



D
I
N
A
O
E

Búsqueda IR de *starburst* y del toroide de polvo oscurecedor en QSO

Por

M. Sc. Mariela Martínez Paredes

Tesis sometida como requisito parcial para obtener
el grado de

Doctora en la especialidad de Astrofísica

en el Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica
Tonantzintla, Puebla

Supervisada por:

Dra. Itziar Aretxaga (INAOE),

Dra. Almudena Alonso Herrero

(IFCA, Instituto de Física de Cantabria, España)

©INAOE 2016

Derechos reservados

La autora otorga al INAOE el permiso de reproducir y
distribuir copias de esta tesis en su totalidad o en partes



*A mi querido hijo Lisandro Matias Rondón Martínez
y esposo Irving Rondón Ojeda*

Agradecimientos

Al INAOE por haberme brindado un espacio académico de excelencia para realizar mis estudios doctorales.

Al CONACYT por el financiamiento otorgado para la realización de mis estudios, la creación y fortalecimiento de nuevas redes de colaboración y la producción de artículos de alto impacto.

A mis asesoras Itziar Aretxaga y Almudena Alonso-Herrero por su incondicional apoyo académico y enseñanza, que me permitieron siempre encontrar la solución a los problemas planteados. Es para mí un gran orgullo haber tenido la oportunidad de aprender con ustedes.

A mi comité tutorial formado por Vahram Chavushyan, Olga Vega y Roberto Terlevich del INAOE, cuyas discusiones semestre a semestre permitieron enriquecer mi investigación.

A la colaboración internacional Los Piratas de CanariCam por sus valiosas discusiones durante el desarrollo de este trabajo.

A mi esposo Irving Rondón Ojeda y mi hijo Lisandro Matias por su enorme paciencia y amor, que día a día me llenaban de fortaleza para seguir adelante.

A mi familia por su amor y constante apoyo a lo largo de mi carrera.

A mis amigos venezolanos por los momentos compartidos que siempre me hacían sentir más cerca de casa.

A mis compañeros del postgrado por los momentos compartidos y excelente disposición para el trabajo.

Resumen

Con el propósito de estudiar la contribución estelar y de un toroide de polvo nuclear a la emisión nuclear ($\lesssim 1$ kpc) en el cercano y mediano IR (2-20 μm) de cuásares (QSO, del inglés *Quasi Stellar Object*) hemos realizado observaciones en el Gran Telescopio CANARIAS de 10.4 m (GTC) de 20 QSO cercanos ($z < 0.1$) y utilizado, además, toda la información IR de alta resolución angular ($\sim 0.3''$) disponible en la literatura (por ejemplo datos del Telescopio Espacial *Hubble* y los espectros de *Spitzer/IRS*) y con estos datos IR hemos restringido los modelos *clumpy* del toroide de polvo propuestos por Nenkova et al., los cuales describen al toroide como una distribución de grumos de nubes en términos de seis parámetros libres (la anchura angular σ_{torus} , la extensión radial Y , el número de nubes a lo largo de radio ecuatorial N_0 , la distribución radial q , la profundidad óptica τ_V y el ángulo de visión i).

Dada la aproximación *clumpy* del toroide, diferentes temperaturas del polvo pueden coexistir a la misma distancia del mecanismo central, y esto hace que los diferentes parámetros del modelo sean mejor o peor restringidos por las diferentes regiones de la distribución espectral de energía (SED, del inglés *Spectral Energy Distribution*). Hemos comenzado nuestro estudio buscando el conjunto mínimo de datos IR necesarios para restringir los modelos *clumpy*, en galaxias Seyfert, que tienen una cobertura de sus SED mayor que la de los QSO por su cercanía, encontrando que está formado por dos puntos fotométricos en el cercano IR (entre J, K, H y L, M) más el espectro nuclear en la banda N. Además, diferentes regiones de la SED son necesarias para restringir diferentes parámetros del modelo. Por ejemplo, la espectroscopía nuclear en el mediano IR (8-13 μm) sólo restringe de manera confiable el número de nubes a lo largo del radio ecuatorial del toroide (N_0) y la profundidad óptica de sus nubes de polvo (τ_V). Estos resultados han sido extrapolados al estudio de una galaxia IR ultraluminosa, así como al de los QSO, para saber con qué confianza están siendo restringidos los parámetros en estas clases de galaxias activas.

Para restringir de manera confiable los parámetros del modelo *clumpy*, también es importante que la emisión fotométrica y espectroscópica utilizada sea únicamente emisión de polvo calentado por el AGN. Se sabe de trabajos previos reportados en la

literatura que la emisión óptica y del cercano IR en los QSO es predominantemente no resuelta, por lo tanto, aún con datos de alta resolución angular es difícil separar la emisión marginalmente extendida que no está asociada con la emisión del polvo del toroide en los QSO. En esta tesis hemos comenzado por analizar la emisión del mediano IR (Si2 , $8.7 \mu\text{m}$) de una ULIRG, llamada UGC 5101, que presenta una clara emisión extendida tanto en el óptico como en el cercano y mediano IR para probar nuestra metodología. A partir del análisis de la emisión IR en imagen y espectroscopía de UGC 5101 encontramos que la emisión no resuelta en el mediano IR (a 8.7 y $12 \mu\text{m}$) contribuye $\sim 60\%$ a la emisión de la galaxia y que la profundidad de la región de los silicatos es bien reproducida con un alto factor de cubrimiento geométrico ($f_2 \sim 0.9$) y extinción ($A_V \sim 32 \text{ mag}$), los cuales son consistentes con un AGN fuertemente embebido.

Del análisis de la emisión en el mediano IR de los QSO hemos encontrado que la mayoría de ellos están dominados por emisión no resuelta, excepto IZw1. Al comparar el espectro de IRS/*Spitzer* con el espectro nuclear de CC/GTC de cada QSO observamos que dentro de las incertidumbres la formas espectrales son similares. Por lo tanto, hemos aprovechado la gran señal a ruido y rango espectral cubierto por los espectros de IRS/*Spitzer* y los hemos descompuestos en sus contribuciones estelares (pasivas y starburst) y de AGN. A partir de estas descomposiciones hemos encontrado que la contribución de la emisión nuclear estelar es menor al 20 %, lo cual es consistente con una emisión en el mediano IR predominantemente no resuelta.

Hemos utilizado la emisión no resuelta del cercano IR y la contribución del AGN obtenida de la descomposición espectral para restringir los modelos del toroide de polvo *clumpy* de Nenkova et al. Para la mayoría de los QSO en la muestra encontramos que los modelos del toroide *clumpy* son bien restringidos por los datos observacionales. A partir de estos ajustes encontramos que cinco de los seis parámetros libres (Y , N_0 , q , τ_V e i) son estadísticamente diferentes de los de las Seyfert 1, y sólo la distribución angular de las nubes de polvo σ_{torus} muestra una distribución estadísticamente similar. Sin embargo, la probabilidad de escape (P_{esc}), la cual depende del ángulo de visión (i), del número de nubes (N_0) y la anchura angular (σ_{torus}), así como el factor de cubrimiento geométrico (f_2) son consistentes con los valores encontrados para las Seyfert 1, de manera que, aunque el toroide de polvo en los QSO es intrínsecamente diferente del de las Seyfert 1, la combinación de sus propiedades físicas (profundidad óptica τ_V) y geométricas, en ambas clases de AGN, son consistentes con la clasificación en el óptico y con el esquema unificado como AGN tipo 1. Además, las luminosidades bolométricas predichas por el modelo son consistentes dentro de las incertidumbres con las obtenidas observationalmente de

los rayos-X.

También hemos analizado el cociente de luminosidad del mediano IR ($12\ \mu\text{m}$) al óptico ($L_{12\ \mu\text{m}}/L_B$) como una función del índice espectral IR (α , 5-16 μm) según el esquema evolutivo propuesto por Haas et al., en el cual objetos con un alto cociente de luminosidad e índice espectral más rojo son QSO jóvenes en los que el AGN se encuentra aún oscurecido por el polvo circundante, mientras que los objetos con un bajo cociente de luminosidad e índice espectral más azul son QSO más evolucionados. Sin embargo, en nuestro análisis no hemos encontrado ninguna correlación entre estas dos cantidades, de hecho, hemos observado que uno de los QSO en nuestra muestra que presenta parámetros (P_{esc} y f_2) consistentes con los de las ULIRGs y Seyfert 2 también es consistente con un AGN geométricamente oscurecido por el toroide de polvo. Por lo tanto, datos de alta resolución angular en la banda Q ($18\ \mu\text{m}$), así como en el cercano IR (banda H de NICMOS/HST), serían necesarios para restringir con mayor confianza la extensión radial del toroide y el ángulo de visión en los QSO, y de esta manera poder discriminar entre los dos escenarios.

Abstract

In order to study the contribution to the nuclear near- and mid-IR emission in Quasi Stellar Objects (QSO) of stars and a dusty torus in the central regions, we have defined a sample of 20 nearby QSO ($z < 0.1$) and obtained high angular resolution data with the 10.4 m Gran Telescopio CANARIAS and complemented it with ancillary data. We have analyzed and used these IR data to constrain the *clumpy* dusty torus models, which describe the torus as a clumpy distribution of clouds through six free parameters (the angular width σ_{torus} , radial extension Y , number of clouds along the equatorial ray N_0 , radial density distribution q , optical depth τ_V and viewing angle i).

Different dust temperatures coexist at the same distance of the central mechanism, and as a consequence, different parameters of the clumpy model will be more or less constrained by different regions of the SED, which are representative of the warm and cold dust in the torus. We have started our study by looking for the minimal IR data set required to constrain the clumpy torus models using Seyfert galaxies, which have much more available data than QSO due to their closeness. We find that the minimal IR data set should be composed of two photometric points in the near IR (J, H, K or L, M) plus the nuclear mid-IR spectrum. In addition, we find that different regions of the SED are necessary to constrain different parameters of the model, for example, the nuclear spectroscopy in the mid-IR ($8 - 13 \mu\text{m}$) only constrains the number of clouds and the optical depth. These results have been extrapolated to the study of the QSO and the ULIRG UGC 5101.

In order to constrain the clumpy dusty torus parameters, it is also important to ensure that the analysis is performed on the emission due to dust heated by the AGN. It is well known that the optical and near-IR emission in QSO is mostly unresolved, however, even with high angular resolution data, it is difficult to separate the extended and unresolved components. In this thesis we have started analyzing the mid-IR emission (Si2, $8.7 \mu\text{m}$) of a ULIRG, called UGC 5101, that shows important optical and near-IR extended emission, as a way to probe our methodology. We find that the unresolved component in UGC 5101 contributes $\sim 60\%$ to the integrate

emission of galaxy at mid-IR (Si2 band) and that the silicate absorption feature is well reproduced with a high geometrical covering factor ($f_2 \sim 0.9$) and foreground extinction ($A_V \sim 32$ mag), which are consistent with a strongly embedded AGN.

Taking into account the previous results, we analyze the mid-IR nuclear emission at Si2 band in QSO and find that the nuclear mid-IR emission is unresolved in all QSO, except for IZw1. Comparing the IRS/*Spitzer* spectrum with the nuclear CC/GTC spectrum we observe that, within the uncertainties, the spectral shape is similar. Therefore, we take advantage of the high signal to noise and large spectral range offered by the IRS/*Spitzer* spectrum to decompose it into its stellar (passive and starburst) and AGN components. We find that the stellar component contributes only 20 % of the galaxy emission at mid-IR (12 μm), which is consistent with the predominantly unresolved emission observed in imaging.

We use the near-IR unresolved emission plus the stellar subtracted IRS/*Spitzer* spectrum to constrain the clumpy dusty torus of Nenkova et al using a Bayesian approximation. We find that the SED and spectroscopy are well modeled in all QSO, and that five of the six free parameters (Y , N_0 , q , τ_V and i) are statistically different from those in Seyfert 1s, with only the angular posterior distribution of the clouds (σ_{torus}) showing values statistically similar. However, the posterior distributions of the escape probability, P_{esc} (which is derived from the viewing angle i , the number of clouds along the line of sight N_{LOS} and σ_{torus}) and the covering factor (f_2) are consistent with the values derived for Seyfert 1s. Thus, although the dusty torus in QSO is intrinsically different from the dusty torus in Seyfert 1s, the combination of its physical and geometrical properties are consistent with the optical classification and unification scheme as a type 1 AGN. Furthermore, the bolometric luminosities predicted by the clumpy models are consistent with those obtained from X-ray data, within the uncertainties.

We have also analyzed the mid-IR to optical luminosity ratio ($L_{12\,\mu\text{m}}/L_B$) as a function of the infrared spectral index (α , 5 – 16 μm), according to the evolutionary scheme proposed by Haas et al., in which objects with a high mid-IR to optical luminosity ratio and redder spectral index are younger than QSO with a low mid-IR to optical luminosity ratio and bluer spectral index. However, in our analysis we did not find any correlation between these two quantities. In fact, we notice that one object in our sample with escape probability and covering factor consistent with those obtained in Seyfert 2 and ULIRG, also presents obscuring properties (relative low [Ne V] 14 μm /[Ne V] 24 μm ratio) consistent with an AGN geometrically obscured. From this analysis we conclude that high angular resolution at data at Q band (18 μm) will be necessary to better constrain the torus size in order to discriminate between

the two scenarios.

Índice general

Agradecimientos	iii
Resumen	iv
Abstract	vii
Indice de Tablas	xiv
Indice de Figuras	1
1. Introducción	2
1.1. Galaxias activas	2
1.2. Galaxias Seyfert	4
1.3. Objetos cuasi-estelares (QSO)	6
1.4. Esquema unificado de AGN	9
1.5. El toroide de polvo y gas molecular	10
1.5.1. Modelo <i>clumpy</i>	16
1.6. Galaxias infrarrojas ultraluminosas (ULIRG) y la evolución de los QSO	18
1.7. Presentación de la tesis	20
2. Métodos de análisis de la emisión nuclear IR del toroide de polvo	24
2.1. Aproximación bayesiana a los ajustes con el modelo <i>clumpy</i>	24
2.2. Método de análisis I	26
2.2.1. Muestra I de galaxias Seyfert	26
2.2.2. Búsqueda del conjunto de datos más pequeño para restringir los modelos <i>clumpy</i>	28
2.2.3. Resultados I: conjunto mínimo de datos para restringir los modelos <i>clumpy</i>	30
2.3. Método de análisis II	34
2.3.1. Muestra II de galaxias Seyfert	34

2.4.	Sensibilidad de la emisión IR a los parámetros del modelo <i>clumpy</i>	34
2.5.	Resultados II: exploración adaptativa bayesiana	37
2.5.1.	Seyfert 1	37
2.5.2.	Seyfert 2	40
2.6.	Resultados III: conjunto mínimo de datos necesarios para restringir los modelos <i>clumpy</i>	42
2.6.1.	Seyfert 1	42
2.6.2.	Seyfert 2	43
3.	Desenterrando el AGN en UGC 5101	46
3.1.	UGC 5101	46
3.2.	Gran Telescopio CANARIAS (GTC)	47
3.2.1.	CanariCam	47
3.2.2.	Imagen	48
3.2.3.	Espectroscopía	48
3.3.	Observaciones de imagen a $8.7\mu\text{m}$ y de espectroscopía $7.5\text{-}13\mu\text{m}$ con CC/GTC	49
3.4.	Reducción de los datos	50
3.5.	Datos de archivo en el IR de alta resolución	52
3.5.1.	Imágenes del archivo de HST/NICMOS y Subaru/COMICS .	52
3.5.2.	Espectroscopía de <i>Spitzer</i> /IRS	52
3.6.	Emisión nuclear no resuelta	53
3.6.1.	Emisión del cercano IR	53
3.6.2.	Emisión del mediano IR	57
3.6.3.	Emisión nuclear no resuelta a partir de los datos espectroscópicos	63
3.6.4.	Descomposición espectral del espectro de <i>Spitzer</i> /IRS	64
3.6.5.	Descomposición espectral del espectro de GTC/CC	66
3.7.	Resultados III: Estimación de las propiedades del AGN y del material que oscurece el medio	70
3.7.1.	La luminosidad del AGN	74
4.	QSO en el IR	76
4.1.	Muestra observacional	76
4.2.	Observación y reducción de los datos de CC/GTC	78
4.3.	Datos de la literatura en el IR cercano	81
4.3.1.	Fotometría de HST/NICMOS, QUIRC/Gemini e ISAAC/VLT	82
4.3.2.	Espectros nucleares de VISIR/VLT en la banda <i>N</i>	83

4.3.3. Espectros de IRS/ <i>Spitzer</i>	84
4.4. Análisis de las imágenes en la banda Si2 (8.7 μm) de CC/GTC	84
4.5. Análisis de los espectros nucleares de CC/GTC, de IRS/ <i>Spitzer</i> y la SED observada	88
4.5.1. SED de los QSO	91
4.5.2. ¿Evidencia de starburst en QSO?	91
5. Modelado de la distribución espectral de energía IR de la muestra de QSO	96
5.1. Descomposición de los espectros IRS/ <i>Spitzer</i>	96
5.2. Contribución espectral del AGN y de la formación estelar	99
5.3. Modelado de la emisión no resuelta del cercano IR y de la componente AGN del espectro IRS/ <i>Spitzer</i> con los modelos <i>clumpy</i>	102
5.3.1. Comparación de las propiedades del toroide de polvo entre los QSO y las galaxias Seyfert	113
5.4. Resultados VI: conexión evolutiva entre los ULIRG y los QSO	118
6. Conclusiones	130
6.1. Trabajo futuro	134
A. SED del Capítulo 2	136
B. Espectros ópticos de la muestra de QSO del Capítulo 4	140
C. Perfiles radiales, SED observadas y comparación del espectro IRS/<i>Spitzer</i> con el espectro nuclear CC/GTC de la muestra de QSO (Capítulo 4)	144
D. Descomposiciones espetrales de IRS/<i>Spitzer</i> del Capítulo 5	152
E. SED y distribuciones marginales posteriores de los parámetros del modelo del Capítulo 5 (parte I)	169
F. SED y distribuciones marginales posteriores de los parámetros del modelo del Capítulo 5 (parte II)	183
G. SED y distribuciones marginales posteriores de los parámetros del modelo del Capítulo 5 (parte III)	193

Índice de cuadros

1.1.	Parámetros de los modelos del toroide <i>clumpy</i>	17
2.1.	Datos básicos de la muestra de galaxias Seyfert.	26
2.2.	Fotometría y espectroscopía de la literatura para la muestra de galaxias Seyfert.	28
2.3.	Características de los filtros del cercano y mediano IR.	28
2.4.	Fotometría del conjunto mínimo de datos.	30
2.5.	Parámetros del modelo <i>clumpy</i> ajustados a partir del conjunto mínimo y máximo de datos (SED + espectroscopía)	33
2.6.	Datos básicos de la muestra adicional de galaxias Seyfert.	35
2.7.	Datos observacionales de la muestra adicional de galaxias Seyfert.	35
2.8.	SED promedio construidas a partir de los datos fotométricos y espectroscópicos de las Seyfert 1 (NGC 1365, NGC 3227 y NGC 4151) y las Seyfert 2 (NGC 1068, NGC 3081 y NGC 5643).	36
3.1.	Resumen de las observaciones GTC/CC de UGC 5101.	50
3.2.	Resultados de los ajustes de GALFIT con un perfil PSF + Sérsic.	55
3.3.	Emisión no resuelta e integrada en $8.7\ \mu\text{m}$ usando tres métodos diferentes.	60
3.4.	Resultados de la descomposición espectral de los espectros <i>Spitzer</i> /IRS y CC/GTC.	66
3.5.	Parámetros del modelo <i>clumpy</i> del toroide de polvo junto con los valores del mejor ajuste de la emisión nuclear de UGC 5101.	70
3.6.	Propiedades derivadas a partir de las distribuciones posteriores de los parámetros ajustados.	74
4.1.	Propiedades generales de la muestra de QSO.	79
4.2.	Detalles observacionales de las imágenes en la banda Si2 ($8.7\ \mu\text{m}$) de CC/GTC.	81

4.3. Detalles observacionales de los espectros en el mediano IR ($8 - 14 \mu\text{m}$) de CC/GTC.	82
4.4. Flujo en la banda Si2 ($8.7 \mu\text{m}$) de CC.	89
4.5. Flujo no resuelto en el NIR de la literatura.	92
4.6. Ancho equivalente del PAH a $11.3 \mu\text{m}$ de la muestra de QSO medido en los espectros IRS/ <i>Spitzer</i> .	94
5.1. Contribuciones de las componentes espetrales: AGN, estelar pasiva y PAH, a partir de la descomposición de los espectros IRS/ <i>Spitzer</i> .	101
5.2. Parámetros físicos de la componente AGN de los QSO, a partir de la descomposición de los espectros IRS/ <i>Spitzer</i> .	126
5.3. Parámetros <i>clumpy</i> del toroide de polvo de la muestra de QSO.	127
5.4. Parámetros derivados de las propiedades geométricas del toroide, luminosidades bolométricas predichas por el modelo <i>clumpy</i> y derivadas a partir de $L_{2-10\text{keV}}$.	128
5.5. Promedio e intervalo al 68 % de confianza de los parámetros <i>clumpy</i> globales del toroide de polvo para los QSO, las Seyfert 1 y 2.	129

Índice de figuras

1.1. Dibujo esquematizado (no escalado) de las componentes del núcleo de una galaxia activa. Fuente: https://ned.ipac.caltech.edu/level5/March12/Middleberg/Middleberg.html	4
1.2. Panel superior: espectro de una Seyfert 1 típica (fuente: Osterbrock & Ferland 2006). Panel del medio: espectro de una Seyfert 2 típica (fuente: Osterbrock & Ferland 2006). Panel inferior: espectro de una galaxia normal (fuente: http://spiff.rit.edu/classes/).	5
1.3. Dibujo esquematizado (no escalado) de la estructura del núcleo activo de una galaxia (Beckmann & Shrader 2012).	8
1.4. A la izquierda: Dibujo representativo (no escalado) del modelo del toroide de polvo del AGN <i>smooth</i> . A la derecha: dibujo del modelo del toroide de polvo <i>clumpy</i> . En ambos modelos R_d y R_o son los radios internos y externos del toroide, respectivamente. El ángulo de orientación del toroide respecto de la línea de visión del observador es i . La anchura angular del toroide medida en grados desde el ecuador es representada con la variable $\sigma_{toroide}$	13

- 1.5. **Panel izquierdo.** Esquema (no escalado) del modelo *clumpy* del toroide de polvo del AGN de Nenkova et al. (2008, a, b). En el centro se representa con un punto el AGN (mecanismo central de calentamiento de polvo) y con flechas curvas azules los fotones de alta energía producidos en el disco de acreción. Las nubes tienen una profundidad óptica τ_V en el óptico, y están distribuidas alrededor del AGN según la ley de potencia r^{-q} , donde r varía entre el radio interno R_d , determinado por la temperatura de sublimación del polvo, y el radio externo $R_o = YR_d$. La distribución angular se caracteriza por un parámetro de anchura $\sigma_{toroide}$. La ampliación en la imagen, muestra esquemáticamente que el camino libre medio l , de los fotones que vienen del AGN, entre las nubes debe ser mayor al tamaño de cada nube individual R_C para que el medio sea *clumpy*. **Panel derecho.** Forma espectral del continuo del AGN (tomado de Nenkova et al. 2008a). 16
- 2.1. **Distribuciones posteriores y SED de Circinus.** **Panel superior:** distribución espectral de energía y el espectro nuclear de la galaxia. Los puntos y la línea negra muestran el conjunto mínimo de datos, mientras que las líneas azules continuas y discontinuas representan el mejor modelo y el intervalo de modelos dentro del 68 % de incertidumbre del mejor ajuste de los parámetros. La línea púrpura continua es el modelo descrito por la combinación de parámetros que maximizan sus distribuciones de probabilidad (MAP). **Panel inferior:** en azul y púrpura, las distribuciones posteriores de los parámetros del modelo *clumpy* ajustados usando el conjunto máximo de datos y, en rojo y naranja, las distribuciones posterior de los parámetros ajustados usando el conjunto mínimo de datos. 31
- 2.2. **Panel superior e inferior: distribuciones posterior y sus intervalos de confianza del 68 % de los parámetros ajustados del modelo *clumpy* de NGC 4151** considerando el conjunto máximo de datos (en azul). **En el panel superior** las distribuciones obtenidas de considerar un conjunto mínimo de datos diferente más el espectro nuclear en el MIR (en rojo). **Panel inferior:** las distribuciones obtenidas de usar el conjunto mínimo de datos sin incluir el espectro (en rojo). Las líneas verticales púrpura y naranja corresponden a los valores MAP para las distribuciones con y sin espectro, respectivamente. 32

2.3. SED (en unidades de f_ν) individuales (puntos llenos) y promedio (círculos abiertos) de las Seyfert 1 y 2 frente a la longitud de onda en reposo. Las SED de las Seyfert 1 se han desplazado en el eje-Y por claridad. El espectro promedio entre 8 – 13 μm se ha remuestreado a ~ 50 puntos.	37
2.4. Experimento BAE para las SED promedio de las Seyfert 1 (Ramos Almeida et al. 2014). Un punto nuevo de la Tabla 2.7 es añadido en cada paso (indicado con etiquetas en la primera columna). Esta SED tiene flujos en la banda-N a 8.7 μm y 11.88 μm , la cual fue etiquetada como 2N cuando ambas se incluyeron en el ajuste. La primera columna también muestra el modelo de la SED obtenido a partir de las distribuciones posteriores en cada caso. Las seis columnas siguientes representan las distribuciones posteriores marginales de los parámetros <i>clumpy</i> . La última fila incluye el espectro.	39
2.5. Como en la Fig. 2.4 pero para las Seyfert 2.	41
2.6. Seyfert 1. Como en la Fig. 2.4 pero comenzando el experimento con el espectro en la banda N y el punto fotométrico a 11.88 μm , y escogiendo diferentes combinaciones de filtro.	43
2.7. Como en la Fig. 2.6 pero para las Seyfert 2.	45
3.1. Transmisión atmosférica en el ORM, La Palma. Se observa claramente la ventana de 7 a 14 μm . Sin embargo, a longitudes de ondas más largas, los filtros aprovechan la ventana entre 16 y 30 μm , la cual tiene numerosas regiones de absorción (Imagen obtenida del sitio web de GTC www.gtc.iac.es).	49
3.2. A la izquierda la imagen combinada de la región nuclear de UGC 5101 de <i>HST/NICMOS</i> en el filtro F222M centrado a 2.22 μm , en el medio el modelo de GALFIT (ver Tabla 3.2 para los parámetros), y a la derecha la imagen residual obtenida después de sustraer el modelo de GALFIT de la imagen original. Las imágenes se muestran en una escala lineal, rotadas de manera que el norte está hacia arriba y el este hacia la izquierda. El contorno más bajo es 3σ por arriba del fondo y los contornos siguientes van en pasos de 2σ	55
3.3. Perfil radial nuclear observado a 2.22 μm de UGC 5101 (en negro) comparado con el perfil radial del modelo de GALFIT que mejor ajusta (en azul), el cual es la suma de un perfil de Sérsic y un perfil PSF (en rojo). Este último representa la componente no resuelta.	56

3.4. Imágenes a 1.1 y $1.6 \mu\text{m}$ de HST/NICMOS. Las imágenes están graficadas con un sombreado logarítmico y los contornos están espaciados por factores de $\sqrt{2}$. La imagen fue tomada de Scoville et al. (2000).	57
3.5. A la izquierda la imagen combinada de la región nuclear de UGC 5101 de CC/GTC en el filtro Si2 centrado a $8.7 \mu\text{m}$, en el medio el modelo de GALFIT (ver Tabla 3.2 para los parámetros), y a la derecha la imagen residual obtenida después de sustraer el modelo de GALFIT de la imagen original. Las imágenes se muestran en una escala lineal. El norte está hacia arriba y el este hacia la izquierda. El contorno más bajo es 3σ por arriba del fondo y los contornos siguientes van en pasos de 2σ	58
3.6. Perfil radial nuclear de UGC 5101 a $8.7 \mu\text{m}$ (en negro) comparado con el perfil radial del modelo de GALFIT que mejor ajusta (en azul), el cual es la suma de un perfil de Sérsic y un perfil PSF (en rojo). Este último representa la componente no resuelta.	59
3.7. Panel izquierdo: imagen de GTC/CC de UGC 5101 en $8.7 \mu\text{m}$ (filtro Si2). Panel del medio: estrella estándar (PSF) observada antes de UGC 5101. Panel derecho: PSF escalada (a un nivel de la emisión del pico de UGC 5101 del 65 %, ver sección 3.5.2). La escala en las imágenes es lineal. El contorno más bajo es 3σ sobre el fondo y los siguientes contornos van en pasos de 2σ (excepto en la imagen de la PSF). La orientación en todas las imágenes es norte hacia arriba y este hacia la izquierda. La escala física de la imagen de UGC 5101 es $755 \text{ pc}/''$	61
3.8. Perfil radial de la imagen de UGC 5101 (en negro) en la banda Si2 de CC, comparado con el perfil radial de la estrella estándar (en rojo) y el perfil radial de la estrella estándar degradada hasta tener un $FHWM \sim 0.6''$ (en azul).	62

3.12. Distribuciones marginales posteriores de los parámetros de los modelos <i>clumpy</i> del toroide ajustados a la emisión nuclear (no resuelta) de UGC 5101. Las líneas cortadas representan los intervalos de 1σ , mientras que las líneas sólidas negras y anaranjadas los valores promedios y MAP de las distribuciones, respectivamente.	72
4.1. De izquierda a derecha se presenta la distribución del flujo en la banda N , del corrimiento al rojo y de la luminosidad en rayos-X de 2 – 10 keV de la muestra de QSO.	77
4.2. Panel izquierdo: Perfil radial de PG 0050+124 (IZw1) (y el de su estándar) comparados con el perfil radial del resto de los QSO en la muestra. Panel derecho: Perfil radial de UGC 5101 (y el de su estándar)	85
4.3. Perfiles radiales de los QSO PG 0003+199 y PG 0050+124 (en negro) comparados con el perfil radial de la estrella estándar correspondiente (en rojo). En la figura del panel inferior también se muestra el perfil radial de GALFIT (en azul). Panel superior: imagen reducida en la banda Si2 de CC de PG 003+199 y su estándar. Panel inferior: imagen reducida en Si2 de PG 0050+124 y de su estándar, así como, la imagen del modelo GALFIT y la imagen del residuo.	86
4.4. Ejemplo del residuo de GALFIT en un QSO no resuelto.	87
4.5. Panel superior: SED no resuelta, espectro nuclear en el mediano IR de CC/GTC y espectro de IRS/ <i>Spitzer</i> del PG 1411+442. El espectro de CC/GTC tiene una zona de mala transmisión entre 9.5 y 10 μm en longitud de onda observada y se puede ver claramente representada en la Figura 3.10 del Capítulo 3. Panel inferior: SED no resuelta y espectro IRS/ <i>Spitzer</i> del PG 0007+106.	90
4.6. En azul se muestran los espectros promedio nuclear y de IRS/ <i>Spitzer</i> de los QSO que tienen un $\text{EW}_{11.3\mu\text{m}} \geq 0.02 \mu\text{m}$. En verde, el espectro promedio nuclear y de IRS/ <i>Spitzer</i> de los QSO con $\text{EW}_{11.3\mu\text{m}} < 0.02 \mu\text{m}$	93

5.5. Panel izquierdo: SED nuclear observada (emisión no resuelta, flechas verdes) y la espectroscopía del mediano IR (obtenida después de sustraer la contribución del <i>starburst</i> al espectro de IRS/ <i>Spitzer</i> , línea negra). Los puntos violeta son obtenidos de extraer la componente estelar y de PAH, y sustraerla al espectro IRS en 20 y 30 μm en la longitud de onda observada. Estos valores no se usaron para hacer el ajuste de BAYESCLUMPY. La línea azul y la región sombreada representan el mejor ajuste del modelo <i>clumpy</i> del toroide y el intervalo de modelos dentro del 68 % de incertidumbre, respectivamente. La línea anaranjada es el modelo más probable (MAP). Panel derecho: aumento de la imagen de la izquierda alrededor de la zona del silicato en 9.7 μm	109
5.6. PG 0804+761: distribuciones marginales posteriores de los parámetros de los modelos <i>clumpy</i> del toroide ajustados a la emisión nuclear (no resuelta) del cercano IR y el espectro con las componentes PAH y estelar sustraídas. Las líneas punteadas representan los intervalos de 1σ , mientras que las líneas sólidas negras y anaranjadas los valores promedios y MAP de las distribuciones, respectivamente.	110
5.7. PG 0804+761. Panel izquierdo: Distribución posterior de la probabilidad de escape P_{esc} . Panel derecho: Distribución posterior del factor de cubrimiento f_2	111
5.8. Comparación de la luminosidad bolométrica (L_{bol} , erg s $^{-1}$) predicha por el modelo <i>clumpy</i> con la derivada a partir del flujo en rayos-X (2 – 10 Kev) después de hacer una corrección Compton gruesa y utilizando una corrección bolométrica de ~ 38 (Runnoe et al. 2012). La barra de error en el eje de las ordenadas representa la incertidumbre del 18 % dada por Runnoe et al. (2012) para el factor de corrección bolométrica. La línea punteada representa una relación 1:1. El cociente promedio entre las luminosidades es 6:1.	114
5.9. Distribuciones de probabilidad de los parámetros globales del toroide de polvo <i>clumpy</i> de los QSO. Las línea vertical continua indica la mediana, mientras que las punteadas el intervalo de confianza a 1σ . . .	116

5.10. Distribuciones de probabilidad de los parámetros globales del toroide de polvo <i>clumpy</i> de los QSO (negro) comparadas con las de las galaxias Seyfert 1 (azul), las Seyfert 2 (HBLR) con líneas anchas de emisión polarizadas (rosado) y las Seyfert 2 (NHBLR) sin líneas anchas de emisión polarizadas (verde). Las línea vertical continua del mismo color que la distribución indica la mediana, mientras que las punteadas el intervalo de confianza a 1σ	117
5.11. Esquema de la variación del índice espectral IR (α) de acuerdo a la evolución de ULIRG a QSO propuesto por Haas et al. (2003).	120
5.12. Índice de la distribución radial de las nubes q , derivado de los ajustes con los modelos <i>clumpy</i> en función del índice espectral del mediano IR (8.1-12.5 μm), calculado de la descomposición espectral de los espectros IRS/Spitzer para la muestra de QSO. También graficamos los valores medidos en este trabajo para UGC 5101 (Martínez-Paredes et al. 2015, Capítulo 3) y para los otros U(LIRG) de la literatura (Alonso-Herrero et al. 2013, Mori et al. 2014, Ramos Almeida et al. 2014b)	121
5.13. Comparación del cociente de luminosidad del mediano IR al óptico (L_{12}/L_B) en función del índice espectral (α , 8.1-12.5 μm) de los QSO del presente trabajo. También incluimos como ilustración los valores medidos por Haas et al. (2003) (α , 1 – 10 μm) para una muestra de QSO.	123
5.14. Factor de cubrimiento geométrico f_2 , derivado del modelo <i>clumpy</i> , en función del índice espectral del mediano IR α , medido de la descomposición espectral. También graficamos los valores medidos en este trabajo para UGC 5101 (Martínez-Paredes et al. 2015, Capítulo 3) y para los otros U(LIRGs) de la literatura (Alonso-Herrero et al. 2013, Mori et al. 2014, Ramos Almeida et al. 2014b)	124
A.1. Distribuciones posteriores y SED de NGC 1068. Como en la Figura 2.1.	137
A.2. Distribuciones posteriores y SED de IC4329A. Como en la Figura 2.1.	138
A.3. Distribuciones posteriores y SED de NGC4151. Como en la Figura 2.1.	139
B.1. Espectros ópticos de la muestra de QSO tomados de NED.	140
B.2. Como en la Figura B.1	141

B.3. Como en la Figura B.1.	142
B.4. Como en la Figura B.1.	142
B.5. Como en la Figura B.1.	143
B.6. Espectro óptico de MRK 509 tomado de NED (https://ned.ipac.caltech.edu/level5/Osterbrock/)	
C.1. Perfil radial del QSO (en negro) comparado con el perfil radial de la estrella estándar (en rojo). También se muestra la imagen reducida en la banda Si2 de CC del QSO y su estándar.	145
C.2. Como en la Figura C.1.	146
C.3. Como en la Figura C.1.	147
C.4. SED no resuelta (puntos rellenos y límites superiores indicados con flechas), espectro nuclear del mediano IR y el espectro de IRS/ <i>Spitzer</i>	148
C.5. Como en la Figura C.4.	149
C.6. Como en la Figura C.4.	150
C.7. Como en la Figura C.4.	151
D.1. PG 0003+199. Descomposición espectral como en la Figura 5.1. . .	153
D.2. PG 0007+106. Descomposición espectral como en la Figura 5.1. . .	154
D.3. PG 0050+124 (IZw1). Descomposición espectral como en la Figura 5.1.	155
D.4. PG 0804+761. Descomposición espectral como en la Figura 5.1. . .	156
D.5. PG 0844+349. Descomposición espectral como en la Figura 5.1. . .	157
D.6. PG 1211+143. Descomposición espectral como en la Figura 5.1. . .	158
D.7. PG 1229+204. Descomposición espectral como en la Figura 5.1. . .	159
D.8. PG 1351+640. Descomposición espectral como en la Figura 5.1. . .	160
D.9. PG 1411+442. Descomposición espectral como en la Figura 5.1. . .	161
D.10. PG 1426+015. Descomposición espectral como en la Figura 5.1. . .	162
D.11. PG 1440+356. Descomposición espectral como en la Figura 5.1. . .	163
D.12. PG 1448+273. Descomposición espectral como en la Figura 5.1. . .	164
D.13. PG 1501+106. Descomposición espectral como en la Figura 5.1. . .	165
D.14. PG 1534+580. Descomposición espectral como en la Figura 5.1. . .	166
D.15. PG 1535+547. Descomposición espectral como en la Figura 5.1. . .	167
D.16. PG 2214+139. Descomposición espectral como en la Figura 5.1. . .	168

E.1. SED modelada: PG 0003+199. Panel izquierdo: SED nuclear observada en el cercano IR (emisión no resuelta, Tabla 4.5) y la espectroscopía del mediano IR (obtenida después de sustraer la contribución del starburst al espectro de IRS/ <i>Spitzer</i> , línea negra). Los puntos violeta son obtenidos de extraer la componente estelar y de PAH, y sustraerla al espectro IRS en 20 y 30 μm en la longitud de onda observada. Estos valores no se usaron para hacer el ajuste de BAYESCLUMPY. La línea azul y la región sombreada representan el mejor ajuste del modelo <i>clumpy</i> del toroide y el intervalo de modelos dentro del 68 % de incertidumbre, respectivamente. La línea anaranjada es el modelo más probable (MAP). Panel derecho: aumento de la imagen de la izquierda alrededor de las característica del silicato en 9.7 μm	170
E.2. PG 0003+199. Distribuciones marginales posteriores de los parámetros de los modelos <i>clumpy</i> del toroide ajustados a la emisión nuclear (no resuelta) del cercano IR y el espectro IRS-PAH-sustraído. Las líneas cortadas representan los intervalos de 1σ , mientras que las líneas sólidas negras y anaranjadas los valores promedios y MAP de las distribuciones, respectivamente.	171
E.3. PG 0003+199. Panel izquierdo: Distribución posterior de la probabilidad de escape P_{esc} . Panel derecho: Distribución posterior del factor de cubrimiento $f2$	172
E.4. SED modelada: PG 0007+106. Como en la Figura E.1.	172
E.5. PG 0007+106. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores. Como en la Figura E.2.	173
E.6. PG 0007+106. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.	173
E.7. SED modelada: PG 0050+124. Como en la Figura E.1.	174
E.8. PG 0050+124. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores. Como en la Figura E.2.	175
E.9. PG 0050+124. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.	176
E.10. SED modelada: PG 0844+349. Como en la Figura E.1.	176
E.11. PG 0844+349. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores. Como en la Figura E.2.	177
E.12. PG 0844+349. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.	177

E.13. SED modelada: PG 0923+129. Como en la Figura E.1.	178
E.14. PG 0923+129. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores. Como en la Figura E.2.	179
E.15. PG 0923+129. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.	179
E.16. SED modelada: PG 1211+143. Como en la Figura E.1.	180
E.17. PG 1211+143. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores. Como en la Figura E.2.	181
E.18. PG 1211+143. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.	182
E.19. SED modelada: PG 1229+204. Como en la Figura E.1.	182
F.1. PG 1229+204. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores. Como en la Figura E.2.	183
F.2. PG 1229+204. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.	184
F.3. SED modelada: PG 1351+640. Como en la Figura E.1.	185
F.4. PG 1351+640. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores. Como en la Figura E.2.	186
F.5. PG 1351+640. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.	186
F.6. SED modelada: PG 1411+442. Como en la Figura E.1.	187
F.7. PG 1411+442. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores. Como en la Figura E.2.	187
F.8. PG 1411+442. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.	188
F.9. SED modelada: PG 1426+015. Como en la Figura E.1.	188
F.10. PG 1426+015. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores. Como en la Figura E.2.	189
F.11. PG 1426+015. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.	190
F.12. SED modelada: PG 1440+356. Como en la Figura E.1.	190
F.13. PG 1440+356. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores. Como en la Figura E.2.	191
F.14. PG 1440+356. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.	192
G.1. SED modelada: PG 1448+273. Como en la Figura E.1.	193

G.2. PG 1448+273. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores. Como en la Figura E.2.	194
G.3. PG 1448+273. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.	195
G.4. SED modelada: PG 1501+106. Como en la Figura E.1.	195
G.5. PG 1501+106. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores. Como en la Figura E.2.	196
G.6. PG 1501+106. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.	196
G.7. SED modelada: PG 1534+580. Como en la Figura E.1.	197
G.8. PG 1534+580. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores. Como en la Figura E.2.	197
G.9. PG 1534+580. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.	198
G.10. SED modelada: PG 1535+547. Como en la Figura E.1.	198
G.11. PG 1535+547. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores. Como en la Figura E.2.	199
G.12. PG 1535+547. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.	199
G.13. SED modelada: PG 2130+099. Como en la Figura E.1.	200
G.14. PG 2130+099. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores. Como en la Figura E.2.	201
G.15. PG 2130+099. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.	201
G.16. SED modelada: PG 2214+139. Como en la Figura E.1.	202
G.17. PG 2214+139. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores. Como en la Figura E.2.	203
G.18. PG 2214+139. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.	203
G.19. SED modelada: MRK 509. Como en la Figura E.1.	204
G.20. MRK 509. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores. Como en la Figura E.2.	205
G.21. MRK 509. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.	205
G.22. SED modelada: MR 2251-178. Como en la Figura E.1 pero con el espectro nuclear de CC/GTC.	206

G.23. MR 2251-178. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores. Distribuciones marginales posteriores de los parámetros de los modelos <i>clumpy</i> del toroide ajustados al espectro nuclear de CC/GTC. La líneas cortadas representan los intervalos de 1σ , mientras que las líneas sólidas negras y anaranjadas los valores promedios y MAP de las distribuciones, respectivamente.	207
G.24. MR 2251-178. Distribución de parámetros <i>clumpy</i> posteriores adicionales.	208

Capítulo 1

Introducción

En este capítulo comenzaremos por definir a las galaxias activas y dar una breve descripción de algunos de los avances hechos hasta ahora en el campo, los cuales nos han permitido entender mejor su naturaleza. Al final del capítulo se presentan los objetivos generales que nos hemos propuesto para realizar este trabajo y los objetivos específicos que nos permitieron llevarlo a cabo.

1.1. Galaxias activas

Una de las principales características observacionales que definió a las galaxias activas o AGN (del inglés *Active Galactic Nuclei*) fue la presencia de líneas de emisión con una anchura a la mitad de altura (FWHM, del inglés *Full Width at Half Maximum*) $FWHM \gtrsim 1000 \text{ km s}^{-1}$ y de líneas de emisión estrechas con $FWHM \sim 400 \text{ km s}^{-1}$, similares a las observadas en el medio interestelar y nebulosas planetarias, pero con un continuo ionizante responsable de la fotoionización de toda la nebulosa galáctica (Osterbrock 1989).

Dado que las líneas de emisión observadas en estas galaxias son de alta ionización, fotones de alta energía ($\sim 54 \text{ eV}$), los cuales no pueden ser producidos por las estrellas, serían los responsables. Hoy día se sabe que las galaxias activas tienen un agujero negro supermasivo en su núcleo (Figura 1.1), el cual puede ser de unas pocas $10^5 M_\odot$ como en el caso de NGC 4395 (Peterson et al. 2005), o de hasta unas $10^{10} M_\odot$ como en el QSO 3C 273 (Courvoisier 1998). Este agujero negro supermasivo se alimenta de materia de la galaxia anfitriona, formando durante este proceso el disco de acreción (Rees 1984, Shields 1999). Durante el proceso de acrecimiento de materia sobre el agujero negro se produce una gran cantidad de radiación que cubre un amplio intervalo de frecuencias (desde rayos gamma hasta aproximadamente el cercano IR).

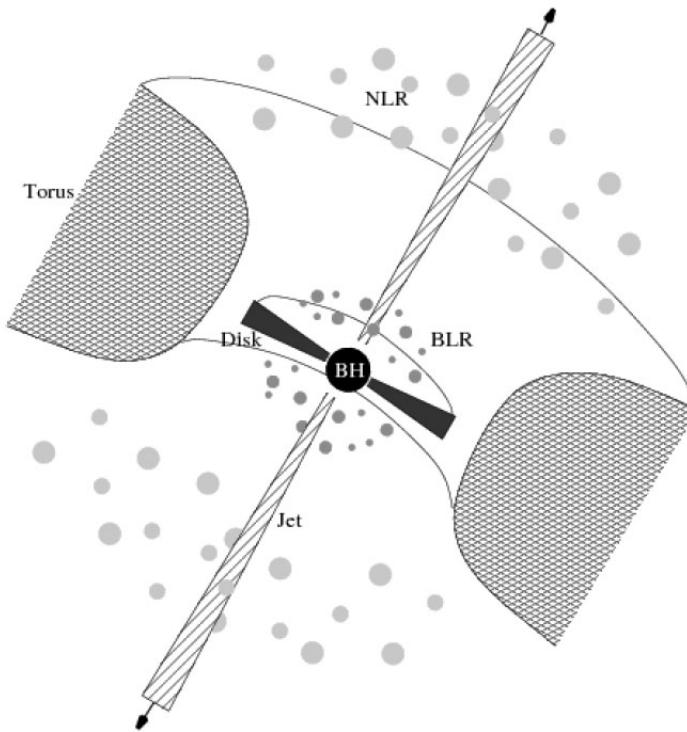


Figura 1.1: Dibujo esquematizado (no escalado) de las componentes del núcleo de una galaxia activa. Fuente:

<https://ned.ipac.caltech.edu/level5/March12/Middleberg/Middleberg3.html>

Parte de esta radiación es absorbida por el material circundante y re-emitida en el infrarrojo (IR) (p.e., Krolik & Kriss 2001, Behar et al. 2003).

Hoy día se cree que la mayoría de los AGN también incluyen una región de nubes de gas de alta densidad, libres de polvo, que se encuentran dentro del primer parsec de distancia desde el agujero negro, conocida como la región de líneas anchas o BLR (del inglés *Broad Line Region*, p.e., Blandford & McKee 1982, Peterson 1993, Figura 1.1). También incluyen una estructura polvoriento asimétrica en forma de “dona” a una distancia de 0.1 – 10 pc, llamada el toroide, que rodea el disco de acreción y la BLR (p.e., Krolik & Begelman 1988, Antonucci 1993, Elitzur & Shlosman 2006). Desde la parte más externa del toroide y hasta cientos o miles de parsecs, se extiende una región de nubes y polvo de baja densidad, conocida como la región de líneas estrechas o NLR (del inglés *Narrow Line Region*, p.e, Khachikian & Weedman 1974). Además, en algunos AGN se ha observado un disco molecular delgado con tamaños menores a los del toroide llamado máser (p.e., Greenhill et al. 1996) y un *jet*, en otras palabras,

un plasma energético y alineado, que parece ser lanzado desde el disco de acreción y que se extiende hasta unos cientos de kpc (o incluso Mpc) de distancia y con un altísimo grado de alineación (Curtis 1918), Figura 1.1.

Las galaxias activas suelen ser muy azules (Green et al. 1986) y presentan un continuo de emisión extendido del UV hacia mayores energías conocido como el *big blue bump* (Richstone & Schmidt, 1980). La componente espectral *big blue bump* es un exceso de flujo positivo respecto al continuo tipo ley de potencia subyacente, el cual se interpreta como la presencia de un disco de acreción (Malkan & Sargent, 1982a).

Actualmente existe una gran variedad de galaxias activas, cuyas propiedades parecen variar con la luminosidad ($L_{bol} \sim 10^{41} - 10^{48}$ erg s $^{-1}$) y la geometría del toroide (p.e., Urry & Padovani 1995).

1.2. Galaxias Seyfert

El estudio observacional de los AGN se remonta a principios de los años 1900 con el trabajo del astrónomo Edward Fath en el observatorio de Lick en California, Estados Unidos, quien utilizando un espectrógrafo de rejilla en el reflector Crossley de 36'' pudo estudiar el espectro de los núcleos de las “nebulosas más brillantes” (actualmente galaxias). En una de las nebulosas observadas (hoy día la galaxia NGC 1068) observó las líneas de emisión H $_{\beta}$, [O II] 3727 Å, [Ne III] 3869 Å y [O III] 4363, 4959, 5007 Å, las cuales eran (y siguen siendo actualmente) características de las nebulosas planetarias (Osterbrock & Ferland 2006). Años más tarde estas galaxias fueron estudiadas por Carl Seyfert (1943) usando telescopios de 60 y 100 pulgadas en el Monte Wilson.

Basándose en el análisis del espectro nuclear de estas galaxias, Carl Seyfert pudo distinguir dos clases espetrales. La primera fue catalogada como Seyfert 1, y en ella se encuentran las galaxias en las que se observaron líneas de emisión anchas permitidas H I, He I y He II con un $FWHM \sim 10^3 - 10^4$ km s $^{-1}$ y líneas estrechas prohibidas como [O III] 4559, 5007 Å, [N II] 6548, 6583 Å y [S II] 6716, 6731 Å con un $FWHM 5 \times 10^2$ km s $^{-1}$. La segunda corresponde a las galaxias catalogadas como Seyfert 2, en las que se observaron sólo líneas de emisión prohibidas y permitidas estrechas con $FWHM \sim 400 - 500$ km s $^{-1}$ (Figura 1.2).

Un análisis más detallado del espectro muestra que en realidad las líneas de hidrógeno en las Seyfert 1 poseen una componente ancha y una componente estrecha (Osterbrock 1977). Por lo tanto, a pesar de la clara distinción espectral que se ha hecho entre las galaxias Seyfert 1 y 2, nuevas clases del tipo intermedio han aparecido.

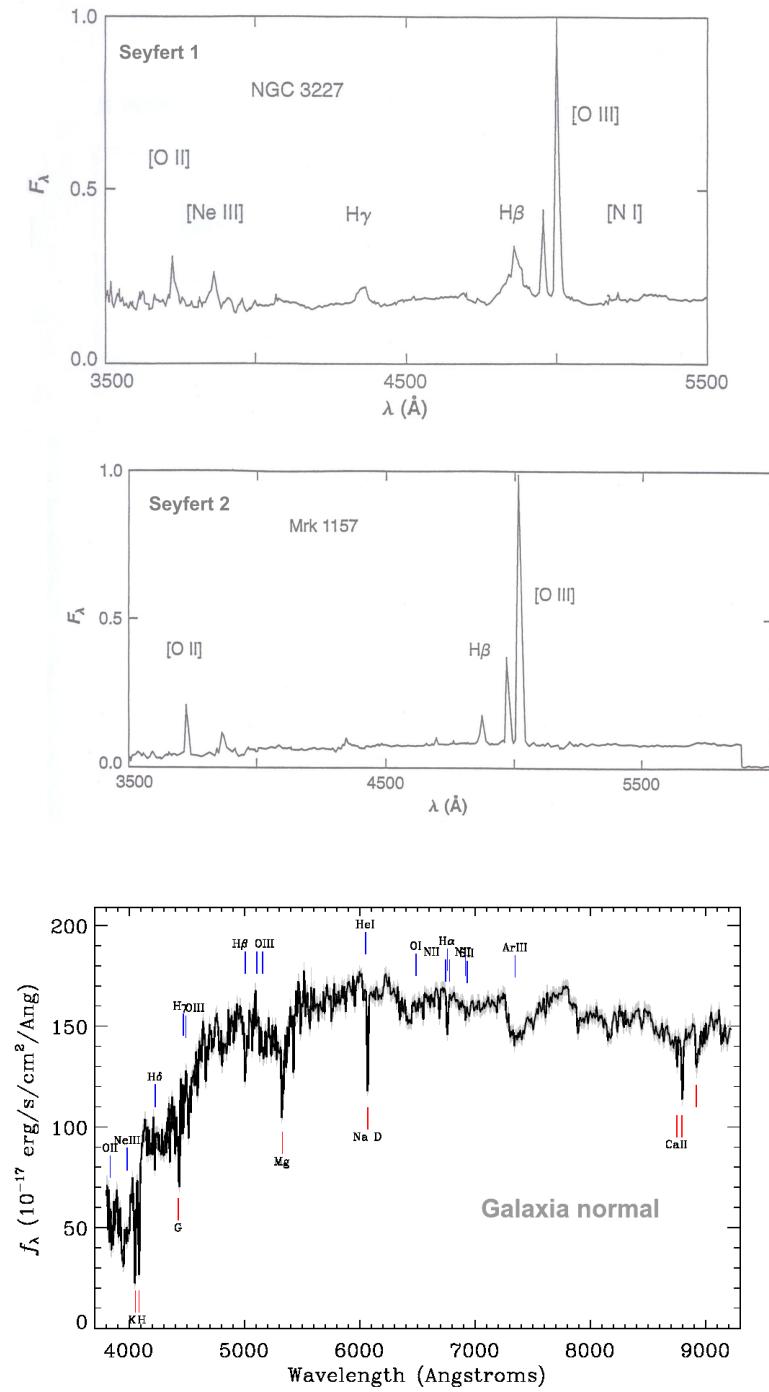


Figura 1.2: **Panel superior:** espectro de una Seyfert 1 típica (fuente: Osterbrock & Ferland 2006). **Panel del medio:** espectro de una Seyfert 2 típica (fuente: Osterbrock & Ferland 2006). **Panel inferior:** espectro de una galaxia normal (fuente: [http : //spiff.rit.edu/classes/](http://spiff.rit.edu/classes/)).

Estas clases han sido clasificadas de acuerdo a la anchura relativa de la línea H_β . Por ejemplo, las Seyfert 1.2 son como una Seyfert 1 pero con una línea de H_β ligeramente más delgada; las Seyfert 1.5 tienen una línea de H_β en la que la componente ancha es tan fuerte como la estrecha; las Seyfert 1.8 y 1.9 muestran alguna componente ancha en la línea de $H\alpha$ pero la Seyfert 1.9 muestra una línea estrecha de H_β (Osterbrock 1977). Como ilustración, en la Figura 1.2 se muestra el espectro típico de una galaxia normal y el espectro de una Seyfert 1 y una Seyfert 2. En términos de luminosidades las galaxias normales tienen $L_{bol} < 10^{11} L_\odot$, mientras que las Seyfert $L_{bol} \sim 10^{11} L_\odot$.

Un subconjunto de las galaxias Seyfert 1, es conocido como las galaxias Seyfert 1 de líneas estrechas o NLSy1, del inglés *Narrow-Line Seyfert 1*. Estos objetos tienen una gran emisión en rayos-X y FeII/ H_β aproximadamente dos veces más grande que en otras Seyferts (Zhou et al. 2006). Su línea H_α es ancha, pero la línea de H_β es bastante estrecha ($FWHM < 2000 \text{ km s}^{-1}$), como en las Seyfert 1.9. Estas galaxias presentan un espectro más empinado en el intervalo de rayos-X de bajas energías, sugiriendo que estos objetos son más débiles en el UV y en los rayos-X duros (Grupe et al. 2010). En el óptico, estudios realizados con el telescopio espacial Hubble (HST, del inglés *Hubble Space Telescope*) parecen indicar que el agujero negro en las NLSy1 está aún en crecimiento (Mathur et al. 2012). Sin embargo, las peculiares propiedades observadas en estos AGN pueden ser parcialmente explicadas en términos de un bajo ángulo de inclinación del toroide respecto de la línea de visión del observador (Peterson et al. 2011).

1.3. Objetos cuasi-estelares (QSO)

A principios de los años 1960 se realizaron grandes sondeos del cielo utilizando radiotelescopios y a partir de estas observaciones se creó el tercer catálogo de Cambridge, que contenía 471 fuentes detectadas a 159 MHz con una densidad de flujo mayor a 8 Jy (Bennett 1962). Las observaciones hechas en el óptico de estas fuentes mostraron que un gran número de ellas eran radiogalaxias y remanentes de supernova, tal como se esperaba. Sin embargo, muchas de las fuentes no fueron fácilmente identificadas ya que se veían en el óptico como estrellas azules y por lo tanto, recibieron el nombre de *quasi-stellar radio sources* o *quasar* (también conocidos como QSO, del inglés *quasi-stellar object*).

Los espectros ópticos de estas fuentes mostraron la presencia de fuertes líneas de emisión, y fue cuando el astrónomo Maarten Schmidt se dio cuenta de que estas

líneas eran la serie de Balmer pero desplazada en corrimiento al rojo (Schmidt 1963). A partir de este trabajo se comenzó a creer que los QSO eran los objetos más distantes equivalentes a las galaxias Seyfert cercanas. En la medida en que se fueron obteniendo más observaciones, el espacio entre estas dos clases de AGN se fue llenando, de manera que se creó una línea divisoria arbitraria, y las galaxias activas con magnitudes en la banda B, $M_B < 23$ mag, fueron clasificadas como QSO (Schmidt & Green 1983).

La emisión en radio de los QSO está convenientemente dividida en dos clases: la población radio ruidosa o RLQ (del inglés *Radio-Loud Quasars*), en el que la potencia a 5 GHz es mayor que 10^{25} W Hz $^{-1}$, y la población radio tranquila en el que la potencia a 5 GHz es menor que este valor (p.e., Kellermann et al. 1989, Miller et al. 1990). Otra manera de clasificar estas dos clases de AGN ha sido definida en términos de su luminosidad en radio, en la que aquellas fuentes con una luminosidad en radio $L(6\text{cm}) > 10^{25}$ W Hz $^{-1}$ son usualmente llamados RLQ y aquellos con luminosidades menores RQQ (Miller et al. 1990).

Los RLQ presentan un chorro de energía o *jet*. Esta clase de objetos son poco comunes ($\sim 10\%$ de todas las clases de AGN) y se caracterizan por presentar un continuo no térmico atribuido a la radiación de sincrotrón de las partículas cargadas que componen el *jet* ($\sim 10^9 - 10^{14}$ Hz, Carilli et al. 1999). Dentro de esta subclase existen los objetos clasificados como *Flat Spectrum Radio Quasar* (FSRQ) y los *Steep Radio Spectrum Quasar* (SRSQ). En los FSRQ, también conocidos como *Blazar*, la emisión radio es dominada por el núcleo, mientras que en los SRSQ, la emisión radio es dominada por el *jet* (clases resaltadas en la Figura 1.3).

Los RQQ tiene emisión en radio muy baja respecto a la observada en los radio ruidosos. Además, son los objetos más comunes dentro de la clase de QSO. Actualmente no se entiende con mucho detalle cuál es el mecanismo responsable de la emisión en radio de estos objetos, aunque existen varias propuestas. Una de ellas es la existencia de un *jet* a escalas más pequeñas, cuya existencia es apoyada por la detección en radio de componentes nucleares compactas moviéndose a velocidades no relativistas en algunos AGN radio tranquilos como la galaxia Seyfert 1.5 NGC 4151 (Nagar et al. 1997 , Middelberg et al. 2004, Ulvestad et al. 2005a, b). Otras hacen referencia a un mecanismo de emisión calentado magnéticamente (Laor & Behar 2008) y a choques en el flujo de acreción (Ishibashi & Courvoisier 2011). También se ha propuesto que la mayor parte de la emisión en radio de los RQQ es completamente debida a la formación estelar de la galaxia anfitriona (Kimball et al. 2011, Condon et al. 2013), ya que estos objetos parecen seguir la relación entre la emisión radio y lejano IR producida

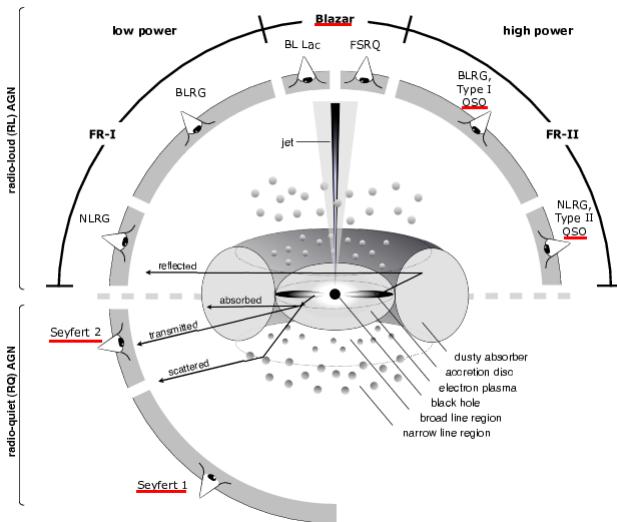


Figura 1.3: Dibujo esquematisado (no escalado) de la estructura del núcleo activo de una galaxia (Beckmann & Shrader 2012).

por procesos de formación estelar, en los que estrellas jóvenes masivas calientan el polvo circundante y hay una fuerte emisión sincrotrón debido a los remanentes de supernovas (p.e., Haas et al. 2003, Kukula et al. 1998, Sopp & Alexander 1991).

Hace unos pocos años se encontró que existe una fuerte proporcionalidad entre la luminosidad radio y el cuadrado de la velocidad de dispersión del gas de la NLR (Spoon & Holt 2009, Mullaney et al. 2013). De acuerdo a este estudio la dispersión de velocidades puede alcanzar valores que son mucho más grandes que los que pueden ser confinados por el potencial gravitacional de la galaxia anfitriona, lo cual implica que el gas ionizado, ni está en equilibrio estadístico ni en rotación con la galaxia anfitriona. Por lo tanto, esta correlación sugiere una conexión física entre los procesos que los producen (Zakamska & Greene 2014). Una posibilidad es que el *jet* inyecte energía dentro del gas lanzando flujos de materia hacia el exterior (p.e., Veilleux 1991, Spoon & Holt 2009, Mullaney et al. 2013). Otra posibilidad es que los vientos sean debidos a procesos radiativos que inducen choques en la galaxia anfitriona y que a su vez aceleran las partículas a velocidades relativistas (p.e., Stocke et al. 1992, Wang 2008, Zakamska & Greene 2014). Recientemente, utilizando datos de los telescopios espaciales *Spitzer* y *Herschel*, Zakamska et al. (2016) fueron capaces de estimar la contribución a la emisión radio debida a la formación estelar de la galaxia anfitriona utilizando una muestra de ~ 300 QSO con corrimientos al rojo $z < 1$, con

lo cual demostraron que la emisión en radio de estos objetos está dominada por el AGN, y no por la formación estelar.

1.4. Esquema unificado de AGN

Aunque hemos presentado sólo las galaxias activas de interés para nuestro trabajo, existe una gran variedad de ellas. El esquema unificado de AGN (Antonucci 1993, Urry & Padovani 1995, Urry 2003) fue el primer gran intento realizado para tratar de explicar la gran diversidad de propiedades observadas en las galaxias activas. De acuerdo a este esquema, las galaxias Seyfert tipo 1 son intrínsecamente iguales a las galaxias Seyfert tipo 2, con sus diferencias debidas a la visibilidad del mecanismo central y de la BLR, ya que una estructura gaseosa toroidal y ópticamente gruesa (el toroide de polvo) los rodea, haciendo que la visibilidad del núcleo dependa del ángulo de visión del observador respecto del toroide (Figura 1.3). Por lo tanto, en las Seyfert tipo 1 tenemos una visión directa del núcleo, permitiéndonos observar el mecanismo central y la zona de emisión de las líneas anchas, mientras que en las Seyfert 2 nuestra línea de visión está obstruida por el toroide de polvo (Figura 1.3). Utilizando espectropolarimetría, Antonucci & Miller (1985) encontraron líneas anchas de emisión de Balmer y [Fe II] en el espectro polarizado de la galaxia Seyfert 2 NGC 1068, las cuales son características del espectro de una galaxia Seyfert 1. Este espectro representa la primera evidencia observacional a favor del esquema unificado. Por otro lado, una evidencia indirecta de la presencia de un toroide de polvo y gas molecular es la similaridad que existe entre las Seyfert 1 y las Seyfert 2 respecto a un indicador isotrópico de la luminosidad del AGN como la luminosidad de [O III] 5007 Å, IR, rayos-X , y la luminosidad en radio (p.e. Alonso-Herrero et al. 1997, Nagar et al. 1999). Sin embargo, el continuo UV y de rayos-X suaves de las Seyfert 2 es menos luminoso que el de las Seyfert 1, debido a que en estas últimas no hay absorción de la emisión del continuo por polvo. Además, la morfología de un doble cono de la NLR (p.e., Pogge 1989, Mulchaey et al. 1993), con orientaciones similares a las del radio *jet* son interpretadas como alineadas por el toroide.

El término “esquema unificado” se refiere usualmente a dos categorías. Una es a la unificación IR-óptico-UV-rayos-X, y a la unificación radio. La primera involucra al toroide de polvo y es capaz de explicar la mayoría de las diferencias entre las galaxias Seyfert 1 y 2. La segunda combina el toroide de polvo con el *jet* relativista observado en el 10% de las galaxias activas (Urry 2003, Tadhunter 2008) a pesar de que no existe un conexión física clara entre la emisión radio de los RQQ y los RLQ (Figura

1.3).

Las galaxias Seyfert han sido clasificadas como objetos radio tranquilos, ya que como los QSO, éstas también presentan emisión radio. Numerosos estudios de la emisión radio en estas galaxias han revelado estructuras que parecen chorros de flujos alineados (p.e., Falcke et al. 1998, Middelberg 2004, Mundell et al. 2000, Ulvestad & Wilson 1989, Ulvestad 2005). Estos chorros de flujos interactúan con el gas caliente de la NLR alineando la energía cinética (Capetti et al. 1996, Falcke et al. 1998). Una estructura cualitativamente similar se ha encontrado en los RQQ (Leipski et al. 2006). También se ha encontrado que la potencia y el tamaño de la emisión radio, así como la luminosidad y el tamaño de la NLR aumentan con la luminosidad bolométrica del AGN. Con base en estos resultados, los RQQ parecen ser la versión energéticamente más poderosa de las galaxias Seyfert, ya que no serían fundamentalmente diferentes.

Los estudios observacionales y teóricos hechos hasta ahora sugieren que el esquema unificado de AGN necesita al menos de tres grandes modificaciones (Netzer 2015). La primera está relacionada con la física y la estructura del medio que oscurece la región central. La segunda debe tomar en cuenta que existen diferencias reales entre los diferentes subgrupos, más allá de la luminosidad e inclinación del toroide, como por ejemplo, que algunos AGN pierden una o más de sus componentes principales (tales como la BLR o la NLR) (p.e., Gu & Huang 2002, Moran 2007). La tercera la evolución del agujero negro y de la galaxia anfitriona (Beckmann & Shrader 2012) incluyendo su entorno (Dultzin-Hacyan et al. 1999).

1.5. El toroide de polvo y gas molecular

El toroide de polvo y gas molecular es la pieza fundamental del esquema unificado, además de un reservorio de materia que alimenta al agujero negro supermasivo (e.g., Antonucci 1993, Urry & Padovani 1995, Alonso-Herrero et al. 1997, Nagar et al. 1999, Burstcher et al. 2013). Sin embargo, su conexión con el transporte de gas a escalas de los cientos de parsecs (p.e., Dumas et al. 2007) y el proceso de acreción de materia sobre el agujero negro supermasivo (p.e., Frank et al. 2002) no es clara. Los modelos dinámicos actuales presentan al toroide o como una especie de material que está fluyendo hacia las regiones más externas y que ha sido lanzado desde el disco de acreción (p.e., Elitzur & Shlosman 2006, Czerny & Hryniewicz 2011, Gallagher et al. 2013) o como una estructura de polvo que está fluyendo hacia las regiones más internas y cuyo espesor es producido por la presencia de estrellas que están explotando

en regiones de formación estelar a escalas de decenas de parsecs, producirían parte del material oscurecedor (p.e., Schartmann et al. 2009). Sin embargo, no es aún claro si las regiones de formación estelar nucleares ayudan o desfavorecen el proceso de acreción o si es la acreción la responsable de incentivar o detener la formación estelar (p.e., Davies et al. 2007, Vollmer et al. 2008, Schartmann et al. 2009, Wada et al. 2009, Davies et al. 2012).

La región más favorable para observar y estudiar la emisión del toroide de polvo es el mediano IR entre 5 y 30 μm , ya que la distribución espectral de energía o SED (del inglés *Spectral Energy Distribution*, en νF_ν) presenta un máximo de emisión en el mediano IR. La distribución espectral de energía del mediano IR también depende de la distribución geométrica del polvo. Por ejemplo, si el material del toroide está distribuido de forma homogénea, la emisión IR proveniente de la región más interna del toroide y que no está oscurecida a lo largo de línea de visión (región caliente y ópticamente delgada) es mucho mayor que la emisión observada a lo largo de líneas de visión que pasan a través del toroide (región ópticamente gruesa) (Pier & Krolik 1992, Granato & Danese 1994, Efstathiou & Rowan-Robinson 1995). Por otro lado, si el material polvoriento del toroide está distribuido en nubes ópticamente gruesas que no llenan por completo el volumen del toroide (*clumpy medium*), entonces la dependencia de la luminosidad con el ángulo de visión disminuye (Hönig et al. 2006, Nenkova et al. 2008b, Schartmann et al. 2008). Por lo tanto, la fotometría en el cercano y mediano IR permite discriminar entre las distribuciones homogéneas y *clumpy* (p.e., Alonso-Herrero et al. 2003). Observaciones de alta resolución espacial (p.e., Jaffe et al. 2004, Packham et al. 2005, et al. 2007, Tristam et al. 2007, Radomski et al. 2008, Burstcher et al. 2013) han sugerido que las escalas espaciales del toroide de polvo son pequeñas ($< 10 \text{ pc}$), de manera que las mediciones de la emisión del toroide deben hacerse a escalas nucleares.

Los estudios realizados hasta ahora para tratar de explicar las propiedades observadas en las galaxias activas hacen referencia esencialmente a dos tipos de discos de acreción y toroides de polvo. Los primeros se basan en modelos teóricos (por ejemplo, Krolik & Begelman 1988, Collin & Zahn 1999, Emmering, Blandford & Shlosman 1992, Wada 2012, Schartmann et al. 2012) que fueron desarrollados para explorar aspectos específicos como la formación, estabilidad, forma y evolución de la estructura central. Estos modelos intentan responder dos preguntas fundamentales: ¿cuál es el mecanismo que anula el momento angular del gas que está siendo acretado hacia el agujero negro y qué es lo que permite mantener una estructura de polvo en forma toroidal por tanto tiempo? Importantes procesos considerados en

este contexto incluyen, entre otros, movimientos de materia a lo largo de las líneas de campo magnético, nubes polvorrientas capaces de soportar la presión de radiación, turbulencia debida a la formación estelar y estallidos de supernovas. Los segundos son los modelos fenomenológicos que suponen ciertas aproximaciones para el tamaño, composición y geometría del toroide para tratar de explicar las observaciones, especialmente las imágenes resueltas y la emisión no resuelta en el IR (por ejemplo Pier & Krolik 1992, Fritz, Franceschini & Hatziminaoglou 2006, Nenkova et al. 2008a, Höning et al. 2010, Stalevski et al 2012), aunque la mayoría de estos modelos no discute la conexión entre el toroide y su medio circundante.

En el presente trabajo hemos utilizado los modelos fenomenológicos propuestos por Nenkova et al. (2000, 2008a, b), los cuales suponen que el polvo en el toroide se encuentra distribuido en nubes (*clumpy medium*, ver dibujo a la derecha de la Figura 1.4). Sin embargo, hay otros dos modelos fenomenológicos que también deben ser mencionados. Uno es el modelo con distribuciones de polvo continuas (*smooth medium*, que fueron los primeros en ser desarrollados, ver dibujo a la izquierda de la Figura 1.4, por ejemplo, Pier & Krolik 1992) y los modelos compuestos, que no son más que una combinación de ambos (Stalevski et al. 2012). Un modelo *smooth* describe al toroide de polvo en términos de un anillo anular de densidad uniforme con un radio interno R_d y un radio externo R_o iluminado por una fuente puntual central (Figura 1.4). Por simplicidad, estos modelos suponen que las nubes se encuentran uniformemente distribuidas, considerando que la distancia entre ellas es mucho menor que el tamaño físico del toroide. Estos modelos tuvieron problemas al tratar de reproducir las distribuciones espectrales de energía observadas, ya que por ejemplo, el pico de emisión IR que ellos producían era mucho más estrecho (Dullemond & van Bemmel 2005) y la absorción de los silicatos en los AGN tipo 2 era mucho más plana que lo que los modelos predecían. De hecho en un trabajo anterior Alonso-Herrero et al. (2003) observaron que la dicotomía de la SED que estos modelos predicen en el cercano y mediano IR no son consistentes con las observadas. Teniendo esto en cuenta, Nenkova et al. (2002) fueron los primeros en presentar un modelo del toroide en el que el polvo estaba distribuido en nubes, con la emisión de los silicatos atenuada y el pico de emisión en el IR mucho más ancho. Sin embargo, estos modelos parecen fallar al tratar de reproducir la emisión de las longitudes de onda más corta características de la emisión del polvo caliente en los AGN tipo 1 (p.e., Mor et al. 2009, Nikutta et al. 2009, Martínez-Paredes et al. 2015, esta tesis).

El hecho de que ambos modelos sean capaces de reproducir diferentes partes de la distribución espectral de energía observada ha mantenido abierto el tema sobre

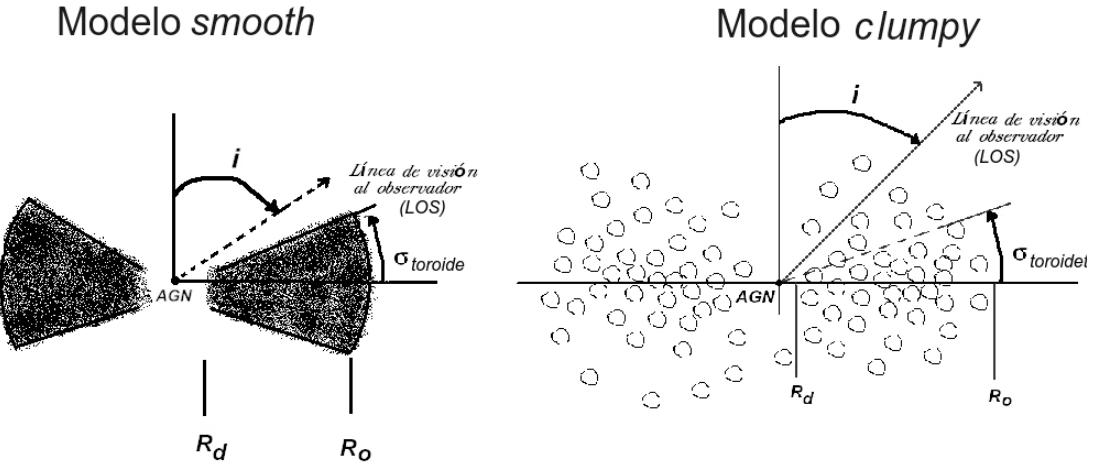


Figura 1.4: **A la izquierda:** Dibujo representativo (no escalado) del modelo del toroide de polvo del AGN *smooth*. **A la derecha:** dibujo del modelo del toroide de polvo *clumpy*. En ambos modelos R_d y R_o son los radios internos y externos del toroide, respectivamente. El ángulo de orientación del toroide respecto de la línea de visión del observador es i . La anchura angular del toroide medida en grados desde el ecuador es representada con la variable $\sigma_{toroide}$.

la distribución de las nubes de polvo en el toroide de los AGN. Hace unos pocos años, Feltre et al. (2012) compararon dos conjuntos de modelos representativos de las distribuciones *clumpy* y homogéneas, encontrando que aunque los dos modelos producen SED diferentes, la mayoría de sus diferencias se deben a las suposiciones del modelo (como por ejemplo la composición del polvo) y no a la distribución del polvo (continua o *clumpy*). Recientemente Siebenmorgen, Heymann & Efstathiou (2015) presentaron un modelo en el que el polvo que se encuentra más cerca del mecanismo central del AGN está distribuido en una estructura tipo toroide, y puede ser descrito en términos de un medio *clumpy*, homogéneo o una combinación de ambos. Las partículas consideradas tienen una estructura esponjosa y una mayor emisividad submilimétrica que los granos del medio interestelar difuso, utilizado por los modelos *clumpy* y homogéneo descritos anteriormente. La interacción fotón-polvo es tratada a través de un código de transferencia radiativa autoconsistente. Estos modelos fueron utilizados para modelar la SED de cuatro galaxias Seyfert, dos QSO, dos radio-galaxias y una galaxia IR hiperluminosa utilizando datos de IRS/*Spitzer*, NED y el telescopio espacial *Herschel*, y encontraron que dentro de las incertidumbres la SED IR de cinco de los objetos más luminosos pudieron ser bien modeladas considerando sólo una componente de AGN sin tener que incluir emisión por formación estelar.

Observaciones directas del toroide son necesarias para revelar el tamaño del toroide y el mecanismo de alimentación del agujero negro. Las observaciones interferométricas pueden alcanzar las resoluciones necesarias (unos poco miliarcosegundos) para resolver esta estructura, las primeras observaciones en el cercano y mediano IR fueron consistentes con un polvo *clumpy* que debía estar distribuído en una estructura toroidal de unos pocos parsec (Swain et al. 2003, Wittkowski et al. 2004, Jaffe et al. 2004). Sin embargo estos trabajos están sesgados únicamente a los AGN más cercanos, como por ejemplo, Circinus (Tristam et al. 2007, 2012), NGC 1068 (Raban et al. 2009) y NGC 4151 (Burtscher et al. 2009), en los cuales se observó un toroide consistente con una estructura tipo *clumpy* y una componente de disco compacto. Recientemente, utilizando datos del instrumento interferométrico del mediano IR MIDI (del inglés *MID-infrared interferometric instrument*) en el VLTI (del inglés, *Very Large Telescope Interferometer*) Burtscher et al. (2013) estudiaron una muestra de 23 AGN. A partir de este estudio encontraron que en promedio aproximadamente el 70 % del flujo total en las Seyfert 1 es no resuelto, mientras que en la Seyfert 2 esta componente contribuye $\sim 47\%$, mostrando que una parte significativa de la emisión en estos objetos proviene de una región dentro de los primeros 10 pc de diámetro alrededor del núcleo. Además, encontraron a partir de su modelado que nueve de los objetos estudiados muestran cierta elongación en la dirección polar, posiblemente la NLR o un cono de flujo saliente (Hönig et al. 2012, Tristam et al. 2012, Hönig et al. 2013). En general no encontraron diferencias entre el toroide de los AGN tipo 1 y tipo 2 en términos de su tamaño, perfil radial y elongación.

Algunos trabajos realizados hasta ahora para estudiar la emisión IR del toroide han sugerido que la emisión reprocesada e intrínseca del toroide se encuentran fuertemente correlacionadas. Sin embargo, varios de estos estudios han sido hecho con datos de baja resolución angular. Por ejemplo, Lutz et al. (2004) y Ramos Almeida et al. (2007) usaron datos del mediano IR del satélite ISO (*Infrared Space Observatory*), el cual tiene una resolución espacial típica de 2 kpc, la cual incluye emisión de polvo proveniente de la galaxia anfitriona que no está directamente relacionado con la emisión del toroide. Las observaciones hechas con telescopios terrestres de 8 m dan imágenes con mejor resolución espacial (del orden de los cientos de parsec), sin embargo las primeras investigaciones realizadas utilizaron muestras pequeñas de AGN (p.e, Krabbe et al. 2001, Horst et al. 2006). Estas muestras fueron extendidas (e.g., Horst et al. 2008, Gandhi et al. 2009) pero mezclando diferentes tipos de AGN, como radiogalaxias y LINER, las cuales pueden tener propiedades muy diferentes dependiendo de su luminosidad en radio y de la fuerza del continuo ionizante. La

distribución espectral de energía es característicamente diferente en el cercano IR, ya que los AGN tipo 1 tienen una mayor emisión en este intervalo espectral.

Más tarde utilizando datos de alta resolución espacial y una muestra estadísticamente representativa de galaxias Seyfert 1 y 2, Levenson et al (2009) también encontraron una fuerte correlación entre la luminosidad intrínseca y reprocesada en el mediano IR, sugiriendo que la emisión en el mediano IR de los AGN es aproximadamente isotrópica a las escalas nucleares estudiadas (< 100 pc). Estos resultados pueden ser interpretados mediante un medio *clumpy*, en el que la emisión en el mediano IR es sensible al ángulo de visión, ya que diferentes lados de las nubes pueden estar contribuyendo, mientras que un medio homogéneo produce emisión en el mediano IR significativamente más fuerte en los AGN tipo 1. En este trabajo también se encontró que a escalas de ~ 100 pc la emisión nuclear en el mediano IR de las galaxias Seyfert tiene una contribución importante debida a emisión de polvo de regiones de formación estelar.

Más recientemente Ramos Almeida et al. (2009, 2011), Alonso-Herrero et al. (2011) e Ichikawa et al. (2015) estudiaron la emisión IR del toroide de polvo en galaxias Seyfert 1 y 2 utilizando datos de alta resolución angular ($< 0.7''$) y los modelos *clumpy* de Nenkova et al. (2008a, b). A partir de estos estudios fue posible comparar las propiedades físicas y geométricas entre las galaxias Seyfert 1 y Seyfert 2, mostrando que la clasificación de una galaxia Seyfert en tipo 1 o tipo 2 depende más de las propiedades intrínsecas del toroide y no sólo del ángulo de visión como ha sido propuesto por el esquema unificado. En principio un tipo 2 podría ser visto en cualquier ángulo de visión, ya que sólo bastaría con que una sola nube bloquee la línea de visión. Además, Alonso-Herrero et al. (2011) combinaron su muestra de galaxias Seyfert con la muestra de QSO PG estudiada por Mor et al. (2009) con el propósito de extender su estudio en el rango de luminosidades ($L_{bol} \sim 10^{43} - 10^{47}$ erg s $^{-1}$), encontrando evidencia de un posible toroide en retroceso (*receding torus*), ya que observaron que el factor de cubrimiento geométrico f_2 tiende a disminuir a más altas luminosidades, lo cual puede ser debido a que a más bajas luminosidades el toroide parece tener mayores tamaños angulares y número de nubes a lo largo del la línea ecuatorial. Sin embargo, no es posible descartar la posibilidad de que este resultado se deba a contaminación por emisión extendida en los AGN de baja luminosidad, ya que la mayoría de las galaxias anfitrionas se encuentran bastante inclinadas (Alonso-Herrero, et al. 2011).

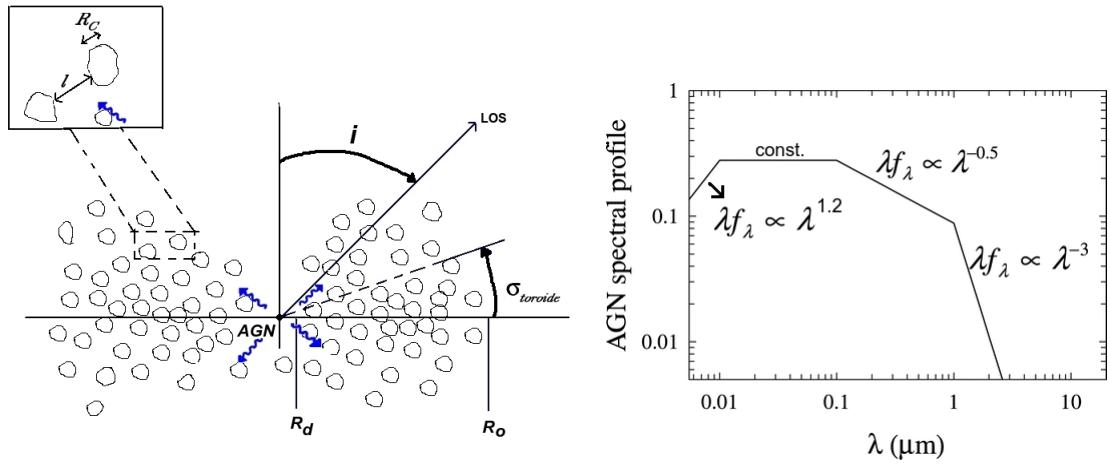


Figura 1.5: Panel izquierdo. Esquema (no escalado) del modelo *clumpy* del toroide de polvo del AGN de Nenkova et al. (2008, a, b). En el centro se representa con un punto el AGN (mecanismo central de calentamiento de polvo) y con flechas curvas azules los fotones de alta energía producidos en el disco de acreción. Las nubes tienen una profundidad óptica τ_V en el óptico, y están distribuidas alrededor del AGN según la ley de potencia r^{-q} , donde r varía entre el radio interno R_d , determinado por la temperatura de sublimación del polvo, y el radio externo $R_o = YR_d$. La distribución angular se caracteriza por un parámetro de anchura $\sigma_{toroide}$. La ampliación en la imagen, muestra esquemáticamente que el camino libre medio l , de los fotones que vienen del AGN, entre las nubes debe ser mayor al tamaño de cada nube individual R_C para que el medio sea *clumpy*. **Panel derecho.** Forma espectral del continuo del AGN (tomado de Nenkova et al. 2008a).

1.5.1. Modelo *clumpy*

En términos generales, el modelo *clumpy* del toroide de un AGN es descrito por Nenkova et al. (2008a, b) como una distribución toroidal de nubes que rodean a un AGN. De acuerdo a este modelo, la materia que rodea al AGN será *clumpy* siempre que el camino libre medio de los fotones a través de las nubes l , sea mucho mayor que el tamaño de cada nube individual R_C (panel izquierdo de la Figura 1.5). Las nubes de polvo tienen propiedades estándares del medio interestelar (Ossenkopf et al. 1992) y la profundidad óptica de cada nube τ_V es definida en el óptico.

Ya que en un medio *clumpy* coexisten a la misma distancia del AGN nubes de polvo a diferentes temperaturas, y al mismo tiempo nubes de polvo con la misma temperatura se encuentran a diferentes distancias, la distancia interna del toroide R_d se determina a partir de la temperatura de sublimación del polvo T_{sub} y la luminosidad bolométrica del AGN L_{bol} como,

$$R_d \simeq 0.4 \left(\frac{L_{bol}}{10^{45} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{1500K}{T_{sub}} \right)^{2.6} \text{ pc.} \quad (1.1)$$

Cuadro 1.1: Parámetros de los modelos del toroide *clumpy*.

Parámetro	Símbolo	Intervalo
Anchura angular [grados]	σ_{toroide}	[15, 70]
Espesor radial	Y	[5, 100]
Número de nubes a lo largo del rayo ecuatorial	N_0	[1, 15]
Índice del perfil de densidad radial	q	[0, 3]
Ángulo de visión [grados]	i	[0, 90]
Profundidad óptica por nube	τ_V	[5, 150]

Teniendo en cuenta que los granos más grandes sobreviven a distancias más cercanas al AGN (Schartmann et al. 2005), la transición entre el toroide de polvo y el ambiente libre de polvo es gradual debido a que los componentes individuales de la mezcla de granos de polvo se subliman en radios ligeramente diferentes. El toroide de polvo se extiende en la dirección radial hasta $R_0 = Y R_d$, con Y siendo un parámetro libre. El número promedio de nubes a lo largo de un rayo ecuatorial es N_0 , mientras que el número de nubes a lo largo de la línea de visión (LOS) y en un ángulo i medido desde la dirección polar es,

$$N_{\text{LOS}}(i) = N_0 e^{-(90-i)^2/\sigma_{\text{toroide}}^2}, \quad (1.2)$$

donde σ_{toroide} es el ancho angular del toroide medido en grados desde el ecuador. La distribución radial es una ley de potencia en declive con índice q ($\propto r^{-q}$).

La emisión total del toroide se calcula integrando la función fuente del número total de grupos de nubes en el toroide y haciendo la convolución con la probabilidad de propagación de la radiación a lo largo del toroide. Para las Seyfert tipo 1 y tipo intermedio, donde hay una visión no oscurecida del AGN, es posible incluir la contribución del mecanismo central para obtener una SED compuesta por la emisión del toroide y la del AGN. La emisión del continuo del AGN en estos modelos se caracteriza por una distribución del tipo ley de potencia por partes (panel derecho de la Figura 1.5). La Tabla 1.1 resume los 6 parámetros libres del modelo *clumpy* y sus intervalos de validez.

La radiación del toroide que se observa es el resultado de la probabilidad de que un fotón producido por el AGN escape a través del toroide a lo largo del ángulo de visión i sin ser absorbido, cuando todas las nubes son ópticamente gruesas ($\tau_V > 1$), esto es,

$$P_{esc} \simeq e^{(-N_{LOS})} \quad (1.3)$$

De manera que, de acuerdo a los modelos *clumpy*, la clasificación de un AGN en tipo 1 o 2 no es sólo una cuestión del ángulo de visión i , sino también de la probabilidad de escape P_{esc} de los fotones que vienen del AGN.

En general, la transferencia radiativa es relativamente fácil de manejar en un medio continuo pero no tanto en el medio *clumpy*. Los cálculos 1D analíticos de Nenkova et al. (2008a) no pueden considerar geometrías muy complicadas, pero sí pueden cubrir un gran espacio de parámetros. Por otro lado, los cálculos 3D de Hönig et al. (2010) y Stalevski et al. (2012) son ejemplos de modelos *clumpy* que pueden obtener soluciones más exactas e incluir diferentes tamaños de granos y composiciones químicas. Sin embargo, los cálculos son computacionalmente más pesados y el espacio de parámetros explorado es mucho más limitado.

Por otro lado, los modelos continuo se caracterizan por tener una temperatura del polvo que decrece monótonamente como una función de la distancia al agujero negro. Por lo tanto, en estos modelos cada radio se encuentra a la misma temperatura. Una buena predicción de los modelos continuos es la emisión fuertemente pronunciada del silicato a $9.7 \mu\text{m}$, mientras que una limitación obvia de los modelos *clumpy* es la aproximación de espacio vacío entre las nubes, en un sistema donde la colisión y evaporación entre las nubes son inevitables (p.e., Netzer 2015).

1.6. Galaxias infrarrojas ultraluminosas (ULIRG) y la evolución de los QSO

Las galaxias infrarrojas luminosas (LIRG del inglés *Luminous Infrared Galaxies*) son galaxias que emiten la mayor parte de su luminosidad en el IR ($L_{IR} > 10^{11} L_\odot$) y tienen un exceso en el IR con respecto a galaxias como las elípticas. Las LIRG presentan una gran cantidad de polvo y su alta luminosidad se debe a que el polvo que contienen es calentado por estrellas masivas y calientes (jóvenes) y/o un AGN. El sondeo del cielo en el infrarrojo realizado con el *Infrared Astronomical Satellite* (IRAS; Soifer et al. 1984) llevó al descubrimiento de muchas de estas galaxias, pero también al de una importante población de galaxias con $L_{IR} > 10^{12} L_\odot$, llamadas *Ultraluminous Infrared Galaxies* (ULIRG). Aproximadamente el 95 % de las ULIRG presentan evidencia de un estado reciente de interacción con algunas de ellas en los procesos finales de coalescencia (Sanders & Maribel 1996) y al mismo tiempo

una fuerte indicación de actividad nuclear de AGN, ya que $\sim 70\%$ de los ULIRG muestran un núcleo tipo Seyfert (Joseph & Wright 1985, Armus et al. 1987, Sanders et al. 1988, Clements et al. 1996, Murphy et al. 1996). Esto quiere decir que mientras que en las galaxias normales el polvo es calentado por los procesos de formación estelar, en estas galaxias existe una contribución al calentamiento del polvo que viene del AGN en el centro de la galaxia. En las LIRG hay AGN detectados en un $\sim 70\%$ de la población pero su luminosidad bolométrica contribuye entre 5 – 10% de la luminosidad IR (Petric et al. 2011, Alonso-Herrero et al. 2012) mientras que en las ULIRG locales la contribución del AGN a la luminosidad bolométrica es mayor (aunque no es dominante en el límite bajo de la luminosidad IR de las ULIRG) pero aumenta con la luminosidad IR. La contribución del calentamiento del polvo por poblaciones de formación estelar alrededor de $< 10^7 - 10^8$ años, parece ser la componente dominante (por ejemplo, Genzel et al. 1998). Las ULIRG parecen ser más prominentes bolométricamente a altos corrimientos al rojo (Goto et al. 2011a), mientras que en el universo local su energía total no domina la emisión global de la población de AGN, lo cual nos hace suponer que en el pasado las fuentes eran mucho más oscurecidas.

Entender la formación inicial y la evolución de las galaxias y de los AGN es una de los grandes propósitos de la astronomía moderna. Hace más de dos décadas que Sanders et al. (1988a, 1988b) propusieron la existencia de una conexión evolutiva entre las ULIRG y los QSO, en la que las ULIRG son QSO muy oscurecidos por el polvo, y que se formaron a partir de la interacción de dos galaxias espirales masivas ricas en gas. Estos procesos de interacción también pueden ser los responsables de la formación de las galaxias elípticas (por ejemplo, Toomre & Toomre 1972). Los ULIRG no sólo son una población importante del universo lejano ($z \geq 2$) (Sanders & Mirabel 1996, Blain et al. 2002, Chapman et al. 2005, Caputi et al. 2015) sino que además hay evidencia de que a altos corrimientos al rojo, la mayoría de estos objetos se alimentan de una continua acreción del gas. Por otro lado, la fracción de ULIRG que se encuentran en interacción parece incrementar a más altas luminosidades (p.e., Tacconi et al. 2006, 2008).

Un esfuerzo significativo se ha hecho para tratar de entender las propiedades observadas de los ULIRG y los QSO en el universo local, donde la coalescencia de galaxias y la relación entre el *starburst* y el AGN se pueden estudiar con más detalle. Estudios recientes, incluyen los trabajos realizados por Schweitzer et al. (2006), Netzer et al. (2007) y Veilleux et al. (2009a) utilizando datos espectroscópicos del espectrógrafo IR (IRS) de *Spitzer*, con los cuales se pudo medir con bastante exactitud la contribu-

ción en el mediano IR del AGN y de la galaxia anfitriona. También están los trabajos realizados por Veilleux et al. (2006, 2009b) con datos de la cámara IR (NICMOS) de HST, a partir de los cuales fue posible estudiar la estructura de la galaxia anfitriona y medir la contribución de la componente no resuelta (presumiblemente polvo calentado por el AGN) en el cercano IR. Sabiendo que la emisión IR alrededor de $5 \mu\text{m}$ es aproximadamente más brillante en un AGN que en una galaxia *starburst* con una luminosidad bolométrica similar. Nardini et al. (2009, 2011) utilizaron el espectro de IRS/*Spitzer* entre $5 - 8 \mu\text{m}$ para medir la contribución de la formación estelar y del AGN en una muestra de 164 ULIRG. A partir de este estudio encontraron que en $\sim 70\%$ de las ULIRG estudiadas tienen evidencia clara de polvo calentado por un AGN.

1.7. Presentación de la tesis

La conexión entre los *starburst* circumnucleares y el AGN representa una fase clave en los modelos de evolución de galaxias, ya que por un lado el núcleo activo frena la formación de estrellas a escalas galácticas, y por otro el *starburst* nuclear alimenta al AGN (Sijacki et al. 2007). Un signo claro de esta interacción se encuentra en la alta correlación entre la masa del agujero negro y el bulbo de la galaxia observada en las galaxias masivas gigantes (Ferrarese & Merritt 2000). Encontrar evidencia de *starburst* nucleares alrededor de los AGN del tipo 1 resulta bastante difícil debido a que la alta luminosidad ($\sim 10^{13} L_\odot$) en estos objetos opaca las características clásicas de *starburst*, como la emisión del continuo UV, H_α o líneas de emisión en el cercano infrarrojo (p.e., Terlevich et al. 1992, Rodríguez-Ardilla & Viegas 2003). Esto no ocurre en el caso de los AGN del tipo 2, ya que se cree que en estos objetos el toroide bloquea la alta radiación emitida por el AGN, permitiéndonos observar líneas provenientes de regiones mucho más frías (p.e., Imanishi et al. 2003). Sin embargo, dado que el contraste entre la galaxia anfitriona y el AGN es mucho más alto en el mediano infrarrojo que en el óptico o cercano infrarrojo, buscar evidencia de *starbursts* circumnucleares en este intervalo espectral en los AGN del tipo 1 resulta ser una buena técnica.

A partir del sondeo QUEST de *Spitzer* (Schweitzer et al. 2006) se encontró evidencia de formación estelar, a través de la detección de características de hidrocarburos policíclicos aromáticos (PAH, por sus siglas en inglés), en 40 % de los QSO radio-tranquilo y una detección estadística de estas bandas de emisión en el espectro promedio de aquellos objetos en los que el espectro individual no muestra clara-

mente la emisión de PAH. Este resultado implica que los *starbursts* están presentes en la mayoría de los QSO (a resoluciones espaciales de $\sim 3''$). Actualmente no se sabe cuánto se extiende la emisión en el mediano infrarrojo en los QSO, cuál es la distribución de las bandas de emisión de los PAH, y si la emisión no resuelta es completamente debida a mecanismos de re-procesamiento del polvo como el toroide de polvo detectado en otros tipos de AGN (p.e., Packham et al. 2005, Roche et al. 2006, Ramos Almeida et al. 2009 y 2011, Alonso-Herrero et al. 2011).

El toroide de polvo intercepta una gran cantidad de flujo proveniente del mecanismo central del AGN, el cual es reradiado en el mediano IR entre $7 - 26 \mu\text{m}$. La suposición de una distribución de densidad uniforme del polvo propuesta por los primeros modelos predecía que el polvo más frío responsable de la emisión del lejano IR debía estar localizado muy lejos del mecanismo central, lo cual implicaba que el toroide debía tener tamaños del orden de 100 pc, pero las observaciones sugirieron tamaños mucho más pequeños (p.e., < 4 pc en Centauro A, Meisenheimer et al. 2007, Radomski et al. 2008). Los nuevos modelos propuestos hicieron un gran avance para tratar de describir el toroide de polvo de un manera más realista (p.e., Nenkova et al. 2002) e incluyeron una distribución *clumpy* del polvo en el toroide.

Las imágenes de baja resolución en el mediano infrarrojo ($\sim 3''$) apoyan la idea de un toroide brillante en los AGN de alta luminosidad, pero la contaminación de la emisión por otras componentes como estructuras de polvo que no están relacionadas con el toroide no se pueden excluir sin antes analizar los datos de alta resolución angular (Alonso-Herrero et al. 2011). Dado que los modelos del toroide de polvo coinciden en que el pico de la emisión de los AGN (emisión no resuelta nuclear) se encuentra en el mediano IR, las observaciones en este intervalo espectral nos ofrecen una gran oportunidad para avanzar en la restricción de los modelos. La resolución angular en el mediano IR ($\sim 0.3''$) dada por los telescopios de gran tamaño (8-10 m) no es suficientemente alta para resolver la estructura del toroide, pero nos permiten observar la emisión proveniente de la región más interna de la galaxia activa.

Las imágenes en el mediano infrarrojo con resoluciones del orden de los subarcosegundos como las que se obtienen con la cámara IR CanariCam (CC, Telesco et al. 2008; Levenson et al. 2008; Packham et al. 2007) en el Gran Telescopio CANARIAS de 10.4 m (GTC) en España nos dan una importante herramienta de diagnóstico para evaluar el mecanismo de emisión en el mediano infrarrojo dominante en los AGN, y particularmente en los QSO y en la ULIRG de interés para el presente trabajo.

Esta tesis de enmarca en la colaboración internacional de AGN de CC, conocida como *Los Piratas Project*, la cual fue creada con el propósito de explorar la actividad del

AGN utilizando la luminosidad en rayos-X duros ($2 - 10$ keV) como un indicador y restringiendo su estudio sólo a los AGN más brillantes en el mediano IR. Esta muestra incluye aproximadamente 100 AGN de los cuales, ~ 30 han sido observados con las cámaras IR T-ReCS (*Thermal-Region Camera Spectrograph*; Telesco et al. 1998), Michelle (Glasse et al. 1997) y VISIR (*VLT Imager and Spectrometer for mid Infrared*), 45 como parte del proyecto *large ESO/GTC* (Alonso-Herrero et al. 2016) y el resto son parte del tiempo garantizado de CC.

En el presente trabajo presentaremos el análisis y los resultados obtenidos de estudiar 12 de los QSO PG y una de las ULIRG más brillantes de la colaboración *Los Piratas* más 8 nuevos QSO obtenidos como parte del tiempo abierto Mexicano que fueron incluidos en este trabajo para construir una muestra estadísticamente representativa de esta clase de AGN. Para esto utilizaremos, además de las observaciones de CC, datos IR y en rayos-X de la literatura y los modelos de toroide *clumpy* propuesto por Nenkova et al. (2008a, b), los cuales junto con nuestras técnicas de análisis nos permitirán tratar de responder a las siguientes preguntas abiertas:

- ¿Es la emisión en el mediano IR resuelta a escala de ~ 200 a ~ 500 pc en los QSO y las ULIRG? Los PAH que se observan en el espectro de IRS/*Spitzer*, ¿se originan en las regiones más internas, a unos pocos cientos de pc, o a escala de kpc?
- ¿Hay anillos de formación estelar circumnucleares en los QSO como los que se han observado en las galaxias Seyfert a escalas detectables ($1''$ o ~ 1 kpc)?
- ¿Cómo se comparan las escalas e intensidades de la emisión extendida detectada en el mediano IR con las encontradas en las ULIRG, las cuales se encuentran unidas a los QSO en un contexto evolutivo?
- ¿Es posible modelar la emisión no resuelta del cercano al mediano IR de los QSO con los modelos *clumpy*, con parámetros similares a los de las galaxias Seyfert?

Con el propósito de tratar de responder a estas preguntas, hemos dividido el presente trabajo en los siguientes objetivos específicos:

- Buscar el conjunto mínimo de datos IR necesarios para restringir los modelos *clumpy* de Nenkova et al. (2008 a,b) y estudiar la sensibilidad de los parámetros del modelo a los datos IR, utilizando una muestra de galaxias Seyfert bien estudiadas en la literatura y previamente modelada con los modelos *clumpy*.

- Analizar en detalle la emisión IR de una galaxia ULIRG en el estado final de interacción, que presenta claramente componentes estelares y AGN, utilizando los modelos *clumpy* y las observaciones de CC/GTC, así como datos de alta resolución angular de la literatura y los espectros de IRS/*Spitzer*.
- Analizar la emisión IR de una muestra completa y estadísticamente representativa de QSO locales, utilizando datos de CC/GTC, IRS/*Spitzer* y de alta resolución angular en el IR de la literatura, para restringir los modelos *clumpy*. Además, investigar cómo las propiedades del toroide en estos objetos se comparan con las encontradas en sus análogos de más baja luminosidad (las Seyfert 1 y 2) y con sus predecesores evolutivos, las ULIRG.

La tesis está organizada como sigue: en el Capítulo 2 presentamos el análisis y los resultados del primer objetivo específico, parte de los cuales fueron publicados en Ramos-Almeida et al. (2014). En el Capítulo 3 presentamos el análisis y los resultados del segundo objetivo específico, los cuales fueron publicados en Martínez-Paredes et al. (2015). En los Capítulos 4 y 5 presentamos el análisis y los resultados de estudiar la emisión IR en la muestra de QSO. Estos resultados serán publicados por Martínez-Paredes et al. (2016). Por último presentamos las conclusiones y el trabajo futuro. Por razones de claridad, la mayoría de las figuras se incluyen en los apéndices.

Capítulo 2

Métodos de análisis de la emisión nuclear IR del toroide de polvo

En este capítulo presentaré el análisis y los resultados obtenidos de ajustar la SED y la espectroscopía nuclear en dos muestras de galaxias Seyfert 1 y 2 usando los modelos *clumpy* del toroide de polvo y dos métodos de análisis independientes. Estos resultados nos permitirán implementar métodos de análisis adecuados para analizar la emisión nuclear IR en una galaxia infrarroja ultraluminosa (ULIRG) y en una muestra de QSO. El propósito del trabajo presentado en este capítulo es encontrar el número mínimo de datos IR (fotometría y espectroscopía) necesarios para restringir los modelos *clumpy*, así como estudiar la sensibilidad de los parámetros del modelo a los datos observacionales. Parte de los resultados presentados en este capítulo fueron publicados en Ramos-Almeida et al. (2014).

2.1. Aproximación bayesiana a los ajustes con el modelo *clumpy*

Con el propósito de ajustar la SED de las galaxias Seyfert y además con la posibilidad de utilizar información existente (denominada información previa) de algunos de los parámetros del modelo, usamos una herramienta computacional desarrollada por Asensio Ramos & Ramos Almeida (2009) que permite hacer una interpolación entre la gran malla de modelos *clumpy* ($\sim 10^6$ modelos) para encontrar la distribución de parámetros del modelo que mejor reproduce las observaciones. Esta herramienta, llamada BAYESCLUMPY, está diseñada de acuerdo a un esquema estadístico bayesiano, en el cual se puede especificar con antelación la información previa (*prior*) que se

conoce acerca de los parámetros del modelo. Esto se puede hacer a través de las distribuciones previas. Para el estudio de todos los AGN en nuestro trabajo hemos adoptado distribuciones previas uniformes truncadas de los seis parámetros de los modelos *clumpy* (σ_{toroide} , Y , N_0 , q , τ_ν , i) en los intervalos mostrados en la Tabla 1.1 del Capítulo 1. Además de estos seis parámetros, hay otros dos que también se pueden ajustar o fijar según la cantidad de información observacional que se tenga del objeto. El primero es un parámetro que toma en cuenta el desplazamiento vertical, el cual es necesario para hacer coincidir los flujos de un modelo dado con el espectro observado en la SED construida, y es llamado simplemente desplazamiento o *shift* en inglés. Durante el proceso de ajuste el *shift* se deja variar libremente entre -4 y 4, ya que este parámetro se escala con la luminosidad bolométrica del AGN como $\log_{10}L_{\text{bol}} = \text{shift} - 10$. El segundo parámetro es la extinción de fondo debida a la galaxia anfitriona $A_V(frg)$, la cual es diferente de la producida por el toroide a lo largo de la línea de visión (Alonso-Herrero et al. 2011, Ramos Almeida et al. 2009 y 2011). También se fija el valor del corrimiento al rojo z , la distancia de luminosidad D_L y la ley de extinción (en el caso de los AGN sin líneas anchas en el espectro óptico). Para los AGN con líneas de emisión anchas es posible agregar una componente que tome en cuenta la emisión del mecanismo central, es decir, de la región más interna, la cual incluye la región de líneas anchas y el disco de acreción.

Para comparar los modelos con las observaciones fotométricas, BAYESCLUMPY se encarga de simular el efecto de los filtros empleados por la SED observacional dada. El procedimiento consiste en integrar el producto de la SED sintética y la curva de transmisión del filtro, mientras que para las observaciones espectroscópicas, usa todos los puntos de flujo en el espectro y sus incertidumbres. Se supone que las incertidumbres en los puntos fotométricos y en el espectro son gaussianos, aunque, también es posible adoptar límites superiores con un cierto nivel de confianza.

Después de ajustar las SED IR con los modelos *clumpy* se obtienen las distribuciones posteriores de los seis parámetros que describen el modelo más las distribuciones posteriores de los parámetros adicionales, el *shift* y la extinción de fondo (cuando es incluida). Además, usando las distribuciones posteriores del número de nubes N_0 , el ángulo i , y la anchura angular del toroide σ_{toroide} , es posible calcular la distribución posterior de la probabilidad de escape P_{esc} usando la ecuación (1.3) del Capítulo 1. También podemos calcular las distribuciones posteriores de dos factores de cubrimiento, los cuales representan la fracción del cielo en el centro del AGN cubierto por el oscurecimiento de materia ópticamente gruesa. El primero es el factor de cubrimiento geométrico f_2 , el cual no depende del ángulo de visión, y se obtiene de integrar la

probabilidad de escape del AGN P_{esc} sobre todos los ángulos (ver por ejemplo, Mor et al. 2009), esto es

$$f_2 = 1 - \int_0^{\pi/2} P_{esc}(\beta) \cos(\beta) d\beta, \quad (2.1)$$

donde se ha definido $\beta = \pi/2 - i$. El segundo es el factor de cubrimiento aparente, el cual es definido como el cociente entre la luminosidad integrada sobre todo el intervalo de longitudes de onda cubierto por los modelos *clumpy* del toroide ($\sim 0.2 - 700 \mu\text{m}$) y la luminosidad bolométrica infrarroja del AGN, tal que

$$f(i) = \frac{L_{toroide}(i)}{L_{bol}^{modelo}(\text{AGN})}. \quad (2.2)$$

Con esta aproximación bayesiana es posible obtener una estimación estadísticamente significativa de los parámetros del modelo y sus intervalos de confianza.

2.2. Método de análisis I

2.2.1. Muestra I de galaxias Seyfert

Con el propósito de derivar el conjunto mínimo de datos IR necesarios para restringir los modelos *clumpy*, seleccionamos dos galaxias Seyfert 1 y dos galaxias Seyfert 2 de una muestra de galaxias Seyfert previamente estudiada en el IR con los modelos *clumpy* por Alonso-Herrero et al. (2011), González Martín et al. (2013) y Ramos Almeida et al. (2011). Estas galaxias fueron seleccionadas debido a su gran disponibilidad de datos en el cercano y mediano IR, y a que los modelos *clumpy* los ajustan con parámetros bien restringidos. En la Tabla 2.1 se listan las propiedades básicas de estas galaxias.

Cuadro 2.1: Datos básicos de la muestra de galaxias Seyfert.

Galaxia Seyfert	Tipo	z	D_L (Mpc)
Circinus	2	0.0014	4
NGC 1068	2	0.0038	15
IC 4329A	1.2	0.0161	65
NGC 4151	1.5	0.0033	13

Notas.–Datos tomados de NASA/IPAC EXTRAGALACTIC DATABASE (NED). La distancia fue obtenida con $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

A las distancias de estas galaxias y las resoluciones angulares resultantes, la emisión del toroide de polvo no está resuelta. Sin embargo, en el cercano IR, hasta $\lambda \sim 2 \mu\text{m}$, la emisión extendida proviene de las estrellas más evolucionadas y del polvo calentado por el AGN (y quizás emisión del polvo en la NLR) llegando a dominar los flujos nucleares de las Seyfert tipo 2 (Alonso-Herrero et al. 1996; Videla et al. 2010) y algunas veces en las Seyfert tipo 1, en las cuales también está presente la emisión del disco de acreción (Kotilainen et al. 1992). Por otro lado, en longitudes de ondas $> 3 \mu\text{m}$ la contaminación por emisión estelar se ve fuertemente reducida. No obstante, cualquier emisión nuclear extendida que no esté directamente relacionada con el polvo del toroide, tal como las nubes de polvo en la NLR y la región de líneas coronales (p.e., Bock et al. 2000; Alloin et al. 2000; Radomski et al. 2003; Packman et al. 2005; Mason et al. 2006; Roche et al. 2006; Reunanen et al. 2010) y/o polvo calentado por las estrellas jóvenes masivas (Siebenmorgen et al. 2004; Alonso-Herrero et al. 2006; Mason et al. 2007; Reunanen et al. 2010) debe ser sustraída. Con el propósito de aislar la emisión del toroide (y del AGN cuando es observado directamente), los datos recopilados para ajustar los modelos *clumpy* deben tener estimaciones de la emisión no resuelta, es decir, aquella obtenida de sustraer a través de diferentes métodos la emisión estelar subyacente en el cercano y mediano IR.

La fotometría compilada para estas galaxias incluye observaciones de óptica adaptativa en el cercano IR del *Very Large Telescope* (VLT) con NAOS-CONICA (NACO), y VISIR, observaciones con la cámara IR IRCAM3 en el *United Kingdom Infrared Telescope* (UKIRT) de 3.9m, del NASA *Infrared Telescope Facility* (IRTF) y observaciones de HST/NICMOS (NIC2, resolución angular 0.15-0.2'') y mediciones en el mediano IR con resoluciones angulares $\leq 0.8''$ de la *mid-IR camera/spectrograph T-ReCS* (Telesco et al. 1998) sobre el *Gemini-South Telescope*, la cámara/espectrógrafo OSCIR en el *Blanco Telescope* en el Observatorio Interamericano de Cerro Tololo (CTIO) y en el telescopio *Gemini North*.

La espectroscopía en el mediano IR se obtuvo con el instrumento *Michelle* (Glasse et al. 1997) sobre el telescopio *Gemini North*, con una anchura de la rendija de 0.36'' y una resolución espectral $R \sim 200$ en la banda N (Mason et al. 2006), y una anchura de la rendija de 0.54'' y $R \sim 100$ en la banda Q (Alonso-Herrero et al. 2011). El espectro de Circinus se obtuvo con el interferómetro MIDI (Leinert et al. 2003) en el VLTI en el observatorio de ESO/Paranal. Las observaciones (Tristam et al. 2007) se tomaron con una anchura de la rendija de 0.6'' y $R \sim 30$. Estos datos son un “espectro de flujo total”, donde cuatro espectros son tomados; dos por cada telescopio del interferómetro y dos por cada “ventana” en MIDI. Las observaciones de

VISIR se obtuvieron en el modo de resolución intermedia ($R \sim 300$) con una anchura de la rendija de $0.75''$ (Hönig et al. 2010). En la Tabla 2.2 se listan las observaciones que se usaron para esta muestra de galaxias y en la Tabla 2.3 las características de los filtros con los que se adquirieron las observaciones.

Cuadro 2.2: Fotometría y espectroscopía de la literatura para la muestra de galaxias Seyfert.

Galaxia	Fotometría			Espectroscopía ''
	J, H o K	L o M	MIR	
Circinus	F160W, NICMOS ⁶	L, NACO ⁶	Si2, T-ReCS ⁵	N-band MIDI 0.60 ⁹
	F222M, NICMOS ²	M, UKIRT ⁷	Si2, T-ReCS ⁸	N-band Michelle 0.36 ¹¹
NGC1068				Q-band Michelle 0.36 ¹⁰
IC4329A	F222M, NICMOS ²	L, UKIRT ¹	ArIII, VISIR ³	N-band VISIR 0.75 ³
	F160W, NICMOS ⁴	L, IRTF ¹	N, OSCIR ⁵	N-band Michelle 0.36 ¹⁰

Referencias: ¹Ward et al. (1987), ²Alonso-Herrero et al. (2001), ³Hönig et al. (2010), ⁴Alonso-Herrero et al. (2003), ⁵Ramos-Almeida et al. (2009), ⁶Prieto et al. (2010), ⁷Marco & Alloin (2000), ⁸Tomono et al. (2001), ⁹Tristam et al. (2007), ¹⁰AH-11, ¹¹Mason et al. (2006)

Cuadro 2.3: Características de los filtros del cercano y mediano IR.

Filtro	λ_c (μm)	Δ_λ (μm)
F222M	2.2	3.3
F160W	1.6	0.4
L	3.8	0.6
M	4.7	0.2
ArIII	9.0	0.2
N	10.8	5.2
Si2	8.7	1.5

Notas.-Columna 1: nombre del filtro. Columna 2: longitud de onda central. Columna 3: anchura del filtro.

2.2.2. Búsqueda del conjunto de datos más pequeño para restringir los modelos *clumpy*

La SED y la espectroscopía de las cuatro galaxias Seyfert listadas en la Tabla 2.2 fueron ajustadas con los modelos *clumpy*, a través de BAYESCLUMPY, siguiendo el método presentado en Alonso-Herrero et al. (2011). A este conjunto de datos lo he denominado el conjunto máximo de datos. Brevemente, el método de análisis consiste en suponer distribuciones previas uniformes de los seis parámetros del modelo

$(\sigma_{toroide}, Y, N_0, q, \tau_\nu, i)$ dentro de los intervalos descritos en la Tabla 1.1 del Capítulo 1 más el desplazamiento (entre -4 y 4) y la extinción A_V (entre 0 y 40). Sólo para Circinus y NGC 1068, se ha restringido la distribución previa del ángulo i a variar uniformemente entre 60° y 90° , ya que se tienen detecciones de máseres de agua (Greenhill et al. 2003, 1996), que indican que nuestro ángulo de visión hacia estas fuentes es $> 60^\circ$. Además, para las Seyfert tipo 1 agregamos la emisión de la componente del mecanismo central a la emisión de la SED del toroide de polvo.

Para cada galaxia el ajuste de BAYESCLUMPY produce dos SED. La primera corresponde a los valores que representan el mejor ajuste a los datos, conocida como *maximun-a-posterior* o MAP, y la segunda, aquella producida a partir de los valores de la mediana de las distribuciones posteriores de los parámetros del modelo.

El procedimiento seguido para determinar el conjunto más pequeño de datos necesarios para restringir los modelos *clumpy* fue como sigue:

- primero se ajustó el conjunto máximo de datos, es decir el que incluye todos los puntos fotométricos y la espectroscopía en la banda N,
- luego, se quitó un punto fotométrico entre J, H y/o K del conjunto máximo de datos, y se volvió a hacer el ajuste,
- se quitó otro punto fotométrico, pero esta vez entre L y/o M del conjunto máximo de datos, y se volvió a ajustar,
- después, se quitó otro punto fotométrico, pero ahora entre N y Q, y se volvió a ajustar.
- etc.

De esta forma se fueron quitando puntos, siempre tratando de mantener puntos desde el cercano al mediano IR, hasta alcanzar un conjunto mínimo de datos, que resultó estar formado por: un punto fotométrico entre las bandas J, H y K; un punto fotométrico entre las bandas L y M; y un punto fotométrico entre las bandas N y Q más el espectro nuclear en el mediano IR.

Además, también se probó ajustar sólo un punto fotométrico más el espectro nuclear. Para esto se escogió separadamente cada punto fotométrico entre J, H, K, L, M, N y Q más el espectro nuclear, para obtener conjuntos de datos tipo J+espectro en la banda N, H+espectro en la banda N, etc. Finalmente, repetí el experimento pero sin incluir el espectro nuclear, de esta manera fue posible ver cómo cambiaban las distribuciones posteriores de los parámetros si no tomaba en cuenta el espectro.

2.2.3. Resultados I: conjunto mínimo de datos para restringir los modelos *clumpy*

Cada una de las distribuciones posteriores de los parámetros obtenidas de ajustar las diferentes combinaciones de datos fueron comparadas con las distribuciones posteriores obtenidas con el conjunto máximo de datos. A partir de las comparaciones cualitativas fue posible observar que un conjunto mínimo de datos formado por dos puntos fotométricos en el cercano IR, entre J, H o K y L o M, un punto fotométrico en el mediano IR, N o Q, y el espectro nuclear en el mediano IR entre 8-13 μm y 18-23 μm , es capaz de reproducir distribuciones posteriores de los parámetros del modelo consistentes con las distribuciones posteriores obtenidas de usar un conjunto máximo de datos. Por otro lado, un análisis estadístico utilizando el *test Mann-Whitney* para medir el nivel de confianza de la similitud de las medianas de los parámetros de las distribuciones, muestra que en general las medianas se parecen entre si con un nivel de confianza mayor al 60 %. El conjunto mínimo de puntos fotométricos resultante para cada una de las galaxias en la muestra se lista en la Tabla 2.4. Estos conjuntos mínimos de datos, incluyendo el espectro nuclear en el mediano IR, producen distribuciones posteriores de los parámetros del modelo *clumpy* similares a las distribuciones posteriores obtenidas de usar el conjunto máximo de datos, ver Tabla 2.5, Figura 2.1 y Figuras A.1, A.2 y A.3 del Apéndice A.

Cuadro 2.4: Fotometría del conjunto mínimo de datos.

Galaxia	cercano IR		mediano IR
IC4329A	F222M	L	ArIII
NGC4151	F160W	L	N
Circinus	F160W	L	Si2
NGC1068	F222M	M	Si2

En un trabajo previo Asensio Ramos & Ramos Almeida (2012) encontraron que para NGC 3081 (una Seyfert 1) los parámetros σ_{toroide} , Y , N_0 e i (de los 4/6 parámetros en el modelo) pudieron ser bien restringidos usando sólo tres puntos fotométricos (J, Si y Q). Sin embargo, ellos sugerían no extrapolar este resultado a otras galaxias activas. A partir de nuestro análisis hemos encontrado que estos resultados pueden ser extendidos, ya que los parámetros del toroide en IC 4329A, NGC 4151 y Circinus también se pueden ajustar bastante bien utilizando un conjunto de puntos fotométricos similar. Por ejemplo para IC 4329A: K, 8.9 μm y 30 μm ; para NGC 4151: H, L y 18.2 μm , y para Circinus: H, 3.8 μm y 18.3 μm . Como un ejemplo, en la Figura

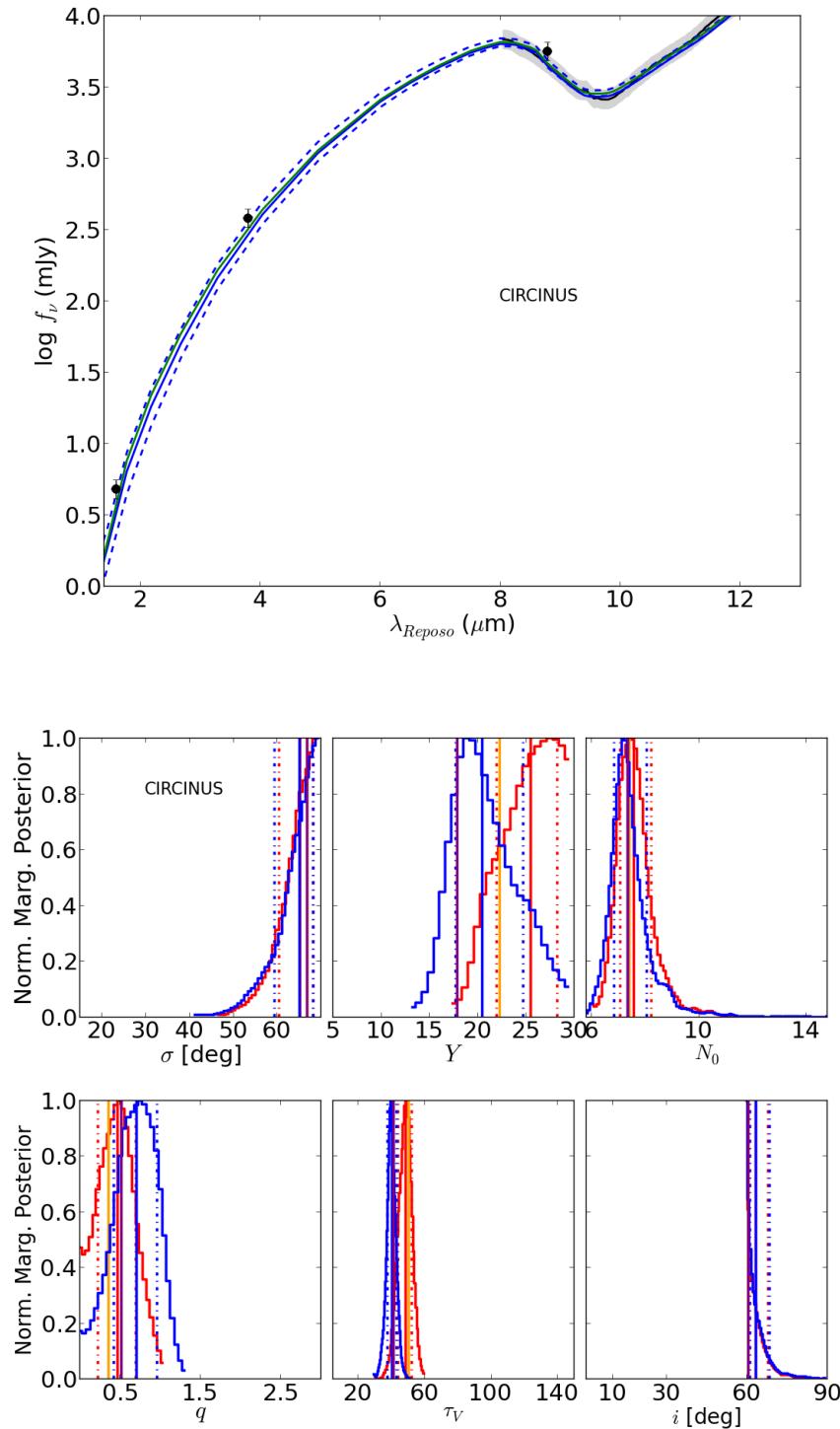


Figura 2.1: **Distribuciones posteriores y SED de Circinus.** **Panel superior:** distribución espectral de energía y el espectro nuclear de la galaxia. Los puntos y la línea negra muestran el conjunto mínimo de datos, mientras que las líneas azules continuas y discontinuas representan el mejor modelo y el intervalo de modelos dentro del 68 % de incertidumbre del mejor ajuste de los parámetros. La línea púrpura continua es el modelo descrito por la combinación de parámetros que maximizan sus distribuciones de probabilidad (MAP). **Panel inferior:** en azul y púrpura, las distribuciones posteriores de los parámetros del modelo *clumpy* ajustados usando el conjunto máximo de datos y, en rojo y naranja, las distribuciones posterior de los parámetros ajustados usando el conjunto mínimo de datos.

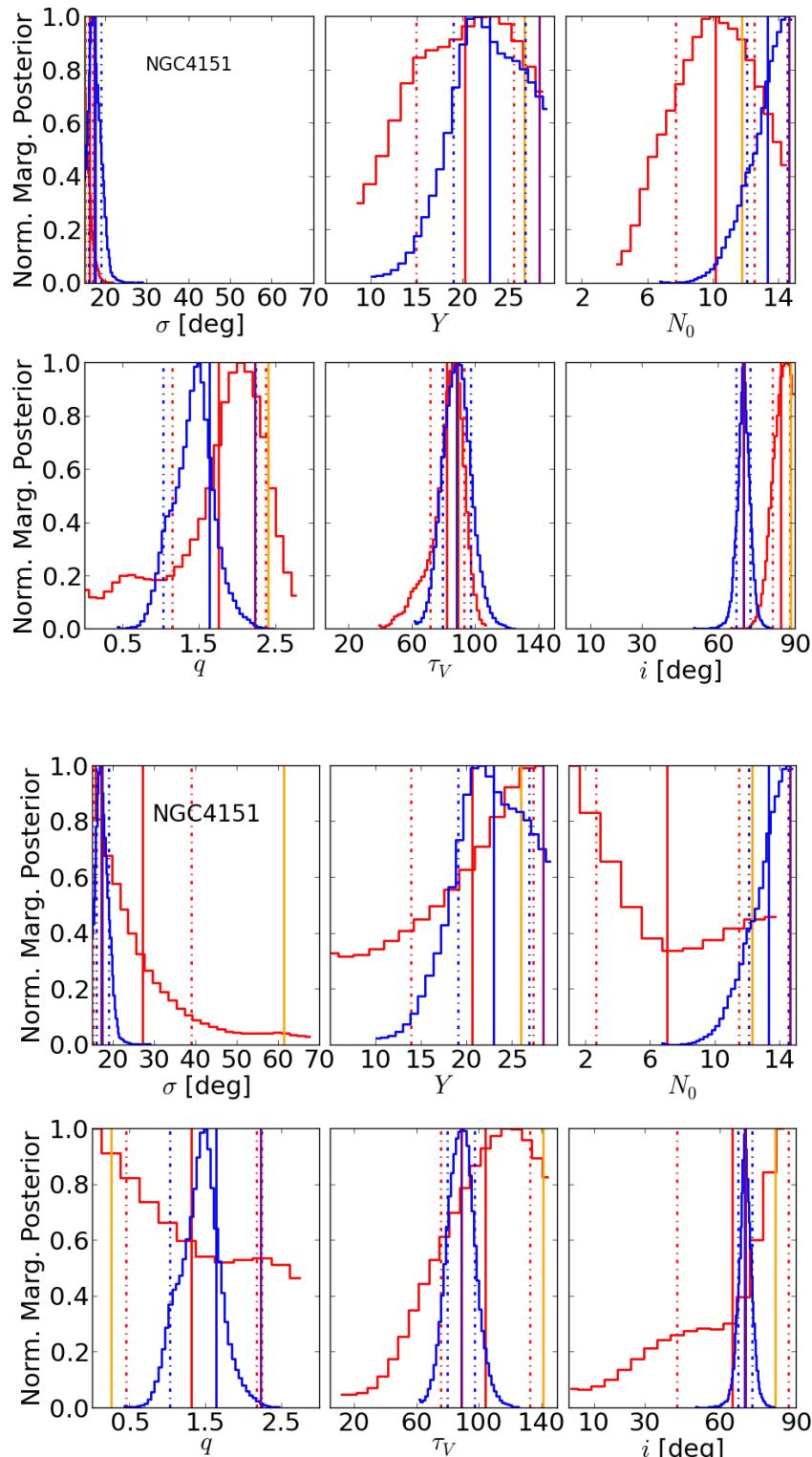


Figura 2.2: **Panel superior e inferior:** distribuciones posterior y sus intervalos de confianza del 68 % de los parámetros ajustados del modelo *clumpy* de NGC 4151 considerando el conjunto máximo de datos (en azul). En el **panel superior** las distribuciones obtenidas de considerar un conjunto mínimo de datos diferente más el espectro nuclear en el MIR (en rojo). **Panel inferior:** las distribuciones obtenidas de usar el conjunto mínimo de datos sin incluir el espectro (en rojo). Las líneas verticales púrpura y naranja corresponden a los valores MAP para las distribuciones con y sin espectro, respectivamente.

2.2 mostramos las distribuciones posteriores de NGC 4151 obtenidas de usar este conjunto mínimo de datos diferente más el espectro.

Si ahora hacemos el ajuste de la SED usando sólo los diferentes conjuntos mínimos de puntos fotométricos pero no el espectro, las distribuciones posterior de los parámetros se ven ensanchadas y los parámetros menos restringidos (Figura 2.2). Este resultado es consistente con el encontrado en Asensio Ramos & Ramos Almeida (2012), en el que la región entre 10 y 20 μm es crucial para modelar el toroide de polvo, ya que es en esta región donde se presenta el máximo de la emisión IR de la SED. Por otro lado, en el trabajo de Alonso-Herrero et al. (2011) se encontró que si el ajuste de la SED con los modelos *clumpy* se hace considerando sólo los puntos fotométricos sin incluir el espectro nuclear, las distribuciones posterior de los parámetros tienden a estar bastante ensanchadas. La mediana de las distribuciones posteriores de los parámetros derivadas del conjunto mínimo de datos y del conjunto máximo de datos son consistentes entre sí dentro del 68 % de los límites de confianza, excepto para la extinción τ_V en Circinus y el ángulo i en NGC 4151, ver Tabla 2.5. Parte de estos resultados fueron publicados en Ramos Almeida et al. (2014).

Cuadro 2.5: Parámetros del modelo *clumpy* ajustados a partir del conjunto mínimo y máximo de datos (SED + espectroscopía)

Parám.	Conj. de datos de la galaxia	Seyfert 1				Seyfert 2			
		IC4329A		NGC4151		Circinus		NGC1068	
		Mediana	MAP	Mediana	MAP	Mediana	MAP	Mediana	MAP
σ_{Torus} (deg)	máx.	20^{+5}_{-3}	16	17^{+2}_{-1}	17	65^{+3}_{-6}	67	37^{+9}_{-7}	37
	mín.	22^{+14}_{-5}	15	16^{+1}_{-1}	15	65^{+3}_{-5}	67	35^{+14}_{-9}	30
Y	máx.	14^{+8}_{-5}	12	23^{+4}_{-4}	24	20^{+4}_{-3}	18	14^{+8}_{-5}	18
	mín.	17^{+7}_{-7}	22	19^{+6}_{-6}	19	25^{+3}_{-4}	22	13^{+7}_{-5}	14
N_0	máx.	11^{+2}_{-3}	14	14^{+1}_{-2}	15	7^{+1}_{-1}	7	7^{+2}_{-2}	9
	mín.	11^{+2}_{-3}	12	10^{+3}_{-2}	11	8^{+1}_{-1}	7	7^{+3}_{-2}	7
q	máx.	$1.8^{+0.4}_{-0.7}$	2.2	$1.5^{+0.2}_{-0.3}$	1.5	$0.7^{+0.3}_{-0.3}$	0.5	$2.7^{+0.1}_{-0.3}$	3.0
	mín.	$1.6^{+0.4}_{-1.2}$	1.8	$1.8^{+0.5}_{-0.8}$	2.4	$0.5^{+0.2}_{-0.2}$	0.5	$2.7^{+0.2}_{-0.4}$	2.9
τ_ν	máx.	78^{+12}_{-12}	80	89^{+8}_{-9}	94	40^{+3}_{-3}	41	129^{+12}_{-18}	144
	mín.	80^{+17}_{-13}	71	82^{+9}_{-12}	90	49^{+4}_{-4}	50	133^{+10}_{-17}	150
$i(\text{deg})$	máx	59^{+7}_{-11}	70	70^{+2}_{-2}	70	63^{+5}_{-2}	60*	70^{+10}_{-6}	61*
	mín	55^{+11}_{-34}	69	84^{+4}_{-4}	88	63^{+4}_{-2}	60*	75^{+8}_{-9}	79*

Note: $\pm 1\sigma$ valores alrededor de la mediana, y los valores MAP son listados.* El ángulo se ha restringido para valores $> 60^\circ$.

2.3. Método de análisis II

Hemos realizado un experimento para investigar la sensibilidad de los parámetros del modelo a los datos IR, pero que también nos ha permitido averiguar con un método independiente el número mínimo de datos necesarios para restringir los modelos *clumpy*. Para esto, hemos construido una nueva muestra de galaxias Seyfert y también hemos utilizado un método de análisis diferente.

2.3.1. Muestra II de galaxias Seyfert

Con el propósito de analizar la sensibilidad de los parámetros del modelo *clumpy* a la emisión IR, hemos realizado una exploración adaptativa bayesiana (BAE del inglés *Bayesian Adaptative Exploration*), que nos permite evaluar la siguiente mejor observación que maximiza el poder de restricción de la SED (Asensio Ramos & Ramos Almeida 2013). Para esto hemos construido una muestra nueva de galaxias Seyfert, en la que todas las galaxias en la muestra se encuentren a una distancia aproximadamente similar (entre 10-20 Mpc) y, que por lo tanto, nos permite explorar, con las resoluciones promedio de las observaciones desde Tierra en la banda N ($\sim 0.3''\text{--}0.4''$), la misma región central (entre 20-30 pc). También exigimos que las galaxias utilizadas para este estudio tuvieran orientaciones de cara (es decir, ángulos de inclinación de la galaxia anfitriona $\lesssim 45^\circ$), de manera que no presenten franjas de polvo prominentes. Además, exigimos que no estuvieran en interacción (con la excepción de NGC 3227, que está en interacción, pero sin signos de perturbación en la región nuclear). De esta manera hemos utilizado dos de las galaxias (NGC 4151 y NGC 1068) listadas en la Tabla 2.2, más cuatro galaxias nuevas (dos Seyfert 2 y dos Seyfert 1) listadas en la Tabla 2.6. Sólo para la Seyfert 2 NGC 3081 estamos explorando una región central un poco más grande (~ 55 pc). Las galaxias IC4329A y Circinus han sido descartadas para este experimento debido a sus distancias mayores. Los datos observacionales utilizados para modelar estas galaxias se muestran en la Tabla 2.7.

2.4. Sensibilidad de la emisión IR a los parámetros del modelo *clumpy*

Para modelar la SED de la muestra de galaxias Seyfert listadas en la Tabla 2.7 con BAYESCLUMPY, hemos seguido la misma técnica que para las galaxias en la muestra

Cuadro 2.6: Datos básicos de la muestra adicional de galaxias Seyfert.

Galaxia	Seyfert Tipo	Distancia (Mpc)	Escala (pc/")	Inclinación (grad)
NGC 1365	1.8	18.6 ^a	90	46 ^e
NGC 3227	1.5	17.0 ^b	82	46 ^f
NGC 3081	2	32.5 ^c	158	31 ^g
NGC 5643	2	16.9 ^d	82	29 ^h

Notas.—Ángulo de inclinación de la galaxia anfitriona = 0°, corresponde a la visión de cara de la galaxia. ^aRadomski et al.(2003), ^bGarcia (1993), ^cTully (1988),

^dGonzález-Martín et al. (2013), ^eJorsater & van Moorsel (1995), ^fHunt & Giovanardi (1992), ^gButa & Purcell (1998), ^hJungwiert et al. (1997).

Cuadro 2.7: Datos observacionales de la muestra adicional de galaxias Seyfert.

Galaxia	NIR	Ref.	MIR	Ref.	Espectro N-band.	Rendija (")	Ref.	
NGC 1365	... H	1	T-ReCS/Si-2	T-ReCS/Qa	10	T-ReCS	0.35	15
NGC 3227	... H K L M	2, 3	VISIR/PAH2_2	...	11	VISIR	0.75	11
NGC 4151	J H K L M	4, 3	OSCIR/N	OSCIR/IHW18	12	MICHELLE	0.36	16
NGC 1068	J H K L M	5, 6, 7	MIRTOS/8.72 μm	MIRTOS/18.5 μm	13	MICHELLE	0.36	17
NGC 3081	... H	8	T-ReCS/Si-2	T-ReCS/Qa	12	T-ReCS	0.65	15
...	VISIR/PAH2	...	14
NGC 5643 ^a	... K	9	VISIR/PAH2_2	T-ReCS/Qa	11, 9	T-ReCS	0.35	15

Notas.—Referencias: (1) Carollo et al. (2002), (2) Kishimoto et al. (2007), (3) Ward et al. (1987a), (4) Alonso-Herrero et al. (2003), (5) Alonso-Herrero et al. (2001), (6) Thatte et al. (1997), (7) Marco & Alloin (2000), (8) Quillen et al. (2001), (9) Ramos Almeida et al. (2014), (10) Alonso-Herrero et al. (2012), (11) Hönig et al. (2010), (12) Ramos Almeida et al. (2009), (13) Tomono et al. (2001), (14) Gandhi et al. (2009), (15) González-Martín et al. (2013), (16) Alonso-Herrero et al. (2011), (17) Mason et al. (2006).

anterior (ver Tabla 3.3). Sin embargo, para ajustar la SED de las Seyfert 2 en esta muestra hemos considerado emisión del toroide reprocesada y no extinción de fondo, ya que NGC 1068, NGC 3081 y NGC 5643 son galaxias no perturbadas, con una visión de cara y sin polvo nuclear prominente.

Para llevar a cabo la BAE supusimos como primer paso que sólo teníamos un punto fotométrico en la banda N (a 11.88 μm) y dejamos que el esquema de la BAE seleccionara el siguiente filtro, de manera que BAYESCLUMPY pudiera usar este punto para muestrear la distribución posterior y obtener las distribuciones posteriores marginales de los parámetros del modelo. Para simular el siguiente experimento, seleccionamos la siguiente observación en la SED observada que mejor ayudaría a restringir los parámetros del modelo, es decir la banda Q (18.2 μm). Luego, el proceso se repitió por completo hasta que tuvimos todos los puntos observados de la SED. Tanto en el experimento BAE de las Seyfert 1 como en el de las Seyfert 2, la

Cuadro 2.8: SED promedio construidas a partir de los datos fotométricos y espectroscópicos de las Seyfert 1 (NGC 1365, NGC 3227 y NGC 4151) y las Seyfert 2 (NGC 1068, NGC 3081 y NGC 5643).

λ_c (μm)	f_ν	
	Seyfert 1	Seyfert 2
1.60	0.036 ± 0.005	0.0019 ± 0.0003
2.22	0.075 ± 0.011	0.012 ± 0.002
3.50	0.15 ± 0.02	0.05 ± 0.01
4.80	0.23 ± 0.03	0.11 ± 0.02
8.74	0.49 ± 0.07	0.46 ± 0.07
11.88	1.00 ± 0.15	1.00 ± 0.15
18.17	1.99 ± 0.50	1.75 ± 0.44

Notas.—Columna 1: longitud de onda central del filtro en micras. Columna 2 y 3: flujos promedios en mJy.

siguiente observación seleccionada fue siempre la más cercana en longitud de onda a la observación previa: Q, Si2, M, L, K y H. Por último, añadimos el espectro nuclear en la banda N.

Con el propósito de observar las propiedades generales de las SED de las galaxias Seyfert 1 y 2, construimos plantillas promedio de SED a partir de los datos listados en la Tabla 2.7. Las SED mejor muestradas como NGC 1068 y NGC 4151 definen la malla en longitud de onda desde 1.6 a 18.2 μm . Esta malla incluye siete puntos fotométricos más las interpolaciones de las mediciones cercanas de otras galaxias que se encuentran sobre las mismas escalas. Las SED promedio de las Seyfert 1 y 2, normalizadas a 11.88 μm se muestran en la Tabla 2.8. Además, también hemos combinado los espectros individuales de las Seyfert 1 y 2, normalizando cada espectro a 11.88 μm , usando la tarea *scombine* en IRAF¹ con la opción “PROMEDIO”.

Finalmente, en la Figura 2.3 mostramos la fotometría y espectroscopía promedio de las Seyfert 1 y 2, así como los datos fotométricos interpolados para las galaxias individuales. Todos los datos fueron normalizados al punto fotométrico en 11.88 μm , y los datos de las Seyfert desplazados en el eje de las ordenadas por claridad. Las diferencias principales entre los dos tipos de Seyfert son la pendiente en el cercano IR de las Seyfert 1 comparado al de las Seyfert 2, y la poca profundidad del silicato en absorción a 9.7 μm en el espectro de las Seyfert 2, el cual es bastante plano en

¹IRAF es un paquete para el procesamiento de imágenes astronómicas distribuido por el *National Optical Astronomy Observatory*, operado por la Asociación de Universidades para la Investigación en Astronomía (AURA) bajo el acuerdo de cooperación con el *National Science Foundation* (NSF).

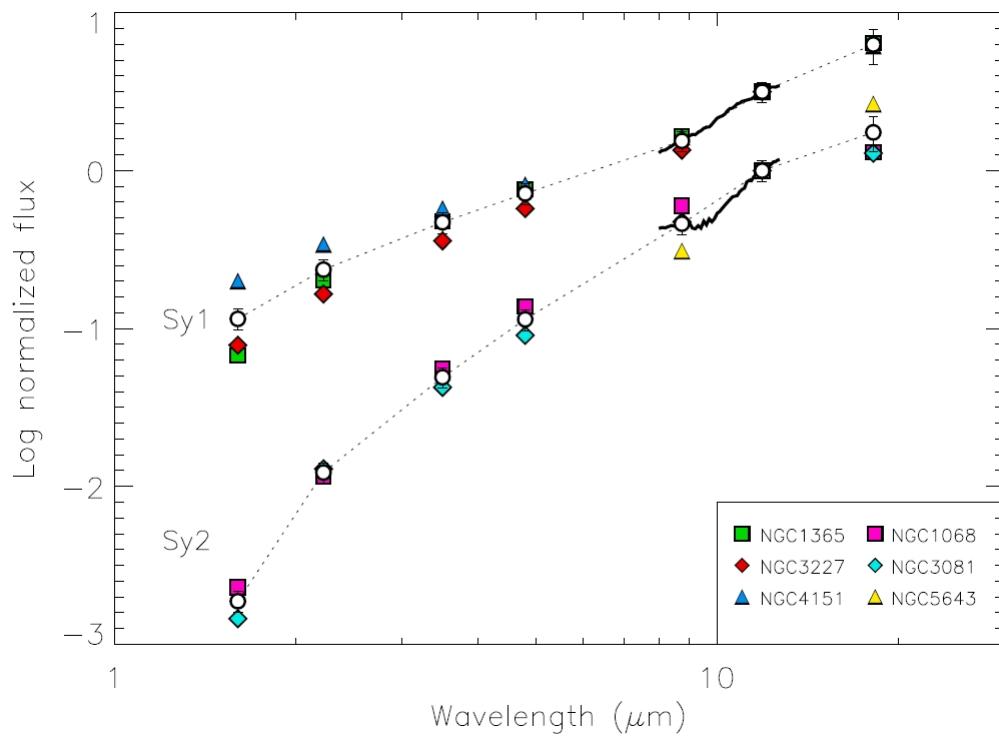


Figura 2.3: SED (en unidades de f_ν) individuales (puntos llenos) y promedio (círculos abiertos) de las Seyfert 1 y 2 frente a la longitud de onda en reposo. Las SED de las Seyfert 1 se han desplazado en el eje-Y por claridad. El espectro promedio entre 8 – 13 μm se ha remuestreado a ~ 50 puntos.

los datos de las Seyfert 1.

2.5. Resultados II: exploración adaptativa bayesiana

2.5.1. Seyfert 1

Cuando sólo consideramos la fotometría del mediano IR (es decir, los datos entre 8 y 18 μm ; las tres primeras filas en la Figura 2.4), no es posible restringir ninguno de los parámetros del toroide, es decir, las distribuciones posteriores no difieren significativamente de las distribuciones uniformes previas. Sin embargo, cuando añadimos la fotometría de las bandas M y L comenzamos a observar que algunos parámetros toman valores más definidos, específicamente: las anchuras del toroide y los ángulos de inclinación se hacen más pequeños (σ_{toroide} e i respectivamente), se aplanan las distribuciones de las nubes (q) y se observa un bajo número de nubes (N_0) (cuarta y quinta filas). Además, se puede ver que en este punto, la característica del silicato a 9.7 μm es predicho en emisión por los modelos ajustados (Ramos Almeida et al. 2014).

Cuando incluimos los datos de las bandas H y K en los ajustes, observamos las mismas tendencias en las distribuciones posteriores, excepto τ_V , para el cual se obtienen valores más grandes dentro de los intervalos considerados (sexta y séptima filas), pero cuando incluimos el espectro de la banda N en el ajuste, el cual muestra una característica de los silicatos plana, el número de nubes incrementa para reproducir la característica, e Y se ve mejor restringido. Por último, de este experimento podemos inferir lo siguiente:

- La región plana de los silicatos es reproducida bastante bien con un número relativamente grande de nubes ($N_0 \sim 10-15$) y una gran profundidad óptica ($\tau_V \sim 100-150$). Por otro lado, la fuerte emisión de los silicatos está asociada al polvo ópticamente delgado (bajo N_0 y τ_V ; Sturm et al. 2005; Mason et al. 2012). Otras combinaciones de los parámetros del toroide pueden reproducir estas características (ver Figura 16 en Nenkova et al. 2008b), la diferencia es que en nuestro experimento estamos discutiendo los resultados obtenidos en base a observaciones reales.

Hönig & Kishimoto (2010) afirman que la emisión de los silicatos en los AGN del tipo 1 puede estar también asociada con distribuciones de polvo más concentradas hacia el radio interno del toroide de polvo (es decir, valores más grandes de q), en el que la mayoría de las nubes están cercanas al agujero negro, y por lo tanto más calientes que en la distribución radial plana (valores bajos de q). A partir del estudio de las SED promedio e individuales, las cuales muestran ausencia de la potencia de los silicatos, hemos encontrado que los perfiles radiales varían de intermedio a plano ($q = 0-1.5$).

- Añadir los datos del cercano IR (1-5 μm) a la SED del mediano IR restringe la anchura del toroide (σ_{toroide}) y el ángulo de inclinación del toroide (i). En el caso de las Seyfert 1, las cuales suelen mostrar SED más planas que las Seyfert 2, parece ser suficiente añadir la fotometría en las bandas L o M a los datos del mediano IR para restringir de manera confiable σ_{toroide} e i .
- Otro parámetro que es restringido después de incluir los datos de las bandas L y/o M en el ajuste es el índice del perfil de densidad radial (q), el cual define la distribución de nubes. Hönig & Kishimoto (2010) reportaron una alta correlación entre la pendiente del mediano IR de los AGN del tipo 1 (medido a partir de los ajustes lineales entre las regiones de 7-8.5 μm y de 13.4-14.6 μm) y q , con pendientes más planas consistentes con colores del mediano IR más rojas.

- El parámetro q está relacionado con el tamaño del toroide, Y . En los modelos *clumpy*, para distribuciones con una densidad radial concentrada hacia las paredes internas del toro ($q = 2, 3$), la SED nunca es sensible a las extensiones más externas del toroide. Esto es debido a que la mayoría de las nubes están localizadas en la parte más interna del toroide, más cercanas al núcleo para todos los valores de Y . Sin embargo, en modelos con perfiles radiales más planos ($q = 0, 1$), hay más nubes localizadas lejos de la parte central. Estas SED son más sensibles a Y , pero sólo en longitudes de onda $\gtrsim 20 \mu\text{m}$ (Nenkova et al. 2008b). En el caso de las SED de las Seyfert 1, tenemos un perfil radial plano que nos permite restringir el tamaño del toroide cuando añadimos el espectro nuclear en la banda N. Es importante notar que este tamaño del toroide corresponde al radio más externo de la emisión del polvo en el mediano IR.

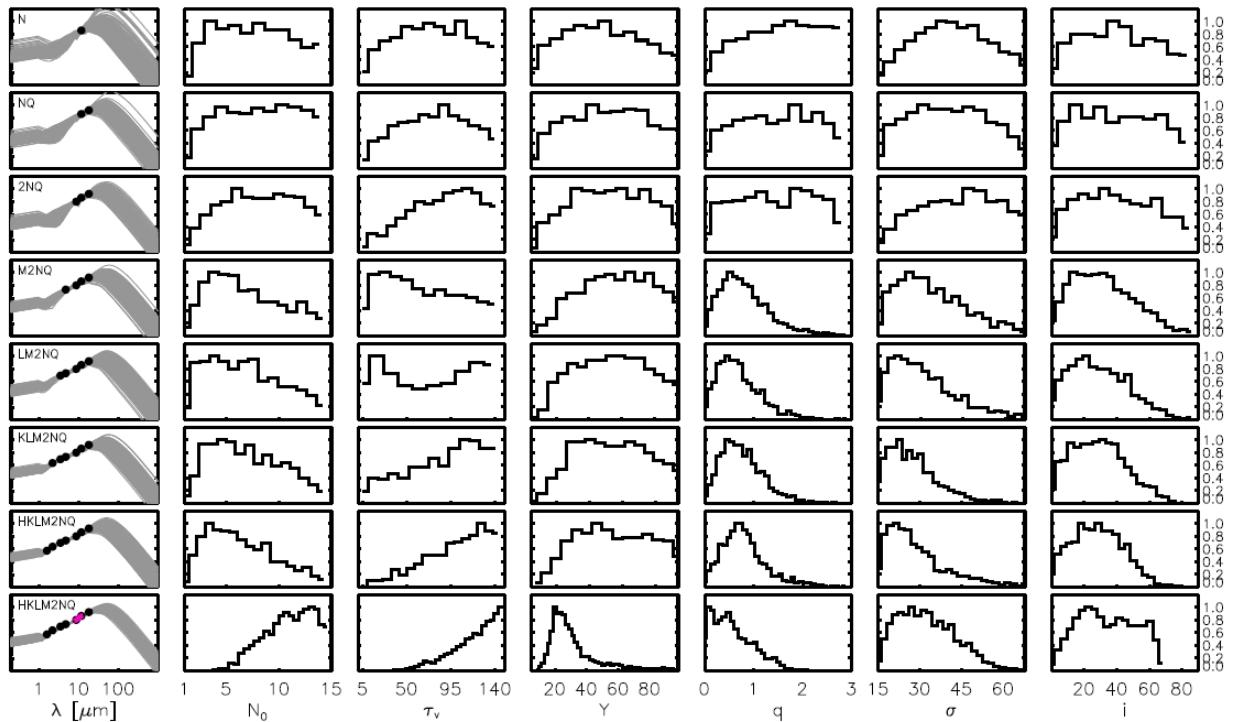


Figura 2.4: Experimento BAE para las SED promedio de las Seyfert 1 (Ramos Almeida et al. 2014). Un punto nuevo de la Tabla 2.7 es añadido en cada paso (indicado con etiquetas en la primera columna). Esta SED tiene flujos en la banda-N a $8.7 \mu\text{m}$ y $11.88 \mu\text{m}$, la cual fue etiquetada como 2N cuando ambas se incluyeron en el ajuste. La primera columna también muestra el modelo de la SED obtenido a partir de las distribuciones posteriores en cada caso. Las seis columnas siguientes representan las distribuciones posteriores marginales de los parámetros *clumpy*. La última fila incluye el espectro.

Finalmente, encontramos que una pequeña cantidad de extinción de fondo en los

ajustes ($A_V(frg) \leq 3$ mag) no produce un efecto significativo en los parámetros del toroide. Sin embargo, para galaxias con $A_V(frg) \gtrsim 5$ mag, los efectos de extinción tienden a ser tomados en cuenta, no sólo para las Seyfert 1 sino también para las Seyfert 2, especialmente cuando se trata de reproducir la característica de los silicatos a $9.7 \mu\text{m}$ y la emisión del cercano IR (Alonso-Herrero et al. 2011, Ramos Almeida et al. 2013).

2.5.2. Seyfert 2

El experimento BAE para las Seyfert 2 se realizó sin considerar extinción de fondo. Como para las Seyfert 1, ninguna de las distribuciones posteriores es realmente restringida cuando ajustamos sólo la fotometría del mediano IR (las tres primeras filas de la Figura 2.5). Sólo después de incluir la fotometría en las bandas L o M en el ajuste es que los parámetros comienzan a mostrar tendencias diferentes (cuarta y quinta filas). Sin embargo, cuando incluimos los datos de las bandas H y K (sexta y séptima filas) la mayoría de estas tendencias cambian, contrariamente a lo que ocurre con las SED de las Seyfert 1 (Ramos Almeida et al. 2014). A partir de este experimento encontramos que:

- Los modelos reproducen la característica del silicato en absorción con un número de nubes grande ($N_0 \sim 8-15$) y profundidad óptica intermedia de las nubes dentro del intervalo considerado ($\tau_V \sim 50$), lo cual suele ocurrir cuando se ajusta la SED de las Seyfert 2 (Alonso-Herrero et al. 2011).
- Como en el caso del ajuste de las Seyfert 1, la pendiente del mediano al cercano IR es sensible a q , $\sigma_{toroide}$ e i , con cocientes mediano a cercano IR asociados, en general, con una visión aproximadamente de canto. En el caso de las Seyfert 2, los datos en $\lambda < 3 \mu\text{m}$ son necesarios para restringir de manera confiable q , $\sigma_{toroide}$ e i . La pendiente más pronunciada en el cercano IR de las SED de las Seyfert 2, respecto a las de las Seyfert 1, requieren ser muestreadas usando las bandas J, H y/o K para restringir de manera confiable los parámetros.
- Respecto a q y Y , vemos que si tenemos un perfil radial plano ($q < 1$), podemos restringir de manera confiable Y ajustando el espectro además de la fotometría, lo cual reduce de manera eficiente el espacio de parámetros. Por otro lado, en el caso de NGC 3081, tenemos un perfil radial pronunciado ($q > 2$), y no podemos restringir Y incluyendo la espectroscopía.

En general, si se tiene una SED bien muestreada desde el cercano al mediano IR solamente con datos fotométricos, y se exploran escalas $\lesssim 50$ pc, es posible restringir de manera confiable la anchura del toroide (σ_{toroide}), su inclinación (i) y el perfil radial de la distribución de nubes (q). Las distribuciones posteriores obtenidas son prácticamente las mismas si se incluye o no la espectroscopía en la banda N.

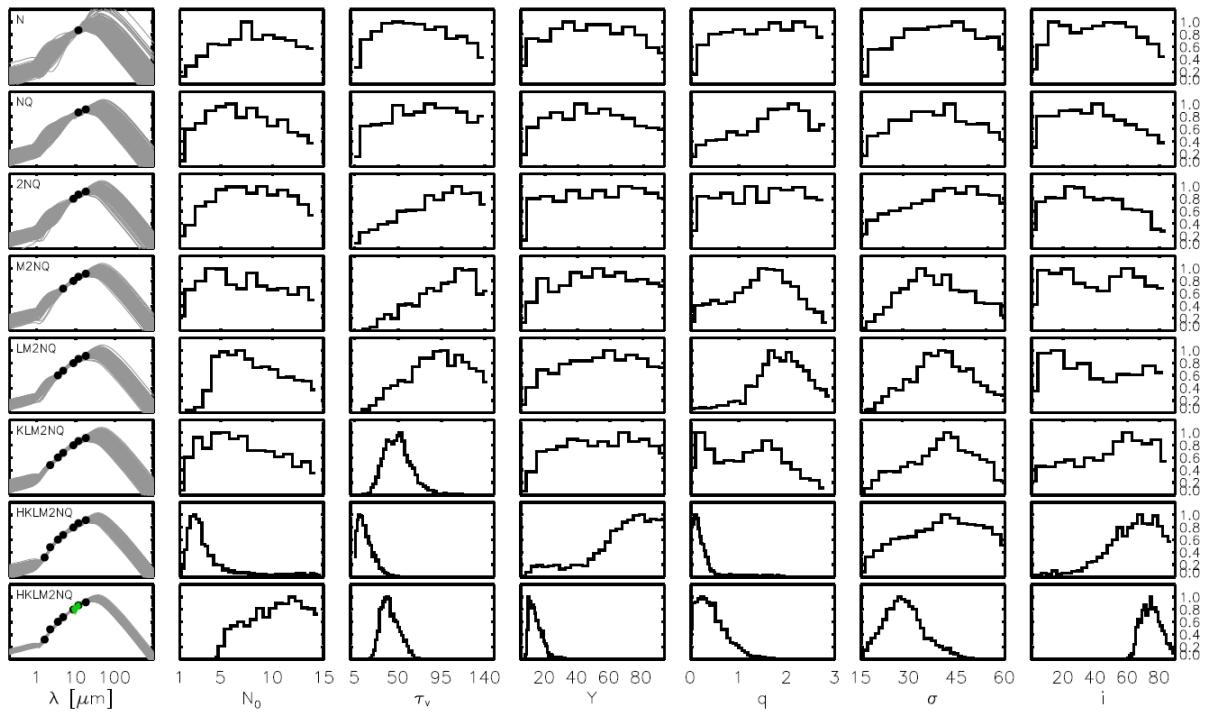


Figura 2.5: Como en la Fig. 2.4 pero para las Seyfert 2.

Sin embargo, es claro que además de la fotometría en el cercano y mediano IR, también necesitamos espectroscopía a escalas de los subarcosegundos entre $8 - 13 \mu\text{m}$ para poner restricciones confiables sobre la extensión del toroide (Y). Si la distribución de nubes es plana ($q = 0, 1$), el espectro en la banda N reduce de manera eficiente el número de modelos compatibles con los datos en el mediano IR (ver filas inferiores en las Figuras 2.4 y 2.5) y de esta manera podemos restringir la extensión del polvo que emite en el mediano IR (Y). Por otro lado, si tenemos un perfil radial pronunciado ($q = 2, 3$) la SED del cercano y mediano IR no es sensible a la parte más externa del toroide, ya que la mayoría de las nubes son cercanas al núcleo, y no podremos restringir de manera confiable Y .

También encontramos que la profundidad del silicato a $9.7 \mu\text{m}$ es sensible al número de nubes y a la profundidad óptica (N_0 y τ_V), ya que la fuerza de la emisión de las características está normalmente asociada al polvo ópticamente delgado (bajo N_0 y τ_V). Por otro lado, y de acuerdo a los experimentos realizados, el aplanamiento y

ausencia de la fuerza del silicato en las Seyfert 1 se traduce en valores grandes de N_0 y τ_V , debido a que la característica del silicato también depende ligeramente de la distribución radial de las nubes (Ramos Almeida et al. 2013). Sin embargo, la fuerza del silicato en absorción, la cual es muy fuerte en las Seyfert 2, está normalmente asociada a distribuciones más planas de las nubes (es decir, muchas más nubes localizadas más lejos del AGN y consecuentemente más fríos, Hönig & Kishimoto 2010).

2.6. Resultados III: conjunto mínimo de datos necesarios para restringir los modelos *clumpy*

Haciendo uso del método descrito anteriormente para investigar la sensibilidad de los parámetros del modelo a los datos IR, también investigamos cuál es el conjunto mínimo de datos necesarios para restringir los modelos *clumpy* y comparamos estos resultados con los obtenidos previamente (sección 2.2.3). De manera que repetimos el experimento para las SED de las Seyfert 1 y 2 promedio e individuales, pero comenzando con el espectro en la banda N y el punto fotométrico a $11.88 \mu\text{m}$. En este experimento en lugar de seleccionar la siguiente mejor observación, se probaron diferentes combinaciones de filtros (Figuras 2.6, 2.7).

2.6.1. Seyfert 1

Las distribuciones posteriores del N_o y de la τ_V en la primera fila de la Figura 2.6 son muy parecidas a las obtenidas cuando se ajusta toda la fotometría y la espectroscopía en la banda N (última fila de la Figura 2.6), lo cual es debido a que el espectro en la banda N es sensible a N_o y τ_V . En la segunda, tercera y cuarta fila de la Figura 2.6 añadimos un punto fotométrico al ajuste (H, L y M respectivamente). La inclusión de un punto fotométrico en la banda H (o en la banda K) restringe las distribuciones posteriores de σ e i . Si luego añadimos el punto fotométrico en la banda L o M, el resultado es como el de la última fila en la Figura 2.6. En la quinta fila probamos que añadir un punto fotométrico de la banda Q a uno en la banda M más el espectro en la banda N no cambia el ajuste. Finalmente, en la ultima fila hemos ajustado los puntos fotométricos de las bandas H, K y N, los cuales producen prácticamente las mismas distribuciones posteriores de la ultima fila, excepto para q e i .

La pérdida del poder de restricción del punto fotométrico en la banda Q cuando se usa en combinación con el espectro en la banda N es considerable. Lo que ocurre es que el espectro en la banda N es capaz de restringir por sí sólo el espacio de parámetros

en el mediano IR, haciendo innecesaria la inclusión de este punto fotométrico. Según Nenkova et al. (2008b), se necesitan datos a longitudes de onda $\gtrsim 20 \mu\text{m}$ para restringir el radio más externo del toroide (Y), pero en este trabajo hemos encontrado que la espectroscopía en la banda N restringe mucho mejor el espacio de parámetros. Este análisis sugiere que un conjunto de datos que combine el espectro en la banda N, un punto fotométrico en la banda M o los puntos fotométricos en las bandas H y K parecen ser un buen conjunto mínimo de datos para restringir los modelos *clumpy* en las galaxias Seyfert 1 (Ramos Almeida et al. 2013).

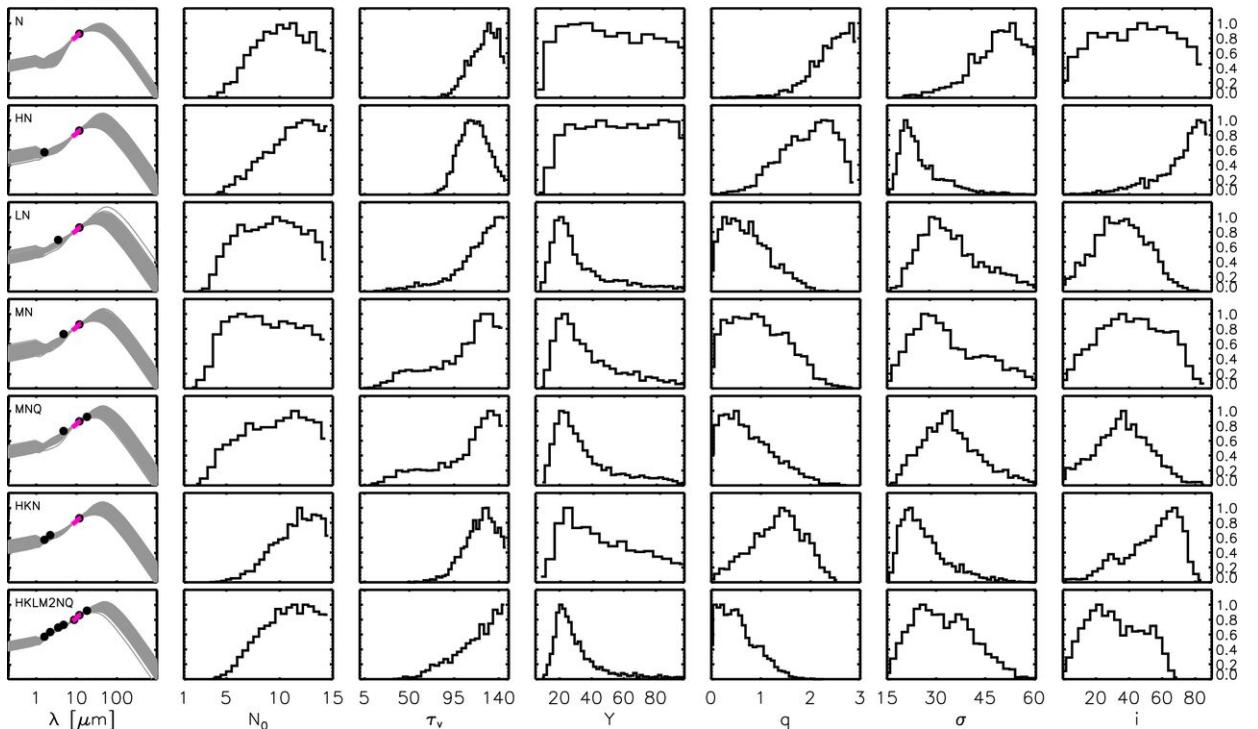


Figura 2.6: **Seyfert 1.** Como en la Fig. 2.4 pero comenzando el experimento con el espectro en la banda N y el punto fotométrico a $11.88 \mu\text{m}$, y escogiendo diferentes combinaciones de filtro.

2.6.2. Seyfert 2

En el caso de las Seyfert 2 también se encuentran resultados similares. En la segunda y tercera fila de la Figura 2.7 hemos añadido los puntos fotométricos de las bandas H y M, respectivamente, al espectro en la banda N. Como para las Seyfert 1 la combinación del punto fotométrico en la banda M más el espectro en la banda N producen distribuciones posteriores similares a las de la última fila en la Figura 2.7. Sin embargo, es sólo cuando ajustamos los puntos fotométricos en las bandas H y M más el espectro en la banda N (fila 4) que obtenemos los mismos resultados que

cuando se usan todos los datos (fila 7). Es posible que esto se deba a la mayor pendiente de la SED de las Seyfert 2, la cual es definida por los puntos fotométricos en las bandas H, M y N. También se obtienen los mismos resultados si se utilizan las siguientes combinaciones de datos fotométricos H+M+N+Q y H+K+M+N (quinta y sexta filas). De este análisis hemos encontrado que la combinación mínima de datos necesarios para restringir los parámetros del toroide de manera confiable en las Seyfert 2 es fotometría en las bandas H y M, más el espectro en la banda N (Ramos Almeida et al. 2013).

Los resultados obtenidos, tanto para las Seyfert 1 como para las Seyfert 2, son consistentes con los obtenidos previamente (sección 2.2.3) de buscar el conjunto mínimo de datos quitando progresivamente y a lo largo de toda la SED información fotométrica, incluyendo (y sin incluir) el espectro en la banda N. Por lo tanto, para restringir de manera confiable todos los parámetros del modelo en las Seyfert 1 y 2, independientemente de la forma de la SED, es recomendable utilizar dos puntos fotométricos en el cercano IR, uno entre J, H y K, y otro entre L y M, más espectroscopía en la banda N. Por otro lado, en vista de que en el primer experimento (sección 2.2.3) hemos utilizado galaxias un poco más distantes y con una mayor extinción de fondo que las galaxias en el segundo experimento, y aún así hemos llegado al mismo resultado, la extrapolación de estos resultados a otras clases de AGN si bien debe hacerse con cuidado, siempre será una buena aproximación para restringir los parámetros del modelo *clumpy*.

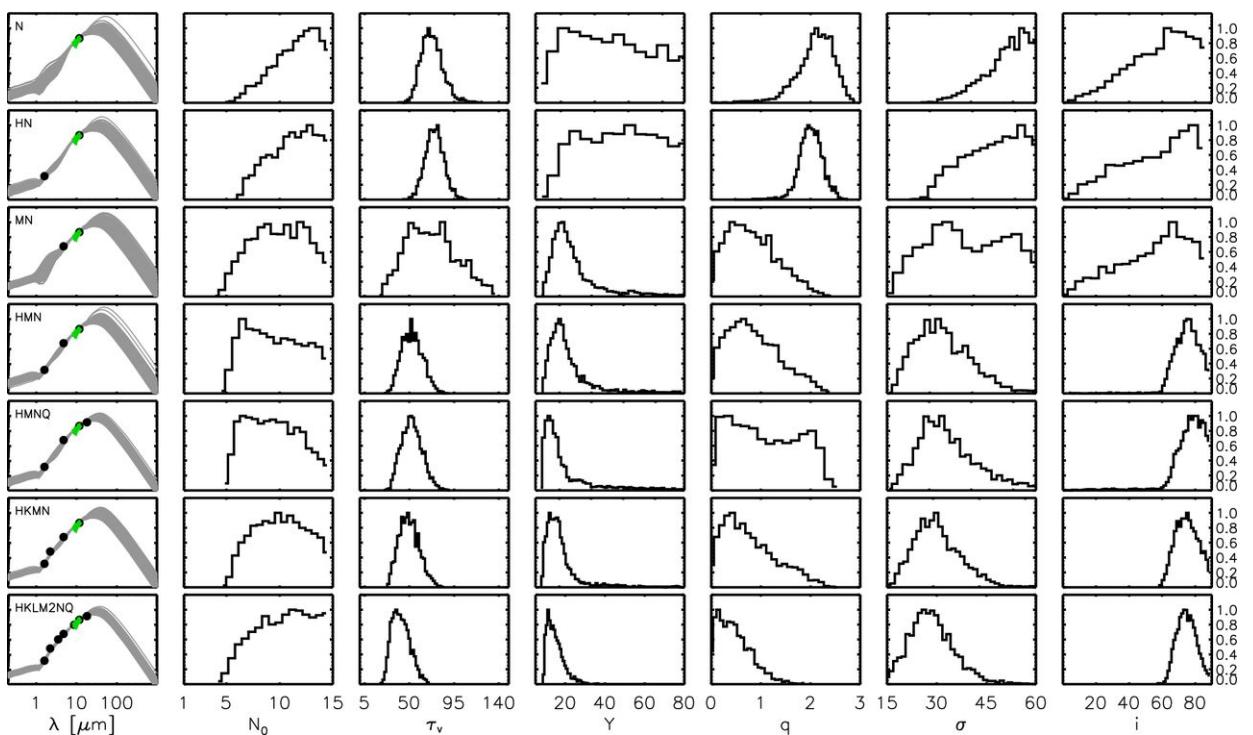


Figura 2.7: Como en la Fig. 2.6 pero para las Seyfert 2.

Capítulo 3

Desenterrando el AGN en UGC 5101

Sabiendo que es necesario construir SED nucleares que cubran y muestreen un intervalo espectral entre las bandas J y N más el espectro nuclear del mediano IR, en este capítulo presentamos el análisis y los resultados obtenidos de estudiar la emisión nuclear IR en una ULIRG conocida como UGC 5101. Primero comenzaremos por describir brevemente el telescopio e instrumento IR utilizado para adquirir las imágenes de alta resolución angular para este trabajo, luego presentaremos los datos observacionales obtenidos por nosotros y los recopilados de la literatura, el análisis y finalmente los resultados. Este trabajo está publicado en Martínez-Paredes et al. (2015).

3.1. UGC 5101

UGC 5101 es una ULIRG que se encuentra a una distancia de luminosidad $D_L = 168$ Mpc (para $H_0 = 73 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_M = 0.27$, $\Omega_\lambda = 0.73$) y corrimiento al rojo $z = 0.039$ (Kim 1995) con una luminosidad IR ($L_{IR} = 10^{12} L_\odot$) que la hace una de las galaxias más luminosas en el IR en su tipo (Sanders et al. 1988a).

En el óptico y cercano IR es conocida como una galaxia aislada con un núcleo que luce bastante perturbado y muy rojo, indicando que tal vez ha ocurrido una interacción o coalescencia reciente con otra galaxia (Sanders et al. 1988b, Surace et al. 2000, Scoville et al. 2000). De acuerdo a su espectro óptico ha sido clasificada como una galaxia Seyfert 1.5 (Sanders et al. 1988a), LINER (Veilleux et al. 1995), y Seyfert 2 (Yuan et al. 2010).

En el mediano IR UGC 5101 es conocida por los datos espectroscópicos tomados con el satélite ISO (Genzel et al. 1998) y desde Tierra en la banda L (Imanishi et al. 2001). Estos datos mostraron la presencia de un fuerte *starburst* nuclear. Por otro lado, utilizando datos de alta resolución angular, Soifer et al. (2000) encontraron que $\sim 60\%$ del flujo de IRAS en $12 \mu\text{m}$ proviene de la región central de $4''$ (es decir, $\sim 4 \text{ kpc}$) y que casi la mitad de este flujo es debido a una componente no resuelta. Según los colores de IRAS, UGC 5101 es clasificada como una fuente fría, dominada por el *starburst* y la emisión en el lejano IR. Además, a partir del espectro IRS/*Spitzer* Armus et al. (2004, 2007) detectaron la línea de estructura fina $[\text{Ne V}]\lambda 14.3$, la cual confirma la presencia de un AGN en el núcleo.

En rayos-X duros (2-10 keV), a partir del análisis de los datos obtenidos con los satélites Chandra y XMM-Newton, se detectó la línea del hierro Fe-K_α , que junto con los bajos cocientes de $L_{2-10 \text{ keV}}/L_{\text{IR}}$ y $L_{2-10 \text{ keV}}/L_{[\text{OIII}]}$ indican la posible presencia de un AGN *Compton* grueso, es decir, un AGN oscurecido (Ptak et al. 2003, Imanishi et al. 2003, González-Martín et al. 2009).

En radio, el núcleo de UGC 5101 tiene una temperatura de brillo ($T > 10^7 \text{ K}$) con una morfología parecida a la de un *jet*, sugiriendo también la presencia de un AGN (Lonsdale et al. 1995, 2003).

En general, UGC 5101 ofrece un escenario ideal para el estudio de la conexión entre la formación estelar y la actividad nuclear producida por el AGN.

3.2. Gran Telescopio CANARIAS (GTC)

El Gran Telescopio CANARIAS (GTC) es un telescopio con un espejo primario segmentado de 10.4 m de diámetro ubicado en el Observatorio del Roque de los Muchachos (RMO), en la Isla de La Palma en España. Este telescopio es parte de una colaboración entre España, México y la Universidad de Florida en Estados Unidos (Rodríguez Espinosa et al. 1999). La primera generación de instrumentos del GTC está formada por OSIRIS, para observación en longitudes de onda ópticas (0.365-1.05 μm) y CanariCam (CC) para observación en el mediano IR (7.5-25 μm).

3.2.1. CanariCam

CanariCam es un instrumento diseñado para observaciones en el mediano IR en un intervalo de longitudes de onda entre 8.0-24.0 μm (Telesco et al. 2008) y representa una evolución del exitoso instrumento Gemini South mid-IR imager/spectrometer, T-

ReCS. CanariCam puede tomar imágenes de banda ancha y estrecha, espectroscopía de rendija larga, polarimetría y coronografía de doble haz. El detector es de silicio dopado de Raytheon con 240×320 pixeles de $0.08''$ sobre el cielo, dando así un campo de visión de $19'' \times 26''$. Además, la cámara está diseñada para tomar imágenes limitadas en difracción a través de su campo de visión.

3.2.2. Imagen

CanariCam cuenta con seis filtros de silicato de banda media y doce filtros de banda estrecha, media y ancha. En esta sección explicaré brevemente sólo los filtros Si2 y Q1, debido a que son los filtros de interés en el proyecto.

El filtro estrecho Si2, con el cual se hicieron las observaciones para este trabajo, tiene una longitud de onda central de $8.7 \mu\text{m}$ y ancho al corte te transmisión del 50 % de $1.1 \mu\text{m}$. Mientras que el filtro Q1 centrado a $17.65 \mu\text{m}$ tiene un ancho de banda de $0.1 \mu\text{m}$.

La sensibilidad de las imágenes en los filtros Si2 y Q1 medida bajo condiciones promedio del ORM caracterizada por el vapor precipitable de agua (PWV del inglés *Precipitable Water Vapor PWV* $\sim 7\text{mm}$) es $1.01\text{-}2.15 \text{ mJy}$ y $13.83\text{-}22.81 \text{ mJy}$, respectivamente, para una detección de 5σ en 30 minutos sobre la fuente. La emisión IR está fuertemente afectada por el vapor de agua en la atmósfera, especialmente en las longitudes de onda alrededor de $20 \mu\text{m}$. De hecho, cuando el PWV incrementa de $\sim 7 \text{ mm}$ a $\sim 20 \text{ mm}$, y hay calima¹ presente, la sensibilidad en los filtros alrededor de $10 \mu\text{m}$ se degrada por un factor de aproximadamente 4, mientras que en el filtro Q1 la ventana atmosférica se degrada por un factor de 55 (CC-GTC página web). En la Figura 3.1 se puede observar la curva de transmisión hasta $\sim 30 \mu\text{m}$.

En este trabajo sólo presentaremos el análisis de las imágenes del filtro Si2, ya que aunque inicialmente se tenía planificado hacer observaciones también en la banda Q1 (para UGC 5101, los QSO y el resto de AGN en la muestra de *Los Piratas*), la mala calidad de los datos en esta banda, causada principalmente por la baja ocurrencia de noches con un vapor precipitable de agua $PWV < 0.3 \text{ mm}$ hizo que las observaciones fueran descartadas.

3.2.3. Espectroscopía

La espectroscopía es implementada mediante la inserción de una rendija en el plano de la imagen y una de las cuatro rendijas dentro del plano de la pupila. Hay dos

¹polvo proveniente de Sahara

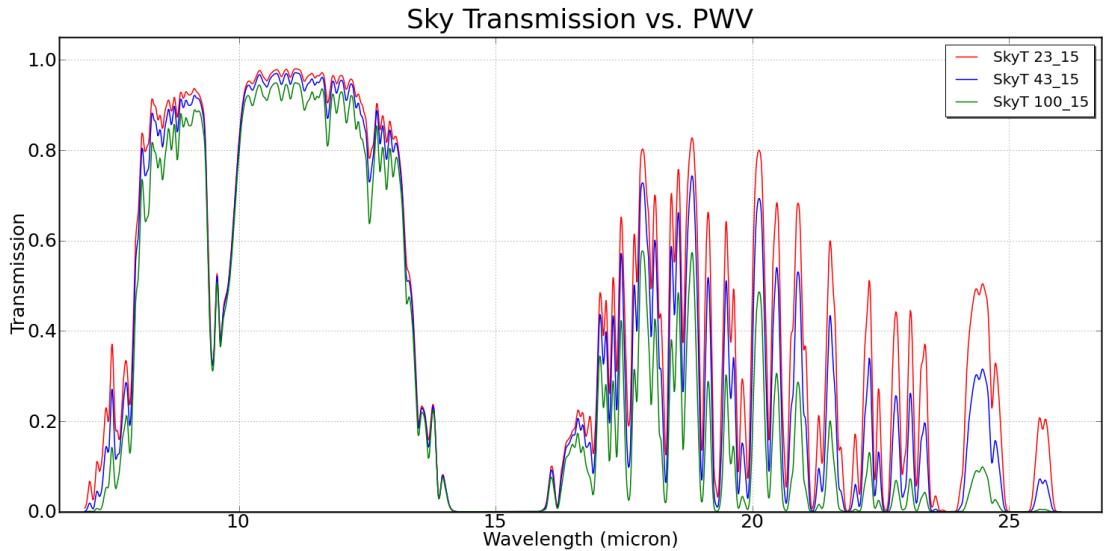


Figura 3.1: Transmisión atmosférica en el ORM, La Palma. Se observa claramente la ventana de 7 a 14 μm . Sin embargo, a longitudes de ondas más largas, los filtros aprovechan la ventana entre 16 y 30 μm , la cual tiene numerosas regiones de absorción (Imagen obtenida del sitio web de GTC www.gtc.iac.es).

rendijas para la espectroscopía a 10 μm , una a baja resolución ($R = 100$) y alta resolución ($R = 1300$), y otras dos para baja resolución ($R = 60$) y alta resolución ($R = 700$) a 20 μm . Las rendijas de baja resolución a 10 μm y 20 μm cubren un intervalo espectral entre 7.5-13 μm y 16-25 μm , respectivamente.

3.3. Observaciones de imagen a 8.7 μm y de espectroscopía 7.5-13 μm con CC/GTC

La galaxia UGC 5101 fue observada el 6 de enero de 2014 como parte del programa ESO/GTC (ID: 182.B-2005, PI: A. Alonso-Herrero y Alonso-Herrero et al. 2016) para observar una gran muestra de AGN locales con CC en el 10.4 m GTC en el ORM en la Palma en España. Las imágenes en la banda Si2 ($\lambda_c = 8.7 \mu\text{m}$) fueron obtenidas usando la técnica observacional *chop-nod* estándar del mediano IR, para la cual se usaron desplazamientos *chop* y *nod* de 15'', con una masa de aire durante la observación de ~ 1.2 . La estándar espectro-fotométrica HD 79354 (Cohen et al. 1999) fue observada inmediatamente antes (~ 8 min) del objeto de ciencia para realizar la calibración fotométrica, medir la calidad de la imagen de la observación, y medir la emisión no resuelta a través de la sustracción y el escalamiento de la PSF, usando

Cuadro 3.1: Resumen de las observaciones GTC/CC de UGC 5101.

UGC 5101	Imagen	Espectroscopía
Fecha	2014.01.06	2014.01.06
$N_{OB} \times t_{on}$ (s)	1×1224	1×1242
Standard	HD 79354	HD 79354
$N_{OB} \times t_{on-STD}$ (s)	1×60	1×60
FWHM (")	0.4	0.3
PA (degree)	0	90

Notas.— N_{OB} es el número de repeticiones realizadas, t_{on} es el tiempo de integración de la fuente UGC 5101 y t_{on-STD} es el tiempo de integración de la estandar. El $FWHM$ se midió sobre la imagen de la estandar. El valor de la posición del ángulo (PA) para la imagen es la orientación del detector sobre el cielo, mientras que para la espectroscopía indica la orientación de la rendija de norte a este.

métodos estándares en el IR. La calidad de la imagen la hemos medido a través del ajuste del perfil radial de la estrella estandar con una gaussiana, obteniendo así un valor de $0.4''$ del $FWHM$. En la Tabla 3.1 se listan los detalles de la observación. Durante la misma noche se adquirió la espectroscopía de rendija larga. Para esto usamos la rendija de baja resolución a $10\text{ }\mu\text{m}$, con un ancho de rendija de $0.52''$. En la Tabla 3.1 se listan las posiciones angulares de la rendija medidas de norte a este. El método de observación espectroscópica fue el siguiente: primero tomamos una imagen de adquisición del objeto de ciencia con el filtro Si2, luego centramos la rendija sobre el pico de brillo de la imagen e integramos de acuerdo a los tiempos de integración dados en la Tabla 3.1. Además, usamos los mismos *chop/nod* que en la adquisición de la imagen y la estrella estandar se adquirió justo antes de la observación del objeto de ciencia para obtener la calibración fotométrica, la corrección telúrica y la corrección por pérdida de rendija. La imagen de la estrella estandar también es utilizada para medir la calidad de imagen de la observación espectroscópica.

3.4. Reducción de los datos

Los datos fueron reducidos usando el datoducto REDCAN desarrollado por González-Martín et al. (2013) para la reducción y análisis de las imágenes y espectros tomados por T-ReCS y CC. El proceso de reducción comienza por identificar las observaciones de las estandares telúricas, la observación del objeto de ciencia y las imágenes de adquisición del objeto de ciencia y la estandar. Se tiene en cuenta que las estandares y los objetos de ciencia pueden estar en forma de imagen y/o espectroscopía. Además,

las imágenes de adquisición en el caso de los datos espectroscópicos pueden estar en imagen o en imagen a través de la rendija.

La sustracción del fondo del cielo y del telescopio se hace a través de la técnica de *chopping* y *nodding*. Es decir, se observa de manera frecuente una posición cercana del cielo. A esto se le llama *off-source chop* o *chopping*, moviendo el espejo secundario del telescopio para sustraerlo de la posición del objeto de ciencia (*on-source chop*). La técnica *nodding* coloca la fuente en las posiciones *nod* moviendo el eje real del telescopio para substraer este residuo, permitiéndonos, de esta manera, la sustracción del fondo del cielo, así como del fondo del telescopio. Luego, las imágenes *chop on-source* y *off-source* son promediadas y cada par *nod* es combinado.

La imagen resultante muestra ciertos tipos de patrones de ruido como franjas horizontales y verticales. Aquellos que son constantes a lo largo de la imagen son substraídos con la tarea MICLEAN dentro del paquete GEMINI/MIDIR.

Se divide la imagen por el tiempo de integración para tener una imagen en “*adu/s*”. Las imágenes son calibradas en flujo usando REDCAN que contiene el catálogo de estándares espectro-fotométricas de Cohen et al. (1999), el espectro sintético de la estrella estándar se convoluciona con el rendimiento del telescopio y el filtro. Luego se hace fotometría de apertura sobre la estándar y se calcula el cociente entre el número de cuentas por segundo y el flujo real de la estrella. Finalmente, las imágenes calibradas en flujo son producidas para el objeto de ciencia y la(s) estrella(s) estándar(es) mediante el uso del factor de conversión. La incertidumbre debida a la calibración en flujo es del orden del 10 % (Díaz-Santos et al. 2008 y Alonso-Herrero et al. 2016).

Para hacer la calibración en longitud de onda de los espectros REDCAN usa las características de emisión del cielo en el espectro combinado de referencia. Primero el espectro de cielo es combinado a lo largo del eje espacial y el datoducto busca el máximo local en este espectro. Entonces ajusta un perfil gaussiano para determinar la posición exacta del centro y luego identifica este máximo local con las líneas conocidas. Para esto el datoducto contiene un conjunto de plantillas del cielo calibradas en longitud de onda para las bandas N y Q, para T-ReCS y CC. La imagen final se almacena en un arreglo matricial. Para extraer el espectro calculamos la traza de las estrellas estándares y los objetos de ciencia. Para la extracción de la región central el datoducto usa el centro de la traza de cada uno de los objetos y para el ancho de la región de extracción puede hacer o una extracción extendida o de tipo puntual. Finalmente, cada espectro es calibrado en flujo usando el cociente entre la estándar y su correspondiente plantilla calibrada en flujo por Cohen et al. (1999).

3.5. Datos de archivo en el IR de alta resolución

3.5.1. Imágenes del archivo de HST/NICMOS y Subaru/COMICS

UGC 5101 fue observada en una sola órbita el 7 de noviembre de 1997 con el Telescopio Espacial Hubble usando la cámara 2 de NICMOS (Thompson et al. 1998) como parte de las observaciones del tiempo garantizado. NICMOS usa un detector de 256×256 HgCdTe con escalas de pixel de $0.0762''$ y $0.0755''$ por pixel en x y y , respectivamente, dándonos un campo de visión de aproximadamente $19.5'' \times 19.3''$. Para este trabajo sólo hemos utilizado las imágenes tomadas en el filtro de banda ancha F160W ($\lambda_c = 1.60 \mu\text{m}$) y el filtro de banda media F222M ($\lambda_c = 2.22 \mu\text{m}$). Las imágenes individuales de cada filtro, reducidas y calibradas, fueron bajadas de la base de datos *Mikulski Archive for Space Telescope* (MAST). Las imágenes individuales (cinco en cada filtro) han sido combinadas usando la tarea IMCOMBINE en IRAF con la opción *average*. Estas imágenes fueron originalmente presentadas y analizadas en Scoville et al. (2000) y en Haan et al. (2011) solo en la banda H.

También descargamos una imagen de UGC 5101 en la banda Q ($\lambda_c = 17.7 \mu\text{m}$) completamente reducida y calibrada de la base de datos del *German Virtual Observatory* (GAVO) en el servidor del Observatorio Virtual (VO). La imagen se obtuvo con COMICS en el Telescopio Subaru en Mauna Kea, Hawái, con un FOV de $42'' \times 32''$ y escala de $0.13''/\text{pixel}$ (Asmus et al. 2014).

3.5.2. Espectroscopía de *Spitzer/IRS*

UGC 5101 se observó con el espectrógrafo IR (IRS) abordo del telescopio espacial *Spitzer* usando los módulos de longitud de onda corta (SL) y longitud de onda larga (LL) cubriendo los siguientes intervalos espectrales: SL1, 7.4-14.5 μm ; SL2, 5.2-7.7 μm ; LL1, 19.5-38.0 μm ; and LL2, 14.0-21.3 μm , con una resoluciónpectral de $R \sim 60 - 120$. El ancho de la rendija SL es $3.7''$, mientras que el del módulo LL es $10.5''$. Para este trabajo hemos descargado los espectros completamente calibrados del *Cornell Atlas of Spitzer/IRS Source* (CASSIS v6; Lebouteiller et al. 2011). CASSIS provee los espectros con regiones de extracción óptima para asegurar el mejor cociente señal a ruido (S/N). CASSIS ha identificado a UGC 5101 como un objeto tipo puntual y por lo tanto usa la rutina de óptima extracción para producir el mejor espectro calibrado en flujo que garantice el mejor cociente S/N. Los diferentes módulos del espectro se unieron usando el flujo del módulo SL2 como espectro de referencia para los otros módulos. Los factores de escalamiento fueron 1.1 para LL1

y LL2.

3.6. Emisión nuclear no resuelta

Aún con alta resolución espacial, en el cercano IR hasta $\lambda \sim 2 \mu\text{m}$, la emisión estelar extendida proveniente de la galaxia anfitriona contamina y domina los flujos nucleares de los AGN, especialmente en los de tipo 2. Mientras que, a longitudes de ondas más largas $\lambda > 3 \mu\text{m}$ la contaminación por emisión estelar es mucho menor (Alonso-Herrero et al. 2001). En este trabajo usaremos las imágenes de alta resolución angular en el cercano y mediano IR para aislar tanto como sea posible la emisión nuclear no resuelta antes de intentar inferir las propiedades del material que oscurece el medio y la luminosidad del AGN en UGC 5101. Para esto, es necesario substraer cualquier emisión nuclear extendida que no esté directamente relacionada con el polvo del toroide y/o emisión que venga de polvo calentado por estrellas masivas jóvenes (p.e., Alonso-Herrero et al. 2011).

En trabajos previos se presentan medidas de la emisión no resuelta en UGC 5101 en el cercano y mediano IR (por ejemplo, Soifer et al. 2000; Scoville et al. 2000; Haan et al. 2011; Imanishi et al. 2014; Asmus et al. 2014). Sin embargo, los valores reportados en estas publicaciones pueden estar aún contaminados por emisión estelar de la galaxia anfitriona y emisión debida a la formación estelar nuclear. Por lo tanto, con el propósito de tener medidas más confiables, hemos escogido medir la emisión no resuelta de manera consistente en las imágenes de las bandas H y K de HST/NICMOS y, en la imagen de la banda Q de COMICS, así como en la nueva imagen de CC/GTC. Para esto hemos utilizado GALFIT, un algoritmo de ajuste 2-dimensional (2D) (Peng et al. 2002) que nos permite ajustar simultáneamente un número arbitrario de componentes (por ejemplo; PSF, perfil de Sérsic, disco exponencial, y/o funciones gaussianas) a la imagen de una galaxia. En GALFIT la función gaussiana es un caso especial del perfil de Sérsic cuando $n = 0.5$. En este caso el parámetro de tamaño es el $FWHM$ en lugar del radio efectivo (definido en la siguiente sección).

3.6.1. Emisión del cercano IR

Para modelar la emisión nuclear no resuelta hemos generado una PSF teórica de Tiny Tim para la cámara 2 de NICMOS en los filtros F160W y F222M. Las PSF de Tiny Tim tienen sólo tres parámetros libres, las coordenadas centrales (x_c y y_c)

y el flujo total, de manera que la emisión total no resuelta se calcula a través de la integración del flujo sobre la imagen de la PSF suponiendo que ésta contiene el 100 % de la luz. Ahora, para ajustar la distribución de brillo superficial extendido, esto es, la emisión de la galaxia anfitriona, hemos usado un perfil de Sérsic en el que la intensidad del perfil observado se puede expresar como

$$I(r) \propto e^{-R^{1/n}} \quad (3.1)$$

con $R = \frac{r}{r_{efec}}$, donde r_{efec} es el radio efectivo definido tal que la mitad del flujo total esté dentro del r_{efec} . Además, para el perfil de Sérsic podemos ajustar el cociente de ejes a/b y la posición del ángulo (PA) de la emisión. GALFIT nos permite construir y ajustar perfiles de brillo a las imágenes de NICMOS considerando diferentes combinaciones. Considerando nuestro interés en medir la componente no resuelta, en este trabajo hemos combinado: una PSF y un perfil de Sérsic dejando todos los parámetros libres; una PSF más un perfil de Sérsic fijando $n = 1$; otro con $n = 4$; y finalmente una PSF más dos perfiles de Sérsic incluyendo una gaussiana, con todos los parámetros libres. De este manera podemos ver si el flujo de la componente no resuelta (representada por la PSF) varía de manera importante por agregar más o menos componentes, y así sería posible concluir si la emisión no resuelta está siendo bien restringida o no.

A partir del análisis de estos ajustes encontramos que en ambas longitudes de onda un modelo con una PSF + dos perfiles de Sérsic libres dan el mejor ajuste. Sin embargo, un modelo más simple con una PSF + un perfil de Sérsic fijando $n = 4$ también da un buen ajuste con un chi-cuadrado reducido $\chi^2_{red} = 0.4$ frente al valor $\chi^2_{red} = 0.3$ del mejor ajuste. En la Tabla 3.2 listamos los parámetros ajustados para el modelo con $n = 4$. También encontramos que los diferentes modelos con χ^2_{red} comparables producen residuos similares y que la emisión no resuelta medida sobre las imágenes de NICMOS no cambia por más del 1 % en ambas longitudes de onda. Por lo tanto, concluimos que la componente no resuelta está bien restringida en ambas longitudes de onda del cercano IR. En la Figura 3.2 podemos ver la imagen combinada de NICMOS a $2.22 \mu\text{m}$ junto con la imagen del modelo de GALFIT y la imagen del residuo después de sustraer el modelo de GALFIT a la imagen de la galaxia. Además, en la Figura 3.3 podemos ver el perfil radial de UGC 5101, del modelo de GALFIT que mejor ajusta las observaciones, y el perfil radial de la PSF, la cual representa la componente no resuelta.

Dado que los ajustes con los diferentes modelos son parecidos en calidad, hemos esti-

Cuadro 3.2: Resultados de los ajustes de GALFIT con un perfil PSF + Sérsic.

Instrumento	λ (μm)	$f_{\text{noresuelto}}$ (mJy)	f_{Sersic} (mJy)	n	r_{efec} (pc)	a/b	PA (grados)
NICMOS	1.60	< 1.3	21 ± 6	4*	1753 ± 728	0.60 ± 0.03	82 ± 2
NICMOS	2.22	5 ± 2	25 ± 6	4*	1091 ± 584	0.60 ± 0.03	82 ± 3
CC	8.70	36 ± 4	169 ± 10	2.0 ± 0.2	1127 ± 65	0.60 ± 0.02	78 ± 1

Notas. — Columna 1: instrumento. Columna 2: longitud de onda central del filtro. Columna 3: emisión nuclear no resuelta. Columna 4: emisión de la componente de Sérsic. Columna 5: índice del perfil de Sérsic. *Para los ajustes en 1.60 y 2.22 μm se fijó el índice del modelo. Columna 6: radio efectivo en pc de la componente Sérsic. Columna 7: cociente entre los ejes de la componente Sérsic. Columna 8: PA del eje mayor de la componente Sérsic medida de este a norte.

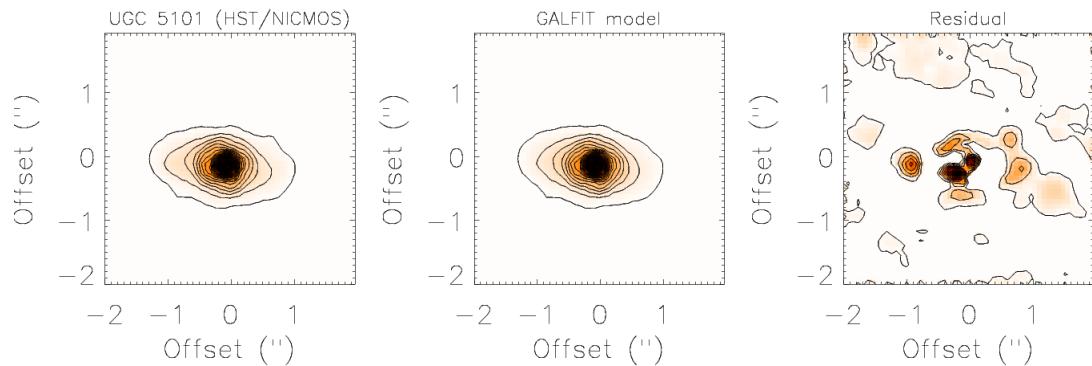


Figura 3.2: A la izquierda la imagen combinada de la región nuclear de UGC 5101 de *HST/NICMOS* en el filtro F222M centrado a $2.22 \mu\text{m}$, en el medio el modelo de GALFIT (ver Tabla 3.2 para los parámetros), y a la derecha la imagen residual obtenida después de sustraer el modelo de GALFIT de la imagen original. Las imágenes se muestran en una escala lineal, rotadas de manera que el norte está hacia arriba y el este hacia la izquierda. El contorno más bajo es 3σ por arriba del fondo y los contornos siguientes van en pasos de 2σ .

mado la incertidumbre de los parámetros en la Tabla 3.2 como la desviación estándar de los valores dados por todos los modelos. Estas incertidumbres son mayores que las estimadas de un solo modelo. La emisión no resuelta en UGC 5101 contribuye 2% y 17% a la emisión del continuo a 1.60 y $2.22 \mu\text{m}$ integrado sobre todo el campo de visión, respectivamente. Nuestros flujos nucleares no resueltos son más bajos que los reportados por Scoville et al. (2000) para las bandas H y K, y del obtenido por Haan et al. (2011) en la banda H. Es posible que estas diferencias se deban a que ellos

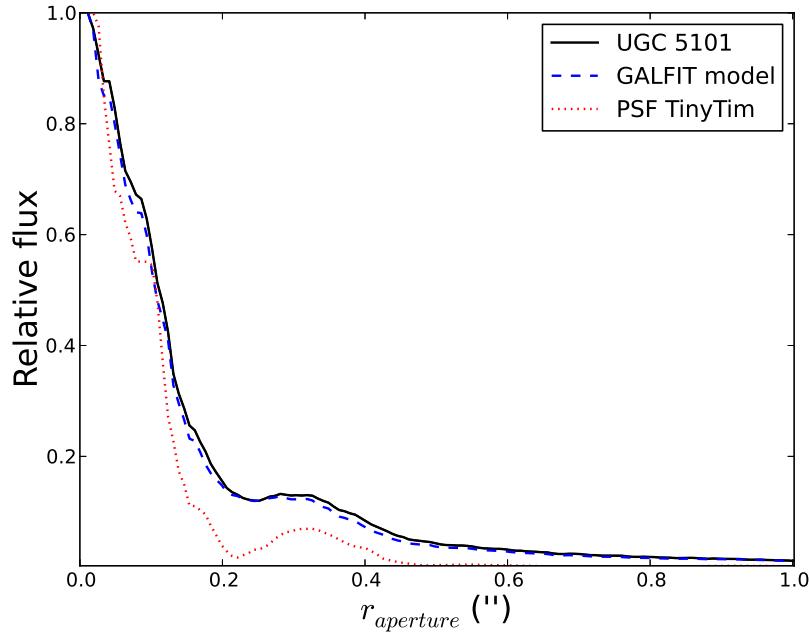


Figura 3.3: Perfil radial nuclear observado a $2.22 \mu\text{m}$ de UGC 5101 (en negro) comparado con el perfil radial del modelo de GALFIT que mejor ajusta (en azul), el cual es la suma de un perfil de Sérsic y un perfil PSF (en rojo). Este último representa la componente no resuelta.

sustraen la emisión de la galaxia subyacente, estimada a partir de los píxeles adyacentes en lugar de modelar la emisión de la galaxia anfitriona, pero también debido a que el propósito en ambos trabajos previos es estudiar la estructura de la galaxia anfitriona, la cual requiere claramente de una PSF, y no aislar lo mejor posible la componente de la PSF, por lo que en ambos casos esta componente podría estar sobreestimada. Después de sustraer las componentes de GALFIT de las imágenes de NICMOS, la emisión del residuo respecto al flujo integrado en 1.60 y $2.22 \mu\text{m}$ es 2% y 1.5% , respectivamente. Estos residuos podrían estar relacionados con la estructura espiral observada en las imágenes de la banda J en Scoville et al. (2000) (ver Figura 3.4).

Usando espectroscopía de campo integral de óptica adaptativa en el cercano IR, Medling et al. (2014) modelaron la emisión nuclear de varias ULIRG interactuantes, incluyendo UGC 5101. Del análisis de estas observaciones, ellos detectaron una componente de disco nuclear en la mayoría de las ULIRG. En particular, para UGC 5101

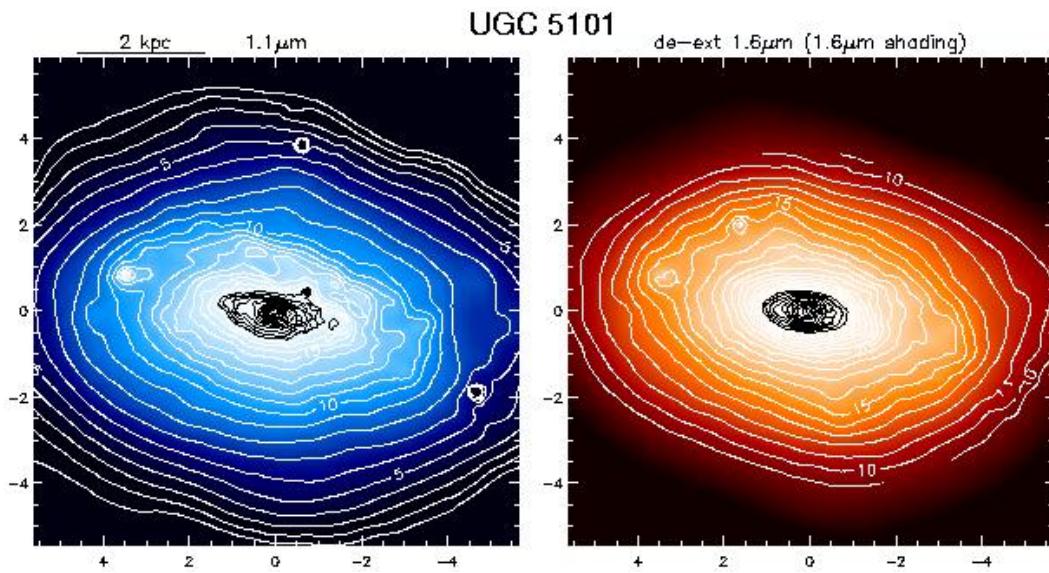


Figura 3.4: Imágenes a $1.1\ \mu\text{m}$ y $1.6\ \mu\text{m}$ de HST/NICMOS. Las imágenes están graficadas con un sombreado logarítmico y los contornos están espaciados por factores de $\sqrt{2}$. La imagen fue tomada de Scoville et al. (2000).

derivaron un índice $n = 0.6$ para el perfil de Sérsic ajustado a su continuo en la banda K. Los residuos muestran una débil estructura parecida a la presencia de brazos espirales. El PA y el cociente de los ejes a/b derivado del ajuste de las imágenes de NICMOS son relativamente consistentes con los de ellos. Sin embargo, hemos notado que el ajuste de Medling et al. (2014) no requirió de una componente PSF, mientras que en las imágenes de NICMOS a $2.22\ \mu\text{m}$ se ve claramente una fuente puntual no resuelta en el núcleo (Figura 3.4). Usando las imágenes de NICMOS como en nuestro trabajo, Scoville et al. (2000) ajustaron perfiles radiales y encontraron que un perfil radial de la forma $r^{1/4}$ da un mejor ajuste que uno exponencial (es decir, un disco), lo cual resulta consistente con nuestros ajustes de GALFIT.

3.6.2. Emisión del mediano IR

Tal como hicimos para las imágenes de HST/NICMOS, también corrimos GALFIT en la imagen a $8.7\ \mu\text{m}$ de CC, con el propósito de estimar la emisión no resuelta e integrada de la galaxia (en el campo de visión de CC). Para la componente no resuelta hemos usado la imagen de CC de la estrella estándar, la cual fue observada justo antes de la observación de la galaxia. Entonces, ajustamos dos componentes;

una PSF y un perfil de Sérsic, con todos los parámetros libres. El mejor ajuste tuvo un $\chi^2_{red} \sim 1$.

La Tabla 3.2 lista los parámetros del mejor ajuste. Las incertidumbres de los parámetros son las desviaciones estándar de los parámetros derivados de considerar diferentes tamaños de la caja de convolución. El radio efectivo, el PA, y el cociente axial de la emisión del mediano IR son similares a los derivados en el cercano IR. En la Figura 3.5 se muestra la imagen original de CC a $8.7 \mu\text{m}$ junto con el modelo 2D de GALFIT y la imagen residual, mientras que en la Figura 3.6 se muestra el perfil radial. El residuo obtenido, después de sustraer el modelo de GALFIT de la imagen de la galaxia a $8.7 \mu\text{m}$, fue menor al 1.5% respecto al flujo en la imagen original. En la Tabla 3.2 también se listan los flujos no resueltos y de Sérsic a $8.7 \mu\text{m}$. La componente no resuelta contribuye $\sim 12\%$ de la emisión observada a esta longitud de onda en el campo de visión de CC. Las incertidumbres de los flujos reportados son el error fotométrico formal reportado por GALFIT sumando en cuadratura la desviación estándar (6% tanto para la componente Sérsic como para la PSF) de los flujos obtenidos de considerar diferentes tamaños de la caja de convolución en GALFIT y el 10% de incertidumbre por calibración en flujo.

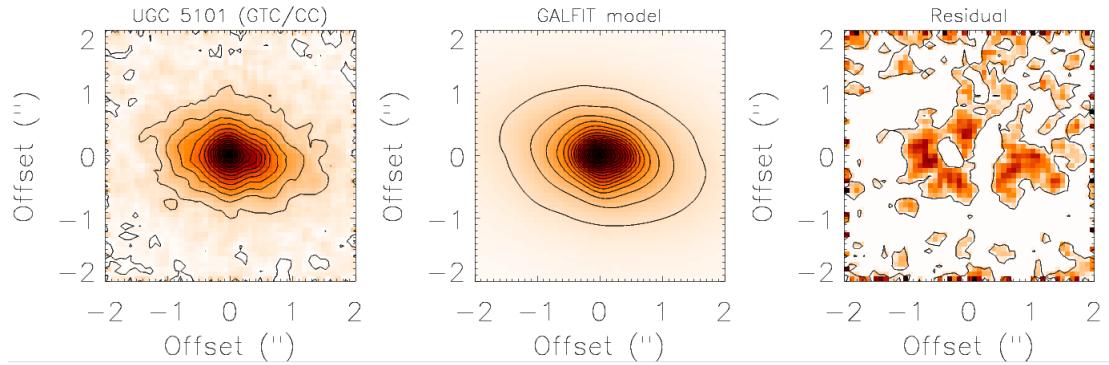


Figura 3.5: A la izquierda la imagen combinada de la región nuclear de UGC 5101 de CC/GTC en el filtro Si2 centrado a $8.7 \mu\text{m}$, en el medio el modelo de GALFIT (ver Tabla 3.2 para los parámetros), y a la derecha la imagen residual obtenida después de sustraer el modelo de GALFIT de la imagen original. Las imágenes se muestran en una escala lineal. El norte está hacia arriba y el este hacia la izquierda. El contorno más bajo es 3σ por arriba del fondo y los contornos siguientes van en pasos de 2σ .

También estimamos la emisión no resuelta e integrada a $8.7 \mu\text{m}$ con dos métodos independientes que se suelen usar rutinariamente en la literatura para el análisis de

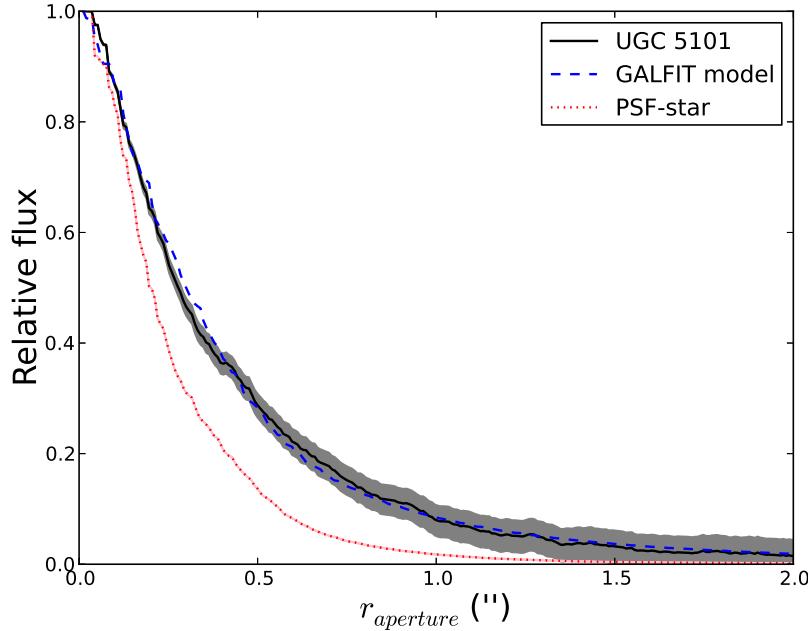


Figura 3.6: Perfil radial nuclear de UGC 5101 a $8.7 \mu\text{m}$ (en negro) comparado con el perfil radial del modelo de GALFIT que mejor ajusta (en azul), el cual es la suma de un perfil de Sérsic y un perfil PSF (en rojo). Este último representa la componente no resuelta.

imágenes IR desde Tierra. El primero es conocido como escalamiento de PSF y se utiliza sólo en fuentes que están dominadas por la emisión nuclear (ver por ejemplo, Mason et al. 2012). En este método medimos el flujo dentro de una apertura circular de $0.5''$ de radio, luego escalamos la imagen de la esténdar al centrode de la emisión de la galaxia y medimos el flujo dentro de la misma apertura de la esténdar escalada. Este método da la máxima contribución de una fuente nuclear no resuelta. Para UGC 5101 obtuvimos la emisión integrada usando una apertura grande con un radio de $9.2''$, el cual es el radio en el que la curva de crecimiento se aplana.

El segundo método, es llamado sustracción de PSF (ver por ejemplo, Radomski et al. 2002, 2003; Soifer et al. 2000; Levenson et al. 2009; Ramos Almeida et al. 2009, 2011; García-Bernete et al. 2014). En este método, primero hacemos coincidir el centro de la imagen de la esténdar, el cual corresponde al pico de emisión de la imagen de la esténdar, con el pico de emisión de la galaxia, es decir, en un nivel del 100 %. Entonces sustraemos la imagen de la esténdar escalada de la imagen de la galaxia a diferentes niveles porcentuales del pico hasta que obtenemos un perfil plano en la imagen residual. Para la imagen de CC a $8.7 \mu\text{m}$ encontramos esta solución al sustraer el 60 % de la intensidad del pico, de manera que medimos la componente no resuelta al integrar la emisión en un radio de apertura de $9.2''$ sobre la imagen

Cuadro 3.3: Emisión no resuelta e integrada en $8.7 \mu\text{m}$ usando tres métodos diferentes.

Método	$f_{\text{no resuelto}}$ (mJy)	r_{apertura} (")	f_{int} (mJy)	r_{apertura} (")
GALFIT	36 ± 4	9.2	205 ± 11	NA
PSF-scaling	40 ± 7	0.5	240 ± 41	9.2
PSF-subtraction	41 ± 12	9.2	168 ± 32	9.2

Notas.— NA=No asignado. “Int” se refiere al flujo integrado sobre el campo de visión de CC.

de la estándar escalada, mientras que el flujo integrado lo calculamos sumando la componente no resuelta a la componente extendida, la cual es medida al integrar el flujo en el mismo radio de apertura de la imagen de la galaxia después de sustraer la imagen de la estándar escalada.

En la Tabla 3.3 listamos los flujos no resueltos a $8.7 \mu\text{m}$ usando los métodos de escalamiento y sustracción de la PSF. Las incertidumbres las calculamos sumando en cuadratura el error fotométrico y la incertidumbre de calibración en flujo (10 %). El error fotométrico lo calculamos como $\sqrt{\sigma_{\text{back}}^2 N_{\text{pix}} + \sigma_{\text{back}}^2 N_{\text{pix}}^2 / N_{\text{pix-ring}}}$, donde N_{pix} es el número de pixeles dentro de la apertura considerada, $N_{\text{pix-ring}}$ es el número de pixeles dentro de un anillo de 80 pixeles de ancho alrededor de la fuente, el cual es usado para estimar el nivel del fondo y su desviación estándar σ_{back} (Reach et al. 2005). El fondo en nuestras imágenes es casi plano, y esto hace que el segundo término de la ecuación se haga casi despreciable.

Para el método de escalamiento de la PSF también hemos sumado en cuadratura un 6 % de incertidumbre debido a la transparencia del cielo durante la noche y un 13 % de incertidumbre debido a la variabilidad de la PSF, los cuales fueron estimados por Mason et al. (2012) utilizando varias estrellas estándar observadas durante la misma noche en el mediano IR con T-ReCS y Michelle en el Telescopio Gemini Norte. Para el método sustracción de la PSF hemos sumado en cuadratura, además de todos los errores descritos anteriormente, un 7 % de incertidumbre debido a la ambigüedad en la mejor sustracción de la fuente no resuelta. Los flujos no resueltos estimados con los métodos PSF son consistentes con los valores estimados con GALFIT. En la Figura 3.7 se muestra la imagen de UGC 5101 en la banda Si2 ($8.7 \mu\text{m}$), la PSF y la imagen de UGC 5101 después de sustraer la imagen de la PSF escalada.

Como podemos ver, hasta ahora solo tenemos una observación de la estrella estándar cercana a la de la galaxia (8 min). No obstante, tenemos la observación de la estrella estándar tomada para la calibración de la observación espectroscópica, solo que esta ocurrió aproximadamente dos horas después de la adquisición de la imagen de

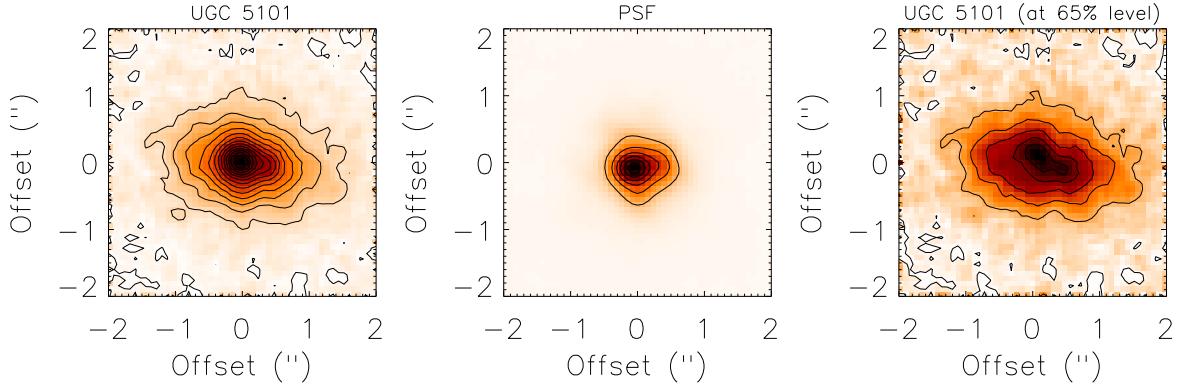


Figura 3.7: **Panel izquierdo:** imagen de GTC/CC de UGC 5101 en $8.7\mu\text{m}$ (filtro Si2). **Panel del medio:** estrella estándar (PSF) observada antes de UGC 5101. **Panel derecho:** PSF escalada (a un nivel de la emisión del pico de UGC 5101 del 65 %, ver sección 3.5.2). La escala en las imágenes es lineal. El contorno más bajo es 3σ sobre el fondo y los siguientes contornos van en pasos de 2σ (excepto en la imagen de la PSF). La orientación en todas las imágenes es norte hacia arriba y este hacia la izquierda. La escala física de la imagen de UGC 5101 es $755\text{ pc}/"$.

UGC 5101. Ahora, con el propósito de tener un estimado de la variación del flujo no resuelto medido con GALFIT a partir de nuestras propias estándares y de esta manera tener una medida del nivel de confianza de nuestro estimado de la componente no resuelta y las incertidumbres supuestas, hemos medido el flujo no resuelto e integrado con GALFIT pero utilizando ahora la estándar adquirida para la observación espectroscópica. El resultado es que el flujo no resuelto obtenido utilizando esta estrella estándar es de $\sim 27\text{ mJy}$ y varía alrededor de un 18 % considerando diferentes cajas de convolución en GALFIT y modelos (fijando $n = 2$ o dejándolo variar libremente), lo cual lo hace consistente con el valor obtenido utilizando la estrella estándar observada 8 min antes de la imagen de UGC 5101. El valor del flujo de la componente Sérsic ($231 \pm 70\text{ mJy}$), del índice de Sérsic ($n = 4 \pm 2$), del radio efectivo ($r_{\text{efec}} = 1161 \pm 302\text{ pc}$), del cociente ($a/b = 0.66 \pm 0.05$) y de la orientación del semieje mayor ($PA = 75 \pm 2^\circ$) son todos comparables a los valores obtenidos utilizando la estrella estándar adquirida para la calibración de la observación fotométrica de UGC 5101. Este resultado nos muestra la estabilidad de la PSF durante la noche, y por lo tanto, la confianza en los resultados obtenidos para la componente no resuelta y extendida. Por otro lado, también estudiamos la variación de la PSF, a través de la degradación del sigma de la estrella estándar obtenida para la observación fotométrica. De este experimento observamos que el perfil radial de una

estrella estándar con un $FHWM \sim 0.4''$ y el de una con un $FHWM \sim 0.6''$ siguen representando bastante bien la componente no resuelta respecto al perfil radial de la galaxia (Figura 3.8).

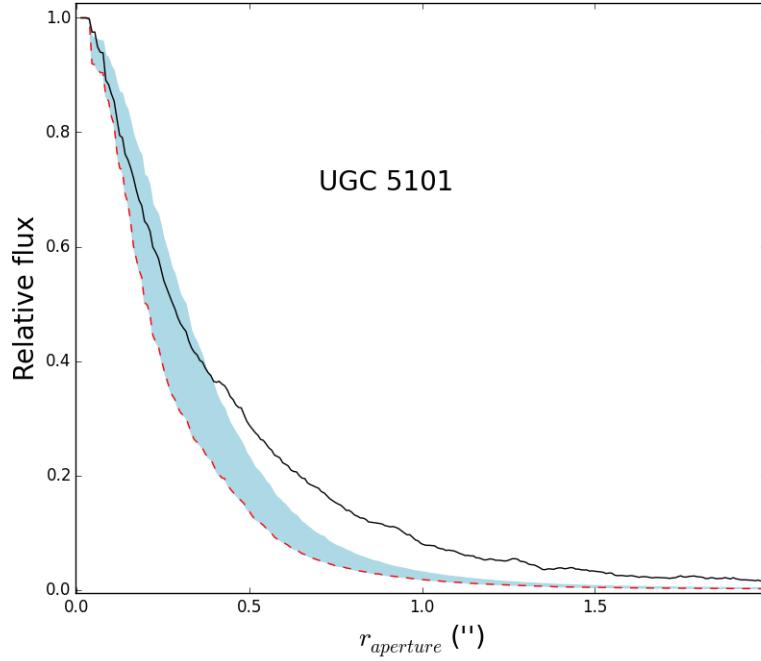


Figura 3.8: Perfil radial de la imagen de UGC 5101 (en negro) en la banda Si2 de CC, comparado con el perfil radial de la estrella estándar (en rojo) y el perfil radial de la estrella estándar degradada hasta tener un $FHWM \sim 0.6''$ (en azul).

También hemos usado GALFIT para medir el flujo no resuelto en la imagen de la banda Q a $17.7 \mu\text{m}$. En este caso hemos usado un perfil gaussiano con un $FHWM \sim 0.6\text{-}0.8''$, el cual es el intervalo de $FHWM$ de la estándar (ver Asmus et al. 2014), para representar la componente no resuelta y un perfil de Sérsic para la componente extendida. Consideramos tres perfiles de Sérsic: uno libre, uno con $n = 4$, y uno con $n = 1$. El mejor ajuste se obtuvo con un $FHWM = 0.65''$ para la componente no resuelta y $n = 2.1 \pm 1.8$. Esto produjo un flujo no resuelto a $17.7 \mu\text{m}$ de $158 \pm 32 \text{ mJy}$, el cual es más bajo que el flujo no resuelto calculado por Asmus et al. (2014) usando el mismo conjunto de datos pero consistente con el de Soifer et al. (2000) usando las imágenes de Keck. El error en la emisión no resuelta es la suma cuadrática de la desviación estándar del flujo medido mediante el ajuste de diferentes perfiles y el error formal de GALFIT.

3.6.3. Emisión nuclear no resuelta a partir de los datos espectroscópicos

Recordemos que estamos interesados en inferir las propiedades del material que oscurece el medio, probablemente el polvo del toroide, alrededor del AGN de UGC 5101. Para este fin hemos ajustado la componente no resuelta (o componente de AGN) del espectro nuclear de CC, esto debido a que tanto el espectro de *Spitzer*/IRS como el de GTC/CC muestran emisión de PAH que indican la presencia de una componente de formación estelar en las regiones de ~ 393 pc y ~ 2.9 kpc sondeada por CC e IRS (ver por ejemplo Armus et al. 2004), respectivamente. Hemos sustraído la emisión debido a la formación estelar de la emisión no resuelta a partir de métodos de descomposición espectral en el mediano IR, los cuales han resultado ser bastante eficientes en otras galaxias activas, como por ejemplo en las LIRG, ULIRG, AGN, y galaxias sub-milimétricas (p.e., Pope et al. 2008; Valiante et al. 2009; Nardini et al. 2010; Mullaney et al. 2011; Alonso-Herrero et al. 2012; Ramos Almeida et al. 2014b; Hernán-Cabellero et al. 2015; García-Bernete et al. 2015).

Para la descomposición espectral hemos usado el procedimiento propuesto por Pope et al. (2008), el cual está formado por tres componentes: (1) una plantilla de *starburst* que está dominada por la emisión de PAH hasta $\sim 18 \mu\text{m}$ (Puget & Leger 1989; Allamandola et al. 1999), (2) un continuo tipo ley de potencia (o cuerpo tibio) que representa la emisión del polvo calentado por el AGN (Genzel et al. 1998), y (3) la extinción de fondo. El uso del continuo tipo ley de potencia en el mediano IR (hasta $\lambda \sim 35 \mu\text{m}$) no es físicamente adecuado, pero representa bastante bien el continuo del polvo calentado por el AGN, el cual usualmente tiene un máximo en $\lambda \sim 30 - 50 \mu\text{m}$ (ver por ejemplo, Alonso-Herrero et al. 2011). Las componentes de *starburst* y AGN pueden ser afectadas por diferentes grados de extinción, el cual es modelado como una pantalla de polvo de fondo. El modelo se expresa como:

$$F_\nu = c_1 \nu^{-c_2} e^{-c_3 \tau_\nu} + c_4 f_\nu(\text{PAH}) e^{-c_5 \tau_\nu}, \quad (3.2)$$

donde τ_ν es la ley de extinción, c_3 y c_5 son las extinciones del AGN y del *starburst*, c_2 es el índice de la ley de potencia, $f_\nu(\text{PAH})$ la plantilla de *starburst*, y c_1 y c_4 son los factores de normalización (Pope et al. 2008).

Para hacer el ajuste de esta función a los espectros hemos usado un total de 24 plantillas de *starburst* de la literatura, las cuales incluyen galaxias IR brillantes, LIRG, y ULIRG (Sturm et al. 2000; Brandl et al. 2006; Rieke et al. 2009; Sargsyan et al. 2011). También hemos usado las leyes de extinción de Chiar & Tielens (2006) para

el medio interestelar local (ISM local) y el Centro Galáctico (CG), ya que incluyen la absorción debido a los silicatos alrededor de 10 y 18 μm . Hemos realizado un ajuste de minimización de χ^2 y hemos ajustado simultáneamente los cinco parámetros libres c_1, c_2, c_3, c_4 y c_5 para cada una de las plantillas de *starburst* y las leyes de extinción.

3.6.4. Descomposición espectral del espectro de *Spitzer/IRS*

Considerando que la ley de extinción del ISM local de Chiar & Tielens (2006) cubre un intervalo desde 1.2 a 27 μm junto con el alto cociente de S/N y el intervalo espectral cubierto por el espectro de *Spitzer/IRS* de 5-35 μm , comenzamos por descomponer el espectro de *Spitzer/IRS* entre 5-26 μm , y luego usamos la plantilla de *starburst* obtenida de este ajuste para hacer la descomposición espectral del espectro de CC. El mejor ajuste para el espectro de *Spitzer/IRS* (ver Figura 3.9) se obtiene cuando se usa la plantilla de *starburst* (línea azul) del LIRG ESO 244-G012 de Sargsyan et al. (2011) y una componente de ley de potencia con un índice de $c_2 = 1.8 \pm 0.2$ (línea verde), el cual es consistente con el índice de la ley de potencia encontrado en el mediano IR para las Seyfert 1 y 2 (Hönig et al. 2010; Ramos Almeida et al. 2009, 2011). También encontramos que la ley de extinción del ISM local produce un ajuste mejor que el que se obtiene con la ley de extinción del CG. En esta misma Figura 3.9 podemos ver que el ajuste reproduce bastante bien la emisión del mediano IR excepto en la parte más azul del espectro, debido a la fuerte absorción presente en UGC 5101 a causa del hielo de agua por debajo del PAH en 6.2 μm (ver Spoon et al. 2002 y Armus et al. 2004), el cual no está presente en la ley de extinción. Hemos añadido la absorción de los hielos de agua disponibles en el laboratorio de análogos de Gerakines et al. (1995) y hemos observado que el ajuste mejora marginalmente en esta región espectral y que la componente de la ley de potencia se mantiene igual, por lo que hemos terminado adoptando la solución sin incluir esta componente.

En la Tabla 3.4 resumimos los parámetros relevantes de la descomposición espectral del espectro IRS. Los errores en los parámetros derivados toman en cuenta el 10 % de incertidumbre supuesto para el espectro de *Spitzer/IRS* y la desviación estándar de los parámetros obtenidos de considerar diferentes valores iniciales para el índice de la ley de potencia c_2 . Los flujos no resueltos (observado, no corregido por extinción) a 8.7 y 12 μm (longitud de onda observada) contribuyen hasta un 57 y 55 % de la emisión observada en el espectro de *Spitzer/IRS*, respectivamente. La fracción de la contribución del AGN a 12 μm es consistente con la estimada por Hernán-Caballero et al. (2014) usando el mismo espectro IRS pero con un método de descomposición

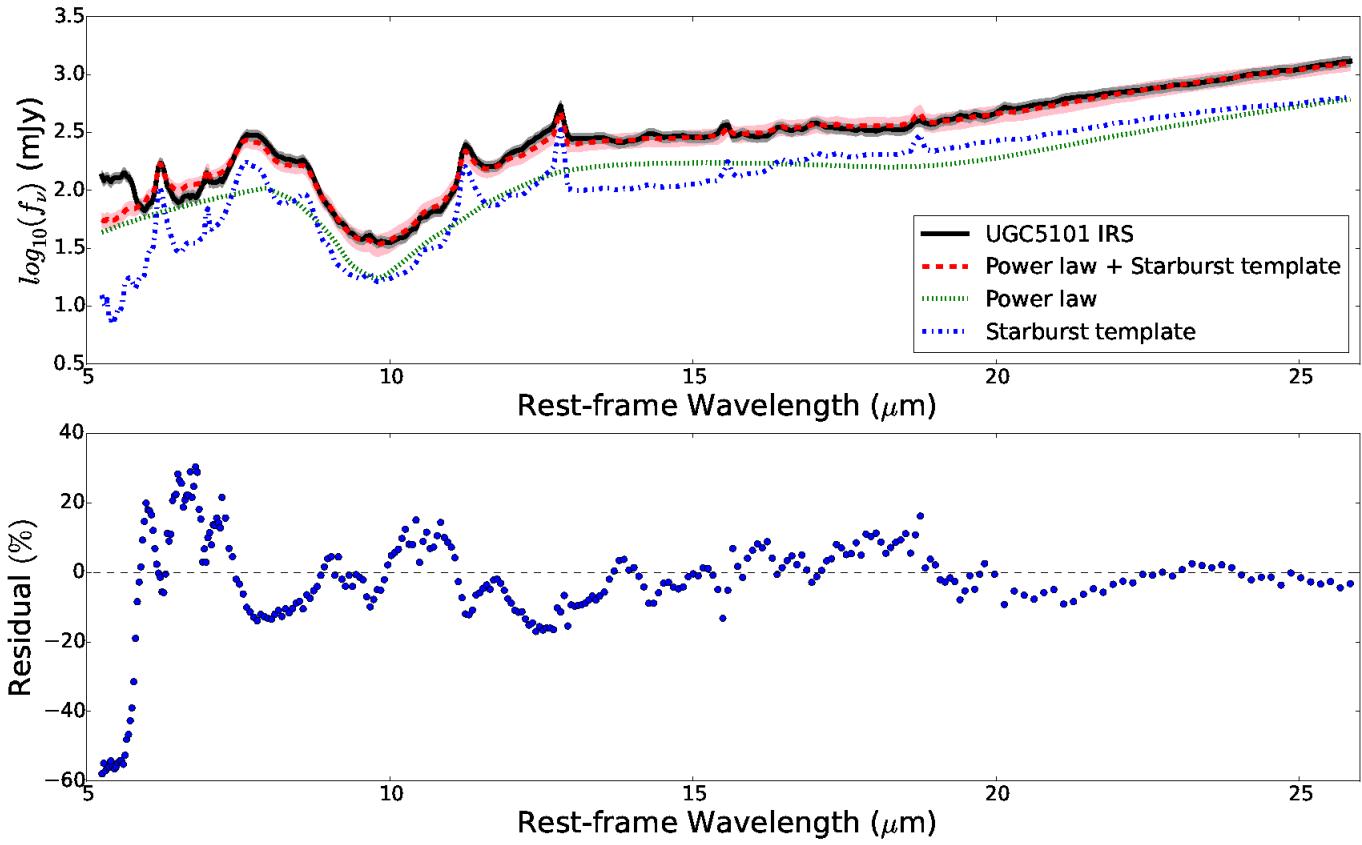


Figura 3.9: **Panel superior:** descomposición del espectro de *Spitzer*/IRS (~ 5 - $35 \mu\text{m}$), proveniente de la región central de $4''$ ($\sim 2.9 \text{ kpc}$). La línea negra es el espectro observado y la región sombreada en gris su incertidumbre a 1σ . La línea roja es el modelo que mejor ajusta (el área sombreada en rosado la incertidumbre del ajuste a 1σ), el cual es la suma de la galaxia de *starburst* ajustada (línea azul) y la componente del continuo o AGN (línea verde). Ambas componentes están oscurecidas por diferentes niveles de extinción de fondo, derivadas de la ley de extinción de Chiar & Tielens (2006) para el ISM local (ver la ecuación 3.2). **Panel inferior:** residuos del ajuste, en el que el porcentaje ha sido definido como el espectro observado menos el espectro modelado, dividido por el espectro modelado.

Cuadro 3.4: Resultados de la descomposición espectral de los espectros *Spitzer*/IRS y CC/GTC.

Parámetros	<i>Spitzer</i> /IRS	GTC/CC
Índice de la ley de potencia c_2	2.0 ± 0.2	2.0 (<i>fijo</i>)
Ley de potencia- $\tau_{\lambda 9.7}$	5.1 ± 0.6	6.4 ± 2.0
Starburst $\tau_{\lambda 9.7}$	0.9 ± 0.4	0.3 ± 0.2
$8.7 \mu\text{m}$ $f_{\text{noresuelto}}$ (mJy)	79 ± 17	53 ± 35
$12 \mu\text{m}$ $f_{\text{noresuelto}}$ (mJy)	62 ± 18	42 ± 15
$\chi^2 - \text{reducido}$	2.3	3.0

Nota.— El flujo no resuelto se define como el residuo obtenido de sustraer al espectro observado el modelo de *starburst* del mejor ajuste.

espectral diferente. A las longitudes de ondas en el sistema en reposo y mayores a $15 \mu\text{m}$ la componente de la ley de potencia parece dominar la emisión del continuo en el espectro IRS. Usando la extinción de fondo y el cociente de profundidad óptica del silicato $A_V(frg)/\tau_{\lambda 9.7} = 18$ de Roche & Aitken (1984) para el ISM local la extinción de fondo ajustada que afecta la componente de la ley de potencia es $A_V(frg) = 59 \pm 31$ mag, la cual es necesaria para ajustar la profundidad de la región del silicato a $9.7 \mu\text{m}$. Este valor también es consistente con la presencia de capas de polvo en la región nuclear, como las que se ven en las imágenes ópticas de HST (Surace et al. 2000).

3.6.5. Descomposición espectral del espectro de GTC/CC

Para determinar si el tipo de extracción del espectro GTC/CC debe ser del tipo de fuente puntual o de fuente extendida hemos medido el flujo nuclear sobre la imagen de CC a $8.7 \mu\text{m}$ dentro de $1''$ de apertura circular. El flujo obtenido fue de 57 ± 5 mJy (después de hacer la corrección para la emisión de fuente puntual). Si comparamos este resultado con la emisión no resuelta a $8.7 \mu\text{m}$ vemos que podemos aproximar la emisión dentro de la rendija como una fuente puntal. Para la extracción como fuente puntual REDCAN usa una apertura que se incrementa con la longitud de onda, con el propósito de tomar en cuenta la perdida por rendija. Finalmente, remuestreamos el espectro nuclear de CC a 60 puntos de datos para mejorar el cociente S/N y para ajustar más tarde los modelos del toroide *clumpy*. Los errores se estiman como la suma cuadrática del 10 % de calibración fotométrica y la raíz cuadrática media (rms del inglés *root mean square*) de los cuatro puntos fotométricos del remuestreo.

El procedimiento para la descomposición del espectro nuclear de GTC/CC es igual al que realizamos para el espectro de *Spitzer*/IRS. Sin embargo, debido al limitado

intervalo espectral del espectro de CC, hemos fijado la plantilla de *starburst* obtenida del mejor ajuste del espectro de *Spitzer*/IRS (ESO 244-G012) y usamos la ley de extinción del ISM local de Chiar & Tielens (2006). Encontramos que el mejor ajuste con un $\chi^2_{red} = 2.4$ se encuentra con un índice de la ley de potencia $c_2 = 4.0$. Aunque este valor es consistente con el intervalo de índices espectrales encontrado por Buchanan et al. (2006) en una muestra de Seyfert 1, 2, LINER y galaxias *starburst*, es mucho más grande que el obtenido de la descomposición del espectro de *Spitzer*/IRS. Por lo tanto, hemos estudiado el comportamiento del índice c_2 en la descomposición de cada uno de los espectros, comparando los parámetros resultantes cuando variamos c_2 entre 0 y 4. A partir de este análisis encontramos que las extinciones del AGN y del *starburst* y, los flujos a 8.7 y 12 μm están bien restringidos y, así, fijamos el índice de la ley de potencia a $c_2 = 2.0$ para la descomposición espectral del espectro de CC, el cual es consistente con el derivado de la descomposición espectral de *Spitzer*/IRS y aquellos medidos en los núcleos de las Seyfert 1 y 2 en el mediano IR (Hönig et al. 2010; Ramos Almeida et al. 2009, 2011).

En la Figura 3.10 mostramos el mejor ajuste (línea roja discontinua y región sombreada) al espectro nuclear de GTC/CC (línea negra y región sombreada) donde las líneas verde y azul son las contribuciones individuales del continuo ley de potencia y del *starburst*, respectivamente. De la misma figura podemos ver que el modelo que mejor ajusta reproduce bastante bien los datos y, en particular, la emisión del PAH a 11.3 μm .

En la Tabla 3.4 se listan los parámetros relevantes del ajuste del espectro nuclear de CC. Los errores de los parámetros se estiman como la desviación estándar de los parámetros dados por los diferentes modelos que fijan el valor de c_2 entre 0 y 4, mientras que la extinción de fondo ajustada que afecta al continuo de la ley de potencia obtenida de la descomposición del espectro nuclear de CC es $A_V(frg) = 115 \pm 36$ mag. Este valor es más alto que el obtenido de la descomposición espectral del espectro IRS y esto posiblemente se deba al hecho de que a las escalas nucleares el calentamiento producido por la fuente está más embebido y el continuo de la fuente es extendido.

Los flujos no resueltos y no corregidos por extinción a 8.7 y 12 μm (longitudes de onda observadas) provenientes de la descomposición del espectro de CC contribuyen aproximadamente un 67 % y 59 % al espectro nuclear de CC, respectivamente. Dentro de las incertidumbres estos valores son consistentes con los estimados por Hernán-Caballero et al. (2015) para la componente del AGN. Los flujos no resueltos a 8.7 μm obtenidos de la descomposición de *Spitzer*/IRS y CC son consistentes entre sí, mien-

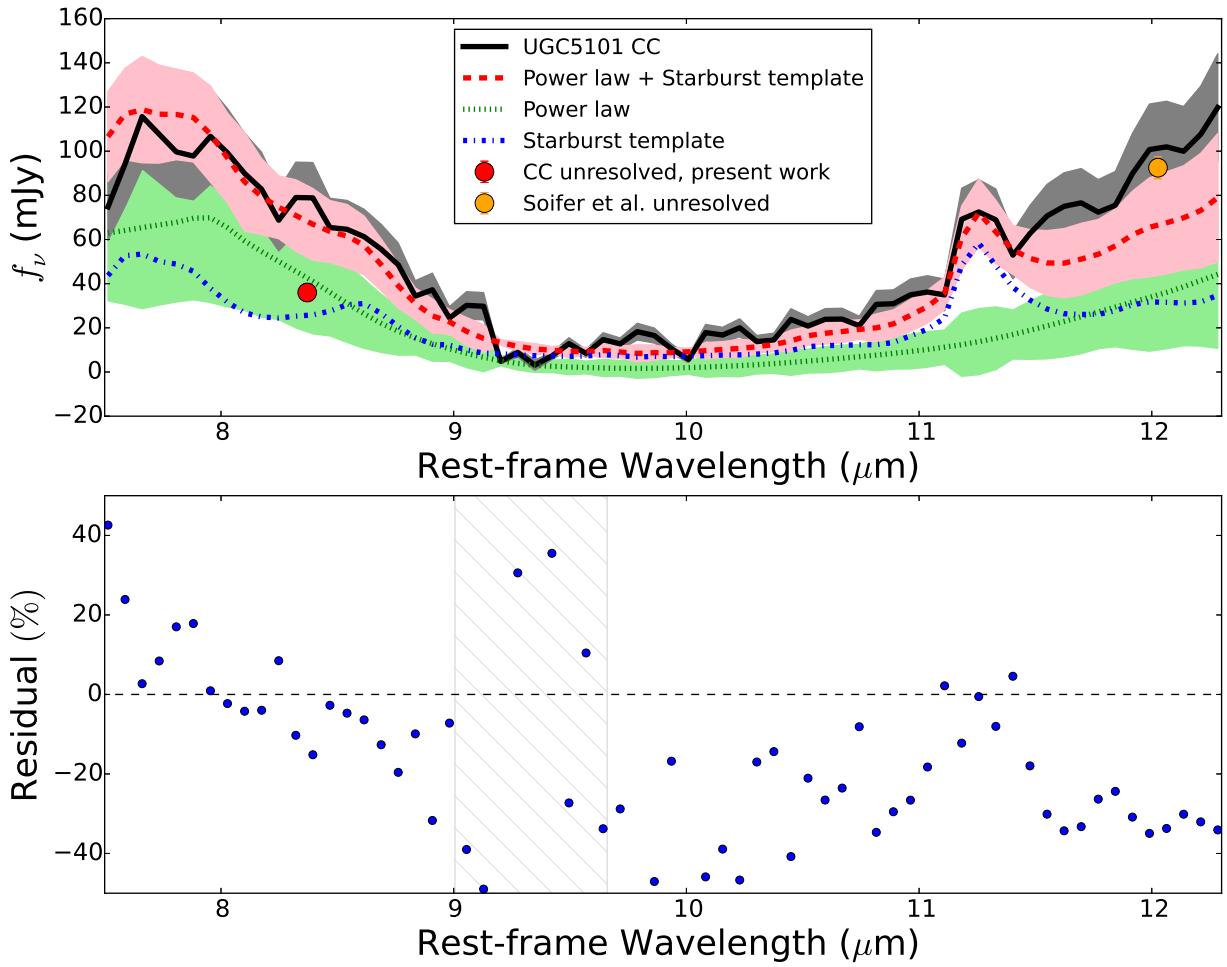


Figura 3.10: **Panel superior:** descomposición espectral del espectro nuclear (~ 393 pc) de UGC 5101 de CC/GTC. Las líneas son como en la Figura 3.9. En este caso el índice de la ley de potencia se ha fijado en $c_2 = 2.0$. El punto rojo es el flujo no resuelto a $8.7 \mu\text{m}$ estimado del ajuste de GALFIT, mientras que el punto anaranjado es el flujo no resuelto a $12 \mu\text{m}$ de Soifer et al. (2000). **Panel inferior:** residuos calculados como en la Figura 3.9. La región rayada representa aproximadamente el intervalo espectral de baja transmisión atmosférica. La zona rayada en gris claro indica la región de mala transmisión de la atmósfera en el ORM.

tras que dentro de las incertidumbres, los flujos a $12 \mu\text{m}$ son similares. En general, para las Seyfert cercanas la descomposición espectral del espectro de *Spitzer*/IRS es capaz de recuperar tanto la forma espectral como el flujo de la componente del AGN medido a partir de espectroscopía en el mediano IR desde Tierra con alta resolución angular (ver por ejemplo, Ramos Almeida et al. 2014b; Hernán-Caballero et al. 2014; García-Bernete et al. 2014). En el caso de UGC 5101, que se encuentra más distante que estas Seyfert cercanas, es posible que el espectro de IRS presente una fuerte contribución a la emisión proveniente de componentes extendidas de polvo, las cuales son más difíciles de separar del polvo calentado por el AGN.

No obstante, hemos encontrado que el flujo no resuelto a $8.7 \mu\text{m}$ proveniente de la descomposición del espectro nuclear de CC es consistente dentro de las incertidumbres con el flujo derivado del ajuste de GALFIT usando las imágenes de CC. Soifer et al. (2000) estimaron que a la longitud de onda observada $\lambda = 12.5 \mu\text{m}$ la componente nuclear contribuye aproximadamente un 60 % del flujo dentro de un diámetro de apertura de $4''$, esto es $\sim 185 \pm 10 \text{ mJy}$. Dentro de las incertidumbres, su flujo IR no resuelto es consistente con el del espectro de CC, después de sustraerle la componente *starburst*, pero no con el continuo de la ley de potencia ajustada. Este resultado muestra que en esta región espectral la ley de potencia es subestimada mientras que la componente de *starburst* está bien restringida.

Finalmente y para entender si el hecho de fijar la componente de *starburst* sesga de alguna manera los resultados obtenidos en los parámetros de la descomposición espectral del espectro de CC/GTC, hemos probado descomponer este espectro utilizando las galaxias *starburst* clásicas dadas en Brandl et al. (2006), en lugar de fijar una. Hemos encontrado que el mejor ajuste ocurre con la galaxia NGC 1222 con un $\chi^2_{red} = 2.95$ y que los parámetros resultantes de la descomposición espectral son todos comparables con los obtenidos fijando la plantilla de *starburst*. Sin embargo, dado que hay mayor confianza en las propiedades derivadas de la descomposición del espectro *Spitzer*/IRS debido a que éste cubre un mayor intervalo espectral y tiene mejor S/N que el espectro de CC/GTC, consideramos que el análisis seguido para encontrar la plantilla de *starburst* que mejor reproduce las componentes de formación estelar en UGC 5101, la galaxia ESO 244-G012, es el más adecuado.

Cuadro 3.5: Parámetros del modelo *clumpy* del toroide de polvo junto con los valores del mejor ajuste de la emisión nuclear de UGC 5101.

Parámetros	Símbolo	Intervalo	Mediana	MAP
Anchura angular del toroide [grados]	σ_{torus}	[15, 70]	60^{+6}_{-7}	66
Espesor radial del toroide	Y	[5, 100]	64^{+19}_{-23}	87
Número de nubes a lo largo de la línea ecuatorial	N_0	[1, 15]	12^{+2}_{-3}	13
Índice del perfil de densidad radial	q	[0, 3]	$0.8^{+0.4}_{-0.4}$	1.0
Ángulo de visión [grados]	i	[0, 90]	55^{+18}_{-19}	46
Profundidad óptica de cada nube	τ_V	[5, 150]	36^{+15}_{-10}	32

Notas.—En la primera columna los símbolos de los parámetros del modelo, en la segunda los intervalos de las distribuciones previas uniformes y, en la tercera y cuarta, el valor medio y el más probable de las distribuciones posteriores.

3.7. Resultados III: Estimación de las propiedades del AGN y del material que oscurece el medio

La SED y la espectroscopía de UGC 5101 se han modelado usando los flujos no resueltos del cercano y mediano IR más el espectro nuclear de CC con la componente de *starburst* sustraída. Además, hemos usado como límite superior la magnitud nuclear en la banda L de Imanishi et al. (2014). La SED observada no resuelta y el espectro de CC con la componente de *starburst* sustraída se muestran en la Figura 3.11. Después de ajustar la emisión no resuelta, obtuvimos las distribuciones posteriores marginales para los seis parámetros libres que describen el modelo *clumpy* del toroide de polvo (ver Capítulo 1). Las distribuciones posteriores derivadas a partir de las seis distribuciones principales se listan en la Tabla 3.5, mientras que el desplazamiento vertical y la extinción de fondo $A_V(frg)$ se dan en la Tabla 3.6.

Las distribuciones posteriores de todos los parámetros del modelo de toroide están bastante restringidas. Particularmente podemos ver que el alto valor de la anchura angular del toroide, $\sigma_{\text{torus}} \sim 60^\circ$, y el número de nubes a lo largo de la dirección ecuatorial, $N_0 \sim 12$, producen factores de cubrimiento, aparente y geométrico altos, del orden de 0.94, los cuales son consistentes con la baja probabilidad de escape de los fotones producidos por el AGN derivada del modelo (Martínez-Paredes et al. 2015). Este resultado es consistente con la fuerte pérdida de las señales del AGN en el espectro óptico de UGC 5101. El tamaño angular y el número de nubes a lo largo de la línea ecuatorial derivados del ajuste son consistentes con los valores encontrados para los núcleos de las Seyfert 2, mientras que el tamaño del toroide de polvo (~ 35 pc) en UGC 5101 es mayor que el tamaño derivado en las Seyfert 1 y 2 estudiadas con

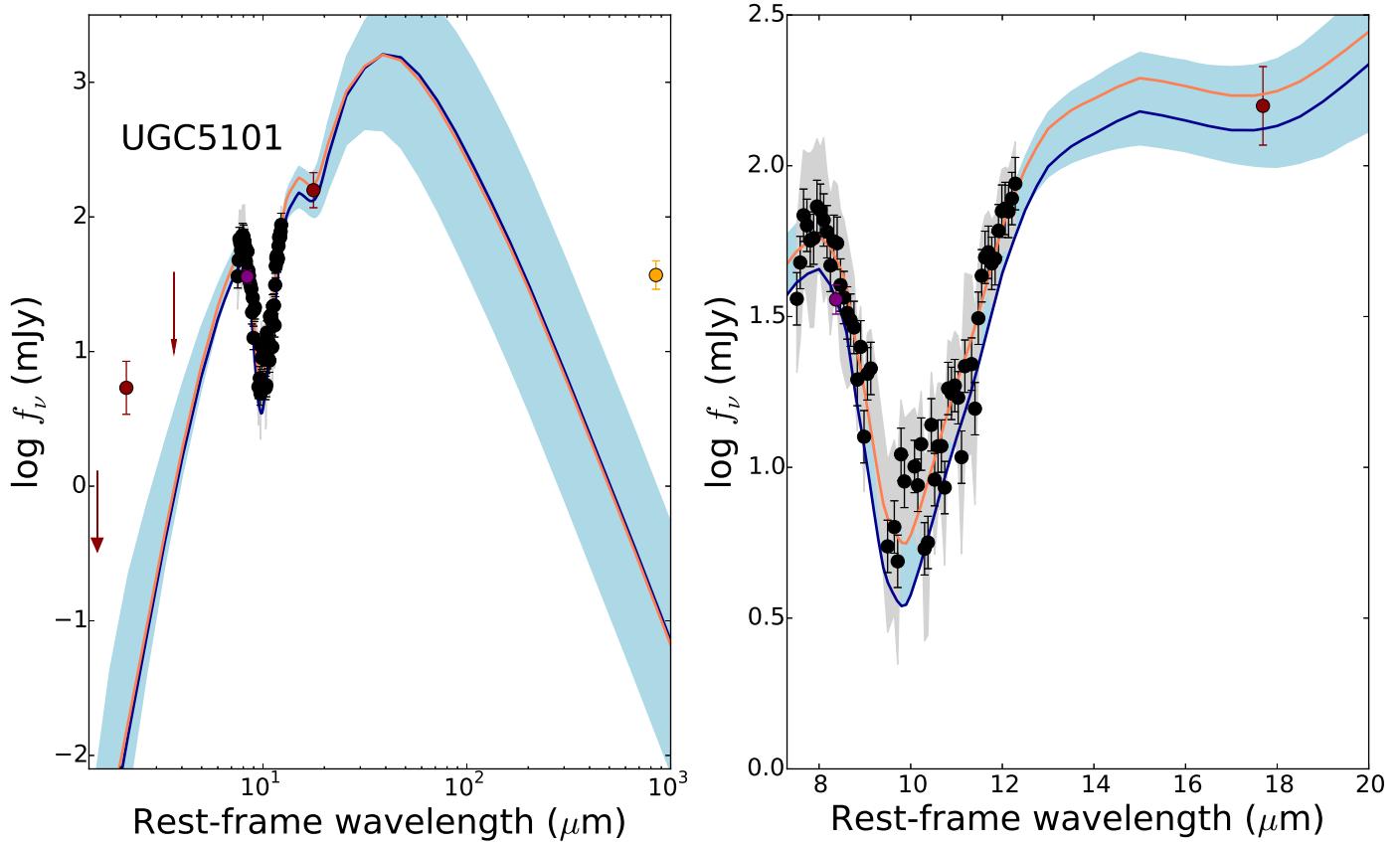


Figura 3.11: **Panel izquierdo:** SED nuclear observada (emisión no resuelta, puntos rojos) y espectroscopía del mediano IR no resuelta (obtenida después de sustraer la contribución del *starburst* al espectro nuclear de CC/GTC, puntos negros). El punto anaranjado es el flujo nuclear del continuo a $880\text{ }\mu\text{m}$ de Wilson et al. (2008). Este valor no se usó para hacer el ajuste de BAYESCLUMPY. La línea azul y la región sombreada representan el mejor ajuste del modelo *clumpy* del toroide y el intervalo de modelos dentro del 68 % de incertidumbre, respectivamente. La línea anaranjada es el modelo MAP. **Panel derecho:** aumento de la imagen de la izquierda alrededor de las regiones de los silicatos en $9.7\text{ }\mu\text{m}$ y $18\text{ }\mu\text{m}$.

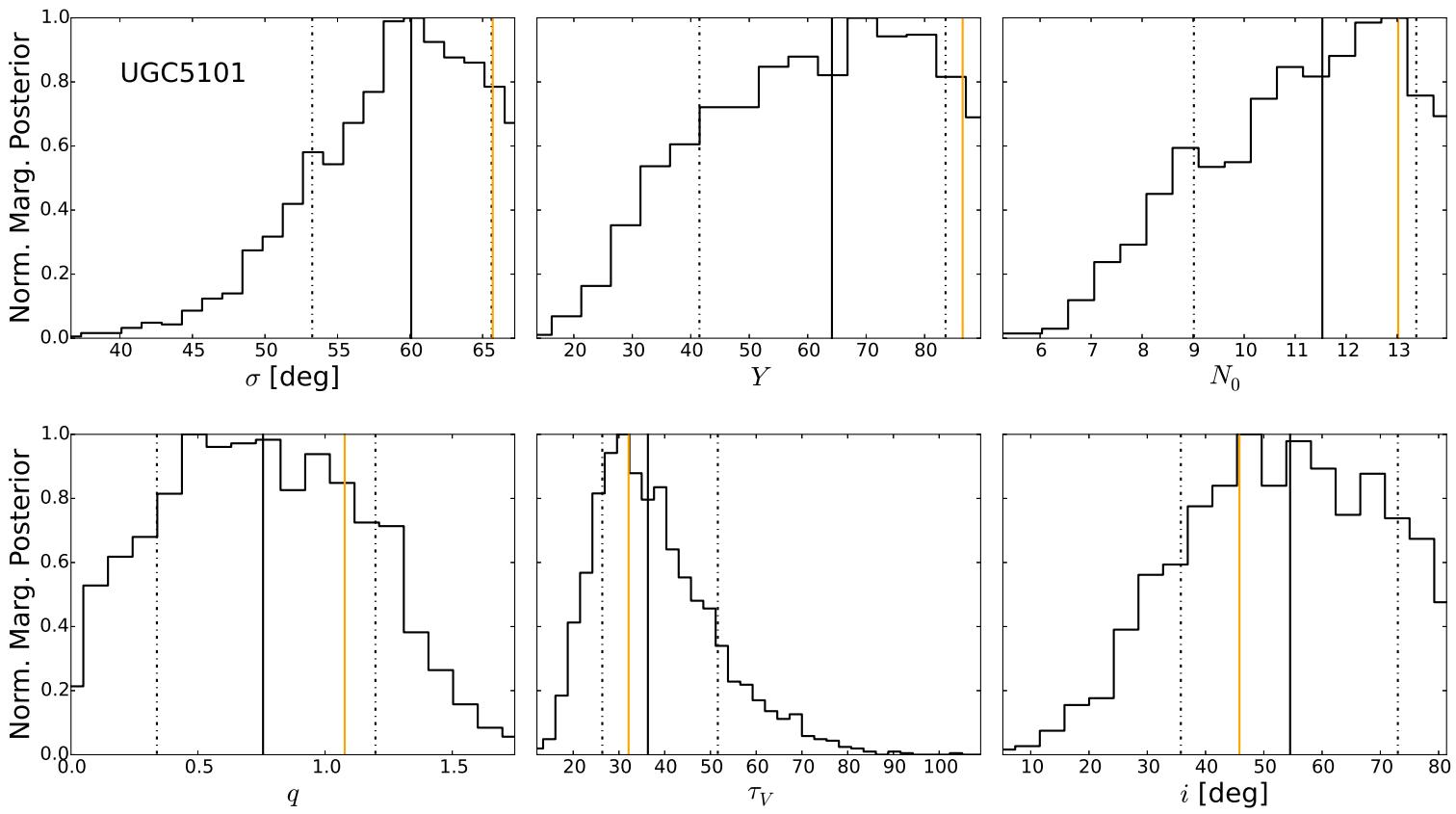


Figura 3.12: Distribuciones marginales posteriores de los parámetros de los modelos *clumpy* del toroide ajustados a la emisión nuclear (no resuelta) de UGC 5101. Las líneas cortadas representan los intervalos de 1σ , mientras que las líneas sólidas negras y anaranjadas los valores promedios y MAP de las distribuciones, respectivamente.

técnicas similares (Ramos Almeida et al. 2011, Alonso-Herrero et al. 2011, Ichikawa et al. 2015).

El alto valor de la extinción de fondo, $A_V(frg) = 32^{+4}_{-7}$, es necesario para reproducir la profundidad de la región del silicato a $9.7 \mu\text{m}$ observada en la región nuclear. Sin embargo, comparado con las extinciones de fondo derivadas de las descomposiciones de los espectros de *Spitzer*/IRS y CC/GTC este valor es aproximadamente tres veces más bajo. Esta diferencia se puede explicar considerando que los modelos *clumpy* incluyen las propiedades geométricas del toroide y, en este modelo, la extinción de fondo no es la única que contribuye a la profundidad observada en la región del silicato a $9.7 \mu\text{m}$. Los modelos que mejor ajustan también reproducen bien el flujo no resuelto a $17.7 \mu\text{m}$ alrededor de la región del silicato a $18 \mu\text{m}$. Todos estos valores

también son consistentes con los parámetros derivados del ajuste de los modelos *clumpy*, incluyendo los altos valores de los factores de cubrimiento, derivados en otros LIRG y ULIRG que albergan AGN profundamente enterrados, por ejemplo; Arp 299A (Alonso-Herrero et al. 2013), NGC 6240 (Mori et al. 2014), y Mrk 1066 (Ramos Almeida et al. 2014b).

Los parámetros del modelo del toroide obtenidos se traducen en dos modelos de SED, el primero corresponde a los valores MAP que representan el mejor ajuste, mientras que el segundo es producido con los valores de la mediana de los parámetros del modelo. En la Figura 3.11 se muestran los modelos *clumpy* que mejor ajustan los datos, en la que también mostramos el flujo del continuo a $880 \mu\text{m}$ ($37 \pm 9 \text{ mJy}$) medido con un haz de $1'' \times 0.7''$ (Wilson et al. 2008), aunque este valor no se usó para hacer el ajuste. Claramente la emisión del toroide está por debajo de este flujo, indicando que en el lejano IR la emisión nuclear está dominada por la formación estelar, como ya se infería de la descomposición espectral del espectro de IRS. Además, el flujo a $880 \mu\text{m}$ puede tener una contribución significativa, proveniente de la emisión no térmica o emisión radio libre-libre (Wilson et al. 2008).

De la Figura 3.11 también podemos ver que el modelo *clumpy* que mejor ajusta los datos es capaz de reproducir la forma de la región de los silicatos y la emisión no resuelta del mediano IR. Sin embargo, los modelos *clumpy* no pueden reproducir la emisión a $2.2 \mu\text{m}$, quizás debido a que la emisión del cercano IR está aún contaminada por la emisión estelar proveniente de regiones nucleares de formación estelar reciente. Bajo esta suposición, la SED de la emisión estelar no resuelta debería ser más azul que el color nuclear observado $H - K = 1.9$ mag por nosotros, y al menos dos órdenes de magnitud más luminoso que el AGN. Por lo tanto, otra explicación, más consistente con el color nuclear $H - K$, podría ser la presencia de nubes de polvo de grafito muy calientes ($T \sim 1000 \text{ K}$, Mor & Trakhtenbrot 2011). De hecho, Alonso-Herrero et al. (2011) encontraron un ligero exceso en la emisión del cercano IR en el modelado de la SED y espectroscopía de algunas Seyfert 1. En otro trabajo, Mor et al. (2009) también considera una componente de polvo caliente para modelar la SED y la espectroscopía para una muestra de QSO PG, de manera que una combinación de polvo frío con absorción de fondo y emisión no podría ser el modelo apropiado para los AGN con regiones de silicatos profundas (por ejemplo, Alonso-Herrero et al. 2011; Mori et al. 2014; Merlo et al. 2014), y por lo tanto, los modelos homogéneos y simétricamente esféricos tal vez sean más apropiados para aquellos AGN profundamente enterrados (Levenson et al. 2007; Alonso-Herrero et al. 2013).

Cuadro 3.6: Propiedades derivadas a partir de las distribuciones posteriores de los parámetros ajustados.

Parámetros	Mediana
L_{bol} [erg s ⁻¹] corregida por extinción	(1.9 ^{+1.2} _{-0.7}) × 10 ⁴⁵
Probabilidad de escape P_{esc}	0.0005 ^{+0.0040} _{-0.0005}
Factor de cubrimiento geométrico f_2	0.94 ^{+0.04} _{-0.07}
Factor de cubrimiento aparente $f(i)$	0.94 ^{+0.20} _{-0.15}
Extinción de fondo A_V [mag]	32 ⁺⁴ ₋₇

3.7.1. La luminosidad del AGN

A partir del escalamiento de los modelos *clumpy* ajustados ha sido posible derivar la luminosidad bolométrica del AGN $L_{\text{bol}} = (1.9^{+1.2}_{-0.7}) \times 10^{45}$ erg s⁻¹. Además, usando la correlación observada entre la emisión en rayos-X duros e IR (12 μm) para las galaxias Seyfert locales (Gandhi et al. 2009; Levenson et al. 2009; Asmus et al. 2011), fue posible predecir una luminosidad intrínseca en rayos-X duros $L_{2-10\text{ keV}} = (4.1 \pm 0.7) \times 10^{43}$ erg s⁻¹. Para esto, se usó la contribución de la componente no resuelta a 12 μm de la descomposición del espectro de GTC/CC después de corregir por la extinción de fondo derivada (Tabla 3.6). Pero si se aplica una corrección bolométrica entre 10 y 20 Marconi et al. (2004) encontramos que la luminosidad bolométrica es de $4.1 \times 10^{44} \leq L_{\text{bol}} \leq 8.2 \times 10^{44}$ erg s⁻¹. Este intervalo de luminosidades bolométricas es ligeramente más bajo que el que nosotros estimamos del modelo del toroide *clumpy* ajustado a la emisión nuclear no resuelta en UGC 5101. Por otro lado, González-Martín et al. (2009) estimó una luminosidad en rayos-X $L_{2-10\text{ keV}} = 7 \times 10^{43}$ erg s⁻¹ después de aplicar una corrección Compton gruesa a la emisión de 2 – 10 keV observada. Si consideramos la corrección bolométrica de Marconi et al. (2004), entonces la luminosidad bolométrica del AGN es consistente con el valor derivado del ajuste de los modelos *clumpy* a la emisión IR no resuelta (Martínez-Paredes et al. 2015) y con la predicha de la correlación de rayos-X duros y el mediano IR.

La luminosidad bolométrica del AGN inferida de los modelos *clumpy* toma en cuenta aproximadamente el 56 % de la luminosidad IR del sistema, la cual se determina a partir de los flujos en las cuatro bandas de IRAS (12, 25, 60 y 100 μm) y la relación entre los flujos IRAS y el flujo integrado 8–1000 μm dada por Sanders & Mirabel (1996). Pero si ahora consideramos las incertidumbres en la luminosidad bolométrica del AGN, este valor resulta comparable con los valores reportados en la literatura. Por ejemplo, Lonsdale et al. (2003) usaron observaciones en radio de alta resolución angular y estimaron una contribución del 30 % de AGN en UGC 5101. Por otro

lado, Veilleux et al. (2009) derivaron un valor similar (35 %) considerando diferentes diagnósticos espectrales en el mediano IR y usando el espectro de *Spitzer*/IRS. En resumen, a pesar del hecho de que los modelos *clumpy* no son capaces de ajustar simultáneamente toda la emisión no resuelta del cercano al mediano IR en UGC 5101, la luminosidad bolométrica del AGN derivada del modelado es consistente con la estimada a través de otros métodos. En nuestro modelado la luminosidad bolométrica del AGN es solo una función del factor de escalamiento de los modelos a los datos, el cual es determinado principalmente por los flujos que se encuentran cerca del pico de emisión del toroide. En el caso de UGC 5101, el pico del modelo del toroide *clumpy* que mejor ajusta los datos está en $\lambda_{rep} \sim 40 - 50 \mu\text{m}$ (ver Figura 3.11) y el dato en la banda Q es el más cercano al pico. Por lo tanto, aún en los AGN profundamente enterrados, como es el caso de UGC 5101, el modelado de la emisión nuclear IR con los modelos del toroide *clumpy* puede ser muy útil para derivar la luminosidad bolométrica del AGN, ya que esta cantidad se determina por el escalamiento del modelo y está menos sujeta al modelado detallado de la SED del cercano y mediano IR y la región del silicato.

Capítulo 4

QSO en el IR

En este capítulo se presentan las observaciones, el análisis y los resultados obtenidos de estudiar la emisión nuclear IR en una muestra de QSO cercanos, utilizando datos propios de alta resolución angular ($\sim 0.3''$) en el mediano IR de CC/GTC en imagen y espectroscopía. Se utilizan también datos de alta resolución espacial ($\sim 0.2'' - 0.3''$) en el cercano IR y espectros de IRS/*Spitzer* de baja resolución de la literatura.

4.1. Muestra observacional

Con el propósito de estudiar las propiedades del toroide de polvo que rodea al mecanismo central en los QSO y compararlas con las observadas en las galaxias Seyfert 1 y 2 (Ramos Almeida et al. 2011, Alonso-Herrero et al. 2011, Ichikawa et al. 2015), así como en el ULIRG UGC 5101 y otros LIRG y ULIRG estudiados en trabajos previos (Alonso-Herrero et al. 2013, Mori et al. 2014, Ramos Almeida 2014b) con técnicas similares, hemos construido una muestra estadísticamente significativa de 20 QSO cercanos, imponiendo los siguientes criterios de selección:

- un corrimiento al rojo < 0.1 que nos permitiera explorar regiones < 1.5 kpc.
- un flujo en la banda $N > 0.02$ Jy en aperturas de unos poco arcosegundos para que estos objetos pudieran ser detectados en la banda Si2 ($\lambda_c = 8.7 \mu\text{m}$) de CC/GTC,
- y una luminosidad en rayos-X de $2 - 10 \text{ keV} \gtrsim 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ que limitara la muestra a AGN de alta luminosidad.

En la Figura 4.1 se muestra la distribución en corrimiento al rojo z , la distribución del flujo en la banda f_N y la distribución de luminosidad en rayos X de 2-10 keV

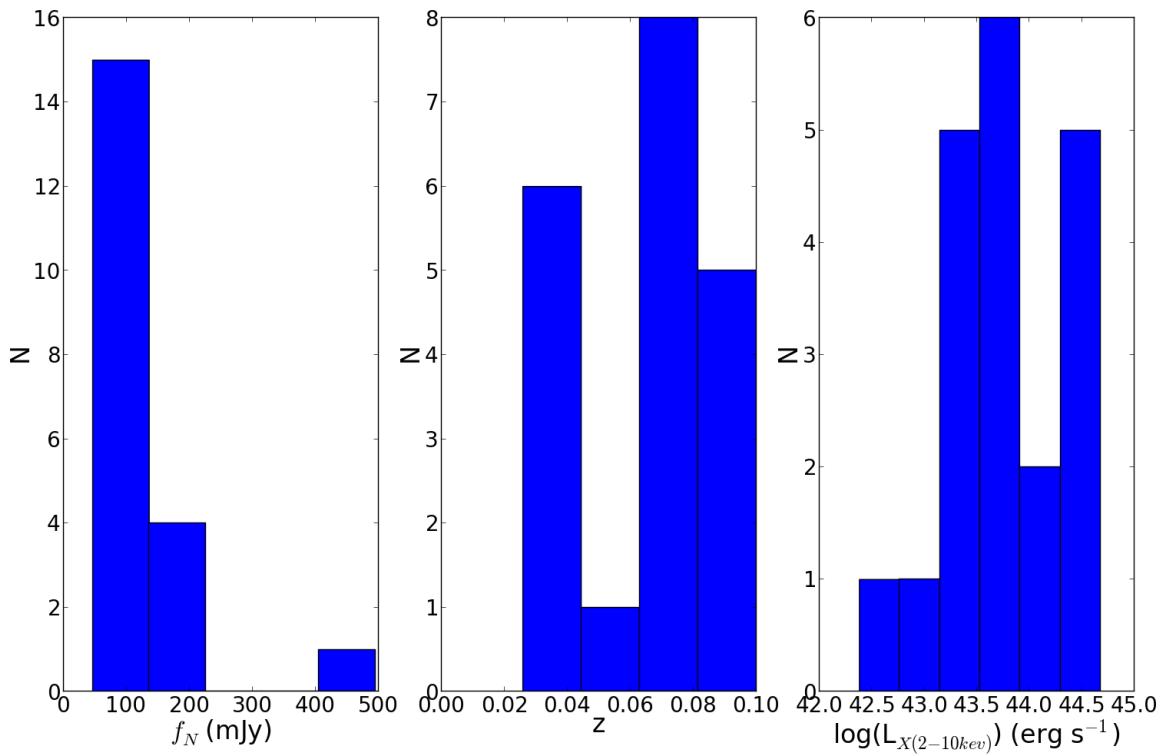


Figura 4.1: De izquierda a derecha se presenta la distribución del flujo en la banda N , del corrimiento al rojo y de la luminosidad en rayos-X de $2 - 10$ keV de la muestra de QSO.

de la muestra. Los objetos en esta muestra fueron seleccionados de la última versión del catálogo de Véron-Cetty & Véron (2010) y de la literatura. De acuerdo a Véron-Cetty & Véron (2010) un QSO es un objeto con un núcleo tipo estelar de magnitud absoluta $M_B = -22.25$, con líneas de emisión anchas. La lista de objetos de la muestra y sus propiedades generales se pueden ver en la Tabla 4.1. Los objetos en nuestra muestra (menos Mrk 509 y MR 2251-178) también forman parte del sondeo de QSO brillantes (*Bright Quasar Survey*, BQS) de Schmidt & Green (1983), que a su vez es un subconjunto del sondeo mayor Palomar-Green (PG) de objetos estelares con exceso ultravioleta. Para Schmidt & Green (1983) los BQS son todos aquellos objetos en el catálogo PG que cumplen con cierto criterio morfológico y espectroscópico. El criterio morfológico es que el objeto esté dominado por una apariencia tipo estelar en el óptico, y el criterio espectroscópico es que el objeto presente líneas de emisión anchas ($\sim 10^3 - 10^4 \text{ km s}^{-1}$) los espectros ópticos de los objetos en la muestra se pueden ver en las Figuras B.1, B.2 y B.3 del Apéndice B. Anteriormente, los objetos más brillantes que $M_B = -23$ eran llamados QSO y aquellos con $M_B > -23$, QSO

de baja luminosidad. Hoy día, determinaciones más exactas de la constante de Hubble y de las magnitudes definen a los QSO como aquellos objetos con $M_B < -22.1$ (por ejemplo, Guyon et al. 2006). Aunque Mrk 509 y MR 2251-178 no se encuentran dentro de los objetos usualmente estudiados como QSO, de hecho Mrk 509 es usualmente estudiada como una Seyfert 1, pasan nuestros criterios de selección como AGN cercanos, brillantes en el mediano IR y con alta luminosidad en rayos-X duros. Además, su magnitud en el óptico es consistente con la del resto de los QSO en la muestra (ver Tabla 4.1).

En nuestra muestra de QSO, once de los objetos (PG 0003+199, PG 0050+124, PG 0844+349, PG 0923+129, PG 1229+204, PG 1501+106, PG 1534+580, PG 1535+547, PG 2130+099, MR 2251-178, Mrk 509) tienen una distancia de luminosidad entre $112 < D_L < 284$ Mpc, teniendo en cuenta la distancia de estos objetos y las resoluciones angulares consideradas ($\sim 0.3''$ en la banda N), en este grupo de objetos estamos explorando la región central entre $\sim 160 - 1200$ pc. Para el resto de los objetos en la muestra con $D_L < 455$ Mpc (PG 0007+106, PG 0804+761, PG 1211+143, PG 1351+640, PG 1411+442, PG 1426+015, PG 1440+356, PG 1448+273, PG 2214+139) la región de exploración llega a ser de hasta ~ 1800 pc.

La cosmología usada en el análisis de los QSO es $H_0 = 73 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_M = 0.27$ y $\Omega_\Lambda = 0.73$.

4.2. Observación y reducción de los datos de CC/GTC

El 55 % de las observaciones de CC/GTC utilizadas en este trabajo fueron obtenidas como parte del programa ESO-GTC (IP: Almudena Alonso-Herrero, ID: 182.B-2005, Alonso-Herrero et al. 2016) y del tiempo garantizado de CC coordinado por Chris Packham (IP: Charlie Telesco), los cuales contaban con un total de 180 y 100 horas, respectivamente, para observar una muestra de AGN de bajo corrimiento al rojo pero cubriendo un gran intervalo de luminosidades ($L_{2-10 \text{ keV}} \sim 3 \times 10^{38} - 3 \times 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$). Ambos programas incluyen galaxias Seyfert, radio galaxias, AGN de baja luminosidad, LIRG, ULIRG y QSO (4 del tiempo garantizado y 8 del tiempo ESO-GTC). Los datos para el resto de los QSO en nuestra muestra (8/20) fueron obtenidos dentro del tiempo abierto mexicano del GTC (IP: Itziar Arretxaga y Mariela Martínez).

Los ocho QSO observados dentro del programa ESO-GTC fueron adquiridos tanto en imagen en la banda Si2 como en espectroscopía de baja resolución en $10 \mu\text{m}$, con un ancho de rendija de $0.52''$. El PWV y la masa de aire promedios fueron de 7.1 mm

Cuadro 4.1: Propiedades generales de la muestra de QSO.

Nombre (Tipo-AGN)	AR (h:m:s)	DEC (h:m:s)	z^a	D_L^a (Mpc)	M_V^b	Radio ^c	L_X^e (2-10Kev) erg s ⁻¹	A_V^a
PG 0003+199/Mrk 335 (1)	00:06:19.5	20:12:10	0.0258	111.2	-19.0	Q ^{d1}	1.86×10^{43}	0.096
PG 0007+106/Mrk 1501 (1.2)	00:10:31.0	10:58:30	0.0893	401.7	-22.9	L ^{d2}	$1.40^{e1} \times 10^{44}$	0.273
PG 0050+124/IIZw1 (1)	00:53:34.9	12:41:36	0.0589	260.2	-22.7	Q	7.08×10^{43}	0.176
PG 0804+761 (1)	08:10:58.6	76:02:43	0.1000	454.8	-23.2	Q	2.88×10^{44}	0.097
PG 0844+349 (1)	08:47:42.4	34:45:04	0.0640	283.7	-22.4	Q	5.50×10^{43}	0.101
PG 0923+129/Mrk 705 (1.2)	09:26:03.3	12:44:04	0.0292	126.1	-20.9	Q ^{d3}	2.60×10^{44}	0.112
PG 1211+143 (NL1)	12:14:17.7	14:03:13	0.0809	363.1	-23.3	Q	5.01×10^{43}	0.093
PG 1229+204/Mrk 771 (1)	12:32:03.6	20:09:29	0.0630	279.1	-20.0	Q	3.09×10^{43}	0.074
PG 1351+640 (1.5)	13:53:15.7	63:45:46	0.0882	397.9	-23.3	Q	$1.21^{e2} \times 10^{43}$	0.056
PG 1411+442 (1)	14:13:48.3	44:00:14	0.0896	406.5	-23.9	Q	2.51×10^{43}	0.026
PG 1426+015/Mrk 1383 (1)	14:29:06.6	01:17:06	0.0866	387.3	-22.7	Q	1.26×10^{44}	0.087
PG 1440+356/Mrk 478 (NL1)	14:42:07.4	35:26:23	0.0791	354.1	-22.7	Q	5.75×10^{43}	0.039
PG 1448+273 (NL1)	14:51:08.8	27:09:27	0.0650	288.4	-22.2	Q ^{d4}	1.95×10^{43}	0.080
PG 1501+106/Mrk 841 (1.5)	15:04:01.2	10:26:16	0.0364	158.1	-20.9	Q ^{d5}	$4.90^{e1} \times 10^{43}$	0.082
PG 1534+580/Mrk 290 (1.5)	15:35:52.3	57:54:09	0.0296	127.9	-18.5	Q ^{d1}	3.20×10^{44}	0.040
PG 1535+547/Mrk 486 (1)	15:36:38.3	54:33:33	0.0389	169.3	-20.8	—	$2.40^{e3} \times 10^{42}$	0.040
PG 2130+099/IIZw136 (1.5)	21:32:27.8	10:08:19	0.0630	279.1	-18.5	Q	3.24×10^{43}	0.122
PG 2214+139/Mrk 304 (1)	22:17:12.2	14:14:21	0.0658	293.0	-22.3	Q	6.61×10^{43}	0.200
MR 2251-178 (1.5)	22:54:05.9	-17:34:55	0.0640	283.7	-22.2	—	2.88×10^{44}	0.108
Mrk 509 (1.5)	20:44:09.7	-10:43:25	0.0344	149.2	-22.5	Q ^{d4}	4.79×10^{44}	0.157

^aNED, ^bVeron-Cetty & Veron (2010), ^cKellerman (1994), ^{d1}De Leipski et al. (2006), ^{d2}Laurent-Muehleisen et al. (1997), ^{d3}Bicay et al. (1995), ^{d4}Barvainis, Lonsdale & Antonucci (1996), ^{d5}Edelson (1987), ^eZhou et al. (2010), ^{e1}Piconcelli et al. (2005), ^{e2}Bianchi et al. (2009), ^{e3}H. Inoue, Y. Terashima & L. Ho (2007).

y 1.22 para las imágenes y de 6.6 mm y 1.27 para la espectroscopía, respectivamente (ver Tablas 4.2 y 4.3).

Dos de los objetos de tiempo garantizado fueron observados tanto en imagen en Si2 como en espectroscopía en $10\text{ }\mu\text{m}$ (PG 0003+199 y PG 2130+099) con un ancho de rendija de $0.52''$, otro fue observado sólo en imagen (PG 0050+124) y el último no fue observado ni en imagen, ni en espectroscopía (Mrk 509). Estos dos últimos objetos tienen imagen y espectroscopía en el mediano IR adquirida con VISIR en el VLT (Horst et al. 2008, Hönig et al. 2010 y Burtscher et al. 2013).

De los ocho objetos observados como parte del tiempo abierto mexicano, sólo uno (MR 2251-178) fue observado tanto en imagen en Si2 como en espectroscopía a $10\text{ }\mu\text{m}$ (con ancho de rendija de $0.52''$), mientras que el resto fue observado sólo en imagen en la banda Si2. La espectroscopía fue adquirida después de analizar el perfil radial de la emisión de la imagen y observar que esta luce un poco extendida.

Para cada uno de los objetos adquiridos en espectroscopía y/o en imagen, se observó una estrella estándar justo antes de la observación del objeto de ciencia, con el propósito de calibrar la calidad de la observación y utilizarla de plantilla para caracterizar la emisión extendida en las imágenes.

En total, diecinueve galaxias en la muestra fueron observadas en imagen con GTC en la banda Si2 y once en espectroscopía a $10\text{ }\mu\text{m}$. La imagen del QSO PG 2214+139 tiene muy mala calidad ($FWHM = 0.8''$), y por lo tanto, no se añadió al análisis. Los detalles de las observaciones de todos los objetos en imagen y espectroscopía se listan en las Tablas 4.2 y 4.3.

Como para UGC 5101 (Capítulo 3), la reducción de los datos se hizo utilizando el datoducto de CC, REDCAN (González-Martín et al. 2012), creado específicamente para reducir los datos del programa ESO-GTC y de tiempo garantizado. El método para la reducción de las imágenes y de la espectroscopía fue como el descrito en la sección 3.3 del Capítulo 3 para UGC 5101. Esquemáticamente el procedimiento para la reducción de los datos de los QSO, es el siguiente.

- Para la fotometría:
 - identificar los datos,
 - sustraer el fondo del cielo y del telescopio y,
 - hacer la calibración en flujo.

- Para la espectroscopía:
 - los tres pasos previos de la fotometría más,
 - la calibración en longitud de onda,

- la extracción del espectro y,
- la calibración en flujo del espectro.

La extracción del espectro de los QSO se hizo como tipo puntual, debido a que en todos ellos la emisión dentro de un radio de apertura $< 1''$ está dominada por la componente no resuelta.

Cuadro 4.2: Detalles observacionales de las imágenes en la banda Si2 ($8.7\ \mu\text{m}$) de CC/GTC.

Galaxia	Fecha	t_{on} (s)	STD ^b	$FWHM_{STD}$ ($''$)	Masa de aire	PWV (mm)	PA (grados)	Programa
PG 0003+199	2013.09.15	904	HD 2436	0.27	1.18	11.3	0	GT
PG 0007+106	2013.09.27	973	HD 2436	0.30	1.20	13.6-14.0	0	TA-MEX
PG 0050+124	2013.14.09	904	HD 2436	0.35	1.3	9.8-10.3	0	GT
PG 0804+761	2014.01.03	3×209	HD 64307	0.33	1.47	9.4	360	ESO-GTC
PG 0844+349	2014.01.06	3×216	HD 81146	0.34	1.05	7.3-7.1	360	ESO-GTC
PG 0923+129	2015.04.03	695	HD 82381	0.34	1.04	5.0-5.5	0	TA-MEX
PG 1211+143	2014.03.14	3×209	HD 107328	0.31	1.04	< 10	0	ESO-GTC
PG 1229+204	2014.06.08	1251	HD 111067	0.27	1.04	6.3-6.4	360	ESO-GTC
PG 1351+640	2014.05.20	1112	HD114326	0.28	1.08	4.6	360	TA-MEX
PG 1411+442	2014.03.16	2×209	HD128902	0.27	0.96	4.0-3.5	360	ESO-GTC
PG 1426+015	2012.03.09	3×220	HD126927	0.4	1.15	3.0	0	ESO-GTC
PG 1440+356	2014.03.16	209	HD128902	0.25	1.13	4.8	0	ESO-GTC
PG 1448+273	2014.06.08	1112	HD138265	0.27	1.35	8.1-5.1	360	TA-MEX
PG 1501+106	2013.08.30	3×209	HD 140573	0.27	1.48	5.3	360	ESO-GTC
PG 1534+580	2015.04.04	695	HD 138265	0.33	1.28	1.8-2.5	360	TA-MEX
PG 1535+547	2014.05.16	1112	HD138265	0.30	1.61	4.8-5.0	360	TA-MEX
PG 2130+099	2014.06.10	904	HD206445	0.28	1.13	7.4-7.5	0	GT
PG 2214+139 ^a	2013.09.17	1042	HD220363	0.8	1.32	9.0	0	TA-MEX
MR2251-178	2013.09.17	1043	HD220363	0.3	1.30	< 10	0	TA-MEX

Notas.—^a Imagen con mala calidad. ^bEstándar espectro-fotométrica de Cohen et al.

(1999).

4.3. Datos de la literatura en el IR cercano

Para poder estudiar de manera confiable las propiedades físicas y geométricas del toroide de polvo en los QSO, es necesario contar también con al menos una medición fotométrica de alta resolución angular en el cercano IR que nos permita restringir lo mejor posible los parámetros del modelo *clumpy*.

Como se discutió en el Capítulo 2 para las galaxias Seyfert, un buen ajuste de los parámetros del toroide de polvo que dependen de la emisión en el cercano IR, será obtenido si la fotometría no resuelta en al menos una de las bandas (J, H y K) del cercano IR es incluida para construir la SED. Hemos extrapolado este resultado a los QSO, y por lo tanto, hecho una búsqueda detallada de toda la información

Cuadro 4.3: Detalles observacionales de los espectros en el mediano IR ($8 - 14\mu\text{m}$) de CC/GTC.

Galaxy	Date	t_{on} (s)	STD ^a	$FWHM_{STD}$ ('')	Airmass	PWV (mm)	PA (deg)	Program
PG 0003+199	2013.09.22	2×766	HD 2436	0.24	1.25	NA	65	GT
PG 0804+761	2014.03.15	3×354	HD 64307	0.33	1.48	7.7	360	ESO-GTC
	2014.01.03	3×354	HD 64307	0.33	1.56	7.6	360	
PG 0844+349	2014.12.03	1238	HD 81146	0.28	1.45	4.5-4.1	0	ESO-GTC
	2014.12.05	1238	HD 81146	0.34	1.15	7.2	360	
PG 1211+143	2014.03.14	3×295	HD 113996	0.34	1.07	8	0	ESO-GTC
	2014.06.18	943	HD 109511	0.24	1.31	8.1	360	
PG 1229+204	2014.06.20	1238	HD 111067	0.42	1.35	7.1	360	ESO-GTC
	2014.06.20	1238	HD 111067	0.42	1.31	8.1	360	
PG 1411+442	2014.05.30	1238	HD 128902	1.05	6.9	6.9	360	ESO-GTC
	2014.05.31	1238	HD 128902	0.36	1.35	5.9	360	
PG 1426+015	2014.05.19	943	HD 126927	0.34	1.16	3.8-3.7	ESO-GTC	
	2014.06.09	943	HD 126927	0.30	1.33	8.7		
PG 1440+356	2014.06.07	1238	HD 128902	0.30	1.03	5.8-6.9	360	ESO-GTC
	2014.06.07	1238	HD 128902	0.26	1.12	6.1-6.5	360	
PG 1501+106	2014.05.27	943	HD 133165	0.37	1.12	4.8	360	ESO-GTC
	2014.05.01	943	HD 133165	0.28	1.33	6.0	360	
PG 2130+099	2014.09.21	2×766	HD 206445	0.31	1.05	4.2-5.6	90	GT
MR 2251-178	2015.07.06	1120	HD219449	0.52	1.52	7.0	90	TA-MEX

Notas.—^aEstándar espectro-fotométrica de Cohen et al. (1999).

fotométrica de alta resolución angular en el cercano IR ($\lesssim 0.2''$), con estimaciones de la emisión no resuelta, disponible en la literatura para estos objetos (ver más adelante Tabla 4.5 y Figuras del Apéndice C).

4.3.1. Fotometría de HST/NICMOS, QUIRC/Gemini e ISAAC/VLT

Nueve de los objetos en nuestra muestra (PG 0007+106, PG 0050+124, PG 0844+349, PG 1229+204, PG 1411+442, PG 1426+015, PG 1440+356, PG 2130+099 y PG 2214+139) fueron observados por Veilleux et al. (2006 y 2009b) con la cámara NICMOS en el HST durante los ciclos 12 y 15 en la banda H (filtro F160W), como parte del estudio QUEST (*Quasar/ULIRG Evolutionary Study*) para determinar la estructura y la dinámica de la coalescencia en QSO y ULIRG cercanos ($z < 0.3$). Los datos fueron obtenidos con NIC2 debido a su buena sensibilidad y la excelente resolución angular ($\sim 0.3''$) y un tamaño de pixel de ($\sim 0.076'' \text{ pixel}^{-1}$), lo cual permitiría una buena extracción de la PSF ($FWHM = 0.14''$) y un buen campo de visión ($19.5'' \times 19.5''$), necesario para estudiar la estructura de las galaxias en su muestra. Las observaciones se adquirieron durante una sola órbita y con un tiempo de exposición de 2650 s. Para hacer una buena sustracción de la PSF solicitaron una órbita adicional, en la que tomaron una observación profunda de una estrella (SA 107-626). No se adquirieron

imágenes en la banda K (filtro F222M) debido a que en esta banda NICMOS presenta un fuerte fondo térmico que hace que las imágenes profundas no sean confiables. Los errores fotométricos son de $\sim 10\%$ (Veilleux et al. 2006 y 2009b).

Varios de los objetos con observaciones en HST/NICMOS también fueron previamente observados en la banda K' (y algunos en la banda H y J) con la cámara IR HgCdTe QUIRC de 1024×1024 pixeles (Hodapp et al. 1996) en el telescopio de óptica adaptativa Gemini North (Guyon et al. 2006) con una resolución espacial de $\sim 0.2''$. Otros también fueron observados en la banda H y K' con QUIRC en el telescopio de 2.2m de la Universidad de Hawái usando el foco Cassegrain f/31 y el guiaador *tip-tilt*, con una resolución espacial de $0.25''$ - $0.5''$ (Surace, Sanders & Evans 2001).

Por último Mrk 509 fue observada limitada por *seeing* con el *Infrared Spectrometer and Array Camera* (ISAAC) montado en el UT1 del ESO's/VLT en Chile, con una resolución espacial de $0.6''$ - $1''$. ISAAC tiene un detector de 1024×1024 pixeles con una escala de placa de $0.1484''\text{pixel}^{-1}$ y un FOV de $152'' \times 152''$. El flujo más nuclear reportado fue medido en una apertura de $3''$ de diámetro (Fischer et al. 2006).

En total tenemos que el 55 % de objetos en la muestra tienen suficiente información de alta resolución angular en el cercano IR, para ser ajustados con suficiente confianza con los modelos *clumpy*, aunque los flujos de Mrk 509 fueron medidos en una apertura de $3''$ de diámetro.

4.3.2. Espectros nucleares de VISIR/VLT en la banda N

Dos de los objetos en nuestra muestra (PG 0050+124 y Mrk 509) tienen espectros nucleares adquiridos con VISIR en el VLT con una resolución espacial de $\sim 0.3''$ en $10\ \mu\text{m}$.

El espectro de baja resolución ($R \sim 300$) en la banda N de Mrk 509 fue adquirido con VISIR en el telescopio UT3 de 8.2m en el observatorio ESO/Paranal en Chile, con una escala de placa $0.127''\text{pixel}^{-1}$ por Höning et al. (2010). El ancho de la rendija fue de $0.75''$, el cual es aproximadamente 2-3 veces más grande que el $FWHM$ alcanzado con VISIR ($0.25''$ - $0.39''$ a través de la banda N) y por lo tanto minimiza el riesgo de perdida por rendija. Del análisis de las imágenes en el mediano IR obtenidas con VISIR se sabe que este objeto es no resuelto (Höning et al. 2010). El espectro 2D, reducido y calibrado nos fue enviado en comunicación privada por Sebastian Höning. El espectro de PG 0050+124 fue adquirido con VISIR en el UT3 de 8.2m en el observatorio ESO/Paranal en Chile por Burtscher et al. (2013), con un ancho de

rendija de $0.75''$. El espectro 2D, reducido y calibrado nos fue enviado por Leonard Burtscher en comunicación privada.

4.3.3. Espectros de IRS/*Spitzer*

Sólo algunos de los objetos en nuestra muestra son parte del proyecto de espectroscopía del telescopio espacial *Spitzer* llamado QUEST (PID 3187; PI Veilleux). Sin embargo, casi todos han sido observados con el especlógrafo IRS a bordo de *Spitzer* en los modos de baja resolución (SL1, SL2, LL1 y LL2), con anchos de rendija de $3.6'' - 11.1''$. Las excepciones son: PG 0003+199 sólo tiene espectros de baja resolución del modo SL1 ($7.4 - 14.5 \mu\text{m}$) y del modo SL2 ($5.2 - 7.7 \mu\text{m}$); PG 1411+442 no tiene el espectro del modo SL2.

Como para UGC 5101, los espectros de IRS/*Spitzer* completamente calibrados de los objetos en nuestra muestra han sido obtenido de CASSIS (v6; Lebouteiller et al. 2011). Las extracciones de CASSIS más optimas han sido del tipo puntual para todos los objetos. Los diferentes módulos se unieron usando el flujo del modulo SL2 como espectro de referencia, con factores de escalamiento para todos los espectros alrededor de 1.1 para LL1 y LL2. Estos espectros incluyen el error estadístico, el error sistemático y el error de calibración en flujo.

El único objeto en la muestra que no tiene espectro de IRS/*Spitzer* es MR 2251-178.

4.4. Análisis de las imágenes en la banda Si2 ($8.7 \mu\text{m}$) de CC/GTC

Con el propósito de investigar si la emisión observada en la banda Si2 de estos objetos presenta alguna componente extendida y medir la emisión no resuelta, se comparó el perfil radial de los QSO con el perfil radial de la estandar observada justo antes o después del QSO, considerando que el perfil radial de la estandar representa la máxima contribución a la emisión de una fuente no resuelta. A partir de este análisis observamos que quince de los dieciocho objetos analizados presentan perfiles radiales similares dentro de las incertidumbres al perfil radial de la estrella estandar, y por lo tanto, una emisión claramente no resuelta. En seis de ellos (PG 0804+761, PG 0844+349, PG 0923+129, PG 1229+204, PG 1351+640, PG 2130+099) el perfil radial de la estandar es más ancho que el del objeto debido a las fluctuaciones en las condiciones del cielo durante el tiempo de la observación, las cuales varían entre 10-30 % respecto a las condiciones promedios ($\langle FWHM_{std} \rangle \sim 0.3''$). A simple vista

sólo los QSO; PG 0050+124, PG 1534+580 y MR 2251-178 muestran perfiles radiales marginalmente más extendidos que el de la estándar. Sin embargo, dentro de las incertidumbres la emisión en 8.7 μm es considerada no resuelta.

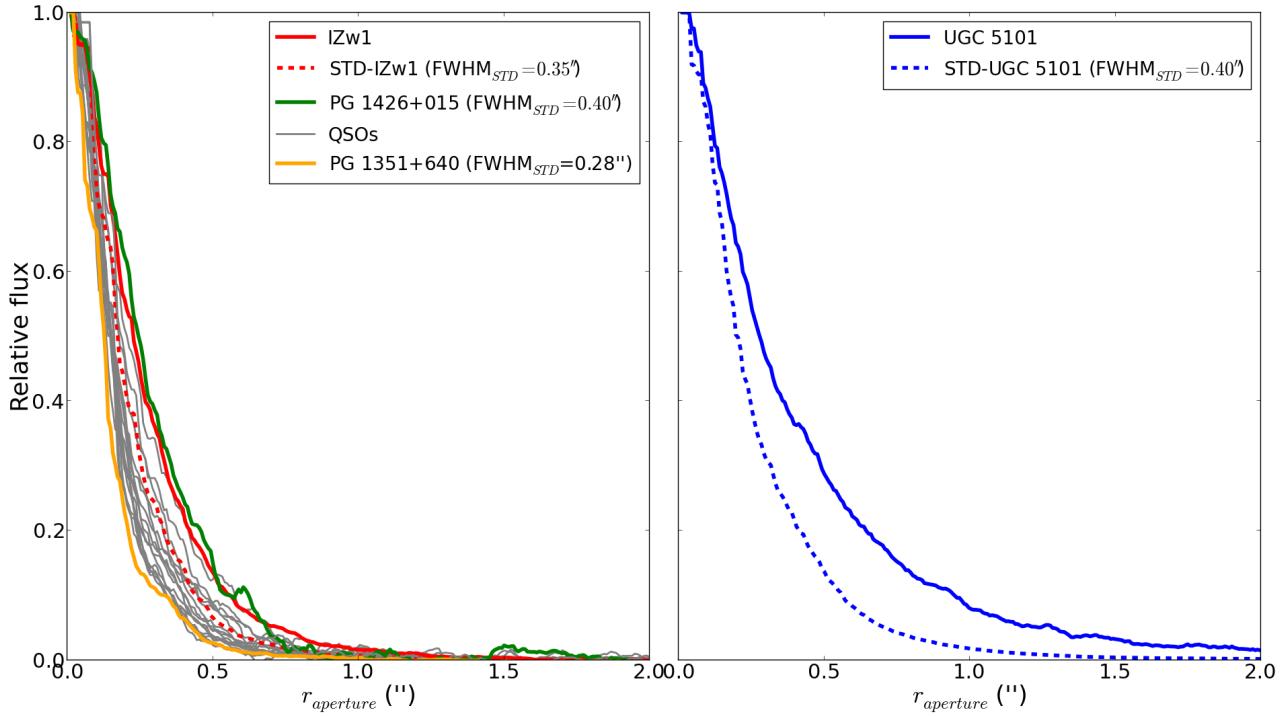


Figura 4.2: **Panel izquierda:** Perfil radial de PG 0050+124 (IZw1) (y el de su estándar) comparados con el perfil radial del resto de los QSO en la muestra. **Panel derecha:** Perfil radial de UGC 5101 (y el de su estándar)

Dentro de las incertidumbres, el único objeto que muestra un perfil radial considerablemente más extendido que el de la estándar es PG 0050+124, mejor conocido como IZw1. Este objeto es el más brillante de la muestra en el mediano IR en la banda Si2 de ~ 249 mJy, que lo hace desde 2 hasta 10 veces más brillante que el resto de los objetos en la muestra en esta banda. Una comparación del perfil radial de PG 0050+124 (y el de su estándar) con el perfil radial de UGC 5101 (y el de su estándar) y, con los perfiles radiales del resto de QSO se muestra en la Figura 4.2. El objeto cuya estándar presenta el menor $FWHM_{STD}$ es PG 1351+640 y es el objeto con el perfil radial más angosto, mientras que el objeto cuya estándar tiene el mayor $FWHM_{STD}$ es PG 1426+015, y es el objeto con el perfil radial más ancho. Solo PG 0050+124 muestra un perfil radial mucho más extendido que el de su estándar y a la vez similares a los observados en UGC 5101.

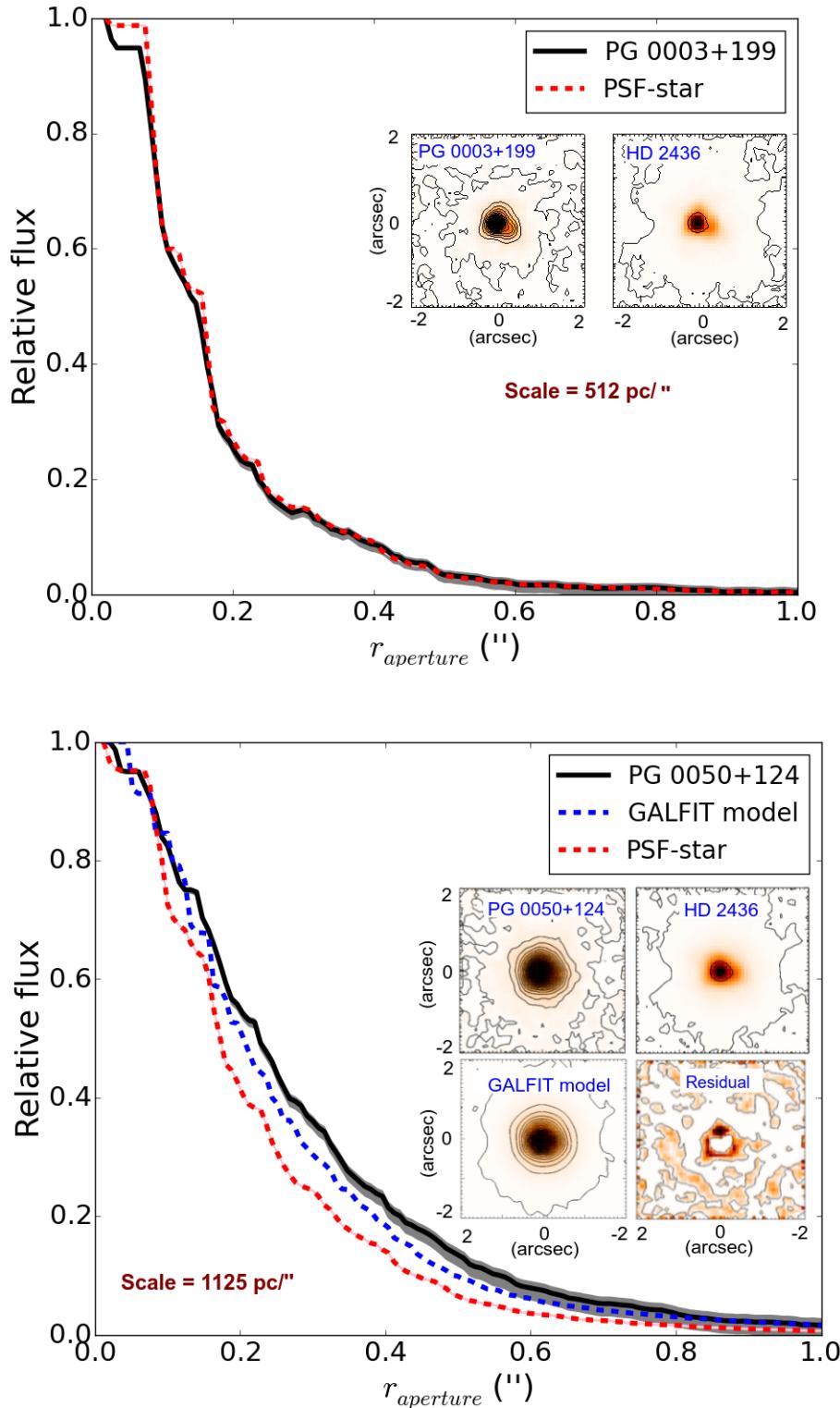


Figura 4.3: Perfiles radiales de los QSO PG 0003+199 y PG 0050+124 (en negro) comparados con el perfil radial de la estrella estándar correspondiente (en rojo). En la figura del panel inferior también se muestra el perfil radial de GALFIT (en azul). **Panel superior:** imagen reducida en la banda Si2 de CC de PG 003+199 y su estándar. **Panel inferior:** imagen reducida en Si2 de PG 0050+124 y de su estándar, así como, la imagen del modelo GALFIT y la imagen del residuo.

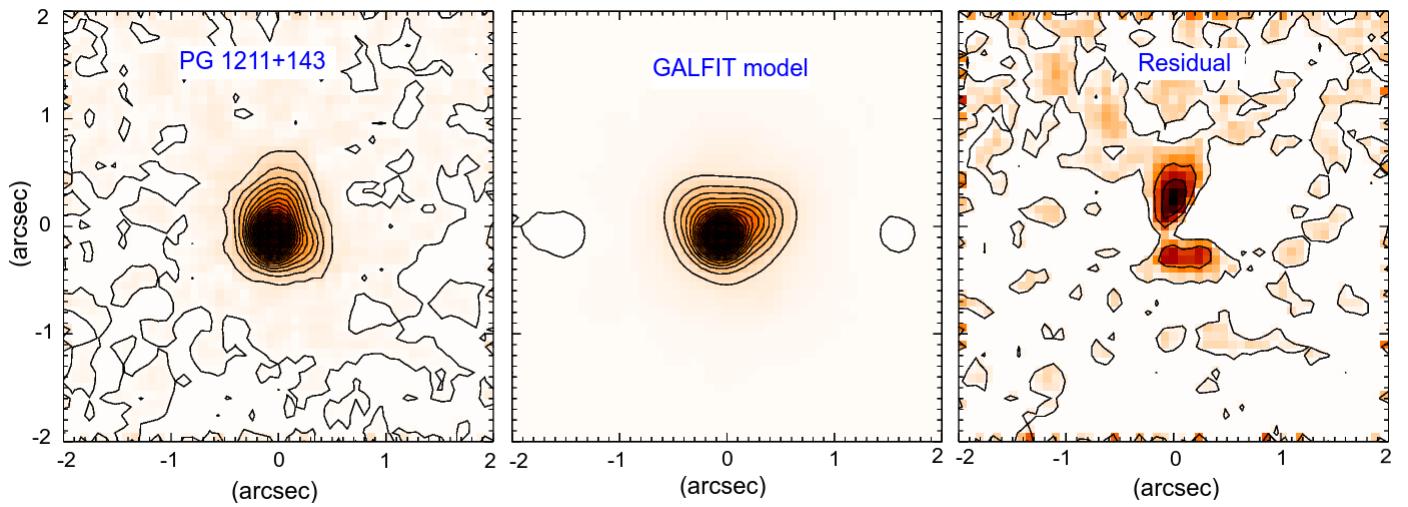


Figura 4.4: Ejemplo del residuo de GALFIT en un QSO no resuelto.

Para medir la emisión de la componente no resuelta y la emisión extendida en PG 0050+124 utilizamos GALFIT. El procedimiento para realizar el ajuste fue similar al descrito para UGC 5101 en la sección 3.6.2 del Capítulo 3. Primero ajustamos un modelo de Sérsic más la PSF dejando todos los parámetros variar libremente, luego ajustamos un modelo de Sérsic fijando $n = 1$ y dejando variar el resto de los parámetros libremente más la PSF, y por último, un modelo de Sérsic con $n = 4$ y el resto de los parámetros libres más la PSF. El modelo con el mejor χ^2 reducido (~ 1) es aquel con $n = 4$ más la PSF. Los parámetros y los flujos de Sérsic y de la PSF derivados del ajuste son: $r_{efec} = 1520 \pm 210$ pc, $a/b = 0.99 \pm 0.03$, $PA = 35 \pm 6$, $f_{Sersic} = 173 \pm 1$ mJy y $f_{PSF} = 57 \pm 1$ mJy. Además, los valores del r_{efec} , de a/b y del PA encontrados de este ajuste son similares, dentro de las incertidumbres, a los encontrados por Veilleux et al. (2006) a partir del análisis de las imágenes de NICMOS/HST en la banda H. Las incertidumbres son las dadas por GALFIT más la incertidumbre debida a la dispersión de los parámetros de los diferentes modelos ajustados. Dentro de las incertidumbres, el flujo integrado de PG 0050+124 derivado de GALFIT es similar al flujo de apertura medido dentro de un radio de 1''.

En la Figura 4.3 se muestra el perfil radial de PG 0050+124 y PG 0003+199, una fuente claramente no resuelta, junto con sus imágenes (y las de su estándar) en la banda Si2. Para PG 0050+124, también se muestra el perfil radial del modelo de GALFIT, la imagen del modelo y la del residuo. En la imagen del residuo se observa una estructura tipo anillo circumnuclear. Sin embargo, debido a que la PSF de CC

no es estable en su morfología, es imposible saber la certeza de este resultado, ya que puede deberse sólo a problemas de mala sustracción. Estructuras similares se pueden observar en otros objetos cuando se hace la sustracción de la PSF usando GALFIT, como por ejemplo en PG 003+199, ver Figura 4.4. El residuo en el ajuste del PG 0050+124 es de $\sim 1.8\%$ respecto al flujo integrado de la imagen.

PG 0050+124 fue observado en agosto de 1996 en las líneas $^{12}\text{CO}(2-1)$ y $^{13}\text{CO}(1-0)$ con cuatro antenas del IRAM PdBI por Schinnerer et al. (1998). A partir de estas observaciones se encontró que este QSO tiene un anillo circumnuclear de $1.6''$ de diámetro (Figura 5 en Schinnerer et al. 1998). Sin embargo, el anillo observado en la imagen de CC no coincide con el tamaño reportado en Schinnerer et al. (1998). El perfil radial y las imágenes del resto de los QSO y su estándar correspondiente se pueden ver en las Figuras C.1, C.2 y C.3 del Apéndice D.

Por último, hemos medido el flujo en la banda Si2 ($8.7\ \mu\text{m}$) en un radio de apertura de $r_{aper} = 1''$ y comparado el $FWHM_{target}$ del objeto con el de la est\'andar correspondiente $FWHM_{STD}$. Estos resultados se muestran en la Tabla 4.4. A partir de estos cocientes del $FWHM$ podemos ver que todos estos objetos est\'an total o mayormente dominados por la emisión no resuelta y que sólo PG 0050+124 presenta el cociente más alto (1.31) y las incertidumbres más bajas.

4.5. Análisis de los espectros nucleares de CC/GTC, de IRS/*Spitzer* y la SED observada

Los espectros de CC/GTC de los QSO: PG 0003+199, PG 0804+761, PG 0844+349, PG 1211+143, PG 1229+204, PG 1411+442, PG 1426+015, PG 1440+356, PG 1501+106 y PG 2130+099 han sido comparados con los espectros de IRS/*Spitzer* (10/11, ya que MR 2251-178 no tiene espectro de IRS/*Spitzer*) y hemos observado que en todos ellos la forma espectral es muy parecida. Además, el flujo de CC/GTC medido en un radio de apertura de un arco segundo también es consistente dentro de las incertidumbres tanto con el espectro de CC/GTC como con el de IRS/*Spitzer*.

La fotometría en Si2 se ha comparado con la de los otros objetos en la muestra que sólo tienen espectro de IRS/*Spitzer* y hemos observado que únicamente PG 1351+640 y PG 1535+547 la fotometría en Si2 (en un radio de apertura de $1''$) coincide con el espectro IRS/*Spitzer*, mientras que en PG 0007+106 y PG 1448+273 la fotometría en Si2 cae un poco por debajo del espectro de IRS/*Spitzer*, sugiriendo la presencia de una

Cuadro 4.4: Flujos en la banda Si2 ($8.7\,\mu\text{m}$) de CC.

Galaxy	f_ν ($r = 1''$) (mJy)	$\frac{FWHM_{target}}{FWHM_{STD}}$
PG 0003+199	159.2 ± 0.1	1.0
PG 0007+106	40.8 ± 0.2	1.2
PG 0050+124	249.1 ± 0.2	1.3
PG 0804+761	105.1 ± 0.2	1.0
PG 0844+349	29.4 ± 0.7	0.9
PG 0923+129	92.6 ± 0.2	0.9
PG 1211+143	89.3 ± 0.2	1.1
PG 1229+204	31.5 ± 0.2	1.0
PG 1351+640	67.2 ± 0.2	0.9
PG 1411+442	65.7 ± 0.4	1.0
PG 1426+015	56.0 ± 0.1	1.1
PG 1440+356	67.200 ± 0.004	1.3
PG 1448+273	25.0 ± 0.2	1.1
PG 1501+106	92.2 ± 0.1	1.0
PG 1534+580	111.9 ± 0.9	1.2
PG 1535+547	43.7 ± 1.0	1.1
PG 2130+099	118.7 ± 0.1	0.9
MR2251-178	49.2 ± 0.2	1.3

componente de emisión extendida. Sólo en los objetos PG 0923+129 y PG 1534+580 el flujo obtenido a partir de la imagen es superior al que se obtiene a partir del espectro de IRS/*Spitzer*, probablemente debido a las correcciones de pérdidas de flujo por la rendija (Alonso-Herrero et al. 2016). Este ha sido un problema detectado con otros datos de CC (Alonso-Herrero, González-Martín, comunicación privada y Alonso-Herrero et al. 2016). No ha sido posible comparar el espectro IRS/*Spitzer* del objeto PG 2214+139 ya que dada la mala calidad de los datos de CC/GTC en Si2 el flujo no pudo ser medido.

También hemos comparado los espectros nucleares de VISIR/VLT de los objetos PG 0050+124 y Mrk 509 con sus correspondientes espectros de IRS/*Spitzer*. Los espectros nucleares de ambos caen por debajo del espectro de IRS/*Spitzer*, y la fotometría en Si2 del PG 0050+124 es consistente con el espectro nuclear de VISIR. Además, en estos dos casos los espectros nucleares también presentan una forma similar a la que se observa en el espectro de IRS/*Spitzer*. Finalmente, también tenemos el espectro nuclear de CC/GTC de MR 2251-178, el cual es consistente con la fotometría

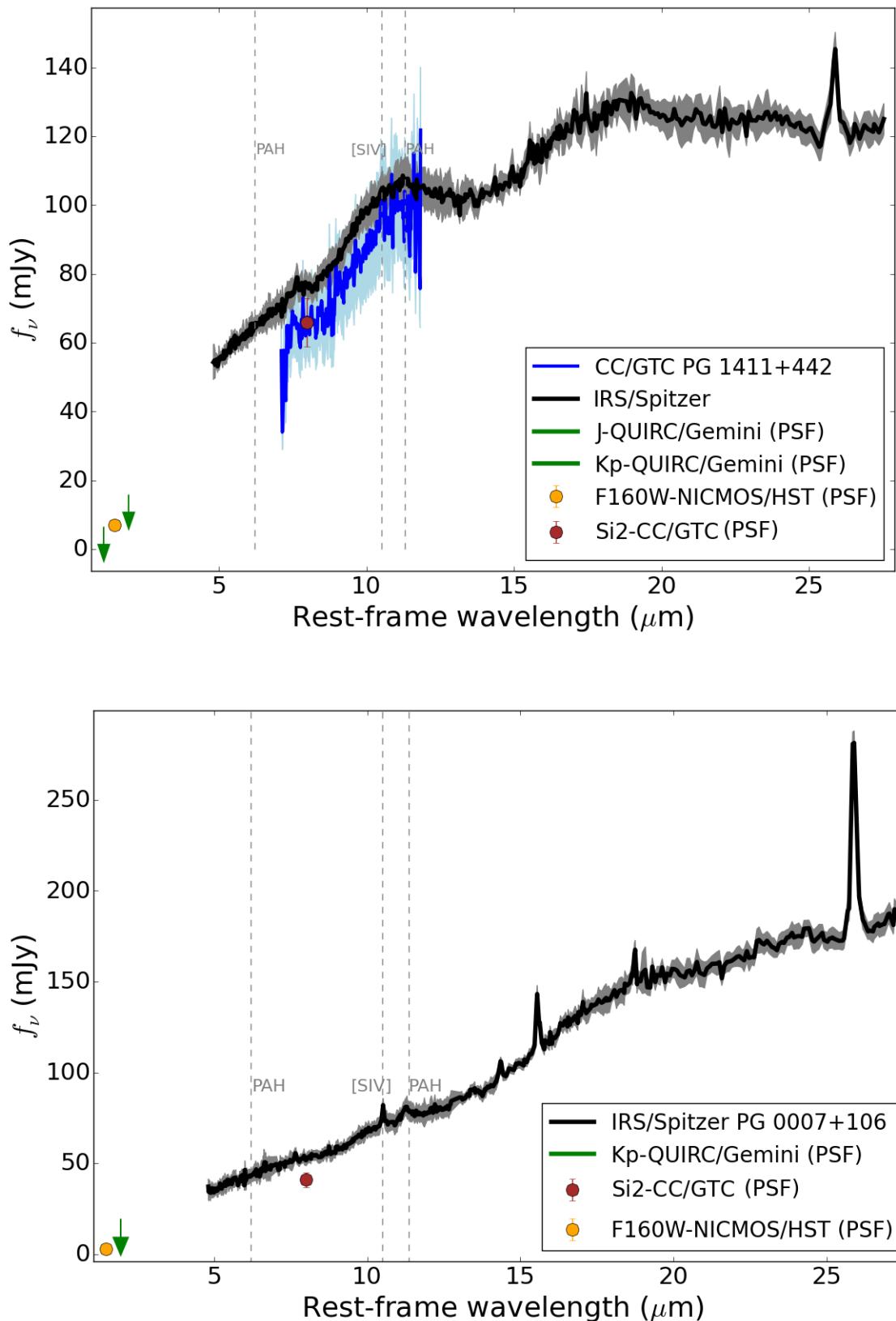


Figura 4.5: **Panel superior:** SED no resuelta, espectro nuclear en el mediano IR de CC/GTC y espectro de IRS/Spitzer del PG 1411+442. El espectro de CC/GTC tiene una zona de mala transmisión entre 9.5 y 10 μm en longitud de onda observada y se puede ver claramente representada en la Figura 3.10 del Capítulo 3.**Panel inferior:** SED no resuelta y espectro IRS/Spitzer del PG 0007+106.

medida en Si2 en $1''$ de radio.

Considerando que los objetos en la muestra tienen formas espetrales consistentes entre los espectros de CC/GTC e IRS/*Spitzer* y, que la mayoría de los objetos en el resto de la muestra el flujo en Si2 es comparable con el espetro de IRS/*Spitzer*, podemos suponer que la mayor parte del flujo que estamos observando en los espetros de IRS/*Spitzer* proviene de la regiόn más central de estos QSO, es decir, a escalas $< (1000 - 1400)$ pc para los QSO más distantes y $< (700 - 1000)$ pc para los más cercanos.

4.5.1. SED de los QSO

En la Tabla 4.5 se listan los flujos no resueltos en la banda *H* de NIC2/HST, los cuales tienen una incertidumbre menor al 10% segúin las estimaciones de Veilleux et al. (2009b) y los flujos no resueltos en la banda *K'* (Surace, Sanders & Evans 2001 y Fisher et al. 2006).

En el panel superior de la Figura 4.5 se muestra la SED no resuelta observada (flujos no resueltos de NICMOS/HST, QUIRC/Gemini y CC/GTC) más el espetro nuclear de CC/GTC y el espetro de IRS/*Spitzer* del PG 1411+442. En esta misma Figura 4.5, pero en el panel inferior, mostramos uno de los objetos (PG 0007+106) que no tiene espetro nuclear observado, pero sí la informaciόn observational necesaria como para ser estudiado. Las SED no resueltas, los espetros nucleares y los espetros de IRS/*Spitzer* para el resto de los QSO se muestran en las Figuras C.4, C.5, C.6 y C.7 del Apéndice C.

4.5.2. ¿Evidencia de starburst en QSO?

Dada la alta luminosidad que presentan los QSO, su morfología de tipo puntual y la falta de telescopios con alta sensibilidad y resolución espacial, resulta sumamente difícil estudiar la formación estelar y su conexión con el AGN en esta clase de objetos, aún en los más cercanos. Un estudio realizado por Schweitzer et al. (2006) utilizando los espetros de IRS/*Spitzer* de 27 QSO de la muestra Palomar-Green con un $z < 0.3$, mostró que la presencia de PAH en QSO es bastante común, ya que a través de estas observaciones se encontró que el 41% de los QSO observados presentan una clara emisión de PAH, mientras que en el otro 59% restante, aunque no se observa la emisión de los PAH en el espetro individual, es posible observar la emisión de PAH en el espetro promedio (Schweitzer et al. 2006).

Varios de los QSO en nuestra muestra son parte de los QSO estudiados por Schweitzer

Cuadro 4.5: Flujos no resueltos en el NIR de la literatura.

Galaxy	F160W-NICMOS/HST (PSF) f_{ν}^a (mJy)	K'-QUIRC/Gemini (PSF) f_{ν}^b (mJy)	H-QUIRC/Gemini (PSF) f_{ν}^b (mJy)
PG 0007+106	2.9	< 19.3	—
PG 0050+124	11.4	< 39.6	—
PG 0804+761	—	< 26.2	< 13.2
PG 0844+349	5.9	—	—
PG 1211+143	—	—	—
PG 1229+204	2.7	< 7.0	—
PG 1351+640	—	< 9.3	< 6.4
PG 1411+442 ^d	7.1	< 15.8	—
PG 1426+015	5.8	< 18.1	—
PG 1440+356	9.1	< 17.6	—
PG 2130+099	9.2	< 25.5	—
PG 2214+139	6.5	—	—
Mrk 509 ^e	—	—	—

Notas.—^aLa incertidumbre en estos valores es menor al 10 % (Veilleux et al. 2006 y 2009b). ^bFlujos no resueltos de Surace, Sanders & Evans (2001), usados por nosotros como límites superiores. ^dTambién tiene flujo no resuelto en la banda J de QUIRC/Gemini de < 6.44 mJy. ^eTiene flujos de ISAAC/Gemini medidos en una apertura de 3'' de diámetro en las bandas J (< 10.7 mJy), H (< 14.1 mJy) y K (< 22.3 mJy), los cuales han sido utilizados por nosotros como límites superiores (Fisher et al. 2006).

et al. (2006) y de las plantillas de AGN seleccionados por Hernán-Caballero et al. (2015) como parte de su modelo empírico de descomposición espectral (el cual se presentará con más detalles en el Capítulo 5). Según Hernán-Caballero et al. (2015), una plantilla de AGN es seleccionada siempre que el $EW_{11.3\mu m} < 0.02 \mu m$. De esta manera se aseguran de que la emisión de la galaxia anfitriona sea despreciable. En la Figura 4.6 se muestra el espectro promedio de los QSO que presentan una clara emisión de PAH en su espectro, y por lo tanto un $EW_{11.3\mu m} \geq 0.02 \mu m$, comparado con el espectro promedio de los QSO que no presentan una clara emisión de PAH en el espectro individual de IRS/*Spitzer*, es decir, aquellos con un $EW_{11.3\mu m} < 0.02 \mu m$. Además, en esta misma Figura 4.6, se comparan también los espectros nucleares promedio (CC/GTC y VISIR/VLT) para los objetos con emisión de PAH y los objetos sin PAH, los cuales fueron separados en estos dos grupos según el $EW_{11.3\mu m}$ de los espectro de IRS/*Spitzer* con el mismo criterio. Con el propósito de evitar sesgos en la comparación sólo hemos promediado aquellos objetos que presentan tanto espectro de IRS/*Spitzer* como espectros nucleares, es decir 11/20, de los cuales 5 tienen $EW_{11.3\mu m} \geq 0.02 \mu m$. En la Tabla 4.6 se lista el $EW_{11.3\mu m}$ de nuestra muestra de QSO.

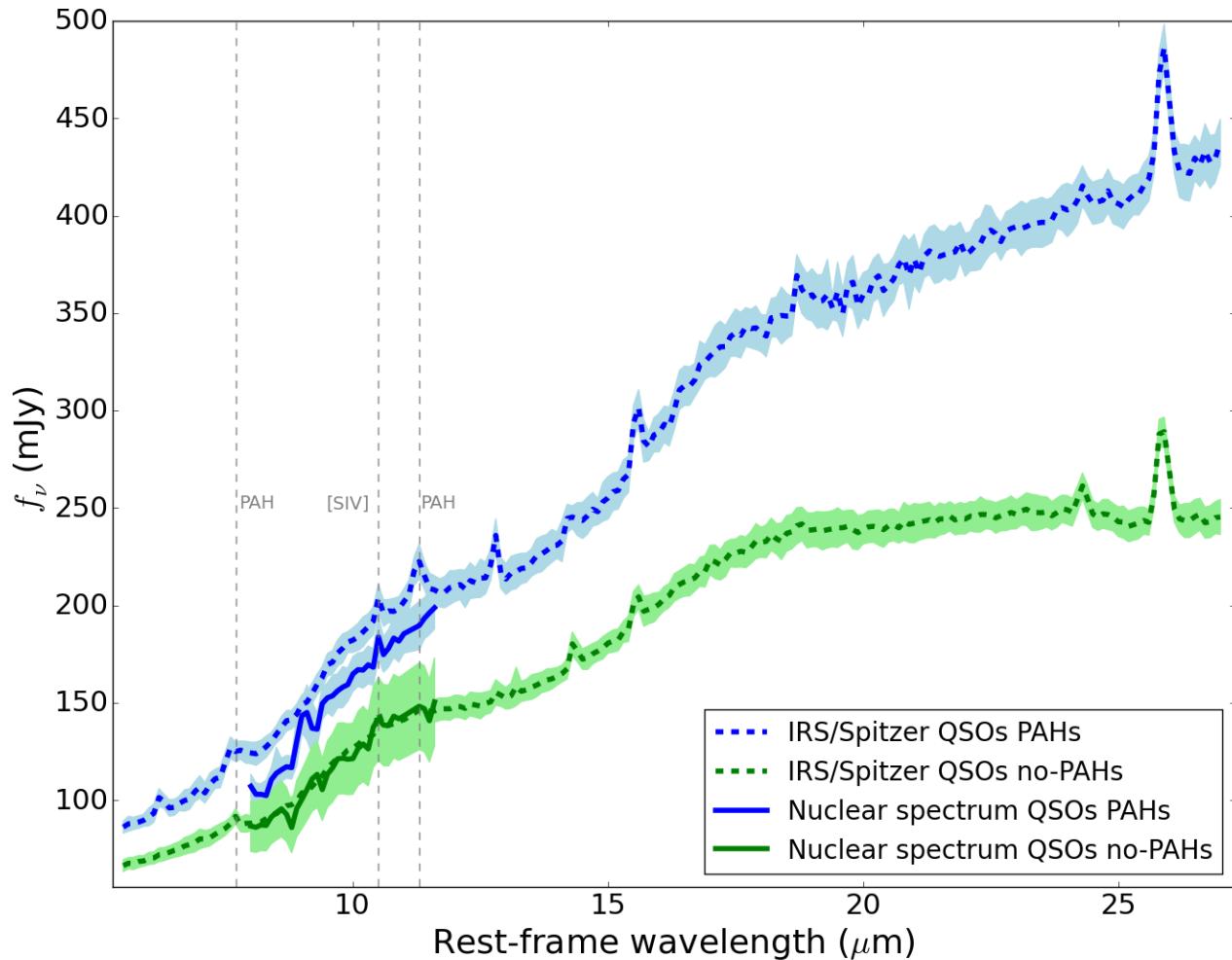


Figura 4.6: En azul se muestran los espectros promedio nuclear y de *IRS/Spitzer* de los QSO que tienen un $\text{EW}_{11.3\mu\text{m}} \geq 0.02 \mu\text{m}$. En verde, el espectro promedio nuclear y de *IRS/Spitzer* de los QSO con $\text{EW}_{11.3\mu\text{m}} < 0.02 \mu\text{m}$.

Cuadro 4.6: Ancho equivalente del PAH a $11.3 \mu\text{m}$ de la muestra de QSO medido en los espectros IRS/*Spitzer*.

Galaxia	$EW_{11.3\mu\text{m}} (\mu\text{m})$
PG 0003+199	0.01 ± 0.01
PG 0007+106	0.03 ± 0.01
PG 0050+124	0.015 ± 0.004
PG 0804+761	< 0.005
PG 0844+349	0.02 ± 0.01
PG 0923+129	0.07 ± 0.01
PG 1211+143	0.01 ± 0.01
PG 1229+204	0.01 ± 0.01
PG 1351+640	0.04 ± 0.01
PG 1411+442	0.01 ± 0.01
PG 1426+015	0.02 ± 0.01
PG 1440+356	0.10 ± 0.02
PG 1448+273	0.06 ± 0.01
PG 1501+106	0.01 ± 0.01
PG 1534+580	0.02 ± 0.01
PG 1535+547	0.01 ± 0.03
PG 2130+099	0.01 ± 0.01
PG 2214+139	0.06 ± 0.01
Mrk 509	0.1 ± 0.01

Como fue previamente notado por Schweitzer et al. (2006) el espectro de los objetos que presentan fuerte emisión de los PAH difiere en su forma espectral de los que no las presentan. Esta diferencia también se observa en los espectros promedio nucleares. De la Figura 4.6 podemos ver que el espectro nuclear promedio de los objetos con PAH cae por debajo del espectro promedio de IRS/*Spitzer* pero mantiene la misma forma espectral, mientras que, el espectro nuclear de los QSO que no muestran PAH en su espectro, es muy parecido al espectro promedio de IRS/*Spitzer*. Este resultado es consistente con el hecho de que en los objetos con $EW_{11.3\mu\text{m}} \geq 0.2 \mu\text{m}$ la contribución a la emisión por la galaxia anfitriona es importante, especialmente a partir de longitudes de ondas $\gtrsim 7.5 \mu\text{m}$. Mientras que en los objetos con $EW_{11.3\mu\text{m}} < 0.2 \mu\text{m}$ el espectro nuclear promedio es consistente con el espectro promedio de IRS/*Spitzer*, indicando que en este caso la contribución de la galaxia anfitriona es despreciable.

Si comparamos estos resultados con el cociente $FWHM_{target}/FWHM_{STD}$ del análisis de la fotometría, resulta que aquellos objetos con un $FWHM_{target}/FWHM_{STD}$ entre $1.2 - 1.3$ (como: PG 0007+106, PG 1440+356, PG 1534+580 y PG 0050+124)

están entre los objetos con $EW_{11.3\mu\text{m}} \geq 0.2 \mu\text{m}$. Por lo tanto, es posible que parte de la emisión marginalmente extendida que se puede observar en el perfil radial de la mayoría de estos objetos provenga de la galaxia anfitriona (ver Figura 4.3 de la sección 1.4 y las Figuras C.2 y C.3 del Apéndice C), mientras que en aquellos objetos con $EW_{11.3\mu\text{m}} \geq 0.2 \mu\text{m}$ pero $FWHM_{taget}/FWHM_{STD} \sim 1$ (como PG 0844+349, PG 0923+129, PG 1426+015, PG 1448+273, Mrk 509, PG 1351+640) es posible que la emisión de los PAH provenga de regiones de formación estelar mucho más nucleares que no han podido ser resueltas, aunque esto es sólo una conjectura dada las variaciones observadas en las PSFs de CC.

Capítulo 5

Modelado de la distribución espectral de energía IR de la muestra de QSO

En la primera parte de este capítulo presentamos los resultados que se han obtenido de descomponer los espectros IRS/*Spitzer* según la contribución del AGN y del *starburst*. Luego presentamos los resultados obtenidos de usar los modelos *clumpy* para ajustar la SED no resuelta del cercano IR más el espectro IRS/*Spitzer* resultante de sustraer la componente de formación estelar. También comparamos los parámetros del toroide de polvo en los QSO con los derivados en trabajos previos para las galaxias Seyfert tipo 1 y 2 en el universo local. Al final del capítulo discutimos cómo los parámetros resultantes de la descomposición espectral y de los ajustes con los modelos *clumpy* se comparan con los de UGC 5101 y otras ULIRG locales en un contexto evolutivo.

5.1. Descomposición de los espectros IRS/*Spitzer*

Debido a la clara presencia de PAH en los espectros de IRS/*Spitzer* (Figura 4.6) hemos utilizado el método de descomposición espectral de Hernán-Caballero et al. (2015) para separar la emisión del toroide de polvo de aquella debida a la formación estelar.

El método de descomposición espectral de Hernán-Caballero et al. (2015): DEBLENDIRS, se basa en considerar que la forma espectral de la emisión del AGN y de la galaxia anfitriona que componen el espectro integrado se pueden encontrar

en otras fuentes, donde la emisión del AGN o de la galaxia anfitriona dominan por completo, y en la que, la emisión de la galaxia anfitriona es en sí misma una combinación de la emisión de las estrellas y del medio interestelar.

Para hacer la descomposición espectral se han utilizado plantillas que representan a cada una de las componentes físicas de la emisión del mediano IR de las galaxias, es decir: la población estelar (plantilla estelar), el medio interestelar (plantilla PAH), y el AGN (plantilla AGN). Todas las plantillas utilizadas son espectros de baja resolución de IRS, obtenidos de la base de datos CASSIS (v6; Lebouteiller et al. 2011). Para asegurarse de que cada una de estas plantillas realmente representa su contribución correspondiente, Hernán-Caballero et al. (2015) verificaron la pendiente del continuo del mediano IR, la fuerza de las emisiones de los PAH, y la clasificación según el espectro óptico de cada plantilla.

Las plantillas estelares son galaxias elípticas y lenticulares, con $EW_{11.3\mu m} < 0.02 \mu m$ y espectro tipo estelar. Las plantillas de PAH son galaxias *starburst* y galaxias normales con corrimientos al rojo $z < 0.14$ que están formando estrellas. Para garantizar que estas galaxias *starburst* no están dominadas por una contribución de población estelar vieja significativa, han verificado que su espectro tenga $EW_{6.2\mu m} > 1.0 \mu m$ y $EW_{11.3\mu m} > 1.0 \mu m$ y un continuo muy débil a $5 \mu m$. Además, no están clasificadas como AGN en NED. Finalmente, las plantillas de AGN son fuentes clasificadas en el óptico como QSO, galaxias Seyfert, LINER, y blázares. Además, también han incluido AGN ópticamente oscurecidos y radio galaxias. La librería de AGN incluye fuentes con corrimientos al rojo z desde 0.002 hasta 1.4. Estas plantillas de AGN no tienen emisión significativa de la galaxia anfitriona, ya que la emisión de los PAH son débiles o están ausentes ($EW_{6.2\mu m} < 0.002 \mu m$ y $EW_{11.3\mu m} < 0.02 \mu m$).

Para descomponer los espectros con DEBLENDIRS hemos dado como entrada el espectro de IRS entre $5 - 30 \mu m$ (longitud de onda observada) de cada uno de los QSO en la muestra (menos MR 2251-178, ya que este objeto no tiene espectro IRS) y su corrimiento al rojo z . Sin embargo, la descomposición espectral se ha hecho sólo entre 5.5 y $16 \mu m$, ya que fuera de este intervalo es mucho más difícil separar estas componentes de manera confiable (Hernán-Caballero et al. 2015). Antes de hacer la descomposición espectral, todos los espectros (las plantillas y los QSO) fueron remuestreados a una longitud de onda común y con una resolución $\Delta\lambda = 0.1 \mu m$.

DEBLENDIRS evalúa todas las combinaciones posibles de cada una de las plantillas estelares, de PAH y de AGN de acuerdo al siguiente modelo de descomposición espectral,

$$f_{i,j,k}(\lambda) = af_i^{star}(\lambda) + bf_j^{PAH}(\lambda) + cf_k^{AGN}(\lambda), \quad (5.1)$$

donde $f_i^{star}(\lambda)$, $f_j^{PAH}(\lambda)$, y $f_k^{AGN}(\lambda)$ son las densidades de flujo de cada una de las plantillas en la longitud de onda en reposo, y los coeficientes a , b , y c se obtienen al minimizar χ^2 tal que

$$\chi^2 = \sum_{n=1}^N \frac{(F(\lambda_n) - f_{i,j,k}(\lambda_n))^2}{\sigma^2(\lambda_n)}, \quad (5.2)$$

donde $\sigma^2(\lambda_n)$ son las incertidumbres del flujo calculado para el espectro remuestreado $F(\lambda_n)$ (Hernán-Caballero et al. 2015). Estas incertidumbres incluyen los errores estadísticos, sistemáticos y de calibración en flujo dados por CASSIS¹.

Para encontrar la combinación de plantillas que produce el mejor ajuste, se compara el χ^2 entre cada una de las combinaciones de plantillas. También se toma en cuenta el coeficiente de variación del error del rms, ya que a diferencia del χ^2 , éste no varía con la S/N del espectro. Este valor se expresa como el cociente del residuo típico respecto al flujo promedio

$$CV_{RMS} = \frac{\sqrt{\sum_{n=1}^N (F(\lambda_n) - f_{i,j,k}(\lambda_n))^2 / N}}{\sum_{n=1}^N F(\lambda_n) / N}. \quad (5.3)$$

La comparación de estos dos valores estadísticos da una mejor confianza sobre los ajustes obtenidos.

Debido a la naturaleza empírica de las plantillas, no es posible muestrear de manera homogénea y completa el espacio de parámetros definido por las propiedades físicas de interés, tales como el índice espectral en el mediano IR de la componente AGN α , y el índice de la fuerza del silicato S_{sil} alrededor de $10 \mu\text{m}$, ya que los valores más comunes están bien representados en la librería por muchas plantillas, mientras que los valores extremos están subrepresentados. Por lo tanto, DEBLENDIRS toma el intervalo entero de posibles valores para el parámetro de interés, digamos x , y divide el espacio de este parámetro en cajas del mismo tamaño (Noll et al. 2009). Para cada caja de i , encuentran todos los modelos que producen un valor del parámetro dentro de sus límites, y toman el χ^2_i más bajo. Así, la probabilidad de que el parámetro x

¹<http://isc.astro.cornell.edu/Smart/CassisPipelineErrors>

tome un valor dentro de la caja i es

$$p_i = \frac{e^{-\chi_i^2/2}}{\sum e^{-\chi_i^2/2}}, \quad (5.4)$$

donde la normalización asegura que la suma de las probabilidades para todas las cajas sea igual a uno. El valor esperado es

$$\langle x \rangle = \sum p_i x_i, \quad (5.5)$$

y su desviación estándar

$$\sigma_x = \sqrt{\sum p_i (x_i - \langle x \rangle)^2}. \quad (5.6)$$

El índice espectral del mediano IR, α , se calcula entre las longitudes de onda en reposo a 8.1 y 12.5 μm , suponiendo una ley de potencia de la forma $f_\nu \propto \nu^\alpha$. El índice que describe la fuerza del silicato se define como (Levenson et al. 2007, Spoon et al. 2007)

$$S_{sil} = \ln \frac{F(\lambda_p)}{F_C(\lambda_p)}, \quad (5.7)$$

donde $F(\lambda_p)$ y $F_C(\lambda_p)$ son las densidades de flujo del espectro y del continuo subyacente en la longitud de onda del pico del silicato, respectivamente.

5.2. Contribución espectral del AGN y de la formación estelar

Los diecinueve QSO con espectro IRS/*Spitzer* fueron descompuestos utilizando el programa DEBLENDIRS. Como ejemplo, en la Figura 5.1 se muestra la descomposición espectral de PG 0923+129. Las descomposiciones spectrales del resto de los QSO se muestran en las Figuras de la D.1 a la D.16 del Apéndice D.

A partir de las descomposiciones espetrales (dentro de un ancho de rendija de $\sim 3.6''$, entre 0.5–6.1 kpc para todos los QSO) encontramos que la contribución promedio de la componente estelar es de $\sim 15\%$ ($\sim 3\%$ de PAH y $\sim 12\%$ estelar) y la del AGN de $\sim 85\%$, mientras que la luminosidad promedio del AGN a 6 y 12 μm , contribuye un 62% y 81% a la luminosidad integrada del sistema dentro de la anchura de la rendija y en estas longitudes de ondas, respectivamente. Las contribuciones individuales de cada objeto se listan en las Tablas 5.1 y 5.2.

Al tratar de descomponer los espectros IRS de PG 1211+143 y PG 1501+106, se encontró que podían ser ajustados por completo con una plantilla de AGN (panel izquierdo de la Figura 5.2 y D.13). Además, estos dos objetos tienen un $EW_{11.3\mu m} < 0.02 \mu m$, lo cual indica que la contribución a la emisión por la galaxia anfitriona y regiones de formación estelar es despreciable (Tabla 4.6, Capítulo 4).

Utilizando DEBLENDIRS no fue posible encontrar ninguna combinación de plantillas (AGN+estelar+PAH) que pudiera reproducir por completo la forma espectral de PG 1351+640 (Figura D.8), tal vez debido a que éste es un objeto extremo en su clase y no hay una plantilla de AGN similar capaz de reproducir sus propiedades. De hecho, este objeto (así como PG 0050+124, PG 1211+143 y PG 0804+761) se encuentra entre los cinco primeros objetos en los que se observó una emisión extrema de la región de los silicatos a 10 y 18 μm (Hao et al. 2005). De hecho en la Figura 5.3 (que se explicará más adelante), podemos ver que el valor de la fuerza del silicato en PG 1351+640 se aleja considerablemente del de la mayoría de los QSO en la muestra. Además, la región de los silicatos a 9.7 μm es justamente la peor ajustada en la descomposición del espectro de PG 0050+124 (IZw1), Figura D.3.

Los valores del índice de fuerza de los silicatos y del índice espectral IR medidos a partir de la descomposición espectral de los QSO los hemos comparado con los obtenidos por Hönig et al. (2010) para una muestra de galaxias Seyfert 1 y 2. En la Figura 5.3 podemos ver que en las Seyfert 2 la fuerza de los silicatos muestra cierta correlación con el índice espectral, mientras que las Seyfert 1 y los QSO no. De hecho, Hönig et al. (2010) concluyen que las Seyfert 1 no muestran ningún tipo de correlación. Por lo tanto, de acuerdo a este resultado, en las Seyfert 1 y en los QSO los diferentes valores del índice espectral α no son un efecto del oscurecimiento.

Los anchos equivalentes reportados en la Tabla 4.6 (Capítulo 4) fueron tomados de los datos de DEBLENDIRS para la mayoría de los QSO en nuestra muestra, ya que son parte de las plantillas de AGN usadas para las descomposiciones espetrales (Hernán-Caballero et al. 2015), las cuales de hecho, fueron removidas del conjunto de plantillas de AGN para evitar autoajustes. El método utilizado para medir los anchos equivalentes se basa en seleccionar dos bandas estrechas del continuo a cada lado del PAH, y estimar el flujo promedio f_ν en estas bandas, luego hacer una interpolación lineal y estimar el continuo subyacente del PAH y sustraerlo del espectro. Por último, se integra el residuo en una banda centrada en la longitud de onda del pico del PAH y se calcula el ancho equivalente dividiendo el flujo integrado del PAH entre el continuo interpolado en el centro del PAH. Los errores son estimados de medir el flujo de la línea y del continuo en un conjunto de espectros modelo (continuo+perfil

Cuadro 5.1: Contribuciones de las componentes espectrales: AGN, estelar pasiva y PAH, a partir de la descomposición de los espectros IRS/*Spitzer*.

Galaxia	Plantilla PAH	PAH _{contrib.}	Plantilla AGN	AGN _{contrib.}	Plantilla estelar	STL _{contrib.}	χ^2_ν	CV_{RMS}
PG 0003+199	NGC 3769	0.3	PG 1114+445	83.6	M 85	16.0	0.071	0.019
PG 0007+106	NGC 3187	3.1	PG 1114+445	88.4	NGC 5812	8.5	0.226	0.030
PG 0050+124	NGC 2993	0.00	[HB89] 1402+436	99.5	M 85	0.5	0.45	0.042
PG 0804+761	NGC 3769	0.1	J142220.15+331512.2	75.2	NGC 1700	42.0	0.315	0.042
PG 0844+349	NGC 5996	3.3	J131217.74+351521	89.3	NGC 1374	7.5	0.289	0.036
PG 0923+129	UGC 09618	7.0	PG 1149-110	88.8	M 85	4.2	0.279	0.031
PG 1211+143	NGC 3769	0.9	Mrk 1383	99.2	NGC 4474	0.00	0.2	0.029
PG 1229+204	NGC 2993	0.0	PG 1149-110	87.5	NGC 1700	12.5	0.227	0.031
PG 1351+640	NGC 2993	0.00	2MASX J02343065+2438353	97.1	NGC 1700	2.9	4.33	0.146
PG 1411+442	J14361112+6111265	1.7	J1640100+410522	80.2	NGC 1700	18.1	0.096	0.019
PG 1426+015	ESO 557-G-001	1.0	VII Zw 244	86.0	NGC 1700	13.0	0.120	0.027
PG 1440+356	NGC 3310	9.6	3C 273	87.9	NGC 1297	2.5	0.110	0.024
PG 1448+273	NGC 3310	3.4	J160222.38+164353.7	83.7	NGC 5812	12.9	0.333	0.048
PG 1501+106	MCG +08-11-002	0.00	PG 1149-110	99.2	NGC 5831	0.7	0.2	0.029
PG 1534+580	ESO 244-G-012	2.5	VII Zw 244	93.8	NGC 5831	3.7	0.271	0.032
PG 1535+547	NGC 3769	2.4	J1640100+410522	80.1	NGC 1700	17.5	0.203	0.028
PG 2130+099	NGC 3187	0.6	J14492067+4221013	89.1	NGC 4570	10.3	0.107	0.025
PG 2214+139	NGC 2993	0.0	HB89-1435-067	84.8	NGC 4570	15.2	0.062	0.016
Mrk 509	NGC 3310	8.1	3C 390.3	84.0	NGC 1549	7.9	0.068	0.023

Notas.– Columna 1: nombre del QSO. Columna 2: nombre de la plantilla PAH. Columna 3: porcentaje de la contribución de la componente de PAH. Columna 4: nombre de la plantilla AGN. Columna 5: porcentaje de la contribución del AGN. Columna 6: nombre de la plantilla estelar. Columna 7: porcentaje de la contribución de la componente estelar. Columna 8: primera medida estadística para el mejor ajuste (Ecuación 5.2). Columna 9: segunda medida estadística para el mejor ajuste (Ecuación 5.3).

Lorentziano), cubriendo un cierto intervalo de anchos equivalentes, $FWHM$ y valores de la S/N del espectro (Hernán-Caballero & Hatziminaoglou 2011). El $EW_{11.3\mu m}$ del resto de los QSO que no estaban incluidos dentro de las plantillas de AGN fueron calculados siguiendo el método descrito anteriormente. Los anchos equivalentes del PAH a $11.3\mu m$ reportados en nuestro trabajo (alrededor de $0.03\mu m$) son consistentes para la mayoría de los QSO en nuestra muestra con los medidos previamente por Shi et al. (2007), Figura 5.4.

5.3. Modelado de la emisión no resuelta del cercano IR y de la componente AGN del espectro IRS/*Spitzer* con los modelos *clumpy*

Con el propósito de estudiar las propiedades físicas y geométricas del toroide de polvo en nuestra muestra de QSO, hemos utilizado el flujo nuclear no resuelto del cercano IR (Tabla 4.5 del Capítulo 4) más el espectro de IRS/*Spitzer* (entre $\sim 5 - 16\mu m$) con la componente estelar y de PAH sustraídas (IRS-PAH-sustraído) y los hemos ajustado con los modelos *clumpy* de Nenkova et al. (2008a, b), aunque hay dos excepciones, debido a que el espectro IRS no pudo ser descompuesto. En PG 1351+640, hemos ajustado el espectro IRS sin descomponer, suponiendo que toda su emisión proviene de la región nuclear, dado que el flujo no resuelto en la banda Si2 de CC coincide con el espectro de IRS/*Spitzer* (Figura C.5 del Apéndice C) y la forma del espectro nuclear y del IRS son similares en todos los QSO con ambos espectros disponibles. En PG 0050+124 el espectro nuclear y la fotometría no resuelta en la banda Si2 caen muy por debajo del espectro IRS/*Spitzer* (Figura C.4, Apéndice C), lo cual es consistente con la emisión extendida observada en la imagen nuclear de CC en la banda del mediano IR Si2. En este caso hemos escalado el espectro IRS a la emisión no resuelta en la banda Si2, suponiendo nuevamente que toda la emisión observada proviene de la región nuclear.

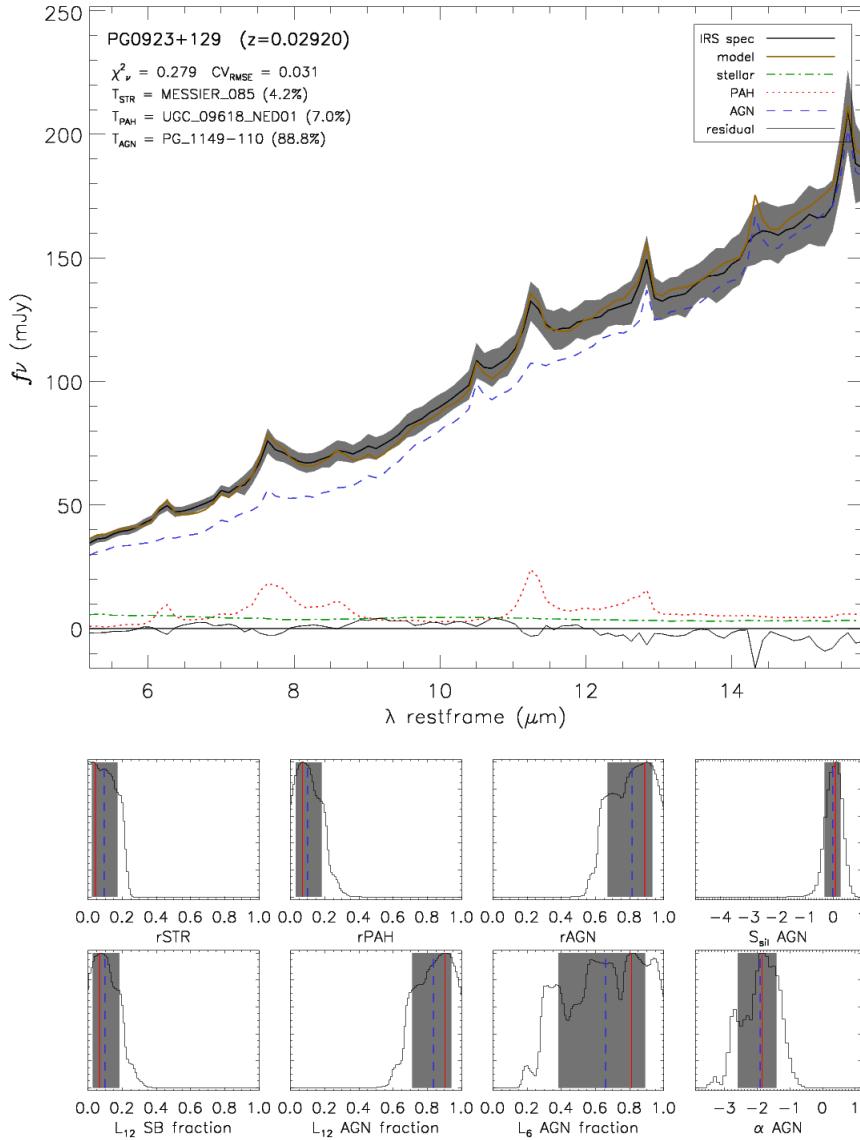


Figura 5.1: **Panel superior:** descomposición espectral de PG 0923+129 usando DE-BLENDIRS (Hernán-Caballero et al. 2015). En negro el espectro IRS remuestreado con su incertidumbre a 1σ (área sombreada). En color naranja el modelo que mejor ajusta el espectro, el cual está compuesto de la componente de AGN (línea de rayas azul), la componente de PAH (línea punteada roja) y la componente estelar (línea de rayas y puntos verde). También se muestra el residuo entre el espectro y el modelo con una línea negra alrededor de una línea centrada en cero. **Panel inferior:** distribuciones de probabilidad de los ocho parámetros derivados de la descomposición espectral. Los tres primeros paneles en la fila superior son las fracciones de la contribución de la componente estelar pasiva, de PAH y de AGN, respectivamente, en el intervalo del mediano IR utilizado y dentro de la rendija. El siguiente panel muestra la distribución del índice de la fuerza del silicato. En los tres primeros paneles de la fila inferior se muestran las distribuciones de la fracción de la luminosidad a $12 \mu\text{m}$ del starburst y del AGN dentro de la rendija, y en el tercero la fracción de la luminosidad del AGN a $6 \mu\text{m}$. En el último panel la distribución del índice espectral del mediano IR del AGN α ($8.1\text{-}12.5 \mu\text{m}$).

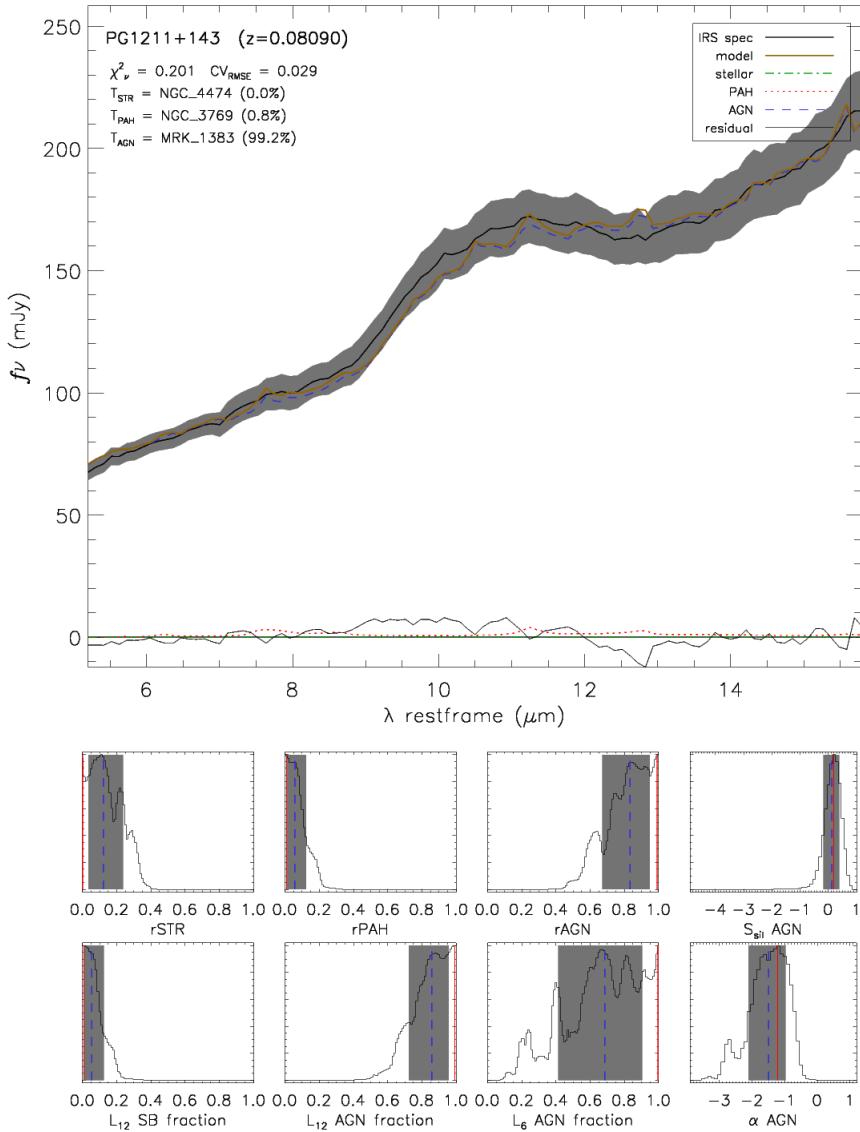


Figura 5.2: Como en la Figura 5.1. Ejemplo de un QSO (PG 1211+143) en el que el $\sim 99\%$ de la emisión es debida al AGN.

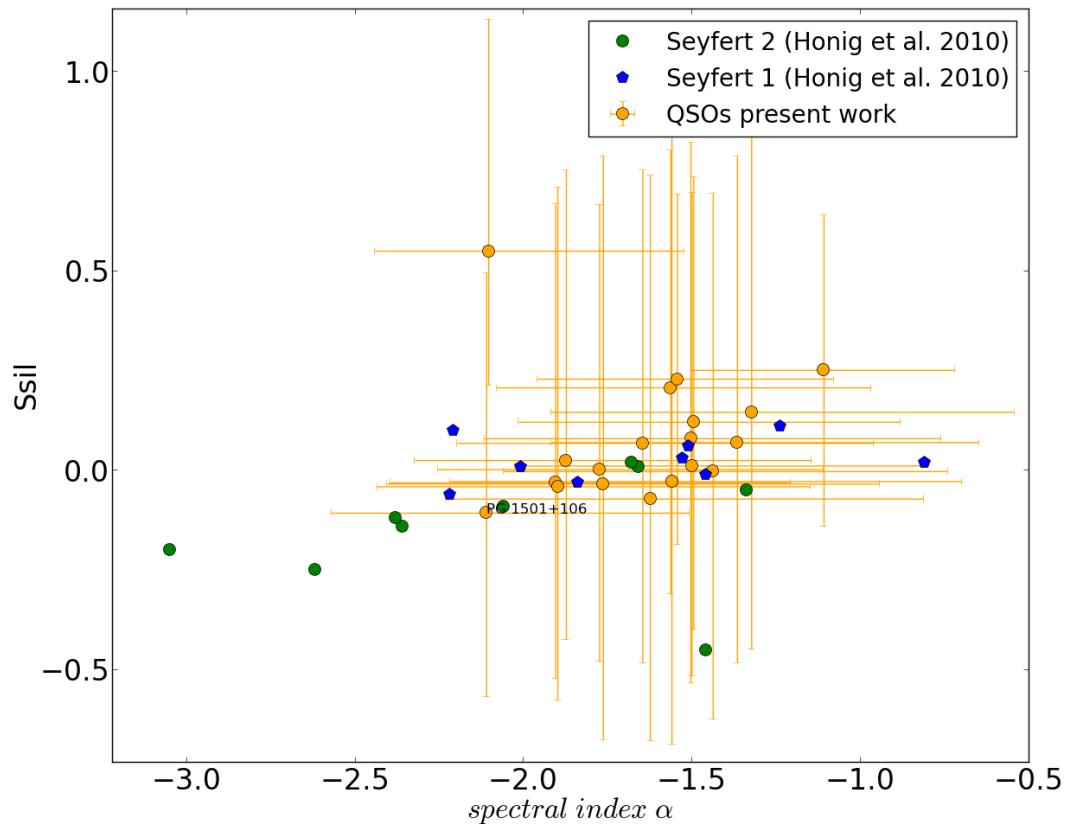


Figura 5.3: Fuerza del silicato (S_{sil}) en función del índice espectral IR α de la componente de AGN. Los valores fueron obtenidos de la descomposición espectral usando DEBLENDIRS (Hernán-caballero et al. 2015) para los QSO y de medidas directas de los espectros de las Seyfert 1 y 2 por Hönig et al. Valores positivos de la fuerza del silicato indican silicatos en emisión, mientras que los negativos silicatos en absorción. (2010).

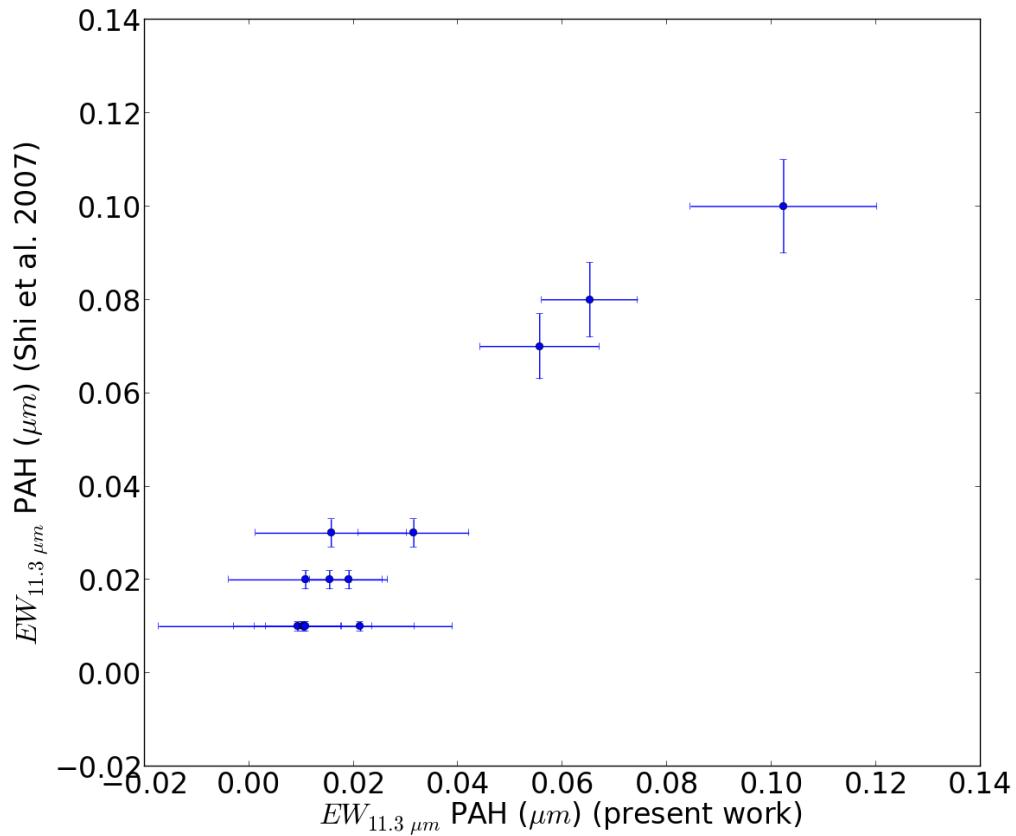


Figura 5.4: Comparación del ancho equivalente (EW) a 11.3 μm medido por Shi et al. (2007) con el reportado en el presente trabajo.

Los errores fotométricos en el cercano IR son de $\sim 10\%$ (Veilleux et al. 2006, 2009) y las incertidumbres en los espectros son las dadas por CASSIS (V6; Lebouteiller et al. 2011). Además hemos sustraído las líneas de emisión del espectro IRS-PAH-sustraído dentro del intervalo de 5.5 a 16 μm , entre las cuales se encuentran, por ejemplo, [Ne II] 12.81 μm , [Ne III] 15.56 μm , [Ne V] 14.32 μm y [S IV] 10.4 μm .

A través de la herramienta computacional BAYESCLUMPY (Asensio Ramos & Ramos Almeida 2009), hemos supuesto una distribución previa uniforme para cada uno de los seis parámetros del modelo *clumpy* (σ_{toroide} , Y , N_0 , q , i y τ_V), dentro de los intervalos listados en la Tabla 1.1 (Capítulo 1). Además, hemos añadido la componente del AGN a la emisión del toroide (Nenkova et al. 2008a,b), ya que en todos estos objetos se observan líneas anchas en el espectro óptico (ver Figuras de la B.1 a la B.6 del Apéndice B). Por último, también hemos usado una distribución previa uniforme entre -4 y 4 para el *shift*, y en ningún caso hemos incluido extinción debida a polvo en la galaxia anfitriona.

En general, la SED en el cercano IR se reproduce bien con los modelos *clumpy* para todos los objetos (13) con datos fotométricos en esta región espectral, aunque en PG 2214+139 el flujo en la banda H se observa marginalmente por encima de la SED modelada (ver Figura D.16 del Apéndice D) y en PG 0050+124, PG 1440+356 y PG 1411+442 el flujo en la banda H está mucho más por encima de la SED del modelo (Figuras D.3, D.11 y D.9). Sin embargo, PG 1440+356 es el objeto con la emisión de PAH más prominente en el mediano IR, los cuales se observan claramente tanto en el espectro nuclear de CC/GTC como en el espectro de IRS/*Spitzer* (Figura C.5, Apéndice C) y PG 0050+124 es el único objeto que presenta una clara emisión extendida en el cercano (Surace & Sanders 1999) y mediano (Burtscher et al. 2013, Martínez-Paredes et al. 2016) IR (Figura C.1). Por lo tanto, tal vez en estos objetos la emisión no resuelta en la banda H esté aún contaminada por emisión que no está asociada con el toroide de polvo, o quizás un modelo de toroide donde el polvo esté distribuido de manera homogénea sea más apropiado para ajustar este tipo de objetos, ya que en algunos AGN (por ejemplo aquellos que se encuentran en interacción) son mejor modelados con una aproximación homogénea del toroide de polvo (Mendoza-Castrejón et al. 2015). En este trabajo no hemos estudiado qué tipo de modelo (homogéneo o *clumpy*) ajusta mejor la SED no resuelta y el espectro IRS-PAH-sustraído en la muestra de QSO, ya que nuestro propósito es estudiar esta muestra de forma consistente a las otras clases de AGN estudiadas dentro de la muestra de la colaboración *Los Piratas* para luego comparar los parámetros del toroide en los QSO con los de las Seyfert 1, 2 y ULIRG.

En las Seyfert 1 estudiadas por Ramos Almeida et al. (2011), con una técnica similar, la SED del cercano y mediano IR se ajusta bien con los modelos *clumpy*. Sin embargo, en las Seyfert 1 estudiadas en Alonso-Herrero et al. (2011) e Ichikawa et al. (2015) algunos objetos presentan SED no resueltas en el cercano IR un poco por encima de las SED ajustadas con BAYESCLUMPY. En un trabajo anterior, Mor et al. (2009) ajustaron el espectro IRS/*Spitzer* de una muestra de QSO PG, varios de los cuales se encuentran en nuestra muestra (PG 2214+139, PG 1448+273, PG 1440+356, PG 1426+015, PG 1411+442, PG 1229+204 y PG 0050+124). Para tomar en cuenta la emisión en el cercano IR incluyeron en sus ajustes, además de la componente de emisión del toroide, una componente que tomara en cuenta la emisión de la NLR y la emisión del polvo caliente proveniente de la región más interna del toroide. Nosotros hemos sido capaces de modelar simultáneamente la emisión del cercano y mediano IR sin tener que incluir una componente de polvo caliente.

En las Figuras de la E.1 a la G.24 de los Apéndices E, F y G se muestran las SED no resueltas, los espectros IRS-PAH-sustraídos y las SED de los mejores modelos *clumpy* (mediana y MAP) que ajustan los datos. Además, también se muestran las distribuciones posteriores de los parámetros derivados. En la Tabla 5.3 se listan los valores promedio con su error a 1σ y el valor más probable derivado de cada ajuste. También se lista el χ^2 reducido obtenido del modelo que mejor ajusta dentro de una incertidumbre de 1σ (promedio) y el más probable respecto al espectro IRS-PAH-sustraído.

Aunque la descomposición espectral se ha hecho dentro de un intervalo de aproximadamente 5.5 a 16.0 μm (longitud de onda observada), hemos encontrado que en quince de los QSO (Mrk 509, PG 0003+199, PG 0007+106, PG 0050+124, PG 0844+349, PG 0923+129, PG 1211+143, PG 1411+442, PG 1426+015, PG 1440+356, PG 1501+106, PG 1534+580, PG 1535+547, PG 2130+099, PG 2214+139), la inclusión del espectro entre $\sim 5.5\text{--}8.0 \mu\text{m}$ hace que el modelo sea incapaz de reproducir toda la forma del espectro, y los parámetros derivados resultan en valores que producen probabilidades de escape de un fotón producido por el AGN extremadamente bajas, lo cual es inconsistente con el hecho de que en estos objetos se observan líneas de emisión

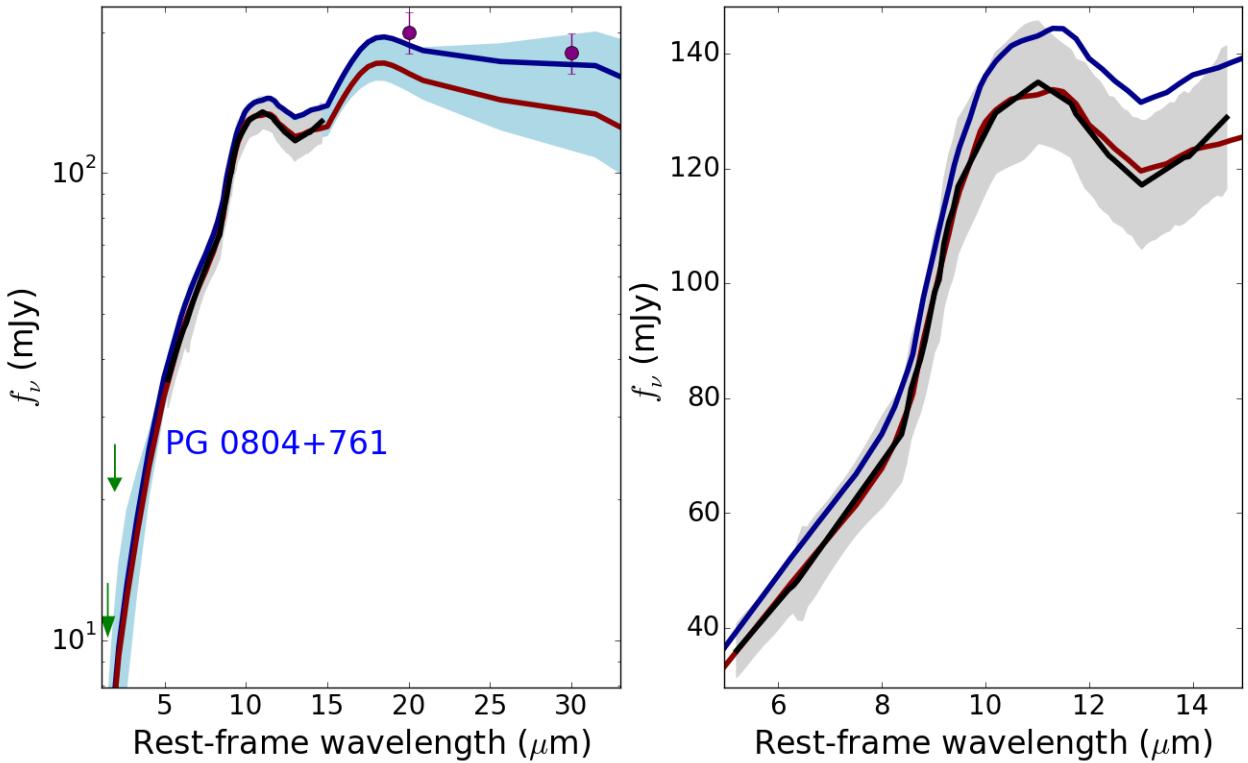


Figura 5.5: **Panel izquierdo:** SED nuclear observada (emisión no resuelta, flechas verdes) y la espectroscopía del mediano IR (obtenida después de sustraer la contribución del *starburst* al espectro de IRS/*Spitzer*, línea negra). Los puntos violeta son obtenidos de extrapolar la componente estelar y de PAH, y sustraerla al espectro IRS en 20 y 30 μm en la longitud de onda observada. Estos valores no se usaron para hacer el ajuste de BAYESCLUMPY. La línea azul y la región sombreada representan el mejor ajuste del modelo *clumpy* del toroide y el intervalo de modelos dentro del 68 % de incertidumbre, respectivamente. La línea anaranjada es el modelo más probable (MAP). **Panel derecho:** aumento de la imagen de la izquierda alrededor de la zona del silicato en 9.7 μm .

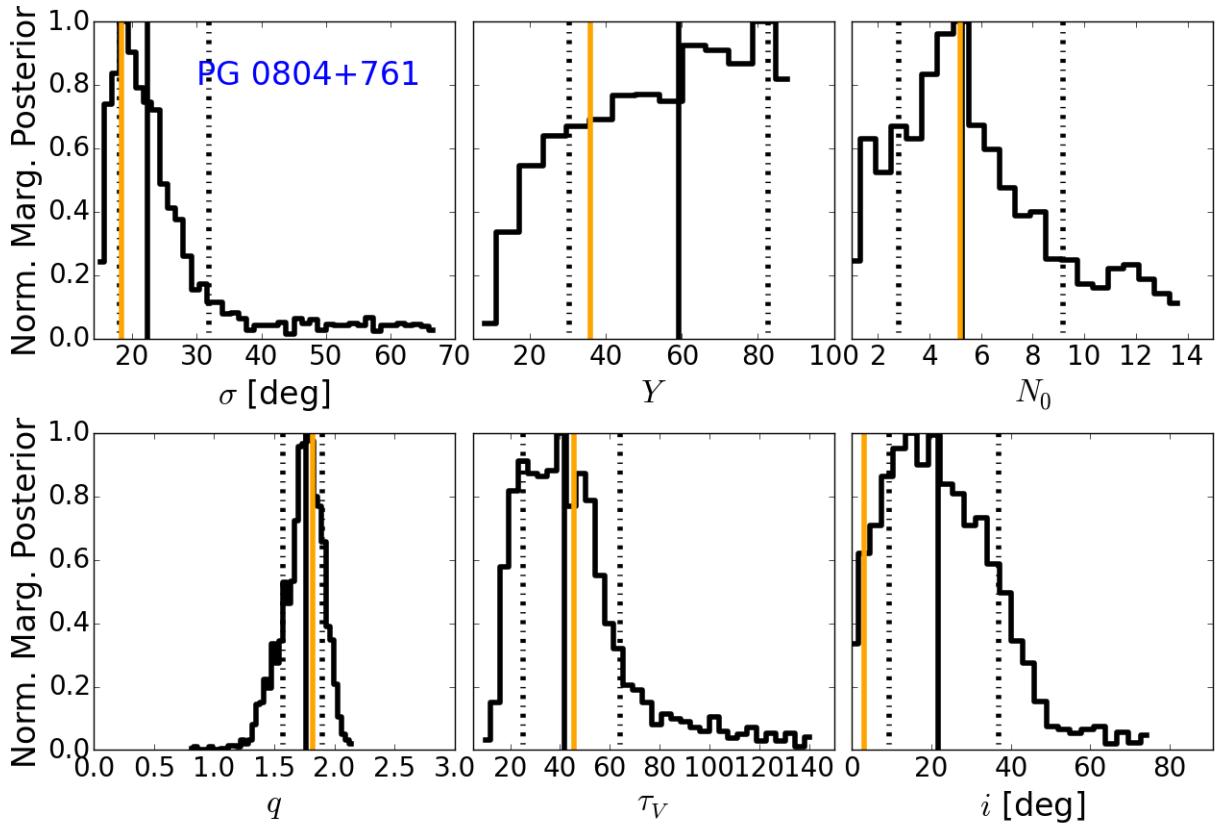


Figura 5.6: PG 0804+761: distribuciones marginales posteriores de los parámetros de los modelos *clumpy* del toroide ajustados a la emisión nuclear (no resuelta) del cercano IR y el espectro con las componentes PAH y estelar sustraídas. Las líneas punteadas representan los intervalos de 1σ , mientras que las líneas sólidas negras y anaranjadas los valores promedios y MAP de las distribuciones, respectivamente.

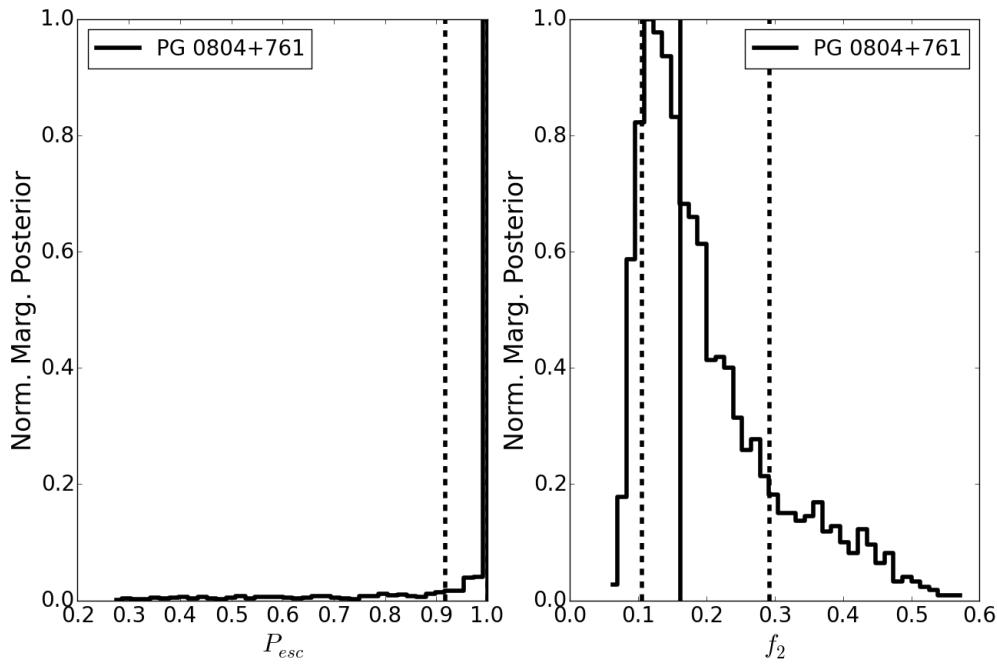


Figura 5.7: **PG 0804+761.** **Panel izquierdo:** Distribución posterior de la probabilidad de escape P_{esc} . **Panel derecho:** Distribución posterior del factor de cubrimiento f_2 .

anchas en el espectro óptico (Figuras B.1 -B.3 del Apéndice B). Este problema ya había sido notado anteriormente por Mor et al. (2009) y Nikutta et al. (2009).

Para tomar en cuenta este exceso en la emisión del mediano IR Mor et al. (2009) incluyeron las componentes de polvo caliente y de la NLR, descritas anteriormente, mientras que, Nikutta et al. (2009) optaron por excluir esta región espectral para hacer el ajuste. En el presente trabajo hemos adoptado la segunda estrategia ya que es posible que la emisión en este intervalo espectral esté aún contaminada por alguna emisión que no está asociada con el toroide de polvo.

En general, hemos observado que la fotometría del cercano IR no resuelta y la región del mediano IR (entre $5\text{-}30 \mu\text{m}$) es bien reproducida por los modelos *clumpy* para todos los QSO.

En las figuras de las distribuciones posteriores de los parámetros de los Apéndices E, F y G, podemos ver que la mayoría de los parámetros del toro están bien restringidos, incluso para aquellos QSO en los que no tenemos información en el cercano IR.

Utilizando las distribuciones posteriores de la anchura del toroide $\sigma_{toroide}$, del número de nubes N_0 y del ángulo de visión i , hemos calculado la distribución posterior de la probabilidad de escape P_{esc} y del factor de cubrimiento geométrico f_2 .

Bajo la aproximación del modelo *clumpy* no es posible clasificar un AGN como tipo

1 ó 2 basados únicamente en el ángulo de visión, sino más bien en la probabilidad de escape (Nenkova et al. 2008a,b). En general, el factor de cubrimiento geométrico en los QSO es bastante bajo, alrededor de ~ 0.3 , lo cual es consistente con la interpretación de que en los AGN de tipo 1 es posible observar directamente la emisión del mecanismo central, ya que, en principio, se encuentran poco oscurecidos por el polvo a lo largo de la línea de visión.

En este trabajo hemos encontrado que 15 de los objetos en la muestra tienen probabilidades de escape $P_{esc} > 10\%$, y solo 5 tienen $P_{esc} < 10\%$. Dentro de este último grupo, se encuentra PG 1501+106 con una probabilidad de escape bastante baja $P_{esc} \sim 0.8\%$ y factor de cubrimiento muy alto $f_2 \sim 0.9$ respecto al promedio de los QSO (~ 0.3). Curiosamente, este objeto presenta una emisión del silicato bastante plana (Tabla 5.2, 5.3) y un índice espectral del mediano IR entre -2.5 y -1.0 que lo hace consistente, no sólo con las Seyfert 1, sino también con algunas Seyfert 2. Por lo tanto, es probable que el AGN esté más oscurecido por la distribución de las nubes de polvo del toroide. Además, este objeto está entre los AGN tipo 1 que tienen un cociente de $[Ne\ V]~14~\mu m/[Ne\ V]~24~\mu m$ bajo (~ 0.94) aunque dentro del promedio (0.97 ± 0.08) (Dudik et al. 2007). Según el estudio realizado por Dudik et al. (2007) utilizando una muestra de Seyfert 1, 2, LINER y QSO, aquellos AGN con un cociente menor al valor crítico (~ 0.8) son AGN tipo 2, y aquellos con un valor más alto AGN tipo 1, debido a que en los AGN tipo 2 la emisión que falta de $[Ne\ V]$ estaría siendo bloqueada por el toroide de polvo. Como ejemplo, las distribuciones posteriores de la probabilidad de escape P_{esc} y el factor de cubrimiento geométrico f_2 para PG 0804+761 se muestran en la Figura 5.7, mientras que, para el resto de los QSO se puede consultar en las Figuras de los Apéndices E, F y G. En la Tabla 5.4 se listan la P_{esc} y el f_2 de todos los QSO. En esta tabla también se lista la luminosidad bolométrica derivada del ajuste de los modelos *clumpy*, la cual es comparable dentro de las incertidumbres con la luminosidad bolométrica estimada a partir de la luminosidad observada en rayos-X de 2-10 keV (ver Tabla 5.4), después de aplicar una corrección Compton gruesa (ver Tabla 4.1), y una corrección bolométrica de ~ 23 y ~ 89 , calculada para los RLQ y los RQQ por Runnoe et al. (2012). El intervalo de luminosidad observada ($L_{bol}\text{Obs.}$, en la Tabla 5.4) muestra como varia la luminosidad bolométrica según la clasificación radio del QSO, de manera que el límite inferior del intervalo corresponde a aquellos objetos clasificados por Runnoe et al. (2012) como RLQ y el intervalo superior a aquellos clasificados como RQQ. En la Figura 5.8 hemos graficado la luminosidad bolométrica estimada a partir de la luminosidad observada en rayos-X de 2-10 keV y utilizando una corrección

bolométrica de ~ 38 calculada por Runnoe et al. (2012) utilizando todos los QSO en la muestra (RQQ y RLQ).

Dentro de la muestra de Seyfert 1 estudiada por Hönig et al. (2010), se encuentra el objeto Mrk 509. En nuestro estudio de la emisión IR de Mrk 509 utilizando los modelos *clumpy* de Nenkova et al. (2008a, b), hemos obtenido un índice del perfil de densidad radial ($q \sim 1.9$) y número de nubes a lo largo del rayo ecuatorial ($N_o \sim 8$), consistentes con los encontrados por Hönig et al. (2010) (~ 1.5 y ~ 7.5 , respectivamente) sin tener que incluir una componente de polvo caliente y usando los modelos de toroide *clumpy*, diferentes a los presentados en Hönig & Kishimoto (2010).

PG 1211+143 fue previamente estudiado por Nikutta et al. (2009) utilizando el espectro IRS/*Spitzer* entre 8 y 30 μm y los modelos *clumpy*. La mayoría de los parámetros del toroide encontrados por Nikutta et al. (2009) para este QSO ($N_0 = 2 - 9$, $\sigma_{toroide} = 15 - 60^\circ$ e $i = 0 - 70^\circ$) son consistentes dentro de las incertidumbres con los encontrados por nosotros (ver Tabla 5.3). Aunque, hemos encontrado un índice de la distribución radial $q = 0 - 0.5$ y un valor de la profundidad óptica de las nubes $\tau_V = 20 - 30$ un poco más grandes, probablemente debido a que Nikutta et al. (2009) fijaron el valor del parámetro $Y = 20$, mientras que nosotros, lo hemos dejado variar libremente.

Comparando el promedio de los valores más probables de cada parámetro entre la muestra de QSO PG ($\sigma_{toroide} = 34$, $Y = 31$, $N_0 = 5$, $q = 1$, $\tau_V = 63$ e $i = 33$) de Mor et al. (2009) y la nuestra encontramos que sus valores son consistentes con los nuestros dentro de las incertidumbres (ver Tabla 5.5). Aunque en promedio el perfil de densidad radial q y el ángulo de visión son ~ 2 veces más grandes para los QSO de nuestra muestra.

También hemos ajustado el espectro nuclear remuestreado de CC del QSO MR 2251-178 (Figura G.22, Apéndice G). Sin embargo, dado el corto intervalo cubierto por este espectro y su bajo cociente S/N las distribuciones posteriores de los parámetros se ven muy poco restringidas, aunque con valores esperados para un AGN tipo 1 (Figuras G.23 y G.24).

5.3.1. Comparación de las propiedades del toroide de polvo entre los QSO y las galaxias Seyfert

Con el propósito de comparar las distribuciones globales de los parámetros del toroide derivados del modelo *clumpy* para los QSO (Figura 5.9) con los parámetros globales

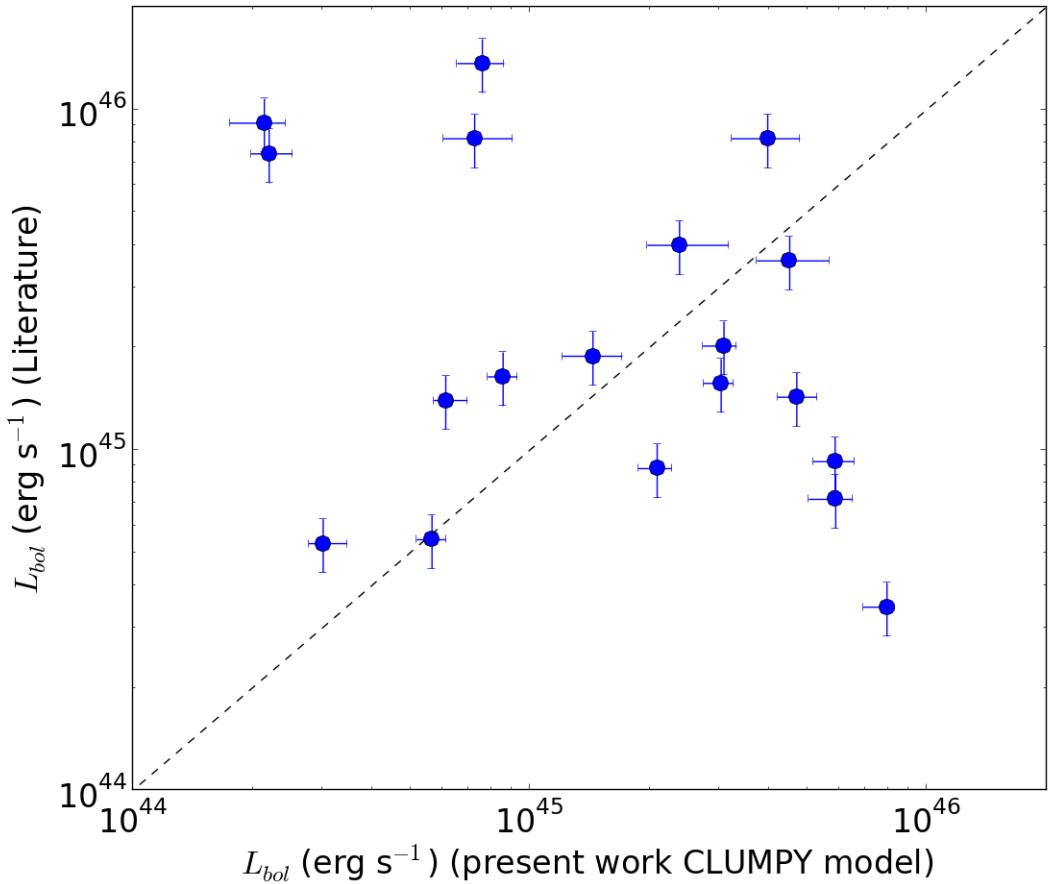


Figura 5.8: Comparación de la luminosidad bolométrica (L_{bol} , erg s^{-1}) predicha por el modelo *clumpy* con la derivada a partir del flujo en rayos-X (2 – 10 Kev) después de hacer una corrección Compton gruesa y utilizando una corrección bolométrica de ~ 38 (Runnoe et al. 2012). La barra de error en el eje de las ordenadas representa la incertidumbre del 18 % dada por Runnoe et al. (2012) para el factor de corrección bolométrica. La línea punteada representa una relación 1:1. El cociente promedio entre las luminosidades es 6:1.

derivados para una muestra de Seyfert 1, Seyfert 2 con líneas de emisión anchas en luz polarizada (HBLR, del inglés *Hidden Broad Line Region*) y Seyfert 2 sin líneas anchas polarizadas (NHBLR, del inglés *Non Hidden Broad Line Region*) estudiadas por Ichikawa et al. (2015), concatenamos las muestras individuales de parámetros, obtenidas para cada uno de los seis parámetros libres (más la probabilidad de escape y el *covering factor*), pero no sin antes seleccionar aleatoriamente (mediante un *bootstrap*) 10^4 veces cada una de las muestras individuales. Entonces, con la muestra global construimos las distribuciones de probabilidad de cada uno de los parámetros del toroide para la muestra de QSO. Con el propósito de evitar sesgos en las propiedades globales de los parámetros de los QSO, los resultados de los parámetros del toroide de MR 2251-178 no fueron considerados para hacer el análisis. Las muestras individuales de las Seyfert 1 y 2 fueron provistas por Kohei Hichikawa en comunicación privada. En la Figura 5.10 se muestra la distribución global de los parámetros del toroide para los QSO y las galaxias Seyfert 1 y 2. En la Tabla 5.5 se listan los valores promedio junto con su incertidumbre a 1σ .

De un análisis cualitativo de las distribuciones posteriores globales de los parámetros del toroide (Figura 5.10) podemos ver que la anchura angular ($\sigma_{toroide}$) y el ángulo de visión (i) de los QSO y las Seyfert 1 cubren intervalos similares, aunque el ángulo de visión en los QSO tiende a tomar valores más altos. El número de nubes a lo largo del rayo ecuatorial N_o es menor en los QSO que en las Seyfert 1 y las nubes de polvo en el toroide de los QSO, en promedio, son ópticamente más gruesas que en las Seyfert 1 y están ubicadas hacia la región más central (valores más altos de q). No es posible concluir mucho sobre el parámetro Y , ya que en nuestro estudio hemos permitido a este parámetro variar entre 0 y 100, mientras que en el análisis hecho a las Seyfert 1 y 2 (Ichikawa et al. 2015), sólo se ha variado entre 0 y 30. Sin embargo, es posible notar que la distribución del parámetro Y para las Seyfert 1 se ve truncado en 30, sugiriendo que, al menos para las Seyfert 1, este parámetro podría cubrir valores mayores a 30, haciéndolo más consistente con los valores encontrados para los QSO.

En general, podemos decir que aunque el toroide de polvo en los QSO cubre una extensión radial un poco mayor que en las Seyfert 1 y 2, sus nubes, con profundidades ópticas comparables a las de las Seyfert 2, se encuentran mayormente distribuidas

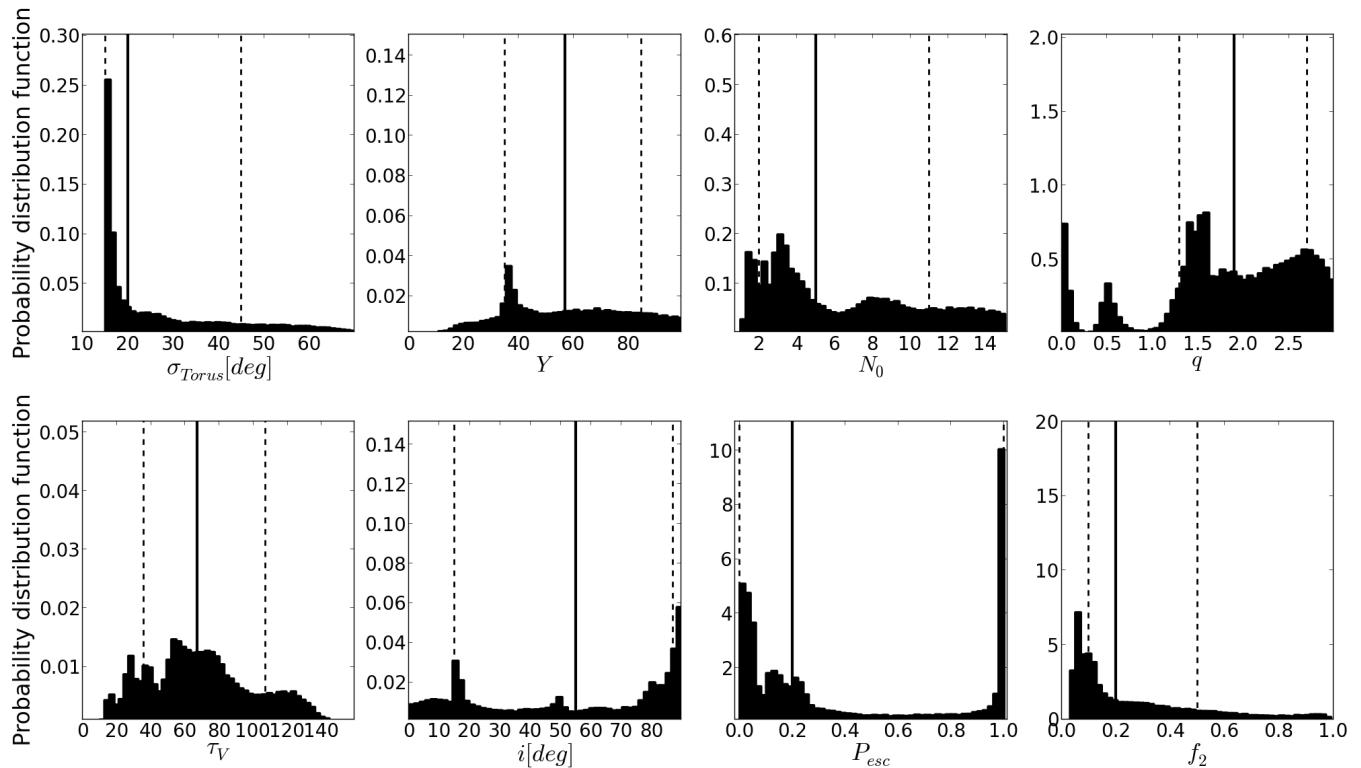


Figura 5.9: Distribuciones de probabilidad de los parámetros globales del toroide de polvo *clumpy* de los QSO. Las líneas verticales continuas indican la mediana, mientras que las punteadas el intervalo de confianza a 1σ .

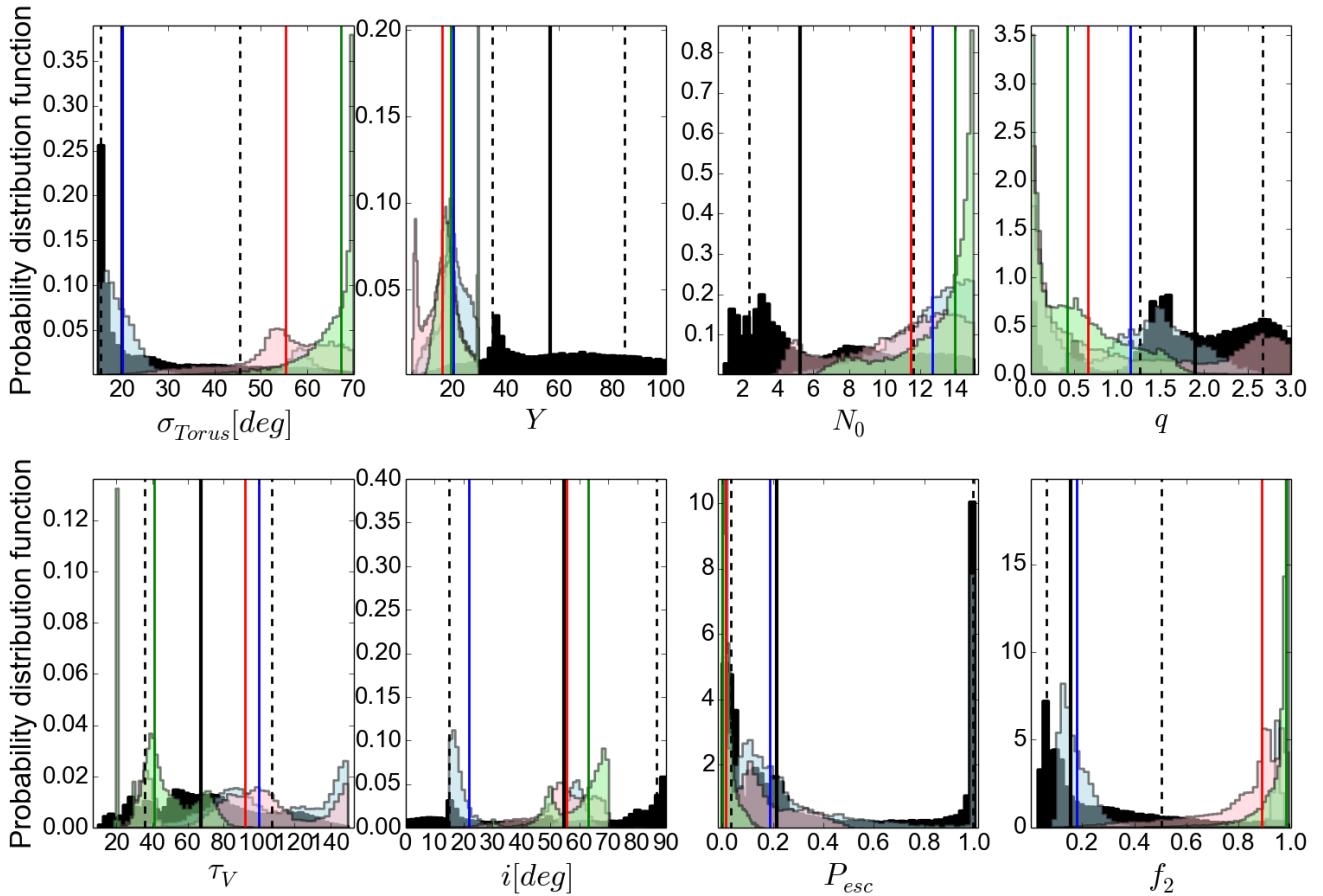


Figura 5.10: Distribuciones de probabilidad de los parámetros globales del toroide de polvo *clumpy* de los QSO (negro) comparadas con las de las galaxias Seyfert 1 (azul), las Seyfert 2 (HBLR) con líneas anchas de emisión polarizadas (rosado) y las Seyfert 2 (NHBLR) sin líneas anchas de emisión polarizadas (verde). Las línea vertical continua del mismo color que la distribución indica la mediana, mientras que las punteadas el intervalo de confianza a 1σ .

hacia las regiones más centrales y tienen ángulos de visión ~ 1.5 veces más altos que en las Seyfert 1. También tienen probabilidades de escape y factores de cubrimiento muy similares a los de las Seyfert 1.

Hemos realizado un análisis estadístico utilizando el *test Kolmogorov-Smirnov* para evaluar la hipótesis nula de si las distribuciones provienen de la misma distribución madre. El resultado obtenido es que en ningún caso las distribuciones de los parámetros entre los QSO y las Seyfert 1, los QSO y las Seyfert 2 (HBLR y NHBLR) la hipótesis puede ser aceptada con un nivel de confianza mayor al 99.85 %. También hemos realizado un análisis estadístico utilizando el *test Mann-Whitney* para medir el nivel de confianza de la similitud de las medianas de las distribuciones de los parámetros de los QSO respecto al de las Seyfert 1 y las Seyfert 2.

De la comparación estadística de las medianas de las distribuciones de los parámetros entre los QSO y las Seyfert 1 hemos encontrado que las distribuciones de σ_{toroide} y P_{esc} son las más parecidas con un nivel de confianza del 98 %. Luego le siguen f_2 y q con un nivel de confianza entre 5 – 98 % y por ultimo τ_V con un nivel de confianza del 1 %. Las medianas de N_0 e i no se parecen (nivel de confianza < 1 %).

Entre los QSO y las HBLR Seyfert 2 solo las medianas de las distribuciones q y P_{esc} tienen mayor probabilidad de parecerse con $\sim 98 - 99$ % de confianza, mientras que entre los QSO y las NHBLR Seyfert 2 ninguno de los parámetros presenta distribuciones estadísticamente similares. Estos resultados son consistentes con nuestro análisis cualitativo y con el esquema unificado de AGN, el cual postula que debe existir cierta similitud entre la naturaleza de los AGN ópticamente clasificados como tipo 1. Aunque es claro de este análisis que sus propiedades intrínsecas varían dentro de las diferentes clases.

5.4. Resultados VI: conexión evolutiva entre los ULIRG y los QSO

Hoy día se cree que existe una conexión evolutiva entre los QSO y las ULIRG, la cual fue inicialmente propuesta por Sanders et al. (1988a, b). Hace poco más de una década Haas et al. (2003) utilizaron datos del satélite ISO para analizar una muestra de 47 QSO PG (once de ellos forman parte de nuestra muestra) y encontraron una correlación entre el cociente de luminosidad del mediano IR al óptico L_{MIR}/L_B (y también entre el cociente de luminosidad del mediano y lejano IR $L_{\text{MIR}}/L_{\text{FIR}}$) y el índice espectral IR α , y propusieron un esquema evolutivo de ULIRG a QSO que

puede ser descrito en términos del cociente de luminosidades L_{MIR}/L_B , L_{MIR}/L_{FIR} y el índice espectral α en diferentes intervalos de longitud de onda.

En la Figura 5.11 se ilustra el esquema evolutivo propuesto por Haas et al. (2003). En la fase inicial (0) el AGN no se ha formado o se encuentra fuertemente embebido, así que tenemos un ULIRG frío, en el que el polvo está irregularmente distribuido y es calentado por los *starburst* nucleares, que hacen que haya una fuerte emisión en el lejano IR. Luego pasamos a la siguiente etapa evolutiva (1), en la que el polvo del ULIRG está más caliente. En esta etapa las nubes de polvo colisionan entre sí, se disipan y se concentran en la región central, oscureciendo el AGN que ya se ha hecho más fuerte. En la siguiente etapa (2) el QSO ya es más joven, y el polvo se encuentra en una estructura tipo toroide/disco. La visión hacia la región central está menos oscurecida. La pendiente IR es controlada por el factor de cubrimiento y la densidad de la distribución del polvo. Una disminución en el factor de cubrimiento o densidad hace a α más plano ($1 - 10 \mu\text{m}$). Ya que no se sabe qué proceso domina, en el esquema de la Figura 5.11 sólo se representa una disminución del ángulo de cubrimiento. La emisión del AGN domina y se interpreta como un QSO maduro (3). En este momento el toroide ya se encuentra establecido y la densidad del polvo ha aumentado. El toroide puede estar un poco disperso (caso a) y el AGN llega a calentar las nubes aún a grandes distancias. El índice α es más prominente (caso a y b) pero puede hacerse más plano (caso c) dependiendo de la cantidad de polvo que esté siendo iluminado por el AGN. Luego viene la etapa final, en la que el QSO envejece (4) y el agujero negro ya no acreta tanto material. La cantidad de polvo calentado por el AGN (polvo tibio) disminuye y α se aplana. Por último (5), el AGN ya no tiene combustible y se apaga, es decir, el agujero negro ya no acreta tanto material como para producir una radiación significativa en el óptico y UV. El espectro óptico e IR ya no tienen una forma de ley de potencia (Haas et al. 2003).

Más recientemente, los modelos de toro *clumpy* de Hönig & Kishimoto (2010) predicen que la pendiente espectral α en el mediano IR es sensible al índice de la ley de potencia de la distribución radial de las nubes. De acuerdo a este estudio, una distribución más inclinada ($q = 2 - 3$) implica que el polvo está más concentrado hacia la parte más interna del toroide y la SED es más azul ($\alpha < -1.0$), mientras que, en una distribución menos inclinada ($q = 0 - 2$) el polvo está menos concentrado

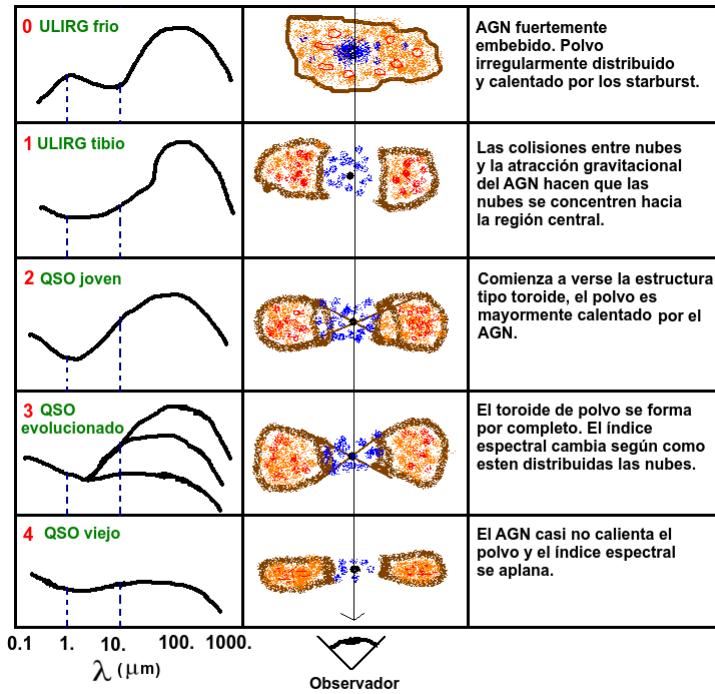


Figura 5.11: Esquema de la variación del índice espectral IR (α) de acuerdo a la evolución de ULIRG a QSO propuesto por Haas et al. (2003).

hacia la región central y la SED es más roja ($\alpha > -1.0$). Esta tendencia también se observa en la muestra de galaxias Seyfert 1 estudiada por Hönig et al. (2010).

Comparando la mediana del índice espectral IR α , obtenida de la descomposición espectral con la mediana del índice del perfil de densidad radial q obtenido del ajuste de la SED con los modelos *clumpy*, Figura 5.12, observamos que dentro de las incertidumbres los QSO tienen valores del índice espectral IR similares a los de UGC 5101 ($\alpha \sim 2$, Martínez-Paredes et al. 2015 y Capítulo 3) y a los de otras ULIRG (Mori et al. 2014, Ramos Almeida 2014b) y LIRG (Alonso-Herrero et al. 2013) de la literatura, aunque en promedio estos parecen estar hacia valores más azules. Sin embargo, las observaciones de los QSO son mejor reproducidas con modelos *clumpy* en los que las nubes parecen estar distribuidas hacia la región más interna del toroide, sugiriendo que quizás en los QSO el toroide de polvo ya se encuentra más formado, como ha sido postulado por Haas et al. (2003) y Hönig & Kishimoto (2010).

También hemos utilizado la luminosidad en 12 μm del AGN obtenida de la descomposición espectral y la luminosidad en el óptico de Veron & Veron-Cetty (2010) para calcular un cociente de luminosidad entre el mediano IR y el óptico (L_{12}/L_B) y, compararlo con el índice espectral IR α obtenido de la descomposición espectral. Según

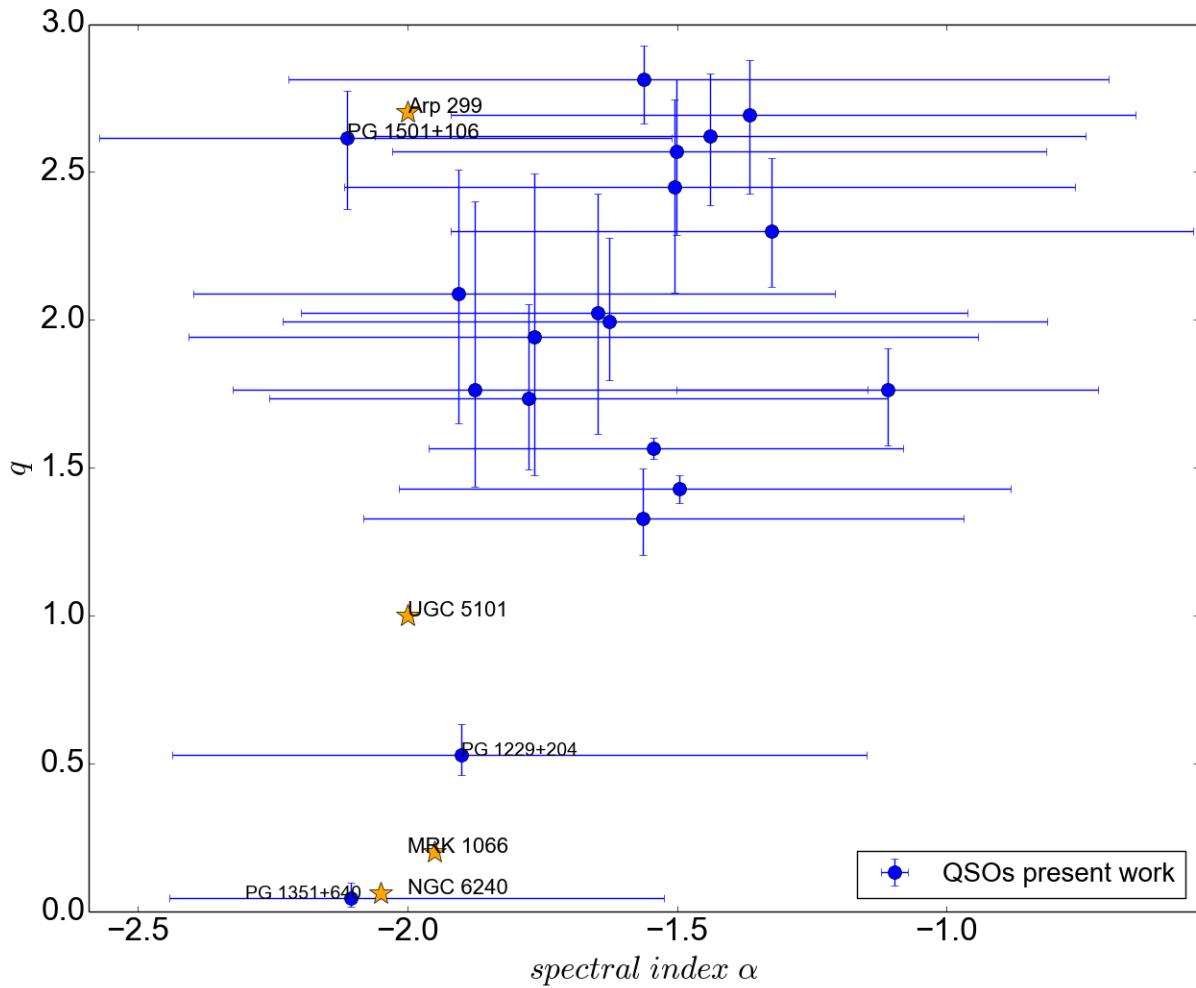


Figura 5.12: Índice de la distribución radial de las nubes q , derivado de los ajustes con los modelos *clumpy* en función del índice espectral del mediano IR ($8.1\text{-}12.5\ \mu\text{m}$), calculado de la descomposición espectral de los espectros IRS/Spitzer para la muestra de QSO. También graficamos los valores medidos en este trabajo para UGC 5101 (Martínez-Paredes et al. 2015, Capítulo 3) y para los otros U(LIRG) de la literatura (Alonso-Herrero et al. 2013, Mori et al. 2014, Ramos Almeida et al. 2014b)

Haas et al. (2003) la conexión evolutiva entre estas dos cantidades permite explicar las diferencias observadas en las SED de los QSO en su muestra. En la Figura 5.13 graficamos el cociente L_{12}/L_B en función de α y solo como ilustración, en esta misma figura mostramos los valores obtenidos por Haas et al. (2003), ya que el intervalo (1-10 μm) utilizado para medir el índice espectral IR en Haas et al. (2003) es diferente del utilizado en el presente trabajo (8.1-12.5 μm). Dentro de las incertidumbres, podemos observar que en general nuestros valores para el cociente de luminosidad mediano IR a óptico e índice espectral IR son consistentes con la muestra de QSO PG de Haas et al. (2003). Sin embargo, nuestros QSO no muestran una variación clara del cociente de luminosidad mediano IR a óptico con el índice espectral IR α .

Finalmente, hemos graficado el factor de cubrimiento geométrico en función del índice espectral IR para la muestra de QSO de nuestro trabajo. A partir de esta comparación vemos que el factor de cubrimiento geométrico parece disminuir de los ULIRG a los QSO en la medida en que índice espectral se hace más azul. Esta interpretación es consistente con el esquema evolutivo de ULIRG a QSO propuesto por Haas et al. (2003), ya que en aquellos QSO con factores de cubrimiento altos (digamos entre 0.6 y 1) el AGN se encontraría mucho más embebido haciendo que su SED sea más roja, y la probabilidad de escape muy pequeña (como en el caso de PG 1501+106). Sin embargo, estos resultados también pueden ser explicados en términos geométricos y/o de las propiedades del polvo, ya que un alto factor de cubrimiento geométrico como en PG 1501+106 ($f_2 \sim 0.9$) y baja probabilidad de escape ($< 1\%$) son consistentes con un número de nubes ($N_0 \sim 10$) y profundidad óptica por nube ($\tau_V \sim 113$) mayores que en el promedio de los QSO ($N_0 \sim 6$ y $\tau_V \sim 67$). Por lo tanto, la emisión del mecanismo central estaría mucho más obscurecida por el polvo del toroide, resultando en valores bajos de la probabilidad de escape. Curiosamente, PG 1501+106 tiene valores de q y α similares a los de Arp 299 (valores de la componente B1 estudiada en Alonso-Herrero et al. 2013), en la cual se detectó un máser de agua (Tarchi et al. 2011), sugiriendo una visión de canto del toroide, por lo tanto este objeto fue modelado por Alonso-Herrero et al. (2013) con los modelos *clumpy* restringiendo el ángulo de visión i entre 60-90°.

Finalmente, encontramos que en los QSO el AGN contribuye más del 80% en el mediano IR (12 μm). La contribución del AGN en el mediano IR en UGC 5101 es

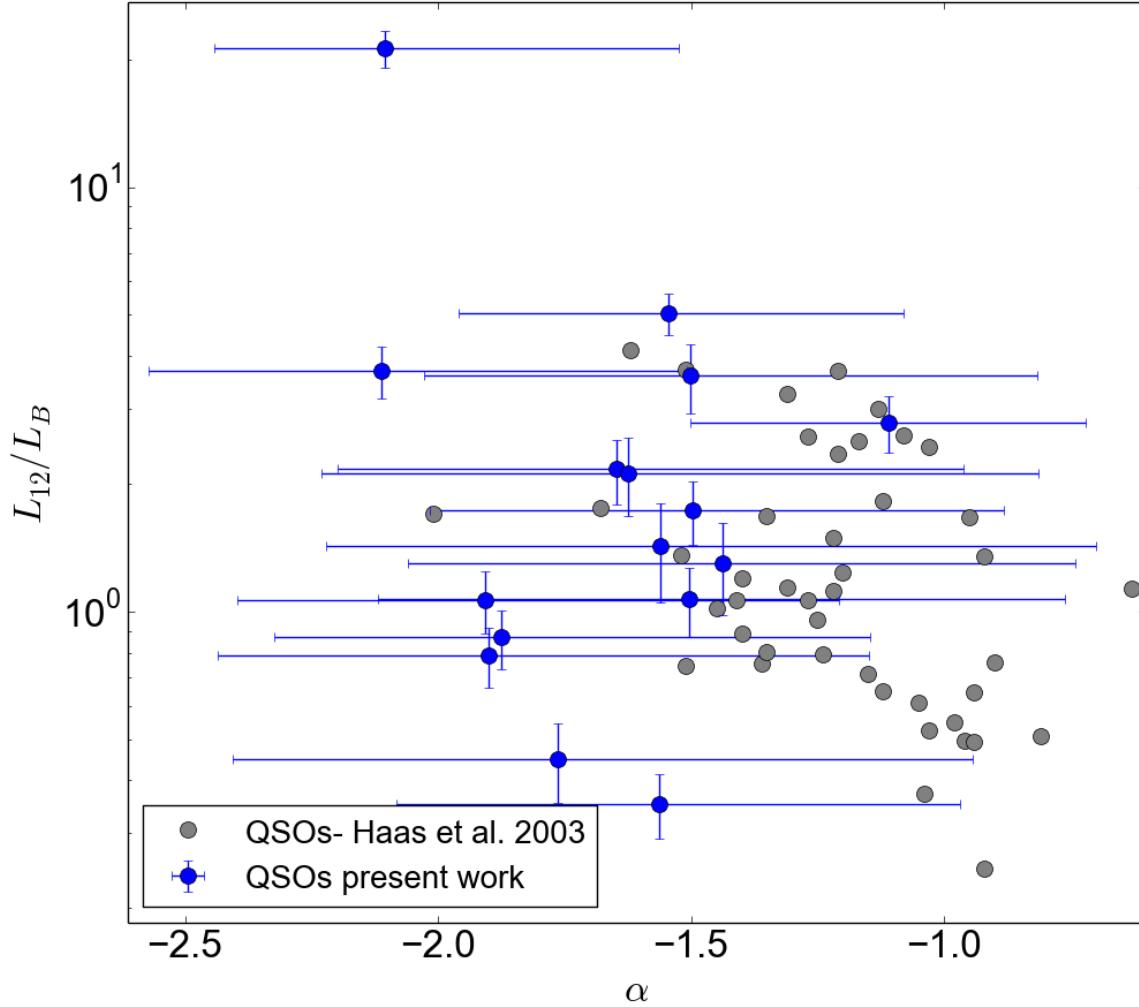


Figura 5.13: Comparación del cociente de luminosidad del mediano IR al óptico (L_{12}/L_B) en función del índice espectral (α , 8.1-12.5 μm) de los QSO del presente trabajo. También incluimos como ilustración los valores medidas por Haas et al. (2003) (α , 1 – 10 μm) para una muestra de QSO.

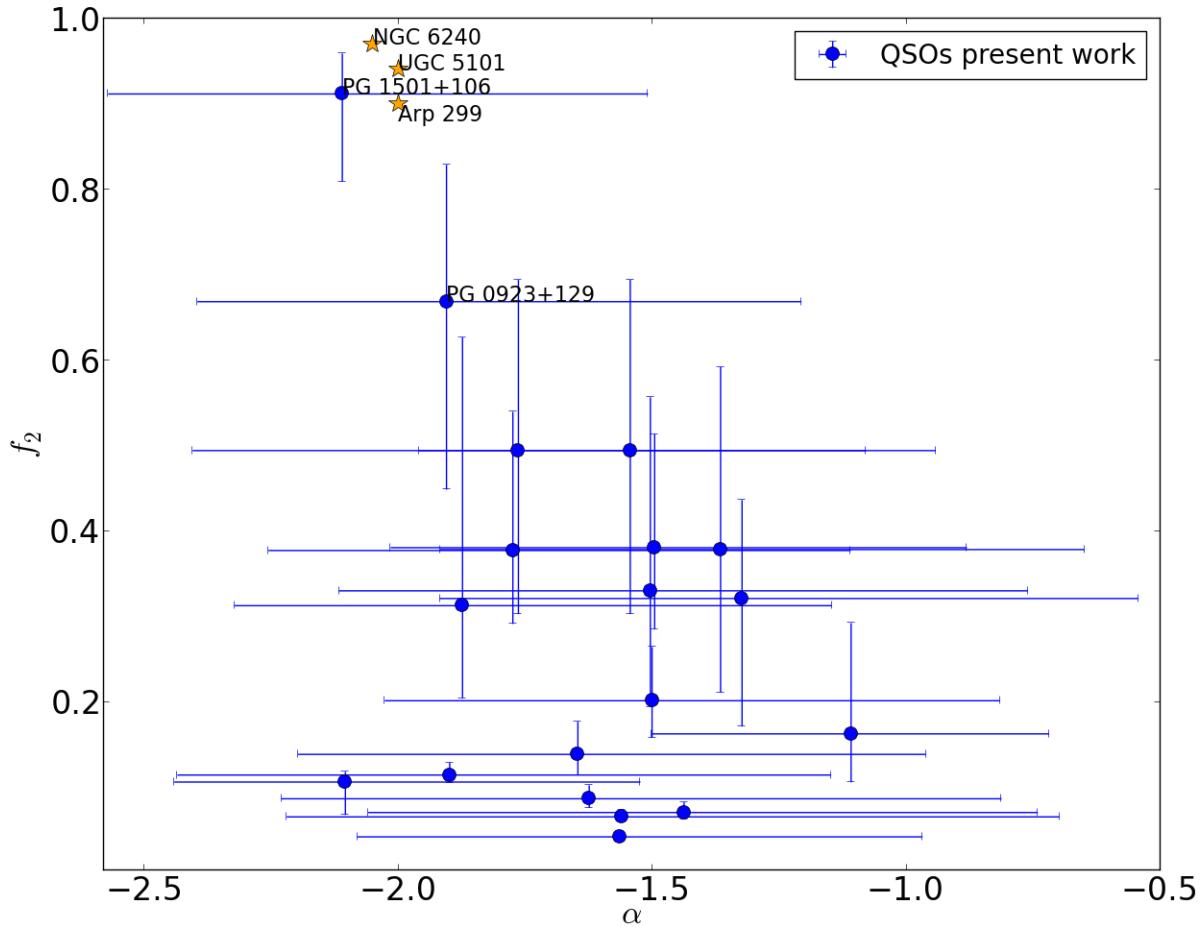


Figura 5.14: Factor de cubrimiento geométrico f_2 , derivado del modelo *clumpy*, en función del índice espectral del mediano IR α , medido de la descomposición espectral. También graficamos los valores medidas en este trabajo para UGC 5101 (Martínez-Paredes et al. 2015, Capítulo 3) y para los otros U(LIRGs) de la literatura (Alonso-Herrero et al. 2013, Mori et al. 2014, Ramos Almeida et al. 2014b)

de $\sim 50\%$ (Hernán-Caballero et al. 2015, Martínez-Paredes et al. 2015 y Capítulo 3), en NGC 6240 de $\sim 40\%$ (Mori et al. 2014) y en la LIRG Arp 299 la luminosidad combinada de los dos AGN del sistema contribuyen $\sim 15\%$. Estos resultados son consistentes con los de Veilleux et al. (2006, 2009), en el que analizaron una muestra de 74 ULIRG y 34 QSO y encontraron que la contribución del AGN a la luminosidad bolométrica del sistema en los ULIRG es de $\sim 50\%$ y $\sim 75\%$ para aquellos ópticamente clasificados como Seyfert 2 y Seyfert 1, respectivamente, mientras que, en los QSO encontraron que la contribución del AGN es de $\sim 80\%$. Por lo tanto, en la medida que el ULIRG evoluciona hacia un QSO la contribución a la emisión del mediano IR es dominada por el AGN y ya no tanto por el *starburst* (por ejemplo Haas et al. 2003, Martínez-Paredes et al. 2016).

Aunque es claro que mejores observaciones y modelos más actualizados son necesarios para entender por completo la naturaleza de esta clase de AGN, estos resultados, derivados del análisis de los datos con la mayor resolución angular disponible hoy día, afianzan las propiedades físicas conocidas hasta ahora, las cuales debido a la naturaleza tipo puntual de estos objetos están sujetas a grandes incertidumbres.

Cuadro 5.2: Parámetros físicos de la componente AGN de los QSO, a partir de la descomposición de los espectros IRS/*Spitzer*.

Galaxia	$\log L_{6\mu m}$ (erg s $^{-1}$)	intervalo 1 σ (erg s $^{-1}$)	$\log L_{12\mu m}$ (erg s $^{-1}$)	intervalo 1 σ (erg s $^{-1}$)	α (5-15 μm)	intervalo 1 σ	S_{sil}	intervalo 1 σ
PG 0003+199	43.70	43.45-43.85	43.77	43.69-43.83	-1.50	-2.25 - -0.89	0.08	-0.26 - 0.38
PG 0007+106	44.38	44.14-44.52	44.46	44.38-44.52	-1.50	-2.19 - -0.97	0.01	-0.28 - 0.28
PG 0050+124 ^a	44.82	44.79-44.85	44.95	44.92-44.97	-1.40	-1.717 - -1.26	0.23	0.05 - 0.38
PG 0804+761	44.88	44.74-44.98	44.89	44.84-44.93	-1.11	-1.50 - -0.72	0.25	-0.03 - 0.49
PG 0844+349	43.92	43.70-44.05	44.04	43.97-44.09	-1.56	-2.16 - -1.05	0.21	-0.09 - 0.44
PG 0923+129	43.42	43.19-43.56	43.69	43.62-43.74	-1.91	-2.60 - -1.42	-0.03	-0.32 - 0.24
PG 1211+143	44.60	44.38-44.72	44.91	44.90-44.91	-1.90	-2.65 - -1.36	-0.04	-0.37 - 0.24
PG 1229+204	43.90	43.64-44.05	44.1	44.04-44.15	-1.90	-2.65 - -1.36	-0.04	-0.36 - 0.24
PG 1351+640 ^a	44.64	44.63-44.64	44.72	44.65-44.78	-1.950	-2.070 - -1.83	0.55	0.43 - 0.67
PG 1411+442	-	-	44.47	44.36-44.56	-1.44	-2.13 - -0.82	0.00	-0.37 - 0.32
PG 1426+015	44.49	44.28-44.62	44.64	44.57-44.69	-1.65	-2.33 - -1.10	0.07	-0.25 - 0.34
PG 1440+356	44.33	44.01-44.51	44.38	44.25-44.47	-1.56	-2.42 - -0.90	-0.03	-0.45 - 0.32
PG 1448+273	43.84	43.64-43.97	44.08	44.01-44.13	-1.78	-2.44 - -1.29	0.00	-0.27 - 0.26
PG 1501+106	43.80	43.18-43.92	44.10	44.06-44.14	-2.11	-2.71 - -1.65	-0.11	-0.40 - 0.19
PG 1534+580	43.34	43.09-43.48	43.6	43.54-43.65	-1.87	-2.60 - -1.43	0.03	-0.26 - 0.28
PG 1535+547	43.58	43.31-43.74	43.59	43.50-43.67	-1.37	-2.08 - -0.81	0.07	-0.26 - 0.37
PG 2130+099	44.38	44.12-44.54	44.5	44.40-44.57	-1.62	-2.44 - -1.02	-0.07	-0.46 - 0.25
PG 2214+139	44.17	43.90-44.36	44.17	44.06-44.26	-1.32	-2.10 - -0.73	0.15	-0.25 - 0.44
Mrk 509	44.04	43.74-44.21	44.18	44.09-44.25	-1.76	-2.59 - -1.12	-0.03	-0.42 - 0.29

Notas.—Columna 1: nombre del QSO. Columna 2: luminosidad del AGN a 6 μm . Columna 3: intervalo del error a 1 σ . Columna 4: luminosidad del AGN a 12 μm . Columna 5: intervalo del error a 1 σ . Columna 6: índice espectral del mediano IR (5-15 μm). Columna 7: intervalo del error a 1 σ . Columna 8: índice de la fuerza del silicato. Columna 9: intervalo del error a 1 σ .^aLos valores de estos objetos fueron obtenidos de ajustar el espectro con el mismo, en DEBLENDIRS, debido al pobre ajuste de la región de los silicatos en este objeto (ver estadística en la Tabla 5.1).

Cuadro 5.3: Parámetros *clumpy* del toroide de polvo de la muestra de QSO.

Galaxia	$\sigma_{toroide}$ (grad.)	MAP	Y	MAP	N_0	MAP	q	MAP	τ_V	MAP	i (grad.)	MAP	$Red - \chi^2$ (mediana)	$Red - \chi^2$ (MAP)
PG 0003+199	31 ₋₉ ⁺²⁰	43	54 ₋₂₇ ⁺²⁷	82	6 ₋₃ ⁺³	3	2.5 _{-0.4} ^{+0.3}	1.9	77 ₋₂₁ ⁺²⁵	67	22 ₋₁₃ ⁺²⁰	65	2.15	0.12
PG 0007+106	24 ₋₃ ⁺⁴	24	58 ₋₂₄ ⁺²⁴	79	6 ₋₃ ⁺²	3	2.6 _{-0.3} ^{+0.2}	2.1	53 ₋₁₁ ⁺¹²	53	64 ₋₁₀ ⁺¹⁴	80	0.15	0.09
PG 0050+124	16 ₋₀ ⁺¹	15	67 ₋₁₂ ⁺¹⁵	58	3 ₋₁ ⁺¹	3	1.56 _{-0.03} ^{+0.04}	1.5	54 ₋₄ ⁺⁴	54	79 ₋₃ ⁺³	80	1.37	1.25
PG 0804+761	22 ₋₄ ⁺¹⁰	18	59 ₋₂₃ ⁺²⁹	36	5 ₋₄ ⁺⁴	5	1.8 _{-0.2} ^{+0.1}	1.8	42 ₋₁₇ ⁺²²	46	22 ₋₁₂ ⁺¹⁵	3	1.37	0.03
PG 0844+349	16 ₋₁ ⁺¹	15	77 ₋₃₀ ⁺¹⁵	96	2 ₋₀ ⁺⁰	1	1.3 _{-0.1} ^{+0.2}	1.3	77 ₋₁₅ ⁺²⁵	66	88 ₋₁ ⁺¹	90	0.31	0.21
PG 0923+129	43 ₋₁₀ ⁺¹²	36	60 ₋₂₅ ⁺²⁵	79	10 ₋₃ ⁺³	13	2.1 _{-0.4} ^{+0.4}	2	120 ₋₁₃ ⁺¹⁰	117	14 ₋₈ ⁺¹⁴	1	1.60	0.30
PG 1211+143	45 ₋₈ ⁺¹²	36	40 ₋₃ ⁺⁴	39	2 ₋₀ ⁺⁰	2	1.43 _{-0.05} ^{+0.05}	1.4	38 ₋₃ ⁺³	37	80 ₋₆ ⁺⁶	88	1.27	1.24
PG 1229+204	16 ₋₁ ⁺¹	15	59 ₋₁₈ ⁺²⁰	64	12 ₋₃ ⁺²	14	0.53 _{-0.10} ^{+0.10}	0.5	20 ₋₉ ⁺⁹	14	73 ₋₁₀ ⁺¹²	75	0.94	0.33
PG 1351+640	17 ₋₃ ⁺³	15	37 ₋₁ ⁺¹	35	8 ₋₁ ⁺¹	9	0.04 _{-0.03} ^{+0.05}	0.01	29 ₋₃ ⁺³	28	47 ₋₉ ⁺⁴	51	2.13	1.77
PG 1411+442	16 ₋₁ ⁺¹	15	58 ₋₂₈ ⁺²⁵	74	4 ₋₁ ⁺¹	3	2.6 _{-0.2} ^{+0.2}	2.5	72 ₋₁₀ ⁺¹⁰	73	86 ₋₅ ⁺²	90	0.06	0.06
PG 1426+015	19 ₋₂ ⁺³	19	60 ₋₂₃ ⁺²⁷	50	9 ₋₃ ⁺³	6	2.0 _{-0.4} ^{+0.4}	2.7	118 ₋₁₄ ⁺¹⁴	125	64 ₋₉ ⁺⁹	88	0.80	0.62
PG 1440+356	16 ₋₁ ⁺¹	15	55 ₋₂₆ ⁺²⁶	60	3 ₋₀ ⁺⁰	3	2.8 _{-0.1} ^{+0.2}	2.9	70 ₋₉ ⁺⁹	76	88 ₋₃ ⁺¹	90	0.08	0.06
PG 1448+273	30 ₋₇ ⁺⁷	24	57 ₋₂₆ ⁺²⁶	60	13 ₋₁ ⁺¹	15	1.7 _{-0.3} ^{+0.3}	1.5	89 ₋₁₂ ⁺¹³	73	10 ₋₆ ⁺¹⁰	1	0.35	0.17
PG 1501+106	58 ₋₈ ⁺⁷	52	40 ₋₃₂ ⁺³²	21	10 ₋₃ ⁺³	8	2.6 _{-0.2} ^{+0.2}	2.4	113 ₋₁₆ ⁺¹⁶	110	40 ₋₂₁ ⁺²³	56	0.42	0.36
PG 1534+580	28 ₋₆ ⁺⁵	18	67 ₋₂₀ ⁺²⁰	80	11 ₋₂ ⁺²	15	1.8 _{-0.6} ^{+0.6}	1.5	100 ₋₃₁ ⁺³¹	69	12 ₋₇ ⁺¹¹	2	1.54	0.35
PG 1535+547	37 ₋₈ ⁺⁸	24	52 ₋₂₆ ⁺²⁶	30	4 ₋₁ ⁺⁴	3	2.7 _{-0.2} ^{+0.2}	2.3	80 ₋₁₄ ⁺¹³	66	47 ₋₁₉ ⁺¹⁹	79	0.19	0.06
PG 2130+199	17 ₋₂ ⁺²	16	64 ₋₂₅ ⁺²⁵	94	5 ₋₁ ⁺¹	4	2.0 _{-0.3} ^{+0.3}	1.8	50 ₋₇ ⁺⁸	46	86 ₋₄ ⁺³	88	0.07	0.04
PG 2214+139	46 ₋₁₈ ⁺¹⁴	29	54 ₋₂₅ ⁺²⁵	45	2 ₋₀ ⁺⁰	2	2.3 _{-0.2} ^{+0.2}	2.1	64 ₋₁₆ ⁺²⁵	50	52 ₋₂₇ ⁺²¹	85	2.67	1.19
Mrk 509	38 ₋₁₀ ⁺¹⁴	61	59 ₋₂₆ ⁺²⁶	85	8 ₋₃ ⁺⁴	2	1.9 _{-0.4} ^{+0.6}	1.2	99 ₋₂₉ ⁺²²	58	17 ₋₁₀ ⁺¹⁵	60	2.73	0.18
MR 2251-178	37 ₋₁₁ ⁺¹⁶	36	46 ₋₂₆ ⁺²⁹	67	7 ₋₃ ⁺⁴	10	1.9 _{-0.7} ^{+0.6}	0.7	103 ₋₄₃ ⁺²⁵	70	28 ₋₁₆ ⁺¹⁸	1	0.94	0.63

Notas.—Columna 1: nombre del QSO. Columnas 2, 4, 6, 8, 10 y 12: medianas de los parámetros más su error al 68% de confianza. Columnas 3, 5, 7, 9, 11 y 13: valor más probable. Columnas 14 y 15: χ^2 reducidos del modelo promedio y del modelo más probable que mejor ajusta el espectro IRS-PAH-sustraído.

Cuadro 5.4: Parámetros derivados de las propiedades geométricas del toroide, luminosidades bolométricas predichas por el modelo *clumpy* y derivadas a partir de $L_{2-10\text{ keV}}$.

Galaxia	P_{esc} (%)	f_2	L_{bol} <i>clumpy</i> (erg s $^{-1}$)	$^*L_{bol}$ Obs. (erg s $^{-1}$)
PG 0003+199	92^{+8}_{-51}	$0.3^{+0.2}_{-0.1}$	$3.0^{+0.4}_{-0.2} \times 10^{44}$	$(3\text{-}12) \times 10^{44}$
PG 0007+106	13^{+30}_{-8}	$0.20^{+0.1}_{-0.04}$	$2.4^{+0.8}_{-0.4} \times 10^{45}$	$(2\text{-}9) \times 10^{45}$
PG 0050+124	16^{+6}_{-4}	$0.06^{+0.01}_{-0.04}$	$4.0^{+0.8}_{-0.8} \times 10^{45}$	$(1\text{-}5) \times 10^{45}$
PG 0804+761	99^{+1}_{-8}	$0.2^{+0.1}_{-0.1}$	$3.0^{+0.2}_{-0.3} \times 10^{45}$	$(5\text{-}19) \times 10^{45}$
PG 0844+349	22^{+3}_{-3}	$0.040^{+0.01}_{-0.004}$	$2.2^{+0.3}_{-0.2} \times 10^{44}$	$(10\text{-}37) \times 10^{44}$
PG 0923+129	62^{+35}_{-44}	$0.7^{+0.2}_{-0.2}$	$2.1^{+0.2}_{-0.2} \times 10^{45}$	$(5\text{-}17) \times 10^{45}$
PG 1211+143	13^{+3}_{-2}	$0.4^{+0.1}_{-0.1}$	$5.9^{+0.6}_{-0.9} \times 10^{45}$	$(9\text{-}33) \times 10^{44}$
PG 1229+204	3^{+7}_{-2}	$0.1^{+0.01}_{-0.01}$	$4.5^{+1.2}_{-0.8} \times 10^{45}$	$(5\text{-}21) \times 10^{44}$
PG 1351+640	99^{+1}_{-1}	$0.10^{+0.04}_{-0.01}$	$8.6^{+0.7}_{-0.7} \times 10^{44}$	$(2\text{-}8) \times 10^{44}$
PG 1411+442	4^{+2}_{-1}	$0.10^{+0.01}_{-0.01}$	$5.9^{+0.6}_{-0.9} \times 10^{45}$	$(4\text{-}17) \times 10^{44}$
PG 1426+015	29^{+45}_{-25}	$0.14^{+0.02}_{-0.04}$	$4.5^{+1.2}_{-0.8} \times 10^{45}$	$(2\text{-}8) \times 10^{45}$
PG 1440+356	4^{+1}_{-1}	$0.070^{+0.01}_{-0.004}$	$8.6^{+0.7}_{-0.7} \times 10^{45}$	$(1\text{-}4) \times 10^{45}$
PG 1448+273	99^{+1}_{-19}	$0.4^{+0.2}_{-0.1}$	$5.7^{+0.5}_{-0.5} \times 10^{44}$	$(3\text{-}13) \times 10^{44}$
PG 1501+106	1^{+7}_{-1}	$0.9^{+0.1}_{-0.1}$	$6.1^{+0.8}_{-0.4} \times 10^{44}$	$(9\text{-}33) \times 10^{44}$
PG 1534+580	99^{+1}_{-35}	$0.3^{+0.3}_{-0.1}$	$2.1^{+0.3}_{-0.4} \times 10^{45}$	$(6\text{-}21) \times 10^{45}$
PG 1535+547	33^{+47}_{-21}	$0.4^{+0.2}_{-0.2}$	$2.3^{+0.6}_{-0.3} \times 10^{43}$	$(4\text{-}16) \times 10^{43}$
PG 2130+099	2^{+1}_{-1}	$0.09^{+0.02}_{-0.01}$	$5.9^{+0.7}_{-0.7} \times 10^{44}$	$(6\text{-}22) \times 10^{44}$
PG 2214+139	42^{+47}_{-14}	$0.3^{+0.1}_{-0.2}$	$1.4^{+0.3}_{-0.2} \times 10^{45}$	$(1\text{-}4) \times 10^{45}$
MR 2251-178	70^{+28}_{-51}	$0.4^{+0.3}_{-0.2}$	$7.2^{+1.8}_{-1.2} \times 10^{45}$	$(5\text{-}19) \times 10^{45}$
Mrk 509	84^{+7}_{-1}	$0.5^{+0.2}_{-0.2}$	$7.6^{+1.0}_{-1.0} \times 10^{45}$	$(8\text{-}32) \times 10^{45}$

Notas.– Columna 1: nombre del QSO. Columna 2: probabilidad de escape P_{esc} calculada a partir del número de nubes a lo largo de la línea de visión N_{LOS} , la anchura angular σ y el ángulo de visión i , ver sección 2.1 del Capítulo 2. *Rango de luminosidad bolométrica estimada en este trabajo a partir de la luminosidad en rayos-X duros (2-10 keV) de la literatura (Tabla 4.1) y utilizando un factor de corrección bolométrico de ~ 23 y ~ 89 , calculado para los RLQs y los RQQs por Runnoe et al. (2012), respectivamente.

Cuadro 5.5: Promedio e intervalo al 68 % de confianza de los parámetros *clumpy* globales del toroide de polvo para los QSO, las Seyfert 1 y 2.

$\sigma_{toroide}$ (grad.)	Y	N_0	q	τ_V	i (grad.)	P_{esc}	f_2
QSO							
20^{+25}_{-5}	57^{+28}_{-22}	5^{+6}_{-3}	$1.9^{+0.8}_{-0.6}$	67^{+40}_{-31}	55^{+32}_{-40}	$0.2^{+0.8}_{-0.2}$	$0.2^{+0.3}_{-0.1}$
Seyfert 1							
20^{+36}_{-4}	20^{+6}_{-5}	13^{+2}_{-3}	$1.2^{+0.7}_{-1.0}$	100^{+43}_{-26}	22^{+38}_{-6}	$0.2^{+0.8}_{-0.1}$	$0.2^{+0.8}_{-0.1}$
HBLR Seyfert 2							
55^{+10}_{-11}	16^{+5}_{-8}	11^{+2}_{-5}	$0.7^{+1.9}_{-0.6}$	92^{+38}_{-54}	55^{+10}_{-11}	$0.01^{+0.2}_{-0.01}$	$0.9^{+0.1}_{-0.2}$
NHBLR Seyfert 2							
67^{+2}_{-8}	19^{+10}_{-4}	14^{+1}_{-3}	$0.4^{+0.7}_{-0.4}$	41^{+25}_{-21}	63^{+5}_{-14}	$0^{+0.02}_{-0}$	$0.9^{+0.1}_{-0.1}$

Notas.– Columnas como en la Tabla 5.3.

Capítulo 6

Conclusiones

El toroide de polvo es una de las piezas claves para armar el rompecabezas que describe la naturaleza de las galaxias activas, ya que muchas de las propiedades observadas en las diferentes clases de AGN pueden ser explicadas en términos de sus propiedades físicas y geométricas. A pesar de los grandes avances hechos con los modelos teóricos, los telescopios de gran tamaño y las observaciones interferométricas mucho queda aún por entender sobre la naturaleza del polvo que constituye al toroide y cómo éste se relaciona con su medio circundante. En este trabajo nos hemos propuesto estudiar y caracterizar las propiedades físicas y geométricas del toroide de polvo en una muestra de QSO cercanos ($z < 0.1$), brillantes en el mediano IR ($f_N > 0.02$ Jy) y con una luminosidad en rayos-X de 2 – 10 keV mayor a 10^{43} erg s⁻¹, las cuales han sido comparadas con las de sus análogos de más baja luminosidad, las galaxias Seyfert, y con las de sus predecesores evolutivos, las ULIRG.

Hoy día los modelos más realistas del toroide de polvo suponen una distribución *clumpy* de las nubes del polvo. Particularmente, los modelos de Nenkova et al. (2008a, b) han tenido un gran éxito al tratar de modelar la SED observada en las galaxias Seyfert, explicando muchas de las propiedades observadas, como por ejemplo que en las Seyfert 1, la probabilidad de que los fotones producidos por el mecanismo central escapen sin ser absorbidos por las nubes del toroide, sea mayor en este tipo de galaxia que en las Seyfert 2, en donde se supone la visión hacia el mecanismo central está bloqueada por las nubes del toroide (Ramos Almeida et al. 2011, Alonso-Herrera et al. 2011). Este resultado es consistente con la clasificación en tipo 1 y 2 en el óptico y con el esquema unificado de AGN.

Con el propósito de ampliar estos estudios a otras clases de AGN, comenzamos nuestro trabajo por estudiar la sensibilidad de los parámetros del modelo *clumpy* a los datos IR utilizados y, al mismo tiempo por encontrar el número mínimo de

datos IR necesarios para restringirlos, para lo cual utilizamos un grupo de galaxias Seyfert 1 y 2 bien estudiadas en la literatura, en las que además sus SED ya habían sido previamente modeladas con los modelos *clumpy* (Capítulo 2). A partir de este estudio concluimos que:

- La espectroscopía nuclear en el mediano IR ($8 - 13 \mu\text{m}$) sólo restringe de manera confiable el número de nubes a lo largo del radio ecuatorial (N_0) y la profundidad óptica (τ_V). Una región de los silicatos plana se explica en un gran número de nubes $N_0 \sim 10 - 15$ y profundidad óptica $\tau_V \sim 100 - 150$ en el caso de las Seyfert 1, mientras que una región de silicatos en absorción es bien reproducida con valores grandes de $N_0 \sim 8 - 15$ y valores intermedios de $\tau_V \sim 50$ en el caso de las Seyfert 2.
- La anchura del toroide y el ángulo de inclinación (σ_{toroide} e i) pueden ser bien restringidos utilizando sólo puntos fotométricos de alta resolución angular en el cercano y mediano IR, en los que una mayor pendiente indica una visión más de canto.
- El índice del perfil de densidad radial q también requiere de datos fotométricos de alta resolución en el cercano y mediano IR. Sin embargo, en el caso de las Seyfert 1 añadir datos fotométricos de la banda L o M a los datos del mediano IR es suficiente, ya que existe una alta correlación entre la pendiente del mediano IR (medida entre $\sim 7 - 15 \mu\text{m}$ por Hönig & Kishimoto 2010) y q .
- Además de la fotometría del cercano IR, también es necesaria la espectroscopía en el mediano IR ($8 - 13 \mu\text{m}$) y un perfil radial plano (es decir, valores pequeños de q) para restringir de manera real el tamaño del toroide Y . Sin embargo, para tener una estimación confiable del tamaño del toroide, se necesitan datos del lejano IR que restrinjan la contribución del polvo más frío dentro del toroide. Para perfiles radiales pronunciados (valores grandes de q , es decir, la mayoría de las nubes localizadas en la parte mas interna del toroide) la SED del cercano y mediano IR nunca es sensible a las regiones mas externas del toroide.
- En general, el conjunto de datos IR mínimo y necesario para restringir de manera confiable todos los parámetros físicos del modelo debería estar formado por dos puntos fotométricos en el cercano IR, uno entre J, H y K, y uno entre L o M más el espectro nuclear en la banda N. Pero siempre que se pueda lo más recomendable es usar la mayor cantidad de datos IR de alta resolución

angular cuya contribución sea esencialmente debida a la emisión del toroide de polvo.

- El punto fotométrico en la banda Q ($18 \mu\text{m}$) pierde poder de restricción cuando se usa en combinación con el espectro nuclear entre $8 - 13 \mu\text{m}$, ya que este último reduce eficientemente el espacio de parámetros.

Aunque es claro que estos resultados son exclusivos de las galaxias Seyfert bajo estudio, los resultados pueden ser cuidadosamente extrapolados a otros tipos de AGN. Por lo tanto, considerando este conjunto mínimo de datos y la sensibilidad de los parámetros a los datos IR, hemos utilizado datos de alta resolución angular en el mediano IR, flujos no resueltos en el cercano IR de la literatura y los espectros de IRS/*Spitzer* disponibles en la literatura, con el propósito de buscar emisión nuclear extendida a escala de los cientos de parsec en los QSO y analizar la emisión IR debida al toroide de polvo y su posible conexión con el medio circundante.

Por lo tanto, en la segunda parte de este trabajo estudiamos la emisión IR de la ULIRG UGC 5101 (Capítulo 3), la cual presenta una clara emisión extendida en el cercano y mediano IR, así como una clara emisión de PAH. El análisis de este objeto nos ha permitido caracterizar la emisión extendida IR para discriminar con mayor confianza entre las componentes extendidas y no resueltas en los QSO, cuya emisión en el óptico y cercano IR está fuertemente dominada por la componente no resuelta. A partir de este estudio concluimos para UGC 5101 que:

- La componente no resuelta en el mediano IR en la banda Si2 ($8.7 \mu\text{m}$) es consistente con la componente no resuelta en la misma longitud de onda obtenida a partir de la descomposición de los espectros de IRS/*Spitzer* y del espectro nuclear de CC.
- En una región alrededor de 393 pc de radio la contribución de la emisión no resuelta a la emisión de la galaxia en 8.7 y $12 \mu\text{m}$ es de aproximadamente un 67% y 59%, respectivamente.
- La región de los silicatos es bien reproducida con un alto factor de cubrimiento ($f_2 \sim 0.9$) y extinción de fondo ($A_V(frg) \sim 32 \text{ mag}$), los cuales son consistentes con los estudios de otros AGN fuertemente embebidos en otras ULIRG y LIRG locales.
- Es posible que la emisión no resuelta en el cercano IR se encuentre aún contaminada por emisión estelar. Sin embargo, también es muy probable que parte

de la emisión no reproducida por el modelo en el cercano IR sea debida a polvo caliente en las regiones más internas del toroide.

- En este objeto la emisión de la formación estelar es la componente dominante en el lejano IR.
- Aunque la emisión nuclear del cercano y mediano IR no puede ser reproducida simultáneamente por el modelo, la luminosidad bolométrica predicha es consistente con la derivada a partir de las observaciones de rayos-X duros ($L_{bol} \sim 1.9 \times 10^{45}$ erg s $^{-1}$). Por lo tanto, la componente del AGN del espectro más la fotometría del cercano IR nos han permitido restringir de manera confiable los parámetros del toroide.

Conociendo el número mínimo de datos necesarios para restringir los modelos *clumpy* y cómo luce la emisión extendida en el mediano IR, en la tercera parte de este trabajo comenzamos por analizar la emisión extendida en la banda Si2 (8.7 μ m) de la muestra de QSO, luego analizamos los espectros nucleares de CC/GTC y los espectros de IRS/*Spitzer*, y finalmente modelamos la SED no resuelta más la componente espectral del AGN (espectro de IRS/*Spitzer* con las componentes de formación estelar sustraídas) y derivamos las propiedades físicas y geométricas del toroide en los QSO (Capítulos 4 y 5). Finalmente concluimos que:

- Dentro de las incertidumbres la emisión en el mediano IR es no resuelta en la mayoría de los QSO a escalas < 1.5 kpc de radio.
- Sólo PG 0050+124 (IZw1) presenta una componente claramente extendida en el mediano IR, comparable a la observada en UGC 5101.
- No hay una evidencia clara de anillos de formación estelar circumnuclear (< 1.5 kpc) como los observados en algunas galaxias Seyfert, lo cual es consistente con el hecho de que la contribución de la emisión nuclear estelar es $<< 20\%$ a escalas menores a 1 kpc de radio, medida a partir de las descomposiciones spectrales de los espectros de IRS/*Spitzer*.
- En la mayoría de los QSO con datos en el cercano IR, la emisión del cercano al mediano IR es simultáneamente reproducida sin tener que incluir una componente de polvo caliente.
- La emisión del cercano y mediano IR es modelada con los modelos *clumpy* con parámetros similares a los derivados en las Seyfert 1, excepto para q , N_0 y

τ_V , sugiriendo que tal vez las nubes en el toroide de los QSO han sido más expulsadas o barridas, por los flujos de energía provenientes del mecanismo central, que en las Seyfert 1 debido a su mayor luminosidad, como es propuesto por el modelo del toroide en retroceso.

- Las propiedades IR observadas y derivadas del análisis y modelado de la SED y el espectro, como por ejemplo el índice espectral (medido entre 8.1-12.5 μm) y el factor de cubrimiento, pueden ser explicadas mediante un escenario evolutivo entre las ULIRG y los QSO. Sin embargo, estos resultados también pueden ser explicados en términos de la orientación del toroide, ya que aquellos con una visión más de frente tendrían índices espectrales menos empinados y más azules ($\alpha \sim -1.8$) en el mediano IR, mientras que en aquellos con indices espectrales más planos, y por lo tanto más azules ($\alpha \sim -1.5$), la emisión del AGN podría estar siendo más oscurecida por la distribución y orientación de las nubes en el toroide. Por lo tanto, datos de alta resolución angular en la banda Q (18 μm) serían necesarios para restringir con mayor confianza la extensión del toroide en los QSO y en las ULIRG en donde la distribución radial tiende a estar más concentrada hacia la región central (valores grande de q).

6.1. Trabajo futuro

Como uno de los ingredientes fundamentales en el esquema unificado de AGN, el toroide de polvo ha sido sujeto de mucha investigación durante las últimas décadas. Hoy día sabemos que esta estructura está muy lejos de ser un objeto sólido y poco dinámico, por lo tanto, más y mejores observaciones de alta resolución angular en el IR (2-20 μm) son necesarias para poder restringir los modelos más actualizados del toroide de polvo. Por lo tanto, nos propondremos a completar las observaciones de aquellos QSO en nuestra muestra que no tienen datos de HST en la banda H, así como en las bandas L, M y Q. Ya que con estas nuevas SED y modelos fenomenológicos más actualizados del toroide de polvo, parámetros como el tamaño y ángulo de visión serán mejor restringidos. Además, podremos evaluar si las propiedades observadas son mejor explicadas en términos de evolución, orientación o una combinación de ambas.

También nos proponemos a construir una muestra estadísticamente representativa de galaxias ULIRG locales con espectros IRS/*Spitzer* y datos de alta resolución angular en el IR que nos permitan investigar si la interacción (o aislamiento) entre

las galaxias favorecen una distribución homogénea o *clumpy* del polvo del toroide, o si las propiedades observadas son sólo una consecuencia de la geometría del mismo. Por lo tanto, evaluaremos la posible correlación entre la secuencia evolutiva de los AGN de alta luminosidad (QSO y ULIRG) y la estructura del toroide molecular. Finalmente, con el propósito de estudiar el origen de la emisión de los silicatos en AGN de baja (Seyfert 1, LINER) y alta luminosidad (QSO) construiremos una muestra estadísticamente representativa de AGN de baja luminosidad, he incluiremos nuevos QSO a la muestra estudiada en este trabajo, a partir de las cuales, estudiaremos la región de los silicatos en emisión producidos por el polvo nuclear como una función de la luminosidad del AGN y de la tasa de acrecimiento de las mismas.

Apéndice A

SED del Capítulo 2

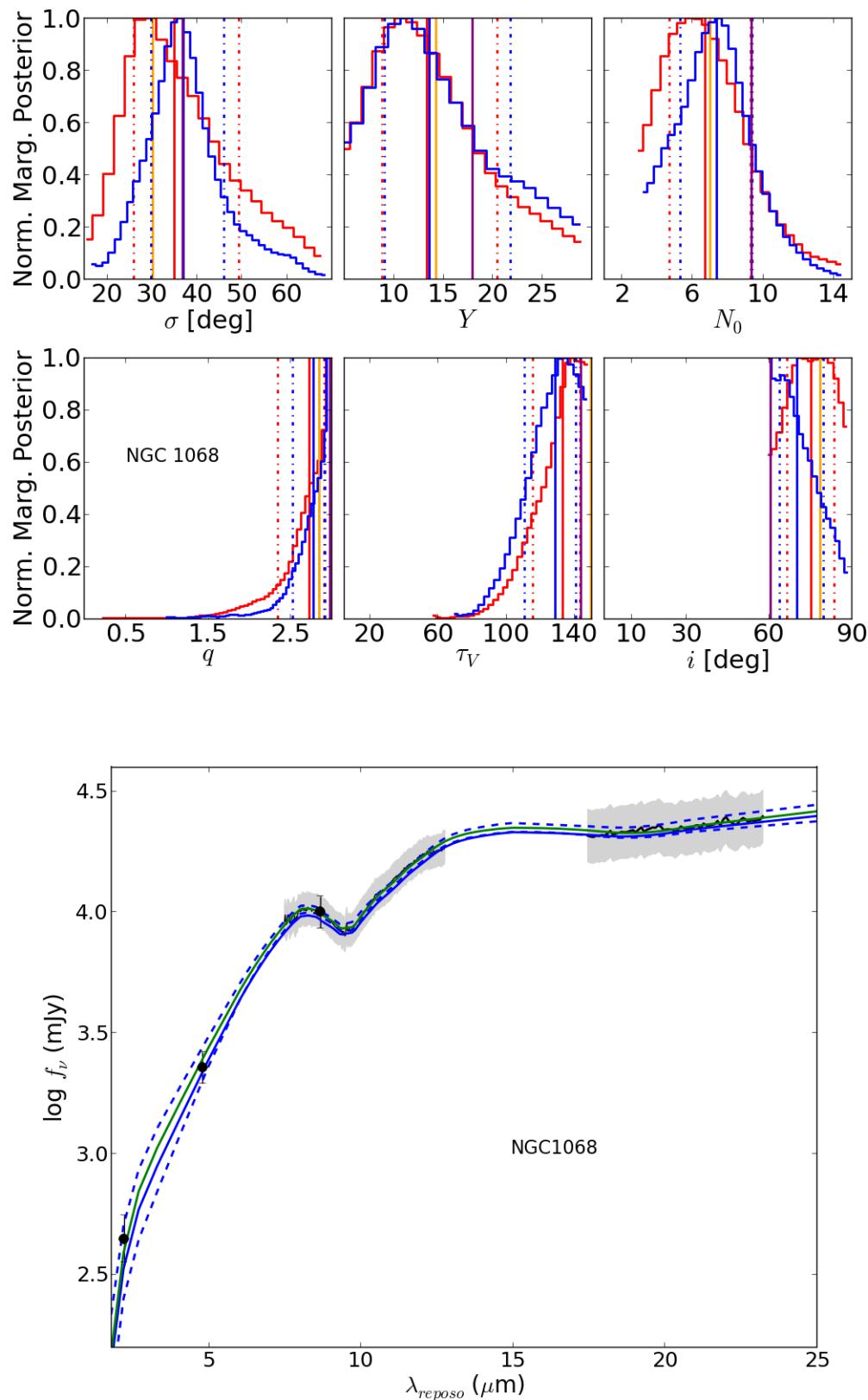


Figura A.1: Distribuciones posteriores y SED de NGC 1068 . Como en la Figura 2.1.

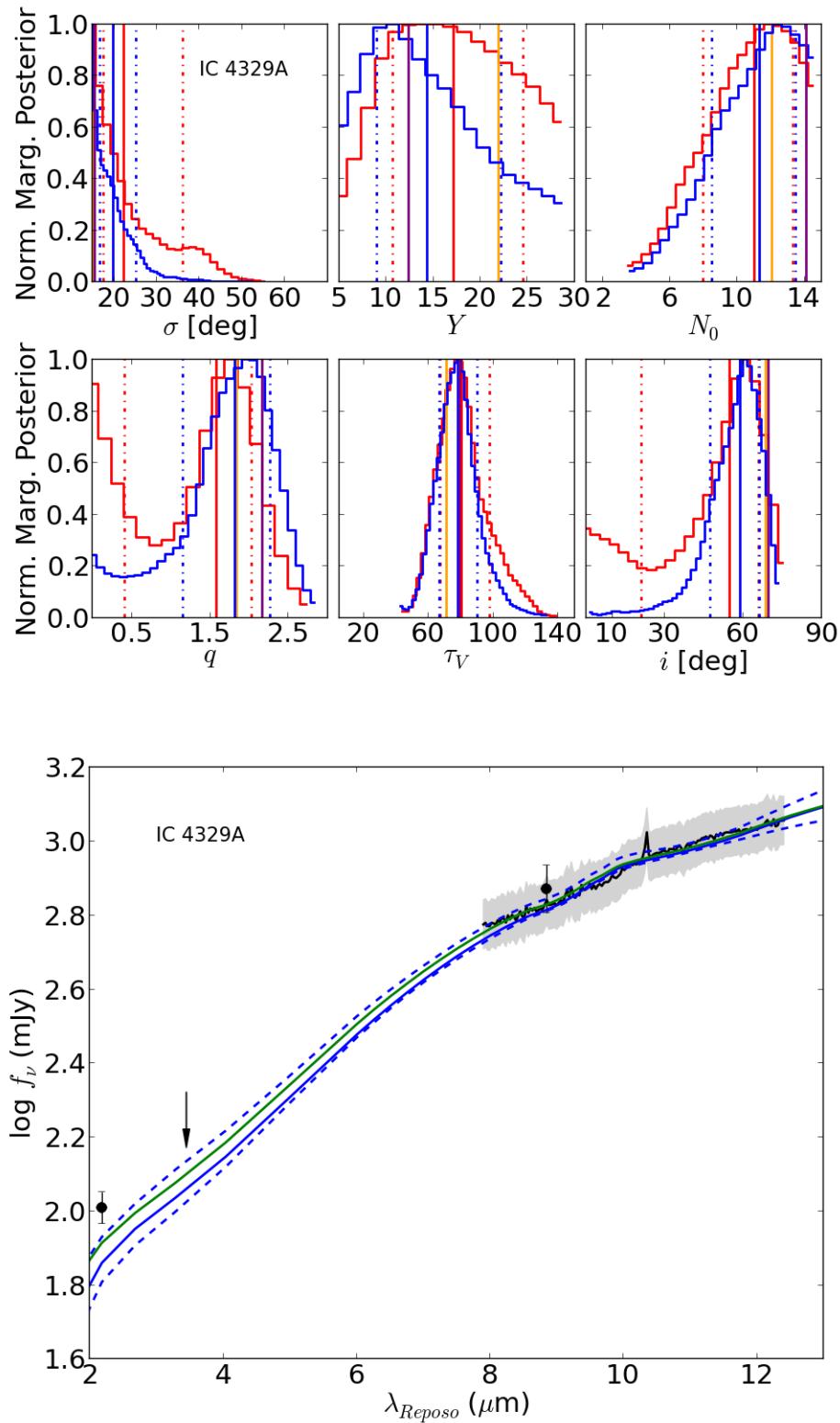


Figura A.2: Distribuciones posteriores y SED de IC4329A. Como en la Figura 2.1.

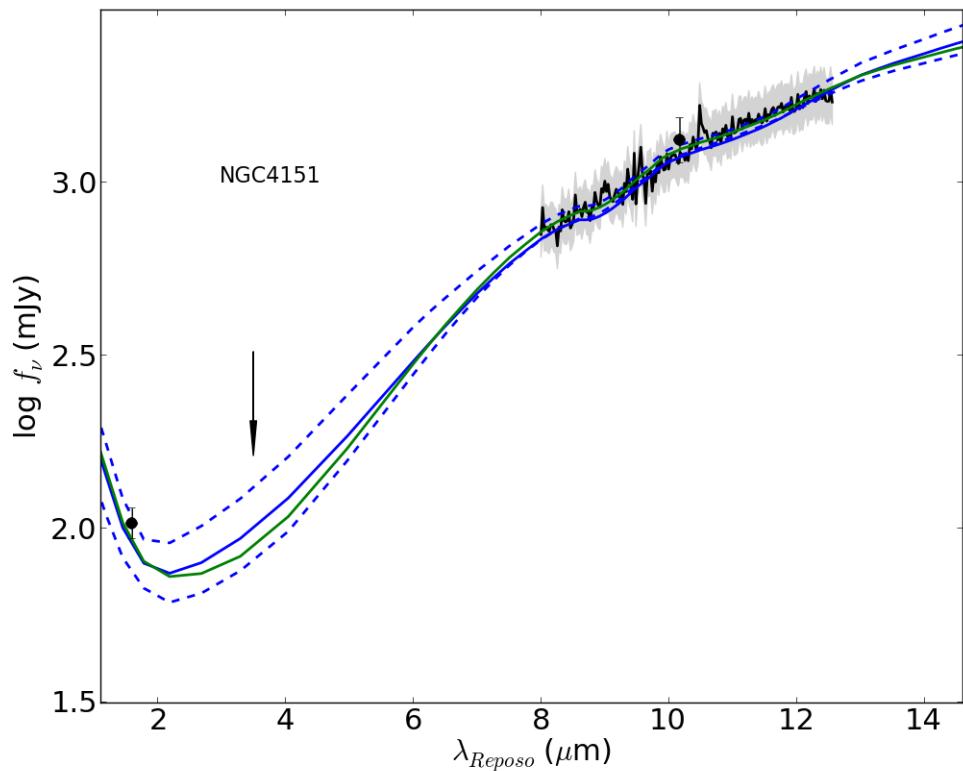
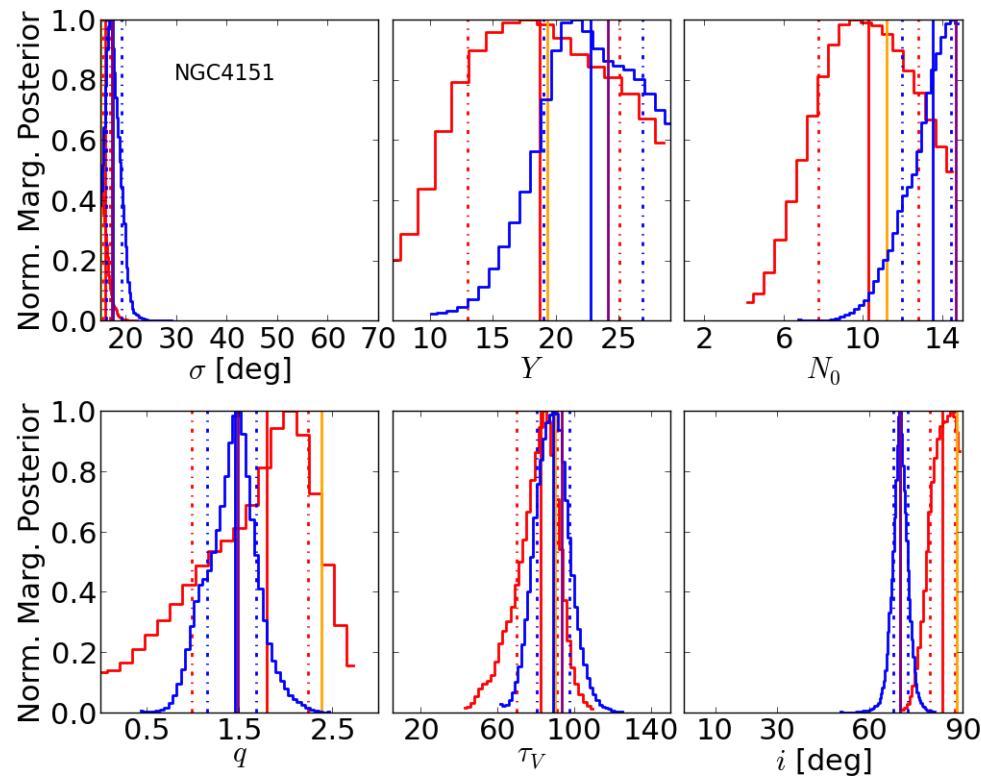


Figura A.3: Distribuciones posteriores y SED de NGC4151. Como en la Figura 2.1.

Apéndice B

Espectros ópticos de la muestra de QSO del Capítulo 4

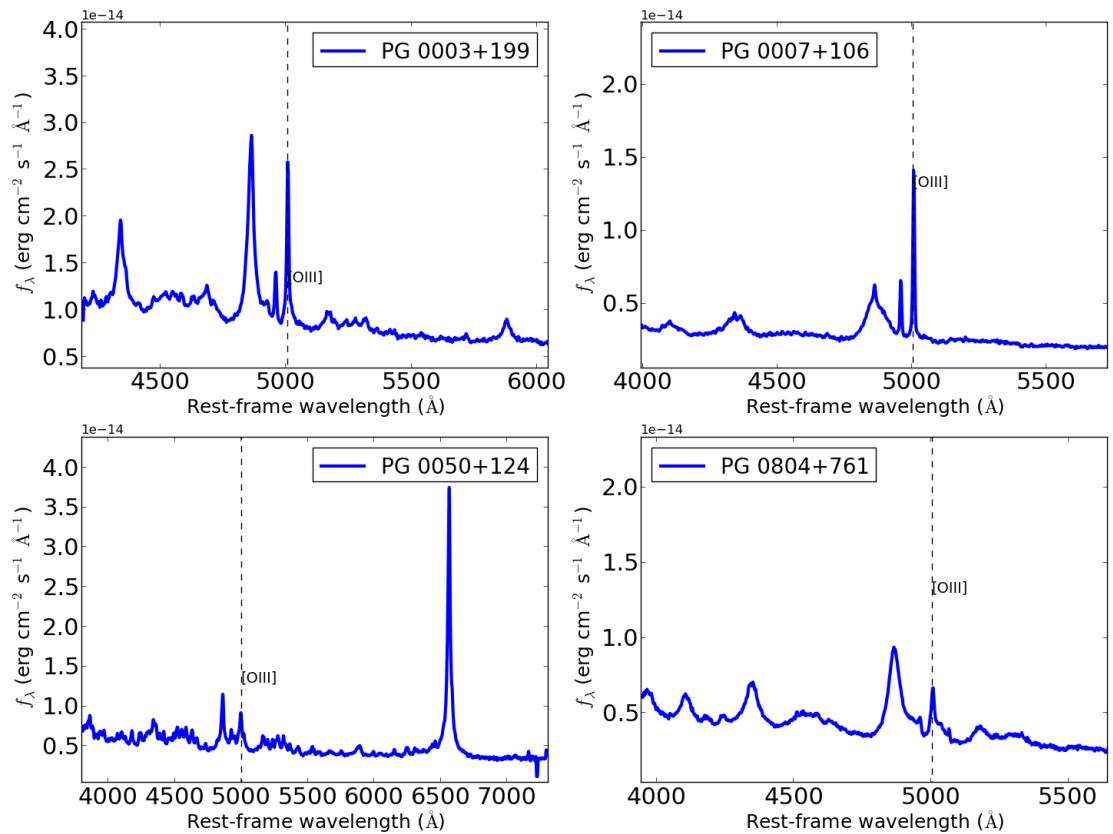


Figura B.1: Espectros ópticos de la muestra de QSO tomados de NED.

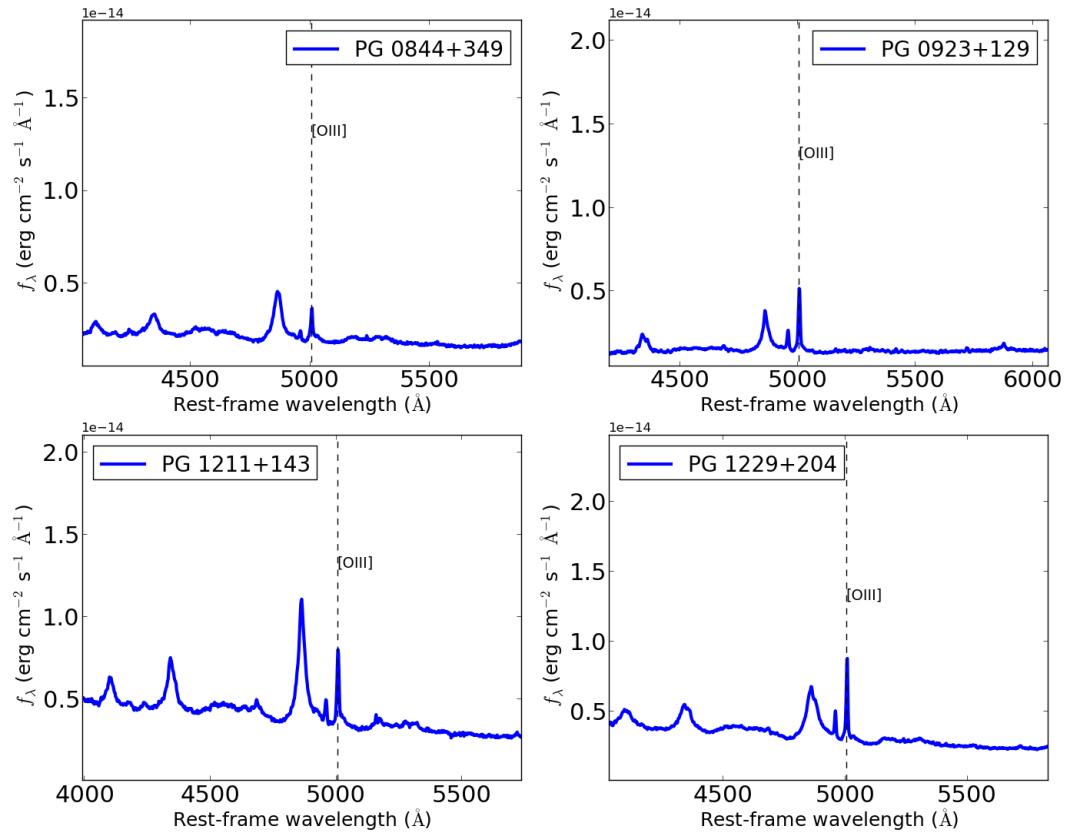


Figura B.2: Como en la Figura B.1

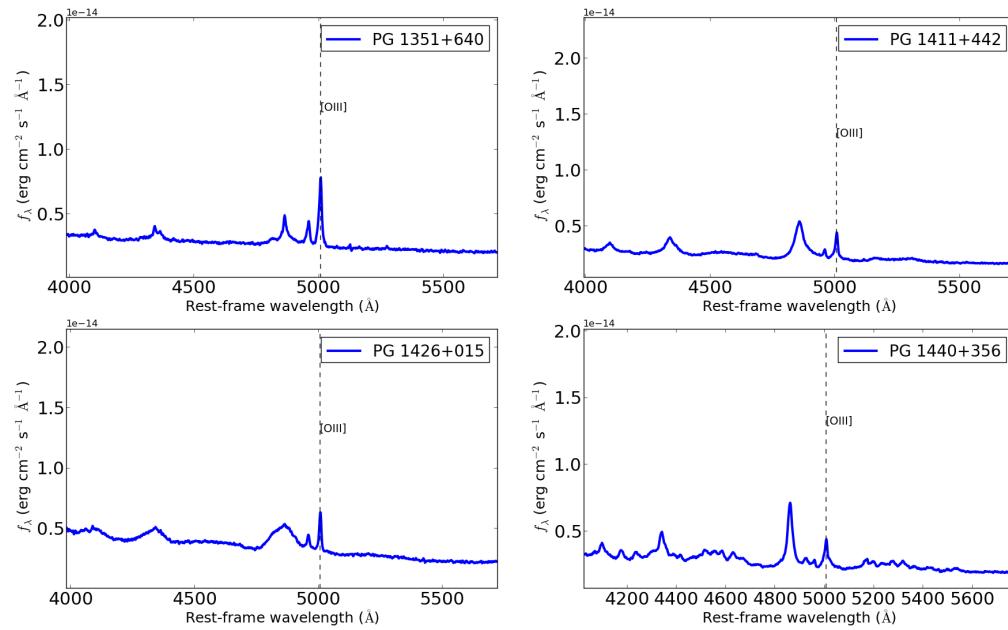


Figura B.3: Como en la Figura B.1.

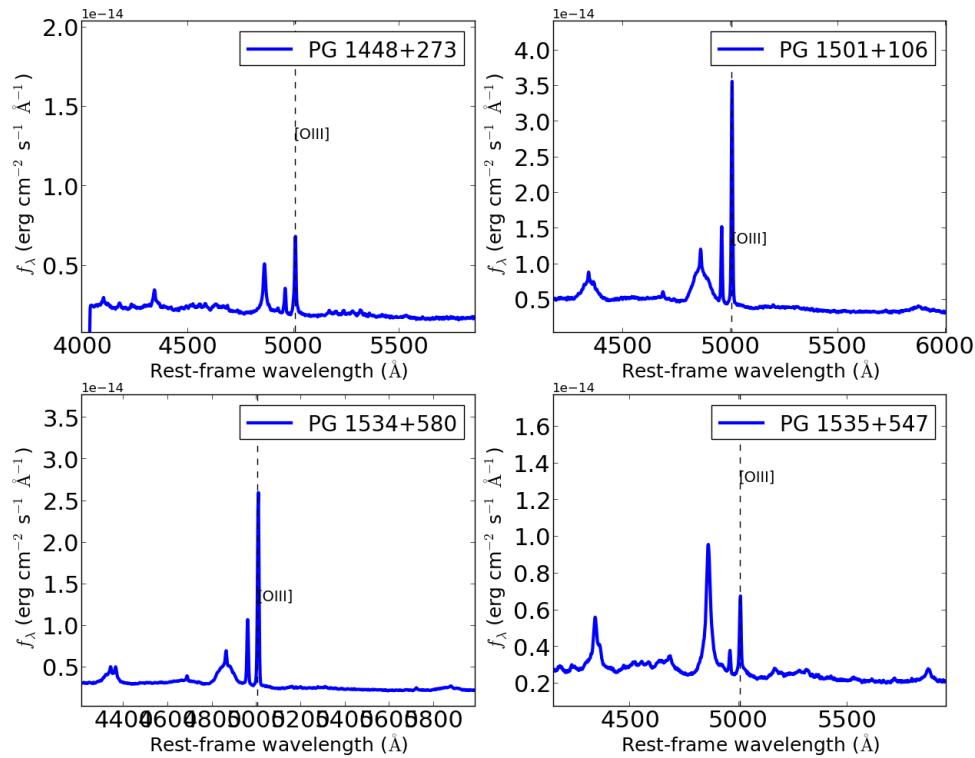


Figura B.4: Como en la Figura B.1.

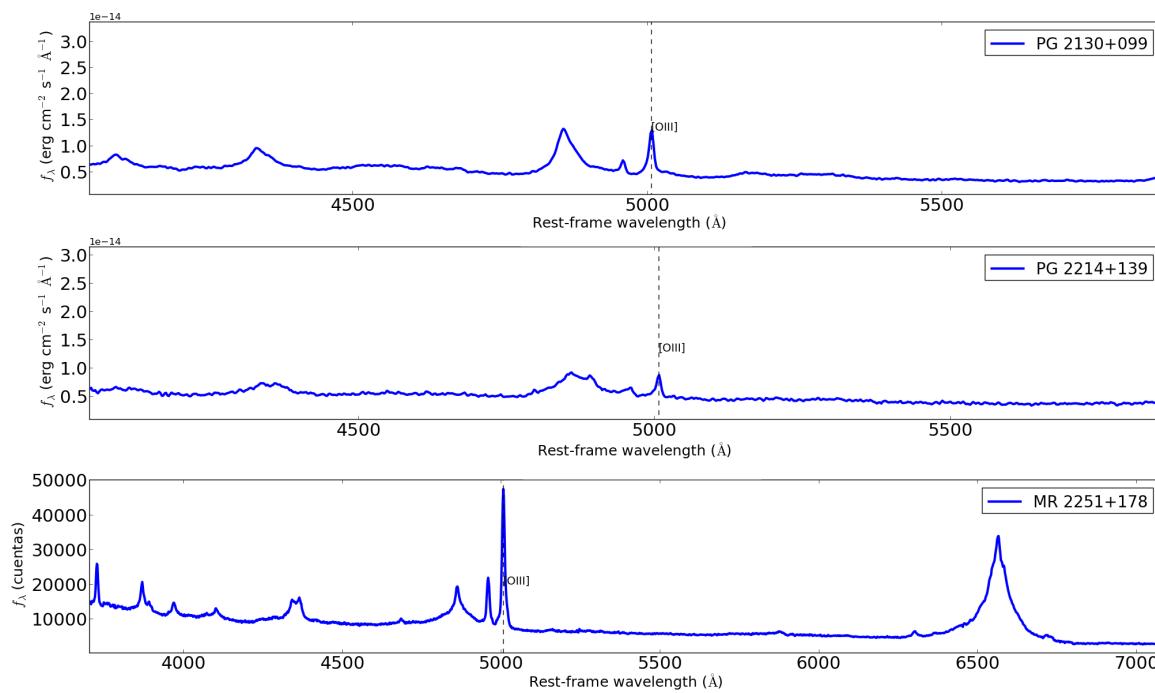
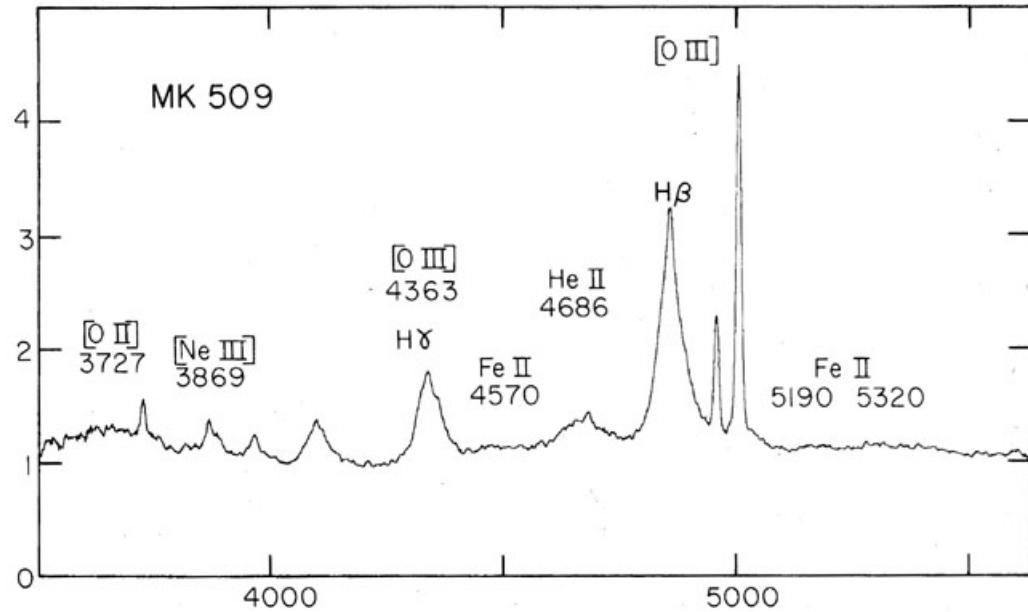


Figura B.5: Como en la Figura B.1.

Figura B.6: Espectro óptico de MRK 509 tomado de NED (<https://ned.ipac.caltech.edu/level5/Osterbrock2/Figures/figure6.jpeg>).

Apéndice C

**Perfiles radiales, SED observadas y
comparación del espectro
IRS/*Spitzer* con el espectro nuclear
CC/GTC de la muestra de QSO
(Capítulo 4)**

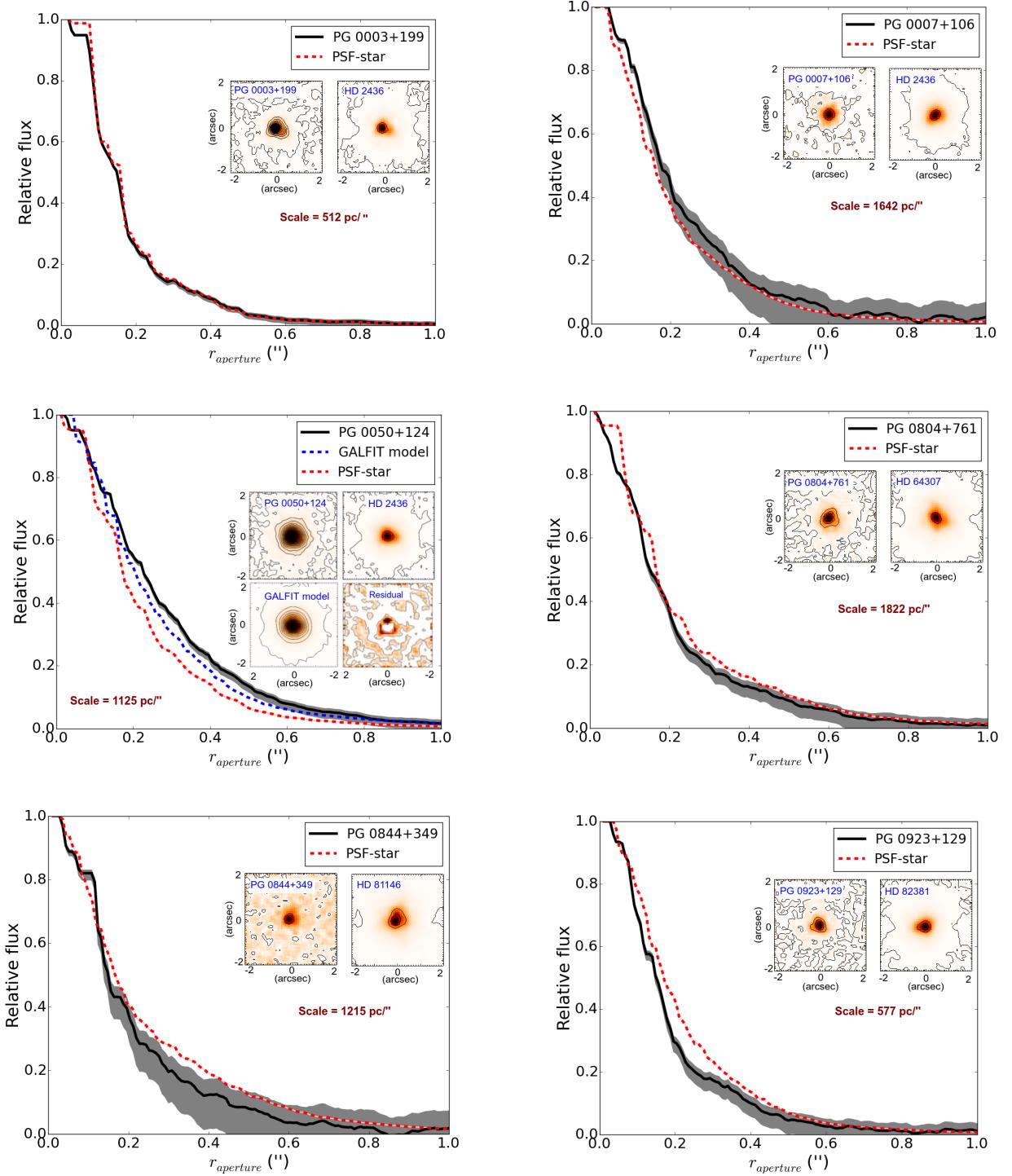


Figura C.1: Perfil radial del QSO (en negro) comparado con el perfil radial de la estrella estándar (en rojo). También se muestra la imagen reducida en la banda Si2 de CC del QSO y su estándar.

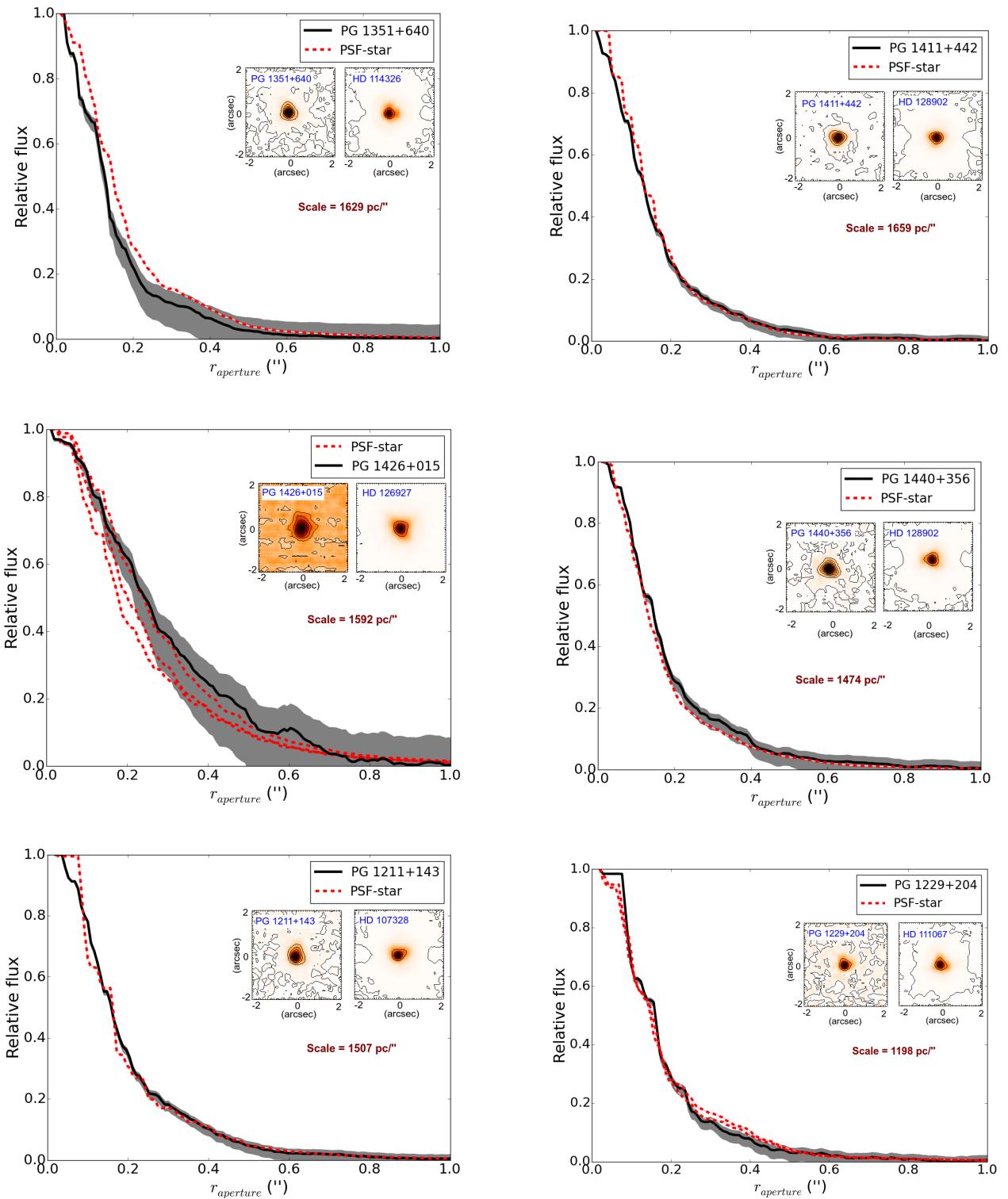


Figura C.2: Como en la Figura C.1.

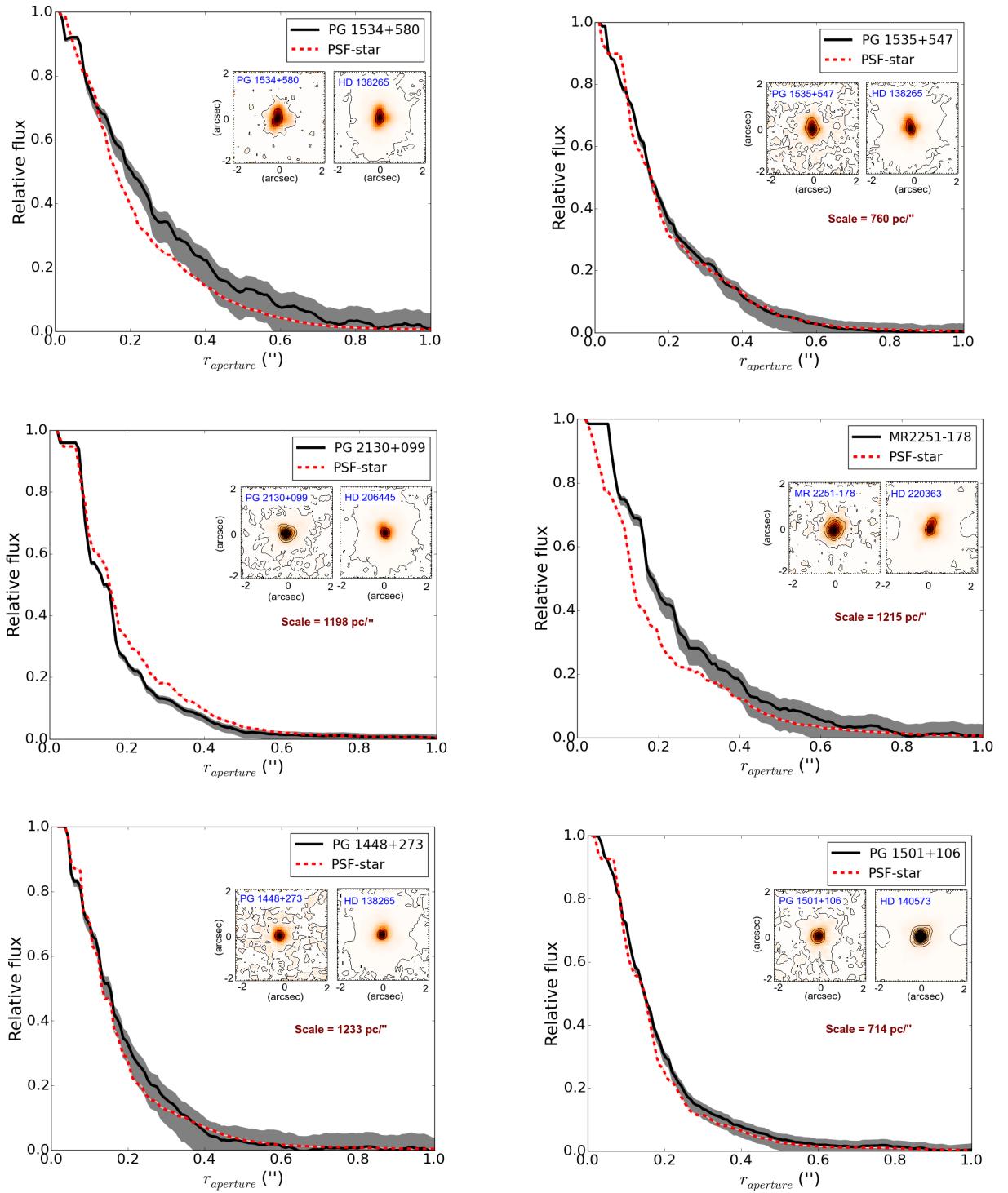


Figura C.3: Como en la Figura C.1.

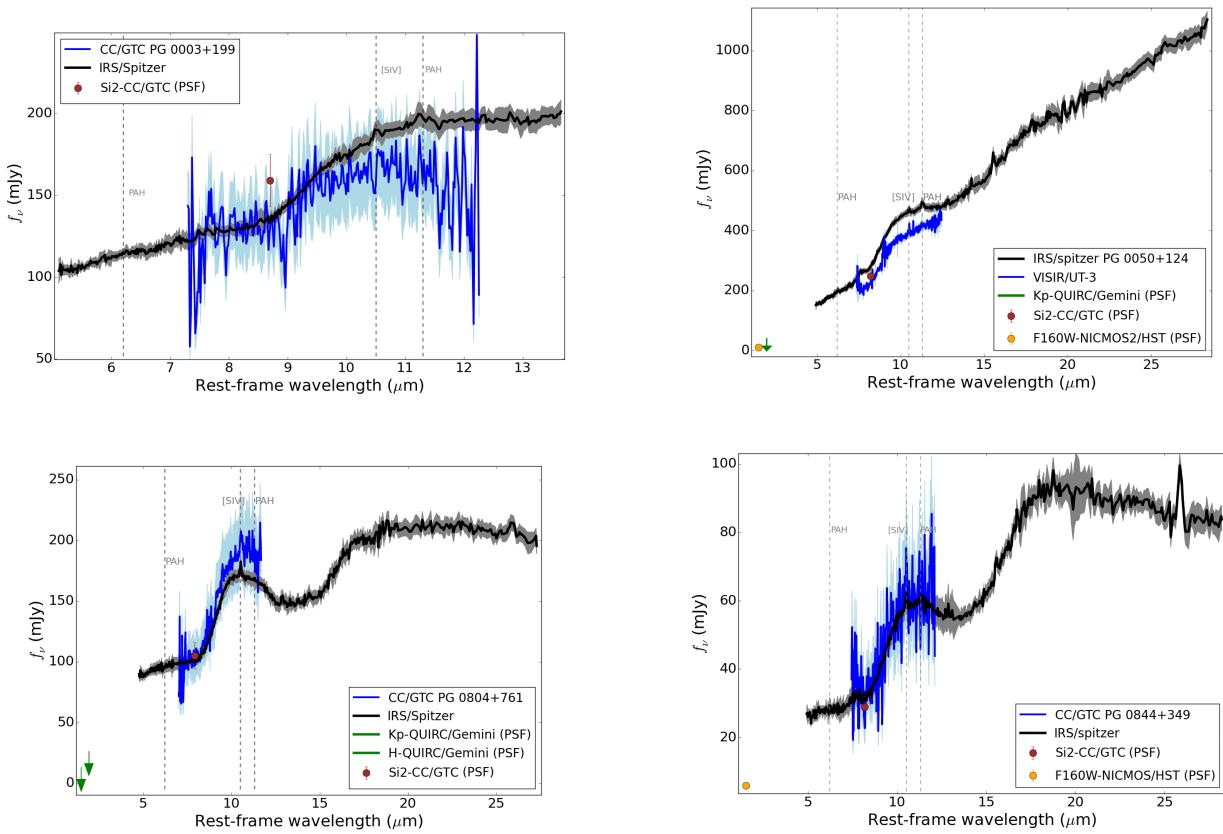


Figura C.4: SED no resuelta (puntos rellenos y límites superiores indicados con flechas), espectro nuclear del mediano IR y el espectro de IRS/Spitzer.

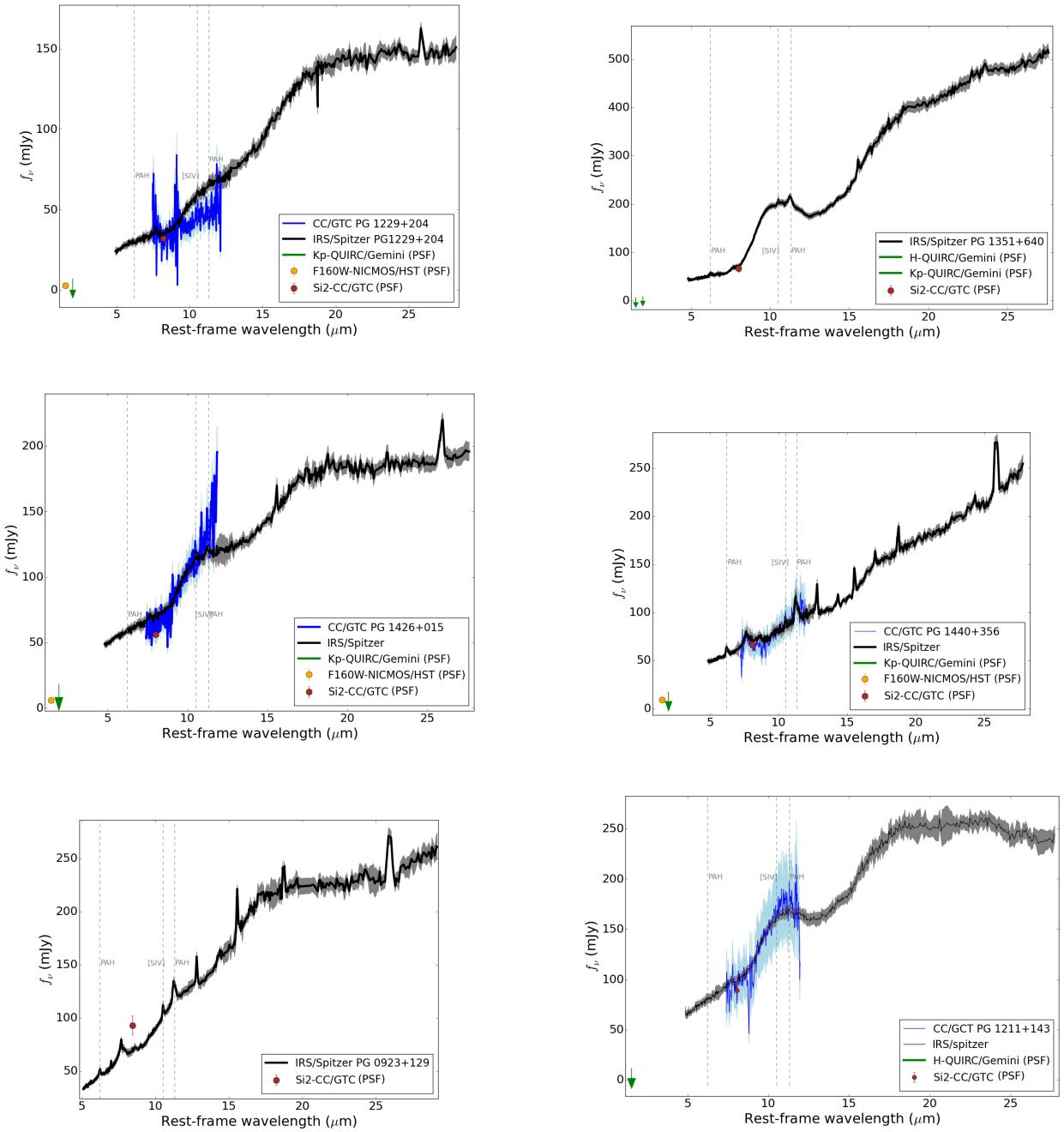


Figura C.5: Como en la Figura C.4.

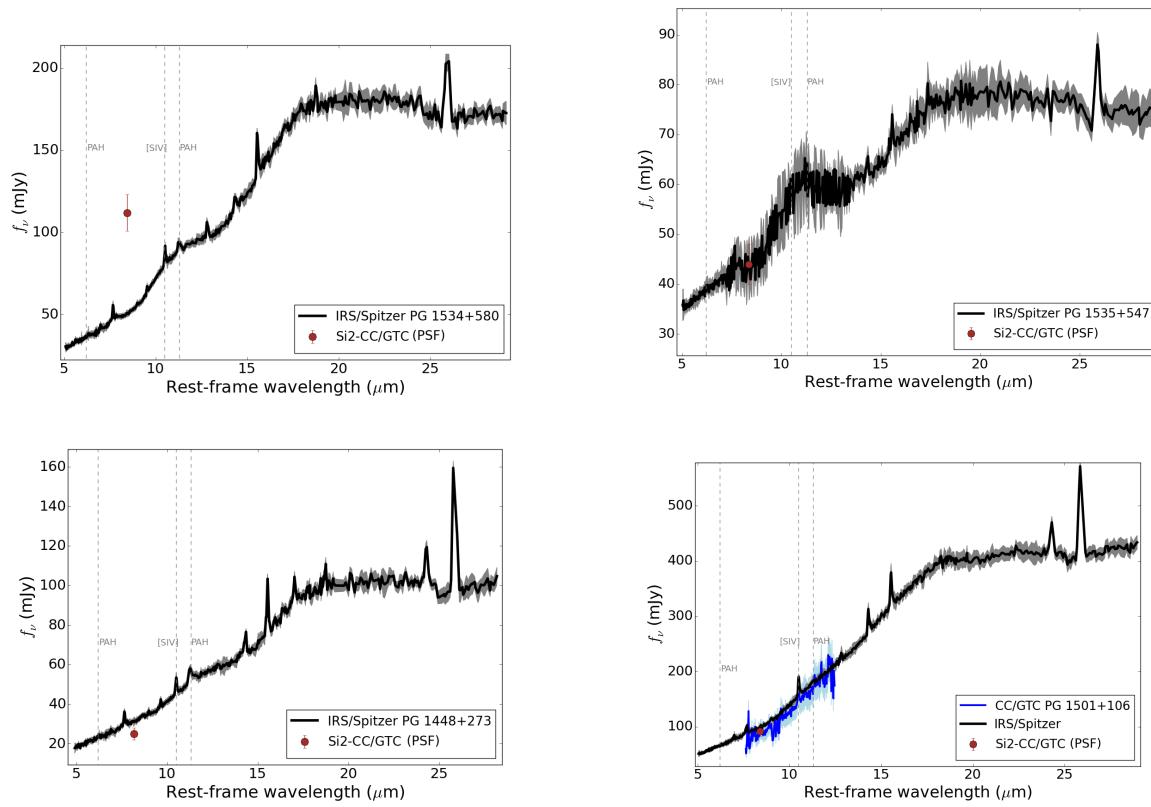


Figura C.6: Como en la Figura C.4.

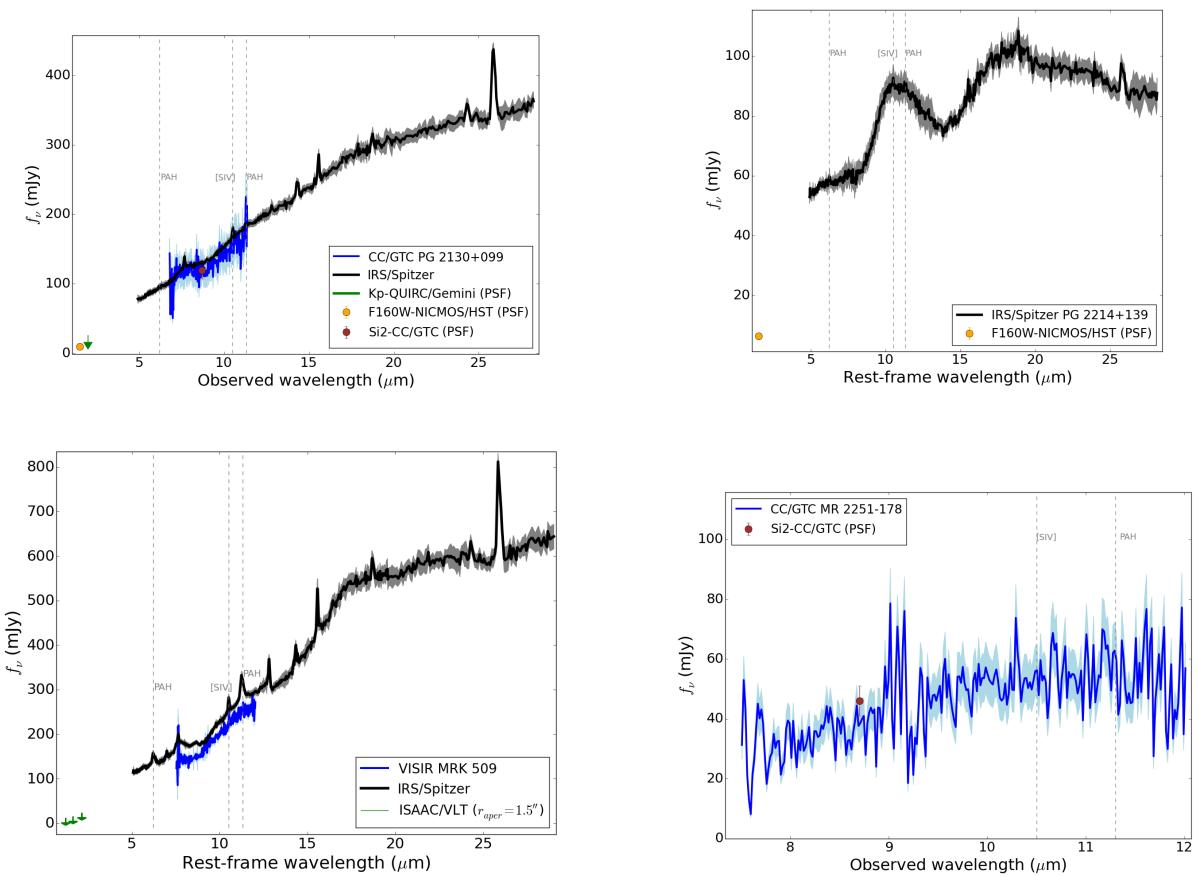
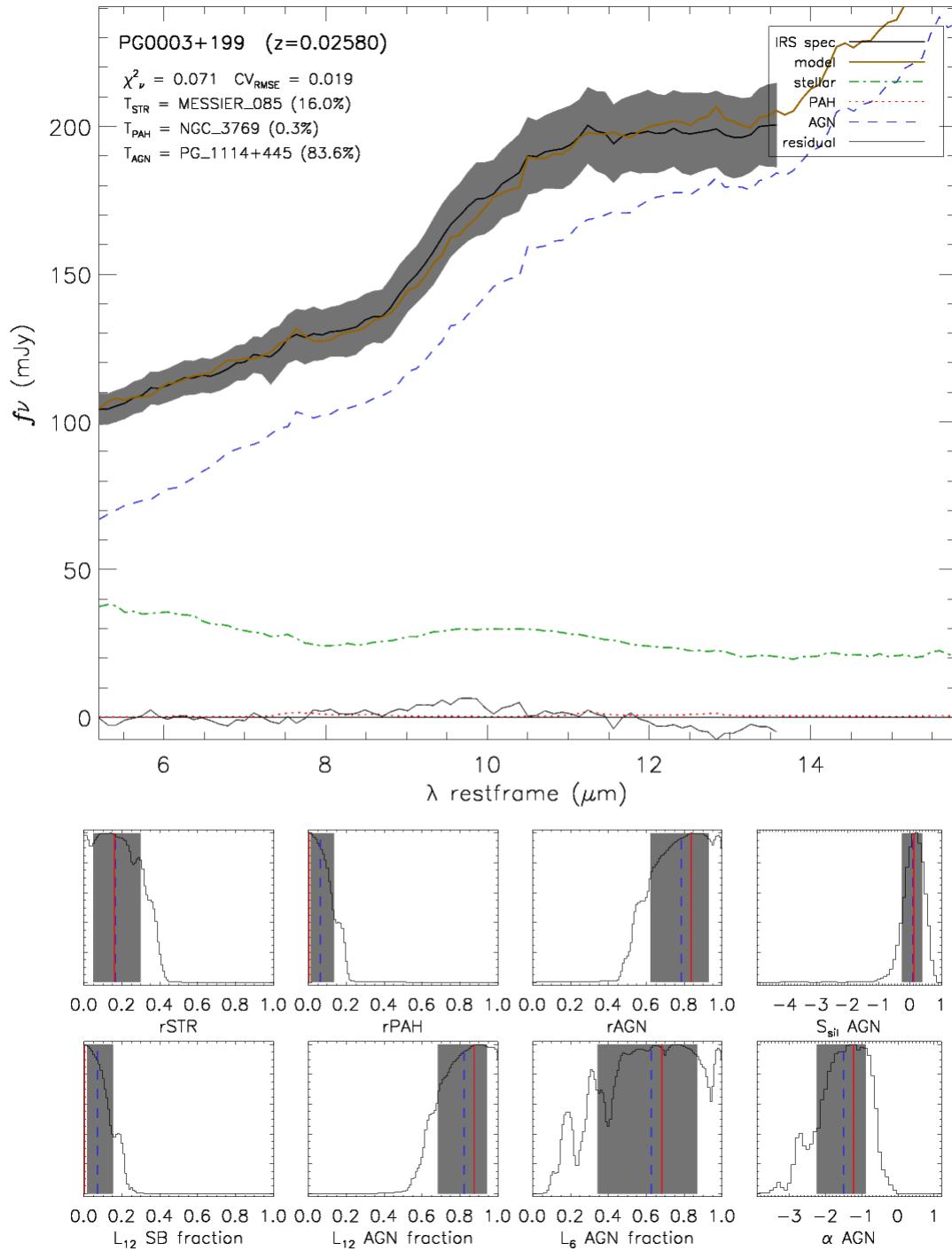
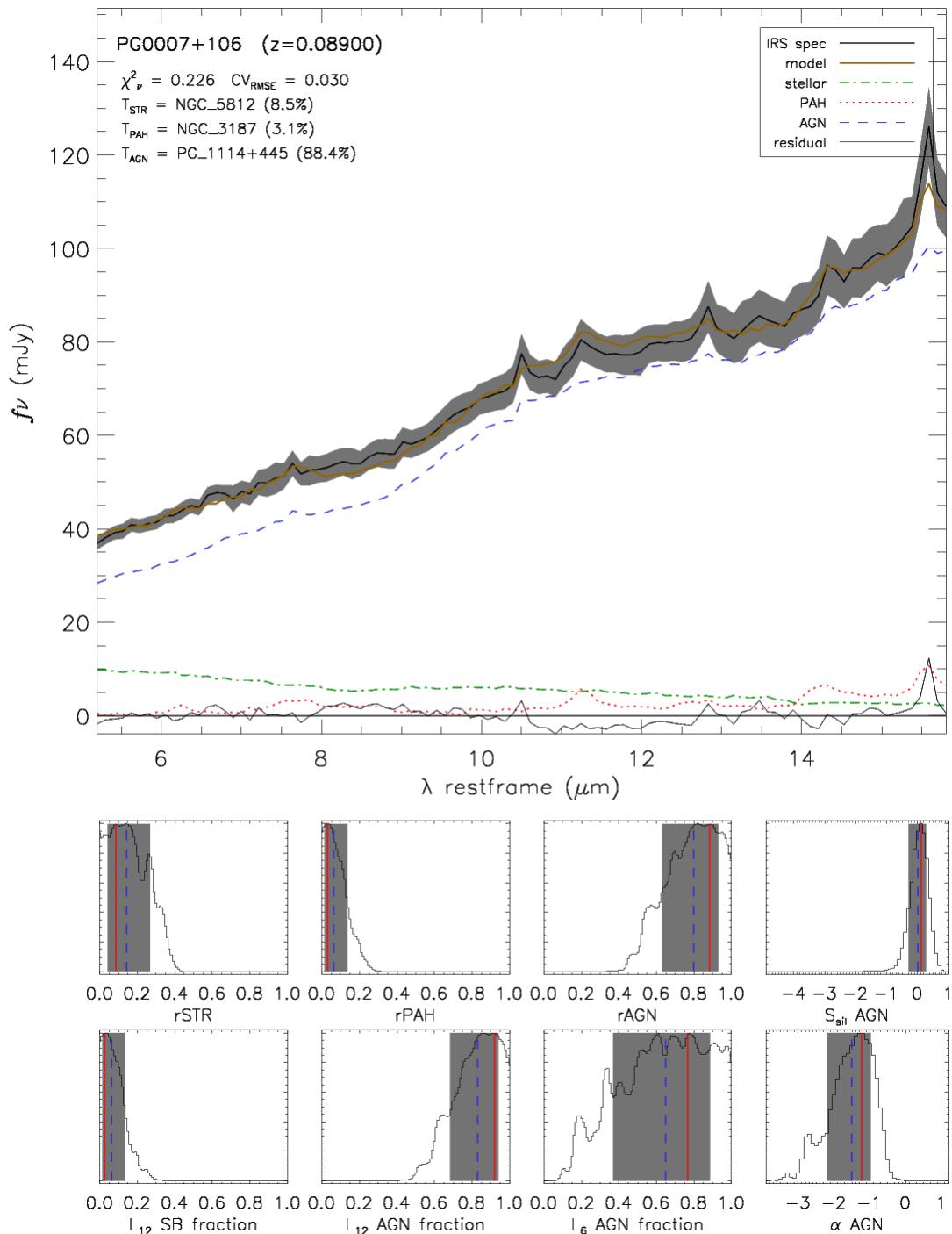


Figura C.7: Como en la Figura C.4.

Apéndice D

Descomposiciones espectrales de IRS/*Spitzer* del Capítulo 5

Figura D.1: **PG 0003+199.** Descomposición espectral como en la Figura 5.1.

Figura D.2: **PG 0007+106**. Descomposición espectral como en la Figura 5.1.

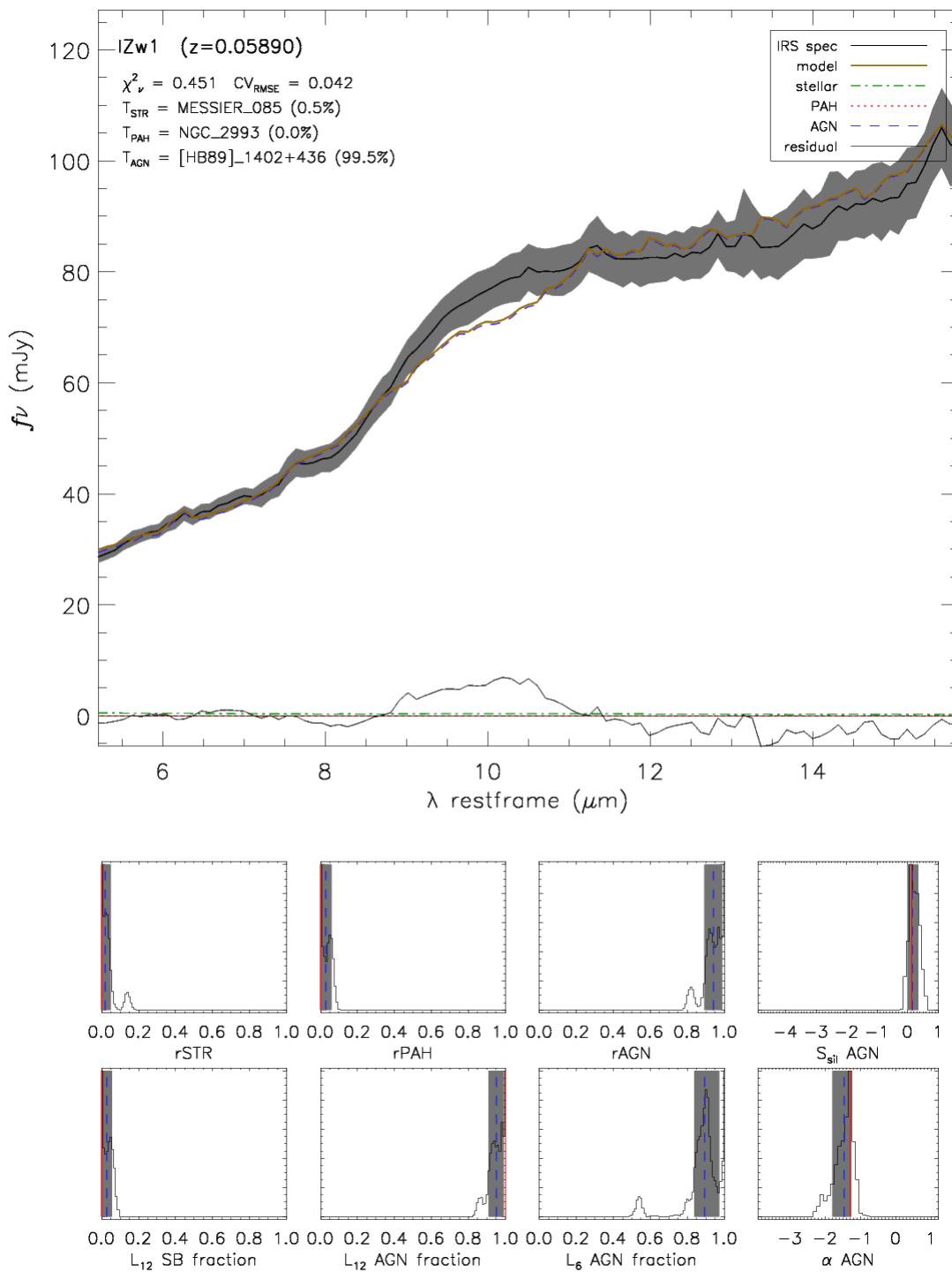


Figura D.3: PG 0050+124 (IZw1). Descomposición espectral como en la Figura 5.1.

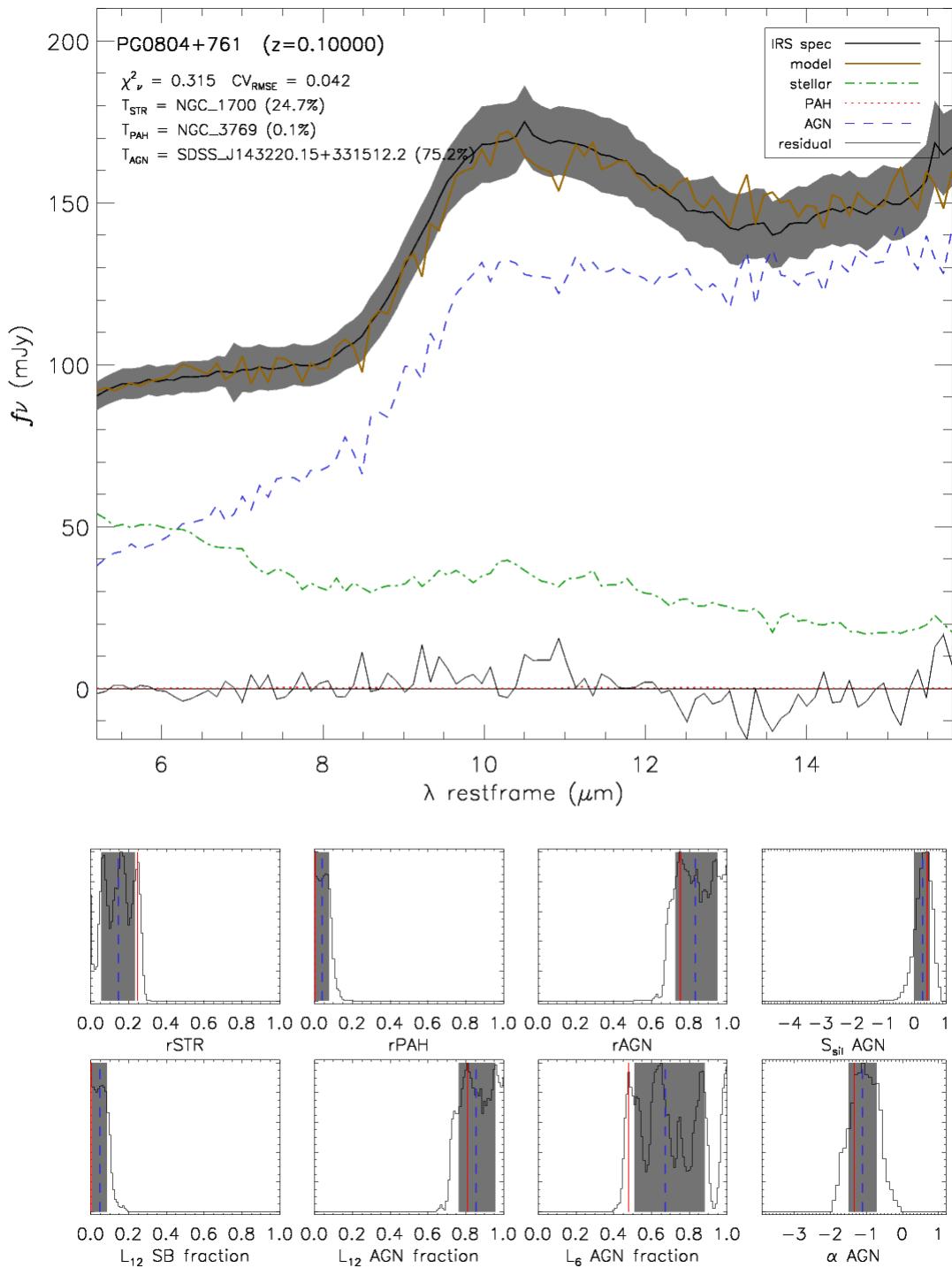


Figura D.4: PG 0804+761. Descomposición espectral como en la Figura 5.1.

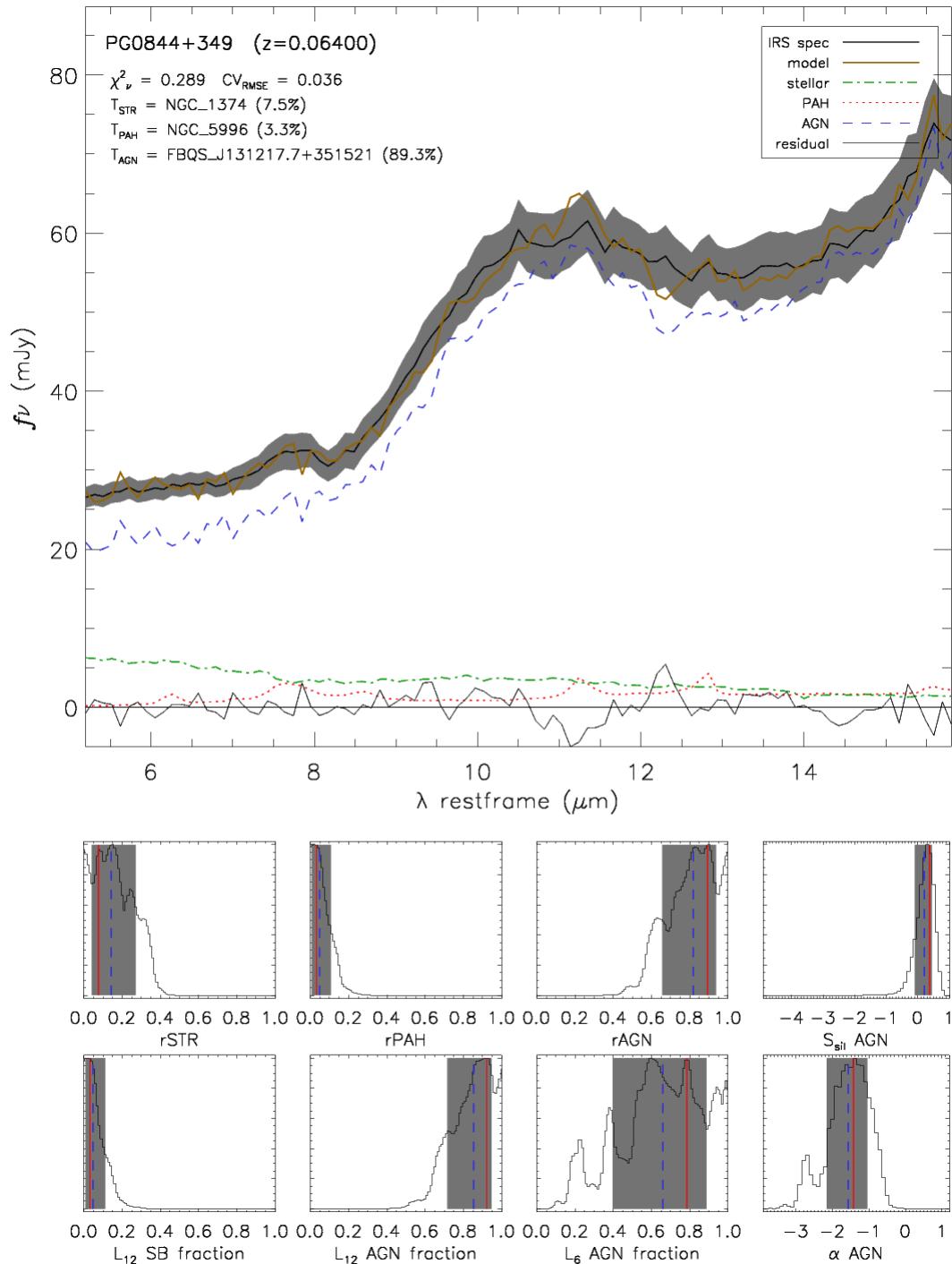
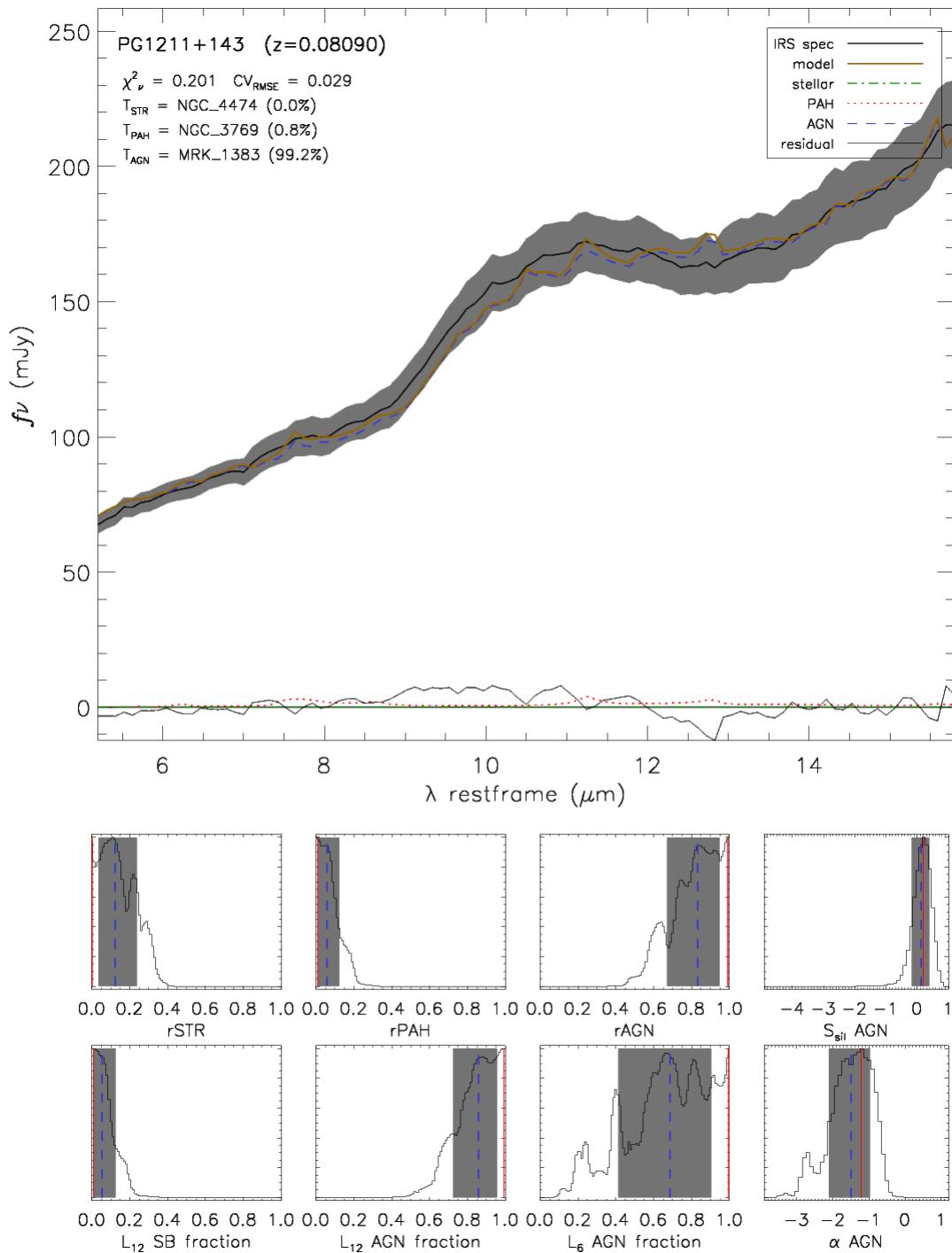
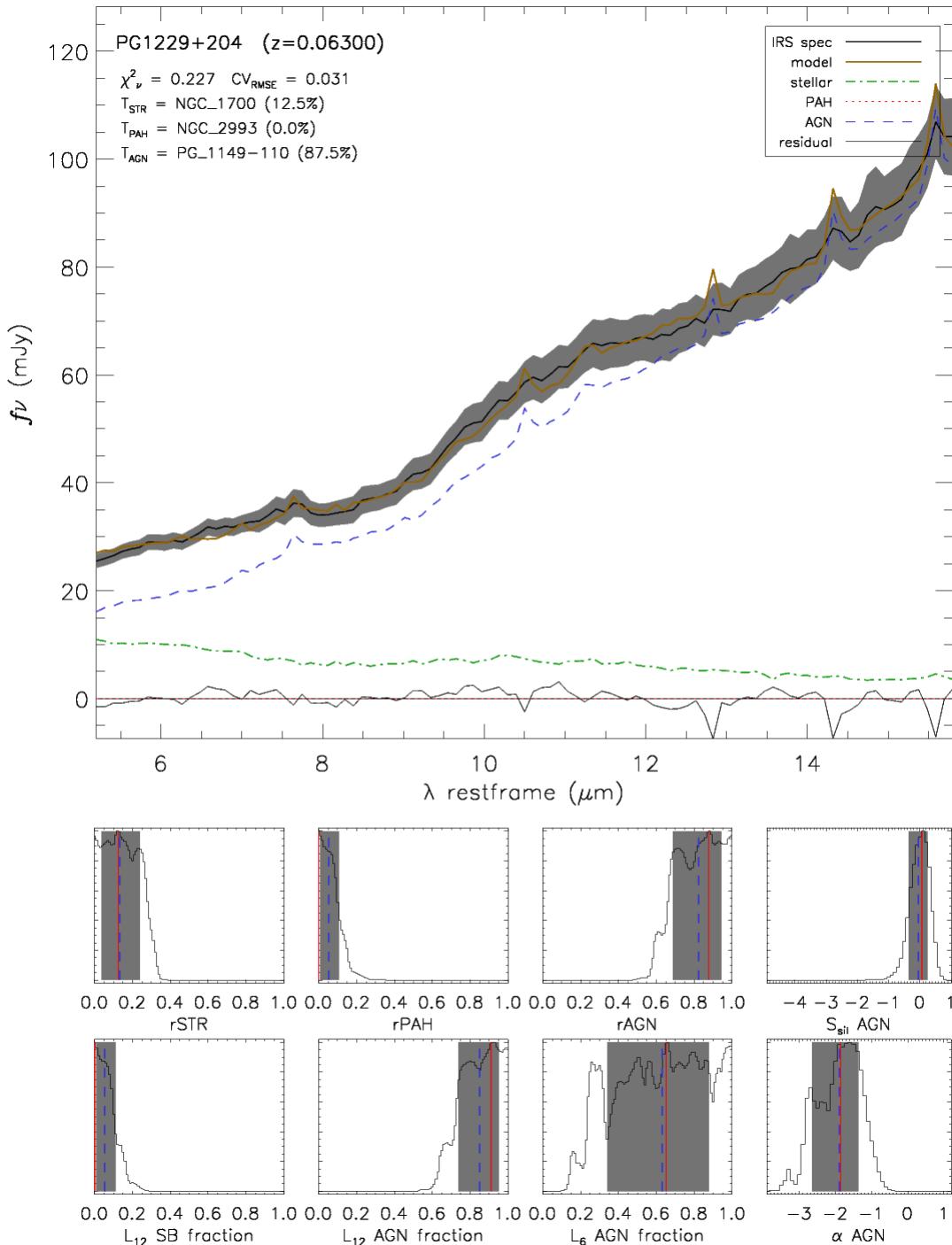
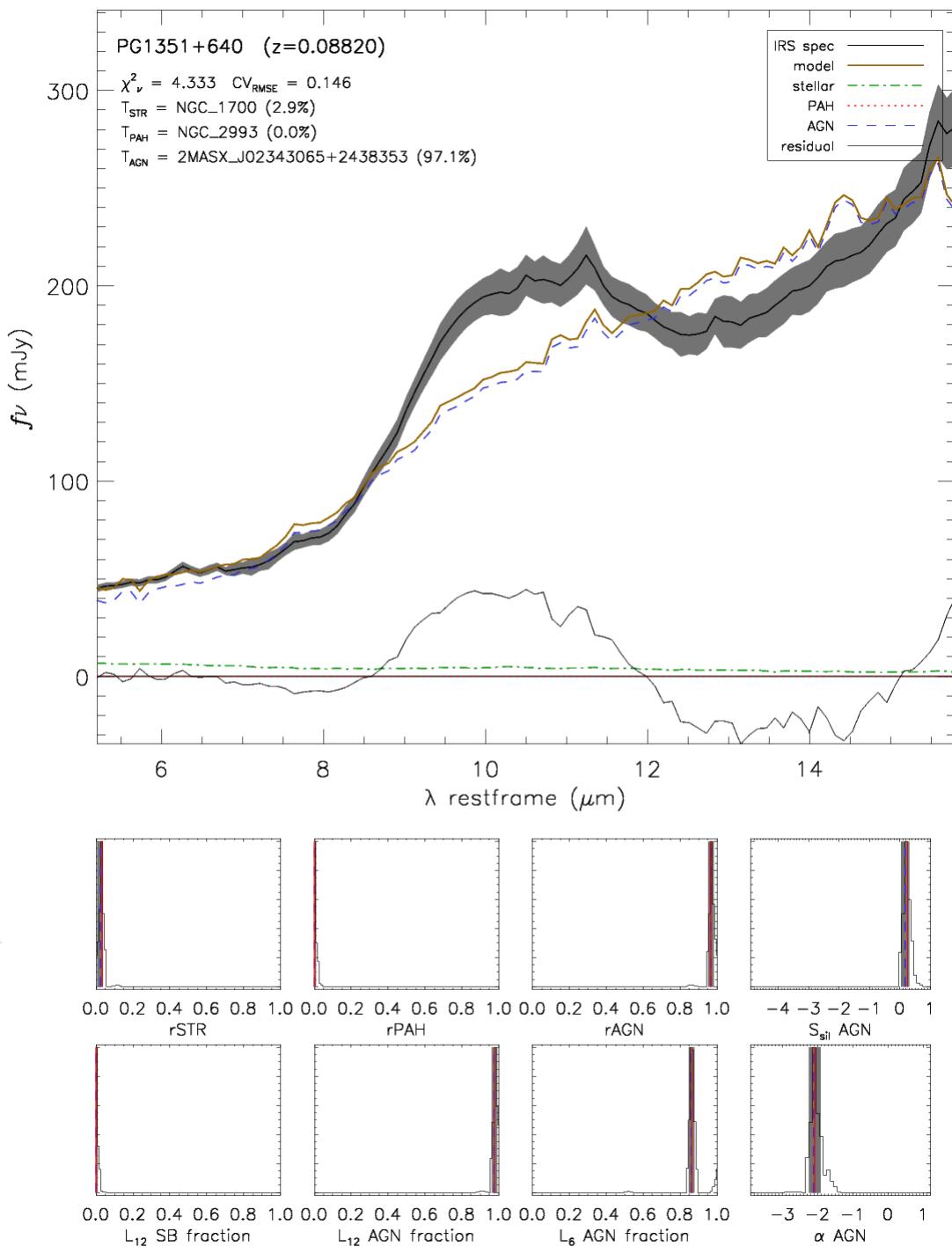
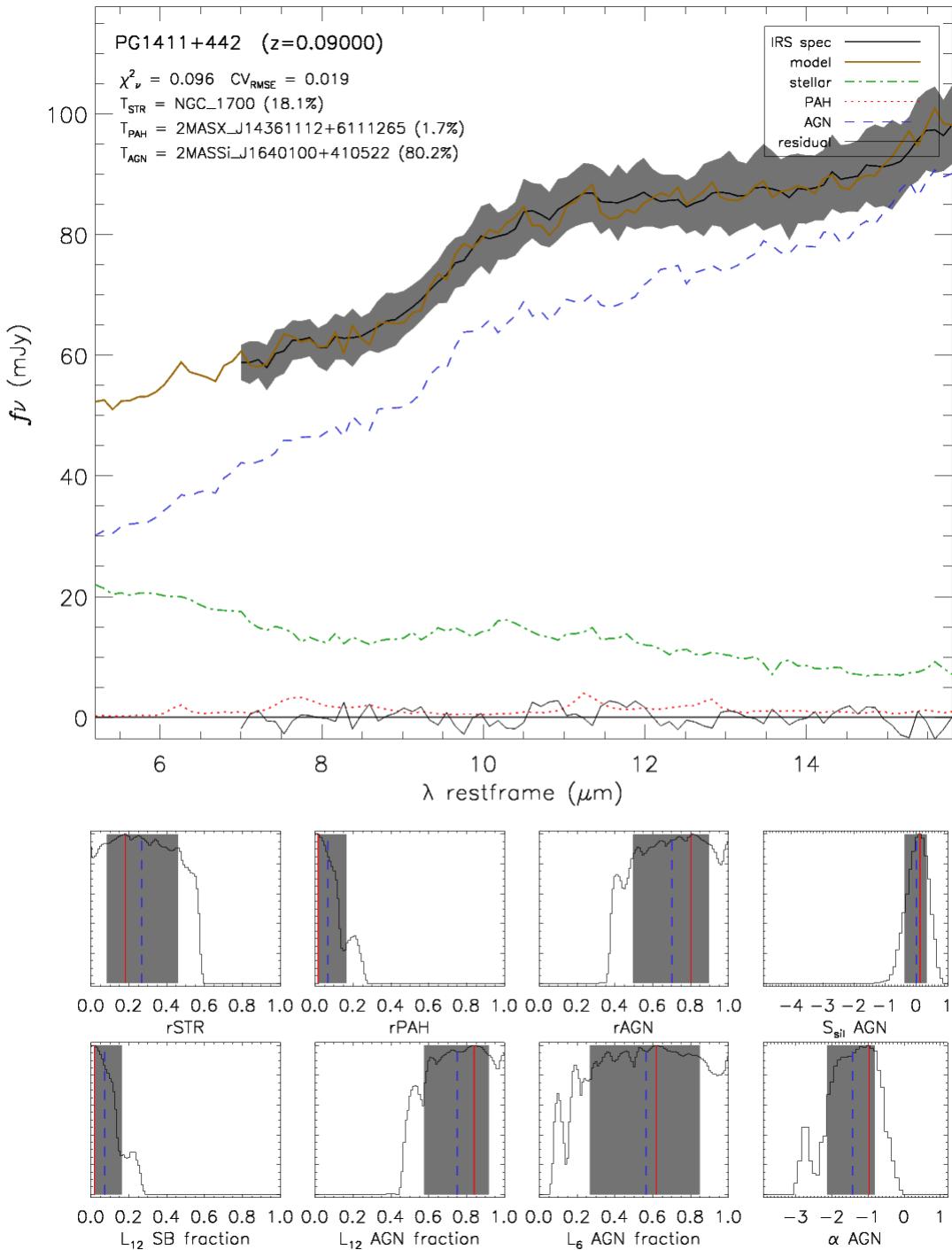


Figura D.5: **PG 0844+349.** Descomposición espectral como en la Figura 5.1.

Figura D.6: **PG 1211+143.** Descomposición espectral como en la Figura 5.1.

Figura D.7: **PG 1229+204.** Descomposición espectral como en la Figura 5.1.

Figura D.8: **PG 1351+640.** Descomposición espectral como en la Figura 5.1.

Figura D.9: **PG 1411+442**. Descomposición espectral como en la Figura 5.1.

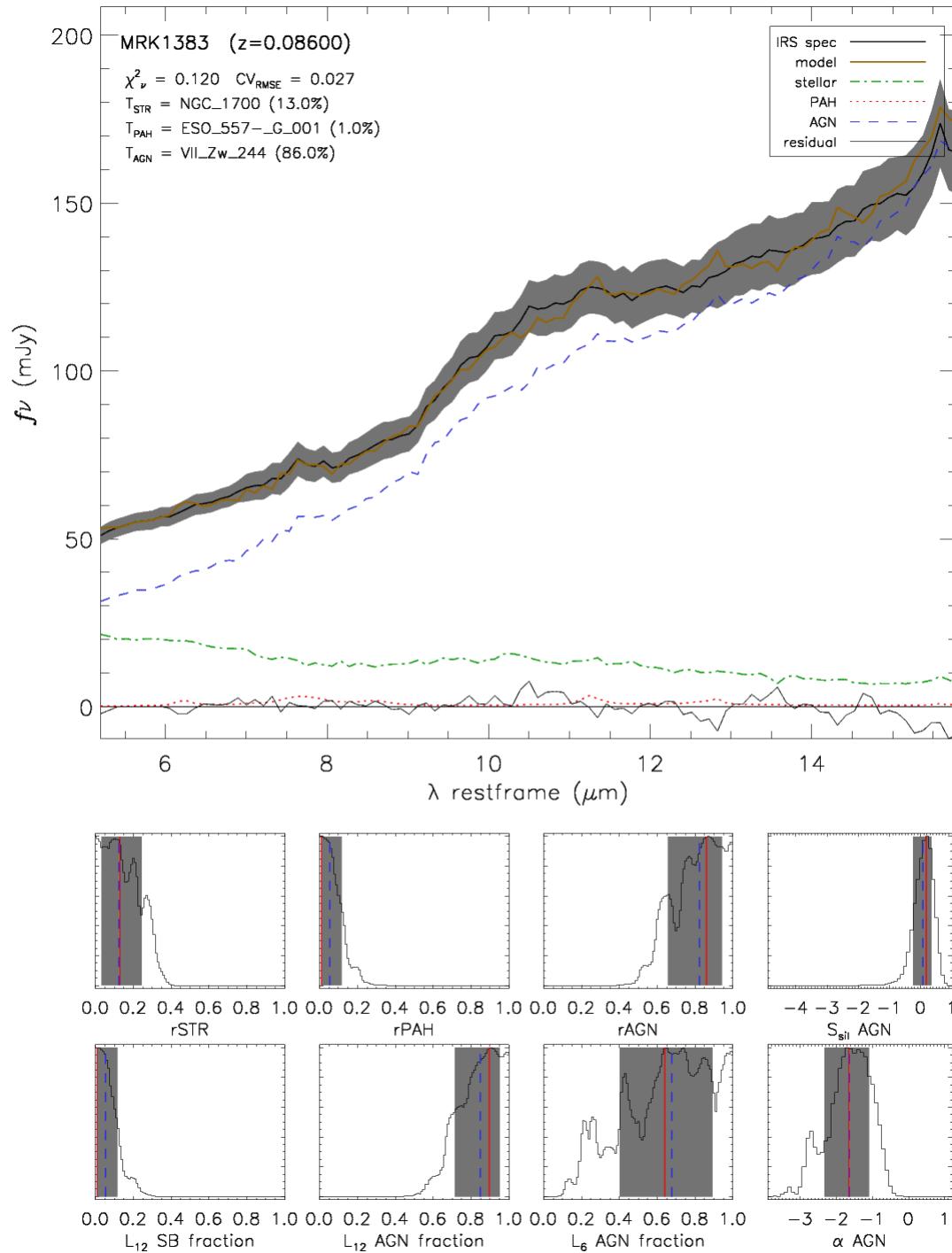


Figura D.10: PG 1426+015. Descomposición espectral como en la Figura 5.1.

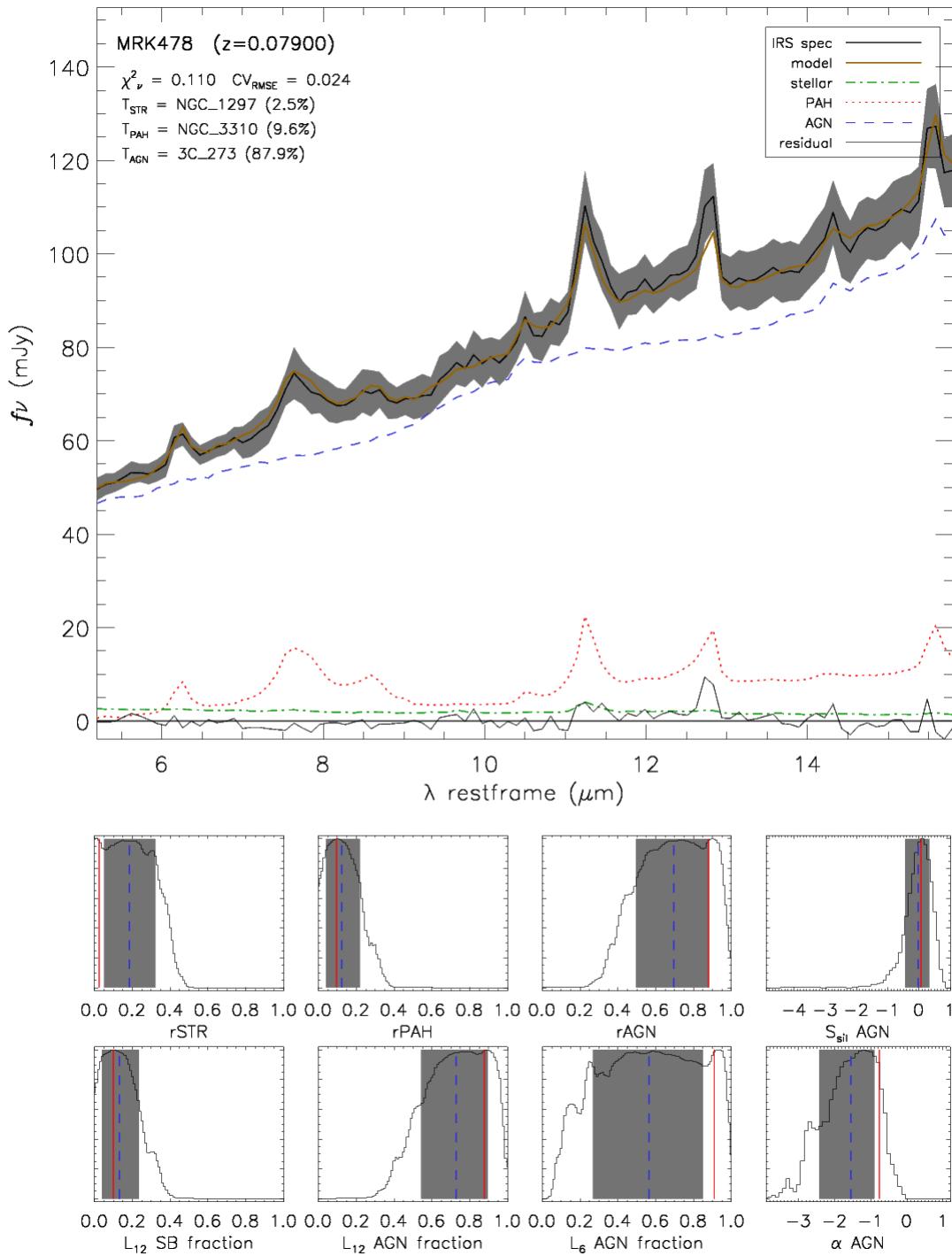


Figura D.11: PG 1440+356. Descomposición espectral como en la Figura 5.1.

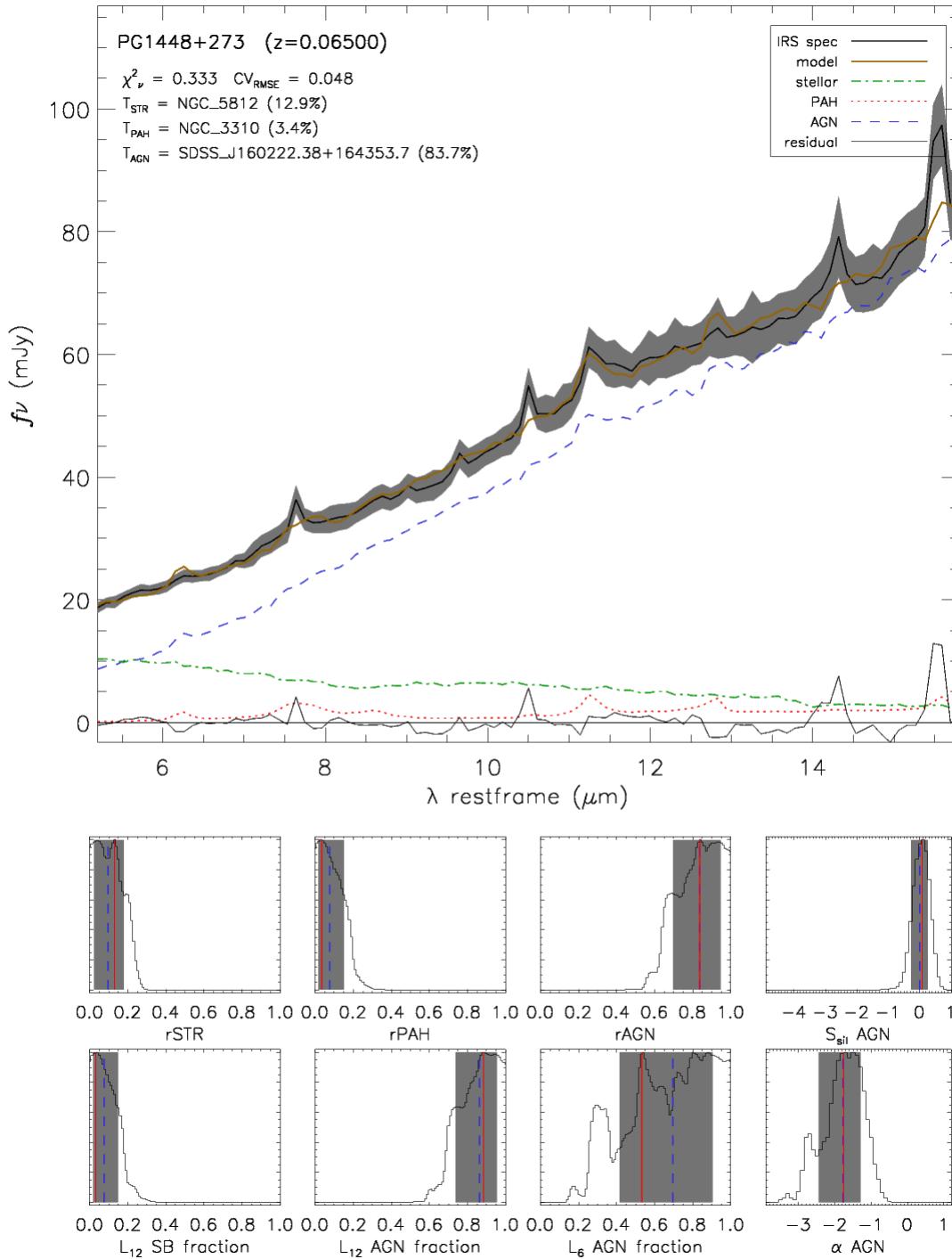


Figura D.12: PG 1448+273. Descomposición espectral como en la Figura 5.1.

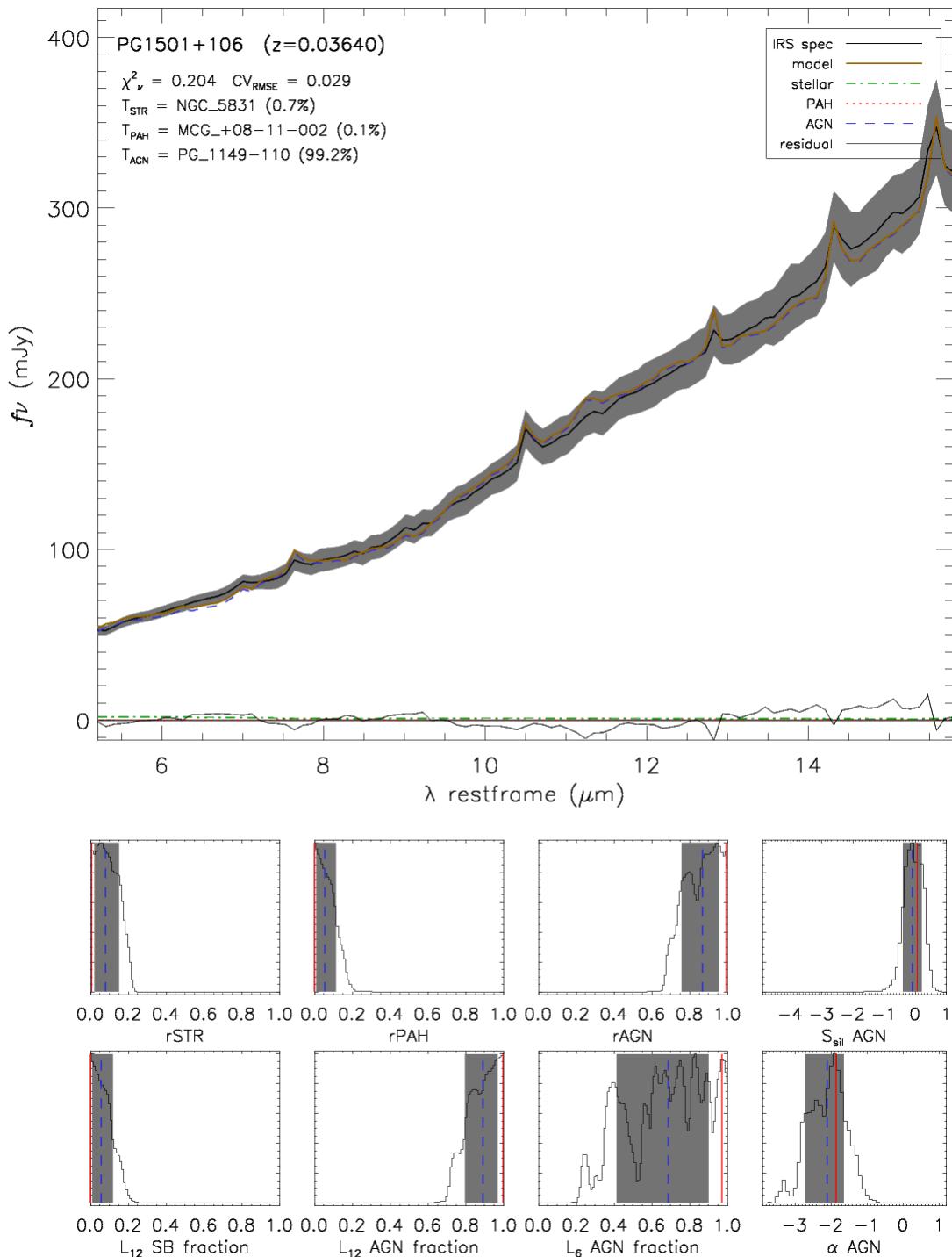
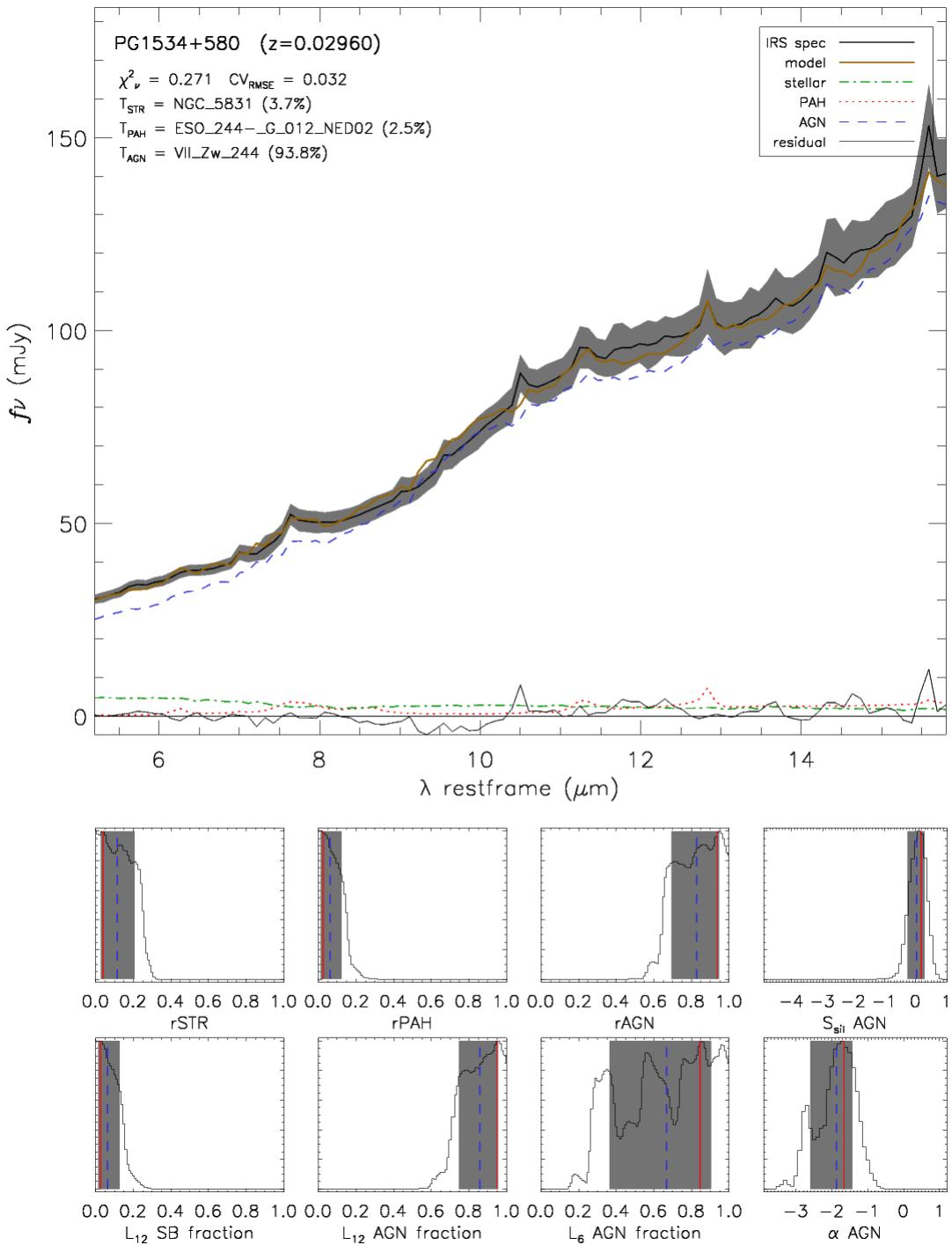


Figura D.13: PG 1501+106. Descomposición espectral como en la Figura 5.1.

Figura D.14: **PG 1534+580.** Descomposición espectral como en la Figura 5.1.

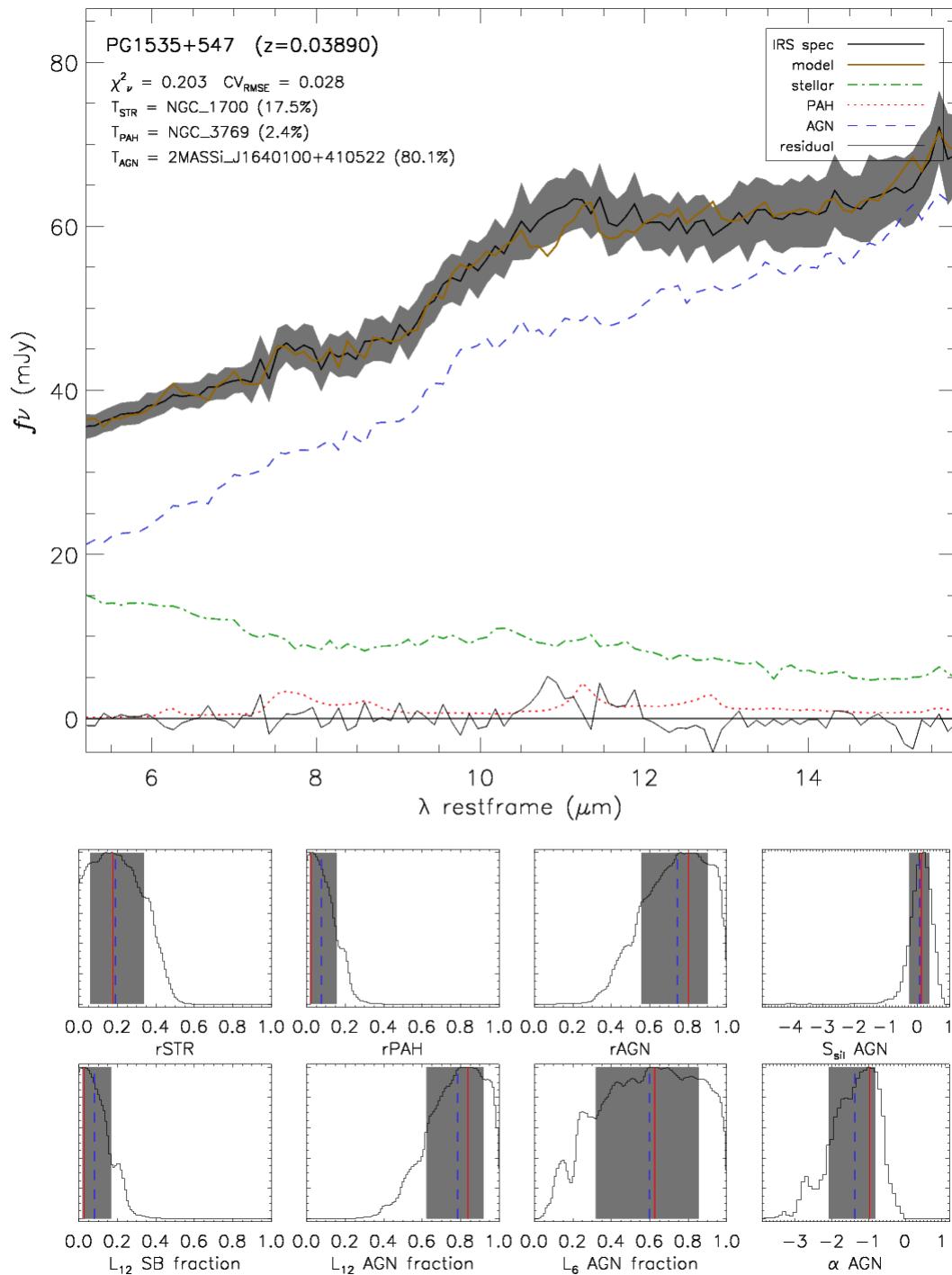
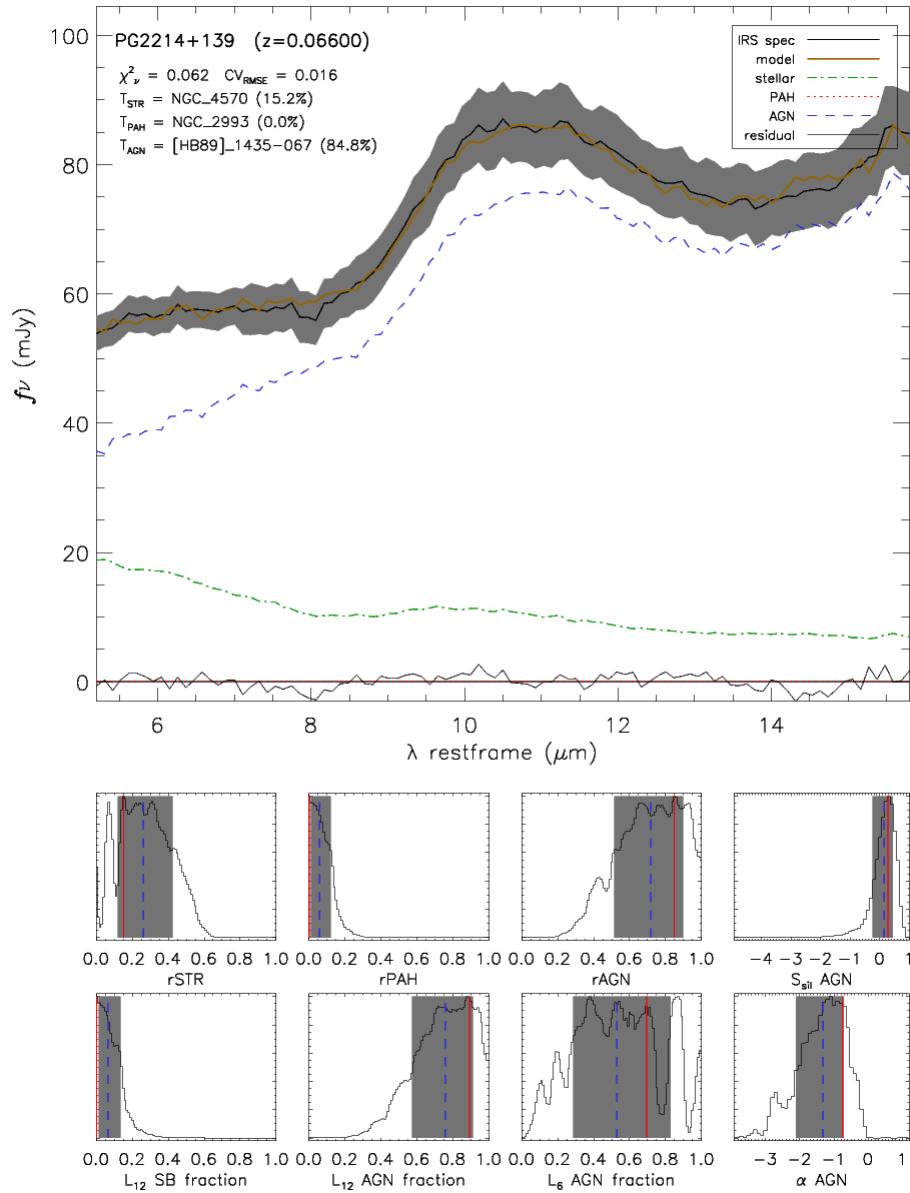


Figura D.15: **PG 1535+547.** Descomposición espectral como en la Figura 5.1.

Figura D.16: **PG 2214+139.** Descomposición espectral como en la Figura 5.1.

Apéndice E

SED y distribuciones marginales posteriores de los parámetros del modelo del Capítulo 5 (parte I)

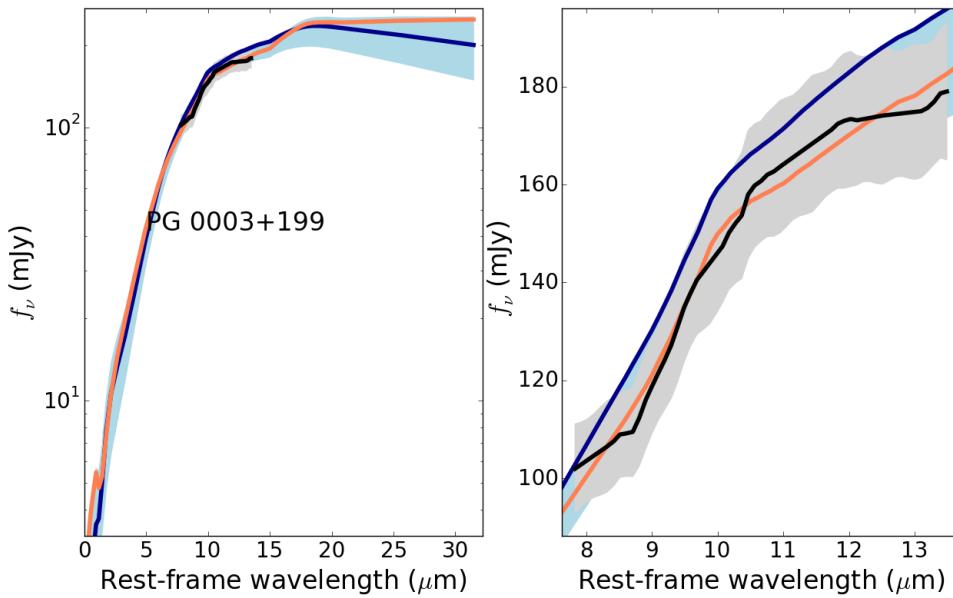


Figura E.1: **SED modelada: PG 0003+199.** **Panel izquierdo:** SED nuclear observada en el cercano IR (emisión no resuelta, Tabla 4.5) y la espectroscopía del mediano IR (obtenida después de sustraer la contribución del starburst al espectro de IRS/*Spitzer*, línea negra). Los puntos violeta son obtenidos de extrapolar la componente estelar y de PAH, y sustraerla al espectro IRS en 20 y 30 μm en la longitud de onda observada. Estos valores no se usaron para hacer el ajuste de BAYESCLUMPY. La línea azul y la región sombreada representan el mejor ajuste del modelo *clumpy* del toroide y el intervalo de modelos dentro del 68% de incertidumbre, respectivamente. La línea anaranjada es el modelo más probable (MAP). **Panel derecho:** aumento de la imagen de la izquierda alrededor de las características del silicato en 9.7 μm .

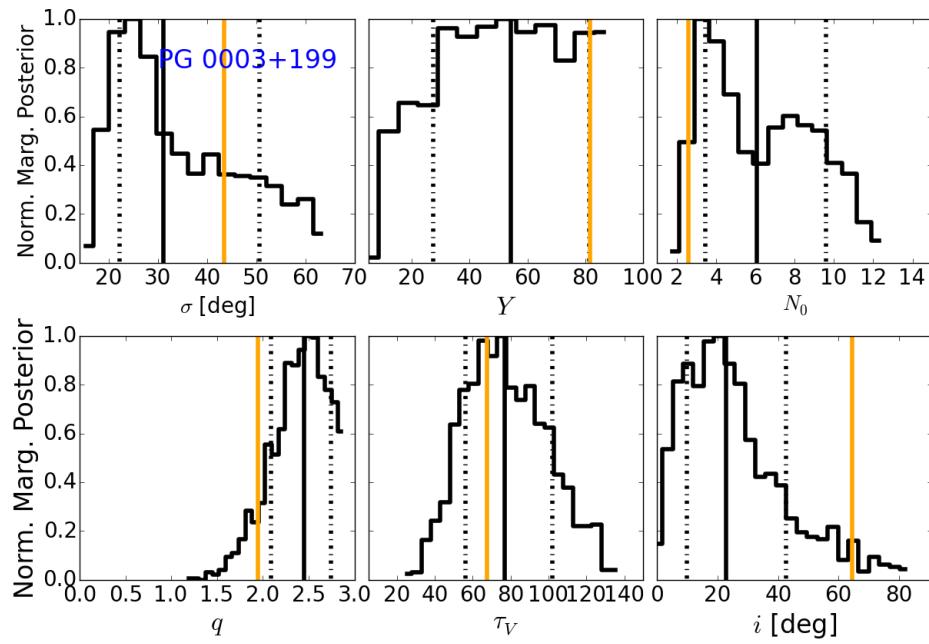


Figura E.2: **PG 0003+199**. Distribuciones marginales posteriores de los parámetros de los modelos *clumpy* del toroide ajustados a la emisión nuclear (no resuelta) del cercano IR y el espectro IRS-PAH-sustraído. La líneas cortadas representan los intervalos de 1σ , mientras que las líneas sólidas negras y anaranjadas los valores promedios y MAP de las distribuciones, respectivamente.

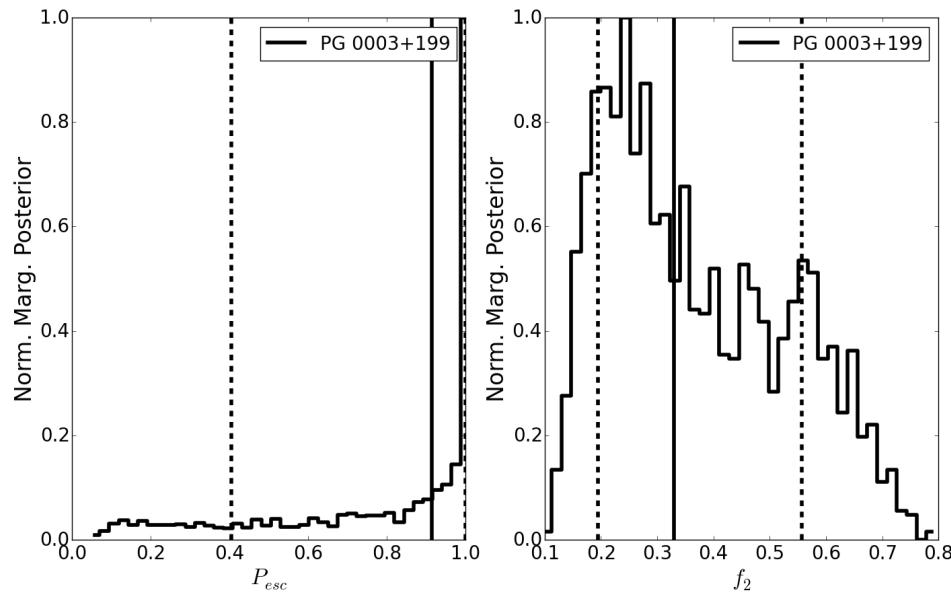


Figura E.3: **PG 0003+199.** **Panel izquierdo:** Distribución posterior de la probabilidad de escape P_{esc} . **Panel derecho:** Distribución posterior del factor de cubrimiento f_2 .

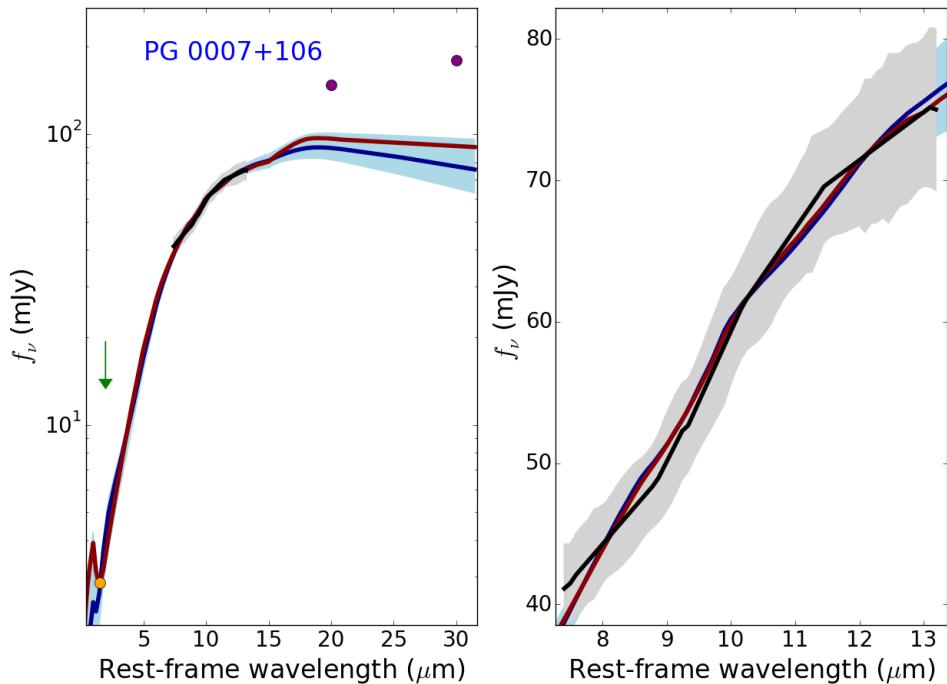


Figura E.4: **SED modelada:** PG 0007+106. Como en la Figura E.1.

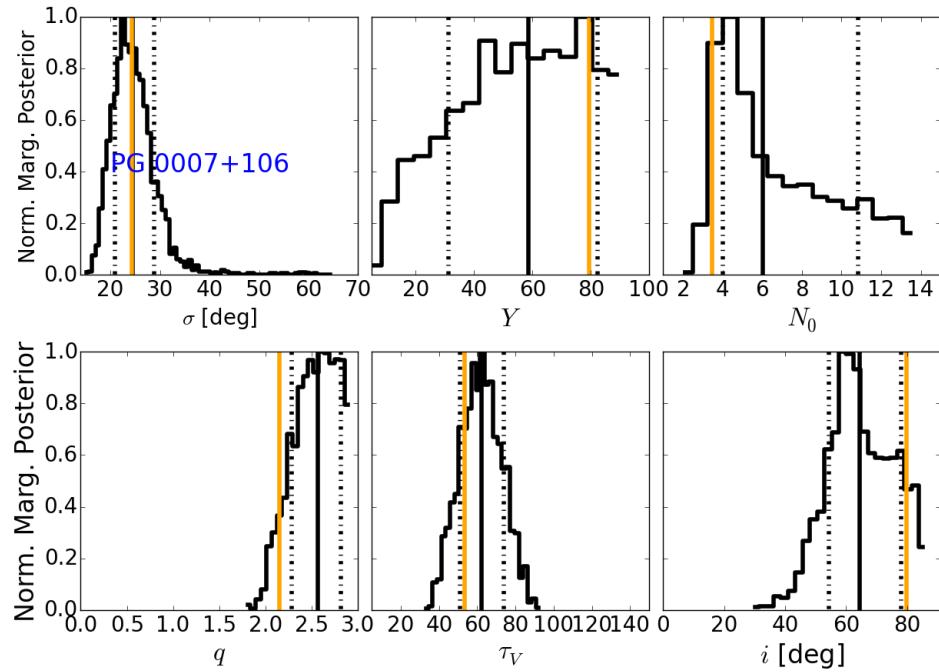


Figura E.5: **PG 0007+106**. Distribución de parámetros *clumpy* posteriores. Como en la Figura E.2.

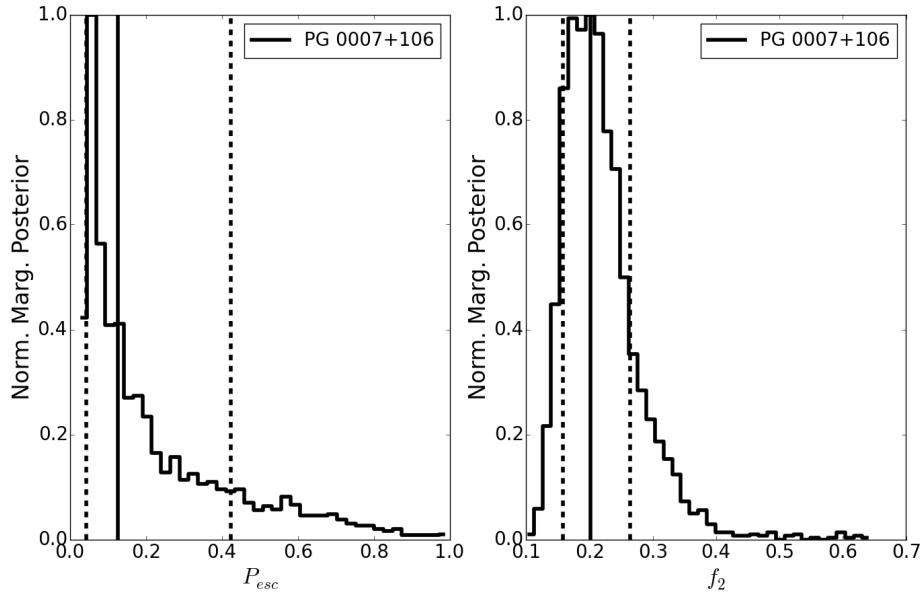


Figura E.6: **PG 0007+106**. Distribución de parámetros *clumpy* posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.

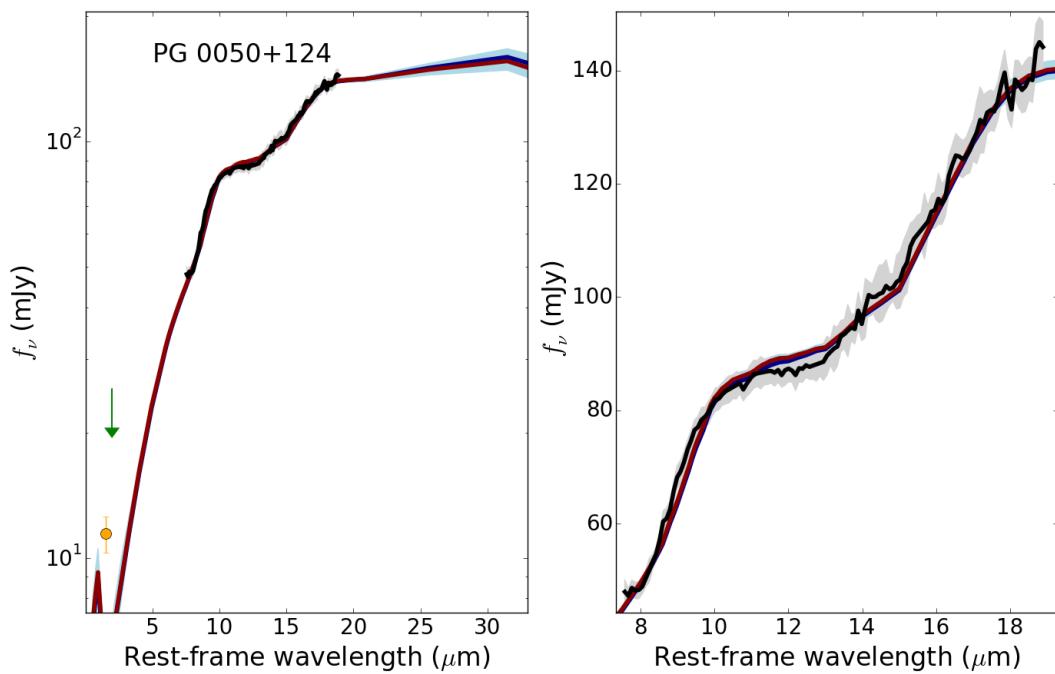


Figura E.7: **SED modelada: PG 0050+124.** Como en la Figura E.1.

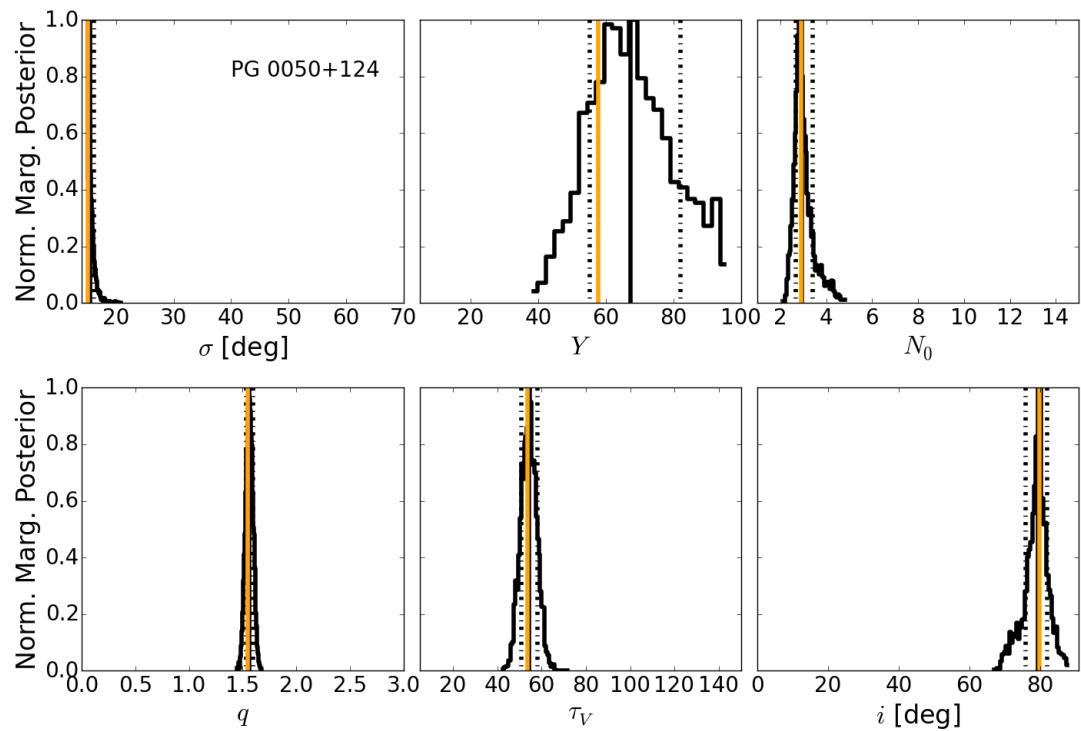


Figura E.8: **PG 0050+124**. Distribución de parámetros *clumpy* posteriores. Como en la Figura E.2.

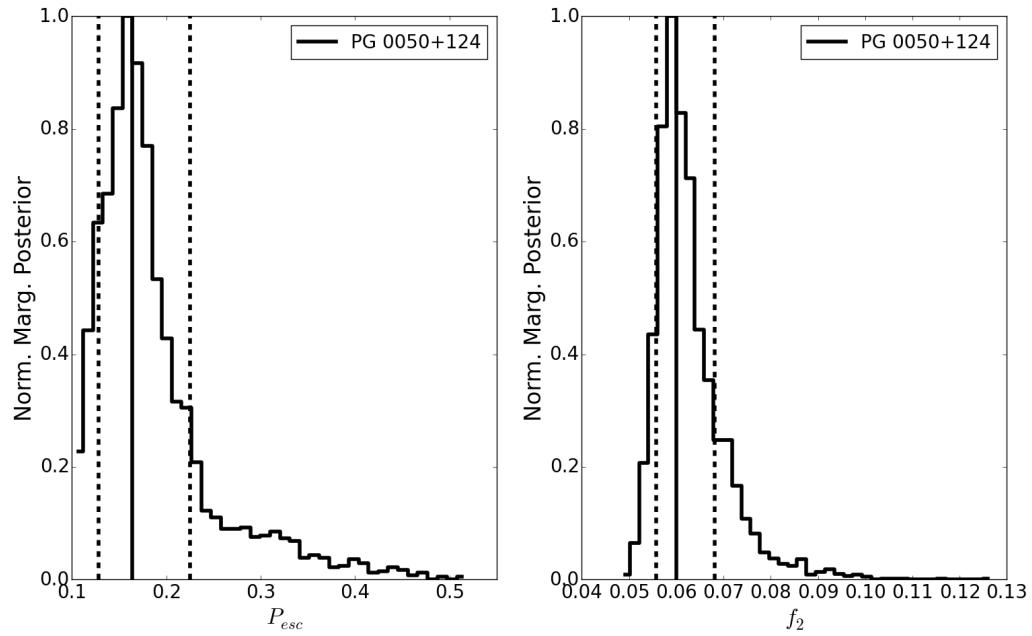


Figura E.9: **PG 0050+124**. Distribución de parámetros *clumpy* posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.

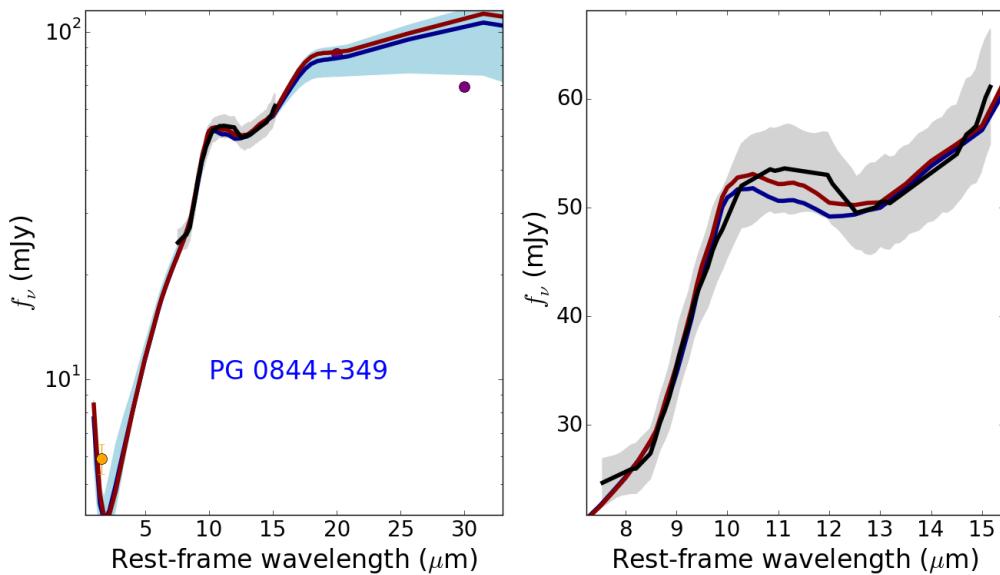


Figura E.10: **SED modelada: PG 0844+349**. Como en la Figura E.1.

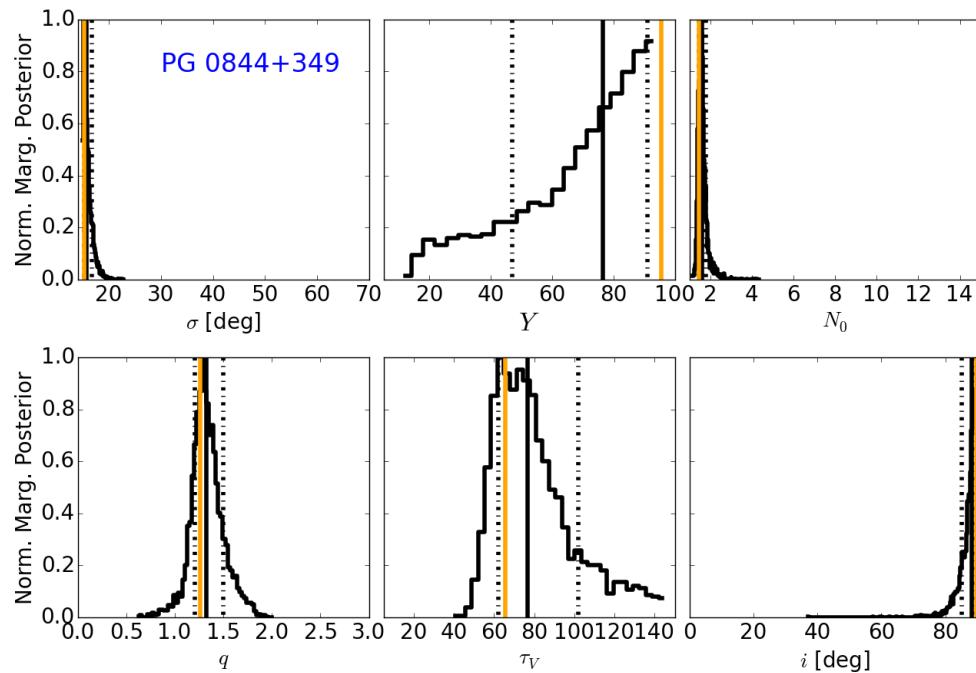


Figura E.11: **PG 0844+349**. Distribución de parámetros *clumpy* posteriores. Como en la Figura E.2.

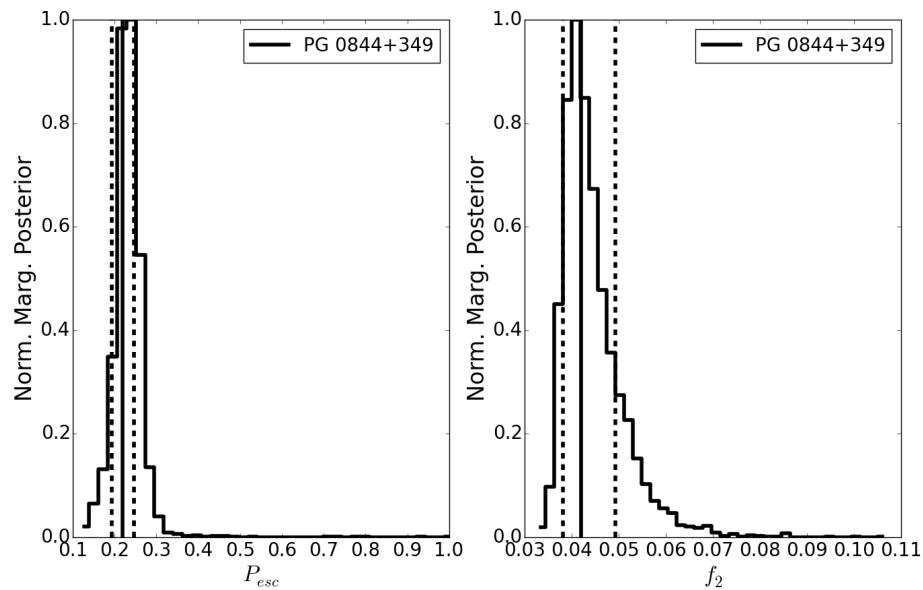


Figura E.12: **PG 0844+349**. Distribución de parámetros *clumpy* posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.

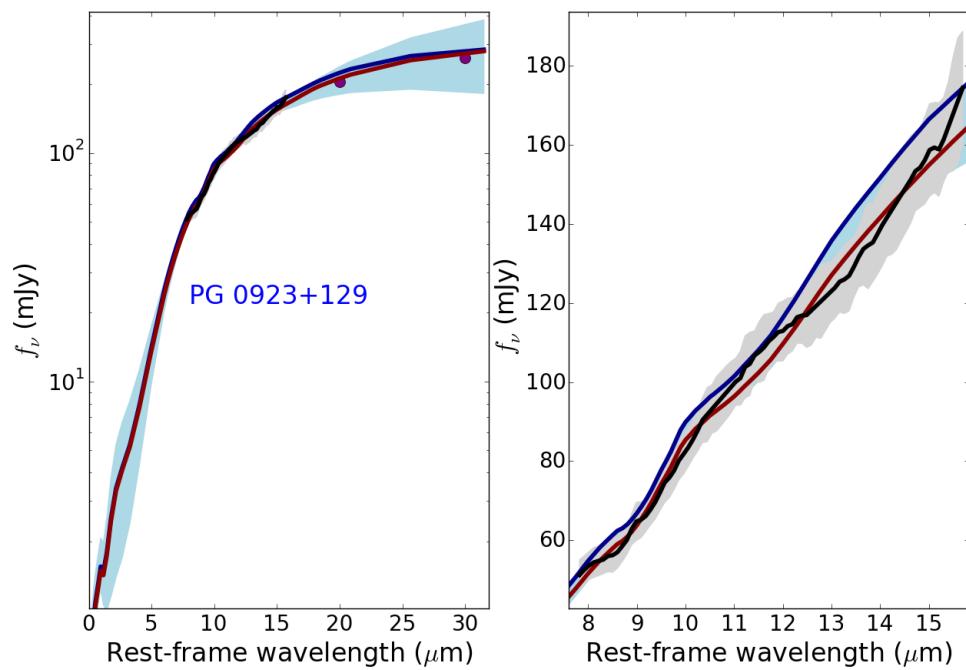


Figura E.13: **SED modelada: PG 0923+129.** Como en la Figura E.1.

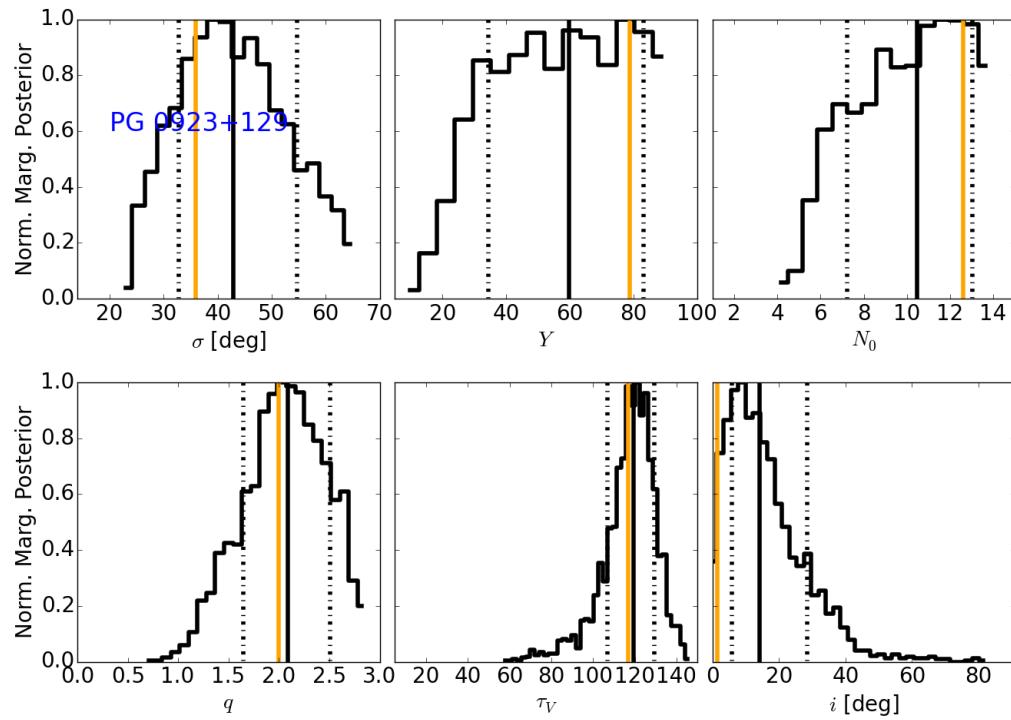


Figura E.14: **PG 0923+129.** Distribución de parámetros *clumpy* posteriores. Como en la Figura E.2.

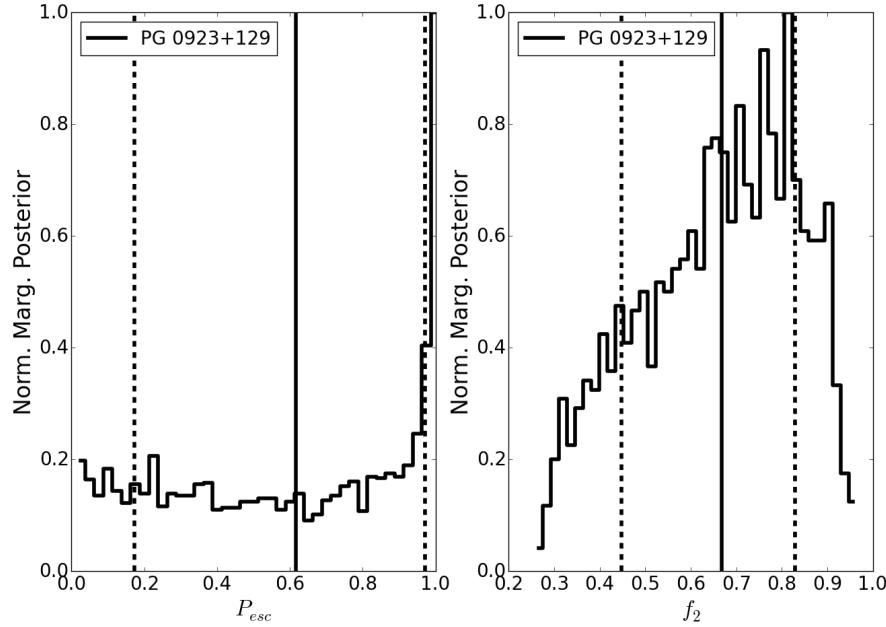


Figura E.15: **PG 0923+129.** Distribución de parámetros *clumpy* posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.

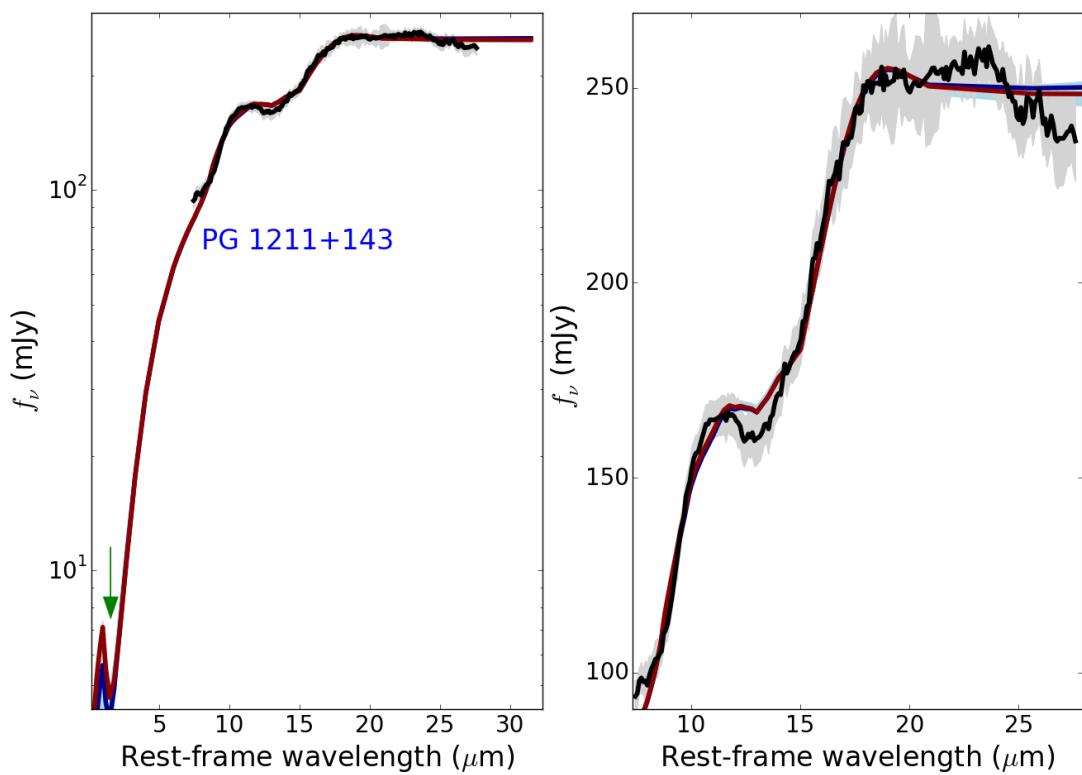


Figura E.16: **SED modelada: PG 1211+143.** Como en la Figura E.1.

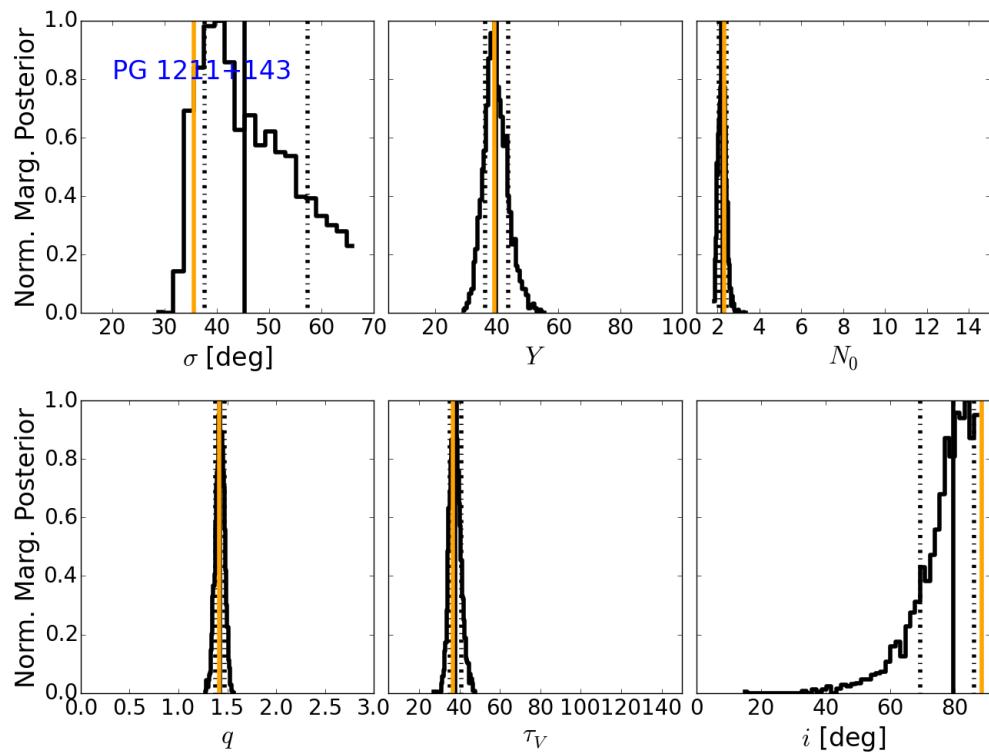


Figura E.17: **PG 1211+143**. Distribución de parámetros *clumpy* posteriores. Como en la Figura E.2.

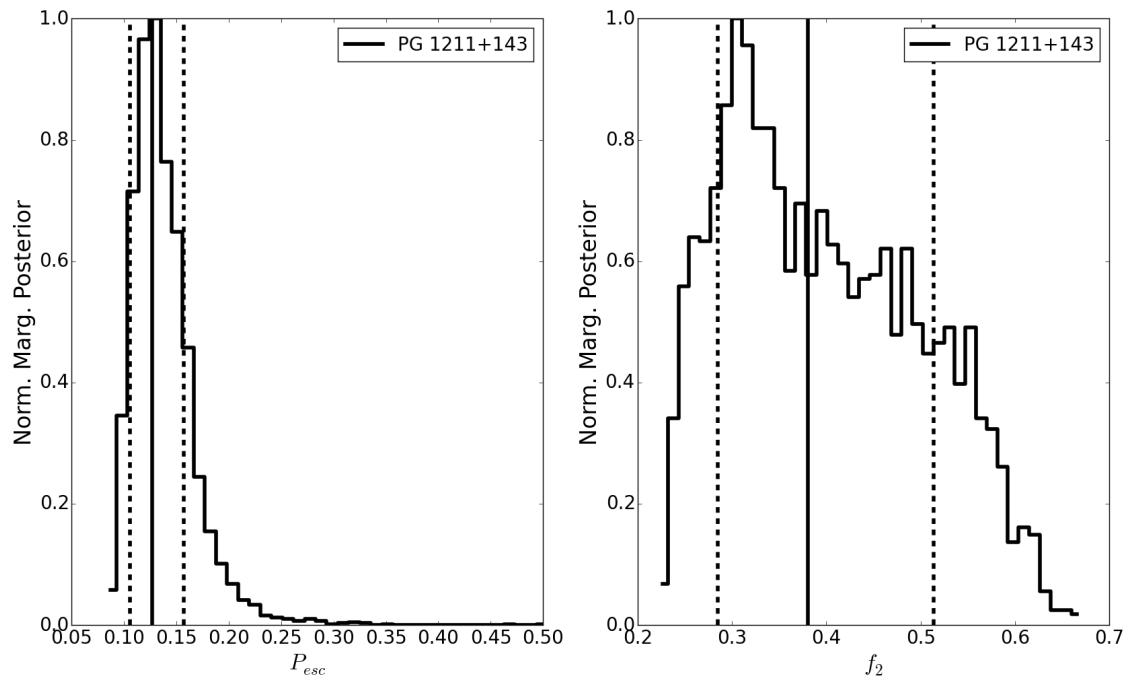


Figura E.18: **PG 1211+143**. Distribución de parámetros *clumpy* posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.

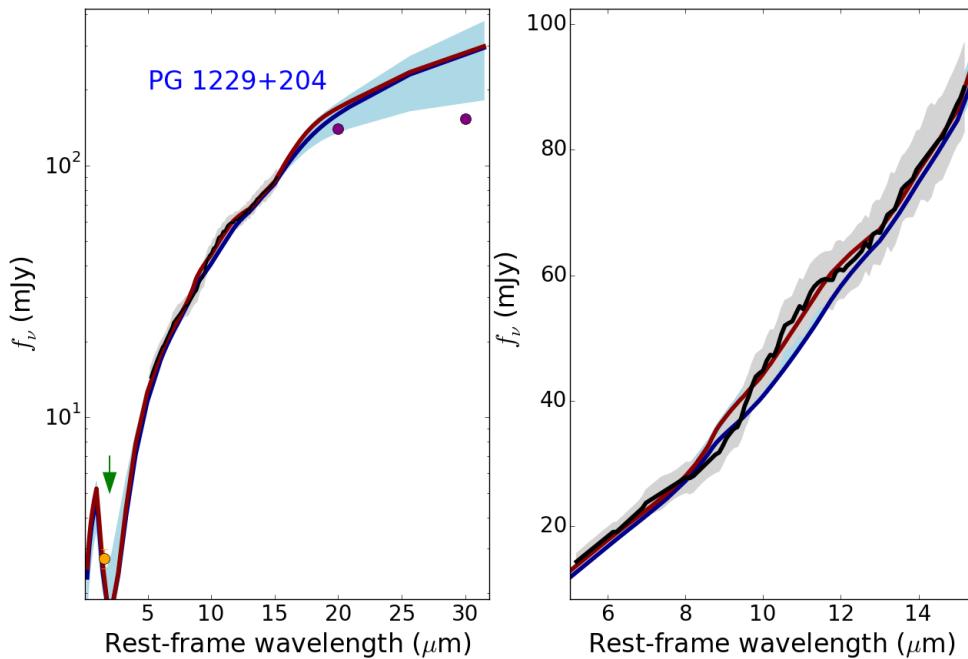


Figura E.19: **SED modelada: PG 1229+204**. Como en la Figura E.1.

Apéndice F

SED y distribuciones marginales posteriores de los parámetros del modelo del Capítulo 5 (parte II)

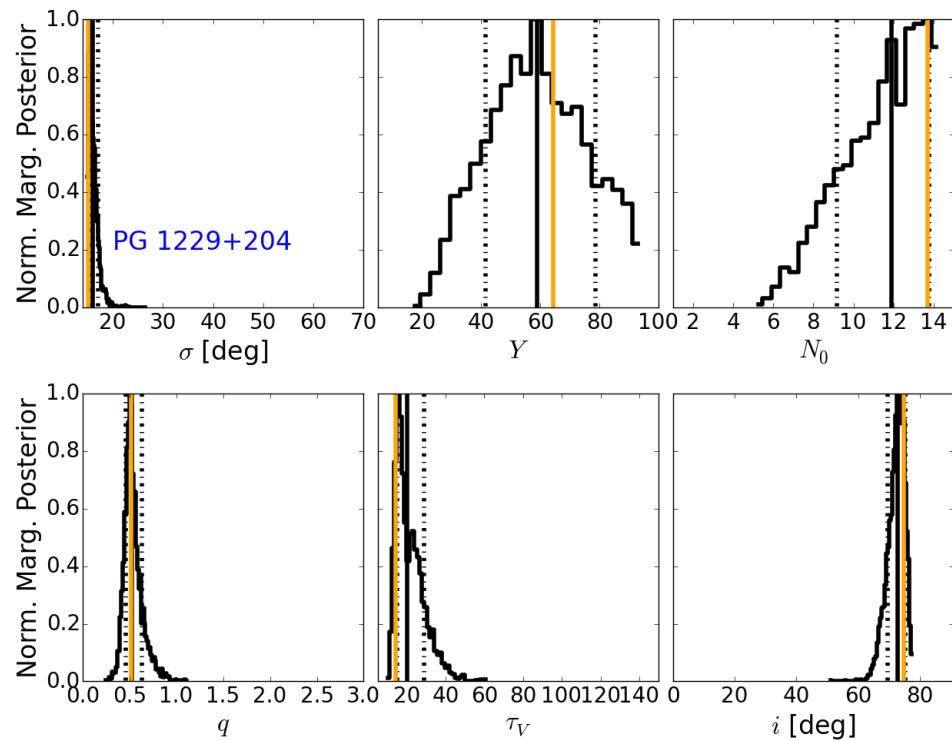


Figura F.1: **PG 1229+204.** Distribución de parámetros *clumpy* posteriores. Como en la Figura E.2.

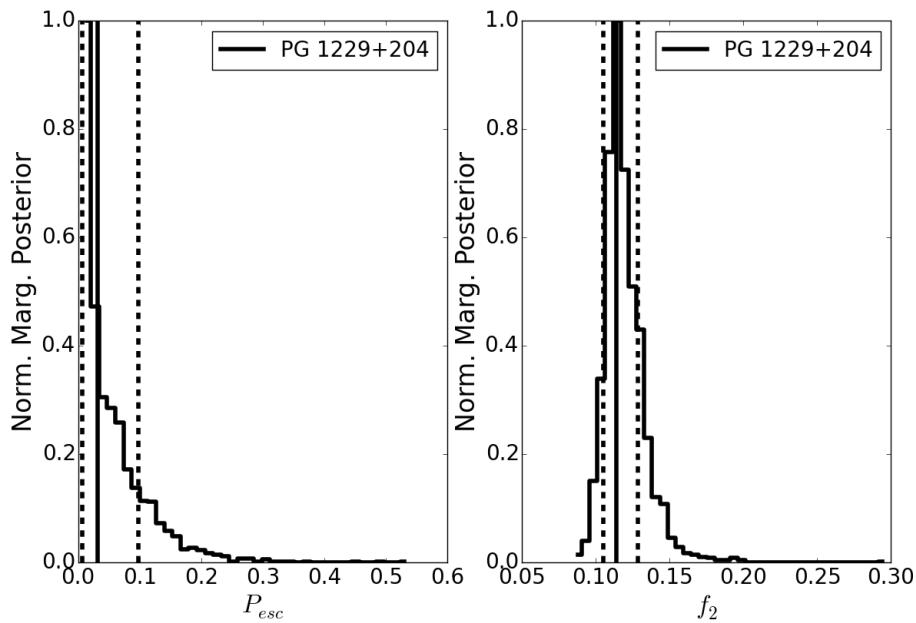


Figura F.2: **PG 1229+204**. Distribución de parámetros *clumpy* posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.

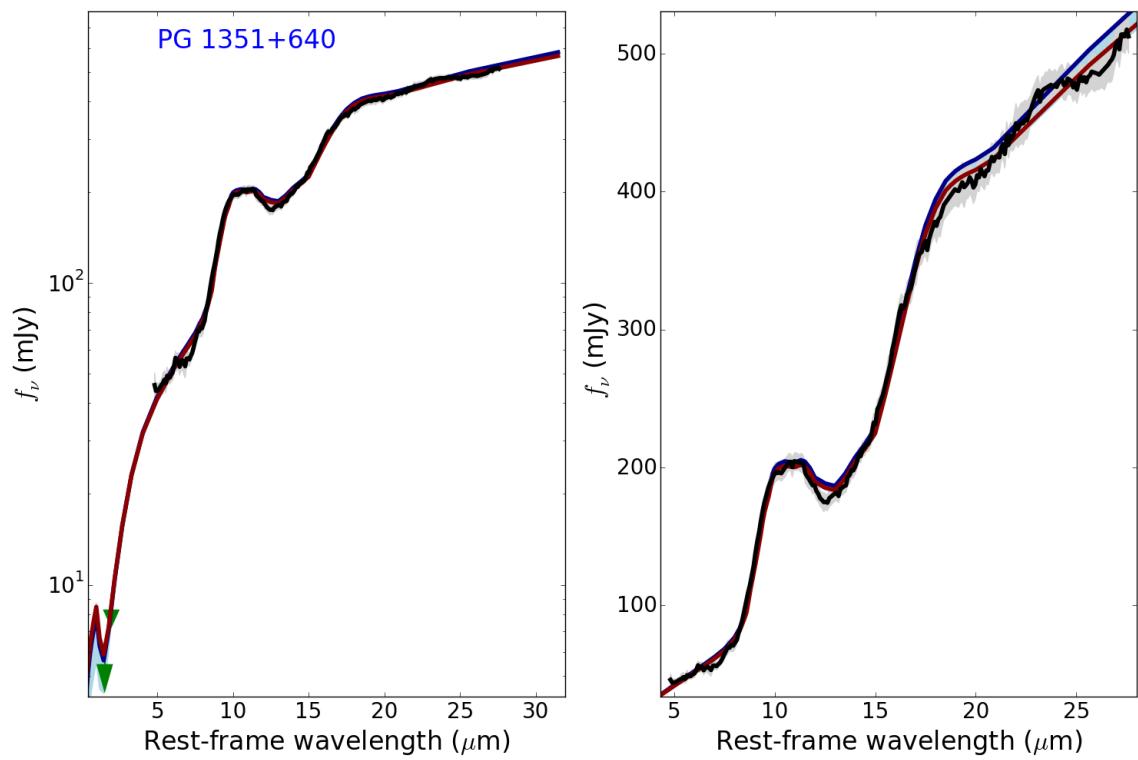


Figura F.3: **SED modelada: PG 1351+640.** Como en la Figura E.1.

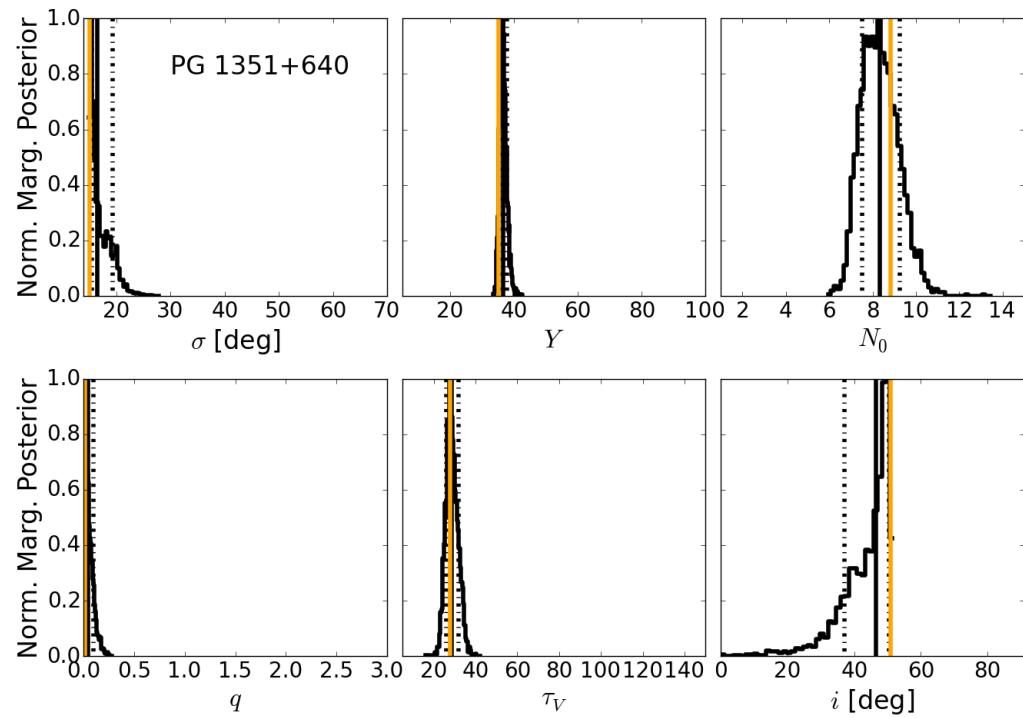


Figura F.4: **PG 1351+640.** Distribución de parámetros *clumpy* posteriores. Como en la Figura E.2.

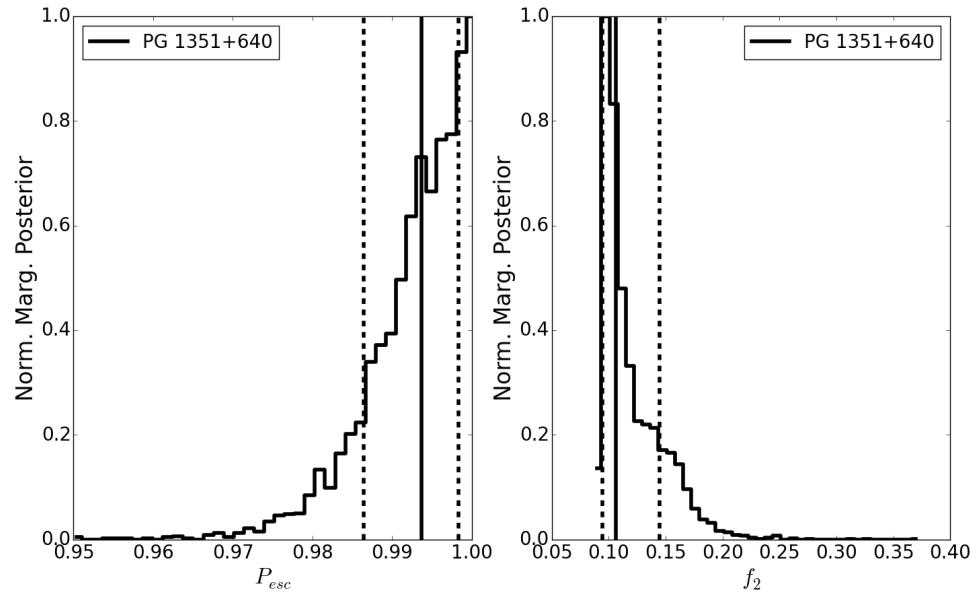


Figura F.5: **PG 1351+640.** Distribución de parámetros *clumpy* posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.

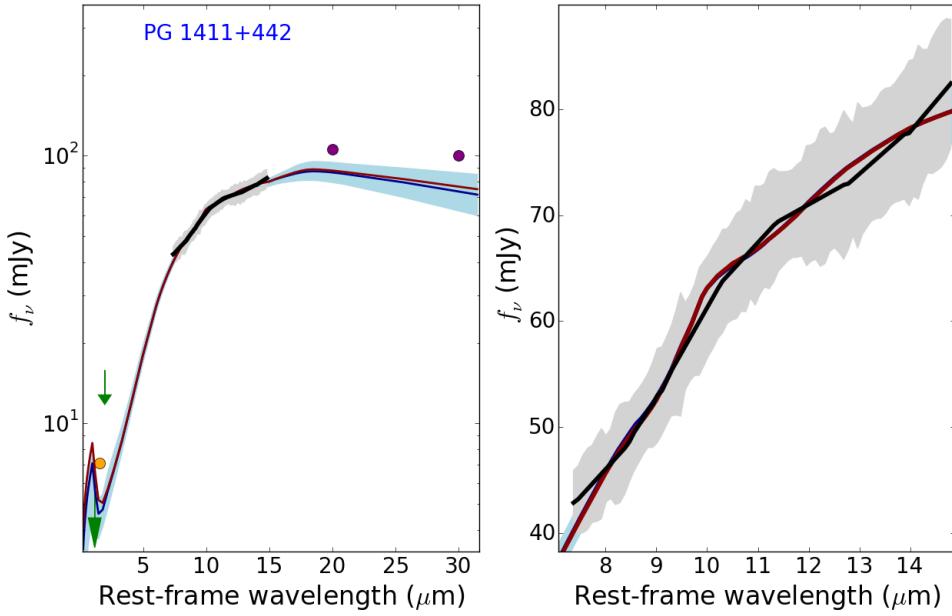


Figura F.6: SED modelada: PG 1411+442. Como en la Figura E.1.

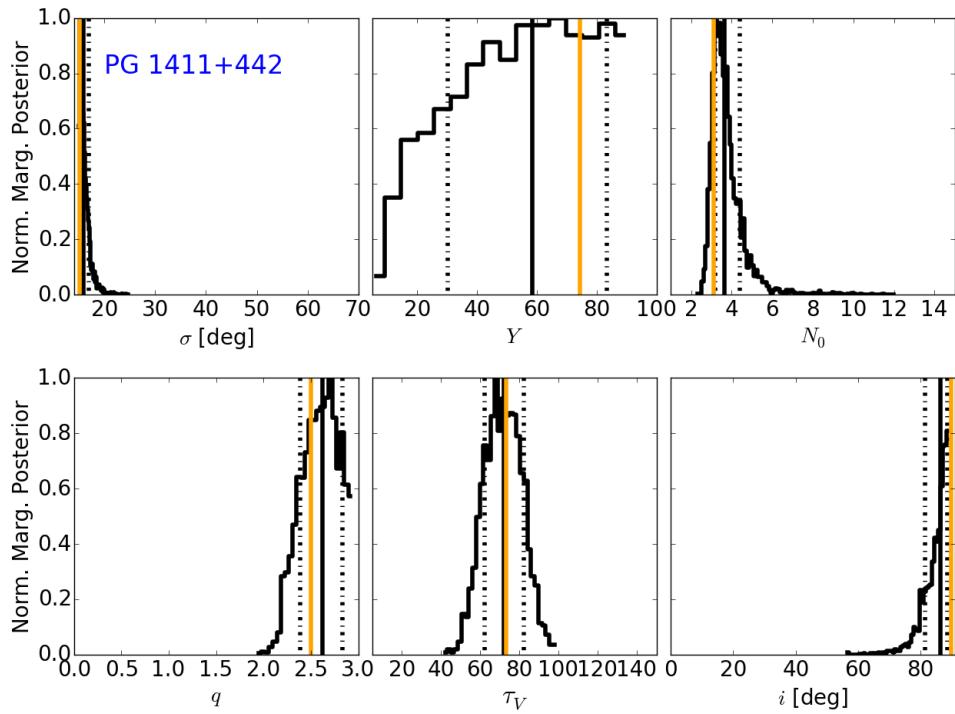


Figura F.7: PG 1411+442. Distribución de parámetros *clumpy* posteriores. Como en la Figura E.2.

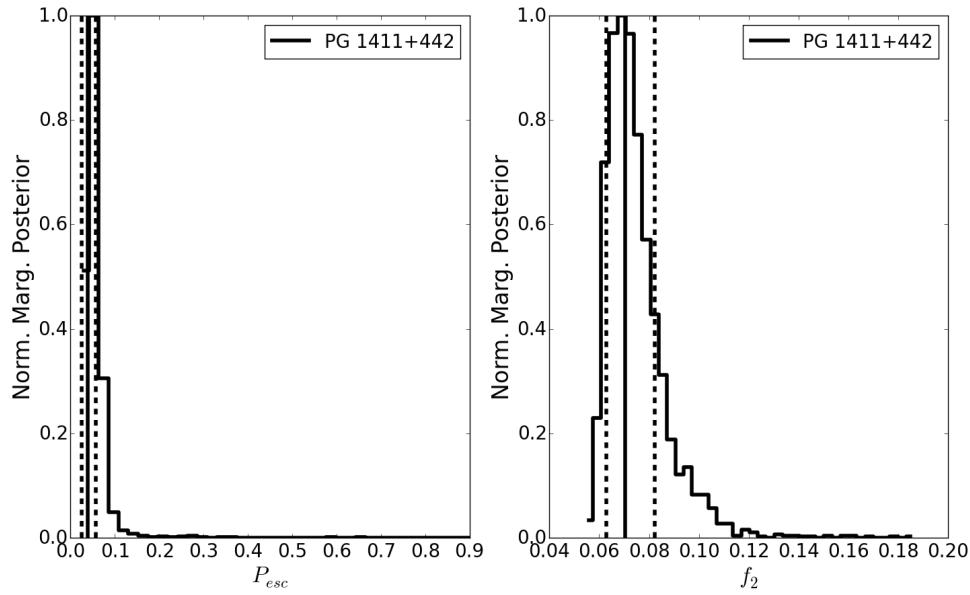


Figura F.8: **PG 1411+442**. Distribución de parámetros *clumpy* posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.

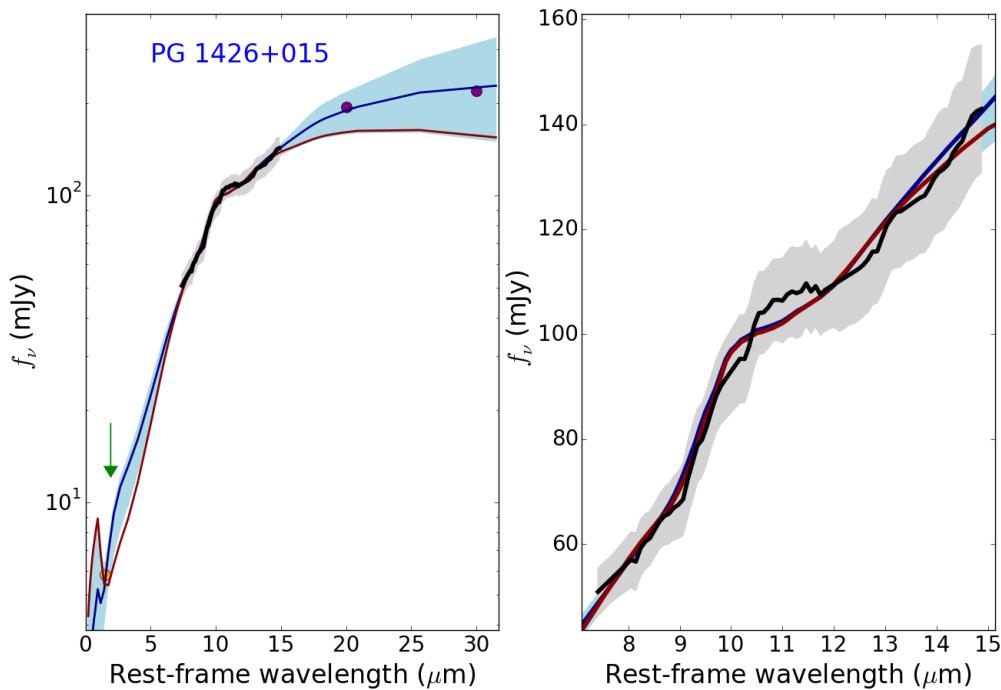


Figura F.9: **SED modelada: PG 1426+015**. Como en la Figura E.1.

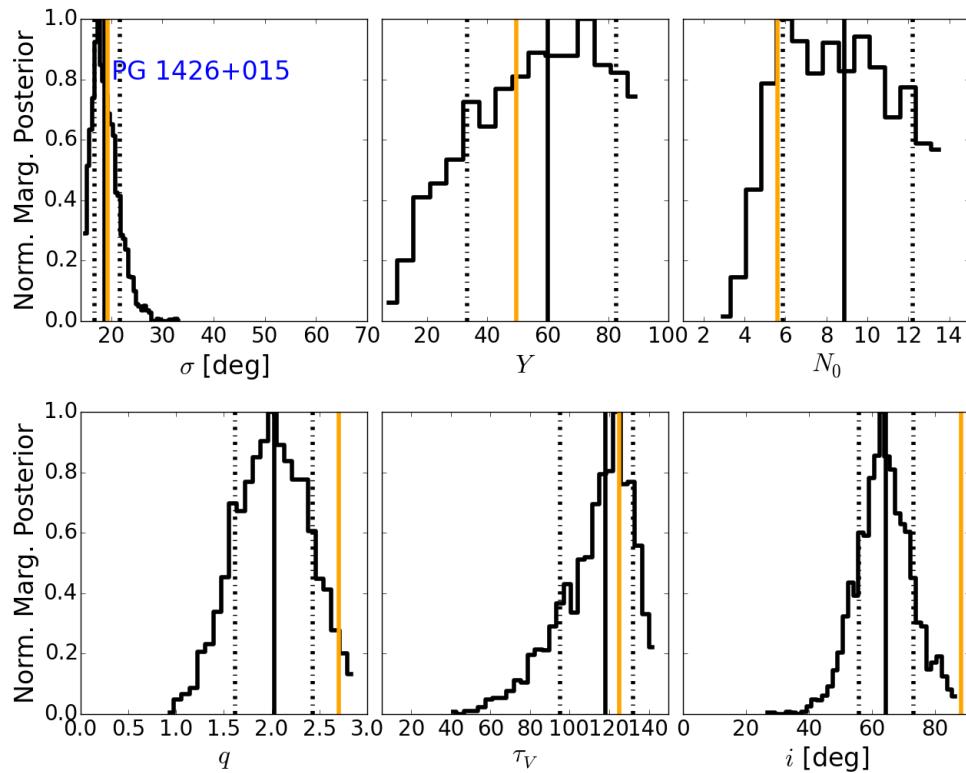


Figura F.10: **PG 1426+015**. Distribución de parámetros *clumpy* posteriores. Como en la Figura E.2.

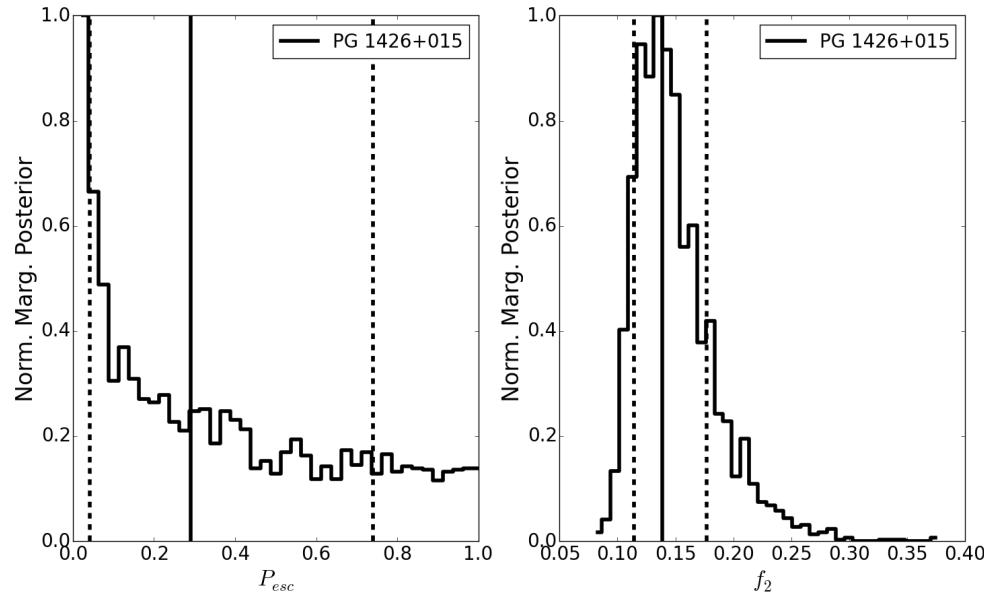


Figura F.11: **PG 1426+015.** Distribución de parámetros *clumpy* posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.

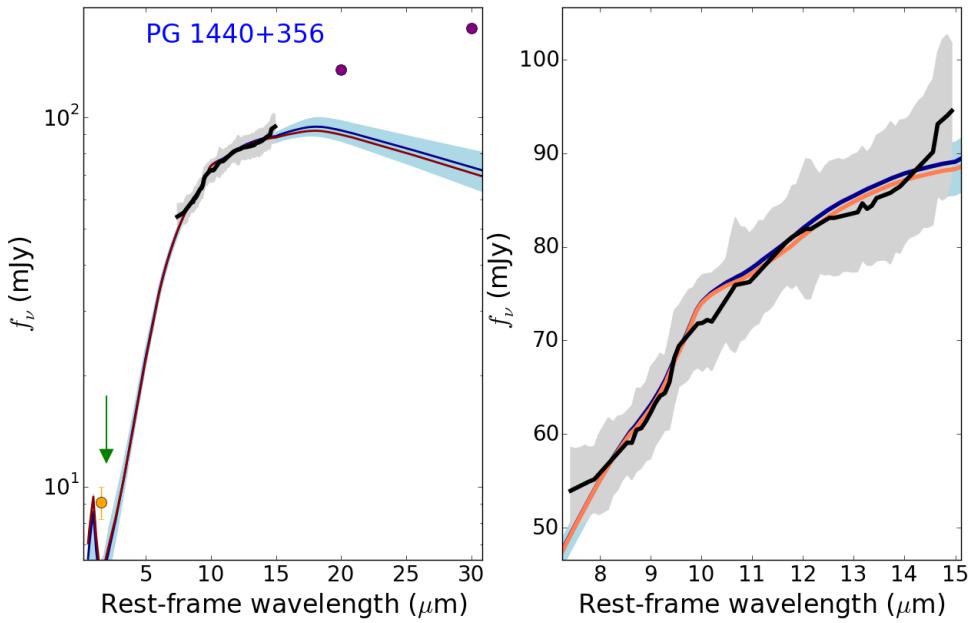


Figura F.12: **SED modelada:** **PG 1440+356.** Como en la Figura E.1.

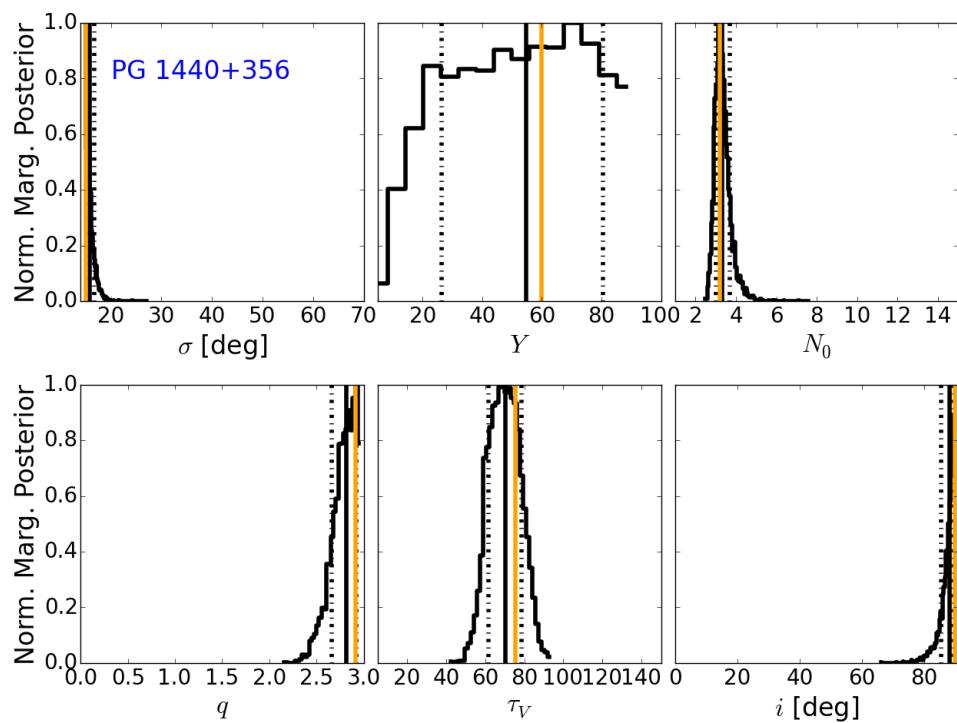


Figura F.13: **PG 1440+356**. Distribución de parámetros *clumpy* posteriores. Como en la Figura E.2.

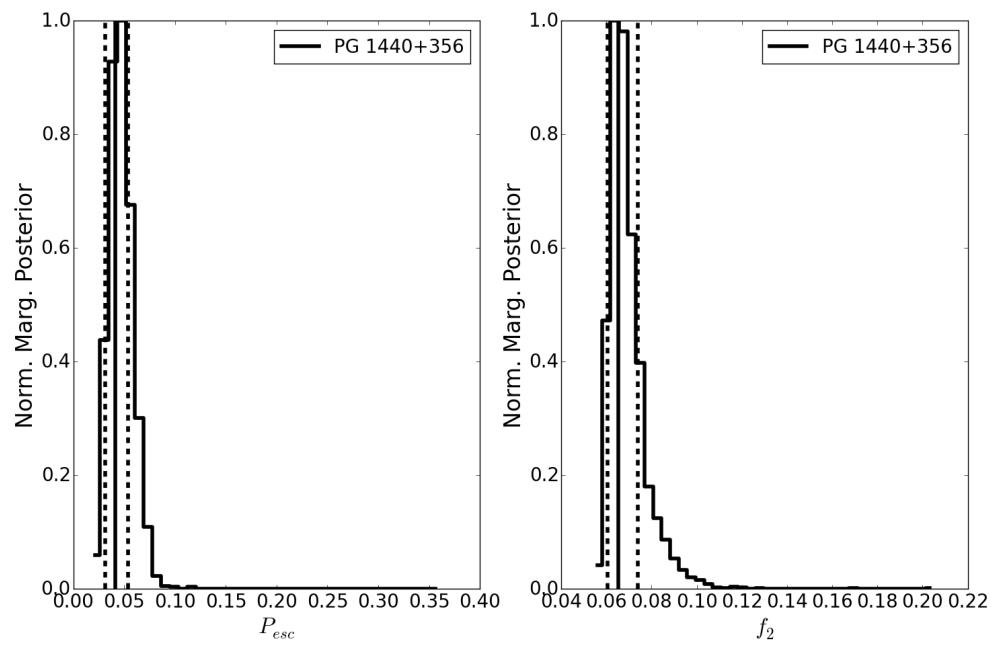


Figura F.14: **PG 1440+356**. Distribución de parámetros *clumpy* posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.

Apéndice G

SED y distribuciones marginales posteriores de los parámetros del modelo del Capítulo 5 (parte III)

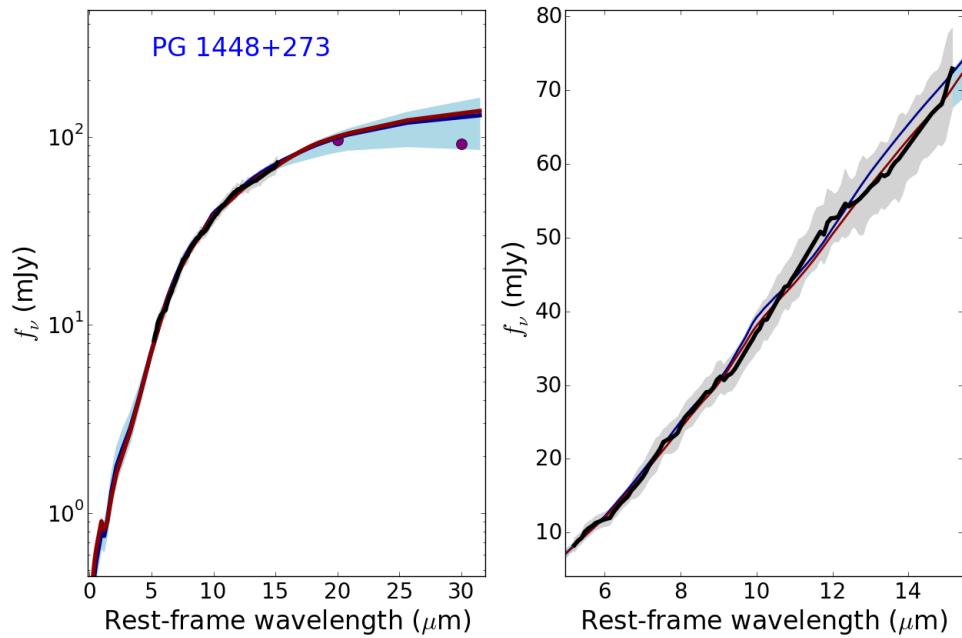


Figura G.1: SED modelada: PG 1448+273. Como en la Figura E.1.

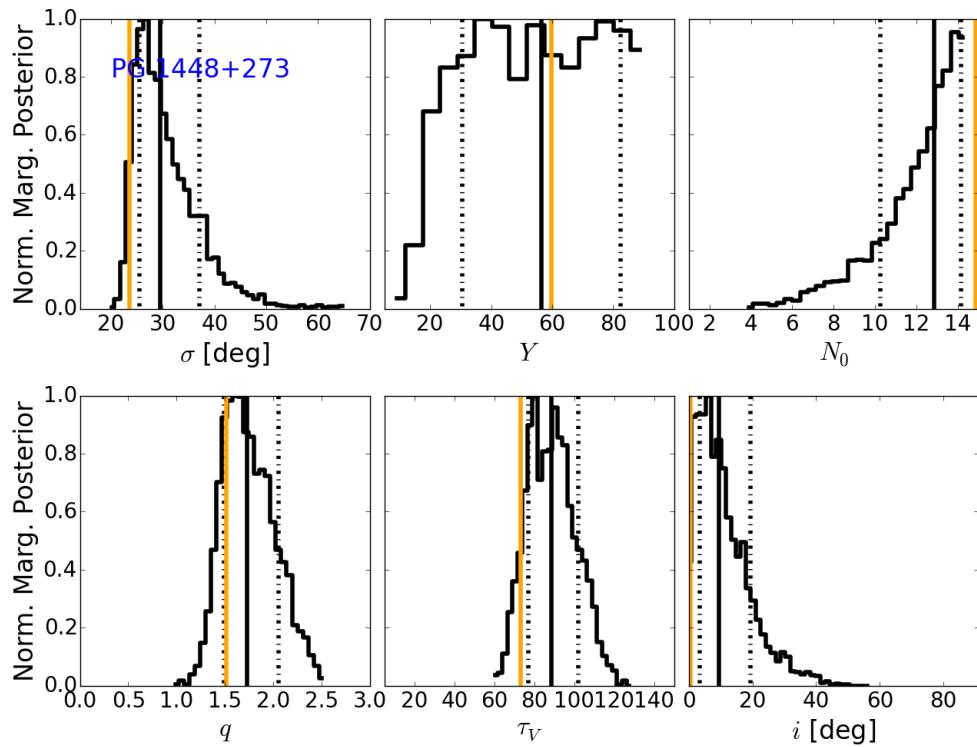


Figura G.2: **PG 1448+273.** Distribución de parámetros *clumpy* posteriores. Como en la Figura E.2.

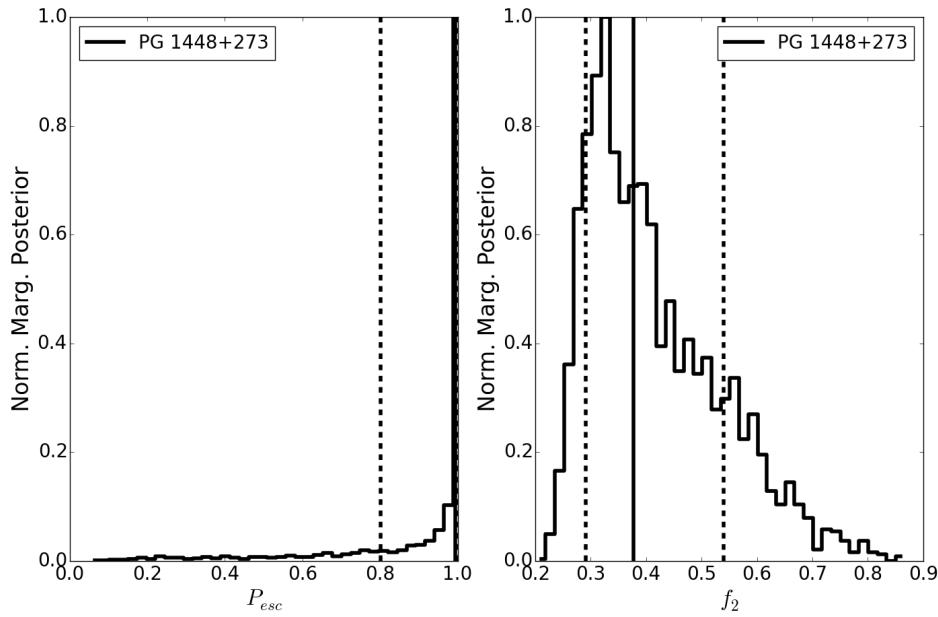


Figura G.3: **PG 1448+273.** Distribución de parámetros *clumpy* posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.

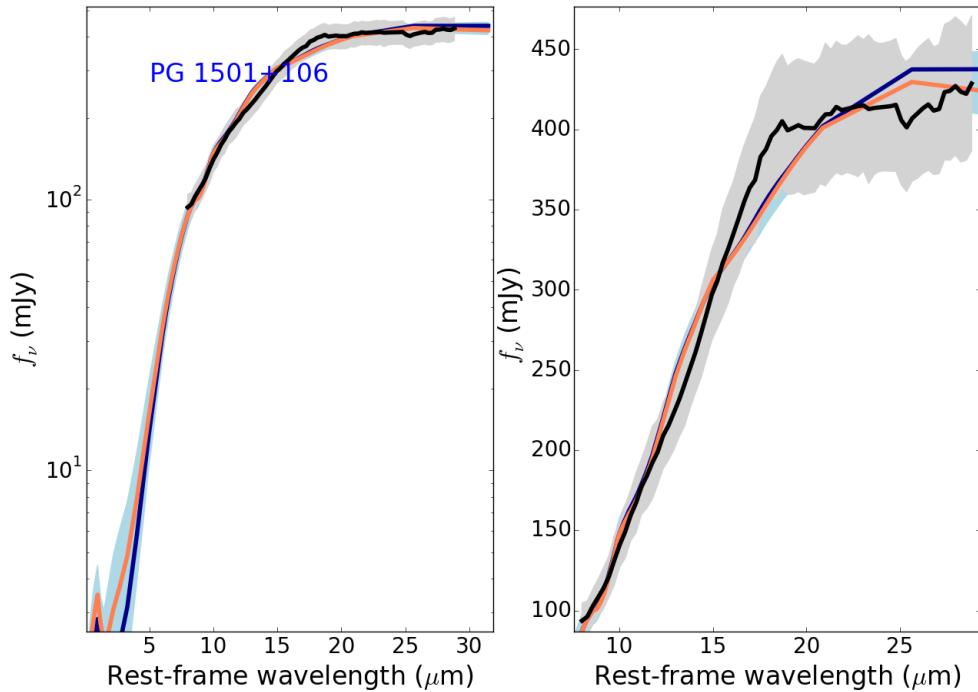


Figura G.4: **SED modelada:** PG 1501+106. Como en la Figura E.1.

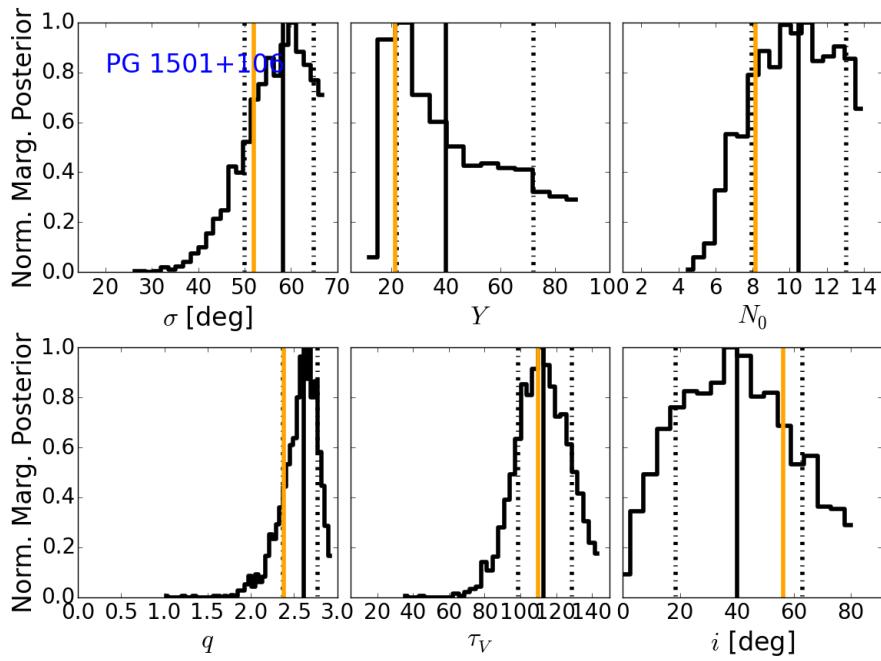


Figura G.5: **PG 1501+106.** Distribución de parámetros *clumpy* posteriores. Como en la Figura E.2.

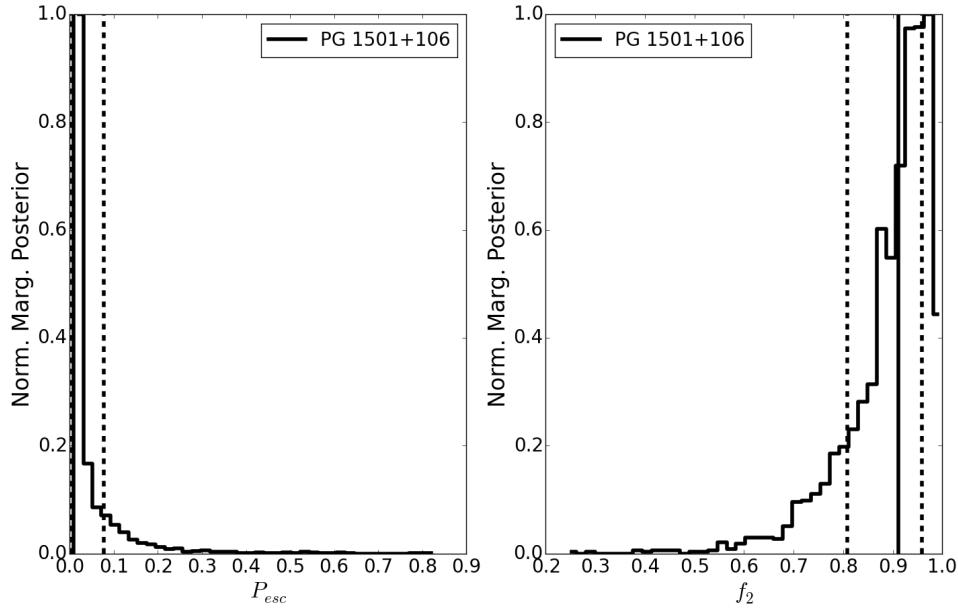


Figura G.6: **PG 1501+106.** Distribución de parámetros *clumpy* posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.

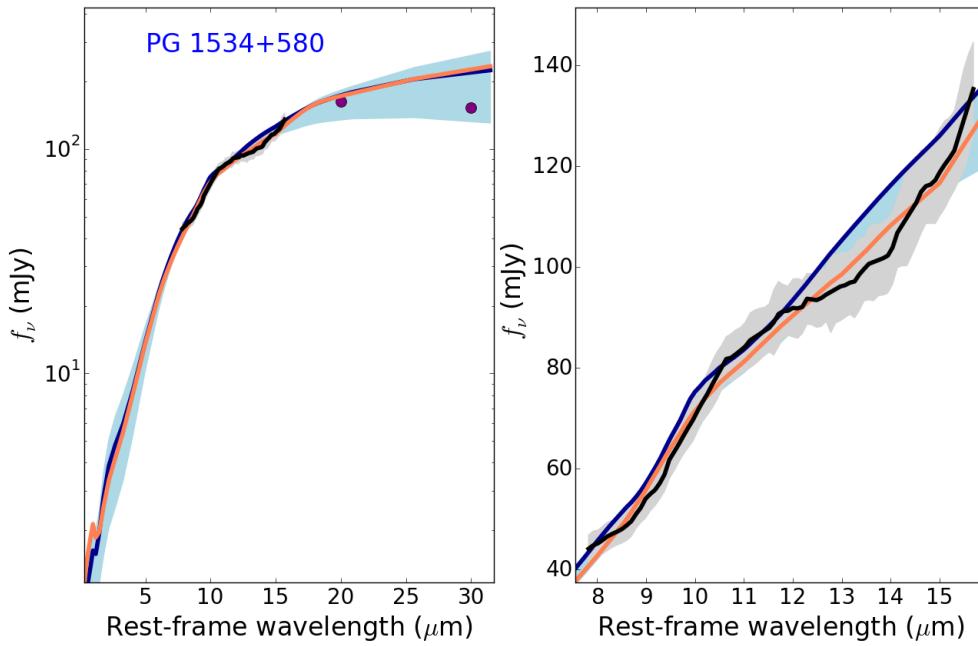


Figura G.7: **SED modelada: PG 1534+580.** Como en la Figura E.1.

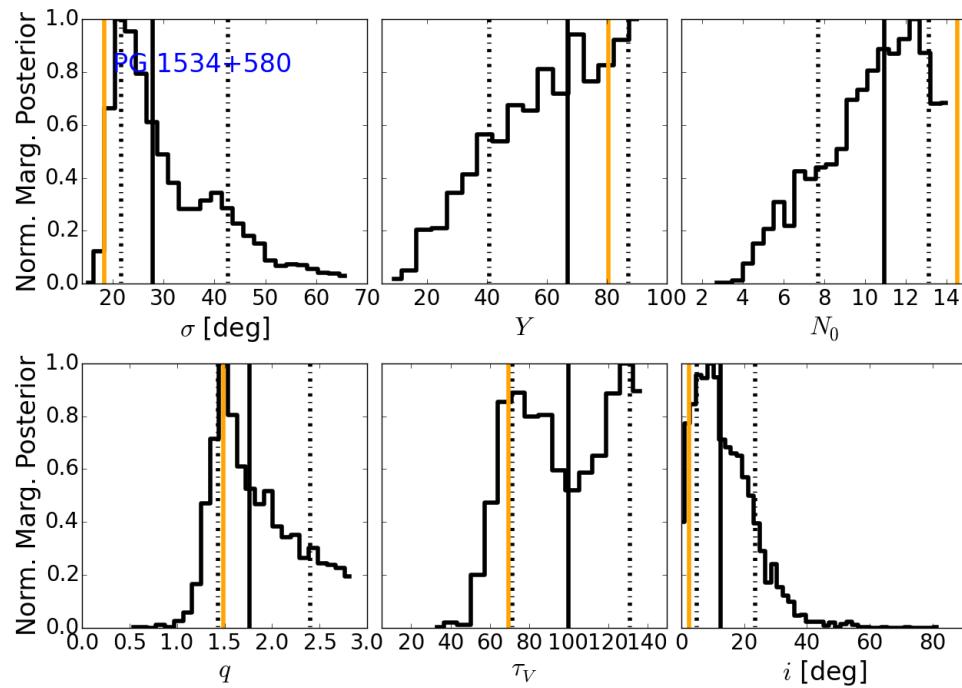


Figura G.8: **PG 1534+580.** Distribución de parámetros *clumpy* posteriores. Como en la Figura E.2.

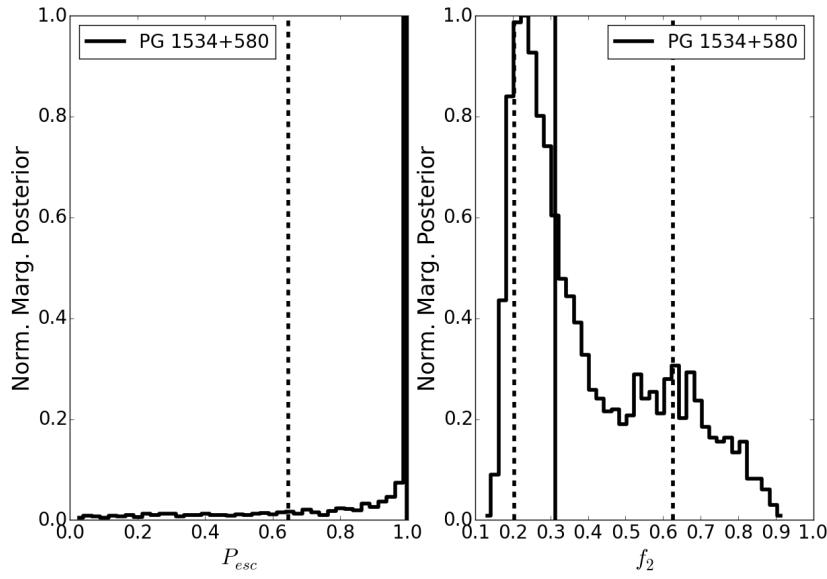


Figura G.9: **PG 1534+580.** Distribución de parámetros *clumpy* posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.

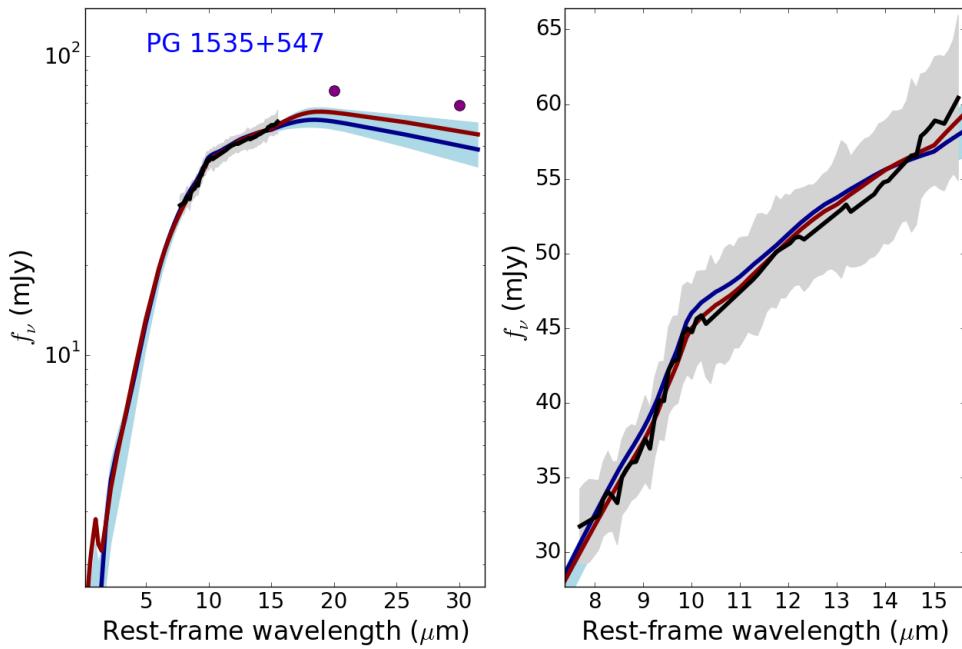


Figura G.10: **SED modelada:** PG 1535+547. Como en la Figura E.1.

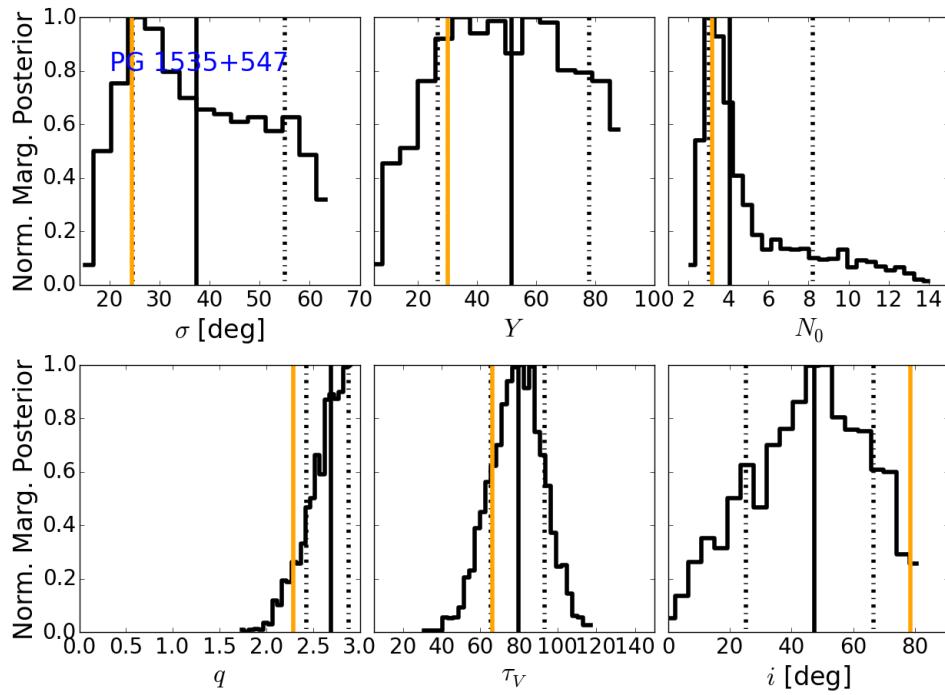


Figura G.11: **PG 1535+547.** Distribución de parámetros *clumpy* posteriores. Como en la Figura E.2.

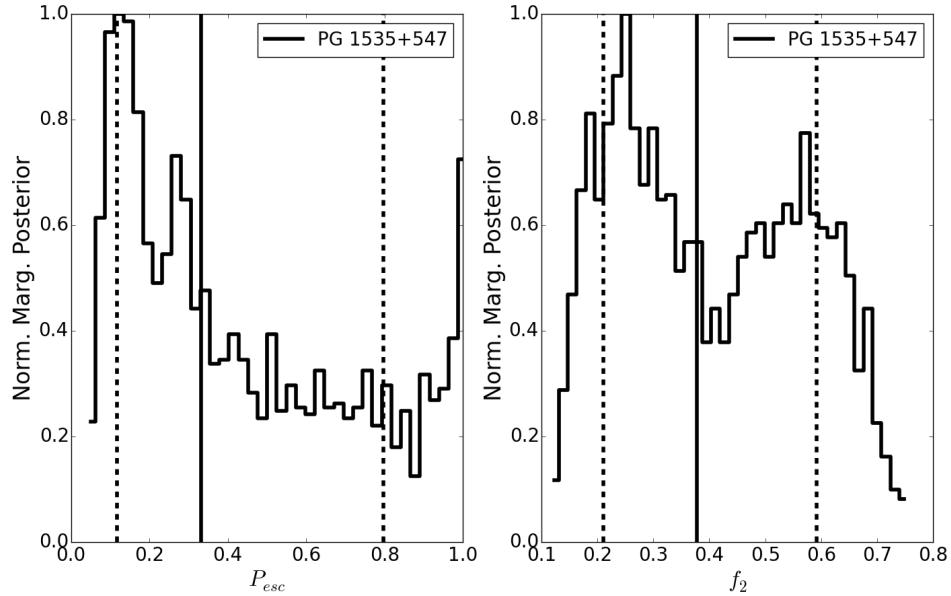


Figura G.12: **PG 1535+547.** Distribución de parámetros *clumpy* posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.

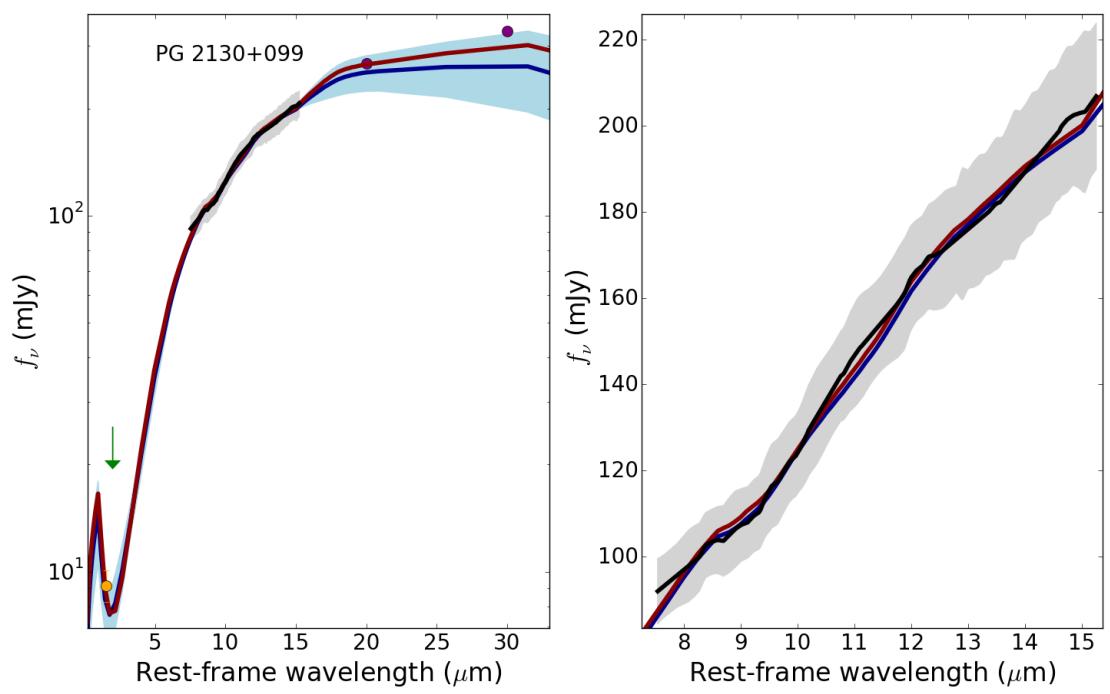


Figura G.13: **SED modelada: PG 2130+099.** Como en la Figura E.1.

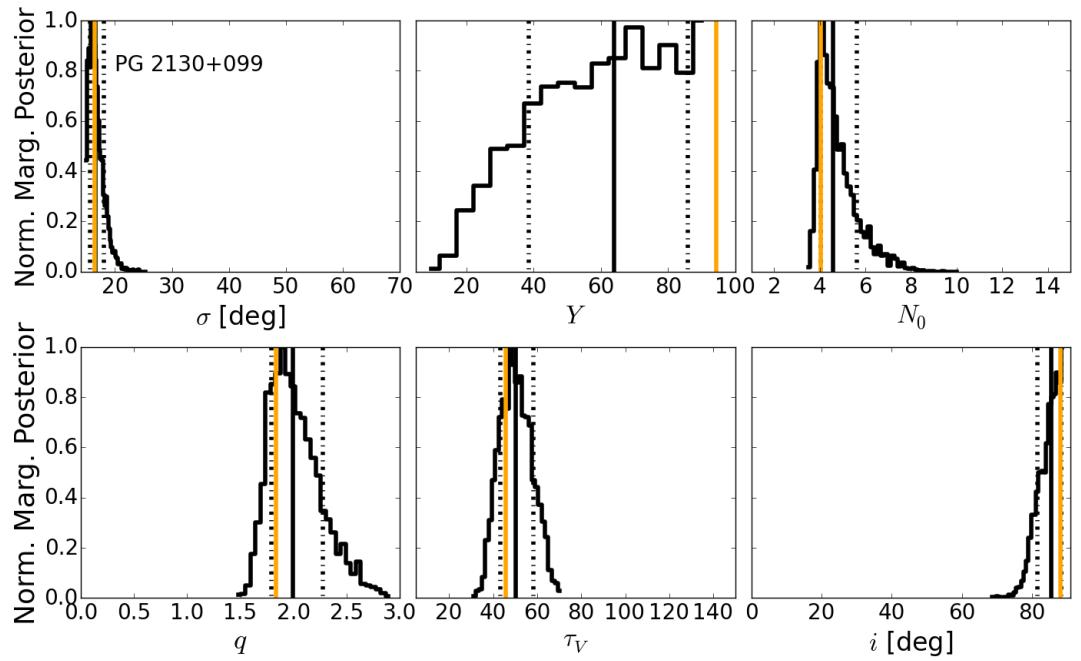


Figura G.14: **PG 2130+099**. Distribución de parámetros *clumpy* posteriores. Como en la Figura E.2.

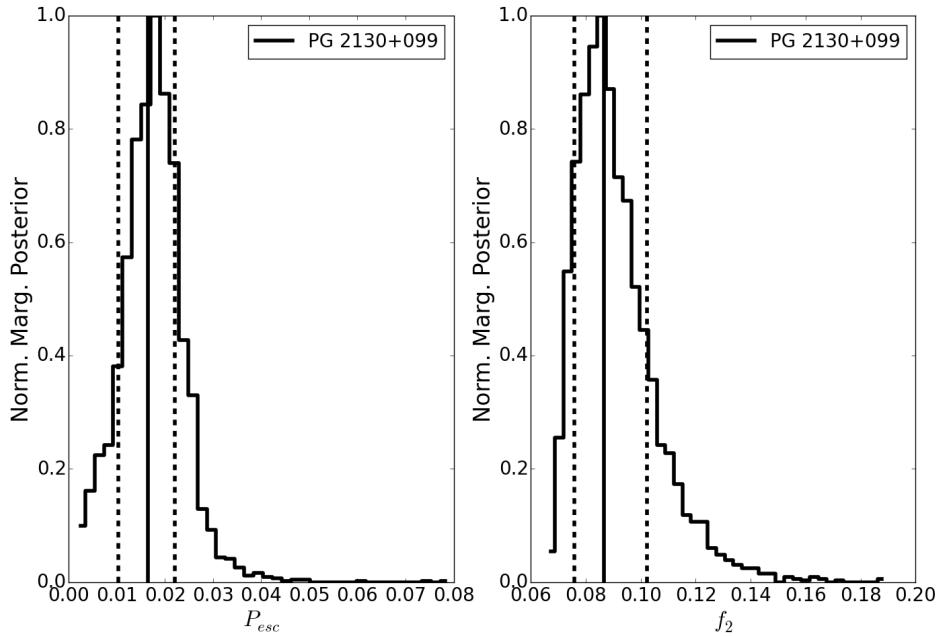


Figura G.15: **PG 2130+099**. Distribución de parámetros *clumpy* posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.

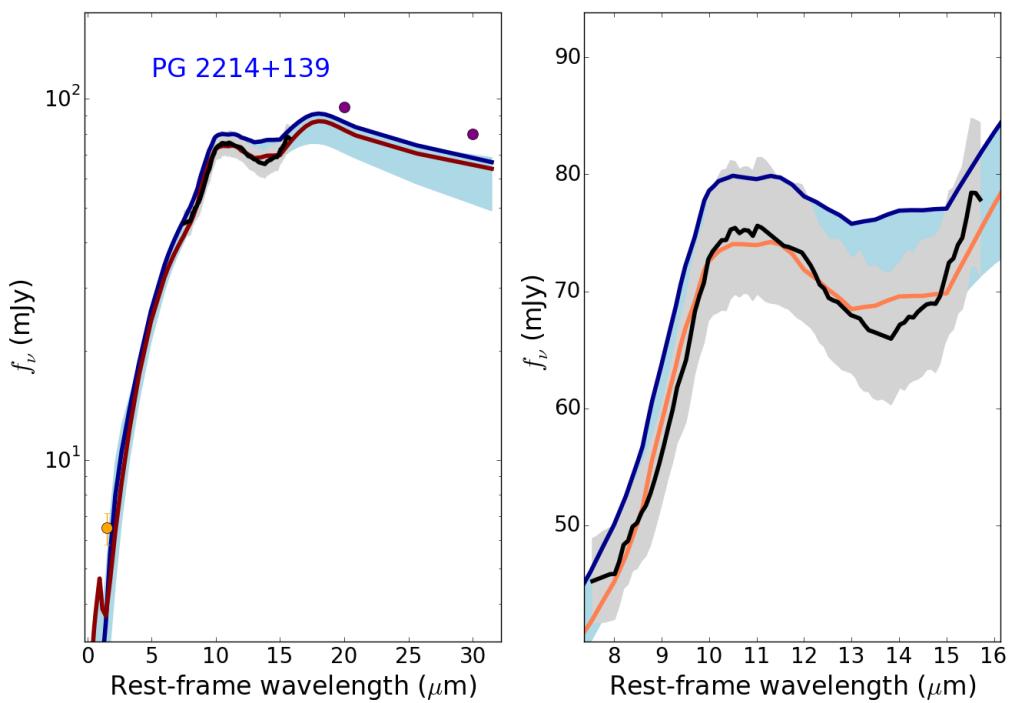


Figura G.16: **SED modelada: PG 2214+139.** Como en la Figura E.1.

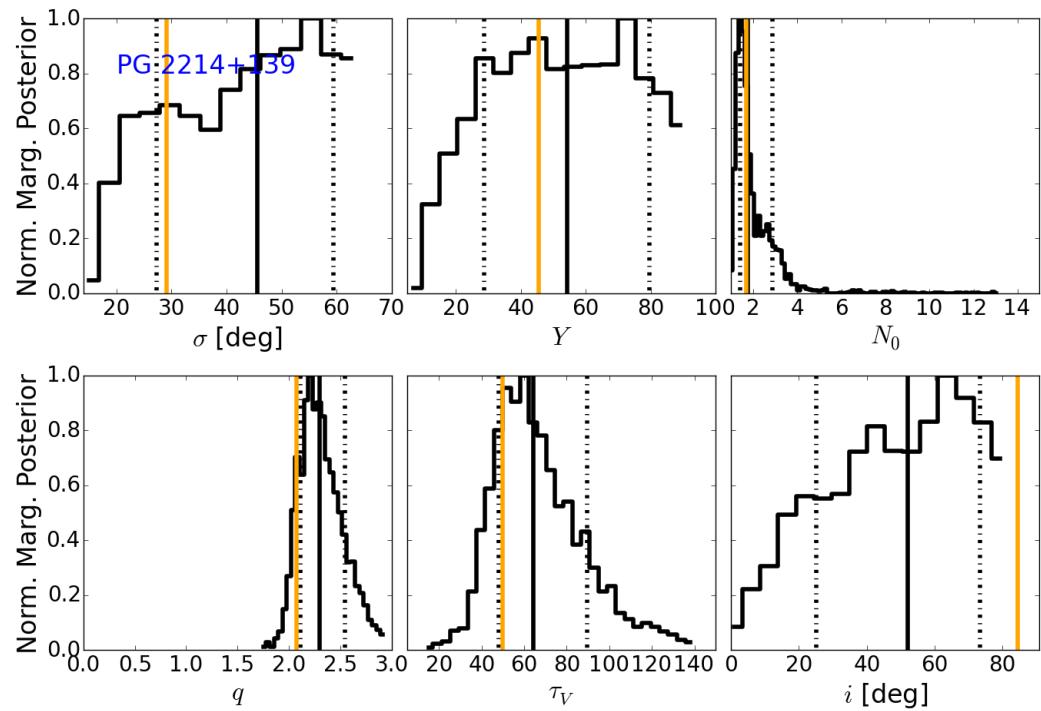


Figura G.17: **PG 2214+139.** Distribución de parámetros *clumpy* posteriores. Como en la Figura E.2.

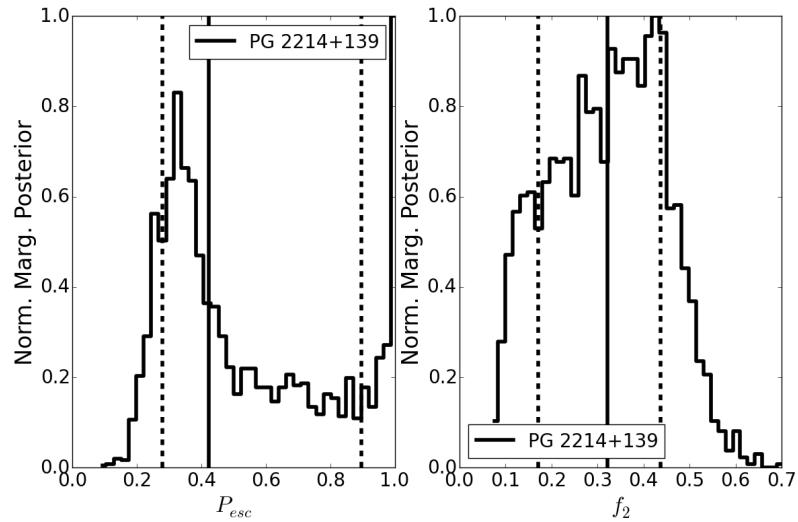


Figura G.18: **PG 2214+139.** Distribución de parámetros *clumpy* posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.

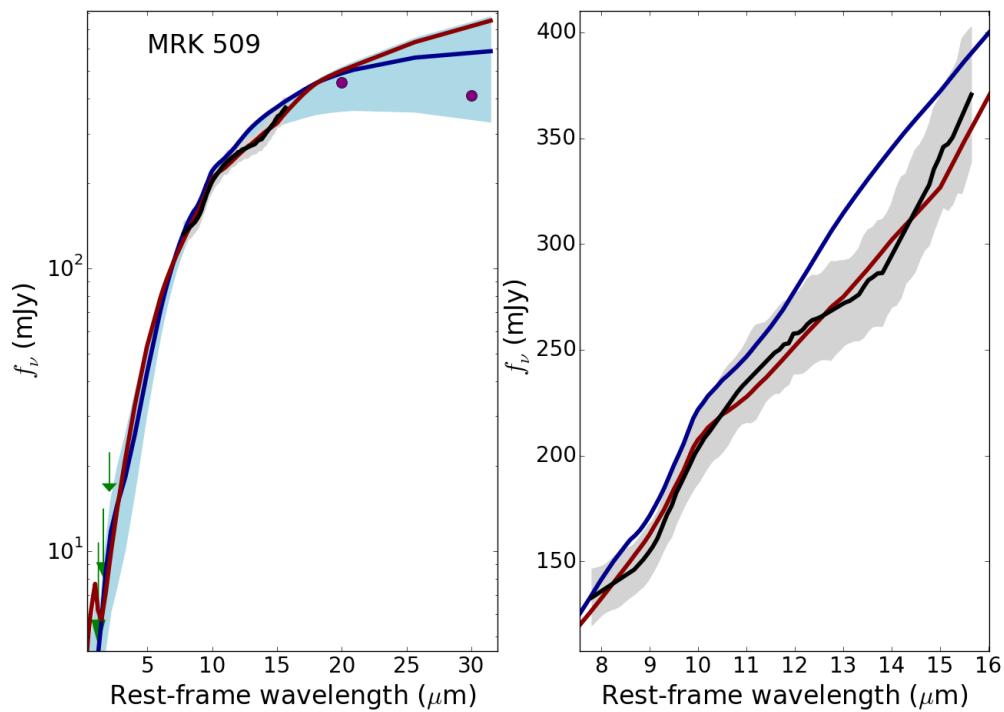


Figura G.19: **SED modelada: MRK 509.** Como en la Figura E.1.

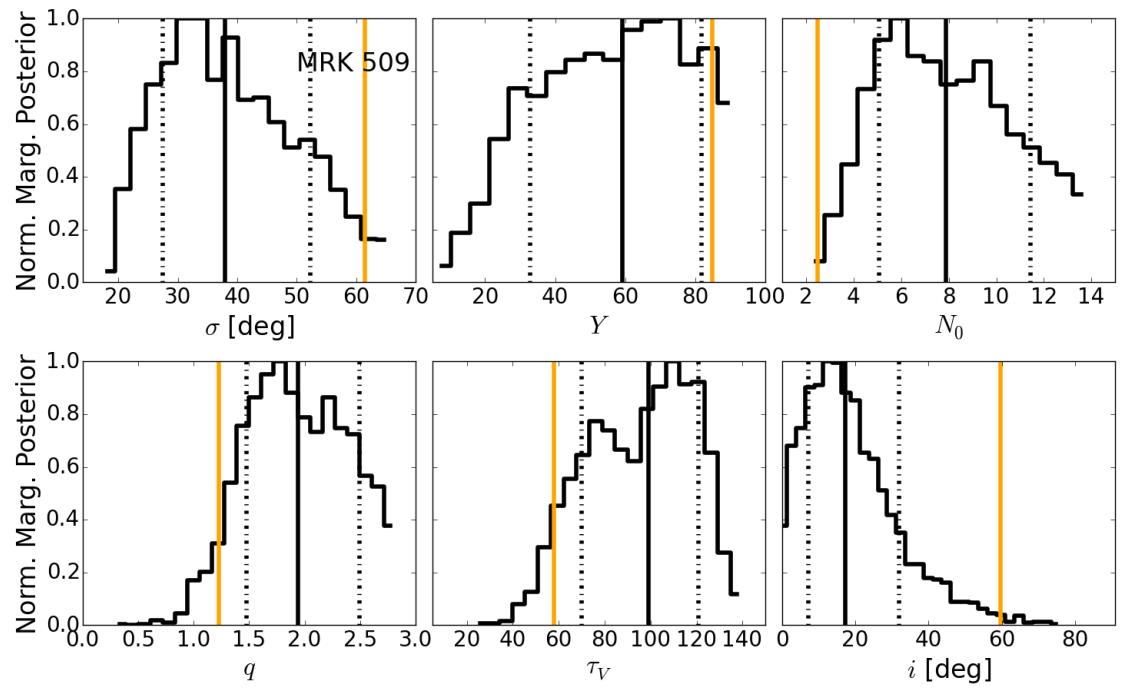


Figura G.20: **MRK 509.** Distribución de parámetros *clumpy* posteriores. Como en la Figura E.2.

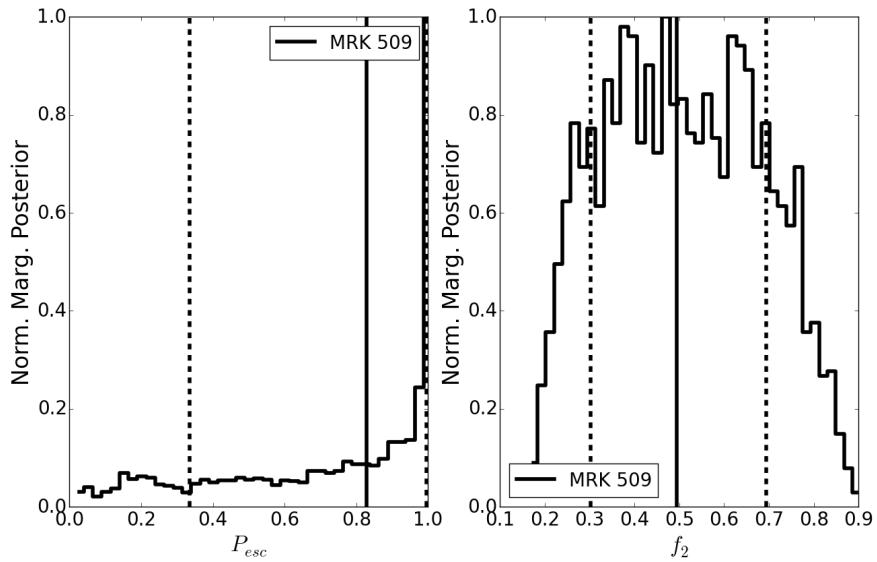


Figura G.21: **MRK 509.** Distribución de parámetros *clumpy* posteriores adicionales. Como en la Figura E.3.

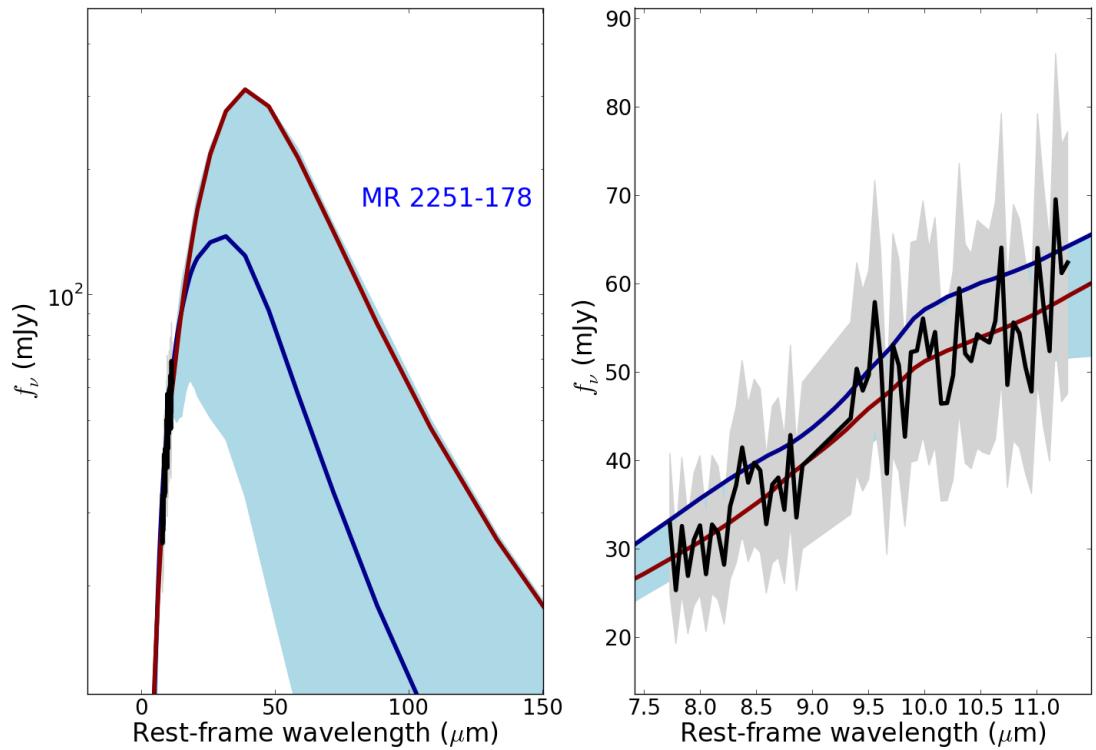


Figura G.22: **SED modelada: MR 2251-178.** Como en la Figura E.1 pero con el espectro nuclear de CC/GTC.

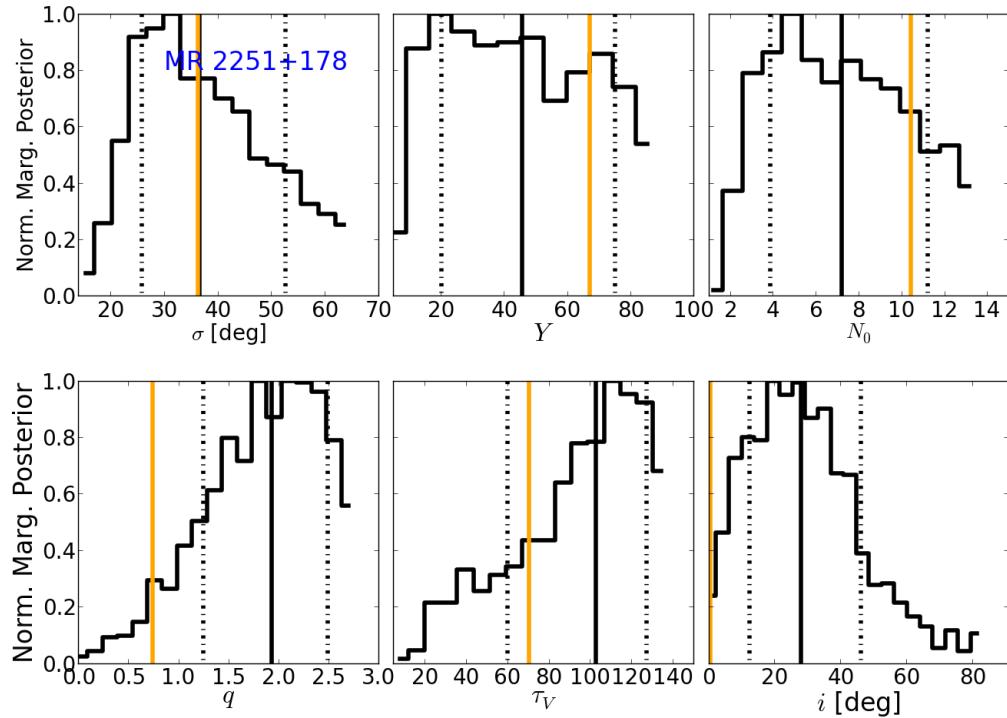


Figura G.23: **MR 2251-178.** Distribución de parámetros *clumpy* posteriores. Distribuciones marginales posteriores de los parámetros de los modelos *clumpy* del toroide ajustados al espectro nuclear de CC/GTC. La líneas cortadas representan los intervalos de 1σ , mientras que las líneas sólidas negras y anaranjadas los valores promedios y MAP de las distribuciones, respectivamente.

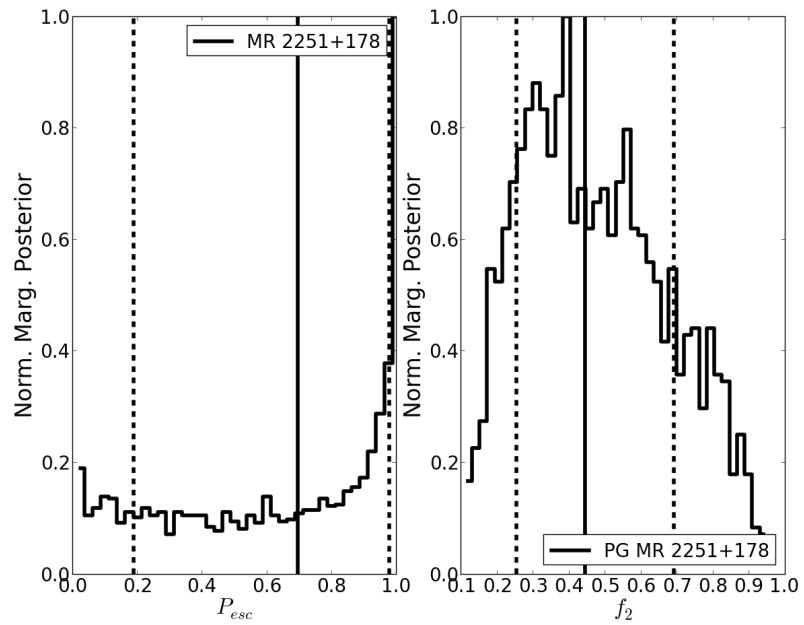


Figura G.24: **MR 2251-178**. Distribución de parámetros *clumpy* posteriores adicionales.

Bibliografía

- [1] Allamandola, L. J., Hudgins, D. M., & Sandford, S. A., 1999, ApJL, 511, L115
- [2] Alloin, D., Pantin, E., Lagage, P. O., & Granato, G. L. 2000, A&A, 363, 926
- [3] Alonso-Herrero, A., Ward, M. J., & Kotilainen, J. K. 1996, MNRAS, 278, 902
- [4] Alonso-Herrero, A. 1997, PASP, 109, 69
- [5] Alonso-Herrero, A., Quillen, A. C., Simpson, C., Efstathiou, A., & Ward, M. J., 2001, AJ, 121, 1369
- [6] Alonso-Herrero, A., Quillen, A. C., Rieke, G. H., Ivanov, V. D., & Efstathiou, A. 2003, AJ, 126, 81
- [7] Alonso-Herrero, A., Ramos Almeida, C., Mason, R., et al., 2011, ApJ, 736, 82
- [8] Alonso-Herrero, A., Pereira-Santaella, M., Rieke, G. H., & Rigopoulou, D., 2012, ApJ, 744, 2
- [9] Alonso-Herrero, A., et al., 2013, ApJ, 779, L14
- [10] Alonso-Herrero, A., Esquej, P., Roche, P. F., et al. 2016, MNRAS, 455, 563
- [11] Antonucci, R. R. J., & Miller, J. S., 1985, ApJ, 297, 621
- [12] Antonucci, R., 1993, ARA&A, 31, 473
- [13] Armus, L., Heckman, T., & Miley, G. 1987, AJ, 94, 831
- [14] Armus, L., Charmandaris, V., Spoon, H. W. W., et al., 2004, ApJS, 154, 178
- [15] Armus, L., Charmandaris, V., Bernard-Salas, J., et al., 2007, ApJ, 656, 148
- [16] Asensio Ramos, A., & Ramos Almeida, C., 2009, ApJ, 696, 2075
- [17] Asensio Ramos, A., & Ramos Almeida, C. 2013, MNRAS, 428, 195A
- [18] Asmus, D., Gandhi, P., Smette, A., Höning, S. F., & Duschl, W. J., 2011, A&A, 536, AA36
- [19] Asmus, D., Höning, S. F., Gandhi, P., Smette, A., & Duschl, W. J., 2014, MNRAS, 439, 1648
- [20] Barvainis, R., Lonsdale, C., & Antonucci, R. 1996, AJ, 111, 1431

- [21] Beckmann, V., & Shrader, C. R., 2012, Active Galactic Nuclei, ISBN-13: 978-3527410781. 350 pages. Wiley-VCH Verlag GmbH
- [22] Behar, E., Rasmussen, A. P., Blustin, A. J., et al., 2003, ApJ, 598, 232
- [23] Bennett, A. S. 1962, MNRAS, 125, 75
- [24] Bianchi, S., Schneider, R., & Valiante, R. 2009, Cosmic Dust - Near and Far, 414, 65
- [25] Bicay, M. D., Kojoian, G., Seal, J., Dickinson, D. F., & Malkan, M. A. 1995, ApJS, 98, 369
- [26] Blain, A. W., Smail, I., Ivison, R. J., Kneib, J.-P., & Frayer, D. T. 2002, PhR, 369, 111
- [27] Blandford, R. D., & McKee, C. F., 1982, ApJ, 255, 419
- [28] Brandl, B. R., Bernard-Salas, J., Spoon, H. W. W., et al., 2006, ApJ, 653, 1129
- [29] Bock, J. J., Neugebauer, G., Matthews, K., et al. 2000, AJ, 120, 2904
- [30] Buchanan, C. L., Kastner, J. H., Forrest, W. J., et al., 2006, AJ, 132, 1890
- [31] Burtscher, L., Jaffe, W., Raban, D., et al. 2009, ApJL, 705, L53
- [32] Burtscher, L., Meisenheimer, K., Tristram, K. R. W., et al., 2013, A&A, 558, AA149
- [33] Capetti, A., Axon, D. J., Macchetto, F., Sparks, W. B., & Boksenberg, A., 1996, ApJ, 469, 554
- [34] Caputi, K. I., Ilbert, O., Laigle, C., et al. 2015, ApJ, 810, 73
- [35] Carilli, C. L., Kurk, J. D., van der Werf, P. P., Perley, R. A., & Miley, G. K., 1999, AJ, 118, 2581
- [36] Carollo, C. M., Stiavelli, M., Seigar, M., de Zeeuw, P. T., & Dejonghe, H. 2002, AJ, 123, 159C
- [37] Chapman, S. C., Blain, A. W., Smail, I., & Ivison, R. J. 2005, ApJ, 622, 772
- [38] Chiar, J. E., & Tielens, A. G. G. M., 2006, ApJ, 637, 774

- [39] Clements, D. L., & Baker, A. C. 1996, A&A, 314, L5
- [40] Cohen, J. G., 1999, AJ, 117, 2428
- [41] Collin, S., & Zahn, J.-P., 1999, AP&SS, 265, 501
- [42] Condon, J. J., Cotton, W. D., Fomalont, E. B., et al., 2012, ApJ, 758, 23
- [43] Courvoisier, T. J.-L., 1998, A&ARv, 9, 1
- [44] Curtis, H. D. 1918, Publications of Lick Observatory, 13, 9
- [45] Czerny, B., & Hryniewicz, K., 2011, A&A, 525, L8
- [46] Davies, R. I., Müller Sánchez, F., Genzel, R., et al. 2007, ApJ, 671, 1388
- [47] Davies, B., Clark, J. S., Trombley, C., et al. 2012, MNRAS, 419, 1871
- [48] Downes, D., & Solomon, P. M., 1998, ApJ, 507, 615
- [49] Dullemond, C. P., & van Bemmel, I. M. 2005, A&A, 436, 47
- [50] Dultzin-Hacyan, D., Krongold, Y., Fuentes-Guridi, I., & Marziani, P. 1999, ApJL, 513, L111
- [51] Dudik, R. P., Weingartner, J. C., Satyapal, S., et al. 2007, ApJ, 664, 71
- [52] Dumas, G., Mundell, C. G., Emsellem, E., & Nagar, N. M., 2007, MNRAS, 379, 1249
- [53] Edelson, R. A. 1987, AJ, 94, 1150E
- [54] Efstathiou, A., & Rowan-Robinson, M., 1995, MNRAS, 273, 649
- [55] Elitzur, M., & Shlosman, I., 2006, ApJL, 648, L101
- [56] Elvis, M., Wilkes, B. J., McDowell, J. C., et al. 1994, ApJS, 95, 1
- [57] Emmering, R. T., Blandford, R. D., & Shlosman, I., 1992, ApJ, 385, 460
- [58] Falcke, H., Wilson, A. S., & Simpson, C., 1998, ApJ, 502, 199
- [59] Ferrarese, L., & Merritt, D. 2000, ApJL, 539, L9
- [60] Fischer, S., Iserlohe, C., Zuther, J., et al. 2006, A&A, 452, 827F

- [61] Frank, J., King, A., & Raine, D. J. 2002, Accretion Power in Astrophysics, by Juhan Frank and Andrew King and Derek Raine, pp. 398. ISBN 0521620538. Cambridge, UK: Cambridge University Press, February 2002.
- [62] Fritz, J., Franceschini, A., & Hatziminaoglou, E. 2006, MNRAS, 366, 767
- [63] Gallagher, S. C., Richards, G. T., Lacy, M., et al., 2007, ApJ, 661, 30
- [64] Gallagher, J. S., & Kotulla, R. C. 2013, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 222, #214.14
- [65] Gandhi, P., Horst, H., Smette, A., et al., 2009, A&A, 502, 457
- [66] Garcia, A. M. 1993, A&AS, 100, 47
- [67] García-Bernete, I., Ramos Almeida, C., Acosta-Pulido, J. A., et al., 2015, MNRAS, 449, 1309
- [68] Genzel, R., Lutz, D., Sturm, E., et al., 1998, ApJ, 498, 579
- [69] Gerakines, P. A., Schutte, W. A., Greenberg, J. M., & van Dishoeck, E. F., 1995, A&A, 296, 810
- [70] Glasse, A. C., Atad-Ettedgui, E. I., & Harris, J. W. 1997, SPIE, 2871, 1197
- [71] González-Martín, O., Masegosa, J., Márquez, I., & Guainazzi, M. 2009, ApJ, 704, 1570
- [72] González-Martín, O., & Vaughan, S. 2012, A&A, 544, A80
- [73] González-Martín, O., Rodríguez-Espinosa, J. M., Díaz-Santos, T., et al. 2013, A&A, 553, AA35
- [74] Goto, T., Arnouts, S., Malkan, M., et al. 2011, MNRAS, 414, 1903
- [75] Granato, G. L., & Danese, L., 1994, MNRAS, 268, 235
- [76] Green, R. F., Schmidt, M., & Liebert, J., 1986, ApJS, 61, 305
- [77] Greenhill, L. J., Gwinn, C. R., Antonucci, R., & Barvainis, R., 1996, ApJL, 472, L21
- [78] Greenhill, L. J., Kondratko, P. T., Lovell, J. E. J., et al. 2003, ApJL, 582, L11

- [79] Grupe, D., Komossa, S., & Leighly, K. M., 2010, Accretion and Ejection in AGN: a Global View, 427, 86
- [80] Gu, Q., & Huang, J., 2002, ApJ, 579, 205
- [81] Guyon, O., Sanders, D. B., & Stockton, A. 2006, ApJS, 166, 89
- [82] Haan, S., Surace, J. A., Armus, L., et al., 2011, AJ, 141, 100
- [83] Haas, M., Klaas, U., & Bianchi, S., 2003, Exploiting the ISO Data Archive. Infrared Astronomy in the Internet Age, 511, 283
- [84] Hao, L., Spoon, H. W. W., Sloan, G. C., et al. 2005, ApJL, 625, L75
- [85] Hernán-Caballero, A., & Hatziminaoglou, E. 2011, MNRAS, 414, 500
- [86] Hernán-Caballero, A., Alonso-Herrero, A., Hatziminaoglou, E., et al. 2015, ApJ, 803, 109
- [87] Hodapp, K.-W., Hora, J. L., Hall, D. N. B., et al. 1996, New Astronomy, 1, 177H
- [88] Hönig, S. F., Beckert, T., Ohnaka, K., & Weigelt, G., 2006, A&A, 452, 459
- [89] Hönig, S. F., Kishimoto, M., Gandhi, P., et al. 2010, A&A, 515, A23
- [90] Hönig, S. F., & Kishimoto, M. 2010, A&A, 523, A27
- [91] Hönig, S. F., Kishimoto, M., Antonucci, R., et al. 2012, ApJ, 755, 149
- [92] Hönig, S. F., Kishimoto, M., Tristram, K. R. W., et al. 2013, ApJ, 771, 87
- [93] Horst, H., Smette, A., Gandhi, P., & Duschl, W. J. 2006, A&A, 457, L17
- [94] Horst, H., Gandhi, P., Smette, A., & Duschl, W. J. 2008, A&A, 479, 389
- [95] Houck, J. R., Charmandaris, V., Brandl, B. R., et al., 2004, ApJS, 154, 211
- [96] Ichikawa, K., Packham, C., Ramos Almeida, C., et al. 2015, ApJ, 803, 57
- [97] Imanishi, M., Dudley, C. C. & Maloney, P. R., 2001, ApJL, 558, L93
- [98] Imanishi, M. 2003, ApJ, 599, 918
- [99] Imanishi, M., & Saito, Y., 2014, ApJ, 780, 106

- [100] Inoue, S., Omukai, K., & Ciardi, B. 2007, MNRAS, 380, 1715
- [101] Ishibashi, W., & Courvoisier, T. J.-L., 2011, A&A, 525, A118
- [102] Jaffe, W., Meisenheimer, K., Röttgering, H., Leinert, C., & Richichi, A., 2004, The Interplay Among Black Holes, Stars and ISM in Galactic Nuclei, 222, 37
- [103] Joseph, R. D., & Wright, G. S. 1985, MNRAS, 214, 87
- [104] Kellermann, K. I., Sramek, R., Schmidt, M., Shaffer, D. B., & Green, R. 1989, AJ, 98, 1195
- [105] Kellermann, K. I. 1994, Australian Journal of Physics, 47, 599
- [106] Khachikian, E. Y., & Weedman, D. W. 1974, ApJ, 192, 581K
- [107] Kim, D.-C. 1995, Ph.D. thesis, Univ. Hawaii
- [108] Kimball, A. E., Kellermann, K. I., Condon, J. J., Ivezić, Ž., & Perley, R. A., 2011, ApJL, 739, L29
- [109] Kishimoto, M., Höning, S. F., Beckert, T., & Weigelt, G. 2007, A&A, 476, 713
- [110] Kormendy, J., & Sanders, D. B., 1992, ApJL, 390, L53
- [111] Kotilainen, J. K., Ward, M. J., Boisson, C., et al. 1992, MNRAS, 256, 125K
- [112] Krabbe, A., Böker, T., & Maiolino, R. 2001, ApJ, 557, 626
- [113] Krolik, J. H., & Begelman, M. C. 1986, BAAS, 18, 903
- [114] Krolik, J. H., & Begelman, M. C., 1988, ApJ, 329, 702
- [115] Krolik, J. H., & Kriss, G. A., 2001, ApJ, 561, 684
- [116] Kukula, M. J., Dunlop, J. S., Hughes, D. H., & Rawlings, S., 1998, MNRAS, 297, 366
- [117] Laor, A., & Behar, E., 2008, MNRAS, 390, 847
- [118] Laurent-Muehleisen, S. A., Becker, R. H., Brinkmann, W., et al. 1997, Bulletin of the American Astronomical Society, 29, #19.02
- [119] Lebouteiller, V., Barry, D. J., Spoon, H. W. W., et al., 2011, ApJS, 196, 8

- [120] Leinert, C., Graser, U., Richichi, A., et al. 2003, *The Messenger*, 112, 13
- [121] Leipski, C., Falcke, H., Bennert, N., Huumttemeister, S., 2006, *A&A*, 455, 161
- [122] Levenson, N. A., Sirocky, M. M., Hao, L., et al., 2007, *ApJL*, 654, L45
- [123] Levenson, N. A., Packham, C. C., Alonso-Herrero, A., et al. 2008, *SPIE*, 7014, 70142I
- [124] Levenson, N. A., Radomski, J. T., Packham, C., et al., 2009, *ApJ*, 703, 390
- [125] Lira, P., Videla, L., Wu, Y., et al., 2013, *ApJ*, 764, 159
- [126] Lonsdale, C. J., Smith, H. E., & Lonsdale, C. J., 1995, *ApJ*, 438, 632
- [127] Lonsdale, C. J., Lonsdale, C. J., Smith, H. E., & Diamond, P. J., 2003, *ApJ*, 592, 804
- [128] Lutz, D., Maiolino, R., Spoon, H. W. W., & Moorwood, A. F. M. 2004, *A&A*, 418, 465
- [129] Malkan, M. A., & Sargent, W. L. W., 1982, *ApJ*, 254, 22
- [130] Marco, O., & Alloin, D. 2000, *A&A*, 353, 465
- [131] Marconi, A., Risaliti, G., Gilli, R., et al., 2004, *MNRAS*, 351, 169
- [132] Martínez-Paredes, M., Alonso-Herrero, A., Arétxaga, I., et al. 2015, *MNRAS*, 454, 3577
- [133] Martínez-Paredes, M., Alonso-Herrero, A., Arétxaga, I., et al., 2016, en prep.
- [134] Mason, R. E., Geballe, T. R., Packham, C., et al. 2006, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 26, 143
- [135] Mason, R. E., Lopez-Rodriguez, E., Packham, C., et al., 2012, *AJ*, 144, 11
- [136] Mateos, S. 2015, Demographics and Environment of AGN from Multi-Wavelength Surveys, 69
- [137] Mathur, S., Fields, D., Peterson, B. M., & Grupe, D., 2012, *ApJ*, 754, 146
- [138] Medling, A. M., U, V., Guedes, J., et al., 2014, *ApJ*, 784, 70

- [139] Mendoza-Castrejón, S., Dultzin, D., Krongold, Y., González, J. J., & Elitzur, M., 2015, MNRAS, 447, 2437
- [140] Meisenheimer, K., Tristram, K. R. W., Jaffe, W., et al. 2007, A&A, 471, 453
- [141] Merlo, M. J., Perlman, E. S., Nikutta, R., et al., 2014, ApJ, 788, 6
- [142] Middelberg, E., Roy, A. L., Nagar, N. M., et al., 2004, A&A, 417, 925
- [143] Miller, L., Peacock, J. A., & Mead, A. R. G., 1990, MNRAS, 244, 207
- [144] Mor, R., Netzer, H., & Elitzur, M., 2009, ApJ, 705, 298
- [145] Mor, R., & Trakhtenbrot, B., 2011, ApJL, 737, LL36
- [146] Moran, E. C., 2007, The Central Engine of Active Galactic Nuclei, 373, 425
- [147] Mori, T. I., Imanishi, M., Alonso-Herrero, A., et al., 2014, PASJ, 66, 93
- [148] Mundell, C. G., Wilson, A. S., Ulvestad, J. S., & Roy, A. L. 2000, ApJ, 529, 816
- [149] Mullaney, J. R., Alexander, D. M., Huynh, M., Goulding, A. D., & Frayer, D., 2010, MNRAS, 401, 995
- [150] Mullaney, J. R., Alexander, D. M., Goulding, A. D., & Hickox, R. C., 2011, MNRAS, 414, 1082
- [151] Mullaney, J. R., Alexander, D. M., Fine, S., et al., 2013, MNRAS, 433, 622
- [152] Mulchaey, J. S., Wilson, A. S., & Tsvetanov, Z. 1993, Bulletin of the American Astronomical Society, 25, #100.06
- [153] Murphy, T. W., Jr., Armus, L., Matthews, K., et al. 1996, AJ, 111, 1025
- [154] Nagar, N. M., Wilson, A. S., Mulchaey, J., & Gallimore, J., 1997, Bulletin of the American Astronomical Society, 29, #104.07
- [155] Nagar, N. M., Wilson, A. S., Mulchaey, J. S., & Gallimore, J. F., 1999, ApJS, 120, 209
- [156] Nagar, N. M., & Wilson, A. S. 1999, ApJ, 516, 97
- [157] Nardini, E., Risaliti, G., Salvati, M., et al. 2009, MNRAS, 399, 1373

- [158] Nardini, E., Risaliti, G., Watabe, Y., Salvati, M., & Sani, E., 2010, MNRAS, 405, 2505
- [159] Nardini, E., & Risaliti, G. 2011, MNRAS, 415, 619
- [160] Nenkova, M., Ivezić, Ž., & Elitzur, M., 2002, ApJL, 570, L9
- [161] Nenkova, M., Sirocky, M. M., Ivezić, Ž., & Elitzur, M., 2008a, ApJ, 685, 147
- [162] Nenkova, M., Sirocky, M. M., Nikutta, R., Ivezić, Ž., & Elitzur, M., 2008b, ApJ, 685, 160
- [163] Netzer, H., Lira, P., Trakhtenbrot, B., Shemmer, O., & Cury, I. 2007, ApJ, 671, 1256
- [164] Netzer, H. 2015, ARA&A, 53, 365
- [165] Nikutta, R., Elitzur, M., & Lacy, M., 2009, ApJ, 707, 1550
- [166] Noll, S., Burgarella, D., Giovannoli, E., et al. 2009, A&A, 507, 1793N
- [167] Ossenkopf, V., Henning, T., & Mathis, J. S. 1992, A&A, 261, 567
- [168] Osterbrock, D. E., 1977, ApJ, 215, 733
- [169] Osterbrock, D. E., & Bochkarev, N. G. 1989, sovast, 33, 694
- [170] Donald E. Osterbrock & Gary J. Ferland, University Science Books, 2006, Astrophysics Of Gaseous Nebulae And Active Galaxies
- [171] Packham, C., Telesco, C. M., Hough, J. H., & Ftaclas, C., 2005, Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, 24, 7
- [172] Packham, C., & Telesco, C. M. 2007, Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, 29, 9
- [173] Peng, C. Y., 2002, AJ, 124, 294
- [174] Peterson, B. M., 1993, PASP, 105, 247
- [175] Peterson, B. M., Bentz, M. C., Desroches, L.-B., et al., 2005, ApJ, 632, 799
- [176] Peterson, B. M. 2011, arXiv:1109.4181
- [177] Petric, A. O., Armus, L., Howell, J., et al. 2011, ApJ, 730, 28

- [178] Piconcelli, E., Guainazzi, M., Cappi, M., Jimenez-Bailon, E., & Schartel, N. 2005, A&A, 432, 835
- [179] Pier, E. A., & Krolik, J. H. 1992, ApJ, 401, 99
- [180] Pogge, R. W., 1989, European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, 32, 411
- [181] Pope, A., Bussmann, R. S., Dey, A., et al., 2008, ApJ, 689, 127
- [182] Prieto, M. A., Reunanen, J., Tristram, K. R. W., et al. 2010, MNRAS, 402, 724
- [183] Ptak, A., Heckman, T., Levenson, N. A., Weaver, K., & Strickland, D., 2003, ApJ, 592, 782
- [184] Puget, J. L., & Leger, A., 1989, ARA&A, 27, 161
- [185] Raban, D., Jaffe, W., Röttgering, H., Meisenheimer, K., & Tristram, K. R. W. 2009, MNRAS, 394, 1325
- [186] Radomski, J. T., Piña, R. K., Packham, C., Telesco, C. M., & Tadhunter, C. N., 2002, ApJ, 566, 675
- [187] Radomski, J. T., Piña, R. K., Packham, C., et al., 2003, ApJ, 587, 117
- [188] Radomski, J. T., Packham, C., Levenson, N. A., et al., 2008, ApJ, 681, 141
- [189] Ramos Almeida, C., Pérez García, A. M., Acosta-Pulido, J. A., & Rodríguez Espinosa, J. M. 2007, AJ, 134
- [190] Ramos Almeida, C., Levenson, N. A., Rodríguez Espinosa, J. M., et al., 2009, ApJ, 702, 1127
- [191] Ramos Almeida, C., Levenson, N. A., Alonso-Herrero, A., et al., 2011, ApJ, 731, 92
- [192] Ramos Almeida, C., Rodríguez Espinosa, J. M., Acosta-Pulido, J. A., et al. 2013, MNRAS, 429, 3449
- [193] Ramos Almeida, C., Alonso-Herrero, A., Levenson, N. A., et al., 2014a, MNRAS, 439, 3847

- [194] Ramos Almeida, C., Alonso-Herrero, A., Esquej, P. et al., 2014b, MNRAS, 445, 1130 445, 1130
- [195] Reach, W. T., Megeath, S. T., Cohen, M., et al., 2005, PASP, 117, 978
- [196] Rees, M. J., 1984, X-ray and UV Emission from Active Galactic Nuclei, 138
- [197] Reunanen, J., Prieto, M. A., & Siebenmorgen, R. 2010, MNRAS, 402, 879
- [198] Richstone, D. O., & Schmidt, M., 1980, ApJ, 235, 361
- [199] Rieke, G. H., Alonso-Herrero, A., Weiner, B. J., et al., 2009, ApJ, 692, 556
- [200] Roche, P. F., & Aitken, D. K., 1984, MNRAS, 208, 481
- [201] Roche, N. D., Dunlop, J., Caputi, K. I., et al. 2006, MNRAS, 370, 74
- [202] Rodríguez-Ardila, A., & Viegas, S. M. 2003, MNRAS, 340, L33
- [203] Rodríguez Espinosa, J. M., Alvarez, P., & Sánchez, F. 1998, AP&SS, 263, 355
- [204] Rogers, C. 1989, JRASC, 83, 345
- [205] Roche, P. F., Packham, C., Telesco, C. M., et al. 2006, MNRAS, 367, 1689
- [206] Runnoe, J. C., Brotherton, M. S., & Shang, Z. 2012, MNRAS, 426, 2677
- [207] Ruschel-Dutra, D., Pastoriza, M., Riffel, R., Sales, D. A., & Winge, C., 2014, MNRAS, 438, 3434
- [208] Sanders, D. B., Soifer, B. T., Elias, J. H., et al., 1988a, ApJ, 325, 74
- [209] Sanders, D. B., Soifer, B. T., Elias, J. H., Neugebauer, G., & Matthews, K., 1988b, ApJL, 328, L35
- [210] Sanders, D. B., & Mirabel, I. F., 1996, ARA&A, 34, 749
- [211] Sargsyan, L., Weedman, D., Lebouteiller, V., et al., 2011, ApJ, 730, 19
- [212] Seyfert, C. K. 1943, ApJ, 97, 28
- [213] Schartmann, M., Meisenheimer, K., Camenzind, M., Wolf, S., & Henning, T. 2005, Astronomische Nachrichten, 326, 555
- [214] Schartmann, M., Meisenheimer, K., Camenzind, M., et al., 2008, A&A, 482, 67

- [215] Schartmann, M., Meisenheimer, K., Klahr, H., et al. 2009, MNRAS, 393, 759
- [216] Schartmann, M., Burkert, A., Alig, C., et al. 2012, ApJ, 755, 155
- [217] Shi, Y., Ogle, P., Rieke, G. H., et al. 2007, ApJ, 669, 841S
- [218] Schinnerer, E., Eckart, A., & Tacconi, L. J. 1998, ApJ, 500, 147
- [219] Schmidt, M. 1963, Natur., 197, 1040
- [220] Schmidt, M., & Green, R. F., 1983, ApJ, 269, 352
- [221] Schweitzer, M., Lutz, D., Sturm, E., et al. 2006, ApJ, 649, 79
- [222] Scoville, N. Z., Evans, A. S., Thompson, R., et al., 2000, AJ, 119, 991
- [223] Shields, G. A., Wobus, L., & Husfeld, D., 1999, Structure and Kinematics of Quasar Broad Line Regions, 175, 143
- [224] Siebenmorgen, R., Freudling, W., Krügel, E., & Haas, M. 2004, A&A, 421, 129
- [225] Siebenmorgen, R., Heymann, F., & Efstatthiou, A. 2015, A&A, 583, A120
- [226] Sijacki, D., Springel, V., Di Matteo, T., & Hernquist, L. 2007, MNRAS, 380, 877
- [227] Soifer, B. T., Neugebauer, G., Helou, G., et al. 1984, ApJL, 283, L1
- [228] Soifer, B. T., Neugebauer, G., Matthews, K., et al., 2000, AJ, 119, 509
- [229] Spoon, H. W. W., Keane, J. V., Tielens, A. G. G. M., et al., 2002, A&A, 385, 1022
- [230] Spoon, H. W. W., Marshall, J. A., Houck, J. R., et al. 2007, ApJL, 654, L49
- [231] Spoon, H. W. W., & Holt, J., 2009, ApJL, 702, L42
- [232] Sopp, H. M., & Alexander, P., 1991, MNRAS, 251, 14P
- [233] Stierwalt, S., Armus, L., Surace, J. A., et al., 2013, ApJS, 206, 1
- [234] Stalevski, M., Fritz, J., Baes, M., Nakos, T., & Popovic, L. C. 2012, Publications de l'Observatoire Astronomique de Beograd, 91, 235 Dullemond
- [235] Sturm, E., Lutz, D., Tran, D., et al., 2000, A&A, 358, 481

- [236] Surace, J. A., Sanders, D. B., & Evans, A. S. 2001, AJ, 122, 2791S
- [237] Sturm, E., Schweitzer, M., Lutz, D., et al. 2005, ApJL, 629, L21
- [238] Surace, J. A., Sanders, D. B., & Evans, A. S., 2000, ApJ, 529, 170
- [239] Swain, M., Vasisht, G., Akeson, R., et al. 2003, ApJL, 596, L163
- [240] Tacconi, L. J., Neri, R., Chapman, S. C., et al. 2006, ApJ, 640, 228
- [241] Tacconi, L. J., Genzel, R., Smail, I., et al. 2008, ApJ, 680, 246
- [242] Tadhunter, C. 2008, MmSAI, 79, 1205
- [243] Tarchi, A., Castangia, P., Columbano, A., Panessa, F., & Braatz, J. A. 2011, A&A, 532, A125
- [244] Telesco, C. M., Packham, C., Ftaclas, C., et al. 2008, SPIE, 7014, 70140R
- [245] Telesco, C. M., Pina, R. K., Hanna, K. T., et al. 1998, SPIE, 3354, 534
- [246] Terlevich, R., Tenorio-Tagle, G., Franco, J., & Melnick, J. 1992, MNRAS, 255, 713
- [247] Telesco, C. M., Ciardi, D., French, J., et al., 2003, SPIE, 4841, 913
- [248] Thompson, R. I., Storrie-Lombardi, L. J., Weymann, R. J., et al., 1998, arXiv:astro-ph/9810285
- [249] Tomono, D., Doi, Y., Usuda, T., & Nishimura, T. 2001, ApJ, 557, 637T
- [250] Toomre, A., & Toomre, J. 1972, ApJ, 178, 623
- [251] Tristram, K. R. W., Meisenheimer, K., Jaffe, W., et al., 2007, A&A, 474, 837
- [252] Tristram, K. R. W., Schartmann, M., Burtscher, L., et al. 2012, Journal of Physics Conference Series, 372, 012035
- [253] Urry, C. M., & Padovani, P., 1995, PASP, 107, 803
- [254] Urry, M., 2003, Active Galactic Nuclei: From Central Engine to Host Galaxy, 290, 3
- [255] Ulvestad, J. S., & Wilson, A. S. 1989, ApJ, 343, 659

- [256] Ulvestad, J. S., Wong, D. S., Taylor, G. B., Gallimore, J. F., & Mundell, C. G., 2005a, AJ, 130, 936
- [257] Ulvestad, J. S., Johnson, K. E., & Neff, S. G. 2005b, Bulletin of the American Astronomical Society, 37, #113.09
- [258] Valiante, E., Lutz, D., Sturm, E., Genzel, R., & Chapin, E. L., 2009, ApJ, 701, 1814
- [259] Veilleux, S., 1991, ApJ, 368, 158
- [260] Veilleux, S., Kim, D.-C., Sanders, D. B., Mazzarella, J. M., & Soifer, B. T., 1995, ApJS, 98, 171
- [261] Veilleux, S. 2006, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 357, 231
- [262] Veilleux, S., Rupke, D. S., Kim, D.-C., et al., 2009a, ApJS, 182, 628
- [263] Veilleux, S., Kim, D.-C., Rupke, D. S. N., et al., 2009b, ApJ, 701, 587
- [264] Véron-Cetty, M.-P., & Véron, P. 2010, AAP, 518, A10
- [265] Videla, L., Lira, P., Alonso-Herrero, A., Alexander, D. M., & Ward, M. 2010, IAU Symposium, 267, 145
- [266] Vollmer, B., Beckert, T., & Davies, R. I., 2008, A&A, 491, 441
- [267] Wada, K., Papadopoulos, P. P., & Spaans, M., 2009, ApJ, 702, 63
- [268] Wada, K. 2012, ApJ, 758, 66
- [269] Wang, W., 2008, IAU Symposium, 252, 333
- [270] Ward, M. 1987, The Observatory, 107, 268
- [271] Wilson, C. D., Petitpas, G. R., Iono, D., et al., 2008, ApJS, 178, 189
- [272] Wittkowski, M., Kervella, P., Arsenault, R., et al. 2004, A&A, 418, L39
- [273] Yuan, T.-T., Kewley, L. J., & Sanders, D. B., 2010, ApJ, 709, 884
- [274] Zakamska, N. L., & Greene, J. E., 2014, MNRAS, 442, 784
- [275] Zakamska, N. L., Lampayan, K., Petric, A., et al. 2016, MNRAS, 455, 4191

- [276] Zhou, H., Wang, T., Yuan, W., et al., 2006, ApJS, 166, 128
- [277] Zhou, X.-L., Zhang, S.-N., Wang, D.-X., & Zhu, L. 2010, ApJ, 710, 16