



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA
CENTRO DE RADIOASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA
FACULTAD DE CIENCIAS
DIVISIÓN DE ESTUDIOS DE POSGRADO

Estudio Espectroscópico de la Muestra MOJAVE/2cm:
Núcleos Activos con Jets Superlumínicos

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

DOCTORA EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)

P R E S E N T A :

CLAUDIA JANET AMPARO TORREALBA GARCÍA



DIRECTOR DE TESIS: DRA. IRENE ANTONIA CRUZ GONZALEZ ESPINOSA
DR. VAHRAM CHAVUSHYAN

MÉXICO, D.F.

2010



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

A mi amiga y mami Di

Agradecimientos

Aprovecho este espacio para agradecer a todas las personas que me ayudaron a terminar con esta maravillosa e increíble aventura.

Primeramente, agradezco a mi amiga Di por amarme, apoyarme y creer en mis decisiones, gracias por la ayuda incondicional que siempre me ha brindado sin miramientos ni juicios. A mi lindo hermanito por su paciencia y confianza, a Ultra por seguir ahí y a Sashi por ser inspiración y recuerdo de inocencia. A Charly, que día a día ha sido mi montaña de inspiración para lograr con alegría mis metas, gracias por el amor, la compañía y la infinita paciencia.

También deseo darles las gracias a mis maravillosos asesores la Dra. Irene Cruz y el Dr. Vahram Chavushyan y quienes me transmitieron su amor y pasión por el trabajo, por enseñarme lo divertido de la Astronomía y por orientarme cada vez que lo necesite. “Jefes” sinceramente gracias por su apoyo, la confianza y sus comentarios tan acertados. De la misma forma agradezco al Dr. Tigran Arshakian por transmitirme su naturaleza perfeccionista y su pasión por la ciencia.

Gracias al Dr. Antonio Barreto, Dr. Raúl Mújica y Dra. Elena Jiménez por la gran dedicación que pusieron en la revisión de este trabajo y por sus sugerencias. De la misma manera agradezco al Dr. Leonid Georgiev y al Dr. Jesús González por sus múltiples granitos de arena y ayudarme a vislumbrar la luz al final del túnel.

A mis amigos (Primoz, Giovanni, Anilu, Oscar, Edith, Diana, Alf, Bertha, Lilian y Richard) les agradezco su compañía y por hacer mi vida más divertida y amena.

Mil gracias al personal de cómputo del Instituto de Astronomía, especialmente a Carmelo, Alf y Francisco por sus atenciones, consejos y su tiempo. Así como al personal de la Biblioteca por su gran ayuda y disponibilidad. A todo el personal del OAN-SPM que me ayudó y brindó su apoyo en esas lindas noches de observación.

Finalmente, quiero agradecer al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por la beca de doctorado que me otorgó para realizar esta tesis (2005-2008).

Resumen

Uno de los temas de mayor interés en Astronomía Extragaláctica es aquel relacionado con los núcleos activos de galaxias (NAGs) y la estructura que muestran a diferentes frecuencias. Sin embargo, a pesar de su descubrimiento desde hace ya algunas décadas y a la gran cantidad de estudios relacionados, aún no existe un consenso sobre el funcionamiento de la maquinaria central y en particular, en cómo se relaciona con la producción de los jets relativistas, producto de la acreción de material hacia el agujero negro central en NAGs radio-fuertes.

En esta tesis combinamos por primera vez observaciones espectroscópicas y fotométricas en las regiones del óptico/UV con observaciones de alta resolución a 15 GHz obtenidas con el VLBA cuyas técnicas de interferometría (VLBI) permitieron estudiar a los jets en escalas de subpársecs y pársecs. Se estudiaron las propiedades de los radio jets junto con las características del continuo óptico y las líneas de emisión para la muestra MOJAVE/2cm formada por 250 NAGs con jets superlumínicos. Estudiamos las relaciones empíricas entre el agujero negro central (M_{BH}), la emisión del continuo óptico a 5100 Å, las regiones de líneas de emisión anchas (BLR) y angostas (NLR) junto con la emisión de cada una de las componentes del jet relativista y sus parámetros intrínsecos. Los resultados principales que obtuvimos en esta tesis son los siguientes:

- Tratar de entender la relación entre la masa del agujero negro y el factor de amplificación Doppler, efecto que sufren la mayoría de las fuentes de MOJAVE/2cm, nos llevó a encontrar una asombrosa correlación inversa entre M_{BH} y el ángulo de visión del jet ($r=-0.37$, 98 %). Esto a su vez condujo nuestro estudio al análisis entre la cinemática de la BLR y el ángulo de visión del jet. Encontrando que para fuentes, que presentan ángulos de visión pequeños con jets superlumínicos, la velocidad del gas no puede ser descrita únicamente por una componente isotrópica o esférica y/ó por una estructura discoidal de la BLR. Por lo que en esta tesis proponemos la existencia de una componente adicional a la velocidad de la BLR asociada con un

flujo subrelativista con simetría axial a lo largo del jet. En la actualidad, la estimación de la M_{BH} asume que el gas que conforma la BLR se encuentra virializada. Sin embargo, encontramos que esta suposición no es válida para fuentes como las de MOJAVE/2cm, y el uso de estos métodos puede llevar a una sobreestimación de la M_{BH} .

- Encontramos evidencia convincente de que la radiación del continuo óptico, en los NAGs con espectro plano en radio y presencia de jets superlumínicos, es de origen no térmico y se asocia directamente con la radiación sincrotrón del plasma relativista del jet, en vez de estar vinculada con la radiación térmica del disco de acreción. En particular, una de las consecuencias es que este tipo de fuentes parecen mostrar un efecto Baldwin en donde las pendientes son más pronunciadas.
- Las relaciones encontradas entre la emisión intrínseca del jet a escalas de pc y la energía cinética que es transportada hacia los lóbulos a escalas de kpc, exhibe una íntima relación entre el flujo de energía que es transportado desde las partes centrales del NAG y que llega hasta las partes más lejanas. En consecuencia, jets intrínsecamente más luminosos producen lóbulos más luminosos a mayores escalas.

Cada uno de los resultados aquí enlistados tiene implicaciones físicas muy fuertes respecto al modelo estándar de NAGs. Es necesario tomar en cuenta que, al tratarse de fuentes con la presencia de jets superlumínicos con ángulos de visión pequeños ($\theta \leq 30^\circ$), el escenario podría presentar una componente no isotrópica en la BLR. Otro elemento a considerar es que el continuo óptico está directamente relacionado con la emisión sincrotrón del jet. Aún no podemos cuantificar satisfactoriamente la contribución del jet al continuo óptico, ni tampoco cómo el jet afecta el comportamiento de cada una de las regiones donde se forman las líneas de emisión. Sin embargo, nuestro trabajo contribuye en poder entender que es lo que está ocurriendo en la región central de los NAGs con la presencia de jets superlumínicos.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Núcleos Activos de Galaxias	1
1.2. Clasificación de los NAGs	2
1.2.1. NAGs Radio-Callados	3
1.2.2. NAGs Radio-Fuertes	4
1.2.3. El Modelo Estándar y el Modelo Unificado	8
1.3. Jets	10
1.3.1. Fuentes compactas y radio jets	13
1.3.2. Jets en escalas de pársec	14
1.3.3. Física de los jets	14
1.4. Antecedentes y objetivos	20
1.4.1. Originalidad	24
1.4.2. Objetivos y metas	24
2. Datos Observacionales	27
2.1. La muestra: MOJAVE/2cm	27
2.2. Datos espectroscópicos	32
2.2.1. Observaciones	32
2.3. Reducción de datos	34
2.3.1. Pre-reducción	35
2.3.2. Calibración en longitud de onda	36
2.3.3. Calibración en Flujo	37

2.3.4.	Sustracción de Fe II	39
3.	Obtención de parámetros	47
3.1.	Parámetros ópticos	47
3.1.1.	Intensidad de flujo del continuo.	47
3.1.2.	Parámetros de las líneas de emisión.	48
3.1.3.	Luminosidades del continuo y de las líneas de emisión.	49
3.1.4.	Méddición de FeII	54
3.1.5.	Estimación de L_{5100}	68
3.2.	Parámetros de acreción	73
3.2.1.	Estimación de la masa del agujero central	73
3.2.2.	Cociente de Eddington y Tasa de acreción	79
3.3.	Parámetros en ondas de radio	88
3.3.1.	Flujos y otros radio-parámetros	90
3.3.2.	Parámetros intrínsecos de los jets	103
3.3.3.	Potencia del jet	109
3.3.4.	Dominancia del core	110
4.	Análisis Estadístico y Resultados	117
4.1.	Relaciones entre la M_{BH} y las propiedades de los jets a escalas de pc.	117
4.1.1.	M_{BH} y luminosidad a 15 GHz	118
4.1.2.	M_{BH} y radio parámetros del jet a escalas de pc	121
4.2.	Emisión del continuo óptico a 5100 Å y 15 GHz	128
4.2.1.	Comparación entre los datos espectroscópicos y fotométricos a 5100 Å 129	
4.2.2.	L_{5100}^s y luminosidad a 15 GHz	132
4.2.3.	L_{5100} y luminosidad a 15 GHz	135
4.3.	Líneas de emisión y radio parámetros	147
4.3.1.	BLR vs. la emisión a 15 GHz	148
4.3.2.	$H\beta$, MgII $\lambda 2798$ y CIV $\lambda 1549$ vs. 15 GHz	154
4.3.3.	Líneas de emisión y parámetros del jet	160

4.4.	Potencia del jet y las diferentes regiones en un NAG.	162
4.4.1.	Q_{jet} y $L_{5100,\text{int}}$	165
4.4.2.	Q_{jet} y L_{BLR}	166
4.4.3.	Q_{jet} y L_{NLR}	167
4.4.4.	Q_{jet} y la emisión intrínseca del jet a 15 GHz	168
4.5.	Efecto Baldwin	171
5.	Conclusiones	183
5.1.	La masa del agujero negro y su posible sobreestimación	183
5.2.	El continuo óptico dominado por la radiación no térmica del jet	185
5.3.	Componente no virializada de la BLR	187
5.4.	Potencia del jet y las diferentes regiones en un NAG.	189
5.5.	Efecto Baldwin presente en los NAGs de MOJAVE/2cm	191
A.	Convenciones y constantes	193
B.	Definiciones en Radioastronomía.	195
C.	Propiedades generales de la muestra, R y L_{5100}.	199
C.1.	Propiedades generales de la muestra.	199
C.2.	Parámetro de <i>Radioloudness</i> : R	207
C.3.	Luminosidad a 5100 Å (L_{5100}) estimada a partir de B	214
D.	Atlas espectroscópico.	221
	Bibliografía	221

Capítulo 1

Introducción

1.1. Núcleos Activos de Galaxias

Los núcleos activos de galaxias (NAGs) se distinguen de las galaxias “normales” por presentar alta actividad de origen no térmico en su región central, i.e. la radiación en el continuo se atribuye a procesos tales como: emisión sincrotrón y bremsstrahlung ó radiación libre-libre, la cual se ve modificada por dispersión (Compton inverso), absorción y re-emisión. Se caracterizan por emitir radiación en todo el espectro electromagnético, desde longitudes de onda de radio a rayos X y algunos llegan a emitir también en rayos gamma con energías de TeV. Durante décadas, se han realizado un gran número de estudios para tratar de explicar cuál es el origen físico de la actividad nuclear y las altas luminosidades observadas que se producen dentro de un volumen de unos cuantos pc^3 . Malkan (1983) argumenta que la actividad es debida a la acreción de gas, probablemente, de la galaxia anfitriona hacia un agujero negro supermasivo. Por otro lado, existen modelos alternativos, cuyo fin es reproducir las luminosidades observadas en los NAGs, por ejemplo, utilizando modelos de brotes de formación estelar (Terlevich et al., 1992). La posible conexión entre la actividad en un NAG y la actividad por brotes de formación estelar no ha obtenido hasta ahora una respuesta satisfactoria, aunque se han propuesto varias explicaciones. En el modelo de Terlevich et al., el fenómeno de los NAG radio-callados se debe a la formación estelar y a la consecuente evolución de remanentes de supernovas

en un ambiente denso. Un brote de formación estelar puede encender la actividad NAG facilitando la disipación del momento angular del gas que es acretao al centro de la galaxia, aumentando así la eficiencia en la acreción (Weedman, 1983; Norman & Scoville, 1988). Mientras que manifestaciones del fenómeno NAG, como jets relativistas o vientos, pueden disparar la formación estelar (Rees, 1989; Daly, 1990). Puede ser que ambos tipos de actividad, la estelar y la de NAG, tengan un mecanismo de encendido en común: como interacciones o fusión de galaxias (Heckman, 1990). Sin embargo, a la fecha, ninguno de estos modelos explica por completo el fenómeno NAG. El rango de las luminosidades ópticas detectadas es de $L_{\text{bol}} \sim 10^{40}$ hasta 10^{48} erg s⁻¹, lo que es 10^4 veces mayor de lo que emite una galaxia normal. Esto hace de los NAGs la fuente de energía más poderosa que se haya encontrado hasta ahora en nuestro Universo.

1.2. Clasificación de los NAGs

Desde 1943 que se obtuvieron los primeros espectros ópticos de una muestra de NAGs (Seyfert, 1943), se ha tratado de clasificar a estos objetos de acuerdo a las características espectroscópicas que presentan (Markarian, 1967; Khachikian & Weedman, 1974; Osterbrock, 1981; Schmidt & Green, 1983). Unos NAGs presentan en el espectro óptico líneas de emisión permitidas anchas con anchos a media altura (FWHM) asociados con la velocidad del gas de miles de km s⁻¹, así como líneas prohibidas angostas de cientos de km s⁻¹; otra clase de NAGs sólo muestra líneas angostas permitidas y prohibidas, y también existen los que carecen por completo de líneas de emisión y sólo se detecta una fuerte emisión del continuo. Los NAGs también se pueden dividir en dos categorías de acuerdo a su emisión en radio: objetos *radio-callados*¹ (RQ, de sus siglas en inglés *Radio-Quiet*) y objetos *radio-fuertes* (RL, de sus siglas en inglés *Radio-Loud*). Un criterio clásico para esta división es usar el parámetro R definido como la razón entre la densidad de flujo en radio (5 GHz) y el óptico (4400 Å) $R = F_{5\text{GHz}}/F_{O_{4400\text{Å}}}$ (Kellermann et al., 1989, K89 de aquí en adelante). Exploraciones realizadas en radio-frecuencias han estudiado

¹Cabe notar que todos los NAGs emiten en radio frecuencias a cierto nivel y el estar dentro de la categoría de *radio-callado* no implica que el NAG no sea radio emisor.

el parámetro R para NAGs seleccionados ópticamente. Se ha encontrado que la distribución de los objetos es aproximadamente bimodal, siendo la mayoría de estos RQ, i.e. $R \leq 10$; mientras que únicamente el 10-20 % de los NAGs entran en la categoría de RL de acuerdo con la definición de este parámetro (K89; Miller et al., 1990; Kellermann et al., 1994). Aunque cabe mencionar que la fracción de objetos RL puede incrementarse hasta el ~ 50 % para $M_B \leq -24.5$ ($H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ y $q_0 = 0$) en función de las luminosidades en el óptico (Padovani, 1993; La Franca et al., 1994) y rayos-X (della Ceca et al., 1994), mientras que para los cuásares más brillantes que -21.5 se tiene que la fracción de objetos RL se encuentra entre el 16-20 %. Estudios más recientes basados en exploraciones realizadas en radio y óptico no son concluyentes sobre la existencia de esta bimodalidad (White et al., 2000; Ivezić et al., 2002; White et al., 2007).

En esta tesis usaremos la definición clásica para el parámetro R sólo como referencia debido a que todas las fuentes de la muestra presentan jets y estos contribuyen fuertemente a su emisión en radio.

1.2.1. NAGs Radio-Callados

Dentro de los NAGs radio-callados se encuentran principalmente las *galaxias Seyfert* (Sy) y los *cuásares* radio-callados. Las galaxias Seyfert constituyen aproximadamente el 1 % de los NAGs. Se caracterizan por ser relativamente los NAGs de menor luminosidad ($L_{\text{opt}} \sim 10^{41-44} \text{ erg s}^{-1}$) y los más cercanos, por lo que galaxia huésped puede estudiarse en detalle, como por ejemplo galaxias espirales luminosas y galaxias elípticas. De acuerdo a la presencia o no de líneas de emisión anchas en su espectro se pueden dividir en Seyfert 1 (Sy 1) y Seyfert 2 (Sy 2), respectivamente. Un ejemplo del espectro en la región del óptico de este tipo de NAGs se puede ver en la Figura 1.1 (e) y en la Figura 1.1 (f).

Los primeros cuásares fueron detectados como fuentes muy intensas en ondas de radio a las cuales no se podía estudiar en detalle su morfología debido a que en el óptico parecían fuentes estelares, tales como 3C 48 (Matthews & Sandage, 1963) y 3C 273 (Schmidt, 1963), de ahí su nombre, siendo la abreviación original de *quasi stellar radio object*. En general, los cuásares son los NAGs más luminosos, generalmente la galaxia anfitriona es

una galaxia elíptica (Dunlop, 2001) y sólo se detecta, en imágenes ópticas profundas, como un halo difuso de bajo brillo superficial. Para diferenciar entre los núcleos Sy 1 y los cuásares se emplea actualmente la división en luminosidad $M_B < -24$ ($H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $q_0 = 0,5$) dada por Véron-Cetty & Véron (2000) (V00, de aquí en adelante). En la Figura 1.1 (b) se muestra un espectro promedio en el óptico de un cuásar. La división entre tipo 1 y tipo 2 en Seyfert se extiende a todos los NAGs. Los NAGs tipo 1 presentan un continuo brillante y líneas de emisión anchas que tienen un ancho total a media altura en un rango de velocidades típico entre 5000 y $10,000 \text{ km s}^{-1}$. Estas líneas pueden ser de alta ionización (p.ej. $\text{Ly}\alpha$, $\text{CIV } \lambda 1549 \text{ \AA}$, $\text{CIII] } \lambda 1909 \text{ \AA}$) y de baja ionización (como líneas de Balmer, Fe II y $\text{Mg II } \lambda 2798 \text{ \AA}$). Se piensa que la desexcitación colisional domina sobre la emisión de líneas prohibidas, con lo que se explica la ausencia de líneas de emisión anchas prohibidas. En los NAGs del tipo 2 sólo se observan un continuo relativamente débil y líneas de emisión angostas permitidas y prohibidas con FWHM que van desde 500 a 2000 km s^{-1} ; comúnmente se detectan líneas de hidrógeno, $[\text{O II}] \lambda 3727 \text{ \AA}$, $[\text{O III}] \lambda \lambda 4959, 5007 \text{ \AA}$, $[\text{N II}] \lambda 6583 \text{ \AA}$ y $[\text{S II}] \lambda \lambda 6716, 6731 \text{ \AA}$. Para clasificar a los NAGs empleando los datos espectroscópicos se han creado los llamados Diagramas de Diagnóstico, que utilizan cocientes de líneas de emisión (presentes en UV, óptico o infrarrojo), para distinguir, por ejemplo, entre un NAG del tipo 1, del tipo 2, un LINER y una región HII, en la Figura 1.2 se muestra un ejemplo de este tipo de diagramas. Una revisión completa sobre las diferentes características de las líneas de emisión en los NAGs se encuentra en V00. Por otro lado, en Veilleux (2002) se detallan las diferentes líneas de emisión empleadas en los Diagramas de Diagnóstico.

1.2.2. NAGs Radio-Fuertes

En la categoría de NAGs RL se encuentran las *radio galaxies*, los *blazares* y los *cuásares RL*. Las radio galaxias del tipo 1 son llamadas radio galaxias de líneas anchas (BLRG) y las del tipo 2 radio galaxias de líneas angostas (NLRG), ver Figura 1.1 (g) y (h). Las radio galaxias, en general, muestran una fuerte emisión en radio con estructura extendida ($1 \sim \text{Mpc}$). Usualmente, su emisión proviene de regiones, llamadas lóbulos, que se

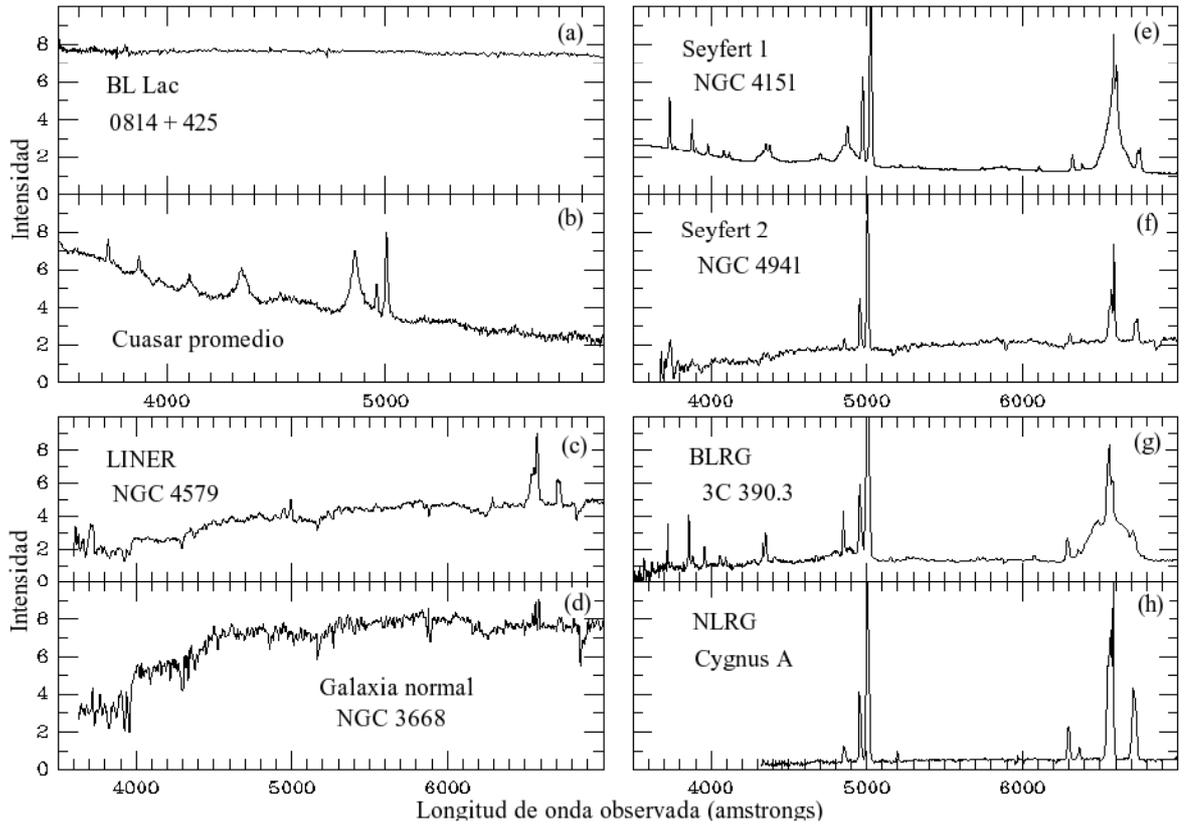


Figura 1.1: Diferentes tipos de NAGs clasificados según sus características espectroscópicas en la región óptica. Se puede comparar el espectro de una galaxia normal (d), que es la convolución de la emisión de todas las estrellas presentes en ella con el resto de los NAGs y son bastante diferentes. En (a) se muestra un objeto BL Lac, no muestra líneas de emisión y un continuo prominente; en (b) se tiene un espectro promedio de cuásares con líneas anchas y angostas, mientras que en (c) se observa otro tipo de NAG llamado LINER, caracterizado por tener líneas similares a los NAG de tipo 2 pero es de baja luminosidad; en (e) y (g) se muestran 2 NAGs de tipo 1, una galaxia Sy1 (radio-callada) y una BLRG (radio-fuerte); en (f) y (h) se muestran ejemplos de NAGs del tipo 2, galaxia Sy2 y una NLRG donde únicamente se detectan líneas angostas en su espectro (Khachikian & Weedman, 1974).

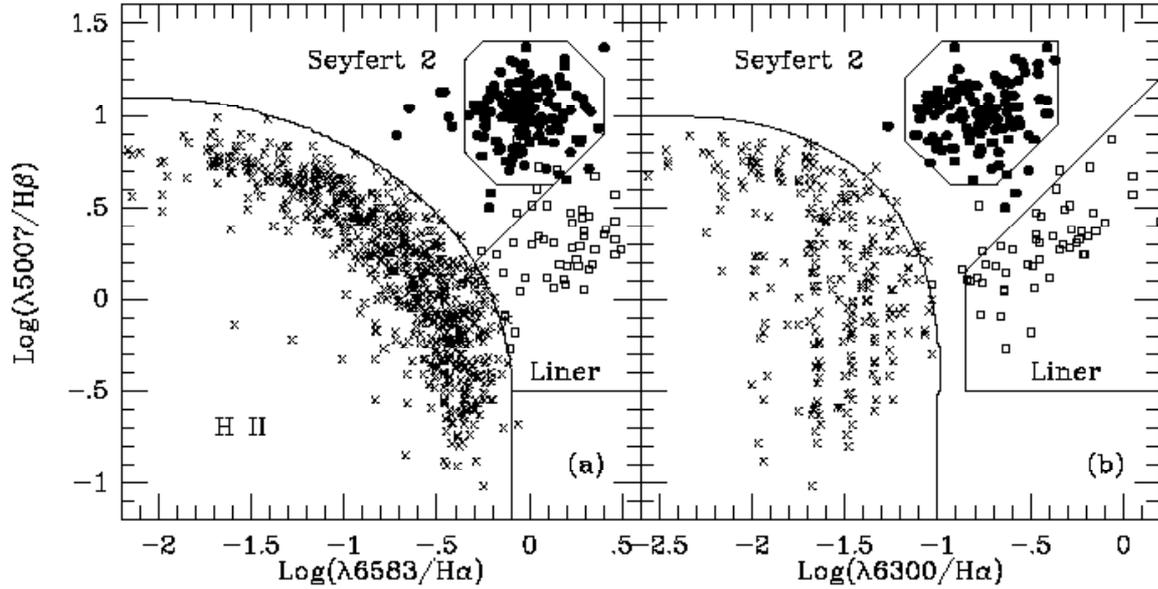


Figura 1.2: Dos diferentes Diagramas de Diagnóstico para diferenciar entre las galaxias Seyfert 1, 2, los LINERS y las regiones de formación estelar (HII) empleando diferentes cocientes de líneas (Véron-Cetty & Véron, 2000).

encuentran lejos de sus contrapartes ópticas. Estos lóbulos son alimentados por *jets* que se encuentran altamente colimados y son originados en las partes centrales del NAG. Dentro de las NLRG se incluyen dos tipos morfológicos distintos: Fanaroff-Riley tipo I (FR I) o Fanaroff-Riley tipo II (FR II) (Fanaroff & Riley, 1974). La división entre éstas se basa en su luminosidad a 178 MHz. Las FR I, baja luminosidad $L_{178\text{MHz}} \lesssim 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$, muestran a menudo jets simétricos, cuyo brillo superficial decae hacia las partes externas del núcleo, ver Figura 1.3 a). Las FR II, alta luminosidad $L_{178\text{MHz}} \gtrsim 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$, presentan jets aún más colimados que dan lugar a lóbulos bien definidos y a manchas calientes prominentes en los extremos, ver Figura 1.1 b). Los blazares son NAGs que están caracterizados por presentar rápida variabilidad en la emisión del continuo en todas las frecuencias (p. ej. en radio y óptico ~ 1 día) así como alta polarización en el óptico ($\geq 3\%$). Estos incluyen a los objetos tipo *BL Lacertae* (BL Lac) y los *cuásares violentamente variables en óptico* (OVV). Los BL Lac generalmente no muestran líneas de emisión/absorción en su espectro óptico/UV (ver Figura 1.1 (a)) salvo en algunos casos cuando se encuentran en un mínimo de brillo y se observan líneas en absorción. En los OVV la emisión del continuo

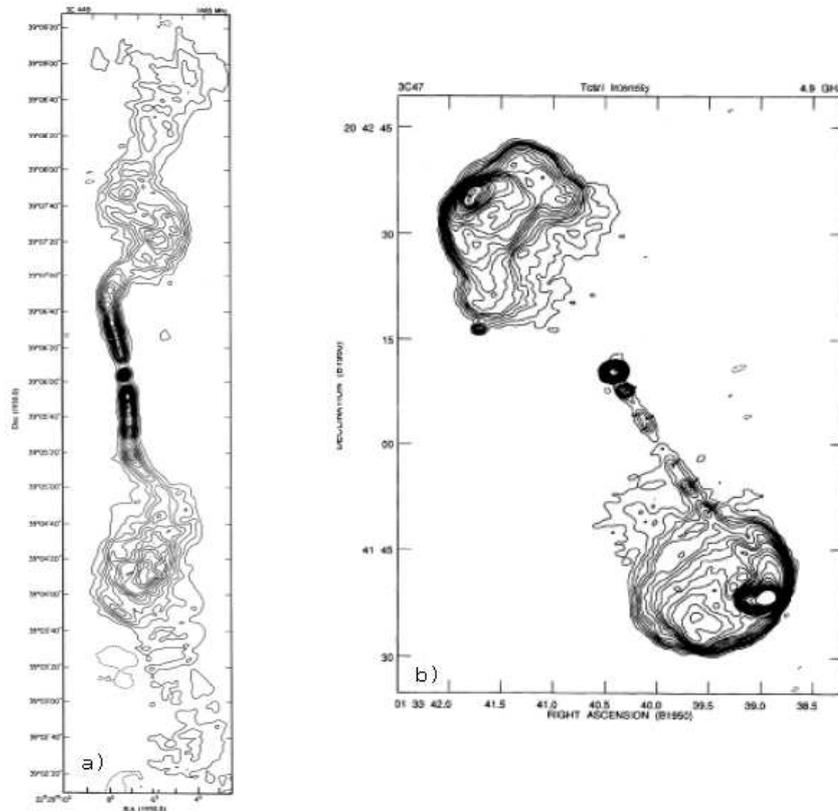


Figura 1.3: En el panel a) mapa de la galaxia FR I 3C 449 a 1.465 GHz adquirida con el VLA (Perley et al. 1979), se observan los jets bien definidos en la parte central de la imagen, la resolución angular es de $4.8'' \times 3.4''$; en b) ejemplo de una galaxia FR II 3C 47, (Bridle et al. 1994), este mapa fue adquirido con el VLA a 4.9 GHz con una resolución de $1.45'' \times 1.13''$, en la parte central de la imagen se tiene el núcleo de la galaxia, se observa sólo un jet y en los extremos se detectan dos lóbulos, donde los contornos se vuelven más densos se tienen las llamadas manchas calientes.

es semejante a la de los BL Lac y además se caracterizan por tener una polarización alta y variable, altas temperaturas de brillo ($T \sim 10^{12}$ K; Quirrenbach et al., 1992) y velocidades superlumínicas de las regiones más compactas en ondas de radio. Estas regiones son denominadas por su nombre en inglés *cores* (ver sección 1.3.1).

Los cuásares radio-fuertes sólo difieren de las BLRG en que son NAGs más luminosos. Dependiendo de la forma del continuo que presentan existen los radio-cuásares de espectro plano (FSRQ) y los cuásares de espectro inclinado (SSRQ). En la categoría de los FSRQ entran los cuásares dominados por el core (CDQ) y por otro lado, se encuentran los cuásares altamente polarizados (HPQ). Los OVV, HPQ, CDQ y FSRQ probablemente

se observan a ángulos pequeños respecto a la línea de visión y a pesar de que reflejan diferentes definiciones empíricas, la evidencia acumulada hasta nuestros días muestra que son aproximadamente la misma clase de objeto, es decir, la mayoría de los cuásares de espectro plano tienden a mostrar rápida variabilidad, polarización alta y las estructuras observadas en radio están dominadas por el core y vice versa (Impey et al., 1991; Valtaoja et al., 1992).

En la literatura se pueden encontrar, en general, que los OVV, HPQ, CDQ son llamados simplemente FSRQ, mientras que al conjunto de FSRQ y objetos BL Lac son llamados Blazares. Esta es la clasificación que adoptaremos en este trabajo.

1.2.3. El Modelo Estándar y el Modelo Unificado

Para tratar de explicar los procesos físicos que están detrás de la producción de líneas espectrales, así como la generación de discos de acreción, la producción y colimación de los jets, etc., y saber con que eficiencia la energía gravitacional es transformada en radiación en la parte central de un NAG se ha propuesto el llamado Modelo Estándar (p.ej. Urry & Padovani, 1995). Las diferentes componentes que constituyen este modelo se describen a continuación (ver Figura 1.4):

- La maquinaria central de un NAG es un agujero negro (BH) super-masivo ($M_{BH} \sim 10^6 - 10^{10} M_{\odot}$) que se encuentra acretando material de sus alrededores.
- El material que se encuentra cayendo al BH forma un disco de acreción con un radio típico del orden de algunas unidades astronómicas. Este es calentado por procesos viscosos y magnéticos, emite radiación desde el óptico hasta rayos-X. El problema más importante, sin resolver hasta ahora, es saber que tipo de estructura tiene éste, la aplicabilidad de los modelos de advección dominada por flujos de acreción (ADAF) a la parte más interna del disco, y la existencia de una corona caliente que emite rayos-X por encima del disco.
- La región en la que se producen las líneas de emisión anchas llamada región de líneas anchas o BLR (Broad Line Region, de sus siglas en inglés). Está formada por miles

de nubes de gas que se encuentran bajo la acción del potencial gravitacional del agujero negro. Son fotoionizadas por la emisión del continuo producido por el disco de acreción que se forma alrededor del BH. Se estima que la BLR tiene un radio entre 0.1 y 1 pc y una masa de gas ionizado de $1 M_{\odot}$ para los cuásares menos potentes o galaxias Seyfert, mientras que para los cuásares más luminosos se calcula que tiene una masa de $10^3 M_{\odot}$. Su temperatura efectiva probablemente sea de $T \approx 10^4$ K y una densidad electrónica promedio de $N_e \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

- Un toro de polvo que rodea a la maquinaria central con un radio interior de aproximadamente un pc. La forma de esta estructura aún es incierta; no queda claro exactamente hasta donde tiene forma toroidal. Se ha encontrado, con observaciones infrarrojas recientes, que el toro tiene una estructura, no uniforme, formada por material dispuesto en grumos (Beckert, 2005, y referencias ahí citadas).
- Más allá del toro de polvo se encuentra la región donde se producen las líneas de emisión angostas o NLR (Narrow Line Region). Se encuentra aproximadamente a una distancia 100-500 pc de la fuente central. Se calcula que tiene una temperatura electrónica de $T \approx 10^4$ K, una densidad promedio de $N_e \approx 400\text{-}1000 \text{ cm}^{-3}$ (Fraquelli et al., 2003, F03 de aquí en adelante). La parte más externa de la NLR es llamada la ENLR (Unger et al., 1987) la cual se encuentra aproximadamente de 2 a 4 kpc de distancia de la fuente central (p.ej. F03; Schmitt et al., 2003) y se calcula que tiene una masa total de gas ionizado de $10^4\text{-}10^7 M_{\odot}$.
- En dirección perpendicular al plano del disco de acreción, es eyectado plasma en forma de *jets* (chorros de partículas) sumamente colimados. La velocidad del plasma es relativista, el ángulo de apertura del jet se piensa que es pequeño, menor a 10° . Se estima que los jets se forman dentro de unos 10 a 100 radios de Schwarzschild del agujero negro (donde el radio de Schwarzschild está dado por $R_S = 2GM/c^2$). Se extienden hacia las partes externas varios kpc, en algunos casos llegando a distancias de Mpc, y los jets más potentes forman grandes lóbulos que son fuertes emisores en radio. A través de simulaciones numéricas se ha estudiado la formación de los

jets y como mantienen su forma. Se ha encontrado que el campo magnético juega un papel de suma importancia en este proceso. Diferentes simulaciones magnetohidrodinámicas pueden producir la formación de jets, pero el problema principal de éstas es mantener los flujos externos más allá de kpc o aún Mpc lejos del BH. Se cree que los jets en los NAGs son alimentados con la energía que extraen tanto del disco de acreción como de un agujero negro que se encuentra en rotación (Camenzind, 2005, y referencias ahí citadas). Ningún código actualmente puede seguir la evolución del plasma desde la vecindad del BH hasta las regiones donde ocurre la colimación. Por ejemplo, observaciones de M87 sugieren que el ángulo de apertura del jet en su base es grande ($\geq 60^\circ$) y la colimación toma parte después de algunas decenas de R_S (Junor et al., 1999; Krichbaum et al., 2004).

El modelo anteriormente descrito, aplica para los núcleos activos radio-fuertes y quitándole la componente del jet es válido también para los radio-callados. Para explicar las distintas clases de NAGs se propone el llamado *Modelo Unificado*, basado en que el observador mira la misma clase de objeto, y dependiendo del ángulo de visión uno detecta objetos con diferentes características (ver Figura 1.5). Observando en dirección del jet (aproximadamente 0°) se tiene a los BL Lac o los OVV. A ángulos un poco mayores, el observador puede detectar objetos con líneas de emisión anchas y angostas, galaxias Seyfert 1 o radio galaxias de líneas anchas (NAG tipo 1). Conforme el ángulo entre el jet y la línea de visión aumentan se observan los cuásares. Lleno hacia ángulos mayores, de tal forma que el toro de polvo comience a oscurecer la parte interna de la BLR, se detectan las galaxias Seyfert 2 y las radio galaxias de líneas angostas (NAG tipo 2).

Este trabajo está centrado en los NAGs radio-fuertes, por lo que al usar NAG o cuásar, si no se menciona lo contrario, se refiere a objetos radio-fuertes.

1.3. Jets

En los NAGs RL las observaciones en radio (resolución angular ≥ 0.1 segundos de arco) muestran componentes compactas no resueltas, así como *jets* o chorros que se

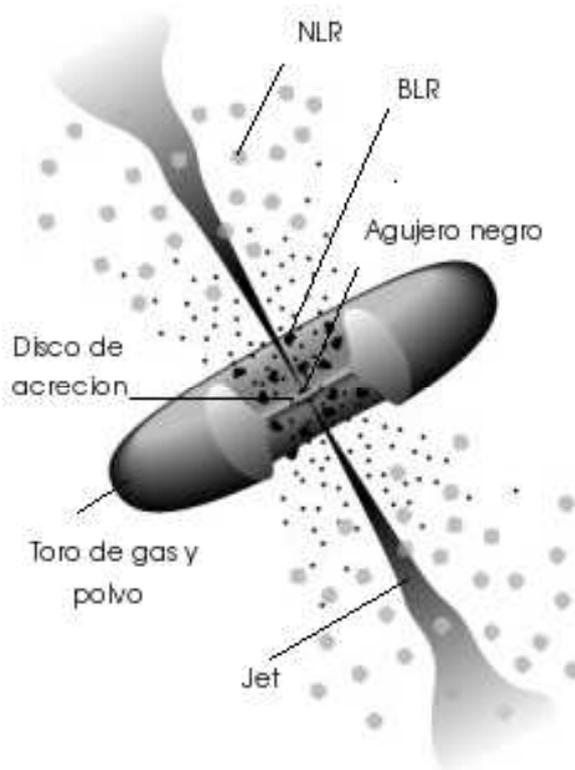


Figura 1.4: Diagrama del Modelo Estándar para NAGs (no a escala, Urry & Padovani, 1995). Se ilustran las diferentes componentes: un agujero negro central (BH) rodeado de un disco de acreción luminoso responsable del continuo ionizante. Las líneas de emisión anchas se producen en nubes que forman parte de la BLR y orbitan por encima del disco. Un toro ópaco de polvo que oscurece la BLR respecto a la línea de visión del observador; alguna parte del continuo y las líneas de emisión anchas pueden ser dispersadas de la línea de visión por electrones que permean la región. Una corona caliente sobre el disco de acreción a la que se atribuye la producción del continuo en rayos-X duros. Las líneas angostas se producen en nubes que forman la NLR y se encuentran más alejadas del BH. Los radio jets característicos de las fuentes de radio como las FR I, que emanan de las regiones cercanas al BH inicialmente con velocidades relativistas.

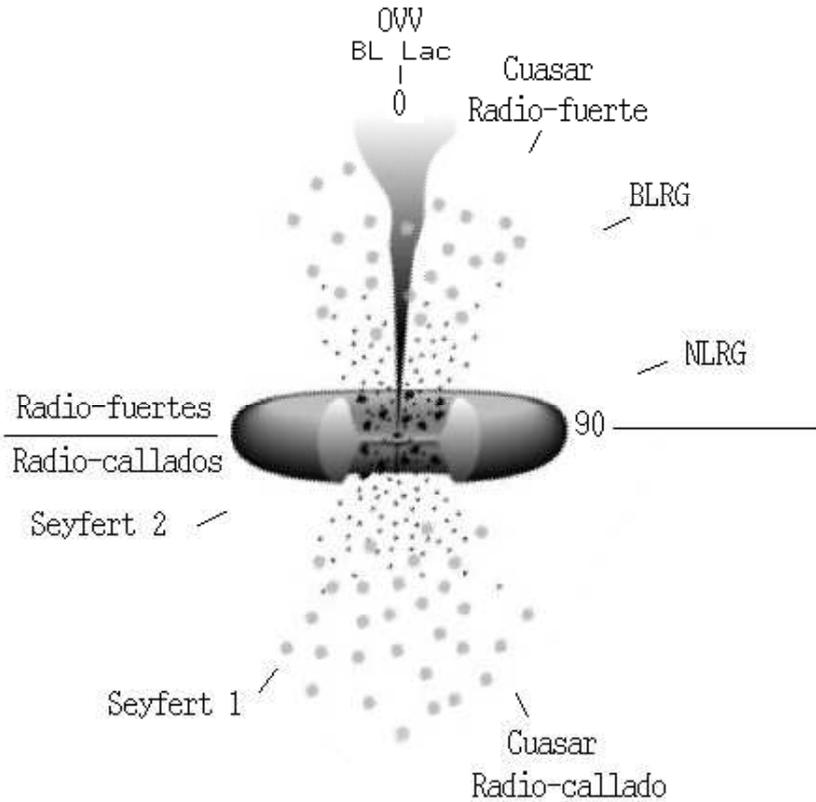


Figura 1.5: Modelo Unificado para NAGs radio-fuertes (RL), con la presencia de jets relativistas, y radio-callados (RQ) carentes de jets. De acuerdo con este esquema, dependiendo del ángulo de visión, se tiene un NAG con características distintas; si el ángulo de visión es pequeño se tienen Blazares, al aumentar el ángulo se detectan la BLR y la NLR y se observan los NAG de tipo 1 como las BLRG (NAG RL), Seyfert 1 (NAG RQ) o cuásares RL o RQ, cuando el toro de polvo oscurece la BLR sólo se detecta la NLR y por lo tanto se observan NAGs del tipo 2, como NLRG (NAG RL) o Seyfert 2 (NAG RQ).

extienden hasta Mpc del núcleo. Estas componentes coinciden con el núcleo asociado al objeto en el óptico y se designan con el nombre de *core*. Usualmente, el continuo presenta una ley de potencias ($S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$) relativamente *plana*, i.e. el índice espectral $\alpha_{radio} \leq 0.5$, de lo contrario se dice que la distribución espectral es *inclinada*. Cuando los *cores* son examinados con Interferometría de Base Muy Larga (VLBI) pueden ser resueltos en subcomponentes, que consisten en un *core* no resuelto con espectro *plano* y una estructura tipo *jet* que puede constar de uno o más nudos. Los *jets* son vistos como haces angostos de partículas energéticas cargadas (Blandford & Rees, 1974, BR74 de aquí en adelante en esta tesis) que conectan las partes centrales, del objeto en estudio, con las

partes externas. En la definición estándar de *jet* introducida por Bridle & Perley (1984) se caracteriza por tener 4 veces, al menos, más largo que su ancho; es separable de otras estructuras espacialmente o por contraste de brillo; está alineado con el *core* compacto en radio cuando se encuentra próximo a él. Pueden llegar a tener escalas desde pc hasta Mpc. En este proyecto nos centraremos en los radio jets internos con escalas de pársecs.

1.3.1. Fuentes compactas y radio jets

La mayor contribución a la luminosidad en radio en los NAGs RL se asocia con los *cores* compactos, que por definición, no son resueltos en escalas de segundos de arco, pero se aprecia cierta estructura cuando se observan en escalas de ~ 1 milisegundo de arco (mas) usando VLBI. Se pueden dividir a grandes rasgos en los siguientes tipos:

- **Fuentes tipo core-jet.** Estas fuentes tienen un core intenso con espectro plano, no son resueltos a escalas de ~ 1 mas y en la mayoría de los casos presentan un jet unilateral con espectro inclinado en escalas de pársec.
- **Fuentes compactas con espectro inclinado (CSS).** Tienen un espectro inclinado en radio con índice espectral $\alpha > 0.5$, lo cual muestra que no son dominados por el core. Las CSS pueden ser encontradas tanto en radio galaxias como en cuásares. También es común la presencia de jets brillantes en estas fuentes. La mayoría de los jets son unilaterales (one-sided) y en algunos se han observado movimientos superlumínicos, es decir, que aparentemente se mueven con velocidades mayores a la velocidad de la luz (se explica con detalle este efecto en la sección 1.3.3).
- **Fuentes compactas dobles.** Estas fuentes están dominadas por dos regiones de emisión a uno y otro lado del core en forma simétrica, comparables en flujo en escalas de pc. Usualmente, presentan poca variabilidad y polarización y carecen de movimientos superlumínicos.

1.3.2. Jets en escalas de pársec

Los jets en escalas de pársec fueron descubiertos en los años 70's cuando se hizo posible la obtención de imágenes con la técnica de *Interferometría de Base Muy Larga* (VLBI) y una resolución de ~ 1 mas, la calidad de estas imágenes es comparable con las obtenidas con el *Arreglo Muy Largo* (VLA; Very Large Array). A longitudes de onda de radio la estructura a escalas de pc o *jet* aparece de manera unilateral (Zensus, 1997). Sin embargo, en la visión estándar de BR74, el sistema es intrínsecamente simétrico, con dos jets idénticos que contienen haces relativistas dirigidos de manera opuesta. El que algunos jets parezcan tener únicamente un lado, se puede deber a un efecto conocido como Amplificación por Efecto Doppler (sección 1.3.3), el cual se presenta debido a que la emisión del jet forma un ángulo muy pequeño respecto al observador y las partículas que lo constituyen se mueven con velocidades relativistas. Y como consecuencia de este efecto, el lado del jet que se acerca al observador aparece mucho más brillante que la componente que se aleja. La mayoría de las fuentes observadas con alta resolución (mas) muestran este tipo de morfología unilateral, pero otras muestran ser bilaterales. Esta última puede observarse si el eje del jet se acerca al plano del cielo o si la velocidad del haz no es relativista, y por ende, la amplificación Doppler es pequeña.

1.3.3. Física de los jets

Radiación sincrotrón

La radiación sincrotrón es emitida cuando partículas relativistas cargadas son aceleradas dentro de un campo magnético. Consideremos una partícula cargada moviéndose con velocidad \mathbf{v} en un campo magnético \mathbf{B} . La fuerza de Lorentz ($\mathbf{v} \times \mathbf{B}$) hace que la partícula se mueva a través de una trayectoria helicoidal alrededor de una línea de campo magnético dada por:

$$\nu_g = \frac{qB}{2\pi\Gamma mc}, \quad (1.0)$$

donde ν_g es la frecuencia giromagnética, q es la carga, m es la masa, $\Gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ es el factor de Lorentz de la partícula y c es la velocidad de la luz. En el caso de una

partícula no relativista, la radiación emitida es radiación dipolar, ver Figura 1.6 (a). Para un observador en reposo, en una partícula moviéndose a velocidad relativista la radiación es emitida en un cono con un ángulo de apertura $1/\Gamma$, ver Figura 1.6 (b). Debido a que la masa del electrón es mucho menor que la de un protón (~ 2000 veces), la aceleración de los electrones es mucho mayor que la de los protones para la misma energía cinética, por lo que la contribución de los protones es insignificante y se atribuye sólo la radiación, en observaciones astronómicas, a los electrones (o positrones).

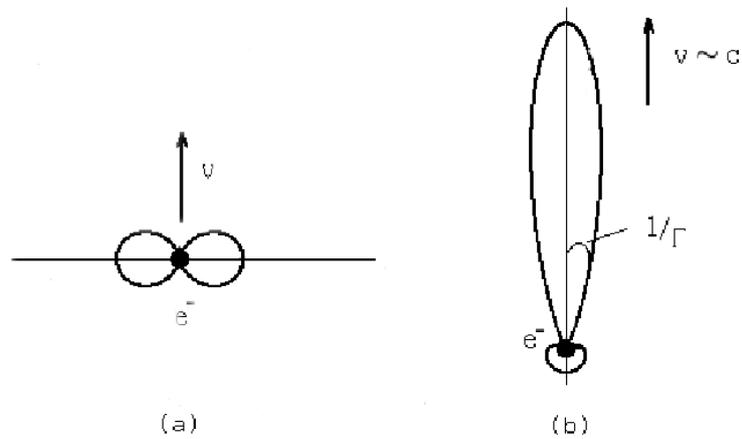


Figura 1.6: (a) Patrón de la radiación dipolar de un electrón acelerado a bajas energías, (b) patrón de la radiación sincrotrón de un electrón relativista.

El espectro en radio de los NAGs puede, generalmente, describirse con una ley de potencias, $F \sim \nu^\alpha$, donde F es la densidad de flujo, ν es la frecuencia observada y α es el índice espectral. Tal espectro puede ser producido por un conjunto de electrones con una distribución de energía con ley de potencias:

$$n(E)dE \sim E^{-p}dE, \quad (1.0)$$

donde E es la energía cinética de la partícula y p es una constante relacionada con el índice espectral α , como $\alpha = (1 - p)/2$. Este espectro es estrictamente válido si no hay absorción por los electrones, es decir, en un plasma que es ópticamente delgado a su propia radiación (p.ej. las regiones extendidas de una fuente en radio). Las regiones compactas de los NAGs a menudo muestran un espectro plano o invertido, como resultado de la auto

absorción sincrotrón. Se puede mostrar (Rybicki & Lightman, 1979) que en un medio ópticamente grueso la forma del espectro es: $F \sim \nu^{5/2}$. Hasta ahora, no se ha observado el exponente $5/2$. Las fuentes más compactas tienen un espectro más plano, mientras que las fuentes extendidas presentan un espectro más complejo. Esto se puede explicar por la superposición de las diferentes partes de la fuente teniendo diferentes frecuencias de corte, es decir, éstas se vuelven ópticamente gruesas a diferentes frecuencias y la distribución de energía espectral tiene contribuciones de las distintas partes.

La intensidad de la radiación puede ser expresada en términos de la temperatura de brillo. La temperatura de brillo es equivalente a la temperatura de un cuerpo negro el cual radía la misma cantidad de flujo que la fuente. En la aproximación de Rayleigh-Jeans se define como:

$$T_B = \frac{c^2 I}{2K_B \nu^2}, \quad (1.0)$$

donde I es la intensidad en unidades MKS ($\text{J s}^{-1} \text{m}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$), K_B es la constante de Boltzmann y c es la velocidad de la luz. La densidad de flujo es la intensidad integrada sobre el ángulo sólido: $F = \int I \cos \theta d\Omega$. Igualando F con la densidad de flujo sincrotrón a la frecuencia sincrotrón auto-absorbida (F_m) la T_B puede ser escrita como (ver p. ej. Ghisellini et al., 1993):

$$T_B = 1,77 \times 10^{12} \left(\frac{F_m}{\nu^2 \theta^2} \right) (1 + z), \quad (1.0)$$

donde z es el corrimiento al rojo de la fuente, F_m es medida en Jy, θ es el tamaño angular de la fuente medida en miliarcosegundos, ν en GHz, por lo que la T_B está dada en K.

Radiación Compton Inversa

En una fuente compacta, los fotones emitidos por medio de radiación sincrotrón pueden ser dispersados por sus propios electrones mediante el proceso Compton Inverso (proceso sincrotrón auto-Compton, SSC). En el proceso de dispersión Compton "normal", los fotones son dispersados por los electrones y ceden parte de su energía a los electrones en la interacción. En el proceso Compton inverso, los fotones ganan energía de los electrones en movimiento. La energía adquirida es proporcional al cuadrado del factor de Lorentz de los electrones dispersados. Este proceso puede ser responsable de los fotones de altas energías

en los NAGs. Dependiendo del valor de Γ , los fotones en radio e infrarrojos pueden ser dispersados hasta energías de rayos-X y rayos- γ . La tasa de pérdida de energía de los electrones en la dispersión Compton inversa y en el proceso sincrotrón son similares:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{Ci} = \frac{4}{3}\sigma_T c u_{rad} \beta^2 \Gamma^2, \quad (1.0)$$

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{sinc} = \frac{4}{3}\sigma_T c u_{mag} \beta^2 \Gamma^2, \quad (1.0)$$

donde σ_T es la sección recta de Thomson ($6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$), u_{rad} y u_{mag} son la densidad de energía de la radiación electromagnética y del campo magnético, respectivamente. La razón entre las luminosidades de los primeros fotones Compton dispersados y los fotones sincrotrón es la razón entre la densidad de energía de radiación electromagnética y la densidad de energía del campo magnético:

$$\frac{L_{Ci}}{L_{sinc}} = \frac{u_{rad}}{u_{mag}} \quad (1.0)$$

Expresada en términos de la temperatura de brillo T_B (Kellermann & Pauliny-Toth, 1969):

$$\frac{L_{Ci}}{L_{sinc}} \sim \frac{1}{2} \left(\frac{T_B}{10^{12} \text{ K}} \right)^5 \nu_c \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{T_B}{10^{12} \text{ K}} \right)^5 \nu_c \right], \quad (1.0)$$

donde ν_c es la frecuencia de corte. Cuando $T_B < 10^{12} \text{ }^\circ K$ domina la emisión sincrotrón, pero para $T_B > 10^{12} \text{ }^\circ K$ el segundo término de dispersión se vuelve importante. Esto da lugar a la llamada “Catástrofe Compton”, los electrones pierden rápidamente su energía debido a la dispersión Compton inversa y T_B decae nuevamente a valores entre 10^{11} y $10^{12} \text{ }^\circ K$ donde la pérdida por dispersión Compton inversa es del orden de la radiación sincrotrón.

Movimiento superlumínico

El movimiento superlumínico en los NAGs fué predicho por Rees (1966) para explicar el exceso en las temperaturas de brillo en fuentes sincrotrónicas variables. Este fenómeno fué observado, por primera vez, en el cuásar 3C 279 con técnicas interferométricas en

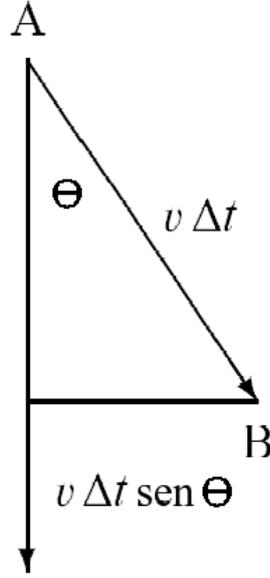


Figura 1.7: Efecto superlumínico. El observador se encuentra en dirección de la flecha vertical. Un nódulo del jet sale del punto A y se mueve con una velocidad intrínseca v hacia el punto B en un intervalo de tiempo Δt . La separación aparente que mide el observador es $d_{app} = v \Delta t \sin \theta$

radio frecuencias por Whitney et al. (1971) y Cohen et al. (1971). Los movimientos relativistas vistos a pequeños ángulos de visión (ver Figura 1.7) causan la ilusión de que una región se mueve de manera superlumínica, es decir, más rápido que la velocidad de la luz. Consideremos el caso de una fuente que emite un nódulo de plasma moviéndose con una velocidad v y que forma un ángulo θ con la línea de visión. Este nódulo emite radiación en el punto A y después de un tiempo Δt emite en el punto B. Sin embargo, desde el punto de vista del observador la distancia aparente recorrida por el nódulo fué solamente $d_{app} = v \Delta t \sin \theta$. Durante el tiempo Δt , el nódulo viajó una distancia $v \Delta t \cos \theta$ hacia el observador, por lo que la diferencias entre los tiempos de arribo de las señales se ve reducida por este factor. Por lo tanto, la velocidad aparente en el plano del cielo percibido por el observador en unidades de c (velocidad de la luz) está dado por:

$$\beta_{app} = \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta}, \quad (1.0)$$

donde $\beta = v/c$. Para un valor dado de β , β_{app} es función del ángulo θ . El máximo ocurre para $\cos \theta = \beta$, es decir, $\sin \theta = \Gamma^{-1}$ por lo que $\beta_{app}^{max} = \beta / \sin \theta = \Gamma \beta = (\Gamma^2 - 1)^{1/2}$

donde Γ es el factor de Lorentz. Para detectar el movimiento superlumínico se debe satisfacer que $\beta_{app}^{max} > 1$, lo cual implica que $\beta > 1/\sqrt{2}$.

Amplificación y Direccionamiento Doppler

La amplificación Doppler es otro efecto al observar, por ejemplo, un jet que se mueve a velocidades relativistas y que forma un ángulo pequeño θ respecto a la línea de visión. Debido a estas condiciones físicas, el flujo observado de la fuente en movimiento se ve incrementado respecto al flujo intrínseco de ésta. El factor que relaciona el flujo observado y el emitido es llamado el *factor Doppler* dado por la siguiente expresión:

$$\delta = [\Gamma(1 - \beta \cos \theta)]^{-1}, \quad (1.0)$$

donde $\beta = v/c$. Para una fuente que se acerca, el intervalo de tiempo medido desde el marco de referencia del observador es más corto respecto al marco de referencia en reposo (dilatación del tiempo):

$$t = \delta^{-1}t', \quad (1.0)$$

donde la cantidad primada se refiere al marco de referencia en reposo. Dado que el número de frentes de onda por unidad de tiempo es constante, la frecuencia observada sigue esencialmente la relación inversa:

$$\nu = \delta\nu' \quad (1.0)$$

La amplificación de la intensidad es un efecto más dramático. Debido a que I_ν/ν^3 es un invariante relativista, la transformación de la intensidad específica es

$$I_\nu(\nu) = \delta^3 I'_{\nu'}(\nu') \quad (1.0)$$

(Rybicki & Lightman, 1979). Una de las potencias de δ proviene de la compresión del intervalo de tiempo (ecuación (1.3.3)) y dos de la transformación del ángulo sólido, $d\Omega = \delta^2 d\Omega'$. Si la emisión es isotrópica (es decir, $I'_{\nu'}$ no es función del ángulo) la densidad de flujo F_ν se transforma de igual forma que la intensidad específica. Para una fuente con un espectro que sigue una ley de potencias, $F'(\nu') \propto (\nu')^{-\alpha}$, la ecuación (1.3.3) se transforma en

$$F_\nu = \delta^{3+\alpha} F'_{\nu'}(\nu); \quad (1.0)$$

En el caso de un jet continuo, la densidad de flujo es proporcional a $\delta^{2+\alpha}$ y $\delta^{3+\alpha}$ para el caso de una esfera en movimiento (Cawthorne, 1991; Ghisellini et al., 1993). La amplificación Doppler es muy fuerte y debido a que amplifica la radiación de manera selectiva partes de la fuente que se mueven hacia el observador, puede llegar a cambiar dramáticamente la apariencia de ésta. La razón J entre el jet que se aproxima hacia el observador y el que se aleja está entonces dada por:

$$J = \left(\frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta} \right)^{2+\alpha} \quad (1.0)$$

Tomando, por ejemplo, $\alpha \approx 0.7$, $\beta = 0.95$ y $\theta = 10^\circ$ la razón entre el jet que se acerca y el que se aleja es de $J \sim 10^4$. El direccionamiento Doppler es causado en los jets relativistas debido a que las partículas que lo forman se mueven con velocidades cercanas a la luz en una dirección específica, esto hace que la energía emitida se concentre en un cono cuya apertura media sea proporcional a $1/\Gamma$, ver Figura 1.6 (b), lo que quiere decir que desde el sistema de referencia en reposo los fotones se encuentran direccionados hacia el observador, donde la mitad de ellos se encuentran en un medio cono cuyo ángulo es $\sim 1/\Gamma$.

1.4. Antecedentes y objetivos

A pesar del descubrimiento de las galaxias activas ya hace algunas décadas, el funcionamiento de la *maquinaria central* permanece aún sin respuesta. La naturaleza de la región de líneas anchas BLR, es indiscutiblemente uno de los mayores misterios en la teoría de los NAGs. No existe un consenso acerca del origen de la BLR la cual proporciona características singulares a los espectros UV y ópticos de los NAGs. Esto no significa que no se ha realizado algún avance, ya que años de estudios espectroscópicos han dado luz a una gran fenomenología (ver para recopilaciones recientes Sulentic et al., 2000; Marziani et al., 2006). Existe evidencia observacional indirecta de que toda la energía liberada en un NAG es producida en la maquinaria central mediante acreción del material del disco hacia el núcleo supermasivo (o agujero negro BH) (Fabian, 1999). En el actual paradigma, la intensa radiación del continuo se origina cerca del BH en un disco de acreción o corona

caliente en escalas de sub-pársecs (Fabian, 2005), ionizando las nubes cercanas que se encuentran orbitando alrededor y por encima de este disco de acreción, formando así la región de emisión de líneas anchas (BLR). En NAGs radio-fuertes (radio galaxias, objetos BL Lac y cuásares) una fracción de materia acretada es acelerada a través de un canal magnético a lo largo del eje rotacional del BH (Semenov et al., 2004), siendo colimado y expulsado en el interior de jets relativistas (Ferrari, 1998), lo cual a escalas de pársecs aparece en la forma de cadenas lineales de nudos compactos emisores de ondas de radio que emergen del NAG (Kellermann et al., 2004). El jet colimado emite radiación sincrotrón direccionada (Vermeulen & Cohen, 1994), transfiriendo enormes cantidades de energía cinética en escalas de kpc y alimenta los radio lóbulos que llegan a alcanzar dimensiones del orden de Mpc.

Las características espectrales en varias longitudes de onda de los NAGs radio-fuertes, proporciona una perspectiva de los procesos físicos que se llevan a cabo para la aceleración de partículas y la emisión del espectro electromagnético. Las distribuciones espectrales de energía (*SED Spectral Energy Distributions*) han sido estudiadas en el radio, del lejano al mediano infrarrojo, en el óptico y en rayos-X. Una fracción substancial de la luminosidad bolométrica de muchos cuásares es emitida en el infrarrojo (Elvis et al., 1994). En el lejano infrarrojo, la SED de los NAGs contiene firmas de emisión térmica debida al polvo y también radiación sincrotrón (Haas et al., 1998). En las ventanas ópticas y de rayos-X (Hardcastle & Worrall, 2000) existe evidencia de emisión sincrotrón concentrada y direccionada desde el núcleo hacia el jet relativista. La emisión no térmica del jet aparentemente se extiende a todo el espectro electromagnético. La emisión en radio frecuencias es debida a radiación sincrotrón producida por los electrones relativistas en el jet. Aún permanece en incertidumbre la fracción con la que el jet a escalas de pársec y la maquinaria central contribuyen respectivamente a la emisión total (continuo y luminosidad de líneas de emisión) de NAGs radio-fuertes y cual es la relación del jet con la emisión variable en el continuo, y si es que los mecanismos sincrotrón y Compton inverso dominan en las bandas ópticas y de rayos-X.

Las líneas de emisión anchas se originan en la parte central de la BLR y proporcionan

pistas fundamentales acerca de la estructura y cinemática para alcanzar un mejor entendimiento de la geometría de la maquinaria central, también para comprender la dependencia de las propiedades espectrales de los NAGs con respecto a su orientación, y para derivar estimadores precisos de las masas viriales de los BH (Peterson, 2001). Los indicadores de la orientación del jet juegan un papel importante con respecto a los modelos de la BLR asumiendo que la dirección del jet está casi alineada con los ejes de rotación del disco de acreción, de la BLR y del toro de polvo (Rokaki et al., 2003; Jaffe et al., 1993; Verdoes Kleijn et al., 2001; Canalizo et al., 2003). Si la BLR rota alrededor del eje del jet, entonces los indicadores de la orientación del jet en NAGs radio-fuertes permitirían que los modelos de la BLR dependientes de la orientación fuesen probados. La estructura de disco rotacional de la BLR es reportada por varios autores (Eracleous & Halpern, 2003; Rokaki et al., 2003), pero existe evidencia de que la estructura rotacional bipolar está alineada con el jet y el contrajet (Popović et al., 2001; Emons et al., 2005). El hecho de que si es el jet o la maquinaria central la fuente principal de emisión que ilumina a la BLR en radio galaxias, cuásares y objetos BL Lacs, y cómo es la estructura y la cinemática de la BLR, es algo que aún permanece sin respuesta.

Se cree que la masa del BH y su sentido de rotación (*spin*), rigen las características físicas del jet relativista (Narayan, 2005, y referencias contenidas), la dinámica del disco de acreción, de la BLR (Peterson, 2001), e incluso modifican las propiedades de la galaxia anfitriona (Kormendy & Richstone, 1995). Un método indirecto para medir la masa del BH ha sido recientemente desarrollado por Kaspi et al. (2000, 2005), el cual utiliza una combinación de la técnica de *reverberation mapping* con la suposición de que la BLR está virializada. Este método parece confiable para cuásares radio-débiles (Kaspi et al., 2000; Peterson, 2001), mientras que la presencia de jets en cuásares dominados por el core puede ocasionar una sobre-estimación de las masas para los BH por un factor de dos. Un método aplicable para NAGs radio-fuertes fué sugerido por Wu et al. (2004). Ellos argumentan que la emisión de líneas anchas de Balmer está relativamente libre de efectos de concentración y pueden ser utilizadas para estimar las masas del BH en NAGs radio-fuertes. Una investigación que relacione la masa de los BH y las propiedades de los

jets es fundamental para establecer condiciones en los modelos de la generación de jets y para comprender la física de la región central de los NAGs.

Las propiedades de los jets relativistas en escalas de pársecs en NAGs que presentan un espectro plano parecen estar relacionadas con la emisión y las características cinemáticas de la maquinaria central, por ejemplo, la región central a escalas de pársecs alrededor del BH incluye el disco, la fuente de emisión del continuo y la BLR rotando. Imágenes a escalas de pársecs de los radio jets son obtenidas mediante observaciones con VLBI obteniendo una resolución menor a los milisegundos de arco. Mucha información acerca de la estructura, cinemática y campo magnético de los jets en escalas de pársecs está disponible gracias al monitoreo de NAGs compactos con el VLBA mediante el *2cm survey* (Kellermann et al., 1998; Zensus et al., 2002; Kellermann et al., 2004) y también mediante la muestra estadísticamente completa denominada *MOJAVE*² (Lister & Homan, 2005).

La muestra combinada, es el conjunto de observaciones VLBI más grande de NAGs con espectro plano (aproximadamente 250 objetos: radio galaxias, cuásares y BL Lacs) que han sido monitoreados durante largo tiempo. En muchos de los NAGs se encontraron jets compactos con una sola componente y que presentan características superlumínicas y muchos tienen contraparte en rayos gamma detectados con EGRET³. Observaciones multi-época han permitido obtener patrones de las velocidades aparentes de los jets, curvaturas de los flujos relativistas y comportamiento del jet en escalas de tiempo largas. La muestra MOJAVE es el único estudio de polarimetría utilizando VLBI de una muestra tan grande de NAGs a frecuencias altas. Para muchos NAGs, los datos de la polarización lineal y de la estructura del campo magnético del núcleo de radio emisión y del jet están disponibles (Lister & Homan, 2005).

Una combinación de *observaciones de alta resolución en radio frecuencias* de los jets en escalas de pársecs con observaciones espectroscópicas en el óptico proporciona una oportunidad única para investigar las relaciones entre las propiedades físicas y cinemáticas de los jets compactos y los modelos que relacionan la cinemática de los jets con los mecanismos de emisión en todo el espectro electromagnético. Este estudio es, por lo tanto,

²<http://www.physics.purdue.edu/astro/MOJAVE/>

³The Energetic Gamma Ray Experiment Telescope.

importante para comprender y analizar la operación y la estructura de la parte central de los NAGs, es decir, el sistema disco-BH-jet.

1.4.1. Originalidad

Por primera vez se propone combinar observaciones espectroscópicas en el óptico y radio observaciones de alta resolución VLBI de jets compactos de NAGs radio-fuertes. Las características de emisión del continuo óptico y de las líneas de emisión de los NAGs proporcionan información valiosa acerca de las propiedades del BH central y de la dinámica que prevalece en su entorno, de la región de líneas de emisión anchas en escalas menores a pársecs y también de la región de líneas angostas en escalas de kpc. *La obtención de imágenes de alta resolución de jets a escalas de pársecs y observaciones espectroscópicas en la banda óptica de una muestra grande de NAGs compactos* nos permite abordar importantes cuestiones que permanecen sin respuesta. Esto proporciona una oportunidad *única* para investigar las relaciones empíricas entre el jet, la región de líneas de emisión anchas y el BH central en escalas de algunos pársecs, y además poder explorar las bases de las relaciones para los modelos de procesos radiativos, estructura y dinámica del medio ambiente óptico de los BHs.

1.4.2. Objetivos y metas

Arshakian et al. (2005) hallaron correlaciones entre la masa del agujero negro central (M_{BH}) y las propiedades de los jets a escalas de pc. En particular, encontraron que, para una muestra de 24 NAG seleccionados por la presencia de la línea de emisión $\text{H}\beta$ en el espectro óptico, $M_{\text{BH}} \propto \delta^{1.5}$, donde δ es el factor Doppler descrito en la sección 1.3.3. Este resultado preliminar nos habla de la posible conexión, no estudiada hasta ahora, entre la maquinaria central y el jet a escalas de pc en los NAGs. Por esta razón, uno de los objetivos particulares de esta tesis fué incrementar los datos espectroscópicos en el óptico para la muestra de MOJAVE/2cm, encontrar y estudiar las posibles conexiones M_{BH} -BLR-jet.

En general, en esta tesis se combinaron observaciones disponibles del monitoreo VLBI

de 250 NAGs compactos con observaciones espectroscópicas en la banda óptica (108 objetos). Lo cual, como se mencionó anteriormente, proporciona información valiosa acerca de las propiedades de la maquinaria central, de la geometría y cinemática de la BLR a escalas de pársecs y de la región de líneas angostas (NLR) a escalas de kilopársecs. La gran muestra de radio observaciones multi-época de NAGs compactos permite abordar cuestiones importantes que permanecen sin respuesta. Los objetivos generales del trabajo son:

- Investigar la estructura y cinemática de la BLRs utilizando los indicadores de la orientación del jet y las características de las líneas de emisión.
- Lograr una mejor comprensión del papel que juega el BH en el proceso de formación de los jets. Se utilizarán las estimaciones de masas de BHs más confiables para una gran muestra de NAGs para probar las correlaciones entre las masas de los BHs y las propiedades de los jets a escalas de pc y las propiedades espectrales de las líneas de emisión. Por primera vez será examinada la relación entre los jets a escalas de pc y los BH.

Estas ideas fueron desarrolladas dentro de un proyecto de colaboración entre grupos del INAOE (México), del Max Planck Institute für Radioastronomie (Alemania), del Special Astrophysics Observatory SAO RAS (Rusia) y del Instituto de Astronomía de la UNAM (México).

Capítulo 2

Datos Observacionales

2.1. La muestra: MOJAVE/2cm

Para encontrar y analizar las correlaciones entre las características espectroscópicas en el óptico y las características de los radio jets a escalas de pársecs en esta tesis se usó una muestra de 250 NAGs (que llamaremos MOJAVE/2cm, de aquí en adelante), los cuales son fuentes extragalácticas radio compactas a 15 GHz (Kovalev et al., 2005). La muestra está formada por 79 fuentes de la exploración a 2cm realizada con el Arreglo de Base Muy Larga (VLBA) (Kellermann et al., 1998; Zensus et al., 2002; Kellermann et al., 2004) y 171 fuentes como parte del programa de Monitoreo de Jets en NAGs con experimentos del VLBA “MOJAVE”, de las siglas en inglés *Monitoring of Jets in AGN with VLBA Experiments* (Lister & Homan, 2005).

La exploración a 2cm se realizó con el VLBA, que es un arreglo interferométrico de 10 antenas de 25 metros de diámetro cada una (Napier et al., 1994). Desde 1994 se han realizado observaciones multi-época de ~ 170 radio fuentes compactas con el objetivo de estudiar detalladamente su estructura y morfología. A la frecuencia de 15 GHz se obtuvo una resolución angular de 0.5 milisegundos de arco, una sensibilidad de 200-300 μJy ruido rms y un rango dinámico de 1000:1 (cociente entre el pico máximo de intensidad y el ruido rms) (Kellermann et al., 1998). Estas características observacionales permiten estudiar las regiones alrededor de las fuentes a escalas de pársecs para registrar los cambios temporales

en su estructura.

La mayoría de las fuentes de radio contenidas en la muestra MOJAVE/2cm cumplen con los siguientes dos criterios:

- Espectro plano en frecuencias de radio: $\alpha > -0.5$, $F \sim \nu^{+\alpha}$, para $\nu > 500$ MHz.
- Densidad total de flujo a 15 GHz denotada como $F_{15\text{GHz}} > 1.5$ Jy para declinaciones positivas y $F_{15\text{GHz}} > 2$ Jy para declinaciones en el rango $-20^\circ < \delta < 0^\circ$ obtenida entre los años 1994-2003.

Por otra parte, MOJAVE¹ es una continuación de la exploración a 2cm. Es una muestra estadísticamente completa para el estudio de 133 jets direccionados relativísticamente. Estas fuentes cumplen con los siguientes criterios:

- Declinación $> -20^\circ$
- Latitud galáctica $|b| \leq 2.5^\circ$
- Densidad total de flujo a 2cm $F_{15\text{GHz}} > 1.5$ Jy para declinaciones positivas y $F_{15\text{GHz}} > 2$ Jy para declinaciones en el rango $-20^\circ < \delta < 0^\circ$ entre los años 1994-2003.

La muestra de MOJAVE/2cm se puede dividir en tres partes de acuerdo a si forman parte o no del programa de monitoreo llevado a cabo actualmente con el VLBA. Como se puede ver en la Figura 2.1 estas tres submuestras son MOJAVE 1 (M1) con 133 fuentes, MOJAVE 2 (M2) extensión de M1 que contiene 38 fuentes de interés particular escogidas con base en sus propiedades en rayos- γ , luminosidad intrínseca y/o cinemática y la submuestra de 2cm formada por 79 que ya no son monitoreadas por el VLBA.

En la Tabla 2.1 se puede ver cuantitativamente la clasificación espectroscópica² en el óptico de la población de NAGs de MOJAVE/2cm, así como las sub-muestras que la forman. En la columna (1) el nombre de la muestra, en (2) el número de objetos de la que está formada cada una, en (3) el número de cuásares, en (4) el número de objetos

¹<http://www.physics.purdue.edu/astro/MOJAVE/index.html>

²Esta clasificación espectroscópica en el óptico es obtenida del catálogo de Véron-Cetty & Véron (2003).

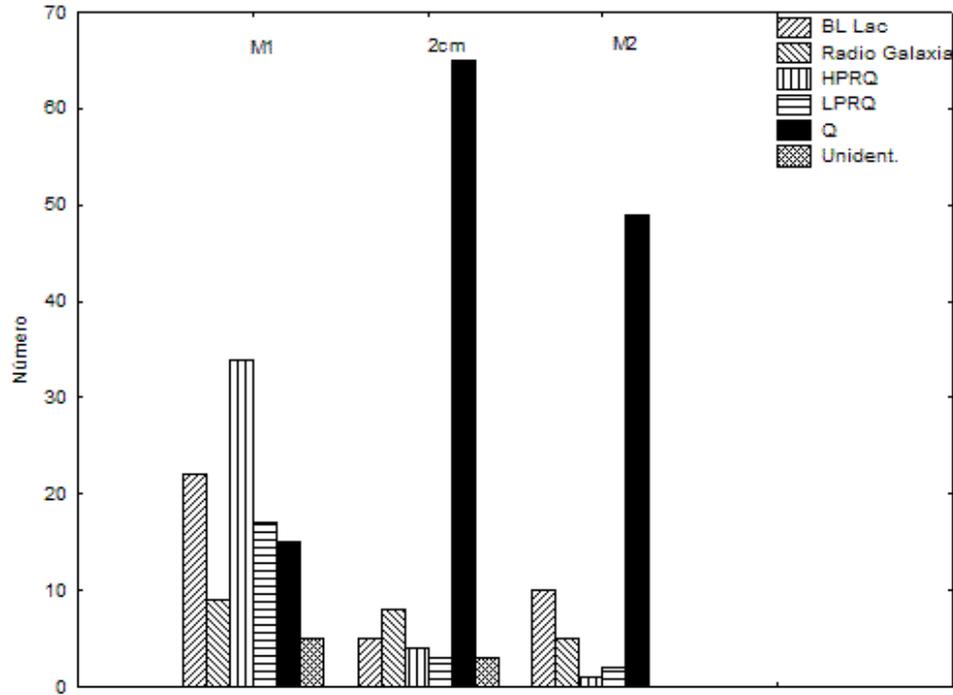


Figura 2.1: Histograma por tipos de los 250 NAG, dividido en las submuestras MOJAVE 1 (M1), es una muestra completa de 133 fuentes limitada en densidad de flujo a 15 GHz monitoreada desde 1994, con corrimientos al rojo $0.004 \leq z \leq 3.408$ y un rango en magnitud de $11.16 \leq B \leq 22.10$; MOJAVE 2 (M2) es una extensión de M1 y contiene 38 fuentes con jets con $0.017 \leq z \leq 3.280$ y $13.14 \leq B \leq 20.92$, es monitoreada actualmente; 2cm formada por 79 fuentes que ya no son parte del programa de monitoreo, las fuentes de esta submuestra se encuentran en un rango de $0.055 \leq z \leq 3.787$ y $12.15 \leq B \leq 23.40$.

tipo BL Lac, en (5) el número de Radio Galaxias (RG) y en (6) los objetos que no tienen contraparte óptica (U). La población de cuásares de la muestra completa puede dividirse en 39 cuásares altamente polarizados ($> 3\%$ de polarización en el óptico) HPRQ; 22 cuásares de baja polarización ($< 3\%$) LPRQ y 122 cuásares para los que no existe en la literatura datos de polarimetría óptica para clasificarlos (Q).

En la Tabla C.1 y Tabla C.2 del Apéndice C se detallan las características principales de la muestra MOJAVE/2cm. En la Figura 2.2 se muestra la distribución en corrimiento al rojo y de la magnitud aparente en B para las diferentes clases espectrales de la muestra: BL Lac, Radio Galaxias, Cuásares de alta y baja polarización (HPRQ y LPRQ), Cuásares (Q) y los NAGs sin contraparte óptica identificada (U).

Tabla 2.1: Clasificación espectroscópica de la muestra.

Muestra	No. de objetos	Cuásares	BL Lac	RG	No Identificados
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
MOJAVE 1	133	98	22	8	5
MOJAVE 2	38	19	10	9	...
2cm	79	66	5	5	3
MOJAVE/2cm	250	183	37	22	8

En muchos de los NAGs de la muestra se encontraron jets compactos con una sola componente y que presentan características superlumínicas, ángulos de visión pequeños ($\sim 30^\circ$ para los cuásares y BL Lacs; Vermeulen & Cohen, 1994). Las observaciones multiépoca han permitido obtener patrones de las velocidades aparentes de los jets, curvaturas de los flujos relativistas y comportamiento del jet en escalas de tiempo largas. Mientras que MOJAVE es el único estudio que se enfoca también en polarimetría utilizando VLBI de una muestra tan grande de NAGs a frecuencias altas. Los datos de la polarización lineal, la estructura del campo magnético del core y del jet están disponibles en Lister & Homan (2005).

La muestra combinada, es el conjunto de observaciones usando la técnica de interferometría de muy larga base (VLBI) más grande de NAGs con espectro plano que han sido monitoreados durante largo tiempo. La clasificación espectral en radio se basa en observaciones simultáneas de banda ancha entre 0.6 a 22 GHz realizadas en el radio telescopio RATAN-600 (Kovalev et al., 1999, 2000). De acuerdo a su espectro en radio, las fuentes se clasifican en fuentes de espectro plano (Flat), inclinado (Steep), con pico en Gigahertz (GPS) y fuentes compactas con espectro inclinado (CSS). La muestra MOJAVE/2cm tiene 224 fuentes con espectro plano (Flat), 5 con espectro inclinado (Steep), 14

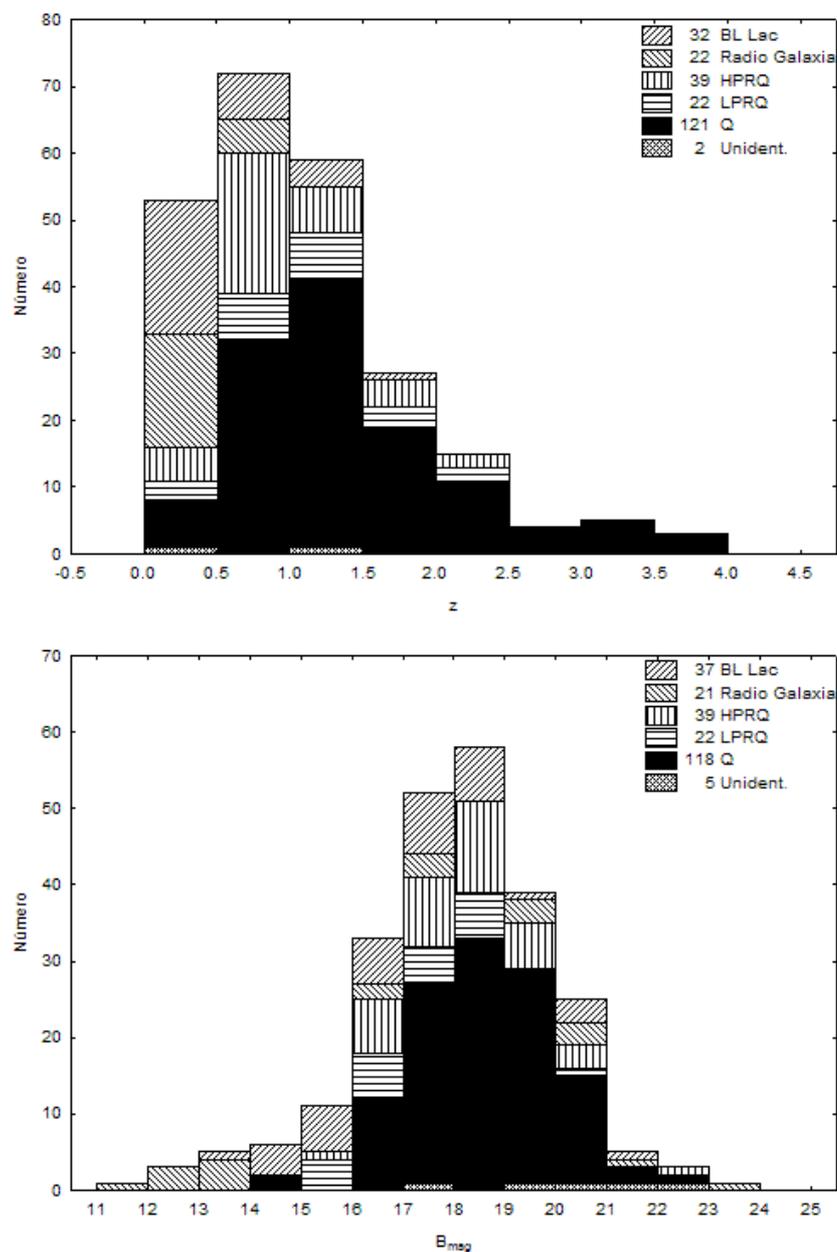


Figura 2.2: *Panel superior*: Distribución de corrimiento al rojo para 238 NAGs de la muestra MOJAVE/2cm para los que existen datos en la literatura. *Panel inferior*: Distribución de la magnitud aparente B para 242 fuentes de la muestra.

GPS y 7 CSS. En la Figura 2.3 se muestra un ejemplo de los diferentes tipos de espectro³ a frecuencias de radio que pueden presentar las fuentes de la muestra.

2.2. Datos espectroscópicos

2.2.1. Observaciones

Los datos espectroscópicos de la muestra brillante ($B < 18$) de MOJAVE/2cm fueron adquiridos, durante las campañas de observación del 2003 al 2006, con los telescopios mexicanos que se encuentran en el Observatorio Astronómico Nacional, en San Pedro Mártir, Ensenada, Baja California (OAN-SPM), y en el Observatorio Astronómico Guillermo Haro, en Cananea, Sonora (OAGH). A continuación se describe el arreglo instrumental para cada telescopio.

OAN-SPM, telescopio 2.1m + espectrógrafo Boller & Chivens: Se usó una rendija con un ancho de 2.5 segundos de arco ($''$), el detector CCD SITe3 (1024×1024 pixeles de $24\mu\text{m} \times 24\mu\text{m}$ y una escala de placa espacial de $40''/\text{mm}$), rejilla de 300 l/mm, un ángulo de blaze promedio de $5^\circ 50'$ para la región espectral de $\sim 4000\text{--}8000 \text{ \AA}$ proporcionando una resolución espectral efectiva de $\sim 8\text{--}10 \text{ \AA}$.

OAGH, Cananea, telescopio 2.1m + espectrógrafo Boller & Chivens: Se usó una rendija de 2.5 segundos de arco, el detector CCD Tektronix TK1024 (1024×1024 pixeles de $24\mu\text{m} \times 24\mu\text{m}$ y escala de placa espacial de $8.18''/\text{mm}$), rejilla de 150 l/mm, un ángulo de blaze promedio de $3^\circ 00'$ para la región espectral de $\sim 4000\text{--}7100 \text{ \AA}$ de tal forma que la resolución espectral efectiva es $\sim 10\text{--}15 \text{ \AA}$.

Para los objetos débiles ($B > 18$) se buscaron los espectros en las bases de datos del Sloan Digital survey (SDSS), en el Hubble Space Telescope (HST), en las muestras de Marziani et al. (2003a) y Lawrence et al. (1996). Se analizaron aproximadamente 260 espectros para 120 fuentes de MOJAVE/2cm. Los tiempos de exposición típicos de las observaciones fueron aproximadamente de 3600 s divididas en tres exposiciones para un objeto con magnitud aparente $B \sim 18$. Mientras que para observaciones del HST, SDSS,

³<http://www.physics.purdue.edu/astro/MOJAVE/allsources.shtml>

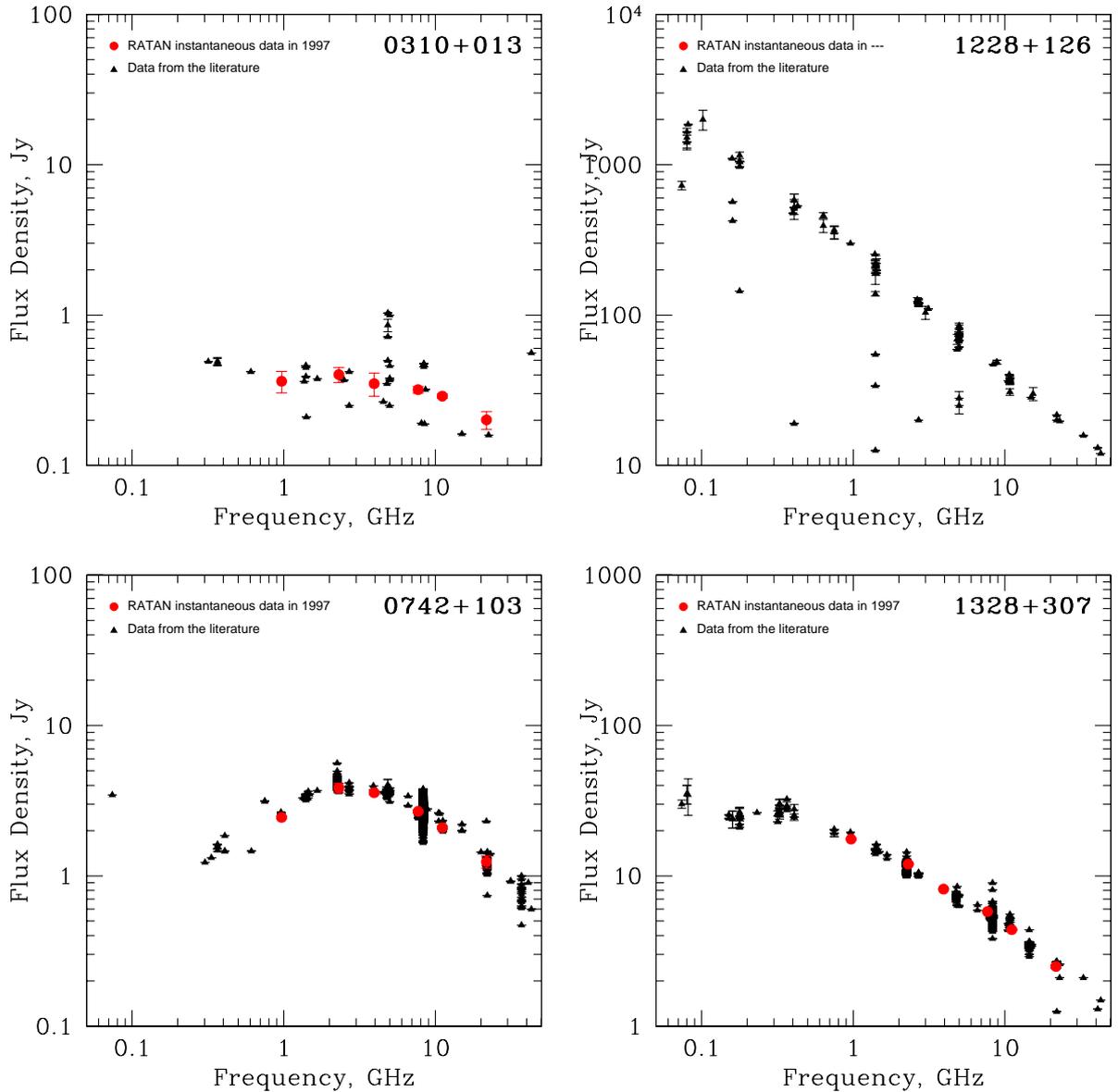


Figura 2.3: En el panel superior izquierdo se muestra el espectro plano en radio del cuásar 0310+013 ; en el superior derecho se ilustra el espectro inclinado de la Radio Galaxia 1228+126; en el inferior izquierdo el espectro de la Radio Galaxia 0742+103 con pico en Gigahertz ó GPS y en panel inferior derecho el espectro compacto inclinado ó CSS del cuásar 1328+307. La muestra MOJAVE/2cm tiene 224 fuentes con espectro plano (Flat), 5 con espectro inclinado (Steep), 14 GPS y 7 CSS.

Marziani et al. y Lawrence et al. fueron en promedio de 1000 s, 3800 s, 3100 s y 10,000 s, respectivamente.

Tabla 2.2: Características observacionales.

Observatorio	Telescopio	Espec.	Ancho de		Resolución	No. de espectros
			Rejilla	Rendija	Instrumental	
(1)	(2)	(3)	(l/mm)	(")	(Å)	(7)
OAN-SPM	2.1m	B&Ch	300	2.5	8-10	110
OAGH	2.1m	B&Ch	150	2.5	10-15	36
SDSS	2.5m	3	23
HST	2.4m	FOS	G270H	0.25×2.0	1.92	40
			G270H	1.0	1.97	...
			G400H	4.3	2.88	...
			G400H	4.3	2.88	...
Marziani et al. (2003)	15
Lawrence et al. (1996)	36

En la Tabla 2.2 se resumen las características observacionales con la que fueron adquiridos los datos espectroscópicos. En la columna (1) se muestra el nombre del observatorio, en (2) la apertura del telescopio, en (3) el nombre del espectrógrafo empleado en las observaciones, en (4) la rejilla empleada, en (5) el ancho de la rendija, en (6) la resolución instrumental y en (7) se muestra el número de espectros adquiridos en cada observatorio. En el caso de los datos de Marziani et al. el arreglo instrumental es presentado en su Tabla 1 y para los datos de la muestra de Lawrence et al. la información está en su Tabla 1 y 2.

2.3. Reducción de datos

La reducción de datos consiste en eliminar de los datos espectroscópicos el ruido producido por el equipo y elementos, como rayos cósmicos que contribuyen de manera espúrea a la intensidad del objeto estudiado. La reducción de los espectros adquiridos en el OAN y

OAGH se llevó a cabo con las tareas estándares de la paquetería IRAF⁴. El procedimiento realizado para obtener el espectro final de cada objeto, para su análisis posterior, consiste básicamente en los siguientes pasos:

- Pre-reducción.
- Calibración en longitud de onda.
- Calibración en Flujo.

2.3.1. Pre-reducción

El ruido asociado al equipo instrumental que se debe tomar en cuenta al momento de la reducción de datos se caracteriza por tres contribuciones principales:

- *Ruido de fondo*

El ruido de fondo o *bias* es la cantidad de carga almacenada en el detector en ausencia de iluminación. Para cuatificar este ruido se toman imágenes *bias* con el obturador cerrado y un tiempo de integración de 0.0 seg.

- *Respuesta individual de los pixeles*

Dentro del CCD los píxeles no tienen una eficiencia cuántica (número de electrones producidos por fotón incidente) idéntica. Por lo que para saber la respuesta de cada pixel a la radiación incidente se obtiene una imagen plana o *flat*, que contiene la respuesta a la iluminación de cada pixel. Se escogió tomar *flats* de pantalla, es decir, usar una iluminación uniforme de una pantalla puesta sobre la cúpula del telescopio con tiempos de integración cortos (2-3 segundos) para obtener aproximadamente 25000 cuentas en el detector. Aproximadamente se adquirieron 5 flats por noche. Éstos se combinan (*immatch.imcombine*) usando la mediana. Este flat medio es normalizado para que en promedio tenga un valor de una cuenta en cada píxel

⁴Image Reduction and Analysis Facility desarrollado por el NOAO National Optical Astronomical Observatory.

(`longslit.response`). Se corrige dividiendo los espectros por este flat normalizado (`imutil.imarith`).

- *Corriente oscura*

Aún cuando la superficie del CCD no reciba luz, se generan electrones en los píxeles debido a efectos térmicos en la electrónica de los aparatos. Estas cargas contribuyen a la llamada corriente oscura o *dark*. Este efecto es importante conforme aumenta el tiempo de integración de las imágenes. Para mantener la corriente oscura al mínimo, los CCD se operan a temperaturas bajas (100-200 K) utilizando generalmente como refrigerante nitrógeno líquido y un controlador de temperatura. Para corregir por este efecto se toma una imagen *dark* con el mismo tiempo de integración de los objetos observados y el obturador cerrado. Esta contribución es corregida automáticamente en los telescopios de OAN y OAGH al momento de la adquisición de los datos.

- *Rayos Cósmicos*

Los rayos cósmicos son partículas altamente energéticas detectadas por el CCD, por lo que se requiere eliminarlos de todos los espectros. Esto se realiza definiendo una ventana de 5×5 píxeles ó más y un límite de detección en la razón del flujo por encima del promedio de los píxeles adyacentes a los rayos cósmicos (`crutil.cosmicrays`). Este límite depende de las características del ruido en el espectro y que tan débiles son los rayos para su detección. Un valor típico es de 5 ó más veces el nivel del fondo de la imagen. Generalmente, no todos los rayos cósmicos son removidos de las imágenes, de forma que los restantes se remueven interactivamente (`images.tv.imedit`).

2.3.2. Calibración en longitud de onda

Una vez que se realiza la pre-reducción a los espectros, se usa un espectro de una lámpara de comparación. En el caso de OAN-SPM actualmente se usa una lámpara de CuHeNeAr, cuyo espectro es presentado en la Figura 2.4. Para OAGH se encuentran

disponibles las lámparas de HeAr y NeHe⁵, donde la primera es la que se usa comúnmente. La calibración en longitud de onda consiste primero en identificar las posiciones de las líneas más prominentes de la lámpara usando como referencia una base de datos de las líneas de emisión de los elementos contenidos en ésta. En seguida, se determina la función de dispersión del espectro de la lámpara (`longslit.identify/reidentify`). Así, conociendo cual es la dispersión, se realiza la transformación de las coordenadas del espectro dadas en píxeles a angstroms (`longslit.fitcoords/transform`). Una vez hecho esto, se remueven las líneas de emisión del cielo (`generic.background`). Para ilustrar esto en la Figura 2.5 se muestra un ejemplo de un espectro de estas líneas de emisión del cielo nocturno en Mauna Kea⁶, sitio astronómico con condiciones similares a las de SPM.

Por lo general, se contaba con más de un espectro del objeto en la misma noche de observación, los cuales se sumaron para tener una mayor señal a ruido y obtener así un espectro final para cada NAG.

2.3.3. Calibración en Flujo

La calibración en flujo y corrección debido a la extinción atmosférica se realizó observando una o dos estrellas estandares espectrofotométricas⁷ por noche, a masas de aire similares a las cuales se observaron las fuentes (`onedspec.standard`). Estas estrellas se encuentran en el rango de magnitud aparente en la banda V de 7-16 mag y fueron calibradas en el intervalo $\sim 3200-9200 \text{ \AA}$ por Massey et al. (1988) y Oke (1990), ver un ejemplo en la Figura 2.6. La curva de extinción atmosférica⁸ que se usó para corregir por este efecto, en los datos de OAN-SPM, fue determinada por Schuster & Parrao (2001). Para el OAGH se usan las datos disponibles en la página electrónica <http://www.inaoep.mx/~astrofi/cananea/oagh-sky.html#Extinction>.

⁵<http://www.inaoep.mx/~astrofi/cananea/>

⁶<http://www.astrossp.unam.mx/estandar/standards/NightSky/skylines.html>

⁷Una lista de estrellas estandares se encuentra en <http://www.eso.org/sci/observing/tools/standards/spectra/stanlis.html>

⁸La curva de extinción se encuentra en <http://www.astrossp.unam.mx/indexspm.html>

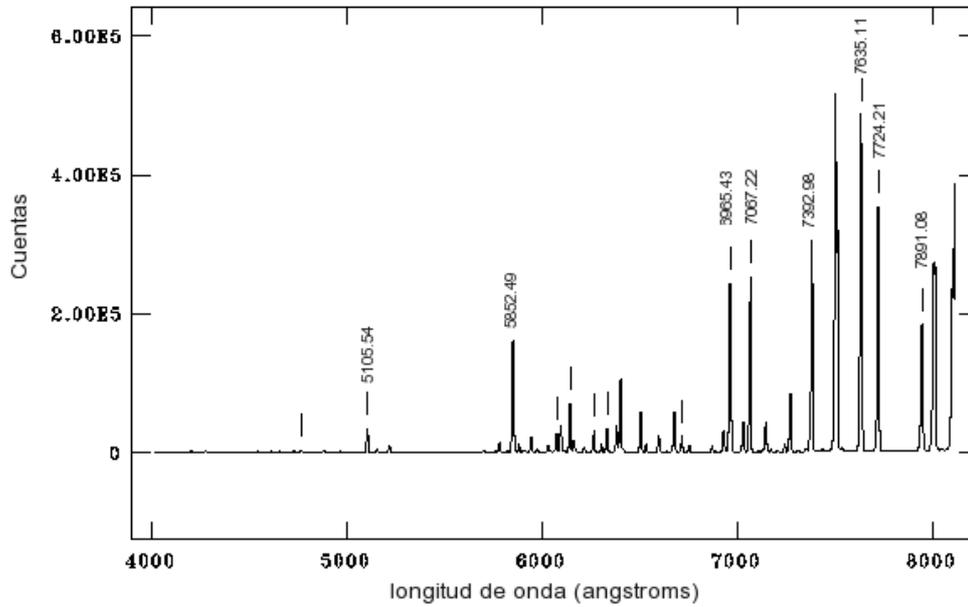


Figura 2.4: Se muestra una lámpara de calibración CuHeNeAr usada para calibrar los espectros en longitud de onda, se señalan las líneas más prominentes. Este tipo de lámpara se utiliza actualmente en OAN-SPM. Hasta el 2003, se usaba la lámpara de HeAr, antes de junio 2005 las calibraciones en longitud de onda se realizaban con una lámpara de CuAr.

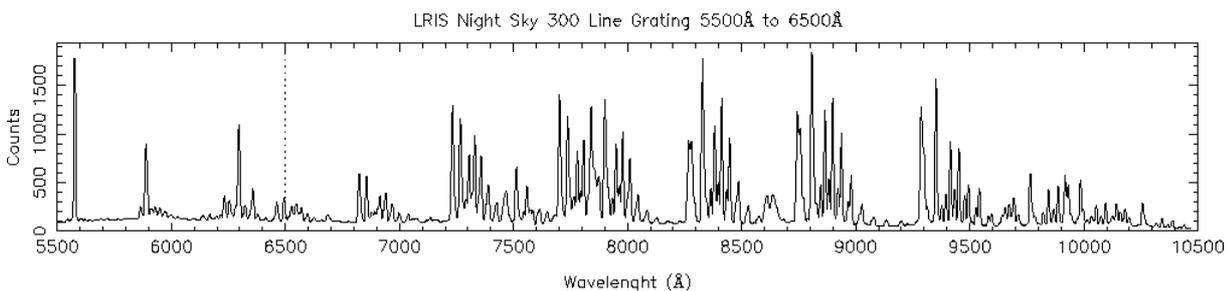


Figura 2.5: Espectro de las líneas de emisión del cielo en Mauna Kea usando una rejilla de 300 l/mm LRIS/Keck.

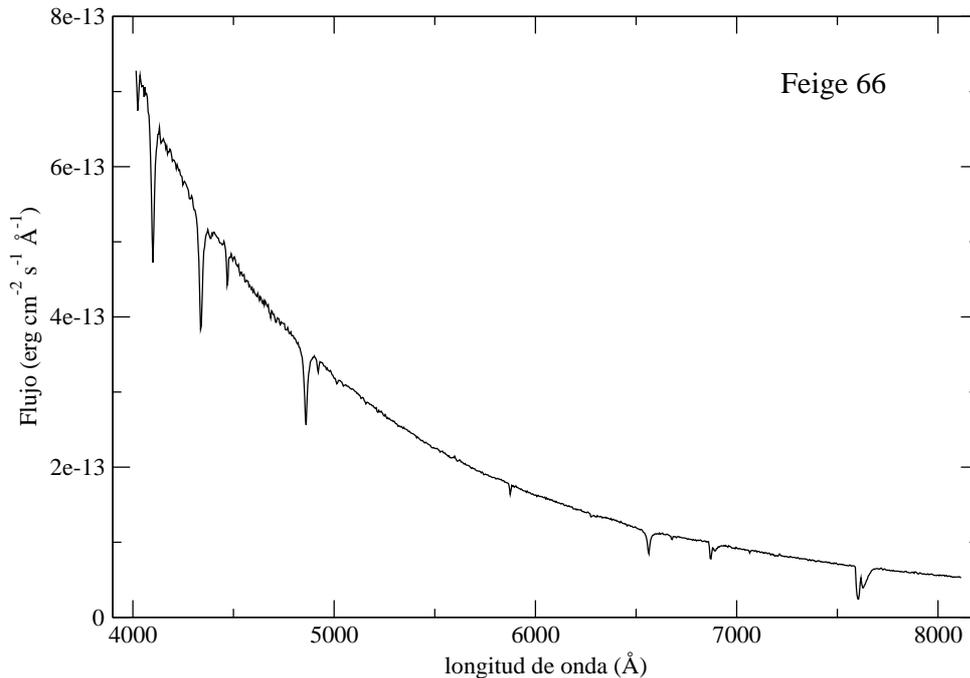


Figura 2.6: Espectro de Feige 66, una de las estrellas estándares usadas en la calibración en flujo. Obtenido en OAN-SPM con un rango espectral de 4000-8000 Å, magnitud de $V=10.50$, tipo espectral 0, tiempo de exposición de 240 s y masa de aire 1.01.

2.3.4. Sustracción de Fe II

La contaminación debida a la emisión del hierro (Fe II + Fe III) en las regiones espectrales óptica y ultravioleta en los núcleos activos y cuásares a menudo es muy severa. Su presencia complica y limita la precisión de las mediciones de las líneas de emisión y de la emisión del continuo. Por esta razón, una vez que los datos espectroscópicos han sido reducidos y se ha puesto en el marco de referencia en reposo de cada fuente, es indispensable sustraer la emisión del hierro en las regiones donde se encuentran las líneas de emisión de nuestro interés: $H\beta$ $\lambda 4861$ Å, $MgII$ $\lambda 2798$ Å y CIV $\lambda 1549$ Å. Realizar este proceso es importante en el caso de la línea de emisión $H\beta$, pero es particularmente crucial para poder modelar el perfil de la línea de $MgII$, donde las alas de esta línea se encuentran fuertemente contaminadas con la emisión de Fe II. En el caso de la línea de CIV la contribución del Fe II es mínima, pero de igual manera se realizó la sustracción de Fe II. En la Figura 2.7 se ilustra un ejemplo de la contaminación del Fe II para las regiones espectrales de cada una de las líneas de emisión antes mencionadas.

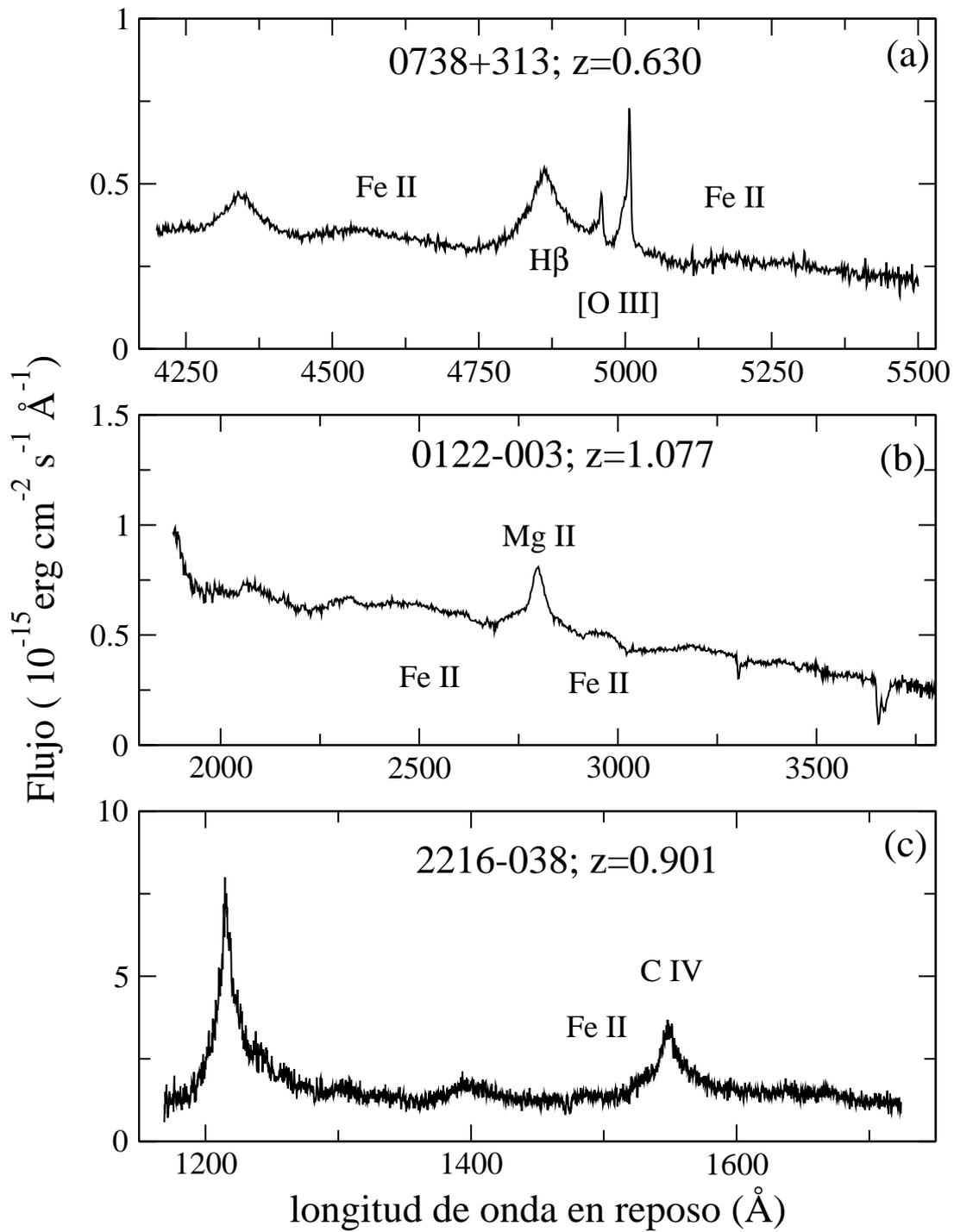


Figura 2.7: Ejemplos de la contaminación de Fe II; en el panel (a) se muestra en la región de la línea H β para el cuásar 0738+313, en (b) se nota la importancia de la resta de Fe II en la región de Mg II para el cuásar 0122-003, ya que el perfil de la línea se ve afectado de manera sustancial en la parte de las alas y en (c) para la región de C IV en el cuásar 2216-038.

Para la extracción de la emisión de Fe II presente en las regiones donde se encuentran las líneas H β , Mg II y C IV, se utilizó un programa interactivo desarrollado en IDL⁹. Este programa requiere de dos archivos de entrada, el espectro observado en el marco de referencia en reposo de la fuente y una plantilla del espectro de hierro, para devolver el espectro observado modificado, donde se ha eliminado la contribución de hierro. El procedimiento consiste principalmente de dos fases. En la *primera fase*, se ajusta una ley de potencias ($a\lambda^b + c$) a un número apropiado de regiones o ventanas del continuo del espectro observado, usando el algoritmo de mínimos cuadrados Levenberg-Marquardt¹⁰. El mejor ajuste se sustrae del espectro observado, y el espectro resultante modificado se usa como entrada para la *segunda fase* del procedimiento, donde éste es comparado con la plantilla de emisión de Fe II. Los intervalos en longitud de onda donde se realiza la comparación pueden ser escogidos de manera arbitraria. Además, la plantilla de hierro puede ser ensanchada para que la resolución espectral coincida con la del espectro observado y, si es necesario, también se puede cambiar su longitud de onda para obtener una mejor coincidencia con el patrón de emisión del Fe II observado en el espectro. El valor del flujo de la plantilla de hierro se multiplica entonces por un factor que hace que la integral del flujo de la plantilla, en los intervalos de comparación, sea igual al del espectro observado. Finalmente, esta plantilla modificada se sustrae al espectro observado para cancelar la emisión de Fe II y se producen los siguientes archivos de salida en formato FITS¹¹:

- El espectro observado sin la emisión del continuo y el Fe II.
- El espectro del continuo ajustado.
- El espectro de la plantilla modificada de Fe II que se sustrajo con el programa.

Para la banda en el óptico (3575 Å a 7530 Å) se utilizó una plantilla de Fe II construída por Véron-Cetty et al. (2004) con espectros adquiridos en los telescopios de 4.2 m. William

⁹Interactive Data Language

¹⁰Se usa la rutina de MPFIT de IDL disponible en <http://cow.physics.wisc.edu/~craigm/idl/fitting.html>

¹¹De sus siglas en inglés: Flexible Image Transport System.

Tabla 2.3: Ventanas del continuo y ajuste de Fe II

Línea de emisión	Intervalos en longitud de onda en reposo (Å)	
	Continuo	Fe II
H β	4210–4230	4400–4750
λ 4861	5080–5100	5150– 5500
Mg II	2220–2230	2300–2650
λ 2798	3010–3040	2900–3090
C IV	1265–1290	...
λ 1549	1340–1375	...
	1425–1470	...
	1680–1705	...
	1950–2050	...

Nota.— Las ventanas del continuo de H β y Mg II son las dadas por Kuraszkievicz et al. (2002), para C IV por Vestergaard & Peterson (2006).

Herschel y el de 3.9 m Anglo–Australiano. Para la banda *UV* (1250 Å a 3090 Å) se usó la plantilla desarrollada por Vestergaard & Wilkes (2001) en base a espectros del HST-FOS. Ambas plantillas se basan en espectros de la galaxia Seyfert 1 de líneas angostas (NLS1) I Zw 1 ($z = 0.0611$). Como parte de la clase NLS1, esta galaxia es ideal para este propósito debido a que presenta una fuerte emisión de hierro alrededor de H β y Mg II con un FWHM de $\simeq 900 \text{ km s}^{-1}$. En consecuencia, la intensidad y el FWHM de las plantillas de hierro pueden ser ajustadas, como se mencionó anteriormente, para coincidir con la emisión de hierro de las líneas anchas de los NAG donde el FWHM de la emisión de Fe II es $\geq 2000 \text{ km s}^{-1}$. En la Figura 2.8 se muestran las plantillas usadas, y en la Tabla 2.3 se muestran el conjunto posible de ventanas escogidas para ajustar el continuo y los intervalos de comparación para el ajuste de la emisión de hierro. En las Figuras 2.9 y 2.10 se ilustra la sustracción de Fe para los casos de H β y Mg II, respectivamente.

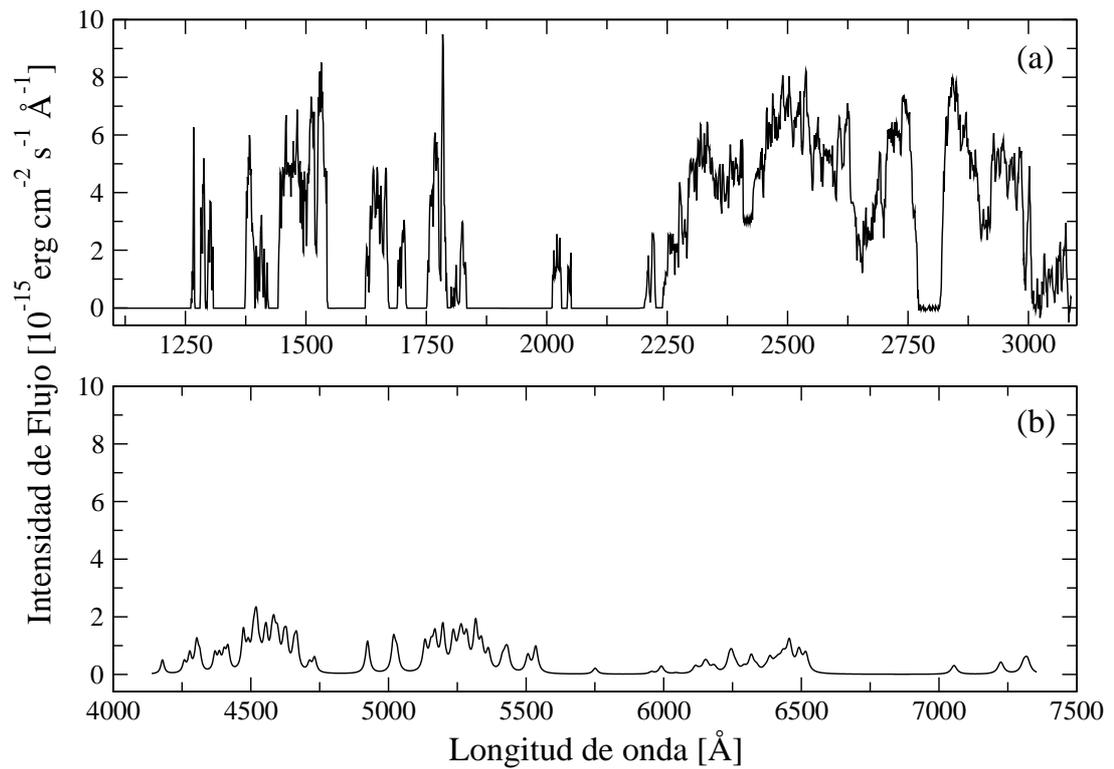


Figura 2.8: Se muestran las plantillas de Fe II (en el marco de referencia en reposo) que se usaron para la sustracción de este elemento; en (a) se muestra la plantilla para la región UV (Vestergaard & Wilkes, 2001) y en (b) la plantilla para la región del óptico (Véron-Cetty et al., 2004). La escala en el eje Y es la misma, para hacer notar la prominencia de la emisión de Fe II en la región UV , y particularmente cerca de la región donde es observada $\text{Mg II } \lambda 2798$.

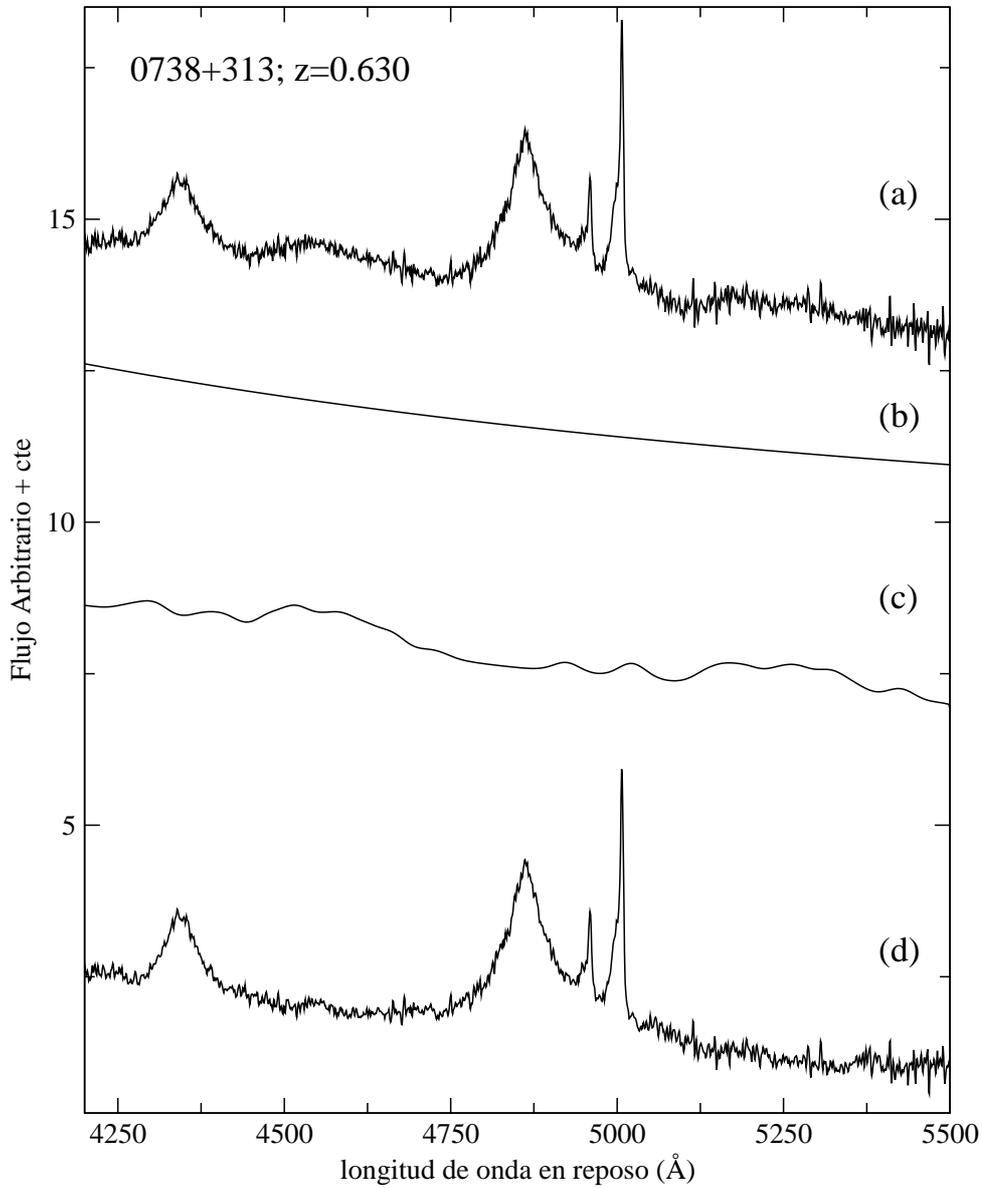


Figura 2.9: Ejemplo de la sustracción de Fe II en la región de $H\beta$ $\lambda 4861$. Cuásar 0738+313, el flujo es arbitrario y la separación entre cada espectro es sólo para ilustrar claramente cada paso en el procedimiento de la sustracción del continuo y del Fe II. En (a) se muestra el espectro original contaminado por el Fe II; en (b) el ajuste de la emisión del continuo con una ley de potencias; en (c) la plantilla de Fe II ajustada y en (d) el espectro final después de la extracción del Fe II.

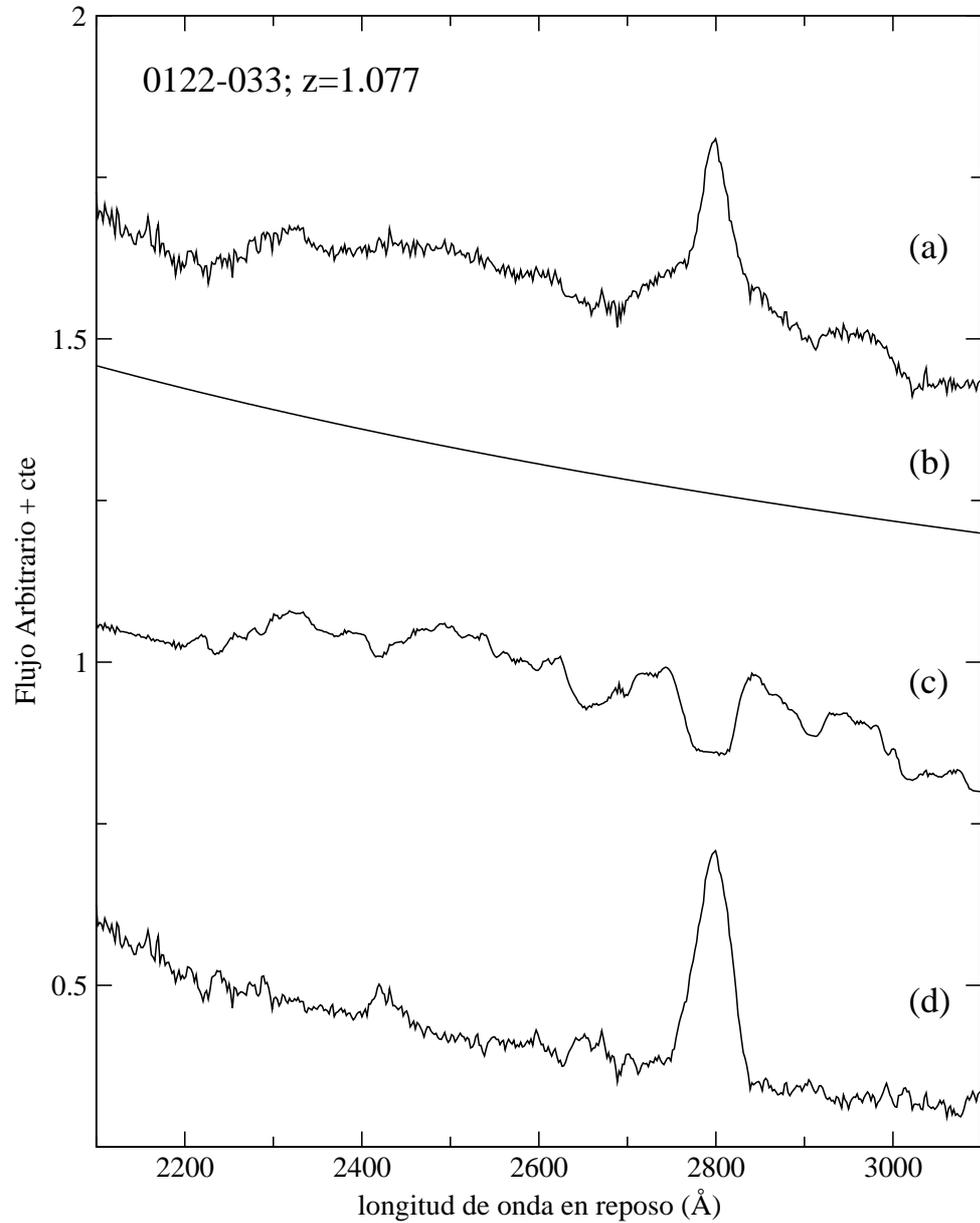


Figura 2.10: Igual que en la Figura 2.9 pero en el caso de $\text{Mg II } \lambda 2798$ y el cuásar 0122-003. Aquí es evidente como cambia el perfil de la línea de emisión de Mg II después de la sustracción de Fe II , además que se distinguen en (d) líneas de emisión como $[\text{Ne IV}] \lambda 2423$ que no se detectaba claramente en (a).

Capítulo 3

Obtención de parámetros

3.1. Parámetros ópticos

A continuación se describe el procedimiento para obtener los diferentes parámetros del continuo (intensidad de flujo del continuo y luminosidad a 5100 Å, 3000 Å, 1450 Å y 1350 Å) y los parámetros de las líneas de emisión H β λ 4861 Å, [O III] λ 5007 Å, Mg II λ 2798 Å y CIV λ 1549 Å (flujo, luminosidad, etc.). De acuerdo a la presencia en el espectro de determinada línea de emisión creamos tres submuestras: H β , Mg II o CIV.

3.1.1. Intensidad de flujo del continuo.

Como primer paso, se ajustó el continuo local seleccionando las regiones que estuvieran libres de líneas de emisión o absorción. En seguida, se estimó el valor promedio de la intensidad de flujo del continuo centrada en la longitud de onda dada, definiendo para este promedio un intervalo de ± 50 Å. Es decir, para la región donde fue posible medir H β y/o Mg II se midió f_{5100} entre $5050 < \lambda < 5150$ Å y/o f_{3000} entre $2950 < \lambda < 3050$ Å, respectivamente; mientras que para CIV se obtuvo f_{1350} entre $1300 < \lambda < 1400$ Å y f_{1450} entre $1400 < \lambda < 1500$ Å. El error asociado a la intensidad de flujo del continuo fue aproximadamente del 10 % dependiendo de la señal a ruido del espectro. En los casos particulares, en los que el rango espectral no fue suficiente para obtener el promedio, se estimó el valor de f_{λ} usando la ley de potencias $f_{\lambda} = a \lambda^b + c$, con la que se ajustó el continuo en la § 2.3.4.

3.1.2. Parámetros de las líneas de emisión.

Las líneas de emisión se modelaron en términos de perfiles Gaussianos (Veron et al., 1980). Para cada línea, el perfil se ajustó con dos componentes gaussianas (una ancha y una angosta), que representan las dos regiones donde se emiten las líneas de emisión anchas y las líneas angostas. Estas componentes caracterizan la cinemática del gas en la BLR y NLR, respectivamente. La definición para una función gaussiana está dada por la siguiente expresión:

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\lambda - \mu)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (3.0)$$

donde λ es la longitud de onda, μ es el promedio y σ^2 la desviación estándar. La relación entre el ancho a media altura y σ está dado por $\text{FWHM} = 2.35\sigma$.

El ajuste por mínimos cuadrados de los perfiles de las líneas involucra los siguientes parámetros:

- La posición central cada gaussiana, λ_c .
- El ancho a medio altura, FWHM.
- El ancho equivalente, EW.
- La intensidad de flujo de la línea.

En el caso de la región donde se encuentra la línea de emisión $\text{H}\beta$, se usaron 4 componentes gaussianas: 2 para $\text{H}\beta$ (una ancha y una angosta) y 2 para las líneas prohibidas $[\text{O III}] \lambda\lambda 4959, 5007$. La componente angosta de $\text{H}\beta$ (narrow component, $\text{H}\beta_{\text{NC}}$) fue modelada y sustraída usando el perfil gaussiano ajustado a las líneas de $[\text{O III}]$. La restricción impuesta en el ajuste, fue que el cociente de intensidades entre las líneas de $[\text{O III}]$ fuera de 2.96 (Osterbrock, 1989). Así, el FWHM para $\text{H}\beta_{\text{NC}}$ quedó determinado por el FWHM de las líneas de $[\text{O III}]$. Todos los demás parámetros quedaron libres en el ajuste. En los casos particulares en los que la posición del pico de la NC no fuera evidente, ésta también se consideró un parámetro fijo: el valor de la longitud de onda central de $\text{H}\beta$ en el marco de referencia en reposo de la fuente. El ajuste se realizó aproximadamente en el rango

espectral de 4700-5200 Å. Para las líneas de MgII y CIV, la restricción que se especificó en el ajuste fue que el FWHM de la componente angosta (NC) tuviera un valor ≤ 2000 km s⁻¹. Esta condición es empleada por McLure & Dunlop (2004), ya que no existe una línea angosta en el rango espectral con la que se pueda modelar y sustraer la componente NC del perfil total. Al igual que en el caso de H β , si era necesario, la posición de la gaussiana NC fue también un parámetro fijo al realizar el ajuste. En el caso de MgII el ajuste se realizó en el rango espectral de 2600-3000 Å y para CIV de 1450-1650 Å. El continuo local, para cada caso, también se ajustó en los rangos espectrales mencionados. Los residuos en el ajuste fueron siempre menores al 5 % respecto al espectro observado en las tres submuestras. En las Figuras 3.1, 3.2 y 3.3 se muestra un ejemplo del ajuste y sus residuos para el caso de las líneas H β , MgII y CIV, respectivamente.

Una vez que se obtuvo el FWHM de la línea de interés, éste se corrigió debido a la resolución instrumental utilizando la siguiente expresión:

$$\text{FWHM}_{\text{corregido}} = (\text{FWHM}_{\text{observado}}^2 - \text{FWHM}_{\text{instrumental}}^2)^{1/2} \quad (3.0)$$

El valor promedio de la resolución instrumental para los espectros adquiridos en OAN-SPM y OAGH fue de ~ 8.5 Å y de ~ 15 Å, respectivamente. Para el caso de los espectros del SDSS se usó un valor promedio de FWHM ~ 3 Å y 2 Å para los datos del HST-FOS. Por otro lado, la resolución instrumental usada para realizar esta corrección en los espectros de Marziani et al. (2003a) se muestran en su Tabla 1 y en el caso de los datos espectroscópicos de Lawrence et al. (1996) la resolución aparece en su Tabla 2.

El valor promedio de las incertidumbres asociadas a las mediciones del FWHM, de los flujos del continuo y el flujo de las líneas de emisión fueron aproximadamente del 10 %.

3.1.3. Luminosidades del continuo y de las líneas de emisión.

Una vez que se obtuvieron la intensidad de flujo del continuo y los parámetros de las líneas de emisión, se calculó la luminosidad para cada caso. A continuación se describe el procedimiento realizado. Primero, se corrigió el flujo f_λ por el efecto de enrojecimiento

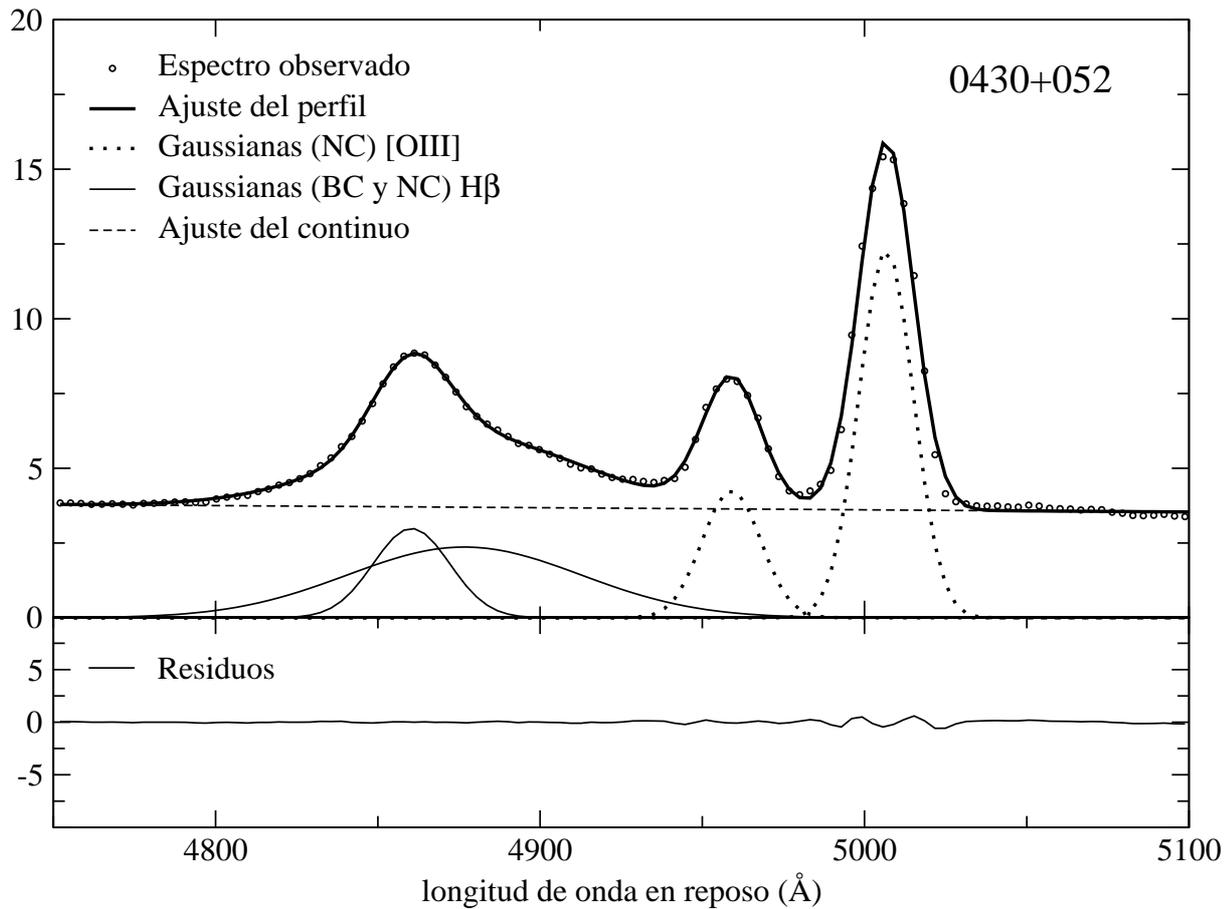


Figura 3.1: Ajuste del perfil de la línea de emisión de H β λ 4861 del NAG 0430+052. La abscisa es la longitud de onda en reposo en \AA , la ordenada es el flujo específico en unidades de $10^{-15} \text{ergs}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$. En el panel superior se muestra el ajuste del perfil con 4 gaussianas, 2 para H β y 2 para [OIII] $\lambda\lambda$ 4959,5007 (la razón entre las intensidades de estas dos líneas fue un parámetro fijo a 2.96), la emisión del continuo local se modeló con una ley de potencias. El ancho de la componente angosta (NC) de H β , se fijó usando la línea [OIII] λ 5007. En el panel inferior se muestran los residuos del ajuste, cuyo valor promedio es del 1.9% respecto al espectro observado.

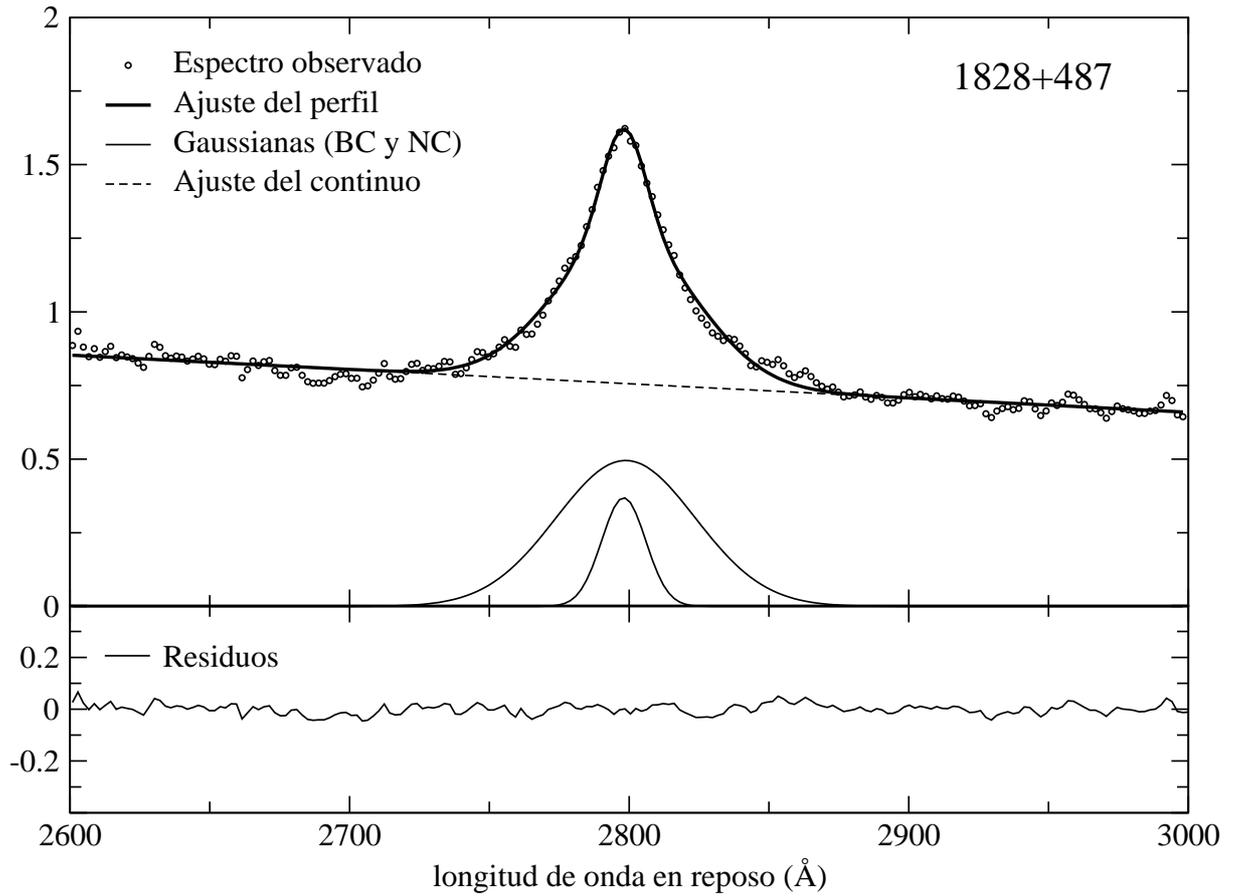


Figura 3.2: Ajuste del perfil de la línea de emisión de Mg II $\lambda 2798$ del NAG 1828+487. La abcisa es la longitud de onda en reposo en Å, la ordenada es el flujo específico en unidades de $10^{-15} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Å}^{-1}$. En el panel superior se muestra el ajuste del perfil con dos gaussianas y la emisión del continuo modelado con una ley de potencias. Las gaussianas representan la componente ancha (BC) y la componente angosta (NC) de la línea. El ancho de esta última se restringió a $\text{FWHM} < 2000 \text{ km s}^{-1}$. En el panel inferior se muestran los residuos del ajuste, cuyo valor promedio es del 2.4% respecto al espectro observado.

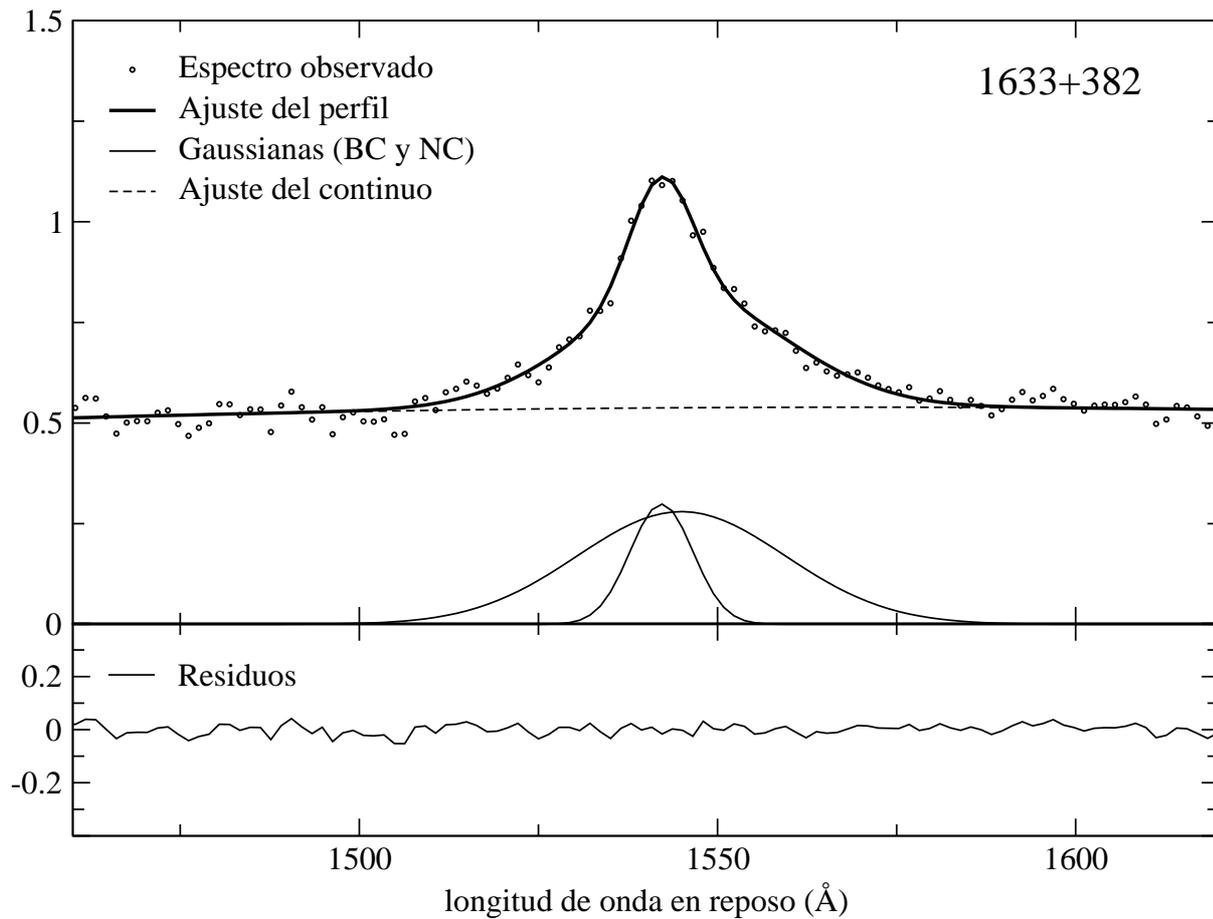


Figura 3.3: Ajuste del perfil de la línea de emisión de CIV $\lambda 1549$ del NAG 1633+382. La abcisa es la longitud de onda en reposo en \AA , la ordenada es el flujo específico en unidades de $10^{-15} \text{ergs}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$. En el panel superior se muestra el ajuste del perfil con dos gaussianas y la emisión del continuo modelado con una ley de potencias. Las gaussianas representan la componente ancha (BC) y la componente angosta (NC) de la línea. El ancho de esta última se restringió a $\text{FWHM} < 2000 \text{ km s}^{-1}$. En el panel inferior se muestran los residuos del ajuste, cuyo valor promedio es del 3.4% respecto al espectro observado.

debido a nuestra propia galaxia aplicando la siguiente expresión:

$$f_c = C f_\lambda 10^{(0.4 A_V K_\lambda / 3.2)} \quad (3.0)$$

donde f_c es el flujo corregido; C es una constante, su valor es la longitud de onda en el caso del continuo e igual a 1 en el caso de la línea, ya que en este último f_λ representa el flujo integrado. Las unidades de f_λ son $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$ para el continuo y para el flujo de la línea $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$. A_V se calculó asumiendo $A_V = A_B / 1.32$, donde A_B es la extinción asociada a nuestra galaxia en la banda B y K_λ es un valor estimado basado en la curva de extinción para la Vía Láctea por Howarth (1983). Los valores para la extinción A_B fueron obtenidos de NED¹ donde se usan los mapas de extinción debida al polvo de Schlegel et al. (1998), basados en mediciones de la emisión difusa en infrarrojo realizadas con IRAS/DIRBE. La extinción típica A_B para los objetos que forman parte de las submuestras de H β , MgII y CIV es de 0.566, 0.342 y 0.547 mag, respectivamente. En la Tabla C.2 del Apéndice C se muestra el valor de A_B para cada objeto. En la Tabla 3.1 se muestran los valores de K_λ utilizados para el caso de las líneas de emisión y el continuo.

Con los flujos corregidos f_c se calculó la luminosidad con la siguiente ecuación:

$$L_\lambda = 4\pi r^2 f_c \quad (3.0)$$

donde r es la distancia luminosa al objeto de corrimiento al rojo z dada por el modelo Friedmann-Robertson-Walker:

$$r = \int_0^{z_1} [(1+z)^2 (1 + \Omega_m z) - z(2+z)\Omega_\Lambda]^{-1/2} dz \quad (3.0)$$

adoptando un modelo cosmológico estándar para un universo plano con $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ y $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ (Carroll et al., 1992).

¹NASA/IPAC Extragalactic Database.

Tabla 3.1: Valores de K_λ

Línea		Continuo	
K_λ	λ	K_λ	λ
(mag ⁻¹)	(Å)	(mag ⁻¹)	(Å)
8.035	1549	8.790	1350
6.063	2798	8.320	1450
3.730	4861	5.589	3000
3.600	5007	3.518	5100

3.1.4. Médiación de Fe II

La identificación del hierro en el espectro óptico/UV de NAGs se realizó hace más de 40 años (p.ej. Greenstein & Schmidt, 1964). Joly (1987) estudió con detalle las condiciones físicas requeridas para explicar la intensidad de Fe II observada en los NAGs. Las mediciones de la emisión del hierro parecen ser un parámetro importante al distinguir entre las diferentes clases de NAGs (Marziani et al., 2003b). En la región del ultravioleta, Wills et al. (1980) fueron los primeros en mostrar que en los cuásares de corrimiento al rojo intermedio ($z \sim 1$) la presencia de Fe II es muy prominente.

- **Fe II en la región del óptico.** La notación, en el caso de la emisión de Fe II en el óptico (como se discute en Osterbrock, 1977; Phillips, 1978), proviene de la presencia de dos zonas del espectro prominentes: $\lambda 4570$ (4470-4670 Å según Joly 1987) y $\lambda \lambda 5190, 5320$; en cada una hay diversas líneas de Fe II que aparecen combinadas.

Debido al corrimiento al rojo y al arreglo instrumental, en la mayoría de los casos sólo se obtiene información de Fe II $\lambda 4570$, por lo que en este trabajo, centramos nuestra atención en esta región. Además, el Fe II $\lambda 4570$ es un parámetro bastante

estudiado en la literatura (p.ej. Joly, 1987; Marziani et al., 2003b; Zhang et al., 2006), por lo que se podrá discutir respecto a lo que han encontrado otros autores. Se denotará, de aquí en adelante en esta tesis, como Fe II (4570).

Para estimar el ancho equivalente de Fe II (4570) medimos el flujo total (f_{FeII}) sobre el rango espectral 4450-4600 Å modelando los perfiles de las líneas de emisión de este elemento con perfiles gaussianos². El número de gaussianas para obtener el flujo de Fe II (4570) fue en promedio de 4 ± 1 . La medición de este elemento depende del cociente señal a ruido y del ancho de cada una líneas del Fe, como se describe en Marziani et al. (2003a). En seguida, medimos³ la intensidad de flujo del continuo (f_c) entre 4520-4620 Å. Se calculó el ancho equivalente según la definición convencional $EW(Fe II 4570) = f_{FeII}/f_c$. El valor promedio estimado del $EW(Fe II 4570)$ fue de 19.4 Å con una desviación estándar de 20.5 Å. El error relativo porcentual⁴ de f_{FeII} fue en promedio del 0.4 %, mientras que para f_c fue del 5.5 %.

- **Fe II en la región ultravioleta.** Las diferentes regiones que involucran a ambas alas de la línea MgII $\lambda 2798$ se discuten a continuación. La parte azul, comprendida entre 2100-2800 Å, está formada por Fe II $\lambda 2100$, Fe II $\lambda 2500$ y Fe II $\lambda 2750$, de acuerdo a la notación empleada por Grandi (1981). La primera región es conocida también como Fe II $\lambda 2050$; la segunda región es la que se encuentra en el rango espectral 2300-2600 Å y la tercera región fue denotada así por Wills et al. (1980), la cual se mezcla parcialmente con la línea de Mg II $\lambda 2798$. La parte roja es llamada Fe II $\lambda 2950$ y Fe II $\lambda 3200$. Por la misma razón que en el Fe II en la región del óptico, únicamente se midieron y estudiaron las características de la parte azul. Además de ser, generalmente, la más prominente en los espectros de la submuestra de Mg II. A la región comprendida entre 2100-2800 Å se denotará como Fe II (2490). Para la estimación de los parámetros del Fe II (2490) se realizó el mismo procedimiento que para el Fe II (4570). El valor promedio estimado del $EW(Fe II 2490)$ fue de 48.9 Å

²Este ajuste lo realizamos con el paquete PEAKFIT disponible en <http://www.systat.com/products/PeakFit/>

³Las mediciones se llevaron a cabo con la tarea IRAF/GUIAPPS/SPECTOOL.

⁴Error relativo porcentual= $(\Delta x/x) \times 100$

con una desviación estándar de 30.5 \AA . El error relativo porcentual de f_{FeII} fue en promedio del 0.2% , mientras que para f_c fue del 1.8% .

En la Tabla 3.2 se muestran de 41 NAGs los parámetros obtenidos en el ajuste para la región en la que era visible la línea de emisión $H\beta$. La columna (1) es el nombre del objeto; la columna (2) es la fuente del espectro utilizado en las mediciones; las columnas (3)-(6) son los parámetros para la componente ancha de la línea $H\beta$: FWHM, EW, flujo y luminosidad, respectivamente; las columnas (7)-(10) son los parámetros de la línea de emisión prohibida [OIII] $\lambda 5007$: FWHM, EW, flujo y luminosidad. De las 41 fuentes 9 son NAGs con líneas de emisión angostas presentando $\text{FWHM } H\beta \leq 1000 \text{ km s}^{-1}$: 0238-084, 0316+413, 0710+439, 0745+241, 0831+557, 1155+251, 1345+125, 1642+690, 1957+405.

En la Tabla 3.3 se muestran los parámetros obtenidos del continuo a 5100 \AA y de la emisión de Fe II (4570). La columna (1) es el nombre del objeto; (2) el flujo a 5100 \AA ; (3) la luminosidad a 5100 \AA ; (4) el índice espectral del continuo local; (5) y (6) el flujo y la luminosidad del Fe II (4570), respectivamente y (7) el ancho equivalente de Fe II (4570).

En la Tabla 3.4 se muestran los parámetros obtenidos para la submuestra de Mg II $\lambda 2798$ formada por 78 NAGs. La columna (1) es el nombre del objeto; (2) la fuente del espectro utilizado; (3)-(6) los parámetros de la componente ancha de la línea de Mg II: FWHM, EW, flujo y luminosidad, respectivamente; (7) y (8) el flujo y la luminosidad del continuo a 3000 \AA , respectivamente y (9) el índice espectral del continuo local.

En la Tabla 3.5 se muestran los parámetros obtenidos del Fe II (2490). La columna (1) es el nombre del objeto; (2) el flujo; (3) la luminosidad; (4) el EW y (5) comentarios respecto al espectro para el cual se midieron los parámetros mencionados.

En la Tabla 3.6 se muestran los parámetros obtenidos para la submuestra de C IV $\lambda 1549$ formada por 35 NAGs. La columna (1) es el nombre del objeto; (2) la fuente del espectro utilizado; (3)-(6) los parámetros de la componente ancha de la línea C IV $\lambda 1549$: FWHM, EW, flujo y luminosidad, respectivamente; (7) y (8) el flujo y la luminosidad del continuo a 1350 \AA , respectivamente, mientras que (9) es el índice espectral del continuo local.

Tabla 3.2: Parámetros de 41 NAGs para H β y [OIII] λ 5007.

Nombre (1)	Ref. ² (2)	H β (BC)				[OIII] λ 5007			
		FWHM (km s ⁻¹) (3)	EW (Å) (4)	Flujo (10 ⁻¹⁵ erg s ⁻¹ cm ⁻²) (5)	L _{Hβ} (10 ⁴² erg s ⁻¹) (6)	FWHM (km s ⁻¹) (7)	EW (Å) (8)	Flujo (10 ⁻¹⁵ erg s ⁻¹ cm ⁻²) (9)	L _[OIII] (10 ⁴² erg s ⁻¹) (10)
0007+106	1,4	4600 ± 400	100.00 ± 6.00	151.98 ± 20.98	4.34 ± 0.60	620 ± 170	75.00 ± 20.00	105.00 ± 7.80	2.96 ± 0.22
0133+476	6	4223 ± 124	13.34 ± 0.39	3.42 ± 0.10	20.97 ± 0.61	985 ± 29	4.52 ± 0.13	1.15 ± 0.03	6.92 ± 0.20
0238-084 ¹	5	1070 ± 80	10.00 ± 2.00	23.74 ± 2.00	0.001 ± 0.000	1040 ± 60	35.00 ± 3.00	65.700 ± 8.269	0.004 ± 0.001
0316+413 ¹	2,4	890 ± 35	...	98.50 ± 58.70	0.13 ± 0.08	1350 ± 20	80.00 ± 50.00	359.99 ± 179.99	0.46 ± 0.23
0403-132	4	3800 ± 350	55.00 ± 5.00	37.00 ± 4.50	59.96 ± 7.29	540 ± 55	20.00 ± 3.00	11.00 ± 1.20	17.70 ± 1.93
0415+379	2	4100 ± 400	125.00 ± 15.00	4.10 ± 0.60	7.85 ± 1.15	450 ± 35	60.00 ± 10.00	2.60 ± 0.30	4.07 ± 0.47
0430+052	1,4	2750 ± 400	65.00 ± 2.00	219.96 ± 14.00	1.29 ± 0.08	450 ± 150	70.00 ± 8.00	235.00 ± 49.83	1.33 ± 0.28
0454+844	6	596 ± 5	0.64 ± 0.01	0.068 ± 0.001	0.003 ± 0.000
0607-157	2	3200 ± 450	60.00 ± 5.00	1.70 ± 0.30	1.44 ± 0.25	640 ± 130	25.00 ± 2.00	0.65 ± 0.10	0.53 ± 0.08
0710+439 ¹	6	906 ± 219	21.29 ± 3.13	0.50 ± 0.07	0.67 ± 0.10	1716 ± 252	99.60 ± 14.62	2.42 ± 0.36	3.22 ± 0.47
0736+017	1	2650 ± 520	25.00 ± 5.00	28.00 ± 5.60	4.49 ± 0.90	720 ± 160	7.00 ± 2.00	8.00 ± 1.60	1.26 ± 0.25
0738+313	3	5200 ± 520	55.00 ± 5.00	18.10 ± 1.80	35.81 ± 3.56	390 ± 50	20.00 ± 2.00	3.50 ± 0.35	6.89 ± 0.69
0745+241 ¹	3	370 ± 20	2.00 ± 0.30	0.01 ± 0.00	0.01 ± 0.00	370 ± 20	12.00 ± 3.00	0.98 ± 0.05	0.70 ± 0.04
0831+557 ¹	6	466 ± 100	21.94 ± 1.66	3.09 ± 0.23	0.64 ± 0.05	1585 ± 120	93.74 ± 7.07	12.41 ± 0.94	2.54 ± 0.19
0923+392	3	4250 ± 400	50.00 ± 5.00	11.00 ± 3.00	25.11 ± 6.85	540 ± 50	20.00 ± 2.00	3.90 ± 0.40	8.89 ± 0.91
1155+251 ¹	2	540 ± 60	8.00 ± 2.00	0.59 ± 0.06	0.07 ± 0.01	500 ± 50	65.00 ± 10.00	8.13 ± 0.80	1.02 ± 0.10
1222+216	2	5750 ± 1000	60.00 ± 15.00	37.30 ± 7.50	27.88 ± 5.61	360 ± 70	10.00 ± 3.00	2.16 ± 0.40	1.61 ± 0.30
1226+023	1,2,4	3800 ± 550	50.00 ± 7.00	1129.99 ± 99.99	85.17 ± 7.54	1300 ± 150	10.00 ± 1.00	191.00 ± 59.99	14.36 ± 4.51
1302-102	2,4	4300 ± 1000	30.00 ± 5.00	57.20 ± 3.00	16.08 ± 0.84	800 ± 15	10.00 ± 3.00	20.20 ± 0.20	5.65 ± 0.06
1345+125 ¹	2	1000 ± 70	10.00 ± 2.00	5.76 ± 0.60	0.25 ± 0.03	1350 ± 120	80.00 ± 6.00	52.10 ± 5.50	2.27 ± 0.24
1354+195	4	3600 ± 310	55.00 ± 7.00	62.00 ± 13.00	178.18 ± 37.36	450 ± 60	60.00 ± 5.00	67.00 ± 6.00	191.13 ± 17.12
1404+286	1,2	8600 ± 1600	70.00 ± 6.00	148.00 ± 30.00	2.30 ± 0.47	500 ± 150	30.00 ± 2.00	43.90 ± 7.30	0.68 ± 0.11
1510-089	1,2	3250 ± 180	80.00 ± 10.00	35.50 ± 5.10	21.94 ± 3.15	550 ± 45	15.00 ± 2.00	4.90 ± 0.50	2.99 ± 0.31
1546+027	2,3	5200 ± 900	80.00 ± 2.00	15.90 ± 3.00	14.40 ± 2.72	600 ± 90	20.00 ± 3.00	4.17 ± 0.80	3.72 ± 0.71
1637+574	6	3226 ± 172	52.42 ± 2.80	20.82 ± 1.11	56.06 ± 2.99	1031 ± 55	15.50 ± 0.83	5.82 ± 0.31	15.66 ± 0.83
1641+399	3	3700 ± 190	15.00 ± 5.00	7.20 ± 0.36	10.80 ± 0.54	850 ± 40	5.00 ± 2.00	2.60 ± 0.13	3.89 ± 0.19
1642+690 ¹	6	565 ± 223	9.41 ± 0.86	0.45 ± 0.04	1.32 ± 0.12	946 ± 87	23.56 ± 2.16	1.15 ± 0.11	3.37 ± 0.31
1749+701	6	1022 ± 23	1.38 ± 0.03	0.66 ± 0.01	2.01 ± 0.05
1803+784	6	4320 ± 24	6.94 ± 0.04	6.42 ± 0.04	15.59 ± 0.09	1082 ± 6	1.56 ± 0.01	1.43 ± 0.01	3.45 ± 0.02
1807+698	6	1487 ± 16	0.88 ± 0.01	3.93 ± 0.04	0.03 ± 0.00	856 ± 9	1.86 ± 0.02	8.39 ± 0.09	0.06 ± 0.00
1823+568	6	1173 ± 18	0.46 ± 0.01	0.16 ± 0.00	0.39 ± 0.01	559 ± 9	1.66 ± 0.03	0.59 ± 0.01	1.39 ± 0.02
1828+487	4	3050 ± 340	45.00 ± 3.00	15.20 ± 2.00	42.07 ± 5.54	640 ± 60	50.00 ± 3.00	16.00 ± 2.00	43.86 ± 5.48
1845+797	4	12000 ± 1200	35.00 ± 6.00	23.00 ± 1.20	0.26 ± 0.01	580 ± 50	75.00 ± 10.00	140.00 ± 9.99	1.54 ± 0.11
1901+319	2	1670 ± 210	45.00 ± 10.00	7.22 ± 0.90	18.91 ± 2.36	500 ± 30	60.00 ± 15.00	11.70 ± 1.50	30.19 ± 3.87
1928+738	1,4	3360 ± 400	55.00 ± 2.00	85.20 ± 25.00	39.20 ± 11.50	490 ± 50	20.00 ± 1.00	29.50 ± 10.00	13.35 ± 4.53

Continúa en la siguiente página...

Nombre (1)	Ref. ² (2)	H β (BC)			[OIII] λ 5007				
		FWHM (km s ⁻¹) (3)	EW (Å) (4)	Flujo (10 ⁻¹⁵ erg s ⁻¹ cm ⁻²) (5)	L _{Hβ} (10 ⁴² erg s ⁻¹) (6)	FWHM (km s ⁻¹) (7)	EW (Å) (8)	Flujo (10 ⁻¹⁵ erg s ⁻¹ cm ⁻²) (9)	L _[OIII] (10 ⁴² erg s ⁻¹) (10)
1957+405 ¹	2	560 ± 60	34.00 ± 3.00	9.78 ± 1.50	0.28 ± 0.04	550 ± 40	380.00 ± 20.00	116.00 ± 20.00	3.15 ± 0.54
2021+614	6	1394 ± 30	39.19 ± 0.83	5.08 ± 0.11	1.55 ± 0.03
2128-123	4	4900 ± 370	45.00 ± 2.00	152.00 ± 20.00	181.94 ± 23.94	370 ± 50	15.00 ± 2.00	42.00 ± 1.00	49.90 ± 1.19
2200+420	6	178 ± 2	0.24 ± 0.01	1.16 ± 0.02	0.04 ± 0.00
2201+315	1	4230 ± 300	60.00 ± 15.00	8.80 ± 1.60	3.92 ± 0.71	1200 ± 100	15.00 ± 3.00	15.00 ± 0.80	6.58 ± 0.35
2243-123	4	3900 ± 310	55.00 ± 2.00	49.60 ± 7.00	99.18 ± 14.00	490 ± 40	13.00 ± 1.00	10.50 ± 2.00	20.87 ± 3.98

¹Presenta un FWHM H β ≤ 1000 km s⁻¹.

²El código indica donde se adquirió el espectro empleado para las mediciones, en el caso de más de un espectro los valores reportados en la Tabla son valores promedios y el error asociado es la desviación estándar. 1=OAGH; 2=OAN-SPM; 3=SDSS (Sloan Digital Survey); 4=Marziani et al. (2003a); 5=HST-FOS (Hubble Space Telescope) y 6=Lawrence et al. (1996).

Tabla 3.3: Parámetros de 41 NAGs para el continuo $\lambda 5100 \text{ \AA}$ y Fe II (4570).

Nombre	Continuo 5100 \AA			Fe II (4570)		
	Flujo ($10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$) (2)	λL_{5100} ($10^{44} \text{ erg s}^{-1}$) (3)	Indice espectral ¹ (4)	Flujo ($10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$) (5)	L_{4570} ($10^{41} \text{ erg s}^{-1}$) (6)	EW (\AA) (7)
0007+106	16.10 ± 1.60	2.30 ± 0.23	-2.53	159.41 ± 0.54	4.65 ± 0.01	10.50 ± 0.67
0133+476	2.56 ± 0.07	77.63 ± 2.27	-4.44	42.90 ± 0.03	272.95 ± 0.20	16.71 ± 0.30
0238-084	17.80 ± 1.00	0.01 ± 0.00	-3.11
0316+413	45.00 ± 8.50	0.29 ± 0.05	-2.43	320.90 ± 0.90	0.43 ± 0.00	6.64 ± 0.35
0403-132	4.70 ± 0.40	38.40 ± 3.27	-2.67	60.29 ± 2.22	99.11 ± 3.65	7.89 ± 0.40
0415+379	0.45 ± 0.05	3.16 ± 0.35	-1.64	4.87 ± 0.02	13.94 ± 0.07	33.12 ± 10.59
0430+052	31.90 ± 3.80	0.90 ± 0.11	-2.83	273.49 ± 1.23	1.72 ± 0.01	8.21 ± 0.40
0454+844	1.04 ± 0.01	0.24 ± 0.00	-1.13	4.92 ± 0.00	0.23 ± 0.00	4.75 ± 0.07
0607-157	0.27 ± 0.03	1.11 ± 0.12	-3.89	11.24 ± 0.02	10.11 ± 0.02	50.94 ± 7.35
0710+439	0.25 ± 0.04	1.67 ± 0.24	-3.33	10.64 ± 0.01	14.50 ± 0.01	53.24 ± 5.66
0736+017	11.20 ± 2.20	8.92 ± 1.75	-1.16	204.70 ± 0.17	33.88 ± 0.03	18.20 ± 0.32
0738+313	2.56 ± 0.30	25.59 ± 3.00	-2.55	85.67 ± 0.02	171.52 ± 0.05	28.28 ± 0.93
0745+241	0.83 ± 0.03	3.04 ± 0.11	-0.86	3.03 ± 0.02	2.23 ± 0.01	3.54 ± 0.16
0831+557	1.32 ± 0.10	1.37 ± 0.10	-3.26	16.23 ± 0.10	3.37 ± 0.01	13.63 ± 0.69
0923+392	1.93 ± 0.20	22.41 ± 2.32	-1.75	11.52 ± 0.02	26.35 ± 0.05	4.93 ± 0.20
1155+251	1.27 ± 0.13	0.81 ± 0.08	-5.10	28.13 ± 0.05	3.56 ± 0.01	64.36 ± 9.92
1222+216	6.84 ± 0.31	25.96 ± 1.18	-0.83
1226+023	218.00 ± 40.00	83.45 ± 15.31	-2.08	4520.37 ± 29.91	342.38 ± 2.26	13.59 ± 0.67
1302-102	19.20 ± 1.00	27.30 ± 1.42	-2.27	186.77 ± 0.54	53.13 ± 0.13	9.81 ± 0.25
1345+125	5.72 ± 0.23	1.27 ± 0.05	-2.49	100.65 ± 0.19	4.45 ± 0.01	27.46 ± 1.40
1354+195	9.80 ± 0.90	141.91 ± 13.03	-2.61	60.12 ± 0.54	175.28 ± 1.41	4.82 ± 0.26
1404+286	21.80 ± 2.40	1.72 ± 0.19	-2.59	449.82 ± 0.54	7.02 ± 0.01	20.47 ± 0.76
1510-089	3.86 ± 0.25	11.94 ± 0.77	-3.20	270.95 ± 0.25	171.50 ± 0.16	68.72 ± 8.58
1546+027	2.00 ± 0.50	9.01 ± 2.26	-1.52	28.36 ± 0.08	26.45 ± 0.08	15.50 ± 2.26
1637+574	3.56 ± 0.19	48.81 ± 2.61	-0.60	47.53 ± 0.07	128.41 ± 0.18	10.69 ± 0.31
1641+399	11.40 ± 0.20	86.95 ± 1.53	-3.14	18.53 ± 0.30	27.83 ± 0.45	1.79 ± 0.04
1642+690	0.53 ± 0.05	7.87 ± 0.72	-2.82	7.00 ± 0.00	20.77 ± 0.01	15.72 ± 1.03
1749+701	4.92 ± 0.11	76.20 ± 1.72	-1.30	17.88 ± 0.02	55.11 ± 0.05	3.29 ± 0.04
1803+784	9.13 ± 0.05	111.91 ± 0.61	-2.05	19.41 ± 0.11	47.72 ± 0.26	2.02 ± 0.03
1807+698	44.82 ± 0.47	1.59 ± 0.02	-2.23	362.20 ± 0.37	2.55 ± 0.00	9.00 ± 0.16
1823+568	3.56 ± 0.05	42.42 ± 0.65	-0.15	17.73 ± 0.00	42.50 ± 0.01	5.07 ± 0.13
1828+487	2.52 ± 0.30	35.02 ± 4.17	-3.61	46.79 ± 0.30	131.98 ± 0.85	10.59 ± 1.37
1845+797	17.50 ± 1.00	0.98 ± 0.06	-8.86	296.66 ± 0.31	3.35 ± 0.00	18.51 ± 0.96
1901+319	2.18 ± 0.30	28.42 ± 3.91	-2.25	77.17 ± 0.36	208.24 ± 0.98	38.84 ± 3.58
1928+738	12.80 ± 5.30	29.25 ± 12.11	-2.12	205.07 ± 0.54	97.43 ± 0.26	9.29 ± 0.46

Continúa en la siguiente página...

Tabla 3.3 – Continuación

Nombre (1)	Continuo 5100 Å			Fe II (4570)		
	Flujo ($10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Å}^{-1}$) (2)	λL_{5100} ($10^{44} \text{ erg s}^{-1}$) (3)	Índice espectral ¹ (4)	Flujo ($10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$) (5)	L_{4570} ($10^{41} \text{ erg s}^{-1}$) (6)	EW (Å) (7)
1957+405	1.80 ± 0.39	0.24 ± 0.05	-2.53	138.58 ± 0.22	4.35 ± 0.01	85.74 ± 12.31
2021+614	1.28 ± 0.03	1.96 ± 0.04	-2.41	6.27 ± 0.02	2.07 ± 0.01	5.08 ± 0.33
2128-123	30.00 ± 1.00	180.90 ± 6.03	-0.68
2200+420	47.21 ± 0.63	8.28 ± 0.11	-2.70	205.61 ± 0.20	8.20 ± 0.01	4.73 ± 0.07
2201+315	12.00 ± 1.00	26.59 ± 2.22	-1.07	232.43 ± 0.25	106.49 ± 0.12	13.29 ± 0.31
2243-123	7.27 ± 0.80	73.41 ± 8.08	-1.96

¹ Índice espectral de la ley de potencias con el que se modeló el continuo local.

Tabla 3.4: Parámetros de 78 NAGs para Mg II $\lambda 2798$ y continuo a 3000 Å.

Nombre (1)	Ref ¹ (2)	FWHM (km s ⁻¹) (3)	EW (Å) (4)	Mg II (BC)			Continuo 3000 Å			Índice espectral ² (9)
				Flujo (10 ⁻¹⁵ erg s ⁻¹ cm ⁻²) (5)	L _{Mg II} (10 ⁴² erg s ⁻¹) (6)	Flujo (10 ⁻¹⁶ erg s ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹) (7)	λL_{3000} (10 ⁴⁴ erg s ⁻¹) (8)			
0007+106	5	6322 ± 635	57.69 ± 5.80	256.10 ± 25.74	9.06 ± 0.91	42.84 ± 4.31	4.35 ± 0.44	-0.90		
0016+731	6	4989 ± 132	20.60 ± 3.33	3.72 ± 0.10	498.72 ± 13.38	1.39 ± 0.06	484.93 ± 19.22	-0.09		
0112-017	2	5304 ± 777	40.53 ± 5.94	1.33 ± 0.19	21.16 ± 3.09	0.29 ± 0.04	13.47 ± 1.97	-0.30		
0113-118	2	4751 ± 42	70.57 ± 0.83	17.06 ± 1.63	39.35 ± 3.75	2.50 ± 0.36	17.04 ± 2.45	-0.23		
0122-003	2	5140 ± 491	37.30 ± 1.69	16.90 ± 0.58	127.30 ± 4.37	4.05 ± 0.26	90.22 ± 5.88	-0.85		
0133-203	2	5072 ± 648	74.43 ± 9.51	6.00 ± 0.77	48.28 ± 6.17	0.95 ± 0.12	22.76 ± 2.90	-1.09		
0133+476	2	5367 ± 453	46.26 ± 3.90	3.27 ± 0.28	28.10 ± 2.37	0.73 ± 0.06	17.68 ± 1.49	-2.62		
0202+319	2	4271 ± 467	34.86 ± 3.81	2.67 ± 0.29	50.61 ± 5.53	0.69 ± 0.08	38.39 ± 4.20	-2.73		
0248+430	2	5560 ± 442	37.77 ± 3.00	10.69 ± 0.85	201.10 ± 15.97	2.98 ± 0.24	160.17 ± 12.74	-9.65		
0310+013	2	4808 ± 396	79.49 ± 17.60	4.65 ± 0.27	21.18 ± 1.23	0.81 ± 0.15	10.29 ± 1.98	-7.88		
0333+321	1	3735 ± 272	14.60 ± 1.06	9.03 ± 0.66	6091.17 ± 443.18	5.67 ± 0.41	8205.02 ± 597.65	-0.61		
0336-019	2	4781 ± 958	22.85 ± 3.45	9.15 ± 1.16	52.68 ± 6.68	3.88 ± 0.06	64.45 ± 0.96	-0.15		
0403-132	2,5	4752 ± 138	41.36 ± 13.45	23.64 ± 5.15	43.52 ± 9.50	6.11 ± 0.26	32.85 ± 1.43	-1.35		
0420-014	2	4846 ± 65	73.72 ± 0.99	4.82 ± 0.06	43.37 ± 0.58	7.70 ± 0.10	196.00 ± 2.65	-6.70		
0429+415	2	5757 ± 19	33.46 ± 7.69	3.14 ± 0.59	421.56 ± 78.54	1.23 ± 0.06	386.04 ± 19.97	-3.47		
0707+476	2	6849 ± 522	32.02 ± 2.44	4.20 ± 0.32	64.75 ± 4.93	1.40 ± 0.11	62.50 ± 4.78	-0.76		
0711+356	2	3908 ± 657	33.92 ± 5.70	2.56 ± 0.43	61.02 ± 10.27	0.68 ± 0.11	47.33 ± 7.95	-0.75		
0738+313	3	5357 ± 181	39.69 ± 1.34	36.43 ± 1.23	80.13 ± 2.71	8.38 ± 0.28	54.20 ± 1.83	-0.50		
0748+126	2	5297 ± 194	26.29 ± 0.96	41.90 ± 1.53	195.69 ± 7.15	15.87 ± 0.58	219.74 ± 8.02	-3.56		
0804+499	6	7495 ± 323	11.79 ± 1.55	2.84 ± 0.11	48.75 ± 1.85	1.91 ± 0.06	96.07 ± 3.11	-0.12		
0821+394	3	2445 ± 82	10.73 ± 0.36	1.13 ± 0.04	12.43 ± 0.42	0.97 ± 0.03	31.23 ± 1.05	-0.97		
0827+243	2	5304 ± 209	22.67 ± 0.89	7.15 ± 0.28	38.78 ± 1.53	3.09 ± 0.12	49.54 ± 1.96	-0.11		
0838+133	2	4683 ± 427	78.99 ± 7.20	6.35 ± 0.58	21.96 ± 2.00	0.79 ± 0.07	7.83 ± 0.71	-0.58		
0850+551	3	5359 ± 318	53.09 ± 3.15	6.79 ± 0.40	95.81 ± 5.69	1.17 ± 0.07	48.36 ± 2.88	-3.31		
0859-140	2,1	4996 ± 268	22.95 ± 8.65	7.81 ± 2.47	117.91 ± 37.29	3.18 ± 0.20	140.08 ± 8.85	-0.22		
0859+470	3	5252 ± 282	42.70 ± 2.29	2.99 ± 0.16	44.72 ± 2.39	0.68 ± 0.04	30.11 ± 1.61	-3.16		
0906+015	3,2	4616 ± 43	28.70 ± 5.97	7.18 ± 0.81	47.64 ± 5.40	2.39 ± 0.75	46.88 ± 14.81	-1.01		
0923+392	3	4927 ± 247	52.59 ± 2.63	30.95 ± 1.55	73.05 ± 3.65	5.58 ± 0.28	39.20 ± 1.96	-0.12		
0945+408	2,3	5116 ± 307	40.57 ± 6.24	4.82 ± 0.05	47.35 ± 0.53	1.13 ± 0.19	33.09 ± 5.62	-2.36		
0953+254	2	4006 ± 1434	42.31 ± 0.28	12.77 ± 8.80	35.45 ± 24.38	2.82 ± 1.86	23.05 ± 15.21	-1.77		
1012+232	2	3381 ± 314	70.34 ± 6.53	28.22 ± 2.62	42.72 ± 3.97	3.85 ± 0.36	17.31 ± 1.60	-0.15		
1015+359	3	4100 ± 196	36.07 ± 1.72	4.44 ± 0.21	41.36 ± 1.97	1.12 ± 0.05	31.14 ± 1.48	-1.13		
1038+064	2	4696 ± 317	42.39 ± 2.86	12.27 ± 0.83	132.42 ± 8.91	2.83 ± 0.19	90.40 ± 6.10	-2.58		
1055+018	3	6039 ± 130	5.83 ± 0.13	7.46 ± 0.16	34.07 ± 0.73	12.60 ± 0.27	170.56 ± 3.65	-1.64		
1055+201	2	6208 ± 404	53.79 ± 3.50	22.62 ± 1.47	175.83 ± 11.44	3.88 ± 0.25	89.57 ± 5.84	-0.72		

Continúa en la siguiente página...

Tabla 3.4 – Continuación

Nombre (1)	Ref. ¹ (2)	Mg II (BC)			Continuo 3000 Å			Índice espectral ² (9)
		FWHM (km s ⁻¹) (3)	EW (Å) (4)	Flujo (10 ⁻¹⁵ erg s ⁻¹ cm ⁻²) (5)	L _{Mg II} (10 ⁴² erg s ⁻¹) (6)	Flujo (10 ⁻¹⁶ erg s ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹) (7)	L ₃₀₀₀ (10 ⁴⁴ erg s ⁻¹) (8)	
1116+128	3	4054 ± 272	33.29 ± 2.23	1.50 ± 0.10	58.32 ± 3.93	0.44 ± 0.03	50.75 ± 3.40	-2.95
1127-145	2	5101 ± 190	26.76 ± 5.06	19.57 ± 4.52	194.05 ± 44.75	7.14 ± 0.52	208.63 ± 15.28	-0.12
1128+385	3	5543 ± 432	35.84 ± 2.79	2.15 ± 0.17	50.26 ± 3.93	0.60 ± 0.05	41.95 ± 3.27	-1.16
1144+402	3	4822 ± 237	32.13 ± 1.58	3.88 ± 0.19	27.70 ± 1.36	1.19 ± 0.06	25.29 ± 1.25	-0.69
1156+295	2	4245 ± 225	50.36 ± 2.66	10.74 ± 0.57	28.77 ± 1.53	2.05 ± 0.11	16.39 ± 0.87	-1.16
1219+044	2	5268 ± 335	16.56 ± 4.37	7.36 ± 0.52	39.40 ± 2.77	3.17 ± 0.14	50.46 ± 2.26	-0.46
1244-255	2	2565 ± 713	8.30 ± 3.55	2.61 ± 0.69	7.28 ± 1.92	2.52 ± 0.14	20.28 ± 1.10	-0.09
1308+326	3	5267 ± 360	11.12 ± 1.73	3.81 ± 0.22	21.33 ± 1.25	2.81 ± 0.09	46.91 ± 1.43	0.00
1324+224	2	5129 ± 317	36.83 ± 10.38	4.38 ± 0.24	57.85 ± 3.21	0.79 ± 0.15	31.23 ± 6.06	-1.18
1328+307	2	3378 ± 119	16.56 ± 0.58	5.32 ± 0.19	19.88 ± 0.70	2.99 ± 0.11	33.34 ± 1.18	-0.68
1354+196	1	5321 ± 245	47.39 ± 2.18	44.12 ± 2.03	144.17 ± 6.64	9.07 ± 0.42	86.59 ± 3.99	-0.08
1417+385	3	4287 ± 739	31.93 ± 5.50	0.71 ± 0.12	17.23 ± 2.98	0.25 ± 0.04	17.89 ± 3.08	-3.48
1458+718	1	5131 ± 77	48.26 ± 0.83	31.94 ± 6.84	152.67 ± 32.74	6.15 ± 1.49	87.30 ± 21.15	-1.89
1508-055	1,2	6216 ± 159	40.71 ± 3.01	8.87 ± 3.54	113.37 ± 45.25	2.24 ± 0.85	82.69 ± 31.56	-2.23
1606+106	2	5012 ± 307	18.85 ± 4.20	5.04 ± 0.31	62.29 ± 3.83	2.01 ± 0.13	72.47 ± 4.69	-2.93
1611+343	2	5561 ± 271	23.74 ± 1.16	7.48 ± 0.36	99.46 ± 4.84	3.09 ± 0.15	122.28 ± 5.94	-2.57
1633+382	3	5583 ± 323	18.77 ± 1.09	3.25 ± 0.19	78.33 ± 4.53	1.70 ± 0.10	122.31 ± 7.06	-2.57
1637+574	6	3899 ± 136	29.69 ± 1.03	28.72 ± 1.00	79.50 ± 2.77	8.57 ± 0.30	70.82 ± 2.46	-1.48
1641+399	1,5	5520 ± 1135	46.44 ± 7.20	66.16 ± 6.61	102.18 ± 10.20	15.23 ± 0.94	69.97 ± 4.34	-1.75
1656+053	2	4748 ± 133	18.41 ± 0.52	12.58 ± 0.35	121.93 ± 3.42	6.73 ± 0.19	182.04 ± 5.11	-0.60
1656+477	2	6824 ± 1203	77.86 ± 39.91	11.39 ± 4.33	222.05 ± 84.34	0.64 ± 0.25	36.76 ± 14.65	-3.35
1726+455	1	5771 ± 934	176.80 ± 28.63	32.42 ± 5.25	84.83 ± 13.75	3.37 ± 0.54	26.18 ± 4.23	-5.60
1800+440	1	4659 ± 837	13.05 ± 2.66	15.31 ± 3.65	40.79 ± 9.73	11.32 ± 4.77	87.94 ± 6.51	-0.94
1821+107	2	5265 ± 152	22.55 ± 4.36	13.30 ± 0.38	438.47 ± 12.59	4.19 ± 0.84	380.80 ± 15.90	-1.16
1828+487	2	5427 ± 143	27.42 ± 0.72	29.04 ± 0.77	95.07 ± 2.52	9.97 ± 0.26	94.74 ± 2.50	-2.48
1845+797	5	6874 ± 275	44.00 ± 13.62	11.08 ± 0.44	0.14 ± 0.01	1.26 ± 0.31	0.05 ± 0.01	-4.02
1849+670	2	5868 ± 156	15.00 ± 0.40	8.13 ± 0.22	20.85 ± 0.55	5.83 ± 0.15	43.73 ± 1.16	-0.53
1901+319	1,2	5099 ± 491	30.56 ± 6.53	12.90 ± 0.15	44.93 ± 0.52	4.04 ± 0.85	39.99 ± 8.46	-2.88
1954+513	6	8752 ± 354	15.14 ± 1.86	7.28 ± 0.30	147.80 ± 6.15	3.84 ± 0.11	218.69 ± 6.44	-0.15
2008-159	2	4955 ± 219	15.72 ± 2.65	9.10 ± 0.41	161.02 ± 7.31	4.48 ± 0.14	223.21 ± 7.12	-3.18
2059+034	2	4731 ± 260	37.13 ± 2.04	7.54 ± 0.41	73.44 ± 4.04	1.93 ± 0.11	53.85 ± 2.96	-0.87
2128-123	1	5282 ± 131	27.79 ± 0.69	109.50 ± 2.72	150.67 ± 3.73	40.32 ± 1.00	161.12 ± 4.00	-2.44
2134+004	3	5194 ± 351	24.91 ± 1.68	6.13 ± 0.41	235.34 ± 15.89	2.33 ± 0.16	260.67 ± 17.56	-2.42
2145+067	1	5517 ± 152	25.20 ± 0.70	56.88 ± 1.57	457.53 ± 12.62	21.34 ± 0.59	495.82 ± 13.71	-0.47
2201+315	5	5248 ± 308	36.96 ± 2.17	184.70 ± 10.85	108.11 ± 6.37	47.88 ± 2.81	79.47 ± 4.66	-2.37
2216-038	2	6198 ± 287	25.23 ± 1.17	10.14 ± 0.47	70.04 ± 3.26	3.94 ± 0.18	78.57 ± 3.63	-0.31

Continúa en la siguiente página...

Tabla 3.4 – Continuación

Nombre (1)	Ref. ¹ (2)	FWHM (km s ⁻¹) (3)	EW (Å) (4)	Mg II (BC)		Continuo 3000 Å			Indice espectral ² (9)
				Flujo (10 ⁻¹⁵ erg s ⁻¹ cm ⁻²) (5)	L _{Mg II} (10 ⁻¹² erg s ⁻¹) (6)	Flujo (10 ⁻¹⁶ erg s ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹) (7)	λL ₃₀₀₀ (10 ⁻⁴⁴ erg s ⁻¹) (8)		
2227-088	3	5896 ± 322	18.75 ± 1.03	1.81 ± 0.10	38.15 ± 2.09	0.92 ± 0.05	56.98 ± 3.11	-3.71	
2230+114	2	4583 ± 77	11.80 ± 0.20	8.19 ± 0.14	71.21 ± 1.19	6.65 ± 0.11	167.96 ± 2.80	-3.53	
2243-123	1	5838 ± 411	31.84 ± 0.63	29.74 ± 2.74	66.25 ± 6.11	8.75 ± 0.66	57.27 ± 4.34	-2.53	
2251+158	1,2	5162 ± 473	14.94 ± 1.08	19.01 ± 2.28	125.98 ± 15.12	12.50 ± 1.77	237.05 ± 33.57	-3.84	
2255-282	1	5171 ± 190	26.32 ± 0.96	21.64 ± 0.79	113.03 ± 4.15	8.39 ± 0.31	129.76 ± 4.76	-2.82	
2345-167	2	4678 ± 222	26.07 ± 1.24	6.73 ± 0.32	10.72 ± 0.51	2.76 ± 0.13	13.04 ± 0.62	-4.83	
2351+456	6	6266 ± 656	36.88 ± 10.50	1.74 ± 0.34	99.19 ± 19.44	0.33 ± 0.06	54.25 ± 9.10	0.64	

¹El código indica donde se adquirió el espectro empleado para las mediciones, en el caso de más de un espectro los valores reportados en la Tabla son valores promedios y el error asociado es la desviación estándar. 1=OAGH; 2=OAN-SPM; 3=SDSS (Sloan Digital Survey); 4=Marziani et al. (2003a); 5=HST-FOS (Hubble Space Telescope) y 6=Lawrence et al. (1996).

²Indice espectral de la ley de potencias con el que se modeló el continuo local.

Tabla 3.5: Parámetros de 78 NAGs para Fe II (2490).

Fe II (2490) ¹					Fe II (2490) ¹						
Nombre (1)	Flujo		L ₂₄₉₀ (3)	EW (Å) (4)	Nota ² (5)	Nombre (1)	Flujo		L ₂₄₉₀ (3)	EW (Å) (4)	Nota ² (5)
	(10 ⁻¹⁵ erg s ⁻¹ cm ⁻²) (2)	(10 ⁻¹⁵ erg s ⁻¹ cm ⁻²) (2)					(10 ⁻¹⁵ erg s ⁻¹ cm ⁻²) (2)	(10 ⁻¹⁵ erg s ⁻¹ cm ⁻²) (2)			
0007+106	405.42 ± 1.55	16.09 ± 0.06	67.05 ± 6.74	1156+295	18.70 ± 0.05	51.45 ± 0.14	59.54 ± 3.15	2300			
0016+731	8.10 ± 0.00	1584.21 ± 0.72	50.30 ± 8.13	1219+044	38.21 ± 0.03	209.30 ± 0.16	79.30 ± 20.91	2436			
0112-017	4.12 ± 0.01	70.54 ± 0.22	75.50 ± 11.06	1244-255	23.57 ± 0.02	72.94 ± 0.05	30.27 ± 30.05	2436			
0113-118	1308+326	10.14 ± 0.02	57.49 ± 0.09	30.17 ± 4.68				
0122-003	36.24 ± 0.03	283.20 ± 0.25	56.66 ± 2.57	1324+224	17.03 ± 0.00	229.03 ± 0.04	110.16 ± 31.04				
0133-203	19.75 ± 0.05	161.82 ± 0.39	120.59 ± 15.40	1328+307				
0133+476	3.84 ± 0.01	39.52 ± 0.09	46.02 ± 3.88	1354+196	106.32 ± 0.24	372.16 ± 0.83	76.87 ± 3.54				
0202+319	7.81 ± 0.02	158.72 ± 0.31	64.38 ± 7.04	1417+385	1.86 ± 0.01	45.90 ± 0.12	54.91 ± 9.46				
0248+430	29.82 ± 0.06	635.95 ± 1.36	78.69 ± 6.26	1458+718	68.40 ± 0.18	337.40 ± 0.88	67.07 ± 1.15				
0310+013	1508-055	25.65 ± 0.07	361.88 ± 0.92	76.59 ± 5.67				
0333+321	53.76 ± 0.11	88402.17 ± 175.82	62.54 ± 4.55	1606+106	15.67 ± 0.01	208.97 ± 0.06	55.75 ± 12.43				
0336-019	15.35 ± 0.03	97.69 ± 0.18	30.68 ± 4.63	1611+343	20.85 ± 0.07	283.83 ± 0.92	47.51 ± 2.32				
0403-132	60.01 ± 0.09	118.27 ± 0.18	75.31 ± 24.49	1633+382	7.56 ± 0.02	184.62 ± 0.45	34.26 ± 1.98				
0420-014	4.83 ± 0.01	50.77 ± 0.10	6.20 ± 0.08	1637+574	56.15 ± 0.21	157.73 ± 0.60	19.61 ± 0.68				
0429+415	10.59 ± 0.02	2759.66 ± 4.87	97.16 ± 22.32	1641+399	124.33 ± 0.32	194.42 ± 0.50	58.40 ± 9.05				
0707+476	5.25 ± 0.02	88.91 ± 0.29	24.53 ± 1.87	1656+053	38.62 ± 0.09	450.67 ± 1.05	45.80 ± 1.29				
0711+356	5.52 ± 0.01	140.76 ± 0.33	47.09 ± 7.91	1656+477	19.49 ± 0.01	389.42 ± 0.14	91.67 ± 46.99				
0738+313	35.62 ± 0.12	82.83 ± 0.28	28.05 ± 0.95	1726+455	74.74 ± 0.24	201.30 ± 0.64	111.20 ± 18.00	2190			
0748-126	89.89 ± 0.25	435.49 ± 1.21	44.52 ± 1.63	1800+440	33.17 ± 0.11	95.15 ± 0.31	21.80 ± 4.44				
0804+499	9.37 ± 0.00	171.24 ± 0.07	40.11 ± 5.26	1821+107	44.50 ± 0.01	1836.31 ± 0.58	70.62 ± 13.65				
0821+394	2.64 ± 0.01	30.64 ± 0.07	21.19 ± 0.71	1828+487	27.91 ± 0.15	100.22 ± 0.54	18.48 ± 0.49	2360			
0827+243	20.29 ± 0.05	114.47 ± 0.28	48.26 ± 1.90	1845+797	29.54 ± 0.07	0.42 ± 0.00	115.13 ± 35.65				
0838+133	1849+670	2400			
0850+581	12.81 ± 0.03	192.49 ± 0.44	73.75 ± 4.38	1901+319	22.03 ± 0.08	88.45 ± 0.33	40.87 ± 8.74				
0859-140	15.40 ± 0.04	250.31 ± 0.61	34.21 ± 12.90	1954+513	11.49 ± 0.01	279.08 ± 0.30	26.10 ± 3.20	2475			
0859+470	4.18 ± 0.01	63.99 ± 0.16	44.29 ± 2.37	2008-159	21.64 ± 0.01	452.22 ± 0.25	36.13 ± 6.09				
0906+015	13.94 ± 0.04	96.12 ± 0.26	40.70 ± 8.46	2059+034	24.31 ± 0.06	267.56 ± 0.66	82.07 ± 4.52				
0923+392	53.89 ± 0.14	129.20 ± 0.35	63.23 ± 3.16	2128-123	2500			
0945+408	10.22 ± 0.03	101.86 ± 0.27	56.87 ± 8.74	2134+004	15.86 ± 0.05	659.36 ± 1.95	45.64 ± 3.09				
0953+254	12.47 ± 0.05	36.16 ± 0.15	36.00 ± 0.23	2145+067	116.37 ± 0.31	1025.39 ± 2.77	37.93 ± 1.05				
1012+232	2201+315	2490			
1015+359	8.93 ± 0.03	84.33 ± 0.31	52.18 ± 2.49	2216-038	37.04 ± 0.10	287.05 ± 0.74	71.84 ± 3.33				
1038+064	29.15 ± 0.07	322.63 ± 0.82	67.30 ± 4.54	2227-088	4.29 ± 0.01	96.08 ± 0.32	33.39 ± 1.83				
1055+018	18.34 ± 0.06	86.27 ± 0.28	12.35 ± 0.27	2230+114	14.26 ± 0.05	135.46 ± 0.51	17.61 ± 0.30				
1055+201	38.59 ± 0.09	309.18 ± 0.75	61.79 ± 4.02	2243-123	36.74 ± 0.14	86.85 ± 0.32	30.31 ± 0.60				

Continúa en la siguiente página...

Tabla 3.5 – Continuación

Fe II (2490) ¹					Fe II (2490) ¹				
Nombre (1)	Flujo (10 ⁻¹⁵ erg s ⁻¹ cm ⁻²) (2)	L ₂₄₉₀ (10 ⁴² erg s ⁻¹) (3)	EW (Å) (4)	Nota ² (5)	Nombre (1)	Flujo (10 ⁻¹⁵ erg s ⁻¹ cm ⁻²) (2)	L ₂₄₉₀ (10 ⁴² erg s ⁻¹) (3)	EW (Å) (4)	Nota ² (5)
1116+128	4.16 ± 0.01	166.66 ± 0.41	60.91 ± 4.08		2251+158	36.58 ± 0.11	275.48 ± 0.83	24.98 ± 1.80	
1127-145	50.37 ± 0.11	521.09 ± 1.13	52.36 ± 9.91		2255-282	59.92 ± 0.12	326.19 ± 0.63	66.88 ± 2.45	
1128+385	4.36 ± 0.01	105.02 ± 0.26	50.39 ± 3.92		2345-167	2450
1144+402	10.39 ± 0.04	75.79 ± 0.27	62.73 ± 3.08		2351+456	5.30 ± 0.00	349.14 ± 0.12	127.57 ± 36.31	

¹Fe II (2490) representa la emisión de Fe II en el rango espectral 2180-2800 Å.

²Longitud de onda (Å) a partir de la cual fue posible medir la emisión de Fe II (2490).

Tabla 3.6: Parámetros de 35 NAGs para CIV $\lambda 1549$ y continuo a 1350 Å.

Nombre (1)	Ref ¹ (2)	FWHM (km s ⁻¹) (3)	EW (Å) (4)	CIV (BC)			Continuo 1350 Å		
				Flujo (10 ⁻¹⁵ erg s ⁻¹ cm ⁻²) (5)	L _{CIV} (10 ⁴² erg s ⁻¹) (6)	Flujo (10 ⁻¹⁶ erg s ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹) (7)	λ_{L1350} (10 ⁴⁴ erg s ⁻¹) (8)	Índice espectral ² (9)	
0016+731	6	7906 ± 952	22.78 ± 2.74	2.91 ± 0.35	705.03 ± 85.04	1.45 ± 0.12	594.71 ± 49.63	...	
0153+744	1	6220 ± 655	22.36 ± 2.35	3.14 ± 0.33	5188.08 ± 546.90	1.10 ± 0.18	3460.14 ± 556.77	-6.30	
0212+735	6	5579 ± 408	10.48 ± 0.77	0.94 ± 0.07	11345.32 ± 829.08	0.70 ± 0.11	19565.88 ± 2997.33	-1.85	
0552+398	2	4352 ± 334	10.42 ± 0.80	1.29 ± 0.10	1462.35 ± 112.00	1.22 ± 0.11	2536.05 ± 234.9	-8.12	
0642+449	2	4025 ± 1652	24.91 ± 5.44	1.06 ± 0.45	258.23 ± 109.04	0.65 ± 0.18	232.9 ± 63.24	-1.60	
0711+356	2	4941 ± 257	27.64 ± 1.44	6.03 ± 0.31	159.76 ± 8.32	2.69 ± 0.14	100.19 ± 5.21	-2.34	
0836+710	1,6	7657 ± 130	13.27 ± 0.33	23.71 ± 16.67	1111.15 ± 782.39	23.00 ± 15.90	1487.7 ± 1024.52	-1.17	
0917+449	3	6935 ± 436	17.61 ± 1.11	4.96 ± 0.31	206.76 ± 13.01	3.35 ± 0.17	191.31 ± 9.48	-0.95	
0919+260	2	4895 ± 390	15.77 ± 1.26	3.42 ± 0.27	380.03 ± 30.22	1.90 ± 0.22	313.24 ± 36.93	-15.68	
0955+476	3	5673 ± 649	36.28 ± 4.15	5.88 ± 0.67	161.82 ± 18.52	1.84 ± 0.26	69.08 ± 9.65	-1.06	
1116+128	3	6514 ± 1217	37.14 ± 6.94	3.86 ± 0.72	155.31 ± 29.01	1.25 ± 0.17	69.13 ± 9.46	-3.82	
1128+385	3	7343 ± 821	22.46 ± 2.51	2.67 ± 0.30	65.69 ± 7.36	1.57 ± 0.11	53.09 ± 3.55	-0.40	
1148-001	2	6198 ± 43	13.79 ± 2.74	12.30 ± 1.44	409.67 ± 47.10	11.48 ± 4.60	523.65 ± 209.37	-1.84	
1253-055	5	8613 ± 350	25.68 ± 6.54	18.88 ± 1.87	26.61 ± 2.63	38.44 ± 9.79	74.48 ± 18.99	7.20	
1354-152	2	8505 ± 2066	35.13 ± 8.53	5.47 ± 1.33	280.23 ± 68.14	1.65 ± 0.40	122 ± 29.65	0.00	
1402+044	3	7864 ± 1631	57.34 ± 11.89	1.60 ± 0.33	178.2 ± 36.86	0.39 ± 0.08	60.37 ± 12.38	-0.08	
1417+385	3	5622 ± 879	17.15 ± 2.68	1.12 ± 0.18	27.8 ± 4.37	0.74 ± 0.14	25.01 ± 4.55	-1.07	
1502+106	3	5481 ± 128	19.02 ± 0.96	3.15 ± 0.17	94.35 ± 4.94	6.90 ± 0.39	285.42 ± 16.3	-2.50	
1624+416	6	2818 ± 1507	66.71 ± 35.68	0.36 ± 0.19	19.82 ± 10.61	0.06 ± 0.03	4.88 ± 2.61	-4.12	
1633+382	2,6	6499 ± 29	25.63 ± 3.79	12.97 ± 1.73	318.55 ± 41.58	5.29 ± 1.06	176.38 ± 3.32	-2.55	
1638+398	2	9150 ± 995	26.56 ± 2.89	6.68 ± 0.73	133.1 ± 14.47	3.17 ± 0.34	85.89 ± 9.35	-0.01	
1641+399	5	6710 ± 1064	49.47 ± 7.84	120.30 ± 19.07	192.96 ± 30.71	24.78 ± 3.93	54.34 ± 8.61	-0.07	
1739+522	6	3445 ± 942	12.53 ± 3.43	8.52 ± 2.33	128.87 ± 35.24	10.55 ± 2.39	219.87 ± 50.05	-2.87	
1758+388	2	6744 ± 733	27.36 ± 2.97	9.33 ± 1.01	368.74 ± 39.92	4.51 ± 0.42	245.26 ± 22.79	-0.02	
1845+797	5	9135 ± 210	92.48 ± 18.70	284.65 ± 37.12	3.65 ± 0.48	69.00 ± 2.19	1.26 ± 0.04	-6.95	
2126-158	2	5959 ± 603	17.62 ± 1.78	5.84 ± 0.59	1022.33 ± 103.28	3.84 ± 0.42	960.32 ± 104.78	-4.34	
2128-123	5	8191 ± 977	56.57 ± 6.75	303.50 ± 36.21	466.65 ± 55.57	65.86 ± 7.86	142.65 ± 17.01	0.00	
2134+004	1	7418 ± 850	24.19 ± 2.77	18.26 ± 2.09	794.82 ± 90.77	9.83 ± 0.75	603.64 ± 46.18	-0.89	
2145+067	5	6423 ± 638	32.44 ± 3.22	69.59 ± 6.91	663.85 ± 65.91	24.01 ± 2.68	327.08 ± 36.52	4.83	
2201+315	5	7939 ± 790	21.92 ± 2.18	229.40 ± 22.83	165.8 ± 16.51	132.43 ± 10.19	140.86 ± 10.88	-0.01	
2216-038	5	8209 ± 646	34.05 ± 1.55	42.96 ± 1.94	355.1 ± 15.78	13.27 ± 0.67	158.18 ± 7.6	-3.18	
2230+114	5	5990 ± 403	20.96 ± 1.41	25.94 ± 1.74	255.71 ± 17.18	13.40 ± 1.11	188.01 ± 15.57	-0.06	
2243-123	5	7231 ± 899	45.46 ± 5.65	135.80 ± 16.89	332.78 ± 41.35	35.66 ± 4.43	122.17 ± 15.16	0.00	
2251+158	5	7875 ± 182	17.56 ± 6.39	31.01 ± 2.82	250.01 ± 22.81	18.53 ± 5.66	217.32 ± 66.45	0.00	

Continúa en la siguiente página...

Tabla 3.6 – Continuación

Nombre	Ref ¹	CIV (BC)			Continuo 1350 Å			Índice espectral ² (9)
		FWHM (km s ⁻¹) (3)	EW (Å) (4)	Flujo (10 ⁻¹⁵ erg s ⁻¹ cm ⁻²) (5)	L _{CIV} (10 ⁴² erg s ⁻¹) (6)	Flujo (10 ⁻¹⁶ erg s ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹) (7)	λL ₁₃₅₀ (10 ⁴⁴ erg s ⁻¹) (8)	
2351+456	6	5996 ± 706	86.61 ± 10.20	1.25 ± 0.15	89.38 ± 10.51	0.22 ± 0.03	23.78 ± 2.80	-4.49

¹El código indica donde se adquirió el espectro empleado para las mediciones, en el caso de más de un espectro los valores reportados en la Tabla son valores promedios y el error asociado es la desviación estándar. 1=OAGH; 2=OAN-SPM; 3=SDSS (Sloan Digital Survey); 4=Marziani et al. (2003a); 5=HST-FOS (Hubble Space Telescope) y 6=Lawrence et al. (1996).

²Índice espectral de la ley de potencias con el que se modeló el continuo local.

3.1.5. Estimación de L_{5100}

Debido a que no se cuenta con datos espectroscópicos en la región del óptico para los 250 objetos de la muestra MOJAVE/2cm ($\sim 50\%$ de la muestra son objetos débiles $B > 18$), decidimos hacer una estimación indirecta de uno de los parámetros principales en este rango espectral, la luminosidad del continuo a 5100 \AA denotado como L_{5100} . Para realizar esta estimación, se emplearon dos métodos diferentes usando la magnitud aparente en la banda B (4400 \AA) del sistema fotométrico estándar de Johnson.

La primera forma de estimar L_{5100} se realizó utilizando la ecuación tomada de Marziani et al. (2003b):

$$\lambda L_{5100} = 3.137 \times 10^{35-0.4(M_B-A_B)} \text{ erg s}^{-1} \equiv L_M \quad (3.0)$$

donde A_B es la extinción galáctica en la banda B encontrada en NED para cada fuente; la magnitud absoluta M_B está relacionada con la magnitud aparente B y el corrimiento al rojo z mediante la expresión dada por Schmidt & Green (1983):

$$M_B = B_J - 5 \log A(z) + 2.5(1 + \alpha) \log(1 + z) + 5 \log h - 42.386 \quad (3.0)$$

donde $B \equiv B_{\text{Johnson}} \equiv B_J$, h es la constante de Hubble en unidades de $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (es decir, $h = H_0/100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$), $\alpha \equiv \alpha_\nu$ es el índice espectral ($f_\nu \propto \nu^\alpha$), y $A(z)$ es la distancia luminosa para un modelo cosmológico plano dada por:

$$A(z) = (1 + z) \left[\eta(1, \Omega_m) - \eta\left(\frac{1}{1+z}, \Omega_m\right) \right], \quad (3.0)$$

donde $\Omega_m = 0.3$ y η es una función de z y Ω_m (ver ecuación 1 de Pen, 1999). Sustituyendo (3.1.5) en (3.1.5), adoptando un valor de $h = 0.7$, un índice espectral típico para el continuo entre la región de $H\beta$ y $Ly\alpha$ en NAGs radio fuertes de $\alpha = -0.5 \pm 0.2$ (Tabla 2 de Brotherton et al., 2001) se obtiene la primera estimación de λL_{5100} que llamaremos L_M .

La segunda forma de obtener $\lambda L_{5100} \equiv L_S$ fue calcular el flujo monocromático en el sistema de referencia en reposo mediante la expresión dada por Schmidt & Green (1983):

$$f_\nu(\lambda) = 10^{-0.4[B - 1.25 \log(\frac{\lambda}{4400}) + 48.36]} \quad (3.0)$$

donde $\lambda = \lambda_0(1 + z)$, usando $\lambda_0 = 5100 \text{ \AA}$ y transformando la densidad de flujo f_ν (en

$\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$) a unidades apropiadas obtenemos f_λ ($\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$) para después calcular L_S usando el procedimiento descrito en la sección 3.1.3.

Las magnitudes aparentes se obtuvieron de los siguientes catálogos:

- Minnesota Automated Plate Scanner Catalog of the Palomar Observatory Sky Survey (POSS I), de aquí en adelante Catálogo MAPS (Cabanela et al., 2003). En este catálogo se puede encontrar las magnitudes fotográficas en el azul (O) y en el rojo (E) para 632 campos con latitud galáctica $|b| > 20^\circ$. Contiene, entre otros parámetros, coordenadas, magnitudes y colores para aproximadamente 10^8 estrellas y galaxias con magnitud en el azul hasta 21 mag. Los errores típicos en su calibración fotométrica es de 0.15-0.20 mag sobre el rango en magnitudes de 14-20 mag.
- US Naval Observatory USNO-B Catalog, Catálogo USNO-B (Monet et al., 2003). En este catálogo se buscaron las fuentes que no encontradas en MAPS. Contiene posiciones, movimientos propios y magnitudes en las bandas B y R para 10^9 objetos hasta magnitud 21. El error reportado en su calibración fotométrica aproximadamente es de 0.3 mag.

Para transformar la magnitudes fotográfica O y B, obtenidas de los catálogos MAPS y USNO-B respectivamente (denotadas como O_{MAPS} y B_{USNO}), a la magnitud aparente B_J en el sistema fotométrico estándar de Johnson se usaron las transformaciones lineales que encontramos al comparar la fotometría fotoeléctrica en la banda B_J para 426 estrellas del Palomar Sky Survey reportadas en Humphreys et al. (1991) y las magnitudes O_{MAPS} y B_{USNO} . En el caso de los datos obtenidos en USNO-B, se definió un corte arbitrario en magnitud hasta $B=20$ mag, evitando con esto una mayor dispersión al momento de comparar ambas magnitudes. Las relaciones encontradas entre estas magnitudes son las siguientes (ver la Figura 3.4):

$$B_{\text{Johnson}} = (0.264 \pm 0.038) + (0.973 \pm 0.002) O_{\text{MAPS}} \quad (3.0)$$

$$B_{\text{Johnson}} = (0.08 \pm 0.46) + (1.01 \pm 0.02) B_{\text{USNO}} \quad (3.0)$$

De la muestra MOJAVE/2cm se encontraron las magnitudes aparentes para 163 fuentes

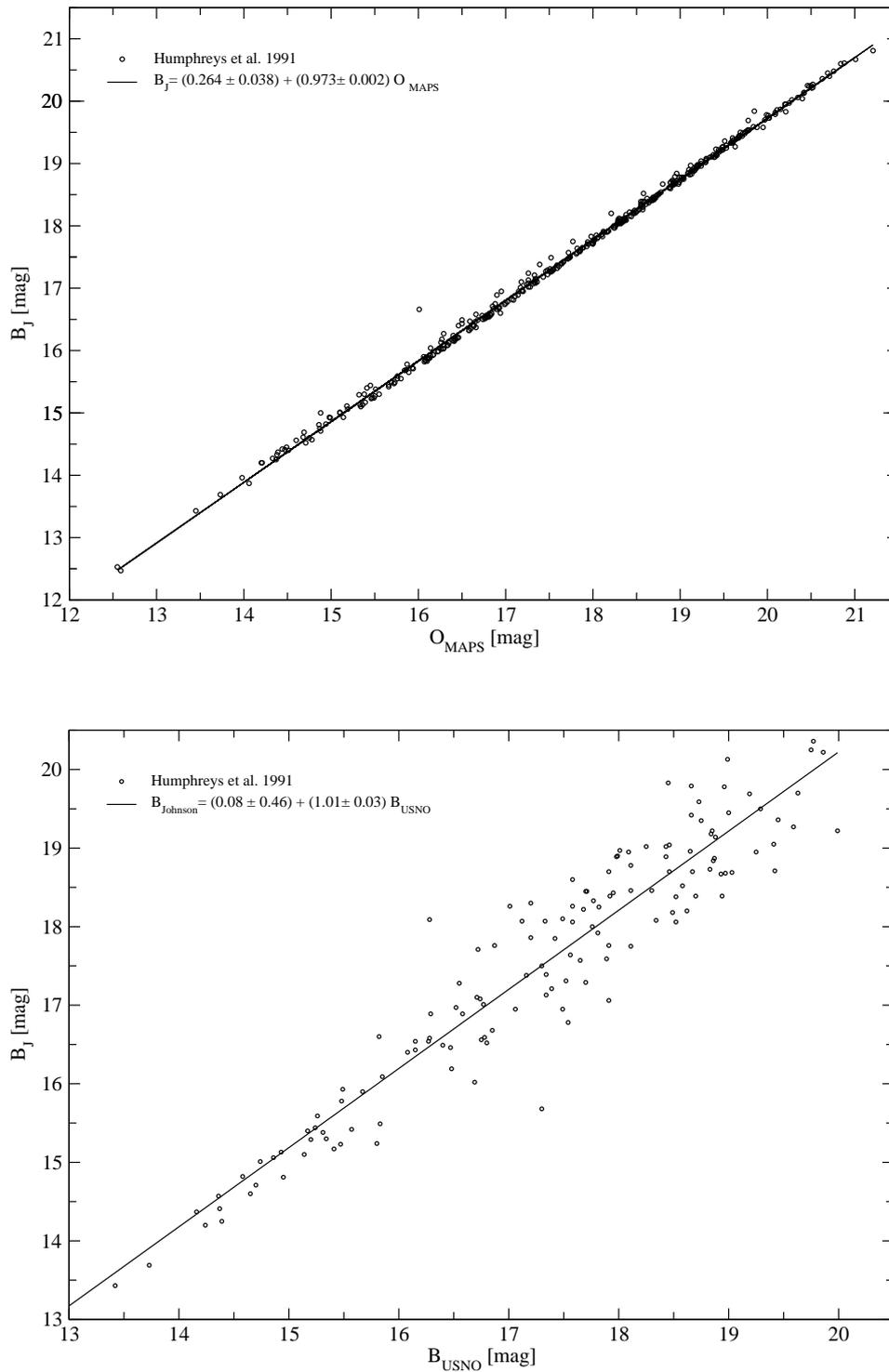


Figura 3.4: *Panel superior:* Magnitud aparente B_J en el sistema fotométrico estándar de Johnson vs. la magnitud fotográfica O del catálogo MAPS (O_{MAPS}) de 426 estrellas reportadas por Humphreys et al. (1991), la regresión lineal obtenida tiene un coeficiente de correlación $r=0.99$. *Panel inferior:* Magnitud aparente B_J vs. la magnitud fotográfica B del catálogo USNO-B (B_{USNO}), se obtuvo una regresión lineal con un coeficiente de correlación $r=0.95$.

en el catálogo MAPS, 79 en USNO-B y 8 fuentes no tenían ninguna información reportada. En el Apéndice C en la Tabla C.2 en las columnas (2)-(5) se reportan las magnitudes fotográficas, la referencia al catálogo del que se obtuvo, donde la M se refiere a MAPS y U a USNO, la magnitud aparente B_J y la extinción A_B para los 233 NAGs de la muestra en los que fué posible estimar L_{5100} .

En la Figura 3.5 se comparan entre sí los valores obtenidos para L_M y L_S respecto a la identidad, donde notamos que la diferencia entre ambos métodos se incrementa conforme aumenta el corrimiento al rojo.

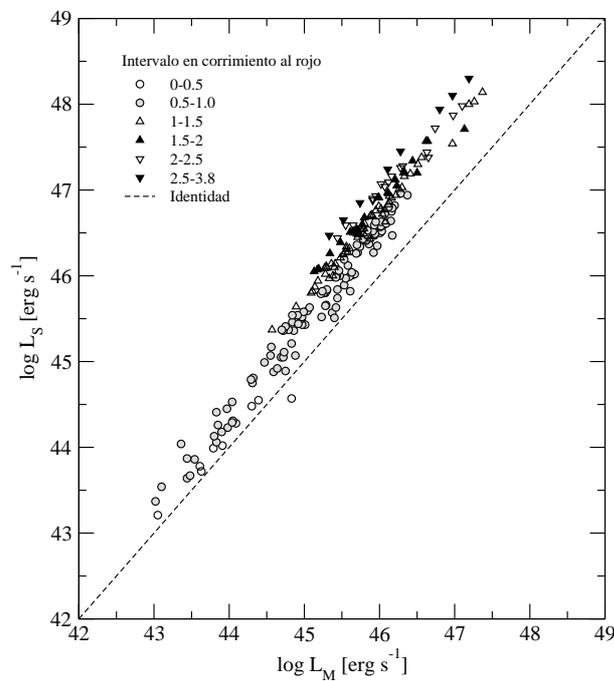


Figura 3.5: Comparación entre los métodos para estimar la luminosidad del continuo a 5100 \AA L_M y L_S dado el intervalo en corrimiento al rojo z , la línea punteada representa la identidad. Se observa claramente que la diferencia entre L_M y L_S aumenta conforme aumenta z .

Comparación entre métodos

Para decidir que método era más preciso al calcular L_{5100} se compararon los valores obtenidos para L_M y L_S con la luminosidad del continuo observada a 5100 \AA (L_o). Esta luminosidad se obtuvo (como se explica en la sección 3.1.3) al medir directamente la densidad de flujo f_{5100} de los datos espectroscópicos para la submuestra de $H\beta$ reportados

en la Tabla 3.2. En la Figura 3.6 se muestra la comparación entre los dos métodos y la luminosidad observada L_o . Se puede observar claramente, que al calcular la L_{5100} con la ecuación (3.1.5) los valores de la luminosidad L_S son sobreestimados respecto a la luminosidad observada L_o , presentando una diferencia relativa promedio de hasta un factor de 3. Mientras que con L_M se obtienen diferencias sólo de un factor de 2. Por lo tanto, el método que más se aproxima a los valores de la luminosidad observada a 5100 \AA es el que utiliza la ecuación (3.1.5), L_M , propuesto por Marziani et al.. En la Tabla C.3 del Apéndice C se reportan en la columna (1) el nombre del objeto, en (2) el valor estimado para $A(z)$, en (3) la magnitud absoluta M_B , (4) L_M la estimación de la luminosidad a 5100 \AA y en (5) el flujo a 5100 \AA .

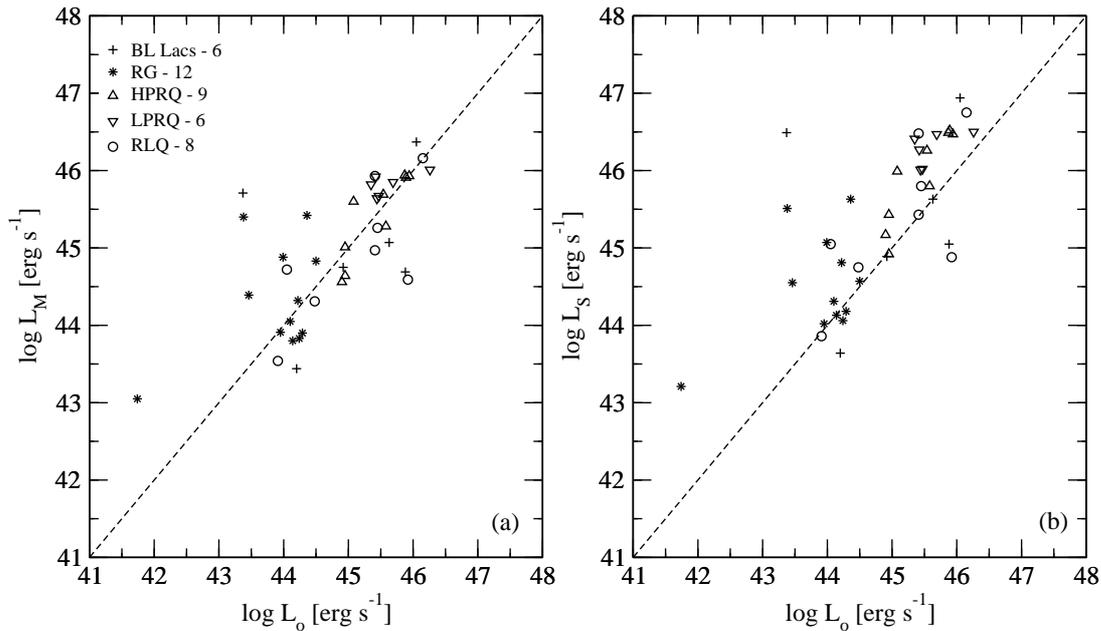


Figura 3.6: Luminosidades estimadas a 5100 \AA vs. la luminosidad obtenida directamente del flujo observado para 41 NAGs en los que fue posible medir este parámetro de los datos espectroscópicos (L_o); en el panel (a) se grafica L_M vs. L_o , donde L_M se estima según la ecuación dada en Marziani et al. (2003a) y en (b) L_S vs. L_o , donde L_S se estima como describen en Schmidt & Green (1983). En cada uno de los paneles se puede diferenciar entre los distintos tipos de NAGs de la submuestra, donde BL se refiere a los objetos tipo BL Lac, RG a radio galaxias, HPRQ y LPRQ se refiere a cuásares de alta y baja polarización, respectivamente y RLQ a los cuásares sin datos de polarización.

3.2. Parámetros de acreción

Recordando que los núcleos activos son sistemas que acretan material hacia un agujero negro supermasivo, y dados los parámetros observacionales obtenidos de los datos espectroscópicos podemos inferir tres de los parámetros principales relacionados con el sistema de acreción:

- La masa del agujero negro central: M_{BH} .
- El cociente de Eddington: $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$.
- Tasa de acreción de masa: $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$.

3.2.1. Estimación de la masa del agujero central

Actualmente, existe una gran cantidad de evidencia de que los agujeros negros (BH) residen en el centro de los bulbos masivos galácticos. Por otro lado, es el agente principal más probable de la generación de energía en los núcleos activos de galaxias. Por lo que la estimación de su masa (M_{BH}) es esencial para entender la física de los NAGs.

Los métodos para la estimación de las M_{BH} caen dentro de dos categorías: métodos *primarios* y *secundarios*. Con los métodos primarios, las M_{BH} se estiman directamente de la dinámica de las estrellas y el gas, la cual está regida por el agujero negro (BH). Suelen ser exactos dentro de un factor de 2. Sin embargo, a menudo estos métodos suelen consumir mucho tiempo de observación y requieren de espectroscopía de alta resolución. Los métodos secundarios son más fáciles de aplicar a grandes bases de datos, aunque sólo proveen estimaciones de las M_{BH} adoptando aproximaciones de los métodos primarios o midiendo parámetros, que de antemano se sabe, correlacionan con la M_{BH} . Las estimaciones con estos métodos tienen una exactitud dentro de un factor de 2 a 4. Una revisión de los diferentes métodos para la estimación de las M_{BH} se encuentra en Vestergaard (2004).

Para galaxias cercanas no activas, se han podido estimar las M_{BH} usando la cinemática del gas y las estrellas que se encuentran en las regiones centrales de éstas (Tremaine et al., 2002, y referencias ahí citadas). Este método se puede usar también para NAGs poco

luminosos, como LINERS y galaxias Seyfert 2. Para los NAGs más luminosos, la fuerte emisión nuclear no permite obtener las características estelares en los espectros, por lo que se necesita otro tipo de consideraciones, las cuales serán descritas a continuación.

Para NAGs del tipo 1, la M_{BH} se puede estimar suponiendo que el movimiento de las nubes de gas que conforman la región donde se producen las líneas de emisión anchas (BLR), está básicamente dominado por el potencial gravitacional del agujero negro (BH) (Gaskell, 1988; Wandel et al., 1999; Peterson & Wandel, 1999). Es decir, que siguen un movimiento kepleriano, por lo que la masa virial se puede obtener con la siguiente ecuación:

$$M_{\text{BH}} = f \frac{R_{\text{BLR}} V^2}{G} \quad (3.0)$$

donde R_{BLR} es la dimensión de la región de líneas anchas BLR, V es la velocidad del gas que se encuentra en la BLR a una distancia R_{BLR} del centro del BH, G es la constante universal de gravitación y f es un factor que depende de la geometría, la cinemática y la orientación de la BLR. Este factor se espera que sea del orden de la unidad (Peterson & Wandel, 1999). La velocidad del gas se puede estimar con el ancho a media altura ($V \sim V_{\text{FWHM}}$) de las líneas de emisión que se detectan en los NAGs. Esta velocidad típicamente es de varios miles de km s^{-1} , la R_{BLR} de decenas de días-luz ($1 \text{ día-luz} \sim 10^{16} - 10^{17} \text{ cm}$). Sustituyendo $G = 7.585 \times 10^{-21} \text{ días-luz}^3 M_{\odot}^{-1} \text{ s}^{-2}$, R_{BLR} y V_{FWHM} en unidades adecuadas en la ecuación (3.2.1) la M_{BH} se puede reescribir como:

$$M_{\text{BH}} = f \times 1.952 \times 10^5 \left(\frac{R_{\text{BLR}}}{\text{días-luz}} \right) \left(\frac{V_{\text{FWHM}}}{10^3 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 M_{\odot} \quad (3.0)$$

Si las nubes que forman la BLR se encuentran distribuidas aleatoriamente entonces $V = \frac{\sqrt{3}}{2} V_{\text{FWHM}}$ (Netzer, 1990), i.e. $f = 0.75$. Por lo tanto, la ecuación (3.2.1) puede escribirse en la forma (Kaspi et al., 2000):

$$M_{\text{BH}} = 1.464 \times 10^5 \left(\frac{R_{\text{BLR}}}{\text{días-luz}} \right) \left(\frac{V_{\text{FWHM}}}{10^3 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 M_{\odot} \quad (3.0)$$

Para estimar el tamaño y la geometría de la BLR existen varios estudios (p.ej. Peterson et al., 2004, y referencias ahí citadas). Estos se basan en un método primario llamado mapeo por reverberación⁵ (Blandford & McKee, 1982; Peterson, 1993; Netzer & Peterson,

⁵En inglés: *reverberation mapping* technique.

1997; Wandel et al., 1999; Kaspi et al., 2000, 2005). Es una de las herramientas más poderosas para estudiar la distribución y la cinemática del gas que se encuentra en la BLR. Está basado en monitoreos extensivos (años de observaciones), que tienen como objetivo observar la naturaleza y el grado de correlación entre el tiempo τ en el que se tardan en responder las líneas de emisión producidas en la BLR respecto a las variaciones en flujo de la emisión del continuo ionizante (ver Figura 3.7). Es decir, se tiene que el tamaño de la BLR es $R_{BLR}=c\tau$, donde c es la velocidad de la luz (ver p.ej. Peterson & Wandel, 1999).

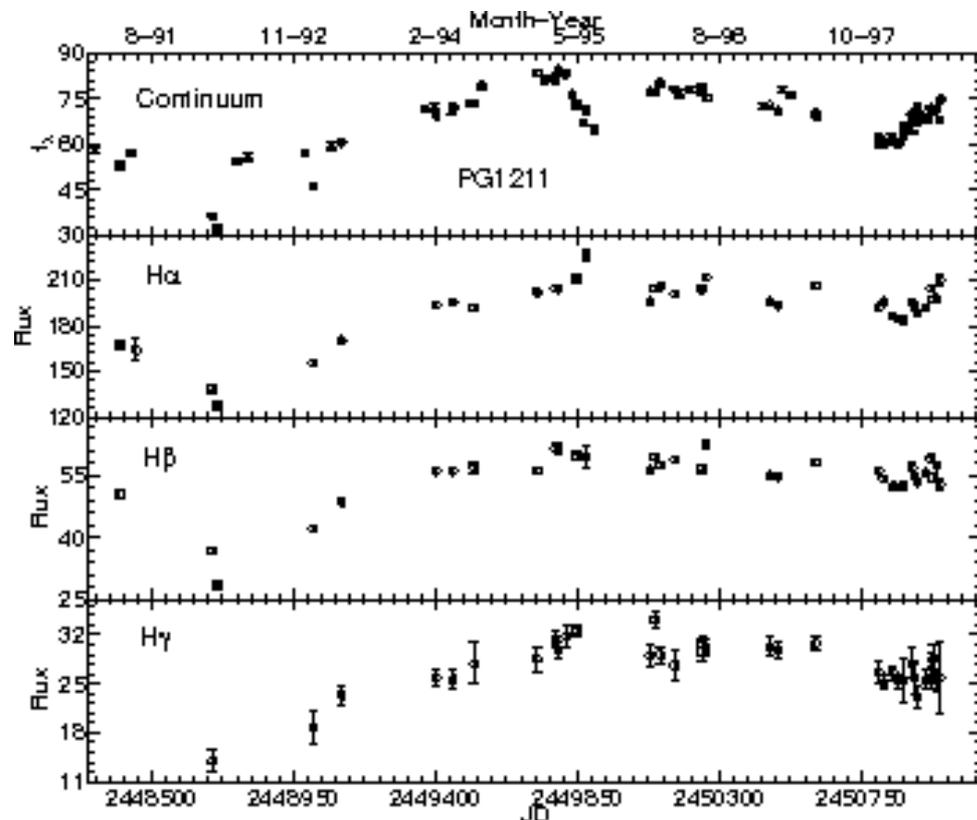


Figura 3.7: Curva de luz (densidad de flujo vs. tiempo) del cuásar PG 1211+143 obtenida, después de un monitoreo de ≈ 8 años, por Kaspi et al. (2000). La densidad de flujo del continuo, f_λ , se determinó entre 4500-7500 Å y está dada en unidades de $10^{-16}\text{ergs}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{Å}^{-1}$. Los flujos de las líneas de emisión, H α , H β y H γ , están dadas en unidades de $10^{-14}\text{ergs}^{-1}\text{cm}^{-2}$. Se encontró para este cuásar que la dimensión de la BLR es de ~ 100 días-luz y una masa promedio de $M_{\text{BH}} \approx 4 \times 10^7 M_\odot$.

Kaspi et al. (2000) encontraron, con la técnica de reverberación para ~ 30 NAGs, uno de los métodos secundarios más usados a la fecha, la relación entre la R_{BLR} y la lumi-

nosidad monocromática del continuo a 5100 \AA $R_{BLR} \propto \lambda L_{5100}^{0.70 \pm 0.03}$. Posteriormente, Kaspi et al. (2005) mejoraron, mediante un análisis estadístico más preciso, la relación $R_{BLR}-L_{5100}$. Estos autores encontraron también, que existe una relación entre R_{BLR} y la luminosidad de la componente ancha de $H\beta$. Ellos presentan las siguientes expresiones para estas relaciones⁶:

$$R_{BLR} = (22.3_{-1.8}^{+2.1}) \left[\frac{\lambda L_{5100}}{10^{44} \text{ erg s}^{-1}} \right]^{0.694 \pm 0.050} \text{ días-luz} \quad (3.0)$$

$$R_{BLR} = (85.6_{-5.9}^{+6.6}) \left[\frac{L_{H\beta}}{10^{43} \text{ erg s}^{-1}} \right]^{0.684 \pm 0.042} \text{ días-luz} \quad (3.0)$$

Estas relaciones son de gran utilidad para la comunidad astronómica, ya que hacen posible la estimación de las M_{BH} sin la necesidad de realizar monitoreos extensivos con duración de años, sino utilizando datos espectroscópicos adquiridos en una sola época. Sin embargo, los NAGs para los que se obtuvieron estas relaciones son, en su mayoría, radio- callados ($\log R < 1$). Wu et al. (2004) argumentan que, en el caso de NAGs radio fuertes, la luminosidad en el óptico no es un buen trazador de la luminosidad fotoionizante. Esto se debe a que, usualmente en los NAGs radio fuertes, el jet contribuye de manera significativa al continuo óptico. Por lo que argumentan que las masas de los BH son sobreestimados con la relación $R_{BLR} - L_{5100}$, aumentando la diferencia conforme aumenta R . Este efecto se puede ver claramente en la Figura 3.8. Debido a esto, Wu et al. proponen que la luminosidad de la línea de emisión $H\beta$ puede ser un mejor estimador de la luminosidad ionizante. Como nuestra muestra es de NAGs radio-fuertes decidimos utilizar $L_{H\beta}$ para estimar M_{BH} , es decir, la relación encontrada por Kaspi et al., presentada en la ecuación (3.2.1).

Para una estimación de M_{BH} en el caso de los NAGs más lejanos ($0.8 \lesssim z \lesssim 2.5$) McLure & Dunlop (2002) establecen que se puede sustituir el V_{FWHM} de $H\beta$ por el V_{FWHM} de la línea de $Mg II \lambda 2798$. Esto se debe, principalmente, a que ambas son intensas

⁶Se muestran los valores promedio, obtenidos con las regresiones lineales reportados por Kaspi et al. (2005) para las luminosidades del continuo y la línea, sexto y cuarto renglón de su Tabla 3, respectivamente.

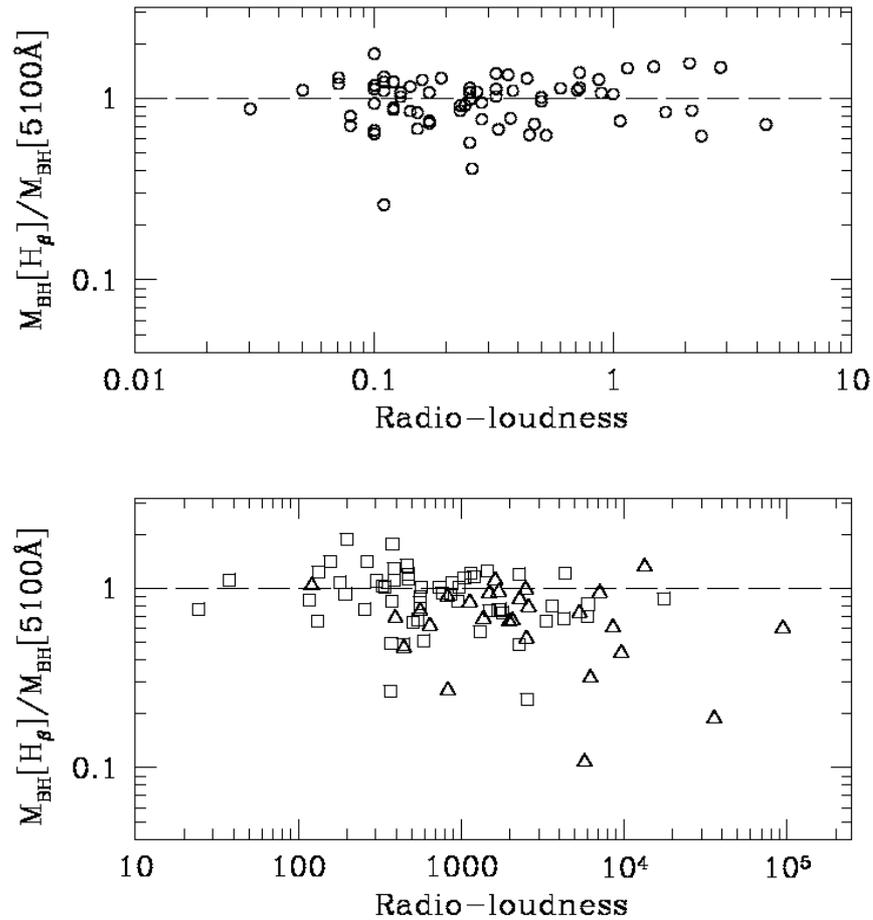


Figura 3.8: Razón entre las masas de los BH estimadas con dos relaciones diferentes $R_{BLR}-L_{5100}$ y $R_{BLR}-LH\beta$ vs. el parámetro R o radio loudness encontrada por Wu et al. (2004). En el panel superior se muestran cuásares radio callados y en el panel inferior cuásares radio fuertes (los cuadros representan cuásares de la muestra de Brotherton (1996) y los triángulos de la muestra de Oshlack et al. (2002)). La línea punteada indica el caso en el que las dos estimaciones de las masas son idénticas. En el caso de los cuásares radio fuertes, se observa que conforme aumenta R la $M_{\text{BH}}[5100 \text{\AA}]$ se incrementa respecto a la $M_{\text{BH}}[\text{H}\beta]$.

líneas permitidas, de baja ionización, con potenciales de ionización similares y que son emitidas aproximadamente a la misma distancia de la fuente central ionizante. Además es sustentado por la relación que estos autores encuentran entre las velocidades asociadas al FWHM de éstas dos líneas de emisión: $H\beta(\text{FWHM}) \propto \text{MgII}(\text{FWHM})^{1.02 \pm 0.14}$. En este caso, para estimar la dimensión de la R_{BLR} y M_{BH} , se han usado las relaciones encontradas por Kong et al. (2006) para NAGs radio fuertes. La primera se basa en la luminosidad del continuo a 3000 Å, denotada como λL_{3000} , y está dada por:

$$R_{BLR} = (18.62 \pm 4.29) \left[\frac{\lambda L_{3000}}{10^{44} \text{ erg s}^{-1}} \right]^{0.58 \pm 0.10} \text{ lt - days} \quad (3.0)$$

$$M_{BH} = 3.4 \times 10^6 \left(\frac{\lambda L_{3000}}{10^{44} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{0.58 \pm 0.10} \left[\frac{\text{FWHM}(\text{MgII})}{1000 \text{ km s}^{-1}} \right]^2 M_{\odot} \quad (3.0)$$

La segunda relación se basa en la luminosidad de la componente ancha de la línea de emisión MgII (L_{MgII}):

$$R_{BLR} = (13.48 \pm 4.04) \left[\frac{L_{\text{MgII}}}{10^{42} \text{ erg s}^{-1}} \right]^{0.57 \pm 0.12} \text{ días-luz} \quad (3.0)$$

$$M_{BH} = 2.9 \times 10^6 \left(\frac{L_{\text{MgII}}}{10^{42} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{0.57 \pm 0.12} \left[\frac{\text{FWHM}(\text{MgII})}{1000 \text{ km s}^{-1}} \right]^2 M_{\odot} \quad (3.0)$$

En el caso de los NAGs con corrimiento al rojo entre $1 < z < 5$, la línea de emisión que se propone para la estimación de la M_{BH} es CIV $\lambda 1549$ (Veilleux, 2002; Vestergaard & Peterson, 2006). Esto se basa en que esta línea comúnmente no se ve afectada por intensas y numerosas líneas de absorción, como ocurre en el caso de la línea de emisión Ly α $\lambda 1216$ Å. Veilleux (2002) también argumenta que el ancho de la línea es afectada mucho menos por otras líneas de emisión, incluyendo la emisión de Fe II, C III] $\lambda 1909$ ó Si IV+O IV] $\lambda 1400$ Å. Además de que la contaminación de Fe II y He II $\lambda 1640$ únicamente afecta el perfil bajo de las alas de CIV (ver p.ej. Vestergaard & Wilkes, 2001). Veilleux encuentra una relación, calibrada con base en las M_{BH} obtenidas con la técnica de reverberación de Kaspi et al. (2000), entre M_{BH} , la luminosidad del continuo a 1350 Å y el FWHM de CIV. En este caso, para estimar M_{BH} , usaremos las relaciones encontradas por Kong et al. para NAGs radio fuertes:

$$R_{BLR} = (14.12 \pm 4.55) \left[\frac{\lambda L_{1350}}{10^{44} \text{ erg s}^{-1}} \right]^{0.56 \pm 0.12} \text{ días-luz} \quad (3.0)$$

$$M_{\text{BH}} = 1.3 \times 10^6 \left(\frac{\lambda L_{1350}}{10^{44} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{0.56 \pm 0.12} \left[\frac{\text{FWHM}(\text{CIV})}{1000 \text{ km s}^{-1}} \right]^2 M_{\odot} \quad (3.0)$$

$$R_{BLR} = (4.89 \pm 3.16) \left[\frac{L_{\text{CIV}}}{10^{42} \text{ erg s}^{-1}} \right]^{0.60 \pm 0.16} \text{ días-luz} \quad (3.0)$$

$$M_{\text{BH}} = 4.6 \times 10^5 \left(\frac{L_{\text{CIV}}}{10^{42} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{0.60 \pm 0.16} \left[\frac{\text{FWHM}(\text{CIV})}{1000 \text{ km s}^{-1}} \right]^2 M_{\odot} \quad (3.0)$$

Obtuvimos la estimación de las masas de los agujeros negros para 108 NAGs de la muestra MOJAVE/2cm después de analizar 260 datos espectroscópicos de los diferentes telescopios mencionados en la sección 2.2.1.

El valor medio⁷ de la M_{BH} estimada con la relación R_{BLR} y la luminosidad de la línea de emisión fue de $(1.5_{-0.6}^{+1.1}) \times 10^8 M_{\odot}$ para 5 radio galaxias, $(6.9_{-3.2}^{+8.8}) \times 10^8 M_{\odot}$ para 102 cuásares de la muestra, mientras que para el BL Lac 1803+784 se estimó un valor de $M_{\text{BH}} = (3.2 \pm 0.2) \times 10^8 M_{\odot}$.

Realizamos una comparación entre las M_{BH} estimadas con las relaciones para la R_{BLR} usando la luminosidad del continuo y la luminosidad de la línea para cada una de las submuestras. Se encontró, como se muestra en la Figura 3.9, que efectivamente, dependiendo del parámetro R las masas estimadas con la luminosidad del continuo son mayores respecto a las estimadas con la luminosidad de la línea, las cuales llegan a diferir entre sí en promedio por un factor de 2.

3.2.2. Cociente de Eddington y Tasa de acreción

El cociente de Eddington está definido como el cociente entre la luminosidad bolométrica del NAG L_{bol} y la luminosidad de Eddington L_{Edd} , el cual lo denotaremos por $L_{\text{BE}} \equiv L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$. La luminosidad de Eddington es un límite superior para la luminosidad, tal que más allá de este límite la presión de radiación supera la atracción gravitacional si

⁷El valor medio se refiere a la mediana de la distribución.

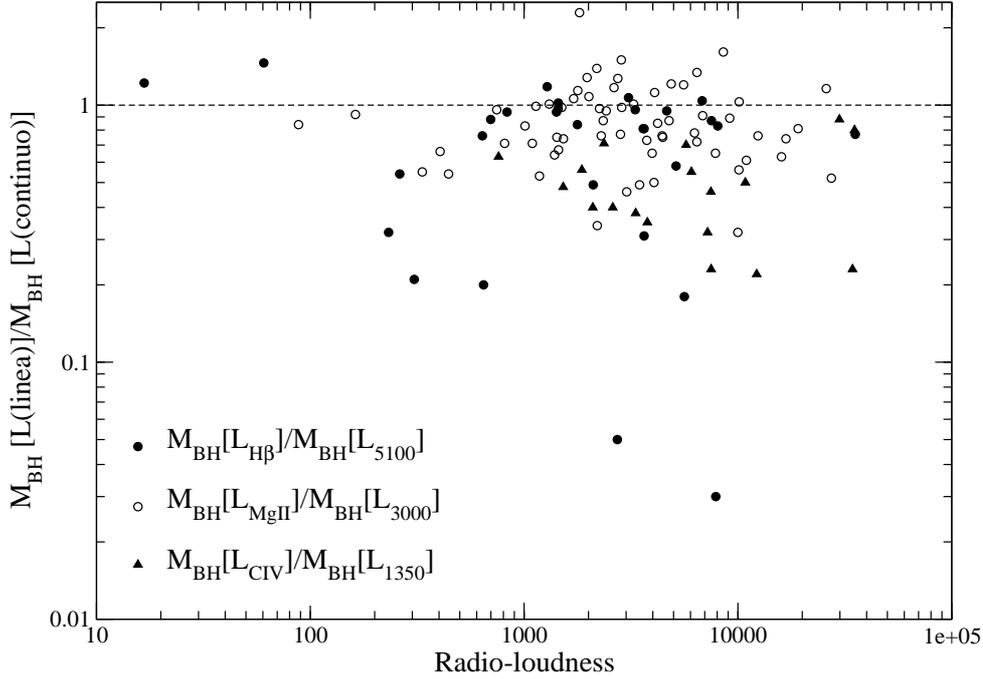


Figura 3.9: Raz3n entre las masas de los agujeros negros estimadas con la relaci3n entre la R_{BLR} y la luminosidad de la lnea de emisi3n (L_1 ; $l = H\beta$, Mg II 3n C IV) y la relaci3n entre la R_{BLR} y la luminosidad del continuo (L_c ; $c = 5100 \text{ \AA}$, 3000 \AA , 3n 1350 \AA) vs. el par3metro R o radio loudness para 110 NAGs radio fuertes de la muestra MOJAVE/2cm. La lnea punteada indica el caso en el que las dos estimaciones de las masas son id3nticas. Efectivamente, se puede corroborar para nuestra muestra, que al aumentar R las M_{BH} estimadas con L_c se incrementan respecto a las M_{BH} estimadas con L_1 .

se asume que la acreci3n es esf3rica (Peterson, 1997). La luminosidad de Eddington est3 dada por:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} = 1.26 \times 10^{38} (M_{BH}/M_\odot) \text{ erg s}^{-1} \quad (3.0)$$

donde m_p es la masa de un prot3n, c es la velocidad de la luz, σ_T es la secci3n recta de Thompson y G es la constante gravitacional.

Por otro lado, para estimar la luminosidad bolom3trica Kaspi et al. (2000) sugieren que $L_{bol} \approx 9\lambda L_{5100}$. En nuestro caso, calcularemos este par3metro con $L_{bol} \approx 10L_{BLR}$ como proponen Liu et al. (2006) al estudiar NAGs radio fuertes. Donde L_{BLR} es la luminosidad de la regi3n donde se producen las lneas de emisi3n anchas. En este trabajo encontramos L_{BLR} a partir de la lnea de emisi3n con la que se cuente ($H\beta$, Mg II y/3n C IV) usando el procedimiento empleado por Celotti et al. (1997) para derivar la L_{BLR} . Con este fin, se usan las lneas de emisi3n intensas que se muestran en el espectro promedio de los

cuásares tomando $\text{Ly}\alpha$ como referencia (Francis et al., 1991). Proponiendo así, la siguiente expresión:

$$L_{\text{BLR}} = \left\{ \begin{array}{l} \frac{\langle L_{\text{BLR}} \rangle}{L_{\text{est}}(\text{H}\beta)} L_{\text{H}\beta} = 25.26 L_{\text{H}\beta} \\ \frac{\langle L_{\text{BLR}} \rangle}{L_{\text{est}}(\text{Mg II})} L_{\text{Mg II}} = 16.35 L_{\text{Mg II}} \\ \frac{\langle L_{\text{BLR}} \rangle}{L_{\text{est}}(\text{CIV})} L_{\text{CIV}} = 8.82 L_{\text{CIV}} \\ \frac{\langle L_{\text{BLR}} \rangle}{L_{\text{est}}(\text{H}\beta) + L_{\text{est}}(\text{Mg II}) + L_{\text{est}}(\text{CIV})} L_{(\text{H}\beta, \text{Mg II}, \text{CIV})} = 4.67 L_{(\text{H}\beta, \text{Mg II}, \text{CIV})} \\ \frac{\langle L_{\text{BLR}} \rangle}{L_{\text{est}}(\text{H}\beta) + L_{\text{est}}(\text{Mg II})} (L_{\text{H}\beta} + L_{\text{Mg II}}) = 9.92 (L_{\text{H}\beta} + L_{\text{Mg II}}) \\ \frac{\langle L_{\text{BLR}} \rangle}{L_{\text{est}}(\text{Mg II}) + L_{\text{est}}(\text{CIV})} (L_{\text{Mg II}} + L_{\text{CIV}}) = 5.73 (L_{\text{Mg II}} + L_{\text{CIV}}) \end{array} \right. \quad (3.0)$$

donde $\langle L_{\text{BLR}} \rangle = 555.77$ es la suma de todas las luminosidades de las líneas de emisión intensas que se dan en la Tabla 1 de Francis et al.; $L_{\text{est}}(\text{H}\beta) = 22$, $L_{\text{est}}(\text{Mg II}) = 34$, $L_{\text{est}}(\text{CIV}) = 63$, $L_{(\text{H}\beta, \text{Mg II}, \text{CIV})} \equiv (L_{\text{H}\beta} + L_{\text{Mg II}} + L_{\text{CIV}})$. Así, para estimar el cociente de Eddington L_{BE} se usó la L_{BLR} , en vez de la luminosidad a 5100 \AA , ya que nuestra muestra es de NAGs radio fuertes, por lo que la emisión del continuo se ve afectada por la contribución no térmica del jet. Para las fuentes a las que se les pudo estimar más de un valor de la M_{BH} se usó el promedio de las masas para estimar L_{Edd} .

Esto se puede observar en la Figura 3.10 (a) y (b), ya que L_{BE} obtenido a partir de L_{5100} es sobreestimado conforme aumenta el parámetro R ($\log R = 1$ para objetos RL). Sin embargo, la sobreestimación de las M_{BH} obtenidas a partir de la emisión del continuo, respecto a las M_{BH} estimadas con la luminosidad de la línea, p.ej. $\text{H}\beta$, introducen un sesgo en el cálculo de L_{Edd} y por lo tanto, en L_{BE} . Para evitar este sesgo y ver el comportamiento de la L_{BLR} respecto a L_{5100} , se compararon estos dos parámetros entre sí, y como varía el

cociente de éstos respecto al parámetro R , ver la Figura 3.10 (c) y (d), respectivamente. Se encontró que L_{BLR}/L_{5100} se incrementa conforme aumenta R , lo cual está en acuerdo con lo encontrado por Liu et al. para una muestra de NAGs radio fuertes. En el caso de NAGs radio callados, basta usar L_{5100} para estimar L_{bol} ya que, los mismos autores, encontraron que $L_{5100} \propto L_{\text{H}\beta}^{0.998}$.

El cociente de Eddington también puede denotarse como una tasa de acreción adimensional, tomando en cuenta una eficiencia dada η . Esto se debe a que la potencia emitida por un núcleo activo a través de la conversión de masa en energía puede expresarse como $L_{\text{bol}} = \eta \dot{M} c^2$. Es posible definir una tasa de acreción de Eddington $\dot{M}_{\text{Edd}} = L_{\text{Edd}}/(\eta c^2)$ y por lo tanto, una tasa de acreción adimensional dada por $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$. Cabe mencionar, que el valor de η (~ 0.1) depende del modo de acreción el cual puede no ser el mismo para todas las fuentes. Si la materia se encuentra confinada en un disco de acreción, como se asume usualmente, η depende de la geometría y las propiedades radiativas del disco (Shakura & Syunyaev, 1973). No hay que confundir entonces el cociente de Eddington con la tasa de acreción adimensional \dot{m} , ya que para una eficiencia dada, puede ocurrir que haya acreción super-Eddington a pesar de que la fuente radíe por debajo del límite de Eddington (Collin et al., 2002).

En la Tabla 3.7 se dan los parámetros de acreción estimados para 108 NAGs de la muestra MOJAVE/2cm. En la columna (1) se muestra el nombre del objeto; en (2) la(s) línea(s) de emisión con la(s) que se estimó la M_{BH} ; en (3) la M_{BH} ; en (4) la luminosidad bolométrica a partir de la relación $L_{\text{bol}} \approx 10 L_{\text{BLR}}$; en (5) la(s) línea(s) de emisión utilizadas para la estimación de (4); en (6) y (7) la luminosidad y cociente de Eddington, respectivamente.

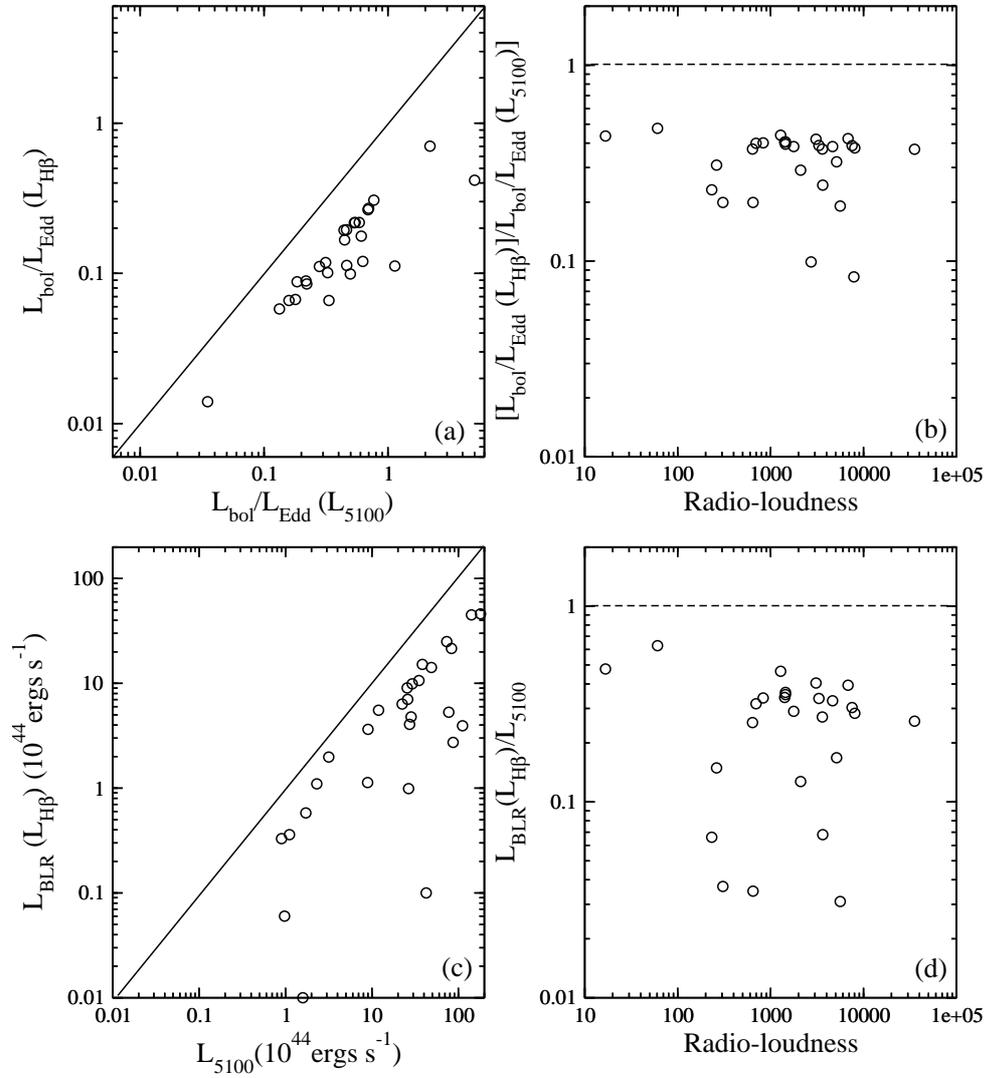


Figura 3.10: Comparación entre el cociente de Eddington (L_{BE}) estimado con la luminosidad de la BLR y la luminosidad del continuo a 5100 \AA para la submuestra de $\text{H}\beta$. En (a) se compara $L_{\text{BE}}(L_{\text{BLR}})$ vs. $L_{\text{BE}}(L_{5100})$, la línea representa la identidad; en (b) se observa que $L_{\text{BE}}(L_{\text{BLR}})/L_{\text{BE}}(L_{5100})$ se incrementa conforme al aumentar el parámetro de radio-loudness, la línea punteada representa $L_{\text{BE}}(L_{\text{BLR}}) = L_{\text{BE}}(L_{5100})$; en (c) L_{BLR} vs. L_{5100} y en (d) se observa que efectivamente para objetos en los que se incrementa R , $L_{5100} > L_{\text{BLR}}$. Por lo que se puede afirmar que $L_{\text{BE}}(L_{5100})$ es sobreestimado para objetos radio fuertes, y una mejor estimación es la dada por $L_{\text{BE}}(L_{\text{BLR}})$.

Tabla 3.7: Parámetros de acreción para 108 NAGs de la muestra MOJAVE/2cm

Nombre (1)	Línea ¹ (2)	M_{BH}^2 ($10^8 M_{\odot}$) (3)	L_{bol}^3 ($10^{44} \text{ ergs s}^{-1}$) (4)	Línea ⁴ (5)	L_{Edd}^5 ($10^{44} \text{ ergs s}^{-1}$) (6)	$L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$ (7)
0007+106	1	1.50 ± 0.32	13.29 ± 1.49	1,2	1663.24 ± 2085.22	0.07 ± 0.01
	2	4.07 ± 0.86				
0016+731	2	24.90 ± 1.37	689.75 ± 75.01	2,3	1802.43 ± 1888.38	0.22 ± 0.01
	3	14.71 ± 3.70				
0112-017	2	4.65 ± 1.41	34.60 ± 5.05	2	585.63 ± 178.04	0.06 ± 0.01
0113-118	2	5.31 ± 0.32	64.34 ± 6.13	2	668.97 ± 40.53	0.10 ± 0.00
0122-003	2	12.14 ± 2.33	208.13 ± 7.14	2	1529.09 ± 293.43	0.14 ± 0.02
0133-203	2	6.80 ± 1.80	78.94 ± 10.09	2	856.77 ± 227.08	0.09 ± 0.01
0133+476	1	3.71 ± 0.38	48.67 ± 3.88	1,2	621.71 ± 218.59	0.10 ± 0.00
	2	5.59 ± 0.97				
0153+744	3	30.15 ± 6.63	4575.89 ± 482.36	3	3799.35 ± 835.50	1.20 ± 0.14
0202+319	2	4.95 ± 1.13	82.74 ± 9.05	2	624.06 ± 142.88	0.13 ± 0.02
0212+735	3	38.79 ± 5.92	10006.57 ± 731.25	3	4887.92 ± 745.90	2.05 ± 0.16
0248+430	2	18.43 ± 3.05	328.79 ± 26.12	2	2321.75 ± 384.10	0.14 ± 0.01
0310+013	2	3.82 ± 0.64	34.63 ± 2.02	2	481.38 ± 80.26	0.07 ± 0.01
0333+321	2	58.11 ± 8.79	9959.06 ± 724.60	2	7321.24 ± 1107.44	1.36 ± 0.11
0336-019	2	6.35 ± 2.59	86.13 ± 10.92	2	800.07 ± 326.31	0.11 ± 0.03
0403-132	1	6.16 ± 1.41	102.66 ± 15.53	1,2	678.78 ± 137.88	0.13 ± 0.01
	2	5.63 ± 0.74				
0415+379	1	1.79 ± 0.42	19.84 ± 2.90	1	225.01 ± 52.36	0.09 ± 0.01
0420-014	2	5.84 ± 0.17	70.90 ± 0.95	2	735.73 ± 22.03	0.10 ± 0.00
0429+415	2	30.12 ± 3.22	689.26 ± 128.41	2	3795.69 ± 406.22	0.18 ± 0.01
0430+052	1	0.23 ± 0.07	3.26 ± 0.21	1	29.44 ± 9.30	0.11 ± 0.03
0552+398	3	6.90 ± 1.11	1289.79 ± 98.78	3	869.91 ± 139.30	1.48 ± 0.12
0607-157	1	0.34 ± 0.11	3.64 ± 0.64	1	42.99 ± 14.01	0.08 ± 0.01
0642+449	3	2.46 ± 0.89	227.76 ± 96.17	3	309.36 ± 111.70	0.74 ± 0.05
0707+476	2	14.66 ± 2.33	105.87 ± 8.07	2	1846.95 ± 293.13	0.06 ± 0.00
0711+356	2	4.61 ± 1.61	126.51 ± 7.34	2,3	801.50 ± 311.44	0.22 ± 0.06
	3	2.36 ± 0.26				
0736+017	1	0.51 ± 0.22	11.33 ± 2.27	1	64.08 ± 27.17	0.18 ± 0.04
0738+313	1	8.11 ± 1.87	115.01 ± 4.43	1,2	778.55 ± 343.90	0.11 ± 0.02
	2	10.13 ± 0.72				
0748+126	2	16.47 ± 1.25	319.96 ± 11.68	2	2074.85 ± 157.42	0.15 ± 0.01
0804+499	2	14.93 ± 1.33	79.71 ± 3.03	2	1881.33 ± 167.96	0.04 ± 0.00
0821+394	2	0.73 ± 0.05	20.32 ± 0.68	2	91.82 ± 6.19	0.22 ± 0.01
0827+243	2	6.56 ± 0.55	63.40 ± 2.50	2	827.07 ± 69.62	0.08 ± 0.00
0836+710	3	17.41 ± 7.26	980.03 ± 690.06	3	2194.09 ± 914.56	0.45 ± 0.13
0838+133	2	3.70 ± 0.70	35.90 ± 3.27	2	466.08 ± 88.39	0.08 ± 0.01

Continúa en la siguiente página...

Tabla 3.7 – Continuación

Nombre	Línea ¹	M_{BH}^2 ($10^8 M_{\odot}$)	L_{bol}^3 (10^{44} ergs s ⁻¹)	Línea ⁴	L_{Edd}^5 (10^{44} ergs s ⁻¹)	$L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
0850+581	2	11.22 ± 1.39	156.65 ± 9.30	2	1413.76 ± 175.31	0.11 ± 0.01
0859-140	2	10.98 ± 2.29	192.78 ± 60.97	2	1383.08 ± 288.35	0.14 ± 0.02
0859+470	2	6.98 ± 0.77	73.12 ± 3.91	2	879.47 ± 96.91	0.08 ± 0.00
0906+015	2	5.59 ± 0.35	77.89 ± 8.83	2	704.25 ± 44.12	0.11 ± 0.01
0917+449	3	5.43 ± 0.71	182.37 ± 11.47	3	683.60 ± 89.69	0.27 ± 0.02
0919-260	3	3.89 ± 0.65	335.18 ± 26.66	3	490.35 ± 81.48	0.68 ± 0.06
0923+392	1	4.25 ± 1.18	97.38 ± 5.97	1,2	572.47 ± 52.45	0.18 ± 0.04
	2	8.13 ± 0.85				
0945+408	2	6.84 ± 0.82	77.41 ± 0.86	2	862.21 ± 103.93	0.09 ± 0.01
0953+254	2	3.56 ± 2.89	57.97 ± 39.85	2	448.33 ± 364.63	0.13 ± 0.02
0955+476	3	3.13 ± 0.75	142.73 ± 16.34	3	394.88 ± 94.57	0.36 ± 0.05
1012+232	2	2.82 ± 0.54	69.85 ± 6.49	2	355.07 ± 68.59	0.20 ± 0.02
1015+359	2	4.07 ± 0.40	67.62 ± 3.23	2	512.51 ± 50.93	0.13 ± 0.01
1038+064	2	10.36 ± 1.45	216.51 ± 14.57	2	1305.51 ± 183.25	0.17 ± 0.01
1055+018	2	7.90 ± 0.36	55.70 ± 1.19	2	995.85 ± 45.87	0.06 ± 0.00
1055+201	2	21.28 ± 2.87	287.49 ± 18.70	2	2681.80 ± 362.16	0.11 ± 0.01
1116+128	2	4.84 ± 0.68	122.41 ± 25.59	2,3	828.31 ± 309.37	0.20 ± 0.01
	3	4.02 ± 1.57				
1127-145	2	15.20 ± 2.31	317.27 ± 73.17	2	1914.86 ± 290.64	0.17 ± 0.01
1128+385	2	8.31 ± 1.35	66.44 ± 6.49	2,3	1257.28 ± 297.28	0.06 ± 0.00
	3	3.06 ± 0.71				
1144+402	2	4.48 ± 0.45	45.29 ± 2.23	2	564.30 ± 56.68	0.08 ± 0.00
1148-001	3	6.52 ± 0.54	361.32 ± 41.54	3	821.96 ± 68.36	0.44 ± 0.01
1156+295	2	3.55 ± 0.40	47.04 ± 2.50	2	446.74 ± 50.48	0.11 ± 0.01
1219+044	2	6.53 ± 0.88	64.41 ± 4.52	2	822.98 ± 110.52	0.08 ± 0.01
1222+216	1	8.36 ± 3.21	70.43 ± 14.16	1	1052.80 ± 404.64	0.07 ± 0.01
1226+023	1	7.83 ± 2.50	215.13 ± 19.04	1	986.86 ± 314.42	0.22 ± 0.05
1244-255	2	0.59 ± 0.34	11.90 ± 3.14	2	74.55 ± 43.05	0.16 ± 0.05
1253-055	3	2.47 ± 0.26	23.47 ± 2.32	3	310.64 ± 32.65	0.08 ± 0.00
1302-102	1	3.21 ± 1.52	40.63 ± 2.13	1	404.12 ± 191.26	0.10 ± 0.04
1308+326	2	4.60 ± 0.64	34.88 ± 2.05	2	580.13 ± 80.71	0.06 ± 0.00
1324+224	2	7.71 ± 0.98	94.59 ± 5.25	2	971.50 ± 123.64	0.10 ± 0.01
1328+307	2	1.82 ± 0.14	32.50 ± 1.15	2	229.19 ± 17.46	0.14 ± 0.01
1354-152	3	9.78 ± 4.96	247.16 ± 60.10	3	1232.46 ± 624.98	0.20 ± 0.05
1354+195	1	11.65 ± 3.10	319.77 ± 10.85	1,2	903.86 ± 797.09	0.22 ± 0.05
	2	13.96 ± 1.34				
1402+044	3	6.37 ± 2.76	157.17 ± 32.51	3	802.91 ± 347.75	0.20 ± 0.04
1404+286	1	3.39 ± 1.39	5.81 ± 1.18	1	427.23 ± 174.83	0.01 ± 0.00
1417+385	2	2.70 ± 0.97	25.80 ± 3.85	2,3	853.99 ± 726.57	0.08 ± 0.02

Continúa en la siguiente página...

Tabla 3.7 – Continuación

Nombre	Línea ¹	M_{BH}^2 ($10^8 M_{\odot}$)	L_{bol}^3 ($10^{44} \text{ ergs s}^{-1}$)	Línea ⁴	L_{Edd}^5 ($10^{44} \text{ ergs s}^{-1}$)	$L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
	3	1.07 ± 0.35				
1458+718	2	13.41 ± 1.70	249.62 ± 53.52	2	1690.21 ± 214.31	0.15 ± 0.01
1502+106	3	2.11 ± 0.12	83.22 ± 4.36	3	265.90 ± 15.04	0.31 ± 0.00
1508-055	2	16.61 ± 3.85	185.36 ± 73.98	2	2093.14 ± 485.55	0.09 ± 0.01
1510-089	1	2.27 ± 0.39	55.43 ± 7.96	1	285.50 ± 48.56	0.19 ± 0.01
1546+027	1	4.35 ± 1.64	36.37 ± 6.86	1	547.85 ± 206.96	0.07 ± 0.01
1606+106	2	7.68 ± 0.98	101.85 ± 6.26	2	967.51 ± 123.72	0.11 ± 0.01
1611+343	2	12.34 ± 1.25	162.61 ± 7.91	2	1554.93 ± 157.95	0.10 ± 0.01
1624+416	3	0.22 ± 0.25	17.48 ± 9.35	3	27.77 ± 31.10	0.63 ± 0.37
1633+382	2	10.86 ± 1.32	227.41 ± 36.68	2,3	951.01 ± 589.37	0.17 ± 0.01
	3	6.18 ± 0.49				
1637+574	1	4.24 ± 0.66	134.48 ± 4.53	1,2	381.03 ± 216.70	0.25 ± 0.03
	2	5.34 ± 0.39				
1638+398	3	7.24 ± 1.64	117.39 ± 12.76	3	912.60 ± 206.60	0.13 ± 0.02
1641+399	1	1.81 ± 0.24	142.88 ± 27.09	1,2,3	268.39 ± 109.54	0.63 ± 0.04
	2	12.35 ± 5.13				
	3	4.87 ± 1.61				
1656+053	2	10.11 ± 0.58	199.35 ± 5.59	2	1273.23 ± 73.68	0.16 ± 0.00
1656+477	2	29.37 ± 12.14	363.05 ± 137.89	2	3700.94 ± 1529.55	0.10 ± 0.00
1726+455	2	12.14 ± 4.09	138.70 ± 22.47	2	1529.43 ± 515.74	0.09 ± 0.02
1739+522	3	1.01 ± 0.58	113.67 ± 31.08	3	127.02 ± 72.50	0.89 ± 0.27
1758+388	3	7.26 ± 1.65	325.23 ± 35.21	3	914.49 ± 207.51	0.36 ± 0.04
1800+440	2	5.21 ± 2.00	66.69 ± 15.91	2	656.80 ± 252.20	0.10 ± 0.01
1803+784	1	3.17 ± 0.25	39.39 ± 0.22	1	399.32 ± 32.04	0.10 ± 0.01
1821+107	2	25.77 ± 1.55	716.89 ± 20.59	2	3247.23 ± 195.62	0.22 ± 0.01
1828+487	1	3.11 ± 0.81	136.04 ± 4.12	1,2	288.68 ± 146.71	0.35 ± 0.08
	2	11.45 ± 0.64				
1845+797	1	1.47 ± 0.39	1.89 ± 0.42	1,2,3	1003.61 ± 1520.30	0.01 ± 0.00
	2	0.45 ± 0.04				
	3	0.88 ± 0.08				
1849+670	2	5.64 ± 0.34	34.08 ± 0.91	2	710.61 ± 42.49	0.05 ± 0.00
1901+319	1	0.54 ± 0.15	63.33 ± 0.84	1,2	1412.94 ± 1901.92	0.93 ± 0.25
	2	5.73 ± 1.19				
1928+738	1	3.60 ± 1.17	99.02 ± 29.06	1	453.82 ± 147.88	0.22 ± 0.01
1954+513	2	38.31 ± 3.22	241.66 ± 10.06	2	4827.56 ± 405.94	0.05 ± 0.00
2008-159	2	12.90 ± 1.19	263.26 ± 11.95	2	1624.92 ± 149.41	0.16 ± 0.01
2059+034	2	7.51 ± 0.86	120.07 ± 6.61	2	946.75 ± 108.26	0.13 ± 0.01
2126-158	3	10.44 ± 2.20	901.70 ± 91.10	3	1315.67 ± 277.72	0.69 ± 0.08
2128-123	1	21.89 ± 4.98	373.25 ± 49.01	1,2,3	2875.30 ± 725.20	0.14 ± 0.01

Continúa en la siguiente página...

Tabla 3.7 – Continuación

Nombre	Línea ¹	M_{BH}^2 ($10^8 M_{\odot}$)	L_{bol}^3 ($10^{44} \text{ ergs s}^{-1}$)	Línea ⁴	L_{Edd}^5 ($10^{44} \text{ ergs s}^{-1}$)	$L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
	2	14.11 ± 0.73				
	3	12.33 ± 3.07				
2134+004	2	17.59 ± 2.47	590.28 ± 80.06	2,3	2934.04 ± 1015.45	0.27 ± 0.00
	3	13.92 ± 3.33				
2145+067	2	28.98 ± 1.67	642.55 ± 58.13	2,3	1900.47 ± 2477.14	0.18 ± 0.01
	3	9.37 ± 1.94				
2201+315	1	1.18 ± 0.25	129.75 ± 14.56	1,2,3	867.82 ± 716.39	0.87 ± 0.08
	2	11.53 ± 1.40				
	3	6.23 ± 1.30				
2216-038	2	12.55 ± 1.20	243.60 ± 13.92	2,3	1227.30 ± 501.08	0.15 ± 0.01
	3	10.51 ± 1.68				
2227-088	2	8.03 ± 0.91	62.38 ± 3.41	2	1012.28 ± 114.78	0.06 ± 0.00
2230+114	2	6.93 ± 0.24	187.33 ± 15.15	2,3	1013.32 ± 198.47	0.21 ± 0.01
	3	4.60 ± 0.64				
2243-123	1	9.16 ± 2.04	232.67 ± 36.47	1,2,3	1552.53 ± 409.03	0.20 ± 0.01
	2	10.79 ± 1.62				
	3	7.85 ± 2.04				
2251+158	2	12.17 ± 2.38	215.44 ± 20.12	2,3	1751.96 ± 309.78	0.14 ± 0.01
	3	7.83 ± 0.56				
2255-282	2	11.48 ± 0.87	184.81 ± 6.78	2	1446.09 ± 109.97	0.13 ± 0.01
2345-167	2	2.45 ± 0.27	17.52 ± 0.83	2	309.07 ± 33.64	0.06 ± 0.00
2351+456	2	15.64 ± 3.69	108.05 ± 9.27	2,3	1762.40 ± 295.01	0.05 ± 0.01
	3	2.44 ± 0.60				

¹Código según la línea de emisión con la que se estimó la M_{BH} : 1=H β λ 4861, 2=MgII λ 2798 y 3=CIV λ 1549.

²Masa estimada a partir de la luminosidad y el FWHM de la línea de emisión.

³Lbol estimada a partir de la luminosidad total de la BLR.

⁴Línea usada para estimar Lbol.

⁵ L_{Edd} estimada a partir del promedio de M_{BH} en el caso de más de una línea de emisión. El error es calculado a partir de la desviación estándar entre las M_{BH} .

3.3. Parámetros en ondas de radio

Los parámetros en ondas de radio a 15 GHz de las 250 fuentes de la muestra MOJAVE/2cm se obtuvieron de la Tabla 2 de Kovalev et al. (2005)⁸, denotada como KY05. Los datos reportados por KY05, se basan en el análisis de datos obtenidos, como parte del monitoreo, con el Arreglo de Base Muy Larga (VLBA; Very Long Baseline Array) a 15 GHz, en el período 1994-2003 (Kellermann et al., 1998; Zensus et al., 2002; Kellermann et al., 2004; Lister & Homan, 2005). Las técnicas de Interferometría de Base Muy Larga (VLBI; Very Long Base Line Interferometry), aplicadas por estos autores, proporcionan la mayor resolución posible obtenida hasta ahora, con la que se pueden observar los jets en escalas menores a los milisegundos de arco (mas), lo que equivale a escalas de algunos pársecs. Para el estudio entre el ambiente cercano a los agujeros negros, donde las partículas relativistas son aceleradas y colimadas para producir los jets, es necesaria la mejor resolución angular posible. Por lo que los datos reportados por estos autores son de gran relevancia dado que las escalas espaciales entre el BH, el disco, la BLR y los jets observados a estas frecuencias son comparables. Las estructuras más pequeñas que han sido posible discernir con estos datos tienen una extensión aproximada de 0.02-0.06 mas. Por ejemplo, para una de las fuentes más cercanas en la muestra, 1228+126 (M87), esto corresponde a un tamaño lineal de 10^{16} cm o varios radios de Schwarzschild, si $M_{\text{BH}} \sim 3 \times 10^9 M_{\odot}$ y la distancia es 17.5 Mpc. Además de que, por primera vez, se han podido medir con gran precisión la cinemática, polarización y la estructura del campo magnético de jets relativistas a estas escalas.

En el Apéndice B se presentan unas definiciones básicas de la radio astronomía que servirán para entender los parámetros en ondas de radio. Básicamente, la señal recibida de una fuente observada con un arreglo interferométrico, es la transformada de Fourier de la intensidad del objeto convolucionada con la señal del arreglo instrumental de las antenas. Esta función se le llama *función de visibilidad* de la distribución de intensidad de la fuente y proporciona la información necesaria para describir la estructura del objeto observado.

⁸Los parámetros de todas las épocas del monitoreo están disponibles en la versión electrónica de la revista *Astronomical Journal* 2005, 130, 2473.

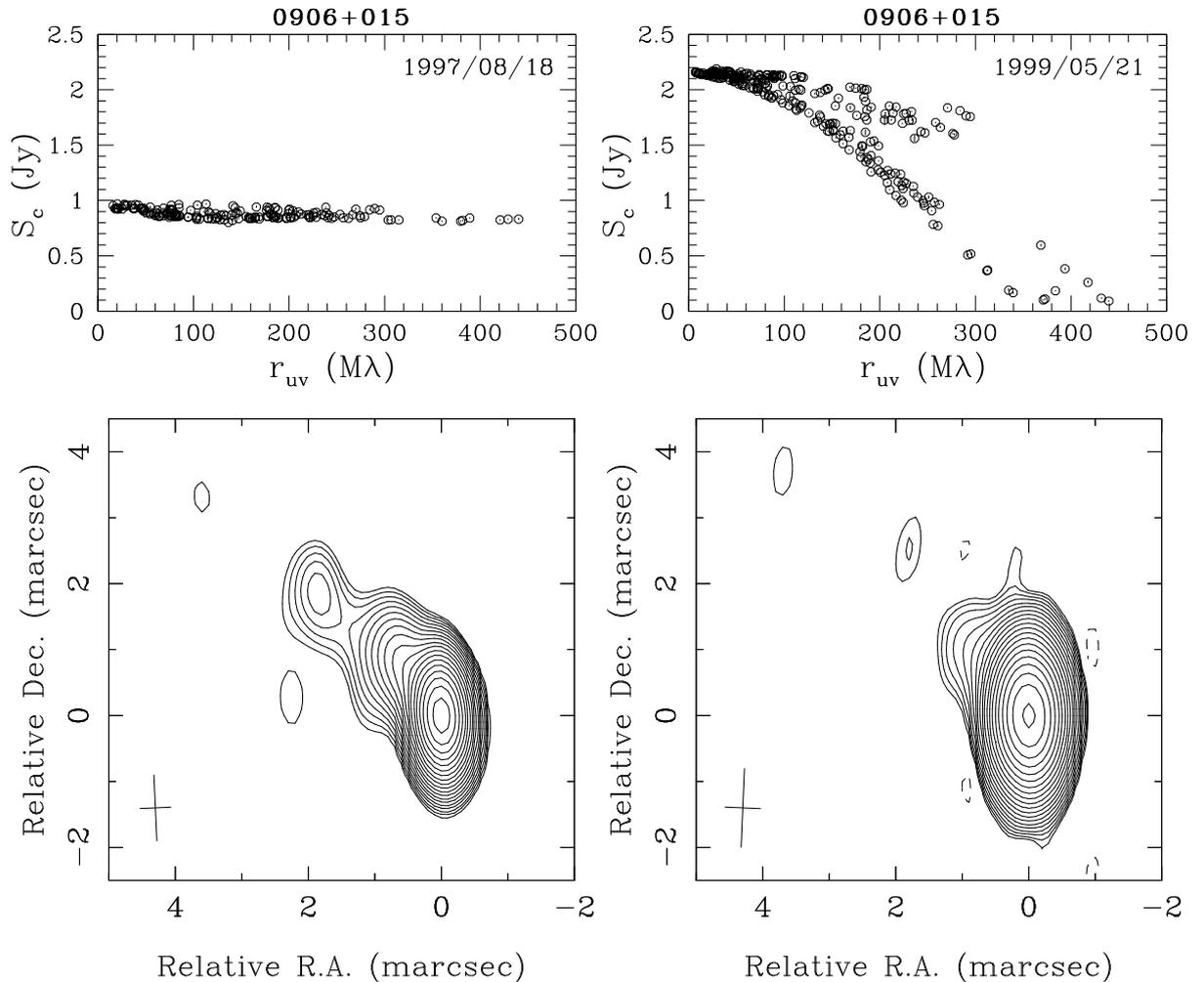


Figura 3.11: Comparación de dos épocas para el cuásar 0906+015. Paneles superiores: amplitud de la función de visibilidad (i.e. densidad de flujo correlada), S_c como función del espacio proyectado r_{uv} . Paneles inferiores: Imágenes a 15GHz obtenidas con el VLBA, procesada con el algoritmo CLEAN. El contorno más débil es graficado a un nivel de 0.16 % y 0.13 % del máximo valor en intensidad, que es 0.87 (época 1997/08/18) y 1.79 (época 1999/05/21) Jy/beam, respectivamente. Los demás contornos incrementan su valor en intensidad en potencias de $\sqrt{2}$. El ancho a potencia media del haz sintetizado para el arreglo, se muestra en el parte izquierda inferior. La cobertura- (u,v) de los dos experimentos fue similar. De las gráficas S_c - r_{uv} se puede ver que una componente no resuelta observada en la primera época a un nivel de 0.8 Jy es marginalmente resuelta en la segunda época, la cual no es muy clara desde la imagen limpia. La figura proviene de Kovalev et al. (2005).

Al aplicar la transformada inversa de Fourier a la función de visibilidad se recupera la intensidad observada del objeto $I'(x,y)$ modificada por el arreglo instrumental $A(x,y)$, es decir $I'(x,y)=A(x,y)I(x,y)$ y se denomina imagen sucia. Se han desarrollado algoritmos para mejorar la imagen y obtener la intensidad del objeto libre de las deformaciones instrumentales (p.ej CLEAN, Högbom, 1974). En la Figura 3.11 se muestra un ejemplo de la amplitud de la función de visibilidad y las imágenes limpias obtenidas a 15 GHz para una fuente de la muestra MOJAVE/2cm (KY05). Para ajustar las funciones de visibilidad KY05 modelan con dos componentes gaussianas elípticas, una que representa el core VLBA y otra la parte interna de un jet unilateral.

3.3.1. Flujos y otros radio-parámetros

Los radio parámetros derivados a 15 GHz y sus definiciones, de la muestra MOJAVE/2cm, se extrajeron de KY05. A continuación se describe cada uno de ellos.

- F_{tot} : Densidad de flujo obtenido con una sólo antena (Jy).
- F_{VLBA} : Densidad de flujo total, es decir, la suma de las densidades de flujo de todas las componentes que aparecen en la imagen limpia del objeto a 15 GHz (Jy). Esta debe ser equivalente a la amplitud de la función de visibilidad S_c (densidad de flujo correlacionado) en las líneas de base de menor distancia.
- F_{un} : Densidad del flujo de la componente más compacta (no resuelta) en los mapas de radio (Jy). KY05 definen el radio- (u, v) como $r_{uv} = (u^2 + v^2)^{1/2}$. El flujo no resuelto es definido como la envolvente superior de la amplitud de la función de visibilidad S_c en las líneas de base proyectadas $r_{uv} > 360M\lambda$ (i.e. con el 90 % de las visibilidades por debajo de éste), que es aproximadamente $0.8r_{uv,max}$. Ver la Figura 3.11.
- F_{core} : Densidad de flujo para la componente del core VLBA (Jy). Por “core” KY05 se refieren a la estructura brillante no resuelta que se encuentra en el extremo de la fuentes llamadas core-jet.

- θ_{maj} y θ_{min} : Corresponden al FWHM del eje mayor y menor de la gaussiana ajustada a la componente del core VLBA (mas).
- F_{jet} : Densidad de flujo del jet, este parámetro está dado por $F_{VLBA} - F_{core}$ (Jy).
- T_b : Es la temperatura de brillo de la componente del core VLBA (K).

La incertidumbre total en F_{VLBA} y F_{un} es determinada por la calibración de la densidad de flujo (amplitud) y es aproximadamente del 5 %.

Con los parámetros de densidad de flujo reportados por KY05, para la época en la que se observó la máxima densidad de flujo de la componente más compacta F_{un} , se estimaron las luminosidades que se muestran en la Tabla 3.8. En la columna (1) se reporta el nombre del objeto, en (2) la época en que se realizaron las observaciones, en las columnas (3)-(7) las luminosidades correspondientes a la densidad de flujo F_{tot} , F_{VLBA} , F_{un} , F_{core} y F_{jet} , respectivamente. Los errores asociados a las luminosidades L_{VLBA} , L_{un} y L_{core} son del 5 %, mientras que es de 10 % para L_{jet} .

Tabla 3.8: Luminosidades de la muestra MOJAVE+2cm a 15 GHz

Nombre	Fecha	log L_{tot}	log L_{VLBA}	log L_{un}	log L_{core}	log L_{jet}
(1)	(aa-mm-dd)	(WHz^{-1})	(WHz^{-1})	(WHz^{-1})	(WHz^{-1})	(WHz^{-1})
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
0003-066	2000-01-11	26.88	26.84	26.77	26.75	26.20
0007+106	1998-10-30	25.35	25.37	25.31	25.37	...
0014+813	1999-01-02	28.07	28.04	27.75	27.94	27.82
0016+731	2003-08-28	27.94	27.92	27.86	27.90	26.81
0026+346	1995-04-07	26.68	26.65	26.16	...	26.78
0035+413	1998-03-19	27.37	27.34	27.13	27.25	26.89
0039+230	1998-12-05
0048-097	1996-10-27
0055+300	1995-04-07	23.63	23.70	23.30	23.45	23.33
0059+581	2002-11-23	27.53	27.55	27.47	27.54	26.03
0106+013	1999-05-21	28.50	28.50	28.34	28.39	28.19
0108+388	2002-06-12	26.79	26.73	26.30	26.18	26.74
0109+224	2002-06-15	26.25	26.24	26.13	26.22	25.01
0112-017	1998-12-05	27.65	27.59	27.34	27.36	27.47
0113-118	2002-10-20	27.21	27.19	27.01	27.07	26.73
0119+041	1995-07-28	27.12	27.13	26.88	27.07	26.40

Continúa en la siguiente página...

Tabla 3.8 – Continuación

Nombre	Fecha (aa-mm-dd)	log L_{tot} (W Hz ⁻¹)	log L_{VLBA} (W Hz ⁻¹)	log L_{un} (W Hz ⁻¹)	log L_{core} (W Hz ⁻¹)	log L_{jet} (W Hz ⁻¹)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
0119+115	1998-10-30	27.06	27.06	26.90	27.00	26.24
0122-003	1998-06-05	27.68	27.67	27.11	27.54	27.30
0133-203	1998-06-05	27.22	27.14	26.83	27.11	26.24
0133+476	2003-02-05	27.96	27.98	27.92	27.96	26.89
0138-097	1998-12-05	26.83	26.83	26.56	26.72	26.36
0146+056	1998-12-05	28.13	28.15	27.83	28.00	27.98
0149+218	1995-04-07	27.73	27.75	27.74	27.73	26.75
0153+744	1996-07-10	27.79	27.67	27.40	27.38	27.73
0201+113	1998-11-01	28.24	28.23	28.12	28.11	28.09
0202+149	2001-10-31	27.06	26.92	26.82	26.86	26.12
0202+319	2003-03-29	28.09	28.09	27.99	28.08	26.61
0212+735	1994-08-31	28.66	28.54	28.35	28.49	27.96
0215+015	1998-06-05	27.88	27.83	27.76	27.78	27.17
0218+357	1995-04-07	27.43	27.42	26.86	27.10	27.34
0221+067	1999-11-06	26.75	26.75	26.42	26.70	25.91
0224+671	2002-11-23	26.93	26.96	26.76	26.62	26.83
0234+285	2002-11-23	28.18	28.19	27.92	27.32	28.36
0235+164	2001-03-15	27.54	27.57	27.50	27.56	26.17
0238-084	1995-12-15	23.14	23.05	22.29	...	23.05
0248+430	1999-01-02	27.55	27.46	27.04	27.09	27.47
0300+470	2002-11-23
0310+013	1998-11-01	26.36	26.27	26.06	26.14	25.82
0316+162	1997-08-28
0316+413	2003-03-01	25.05	24.85	24.07	24.40	24.67
0333+321	2003-03-29	28.02	27.96	27.83	27.88	27.45
0336-019	1997-03-13	27.68	27.63	27.46	27.53	27.13
0355+508	2001-03-04	28.62	28.61	28.34	28.60	27.15
0402-362	1998-06-05	28.05	27.91	27.81	27.90	26.76
0403-132	2002-05-31	27.30	27.07	27.03	27.05	25.84
0405-385	2002-03-09	27.77	27.71	27.53	27.69	26.66
0415+379	1997-03-10	25.58	25.51	25.00	25.15	25.28
0420-014	2003-03-01	28.39	28.37	28.22	28.28	27.81
0420+022	1999-11-06	28.15	28.15	27.97	28.10	27.48
0422+004	2002-06-15	26.60	26.62	26.58	26.57	25.74
0429+415	2002-10-09	27.69	27.46	26.58	...	27.68
0430+052	1998-03-07	25.08	24.88	24.49	24.62	24.54
0438-436	1998-06-05	28.65	28.50	28.25	28.50	26.96
0440-003	1998-03-07	27.42	27.24	26.99	27.06	26.96
0446+112	2002-05-31

Continúa en la siguiente página...

Tabla 3.8 – Continuación

Nombre	Fecha (aa-mm-dd)	log L_{tot} (W Hz ⁻¹)	log L_{VLBA} (W Hz ⁻¹)	log L_{un} (W Hz ⁻¹)	log L_{core} (W Hz ⁻¹)	log L_{jet} (W Hz ⁻¹)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
0454-234	1998-06-05	27.85	27.80	27.13	27.79	26.59
0454+844	2001-12-30	25.01	25.00	24.83	24.93	24.20
0458-020	1995-07-28	28.54	28.47	28.30	28.40	28.02
0521-365	1999-11-06	25.49	25.09	24.92	24.98	24.44
0524+034	1998-12-05
0528+134	1995-07-28	28.89	28.91	28.63	28.86	28.30
0529+075	2002-05-31	27.75	27.74	26.61	27.64	27.29
0529+483	2002-10-09	27.56	27.56	27.45	27.40	27.27
0537-286	1998-09-29	28.47	28.24	28.09	28.23	27.22
0552+398	1999-01-02	28.76	28.76	28.31	28.62	28.59
0602+673	1999-07-19	27.93	27.97	27.79	27.94	27.08
0605-085	1996-10-27	27.74	27.58	27.22	27.55	26.49
0607-157	1998-10-30	27.32	27.28	27.11	27.26	26.06
0615+820	1994-08-31	26.72	26.75	26.27	26.50	26.56
0642+449	2003-03-29	29.02	29.01	28.60	28.84	28.96
0648-165	2002-11-23
0707+476	1994-08-31	27.48	27.42	27.31	27.32	26.96
0710+439	1996-10-27	26.74	26.54	25.99	...	26.67
0711+356	1999-01-02	27.42	27.42	26.77	27.23	27.26
0716+714	2003-08-28
0723-008	1997-08-18	25.62	25.58	25.29	25.34	25.25
0727-115	2001-01-21	28.46	28.43	28.30	28.38	27.81
0730+504	2003-06-15	27.21	27.27	27.20	27.23	26.34
0735+178	1995-04-07
0736+017	2003-03-01	26.26	26.19	25.97	26.10	25.51
0738+313	1995-04-07	27.27	27.30	27.07	26.95	27.19
0742+103	1995-07-28	28.36	28.34	27.76	28.10	28.36
0745+241	1997-08-18	26.57	26.61	26.44	26.55	25.81
0748+126	1995-07-28	27.77	27.81	27.69	27.77	26.94
0754+100	2002-11-23	26.53	26.50	26.38	26.39	25.91
0804+499	1995-04-07	27.74	27.77	27.70	27.73	27.07
0805-077	2002-06-15	28.13	28.11	27.99	28.04	27.60
0808+019	1995-07-28	27.74	27.66	27.63	27.64	26.61
0814+425	2000-12-28	26.31	26.27	26.20	26.20	25.53
0821+394	2002-05-31	27.79	27.72	27.68	27.71	26.30
0823+033	1998-10-30	27.02	26.96	26.88	26.86	26.39
0827+243	2002-05-31	27.65	27.66	27.57	27.63	26.80
0829+046	1995-07-28	25.98	26.02	25.76	25.77	25.71
0831+557	1999-01-02	26.37	26.05	25.10	...	26.11

Continúa en la siguiente página...

Tabla 3.8 – Continuación

Nombre	Fecha (aa-mm-dd)	log L_{tot} (W Hz ⁻¹)	log L_{VLBA} (W Hz ⁻¹)	log L_{un} (W Hz ⁻¹)	log L_{core} (W Hz ⁻¹)	log L_{jet} (W Hz ⁻¹)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
0834-201	2002-05-29	28.81	28.73	28.44	28.71	27.86
0836+710	2003-03-29	28.34	28.36	28.13	28.06	28.41
0838+133	1998-09-29	27.11	26.96	26.67	26.74	26.71
0850+581	2000-12-28	27.50	27.37	27.17	26.50	27.56
0851+202	2002-10-09	26.99	26.98	26.89	26.92	26.22
0859-140	1995-07-28	27.88	27.86	27.71	27.73	27.53
0859+470	2002-06-02	27.68	27.55	27.39	27.43	27.21
0906+015	2001-01-21	27.83	27.87	27.74	27.81	27.23
0917+449	1995-04-07	28.20	28.20	28.08	28.05	28.01
0917+624	2002-06-15	27.67	27.68	27.50	27.53	27.41
0919-260	1998-06-05	28.32	28.21	27.99	28.15	27.73
0923+392	1995-04-07	28.20	28.21	27.67	26.47	28.36
0945+408	2002-10-09	27.86	27.81	27.62	27.60	27.62
0953+254	1995-04-07	27.20	27.24	26.86	26.68	27.26
0954+658	2003-03-01	26.24	26.27	26.19	26.18	25.63
0955+476	2002-06-15	28.12	28.18	28.00	28.17	26.73
1012+232	2001-11-07	27.12	26.98	26.86	26.95	25.96
1015+359	1996-05-16	27.49	27.50	27.40	27.44	26.87
1032-199	2002-05-29	28.04	28.04	27.70	28.01	27.19
1034-293	1998-06-05	26.54	26.56	26.42	26.52	25.58
1036+054	2002-05-31	27.17	27.18	27.13	27.18	25.48
1038+064	2003-05-09	27.84	27.84	27.74	27.76	27.33
1045-188	2002-06-15	27.06	27.08	27.04	27.03	26.28
1049+215	1995-04-07	27.78	27.80	27.35	27.72	27.23
1055+018	2002-05-29	28.07	28.04	27.95	28.01	27.08
1055+201	1999-11-06	27.24	27.09	26.98	26.92	26.81
1101+384	1997-03-13	24.17	24.05	23.92	23.99	23.19
1116+128	1998-06-05	28.08	27.92	27.62	27.70	27.88
1124-186	1998-11-01	27.91	27.91	27.82	27.88	26.85
1127-145	1999-11-06	28.14	28.09	27.84	27.85	27.96
1128+385	1996-07-10	27.89	27.87	27.84	27.84	26.95
1144+402	2002-05-31	27.40	27.38	27.28	27.38	25.71
1145-071	2002-04-02	27.60	27.51	27.10	27.47	26.70
1148-001	1998-11-01	27.93	27.91	27.35	27.56	27.98
1150+812	2002-06-15	27.75	27.78	27.59	27.63	27.49
1155+251	1995-04-07	25.60	25.37	25.14	25.07	25.13
1156+295	1998-11-01	27.59	27.66	27.62	27.65	26.26
1213-172	1998-06-05
1219+044	2002-06-15	27.31	27.36	27.35	27.35	25.89

Continúa en la siguiente página...

Tabla 3.8 – Continuación

Nombre	Fecha (aa-mm-dd)	log L_{tot} (W Hz⁻¹)	log L_{VLBA} (W Hz⁻¹)	log L_{un} (W Hz⁻¹)	log L_{core} (W Hz⁻¹)	log L_{jet} (W Hz⁻¹)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
1219+285	1998-03-07	25.31	25.12	24.83	24.91	24.71
1222+216	2003-05-09	26.72	26.63	26.53	26.53	26.05
1226+023	1999-05-21	27.34	27.25	26.65	26.06	27.26
1228+126	2003-02-05	24.08	23.05	22.49	22.77	22.73
1244-255	1998-06-05	27.23	27.16	27.10	27.11	26.29
1253-055	1996-05-16	28.22	28.14	27.92	28.05	27.53
1255-316	1998-06-05	28.23	27.91	27.53	27.88	27.06
1302-102	1995-07-28	26.18	26.12	25.93	26.01	25.56
1308+326	2003-03-29	27.87	27.89	27.79	27.83	27.21
1313-333	1998-06-05	27.69	27.59	27.33	27.43	27.31
1323+321	1996-05-16	26.56	26.35	25.32	...	26.45
1324+224	2002-10-09	27.50	27.49	27.34	27.42	26.92
1328+307	1995-04-07	27.81	27.36	26.57	...	27.55
1334-127	2001-03-15	27.77	27.82	27.73	27.75	27.18
1345+125	1996-04-22	25.68	25.53	24.38	...	25.56
1354-152	1999-11-06	27.89	27.85	27.84	27.85	26.26
1354+195	2002-08-12	27.22	27.18	26.98	27.12	26.47
1402+044	1998-06-05	28.15	28.08	27.85	27.83	28.17
1404+286	1998-10-30	25.15	25.21	24.87	25.12	24.52
1413+135	2001-01-21	26.34	26.38	26.30	26.33	25.50
1417+385	2002-06-15	27.84	27.86	27.82	27.84	26.93
1418+546	2003-05-09	25.74	25.70	25.52	25.56	25.18
1424+366	1995-04-07	27.27	27.27	27.19	27.26	25.72
1458+718	2001-12-30	27.63	27.50	27.27	27.27	27.31
1502+106	1997-08-18	28.01	27.98	27.67	27.70	27.98
1504-167	2000-01-11	27.72	27.61	27.55	27.52	27.06
1504+377	1997-08-28	26.98	26.93	26.80	26.91	25.53
1508-055	1995-07-28	27.59	27.38	27.11	27.34	26.65
1510-089	2002-11-23	26.97	26.98	26.96	26.95	25.81
1511-100	1997-08-18	27.94	27.89	27.48	27.87	26.74
1514-241	1997-08-18	25.09	25.07	24.80	24.93	24.53
1514+004	1998-06-05	24.80	24.78	24.70	24.70	24.02
1519-273	2002-04-02	27.92	27.85	27.68	27.83	26.79
1532+016	1995-07-28	27.66	27.57	27.29	27.22	27.58
1538+149	2002-08-12	27.12	27.00	26.94	26.87	26.58
1546+027	1996-10-27	27.03	27.09	27.02	27.08	25.52
1548+056	2003-03-01	28.24	28.17	27.99	27.66	28.29
1555+001	2002-08-12	27.75	27.77	27.49	27.75	26.80
1606+106	2003-08-28	27.92	27.94	27.75	27.86	27.45

Continúa en la siguiente página...

Tabla 3.8 – Continuación

Nombre	Fecha (aa-mm-dd)	log L_{tot} (W Hz ⁻¹)	log L_{VLBA} (W Hz ⁻¹)	log L_{un} (W Hz ⁻¹)	log L_{core} (W Hz ⁻¹)	log L_{jet} (W Hz ⁻¹)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
1607+268	1995-07-23	26.38	26.32	25.54	25.66	26.32
1611+343	1995-04-07	28.32	28.35	28.18	28.23	28.02
1622-253	1997-08-18	27.75	27.61	27.55	27.58	26.59
1622-297	1998-06-05	27.54	27.48	27.26	27.30	27.19
1624+416	1999-01-02	27.92	27.86	27.42	27.58	27.91
1633+382	2003-03-29	28.51	28.53	28.42	28.45	28.09
1637+574	2002-05-31	27.43	27.44	27.36	27.41	26.49
1638+398	1997-08-28	28.04	28.04	27.93	28.00	27.28
1641+399	1999-07-19	27.94	27.90	27.60	27.67	27.67
1642+690	2001-12-30	27.32	27.30	27.24	27.24	26.54
1652+398	1995-12-15	24.49	24.30	24.00	24.12	23.83
1655+077	1997-03-13	27.32	27.24	27.14	27.20	26.26
1656+053	1995-07-28	27.41	27.22	26.85	27.20	25.88
1656+477	1997-03-13	27.86	27.84	27.66	27.65	27.68
1726+455	2002-05-31	27.49	27.46	27.40	27.45	26.07
1730-130	1996-10-27	28.48	28.37	28.20	28.35	27.09
1739+522	2003-03-29	27.79	27.84	27.73	27.68	27.59
1741-038	2003-03-01	28.31	28.31	28.12	28.22	27.79
1749+096	1995-07-28	27.23	27.15	27.12	27.15	24.79
1749+701	2002-02-18	27.07	27.09	26.99	26.95	26.71
1751+288	2003-05-09	27.78	27.82	27.76	27.81	26.22
1758+388	1996-05-16	28.25	28.26	28.17	28.23	27.47
1800+440	1996-05-16	27.08	27.23	27.19	27.20	26.21
1803+784	1999-11-06	27.50	27.47	27.29	27.29	27.16
1807+698	2001-12-30	24.99	24.90	24.75	24.69	24.50
1821+107	1998-09-29	27.36	27.27	27.06	27.14	26.94
1823+568	1995-12-15	27.36	27.42	27.35	27.39	26.45
1828+487	2003-03-29	27.58	27.37	27.21	27.21	27.03
1845+797	1997-08-28	25.08	24.47	24.29	24.32	23.94
1849+670	2003-06-15	27.26	27.29	27.23	27.26	26.32
1901+319	1999-05-21	27.11	27.07	26.86	26.91	26.70
1908-201	1998-06-05	28.03	27.96	27.86	27.93	27.08
1921-293	2001-03-15	27.65	27.58	27.37	27.51	26.83
1928+738	2002-06-15	26.90	26.95	26.78	26.77	26.56
1936-155	1998-09-29	28.17	28.08	27.94	28.04	27.31
1937-101	1998-09-29	28.07	27.93	27.65	27.77	27.88
1954-388	1998-06-05	27.45	27.46	27.28	27.38	26.81
1954+513	1999-05-21	27.57	27.56	27.34	27.42	27.25
1957+405	2002-11-23	26.83	25.03	24.29	...	25.05

Continúa en la siguiente página...

Tabla 3.8 – Continuación

Nombre	Fecha (aa-mm-dd)	log L_{tot} (W Hz⁻¹)	log L_{VLBA} (W Hz⁻¹)	log L_{un} (W Hz⁻¹)	log L_{core} (W Hz⁻¹)	log L_{jet} (W Hz⁻¹)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
1958-179	1998-06-05	27.51	27.47	27.39	27.46	25.90
2000-330	1998-09-29	28.18	28.08	27.65	27.77	28.27
2005+403	2001-03-04	28.32	28.29	27.64	28.13	28.10
2007+777	1994-08-31	26.65	26.50	26.38	26.38	26.00
2008-159	2003-06-15	27.86	27.89	27.78	27.88	26.57
2010+463	2002-11-23
2021+317	1995-04-07
2021+614	1997-08-28	26.50	26.53	26.01	...	26.60
2029+121	1998-12-05	27.56	27.59	27.38	27.48	27.17
2037+511	2002-10-09	28.28	28.22	28.04	28.10	27.87
2059+034	1998-12-05	27.41	27.43	27.34	27.39	26.49
2113+293	1995-04-07	27.70	27.73	27.75	27.72	26.52
2121+053	1999-11-06	28.32	28.35	28.26	28.26	27.99
2126-158	1998-09-29	28.45	28.44	28.31	28.41	27.75
2128-123	1999-11-06	27.27	27.18	26.86	26.47	27.21
2128+048	2002-10-20	27.30	27.08	26.25	...	27.29
2131-021	2003-05-09	28.00	27.97	27.33	27.69	27.90
2134+004	1996-10-27	28.75	28.60	28.16	28.26	28.67
2136+141	2002-11-23	28.58	28.57	28.25	28.44	28.36
2144+092	1996-10-27	27.38	27.41	27.29	27.25	27.13
2145+067	1999-11-06	28.44	28.43	28.20	28.32	28.00
2155-152	2002-10-20	27.40	27.40	27.20	27.19	27.14
2200+420	1996-05-16	25.77	25.79	25.48	25.50	25.48
2201+171	2003-06-15	27.76	27.78	27.67	27.72	27.13
2201+315	2001-12-22	26.86	26.86	26.78	26.78	26.18
2209+236	1996-10-27	27.72	27.72	27.50	27.71	26.35
2216-038	2002-05-31	27.75	27.73	27.55	27.63	27.22
2223-052	2000-01-11	28.58	28.38	28.14	28.34	27.57
2227-088	2002-10-20	28.11	28.12	28.06	28.10	27.15
2230+114	1998-03-07	28.16	28.11	27.94	28.00	27.70
2234+282	2001-01-21	27.35	27.38	27.13	26.88	27.39
2243-123	1997-03-10	27.45	27.42	27.31	27.30	26.97
2251+158	1996-05-16	28.32	28.29	27.86	27.76	28.33
2255-282	1997-08-18	28.19	28.18	28.09	28.18	26.51
2318+049	1998-09-29	27.08	27.09	26.98	27.08	25.45
2329-162	1998-06-05	27.56	27.46	26.86	27.32	27.11
2331+073	2002-06-15	26.70	26.70	26.50	26.55	26.28
2345-167	1995-07-28	27.36	27.34	27.05	27.10	27.11
2351+456	2002-05-31	28.37	28.23	28.02	28.10	27.96

Los diferentes flujos KY05 definen los **índices de compacticidad** a diferentes escalas:

- Compacticidad del core a escalas de segundos de arco: $C_{Vt} \equiv F_{VLBA}/F_{tot}$.
- Compacticidad a escalas de sub-milisegundos de arco: $C_{un} \equiv F_{un}/F_{VLBA}$
- Compacticidad del jet : $C_{jet} \equiv F_{jet}/F_{VLBA}$

En la Tabla 3.9 se muestran los índices de compacticidad, así como la temperatura de brillo. La columna (1) es el nombre del objeto, la (2) es la compacticidad del core a escalas de segundos de arco, la (3) es la compacticidad a escalas de sub-milisegundos de arco, la (4) es la compacticidad del jet y (5) es la temperatura de brillo.

Tabla 3.9: Índices de compacticidad y temperatura de brillo para 250 NAGs.

Nombre (1)	C_{Vt} (2)	C_{un} (3)	C_{jet} (4)	T_b (10^{12} K) (5)	Nombre (1)	C_{Vt} (2)	C_{un} (3)	C_{jet} (4)	T_b (10^{12} K) (5)
0003-066	0.91 ± 0.09	0.86 ± 0.09	0.19 ± 0.03	>0.46	1144+402	0.96 ± 0.10	0.79 ± 0.08	0.01 ± 0.00	0.22
0007+106	1.06 ± 0.11	0.87 ± 0.09	0.00 ± 0.00	0.91	1145-071	0.81 ± 0.08	0.39 ± 0.04	0.09 ± 0.01	0.14
0014+813	0.94 ± 0.09	0.51 ± 0.05	0.21 ± 0.03	0.12	1148-001	0.96 ± 0.10	0.28 ± 0.03	0.55 ± 0.08	>0.54
0016+731	0.95 ± 0.10	0.88 ± 0.09	0.04 ± 0.01	1.39	1150+812	1.06 ± 0.11	0.64 ± 0.06	0.29 ± 0.04	0.67
0026+346	0.93 ± 0.09	0.32 ± 0.03	1.00 ± 0.15	...	1155+251	0.60 ± 0.06	0.58 ± 0.06	0.50 ± 0.08	>0.02
0035+413	0.94 ± 0.09	0.62 ± 0.06	0.19 ± 0.03	0.06	1156+295	1.18 ± 0.12	0.91 ± 0.09	0.03 ± 0.00	4.95
0039+230	1.07 ± 0.11	0.29 ± 0.03	0.64 ± 0.10	>0.01	1213-172	0.92 ± 0.09	0.38 ± 0.04	0.80 ± 0.12	>0.53
0048-097	0.77 ± 0.08	1.00 ± 0.10	0.006 ± 0.001	>2.37	1219+044	1.12 ± 0.11	0.98 ± 0.10	0.02 ± 0.00	>9.73
0055+300	1.17 ± 0.12	0.40 ± 0.04	0.43 ± 0.06	>0.11	1219+285	0.64 ± 0.06	0.52 ± 0.05	0.37 ± 0.06	0.09
0059+581	1.06 ± 0.11	0.82 ± 0.08	0.02 ± 0.00	>1.22	1222+216	0.82 ± 0.08	0.79 ± 0.08	0.20 ± 0.03	0.45
0106+013	1.00 ± 0.10	0.70 ± 0.07	0.22 ± 0.03	2.47	1226+023	0.81 ± 0.08	0.25 ± 0.03	0.94 ± 0.14	>1.69
0108+388	0.87 ± 0.09	0.37 ± 0.04	0.72 ± 0.11	0.02	1228+126	0.09 ± 0.01	0.28 ± 0.03	0.47 ± 0.07	0.07
0109+224	0.99 ± 0.10	0.77 ± 0.08	0.05 ± 0.01	>0.77	1244-255	0.84 ± 0.08	0.87 ± 0.09	0.10 ± 0.01	0.80
0112-017	0.88 ± 0.09	0.56 ± 0.06	0.41 ± 0.06	>0.83	1253-055	0.83 ± 0.08	0.61 ± 0.06	0.18 ± 0.03	>8.76
0113-118	0.95 ± 0.09	0.65 ± 0.07	0.24 ± 0.04	0.53	1255-316	0.48 ± 0.05	0.42 ± 0.04	0.07 ± 0.01	0.07
0119+041	1.02 ± 0.10	0.56 ± 0.06	0.13 ± 0.02	0.17	1302-102	0.86 ± 0.09	0.65 ± 0.07	0.23 ± 0.03	>0.37
0119+115	1.00 ± 0.10	0.70 ± 0.07	0.11 ± 0.02	0.23	1308+326	1.05 ± 0.10	0.79 ± 0.08	0.13 ± 0.02	1.47
0122-003	0.98 ± 0.10	0.28 ± 0.03	0.26 ± 0.04	0.36	1313-333	0.78 ± 0.08	0.56 ± 0.06	0.30 ± 0.05	0.55
0133-203	0.84 ± 0.08	0.49 ± 0.05	0.07 ± 0.01	0.04	1323+321	0.63 ± 0.06	0.09 ± 0.01	1.00 ± 0.15	...
0133+476	1.05 ± 0.10	0.87 ± 0.09	0.05 ± 0.01	4.99	1324+224	0.98 ± 0.10	0.71 ± 0.07	0.15 ± 0.02	0.21
0138-097	1.00 ± 0.10	0.54 ± 0.05	0.23 ± 0.03	0.05	1328+307	0.85 ± 0.04	0.16 ± 0.02	1.00 ± 0.15	...
0146+056	1.04 ± 0.10	0.48 ± 0.05	0.29 ± 0.04	0.27	1334-127	1.14 ± 0.11	0.81 ± 0.08	0.17 ± 0.03	>31.90
0149+218	1.05 ± 0.11	0.97 ± 0.10	0.06 ± 0.01	>1.40	1345+125	0.70 ± 0.07	0.07 ± 0.01	1.00 ± 0.15	...
0153+744	0.76 ± 0.08	0.54 ± 0.05	0.49 ± 0.07	0.26	1354-152	0.92 ± 0.09	0.96 ± 0.10	0.01 ± 0.00	>2.94
0201+113	0.98 ± 0.10	0.78 ± 0.08	0.25 ± 0.04	>0.94	1354+195	0.90 ± 0.09	0.63 ± 0.06	0.13 ± 0.02	0.29
0202+149	0.74 ± 0.07	0.79 ± 0.08	0.12 ± 0.02	0.48	1402+044	0.86 ± 0.09	0.59 ± 0.06	0.45 ± 0.07	0.44
0202+319	1.00 ± 0.10	0.80 ± 0.08	0.02 ± 0.00	1.29	1404+286	1.14 ± 0.11	0.45 ± 0.05	0.19 ± 0.03	0.04
0212+735	0.76 ± 0.08	0.65 ± 0.06	0.11 ± 0.02	1.08	1413+135	1.08 ± 0.11	0.84 ± 0.08	0.11 ± 0.02	4.09
0215+015	0.90 ± 0.09	0.85 ± 0.08	0.11 ± 0.02	1.74	1417+385	1.06 ± 0.11	0.90 ± 0.09	0.06 ± 0.01	4.72
0218+357	0.99 ± 0.10	0.27 ± 0.03	0.52 ± 0.08	0.05	1418+546	0.92 ± 0.09	0.66 ± 0.07	0.27 ± 0.04	>0.32
0221+067	0.99 ± 0.10	0.47 ± 0.05	0.11 ± 0.02	>0.59	1424+366	1.00 ± 0.10	0.83 ± 0.08	0.02 ± 0.00	>1.14
0224+671	1.08 ± 0.11	0.63 ± 0.06	0.55 ± 0.08	>0.39	1458+718	0.74 ± 0.07	0.59 ± 0.06	0.41 ± 0.06	2.81
0234+285	1.00 ± 0.10	0.55 ± 0.05	0.86 ± 0.13	>0.45	1502+106	0.93 ± 0.09	0.49 ± 0.05	0.47 ± 0.07	>1.47
0235+164	1.06 ± 0.11	0.85 ± 0.08	0.03 ± 0.00	0.91	1504-167	0.78 ± 0.08	0.87 ± 0.09	0.18 ± 0.03	0.75
0238-084	0.80 ± 0.08	0.18 ± 0.02	1.00 ± 0.15	...	1504+377	0.89 ± 0.09	0.75 ± 0.07	0.03 ± 0.00	0.13
0248+430	0.81 ± 0.08	0.38 ± 0.04	0.57 ± 0.09	0.11	1508-055	0.63 ± 0.06	0.53 ± 0.05	0.11 ± 0.02	>0.78

Continúa en la siguiente página...

Tabla 3.9 – Continuación

Nombre (1)	T_b (10^{12} K)				Nombre (1)	T_b (10^{12} K)			
	C_{Vt} (2)	C_{un} (3)	C_{jet} (4)	(5)		C_{Vt} (2)	C_{un} (3)	C_{jet} (4)	(5)
0300+470	0.94 ± 0.09	0.79 ± 0.08	0.20 ± 0.03	>0.85	1510-089	1.02 ± 0.10	0.96 ± 0.10	0.05 ± 0.01	>5.60
0310+013	0.80 ± 0.08	0.63 ± 0.06	0.25 ± 0.04	0.04	1511-100	0.89 ± 0.09	0.39 ± 0.04	0.04 ± 0.01	>1.48
0316+162	0.31 ± 0.03	0.23 ± 0.02	1.00 ± 0.15	...	1514-241	0.97 ± 0.10	0.54 ± 0.05	0.27 ± 0.04	0.06
0316+413	0.64 ± 0.06	0.17 ± 0.02	0.65 ± 0.10	0.15	1514+004	0.95 ± 0.10	0.83 ± 0.08	0.17 ± 0.03	>0.22
0333+321	0.88 ± 0.09	0.74 ± 0.07	0.17 ± 0.03	1.29	1519-273	0.87 ± 0.09	0.67 ± 0.07	0.05 ± 0.01	0.51
0336-019	0.90 ± 0.09	0.67 ± 0.07	0.21 ± 0.03	>3.24	1532+016	0.80 ± 0.08	0.53 ± 0.05	0.56 ± 0.08	0.07
0355+508	0.98 ± 0.10	0.53 ± 0.05	0.02 ± 0.00	>0.74	1538+149	0.77 ± 0.08	0.87 ± 0.09	0.27 ± 0.04	>0.84
0402-362	0.73 ± 0.07	0.78 ± 0.08	0.04 ± 0.01	0.47	1546+027	1.13 ± 0.11	0.87 ± 0.09	0.02 ± 0.00	>2.72
0403-132	0.59 ± 0.06	0.91 ± 0.09	0.04 ± 0.01	0.82	1548+056	0.87 ± 0.09	0.66 ± 0.07	0.70 ± 0.10	>0.93
0405-385	0.86 ± 0.09	0.66 ± 0.07	0.05 ± 0.01	0.34	1555+001	1.06 ± 0.11	0.53 ± 0.05	0.05 ± 0.01	>0.95
0415+379	0.86 ± 0.09	0.31 ± 0.03	0.57 ± 0.08	>0.67	1606+106	1.05 ± 0.11	0.64 ± 0.06	0.18 ± 0.03	0.67
0420-014	0.95 ± 0.09	0.72 ± 0.07	0.18 ± 0.03	>51.80	1607+268	0.86 ± 0.09	0.17 ± 0.02	0.78 ± 0.12	0.01
0420+022	0.98 ± 0.10	0.67 ± 0.07	0.09 ± 0.01	0.56	1611+343	1.07 ± 0.11	0.67 ± 0.07	0.25 ± 0.04	2.20
0422+004	1.07 ± 0.11	0.90 ± 0.09	0.11 ± 0.02	>1.38	1622-253	0.73 ± 0.07	0.87 ± 0.09	0.06 ± 0.01	>8.47
0429+415	0.59 ± 0.06	0.13 ± 0.01	1.00 ± 0.15	...	1622-297	0.87 ± 0.09	0.60 ± 0.06	0.34 ± 0.05	>1.39
0430+052	0.63 ± 0.06	0.41 ± 0.04	0.45 ± 0.07	>0.92	1624+416	0.86 ± 0.09	0.37 ± 0.04	0.47 ± 0.07	0.21
0438-436	0.71 ± 0.07	0.57 ± 0.06	0.011 ± 0.002	0.56	1633+382	1.05 ± 0.10	0.76 ± 0.08	0.17 ± 0.03	4.81
0440-003	0.67 ± 0.07	0.55 ± 0.06	0.34 ± 0.05	0.23	1637+574	1.04 ± 0.10	0.82 ± 0.08	0.07 ± 0.01	0.85
0446+112	0.91 ± 0.09	0.76 ± 0.08	0.11 ± 0.02	>2.74	1638+398	1.00 ± 0.10	0.76 ± 0.08	0.09 ± 0.01	1.12
0454-234	0.91 ± 0.09	0.21 ± 0.02	0.04 ± 0.01	>2.13	1641+399	0.93 ± 0.09	0.50 ± 0.05	0.42 ± 0.06	5.42
0454+844	0.97 ± 0.10	0.68 ± 0.07	0.15 ± 0.02	>0.04	1642+690	0.96 ± 0.10	0.88 ± 0.09	0.12 ± 0.02	>3.19
0458-020	0.85 ± 0.08	0.67 ± 0.07	0.15 ± 0.02	1.06	1652+398	0.64 ± 0.06	0.51 ± 0.05	0.33 ± 0.05	0.06
0521-365	0.40 ± 0.04	0.67 ± 0.07	0.22 ± 0.03	>0.31	1655+077	0.82 ± 0.08	0.79 ± 0.08	0.08 ± 0.01	0.26
0524+034	1.11 ± 0.11	0.90 ± 0.09	0.08 ± 0.01	>0.44	1656+053	0.64 ± 0.06	0.43 ± 0.04	0.03 ± 0.00	>0.13
0528+134	1.06 ± 0.11	0.53 ± 0.05	0.11 ± 0.02	>20.60	1656+477	0.95 ± 0.10	0.66 ± 0.07	0.35 ± 0.05	1.06
0529+075	0.98 ± 0.10	0.07 ± 0.01	0.20 ± 0.03	>0.01	1726+455	0.94 ± 0.09	0.86 ± 0.09	0.03 ± 0.00	1.59
0529+483	0.99 ± 0.10	0.78 ± 0.08	0.30 ± 0.05	>7.89	1730-130	0.77 ± 0.08	0.68 ± 0.07	0.03 ± 0.01	>15.00
0537-286	0.59 ± 0.06	0.70 ± 0.07	0.03 ± 0.01	1.95	1739+522	1.13 ± 0.11	0.78 ± 0.08	0.31 ± 0.05	1.32
0552+398	1.00 ± 0.10	0.35 ± 0.04	0.29 ± 0.04	1.12	1741-038	0.99 ± 0.10	0.65 ± 0.07	0.18 ± 0.03	>20.30
0602+673	1.10 ± 0.11	0.67 ± 0.07	0.06 ± 0.01	0.28	1749+096	0.83 ± 0.08	0.92 ± 0.09	0.00 ± 0.00	>13.40
0605-085	0.68 ± 0.07	0.44 ± 0.04	0.05 ± 0.01	>0.24	1749+701	1.05 ± 0.11	0.80 ± 0.08	0.28 ± 0.04	>0.83
0607-157	0.92 ± 0.09	0.68 ± 0.07	0.05 ± 0.01	1.34	1751+288	1.10 ± 0.11	0.88 ± 0.09	0.01 ± 0.00	>0.71
0615+820	1.08 ± 0.11	0.33 ± 0.03	0.44 ± 0.07	0.05	1758+388	1.03 ± 0.10	0.81 ± 0.08	0.07 ± 0.01	1.47
0642+449	0.96 ± 0.10	0.39 ± 0.04	0.32 ± 0.05	4.32	1800+440	1.41 ± 0.14	0.92 ± 0.09	0.07 ± 0.01	>9.35
0648-165	0.94 ± 0.09	0.51 ± 0.05	0.13 ± 0.02	>2.55	1803+784	0.93 ± 0.09	0.66 ± 0.07	0.34 ± 0.05	1.25
0707+476	0.87 ± 0.09	0.77 ± 0.08	0.20 ± 0.03	0.38	1807+698	0.82 ± 0.08	0.70 ± 0.07	0.39 ± 0.06	>0.34
0710+439	0.63 ± 0.06	0.28 ± 0.03	1.00 ± 0.15	...	1821+107	0.81 ± 0.08	0.62 ± 0.06	0.26 ± 0.04	0.07

Continúa en la siguiente página...

Tabla 3.9 – Continuación

Nombre (1)	C_{vt} (2)	C_{un} (3)	C_{jet} (4)	T_b (10^{12} K) (5)	Nombre (1)	C_{vt} (2)	C_{un} (3)	C_{jet} (4)	T_b (10^{12} K) (5)	C_{jet} (4)	C_{un} (3)	T_b (10^{12} K) (5)
0711+356	1.00 ± 0.10	0.23 ± 0.02	0.35 ± 0.05	0.01	1823+568	1.15 ± 0.11	0.84 ± 0.08	0.07 ± 0.01	1.21			
0716+714	1.08 ± 0.11	0.98 ± 0.10	0.04 ± 0.01	>18.50	1828+487	0.62 ± 0.06	0.68 ± 0.07	0.31 ± 0.05	>2.26			
0723-008	0.92 ± 0.09	0.51 ± 0.05	0.43 ± 0.06	>0.24	1845+797	0.25 ± 0.02	0.67 ± 0.07	0.29 ± 0.04	>0.10			
0727-115	0.95 ± 0.10	0.74 ± 0.07	0.12 ± 0.02	4.55	1849+670	1.09 ± 0.11	0.87 ± 0.09	0.07 ± 0.01	1.76			
0730+504	1.14 ± 0.11	0.86 ± 0.09	0.08 ± 0.01	0.94	1901+319	0.92 ± 0.09	0.62 ± 0.06	0.30 ± 0.05	0.73			
0735+178	0.89 ± 0.09	0.50 ± 0.05	0.42 ± 0.06	>0.24	1908-201	0.85 ± 0.09	0.78 ± 0.08	0.08 ± 0.01	0.53			
0736+017	0.86 ± 0.09	0.60 ± 0.06	0.19 ± 0.03	>2.51	1921-293	0.86 ± 0.09	0.62 ± 0.06	0.14 ± 0.02	1.91			
0738+313	1.08 ± 0.11	0.59 ± 0.06	0.55 ± 0.08	>0.65	1928+738	1.12 ± 0.11	0.68 ± 0.07	0.34 ± 0.05	1.37			
0742+103	0.95 ± 0.09	0.26 ± 0.03	0.43 ± 0.06	0.09	1936-155	0.82 ± 0.08	0.71 ± 0.07	0.08 ± 0.01	1.87			
0745+241	1.08 ± 0.11	0.68 ± 0.07	0.13 ± 0.02	0.57	1937-101	0.71 ± 0.07	0.53 ± 0.05	0.30 ± 0.05	0.15			
0748+126	1.10 ± 0.11	0.75 ± 0.07	0.09 ± 0.01	2.03	1954-388	1.02 ± 0.10	0.67 ± 0.07	0.16 ± 0.02	0.50			
0754+100	0.93 ± 0.09	0.76 ± 0.08	0.22 ± 0.03	0.79	1954+513	0.99 ± 0.10	0.60 ± 0.06	0.28 ± 0.04	0.75			
0804+499	1.09 ± 0.11	0.84 ± 0.08	0.11 ± 0.02	1.45	1957+405	0.016 ± 0.002	0.18 ± 0.02	1.00 ± 0.15	...			
0805-077	0.97 ± 0.10	0.75 ± 0.07	0.15 ± 0.02	0.78	1958-179	0.92 ± 0.09	0.83 ± 0.08	0.02 ± 0.00	1.28			
0808+019	0.84 ± 0.08	0.94 ± 0.09	0.05 ± 0.01	>9.19	2000-330	0.80 ± 0.08	0.37 ± 0.04	0.51 ± 0.08	0.25			
0814+425	0.91 ± 0.09	0.84 ± 0.08	0.16 ± 0.02	>1.40	2005+403	0.93 ± 0.09	0.22 ± 0.02	0.32 ± 0.05	0.22			
0821+394	0.85 ± 0.08	0.91 ± 0.09	0.02 ± 0.00	2.23	2007+777	0.71 ± 0.07	0.74 ± 0.07	0.26 ± 0.04	>0.23			
0823+033	0.86 ± 0.09	0.83 ± 0.08	0.20 ± 0.03	1.72	2008-159	1.08 ± 0.11	0.78 ± 0.08	0.03 ± 0.00	0.84			
0827+243	1.03 ± 0.10	0.80 ± 0.08	0.09 ± 0.01	1.93	2010+463	0.85 ± 0.08	0.82 ± 0.08	0.11 ± 0.02	>0.02			
0829+046	1.10 ± 0.11	0.56 ± 0.06	0.44 ± 0.07	>0.82	2021+317	0.99 ± 0.10	0.42 ± 0.04	0.19 ± 0.03	>0.07			
0831+557	0.48 ± 0.05	0.11 ± 0.01	1.00 ± 0.15	...	2021+614	1.07 ± 0.11	0.30 ± 0.03	1.00 ± 0.15	...			
0834-201	0.85 ± 0.09	0.51 ± 0.05	0.05 ± 0.01	1.10	2029+121	1.06 ± 0.11	0.62 ± 0.06	0.22 ± 0.03	0.34			
0836+710	1.05 ± 0.11	0.59 ± 0.06	0.49 ± 0.07	6.18	2037+511	0.86 ± 0.09	0.67 ± 0.07	0.23 ± 0.03	0.83			
0838+133	0.70 ± 0.07	0.51 ± 0.05	0.39 ± 0.06	0.22	2059+034	1.04 ± 0.10	0.83 ± 0.08	0.07 ± 0.01	0.36			
0850+581	0.74 ± 0.07	0.63 ± 0.06	0.87 ± 0.13	>0.11	2113+293	1.07 ± 0.11	1.03 ± 0.10	0.02 ± 0.00	>0.93			
0851+202	0.99 ± 0.10	0.80 ± 0.08	0.14 ± 0.02	>3.89	2121+053	1.08 ± 0.11	0.80 ± 0.08	0.20 ± 0.03	>7.39			
0859-140	0.96 ± 0.10	0.70 ± 0.07	0.26 ± 0.04	>1.58	2126-158	0.98 ± 0.10	0.74 ± 0.07	0.07 ± 0.01	0.86			
0859+470	0.74 ± 0.07	0.68 ± 0.07	0.24 ± 0.04	0.38	2128-123	0.81 ± 0.08	0.47 ± 0.05	0.81 ± 0.12	>0.13			
0906+015	1.09 ± 0.11	0.74 ± 0.07	0.14 ± 0.02	>0.98	2128+048	0.60 ± 0.06	0.15 ± 0.01	1.00 ± 0.15	...			
0917+449	1.01 ± 0.10	0.75 ± 0.08	0.29 ± 0.04	>2.62	2131-021	0.94 ± 0.09	0.23 ± 0.02	0.47 ± 0.07	>0.74			
0917+624	1.01 ± 0.10	0.66 ± 0.07	0.29 ± 0.04	0.27	2134+004	0.72 ± 0.07	0.36 ± 0.04	0.55 ± 0.08	>1.31			
0919-260	0.79 ± 0.08	0.60 ± 0.06	0.14 ± 0.02	0.47	2136+141	0.99 ± 0.10	0.48 ± 0.05	0.26 ± 0.04	2.30			
0923+392	1.02 ± 0.10	0.29 ± 0.03	0.98 ± 0.15	0.02	2144+092	1.07 ± 0.11	0.75 ± 0.08	0.31 ± 0.05	>0.98			
0945+408	0.89 ± 0.09	0.66 ± 0.07	0.37 ± 0.06	>2.73	2145+067	0.97 ± 0.10	0.58 ± 0.06	0.23 ± 0.03	6.01			
0953+254	1.09 ± 0.11	0.42 ± 0.04	0.73 ± 0.11	>0.21	2155-152	1.00 ± 0.10	0.63 ± 0.06	0.38 ± 0.06	>0.65			
0954+658	1.08 ± 0.11	0.84 ± 0.08	0.18 ± 0.03	>0.91	2200+420	1.04 ± 0.10	0.49 ± 0.05	0.48 ± 0.07	>1.45			
0955+476	1.15 ± 0.12	0.67 ± 0.07	0.02 ± 0.00	0.60	2201+171	1.05 ± 0.10	0.78 ± 0.08	0.13 ± 0.02	>9.49			

Continúa en la siguiente página...

Tabla 3.9 – Continuación

Nombre (1)	T_b (10^{12} K)				Nombre (1)	T_b (10^{12} K)			
	C_{Vt} (2)	C_{un} (3)	C_{jet} (4)	(5)		C_{Vt} (2)	C_{un} (3)	C_{jet} (4)	(5)
1012+232	0.73 ± 0.07	0.76 ± 0.08	0.07 ± 0.01	>1.67	2201+315	0.99 ± 0.10	0.83 ± 0.08	0.17 ± 0.03	>2.77
1015+359	1.04 ± 0.10	0.79 ± 0.08	0.13 ± 0.02	0.53	2209+236	0.99 ± 0.10	0.60 ± 0.06	0.03 ± 0.00	2.04
1032-199	0.99 ± 0.10	0.46 ± 0.05	0.06 ± 0.01	0.11	2216-038	0.95 ± 0.10	0.65 ± 0.07	0.20 ± 0.03	0.70
1034-293	1.03 ± 0.10	0.73 ± 0.07	0.09 ± 0.01	>0.91	2223-052	0.63 ± 0.06	0.57 ± 0.06	0.08 ± 0.01	>6.53
1036+054	1.02 ± 0.10	0.88 ± 0.09	0.02 ± 0.00	>0.71	2227-088	1.03 ± 0.10	0.87 ± 0.09	0.06 ± 0.01	2.05
1038+064	1.01 ± 0.10	0.79 ± 0.08	0.17 ± 0.03	1.52	2230+114	0.89 ± 0.09	0.67 ± 0.07	0.24 ± 0.04	>12.70
1045-188	1.05 ± 0.10	0.90 ± 0.09	0.11 ± 0.02	>0.44	2234+282	1.07 ± 0.11	0.57 ± 0.06	0.68 ± 0.10	0.04
1049+215	1.03 ± 0.10	0.35 ± 0.04	0.15 ± 0.02	0.58	2243-123	0.95 ± 0.09	0.78 ± 0.08	0.25 ± 0.04	0.51
1055+018	0.93 ± 0.09	0.81 ± 0.08	0.07 ± 0.01	>13.60	2251+158	0.94 ± 0.09	0.37 ± 0.04	0.71 ± 0.11	1.05
1055+201	0.70 ± 0.07	0.79 ± 0.08	0.32 ± 0.05	>0.25	2255-282	1.00 ± 0.10	0.81 ± 0.08	0.01 ± 0.00	>22.40
1101+384	0.75 ± 0.08	0.75 ± 0.08	0.13 ± 0.02	0.22	2318+049	1.03 ± 0.10	0.77 ± 0.08	0.02 ± 0.00	0.25
1116+128	0.71 ± 0.07	0.49 ± 0.05	0.41 ± 0.06	0.34	2329-162	0.79 ± 0.08	0.25 ± 0.03	0.27 ± 0.04	0.05
1124-186	0.99 ± 0.10	0.82 ± 0.08	0.05 ± 0.01	>6.15	2331+073	1.02 ± 0.10	0.62 ± 0.06	0.30 ± 0.04	>1.75
1127-145	0.90 ± 0.09	0.57 ± 0.06	0.42 ± 0.06	2.60	2345-167	0.96 ± 0.10	0.51 ± 0.05	0.43 ± 0.06	>1.10
1128+385	0.95 ± 0.10	0.93 ± 0.09	0.06 ± 0.01	>4.94	2351+456	0.73 ± 0.07	0.62 ± 0.06	0.25 ± 0.04	0.85

3.3.2. Parámetros intrínsecos de los jets

Los flujos relativistas en los NAGs pueden ser caracterizados por dos parámetros intrínsecos. Estos son la velocidad del flujo que forma el jet, o el factor de Lorentz Γ , y el ángulo de visión θ . Este ángulo es el que hay entre la línea de visión y el eje del jet. Estos parámetros se pueden deducir si se conoce la velocidad aparente superlumínica del jet β_{app} y el factor Doppler del jet.

La velocidad aparente del jet β_{app} para 167 NAGs de la nuestra muestra, se extrajo de la página de MOJAVE⁹ y los datos están basados en el procedimiento descrito en Kellermann et al. (2004). Básicamente, lo que estos autores hicieron fue primero determinar la velocidad angular radial μ de cada una de las componentes (nudos) que forman al jet, relativo a la posición del core. Para esto usaron las observaciones realizadas de al menos tres épocas diferentes, que son parte del monitoreo realizado entre 1994-2001 descrito en KY05. Una vez obtenido μ , calcularon la velocidad aparente $\beta_{app} = 1.58 \times 10^{-2} \mu D_A (1+z)$, donde D_A es la distancia angular del tamaño de la fuente dado el corrimiento al rojo z dado en Mpc y μ en miliarcosegundos. El valor que reportan en la página de MOJAVE para β_{app} está dado por la máxima velocidad medida para cualquiera de las componentes del jet en unidades de c , la velocidad de la luz.

Por otro lado, el procedimiento para estimar el factor Doppler δ_{var} se describe en detalle en Lähteenmäki & Valtaoja (1999), de aquí en adelante LV99. Este se basa principalmente, en asumir equipartición de energía entre la radiación de partículas y el campo magnético. Readhead (1994) sugiere que el valor máximo para la temperatura de brillo intrínseca $T_{b,int}$ para radio-fuentes es la temperatura de brillo en equipartición, $T_{eq} = 5 \times 10^{10}$ K, más que el valor de 10^{12} K basado en la teoría de la catástrofe Compton inversa. Así, con los datos de un monitoreo de 20 años entre 22 y 37 GHz, LV99 calculan el factor Doppler δ_{var} a partir de las variaciones en la densidad total de flujo y la variabilidad observada en la temperatura de brillo $T_{b,var}$ con la siguiente expresión: $\delta_{var} = \left(\frac{T_{b,var}}{T_{b,int}}\right)^{1/3}$.

Con los parámetros más recientes de β_{app} y δ_{var} , este último parámetro tomado de Hovatta et al. (2009) pudimos estimar el factor de Lorentz Γ_{var} y el ángulo de visión para

⁹<http://www.physics.purdue.edu/astro/MOJAVE/index.html>

71 NAGs de nuestra muestra con las expresiones dadas en LV99:

$$\Gamma_{var} = \frac{\beta_{app}^2 + \delta_{var}^2 + 1}{2\delta_{var}} \quad (3.0)$$

$$\theta_{var} = \arctan \frac{2\beta_{app}}{\beta_{app}^2 + \delta_{var}^2 - 1} \quad (3.0)$$

En la Tabla 3.10 se muestran los parámetros de los jets para 183 NAGs. La columna (1) es el nombre del objeto, la (2) es la velocidad angular radial en milisegundos de arco por año, la (3) es la velocidad aparente en unidades de c , la (4) es el factor Doppler estimado por Hovatta et al. recalculado para nuestra cosmología, la (5) y (6) son el factor de Lorentz y el ángulo de visión del jet estimadas con las ecuaciones (3.3.2) y (3.3.2), respectivamente.

La velocidad aparente está en un rango de $0.03 c \leq \beta_{app} \leq 50.02 c$ y en promedio para los 167 NAGs de la muestra fue de $\beta_{app}=10.36 c$, mientras que el factor Doppler (83 NAGs) se encuentra en un rango de $0.33 \leq \delta_{var} \leq 28.24$, el factor de Lorentz para los 71 NAGs en los que fue posible estimarlo, tiene un valor entre $1.01 \leq \Gamma_{var} \leq 63.63$ y el ángulo de visión entre $0.08^\circ \leq \theta_{var} \leq 63.22^\circ$.

Tabla 3.10: Parámetros de los jets para 183 NACs.

Nombre (1)	μ (mas/año) (2)	β_{app} (c) (3)	δ_{var} (4)	Γ_{var} (5)	θ_{var} (6)	Nombre (1)	μ (mas/año) (2)	β_{app} (c) (3)	δ_{var} (4)	Γ_{var} (5)	θ_{var} (6)
0003-066	0.12 ± 0.02	2.66 ± 0.35	5.18	3.37	9.18	1156+295	0.61 ± 0.05	24.85 ± 1.84	29.00	25.16	1.95
0007+106	0.17 ± 0.02	0.98 ± 0.09	1.71	1.43	34.20	1213-172	0.21 ± 0.04
0016+731	0.09 ± 0.01	6.67 ± 0.38	8.08	6.85	6.99	1219+044	0.07 ± 0.02	3.36 ± 1.02
0026+346	0.15 ± 0.12	4.70 ± 3.69	1219+285	0.48 ± 0.03	3.21 ± 0.20	1.25	5.15	30.57
0035+413	0.13 ± 0.02	8.38 ± 1.29	1222+216	0.80 ± 0.07	21.12 ± 1.89	5.31	44.75	5.10
0048-097	0.34 ± 0.07	...	9.82	1226+023	1.32 ± 0.04	13.59 ± 0.43	17.34	14.02	3.21
0055+300	0.15 ± 0.03	0.16 ± 0.03	1228+126	0.11 ± 0.02	0.03 ± 0.00
0059+581	0.30 ± 0.02	11.10 ± 0.85	14.37	11.51	3.86	1253-055	0.65 ± 0.03	20.64 ± 0.79	24.42	20.95	2.31
0106+013	0.31 ± 0.05	26.16 ± 3.87	18.78	27.64	2.89	1302-102	0.31 ± 0.05	5.46 ± 0.88
0112-017	0.02 ± 0.03	1.04 ± 1.95	1308+326	0.53 ± 0.02	27.50 ± 1.15	15.73	31.94	3.14
0119+041	0.05 ± 0.03	1.68 ± 1.10	1323+321	0.14 ± 0.00	3.25 ± 0.00
0119+115	0.51 ± 0.02	17.14 ± 0.67	1324+224	21.63
0133+476	0.28 ± 0.05	12.95 ± 2.52	21.12	14.55	2.42	1334-127	0.32 ± 0.03	10.29 ± 0.96
0149+218	0.29 ± 0.03	18.41 ± 1.90	5.23	35.11	5.76	1345+125	0.15 ± 0.02	1.23 ± 0.14
0153+744	0.07 ± 0.02	6.24 ± 1.78	1404+286	0.07 ± 0.04	0.36 ± 0.20
0202+149	0.34 ± 0.02	8.31 ± 0.50	15.42	9.98	3.11	1413+135	0.12 ± 0.01	1.86 ± 0.19	12.48	6.42	1.35
0202+319	0.12 ± 0.01	8.23 ± 0.75	1417+385	0.20 ± 0.04	15.27 ± 2.96
0212+735	0.08 ± 0.00	7.35 ± 0.27	8.64	7.50	6.57	1418+546	5.24
0215+015	0.45 ± 0.03	33.87 ± 2.02	1458+718	0.14 ± 0.01	6.84 ± 0.34
0224+671	0.38 ± 0.02	11.67 ± 0.47	8.31	12.41	6.52	1502+106	0.19 ± 0.02	14.60 ± 1.17	12.24	14.87	4.61
0234+285	0.20 ± 0.01	12.23 ± 0.84	16.37	12.78	3.36	1504-167	0.09 ± 0.01	4.30 ± 0.47
0235+164	24.42	1504+377	0.19 ± 0.09	7.34 ± 3.42
0238-084	1.05 ± 0.25	0.35 ± 0.08	1508-055	0.31 ± 0.20	18.53 ± 11.84
0300+470	0.29 ± 0.02	1510-089	0.91 ± 0.05	20.29 ± 1.16	17.02	20.63	3.32
0316+413	0.27 ± 0.06	0.32 ± 0.07	0.34	1.79	50.70	1532+016	0.21 ± 0.01	13.99 ± 0.67

Continúa en la siguiente página...

Tabla 3.10 – Continuación

Nombre (1)	μ		β_{app}		θ_{var}		Nombre (1)	μ		β_{app}		θ_{var}	
	(mas/año) (2)	(c) (3)	δ_{var} (4)	Γ_{var} (5)	(°) (6)	(mas/año) (2)		(c) (3)	δ_{var} (4)	Γ_{var} (5)	(°) (6)		
0333+321	0.21 ± 0.00	12.70 ± 0.25	22.57	14.88	2.17	1538+149	0.25 ± 0.03	8.75 ± 0.95	4.39	11.03	10.46		
0336-019	0.48 ± 0.08	22.32 ± 3.66	17.73	22.94	3.15	1546+027	0.48 ± 0.05	12.14 ± 1.26		
0355+508	0.09 ± 0.03	6.51 ± 2.08	13.35	8.30	3.39	1548+056	0.17 ± 0.03	11.47 ± 1.67		
0403-132	0.57 ± 0.04	19.08 ± 1.41	1606+106	0.31 ± 0.02	18.78 ± 1.27	25.43	19.67	2.15		
0415+379	1.81 ± 0.03	5.94 ± 0.10	2.97	7.59	15.41	1611+343	0.22 ± 0.01	14.17 ± 0.59	13.97	14.21	4.10		
0420-014	0.15 ± 0.02	7.52 ± 0.88	20.26	11.55	1.85	1633+382	0.38 ± 0.02	29.13 ± 1.63	21.93	30.33	2.51		
0420+022	0.05 ± 0.00	4.21 ± 0.00	1637+574	0.25 ± 0.03	10.61 ± 1.26	14.22	11.10	3.87		
0422+004	0.05 ± 0.02	...	2.16	1638+398	0.17 ± 0.02	12.15 ± 1.55		
0430+052	2.44 ± 0.07	5.42 ± 0.16	6.01	5.53	9.54	1641+399	0.56 ± 0.02	19.27 ± 0.59	9.45	24.43	4.79		
0440-003	0.03 ± 0.03	1.15 ± 1.38	13.14	6.66	0.76	1642+690	0.40 ± 0.03	16.65 ± 1.05		
0446+112	0.09 ± 0.02	1652+398	0.09 ± 0.05	0.21 ± 0.11		
0454+844	0.02 ± 0.02	0.14 ± 0.11	1655+077	0.40 ± 0.03	14.47 ± 1.15		
0458-020	0.18 ± 0.02	16.20 ± 1.58	16.06	16.23	3.57	1656+053	0.09 ± 0.02	4.41 ± 0.95		
0528+134	0.23 ± 0.01	18.73 ± 0.75	31.82	21.44	1.58	1656+477	0.06 ± 0.06	4.49 ± 4.35		
0529+075	0.21 ± 0.02	12.57 ± 1.47	1726+455	0.05 ± 0.02	2.10 ± 0.77		
0529+483	0.34 ± 0.05	19.67 ± 2.97	1730-130	0.74 ± 0.04	35.60 ± 2.13	10.90	63.63	2.94		
0552+398	0.01 ± 0.00	0.45 ± 0.09	25.73	12.89	0.08	1739+522	27.03		
0605-085	0.42 ± 0.02	19.98 ± 0.75	7.72	29.78	4.99	1741-038	20.06		
0607-157	0.19 ± 0.05	3.91 ± 1.01	1749+096	0.29 ± 0.05	5.88 ± 0.93	12.18	7.55	3.70		
0615+820	0.05 ± 0.02	2.12 ± 0.80	1749+701	0.14 ± 0.04	6.03 ± 1.71		
0642+449	0.01 ± 0.00	0.53 ± 0.21	10.86	5.49	0.52	1751+288	0.05 ± 0.01	3.06 ± 0.74		
0648-165	0.07 ± 0.01	1758+388	0.03 ± 0.00	2.43 ± 0.34		
0710+439	0.01 ± 0.01	0.27 ± 0.21	1800+440	0.41 ± 0.01	15.43 ± 0.49		
0716+714	0.53 ± 0.04	...	11.13	1803+784	0.23 ± 0.07	8.98 ± 2.52	12.46	9.51	4.37		
0730+504	0.36 ± 0.08	14.71 ± 3.36	1807+698	0.04 ± 0.01	0.12 ± 0.02	1.09	1.01	49.84		
0735+178	0.23 ± 0.22	...	3.84	1823+568	0.55 ± 0.01	20.95 ± 0.49	6.48	37.18	4.99		

Continúa en la siguiente página...

Tabla 3.10 – Continuación

Nombre (1)	μ		β_{app}		θ_{var}		Nombre (1)	μ (2)	β_{app} (3)	δ_{var} (4)	Γ_{var} (5)	θ_{var} (6)	δ_{var} (4)	Γ_{var} (5)	θ_{var} (6)
	(mas/año) (2)	(c) (3)	(c) (3)	(°) (6)	(mas/año) (2)	(c) (3)									
0736+017	1.19 ± 0.07	14.73 ± 0.85	8.73	16.85	5.76	1828+487	0.35 ± 0.01	13.66 ± 0.39	5.82	19.03	7.10	5.82	19.03	7.10	
0738+313	0.30 ± 0.03	10.77 ± 1.13	1845+797	0.61 ± 0.01	2.23 ± 0.04	
0742+103	0.03 ± 0.01	3.02 ± 1.32	1849+670	0.76 ± 0.03	28.75 ± 1.28	
0745+241	0.23 ± 0.05	5.84 ± 1.25	1901+319	0.07 ± 0.02	2.67 ± 0.73	
0748+126	0.38 ± 0.02	18.32 ± 0.81	1921-293	0.19 ± 0.06	4.22 ± 1.31	
0754+100	0.86 ± 0.07	14.53 ± 1.22	5.74	21.35	6.82	1928+738	0.45 ± 0.02	8.48 ± 0.42	1.96	19.58	12.78	1.96	19.58	12.78	
0804+499	0.03 ± 0.01	1.81 ± 0.34	36.17	18.14	0.16	1936-155	0.04 ± 0.01	2.57 ± 0.73	
0805-077	0.64 ± 0.03	50.02 ± 2.03	1954+513	7.50	
0808+019	0.22 ± 0.01	12.92 ± 0.81	1957+405	0.07 ± 0.01	0.25 ± 0.05	
0814+425	0.11 ± 0.02	1.72 ± 0.30	4.69	2.77	8.17	1958-179	0.06 ± 0.01	2.24 ± 0.19	
0823+033	0.59 ± 0.03	17.86 ± 0.81	2005+403	0.26 ± 0.10	19.48 ± 7.17	13.53	20.83	3.97	13.53	20.83	3.97	
0827+243	0.43 ± 0.03	21.30 ± 1.60	13.37	23.69	3.86	2007+777	0.04 ± 0.02	0.83 ± 0.43	8.03	4.12	1.48	8.03	4.12	1.48	
0829+046	0.91 ± 0.04	10.33 ± 0.45	2008-159	0.14 ± 0.02	7.94 ± 0.94	
0836+710	0.29 ± 0.01	25.39 ± 0.95	13.53	30.63	3.51	2021+317	0.30 ± 0.04	
0838+133	0.33 ± 0.03	12.94 ± 1.16	2021+614	0.03 ± 0.00	0.41 ± 0.06	2.02	1.30	14.17	2.02	1.30	14.17	
0850+581	0.15 ± 0.05	9.44 ± 3.11	2037+511	0.13 ± 0.08	9.94 ± 5.71	
0851+202	0.80 ± 0.02	15.31 ± 0.46	17.37	15.46	3.27	2113+293	0.02 ± 0.01	1.39 ± 0.70	
0859-140	0.26 ± 0.15	16.35 ± 9.62	2121+053	0.16 ± 0.01	13.05 ± 0.73	15.60	13.29	3.62	15.60	13.29	3.62	
0906+015	0.39 ± 0.02	20.57 ± 0.85	2128-123	0.23 ± 0.02	6.97 ± 0.45	
0917+449	0.07 ± 0.01	5.84 ± 0.86	2131-021	0.32 ± 0.02	19.89 ± 1.43	
0917+624	0.26 ± 0.03	17.59 ± 1.89	2134+004	0.07 ± 0.01	5.62 ± 0.48	16.37	9.18	2.16	16.37	9.18	2.16	
0923+392	0.11 ± 0.01	4.29 ± 3.94	4.39	4.40	13.16	2136+141	0.06 ± 0.01	5.08 ± 0.45	8.48	5.82	6.00	8.48	5.82	6.00	
0945+408	0.30 ± 0.01	18.47 ± 0.86	6.57	29.32	5.50	2144+092	0.03 ± 0.04	1.52 ± 2.25	
0953+254	0.29 ± 0.01	11.52 ± 0.40	4.41	17.36	8.67	2145+067	0.05 ± 0.00	2.49 ± 0.10	15.93	8.19	1.10	15.93	8.19	1.10	
0954+658	6.27	2155-152	0.47 ± 0.05	18.13 ± 1.76	
0955+476	0.03 ± 0.00	2.45 ± 0.24	2200+420	2.34 ± 0.16	10.70 ± 0.75	7.39	11.51	7.25	7.39	11.51	7.25	

Continúa en la siguiente página...

3.3.3. Potencia del jet

La potencia del jet cuantifica la cantidad de energía que es transportada desde la maquinaria central a través del jet hacia los lóbulos que se encuentran en la parte externa del NAG. Una estimación precisa de la potencia del jet (Q_{jet}) es uno de los intereses físicos fundamentales. Este parámetro es difícil de obtener, sin embargo, Punsly (2005) derivó la siguiente expresión para estimarlo:

$$Q_{\text{jet}} \approx 5.7 \times 10^{44} (1+z)^{1+\alpha} Z^2 F_{151} \text{ ergs s}^{-1} \quad (3.0)$$

donde F_{151} es la densidad de flujo ópticamente delgada proveniente de los lóbulos a 151 MHz (es decir, no hay contribución de los jets que sufren el efecto de amplificación Doppler ó de los cores en radio) medida en unidades de Janskys. La expresión para Z está tomada de Pen (1999) y está dada por:

$$Z \approx 3.31-3.65 [(1+z)^4 - 0.203(1+z)^3 + 0.749(1+z)^2 + 0.444(1+z) + 0.205]^{-0.125} \quad (3.0)$$

Las observaciones sugieren que el índice espectral $\alpha \approx 1$ en la ecuación (3.3.3), es un valor promedio para fuentes en radio (Kellermann et al., 1969).

La densidad de flujo a 151 MHz para 133 NAGs de la muestra se estimó de la interpolación entre las densidades de flujo medidas entre 80 MHz y 1 GHz usando la base de datos CATS -Astrophysical CATalogs support System (Trushkin et al., 2000; Verkhodanov et al., 1997, 2000, 2005, 2009). Para 42 NAGs más se buscó en la literatura información sobre la emisión extendida a 5 GHz F_e . A esta emisión F_e se le aplicó la corrección- K en el sistema en reposo de la fuente asumiendo un índice espectral $\alpha_K = 1$, i.e. el flujo corregido $F_{e,c} = F_e(1+z)^{-\alpha_K}$. Después se extrapoló $F_{e,c}$ a 151 MHz asumiendo $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$, $\alpha = 1$.

Finalmente, con este valor de F_{151} y las ecuaciones 3.3.3 y 3.3.3 se calculó Q_{jet} para 175 NAGs de la muestra MOJAVE/2cm: 28 BL Lacs, 10 RG, 39 HPRQ, 21 LPRQ, 75 RLQ y 2 objetos sin contraparte óptica. Para los casos de 0735+178 y 0048-097 en los que el corrimiento al rojo se desconoce se adoptó $z = 1$. Los errores asociados a la estimación con 151 MHz es de 5%, mientras que se consideró un error promedio de 10% para los

valores obtenidos con 5 GHz.

La contribución del core VLBI a la densidad de flujo a 151 MHz debe ser pequeña o despreciable para la mayoría de los NAGs compactos de nuestra muestra ya que la emisión debe ser sincrotrón auto absorbida y/ó sufre de absorción libre-libre a bajas frecuencias (Lobanov, 1998). Más aún, se usaron medidas de la densidad de flujo de telescopios con una sola antena, las cuales a bajas frecuencias de radio capturan la emisión proveniente de la estructura extendida a escalas de kpc, la cual no sufre del efecto de amplificación Doppler.

3.3.4. Dominancia del core

Por otro lado, haciendo uso de los valores encontrados para F_e y la densidad de flujo del core F_c a 5 GHz se estimó el parámetro R_c , o dominancia del core, definido como el cociente entre estos dos flujos, es decir, $R_c = F_c/F_e$. Se aplicó la corrección- K en el sistema en reposo de la fuente asumiendo que la densidad de flujo del core tiene un índice espectral $\alpha_c = 0$ y la densidad de flujo de los lóbulos, ó emisión extendida, tiene $\alpha_e = 1$, es decir, $R_{c,cor} = R_c/1 + z$ (Orr & Browne, 1982).

En la Tabla 3.11 se muestran los valores estimados de la potencia del jet y la dominancia del core. La columna (1) es el nombre del objeto; la (2) y (3) es la densidad de flujo del core y de la emisión extendida a 5 GHz, respectivamente; la (4) es la dominancia del core en el sistema en reposo de la fuente; la (5) es la referencia de donde se obtuvieron F_c , F_e y/ó R_c ; la (6) es la densidad de flujo a 151 MHz; la (7) es la referencia desde donde se obtuvo (6) y la columna (8) es el logaritmo de la potencia del jet estimada con la ecuación (3.3.3).

Tabla 3.11: Potencia del jet y dominancia del core

Nombre	F_c	F_e	$R_{c,cor}$	Ref. ¹	F_{151}	Ref.	log Q_{jet} (erg s ⁻¹)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
0003-066	2.04	CATS ²	44.22
0007+106	0.35	<0.01	>32.13	WB86	0.05	CATS	41.35
0014+813	0.71	0.003	49.15	CJ01	0.02	CJ01	44.83
0016+731	0.24	CATS	44.74
0048-097	0.89	0.03	15.56	AU85	1.14	AU85	44.81
0059+581	0.88	CATS	44.42
0106+013	3.76	0.15	7.94	BM87	5.06	CATS	46.19
0109+224	0.33	0.002	108.70	AU85	0.34	CATS	43.20
0112-017	1.01	0.04	10.00	CJ01	0.60	CJ01	45.25
0119+041	0.85	0.03	15.85	CJ01	0.67	CJ01	44.48
0119+115	44.16	F89	2.52	CATS	44.77
0133+476	1.47	CATS	44.90
0138-097	0.80	VC94
0146+056	1.20	0.01	71.75	NH90	0.05	NH90	44.74
0149+218	1.09	0.03	18.78	M93	0.36	M93	44.99
0201+113	0.57	P82
0202+149	6.22	CATS	44.85
0202+319	0.65	CATS	45.00
0212+735	2.25	0.002	444.67	CJ01	1.11	CATS	45.63
0215+015	0.53	0.02	7.98	AU85	1.47	CATS	45.49
0224+671	2.37	CATS	44.66
0234+285	2.46	0.11	10.43	M93	2.33	CATS	45.40
0235+164	2.05	0.01	167.89	AU85	1.07	CATS	44.84
0238-084	2.51	CATS	40.80
0248+430	0.73	0.004	79.40	CJ01	0.06	CJ01	44.18
0300+470	33.88	W92	1.35	CATS	39.31
0316+413	13.20	>1.35	<9.61	AU85	57.94	CATS	43.11
0333+321	3.33	0.05	28.82	M93	3.06	CATS	45.55
0336-019	2.18	0.04	31.62	BM87	1.58	CATS	44.92
0403-132	2.00	0.35	3.64	WB86	9.84	CATS	45.36
0415+379	85.31	CATS	44.11
0420-014	1.57	0.01	74.53	WB86	1.85	CATS	45.05
0422+004	1.47	<0.001	>1553.22	AU85	2.33	CATS	44.18
0429+415	3.10	P82
0430+052	5.00	0.20	24.20	WB86	9.51	CATS	42.83
0438-436	2.43	0.04	15.88	BM87	0.34	BM87	45.79
0440-003	0.89	0.02	19.95	BM87	0.43	BM87	44.59
0446+112	1.20	CATS	...

Continúa en la siguiente página...

Tabla 3.11 – Continuación

Nombre	F_c	F_e	$R_{c,cor}$	Ref.¹	F_{151}	Ref.	log Q_{jet}
(1)	(Jy)	(Jy)	(4)	(5)	(Jy)	(7)	(erg s⁻¹)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
0458–020	1.58	0.10	5.00	BM87	4.19	CATS	46.18
0521–365	3.12	2.93	1.01	AU85	91.81	AU85	44.27
0528+134	0.62	CATS	45.27
0529+075	1.94	CATS	45.35
0529+483	0.79	CATS	44.89
0537–286	1.19	0.004	79.48	CJ01	0.03	CJ01	44.80
0552+398	0.16	CATS	44.79
0605–085	7.94	W92	3.37	CATS	45.27
0607–157	0.69	<0.05	>10.00	CJ01	1.60	CATS	44.06
0642+449	0.46	0.002	58.00	CJ01	0.32	CATS	45.36
0648–165	2.22	CATS	...
0707+476	2.29	W92
0711+356	1.54	0.004	140.22	M93	0.05	M93	44.38
0716+714	0.30	W92	2.37	W92	...
0727–115	2.00	CATS	45.56
0730+504	0.88	CATS	44.52
0735+178	2.04	<0.001	>1787.72	AU85	2.61	AU85	<43.13
0736+017	2.00	0.01	139.94	WB86	2.96	CATS	43.85
0738+313	2.40	<0.08	>18.40	WB86	0.98	CATS	44.44
0742+103	2.13	CATS	45.99
0745+241	0.72	0.20	2.60	M93	4.61	M93	44.86
0748+126	1.43	0.03	28.04	M93	1.82	CATS	45.02
0754+100	1.09	0.02	36.69	AU85	0.83	CATS	43.59
0804+499	0.64	0.05	4.99	M93	0.39	CATS	44.76
0805–077	3.93	CATS	45.97
0808+019	0.42	0.004	54.83	AU85	0.62	CATS	44.78
0814+425	1.57	0.07	19.24	M93	1.91	CATS	43.88
0823+033	1.33	0.004	214.59	M93	0.77	CATS	44.14
0827+243	0.50	0.01	49.63	BM87	0.74	CATS	44.68
0829+046	0.64	0.02	26.32	AU85	1.71	CATS	43.55
0834–201	2.12	0.003	170.82	CJ01	0.03	CJ01	44.68
0836+710	3.74	0.10	11.29	M93	4.70	CATS	46.20
0838+133	0.35	0.66	0.32	BM87	13.07	BM87	45.85
0850+581	0.29	0.12	1.07	CJ01	1.65	CJ01	45.65
0851+202	2.22	<0.001	>3143.61	AU85	0.71	CATS	43.65
0859–140	2.81	0.05	22.85	CJ01	0.74	CJ01	45.32
0859+470	1.65	0.32	2.11	M93	4.26	M93	46.17
0906+015	1.16	0.01	63.10	BM87	1.15	CATS	44.94
0917+449	1.45	0.002	217.05	CJ01	0.02	CJ01	44.31

Continúa en la siguiente página...

Tabla 3.11 – Continuación

Nombre	F_c	F_e	$R_{c,cor}$	Ref. ¹	F_{151}	Ref.	log Q_{jet}
(1)	(Jy)	(Jy)	(4)	(5)	(Jy)	(7)	(erg s⁻¹)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
0917+624	1.12	0.06	7.12	M93	1.14	CATS	45.24
0923+392	5.27	0.20	15.86	BM87	6.75	CATS	45.38
0945+408	1.23	0.03	17.48	CJ01	3.16	CATS	45.56
0953+254	0.48	0.02	14.85	M93	0.37	M93	44.34
0954+658	1.36	0.01	110.54	CJ01	0.22	CJ01	43.43
0955+476	0.37	CATS	44.97
1012+232	7.59	W92
1036+054	1.00	CATS	44.20
1038+064	1.83	CATS	45.33
1045-188	0.43	0.19	1.43	CJ01	4.97	CATS	45.10
1049+215	2.69	W92
1055+018	2.80	0.07	21.44	CJ01	5.56	CATS	45.51
1055+201	0.20	W92
1101+384	0.53	0.05	9.43	AU85	1.74	AU85	42.05
1116+128	1.89	0.26	2.34	M93	2.75	M93	46.38
1124-186	0.66	CATS	44.73
1127-145	4.49	0.04	50.12	CJ01	4.04	CATS	45.62
1128+385	0.87	0.05	5.89	M93	0.65	M93	45.54
1144+402	1.39	0.03	24.61	M93	0.43	M93	44.86
1148-001	2.76	0.02	60.21	CJ01	0.17	CJ01	45.10
1150+812	1.19	0.02	21.57	M93	1.90	CATS	45.34
1156+295	1.34	0.09	8.19	AU85	4.28	CATS	45.22
1213-172	4.29	CATS	...
1219+044	0.50	BM87	2.47	CATS	45.23
1219+285	2.06	<0.001	>2829.57	AU85	0.02	AU85	<41.18
1222+216	7.66	CATS	45.00
1226+023	25.17	3.44	6.30	BM87	97.95	CATS	45.21
1228+126	1180.32	CATS	43.33
1253-055	14.00	1.13	8.06	WB86	22.08	CATS	45.66
1302-102	0.98	0.05	14.78	CJ01	1.34	CJ01	43.94
1308+326	1.61	0.02	49.77	AU85	1.55	CATS	45.05
1324+224	0.49	CATS	44.85
1328+307	7.18	0.13	31.10	CJ01	2.24	CJ01	45.31
1334-127	1.61	0.08	12.87	CJ01	3.66	CATS	44.88
1354+195	1.17	0.29	2.35	WB86	5.59	WB86	45.53
1402+044	0.48	<0.06	>1.99	BM87	0.45	BM87	<46.03
1413+135	4.65	CATS	44.27
1417+385	0.47	CATS	45.05
1418+546	1.06	0.01	170.07	AU85	0.16	AU85	42.42

Continúa en la siguiente página...

Tabla 3.11 – Continuación

Nombre	F_c	F_e	$R_{c,cor}$	Ref.¹	F_{151}	Ref.	log Q_{jet}
(1)	(Jy)	(Jy)	(4)	(5)	(Jy)	(7)	(erg s⁻¹)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
1458+718	0.37	1.96	0.10	BM87	27.16	CATS	46.21
1502+106	1.08	0.01	34.74	BM87	0.91	CATS	45.34
1504-167	2.55	<0.07	>19.00	BM87	2.84	CATS	45.20
1508-055	0.40	W92
1510-089	4.20	0.15	20.59	WB86	6.05	CATS	44.73
1514-241	2.56	0.01	254.51	AU85	0.30	AU85	41.68
1532+016	82.25	BM87
1538+149	1.34	0.04	18.64	AU85	5.35	CATS	45.15
1546+027	1.37	<0.05	>21.56	WB86	1.10	CATS	44.11
1548+056	8.91	W92	3.16	CATS	45.67
1555+001	0.69	<0.03	>9.99	BM87	0.30	BM87	<45.23
1606+106	1.35	0.03	22.83	M93	3.47	CATS	45.58
1611+343	1.84	0.03	25.12	BM87	2.51	CATS	45.55
1622-253	3.10	0.30	5.79	CJ01	5.56	CJ01	45.62
1633+382	1.66	0.01	79.63	BM87	2.57	CATS	45.78
1637+574	1.71	0.11	8.87	CJ01	1.93	CATS	44.90
1638+398	0.75	0.01	35.26	CJ01	0.78	CATS	45.19
1641+399	5.50	0.18	19.17	WB86	12.39	CATS	45.49
1642+690	1.00	0.33	1.73	M93	6.24	M93	45.63
1652+398	1.38	0.02	66.27	AU85	0.64	AU85	41.67
1655+077	1.17	0.21	3.41	M93	2.62	CATS	44.86
1656+053	4.07	W92
1726+455	0.47	CATS	44.24
1730-130	3.74	0.03	63.29	BM87	6.87	CATS	45.61
1739+522	0.60	0.01	50.03	BM87	1.02	CATS	45.15
1741-038	6.40	CATS	45.72
1749+096	0.74	<0.0003	>1707.99	AU85	7.60	CATS	44.72
1749+701	12.59	W92
1751+288	0.63	CATS	44.76
1758+388	0.21	CATS	44.80
1800+440	1.20	W92	2.80	CATS	44.95
1803+784	2.47	0.01	210.39	CJ01	2.09	CATS	44.84
1807+698	1.35	0.30	4.32	AU85	9.36	AU85	43.21
1823+568	0.86	0.45	1.14	M93	3.79	CATS	45.08
1828+487	3.20	4.30	0.44	WB86	79.43	CATS	46.44
1845+797	0.35	3.30	0.10	WB86	103.48	WB86	44.33
1849+670	1.16	CATS	44.56
1921-293	7.50	<0.88	>6.31	BM87	21.55	BM87	<45.38
1928+738	2.78	0.07	30.03	CJ01	5.45	CATS	44.53

Continúa en la siguiente página...

Tabla 3.11 – Continuación

Nombre	F_c	F_e	$R_{c,cor}$	Ref.¹	F_{151}	Ref.	log Q_{jet}
(1)	(Jy)	(Jy)	(4)	(5)	(Jy)	(7)	(erg s⁻¹)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
1936–155	0.72	CATS	45.15
1954–388	1.99	0.01	132.39	CJ01	0.19	CJ01	43.92
1954+513	1.45	0.14	4.53	CJ01	2.14	CJ01	45.68
1957+405	8770.01	CATS	46.24
1958–179	0.98	CATS	44.48
2005+403	0.77	CATS	45.22
2007+777	22.91	W92
2008–159	1.03	CATS	45.02
2021+317	2.84	CATS	...
2021+614	0.55	CATS	43.27
2029+121	0.72	0.02	21.39	CJ01	0.23	CJ01	44.70
2037+511	3.06	0.05	25.11	BM87	18.79	CATS	46.58
2121+053	1.08	0.005	76.79	M93	0.93	CATS	45.39
2126–158	0.91	<0.02	>12.56	BM87	0.13	BM87	<45.51
2128–123	1.93	<0.06	>20.09	WB86	2.04	CATS	44.56
2131–021	2.15	0.01	68.27	BM87	2.78	CATS	45.53
2134+004	4.81	0.002	759.72	CJ01	1.73	CATS	45.66
2136+141	1.25	0.0003	1216.67	CJ01	0.86	CATS	45.53
2144+092	0.70	0.08	4.03	M93	1.29	M93	45.36
2145+067	2.67	0.01	254.23	CJ01	3.50	CATS	45.41
2155–152	1.20	0.11	6.65	CJ01	3.14	CATS	45.01
2200+420	3.31	0.01	258.13	AU85	1.77	CATS	42.73
2201+171	0.82	0.04	10.65	AU85	1.64	CATS	45.14
2201+315	2.10	0.21	7.70	WB86	3.50	CATS	44.32
2209+236	0.41	CATS	44.58
2216–038	1.50	0.15	5.26	WB86	3.21	CATS	45.28
2223–052	1.11	1.20	0.38	AU85	18.84	CATS	46.43
2227–088	2.72	CATS	45.68
2230+114	5.96	0.13	22.58	AU85	5.66	CATS	45.65
2234+282	2.48	0.01	251.19	BM87	0.10	BM87	43.90
2243–123	2.61	0.06	26.77	CJ01	1.18	CATS	44.53
2251+158	9.70	0.27	19.33	AU85	14.03	CATS	45.88
2318+049	0.45	0.01	30.67	CJ01	0.18	CJ01	43.90
2331+073	0.52	CATS	43.76
2345–167	2.58	0.07	24.93	AU85	3.33	CATS	44.90

Continúa en la siguiente página...

Tabla 3.11 – Continuación

Nombre	F_c (Jy)	F_e (Jy)	$R_{c,cor}$ (4)	Ref. ¹ (5)	F_{151} (Jy)	Ref. (7)	log Q_{jet} (erg s⁻¹) (8)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
2351+456	2.38	CATS	45.82

¹AU85=Antonucci & Ulvestad (1985), BM87=Browne & Murphy (1987), CJ01=Cao & Jiang (2001), M93=Murphy et al. (1993), NH90=Neff & Hutchings (1990), W92=Wills et al. (1992), WB86=Wills & Browne (1986).

²CATS -Astrophysical CATalogs support System (Trushkin et al., 2000; Verkhodanov et al., 1997, 2000, 2005, 2009).

Capítulo 4

Análisis Estadístico y Resultados

4.1. Relaciones entre la M_{BH} y las propiedades de los jets a escalas de pc.

En el actual paradigma de los núcleos activos de galaxias existen varios componentes que forman la maquinaria central responsable de la actividad observada en este tipo de galaxias. Uno de estos componentes es el agujero negro supermasivo (SM_{BH} ; $M_{\text{BH}} > 10^6 M_{\odot}$) localizado en el centro del núcleo activo (ver por ejemplo Macchetto et al., 1997; Bower et al., 1998). Éste es considerado como uno de los agentes principales más probable de la actividad, acompañado por un disco de acreción y flujos colimados de material formado por plasma altamente relativista o *jet* (Fabian, 1999) en NAGs radio-fuertes (radio galaxias, objetos BL Lac y cuásares). Se cree que los jets son formados y acelerados en la vecindad del agujero negro (Ferrari, 1998; Koide et al., 2002; Meier et al., 2001). La mayoría de la energía en la vecindad del SM_{BH} se debe a la acreción de material a través del disco de acreción, la cual libera la energía gravitacional de la materia acretada y parte de ésta es transformada en energía radiativa. Otra fracción de materia es acelerada a través de un canal magnético a lo largo del eje rotacional del BH siendo colimado y expulsado en el interior de jets relativistas (Ferrari, 1998; Semenov et al., 2004).

El entender como se encuentran relacionados la M_{BH} con los parámetros intrínsecos en ondas de radio de los jets a escalas de pársecs es uno de los objetivos principales de

esta tesis, ya que el estudio de la relación entre estos parámetros brindará una importante pista para entender lo que sucede en los NAGs, en particular en una muestra tan específica y única como lo es el conjunto MOJAVE/2cm, formado por núcleos activos de espectro plano en radio con la presencia de jets superlumínicos .

4.1.1. M_{BH} y luminosidad a 15 GHz

La estimación de la M_{BH} se describe en la sección 3.2.1 y básicamente se asume que la región de líneas de emisión anchas se encuentra virializada. Además de utilizar el ancho total a potencia media de la componente ancha de la línea ($H\beta$, MgII ó CIV), entra en el cálculo la luminosidad de la línea de emisión, sustituyendo a la luminosidad del continuo (5100 Å, 3000 Å ó 1350 Å) ya que éste puede tener una gran contribución del plasma relativista que conforma el jet presente en todos los NAGs de nuestra muestra.

Después de analizar 260 datos espectroscópicos de los diferentes telescopios mencionados en la sección 2.2 obtuvimos la estimación de las masas de los agujeros negros para 108 NAGs de espectro plano en radio de la muestra MOJAVE/2cm. El valor medio de la M_{BH} fue de $(1.5_{-0.6}^{+1.1}) \times 10^8 M_{\odot}$ para 5 radio galaxias con líneas anchas y $(6.9_{-3.2}^{+8.8}) \times 10^8 M_{\odot}$ para 102 cuásares, de los cuales 22 son HPRQ¹, 21 LPRQ y 58 RLQ. Para 1 objeto BL Lac donde fue posible la detección de la línea de emisión $H\beta$ estimamos $M_{\text{BH}} = (3.2 \pm 0.2) \times 10^8 M_{\odot}$. En el análisis se incluyeron las BLRG y los cuásares, donde para 25 fuentes se estimó la M_{BH} con la línea de emisión $H\beta$, 64 con MgII y 17 con la línea CIV, en un rango de corrimiento al rojo de $0.03 \leq z \leq 3.41$ con un promedio de $z=1.16$.

Primeramente, analizamos el comportamiento entre la M_{BH} y la luminosidad a 15 GHz, ya que dependiendo de la muestra de cuásares de espectro plano y el criterio de *radio loudness* que se estudie se obtienen resultados contradictorios al estudiar las relaciones $M_{\text{BH}} - L_{\text{radio}}$ (Jarvis & McLure, 2002). En la Figura 4.1 se ilustran las relaciones entre M_{BH} y la luminosidad VLBA (L_{VLBA}) y la luminosidad de la parte más compacta del core (L_{un}) a 15 GHz, ambas definidas en la sección 3.3.1. Éstas luminosidades son las que

¹En el análisis estadístico de esta sección se excluyó al HPRQ 0212+735 debido a que los datos espectroscópicos de este NAG tienen muy baja señal a ruido: $S/N=7$.

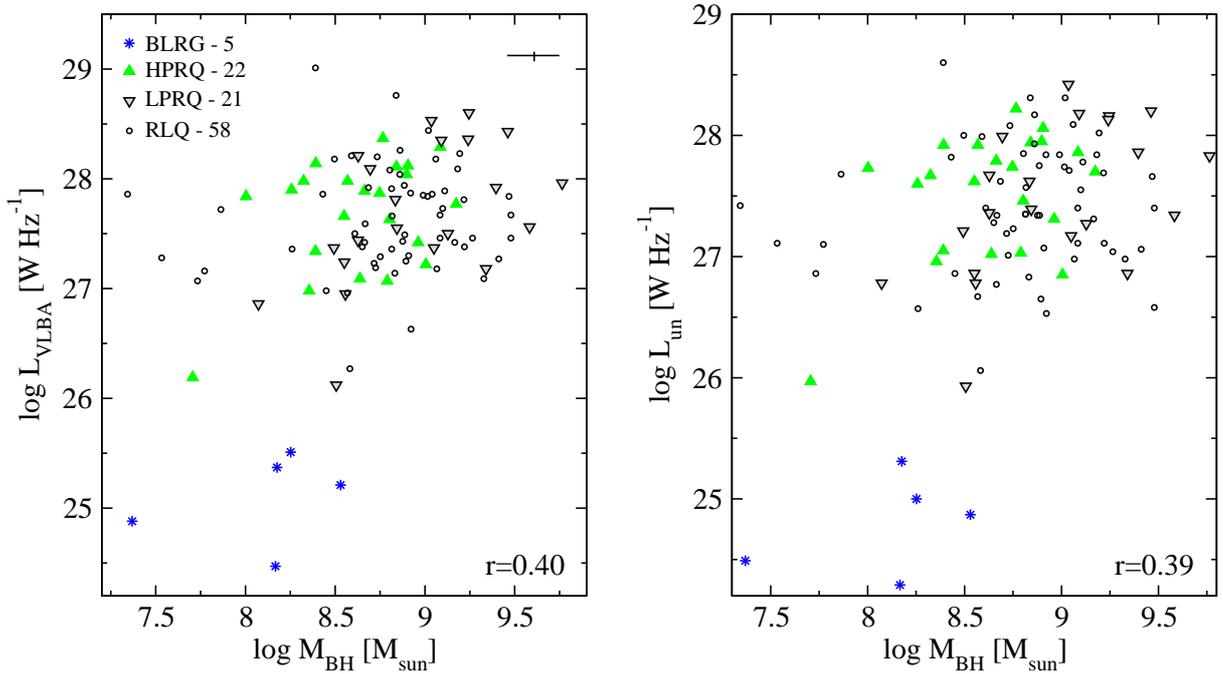


Figura 4.1: Relación entre la masa del agujero negro (M_{BH}) y la luminosidad a 15 GHz para 106 NAGs de la muestra MOJAVE/2cm. *Panel izquierdo*: Relación $M_{\text{BH}} - L_{\text{VLBA}}$; *Panel derecho*: Relación $M_{\text{BH}} - L_{\text{un}}$. En la parte inferior de cada panel se muestra el coeficiente de correlación de Pearson a un nivel de significancia $\geq 99\%$ y en la parte superior derecha se muestra el error promedio de los datos. Los símbolos representan los diferentes clases espectrales de NAGs de la muestra.

presentan un coeficiente de correlación de $r=0.40$ con la M_{BH} a un nivel de confianza² $> 99\%$, mientras que para L_{core} y L_{jet} se obtuvo $r=0.37$ y 0.36 , respectivamente. A pesar de ser únicamente 5 BLRG se puede notar en esta figura el comportamiento diferente entre las radio galaxias y los cuásares. Esto se debe a que el efecto de amplificación Doppler es mucho menor en las radio galaxias, debido a que presentan en promedio un ángulo de visión del jet mayor ($\theta \sim 19.7^\circ$) respecto al de los cuásares ($\theta \sim 3.8^\circ$), donde estos últimos son las fuentes que presentan una luminosidad mayor a 15 GHz.

²El nivel de confianza $> 99\%$ lleva implícita una significancia $p < 0.01$ e indica que la asociación entre las variables es estadísticamente significativa, es decir, se rechaza la hipótesis nula (que afirma que las variables involucradas no están correlacionadas) y es muy poco probable que el azar fuese responsable de dicha relación. En la práctica es frecuente un nivel de significancia de 0.05 o 0.01, si bien se usan otros valores. En nuestro caso, usaremos un valor límite de “ p ” de 0.05 para considerar confiables los resultados. Por otro lado, si la $p > 0.05$ se dice que el azar no puede ser excluido como explicación de dicho hallazgo y no se rechaza la hipótesis nula.

El resultado del análisis de correlación de Pearson entre la M_{BH} y las luminosidades a 15 GHz se muestran en la Tabla 4.1. La columna (1) es la luminosidad a 15 GHz de acuerdo a la relación lineal dada por $\log y = \mathbf{A} + \mathbf{B} \log x$ donde $x = M_{\text{BH}}$; la (2) es la clase espectral de la submuestra analizada; la (3) es el número de fuentes; las columnas (4) y (5) son los coeficientes \mathbf{A} y \mathbf{B} que describen la relación lineal; la (6) es el coeficiente de correlación de Pearson, donde los valores marcados en negritas son significativos a un nivel de confianza $\geq 98\%$ y en itálicas se marcan los valores que se encuentran a un nivel de confianza entre 98% y $\geq 95\%$; la (7) es la significancia estadística de la correlación.

Uno de los objetivos particulares de esta tesis fue incrementar el número de fuentes con la estimación de la M_{BH} y logramos añadir 85 NAGs más a la muestra preliminar que se reporta en Arshakian et al. (2005). Con esto aumentamos, en promedio, un orden de magnitud más el rango en luminosidad a 15 GHz ($24.5 \text{ W Hz}^{-1} \leq \log L_{\text{VLBA}} \leq 29.0 \text{ W Hz}^{-1}$, ver Tabla 3.8) y $\sim 0.4 \text{ dex}$ en la masa del agujero negro ($7.3 M_{\odot} \leq \log M_{\text{BH}} \leq 9.8 M_{\odot}$, ver Tabla 3.7).

En general, encontramos correlaciones positivas entre la M_{BH} y cada una de las luminosidades a 15 GHz para 106 fuentes de la muestra MOJAVE/2cm. Arshakian et al. (2005) reportan resultados preliminares para 21 NAGs de esta muestra, seleccionados por la presencia de la línea $H\beta$ encontrando la relación $L_{15 \text{ GHz}} \propto M_{\text{BH}}^{2.9 \pm 0.9}$, mientras que aquí se obtuvo $L_{\text{VLBA}} \propto M_{\text{BH}}^{0.7 \pm 0.2}$ para esta muestra mayor de 106 NAGs. Además, como se puede ver en la Tabla 4.1 L_{un} , L_{core} y L_{jet} presentan este mismo comportamiento $L_{15 \text{ GHz}} \propto M_{\text{BH}}^{0.7}$.

Tabla 4.1: Correlaciones $\log y = A + B \log x$ donde $x = M_{\text{BH}}$ y luminosidades de las componentes del jet a 15 GHz

y (1)	Tipo (2)	Número (3)	A (4)	B (5)	r (6)	p (7)
L_{tot}	Todos	106	22.04 ± 1.24	0.63 ± 0.14	0.403	1.89E-05
	Cuásares	101	25.01 ± 1.00	0.31 ± 0.11	0.261	8.00E-03
	HPRQ	22	22.28 ± 2.44	0.63 ± 0.28	<i>0.445</i>	<i>3.80E-02</i>
	LPRQ	21	20.72 ± 2.54	0.78 ± 0.28	0.535	1.20E-02
	RLQ	58

Continúa en la siguiente página...

Tabla 4.1 – Continuación

y	Tipo	Número	A	B	r	p
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
L _{VLBA}	Todos	106	21.85 ± 1.29	0.65 ± 0.15	0.397	2.56E-05
	Cuásares	101	25.04 ± 1.03	0.30 ± 0.12	0.249	1.20E-02
	HPRQ	22
	LPRQ	21	20.81 ± 2.59	0.77 ± 0.29	0.520	1.60E-02
	RLQ	58
L _{un}	Todos	106	21.63 ± 1.34	0.65 ± 0.15	0.386	4.38E-05
	Cuásares	101	24.97 ± 1.06	0.28 ± 0.12	0.230	2.10E-02
	HPRQ	22	22.17 ± 2.54	0.62 ± 0.30	0.426	4.80E-02
	LPRQ	21	20.76 ± 2.55	0.75 ± 0.28	0.518	1.60E-02
	RLQ	58
L _{core}	Todos	104	21.71 ± 1.40	0.65 ± 0.16	0.373	9.54E-05
	Cuásares	99	25.09 ± 1.15	0.28 ± 0.13	0.208	3.90E-02
	HPRQ	22	22.23 ± 2.41	0.62 ± 0.28	0.445	3.80E-02
	LPRQ	21	19.74 ± 3.02	0.85 ± 0.34	0.503	2.00E-02
	RLQ	56
L _{jet}	Todos	105	20.76 ± 1.57	0.71 ± 0.18	0.365	1.32E-04
	Cuásares	101	23.14 ± 1.49	0.45 ± 0.17	0.258	9.00E-03
	HPRQ	22
	LPRQ	21	19.17 ± 3.26	0.91 ± 0.36	0.498	2.20E-02
	RLQ	58

4.1.2. M_{BH} y radio parámetros del jet a escalas de pc

Como se explicó en el Capítulo 2, la mayoría de las fuentes de la muestra MOJAVE/2cm contienen jets superlumínicos, es decir, presentan ángulos de visión del jet pequeños ($\theta \leq 30^\circ$) por lo que la luminosidad en radio ($L_{15\text{GHz}}$) es afectada por el efecto de amplificación Doppler $L_{15\text{GHz}} = \delta^k L_{\text{int}}$, donde δ es el factor Doppler, k es una constante y L_{int} es la luminosidad intrínseca de la fuente. En la sección 4.2 se describe como se corrige por este efecto. Para entender los resultados reportados en la Tabla 4.1, y siguiendo el procedimiento de Arshakian et al., examinamos las relaciones $M_{\text{BH}} - L_{15\text{GHz}}$ y $M_{\text{BH}} - \delta$ para 41 NAGs con los valores más precisos de δ reportados recientemente por Hovatta et al. (2009).

A diferencia de Arshakian et al. encontramos correlaciones significativas ($\geq 99\%$) entre

la luminosidad intrínseca a 15 GHz y la masa del agujero negro. También encontramos la correlación $M_{\text{BH}} \propto \delta^{0.2 \pm 0.1}$ con $r=0.34$ (97%). La primera relación se puede explicar dada la conexión entre la región de líneas de emisión anchas y la emisión a 15 GHz que se reporta en la sección 4.3, ya que $M_{\text{BH}} \propto \text{FWHM}^2 R_{\text{BLR}}$ y a su vez el tamaño de la región de líneas de emisión anchas (R_{BLR}) es proporcional a la luminosidad de la línea de emisión ($R_{\text{BLR}} \propto L_{\text{línea}}$).

La relación que encontramos entre la M_{BH} y δ que se muestra en la Figura 4.2 nos lleva a analizar el comportamiento entre M_{BH} , la velocidad del jet o factor de Lorentz (Γ) y el ángulo de visión del jet (θ) ya que $\delta = \delta(\Gamma, \theta)$.

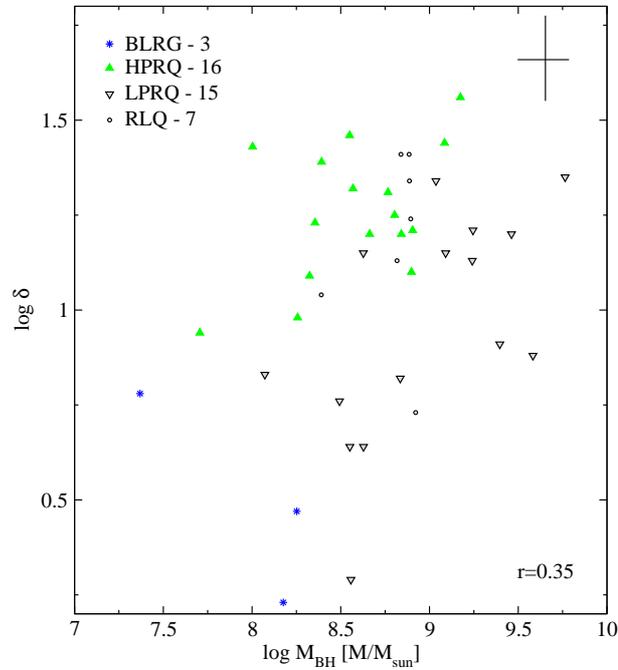


Figura 4.2: Relación entre la masa del agujero negro (M_{BH}) y el factor Doppler (δ) para 41 NAGs de la muestra MOJAVE/2cm.

En la Tabla 4.2 se muestra el análisis estadístico para la M_{BH} de las 41 fuentes (3 BLRG y 38 cuásares) para las que fue posible estimar la luminosidad intrínseca a 15 GHz, así como los parámetros intrínsecos de los jets (Γ y θ) a partir de la velocidad aparente (β_{app}) y δ . La columna (1) es el parámetro involucrado en la relación lineal dada por $\log y = \mathbf{A} + \mathbf{B} \log x$ donde $x = M_{\text{BH}}$; la (2) es el número de fuentes; las columnas (3) y (4) son los coeficientes \mathbf{A} y \mathbf{B} que describen la relación; la (5) es el coeficiente de correlación de

Pearson, donde los valores marcados en negritas son significativos a un nivel de confianza $\geq 98\%$ y en *itálicas* se marcan los valores que se encuentran a un nivel de confianza entre 98% y $\geq 95\%$; la (6) es la significancia estadística de la correlación.

Encontramos correlaciones significativas entre las diferentes luminosidades observadas a $L_{15\text{GHz}}$ para esta submuestra de 41 fuentes, así como con las luminosidades intrínsecas a excepción de $L_{\text{jet,int}}$. El no encontrar esta última relación se lo podemos atribuir a que el número de fuentes es ~ 3 veces menor en esta submuestra. Por lo que es necesario un número de fuentes mayor que cuenten con el factor Doppler para realizar un análisis que arroje resultados concluyentes respecto a la existencia o no de la correlación entre la luminosidad del jet a escalas de pársec y la M_{BH} . Con esto podremos entender si los agujeros negros más masivos producen o no jets intrínsecamente más luminosos.

Tabla 4.2: Correlaciones entre M_{BH} y los parámetros de los jets siguiendo la ecuación $\log y = A + B \log x$ con $x = M_{\text{BH}}$.

y	Número	A	B	r	p
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
L_{tot}	41	18.40 ± 2.04	1.06 ± 0.23	0.589	5.07E-05
L_{VLBA}	41	18.18 ± 2.07	1.09 ± 0.24	0.591	4.71E-05
L_{un}	41	17.72 ± 2.08	1.11 ± 0.24	0.599	3.47E-05
L_{core}	41	17.87 ± 2.22	1.10 ± 0.25	0.568	1.06E-04
L_{jet}	41	18.47 ± 2.42	1.00 ± 0.28	0.507	1.00E-03
$L_{\text{tot,int}}$	41	20.08 ± 1.81	0.62 ± 0.21	0.434	5.00E-03
$L_{\text{VLBA,int}}$	41	19.86 ± 1.82	0.65 ± 0.21	0.443	4.00E-03
$L_{\text{un,int}}$	38	18.91 ± 1.87	0.73 ± 0.22	0.492	2.00E-03
$L_{\text{core,int}}$	38	19.16 ± 1.92	0.70 ± 0.22	0.468	3.00E-03
$L_{\text{jet,int}}$	37
δ	41	-0.84 ± 0.87	0.22 ± 0.10	0.335	3.24E-02
θ	41	3.74 ± 1.31	-0.37 ± 0.15	-0.370	1.70E-02
Γ	41

Por otro lado, el comportamiento encontrado entra la luminosidad intrínseca de la parte más compacta del core ($L_{\text{un,int}}$, $L_{\text{core,int}}$), así como con la luminosidad total a 15 GHz ($L_{\text{VLBA,int}}$) es consistente con las relaciones reportadas en la Tabla 4.1 entre la luminosidad

observada en radio y la M_{BH} ya que encontramos que $L_{15\text{ GHz, int}} \propto M_{\text{BH}}^{0.7}$.

Sin embargo, la correlación positiva entre $M_{\text{BH}} - \delta$ no puede ser explicada por la relación entre M_{BH} y el factor de Lorentz, el cual representa la velocidad intrínseca del jet, ni con la β_{app} (79 fuentes) ya que no encontramos ninguna correlación significativa entre estos parámetros y la M_{BH} .

Uno de los resultados más intrigantes fue encontrar la correlación negativa entre M_{BH} y el ángulo de visión del jet θ ($r=-0.37$, 98 %), la cual se muestra en el *panel inferior* de la Figura 4.3. Este comportamiento puede deberse al sesgo que existe en nuestra muestra hacia ángulos de visión del jet pequeños, lo cual hace necesario incrementar el número de fuentes con el factor Doppler y analizar de nuevo la relación $M_{\text{BH}} - \delta$.

Por otro lado, Rokaki et al. (2003) (R03, de aquí en adelante) estudió la correlación entre el ángulo de visión del jet y el FWHM de la línea de emisión $\text{H}\alpha$ para 19 cuasáres superlumínicos con $0^\circ < \theta < 44^\circ$, encontrando correlaciones significativas entre los parámetros e interpretando los resultados como la firma de una región de líneas de emisión anchas tipo disco, es decir, donde las nubes de material forman un sistema axisimétrico que corrota con el disco de acreción, lo cual sugiere una estructura tipo disco para la BLR, en vez de la aceptada estructura esférica ó isotrópica (donde el FWHM es constante para cualquier ángulo).

Para comparar nuestros datos con la relación $\text{FWHM H}\alpha - \theta$ de R03, en primer lugar calibramos el FWHM MgII y FWHM CIV al $\text{FWHM H}\beta$ con las siguientes relaciones:

$$\text{FWHM H}\beta = (1695 \pm 686) + (0.49 \pm 0.15)\text{FWHM MgII km s}^{-1} \quad (4.1)$$

$$\text{FWHM H}\beta = (180 \pm 1045) + (1.13 \pm 0.28)\text{FWHM CIV km s}^{-1} \quad (4.2)$$

La ecuación 4.1 la obtuvimos usando los datos disponibles de FWHM MgII y $\text{H}\beta$ de McLure & Jarvis (2002) para 21 NAGs y con un coeficiente de correlación $r=0.56$, teniendo un error promedio del 20 % en el $\text{FWHM H}\beta$. La ecuación 4.2 es la relación que obtuvimos con los datos de FWHM CIV y $\text{H}\beta$ para 20 NAGs reportados por Vestergaard & Peterson (2006) con $r=0.69$, y un error del 30 %. Ambas relaciones son significativas a un nivel $\geq 99\%$. Escogimos esta forma de calibrar ya que sólo contamos con 14 fuentes de nues-

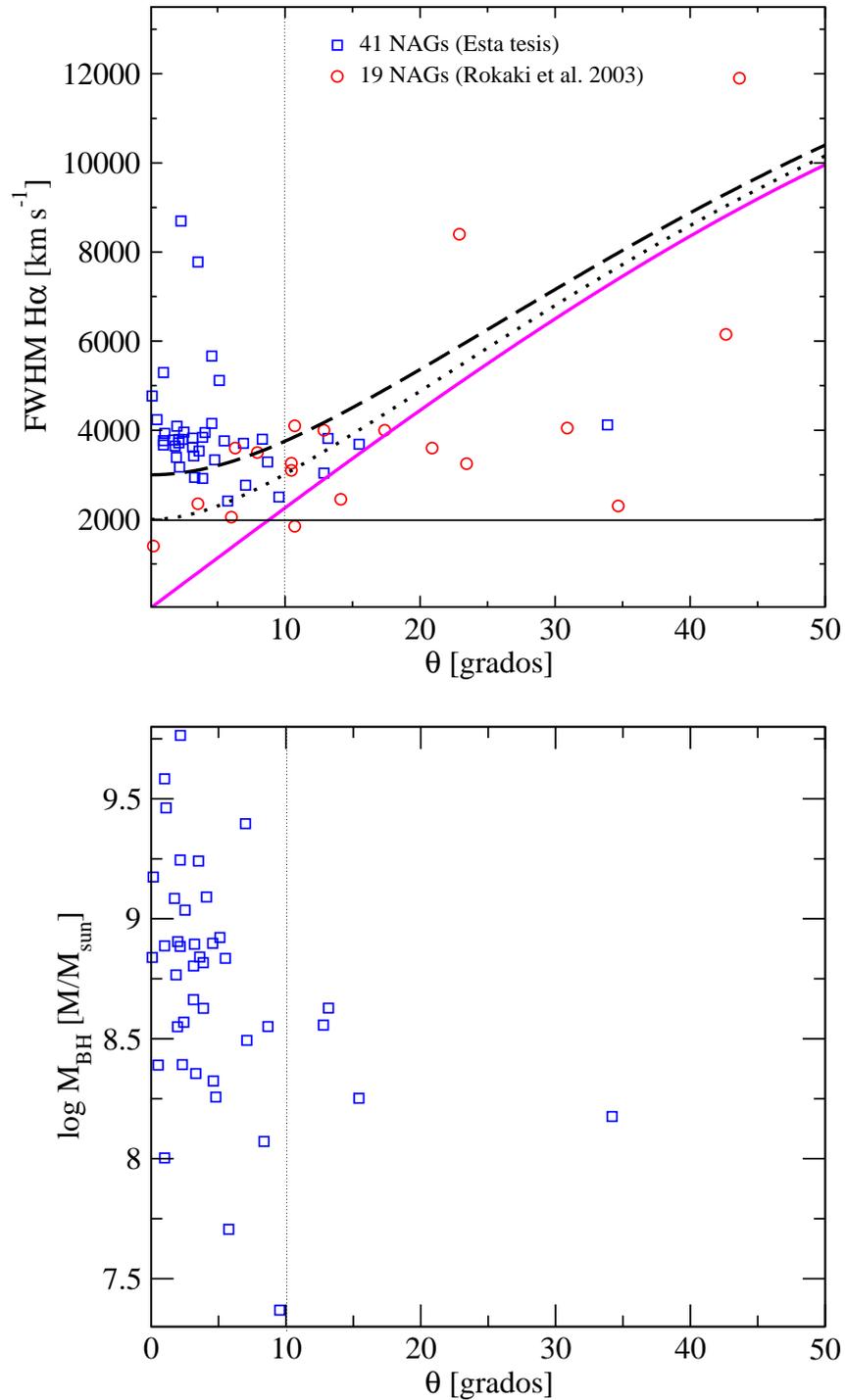


Figura 4.3: *Panel superior*: Relación FWHM H α y el ángulo de visión del jet (θ), se comparan nuestros datos (41 NAGs) (*cuadros*) con los datos de 19 NAGs reportados por Rokaki et al. (2003) (*círculos*). La *línea sólida* representa una componente de la velocidad axisimétrica $V = 13\,000\text{ km s}^{-1}$ sen θ , la *línea punteada* es la componente isotrópica ($V_{iso} = 2\,000\text{ km s}^{-1}$) sumada en cuadratura con la componente axisimétrica, la *línea discontinua* es lo mismo que la anterior pero con el valor de $V_{iso} = 3\,000\text{ km s}^{-1}$ y la *línea horizontal* representa sólo $V_{iso} = 2\,000\text{ km s}^{-1}$. *Panel inferior*: Relación de $M_{BH} - \theta$ para 41 fuentes de MOJAVE/2cm.

tra muestra que coinciden en los datos para MgII y H β y únicamente con 5 que tienen FWHM CIV y H β . El valor medio de $\text{FWHM}_{\text{MgII}}^{\text{H}\beta}$ fue de $(0.79_{-0.18}^{+0.07}) \text{ km s}^{-1}$ (12 cuásares); para $\text{FWHM}_{\text{CIV}}^{\text{H}\beta}$ fue $(0.54_{-0.01}^{+0.03}) \text{ km s}^{-1}$ (4 cuásares) y para $\text{FWHM}_{\text{CIV}}^{\text{MgII}}$ fue $(0.76 \pm 0.08) \text{ km s}^{-1}$ (16 cuásares). Y finalmente calibramos FWHM H β al FWHM H α con la expresión dada por Greene & Ho (2005):

$$\text{FWHM H}\beta = (1070 \pm 70) \times \left(\frac{\text{FWHM H}\alpha}{10^3} \right)^{(1.03 \pm 0.03)} \text{ km s}^{-1} \quad (4.2)$$

En el *panel superior* de la Figura 4.3 se muestran nuestros datos (*cuadros*) de FWHM H α y el ángulo de visión del jet θ , así como los datos reportados por R03 (*círculos*). Se observa que hay un comportamiento completamente diferente entre las dos muestras, sobretodo para $0^\circ \leq \theta \leq 10^\circ$ (línea vertical punteada), haciéndose más remarcada la diferencia entre 0° y 5° . También se muestran tres modelos diferentes:

- Disco ajustado por R03 (Wills & Browne, 1986): $V = V_0 \sin \theta$, con una velocidad normalizada $V_0 = 13\,000 \text{ km s}^{-1}$ para $\theta = 90^\circ$ (línea sólida).
- Componente isotrópica con $V_{iso} = 2000 \text{ km s}^{-1}$ sumada en cuadratura a la componente axisimétrica (línea punteada) y $V_{iso} = 3000 \text{ km s}^{-1}$ (línea discontinúa) (ver Rokaki et al., 2003, y referencias ahí citadas).
- Componente isotrópica con $V_{iso} = 2000 \text{ km s}^{-1}$ (línea horizontal).

De la Figura 4.3 podemos ver que la velocidad del gas o el FWHM no puede ser descrita únicamente por una componente isotrópica o esférica y/ó por una estructura discoidal de la BLR, sino que para ángulos pequeños en NAGs de espectro plano en ondas de radio se puede sugerir la existencia de una componente adicional. Esta componente podría estar relacionada o ser indicativo de la presencia de un viento radial en la BLR debido al movimiento del plasma relativista del jet y/o a que el propio jet ioniza parte de la BLR (Collin et al., 2006), lo que da como resultado la relación entre M_{BH} y θ . Esta anticorrelación también fué obtenida por Hovatta et al. (2009), donde el esquema propuesto para explicar el comportamiento de la BLR se muestra en la Figura 4.4 (*comunicación privada*

T.Hovatta). En este posible escenario parte del material que emite la radiación en la BLR es acelerado junto con el plasma relativista del jet, tal vez debido a fuerzas radiativas y/o magnéticas, o por un viento que se dirige hacia las partes externas del NAG dando como resultado un ensachamiento en las líneas de emisión en fuentes con ángulos de visión pequeños.

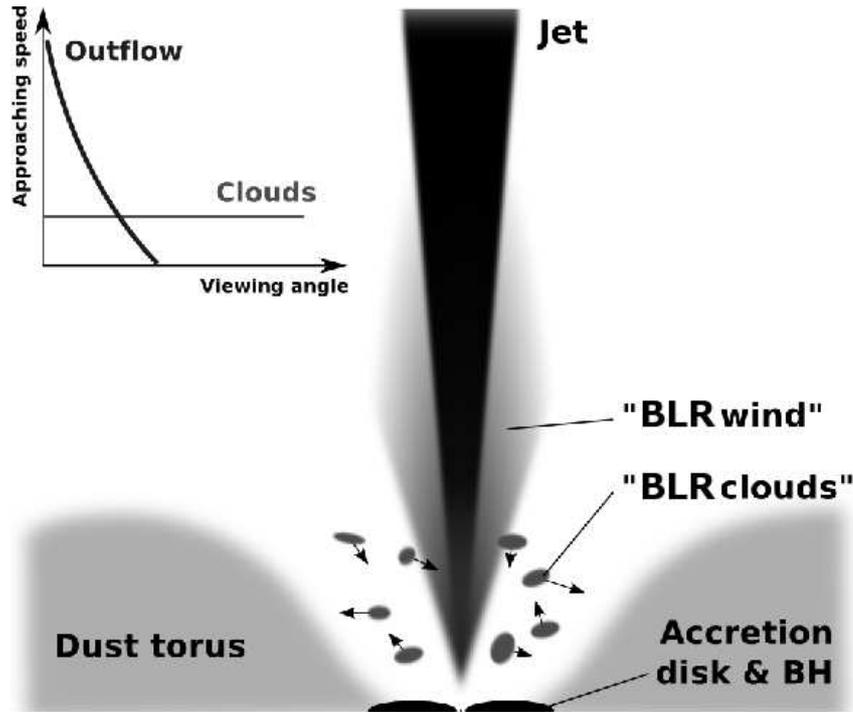


Figura 4.4: Escenario propuesto para explicar la anticorrelación entre el FWHM y el ángulo de visión del jet (*comunicación privada* T. Hovatta.)

Una de las consecuencias del comportamiento del FWHM con el ángulo de visión del jet es que *con los métodos en los que se asume que la BLR está virializada se puede llegar a sobreestimar la M_{BH} hasta por un factor de ~ 100 en fuentes con jets superlumínicos que presentan ángulos de visión pequeños ($\theta \lesssim 10^\circ$)*. Por lo que este es uno de los resultados más asombrosos, dado que en la literatura las relaciones usadas para estimar la M_{BH} se emplean sin tomar en cuenta este efecto al tratar con fuentes tan específicas como lo son las fuentes de MOJAVE/2cm aquí estudiadas.

Si el esquema aquí propuesto es verdadero, es indispensable explorar, aún más, de que manera y en que porcentaje contribuye el jet a la velocidad que muestran los perfiles

de las líneas de emisión producidas en la BLR. Esto abre una puerta para el análisis de evidencia observacional que sustente el posible escenario donde el radio jet afecta de manera significativa la región de líneas de emisión anchas, dando como resultado una componente adicional de la BLR que no se encuentra virializada.

4.2. Emisión del continuo óptico a 5100 Å y 15 GHz

La relación entre los jets y los procesos de acreción en la maquinaria central son un ingrediente crucial para entender la física en los NAGs. En NAGs radio-callados la emisión del continuo es un buen indicador del disco de acreción debido a que la radiación térmica de éste ioniza las nubes de la BLR/NLR. Sin embargo, en NAGs radio-fuertes la emisión del continuo tiene al menos dos contribuciones importantes, una relacionada con el disco de acreción y la otra con la emisión del plasma relativista en el jet que domina en un amplio rango de energías (Lobanov & Zensus, 2007, y referencias ahí citadas).

Para poder entender el mecanismo de producción de los jets, se han hecho grandes esfuerzos por encontrar la conexión entre la emisión en radio y en óptico. Serjeant et al. (1998) presentaron evidencia de la existencia de una correlación entre la emisión del continuo óptico y el radio para una muestra de cuásares con espectro inclinado en radio frecuencias. En este caso, la emisión óptico-radio no se ve afectada por los efectos relativistas (amplificación y direccionamiento Doppler) como sucede en el caso de los cuásares de espectro plano dominados por el core. Maccagni et al. (1989) confirmaron también la existencia de esta correlación para una muestra de objetos tipo BL Lac seleccionados en base a su emisión en rayos-X. De igual forma, Fan et al. (1993) encontraron que para una muestra de BL Lacs seleccionados en base a su emisión en radio, la emisión en rayos X, óptico y radio están correlacionadas, lo que implica que la emisión sincrotrón es el mecanismo principal de emisión en este tipo de objetos.

Por otro lado, Hardcastle & Worrall (2000) argumentan que la emisión nuclear en el óptico se debe a la radiación sincrotrón proveniente del jet basados en las correlaciones encontradas entre la emisión de la parte más compacta del core en óptico (imágenes de alta resolución con el HST) e imágenes obtenidas con el VLA de la emisión en radio del

core del jet en escalas de submilisegundos de arco, para una muestra de 17 radiogalaxias.

Así, dependiendo del tipo de fuentes que sean estudiadas se relaciona la emisión del continuo óptico con procesos de acreción y/ó se asocia con el plasma relativista del jet.

El objetivo principal en esta sección es encontrar correlaciones que nos ayuden a entender la naturaleza física de la emisión en el óptico y su conexión con la emisión de los jets, así como con los core compactos de estas fuentes.

4.2.1. Comparación entre los datos espectroscópicos y fotométricos a 5100 Å

En el análisis se empleó el flujo monocromático a 5100 Å, obtenido con datos espectroscópicos y para aumentar el número de fuentes se usaron también los datos fotométricos. En el primer caso, nos referiremos a este flujo como F_{5100}^s , mientras que el obtenido con fotometría lo denotaremos simplemente como F_{5100} ; similarmente las luminosidades son designadas como: L_{5100}^s y L_{5100} .

En la Figura 4.5 (*panel izquierdo*) se muestra la similitud entre los valores de F_{5100} obtenidos con fotometría (MAPS y USNO, ver Sección 3.1.5) y de F_{5100}^s obtenido de los datos espectroscópicos para 123 NAGs de la muestra MOJAVE/2cm. Los errores asociados a la fotometría pueden llegar a ser de hasta un 30 %, mientras que los datos espectroscópicos son más precisos con errores de tan sólo 10 %. El coeficiente de correlación entre estas dos cantidades es de $r=0.73$ a un nivel de confianza $\gg 99\%$ y una desviación estándar de 0.51 dex, siendo los HPRQ las fuentes que presentan una correlación menor ($r=0.69$; $> 99\%$).

Corrección por contaminación estelar de la galaxia anfitriona

La mayor contribución a las diferencias entre el flujo fotométrico y espectroscópico se atribuye a que la variabilidad en toda la distribución espectral de energía es un fenómeno muy común en los NAGs. Este efecto se observa sobretodo en los HPRQ (ver por ejemplo Gaskell, 2008). Un ejemplo de alta variabilidad la muestra el HPRQ 0804+499 cuyas variaciones en flujo se han observado en escalas de días (35 %) y meses (18 %) (p. ej. en

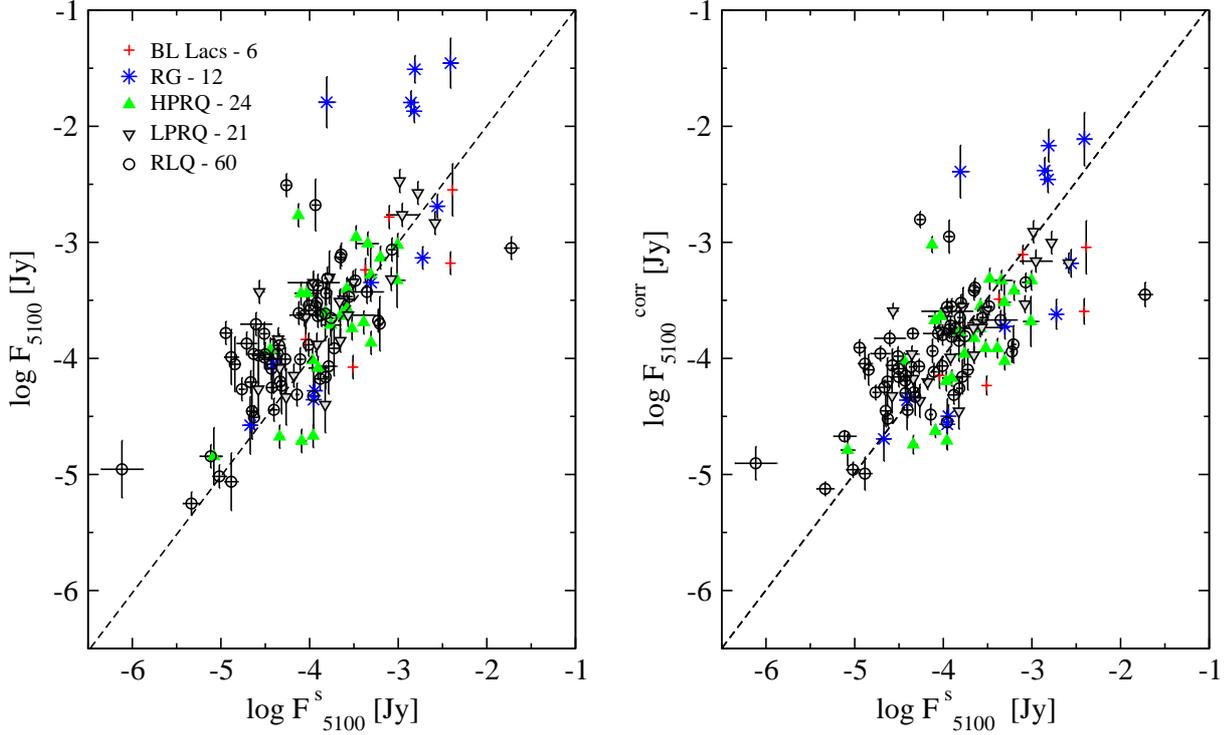


Figura 4.5: Comparación entre el flujo fotométrico y el espectroscópico; el *panel izquierdo* muestra el flujo a 5100\AA obtenido con nuestros datos espectroscópicos y los datos fotométricos obtenidos de los catálogos MAPS y USNO, para 123 NAGs de la muestra MOJAVE/2cm. Las fuentes que presentan la mayor diferencia son los HPRQ debido a su alta variabilidad; el *panel derecho* muestra el flujo fotométrico corregido con la ecuación 4.2.1 por la contribución de la galaxia anfitriona. La línea punteada en ambos paneles representa la identidad.

radio: Kraus et al., 2003; Peng et al., 2000). Otra razón para la ligera discrepancia entre estos dos parámetros es que la adquisición de datos no se realizó de manera simultánea.

Por otro lado, la contribución de la galaxia anfitriona en los datos fotométricos puede llegar a ser significativa en las radiogalaxias debido a su cercanía (p.ej. M87, $z=0.004$) y en menor grado en los cuásares y BL Lacs. Para corregir por la emisión estelar usamos la siguiente relación entre F_{5100}^s y F_{5100} que obtuvimos a partir de 103 fuentes de la muestra, excluyendo las radiogalaxias y 8 NAGs muy variables:

$$F_{5100}^{\text{corr}} = 0.14 \times F_{5100}^{(0.871 \pm 0.072)}. \quad (4.2)$$

En la Figura 4.5 (*panel derecho*) se presenta el flujo fotométrico después de que corregimos por la contribución estelar y el flujo espectroscópico a 5100\AA . Una vez aplicada

esta corrección a todas las fuentes estimamos las luminosidades en cada caso L_{5100} y L_{5100}^s .

La distribución de la luminosidad fotométrica corregida, de aquí en adelante L_{5100} , se muestra en la Figura 4.6 para 233 fuentes de la muestra MOJAVE/2cm; así, como la distribución que presenta cada tipo espectral. L_{5100} tiene un rango de valores que van de 2×10^{42} erg s $^{-1}$ a 1×10^{47} erg s $^{-1}$ y en promedio es de 1×10^{46} erg s $^{-1}$ cubriendo 5 órdenes de magnitud en luminosidad. Las radiogalaxias son las fuentes que presentan luminosidades menores comparándolas con los demás tipos espectrales. Mientras que los cuásares en general son los que presentan luminosidades mayores.

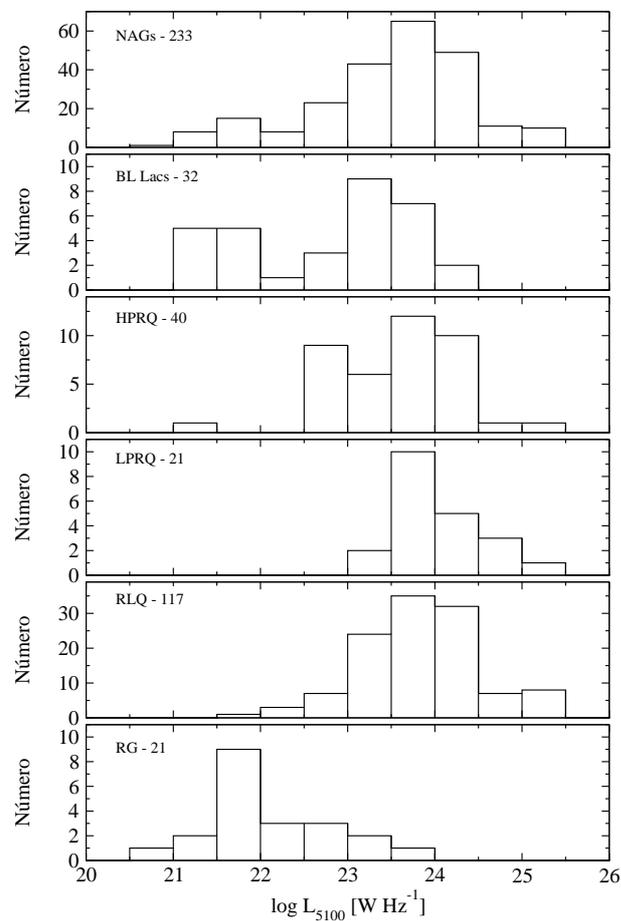


Figura 4.6: Distribución de la luminosidad fotométrica a 5100\AA corregida por la emisión estelar de la galaxia anfitriona para 233 NAGs de la muestra de MOJAVE/2cm. En los diferentes paneles se muestra la distribución para cada tipo espectral.

4.2.2. L_{5100}^s y luminosidad a 15 GHz

La luminosidad L_{5100}^s se estimó usando el flujo monocromático a 5100\AA , F_{5100}^s . Éste se midió directamente de los datos observacionales para 41 fuentes en la región de $H\beta$, mientras que para 64 fuentes en la región de $MgII$ y 18 en la región de CIV se midió el flujo del continuo a 3000\AA y 1350\AA , respectivamente. Estas cantidades se extrapolaron a 5100\AA suponiendo una ley de potencias $F_\nu \propto \nu^\alpha$ con un índice espectral $\alpha = -0.5 \pm 0.2$, valor típico en la región entre $H\beta$ y $Ly\alpha$ para NAGs radio fuertes según Brotherton et al. (2001). Con este procedimiento se obtuvo F_{5100}^s y la luminosidad L_{5100}^s para 123 NAGs (6 BL Lacs, 12 RG, 24 HPRQ, 21 LPRQ y 60 RLQ).

En la Figura 4.7 se muestra el comportamiento de L_{5100}^s y la luminosidad L_{VLBA} a 15 GHz (*panel izquierdo*) y la luminosidad del jet L_{jet} (*panel derecho*) donde se distinguen cada uno de los tipos espectrales.

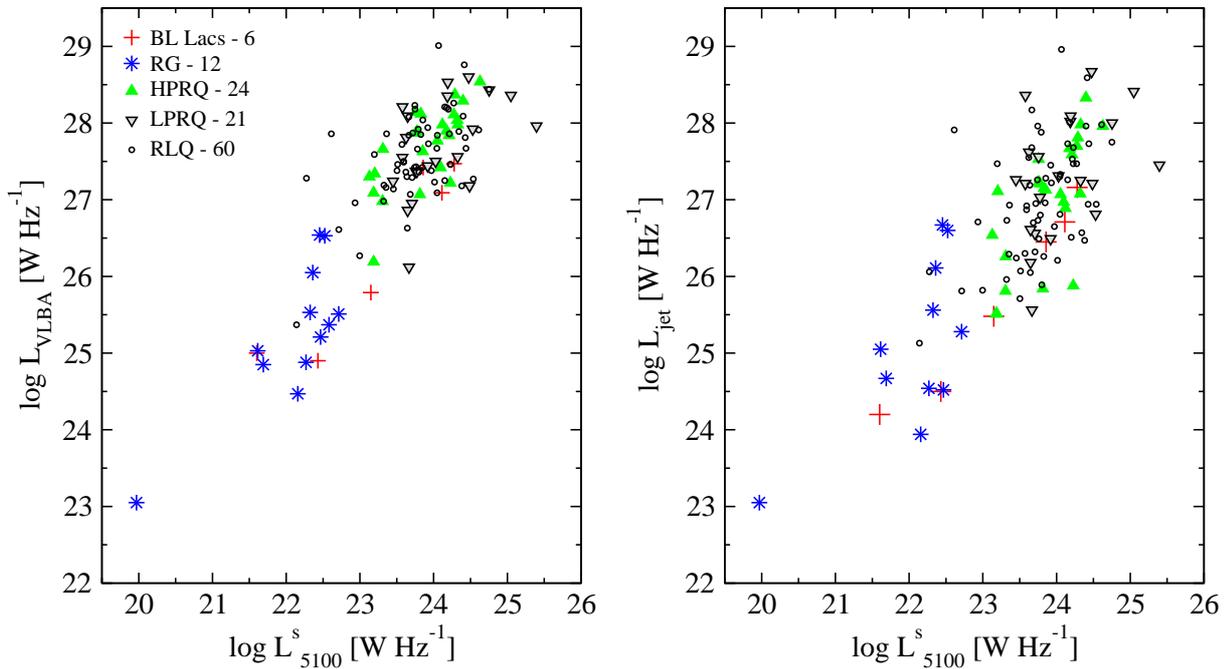


Figura 4.7: Luminosidad en radio vs. la luminosidad a 5100\AA L_{5100}^s proveniente de los datos espectroscópicos para 123 NAGs de la muestra MOJAVE/2cm. *Panel izquierdo*: L_{VLBA} vs. L_{5100}^s ; *panel derecho*: L_{jet} vs. L_{5100}^s . Los símbolos representan las diferentes clases espectrales. Los errores en L_{VLBA} son del 5 % y para L_{jet} son del 10 % según Kovalev et al. (2005), mientras que L_{5100}^s tiene en promedio un error del 10 %. Los errores han sido omitidos por claridad en las gráficas.

Debido a la dependencia entre la luminosidad y el corrimiento al rojo se realizó un análisis estadístico llamado *análisis de correlaciones parciales* Kendall τ (Akritas & Siebert, 1996) para investigar las relaciones entre la luminosidad del continuo óptico y el radio. El principio básico de este análisis se basa en encontrar la correlación entre dos variables que dependen de una tercera, removiendo la dependencia de esta tercera variable. Del análisis se obtiene el coeficiente de correlación τ , análogo al coeficiente de correlación en una regresión lineal (ej. Pearson) y la significancia estadística de la correlación p .

En la Tabla 4.3 se reportan los resultados del análisis estadístico entre L_{5100}^s y las diferentes luminosidades a 15 GHz. Las columnas (1-2) son las variables involucradas en la correlación en unidades de WHz^{-1} ; la (3) es la variable para la que se remueve la relación entre las variables A1 y A2; la (4) es la clase espectral de la muestra; la (5) el número de fuentes analizadas; la (6) es el coeficiente τ de la correlación parcial Kendall donde los valores marcados en negritas son significativos a un nivel de confianza $\geq 98\%$ y en itálicas se marcan los valores que se encuentra en un nivel de confianza entre 98% y $\geq 95\%$; la (7) es la significancia estadística de la correlación.

Con el análisis estadístico se encontró que para la muestra de 123 NAGs en conjunto, L_{5100}^s y las diferentes luminosidades a 15 GHz definidas en la Sección 3.3.1 (L_{VLBA} , L_{un} , L_{core} y L_{jet}) están correlacionadas a un nivel de confianza $\geq 99\%$. Este es el caso también para cada población por separado.

De los 123 NAGs, 105 son cuásares los cuales también presentan correlaciones significativas (ver Tabla 4.3). Al separar los cuásares por tipos se encontró que los HPRQ son los que presentan mayor correlación respecto a los LPRQ y los RLQ. Por otro lado, los RLQ están menos correlacionados con la parte más compacta del core (L_{un}). Mientras que los LPRQ sólo muestran una correlación con L_{core} a un nivel marginal del 95% .

Los BL Lacs tienen un número de fuentes tan reducido (6) que no se presentan en la Tabla 4.3. Las radiogalaxias (12) muestran una fuerte correlación con L_{un} de 0.64 a un nivel de confianza del 99% .

Tabla 4.3: Correlaciones parciales Kendall τ entre L_{5100}^s y las luminosidades de las componentes del jet a 15 GHz

A1	A2	A3	Tipo	Número	τ	p
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
L_{5100}^s	LVLBA	z	Todos	123	0.347	1.06E-10
			Cuásares	105	0.300	1.50E-07
			HPRQ	24	0.385	5.36E-03
			LPRQ	21	0.203	1.29E-01
			RLQ	60	0.237	1.11E-03
L_{5100}^s	L_{un}	z	Todos	123	0.304	1.46E-08
			Cuásares	105	0.245	2.30E-05
			HPRQ	24	<i>0.248</i>	<i>3.42E-02</i>
			LPRQ	21	0.177	1.86E-01
			RLQ	60	<i>0.167</i>	<i>3.50E-02</i>
L_{5100}^s	L_{core}	z	Todos	115	0.300	7.40E-08
			Cuásares	103	0.270	3.30E-06
			HPRQ	24	0.242	2.09E-02
			LPRQ	21	<i>0.246</i>	<i>4.67E-02</i>
			RLQ	58	0.220	8.77E-03
L_{5100}^s	L_{jet}	z	Todos	123	0.336	8.30E-09
			Cuásares	105	0.300	1.50E-06
			HPRQ	24	<i>0.348</i>	<i>2.83E-02</i>
			LPRQ	21	0.117	3.61E-01
			RLQ	60	0.271	1.04E-03

4.2.3. L_{5100} y luminosidad a 15 GHz

El utilizar L_{5100} obtenido a partir de datos fotométricos nos permite incluir en el análisis estadístico a 110 NAGs adicionales para los cuales no se tienen datos espectroscópicos. En esta sección analizamos 233 fuentes: 32 BL Lacs, 21 RG, 40 HPRQ, 21 LPRQ, 117 RLQ y 2 sin identificación óptica.

En la Figura 4.8 se muestra el comportamiento de la luminosidad fotométrica a 5100\AA L_{5100} y la luminosidad a 15 GHz L_{VLBA} (*panel izquierdo*) y la luminosidad del jet L_{jet} (*panel derecho*).

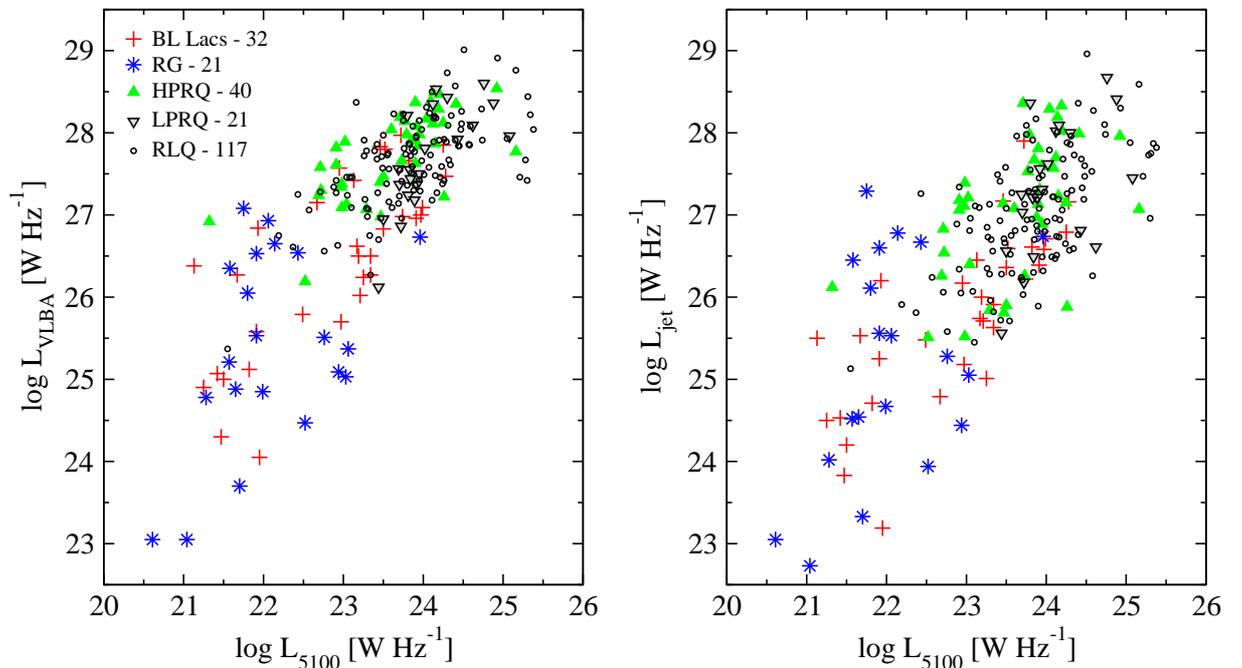


Figura 4.8: Luminosidad en radio vs. la luminosidad a 5100\AA L_{5100} proveniente de los datos fotométricos para 233 NAGs de la muestra MOJAVE/2cm. *Panel izquierdo*: L_{VLBA} vs. L_{5100} ; *panel derecho*: L_{jet} vs. L_{5100} . Los símbolos representan las diferentes clases espectrales. Los errores en L_{VLBA} son del 5% y para L_{jet} son del 10% según Kovalev et al. (2005), mientras que L_{5100} tiene un error máximo del 30%. Los errores se omitieron por claridad en las gráficas.

Se aplicó el mismo análisis de correlaciones parciales para remover la dependencia existente entre las luminosidades y el corrimiento al rojo descrito en la Sección 4.2.2. Los resultados se muestran en la Tabla 4.4. La descripción de las columnas tiene el mismo formato que la Tabla 4.3.

Del análisis estadístico realizado para estos 233 NAGs se obtiene un comportamiento

similar entre la luminosidad en óptico y el radio al emplear los datos espectroscópicos. Se obtuvo que los coeficientes de correlación son 10 % menores respecto a los reportados en la Tabla 4.3 para L_{5100}^s . Se piensa que esto es resultado de la estimación indirecta de L_{5100} al usar datos fotométricos (ej. asumir un mismo índice espectral en el cálculo). Sin embargo, las correlaciones entre L_{5100} y cada luminosidad a 15 GHz son significativas a un nivel de confianza > 99 %. Se encuentra que para todas las fuentes en conjunto la correlación entre L_{5100} es mayor con L_{VLBA} y después con la luminosidad del jet L_{jet} aunque la diferencia entre los coeficientes de correlación es únicamente del 3 % en el caso más extremo.

Para los 178 cuásares se encuentra que la correlación más fuerte es de igual manera con L_{VLBA} , L_{core} , L_{jet} y finalmente con la parte más compacta del core L_{un} . Al analizarlos por separado, se encuentra que los HPRQ son los que muestran una mayor correlación con la luminosidad del core. En contraste, los LPRQ no muestran ninguna correlación significativa. Los RLQ muestran una correlación 14 % mayor con el jet que con el core.

Los 32 BL Lacs de la muestra presentan únicamente una correlación entre L_{5100} y la luminosidad del jet de $\tau = 0.379$ significativa a un nivel del 99 % .

Por otro lado, las 21 RG no presentaron ninguna correlación significativa. Lo cual se atribuye a dos factores, dentro de esta submuestra se encuentran radiogalaxias de líneas angostas. De acuerdo al modelo estándar se sabe que éstas se encuentran oscurecidas debido al toro de polvo que rodea a la maquinaria central, esto puede afectar la emisión detectada en el óptico. El otro factor es que presentan ángulos de visión mayores respecto a los otros tipos espectrales de la muestra (en promedio $\theta \approx 25^\circ$) y por lo tanto, el efecto de amplificación Doppler es mucho menor. Como se muestra en la Tabla 4.5, en promedio los demás tipos espectrales presentan ángulos de visión bastante menores, por lo que los efectos relativistas son de mayor importancia y hay que tomarlos en cuenta para estudiar las posibles correlaciones entre la emisión en óptico y radio.

Tabla 4.4: Correlaciones parciales Kendall τ entre L_{5100} y 15 GHz

A1	A2	A3	Tipo	Número	τ	p
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
L_{5100}	L_{VLBA}	z	Todos	233	0.250	2.64E-13
			Cuásares	178	0.227	5.80E-09
			HPRQ	40	0.278	5.70E-03
			LPRQ	21	0.237	1.09E-01
			RLQ	117	0.207	2.55E-05
L_{5100}	L_{un}	z	Todos	233	0.235	1.92E-11
			Cuásares	178	0.196	1.26E-06
			HPRQ	40	0.251	6.90E-03
			LPRQ	21	0.270	5.59E-02
			RLQ	117	0.164	1.49E-03
L_{5100}	L_{core}	z	Todos	222	0.217	7.46E-10
			Cuásares	176	0.215	9.33E-08
			HPRQ	40	0.285	1.81E-03
			LPRQ	21	0.213	1.11E-01
			RLQ	115	0.198	1.49E-04
L_{5100}	L_{jet}	z	Todos	233	0.247	1.94E-12
			Cuásares	178	0.205	3.88E-07
			HPRQ	40	0.131	2.03E-01
			LPRQ	21	0.208	1.03E-01
			RLQ	117	0.212	3.10E-05

El valor promedio de los parámetros de los jets se muestra en la Tabla 4.5. La columna (1) contiene los parámetros del jet (velocidad aparente β_{app} , factor Doppler δ , factor de Lorentz Γ y ángulo entre la línea de visión y el eje del jet θ); la (2) lista el tipo espectral

de los NAGs; la (3) es el número de fuentes; la (4) y (5) son el valor mínimo y máximo del parámetro, respectivamente; la (6) es el valor promedio del parámetro y la (7) la desviación estándar típica del parámetro.

Tabla 4.5: Parámetros promedio de los jets

Parámetro	Tipo	Número	Mín.	Máx.	Promedio	σ
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
β_{app}	Todos	167	0.03	50.02	10.13	8.33
	BL Lac	22	0.12	33.87	8.98	8.76
	RG	17	0.03	6.97	2.19	2.39
	HPRQ	38	1.68	27.50	12.78	7.21
	LPRQ	19	2.49	29.13	11.44	6.98
	RLQ	69	0.33	50.02	10.79	9.01
	U	2	3.06	6.17	4.62	2.20
δ	Todos	82	0.34	36.17	12.56	7.86
	BL Lac	20	1.09	24.42	8.08	5.73
	RG	5	0.34	6.01	2.61	2.12
	HPRQ	22	6.08	36.17	17.41	7.40
	LPRQ	14	1.96	22.57	11.18	6.64
	RLQ	21	5.23	31.82	15.02	7.34
Γ	Todos	71	1.01	63.63	15.46	11.05
	BL Lac	13	1.01	37.18	10.49	9.80
	RG	5	1.30	7.59	3.53	2.87
	HPRQ	21	5.25	31.94	17.07	6.86
	LPRQ	14	4.40	30.63	15.94	8.94
	RLQ	18	5.49	63.63	20.12	15.15
θ	Todos	71	0.08	50.70	6.81	9.34
	BL Lac	13	1.35	49.84	10.88	13.88
	RG	5	9.54	50.70	24.80	17.27
	HPRQ	21	0.16	9.34	3.67	1.92
	LPRQ	14	1.10	13.16	5.86	3.84
	RLQ	18	0.08	6.52	3.28	1.92

De acuerdo al Modelo Unificado para los NAGs radio fuertes, los BL Lacs tienen ángulos de visión del jet menores respecto a los cuásares y las radiogalaxias. Sin embargo, en la Tabla 4.5 no se refleja este hecho ya que los RLQ y HPRQ son los que tienen en promedio un θ menor. Ghisellini et al. (2005) sugieren que existe una estratificación de velocidades en el jet de los BL Lacs. La emisión que se encuentra más amplificada yace en la parte interna de un cono muy angosto del jet y solamente las parte externas del cono

son detectadas, las cuales no son representativas de la velocidad característica del jet y por lo tanto del factor Doppler. Este efecto, junto con una posible clasificación errónea de algunos BL Lacs y cuásares (Hovatta et al., 2009), pueden dar como resultado que nuestra muestra tenga un sesgo hacia BL Lacs con ángulos de visión mayores.

Las correlaciones encontradas nos permiten afirmar que la mayor contribución a la emisión en óptico, en los NAGs dominados por el core con espectro plano en radio, es de origen no térmico y se ve afectada por el efecto de amplificación Doppler.

Corrección por amplificación Doppler

La mayoría de las fuentes de la muestra MOJAVE/2cm presentan el efecto de amplificación Doppler, por lo que es interesante estudiar que ocurre al realizar la corrección por este efecto. Si el factor Doppler es conocido y asumiendo que la fuente tiene un espectro que sigue una ley de potencias ($F_\nu \propto \nu^\alpha$) se puede corregir por este efecto.

La luminosidad intrínseca $L_{\nu,\text{int}}$ en términos de la luminosidad observada L_ν y el factor de amplificación Doppler está dada por la siguiente expresión:

$$L_{\nu,\text{int}} = \delta^{-p} L_\nu, \quad (4.2)$$

donde $p=2-\alpha$ para el caso en el que se considera un jet continuo con un índice espectral α . Para las luminosidades de VLBA, el core y la parte más compacta (no resuelta) se asumió un valor para el índice espectral en radio de $\alpha=0$ y de -0.7 para el jet (Lister & Homan, 2005).

De igual manera, se corrigió la luminosidad observada a 5100 \AA (L_{5100} y L_{5100}^s) usando la relación entre el factor Doppler en radio δ_ν y el factor Doppler en la región del óptico δ_o :

$$\delta_\nu = \delta_o^{1+\frac{1}{8}\log\frac{\nu_o}{\nu}}, \quad (4.2)$$

donde ν es la frecuencia en radio y ν_o es la frecuencia correspondiente a la región del óptico, en este caso 5100 \AA (Fan et al., 1993). Se asumió un índice espectral de $\alpha=-0.5$ (Brotherton et al., 2001), por lo que la luminosidad a 5100 \AA corregida $L_{5100,\text{int}}$ está dada

por:

$$L_{5100,\text{int}} = L_{5100} \delta_o^{-2.5} = L_{5100} \delta_v^{-1.59} \quad (4.2)$$

Cabe aclarar que para estas correcciones se utilizaron los factores Doppler más precisos reportados recientemente por Hovatta et al. (2009) para 47 fuentes en el caso de L_{5100}^s : 4 BL Lacs, 4 BLRG³ y 39 Cuásares. Al realizar la corrección para el caso de L_{5100} permitió añadir al análisis 30 NAGs más que con la luminosidad espectroscópica, es decir 77 NAGs (17 BL Lacs, 4 BLRG y 56 cuásares). Se excluyó del análisis a la radio galaxia 0316+413 debido a que $\delta < 1$, lo que implica que no presenta el efecto de amplificación Doppler.

Para ilustrar el comportamiento entre la emisión a 5100 Å y 15 GHz al aplicar la corrección Doppler y excluyendo la dependencia con el corrimiento al rojo se puede ver la Figura 4.9. En el *panel izquierdo* se muestran los flujos a 5100 Å y F_{VLBA} sin la corrección, mientras que en el *panel derecho* los flujos corregidos. Los flujos observados presentan una gran dispersión en comparación con los corregidos por amplificación Doppler, para estos flujos intrínsecos se tiene un coeficiente de correlación de Pearson de $r=0.72$ a un nivel de confianza del 99%. Con lo que se muestra que la corrección por amplificación Doppler es de gran importancia al estudiar las posibles correlaciones entre las luminosidades a diferentes frecuencias.

En las Tablas 4.6 y 4.7 se muestran las correlaciones encontradas en ambos casos, tanto para la luminosidad a 5100Å estimada a partir de datos espectroscópicos como de los datos fotométricos, respectivamente. Se presentan el análisis antes y después de corregir por el efecto de amplificación Doppler. Esto se reporta tanto para la muestra en conjunto como para la población de cuásares y sus diferentes tipos. Las columnas (1-7) corresponden al análisis estadístico para las luminosidades sin corrección y las columnas (8-12) son el resultado de las correlaciones encontradas una vez que se corrige por la amplificación Doppler. La columna (1) es L_{5100}^s ó L_{5100} según sea el caso; la (2) es la luminosidad en radio; la (3) es la variable para la cual es removida la dependencia entre A1 y A2, en este caso el corrimiento al rojo de la fuente; la (4) es el tipo espectral; la (5) el número de fuentes analizadas; la (6) es el coeficiente de la correlación del análisis parcial

³La BLRG 2021+614 no cuenta con información para F_{core} .

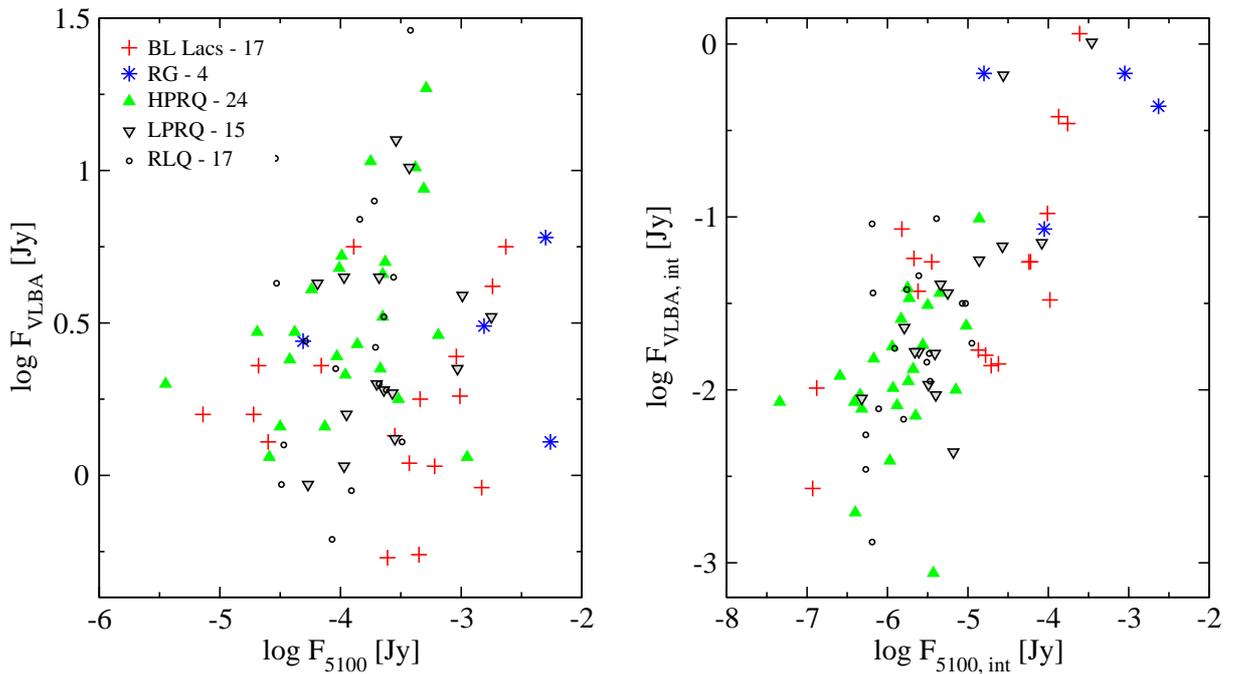


Figura 4.9: F_{5100} y F_{VLBA} sin y con corrección por el efecto de amplificación Doppler; *panel izquierdo* flujos sin corrección Doppler; *panel derecho* flujos con corrección Doppler con $\log F_{VLBA,int} = (1.14 \pm 0.31) + \log F_{5100,int}^{0.51 \pm 0.06}$, $r=0.72$ y una significancia del 99 %. Los errores se omitieron por claridad en las gráficas.

τ ; la (7) es la significancia estadística de la correlación donde se han marcado en **negritas** los valores que son significativos a un nivel de confianza $\geq 99\%$ y en *itálicas* los que son significativos a un nivel de confianza $\geq 95\%$ y $\leq 98\%$; la (8) y (9) son las variables A1 y A2 corregidas por amplificación Doppler nombradas A4 y A5; la (10) es corrimiento al rojo de la fuente, puesta explícitamente para recordar que la dependencia de esta variable ha sido removida de A4 y A5; la (11) y (12) son el coeficiente τ de la correlación y la significancia estadística, respectivamente.

Tabla 4.6: Correlaciones entre L_{5100}^s y las luminosidades a 15 GHz sin y con corrección Doppler.

A1 (1)	A2 (2)	A3 (3)	Tipo (4)	Número (5)	τ (6)	p (7)	A4 (8)	A5 (9)	A6 (10)	τ (11)	p (12)
L_{5100}^s	L_{VLBA}	z	Todos Cuásares HPRQ LPRQ RLQ	47 39 17 15 7	0.347 0.308 0.483 0.137 ...	4.46E-04 3.56E-03 4.78E-03 3.34E-01 ...	$L_{5100, \text{int}}^s$ $L_{VLBA, \text{int}}$	$L_{VLBA, \text{int}}$	z	0.550 0.606 0.703 0.242 ...	7.50E-12 2.48E-12 5.63E-05 2.10E-01 ...
L_{5100}^s	L_{un}	z	Todos Cuásares HPRQ LPRQ RLQ	47 39 17 15 7	0.321 0.284 0.318 0.120 ...	6.82E-04 4.05E-03 4.75E-02 4.82E-01 ...	$L_{5100, \text{int}}^s$	$L_{\text{un}, \text{int}}$	z	0.529 0.577 0.684 0.208 ...	4.15E-11 1.50E-11 1.69E-04 2.85E-01 ...
L_{5100}^s	L_{core}	z	Todos Cuásares HPRQ LPRQ RLQ	46 39 17 15 7	0.344 0.313 0.282 0.346 ...	5.65E-04 2.79E-03 6.29E-02 7.97E-02 ...	$L_{5100, \text{int}}^s$	$L_{\text{core}, \text{int}}$	z	0.463 0.466 0.544 0.167 ...	8.81E-07 5.56E-06 3.69E-03 4.17E-01 ...
L_{5100}^s	L_{jet}	z	Todos Cuásares HPRQ LPRQ RLQ	47 39 17 15 7	0.365 0.332 0.535 -0.022 ...	5.07E-04 4.05E-03 5.95E-03 8.37E-01 ...	$L_{5100, \text{int}}^s$	$L_{\text{jet}, \text{int}}$	z	0.531 0.611 0.751 0.177 ...	8.88E-10 8.59E-12 1.97E-05 3.67E-01 ...

Tabla 4.7: Correlaciones entre L_{5100} y las luminosidades a 15 GHz sin y con corrección Doppler.

A1 (1)	A2 (2)	A3 (3)	Tipo (4)	Número (5)	τ (6)	p (7)	A4 (8)	A5 (9)	A6 (10)	τ (11)	p (12)
L_{5100}	LVLBA	z	Todos	77	0.281	1.65E-06	$L_{5100,int}$	$L_{VLBA,int}$	z	0.406	1.74E-07
			BL Lacs	17	0.065	6.68E-01				0.331	3.31E-02
			Cuásares	56	0.276	4.30E-04				0.464	8.57E-07
			HPRQ	24	0.261	4.14E-02				0.245	1.60E-01
			LPRQ	15	0.143	3.01E-01				0.422	5.70E-03
			RLQ	17	0.204	1.53E-01				0.394	2.01E-02
L_{5100}	L_{un}	z	Todos	77	0.244	1.31E-05	$L_{5100,int}$	$L_{un,int}$	z	0.392	7.91E-07
			BL Lacs	17	0.065	6.71E-01				0.301	4.11E-02
			Cuásares	56	0.230	2.88E-03				0.438	4.77E-06
			HPRQ	24	0.258	3.57E-02				0.296	8.06E-02
			LPRQ	15	0.196	2.67E-01				0.351	3.82E-02
			RLQ	17	0.179	2.37E-01				0.337	3.09E-02
L_{5100}	L_{core}	z	Todos	76	0.265	6.25E-06	$L_{5100,int}$	$L_{core,int}$	z	0.366	2.19E-06
			BL Lacs	17	0.066	6.34E-01				0.183	2.79E-01
			Cuásares	56	0.266	8.95E-04				0.372	1.84E-04
			HPRQ	24	0.361	6.72E-03				0.376	2.01E-02
			LPRQ	15	0.062	6.90E-01				0.222	2.81E-01
			RLQ	17	0.270	6.34E-02				0.333	4.78E-02
L_{5100}	L_{jet}	z	Todos	77	0.282	6.60E-06	$L_{5100,int}$	$L_{jet,int}$	z	0.360	7.77E-06
			BL Lacs	17	0.384	9.89E-03				0.374	4.15E-03
			Cuásares	56	0.218	6.23E-03				0.434	1.90E-06
			HPRQ	24	0.093	5.23E-01				0.253	1.43E-01
			LPRQ	15	0.058	5.86E-01				0.393	1.19E-02
			RLQ	17	0.134	4.40E-01				0.368	4.46E-03

Una posible explicación para las diferencias entre cada tipo de cuásar es que los HPRQ se encuentren más oscurecidos que los LPRQ y los RLQ, ya que con observaciones del “*Two Micron All Sky Survey*” (2MASS) se ha encontrado que el núcleo de los cuásares altamente polarizados en el óptico está oscurecido a un cierto grado debido a la presencia de polvo (Smith et al., 2002). Al estar más oscurecidos que los cuásares de baja polarización la emisión del continuo en los HPRQ es dispersada de la línea de visión por partículas de polvo, lo que se ve reflejado en un menor flujo, en particular en la región del óptico. Los HPRQ de nuestra muestra tienen un flujo a 5100 \AA ($-8 \leq \log F_{5100, \text{int}} \leq -5$) que es en promedio 2 órdenes de magnitud menor que el de los LPRQ ($-7 \leq \log F_{5100, \text{int}} \leq -3$), lo cual indica que los HPRQ sufren oscurecimiento. Los HPRQ también son los cuásares que presentan en promedio una mayor amplificación Doppler, como se puede ver en la Tabla 4.5 ($\delta \sim 17$). Mientras que los LPRQ y los RLQ presentan $\delta \sim 11$ y 15 , respectivamente.

Por primera vez, encontramos una correlación entre la luminosidad L_{5100}^s y las diferentes luminosidades a 15 GHz, aún sin la corrección por amplificación Doppler. Una vez, que se corrigen las luminosidades por este efecto relativista, las correlaciones se hacen más significativas, como ocurre con los datos fotométricos. Esto nos indica que la amplificación Doppler debe ser tomada en cuenta al analizar la emisión en fuentes con espectro plano en radio, ya que es uno de los factores responsables de la dispersión de las luminosidades óptico y radio.

Al estudiar las diferentes clases espectrales se encontró que para todas las fuentes existe el vínculo entre la emisión del continuo y la de 15 GHz. Lo cual apoya el Modelo Unificado para NAGs. Sin embargo, las fuentes que presentan una correlación menor entre el óptico y radio son los HPRQ. Lo que se atribuye a dos factores principales: la alta variabilidad en estas fuentes y el oscurecimiento debido a polvo. Estos NAGs entran en el grupo de los blazares y se sabe que presentan un comportamiento distinto respecto a los LPRQ, el cual no puede ser explicado con un modelo basado únicamente en efectos de orientación. Por ejemplo, Lister & Smith (2000) encontraron que los LPRQ tienden a presentar cores menos luminosos a 15 GHz que los HPRQ. Además las componentes del jet, en los LPRQ, tienen campos magnéticos paralelos al jet, mientras que en los HPRQ se

encuentran perpendicularmente al flujo del jet. Nosotros encontramos que efectivamente, los HPRQ presentan en promedio luminosidades aparentes de los cores 20 % mayores respecto a los LPRQ a 15 GHz. Esto como consecuencia de que, en nuestra muestra, los HPRQ son las fuentes que tienen en promedio ángulos de visión menores y por lo tanto, una amplificación Doppler mayor. Sin embargo, al corregir por este efecto la luminosidad observada, encontramos que los LPRQ presentan en promedio una luminosidad intrínseca de los cores mayor por un orden de magnitud, respecto a la de los HPRQ.

La existencia de la correlación entre el óptico y radio, nos confirma que la emisión del continuo óptico, al menos tiene dos contribuciones. La radiación térmica proveniente del disco de acreción, y la que domina en este tipo de fuentes, es la radiación sincrotrónica del jet. La emisión térmica del disco no puede ser cuantificada, sin embargo, debido a la naturaleza de nuestra muestra, la mayor contribución a la emisión en el óptico la atribuimos a la radiación del plasma relativista que forma parte del jet a escalas de pársecs. Esto lo confirman las fuertes correlaciones encontradas entre la emisión a 5100 Å con cada flujo a 15 GHz, y principalmente con el core y su parte más compacta para cada tipo de NAG. Esto nos indica que posiblemente ambas emisiones tienen un origen en común y tal vez provienen de la misma región espacial.

Otra de las evidencias que apoya que la emisión óptica es de naturaleza sincrotrónica proviene del diagrama velocidad aparente- L_{5100} que se muestra en la Figura 4.10. Existe una carencia de NAGs con bajas luminosidades y altas velocidades aparentes, de la misma forma que ocurre en la relación de la velocidad aparente y la luminosidad en radio de las fuentes de MOJAVE/2cm a 15 GHz (Cohen et al., 2007). Esto no es un efecto de selección debido al límite observacional en la muestra y es interpretado en términos del efecto de direccionamiento en los jets que emiten en ondas de radio. Cohen et al. (2007) introducen el concepto de la *curva de aspecto*, siendo ésta la curva envolvente que resulta de aplicar la teoría del direccionamiento relativista en jets al plano observacional $\beta_{\text{app}}-L$, es parametrizada con el ángulo de visión ($\theta \in [0^\circ, 90^\circ]$) y se emplea para restringir los valores que pueden tomar los parámetros intrínsecos de los jets (factor de Lorentz y luminosidad intrínseca en radio de la fuente). Cohen et al. demostraron que la *curva de*

aspecto resulta ser una buena curva envolvente para los cuásares en el diagrama L_{VLBA} y β_{app} y sugieren que el modelo de direccionamiento relativista es realista para las fuentes de MOJAVE/2cm. Nosotros obtuvimos las curvas de aspecto para BL Lacs, cuásares y radio

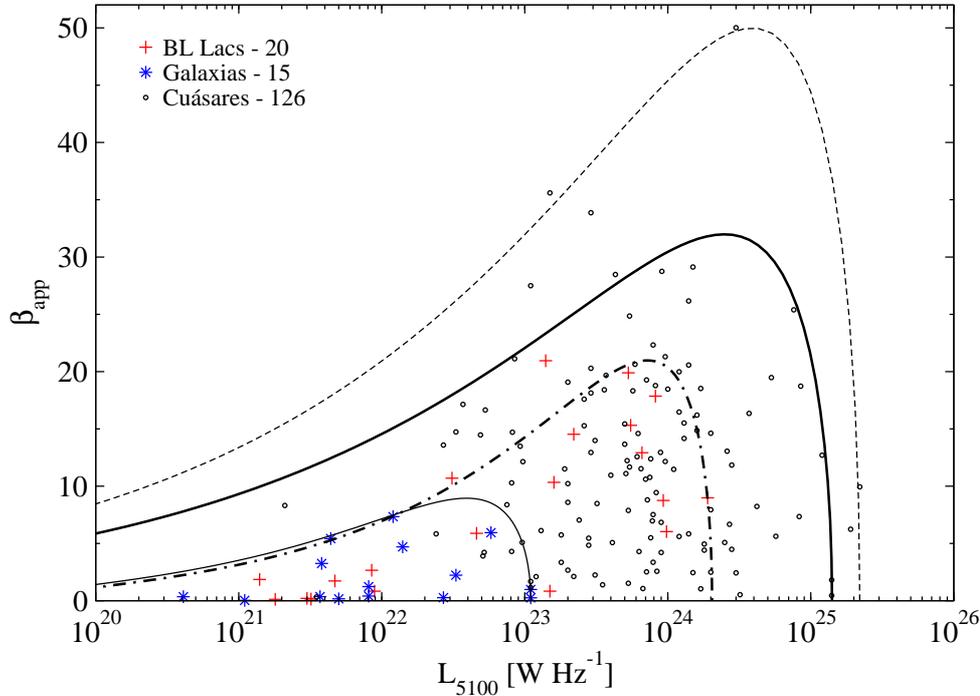


Figura 4.10: Velocidad aparente del jet y la luminosidad a 5100 \AA para 161 NAGs de la muestra MOJAVE/2cm. La muestra consiste de 126 cuásares, 20 BL Lacs y 16 radiogalaxias. La *curva de aspecto* es dada para todos los cuásares y el 95 % de ellos (líneas discontinua y continua gruesa, respectivamente), para los BL Lacs (línea punteada) y para las radiogalaxias (línea continua delgada). El mejor ajuste para el pico de la luminosidad intrínseca óptica, factor de Lorentz y el factor de amplificación del jet son: $L_{5100,int} = 2 \times 10^{20} \text{ W Hz}^{-1}$, $\Gamma = 50$ y $p = 3$ para todos los cuásares; $L_{5100,int} = 4 \times 10^{20} \text{ W Hz}^{-1}$, $\Gamma = 32$ y $p = 3$ para el 95 % de los cuásares; $L_{5100,int} = 8 \times 10^{21} \text{ W Hz}^{-1}$, $\Gamma = 21$ y $p = 2$ para los BL Lacs; $L_{5100,int} = 1.5 \times 10^{21} \text{ W Hz}^{-1}$, $\Gamma = 9$ y $p = 2$ para las radiogalaxias.

galaxias en el diagrama $L_{5100}-\beta_{app}$ que se muestra en la Figura 4.10. En ésta se pueden ver los diferentes ajustes de la curva de aspecto para toda la población de cuásares y el 95 % de ellos (líneas discontinua y continua gruesa, respectivamente), para los BL Lacs (línea punteada) y para las radiogalaxias (línea continua delgada). Para 126 cuásares el mejor ajuste para el pico de la luminosidad intrínseca óptica, factor de Lorentz y el factor de amplificación del jet fueron: $L_{5100,int} = 2 \times 10^{20} \text{ W Hz}^{-1}$, $\Gamma = 50$ y $p = 3$, mientras que para el 95 % de ellos se obtiene un mejor ajuste con $L_{5100,int} = 4 \times 10^{20} \text{ W Hz}^{-1}$, $\Gamma = 32$ y

$p = 3$. Para 20 BL Lacs y 15 radiogalaxias también se obtuvo una buena envolvente bajo la curva de aspecto con los parámetros $L_{5100, \text{int}} = 8 \times 10^{21} \text{ WHz}^{-1}$, $\Gamma = 21$ y $p = 2$ para los BL Lacs y $L_{5100, \text{int}} = 1.5 \times 10^{21} \text{ WHz}^{-1}$, $\Gamma = 9$ y $p = 2$ para las radiogalaxias. Esto es una fuerte evidencia de que la emisión óptica de los cuásares, BL Lacs y radiogalaxias de la muestra MOJAVE/2cm es generada por las partículas relativistas del jet y sufre de amplificación Doppler.

Por otro lado, con estudios de variabilidad en dos NAGs (3C 390.3 y 3C 120) se ha encontrado que la emisión en el óptico y radio están relacionadas y se ha ubicado físicamente la fuente de ambas emisiones. Las variaciones de muy largo plazo de la emisión del continuo óptico ($\gtrsim 10$ años) están relacionadas con la emisión en radio de la base del jet (core) localizada por encima del disco, mientras que las variaciones a largo plazo del continuo óptico (1-2 años) siguen las ráfagas provenientes de las componentes estacionarias en el jet con un tiempo de retraso de aproximadamente 1 año (Arshakian et al., 2008, 2009; León-Tavares et al., 2009).

Así, con nuestros resultados podemos afirmar que, efectivamente, la luminosidad óptica está intrínsecamente correlacionada con la luminosidad en radio de la parte más compacta del core y aquella del jet de las radiogalaxias, BL Lacs y los cuásares de espectro plano de la muestra MOJAVE/2cm, sugiriendo que *la emisión del continuo óptico es de origen no térmica, se encuentra amplificada y es generada en gran parte por el plasma relativista del jet más que por la emisión térmica del disco de acreción.*

4.3. Líneas de emisión y radio parámetros

Según el modelo estándar para NAGs, las nubes de material que forman la región donde se producen las líneas de emisión (BLR y NLR) son fotoionizadas por una fuente central (probablemente el disco de acreción), de donde se sigue que las líneas de emisión son una herramienta útil para buscar las conexiones del sistema BLR/NLR-disco-jet.

Celotti et al. (1997) presentan evidencia en favor del vínculo entre la luminosidad disipada radiativamente en la maquinaria central de los NAGs radio-fuertes y la potencia cinética de sus jets. Se basan en la relación encontrada para una muestra de cuásares

entre la luminosidad de la BLR y la potencia cinética de los jets a escalas de pc. Como encontraron que la luminosidad ionizante y la cinética son del mismo orden de magnitud, sugieren que esta equivalencia puede ser una firma de que la potencia generada a través de la acreción y aquella extraída de la energía rotacional de un disco/agujero negro son convertidas en energía cinética.

Con el objetivo de averiguar si realmente la BLR está relacionada con la emisión de los jets a escalas de pársecs investigamos en esta sección el flujo total de la región de líneas de emisión anchas BLR y los flujos a 15 GHz.

4.3.1. BLR vs. la emisión a 15 GHz

Basados en el procedimiento de Celotti et al. (1997) y usando la ecuación 3.2.2 aplicada a los flujos de las líneas de emisión $H\beta$, MgII $\lambda 2798$ y CIV $\lambda 1549$ se obtuvo el flujo total de la BLR (F_{BLR}) para 108 fuentes. Para esta estimación se usaron los datos espectroscópicos reportados en la sección 3.1.3 para 28 fuentes con $H\beta$, 78 con MgII y 35 con CIV.

Para saber que tan precisa es la estimación de F_{BLR} comparamos el valor de la F_{BLR} obtenida por separado para 14 fuentes que cuentan con la información de las líneas $H\beta$ y MgII. La diferencia relativa a $F_{\text{BLR}}(H\beta)$ tiene un valor medio de 0.5 ($^{+2.4}_{-0.3}$) con una correlación de $r=0.56$. Esto es debido a que 7 de las fuentes presentan un valor mayor F_{MgII} respecto a $F_{H\beta}$. En el caso extremo difiere hasta en 1 orden de magnitud. Para el resto de las fuentes presentan valores similares. Para 17 fuentes con las líneas de MgII y CIV el valor medio de la diferencia relativa a $F_{\text{BLR}}(\text{MgII})$ es de 0.5 ($^{+1.9}_{-0.2}$) con una correlación de $r=0.90$, lo cual es consecuencia de que el F_{CIV} es un factor 2.5 mayor que F_{MgII} . Y para las 5 fuentes con las líneas $H\beta$ y CIV se tiene en promedio una diferencia relativa a $F_{\text{BLR}}(\text{CIV})$ de 0.8 ($^{+0.1}_{-0.5}$) y $r=0.44$. En la Figura 4.11 se muestran las comparaciones de F_{BLR} obtenida con las diferentes líneas de emisión. En todo caso, ésta es la mejor forma de estimar F_{BLR} empleando los datos espectroscópicos disponibles adoptando un error del 25 % para este parámetro. Para 26 de las 108 fuentes se estimó F_{BLR} con más de una línea de emisión, mientras que para el resto sólo se empleó una línea de emisión disponible ($H\beta$, MgII ó CIV).

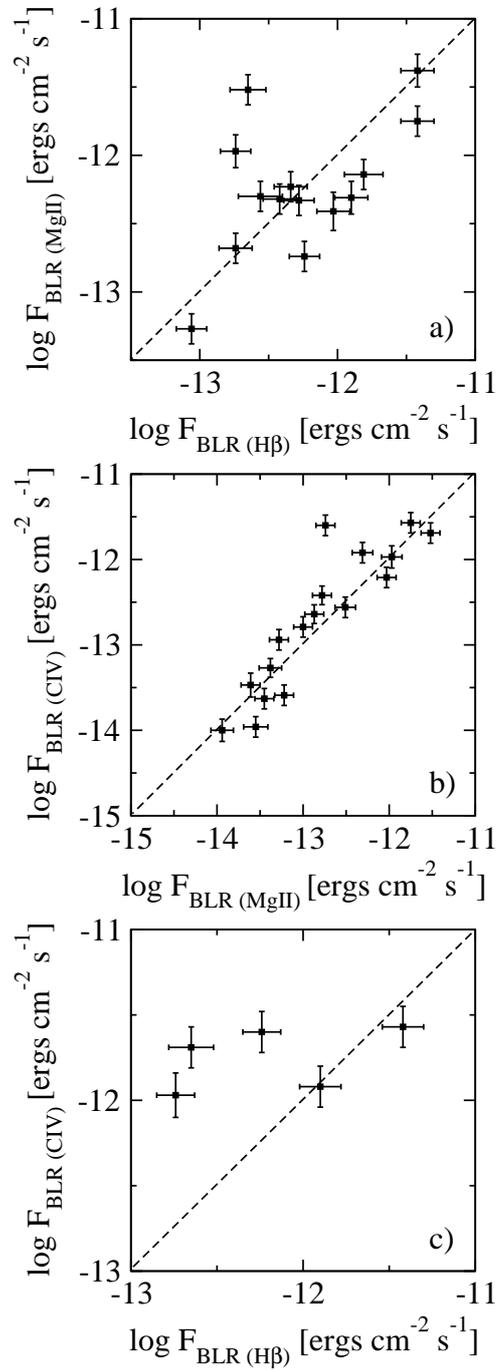


Figura 4.11: Comparación entre el flujo total de la BLR (F_{BLR}) estimado con líneas de emisión distintas. En el panel a) F_{BLR} estimado con el flujo de $\text{H}\beta$ y MgII ; en b) F_{BLR} con MgII y CIV ; en c) F_{BLR} con $\text{H}\beta$ y CIV . La línea punteada representa la identidad.

De las 108 fuentes para las cuales se estimó F_{BLR} , examinamos las relaciones para la muestra de 101 cuásares: 23 HPRQ, 21 LPRQ, 57 RLQ. El rango de F_{BLR} abarca ~ 4 órdenes de magnitud con un valor medio de $(1.2^{+3.8}_{-0.6}) \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Los resultados del análisis estadístico entre estos parámetros se muestran en la primera parte de la Tabla 4.8. La columna (1) es la variable independiente de la correlación lineal en unidades de $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$; la (2) es la clase espectral de la muestra; la (3) el número de fuentes analizadas; las columnas (4) y (5) son los coeficientes de la regresión lineal y sus errores de acuerdo a la ecuación $\log y = A + B \log x$ donde $x = F_{\text{BLR}}$; la (6) el coeficiente de correlación de Pearson donde los valores marcados en negritas son significativos a un nivel de confianza $\geq 98\%$ y en itálicas se marcan los valores que se encuentra en un nivel de confianza entre 98% y $\geq 95\%$; la (7) es la significancia estadística.

Tabla 4.8: Correlaciones $\log y = A + B \log x$, donde $x = F_{\text{BLR}}$

y	Tipo	Número	A	B	r	p
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
νF_{tot}	Cuásares	101	-10.60 ± 0.74	0.16 ± 0.06	0.259	9.00E-03
νF_{VLBA}			-10.79 ± 0.77	0.14 ± 0.06	0.231	2.00E-02
νF_{un}			-11.06 ± 0.86	0.14 ± 0.07	<i>0.200</i>	<i>4.50E-02</i>
νF_{core}		99	0.168	9.60E-02
νF_{jet}			-10.45 ± 1.22	0.23 ± 0.10	0.238	1.70E-02
$\nu F_{\text{tot,int}}$	Cuásares	37	-6.56 ± 2.05	0.64 ± 0.16	0.552	4.02E-04
$\nu F_{\text{VLBA,int}}$			-6.87 ± 2.01	0.61 ± 0.16	0.544	1.00E-03
$\nu F_{\text{un,int}}$			-7.01 ± 1.85	0.62 ± 0.15	0.579	1.72E-04
$\nu F_{\text{core,int}}$			-7.57 ± 1.71	0.57 ± 0.14	0.580	1.68E-04
$\nu F_{\text{jet,int}}$			-5.56 ± 3.44	0.84 ± 0.27	0.459	4.23E-03

Encontramos que F_{BLR} presenta la correlación más significativa con la emisión total F_{tot} a un nivel de confianza de 99% , mientras que con F_{VLBA} y F_{jet} también existen estas relaciones ($\geq 98\%$, ver Figura 4.12). La correlación que se encontró con la parte más

compacta del core F_{un} tiene una significancia del 96 %. No se encontró ninguna correlación significativa con F_{core} .

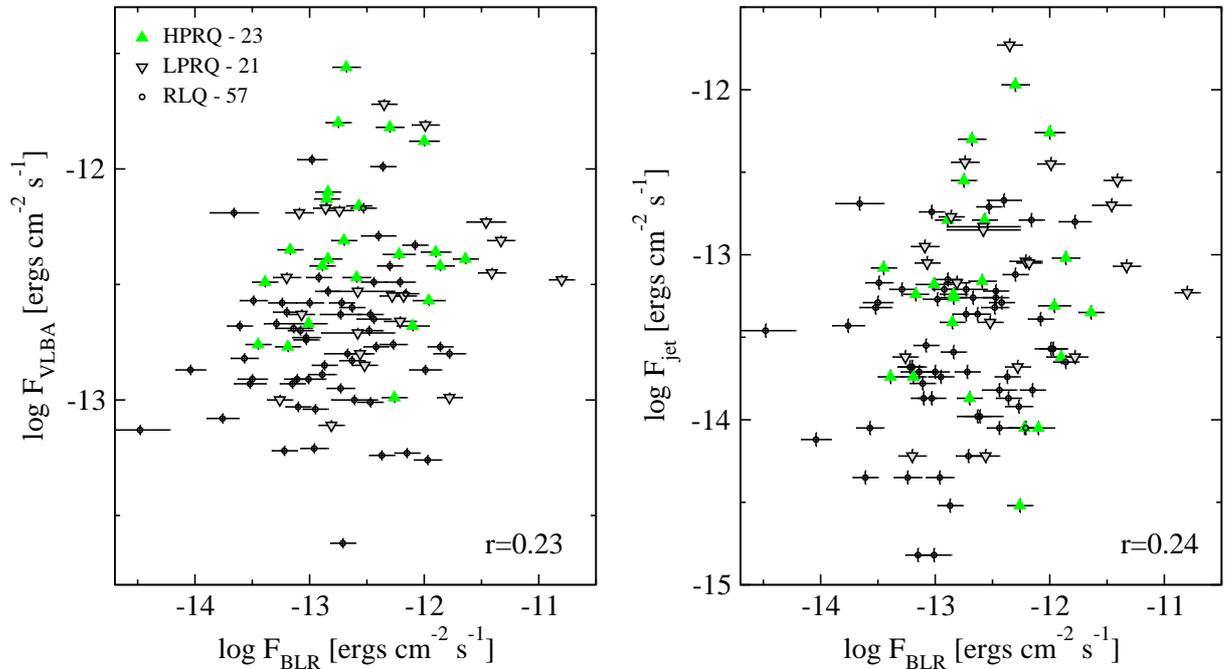


Figura 4.12: Relación entre el flujo total de la región de líneas anchas F_{BLR} y 15 GHz para 101 cuásares de la muestra. En el *panel izquierdo* se muestra F_{BLR} vs. F_{VLBA} ; en el *panel derecho* F_{BLR} vs. F_{jet} . Los símbolos que representan los diferentes tipos cuásares se muestran en la parte superior izquierda. En la esquina inferior derecha de cada panel se da el coeficiente de correlación de Pearson significativo a un nivel $\geq 98\%$.

Aplicamos la corrección por amplificación Doppler a cada uno de los flujos en radio para 38 cuásares de la muestra (17 HPRQ, 15 LPRQ y 6 RLQ).

Al aplicar la corrección, el flujo intrínseco en radio en promedio disminuyó su valor un factor de 4 respecto al flujo observado, aunque hay fuentes en la muestra en los que disminuye hasta por un factor de 6 ($\delta \sim 36$).

En la Figura 4.13 se muestra el comportamiento antes y después de corregir el F_{core} por el efecto de amplificación Doppler. Se observa claramente cómo la dispersión de los datos en radio disminuye, pero no de la misma forma para todos ya que cada fuente tiene un factor Doppler distinto, y la correlación se hace significativa.

En la segunda parte de la Tabla 4.8 se resumen los resultados del análisis estadístico al aplicar la corrección por amplificación Doppler a la emisión en radio.

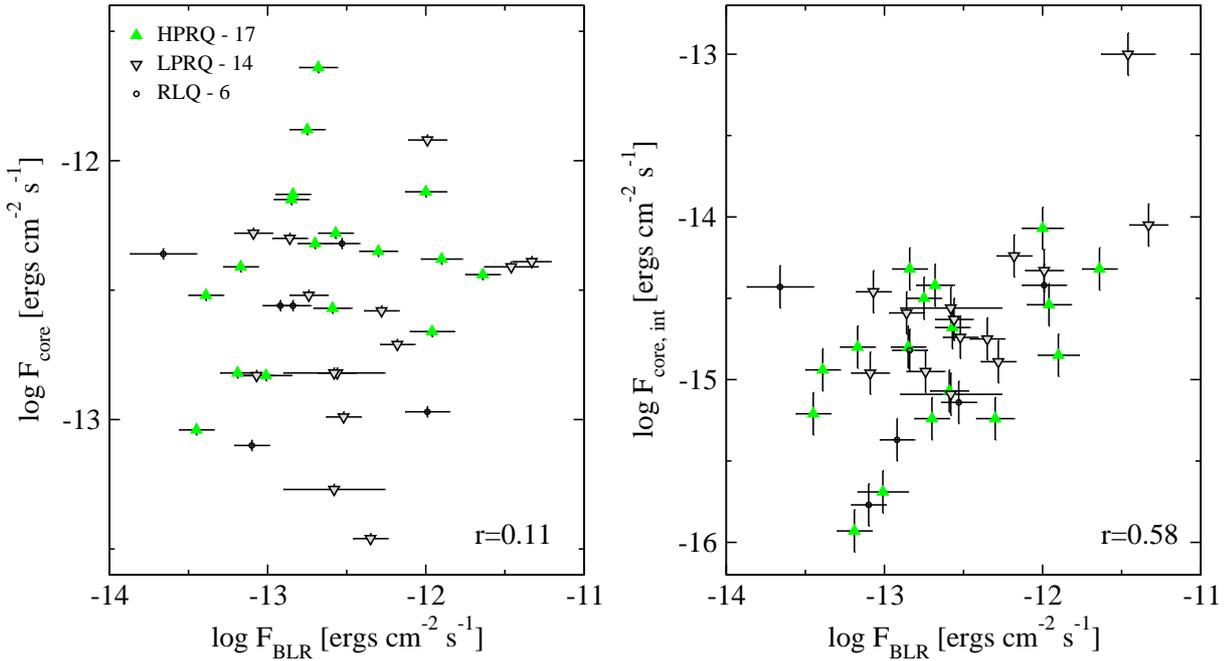


Figura 4.13: Flujo total de la región de líneas de emisión BLR F_{BLR} vs. F_{core} para 38 cuásares antes (*panel izquierdo*) y después de la corrección por amplificación Doppler (*panel derecho*). Los símbolos que representan los diferentes tipos cuásares se muestran en la parte superior izquierda. En la esquina inferior derecha de cada panel se da el coeficiente de correlación de Pearson; en el caso de F_{core} no se tiene ninguna correlación significativa, una vez hecha la corrección se tiene una correlación a un nivel de confianza de $>99\%$.

Encontramos que el coeficiente de correlación para cada uno de los flujos a 15 GHz y F_{BLR} aumentó en promedio un 30 % con un nivel de confianza del $\geq 99\%$ como se puede ver en la Tabla 4.8. La parte que está más correlacionada con la BLR es el core, incluyendo la parte más compacta de éste.

Dado que el flujo de la BLR es un indicador de los procesos de acreción y la emisión en radio traza la presencia del jet a escalas espaciales similares a la BLR (10^{-3} a 1 pc), la conexión entre estas dos estructuras es una de las más buscadas en los últimos años y se ha propuesto estudiarlo como un sistema acoplado (Falcke et al., 1995; Celotti et al., 1997; Arshakian et al., 2008).

Las correlaciones encontradas que se muestran en la Tabla 4.8 sugieren una fuerte conexión entre la formación de los jets y la BLR. Nuestros resultados coinciden con Cao & Jiang (1999) para una muestra de cuásares radio fuertes. Estos autores reportan que el flujo total de la BLR está correlacionada con la emisión en radio a 5 GHz con una

significancia del 99%. A pesar de que esta emisión traza regiones a escalas de pc-kpc y no se ve demasiado afectada por los efectos de amplificación Doppler también sugiere la conexión disco-jet.

Otra posible interpretación que hemos encontrado en esta sección, es que la BLR además de i) ser fotoionizada por la emisión de la radiación térmica del disco de acreción ii) podría ser también fotoionizada por la radiación del jet relativista y tener, además de la componente virializada, una componente asociada al flujo del jet.

En nuestra muestra, la R_{BLR} promedio es de 2.2×10^{-1} pc, de acuerdo a las escalas espaciales de los diferentes componentes de la región nuclear en los NAGs el jet visible en radio se encuentra a $> 10^{-2}$ pc mientras que la formación de los jets se desarrolla en escalas espaciales $> 10^{-3}$ pc (Tabla 1 de Lobanov & Zensus, 2007). Esta interpretación de nuestros resultados está de acuerdo con el esquema propuesto en Arshakian et al. (2009), basado en el estudio de variabilidad entre la línea de emisión $H\beta$ y el continuo óptico/radio para el NAG 3C390.3. Ellos proponen la existencia de una región no virializada de la BLR (OBLR) que se encuentra a lo largo del jet, además de la componente clásica BLR (CBLR) cuyo gas rota alrededor del agujero negro (BH). De acuerdo con los modelos relativistas de jets presentes en la literatura (Marscher et al., 2008, y referencias ahí citadas), el plasma de material que es acregado hacia el BH es acelerado y colimado por campos magnéticos helicoidales hasta una distancia de $\sim 10^4$ radios de Schwarzschild. La emisión direccionada del continuo en rayos-X, UV, óptico puede ser generada en esta región. Debido a la auto absorción sincrotrón en el jet, la emisión direccionada en rayos-X es radiada cerca del núcleo central del NAG, mientras que la emisión en UV y óptico podrían emerger con algún tiempo de retraso a distancias mayores, $\lesssim 1$ pc. La línea de emisión $H\beta$ observada de la CBLR puede ser excitada por la emisión óptica sincrotrón direccionada del jet y por la emisión óptica térmica del disco. Al final de la zona de aceleración y colimación el flujo del jet se vuelve turbulento (por la ausencia de los campos magnéticos helicoidales) y termina en un choque estacionario cónico que es asociado con el core VLBI. La energía liberada de la interacción de las estructuras que se mueven junto con el choque estacionario generan las emisiones variables no térmicas en radio y óptico, estas pueden ionizar el gas

que se encuentra en un flujo subrelativista que rota (Murray & Chiang, 1997; Proga et al., 2000) rodeando al jet y por lo tanto ioniza la segunda BLR (OBLR) formada por un flujo de material a lo largo del jet. Sin embargo, la contribución que tiene el jet relativista a la ionización de la BLR aún no la podemos cuantificar. Nuestros resultados abren un camino para el estudio de la estructura de la BLR en NAGs de espectro plano en radio con jets superlumínicos como los de MOJAVE/2cm.

4.3.2. $H\beta$, MgII $\lambda 2798$ y CIV $\lambda 1549$ vs. 15 GHz

$H\beta$ y 15 GHz

Una vez que encontramos que la región de líneas anchas está relacionada con la emisión a 15 GHz, es interesante estudiar como se comportan individualmente las líneas de emisión respecto a la emisión en radio.

Para la línea de $H\beta$ se analizaron 24 NAGs con líneas anchas (5 BLRG, 7 HPRQ, 7 LPRQ y 5 RLQ). El rango en $F_{H\beta}$ va de $\approx (4-1300) \times 10^{-15} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Se excluyó del análisis al RLQ 1226+023 con $F_{H\beta}=1.21 \times 10^{-12} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

No se encontró ninguna correlación significativa entre esta línea de emisión y 15 GHz. Y cuando se corrigió por amplificación Doppler tampoco se encontraron correlaciones, lo cual se atribuye al reducido número de fuentes (13) con datos del factor Doppler ≥ 1 .

MgII y 15 GHz

Con la línea de emisión MgII se tiene información para 78 NAGs (2 BLRG y 76 cuásares). La población de los cuásares está formado por 16 HPRQ, 18 LPRQ y 42 RLQ. Se excluyó del análisis estadístico a las 2 BLRG. El rango de F_{MgII} es de $\approx (1-1000) \times 10^{-15} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

En la Tabla 4.9 se resumen los coeficientes del ajuste lineal entre esta línea de emisión y los flujos a 15 GHz. La columna (1) es la variable dependiente en unidades de $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$; la (2) es el tipo espectral; la (3) es el número de fuentes analizadas; las columnas (4) y (5) son los coeficientes de la regresión lineal y sus errores de acuerdo a la ecuación $\log y = A + B \log x$ donde $x = F_{\text{MgII}}$; la (6) el coeficiente de correlación de Pearson donde los

valores marcados en negritas son significativos a un nivel de confianza $\geq 98\%$ y en itálicas se marcan los valores que se encuentra en un nivel de confianza entre 98% y $\geq 95\%$; y la (7) es la significancia estadística de la correlación.

Tabla 4.9: Correlaciones $\log y = A + B \log x$, donde $y = F_{\text{MgII}(2798)}$

x	Tipo	Número	A	B	r	p
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
νF_{tot}	Cuásares	76	-9.92 ± 1.02	0.19 ± 0.07	0.288	1.20E-02
νF_{VLBA}			-10.13 ± 1.08	0.18 ± 0.08	<i>0.258</i>	<i>2.40E-02</i>
νF_{un}			0.172	1.38E-01
νF_{core}		74	0.147	2.12E-01
νF_{jet}			-8.46 ± 1.72	0.36 ± 0.12	0.317	5.00E-03
$\nu F_{\text{tot,int}}$	Cuásares	25	-6.05 ± 2.43	0.62 ± 0.18	0.595	2.00E-03
$\nu F_{\text{VLBA,int}}$			-6.45 ± 2.31	0.59 ± 0.17	0.595	2.00E-03
$\nu F_{\text{un,int}}$			-7.28 ± 2.23	0.55 ± 0.16	0.577	3.00E-03
$\nu F_{\text{core,int}}$			-7.43 ± 2.19	0.53 ± 0.16	0.575	3.00E-03
$\nu F_{\text{jet,int}}$			-3.55 ± 4.22	0.92 ± 0.30	0.532	6.00E-03

En la Figura 4.14 se muestra F_{MgII} vs. F_{VLBA} y F_{jet} . Estos son los flujos en radio con los que se tiene una mayor correlación a un nivel de confianza de 98% y 99% , respectivamente. Además de presentar una correlación también con el flujo obtenido con una sola antena F_{tot} a 99% . Sin embargo, no se encontraron correlaciones significativas con F_{un} y F_{core} , lo cual se puede atribuir principalmente a la amplificación Doppler. Por esta razón, también se analizaron las relaciones entre F_{MgII} y los flujos a 15GHz corregidos por amplificación Doppler. Esto fué posible para 27 cuásares que cuentan con información del factor Doppler. Los flujos intrínsecos a 15GHz disminuyen su valor en promedio un factor de 4.3 respecto a los observados. En la segunda parte de la Tabla 4.9 se muestran las correlaciones encontradas con el análisis estadístico.

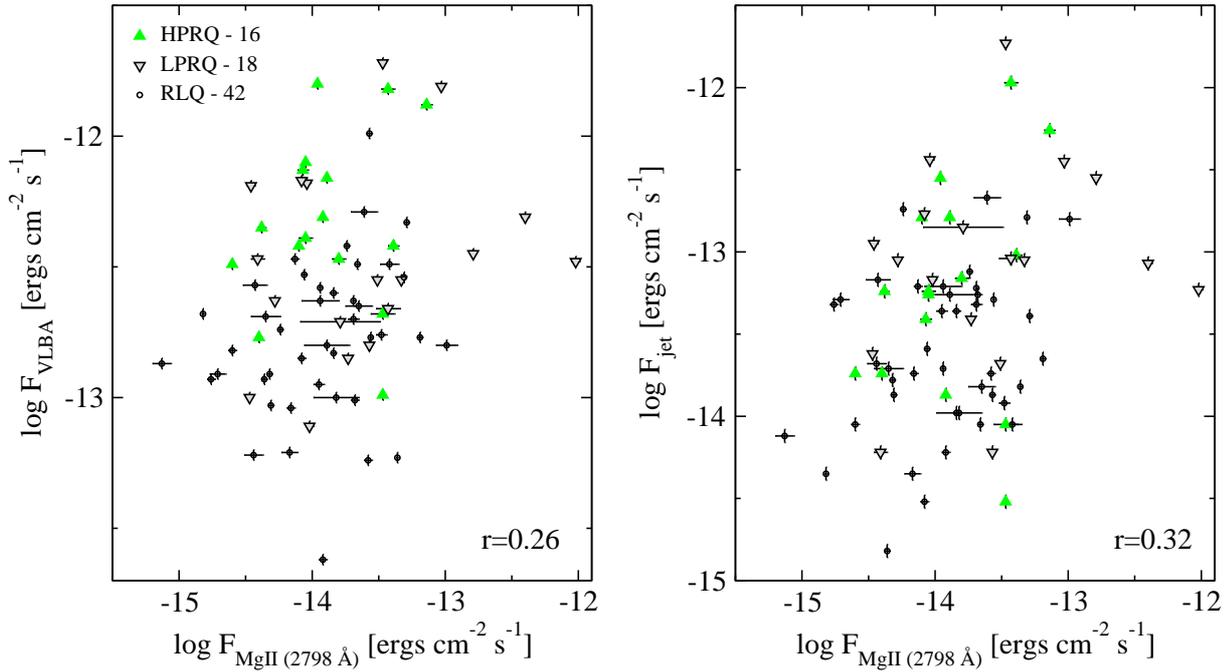


Figura 4.14: Relación entre el flujo de la línea de emisión MgII $\lambda 2798$ F_{MgII} y la emisión a 15 GHz para 76 cuásares de la muestra. En el *panel izquierdo* se muestra F_{MgII} vs. F_{VLBA} ; en el *panel derecho* F_{MgII} vs. F_{jet} . Los símbolos que representan los diferentes tipos cuásares se muestran en la parte superior izquierda. En la esquina inferior derecha de cada panel se da el coeficiente de correlación de Pearson significativo a un nivel de 98 % para F_{VLBA} y >99 % para F_{jet} .

La Figura 4.15 ilustra como es que la correlación se incrementa al aplicar la corrección para el flujo total VLBA. Con $F_{\text{tot,int}}$ y $F_{\text{VLBA,int}}$ son con los flujos que se tienen la mayor correlación, después se encuentran con $F_{\text{un,int}}$, $F_{\text{core,int}}$ y finalmente con $F_{\text{jet,int}}$. La diferencia entre los coeficientes de correlación de $F_{\text{un,int}}$ y $F_{\text{jet,int}}$ es sólo de 4.5 %. Cada una de las correlaciones tienen un nivel de confianza >99 %.

CIV y 15 GHz

Para la línea de emisión CIV fue posible analizar 34 cuásares (8 HPRQ, 7 LPRQ y 19 RLQ). El rango en el flujo de CIV va de $\approx (0.4\text{--}600) \times 10^{-15} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

En la Tabla 4.10 se presentan los resultados del análisis de correlación. Las columnas representan los mismos datos que en la descripción de la Tabla 4.9, donde la variable independiente es F_{CIV} .

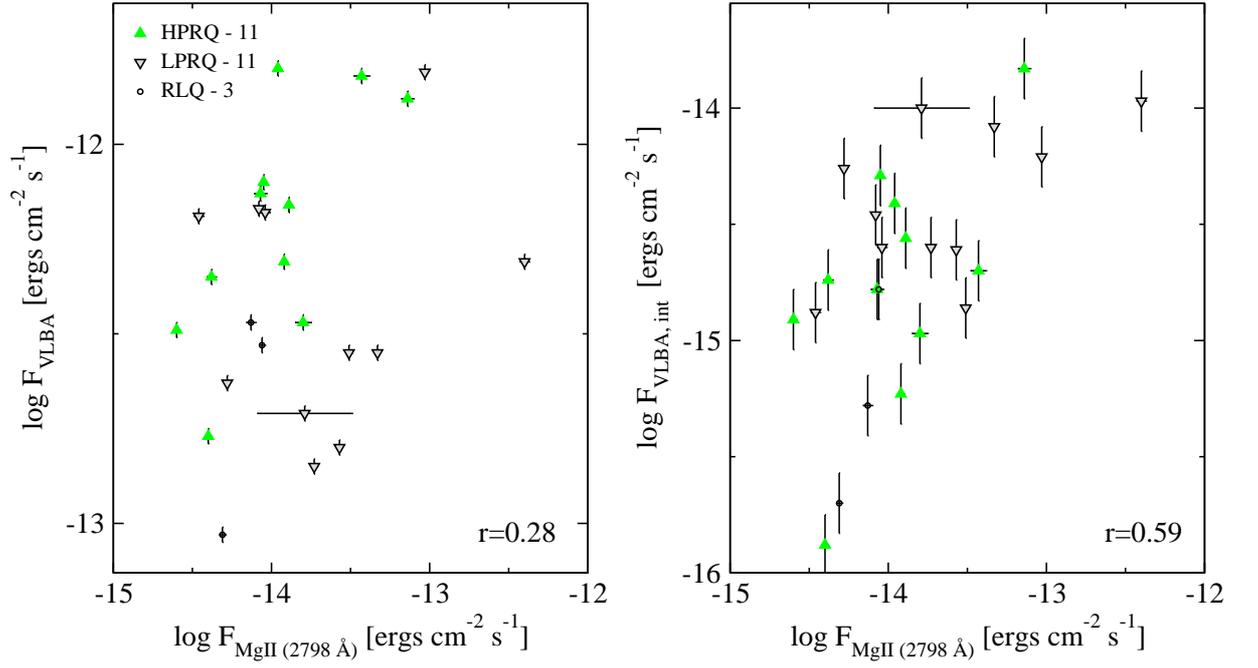


Figura 4.15: F_{MgII} vs. F_{VLBA} para 25 cuásares antes (*panel izquierdo*) y después de la corrección por amplificación Doppler (*panel derecho*). Los símbolos que representan los diferentes tipos cuásares se muestran en la parte superior izquierda. En la esquina inferior derecha de cada panel se da el coeficiente de correlación de Pearson, en el primer caso es significativo $< 95\%$ mientras que para el $F_{\text{VLBA,int}}$ la correlación es significativa a un nivel $> 99\%$.

Tabla 4.10: Correlaciones $\log y = A + B \log x$, donde $x = F_{\text{CIV}(1549)}$

y	Tipo	Número	A	B	r	p
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
νF_{tot}	Cuásares	34	-8.78 ± 1.16	0.27 ± 0.08	0.494	3.00E-03
νF_{VLBA}			-8.91 ± 1.17	0.26 ± 0.09	0.482	4.00E-03
νF_{un}			-9.04 ± 1.26	0.27 ± 0.09	0.465	6.00E-03
νF_{core}			-9.75 ± 1.29	0.22 ± 0.09	0.376	2.80E-02
νF_{jet}			-8.24 ± 1.88	0.36 ± 0.14	0.425	1.20E-02
$\nu F_{\text{tot,int}}$	Cuásares	15	-9.17 ± 2.26	0.40 ± 0.17	0.551	3.30E-02
$\nu F_{\text{VLBA,int}}$			-9.44 ± 2.13	0.38 ± 0.16	0.556	3.10E-02
$\nu F_{\text{un,int}}$			-8.94 ± 2.13	0.44 ± 0.16	0.609	1.60E-02

$\nu F_{\text{core,int}}$	-9.23 ± 2.37	0.41 ± 0.18	0.543	3.70E-02
$\nu F_{\text{jet,int}}$	0.401	1.38E-01

La Figura 4.16 muestra el comportamiento del flujo de esta línea con F_{VLBA} y F_{un} . Esta línea de emisión es con la que se obtiene una mayor correlación con los flujos observados en radio. En este caso, la corrección por amplificación se hizo para 15 cuásares que contaban con los datos disponibles del factor Doppler. Los flujos observados a 15 GHz disminuyeron en promedio un factor de 4.4 y se encontró que las correlaciones sólo aumentaron un 10 % disminuyendo su significancia, lo cual no ocurre con la línea de MgII. Con el jet no se encontró ninguna correlación significativa. La mayor correlación se encontró con $F_{\text{un,int}}$ a un nivel de 98 % (ver Figura 4.17). Sin embargo, si no se toma en cuenta en el análisis al RLQ 0642+449 las correlaciones aumentan y el nivel de confianza alcanza el 98 % para el jet y ≥ 99 % para los demás flujos.

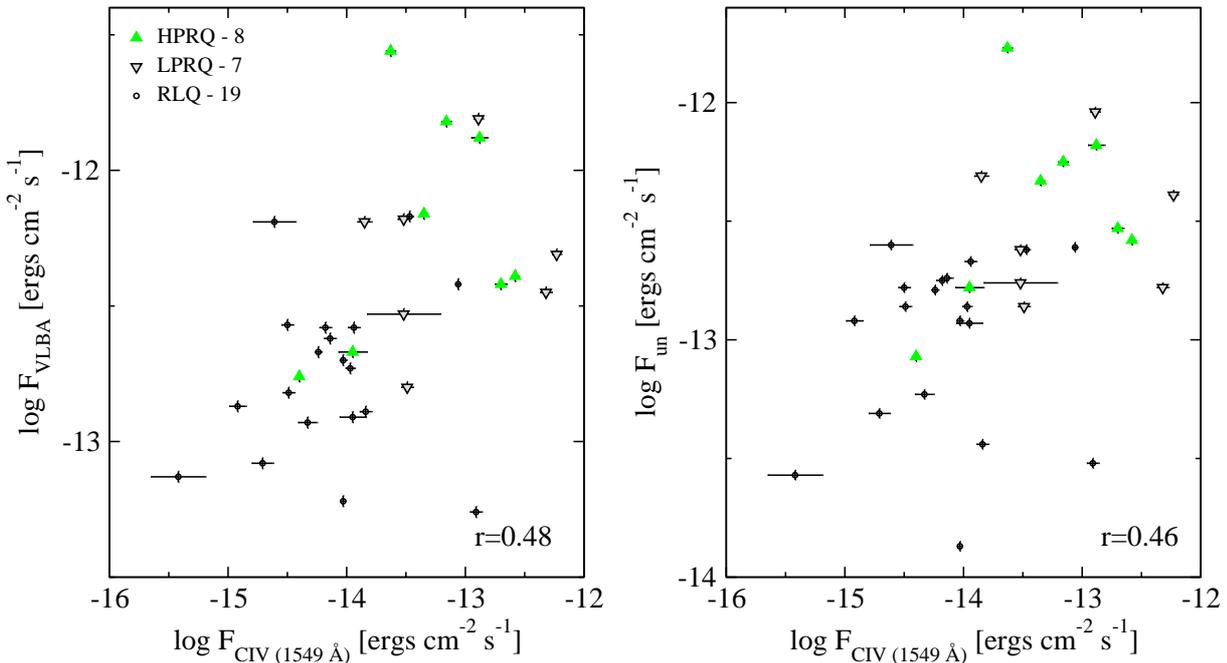


Figura 4.16: Relación entre el flujo de la línea de emisión CIV $\lambda 1549$ F_{CIV} y la emisión a 15 GHz para 34 cuásares de la muestra. En el *panel izquierdo* se muestra F_{CIV} vs. F_{VLBA} ; en el *panel derecho* F_{CIV} vs. la parte más compacta del core F_{un} . Los símbolos que representan los diferentes tipos cuásares se muestran en la parte superior izquierda. En la esquina inferior derecha de cada panel se da el coeficiente de correlación de Pearson significativo a un nivel ≥ 99 %.

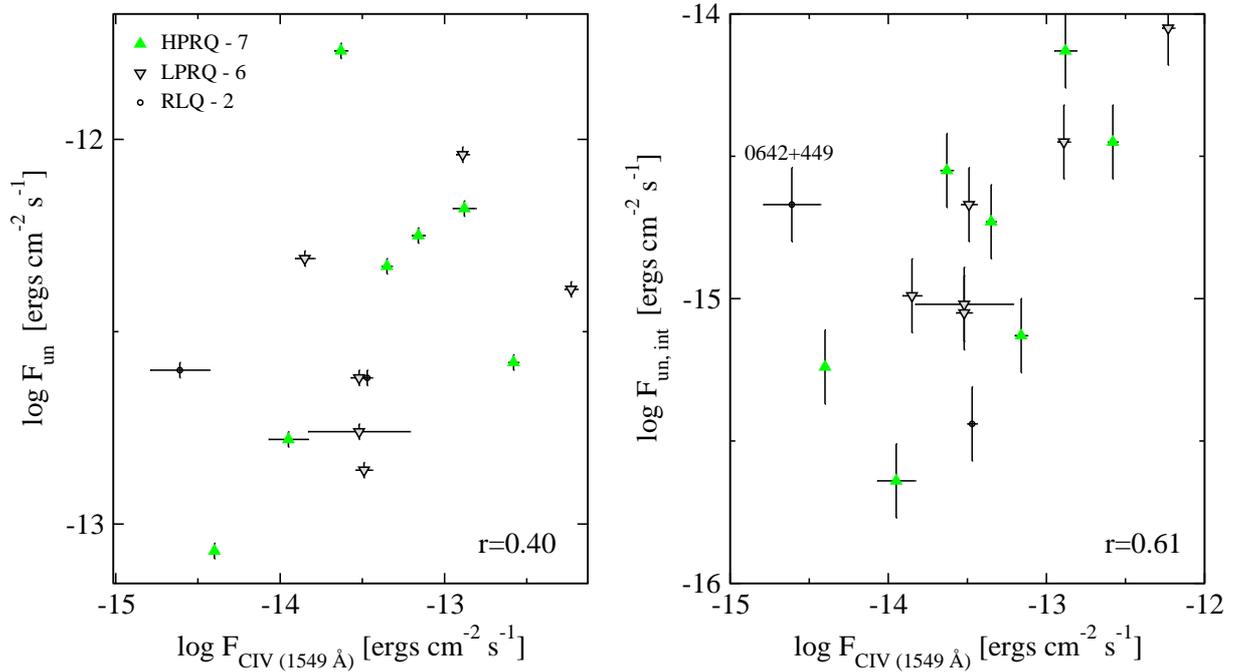


Figura 4.17: F_{CIV} vs. F_{un} para 15 cuásares antes (*panel izquierdo*) y después de la corrección por amplificación Doppler (*panel derecho*). Los símbolos que representan los diferentes tipos cuásares se muestran en la parte superior izquierda. En la esquina inferior derecha de cada panel se da el coeficiente de correlación de Pearson, en el primer caso es significativo $< 95\%$ mientras que para el $F_{\text{un,int}}$ la correlación es significativa a un nivel $> 98\%$.

Al analizar las líneas de MgII y CIV para 16 cuásares que contaban con estas dos líneas no encontramos diferencia significativas entre ellas y su comportamiento con la emisión observada a 15 GHz. Sin embargo, hay una clara diferencia entre las líneas $H\beta$ y MgII. Este comportamiento puede ser resultado del bajo número de fuentes con las que se cuenta para el análisis. Lo que si podemos inferir de las correlaciones encontradas en esta sección es que existe un vínculo entre la emisión de origen no térmica del core y cada línea de emisión. Sin embargo, se necesita homogenizar las observaciones con el fin de poder entender como afecta la parte más compacta del core y la posible estratificación de las líneas de emisión inmersas en la BLR.

4.3.3. Líneas de emisión y parámetros del jet

Para entender el comportamiento de las líneas de emisión anchas ($H\beta$, MgII y CIV) y el vínculo con la emisión a 15 GHz analizamos los principales parámetros involucrados. Aplicamos un análisis de correlación de Pearson a un conjunto de 7 parámetros: 3 parámetros de la componente ancha de las líneas de emisión (FWHM, EW y la luminosidad de la línea), 3 indicadores de orientación (dominancia del core R_{core} , velocidad aparente β_{app} y el factor Doppler δ) y el factor de Lorentz Γ del jet. El análisis se realizó a 14 fuentes con $H\beta$, 24 con MgII y 14 con CIV que contaban con los parámetros de los jets antes mencionados.

En la Tabla 4.11 se muestran los resultados del análisis estadístico entre los parámetros de las líneas de emisión y los parámetros de los jets, la columna (1) es el parámetro en radio analizado; la (2) y (3) son el coeficiente de correlación de Pearson y su significancia estadística asociado con el ancho total a potencia media (FWHM) de la línea, respectivamente; la (4) y (5) son los mismos que (2) y (3) asociados al ancho equivalente de la línea (EW) y la (6) y (7) son los valores asociados al análisis realizado con la luminosidad de la línea de emisión ($L_{\text{línea}}$). Los valores marcados en negritas son significativos a un nivel de confianza $\geq 98\%$ y en *itálicas* se marcan los valores que se encuentra en un nivel de confianza entre 98% y $\geq 95\%$.

No se encontró ninguna relación significativa entre la línea de $H\beta$ y los parámetros del jet. Mientras que para la línea de emisión de MgII se obtuvo una tendencia negativa ($r=-0.39$, 94%) entre el FWHM MgII y la velocidad aparente del jet, además de que se observa una tendencia negativa entre la L_{MgII} y β_{app} ($r=-0.41$, 95%), así como una anticorrelación entre L_{MgII} y Γ ($r=-0.49$, 98%). La línea de CIV presentó una correlación positiva y muy significativa entre FWHM CIV y β_{app} ($r=0.71$, $>99\%$). Estos resultados indican el vínculo entre las líneas de emisión anchas y el flujo del plasma relativista. Sin embargo, es necesario realizar este mismo estudio con un número mayor de fuentes que cuenten con los parámetros de los jets, así como obtener datos observacionales de las tres líneas para cada fuente de la muestra MOJAVE/2cm.

Tabla 4.11: Parámetros de las líneas de emisión y parámetros del jet

Parámetro	FWHM		EW		$L_{\text{línea}}$	
	r	p	r	p	r	p
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
Hβ; N=14						
R_{core}	-0.037	0.900	-0.037	0.801	-0.223	0.443
β_{app}	-0.190	0.516	-0.487	0.077	0.429	0.126
δ	-0.227	0.435	-0.530	0.051	0.300	0.297
Γ	-0.072	0.806	-0.424	0.131	0.473	0.088
θ	0.273	0.345	0.527	0.053	-0.387	0.172
MgII; N=24						
R_{core}	0.206	0.334	-0.278	0.188	-0.177	0.407
β_{app}	-0.390	0.059	0.002	0.993	-0.410	0.047
δ	0.268	0.206	-0.326	0.120	-0.154	0.472
Γ	0.012	0.957	-0.128	0.551	-0.486	0.016
θ	-0.297	0.159	0.322	0.126	0.082	0.702
CIV; N=14						
R_{core}	-0.071	0.809	0.009	0.977	0.146	0.619
β_{app}	0.713	0.004	0.212	0.466	-0.306	0.287
δ	0.001	0.998	-0.145	0.621	-0.208	0.475
Γ	0.326	0.255	0.083	0.778	-0.319	0.266
θ	0.401	0.155	-0.008	0.978	0.094	0.749

4.4. Potencia del jet y las diferentes regiones en un NAG.

Dado que la potencia del jet es útil para cuantificar la cantidad de energía cinética que es transportada desde la maquinaria central a través del jet, es interesante analizar si este parámetro está o no relacionado con las diferentes regiones de emisión en un NAG. Desde la emisión intrínseca del continuo en la región del óptico, que hemos asociado con la parte más compacta del jet (ver sección 4.1), pasando por la región donde se producen las líneas anchas y finalmente con la región donde se producen las líneas de emisión angostas.

En la sección 3.2.2. se describe como se estimó la luminosidad total de la región de líneas anchas (BLR) usando la luminosidad de $H\beta$, $MgII \lambda 2798$ y $CIV \lambda 1549$. Mientras que la luminosidad total de la región de líneas angostas (L_{NLR}) se estimó a partir de la luminosidad de la línea prohibida de $[OIII] \lambda 5007 \text{ \AA}$ para 41 NAGs (7 BL Lacs, 12 RG, 8 HPRQ, 7 LPRQ y 8 RLQ) con la siguiente relación (McCarty, 1989; Rawlings & Saunders, 1991):

$$L_{NLR} = 6.75 \times L[OIII]_{(5007)} \quad (4.2)$$

En la Figura 4.18 se muestra la distribución de la potencia del jet para 175 fuentes de la muestra MOJAVE/2cm. Q_{jet} abarca aproximadamente 8 órdenes de magnitud y se encuentra entre 10^{39} y $10^{47} \text{ erg s}^{-1}$ con un valor promedio de $10^{45} \text{ erg s}^{-1}$. Los BL Lacs tienen valores de Q_{jet} que están entre 10^{39} y $10^{46} \text{ erg s}^{-1}$. Por otro lado, no se esperaría ninguna diferencia entre la potencia del jet para radio galaxias y cuásares, ya que de acuerdo al Modelo Unificado, son el mismo tipo de objetos pero orientados de manera diferente respecto a la línea de visión. En la muestra encontramos que los cuásares tienen en promedio una mayor potencia del jet ($10^{44} \leq Q_{jet} \leq 10^{47} \text{ erg s}^{-1}$) que las radio galaxias ($10^{41} \leq Q_{jet} \leq 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$). Esto puede ser explicado como un efecto evolutivo. Las radio galaxias de la muestra MOJAVE/2cm se encuentran a bajos corrimientos al rojo ($z < 0.2$), mientras que los cuásares pueblan hasta corrimientos al rojo de $z \approx 3.4$.

Los resultados del análisis estadístico entre Q_{jet} , la emisión intrínseca del continuo óptico ($L_{5100,int}$), la luminosidad total de la BLR (L_{BLR}) y la luminosidad total de la

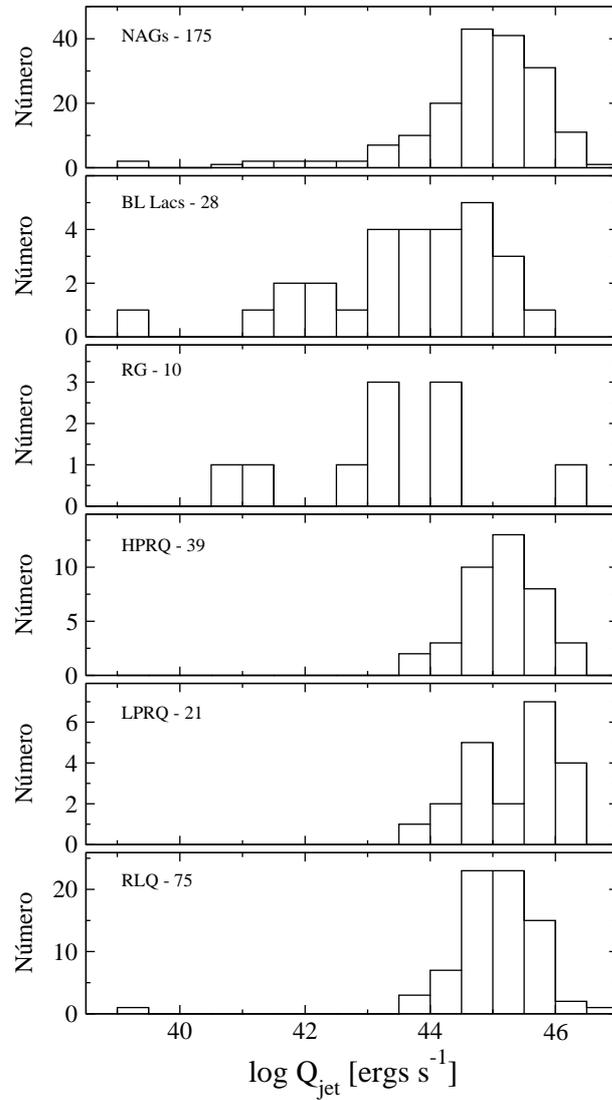


Figura 4.18: Distribución de la potencia del jet (Q_{jet}) para 175 NAGs de la muestra de MOJAVE/2cm. En los diferentes paneles se muestra la distribución para cada tipo espectral omitiendo 2 NAGs que no tienen contraparte en el óptico. El RLQ que se encuentra en la parte inferior de la distribución es 0446+112 con $\log Q_{\text{jet}}=39.3 \text{ erg s}^{-1}$.

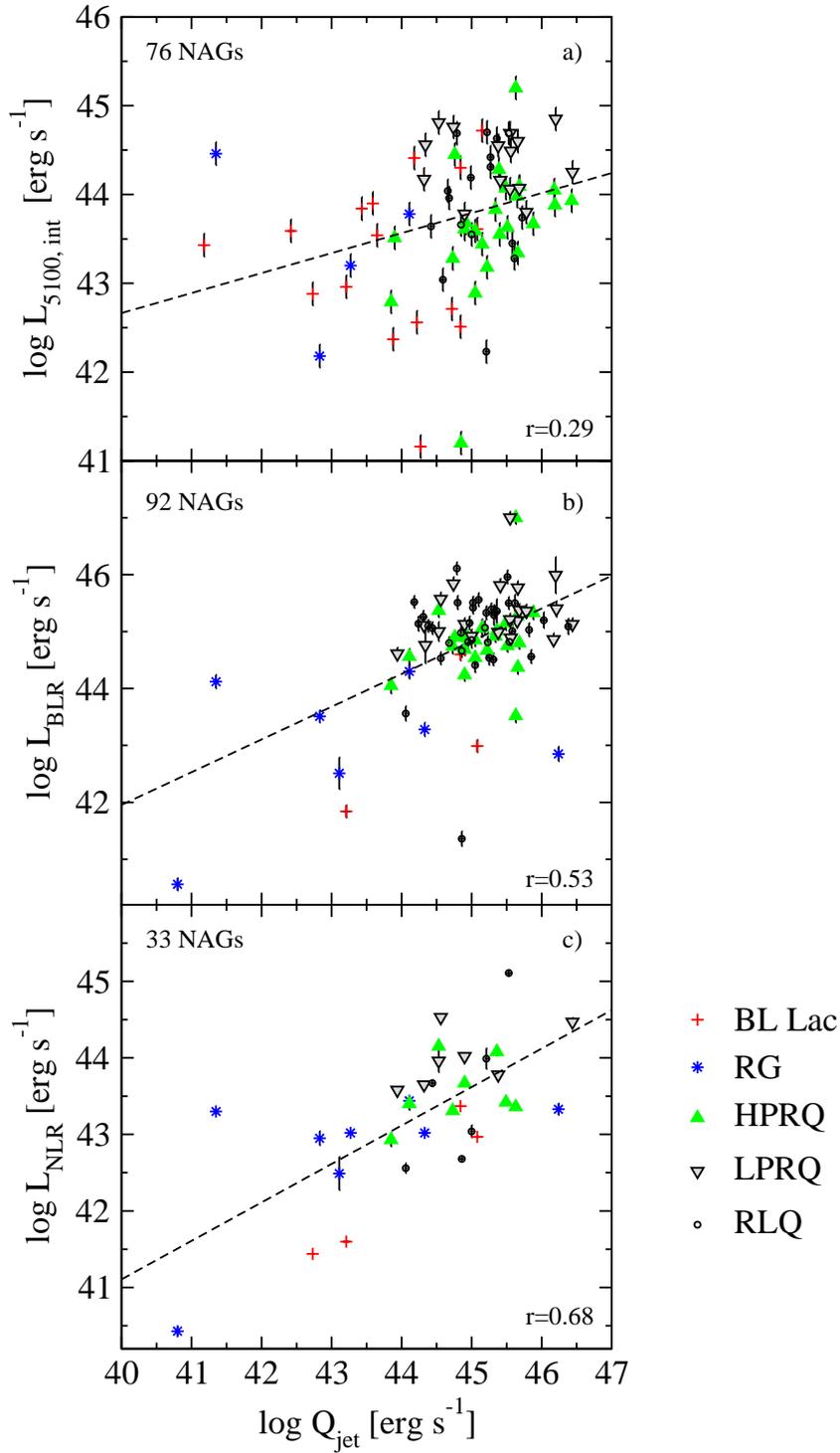


Figura 4.19: Relación entre la potencia del jet a 151 MHz (Q_{jet}) y a) la luminosidad íntinseca del continuo a 5100 \AA ($L_{5100, \text{int}}$); b) la luminosidad de la región de líneas de emisión anchas (L_{BLR}) y c) la luminosidad de la región de líneas de emisión angostas (L_{NLR}). En la parte inferior derecha de cada panel se da el coeficiente de correlación significativa a un nivel de confianza $\geq 99\%$ para los tres casos. La línea punteada representa el ajuste lineal a los datos.

NLR (L_{NLR}) se muestra en la Tabla 4.12. La columna (1) es la variable dependiente de la correlación lineal; la (2) es la clase espectral de la submuestra, donde “Todos” se refiere a BL Lacs, RG, HPRQ, LPRQ y RLQ; la (3) el número de fuentes analizadas; las columnas (4) y (5) son los coeficientes de la regresión lineal y sus errores de acuerdo a la ecuación $\log y = A + B \log x$ donde $x = Q_{\text{jet}}$ en unidades de erg s^{-1} ; la (6) es el coeficiente de correlación de Pearson donde los valores marcados en negritas son significativos a un nivel de confianza $\geq 98\%$ y en itálicas se marcan los valores que se encuentra en un nivel de confianza entre 98% y $\geq 95\%$; la (7) es la significancia estadística de la correlación.

Tabla 4.12: Correlaciones $\log y = A + B \log x$, donde $x = Q_{\text{jet}}$

y	Tipo	Número	A	B	r	p
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
$L_{5100,\text{int}}$	Todos	76	33.64 ± 3.82	0.23 ± 0.09	0.294	1.00E-02
	Sin BL Lac	60	0.225	8.40E-02
	Cuásares	56	0.219	1.05E-01
L_{BLR}	Todos	92	18.95 ± 4.37	0.58 ± 0.10	0.530	5.68E-08
	Sin BL Lac	89	21.17 ± 4.26	0.53 ± 0.10	0.513	2.77E-07
	Cuásares	82	31.90 ± 5.91	0.29 ± 0.13	<i>0.241</i>	<i>2.89E-02</i>
L_{NLR}	Todos	33	21.02 ± 4.31	0.50 ± 0.10	0.680	1.32E-05
	Sin BL Lac	29	23.71 ± 4.27	0.44 ± 0.10	0.664	8.52E-05
	Cuásares	21	24.60 ± 8.79	0.43 ± 0.20	<i>0.446</i>	<i>4.27E-02</i>

En la Figura 4.19 se muestra el comportamiento de las distintas emisiones estudiadas y la potencia del jet.

4.4.1. Q_{jet} y $L_{5100,\text{int}}$

De acuerdo a los resultados obtenidos en la sección 4.2.3 encontramos que la emisión intrínseca del continuo óptico está fuertemente relacionada con la parte más compacta del core y con la emisión del jet a escalas de pársecs. Mientras la potencia del jet, obtenida

de la emisión a 151 MHz, traza la estructura más externa del NAG a escalas de kpc, ya que son los electrones que emiten radiación sincrotrón a bajas energías los que alimentan a los radio lóbulos y dan como resultado la emisión extendida no amplificada en este tipo de NAGs radio fuertes.

Encontramos una correlación significativa ($> 99\%$) para 76 NAGs de la muestra (16 BL Lacs, 4 RG, 24 HPRQ, 15 LPRQ y 17 RLQ) entre la potencia del jet y la emisión intrínseca del continuo a 5100 \AA (ver Tabla 4.12). Esto es el resultado de que las radiogalaxias y BL Lacs tienen en promedio una potencia del jet y emisión intrínseca del continuo óptico menores que los cuásares de la muestra. La potencia del jet depende del factor de Lorentz y la tasa de masa que fluye hacia las partes externas $Q_{\text{jet}} \propto \Gamma \dot{M}_{\text{out}} c^2$, donde c es la velocidad de la luz. En la Tabla 4.5 encontramos que Γ es en promedio menor para los BL Lacs y las radiogalaxias respecto a los cuásares, lo cual explica el comportamiento en la distribución de Q_{jet} para estos NAGs.

Por otro lado, al analizar cada tipo de NAG por separado no se encontró una correlación significativa y esto se ve reflejado en la Figura 4.19 a. Sin embargo, dentro de la muestra de cuásares si existe una tendencia positiva (95%) para 24 HPRQ con $r=0.41$ entre estos dos parámetros. El hecho de no encontrar correlaciones para los cuásares en conjunto puede deberse a que cubren únicamente 2 órdenes de magnitud en Q_{jet} .

4.4.2. Q_{jet} y L_{BLR}

Celotti et al. (1997) encontraron una relación entre la luminosidad de la BLR (L_{BLR}) y la potencia cinética de los jets a escalas de pársecs para una muestra de cuásares. Recientemente, Gu et al. (2009) también encontraron un fuerte vínculo entre estos dos parámetros. Sin embargo, Wang et al. 2004 y Punsly & Tingay (2005) argumentan que la potencia del jet y la luminosidad bolométrica ($L_{\text{bol}} \propto L_{\text{BLR}}$) presenta únicamente una relación débil al estudiar cuásares tipo blazar dominados por el core.

En nuestro caso, al analizar la L_{BLR} y Q_{jet} encontramos que existe una correlación significativa ($> 99\%$) para la muestra de 92 NAGs (3 BL Lacs, 7 RG, 23 HPRQ, 21 LPRQ y 38 RLQ). De igual manera, las correlaciones prevalecen cuando se analiza por

separado cada tipo de NAG (Tabla 4.12). En la Figura 4.19 b se muestra la relación entre la L_{BLR} y Q_{jet} . Nuestros resultados coinciden con lo que encontraron Gu et al. (2009) estudiando una muestra donde se mezclan cuásares dominados por el core y dominados por la emisión de los lóbulos.

Esto es un indicativo de que existe una conexión entre la región donde se emiten las líneas de emisión anchas y el plasma que es expulsado hacia los lóbulos de alguna manera afecta a su paso al gas que forma la BLR. Esto también coincide con los resultados que encontramos en la sección 4.2 donde concluimos que la BLR se ve afectada por la emisión a 15 GHz.

4.4.3. Q_{jet} y L_{NLR}

La luminosidad total de la región de líneas de emisión angostas es la que presenta la correlación más fuerte con Q_{jet} respecto a $L_{5100,\text{int}}$ y L_{BLR} con $Q_{\text{jet}} \propto L_{\text{NLR}}^{0.5 \pm 0.1}$ ($r=0.68, >99\%$), ver Tabla 4.12. La correlación se mantiene para la muestra de 22 cuásares con un nivel de confianza del 96%. Este resultado extiende en 6 órdenes de magnitud más el estudio realizado por Rawlings & Saunders (1991), donde ellos encontraron que $Q_{\text{jet}} \propto L_{\text{NLR}}^{0.9 \pm 0.2}$ y corroboramos la existencia de la relación para nuestra muestra de NAGs dominados por el core.

Las correlaciones encontradas en esta sección hablan también de las diferentes escalas espaciales de cada región, mientras aumenta la distancia respecto al agujero negro, las relaciones con la potencia del jet se incrementan. Siendo menor para el continuo óptico asociado a la emisión del core y del jet a 15 GHz pasando por la BLR y terminando en la NLR. Esto se puede entender ya que la potencia del jet está directamente relacionada con la emisión extendida del NAG, localizada a kpc de la maquinaria central.

Cabe notar que las correlaciones reportadas en la Tabla 4.12 entre la potencia del jet y la luminosidad de las 3 regiones estudiadas pueden deberse a la dependencia con el corrimiento al rojo. Al realizar un análisis de correlaciones parciales removiendo la dependencia con z , vemos que estas correlaciones se hacen más débiles, lo cual se ve reflejado en una disminución del 10% en el coeficiente de correlación respecto al obtenido

con un análisis estadístico simple. Notamos que L_{NLR} y Q_{jet} es la relación más significativa ($\tau = 0.22$, 98 %).

Los resultados del análisis parcial se muestran en la Tabla 4.13, donde las columnas (1-2) son las variables involucradas en la correlación en unidades de erg s^{-1} ; la (3) es la variable para la que se remueve la relación entre las variables A1 y A2; la (4) es la clase espectral de la muestra; la (5) el número de fuentes analizadas; la (6) es el coeficiente τ de la correlación parcial Kendall donde los valores marcados en negritas son significativos a un nivel de confianza $\geq 98\%$ y en *itálicas* se marcan los valores que se encuentra en un nivel de confianza entre 98 % y $\geq 95\%$; la (7) es la significancia estadística de la correlación.

Tabla 4.13: Resultado del análisis de correlaciones parciales para Q_{jet} , $L_{5100,\text{int}}$, L_{BLR} y L_{NLR} .

A1	A2	A3	Tipo	Número	τ	p
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
Q_{jet}	$L_{5100,\text{int}}$	-	Todos	76	0.225	4.1E-03
Q_{jet}	$L_{5100,\text{int}}$	<i>z</i>			<i>0.103</i>	<i>3.2E-02</i>
Q_{jet}	L_{BLR}	-	Todos	92	0.244	5.7E-04
Q_{jet}	L_{BLR}	<i>z</i>			<i>0.111</i>	<i>3.6E-02</i>
Q_{jet}	L_{NLR}	-	Todos	33	0.439	3.2E-04
Q_{jet}	L_{NLR}	<i>z</i>			0.218	1.8E-02

4.4.4. Q_{jet} y la emisión intrínseca del jet a 15 GHz

Cuando estudiamos el comportamiento de la emisión del jet a 15 GHz (L_{jet}) y la potencia de este a 151 MHz, encontramos que existe una correlación significativa con un coeficiente de correlación parcial $\tau = 0.40$ ($> 99\%$) para el 94 % (125 fuentes) de la muestra completa en flujo a 15 GHz MOJAVE 1 (definida en el Capítulo 3). La correlación prevalece entre la emisión intrínseca del jet (corregida por amplificación Doppler) $L_{\text{jet,int}}$ y Q_{jet} con $\tau = 0.16$ (97 %) para 68 fuentes de esta misma muestra. Mientras que para

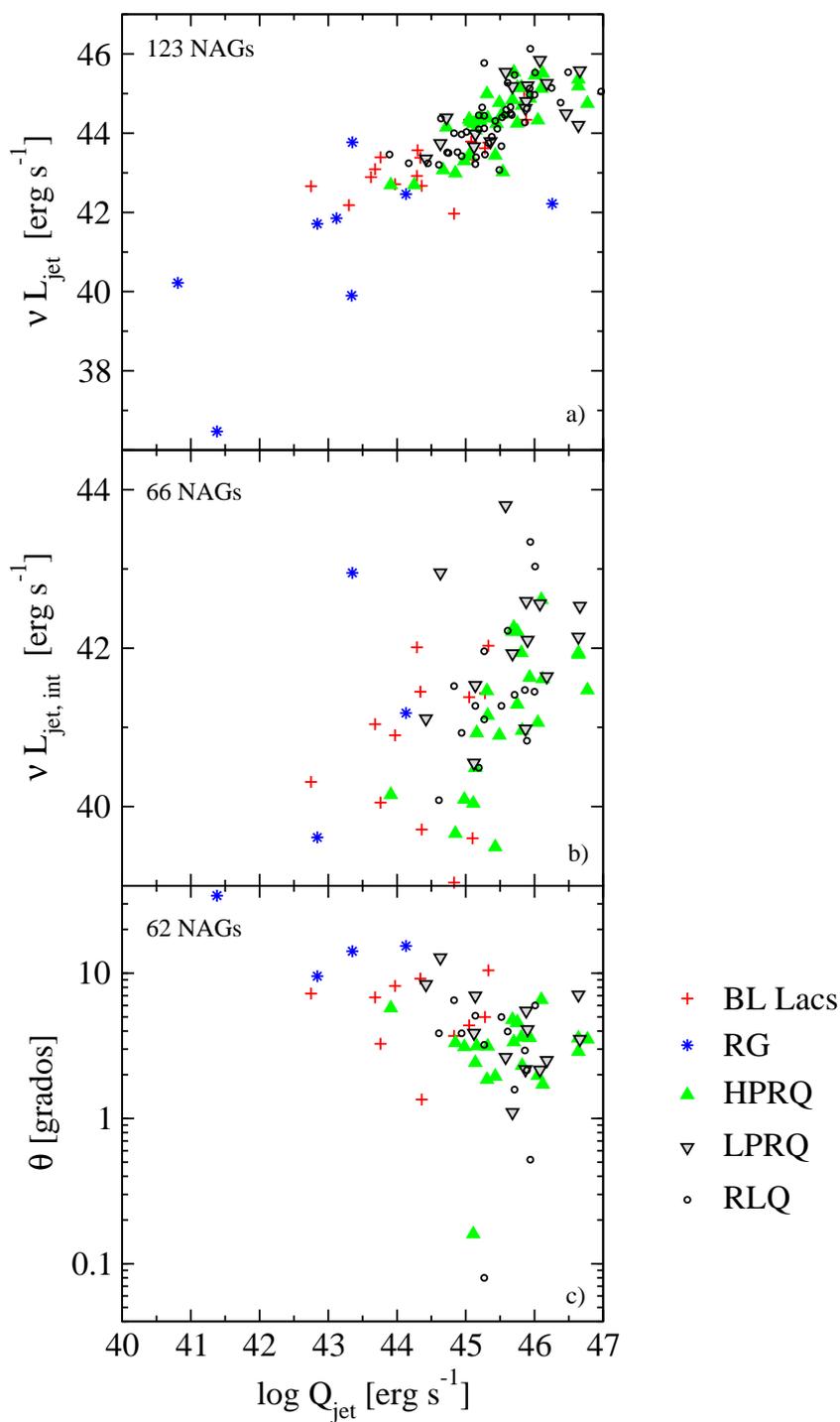


Figura 4.20: Relación entre la potencia del jet a 151 MHz Q_{jet} y a) la luminosidad aparente del jet (νL_{jet}); b) luminosidad intrínseca del jet ($\nu L_{\text{jet, int}}$) y c) el ángulo del jet (θ).

51 cuásares de esta muestra presentan un coeficiente $\tau=0.22$ (98 %). La significancia es menor, principalmente, porque el número de fuentes con factores Doppler conocidos es dos veces menor.

En la Figura 4.20 a se ilustra la relación entre la emisión a 15 GHz del jet y Q_{jet} para 123 fuentes de MOJAVE 1; mientras que en la b) la relación entre $L_{\text{jet,int}}$ y Q_{jet} para 66 NAGs y en c) el comportamiento entre el ángulo de jet y la potencia de este para 63 fuentes de la muestra.

Como era de esperarse la potencia cinética del jet no es dependiente de la orientación que este tenga. Por otro lado, la relación entre la luminosidad intrínseca del jet y la potencia de la emisión extendida de los lóbulos, actualmente no está bien definida (Lister & Homan, 2005). La correlación positiva que encontramos entre Q_{jet} y $L_{\text{jet,int}}$ refleja el hecho de que jets intrínsecamente más brillantes a escalas de pársecs bombean más electrones hacia los radio lóbulos en escalas de kilopársecs, lo que resulta en una estructura extendida más luminosa. Un número mayor de electrones de bajas energías se acumulan en los lóbulos y radían a bajas energías de radiación sincrotrón a escalas de kilopársecs. Sugerimos que la correlación positiva entre Q_{jet} y $L_{\text{jet,int}}$ es real y se refleja en el plano $Q_{\text{jet}}-L_{\text{jet}}$ para una distribución dada de factores de Lorentz. El encontrar que estas dos emisiones están relacionadas, habla de que existe una íntima relación entre el flujo de energía que es transportado desde las partes centrales del NAG y que llega hasta las partes más alejadas de éste.

4.5. Efecto Baldwin

Baldwin (1977) descubrió la anticorrelación entre el ancho equivalente (EW) de la línea de emisión CIV 1549 Å y la luminosidad del continuo a 1450 Å (L_{1450}) en el marco de referencia en reposo de una muestra de cuásares. Carswell & Smith (1978) llamaron a esta correlación *Efecto Baldwin* (de aquí en adelante *EB*).

La correlación original es entre una línea de emisión y la luminosidad del continuo, los cuales son medidos de observaciones realizados en una sola época para múltiples cuásares. En la Figura 4.21 se muestra un ejemplo del *EB* que presentan las líneas de emisión CIV 1549 Å y MgII 2798 Å para cuásares principalmente seleccionados en el óptico (Chavushyan, 1995). Estudios enfocados a investigar las variaciones de NAGs *individualmente* han revelado también la existencia de correlaciones negativas entre el EW de alguna línea de emisión y la luminosidad del continuo, para distinguirlo del efecto Baldwin “global” Pogge & Peterson (1992) se han referido a éste como *Efecto Baldwin intrínseco*, un ejemplo de este efecto para la línea de MgII 2798 en el blazar 3C 454.3 se muestra en la Figura 4.22 (*comunicación privada* V. Chavushyan).

La mayoría de los estudios del *EB* se han enfocado en líneas de emisión anchas en la región UV/óptico, aunque recientemente se ha investigado este efecto también en líneas de emisión angostas (p.ej. Croom et al., 2002; Dietrich et al., 2002; Netzer et al., 2004, 2006). La línea más estudiada ha sido [OIII] 5007 Å, aunque Croom et al. (2002) ha compilado una vasta cantidad de resultados para otras líneas angostas ([NeIV] 3426 Å, [OII] 3727 Å, y [Ne III] 3869 Å, entre otras). Para una revisión completa de este efecto ver Shields (2007), Osmer & Shields (1999).

Cabe notar que el *Efecto Baldwin* es simplemente una correlación observacional donde la física involucrada para cada caso BLR/NLR puede tener un origen diferente, y actualmente sigue siendo de gran interés científico. En particular, puede ser utilizado para probar las predicciones de los modelos teóricos de la distribución espectral de energía como función de la luminosidad (Dietrich et al., 2002).

La relación entre el ancho equivalente (EW) y la luminosidad del continuo (L_c) se

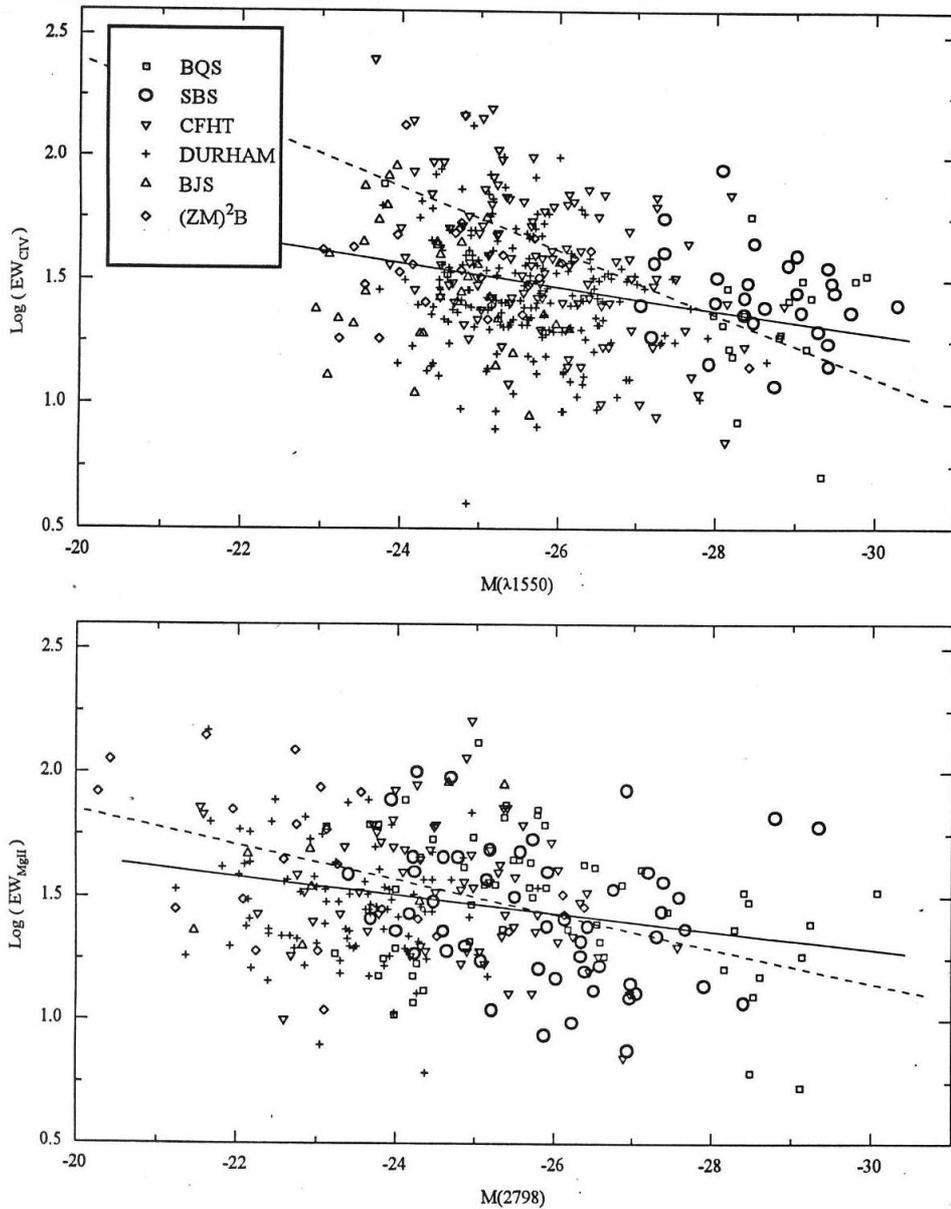


Figura 4.21: Efecto Baldwin para una muestra de cuásares principalmente seleccionados en el óptico (Chavushyan, 1995): el *panel superior* muestra el *EB* para la línea de emisión CIV 1549 Å; el *panel inferior* muestra el *EB* para la línea de emisión MgII 2798 Å. En ambos paneles la línea punteada es el resultado encontrado por Chavushyan (1995), mientras que la línea continua es el resultado encontrado por Baldwin et al. (1989) para una muestra de cuásares de espectro plano en radio. En ambos casos, la inclinación de la dependencia para cuásares seleccionados en óptico es menor comparada con la selección de cuásares de seleccionados en radio.

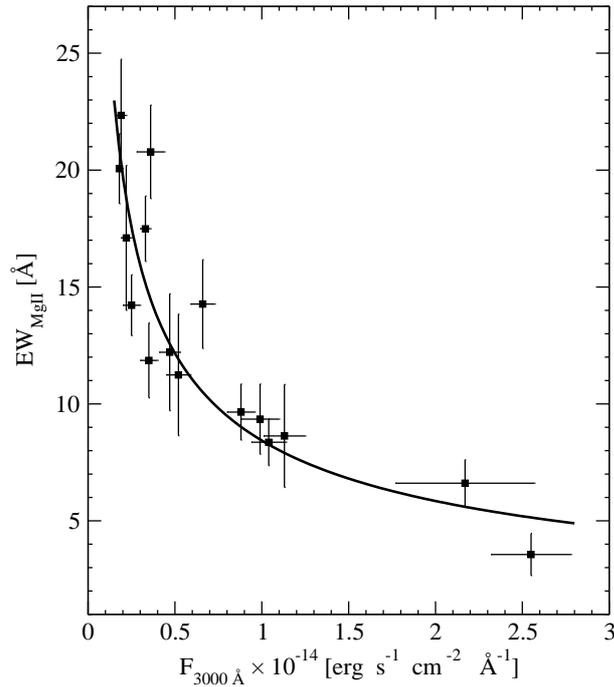


Figura 4.22: Efecto Baldwin intrínseco observado en el blazar 3C 454.3 durante la campaña de monitoreo 2003 a 2008 (comunicación privada V. Chavushyan). Benitez et al. (2009) reportan la relación $EW(\text{MgII}) = 8.49 \times F_{cont}^{-0.53 \pm 0.02}$.

expresa como:

$$\log EW(\text{línea}) = \alpha + \beta \log L_c \quad (4.2)$$

El problema fundamental es que la causa física del *EB* aún se desconoce. Se han propuesto varios modelos para tratar de explicarlo. Mushotzky & Ferland (1984) sugieren que el *EB* puede ser explicado por una anticorrelación entre el parámetro de ionización⁴ y la luminosidad del continuo. Asumiendo una relación adicional entre el factor de cobertura y la intensidad del continuo, este modelo describe bien el Efecto Baldwin para la línea de CIV, aunque falla para explicar el efecto en otras líneas (p.ej. Ly α).

Otra pista importante para entender la causa física del *EB* es que la intensidad de la relación (es decir, la pendiente en la anticorrelación $\log EW - \log L_c$) parece depender de la energía de ionización de la especie que origina la línea de emisión (Zheng et al., 1995;

⁴El parámetro de ionización: $U = Q(H)/4\pi r^2 cn_H$, donde $Q(H)$ es el número de fotones ionizantes de hidrógeno emitidos por segundo por la fuente central del continuo, r es la distancia entre la fuente del continuo y la región de emisión de la línea y n_H densidad de hidrógeno de la nube que emite la línea.

Espey & Andreadis, 1999; Dietrich et al., 2002).

Netzer (1985, 1987); Netzer et al. (1992) sugieren un modelo en el que se propone un disco de acreción para explicar el continuo observado y las correlaciones con las líneas de emisión. Wandel (1999a,b) añade a este modelo el aumento en la masa de un agujero negro debido a la acreción de material proveniente del disco de acreción. Su análisis predice que la luminosidad del continuo aumenta para agujeros negros más masivos y que la forma del continuo ionizante se hace más suave. Este modelo es atractivo porque brinda una explicación natural sobre la forma del continuo observado y como, para líneas de emisión de alta ionización, la pendiente en el Efecto Baldwin se vuelve más inclinada.

En esta tesis por primera vez se estudia el Efecto Baldwin en una muestra de NAGs de espectro plano en radio y con jets superlumínicos en las regiones del óptico y UV. En particular, analizamos las líneas de emisión $H\beta$, Fe II (4570), [OIII] λ 5007 y la luminosidad del continuo a 5100 Å. En la región UV se analizaron las líneas Mg II λ 2798 y Fe II (2490) con la luminosidad del continuo a 3000 Å, así como la línea CIV respecto al continuo a 1350 Å.

En la Figura 4.23 se muestra el comportamiento del ancho equivalente para cada línea de emisión como función de la luminosidad del continuo en el plano log-log. La muestra de $H\beta$ esta formada por 25 NAGs (incluidas 5 BLRG), para FeII (4570) fué posible analizar una muestra de 22 NAGs y para [OIII] se estudiaron 35 NAGs (24 cuásares y 11 RG). Para el caso de MgII se estudió una muestra mayor conformada por 75 cuásares, para FeII (2490) de 65 cuásares y para CIV de 34 cuásares. Para cada línea de emisión el rango en luminosidad del continuo fue aproximadamente 2 a 3 órdenes de magnitud y se encontraron correlaciones entre $EW-L_c$ significativas $> 95\%$.

En la primera parte de la Tabla 4.14 se resume el resultado del análisis de correlación de Pearson para los parámetros envueltos en esta sección. La columna (1) es la luminosidad del continuo para cada caso en unidades de erg s^{-1} ; la (2) es el ancho equivalente de la línea en unidades de Å; la (3) es la clase espectral de la submuestra; la (4) el número de fuentes analizadas; las columnas (5) y (6) son los coeficientes α y β de la ecuación 4.5; la (7) es el coeficiente de correlación de Pearson donde los valores marcados en negritas

son significativos a un nivel de confianza $\geq 98\%$ y en *itálicas* se marcan los valores que se encuentran a un nivel de confianza entre 98% y $\geq 95\%$; la (8) es la significancia estadística de la correlación. En la segunda parte de esta Tabla también se reportan los resultados para estas mismas líneas de emisión pero analizadas en función de la luminosidad del continuo a 1450 \AA para poder comparar con el trabajo de Dietrich et al. (2002) al cual se hace referencia más adelante en esta sección.

Encontramos que cada una de las líneas analizadas presentan evidencia del Efecto Baldwin; siendo las relaciones más fuertes y significativas ($> 99\%$) las encontradas entre de CIV-L₁₃₅₀, [OIII]-L₅₁₀₀ y MgII-L₃₀₀₀ con $r=-0.69$, -0.60 y -0.41 , respectivamente. La correlaciones que presentan una significancia menor son las de Fe II (2490)-L₃₀₀₀ y FeII (4570)-L₅₁₀₀ (96% y 95%). En el caso de H β -L₅₁₀₀ se encontró $r=-0.40$ (96%), que es un resultado contrario al de Croom et al. (2002), donde ellos reportan un Efecto Baldwin inverso para esta línea. Esto se puede atribuir a que se tiene únicamente dos órdenes de magnitud en luminosidad y al bajo número de fuentes analizadas, de hecho si se remueve del análisis a las 5 BLRG no se encuentra correlación alguna para esta línea.

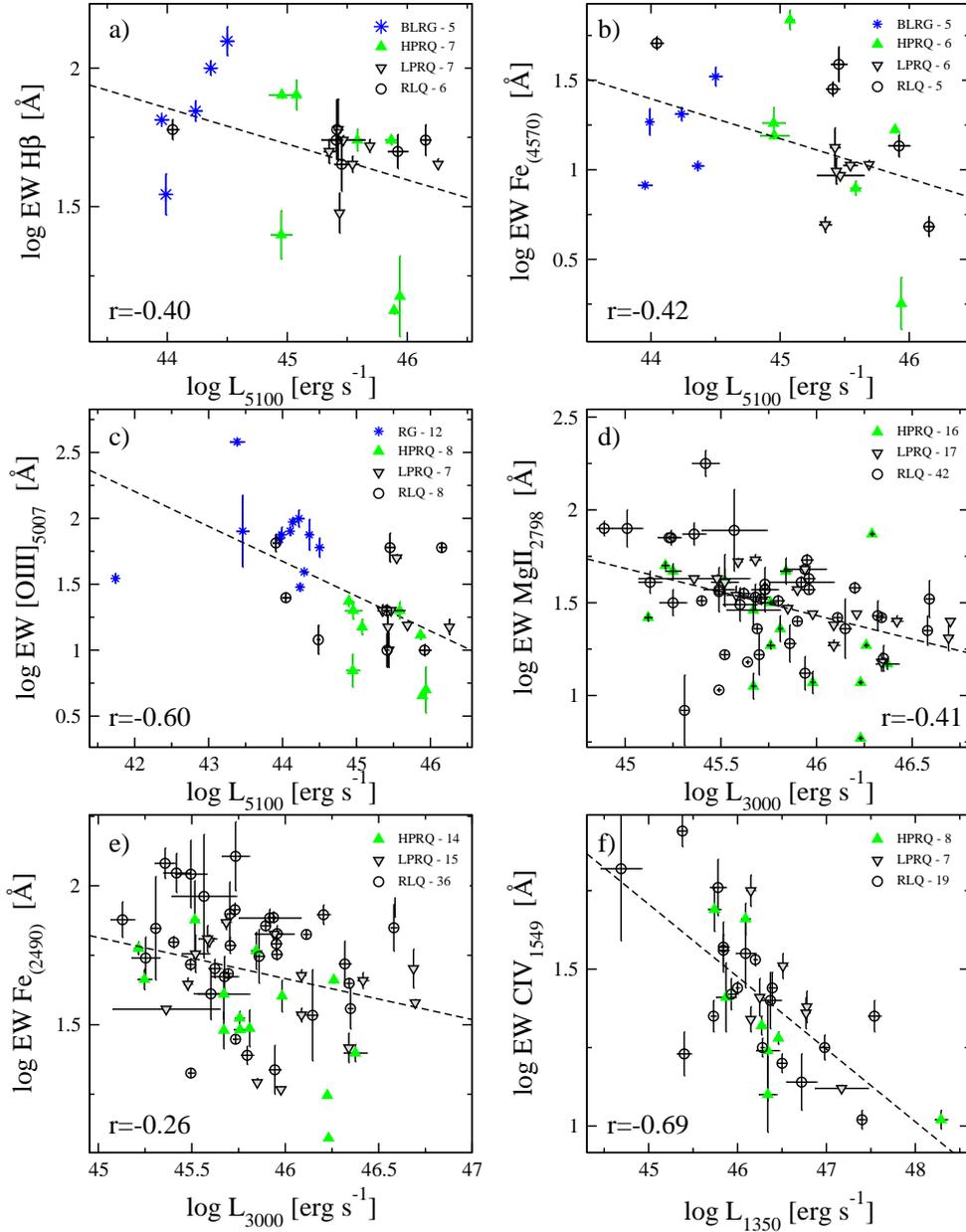


Figura 4.23: Representación log-log de los anchos equivalentes, EW, como función de la luminosidad del continuo. Paneles a) EW H β , b) EW FeII (4570) y c) EW [OIII] como función de L_{5100} ; d) y e) EW MgII y EW Fe (2490) como función de L_{3000} , respectivamente; panel f) EW CIV y L_{1350} . En la parte inferior de cada panel se muestra el coeficiente de correlación significativo a un nivel de confianza $> 95\%$. La línea punteada representa el ajuste lineal de los datos.

Tabla 4.14: Efecto Baldwin en la región del óptico y UV.

L_c	EW(línea)	α	β	r	p		
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
L ₅₁₀₀	H β	Todos	25	7.54 \pm 2.75	-0.13 \pm 0.06	-0.404	4.50E-02
L ₅₁₀₀	[OIII]	Todos	35	13.31 \pm 2.75	-0.26 \pm 0.06	-0.600	1.38E-04
L ₅₁₀₀	FeII (4570)	Todos	22	11.19 \pm 4.81	-0.22 \pm 0.11	-0.423	5.00E-02
L ₃₀₀₀	MgII	Cuásares	75	13.07 \pm 3.05	-0.25 \pm 0.07	-0.407	2.95E-04
L ₃₀₀₀	FeII (2490)	Cuásares	65	8.45 \pm 3.21	-0.15 \pm 0.07	-0.257	3.90E-02
L ₁₃₅₀	CIV	Cuásares	34	12.13 \pm 1.99	-0.23 \pm 0.04	-0.689	6.55E-06
L ₁₄₅₀	H β	Todos	25
L ₁₄₅₀	[OIII]	Todos	35	9.56 \pm 2.94	-0.18 \pm 0.07	-0.433	9.00E-03
L ₁₄₅₀	FeII (4570)	Todos	22
L ₁₄₅₀	MgII	Cuásares	75	11.33 \pm 2.8	-0.21 \pm 0.06	-0.381	1.00E-03
L ₁₄₅₀	FeII (2490)	Cuásares	65
L ₁₄₅₀	CIV	Cuásares	34	12.59 \pm 2.04	-0.24 \pm 0.04	-0.696	4.94E-06

En la Figura 4.24 se muestra la intensidad de la relación del *EB*, es decir la pendiente β de la correlación $EW(\text{línea}) \propto L_c^\beta$ como función de la energía de ionización χ_{ion} necesaria para crear los iones específicos que forman cada línea de emisión aquí estudiada. Se nota que conforme χ_{ion} aumenta la pendiente se vuelve más inclinada. También se compara con

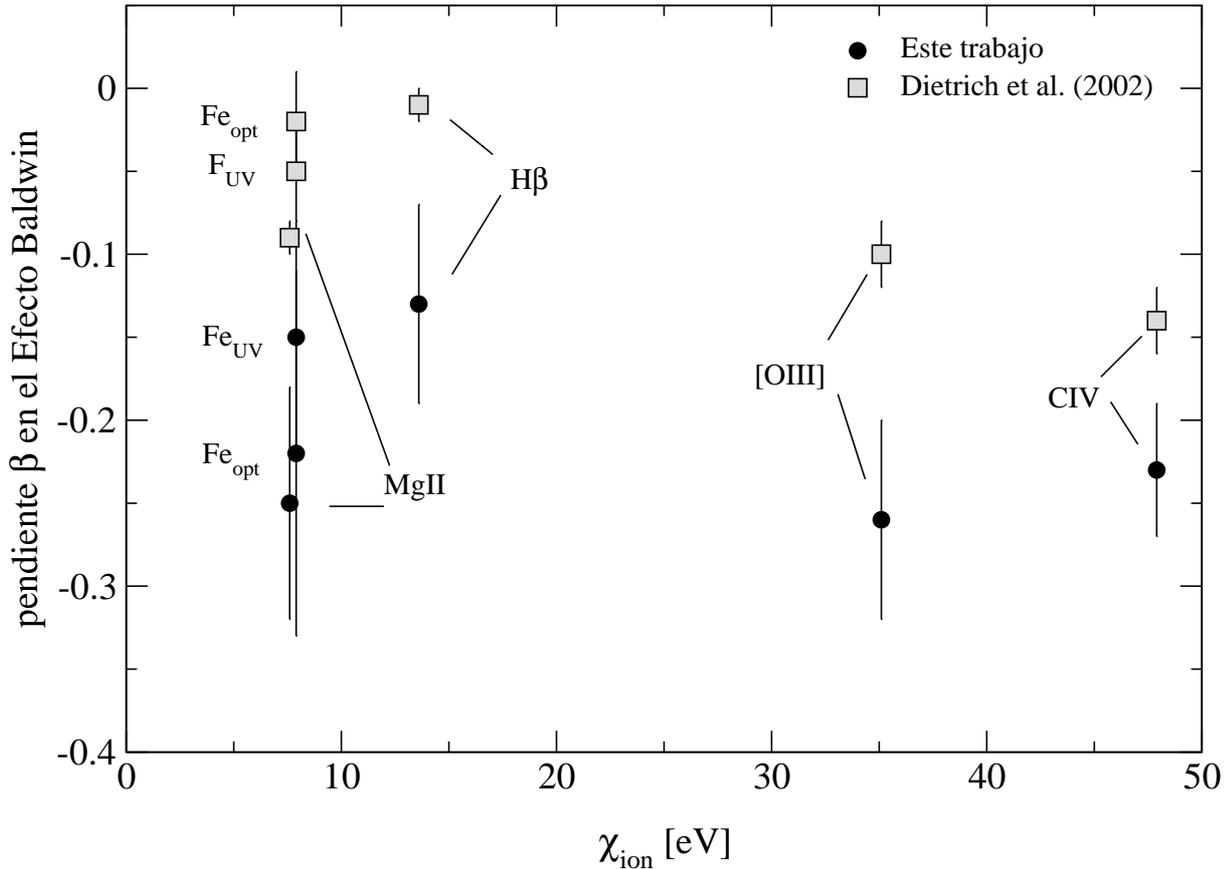


Figura 4.24: Comparación de la pendiente del Efecto Baldwin entre nuestro trabajo (círculos negros) y el estudio de Dietrich et al. (2002) (cuadros grises) como función de la energía de ionización χ_{ion} necesaria para crear los iones específicos que forman cada línea de emisión aquí estudiada.

las pendientes reportadas por Dietrich et al. (2002) ($EW(\text{línea})-L_{1450}$) para una muestra de 744 NAGs de tipo 1, de los cuales el 36 % son objetos radio fuertes, donde no se hace distinción entre NAGs radio fuertes y radio callados, pero se reportan resultados del *EB* para diversas líneas de emisión incluídas las que se analizaron en este trabajo. Se puede observar que cada una de las pendientes del *EB* en nuestro caso son ligeramente más inclinadas respecto a las encontradas por Dietrich et al.. Esto se puede deber a que nuestro

rango en luminosidad del continuo es sólo de 2 a 3 órdenes de magnitud, mientras que ellos cubren aproximadamente 6 órdenes de magnitud en la luminosidad L_{1450} . También cabe la posibilidad de que las pendientes sean intrínsecamente más inclinadas para las fuentes superlumínicas (como parecieran indicar nuestras pendientes comparadas con las de Dietrich et al. (2002)), debido a la contribución no térmica del plasma relativista a la emisión del continuo. Sin embargo, es necesario un análisis comparativo entre fuentes radio fuertes con espectro plano en radio y fuentes radio calladas para poder corroborar esta aseveración. Por otro lado, confirmamos también que para los NAGs de espectro plano en radio parte de MOJAVE/2cm, aquí estudiados, existe la tendencia entre la intensidad del efecto Baldwin y la energía de ionización reportada por Dietrich et al. (2002) y referencias ahí citadas.

En la Tabla 4.15 reportamos las pendientes que describen el Efecto Baldwin para cada línea estudiada. En la columna (1) es la línea de emisión analizada, la (2) y (3) es la intensidad de la relación que define la ecuación del Efecto Baldwin ($EW(\text{línea}) \propto L_c^\beta$) y sus errores, donde (2) presenta la pendiente de la relación en función de la luminosidad del continuo para la longitud de onda cercana a la línea de emisión (L_{5100} , L_{3000} ó L_{1350}) y en (3) es en función de L_{1450} ⁵ para comparar con lo obtenido por Dietrich et al. (2002) dada en la columna (4).

Se puede observar que el *EB* existe para cada línea en el caso en que se analiza el continuo cercano a ésta. Sin embargo, cuando se hace en función de L_{1450} la relación sólo prevalece para CIV, [OIII] y Mg II. Esto se puede deber a un número reducido de fuentes en el análisis, además del hecho de asumir un índice espectral promedio para cada NAG al estimar L_{1450} .

⁵Para calcular la luminosidad del continuo a 1450 Å se utilizó que $f_\nu \propto \nu^\alpha$ con $\alpha=-0.5$ según lo reportado por Brotherton et al. (2001) para NAGs radio fuertes en el rango de 1450 Å y 5050 Å.

Tabla 4.15: Comparación del Efecto Baldwin con Dietrich et al. (2002)

Línea	Este trabajo		Dietrich et al. (2002)
	L_{cont}	L_{1450}	L_{1450}
(1)	(2)	(3)	(4)
CIV	-0.23 ± 0.04	-0.24 ± 0.04	-0.14 ± 0.02
[OIII]	-0.26 ± 0.06	-0.18 ± 0.07	-0.10 ± 0.02
H β	-0.13 ± 0.06	...	-0.01 ± 0.01
FeII (2490)	-0.15 ± 0.07	...	-0.05 ± 0.03
FeII (4570)	-0.22 ± 0.11	...	-0.02 ± 0.03
MgII	-0.25 ± 0.07	-0.21 ± 0.06	-0.09 ± 0.01

Se encontró que para nuestra muestra de NAGs con espectro plano en radio, la pendiente es aproximadamente un factor de 2 más inclinada que la reportada por Dietrich para su muestra de radio fuertes y radio callados. Esto hace pensar, que efectivamente para este tipo de NAGs la pendiente de la relación es intrínsecamente más inclinada como resultado de la contribución no térmica del jet a la distribución espectral de energía. Sin embargo, es necesario ampliar el rango en luminosidad del continuo y encontrar una muestra de comparación con NAGs radio callados para estudiar el origen de esta inclinación en la pendiente del Efecto Baldwin y su implicación física.

Otro de los resultados interesantes es que al analizar las correlaciones con la luminosidad intrínseca del continuo (es decir al corregir por amplificación Doppler) y las diferentes líneas, la pendiente se hace más plana, sin embargo las anticorrelaciones no son significativas a excepción de la línea CIV donde fué posible analizar 15 NAGs con corrección por amplificación Doppler. Esto se podrá analizar con mayor detalle cuando se cuente con la información del factor Doppler para un mayor número de fuentes, ya que con los datos actuales el número de fuentes analizadas es reducido para poder llegar a una conclusión

respecto a la existencia del Efecto Baldwin en sí, además de entender o explorar si realmente existen diferencias o no entre los NAGs con espectro plano en radio y los radio callados.

Capítulo 5

Conclusiones

5.1. La masa del agujero negro y su posible sobreestimación

Por primera vez se estimaron y analizaron las relaciones entre la masa del agujero negro ($M_{\text{BH}} \propto \text{FWHM}^2 R_{\text{BLR}}$), las luminosidades observadas e intrínsecas (corregidas por el efecto de amplificación Doppler) de las diferentes componentes del jet obtenidas con el VLBA a 15 GHz y los parámetros de éste (velocidad aparente, factor Doppler/Lorentz y ángulo de visión) para el 44 % de las fuentes de la muestra de MOJAVE/2cm conformada por 250 NAGs que presentan espectro plano en radio y que contienen jets superlumínicos con el ángulo de visión del jet θ pequeño ($\theta \leq 30^\circ$). El rango de la M_{BH} para las fuentes analizadas es de $7.3 M_\odot \leq \log M_{\text{BH}} \leq 9.8 M_\odot$ y la luminosidad VLBA a 15 GHz está en el rango de $24.5 \text{ W Hz}^{-1} \leq \log L_{\text{VLBA}} \leq 29.0 \text{ W Hz}^{-1}$. Los resultados del análisis estadístico fueron los siguientes:

- Se encontraron correlaciones significativas a un nivel de confianza del 99 % entre M_{BH} y la luminosidad total VLBA, la de la parte más compacta del core, la correspondiente al core y con la luminosidad del jet (L_{VLBA} , L_{un} , L_{core} y L_{jet} , respectivamente) para 106 fuentes de la muestra MOJAVE/2cm. En promedio las correlaciones tienen un coeficiente de correlación de $r=0.40$ y la relación es descrita por $L_{15 \text{ GHz}} \propto M_{\text{BH}}^{0.7}$.

- Entre la M_{BH} y la luminosidad intrínseca en radio de 41 fuentes, para las que fué posible realizar la corrección por amplificación Doppler, se encontró el mismo comportamiento $L_{15\text{GHz, int}} \propto M_{\text{BH}}^{0.7}$ con un coeficiente de correlación de $r=0.44$ para $L_{\text{VLBA, int}}$, mientras que para $L_{\text{un, int}}$ y $L_{\text{core, int}}$ se obtuvieron los coeficientes $r=0.49$ y 0.47 , respectivamente. No se encontró correlación significativa con $L_{\text{jet, int}}$.
- La M_{BH} y el factor de amplificación Doppler δ están correlacionados a un nivel de confianza del 97% con $r=0.34$ ($M_{\text{BH}} \propto \delta^{0.2 \pm 0.1}$). Esta relación no puede ser explicada por alguna conexión entre la velocidad aparente del jet, ni con el factor de Lorentz con la M_{BH} debido a que no se encontró ninguna correlación significativa entre estos parámetros. Sin embargo, se obtuvo una asombrosa anticorrelación entre el ángulo de visión del jet θ y la M_{BH} con $r=-0.37$ (98.3 %) y como consecuencia se investigó el comportamiento del FWHM y θ .
- Con el estudio del comportamiento entre FWHM y el ángulo de visión del jet se encontró que la velocidad del gas no puede ser descrita únicamente por una componente isotrópica o esférica y/ó por una estructura discoidal de la BLR. Se sugiere la existencia de una componente adicional a la velocidad de esta región relacionada con el plasma relativista del jet.

La evidencia mostrada en la Sección 4.1 sugiere que, en NAGs con espectro plano en ondas de radio que presenten ángulo de visión del jet pequeño ($\theta \leq 10^\circ$), la región de líneas anchas podría tener, además de una componente de velocidad isotrópica y/o discoidal, una componente de velocidad adicional no virializada que puede estar relacionada con el jet relativista resultando en una sobreestimación de la M_{BH} de hasta 100 veces mayor al aplicar los métodos que asumen virialización de la BLR.

5.2. El continuo óptico dominado por la radiación no térmica del jet

La luminosidad del continuo a 5100 \AA (L_{5100}) se estimó a partir de datos fotométricos para el 93 % de la muestra MOJAVE/2cm, mientras que con datos espectroscópicos se logró estimar esta luminosidad para el 49 %. Se encontró que los valores obtenidos a partir de fotometría y espectroscopía son similares con un coeficiente de correlación de Pearson de $r=0.73$ a un nivel de confianza $> 99 \%$. L_{5100} tiene un rango de valores que van de $2 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ a $1 \times 10^{47} \text{ erg s}^{-1}$ y en promedio es de $1 \times 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$ cubriendo 5 órdenes de magnitud en luminosidad.

Se realizó un análisis de correlaciones parciales removiendo la dependencia del corrimiento al rojo entre L_{5100} y la luminosidad a 15 GHz de las diferentes componentes del jet relativista (L_{VLBA} , L_{un} , L_{core} y L_{jet}). Los resultados principales obtenidos se resumen a continuación:

- Para 233 de la muestra MOJAVE/2cm se encontraron correlaciones a un nivel de confianza $\geq 99 \%$ entre L_{5100} y L_{VLBA} , L_{un} , L_{core} y L_{jet} con un coeficiente de correlación de $\tau = 0.25, 0.24, 0.22$ y 0.25 , respectivamente.
- La submuestra de 178 cuasáres presentó factores de correlación y niveles de confianza similares entre L_{5100} y las luminosidades a 15 GHz. Los HPRQ y los LPRQ muestran un comportamiento diferente entre ellos, dado que para los LPRQ las correlaciones no fueron significativas. Este resultado se atribuye a que estos dos tipos de cuasares son intrínsecamente distintos.
- Los 32 BL Lacs presentan únicamente una correlación entre L_{5100} y la luminosidad del jet de $\tau = 0.38$ significativa a un nivel del 99 %. Mientras que las 21 radiogalaxias no presentaron correlaciones significativas.
- Estos resultados son consistentes al analizar una muestra menor de 123 NAGs para los cuales fué posible obtener L_{5100}^s a partir de datos espectroscópicos y cada lumi-

nosidad a 15 GHz. Los coeficientes de correlación son 10 % mayores a los obtenidos con fotometría.

- Se aplicó la corrección por amplificación Doppler a las luminosidades observadas (en óptico y radio) a 77 fuentes. Del análisis de las luminosidades intrínsecas a 5100 Å y cada luminosidad a 15 GHz encontramos correlaciones 20 % mayores ($\geq 99\%$) que con el análisis de las luminosidades observadas.
- En particular, y a diferencia de los resultados obtenidos con las luminosidades observadas se encontró una fuerte correlación entre $L_{5100, \text{int}}$ y $L_{\text{VLBA}, \text{int}}$ ($\tau = 0.46, \geq 99\%$) para los LPRQ, mientras que las correlaciones para los HPRQ desaparecen y sólo permanece la correlación con $L_{5100, \text{int}}$ y $L_{\text{core}, \text{int}}$ ($\tau = 0.38, 98\%$) para este tipo de cuásares. Esto pone énfasis de nuevo en las diferencias intrínsecas entre los HPRQ y LPRQ. Evidencia de esto es que encontramos que los LPRQ presentan en promedio una luminosidad intrínseca de los cores mayor por un orden de magnitud respecto a la de los HPRQ.
- Los 17 BL Lacs mostraron una correlación entre $L_{5100, \text{int}}$ y $L_{\text{jet}, \text{int}}$ ($\tau = 0.37, > 99\%$) mientras que sólo se encontró una tendencia entre $L_{5100, \text{int}}$ y $L_{\text{VLBA}, \text{int}}$ y $L_{\text{un}, \text{int}}$ con $\tau = 0.33$ (97%) y 0.30 (96%), respectivamente.
- A partir de la teoría de direccionamiento relativista en jets se obtuvieron las *curvas de aspecto* en el diagrama $L_{5100} - \beta_{\text{app}}$ (Figura 4.10) para 161 NAGs de la muestra MOJAVE/2cm mostrando ser una buena curva envolvente tanto para cuásares, como BL Lacs y radiogalaxias.

Basados en los resultados obtenidos del estudio de la emisión del continuo óptico a 5100 Å y la emisión de las diferentes componentes del jet, así como en las *curvas de aspecto* ajustadas para los diferentes tipos espectrales de la muestra MOJAVE/2cm (sección 4.2), concluimos que para fuentes radio fuertes de espectro plano en ondas de radio con jets superlumínicos *la mayor contribución a la emisión del continuo óptico es de origen no térmico asociada a la radiación sincrotrón del plasma relativista que forma al jet desde la*

parte más compacta donde se origina éste a escalas de sub-pársecs hasta escalas de pársecs y sufre del efecto de amplificación Doppler más que asociarla únicamente con la emisión térmica del disco de acreción.

5.3. Componente no virializada de la BLR

Estimamos el flujo total de la región de líneas de emisión anchas F_{BLR} basados en el método de Celotti et al. (1997) para 108 fuentes de la muestra MOJAVE/2cm usando la componente ancha de las líneas de emisión $\text{H}\beta$, $\text{MgII } \lambda 2798$ y $\text{CIV } \lambda 1549$ y realizamos un análisis estadístico para averiguar como se relaciona con los flujos a 15 GHz de las diferentes componentes del jet para una muestra de 101 cuásares. También se analizaron por separado el comportamiento de los flujos de cada una de estas líneas de emisión con la emisión en radio, los parámetros principales obtenidos de sus perfiles (FWHM, EW y luminosidad) y los parámetros del jet (dominancia del core R_{core} , velocidad aparente β_{app} y el factor Doppler δ y el factor de Lorentz Γ). Los resultados se resumen a continuación:

- El rango de F_{BLR} abarca ~ 4 órdenes de magnitud con un valor medio de $(1.2^{+3.8}_{-0.6}) \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Encontramos que el F_{BLR} está correlacionado con F_{VLBA} ($r=0.23$, 98 %) y F_{jet} ($r=0.24$, 98 %), mientras que con el core y su parte más compacta las correlaciones no fueron significativas.
- Por otro lado, las correlaciones entre el F_{BLR} y los flujos intrínsecos a 15 GHz (corregidos por amplificación Doppler) fueron en promedio 30 % más fuertes. Esto es, para $F_{\text{VLBA,int}}$, $F_{\text{un,int}}$, $F_{\text{core,int}}$ y $F_{\text{jet,int}}$ se obtuvo $r=0.54$, 0.58, 0.58 y 0.46, respectivamente a un nivel de confianza ≥ 99 %.
- Para 24 NAGs con la presencia de la línea de $\text{H}\beta$ se obtuvo un rango para $F_{\text{H}\beta}$ de $\approx (4\text{--}1300) \times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Al analizar los parámetros de $\text{H}\beta$ y los parámetros de los jets (incluyendo los flujos) no se encontró ninguna correlación significativa entre ellos, posiblemente debido al reducido número de fuentes que contaban con los parámetros de los jets para estas fuentes (13).

- Para 76 cuásares el rango de F_{MgII} fué de $\approx (1-1000) \times 10^{-15} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. El flujo de la línea de emisión MgII presentó correlaciones significativas ($\geq 99\%$) con cada uno de los flujos intrínsecos de las componentes del jet con $r=0.60, 0.58, 0.58$ y 0.53 para $F_{\text{VLBA,int}}, F_{\text{un,int}}, F_{\text{core,int}}$ y $F_{\text{jet,int}}$, respectivamente. También se obtuvo una tendencia negativa ($r=-0.39, 94\%$) entre el FWHM MgII y β_{app} , entre la L_{MgII} y β_{app} ($r=-0.41, 95\%$) y una anticorrelación entre L_{MgII} y Γ ($r=-0.49, 98\%$).
- Para 34 cuásares el rango en F_{CIV} fué de $\approx (0.4-600) \times 10^{-15} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Se encontraron correlaciones positivas entre F_{CIV} y cada flujo a 15 GHz. Sin embargo, las correlaciones disminuyen su significancia en $\sim 3\%$ al analizar 15 para los que se pudo estimar los flujos intrínsecos en radio y desaparece la correlación con $F_{\text{jet,int}}$ debido tal vez de nuevo al bajo número de fuentes con los factores Doppler, ya que al analizar las líneas de MgII y CIV para 16 cuásares que contaban con estas dos líneas no encontramos diferencia significativas entre ellas y su comportamiento con la emisión observada a 15 GHz. Por otro lado, se encontró una correlación positiva y muy significativa entre FWHM CIV y β_{app} ($r=0.71, > 99\%$).

Nuestros resultados aquí resumidos, están de acuerdo con una interpretación alterna a la de la conexión disco-jet y es un esquema propuesto en la literatura por varios autores (Murray & Chiang, 1997; Proga et al., 2000; Arshakian et al., 2008, 2009). Esto es, la posible ionización de la BLR por la emisión del continuo cuya naturaleza es no térmica y asociada al plasma relativista del jet (como se concluyó anteriormente en la Sección 5.2) y una estructura de la BLR formada por dos componentes:

- La componente clásica que se encuentra *virializada*, que rota cerca del agujero negro y es ionizada por la radiación térmica del disco de acreción.
- Y una componente que se encuentra rodeando al jet relativista, *no virializada*, con cinemática subrelativista, la cual es ionizada por la radiación sincrotrón que emiten las partículas que forman al jet.

5.4. Potencia del jet y las diferentes regiones en un NAG.

Se examinaron las relaciones entre la potencia del jet (Q_{jet}), estimada a partir de la emisión a 151 MHz, y la luminosidad de las diferentes regiones de emisión en los NAGs: emisión intrínseca del continuo a 5100 Å ($L_{5100, \text{int}}$), región de líneas anchas (L_{BLR}), región de líneas angostas (L_{NLR}) y la emisión intrínseca del jet a 15 GHz ($L_{\text{jet, int}}$) para la muestra MOJAVE/2cm. La L_{BLR} se estimó para 110 fuentes a partir de las relaciones encontradas por Celotti et al. (1997). Para 41 fuentes estimamos la L_{NLR} usando la relación dada por McCarty (1989) y Rawlings & Saunders (1991) a partir de la línea de emisión prohibida de [OIII] $\lambda 5007$; fué posible estimar $L_{5100, \text{int}}$ para 76 fuentes y $L_{\text{jet, int}}$ para 66 fuentes de nuestra muestra. Los resultados que encontramos fueron los siguientes:

- La estimación de Q_{jet} se hizo para el 70 % de la muestra MOJAVE/2cm abarcando 8 órdenes de magnitud con un valor promedio de $10^{45} \text{ erg s}^{-1}$. Los cuásares fueron los que presentaron un valor mayor para este parámetro ($10^{44} \leq Q_{\text{jet}} \leq 10^{47} \text{ erg s}^{-1}$), mientras que los BL Lacs y radio galaxias presentaron valores en el rango de $10^{39} \leq Q_{\text{jet}} \leq 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$. Esto se puede explicar debido a que el factor de Lorentz (Γ) es en promedio menor para los BL Lacs y las radiogalaxias respecto a los cuásares ($Q_{\text{jet}} \propto \Gamma \dot{M}_{\text{out}} c^2$).
- Con un análisis de correlación de Pearson encontramos, para BL Lacs, radiogalaxias y cuásares en conjunto, correlaciones significativas ($\geq 99\%$) entre Q_{jet} y la L_{BLR} con $r=0.53$, así como entre Q_{jet} y la L_{NLR} con $r=0.68$. Las correlaciones permanecen al estudiar cada tipo espectral de NAG por separado. Sin embargo, este no es el caso entre Q_{jet} y $L_{5100, \text{int}}$, al analizar la muestra en conjunto existe la correlación ($r=0.29$, 99 %) pero desaparece para las otras submuestras, lo que puede ser indicativo de las diferentes escalas espaciales de cada emisión: $L_{5100, \text{int}}$ se asocia con el core y su parte más compacta, así como con el jet a escalas de pc, mientras que Q_{jet} traza la estructura más externa a escalas de kpc.

- Al remover la dependencia del corrimiento al rojo con un análisis de correlaciones parciales Kendall τ para Q_{jet} y L_{BLR} encontramos $\tau = 0.11$ (96 %). Esta tendencia sugiere que las partículas de plasma expulsadas hacia los lóbulos afectan a su paso el gas que forma la BLR.
- Corroboramos que la correlación conocida entre Q_{jet} y L_{NLR} dada por Rawlings & Saunders (1991) ($Q_{\text{jet}} \propto L_{\text{NLR}}^{0.9 \pm 0.2}$) también existe para 22 cuasáres dominados por el core de la muestra MOJAVE/2cm con $Q_{\text{jet}} \propto L_{\text{NLR}}^{0.5 \pm 0.1}$ ($r=0.68$, $> 99\%$), extendiendo así en 6 órdenes de magnitud más el estudio realizado por estos autores. También encontramos del análisis parcial que esta fué la relación más fuerte respecto a $L_{5100, \text{int}}$ y L_{BLR} con $\tau=0.22$ (98 %).
- Por otro lado, encontramos para el 94 % (125 fuentes) de la muestra completa en flujo a 15 GHz, MOJAVE 1 (definida en el Capítulo 3), que existe una correlación significativa entre Q_{jet} y la luminosidad observada del jet con $\tau=0.40$ ($> 99\%$). La correlación prevalece entre Q_{jet} y $L_{\text{jet, int}}$ ($\tau=0.16$, 97 %) para 68 fuentes de esta misma muestra. Para los cuasáres (51) encontramos un coeficiente $\tau=0.22$ (98 %).

Las correlaciones encontradas en la sección 4.4 hablan de las diferentes escalas espaciales de cada región y como las relaciones con la energía cinética del jet, directamente relacionada con la emisión extendida del NAG a escalas de kpc de la maquinaria central, se incrementan al aumentar la distancia respecto al agujero negro. Siendo menor la correlación entre el continuo óptico asociado a la emisión del core ($> 10^{-3}$ pc) y del jet a 15 GHz ($> 10^{-2}$ pc) pasando por la región de líneas de emisión anchas a escalas de pársecs (0.1 a 1 pc) y siendo la más significativa la correlación con la región de líneas de emisión angostas de 100 a 500 pc.

Por otro lado, la relación entre la luminosidad intrínseca del jet y la potencia de la emisión extendida de los lóbulos, actualmente, no está bien definida (Lister & Homan, 2005). Las relaciones encontradas entre la emisión del jet a 15 GHz y Q_{jet} sugieren que *jets intrínsecamente más luminosos en escalas de pársecs producen lóbulos en radio más luminosos en escalas de cientos de kpc*. El encontrar que estas dos emisiones están relacio-

nadas, indica que existe una íntima relación entre el flujo de energía que es transportado desde las partes centrales del NAG y que llegan hasta las partes más alejadas de éste.

5.5. Efecto Baldwin presente en los NAGs de MOJAVE/2cm

En la sección 4.5 por primera vez se estudió la relación entre el ancho equivalente (EW) y la luminosidad del continuo (L_c) mejor conocida como el efecto Baldwin (EB) en una muestra de NAGs de espectro plano en radio y con jets superlumínicos en las regiones del óptico y UV. Analizamos los anchos equivalentes (EW) de las líneas de emisión para 25 fuentes con $H\beta$, 22 con Fe II (4570), 35 con [OIII] $\lambda 5007$ y la luminosidad del continuo a 5100 Å. En la región UV se analizaron las líneas de Mg II $\lambda 2798$ para 75 cuásares y de Fe II (2490) para 65 fuentes y la luminosidad del continuo a 3000 Å, así como la línea CIV para 34 cuásares respecto al continuo a 1350 Å. La relación que describe al EB se expresa como $EW(\text{línea}) \propto L_c^\beta$, donde la intensidad de la correlación la define el exponente β . Los resultados obtenidos fueron los siguientes:

- Con un análisis de correlación de Pearson se encontró que cada una de las líneas de emisión muestran evidencia del efecto Baldwin. Las relaciones para $H\beta$, Fe II (4570) y Fe II (2490) resultaron ser las más débiles con $\beta = -0.13 \pm 0.06$ ($r = -0.40$, 96 %), $\beta = -0.22 \pm 0.11$ ($r = -0.42$, 95 %) y $\beta = -0.15 \pm 0.07$ ($r = -0.26$, 96 %), respectivamente. Mientras que la anticorrelación más fuerte la mostró la línea de CIV con $\beta = -0.23 \pm 0.04$ ($r = 0.69$, > 99 %), seguida de [OIII] con $\beta = -0.26 \pm 0.06$ ($r = 0.60$, > 99 %) y MgII con $\beta = -0.25 \pm 0.07$ ($r = 0.41$, > 99 %).
- Al comparar los resultados obtenidos por Dietrich et al. (2002), para una muestra conformada por ~60 % de NAGs radio callados, entre la energía de ionización (χ_{ion}) y β , confirmamos que para los NAGs de la muestra MOJAVE/2cm: *i*) también existe la tendencia $\chi_{\text{ion}} - \beta$ y *ii*) la intensidad del efecto Baldwin fué en promedio un factor de 2 más inclinada para cada línea de emisión.

Estas evidencias sugieren que: *Los núcleos activos, con espectro plano en radio y presencia de jets superlumínicos, podrían presentar un Efecto Baldwin intrínsecamente más intenso que los NAGs radio callados como resultado de la contribución del jet a la emisión del continuo en óptico/UV.* Para verificar esta aseveración y su implicación física, es necesario obtener un número mayor de datos espectroscópicos para toda la muestra MOJAVE/2cm y en particular comparar con una muestra de fuentes radio calladas en busca de diferencias intrínsecas.

En resumen, en este trabajo tratamos de entender las conexiones entre el agujero negro central, la emisión del continuo óptico, las regiones de emisión de líneas anchas/angostas y los parámetros de los jets a escalas de pársecs de la muestra MOJAVE/2cm. Encontramos que hay una íntima conexión entre la M_{BH} y la luminosidad del core, así como con el factor Doppler. Debido a la presencia de jets en los NAGs aquí estudiados, la velocidad con la que se mueven las nubes de gas ionizado en la región donde se producen las líneas de emisión anchas podría ser afectada por éste y tener una componente de velocidad adicional no virializada. Como consecuencia la M_{BH} es sobreestimada para las fuentes que presentan un ángulo de visión pequeños. También encontramos correlaciones significativas entre la emisión del continuo óptico, la luminosidad del core y el jet a 15 GHz lo que implica que la emisión en óptico, en este tipo de fuentes, puede asociarse con la radiación sincrotrón del jet relativista.

Apéndice A

Convenciones y constantes

Cosmología

Modelo cosmológico para un Universo plano:

Densidad de materia: $\Omega_m = 0.3$

Densidad de energía oscura: $\Omega_\Lambda = 0.7$

Constante de Hubble: $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$

Unidades

Jansky: $1 \text{ Jy} = 10^{-23} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$

Parsec: $1 \text{ pc} = 3.08568 \times 10^{18} \text{ cm}$

1 día luz = $1 \text{ dl} = 2.592 \times 10^{16} \text{ cm}$

1 unidad astronómica = $1 \text{ UA} = 1.495 \times 10^{13} \text{ cm}$

Angstrom = $1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ cm}$

$1 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} = 3.33 \times 10^{-19} \lambda^2 (\text{\AA}) \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$

$M_\odot = 1.98 \times 10^{33} \text{ g}$

Constantes físicas

Constante de Gravitación = $G = 7.585 \times 10^{-21} \text{ dl}^3 \text{ s}^{-2} \text{ M}_\odot^{-1}$

Velocidad de la luz en el vacío = $c = 2.997 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$

Apéndice B

Definiciones en Radioastronomía.

De la teoría de difracción se tiene que la resolución angular de un radio telescopio es $\delta \sim \lambda/D$, donde δ es la menor separación angular que dos fuentes puntuales deben tener para poder reconocerlas como objetos separados, λ es la longitud de onda de la radiación recibida, y D es el diámetro del telescopio. De aquí se puede ver que, dada una λ , mientras mayor sea D , mejor es la resolución con la que se pueden observar los objetos de interés. Por eso, en la actualidad se usa el arreglo de varias antenas o radio telescopios, que con las técnicas de interferometría se ha podido obtener $\delta \sim$ milisegundos de arco observando, p.ej. a 15 GHz.

Ahora, suponiendo que se tiene un arreglo interferométrico de dos antenas, T_1 y T_2 separadas una distancia \mathbf{B} , donde los elementos se muestran en la Figura B.1. Una onda electromagnética induce un voltaje U_1 en la salida de la antena T_1

$$U_1 \propto Ee^{i\omega t} \tag{B.0}$$

mientras que para la antena T_2 se tiene que

$$U_2 \propto Ee^{i\omega(t-\tau)}, \tag{B.0}$$

donde τ es el retraso geométrico causado por la orientación relativa de la base \mathbf{B} del interferómetro y de la dirección de propagación de la onda. En un interferómetro de correlación las señales salen a un dispositivo multiplicador seguido por un filtro pasa

bajas tal que la salida es proporcional a:

$$R(\tau) \propto \frac{1}{2} E^2 e^{i\omega\tau} \quad (\text{B.0})$$

Al analizar el comportamiento de un interferómetro en más detalle, se llega a que la señal

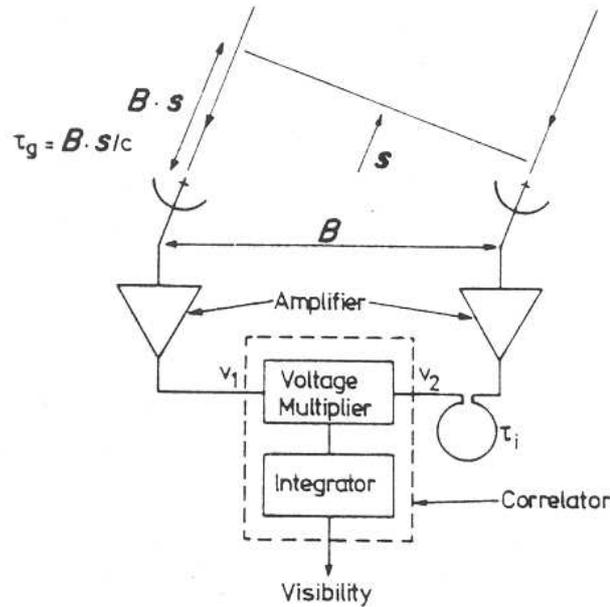


Figura B.1: Diagrama esquemático de un interferómetro de dos elementos. Los voltajes de salida de la antena son V_1 y V_2 ; el retraso instrumental es τ_i y el retraso geométrico es τ_g .

de salida está dada por:

$$R(\mathbf{B}) = \int_s \int_{\nu} A(s) I_{\nu}(s) \exp \left[i2\pi\nu \left(\frac{1}{c} \mathbf{B} \cdot \mathbf{s} - \tau_i \right) \right] ds d\nu \quad (\text{B.0})$$

donde $I_{\nu}(s)$ es la distribución de brillo de la fuente, $A(s)$ es el área efectiva en la dirección de s , asumiendo que es la misma para las dos antenas y la expresión $\frac{1}{c} \mathbf{B} \cdot \mathbf{s} - \tau_i$ es la diferencia entre el retraso geométrico y el instrumental debido a separación de las antenas. En radio astronomía, existe un método para resolver la ecuación B y encontrar la distribución de brillo de la fuente: *síntesis de apertura*. En concreto, lo que se hace es medir $R(\mathbf{B})$ para valores convenientes de \mathbf{B} introduciendo un sistema de coordenadas adecuado para las cantidades \mathbf{B} y s , ver Figura B.2. Se introduce un vector unitario s

apuntando hacia el origen escogido $s = s_0 + \sigma$, $|\sigma| = 1$, donde s_0 es la posición escogida, de tal forma que se encuentre cerca del centro de la región a investigar, con lo que se tiene la llamada *función de visibilidad* V de la distribución de intensidad $I(\sigma)$ de la fuente:

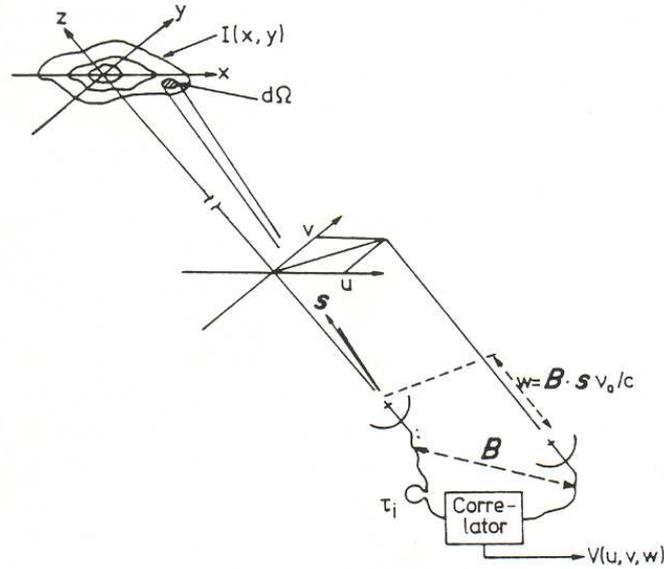


Figura B.2: Geometría y coordenadas para la síntesis de apertura. Se muestran las coordenadas u y v .

$$V(\mathbf{B}) = \int_S \int A(\sigma) I(\sigma) \exp\left(i \frac{\omega}{c} \mathbf{B} \cdot \sigma\right) d\sigma \quad (\text{B.0})$$

Reescribiendo para $B = 2\pi c/\omega(u, v, w)$, donde u, v y w son medidos en unidades de longitud de onda $\lambda = 2\pi c/w$ y la dirección $(0,0,1)$ es paralela a s_0 , u apunta en la dirección este local, mientras v apunta hacia el norte; el vector $\sigma = (x, y, z)$ está definido de tal que x y y son los cosenos directores con respecto a los ejes u y v , por lo que se puede expresar la ecuación B como:

$$V(u, v, w) e^{i2\pi w} = \iint A(x, y) I(x, y) e^{i2\pi (ux+vy)} dx dy \quad (\text{B.0})$$

que es una integración sobre la extensión de la fuente observada y es una integral bidimensional de Fourier, así que al aplicar la transformada inversa de Fourier se obtiene la intensidad del objeto, es decir:

$$I'(x, y) = A(x, y) I(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} V(u, v, 0) e^{i2\pi (ux+vy)} du dv \quad (\text{B.0})$$

donde $I'(x, y)$ es la intensidad $I(x, y)$ modificado por la forma del haz primario de las antenas $A(x, y)$. Se han desarrollado algoritmos para mejorar la imagen y obtener la intensidad del objeto sin las deformaciones instrumentales (p.ej CLEAN, Högbom, 1974) y obtener la llamada imagen limpia, es decir, para obtener $I(x, y)$.

Apéndice C

Propiedades generales de la muestra, R y L_{5100} .

C.1. Propiedades generales de la muestra.

En la Tabla C.1 se detallan las propiedades generales de la muestra. En la columna (1) el nombre del objeto, en (2) nombre alternativo, en (3) y (4) ascensión recta y declinación (J2000.0), en (5) la clasificación espectroscópica en el óptico obtenida del catálogo de Véron-Cetty & Véron (2003), en (6) el corrimiento al rojo, en (7) la identificación según el monitoreo de MOJAVE: donde M1=miembro original de la muestra MOJAVE, M2=miembro de la muestra extendida de MOJAVE y 2cm=fuente de la muestra del 2cm Survey, en (8) la descripción del espectro en radio entre 0.6 y 22 GHz ($S_\nu \propto \nu^\alpha$): Flat para $\alpha > -0.7$, Steep para $\alpha < -0.7$, CSS=espectro compacto inclinado, GPS1=con pico en Gigahertz con jet VLBI unilateral, GPS2=con pico en Gigahertz con jets VLBI bilaterales, en (9) se indica cuando la radio fuente es ó no asociada con la detección en rayos gamma realizadas por EGRET, donde Y=identificación altamente probable, P=identificación probable y N=no hay contraparte en rayos gamma detectada (Mattox et al., 2001; Sowards-Emmerd et al., 2003, 2004).

Tabla C.1: Propiedades generales de la muestra MOJAVE+2cm.

Nombre	Alias	A.R. (2000)	Dec. (2000)	Clas. Optica	z	ID MOJAVE	Radio Espectro	ID EGRET
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
0003-066		00 06 13.89	-06 23 35.33	BLLAC	0.347	M1	Flat	N
0007+106	III Zw 2	00 10 31.03	+10 58 29.70	G	0.089	M1	Flat	N
0014+813		00 17 8.475	+81 35 08.14	Q	3.387	2cm	Flat	N
0016+731		00 19 45.78	+73 27 30.02	LPRQ	1.781	M1	Flat	N
0026+346		00 29 14.24	+34 56 32.26	G	0.517	2cm	Flat	N
0035+413		00 38 24.84	+41 37 06.00	Q	1.353	2cm	Flat	N
0039+230		00 42 4.54	+23 20 01.06	U	...	2cm	Flat	N
0048-097		00 50 41.33	-09 29 05.20	BLLAC	...	M1	Flat	N
0055+300	NGC 315	00 57 48.93	+30 21 08.20	G	0.017	M2	Flat	N
0059+581		01 02 45.76	+58 24 11.11	Q	0.643	M1	Flat	N
0106+013		01 08 38.77	+01 35 00.32	HPRQ	2.107	M1	Flat	N
0108+388		01 11 37.39	+39 06 28.10	G	0.668	M2	GPS2	N
0109+224		01 12 05.82	+22 44 38.79	BLLAC	0.265	M1	Flat	N
0112-017		01 15 17.10	-01 27 04.58	Q	1.365	2cm	Flat	N
0113-118		01 16 12.52	-11 36 15.43	Q	0.672	2cm	Flat	N
0119+041		01 21 56.86	+04 22 24.73	HPRQ	0.637	2cm	Flat	N
0119+115		01 21 41.67	+11 49 50.60	Q	0.570	M1	Flat	N
0122-003		01 25 28.84	-00 05 55.96	Q	1.077	2cm	Flat	N
0133-203		01 35 37.51	-20 08 45.89	Q	1.141	2cm	Flat	N
0133+476	DA 55	01 36 58.59	+47 51 29.10	HPRQ	0.859	M1	Flat	N
0138-097		01 41 25.83	-09 28 43.67	BLLAC	0.733	2cm	Flat	N
0146+056		01 49 22.37	+05 55 53.57	Q	2.345	2cm	Flat	N
0149+218		01 52 18.06	+22 07 07.70	Q	1.320	M2	Flat	N
0153+744		01 57 34.88	+74 42 43.00	Q	2.341	2cm	Flat	N
0201+113		02 03 46.72	+11 34 45.60	Q	3.610	2cm	Flat	N
0202+149		02 04 50.41	+15 14 11.04	HPRQ	0.405	M1	Flat	Y
0202+319		02 05 04.92	+32 12 30.10	LPRQ	1.466	M1	Flat	N
0212+735		02 17 30.81	+73 49 32.62	HPRQ	2.367	M1	Flat	N
0215+015		02 17 48.95	+01 44 49.60	BLLAC	1.715	M1	Flat	N
0218+357		02 21 05.47	+35 56 13.72	Q	0.944	2cm	Flat	N
0221+067	4C 06.11	02 24 28.49	+06 59 23.50	Q	0.511	2cm	Flat	N
0224+671		02 28 50.05	+67 21 03.00	Q	0.523	M1	Flat	N
0234+285	CTD 20	02 37 52.40	+28 48 08.99	HPRQ	1.207	M1	Flat	P
0235+164		02 38 38.93	+16 36 59.28	BLLAC	0.940	M1	Flat	Y
0238-084	NGC 1052	02 41 04.71	-08 15 21.50	G	0.005	M1	Flat	N
0248+430		02 51 34.54	+43 15 15.83	Q	1.310	2cm	Flat	N
0300+470		03 03 35.24	+47 16 16.20	BLLAC	...	M1	Flat	N
0310+013		03 12 43.60	+01 33 17.54	Q	0.664	2cm	Flat	N

Continúa en la siguiente página...

Tabla C.1 – Continuación

Nombre	Alias	A.R. (2000)	Dec. (2000)	Clas. Optica	z	ID MOJAVE	Radio Espectro	ID EGRET
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
0316+162	CTA 21	03 18 57.76	+16 28 32.34	U	...	2cm	GPS1	N
0316+413		03 19 48.16	+41 30 42.10	G	0.018	M1	Flat	N
0333+321	NRAO 140	03 36 30.49	+32 18 28.70	LPRQ	1.263	M1	Flat	N
0336-019	CTA 26	03 39 30.93	-01 46 35.80	HPRQ	0.852	M1	Flat	Y
0355+508	NRAO 150	03 59 29.74	+50 57 50.16	Q	1.510	M2	Flat	N
0402-362		04 03 53.75	-36 05 01.91	Q	1.417	2cm	GPS	N
0403-132		04 05 34.00	-13 08 13.60	HPRQ	0.571	M1	Flat	N
0405-385		04 06 59.07	-38 26 27.80	Q	1.285	2cm	Flat	...
0415+379	3C 111	04 18 21.27	+38 01 35.51	G	0.049	M1	Steep	Y
0420-014		04 23 15.80	-01 20 33.06	HPRQ	0.915	M1	Flat	Y
0420+022		04 22 52.22	+02 19 26.94	Q	2.277	2cm	Flat	N
0422+004		04 24 46.84	00 36 06.30	BLLAC	0.310	M1	Flat	N
0429+415	3C 119	04 32 36.50	+41 38 28.43	Q	1.022	M2	CSS	N
0430+052	3C 120	04 33 11.08	+05 21 15.90	G	0.033	M1	Flat	N
0438-436		04 40 17.18	-43 33 08.60	Q	2.852	2cm	Flat	N
0440-003	NRAO 190	04 42 38.66	+00 17 43.47	Q	0.844	M2	Flat	Y
0446+112		04 49 07.67	+11 21 28.50	Q	...	M1	Flat	P
0454-234		04 57 03.18	-23 24 52.02	BLLAC	1.003	2cm	Flat	Y
0454+844		05 08 42.52	+84 32 04.50	BLLAC	0.112	M2	Flat	N
0458-020		05 01 12.81	-01 59 14.26	HPRQ	2.291	M1	Flat	Y
0521-365		05 22 57.99	-36 27 31.00	G	0.055	2cm	Steep	...
0524+034		05 27 32.70	+03 31 31.45	BLLAC	...	2cm	Flat	N
0528+134		05 30 56.41	+13 31 55.18	Q	2.070	M1	Flat	Y
0529+075		05 32 38.99	+07 32 43.30	Q	1.254	M1	Flat	N
0529+483		05 33 15.86	+48 22 52.80	Q	1.162	M1	Flat	P
0537-286		05 39 54.28	-28 39 55.95	Q	3.104	2cm	Flat	P
0552+398	DA 193	05 55 30.80	+39 48 49.16	Q	2.363	M1	Flat	N
0602+673		06 07 52.67	+67 20 55.42	Q	1.970	2cm	Flat	N
0605-085		06 07 59.69	-08 34 49.98	Q	0.872	M1	Flat	N
0607-157		06 09 40.93	-15 42 40.70	Q	0.324	M1	Flat	N
0615+820		06 26 03.04	+82 02 25.50	Q	0.710	2cm	Flat	N
0642+449	OH 471	06 46 32.02	+44 51 16.59	Q	3.408	M1	Flat	N
0648-165		06 50 24.58	-16 37 39.70	U	...	M1	Flat	N
0707+476		07 10 46.10	+47 32 11.14	Q	1.292	M2	Flat	N
0710+439		07 13 38.17	+43 49 17.00	G	0.518	M2	GPS2	N
0711+356	OI+318	07 14 24.82	+35 34 39.80	Q	1.620	2cm	GPS	N
0716+714		07 21 53.46	+71 20 36.20	BLLAC	...	M1	Flat	Y
0723-008		07 25 50.64	-00 54 56.30	BLLAC	0.127	M2	Flat	N
0727-115		07 30 19.11	-11 41 12.60	Q	1.591	M1	Flat	N

Continúa en la siguiente página...

Tabla C.1 – Continuación

Nombre	Alias	A.R. (2000)	Dec. (2000)	Clas. Optica	z	ID MOJAVE	Radio Espectro	ID EGRET
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
0730+504		07 33 52.52	+50 22 09.00	Q	0.720	M1	Flat	N
0735+178		07 38 07.42	+17 42 19.20	BLLAC	...	M1	Flat	Y
0736+017		07 39 18.09	+01 37 03.17	HPRQ	0.191	M1	Flat	N
0738+313		07 41 10.73	+31 11 59.10	Q	0.630	M1	Flat	N
0742+103		07 45 33.06	+10 11 12.69	Q	2.624	M1	GPS1	N
0745+241		07 48 36.11	+24 00 24.15	Q	0.409	2cm	Flat	N
0748+126		07 50 52.04	+12 31 04.83	Q	0.889	M1	Flat	N
0754+100		07 57 06.67	+09 56 34.00	BLLAC	0.266	M1	Flat	N
0804+499		08 08 39.66	+49 50 36.50	HPRQ	1.432	M1	Flat	N
0805-077		08 08 15.53	-07 51 09.80	Q	1.837	M1	Flat	P
0808+019		08 11 26.71	+01 46 52.30	BLLAC	1.148	M1	Flat	N
0814+425		08 18 16.00	+42 22 45.41	BLLAC	0.245	M1	Flat	N
0821+394	OJ 336	08 24 55.48	+39 16 41.90	Q	1.216	2cm	Flat	N
0823+033		08 25 50.33	+03 09 24.52	BLLAC	0.506	M1	Flat	N
0827+243		08 30 52.08	+24 10 59.80	Q	0.941	M1	Flat	Y
0829+046		08 31 48.89	+04 29 38.70	BLLAC	0.180	M1	Flat	Y
0831+557	4C+55.16	08 34 54.90	+55 34 21.07	G	0.240	2cm	Flat	N
0834-201		08 36 39.26	-20 16 59.70	Q	2.752	M2	Flat	N
0836+710	4C 71.07	08 41 24.37	+70 53 42.10	LPRQ	2.218	M1	Flat	Y
0838+133	3C 207	08 40 47.68	+13 12 23.88	Q	0.684	2cm	Flat	N
0850+581		08 54 41.99	+57 57 29.95	LPRQ	1.322	M2	Flat	N
0851+202	OJ 287	08 54 48.88	+20 06 30.70	BLLAC	0.306	M1	Flat	Y
0859-140		09 02 16.83	-14 15 30.80	Q	1.339	M2	CSS	N
0859+470	4C 47.29	09 03 04.05	+46 51 04.10	LPRQ	1.462	2cm	Flat	N
0906+015	4C 01.24	09 09 10.09	+01 21 35.80	HPRQ	1.018	M1	Flat	N
0917+449		09 20 58.45	+44 41 53.98	Q	2.180	2cm	Flat	P
0917+624		09 21 36.23	+62 15 52.10	Q	1.446	M1	Flat	N
0919-260		09 21 29.35	-26 18 43.38	Q	2.300	2cm	GPS	N
0923+392	4C 39.25	09 27 03.01	+39 02 20.85	LPRQ	0.698	M1	Flat	N
0945+408		09 48 55.33	+40 39 44.60	LPRQ	1.252	M1	Flat	N
0953+254		09 56 49.89	+25 15 16.00	LPRQ	0.712	M2	Flat	N
0954+658		09 58 47.24	+65 33 54.82	BLLAC	0.367	M2	Flat	Y
0955+476		09 58 19.67	+47 25 07.80	Q	1.873	M1	Flat	N
1012+232		10 14 47.09	+23 01 16.80	Q	0.565	2cm	Flat	N
1015+359		10 18 10.98	+35 42 39.44	Q	1.226	M2	Flat	N
1032-199		10 35 02.21	-20 11 34.70	Q	2.198	2cm	Flat	N
1034-293		10 37 16.08	-29 34 02.81	Q	0.312	2cm	Flat	N
1036+054		10 38 46.77	+05 12 29.00	U	0.473	M1	Flat	N
1038+064		10 41 17.16	+06 10 16.90	Q	1.265	M1	Flat	N

Continúa en la siguiente página...

Tabla C.1 – Continuación

Nombre	Alias	A.R. (2000)	Dec. (2000)	Clas. Optica	z	ID MOJAVE	Radio Espectro	ID EGRET
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
1045-188		10 48 06.62	-19 09 35.70	Q	0.595	M1	Flat	N
1049+215		10 51 48.79	+21 19 52.35	Q	1.300	2cm	Flat	N
1055+018		10 58 29.60	+01 33 58.82	HPRQ	0.888	M1	Flat	N
1055+201		10 58 17.90	+19 51 51.40	Q	1.110	2cm	Flat	N
1101+384	Mrk 421	11 04 27.34	+38 12 31.50	BLLAC	0.031	M2	Flat	Y
1116+128		11 18 57.30	+12 34 41.72	Q	2.118	2cm	Flat	N
1124-186		11 27 04.46	-18 57 17.80	Q	1.048	M1	Flat	N
1127-145		11 30 07.05	-14 49 27.00	Q	1.187	M1	Flat	P
1128+385		11 30 53.28	+38 15 18.55	Q	1.733	2cm	Flat	N
1144+402		11 46 58.30	+39 58 34.30	Q	1.089	2cm	Flat	N
1145-071		11 47 51.62	-07 24 41.40	Q	1.342	2cm	Flat	N
1148-001	4C -00.47	11 50 43.86	-00 23 54.38	Q	1.976	M2	Flat	N
1150+812		11 53 12.49	+80 58 29.10	Q	1.250	M1	Flat	N
1155+251		11 58 25.82	+24 50 18.00	Q	0.202	2cm	Flat	N
1156+295	4C 29.45	11 59 31.83	+29 14 44.00	HPRQ	0.729	M1	Flat	P
1213-172		12 15 46.75	-17 31 45.40	U	...	M1	Flat	N
1219+044		12 22 22.50	+04 13 16.00	Q	0.965	M1	Flat	N
1219+285		12 21 31.70	+28 13 58.40	BLLAC	0.102	M2	Flat	P
1222+216		12 24 54.45	+21 22 46.30	Q	0.435	M1	Flat	Y
1226+023	3C 273	12 29 06.70	+02 03 08.60	Q	0.160	M1	Flat	Y
1228+126	M87	12 30 49.42	+12 23 28.00	G	0.004	M1	Steep	N
1244-255		12 46 46.80	-25 47 49.29	Q	0.638	2cm	Flat	N
1253-055	3C 279	12 56 11.16	-05 47 21.52	HPRQ	0.538	M1	Flat	Y
1255-316		12 57 59.06	-31 55 16.85	Q	1.924	2cm	Flat	N
1302-102		13 05 33.01	-10 33 19.30	LPRQ	0.278	M2	Flat	N
1308+326		13 10 28.66	+32 20 43.78	HPRQ	0.997	M1	Flat	N
1313-333		13 16 07.99	-33 38 59.17	Q	1.210	2cm	Flat	P
1323+321		13 26 16.51	+31 54 09.52	G	0.370	M2	GPS2	N
1324+224		13 27 00.86	+22 10 50.10	Q	1.400	M1	Flat	P
1328+307	3C 286	13 31 08.31	+30 30 32.90	Q	0.846	2cm	CSS	N
1334-127		13 37 39.80	-12 57 24.70	HPRQ	0.539	M1	Flat	Y
1345+125	4C 12.50	13 47 33.49	+12 17 23.50	G	0.121	M2	GPS2	N
1354-152		13 57 11.33	-15 27 29.00	Q	1.890	2cm	Flat	N
1354+195	4C 19.44	13 57 04.45	+19 19 07.30	Q	0.719	2cm	Flat	N
1402+044	PK 1354-17	14 05 01.12	+4 15 35.82	Q	3.211	2cm	Flat	N
1404+286	OQ 208	14 07 00.39	+28 27 14.00	G	0.077	M2	GPS2	N
1413+135		14 15 58.81	+13 20 23.71	BLLAC	0.247	M1	Flat	N
1417+385		14 19 46.61	+38 21 48.40	Q	1.832	M1	Flat	P
1418+546		14 19 46.60	+54 23 14.79	BLLAC	0.152	M2	Flat	N

Continúa en la siguiente página...

Tabla C.1 – Continuación

Nombre	Alias	A.R. (2000)	Dec. (2000)	Clas. Optica	z	ID MOJAVE	Radio Espectro	ID EGRET
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
1424+366		14 26 37.08	+36 25 09.59	Q	1.091	2cm	Flat	P
1458+718	4C 71.15	14 59 07.61	+71 40 19.90	LPRQ	0.904	M1	CSS	N
1502+106	4C 10.39	15 04 25.02	+10 29 39.20	HPRQ	1.839	M1	Flat	N
1504-166		15 07 04.88	-16 52 30.50	HPRQ	0.876	M1	Flat	P
1504+377		15 06 09.61	+37 30 51.20	G	0.674	2cm	Flat	N
1508-055		15 10 53.59	-05 43 07.10	Q	1.191	M2	CSS	N
1510-089		15 12 50.53	-09 05 59.70	HPRQ	0.360	M1	Flat	Y
1511-100		15 13 44.98	+10 12 00.40	Q	1.513	2cm	Flat	N
1514-241	Ap Lib	15 17 41.80	-24 22 19.60	BLLAC	0.049	M2	Flat	P
1514+004		15 16 40.22	+00 15 01.91	G	0.052	M2	Flat	N
1519-273		15 22 37.77	-27 30 11.00	BLLAC	1.297	2cm	Flat	N
1532+016		15 34 52.45	+01 31 04.21	Q	1.420	M2	Flat	N
1538+149	4C 14.6	15 40 49.51	+14 47 46.00	BLLAC	0.605	M1	Flat	N
1546+027		15 49 29.43	+02 37 01.16	HPRQ	0.412	M1	Flat	N
1548+056		15 50 35.27	+05 27 10.47	HPRQ	1.422	M1	Flat	N
1555+001	DA 393	15 57 51.52	-00 01 50.50	Q	1.772	2cm	Flat	N
1606+106		16 08 46.20	+10 29 07.78	Q	1.226	M1	Flat	Y
1607+268	4C+00.56	16 09 13.32	+26 41 29.04	G	0.473	M2	GPS1	N
1611+343	DA 406	16 13 41.07	+34 12 48.10	LPRQ	1.401	M1	Flat	Y
1622-253	ROS 1	16 25 46.89	-25 27 38.30	Q	0.786	2cm	Flat	Y
1622-297	CT 93	16 26 06.02	-29 51 26.97	Q	0.815	2cm	Flat	Y
1624+416		16 25 57.67	+41 34 40.63	Q	2.550	2cm	Flat	N
1633+382		16 35 15.49	+38 08 04.50	LPRQ	1.807	M1	Flat	Y
1637+574		16 38 13.45	+57 20 23.90	LPRQ	0.751	M1	Flat	N
1638+398	NRAO 512	16 40 29.63	+39 46 46.03	Q	1.666	M1	Flat	N
1641+399	3C 345	16 42 58.81	+39 48 36.90	HPRQ	0.594	M1	Flat	N
1642+690		16 42 07.84	+68 56 39.76	HPRQ	0.751	M2	Flat	N
1652+398	Mrk 501	16 53 52.26	+39 45 36.70	BLLAC	0.033	M2	Flat	Y
1655+077		16 58 09.01	+07 41 27.54	HPRQ	0.621	M1	Flat	N
1656+053		16 58 33.48	+05 15 16.40	HPRQ	0.879	2cm	Flat	N
1656+477		16 58 02.77	+47 37 49.24	Q	1.622	2cm	Flat	N
1726+455		17 27 27.65	+45 30 39.70	Q	0.714	M1	Flat	N
1730-130	NRAO 530	17 33 02.70	-13 04 49.55	Q	0.902	M1	Flat	Y
1739+522	4C 51.37	17 40 36.07	+52 11 43.50	HPRQ	1.379	M1	Flat	Y
1741-038		17 43 58.85	-03 50 04.62	Q	1.057	M1	Flat	Y
1749+096		17 51 32.82	+09 39 00.60	BLLAC	0.320	M1	Flat	N
1749+701		17 48 32.90	+70 05 50.70	BLLAC	0.770	M2	Flat	N
1751+288		17 53 42.47	+28 48 04.90	U	1.118	M1	Flat	N
1758+388		18 00 24.76	+38 48 30.70	Q	2.092	M1	Flat	N

Continúa en la siguiente página...

Tabla C.1 – Continuación

Nombre	Alias	A.R. (2000)	Dec. (2000)	Clas. Optica	z	ID MOJAVE	Radio Espectro	ID EGRET
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
1800+440		18 01 32.42	+44 04 20.60	Q	0.663	M1	Flat	N
1803+784		18 00 45.70	+78 28 04.20	BLLAC	0.680	M1	Flat	N
1807+698	3C 371	18 06 50.71	+69 49 28.20	BLLAC	0.051	M2	Flat	N
1821+107	4C +41.32	18 24 02.86	+10 44 23.77	Q	1.364	2cm	GPS	N
1823+568		18 24 07.06	+56 51 01.49	BLLAC	0.664	M1	Flat	N
1828+487	3C 380	18 29 31.78	+48 44 46.20	LPRQ	0.692	M1	CSS	N
1845+797	3C 390.3	18 42 08.89	+79 46 16.70	G	0.056	M2	Steep	N
1849+670		18 49 16.07	+67 05 41.60	Q	0.657	M1	Flat	N
1901+319	3C 395	19 02 55.94	+31 59 41.70	Q	0.635	M2	CSS	N
1908-201		19 11 09.65	-20 06 55.11	Q	1.119	M2	Flat	Y
1921-293	OV 236	19 24 51.04	-29 14 30.30	HPRQ	0.352	2cm	Flat	N
1928+738		19 27 48.45	+73 58 01.80	LPRQ	0.303	M1	Flat	N
1936-155		19 39 26.65	-15 25 43.00	HPRQ	1.657	M1	Flat	P
1937-101		19 39 57.26	-10 02 41.52	Q	3.787	2cm	Flat	N
1954-388		19 57 59.82	-38 45 06.36	Q	0.630	2cm	Flat	N
1954+513		19 55 42.83	+51 31 48.60	LPRQ	1.223	2cm	Flat	N
1957+405	Cyg A	19 59 28.34	+40 44 02.02	G	0.056	M1	Steep	N
1958-179		20 00 57.09	-17 48 57.60	HPRQ	0.652	M1	Flat	N
2000-330		20 03 24.12	-32 51 45.13	Q	3.783	2cm	GPS	N
2005+403		20 07 44.94	+40 29 48.61	Q	1.736	M1	Flat	N
2007+777		20 05 31.08	+77 52 43.30	BLLAC	0.342	2cm	Flat	N
2008-159		20 11 15.71	-15 46 40.20	Q	1.180	M1	Flat	N
2010+463		20 12 05.64	+46 28 55.78	U	...	2cm	Flat	N
2021+317		20 23 19.01	+31 53 02.31	U	...	M1	Flat	N
2021+614		20 22 06.68	+61 36 58.81	G	0.227	M1	Flat	N
2029+121		20 31 54.99	+12 19 41.34	Q	1.215	2cm	Flat	P
2037+511		20 38 37.03	+51 19 12.60	Q	1.687	M1	Flat	N
2059+034		21 01 38.83	+03 41 31.32	Q	1.015	2cm	Flat	N
2113+293		21 15 29.41	+29 33 38.37	Q	1.514	M2	Flat	N
2121+053		21 23 44.61	+05 35 22.30	HPRQ	1.941	M1	Flat	N
2126-158		21 29 12.18	-15 38 41.04	Q	3.280	M2	Flat	N
2128-123		21 31 35.35	-12 07 04.50	LPRQ	0.501	M1	Flat	N
2128+048	DA 550	21 30 32.97	+05 02 17.70	G	0.990	2cm	GPS2	N
2131-021		21 34 10.31	-01 53 17.24	BLLAC	1.285	M1	Flat	N
2134+004		21 36 38.58	+00 41 54.20	LPRQ	1.932	M1	Flat	N
2136+141		21 39 01.31	+14 23 35.99	Q	2.427	M1	Flat	N
2144+092		21 47 10.16	+09 29 46.68	Q	1.113	2cm	Flat	N
2145+067		21 48 05.45	+06 57 38.61	LPRQ	0.999	M1	Flat	N
2155-152		21 58 06.37	-15 01 09.00	HPRQ	0.672	M1	Flat	N

Continúa en la siguiente página...

Tabla C.1 – Continuación

Nombre	Alias	A.R.	Dec.	Clas.	z	ID	Radio	ID
(1)	(2)	(2000)	(2000)	Optica	(6)	MOJAVE	Espectro	EGRET
		(3)	(4)	(5)		(7)	(8)	(9)
2200+420	BL Lac	22 02 43.29	+42 16 39.98	BLLAC	0.069	M1	Flat	Y
2201+171		22 03 26.89	+17 25 48.20	Q	1.076	M1	Flat	N
2201+315		22 03 14.97	+31 45 38.27	LPRQ	0.298	M1	Flat	N
2209+236		22 12 05.96	+23 55 40.59	Q	1.125	M1	Flat	Y
2216-038		22 18 52.03	-03 35 36.80	Q	0.901	M1	Flat	N
2223-052	3C 446	22 25 47.25	-04 57 01.39	HPRQ	1.404	M1	Flat	N
2227-088	PHL 5225	22 29 40.17	-08 32 54.10	HPRQ	1.562	M1	Flat	N
2230+114	CTA 102	22 32 36.40	+11 43 50.89	HPRQ	1.037	M1	Flat	P
2234+282		22 36 22.47	+28 28 57.42	HPRQ	0.795	2cm	Flat	N
2243-123		22 46 18.23	-12 06 51.28	HPRQ	0.630	M1	Flat	N
2251+158	3C 454.3	22 53 57.74	+16 08 53.56	HPRQ	0.859	M1	Flat	Y
2255-282		22 58 06.05	-27 58 20.90	Q	0.927	2cm	Flat	Y
2318+049		23 20 44.94	+05 13 50.20	Q	0.623	2cm	Flat	N
2329-162	OY -106	23 31 38.65	-15 56 57.01	Q	1.153	2cm	Flat	N
2331+073		23 34 12.82	+07 36 27.50	Q	0.401	M1	Flat	N
2345-167		23 48 02.60	-16 31 12.02	HPRQ	0.576	M1	Flat	N
2351+456		23 54 21.68	+45 53 04.20	Q	1.986	M1	Flat	P

C.2. Parámetro de *Radioloudness*: R .

En la Tabla C.2 se muestran los valores que se usaron para calcular el parámetro R (ó radioloudness) de Kellermann et al. (1989), definido como el cociente entre la densidad de flujo en radio (5 GHz) y el óptico (4400 Å) $R = F_{5\text{ GHz}}/F_{o_{4400\text{ Å}}}$. En la columna (1) el nombre del objeto, en (2) y (3) la magnitud fotográfica y el catálogo del que se extrajo: M=Catálogo MAPS (Cabanela et al., 2003) y U=Catálogo USNO-B (Monet et al., 2003), en (4) la magnitud B en el sistema estándar de Johnson, en (5) la extinción galáctica en la banda B obtenida de NED, en (6) la densidad de flujo en el óptico calculada con la relación $10^{[-0.4(B_J+48.36)]}$ (Schmidt & Green, 1983), en (7) la densidad de flujo corregida por extinción galáctica, en (8) y (9) la densidad de flujo a 6cm y su referencia correspondiente: donde K98=Kellermann et al. (1998); Z02=Zensus et al. (2002); H04=Horiuchi et al. (2004); G99=Gurvits et al. (1999); G96=Gregory et al. (1996); S94=Stickel et al. (1994); G91=Gregory & Condon (1991); PK90=Wright & Otrupcek (1990), en (10) el logaritmo del parámetro R y en (11) este mismo parámetro corregido por extinción.

Tabla C.2: Estimación del parámetro de *radioloudness* R .

Nombre (1)	m_{phot} (mag) (2)	ID (3)	B_J (mag) (4)	A_B (mag) (5)	F_{opt} (mJy) (6)	$F_{\text{opt cor}}$ (mJy) (7)	$F_{6\text{cm}}$ (Jy) (8)	Ref. (9)	$\log R$ (10)	$\log R_{\text{cor}}$ (11)
0003-066	20.41	M	20.12	0.157	0.040	0.047	1.480	K98	4.56	4.50
0007+106	13.64	M	13.54	0.422	17.447	25.734	0.430	K98	1.39	1.22
0014+813	16.97	U	17.22	0.810	0.586	1.236	0.550	G99	2.97	2.65
0016+731	18.61	U	18.88	1.376	0.128	0.453	1.650	K98	4.11	3.56
0026+346	20.70	U	20.99	0.466	0.018	0.028	1.270	K98	4.84	4.66
0035+413	21.05	U	21.34	0.268	0.013	0.017	1.110	K98	4.93	4.82
0039+230	19.8	U	20.08	0.124	0.042	0.047	1.600	H04	4.58	4.53
0048-097	16.98	U	16.79	0.139	0.875	0.994	1.980	K98	3.35	3.30
0055+300	13.14	M	13.05	0.279	27.309	35.311	1.180	K98	1.64	1.52
0059+581	18.97	U	19.24	2.374	0.091	0.812	2.968	G96	4.51	3.56
0106+013	19	M	18.75	0.105	0.143	0.158	2.280	K98	4.20	4.16
0108+388	16.35	M	16.17	0.204	1.538	1.856	1.340	Z02	2.94	2.86
0109+224	15.76	M	15.6	0.161	2.610	3.027	0.260	G91	2.00	1.93
0112-017	17.68	M	17.47	0.267	0.467	0.597	1.200	K98	3.41	3.30
0113-118	18.32	M	18.09	0.125	0.263	0.295	1.900	H04	3.86	3.81

Continúa en la siguiente página...

Tabla C.2 – Continuación

Nombre (1)	m_{phot} (mag) (2)	ID (3)	B_J (mag) (4)	A_B (mag) (5)	F_{opt} (mJy) (6)	$F_{\text{opt cor}}$ (mJy) (7)	$F_{6\text{cm}}$ (Jy) (8)	Ref. (9)	$\log R$ (10)	$\log R_{\text{cor}}$ (11)
0119+041	18.89	M	18.64	0.152	0.158	0.182	1.670	K98	4.02	3.96
0119+115	19.91	M	19.64	0.138	0.063	0.072	1.010	Z02	4.20	4.15
0122-003	16.59	M	16.41	0.138	1.240	1.409	1.600	H04	3.11	3.06
0133-203	18.55	M	18.31	0.075	0.214	0.229	0.630	Pk90	3.47	3.44
0133+476	17.18	U	17.43	0.658	0.482	0.884	3.220	K98	3.82	3.56
0138-097	17.9	M	17.68	0.127	0.383	0.431	1.200	H04	3.50	3.44
0146+056	20.61	M	20.32	0.265	0.034	0.043	1.500	H04	4.65	4.54
0149+218	19.64	M	19.37	0.324	0.081	0.109	1.030	K98	4.11	3.98
0153+744	17.72	U	17.98	2.090	0.292	2.000	1.520	K98	3.72	2.88
0201+113	22.19	M	21.85	0.617	0.008	0.014	0.840	Z02	5.01	4.76
0202+149	22.1	U	22.4	0.230	0.005	0.006	2.470	K98	5.70	5.61
0202+319	16.73	M	16.54	0.254	1.094	1.383	1.030	K98	2.97	2.87
0212+735	20.02	U	20.3	3.212	0.034	0.662	2.200	K98	4.81	3.52
0215+015	19.89	U	20.17	0.144	0.039	0.044	1.600	H04	4.62	4.56
0218+357	20.00	U	20.28	0.293	0.035	0.046	1.160	K98	4.52	4.40
0221+067	20.95	M	20.65	0.321	0.025	0.034	1.030	Z02	4.62	4.49
0224+671	20.62	U	20.91	4.443	0.020	1.177	1.511	G96	4.89	3.11
0234+285	19.34	M	19.08	0.677	0.106	0.197	1.440	K98	4.14	3.86
0235+164	20.5	M	20.21	0.341	0.037	0.051	2.850	K98	4.88	4.75
0238-084	12.99	M	12.9	0.114	31.239	34.697	1.440	K98	1.66	1.62
0248+430	14.54	U	14.77	0.463	5.621	8.611	1.400	H04	2.40	2.21
0300+470	17.95	U	18.21	1.132	0.236	0.668	2.425	G96	4.01	3.56
0310+013	18.63	M	18.39	0.658	0.199	0.365	0.720	Z02	3.56	3.29
0316+162	23.00	U	23.31	0.673	0.002	0.004	2.810	K98	6.12	5.85
0316+413	12.64	U	12.85	0.703	32.918	62.898	46.890	G99	3.15	2.87
0333+321	18.41	M	18.18	3.244	0.243	4.818	1.950	K98	3.90	2.61
0336-019	17.52	M	17.31	0.377	0.539	0.763	2.860	K98	3.72	3.57
0355+508	6.362	3.770	K98
0402-362	16.56	U	16.81	0.022	0.859	0.876	2.200	H04	3.41	3.40
0403-132	17.93	M	17.71	0.250	0.373	0.470	3.200	H04	3.93	3.83
0405-385	18.91	U	19.18	0.024	0.096	0.099	1.090	Z02	4.05	4.04
0415+379	20.08	U	20.36	7.107	0.032	22.619	1.370	K98	4.63	1.78
0420-014	17.87	M	17.65	0.567	0.394	0.664	1.460	K98	3.57	3.34
0420+022	20.71	M	20.41	0.936	0.031	0.073	1.220	Z02	4.60	4.22
0422+004	16.75	M	16.56	0.436	1.075	1.606	0.879	G96	2.91	2.74
0429+415	18.86	U	19.13	2.413	0.101	0.933	3.930	G96	4.59	3.62
0430+052	16.18	M	16.01	1.283	1.791	5.839	8.440	K98	3.67	3.16
0438-436	19.31	U	19.58	0.060	0.066	0.070	7.000	Pk90	5.02	5.00
0440-003	19.20	U	19.47	0.227	0.074	0.091	2.610	K98	4.55	4.46

Continúa en la siguiente página...

Tabla C.2 – Continuación

Nombre	m_{phot} (mag)	ID	B_J (mag)	A_B (mag)	F_{opt} (mJy)	$F_{\text{opt cor}}$ (mJy)	$F_{6\text{cm}}$ (Jy)	Ref.	$\log R$	$\log R_{\text{cor}}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
0446+112	20.71	U	21	2.170	0.018	0.133	1.000	H04	4.74	3.87
0454-234	18.82	M	18.58	0.204	0.168	0.203	2.000	H04	4.08	3.99
0454+844	18.86	M	18.61	0.412	0.162	0.237	1.390	K98	3.93	3.77
0458-020	19.31	M	19.05	0.327	0.108	0.146	1.740	K98	4.21	4.07
0521-365	12.15	U	12.35	0.169	51.928	60.674	9.290	K98	2.25	2.19
0524+034	18.72	U	18.99	0.681	0.115	0.216	0.280	Pk90	3.39	3.11
0528+134	20.09	U	20.37	3.621	0.032	0.904	3.970	K98	5.09	3.64
0529+075	19.48	U	19.75	1.352	0.057	0.197	2.000	H04	4.55	4.01
0529+483	20.34	U	20.62	1.767	0.026	0.130	0.589	G96	4.36	3.66
0537-286	19.72	U	20	0.106	0.045	0.050	1.200	H04	4.42	4.38
0552+398	17.83	U	18.09	1.862	0.263	1.464	5.520	K98	4.32	3.58
0602+673	20.76	U	21.05	0.676	0.017	0.032	1.060	K98	4.79	4.52
0605-085	18.50	U	18.77	2.572	0.141	1.509	3.490	K98	4.39	3.36
0607-157	18.50	U	18.77	1.107	0.141	0.392	1.820	K98	4.11	3.67
0615+820	18.63	M	18.39	0.357	0.199	0.277	1.000	K98	3.70	3.56
0642+449	19.9	M	19.63	0.483	0.064	0.100	1.220	K98	4.28	4.09
0648-165	2.456	1.020	Pk90
0707+476	14.46	M	14.33	0.342	8.367	11.465	1.010	K98	2.08	1.94
0710+439	19.70	U	19.98	0.309	0.046	0.061	1.670	K98	4.56	4.43
0711+356	17.59	U	17.85	0.246	0.329	0.413	1.000	H04	3.48	3.38
0716+714	14.83	U	14.69	0.132	6.006	6.782	1.120	K98	2.27	2.22
0723-008	17.41	U	17.66	0.324	0.389	0.525	1.110	Z02	3.45	3.33
0727-115	1.271	2.200	K98
0730+504	19.74	M	19.47	0.273	0.074	0.095	0.991	G96	4.13	4.02
0735+178	16.23	U	16.47	0.151	1.167	1.341	1.990	K98	3.23	3.17
0736+017	17.00	U	17.25	0.549	0.570	0.945	1.990	K98	3.54	3.32
0738+313	16.43	M	16.25	0.202	1.432	1.724	2.490	K98	3.24	3.16
0742+103	0.111	3.680	K98
0745+241	19.68	M	19.41	0.244	0.078	0.097	1.010	K98	4.11	4.02
0748+126	17.24	U	17.49	0.133	0.456	0.516	2.280	K98	3.70	3.65
0754+100	15.44	M	15.29	0.097	3.477	3.801	0.900	K98	2.41	2.37
0804+499	15.04	M	14.9	0.228	4.975	6.138	2.050	K98	2.61	2.52
0805-077	17.7	U	17.96	0.613	0.297	0.523	1.600	H04	3.73	3.49
0808+019	17.77	U	18.03	0.142	0.279	0.317	1.400	K98	3.70	3.64
0814+425	20.34	M	20.05	0.274	0.043	0.055	1.690	K98	4.59	4.48
0821+394	18.42	M	18.19	0.197	0.241	0.288	1.000	H04	3.62	3.54
0823+033	15.69	M	15.53	0.197	2.779	3.332	1.320	K98	2.68	2.60
0827+243	17.21	M	17.01	0.142	0.712	0.811	0.886	G96	3.10	3.04
0829+046	14.77	M	14.64	0.141	6.337	7.216	1.910	K98	2.48	2.42

Continúa en la siguiente página...

Tabla C.2 – Continuación

Nombre (1)	m_{phot} (mag) (2)	ID (3)	B_J (mag) (4)	A_B (mag) (5)	F_{opt} (mJy) (6)	$F_{\text{opt cor}}$ (mJy) (7)	$F_{6\text{cm}}$ (Jy) (8)	Ref. (9)	$\log R$ (10)	$\log R_{\text{cor}}$ (11)
0831+557	19.78	M	19.51	0.189	0.071	0.085	5.800	H04	4.91	4.84
0834-201	19.09	U	19.36	0.432	0.082	0.121	3.720	Z02	4.66	4.49
0836+710	16.97	M	16.78	0.132	0.882	0.996	2.590	Z02	3.47	3.41
0838+133	18.12	M	17.89	0.403	0.315	0.456	1.300	H04	3.62	3.45
0850+581	18.47	M	18.24	0.232	0.230	0.285	1.390	K98	3.78	3.69
0851+202	14.66	M	14.53	0.122	6.994	7.826	2.620	K98	2.57	2.52
0859-140	16.65	M	16.46	0.269	1.175	1.506	2.300	K98	3.29	3.18
0859+470	18.35	U	18.61	0.085	0.162	0.176	1.780	Z02	4.04	4.01
0906+015	16.95	M	16.76	0.148	0.898	1.030	1.040	Z02	3.06	3.00
0917+449	19.07	M	18.82	0.089	0.134	0.146	1.090	K98	3.91	3.87
0917+624	19.9	M	19.63	0.203	0.064	0.077	1.000	S94	4.19	4.11
0919-260	18.63	U	18.9	0.574	0.125	0.212	2.300	H04	4.26	4.03
0923+392	16.37	U	16.61	0.062	1.025	1.085	8.730	K98	3.93	3.91
0945+408	17.84	M	17.62	0.060	0.405	0.428	1.390	K98	3.54	3.51
0953+254	16.92	M	16.73	0.158	0.923	1.067	1.820	K98	3.29	3.23
0954+658	16.81	M	16.62	0.495	1.018	1.607	1.400	H04	3.14	2.94
0955+476	18.55	M	18.31	0.064	0.214	0.227	1.300	H04	3.78	3.76
1012+232	17.25	U	17.5	0.106	0.452	0.498	1.090	K98	3.38	3.34
1015+359	18.17	M	17.94	0.050	0.301	0.315	0.710	K98	3.37	3.35
1032-199	18.23	M	18	0.192	0.285	0.340	1.150	Z02	3.61	3.53
1034-293	17.73	M	17.52	0.221	0.447	0.547	1.600	H04	3.55	3.47
1036+054	20.49	M	20.2	0.110	0.038	0.042	0.371	G96	3.99	3.95
1038+064	16.65	M	16.46	0.107	1.175	1.297	1.700	H04	3.16	3.12
1045-188	17.99	M	17.77	0.164	0.354	0.411	1.100	H04	3.49	3.43
1049+215	18.46	M	18.23	0.109	0.232	0.257	1.260	K98	3.73	3.69
1055+018	18.13	M	17.9	0.116	0.312	0.347	3.470	K98	4.05	4.00
1055+201	18.75	M	18.51	0.106	0.179	0.197	1.100	K98	3.79	3.75
1101+384	13.40	U	13.61	0.066	16.233	17.250	0.720	K98	1.65	1.62
1116+128	18.64	M	18.4	0.109	0.198	0.218	2.000	H04	4.01	3.96
1124-186	19.7	M	19.43	0.187	0.076	0.091	1.620	Z02	4.33	4.25
1127-145	16.94	M	16.75	0.158	0.906	1.048	6.570	K98	3.86	3.80
1128+385	19.38	M	19.12	0.109	0.102	0.113	0.770	K98	3.88	3.84
1144+402	18.85	M	18.61	0.075	0.164	0.175	0.836	G96	3.71	3.68
1145-071	18.67	M	18.43	0.180	0.192	0.227	1.250	Z02	3.81	3.74
1148-001	17.04	M	16.84	0.098	0.829	0.907	1.900	Z02	3.36	3.32
1150+812	20.01	M	19.73	0.332	0.058	0.079	1.400	H04	4.38	4.25
1155+251	19.93	M	19.66	0.086	0.062	0.067	1.160	K98	4.27	4.24
1156+295	17.14	M	16.94	0.084	0.758	0.819	1.460	K98	3.28	3.25
1213-172	0.253	1.800	H04

Continúa en la siguiente página...

Tabla C.2 – Continuación

Nombre	m_{phot} (mag)	ID	B_J (mag)	A_B (mag)	F_{opt} (mJy)	$F_{\text{opt cor}}$ (mJy)	$F_{6\text{cm}}$ (Jy)	Ref.	$\log R$	$\log R_{\text{cor}}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
1219+044	17.48	M	17.27	0.085	0.559	0.604	0.490	Pk90	2.94	2.91
1219+285	17.29	M	17.09	0.097	0.662	0.724	1.090	K98	3.22	3.18
1222+216	17.99	M	17.77	0.101	0.354	0.388	1.400	H04	3.60	3.56
1226+023	16.71	M	16.52	0.089	1.114	1.209	42.800	K98	4.58	4.55
1228+126	11.16	M	11.12	0.096	161.038	175.925	74.900	K98	2.67	2.63
1244-255	17.52	M	17.31	0.375	0.539	0.761	2.300	H04	3.63	3.48
1253-055	16.19	M	16.02	0.123	1.775	1.988	14.900	K98	3.92	3.87
1255-316	18.89	M	18.64	0.380	0.158	0.224	1.400	H04	3.95	3.80
1302-102	15.35	M	15.2	0.184	3.769	4.465	1.170	K98	2.49	2.42
1308+326	20.11	M	19.83	0.060	0.053	0.056	1.530	K98	4.46	4.44
1313-333	18.45	M	18.22	0.265	0.234	0.299	1.600	H04	3.83	3.73
1323+321	20.92	U	21.21	0.065	0.015	0.016	2.280	K98	5.19	5.16
1324+224	18.18	M	17.95	0.072	0.298	0.319	0.840	G91	3.45	3.42
1328+307	17.32	M	17.12	0.050	0.645	0.675	7.400	K98	4.06	4.04
1334-127	18.98	M	18.73	0.323	0.146	0.196	2.240	K98	4.19	4.06
1345+125	17.54	M	17.33	0.145	0.529	0.605	2.910	Z02	3.74	3.68
1354-152	17.74	M	17.53	0.406	0.443	0.643	1.520	Z02	3.54	3.37
1354+195	16.2	M	16.03	0.260	1.759	2.235	1.560	Z02	2.95	2.84
1402+044	20.92	M	20.62	0.115	0.026	0.028	1.000	H04	4.59	4.55
1404+286	17.04	M	16.84	0.079	0.829	0.891	2.950	K98	3.55	3.52
1413+135	21.12	U	21.41	0.106	0.012	0.014	0.850	K98	4.84	4.80
1417+385	20.64	M	20.35	0.036	0.033	0.034	0.651	G96	4.30	4.28
1418+546	14.93	M	14.79	0.058	5.491	5.792	1.700	H04	2.49	2.47
1424+366	19.14	M	18.89	0.035	0.126	0.130	0.430	K98	3.53	3.52
1458+718	17.15	M	16.95	0.110	0.751	0.831	3.390	Z02	3.65	3.61
1502+106	19.87	M	19.6	0.138	0.066	0.075	2.560	Z02	4.59	4.54
1504-166	20.48	M	20.19	0.410	0.038	0.055	1.980	Z02	4.72	4.55
1504+377	21.20	U	21.49	0.055	0.011	0.012	1.100	Z02	4.98	4.96
1508-055	17.39	M	17.18	0.367	0.606	0.849	2.430	K98	3.60	3.46
1510-089	16.28	M	16.1	0.416	1.638	2.402	3.080	K98	3.27	3.11
1511-100	18.50	U	18.77	0.456	0.141	0.215	1.220	Z02	3.94	3.75
1514-241	17.11	M	16.91	0.595	0.778	1.346	2.000	Z02	3.41	3.17
1514+004	17.25	M	17.05	0.238	0.687	0.855	1.600	H04	3.37	3.27
1519-273	18.35	M	18.12	1.026	0.256	0.659	2.350	Z02	3.96	3.55
1532+016	19.94	M	19.67	0.218	0.062	0.075	1.140	K98	4.27	4.18
1538+149	16.08	M	15.91	0.238	1.959	2.439	1.960	Z02	3.00	2.90
1546+027	18.18	M	17.95	0.495	0.298	0.471	1.450	K98	3.69	3.49
1548+056	18.39	M	18.16	0.289	0.247	0.323	2.240	K98	3.96	3.84
1555+001	19.82	M	19.55	0.602	0.069	0.119	2.240	Z02	4.51	4.27

Continúa en la siguiente página...

Tabla C.2 – Continuación

Nombre (1)	m_{phot} (mag) (2)	ID (3)	B_J (mag) (4)	A_B (mag) (5)	F_{opt} (mJy) (6)	$F_{\text{opt cor}}$ (mJy) (7)	$F_{6\text{cm}}$ (Jy) (8)	Ref. (9)	$\log R$ (10)	$\log R_{\text{cor}}$ (11)
1606+106	18.33	M	18.1	0.270	0.261	0.334	1.490	K98	3.76	3.65
1607+268	0.228	1.650	S94
1611+343	17.89	M	17.67	0.077	0.387	0.415	2.670	K98	3.84	3.81
1622-253	20.60	U	20.89	4.960	0.020	1.930	2.080	Z02	5.02	3.03
1622-297	17.8	U	18.06	1.861	0.271	1.504	1.920	S94	3.85	3.11
1624+416	19.72	U	20	0.035	0.045	0.047	1.400	H04	4.49	4.48
1633+382	18.42	M	18.19	0.048	0.241	0.251	4.020	K98	4.22	4.20
1637+574	16.87	M	16.68	0.054	0.965	1.014	1.800	H04	3.27	3.25
1638+398	18.73	M	18.49	0.044	0.182	0.190	1.150	K98	3.80	3.78
1641+399	16.16	M	15.99	0.057	1.824	1.922	10.800	K98	3.77	3.75
1642+690	20.3	M	20.02	0.165	0.045	0.052	1.390	K98	4.49	4.43
1652+398	15.3	M	15.15	0.084	3.941	4.258	1.420	K98	2.56	2.52
1655+077	19.85	U	20.13	0.661	0.040	0.074	1.650	K98	4.61	4.35
1656+053	17.04	M	16.84	0.684	0.829	1.556	2.160	K98	3.42	3.14
1656+477	17.35	M	17.15	0.091	0.628	0.683	1.240	K98	3.30	3.26
1726+455	19.04	M	18.79	0.105	0.138	0.152	1.300	H04	3.97	3.93
1730-130	21.27	U	21.56	2.203	0.011	0.082	...	K98
1739+522	18.43	M	18.2	0.153	0.238	0.275	1.980	Z02	3.92	3.86
1741-038	19.49	U	19.76	2.457	0.056	0.541	3.680	K98	4.82	3.83
1749+096	18.72	M	18.48	0.779	0.184	0.377	1.870	K98	4.01	3.70
1749+701	16.59	M	16.41	0.133	1.240	1.402	1.450	K98	3.07	3.01
1751+288	21.08	M	20.77	0.250	0.022	0.028	0.511	G96	4.36	4.26
1758+388	17.98	M	17.76	0.116	0.357	0.397	0.740	K98	3.32	3.27
1800+440	17.18	M	16.98	0.264	0.731	0.932	1.100	K98	3.18	3.07
1803+784	15.5	M	15.35	0.225	3.295	4.053	2.620	K98	2.90	2.81
1807+698	17.2	M	17	0.155	0.718	0.828	2.260	K98	3.50	3.44
1821+107	18.02	U	18.28	0.818	0.221	0.469	1.100	H04	3.70	3.37
1823+568	18.84	M	18.6	0.264	0.165	0.211	1.660	K98	4.00	3.90
1828+487	17.39	M	17.18	0.333	0.606	0.823	6.190	Z02	4.01	3.88
1845+797	13.87	M	13.76	0.308	14.197	18.854	4.380	K98	2.49	2.37
1849+670	16.36	M	16.18	0.243	1.524	1.907	0.845	G96	2.74	2.65
1901+319	18.00	U	18.26	0.523	0.225	0.364	1.870	K98	3.92	3.71
1908-201	18.07	U	18.33	0.696	0.211	0.400	2.300	H04	4.04	3.76
1921-293	18.08	U	18.34	0.536	0.209	0.342	10.600	K98	4.71	4.49
1928+738	15.87	M	15.71	0.574	2.365	4.012	3.340	K98	3.15	2.92
1936-155	19.1	U	19.37	0.690	0.081	0.153	1.690	S94	4.32	4.04
1937-101	18.29	U	18.55	0.911	0.172	0.397	0.660	Pk90	3.58	3.22
1954-388	18.56	U	18.83	0.347	0.134	0.184	4.400	H04	4.52	4.38
1954+513	18.87	U	19.14	0.650	0.100	0.182	1.430	Z02	4.15	3.89

Continúa en la siguiente página...

Tabla C.2 – Continuación

Nombre	m_{phot} (mag)	ID	B_J (mag)	A_B (mag)	F_{opt} (mJy)	$F_{\text{opt cor}}$ (mJy)	$F_{6\text{cm}}$ (Jy)	Ref.	$\log R$	$\log R_{\text{cor}}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
1957+405	13.57	U	13.79	1.644	13.859	62.997	0.750	K98	1.73	1.08
1958-179	18.08	M	17.86	0.573	0.326	0.553	1.800	H04	3.74	3.51
2000-330	19.21	U	19.48	0.562	0.073	0.122	1.200	H04	4.22	3.99
2005+403	19.50	U	19.78	2.995	0.056	0.879	3.700	K98	4.82	3.62
2007+777	17.27	M	17.07	0.696	0.674	1.280	1.260	K98	3.27	2.99
2008-159	17.04	U	17.29	0.613	0.549	0.966	1.400	H04	3.41	3.16
2010+463	17.22	U	17.47	2.953	0.465	7.052	0.341	G91	2.87	1.68
2021+317	4.565	3.050	K98
2021+614	19.55	U	19.83	0.884	0.053	0.120	2.310	K98	4.64	4.28
2029+121	0.349	1.200	H04
2037+511	19.60	U	19.88	4.732	0.051	3.966	3.018	G91	4.77	2.88
2059+034	17.45	M	17.24	0.447	0.574	0.866	1.300	H04	3.36	3.18
2113+293	19.77	U	20.05	0.564	0.043	0.073	1.470	K98	4.53	4.30
2121+053	18.21	M	17.98	0.313	0.290	0.387	1.180	Z02	3.61	3.48
2126-158	17.45	M	17.24	0.344	0.574	0.788	1.200	H04	3.32	3.18
2128-123	15.79	M	15.63	0.265	2.541	3.243	2.070	Z02	2.91	2.81
2128+048	23.40	M	23.71	0.257	0.001	0.002	1.940	Z02	6.12	6.01
2131-021	18.99	M	18.74	0.238	0.144	0.180	2.120	K98	4.17	4.07
2134+004	17.13	M	16.93	0.281	0.765	0.990	12.300	K98	4.21	4.09
2136+141	18.99	M	18.74	0.427	0.144	0.214	1.110	K98	3.89	3.72
2144+092	18.65	M	18.41	0.310	0.196	0.261	1.010	K98	3.71	3.59
2145+067	16.69	M	16.5	0.345	1.134	1.558	4.400	K98	3.59	3.45
2155-152	17.87	M	17.65	0.207	0.394	0.477	1.770	Z02	3.65	3.57
2200+420	15.39	U	15.62	1.420	2.549	9.428	4.770	K98	3.27	2.70
2201+171	19.77	M	19.5	0.240	0.072	0.090	0.834	G96	4.07	3.97
2201+315	15.12	M	14.98	0.534	4.631	7.573	2.320	K98	2.70	2.49
2209+236	19.87	M	19.6	0.330	0.066	0.089	1.120	K98	4.23	4.10
2216-038	17.07	M	16.87	0.409	0.807	1.176	2.700	H04	3.52	3.36
2223-052	18.26	M	18.03	0.325	0.278	0.375	4.510	K98	4.21	4.08
2227-088	17.96	M	17.74	0.221	0.363	0.445	1.770	Z02	3.69	3.60
2230+114	17.28	M	17.08	0.312	0.668	0.891	3.610	K98	3.73	3.61
2234+282	19.82	M	19.55	0.273	0.069	0.088	1.060	K98	4.19	4.08
2243-123	16.44	M	16.26	0.215	1.419	1.730	2.450	K98	3.24	3.15
2251+158	16.27	U	16.51	0.462	1.124	1.721	17.400	K98	4.19	4.00
2255-282	16.73	M	16.54	0.145	1.094	1.251	1.780	Z02	3.21	3.15
2318+049	18.77	M	18.53	0.282	0.176	0.228	1.130	Z02	3.81	3.70
2329-162	20.35	M	20.06	0.111	0.043	0.047	1.900	H04	4.65	4.60
2331+073	16.58	M	16.4	0.353	1.252	1.732	0.933	G91	2.87	2.73
2345-167	18.74	M	18.5	0.112	0.181	0.200	3.360	K98	4.27	4.22

Continúa en la siguiente página...

Tabla C.2 – Continuación

Nombre	m_{phot} (mag)	ID	B_J (mag)	A_B (mag)	F_{opt} (mJy)	$F_{\text{opt cor}}$ (mJy)	$F_{6\text{cm}}$ (Jy)	Ref.	$\log R$ (10)	$\log R_{\text{cor}}$ (11)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
2351+456	20.22	U	20.5	0.527	0.029	0.046	1.200	H04	4.62	4.41

C.3. Luminosidad a 5100 Å (L_{5100}) estimada a partir de B .

En la Tabla C.3 se reportan los parámetros principales para la estimación de la luminosidad a 5100 Å (L_{5100}) usando datos fotométricos de la magnitud aparente en B . En la columna (1) el nombre del objeto, en (2) el valor estimado para $A(z)$ dado por la relación de Pen (1999), en (3) la magnitud absoluta M_B , en (4) L_M la estimación de la luminosidad a 5100 Å Marziani et al. (2003b) y en (5) la densidad de flujo a 5100 Å.

Tabla C.3: Estimación de L_{5100} a partir de la magnitud aparente B .

Nombre (1)	$A(z)$ (2)	M_B (mag) (3)	$\log \lambda L_{5100}$ (ergs^{-1}) (4)	f_{5100} (mJy) (5)	Nombre (1)	$A(z)$ (2)	M_B (mag) (3)	$\log \lambda L_{5100}$ (ergs^{-1}) (4)	f_{5100} (mJy) (5)
0003-066	0.431	-21.05 ± 0.25	43.98 ± 0.10	0.035 ± 0.006	1144+402	1.715	-25.32 ± 0.25	45.66 ± 0.10	0.112 ± 0.015
0007+106	0.095	-24.47 ± 0.25	45.45 ± 0.10	17.607 ± 3.677	1145-071	2.220	-26.00 ± 0.25	45.97 ± 0.10	0.127 ± 0.016
0014+813	6.861	-29.32 ± 0.58	47.55 ± 0.23	0.312 ± 0.075	1148-001	3.573	-28.49 ± 0.25	46.93 ± 0.10	0.481 ± 0.054
0016+731	3.145	-26.21 ± 0.60	46.53 ± 0.24	0.093 ± 0.026	1150+812	2.034	-24.53 ± 0.25	45.44 ± 0.10	0.040 ± 0.005
0026+346	0.690	-21.14 ± 0.63	44.14 ± 0.25	0.016 ± 0.006	1155+251	0.232	-20.23 ± 0.25	43.62 ± 0.10	0.057 ± 0.011
0035+413	2.242	-23.11 ± 0.63	44.85 ± 0.25	0.009 ± 0.003	1156+295	1.047	-26.02 ± 0.25	45.94 ± 0.10	0.578 ± 0.083
0039+230	1213-172
0048-097	1219+044	1.478	-26.37 ± 0.25	46.08 ± 0.10	0.399 ± 0.053
0055+300	0.017	-21.29 ± 0.25	44.12 ± 0.10	28.014 ± 6.319	1219+285	0.110	-21.23 ± 0.25	44.03 ± 0.10	0.632 ± 0.131
0059+581	0.899	-23.42 ± 0.61	45.81 ± 0.24	0.101 ± 0.037	1222+216	0.562	-23.94 ± 0.25	45.11 ± 0.10	0.284 ± 0.049
0106+013	3.864	-26.73 ± 0.25	46.23 ± 0.10	0.081 ± 0.009	1226+023	0.179	-22.83 ± 0.25	44.66 ± 0.10	1.043 ± 0.204
0108+388	0.941	-26.58 ± 0.25	46.21 ± 0.10	1.218 ± 0.178	1228+126	0.004	-20.06 ± 0.25	43.56 ± 0.10	160.759 ± 35.724
0109+224	0.316	-24.93 ± 0.25	45.53 ± 0.10	2.355 ± 0.426	1244-255	0.890	-25.33 ± 0.25	45.78 ± 0.10	0.415 ± 0.065
0112-017	2.267	-27.00 ± 0.25	46.40 ± 0.10	0.311 ± 0.038	1253-055	0.724	-26.21 ± 0.25	46.03 ± 0.10	1.440 ± 0.223
0113-118	0.948	-24.68 ± 0.25	45.42 ± 0.10	0.205 ± 0.030	1255-316	3.458	-26.63 ± 0.25	46.30 ± 0.10	0.097 ± 0.011
0119+041	0.888	-24.00 ± 0.25	45.16 ± 0.10	0.125 ± 0.019	1302-102	0.333	-25.44 ± 0.25	45.75 ± 0.10	3.399 ± 0.609
0119+115	0.776	-22.73 ± 0.25	44.64 ± 0.10	0.051 ± 0.008	1308+326	1.538	-23.89 ± 0.25	45.08 ± 0.10	0.037 ± 0.005
0122-003	1.692	-27.50 ± 0.25	46.55 ± 0.10	0.864 ± 0.112	1313-333	1.954	-25.96 ± 0.25	45.99 ± 0.10	0.161 ± 0.020
0133-203	1.817	-25.73 ± 0.25	45.82 ± 0.10	0.146 ± 0.019	1323+321	0.464	-20.11 ± 0.63	43.57 ± 0.25	0.013 ± 0.006
0133+476	1.281	-25.93 ± 0.58	46.13 ± 0.23	0.387 ± 0.125	1324+224	2.339	-26.58 ± 0.25	46.16 ± 0.10	0.192 ± 0.023
0138-097	1.054	-25.30 ± 0.25	45.67 ± 0.10	0.294 ± 0.042	1328+307	1.257	-26.20 ± 0.25	46.00 ± 0.10	0.471 ± 0.065
0146+056	4.403	-25.40 ± 0.25	45.76 ± 0.10	0.019 ± 0.002	1334-127	0.726	-23.50 ± 0.25	45.03 ± 0.10	0.122 ± 0.019
0149+218	2.175	-25.02 ± 0.25	45.63 ± 0.10	0.055 ± 0.007	1345+125	0.132	-21.38 ± 0.25	44.10 ± 0.10	0.506 ± 0.104
0153+744	4.393	-27.74 ± 0.59	47.43 ± 0.24	0.216 ± 0.056	1354-152	3.383	-27.70 ± 0.25	46.74 ± 0.10	0.271 ± 0.031
0201+113	7.405	-24.83 ± 0.25	45.67 ± 0.10	0.004 ± 0.000	1354+195	1.030	-26.90 ± 0.25	46.36 ± 0.10	1.376 ± 0.198

Continúa en la siguiente página...

Tabla C.3 – Continuación

	M_B		$\log \lambda L_{5100}$		f_{5100}		M_B		$\log \lambda L_{5100}$		f_{5100}	
Nombre	$A(z)$	(mag)	(mag)	(erg s^{-1})	(mJy)	(mJy)	Nombre	$A(z)$	(mag)	(erg s^{-1})	(mJy)	(mJy)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)
0202+149	0.516	-19.14 ± 0.65	43.24 ± 0.26	0.004 ± 0.002	1402+044	6.436	-25.80 ± 0.25	45.86 ± 0.10	0.012 ± 0.001			
0202+319	2.476	-28.10 ± 0.25	46.84 ± 0.10	0.715 ± 0.085	1404+286	0.082	-20.84 ± 0.25	43.86 ± 0.10	0.666 ± 0.165			
0212+735	4.453	-25.44 ± 0.62	46.96 ± 0.25	0.030 ± 0.008	1413+135	0.291	-18.95 ± 0.63	43.12 ± 0.25	0.011 ± 0.005			
0215+015	3.003	-24.84 ± 0.62	45.49 ± 0.25	0.024 ± 0.007	1417+385	3.256	-24.81 ± 0.25	45.43 ± 0.10	0.019 ± 0.002			
0218+357	1.438	-23.31 ± 0.62	44.94 ± 0.25	0.026 ± 0.009	1418+546	0.170	-24.44 ± 0.25	45.30 ± 0.10	5.121 ± 1.009			
0221+067	0.681	-21.45 ± 0.25	44.21 ± 0.10	0.021 ± 0.003	1424+366	1.719	-25.05 ± 0.25	45.53 ± 0.10	0.086 ± 0.011			
0224+671	0.700	-21.25 ± 0.63	45.77 ± 0.25	0.031 ± 0.012	1458+718	1.364	-26.53 ± 0.25	46.15 ± 0.10	0.547 ± 0.074			
0234+285	1.948	-25.10 ± 0.25	45.81 ± 0.10	0.078 ± 0.010	1502+106	3.272	-25.57 ± 0.25	45.78 ± 0.10	0.047 ± 0.004			
0235+164	1.431	-23.37 ± 0.25	44.98 ± 0.10	0.028 ± 0.004	1504+166	1.312	-23.22 ± 0.25	44.95 ± 0.10	0.029 ± 0.004			
0238-084	0.005	-18.77 ± 0.25	43.05 ± 0.10	30.959 ± 8.443	1504+377	0.952	-21.28 ± 0.64	44.03 ± 0.26	0.009 ± 0.003			
0248+430	2.155	-29.60 ± 0.56	47.52 ± 0.22	3.895 ± 1.076	1508-055	1.916	-26.97 ± 0.25	46.43 ± 0.10	0.428 ± 0.054			
0300+470	1510-089	0.450	-25.16 ± 0.25	45.73 ± 0.10	1.490 ± 0.252			
0310+013	0.934	-24.35 ± 0.25	45.50 ± 0.10	0.159 ± 0.025	1511-100	2.574	-25.94 ± 0.60	46.06 ± 0.24	0.151 ± 0.027			
0316+162	1514-241	0.051	-19.76 ± 0.25	43.64 ± 0.10	0.835 ± 0.171			
0316+413	0.018	-21.61 ± 0.54	44.42 ± 0.22	35.910 ± 17.345	1514+004	0.054	-19.75 ± 0.25	43.49 ± 0.10	0.684 ± 0.154			
0333+321	2.060	-26.11 ± 0.25	47.24 ± 0.10	0.261 ± 0.033	1519-273	2.128	-26.23 ± 0.25	46.40 ± 0.10	0.195 ± 0.024			
0336-019	1.268	-26.03 ± 0.25	46.06 ± 0.10	0.442 ± 0.057	1532+016	2.380	-24.89 ± 0.25	45.54 ± 0.10	0.040 ± 0.005			
0355+508	1538+149	0.835	-26.60 ± 0.25	46.23 ± 0.10	1.587 ± 0.238			
0402-362	2.374	-27.75 ± 0.58	46.60 ± 0.23	0.543 ± 0.153	1546+027	0.527	-23.63 ± 0.25	45.15 ± 0.10	0.269 ± 0.044			
0403-132	0.778	-24.66 ± 0.25	45.46 ± 0.10	0.306 ± 0.047	1548+056	2.384	-26.41 ± 0.25	46.18 ± 0.10	0.163 ± 0.020			
0405-385	2.104	-25.15 ± 0.61	45.57 ± 0.24	0.063 ± 0.019	1555+001	3.126	-25.53 ± 0.25	45.95 ± 0.10	0.044 ± 0.005			
0415+379	0.051	-16.31 ± 0.62	44.86 ± 0.25	0.094 ± 0.051	1606+106	1.986	-26.12 ± 0.25	46.05 ± 0.10	0.179 ± 0.023			
0420-014	1.384	-25.86 ± 0.25	46.07 ± 0.10	0.307 ± 0.041	1607+268			
0420+022	4.248	-25.25 ± 0.25	45.97 ± 0.10	0.019 ± 0.002	1611+343	2.341	-26.86 ± 0.25	46.27 ± 0.10	0.249 ± 0.030			
0422+004	0.378	-24.34 ± 0.25	45.41 ± 0.10	0.997 ± 0.175	1622-253	1.148	-22.26 ± 0.63	46.38 ± 0.25	0.032 ± 0.011			
0429+415	1.586	-24.65 ± 0.61	46.32 ± 0.24	0.101 ± 0.032	1622-297	1.200	-25.17 ± 0.59	46.31 ± 0.24	0.264 ± 0.088			

Continúa en la siguiente página...

Tabla C.3 – Continuación

Nombre (1)	$A(z)$ (2)	M_B		$\log \lambda L_{5,100}$ (ergs $^{-1}$) (4)	$f_{5,100}$ (mJy) (5)	Nombre (1)	$A(z)$ (2)	M_B		$\log \lambda L_{5,100}$ (ergs $^{-1}$) (4)	$f_{5,100}$ (mJy) (5)
		(mag) (3)	(mag) (3)					(mag) (3)	(mag) (3)		
0430+052	0.034	-19.79 ± 0.25	43.92 ± 0.10	2.122 ± 0.480	1624+416	4.874	-25.91 ± 0.62	45.88 ± 0.25	0.022 ± 0.006		
0438-436	5.581	-26.58 ± 0.61	46.15 ± 0.24	0.034 ± 0.009	1633+382	3.202	-26.94 ± 0.25	46.29 ± 0.10	0.142 ± 0.016		
0440-003	1.253	-23.85 ± 0.61	45.13 ± 0.24	0.056 ± 0.019	1637+574	1.086	-26.36 ± 0.25	46.06 ± 0.10	0.726 ± 0.103		
0446+112	1638+398	2.898	-26.45 ± 0.25	46.09 ± 0.10	0.110 ± 0.013		
0454-234	1.550	-25.15 ± 0.25	45.64 ± 0.10	0.120 ± 0.016	1641+399	0.816	-26.48 ± 0.25	46.11 ± 0.10	1.439 ± 0.218		
0454+844	0.122	-19.92 ± 0.25	43.63 ± 0.10	0.165 ± 0.034	1642+690	1.086	-23.02 ± 0.25	44.77 ± 0.10	0.034 ± 0.005		
0458-020	4.280	-26.62 ± 0.25	46.28 ± 0.10	0.062 ± 0.007	1652+398	0.034	-20.65 ± 0.25	43.79 ± 0.10	3.866 ± 0.824		
0521-365	0.057	-24.58 ± 0.53	45.40 ± 0.21	51.472 ± 23.686	1655+077	0.861	-22.44 ± 0.62	44.74 ± 0.25	0.035 ± 0.013		
0524+034	1656+053	1.317	-26.58 ± 0.25	46.40 ± 0.10	0.801 ± 0.090		
0528+134	3.782	-25.07 ± 0.62	46.97 ± 0.25	0.032 ± 0.009	1656+477	2.804	-27.73 ± 0.25	46.62 ± 0.10	0.385 ± 0.045		
0529+075	2.042	-24.52 ± 0.61	45.85 ± 0.24	0.046 ± 0.014	1726+455	1.021	-24.12 ± 0.25	45.19 ± 0.10	0.106 ± 0.015		
0529+483	1.858	-23.47 ± 0.62	45.59 ± 0.25	0.023 ± 0.007	1730-130	1.360	-21.92 ± 0.64	45.15 ± 0.26	0.011 ± 0.004		
0537-286	6.180	-26.35 ± 0.62	46.08 ± 0.25	0.024 ± 0.006	1739+522	2.296	-26.29 ± 0.25	46.08 ± 0.10	0.155 ± 0.019		
0552+398	4.444	-27.65 ± 0.59	47.30 ± 0.24	0.188 ± 0.049	1741-038	1.653	-24.10 ± 0.61	46.12 ± 0.24	0.057 ± 0.018		
0602+673	3.559	-24.28 ± 0.63	45.48 ± 0.25	0.011 ± 0.003	1749+096	0.392	-22.50 ± 0.25	44.81 ± 0.10	0.179 ± 0.031		
0605-085	1.304	-24.63 ± 0.60	46.38 ± 0.24	0.094 ± 0.050	1749+701	1.120	-26.69 ± 0.25	46.22 ± 0.10	0.937 ± 0.133		
0607-157	0.398	-22.24 ± 0.60	44.83 ± 0.24	0.144 ± 0.061	1751+288	1.772	-23.23 ± 0.25	44.89 ± 0.10	0.016 ± 0.002		
0615+820	1.014	-24.51 ± 0.25	45.44 ± 0.10	0.169 ± 0.023	1758+388	3.831	-27.70 ± 0.25	46.62 ± 0.10	0.203 ± 0.023		
0642+449	6.912	-26.92 ± 0.25	46.46 ± 0.10	0.041 ± 0.003	1800+440	0.933	-25.75 ± 0.25	45.90 ± 0.10	0.584 ± 0.086		
0648-165	1803+784	0.962	-27.44 ± 0.25	46.56 ± 0.10	2.591 ± 0.379		
0707+476	2.118	-30.01 ± 0.25	47.64 ± 0.10	5.757 ± 0.707	1807+698	0.053	-19.76 ± 0.25	43.46 ± 0.10	0.710 ± 0.147		
0710+439	0.692	-22.15 ± 0.62	44.48 ± 0.25	0.039 ± 0.015	1821+107	2.265	-26.19 ± 0.59	46.30 ± 0.24	0.160 ± 0.047		
0711+356	2.800	-27.02 ± 0.59	46.40 ± 0.24	0.207 ± 0.058	1823+568	0.934	-24.14 ± 0.25	45.26 ± 0.10	0.131 ± 0.019		
0716+714	1828+487	0.983	-25.66 ± 0.25	45.89 ± 0.10	0.487 ± 0.070		
0723-008	0.139	-21.16 ± 0.59	44.09 ± 0.24	0.385 ± 0.181	1845+797	0.059	-23.21 ± 0.25	44.90 ± 0.10	14.341 ± 3.083		
0727-115	1849+670	0.922	-26.53 ± 0.25	46.21 ± 0.10	1.218 ± 0.179		

Continúa en la siguiente página...

Tabla C.3 – Continuación

	M_B		$\log \lambda L_{5100}$		f_{5100}		M_B		$\log \lambda L_{5100}$		f_{5100}	
Nombre	$A(z)$	(mag)	(mag)	(erg s^{-1})	(mJy)	(mJy)	Nombre	$A(z)$	(mag)	(erg s^{-1})	(mJy)	(mJy)
(1)	(2)	(3)	(3)	(4)	(5)	(5)	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(5)
0730+504	1.031	-23.46 ± 0.25	44.99 ± 0.10	44.99 ± 0.10	0.058 ± 0.008	0.058 ± 0.008	1901+319	0.885	-24.37 ± 0.59	45.45 ± 0.24	0.189 ± 0.067	0.189 ± 0.067
0735+178	1908-201	1.774	-25.67 ± 0.60	46.04 ± 0.24	0.159 ± 0.049	0.159 ± 0.049
0736+017	0.218	-22.51 ± 0.58	44.72 ± 0.23	44.72 ± 0.23	0.564 ± 0.253	0.564 ± 0.253	1921-293	0.438	-22.86 ± 0.60	44.86 ± 0.24	0.193 ± 0.079	0.193 ± 0.079
0738+313	0.877	-26.36 ± 0.25	46.12 ± 0.10	46.12 ± 0.10	1.145 ± 0.170	1.145 ± 0.170	1928+738	0.368	-25.14 ± 0.25	45.78 ± 0.10	2.235 ± 0.395	2.235 ± 0.395
0742+103	1936-155	2.879	-25.56 ± 0.61	45.99 ± 0.24	0.054 ± 0.015	0.054 ± 0.015
0745+241	0.522	-22.15 ± 0.25	44.46 ± 0.10	44.46 ± 0.10	0.068 ± 0.011	0.068 ± 0.011	1937-101	7.840	-28.23 ± 0.60	47.15 ± 0.24	0.089 ± 0.022	0.089 ± 0.022
0748+126	1.336	-25.95 ± 0.59	45.93 ± 0.24	45.93 ± 0.24	0.335 ± 0.107	0.335 ± 0.107	1954-388	0.877	-23.78 ± 0.60	45.15 ± 0.24	0.109 ± 0.039	0.109 ± 0.039
0754+100	0.317	-25.25 ± 0.25	45.63 ± 0.10	45.63 ± 0.10	3.102 ± 0.562	3.102 ± 0.562	1954+513	1.980	-25.07 ± 0.61	45.78 ± 0.24	0.073 ± 0.022	0.073 ± 0.022
0804+499	2.405	-29.68 ± 0.25	47.46 ± 0.10	47.46 ± 0.10	3.247 ± 0.391	3.247 ± 0.391	1957+405	0.059	-23.18 ± 0.55	45.43 ± 0.22	17.138 ± 8.125	17.138 ± 8.125
0805-077	3.267	-27.21 ± 0.59	46.62 ± 0.24	46.62 ± 0.24	0.190 ± 0.052	0.190 ± 0.052	1958-179	0.914	-24.83 ± 0.25	45.66 ± 0.10	0.273 ± 0.040	0.273 ± 0.040
0808+019	1.831	-26.03 ± 0.59	45.96 ± 0.24	45.96 ± 0.24	0.191 ± 0.058	0.191 ± 0.058	2000-330	7.830	-27.30 ± 0.61	46.64 ± 0.24	0.036 ± 0.009	0.036 ± 0.009
0814+425	0.289	-20.29 ± 0.25	43.72 ± 0.10	43.72 ± 0.10	0.040 ± 0.008	0.040 ± 0.008	2005+403	3.048	-25.25 ± 0.61	46.80 ± 0.24	0.052 ± 0.015	0.052 ± 0.015
0821+394	1.966	-26.01 ± 0.25	45.98 ± 0.10	45.98 ± 0.10	0.164 ± 0.021	0.164 ± 0.021	2007+777	0.423	-24.06 ± 0.25	45.40 ± 0.10	0.641 ± 0.111	0.641 ± 0.111
0823+033	0.673	-26.55 ± 0.25	46.19 ± 0.10	46.19 ± 0.10	2.312 ± 0.363	2.312 ± 0.363	2008-159	1.894	-26.83 ± 0.58	46.48 ± 0.23	0.403 ± 0.119	0.403 ± 0.119
0827+243	1.433	-26.57 ± 0.25	46.18 ± 0.10	46.18 ± 0.10	0.515 ± 0.069	0.515 ± 0.069	2010+463
0829+046	0.204	-24.98 ± 0.25	45.55 ± 0.10	45.55 ± 0.10	5.885 ± 1.137	5.885 ± 1.137	2021+317
0831+557	0.282	-20.78 ± 0.25	43.89 ± 0.10	43.89 ± 0.10	0.065 ± 0.012	0.065 ± 0.012	2021+614	0.265	-20.33 ± 0.61	43.98 ± 0.24	0.054 ± 0.025	0.054 ± 0.025
0834-201	5.345	-26.72 ± 0.61	46.36 ± 0.24	46.36 ± 0.24	0.044 ± 0.011	0.044 ± 0.011	2029+121
0836+710	4.114	-28.82 ± 0.25	47.08 ± 0.10	47.08 ± 0.10	0.492 ± 0.054	0.492 ± 0.054	2037+511	2.943	-25.09 ± 0.61	47.42 ± 0.24	0.063 ± 0.018	0.063 ± 0.018
0838+133	0.969	-24.92 ± 0.25	45.63 ± 0.10	45.63 ± 0.10	0.256 ± 0.037	0.256 ± 0.037	2059+034	1.573	-26.52 ± 0.25	46.28 ± 0.10	0.288 ± 0.056	0.288 ± 0.056
0850+581	2.179	-26.15 ± 0.25	46.05 ± 0.10	46.05 ± 0.10	0.153 ± 0.019	0.153 ± 0.019	2113+293	2.576	-24.66 ± 0.62	45.59 ± 0.25	0.029 ± 0.009	0.029 ± 0.009
0851+202	0.372	-26.34 ± 0.25	46.08 ± 0.10	46.08 ± 0.10	6.172 ± 1.086	6.172 ± 1.086	2121+053	3.495	-27.31 ± 0.25	46.55 ± 0.10	0.175 ± 0.020	0.175 ± 0.020
0859-140	2.214	-27.97 ± 0.25	46.79 ± 0.10	46.79 ± 0.10	0.792 ± 0.097	0.792 ± 0.097	2126-158	6.603	-29.23 ± 0.25	47.33 ± 0.10	0.428 ± 0.030	0.428 ± 0.030
0859+470	2.467	-26.02 ± 0.60	45.94 ± 0.24	45.94 ± 0.24	0.104 ± 0.030	0.104 ± 0.030	2128-123	0.665	-26.42 ± 0.25	46.17 ± 0.10	2.134 ± 0.337	2.134 ± 0.337
0906+015	1.578	-27.01 ± 0.25	46.36 ± 0.10	46.36 ± 0.10	0.636 ± 0.084	0.636 ± 0.084	2128+048	1.525	-19.99 ± 0.25	43.60 ± 0.10	0.001 ± 0.000	0.001 ± 0.000
0917+449	4.028	-26.74 ± 0.25	46.23 ± 0.10	46.23 ± 0.10	0.075 ± 0.008	0.075 ± 0.008	2131-021	2.104	-25.59 ± 0.25	45.83 ± 0.10	0.098 ± 0.012	0.098 ± 0.012

Continúa en la siguiente página...

Tabla C.3 – Continuación

Nombre (1)	$A(z)$ (2)	M_B		$\log \lambda L_{5,100}$ (erg s $^{-1}$) (4)	$f_{5,100}$ (mJy) (5)	Nombre (1)	$A(z)$ (2)	M_B		$\log \lambda L_{5,100}$ (erg s $^{-1}$) (4)	$f_{5,100}$ (mJy) (5)
		(mag) (3)	(mag) (3)					(mag) (3)	(mag) (3)		
0917+624	2.434	-24.98 ± 0.25	45.57 ± 0.10	0.032 ± 0.005	0.459 ± 0.052	2134+004	3.475	-28.35 ± 0.25	46.95 ± 0.10	0.459 ± 0.052	
0919-260	4.300	-26.78 ± 0.60	46.44 ± 0.24	0.074 ± 0.020	0.082 ± 0.009	2136+141	4.590	-27.06 ± 0.25	46.49 ± 0.10	0.082 ± 0.009	
0923+392	0.993	-26.25 ± 0.58	46.02 ± 0.23	0.787 ± 0.263	0.139 ± 0.018	2144+092	1.762	-25.57 ± 0.25	45.85 ± 0.10	0.139 ± 0.018	
0945+408	2.038	-26.65 ± 0.25	46.18 ± 0.10	0.269 ± 0.033	0.837 ± 0.110	2145+067	1.542	-27.23 ± 0.25	46.52 ± 0.10	0.837 ± 0.110	
0953+254	1.017	-26.18 ± 0.25	46.03 ± 0.10	0.713 ± 0.103	0.311 ± 0.045	2155-152	0.948	-25.12 ± 0.25	45.63 ± 0.10	0.311 ± 0.045	
0954+658	0.460	-24.68 ± 0.25	45.57 ± 0.10	0.932 ± 0.158	3.053 ± 1.467	2200+420	0.073	-21.82 ± 0.56	44.79 ± 0.22	3.053 ± 1.467	
0955+476	3.346	-26.90 ± 0.25	46.28 ± 0.10	0.126 ± 0.014	0.051 ± 0.007	2201+171	1.690	-24.40 ± 0.25	45.35 ± 0.10	0.051 ± 0.007	
1012+232	0.768	-24.85 ± 0.59	45.48 ± 0.24	0.364 ± 0.131	4.358 ± 0.773	2201+315	0.361	-25.83 ± 0.25	46.04 ± 0.10	4.358 ± 0.773	
1015+359	1.986	-26.28 ± 0.25	46.03 ± 0.10	0.201 ± 0.025	0.039 ± 0.006	2209+236	1.786	-24.41 ± 0.25	45.39 ± 0.10	0.039 ± 0.006	
1032-199	4.069	-27.58 ± 0.25	46.60 ± 0.10	0.162 ± 0.018	0.617 ± 0.083	2216-038	1.358	-26.61 ± 0.25	46.30 ± 0.10	0.617 ± 0.083	
1034-293	0.381	-23.40 ± 0.25	44.94 ± 0.10	0.398 ± 0.070	0.186 ± 0.022	2223-052	2.347	-26.51 ± 0.25	46.23 ± 0.10	0.186 ± 0.022	
1036+054	0.621	-21.71 ± 0.25	44.23 ± 0.10	0.031 ± 0.005	0.231 ± 0.027	2227-088	2.677	-27.05 ± 0.25	46.40 ± 0.10	0.231 ± 0.027	
1038+064	2.064	-27.83 ± 0.25	46.67 ± 0.10	0.785 ± 0.097	0.483 ± 0.063	2230+114	1.615	-26.73 ± 0.25	46.32 ± 0.10	0.483 ± 0.063	
1045-188	0.818	-24.70 ± 0.25	45.44 ± 0.10	0.297 ± 0.043	0.053 ± 0.007	2234+282	1.164	-23.62 ± 0.25	45.06 ± 0.10	0.053 ± 0.007	
1049+215	2.135	-26.12 ± 0.25	45.99 ± 0.10	0.153 ± 0.019	1.136 ± 0.169	2243-123	0.877	-26.35 ± 0.25	46.12 ± 0.10	1.136 ± 0.169	
1055+018	1.334	-25.54 ± 0.25	45.76 ± 0.10	0.229 ± 0.031	0.876 ± 0.277	2251+158	1.281	-26.85 ± 0.57	46.42 ± 0.23	0.876 ± 0.277	
1055+201	1.756	-25.47 ± 0.25	45.73 ± 0.10	0.123 ± 0.016	0.797 ± 0.107	2255-282	1.406	-27.00 ± 0.25	46.36 ± 0.10	0.797 ± 0.107	
1101+384	0.032	-22.05 ± 0.54	44.34 ± 0.22	16.068 ± 7.742	0.142 ± 0.021	2318+049	0.865	-24.05 ± 0.25	45.23 ± 0.10	0.142 ± 0.021	
1116+128	3.889	-27.09 ± 0.25	46.38 ± 0.10	0.112 ± 0.012	0.029 ± 0.004	2329-162	1.841	-24.01 ± 0.25	45.14 ± 0.10	0.029 ± 0.004	
1124-186	1.636	-24.41 ± 0.25	45.34 ± 0.10	0.054 ± 0.007	1.103 ± 0.184	2331+073	0.510	-25.12 ± 0.25	45.68 ± 0.10	1.103 ± 0.184	
1127-145	1.908	-27.39 ± 0.25	46.52 ± 0.10	0.617 ± 0.078	0.145 ± 0.022	2345-167	0.786	-23.89 ± 0.25	45.10 ± 0.10	0.145 ± 0.022	
1128+385	3.042	-25.91 ± 0.25	45.90 ± 0.10	0.062 ± 0.007	0.018 ± 0.005	2351+456	3.595	-24.85 ± 0.62	45.65 ± 0.25	0.018 ± 0.005	

Apéndice D

Atlas espectroscópico.

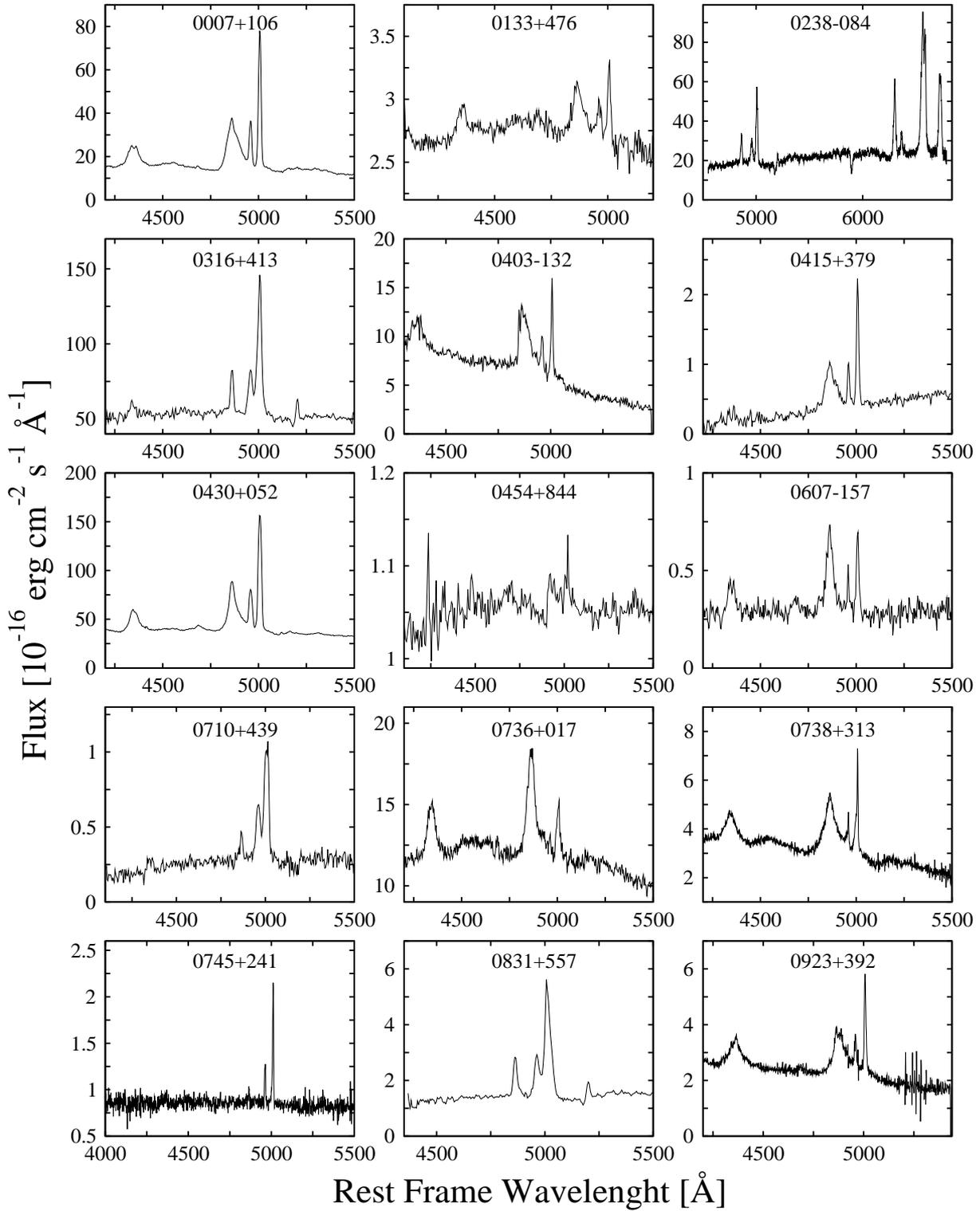


Figure D.1: Plots for the 41 objects of the MOJAVE/2cm sample that was available to study the H β region; abscissa is the rest frame wavelength in \AA , the vertical axis is the flux in units of $10^{-16} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$.

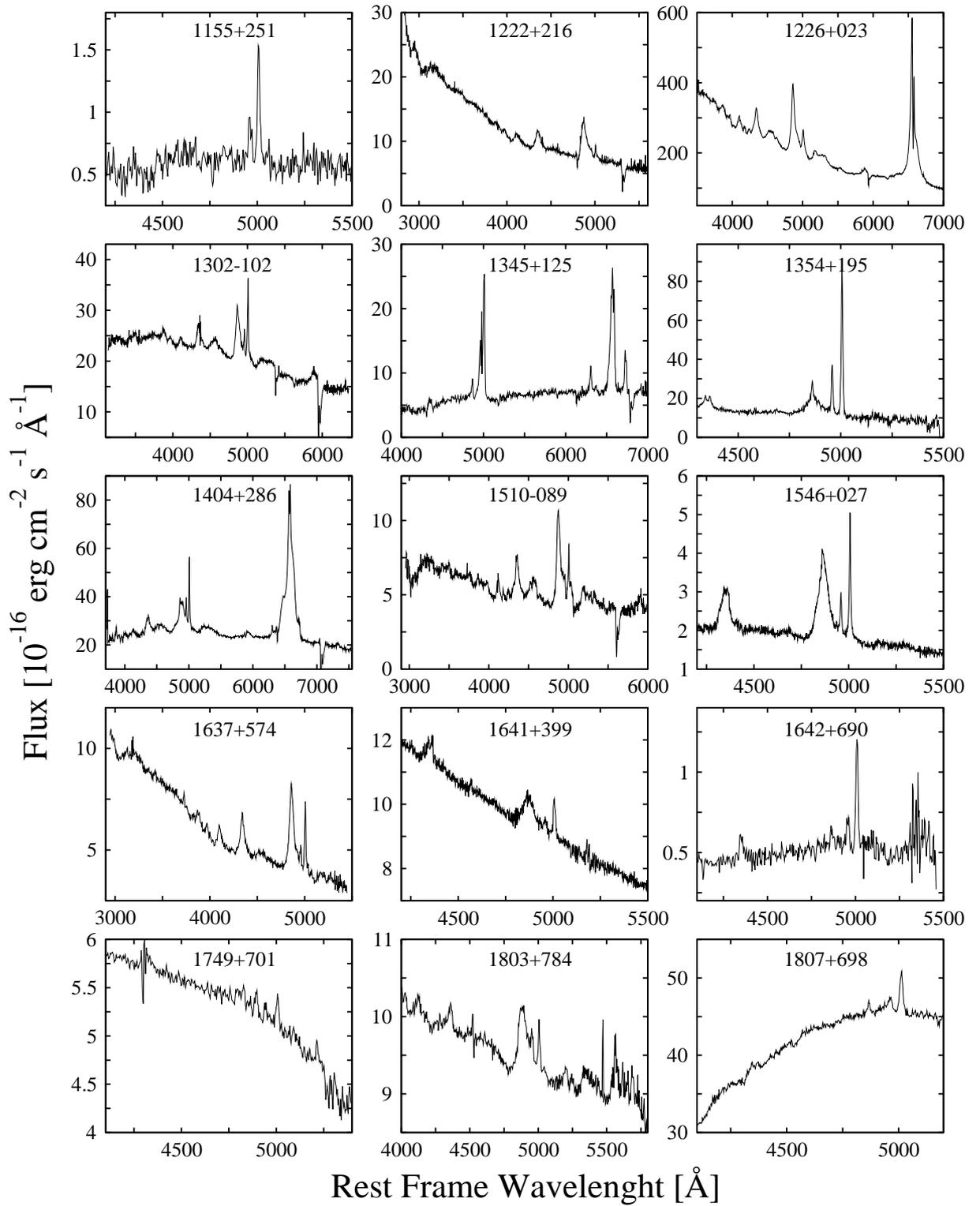


Figure D.1: .-Continued

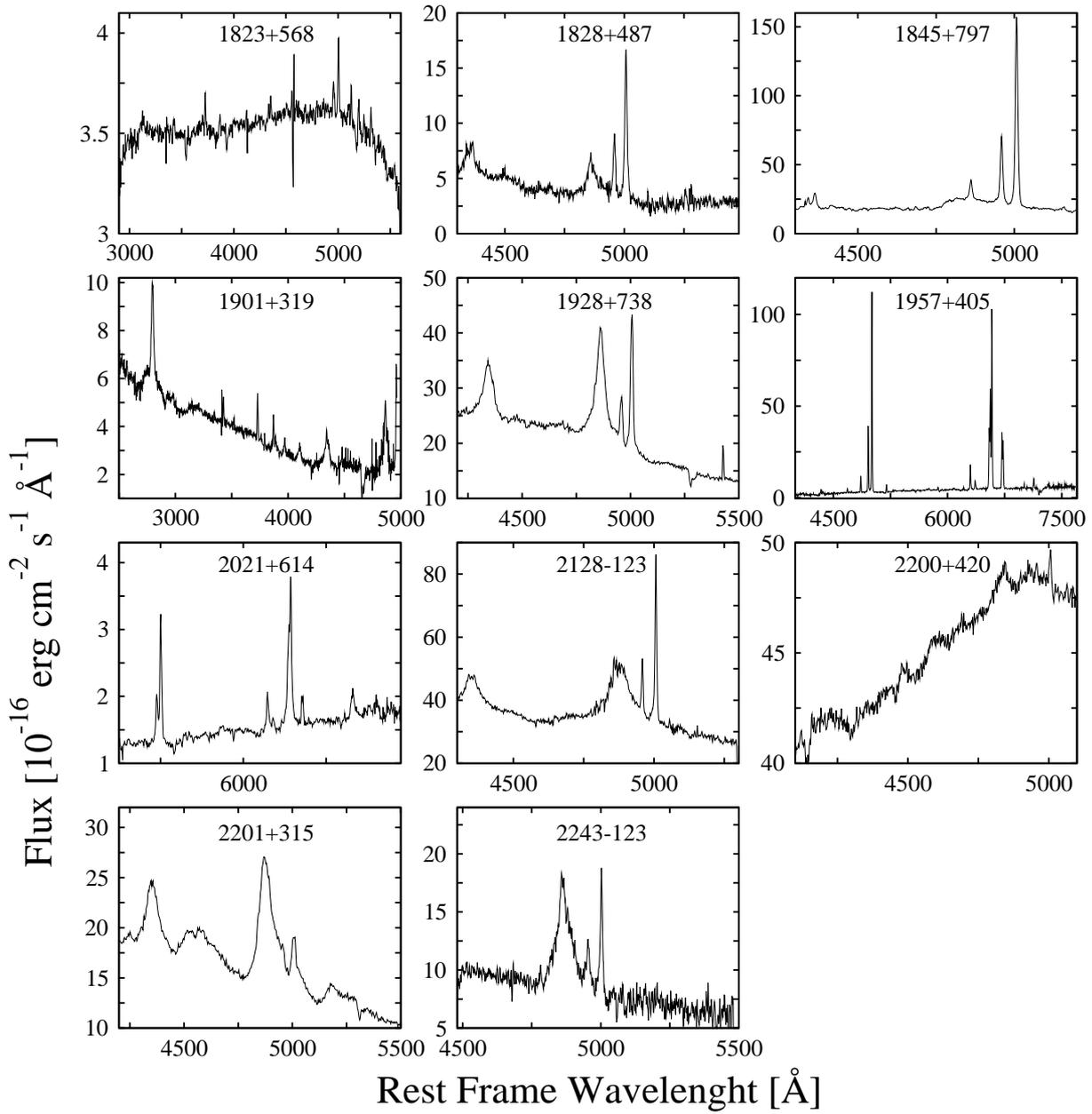


Figura D.1: .-Continued

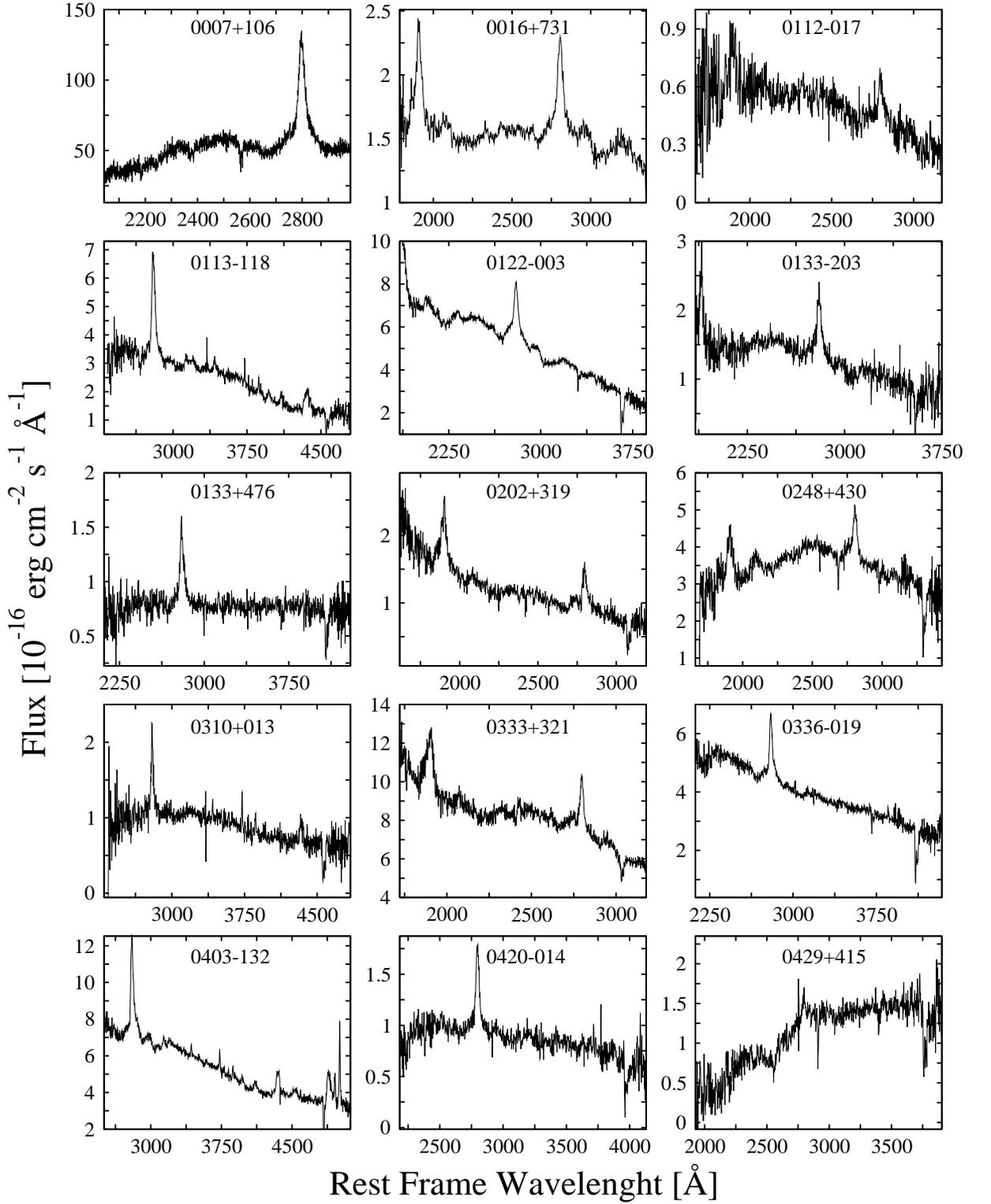


Figure D.2: Plots for the 78 objects of the MOJAVE/2cm sample that was available to study the Mg II $\lambda 2798 \text{ \AA}$ region; abscissa is the rest frame wavelength in \AA , the vertical axis is the flux in units of $10^{-16} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$.

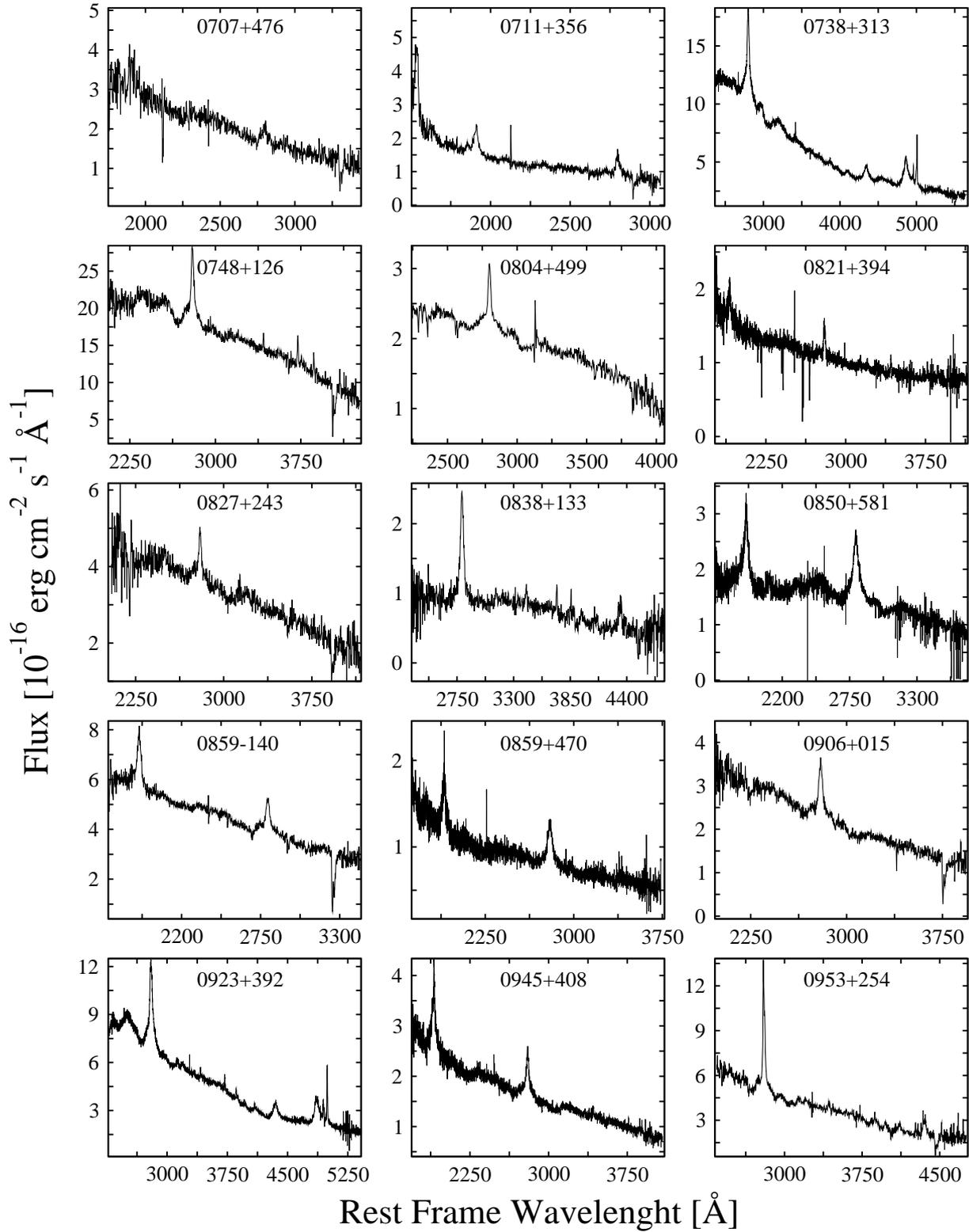


Figura D.2: .-Continued

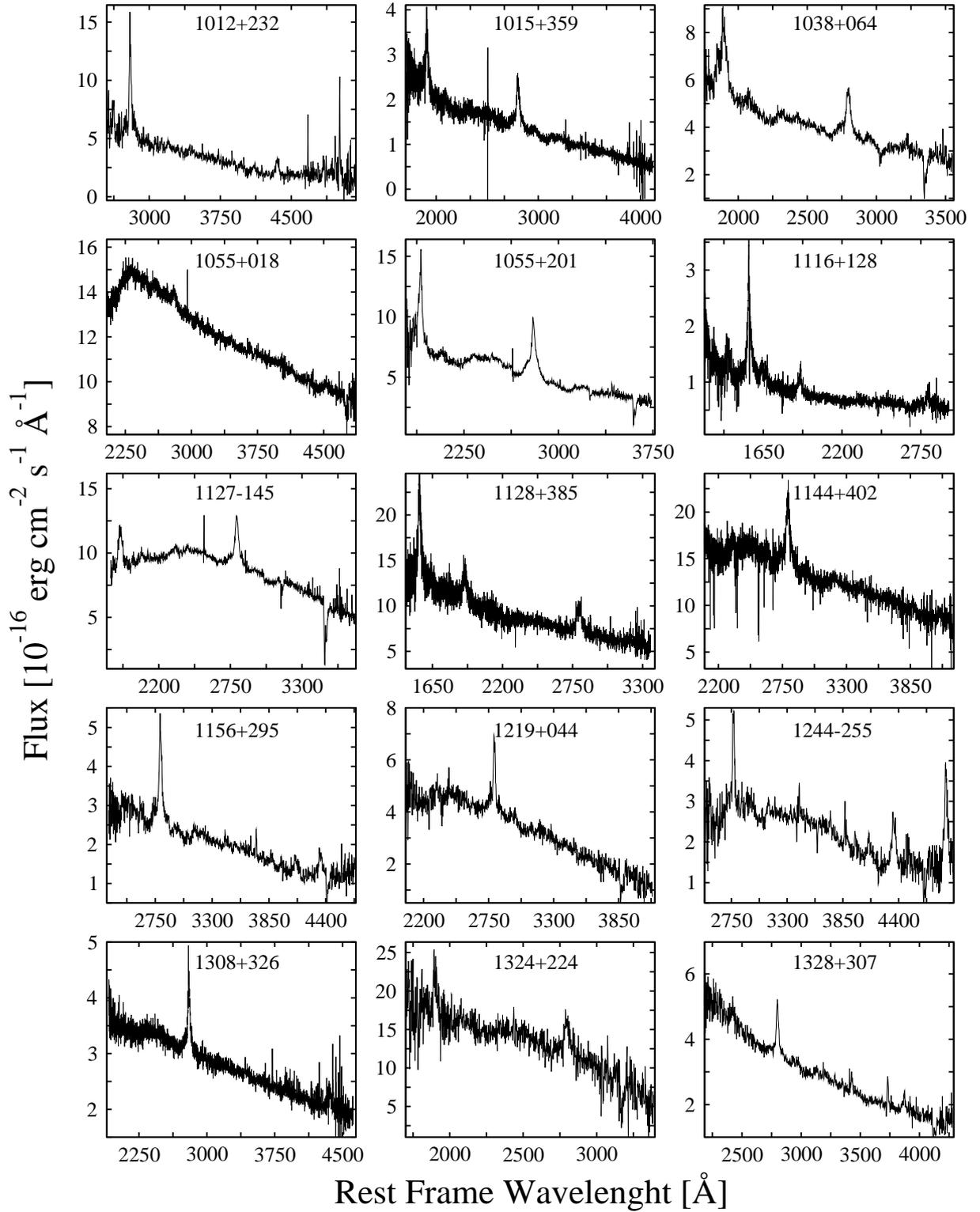


Figure D.2: .-Continued

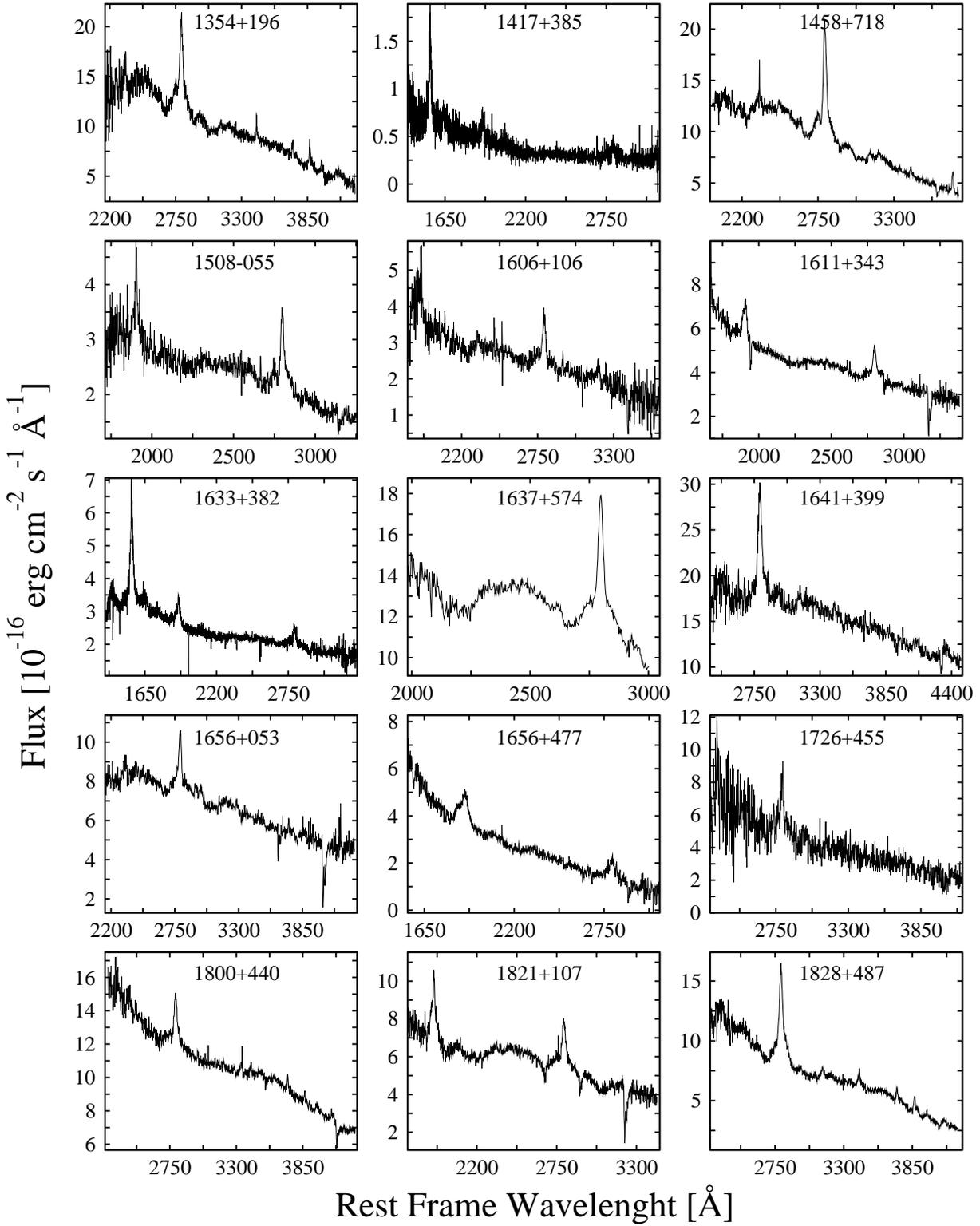


Figure D.2: .-Continued

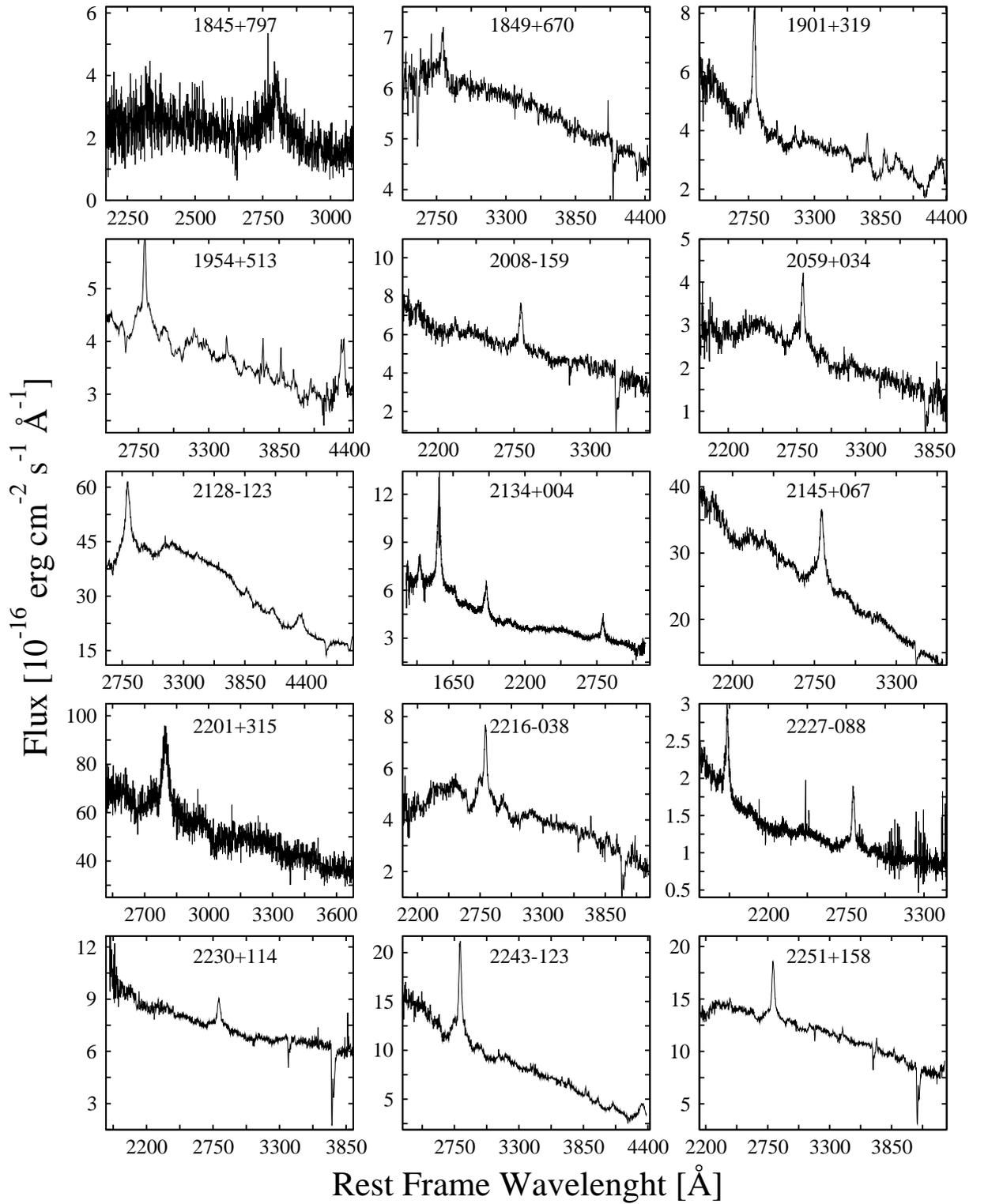


Figura D.2: .-Continued

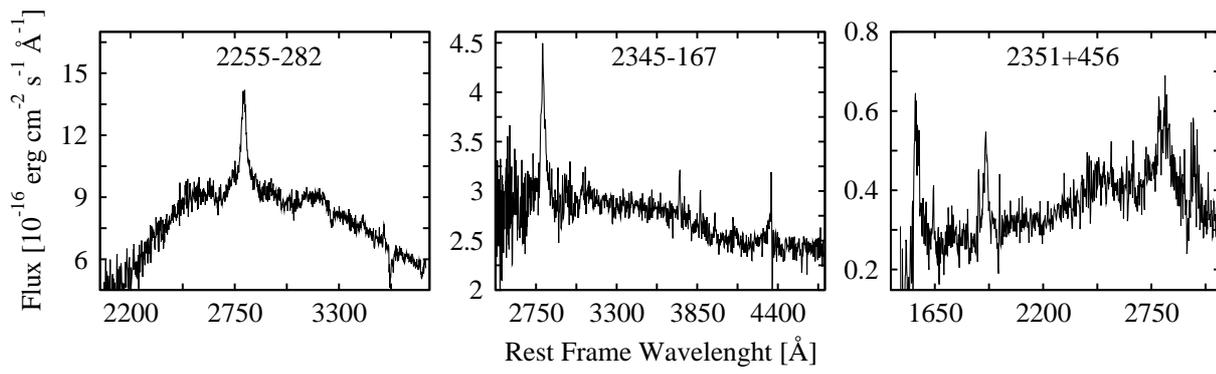


Figura D.2: .-Continued

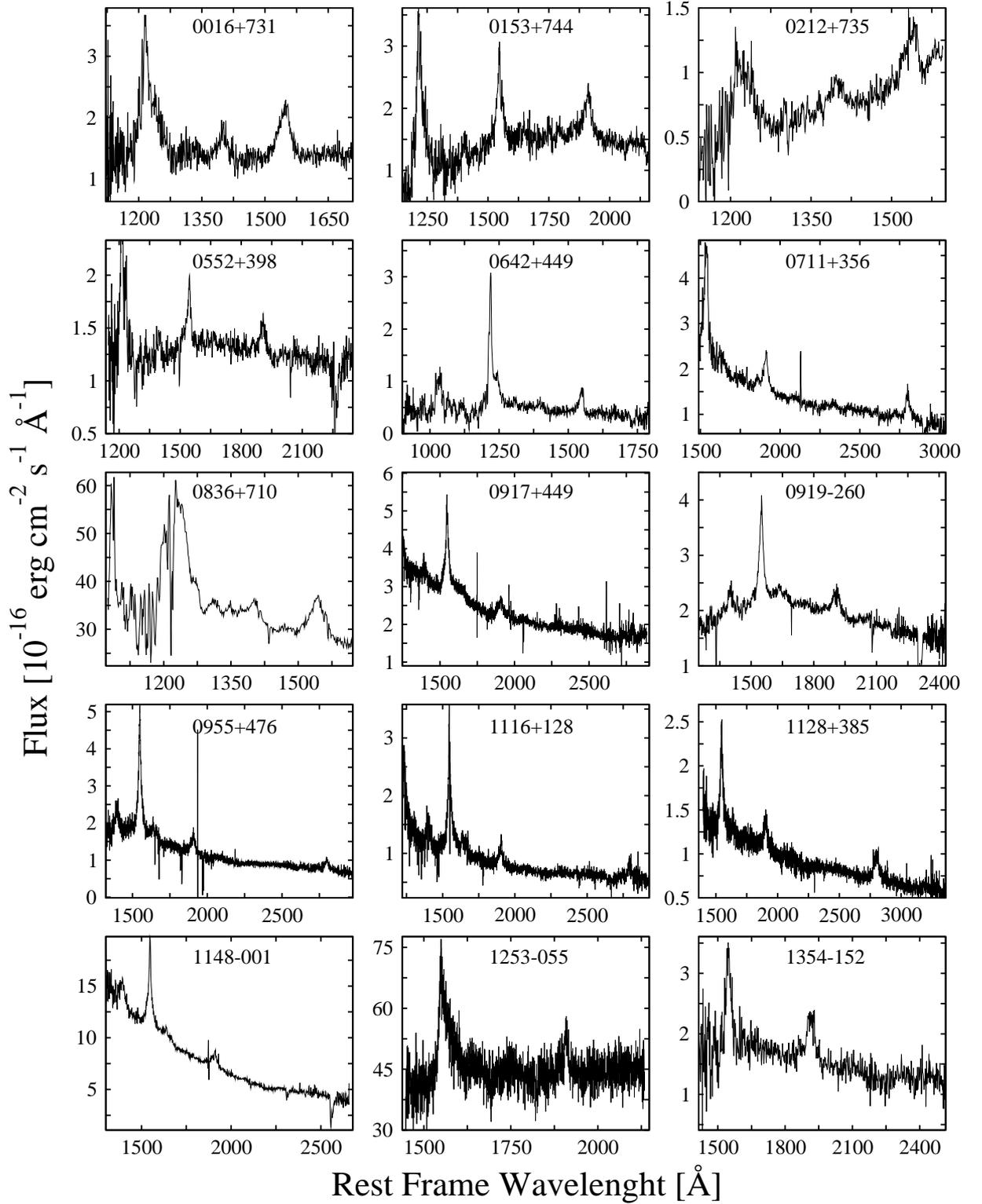


Figure D.3: Plots for the 35 objects of the MOJAVE/2cm sample that was available to study the CIV $\lambda 1549 \text{ \AA}$ region; abscissa is the rest frame wavelength in \AA , the vertical axis is the flux in units of $10^{-16} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$.

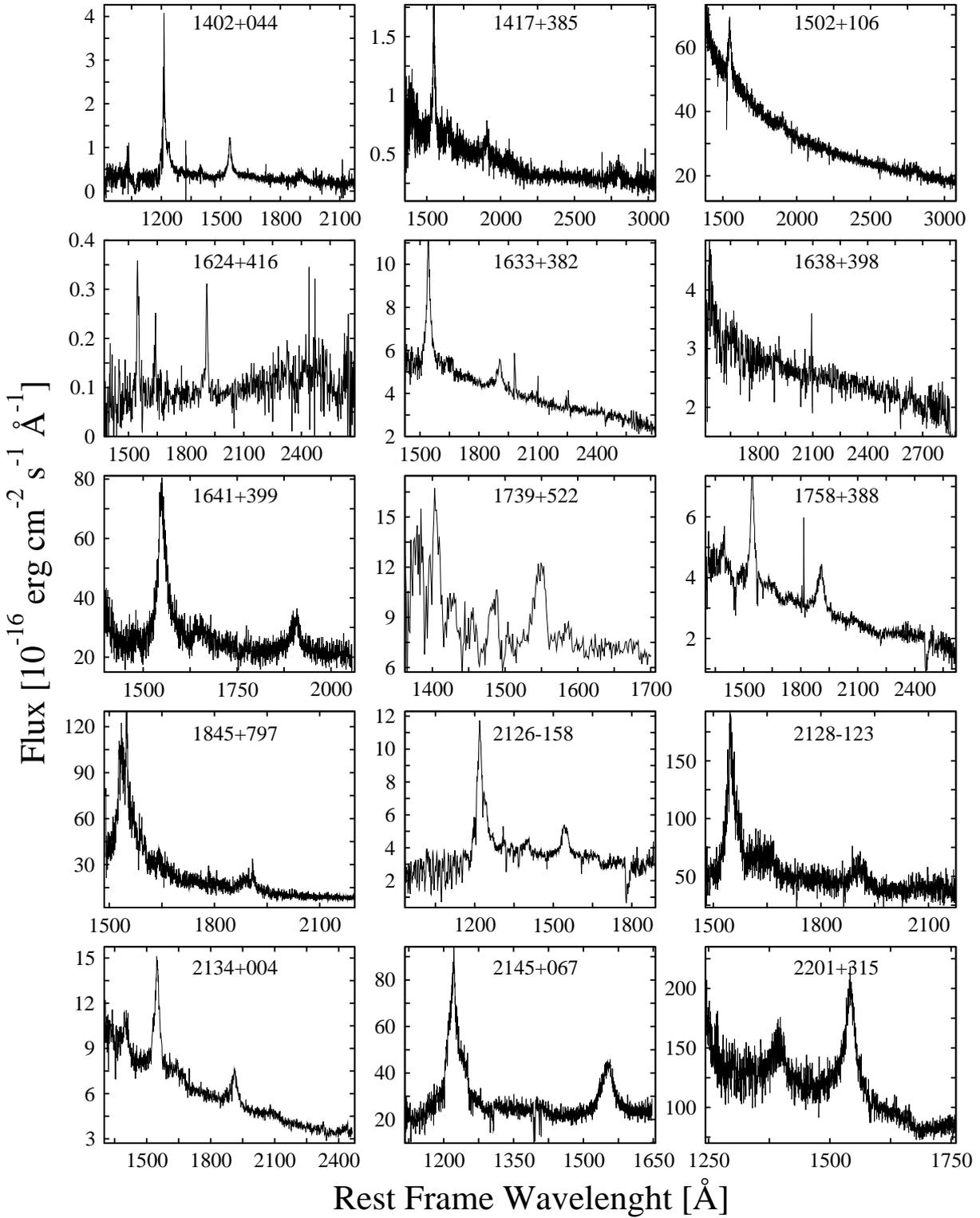


Figure D.3: .-Continued

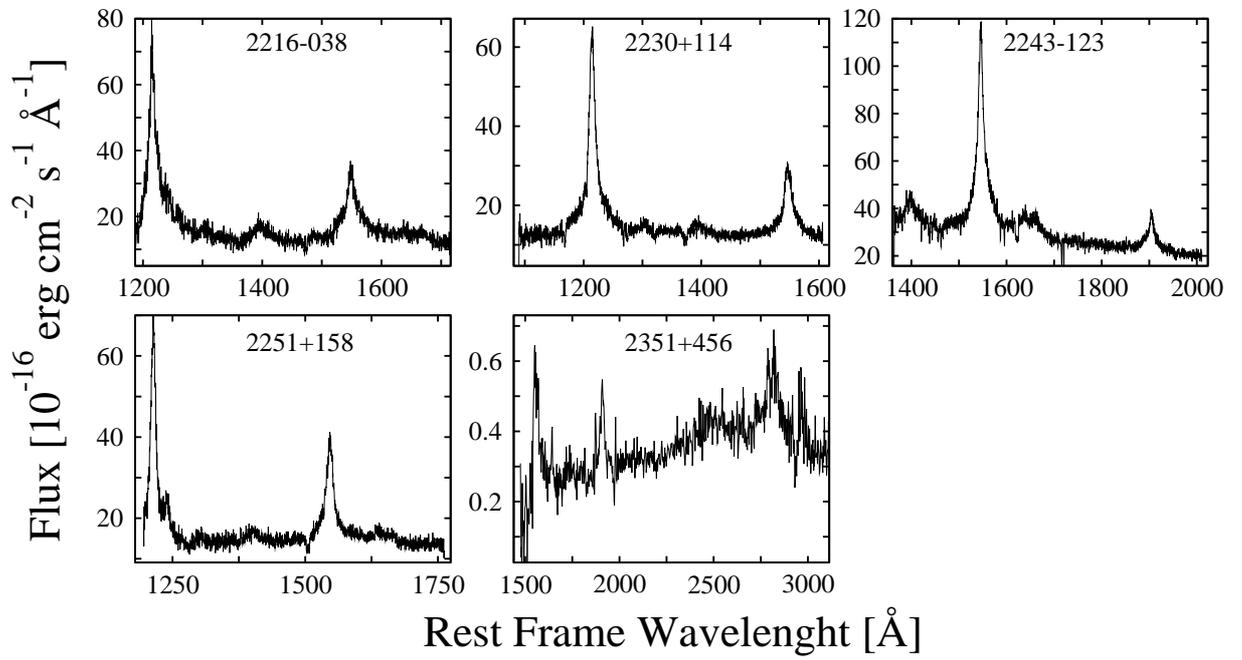


Figura D.3: .-Continued

Bibliografía

- Akritas, M. G. & Siebert, J. 1996, MNRAS, 278, 919
- Antonucci, R. R. J. & Ulvestad, J. S. 1985, ApJ, 294, 158
- Arshakian, T. G., Chavushyan, V. H., Ros, E., Kadler, M., & Zensus, J. A. 2005, Memorie della Societa Astronomica Italiana, 76, 35
- Arshakian, T. G., León-Tavares, J., Lobanov, A. P., Chavushyan, V. H., Popovic, L., Shapovalova, A. I., Burenkov, A., & Zensus, J. A. 2008, Memorie della Societa Astronomica Italiana, 79, 1022
- Arshakian, T. G., León-Tavares, J., Lobanov, A. P., Chavushyan, V. H., Shapovalova, A. I., Burenkov, A.Ñ., & Zensus, J. A. 2009, ArXiv e-prints
- Baldwin, J. A. 1977, ApJ, 214, 679
- Baldwin, J. A., Wampler, E. J., & Gaskell, C. M. 1989, ApJ, 338, 630
- Beckert, T. 2005, Memorie della Societa Astronomica Italiana, 76, 150
- Benitez, E., Chavushyan, V. H., Raiteri, C. M., Villata, M., Dultzin, D., Martinez, O., Perez-Camargo, B., & Torrealba, J. 2009, ArXiv e-prints
- Blandford, R. D. & McKee, C. F. 1982, ApJ, 255, 419
- Blandford, R. D. & Rees, M. J. 1974, MNRAS, 169, 395
- Bower, G. A., Green, R. F., Danks, A., Gull, T., Heap, S., Hutchings, J., Joseph, C., Kaiser, M. E., Kimble, R., Kraemer, S., Weistrop, D., Woodgate, B., Lindler, D., Hill,

- R. S., Malumuth, E. M., Baum, S., Sarajedini, V., Heckman, T. M., Wilson, A. S., & Richstone, D. O. 1998, *ApJL*, 492, L111+
- Bridle, A. H. & Perley, R. A. 1984, *ARA&A*, 22, 319
- Brotherton, M. S. 1996, *ApJS*, 102, 1
- Brotherton, M. S., Tran, H. D., Becker, R. H., Gregg, M. D., Laurent-Muehleisen, S. A., & White, R. L. 2001, *ApJ*, 546, 775
- Browne, I. W. A. & Murphy, D. W. 1987, *MNRAS*, 226, 601
- Cabanela, J. E., Humphreys, R. M., Aldering, G., Larsen, J. A., Odewahn, S. C., Thurmes, P. M., & Cornuelle, C. S. 2003, *PASP*, 115, 837
- Camenzind, M. 2005, *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 76, 98
- Canalizo, G., Max, C., Whysong, D., Antonucci, R., & Dahm, S. E. 2003, *ApJ*, 597, 823
- Cao, X. & Jiang, D. R. 1999, *MNRAS*, 307, 802
- . 2001, *MNRAS*, 320, 347
- Carroll, S. M., Press, W. H., & Turner, E. L. 1992, *ARA&A*, 30, 499
- Carswell, R. F. & Smith, M. G. 1978, *MNRAS*, 185, 381
- Cawthorne, T. V. 1991, *Interpretation of parsec scale jets (Beams and Jets in Astrophysics)*, 187–+
- Celotti, A., Padovani, P., & Ghisellini, G. 1997, *MNRAS*, 286, 415
- Chavushyan, V. 1995, PhD thesis, Russia
- Cohen, M. H., Cannon, W., Purcell, G. H., Shaffer, D. B., Broderick, J. J., Kellermann, K. I., & Jauncey, D. L. 1971, *ApJ*, 170, 207
- Cohen, M. H., Lister, M. L., Homan, D. C., Kadler, M., Kellermann, K. I., Kovalev, Y. Y., & Vermeulen, R. C. 2007, *ApJ*, 658, 232

-
- Collin, S., Boisson, C., Mouchet, M., Dumont, A.-M., Coupé, S., Porquet, D., & Rokaki, E. 2002, *A&A*, 388, 771
- Collin, S., Kawaguchi, T., Peterson, B. M., & Vestergaard, M. 2006, *A&A*, 456, 75
- Croom, S. M., Rhook, K., Corbett, E. A., Boyle, B. J., Netzer, H., Loaring, N. S., Miller, L., Outram, P. J., Shanks, T., & Smith, R. J. 2002, *MNRAS*, 337, 275
- Daly, R. A. 1990, *ApJ*, 355, 416
- della Ceca, R., Lamorani, G., Maccacaro, T., Wolter, A., Griffiths, R., Stocke, J. T., & Setti, G. 1994, *ApJ*, 430, 533
- Dietrich, M., Hamann, F., Shields, J. C., Constantin, A., Vestergaard, M., Chaffee, F., Foltz, C. B., & Junkkarinen, V. T. 2002, *ApJ*, 581, 912
- Dunlop, J. S. 2001, in *QSO Hosts and Their Environments*, ed. I. Márquez, J. Masegosa, A. del Olmo, L. Lara, E. García, & J. Molina, 3–+
- Elvis, M., Wilkes, B. J., McDowell, J. C., Green, R. F., Bechtold, J., Willner, S. P., Oey, M. S., Polomski, E., & Cutri, R. 1994, *ApJS*, 95, 1
- Emonts, B. H. C., Morganti, R., Oosterloo, T. A., Tadhunter, C.Ñ., & van der Hulst, J. M. 2005, in *ASPC, Vol. 331, Extra-Planar Gas*, ed. R. Braun, 353–+
- Eracleous, M. & Halpern, J. P. 2003, *ApJ*, 599, 886
- Espey, B. & Andreadis, S. 1999, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 162, Quasars and Cosmology*, ed. G. Ferland & J. Baldwin, 351–+
- Fabian, A. C. 1999, *Proceedings of the National Academy of Science*, 96, 4749
- . 2005, *Ap&SS*, 300, 97
- Falcke, H., Malkan, M. A., & Biermann, P. L. 1995, *A&A*, 298, 375
- Fan, J. H., Xie, G. Z., Li, J. J., Liu, J., Wen, S. L., Huang, R. R., Tang, Z. M., & Wang, Y. J. 1993, *ApJ*, 415, 113

- Fanaroff, B. L. & Riley, J. M. 1974, MNRAS, 167, 31P
- Ferrari, A. 1998, ARA&A, 36, 539
- Francis, P. J., Hewett, P. C., Foltz, C. B., Chaffee, F. H., Weymann, R. J., & Morris, S. L. 1991, ApJ, 373, 465
- Fraquelli, H. A., Storchi-Bergmann, T., & Levenson, N. A. 2003, MNRAS, 341, 449
- Gaskell, C. M. 1988, ApJ, 325, 114
- Gaskell, C. M. 2008, in Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, Vol. 32, Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, 1–11
- Ghisellini, G., Padovani, P., Celotti, A., & Maraschi, L. 1993, ApJ, 407, 65
- Ghisellini, G., Tavecchio, F., & Chiaberge, M. 2005, A&A, 432, 401
- Grandi, S. A. 1981, ApJ, 251, 451
- Greene, J. E. & Ho, L. C. 2005, ApJ, 630, 122
- Greenstein, J. L. & Schmidt, M. 1964, ApJ, 140, 1
- Gregory, P. C. & Condon, J. J. 1991, ApJS, 75, 1011
- Gregory, P. C., Scott, W. K., Douglas, K., & Condon, J. J. 1996, ApJS, 103, 427
- Gu, M., Cao, X., & Jiang, D. R. 2009, MNRAS, 396, 984
- Gurvits, L. I., Kellermann, K. I., & Frey, S. 1999, A&A, 342, 378
- Haas, M., Chini, R., Meisenheimer, K., Stickel, M., Lemke, D., Klaas, U., & Kreysa, E. 1998, ApJL, 503, L109+
- Hardcastle, M. J. & Worrall, D. M. 2000, MNRAS, 314, 359
- Heckman, T. M. 1990, in IAU Colloq. 124: Paired and Interacting Galaxies, ed. J. W. Sulentic, W. C. Keel, & C. M. Telesco, 359–382

-
- Högbom, J. A. 1974, *A&AS*, 15, 417
- Horiuchi, S., Fomalont, E. B., Taylor, W. K., Scott, A. R., Lovell, J. E. J., Moellenbrock, G. A., Dodson, R., Murata, Y., Hirabayashi, H., Edwards, P. G., Gurvits, L. I., & Shen, Z.-Q. 2004, *ApJ*, 616, 110
- Hovatta, T., Valtaoja, E., Tornikoski, M., & Lähteenmäki, A. 2009, *A&A*, 494, 527
- Howarth, I. D. 1983, *MNRAS*, 203, 301
- Humphreys, R. M., Landau, R., Ghigo, F. D., Zumach, W., & Labonte, A. E. 1991, *AJ*, 102, 395
- Impey, C. D., Lawrence, C. R., & Tapia, S. 1991, *ApJ*, 375, 46
- Ivezić, Ž., Menou, K., Knapp, G. R., Strauss, M. A., Lupton, R. H., Vanden Berk, D. E., Richards, G. T., Tremonti, C., Weinstein, M. A., Anderson, S., Bahcall, N. A., Becker, R. H., Bernardi, M., Blanton, M., Eisenstein, D., Fan, X., Finkbeiner, D., Finlator, K., Frieman, J., Gunn, J. E., Hall, P. B., Kim, R. S. J., Kinkhabwala, A., Narayanan, V. K., Rockosi, C. M., Schlegel, D., Schneider, D. P., Strateva, I., SubbaRao, M., Thakar, A. R., Voges, W., White, R. L., Yanny, B., Brinkmann, J., Doi, M., Fukugita, M., Hennessy, G. S., Munn, J. A., Nichol, R. C., & York, D. G. 2002, *AJ*, 124, 2364
- Jaffe, W., Ford, H. C., Ferrarese, L., van den Bosch, F., & O'Connell, R. W. 1993, *Nature*, 364, 213
- Jarvis, M. J. & McLure, R. J. 2002, *MNRAS*, 336, L38
- Joly, M. 1987, *A&A*, 184, 33
- Junor, W., Biretta, J. A., & Livio, M. 1999, *Nature*, 401, 891
- Kaspi, S., Maoz, D., Netzer, H., Peterson, B. M., Vestergaard, M., & Jannuzi, B. T. 2005, *ApJ*, 629, 61
- Kaspi, S., Smith, P. S., Netzer, H., Maoz, D., Jannuzi, B. T., & Giveon, U. 2000, *ApJ*, 533, 631

- Kellermann, K. I., Lister, M. L., Homan, D. C., Vermeulen, R. C., Cohen, M. H., Ros, E., Kadler, M., Zensus, J. A., & Kovalev, Y. Y. 2004, *ApJ*, 609, 539
- Kellermann, K. I. & Pauliny-Toth, I. I. K. 1969, *ApJL*, 155, L71+
- Kellermann, K. I., Pauliny-Toth, I. I. K., & Williams, P. J. S. 1969, *ApJ*, 157, 1
- Kellermann, K. I., Sramek, R., Schmidt, M., Shaffer, D. B., & Green, R. 1989, *AJ*, 98, 1195
- Kellermann, K. I., Sramek, R. A., Schmidt, M., Green, R. F., & Shaffer, D. B. 1994, *AJ*, 108, 1163
- Kellermann, K. I., Vermeulen, R. C., Zensus, J. A., & Cohen, M. H. 1998, *AJ*, 115, 1295
- Khachikian, E. Y. & Weedman, D. W. 1974, *ApJ*, 192, 581
- Koide, S., Shibata, K., Kudoh, T., & Meier, D. L. 2002, *Science*, 295, 1688
- Kong, M.-Z., Wu, X.-B., Wang, R., & Han, J.-L. 2006, *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, 6, 396
- Kormendy, J. & Richstone, D. 1995, *ARA&A*, 33, 581
- Kovalev, Y. A., Kovalev, Y. Y., & Nizhelsky, N. A. 2000, in *Astrophysical Phenomena Revealed by Space VLBI*, ed. H. Hirabayashi, P. G. Edwards, & D. W. Murphy, 193–198
- Kovalev, Y. Y., Kellermann, K. I., Lister, M. L., Homan, D. C., Vermeulen, R. C., Cohen, M. H., Ros, E., Kadler, M., Lobanov, A. P., Zensus, J. A., Kardashev, N. S., Gurvits, L. I., Aller, M. F., & Aller, H. D. 2005, *AJ*, 130, 2473
- Kovalev, Y. Y., Nizhelsky, N. A., Kovalev, Y. A., Berlin, A. B., Zhekanis, G. V., Mingaliev, M. G., & Bogdantsov, A. V. 1999, *A&As*, 139, 545
- Kraus, A., Krichbaum, T. P., Wegner, R., Witzel, A., Cimò, G., Quirrenbach, A., Britzen, S., Fuhrmann, L., Lobanov, A. P., Naundorf, C. E., Otterbein, K., Peng, B., Risse, M., Ros, E., & Zensus, J. A. 2003, *A&A*, 401, 161

-
- Krichbaum, T. P., Graham, D. A., Alef, W., Kraus, A., Sohn, B. W., Bach, U., Polatidis, A., Witzel, A., Zensus, J. A., Bremer, M., Greve, A., Grewing, M., Doeleman, S., Phillips, R. B., Rogers, A. E. E., Fagg, H., Strittmatter, P., Ziurys, L., Conway, J., Booth, R. S., & Urpo, S. 2004, in *European VLBI Network on New Developments in VLBI Science and Technology*, ed. R. Bachiller, F. Colomer, J.-F. Desmurs, & P. de Vicente, 15–18
- Kuraszkiewicz, J. K., Green, P. J., Forster, K., Aldcroft, T. L., Evans, I.Ñ., & Koratkar, A. 2002, *ApJS*, 143, 257
- La Franca, F., Gregorini, L., Cristiani, S., de Ruiter, H., & Owen, F. 1994, *AJ*, 108, 1548
- Lähteenmäki, A. & Valtaoja, E. 1999, *ApJ*, 521, 493
- Lawrence, C. R., Zucker, J. R., Readhead, A. C. S., Unwin, S. C., Pearson, T. J., & Xu, W. 1996, *ApJS*, 107, 541
- León-Tavares, J., Lobanov, A. P., Chavushyan, V. H., Arshakian, T. G., Doroshenko, V. T., Sergeev, S. G., Efimov, Y. S., & Nazarov, S. V. 2009, *ArXiv e-prints*
- Lister, M. L. & Homan, D. C. 2005, *AJ*, 130, 1389
- Lister, M. L. & Smith, P. S. 2000, *ApJ*, 541, 66
- Liu, Y., Jiang, D. R., & Gu, M. F. 2006, *ApJ*, 637, 669
- Lobanov, A. & Zensus, J. A. 2007, *Active Galactic Nuclei at the Crossroads of Astrophysics*, ed. A. P. Lobanov, J. A. Zensus, C. Cesarsky, & P. J. Diamond (Springer-Verlag), 147–+
- Lobanov, A. P. 1998, *A&A*, 330, 79
- Maccagni, D., Garilli, B., Barr, P., Giommi, P., & Pollock, A. 1989, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 334, BL Lac Objects, ed. L. Maraschi, T. Macca-
caro, & M.-H. Ulrich, 281–+

- Macchetto, F., Marconi, A., Axon, D. J., Capetti, A., Sparks, W., & Crane, P. 1997, *ApJ*, 489, 579
- Malkan, M. A. 1983, *ApJ*, 268, 582
- Markarian, B. E. 1967, *Astrofizika*, 3, 24
- Marscher, A. P., Jorstad, S. G., D’Arcangelo, F. D., Smith, P. S., Williams, G. G., Laktionov, V. M., Oh, H., Olmstead, A. R., Aller, M. F., Aller, H. D., McHardy, I. M., Lähteenmäki, A., Tornikoski, M., Valtaoja, E., Hagen-Thorn, V. A., Kopatskaya, E.Ñ., Gear, W. K., Tosti, G., Kurtanidze, O., Nikolashvili, M., Sigua, L., Miller, H. R., & Ryle, W. T. 2008, *Nature*, 452, 966
- Marziani, P., Dultzin-Hacyan, D., & Sulentic, J. W. 2006, *Accretion onto Supermassive Black Holes in Quasars: Learning from Optical/UV Observations (New Developments in Black Hole Research)*, 123–+
- Marziani, P., Sulentic, J. W., Zamanov, R., Calvani, M., Dultzin-Hacyan, D., Bachev, R., & Zwitter, T. 2003a, *ApJS*, 145, 199
- Marziani, P., Zamanov, R. K., Sulentic, J. W., & Calvani, M. 2003b, *MNRAS*, 345, 1133
- Massey, P., Strobel, K., Barnes, J. V., & Anderson, E. 1988, *ApJ*, 328, 315
- Matthews, T. A. & Sandage, A. R. 1963, *ApJ*, 138, 30
- Mattox, J. R., Hartman, R. C., & Reimer, O. 2001, *ApJS*, 135, 155
- McCarty, P. E. 1989, PhD thesis, THE UNIVERSITY OF TEXAS AT AUSTIN.
- McLure, R. J. & Dunlop, J. S. 2002, *MNRAS*, 331, 795
- . 2004, *MNRAS*, 352, 1390
- McLure, R. J. & Jarvis, M. J. 2002, *MNRAS*, 337, 109
- Meier, D. L., Koide, S., & Uchida, Y. 2001, *Science*, 291, 84

-
- Miller, L., Peacock, J. A., & Mead, A. R. G. 1990, MNRAS, 244, 207
- Monet, D. G., Levine, S. E., Canzian, B., Ables, H. D., Bird, A. R., Dahn, C. C., Guetter, H. H., Harris, H. C., Henden, A. A., Leggett, S. K., Levison, H. F., Luginbuhl, C. B., Martini, J., Monet, A. K. B., Munn, J. A., Pier, J. R., Rhodes, A. R., Rieke, B., Sell, S., Stone, R. C., Vrba, F. J., Walker, R. L., Westerhout, G., Brucato, R. J., Reid, I.Ñ., Schoening, W., Hartley, M., Read, M. A., & Tritton, S. B. 2003, AJ, 125, 984
- Murphy, D. W., Browne, I. W. A., & Perley, R. A. 1993, MNRAS, 264, 298
- Murray, N. & Chiang, J. 1997, ApJ, 474, 91
- Mushotzky, R. & Ferland, G. J. 1984, ApJ, 278, 558
- Napier, P. J., Bagri, D. S., Clark, B. G., Rogers, A. E. E., Romney, J. D., Thompson, A. R., & Walker, R. C. 1994, IEEE Proceedings, 82, 658
- Narayan, R. 2005, New Journal of Physics, 7, 199
- Neff, S. G. & Hutchings, J. B. 1990, AJ, 100, 1441
- Netzer, H. 1985, MNRAS, 216, 63
- . 1987, MNRAS, 225, 55
- Netzer, H. 1990, in *Active Galactic Nuclei*, ed. R. D. Blandford, H. Netzer, L. Woltjer, T. J.-L. Courvoisier, & M. Mayor, 57–160
- Netzer, H., Laor, A., & Gondhalekar, P. M. 1992, MNRAS, 254, 15
- Netzer, H., Mainieri, V., Rosati, P., & Trakhtenbrot, B. 2006, A&A, 453, 525
- Netzer, H. & Peterson, B. M. 1997, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 218, *Astronomical Time Series*, ed. D. Maoz, A. Sternberg, & E. M. Leibowitz, 85–+
- Netzer, H., Shemmer, O., Maiolino, R., Oliva, E., Croom, S., Corbett, E., & di Fabrizio, L. 2004, ApJ, 614, 558

- Norman, C. & Scoville, N. 1988, *ApJ*, 332, 124
- Oke, J. B. 1990, *AJ*, 99, 1621
- Orr, M. J. L. & Browne, I. W. A. 1982, *MNRAS*, 200, 1067
- Oshlack, A. Y. K.Ñ., Webster, R. L., & Whiting, M. T. 2002, *ApJ*, 576, 81
- Osmer, P. S. & Shields, J. C. 1999, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 162, *Quasars and Cosmology*, ed. G. Ferland & J. Baldwin, 235–+
- Osterbrock, D. E. 1977, *ApJ*, 215, 733
- . 1981, *ApJ*, 249, 462
- . 1989, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei* (Research supported by the University of California, John Simon Guggenheim Memorial Foundation, University of Minnesota, et al. Mill Valley, CA, University Science Books, 1989, 422 p.)
- Padovani, P. 1993, *MNRAS*, 263, 461
- Pen, U.-L. 1999, *ApJS*, 120, 49
- Peng, B., Kraus, A., Krichbaum, T. P., & Witzel, A. 2000, *A&AS*, 145, 1
- Peterson, B. M. 1993, *PASP*, 105, 247
- . 1997, *An Introduction to Active Galactic Nuclei* (An introduction to active galactic nuclei, Publisher: Cambridge, New York Cambridge University Press, 1997 Physical description xvi, 238 p. ISBN 0521473489)
- Peterson, B. M. 2001, in *Advanced Lectures on the Starburst-AGN*, ed. I. Aretxaga, D. Kunth, & R. Mújica, 3–+
- Peterson, B. M., Ferrarese, L., Gilbert, K. M., Kaspi, S., Malkan, M. A., Maoz, D., Merritt, D., Netzer, H., Onken, C. A., Pogge, R. W., Vestergaard, M., & Wandel, A. 2004, *ApJ*, 613, 682

-
- Peterson, B. M. & Wandel, A. 1999, *ApJL*, 521, L95
- Phillips, M. M. 1978, *ApJS*, 38, 187
- Pogge, R. W. & Peterson, B. M. 1992, *AJ*, 103, 1084
- Popović, L. Č., Stanić, N., Kubičela, A., & Bon, E. 2001, *A&A*, 367, 780
- Proga, D., Stone, J. M., & Kallman, T. R. 2000, *ApJ*, 543, 686
- Punsly, B. 2005, *ApJL*, 623, L9
- Quirrenbach, A., Witzel, A., Kirchbaum, T. P., Hummel, C. A., Wegner, R., Schalinski, C. J., Ott, M., Alberdi, A., & Rioja, M. 1992, *A&A*, 258, 279
- Rawlings, S. & Saunders, R. 1991, *Nature*, 349, 138
- Readhead, A. C. S. 1994, *ApJ*, 426, 51
- Rees, M. J. 1966, *Nature*, 211, 468
- . 1989, *MNRAS*, 239, 1P
- Rokaki, E., Lawrence, A., Economou, F., & Mastichiadis, A. 2003, *MNRAS*, 340, 1298
- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. 1979, *Astronomy Quarterly*, 3, 199
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525
- Schmidt, M. 1963, *Nature*, 197, 1040
- Schmidt, M. & Green, R. F. 1983, *ApJ*, 269, 352
- Schmitt, H. R., Donley, J. L., Antonucci, R. R. J., Hutchings, J. B., Kinney, A. L., & Pringle, J. E. 2003, *ApJ*, 597, 768
- Schuster, W. J. & Parrao, L. 2001, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, 37, 187
- Semenov, V., Dyadechkin, S., & Punsly, B. 2004, *Science*, 305, 978

- Serjeant, S., Rawlings, S., Lacy, M., Maddox, S. J., Baker, J. C., Clements, D., & Lilje, P. B. 1998, *MNRAS*, 294, 494
- Seyfert, C. K. 1943, *ApJ*, 97, 28
- Shakura, N. I. & Syunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- Shields, J. C. 2007, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 373, *The Central Engine of Active Galactic Nuclei*, ed. L. C. Ho & J.-W. Wang, 355–+
- Smith, P. S., Schmidt, G. D., Hines, D. C., Cutri, R. M., & Nelson, B. O. 2002, *ApJ*, 569, 23
- Sowards-Emmerd, D., Romani, R. W., & Michelson, P. F. 2003, *ApJ*, 590, 109
- Sowards-Emmerd, D., Romani, R. W., Michelson, P. F., & Ulvestad, J. S. 2004, *ApJ*, 609, 564
- Stickel, M., Meisenheimer, K., & Kuehr, H. 1994, *A&AS*, 105, 211
- Sulentic, J. W., Marziani, P., & Dultzin-Hacyan, D. 2000, *ARA&A*, 38, 521
- Terlevich, R., Tenorio-Tagle, G., Franco, J., & Melnick, J. 1992, *MNRAS*, 255, 713
- Tremaine, S., Gebhardt, K., Bender, R., Bower, G., Dressler, A., Faber, S. M., Filippenko, A. V., Green, R., Grillmair, C., Ho, L. C., Kormendy, J., Lauer, T. R., Magorrian, J., Pinkney, J., & Richstone, D. 2002, *ApJ*, 574, 740
- Trushkin, S. A., Verkhodanov, O. V., Chernenkov, V.Ñ., & Andernach, H. 2000, *Baltic Astronomy*, 9, 608
- Unger, S. W., Pedlar, A., Axon, D. J., Whittle, M., Meurs, E. J. A., & Ward, M. J. 1987, *MNRAS*, 228, 671
- Urry, C. M. & Padovani, P. 1995, *PASP*, 107, 803
- Valtaoja, E., Terasranta, H., Urpo, S., Nesterov, N. S., Lainela, M., & Valtonen, M. 1992, *A&A*, 254, 80

-
- Veilleux, S. 2002, in ASPC, Vol. 284, IAU Colloq. 184: AGN Surveys, ed. R. F. Green, E. Y. Khachikian, & D. B. Sanders, 111–+
- Verdoes Kleijn, G. A., de Zeeuw, P. T., Baum, S. A., O’Dea, C. P., van der Marel, R. P., Xu, C., Carollo, C. M., & Noel-Storr, J. 2001, in IAU Symposium, Vol. 205, Galaxies and their Constituents at the Highest Angular Resolutions, ed. R. T. Schilizzi, 62–+
- Verkhodanov, O. V., Trushkin, S. A., Andernach, H., & Chernenkov, V.Ñ. 1997, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 125, Astronomical Data Analysis Software and Systems VI, ed. G. Hunt & H. Payne, 322–+
- Verkhodanov, O. V., Trushkin, S. A., Andernach, H., & Chernenkov, V.Ñ. 2005, *Bull. Special Astrophys. Obs.*, 58, 118
- . 2009, *Data Science Journal*, 8, 34
- Verkhodanov, O. V., Trushkin, S. A., Chernenkov, V.Ñ., & Andernach, H. 2000, *Baltic Astronomy*, 9, 604
- Vermeulen, R. C. & Cohen, M. H. 1994, *ApJ*, 430, 467
- Veron, P., Lindblad, P. O., Zuiderwijk, E. J., Veron, M. P., & Adam, G. 1980, *A&A*, 87, 245
- Véron-Cetty, M.-P., Joly, M., & Véron, P. 2004, *A&A*, 417, 515
- Véron-Cetty, M. P. & Véron, P. 2000, *A&Ar*, 10, 81
- Véron-Cetty, M.-P. & Véron, P. 2003, *A&A*, 412, 399
- Vestergaard, M. 2004, in ASPC, Vol. 311, AGN Physics with the Sloan Digital Sky Survey, ed. G. T. Richards & P. B. Hall, 69–+
- Vestergaard, M. & Peterson, B. M. 2006, *ApJ*, 641, 689
- Vestergaard, M. & Wilkes, B. J. 2001, *ApJS*, 134, 1

Wandel, A. 1999a, *ApJ*, 527, 649

—. 1999b, *ApJ*, 527, 657

Wandel, A., Peterson, B. M., & Malkan, M. A. 1999, *ApJ*, 526, 579

Weedman, D. W. 1983, *ApJ*, 266, 479

White, R. L., Becker, R. H., Gregg, M. D., Laurent-Muehleisen, S. A., Brotherton, M. S., Impey, C. D., Petry, C. E., Foltz, C. B., Chaffee, F. H., Richards, G. T., Oegerle, W. R., Helfand, D. J., McMahon, R. G., & Cabanela, J. E. 2000, *ApJS*, 126, 133

White, R. L., Helfand, D. J., Becker, R. H., Glikman, E., & de Vries, W. 2007, *ApJ*, 654, 99

Whitney, A. R., Shapiro, I. I., Rogers, A. E. E., Robertson, D. S., Knight, C. A., Clark, T. A., Goldstein, R. M., Marandino, G. E., & Vandenberg, N. R. 1971, *Science*, 173, 225

Wills, B. J. & Browne, I. W. A. 1986, *ApJ*, 302, 56

Wills, B. J., Uomoto, A. K., Wills, D., & Netzer, H. 1980, *ApJ*, 237, 319

Wills, B. J., Wills, D., Breger, M., Antonucci, R. R. J., & Barvainis, R. 1992, *ApJ*, 398, 454

Wright, A. & Otrupcek, R. 1990, in *PKS Catalog (1990)*, 0–+

Wu, X.-B., Wang, R., Kong, M. Z., Liu, F. K., & Han, J. L. 2004, *A&A*, 424, 793

Zensus, J. A. 1997, *ARA&A*, 35, 607

Zensus, J. A., Ros, E., Kellermann, K. I., Cohen, M. H., Vermeulen, R. C., & Kadler, M. 2002, *AJ*, 124, 662

Zhang, X.-G., Dultzin-Hacyan, D., & Wang, T.-G. 2006, *MNRAS*, 372, L5

Zheng, W., Kriss, G. A., & Davidsen, A. F. 1995, *ApJ*, 440, 606