrophys.* **125**, 394
- Levato, H.: 1996, *CAsLeo*
- Libeskind, N. I., Cole, S., Frenk, C. S., and Helly, J. C.: 2006, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **368**, 1381
- Lilly, S. J. and Hill, G. J.: 1987, *Astrophys. J., Lett.* **315**, L103

- Lundgren, A. A., Olofsson, H., Wiklund, T., and Rydbeck, G.: 2004, *Astron. Astrophys.* **422**, 865
- Maciejewski, W. and Sparke, L. S.: 2000, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **313**, 745
- Maddox, L. A., Cowan, J. J., Kilgard, R. E., Lacey, C. K., Prestwich, A. H., Stockdale, C. J., and Wolfing, E.: 2006, *Astron. J.* **132**, 310
- Maeder, A. and Meynet, G.: 2000, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **38**, 143
- Malin, D. and Hadley, B.: 1997, *Publications of the Astronomical Society of Australia* **14**, 52
- Mast, D.: 2002, *Trabajo final de Licenciatura - FaMAF - UNC*
- Mast, D. and Díaz, R. J.: 2006, *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina* **49**, 307
- Mast, D., Díaz, R. J., and Agüero, M. P.: 2006, *Astron. J.* **131**, 1394
- Matsui, H., Habe, A., and Saitoh, T. R.: 2006, *Astrophys. J.* **651**, 767
- Mikkola, S. and Valtonen, M. J.: 1990, *Astrophys. J.* **348**, 412
- Mirabel, I. F. and Rodríguez, L. F.: 1994, *Nature* **371**, 46
- Mirabel, I. F. and Rodríguez, L. F.: 1998, *Nature* **392**, 673
- Moorwood, A. F. M. and Oliva, E.: 1988, *Astron. Astrophys.* **203**, 278
- Moorwood, A. F. M. and Oliva, E.: 1990, *Astron. Astrophys.* **239**, 78
- Nelson, C. H. and Whittle, M.: 1995, *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **99**, 67
- Origlia, L., Moorwood, A. F. M., and Oliva, E.: 1993, *Astron. Astrophys.* **280**, 536
- Osterbrock, D.: 1987, *Mill Valley: University Science Books*
- Park, O.-K., Staveley-Smith, L., Koribalski, B., Kalnajs, A., Freeman, K. C., and Malin, D.: 2001, in J. E. Hibbard, M. Rupen, and J. H. van Gorkom (eds.), *Gas and Galaxy Evolution*, Vol. 240 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp 863--+
- Parry, I. R., Mackay, C. D., Johnson, R. A., McMahon, R. G., Dean, A., Ramaprakash, A.Ñ., King, D. L., Pritchard, J. M., Medlen, S. R., Sabbey, C. S., Ellis, R. S., and Aragon-Salamanca, A.: 2000, in M. Iye and A. F. Moorwood (eds.), *Proc. SPIE Vol. 4008, p. 1193-1202, Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors, Masanori Iye; Alan F. Moorwood; Eds.*, Vol. 4008 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pp 1193–1202

- Pérez-Montero, E. and Díaz, A. I.: 2003, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **346**, 105
- Petitpas, G. R. and Wilson, C. D.: 1998, *Astrophys. J.* **503**, 219
- Piner, B. G., Stone, J. M., and Teuben, P. J.: 1995, *Astrophys. J.* **449**, 508
- Puxley, P. J., Doyon, R., and Ward, M. J.: 1997, *Astrophys. J.* **476**, 120
- Rhoads, J. E.: 1998, *Astron. J.* **115**, 472
- Rodríguez-Ardila, A., Pastoriza, M. G., Viegas, S., Sigut, T. A. A., and Pradhan, A. K.: 2004, *Astron. Astrophys.* **425**, 457
- Rogstad, D. H., Lockhart, I. A., and Wright, M. C. H.: 1974, *Astrophys. J.* **193**, 309
- Rubin, V. C.: 1994, *Astron. J.* **108**, 456
- Sakamoto, K., Matsushita, S., Peck, A. B., Wiedner, M. C., and Iono, D.: 2004, *Astrophys. J.* **616**, L59
- Sakamoto, K., Matsushita, S., Peck, A. B., Wiedner, M. C., and Iono, D.: 2004, *Astrophys. J., Lett.* **616**, L59
- Saripalli, L., Hunstead, R. W., Subrahmanyan, R., and Boyce, E.: 2005, *Astron. J.* **130**, 896
- Saslaw, W. C., Valtonen, M. J., and Aarseth, S. J.: 1974, *Astrophys. J.* **190**, 253
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., and Davis, M.: 1998, *Astrophys. J.* **500**, 525
- Sérsic, J. L., Carranza, G., and Pastoriza, M.: 1972, *Astrophys. Space. Sci.* **19**, 469
- Sérsic, J. L. and Pastoriza, M.: 1965, *Publ. Astron. Soc. Pac.* **77**, 287
- Shlosman, I., Begelman, M. C., and Frank, J.: 1990, *Nature* **345**, 679
- Silge, J. D. and Gebhardt, K.: 2003, *Astron. J.* **125**, 2809
- Simpson, C., Forbes, D. A., Baker, A. C., and Ward, M. J.: 1996, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **283**, 777
- Soria, R. and Wu, K.: 2002, *Astron. Astrophys.* **384**, 99
- Springel, V.: 2005, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **364**, 1105
- Stanghellini, L. and Kaler, J. B.: 1989, *Astrophys. J.* **343**, 811
- Stasińska, G. and Leitherer, C.: 1996, *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **107**, 661
- Taniguchi, A.: 1999, *Astrophys. J.* **524**, 65

- Taniguchi, A. and Wada, K.: 1996, *Astrophys. J.* **469**, 581
- Telesco, C. M.: 1988, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **26**, 343
- Thatte, N., Tecza, M., and Genzel, R.: 2000, *Astron. Astrophys.* **364**, L47
- Thim, F., Tammann, G. A., Saha, A., Dolphin, A., Sandage, A., Tolstoy, E., and Labhardt, L.: 2003, *Astrophys. J.* **590**, 256
- Tonry, J. and Davis, M.: 1979, *Astron. J.* **84**, 1511
- Tremaine, S.: 1995, *Astron. J.* **110**, 628
- Walker, I. R., Mihos, J. C., and Hernquist, L.: 1996, *Astrophys. J.* **460**, 121
- Wozniak, H. and Champavert, N.: 2006, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **369**, 853
- Wozniak, H., Combes, F., Emsellem, E., and Friedli, D.: 2003, *Astron. Astrophys.* **409**, 469

Agradecimientos

Gracias a Gustavo y Horacio, a Ángeles y Guillermo, a María y Hernán, a Uriel, Walter, Paz y Germán, a mis viejos, mi abuela, mis tíos y —muy de adentro— a mi tía Nora. Finalmente, parafraseando a mi amigo el poeta, a Rubén, a quien hay que culpar de cualquier acierto que esta tesis pueda llegar a tener. De los errores —que los hay a montones— soy el único responsable.