

Memoria de Tesis Doctoral

Detección y análisis de vientos galácticos



UNIVERSIDAD DE GRANADA

Programa de Doctorado en Física y Matemáticas

Pablo Martín Fernández

Noviembre 2018

Supervisada por:

Jorge Jiménez Vicente

*Departamento de Física Teórica y del Cosmos
Universidad de Granada*

Almudena Zurita Muñoz

*Departamento de Física Teórica y del Cosmos
Universidad de Granada*

Memoria presentada para optar al grado de
Doctor en Física

Editor: Universidad de Granada. Tesis Doctorales
Autor: Pablo Martín Fernández
ISBN: 978-84-1306-201-3
URI: <http://hdl.handle.net/10481/55747>

A mis padres

Resumen

Los vientos galácticos son un fenómeno frecuente en galaxias con formación estelar importante y/o actividad nuclear, que puede resultar esencial para explicar algunos hechos relevantes relacionados con la formación y/o evolución de galaxias (como el déficit de galaxias de muy alta y muy baja masa, o la presencia de metales en el medio intergaláctico). La presente tesis constituye un estudio de este fenómeno en una muestra de galaxias cercanas mediante observaciones de espectroscopía de campo integral en el rango visible.

El trabajo presentado en esta memoria está basado en observaciones realizadas con el instrumento INTEGRAL en el telescopio *William Herschel* del Observatorio del Roque de Los Muchachos (La Palma) de una muestra de 19 galaxias. La muestra observada cubre un amplio rango de tasas de formación estelar, distintos grados de interacción, e incluye varios objetos con actividad nuclear. Con el fin de estudiar simultáneamente distintas fases de el viento, las observaciones se realizaron en un rango espectral que contiene tanto líneas de absorción interestelar (en este caso el doblete de Na I D) que permiten trazar el gas frío ($T \sim 100$ K), como líneas de emisión ($H\alpha$, [N II] y [S II]) que nos informan de la distribución y condiciones físicas del gas templado ($T \sim 10^4$ K). El estudio de estas líneas interestelares requiere una cuidadosa substracción previa de las líneas de absorción estelares en los espectros, lo cual se ha realizado mediante un ajuste del espectro observado a modelos de síntesis de poblaciones. Finalmente, las líneas de emisión interestelares son analizadas y descompuestas, cuando es posible, en distintas componentes cinemáticas que permitan diferenciar el gas subyacente en el disco, de aquel perteneciente al potencial viento.

Para probar la metodología y las técnicas empleadas en este estudio, y aprovechando la existencia de datos complementarios con mayor rango espectral procedentes del catografiado CALIFA en uno de los objetos de nuestra muestra, realizamos en primer lugar un estudio piloto, mucho más detallado, del viento en la galaxia NGC 5394. Tras comprobar la validez de la metodología empleada, ha sido posible estudiar la estructura del viento (compatible con una geometría bipolar), las condiciones físicas de la fase ionizada templada del viento, así como estimar diversas propiedades importantes del mismo (cantidad de masa en las distintas fases, flujo de masa absoluto y comparado con la formación estelar, fracción del gas que puede escapar de la galaxia, etc).

Posteriormente, hemos aplicado la metodología y extendido el análisis al resto de galaxias de la muestra. Éste ha consistido en analizar la distribución espacial y localización de las fases neutra e ionizada templada del viento, en obtener las propiedades cinemáticas de ambas fases, así como en estudiar la relación de estas últimas y de parámetros relevantes de las distintas fases del viento (como la cantidad o flujo de masa) con propiedades de la galaxia que lo alberga, en particular con su tasa de formación estelar.

Hemos detectado al menos una fase del viento en 15 de las 19 galaxias de la muestra. En los casos en que encontramos viento en la fase neutra e ionizada en la misma galaxia, hallamos una alta coincidencia espacial en la localización de ambas fases, estando situadas además muy cerca de los centros de las galaxias ($\leq 5''$). Encontramos, además, que las velocidades máximas de ambas fases están correlacionadas linealmente. En nuestro análisis hallamos también una correlación (de tipo ley de potencias) entre la velocidad del viento

de la fase neutra y la tasa de formación estelar de las galaxias. Aunque esta relación había sido ya encontrada por otros autores, hemos comprobado y extendido su validez también para galaxias con tasas de formación estelar moderadas. Cabe destacar especialmente que en el caso del gas ionizado hemos encontrado, por primera vez, que existe una correlación del mismo tipo, pero más fuerte, entre la dispersión de velocidad del viento con la tasa de formación estelar de la galaxia. Esto supone una gran ventaja observacional, y reduce las incertidumbres con respecto a otras relaciones basadas en la velocidad media (más sujeta a errores de proyección).

El flujo de masa que transporta el viento es, en la mayoría de los casos, menor que la tasa de formación estelar de las galaxias y está dominado por la fase neutra del viento ($\eta = \dot{M}/SFR < 1$). Nuestras observaciones implican que las masas involucradas en los vientos son del orden de 10 millones de masas solares, con flujos típicos de 1 masa solar al año. Sin embargo, estimamos que solamente un $\sim 5\%$ de este gas puede escapar del potencial gravitatorio de la galaxia hacia el medio intergaláctico, mientras que el resto volverá a caer sobre el disco de la galaxia huésped. Los parámetros del viento son, en general, más extremos (velocidades, flujos, masa involucrada, etc.) en los objetos con un núcleo activo importante y/o en un estado de fusión.

Los resultados de esta tesis nos han permitido profundizar en nuestra comprensión del fenómeno de los vientos galácticos, en particular de la relación existente entre las fases ionizada (templada) y neutra (fría) del viento. Los resultados obtenidos pueden ser de gran utilidad para constreñir modelos de evolución galáctica. Además, el presente trabajo muestra la conveniencia de la espectroscopía de campo integral para este tipo de estudios, y proporciona información relevante para el diseño de próximas campañas de observación para el estudio de la morfología e incidencia de vientos galácticos en galaxias de distintos tipos.

Índice general

Resumen	III
1 Introducción	1
1.1 Formación e importancia de los vientos galácticos	1
1.1.1 Formación de los vientos galácticos	1
1.1.2 Relevancia de los vientos galácticos	3
1.2 Observaciones de vientos galácticos	4
1.2.1 Observaciones mediante líneas de absorción	5
1.2.2 Observaciones mediante líneas de emisión	6
1.3 Objetivos y estructura de la tesis	7
2 Muestra, observaciones y tratamiento de datos	9
2.1 Descripción de la muestra	9
2.2 Espectrógrafo de campo integral (INTEGRAL)	13
2.3 Observaciones	13
2.4 Reducción de los datos	16
2.5 Sustracción de la componente estelar	19
2.5.1 Extracción del espectro integrado	20
2.5.2 Ajuste de la componente estelar	21
2.5.3 Sustracción 2-D de la componente estelar	22
2.6 Análisis cinemático: Ajuste de líneas	24
2.6.1 Líneas de emisión: $H\alpha$, $[N\ II]\lambda\lambda 6548, 6583$, $[S\ II]\lambda\lambda 6716, 6731$	24
2.6.2 Líneas de absorción: Na I	25
2.7 Generación de mapas	26
3 Estudio multifase del viento galáctico en NGC 5394	29
3.1 NGC 5394	29
3.2 Gas ionizado	30
3.2.1 Emisión de $H\alpha$	31
3.2.2 Cinemática del gas ionizado	33
3.2.3 Cocientes de líneas de emisión	37
3.3 Gas neutro: evidencia de un <i>outflow</i> desplazado al azul	43
3.4 Masa y flujo de masa del viento	45
3.5 Discusión	47
3.6 Resumen y conclusiones	50
4 Estudio de las fases neutra e ionizada de vientos galácticos	53
4.1 Gas ionizado	53
4.1.1 Distribución del gas ionizado	54
4.1.2 Cinemática del gas ionizado	57
4.1.3 Velocidades residuales de las dobles componentes	62

4.2 Gas neutro	68
4.2.1 Absorción de Na I D	68
4.2.2 Cinemática del gas neutro	68
4.3 Localización de las fases neutra e ionizada	69
4.4 Vientos galácticos en 2-D	72
4.4.1 Selección de regiones	72
4.4.2 Detección de vientos	75
4.4.3 Tasa de detección de vientos	75
4.4.4 Cinemática de los vientos	76
4.5 Parámetros del viento	83
4.5.1 Masa del viento de la fase neutra	84
4.5.2 Masa del viento de la fase ionizada	85
4.5.3 Resultados	86
4.5.4 Efecto del viento: enriquecimiento del IGM y/o redistribución de metales en la galaxia	90
4.6 Conclusiones	91
5 Conclusiones	93
Apéndice	97
IC 694	97
NGC 3690	101
NGC 5218	105
NGC 5394	109
NGC 5653	113
NGC 5930	117
NGC 5934	121
NGC 5936	125
NGC 5953	129
NGC 6027	133
NGC 6240	137
NGC 6701	141
UGC 5101	145
IC 860	149
ARP 220	153
IRAS 10565+2448	157
MRK 273	161
UGC 10205	165
CGCG 049-057	168

Capítulo 1

Introducción

Uno de los principales retos de la astronomía moderna es el entendimiento de la evolución galáctica. El modelo más aceptado en la actualidad sobre la evolución galáctica se enmarca en la teoría de la materia oscura fría (*Cold Dark Matter*, CDM). Esta teoría establece un sistema jerárquico en el que los halos de materia oscura se fusionan para formar estructuras cada vez mayores. En el interior de estos halos, el gas, formado por materia bariónica, se enfría y condensa. Este gas frío, conforme se condensa dentro de los halos de materia oscura, forma protogalaxias y posteriormente galaxias. Es dentro de estas galaxias donde nacen las estrellas, responsables de la nucleosíntesis de los elementos pesados.

Este modelo está contrastado, con gran éxito, con las observaciones de la estructura a gran escala del Universo observable. Sin embargo, teoría y observaciones discrepan en las regiones de alta densidad (por ejemplo, el interior de las galaxias) y alto contraste de densidad (la interfaz entre las galaxias y el medio intergaláctico o intracúmulo). Los vientos galácticos aparecen como un fenómeno que puede ayudar a hacer compatibles teoría y observación.

1.1. Formación e importancia de los vientos galácticos

Los vientos galácticos son flujos a gran escala de gas interestelar. Para producir un viento galáctico es necesario un gran aporte energético, lo cual requiere de un núcleo de galaxia activo (AGN, por sus siglas en inglés) y/o un fuerte estallido de formación estelar (*starburst*). En esta sección explicaremos de forma cualitativa el mecanismo de formación de un viento galáctico.

1.1.1. Formación de los vientos galácticos

Los vientos galácticos se producen en regiones con una fuente de energía, rodeada de material interestelar. Las principales fuentes de energía disponibles en una galaxia son las estrellas o los AGN. Las estrellas, en especial las estrellas Wolf-Rayet, desarrollan vientos estelares que tienen gran influencia en la evolución química de la galaxia. Sin embargo, no son suficientemente potentes para provocar un movimiento a gran escala del gas. En el caso de un *starburst*¹, donde nacen centenares de estrellas al año, las primeras supernovas (SN) comienzan a despejar de gas del cúmulo. De acuerdo a los modelos de vientos galácticos de [Chevalier & Clegg \(1985\)](#), a medida que se van sucediendo explosiones de SN, la energía de éstas se deposita en el material circundante al *starburst*, aumentando su temperatura y presión, y convirtiéndose en una cavidad caliente, como la esquematizada

¹El esquema para un AGN es similar: El agujero negro central atrae al material próximo, formando un disco de acreción alrededor. Conforme el disco de acreción crece, las inestabilidades en el disco aumentan hasta que comienza a eyectar material y energía.

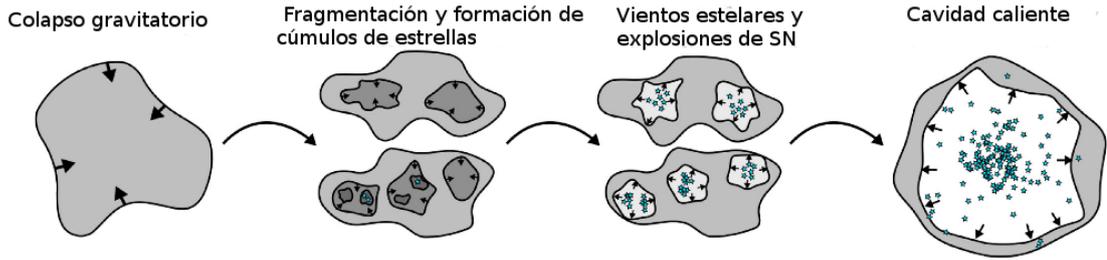


Figura 1.1: Esquema de formación de una cavidad caliente. Reproducida de [Grudić et al. \(2018\)](#).

en la figura 1.1. Si la presión de la cavidad excede la presión del medio interestelar circundante (ISM, por sus siglas en inglés), el material comienza a expandirse. El material, en su expansión forma una burbuja, similar a la que se forma en los vientos estelares ([Castor et al., 1975](#); [Chiosi & Maeder, 1986](#)), expandiéndose libremente. Cuando la velocidad de expansión de la burbuja supera la velocidad del sonido del medio, provoca un choque en el ISM circundante, comenzando a formarse sobre la burbuja una cáscara (*shell*). Conforme la burbuja agrega ISM sobre la cáscara, ésta aumenta su densidad y ralentiza su crecimiento hasta que la velocidad de expansión de la burbuja es mucho menor que la velocidad del material inyectado por la fuente de la energía, marcando el fin de la “expansión libre”. La expansión de la burbuja continúa hasta que la densidad del ISM decae, típicamente cuando se aproxima a la escala de altura del disco. Entonces, la densidad del ISM que frena la burbuja baja, mientras la fuente de energía continúa inyectando material a altas velocidades, provocando que la expansión de la burbuja se reacelere. En ese momento, debido a inestabilidades de Rayleigh-Taylor², la burbuja se fragmenta. La figura 1.2 muestra un ejemplo de un modelo hidrodinámico para un brote de formación estelar instantáneo de $10^8 M_{\odot}$ en un diámetro de 150 pc ([Strickland & Stevens, 2000](#)). Como puede verse, la zona de viento libre es muy pequeña y la burbuja se fragmenta en un periodo corto de tiempo, tras alcanzar aproximadamente una altura similar a la escala vertical del disco.

Tras la fragmentación, allí donde el polvo es capaz de proteger al ISM de la ionización por el gas a altas velocidades, se forman nubes de gas frío ($T \sim 100$ K), que continúan su propagación. Estas nubes de gas frío y neutro componen la fase neutra del viento, detectables mediante espectroscopía de líneas de absorción (fase atómica), o de emisión (CO(2-1) y CO(1-0)), para la molecular. Otras partes del gas con menor cantidad de polvo, sufren colisiones con las partículas energéticas que provienen de la fuente. Este gas forma la llamada fase templada o ionizada (también llamado *shocked wind*), con $T \sim 10^4$ K. Parte de la energía del choque produce emisión electromagnética, por lo que esta fase puede ser detectada mediante emisión de continuo o líneas espectroscópicas de emisión. Estas dos fases se encuentran embebidas en gas caliente ($T > 10^7$ K), aunque tenue, que puede ser detectado en rayos-X (e.g. [McQuinn et al., 2018](#)).

La evolución de un viento galáctico es muy dependiente de las condiciones del ISM de la galaxia y de la fuente de energía. Los procesos de emisión se producen en regiones donde ocurre una desaceleración óptima del gas, de forma que en entornos pobres en gas, como puede ser una galaxia elíptica, y con un aporte de energía intenso ($> 10^{44}$ erg s^{-1}) la burbuja no arrastra suficiente gas en su expansión para ser frenada, y el viento puede escapar sin que pueda detectarse su fase neutra o ionizada. En cambio, en galaxias ricas en gas y con *starbursts* o AGNs poco intensos ($< 10^{41}$ erg s^{-1}) la burbuja, en su expansión, tendrá poco impacto en el ISM y no se expandirán lo suficiente para ser detectados. Es en las galaxias con un equilibrio entre densidad del ISM y suficiente aporte de energía donde

²Las inestabilidades de Rayleigh-Taylor se producen por un momento creado por el desalineamiento entre el gradiente de densidad y el gradiente de presión.

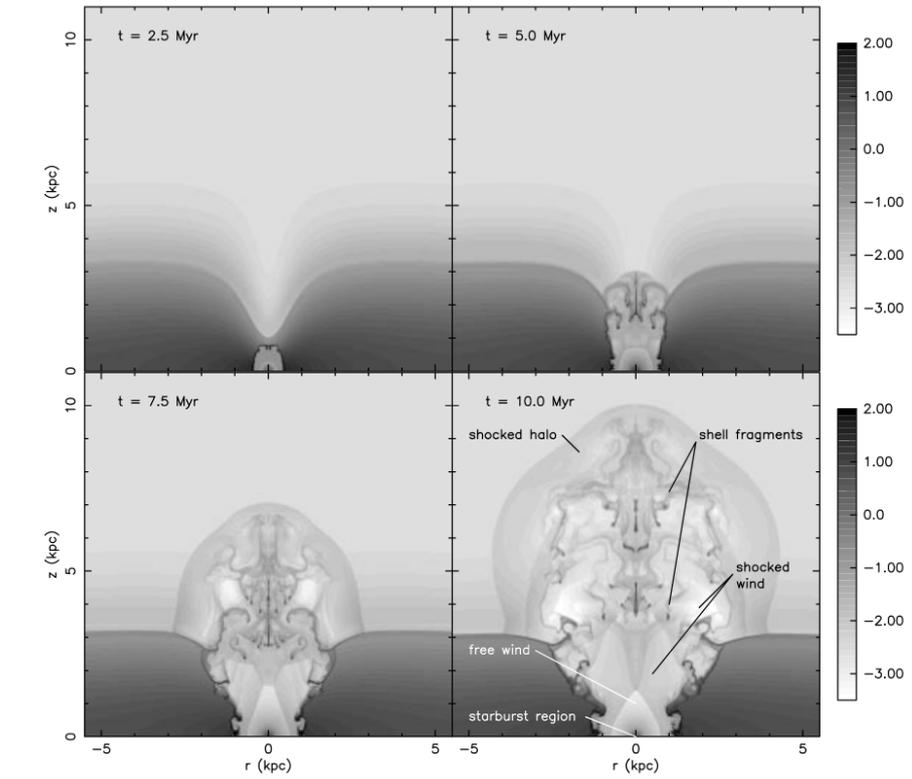


Figura 1.2: Densidad de material, en escala logarítmica, de las simulaciones hidrodinámicas de [Strickland & Stevens \(2000\)](#) de un viento impulsado por un *starburst*, en 4 épocas diferentes.

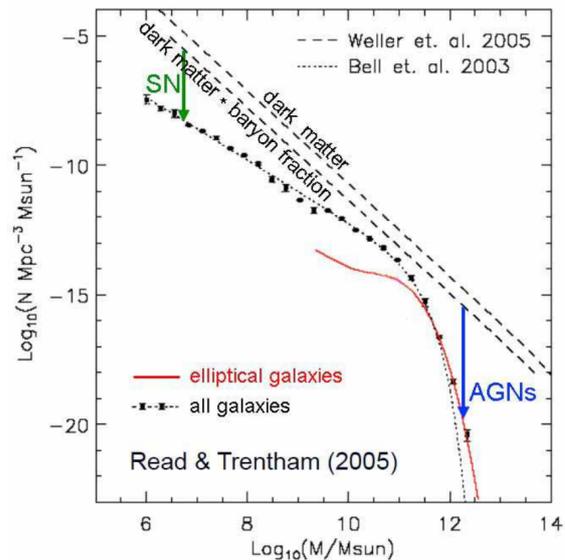
se producirán todas las fases explicadas anteriormente con una intensidad suficiente como para poder ser observable.

La morfología de la fuente de energía influye en la evolución del viento. Los vientos galácticos impulsados por *starbursts* suelen inyectar energía de forma simétrica. La propagación de la burbuja suele ser aproximadamente perpendicular al disco de la galaxia, ya que el ISM presenta menos resistencia en esa dirección que en direcciones contenidas en el disco, donde la densidad es mayor. Por ambos motivos los vientos impulsados por formación estelar suelen tener una estructura bicónica y un ángulo de apertura $\sim 45 - 100^\circ$ ([Veilleux et al., 2005](#)). A ángulos mayores, el ISM opone suficiente resistencia a la propagación del viento. Los vientos provocados por AGN, sin embargo, tienen una morfología más irregular, ya que dependen de la geometría del AGN y de la dirección en la que apunta el *jet* de energía.

1.1.2. Relevancia de los vientos galácticos

Los vientos galácticos y el destino del gas que transportan tienen importantes implicaciones en los modelos de evolución galáctica. El gas transportado por el viento que tenga suficiente energía para escapar del potencial gravitatorio de la galaxia alcanzará el IGM, contribuyendo a su calentamiento y su enriquecimiento en metales (e.g. [Garnett, 2002](#); [Tremonti et al., 2004](#); [Dalcanton, 2007](#)). Este hecho está confirmado por la detección de metales en el IGM, entre $1 < z < 5$ ([Songaila et al., 1995](#); [Simcoe et al., 2004](#); [Kulkarni et al., 2005](#); [Fielding et al., 2017](#)). El gas del IGM debería estar compuesto, en principio, por elementos químicos producidos por la síntesis primordial (H, He y trazas de Li). La detección de metales es una de las primeras constataciones de la existencia de un mecanismo de interacción entre el IGM y las galaxias. Además de los vientos galácticos, otras explicaciones podrían ser el desgarro de material por interacción de galaxias o el empuje

Figura 1.3: Función de masa de galaxias de campo (puntos negros), obtenida por Read & Trentham (2005). La curva de puntos representa el ajuste de la función de Schechter, por Bell et al. (2003), comparada con el espectro de masa de halos de materia oscura obtenido por las simulaciones de Weller et al. (2005) (línea discontinua). Las flechas verdes y azules representan las zonas de mayor defecto de galaxias observadas respecto a los modelos, probablemente debido a los efectos de vientos galácticos impulsados por *starbursts* o AGN. Figura reproducida de Kormendy & Ho (2013).



radiativo de polvo. Sin embargo, estos procesos por sí solos no son suficientes para explicar las metalicidades observadas (Martin, 1998).

En la mayoría de los casos, todo el gas de un viento no es capaz de alcanzar el IGM, sino que cae posteriormente en la galaxia huésped produciéndose la llamada 'fuente galáctica'. Este proceso redistribuye elementos pesados sobre el disco de las galaxias (e.g. Shapiro & Field, 1976; Bregman, 1980).

Los modelos de evolución galáctica que no tienen en cuenta los efectos de los vientos galácticos tienen un evidente problema para reproducir la función de masa de galaxias observada (es decir, el número de galaxias observadas en cada intervalo de masa). Existe un defecto de galaxias en todo el rango de masa. Pero este defecto es particularmente intenso en las regiones de alta y baja masa, como puede verse en la figura 1.3. Las galaxias de baja masa tienen un potencial gravitatorio tan bajo ($v_c \sim 15 \text{ km s}^{-1}$) que las hace vulnerables a fotoevaporación, transporte de materia por vientos galácticos y evaporación por los vientos galácticos de galaxias cercanas (White & Frenk, 1991). Los vientos galácticos formados por *starbursts* suelen dominar en este rango de masa. En el rango de alta masa, los vientos galácticos ayudan a resolver la llamada *cooling catastrophe*: hay muchas menos galaxias de alta luminosidad que las esperadas por los modelos, en especial a z altos, además de observarse un claro corte en masa (Cole et al., 2000). Se necesitan energías mayores de $10^{49} \text{ ergs } M_{\odot}^{-1} \text{ año}^{-1}$ para explicar este defecto de galaxias de alta masa. Sólo los vientos impulsados por AGN pueden alcanzar estas energías (Benson et al., 2003). El gas caliente transportado por los vientos en estas galaxias calienta el gas que se encuentra en el halo y el IGM, evitando que la galaxia siga acretando gas. Además, esta pérdida de gas, sea mediante vientos impulsados por *starbursts* o por AGN, reduce la tasa de formación estelar de la galaxia, llegando incluso a extinguirla completamente (e.g. Hopkins et al., 2006; Cazzoli et al., 2014).

1.2. Observaciones de vientos galácticos

Los vientos galácticos han sido observados en una gran variedad de galaxias y entornos. Estos vientos están siempre asociados a fenómenos de muy alta energía, tales como *starbursts* o AGN. Desde el primer descubrimiento de un viento galáctico en la galaxia M82 por Lynds & Sandage (1963), hace ya más de cincuenta años, se ha observado en multitud de objetos a lo largo de todo el espectro electromagnético. El fenómeno es de tal complejidad que se necesitan observaciones en diferentes rangos de longitud de onda para

poder detectar y analizar las diferentes fases gaseosas presentes.

Los vientos galácticos eran más frecuentes en las etapas más tempranas del Universo, cuando los estallidos de formación estelar inducidos por las fusiones entre galaxias (*mergers*) eran más frecuentes. La gran mayoría de la formación estelar de esa época ($z \sim 1-3$) está asociada a galaxias luminosas en el infrarrojo (LIRGs, $L_{IR} \geq 10^{11} L_{\odot}$). Casi la totalidad de estas galaxias alojaban vientos galácticos (e.g. [Martin, 2005](#); [Rupke et al., 2005b](#)). A bajo z , las LIRGs son menos frecuentes, pero mucho más accesibles observacionalmente que sus equivalentes a alto z . Es por esta razón que esas galaxias han sido observadas en numerosos estudios (e.g. [Heckman et al., 2000](#); [Rupke et al., 2002](#); [Martin, 2005](#); [Sturm et al., 2011](#); [Borguet et al., 2012](#); [Rupke & Veilleux, 2013](#); [Cazzoli et al., 2014](#); [Arribas et al., 2014](#); [Pereira-Santaella et al., 2018](#)) para estudiar este fenómeno. Sin embargo, los vientos galácticos no se limitan a las LIRGs, ya que pueden aparecer en galaxias con más baja formación estelar. Sin embargo, los vientos galácticos en este tipo de galaxias no han sido estudiados salvo en algunos estudios (e.g. [Schwartz & Martin, 2004](#); [Chen et al., 2010](#); [Krug et al., 2010](#); [Roberts-Borsani & Saintonge, 2018](#)) y, por lo tanto, no se conocen bien aún las propiedades de los vientos asociados a ellas.

1.2.1. Observaciones mediante líneas de absorción

La espectroscopía de líneas de absorción ha resultado ser un método eficaz para estudiar los vientos galácticos a través de la detección de material absorbente desplazado al azul situado entre la galaxia y el observador. Dado que los vientos galácticos, y en especial los vientos provocados por *starbursts*, tienden a propagarse perpendicularmente al disco de las galaxias, esta técnica favorece la detección de vientos galácticos en galaxias de cara. A lo largo del espectro electromagnético, las principales líneas de absorción disponibles para el estudio de los vientos se encuentran en el rango ultravioleta y en el óptico, y cada una permite estudiar un fase de los vientos. En el rango ultravioleta, se utilizan tanto líneas de alta ionización en el ultravioleta extremo, como Mg X, O IV ([Arav et al., 2013](#); [Meiring et al., 2013](#)) para trazar la fase caliente como líneas de absorción de líneas de baja ionización, como es el caso del Fe II, S II, S III ([Arav et al., 2008](#); [Borguet et al., 2012](#)), para la fase templada. Las líneas de absorción en el ultravioleta cercano son empleadas en el estudio de objetos a $z \sim 2$, ya que estas líneas serían observables en el rango visible. Un ejemplo es el doblete de absorción de Mg II $\lambda\lambda 2796, 2803$, usado en numerosos estudios ([Bouché et al., 2012a,b](#); [Kacprzak et al., 2014](#); [Rubin et al., 2014](#)), para trazar la fase templada. En el caso del rango visible, destacan los dobletes de Na I D $\lambda\lambda 5880, 5896$ y K I $\lambda\lambda 7665, 7699$. El doblete de absorción Na I D es, sin duda, el más utilizado para observaciones desde tierra a bajo z ($z \leq 0.5$) para el estudio de la fase fría de los vientos. Numerosos estudios ([Heckman et al., 2000](#); [Rupke et al., 2005b](#); [Martin, 2005, 2006](#); [Rupke & Veilleux, 2013](#); [Cazzoli et al., 2014](#)) han detectado, a través de la observación de esta línea de absorción, altas velocidades desplazadas al azul en galaxias luminosas y ultraluminosas (ULIRGs, $L_{IR} \geq 10^{12} L_{\odot}$). Estos objetos albergan poderosos *starbursts*, y las tasas de formación estelar (SFR) medidas alcanzan varias centenas de masas solares al año. Esta técnica se ha empleado también con éxito en objetos de menor luminosidad y en galaxias enanas, (ver [Schwartz & Martin, 2004](#); [Jiménez-Vicente et al., 2007](#); [Chen et al., 2010](#); [Roche et al., 2015](#)).

La extensión espacial proyectada de la absorción de Na I D tiene tamaños típicos de pocos kiloparsecs y las velocidades abarcan un rango desde las decenas hasta varios cientos de km s^{-1} . A pesar de la gran dispersión, se observa un aumento de la velocidad de *outflow* con la SFR (cf. [Martin, 2005](#)) en (U)LIRGs. Sin embargo, esta relación sigue siendo incierta para SFRs menores de $\sim 10 M_{\odot} \text{ año}^{-1}$. Aunque esta relación de la velocidad de *outflow* y la SFR parece mantenerse para galaxias enanas ([Schwartz & Martin, 2004](#)), [Chen et al. \(2010\)](#) no encuentran signos de dicha relación para una muestra grande de galaxias con



Figura 1.4: Viento galáctico de M 82. Imagen creada a partir de la combinación de imágenes de los telescopios espaciales Chandra (rayos-X, violeta), Spitzer (infrarrojo, rojo) y Hubble ($H\alpha$, naranja). Créditos de la imagen: NASA, JPL-Caltech, STScI, CXC y UofA.

SFRs en el rango ~ 1 a $13 M_{\odot} \text{ año}^{-1}$. Los flujos de masa (es decir, la masa que transporta el viento por unidad de tiempo (\dot{M})) son similares a la SFR global de la galaxia que alberga esos vientos. Esto implica *loading factors* ($\eta \equiv \dot{M}_{out} / \text{SFR}$) alrededor de la unidad (Rupke et al., 2002, 2005a,b; Rupke & Veilleux, 2013; Cazzoli et al., 2014; Villar-Martín et al., 2016; Pereira-Santaella et al., 2018) o incluso mayores, alcanzando $\eta \sim 10$ (Heckman et al., 2000) en ciertos casos extremos. Aunque algunos estudios sugieren que la fase neutra del viento puede extraer una gran cantidad de gas de la galaxia que lo alberga (e.g. Martin, 2006; Heckman et al., 2015), algunos trabajos sugieren que la mayor parte del gas transportado no alcanza el IGM, volviendo posteriormente a caer en la galaxia (Jiménez-Vicente et al., 2007; Cazzoli et al., 2014), redistribuyendo metales dentro de la misma (Belfiore et al., 2016).

1.2.2. Observaciones mediante líneas de emisión

Las líneas de emisión pueden complementar la información obtenida a través de observaciones de líneas de absorción. La observación de líneas de emisión, a través de imagen o espectroscopía, es especialmente útil en los casos en los que el viento se ve frente a un fondo oscuro, es decir, en los casos que la galaxia que lo alberga no lo enmascara (e.g. Lehnert & Heckman, 1996; Rich et al., 2010). Un ejemplo de galaxia en la que este método se utiliza con gran éxito es M 82, como se observa en la figura 1.4. Esta galaxia es cercana y está orientada de perfil, por lo que la observación tanto de emisión de rayos-X como de líneas de emisión en el visible (como $H\alpha$) e infrarrojo es muy eficaz y permite estudiar la estructura del viento. Sin embargo, la información cinemática que se obtiene es escasa, dado que la estructura de los vientos es frecuentemente bipolar, y la propagación de éstos se produce principalmente en dirección perpendicular al disco (Veilleux et al., 2005).

Por otra parte, las observaciones espectroscópicas con suficiente resolución espectral pueden usarse para discriminar la emisión del disco respecto a la emisión del viento, en

galaxias de baja inclinación. De esta manera se puede obtener la cinemática del gas del viento (e.g. [Shih & Rupke, 2010](#); [Soto et al., 2012](#); [Wood et al., 2015](#)). En este aspecto, la espectroscopía de campo integral (IFS, por sus siglas en inglés), junto con una meticulosa descomposición de los perfiles de las líneas de emisión, ha resultado ser una de las mejores técnicas de observación. Esta técnica, si la resolución espacial es suficientemente alta, permite separar localmente el bajo brillo de la emisión del viento de la emisión de la galaxia subyacente, que de otra manera hubiera quedado oculta debido a la cinemática interna de la galaxia (e.g. [Sharp & Bland-Hawthorn, 2010](#); [Westmoquette et al., 2012](#); [Rupke & Veilleux, 2013](#); [Ho et al., 2014](#); [Cazzoli et al., 2014](#); [Arribas et al., 2014](#); [Ceverino et al., 2016](#)).

Para trazar la componente ionizada del viento, se ha empleado en numerosos estudios la línea de emisión $H\alpha$ (e.g. [Westmoquette et al., 2012](#); [Bellocchi et al., 2013](#); [Rupke & Veilleux, 2013](#); [Arribas et al., 2014](#); [Roche et al., 2015](#); [Wood et al., 2015](#)), debido a su fácil observación con telescopios en tierra. Se ha visto, con observaciones de esta línea de emisión, que las velocidades medidas en la componente ionizada son habitualmente menores que las que se miden en el gas neutro ([Rupke & Veilleux, 2013](#)). Las velocidades máximas³ de la componente ionizada siguen una relación similar con la SFR de la galaxia que alberga el viento ([Martin, 2005](#); [Arribas et al., 2014](#)). La componente ionizada del viento, trazada a través de las líneas de emisión como $H\alpha$ o $[O\text{ III}]$, presenta, de forma casi generalizada, mayor dispersión de velocidad y cocientes de línea de emisión indicativos de ionización por choques que el gas subyacente del disco ([Monreal-Ibero et al., 2006](#); [Sharp & Bland-Hawthorn, 2010](#); [Rich et al., 2011](#); [Soto et al., 2012](#); [Bellocchi et al., 2013](#); [Arribas et al., 2014](#)). Cuando se dispone de datos comparables de la cinemática de la componente neutra y la componente ionizada, se observa que sus velocidades máximas a menudo correlacionan ([Rupke & Veilleux, 2013](#)), y que la mayor parte del material detectado en el viento está contenida en la fase neutra ([Rupke & Veilleux, 2013](#)). Sin embargo, [Arribas et al. \(2014\)](#) encuentra cantidades de masa similares en la fase ionizada similares a las contenidas en la fase neutra en (U)LIRGs.

1.3. Objetivos y estructura de la tesis

Sigue sin conocerse la relevancia de las diferentes fases del gas en los vientos y sus posibles dependencias con las propiedades con las galaxias que los albergan. Un estudio detallado de las fases neutras e ionizadas, observadas simultáneamente, ayudaría a conseguir un conocimiento más profundo de esta cuestión.

En este contexto, el objetivo de esta tesis es estudiar la relación entre las fases neutra e ionizada de los vientos galácticos y suplir la escasez de estudios detallados de vientos galácticos en galaxias con SFR moderadas. En el estudio de la fase neutra analizaremos uno de sus trazadores más utilizados y contrastados: el doblete de absorción interestelar $\text{Na I D } \lambda\lambda 5889, 5895$. A su vez, trazaremos la fase ionizada a través de las líneas de emisión en el rango visible $[\text{N II}] \lambda\lambda 6548, 6583$, $H\alpha$ y $[\text{S II}] \lambda\lambda 6716, 6731$. Dada la cercanía de los trazadores de ambas fases en el espectro electromagnético, podremos observar todas estas líneas espectroscópicas de forma simultánea. El estudio simultáneo de ambas fases, junto con la utilización de la técnica de IFS, nos permitirá obtener la relación entre ambas fases, (distribución, cinemática...), el destino del gas transportado por el viento y su relación con las propiedades de la galaxia que lo alberga. Los pasos específicos que nos permitirán llegar a este fin son las siguientes:

³Si asumimos que la velocidad observada sigue una distribución Gaussiana, se define como la velocidad del percentil 95 de la distribución: $V_{max} = |V_{out}| + 2 \times \sigma$, siendo V_{out} la velocidad de propagación o de *outflow* y σ la dispersión de velocidad.

- Obtener observaciones de alta resolución espectral y espacial de las líneas espectroscópicas Na I D $\lambda\lambda 5889, 5895$, [N II] $\lambda\lambda 6548, 6583$, H α y [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$, trazadoras de las fases neutra e ionizada, de forma simultánea, utilizando la técnica de IFS.
- Extracción del espectro puramente interestelar de las galaxias. Para ello utilizaremos las modernas técnicas de ajuste de poblaciones estelares para su sustracción del espectro observado.
- Descomponer cinemáticamente las líneas de emisión [N II] $\lambda\lambda 6548, 6583$, H α y [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$, y analizar las posibles componentes, así como realizar la identificación de su posible origen (disco/viento). Tras esta descomposición, obtendremos mapas 2D de los parámetros de estas líneas de emisión que nos permitan estudiar el origen, morfología, distribución y cinemática de la fase ionizada del viento.
- Ajustar la línea de absorción interestelar Na I D $\lambda\lambda 5889, 5895$ con el fin de obtener mapas 2D que nos permitan estudiar la morfología, distribución y cinemática de la fase neutra del viento.
- Estudiar y discutir la posible relación espacial y cinemática de ambas fases.

Estos pasos nos permitirán obtener la información necesaria para poder alcanzar los principales objetivos de nuestro trabajo:

- Obtener y discutir las propiedades de los vientos, tales como morfología, cinemática y masa transportada y su relación con las propiedades de las galaxias que lo albergan, tales como la SFR o el estado de interacción de la galaxia.
- Discutir el destino de los vientos detectados, en particular si son capaces de alcanzar el IGM y que cantidad de material lo hace.

La tesis se estructura en 5 capítulos y un apéndice. En el capítulo 2 presentamos la muestra seleccionada de galaxias, el instrumento INTEGRAL y el método de reducción y análisis de las observaciones. En el capítulo 3 analizamos y discutimos el estudio particularizado de una galaxia de nuestra muestra, NGC 5394. El capítulo 4 presentamos el estudio global de la muestra observada con INTEGRAL. En el capítulo 5 resumimos las principales conclusiones de nuestro estudio. Finalmente, en el apéndice mostramos los mapas 2D de todos los parámetros de interés de cada una de las galaxias de nuestra muestra.

En este trabajo asumimos $H_0 = 70 \text{ km}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ y una cosmología estándar de $\Omega_m = 0.3$ y $\Omega_\Lambda = 0.7$.

Capítulo 2

Muestra, observaciones y tratamiento de datos

Este capítulo introduce la muestra de galaxias observadas para esta tesis y detalla la técnica de observación, junto con el tratamiento y análisis de los datos. La técnica observacional escogida es la espectroscopía de campo integral (*IFS*, por sus siglas en inglés), para lo cual usamos el espectrógrafo de fibras INTEGRAL del telescopio *William Herschel*. La técnica de espectroscopía de campo integral permite estudiar simultáneamente la cinemática y morfología de los objetos con una sola observación. Esta técnica ya fue propuesta por [Veilleux et al. \(2005\)](#) como la más idónea para el estudio de vientos galácticos, y ha sido aplicada en algunos estudios posteriores de este fenómeno, como [Westmoquette et al. \(2012\)](#), [Rupke & Veilleux \(2013\)](#) o [Cazzoli et al. \(2014\)](#), entre otros.

En la sección 2.1 se presenta la muestra seleccionada y sus características. La sección 2.2 describe el instrumento utilizado, INTEGRAL, y las prestaciones que ofrece para el estudio del fenómeno de los vientos galácticos. En la sección 2.3 se detallan las observaciones realizadas. Posteriormente se describe el proceso de tratamiento y análisis de los datos. Explicaremos cómo se realiza la reducción de los datos (sección 2.4), con particular énfasis en la sustracción de la componente estelar de las galaxias con el fin de lograr un espectro puramente interestelar (sección 2.5). En la sección 2.6 se explica el ajuste de las líneas de absorción del doblete de Na I $\lambda\lambda$ 5890,5896 (Na I D) y las líneas de emisión intensas del rango visible, trazadores del gas interestelar frío y templado respectivamente. Finalmente, en la sección 2.7 se detalla cómo se elaboran los mapas que permitirán analizar la morfología y cinemática de cada galaxia.

2.1. Descripción de la muestra

El propósito del presente trabajo es el estudio detallado de las propiedades de los vientos galácticos en sus distintas fases (fría y templada). Para ello se seleccionaron para nuestras observaciones objetos de los que, o bien se sabe que albergan vientos, o existe una alta probabilidad de que los alberguen. La muestra de galaxias estudiada incluye 19 objetos observables en primavera en el hemisferio norte, cuyos nombres, coordenadas y otras propiedades están listadas en la tabla 2.1. Los datos proceden de dos campañas de observaciones en el Telescopio del 4.2 m *William Herschel* del Observatorio del Roque de Los Muchachos en la isla de La Palma. Para la primera campaña, en primavera de 2013, seleccionamos objetos con vientos galácticos ya detectados pero que no habían sido observados por espectroscopía de campo integral. Son los casos de IRAS 10565+2448 ([Martin, 2005](#)), UGC 05101, Mrk 273 ([Rupke et al., 2005a](#)) y de Arp 220 ([Hawarden et al., 1995](#)). Estos cuatro objetos tienen una alta tasa de formación estelar, y están catalogados como Galaxias Ultraluminosas en Infrarrojo (ULIRGs). Además, Mrk 273 contiene un

núcleo activo. Los objetos observados en esta campaña presentaban una relación señal-ruido (S/N) no demasiado alta, que solo permitía estudiar la componente fría en unas pocas fibras. Con el doble propósito de mejorar la S/N de nuestros espectros, y también la resolución espacial de nuestros mapas, así como con el objetivo de estudiar las propiedades de los vientos en galaxias con tasas de formación estelar más moderadas (mucho menos estudiadas en el pasado), elegimos para la segunda campaña de observación, en la primavera de 2014, objetos más brillantes y a menor distancia. Como los vientos galácticos han sido estudiados fundamentalmente en ULIRGs, y estas no se encuentran en el universo cercano (Arp 220 es la ULIRG más cercana), en este caso no podíamos contar con objetos en los que hubiera certeza de albergar vientos (con la única excepción de NGC 6240, que se encuentra en el estudio de [Rupke et al. \(2005a\)](#) pero que tiene brillo suficiente como para obtener espectros de buena S/N), por lo que intentamos buscar candidatos con alta probabilidad de albergarlos. Para encontrar dichos candidatos analizamos espectros integrados de galaxias cercanas de la literatura, buscando aquellos que presentaban una absorción pronunciada en Na I en ausencia de otras características espectrales de una población estelar vieja, como por ejemplo el doblete de Ca II $\lambda\lambda 3934, 3969$, o el *break* D4000. En esos casos, es más que probable que la absorción del Na I no se produzca en las estrellas sino en el medio interestelar, lo que es un indicio de que puede haber una componente interestelar importante que podría estar embebida en un viento. Seleccionamos un grupo de galaxias candidatas de entre las que mejor se adecuaban para observaciones en primavera del hemisferio norte, favoreciendo en esta selección las galaxias de baja inclinación para minimizar los efectos de proyección. Realizamos la segunda campaña de observación en mayo del 2014, con el mismo instrumento (INTEGRAL) y Telescopio (*William Herschel*) para observar el mayor número posible de objetos de esta muestra. Todos los detalles de las observaciones se incluyen en la sección .

La muestra de galaxias observada contiene 11/19 LIRGs, de las cuales 4 son ULIRGs (columna 4 de la tabla 2.1). La luminosidad infrarroja media de la muestra es de $L_{IR} = 4.9 \times 10^{11} L_{\odot}$, que, corresponde con una tasa de formación estelar promedio de $SFR_{media} = 52.7 M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ ([Catalán-Torrecilla et al., 2015](#), ec. 5). Estos valores están altamente dominados por las 4 ULIRGs, que aportan el 60% de la SFR total de la muestra. La luminosidad infrarroja media de las no-ULIRGs es de $L_{IR} = 1.9 \times 10^{11} L_{\odot}$, que corresponde a una tasa de formación de $SFR_{media} = 20.6 M_{\odot}$. Por lo tanto, nuestra muestra está formada por galaxias con formación estelar activa, pero incluyendo un rango razonablemente amplio que incluye objetos con tasas de formación estelar moderada, en los que los vientos galácticos no han sido muy estudiados con anterioridad.

Los objetos observados presentan diferentes estados de interacción. Para clasificar el estado de interacción de nuestra muestra hemos adoptado en este trabajo una versión del esquema propuesto por [Veilleux et al. \(2002\)](#) y simplificado por [Bellocchi et al. \(2013\)](#), que clasifica a los objetos en tres categorías: sin signo de interacción (tipo 0), en interacción (tipo 1) y en proceso de fusión (tipo 2). Existe una relación entre la clasificación del estado de interacción y la luminosidad infrarroja, como puede verse en la figura 2.1. Todas las ULIRGs de nuestra muestra están clasificadas como galaxias de tipo 2, o galaxias en fusión; y también a la inversa, todas las galaxias de tipo 2 son muy brillantes en el infrarrojo (ULIRGs o muy próximas a serlo). Este hecho es conocido, ya que las fusiones comprimen el medio interestelar, desencadenando estallidos de formación estelar. Sin embargo, las galaxias de tipo 0 y 1 se distribuyen entre la categoría LIRGs y no-LIRGs, sin ninguna correlación clara.

Dado que las galaxias de nuestra muestra tienen SFR altas o moderadas, es de esperar que sea la formación estelar la que impulse el hipotético viento. Éste tiene mayor probabilidad de escapar del disco de la galaxia en dirección perpendicular a él (ya que la presión del gas interestelar disminuye más rápidamente), lo que hace deseable observar objetos

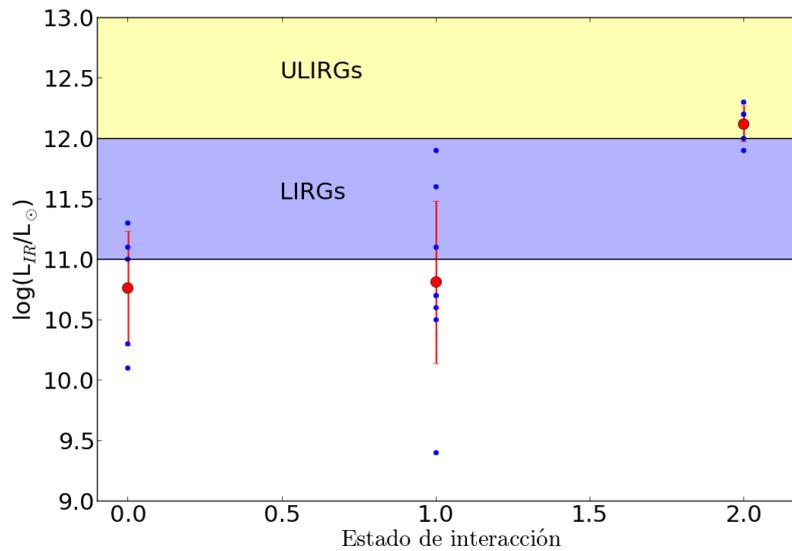


Figura 2.1: Luminosidad total infrarroja frente al estado de interacción de las galaxias de nuestra muestra, según la clasificación de [Veilleux et al. \(2002\)](#) y [Bellocchi et al. \(2013\)](#). Los puntos azules denotan los objetos de la muestra de nuestro estudio (ver tabla 2.1). Los puntos rojos y las barras corresponden a la luminosidad media y desviación estándar, respectivamente, dentro de cada estadio de interacción. Las zonas sombreadas azules y amarillas muestran la región de LIRGs y ULIRGs.

con inclinaciones bajas para evitar efectos de proyección. La inclinación media de nuestra muestra es de $i_{media} \approx 45^\circ$, lo que introduce una cierta incertidumbre en las determinación de las velocidades deproyectadas. Unos pocos objetos tienen no obstante inclinación alta ($i > 60^\circ$) que serán útiles para comprobar el comportamiento en esos casos.

Los objetos de la muestra tienen un *redshift* $0,005 < z < 0,050$. A estas distancias, la escala espacial varía entre 120 y 1000 pc arcsec⁻¹.

Como se ha mencionado anteriormente, esta muestra no es (ni lo pretende ser) una muestra completa en ningún parámetro físico (luminosidad, distancia, etc). Solo se han elegido para la misma objetos con vientos conocidos o altas probabilidades de albergarlos. Por tanto, no está diseñada para obtener información estadística sobre los vientos, sino para intentar conocer los detalles de este fenómeno.

Tabla 2.1: Propiedades generales de la muestra observada en INTEGRAL.

Nombre (1)	Asc. Recta (2)	Declinación (3)	Tamaño angular (4)	m_B (5)	$\log(L_{IR}/L_{\odot})$ (6)	z (7)	D (8)	pc'' (9)	C.E. (10)	C.M. (11)	i (12)
UGC 05101	09h35m51.6s	+61d21m11s	1.2×1.6	15.39	12.0 ^a	0.0394	171.2	791	L ¹	2	25 ⁱ
IRAS 10565+2448	10h59m18.1s	+24d32m34s	0.5×1.1	15.93	12.2 ^b	0.0431	188.0	878	C ¹	2	35 ⁱⁱ
IC 694	11h28m27.3s	+58d34m43s	$2.4 \times 1.3^*$	11.68*	11.6 ^c	0.0104	44.3	218	L ²	1	35 ⁱⁱ
NGC 3690	11h28m32.3s	+58d33m43s	$2.4 \times 1.3^*$	11.68*	11.9 ^a	0.0104	44.3	218	Sy ²	1	45 ⁱⁱ
NGC 5218	13h32m10.4s	+62d46m04s	1.8×1.1	13.09	10.7 ^b	0.0098	41.6	205	C ¹	1	45 ⁱⁱⁱ
NGC 5394	13h58m33.6s	+37d27m13s	2.6×0.7	13.57	10.8 ^d	0.0113	48.7	241	H ³	1	15 ^{iv}
IC 860	13h15m03.5s	+24d37m08s	1.0×1.0	14.47	11.1 ^b	0.0131	55.8	275	C ⁴	0	55 ^v
MRK 273	13h44m42.1s	+55d53m13s	0.7×0.8	15.03	12.2 ^a	0.0351	152.1	748	L ⁵	2	77 ⁱⁱ
NGC 5653	14h30m10.4s	+31d12m56s	1.6×1.4	12.9	11.1 ^b	0.0119	50.6	249	H ¹	1	45 ^v
CGCG 049-057	15h13m13.1s	+07d13m32s	0.7×1.3	15.52	11.3 ^b	0.0130	55.4	273	C ²	0	50 ^v
NGC 5930	15h26m07.9s	+41d40m34s	1.8×0.7	13.18	10.7 ^b	0.0087	37.1	182	H ⁷	1	60 ⁱⁱ
NGC 5934	15h28m12.8s	+42d55m48s	0.6×0.8	14.44	10.5 ^d	0.0190	81.5	401	H ⁷	1	70 ⁱⁱ
NGC 5936	15h30m00.8s	+12d59m22s	1.2×1.6	13.05	10.1 ^b	0.0134	57.0	280	H ⁴	0	20 ^v
NGC 5953	15h34m32.4s	+15d11m38s	1.5×1.3	12.98	10.6 ^b	0.0066	27.4	137	Sy ¹	1	40 ⁱⁱ
ARP 220	15h34m57.2s	+23d30m11s	1.1×1.1	13.96	12.3 ^a	0.0180	77.4	380	L ⁷	2	25 ⁱⁱ
NGC 6027	15h59m12.5s	+20d45m48s	1.6×1.0	15.28	9.4 ^e	0.0148	63.4	312	H ⁷	1	70 ⁱⁱ
UGC 10205	16h06m40.2s	+30d05m57s	1.4×1.0	14.39	10.3 ^d	0.0219	93.9	462	H ⁷	0	55 ⁱⁱ
NGC 6240	16h52m58.9s	+02d24m03s	2.2×0.8	13.82	11.9 ^b	0.0245	105.3	518	L ¹	2	65 ⁱⁱ
NGC 6701	18h43m12.4s	+60d39m12s	1.4×1.6	12.82	11.1 ^b	0.0132	56.4	277	C ¹	0	20 ^v

Notas. Columna (1): Nombre del objeto. Columna (2)-(3): Ascensión recta y declinación (J2000) según NED. Columna (4): Tamaño angular (diámetros de la isofota en banda B al nivel de 25 mag arcsec⁻²) en minutos de arco según Hyperleda. Columna (5): Magnitud en banda Johnson-B según Hyperleda. Columna (6): Luminosidad infrarroja (luminosidad integrada en el rango 8-1000 μm) en unidades de luminosidad bolométrica solar. Columna (7): Desplazamiento al rojo de las galaxias. Columna (8): Distancia en Mpc, suponiendo flujo de Hubble con $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Columna (9): Correspondencia parsec-segundos de arco suponiendo flujo de Hubble con $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Columna (10): Clasificación espectroscópica del tipo de ionización del núcleo. 'H' corresponde a galaxia HII, 'L' LINER, 'Sy' Seyfert y 'C' compuesta o zona de transición. Columna (11): Clasificación morfológica definida como: 0 para galaxias sin signos de interacción, 1 para sistemas en interacción (núcleos diferenciados y separados $\geq 1.5 \text{ kpc}$) y 2 para sistemas en fusión (*mergers*, núcleos no diferenciados y/o con una separación de $< 1.5 \text{ kpc}$). Columna (12): Inclinação de la galaxia, en grados. **Referencias:** ^aArmus et al. (2009), ^bMartín-Fernández et al. (2016), ^cArribas et al. (2014), ^dCatalán-Torrecilla et al. (2015), ^eBitsakis et al. (2010), ¹Yuan et al. (2010), ²García-Marín et al. (2006), ³Martín-Fernández et al. (2016), ⁴Alonso-Herrero et al. (2006), ⁵Khachikian & Weedman (1974), ⁶clasificación BPT a través del espectro nuclear extraído del cartografiado CALIFA (Sánchez et al., 2012; Husemann et al., 2013), para más información de esto último ver Martín-Fernández et al. (2016). [†]Ueda et al. (2014), [‡]arc cos(b/a) a través de las isofotas de la banda r de NED, ^{iv}Olsson et al. (2007), ^{vv}Kaufman et al. (2002), ^vPereira-Santaella et al. (2015). * Los valores de tamaño angular y magnitud de NGC 3690 e IC 694 son de los dos objetos juntos.

2.2. Espectrógrafo de campo integral (INTEGRAL)

Un espectrógrafo de campo integral es un instrumento que permite obtener simultáneamente información espectral y espacial de objetos astronómicos. Para ello se divide el plano focal del telescopio en una serie de regiones diferentes (*spaxels*) cuya luz es conducida a un espectrógrafo, que producirá un espectro para cada una de dichas regiones. El muestreo espacial y el campo de visión dependerán del diseño y configuración del instrumento. El resultado final de la observación es un cubo de datos con dos ejes espaciales y un tercer eje en la dirección espectral.

La mayoría de los sistemas de campo integral *IFS*, ya sean de fibras, microlentes, *image slicer*, tienen métodos para adquirir un espectro de cielo durante la exposición, facilitando así el proceso de sustracción del cielo. Otra ventaja de estos sistemas es que, debido a que el campo de visión de un sistema *IFS* es extenso, no se requiere un centrado tan preciso como, por ejemplo, en observaciones de rendija larga.

INTEGRAL es una unidad de campo integral basado en un sistema de fibras que, junto con el espectrógrafo WYFFOS, operaba en el foco Nasmyth 1 del telescopio *William Herschel* desde 1997 hasta su reciente retirada, a mediados de 2016. INTEGRAL dispone de tres paquetes de fibras distintos, intercambiables entre sí en pocos segundos sin necesidad de ninguna operación técnica complicada. Esto permite elegir en cada momento el paquete de fibras más adecuado para el propósito científico, o para las condiciones meteorológicas existentes.

Las características de cada uno de estos paquetes de fibras puede verse en la figura 2.2. Cada uno de los tres paquetes tiene fibras de mayor tamaño y, así mismo, un campo de visión mayor. Así, el paquete SB1 presenta las fibras con el menor diámetro ($0.45''$), y un campo de visión (FoV, por sus siglas en inglés) de $8'' \times 7''$. Las fibras del paquete SB2 son de $0.90''$, con un FoV de $16.4'' \times 12.3''$. Finalmente, el FoV del paquete SB3 es el mayor ($34.4'' \times 30.4''$), y con un diámetro de fibra de $2,7''$. Los tres paquetes están rodeados por un anillo de fibras de cielo de $90''$ de radio. Las fibras tienen una longitud de, aproximadamente, 5.5 m y están conectadas a la entrada de una pseudo-rendija del espectrógrafo WYFFOS. Finalmente, la luz dispersada de cada fibra se recoge en un CCD. Hasta finales de 2013 se usaban dos CCDs cuadrados diferentes para las regiones roja y azul, con un hueco en medio. Este hueco se encontraba en el eje de dispersión, por lo que se perdía una banda de $\sim 100 \text{ \AA}$. A partir de 2014 se montó un único CCD rectangular.

La resolución espectral, así como el rango espectral del sistema depende de la elección tanto de la red de difracción de WYFFOS, como del paquete de fibras. La tabla de la figura ?? indica la resolución y rango espectral para cada paquete, usando la red 1200R en el espectrógrafo.

El empaquetamiento de las fibras de INTEGRAL es alto, cubriendo un 60 % del FoV para el caso del SB2, lo que permite realizar las observaciones con un solo apuntado. Los paquetes SB1 y SB2 presentan algunas fibras defectuosas cuya información no debe ser utilizada: son las fibras 78, 30 y 17 para el paquete SB1 y la fibra 167 para el paquete SB2.

2.3. Observaciones

Las observaciones se realizaron en dos campañas en el Telescopio *William Herschel* del Observatorio del Roque de los Muchachos en La Palma, durante 3 noches en abril del 2013 y 5 noches en mayo del 2014. La información de las observaciones se encuentra resumida en la tabla 2.2.

Utilizamos el paquete SB2 de INTEGRAL junto con la red de difracción R1200R. Esta configuración nos permite obtener un compromiso adecuado entre la resolución espacial ($0.9''$, normalmente limitada por el *seeing*) y el campo de visión, con una buena resolución

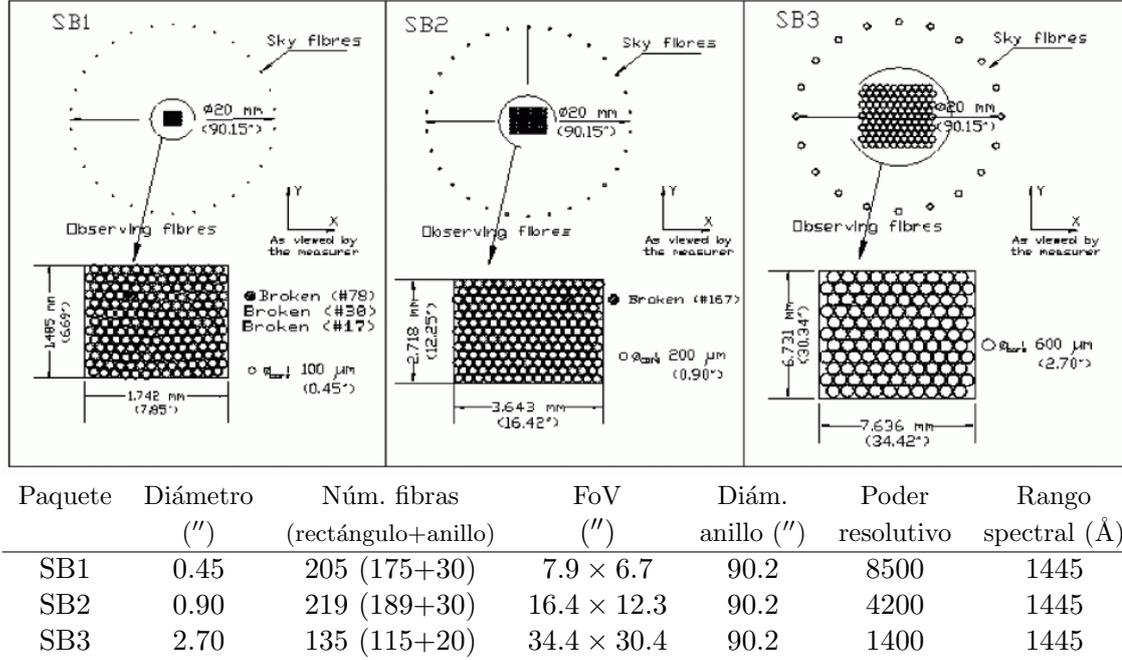


Figura 2.2: Configuración de los tres paquetes de fibras de INTEGRAL (superior) junto con sus características técnicas (inferior) para la red de difracción de 1200 líneas mm^{-1} (R1200R).

espectral ($\sim 1.6\text{--}1.8\text{Å}$, FWHM). Con esta elección el rango espectral accesible nos permite abarcar tanto las líneas de absorción de Na I como las líneas de emisión $\text{H}\alpha$, $[\text{N II}]\lambda\lambda 6548, 6583$ y $[\text{S II}]\lambda\lambda 6716, 6731$ sin viñeteo.

La longitud de onda central (columna 5 de la tabla 2.2) se varió para cada objeto, dependiendo de su desplazamiento al rojo, para poder cubrir aproximadamente el rango espectral en reposo de $5420\text{--}7180\text{Å}$, que contiene las líneas espectrales mencionadas más arriba. Todos los objetos se observaron con masas de aire menor de 1.5 para minimizar la extinción, y el tiempo de integración total (entre 7200s y 9000s, según el objeto) se fraccionó en exposiciones de 1800s para facilitar la posterior corrección de rayos cósmicos.

Las condiciones de observación fueron, en general, buenas, a excepción de la presencia de algunos cirros dispersos en algunos casos aislados, tal como se indica en la tabla 2.2.

Además de las observaciones de los objetos de la muestra, se tomaron las siguientes imágenes de calibración para la reducción de los datos:

- Imágenes de bias al principio y final de cada noche.
- Para cada valor de la longitud de onda central empleada, se tomaron: flats de cúpula y de cielo, espectros de lámparas de arco Cu+Ne y Cu+Ar, y de lámpara blanca.
- Observaciones de estrellas espectrofotométricas para la calibración en flujo.

Estas observaciones de calibración se utilizaron para la reducción de los datos detallada en la sección 2.4.

Tabla 2.2: Detalles de las observaciones con INTEGRAL

Nombre (1)	Paquete (2)	Red difracc. (3)	Fecha (4)	λ_C (5)	T_{exp} (6)	<i>seeing</i> (7)	Masa aire (8)	Comentarios (9)	Estrella Calib. (10)
UGC 05101	SB2	R1200R	15/04/13	6427	10800	1.0''	1.2	algunos cirros	Feige 34
IRAS 10565+2448	SB2	R1200R	14/04/13	6460	9000	1.0''	1.2	fotométrica	HD93521
IC 694	SB2	R1200R	03/05/14	6452	7200	sin medición	1.1	despejada	BD+33d2642
NGC 3690	SB2	R1200R	05/05/14	6300	9000	0.7''	1.1	despejada	BD+33d2642
NGC 5218	SB2	R1200R	03/05/14	6452	9000	sin medición	1.2	algunos cirros	BD+33d2642
NGC 5394	SB2	R1200R	06/05/14	6300	9000	0.9''	1.2	despejada	BD+33d2642
IC 860	SB2	R1200R	07/05/14	6300	9000	1.5''	1.0	despejada	BD+33d2642
MRK 273	SB2	R1200R	18/04/13	6414	10800	1.0''	1.1	algunos cirros	Feige 66
NGC 5653	SB2	R1200R	02/05/14	6252	7200	sin medición	1.2	fotométrica	BD+33d2642
CGCG 049-057	SB2	R1200R	06/05/14	6300	9000	0.9''	1.1	despejada	BD+33d2642
NGC 5930	SB2	R1200R	05/05/14	6300	9000	0.7''	1.0	despejada	BD+33d2642
NGC 5934	SB2	R1200R	07/05/14	6300	7200	1.5''	1.2	despejada	BD+33d2642
NGC 5936	SB2	R1200R	02/05/14	6252	7200	sin medición	1.1	algunos cirros	BD+33d2642
NGC 5953	SB2	R1200R	02/05/14	6252	7200	sin medición	1.0	cirros altos	BD+33d2642
ARP 220	SB2	R1200R	14/04/13	6289	9000	0.7''	1.1	fotométrica	HD93521
NGC 6027	SB2	R1200R	06/05/14	6300	9000	0.9''	1.2	despejada	BD+33d2642
UGC 10205	SB2	R1200R	05/05/14	6300	9000	0.7''	1.0	despejada	BD+33d2642
NGC 6240	SB2	R1200R	07/05/14	6300	9000	1.5''	1.2	despejada	BD+33d2642
NGC 6701	SB2	R1200R	03/05/14	6452	9000	sin medición	1.2	despejada	BD+33d2642

Notas. Columna (1): Nombre del objeto. Columna (2): Paquete de fibras de INTEGRAL utilizado. Columna (3): Red de difracción de WHYFFOS utilizado. Columna (4): Fecha de la observación en el *WHT*. Columna (5): Longitud de onda central (en Å) en reposo. Columna (6): Tiempo total de exposición. Columna (7): *seeing* medio de la noche del *Robodimm* o, si no lo hubiere, del *INT*. Columna (8): Masa de aire medio a lo largo de la exposición del objeto. Columna (9): Comentarios generales de la calidad de la noche. Columna (10): Estrella espectro-fotométrica del catálogo *Oke* (1990) observada y utilizada para la calibración de flujo del objeto (ver sección 2.4).

2.4. Reducción de los datos

La reducción de los datos se realizó con el paquete INTEGRAL de IRAF¹ y algunas rutinas desarrolladas específicamente en esta tesis para este propósito. Como se explicó en la sección 2.2, la configuración del instrumento en 2013 constaba de dos CCDs, uno para el rango azul y otro para el rango más rojo del espectro. Por lo tanto, todos los pasos de la reducción de las observaciones de 2013 deben hacerse tanto para el CCD azul como para el rojo. Posteriormente, ambas partes del espectro se unen en un único espectro para cada fibra.

Para la reducción se realizaron las operaciones estándares que se describen a continuación:

- **Corrección de *hot pixels*.** Se identificaron los píxeles del CCD que se desviaban más de 3σ del valor obtenido promediando en cajas de 5×5 píxeles en una imagen de bias y con ellos se genera un máscara. El valor de cada uno de estos *hot pixels* identificados se sustituye por el valor medio de la caja cada una de las imágenes de ciencia y de calibración. Sin embargo, en el chip azul instalado hasta el final del 2013 el número de píxeles afectados es muy alto (como puede verse en la figura 2.3) por lo que el mencionado método automático no funcionaba correctamente. Por ello, para corregir los píxeles calientes fue necesario recurrir a la identificación manual de todos los píxeles defectuosos en dicho CCD. Se identificaron 45365 píxeles calientes (un 0.5% del total de este CCD). La figura 2.3(b) muestra un ejemplo del resultado de la corrección de estos defectos.
- **Sustracción del bias.** Todas las imágenes tomadas son corregidas de *bias*. Se utilizaron promedios de 11 imágenes de bias para la campaña de observación del 2013 y 21 para la del 2014, que se sustrajeron posteriormente a todas las demás imágenes.
- **Extracción de los espectros correspondientes a las distintas fibras.** Para extraer los espectros, tanto en imágenes de ciencia como de calibración, es necesario primero identificar y trazar sobre un espectro 2D con buena iluminación la posición de los espectros de cada fibra. Una vez ajustadas las trazas (i.e. la posición del espectro de cada fibra en la dirección espectral, ver figura 2.4(a)), usamos dicha información como referencia para la extracción de espectros en otras exposiciones con menor relación señal-ruido. La identificación y ajuste de trazas se realizó usando la tarea *apall* del paquete INTEGRAL de IRAF sobre una exposición obtenida iluminando el espectrógrafo con una lámpara blanca. Fue necesario usar polinomios de Lagrange de grado 4 para ajustar las trazas. Para la extracción de los espectros, se sumó la señal en una apertura de 5 píxeles centrada en la traza. Esta opción es preferible a la integración de los píxeles con señal por encima de un umbral, que estaría afectada de reflexiones internas en el detector, como se aprecia en la figura 2.4(a), y alteraría de forma artificial la anchura de la ventana de extracción a lo largo de la dirección espectral. La emisión de fondo en los espectros 2D fue sustraída durante el proceso de extracción, mediante un ajuste con un polinomio de orden 2.
- **Calibración en longitud de onda.** La calibración en longitud de onda transforma el eje de dispersión de los espectros extraídos de píxeles a unidades de longitud de onda. Para ello se obtienen espectros de lámparas con líneas de emisión de longitud de onda conocidas, llamadas lámparas de arco. Para las observaciones de 2013 y 2014, se usaron lámparas de Cu+Ar y Cu+Ne simultáneamente. Tras identificar las

¹IRAF está distribuido por la ‘National Optical Astronomy Observatory’, operado por la ‘Association of Universities for Research in Astronomy’(AURA) bajo el acuerdo de cooperación con la ‘National Science Foundation’.

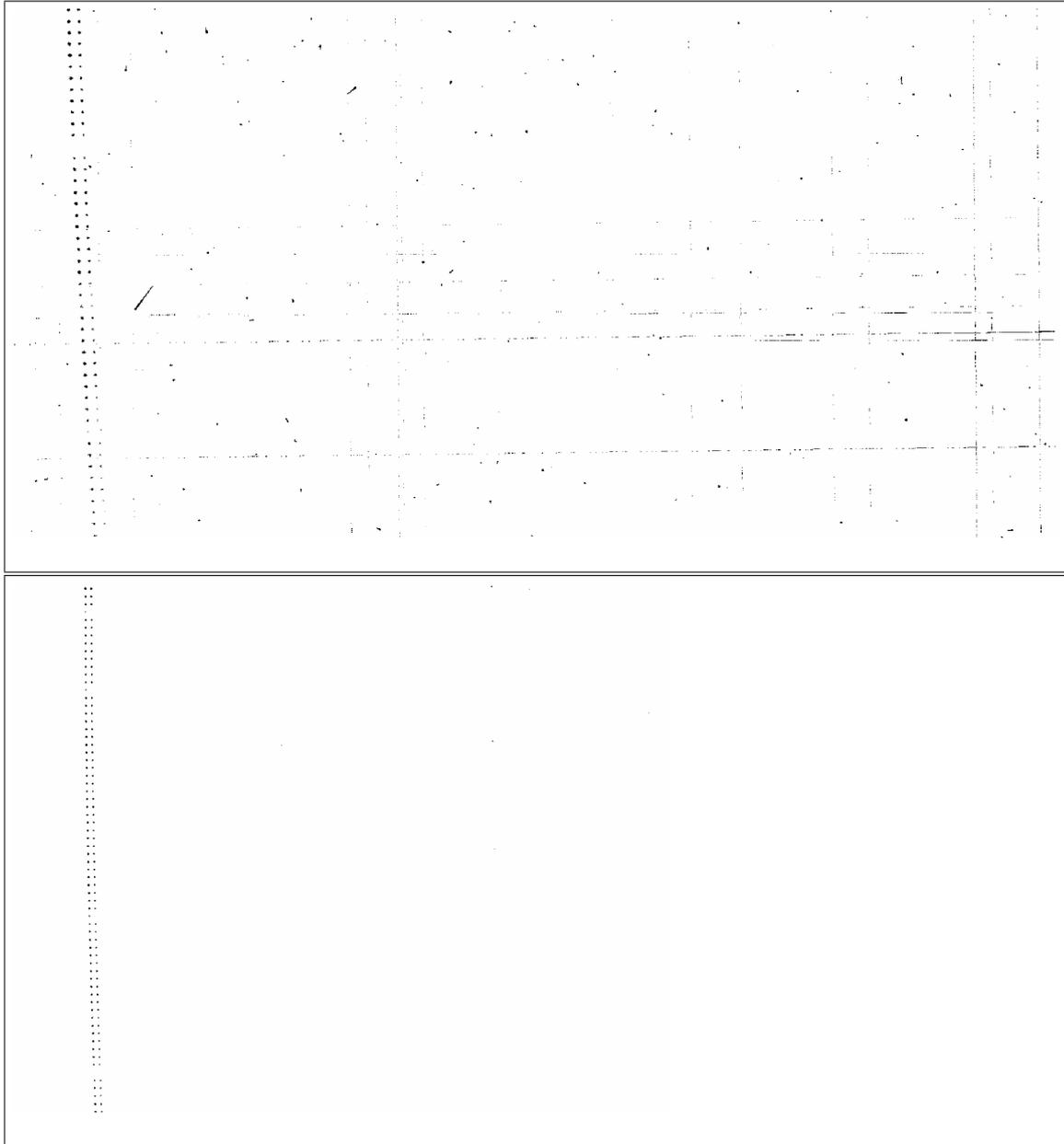


Figura 2.3: (a) Imagen de una sección del CCD afectado por píxeles calientes y rayos cósmicos (b) La misma imagen tras la eliminación de estos defectos.

líneas en el espectro extraído de algunas fibras, se ajusta un polinomio que determina la correspondencia entre píxeles y longitud de onda. Este proceso se lleva a cabo con la tarea *identify* de IRAF. Los espectros del resto de fibras se calibran en longitud de onda a partir de esta solución inicial con la tarea *reidentify*. La calibración se transfiere después a los espectros de ciencia correspondientes. Los errores típicos de la calibración de longitud de onda en nuestros espectros es de $\sim 0.07 \text{ \AA}$.

La anchura de las líneas en diferentes longitudes de onda de las líneas de arco permite estimar la resolución espectral de nuestros datos, que en nuestro caso varía entre $\sim 1.8 \text{ \AA}$ en la zona azul y 1.6 \AA en la zona roja del espectro (correspondientes a 93 y 77 km s^{-1} , respectivamente).

- **Corrección de la respuesta espectral.** Para comprobar si cada fibra presenta la misma respuesta espectral estudiamos los espectros extraídos normalizados a uno

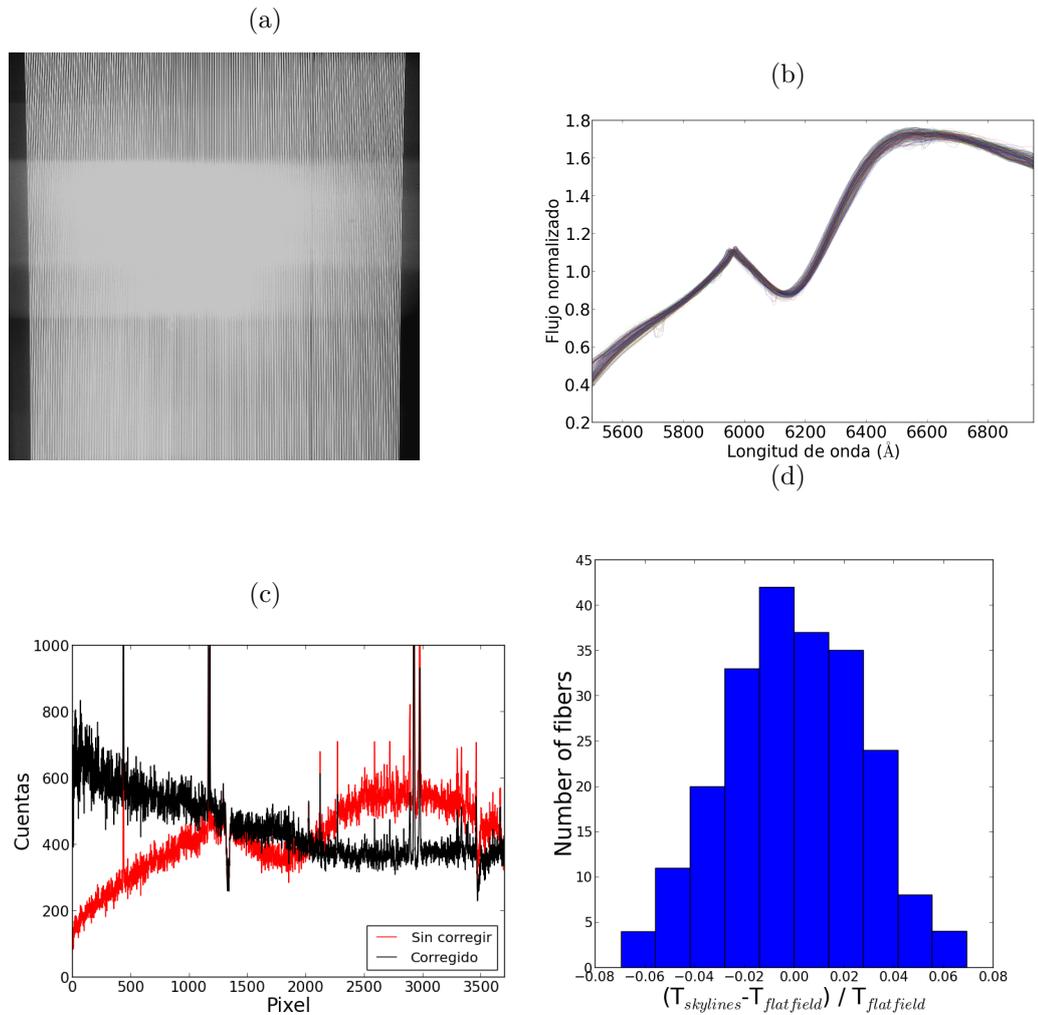


Figura 2.4: (a) Espectro 2D de lámpara blanca. La escala está escogida para resaltar las reflexiones internas en el CCD (1.3% hasta el 7.0% respecto al máximo). (b) Espectros normalizados de la lámpara blanca de las observaciones del 5 de mayo de 2014. (c) Espectro de la fibra central de NGC 5653 antes de corregir (rojo) y tras corregir (negro) la respuesta espectral. (d) Diferencia entre los dos métodos de corrección del *throughput* de las fibras.

de las lámparas blancas. Los espectros de lámparas blancas de las observaciones del 2013 presentaban el mismo perfil espectral en cada fibra. Sin embargo, había pequeñas diferencias entre las fibras de los espectros de las observaciones del 2014, como puede verse en la figura 2.4(b). Puede apreciarse como, alrededor de 6000 Å, el máximo local no coincide en todas las fibras. También se observa que aparecen absorciones en los espectros de fibras adyacentes entre sí, probablemente debido a algún residuo en la ventana del espectrógrafo. Para corregir esta diferencia de respuesta espectral se dividieron los espectros de calibración y de ciencia por los espectros normalizados de las lámparas blancas de cada noche. Un ejemplo de esta corrección se puede ver en la figura 2.4(c).

- **Corrección de *throughput*.** Cada fibra puede transmitir la luz con una eficiencia (*throughput*) diferente. Para corregir este efecto se utilizó el *flat* de cielo. Usando la tarea *msresp1d* de IRAF se determina el *throughput* de cada fibra comparando la respuesta que cada fibra tiene ante una misma iluminación. Todos los espectros de ciencia y calibración se dividen por el fichero que contiene el *throughput* de cada fibra.

La tarea *msresp1d* calcula el *throughput* de cada fibra mediante un ajuste del continuo del espectro de *flat* de cielo. Para comprobar la robustez de este ajuste, comparamos la corrección de *throughput* explicada más arriba con la corrección de *throughput* promedio alternativa obtenida a través del flujo de las líneas de emisión del cielo de las imágenes de ciencia sin corregir. Este método consiste en sumar el flujo de líneas de emisión de cielo (tales como Hg o Na I) que no estén saturadas y dividirlo por el flujo promedio de estas líneas en todas las fibras. En la figura 2.4(d) puede verse que las diferencias entre ambos métodos son menores del 10% (excepto para la fibra 167 que, como se dijo anteriormente en la sección 2.2, es defectuosa y no se utiliza).

- **Calibración de flujo.** Para la calibración en flujo de nuestras observaciones se han utilizado estrellas espectro-fotométricas del catálogo de Oke (1990)². Las estrellas espectro-fotométricas estándares utilizadas se detallan en la columna (12) de la tabla 2.1. A través de la dispersión de los residuos del ajuste del espectro de las estrellas, estimamos que el error en la calibración de flujo es menor de un 10%.
- **Sustracción del cielo.** INTEGRAL dispone de 30 fibras formando un anillo para la sustracción del cielo (ver sección 2.2). Obtenemos el espectro de cielo promediando las fibras de cielo que no estén contaminadas por la emisión extendida de las galaxias. Para ello, consideramos como fibras contaminadas por emisión de la galaxia aquellas cuyo continuo se desvía más de 1σ de la mediana obtenida promediando todas las fibras del anillo de cielo. Comprobamos posteriormente que ninguna fibra etiquetada como de cielo esté contaminada por emisión de la galaxia u otro objeto. El espectro promedio de las fibras de cielo se resta a los espectros de todas las fibras de ciencia.

2.5. Sustracción de la componente estelar

Como se ha dicho anteriormente en la sección ??, las líneas observadas de Na I y H α pueden estar afectadas por absorción estelar. Esta absorción estelar es particularmente importante en el caso del doblete de Na I, y debe ser descontada si queremos estudiar exclusivamente la componente interestelar. Como se puede ver en la figura 2.6, la principal

²Estas estrellas son muy calientes y apenas presentan líneas de absorción, de forma que el ajuste de su continuo es robusto.

línea de absorción en la región del espectro observada es el Na I^3 . La contribución relativa de las componentes estelar e interestelar a dicha línea no es conocida, lo que dificulta la estimación de la contribución de la componente estelar al espectro observado.

En los primeros estudios de vientos, la contribución estelar a las líneas de Na I se estimaba teniendo en cuenta la relación entre su anchura equivalente con la del triplete de $\text{Mg I } \lambda\lambda 5167, 5173, 5185$, que es de origen puramente estelar (Heckman et al., 2000; Rupke et al., 2002, 2005a). Recientemente, gracias a rutinas de ajuste de poblaciones estelares sintéticas, se pueden realizar ajustes precisos utilizando la información del espectro completo. Sin embargo, estas rutinas son muy sensibles a la S/N de los espectros y, en nuestras observaciones, los espectros individuales de cada fibra no disponen de la S/N suficiente para poder llevar a cabo este procedimiento con garantías. Para obtener un espectro con suficiente S/N al que podamos aplicar el ajuste de una población estelar sintética utilizaremos un espectro integrado que resulta de la suma de los espectros de varias fibras. Los detalles de la creación de dicho espectro integrado se explican a continuación.

2.5.1. Extracción del espectro integrado

Hay múltiples criterios para elegir qué fibras se combinan para obtener un espectro integrado (p.e. Rosales-Ortega et al. (2012)). El método elegido depende del objetivo científico. Nuestro objetivo es sustraer la absorción estelar de Na I y $\text{H}\alpha$. Como hemos dicho anteriormente, la S/N de las fibras individuales no es suficiente para realizar el ajuste a una población estelar sintética a cada una de ellas. Asumiremos que existe una población estelar *promedio* representativa de la región observada, que sustraeremos posteriormente de cada fibra. Para estimar esta población promedio ajustaremos el espectro integrado de una región con alta S/N.

En la realidad, las regiones más brillantes estarán probablemente más dominadas por poblaciones estelares jóvenes, que emiten mucho continuo y presentan poca absorción de Na I estelar, mientras que las regiones menos brillantes la aportación de las estrellas jóvenes (tipo O-B) será menor y, previsiblemente, el Na I estará dominado por la absorción estelar de poblaciones más viejas. Sin embargo, en estas últimas regiones la S/N será menor.

Con la idea de encontrar un balance entre obtener un espectro con suficiente S/N y, a la vez, con información de las regiones menos brillantes (y por lo tanto con mayor información de las poblaciones tipo K y M y representativo de la absorción estelar en la región) desarrollamos nuestro método de extracción de un espectro integrado para cada galaxia. Para ello, evaluamos la S/N del continuo de cada fibra. Elegimos dos regiones del espectro separadas: una en la zona azul y otra en la zona roja, libres de líneas espectrales intensas. Posteriormente hacemos una suma acumulativa de espectros de mayor a menor S/N. A continuación, evaluamos la S/N de los nuevos espectros integrados. La figura 2.5 muestra dos ejemplos de la variación de la S/N respecto al número de fibras sumadas. La S/N comienza a subir desde el espectro individual con mayor S/N, hasta alcanzar un máximo (punto rojo) tras sumar varios espectros. Posteriormente, la S/N comienza a disminuir conforme se van añadiendo más fibras. Dependiendo del objeto, este decaimiento es más o menos pronunciado. Por ejemplo, IC 694 (figura 2.5a) tiene la emisión más extendida que NGC 5394 (figura 2.5b), y su curva decae más suavemente. Por otro lado, el núcleo de NGC 5394 contiene la mayor parte de la emisión de la galaxia y, por tanto, la S/N decae más rápidamente. Para obtener información tanto del núcleo como de las regiones adyacentes, elegimos el espectro obtenido integrando un número de fibras tal que hace que la S/N disminuya un 25 % respecto al máximo. Este punto es indicado por el

³El Sodio es un elemento con un bajo potencial de ionización (5.1eV), pudiendo ser ionizado por fotones en el UV cercano ($\lambda \sim 2420 \text{ \AA}$). Estos fotones son frecuentes en nubes de gas templado y estrellas jóvenes. Es por eso que el doblete de Na I , producido por una transición del nivel $3s$ al $3p$ del Na neutro, solo se observa en medio interestelar frío ($T \sim 10^2 \text{ K}$) y en las atmósferas estelares de estrellas tipo K y M

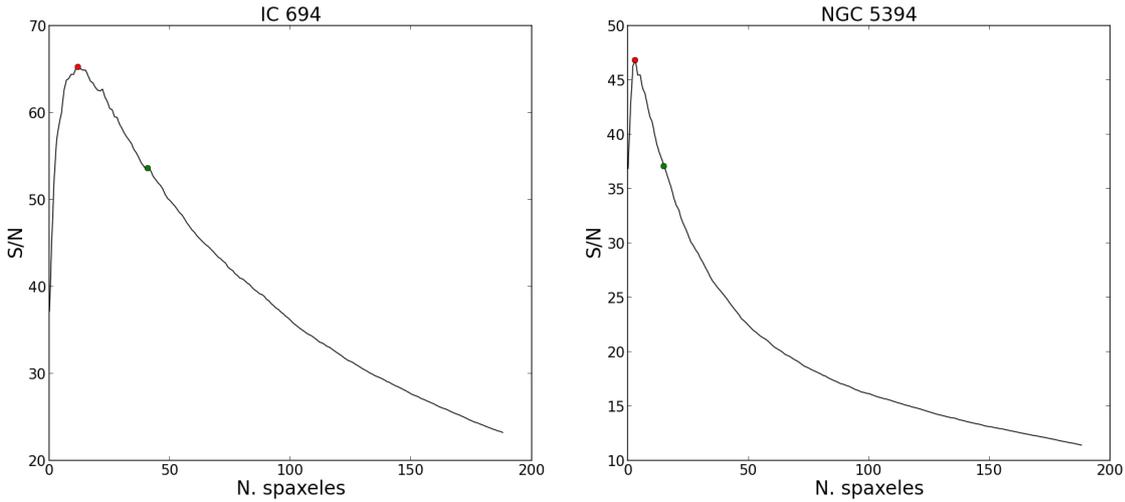


Figura 2.5: S/N del continuo de los espectros integrados en función del número de fibras sumadas para dos galaxias diferentes. Los puntos rojos denotan el máximo de la S/N (12 y 3 fibras integradas para IC694 y NGC 5394, respectivamente) y los verdes indican el número de fibras sumadas cuando la S/N ha bajado un 25 % con respecto a la S/N máxima (41 y 15 fibras integradas para IC694 y NGC 5394, respectivamente).

punto verde de la figura 2.5. Este espectro integrado está típicamente formado por las 6×6 fibras centrales, un 25 % de FoV de INTEGRAL.

2.5.2. Ajuste de la componente estelar

En el espectro integrado obtenido para cada galaxia (ver sección 2.5.1) aplicamos el código de ajuste espectral STECKMAP (Stellar Content and Kinematics via Maximum A Posteriori likelihood, [Ocvirk et al. \(2006\)](#)), en combinación con la librería estelar MILES ([Sánchez-Blázquez et al., 2006](#); [Vazdekis et al., 2010](#)), con la intención de encontrar la componente estelar promedio representativa de esa galaxia. STECKMAP ajusta la componente estelar a través de un ajuste simultáneo de todo el espectro a una población estelar sintética, con una edad y metalicidad determinada, junto con la cinemática estelar. El software devuelve el espectro estelar junto con las soluciones de los tres parámetros: La Distribución de Edad Estelar (SAD), la relación Edad-Metalicidad (AMR) y la distribución de velocidad a lo largo de la línea de visión (Line of Sight Velocity Distribution, LOSVD). Previamente, para evitar errores de calibración de flujo y de extinción, STECKMAP normaliza el espectro con un polinomio. A continuación, este espectro normalizado se ajusta mediante minimización de una χ^2 penalizada sin presuponer ninguna forma de la solución *a priori*. Sin embargo, el software asigna mayores probabilidades a soluciones suaves de SAD, AMR y LOSVD. Estas probabilidades son controladas por tres parámetros (μ_{SAD} , μ_{AMR} y μ_{LOSVD}). Los detalles del funcionamiento de STECKMAP se encuentran en [Ruiz-Lara et al. \(2015\)](#).

Tras investigar qué combinación de parámetros de entrada producen ajustes estables, encontramos que los mejores datos de entrada son $\mu_{SAD}=0.01$, $\mu_{AMR}=10$ y $\mu_{LOSVD}=100$. Además, enmascaramos en el espectro las regiones que contienen líneas de emisión intensas, el doblete de NaI (que sabemos que tiene una alta contaminación interestelar), líneas telúricas, y los regiones donde pueden existir residuos de líneas de cielo brillantes. Con estas condiciones, usamos STECKMAP en los espectros integrados de cada galaxia de nuestra muestra, obteniendo para cada una la edad y metalicidad promedio característica de la población estelar en nuestro campo de visión. Las edades y metalicidades se muestran en la tabla 2.3. Como era de esperar en galaxias con formación estelar activas, las poblaciones

obtenidas son jóvenes, con edades que llegan desde los 0.4 Gyrs hasta un máximo de 1.43 Gyrs. La figura 2.6 muestra un ejemplo de dicho ajuste. Como puede verse, la mayor

Tabla 2.3: Edad y metalicidad obtenidas con STECKMAP

Nombre	Edad (Gyr)	[M/H]
UGC 05101	1.0	0.023
IRAS 10565+2448	0.4	0.017
IC 694	0.4	0.007
NGC 3690	0.9	0.014
NGC 5218	1.2	0.028
NGC 5394	0.8	0.012
IC 860	1.3	0.029
MRK 273	0.6	0.014
NGC 5653	1.1	0.026
CGCG 049-057	0.6	0.019
NGC 5930	1.1	0.022
NGC 5934	1.0	0.025
NGC 5936	0.7	0.014
NGC 5953	1.0	0.022
ARP 220	0.7	0.017
NGC 6027	1.2	0.03
UGC 10205	1.4	0.029
NGC 6240	0.9	0.021
NGC 6701	0.9	0.027

Edades y metalicidades de las poblaciones promedio obtenidas con STECKMAP para el espectro integrado de cada galaxia. Las edades y metalicidades mostradas corresponden están pesadas por luz, sin asumir historia de formación estelar alguna.

parte de la absorción de NaI es de origen interestelar, aunque la contribución estelar es significativa. La línea de emisión de $H\alpha$ también presenta cierta absorción estelar, pero al ser una línea de emisión muy intensa la corrección es mucho menos crítica.

Finalmente, los ajustes son comprobados de forma visual para detectar posibles errores en este procedimiento. Dichos errores del ajuste pueden ser debidos a una mala elección de polinomio para normalizar el continuo, o al uso de una región dominada por señal no estelar, como podría ser una línea telúrica. El rango espectral de INTEGRAL cubre unos $\sim 1750 \text{ \AA}$, en una región del espectro donde hay pocas líneas estelares. En este rango, la línea de absorción estelar más intensa es el doblete de NaI, que sabemos que está fuertemente contaminada por la componente interestelar y no puede, por tanto, ser incluido en el ajuste. Sin embargo, se pueden encontrar algunas líneas estelares algo más débiles, como las líneas de Ca y Fe en 6495 \AA o algunas líneas de Ca en la región de 6100 \AA . Aunque para un estudio detallado de poblaciones estelares esta información podría no ser suficiente, nosotros tenemos el objetivo, mucho menos ambicioso, de sustraer la absorción estelar en el doblete de NaI (y, en menor medida, de $H\alpha$). Como comprobaremos en la sección 2.5.3, este procedimiento es suficientemente bueno para dicho propósito.

2.5.3. Sustracción 2-D de la componente estelar

Tras obtener un espectro estelar promedio (ver sección 2.5.2), pretendemos sustraer dicho espectro estelar característico al espectro de cada fibra individual. Como se ha indicado en la sección 2.5.1, STECKMAP devuelve el espectro estelar convolucionado con

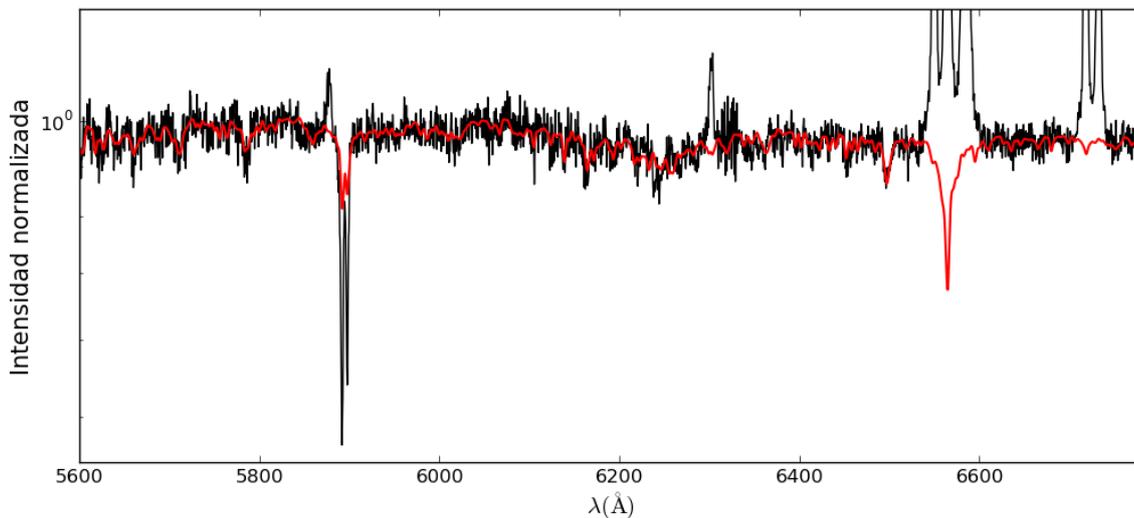


Figura 2.6: Ejemplo del ajuste de la componente estelar para el espectro integrado de NGC 5953. Las líneas negra y roja corresponden al espectro integrado y al ajuste de la población estelar respectivamente. Como puede verse, la mayoría de la absorción de Na I $\lambda\lambda 5890, 5896$ es de origen interestelar.

la cinemática del espectro integrado. Esta cinemática incluye las diferentes velocidades y dispersiones de las fibras que conforman el espectro integrado. Para sustraer la población estelar de cada fibra, usamos el espectro de la librería semi-empírica MILES (Sánchez-Blázquez et al., 2006; Vazdekis et al., 2010) con la edad y metalicidad más próximas a la de la población que devuelve el ajuste de STECKMAP. Para tener en cuenta la cinemática de cada fibra, antes de sustraer ese espectro, éste se convoluciona con una LOSVD gaussiana con tres parámetros libres para cada fibra: Velocidad, dispersión de velocidades y amplitud. Dichos parámetros se determinan mediante un ajuste. Tras la sustracción de la componente estelar obtenemos finalmente un espectro puramente interestelar para nuestro estudio.

Como se ha mencionado anteriormente, nuestro procedimiento corrige los espectros observados con una población estelar uniforme en todo el campo de visión. Aunque esto es, obviamente, una simplificación, recordamos que nuestro objetivo no es el estudio de dichas poblaciones estelares, sino corregir la absorción estelar de la línea de H α y especialmente la absorción estelar de Na I. Este método supone una mejora notable frente a técnicas que no sustraen la población estelar fibra a fibra.

Para comprobar la validez de nuestro método, aplicaremos el mismo procedimiento a datos de algunos de los objetos de nuestra muestra para los cuales existen datos disponibles con un rango espectral más amplio, y por ende, con muchas más líneas estelares en el espectro, y con una S/N suficiente que permita el ajuste a las poblaciones estelares con resolución espacial. Ello permitirá comprobar el impacto de nuestro procedimiento respecto a los resultados con un procedimiento más preciso y detallado en la descontaminación estelar. Dentro de las opciones disponibles, el cartografiado CALIFA⁴ (Sánchez et al., 2012; Husemann et al., 2013) contiene varios objetos en común con nuestra muestra en su DR1, como NGC 5394 o NGC 5936.

Aplicamos a los datos de CALIFA de NGC 5394 el mismo procedimiento que a los datos de INTEGRAL, pero ahora ajustando con STECKMAP el espectro de cada *spaxel*,

⁴La muestra de CALIFA fue observada con el espectrógrafo de campo integral PPAK, instalado en el Observatorio de Calar Alto, en la configuración V500, cubriendo un rango espectral de 3745–7300 Å y una resolución de $R \sim 850$. Nuestros datos de INTEGRAL tienen un rango espectral de 5420–7180 Å y $R \sim 3500$.

y comparamos el espectro final substraído para los *spaxels* equivalentes entre ambos instrumentos. Las diferencias entre los flujos de H α obtenidos con CALIFA e INTEGRAL están por debajo del $\sim 10\%$, y son menores del $\sim 5\%$ para el Na I en todos los *spaxels*. Este resultado se entiende fácilmente, dado que la edad y metalicidad promedio obtenidos para CALIFA son muy similares a los valores promedio obtenidos con los datos INTEGRAL (población estelar de edad intermedia y metalicidad solar). El hecho de que los residuos interestelares de los datos de CALIFA, con más rango espectral, y por tanto con más líneas estelares para ajustar, y con resolución espacial en la corrección estelar, se asemejen tanto a los que obtenemos con INTEGRAL muestra que nuestro método de corrección del espectro estelar no afecta de forma significativa al estudio del medio interestelar.

2.6. Análisis cinemático: Ajuste de líneas

En esta sección explicamos el procedimiento para el ajuste de las líneas de emisión y absorción en el espectro interestelar obtenido como se explica en la sección 2.5. Los ajustes de las líneas de emisión más importantes (H α , [N II], [S II], trazadores de la fase de gas templada) y de las de absorción (Na I D, que traza la fase fría) se tratan de forma independiente.

2.6.1. Líneas de emisión: H α , [N II] $\lambda\lambda 6548, 6583$, [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$

Para estudiar la cinemática y la distribución del gas templado se ajustan de forma simultánea las cinco líneas de emisión más brillantes en nuestro rango espectral, H α , [N II] $\lambda\lambda 6548, 6583$, [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$, con una única componente cinemática gaussiana para cada fibra. Imponemos las siguientes ligaduras a los ajustes: i) Las velocidades (v) y las dispersiones de velocidad (σ) son las mismas para las cinco líneas de emisión. ii) La dispersión de velocidad debe ser mayor que la resolución espectral instrumental ($\sigma_I = 33 \text{ km s}^{-1}$ para $\lambda = 6200 \text{ \AA}$). iii) El cociente de las líneas [N II] $\lambda 6548$ /[N II] $\lambda 6583$ está fijado a $1/3$ (Osterbrock & Ferland, 2006) y el de las líneas [S II] $\lambda 6716$ /[S II] $\lambda 6731$ se permite variar entre 0.38 y 1.5.

En algunas fibras el ajuste a una única componente cinemática deja grandes residuos, lo que es indicativo de la existencia de más componentes cinemáticas. Por ello, repetimos el procedimiento anterior pero ajustando cada línea de emisión con dos componentes cinemáticas. Ambas componentes son ajustadas de forma simultánea, imponiendo a cada componente las mismas ligaduras explicadas más arriba. Para discriminar la necesidad o no de una segunda componente para cada fibra, utilizamos un test de chi-cuadrado reducido (χ_{red}^2) para cuantificar la bondad del ajuste. De este modo, si el χ_{red}^2 para el ajuste con dos componentes gaussianas mejora al menos el 50% respecto del ajuste con una gaussiana, se admite el ajuste de doble componente cinemática. En caso contrario, el ajuste a una única componente (que llamaremos *componente única*) se considera como suficientemente satisfactorio para describir el perfil de las líneas. El valor del 50% se ha elegido mediante inspección visual de los espectros y los ajustes como el valor que mejor discrimina entre la existencia o no de una segunda componente.

Cuando se necesitan dos componentes cinemáticas para ajustar correctamente un espectro, podemos identificar una componente ancha y otra estrecha. Vemos que, de forma generalizada, la componente estrecha se asemeja a la componente única en términos de intensidad, velocidad y dispersión de velocidad. Esta componente estrecha (que llamaremos a partir de ahora *componente primaria*) se interpreta como la misma componente cinemática que la componente única, que traza el gas ionizado del disco de la galaxia. Por otro lado, la componente ancha (*componente secundaria*) tiene usualmente una intensidad menor, y una cinemática (tanto en velocidad como en dispersión de velocidad) diferente a

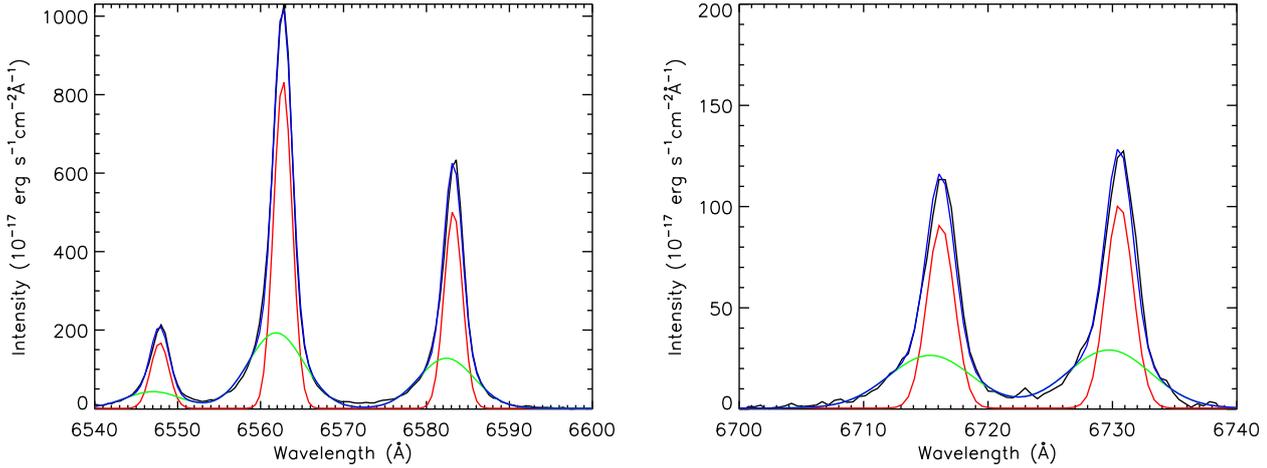


Figura 2.7: Ejemplo de la descomposición cinemática para las cinco líneas de emisión más brillantes en nuestro rango espectral. El panel de la izquierda muestra el rango espectral que contiene $H\alpha$, $[N II]\lambda\lambda 6548, 6583$, y el panel de la derecha muestra el rango del doblete $[S II]\lambda\lambda 6716, 6731$. Las líneas sólidas negras, rojas y verdes muestran el espectro observado y las componentes primaria y secundaria respectivamente. La línea azul muestra el espectro suma de las dos componentes. Véase la sección 2.6.1 para más detalles de la descomposición espectral.

la componente única. En algunos casos excepcionales la componente ancha se asemeja más a la componente única. En éstos casos, cambiamos la asignación de primaria y secundaria entre sí. Un ejemplo de esta descomposición se muestra en la figura 2.7.

2.6.2. Líneas de absorción: Na I

Para trazar el gas neutro en la galaxia usamos el Na I interestelar. Para ello ajustamos el doblete de Na I a una componente cinemática gaussiana única. Dado que la S/N de las líneas de absorción es considerablemente menor que en las líneas de emisión, este procedimiento solo se lleva a cabo en los espectros donde la anchura equivalente de Na I, a partir de ahora $EW(\text{Na I})$, es mayor que 3 \AA , con el objetivo de asegurarnos de que la información cinemática del gas neutro interestelar es fiable.

Hay que resaltar que éste es un criterio bastante conservador, ya que la anchura equivalente estelar típica no suele sobrepasar los 2 \AA , y nuestros espectros están ya corregidos de absorción estelar. Otros autores (Rupke & Veilleux, 2013; Chen et al., 2010) en estudios similares aplican criterios mucho más laxos para $EW(\text{Na I})$ (incluso sin descontar componente estelar). Sin embargo, elegimos este criterio conservador para minimizar el impacto de posibles errores en la corrección por absorción estelar, y así reducir posibles fuentes de ruido. Una dificultad adicional en el ajuste del Na I en ciertas fibras es que puede aparecer emisión de He I a 5875 \AA que se mezcla con la absorción de Na I. En estos casos adoptamos una estrategia similar a la aplicada para las líneas de emisión. Para cada fibra realizamos dos ajustes diferentes, uno de ellos incluyendo una componente gaussiana extra para ajustar la emisión de He I, y otro sin ella. La velocidad y dispersión de velocidad del He I se fijan a las de la componente única de las líneas de emisión. El ajuste incluyendo la línea de emisión de He I es considerado como el más apropiado en aquellas fibras donde el χ_{red}^2 mejora un 30 % respecto al ajuste sin él. Nuevamente, el valor de un 30 % para la mejora del χ_{red}^2 ha sido determinado mediante inspección visual. Un ejemplo de un ajuste del doblete de Na I con emisión de He I se muestra en la figura 2.8.

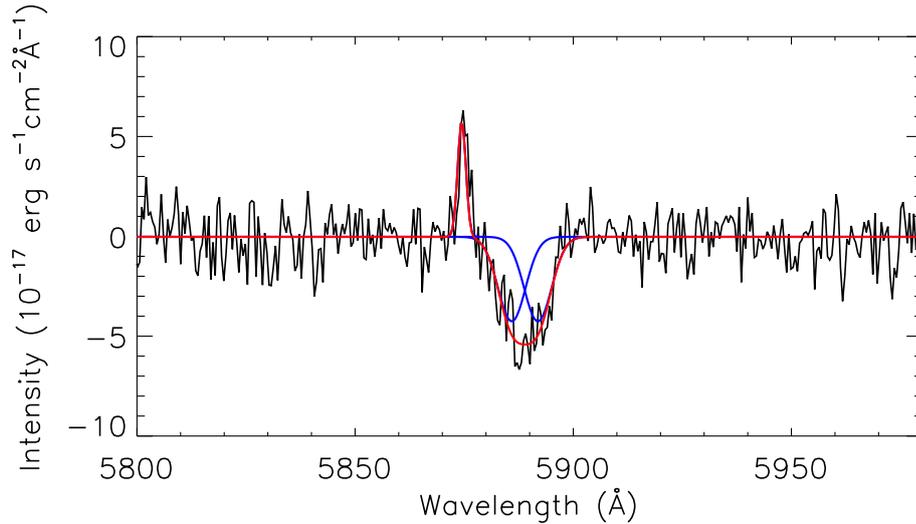


Figura 2.8: Ejemplo del ajuste del doblete de Na I + He I. Las líneas negras y rojas muestran el espectro observado (libre de absorción estelar) y el espectro ajustado respectivamente. Las líneas azules son el ajuste para cada línea individual del doblete Na I.

2.7. Generación de mapas

El análisis de los capítulos 3 y 4 se basa en los mapas de las diferentes componentes cinemáticas que se han explicado en la sección 2.6.

Tras los ajustes a las líneas de emisión y absorción descritos anteriormente, disponemos de la siguiente información de cada fibra: Flujos de las líneas de emisión/absorción de las líneas espectrales relevantes, velocidad y dispersión de velocidades⁵ para cada componente cinemática.

A partir de esta información generamos los distintos mapas (flujo, velocidad, etc...) que muestran la variación espacial en el FoV de cada parámetro para cada componente cinemática. Los mapas finales cubren un FoV de $15.7'' \times 11.3''$ (con 45×35 píxeles de $0.35'' \text{ pix}^{-1}$). Para convertir la información de las posiciones de las fibras a una retícula regular usamos una interpolación basada en funciones de base radial *rbf* (radial basis function) del paquete *scipy* de *Python*. Las funciones de base radiales se aproximan a una función del tipo:

$$y(\mathbf{x}) = \sum_{i=1}^N w_i \phi(\|x - x_i\|) \quad (2.1)$$

donde y es el valor interpolado en cada píxel x . Este valor se obtiene bajo una suma de N funciones de base radial $\phi(\|x - x_i\|)$, cada una con su centro x_i , y pesadas por un coeficiente w_i , que es valor de la variable en cuestión (flujo, cociente de líneas, etc...). En caso de que no haya valor de la variable en esa fibra su peso se establece a 0. En este estudio elegimos una función de base radial lineal $\phi(\|x - x_i\|) = r^{-1}$, donde r es la distancia euclídea. En algunos casos el número de fibras con información no es suficiente como para que la función converja satisfactoriamente. En esos casos optamos por una interpolación por el método del vecino más cercano. Antes de realizar la interpolación se aplica una máscara a cada tipo de mapa, que elimina las fibras cuya información no es suficientemente fiable. Los mapas que se calculan (y sus correspondientes máscaras), con los que desarrollaremos el análisis de los capítulos 3 y 4 son:

⁵La dispersión de velocidades ha sido cuadráticamente corregida de la anchura instrumental, aunque no de la anchura térmica. Esta última tiene un valor característico de $\sim 9.1 \text{ km s}^{-1}$ para la línea de $\text{H}\alpha$, para una temperatura del gas de 10^4 K (Spitzer, 1978).

- **Gas neutro (Na I).** Mapas de anchura equivalente, velocidad observada, dispersión de velocidades, velocidad residual respecto a la velocidad de la componente única y velocidad residual respecto a la velocidad sistémica de la galaxia. Los *spaxels* donde la anchura equivalente es menor que 3 \AA o el error relativo de la anchura equivalente es mayor del 50 % se enmascaran.
- **Gas ionizado ($H\alpha$, [N II] $\lambda\lambda 6548, 6583$, [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$).** En este caso obtenemos los mapas para las tres componentes presentadas anteriormente (única, primaria y secundaria):
 - **Componente única.** Mapas de flujo de $H\alpha$, velocidad observada, dispersión de velocidades, cocientes de líneas [N II] $\lambda 6548/H\alpha$, [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731/H\alpha$ y [S II] $\lambda 6716/[S II]\lambda 6731$. Se enmascaran las fibras en las que la S/N de $H\alpha$ de la componente única es menor de 3. Para los cocientes de líneas se genera una máscara adicional, donde se descartan las fibras donde el error relativo de [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731/H\alpha$ de la componente única sea menor del 50 %. Esta última máscara, junta con la máscara de S/N de $H\alpha$, se aplica para los tres cocientes.
 - **Componente primaria.** Mapas de flujo de $H\alpha$, velocidad observada, dispersión de velocidades, cocientes de línea [N II] $\lambda 6583/H\alpha$, [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731/H\alpha$ y [S II] $\lambda 6716/[S II]\lambda 6731$. Se enmascaran las fibras en las que la S/N de $H\alpha$ es menor de 3. A continuación, se enmascaran las fibras donde la mejora de χ^2_{red} es menor del 50 %. Para los cocientes de líneas se genera una máscara adicional, donde se descartan las fibras donde el error relativo de [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731/H\alpha$ de la componente única sea menor del 50 %. Esta última máscara, junta con la máscara de S/N de $H\alpha$, se aplica para los tres cocientes.
 - **Componente secundaria.** Mapas de flujo de $H\alpha$, velocidad observada, dispersión de velocidades, velocidad residual respecto a la velocidad de la componente única y velocidad residual respecto a la velocidad sistémica de la galaxia, cocientes de línea [N II] $\lambda 6548/H\alpha$, [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731/H\alpha$ y [S II] $\lambda 6716/[S II]\lambda 6731$. El criterio de las máscaras es el mismo que para la componente primaria.
- **Continuo.** Se crea un mapa de continuo integrando todo el flujo de la región $6100 \text{ \AA} - 6200 \text{ \AA}$, que se encuentra libre de líneas de emisión.

En el apéndice 5 se muestran los mapas descritos arriba para los 19 objetos de la muestra.

Capítulo 3

Estudio multifase del viento galáctico producido por la formación estelar en NGC 5394

En este capítulo presentamos el estudio multifase del viento galáctico detectado en la galaxia NGC 5394. De la muestra de galaxias observada, encontramos este objeto particularmente interesante para un estudio más pormenorizado de un viento galáctico, dada su baja inclinación y la regularidad de su cinemática. Además, este objeto nos permitirá comprobar en detalle el análisis que se aplicará a la muestra completa.

Tras una minuciosa substracción de la componente estelar del espectro, encontramos en esta galaxia una absorción interestelar significativa de Na I D en la región central (~ 1.75 kpc internos) con una velocidad de acercamiento de ~ -165 km s $^{-1}$ respecto a la galaxia subyacente, que traza de forma inequívoca la fase neutra de un viento. Esta componente del viento transporta una cantidad significativa del gas neutro de la galaxia ($\sim 10^7 M_{\odot}$), y el flujo de masa que contiene es comparable a la tasa de formación estelar de esta galaxia. Simultáneamente, encontramos también una componente ionizada del viento en las líneas de emisión de H α , [N II] y [S II], aproximadamente en la misma región que donde se detecta la absorción de Na I D. Esta componente ionizada presenta velocidades de acercamiento menores que las detectadas en el gas neutro, con un promedio de unos ~ -30 km s $^{-1}$. Las observaciones del viento de esta galaxia pueden ser interpretadas globalmente como un flujo de gas bipolar en el que observamos fundamentalmente la parte más próxima. La masa y el flujo de masa del viento de este objeto están dominados por la fase neutra, y según nuestras estimaciones, una pequeña fracción del viento podría ser capaz de escapar del potencial gravitatorio de NGC 5394 al medio intergaláctico.

Este capítulo se estructura de la siguiente manera: en la sección 3.1 presentamos las características principales de NGC 5394. En las secciones 3.2 y 3.3 se presentan las observaciones y resultados relativos al gas ionizado y al gas neutro respectivamente. Las masas y flujos de masa en el viento en ambas fases se presentan en la sección 3.4. La discusión de los resultados más importantes se presentan en la sección 3.5. Finalmente, la sección 3.6 presenta las conclusiones más importantes de este estudio. El trabajo presentado en este capítulo ha sido publicado en la revista MNRAS con el título ‘The multiphase starburst-driven galactic wind in NGC 5394’, [Martín-Fernández et al. \(2016\)](#).

3.1. NGC 5394

La galaxia NGC 5394 es parte de un par en interacción (NGC 5394/95, Arp 84, [Arp, 1966](#)), catalogado como un sistema de galaxias en fuerte interacción con núcleos separados

y evidentes efectos de marea por [Lanz et al. \(2013\)](#), o de tipo 1, según la clasificación de [Bellocchi et al. \(2013\)](#) (ver sección 2.1). Este par interactuante se encuentra a una distancia de 48.73 Mpc ([Catalán-Torrecilla et al., 2015](#)).

NGC 5394 está clasificada como SB(s)b-pec, con un brazo espiral interno muy brillante a $\sim 0.9 - 3.0$ kpc del núcleo y dos amplios brazos de marea con una cola de marea que se extiende más allá de ~ 20 kpc. Su luminosidad infrarroja ($L_{IR} = 10^{10.75} L_{\odot}$, [Catalán-Torrecilla et al., 2015](#)) y su potente emisión en radio-continuo indican que posee un potente *starburst*. Según [Kaufman et al. \(2002\)](#) la masa total de gas (incluyendo un 36 % de helio) en esta galaxia es de $5.5 \times 10^9 M_{\odot}$, con una relación masa molecular-atómica de $M(H_2)/M(H I) = 2.5 - 2.7$. El *starburst* nuclear es rico en gas molecular, donde se concentra casi el 80 % de la masa molecular total de la galaxia, pero sólo el ~ 25 % de la masa de gas atómico total de la misma ([Kaufman et al., 2002](#)). [Catalán-Torrecilla et al. \(2015\)](#) estiman que la SFR global de la galaxia es de $2.76 \pm 0.47 M_{\odot} \text{ año}^{-1}$, a partir de la emisión en $H\alpha$ corregida de extinción. La masa total estelar estimada para NGC 5394 es de $4.79 \times 10^{10} M_{\odot}$ ([Lanz et al., 2013](#)).

La existencia de un *outflow* en NGC 5394 fue inicialmente sugerida por [Kaufman et al. \(1999a\)](#), tras observar distorsiones en el campo de velocidades y asimetría en el perfil global de la línea de emisión en $H\alpha$. El *outflow* fue posteriormente confirmado por [Roche et al. \(2015\)](#) a través de la presencia de desplazamiento al azul de la línea interestelar de Na I D, aunque no hallan indicios de *outflow* en las líneas de emisión. En el análisis realizado en el presente trabajo hallamos un *outflow* en la línea de Na I D compatible con [Roche et al. \(2015\)](#), y encontramos además una componente del viento en las líneas de emisión en $H\alpha$, [N II] $\lambda\lambda 6548, 6583$ y [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$.

3.2. Gas ionizado

NGC 5394 fue observada el 6 de mayo del 2014 en el *William Herschel Telescope* del Observatorio del Roque de los Muchachos (La Palma, España) con el espectrógrafo de campo integral INTEGRAL. Los detalles de las observaciones (tiempo exposición, λ_C , etc...) se encuentran detallados en la tabla 2.2. Para la reducción de los datos se realizaron en primer lugar las operaciones estándares: sustracción del bias, extracción de los espectros, calibración en longitud de onda, corrección de la respuesta espectral, corrección de throughput, calibración de flujo y sustracción del cielo. Todos los detalles se encuentran en la sección 2.4. En los datos de este objeto todos estos pasos se realizaron de forma especialmente minuciosa, puesto que fue el primer objeto que se estudió de la muestra. Todo el conocimiento obtenido del proceso de reducción (comprobación del *throughput*, reflexiones internas de la lámpara blanca, etc ...) se aplicó al resto de objetos de la muestra. Los detalles de la reducción se encuentran en la sección 2.4. El procedimiento de sustracción de la componente estelar, análisis de datos y generación de mapas se desarrollaron inicialmente para este objeto y luego se ampliaron para la muestra. En particular, es importante destacar que en este objeto tuvimos oportunidad de comprobar la calidad de la sustracción estelar realizada con los datos de INTEGRAL, comparándola con los resultados obtenidos con datos existentes de la muestra de CALIFA para este objeto (con un rango espectral mayor que incluye más líneas estelares). En esta comparación encontramos diferencias en el flujo total menores del 10 % en $H\alpha$ y del 5 % Na I D. Todo esta información se encuentra ampliada en las secciones 2.5, 2.6 y 2.7. Finalmente, se calculó una solución astronómica para NGC 5394 que se aplicó a todos los mapas, lo que permite superponer nuestros mapas de INTEGRAL con observaciones complementarias. Como muestra de la bondad de la solución astronómica, mostramos la comparación con los datos de SDSS en la figura 3.1.

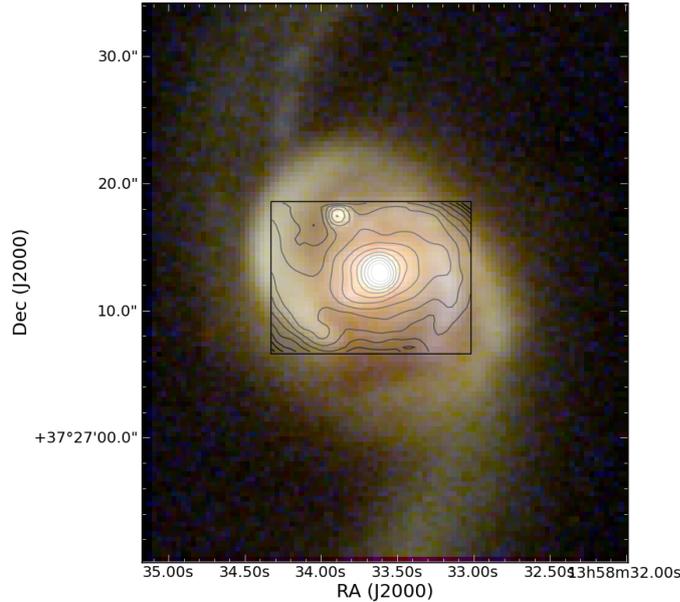


Figura 3.1: Imagen en color de NGC 5394 de SDSS. Se han utilizado las bandas r -, g - y u - para los canales rojo, verde y azul, respectivamente. Se muestran superpuestos los contornos del continuo en el rango 6200-6280Å de los datos de INTEGRAL de este trabajo.

3.2.1. Emisión de $H\alpha$

El mapa de emisión en $H\alpha$ obtenido a través del ajuste de componente única (ver explicación detallada en el capítulo 2.6.1) se muestra en el panel superior de la figura 3.2. La mayoría de la emisión en $H\alpha$ contenida en nuestro FoV (un $\sim 98\%$ del flujo observado) viene de la región nuclear, de los $\sim 2''$ internos. El pico de intensidad de $H\alpha$ coincide espacialmente con el centro fotométrico en el mapa de la emisión de continuo en el rango 6200-6280Å. La morfología de esta región nuclear es similar a un ovoide, con la parte estrecha apuntando al NE. Se puede encontrar emisión extendida hacia el SE (con una región concentrada a $\sim 4''$ del núcleo) y hacia el N. El brazo espiral interno al SO del núcleo presenta una emisión relevante en $H\alpha$, con una región brillante a $\sim 7''$ del núcleo. Se pueden encontrar otras regiones más débiles a $\sim 6''$ del núcleo, (hacia el NO y el SE, aproximadamente en los comienzos de los brazos espirales internos del SO y NE, respectivamente). En nuestro FoV no se aprecia emisión relevante en $H\alpha$ en la región correspondiente al brazo interno NE, en consonancia con [Kaufman et al. \(1999b\)](#). La intensidad y la concentración de la emisión en $H\alpha$ del núcleo indica la existencia de un estallido de formación estelar (*starburst*).

El flujo total observado en $H\alpha$ es de $F(H\alpha)_{obs} = 0.35 \times 10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, que tras la corrección de extinción por polvo interno¹ corresponde a $F(H\alpha)_{corr} = 1.9 \times 10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. A cada *spaxel* de INTEGRAL se le asigna la extinción estimada del *spaxel* más cercano de los datos de CALIFA para esta galaxia.

Este flujo corregido de $H\alpha$ coincide, dentro de un 10%, con el valor obtenido por [Roche et al. \(2015\)](#) para la región más interna usando los datos de CALIFA (ver sección 2.5). Teniendo en cuenta que en esa discrepancia se incluye la diferencia del $\sim 8\%$ en la sustracción de $H\alpha$ entre los datos de CALIFA y los de INTEGRAL, la diferencia entre los flujos corregidos de $H\alpha$ es aceptable. Este flujo corresponde a una luminosidad total, dentro de

¹La extinción ha sido calculada a través del decrecimiento Balmer utilizando el cociente de los flujos de las líneas de $H\alpha$ y $H\beta$ medidos de los datos de CALIFA (ver sección 2.5.3 para más detalles). Hemos utilizado la ley de enrojecimiento de [Seaton \(1979\)](#) junto con la parametrización de [Howarth \(1983\)](#), asumiendo $R_V = 3.1$. La extinción promedio en nuestro FoV es de $A(H\alpha) = 1.7 \text{ mag}$.

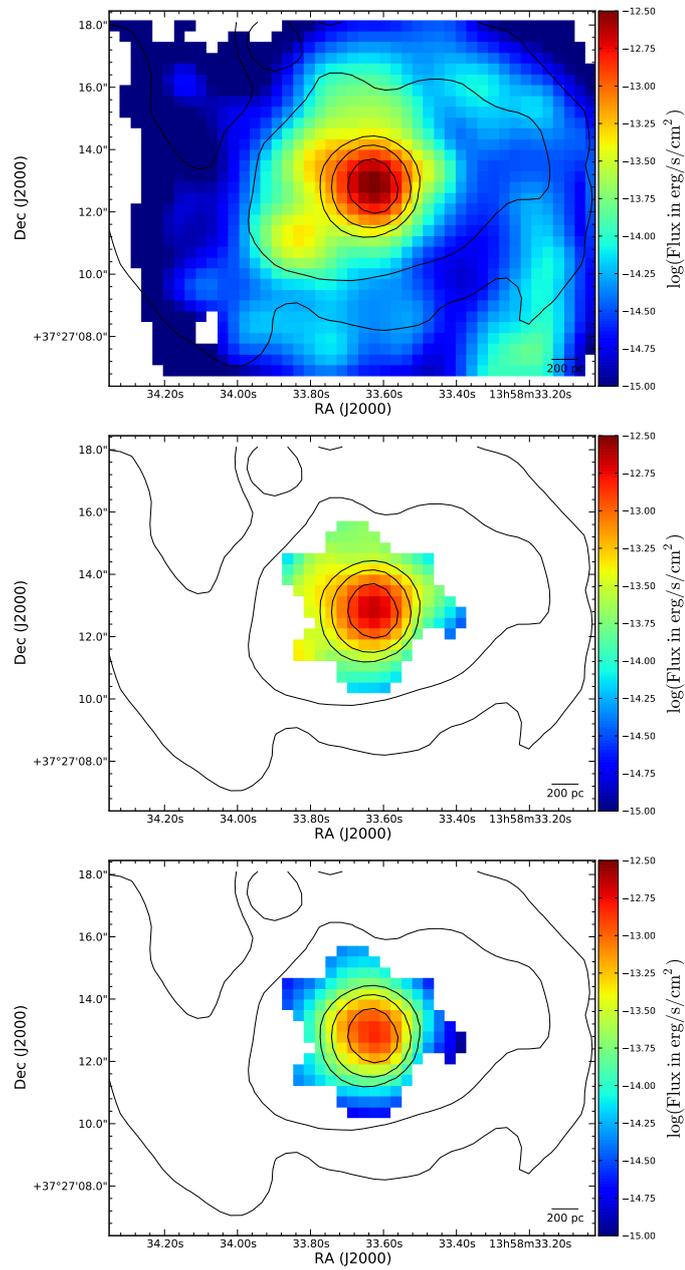


Figura 3.2: Emisión observada en H α de las componentes cinemáticas única (arriba), primaria (centro) y secundaria (abajo). Los contornos superpuestos muestran la emisión de continuo en banda r de SDSS.

nuestro FoV, de $L(\text{H}\alpha)_{\text{corr}} = 5.7 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ (usando una distancia de 48.73 Mpc, [Catalán-Torrecilla et al., 2015](#)). La tasa de formación estelar (SFR) derivada de la luminosidad corregida de H α es de $2.95 \text{ M}_{\odot} \text{ año}^{-1}$ (a partir de la Ec. 4 de [Catalán-Torrecilla et al., 2015](#)). Este valor está razonablemente de acuerdo con anteriores valores estimados para la región más interna, ($2.5 \text{ M}_{\odot} \text{ año}^{-1}$, [Roche et al., 2015](#), asumiendo una distancia ligeramente mayor de 52 Mpc), ya que la mayor parte de la emisión en H α proviene de los $\sim 2 - 4''$ internos.

El panel medio e inferior de la Fig. 3.2 muestran el mapa de intensidad en H α correspondientes a la componente primaria y secundaria respectivamente, con la misma escala espacial y de color. La componente primaria se asemeja a la estructura del mapa de la componente única, mientras que las isofotas de la componente secundaria tienen una forma más circular, y no presentan emisión extendida hacia el SE o hacia el N. La cantidad de emisión de la componente secundaria es similar a la primaria en el $1.5 - 2.0''$ interno, y se detecta hasta $\sim 3''$ del núcleo (equivalente a $\sim 0.8 \text{ kpc}$), pero esta emisión decae mucho más rápido que en las componentes única y primaria (siendo diez veces más tenue que la primaria a $\sim 3''$ del centro).

Es interesante resaltar que el flujo integrado de la componente secundaria representa una fracción relevante del flujo total en H α , un $\sim 31\%$. Si asumimos que la componente primaria es la que traza la formación estelar subyacente de la galaxia, la formación estelar debida únicamente a esta componente descendería a un valor de $\text{SFR} = 2.2 \text{ M}_{\odot} \text{ año}^{-1}$, que debería ser tomado como una cota inferior. El cociente de flujo de la componente secundaria respecto a la primaria (o componente ancha sobre estrecha), es de 0.45 (cf. [Arribas et al., 2014](#)). En el caso de NGC 5394, si uno asume una componente cinemática única, se perdería aproximadamente un $\sim 10\%$ del flujo total emitido en H α , que quedaría ‘oculto’ en las alas de las líneas emisión debido a una componente cinemática ancha.

3.2.2. Cinemática del gas ionizado

El campo de velocidad obtenido del ajuste de la componente única de las líneas de emisión se muestra en la Fig. 3.3. En él se muestra un claro patrón rotacional, aunque perturbado en algunas regiones. En particular, hay una banda prominentemente desplazada al rojo hacia el O-SO del núcleo. Esta banda, como veremos más adelante, es espacialmente coincidente con ciertas propiedades estructurales. Además, parecen visibles algunos movimientos de *streaming* a lo largo de los brazos espirales.

Para poder detectar movimientos de gas respecto al patrón regular esperado del disco de la galaxia, necesitamos abstraer la componente rotacional a lo largo de la línea de visión del campo de velocidad observado. Nuestro FoV y la presencia de importantes movimiento no circulares impiden que podamos obtener un modelo de patrón de velocidad fiable para la rotación del disco. En su lugar, utilizaremos el mapa de velocidad del ajuste de la componente única (Fig. 3.3), como un trazador fidedigno de la cinemática del disco de gas subyacente con respecto al que mediremos las velocidades residuales. Somos conscientes de que este mapa contiene movimientos no-axisimétricos en el disco de la galaxia, pero se utilizará únicamente para calcular velocidades residuales en los $5''$ más internos, donde el patrón es suficientemente regular.

El campo de velocidad de la componente primaria es prácticamente indistinguible del de la componente única, con una diferencia de velocidades del orden de $5 \text{ km s}^{-1} \text{ rms}$. La velocidad residual de la componente secundaria, v_{sec} , (es decir, el mapa de velocidad de la componente primaria subyacente ha sido sustraída del campo de velocidad de la componente secundaria) se muestra en la Fig. 3.3 (tercero). En él se muestran velocidades desplazadas al azul en todo el campo, con un valor máximo alrededor de -80 km s^{-1} y un valor medio de $\Delta v_{\text{sec}} = -30 \text{ km s}^{-1}$. Este valor es similar a los valores presentados por [Arribas et al. \(2014\)](#) para objetos con SFR comparable, y seguramente indicativo de

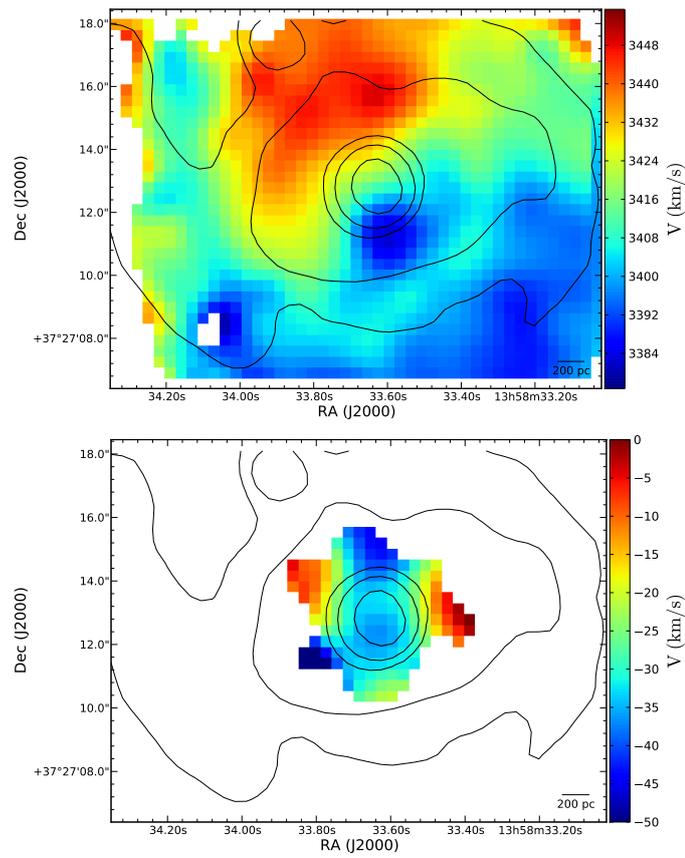


Figura 3.3: Mapa de velocidad observada del ajuste de una componente única de las líneas de emisión (arriba) y mapa de velocidades residuales para la componente secundaria (abajo). Los contornos superpuestos muestran la emisión de continuo en banda r de SDSS.

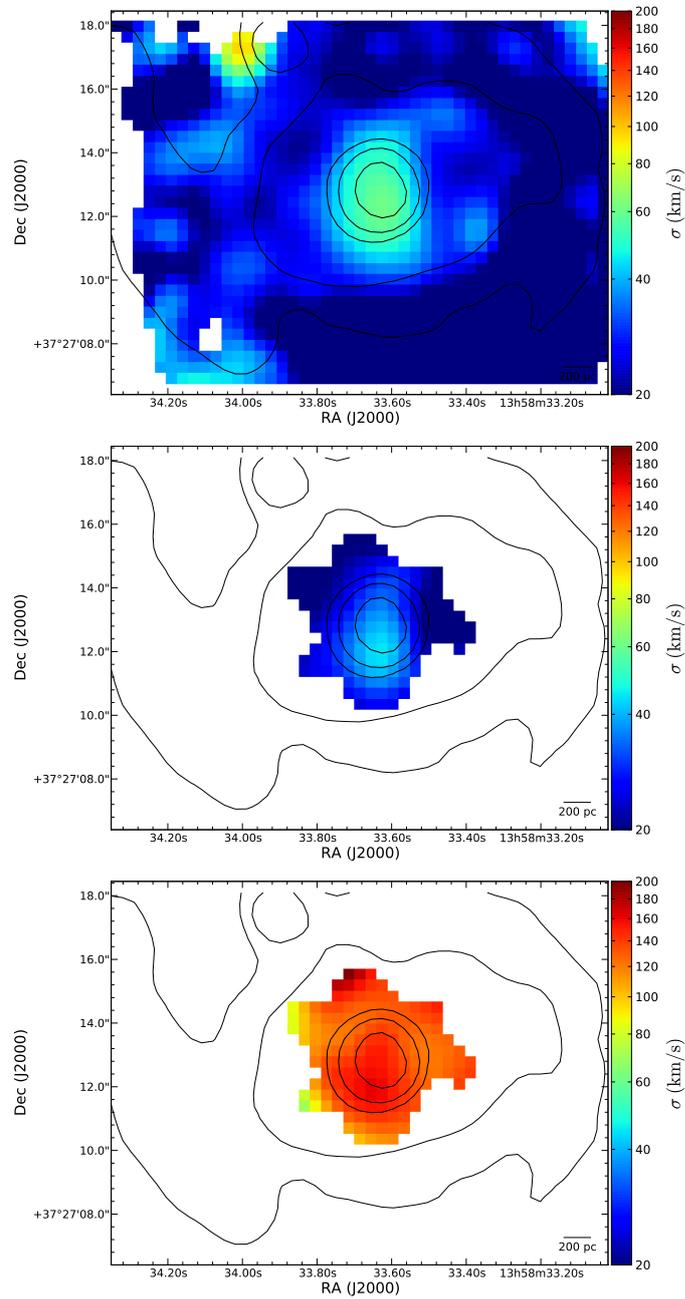


Figura 3.4: Mapa de dispersión de velocidad observada de las componentes cinemáticas única (arriba), primaria (centro) y secundaria (abajo). Los contornos superpuestos muestran la emisión de continuo en banda r de SDSS.

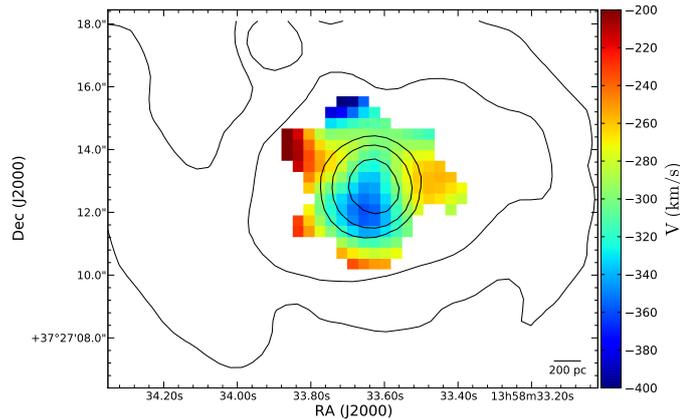


Figura 3.5: Mapa de velocidades extremas (V_{max}) de la componente secundaria de las líneas de emisión. Los contornos superpuestos muestran la emisión de continuo en banda r de SDSS.

outflow en esta región de la galaxia. La región con los residuos de velocidades más grandes ($< -30 \text{ km s}^{-1}$) se asemeja a una estructura con forma de arco hacia el N y el SE del núcleo.

La presencia de un ala hacia el azul en el perfil de emisión nuclear de la línea de $H\alpha$ en NGC 5394 ya fue señalado por Kaufman et al. (1999b), quien lo interpretó que esto era un signo de un *outflow* en el núcleo de la galaxia, aunque éste no fue detectado en los datos de CALIFA por Roche et al. (2015). Estas velocidades residuales parecen ser, a primera vista, demasiado pequeñas para ser un *outflow* importante. Este hecho será discutido con más detalle en la Sección 3.5.

En la Fig. 3.4 mostramos la dispersión de velocidades del gas ionizado de la componente única. La dispersión de velocidades media es de $\sim 40 \text{ km s}^{-1}$, y alcanza $\sim 60 \text{ km s}^{-1}$ en la región nuclear. Estos valores de la dispersión son típicos en la mayoría de regiones de formación estelar extragalácticas luminosas (e.g. Relaño et al., 2005; Ho et al., 2014; Arribas et al., 2014).

La región con la mayor dispersión de velocidades está elongada en la dirección $PA \sim 0^\circ$ y continúa hacia el lado O del núcleo formando una estructura en forma de C. Esta región aparecerá de nuevo más adelante cuando se estudien los mapas de cocientes de líneas.

Las dispersiones de velocidad de la componente cinemática primaria se asemejan razonablemente a las obtenidas para la componente única, pero con valores algo menores (media de $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$ y un máximo de $\sim 40 \text{ km s}^{-1}$). Por tanto, las dispersiones medidas en el ajuste de la componente única están “contaminadas” por la componente secundaria, produciendo valores mayores dispersiones. La componente cinemática secundaria presenta dispersiones de velocidad mucho mayores (Fig. 3.4, inferior), con valores medios de $\sim 130 \text{ km s}^{-1}$. Estos valores no pueden ser interpretados en términos de anchura térmica, y lo más probable es que se deban a movimientos desordenados no resueltos a lo largo de la línea de visión. Los valores más altos (hasta 190 km s^{-1}) están localizados alrededor del núcleo, pero extendiéndose hacia las regiones del N y el SE, donde se encuentran los mayores residuos de velocidades (Fig. 3.3, inferior).

La dispersión de velocidad se puede combinar con el residuo de velocidad para producir un mapa de las velocidades más extremas del gas ionizado. Un modo de estimar las velocidades extremas es $V_{max} = \Delta V_{sec} - 2\sigma$ (véase Rupke & Veilleux, 2013). Mostramos el mapa de este V_{max} en la Fig. 3.5. Vemos que el gas templado con velocidades extremas de $\sim -300 \text{ km s}^{-1}$ está presente en la región central de la galaxia, alcanzando picos de $\sim 350\text{-}400 \text{ km s}^{-1}$ hacia el N y el SE del núcleo.

Las razones de flujo de la componente secundaria respecto de la primaria para las líneas de emisión $[N II]\lambda 6583$ y $[S II]\lambda\lambda 6716, 6731$ son mayores (38 % y 41 % respectivamente) que en el caso de $H\alpha$ ($\sim 30\%$, Sección 3.2.1). Por lo tanto, los cocientes de líneas $[N II]/H\alpha$

y $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$ son considerablemente mayores para esta componente secundaria que para la primaria. Esto implica que los flujos obtenidos en el ajuste de la componente única estarían subestimados un 12 % y 15 % respectivamente para la emisión total de $[\text{N II}]\lambda 6583$ y $[\text{S II}]\lambda\lambda 6716, 6731$.

3.2.3. Cocientes de líneas de emisión

Hemos producido mapas para los cocientes de líneas de $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ y $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$ de las componentes única, primaria y secundaria (Figs. 3.6 y 3.7, ver Sección 2.7 para más información sobre la creación de los mapas). El mapa de $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ de la componente primaria tiene un valor medio de 0.54 ± 0.05 , en buen acuerdo con los resultados presentados por Roche et al. (2015). La mayor resolución espacial de nuestros datos nos permite detectar la presencia de cierta estructura a pequeña escala en la región interior. Podemos ver que, alrededor del centro de la galaxia, los cocientes aumentan a ~ 0.65 , extendiéndose esta estructura hacia el lado O del núcleo, lo que da lugar a una estructura con forma de C, que recuerda a la que ya vimos en el mapa de dispersión de velocidades de la componente única y, además, coincide espacialmente con la banda desplazada al rojo en el campo de velocidades del gas ionizado.

De este modo, observamos una correlación espacial entre las regiones con mayor dispersión de velocidad y con la razón de líneas $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ alta para la componente única. Esta correlación se hace más evidente en la componente secundaria. Mientras la componente primaria tiene valores bastante similares (aunque algo menores) a la única (con un cociente medio de 0.51), los cocientes de línea de la secundaria, o componente ancha, son mucho mayores, 0.71 en promedio y alcanzando valores máximos de 0.80.

Los cocientes de líneas $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ pueden ser indicativos de que el proceso de ionización del gas está afectado por choques. Este hecho, combinado con las velocidades residuales desplazadas al azul y las dispersiones de velocidad elevadas en la componente secundaria, refuerza la idea de que esta componente traza un *outflow* en la región nuclear de NGC 5394.

La Fig. 3.8 muestra la dispersión de velocidad (en km s^{-1}) frente al cociente $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ de las tres componentes cinemáticas para los *spaxels* donde fue posible la descomposición cinemática. El gráfico muestra una correlación muy clara dentro de cada componente cinemática, pero especialmente muestra la gran diferencia entre las componentes cinemáticas única/primaria y secundaria. Los cocientes de líneas más elevados ocurren en la componente secundaria, que es la más ancha. Esta correlación es bien conocida en (U)LIRGs (cf. Arribas & Colina, 2002; Monreal-Ibero et al., 2006; Rich et al., 2011), pero también en galaxias normales (Ho et al., 2014) y es un claro indicador de ionización por choques.

El mapa $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$ para la componente única (Fig. 3.7) muestra cocientes elevados en una estructura con forma de arco hacia el SO del núcleo. Esta región coincide, en parte, con las regiones de $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ y dispersión de velocidad altas (la estructura en forma de C mencionada anteriormente). El valor medio de $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$ en el mapa de la componente única es de 0.26, muy similar al valor medio de la componente primaria. Por el contrario, la componente secundaria presenta cocientes más altos, con un promedio de 0.35 (aunque con una dispersión mayor, llegando a superar 0.50 en algunos spáxeles). El cociente $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$, Fig. 3.8 (derecha), muestra que la descomposición cinemática es capaz de discriminar entre la componente primaria (estrecha), con cocientes compatibles con fotoionización por estrellas, y la secundaria (ancha), indicativa de un campo de radiación más duro, fuertemente contaminado por choques. Por otro lado, el cociente $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$ presenta un mínimo en el núcleo. Este hecho hace que la correlación entre $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$ y dispersiones de velocidad sea muy débil y ruidosa en la componente única y primaria, aunque es la diferencia es clara entre componentes (ver Fig. 3.8, derecha).

Los mapas del cociente $[\text{S II}]\lambda 6716/[\text{S II}]\lambda 6731$ (Fig. 3.9) siguen la misma tendencia que los anteriores. Los mapas de la componente única y primaria son muy similares entre sí. Sin

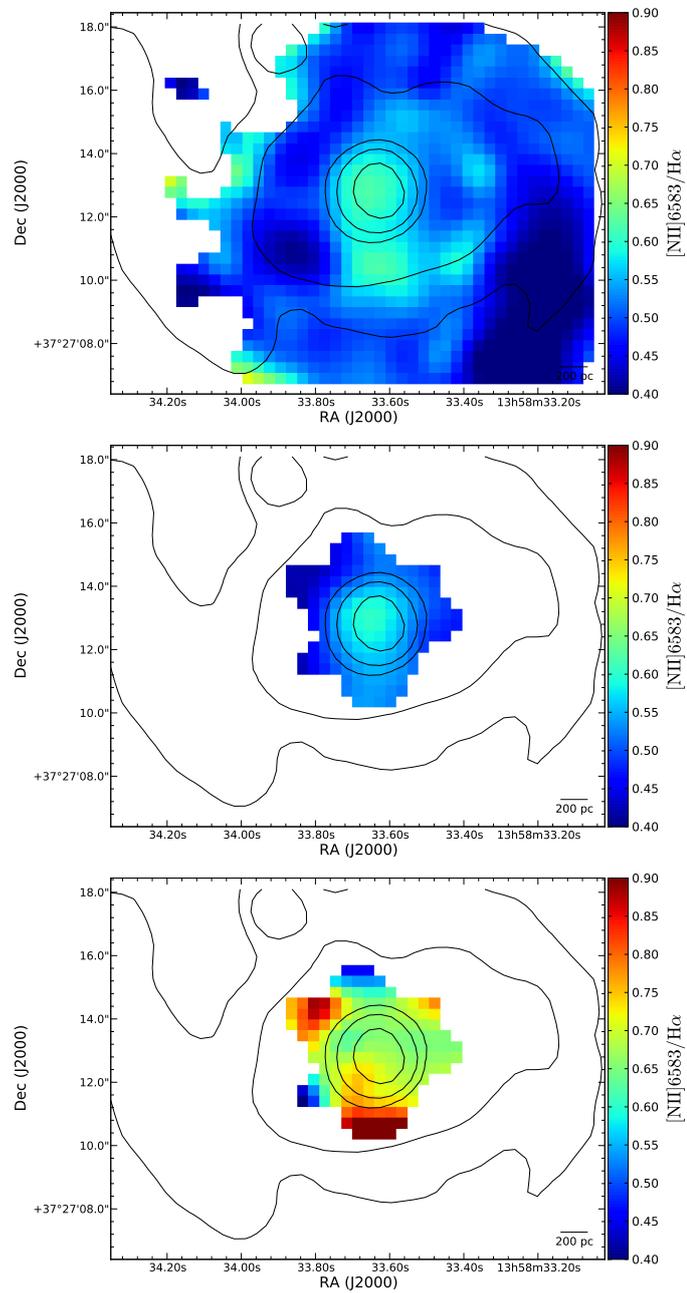


Figura 3.6: Mapa del cociente $[\text{N II}]\lambda 6583/\text{H}\alpha$ de las componentes cinemáticas única (arriba), primaria (centro) y secundaria (abajo). Los contornos superpuestos muestran la emisión de continuo en banda r de SDSS.

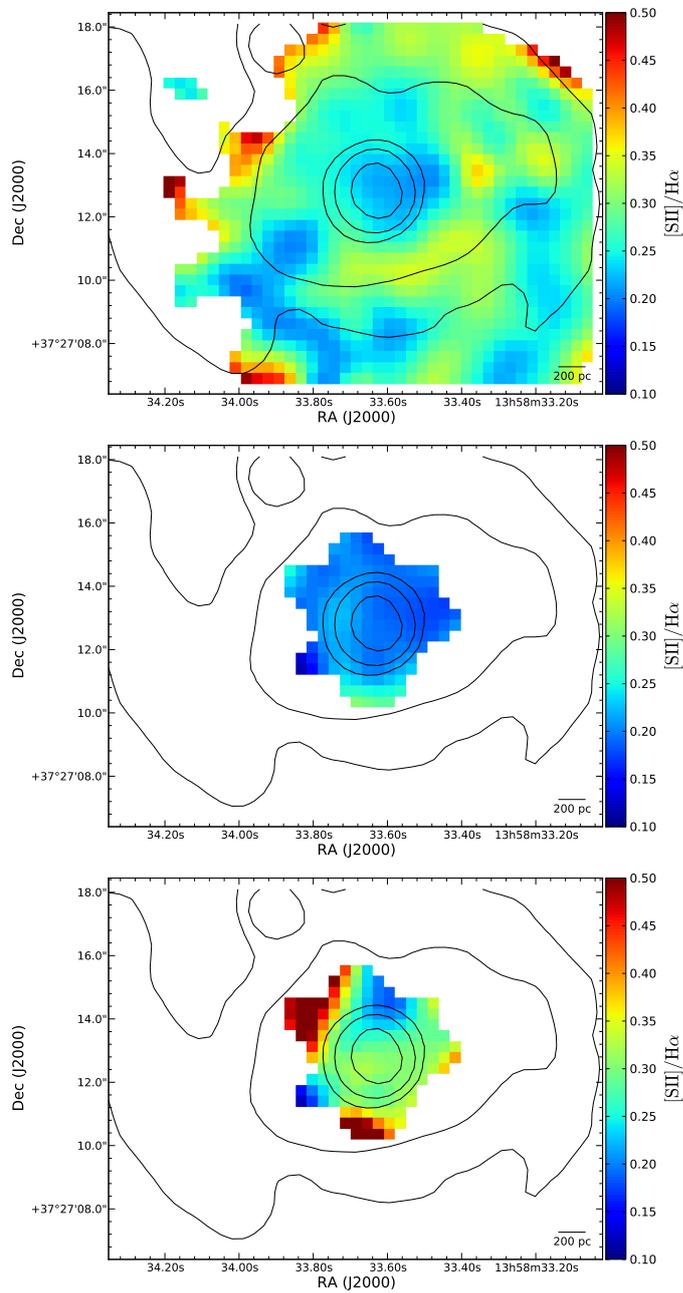


Figura 3.7: Mapa del cociente $[S II]\lambda 6583/H\alpha$ de las componentes cinemáticas única (arriba), primaria (centro) y secundaria (abajo). Los contornos superpuestos muestran la emisión de continuo en banda r de SDSS.

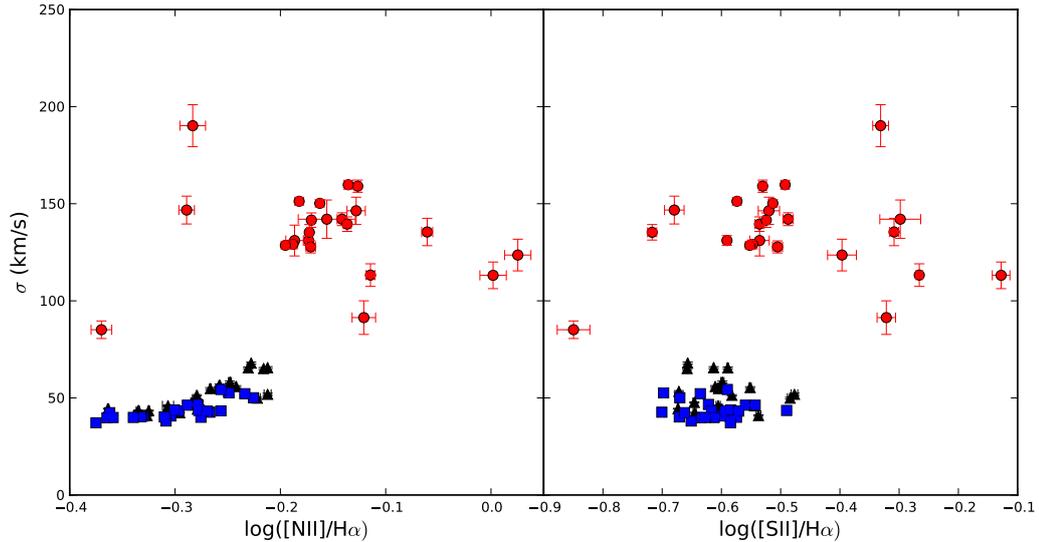


Figura 3.8: Cociente de líneas $[\text{N II}]\lambda 6583/\text{H}\alpha$ (izquierda) y $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$ (derecha) frente a la dispersión de velocidad para las tres componentes cinemáticas. Los triángulos negros, cuadrados azules y círculos rojos representan las componentes única, primaria y secundaria respectivamente.

embargo, el mapa para la componente secundaria presenta valores diferentes y también una diferente distribución espacial, confirmando una vez más que estas dos componentes son físicamente diferentes. En particular, el cociente $[\text{S II}]\lambda 6716/[\text{S II}]\lambda 6731$ tiene un valor medio de sólo 1.0 en el mapa de la componente secundaria, que corresponde a una densidad electrónica de $\sim 500 \text{ cm}^{-3}$ (asumiendo una temperatura de 10^4 K), mucho mayor que el valor medio derivado de los cocientes de líneas de la componente primaria (y única) ($\sim 175 - 200 \text{ cm}^{-3}$ para la misma temperatura). Además, la componente secundaria presenta una estructura espacial diferente. La componente primaria tiene un pronunciado gradiente radial, con un valor máximo de $\sim 900 \text{ cm}^{-3}$ en el centro de la galaxia, mientras que la componente secundaria muestra una distribución mucho más uniforme.

La línea $[\text{O I}]\lambda 6300$ se detecta también en la zona donde detectamos la componente secundaria para las líneas más brillantes. Por desgracia, la S/N de esta línea no permite realizar una descomposición cinemática fiable.

La Tabla 3.1 resume todas las propiedades medidas y los cocientes de líneas relevantes para las diferentes componentes cinemáticas.

Los diagramas Baldwin et al. (1981, BPT) son poderosas herramientas para diagnosticar el proceso de ionización del gas en galaxias (ej. Kewley et al., 2006). Los diagramas BPT para las tres componentes cinemáticas en los diferentes *spaxels* de NGC 5394 se muestran en Fig. 3.10. Dado que nuestro rango de longitud de onda observado no cubre ni las líneas $\text{H}\beta$ ni $[\text{O III}]\lambda 5007$, hemos utilizado los datos de CALIFA para poder medir la intensidad de estas líneas de emisión. Sin embargo, los datos de CALIFA tienen una resolución espectral más baja, lo que no nos permite realizar una descomposición cinemática. Por lo tanto, el eje y de esos diagramas debe ser interpretado con precaución, ya que los cocientes de flujo que se presentan pertenecen a la componente única, por lo que podría haber desplazamientos respecto de los valores medidos si se hubiera realizado la descomposición cinemática en varias *spaxels*. En este gráfico, por lo tanto, las tres componentes cinemáticas de cada *spaxel* comparten el mismo valor de $[\text{O III}]/\text{H}\beta$ en el eje y . A pesar de este inconveniente, la separación en las componentes única/primaria respecto de la componente secundaria es bastante clara, en particular para el cociente de $[\text{N II}]\lambda 6583/\text{H}\alpha$. Los cocientes de la componente secundaria son claramente indicativos de la fuerte influencia de choques. Este gráfico también muestra que hay un pequeño desplazamiento horizontal entre la componente primaria y única, indicando como esta última es

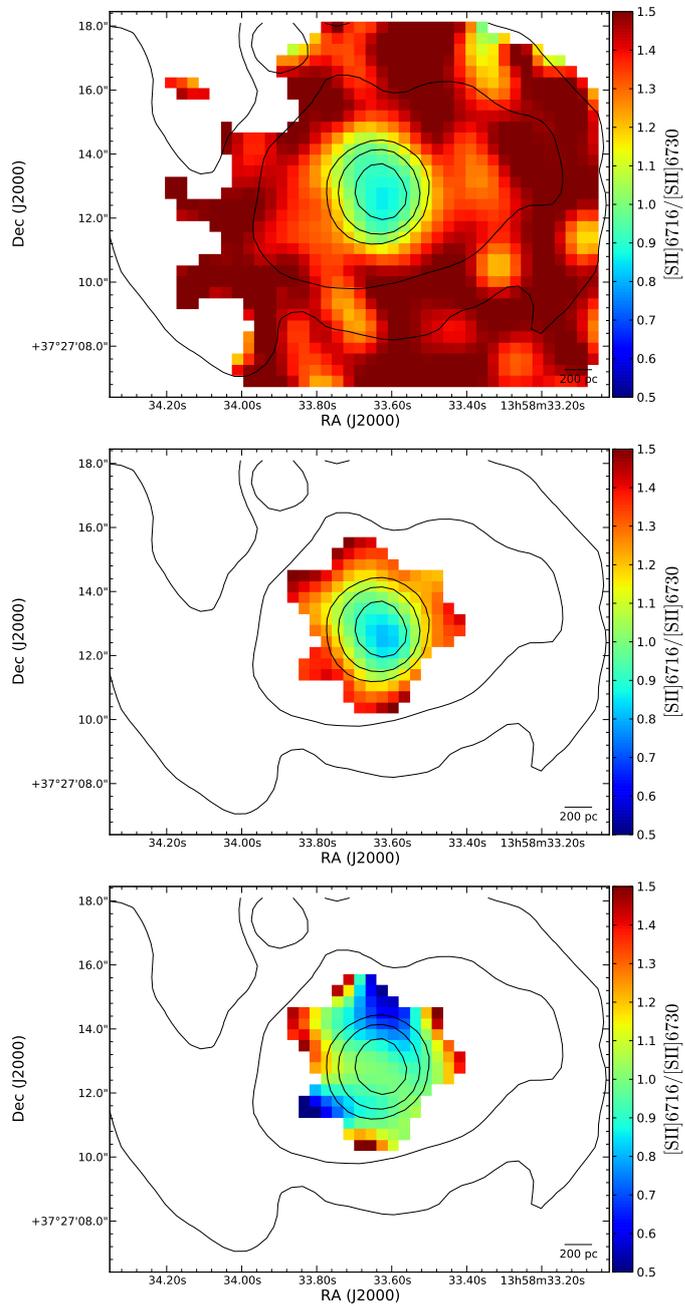


Figura 3.9: Mapa del cociente de flujos $[S II]_{\lambda 6716} / [S II]_{\lambda 6730}$ de las componentes cinemáticas única (arriba), primaria (centro) y secundaria (abajo). Los contornos superpuestos muestran la emisión de continuo en banda r de SDSS.

Tabla 3.1: Propiedades físicas medidas del gas ionizado para las diferentes componentes cinemáticas de las líneas de emisión.

Parámetro	Única	Primaria	Secundaria	Notas
$F(H\alpha)_{obs}$ ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$)	3.5×10^{-13}	-	-	(a)
$L(H\alpha)_{corr}$ (erg s^{-1})	5.7×10^{41}	-	-	(b)
SFR ($M_{\odot} \text{año}^{-1}$)	2.95	2.2	-	(c)
Σ_{SFR} ($M_{\odot} \text{año}^{-1} \text{kpc}^{-2}$)		2.8		
$A(H\alpha)$	17	-	-	(d)
$(F_{comp}/F_{total})_{H\alpha}$	0.91	0.69	0.31	(e)
$(F_{comp}/F_{total})_{[NII]\lambda 6583}$	0.88	0.62	0.38	(e)
$(F_{comp}/F_{total})_{[SII]\lambda 6716, 6731}$	0.85	0.59	0.41	(e)
$[SII]\lambda\lambda 6716, 6731/H\alpha$	0.26 ± 0.03	0.25 ± 0.03	0.35 ± 0.13	(f)
$[NII]\lambda 6583/H\alpha$	0.54 ± 0.05	0.51 ± 0.05	0.71 ± 0.14	(f)
$[SII]\lambda 6716/[SII]\lambda 6731$	1.23 ± 0.19	1.25 ± 0.19	1.02 ± 0.31	(f)
σ (km s^{-1})	40 ± 10	30 ± 10	130 ± 20	(f)
σ_{max} (km s^{-1})	~ 60	~ 40	~ 190	(g)

^a Flujo de $H\alpha$ observado dentro de FoV de INTEGRAL.

^b Luminosidad de $H\alpha$ corregida de extinción dentro del FoV de INTEGRAL, asumiendo una distancia de NGC 594 de 48.73 kpc (Catalán-Torrecilla et al., 2015).

^c SFR usando la Ec. 4 de Catalán-Torrecilla et al. (2015) y considerando únicamente la emisión en $H\alpha$ de la componente cinemática primaria

^d Extinción media de $H\alpha$ en magnitudes a lo largo del FoV de INTEGRAL.

^e Cociente de flujo contenido en las componentes única, primaria o secundaria (como está indicado) con respecto al flujo total emitido en $H\alpha$, $[NII]\lambda 6583$ and $[SII]\lambda\lambda 6716, 6731$.

^f Valor medio de cada componente cinemática y cada parámetro dentro del FoV de INTEGRAL.

^g Valor máximo medido para cada componente cinemática.

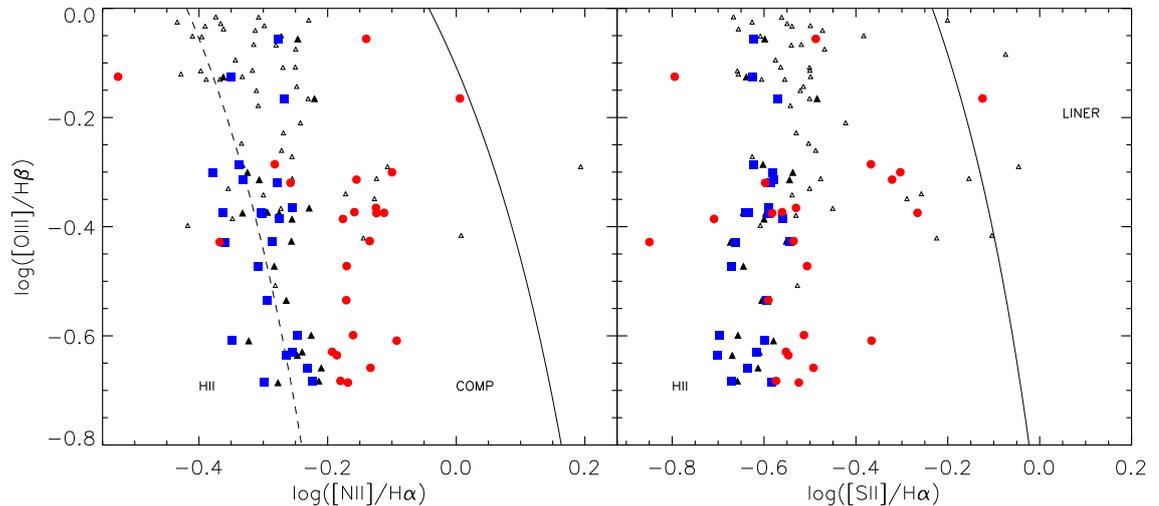


Figura 3.10: Diagramas BPT de $\log([OIII]\lambda 5007/H\beta)$ frente a $\log([NII]\lambda 5383/H\alpha)$ (izquierda) y $\log([OIII]\lambda 5007/H\beta)$ frente a $\log([SII]\lambda\lambda 6716, 6731/H\alpha)$ para todos los *spaxels*. Los cocientes de línea están codificados en color para todos los *spaxels* donde se ha realizado una descomposición cinemática minuciosa (como está descrito en la Sección 2.6): Los cuadrados azules corresponden a la componente primaria, los círculos rojos a la secundaria y los triángulos sólidos negros a la componente única. Los triángulos pequeños sin rellenar corresponden a la componente única en los *spaxels* donde no se ha descompuesto cinemáticamente las líneas de emisión. El cociente de $[OIII]\lambda 5007/H\beta$ ha sido obtenido en espectros con una resolución espectral menor y, en todos los casos, corresponden al caso de un ajuste de componente única (ver el texto para más detalles).

una “media ponderada” entre la componente primaria (más posiblemente trazadora del gas subyacente ionizado por estrellas de formación reciente) y la componente secundaria (que, en este caso, traza el gas en el viento galáctico). Aunque este desplazamiento no es muy importante para la mayoría de los *spaxels*, es relevante en alguno de ellos, y es indicativo de como los flujos “escondidos” en las componentes anchas menos intensas pueden alterar los cocientes de líneas asumiendo una única componente cinemática.

La Figura 3.10 resalta la importancia de tener suficiente resolución espectral y descomposición cinemática para interpretar los cocientes de líneas. Valores altos para una única componente pueden proceder de componentes escondidas y cinemáticamente diferentes, lo que no traza adecuadamente el gas subyacente en la región de formación estelar, sino un gas con origen e incluso localización diferente a lo largo de la línea de visión.

La comparación anterior entre los ajustes de una y dos componentes cinemáticas de las líneas de emisión enfatiza la importancia de espectros de mayor resolución espectral y una descomposición cinemática adecuada, ya que un ajuste de componente única puede llevar a conclusiones bastante diferentes. Para este objeto en particular, la menor resolución espectral de los datos analizados por Roche et al. (2015) no les permite realizar esta discriminación cinemática, lo que impide detectar la componente, ligeramente desplazada al azul, ionizada por choques. Este es el motivo fundamental por el que no puedan encontrar signos de *outflow* en su análisis de las líneas de emisión.

3.3. Gas neutro: evidencia de un *outflow* desplazado al azul

Con nuestros espectros corregidos de la componente estelar, somos capaces de producir mapas de la distribución y cinemática del gas interestelar frío usando el doblete de Na I D. El panel superior de la Fig. 3.11 muestra el mapa de anchura equivalente de Na I D. La absorción de Na I D se detecta claramente con $EW(\text{Na I D}) \sim 3 \text{ \AA}$ en la región interna de la galaxia, básicamente en la misma región donde se detecta la doble componente cinemática en las líneas de emisión. Este exceso de Na I D interestelar también fue detectado por Roche et al. (2015), aunque nuestra mejor resolución espacial permite estudiar la estructura del gas saliente de la galaxia en escalas espaciales menores ($\sim 250 \text{ pc}$). Los mayores valores de $EW(\text{Na I D})$ (mayores de 6 \AA) se encuentran alrededor del núcleo, pero ligeramente desplazados, $\sim 1''$ hacia el E con respecto al máximo del continuo y del mapa de intensidad de $H\alpha$. Esta región se extiende hacia el SE, a lo largo de una región que coincide con la región de mayor velocidad residual en la componente secundaria del gas ionizado, y donde se encuentran las razones de líneas altas que ya se comentaron anteriormente en la Sección 3.2.3. Es importante recordar que las $EW(\text{Na I D})$ han sido medidas en espectros en los que previamente se ha sustraído la componente estelar. Por lo tanto, esta absorción es inequívocamente interestelar y permite la estimación de la velocidad y dispersión del gas neutro, trazado por el Na I D. Estos mapas se presentan en los paneles centrales de la Fig. 3.11.

El campo de velocidad residual del gas neutro muestra velocidades desplazadas al azul en todos los lugares donde ha sido detectado, lo que indica de forma inequívoca la existencia de un *outflow* en esta galaxia. La velocidad media es -165 km s^{-1} , aunque alcanzando velocidades máximas de hasta -280 km s^{-1} .

Nuestro mapa de velocidad residual muestra velocidades mayores que las de Roche et al. (2015) (su Fig. 27b), probablemente debido a nuestra mejor resolución espacial, aunque ambos resultados son consistentes entre sí. La Fig. 3.11 muestra que el mayor desplazamiento al azul forma una banda que recuerda a la estructura del máximo de $EW(\text{Na I D})$, aunque ligeramente desplazada $\sim 2''$ hacia el E. Estas velocidades son significativamente mayores que los desplazamientos al azul encontrados para la fase templada en las líneas de emisión, lo cual es bastante común en vientos galácticos (p.e. Martin, 2006; Rupke &

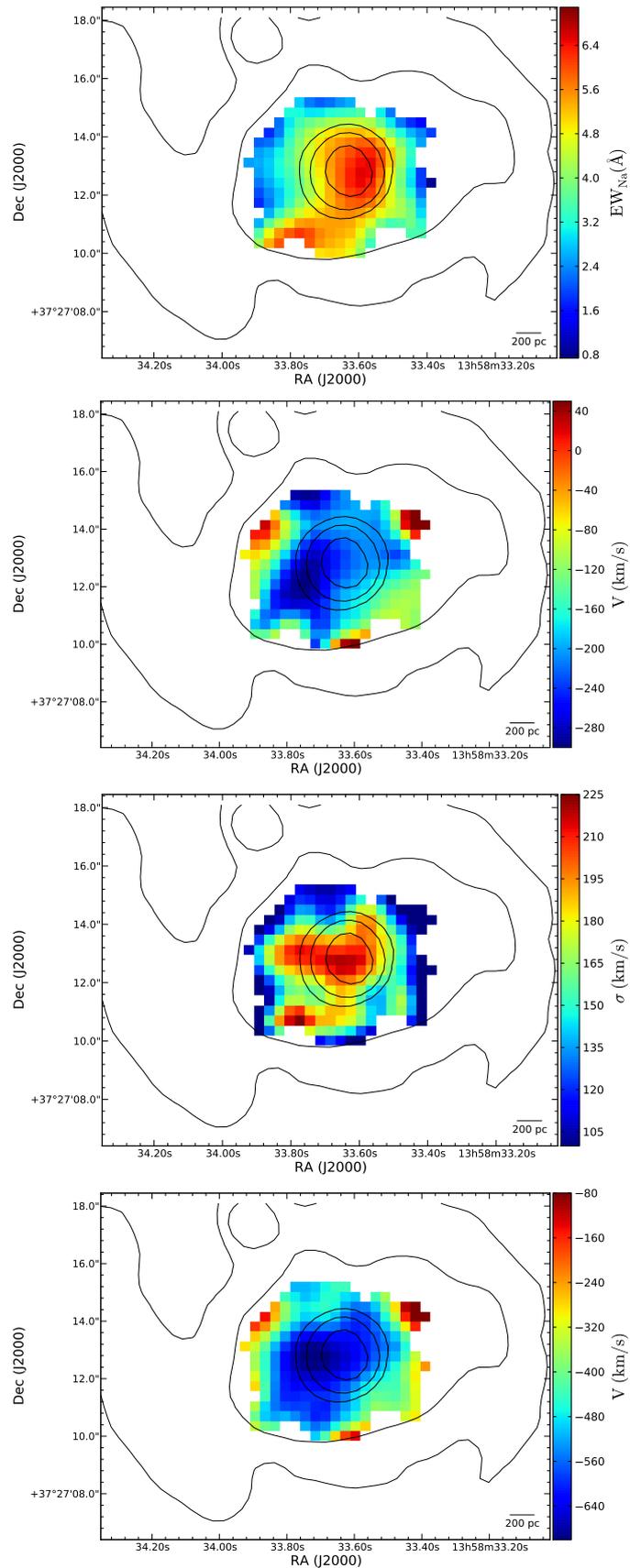


Figura 3.11: Mapa de la anchura equivalente (arriba), velocidad residual (centro superior), velocidad de dispersión (centro inferior) y velocidades extremas (V_{max}) (abajo) del doblete interestelar Na I D. Los contornos superpuestos muestran la emisión de continuo en banda r de SDSS.

Veilleux, 2013). En la Sección 3.5 presentamos una posible explicación para este hecho en el caso de NGC 5394.

Las dispersiones de velocidad del gas neutro presentan valores comparables a las encontradas para el gas templado ionizado. Las velocidades residuales y las dispersiones de velocidad del gas neutro se pueden combinar, al igual que en el caso de las líneas de emisión, para producir un mapa de velocidades extremas ($V_{max} = \Delta v - 2\sigma$), que se enseña en el panel inferior de la Fig 3.11. Este mapa tiene un valor medio de -470 km s^{-1} , con una velocidad máxima de -690 km s^{-1} a $\sim 2''$ E del núcleo. Estas velocidades extremas medidas muestran que el *outflow* en NGC 5394 se alcanza altas velocidades.

3.4. Masa y flujo de masa del viento

Se puede calcular la cantidad de gas neutro en el viento a partir de la anchura equivalente del doblete de Na I D. A partir de las Ecs. 5 y 6 de Hamann et al. (1997) (ver también Heckman et al., 2000) y usando el espectro integrado (creado a partir de los *spaxels* con Na I D interestelar detectado), hemos calculado el valor medio del factor de llenado ($\langle C_f \rangle \sim 0.4$) y una profundidad óptica de la línea 5895 \AA ($\langle \tau_{5895} \rangle \sim 0.85$). Para comprobar la consistencia de estos valores, los comparamos con los valores obtenidos ajustando directamente estos parámetros para el doblete de Na I D, según la Ec. 2 de Rupke et al. (2002) para el mismo espectro, y para el espectro individual con mayor S/N, obteniendo valores muy similares.

Estos valores son compatibles con los encontrados en estudios previos (Martin, 2005; Rupke et al., 2005a,b; Martin, 2006; Chen et al., 2010; Krug et al., 2010). A continuación, usamos la técnica de la curva de crecimiento y la anchura equivalente de Na I D para calcular la densidad columnar de átomos de Na en cada *spaxel* (como hacen Schwartz & Martin, 2004).

Hay varios métodos para convertir la densidad columnar de Na en densidad columnar de H. En esta conversión intervienen varias fuentes de incertidumbre, como la abundancia de Na, el grado de ionización del gas, el grado de disminución en polvo, el grado de agotamiento del gas, etc, que combinados pueden hacer variar bastante el valor final de dicho factor de conversión. Es por ello que nosotros usamos dos métodos alternativos que nos permitan comparar la robustez de los valores calculados. Por un lado, utilizamos el enfoque de Rupke et al. (2005a) y Rupke & Veilleux (2013), con la misma ionización, abundancia y valor de reducción del polvo. Por otro lado, hemos empleado el factor de corrección empírico en Rupke et al. (2002). La densidad columnar obtenida para el espectro integrado, teniendo en cuenta los diferentes enfoques, están en el rango de $N(H) = 1.5 - 2.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (cf. Heckman et al., 2015).

Finalmente, para calcular la masa y el flujo de masa (*outflow rate*) en el gas neutro, empleamos el modelo de viento de cáscara delgada (*thin shell wind model*) de Rupke et al. (2005b). En ese trabajo utilizan un ángulo de apertura de $\sim 65^\circ$, típico de vientos en galaxias *starburst* locales (de acuerdo con Veilleux et al., 2005). En nuestro caso elegimos un enfoque más conservador, y asumimos un ángulo de apertura ligeramente menor de 50° para el viento. El radio de la cáscara que empleamos es también menor, de 1.75 kpc (teniendo en cuenta que la región donde detectamos el gas neutro es de radio 0.75 kpc en el plano del cielo). Esto resulta en una masa total del viento de $M(H^0) = 1.0 - 1.8 \times 10^7 M_\odot$. Esta masa en gas neutro es de entre 2 y 10 veces menor que las estimaciones para ULIRGs (Martin, 2006), pero en consonancia con mediciones para galaxias con formación estelar menos potentes (Schwartz & Martin, 2004).

Para obtener el flujo de masa, se ha de incluir en los cálculos la velocidad del viento. El valor que empleamos, como es usual, es la velocidad del centro de la línea. Los valores que obtenemos son $\dot{M}(H^0) = 1.4 - 2.4 M_\odot \text{ año}^{-1}$. Repetimos los cálculos ayudándonos de

nuestra resolución espacial, y haciendo las estimaciones para cada spáxel. Los resultados finales son muy similares, aunque ligeramente menores, con masas de $M(H^0) = 0.7 - 1.3 \times 10^7 M_\odot$ y flujos de masa de $\dot{M}(H^0) = 0.8 - 1.6 M_\odot \text{ año}^{-1}$. Teniendo en cuenta todas estas incertidumbres, asumimos como valores nominales medios $M(H^0) = (1.2 \pm 0.5) \times 10^7 M_\odot$ y $\dot{M}(H^0) = 1.6 \pm 0.8 M_\odot \text{ año}^{-1}$ para el gas neutro en el viento.

Considerando este flujo de masa y la tasa de formación estelar estimada ($\text{SFR} = 2.95 M_\odot \text{ año}^{-1}$), podemos cuantificar la importancia de este viento en términos de la eficiencia de arrastre de masa (*loading factor*) $\eta = \dot{M}/\text{SFR} = 0.6 \pm 0.3$. A pesar de que este objeto tiene una SFR moderada, este valor está de acuerdo con estimaciones previas para ULIRGS con SFRs mucho mayores (Rupke et al., 2002, 2005a; Rupke & Veilleux, 2013). Este hecho se puede explicar debido a la alta densidad de SFR, $\Sigma_{\text{SFR}} \sim 2.8 M_\odot \text{ año}^{-1} \text{ kpc}^2$ en el núcleo de NGC 5394, que es un valor típico entre (U)LIRGs que presentan vientos galácticos (ver ejemplo Fig. 4 en Arribas et al., 2014).

Podemos también estimar estas mismas cantidades para el gas ionizado. La masa se obtiene por integración, a lo largo del volumen ocupado por el viento, del producto de la masa protónica, la densidad electrónica (N_e , trazado por el doblete de [S II], Sección 3.2.3) y el factor de llenado volumétrico (ϵ , Osterbrock & Ferland, 2006, p. 166). N_e para la componente secundaria tiene un valor medio de $\sim 500 \text{ cm}^{-3}$ (Fig. 3.9, inferior). El factor de llenado se define como $\epsilon = (\langle N_e \rangle_{rms})^2 / N_e^2$, donde $\langle N_e \rangle_{rms} = \sqrt{\langle N_e^2 \rangle}$, la raíz cuadrática media de la densidad electrónica, puede estimarse de la emisión $H\alpha$ y del volumen total del viento (ver por ejemplo Gutiérrez & Beckman, 2010). Por lo tanto, ya que el factor de llenado es inversamente proporcional al volumen del viento, la masa de gas ionizado en el viento puede obtenerse de únicamente dos parámetros medibles²: La luminosidad en $H\alpha$ ($L_{H\alpha}$) y la densidad electrónica N_e para la componente secundaria (ancha). De esta manera, estimamos la masa total del gas ionizado en $M(H^+) \sim 7.9 \times 10^5 M_\odot$, que es entre 10 y 20 veces menor que la masa estimada para el gas neutro en el viento. Este resultado está en consonancia con el obtenido usando la fórmula de Genzel et al. (2011), aunque es la mitad de la obtenida usando la expresión en Colina et al. (1991).

Considerando un ángulo de apertura de 50° para el viento y un radio $R = 1.75 \text{ kpc}$, al igual que en los cálculos de la fase neutra, esta masa implica un factor de llenado volumétrico en el viento de $\epsilon \sim 10^{-5}$ y $\langle N_e \rangle_{rms} \approx 1.6 \text{ cm}^{-3}$. El ritmo de salida de la masa ionizada, $\dot{M}(H^+)$, puede ser estimada dividiendo $M(H^+)$ por el tiempo dinámico del *outflow* $t = R/v_{out}$. Para poder realizar comparaciones con anteriores trabajos hemos seguido el enfoque de Wood et al. (2015), que obtuvo dos diferentes estimaciones para $\dot{M}(H^+)$ a partir de dos valores diferentes de V_{out} . En el primer caso asume que $V_{out1} = \Delta V_{sec} - \text{FWHM}_{sec}/2$, y en el segundo $V_{out2} = \Delta V_{sec} - 2\sigma_{sec}$, donde ΔV_{sec} , FWHM_{sec} y σ_{sec} son las velocidades desplazadas al azul de la velocidad residual de la componente secundaria, la FWHM de la componente secundaria, y la correspondiente sigma del ajuste a una gaussiana de la componente secundaria, respectivamente.

Las masas de gas obtenidas son de 0.08 y $0.13 M_\odot \text{ año}^{-1}$ usando V_{out1} y V_{out2} respectivamente. Estos flujos de masa implican *loading factors* para la componente ionizada de $\sim 0.04 - 0.06$. Estos valores son considerablemente menores que los obtenidos para la fase neutra de esta galaxia, indicando que el material del viento está dominado por el gas neutro en el caso de NGC 5394. El valor derivado para el *loading factor* para el gas ionizado es también considerablemente menor que para las (U)LIRGs sin AGN ($\sim 0.3-0.5$, de media) estudiadas por Arribas et al. (2014); Wood et al. (2015), pero está en buen acuerdo con las estimaciones hechas para algunas ULIRGs analizadas por Rupke & Veilleux (2013) (sus

²La masa de gas ionizado total en el viento puede obtenerse a través de la siguiente expresión: $M(H^+) = \frac{2.2L_{H\alpha} m_p}{h\nu_{H\alpha} \alpha_B(H^0) N_e}$, donde m_p es la masa del protón, $h\nu_{H\alpha}$ es la energía de un fotón $H\alpha$, $\alpha_B(H^0)$ es el coeficiente de recombinación en el caso B para el H y $L_{H\alpha}$ y N_e son la luminosidad $H\alpha$ y la densidad electrónica para la componente secundaria, respectivamente.

Tabla 3.2: Propiedades medidas de las fases neutras e ionizadas, a través del análisis de las líneas de emisión y el doblete de absorción Na I D, respectivamente, del viento galáctico de NGC 5394.

Fase	$\langle V_{out} \rangle^{(a)}$ (km s ⁻¹)	$\langle \sigma \rangle$ (km s ⁻¹)	$(V_{out})_{max}^{(b)}$ (km s ⁻¹)	$V_{max}^{(c)}$ (km s ⁻¹)	M (M_{\odot})	\dot{M} (M_{\odot} año ⁻¹)	η ($=\dot{M}/SFR$)
Neutra	-165 ± 100	150 ± 90	-280	-470 ± 160	$(1.2 \pm 0.5) \times 10^7$	(1.6 ± 0.8)	0.6 ± 0.3
Ionizada	-30 ± 15	130 ± 20	-80	-290 ± 50	$\sim 7.9 \times 10^5$	0.08- 0.13	0.04- 0.06

^a Velocidad media del *outflow* (medida respecto a la velocidad de la componente primaria del gas ionizado) en todas las fibras.

^b Velocidad máxima medida del *outflow*.

^c $V_{max} = V_{out} - 2\sigma$

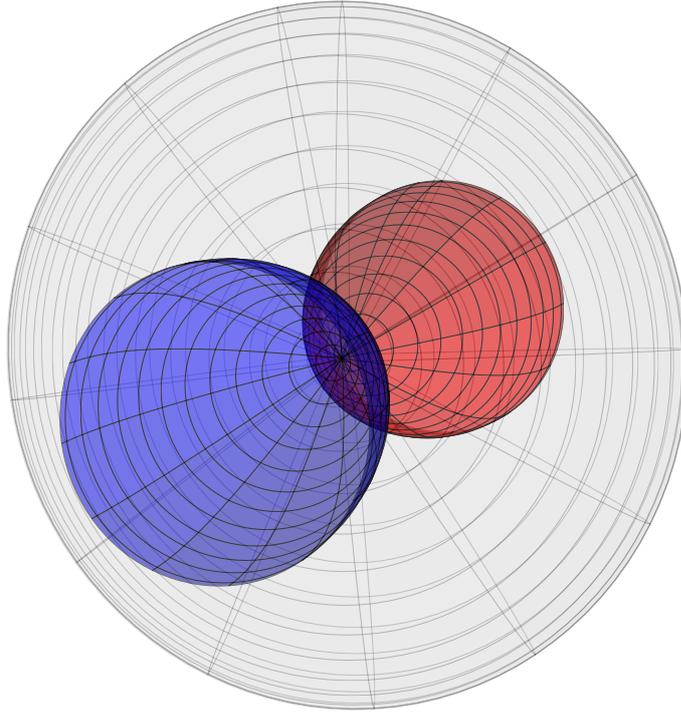


Figura 3.12: Esquema del *outflow* bipolar de NGC 5394. La parte próxima y la que se aleja se muestran en azul y rojo respectivamente. El disco subyacente de la galaxia se presenta en gris claro.

Tablas 7 y 8), y [Soto et al. \(2012\)](#).

3.5. Discusión

Los hallazgos encontrados en la sección anterior apoyan la existencia de un importante viento galáctico en la región nuclear de NGC 5394 tanto en la fase neutra como en la ionizada del gas interestelar. La discriminación cinemática de las líneas de emisión nos ha permitido separar la componente del viento, del gas que traza el disco subyacente, que tiene condiciones físicas significativamente diferentes (dispersión de velocidad, cocientes de líneas, densidad electrónicas...). Por otro lado, la fase neutra de viento, trazada por la línea de absorción interestelar de Na I D, nos ha permitido estimar la masa total y el flujo de masa del gas neutro en el viento.

Es habitual encontrar que los vientos galácticos tienen una estructura bipolar (cf. [Veilleux et al., 2005](#)), con el gas fluyendo en dirección casi perpendicular al plano del disco de la galaxia. Nosotros encontramos que, en el caso de NGC 5394, las principales propiedades observadas del viento pueden ser entendidas en términos de un modelo de viento bipolar como el esbozado en la Fig. 3.12. Las estructuras cónicas azules y rojas

representan las partes del viento desplazadas al azul y al rojo, respectivamente, mientras que el disco gris claro representa al disco de la galaxia.

De acuerdo con las simulaciones (ver Heckman et al., 2000; Fujita et al., 2009) el viento frío de un viento, detectado mediante el Na I D, se espera que trace el gas denso atrapado en el flujo del viento. En cualquier caso, lo esperado es encontrar el gas frío en las bases y paredes (de la parte que se acerca) de la estructura bipolar. Este escenario parece ser compatible con el mapa de la EW de Na I D mostrado en Fig. 3.11 (primero). El mapa muestra una estructura estrecha en EW(Na I D) ligeramente desplazada con respecto a la región de formación estelar nuclear, y que puede estar trazando la pared próxima de la estructura bicónica mostrada en la Fig. 3.12. De la misma forma, las velocidades máximas del gas neutro esperan encontrarse cerca de las paredes, con el gas moviéndose en la línea de visión del observador. De nuevo, el mapa de velocidad observado de Na I D, mostrado en el panel medio superior de la Fig. 3.11 es perfectamente compatible con este escenario, mostrando la velocidad máxima del Na I D de NGC 5394 cercano a la parte interior de la pared del cono más próximo al observador. La dispersión de velocidad del gas neutro es máxima cerca del centro de la estructura, probablemente debido a la integración a lo largo de la línea de visión de aglomeraciones con diferentes velocidades.

Las observaciones del gas ionizado, trazado por las líneas de emisión, pueden también ser interpretadas dentro de este marco. Desgraciadamente, la baja inclinación de NGC 5394 hace que la emisión del viento se vea eclipsada por el gas subyacente en la galaxia. La discriminación cinemática puede ayudarnos a desentrañar ambas componentes, pero solo en las zonas de mayor densidad de gas (y por lo tanto, más fácilmente detectables). Aunque la componente secundaria traza, sin duda, el *outflow*, este viento puede intuirse en el ajuste de componente única.

Podemos estar seguros de que las líneas de absorción se generan frente al disco de la galaxia. Sin embargo, la emisión puede generarse, en principio, en cualquier lugar a lo largo de la línea de emisión, y a través de toda la estructura bicónica. Como las líneas de emisión son menos sensibles a las densidades bajas de gas, no es extraño que se detecte la emisión en el mismo centro de la estructura, donde la integración a lo largo de línea de visión provoca que aumente el flujo detectado. Wood et al. (2015) ha mostrado que la componente ancha del gas ionizado está probablemente generada cerca del plano de la galaxia y no muy lejos de la localización de la región de formación estelar, donde la densidad es alta y el gas todavía comparte mucho de la cinemática del disco.

Este escenario no solo explica el hecho de que esta componente ancha se detecta solamente en una región bastante compacta en el núcleo, sino también la baja velocidad con respecto al grueso del gas neutro, ya que este gas ionizado está cercano a la base del viento y no ha sido aún acelerado a altas velocidades como la componente neutra. Aún podría haber gas ionizado más extendido y a grandes velocidades en el viento, pero es posiblemente demasiado tenue (debido a su baja densidad) para ser detectado por estos métodos.

Pero no solo ésta componente secundaria nos muestra cierta estructura del viento en las dispersión de velocidad. La estructura de C hacia el O encontrada en los mapas de la componente única, pueden ser interpretadas en este escenario como signos parte de la estructura bicónica en recesión. De hecho, como comentamos en la sección anterior, esta estructura puede verse en el mapa de [N II]/H α de la componente única, e incluso algunos elementos pueden intuirse en el mapa de [S II]/H α y en el campo de velocidad de la misma componente. Esto no es sorprendente, ya que los choques y las turbulencias en las paredes del viento pueden provocar un aumento en los cocientes de líneas y dispersiones de velocidad, al igual que perturbar las velocidades.

Las velocidades residuales medidas para el gas del viento son significativamente mayores en el gas neutro (promediando ~ -165 km s $^{-1}$) que en el gas ionizado (promedio de

$\sim -30 \text{ km s}^{-1}$). Por otro lado, las dispersiones de velocidad son muy parecidas, al igual que las velocidades más extremas de ambas fases ($\sim -300 \text{ km s}^{-1}$ para el gas ionizado y $\sim -450 \text{ km s}^{-1}$ para el gas neutro).

Nuestras estimaciones para la masa de gas neutro del viento ($M(H^0) \sim 1.2 \times 10^7 M_\odot$) y del flujo de masa ($dM(H^0)/dt \sim 1.6 M_\odot \text{ año}^{-1}$) concuerdan con anteriores estimaciones para este objeto (Roche et al., 2015) y otros objetos similares (Schwartz & Martin, 2004), y son compatibles con el esquema en el que el viento está originado por un aporte de energía mecánica proveniente de la región de formación estelar central. El *loading factor* estimado ($\eta \sim 0.6$) es similar a los valores encontrados en otros estudios similares (Rupke et al., 2002, 2005a; Rupke & Veilleux, 2013).

Nuestras estimaciones encuentran que la masa de gas ionizado en el viento es entre 10 y 16 veces menor que la masa de gas neutro ($M(H^+) \sim 8 \times 10^5 M_\odot$), con un flujo de salida considerablemente menor también ($dM(H^+)/dt \sim 0.08 - 0.13 M_\odot \text{ año}^{-1}$). El viento de NGC 5394 está, por lo tanto, dominado por la componente neutra. Este es el caso para algunas de las pocas galaxias, por ahora, en las que tanto gas ionizado como neutro han sido estudiadas de forma simultánea (Rupke & Veilleux, 2013). Sin embargo, en otras galaxias (principalmente ULIRGs) el gas ionizado parece representar una cantidad considerable, o incluso dominar, la masa total del viento (Arribas et al., 2014).

Finalmente, para poder responder a la cuestión de si una fracción significativa del gas y/o metales son capaces de escapar del pozo de potencial de la galaxia en este viento, podemos hacer una estimación de la velocidad de escape usando un modelo de potencial de una esfera singular isoterma truncada (ver Rupke et al., 2002). La expresión es $V_{esc}(r) = \sqrt{2}v_c[1 + \ln(r_{max}/r)]^{-1/2}$. Asumimos $r_{max}/r = 10$, aunque el resultado final no depende fuertemente de este valor (cf. Rupke et al., 2002). Usamos un valor nominal de la velocidad circular de $v_c = 156 \text{ km s}^{-1}$ (Roche et al., 2015). Kaufman et al. (1999b) estima $v_c = 163 \text{ km s}^{-1}$ usando observaciones de HI. Con estos valores, obtenemos $v_{esc} \sim 400 \text{ km s}^{-1}$. Comparamos este valor con el mapa de velocidades extremas (V_{max}) medidas en NGC 5394. La velocidad de escape es comparable a las velocidades máximas de la componente ionizada del gas, de forma que solo una fracción muy pequeña del gas debería ser capaz de escapar del pozo de potencial de la galaxia.

Además, como se muestra anteriormente, el gas ionizado representa solo el $\sim 10\%$ de la masa total del viento y, por lo tanto, la cantidad total de material en forma ionizada que es capaz de escapar es muy pequeña.

En el caso del gas neutro la situación es muy diferente, ya que el valor medio en el mapa de V_{max} ($\sim 470 \text{ km s}^{-1}$) está por encima de la velocidad de escape (y los valores máximos superan de forma holgada este valor). Teniendo en cuenta que la masa de gas neutro en el viento es $\sim 1.2 \times 10^7 M_\odot$ y que la velocidad de escape calculada de 400 km s^{-1} está $1.56 \times \sigma$ por debajo de la velocidad media, que contiene el 6.5% de la EW en el doblete, podemos estimar que una masa de $\sim 0.8 \times 10^6 M_\odot$ puede ser capaz de escapar de la galaxia. Kaufman et al. (1999b) estima una masa total de $7.3 \times 10^8 M_\odot$, y cuatro veces esta cantidad en gas molecular. La cantidad calculada de gas que escapa de la galaxia representa una fracción diminuta de la masa disponible en la región central, y por lo tanto, no se espera que afecte a los procesos de formación estelar. Puede, sin embargo, tener un impacto en la contribución al enriquecimiento del IGM, cosa que, por desgracia, es difícil de cuantificar con la información disponible.

El gas del viento que no es capaz de escapar, puede tener aún un efecto importante en la evolución de la galaxia huésped, ya que caerá de vuelta y redistribuirá metales y polvo a lo largo del disco. Este efecto puede contribuir al aplanamiento central en los gradientes radiales de metalicidad de NGC 5394 encontrados por Roche et al. (2015).

3.6. Resumen y conclusiones

En este capítulo hemos confirmado la existencia de un importante viento galáctico impulsado por un *starburst* nuclear en la galaxia NGC 5394. Hemos sido capaces de estudiar las fases tanto fría como templada del viento. El gas neutro ha sido trazado mediante el doblete de absorción interestelar Na I $\lambda\lambda 5890, 5896 \text{ \AA}$ (Na I D), mientras que el gas ionizado ha sido trazado a través de diversas líneas de emisión ($\text{H}\alpha$, [N II] $\lambda\lambda 6548, 6583$, [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$). A continuación resumimos las principales conclusiones del estudio:

- La discriminación cinemática de las líneas de emisión es crítica para desacoplar la emisión del viento y la del disco subyacente. Ambas componentes presentan propiedades cinemáticas (velocidad y dispersión de velocidad) y de ionización (cocientes de líneas) diferentes, sugiriendo que trazan gas con diferente origen.
- El gas ionizado de la componente secundaria tiene valores de dispersión de velocidad y cocientes de líneas significativamente más altos que la componente primaria y la componente única. Estos son claros síntomas de ionización por choques. La componente secundaria está también desplazada al azul respecto al disco subyacente unos $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$ (llegando a $\sim 80 \text{ km s}^{-1}$ en algunos lugares). Todos estos factores apoyan a la hipótesis de que esta componente traza la fase ionizada de un *outflow* galáctico en NGC 5394.
- Tras corregir el espectro observado de la absorción estelar de forma minuciosa (ver sección 2.5), encontramos un residuo interestelar de Na I D significativo. Esta absorción interestelar se detecta en una región de $\sim 1 \text{ kpc}$ alrededor del núcleo de la galaxia, coincidiendo aproximadamente con la región donde se pueden encontrar las dos componentes cinemáticas en las líneas de emisión. Este gas neutro está desplazado al azul a una velocidad media de $\sim 165 \text{ km s}^{-1}$ con respecto al disco de la galaxia, alcanzando un máximo de $\sim 280 \text{ km s}^{-1}$.
- La masa de gas ionizado en el viento galáctico ($7.9 \times 10^5 M_{\odot}$) representa una pequeña, aunque significativa, fracción ($\sim 7\%$) de la masa en fase neutra ($1.2 \times 10^7 M_{\odot}$). Aunque estas estimaciones están sujetas a grandes incertidumbres (especialmente en la fase neutra, ya que la fracción de ionización, abundancia de Na y reducción del polvo (*dust depletion*) no se conocen bien), nuestros resultados muestran que la mayoría del material del viento está en forma de gas neutro.
- Los *loading factors* medidos para el gas neutro (~ 0.6) e ionizado (~ 0.1) tienen un cociente de 1/6. El flujo de masa de gas ionizado es, por lo tanto, cercano a un orden de magnitud menor que el del gas neutro. Este resultado, al igual que los valores obtenidos para el *loading factor* en ambas fases, concuerdan con los resultados de estudios previos que incluyen ambas fases del gas (cf. [Rupke & Veilleux, 2013](#)).
- Estimamos que la gran mayoría del gas ionizado detectado en el viento no será capaz de escapar del pozo de potencial de la galaxia. Por el contrario, una fracción entre el 5% – 10% del gas neutro, $\sim 10^6 M_{\odot}$, podría ser capaz de escapar y contribuir al enriquecimiento de metales y polvo del IGM. El resto del material del viento, cuya velocidad no le permitirá escapar, volverá a caer en la galaxia, posiblemente redistribuyendo los metales y su contenido en polvo.
- La distribución y cinemática del gas neutro e ionizado, al igual que la estructura de ionización del viento galáctico de NGC 5394, puede ser fácilmente interpretados en un escenario de un viento con geometría bipolar.

Este estudio muestra que galaxias con brotes de formación estelar, incluso con tasas de formación estelar moderadas pueden albergar vientos importantes, si la formación estelar se encuentra suficientemente concentrada. Estos vientos pueden ser bastante frecuentes a bajo corrimiento al rojo, y pueden tener un impacto no despreciable en el enriquecimiento de metales del IGM y en la evolución secular de las galaxias.

Capítulo 4

Estudio de las fases neutra e ionizada de vientos galácticos en galaxias cercanas

En este capítulo estudiamos la muestra de galaxias presentada en el capítulo 2, con el fin de detectar y analizar los vientos galácticos que éstas puedan albergar. Para ello estudiaremos la fase ionizada (observada a través de las líneas de emisión intensas en el óptico $H\alpha$ y los dobletes $[N II]$ y $[S II]$) y la fase neutra (a través del doblete de absorción $Na I D$) del medio interestelar tal y como se detalla en la sección 2.6. Primeramente estudiamos la distribución y cinemática de las fases ionizada y neutra (secciones 4.1 y 4.2). A continuación, comentaremos en la sección 4.3 como se relacionan ambas fases en las galaxias que las albergan. Tras esto, propondremos (sección 4.4.1) las regiones en las que puede encontrarse los vientos y compararemos sus parámetros, tanto de cinemática como de masa y flujo de masa, y discutiremos si los vientos son capaces de alcanzar el medio intergaláctico en la sección 4.5. Finalmente, presentaremos nuestras conclusiones en la sección 4.6.

4.1. Gas ionizado

Como explicamos en la sección 2.6, ajustamos las líneas de $H\alpha$, el doblete de $[N II]$ y el de $[S II]$ para obtener los flujos de cada línea junto con la velocidad y dispersión de velocidades, estas últimas comunes para todas las líneas. Posteriormente evaluamos si estas líneas están compuestas por dos componentes cinemáticas, con velocidades y dispersiones de velocidades diferenciadas. Estas componentes las denominamos única (ajuste de una componente), primaria (la componente con menor dispersión de velocidad del ajuste de dos componentes cinemáticas) y secundaria (la componente con mayor dispersión de velocidad del ajuste de dos componentes cinemáticas), respectivamente. A continuación analizamos las diferencias entre las diferentes componentes cinemáticas.

Dado que la línea más brillante es $H\alpha$, salvo en contadas excepciones, estudiaremos la distribución la emisión de $H\alpha$ como trazadora del gas ionizado en nuestra muestra (figuras 5 (a)-(b)-(c) y equivalentes para cada galaxia). Conviene recordar que esta línea está corregida por absorción estelar, como detallamos en la sección 2.5. A continuación, compararemos la emisión de $H\alpha$ frente la emisión de de las otras líneas ($[N II]$ y $[S II]$) que nos dará información sobre el mecanismo de ionización de las diferentes componentes (figuras ?? (a)-(b)-(c)-(d)-(e)-(f)-(g)-(h)-(i) y equivalentes para cada galaxia). Finalmente, analizaremos la cinemática (velocidad y dispersión de velocidades) de las tres componentes (figuras 5 (d)-(e)-(f)-(g)-(h)-(i) y equivalentes para cada galaxia) y extraeremos

conclusiones acerca de la naturaleza de estas.

4.1.1. Distribución del gas ionizado

Las 19 galaxias de nuestra muestra presentan emisión de gas ionizado. Como comentamos en la sección 2.7, el límite de detección para las líneas de emisión ($S/N_{H\alpha} \geq 3$) implica que no detectamos flujos menores que $10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. La componente única suele cubrir típicamente el 50 % del FoV, aunque la desviación objeto a objeto es grande. Dadas las distancias de nuestras galaxias, el área con emisión de $H\alpha$ suele cubrir desde 0.5 kpc^2 hasta los 30.0 kpc^2 , con un valor medio de 10.0 kpc^2 en nuestra muestra.

Todas las galaxias, salvo tres (IC 860, NGC 5934 y UGC 10205) presentan dobles componentes cinemáticas. Dado que nuestro criterio de detección de dobles componentes son estrictas¹, no se pueden detectar componentes con flujos menores que $10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. El área que cubre la zona con detección de dobles componentes (desde 0.1 kpc^2 hasta los 14.0 kpc^2 , con un valor medio de 2.5 kpc^2) es típicamente cuatro veces menor que la región que cubre la componente única.

4.1.1.1. Emisión en $H\alpha$

El flujo total en $H\alpha$ varía sustancialmente objeto a objeto. Sin embargo, observamos que el flujo total medido en las dos componentes cinemáticas es siempre mayor que el medido en la componente única en la región con dobles componentes. Esto implica pérdidas entre un 5 y un 15 % del flujo de $H\alpha$ si éste se obtiene a través de un ajuste a una única componente cinemática. Para una galaxia determinada, la componente primaria supone, en promedio, el 65 % del flujo total en $H\alpha$, mientras que la componente secundaria contiene el 35 %.

Las regiones donde se detectan dobles componentes raramente se distancian más de una fibra del centro del continuo de la galaxia y, salvo en contadas excepciones (Arp 220 y CGCG 049-057), el máximo de emisión de la primera y segunda componente no se aleja más de una fibra del centro de continuo. Es decir, detectamos dobles componentes cinemáticas muy cerca, o sobre la localización del centro fotométrico de las galaxias.

4.1.1.2. Emisión de [NII], [SII]. Cocientes de líneas

El doblete de [N II] $\lambda\lambda 6547,6583$ se detecta en todas las galaxias de la muestra, en la componente única. Esto es igualmente cierto para el doblete [S II] $\lambda\lambda 6716,6731$, con la salvedad de NGC 6240 donde, aunque se detecta [S II] en el espectro, esta región se encuentra afectada por líneas telúricas atmosféricas y, en consecuencia, no pueden obtenerse ajustes fiables de [S II] $\lambda\lambda 6716,6731$ en ese caso.

Los mapas de los cocientes de línea de [N II] $\lambda 6583/H\alpha$ y [S II] $\lambda 6716/H\alpha$ de las componentes única, primaria y secundaria de las galaxias de la muestra se presentan en los paneles (a)-(b)-(c)-(d)-(e)-(f) de la figura 6 y siguientes. Los valores medios de las razones para cada objeto y componente cinemática se encuentran resumidos en la tabla 4.1. Los valores medios del cociente de línea [N II] $\lambda 6583/H\alpha$ para el ajuste a una única componente cinemática abarcan desde 0.3 ± 0.1 (en NGC 5653) hasta 1.7 ± 0.1 (en IC 860), con un valor medio de la muestra de 0.7 ± 0.3 . Estos valores son bastante similares a los de la componente primaria, con valores mínimo, medio y máximo de 0.3 ± 0.1 - 0.6 ± 0.2 - 1.2 ± 0.6 respectivamente. Por el contrario, los valores correspondientes de la componente secundaria (0.4 ± 0.1 - 0.8 ± 0.2 - 4.5 ± 0.9) son sistemáticamente mayores a los de las componentes única y primaria, con la excepción de NGC 5218. Estos valores concuerdan con los obtenidos por

¹El criterio de detección para las dobles componentes es: $S/N_{H\alpha} \geq 3$ y $\frac{\chi_{red,2c}^2 - \chi_{red,1c}^2}{\chi_{red,1c}^2} \leq 0.5$, ver sección 2.7.

[Arribas et al. \(2014, Tabla 3\)](#), para una muestra galaxias con mayor luminosidad infrarroja (rango de luminosidad infrarroja de $10^{10.8}$ - $10^{12.6} L_{\odot}$) a los de nuestra muestra, aunque en nuestro trabajo encontramos cocientes de líneas ligeramente mayores, especialmente en la componente secundaria.

Galaxia	[N II] λ 6583/H α			[S II] λ 6716,6731/H α			[S II] λ 6716/[S II] λ 6731		
	Única	Primaria	Secundaria	Única	Primaria	Secundaria	Única	Primaria	Secundaria
UGC 05101 \dagger	0.8 \pm 0.5	0.8 \pm 0.5	1.6 \pm 0.4	0.4 \pm 0.2	0.3 \pm 0.1	0.7 \pm 0.4	1.3 \pm 0.1	1.4 \pm 0.1	1.3 \pm 0.2
IRAS 10565+2448	0.8 \pm 0.2	0.5 \pm 0.1	1.2 \pm 0.3	0.5 \pm 0.2	0.3 \pm 0.1	0.4 \pm 0.1	1.1 \pm 0.2	1.1 \pm 0.1	1.4 \pm 0.2
IC 694 \dagger	0.4 \pm 0.1	0.4 \pm 0.1	0.4 \pm 0.1	0.3 \pm 0.1	0.3 \pm 0.1	0.3 \pm 0.1	1.3 \pm 0.1	1.3 \pm 0.1	1.2 \pm 0.1
NGC 3690 \dagger	0.4 \pm 0.1	0.3 \pm 0.1	0.5 \pm 0.3	0.4 \pm 0.1	0.3 \pm 0.1	0.5 \pm 0.2	1.4 \pm 0.1	1.4 \pm 0.1	1.3 \pm 0.1
NGC 5218	0.9 \pm 0.3	0.7 \pm 0.2	0.6 \pm 0.2	0.5 \pm 0.2	0.4 \pm 0.1	0.3 \pm 0.1	1.3 \pm 0.1	1.2 \pm 0.2	1.1 \pm 0.3
NGC 5394	0.5 \pm 0.1	0.5 \pm 0.1	0.7 \pm 0.1	0.3 \pm 0.1	0.3 \pm 0.1	0.4 \pm 0.1	1.4 \pm 0.1	1.2 \pm 0.2	1.1 \pm 0.2
IC 860	1.7 \pm 0.1	-	-	1.0 \pm 0.1	-	-	1.4 \pm 0.2	-	-
MRK 273 \dagger	1.0 \pm 0.2	0.8 \pm 0.3	1.3 \pm 0.6	0.7 \pm 0.2	0.5 \pm 0.2	0.7 \pm 0.3	1.1 \pm 0.2	1.3 \pm 0.2	1.2 \pm 0.2
NGC 5653	0.3 \pm 0.1	0.4 \pm 0.1	0.4 \pm 0.2	0.2 \pm 0.1	0.2 \pm 0.1	0.2 \pm 0.1	1.4 \pm 0.1	1.3 \pm 0.1	1.1 \pm 0.2
CGCG 049-057	0.5 \pm 0.1	0.4 \pm 0.1	0.6 \pm 0.1	0.3 \pm 0.1	0.2 \pm 0.1	0.5 \pm 0.1	1.2 \pm 0.2	1.4 \pm 0.2	1.4 \pm 0.1
NGC 5930	0.6 \pm 0.1	0.6 \pm 0.1	0.6 \pm 0.1	0.5 \pm 0.1	0.4 \pm 0.1	0.4 \pm 0.1	1.2 \pm 0.1	1.2 \pm 0.1	1.1 \pm 0.1
NGC 5934	0.5 \pm 0.1	-	-	0.4 \pm 0.1	-	-	1.1 \pm 0.2	-	-
NGC 5936	0.4 \pm 0.1	0.6 \pm 0.1	0.7 \pm 0.1	0.3 \pm 0.1	0.2 \pm 0.1	0.1 \pm 0.1	1.3 \pm 0.1	0.9 \pm 0.1	1.0 \pm 0.1
NGC 5953 \dagger	0.5 \pm 0.2	0.5 \pm 0.2	1.5 \pm 0.7	0.3 \pm 0.1	0.3 \pm 0.1	1.0 \pm 0.6	1.3 \pm 0.1	1.3 \pm 0.1	1.2 \pm 0.2
ARP 220 \dagger	1.6 \pm 0.4	0.3 \pm 0.1	4.5 \pm 0.9	1.0 \pm 0.3	0.3 \pm 0.1	2.0 \pm 0.4	1.2 \pm 0.2	1.5 \pm 0.3	1.7 \pm 0.3
NGC 6027	0.5 \pm 0.1	0.4 \pm 0.1	0.5 \pm 0.1	0.3 \pm 0.1	0.2 \pm 0.1	0.3 \pm 0.1	1.1 \pm 0.2	1.2 \pm 0.4	1.3 \pm 0.1
UGC 10205	0.5 \pm 0.1	-	-	-	-	-	-	-	-
NGC 6240 \dagger	1.3 \pm 0.3	1.2 \pm 0.6	1.4 \pm 0.7	-	-	-	-	-	-
NGC 6701	0.5 \pm 0.2	0.5 \pm 0.1	0.9 \pm 0.2	0.4 \pm 0.1	0.3 \pm 0.1	0.5 \pm 0.1	1.3 \pm 0.1	1.2 \pm 0.1	1.2 \pm 0.1
media muestra	0.68 \pm 0.34	0.58 \pm 0.23	0.81 \pm 0.27	0.38 \pm 0.24	0.26 \pm 0.12	0.36 \pm 0.22	1.09 \pm 0.41	1.07 \pm 0.43	1.06 \pm 0.43

Tabla 4.1: Valor promedio en el FoV de las razones de líneas de [N II] λ 6583/H α , [S II] λ 6716/H α y [S II] λ 6716/[S II] λ 6731 para las distintas componentes cinemáticas para todas las galaxias de la muestra. Para el promedio se han tenido en cuenta las fibras en las que se detectan las líneas involucradas (ver la sección 2.7 para más detalles). El error corresponde a la desviación estándar de los valores medidos para cada fibra. La media de la muestra corresponde al promedio de los valores de cada columna, con la desviación estándar como error. No se presentan valores de la componente primaria y secundaria de IC 860, NGC 5934 y UGC 10205 al no haberse detectado. En el caso de NGC 6240 no hay resultados de los cocientes de línea en los que interviene el [S II] ya que el desplazamiento al rojo de esta galaxia hace que este doblete se superponga con una línea telúrica atmosférica, por lo que no se ha ajustado. Las galaxias con AGNs se marcan con \dagger .

4.1.2. Cinemática del gas ionizado

4.1.2.1. Propiedades cinemáticas de las distintas componentes del gas ionizado

Los mapas de velocidad y de dispersión de velocidades (figuras 5 (d)-(e)-(f)-(g)-(h)-(i) y equivalentes para cada galaxia) permiten estudiar la cinemática del gas ionizado. En el caso de la componente única, ésta describe la cinemática global en el FoV. La mayoría de los objetos (12 de 19) presentan, de forma aproximada, un patrón de rotación de disco y una dispersión de velocidades baja ($\leq 50 \text{ km s}^{-1}$), que aumenta en la región nuclear.

Como se dijo en la sección anterior, en 16 de las 19 galaxias encontramos dobles componentes cinemáticas en las líneas de emisión. Las diferencias más evidentes las encontramos si comparamos las componentes única y primaria de cada galaxia con la componente secundaria. Esto puede verse bien en los mapas correspondientes, pero queda también ilustrado en la figura muy patente observando la Fig. 4.1. En ella se representan las velocidades observadas a lo largo del eje mayor cinemático. En esta figura se presenta la velocidad de la componente única (puntos negros), componente primaria (triángulos morados) y componente secundaria (círculos morados) a lo largo del eje mayor cinemático de la galaxia. El ángulo de posición (a partir de ahora, PA) del disco de cada galaxia se extrajo de la base de datos *Hyperleda*, menos en el caso de NGC 5936, para lo que consideramos como el PA el ángulo del eje a lo largo del cual la amplitud en la velocidad observada en nuestro mapa es máxima. En todos los objetos puede verse que la velocidad de la componente primaria es coincidente con la velocidad de la componente única, mientras que la componente secundaria presenta un comportamiento diferente. En algunos casos, como el de NGC 5394, sólo se observa un pequeño desplazamiento al azul de la componente secundaria con respecto a la única o primaria pero compartiendo el perfil de rotación, mientras que en otras ocasiones puede verse una cinemática casi invertida. Es decir, cuando la componente única o primaria está desplazada al azul respecto al centro cinemático, la componente secundaria lo está al rojo, y viceversa: Esto es el caso de NGC 5653 o NGC 6027. En cuatro galaxias (NGC 5953, Mrk 273, IRAS 10565+2448 y Arp 220), parece que la velocidad de la componente secundaria no guarda relación alguna con la componente única.

La dispersión de velocidades (paneles inferiores de la Figura 4.1) de la componente primaria se asemeja bastante a la dispersión de la componente única, aunque con valores sistemáticamente inferiores (con una diferencia que va desde 5 hasta 100 km s^{-1} con una media de 25 km s^{-1} para toda la muestra). Esto se ve claramente en casos como el de NGC 5936, donde la dispersión de velocidades de la primaria presenta una distribución parecida a la de la única, pero con valores menores. Es interesante resaltar que la dispersión de velocidad mínima de la primaria de cada galaxia es compatible con el valor medio de su componente única en el disco. Como comentamos en el capítulo 3, esto puede deberse a la existencia de una componente secundaria que “contamina” la componente única, produciendo mayores dispersiones. Mientras que la dispersión de velocidad media de la componente primaria suele abarcar el rango $20\text{-}170 \text{ km s}^{-1}$, el rango de la componente secundaria abarca $50\text{-}500 \text{ km s}^{-1}$. Estas últimas dispersiones no pueden ser interpretadas como debidas a anchura térmica, característica del gas ionizado, sino como debida a movimientos desordenados a lo largo de la línea de visión.

4.1.2.2. Relación entre la dispersión de velocidad y cocientes de línea para las distintas componentes

Como vimos en el capítulo 3 para NGC 5394, es frecuente encontrar una correlación espacial entre la dispersión de velocidades y alto cociente de líneas $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$. En la figura 4.2 presentamos los cocientes de líneas $[\text{N II}]\lambda 6583/\text{H}\alpha$ (izquierda) y $[\text{S II}]\lambda 6716,6731/\text{H}\alpha$ (derecha) frente a la dispersión de velocidad para todas las galaxias de la muestra. La co-

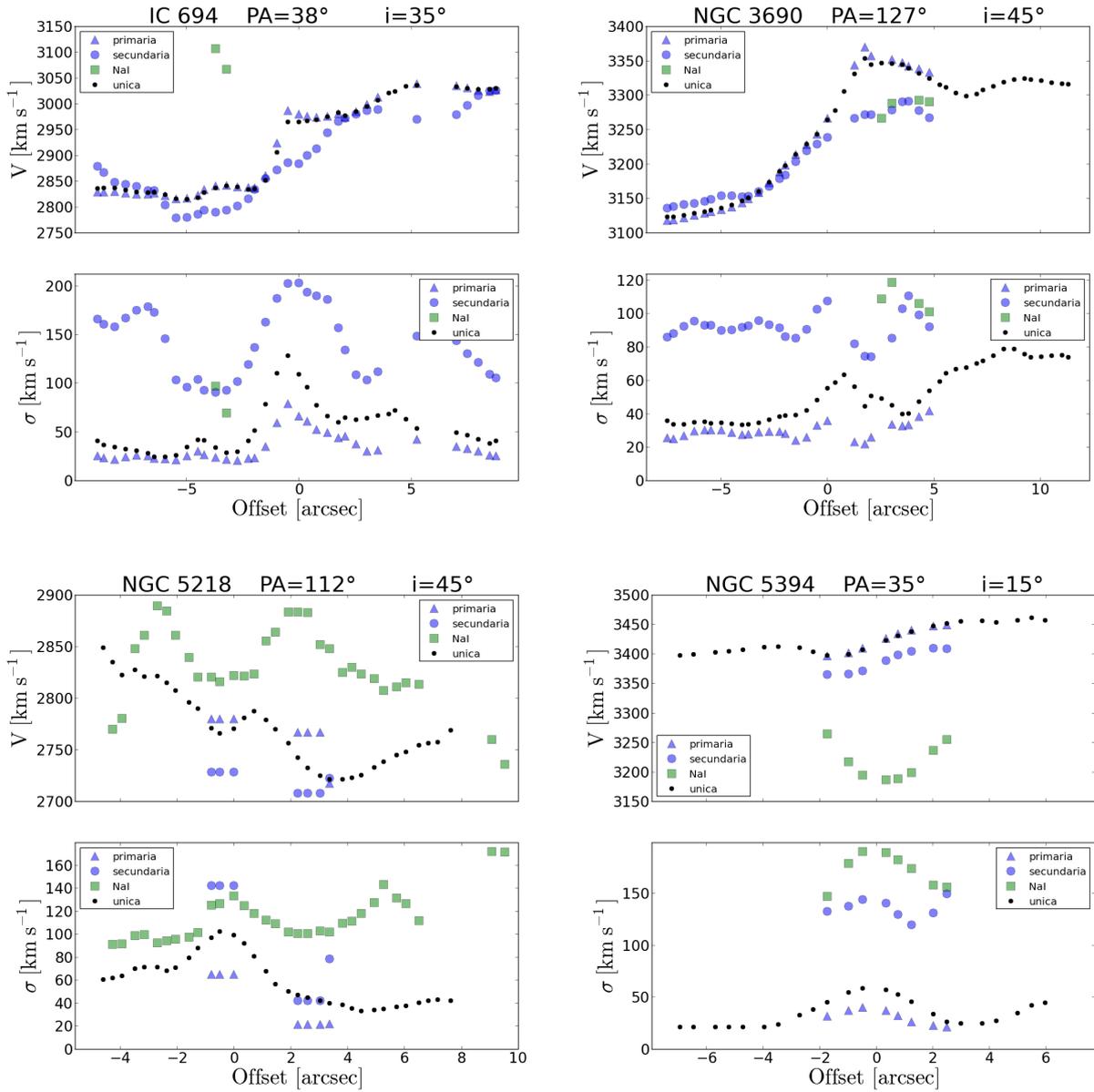


Figura 4.1: Velocidad observada (superior) y dispersión de velocidad (inferior) a lo largo del eje mayor de las galaxias de la muestra. Estas curvas se han obtenido de los paneles (d)-(e)-(f)-(g)-(h)-(i) de la figura 5, para el gas ionizado, y de (b)-(c) de la figura 7 para el gas neutro correspondiente de cada galaxia. En los dos paneles, los puntos negros representan a la componente única del gas ionizado, mientras que los triángulos y círculos violetas representan, respectivamente, a las componentes primaria y secundaria, en las regiones donde han sido detectadas. Velocidad y dispersión de velocidad del gas neutro, trazado por el Na I D, se muestran con cuadrados verdes.

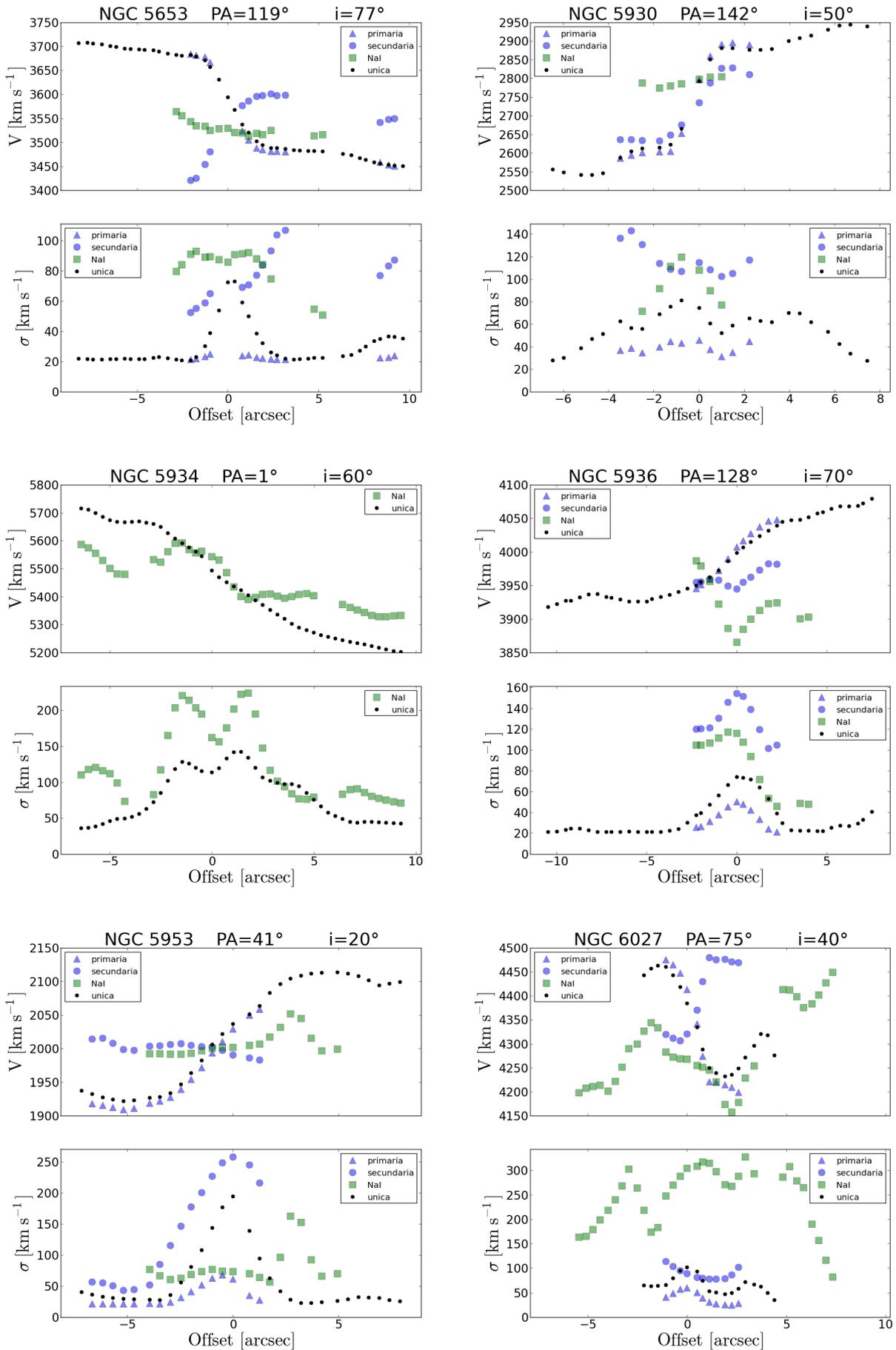


Figura 4.1: (Cont.)

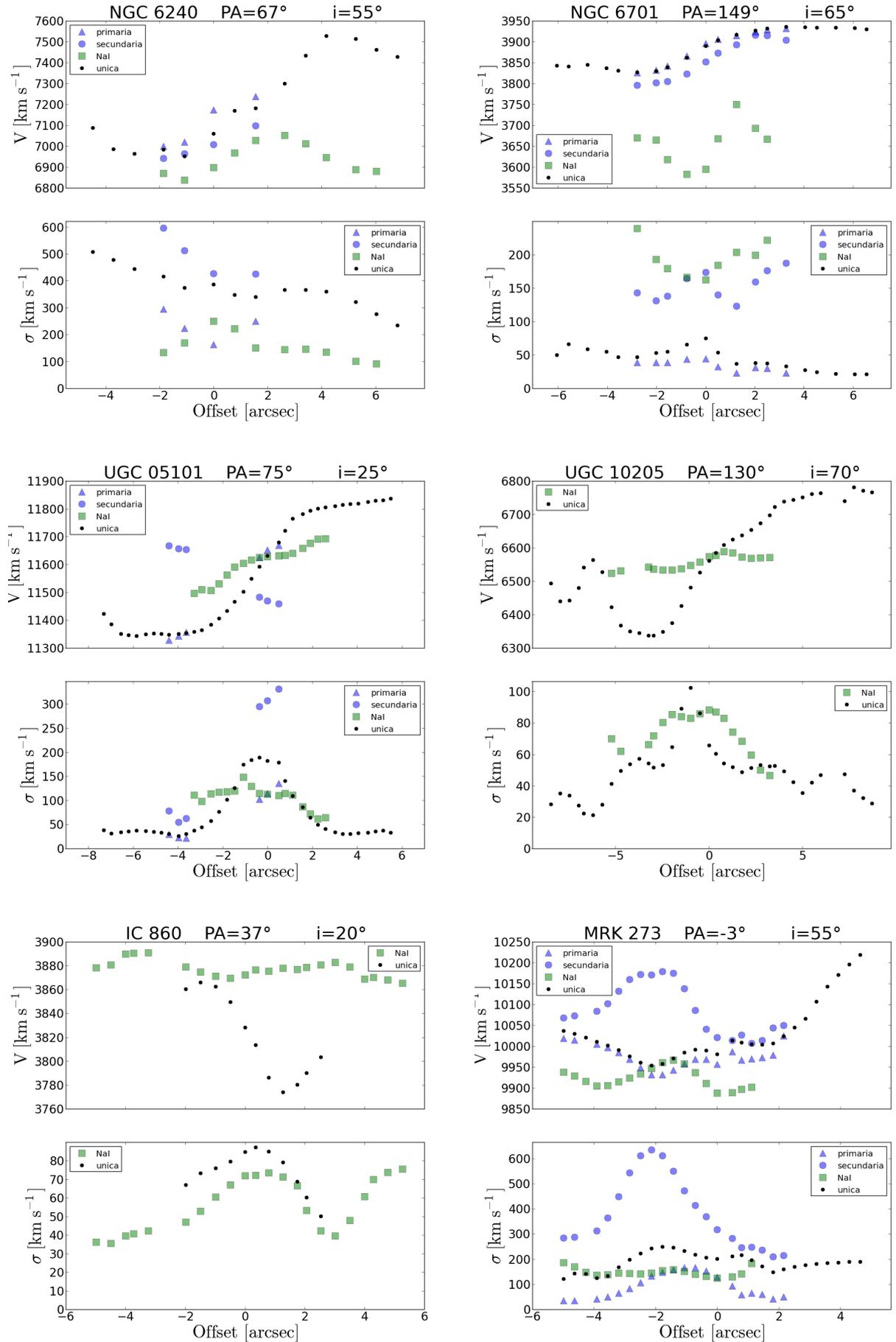


Figura 4.1: (Cont.)

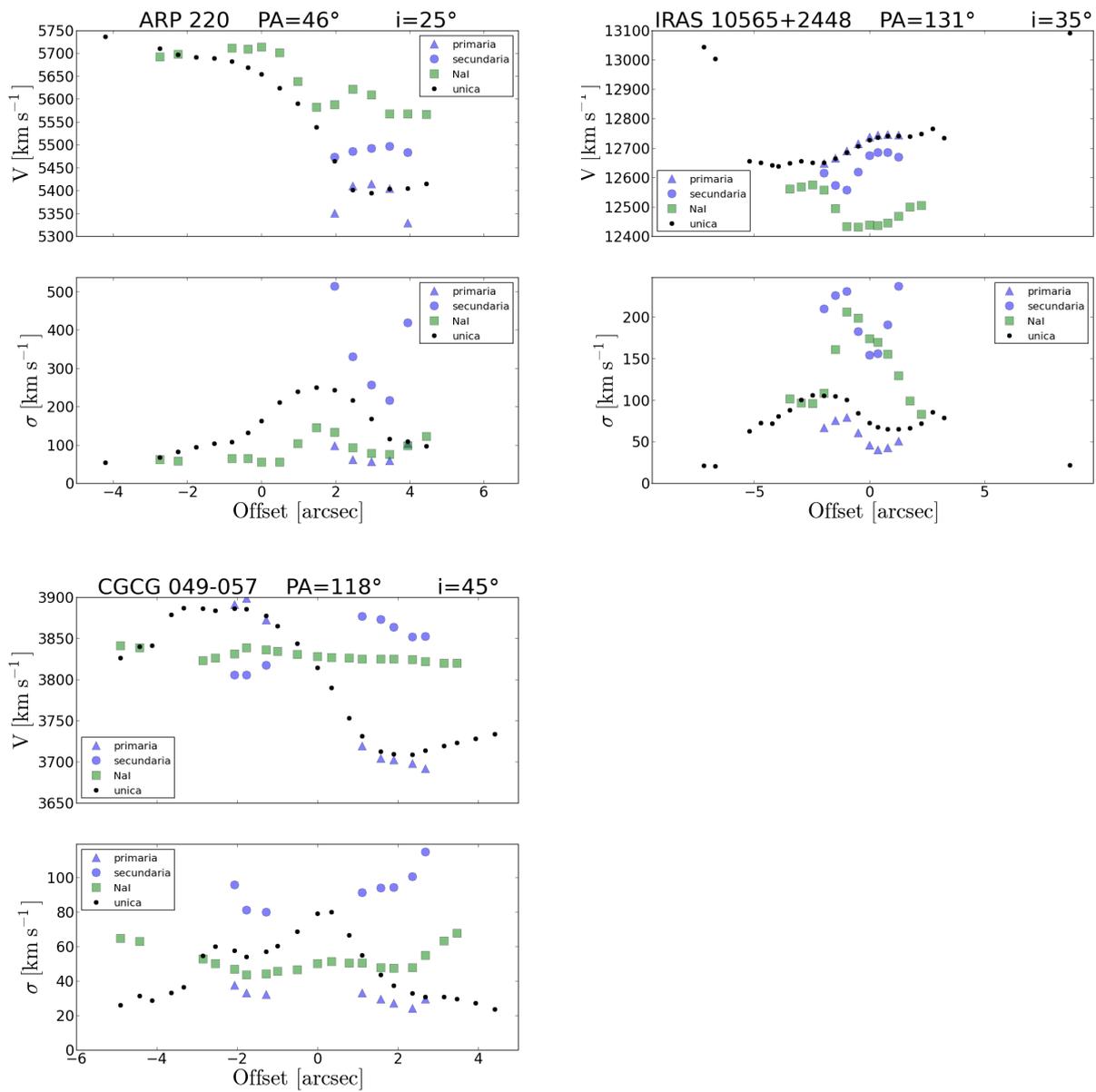


Figura 4.1: (Cont.)

rrelación encontrada en el caso de NGC 5394 se repite en los casos de IRAS 10565+2448, MRK 273, NGC 3690, NGC 5936, NGC 6027, NGC 6701, UGC 05101 y CGCG 049-057. En algunos casos, como NGC 5653, no se observa esta correlación.

En los cocientes de $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$, por otro lado, no se observa la correlación anterior con tanta claridad, posiblemente debido a la menor S/N del $[\text{S II}]$. Un ejemplo sería el IRAS 10565+2448. En el caso de NGC 5936 incluso se observa que a mayor dispersión de velocidades menor es el cociente de $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$, indicando que la componente secundaria se adentra en la zona de *starforming regions* de los diagramas BPT, a la vez que los cocientes de $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ son compatibles con la zona de transición.

Cocientes de línea $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ altos y su correlación con la dispersión de velocidad ha sido considerados por diversos autores (Dopita & Sutherland, 1995; Armus et al., 1989) como un indicio de que el mecanismo de ionización dominante son choques de las partículas del medio interestelar. Como vimos en la sección 4.1.1, el hecho de que los cocientes de $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ de la componente secundaria sean mayores que en la componente única y primaria indica que la relevancia de los choques en el proceso de ionización de la componente secundaria es mayor que en las componentes única y primaria. Esto, junto con las diferencias en la cinemática (mayores dispersiones de velocidades y patrones de velocidad diferentes, ver sección 4.1.2) nos hace poder afirmar que la componente secundaria y primaria trazan medio interestelar con propiedades distintas.

4.1.3. Velocidades residuales de las dobles componentes

Para obtener la velocidad de la componente secundaria con respecto al movimiento dominante del disco, esto es, la velocidad residual, necesitamos definir un sistema de referencia. El procedimiento habitual sería obtener un modelo de rotación, con la componente única (o primaria), para cada galaxia y sustraérselo a la componente secundaria, tras proyectarlo en el plano del cielo con la orientación de la galaxia. Sin embargo, nuestro FoV es demasiado pequeño para obtener un modelo de rotación fiable. Aún más, en muchas galaxias (como Mrk 273) la cinemática está dominada por movimientos no circulares y no se observa un patrón de rotación. Definiremos entonces como velocidad residual en un spaxel del FoV a la diferencia entre la velocidad de componente secundaria y la de la componente única, al considerar que esta última traza la componente del disco. Casos como IC 694, NGC 3690 o NGC 5394 son paradigmáticos. Sus mapas de velocidad residual se presentan en la figura 8(a), y siguientes para el resto de objetos. Sin embargo, en algunos objetos esta definición de velocidad residual presenta dificultades, ya que al obtenerla de esta forma se observa que tiene la estructura del mapa de velocidad de la componente única pero con signo contrario. Dos ejemplos de este caso son NGC 5653 y NGC 5953. En estos casos hemos optado por obtener además un valor alternativo de la velocidad residual restando la velocidad de recesión de la galaxia a la velocidad de la componente secundaria. Los mapas de velocidad residual, obtenidas de los dos modos descritos, se presentan en los paneles (a)-(b) de Fig. 8, y correspondientes para el resto de los objetos.

Hemos visto que la componente secundaria presenta un comportamiento diferente al de las componentes única y primaria, tanto en cinemática como en razones de flujo de líneas de emisión. Este hecho indica que la componente secundaria es una componente física con un comportamiento completamente diferente a las componentes única y primaria. Otro resultado que se puede extraer es que la elección del eje mayor cinemático (PA) para el estudio de los *outflows* es crítico, si se quiere hacer una observación de rendija larga. La elección del eje mayor de la componente única puede obtener una cinemática de la componente secundaria que no es la idónea para su estudio. Un ejemplo de este caso es NGC 5936, donde la cinemática a lo largo del eje mayor (Fig. 4.1) parece que no varía, mientras que observando en la figura 67 puede verse que simplemente no comparten ese eje. Esta complicación no existe en las observaciones con IFU, ya que la

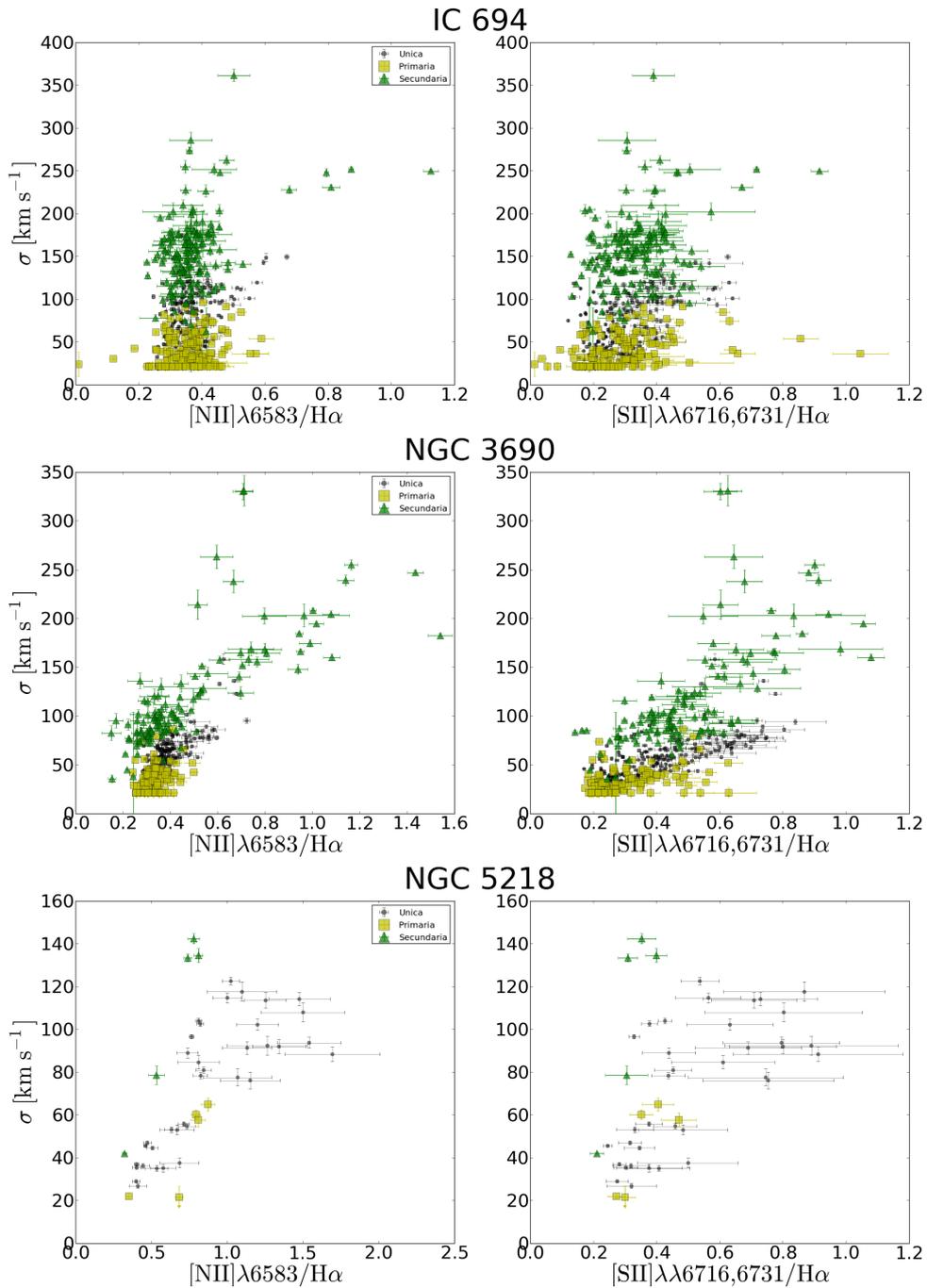


Figura 4.2: Dispersión de velocidades frente a los cocientes de línea $[\text{N II}]\lambda 6583/\text{H}\alpha$ (izquierda) y $[\text{S II}]\lambda\lambda 6716, 6731/\text{H}\alpha$ (derecha). En los dos paneles la componente única se representa con cuadrados negros, la componente primaria con cuadrados amarillos y la componente secundaria con triángulos verdes.

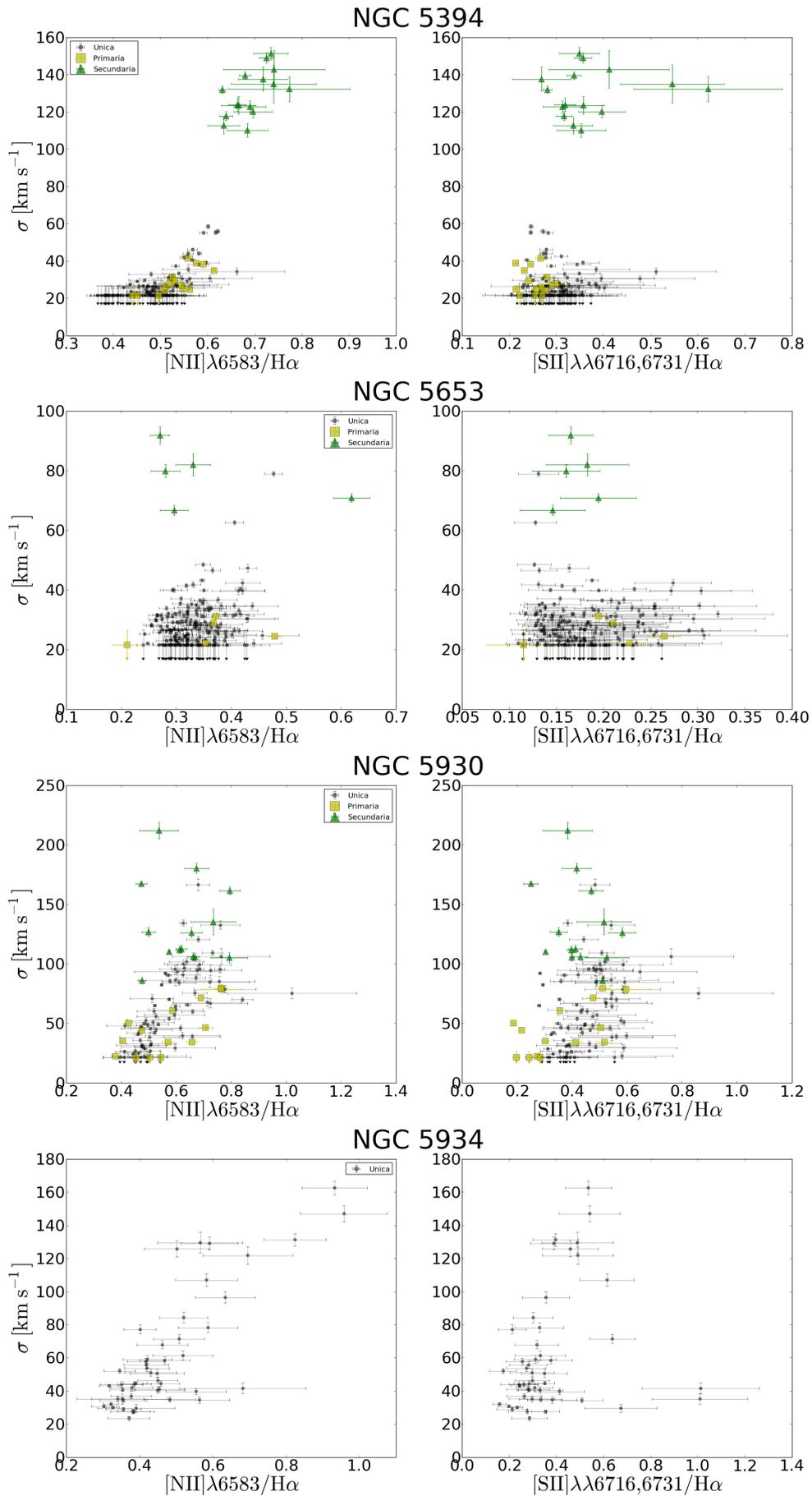


Figura 4.2: (Cont.)

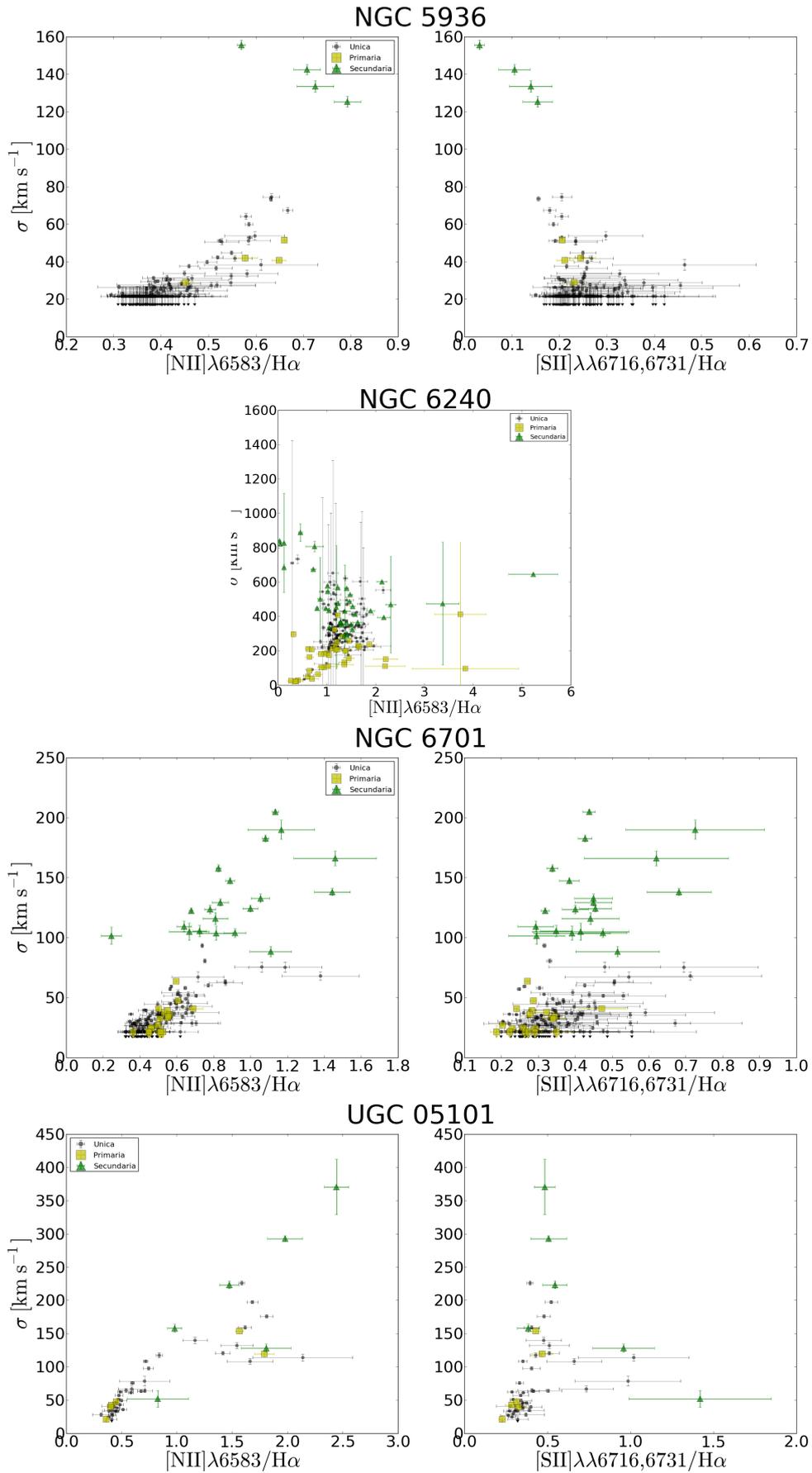


Figura 4.2: (Cont.)

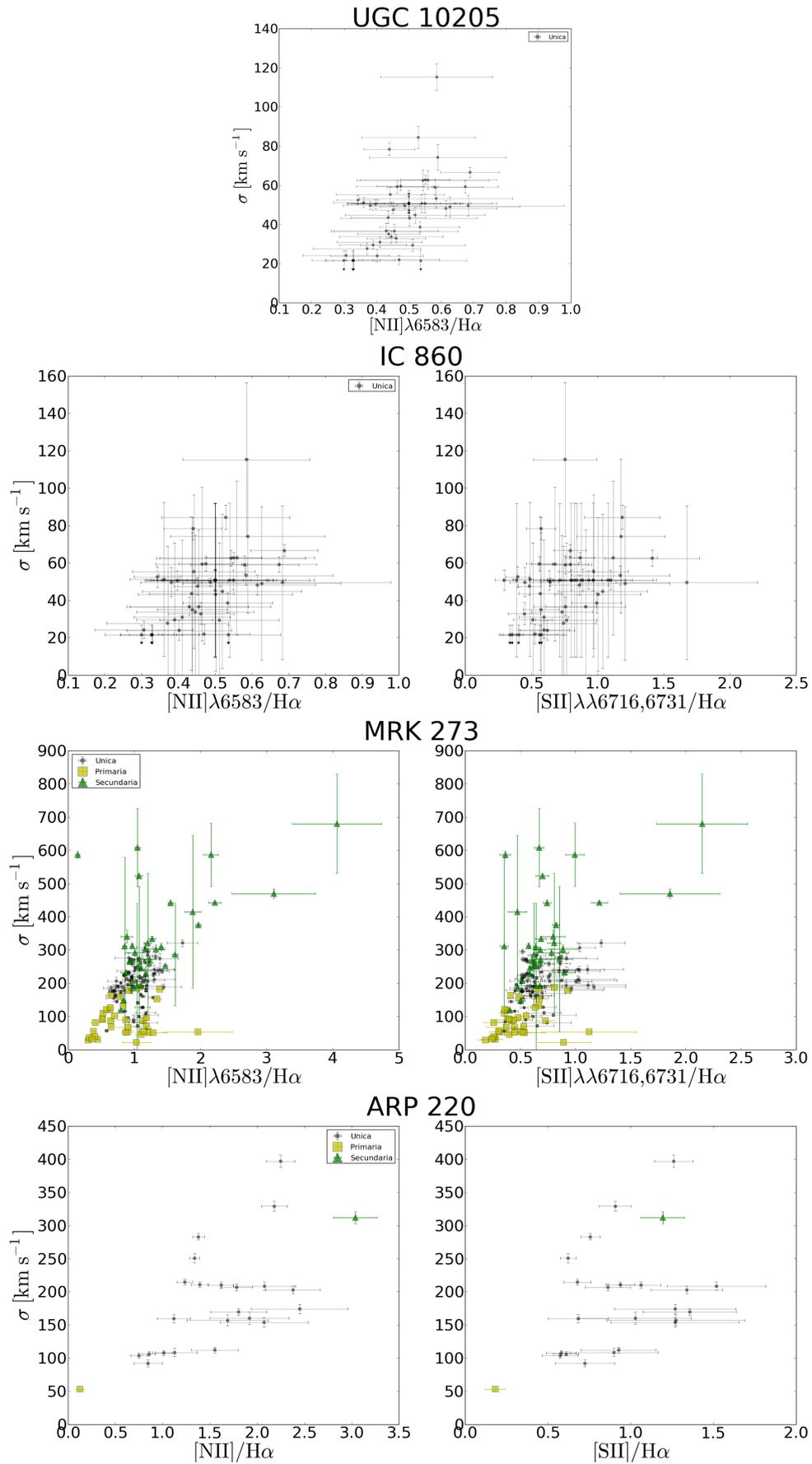


Figura 4.2: (Cont.)

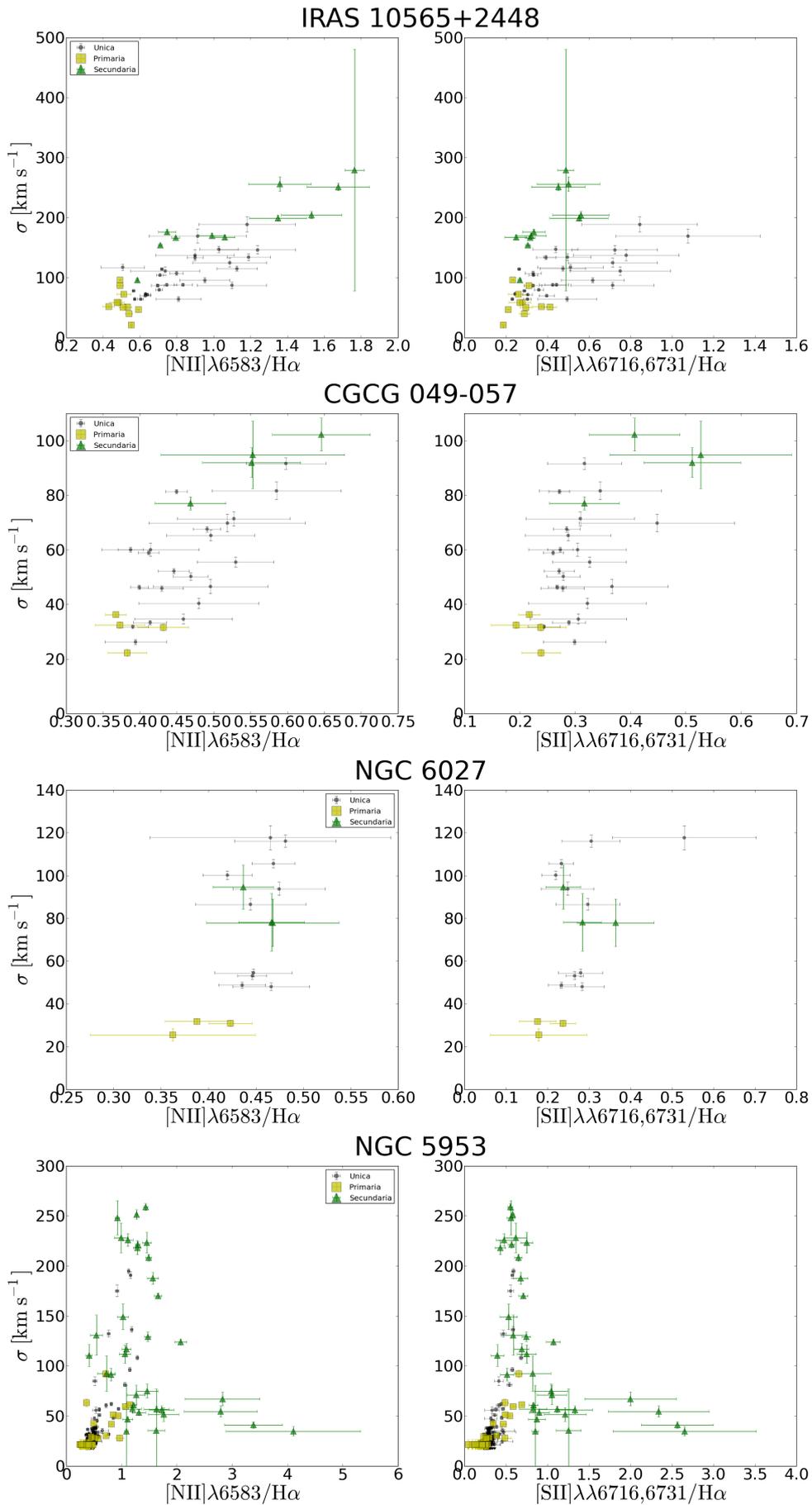


Figura 4.2: (Cont.)

información es bidimensional.

4.2. Gas neutro

4.2.1. Absorción de Na I D

Las 19 galaxias de la muestra presentan absorción de Na I D interestelar, lo cual implica la presencia de gas neutro en la línea de visión de las galaxias. La detección es, en todas las galaxias, compacta (concentrada entre 16 y 73 fibras), como puede verse en la figura 7 y siguientes. El área que abarca el Na I D interestelar es típicamente de $\sim 2.0 \text{ kpc}^2$, aunque hay casos como IRAS 10565+2448 en la que se extiende $\sim 14 \text{ kpc}^2$. El rango de EW de Na I D, una vez sustraída la componente estelar, suele ser de 4-5 Å, aunque en algunos objetos como Arp 220 o NGC 6240 se alcanzan valores de 10 Å. La EW media varía desde los 2.5 Å de IC 694 a los 7.9 Å de NGC 6240, siendo la media de la muestra de 4.2 Å. En general, la EW máxima en cada galaxia es entre 1.5-1.75 veces mayor que la EW media, y va desde los 3.9 Å de NGC 5653 hasta los 13.2 Å de NGC 6240, con un valor medio de la muestra de 7.0 Å. La tabla 4.2 muestra los valores máximos y medios de EW en cada galaxia, así como el área donde se localiza la absorción de Na I D.

4.2.2. Cinemática del gas neutro

Los mapas de velocidad del gas neutro se presentan en el panel (c) de la figura 7, y siguientes para todas las galaxias. En la sección 2.7 se explica la metodología de obtención de los mismos. Si comparamos con los mapas de velocidad del gas ionizado (Fig. 5 y siguientes) vemos que el gas neutro no parece compartir el patrón cinemático de la componente única. En algunos casos se observa algo similar a un patrón de rotación (e.g. NGC 5218, NGC 5653 o NGC 6027). Es importante resaltar que, incluso en los casos donde se observa patrón de rotación, no coincide con el de la componente única. Es el caso de NGC 5653, donde la supuesta rotación del Na I D está girada casi 90° respecto al eje mayor cinemático definido por el gas ionizado. Esto se ve también de forma clara en los paneles superiores de la figura 4.1, donde se ve que la cinemática del Na I D (cuadrados verdes) a lo largo del eje mayor no se asemeja a la de la componente única o la primaria.

Muchas galaxias de la muestra muestran velocidades del Na I D desplazadas al azul, o de acercamiento. De las 19 galaxias, 12 presentan una velocidad residual media al azul con respecto a la galaxia, usando la velocidad sistémica o el mapa de velocidad de la componente única como referencia. Este número puede variar entre 9 y 15 galaxias, dependiendo de si se utiliza la componente única o la velocidad de recesión de la galaxia como referencia. De las 19 galaxias, 9 tienen velocidades residuales medias cuyo desplazamiento al azul es mayor de 50 km s^{-1} (señal inequívoca de que hay un flujo de gas neutro hacia fuera de la galaxia, un *outflow*), 8 galaxias cuyo módulo de la velocidad residual media es menor de 50 km s^{-1} y 2 galaxias con velocidades al rojo de más de 50 km s^{-1} .

La dispersión de velocidad media del gas neutro (panel (b) de la figura 7, y equivalentes) varía entre los 58 km s^{-1} (CGCG 049-057) hasta los 230 km s^{-1} de NGC 6027, con un valor medio de la muestra de unos $(110 \pm 40) \text{ km s}^{-1}$. Las dispersiones máximas suelen ser un factor 2 respecto a la dispersión media, y van desde los 90 km s^{-1} de CGCG 049-057 hasta los 436 km s^{-1} de NGC 6240, con un valor medio de $(250 \pm 80) \text{ km s}^{-1}$ en nuestra muestra. Estos valores de la dispersión son del mismo orden que las dispersiones que vimos de la componente secundaria del gas ionizado. Al igual que en el gas ionizado, estas dispersiones de velocidades no pueden ser explicadas en términos de dispersión de velocidad térmica, sino como movimientos desordenados a lo largo de la línea de visión. por lo que estas dispersiones de velocidades no pueden ser explicadas en términos de dispersión de velocidad térmica.

Galaxia (1)	EW(Na I D) _{media} (2)	EW(Na I D) _{max} (3)	Núm. fibras (4)	Área (kpc ²) (5)
UGC 05101†	5.7 ± 1.2	9.2	20	9.0
IRAS 10565+2448	6.9 ± 1.8	10.6	26	14.1
IC 694†	2.5 ± 0.8	4.5	18	0.5
NGC 3690†	2.8 ± 0.8	5.1	20	0.6
NGC 5218	4.3 ± 1.1	7.7	73	1.9
NGC 5394	4.8 ± 1.4	7.3	26	1.0
IC 860	3.8 ± 1.4	6.9	37	1.8
MRK 273†	4.2 ± 0.7	5.5	23	8.2
NGC 5653	2.6 ± 0.6	3.9	49	1.9
CGCG 049-057	4.4 ± 1.2	7.3	27	1.3
NGC 5930	3.2 ± 1.2	6.0	19	0.4
NGC 5934	3.1 ± 1.0	5.5	48	4.9
NGC 5936	3.4 ± 0.9	6.0	29	1.4
NGC 5953†	3.1 ± 0.7	5.0	60	0.7
ARP 220†	5.8 ± 2.0	10.4	36	3.3
NGC 6027	3.6 ± 0.9	5.9	31	1.9
UGC 10205	4.1 ± 1.3	6.4	29	3.9
NGC 6240†	7.9 ± 1.5	13.2	48	8.2
NGC 6701	2.7 ± 0.9	5.0	16	0.8
Media muestra	4.2 ± 1.5	7.0 ± 2.3		

Tabla 4.2: (1) Nombre de la galaxia. Las galaxias con AGNs se marcan con †. (2) EW(Na I D) promedio (en Å) de las fibras donde se detecta absorción de Na I D, y su desviación estándar. (3) EW(Na I D) máxima. (4) Número de fibras en las que se detectó Na I D. (5) Área total, en kpc², en que se ha detectado Na I D.

4.3. Localización de las fases neutra e ionizada

Tras el estudio de forma independiente de las fases neutra e ionizada, es interesante analizar que relación espacial hay entre ellas. En las 16 galaxias con detección tanto de gas neutro como de dobles componentes cinemáticas en el gas ionizado (16) hay al menos dos fibras en la que se detectan simultáneamente ambas fases. El número de fibras coincidentes varía desde las 2 fibras de Arp 220 hasta las 28 de NGC 6240. En cuanto al área equivalente de esas fibras, vemos que hay cuatro galaxias con áreas que van desde los 1.5 hasta los 7.5 kpc² (UGC 5101, Mrk 273, IRAS 10565+2448 y NGC 6240) y el resto de galaxias (12) con áreas menores de 0.1 kpc².

Es relevante para el análisis no solo la cifra de fibras en común, sino como se distribuyen las dos fases. Puede haber muchas fibras con detección de ambas componentes, pero hallarse el grueso de ambas fases en diferentes zonas, o detección en pocas fibras pero provenir de una región compacta. Para analizar la distribución espacial de las dos fases, hemos realizado un estudio de la distribución de EW(Na I D) y del flujo de la componente secundaria de H α en el FoV a través de sus primeros y segundos momentos. El primer momento de la distribución se puede interpretar como el centro de masa, tanto de EW(Na I D) como de flujo de la componente secundaria, mientras que el segundo momento de la distribución correspondería a la “extensión”. En datos bi-dimensionales tendríamos un primer y segundo momento para el eje de RA y otros para el eje de DEC. Hemos representado los momentos obtenidos como elipses centradas en centro o primer momento y cuyos ejes mayor y menor serían los segundos momentos. Previamente, rotamos los mapas para que los ejes mayor y menor de estos coincidan con los ejes X-Y.

Los resultados están presentados en la figura 4.3. Puede observarse que la emisión

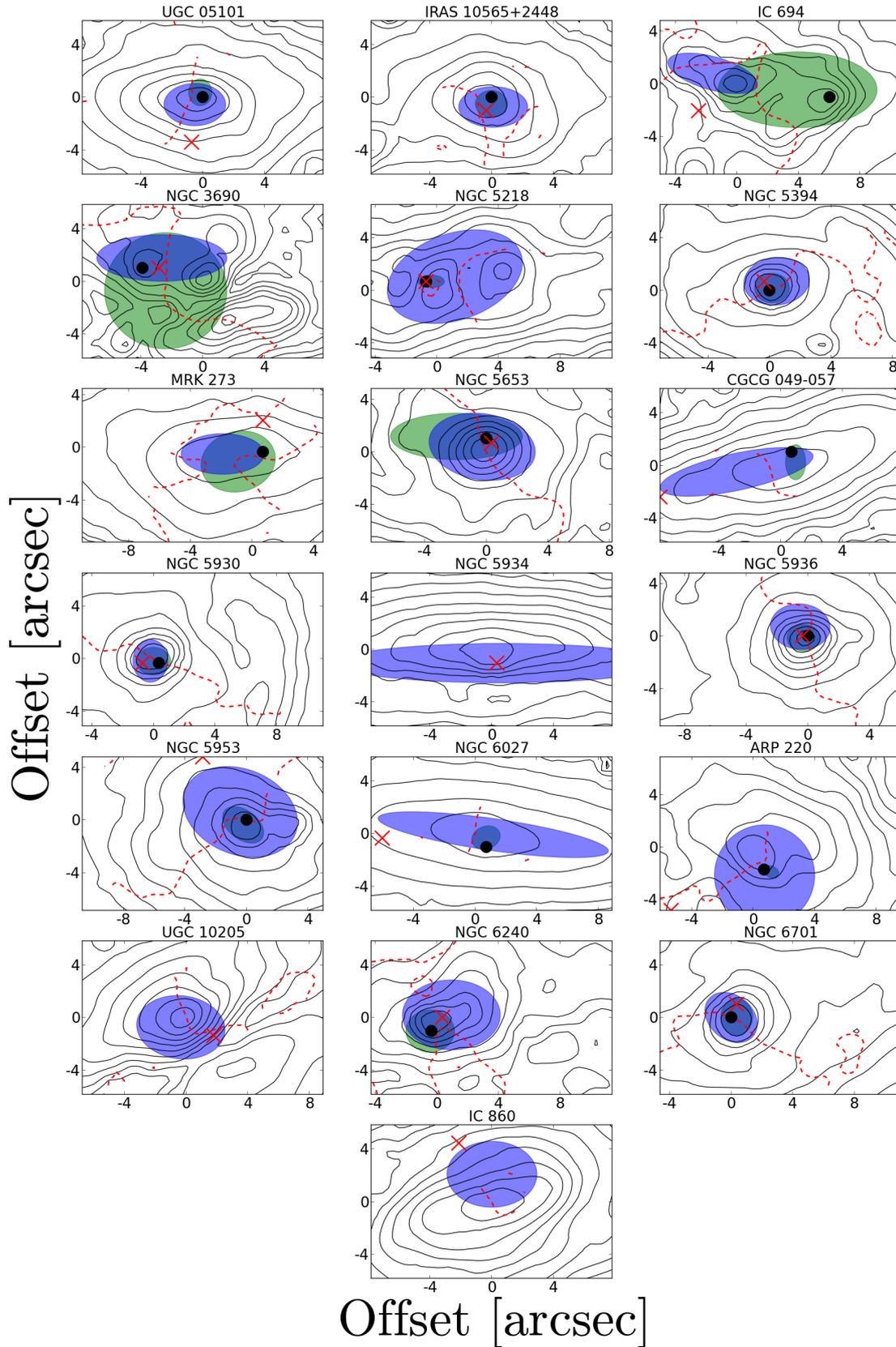


Figura 4.3: Distribución del flujo en $H\alpha$ de la componente secundaria del gas ionizado y de la $EW(Na I)$ de la muestra de galaxias. Las áreas verde y azul representan el segundo momento, centrada en el primer momento de la distribución, de flujo de $H\alpha$ de la componente secundaria y de $EW(Na I)$, respectivamente. El círculo negro y la cruz roja señalan dónde se encuentra el máximo de flujo en $H\alpha$ de la componente secundaria y de $EW(Na I)$, respectivamente. Las líneas negras continuas son isocontornos de flujo del mapa de continuo. La línea roja discontinua muestra el isocontorno correspondiente a velocidad de recesión del mapa de velocidad de la componente única, que en galaxias con cinemática ordenada corresponde aproximadamente con el eje menor cinemático de la galaxia.

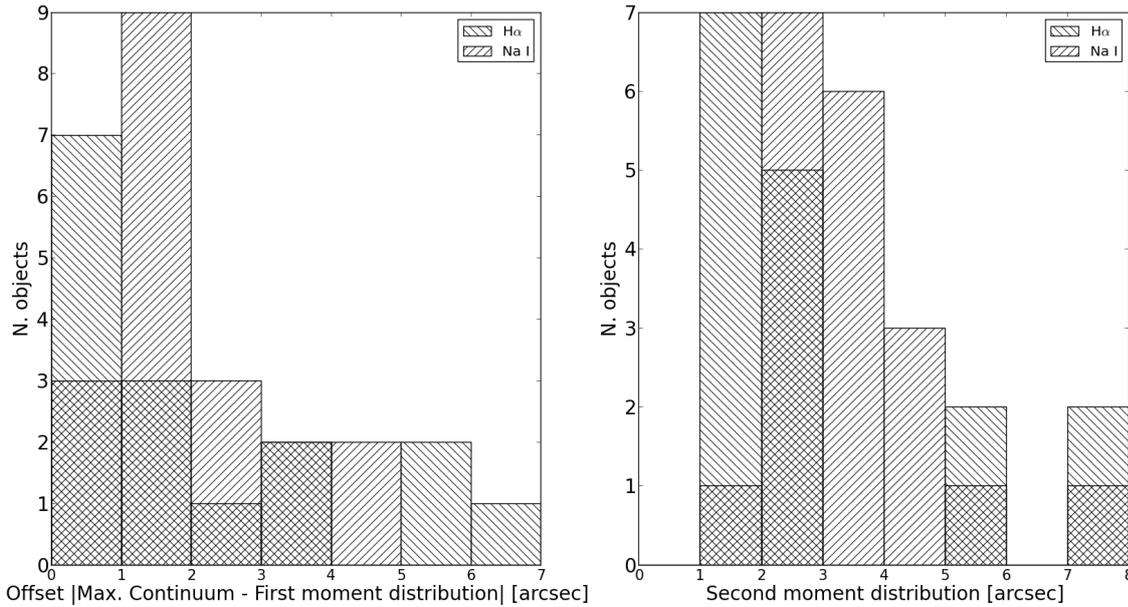


Figura 4.4: (a) Distancia, en segundos de arco, del máximo de emisión de continuo de las galaxias al primer momento de la distribución del flujo de la componente secundaria de $H\alpha$ y de la EW(Na I D). (b) Segundo momento de la distribución, en segundos de arco.

de la componente secundaria del gas ionizado (elipse verde) y la absorción del Na I D (elipse azul) provienen de las mismas regiones. En la gran mayoría (14 de 16), el grueso de absorción y emisión es claramente coincidente². Además, en 10 galaxias el máximo de EW(Na I D) (cruz roja) y de flujo de la componente secundaria (círculo negro) están contenidos en el área que cubren las dos distribuciones. También puede verse que, aunque los máximos de EW y de flujo están en muchos casos separados (como es el caso de NGC 6027), los primeros momentos de las distribuciones, tanto de EW(Na I D) como del flujo de la componente secundaria, se encuentran próximos entre sí.

Los primeros momentos suelen estar cerca del máximo del continuo. En la figura 4.4(a) donde mostramos en un histograma la distancia en segundos de arco, de los primeros momentos de la distribución al máximo de emisión del continuo. Observamos que en 10 objetos la distancia entre el máximo del continuo y el primer momento de la distribución de la segunda componente de $H\alpha$ es igual o menor a $2''$. En el caso del Na I D es mayor el número de galaxias (13) con distancia $\leq 2''$ entre el máximo del continuo y el primer momento. El tamaño de distribución (Fig. 4.4(b)) de la segunda componente de $H\alpha$ es menor de $3''$ para 12 objetos. En el caso de la EW(Na I D) esto sucede en 8 objetos. En resumen, observamos que las distribuciones de la segunda componente y del Na I D son compactas y cercanas al máximo del continuo.

Este resultado apunta a que la absorción de Na I D y la emisión en $H\alpha$ provienen de la misma región. Además, nos indica que apuntar al máximo de continuo fotométrico es una buen método para detectar absorción de Na I D interestelar y emisión de la segunda componente en otras galaxias. Dado que el tamaño de las distribuciones es del orden de $1-6''$, no se necesitan observaciones con un FoV amplio, sino con buena resolución espectral y espacial.

²Es habitual encontrar que el segundo momento de la distribución de EW(Na I D) es mayor que la del flujo de la componente secundaria, pero esto es debido a que la emisión de $H\alpha$ es muy compacta debido a su naturaleza ($F \propto \rho^2$) y abarca varios órdenes de magnitud mientras que la EW(Na I D) es más homogénea en el campo ($EW \propto \rho$, típicamente).

4.4. Vientos galácticos en 2-D

En las secciones 4.1, 4.2 y 4.3 explicamos los resultados de la muestra para el gas ionizado, gas neutro y analizamos la relación entre las fases. En la sección 4.1 vimos que el gas ionizado en las regiones centrales de las galaxias suelen tener por dos componentes cinemáticas con comportamientos diferenciados: La componente primaria, que comprende típicamente el 65 % del flujo de $H\alpha$, comparte los patrones cinemáticos de la componente del disco (componente única), tanto en velocidad como en dispersión de velocidad y cocientes de líneas. La componente secundaria, por otra parte, presenta un comportamiento diferente a la anterior: cocientes de líneas, sobre todo de $[N II]\lambda 6583/H\alpha$, y dispersión de velocidad mayores y una cinemática diferenciada, con desplazamientos al azul en ciertas regiones con respecto al movimiento dominante de los discos. A su vez, hemos visto que el gas neutro, trazado por el doblete de absorción de $Na I D$, se detecta típicamente en las regiones centrales de las galaxias, al igual que las dobles componentes del gas ionizado (ver Fig. 4.4) y su dispersión de velocidades es comparable a la de la componente secundaria, presentando en muchas regiones desplazamientos al azul.

En base a estos hallazgos, es razonable pensar que tanto el gas neutro como la componente secundaria del gas ionizado pueden trazar respectivas fases de un viento galáctico en nuestras galaxias. Sin embargo, no toda la zona de detección de gas ionizado o de gas neutro presente un comportamiento compatible con un viento galáctico, sino que ésta se presenta en regiones determinadas. Es necesario entonces identificar estas regiones para poder analizar en ellas las propiedades de sus posibles vientos.

4.4.1. Selección de regiones

Para la selección de las regiones asociadas al viento nos hemos basado en los conocimientos anteriores. Hemos seleccionado las fibras donde la velocidad del gas en la componente secundaria y en el $Na I D$ está desplazada al azul, con dispersión de velocidad alta ($\sigma \geq 50 \text{ km s}^{-1}$) y, para el caso del gas ionizado, con cocientes de líneas altos. En muchos casos la selección de la región es trivial, como es el caso de NGC 6701 (paneles izquierdos de la figura 4.5), ya que hay una región compacta, cercana al máximo de la emisión de continuo, cumple estas condiciones. Las región de gas ionizado que cumple el criterio anterior (contorno negro sólido grueso) y de $Na I D$ (contorno punteado) abarca el grueso de la zona de detección en el FoV, solamente descartando las fibras dispersas del campo. Son similares los casos de NGC 5394, NGC 5930, NGC 5653, UGC 05101, IRAS 10565+2448. En otros casos, como Mrk 273 (paneles derechos de la figura 4.5), la selección de la región del viento no es tan directa. Esta selección debe realizarse galaxia por galaxia, ya que la morfología es diferente en cada objeto. Es importante ser minucioso en este paso, ya que el incorporar regiones que no se encuentren aceleradas por el *starburst* o AGN puede afectar al análisis posterior, reduciendo las velocidades globales y, por lo tanto, hacer que no detectemos el viento o que infraestimemos su potencia y parámetros asociados.

Para cada objeto y fase hemos determinado cual es la velocidad de referencia en cada punto del FoV (mapa de velocidad de la componente única o velocidad sistémica) para calcular la velocidad residual en cada punto (sección 4.1.3). Hemos adoptado el siguiente criterio: en los mapas de velocidad (Fig. 5(i) y siguientes para la componente secundaria del gas ionizado, Fig 7(c) para el gas neutro) donde observamos un patrón de rotación en la fase correspondiente (segunda componente del gas ionizado o de $Na I D$), similar al patrón de la componente única, decidimos sustraer la velocidad de la componente única a la velocidad observada. Por el contrario, si el mapa de velocidad de la segunda componente del gas ionizado o del $Na I D$ no muestra patrón de rotación, escogemos la velocidad sistémica de la galaxia para el cálculo de la velocidad residual. Esto ha de hacerse de forma minuciosa,

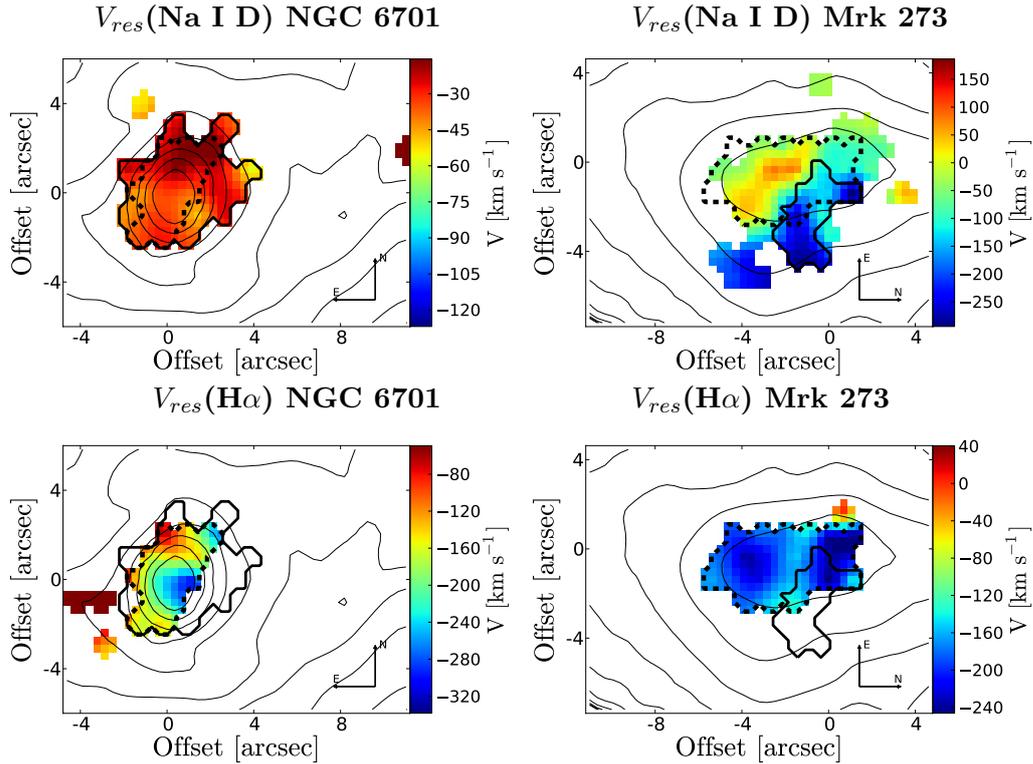


Figura 4.5: Ejemplos de las regiones escogidas en NGC 6701 y Mrk 273 para analizar los parámetros del viento. En las figuras superiores se muestran las velocidades residuales de $H\alpha$ de NGC 6701 (izquierda) y de Mrk 273 (derecha), mientras que en las inferiores las velocidades residuales de Na I D de las dos respectivas galaxias. En todos los casos, el contorno punteado corresponde a la región seleccionada en el mapa de EW(Na I D) para el análisis de la fase neutra del posible viento, mientras que el contorno negro grueso sólido la región de análisis para la fase ionizada del posible viento. Los contornos sólidos finos corresponden a los isocontornos de flujo de continuo en la banda 6200-6280 Å.

galaxia por galaxia. En las columnas (6) y (10) de la tabla 4.3a detallamos qué referencia hemos escogido en cada fase y galaxia.

La selección de las regiones nos permite obtener la cinemática de los posibles vientos. Una vez determinadas las regiones de cada galaxia asociadas al posible viento, integramos los espectros de las fibras que componen estas regiones, ajustamos estos espectros como hemos hecho anteriormente para obtener los espectros integrados (ver sección 2.6), y obtenemos la cinemática, flujo y anchura equivalente de Na I D de estas regiones. Para el gas ionizado estos valores son equivalentes a realizar un promedio pesado en flujo de los valores de cada fibra de la región. Sin embargo, esto no ocurre para el gas neutro, ya que la EW no es aditiva, como sí lo es el flujo de una línea de emisión. En la tabla 4.3a se presentan los principales resultados de la integración, ajuste y análisis de los espectros asociados a estas regiones, que incluyen las propiedades cinemáticas de cada fase

Tabla 4.3

Galaxia	Fase ionizada, comp. secundaria					Fase neutra				
	$F(H\alpha)$ [10^{-14} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$]	$[N II]/H\alpha$	v_{reg} [km s $^{-1}$]	σ_{reg} [km s $^{-1}$]	ref	EW [Å]	v_{reg} [km s $^{-1}$]	σ_{reg} [km s $^{-1}$]	ref.	
UGC 5101†	0.5	1.2 ± 0.2	-117 ± 70	309 ± 140	sys	6.0	-52 ± 35	191 ± 85	sys	
IRAS 10565+2448	0.7	1.6 ± 0.2	-154 ± 70	259 ± 25	sys	7.3	-226 ± 65	181 ± 45	sys	
IC 694†	6.9	0.6 ± 0.2	-156 ± 30	178 ± 90	sys	2.7	-45 ± 35	114 ± 40	sys	
NGC 3690†	5.3	0.3 ± 0.1	50 ± 30	90 ± 20	sys	3.1	-75 ± 80	139 ± 75	sys	
NGC 5218	1.4	0.7 ± 0.2	-113 ± 15	110 ± 40	sys	4.6	-19 ± 5	122 ± 5	rot	
NGC 5394	7.3	0.7 ± 0.1	-33 ± 15	134 ± 20	rot	5.2	-191 ± 60	164 ± 25	rot	
IC 860	-	-	-	-	-	4.3	-44 ± 20	125 ± 100	sys	
MRK 273†	4.2	1.2 ± 0.5	-210 ± 80	337 ± 120	sys	4.3	-191 ± 40	144 ± 40	sys	
NGC 5653	0.8	0.7 ± 0.3	-19 ± 15	78 ± 15	sys	2.7	-58 ± 10	93 ± 10	sys	
CGCG-049-057	0.2	0.6 ± 0.1	41 ± 15	97 ± 5	rot	4.7	11 ± 80	66 ± 20	rot	
NGC 5930	1.0	0.6 ± 0.1	-106 ± 25	176 ± 30	sys	3.7	-2 ± 5	206 ± 5	sys	
NGC 5934	-	-	-	-	-	3.4	43 ± 90	184 ± 85	rot	
NGC 5936	4.6	0.6 ± 0.2	-40 ± 20	139 ± 20	sys	3.6	-84 ± 40	100 ± 35	sys	
NGC 5953†	5.7	1.4 ± 0.3	-3 ± 20	219 ± 60	rot	3.2	-63 ± 5	131 ± 5	sys	
ARP 220†	0.2	3.1 ± 0.1	-137 ± 10	296 ± 55	sys	6.5	24 ± 25	222 ± 20	sys	
NGC 6027	0.8	0.5 ± 0.1	-88 ± 35	87 ± 10	sys	3.9	-68 ± 140	264 ± 65	rot	
UGC 10205	-	-	-	-	-	4.5	14 ± 10	75 ± 10	sys	
NGC 6240†	12.8	0.5 ± 0.5	-67 ± 100	697 ± 135	sys	8.2	-197 ± 80	149 ± 45	sys	
NGC 6701	8.5	0.9 ± 0.2	-30 ± 10	153 ± 35	rot	2.9	-196 ± 75	178 ± 50	sys	

(a) **Notas:** Columna (1): Nombre del objeto. Las galaxias con AGNs se marcan con †. Columna (2): Flujo en $H\alpha$ de la componente secundaria en la región. Columna (3): Cociente de $[N II]/H\alpha$ en la región. Columna (4): Velocidad residual de la región asociada a la fase ionizada del viento, en km s $^{-1}$. Columna (5): Dispersión de velocidad de la región asociada a la fase ionizada del viento, en km s $^{-1}$. Columna (6): Velocidad de referencia para el cálculo de la velocidad residual del gas ionizado. “rot” corresponde a la velocidad de la componente única en esa región (traza rotación del disco) y “sys” a la velocidad sistemática de la galaxia, respectivamente. Columna (7): Anchura equivalente de $Na I D$ de la región, en Å. Columna (8): Velocidad de la región asociada a la fase neutra del viento, en km s $^{-1}$. Columna (9): Dispersión de velocidades de la región asociada a la fase neutra del viento, en km s $^{-1}$. Columna (10): Velocidad de referencia para el cálculo de la velocidad residual del gas neutro. rot “ y ” sys” como en Col(6).

4.4.2. Detección de vientos

Un requisito imprescindible para que una región de gas interestelar pueda considerarse como viento galáctico (*outflow*) es la presencia de velocidades que impliquen que el material se aleja hacia fuera del disco³. En el caso de la fase ionizada, al detectarse por emisión, podemos también observar a lo largo de la línea de visión no sólo el gas del viento que se acerca al observador, sino también observar la que se mueve alejándose del plano de la galaxia y del observador (asumiendo un comportamiento simétrico del viento). Esto provocaría que la velocidad media medida descendiera a pocos km s^{-1} desplazados al azul (pues la parte lejana se vería más extinguida por el plano de la galaxia) y aumentaría la dispersión de velocidad. En el caso de la fase neutra, al estudiarse a partir de líneas de absorción, solo podemos detectar el gas que se encuentra entre el observador y la galaxia, de forma que el desplazamiento al azul debe ser señal inequívoca. En base a esto, en este estudio consideramos que existe un *outflow* si, para cada una de las fases se cumplen estas condiciones:

- Gas ionizado: La velocidad media observada es menor de -50 km s^{-1} o la velocidad media es menor de 0 y la dispersión de velocidades es mayor de 100 km s^{-1} .
- Gas neutro: La velocidad media es menor de -50 km s^{-1} .

Con este criterio y los resultados expuestos en las secciones previas, detectamos la fase ionizada y la fase neutra de un viento galáctico en 13 y 11 galaxias, respectivamente, de las 19 galaxias de nuestra muestra. En 9 galaxias detectamos de forma simultánea las fases neutras e ionizadas. Solo en NGC 5653 y NGC 3690 detectamos la fase neutra sin la contrapartida ionizada, mientras que en ARP 220, IC 694 y NGC 5218 no se detecta la fase neutra. A partir de ahora, los 4 objetos que no presentan vientos ni en fase neutra ni en la ionizada (NGC 5934, UGC 10205, IC 860, CGCG 049-057) están excluidos del análisis y discusión que sigue.

4.4.3. Tasa de detección de vientos

En el apartado anterior explicamos cómo se realiza la detección de los vientos galácticos en nuestra muestra de galaxias. En esta sección investigamos si la tasa de detección depende de propiedades de las galaxias huéspedes, tales como la inclinación o la clase morfológica, según hemos definido en la sección 2.1. Aunque nuestra muestra no es completa, puede ayudar a identificar tendencias para futuros estudios en muestras más grandes.

Es de esperar que, si los vientos galácticos ocurren en dirección perpendicular al disco, encontremos mayor porcentaje en galaxias con baja inclinación. En la figura 4.6(a) presentamos la distribución de detección de vientos galácticos respecto a su inclinación. Observamos que en el 100 % de las galaxias con $i \leq 50^\circ$ detectamos un viento, en una sola fase (roja para la fase ionizada, verde para la neutra) o las dos a la vez (azul), cifra que cae al 50 % para $i \geq 50^\circ$. Esto refuerza la hipótesis de que los vientos se mueven en el eje perpendicular al plano de la galaxia. Es importante resaltar que dos de las tres galaxias de alta inclinación con vientos tanto en fase neutra como ionizada son las galaxias *starburst* e irregulares NGC 6240 y Mrk 273, donde la inclinación es difícil de definir y la geometría del viento puede ser mucho más compleja.

Heckman et al. (2000) detectan fase neutra en el 70 % de las galaxias con $i \leq 65^\circ$, en una muestra de 32 *IR-brights galaxies*. Chen et al. (2010) también encuentra, en una muestra de galaxias de SDSS, que el Na I D interestelar está dominado por una componente de viento para inclinaciones menores de 50° . En nuestro caso, detectamos fase neutra en

³Puede haber velocidades desplazadas al rojo (*inflows*), pero están fuera del rango de interés de nuestro estudio.

casi el 60 % de las galaxias con $i \leq 65^\circ$, cifra que sube al 70 % para $i \leq 50^\circ$. La fase ionizada también se detecta preferentemente a bajas inclinaciones.

Del mismo modo que se observa una relación entre inclinación y detección de vientos, también se observa esta tendencia con la luminosidad infrarroja (Fig. 4.6(b)) y con la clase morfológica⁴ de las galaxias (Fig. 4.6(c)). En nuestra muestra detectamos en el 90 % de las galaxias con algún tipo de interacción (tipo 1 + 2) alguna fase del viento, sea ionizado (11/14), o neutro (9/14). En el 50 % de las galaxias de tipo 1 y 2 detectamos las dos fases de forma simultánea. Dado que los procesos de interacción de galaxias inducen estallidos de formación estelar (y, por lo tanto, un aumento de la luminosidad infrarroja de la galaxia), que a su vez puede alterar el ISM y, consecuentemente, crear un *outflow*. Por lo tanto no es de extrañar este resultado.

Finalmente, siempre encontramos al menos una fase del viento en galaxias con AGNs activos. Esto no es de extrañar, ya que los AGNs son otra de las posibles fuentes de energía que pueden provocar un viento. Por otro lado, no parece observarse ninguna tendencia en la distribución de las fases detectadas del viento en los diferentes tipos espectroscópicos, es decir, no se observa una tendencia a mayor detección de fase neutra o ionizada ni SFGs ni en AGNs.

4.4.4. Cinemática de los vientos

4.4.4.1. Comparación de las velocidades y dispersiones de las dos fases del viento

Tras la definición y detección de vientos galácticos en las galaxias de nuestra muestra, procedemos a obtener la velocidad con la que se propaga el *outflow*. Hemos definido las velocidades de *outflow* (V_{out}) de las dos fases, neutra e ionizada, como el valor absoluto de la velocidad de cada fase (V_{reg} , columnas (4) y (8) de la tabla 4.3a) tras deproyectarlas. Los valores de V_{out} pueden encontrarse en la columna (3) de la tabla 4.4.

Las velocidades de *outflow* abarcan el rango de 50-850 km s⁻¹ en la fase neutra, con un valor promedio de 270 ± 150 km s⁻¹. Estos valores son similares a las velocidades encontradas en otros estudios de Na I D interestelar (Heckman et al., 2000; Martin, 2005; Rupke et al., 2005b; Chen et al., 2010; Rupke & Veilleux, 2013; Cazzoli et al., 2016), y en particular para los objetos ya observados por otros autores (IRAS 10565+2488 por Rupke & Veilleux (2013), Arp 220 por Martin (2005), entre otros). Encontramos, en la tabla 4.4, que los valores de la velocidad son mayores en las galaxias de clase 2 (Mrk 273, IRAS 10565+2448 y NGC 6240).

La dispersión de velocidad de la fase neutra varía entre los 90-250 km s⁻¹ para nuestra muestra, con un valor medio de $\sim 150 \pm 50$ km s⁻¹. Estos valores concuerdan con los valores obtenidos por Martin (2005) con datos de rendija larga para una muestra de galaxias ULIRGs y con los de Cazzoli et al. (2016) para una muestra de LIRGs observadas con *IFS*. Nuestras dispersiones de velocidad también están en consonancia con las medidas por Rupke & Veilleux (2013). En ese estudio no se realiza ninguna selección de regiones, sino que se obtiene el valor promedio en todos los *spaxels*. Si comparamos los dos objetos en común entre las dos muestras, IRAS 10565+2448 y Mrk 273, vemos que hay coincidencia dentro de nuestro rango de error.

Las velocidades de *outflow* del gas ionizado están en el rango 10-950 km s⁻¹, con un valor medio de 200 ± 150 km s⁻¹. Los valores más altos de V_{out} , corresponden a ULIRGs con AGN, y están en buen acuerdo con los medidos para ULIRGs por Westmoquette et al. (2012). Sin embargo, las velocidades que encontramos en las galaxias no-ULIRGs

⁴Tipo 0 si no está en interacción, 1 si es una galaxia con algún grado de interacción y 2 si es una galaxia en proceso de fusión. Ver el capítulo 2 para más detalles.

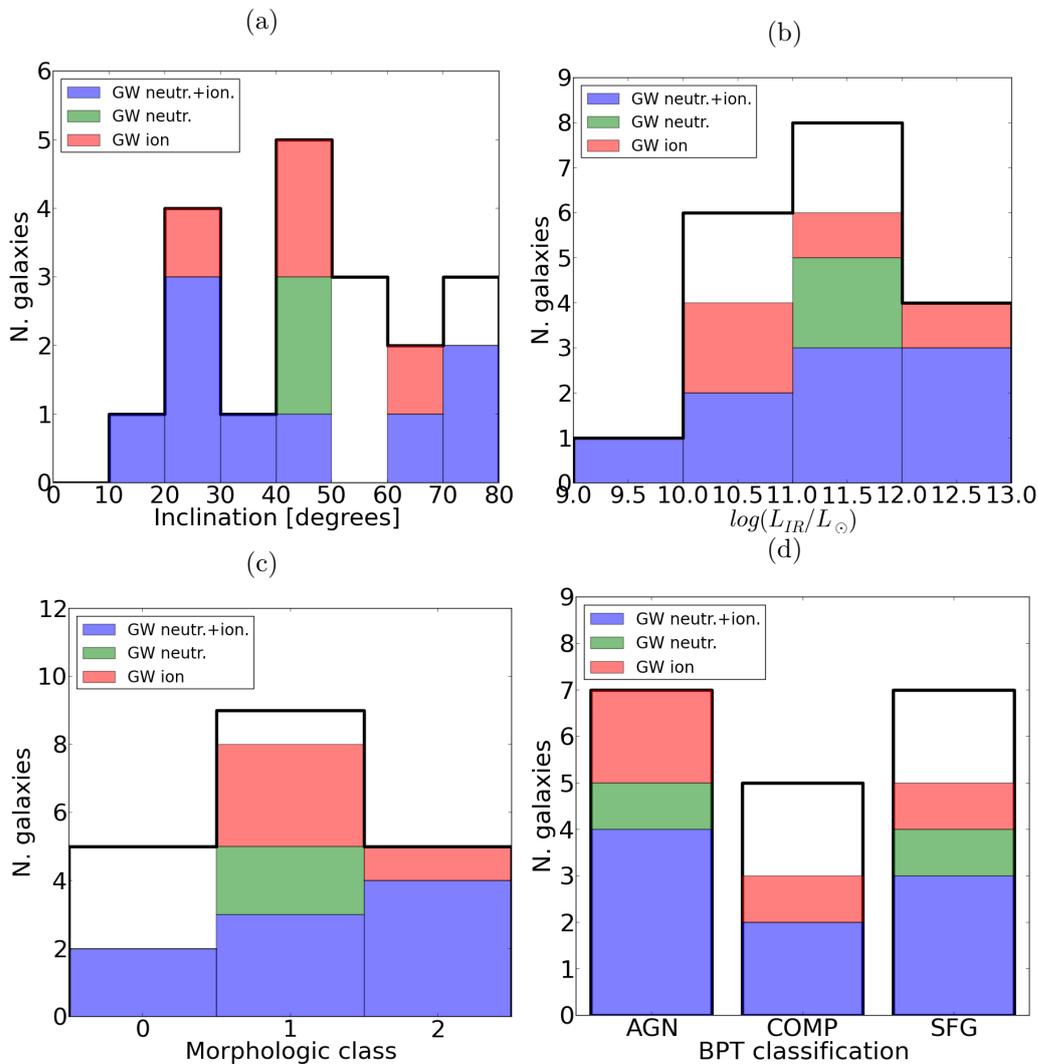


Figura 4.6: (a), Histogramas que muestran el número de galaxias con vientos galácticos detectados con respecto a la inclinación (en grados), (b) el logaritmo de la luminosidad total infrarroja, (c) la clase morfológica adoptada (explicada en el capítulo 2) y (d) clasificación espectroscópica del tipo de ionización del núcleo. En todos los casos el color azul denota detección de viento tanto en fase neutra como ionizada. Las detecciones de únicamente la fase neutra e ionizada del viento se representan con los colores verde y rojo, respectivamente. La línea gruesa negra indica la distribución de la muestra completa. Los parámetros de cada galaxia se encuentran en la tabla 2.1 del capítulo 2.

son menores tanto en rango, 10-200 km s⁻¹, como en promedio (75 ± 20 km s⁻¹) a las de [Westmoquette et al. \(2012\)](#).

La dispersión de velocidad de la fase ionizada es mayor que la de la fase neutra en galaxias de tipo 2 con AGNs mientras que tiene valores similares en las dos fases en el resto de objetos. Nuestros valores están en el rango 90-700 km s⁻¹, con un valor medio de 250 ± 100 km s⁻¹. Hay que resaltar que la alta dispersión en NGC 6240, de 700 km s⁻¹, se debe probablemente a que hay varias componentes cinemáticas presente pero, al igual que en el caso de la fase neutra, carecemos de suficiente S/N para poder hacer un ajuste de tres o más componentes cinemáticas.

En la figura 4.7 mostramos la comparación entre las velocidades de *outflow* (panel superior) y las dispersiones de velocidad (panel inferior) en galaxias en las que se ha detectado tanto la fase neutra como la ionizada del viento. También se utiliza, junto con la velocidad de *outflow* (V_{out}), la velocidad máxima, definida como $V_{max} = V_{out} + 2 \times \sigma$. El 95 % del gas tiene velocidad inferior a este valor máximo. Estas velocidades, tanto para la fase neutra como para la ionizada, se representan con símbolos huecos en la figura 4.7 (panel superior). Además, representamos los valores de la velocidad y la velocidad máxima de los objetos analizados por [Cazzoli et al. \(2016\)](#) con rombos grises y huecos, respectivamente⁵.

Observamos una correlación lineal entre las velocidades de *outflow* de las fases neutra e ionizada, al igual que en las velocidades máximas. Las líneas continua azul y discontinua roja del panel superior de la figura 4.7 muestran los ajustes lineales a las velocidades de *outflow* y máximas, respectivamente. Las velocidades máximas de las dos fases (con pendiente $m = 2.1 \pm 0.6$ y coeficiente de correlación $r^2 = 0.8$) correlacionan mejor que las velocidades de *outflow* ($m = 1.0 \pm 0.3$, $r^2 = 0.7$). El ajuste de las velocidades de *outflow* depende en gran medida del valor de Mrk 273 ($V_{out}(\text{NaI}) = 850$ km s⁻¹ y $V_{out}(H^+) = 934$ km s⁻¹). Si descartamos este valor, el resultado sería significativamente diferente ($m = 0.2 \pm 0.1$, $r^2 = 0.6$), y se ajustaría mejor también a los datos de [Cazzoli et al. \(2016\)](#). Aunque el ajuste de las velocidades máximas depende de los valores extremos (NGC 6240 y Mrk 273), esta dependencia es menor que en el caso de las velocidades de *outflow*. Esto resalta la necesidad de más observaciones para determinar si son objetos que se salen de la norma porque la naturaleza de sus vientos es diferente.

En el caso de la dispersión de velocidad, en la figura 4.7 (panel inferior) no observamos correlación alguna entre las dispersiones de velocidad de ambas fases. Analizando tanto nuestros datos como los de [Cazzoli et al. \(2016\)](#) y [Rupke & Veilleux \(2013\)](#) podemos ver que la dispersión de velocidad del Na I D no supera los 300 km s⁻¹, situándose típicamente en la región de 100-250 km s⁻¹. Esto, sin embargo, no ocurre en la fase ionizada, donde las dispersiones pueden superar los 500 km s⁻¹, como en NGC 6240 (presente trabajo) o F11087+5351 ([Arribas et al., 2014](#)). Los objetos con dispersión de velocidad más alta en la fase ionizada son también aquellos que contienen AGNs (marcados con una circunferencia negra). Sin embargo, no se observa un aumento de la dispersión de velocidad de gas neutro en objetos con AGNs.

4.4.4.2. Relación entre la cinemática de los vientos y la SFR

La formación estelar puede inducir, mediante la liberación de energía por medio de supernovas, movimientos en el medio interestelar que terminen en la formación de vientos. Por lo tanto, es de esperar que galaxias con formación estelar más intensa presenten vientos más potentes. En la figura 4.8 presentamos la velocidad de *outflow* de la fase del viento

⁵Los valores de Na I D se han obtenido de la tabla 3 de [Cazzoli et al. \(2016\)](#), donde presenta las velocidades de *outflow* y dispersiones de velocidad del Na I D en una región seleccionada de forma parecida a la realizada en nuestro trabajo. Los valores de la velocidad de *outflow* y dispersión del gas ionizado se han extraído del trabajo de [Arribas et al. \(2014\)](#) y se han deproyectado con la inclinación obtenida por [Bellocchi et al. \(2013\)](#).

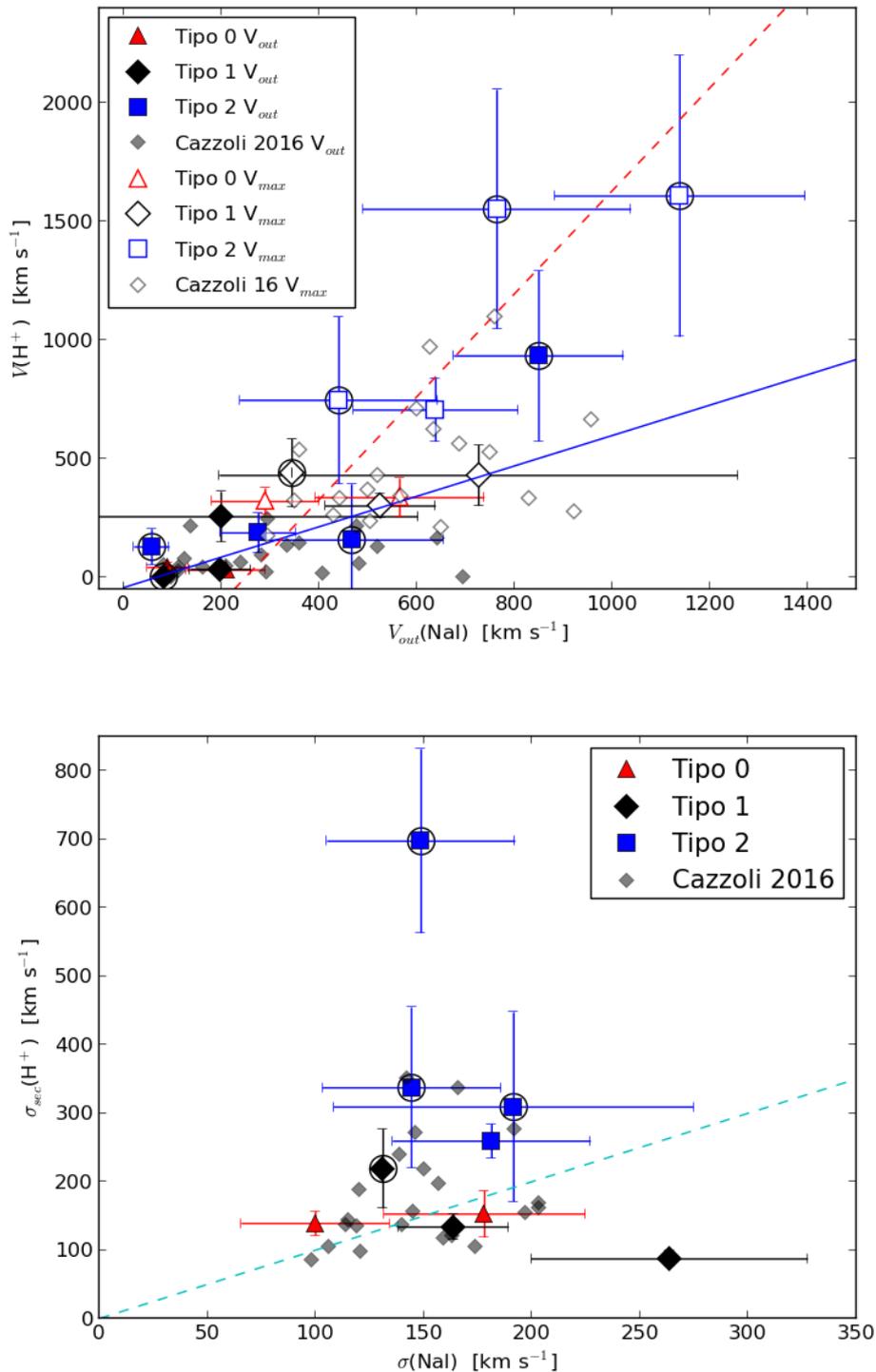


Figura 4.7: Arriba: Comparación entre la velocidad de *outflow* (corregida por inclinación) de las fases neutra e ionizada. Los triángulos rojos, rombos negros y cuadrados azules representan a las 3 clases morfológicas que definimos en el capítulo 2, respectivamente. Las galaxias que albergan un AGN se representan con una circunferencia externa al símbolo. Los símbolos huecos representan la velocidad máxima, es decir, $V_{max} = V_{out} + 2 \times \sigma$, mientras que los rellenos indican V_{out} . La recta discontinua roja y continua azul del panel superior corresponden al ajuste de las velocidades máximas y velocidades de *outflow*, respectivamente. Abajo: Comparación entre la dispersión de velocidad de las fases neutra e ionizada. Los símbolos son equivalentes a los de la figura superior. La recta punteada azul en ambos paneles indica la recta 1:1.

respecto a la SFR de la galaxia⁶. Apreciamos que la velocidad de *outflow* crece conforme aumenta la SFR. [Martin \(2005\)](#) propuso una ley de potencias entre la SFR y la velocidad de *outflow* ($V_{out}(\text{Na I D}) \propto \text{SFR}^n$). Ajustando nuestros datos obtenemos $n = 0.21 \pm 0.05$, con un coeficiente de correlación $r^2 = 0.55$ (línea negra). Este resultado coincide con el resultado obtenido por [Rupke et al. \(2005b\)](#) ($n = 0.21 \pm 0.04$), aunque discrepa de los obtenidos por [Cazzoli et al. \(2016\)](#) y [Martin \(2005\)](#) ($n = 0.40 \pm 0.07$ y $n = 0.35 \pm 0.06$). Estas últimas discrepancias pueden deberse a que ambos estudios carecen de objetos en el rango de $\text{SFR} \leq 10 M_{\odot} \text{ año}^{-1}$, por tanto sus ajustes se realizan en un rango distinto. Con nuestros datos hemos mejorado notablemente la información disponible hasta la fecha para $\text{SFR} \leq 10 M_{\odot} \text{ año}^{-1}$.

Como hemos visto anteriormente, la cinemática de la fase ionizada está dominada por la dispersión de velocidad (Fig 4.7). El rango de las velocidades de *outflow* de la fase ionizada es más reducido, mientras que las dispersiones abarcan un rango mayor. Encontramos correlación entre la dispersión de velocidad de la fase ionizada con la SFR, mientras que esto no ocurre entre la velocidad de *outflow* para esta fase y la SFR (Fig. 4.9). Observamos que, a mayor SFR de la galaxia, mayor es la dispersión de velocidad, hecho que ocurre a lo largo de todo el rango de SFR. Si consideramos que las dispersiones siguen una ley de potencias análoga a la relación entre las velocidades de *outflow* de la fase neutra con respecto a la SFR ($\sigma \propto \text{SFR}^n$) obtenemos el mismo ($n = 0.21 \pm 0.01$, $r = 0.80$). Es la primera vez que se observa esta correlación entre la dispersión de velocidad de la fase ionizada de vientos galácticos con la SFR. Otros estudios observacionales ([Westmoquette et al., 2012](#); [Arribas et al., 2014](#)) y simulaciones ([Ceverino et al., 2016](#)) encuentran correlaciones más débiles entre la velocidad máxima de la fase ionizada y la SFR. Esta débil correlación puede deberse a que la velocidad es más sensible a efectos de deproyección.

Es interesante investigar si existe relación entre la dispersión de velocidad y/o la velocidad de *outflow* y máxima con la formación estelar local, es decir, la tasa de formación estelar específica (Σ_{SFR}) en la región del *outflow*. Sin embargo, en la obtención de la Σ_{SFR} encontramos diversas dificultades. La primera es el cálculo de la extinción local: no disponemos de datos locales ni del $\text{H}\beta$ ni de la emisión en infrarrojo. Y la segunda es no ser capaces de identificar de forma precisa los brotes de formación estelar donde se forman los vientos. Aún con estas limitaciones, empleamos dos métodos para calcular Σ_{SFR} :

- El flujo de $\text{H}\alpha$ de la componente única en todo el FoV y corregido por extinción⁷ dividido por el área emisora.
- El flujo de $\text{H}\alpha$ de la componente primaria en la región en la que identificamos la fase ionizada del viento (ver Sección 4.4.1), corregido por extinción, y dividido por el área correspondiente.

El rango de Σ_{SFR} que encontramos es de $0.1\text{-}1.0 M_{\odot} \text{ kpc}^{-2} \text{ año}^{-1}$, con un valor medio de $(0.3 \pm 0.2) M_{\odot} \text{ kpc}^{-2} \text{ año}^{-1}$. En ninguna de las dos aproximaciones al cálculo de la Σ_{SFR} apreciamos correlación entre ésta y la dispersión de velocidad de la fase ionizada. Esto también ocurre con el resto de variables cinemáticas (velocidad de *outflow* y velocidad máxima) de las dos fases, neutra e ionizada. Por otra parte, los valores obtenidos de la Σ_{SFR} están por encima del límite establecido de forma empírica por [Heckman et al. \(2000\)](#) ($\Sigma_{SFR} \geq 0.1 M_{\odot} \text{ kpc}^{-2} \text{ año}^{-1}$), a partir de observaciones de Na I D con rendija larga, como valor mínimo para la producción de vientos por formación estelar. Nuestro resultado también es compatible con el valor mínimo obtenido de las simulaciones de [Fielding et al. \(2018\)](#) ($\Sigma_{SFR} \geq 0.03 M_{\odot} \text{ kpc}^{-2} \text{ año}^{-1}$).

⁶Para el cálculo de la SFR hemos usamos la ecuación (5) de [Catalán-Torrecilla et al. \(2015\)](#), que utiliza tanto el flujo de $\text{H}\alpha$ observado como la luminosidad total infrarroja.

⁷La corrección por extinción se detalla en la sección 4.5.

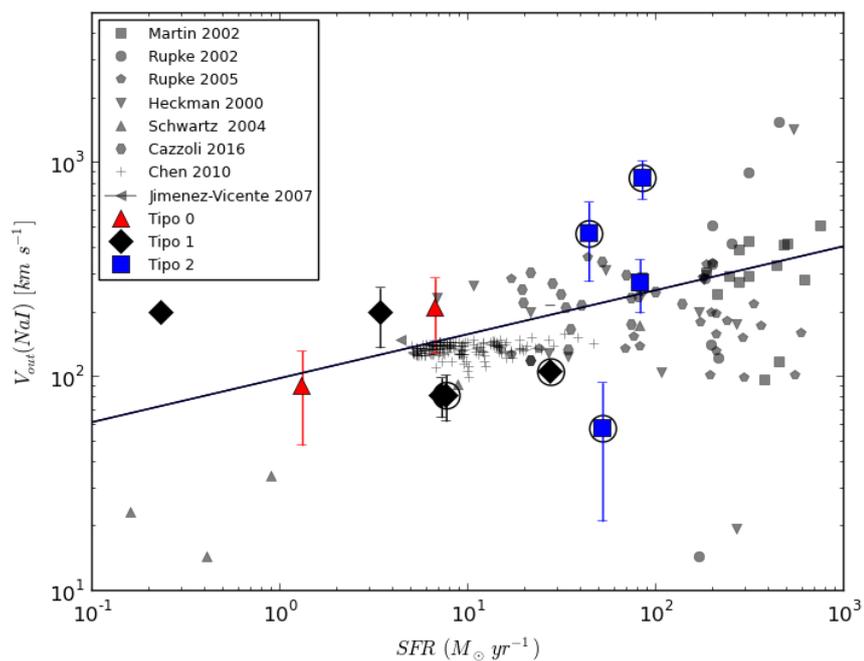


Figura 4.8: Velocidad de *outflow* del gas neutro en las galaxias con vientos detectados en fase neutra frente a la SFR de la galaxia. Las velocidades representadas se encuentran corregidas por inclinación. Los datos del actual estudio se presentan en color negro, rojo y azul, indicando la clasificación morfológica de [Veilleux et al. \(2002\)](#). Las galaxias que albergan AGNs se marcan con un círculo extra. Con puntos grises, de diferentes símbolos, se marcan observaciones de otros autores, tal y como se especifica en la leyenda. La recta negra presenta el ajuste de $V \propto SFR^n$, tal y como propuso [Martin \(2005\)](#) para los datos de nuestra muestra

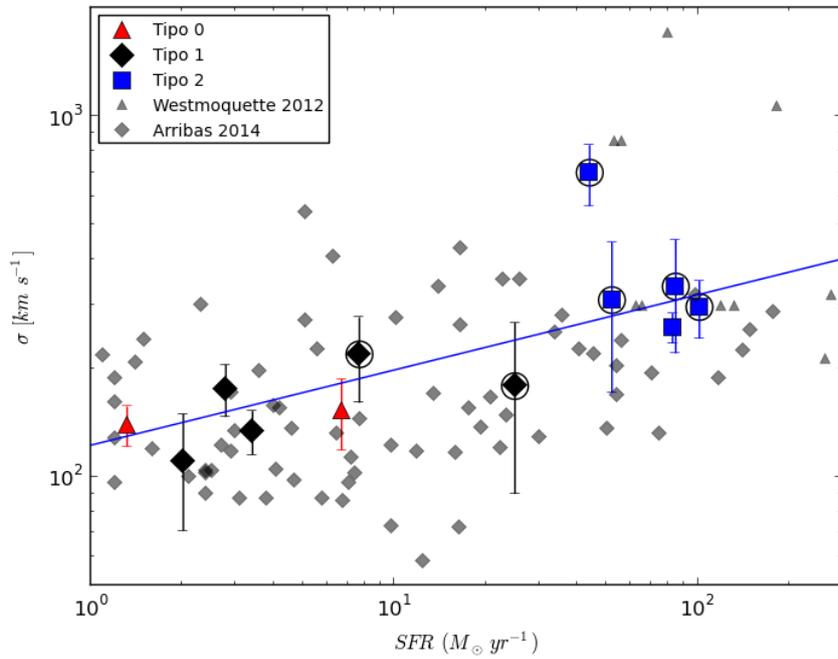


Figura 4.9: Dispersión de velocidad del gas ionizado en las galaxias con vientos detectados en fase ionizada frente a la SFR de la galaxia. Los datos del actual estudio se presentan en color negro, rojo y azul, indicando la clasificación morfológica de [Veilleux et al. \(2002\)](#). Las galaxias que albergan AGNs se marcan con un círculo extra. Los puntos grises, de diferentes símbolos, se marcan otras observaciones de la bibliografía, como son [Arribas et al. \(2014\)](#) y [Westmoquette et al. \(2012\)](#). La recta dibujada presenta el ajuste de $\sigma \propto \text{SFR}^n$.

4.4.4.3. Comentarios adicionales

La dispersión de velocidad de la fase neutra puede ser explicada como una superposición a lo largo de la línea de visión de diferentes nubes de gas neutro. Esto es consistente con las observaciones de [Schwartz & Martin \(2004\)](#) en M82, donde descompusieron una línea de absorción interestelar de Na I D de $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$ en 5 diferentes componentes de $10\text{-}35 \text{ km s}^{-1}$ cada una. Esto mismo puede intuirse en las zonas centrales de algunas de las galaxias de nuestra muestra (en particular en las 4 fibras centrales de NGC 5394), pero por desgracia la S/N no es suficiente para hacer un ajuste estadísticamente consistente.

La dispersión de velocidad de la fase ionizada, tiene un origen distinto. El flujo de emisión de $\text{H}\alpha$ es especialmente sensible a la densidad (el flujo de las líneas de emisión es proporcional al cuadrado de la densidad), y es de esperar que, en la expansión del viento, la densidad de estas nubes decrezca y por ello el flujo en las zonas más alejadas del cúmulo estelar o AGN que genera el viento. Sí podrían explicarse estas altas dispersiones observadas como la superposición, a lo largo de la línea de visión, de las dos cáscaras de un viento bicónico, es decir, que observamos el viento a los dos lados de la galaxia, tanto el material que se acerca al observador como el que se aleja. La emisión del material que se aleja estará necesariamente más afectado de extinción. Por otra parte, el estudio de [Ceverino et al. \(2016\)](#), basado en observaciones sintéticas de $\text{H}\alpha$, encuentra que las velocidades máximas de $\text{H}\alpha$ no se alteran con la extinción.

Otra posible explicación a las altas dispersiones de la fase ionizada, compatible con la anterior, sería que, en estos casos, estamos observando el gas ionizado que se encuentra muy cerca del plano de la galaxia, en la región donde se está acelerado el gas, y estas altas dispersiones se deben a la turbulencia del gas en la zona de aceleración del viento debido al aporte energético del *starburst* y/o el AGN. Este esquema fue propuesto por [Strickland](#)

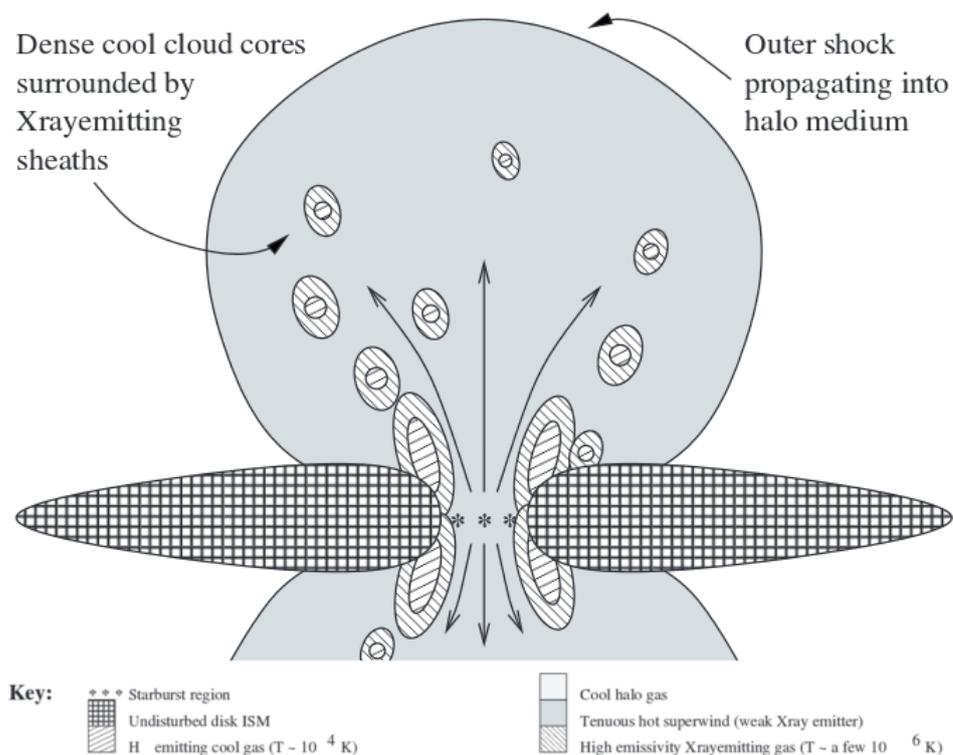


Figura 4.10: Sección transversal de los vientos galácticos según [Strickland et al. \(2002\)](#).

[et al. \(2002\)](#) y lo reproducimos en la figura 4.10. Las nubes de gas neutro que observamos se encuentran más lejanas del plano de la galaxia, mientras que detectamos el gas ionizado en una región mucho más próxima al *starburst*, donde la densidad del gas es mayor.

4.5. Parámetros del viento

En esta sección estimamos la cantidad de masa que transporta el viento y como de revelante es para la galaxia que lo alberga. Para poder cuantificar la cantidad de masa que transporta el viento debemos asumir una geometría, ya que nuestras observaciones no nos permiten obtenerla. Con este objetivo, utilizaremos el modelo de “Viento Libre de Radio Único” (*Single Radius Free Wind*, a partir de ahora SRFW). Los detalles de este modelo se encuentran en [Rupke et al. \(2005b\)](#). De forma resumida, este modelo supone una fuente de energía, como podría ser un *starburst*, rodeada por capas de gas que se expanden libremente. Estas capas están formadas por un viento altamente perturbado e ionizado (fase ionizada del viento, *shocked phase* en inglés) y nubes de gas neutro atrapado (*entrained*) por este viento.

El modelo de SRFW ignora procesos complejos que ocurren en un viento durante su expansión. El viento, al expandirse a través del ISM, va atrapando gas denso. Este gas, al estar siendo acelerado por un fluido menos denso, experimenta diferencias de presiones en su superficie. Estas diferencias de presión provocan las llamadas inestabilidades de Rayleigh-Taylor, que pueden llegar a fragmentar estas capas y formar nubes y/o filamentos (ver [Veilleux et al., 2005](#)). Estas nubes y/o filamentos pueden tener velocidades diferentes y direcciones de propagación alejadas del eje perpendicular al plano de la galaxia. Sin embargo, la resolución espacial de nuestros datos no permite detectar esos posibles filamentos. En su lugar, veríamos una capa de gas moviéndose a una velocidad promedio. Es por esto por lo que, aun siendo un modelo simplificado, el modelo de SRFW es válido para

los datos de los que disponemos y nos permite de forma aproximada una estimación de los parámetros de masa.

4.5.1. Masa del viento de la fase neutra

Como dijimos anteriormente, suponemos que el viento forma una capa de gas con simetría esférica, radio interno r_1 , y externo r_2 , moviéndose con una velocidad de propagación⁸ v . Para la fase neutra, suponemos que el flujo de masa en cada instante de tiempo (instantáneo) y la velocidad son constantes dentro del radio del viento, y valen cero fuera de él. Podemos expresar en cada radio r el flujo de masa como:

$$\frac{dM^{inst}}{dt}(r) = \Omega \mu m_p n(r) v r^2 \quad (4.1)$$

donde Ω es el ángulo sólido del viento, μm_p es la masa por partícula (donde m_p es la masa del protón y μ la corrección por abundancia relativa de He) y $n(r)$ es la densidad volumétrica de átomos de H del viento. Si queremos expresar la densidad en términos de densidad columnal (N) y suponemos que la densidad sigue un modelo de esfera isoterma (es decir, $n \propto r^{-2}$) obtenemos que el flujo de masa instantáneo a cualquier radio r es de

$$\frac{dM^{inst}}{dt}(r) = \Omega \mu m_p N v \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1} \quad (4.2)$$

Diversos estudios teóricos y simulaciones (Castor et al., 1975; Strickland & Stevens, 2000) predicen que esta capa de gas tiende a un espesor pequeño ($r_1 \approx r_2 = r$). Esta aproximación es la llamada aproximación de cáscara fina (“*thin shell*” en inglés). Aplicándola a nuestro modelo, integrando a lo largo de r y reordenando términos, obtenemos que la masa de gas neutro en un viento es de:

$$M = 5.6 \times 10^8 \left(\frac{C_\Omega}{0.4} C_f \right) \left(\frac{r^2}{100 \text{ kpc}^2} \right) \left(\frac{N(H)}{10^{21} \text{ cm}^{-2}} \right) M_\odot \quad (4.3)$$

donde Ω se ha dividido en dos factores, el factor de cobertura global, es decir, la apertura global del viento, C_Ω , y el factor de cobertura local, C_f , que indica qué cantidad del área está cubierto por material absorbente. Dividiendo este resultado por el tiempo dinámico ($t_{wind} = r/v$) obtenemos la cantidad de masa que el viento arranca del disco por unidad de tiempo, o flujo de masa:

$$\dot{M} = 11.5 \left(\frac{C_\Omega}{0.4} C_f \right) \left(\frac{r}{10 \text{ kpc}} \right) \left(\frac{N(H)}{10^{21} \text{ cm}^{-2}} \right) \left(\frac{|\Delta v|}{200 \text{ km s}^{-1}} \right) M_\odot \text{ año}^{-1} \quad (4.4)$$

Dado que asumimos que los vientos son bicónicos y perpendiculares al disco, permitimos que Ω varíe entre 0 y 4π . Por lo tanto, $\Omega/4\pi = C_\Omega C_f$. En las galaxias no-ULIRGs adoptamos un criterio conservador, con un ángulo de apertura⁹ de 50° . Para las ULIRGs, consideraremos un ángulo de 100° ($C_\Omega=0.8$) (Rupke et al., 2005b). r , el radio del viento, lo obtenemos a partir del radio del área de la región donde definimos el viento (ver sección 4.4.1) y de su ángulo de apertura (θ), suponiendo que la fuente de energía está en el ápex del cono y que el área que observamos de la región del viento corresponde a la base del cono. Por trigonometría obtenemos:

$$r = \frac{1}{\cos(i)} \times \frac{r_{reg}}{|tg(\theta/2)|} \quad (4.5)$$

⁸Para la fase neutra consideraremos V_{out} como la velocidad de propagación.

⁹El ángulo de apertura de un cono se relaciona con el ángulo sólido de la forma $\Omega = 4\pi(1 - \tan^2(\theta/2))$

donde i es la inclinación de galaxia y r_{reg} es el radio de la región del viento observada (ver sección 4.4). La densidad columnal de hidrógeno, se obtiene de la misma forma que en la sección 3.4 para NGC 5394. El método consiste en obtener el factor de cobertura local C_f y el espesor óptico τ del Na I D a través de las intensidades de las dos líneas que forman el doblete. Posteriormente, usamos la técnica de la curva de crecimiento y la anchura equivalente de Na I D. Con ello obtenemos la densidad columnal de Na I D. Luego, asumiendo un abundancia de Na, grado de ionización del gas, grado de disminución en polvo y grado de agotamiento del gas obtenemos la densidad columnal de gas neutro $N(H)$.

4.5.2. Masa del viento de la fase ionizada

Para el cálculo de los parámetros de la fase ionizada consideramos el mismo modelo de “*thin shell*” (un *outflow* contenido en un ángulo sólido Ω , un flujo de masa y velocidad constante dentro de la cáscara o capa y cero fuera), pero con ciertas apreciaciones. Primeramente asumimos que el gas está fotoionizado¹⁰, en el caso B con una temperatura electrónica de $T_e = 10^4$ K (Osterbrock & Ferland, 2006). Asumimos también que la densidad electrónica (N_e) de los grumos densos, que contribuyen a la emisión, es constante en la región del viento. Con estas suposiciones, y al igual que hicimos en la sección 3.4 para NGC 5394, podemos estimar la masa total ionizada $M(H^+)$ con la medida de sólo dos parámetros observables, $L(H\alpha)$ y N_e . La masa total ionizada del viento se puede obtener de la siguiente expresión:

$$M(H^+) = \frac{2.2 L(H\alpha) m_p}{h\nu_{H\alpha} \alpha_B(H^0) N_e} \quad (4.6)$$

donde m_p es la masa del protón, $h\nu_{H\alpha}$ la energía de un fotón de $H\alpha$, $\alpha_B(H^0)$ el coeficiente de recombinación del H a estados excitados y $L(H\alpha)$ la luminosidad observada en $H\alpha$. Para el cálculo de la densidad electrónica nos hemos valido del cociente de líneas $[S\text{II}]\lambda 6717/[S\text{II}]\lambda 6731$ de la componente secundaria, obteniendo un valor promedio de la muestra de $\approx 400 \text{ cm}^{-3}$. En el caso de NGC 6240 no disponemos de este cociente de líneas, al estar afectado por líneas telúricas atmosféricas, por lo que empleamos en este caso el valor medio de la muestra. Para la luminosidad en $H\alpha$ utilizamos la luminosidad de la segunda componente en la región del viento corregida por extinción. Lamentablemente, a diferencia con NGC 5394, no tenemos valor del flujo de $H\beta$ para poder calcular la extinción en $H\alpha$ en cada galaxia. Catalán-Torrecilla et al. (2015) propone una estimación de la extinción comparando la luminosidad infrarroja y la luminosidad total de $H\alpha$ de la forma:

$$A(H\alpha) = 2.5 \times \log[1 + 0.015 \times L(IR)/L(H\alpha)_{obs}] \quad (4.7)$$

De este modo, obtenemos valores de extinción en $H\alpha$ entre 1.0 y 3.5 magnitudes para nuestra muestra. Hay que mencionar que la luminosidad infrarroja que tenemos corresponde a la galaxia completa, mientras que la luminosidad de $H\alpha$ que observamos es únicamente de la región de la galaxia dentro nuestro FoV (recordamos, $16'' \times 12''$), por lo que nuestros valores de extinción estarán sobreestimados. Esto implica que nuestros parámetros estimados (masa, flujo de masa...) deben considerarse cotas superiores.

Wood et al. (2015) estima que, en caso de ionización por choques, la masa de gas ionizado sería un factor 2 menor al calculado del modo expuesto más arriba (que considera fotoionización). Como hemos visto en la sección 4.1, las razones de líneas de la segunda componente cinemática, indican que predomina la ionización por choques, por lo que aplicamos esta corrección a nuestros resultados.

¹⁰Recordamos que en la sección 4.1 vimos que la principal fuente de ionización del gas ionizado son los choques. Más adelante comentaremos como corregir este efecto.

El flujo de masa de gas ionizado $\dot{M}(H^+)$ se puede estimar dividiendo la masa $M(H^+)$ por el tiempo dinámico del viento $t_{wind} = r/v$. Dado que, en muchos casos, la dispersión de velocidad domina la cinemática del gas ionizado, frente a la velocidad, consideramos que las velocidades máximas ($V_{max} = V_{out} + 2 \times \sigma$) son más representativas que las velocidades de *outflow* y usamos, por tanto, V_{max} en el cálculo de $\dot{M}(H^+)$. Otros autores como [Wood et al. \(2015\)](#) o [Arribas et al. \(2014\)](#) han adoptado también este criterio.

4.5.3. Resultados

Los resultados que obtenemos de radio, masa y flujo de masa, tanto de la fase neutra como ionizada, para nuestra muestra se presentan en la tabla 4.4. En esta sección presentaremos los parámetros obtenidos y los compararemos con los obtenidos por otros autores. En particular, discutiremos cómo de masivos son estos vientos respecto a las galaxias que los albergan. Hay que resaltar que la estimación de M y \dot{M} es incierta. La geometría y modelo del viento es simplificado, cuando el fenómeno es de muy alta complejidad. Además, la determinación observacional de algunos de los parámetros que intervienen en los cálculos (abundancia de Na, la apertura del cono, etc.) entraña mucha dificultad e incertidumbres.

El radio del viento, o la distancia de la cáscara del viento a la galaxia (columna (5) de la tabla 4.4) suele ser menor de 1.5 kpc (12 de los 15 objetos). Este valor es un factor 2-3 menor que los medidos en Na I D por [Cazzoli et al. \(2016\)](#) y [Rupke et al. \(2005b\)](#) pero acordes con las mediciones de [Cicone et al. \(2014\)](#) en observaciones de CO(1-0). [Müller-Sánchez et al. \(2018\)](#) encuentran en NGC 6240, en la misma región que nosotros, un *outflow* de forma cónica, a través de la línea de emisión de [O III]. El radio de este *outflow* es de ~ 3.0 kpc, que es idéntico a nuestra medición para la fase neutra, y un factor 2 mayor que nuestra medición para la fase ionizada. [Rupke & Veilleux \(2013\)](#) encuentran para dos objetos en común con nuestra muestra, IRAS 10565+2448 y MRK 273, el mismo radio para las dos fases, de 5 kpc y 4 kpc respectivamente. El radio para MRK 273 es compatible con nuestro valor, teniendo en cuenta de que la inclinación es alta (77°) y variaciones de ésta pueden cambiar los valores sustancialmente. Por otra parte, el radio de IRAS 10565+2448 es 4 veces mayor que el obtenido por nosotros. Esto es probablemente debido a dos factores: a la mayor S/N de sus espectros que les permite detectar emisión y absorción en un campo más grande y que la región del viento que ellos seleccionan es más amplia que la nuestra.

La masa de la fase neutra del viento está en el rango $0.5 \times 10^6 M_\odot$ - $7.8 \times 10^8 M_\odot$ para nuestra muestra, con un valor medio de $1.3 \times 10^8 M_\odot$. El orden de magnitud del límite superior está de acuerdo con las observaciones de [Cazzoli et al. \(2016\)](#), [Rupke & Veilleux \(2013\)](#) y [Rupke et al. \(2005b\)](#), no así para los límites inferiores. El valor medio es un 20 % menor que el encontrado por [Cazzoli et al. \(2016\)](#) y 4 veces menor que el de [Rupke & Veilleux \(2013\)](#). Los objetos de estos estudios son (U)LIRGs, por lo que la comparación de los valores medios tiene que hacerse con precaución.

La masa de la fase ionizada del viento obtenida varía entre $\sim 0.3 \times 10^6 M_\odot$ y $2.5 \times 10^7 M_\odot$, con un valor medio de $8 \times 10^6 M_\odot$. Estos valores son significativamente menores que los de la fase neutra, típicamente un factor 10 menores, resultados que también encontraron [Rupke & Veilleux \(2013\)](#), en uno de los pocos estudios multifases que existen hasta el momento. Esto apunta a que la masa de los vientos está dominada por la fase neutra.

Mención especial merece IRAS 10565+2448, ya que es el único objeto donde la masa de ambas fases es similar. Es el objeto con menor densidad electrónica ($N_e = 10 \text{ cm}^{-3}$, un factor 40 menor que la media de la muestra). Recordamos que la densidad electrónica la obtenemos a través del cociente de flujos del doblete [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$, mientras que es habitual en otros estudios asumir una densidad electrónica promedio para todos los objetos de la muestra. Dado que la masa de gas ionizado es inversamente proporcional a la densidad, habríamos tenido variaciones de hasta un factor 40 en el resultado de la masa

ionizada si hubiéramos asumido una densidad electrónica promedio para nuestra muestra.

Las masas transportadas por los vientos están dominadas por la fase neutra (excepto en IRAS 10565+2448). Esto puede verse en la columna (7) de la tabla 4.4. Posiblemente haya mucha más masa de gas ionizado en los vientos, que no estemos detectando por su baja densidad (sec 4.4.4.3).

Los valores de flujo de masa (\dot{M}) obtenidos para las galaxias no-ULIRGs son $\sim 1 M_{\odot}$ año⁻¹, del mismo orden que las obtenidas por Rupke et al. (2005b) o Cazzoli et al. (2016), y modelos empíricos (Zahid et al., 2012). Es en las galaxias con L_{IR} altas donde el flujo de masa es alto. Sin embargo, el flujo de masa no suele ser mayor que la SFR. Si definimos el *loading factor* (η) como el cociente entre el flujo de masa y la SFR de la galaxia ($\eta \equiv \frac{\dot{M}}{SFR}$), encontramos que el *loading factor* suma de las dos fases, es inequívocamente menor que 1 en todos los objetos, excepto en NGC 6240. Se aprecia que el *loading factor* es decreciente con la luminosidad infrarroja, si descartamos las galaxias de tipo de interacción 2, es decir, *mergers*. Esta anti-correlación es compatible con la envolvente superior encontrada por Cazzoli et al. (2016) en un rango más pequeño de luminosidades. Todas estas galaxias de tipo morfológico 2 son galaxias ULIRGs y con gran incidencia de AGNs (4 de las 5 galaxias).

Al igual que las masas, los flujos de masa también están dominados por el gas neutro. Los flujos de masa de los vientos en las galaxias de mayor luminosidad es mayor que en el resto, probablemente debido a que tienen más gas disponible y los *starburst* y/o AGN son más potentes. Los *loading factors* totales son cercanos a la unidad o menores, excepto en el caso de NGC 6240. Valores cercanos o superiores a la unidad indicarían que una cantidad relevante del gas está siendo extraído de la región de formación estelar, estrangulándola. Además, la anti-correlación entre el *loading factor* y la L_{IR} para $L_{IR} \leq 10^{11.5} L_{\odot}$, indica que este fenómeno no está restringido a galaxias masivas y con grandes SFR, sino que, como predicen los modelos (Dekel & Woo, 2003), los vientos pueden ser relevantes en galaxias de baja masa. Sin embargo, la baja estadística (15 objetos) no permiten extraer conclusiones firmes. Sería conveniente aumentar el número de objetos para mejorar la estadística y poder confirmar este resultado.

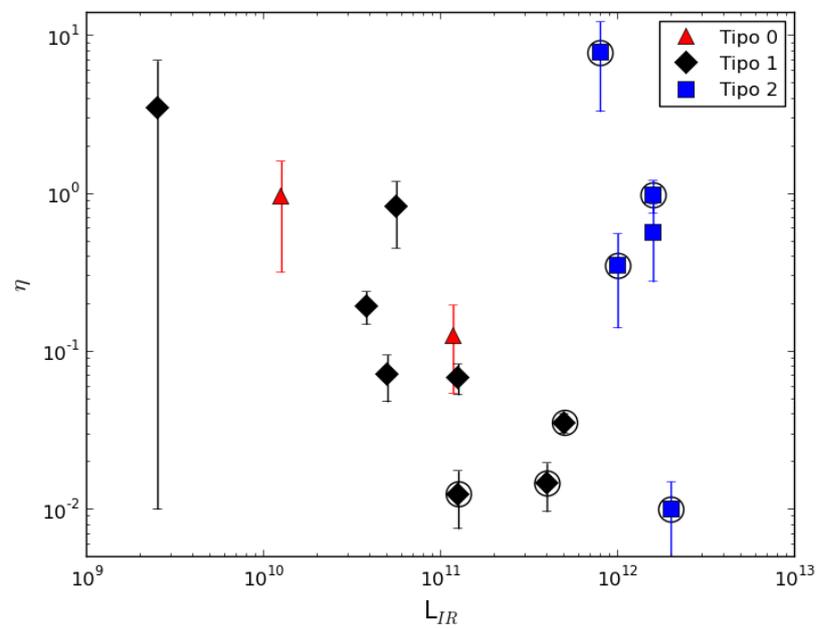


Figura 4.11: *Loading factor* total (η) de los vientos detectados (columna 9 de la tabla 4.4) frente a la luminosidad infrarroja total de las galaxias.

Tabla 4.4: Cinemática, geometría y parámetros de las fases neutra e ionizada detectadas de los vientos galácticos detectados en nuestra muestra.

Galaxia (1)	Fase (2)	V_{out} [km s ⁻¹] (3)	σ [km s ⁻¹] (4)	r [kpc] (5)	A [kpc ²] (6)	M [$10^6 M_{\odot}$] (7)	M [M_{\odot} año ⁻¹] (8)	η (9)
UGC 5101†	neutr.	-60 ± 40	200 ± 80	0.8	2.5	50 ± 7	3 ± 2	0.09 ± 0.06
	ion.	-130 ± 80	30 ± 100	0.8	2.1	6.5 ± 0.4	7 ± 3	0.20 ± 0.1
IRAS 10565+2448	neutr.	-280 ± 80	180 ± 50	1.0	3	27 ± 18	8 ± 6	0.1 ± 0.1
	ion.	-190 ± 80	260 ± 30	1.0	3	25.0 ± 2	20 ± 6	0.3 ± 0.1
IC 694†	neutr.	No viento neutro						
	ion.	-220 ± 50	180 ± 90	0.5	0.1	3.5 ± 1.2	0.9 ± 0.3	0.02 ± 0.01
NGC 3690†	neutr.	-110 ± 50	140 ± 80	0.9	0.3	10 ± 3	1.1 ± 0.5	0.03 ± 0.01
	ion.	No viento ionizado						
NGC 5218	neutr.	No viento neutro						
	ion.	-160 ± 20	110 ± 40	0.8	0.2	0.8 ± 0.2	0.4 ± 0.1	0.15 ± 0.05
NGC 5394	neutr.	-200 ± 60	160 ± 30	1.2	0.9	19 ± 6	3 ± 1	0.70 ± 0.30
	ion.	-35 ± 15	130 ± 20	1.0	0.7	1.2 ± 0.1	0.3 ± 0.1	0.08 ± 0.03
MRK 273†	neutr.	-800 ± 200	140 ± 40	5.8	7.7	540 ± 30	80 ± 20	0.87 ± 0.18
	ion.	-900 ± 400	300 ± 100	4.0	3.7	18 ± 3	6 ± 3	0.6 ± 0.1
NGC 5653	neutr.	-80 ± 17	93 ± 10	1.1	0.4	6.4 ± 0.4	0.5 ± 0.1	0.07 ± 0.02
	ion.	No viento ionizado						
NGC 5930	neutr.	No viento neutro						
	ion.	-210 ± 50	180 ± 30	0.8	0.1	0.3 ± 0.1	0.3 ± 0.1	0.05 ± 0.02
NGC 5936	neutr.	-90 ± 40	100 ± 30	1.4	1.1	18 ± 10	1.0 ± 0.7	0.60 ± 0.30
	ion.	-42 ± 21	175 ± 30	1.1	0.7	0.7 ± 0.2	0.3 ± 0.1	0.16 ± 0.10
NGC 5953†	neutr.	-80 ± 8	131 ± 6	0.5	0.1	1.5 ± 0.2	0.3 ± 0.1	0.01 ± 0.01
	ion.	-4 ± 30	220 ± 60	1.0	0.4	0.4 ± 0.2	< 0.1	< 0.01
ARP 220†	neutr.	No viento neutro						
	ion.	-150 ± 12	300 ± 50	0.2	0.1	< 0.1	< 0.1	< 0.01
NGC 6027	neutr.	-200 ± 400	260 ± 60	3.0	0.7	60 ± 3	4 ± 8	3 ± 7
	ion.	-260 ± 100	90 ± 10	2.2	0.4	0.6 ± 0.1	0.2 ± 0.1	0.10 ± 0.03
NGC 6240†	neutr.	-500 ± 200	150 ± 40	3.0	7.4	770 ± 50	120 ± 50	7 ± 3
	ion.	-200 ± 200	700 ± 100	1.6	2.1	22 ± 7	20 ± 20	1.0 ± 1.4
NGC 6701	neutr.	-210 ± 80	180 ± 50	1.1	0.7	13 ± 6	3 ± 2	0.10 ± 0.1
	ion.	-30 ± 10	150 ± 30	1.3	1.2	3.5 ± 0.3	< 0.1	< 0.01

Notas. Columna (1): Nombre del objeto. Las galaxias con AGNs se marcan con †. (3): Velocidad de *outflow* deproyectada (ver sección 4.4). (4): Dispersión de velocidades de la región del viento (ver sección 4.4). (5): Radio de la cáscara, o *shell* del viento deproyectada. (6): Área cubierta por el viento. (7): Masa de cada fase del viento. (8): Flujo de masa. Columna (9): *loading factor*.

4.5.4. Efecto del viento: enriquecimiento del IGM y/o redistribución de metales en la galaxia

En la sección anterior calculamos la masa que transportan los vientos galácticos. Estos vientos pueden escapar del campo gravitatorio de la galaxia y enriquecer el IGM con metales, si la velocidad es suficiente para vencer el potencial gravitatorio de la galaxia. En caso contrario, el material puede volver a caer sobre la galaxia, redistribuyendo este gas enriquecido de metales a lo largo del disco. La comparación de la velocidad de cada viento con la velocidad de escape de la galaxia que lo alberga puede permitirnos explorar cuál es el destino más probable del gas que alberga el viento.

Para el cálculo de la velocidad de escape consideramos, al igual que en el capítulo 3, que el campo gravitatorio de las galaxias se puede aproximar a una esfera isoterma truncada a un radio R_{max} , tal y como proponen [Rupke et al. \(2002\)](#):

$$V_{esc} = \sqrt{2 \times V_{rot}^2} \times \left[1 + \ln \left(\frac{R_{max}}{r} \right) \right]^{-1/2} \quad (4.8)$$

donde V_{rot} es la velocidad máxima de rotación de la galaxia y r el radio del viento. Asumimos $\frac{R_{max}}{r} = 10$. Aunque hemos visto que el radio es diferente en cada fase del viento y en cada objeto, variaciones en un factor 3 cambiarían en menos de un 15% la velocidad de escape. Tomamos como V_{rot} la máxima velocidad de rotación que medimos sobre nuestros mapa de velocidad de componente única (Fig. 4.1) tras deproyectarla usando un ángulo i de la galaxia. Para Mrk 273 y NGC 6240, debido a que no muestran clara rotación, hemos considerado la masa dinámica de la base de datos *Hyperleda* y obtenemos la velocidad de escape aplicando el método de [Arribas et al. \(2014\)](#). Las velocidades de escape de nuestros objetos se presentan en la columna (2) de la tabla 4.5. Vemos que en todos ellos la velocidad del *outflow*, tanto de la fase neutra como la ionizada, es menor que la velocidad de escape. Esto indica que la mayoría del gas neutro e ionizado no alcanzará el IGM y volverá a caer al disco. Sin embargo, debido a que los vientos tienen una dispersión de velocidad elevada, puede que una cantidad apreciable del gas tenga velocidad mayor a la de escape y pueda alcanzar el IGM. Para ello vamos a calcular qué porcentaje de gas tiene velocidad mayor que la velocidad de escape. Calcularemos el número de veces (μ) que debemos añadir la dispersión de velocidad a la velocidad de *outflow* para que supere la velocidad de escape:

$$V = V_{out} + \mu \times \sigma \geq V_{esc} \quad (4.9)$$

El resultado que obtenemos es típicamente, $\mu \approx 2$. Es decir, que, típicamente el gas con $V = V_{out} + 2 \times \sigma$ es capaz de escapar hacia el IGM. O lo que es lo mismo, el gas con velocidad igual o mayor a la velocidad máxima V_{max} escapará del potencial gravitatorio de la galaxia. Esto supone poco menos del 5% del gas transportado por el viento. Hay que resaltar que en Mrk 273, NGC 6701 o NGC 6240, entre la tercera parte y la mitad del gas transportado por el viento ($\mu \sim 1$) consigue escapar de la galaxia. En total, la masa de gas transportada por el viento que es capaz de escapar hacia el IGM (columnas (4) y (6) de la tabla 4.5) varían desde $50 \times 10^6 M_{\odot}$ (Mrk 273) hasta valores inferiores a de $10^4 M_{\odot}$, sin dudas por debajo de lo que los modelos de evolución estelar predicen ([Garnett, 2002](#); [Tremonti et al., 2004](#); [Dalcanton, 2007](#)). Observamos también que el IGM se ve contaminado principalmente por gas neutro, siendo la aportación del gas ionizado despreciable. En cualquier caso, con el análisis aquí realizado, queda demostrado que el destino de la mayor parte del gas del viento es volver a caer a la galaxia, redistribuyendo metales en el disco.

Tabla 4.5: Velocidad de escape y masa que alcanza el IGM

Galaxia	Fase neutra			Fase ionizada	
	V_{esc} [km s ⁻¹]	V_{out} / V_{esc}	$M(V \geq V_{esc})$ [10 ⁶ M _⊙]	V_{out} / V_{esc}	$M(V \geq V_{esc})$ [10 ⁶ M _⊙]
UGC 5101†	1140	0.05	< 0.01	0.11	< 0.01
IRAS 10565+2448	488	0.6	13	0.4	0.4
IC 694†	470	-	-	0.5	0.05
NGC 3690†	363	0.3	0.3	-	-
NGC 5218	486	-	-	0.3	< 0.01
NGC 5394	386	0.5	2	0.09	< 0.01
MRK 273†	948	0.9	40	1	5
NGC 5653	454	0.2	<0.01	-	-
NGC 5930	594	-	-	0.4	< 0.01
NGC 5936	558	0.2	< 0.01	0.08	< 0.01
NGC 5953†	400	0.20	0.01	0.01	0.01
ARP 220†	912	-	-	0.2	< 0.01
NGC 6027	608	0.3	0.6	0.4	< 0.01
NGC 6240†	725	0.6	7	0.22	3
NGC 6701	282	0.8	6	0.11	0.06

Notas. Columna (1): Nombre del objeto. Las galaxias con AGNs se marcan con †. (2): Velocidad de escape de la galaxia. (3): Cociente entre la velocidad de *outflow* de la fase neutra del viento y la velocidad de escape. (4): Masa de gas neutro con velocidad suficiente para escapar de la galaxia. (5) Cociente entre la velocidad de *outflow* de la fase ionizada del viento y la velocidad de escape. (6): Masa de gas ionizado puede escapar hacia el IGM.

4.6. Conclusiones

En este estudio hemos analizado 19 galaxias con INTEGRAL, un espectrógrafo de campo integral en el telescopio *William Herschel* (La Palma), con el fin de estudiar las fases neutra e ionizada de sus posibles vientos. El estudio de la fase neutra e ionizada lo realizamos a través del doblete de absorción interestelar Na I D y de las líneas de emisión interestelares [N II]λλ6547,6583, Hα y [S II]λλ6716,6731, respectivamente. Las principales conclusiones de nuestro trabajo se resumen a continuación:

- Todas las galaxias de la muestra presentan absorción interestelar de Na I D, y en 16 de las 19 galaxias se detecta en, al menos una fibra, dobles componentes cinemáticas en las líneas de emisión.
- La componente primaria de las líneas de emisión presenta similitudes la componente única, tanto en velocidad como en dispersión de velocidad trazando la cinemática del disco. La componente secundaria tiene, sin embargo, un comportamiento claramente diferenciado: dispersión de velocidad elevada (50-500 km s⁻¹ frente a la 25-170 km s⁻¹ de la componente primaria). Los cocientes de líneas [N II]λ6583/Hα y [S II]λλ6716,6731/Hα son también diferentes a la componente primaria, y compatibles con ionización por choques y velocidad alejada de la rotación, en la mayoría de los casos desplazada al azul.
- La detección de la componente secundaria del gas ionizado y la absorción interestelar de Na I D presentan una alta coincidencia espacial, situándose cerca del máximo del continuo ($\leq 2''$).

- Hemos definido criterios para la definición de vientos galácticos basados en la velocidad residual y dispersión de velocidad. De las 19 galaxias de la muestra, 15 albergan vientos galácticos. Detectamos la fase neutra y la fase ionizada de un viento en 11 y 13 galaxias, respectivamente. La detección simultánea de las dos fases del viento en un mismo objeto se realiza en 9 galaxias.
- La cinemática de la fase ionizada del viento está dominado por la dispersión de velocidad, mientras que en la fase neutra domina la velocidad de *outflow*. Las velocidades máximas ($V_{max} = V_{out} + 2 \times \sigma$) de ambas fases correlacionan linealmente entre sí. La velocidad de *outflow* de la fase neutra del viento correlaciona mediante una ley de potencias con la SFR ($V \propto \text{SFR}^{0.21 \pm 0.05}$). La dispersión de velocidad de la fase ionizada correlaciona con la SFR de la galaxia ($\sigma \propto \text{SFR}^{0.21 \pm 0.01}$). Es, a nuestro conocimiento, la primera vez que se encuentra una relación entre estas dos últimas variables.
- El flujo de masa (\dot{M}) que transporta el viento es del orden de $\sim 1 M_{\odot} \text{ año}^{-1}$. Observamos que las galaxias con mayor SFR transportan más material. El *loading factor* ($\eta = \dot{M} / \text{SFR}$) es inequívocamente menor de 1 en 14 de los 15 objetos en los que detectamos al menos una fase del viento. Además, encontramos que $\eta \geq 0.25$ en 7 de los 15 objetos, indicando que los vientos galácticos pueden extraer una cantidad relevante del gas empleado en la formación estelar. Si descartamos las galaxias en procesos de fusión (*mergers*, tipo 2) encontramos una anti-correlación entre η y L_{IR} . Esto implica que los vientos extraen más material en galaxias de baja luminosidad en galaxias de luminosidad intermedia.
- Encontramos que $V_{out}/V_{esc} < 1$ en todas las galaxias de nuestra muestra. Esto implicaría que el principal destino del gas del viento es volver a caer en el disco de la galaxia. Sin embargo, debido a que la dispersión de velocidad es elevada en la mayoría de los casos, un porcentaje no despreciable del gas es capaz de escapar la galaxia hacia el IGM. Hallamos que, típicamente, el 5% del gas total transportado por el viento es capaz de alcanzar el IGM, implicando masas entre $0.01 \times 10^6 M_{\odot}$ y $50 \times 10^6 M_{\odot}$.

Capítulo 5

Conclusiones

El objetivo de esta tesis es realizar un estudio detallado, mediante espectroscopía de campo integral, de vientos galácticos en una muestra de galaxias lo más amplia y variada posible, que abarque simultáneamente las fases fría (neutra) y templada (ionizada) del viento. En particular, hemos puesto especial cuidado en incluir en nuestra muestra varios objetos con tasas de formación estelar moderadas, que han sido menos estudiados en este tipo de trabajos hasta la fecha. Para el estudio de la fase neutra, hemos utilizado como trazador el doblete de absorción interestelar de Na I D $\lambda\lambda 5589, 5895$, ampliamente utilizado y contrastado en otros estudios. Para trazar la fase ionizada hemos utilizado el conjunto de líneas de emisión [N II] $\lambda\lambda 6548, 6583$, H α y [S II] $\lambda\lambda 6717, 6731$. La proximidad en longitud de onda de todas estas líneas ha permitido observarlas simultáneamente en una única configuración instrumental. Las observaciones se realizaron con el espectrógrafo INTEGRAL en el telescopio *William Herschel* del Observatorio del Roque de los Muchachos (La Palma). La muestra final contiene 19 galaxias, de las cuales 4 son ULIRGs, 7 son LIRGs y 8 son de menor luminosidad.

El trabajo realizado ha dado lugar a los resultados y conclusiones que se enumeran a continuación:

- Hemos realizado una cuidadosa substracción de la componente estelar en los espectros observados, con objeto de aislar la señal proveniente del medio interestelar. Dicho proceso se ha llevado a cabo mediante el ajuste del espectro a modelos de síntesis de poblaciones (evitando las regiones con contaminación atmosférica o interestelar). Este procedimiento supone un avance frente a los utilizados en otros estudios anteriores (e.g. [Martin, 2005](#); [Cazzoli et al., 2014](#)).
- Para probar la metodología y técnicas utilizadas, se ha realizado un estudio piloto mucho más detallado que en el resto de la muestra en la galaxia NGC 5394. Este objeto tiene baja inclinación y una cinemática ordenada, por lo que es ideal para el estudio de vientos. Pero además, para esta galaxia contamos con datos complementarios del cartografiado CALIFA, con mayor rango en longitud de onda, que permite un ajuste más detallado a los modelos de síntesis. Hemos hallado que las discrepancias observadas en la estimación de la componente estelar entre el análisis realizado con los datos de CALIFA, y el realizado exclusivamente con los datos de INTEGRAL, son menores del 10 % en las líneas de H α y de Na I D.
- La distribución y cinemática tanto del gas neutro como ionizado en el viento detectado en NGC 5394 se pueden interpretar fácilmente en el marco de un viento de geometría bipolar.
- La metodología desarrollada con NGC 5394 se aplica posteriormente a todas las galaxias de la muestra, detectando en todas ellas la existencia de Na I D interestelar.

- En 16 de las 19 galaxias de la muestra encontramos que las líneas de emisión interestelar presentan en algunos *spaxels* dos componentes cinemáticas diferenciadas. Esta discriminación cinemática es clave para distinguir el material involucrado en el viento del de la galaxia subyacente. Encontramos que la componente más estrecha (primaria) presenta cinemática y razones de líneas muy similares a la que se encontrarían sin descomposición cinemática (componente única). Por otro lado, la componente secundaria es sensiblemente más ancha (con dispersión de velocidad de 50-500 km s⁻¹ frente a 25-170 km s⁻¹), presenta razones de líneas [N II]λ6583/Hα y [S II]λλ6717, 6731/Hα compatibles con ionización por choques, y muestra una cinemática claramente diferenciada con frecuentes desplazamientos hacia el azul. Estos hechos parecen favorecer la interpretación de que la componente primaria traza el gas subyacente del disco, y la componente secundaria traza el gas del viento.
- Hemos definido un criterio para la definición de los vientos basado en la cinemática observada. Con éste, encontramos que 15 de las 19 galaxias de nuestra muestra (79 %) albergan vientos galácticos. La fase neutra del viento se detecta en 11 de las 15 galaxias con viento (73 %), y la fase ionizada en 13 de las 15 (87 %). Las dos fases se detectan simultáneamente en 9 de las 15 galaxias (60 %).
- La componente secundaria del gas ionizado y la absorción interestelar del Na I D presentan una alta coincidencia espacial. Ambas se encuentran próximas al máximo del continuo ($\leq 2''$) y, en los casos en que se detectan ambas simultáneamente, próximas entre sí. Los tamaños típicos de las regiones con absorción interestelar de Na I D y segunda componente ionizada son de unos 3''.
- La cinemática de la fase ionizada del viento está dominada por la dispersión de velocidad, mientras que la fase neutra está dominada por las velocidades medias del *outflow*. Las velocidades máximas (definidas como $V_{max} = V_{out} + 2 \times \sigma$) de ambas fases presentan una clara correlación lineal entre sí.
- Nuestro estudio muestra que la masa de gas involucrada en los vientos está dominada por la fase neutra, siendo ésta unas 20 veces mayor que la masa de gas ionizado templado detectada. El valor promedio de la masa en gas neutro es de $\sim 1.3 \times 10^8 M_{\odot}$, frente a $8 \times 10^6 M_{\odot}$ en forma de gas ionizado templado.
- La velocidad del viento en la fase neutra muestra una correlación con la tasa de formación estelar del tipo: $V \propto SFR^{0.21 \pm 0.05}$. Esta relación confirma y extiende el hallazgo de trabajos anteriores al rango de tasas de formación estelar moderadas.
- En el caso de la componente ionizada del gas, hemos hallado por primera vez, una fuerte correlación del mismo tipo a la anterior entre la dispersión de velocidad y la SFR de modo que: $\sigma \propto SFR^{0.21 \pm 0.01}$. Este hallazgo supone una importante ventaja observacional, ya que las líneas de emisión son más fáciles de medir, y la dispersión de velocidad no está tan afectada por efectos de proyección como la velocidad del viento.
- Encontramos que el flujo de masa total transportado por el viento (\dot{M}) es típicamente de $\sim 1 M_{\odot} \text{ año}^{-1}$. El *loading factor* (flujo de masa en unidades de la SFR, $\eta = \dot{M}/SFR$) es normalmente menor que 1, indicando que los vientos galácticos pueden extraer una cantidad relevante del gas empleado en la formación estelar, aunque probablemente, no suprimirla por completo.
- Si descartamos de nuestra muestra las galaxias en estado de fusión, encontramos una anti-correlación entre el *loading factor* y la luminosidad en infrarrojo de las galaxias.

Es decir, el flujo de masa involucrado en los vientos, comparativamente a la SFR, es más importante en las galaxias con tasas de formación estelar moderada.

- En todas las galaxias de nuestra muestra, y para ambas fases, encontramos que la velocidad del *outflow* es menor que la velocidad de escape de la galaxia, de forma que el viento no consigue escapar de la galaxia, sino que vuelve a caer a ella. No obstante, estimamos que una fracción no despreciable de aproximadamente un 5% del gas es capaz de escapar de la gravedad de la galaxia hacia el IGM. Esto implica escape de masas de entre 0.01 y 50 millones de masas solares.
- El presente estudio ha confirmado que las galaxias en estado de fusión (tipo 2) o con AGN importantes son las que presentan vientos galácticos más importantes, con mayores velocidades, masas, y *loading factors*. Las propiedades de estos vientos parecen diferentes a los de objetos más pasivos, sin AGN y/o con tasas de formación estelar moderadas. Las tres familias de objetos no deben, por tanto, mezclarse en las muestras de futuros estudios.
- Nuestro trabajo ha permitido mostrar la importancia del estudio simultáneo de varias fases del viento, y la información espacial proporcionada por la técnica de espectroscopía de campo integral, para abordar la complejidad de la estructura y propiedades de los vientos.

Apéndice

IC 694

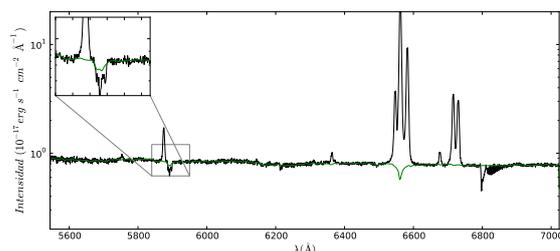


Figura 1: Ajuste de la componente estelar (verde) al espectro integrado de IC 694 (negro). En el cuadro ampliado se puede ver que la absorción estelar no puede ajustar el doblete de absorción de Na I, quedando un residuo interestelar. La zona sombreada gris no se analiza al estar afectada por líneas telúricas atmosféricas. Para más información sobre el ajuste se recomienda leer la sección XXX.

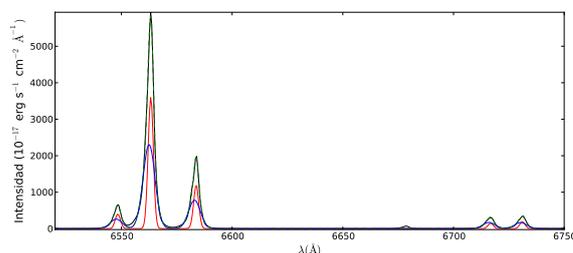


Figura 2: Ejemplo de ajuste cinemático de las líneas de emisión de IC 694. Las datos observacionales (negro) han sido ajustados mediante dos componentes cinemáticas (rojo y azul), que llamamos primaria y secundaria. La suma de ambas se presenta en verde discontinuo. Para más información sobre los ajustes de las líneas de emisión se recomienda leer la sección 2.5.

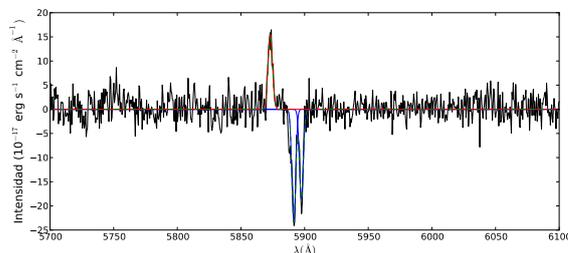


Figura 3: Ejemplo de ajuste cinemático del doblete de absorción Na I de IC 694. Los datos (negros) se han ajustado mediante un doblete (azul), junto con la línea de emisión de He I (roja), siguiendo el criterio explicado en la sección 2.6.1 a la que remitimos para más información. La línea verde discontinua representa la suma de las tres líneas ajustadas.

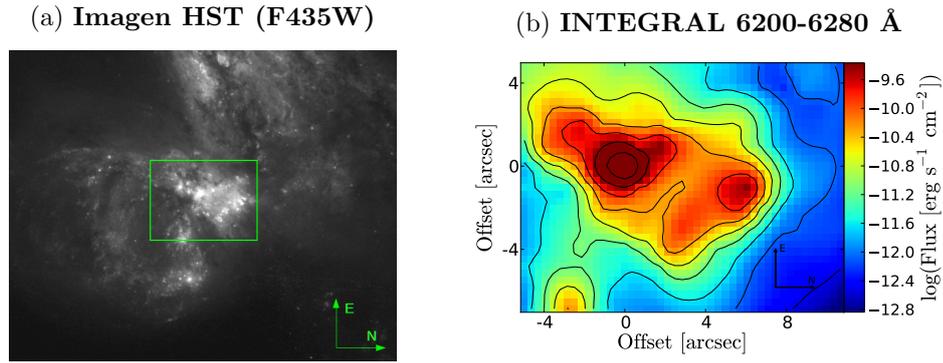


Figura 4: (a) Imagen de IC 694 del HST en el filtro F435W. El rectángulo verde muestra el campo de visión de la observación realizada con el instrumento INTEGRAL del telescopio WHT. (b) Mapa de continuo de INTEGRAL en la banda 6200-6280 Å.

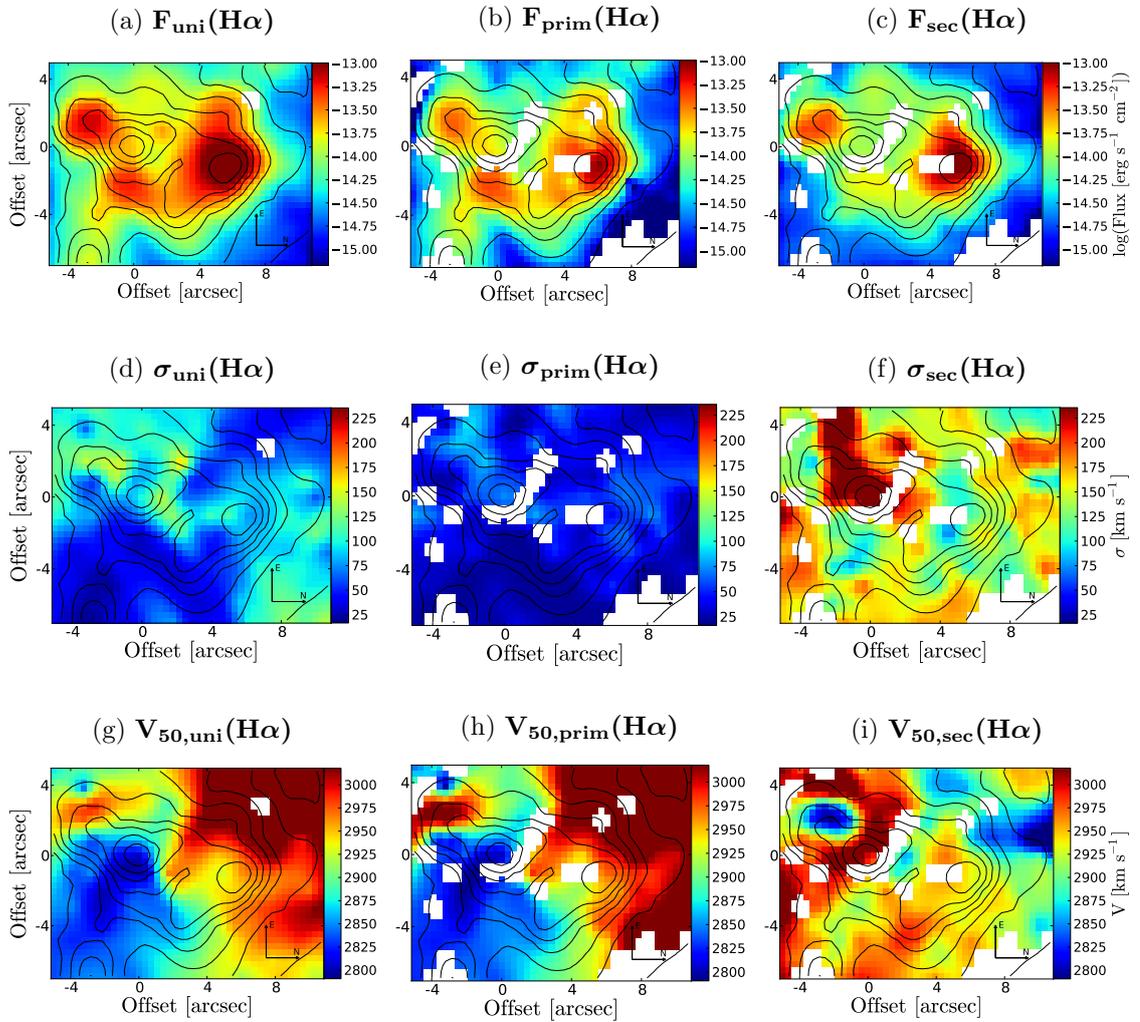


Figura 5: (a)-(b)-(c), (d)-(e)-(f) y (g)-(h)-(i) Mapas de flujo, dispersión de velocidad y velocidad de $\text{H}\alpha$ de las componentes única, primaria y secundaria respectivamente. Los detalles de la creación de los mapas se encuentran en el capítulo X. Las líneas negras son isocontornos de flujo del mapa de continuo 162b.

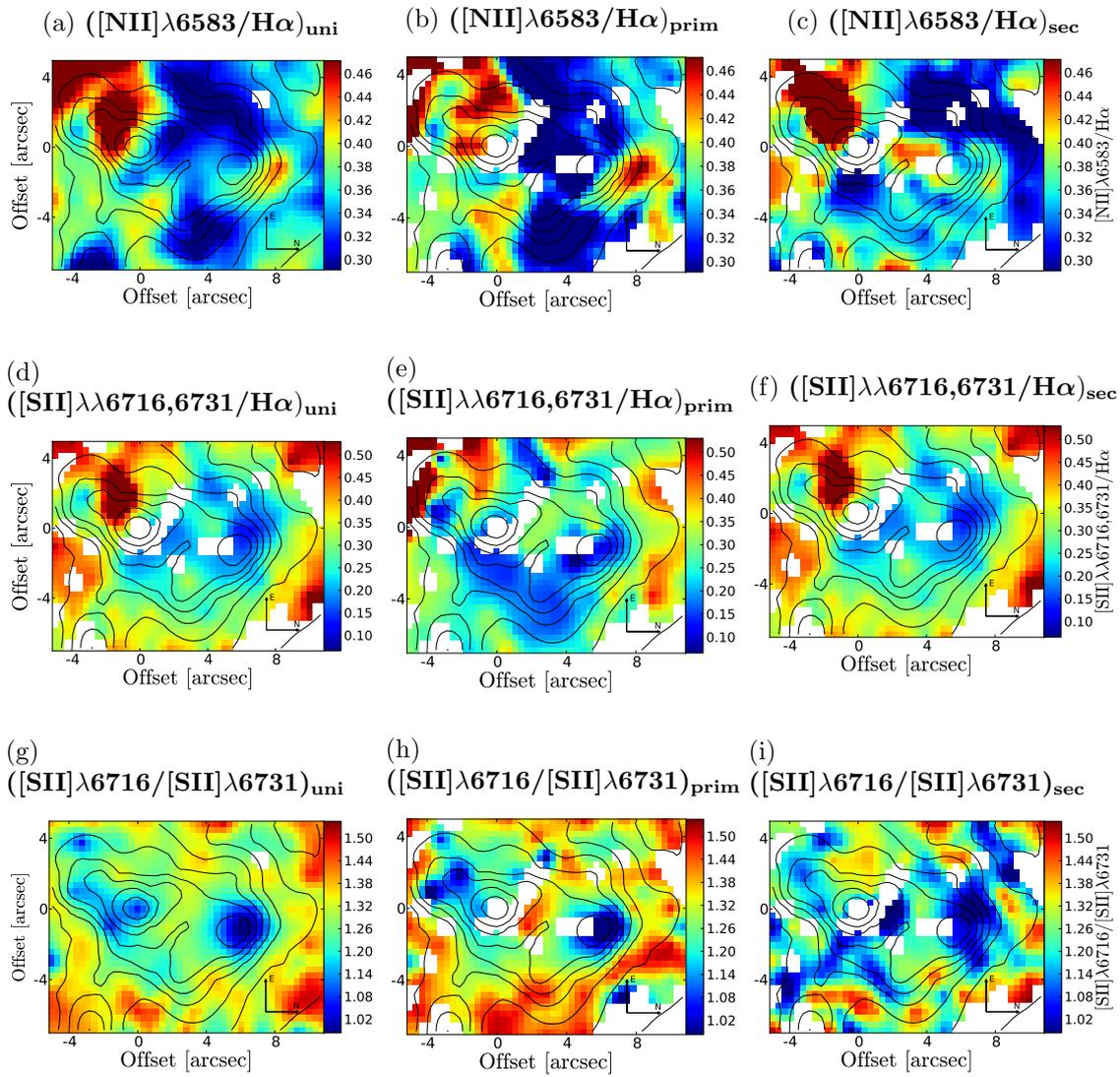


Figura 6: (a)-(b)-(c), (d)-(e)-(f) y (g)-(h)-(i) Razones de líneas de $[\text{NII}]\lambda 6583/\text{H}\alpha$, $[\text{SII}]\lambda\lambda 6716,6731/\text{H}\alpha$ y $[\text{SII}]\lambda 6716/[\text{SII}]\lambda 6731$, de los mapas obtenidos para el ajuste a una única componente cinemática, y a las componentes primaria y secundaria respectivamente. Las líneas negras son isocontornos de flujo del mapa de continuo 162b.

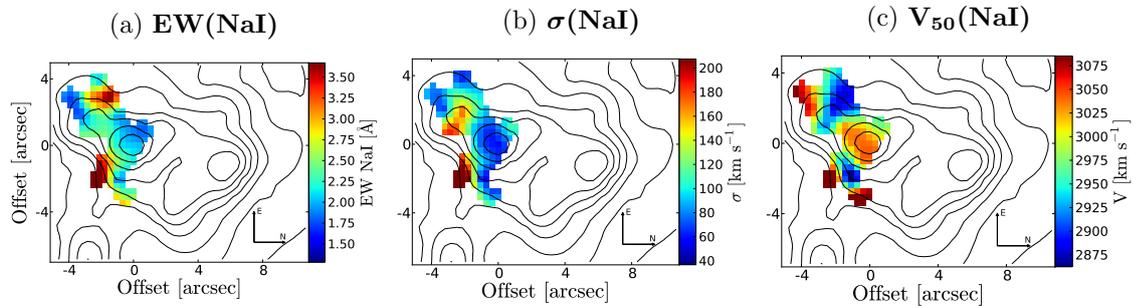


Figura 7: (a), (b) y (c) Anchura equivalente, dispersión de velocidad y velocidad del ajuste del doblete de NaI ($\lambda\lambda 5889,5895$). Las líneas negras son isocontornos de flujo del mapa de continuo 162b.

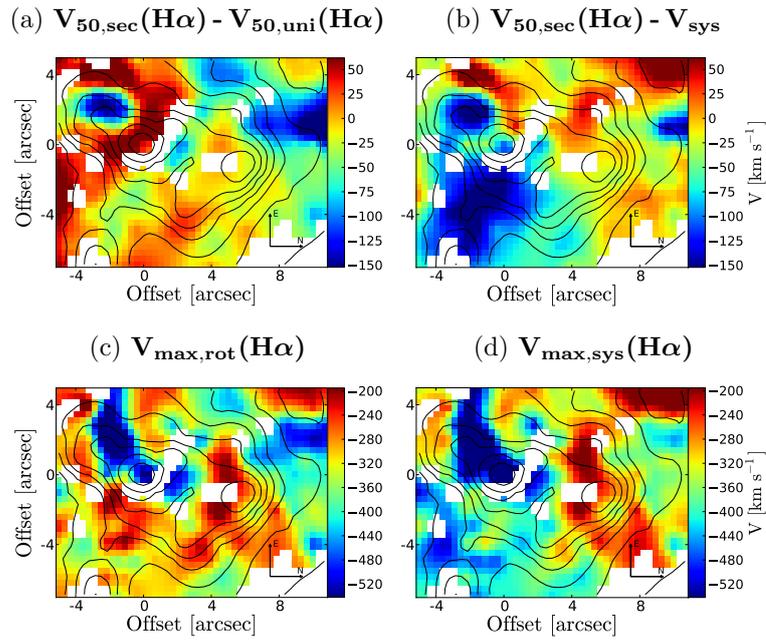


Figura 8: (a) y (b) Mapas de velocidades residuales de la componente secundaria de $H\alpha$ respecto a la componente única (figura 163g) y respecto a la velocidad de sistémica de la galaxia ($v_{sys} = 2970 \text{ km s}^{-1}$). (c) y (d) Mapas de las velocidades más extremas de la componente secundaria de $H\alpha$ ($v_{max} = v - 2\sigma$) respecto a la componente única (figura 163g) y a la velocidad sistémica de la galaxia respectivamente. Las líneas negras son isocontornos de flujo del mapa de continuo 162b.

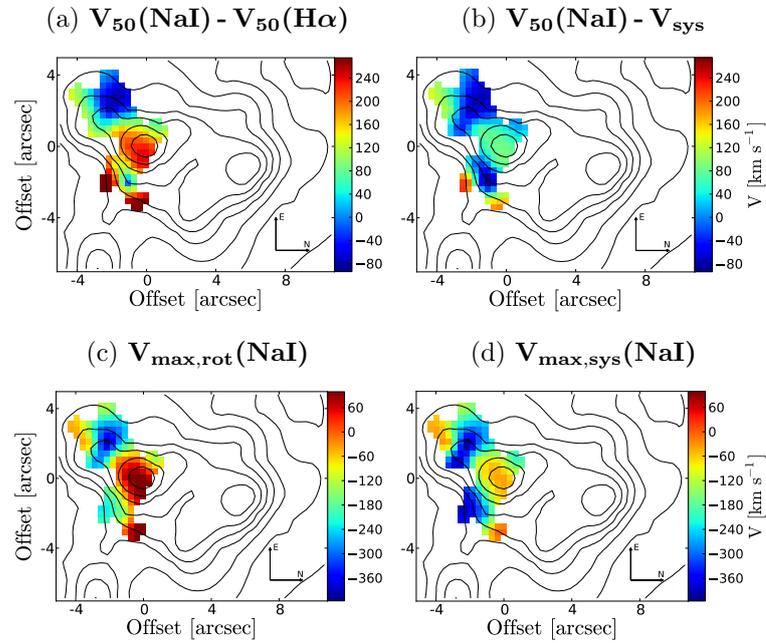


Figura 9: (a) y (b) Mapas de velocidades residuales de NaI respecto a la componente única (figura 163g) y respecto a la velocidad de sistémica de la galaxia ($v_{sys} = 2970 \text{ km s}^{-1}$). (c) y (d) Mapas de las velocidades más extremas de NaI ($v_{max} = v - 2\sigma$) respecto a la componente única (figura 163g) y a la velocidad sistémica de la galaxia respectivamente. Las líneas negras son isocontornos de flujo del mapa de continuo 162b.

NGC 3690

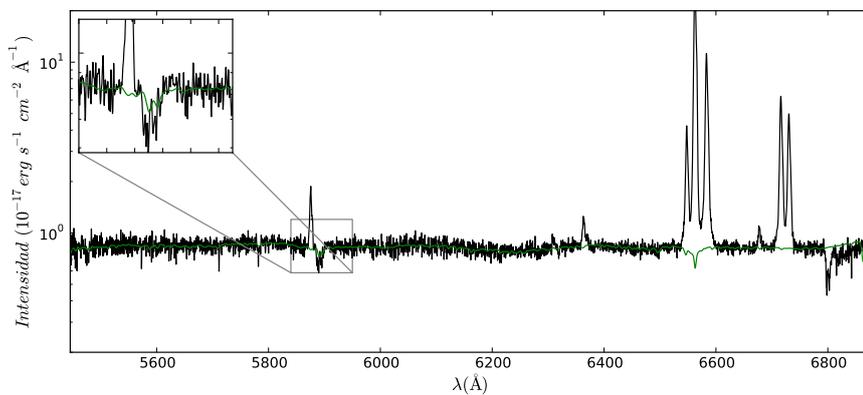


Figura 10: Como en la figura 1 para NGC 3690.

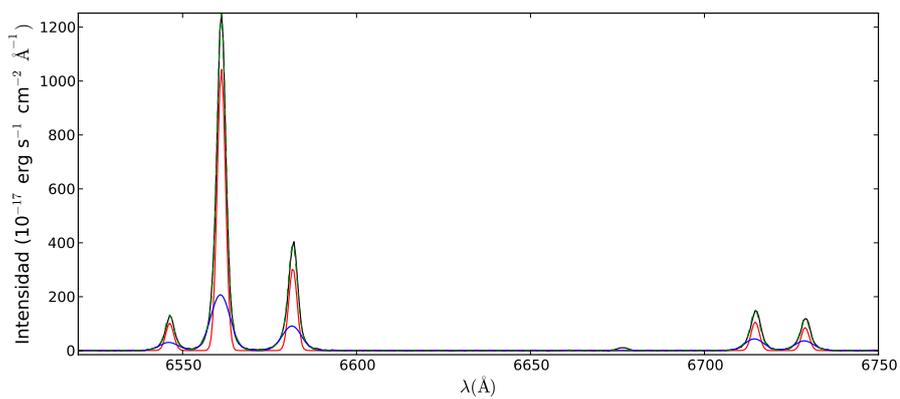


Figura 11: Como en la figura 2 para NGC 3690.

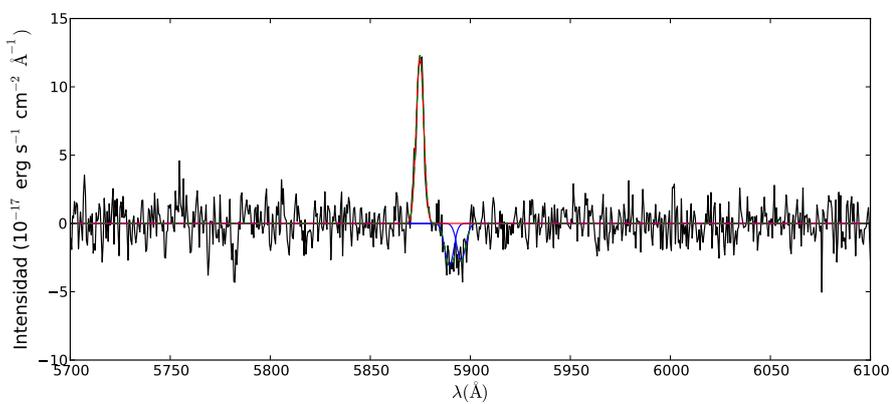


Figura 12: Como en la figura 3 para NGC 3690.

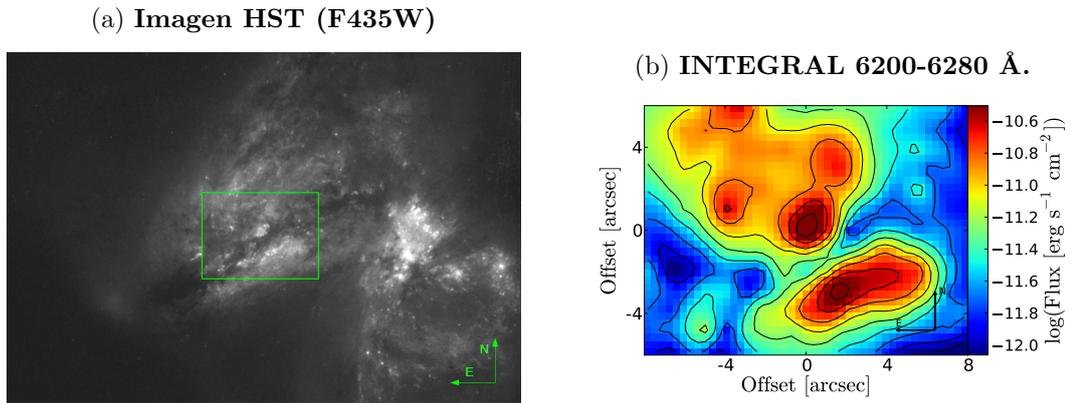


Figura 13: Como en la figura 4 para NGC 3690.

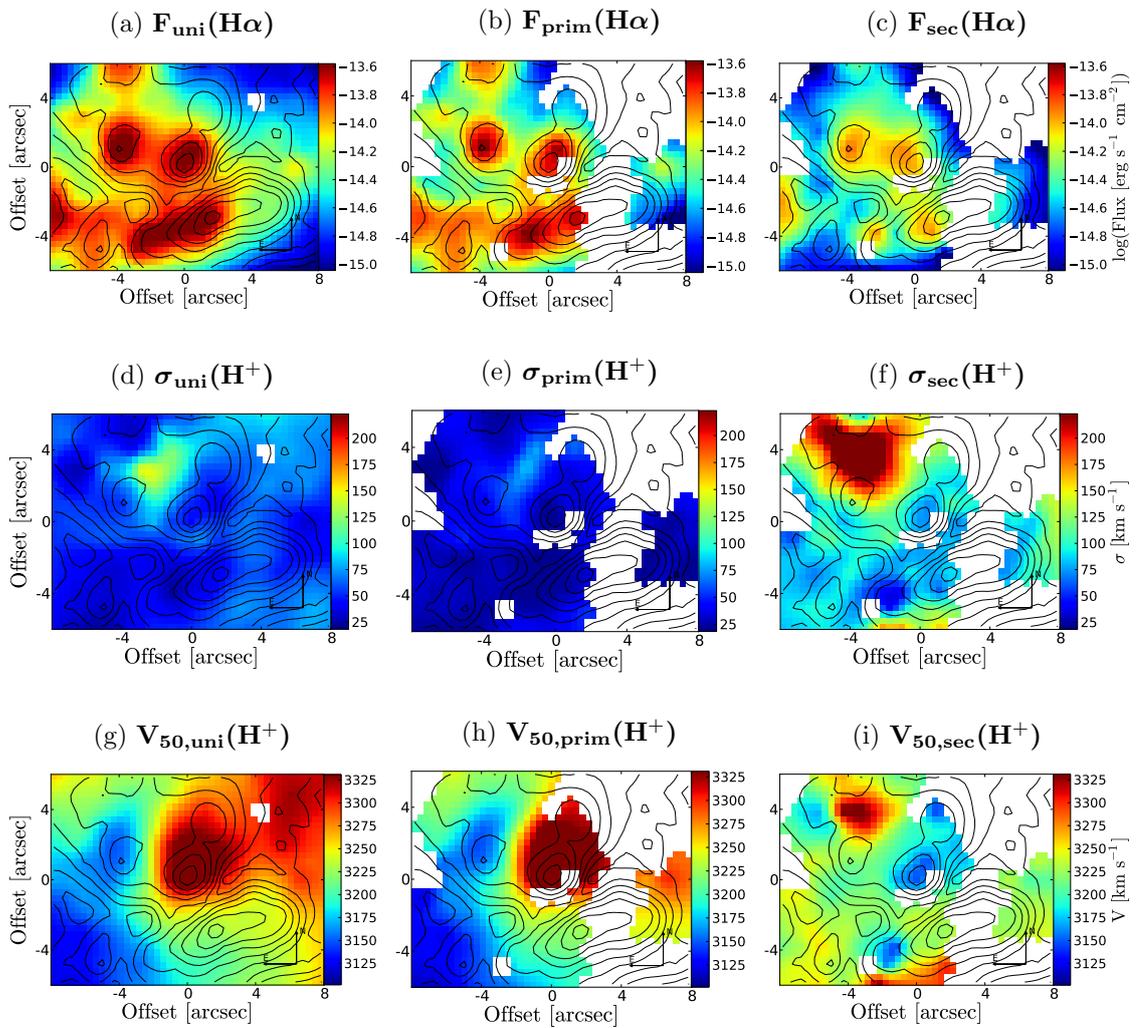


Figura 14: Como en la figura 5 para NGC 3690.

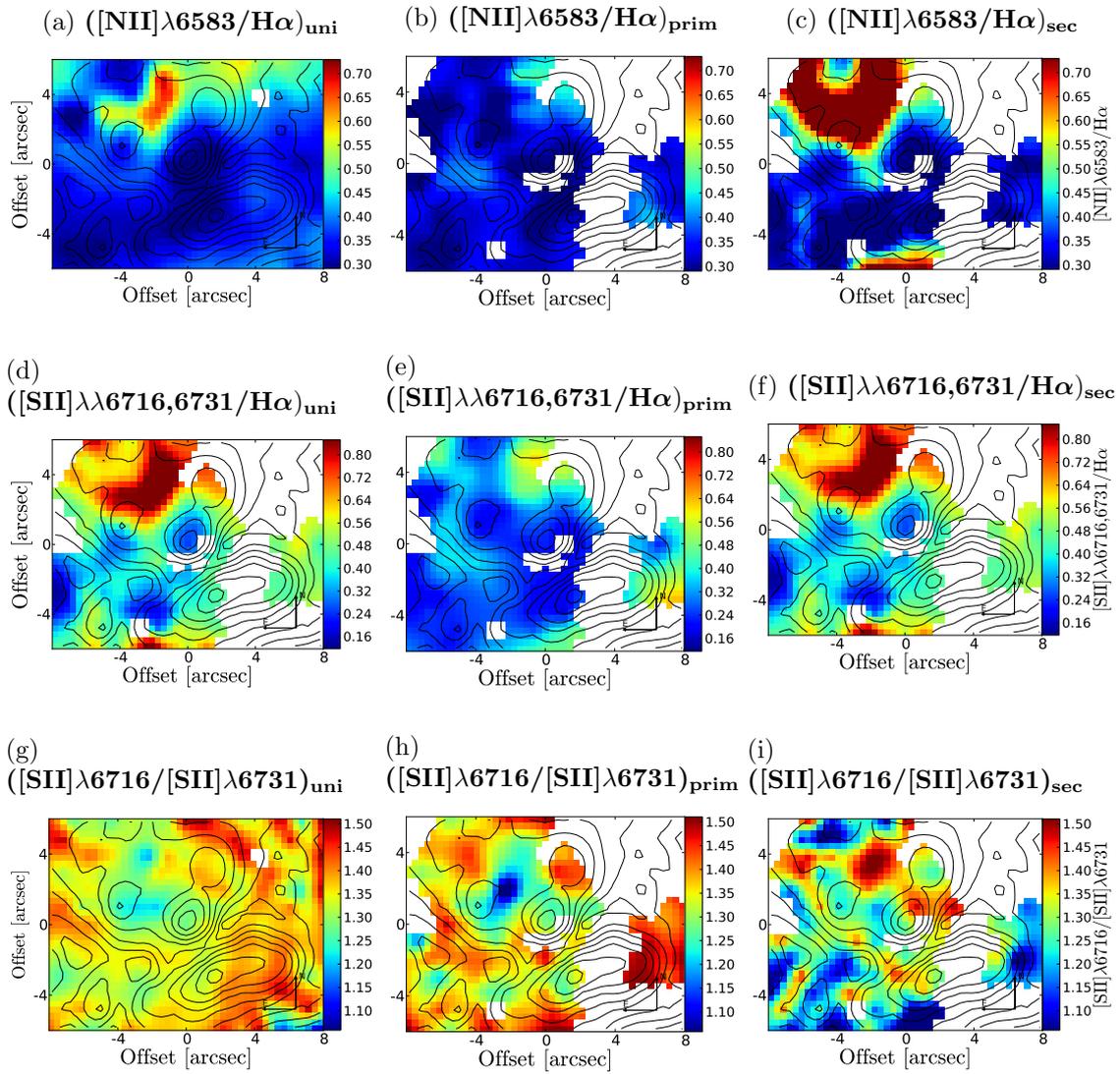


Figura 15: Como en la figura 6 para NGC 3690.

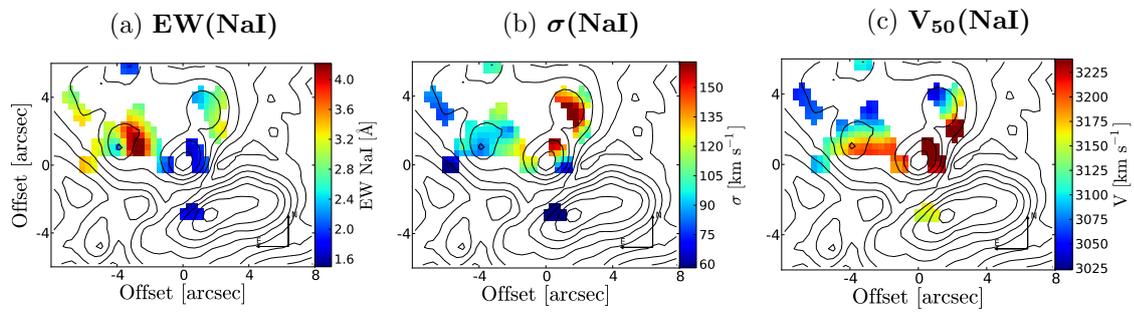


Figura 16: Como en la figura 7 para NGC 3690.

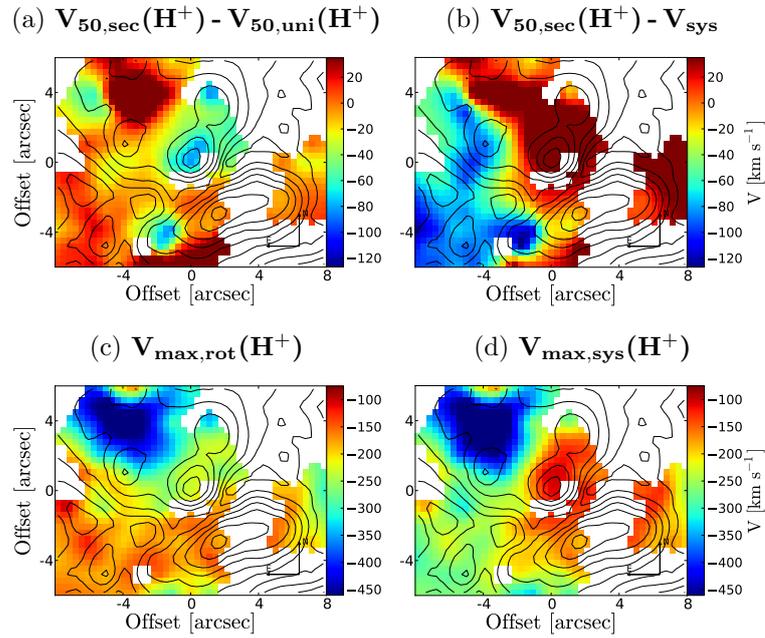


Figura 17: Como en la figura 8 para NGC 3690.

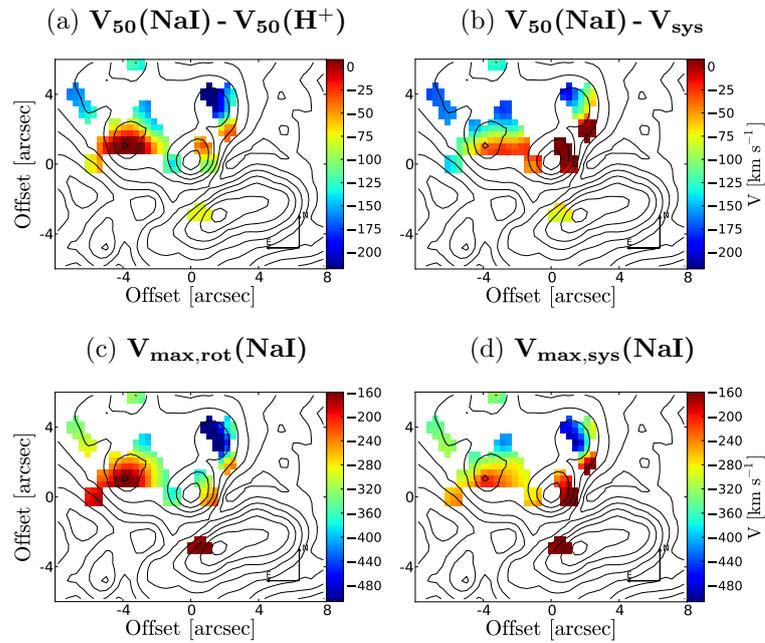


Figura 18: Como en la figura 9 para NGC 3690.

NGC 5218

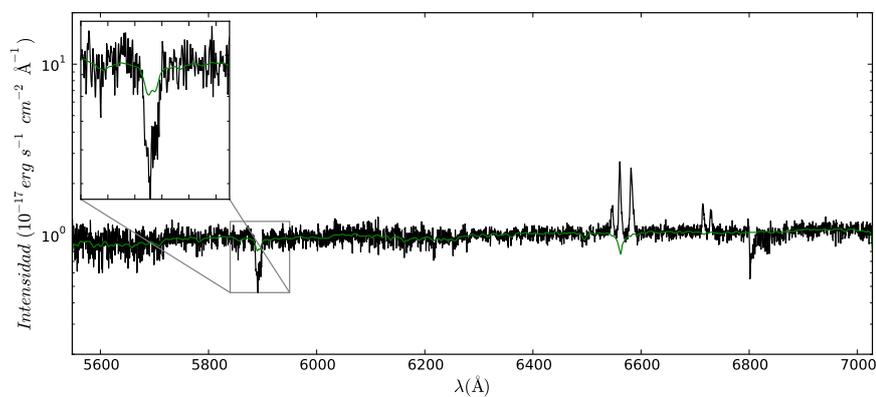


Figura 19: Como en la figura 1 para NGC 5218.

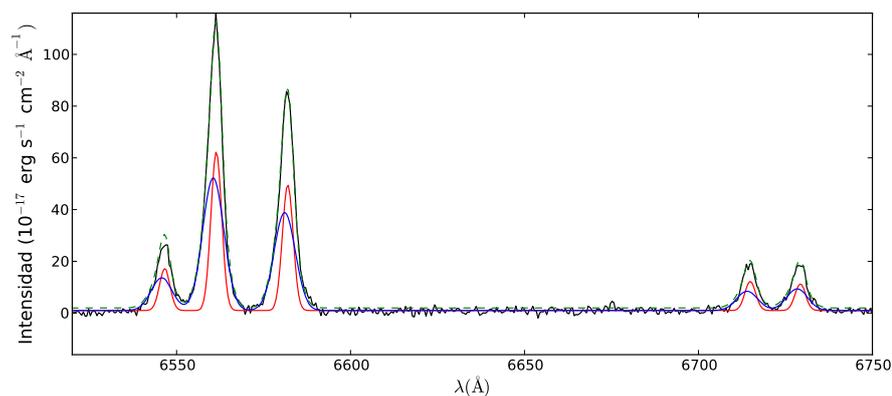


Figura 20: Como en la figura 2 para NGC 5218.

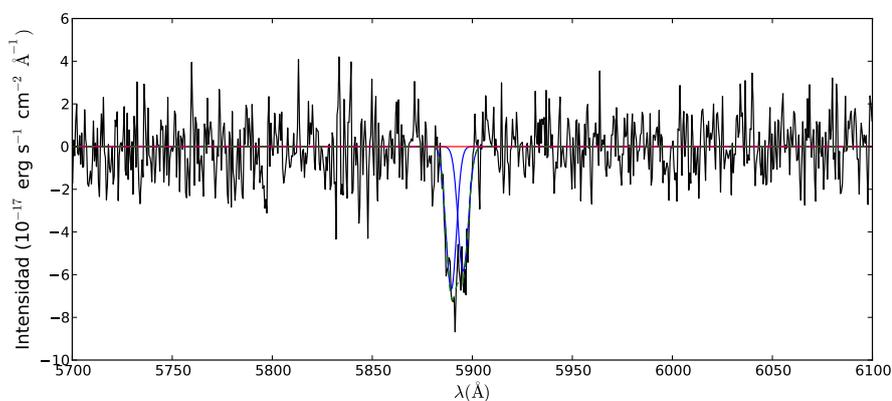


Figura 21: Como en la figura 3 para NGC 5218.

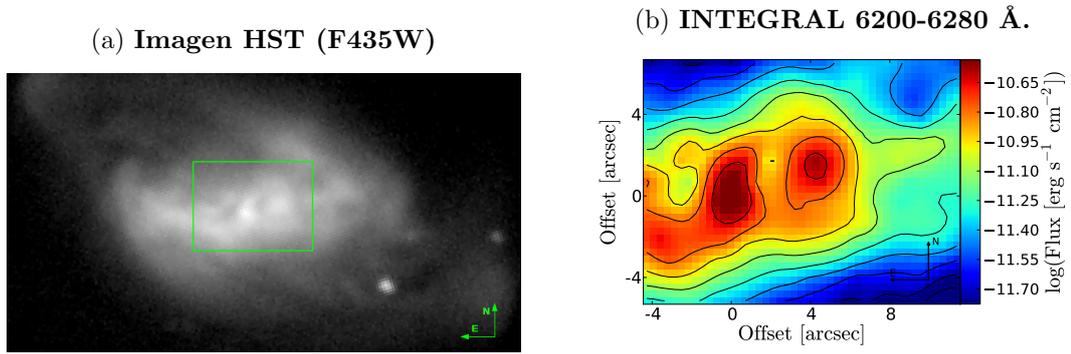


Figura 22: Como en la figura 4 para NGC 5218.

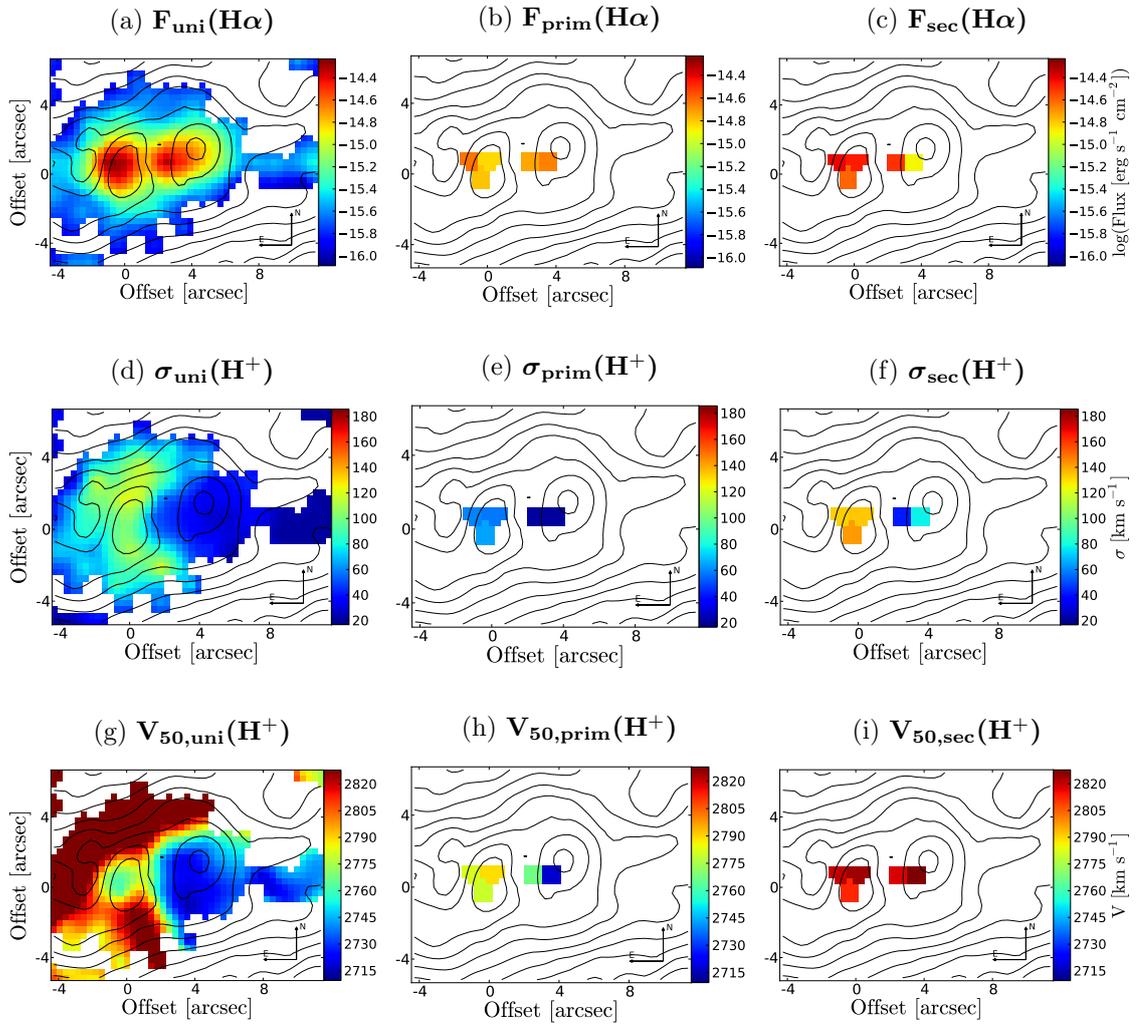


Figura 23: Como en la figura 5 para NGC 5218.

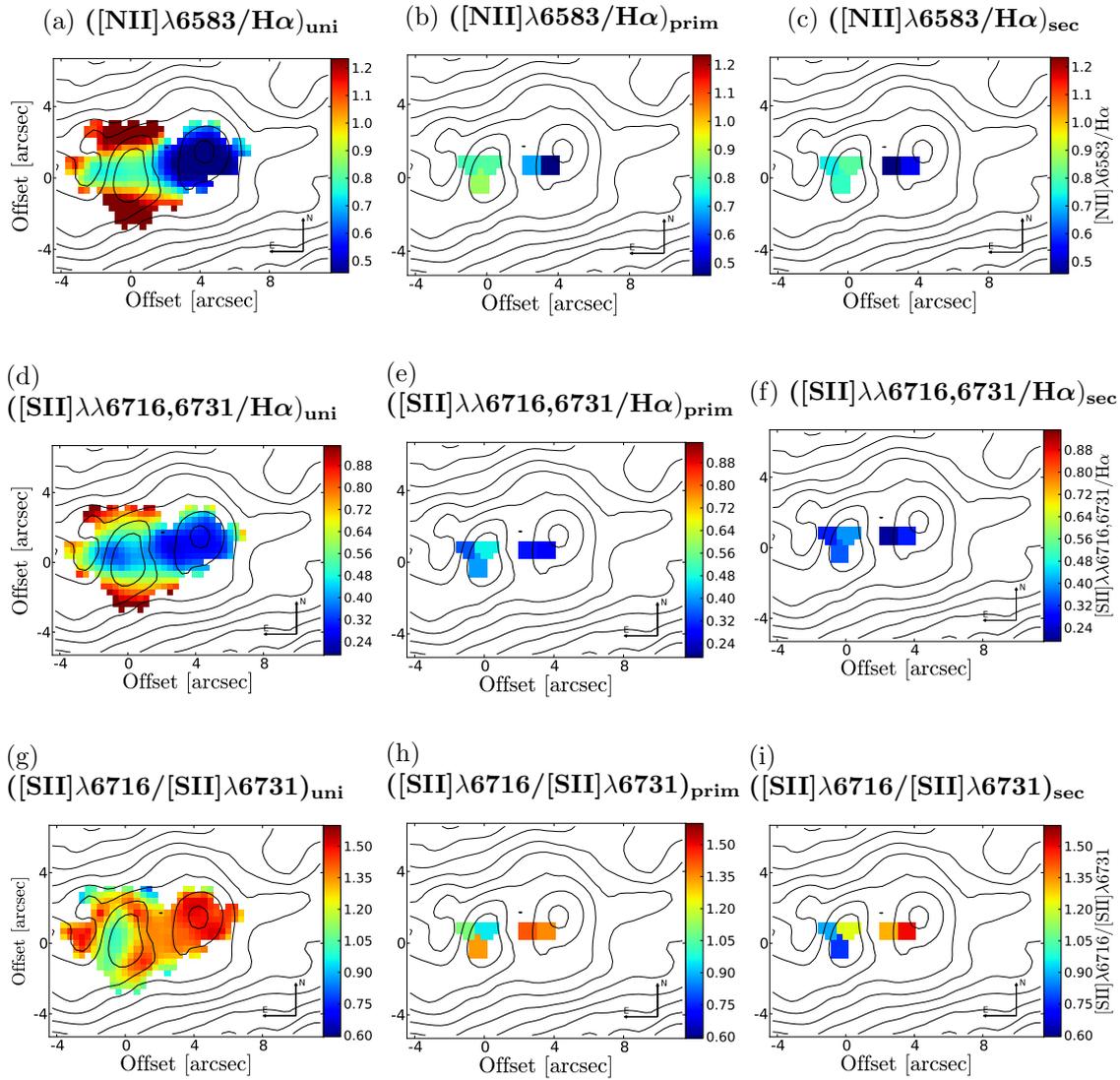


Figura 24: Como en la figura 6 para NGC 5218.

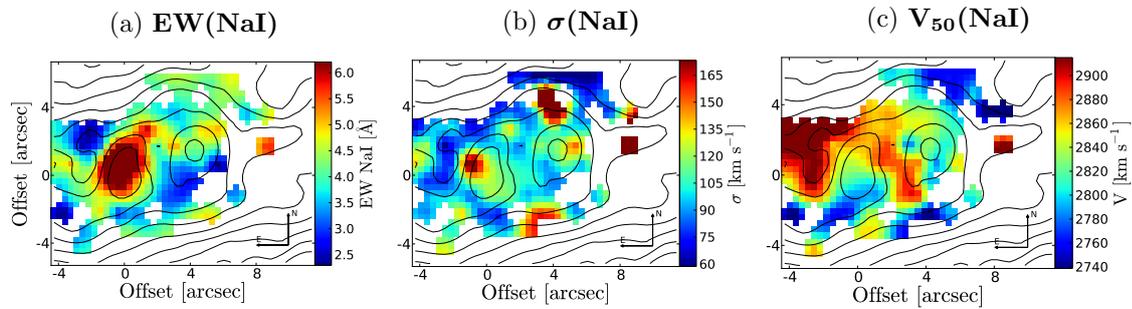


Figura 25: Como en la figura 7 para NGC 5218.

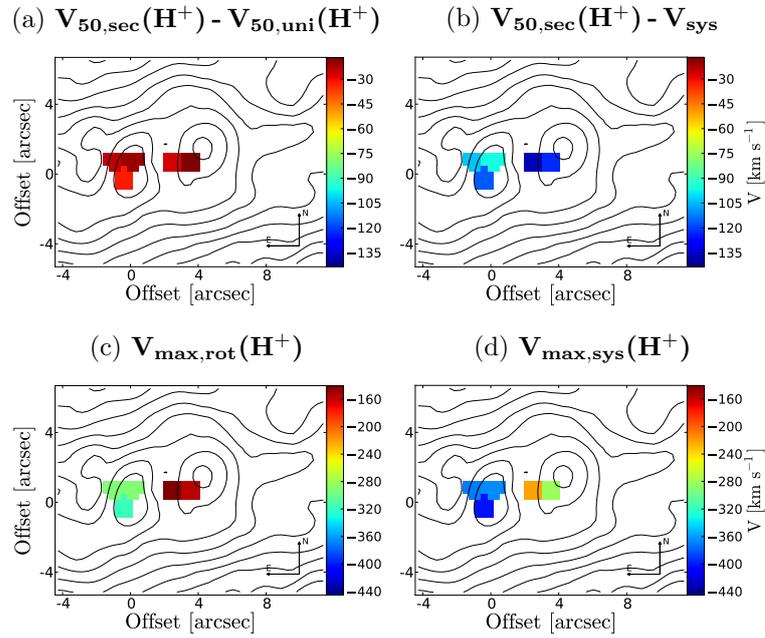


Figura 26: Como en la figura 8 para NGC 5218.

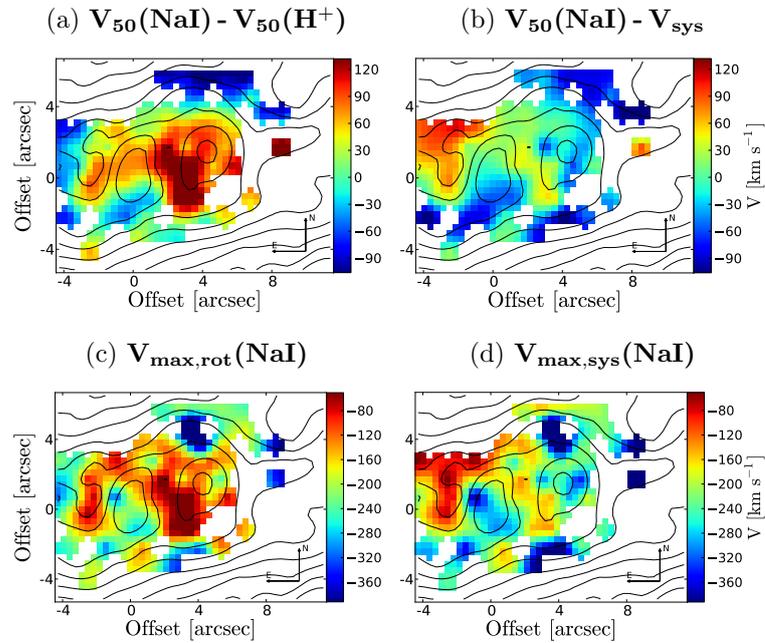


Figura 27: Como en la figura 9 para NGC 5218.

NGC 5394

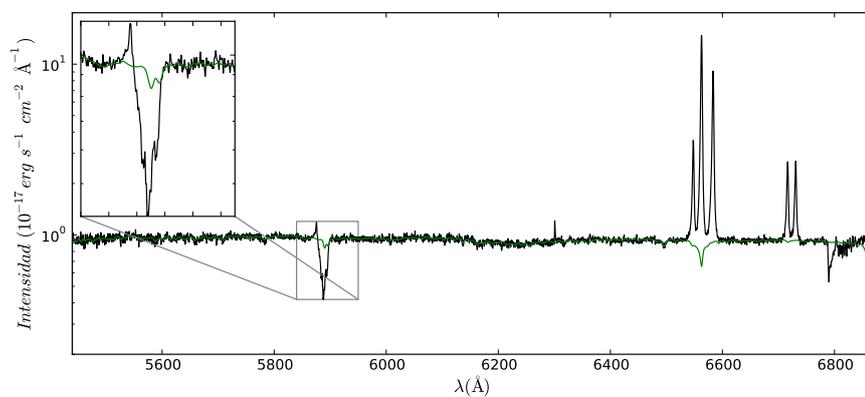


Figura 28: Como en la figura 1 para NGC 5394.

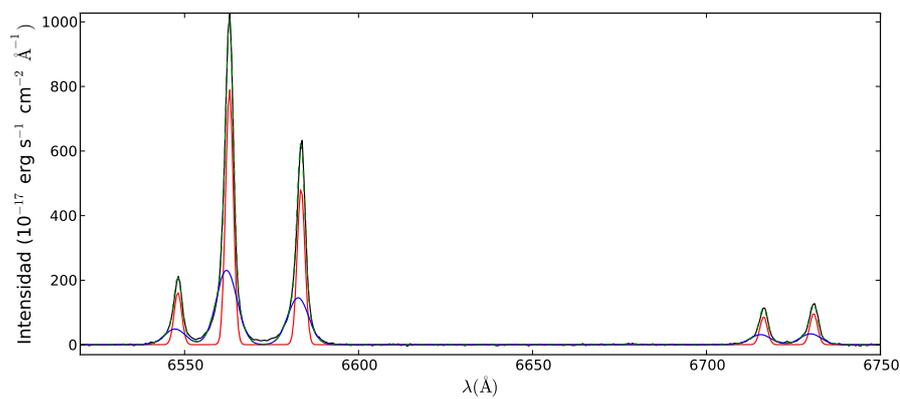


Figura 29: Como en la figura 2 para NGC 5394.

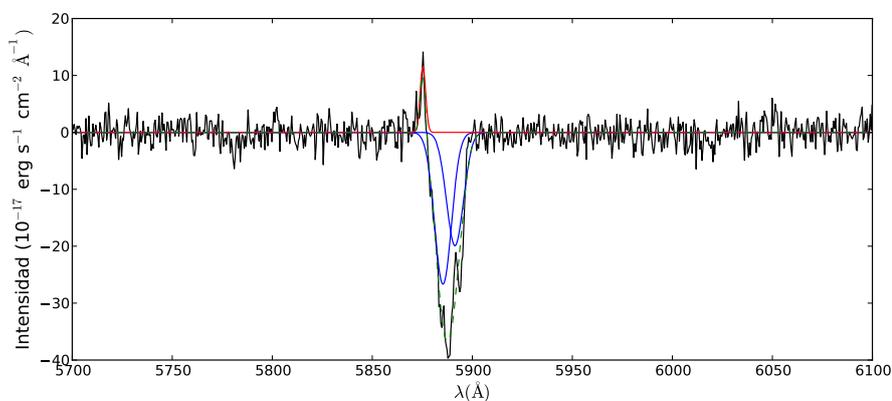


Figura 30: Como en la figura 3 para NGC 5394.

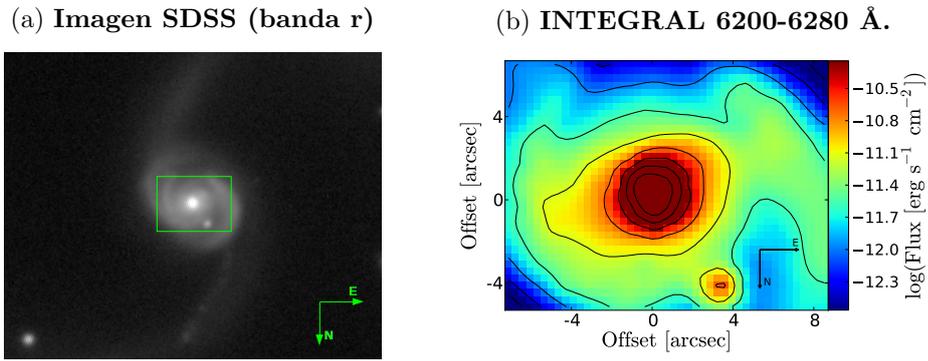


Figura 31: Como en la figura 4 para NGC 5394.

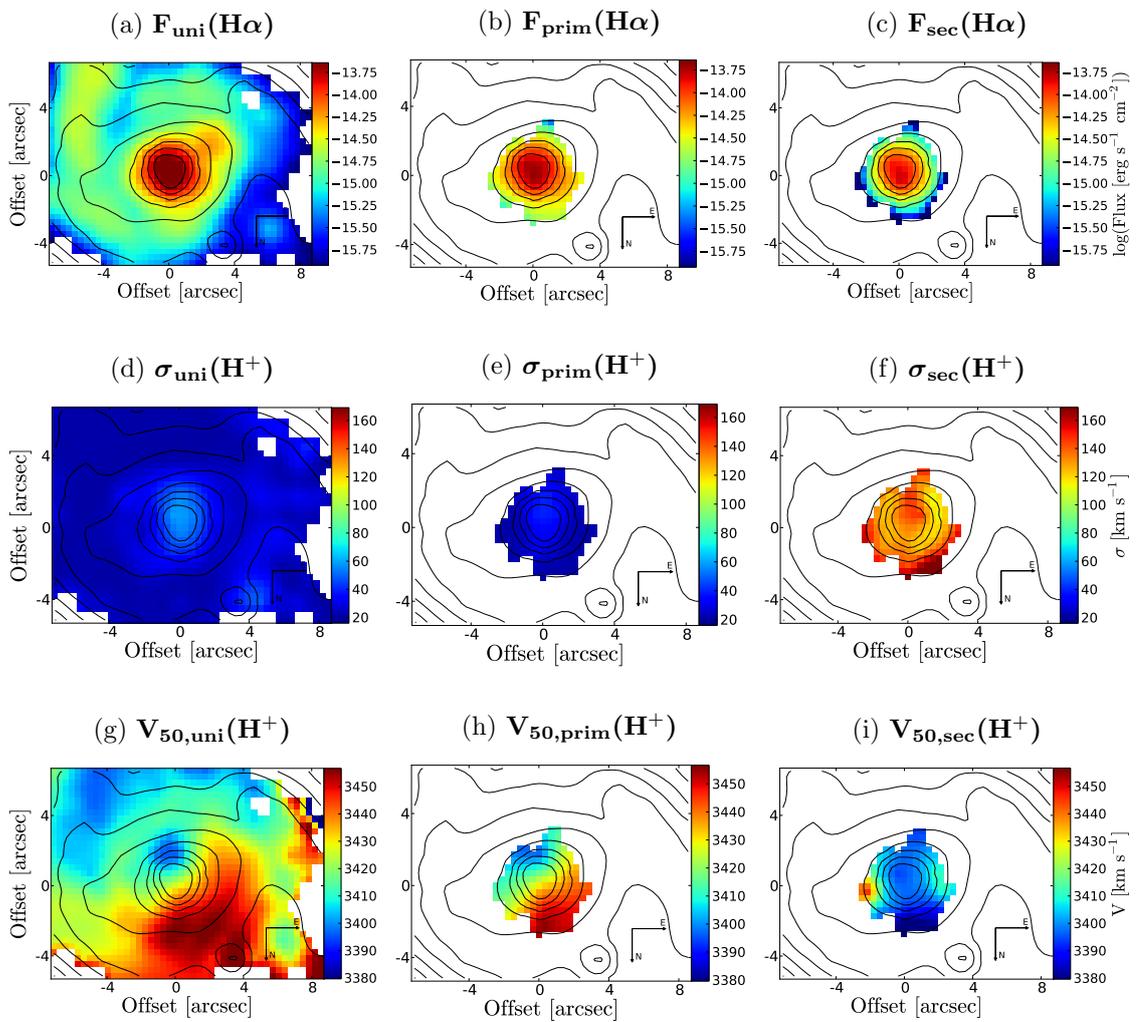


Figura 32: Como en la figura 5 para NGC 5394.

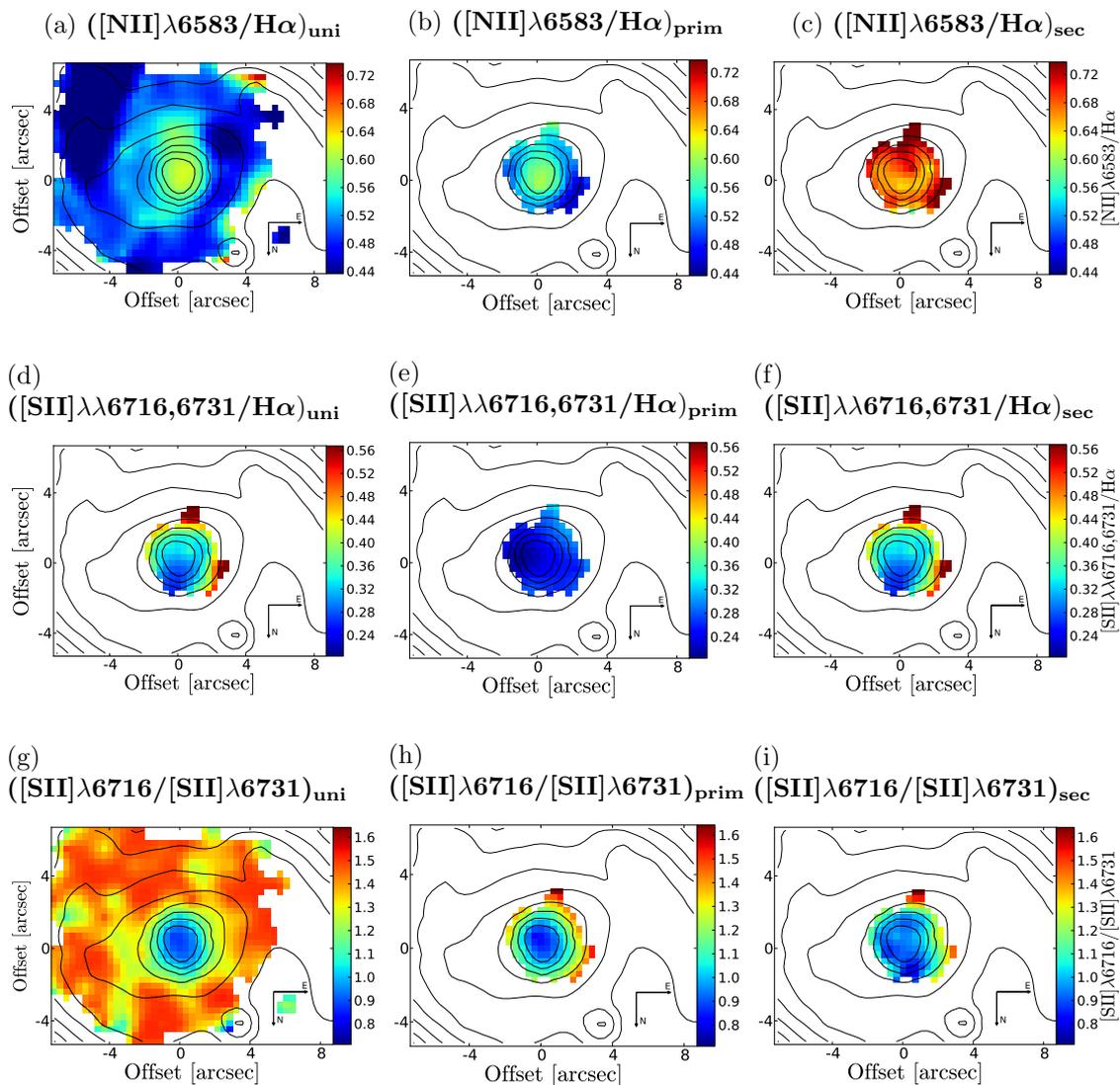


Figura 33: Como en la figura 6 para NGC 5394.

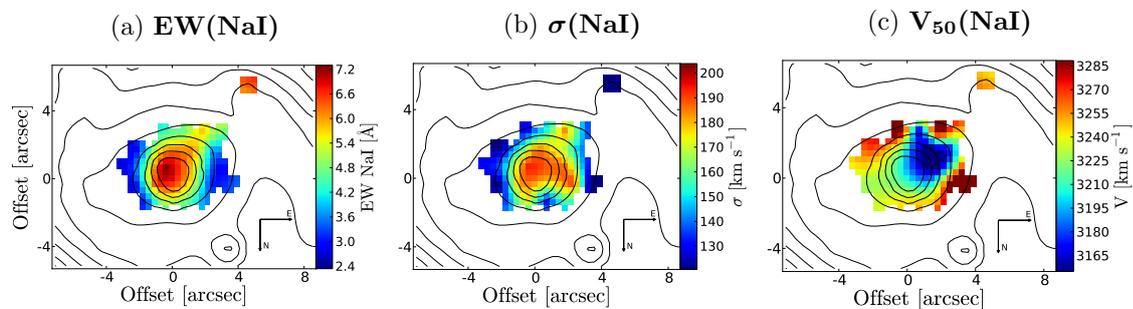


Figura 34: Como en la figura 162 para NGC 5394.

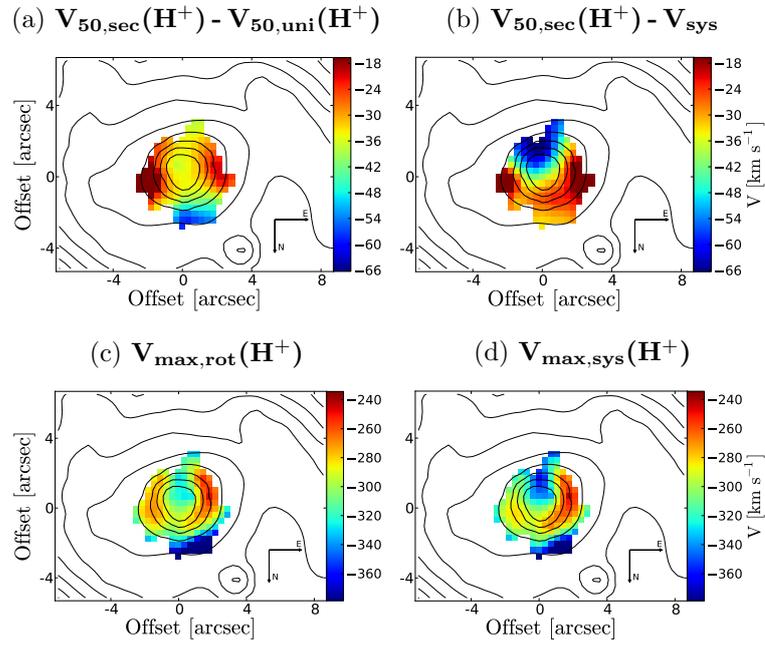


Figura 35: Como en la figura 8 para NGC 5394.

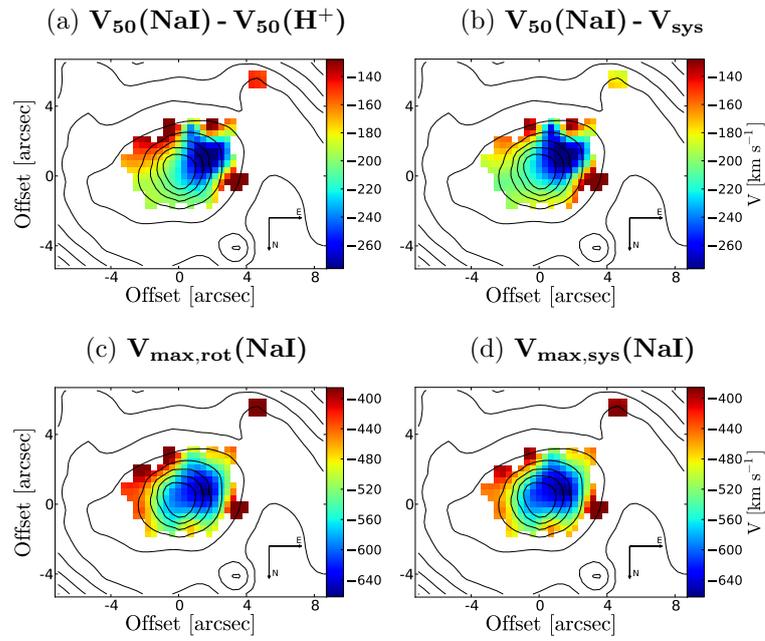


Figura 36: Como en la figura 9 para NGC 5394.

NGC 5653

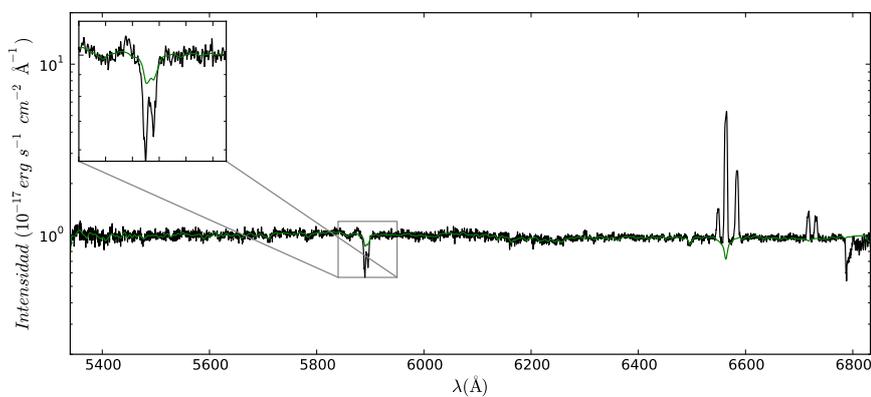


Figura 37: Como en la figura 1 para NGC 5653.

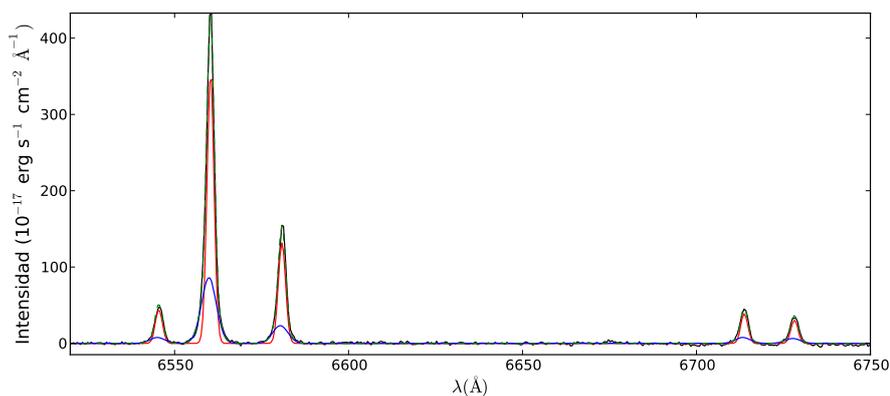


Figura 38: Como en la figura 2 para NGC 5653.

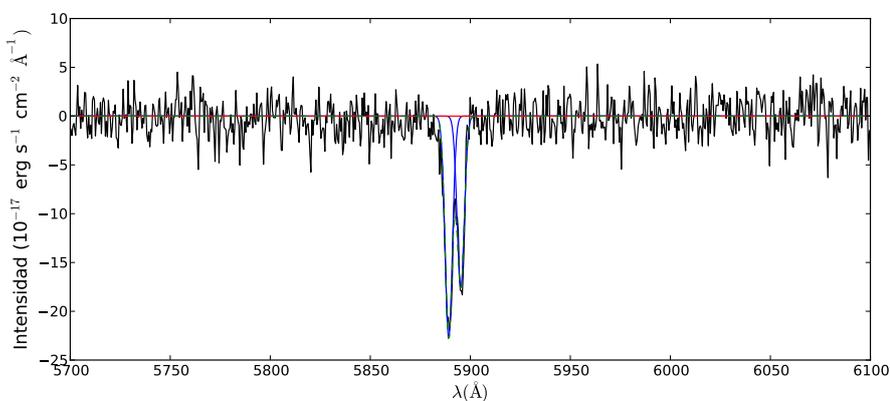


Figura 39: Como en la figura 3 para NGC 5653.

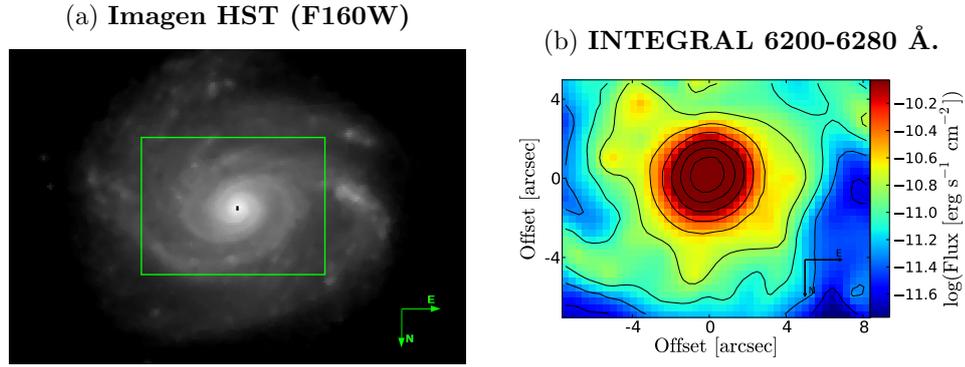


Figura 40: Como en la figura 4 para NGC 5653.

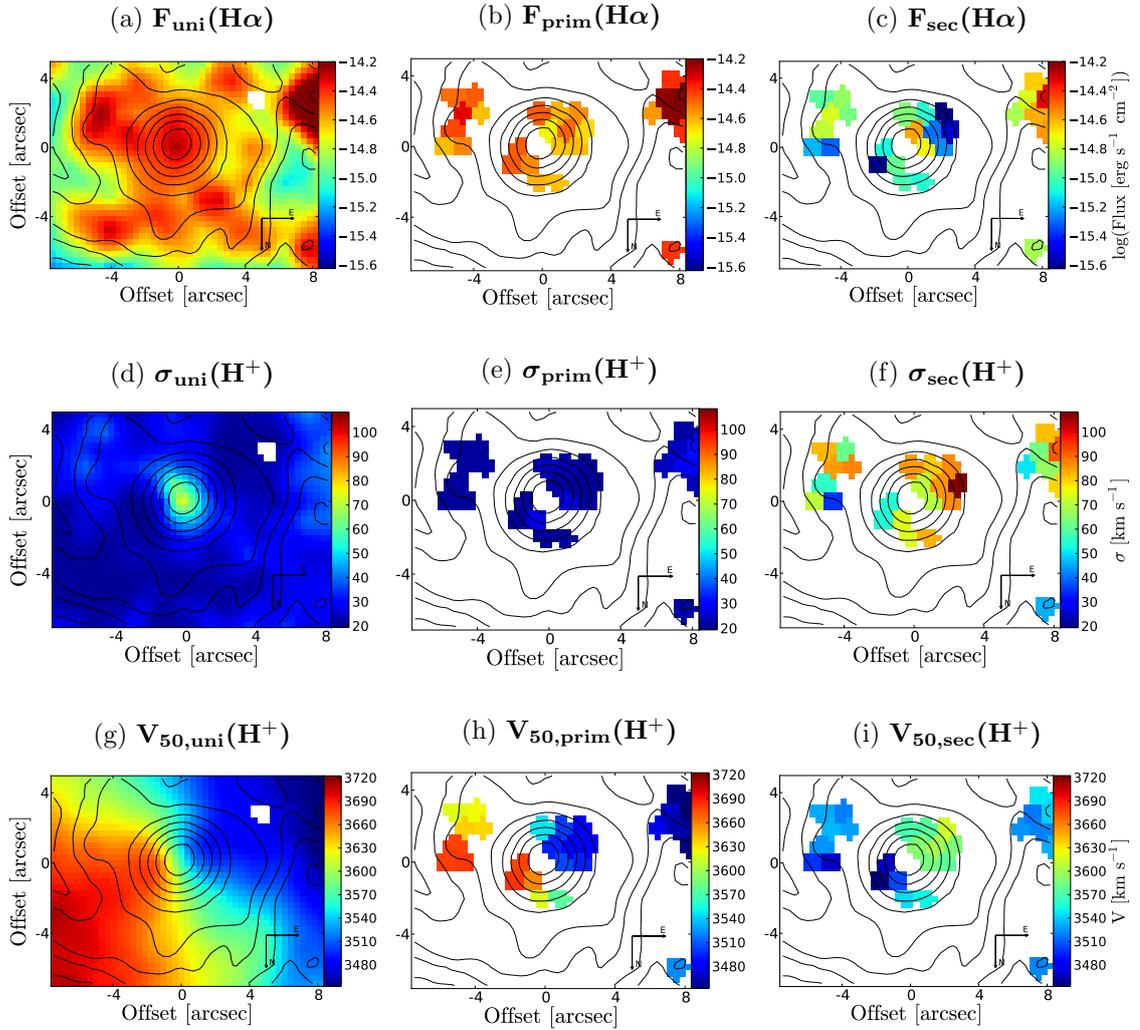


Figura 41: Como en la figura 5 para NGC 5653.

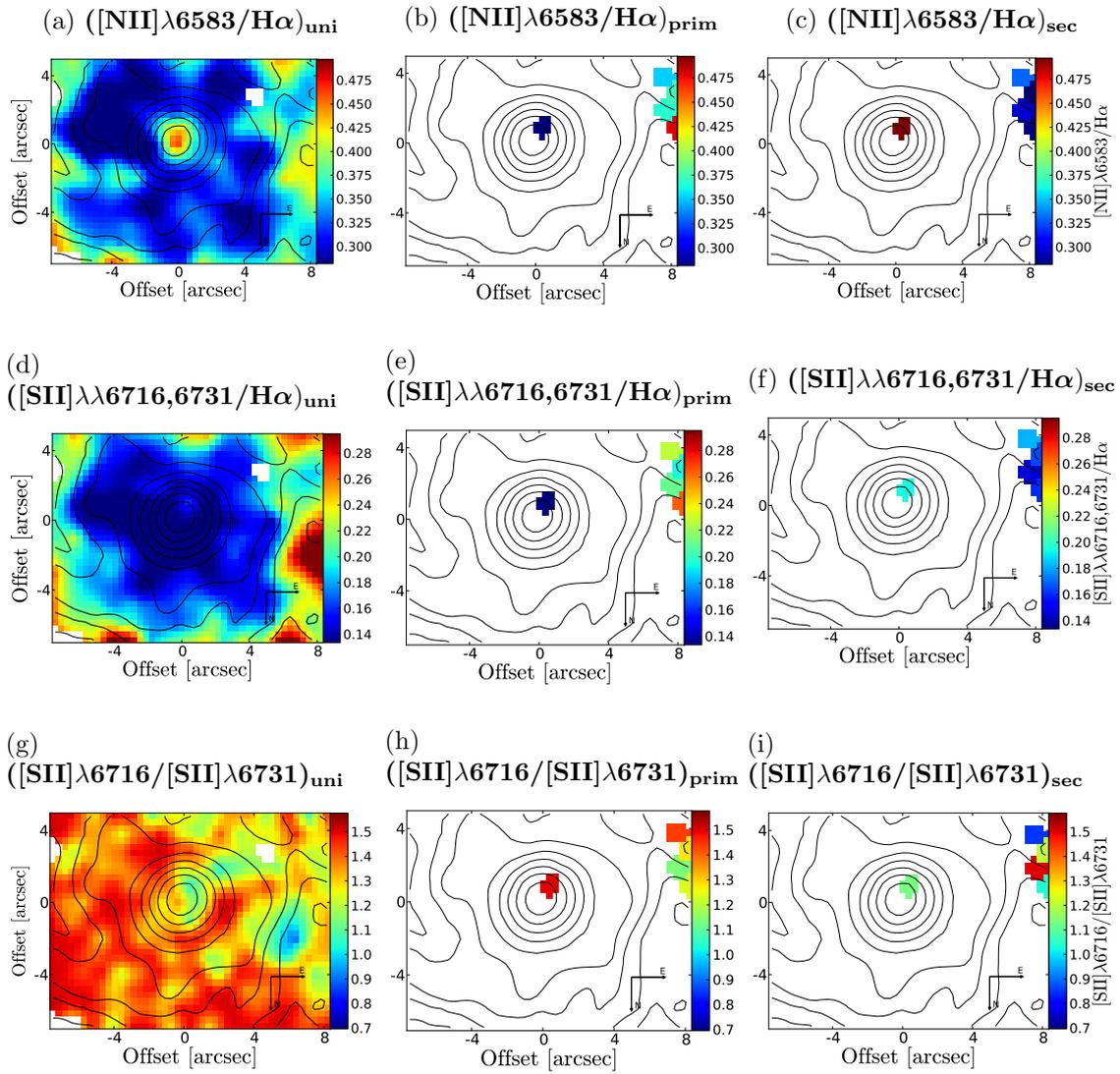


Figura 42: Como en la figura 6 para NGC 5653.

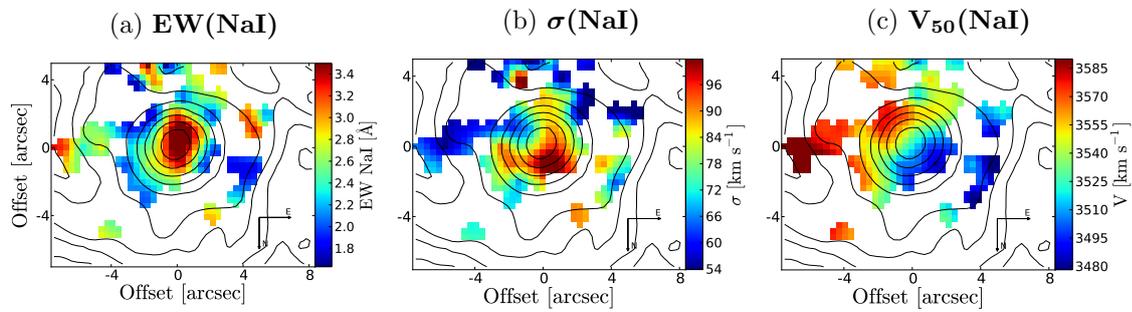


Figura 43: Como en la figura 7 para NGC 5653.

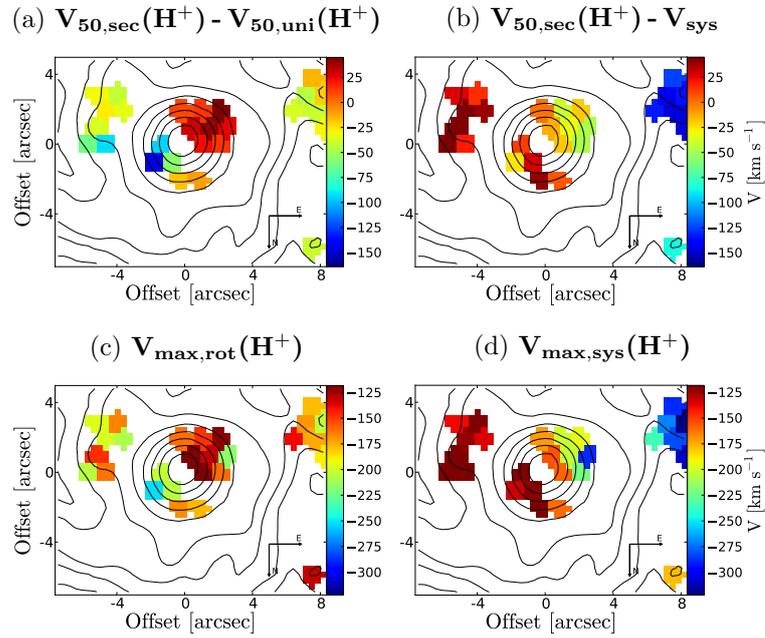


Figura 44: Como en la figura 8 para NGC 5653.

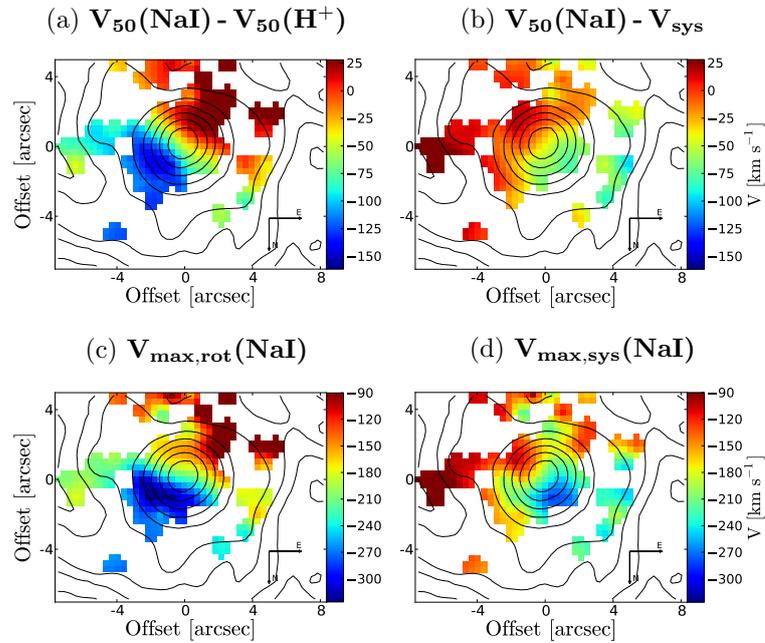


Figura 45: Como en la figura 9 para NGC 5653.

NGC 5930

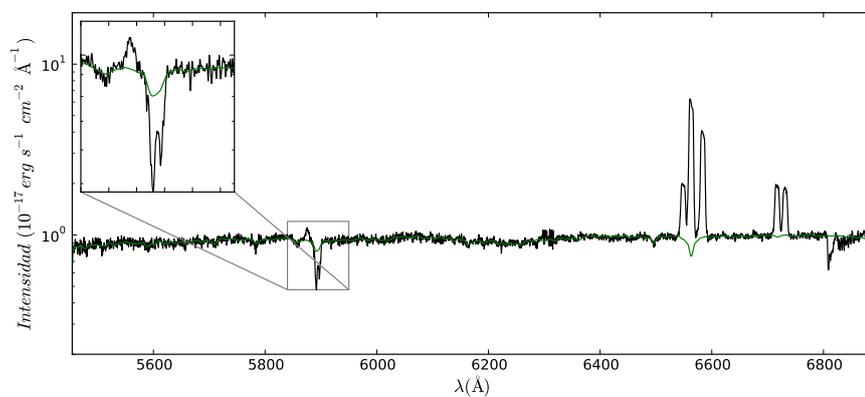


Figura 46: Como en la figura 1 para NGC 5930.

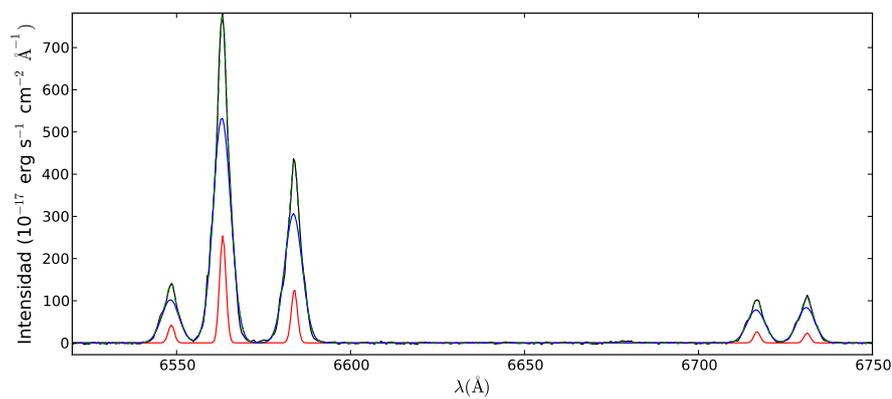


Figura 47: Como en la figura 2 para NGC 5930.

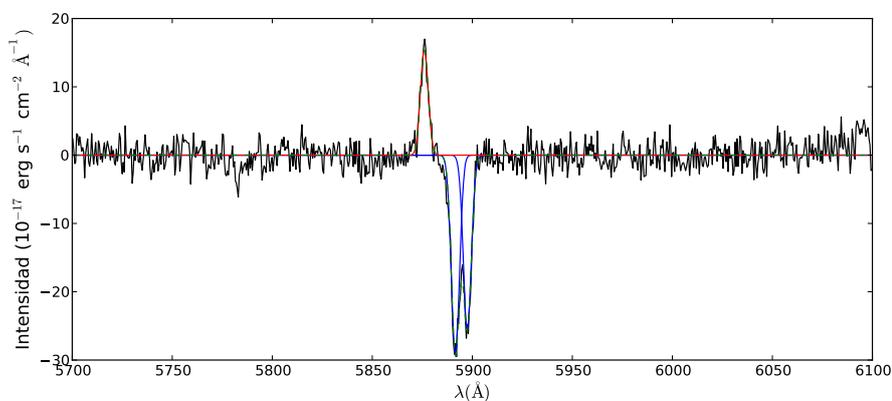
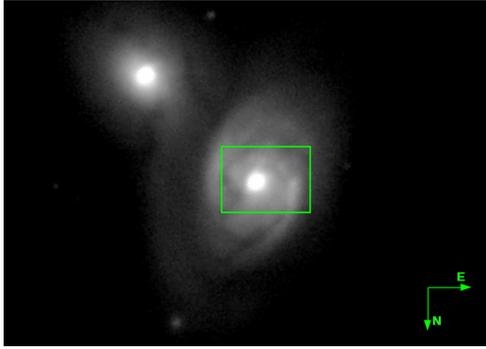


Figura 48: Como en la figura 3 para NGC 5930.

(a) Imagen SDSS (banda r)



(b) INTEGRAL 6200-6280 Å.

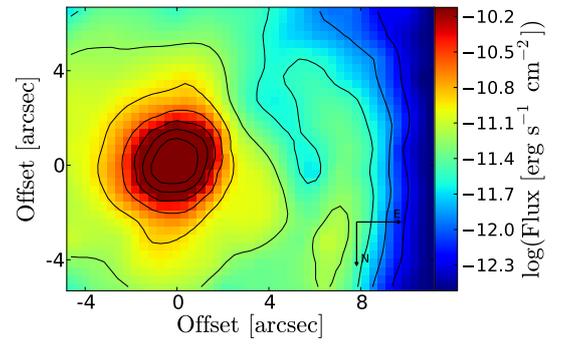


Figura 49: Como en la figura 4 para NGC 5930.

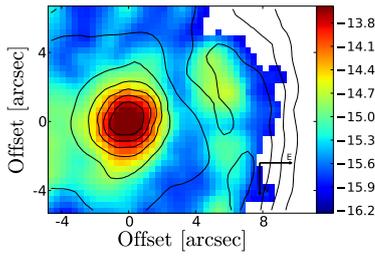
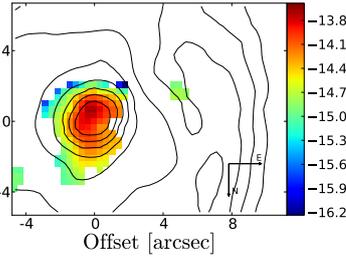
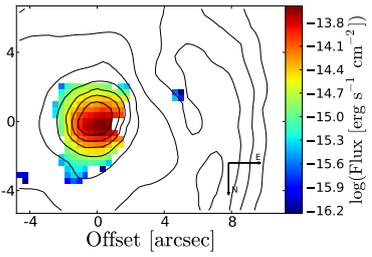
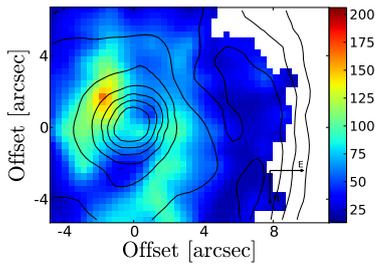
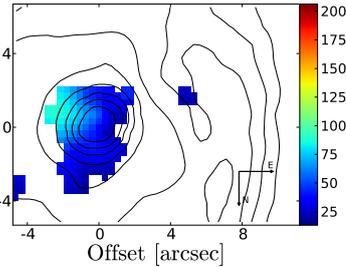
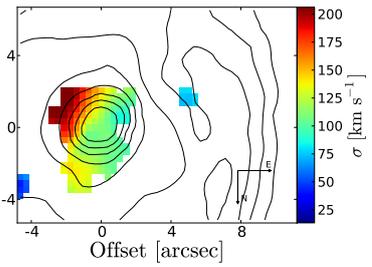
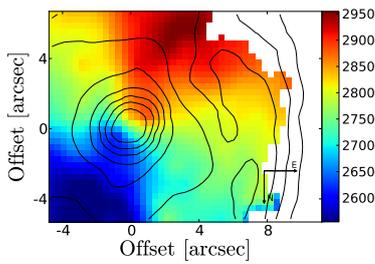
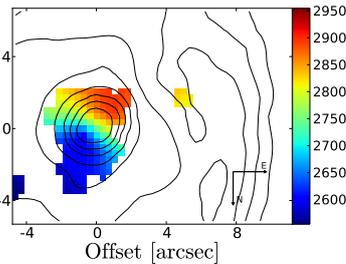
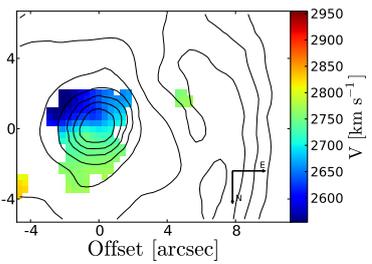
(a) $F_{\text{uni}}(\text{H}\alpha)$ (b) $F_{\text{prim}}(\text{H}\alpha)$ (c) $F_{\text{sec}}(\text{H}\alpha)$ (d) $\sigma_{\text{uni}}(\text{H}^+)$ (e) $\sigma_{\text{prim}}(\text{H}^+)$ (f) $\sigma_{\text{sec}}(\text{H}^+)$ (g) $V_{50,\text{uni}}(\text{H}^+)$ (h) $V_{50,\text{prim}}(\text{H}^+)$ (i) $V_{50,\text{sec}}(\text{H}^+)$ 

Figura 50: Como en la figura 5 para NGC 5930.

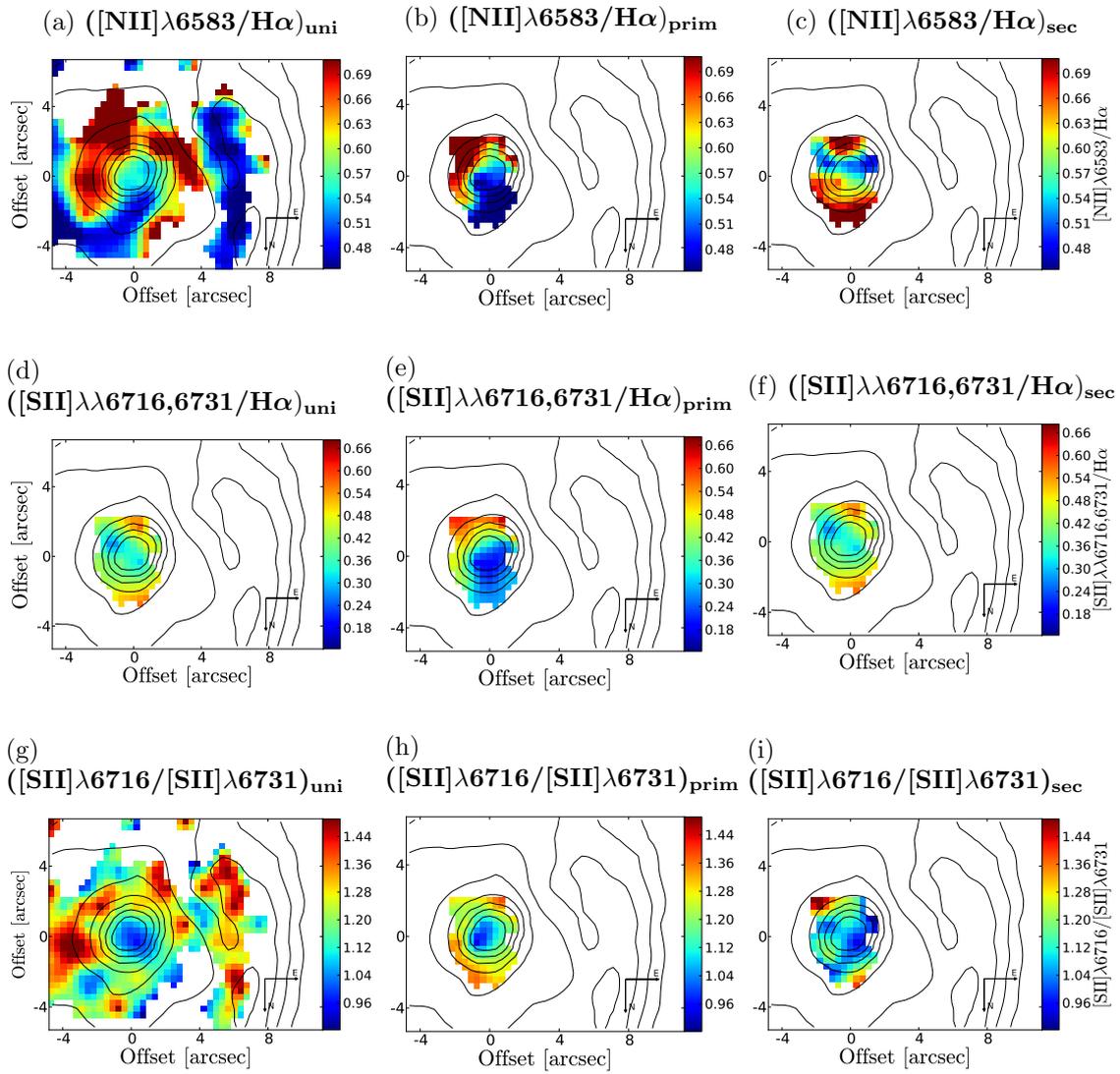


Figura 51: Como en la figura 6 para NGC 5930.

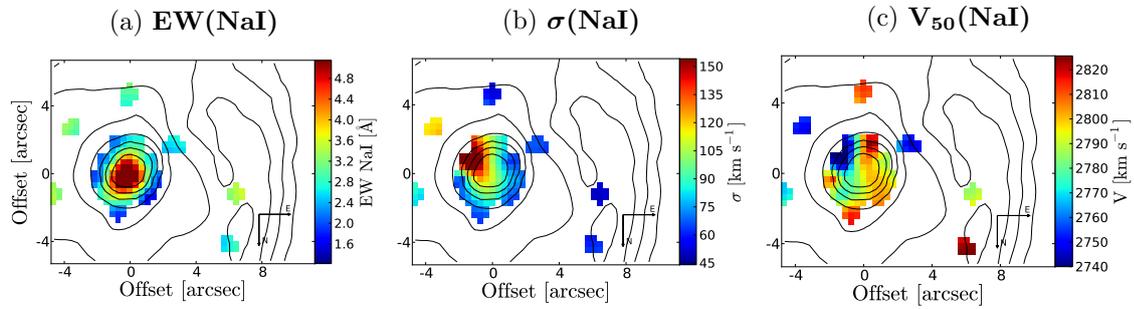


Figura 52: Como en la figura 7 para NGC 5930.

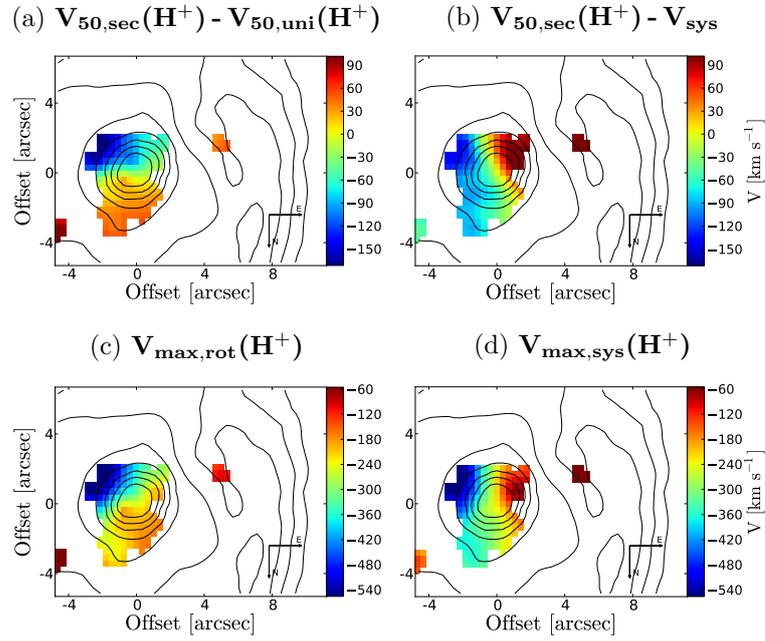


Figura 53: Como en la figura 8 para NGC 5930.

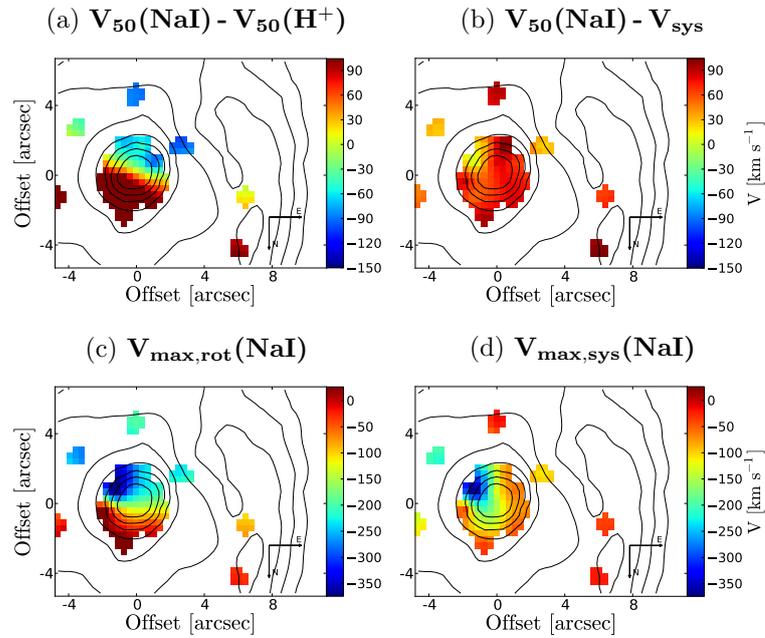


Figura 54: Como en la figura 9 para NGC 5930.

NGC 5934

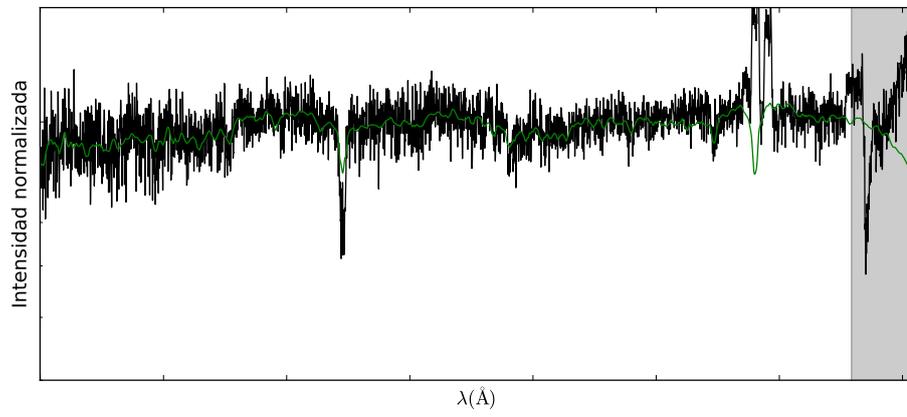


Figura 55: Como en la figura 1 para NGC 5934.

Figura 56: **Ajuste líneas de absorción**

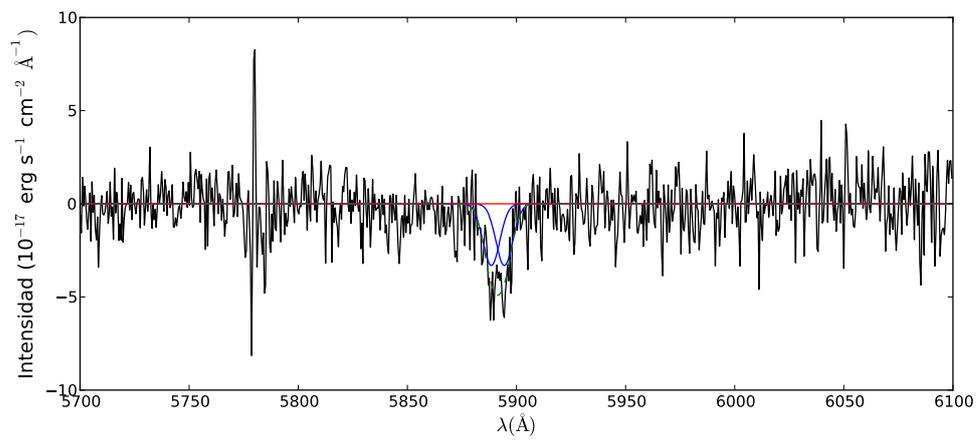


Figura 57: Como en la figura 3 para NGC 5934.

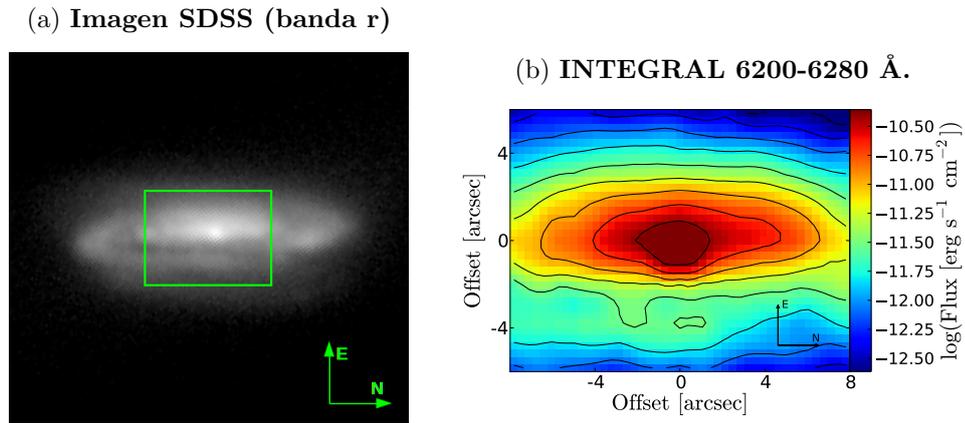


Figura 58: Como en la figura 4 para NGC 5934.

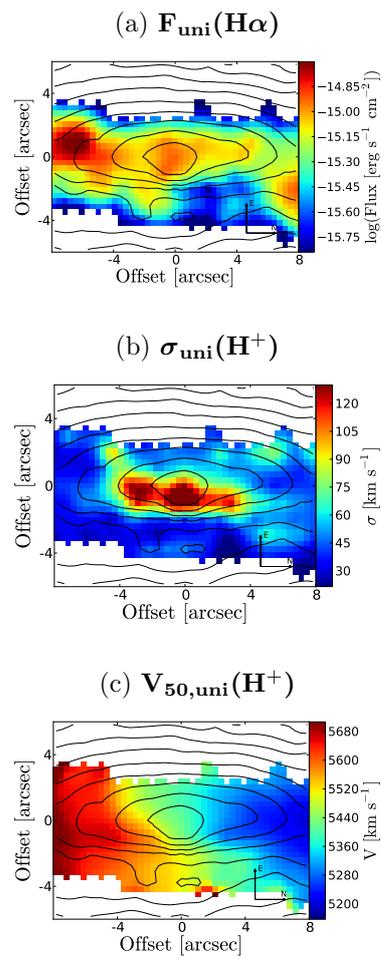


Figura 59: Como en la figura 5 para NGC 5934. Ninguna fibra cumplió los criterios para la descomposición cinemática explicada en la sección 2.6.1 y, por lo tanto, no se muestran los mapas de sus ajustes.

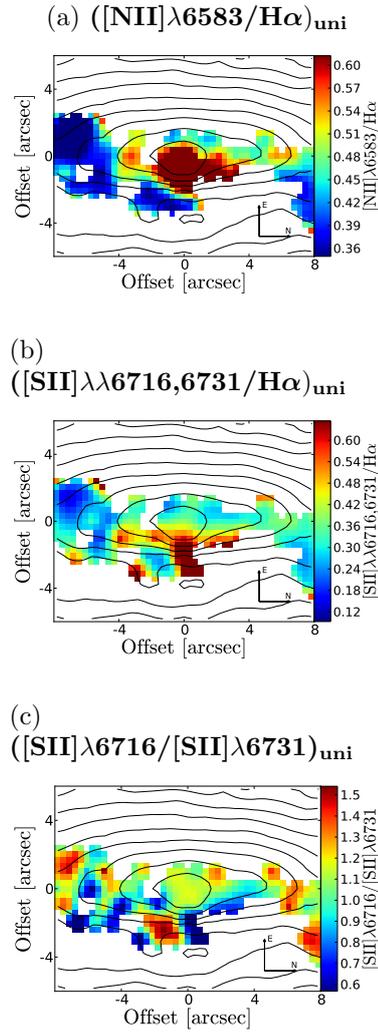


Figura 60: Como en la figura 6 para NGC 5934. ninguna fibra cumplió los criterios para la descomposición cinemática explicada en la sección 2.6.1 y, por lo tanto, no se muestran los mapas de sus ajustes.

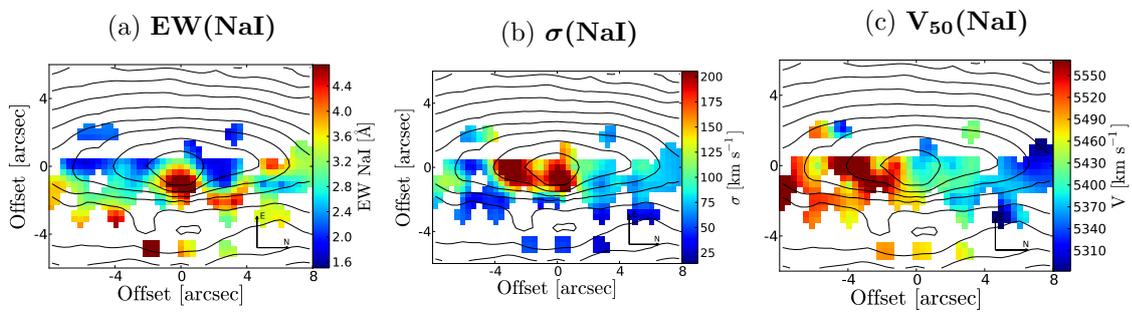


Figura 61: Como en la figura 7 para NGC 5934.

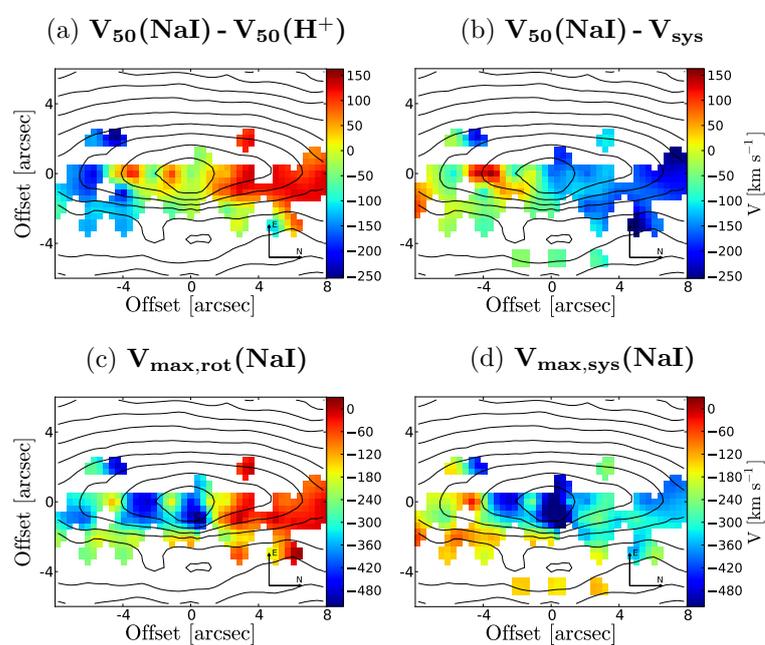


Figura 62: Como en la figura 9 para NGC 5934.

NGC 5936

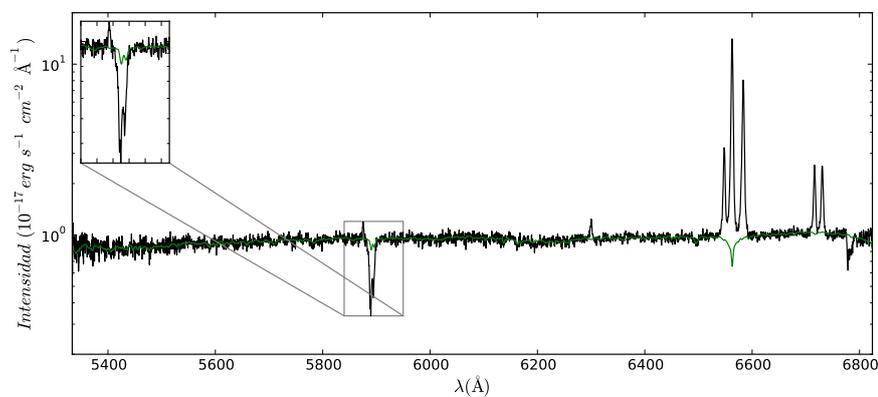


Figura 63: Como en la figura 1 para NGC 5936.

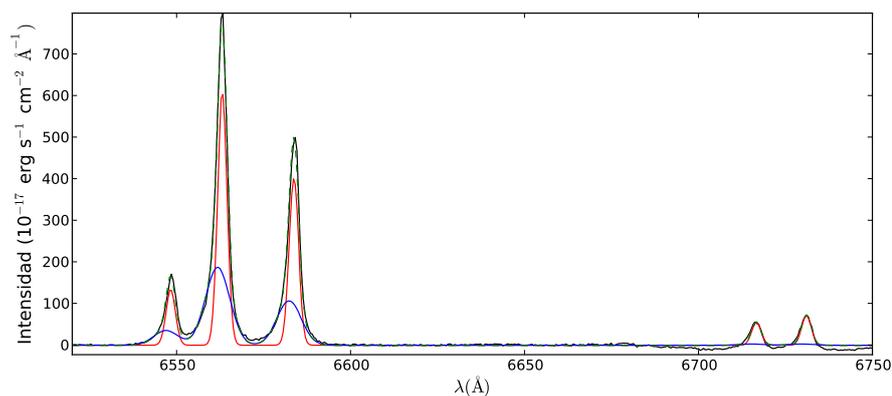


Figura 64: Como en la figura 2 para NGC 5936.

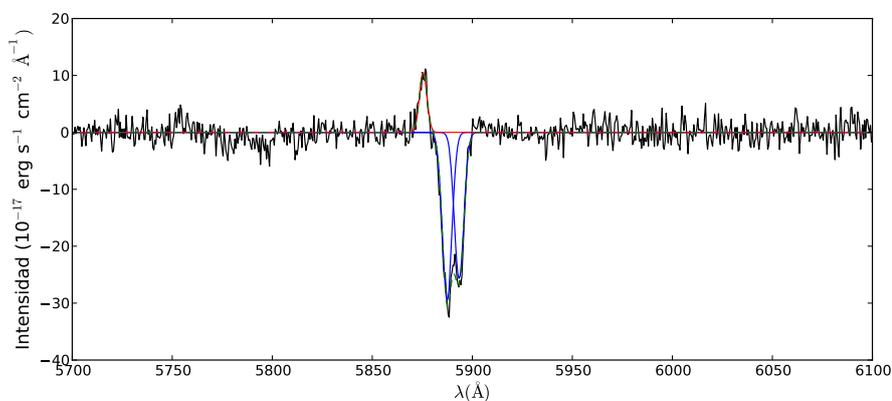


Figura 65: Como en la figura 3 para NGC 5936.

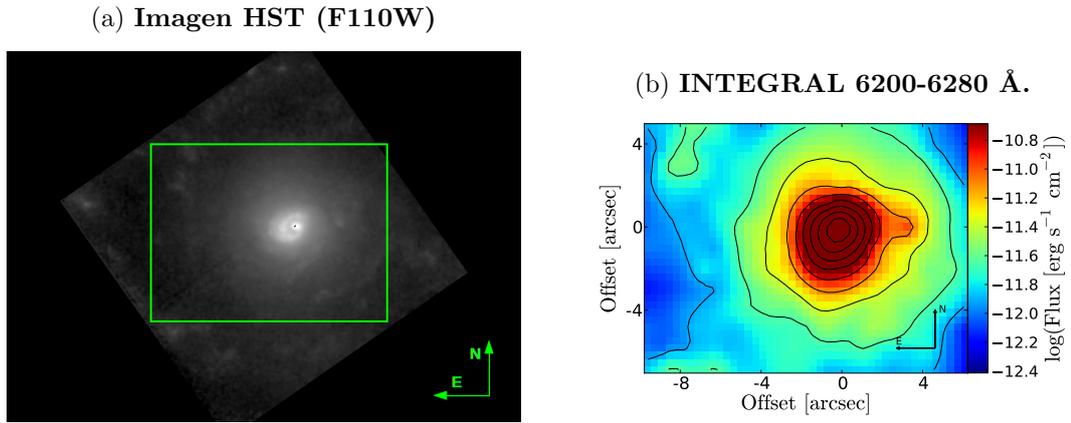


Figura 66: Como en la figura 4 para NGC 5936.

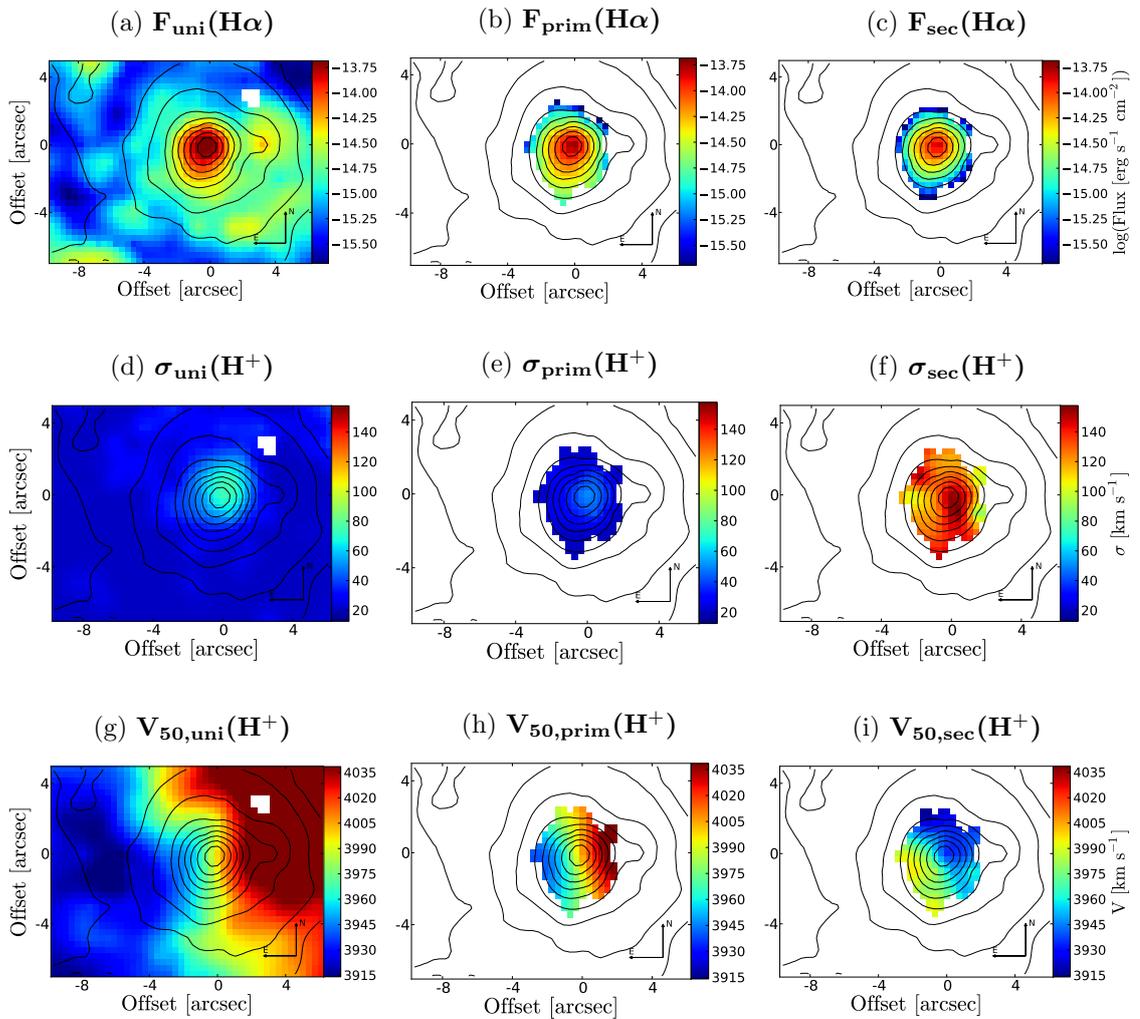


Figura 67: Como en la figura 5 para NGC 5936.

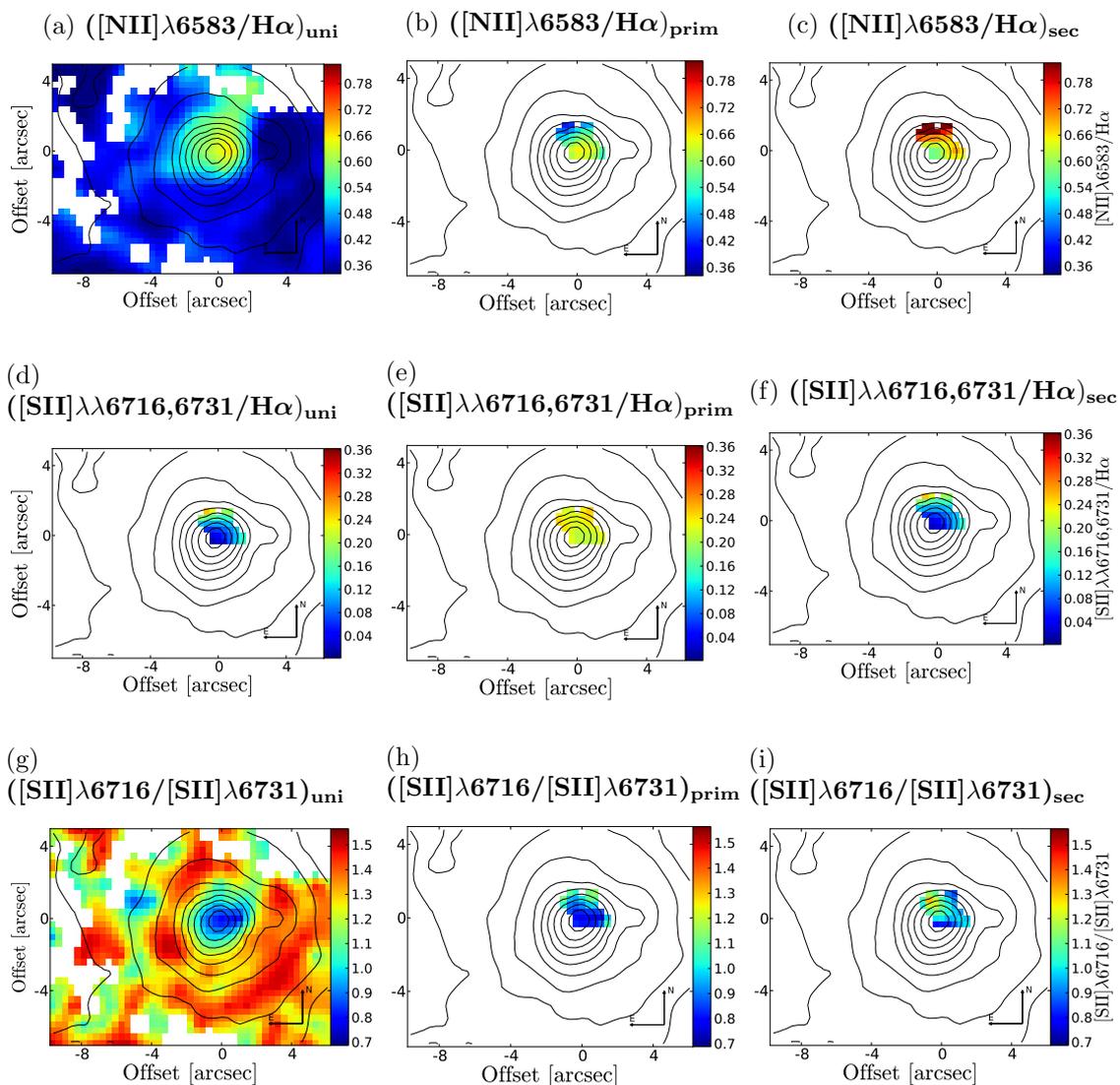


Figura 68: Como en la figura 6 para NGC 5936.

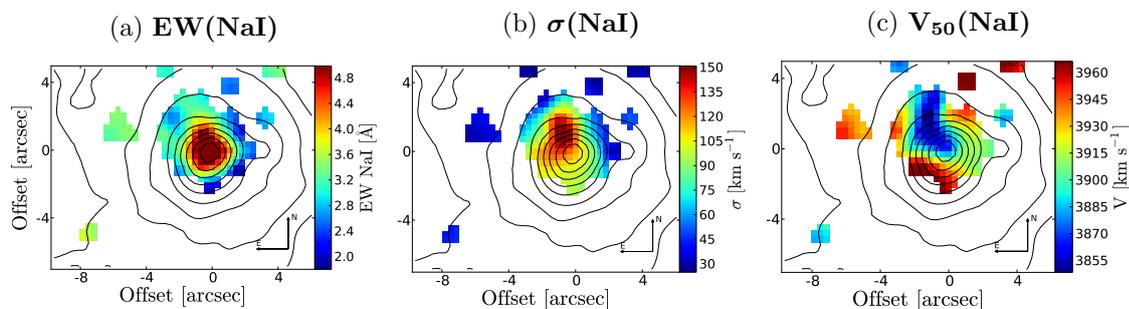


Figura 69: Como en la figura 7 para NGC 5936.

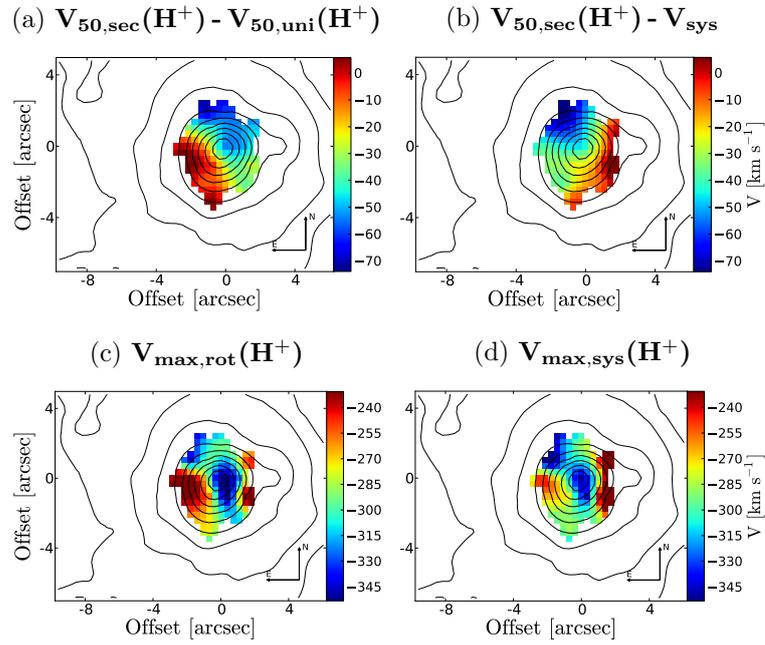


Figura 70: Como en la figura 8 para NGC 5936.

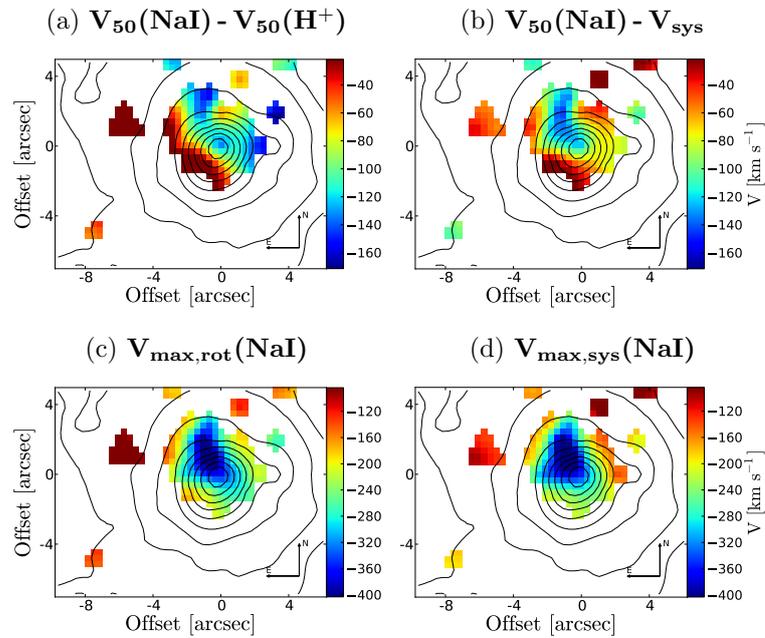


Figura 71: Como en la figura 9 para NGC 5936.

NGC 5953

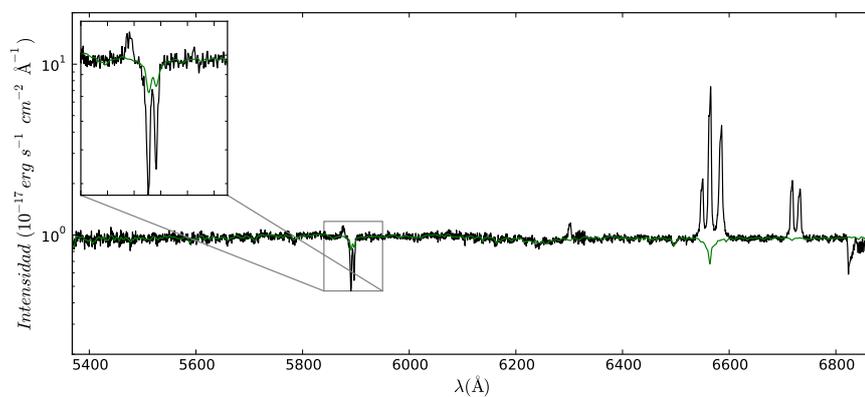


Figura 72: Como en la figura 1 para NGC 5953.

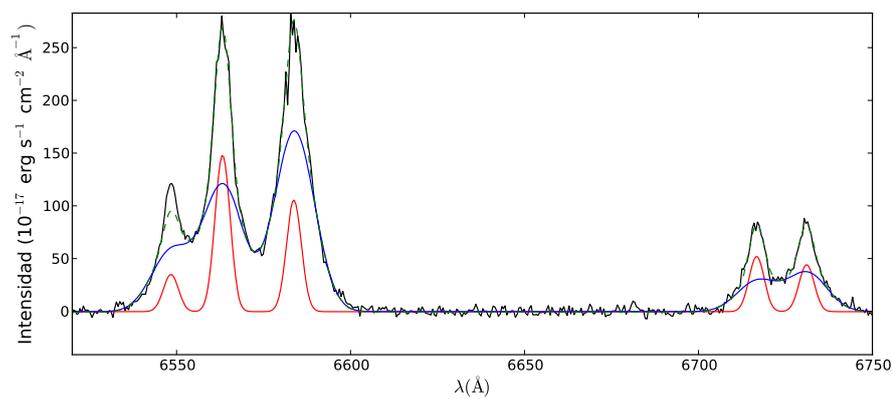


Figura 73: Como en la figura 2 para NGC 5953.

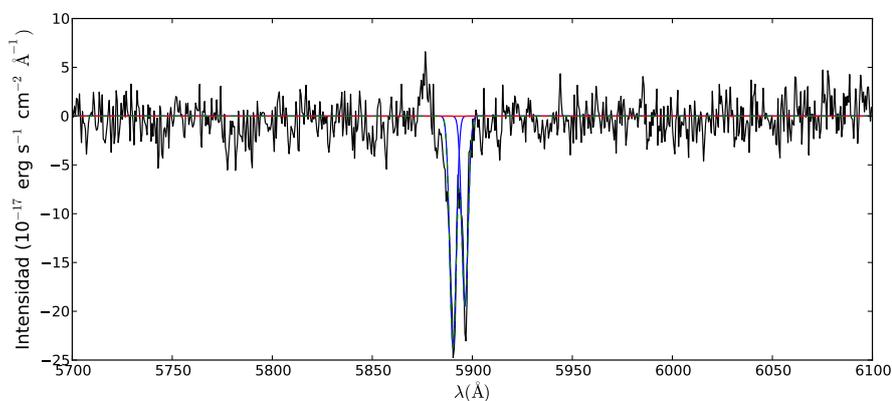


Figura 74: Como en la figura 3 para NGC 5953.

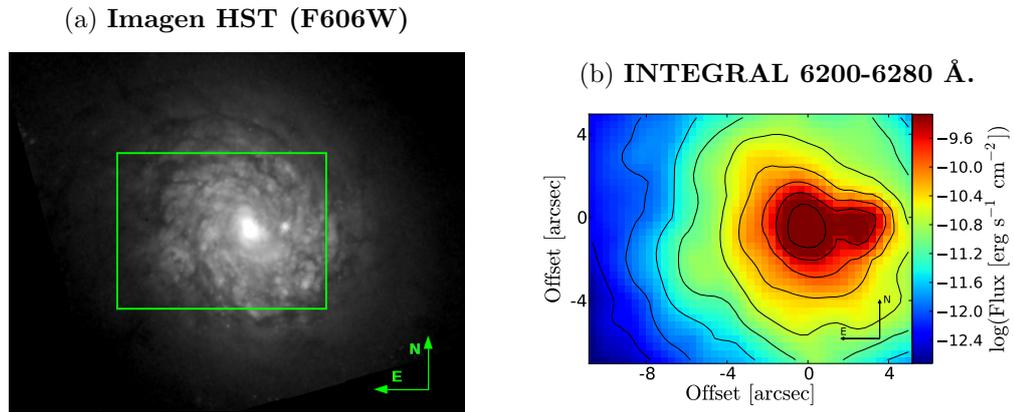


Figura 75: Como en la figura 4 para NGC 5953.

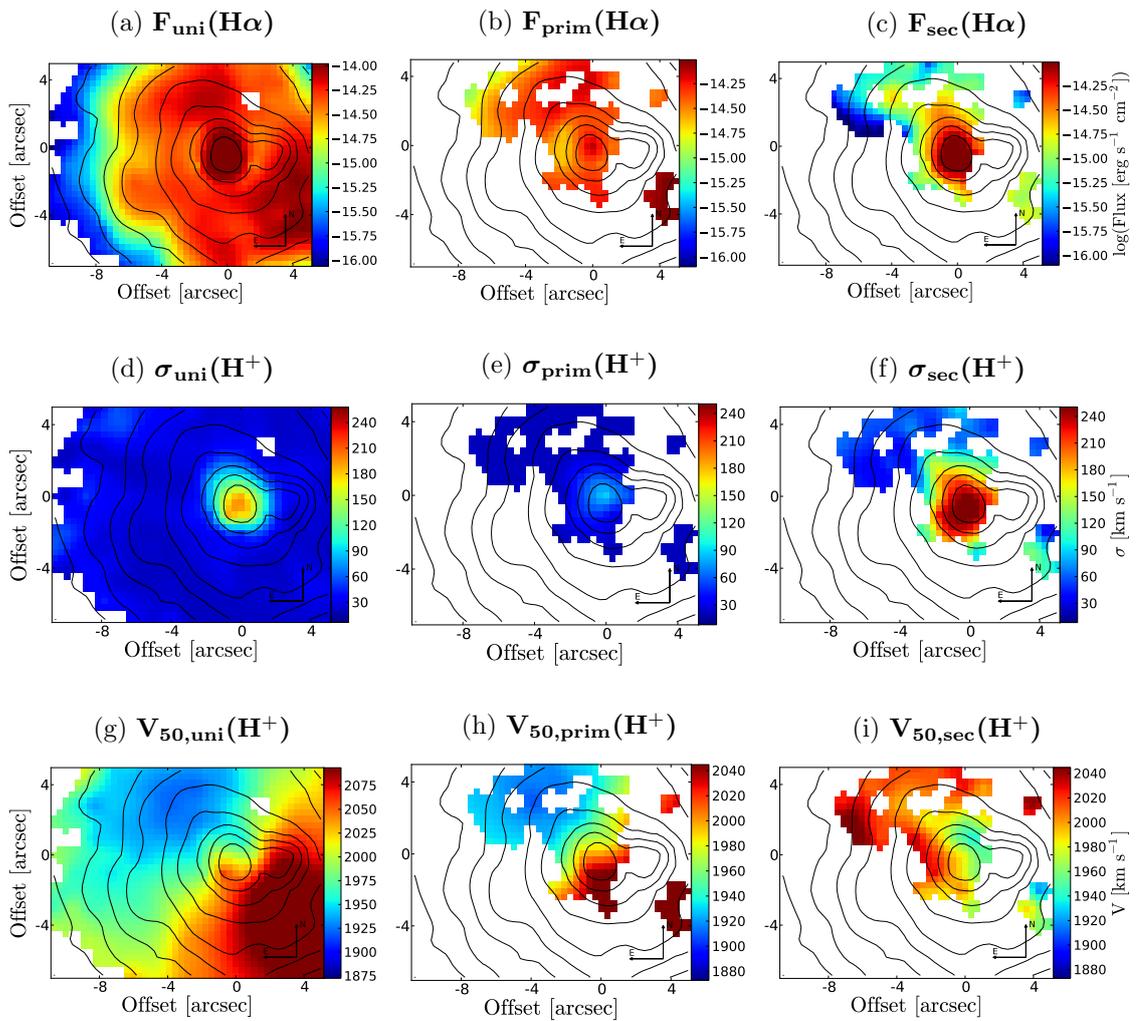


Figura 76: Como en la figura 5 para NGC 5953.

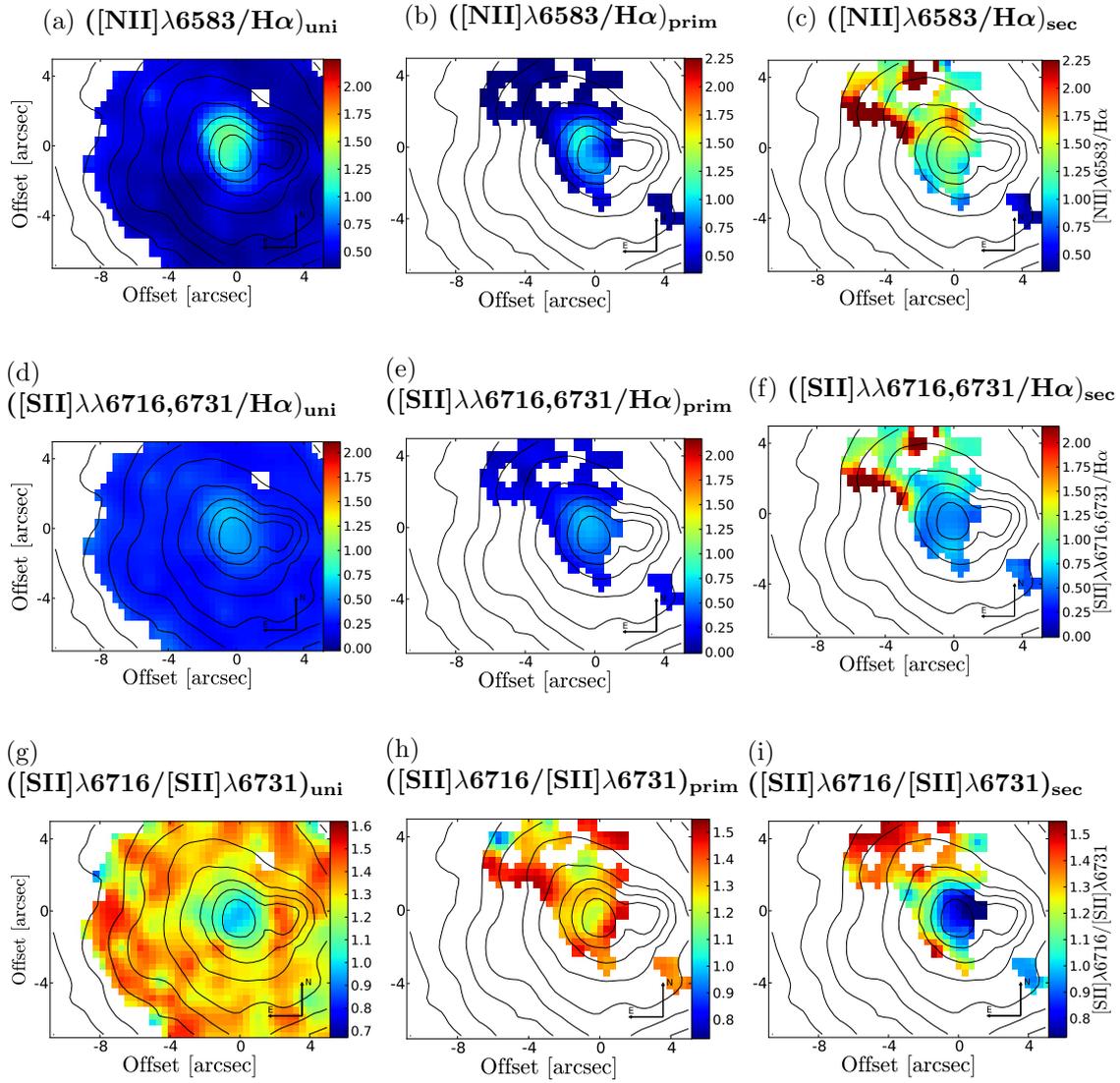


Figura 77: Como en la figura 6 para NGC 5953.

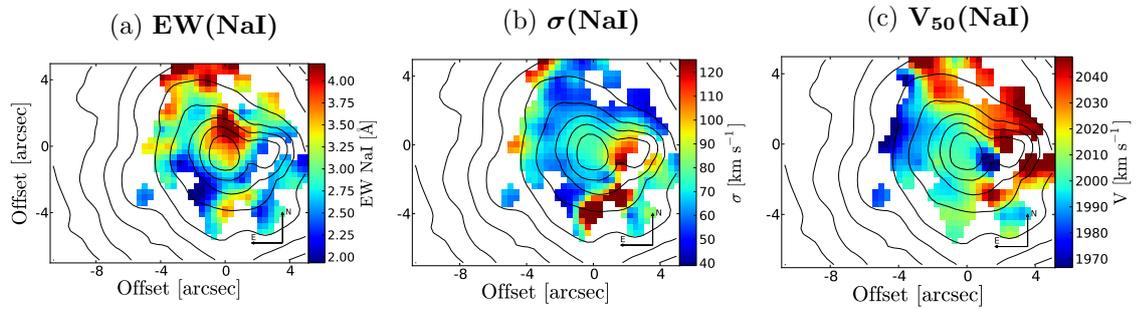


Figura 78: Como en la figura 7 para NGC 5953.

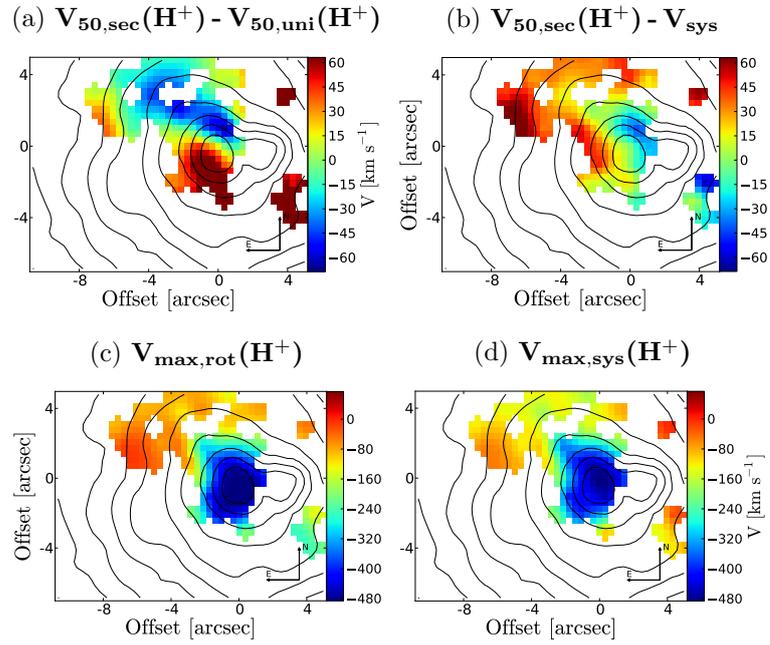


Figura 79: Como en la figura 8 para NGC 5953.

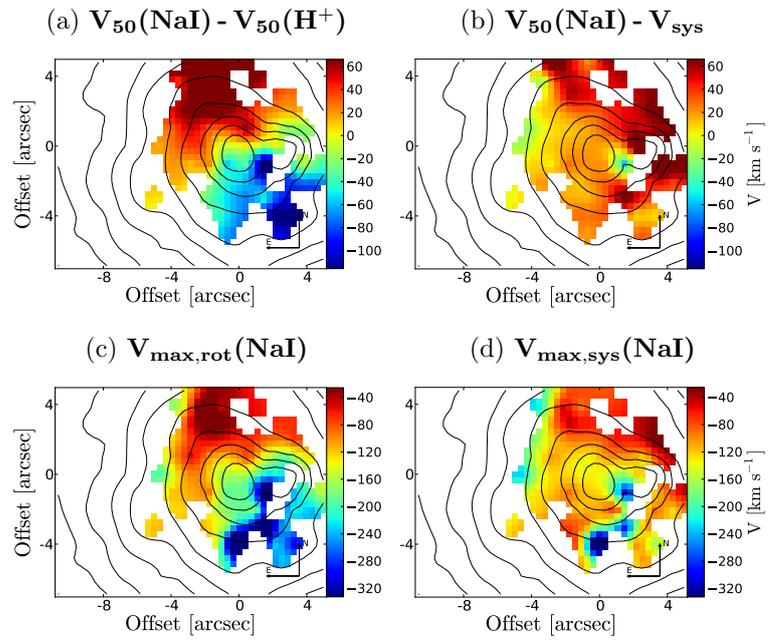


Figura 80: Como en la figura 9 para NGC 5953.

NGC 6027

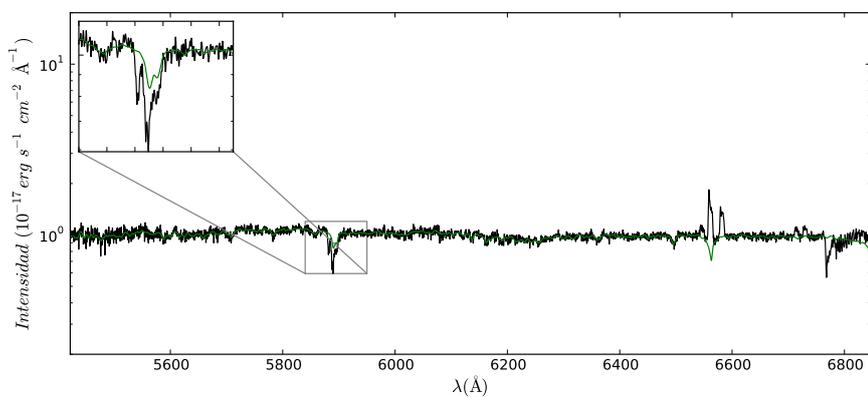


Figura 81: Como en la figura 1 para NGC 6027.

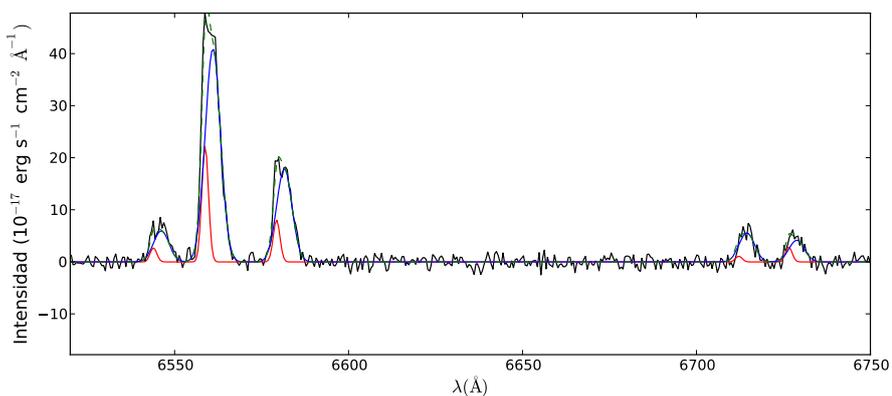


Figura 82: Como en la figura 2 para NGC 6027.

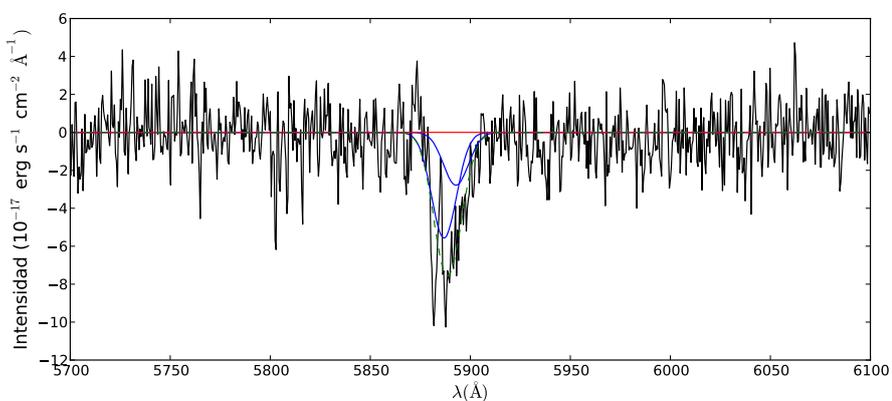


Figura 83: Como en la figura 3 para NGC 6027.

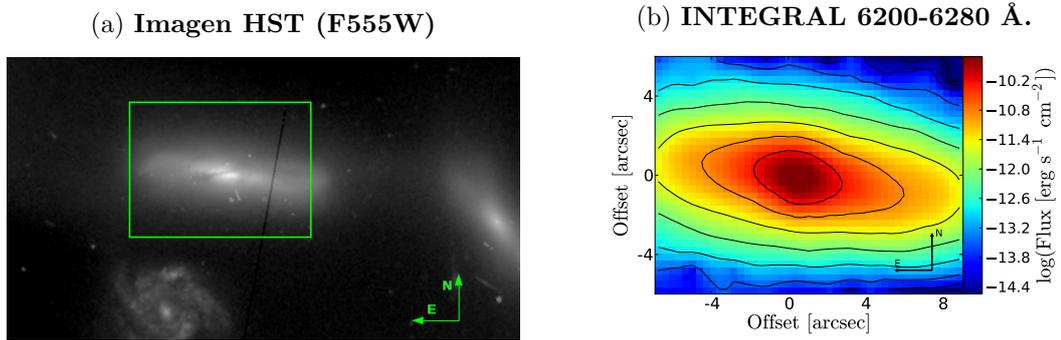


Figura 84: Como en la figura 4 para NGC 6027.

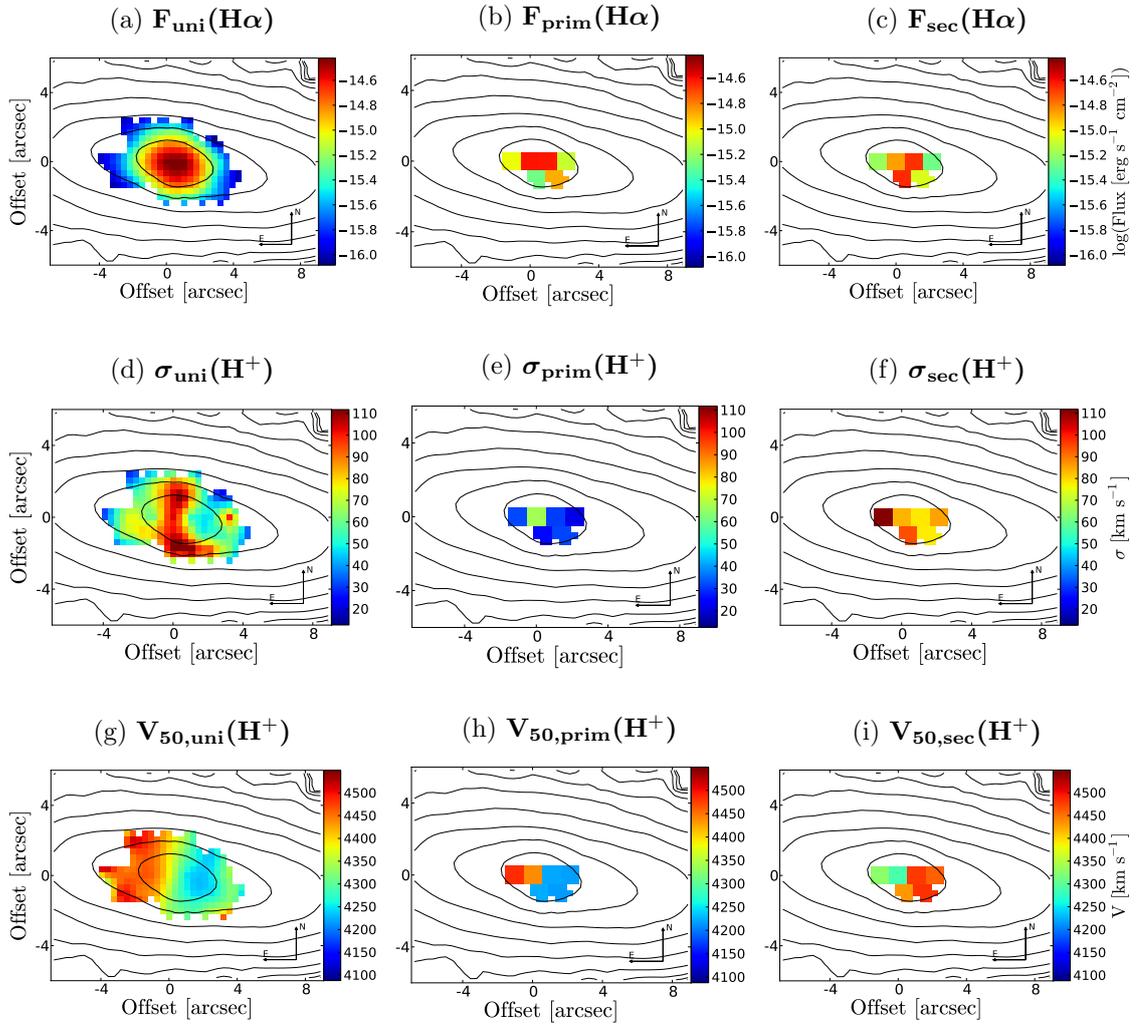


Figura 85: Como en la figura 5 para NGC 6027.

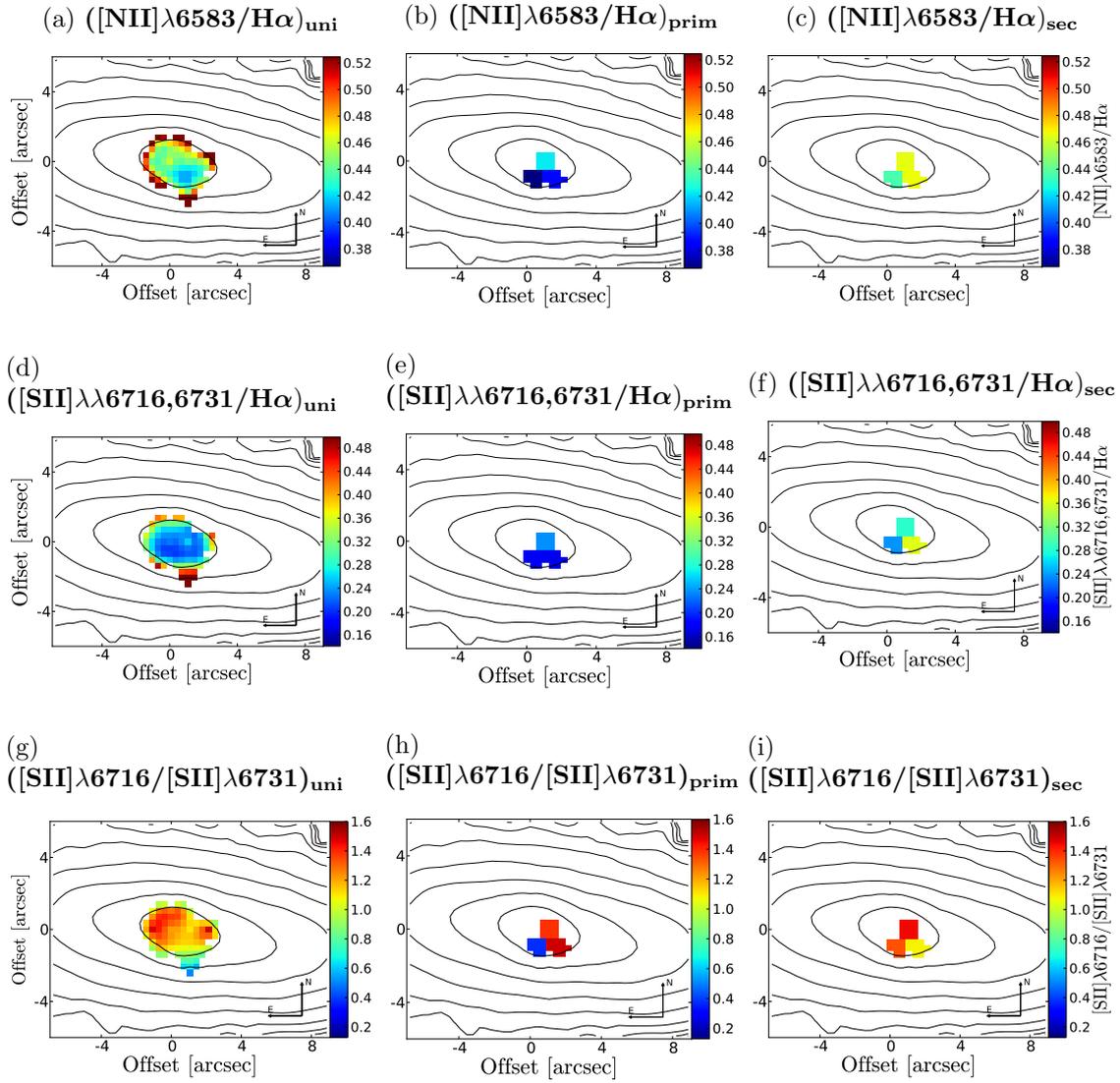


Figura 86: Como en la figura 6 para NGC 6027.

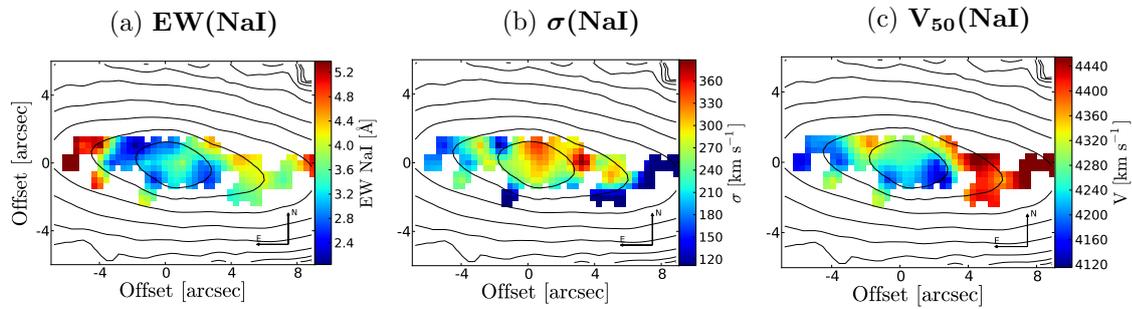


Figura 87: Como en la figura 7 para NGC 6027.

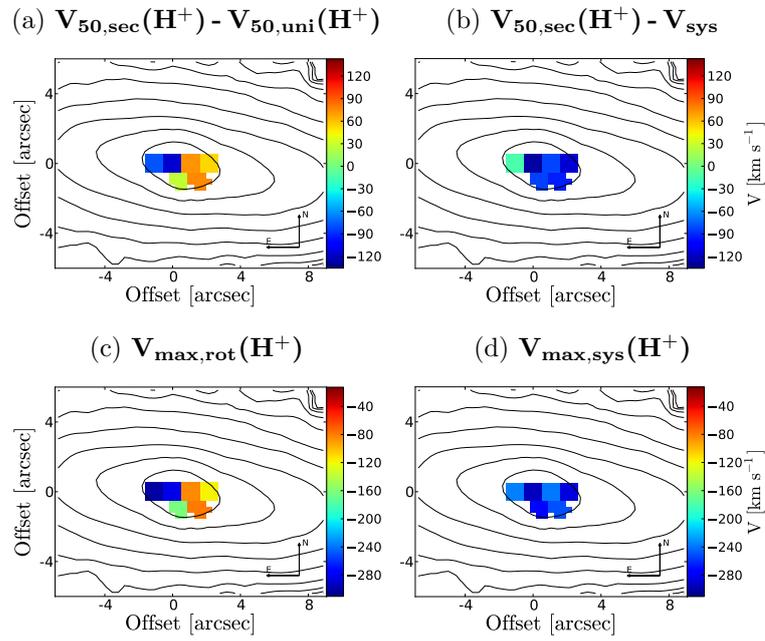


Figura 88: Como en la figura 8 para NGC 6027.

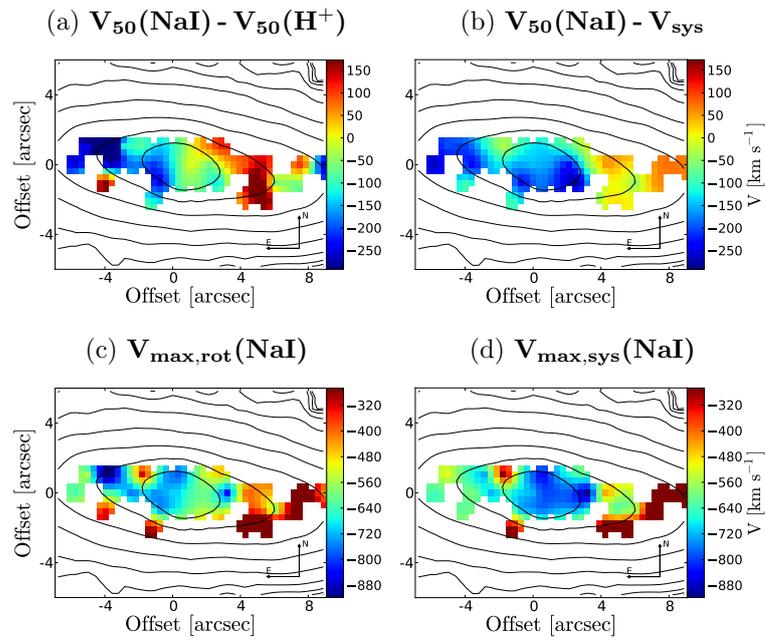


Figura 89: Como en la figura 9 para NGC 6027.

NGC 6240

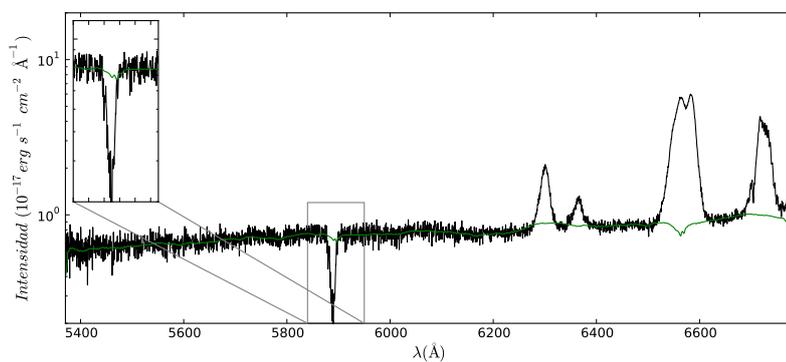


Figura 90: Como en la figura 1 para NGC 6240.

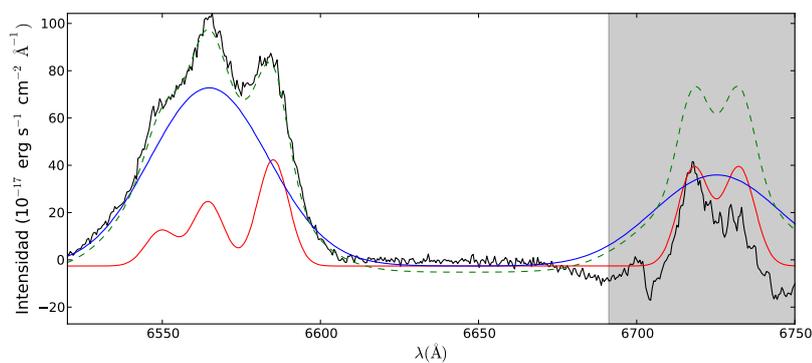


Figura 91: Como en la figura 2 para NGC 6240. La zona sombreada gris está afectada por líneas telúricas atmosféricas y no se tienen en cuenta en el estudio.

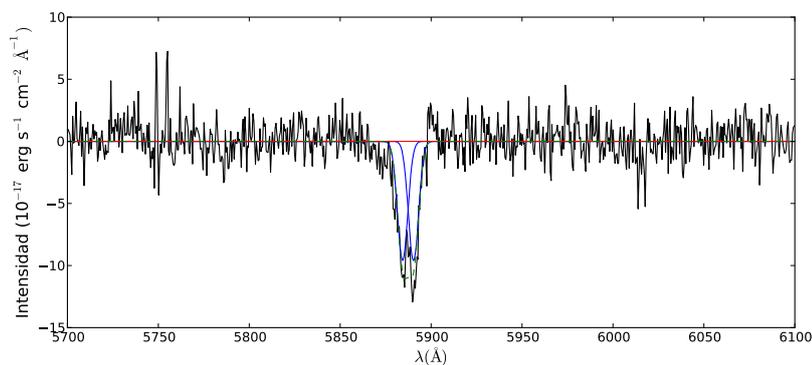


Figura 92: Como en la figura 3 para NGC 6240.

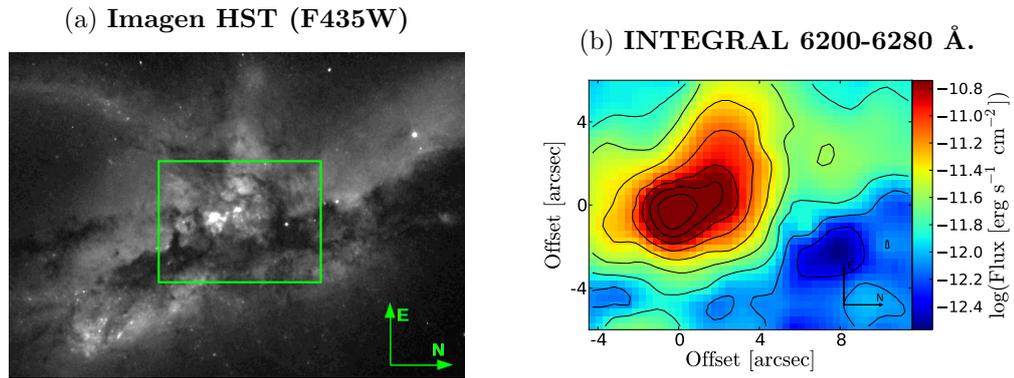


Figura 93: Como en la figura 4 para NGC6240.

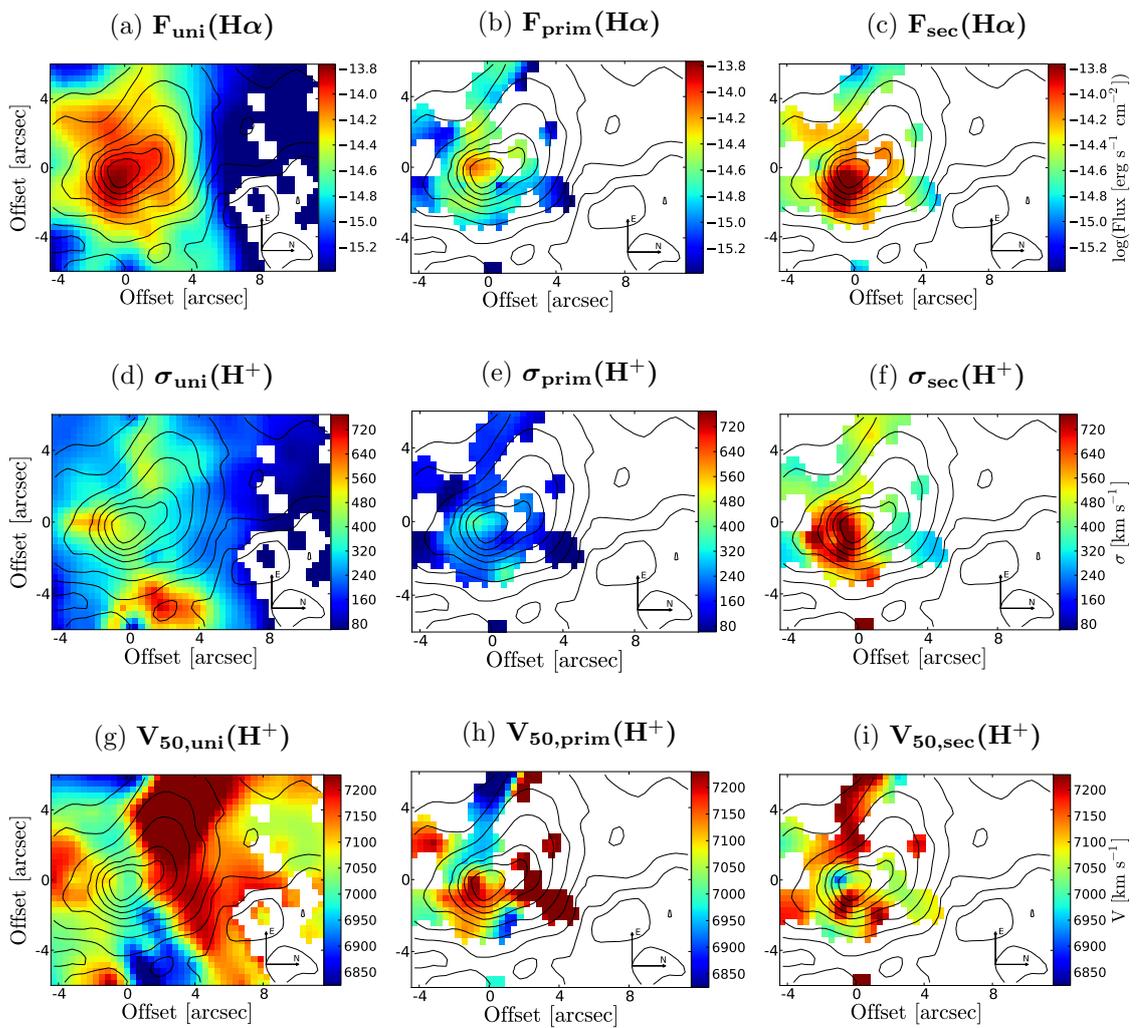


Figura 94: Como en la figura 5 para NGC6240.

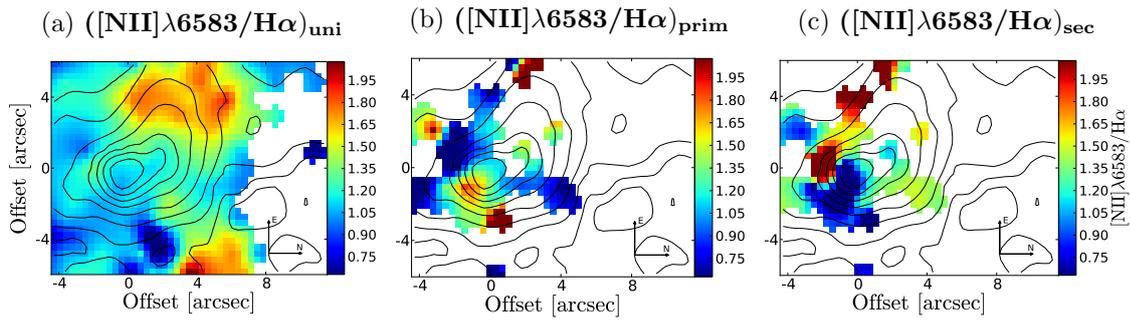


Figura 95: Como en la figura 6 para NGC6240. Las cocientes $[\text{SII}]\lambda\lambda 6716,6731/\text{H}\alpha$ y $[\text{SII}]\lambda 6716/[\text{SII}]\lambda 6731$ no se presentan al estar afectado el doblete de $[\text{SII}]\lambda\lambda 6716,6731$ por líneas telúricas atmosféricas (ver figura 90).

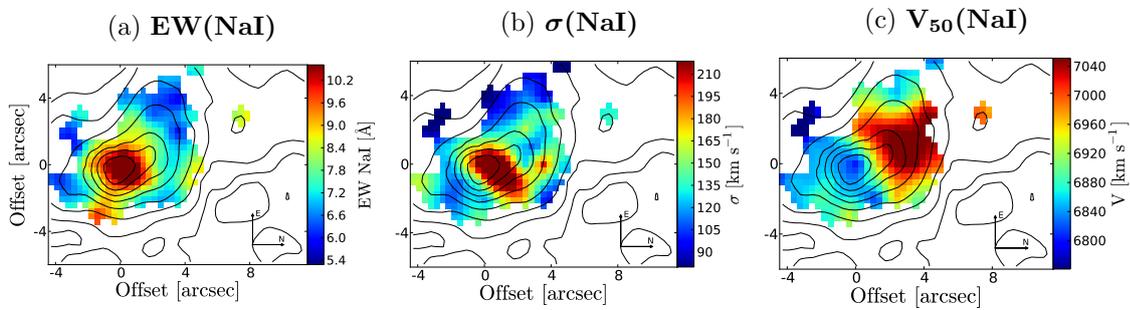


Figura 96: Como en la figura 7 para NGC6240.

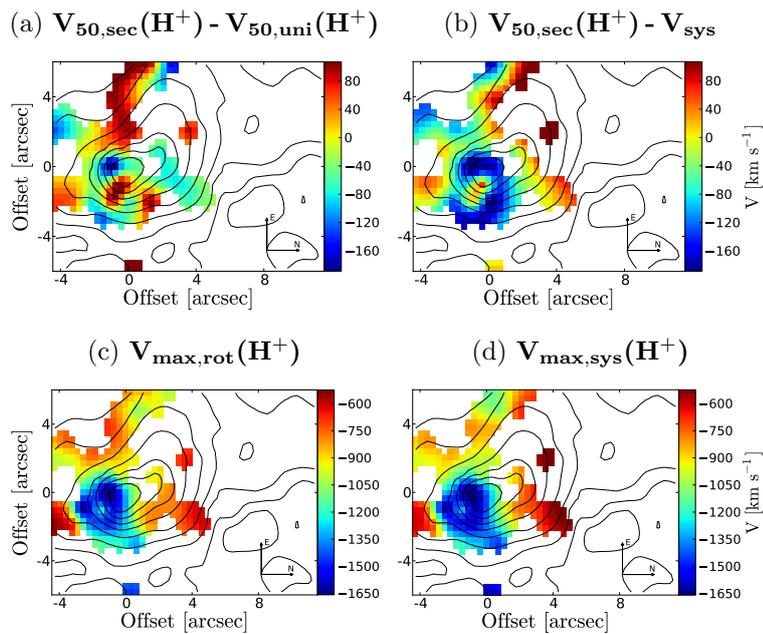


Figura 97: Como en la figura 8 para NGC6240.

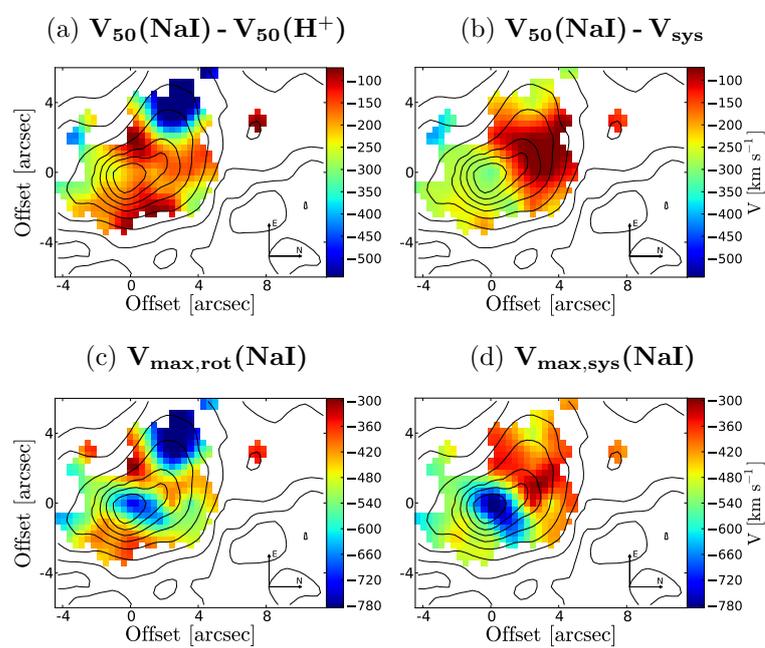


Figura 98: Como en la figura 9 para NGC6240.

NGC 6701

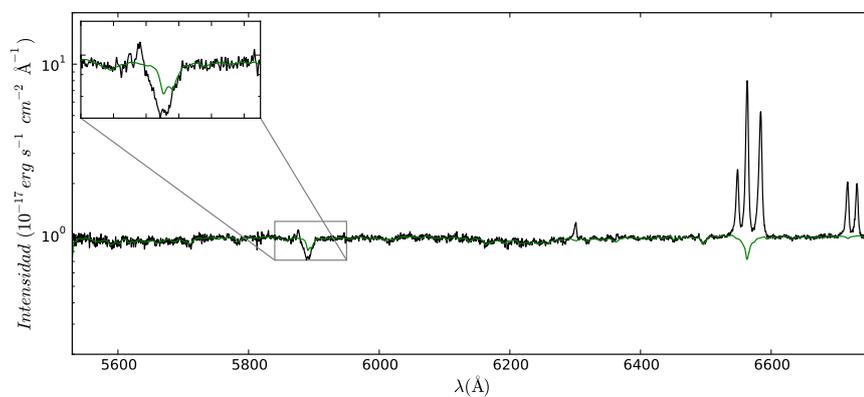


Figura 99: Como en la figura 1 para NGC 6701.

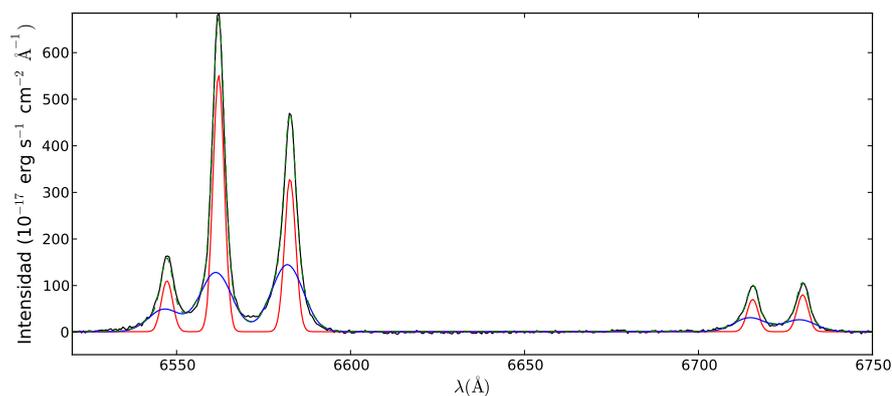


Figura 100: Como en la figura 2 para NGC 6701.

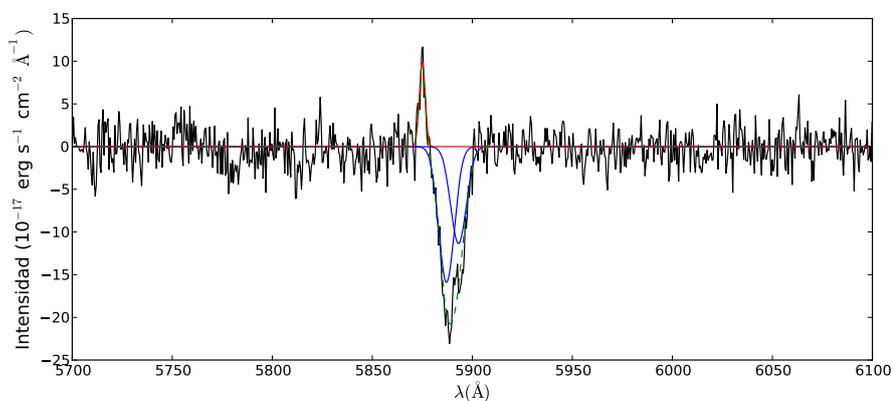


Figura 101: Como en la figura 3 para NGC 6701.

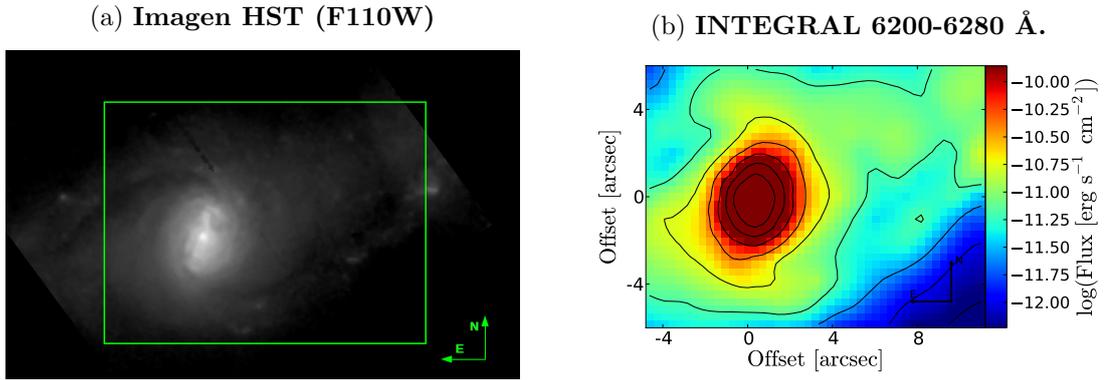


Figura 102: Como en la figura 4 para NGC 6701.

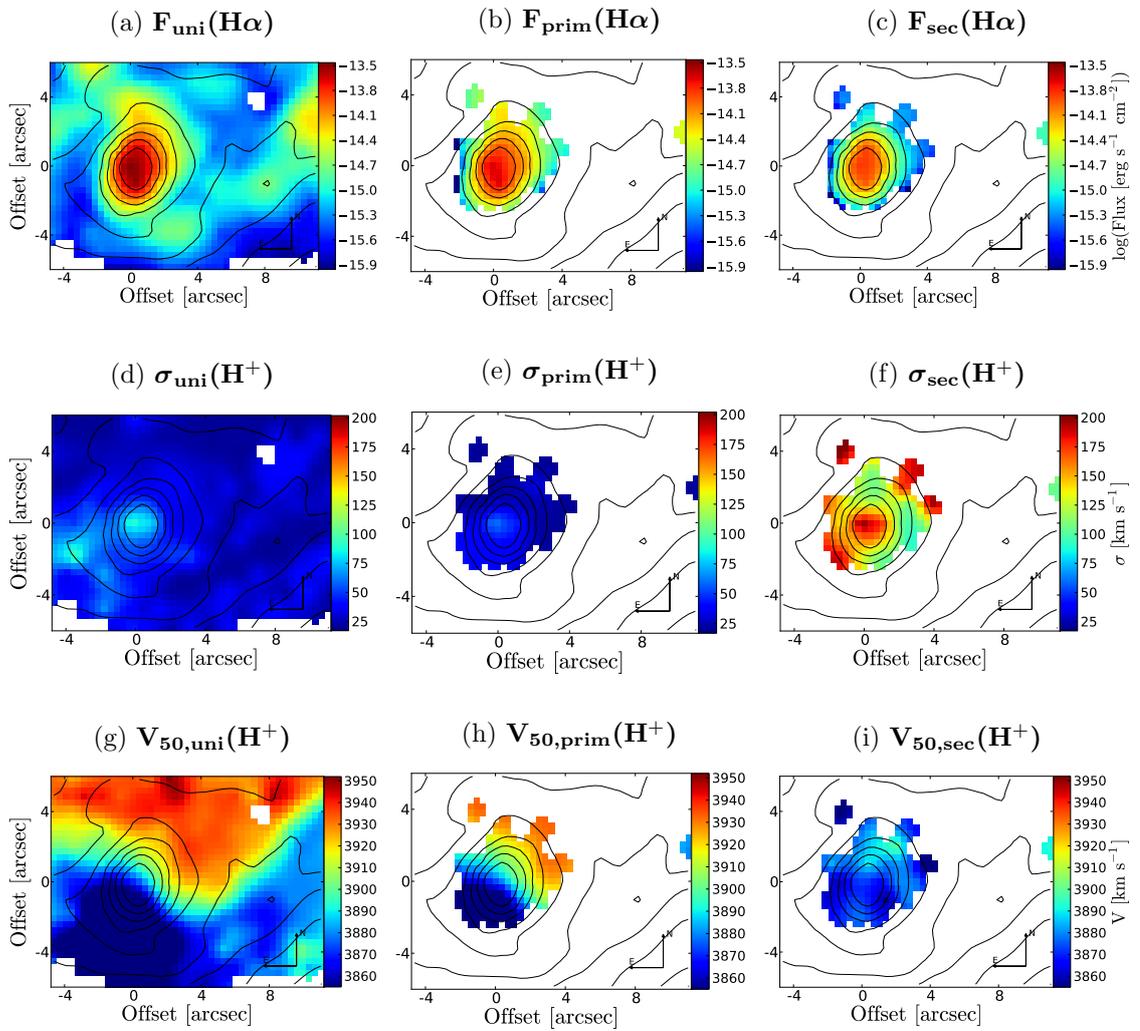


Figura 103: Como en la figura 5 para NGC 6701.

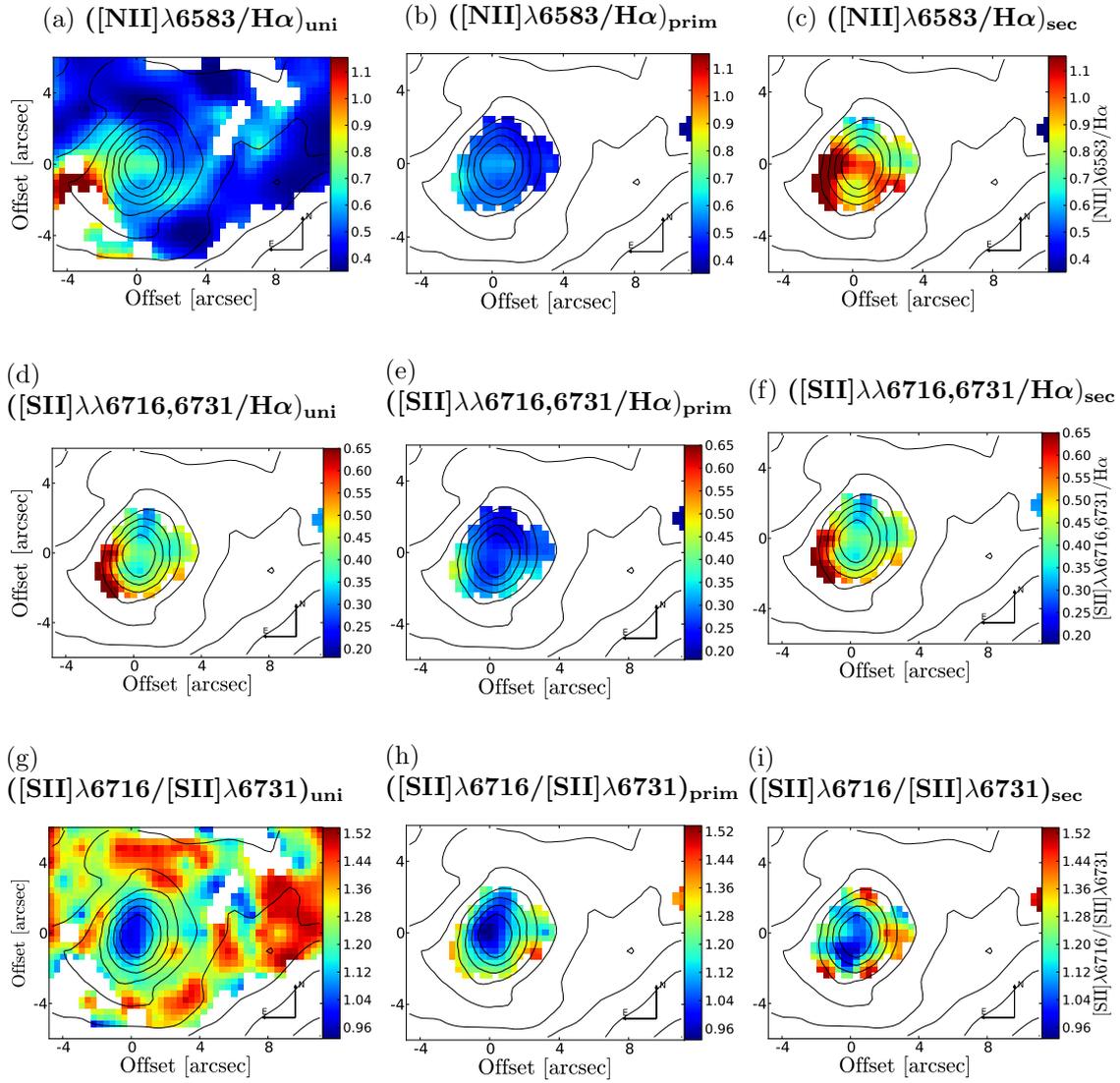


Figura 104: Como en la figura 6 para NGC 6701.

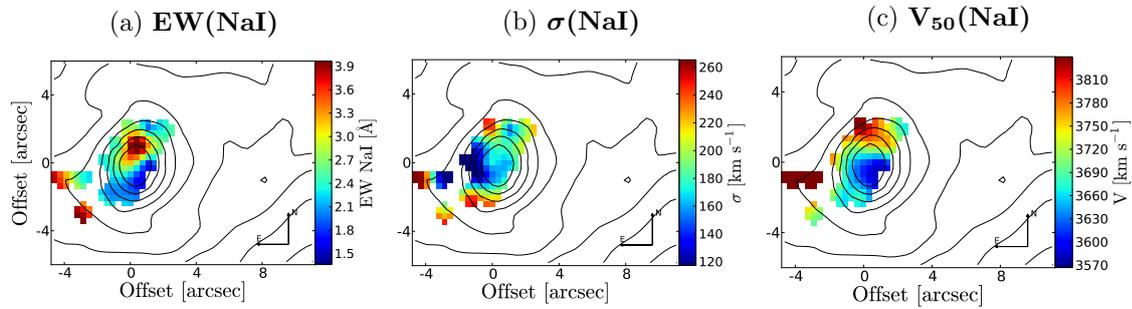


Figura 105: Como en la figura 7 para NGC 6701.

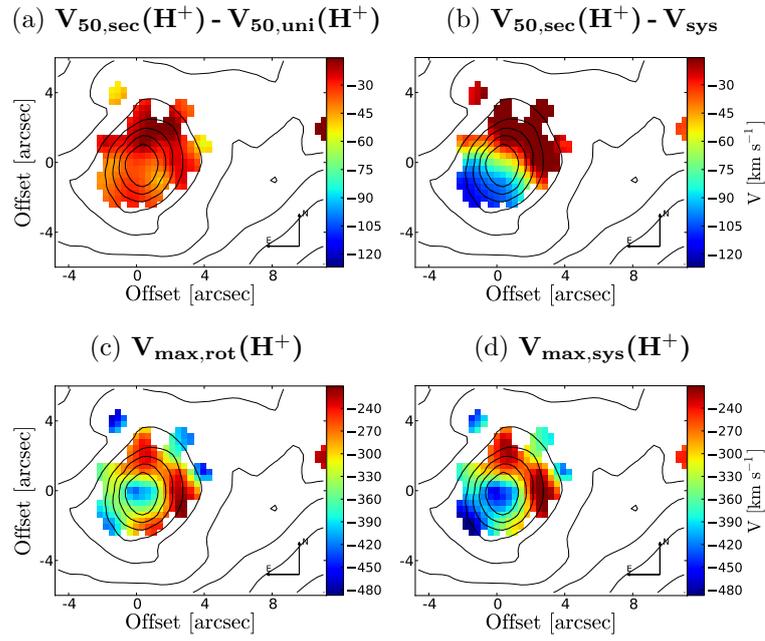


Figura 106: Como en la figura 8 para NGC 6701.

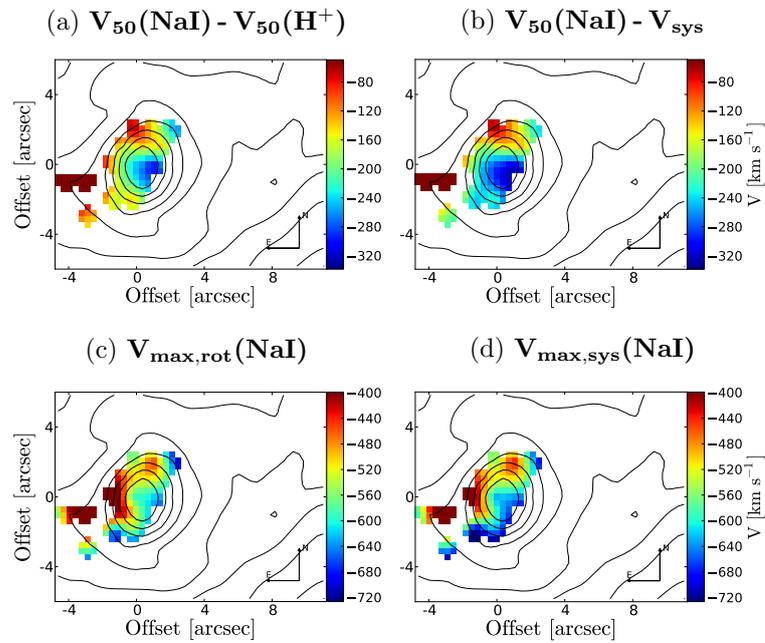


Figura 107: Como en la figura 9 para NGC 6701.

UGC 5101

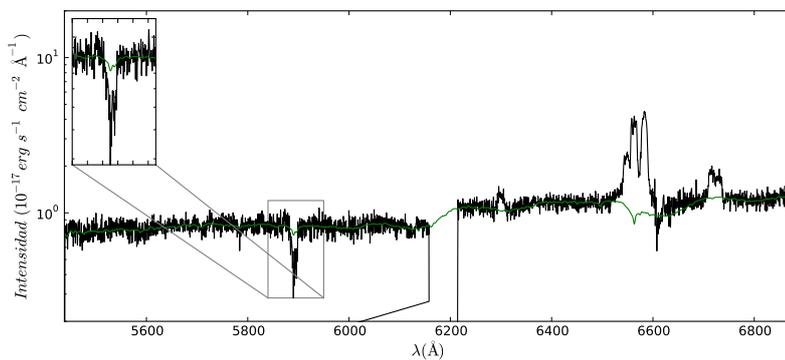


Figura 108: Como en la figura 1 para UGC 5101.

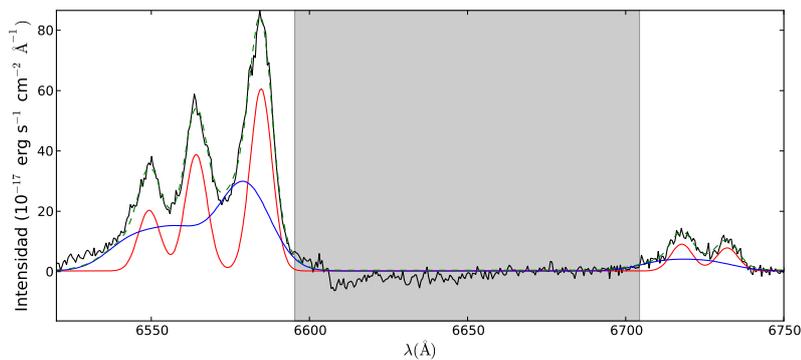


Figura 109: Como en la figura 2 para UGC 5101. La zona sombreada gris está afectada por líneas telúricas atmosféricas y no se tienen en cuenta en el estudio.

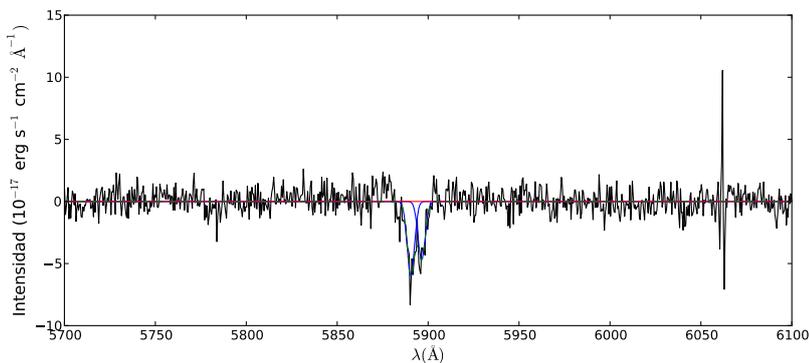


Figura 110: Como en la figura 3 para UGC 5101.

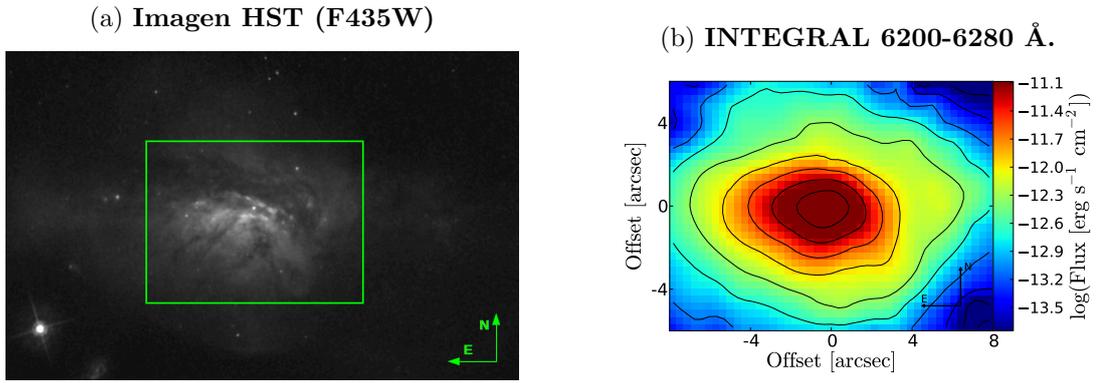


Figura 111: Como en la figura 4 para UGC 5101.

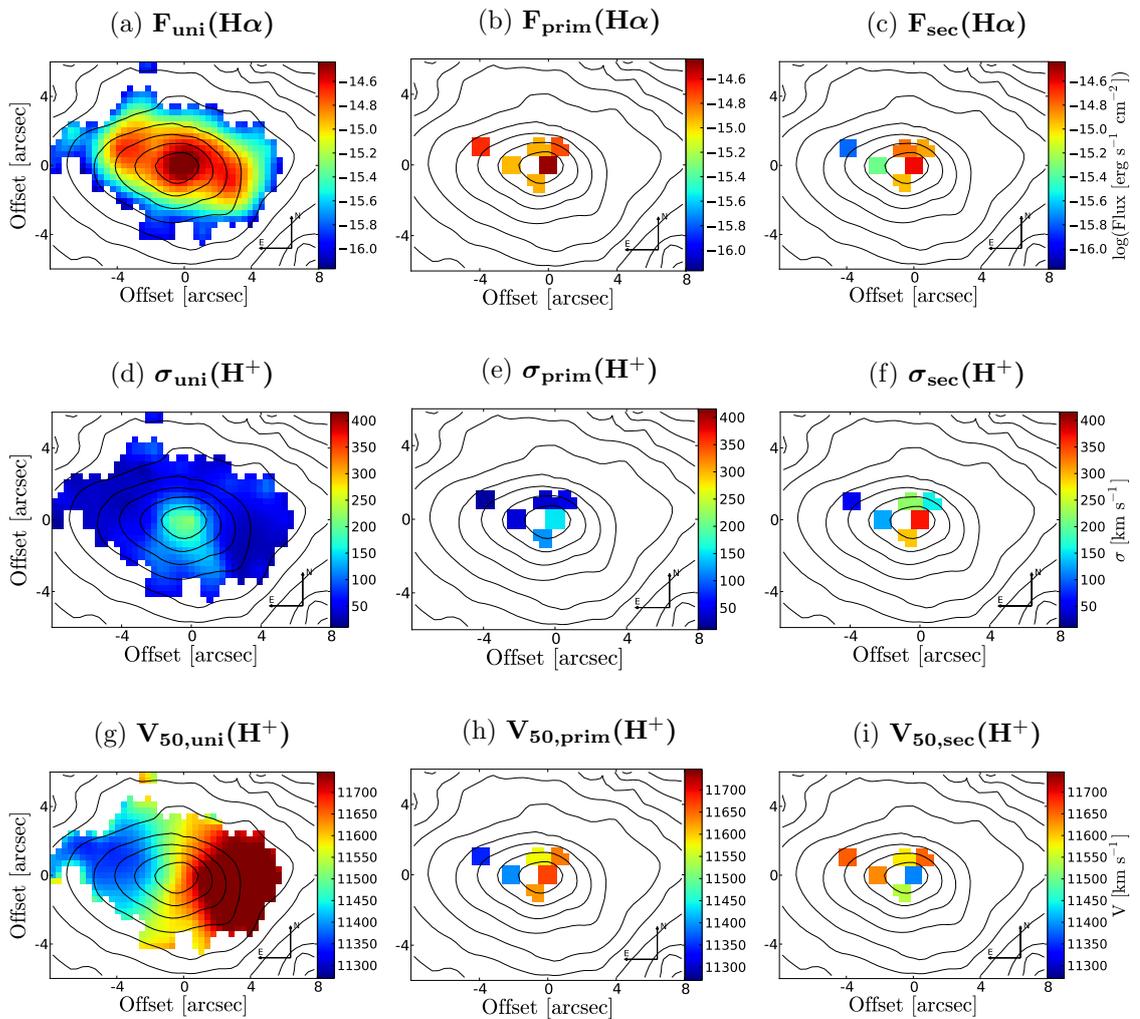


Figura 112: Como en la figura 5 para UGC 5101.

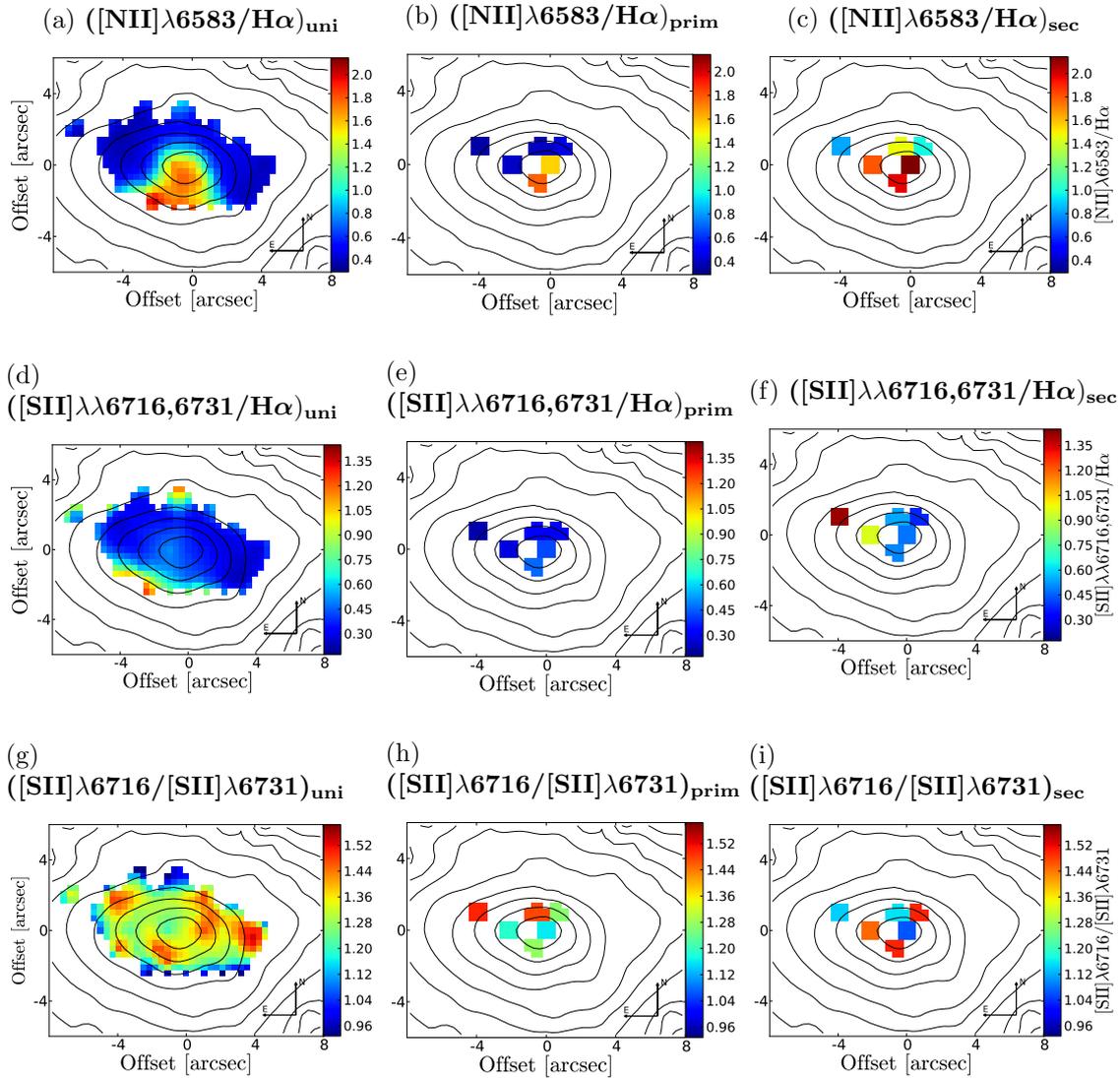


Figura 113: Como en la figura 6 para UGC 5101.

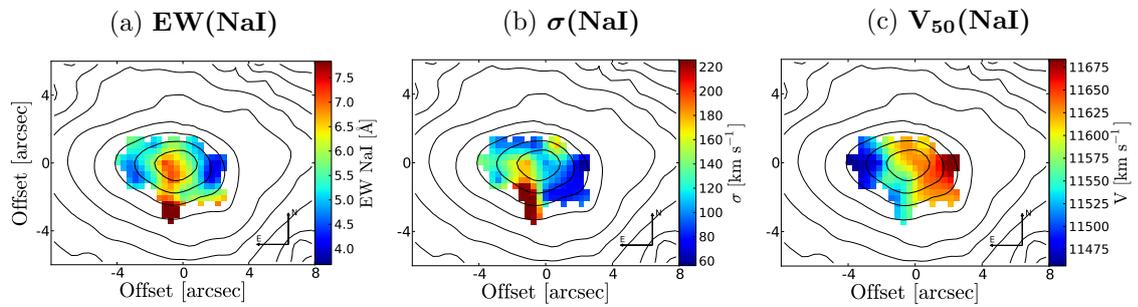


Figura 114: Como en la figura 7 para UGC 5101.

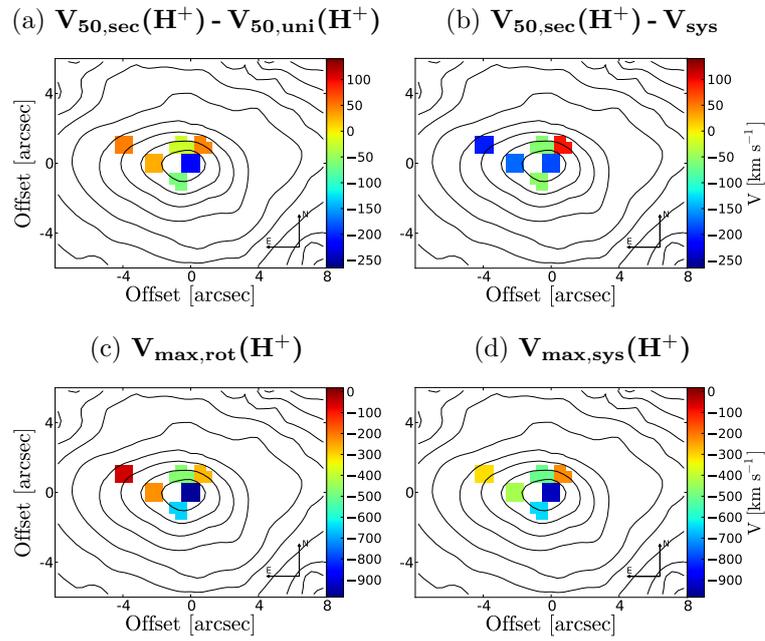


Figura 115: Como en la figura 8 para UGC 5101.

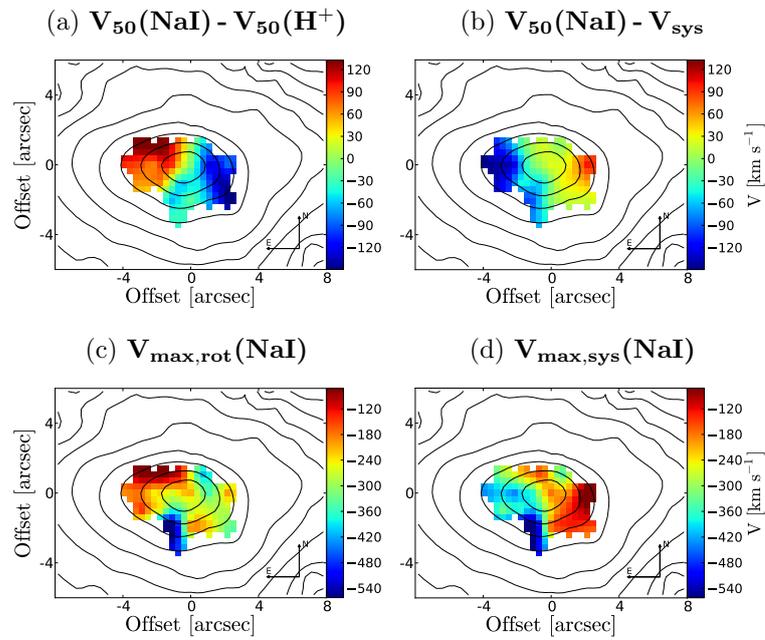


Figura 116: Como en la figura 9 para UGC 5101.

IC 860

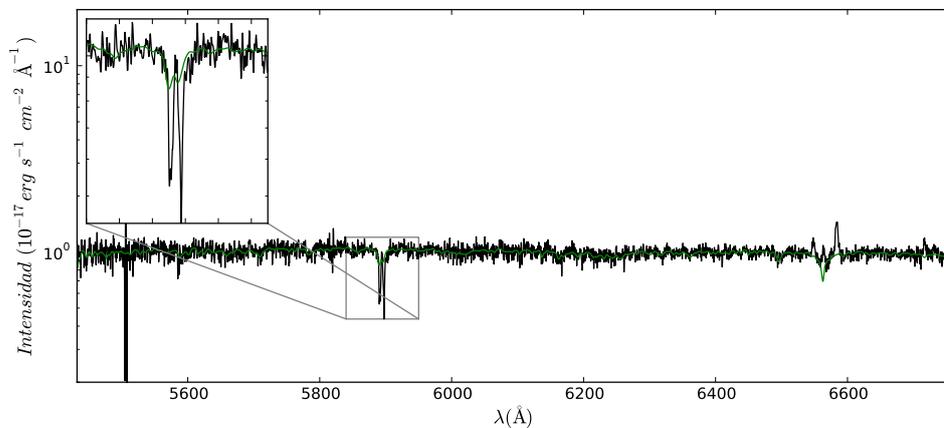


Figura 117: Como en la figura 1 para IC 860.

Figura 118: Ajuste líneas de absorción

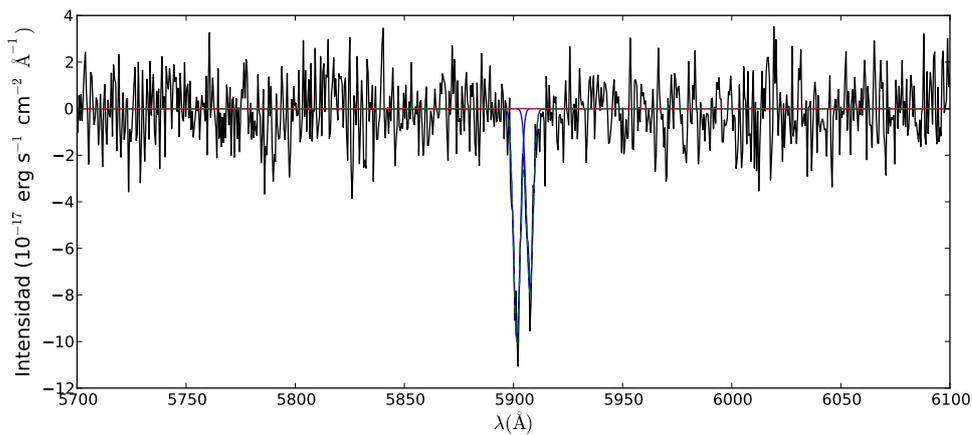
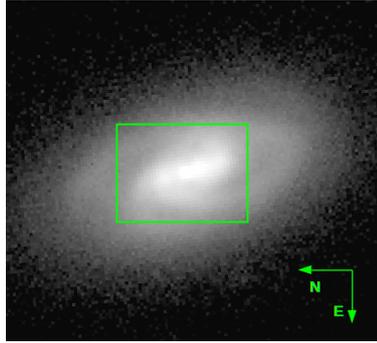


Figura 119: Como en la figura 3 para IC 860.

(a) Imagen SDSS (banda r)



(b) INTEGRAL 6200-6280 Å.

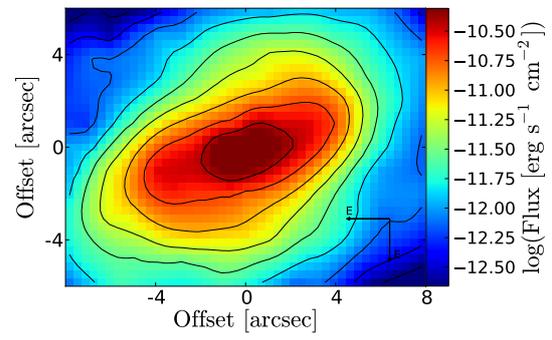


Figura 120: Como en la figura 4 para IC 860.

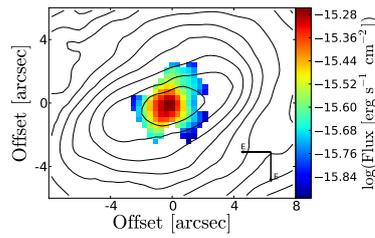
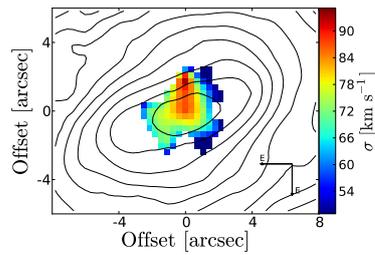
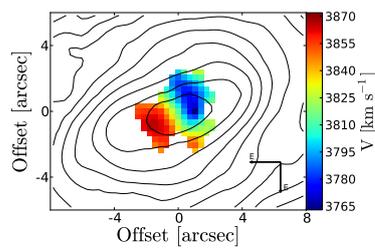
(a) $F_{\text{uni}}(\text{H}\alpha)$ (b) $\sigma_{\text{uni}}(\text{H}^+)$ (c) $V_{50,\text{uni}}(\text{H}^+)$ 

Figura 121: Como en la figura 5 para IC 860. Ninguna fibra cumplió los criterios para la descomposición cinemática explicada en la sección 2.6.1 y, por lo tanto, no se muestran los mapas de sus ajustes.

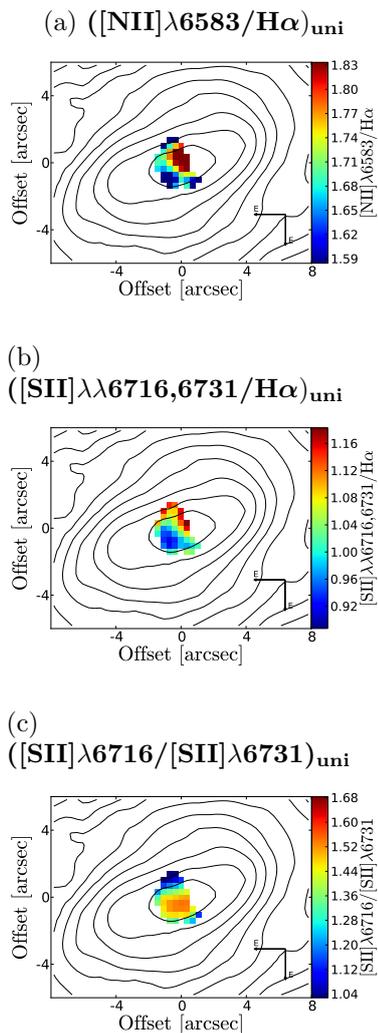


Figura 122: Como en la figura 6 para IC 860. Ninguna fibra cumplió los criterios para la descomposición cinemática explicada en la sección 2.6.1 y, por lo tanto, no se muestran sus cocientes de líneas.

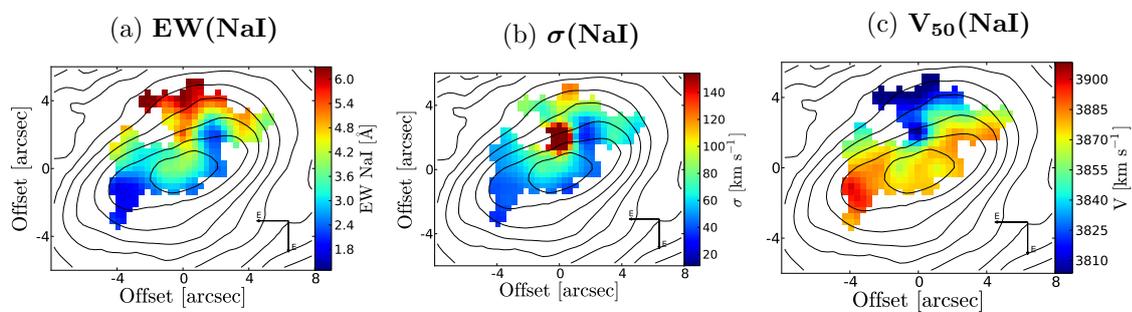


Figura 123: Como en la figura 7 para IC 860.

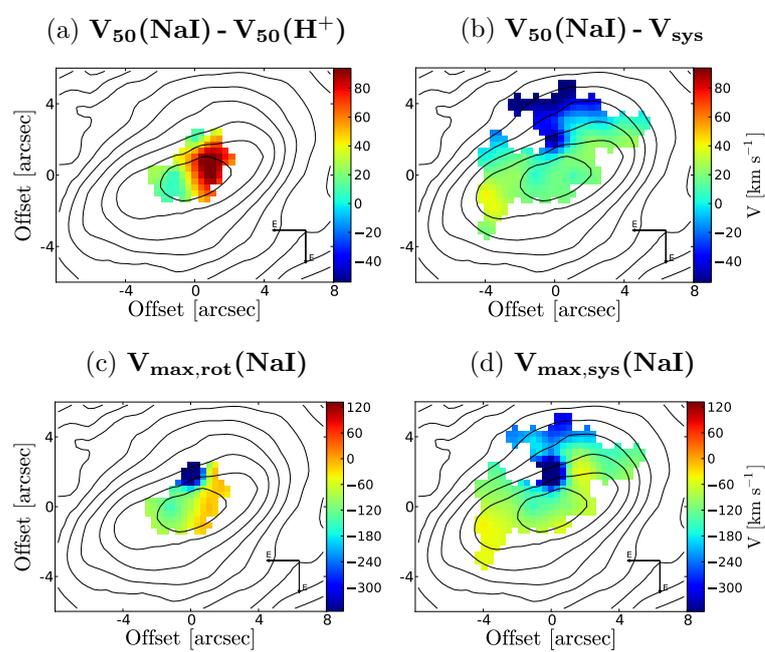


Figura 124: Como en la figura 9 para IC 860.

ARP 220

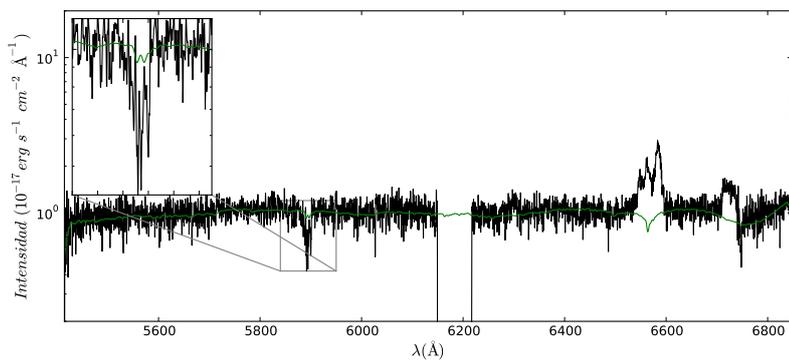


Figura 125: Como en la figura 1 para ARP 220.

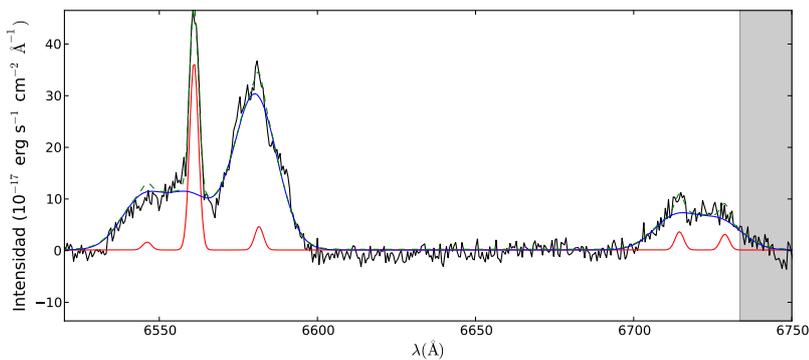


Figura 126: Como en la figura 2 para ARP 220. La zona sombreada gris está afectada por líneas telúricas atmosféricas y no se tienen en cuenta en el estudio.

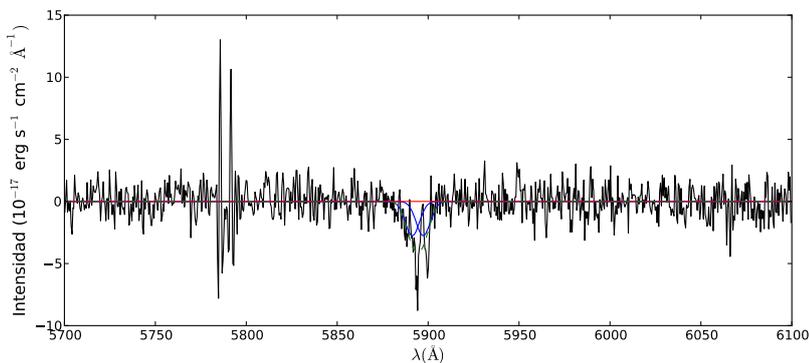


Figura 127: Como en la figura 3 para ARP 220.

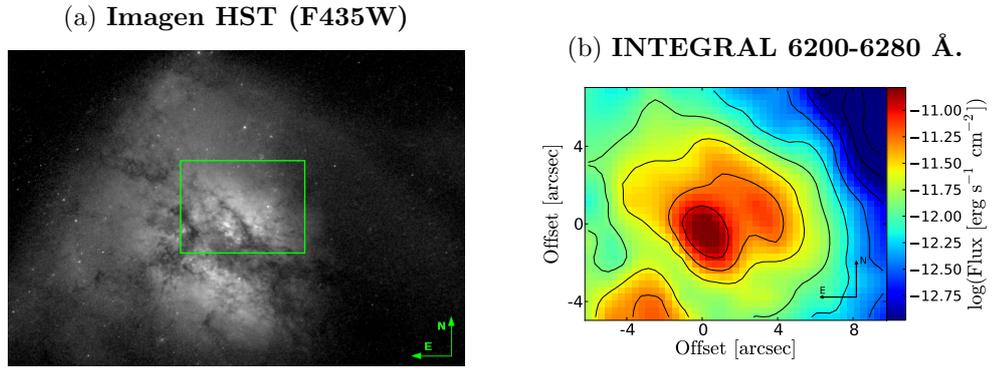


Figura 128: Como en la figura 4 para ARP 220.

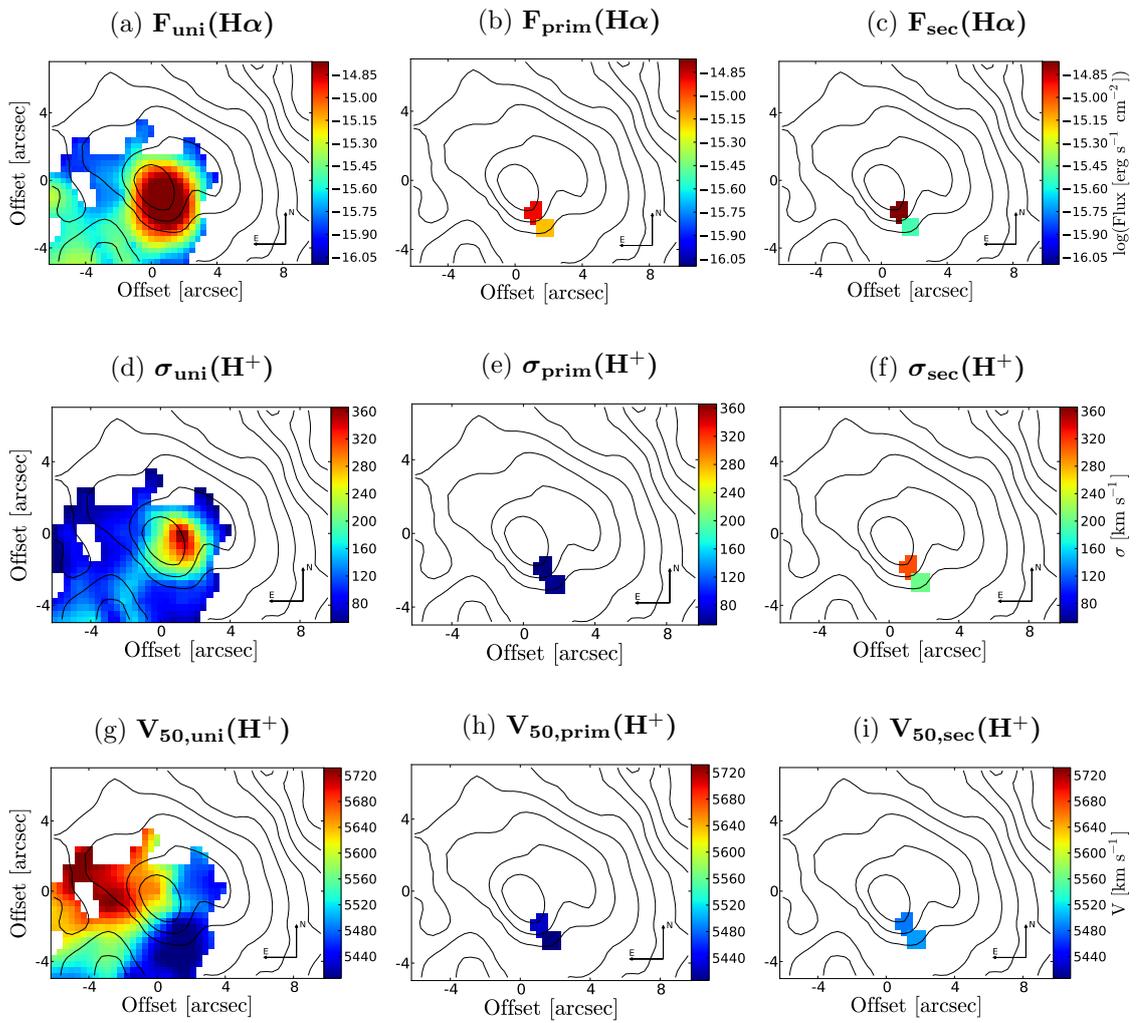


Figura 129: Como en la figura 5 para ARP 220.

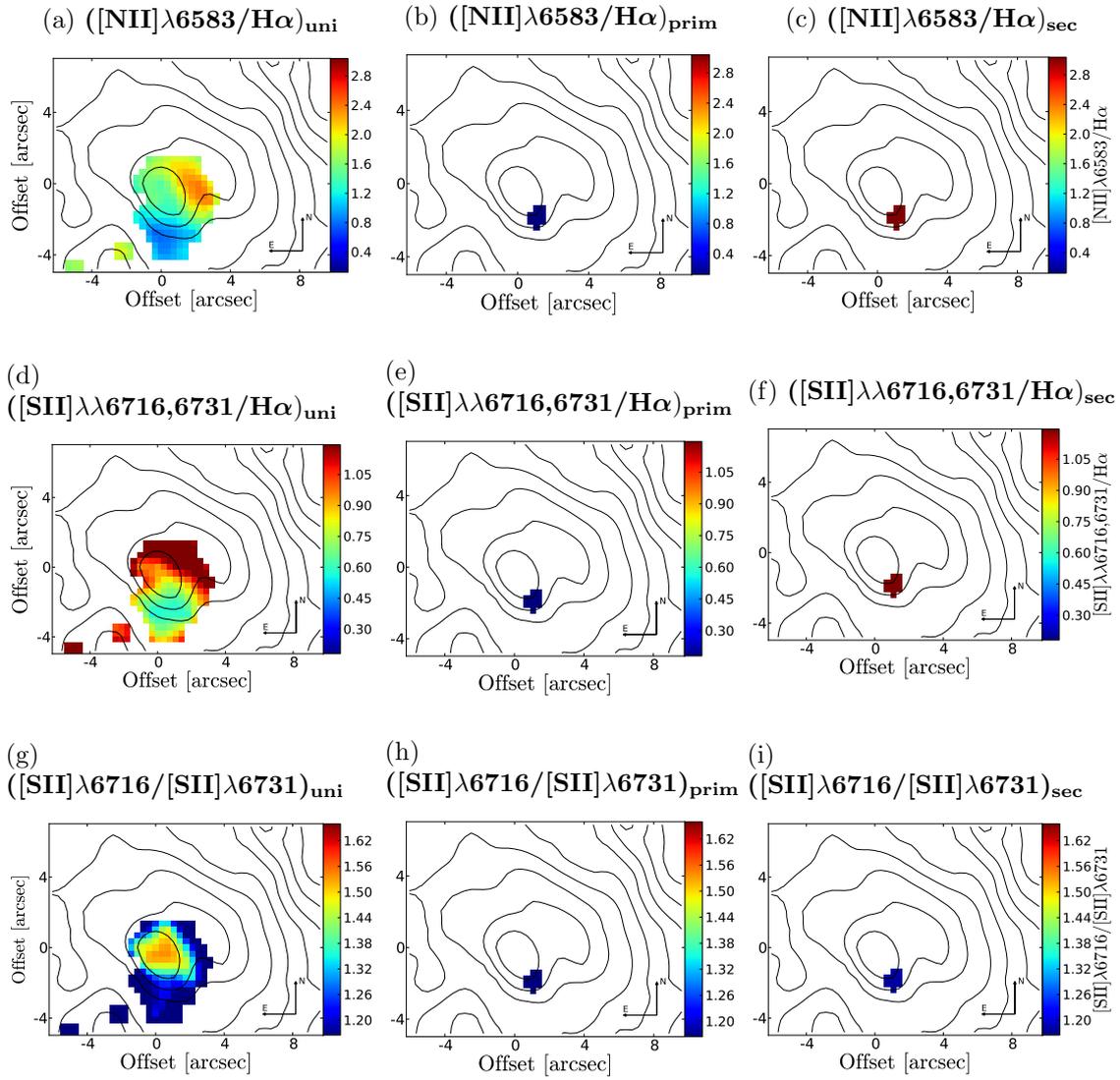


Figura 130: Como en la figura 6 para ARP 220.

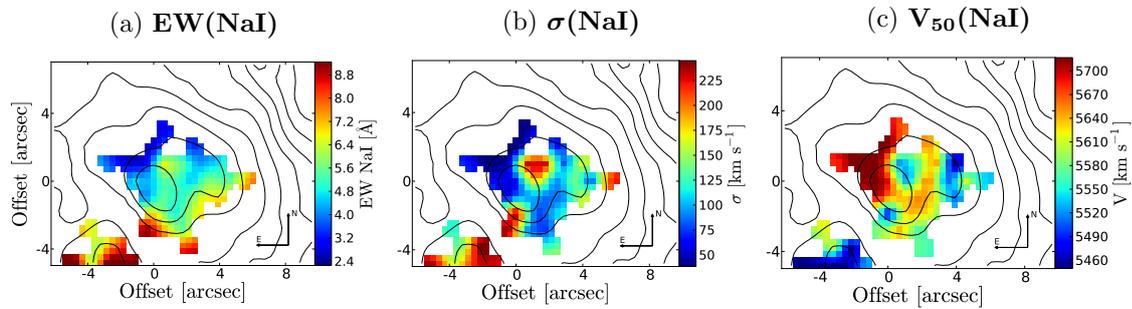


Figura 131: Como en la figura 7 para ARP 220.

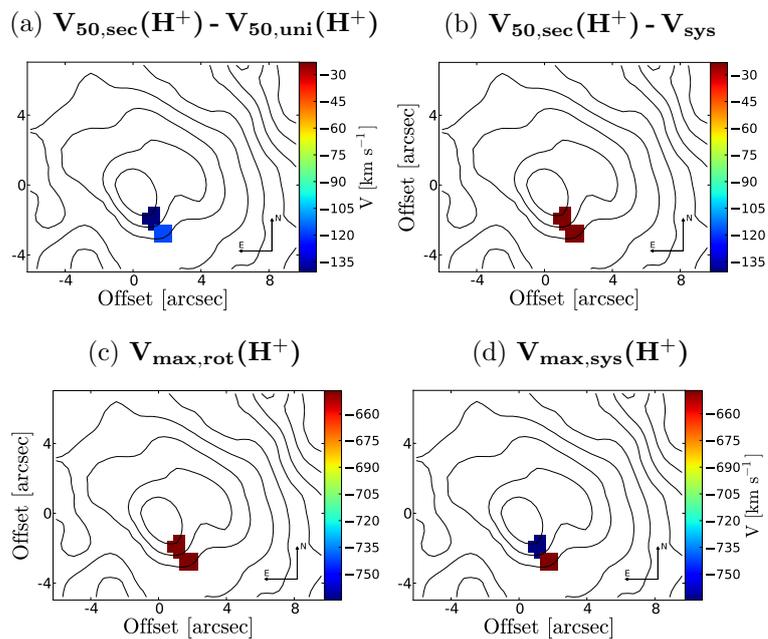


Figura 132: Como en la figura 8 para ARP 220.

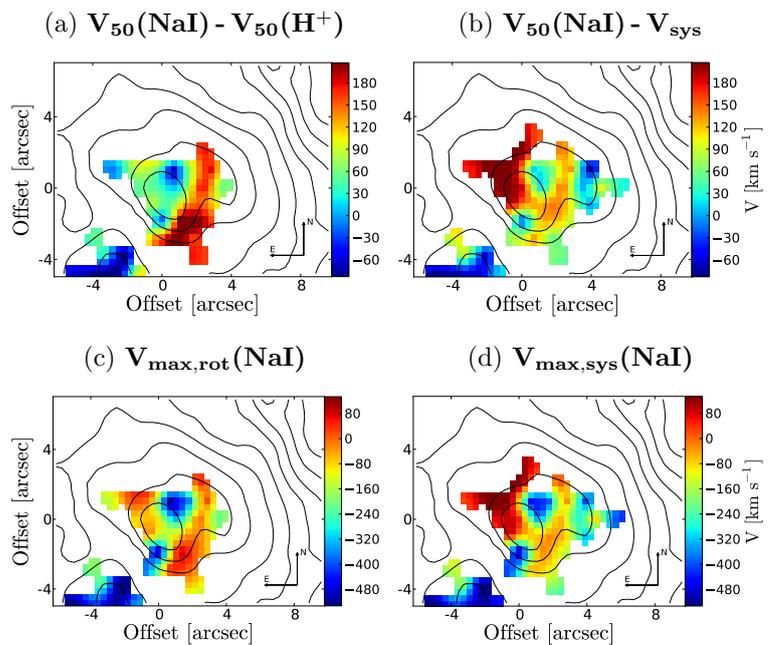


Figura 133: Como en la figura 9 para ARP 220.

IRAS 10565+2448

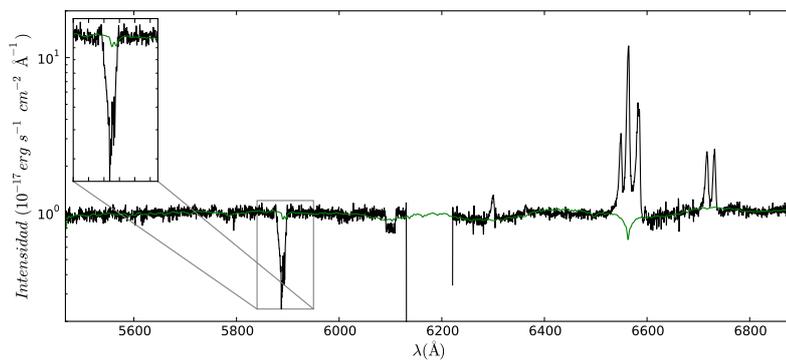


Figura 134: Como en la figura 1 para IRAS 10565+2448.

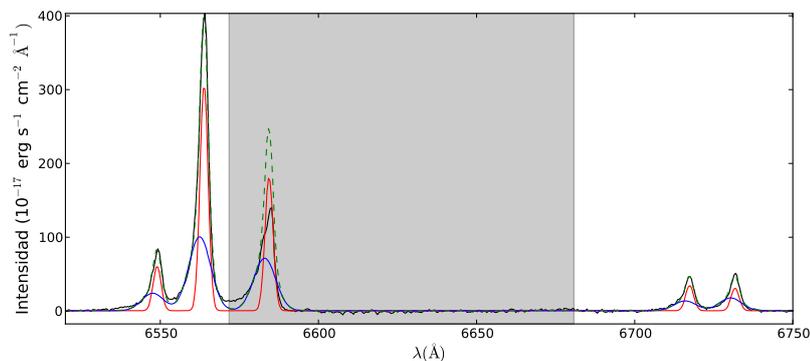


Figura 135: Como en la figura 2 para IRAS 10565+2448. La zona sombreada gris está afectada por líneas telúricas atmosféricas y no se tienen en cuenta en el estudio.

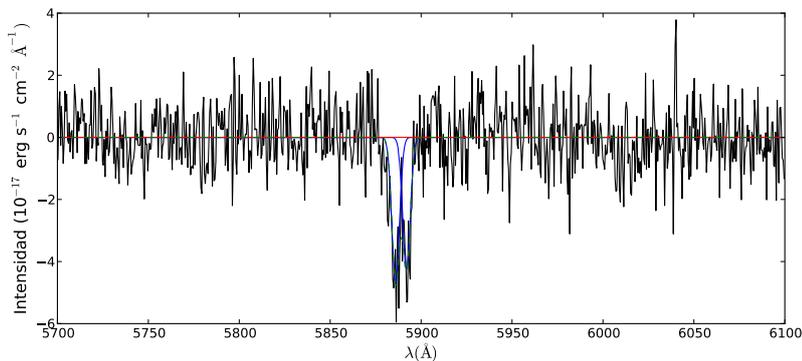
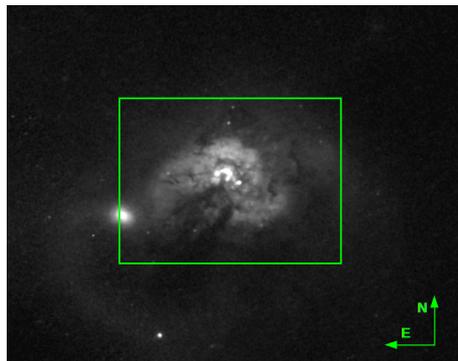


Figura 136: Como en la figura 3 para IRAS 10565+2448.

(a) Imagen HST (F435W)



(b) INTEGRAL 6200-6280 Å.

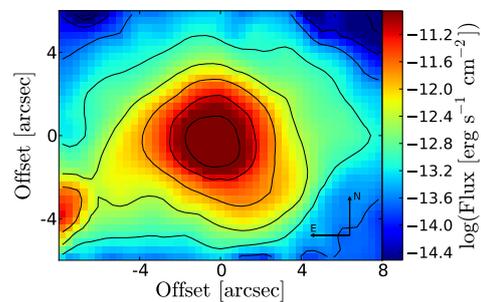


Figura 137: Como en la figura 4 para IRAS 10565+2448.

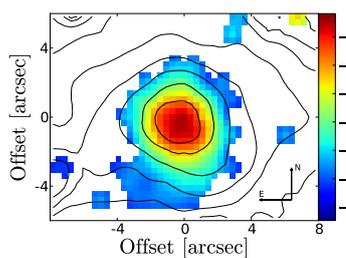
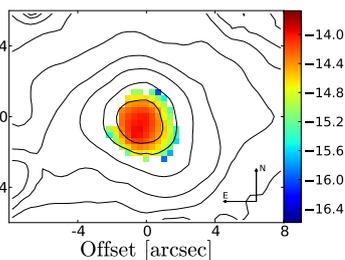
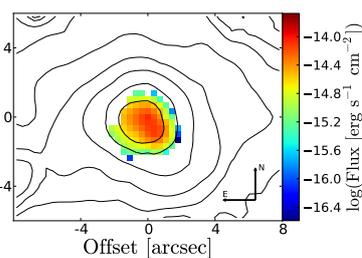
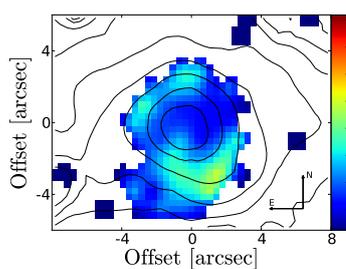
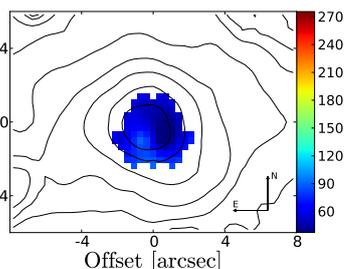
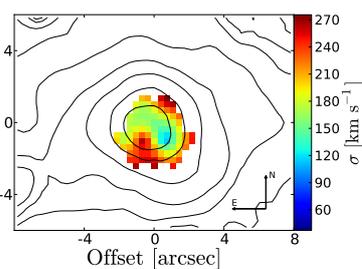
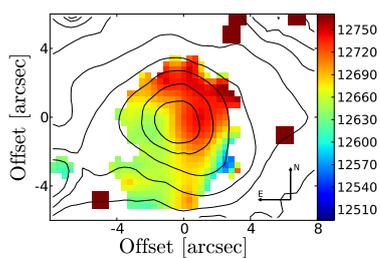
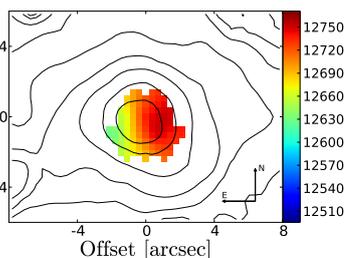
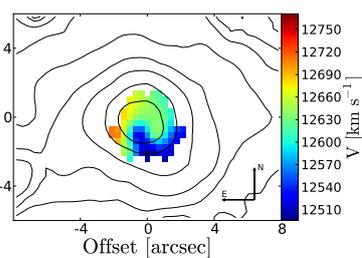
(a) $F_{\text{uni}}(\text{H}\alpha)$ (b) $F_{\text{prim}}(\text{H}\alpha)$ (c) $F_{\text{sec}}(\text{H}\alpha)$ (d) $\sigma_{\text{uni}}(\text{H}^+)$ (e) $\sigma_{\text{prim}}(\text{H}^+)$ (f) $\sigma_{\text{sec}}(\text{H}^+)$ (g) $V_{50,\text{uni}}(\text{H}^+)$ (h) $V_{50,\text{prim}}(\text{H}^+)$ (i) $V_{50,\text{sec}}(\text{H}^+)$ 

Figura 138: Como en la figura 5 para IRAS 10565+2448.

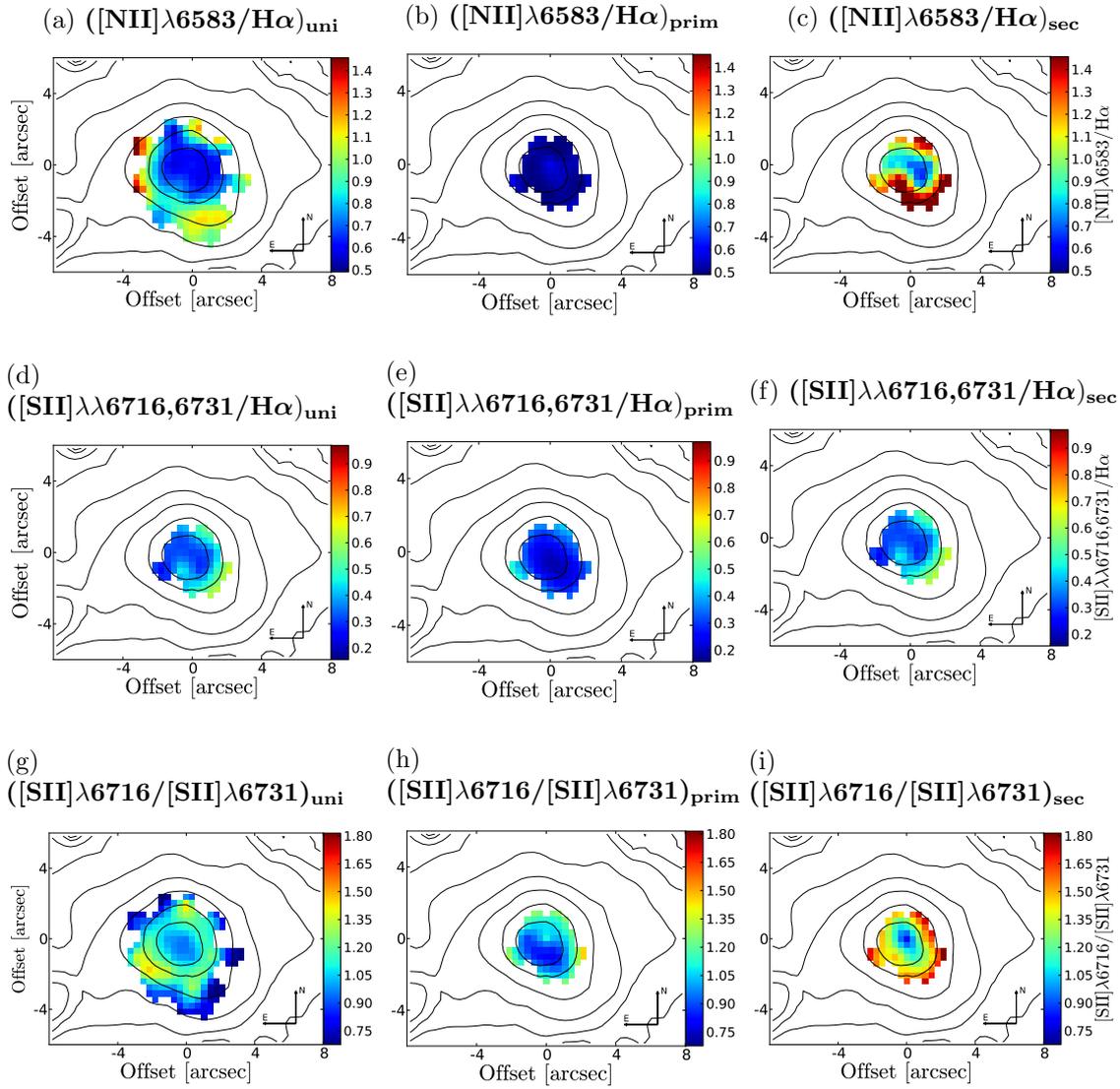


Figura 139: Como en la figura 6 para IRAS 10565+2448.

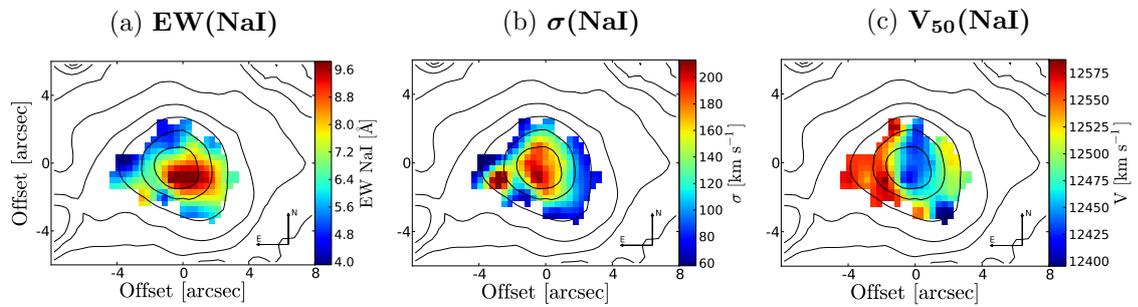


Figura 140: Como en la figura 7 para IRAS 10565+2448.

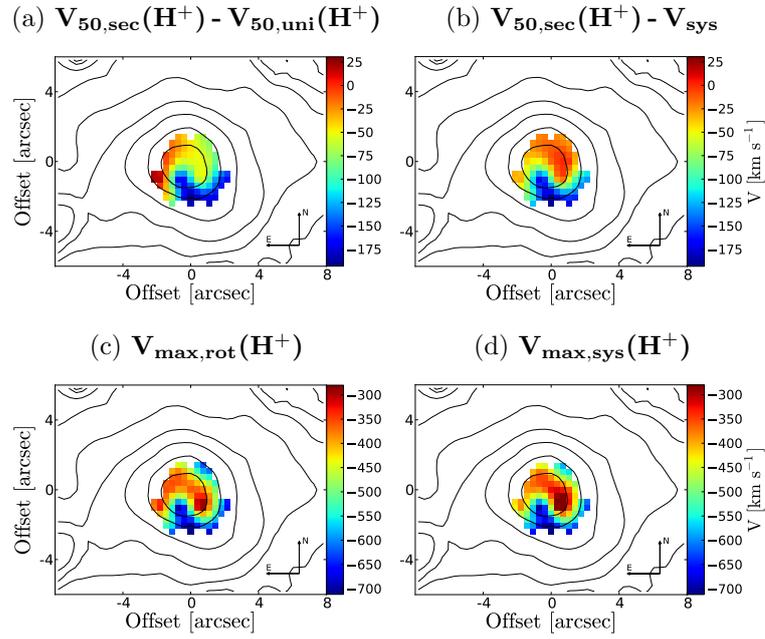


Figura 141: Como en la figura 8 para IRAS 10565+2448.

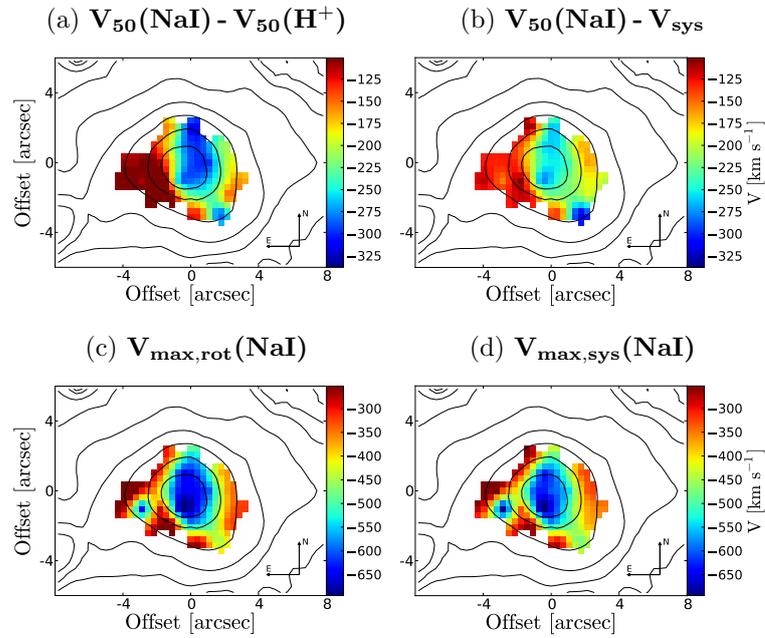


Figura 142: Como en la figura 9 para IRAS 10565+2448.

MRK 273

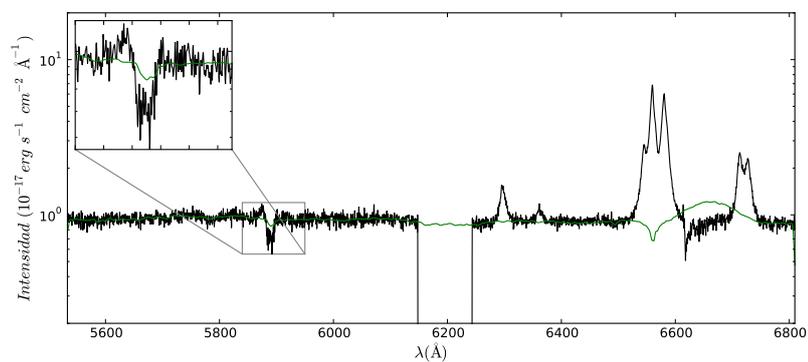


Figura 143: Como en la figura 1 para MRK 273.

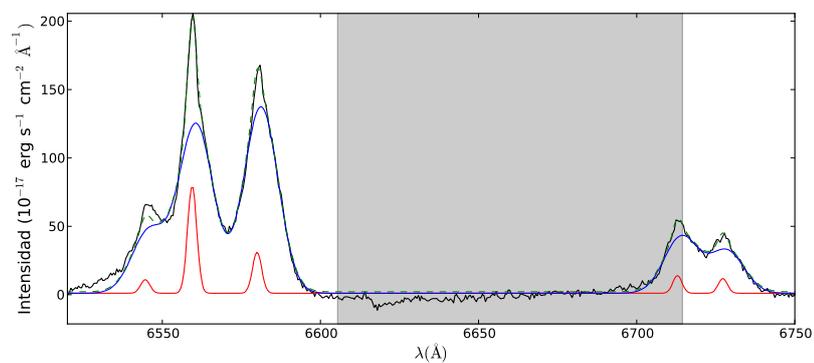


Figura 144: Como en la figura 2 para MRK 273. La zona sombreada gris está afectada por líneas telúricas atmosféricas y no se tienen en cuenta en el estudio.

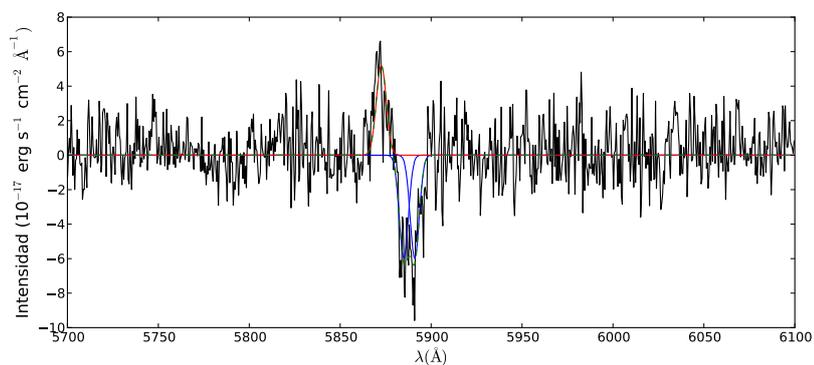


Figura 145: Como en la figura 3 para MRK 273.

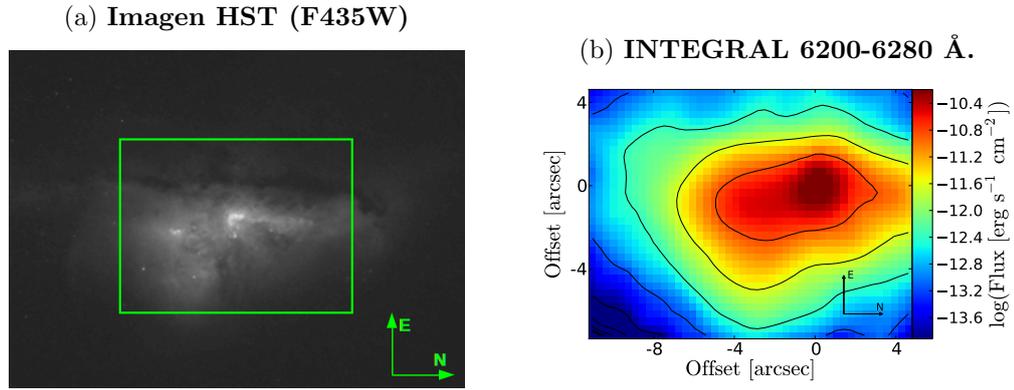


Figura 146: Como en la figura 4 para MRK 273.

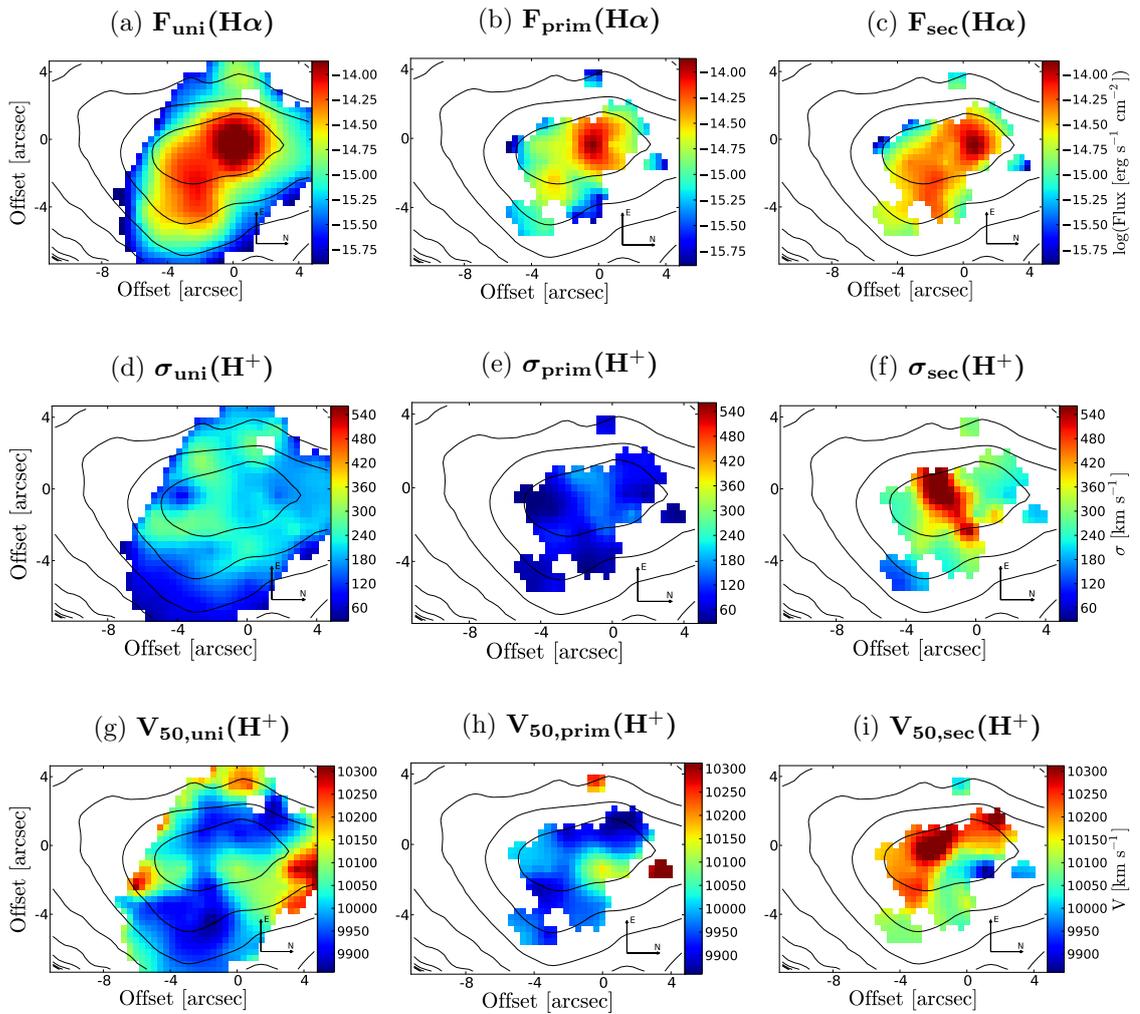


Figura 147: Como en la figura 5 para MRK 273.

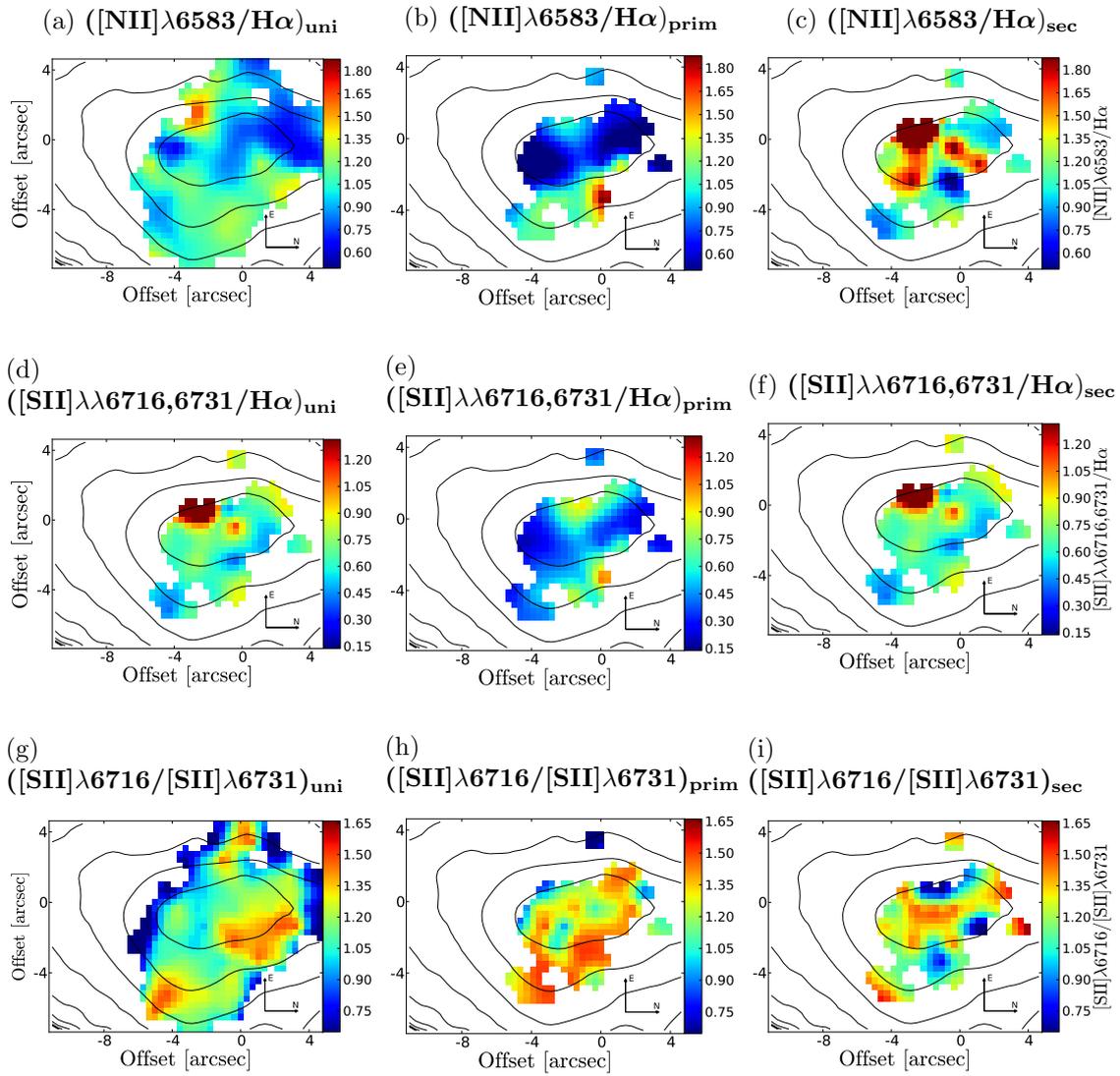


Figura 148: Como en la figura 6 para MRK 273.

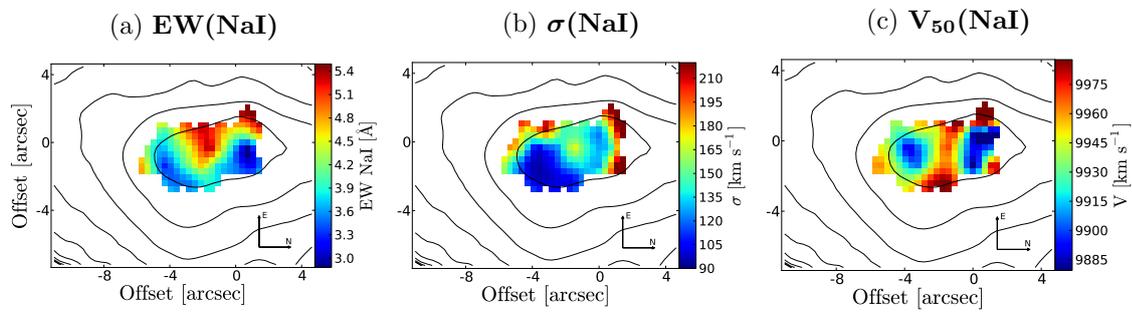


Figura 149: Como en la figura 7 para MRK 273.

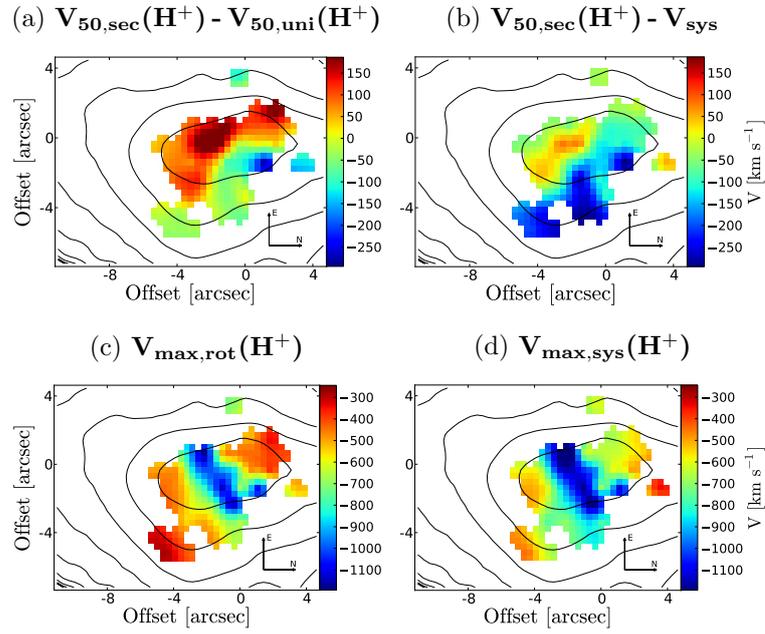


Figura 150: Como en la figura 8 para MRK 273.

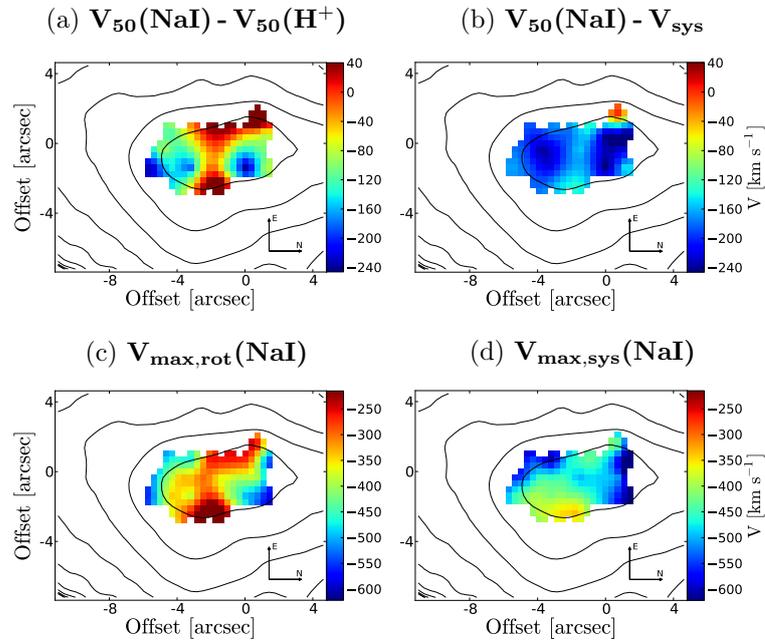


Figura 151: Como en la figura 9 para MRK 273.

UGC 10205

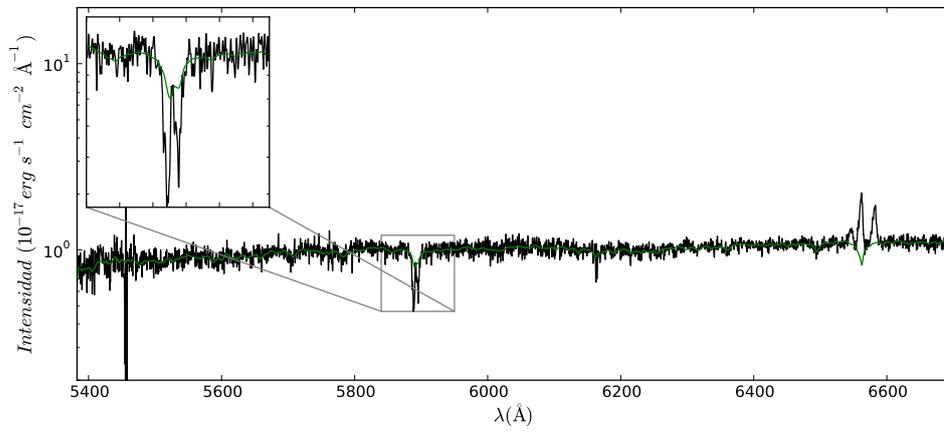


Figura 152: Como en la figura 1 para UGC 10205.

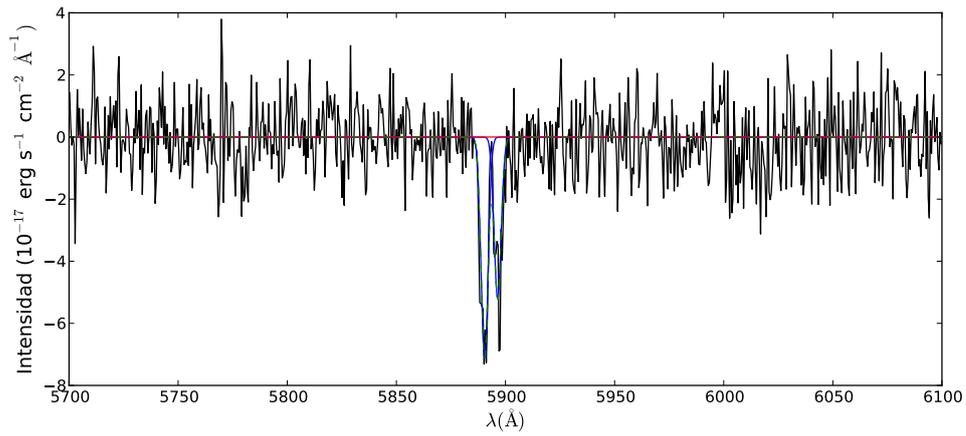


Figura 153: Como en la figura 3 para UGC 10205.

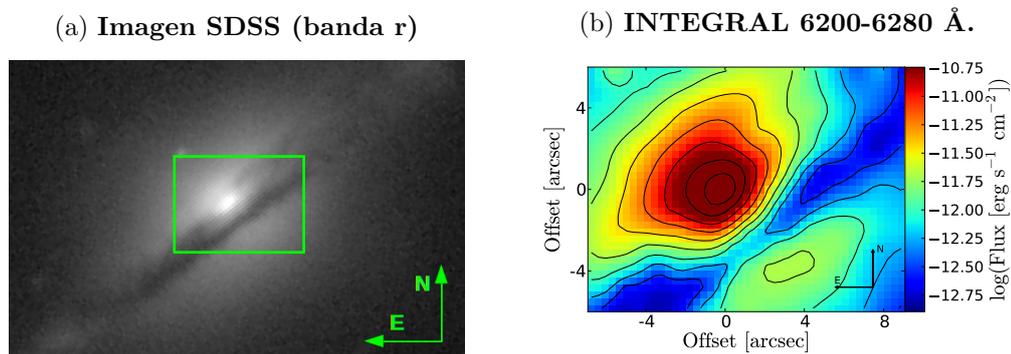


Figura 154: Como en la figura 4 para UGC 10205.

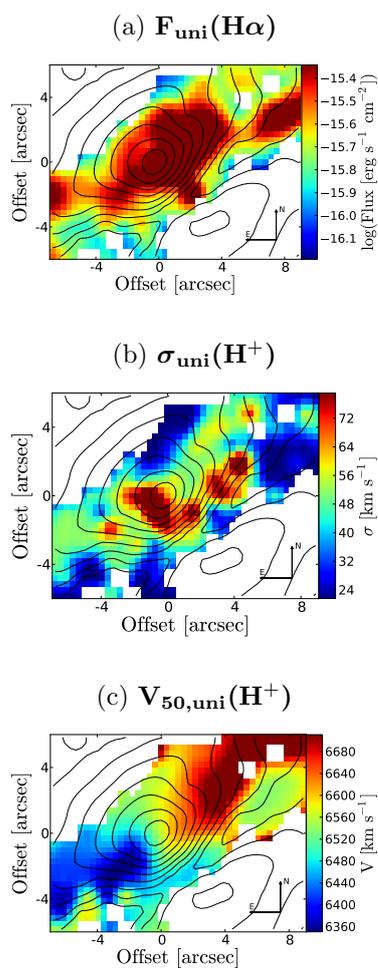


Figura 155: Como en la figura 5 para UGC 10205. Ninguna fibra cumplió los criterios para la descomposición cinemática explicada en la sección 2.6.1 y, por lo tanto, no se muestran los mapas de sus ajustes.

(a) $([\text{NII}]\lambda 6583/\text{H}\alpha)_{\text{uni}}$

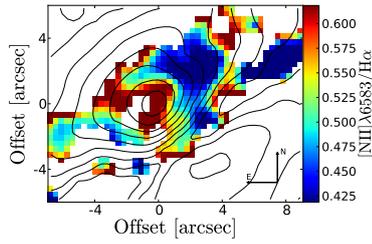


Figura 156: Como en la figura 6 para UGC 10205. Las cocientes $[\text{SII}]\lambda\lambda 6716,6731/\text{H}\alpha$ y $[\text{SII}]\lambda 6716/[\text{SII}]\lambda 6731$ no se presentan al estar afectado el doblete de $[\text{SII}]\lambda\lambda 6716,6731$ por líneas telúricas atmosféricas. Ninguna fibra cumplió los criterios para la descomposición cinemática explicada en la sección 2.6.1 y, por lo tanto, no se muestran los mapas de sus ajustes.

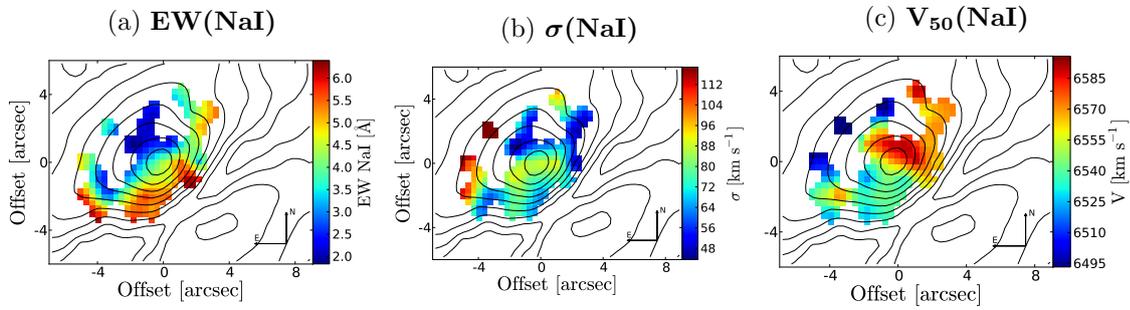


Figura 157: Como en la figura 7 para UGC 10205.

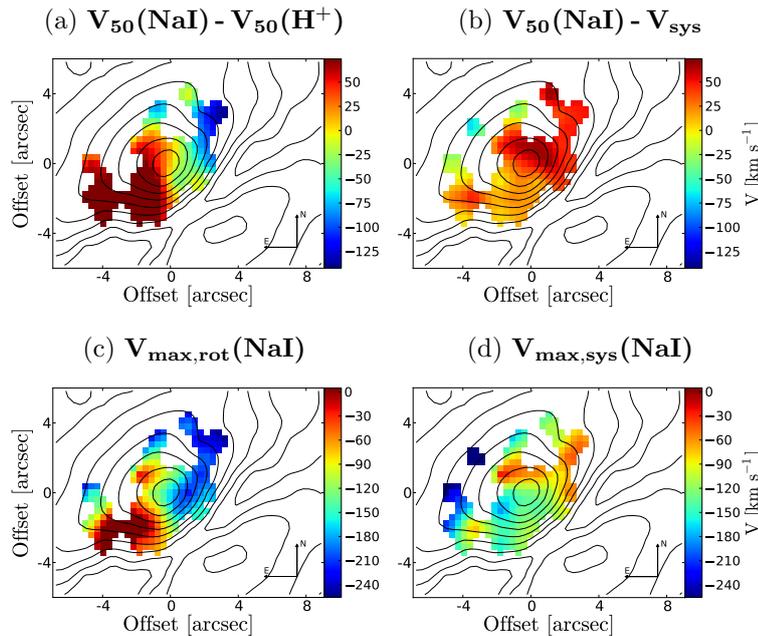


Figura 158: Como en la figura 9 para UGC 10205.

CGCG 049-057

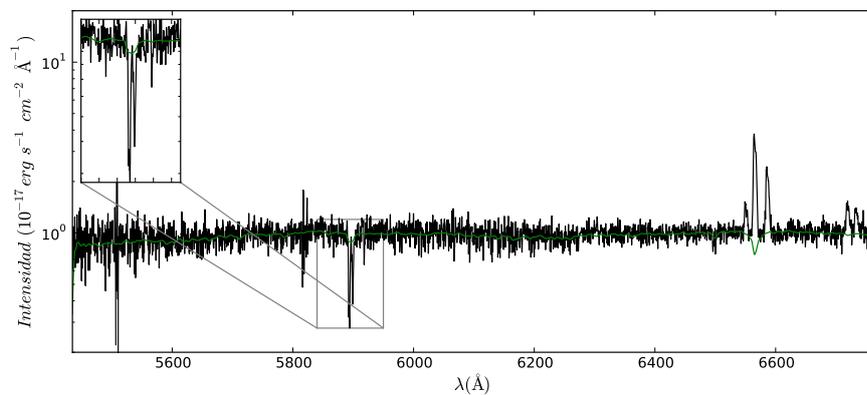


Figura 159: Como en la figura 1 para CGCG 049-057.

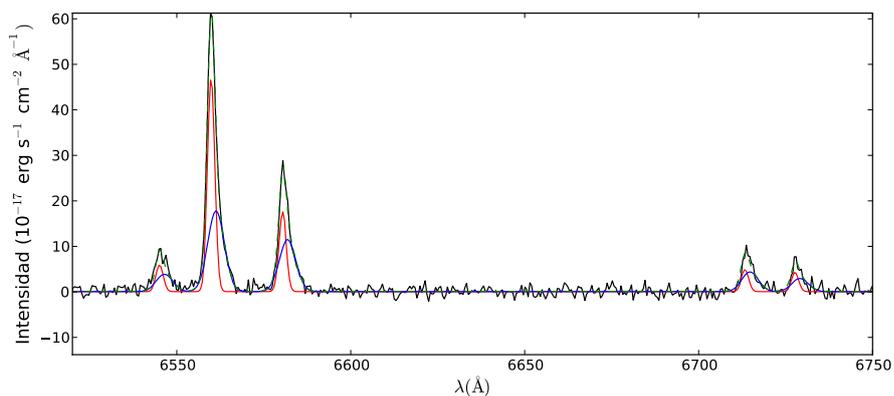


Figura 160: Como en la figura 2 para CGCG 049-057.

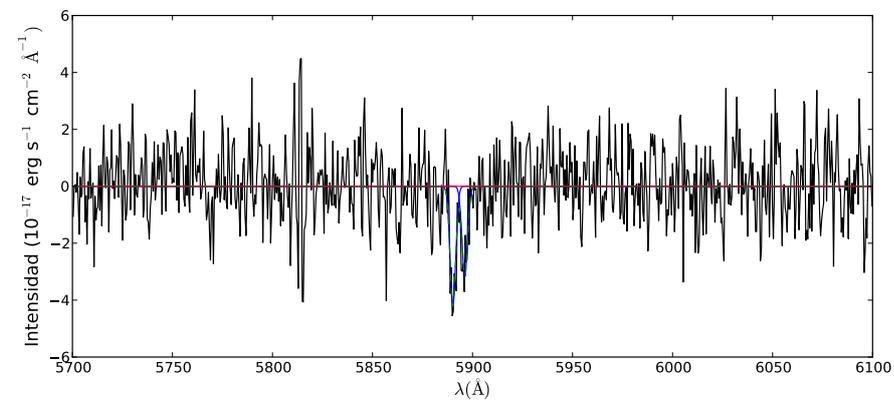
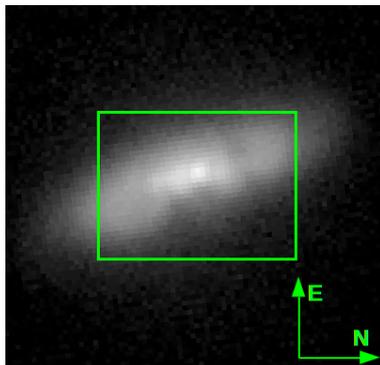


Figura 161: Como en la figura 3 para CGCG 049-057.

(a) Imagen SDSS (banda r)



(b) INTEGRAL 6200-6280 Å.

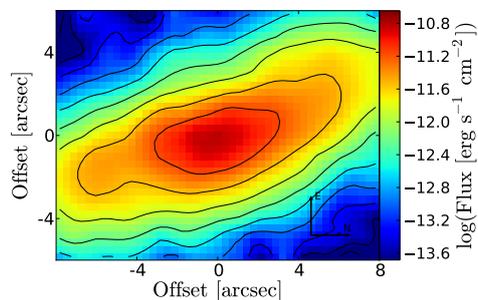


Figura 162: Como en la figura 4 para CGCG 049-057.

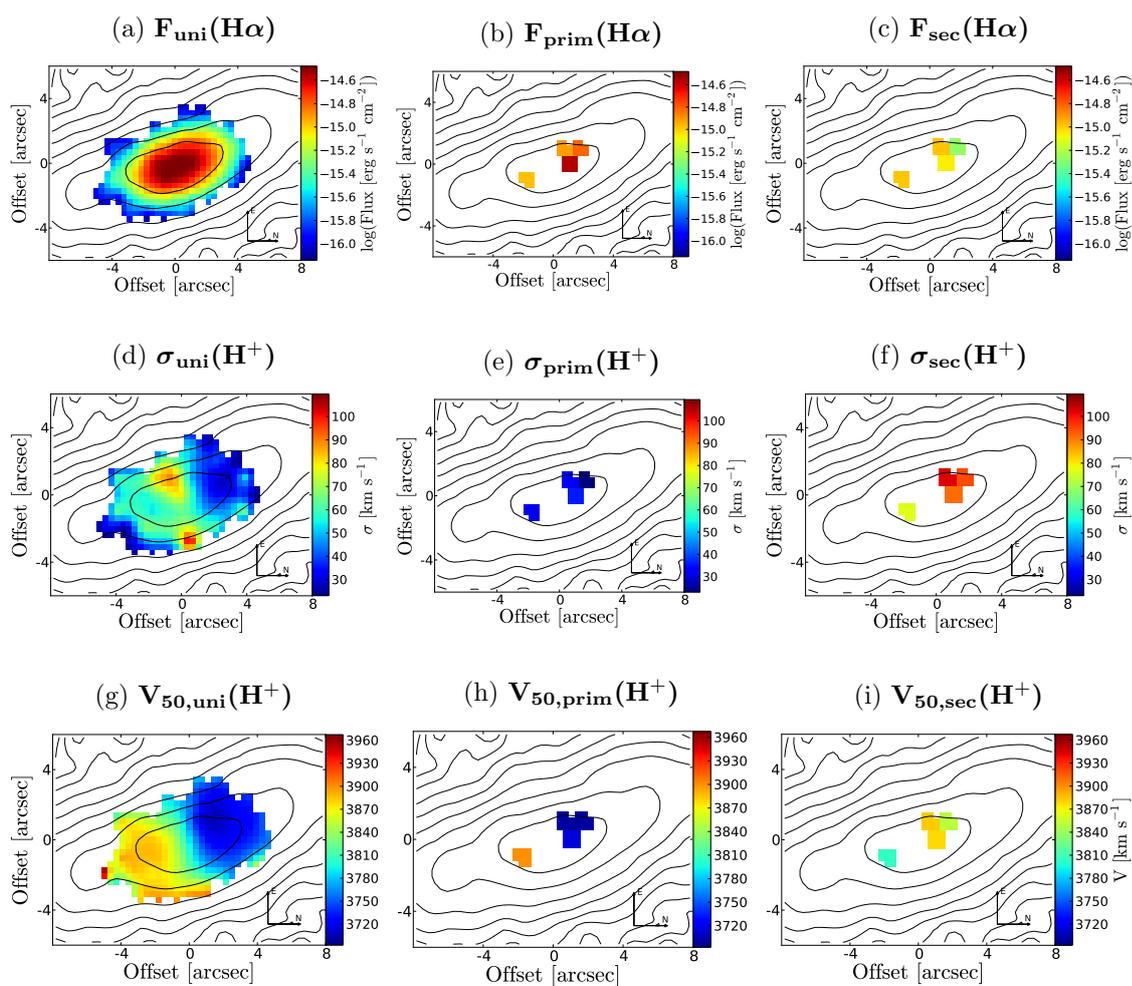


Figura 163: Como en la figura 5 para CGCG 049-057.

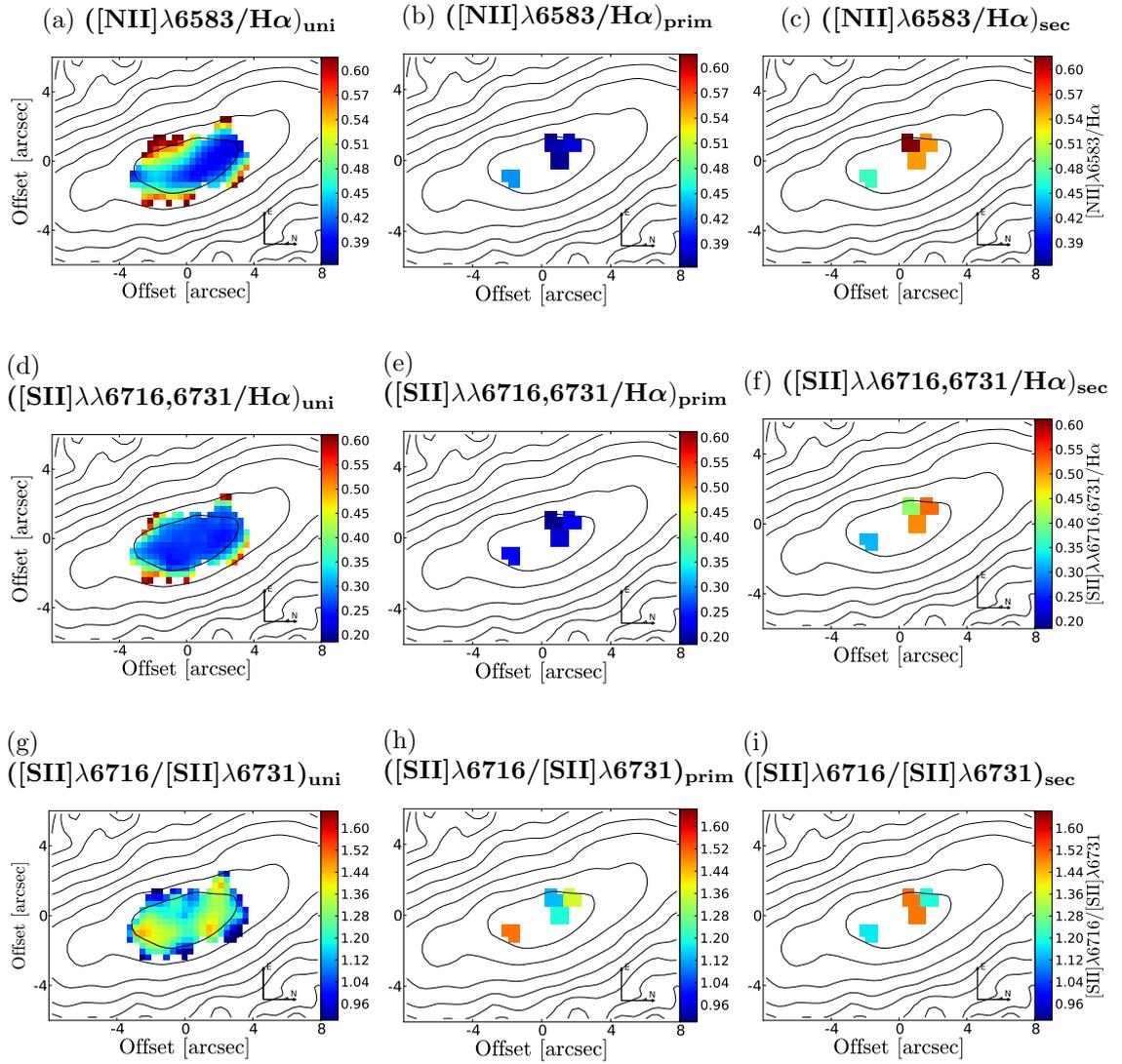


Figura 164: Como en la figura 6 para CGCG 049-057.

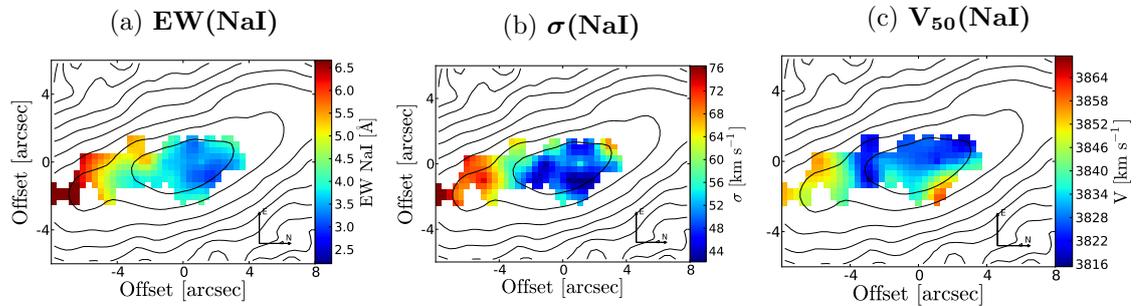


Figura 165: Como en la figura 7 para CGCG 049-057.

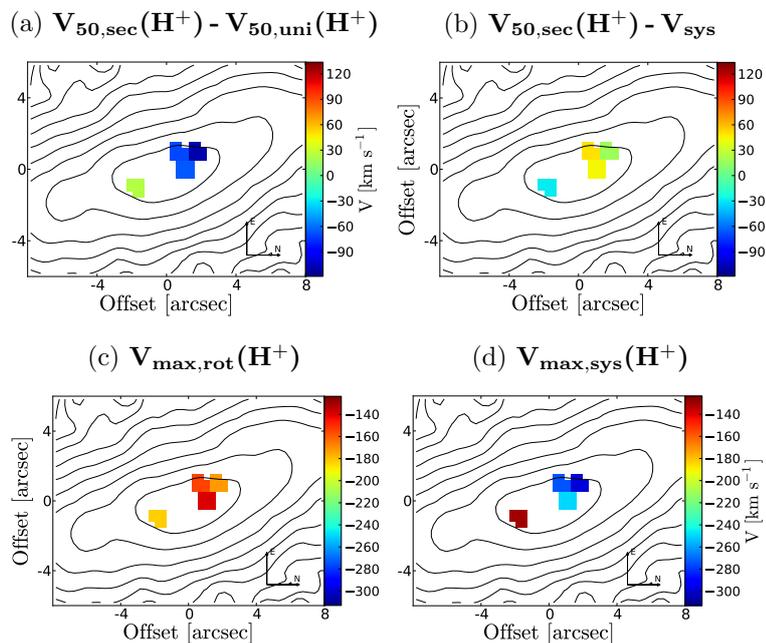


Figura 166: Como en la figura 8 para CGCG 049-057.

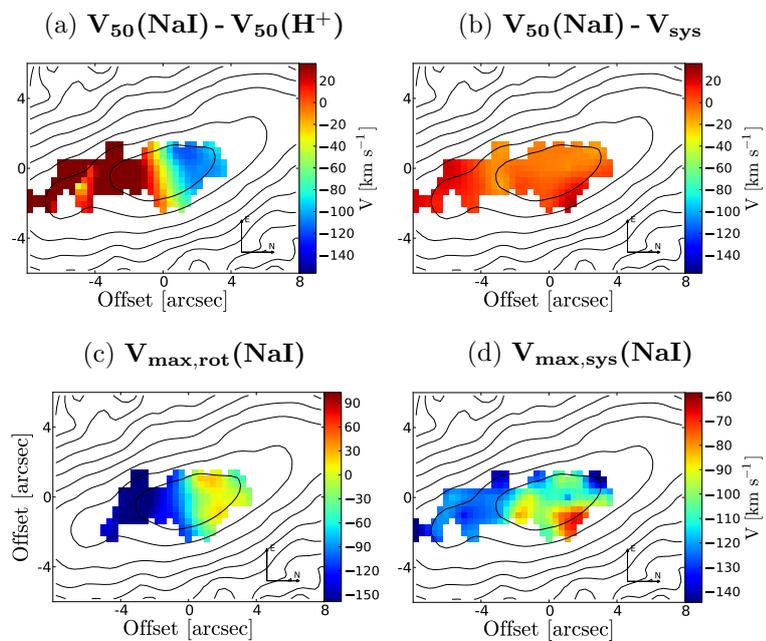


Figura 167: Como en la figura 9 para CGCG 049-057.

Bibliografía

- Alonso-Herrero A., Rieke G. H., Rieke M. J., Colina L., Pérez-González P. G., Ryder S. D., 2006, , [650](#), [835](#)
- Arav N., Moe M., Costantini E., Korista K. T., Benn C., Ellison S., 2008, , [681](#), [954](#)
- Arav N., Borguet B., Chamberlain C., Edmonds D., Danforth C., 2013, , [436](#), [3286](#)
- Armus L., Heckman T. M., Miley G. K., 1989, , [347](#), [727](#)
- Armus L., et al., 2009, , [121](#), [559](#)
- Arp H., 1966, , [14](#), [1](#)
- Arribas S., Colina L., 2002, , [573](#), [576](#)
- Arribas S., Colina L., Bellocchi E., Maiolino R., Villar-Martín M., 2014, , [568](#), [A14](#)
- Baldwin J. A., Phillips M. M., Terlevich R., 1981, , [93](#), [5](#)
- Belfiore F., Maiolino R., Bothwell M., 2016, , [455](#), [1218](#)
- Bell E. F., McIntosh D. H., Katz N., Weinberg M. D., 2003, , [149](#), [289](#)
- Bellocchi E., Arribas S., Colina L., Miralles-Caballero D., 2013, , [557](#), [A59](#)
- Benson A. J., Bower R. G., Frenk C. S., Lacey C. G., Baugh C. M., Cole S., 2003, , [599](#), [38](#)
- Bitsakis T., Charmandaris V., Le Floc'h E., Díaz-Santos T., Slater S. K., Xilouris E., Haynes M. P., 2010, , [517](#), [A75](#)
- Borguet B. C. J., Edmonds D., Arav N., Dunn J., Kriss G. A., 2012, , [751](#), [107](#)
- Bouché N., et al., 2012a, , [419](#), [2](#)
- Bouché N., Hohensee W., Vargas R., Kacprzak G. G., Martin C. L., Cooke J., Churchill C. W., 2012b, , [426](#), [801](#)
- Bregman J. N., 1980, , [236](#), [577](#)
- Castor J., McCray R., Weaver R., 1975, , [200](#), [L107](#)
- Catalán-Torrecilla C., et al., 2015, , [584](#), [A87](#)
- Cazzoli S., Arribas S., Colina L., Piqueras-López J., Bellocchi E., Emonts B., Maiolino R., 2014, , [569](#), [A14](#)
- Cazzoli S., Arribas S., Maiolino R., Colina L., 2016, , [590](#), [A125](#)

- Ceverino D., Arribas S., Colina L., Rodríguez Del Pino B., Dekel A., Primack J., 2016, , [460](#), [2731](#)
- Chen Y.-M., Tremonti C. A., Heckman T. M., Kauffmann G., Weiner B. J., Brinchmann J., Wang J., 2010, , [140](#), [445](#)
- Chevalier R. A., Clegg A. W., 1985, , [317](#), [44](#)
- Chiosi C., Maeder A., 1986, , [24](#), [329](#)
- Cicone C., et al., 2014, , [562](#), [A21](#)
- Cole S., Lacey C. G., Baugh C. M., Frenk C. S., 2000, , [319](#), [168](#)
- Colina L., Lipari S., Macchetto F., 1991, , [379](#), [113](#)
- Dalcanton J. J., 2007, , [658](#), [941](#)
- Dekel A., Woo J., 2003, , [344](#), [1131](#)
- Dopita M. A., Sutherland R. S., 1995, , [455](#), [468](#)
- Fielding D., Quataert E., McCourt M., Thompson T. A., 2017, , [466](#), [3810](#)
- Fielding D., Quataert E., Martizzi D., 2018, , [481](#), [3325](#)
- Fujita A., Martin C. L., Mac Low M.-M., New K. C. B., Weaver R., 2009, , [698](#), [693](#)
- García-Marín M., Colina L., Arribas S., Alonso-Herrero A., Mediavilla E., 2006, , [650](#), [850](#)
- Garnett D. R., 2002, , [581](#), [1019](#)
- Genzel R., et al., 2011, , [733](#), [101](#)
- Grudić M. Y., Guszejnov D., Hopkins P. F., Lamberts A., Boylan-Kolchin M., Murray N., Schmitz D., 2018, , [481](#), [688](#)
- Gutiérrez L., Beckman J. E., 2010, , [710](#), [L44](#)
- Hamann F., Barlow T. A., Junkkarinen V., Burbidge E. M., 1997, , [478](#), [80](#)
- Hawarden T. G., Israel F. P., Geballe T. R., Wade R., 1995, , [276](#), [1197](#)
- Heckman T. M., Lehnert M. D., Strickland D. K., Armus L., 2000, , [129](#), [493](#)
- Heckman T. M., Alexandroff R. M., Borthakur S., Overzier R., Leitherer C., 2015, , [809](#), [147](#)
- Ho I.-T., et al., 2014, , [444](#), [3894](#)
- Hopkins P. F., Somerville R. S., Hernquist L., Cox T. J., Robertson B., Li Y., 2006, , [652](#), [864](#)
- Howarth I. D., 1983, , [203](#), [301](#)
- Husemann B., Jahnke K., Sánchez S. F., Barrado D., Bekeraité S., Bomans D. J., Castillo-Morales A., et al., 2013, , [549](#), [A87](#)
- Jiménez-Vicente J., Castillo-Morales A., Mediavilla E., Battaner E., 2007, , [382](#), [L16](#)
- Kacprzak G. G., et al., 2014, , [792](#), [L12](#)

- Kaufman M., Brinks E., Elmegreen B. G., Elmegreen D. M., Klarić M., Struck C., Thomasson M., Vogel S., 1999a, , [118](#), [1577](#)
- Kaufman M. J., Wolfire M. G., Hollenbach D. J., Luhman M. L., 1999b, , [527](#), [795](#)
- Kaufman M., Sheth K., Struck C., Elmegreen B. G., Thomasson M., Elmegreen D. M., Brinks E., 2002, , [123](#), [702](#)
- Kewley L. J., Groves B., Kauffmann G., Heckman T., 2006, , [372](#), [961](#)
- Khachikian E. Y., Weedman D. W., 1974, , [192](#), [581](#)
- Kormendy J., Ho L. C., 2013, , [51](#), [511](#)
- Krug H. B., Rupke D. S. N., Veilleux S., 2010, , [708](#), [1145](#)
- Kulkarni V. P., Fall S. M., Lauroesch J. T., York D. G., Welty D. E., Khare P., Truran J. W., 2005, , [618](#), [68](#)
- Lanz L., et al., 2013, , [768](#), [90](#)
- Lehnert M. D., Heckman T. M., 1996, , [462](#), [651](#)
- Lynds C. R., Sandage A. R., 1963, , [68](#), [284](#)
- Martin C. L., 1998, , [506](#), [222](#)
- Martin C. L., 2005, , [621](#), [227](#)
- Martin C. L., 2006, , [647](#), [222](#)
- Martín-Fernández P., Jiménez-Vicente J., Zurita A., Mediavilla E., Castillo-Morales Á., 2016, , [461](#), [6](#)
- McQuinn K. B. W., Skillman E. D., Heilman T. N., Mitchell N. P., Kelley T., 2018, , [477](#), [3164](#)
- Meiring J. D., Tripp T. M., Werk J. K., Howk J. C., Jenkins E. B., Prochaska J. X., Lehner N., Sembach K. R., 2013, , [767](#), [49](#)
- Monreal-Ibero A., Arribas S., Colina L., 2006, , [637](#), [138](#)
- Müller-Sánchez F., Nevin R., Comerford J. M., Davies R. I., Privon G. C., Treister E., 2018, , [556](#), [345](#)
- Ocvirk P., Pichon C., Lançon A., Thiébaud E., 2006, , [365](#), [74](#)
- Oke J. B., 1990, , [99](#), [1621](#)
- Olsson E., Aalto S., Thomasson M., Beswick R., Hüttemeister S., 2007, , [473](#), [389](#)
- Osterbrock D. E., Ferland G. J., 2006, Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei
- Pereira-Santaella M., et al., 2015, , [577](#), [A78](#)
- Pereira-Santaella M., et al., 2018, , [616](#), [A171](#)
- Read J. I., Trentham N., 2005, [Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A](#), [363](#)

- Relaño M., Beckman J. E., Zurita A., Rozas M., Giammanco C., 2005, , [431](#), [235](#)
- Rich J. A., Dopita M. A., Kewley L. J., Rupke D. S. N., 2010, , [721](#), [505](#)
- Rich J. A., Kewley L. J., Dopita M. A., 2011, , [734](#), [87](#)
- Roberts-Borsani G. W., Saintonge A., 2018, ,
- Roche N., Humphrey A., Gomes J. M., Papaderos P., Lagos P., Sánchez S. F., 2015, , [453](#), [2349](#)
- Rosales-Ortega F. F., Arribas S., Colina L., 2012, , [539](#), [A73](#)
- Rubin K. H. R., Prochaska J. X., Koo D. C., Phillips A. C., Martin C. L., Winstrom L. O., 2014, , [794](#), [156](#)
- Ruiz-Lara T., et al., 2015, , [583](#), [A60](#)
- Rupke D. S. N., Veilleux S., 2013, , [768](#), [75](#)
- Rupke D. S., Veilleux S., Sanders D. B., 2002, , [570](#), [588](#)
- Rupke D. S., Veilleux S., Sanders D. B., 2005a, , [160](#), [87](#)
- Rupke D. S., Veilleux S., Sanders D. B., 2005b, , [160](#), [115](#)
- Sánchez-Blázquez P., et al., 2006, , [371](#), [703](#)
- Sánchez S. F., Kennicutt R. C., Gil de Paz A., van de Ven G., Vílchez J. M., Wisotzki L., Walcher C. J., et al., 2012, , [538](#), [A8](#)
- Sanders D. B., Mazzarella J. M., Kim D.-C., Surace J. A., Soifer B. T., 2003, , [126](#), [1607](#)
- Schwartz C. M., Martin C. L., 2004, , [610](#), [201](#)
- Seaton M. J., 1979, , [187](#), [73P](#)
- Shapiro P. R., Field G. B., 1976, , [205](#), [762](#)
- Sharp R. G., Bland-Hawthorn J., 2010, , [711](#), [818](#)
- Shih H.-Y., Rupke D. S. N., 2010, , [724](#), [1430](#)
- Simcoe R. A., Sargent W. L. W., Rauch M., 2004, , [606](#), [92](#)
- Songaila A., Hu E. M., Cowie L. L., 1995, , [375](#), [124](#)
- Soto K. T., Martin C. L., Prescott M. K. M., Armus L., 2012, , [757](#), [86](#)
- Spitzer L., 1978, Physical processes in the interstellar medium
- Strickland D. K., Stevens I. R., 2000, , [314](#), [511](#)
- Strickland D. K., Heckman T. M., Weaver K. A., Hoopes C. G., Dahlem M., 2002, , [568](#), [689](#)
- Sturm E., et al., 2011, , [733](#), [L16](#)
- Tremonti C. A., et al., 2004, , [613](#), [898](#)
- Ueda J., et al., 2014, , [214](#), [1](#)

- Vazdekis A., Sánchez-Blázquez P., Falcón-Barroso J., Cenarro A. J., Beasley M. A., Cardiel N., Gorgas J., Peletier R. F., 2010, , [404](#), [1639](#)
- Veilleux S., Kim D.-C., Sanders D. B., 2002, , [143](#), [315](#)
- Veilleux S., Cecil G., Bland-Hawthorn J., 2005, , [43](#), [769](#)
- Villar-Martín M., Arribas S., Emons B., Humphrey A., Tadhunter C., Bessiere P., Cabrera Lavers A., Ramos Almeida C., 2016, , [460](#), [130](#)
- Weller J., Ostriker J. P., Bode P., Shaw L., 2005, , [364](#), [823](#)
- Westmoquette M. S., Clements D. L., Bendo G. J., Khan S. A., 2012, , [424](#), [416](#)
- White S. D. M., Frenk C. S., 1991, , [379](#), [52](#)
- Wood C. M., Tremonti C. A., Calzetti D., Leitherer C., Chisholm J., Gallagher J. S., 2015, , [452](#), [2712](#)
- Yuan T.-T., Kewley L. J., Sanders D. B., 2010, , [709](#), [884](#)
- Zahid H. J., Dima G. I., Kewley L. J., Erb D. K., Davé R., 2012, , [757](#), [54](#)