



Universidad de Granada

Programa de Doctorado en Física y Matemáticas

TESIS DOCTORAL

**Estudio de las regiones más internas en jets relativistas: campo magnético y estructura del jet en el quásar NRAO 150.**

**Sol Natalia Molina**

Instituto de Astrofísica de Andalucía (CSIC)

Director:

**Dr. José Luis Gómez Fernández**

co-Director:

**Dr. Juan Iván Agudo Rodríguez**

Granada, 2014

Editor: Editorial de la Universidad de Granada  
Autor: Sol Natalia Molina  
D.L.: GR 340-2015  
ISBN: 978-84-9083-285-1



# Declaración

La doctoranda Sol Natalia Molina y los directores de la Tesis José Luis Gómez Fernández y Juan Iván Agudo Rodríguez garantizamos al firmar esta tesis doctoral que el trabajo ha sido realizado por la doctoranda bajo la dirección de los directores de la tesis y, hasta donde nuestro conocimiento alcanza, en la realización del trabajo se han respetado los derechos de otros autores a ser citados cuando se han utilizado sus resultados o publicaciones.

Granada, a 24 de septiembre de 2014



Sol Natalia Molina



José Luis Gómez Fernández



Juan Iván Agudo Rodríguez

# Al Universo ...

por crearnos, y crearlo todo a partir de un punto infinitesimal...

porque a partir de elementos químicos generados en estrellas ha logrado construir seres pensantes, que se preguntan de donde vienen, y se detienen a observar esas estrellas lejanas de donde provienen...

por brindarnos la posibilidad mágica de experimentar la vida y aprender un poco más, día a día..

---

Un ser humano es parte del todo, llamado por nosotros “Universo”, una parte limitada en el tiempo y el espacio. Se experimenta a sí mismo, sus pensamientos y sentimientos como algo separado del resto - una especie de ilusión óptica de su conciencia. El esfuerzo para liberarse de este engaño es el único asunto de la verdadera religión. No para alimentar la ilusión, sino para tratar de superarla, este es el camino para alcanzar una medida asequible de paz en la mente.

Albert Einstein, carta de 1950,  
citada en el New York Times en 1972.

No creáis nada por el simple hecho de que muchos lo crean o finjan que lo creen; creedlo después de someterlo al dictamen de la razón y a la voz de la conciencia.

Gautama Buda

Creo que la espiritualidad y la ciencia constituyen aproximaciones analíticas diferentes aunque complementarias entre sí, que comparten el mismo objetivo ulterior, la búsqueda de la verdad. En este terreno, es mucho lo que pueden aprender una de la otra, y juntas pueden contribuir a la expansión de los horizontes del conocimiento y el saber humanos.

Dalai Lama, “El universo en un sólo átomo”

# *Agradecimientos*

Me parece muy bonito que las primeras páginas de este trabajo sean los agradecimientos, porque agradecer y ser consciente de todo lo bueno que se tiene en la vida es lo fundamental para sembrar la felicidad. Por esta razón empezar por agradecer me parece la clave del éxito en todos los aspectos.

Lo primero que quiero agradecer es la oportunidad de poder estar aquí escribiendo esto. Esto se lo debo principalmente a José Luis Gómez Fernández, mi director de Tesis, que entre muchas personas me eligió para darme este lugar en el Instituto de Astrofísica de Andalucía y me ayudó en mis primeros pasos en Granada. No sólo esto, sino luego se ha ocupado seriamente de mi formación como investigadora, enseñándome con mucha paciencia, dedicación y cariño. También ha sabido exigirme en los momentos oportunos pero siempre como un padre lo hace con un hijo, con la finalidad última de que sea mejor. Tal vez no sea necesario decirlo pero por supuesto este trabajo no hubiera sido posible sin su guía. También quiero agradecer profundamente a Iván Agudo que me ha enseñado mucho de ciencia y humanidad, ayudándome a dar los primeros pasos como científica y siempre alentándome en los momentos difíciles. Sin su apoyo este trabajo tampoco hubiera llegado a buen puerto.

A mi familia por supuesto tengo que agradecer la oportunidad de haber venido a este mundo, a mis padres, que tanto me aman, que me han transmitido el amor por el conocimiento y que han dejado de lado sus propios intereses por criarme libre y feliz. A mi madre por haberse prestado en cuerpo y alma para hacerme lugar en este mundo y mi padre que me ha ayudado a sostener el objetivo definido a través de viento y marea.

A Gabi tengo que agradecerle enormemente por elegirme como compañera de viaje en esta aventura que es la vida, sin él estaría un poco más loca, menos feliz y con un rumbo menos definido. Gracias por apoyarme y aguantarme en todo momento. Sos el elemento tierra que a menudo le falta a mi espíritu volador, haces que esta experiencia de la vida tenga sentido. Muchas gracias también a Diego, por haberme introducido en el conocimiento de nuevos aspectos de la vida, los cuales han sido principal motivación en este último tiempo de pruebas complejas.

Para ser justos debería agradecer a todos los maestros, que desde el preescolar me han enseñado, tanto conocimiento intelectual como humano. Creo que me extendería demasiado si aquí los menciono a todos. De todas formas, lo que no puedo dejar de agradecer es la oportunidad que he tenido en mi país, Argentina, de beneficiarme con una educación gratuita y de buena calidad, desde preescolar hasta la universidad. Creo que todos debemos trabajar para que ésta sea una realidad en todos los países del mundo.

A mis compañeros de viaje aquí en el Instituto sin los cuales esto hubiera sido más un tormento que un viaje alegre como lo sigue siendo. A Rubén (que todo lo sabe y siempre nos ayuda en las cosas técnicas que los demás somos menos expertos), a Fran (que es quien nos ha unido a todos con sus risas, chistes y guarrerías), a Caro (mi compañera de andanzas que me ha enseñado también muchas cosas de jets), a Zaira, a Lore, Francesco, Fede, Mirjana, Clara, Domi, Sara, Juanma, Jesús, a Martiña (que en un momento de desesperación me ayudo con su experiencia en programación), a Alba, Laura, Alberto y la verdad podría mencionar a muchas personas que en distintos momentos han aportado a mi bienaventuranza por el IAA pero esto sería interminable... a todos muchas gracias!

A mis amigos de la aventura, con los que he logrado ver el mundo desde las alturas mientras compartíamos hermosos momentos: Javi, Silvia, Eresé, Brezo y Pablo; y a mi familia granadina: a Mar, Erika, Tere, Lola, Paqui, Patri, Dani, Antonio, Carmen y Pepe.

Por último quiero dar las gracias a mi hermano del alma y también de sangre, Diego, con el que compartimos el entusiasmo por ver a este mundo todos los días un poco mejor. Perdón por la distancia física que hemos mantenido por muchos años debido a mis estudios en diversos sitios, pero que sepas que en lo profundo estamos unidos por algo más esencial, que es el entusiasmo por crear un mundo mejor a cada paso que damos.

A todos ustedes que han hecho de Granada mi hogar durante estos años, y que construyen un mundo mejor todos los días les dedico esta Tesis.....



# Índice de contenidos

<b>1</b>	<b>Resumen</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Jets presentes en numerosos escenarios astrofísicos</b>	<b>3</b>
<b>3</b>	<b>Núcleos activos de galaxias</b>	<b>9</b>
<b>4</b>	<b>Jets en AGN</b>	<b>15</b>
4.1	Formación y Colimación . . . . .	15
4.2	Aspectos Observacionales . . . . .	16
4.3	Procesos Radiativos . . . . .	21
4.3.1	Emisión Sincrotrón . . . . .	21
4.3.1.1	Emisión Sincrotrón de un solo electrón . . . . .	21
4.3.1.2	Emisión Sincrotrón de un conjunto de electrones . . . . .	23
4.3.1.3	Polarización de la Emisión Sincrotrón . . . . .	26
4.3.2	Radiación por efecto inverso Compton . . . . .	28
4.4	Efectos relativistas y retrasos temporales . . . . .	29
4.4.1	Velocidades Superlumínicas . . . . .	29
4.4.2	Aberración de la luz . . . . .	31
4.4.3	Reforzamiento Doppler . . . . .	31
<b>5</b>	<b>Modelo de jet relativista</b>	<b>33</b>
5.1	Ondas de choque . . . . .	35
5.1.1	Influencia de ondas de choque en la polarización del jet . . . . .	36
<b>6</b>	<b>Cambios en la orientación del jet</b>	<b>39</b>
6.1	Precesión . . . . .	39
6.2	Perturbaciones en el jet . . . . .	41
6.3	Variaciones herráticas . . . . .	42
6.4	Rotación interna del material . . . . .	43
6.4.1	Evidencias observacionales de campo magnético helicoidal . . . . .	46
<b>7</b>	<b>Interferometría de muy larga base (VLBI)</b>	<b>51</b>
7.1	Instrumentos interferométricos actuales . . . . .	53
7.1.1	Interferómetros de muy larga línea de base . . . . .	54
7.1.2	Interferómetros conexos . . . . .	57
7.1.3	Interferometría con antenas en el espacio . . . . .	58
7.1.4	Interferometría en alta frecuencia . . . . .	58
<b>8</b>	<b>El quásar NRAO150</b>	<b>61</b>
<b>9</b>	<b>Observaciones y calibración de datos</b>	<b>65</b>
9.1	Primeras calibraciones en fase . . . . .	66
9.2	Calibraciones en amplitud . . . . .	67
9.3	Correcciones para datos en polarización . . . . .	68
9.4	Calibración en fase . . . . .	68
9.5	Calibración en fase para datos con polarización . . . . .	71

9.6	Obtención de imágenes . . . . .	74
9.7	Consideraciones especiales en calibración de datos a 86 GHz obtenidos con GMVA . . . . .	76
<b>10</b>	<b>Resultados del estudio del jet en el quásar NRAO 150</b>	<b>79</b>
10.1	Identificación de componentes de emisión . . . . .	85
10.2	Alineación de imágenes . . . . .	86
10.3	Rotación entre épocas . . . . .	92
10.4	Índice espectral . . . . .	94
10.5	Estructura en polarización lineal y la distribución de los vectores eléctricos . . . . .	101
10.5.1	Evidencias de campo magnético toroidal . . . . .	102
10.5.2	Mapas de grado de polarización lineal . . . . .	103
<b>11</b>	<b>Nuevo Modelo Cinemático: Rotación Interna del jet</b>	<b>111</b>
11.1	Análisis de la cinemática . . . . .	111
11.2	Nuevo Modelo Cinemático . . . . .	112
<b>12</b>	<b>Estudio Multi-rango espectral</b>	<b>119</b>
12.1	Programas de monitorizado de jets relativistas . . . . .	121
12.1.1	Programa de monitorizado en longitud de onda óptica: <i>Monitoring AGN with Polarimetry at the Calar Alto Telescopes</i> (MAPCAT) . . . . .	122
12.1.2	Monitorizado en longitud de onda milimétrica: POLAMI y MAPI . . . . .	125
12.1.3	Contribuciones a programas internacionales multi-rango espectral . . . . .	128
12.2	Estudio multi-rango espectral del quásar 3C 454.3 . . . . .	132
12.3	Estudio multi-rango espectral del blazar AO 0235+16 . . . . .	144
12.4	Estudio multi-rango espectral del blazar BL Lac . . . . .	148
<b>13</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>151</b>
13.1	Trabajo Futuro . . . . .	156
	<b>Bibliografía</b>	<b>159</b>

# 1

## Resumen

EN esta Tesis se presenta un estudio observacional con alta resolución angular de las regiones más internas de los jets relativistas en galaxias con núcleos activos (AGN). Algunas de las cuestiones abiertas fundamentales que se intentan esclarecer actualmente en la física de jets es la estructura del campo magnético, el papel que juega éste en la dinámica del jet y en los procesos de emisión, así como también la determinación de las regiones que emiten en altas energías y el mecanismo responsable de dicha emisión. Con el objetivo de contribuir al entendimiento de estos procesos, en la presente Tesis se presenta el estudio del jet en el quásar NRAO 150, (análisis de su emisión en flujo total y polarizado, campo magnético y dinámica de las regiones más internas del jet) y también los resultados obtenidos del seguimiento en el óptico y ondas milimétricas de una muestra de 36 AGN como parte de estudios multi-rango espectral.

En el estudio del jet en el quásar NRAO 150 se han calibrado y analizado datos obtenidos con los interferómetros VLBA y GMVA a 8, 15, 22, 43 y 86 GHz en flujo total y polarizado. Los datos interferométricos a 86 GHz muestran la mejor resolución angular que se puede obtener hasta la fecha en astrofísica, y en esta Tesis se incluye el primer estudio multi-época en polarización realizado con el GMVA. El estudio espectral de la fuente ha mostrado que en las regiones más internas, el jet muestra un comportamiento aproximadamente homogéneo y ópticamente delgado, y no existe ninguna región que pueda identificarse inequívocamente como el núcleo del jet. A bajas frecuencias se ha medido un grado de polarización excesivamente bajo, lo que sumado a resultados de trabajos anteriores sugiere que el jet, en las regiones más internas, apunta en la dirección del observador con un ángulo aproximadamente nulo. En las regiones más internas (observadas en imágenes a 22, 43 y 86 GHz) se observa una estructura de los vectores magnéticos que son consistentes con una estructura toroidal del campo magnético visto con un ángulo muy pequeño desde la línea de la visual. Esta Tesis presenta por tanto las primeras evidencias observacionales directas de la existencia de un campo magnético toroidal en jets, como ha sido predicho en numerosos estudios teóricos y simulaciones numéricas.

También se ha estudiado la cinemática de las regiones más internas del jet en NRAO 150 con la finalidad de entender el proceso de jet *wobbling* observado previamente

---

en esta fuente. Este proceso se observa como un cambio de dirección de las regiones más internas del jet, pero su origen físico hasta la fecha no ha sido esclarecido. En esta Tesis se presenta un nuevo modelo cinemático que explica el aparente cambio de dirección del jet en las regiones internas como una rotación de las componentes siguiendo una trayectoria helicoidal, la cual al ser vista casi de frente se observa como una rotación de las mismas en el plano del cielo. Este modelo ha sido capaz de reproducir la trayectoria de las componentes observadas en las imágenes a 43 GHz durante 12 años, y también podría utilizarse en la interpretación del jet *wobbling* en otras fuentes.

Por otro lado también se ha estudiado una muestra de los 36 AGN más brillantes en rayos  $\gamma$  como parte de colaboraciones con proyectos multi-rango espectral. La principal finalidad de estos proyectos es estudiar la emisión de los jets en todas las frecuencias de observación posibles para lograr un mejor entendimiento de las regiones de emisión en altas energías y el mecanismo responsable de dicha emisión. Para esto se han monitorizado las 36 fuentes mensualmente en longitud de onda del óptico y semanalmente en ondas milimétricas. Estas colaboraciones han dado como resultado numerosas publicaciones, de las que en esta Tesis se destacan los trabajos de las fuentes 3C 454.3, AO 0235+16 y BL Lac. Las curvas de luz a lo largo de todo el espectro electromagnético muestran períodos de baja actividad intercalados con estallidos de emisión, que muestran contrapartida en todas las frecuencias de observación. Se han estudiado los posibles procesos de emisión en altas energías, *Synchrotron Self-Compton* o Compton externo, encontrándose que ambos pueden estar presentes en una misma fuente, y uno dominar sobre el otro en distintos *flares*. Se ha encontrado que la emisión en altas energías se produce muy probablemente a parsecs de distancia del motor central, debido al paso de componentes a través del núcleo en ondas milimétricas, asociado con un choque de recolimación.

# 2

## Jets presentes en numerosos escenarios astrofísicos

Los jets son chorros de materia colimada que se observan en numerosos escenarios astrofísicos, desde el nacimiento o muerte de una estrella hasta los centros de galaxias activas.

El descubrimiento de este tipo de objetos data de 1918 por Heber D. Curtis, quien observó el jet presente en la galaxia elíptica M87 con telescopios ópticos y lo describió como “un curioso rayo recto ...aparentemente conectado con el núcleo por una delgada línea de materia” (ver Fig. 2.1). Sin embargo tuvieron que pasar 50 años hasta que el desarrollo de la interferometría en longitud de onda de radio consiguió alcanzar la resolución necesaria para estudiar la estructura de estos flujos de materia, denominados jets. Fue a partir del descubrimiento de la síntesis de apertura, por el que en 1974 Martin Ryle obtuvo el premio Nobel de física, cuando fue posible obtener imágenes con una resolución angular sin precedentes, y se logró confirmar la naturaleza relativista de los jets en núcleos activos de galaxias.

Pero los jets no sólo se encuentran presentes en galaxias, sino en un amplio espectro de escenarios astrofísicos. Algunos ejemplos son el nacimiento de estrellas, los microcuásares, los últimos estadios de una estrella AGB (en inglés *asymptotic giant branch*), o procesos muy extremos como los estallidos de rayos gamma (en inglés *gamma ray burst*, o GRB).

En todos los casos la formación de los jets se explica a través de un modelo en el cual deben existir tres componentes fundamentales: un objeto compacto o muy masivo, un disco de acrecimiento en rotación, y dos jets colimados y antiparalelos; variando las características de estos elementos de acuerdo al escenario astrofísico que se esté estudiando. El objeto compacto o masivo se encuentra rodeado del disco de acrecimiento y todo este sistema es atravesado por un campo magnético que extrae material del disco y lo colima formando los jets. Para que el material pueda ser extraído debe alcanzar una velocidad igual o superior a la velocidad de escape, siendo ésta proporcional a la raíz cuadrada de la masa del objeto compacto.

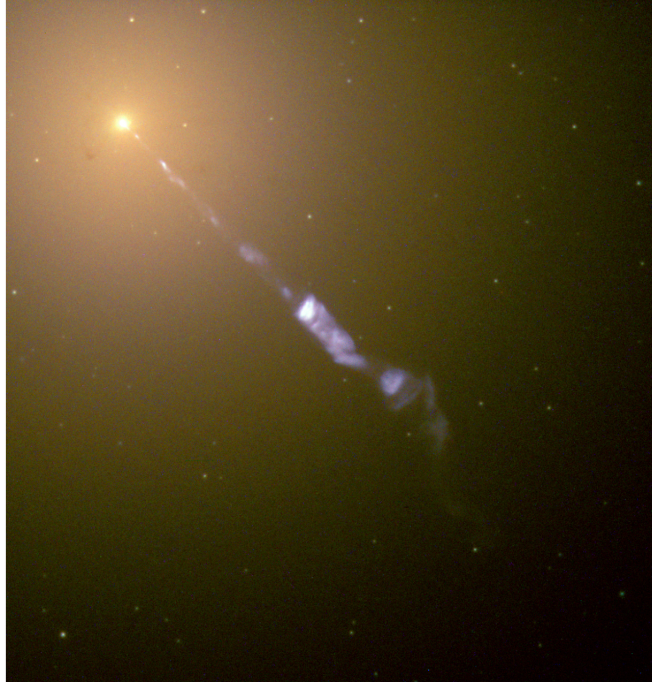


FIG. 2.1: Imagen del jet en la galaxia activa M87 en longitud de onda óptica obtenida con el Telescopio Espacial Hubble. Créditos: NASA and The Hubble Heritage Team.

Por lo tanto, en el caso de sistemas con un agujero negro central los jets alcanzan velocidades relativistas.

A continuación se describen algunos de los escenarios astrofísicos en los que comúnmente podemos encontrar jets, lo que nos permitirá entender mejor sus propiedades.

En el caso de formación estelar, el modelo más aceptado propone que estos objetos se forman a partir de una nube molecular en colapso gravitatorio, dando lugar a la formación de una protoestrella. Ésta está rodeada de un disco de acrecimiento que transporta gas y polvo desde la envoltura del sistema hasta el objeto central. Todo el sistema está en rotación. Una consecuencia natural de este proceso de formación estelar es la existencia de jets formados con parte del material del disco. A su vez, los jets permiten la pérdida de material y momento angular del disco, dando lugar a la formación de la estrella. En este tipo de escenarios el objeto compacto o masivo es la estrella en formación, y como no es un objeto muy masivo (si se compara con agujeros negros estelares o supermasivos) la velocidad del material en el jet es relativamente baja (del orden de 200 a 1000 km  $s^{-1}$ ) (Marti et al. 1995; Pech et al. 2010). Recientemente, en el año 2010, se han observado los primeros indicios de que estos objetos emiten radiación sincrotrón, lo que implica que los electrones que forman el jet poseen energías internas relativistas (Carrasco-González et al. 2010). En la Fig. 2.2 se muestra un mapa del jet generado por la protoestrella en la región de HH 80-81 obtenido a 5 GHz.

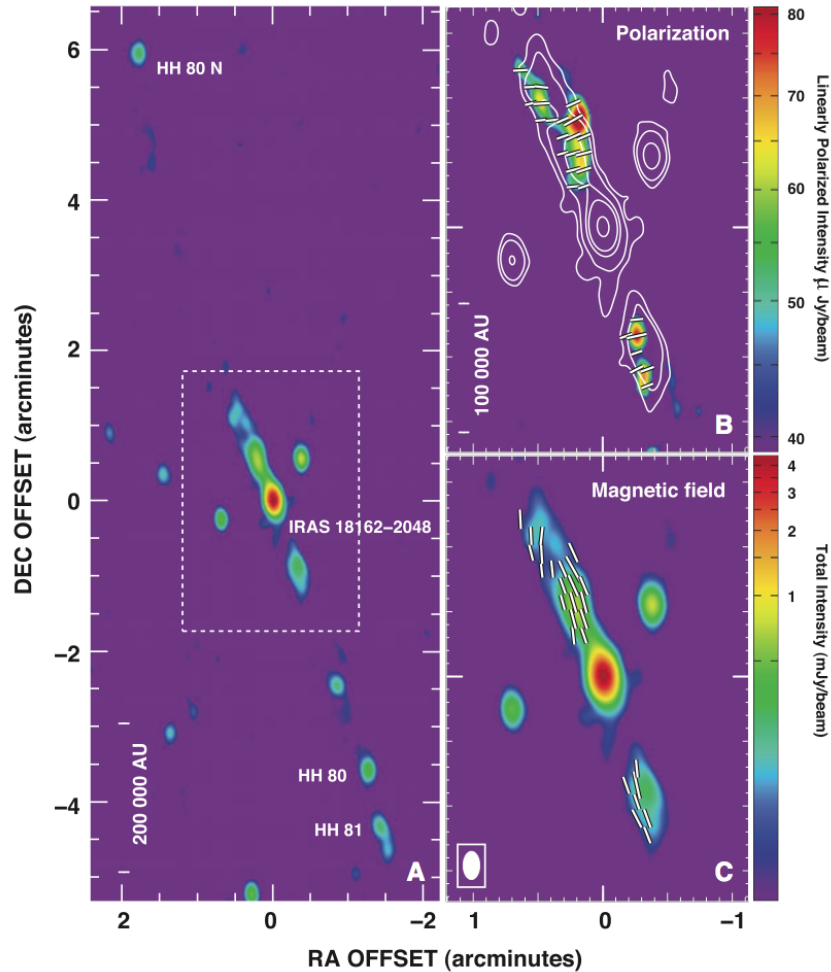


FIG. 2.2: Imagen de la región de HH 80-81 en longitud de onda de radio (5 GHz). La región denominada IRAS 18162-2048, en la imagen A, está asociada a la protoestrella en formación. Las regiones HH 80N, HH80 y HH 81 son zonas brillantes del jet, el cual muestra una extensión de  $\sim 5.3$  pc. Con barras blancas se representa la dirección de la polarización en la imagen B, y la dirección del campo magnético en la imagen C. Reproducido de Carrasco-González et al. (2010).

Otro escenario en el que se observan jets son los microcuásares. Estos objetos son sistemas binarios estelares formados por un objeto compacto (un agujero negro o una estrella de neutrones) y una estrella evolucionada (ver Fig. 2.3) (Mirabel & Rodríguez 1999; Pakull et al. 2010). Si los dos objetos están lo suficientemente cerca la estrella evolucionada transfiere material al objeto compacto, acumulándose en torno a éste en forma de disco. Este disco se calienta y emite intensamente en la región del espectro de los rayos X duros. Por esta razón este tipo de objetos fueron identificados inicialmente como binarias de rayos X. Parte de este material es acretado por el objeto compacto y parte es eyectado en forma de jets relativistas. Estos jets pueden ser desde moderadamente relativistas, con velocidades del fluido de  $\sim 0.2 c$ , hasta jets altamente relativistas con velocidades de  $\sim 0.92 c$ . En estos objetos se pueden observar grandes variaciones en la emisión en escalas pequeñas de tiempo (del orden

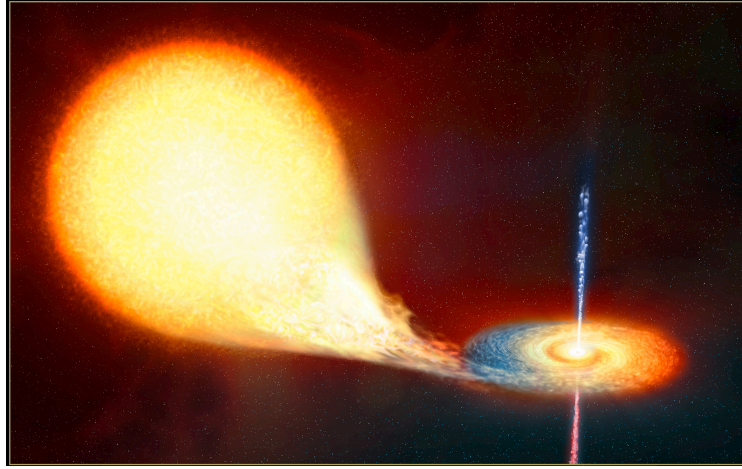


FIG. 2.3: Representación artística de un microcuásar. Créditos ESA/Hubble.

de días) dado que la escala de variabilidad es proporcional a la masa del agujero negro (Marscher et al. 2002). En este sentido es interesante estudiar estos objetos ya que se puede monitorizar su evolución en una escala temporal considerablemente pequeña.

Durante los últimos estadios de la vida de una estrella también se forman jets. Cuando una estrella consume todo el hidrógeno de su núcleo éste se contrae, aumentando su temperatura a la vez que las capas más externas que rodean la estrella se expanden y enfrían. Si la estrella es de baja masa (entre 0.5 y 10 masas solares) entra en la rama asintótica de las gigantes rojas o AGB. De esta forma la estrella va expulsando las capas más externas y perdiendo masa hasta reducirse a un núcleo rodeado de material, lo que se denomina protonebulosa planetaria. Se espera que la expansión de las capas externas de la estrella se produzca de forma esférica, pero en numerosos de estos objetos se han observado nebulosas planetarias con morfologías muy diversas y asimétricas (ver Fig. 2.4). Esta asimetría se debe a la presencia de jets formados durante la etapa final de AGB o el comienzo de la protonebulosa planetaria (Miranda et al. 2001; Sahai et al. 2003; Sahai 2003; Sahai & Morris 2003). Estos jets pueden estar generados por la interacción de la estrella en etapa de AGB con un objeto compacto cercano, con el cual forma un sistema binario. En algunos objetos (e.g. la estrella AGB V Hydrae, Sahai et al. 2003, o la protonebulosa planetaria CRL 618, Riera et al. 2014) se han llegado a medir velocidades del material en los jets del orden de cientos de  $\text{km s}^{-1}$ .

Por otro lado, si la estrella progenitora es masiva (de varias decenas la masa del Sol) y el jet generado apunta en la dirección de la tierra, podría producirse uno de los fenómenos más extremos del Universo, los GRBs (Tanvir et al. 2010). Estos objetos son observados en galaxias lejanas y el plasma del que está formado el jet suele presentar velocidades ultrarelativistas, con factores de Lorentz  $\Gamma > 100$ .

Por último, los jets generados en el centro de galaxias activas (o AGN, por sus siglas en inglés, *Active Galactic Nuclei*) son los objetos que emiten más cantidad de energía





FIG. 2.4: Imágenes de las protonebulosas planetarias CRL 618 (izquierda) y Hen 3-1475 (derecha). Créditos: ESA/Hubble & NASA.

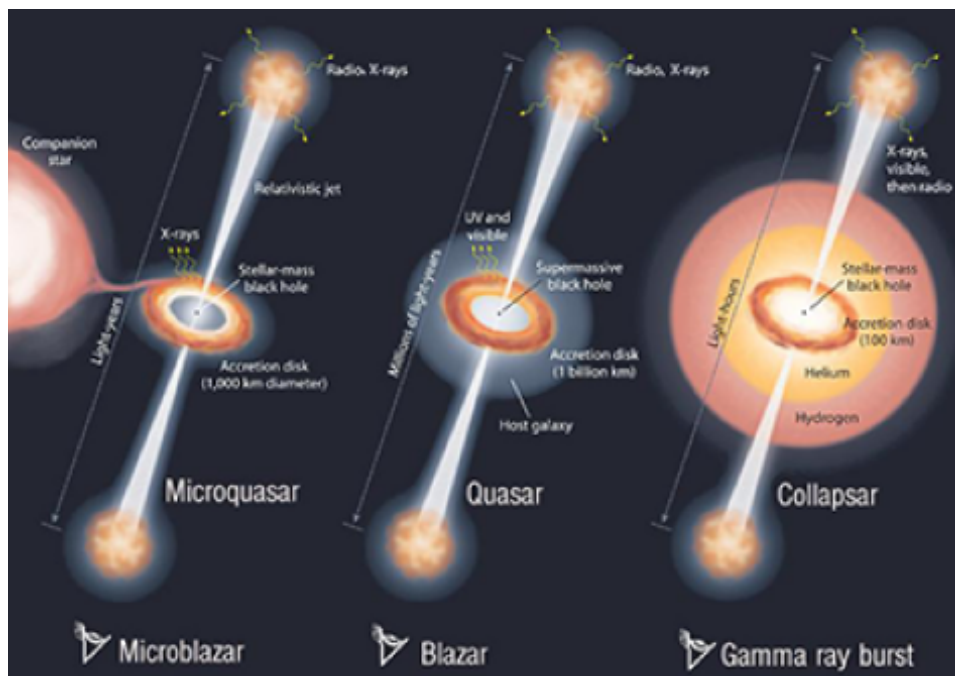


FIG. 2.5: Esquema de tres escenarios astrofísicos a muy diferentes escalas en los que se observan jets. De izquierda a derecha se representa el caso de los microcuásares, los jets en galaxias activas y los estallidos de rayos gamma. Reproducido de Mirabel & Rodríguez (2002).

---

continuada en el tiempo, y sus jets pueden llegar a tener tamaños del orden del Mpc. En estos sistemas el objeto compacto es un agujero negro que puede tener entre  $10^6$  y  $10^{10}$  masas solares. La velocidad del material en este tipo de objetos es relativista y el factor de Lorentz puede llegar a valores del orden de  $\Gamma \sim 20$  e incluso en algunos casos se han llegado a medir factores de Lorentz del orden de  $\sim 40$  (Jorstad et al. 2005). En la Fig. 2.1 se puede ver la imagen del jet relativista en la galaxia activa M87.

Si bien los escenarios aquí mostrados presentan diferencias sustanciales, el modelo que explica la formación de los jets es básicamente el mismo (ver Fig. 2.5). Por esta razón el estudio de este tipo de objetos en alguno de los escenarios mostrados anteriormente ayuda a la comprensión general de la física de los mismos.

Este trabajo se centra en el estudio de jets en AGN. A pesar de que estos objetos se encuentran a grandes distancias, emiten enormes cantidades de energía y muestran estructuras muy extensas, lo que permite su estudio con una resolución angular sin precedentes en astronomía gracias a la técnica de interferometría de muy larga base (VLBI, por sus siglas en inglés).

# 3

## Núcleos activos de galaxias

Las galaxias con núcleo activo están caracterizadas por emitir enormes cantidades de energía en todo el espectro electromagnético, desde longitud de onda de radio hasta rayos  $\gamma$ . En muchos casos estos objetos llegan a mostrar luminosidades del orden de  $10^4$  veces la luminosidad de una galaxia típica (Krolik 1999). Estos objetos muestran variabilidad en su emisión en escala de días, o incluso horas, lo cual requiere que la fuente de emisión sea extremadamente compacta.

A medida que se ha avanzado en el estudio de los AGN se han detectado objetos con características espectrales y de emisión muy diversos. Por ejemplo, algunos presentan fuerte emisión en radio, mientras otros AGN no la muestran, o intensas líneas de emisión que se observan en algunos AGN y en otros ni siquiera se detectan líneas espectrales. A pesar de esto, el modelo unificado (Antonucci 1993) propone que todos los tipos de AGN son esencialmente el mismo sistema, y explica las diferencias en la emisión a partir de los diferentes ángulos bajo el cual es observado el sistema. En la Fig. 3.1 se pueden ver los distintos componentes que incluye este modelo.

Básicamente, el modelo unificado ubica un agujero negro supermasivo (con masa entre  $10^6$  y  $10^{10}$  masas solares) en el centro de la galaxia activa, rodeado de un disco de acrecimiento. El material en el disco rota, y las regiones más cercanas al agujero negro son las más influenciadas gravitatoriamente por el objeto compacto y por lo tanto rotan más rápidamente. Se crea en el disco una rotación diferencial, en la cual diferentes anillos dentro del disco poseen diferentes velocidades. Debido a esto, el material en el disco se calienta y emite la mayor parte de la radiación que se observa de estos objetos, desde longitud de onda del óptico hasta rayos X.

Rodeando las regiones centrales (agujero negro y disco de acrecimiento) se encuentra una región denominada región de líneas anchas (en inglés *broad line region*, o BLR) que posee un tamaño típico menor que 1 pc. En esta zona hay regiones densas de gas que se mueven a gran velocidad (del orden de 10.000 km/s), lo que produce líneas de emisión en el rango óptico y ultravioleta del espectro, ensanchadas debido a su alta velocidad. Existe otra región a mayores distancias de la región central (típicamente a más de 100 pc) denominada de líneas estrechas (en inglés *narrow line region*, o

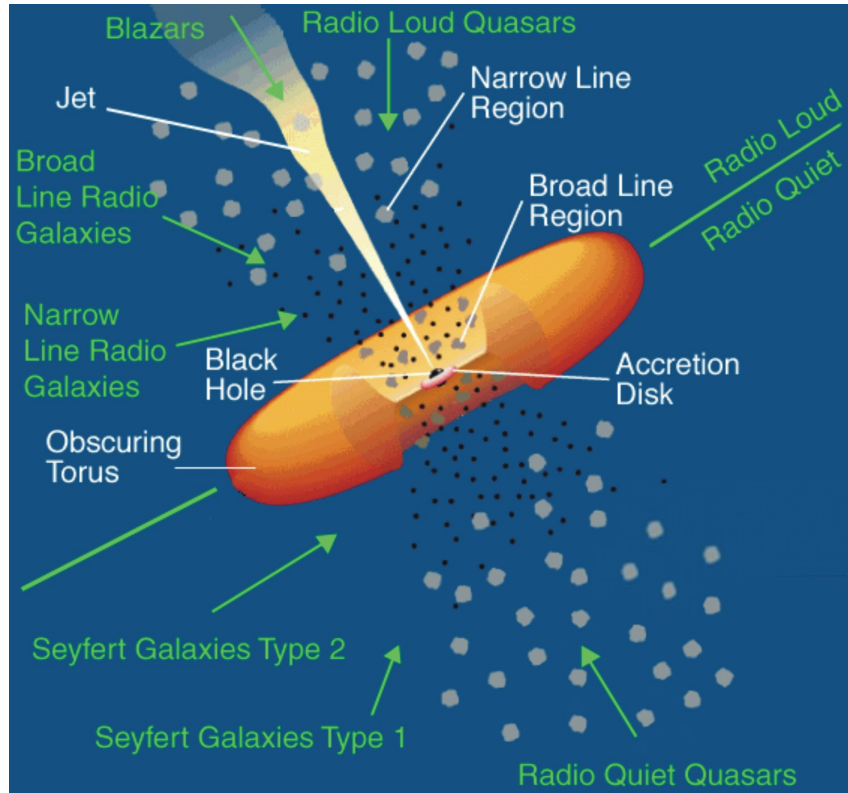


FIG. 3.1: Esquema del Modelo Unificado de AGN. Credit: M. Polletta, ITESRE/CNR, Bologna, Italy. Reproducido de Urry & Padovani (1995).

NLR). En esta zona las nubes de gas se mueven más lentamente (entre 300 y 500 km/s típicamente) y por lo tanto se producen líneas espectrales delgadas.

Para explicar la emisión de los distintos tipos de AGN, el modelo unificado propone la existencia de un toroide formado por gas y polvo, que emite radiación térmica predominantemente en longitudes de onda infrarrojas. Este toroide está ubicado a algunos pc de distancia del agujero negro rodeando la región central, lo que produce absorción de la radiación proveniente del disco de acrecimiento y la región de líneas anchas si observamos a través del mismo. Las líneas generadas en la región de líneas estrechas se siguen observando a pesar de que observemos a través del toroide de gas, ya que esta región se encuentra más alejada de la región central y no es ocultada por el toroide.

Por esta razón si observamos el AGN de perfil, es decir, si la radiación generada en el centro del AGN atraviesa el toroide de gas antes de llegar a nuestros telescopios, veremos un objeto menos luminoso y sólo mostrará líneas de emisión delgadas. Los tipos de AGN que muestran estas características en su emisión son las galaxias Seyfert II y las radio galaxias con líneas delgadas de emisión. Las características y clasificación de estos AGN será detallado más adelante. Por otra parte, si observamos el AGN más de frente, es decir que se pueda detectar radiación proveniente de las regiones internas, se observará un AGN más brillante que en el caso anterior, y mostrará líneas anchas, debido a que parte de la radiación proviene de la BLR. Este es el caso de las galaxias Seyfert I y radio galaxias con líneas anchas. Como se

explicará más adelante existen AGN con fuerte emisión en radio y otras que muestran una débil emisión en radio. En el caso de las primeras el modelo explica la intensa emisión en radio a través de jets relativistas, los cuales son generados y colimados por fuerzas magnéticas y se extienden hasta escalas del orden del kpc y hasta del Mpc en algunos casos. En el caso de que observemos un AGN totalmente de frente (esto es, en la dirección del eje de rotación del disco de acrecimiento) toda la emisión proveniente del AGN esta dominada por la emisión del jet. Este tipo de AGN se denominan *blazars* y presentan alto grado de variabilidad en su emisión.

Las características de emisión de los AGN no son fáciles de diferenciar, por lo que es complejo clasificarlos en grupos totalmente diferenciados, y hasta existen algunos tipos de AGN que comparten características, perteneciendo a distintos grupos a la vez. A pesar de esto, en general existen tres formas de clasificar los AGN: según la variabilidad de su emisión, según sus líneas espectrales, o según su emisión en longitud de onda de radio (Heckman et al. 2004). Si nos basamos en su emisión en radio se pueden clasificar en radio silenciosas (o *radio quiet*) y radio emisoras (o *radio loud*). Para poder hacer una clasificación cuantitativa se puede hacer uso del criterio que establecieron Kellermann et al. (1989) para quásares de altas luminosidades que define la “fortaleza de emisión en radio” ( $R$ ) (o *radio loudness*), como:

$$R = \frac{\text{Flujo}(6 \text{ cm})}{\text{Flujo}(4400 \text{ \AA})} \quad (3.1)$$

Esta razón representa un cociente entre la emisión en radio respecto de la emisión en el óptico. De esta forma los AGN se pueden clasificar en:

**Radio silenciosas:** son aquellas en las que  $R \leq 10$ . En general no muestran un jet o éste es muy débil. Dentro de esta categoría encontramos:

- *Quásares radio silenciosos o radio quiet quasars:* Estos objetos deben su nombre al hecho de que cuando se descubrieron se observaban como objetos puntuales o casi estelares (en inglés, *quasi-stellar objects* o QSO). Se caracterizan porque su emisión óptica esta dominada por un núcleo azul muy luminoso proveniente de las regiones más internas del disco de acrecimiento y presentan líneas de emisión intensas y anchas (de hasta 10.000 km/s). Por esta razón se estima que se observa el AGN desde una dirección en la cual el toroide de gas no oscurece la emisión del disco ni la proveniente de la BLR.

- *Seyferts:* estos objetos son en general menos luminosos que los quásares, de ahí que se hayan podido detectar en el óptico sólo a distancias cosmológicas mucho menores que los quásares. Debido a que la región nuclear no es tan intensa es posible resolver y estudiar la galaxia que alberga al núcleo activo. En general se trata de galaxias espirales de tipo Sa o Sb con población estelar joven. Presentan intensas líneas de emisión en su espectro y según éstas se clasifican en Seyfert I (SyI) o Seyfert II (SyII). Las SyI muestran líneas de

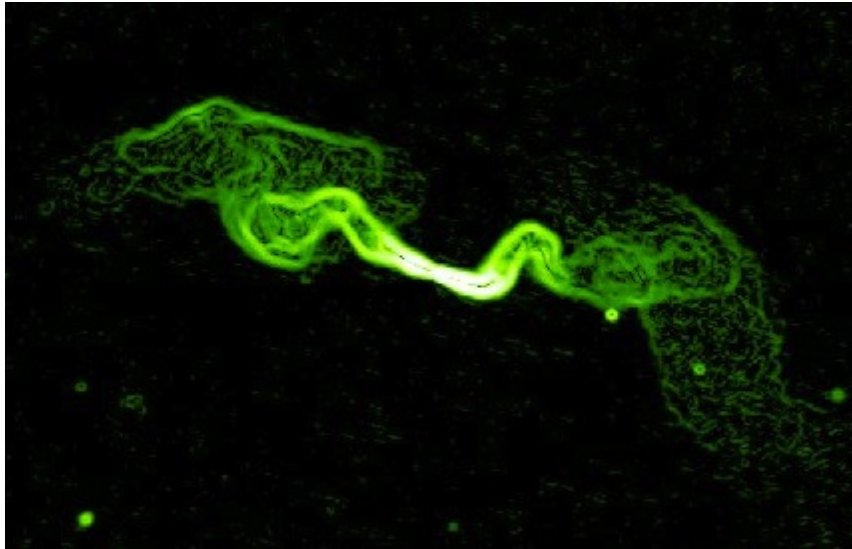


FIG. 3.2: Imagen en longitudes de onda de radio (1.4 GHz) obtenida con el Very Large Array de la radio galaxia FR I 3C 31 a escalas del kpc. Créditos: NRAO/VLA.



FIG. 3.3: Imagen en longitudes de onda de radio obtenida con el VLA de la radio galaxia FR II 3C 438 a escalas del kpc. Créditos: NRAO/VLA.

emisión anchas y estrechas provenientes de la BLR y de la NLR, dado que por la orientación respecto del observador la región central del AGN es visible para el observador (ver Fig. 3.1). Por otra parte, las SyII presentan líneas estrechas ya que en estos objetos se observa principalmente la NLR debido a que el centro está oscurecido por el toroide de gas.

**Radio emisoras:** presentan  $R \geq 10$ , lo que denota que su emisión en radio, la cual está dominada principalmente por la emisión del jet relativista, es muy intensa. Dentro de esta categoría encontramos a las radio galaxias, los *steep spectrum radio quasars*, y los *blazars*. Los *blazars*, a su vez se subdividen en quásares radio emisores de espectro plano (en inglés *flat spectrum radio quasars*, o FSRQ) y objetos de tipo BL Lacertae (o BL Lac). Estos últimos se diferencian de los FSRQ en que tienen menor potencia en todos los rangos del espectro electromagnético y no presentan líneas de emisión prominentes.

- *Radio galaxias:* Son en general galaxias gigantes elípticas que presentan fuerte emisión en radio proveniente del jet, y sus espectros muestran líneas de emisión. Estos objetos, según la clasificación de Fanaroff & Riley (1974) se pueden separar según su potencia en longitudes de onda radio en:

- **FR I** son objetos que presentan potencias, a 178 MHz, menores que  $10^{25}$  W/Hz. Presentan enormes jets con tamaños típicos del orden del Kpc. Éstos acaban en una zona terminal difusa y la estructura a gran escala de los jets suele presentar notables curvaturas. Un ejemplo se muestra en la Fig. 3.2.

- **FR II** sus potencias a 178 MHz son mayores que  $10^{25}$  W/Hz. Los jets que presentan son muy rectilíneos y puede extenderse hasta distancias del Mpc desde las regiones centrales. Los extremos de estos jets son regiones de intensa emisión, denominados puntos calientes o *hot spots*, los cuales llegan a tener tamaños del orden del kpc. Éstos se generan por la interacción del jet con el medio intergaláctico. Tanto el jet como los puntos calientes están rodeados de una región de emisión más difusa denominada radio lóbulos. La mayor parte de la emisión en longitudes de onda largas ( $> 5$  cm) de este tipo de objetos proviene de los *hot spots* y radio lóbulos. Un ejemplo de este tipo de objetos se muestra en la Fig. 3.3.

- *Steep spectrum radio quasars:* Presentan características similares a los quásares radio silenciosos en cuanto al núcleo muy luminoso y a las fuertes líneas de emisión, pero se diferencian de éstos principalmente por emitir intensamente en longitudes de onda de radio.

---

- *Blazars*: Presentan un alto grado de variabilidad en intensidad total y polarizada con escalas temporales del orden de días o incluso menores. Estos objetos presentan emisión intensa en todo el rango electromagnético y pueden llegar a emitir a energías muy altas, del orden del TeV. Esta variabilidad tan abrupta se debe a que la dirección en la que apunta el jet forma un ángulo muy pequeño con la visual del observador. Además en estos objetos es común observar sólo uno de los jets debido a que el reforzamiento Doppler aumenta la emisión en la dirección del observador y la debilita en el sentido contrario. Esta categoría engloba a los BL Lacs, que no suelen presentar líneas de emisión intensas en el óptico, y a los quásares radio emisores de espectro plano.



# 4

## Jets en AGN

### 4.1 Formación y Colimación

---

Los modelos más utilizados para explicar la formación de jets (Blandford & Znajek 1977; Blandford & Payne 1982) parten de un agujero negro supermasivo rodeado por un disco de acrecimiento en rotación. El material en las regiones más internas del disco sufre en mayor medida la influencia gravitatoria del agujero negro central respecto del material que se encuentra en las regiones externas. Por esta razón, las regiones del disco más cercanas al agujero negro rotan más rápido que las regiones externas generando una rotación diferencial. El disco está atravesado por un campo magnético. Este campo está anclado al material del disco, y debido a la rotación de éste se genera en el campo una estructura de hélice en torno al eje de rotación.

Dado que el disco está formado por partículas cargadas, éstas tienden a seguir las líneas de campo por lo que son extraídas del disco antes de que caigan al agujero negro central, siendo además colimadas por la componente toroidal del campo, como puede verse en el esquema de la Fig. 4.1. Esto genera la colimación en las regiones más internas del jet y una compresión del material hacia el eje del mismo. A su vez, las líneas de campo tienden a repelerse unas a otras, por lo que al comprimir las líneas del campo se genera un aumento de la presión magnética que ejerce una resistencia a la compresión. De esta manera se logra un equilibrio del jet colimado. A su vez, debido a que el jet se expande se genera un gradiente de presión magnética, disminuyendo la presión hacia las regiones más alejadas del agujero negro central. Debido a esto las partículas cargadas tienden a desplazarse a las regiones de menor presión acelerándose a medida que viajan a lo largo del jet.

Gracias a técnicas observacionales cada vez más sofisticadas se han corroborado numerosas predicciones de este modelo. A pesar de esto la resolución de los

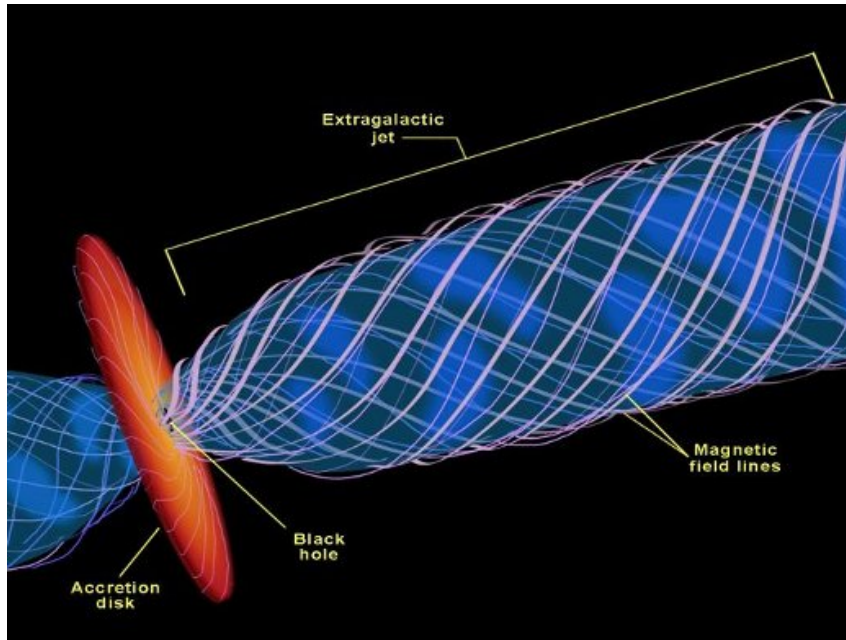


FIG. 4.1: Esquema de formación de jet relativistas. Parte del material del disco es extraído por el campo magnético formando y colimando los jet relativistas. Créditos: NASA.

telescopios no nos permite todavía observar las regiones más cercanas al agujero negro.

## 4.2 Aspectos Observacionales

---

Los jets relativistas en AGN emiten radiación en un amplio rango de longitudes de onda, desde radio hasta rayos  $\gamma$ . Debido a las grandes distancias que nos separan de ellos sólo es posible resolver su estructura interna con interferometría de muy larga base (VLBI de su acrónimo en inglés). Los fundamentos de esta técnica se desarrollarán con más detalle en el Capítulo 7. Básicamente, las observaciones de VLBI consisten en utilizar diferentes telescopios separados entre sí y luego combinar la señal como si se tratase de un único telescopio, con la finalidad de obtener una mejor resolución. Dado que la resolución angular es proporcional a la longitud de onda de observación e inversamente proporcional a la distancia entre los telescopios, al separar éstos últimos hasta distancias de miles de kilómetros (como en el caso de algunos interferómetros) y observar a la menor longitud de onda posible, es posible lograr resoluciones angulares del orden de algunas decenas de microsegundos de arco. Esta resolución es la mejor que se puede obtener hasta la fecha en astronomía. Por lo tanto, para resolver y poder estudiar la estructura interna de los jets se utiliza interferometría de muy larga base en longitudes de onda de radio y ondas milimétricas.

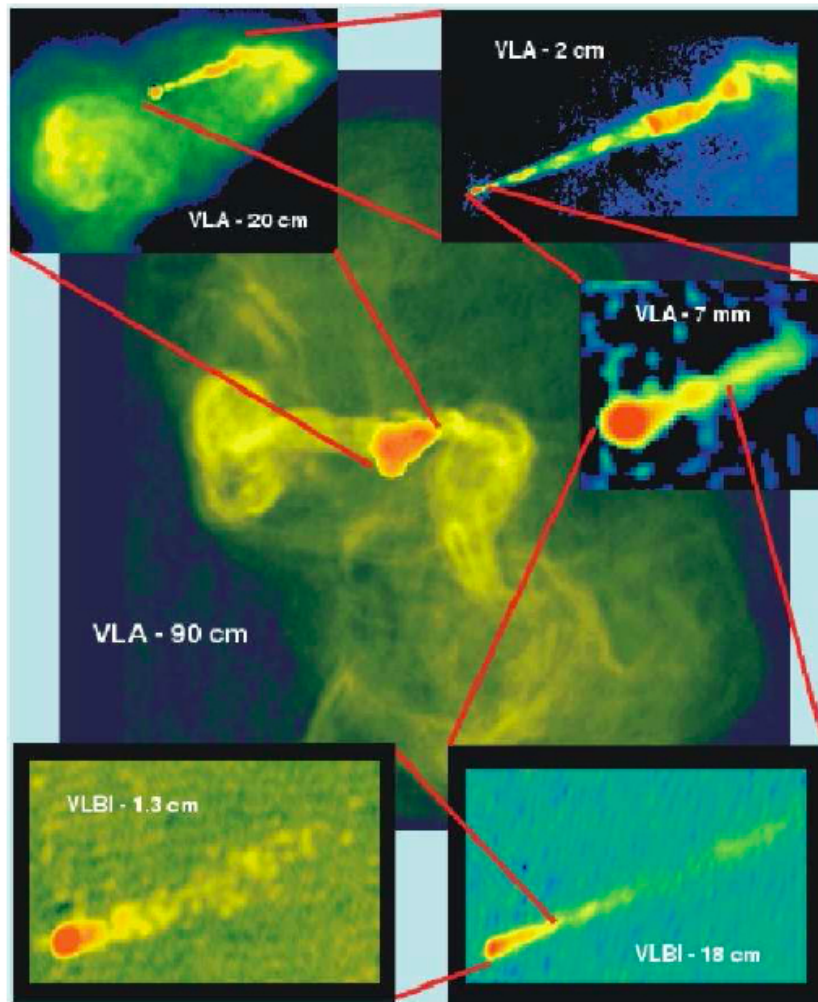


FIG. 4.2: Conjunto de imágenes de M87 en longitudes de onda de radio y milimétricas que muestran el jet desde las escalas del kpc (imagen central) hasta escalas menores del pc (imagen abajo a la izquierda). Se pueden apreciar las diferencias estructurales que presentan este tipo de objetos dependiendo de la región observada. Créditos: Frazer Owen (NRAO), John Biretta (STScI).

La estructura que muestran los jets varía mucho de acuerdo a la escala a la que se observen. En la Fig. 4.2 se muestra un conjunto de imágenes del jet presente en la galaxia M87 observada a diferentes frecuencias e instrumentos. En la imagen central, el jet muestra una región intensa en el centro de la estructura rodeada por dos burbujas que de lado a lado tienen un tamaño mayor a 60 kpc. A medida que nos adentramos en las regiones más centrales, se observa como el jet es mucho más colimado, y en la imagen de abajo a la izquierda (la imagen con la mejor resolución angular de las mostradas en la figura) se pueden estudiar los detalles de la estructura más interna del jet a escalas de 0.01 pc.

Las estructuras típicas a gran escala que se observan en los jets de AGN tipo

---

FRII son los lóbulos y puntos calientes descritos en el Capítulo 3 (ver Fig. 3.3). Éstos se generan por un choque intenso entre el jet y el medio intergaláctico. Por otro lado en los objetos tipo FRI (ver Fig. 3.2) se observan curvaturas del jet que pueden estar inducidas por diferencias de presión en distintas regiones del medio intergaláctico, o cambios en la dirección de eyección. A medida que el ángulo entre la dirección del jet y la visual del observador disminuye, los efectos de proyección aumentan distintos efectos relativistas como se detalla más adelante (ver sección 4.4). El resultado es que las curvaturas se vean más pronunciadas en el sistema de referencia del observador de lo que son realmente en el sistema del jet.

Como ejemplo de la estructura típica observada en las regiones más internas de los jets, la Fig. 4.4 muestra una secuencia de imágenes de la fuente 3C 120 a una longitud de onda de 13 cm. Ahora la región del jet que se está observando es menor de 5 pc. Como se puede observar los jets muestran una región muy compacta e intensa, denominada núcleo del jet, y otras inhomogeneidades o regiones brillantes, denominadas componentes, que suelen presentar cambios significativos en su posición y brillo. El núcleo del jet es la región más brillante que se suele observar en uno de los extremos del jet.

Si bien aún no hay un consenso unánime acerca de la naturaleza del núcleo que se observa en longitudes de onda de radio y milimétricas con VLBI, existen fundamentalmente dos modelos. El primero propone que el núcleo es un choque de recombinación en el jet generado por diferencias de presión entre el jet y su medio externo (Daly & Marscher 1988). La dinámica del fluido está gobernada por su tendencia a alcanzar el equilibrio de presiones con el medio externo. Debido al carácter supersónico del fluido, éste sobrepasa el punto de equilibrio, dando lugar a la formación de una serie de choques de recombinación estacionarios, cuyo espaciado viene dado por el gradiente de presiones externo (Gómez et al. 1995, ver Fig. 4.3).

Por otro lado, el núcleo se asocia con la región en la que el jet pasa de ser ópticamente grueso a delgado (en la sección 4.3.1.2 se discute en más detalle los procesos de autoabsorción, ver también por ejemplo Lobanov (1998)). Esta autoabsorción depende de la frecuencia de observación, y por lo tanto a medida que se observa a mayor frecuencia es posible mostrar regiones más internas en el jet. Actualmente se estima que en imágenes obtenidas en longitudes de onda centimétricas el núcleo se debe a la opacidad, mientras que a longitudes de onda milimétricas es posible detectar el choque de recombinación en caso de que éste esté presente.

Las inhomogeneidades o regiones más brillantes (denominadas componentes del jet) pueden ser estacionarias o móviles. Las estacionarias pueden estar producidas por un choque de recombinación o deberse a una curvatura en la

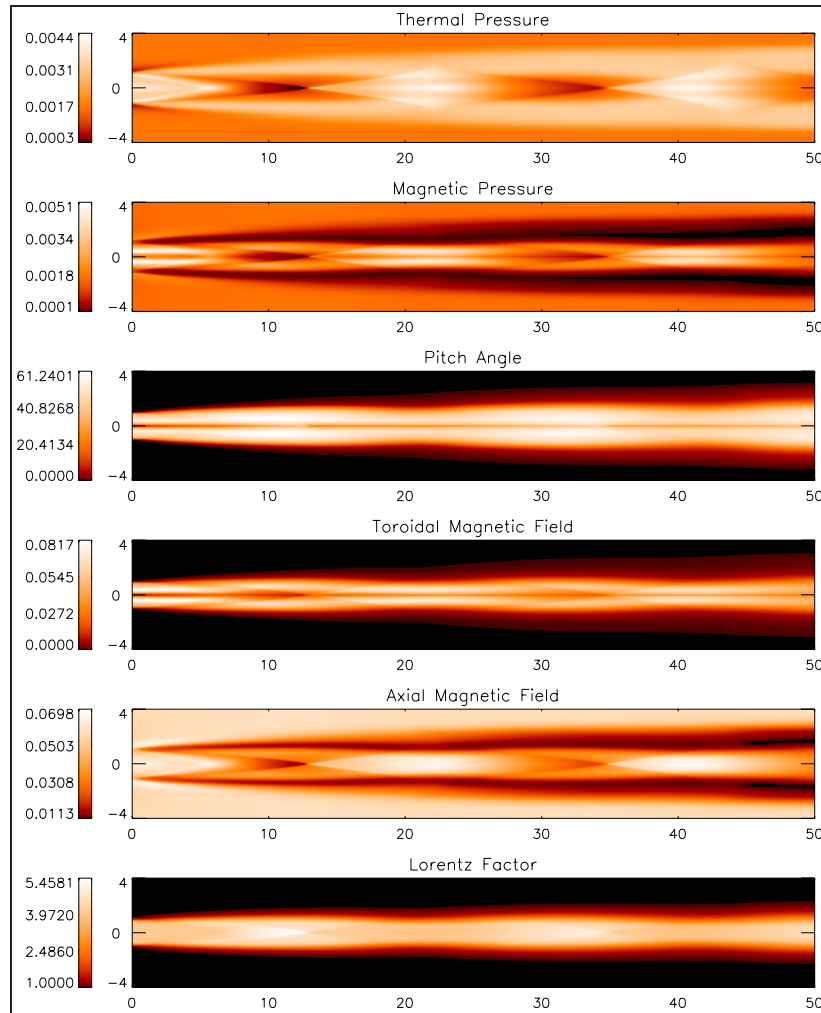


FIG. 4.3: Se muestran los resultados de simulaciones magneto-hidrodinámicas relativistas. De arriba a abajo se representan la presión térmica, la presión magnética, el *pitch angle*, el campo magnético toroidal, el campo magnético axial y el factor de Lorentz. Extraída de Roca Sogorb (2011).

estructura del jet. En este caso una orientación más favorable en la dirección del observador hace que dicha región se observe más brillante en relación con el resto del jet debido a los efectos relativistas (Gómez et al. 1993).

Las componentes móviles son aquellas inhomogeneidades que se desplazan a lo largo de la estructura del jet (ver Fig. 4.4) y que en muchos casos muestran movimientos superlumínicos (Jorstad et al. 2005). En general estas regiones de intensa emisión se explican como ondas de choque que viajan a lo largo del jet (Marscher & Gear 1985), dando lugar a una emisión reforzada debido a la compresión que producen en el plasma y en el campo magnético. Estas ondas de choque podrían estar generadas por inestabilidades en el disco que dan lugar a diferentes ritmos de crecimiento e inyección del material dentro

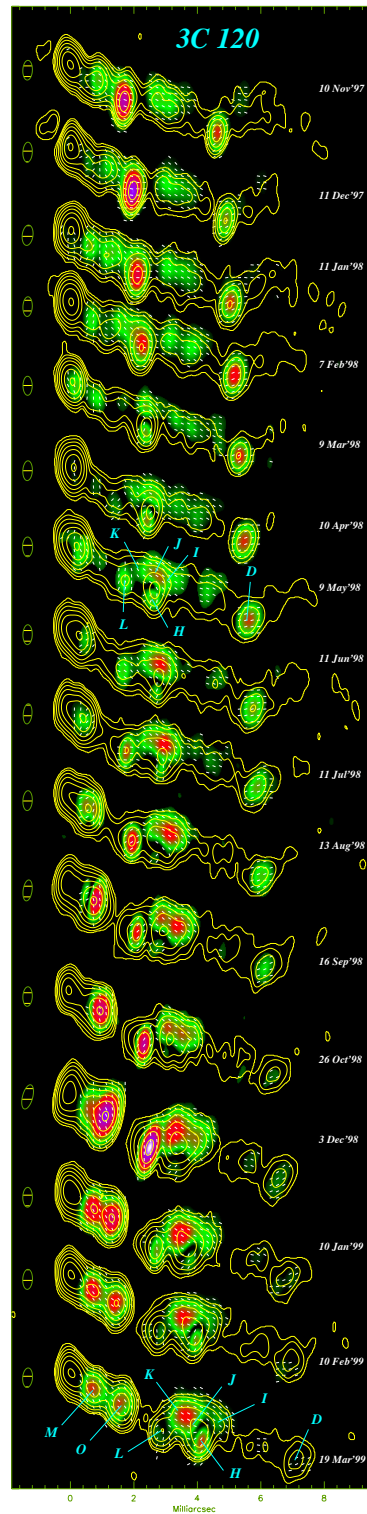


FIG. 4.4: Secuencia de imágenes del jet 3C 120 a 22 GHz obtenidas con interferometría de muy larga base. Los contornos representan la intensidad de flujo total, los colores el flujo polarizado y los vectores son la dirección de los vectores de campo eléctrico. En esta fuente la componente estacionaria que se encuentra en la región más a la izquierda es lo que se denomina núcleo. Extraída de Gómez et al. (2000)

del jet. La conexión entre las inestabilidades del disco de acrecimiento y las componentes en el jet ha sido propuesta en dos fuentes (3C120 y 3C111) al observarse una disminución de la emisión en rayos X, proveniente del disco de acrecimiento, y un posterior aumento de la emisión en radio en forma de componente (Marscher et al. 2002; Chatterjee et al. 2011).

A partir de los modelos de formación de jets se estima que éstos tienen una componente del campo magnético helicoidal, pero ésta no ha sido observada directamente. Sin embargo existen evidencias indirectas de esta estructura del campo a través de los estudios de rotación de Faraday (Asada et al. 2008; Gabuzda et al. 2008; Gómez et al. 2008b, 2011).

## 4.3 Procesos Radiativos

---

En esta sección se explican los procesos físicos que dan lugar a la emisión que se observa en los jets.

### 4.3.1 Emisión Sincrotrón

#### 4.3.1.1 Emisión Sincrotrón de un solo electrón

La emisión en longitudes de onda de radio que proviene de los jets relativistas es radiación sincrotrón. Ésta se produce cuando partículas cargadas son aceleradas por un campo magnético. Las partículas sentirán el efecto del campo a través de la fuerza de Lorentz que produce que las mismas se muevan en trayectorias helicoidales siguiendo las líneas del campo. Esta fuerza viene dada por:

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (4.1)$$

donde  $\mathbf{F}$  es la fuerza de Lorentz,  $\mathbf{E}$  el campo eléctrico,  $\mathbf{v}$  la velocidad de la partícula y  $\mathbf{B}$  el campo magnético. Las magnitudes en negrita denotan que son cantidades vectoriales. Debido al producto vectorial entre la velocidad ( $\mathbf{v}$ ) y el campo magnético ( $\mathbf{B}$ ), cuando el ángulo entre ellos es  $= 0^\circ$  se anula este término de la fuerza, mientras que va aumentando a medida que el ángulo se va aproximando a  $90^\circ$ . Debido a esto la fuerza tiene una contribución máxima cuando la partícula tiene una velocidad perpendicular al campo magnético. La fuerza produce una aceleración en la dirección perpendicular al plano formado por  $\mathbf{v}$  y  $\mathbf{B}$ . Si se considera el caso más simple, i.e. Fig. 4.5, la fuerza no produce

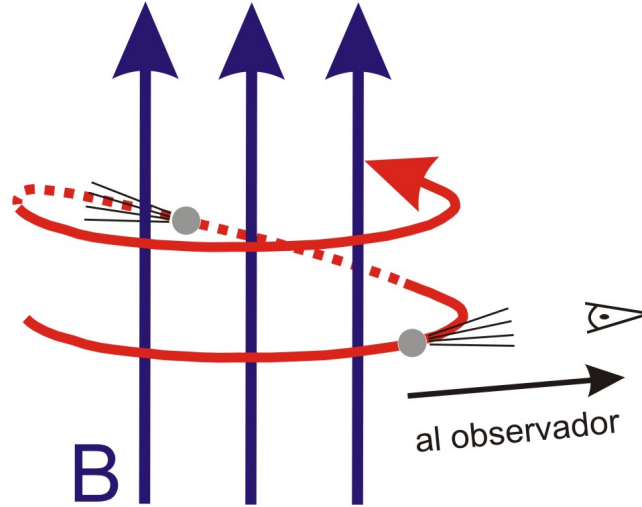


FIG. 4.5: Representación conceptual de una partícula girando en torno al campo magnético indicado en azul.

un cambio en el módulo de la velocidad de la partícula, sino un cambio en la dirección provocando la trayectoria helicoidal en torno a las líneas de campo. Dicha aceleración de la partícula es la que produce que ésta radie. Cuando la velocidad de la partícula es relativista, como en el caso de los jets, esta emisión es radiación sincrotrón.

El electrón emite según una estructura bipolar, pero si la partícula es relativista, la emisión no es isotrópica, sino que se concentra en un cono de semiángulo  $1/\gamma$  en torno a la dirección de la partícula; este proceso se explicará con más detalle en la sección 4.4 (ver Fig. 4.6). Es decir, que el observador sólo recibe emisión de la partícula cuando este cono apunta aproximadamente en la dirección de la visual. Por esta razón un observador recibe la emisión sincrotrón que es producida por el campo magnético cuando éste está dispuesto de manera perpendicular a la visual, de modo que el cono de emisión apunte al observador, como se ve en la Fig. 4.5.

La potencia total radiada por una partícula viene dada por la ecuación (Pacholczyk 1970):

$$P = \frac{dE}{dt} = \frac{2e^4}{3m^4c^7} B^2 \text{sen}^2(\theta) E^2 \quad (4.2)$$

donde  $m$  y  $e$  son la masa y la carga de la partícula respectivamente,  $B$  el campo magnético,  $c$  es la velocidad de la luz,  $\theta$  el ángulo entre la línea de la visual y la dirección del campo magnético, y  $E$  la energía de la partícula. La potencia aumenta conforme aumenta el campo magnético o la energía de la partícula al cuadrado. Además, la potencia es máxima cuando el ángulo entre la dirección de la visual y el campo magnético es  $90^\circ$ . Otro aspecto fundamental es el



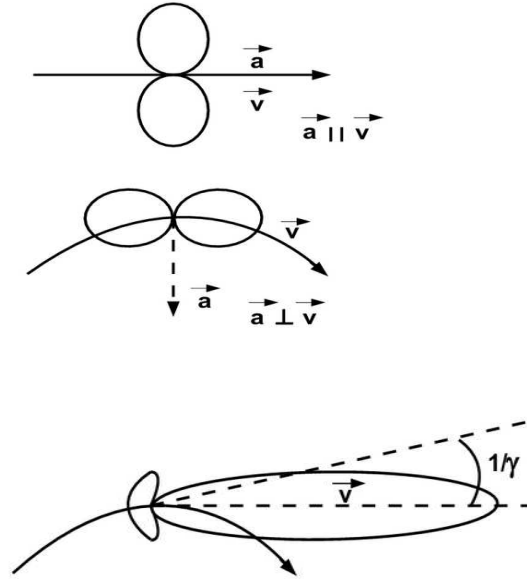


FIG. 4.6: Patrón de radiación de una partícula no relativista con la velocidad paralela (esquema de arriba) y perpendicular (esquema del medio) a la aceleración. Cuando la partícula es relativista el patrón es modificado y apunta en la dirección del desplazamiento (esquema de abajo). Extraído de Ghisellini (2012).

hecho de que la potencia es  $\propto m^{-4}$ , por lo que las partículas de menor masa son las que más radian. Por esta razón se asume que la radiación sincrotrón observada en jets está generada principalmente por los electrones y positrones (en el caso de que estos últimos estén presentes) que forman el jet, siendo aproximadamente despreciable la potencia que podrían generar los protones, ya que tienen mayor masa.

Dependiendo de la energía del electrón, la radiación emitida se localiza en torno a una frecuencia, denominada frecuencia crítica,  $\nu_c$ , que tiene la siguiente expresión (ver Pacholczyk 1970):

$$\nu_c = \frac{3e}{4\pi m^3 c^5} B \sin(\theta) E^2 \quad (4.3)$$

El espectro de emisión correspondiente se puede ver en la Fig. 4.7. La frecuencia está en unidades de  $\nu_p$ , siendo  $\nu_p$  la frecuencia a la cual se radia la mitad de la potencia total emitida. La frecuencia crítica ( $\nu_c$ ) es la frecuencia a la cual  $\nu = 0.29 \nu_p$ . Para frecuencias menores que  $\nu_c$  la potencia aumenta de acuerdo a una ley de potencias con exponente  $1/3$  y el máximo de emisión está en torno a  $\nu_c$ . Para frecuencias mayores que  $\nu_c$  la potencia disminuye exponencialmente.

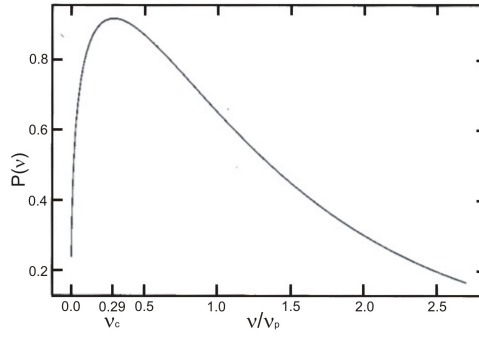


FIG. 4.7: Potencia radiada por un electrón en función de  $\nu/\nu_c$ . La frecuencia crítica es  $\nu_c$ . Figura basada en Hughes (1991).

#### 4.3.1.2 Emisión Sincrotrón de un conjunto de electrones

Se han estudiado las características de emisión de un solo electrón, pero la radiación proveniente de los jets es emitida por un conjunto de electrones. Por lo tanto a continuación se estudiarán las características de emisión de esta población de partículas. A partir de las observaciones de jets de AGN se ha visto que la distribución de energía de los electrones se puede caracterizar por una distribución de ley de potencias (Rybicki & Lightman 1979):

$$N(E)dE = N_0 E^{-p} dE, \quad E_{min} \leq E \leq E_{max} \quad (4.4)$$

donde  $N(E)$  es la densidad de electrones con energías comprendidas entre  $E$  y  $E + dE$ , y  $p$  es el exponente que define la pendiente de la distribución. Para jets de AGN este valor suele tomar valores entre uno y tres.

Dado que la emisión atraviesa un medio antes de llegar hasta el observador es necesario hacer uso de la ecuación de transferencia radiativa que tiene en cuenta los procesos de emisión y absorción de la radiación.

La emisión puede ser caracterizada de la siguiente manera:

$$dI_\nu = \varepsilon_\nu ds \quad (4.5)$$

donde  $dI_\nu$  es el diferencial de intensidad generado,  $\varepsilon_\nu$  es el coeficiente de emisión y  $ds$  es la distancia que atraviesa la radiación. Por otro lado, la cantidad de radiación absorbida puede expresarse como:

$$dI_\nu = -\kappa_\nu I_\nu ds \quad (4.6)$$

donde  $\kappa_\nu$  es el coeficiente de absorción. La emisión que finalmente medirá el observador viene determinada por la ecuación de transferencia radiativa:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = \varepsilon_\nu - \kappa_\nu I_\nu \quad (4.7)$$

Los coeficientes de emisión y absorción para la radiación sincrotrón en el caso que estamos considerando de una distribución potencial de energías de los electrones (ecuación 4.4) tienen la siguiente expresión (Pacholczyk 1970):

$$\varepsilon_\nu = C_1(p)N_0(B \sin(\theta))^{\frac{p+1}{2}} \nu^{\frac{(1-p)}{2}} \left[ \frac{p + 7/3}{p + 1} \pm 1 \right] \quad (4.8)$$

$$\kappa_\nu = C_2(p)N_0(B \sin(\theta))^{\frac{p+2}{2}} \nu^{\frac{-(p+4)}{2}} \left[ \frac{p + 10/3}{p + 2} \pm 1 \right] \quad (4.9)$$

donde  $C_1$  y  $C_2$  son dos constantes que dependen de  $p$ ,  $N_0$  es la densidad de electrones,  $B$  el campo magnético, y  $\theta$  el ángulo entre  $B$  y la visual. Sin pérdida de generalidad, y con el fin de obtener una solución analítica, se ha considerado que la energía de los electrones está comprendida entre cero e infinito.

La profundidad óptica viene dada por:

$$d\tau_\nu = \kappa_\nu ds \quad (4.10)$$

Cuando  $\tau_\nu > 1$  el medio es ópticamente grueso, mientras que para  $\tau_\nu < 1$  el medio es ópticamente delgado, y los fotones pueden escapar libremente sin interactuar con el medio. Al dividir la ecuación de transferencia radiativa por  $\kappa_\nu$  se obtiene:

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = S_\nu - I_\nu \quad (4.11)$$

donde  $S_\nu$  es la función fuente y equivale a  $S_\nu = \frac{\varepsilon_\nu}{\kappa_\nu}$ . Para obtener la intensidad se debe integrar la ecuación de transferencia radiativa a lo largo de la línea de la visual. Para una fuente homogénea, y en la no hay radiación incidente desde el exterior, la solución viene dada como (Pacholczyk 1970):

$$I_\nu(\tau_\nu) = S_\nu(1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (4.12)$$

En el caso de regiones ópticamente delgadas la emisión viaja libremente sin ser absorbida, y por tanto la emisión viene dada únicamente por el coeficiente

---

de emisión. De esta manera obtenemos que la emisión sincrotrón (para una fuente homogénea y con una distribución potencial para la energía) tiene una dependencia con la frecuencia de la forma:

$$I_\nu(\tau_\nu) \propto \nu^{\frac{(1-p)}{2}} \quad (4.13)$$

Para el caso de regiones ópticamente gruesas  $\tau_\nu \gg 1$ . Haciendo uso de la ecuación 4.12 se obtiene que  $I_\nu(\tau_\nu) = S_\nu$ . Dada la dependencia con la frecuencia de los coeficientes de emisión y absorción mostrada en las ecuaciones 4.8 y 4.9, se obtiene la dependencia de la intensidad de la emisión sincrotrón con la frecuencia para una región ópticamente gruesa:

$$I_\nu(\tau_\nu) \propto \nu^{5/2} \quad (4.14)$$

Existe una frecuencia,  $\nu_0$ , en la cual la fuente pasa de ser ópticamente gruesa a delgada. Esta frecuencia se denomina frecuencia de retorno (o *turnover frequency*) y corresponde a la frecuencia de máxima emisión. A frecuencias menores que  $\nu_0$  la fuente es ópticamente gruesa y el espectro está determinado por la ecuación 4.14, y a mayores frecuencias la fuente es ópticamente delgada y el espectro se comporta según la ecuación 4.13.

Ésta es la descripción simplificada del espectro de emisión sincrotrón para una fuente homogénea con una distribución potencial de energías. Como veremos más adelante, si bien esta distribución nos da una idea aproximada del comportamiento de la emisión, es necesario tener en cuenta otros procesos físicos para describir de manera completa la emisión de los jets, como por ejemplo la estructura del campo magnético, las características variables de la población de electrones que generan la radiación, o la emisión conjunta de las diferentes regiones de emisión que pueden poseer distintas características.

### 4.3.1.3 Polarización de la Emisión Sincrotrón

La emisión sincrotrón se caracteriza por ser altamente polarizada, dependiendo de las propiedades del campo magnético. Para caracterizar la emisión polarizada se debe analizar la vibración del campo eléctrico de la emisión, que para una onda monocromática tiene la forma:

$$E^x = E_0^x \sin(2\pi\nu - \phi_x) \quad (4.15)$$

$$E^y = E_0^y \sin(2\pi\nu - \phi_y) \quad (4.16)$$

donde  $E_0^x$  y  $E_0^y$  son las amplitudes del campo en dos direcciones perpendiculares entre sí, y  $\phi_x$  y  $\phi_y$  son las fases de la oscilación en dichas direcciones.

La diferencia de fase entre  $E^x$  y  $E^y$  es  $\delta = \phi_x - \phi_y$ . Las direcciones  $x$  e  $y$ , se encuentran en un plano perpendicular a la visual del observador.

Los parámetros de Stokes que definen completamente las propiedades de la emisión polarizada pueden ser expresados en función de los parámetros que definen el campo de emisión de la siguiente manera:

$$I = \frac{c}{4\pi} [\langle (E_0^x)^2 \rangle + \langle (E_0^y)^2 \rangle] \quad (4.17)$$

$$Q = \frac{c}{4\pi} [\langle (E_0^x)^2 \rangle - \langle (E_0^y)^2 \rangle] \quad (4.18)$$

$$U = \frac{c}{4\pi} 2 \langle E_0^x E_0^y \cos \delta \rangle \quad (4.19)$$

$$V = \frac{c}{4\pi} 2 \langle E_0^x E_0^y \sin \delta \rangle \quad (4.20)$$

donde  $I$  es la intensidad específica total,  $Q$  y  $U$  miden la polarización lineal y  $V$  corresponde a la polarización circular.

El grado de polarización definido en función de los parámetros de Stokes es (Rybicki & Lightman 1979):

$$\Pi = \frac{I_{pol}}{I} = \frac{\sqrt{(Q^2 + U^2 + V^2)}}{I} \quad (4.21)$$

El ángulo de polarización,  $\chi$ , es el ángulo formado entre el eje  $x$  y el vector eléctrico, que se expresa en función de los parámetros de Stokes  $Q$  y  $U$  como:

$$\chi = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{U}{Q}\right) \quad (4.22)$$

Con estas dos cantidades,  $\Pi$  y  $\chi$ , es posible caracterizar la emisión polarizada.

Para una fuente homogénea sin rotación de Faraday (ver sección 6.4.1) y con una distribución potencial de energía de los electrones, el grado de polarización de una región ópticamente delgada con campo magnético uniforme se puede expresar como (Pacholczyk 1970):

$$\Pi = \frac{p + 1}{p + \frac{7}{3}} \quad (4.23)$$

---

y para una región ópticamente gruesa:

$$\Pi = \frac{3}{6p + 13} \quad (4.24)$$

Como se puede ver el grado de polarización no depende de la frecuencia de observación, sino de la distribución de energía de los electrones (caracterizada por  $p$ ). Si se considera un valor típico de  $p$  en jets, como por ejemplo 2, se obtiene un valor teórico máximo del grado de polarización en regiones ópticamente delgadas del 69 % y en regiones ópticamente gruesas del 12 %.

Es importante destacar que la polarización depende fuertemente del grado de ordenamiento del campo magnético, de modo que variaciones en la orientación del campo magnético dentro del jet reducen significativamente el grado de polarización con respecto a los valores máximos citados anteriormente (Burn 1966).

### 4.3.2 Radiación por efecto inverso Compton

La radiación por inverso Compton se produce cuando un electrón relativista interacciona con un fotón transfiriéndole parte de su energía a este último. El proceso es capaz de elevar la energía del fotón desde longitudes de onda de radio e infrarrojo a rayos X y rayos  $\gamma$  respectivamente.

La energía del fotón se incrementa en un factor  $\Gamma^2$ , es decir, el factor de Lorentz del electrón al cuadrado. Esto se corresponde con la pérdida de energía por parte de los electrones, que se puede escribir de la siguiente forma (Rybicki & Lightman 1979):

$$P_{ic} = - \left( \frac{dE}{dt} \right)_{ic} = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \Gamma^2 U_\phi \quad (4.25)$$

donde  $\sigma_T$  es la sección eficaz de Thomson,  $c$  es la velocidad de la luz,  $\beta$  es la velocidad de los electrones en unidades de  $c$ , y  $U_\phi$  es la densidad de energía del campo de fotones involucrados en el proceso.

Este proceso se produce cuando los electrones relativistas del jet interactúan con un campo de radiación. Hasta la fecha no existe un consenso general al respecto del origen de dicho campo de radiación. Una posibilidad es que la radiación incidente provenga de la propia emisión sincrotrón del jet y en ese caso se habla de emisión Compton por auto-sincrotrón (en inglés *Synchrotron Self-Compton* o SSC).

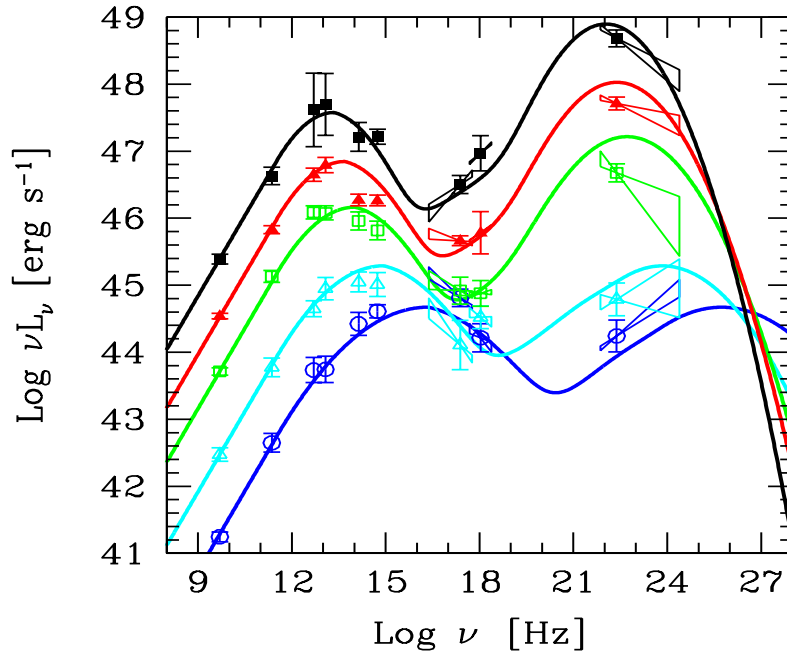


FIG. 4.8: Distribución espectral de energías promediadas de diferentes conjuntos completos de *blazars* seleccionados en función de sus diferentes potencias en longitudes de onda radio. Reproducida de Fossati et al. (1998).

Por otro lado la radiación también puede provenir de una región externa al jet, como por ejemplo del disco de acrecimiento cercano al objeto compacto central, de la región de líneas anchas y/o estrechas, del toroide de gas y polvo, o incluso del fondo cósmico de microondas. En este caso el proceso se denomina Compton externo (en inglés *External Compton* o EC).

La distribución espectral de energía resultado de emisión por SSC y EC muestra una forma característica como la presentada en la Fig. 4.8. Esta distribución muestra dos jorobas, una producida por efecto sincrotrón (a energías más bajas) y otra debido al proceso de inverso Compton (la que se observa a energías más altas).

## 4.4 Efectos relativistas y retrasos temporales

Como se ha mencionado anteriormente el material en los jets extragalácticos viaja a velocidades cercanas a la de la luz. Debido a esto, es necesario tener en cuenta las transformaciones relativistas entre dos sistemas inerciales planteadas en la física relativista (ver por ejemplo Rybicki & Lightman (1979)).

---

### 4.4.1 Velocidades Superlumínicas

Numerosos estudios han medido que parte del material en los jets viaja a velocidades aparentes mayores que la velocidad de la luz (e.g., Cohen et al. 1977; Jorstad et al. 2005). Este hecho en principio parece estar en contradicción con la teoría de la relatividad, la cual afirma que la velocidad máxima que puede alcanzar cualquier partícula es la velocidad de la luz. La aparente contradicción queda resuelta cuando se comprende que se miden velocidades mayores a la velocidad de la luz en el sistema del observador, pero que en el sistema de la fuente el material puede tener velocidades muy cercanas a la de la luz pero no sobrepasarla. De hecho el efecto por el cual se miden velocidades superlumínicas se debe justamente a que la velocidad de la luz es finita. Las dos condiciones necesarias para que este proceso tenga lugar es que el material del jet se mueva con velocidades cercanas a la de la luz y que el jet apunte en una dirección cercana al observador. Dado que el material emisor se mueve a velocidades cercanas a la de la luz, éste puede seguir de cerca a los fotones que emite. Debido a esto en el momento en que vuelve a emitir fotones ya ha recorrido parte del camino que éstos deben hacer para llegar al observador, por lo tanto el camino de los nuevos fotones será más corto que el de los primeros. Para entender este proceso haremos uso de la Fig. 4.9. En ella se observa una región intensa del jet que viaja con velocidad  $u$ , muy cercana a la de la luz y formando un ángulo pequeño  $\theta$  con respecto a la dirección de la visual del observador. Esta componente emite dos pulsos de luz, el primero empieza a viajar hacia el observador a la vez que dicha componente se desplaza a lo largo del jet, también acercándose al observador. Después de un intervalo de tiempo  $\Delta t$ , la componente vuelve a emitir un pulso de luz. Durante dicho intervalo de tiempo la componente se desplazó en la dirección al observador una distancia,  $\Delta S = v \Delta t \cos \theta$ .

El segundo pulso de luz recorrerá una distancia hasta el observador menor que el primer pulso. Dicha diferencia en distancia se puede calcular como la distancia que recorrió el primer pulso de luz en  $\Delta t$ , menos la distancia que recorrió el material en la dirección del observador antes de emitir el segundo pulso de luz. Esto es:  $c \Delta t - v \Delta t \cos \theta$ .

El intervalo de tiempo que medirá el observador entre las dos señales luminosas es el que tarda la luz en recorrer la diferencia en distancia antes calculada. Este intervalo de tiempo se puede expresar como:  $(c \Delta t - v \Delta t \cos \theta) / c = \Delta t (1 - \beta \cos \theta)$ . Donde  $\beta = v/c$  es la velocidad del fluido en unidades de velocidad de la luz.

Así es posible calcular la velocidad aparente que mide el observador, como la distancia recorrida proyectada en el plano del cielo dividida en el intervalo de tiempo medido por el observador, es decir:



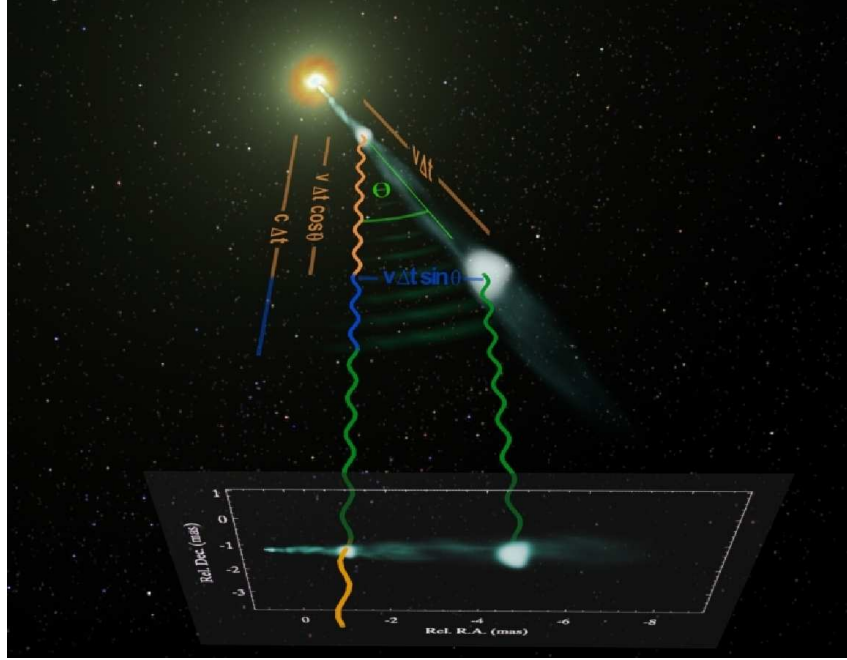


FIG. 4.9: Representación conceptual de los movimientos superlumínicos. Cortesía de W. Steffen. Reproducida de Gómez & Steffen (2009).

$$\beta_{ap} = \frac{\beta \Delta t \sin \theta}{\Delta t (1 - \beta \cos \theta)} = \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta} \quad (4.26)$$

A partir de esta ecuación es posible ver que si una componente posee una velocidad igual a  $\beta=0.95$  y el ángulo de visión es  $\theta=10^\circ$ , se puede medir una velocidad aparente ( $\beta_{ap}$ ) del orden de dos veces y media la velocidad de la luz.

En la Fig. 4.10 se puede ver la dependencia de  $\beta_{ap}$  con la velocidad del material y el ángulo de visión del observador. Estudios más detallados del efecto que este proceso produce en las imágenes de jets con estructuras bidimensionales o tridimensionales se pueden encontrar en Gómez et al. (1994); Gómez et al. (1997), Agudo et al. (2001) y Aloy et al. (2003).

#### 4.4.2 Aberración de la luz

Otro efecto importante a tener en cuenta en los jets relativistas es la aberración de la luz, que determina como cambia la dirección de propagación de la radiación entre el sistema de referencia del fluido en el jet y el observador. Este hace que la radiación emitida isotrópicamente en el sistema de referencia del jet se mida en el sistema del observador concentrada en un cono de semiángulo  $1/\Gamma$  (siendo  $\Gamma$  el factor de Lorentz del fluido dado por  $\frac{1}{\sqrt{1-\beta}}$ ) en la dirección del fluido. Por esto se conoce también como efecto *beaming* (Rybicki & Lightman 1979).

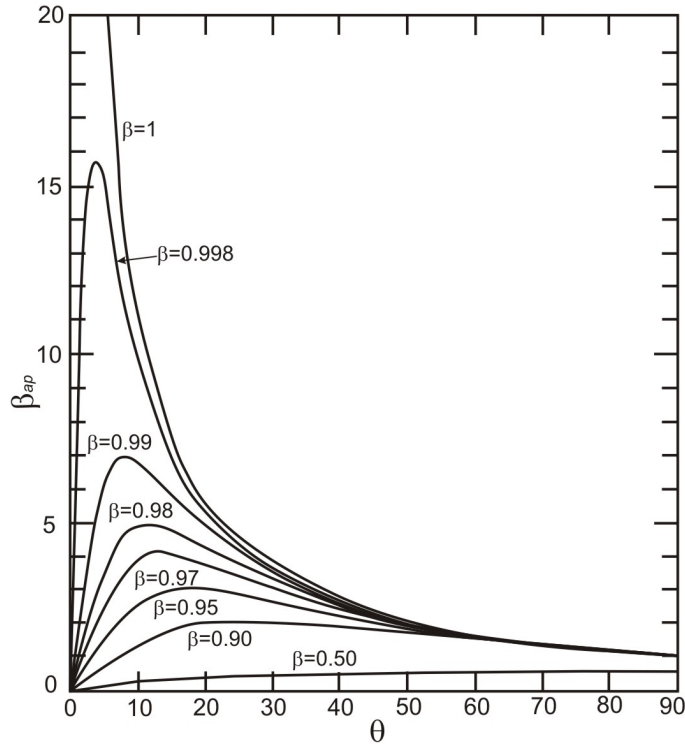


FIG. 4.10: Velocidad aparente  $\beta_{ap}$  en función de la orientación del jet respecto del observador  $\theta$  para distintas velocidades del fluido,  $\beta$ .

### 4.4.3 Reforzamiento Doppler

Este efecto no es más que la extensión relativista del conocido efecto Doppler que determina como se transforma la frecuencia entre dos sistemas de referencia. En el caso relativista las transformaciones de Lorentz establecen que (Rybicki & Lightman 1979):

$$\nu = \nu' \delta \quad (4.27)$$

siendo  $\nu'$  y  $\nu$  las frecuencias en el sistema del fluido y observador, respectivamente, y  $\delta = (\Gamma(1 - \beta \cos \theta))^{-1}$  es el factor de reforzamiento Doppler.

El factor Doppler nos determina también como se transforma la radiación entre el sistema del jet y el observador. En el caso de un jet estacionario la intensidad observada se ve reforzada en un factor Doppler al cuadrado, es decir,  $I_\nu = \delta^2 I'_{\nu'}$ , donde  $I'_{\nu'}$  es la intensidad en el sistema del fluido, y  $I_\nu$  la medida por el observador. En el caso de un jet no estacionario con componentes superlumínicas debemos añadir un factor Doppler extra, y por tanto  $I_\nu = \delta^3 I'_{\nu'}$  (Rybicki & Lightman 1979).

Como consecuencia de los efectos previamente mencionados, a medida que la velocidad a la que se mueve el material en el jet aumenta y el ángulo que

forma con la dirección de la visual disminuye, la emisión proveniente del jet se observa con mayor intensidad y concentrada en un cono de emisión más pequeño. Estos efectos son los responsables de que en general sea muy difícil (a veces imposible) observar el jet que se propaga en el sentido contrario al observador, ya que mientras la intensidad de la emisión que se dirige hacia el observador se ve reforzada, la emisión en el sentido opuesto se ve disminuida en el mismo factor.



# 5

## Modelo de jet relativista

Los modelos teóricos de jet relativistas que se utilizan hoy en día tienen su base en el modelo presentado por Blandford & Königl (1979). En dicho trabajo se propuso la existencia de un jet cónico con velocidades relativistas apuntando en una dirección próxima a la visual (usualmente un ángulo  $\leq 10^\circ$ ). Se demostró que esta característica da lugar a efectos relativistas que producen reforzamiento de la emisión detectada por el observador (mencionados en el capítulo anterior), explicando así las enormes luminosidades observadas en estas fuentes.

Posteriormente, se desarrollaron métodos numéricos basados en los modelos teóricos, que pretenden simular el jet y obtener estimaciones de las cantidades físicas que definen las características del jet y su emisión. Estas simulaciones han demostrado que este tipo de modelo es adecuado para explicar la física de los jets, aunque todavía existen muchos mecanismos que no se comprenden en detalle.

Las simulaciones consideran al jet como un fluido y utilizan las leyes de la magneto-hidrodinámica relativista para modelar el jet. Se considera que este fluido puede estar compuesto por un plasma de electrones, positrones y/o protones. Asociada a este fluido existe una población de partículas ultra-relativistas no térmicas que genera la emisión detectada por nuestros telescopios, existiendo una relación proporcional entre la población de partículas del fluido y las partículas ultra-relativistas. Esto permite que a partir de las simulaciones hidrodinámicas sea posible calcular la emisión de este tipo de objetos y compararla con la observada (Gómez et al. 1995; Gómez 2002).

El modelo de jet relativista asume que el material que lo compone viaja dentro de un cono, con ángulo de apertura  $\varphi$ , que se expande adiabáticamente a medida que se aleja de las regiones centrales. Las características de emisión del jet se definen principalmente a través de la distribución de energía de las partículas del jet y el campo magnético, por lo que es importante definir la evolución de estas cantidades debido a la expansión adiabática.

---

La expansión adiabática tiene lugar en la dirección perpendicular al eje del jet, y entre una posición del jet con radio  $r_0$  y otra posición con un radio mayor,  $r$ , el flujo magnético debe conservarse. Así las componentes del campo se pueden dividir en paralela al eje del jet y perpendicular y varían según la expansión adiabática de la siguiente manera:

$$B_{\parallel} \propto \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-2} \quad (5.1)$$

$$B_{\perp} \propto \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-1} \quad (5.2)$$

Es decir que a medida que nos alejamos del origen del jet la intensidad del campo disminuye, cayendo más rápidamente la intensidad del campo alineado al eje del jet.

Para analizar la evolución de la densidad de electrones hay que tener en cuenta que el número de electrones dentro de un volumen determinado del jet se debe conservar y que la expansión adiabática genera una pérdida en la densidad de energía de los electrones. Considerando esto se obtiene que la densidad electrónica a lo largo del jet evoluciona de la siguiente forma (Gómez et al. 1993):

$$N \propto \left(\frac{r}{r_0}\right)^{\frac{-2(p+2)}{3}} \quad (5.3)$$

donde  $p$  es el exponente de la distribución de los electrones y  $N$  la densidad electrónica. Entre los valores típicos de  $p$  presentes en jets de AGN, que son 1-2.5, la densidad electrónica disminuirá como  $r^{-2}$ -  $r^{-3}$ . De las ecuaciones 5.1 a 5.3 se puede concluir que la densidad electrónica y el campo magnético disminuyen a lo largo del jet, lo que produce que la emisión sincrotrón caiga en regiones más alejadas del agujero negro central.

A pesar de esto en numerosas fuentes se observa intensa emisión en regiones muy alejadas del núcleo central, hasta Kpc de distancia, como por ejemplo en lóbulos y puntos calientes. Para explicar esta emisión es necesaria la existencia de un mecanismo que acelere y energice las partículas, de modo que partículas relativistas puedan llegar hasta estas grandes distancias y sean capaces de radiar antes de enfriarse y perder energía. El proceso más aceptado capaz de producir esta re-energización de las partículas son los choques.

## 5.1 Ondas de choque

Las ondas de choque se generan como perturbaciones en el fluido del jet que se propagan a lo largo del mismo. Por delante de la onda de choque (respecto de la dirección en la que se propaga) el material todavía no ha sido procesado por la onda (a esta región le llamaremos  $U$ , de *upstream*). Por otra parte en la región procesada (región  $D$ , de *downstream*) la onda de choque comprime el material aumentando la densidad de energía y por lo tanto también el campo magnético anclado en el fluido. Esto permite que parte de la energía cinética del fluido se transforme en energía interna de los electrones y energía asociada al campo magnético. Por esta razón los electrones emiten una mayor cantidad de energía en estas regiones, tanto por proceso sincrotrón como por efecto inverso Compton. Se puede caracterizar la compresión del material que pasa a través del frente de choque con el factor de compresión:

$$\eta = \frac{N_u}{N_d} \quad (5.4)$$

donde  $N_u$  y  $N_d$  son las densidades electrónicas en la region *upstream* y *downstream*, respectivamente. Dado que la densidad es mayor en las regiones procesadas por la onda de choque el factor de compresión varía entre 0 y 1, disminuyendo a medida que la onda de choque es más intensa. La compresión adiabática que produce un frente de onda de choque plano perpendicular al eje del jet modifica la componente del campo magnético paralela al frente de choque, aumentándolo en un factor  $1/\eta$ , es decir,  $B_{\perp} \rightarrow B_{\perp}/\eta$  (Gómez et al. 1993). Esto produce un reordenamiento del campo magnético, y por tanto un aumento en el grado de polarización de la radiación sincrotrón proveniente de las regiones procesadas por la onda de choque.

Además, el aumento de la energía de las partículas debido a la compresión adiabática es proporcional a  $\eta^{-1/3}$  (Gómez et al. 1993). Si consideramos que el número total de electrones se conserva, la expresión que describe la distribución de energía de los electrones en una región del jet procesada por una onda de choque es (Gómez et al. 1993):

$$N(E)dE = \eta^{-(\gamma+2)/3} N_0 E^{-p} dE \quad (5.5)$$

Esta ecuación es análoga a la ec. 4.4 pero para el material procesado por una onda de choque. Esto nos indica que la compresión que sufre el material debido a la onda de choque y la energización que sufren las partículas da por resultado un aumento de  $N_0$  en la distribución energética de los electrones. Esto significa que hay mayor cantidad de electrones con mayor energía por lo

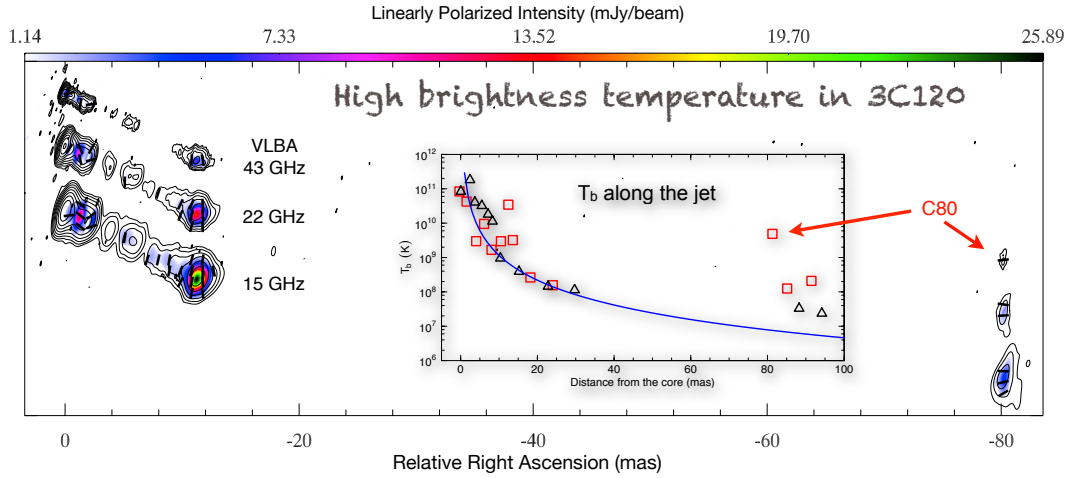


FIG. 5.1: Observaciones con el VLBA de la radio galaxia 3C 120. Contornos muestran flujo total, colores emisión polarizada, y barras el vector de polarización. El panel muestra la distribución de temperatura de brillo a lo largo del jet, revelando la existencia de la component C80, asociada con un choque de recolimación, con una temperatura de brillo mucho mayor que la esperada. Reproducida de (Casadio et al. 2012).

que emiten a mayor frecuencia respecto de las regiones que no están procesadas por una onda de choque. En longitud de onda de radio estas ondas de choque se observan como componentes, o regiones de mayor emisión en el jet.

Existen numerosas evidencias observacionales de la existencia de ondas de choque en jets relativistas. A modo de ejemplo podemos citar observaciones recientes de la radio galaxia 3C 120, donde se observa una estructura de emisión en el jet que presenta una temperatura de brillo unas 600 veces mayor que la esperada. Esta estructura se ha explicado como un choque estacionario de recolimación que interacciona con una onda de choque que se desplaza a lo largo del jet incrementando la densidad de partículas y el campo magnético en la región, y por lo tanto su brillo (Roca-Sogorb et al. 2010; Casadio et al. 2012; Agudo et al. 2012a).

### 5.1.1 Influencia de ondas de choque en la polarización del jet

Las ondas de choque influyen significativamente en la emisión polarizada del jet. Como se comentó anteriormente, la perturbación produce una compresión del material y un aumento de la componente del campo paralela al frente de choque. Al reordenar el campo, se produce un aumento en la emisión polarizada. La detección de esta emisión polarizada depende de numerosos factores como el ángulo de visión del observador respecto del plano de compresión, la estructura del campo magnético, etc. La evolución del grado de polarización se



ve afectada por la profundidad óptica de la emisión sincrotrón que la produce. Una onda de choque aumenta la profundidad óptica en la región procesada, ya que aumenta la densidad de partículas, llegando a valores similares a la opacidad observada en los núcleos. En estas regiones ópticamente gruesas la emisión polarizada disminuye notablemente (ver la sección 4.3.1.3).

Dado que las ondas de choque pueden reproducir estructuras observadas en jets como las componentes, son ampliamente utilizadas para explicar las estructuras de emisión observadas en jets de AGN (Marscher & Gear 1985).



# 6

## Cambios en la orientación del jet

**T**Ras la descripción simplificada de los jets que se ha dado en los capítulos anteriores podría pensarse que los jets son un flujo de material rectilíneo que evoluciona dentro de una estructura cónica. Sin embargo, la mayoría de las veces se observan estructuras curvadas, movimientos no rectilíneos de las componentes, velocidades relativistas de las componentes en la dirección no radial, etc. Existen diversos escenarios que intentan explicar los procesos físicos que producen estos fenómenos. A continuación se mencionarán los más representativos.

### 6.1 Precesión

---

Existen fuentes en las que se observa un cambio en la dirección del jet de forma periódica. Un caso representativo es el del microcuásar SS 433 porque en esta fuente ha sido posible determinar todos los parámetros de un modelo que propone que el jet precesa, ajustándose de manera muy precisa a los datos observacionales (Roberts et al. 2008, 2010; Bell et al. 2011). Debido a la precesión se genera en el jet una estructura helicoidal que posee regiones que apuntan en la dirección del observador y regiones que lo hacen en el sentido contrario. Esta estructura helicoidal es observada en el jet, como se puede ver en la Fig. 6.1, en la cual se presenta una imagen en radio de SS 433 a 4.86 GHz y las líneas continuas roja y azul representan el modelo de precesión del jet. Este modelo tiene en cuenta tanto la precesión como la nutación del jet. Las líneas azules representan regiones del jet en las cuales la emisión apunta en la dirección de la visual y las líneas rojas regiones en las que se aleja. Como se puede ver, el modelo reproduce los datos obtenidos de esta fuente.

Existen también numerosos ejemplos de jets en AGN que muestran indicios de precesión (Abraham 2000; Stirling et al. 2003; Kudryavtseva et al. 2011). Gracias a observaciones de astrometría de alta precesión usando la técnica de

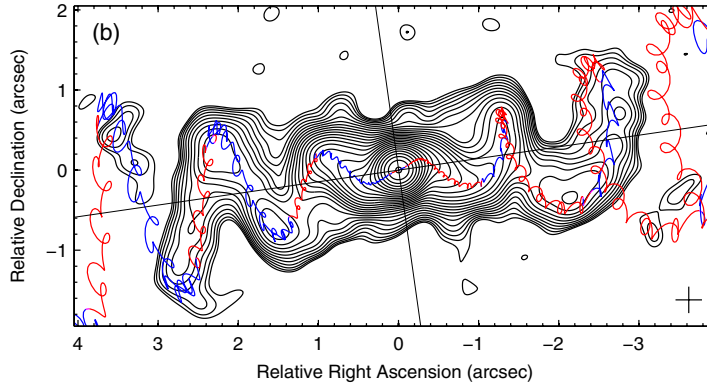


FIG. 6.1: Imagen de intensidad total de SS433 obtenida a 4.86 GHz con VLA. Las líneas continuas azul y roja representan las regiones del jet en las cuales la emisión apunta hacia la dirección de la visual y en las cuales apunta en sentido contrario, respectivamente. Extraído de Roberts et al. (2010).

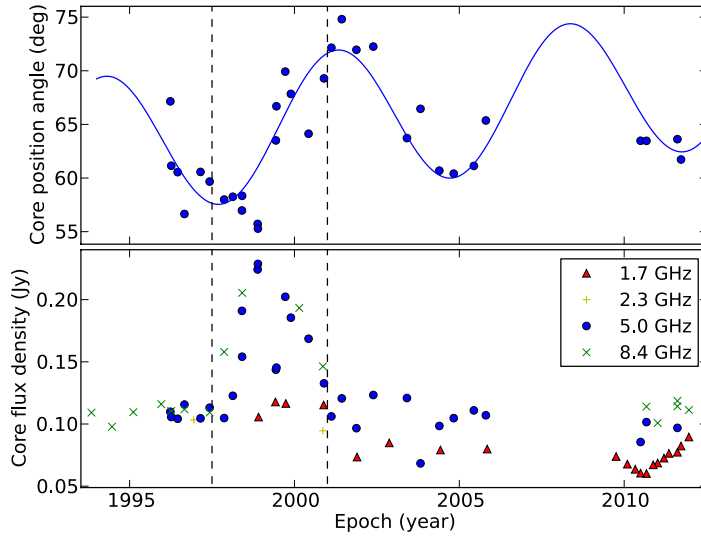


FIG. 6.2: Arriba: Orientación inicial del jet en M81 respecto del tiempo. Abajo: Curva de luz del núcleo de M81. Extraído de Marti-Vidal et al. (2013).

referencia de fase se ha podido determinar un cambio en la orientación del jet en la galaxia M81, acompañado de una variación periódica en el flujo (ver Fig. 6.2). Estas variaciones pueden ser explicadas a través de un modelo de precesión, en el que las variaciones en la emisión están asociadas al cambio en el factor Doppler de reforzamiento (Marti-Vidal et al. 2013).

No existe en la actualidad un modelo único para explicar la precesión del jet. Los procesos físicos más utilizados involucran perturbaciones debidas a un objeto compacto masivo en un sistema binario (Lobanov & Roland 2005; Roland et al. 2008). En este caso todo el sistema (agujero negro-disco-jet)

orbita en torno al centro de masa del sistema binario provocando que la región que emite el chorro relativista cambie su posición a lo largo de dicha órbita. Otros procesos que pueden generar precesión del sistema disco-jet es el efecto de Lens-Thirring (Sarazin et al. 1980; Lister et al. 2003; Tateyama & Kingham 2004) que se produce en torno a un agujero negro en rotación. En una situación de equilibrio, existe un alineamiento entre el momento angular del disco en rotación y el agujero negro. Si éstos últimos no están alineados, la región donde se forma el jet precesa.

### 6.2 Perturbaciones en el jet

---

Existen otros casos, como el de 3C 120, en los cuales se observa una distribución de brillo que no es simétrica respecto del eje del jet (ver Fig. 6.3). En Hardee et al. (2005) se propone que esta estructura del jet puede ser generada por perturbaciones con patrones helicoidales. Este tipo de perturbaciones se producen en la región en la que se inyecta el jet, y la región del material que se ve afectado por la perturbación brilla con mayor intensidad. La perturbación sigue un patrón helicoidal haciendo brillar distintas regiones del jet en su evolución.

### 6.3 Variaciones herráticas

---

En determinados casos las variaciones en el jet muestran un comportamiento más errático, no periódico, como es el caso de OJ 287. Esta fuente ha sido estudiada exhaustivamente (Tateyama & Kingham 2004; Valtonen et al. 2008; Villforth et al. 2010; Valtonen & Wiik 2012) y en muchos trabajos se han encontrado variaciones, tanto del vector de polarización en frecuencias ópticas, como del vector de posición del jet en datos a 8 GHz. Estos procesos han sido explicados como una precesión del jet. Sin embargo, en Agudo et al. (2012b) extienden el período de análisis de la fuente a 16 años y estudian las regiones más internas, a través de datos a mayor frecuencia (43 GHz) observando una variación del ángulo de eyección del jet predominantemente errática. Estas variaciones erráticas que se han observado en numerosas fuentes (Homan et al. 2003; Mutel & Denn 2005; Jorstad et al. 2005) y cuyo origen físico no está del todo claro se denomina *jet wobbling*. En Agudo et al. (2012b) proponen que este *jet wobbling* se debe a perturbaciones en la región de inyección del jet debidos a cambios en la densidad de partículas, variaciones en la configuración del campo magnético o a turbulencias producidas en los procesos de acreción del material. Estas variaciones combinadas con la rotación del material en presencia de un campo magnético toroidal pueden dar por resultado

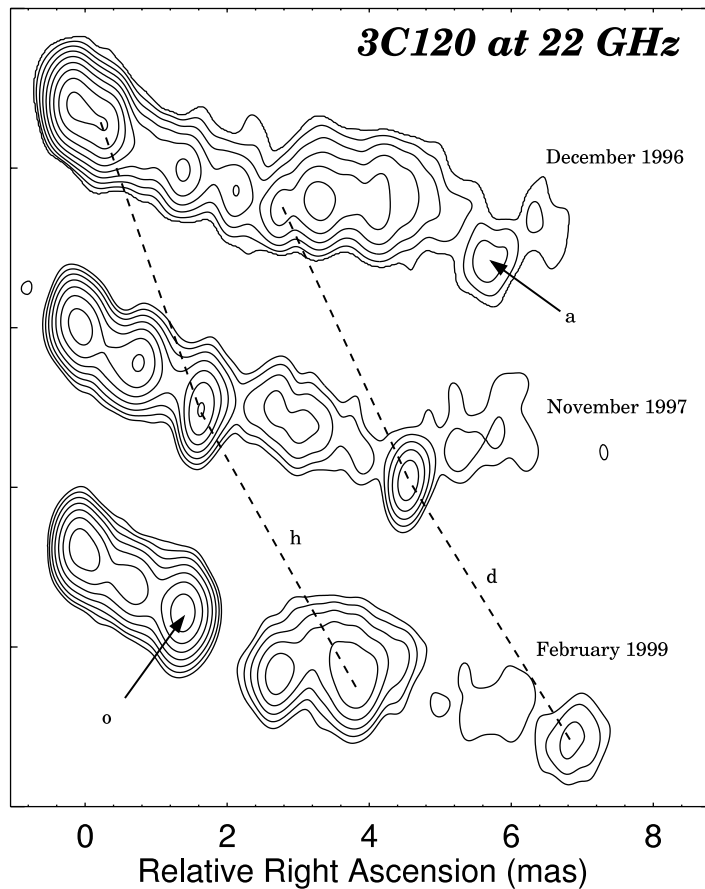


FIG. 6.3: Secuencia de imágenes de 3C 120 obtenidas con VLBI a 22 GHz.  
Extraído de Hardee et al. (2005).

las variaciones de la dirección del jet en las regiones más internas medidas en esta fuente.

También se han observado variaciones no periódicas en la trayectoria y aceleración de las componentes, así como en la intensidad de emisión, en numerosas fuentes (e.g. el quásar 3C 279 en Jorstad et al. 2004, o la fuente OJ 287 en Vicente et al. 1996). Estas variaciones han sido explicadas satisfactoriamente como debidas a componentes atravesando regiones curvadas del jet. Cuando las componentes móviles atraviesan una región curvada del jet se observa un incremento en la intensidad debido a que los fotones son emitidos más directamente en la dirección del observador y por lo tanto, la emisión se ve reforzada por efecto Doppler relativista. Además, se observa un aumento en la velocidad de la componente en el momento que ésta se desplaza en la dirección del observador, y una disminución de la velocidad en el momento que la componente se aleja de dicha dirección. Estas variaciones en la velocidad e intensidad de emisión se han observado en las fuentes mencionadas anteriormente (3C 279 y OJ 287).

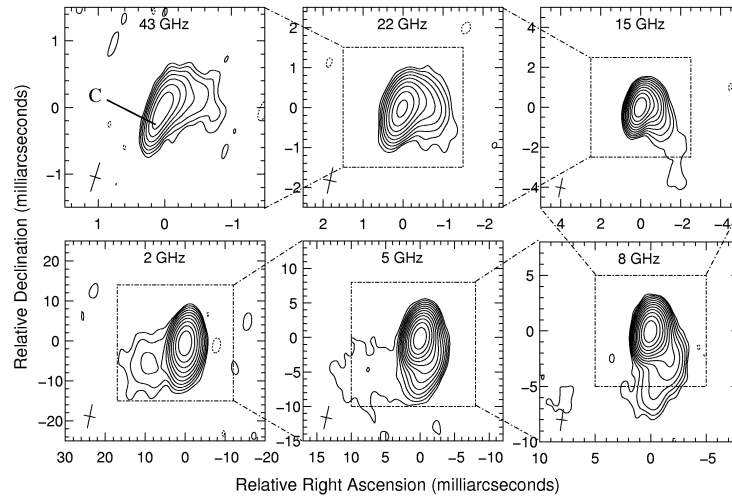


FIG. 6.4: Secuencia de imágenes de PKS 2136+141 en intensidad total, obtenidas con VLBA a 2.3, 5, 8.4, 15, 22 y 43 GHz. Extraído de Savolainen et al. (2006).

Las curvaturas del jet también dan lugar a una desalineación entre la dirección del jet a pequeñas y grandes escalas angulares (ver Fig. 6.4). Este es el caso, por ejemplo, de la fuente NRAO 150 en la cual la diferencia entre la dirección del jet a pequeña y gran escala es  $\sim 100^\circ$  (Agudo et al. 2007, ver Fig. 8.1). Una descripción más detallada de esta fuente se llevará a cabo en el Capítulo 8.

## 6.4 Rotación interna del material

Existen otros procesos que observacionalmente muestran características similares a las mencionadas anteriormente (patrones helicoidales, trayectorias curvadas de las componentes) pero que pueden tener un origen físico diferente a los presentados anteriormente. Se trata de casos en los que se observan altas velocidades de las componentes en la dirección no radial, y no pueden ser explicados con los escenarios introducidos previamente.

En el trabajo de Steffen et al. (1995) se presenta un modelo en el cual las trayectorias de las componentes se ajustan según un modelo de jet con estructura helicoidal generada como una consecuencia natural de la rotación de las líneas de campo magnético, debido a que éstas están ligadas al material en rotación del disco de acrecimiento. Este tipo de modelo predice que las curvaturas en la trayectoria de las componentes sean más pronunciadas cerca de la región de eyección del jet y que se vayan suavizando a medida que se alejan de esta región. Si el eje del jet no está perfectamente alineado con la línea de la visual la variación del flujo de las componentes se mostrará periódica o

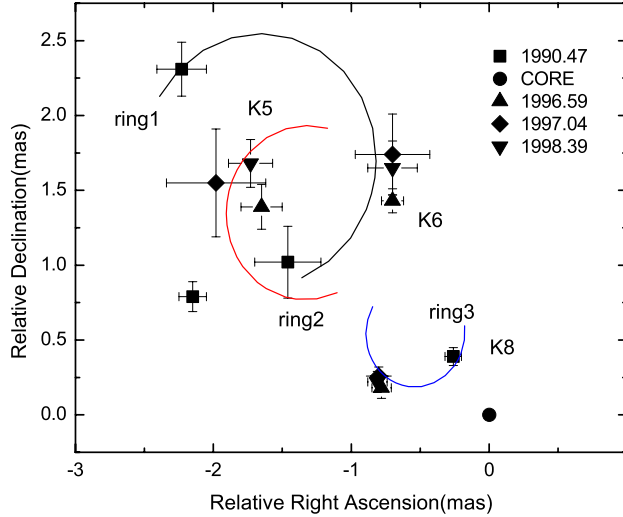


FIG. 6.5: Ajuste con modelo helicoidal a la posición de las componentes del jet, medidas a 8 GHz, en la fuente tipo BL Lac PKS 0735+178. Los datos observacionales han sido presentados en Gómez et al. (2001). Figura extraída de (Britzen et al. 2010).

quasi-periódica debido a la rotación de las mismas en torno al eje de la hélice. Este modelo fue utilizado para ajustar la trayectoria de las componentes observadas en los quásares 3C 345 (Steffen et al. 1995), B3 1633+382 (Liu et al. 2010), y la fuente PKS 0735+178 (Britzen et al. 2010, Fig. 6.5), mostrando que este tipo de modelos puede explicar las trayectorias curvadas observadas en las componentes de dichas fuentes.

En McKinney & Blandford (2009) se muestran resultados de simulaciones magneto-hidrodinámicas relativistas de jets generados a partir de un agujero negro en rotación y un disco turbulento y magnetizado. Estas condiciones son capaces de generar un intenso campo magnético toroidal que conduce al plasma altamente magnetizado. La rotación y perturbaciones en el disco producen la formación de estructuras como las que se muestran en la Fig. 6.6, en las cuales se puede observar la estructura helicoidal del campo magnético.

En Mizuno et al. (2012) se presentan simulaciones de jets con un campo magnético helicoidal. En particular se estudia la evolución del jet bajo perturbaciones relacionadas específicamente con el campo magnético, denominadas *current driven*, en regiones donde los jets están dominados magnéticamente. Este tipo de perturbaciones dan lugar a estructuras helicoidales como las que se muestran en la Fig. 6.7.

Al analizar la evolución temporal en dos dimensiones de la densidad para diferentes valores de  $\Omega$  (siendo este parámetro la velocidad angular de las líneas



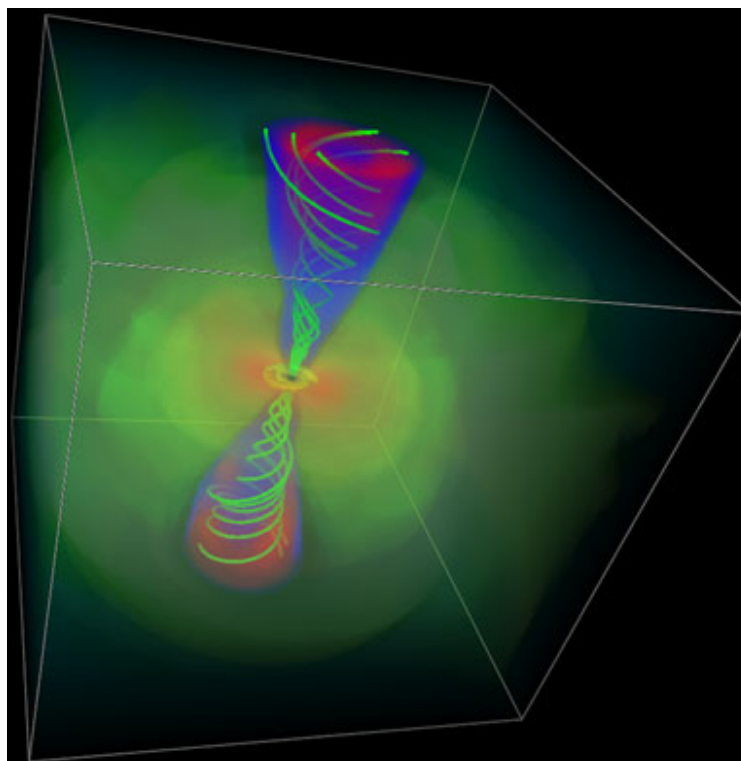


FIG. 6.6: Representación del jet relativista obtenida a partir de las simulaciones magneto-hidrodinámicas relativistas de McKinney & Blandford (2009). Las líneas verdes muestran el campo magnético, que presenta una estructura helicoidal como resultado del proceso de formación del jet. Extraído de McKinney & Blandford (2009).

de campo magnético), se obtienen los gráficos mostrados en la Fig. 6.8. A medida que  $\Omega$  aumenta se forma un mayor número de inhomogeneidades de menor tamaño. Si se observa el jet de frente, es decir a lo largo del eje  $z$ , las trayectorias de las inhomogeneidades se verán como rotando en el plano del cielo. Como se puede observar estas simulaciones predicen la existencia de material rotando en jets de alta magnetización debido a la estructura helicoidal del campo y al efecto de las perturbaciones.

Algunos de los resultados más recientes a partir de simulaciones magneto-hidrodinámicas con relatividad especial se han presentado en (Porth et al. 2011; Porth 2013). En estas simulaciones se estudia la evolución de jets dominados magnéticamente y generados a partir de un agujero negro supermasivo en rotación. La estructura del campo magnético posee una componente toroidal y otra poloidal. La evolución de estas simulaciones predice una estructura del jet formada por una región central delgada con alta velocidad rodeada de una envoltura más lenta. Las componentes seguirían trayectorias helicoidales debido a la estructura del campo. En la Fig. 6.9 se pueden ver el índice espectral (izquierda), la estructura en polarización (centro) y la medida de rotación (derecha) a diferentes ángulos de orientación. Cuando se observa con un ángulo

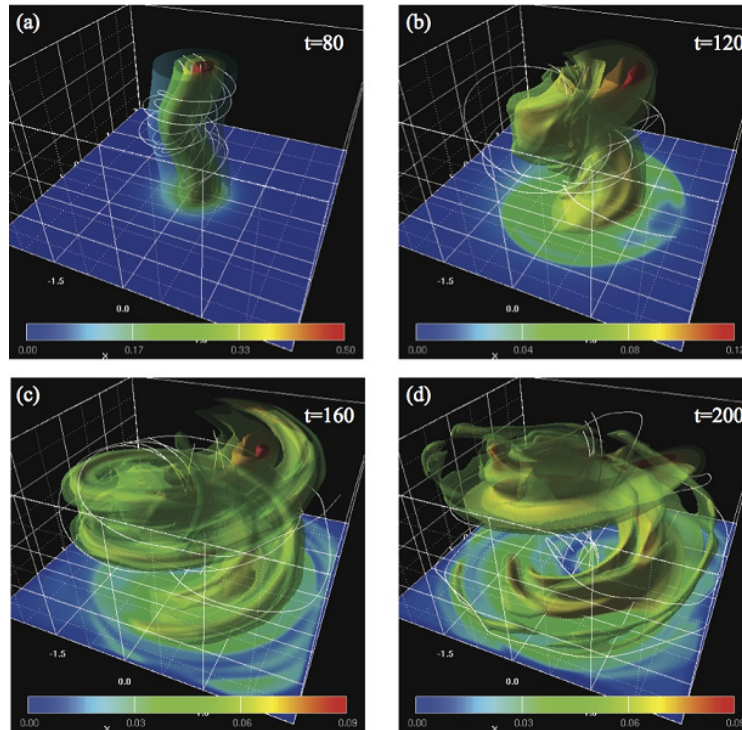


FIG. 6.7: Evolución temporal en tres dimensiones de la densidad del plasma (en color) y el campo magnético (líneas sólidas). Se muestra una sección de un jet que está dominado magnéticamente. Cada panel corresponde a un instante de tiempo. Extraído de Mizuno et al. (2012).

de visión muy pequeño la región central de la estructura es ópticamente gruesa, volviéndose ópticamente delgada hacia los bordes. También se observa como los vectores eléctricos se disponen perpendicularmente al borde del jet debido a la estructura toroidal del campo magnético.

Todos estos estudios, tanto observacionales como teóricos, muestran que debe existir un campo magnético helicoidal como resultado de la formación del jet a partir de un disco de acrecimiento en rotación.

### 6.4.1 Evidencias observacionales de campo magnético helicoidal

Si bien no hay observaciones directas que prueben la existencia de campos magnéticos helicoidales, las medidas de rotación de Faraday han aportado los primeros indicios indirectos de la existencia de dicha estructura. La rotación de Faraday se produce cuando una onda electromagnética polarizada atraviesa un plasma que posee un campo magnético. Dado que una onda polarizada linealmente puede ser entendida como la suma de dos ondas polarizadas circularmente, una a izquierda y otra a derecha, al atravesar un campo magnético,

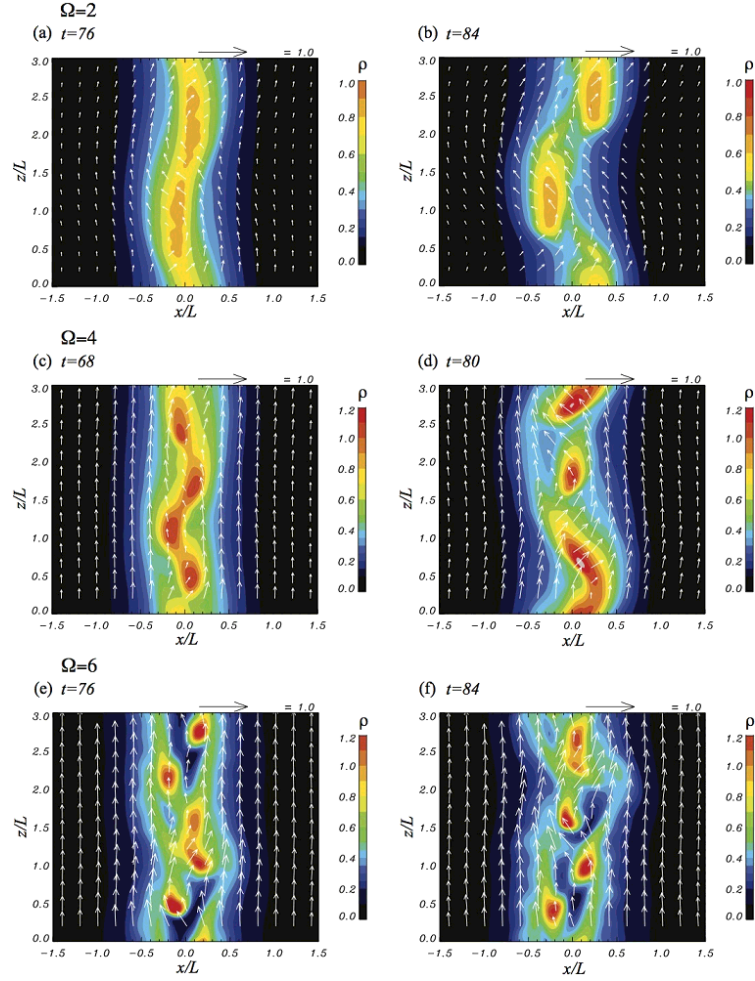


FIG. 6.8: Cortes bidimensionales en el plano  $x$ - $z$  de la densidad de partículas (representada en colores) de un jet dominado magnéticamente. Los paneles de izquierda a derecha muestran la evolución temporal, y de arriba hacia abajo se muestran las simulaciones para diferentes valores de  $\Omega$ , siendo  $\Omega$  la velocidad angular de las líneas de campo magnético. Las flechas blancas representan la velocidad del fluido. Extraído de Mizuno et al. (2012)

se produce un desfase entre las dos polarizaciones circulares, dando como resultado una rotación en la polarización lineal de la onda incidente. La rotación que se observa en los vectores de campo eléctrico es igual a:

$$\chi = \chi_0 + RM\lambda^2 \quad (6.1)$$

donde  $\chi_0$  es la dirección inicial de la polarización,  $\lambda$  la longitud de onda de la radiación y  $RM$  es la medida de rotación, que se calcula como:

$$RM = C \int n(s) \mathbf{B}(s) \cdot ds \quad (6.2)$$

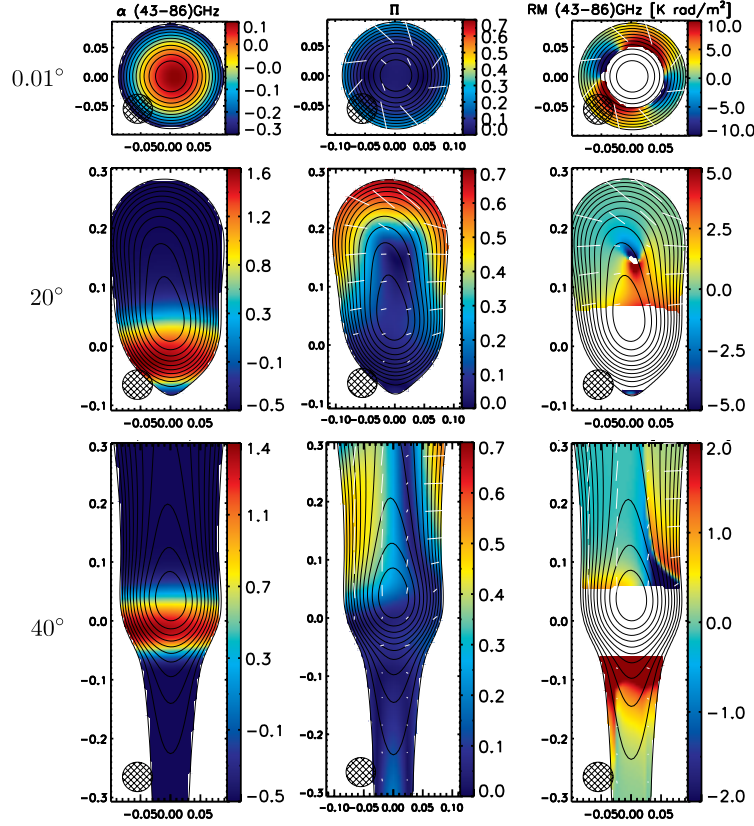


FIG. 6.9: Resultados obtenidos a partir de simulaciones magneto-hidrodinámicas relativistas en jets dominados magnéticamente. De izquierda a derecha se representa el índice espectral  $\alpha$ , el grado de polarización y la medida de rotación en regiones ópticamente delgadas. De arriba a abajo se representan distintos ángulos de visión ( $0.01^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $40^\circ$ ). Reproducido de Porth et al. (2011).

donde  $n(s)$  es la densidad de electrones del medio que atraviesa la onda electromagnética,  $\mathbf{B}(s)$  el campo magnético, y la integral se calcula en la dirección del observador. Además  $C$  es una constante  $= \frac{e^3}{8\pi m_e^2 \epsilon_0 c^3}$ , donde  $e$  es la carga del electrón,  $m_e$  es la masa del electrón,  $\epsilon_0$  la permitividad eléctrica en el espacio libre y  $c$  la velocidad de la luz en el vacío.

Como se puede ver de la expresión 6.1 la rotación de Faraday es proporcional a la longitud de onda al cuadrado, por lo que se verán más afectadas las ondas electromagnéticas con longitud de onda más larga. Como la  $RM$  depende de una integral en la línea de la visión, la rotación de Faraday es producida por la componente del campo magnético en la dirección del observador. La rotación de Faraday puede ser interna, si el medio con campo magnético que genera la rotación es el mismo que el material emisor de la radiación, o puede ser externa si el medio que genera la rotación se encuentra fuera del jet. Algunas observaciones de  $RM$  muestran rotaciones mayores a  $45^\circ$  lo que implica que la rotación debe ser externa (Zavala & Taylor 2004). Debido a que las características de variabilidad de la  $RM$  en muchos casos se muestra relacionada con

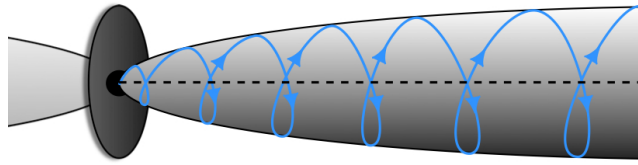


FIG. 6.10: Representación de la estructura de campo magnético con estructura helicoidal. Reproducida de Roca Sogorb (2011).

la estructura física del jet, se estima que el medio externo está íntimamente relacionado con el jet, probablemente rodeándolo (Asada et al. 2008; Gabuzda et al. 2008; Gómez et al. 2011).

En algunas fuentes (e.g. 3C 120, Mrk 501, M87) se ha observado un gradiente en la medida de rotación a lo ancho del jet (Gómez et al. 2008a; Croke et al. 2010; Algaba et al. 2013; Algaba 2013). Este gradiente se debe a la componente toroidal del campo magnético, cuya orientación relativa con respecto al observador varía de manera gradual en la dirección transversal del jet.

Las medidas de rotación de Faraday poseen una incertidumbre importante debido a diversos factores. Por un lado es necesario resolver transversalmente el jet para poder detectar variaciones en la medida de rotación a lo ancho de éste, sólo posible en algunas fuentes y a cortas longitudes de onda. Por otro lado a veces es difícil distinguir si el material que produce la rotación de Faraday se encuentra dentro o fuera del jet. Además, en el caso de la rotación generada por un medio externo la rotación de Faraday da información de la estructura del campo magnético en dicha región, que no tiene necesariamente que coincidir con la estructura del campo magnético en el jet.

A pesar de que los modelos teóricos y simulaciones numéricas predicen la existencia del campo magnético helicoidal en jets, no existen hasta la fecha observaciones directas que corroboren dicha estructura.



# 7

## Interferometría de muy larga base (VLBI)

**L**A radioastronomía nació a principios de 1930 cuando se descubrió que los objetos celestes, como el centro de la Vía Láctea, también emitían en radiofrecuencias. Esto fue un gran avance para la astrofísica en general y desde ese momento se empezaron a buscar más objetos celestes emisores en longitudes de onda de radio. El problema fundamental encontrado en ese momento fue que no se podían alcanzar resoluciones angulares similares a las obtenidas en óptico, ya que la resolución es proporcional a la longitud de onda de observación e inversamente proporcional a la distancia entre las antenas, como muestra el criterio de Rayleigh:

$$\theta = \frac{1.22 \lambda}{D} \quad (7.1)$$

donde  $\theta$  es la resolución angular,  $\lambda$  es la longitud de onda a la que se observa y  $D$  es el diámetro (apertura) del telescopio. Por lo tanto, si se pretende mejorar la resolución angular, es decir obtener un valor de  $\theta$  menor, además de observar en longitudes de onda más cortas, se puede aumentar el diámetro del telescopio. Esto tiene un límite técnico, ya que no se pueden, a día de hoy, hacer antenas de kilómetros de diámetro. Por esta razón cuando se comenzaron a hacer observaciones en ondas de radio se pensó que a estas longitudes de onda no se podría llegar a alcanzar una resolución angular similar a las obtenidas en el óptico.

La solución a la limitación impuesta por el diámetro del telescopio fue la interferometría. Esta técnica consiste en utilizar varias antenas en conjunto y combinar la señal obtenida por cada una de ellas. La finalidad es conseguir una resolución angular como la que se obtendría con una antena de diámetro igual a la separación máxima entre las antenas. La interferometría esta basada en la síntesis de apertura que fue desarrollada por vez primera en 1960 por

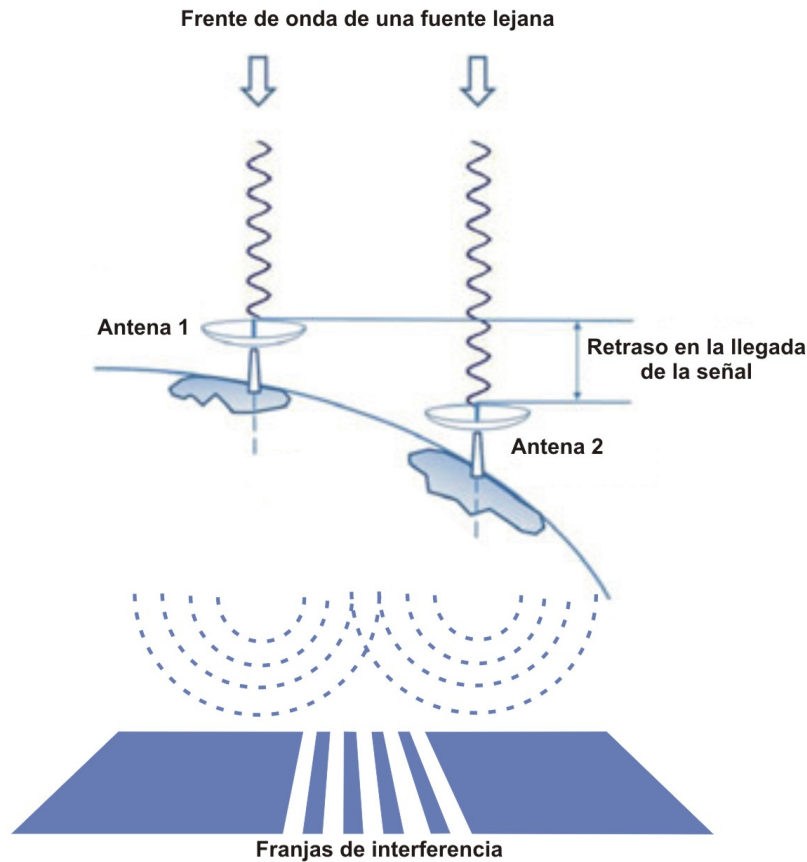


FIG. 7.1: Esquema del funcionamiento de dos antenas trabajando conjuntamente como un radio-interferómetro.

Martin Ryle y sus colaboradores en el Instituto de Radio Astronomía de Cambridge. De esta forma las antenas de un interferómetro de síntesis de apertura funcionan con los mismos principios que el experimento interferométrico de las rendijas de Young. Las antenas funcionan como las rendijas de Young y las franjas de interferencia se obtienen con un correlador de señales que compensa los retrasos temporales en la llegada de la señal a cada antena considerando que éstas pueden estar separadas miles de kilómetros (ver Fig. 7.1).

El observable resultante del correlador es el patrón de interferencias para cada par de antenas, llamada función visibilidad, que tiene la siguiente forma (Fomalont & Perley 1999):

$$V_{\nu}(u, v) = \int \int A_{\nu}(l, m) I_{\nu}(l, m) e^{-i2\pi(ul+vm)} dl dm \quad (7.2)$$

Esta función visibilidad es la transformada de Fourier de la distribución de brillo de la fuente,  $I_{\nu}(l, m)$ , convolucionada con el patrón de respuesta de la antena,  $A_{\nu}(l, m)$ . El sistema de coordenadas  $(l, m)$  mide una posición en el plano del cielo y, al igual que el sistema  $(u, v)$ , se expresa usualmente en



unidades de longitud de onda. En esta expresión se asume que la respuesta de todas las antenas es la misma y que no varía en el tiempo. Aunque algunos interferómetros tienen antenas con distintas características (e.g. GMVA) esta aproximación es correcta siempre que la fuente sea pequeña comparada con el tamaño angular que es capaz de distinguir cada antena por separado (Fomalont & Perley 1999).

Las coordenadas  $(u, v)$  son coordenadas definidas en un plano tangente a la superficie de la tierra y su normal es la dirección en la que se encuentra el objeto observado. Sobre este plano los ejes  $u$  y  $v$  representan las direcciones Este-Oeste y Norte-Sur respectivamente. En el plano  $(u, v)$  las distancias están medidas en unidades de longitud de onda y la distancia de los puntos al centro del plano indica la distancia entre diferentes pares de antenas que forman una línea de base (ver Fig. 7.2).

El cubrimiento del plano  $(u, v)$  nos da información de la sensibilidad y resolución que conseguirá el interferómetro. Ya se mencionó que la resolución mejora a medida que la distancia entre las antenas aumenta, por lo tanto en la dirección en la que la distancia es mayor el haz observacional (también denominado *beam*) es más pequeño y por lo tanto, se pueden diferenciar estructuras que se encuentren más cercanas en el plano del cielo. Además, a medida que la posición de las antenas cubran una mayor superficie del plano  $(u, v)$  se tendrá un mejor muestreo de las visibilidades, permitiendo reconstruir las imágenes a partir de una información más completa. Por lo tanto lo ideal es tener el mayor cubrimiento del plano  $(u, v)$  posible. Para ello la técnica de la síntesis de apertura utiliza la propia rotación terrestre para que las líneas de base vayan cambiando su posición respecto de la fuente y de esa manera cubrir la mayor región posible del plano  $(u, v)$ . Evidentemente el cubrimiento del plano  $(u, v)$  depende de la distribución de las antenas del interferómetro y de la posición de la fuente respecto de las antenas.

La interferometría de muy larga base (en inglés *Very long baseline interferometry* o VLBI) es la única técnica que consigue una resolución angular en las imágenes del orden de algunas décimas de milisegundo de arco, lo que permite estudiar las estructuras internas de los jets con un detalle sin precedentes.

### 7.1 Instrumentos interferométricos actuales

---

Por restricciones técnicas, la interferometría de muy larga base se ha desarrollado principalmente para ondas de radio y milimétricas, ya que se necesita precisión del orden de la longitud de onda con la que se esté trabajando, en las medidas de posición de las antenas y tiempo de llegada de los frentes de

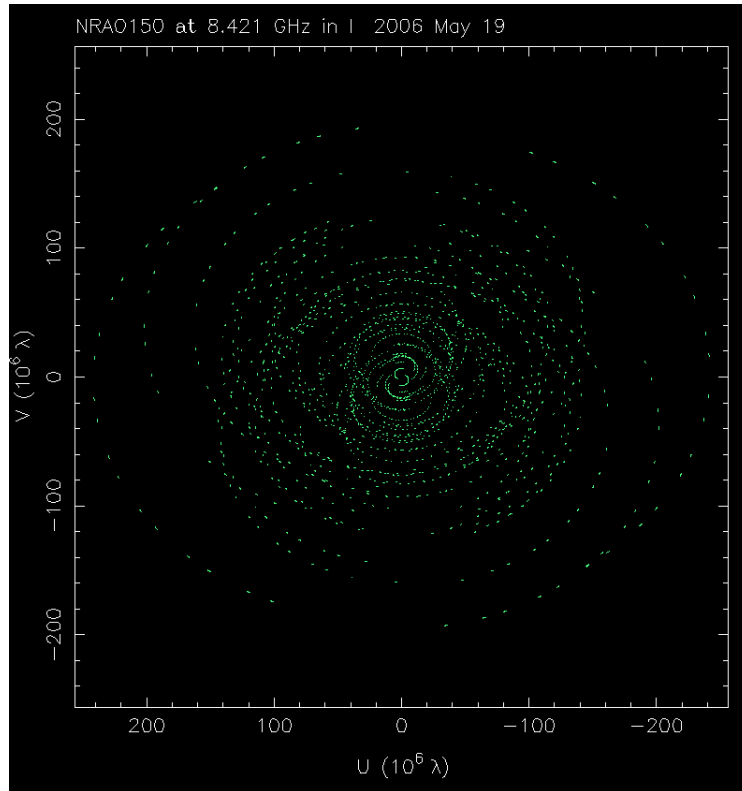


FIG. 7.2: Ejemplo de cubrimiento del plano  $(u, v)$  en observaciones obtenidas con el VLBA a 8 GHz del quásar NRAO 150.

onda. A pesar de esto en los últimos años se ha logrado un avance importante en la aplicación de esta técnica en longitudes de onda cada vez más cortas (ondas milimétricas, infrarrojo y óptico) con la finalidad de mejorar aún más la resolución alcanzada por los interferómetros actuales.

### 7.1.1 Interferómetros de muy larga línea de base

En este tipo de instrumentos los datos son grabados en cada antena y posteriormente se envían al correlador para obtener las visibilidades. A continuación se describirán los más relevantes en la actualidad.

- **Very Long Baseline Array (VLBA)**<sup>1</sup>. Este instrumento funciona desde 1993 y es un interferómetro compuesto por diez radioantenas iguales, de 25 metros cada una, ubicadas en Estados Unidos, con una separación máxima entre ellas de 9.000 km, desde Hawaii hasta Las Islas Vírgenes (ver Fig. 7.3). La máxima resolución que alcanza el instrumento (a una longitud de onda de 7 mm) es del orden de algunas décimas de milisegundo de arco, lo cual permite estudiar las regiones más internas de los jets, incluso si éstos se encuentran a distancias cosmológicas. La gran ventaja de este instrumento es

<sup>1</sup><http://www.vlba.nrao.edu/>

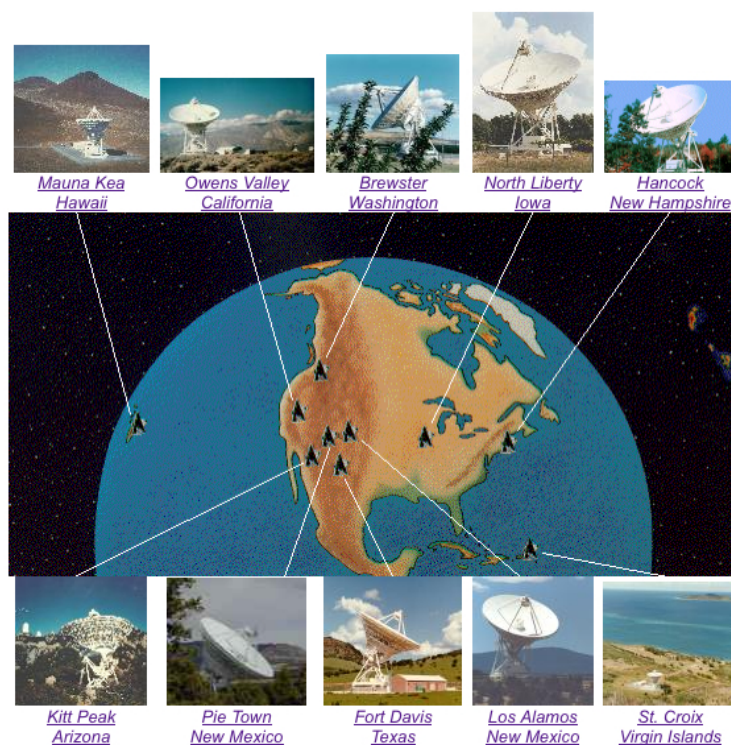


FIG. 7.3: Representación de la ubicación de las antenas del VLBA. Crédito NRAO/VLBA.

que está exclusivamente dedicado a la observación interferométrica por lo que puede utilizarse para un seguimiento continuado de las fuentes, y además, el instrumental permite cambiar de frecuencia de observación rápidamente.

- **European VLBI Network (EVN)<sup>2</sup>.** Este instrumento está operado por centros de investigación de toda Europa. Utiliza un conjunto de más de 20 antenas distribuidas por Europa, Asia, África y América, como se puede ver en la Fig. 7.4. Debido a que no son antenas utilizadas exclusivamente en modo de interferometría, el EVN observa durante 3 períodos al año. El hecho de que las antenas posean diferentes tamaños, sensibilidades, e instrumentación requiere de un análisis más complejo en la calibración de los datos (ver Capítulo 9.7). Por otro lado este instrumento cuenta con algunas de las antenas más grandes y sensibles del mundo (e.g. la antena de Arecibo o la antena de Effelsberg, de 300 metros y 100 metros de diámetro, respectivamente), lo que lo convierte en una herramienta muy útil para estudiar los jets extragalácticos más débiles y lejanos.

Se ha desarrollado un programa, denominado e-EVN, basado en enlaces con fibra óptica entre algunas de las antenas del EVN que permite la correlación de los datos en tiempo real, consiguiendo un funcionamiento similar a los interferómetros conexos (ver sección 7.1.2). Las sesiones del e-EVN duran 24 horas

<sup>2</sup><http://www.evlbi.org/>

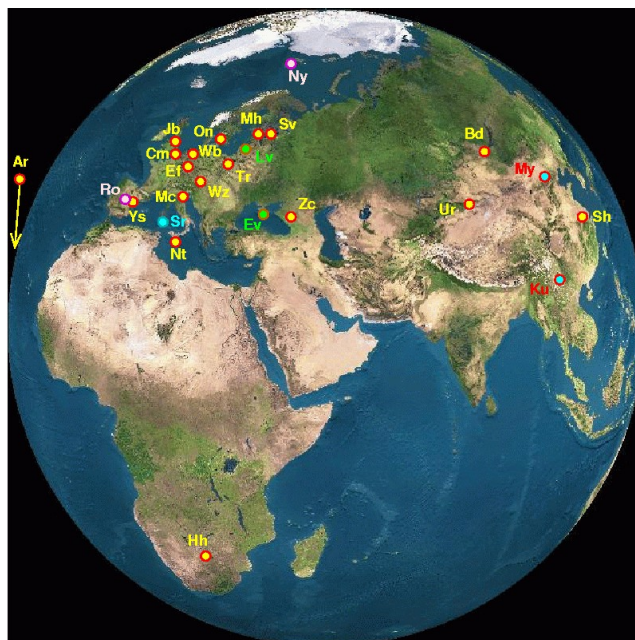


FIG. 7.4: Representación de la ubicación de las antenas de EVN.

y se realizan diez sesiones al año. Esto lo convierte en el único interferómetro de muy larga base en el mundo que permite el estudio de fuentes en las que es necesario analizar el resultado de las observaciones en escalas temporales de unos pocos días desde la observación.

- **Global VLBI array**<sup>3</sup>. Este instrumento es una colaboración entre el consorcio Europeo y Americano, entre otros, y utiliza antenas tanto del EVN como del VLBA (principalmente), por lo que cuenta con las líneas de base más largas que se pueden conseguir sobre la superficie terrestre.
- **Global mm-VLBI array (GMVA)**<sup>4</sup>. Este instrumento utiliza las antenas del Global VLBI array que pueden observar en ondas milimétricas, específicamente a 3.5 milímetros. Con esta longitud de onda de observación se logran resoluciones del orden de 50-70 microsegundos de arco, lo cual es unas 1600 veces mejor que la resolución del telescopio espacial Hubble.

Las antenas que habitualmente forman parte de este instrumento son: Efe-felsberg (antena de 100 metros, MPIfR, Alemania), Pico Veleta (antena de 30 metros, IRAM, España), Plateau de Bure (seis antenas de 15 metros que trabajan conjuntamente como interferómetro conexo, IRAM, France), Onsala (antena de 20 metros, Suecia), Metsähovi (antena de 14 m, Finlandia), y un grupo de las antenas de VLBA (aquellas que están equipadas con receptores a 3.5 mm): Brewster, Owens Valley, Mauna Kea, Pie Town, Kitt Peak, Fort Davis, Los Alamos, y North Liberty. Los datos tomados por este interferómetro

<sup>3</sup><http://www3.mpifr-bonn.mpg.de/staff/tkrichbaum/Global-VLBI.html>

<sup>4</sup><http://www3.mpifr-bonn.mpg.de/div/vlbi/globalmm/>

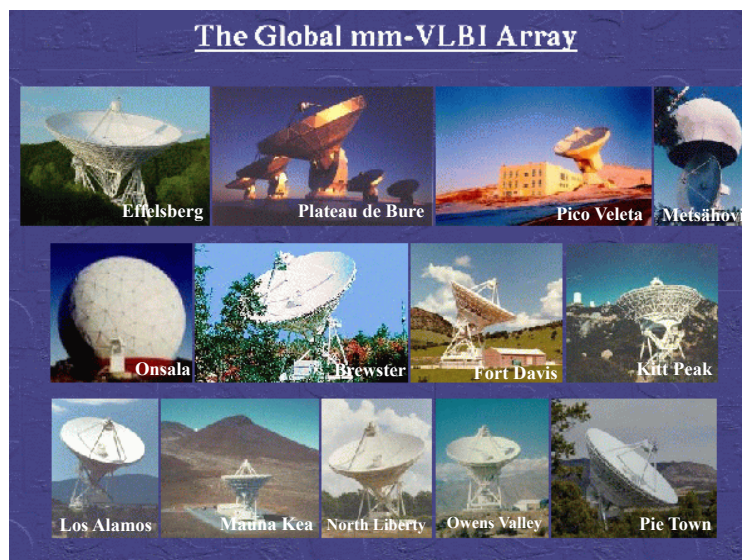


FIG. 7.5: Representación de las antenas utilizadas por GMVA.

se correlacionan con el correlador del Max-Planck-Institut für Radioastronomie (MPIfR) en Bonn y las sesiones de observación tienen lugar cada seis meses con una duración de 4 a 5 días.

### 7.1.2 Interferómetros conexos

En este tipo de instrumento las antenas que conforman el interferómetro están conectadas entre sí, lo que permite que el patrón de interferencias sea obtenido en tiempo real.

- **Very Large Array (VLA)**<sup>5</sup>. Este interferómetro funciona desde 1982 y está ubicado en Nuevo México, Estados Unidos. Consiste en 27 antenas de 25 metros cada una que están conectadas por cable y permiten una separación máxima de 36 km. Este instrumento ha sido recientemente actualizado incluyendo nuevos detectores que permiten una mejora significativa en la sensibilidad, ancho de banda, y cubrimiento en frecuencia de las observaciones, pasando a denominarse Karl Jansky Very Large Array, o JVLA.
- **Atacama Large Millimeter/submillimeter Array, (ALMA)**<sup>6</sup>. Este interferómetro cuenta con 66 antenas de 12 y 7 metros de diámetro dispuestas en configuraciones específicas con líneas de base que van de 150 metros a 16 kilómetros. Se encuentra ubicado en San Pedro de Atacama, Chile. ALMA es el único instrumento que permite hacer interferometría a longitudes de onda

<sup>5</sup><http://www.vla.nrao.edu/>

<sup>6</sup><http://www.eso.org/sci/facilities/alma.html>

---

considerablemente menores que las utilizadas en proyectos anteriores, ya que observa desde 0.32 a 9.5 mm.

### 7.1.3 Interferometría con antenas en el espacio

El siguiente paso para aumentar la distancia entre las antenas mas allá del diámetro terrestre, y de esta manera mejorar la resolución angular, es el uso de antenas en órbita. Estos proyectos de VLBI espacial son:

- **VLBI Space Observatory Programme, (VSOP)**. Fue el primer proyecto de interferometría en el que se utilizó un antena en órbita terrestre, en conjunto con antenas en tierra. La antena en órbita se llamó HALCA (por sus siglas en inglés, *Highly Advanced Laboratory for Communications and Astronomy*) y fue lanzada en febrero de 1997 en el Centro espacial Kagoshima, en Japón. Su vida útil fue de aproximadamente 6 años. Fue diseñado para observar a 1.6 GHz, 5.0 GHz, y 22 GHz, pero un fallo en el receptor a 22 GHz impidió mejorar la resolución angular con respecto a los interferómetros en tierra.
- **Radio Astron Mission**<sup>7</sup>. Este programa de VLBI espacial está operado por la agencia espacial rusa, y consiste en una antena en órbita de 10 metros de diámetro lanzada en 2011. Trabaja en conjunto con antenas en tierra y tiene una órbita elíptica que permite llegar a tener líneas de base de hasta 370.000 kilómetros. Opera a longitudes de onda de 1.3, 6.2, 18 y 92 centímetros.

### 7.1.4 Interferometría en alta frecuencia

Otra alternativa para mejorar la resolución angular es disminuir la longitud de onda de observación. Hay numerosos proyectos que trabajan en esta dirección, aquí se mencionarán los más importantes.

- **Event Horizont Telescope (EHT)**<sup>8</sup>.

El EHT es un proyecto que involucra numerosos observatorios equipados para observar en longitudes de onda milimétrica y submilimétrica, entre los que se encuentran el *Submillimeter Telescope* (SMT), situado en Arizona, Estados Unidos; *The Atacama Pathfinder Experiment* (APEX) en Chile; *Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy* (CARMA) en California, Estados Unidos; *The Submillimeter Array* (SMA) en Mauna Kea, Hawaii; ALMA,

---

<sup>7</sup><http://www.asc.rssi.ru/radioastron/index.html>

<sup>8</sup><http://eventhorizontelescope.org/>

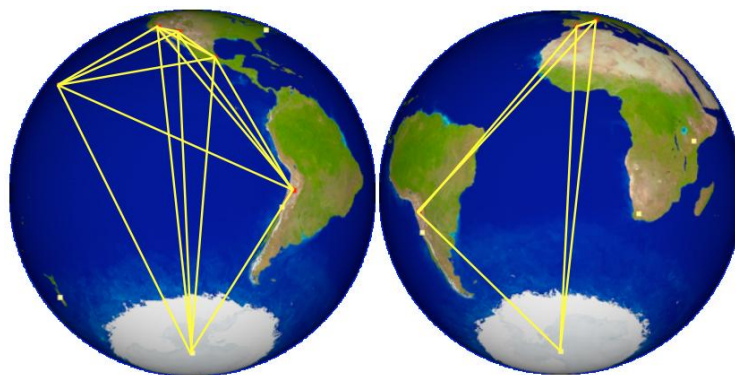


FIG. 7.6: Representación de la ubicación de las antenas del EHT.

en Chile; el telescopio de 30 metros y el interferómetro *Plateau de Bure* del *Institut de Radioastronomie Millimetrique* (IRAM), en España y Francia, respectivamente; y *Large Millimeter Telescope* (LMT), en México. La distribución de las líneas de base que se pretende alcanzar se muestra en la Fig. 7.6. Este interferómetro observará con una longitud de onda menor a 1.3 mm por lo que se estima que la resolución angular será la mejor alcanzada hasta la actualidad, del orden de 10 microsegundos de arco. Hasta la fecha se ha logrado combinar la señal de tres estaciones milimétricas: SMA, CARMA y SMT (Broderick et al. 2014). Dado que en VLBI se trabaja con una precisión (en la posición de las antenas y el tiempo de medida) del orden de la longitud de onda a la que se observa, realizar este tipo de experimentos a longitudes de onda milimétricas y submilimétricas es extremadamente difícil en términos técnicos. Esta complejidad se incrementa a medida que la distancia entre las antenas aumenta.

Cuando este interferómetro esté en funcionamiento permitirá un avance muy significativo en numerosos campos de la astrofísica. Por ejemplo se obtendrá una resolución angular capaz de obtener imágenes con una escala similar al radio de Schwarzschild en agujeros negros súper masivos (como el de nuestra galaxia), por lo que se podrá poner a prueba la relatividad general y también entender los mecanismos de acrecimiento de materia en torno a estos objetos. También se podrá profundizar aún más en la estructura interna de los jets relativistas al poder obtener imágenes de las regiones donde éstos se forman (Fish et al. 2013).

- **Very Large Telescope Interferometer (VLTI)**<sup>9</sup>.

Es un conjunto de telescopios ópticos, de los cuales cuatro poseen 8.2 metros de diámetro y los otros cuatro son telescopios móviles de 1.8 metros de diámetro. Es el primer y más grande instrumento que trabaja satisfactoriamente en modo interferométrico a longitud de onda del infrarrojo cercano. El interferómetro logra una resolución de  $\sim 50$  milisegundos de arco, esto es, una

<sup>9</sup><https://www.eso.org/sci/facilities/paranal/telescopes/vlti.html>

---

resolución angular dos veces mejor que la del telescopio espacial Hubble. Los cuatro telescopios de 8.2 metros de diámetro están equipados con óptica adaptativa, que reconstruye el frente de onda en tiempo real, deformando el espejo secundario para compensar las perturbaciones introducidas por la atmósfera. Este instrumento presenta el desafío extra de conseguir que los rayos de luz recorran exactamente los caminos ópticos determinados antes de hacer interferir las señales, lo que requiere una precisión del orden de 1/1000 milímetros en distancias de unos 100 metros.

- **Interferometría en rayos X, MAXIM**

También ha habido intentos de desarrollar interferometría en rayos X. Uno de esos proyectos es MAXIM, que propone montar un interferómetro de rayos X en un satélite en órbita. La misión se estuvo estudiando, pero finalmente no se concretó su construcción. La ventaja de trabajar a estas longitudes de onda es que las líneas de base no necesitan ser muy largas para tener una buena resolución angular. Observando a una longitud de onda de 10 nanómetros, con una línea de base de tan sólo un metro se puede conseguir una resolución de 20 microsegundos de arco.



# 8

## El quásar NRAO150

L ograr un buen conocimiento de la estructura del campo magnético y el papel que juega éste en la dinámica del jet y en los procesos de emisión, resulta fundamental para entender los mecanismos de formación, colimación y aceleración de los jets. Si bien los modelos más aceptados de formación de jets relativistas (Blandford & Znajek 1977; Blandford & Payne 1982), así como numerosas de las simulaciones más actuales de formación y colimación de jets (e.g. McKinney & Blandford 2009; Porth et al. 2011; Mizuno et al. 2012; Porth 2013), involucran campos magnéticos helicoidales, hasta la fecha no hay observaciones directas que demuestren dicha estructura.

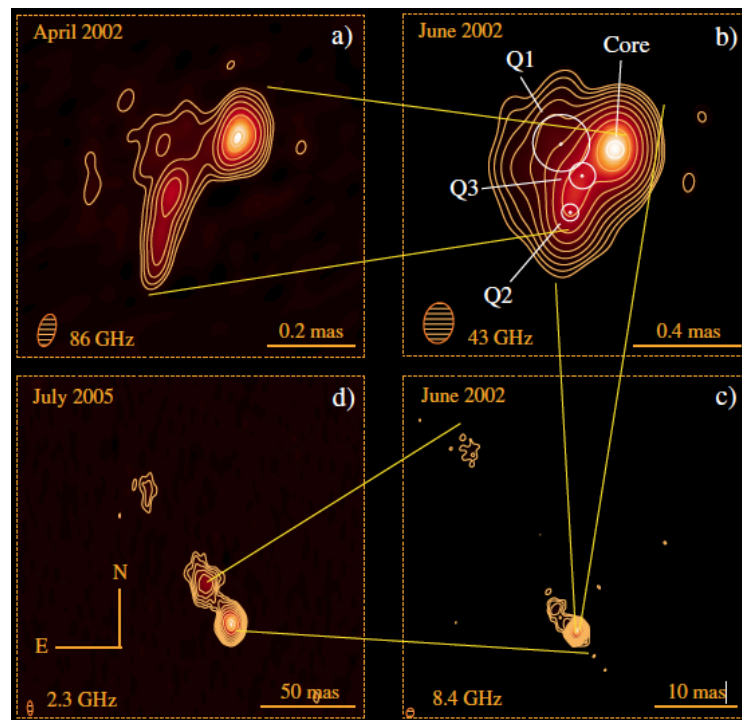


FIG. 8.1: Observaciones de NRAO150 con técnica de VLBI a distintas frecuencias, cuadro a) imágenes a 86 GHz ,b) a 43 GHz ,c) a 8.4 GHz y d) a 2.3 GHz. Reproducida de Agudo et al. (2007).

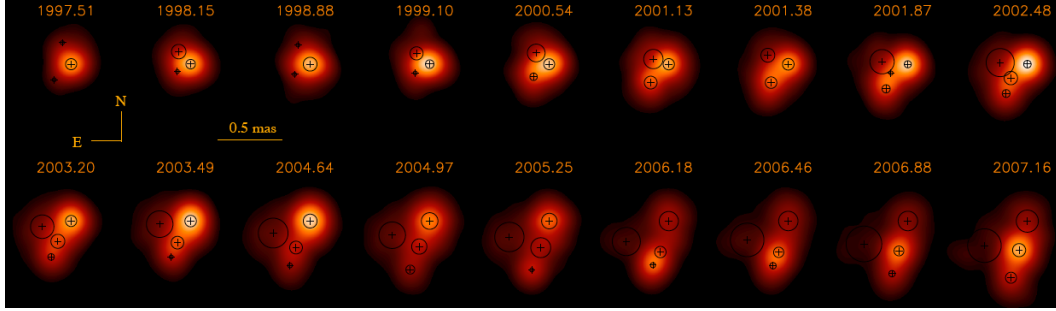


FIG. 8.2: Secuencia de imágenes de VLBA a 43 GHz de NRAO 150 desde 1997 hasta 2007. La escala de color representa la distribución de intensidad total superpuesta con un modelo de Gaussianas circulares que ajustan la emisión de la fuente. Reproducida de Agudo et al. (2007).

Con la finalidad contribuir al estudio de las características de emisión de las regiones más internas de jets relativistas y la estructura del campo magnético se decidió estudiar el jet relativista en el quásar NRAO 150. Esta fuente presenta una excepcional intensidad en ondas milimétricas y ha mostrado anteriormente una rotación en el plano del cielo de las regiones más internas del jet, lo cual permite estudiar la cinemática en dichas regiones. Con este objetivo se han utilizado datos de esta fuente obtenidos con los interferómetros VLBA y GMVA en ondas de radio y milimétricas con los que se ha logrado estudiar la fuente con la mejor resolución angular que se puede alcanzar en la actualidad.

El quásar NRAO 150 está localizado a un redshift  $z=1.52$  (Acosta-Pulido et al. 2010). Su estructura en radio continuo (ver Figs. 8.1 y 8.2) muestra una región central muy intensa y un jet que a gran escala se extiende hasta 80 mas en la dirección noreste (Agudo et al. 2007). En las regiones más internas la estructura del jet es notoriamente diferente. Si se considera la componente del norte como el núcleo del jet, la orientación del jet en las regiones más internas difiere de la dirección del jet a mayor escala en  $\sim 100^\circ$ . Esta diferencia se ha explicado como una curvatura del jet visto desde un ángulo de visión muy pequeño (cercano a  $0^\circ$ ), lo que hace que el jet apunte en la dirección del observador en las regiones más internas y luego se desvíe hacia el noreste.

En trabajos previos se midió un cambio en la dirección del jet en las regiones más internas del mismo, a una razón máxima de  $11^\circ/\text{año}$ .

Como se explicó en el Capítulo 6, no se tiene aún una explicación clara acerca de las condiciones físicas que dan lugar a este proceso. Dicho cambio en la dirección del jet se midió a partir de las trayectorias de las componentes más internas (ver Fig. 8.3). Esto se logró gracias a un seguimiento de la fuente, desde el año 1997 al 2007, a 43 GHz (ver Fig. 8.2). Las componentes muestran velocidades superlumínicas en una dirección no radial, es decir, en la dirección

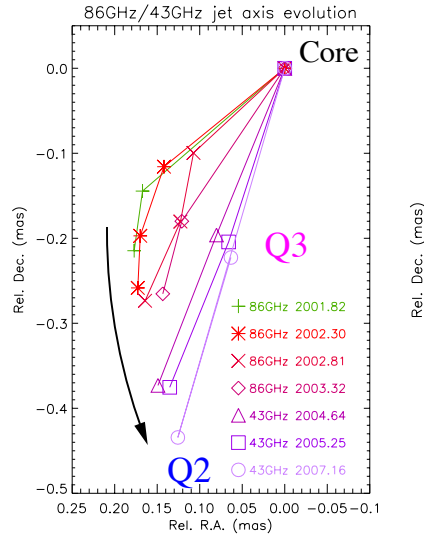


FIG. 8.3: Evolución temporal del eje del jet en las regiones más internas, considerando la componente norte como el núcleo del jet, a partir de datos a 86 y 43 GHz de NRAO 150. Se representan sólo las componentes Q2 y Q3. Reproducida de Agudo et al. (2007).

perpendicular a la línea que une núcleo-componente. Este efecto es extraordinario, considerando que las velocidades superlumínicas en general se detectan en componentes con movimiento en la dirección radial, es decir, a lo largo del eje del jet y alejándose de las regiones internas del mismo.

Uno de los escenarios iniciales que se utilizó para explicar el comportamiento observado en esta fuente propone que la curvatura en la trayectoria de las componentes podría estar debida al impacto del jet con el medio externo (Agudo et al. 2007). El problema de este modelo es que no puede explicar la alta velocidad del material en la dirección no radial y el hecho de que dicho cambio en la trayectoria sea sistemático y no errático (como se esperaría de una interacción con el medio). Otra posibilidad es que la dirección de eyección del jet cambie, lo cual implica el crecimiento de inestabilidades, las cuales no deberían ser lo suficientemente intensas como para romper la estructura del jet debido a que a gran escala el jet se observa colimado.

Como se verá en los siguientes capítulos, en esta Tesis se plantea un nuevo modelo para explicar la fenomenología observada en NRAO 150, que si bien está sólo aplicada a esta fuente puede servir de modelo para interpretar el cambio en la dirección del jet en las regiones más internas en otros *blazars*.



# 9

## Observaciones y calibración de datos

EN este capítulo se describe la calibración de los datos utilizados en el estudio del jet relativista en el quásar NRAO 150. En este trabajo se han analizado datos de emisión total y polarizada obtenidas con los interferómetros VLBA y GMVA. En la tabla 9.1 se especifican las fechas y frecuencias observadas en cada instrumento.

Las estaciones usadas durante la observación con GMVA fueron todas las antenas usadas habitualmente por este instrumento, mencionadas en la Sección 7.1.1. Los datos de 8, 15, 22 y 43 GHz han sido correlacionados por el correlador de VLBA y los datos de 86 GHz, obtenidos con GMVA, se correlacionaron en el instituto Max-Planck-Institut für Radioastronomie (MPIfR). Las observaciones tuvieron una duración de 12 horas durante las cuales se observó la fuente en estudio, NRAO 150, y tres calibradores, BL Lac, DA193 y OJ287. En el caso de los datos a 86 GHz sólo se observaron como calibradores BL Lac y OJ287.

TAB. 9.1: Observaciones interferométricas de NRAO 150

Fecha	Frecuencia (GHz)	Interferómetro
Mayo 19, 2006 (2006.37)	8, 22, 43	VLBA
Mayo 7, 2006 (2006.43)	86	GMVA
Noviembre 23, 2006 (2006.89)	8, 15, 22, 43	VLBA
Mayo 10, 2007 (2007.35)	15, 22, 43	VLBA
Enero 12, 2008 (2008.03)	8, 15, 22, 43	VLBA
Mayo 8, 2008 (2008.43)	86	GMVA
Julio 5, 2008 (2008.50)	15, 22, 43	VLBA
Enero 17, 2009 (2009.04)	8, 15, 22, 43	VLBA
Mayo 8, 2009 (2009.43)	86	GMVA
Mayo 6, 2010 (2010.43)	86	GMVA

---

Una vez que los datos fueron procesados por el correlador fue necesario calibrarlos para poder obtener los mapas. Estas calibraciones se han realizado con los paquetes de reducción específicos AIPS<sup>1</sup> y Difmap (Pearson et al. 1994), y consisten en la corrección de la función visibilidad. Dichas calibraciones se pueden expresar matemáticamente de la siguiente manera (Cornwell & Fomalont 1999):

$$V'_{ij} = G_i G_j V_{ij} + \epsilon_{ij} \quad (9.1)$$

donde  $V'_{ij}$  es la visibilidad observada,  $G_i$  y  $G_j$  son factores complejos que caracterizan los errores en amplitud y fase, los subíndices  $i$  y  $j$  indican pares de antenas caracterizados por dichos índices, respectivamente, y  $\epsilon_{ij}$  representa el ruido introducido por los receptores para la línea de base  $ij$ . Los errores en fase y amplitud caracterizados por  $G_i$  y  $G_j$  se deben principalmente a efectos instrumentales y a perturbaciones atmosféricas.

A continuación se describirán los pasos fundamentales que se han tenido en cuenta para corregir estas variaciones en amplitud y fase.

## 9.1 Primeras calibraciones en fase

---

La atmósfera, principalmente la troposfera y la ionosfera, introduce variaciones en la fase de la señal debido a efectos de refracción en sus distintas capas y celdas de turbulencia. Al atravesar un medio que no es homogéneo el frente de ondas sufre diferentes variaciones en la fase dependiendo de las características del medio en el que se propaga. Estas perturbaciones tienen diferentes escalas características. Las variaciones atmosféricas a gran escala (espacial y temporal) son más fáciles de predecir y se corrigen a través de modelos atmosféricos de perturbación de la señal. Las turbulencias a menor escala que no pueden ser corregidas por este medio se calibran posteriormente a través del método de autocalibración, que se explicará más adelante.

La ionosfera es un plasma activo magnéticamente que se encuentra en una región entre 60 y 2000 km sobre la superficie terrestre. Afecta a la propagación de las señales de dos maneras, por un lado modifica la fase de la señal debido a la refracción, y por otro lado rota el plano de polarización. Las perturbaciones producidas por esta región de la atmósfera son proporcionales a la densidad de la columna de electrones e inversamente proporcional a la frecuencia, como muestra la siguiente expresión (Fomalont & Perley 1999):

---

<sup>1</sup><http://www.aips.nrao.edu/index.shtml>

$$L_i = -40\nu^{-2}N_e \quad (9.2)$$

donde  $L_i$  es la diferencia de camino óptico,  $\nu$  es la frecuencia de observación y  $N_e$  es la densidad de la columna electrónica. La columna electrónica se puede medir a partir de modelos del comportamiento de la ionosfera para cada antena, derivados de medidas de GPS. Así se pueden corregir las perturbaciones en la fase a gran escala producidas por esta región de la atmósfera. Dado que este efecto es inversamente proporcional a la frecuencia estas variaciones afectan principalmente a las observaciones a baja frecuencia. Por esta razón en el presente trabajo sólo se aplicaron las correcciones en fase basadas en modelos ionosféricos a los datos a 8, 15 y 22 GHz con la tarea VLBATECR de AIPS.

Para la obtención de las franjas de interferencia es fundamental tener una medida precisa de las posiciones de las antenas. A veces existen errores en las medidas de estas posiciones, éstas se corrigen al utilizar los parámetros de orientación de la Tierra *Earth Orientation Parameters* (EOPs). Estos parámetros cambian levemente con el tiempo, por lo que deben ser actualizados continuamente. Desde 2005 se pueden descargar directamente desde la página web de NRAO para cada época de observación. Esta corrección sólo está disponible para antenas de VLBA, por lo que se aplicó sólo a los datos tomados con este instrumento a través de la tarea VLBAEOPS de AIPS. Esta corrección es especialmente importante para observaciones astrométricas con la técnica de referencia de fase.

## 9.2 Calibraciones en amplitud

---

En interferometría de radio y milimétrica la potencia de la señal se expresa en función de la temperatura equivalente del sistema, medida en Janskys (Jy). Así la potencia recibida puede expresarse como:

$$P = kT_A\Delta\nu \quad (9.3)$$

donde  $T_A$  es la temperatura de antena y se define como la temperatura equivalente de un cuerpo negro que produciría una señal de potencia igual a la potencia recibida de la fuente observada. Para esto se aplican determinadas

---

temperaturas equivalentes de las antenas receptoras pesadas por sus correspondientes ganancias<sup>2</sup>. Toda esta información se encuentra almacenada en las tablas de ganancia para cada antena.

También hay que tener en cuenta que la opacidad atmosférica produce atenuaciones en la señal de la fuente. Para corregir dichas atenuaciones se aplican correcciones que dependen del tiempo, de la posición de la radiofuente en el cielo, y de la frecuencia de observación. A mayor frecuencia, la atenuación aumenta. En el presente trabajo se aplicó esta corrección a datos de frecuencia  $\nu \geq 22$  GHz. A frecuencias de observación menores, la opacidad atmosférica es despreciable.

La tarea utilizada para corregir por la ganancia de las antenas, opacidad atmosférica, y obtener la escala de amplitud de la visibilidad en Jy, es APCAL.

### 9.3 Correcciones para datos en polarización

---

Durante el seguimiento de la fuente en el cielo las antenas con montura altazimutal (como en el caso de las antenas del VLBA) presentan una rotación relativa de los receptores en polarización (RCP y LCP) con respecto a la dirección de polarización de la emisión de la fuente. Para corregir por esta variación en el ángulo paraláctico a lo largo de la duración del experimento se ha utilizado la tarea CLCOR en AIPS.

### 9.4 Calibración en fase

---

Los receptores instalados en las antenas detectan señal dentro de un rango de frecuencias determinado, o ancho de banda. El ancho de banda en los datos analizados en el presente trabajo y obtenidos con VLBA es de 32 MHz. En el caso de los datos obtenidos con GMVA el ancho de banda utilizado fue de 64 MHz. Este ancho de banda se distribuye en cuatro subdivisiones, denominados IF, compuestos de 16 canales cada uno. En el momento de generar una imagen a partir de los datos obtenidos se busca obtener la mejor relación señal-ruido (S/R) posible, por lo que se integra la señal detectada en todo el ancho de

---

<sup>2</sup>La ganancia de la antena da información de la eficiencia de la antena para medir la radiación a diferentes elevaciones. Dado que las antenas son objetos muy grandes se deforman dependiendo de la elevación a la que observan. Por esto existen ciertas posiciones en las que la recepción de la señal es máxima y al alejarse de esta dirección la recepción disminuye. Además a bajas elevaciones la atmósfera absorbe mayor cantidad de radiación. La ganancia da cuenta de estos dos procesos y empeora a medida que disminuye la elevación de la antena.



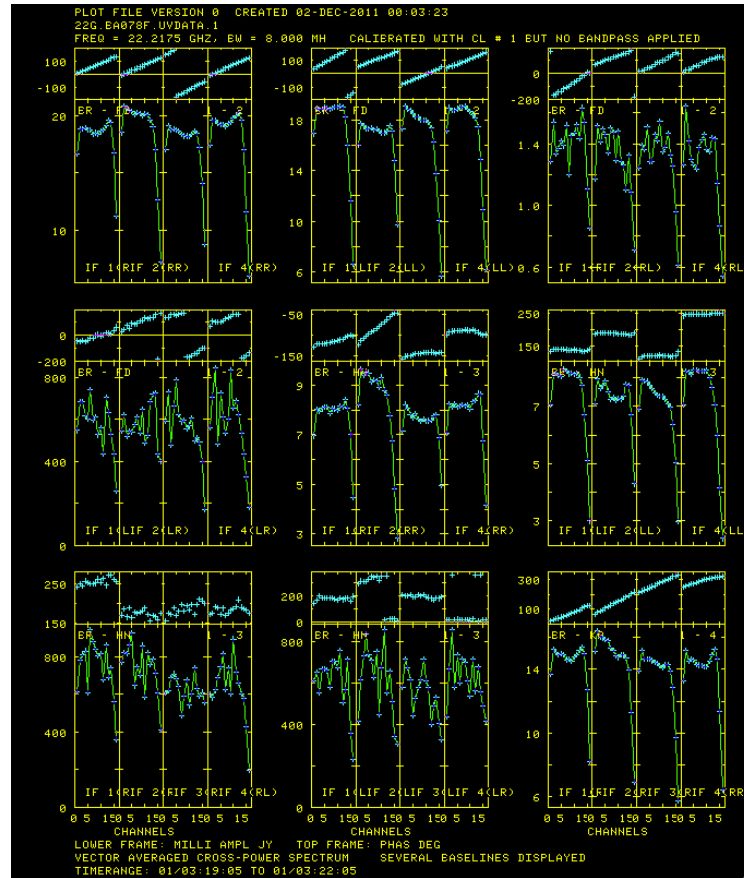


FIG. 9.1: Representación de la función visibilidad para líneas de base de Brewster (BR) en un intervalo temporal de 3 minutos para datos a 22 GHz, obtenidos con el VLBA en Enero de 2009. Estos datos no han sido calibrados a través de los *pulse cal*s o FRING.

banda (en el caso de observaciones en continuo) para un determinado intervalo de tiempo, que no debe exceder el tiempo de coherencia de la atmósfera<sup>3</sup>.

Para llevar a cabo esa integración debe existir una coherencia en la fase entre todos los canales. A pesar de las correcciones descritas en las secciones anteriores puede seguir existiendo una variación progresiva en la fase a lo ancho del IF o bien diferencias en fase entre los mismos (ver Fig. 9.1). Estas variaciones de la fase respecto de la frecuencia se denominan *delays*, mientras las variaciones en fase respecto del tiempo se denominan *rates*. Estos *delays* se pueden deber a errores en la posición de las antenas, en el modelo de la troposfera e ionosfera usado en la corrección de la fase, o en el camino óptico del cableado de la electrónica del sistema de procesamiento de la señal.

<sup>3</sup>El tiempo de coherencia es el tiempo de variabilidad de la fase y la amplitud por inestabilidades atmosféricas de corta escala. Este tiempo de coherencia varía según la longitud de onda a la que se observe, ya que una longitud de onda más corta se ve afectada por turbulencias en la atmósfera de tamaño más pequeño que pueden variar en escalas temporales menores, de hasta  $\sim 30$  segundos en el caso de observaciones a 43 y 86 GHz.

---

Una opción para eliminar los *delays* es utilizar un sistema de calibración instrumental denominado *pulse cal*s. Estos *pulse cal*s son tonos de fase conocida inyectados en los datos de cada antena. Debido a que la fase inicial de los *pulse cal*s es conocida, cualquier desviación de esta fase inicial es la misma desviación que debe aplicarse a la señal observada. Cuando estos *pulse cal*s están disponibles se puede usar la tarea PCOR para corregir la fase. Si los *pulse cal*s no están disponibles para las antenas o la corrección que se logra no es buena (como ha sucedido para la mayoría de los datos presentados en este trabajo), alternativamente se puede utilizar la tarea FRING para la corrección de los *delays*. La metodología consiste en corregir las desviaciones en fase dentro y entre los IFs para un intervalo temporal en el que se observe una fuente brillante y, en caso de ser posible, estén presentes todas las antenas. Las correcciones calculadas para esta intervalo temporal se aplican a todo el experimento. El intervalo temporal utilizado debe ser más pequeño que el intervalo de coherencia de la atmósfera para la frecuencia de observación, pero lo suficientemente grande para que la S/R sea suficientemente buena.

De esta forma se consigue eliminar las variaciones en fase entre los distintos canales. Es importante notar que hay que verificar que las correcciones sean adecuadas para la mayor parte del experimento. En caso contrario es necesario utilizar otro intervalo temporal más representativo de las variaciones de todo el experimento. Dado que no hay una fase de referencia absoluta a partir de la cual calibrar las demás, se toma la fase determinada por una antena, como fase de referencia. En general se utiliza de referencia una antena localizada aproximadamente en el centro del interferómetro, que tenga buena S/R y que tenga línea de base con todas las demás antenas. Es posible que no se encuentre un intervalo temporal con buena S/R en el que estén presentes todas las antenas. En este caso se puede hacer una segunda iteración de FRING para otro intervalo temporal, usando de referencia alguna de las antenas usadas en la primera iteración de FRING (lo ideal es usar siempre la misma antena de referencia) y así calibrar las antenas que no estaban presentes en la primera iteración.

En el caso de la calibración de los datos tomados con GMVA es prácticamente imposible encontrar un intervalo temporal en el que estén presentes todas las antenas debido a que están repartidas por dos continentes (Europa y América). Por esta razón es estrictamente necesario hacer varias iteraciones de FRING.

Después de llevar a cabo esta calibración, las variaciones en fase son de unos pocos grados, mientras antes existían saltos de fase entre los IF de más de  $100^\circ$ . A pesar de las correcciones aplicadas es posible seguir encontrando un gradiente de la fase respecto de la frecuencia. Para eliminarlo se debe realizar un ajuste de franjas global, denominado *global fringe-fitting* que calcula un conjunto de calibraciones más finas para la fase respecto de la frecuencia y el

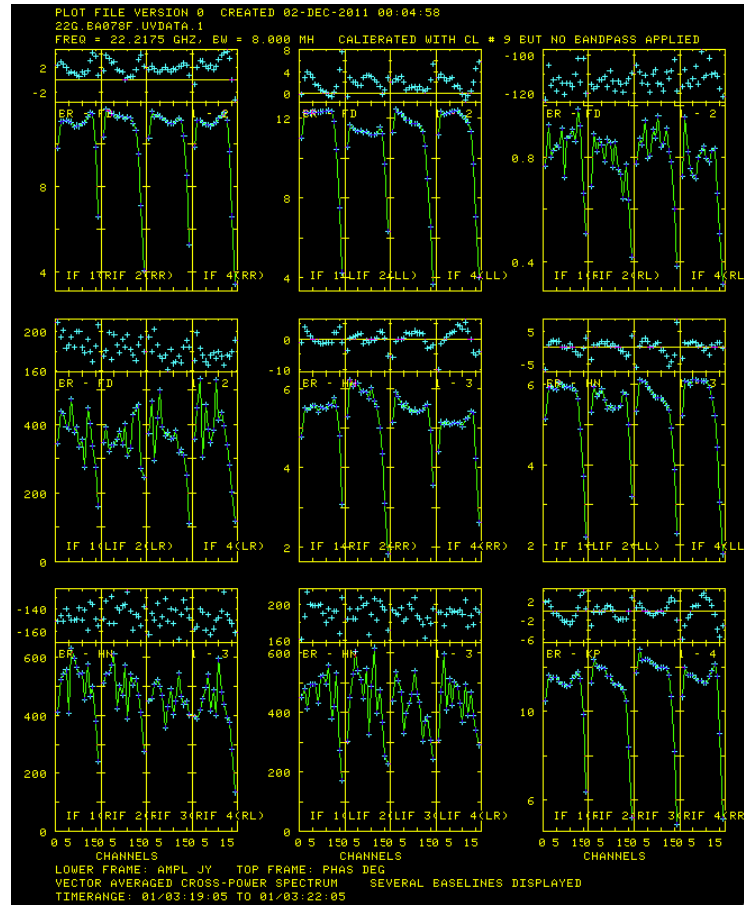


FIG. 9.2: Representación de la función visibilidad en un intervalo temporal de 3 minutos para datos a 22 GHz, obtenidos con el VLBA en Enero de 2009. En estos datos la fase se muestra corregida, luego de aplicar la tarea FRING.

tiempo. Lo que se busca es un pico en la función visibilidad en un espacio de fase y amplitud. Al ejecutar el *global fringe-fitting* es importante determinar un intervalo de tiempo de integración en los datos, que al igual que en la primera iteración con FRING, debe ser lo suficientemente grande para tener una buena S/N pero no debe sobrepasar el tiempo de coherencia de la atmósfera. Como se mencionó anteriormente el tiempo de coherencia depende de la frecuencia de observación de los datos. Por ejemplo observaciones realizadas hasta 15 GHz pueden ser integradas con un intervalo de tiempo de 3 a 6 minutos, mientras frecuencias mayores necesitan intervalos temporales menores.

Como resultados del FRING y del *global fringe-fitting* se debe obtener valores en las fases que no muestren *delays*, como se muestra en la Fig. 9.2.

---

## 9.5 Calibración en fase para datos con polarización

---

Para medir emisión polarizada las antenas cuentan con receptores especialmente diseñados para tal fin. En el caso de las antenas de VLBI los receptores detectan polarización circular a derecha e izquierda. La intensidad total de la señal se obtiene de correlacionar la información proveniente de receptores de polarizaciones “paralelas”, es decir, datos de la polarización circular a derecha de una antena con la polarización circular a derecha de la otra antena. Por otro lado para obtener información de la polarización es necesario correlacionar las polarizaciones “cruzadas”, es decir, datos provenientes de la polarización derecha de una antena con datos de polarización izquierda de otra. En los gráficos de la Fig. 9.1 vemos que cada grupo de 4 IF tiene debajo información de la polarización que esta siendo mostrada. La notación esta en inglés por lo que las polarizaciones paralelas son RR y LL (de *right* y *left*) y las cruzadas son RL y LR.

Para analizar datos de polarización es necesario llevar a cabo una metodología similar a la de FRING para obtener una coherencia en la fase entre los IFs que miden las polarizaciones cruzadas. Para esto se necesita elegir una fuente que presente suficiente flujo polarizado como para medir una buena S/R, elegir un intervalo de tiempo y calcular las desviaciones en fase dentro y entre los IFs. Las correcciones necesarias para eliminar las desviaciones en fase se aplican a todo el experimento corrigiendo así los *delays* de las polarizaciones cruzadas.

En el caso de observaciones polarimétricas hay que tener también en cuenta el error en la polarización asociado a cada antena y receptor. Estos errores añaden una polarización instrumental, denominada habitualmente como *leakage factors* o D-terms, y representan típicamente un pequeño porcentaje de corrección (menor del 10% para la mayoría de las antenas).

Una posibilidad para determinar los D-terms es observar un calibrador que no presente polarización, de esta manera si se obtiene emisión polarizada al observar esta fuente será toda de origen instrumental. Desgraciadamente no se conoce ninguna fuente suficientemente compacta, como para ser detectada con VLBI, que presente estas características. La segunda posibilidad, que es la utilizada habitualmente, consiste en observar una fuente lo más compacta posible, que presente polarización. Es importante que la fuente que se utilice tenga un buen cubrimiento del ángulo paraláctico, de esta manera se tendrá información de la polarización instrumental en todas las direcciones de apuntado. Para utilizar una fuente que presente estas características, es necesario tener un modelo de flujo total de la fuente, ya que la corrección se basa en asumir una estructura parecida en el flujo linealmente polarizado. La obtención de este primer modelo se explicará más adelante en la sección de la obtención de

imágenes. Utilizando esta información se pueden calcular los D-terms de cada antena a través de la tarea LPCAL. Para los datos calibrados en el presente trabajo se ha utilizado como calibrador de D-terms la propia fuente de estudio, NRAO 150, por ser una fuente muy intensa y tener el mejor cubrimiento de ángulo paraláctico.

Después de corregir la polarización instrumental es necesario obtener una calibración absoluta del ángulo de polarización, es decir, obtener el ángulo del vector eléctrico de polarización (EVPA) real de la fuente. Dado que no existe ninguna fuente que mantenga una polarización estable en escalas observadas con VLBI, que pueda ser usada como calibrador, es necesario recurrir a otros métodos alternativos. El primero consiste en comparar el valor de los EVPA integrado para toda la imagen de VLBI con el valor de EVPA obtenido con alguna observación que presente los EVPA ya calibrados, como por ejemplo, datos medidos con el interferómetro VLA. Se suele utilizar el valor de EVPA integrado para toda la imagen de VLBI debido a la diferencia de resolución entre ambos instrumentos, asumiendo que estas dos medidas dan cuenta de la misma configuración de campo eléctrico. La comparación del valor de EVPA se lleva a cabo tanto para la fuente en estudio (en este trabajo NRAO 150) como para los calibradores observados (BL LAC, DA193 y OJ287) en una época de observación dada. El problema que este método presenta es que es necesario tener datos de observaciones independientes, simultáneas a las observaciones del interferómetro. Esto claramente no siempre es posible.

La segunda posibilidad es utilizar la información que nos proporcionan los D-terms. Estos factores de corrección poseen información de la calibración absoluta de los EVPA de la fuente. Una rotación en la fase de los D-terms de todas las antenas en  $2\varphi$  se traduce en una rotación de los EVPAs en un ángulo de  $\varphi$  (Gómez et al. 2002). Comparando los D-terms de diferentes épocas se determina una rotación de los EVPAs relativa entre cada época. La ventaja de este método es que disminuye el error en la determinación de la rotación que se debe aplicar debido a que se tiene información de cada una de las antenas del interferómetro (la cual no debe cambiar con el tiempo a menos que se haya producido un cambio en el instrumental). Por otro lado este método sólo permite la calibración relativa entre épocas, por lo que es necesario contar con una calibración siguiendo el primer método para al menos una de las épocas de observación.

En este trabajo, se utilizaron ambas técnicas para obtener la calibración absoluta de los EVPA. Así se calibraron los datos de las épocas que por cercanía temporal se podían comparar con datos de VLA, y cuando esto no era posible se utilizaron los D-terms.

---

Para la calibración de los EVPA en los datos a 8, 22 y 43 GHz se compararon las medidas de la polarización integrada de NRAO 150 y los calibradores con datos de polarización obtenidos con el VLA en fechas próximas. Esto fue posible gracias al programa llevado a cabo por Steve Myers & Greg Taylor en VLA<sup>4</sup>, que observaba y calibraba periódicamente numerosos calibradores compactos distribuidos ampliamente en ascensión recta y declinación. La misma técnica se aplicó para calibrar los datos a 15 GHz llevando a cabo la comparación con datos de VLBI obtenidos por el programa de observación MOJAVE (Lister et al. 2009) para épocas contemporáneas. Para las dos primeras épocas a 15 GHz (2006.89 y 2007.35) no se encontraron datos disponibles de MOJAVE. Para estos dos casos se llevó a cabo la calibración basándose en el método de comparación de los factores de D-terms que indican la rotación respecto de las épocas de observación posteriores. En el caso de los datos a 86 GHz la comparación se llevó a cabo con datos de polarización obtenidos con el polarímetro XPOL (Thum et al. 2008) en la antena de 30 metros de IRAM. Los datos obtenidos con esta antena se encuentran dentro de un programa de apoyo de IRAM a las observaciones de GMVA, en el que hemos participado, que tiene también como objetivo monitorizar las características de emisión total y polarizada de *blazars* intensos en el cielo norte (ver Sección 12.1.2).

En todos los casos la calibración absoluta de los EVPA fue consistente con la medida de los D-terms entre épocas de observación. Los errores en la determinación de la orientación de los EVPA varía entre épocas de observación y frecuencias pero en general se encuentran en un rango de entre 5° y 10°.

## 9.6 Obtención de imágenes

---

Ya con la función visibilidad de cada observación calibrada en fase y en amplitud, se integra sobre un intervalo temporal (que depende del tiempo de coherencia de la atmósfera) para obtener mejor señal ruido. Como se ha visto de la ecuación 7.2 la función visibilidad es la transformada de Fourier de la distribución de brillo de la fuente convolucionada con una función que caracteriza el haz observacional promedio del interferómetro. El problema es que esta función visibilidad no está muestreada en todos los puntos del dominio de Fourier, el plano  $(u, v)$ , por lo que no puede obtenerse  $I_\nu(l, m)$  directamente de esta ecuación. Por esta razón debe recurrirse a algún método para determinar la distribución de brillo. Uno de los métodos más utilizados, que es el aplicado a los datos de este trabajo, es el algoritmo CLEAN. Este algoritmo está basado en un proceso iterativo que consiste básicamente en buscar la posición e intensidad del pico de emisión en el plano del cielo y asignar a esa posición

---

<sup>4</sup><http://www.vla.nrao.edu/astro/calib/polar/>

una función delta de Dirac, de intensidad proporcional a la de dicho pico. Esta delta de Dirac se convoluciona con el haz observacional del interferómetro y el resultado se resta del mapa inicial. La emisión restante en el plano del cielo se denomina “mapa de residuos”. El algoritmo CLEAN se aplica de esta manera hasta que los picos detectados en el mapa de residuos son del nivel de ruido en la imagen.

De esta forma se obtiene un modelo de la fuente basado en deltas de emisión. A partir de este modelo se crean visibilidades que se comparan con las visibilidades obtenidas de los datos. Se busca que las diferencias en las visibilidades de los datos y las del modelo sean mínimas y de esta forma obtener un modelo de la fuente consistente con los datos.

Este proceso de modelado a partir de los datos es posible gracias a que a partir de datos de tres líneas de base, se puede obtener la fase de las visibilidades sin las contribuciones debidas a errores instrumentales. Teniendo en cuenta la ecuación 9.1, si consideramos sólo las contribuciones en fase de la visibilidad de una línea de base obtenemos (Cornwell & Fomalont 1999):

$$\phi'_{ij} = \phi_{ij} + \theta_i - \theta_j + \epsilon_{ij} \quad (9.4)$$

donde  $\theta_i$  representa la componente de  $G_i$  referente a la fase y  $\epsilon_{ij}$  representa el ruido introducido por los receptores.

La suma de la fase del triángulo formado por tres elementos del interferómetro  $i$ ,  $j$  y  $k$ , es conocida como la clausura de fase,  $C'_{ijk}$ , y su expresión es la siguiente:

$$C'_{ijk} = \phi'_{ij} + \phi'_{jk} + \phi'_{ki} \quad (9.5)$$

Teniendo en cuenta la ecuación 9.4, se obtiene:

$$C'_{ijk} = \phi_{ij} + \theta_i - \theta_j + \phi_{jk} + \theta_j - \theta_k + \phi_{ki} + \theta_k - \theta_i + \epsilon_{ijk} \quad (9.6)$$

los términos  $\theta_i$ ,  $\theta_j$ , y  $\theta_k$  se anulan, y si depreciamos el término del ruido ( $\epsilon_{ijk}$ ), de la clausura de fase sólo obtenemos como resultado la contribución real de la fuente observada en fase a la visibilidad.

También se define la clausura de amplitud a partir de cuatro elementos del interferómetro, de la siguiente manera:

$$\Gamma_{ijkl} = \frac{|V'_{ij}| |V'_{kl}|}{|V'_{ik}| |V'_{jl}|} \quad (9.7)$$

---

en esta clausura los factores complejos también se cancelan debido a la división. Por lo tanto, si se deprecia el término  $\epsilon_{ijk}$ , la amplitud y fase observadas son idénticas a las clausuras de amplitud y fase calculadas. Esta información es la que nos permite encontrar modelos que sean consistentes con los datos, a pesar de que los datos todavía presentan ciertos errores debidos a la atmósfera o el instrumental. El logro importante que se consigue es que a partir de datos tomados para algunos puntos del plano  $(u, v)$  se puede reconstruir toda la distribución de brillo de la fuente, incluso en regiones del plano  $(u, v)$  donde originalmente no se tenía información.

A pesar de obtener un primer modelo de la fuente a través de CLEAN, las visibilidades obtenidas de los datos pueden seguir afectadas por errores en fase y amplitud que no han podido ser calibrados por las calibraciones anteriores. Para corregir esto se sigue una metodología denominada autocalibración. La autocalibración consiste en buscar correcciones a la fase y amplitud de las visibilidades de todas las líneas de base con cada antena, que mejoren la correspondencia general entre los datos y el modelo. Esta corrección debe ser consistente en todas las líneas de base, es decir, debe asegurar que el error en los datos se deba claramente a un problema técnico de calibración en una antena en particular o grupo de antenas. En este caso el ajuste del modelo a los datos debe mejorar para todas las líneas de base.

Después de la autocalibración se aplica nuevamente el algoritmo de CLEAN y se genera un nuevo modelo de la fuente más refinado. Usualmente se lleva a cabo el proceso de CLEAN y autocalibración de manera iterativa hasta converger al mejor modelo posible que se ajuste a los datos.

## **9.7 Consideraciones especiales en calibración de datos a 86 GHz obtenidos con GMVA**

---

Los datos obtenidos a 86 GHz con el GMVA nos dan la mayor resolución posible hasta la fecha en astronomía. Esto se debe a la alta frecuencia de observación, junto con la gran distancia entre las antenas que componen el interferómetro. Esta metodología se encuentra en el límite de lo técnicamente posible hasta la fecha, ya que debido a la alta frecuencia de observación es necesario trabajar con una precisión en la posición de las antenas menor que el milímetro, y precisión en el tiempo del orden del nanosegundo, para poder reconstruir las franjas correctamente. Cualquier desviación de estos órdenes de magnitud imposibilita encontrar las franjas de interferencia perdiendo toda información de la emisión de la fuente.



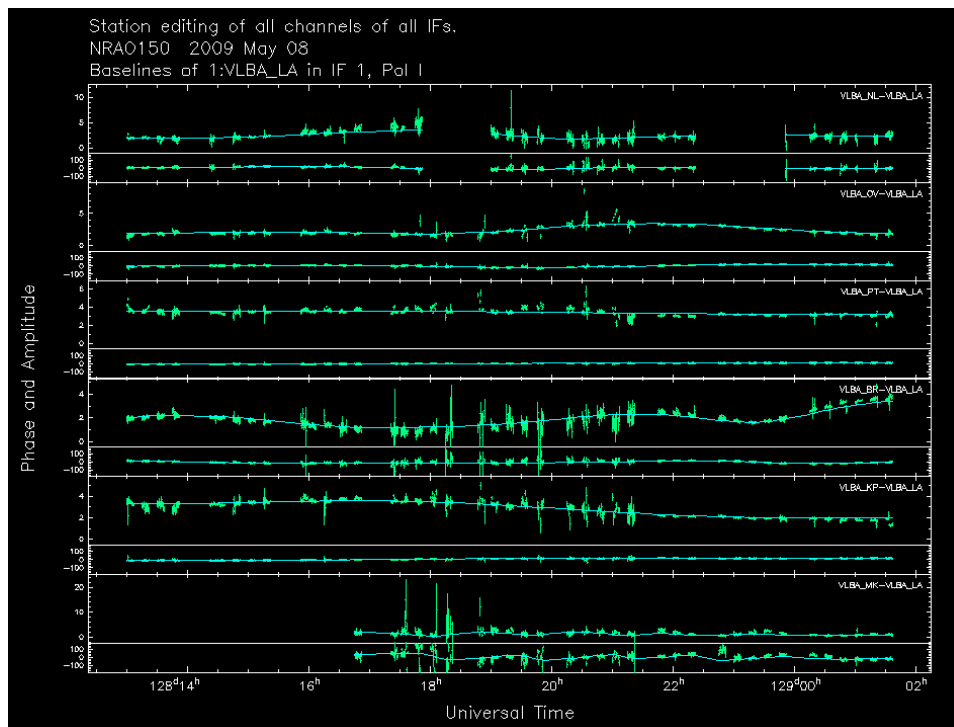


FIG. 9.3: Amplitud y fase de la función visibilidad después de la autocalibración para líneas de base con Los Álamos. Estos datos han sido obtenidos con GMVA a 86 GHz en Mayo de 2009.

Una fuente de ruido importante en estas observaciones a 86 GHz es la atmósfera. Por un lado la opacidad crece con la frecuencia, y por lo tanto se recibe menor intensidad de emisión que al observar en ondas de radio. Por otro lado al tratarse de una longitud de onda corta, pequeñas perturbaciones en la atmósfera afectan seriamente los datos introduciendo ruido en las medidas. Estos efectos se reflejan en las visibilidades observadas, que muestran menor intensidad de la fuente y un mayor ruido en las fases. Además las antenas, en su mayoría, no están diseñadas para la observación en longitudes de onda cortas y muestran imperfecciones que producen que la señal no se refleje perfectamente, lo cual aumenta el ruido en los datos.

Debido a estas fuentes de error los datos presentan una mayor dispersión, en comparación con datos a menor frecuencia. Esta dispersión permite que exista un mayor número de modelos que puedan ajustar a las visibilidades, lo que aumenta la incertidumbre a la hora de encontrar un modelo que converja, se ajuste a los datos, y refleje de manera lo más fidedigna posible la estructura de la fuente. Por esta razón es necesario editar los datos que presentan claros errores y con el resto hacer numerosas iteraciones de autocalibración y limpiado o *cleaning* hasta converger al modelo más coherente de la fuente. En la Fig. 9.3 se pueden ver las visibilidades que ya han sido autocalibradas para líneas de base con Los Álamos. Se puede observar que si bien existe un modelo que

---

se ajusta bien a los datos, éstos siguen presentando desviaciones respecto del modelo que en muchos casos no se pueden corregir.

# 10

## Resultados del estudio del jet en el quásar NRAO 150

*Capítulo basado en los resultados presentados en Molina et al. (2014).*

A través de la calibración de los datos descrita en el capítulo anterior se obtuvieron los resultados que se muestran en el presente capítulo y que nos han permitido estudiar en profundidad el jet relativista en el quásar NRAO 150.

En las Figs. 10.1 a 10.5 se muestran las distribuciones de brillo obtenidas de los datos a 8, 15, 22, 43 y 86 GHz. Los contornos representan la distribución de flujo total, la escala de colores representa el flujo polarizado y las barras blancas marcan la dirección de los EVPA. En las imágenes también se especifican los nombres de las componentes de emisión correspondientes a los ajustes realizados para cada imagen (ver más adelante), así como las fechas de observación.

Como se puede observar en los mapas obtenidos a partir de datos a baja frecuencia (8 y 15 GHz) la estructura de la fuente esta dominada por una región central compacta y brillante, desde la cual se extiende una región más débil hacia el nordeste. Esta estructura concuerda con la observada en estudios previos (Agudo et al. 2007). Las imágenes a más alta frecuencia de observación (22, 43 y 86 GHz), gracias a la mejor resolución angular que ofrecen respecto a las observaciones a más bajas frecuencias, muestran una estructura mucho más rica en las regiones más internas del jet (ver Figs. 10.3, 10.4 y 10.5). A estas frecuencias es posible identificar una estructura dominante en la dirección norte-sur más una región extensa y débil hacia el este. No obstante, ninguna de las regiones de la fuente se muestra como predominante, en intensidad total o polarizada. Por el contrario estas propiedades varían sustancialmente entre las componentes del jet en el lapso de tiempo de tres años en el que se centra nuestro estudio.

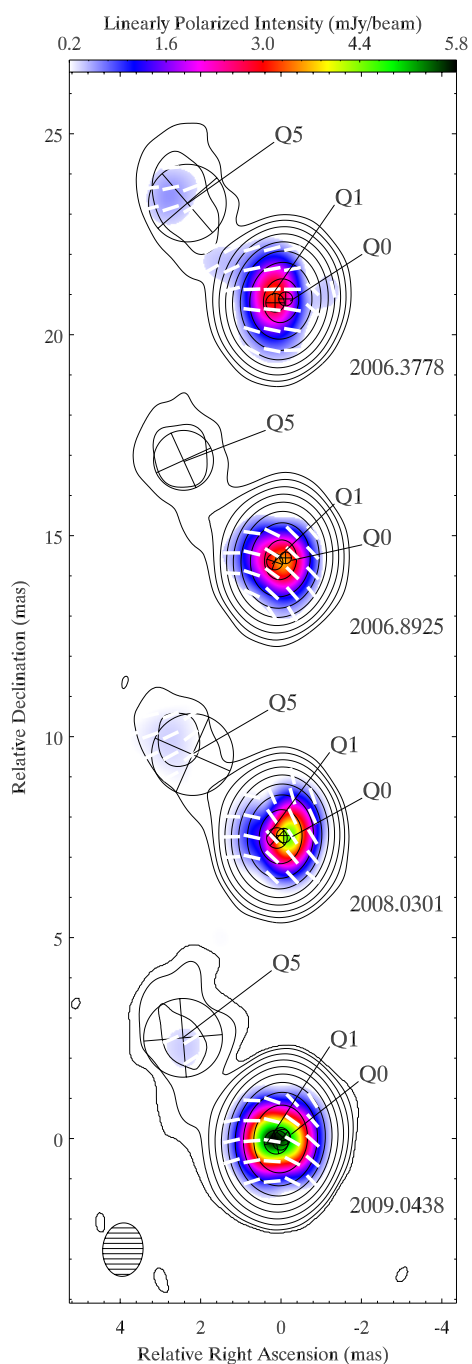


FIG. 10.1: Secuencia de mapas de VLBA de NRAO 150 a 8 GHz desde 2006 a 2009. Los contornos simbolizan la intensidad total, la escala de colores la intensidad linealmente polarizada y las barras blancas indican la posición de los vectores eléctricos para cada época de observación. Los contornos de intensidad total representan el 0.04%, 0.08%, 0.2%, 0.48%, 1.15%, 2.75%, 6.57%, 15.72%, 37.61% y 90% del pico de intensidad total a  $9.82 \text{ Jy beam}^{-1}$ . En la esquina inferior izquierda de la imagen se muestra beam de FWHM  $1.33 \times 1.003 \text{ mas}$  con un ángulo de inclinación de  $-3.78^\circ$ , utilizado en la convolución de todos los mapas.

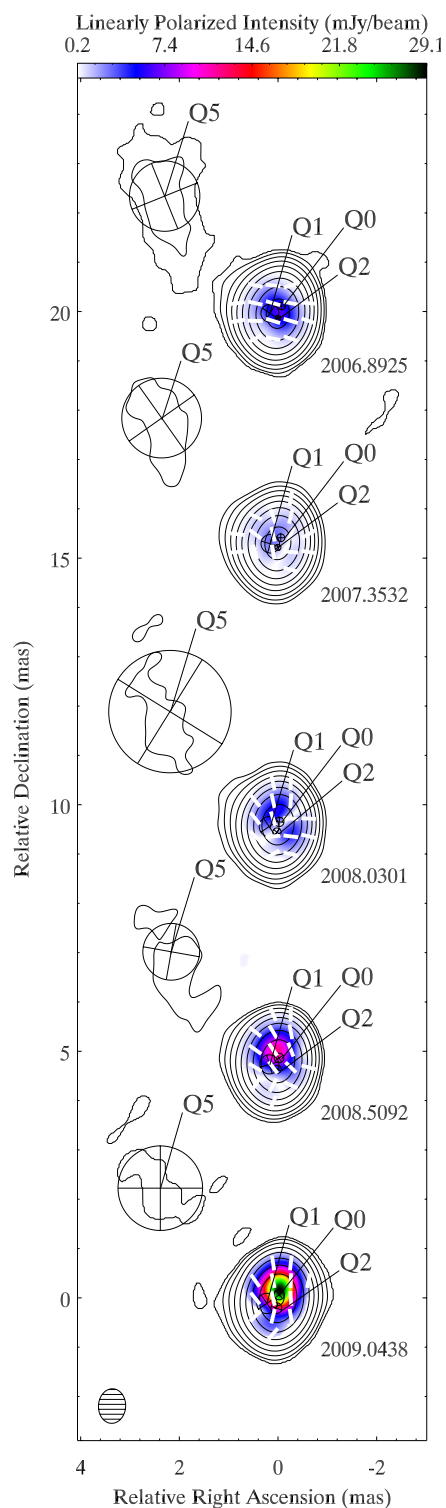


FIG. 10.2: Igual que la Fig. 10.1, pero para 15 GHz. Los contornos de intensidad total representan el 0.04%, 0.11%, 0.28%, 0.73%, 1.91%, 5.00%, 13.11%, 34.35% y 90% del pico de intensidad total a  $11.71 \text{ Jy beam}^{-1}$ . En la esquina inferior izquierda de la imagen se muestra el beam de  $\text{FWHM } 0.7 \times 0.55 \text{ mas}$  con un ángulo de inclinación de  $-3.00^\circ$ , utilizado en la convolución de todos los mapas.

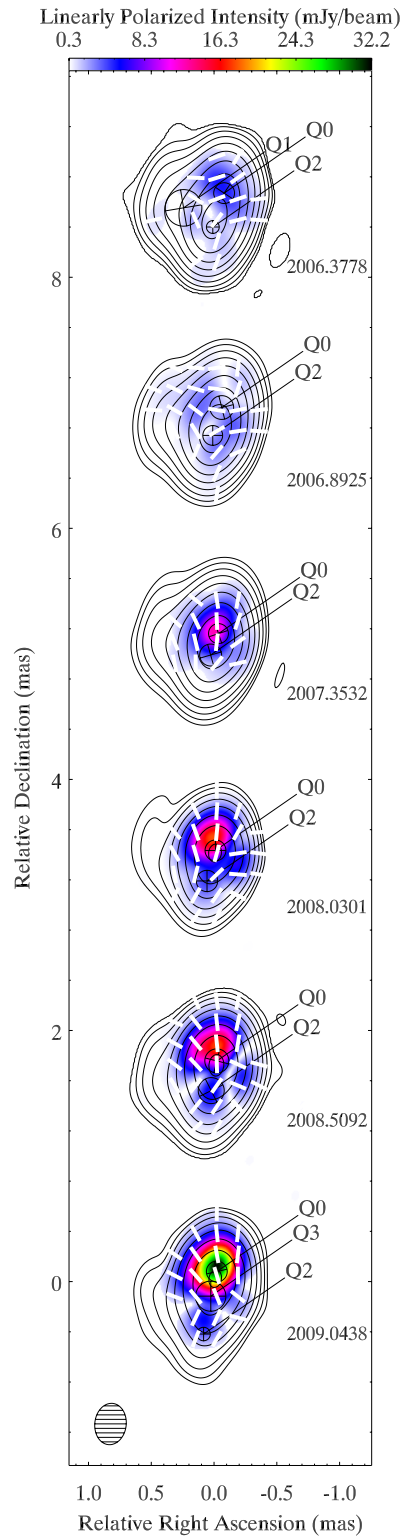


FIG. 10.3: Igual que la Fig. 10.1, pero para 22 GHz. Los contornos de intensidad total representan el 0.40%, 0.87%, 1.88%, 4.08%, 8.84%, 19.15%, 41.52% and 90% del pico de intensidad total a  $6.06 \text{ Jy beam}^{-1}$ . En la esquina inferior izquierda de la imagen se muestra el beam de FWHM  $0.33 \times 0.25 \text{ mas}$  con un ángulo de inclinación de  $-6.40^\circ$ , utilizado en la convolución de todos los mapas.

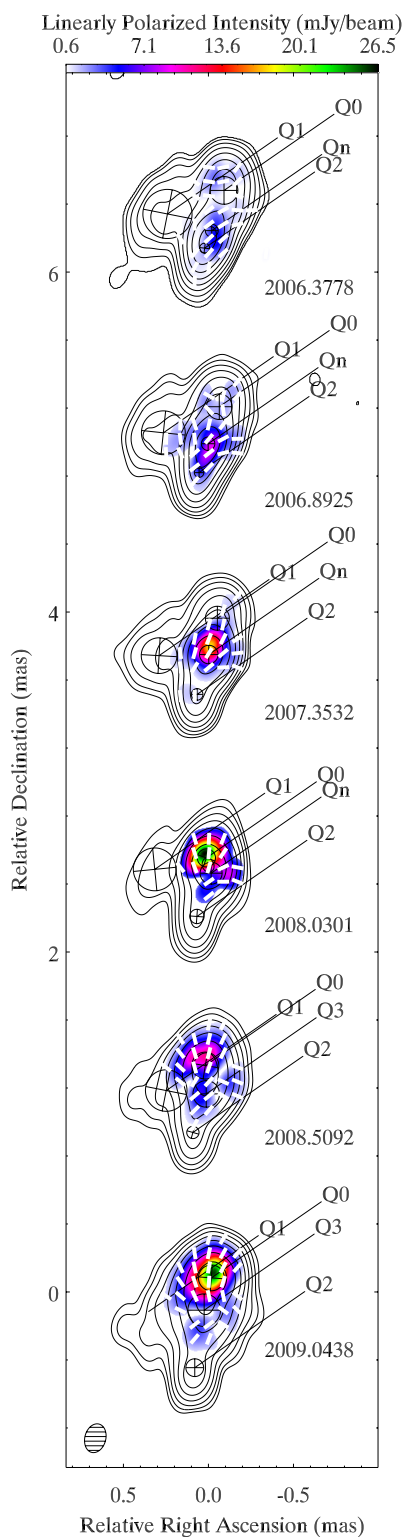


FIG. 10.4: Igual que la Fig. 10.1, pero para 43 GHz. Los contornos de intensidad total representan el 0.19%, 0.41%, 0.88%, 1.90%, 4.11%, 8.88%, 19.22%, 41.59% y 90% del pico de intensidad total a  $3.61 \text{ Jy beam}^{-1}$ . En la esquina inferior izquierda de la imagen se muestra el beam de FWHM  $0.17 \times 0.12 \text{ mas}$  con un ángulo de inclinación de  $-14.85^\circ$ , utilizado en la convolución de todos los mapas.

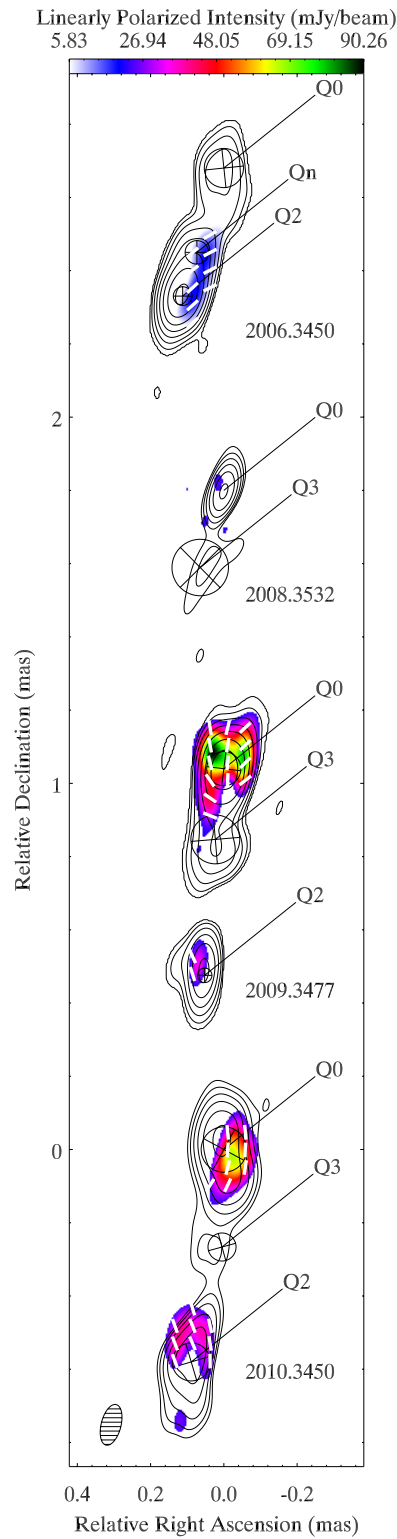


FIG. 10.5: Igual que la Fig. 10.1, pero para 86 GHz. Los contornos de intensidad total representan el 2.78%, 4.97%, 8.87%, 15.83%, 28.25%, 50.42%, and 90% del pico de intensidad total a  $1.47 \text{ Jy beam}^{-1}$ . En la esquina inferior izquierda de la imagen se muestra el beam de FWHM  $0.11 \times 0.05 \text{ mas}$  con un ángulo de inclinación de  $-14.34^\circ$ , utilizado en la convolución de todos los mapas.



## 10.1 Identificación de componentes de emisión

---

Para estudiar la estructura del jet, su evolución temporal y su cinemática, es necesario simplificar la emisión proveniente de éste e identificar cada una de las diferentes regiones de emisión en el jet. Esto se hace ajustando las distribuciones de brillo a través de un modelo de componentes, que suelen ser puntuales, Gaussianas circulares o Gaussianas elípticas.

Se ha utilizado Difmap<sup>1</sup>, un paquete de software que aplica un ajuste por el método de mínimos cuadrados a la función visibilidad variando los parámetros de posición, tamaño e intensidad de las Gaussianas del modelo. Se intenta obtener el modelo más simple que represente lo más adecuadamente posible la estructura del jet. Partiendo de una primera aproximación determinada por el usuario, de forma iterativa se busca un modelo con la menor cantidad de Gaussianas posibles que muestreen la estructura del jet. Para diferenciar las componentes se ha utilizado la nomenclatura propuesta en Agudo et al. (2007), excepto que a la componente denominada núcleo o *core*, se le ha llamado Q0 en el presente trabajo. Más adelante se explicará la razón de este cambio.

En las imágenes a 8 GHz (Fig. 10.1) se observan las componentes Q0 y Q1 en la región central, más una componente extensa, denominada Q5, que caracteriza la región del jet que se extiende hacia el nordeste. En las imágenes a 15 GHz (Fig. 10.2) es posible identificar estas mismas componentes, más otra componente de emisión, denominada Q2, en la región central de la fuente. En las imágenes a más alta frecuencia, desde 22 a 86 GHz (ver Figs. 10.3, 10.4 y 10.5) se han identificado 5 componentes: Q0, Q1, Q2, Q3 y Qn, todas ubicadas en las regiones más internas del jet. De estas componentes, Q1 es la que se encuentra en la región más difusa hacia el este y Qn es una componente que se identifica por primera vez en el presente trabajo y muestra un comportamiento notablemente diferente respecto del resto de las regiones del jet.

Los errores en los parámetros ajustados con el modelo de Gaussianas se calcularon siguiendo las prescripciones de Jorstad et al. (2005), para ajustes de Gaussianas a imágenes de VLBA a 43 GHz. En el presente trabajo se ha ampliado el criterio a otras frecuencias también. La estimación de la incertidumbre esta basada en los valores de flujo total y tamaño de las Gaussianas considerando que componentes brillantes y compactas tienen un ajuste más preciso que las componentes más débiles y extensas. Esta estimación es justificable desde el punto de vista de que en las regiones donde la distribución de brillo es más intensa es posible ajustar una función Gaussiana con un bajo nivel de error, mientras que en regiones de flujo más bajo se pueden estar incluyendo contribuciones provenientes del propio ruido de la imagen. A su vez

---

<sup>1</sup> <ftp://ftp.astro.caltech.edu/pub/difmap/difmap.html>

---

en regiones muy extensas es difícil obtener una buena precisión en la posición, ya que son zonas del jet que pueden estar compuestas por diversas regiones de emisión que son más difíciles de caracterizar. Se ha utilizado en este trabajo el siguiente criterio para determinar los errores del modelo de Gaussianas:

- Para componentes brillantes y compactas, con flujo  $\geq 100$  veces el ruido de la imagen y tamaño  $\leq 2/3$  del haz observacional, se asumen indeterminaciones del  $\sim 1\%$  en flujo, de  $1/10$  del tamaño del haz observacional en posición y  $1\%$  en el tamaño de la componente.
- Para componentes brillantes pero extensas, con flujo  $\geq 100$  veces el ruido de la imagen y tamaño  $\geq 2/3$  del haz observacional, se asumen indeterminaciones del  $\sim 3\%$  en flujo,  $1/5$  del tamaño del haz observacional en posición y  $10\%$  en tamaño.
- Para componentes débiles y no extensas, con flujo  $< 100$  veces el ruido de la imagen y tamaño  $<$  del haz observacional, se asumen indeterminaciones del  $\sim 10\%$  en flujo,  $1/5$  del tamaño del haz observacional en posición y  $5\%$  en tamaño.
- Finalmente, para componentes débiles y extensas, con flujo  $< 100$  veces el ruido de la imagen y tamaño  $>$  al haz observacional, se asumen indeterminaciones del  $\sim 10\%$  en flujo,  $1/2$  del tamaño del haz observacional en posición y  $10\%$  en tamaño.

A este criterio se ha sumado en cuadratura un error intrínseco en el flujo del  $15\%$  dadas las incertidumbres introducidas en la calibración de la amplitud.

En las Tablas 10.1 a 10.5 se muestran los parámetros de los modelos de Gaussianas que ajustan la distribución de emisión a cada frecuencia y época de observación, incluyendo los errores calculados según el criterio antes descrito. Las columnas de las tablas contienen la siguiente información: (1) Fecha de observación, (2) Nombre de la componente de emisión, (3) Densidad de flujo, (4) Ascensión recta, (5) Declinación, (6) Tamaño angular, (7) Grado de polarización, y (8) Orientación del ángulo de la polarización lineal (EVPA).

## 10.2 Alineación de imágenes

---

En el proceso de calibración de las imágenes de interferometría de muy larga base se pierde información de la posición absoluta de la fuente en el cielo. Por lo tanto, para poder comparar o combinar imágenes de diferentes épocas o frecuencias es esencial alinear dichas imágenes. Los dos métodos que se

TAB. 10.1: Parámetros de los modelos de Gaussianas que ajustan la intensidad total en las imágenes a 8 GHz.

Fecha	Comp.	Flujo [Jy]	Asc. recta [mas]	Declinación [mas]	Tamaño angular [mas]	Grado de polarización [%]	EVPA [grados]
2006 05 19	Q0	3.49 ± 0.52	-0.11 ± 0.13	0.04 ± 0.10	0.34 ± 0.03	0.5 ± 0.1	87.6 ± 5.3
	Q1	3.07 ± 0.46	0.14 ± 0.13	-0.05 ± 0.10	0.46 ± 0.04	0.6 ± 0.1	87.3 ± 5.4
	Q5	0.12 ± 0.02	2.32 ± 0.66	2.42 ± 0.50	1.93 ± 0.53	15.3 ± 4.2	105.7 ± 7.8
2006 11 23	Q0	3.03 ± 0.45	-0.11 ± 0.13	0.04 ± 0.10	0.28 ± 0.02	0.7 ± 0.1	49.0 ± 5.2
	Q1	2.98 ± 0.44	0.15 ± 0.13	-0.04 ± 0.10	0.40 ± 0.04	0.7 ± 0.1	55.4 ± 5.8
	Q5	0.09 ± 0.01	2.42 ± 0.66	2.47 ± 0.50	1.48 ± 0.52		
2008 01 12	Q0	4.07 ± 0.61	-0.06 ± 0.13	0.03 ± 0.10	0.36 ± 0.03	0.6 ± 0.1	35.2 ± 5.3
	Q1	4.01 ± 0.60	0.10 ± 0.13	-0.02 ± 0.10	0.51 ± 0.05	0.5 ± 0.1	40.2 ± 6.5
	Q5	0.09 ± 0.01	2.20 ± 0.66	2.05 ± 0.50	2.03 ± 0.54	12.2 ± 3.3	119.3 ± 6.7
2009 01 17	Q0	7.53 ± 1.13	-0.04 ± 0.13	0.03 ± 0.10	0.39 ± 0.03	0.6 ± 0.1	68.9 ± 6.6
	Q1	4.11 ± 0.61	0.12 ± 0.13	-0.08 ± 0.10	0.59 ± 0.05	0.6 ± 0.1	76.7 ± 8.1
	Q5	0.08 ± 0.01	2.43 ± 0.66	2.5 ± 0.50	1.95 ± 0.53	13.4 ± 2.0	-60.4 ± 5.7

TAB. 10.2: Parámetros de los modelos de Gaussianas que ajustan la intensidad total en las imágenes a 15 GHz.

Fecha	Comp.	Flujo [Jy]	Asc. recta [mas]	Declinación [mas]	Tamaño angular [mas]	Grado de polarización [%]	EVPA [grados]
2006 11 23	Q0	2.26 ± 0.34	-0.07 ± 0.07	0.16 ± 0.05	0.15 ± 0.01	1.1 ± 0.1	75.3 ± 5.0
	Q1	1.77 ± 0.26	0.16 ± 0.07	0.01 ± 0.05	0.36 ± 0.30	1.0 ± 0.1	73.1 ± 5.0
	Q2	3.36 ± 0.50	0.00 ± 0.07	-0.08 ± 0.05	0.11 ± 0.01	1.0 ± 0.1	73.0 ± 5.0
	Q5	0.04 ± 0.01	2.29 ± 0.35	2.39 ± 0.27	1.42 ± 0.30		
2007 05 10	Q0	2.95 ± 0.44	-0.05 ± 0.07	0.11 ± 0.05	0.15 ± 0.01	0.4 ± 0.1	3.1 ± 5.8
	Q1	1.90 ± 0.29	0.15 ± 0.14	0.00 ± 0.11	0.37 ± 0.14	0.5 ± 0.8	14.5 ± 16.0
	Q2	3.30 ± 0.49	0.00 ± 0.07	-0.08 ± 0.05	0.12 ± 0.01	0.3 ± 0.1	8.9 ± 5.0
	Q5	0.05 ± 0.01	2.35 ± 0.35	2.53 ± 0.27	1.61 ± 0.31		
2008 01 12	Q0	7.11 ± 1.06	-0.02 ± 0.07	0.05 ± 0.05	0.18 ± 0.01	0.3 ± 0.2	22.1 ± 14.5
	Q1	1.34 ± 0.20	0.18 ± 0.14	-0.04 ± 0.11	0.40 ± 0.14	0.4 ± 0.3	32.8 ± 15.1
	Q2	2.26 ± 0.34	0.02 ± 0.07	-0.15 ± 0.05	0.17 ± 0.01	0.2 ± 0.2	77.5 ± 16.7
	Q5	0.07 ± 0.01	2.19 ± 0.35	2.28 ± 0.27	2.48 ± 0.37		
2008 07 05	Q0	7.61 ± 1.14	-0.02 ± 0.07	0.06 ± 0.05	0.19 ± 0.01	1.1 ± 0.4	31.0 ± 5.3
	Q1	1.40 ± 0.21	0.17 ± 0.14	-0.06 ± 0.11	0.38 ± 0.14	0.9 ± 0.4	41.4 ± 7.5
	Q2	2.62 ± 0.39	0.01 ± 0.07	-0.16 ± 0.05	0.16 ± 0.01	0.6 ± 0.1	35.2 ± 5.0
	Q5	0.05 ± 0.01	2.16 ± 0.35	2.21 ± 0.27	1.15 ± 0.29		
2009 01 17	Q0	10.03 ± 1.50	-0.02 ± 0.07	0.06 ± 0.05	0.21 ± 0.02	2.4 ± 0.4	8.4 ± 5.3
	Q1	0.99 ± 0.15	0.22 ± 0.14	-0.11 ± 0.11	0.41 ± 0.14	1.3 ± 0.5	15.5 ± 11.8
	Q2	3.52 ± 0.52	0.03 ± 0.07	-0.20 ± 0.05	0.22 ± 0.02	1.2 ± 0.2	4.3 ± 6.5
	Q5	0.05 ± 0.01	2.38 ± 0.35	2.22 ± 0.27	1.71 ± 0.32		

TAB. 10.3: Parámetros de los modelos de Gaussianas que ajustan la intensidad total en las imágenes a 22 GHz.

Fecha	Comp.	Flujo [Jy]	Asc. recta [mas]	Declinación [mas]	Tamaño angular [mas]	Grado de polarización [%]	EVPA [grados]
2006 05 19	Q0	2.32 ± 0.34	-0.08 ± 0.03	0.17 ± 0.02	0.16 ± 0.01	2.3 ± 0.5	-67.1 ± 5.6
	Q1	0.72 ± 0.11	0.24 ± 0.06	0.05 ± 0.05	0.29 ± 0.07	1.5 ± 0.4	38.7 ± 18.0
	Q2	3.27 ± 0.49	0.00 ± 0.03	-0.09 ± 0.02	0.10 ± 0.01	0.4 ± 0.1	-14.5 ± 11.9
2006 11 23	Q0	2.27 ± 0.34	-0.06 ± 0.06	0.16 ± 0.05	0.18 ± 0.06	0.8 ± 0.2	88.2 ± 11.0
	Q2	4.62 ± 0.69	0.01 ± 0.03	-0.05 ± 0.02	0.15 ± 0.01	0.6 ± 0.2	-49.9 ± 11.9
2007 05 10	Q0	4.52 ± 0.68	-0.03 ± 0.03	0.06 ± 0.02	0.15 ± 0.01	2.4 ± 0.5	-3.6 ± 7.0
	Q2	3.34 ± 0.51	0.02 ± 0.06	-0.10 ± 0.05	0.17 ± 0.06	1.1 ± 0.3	-13.1 ± 11.9
2008 01 12	Q0	7.28 ± 1.09	-0.01 ± 0.03	0.03 ± 0.02	0.16 ± 0.01	2.2 ± 0.7	-12.5 ± 11.3
	Q2	1.71 ± 0.26	0.05 ± 0.06	-0.20 ± 0.05	0.16 ± 0.06	1.6 ± 0.7	-32.4 ± 8.1
2008 07 05	Q0	7.63 ± 1.16	-0.02 ± 0.06	0.05 ± 0.05	0.19 ± 0.06	2.1 ± 0.8	4.1 ± 9.1
	Q2	2.71 ± 0.41	0.02 ± 0.06	-0.17 ± 0.05	0.20 ± 0.06	1.5 ± 0.5	144.1 ± 6.1
2009 01 17	Q0	5.51 ± 0.82	-0.02 ± 0.03	0.07 ± 0.02	0.16 ± 0.01	5.5 ± 1.2	15.4 ± 7.2
	Q2	0.54 ± 0.68	0.08 ± 0.03	-0.41 ± 0.02	0.10 ± 0.01	3.4 ± 0.5	154.8 ± 5.1
	Q3	4.50 ± 0.81	0.02 ± 0.06	-0.11 ± 0.05	0.23 ± 0.07	2.1 ± 0.9	19.3 ± 13.3

TAB. 10.4: Parámetros de los modelos de Gaussianas que ajustan la intensidad total en las imágenes a 43 GHz.

Fecha	Comp.	Flujo [Jy]	Asc. recta [mas]	Declinación [mas]	Tamaño angular [mas]	Grado de polarización [%]	EVPA [grados]
2006 05 19	Q0	1.24 ± 0.19	-0.09 ± 0.03	0.26 ± 0.02	0.16 ± 0.03	5.5 ± 1.6	91.3 ± 11.9
	Q1	0.43 ± 0.06	0.24 ± 0.03	0.12 ± 0.02	0.28 ± 0.04		
	Q2	1.58 ± 0.23	0.02 ± 0.01	-0.07 ± 0.01	0.05 ± 0.01	1.6 ± 0.3	138.5 ± 10.0
	Qn	1.55 ± 0.23	-0.01 ± 0.01	0.02 ± 0.01	0.07 ± 0.01	2.5 ± 0.6	128.4 ± 10.1
2006 11 23	Q0	1.16 ± 0.17	-0.06 ± 0.03	0.20 ± 0.02	0.15 ± 0.03		
	Q1	0.38 ± 0.05	0.26 ± 0.03	0.05 ± 0.02	0.25 ± 0.04		
	Q2	1.14 ± 0.17	0.05 ± 0.01	-0.18 ± 0.01	0.05 ± 0.01	3.5 ± 0.5	135.5 ± 10.4
	Qn	3.57 ± 0.53	0.00 ± 0.01	-0.01 ± 0.01	0.07 ± 0.01	2.9 ± 0.6	137.2 ± 11.6
2007 05 10	Q0	0.68 ± 0.10	-0.05 ± 0.03	0.21 ± 0.02	0.14 ± 0.03	6.2 ± 1.4	166.5 ± 10.3
	Q1	0.25 ± 0.03	0.29 ± 0.03	-0.01 ± 0.02	0.20 ± 0.04		
	Q2	1.07 ± 0.16	0.06 ± 0.01	-0.23 ± 0.01	0.06 ± 0.01		
	Qn	4.81 ± 0.73	0.00 ± 0.03	0.00 ± 0.02	0.10 ± 0.03	4.6 ± 1.1	147.8 ± 11.6
2008 01 12	Q0	2.98 ± 0.45	0.01 ± 0.03	0.05 ± 0.02	0.10 ± 0.03	7.6 ± 2.5	177.9 ± 13.7
	Q1	0.18 ± 0.03	0.31 ± 0.08	-0.01 ± 0.06	0.25 ± 0.06		
	Q2	1.17 ± 0.17	0.06 ± 0.03	-0.29 ± 0.02	0.08 ± 0.03		
	Qn	4.00 ± 0.61	-0.01 ± 0.03	-0.03 ± 0.02	0.12 ± 0.03	2.8 ± 0.9	142.3 ± 26.0
2008 07 05	Q0	4.23 ± 0.64	0.00 ± 0.03	0.06 ± 0.02	0.15 ± 0.03	4.2 ± 1.9	168.7 ± 17.8
	Q1	0.31 ± 0.04	0.22 ± 0.03	-0.08 ± 0.02	0.24 ± 0.04	8.7 ± 3.1	51.5 ± 11.0
	Q2	0.66 ± 0.09	0.07 ± 0.01	-0.33 ± 0.01	0.07 ± 0.01		
	Q3	2.40 ± 0.36	0.00 ± 0.03	-0.10 ± 0.02	0.15 ± 0.03	3.0 ± 1.0	132.1 ± 10.9
2009 01 17	Q0	4.80 ± 0.73	-0.01 ± 0.03	0.06 ± 0.02	0.15 ± 0.03	9.0 ± 1.9	172.8 ± 13.4
	Q1	0.10 ± 0.01	0.35 ± 0.03	-0.13 ± 0.02	≤ 0.03		
	Q2	0.89 ± 0.13	0.08 ± 0.03	-0.46 ± 0.02	0.10 ± 0.03		
	Q3	3.44 ± 0.52	0.02 ± 0.03	-0.12 ± 0.02	0.19 ± 0.03	3.2 ± 1.3	5.8 ± 38.1

TAB. 10.5: Parámetros de los modelos de Gaussianas que ajustan la intensidad total en las imágenes a 86 GHz.

Fecha	Comp.	Flujo [Jy]	Asc. recta [mas]	Declinación [mas]	Tamaño angular [mas]	Grado de polarización [%]	EVPA [grados]
2006 05 07	Q0	0.14 ± 0.02	-0.11 ± 0.02	0.34 ± 0.01	0.10 ± 0.02		
	Q2	0.65 ± 0.10	0.00 ± 0.02	0.00 ± 0.01	0.05 ± 0.02		
	Qn	0.21 ± 0.03	-0.03 ± 0.02	0.11 ± 0.01	0.06 ± 0.02		
2008 05 09	Q0	1.20 ± 0.18	0.00 ± 0.01	0.00 ± 0.01	≤ 0.02		
	Q3	0.38 ± 0.06	0.06 ± 0.06	-0.20 ± 0.02	0.15 ± 0.03		
2009 05 08	Q0	2.30 ± 0.35	0.00 ± 0.02	0.01 ± 0.01	0.09 ± 0.02	7.4 ± 3.1	0.3 ± 22.8
	Q2	0.61 ± 0.09	0.05 ± 0.02	-0.54 ± 0.01	0.03 ± 0.02	8.3 ± 1.3	13.7 ± 10.0
	Q3	0.65 ± 0.10	0.02 ± 0.02	-0.17 ± 0.01	0.13 ± 0.02		
2010 05 07	Q0	2.60 ± 0.39	0.00 ± 0.02	-0.03 ± 0.01	0.12 ± 0.02	9.2 ± 4.4	-5.6 ± 12.2
	Q2	1.55 ± 0.23	0.09 ± 0.02	-0.61 ± 0.01	0.10 ± 0.02	7.9 ± 1.8	15.6 ± 11.2
	Q3	0.40 ± 0.07	0.01 ± 0.02	-0.29 ± 0.01	0.07 ± 0.02		

describen a continuación son los usualmente utilizados para este propósito. El primero consiste en la identificación de la misma componente de emisión en las dos imágenes que se quieran comparar. Para esto es necesario que la región en la que se encuentra la componente de emisión sea ópticamente delgada en ambas imágenes, dado que regiones ópticamente gruesas sufren efectos de absorción lo que modifica la posición de éstas a diferentes frecuencias. El segundo método consiste en la correlación cruzada de la distribución de emisión en las dos imágenes (Croke & Gabuzda 2008). Para aplicar este método desarrollamos en este trabajo un programa que considera las imágenes como matrices y hace una comparación píxel a píxel. Se aplican desplazamientos ( $\Delta x$  y  $\Delta y$ ) a una de las imágenes y se calcula el coeficiente de correlación cruzada en cada punto de la imagen. Este cálculo se realiza iterativamente

para diferentes desplazamientos y la mejor posición de alineación corresponde al máximo coeficiente de correlación cruzada. Dicho coeficiente se ha calculado siguiendo Croke & Gabuzda (2008), de la siguiente manera:

$$r_{xy} = \frac{\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n (I_{\nu 1,ij} - \overline{I_{\nu 1}})(I_{\nu 2,ij} - \overline{I_{\nu 2}})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n (I_{\nu 1,ij} - \overline{I_{\nu 1}})^2 \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n (I_{\nu 2,ij} - \overline{I_{\nu 2}})^2}} \quad (10.1)$$

donde  $n$  es el número de píxeles en los ejes  $x$  e  $y$ ,  $i$  y  $j$  son los índices de cada píxel en cada eje,  $I_{\nu 1,ij}$  es la intensidad en la posición  $(i, j)$  medida en la imagen sin desplazamiento y  $I_{\nu 2,ij}$  es la intensidad en la posición  $(i, j)$  medida en la imagen desplazada. Además,  $\overline{I_{\nu 1}}$  y  $\overline{I_{\nu 2}}$  representan el promedio de la intensidad en la región analizada a la frecuencia  $\nu 1$  y  $\nu 2$ , respectivamente.

Este segundo método tiene la ventaja de que tiene en cuenta toda una región ópticamente delgada y no sólo una componente aislada como es el caso del primer método mencionado. En particular es extremadamente útil para fuentes débiles en las cuales la posición de las componentes presentan incertidumbre considerables (O’Sullivan & Gabuzda 2009).

El proceso de alineación de las imágenes de NRAO 150 es especialmente complejo ya que no existe una región ópticamente delgada detectada a todas las frecuencias de observación. Por esta razón se han comparado los resultados obtenidos de usar los dos métodos mencionados, utilizando en cada caso el que muestra resultados más robustos. En todos los casos, para comparar imágenes a distinta frecuencia, se ha utilizado el tamaño del haz observacional de la frecuencia más baja en ambas imágenes.

Para comparar imágenes a distintas frecuencias es necesario convolucionar las visibilidades con el mismo tamaño de haz observacional, a fin de evitar problemas de diferentes cubrimientos del plano  $(u, v)$  en la comparación de las imágenes. En algunos casos al convolucionar las imágenes de mayor frecuencia con el haz observacional de la menor frecuencia apareció flujo extenso que fue limpiado e incluido en las imágenes a comparar.

Las imágenes a 8 y 15 GHz, se han convolucionado con un tamaño de haz observacional de  $1.33 \times 1.00$  mas con un ángulo de inclinación de  $-3.78^\circ$ , utilizando un tamaño de píxel de 0.03 mas. Para alinear las imágenes a estas frecuencias aplicando el primer método se utilizó la componente Q5, ya que el resto de las componenetes se encuentran en regiones ópticamente gruesas. Para aplicar el segundo método se utilizó toda la región ópticamente delgada que se desarrolla hacia el noreste de la estructura (ver Figs. 10.1 y 10.2). Para este caso el segundo método es más adecuado ya que Q5 es una componente extensa con mayor incertidumbre en su posición que las componentes compactas. Además, aplicando el segundo método se esta usando toda la región

---

ópticamente delgada en la comparación, lo cual es más robusto que utilizar una sola componente difusa. A partir de la alineación obtenida con el segundo método se construyeron los mapas de índice espectral que se muestran en la Fig. 10.6).

Para alinear las imágenes a 15 y 22 GHz se convolucionaron las visibilidades a estas frecuencias con un haz observacional de tamaño  $0.7 \times 0.55$  mas y un ángulo de inclinación de  $-3.00^\circ$ , y se utilizó un tamaño de píxel de 0.03 mas. En las imágenes a 22 GHz no se detecta la región identificada con la componente Q5, por lo tanto no es posible usar esta componente para la alineación. Por esta razón para aplicar el primer método de alineación, se utilizaron las componentes Q0 y Q2, por separado. Al comparar los resultados obtenidos a partir de cada componente se encontraron resultados no consistentes. Además hay que tener en consideración que no se tiene conocimiento “a priori” acerca de si Q0 o Q2 muestran emisión ópticamente delgada o gruesa, por lo que al usar un método que considera la posición de sólo una componente, es posible estar introduciendo errores considerables. Por otro lado utilizando el método de la correlación cruzada se realizaron varias pruebas dado que desde un principio no se conocen las regiones del jet que son ópticamente delgadas. En principio se utilizó toda la región de emisión de la fuente que coincide a ambas frecuencias. El valor máximo del coeficiente de correlación cruzada nos dio un primer valor del desplazamiento que es necesario aplicar, para alinear las imágenes. Al aplicar este desplazamiento se obtuvieron mapas de índice espectral que muestran ciertas regiones del jet de emisión ópticamente gruesa. Estas regiones no deberían haber sido usadas en la correlación cruzada, ya que como se mencionó antes, este método está pensado para utilizar regiones ópticamente delgadas. Por esta razón se llevó a cabo una segunda iteración de dicha correlación sólo teniendo en cuenta las regiones detectadas como ópticamente delgadas en la primera aproximación. Finalmente se compararon los mapas de índice espectral obtenidos a partir de la primera y segunda iteración, y se comprobó que la estructura de la fuente era la misma independientemente de la región del jet elegida para realizar la correlación. El método de correlación cruzada da por resultado un comportamiento mucho más homogéneo del índice espectral que el dado por el primer método de alineamiento (ver Fig. 10.7). Por estas razones se ha considerado este segundo método como el adecuado para la alineación de las imágenes a 15 y 22GHz.

Para los datos a 22 y 43 GHz se convolucionaron las visibilidades con un haz observacional de  $0.33 \times 0.25$  mas y un ángulo de inclinación de  $-6.40^\circ$ , utilizando un tamaño de píxel de 0.01 mas. Al utilizar el primer método basado en la comparación de las componentes Q0 o Q2 se obtuvieron resultados totalmente inconsistentes. Al utilizar Q0 para alinear las imágenes se obtuvieron mapas de índice espectral que mostraban una región ópticamente gruesa hacia el sur de la estructura, mientras el resto del jet mostraba un comportamiento ópticamente

delgado. Si éste fuera el comportamiento real de la fuente, sería correcto usar la componente Q0 para la alineación ya que sería una región ópticamente delgada. Por otro lado al utilizar la componente Q2 se obtiene el resultado opuesto. La región ópticamente gruesa se encuentra en el norte y el resto del jet es ópticamente delgado. Es esperable obtener resultados contradictorios ya que el índice espectral puede variar de una componente a otra. La alineación usando Q0 o Q2 involucra desplazamientos de aproximadamente  $1/10$  del tamaño del haz observacional o menores, los cuales implican cambios en los valores del índice espectral del orden de 0.5 a 1. Claramente, no es razonable usar este método ya que no sabemos “a priori” cual de los dos resultados obtenidos puede ser más fiel a la distribución de opacidad del jet.

Por lo tanto, se aplicó el método de correlación cruzada de la misma forma que se ha explicado para el caso de la alineación de los datos a 15 y 22 GHz. Primero se realizó una correlación cruzada utilizando todas las regiones de emisión del jet, y luego se comparó con una segunda iteración para la cual se habían descartado las regiones ópticamente gruesas determinadas en la primera aproximación. Ambos métodos dan por resultado mapas que muestran las mismas tendencias, con variaciones de los valores del índice espectral máximas de  $\sim 0.05$ . Por coherencia, se utilizan en el análisis de los datos, los mapas de índice espectral obtenidos por la segunda iteración del método de la correlación cruzada en cuyo cálculo no se han considerado las regiones ópticamente gruesas. Cabe destacar que la alineación entre estas dos frecuencias ha presentado mayor complejidad que a otras frecuencias, posiblemente por el cambio de comportamiento de la emisión de ópticamente grueso a delgado. Por esta razón es posible que el alineamiento presente un grado de incertidumbre mayor respecto de los datos a otras frecuencias. El comportamiento obtenido del índice espectral se muestra en la Fig. 10.8.

Finalmente, para alinear las imágenes a 43 y 86 GHz se convolucionaron las visibilidades con un tamaño del haz observacional de  $0.17 \times 0.12$  mas y con un ángulo de inclinación de  $-14.85^\circ$ , utilizando un tamaño de píxel de 0.005 mas. A estas dos frecuencias las observaciones no fueron simultáneas en tiempo por lo que se usaron épocas de observación lo más cercanas posibles entre sí en el tiempo. Al aplicar el primer método de alineación, tanto utilizando la componente Q0 como Q2, la distribución de opacidad de la fuente obtenida fue prácticamente la misma. Ésta a su vez también se corresponde con la obtenida al aplicar la correlación cruzada. A partir de los dos métodos se encontró que el jet es ópticamente delgado en prácticamente toda su extensión. Debido a esto, es de esperar que los dos métodos den similares resultados ya que la posición de las componentes no varía con la frecuencia. Por consistencia, se usó la correlación cruzada para alinear las imágenes a estas dos frecuencias, pero dado que en 2008.35 la calidad de las imágenes a 86 GHz es muy pobre, la distribución de brillo no es coincidente entre 43 y 86 GHz en esta época.

---

Por dicha razón el método de alineación con una sola componente dio mejor resultado utilizándose la componente Q0, ya que se trata de una componente compacta, brillante y ópticamente delgada. En la Fig. 10.9 se muestran los mapas de índice espectral obtenidos a partir de esta alineación para los cuales se utilizó el método de la correlación cruzada, excepto para el segundo mapa para el cual se utilizó la posición de la componente Q0.

### 10.3 Rotación entre épocas

---

Trabajos previos acerca de NRAO 150 han medido una rotación en la dirección del jet en las regiones más interna del mismo, en el sentido contrario a las agujas del reloj (Agudo et al. 2007). Para realizar dicho estudio fue necesario considerar que la componente Q0 representa el núcleo del jet y por lo tanto es estacionaria. Los mapas de índice espectral obtenidos en el presente trabajo no revelan ninguna región del jet que pudiera considerarse claramente como el núcleo del mismo (ver Figs. 10.6 a 10.9).

Por esta razón es interesante estudiar si existe una rotación de la estructura del jet sin necesidad de realizar una suposición previa del centro cinemático, ya que no se puede asegurar que Q0 sea el núcleo del jet. Para realizar este tipo de medida son necesarios datos de un rango temporal representativo. Por esta razón se utilizaron los datos publicados por Agudo et al. (2007) a 43 GHz sumados a los nuevos datos a 43 GHz mostrados en la Fig. 10.4. A estos datos se les aplicó el método de la correlación cruzada, pero en este caso para alinear imágenes a la misma frecuencia pero en diferentes épocas.

Basados en el concepto de correlación entre imágenes planteada por Croke & Gabuzda (2008), se modificó este método para medir rotación entre imágenes en épocas sucesivas. Básicamente la modificación consiste en rotar una de las imágenes en torno al centro de la misma, en vez de aplicar un desplazamiento en ascensión recta y declinación. El muestreo utilizado en la rotación va desde 1° hasta 30°, tanto en la dirección de las agujas del reloj como en el sentido opuesto. Para evitar problemas en los bordes y esquinas, dado que las imágenes se tratan como matrices cuadradas, se utilizó una máscara circular que borra los bordes de la matriz. La expresión utilizada para esta rotación es la siguiente:

$$r_{xy}^{rot} = \frac{\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n (M_{1,ij} - \overline{M}_1)(M_{2,ij}^{rot} - \overline{M}_2)}{\sqrt{\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n (M_{1,ij} - \overline{M}_1)^2 \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n (M_{2,ij}^{rot} - \overline{M}_2)^2}} \quad (10.2)$$

donde  $M$  representa la matriz de intensidad a la que se le aplicó la máscara. Como en la ecuación 10.1,  $M_{1,ij}$  y  $M_{2,ij}^{rot}$  son las matrices obtenidas en dos



épocas de observación (1 y 2) y  $M_{2,ij}^{rot}$  es la matriz a la cual se le ha aplicado la rotación en torno al centro de la imagen. Además  $\overline{M}_1$  y  $\overline{M}_2$  representan las matrices de intensidades promediadas sobre la región analizada en las dos épocas de observación.

Cuando se obtiene el valor máximo del coeficiente de correlación, en este caso  $r_{xy}^{rot}$ , la rotación aplicada en el cálculo es la rotación “real” entre las dos imágenes a 43 GHz. Es importante tener en cuenta que si la distribución de intensidad de las imágenes muestra un pico prominente, la correlación cruzada tiende a alinear los picos sin tener en cuenta el resto de la distribución de intensidad. Esto puede producir errores cuando los picos son muy prominentes y están en regiones muy diferentes de la estructura del jet. Por esta razón no es adecuado comparar épocas de observación en las cuales existan cambios fundamentales en la distribución de intensidad. Por otro lado, se observa que el cambio de la estructura entre épocas sucesivas es muy leve, por lo que la rotación que se mide puede estar en el límite de la incertidumbre de la medida. Debido a esto se han comparado épocas de observación separadas significativamente en el tiempo, pero que no incluyen cambios significativos en la distribución de intensidad de las imágenes. Las variaciones estructurales en la fuente no son constantes en el tiempo durante todas las épocas observadas, por lo que la metodología que mejor resultado dio fue utilizar diferentes intervalos temporales entre las imágenes a comparar dependiendo de la evolución en la distribución de intensidad de la fuente. El intervalo de tiempo mínimo utilizado para comparar épocas fue de 0.5 años y el máximo de 1.9 años. Antes de 2000.62 la fuente no muestra cambios significativos. Por esta razón no se han incluido, en este análisis de rotación, los datos previos a esta época de observación.

La rotación se observó notablemente más rápida entre las épocas de 2002.48 y 2004.97. Esto se puede observar en la Fig. 8.2. Después de 2004.97 la rotación es más difícil de medir debido al pobre cubrimiento temporal, sumado a que en 2005 la fuente sufre cambios significativos en su distribución de intensidad. A pesar de estas dificultades, se ha medido una rotación total entre 2000.62 y 2009.04 de  $19^\circ$  en la dirección contraria a las agujas del reloj. Este resultado se ha obtenido a través de un procedimiento totalmente diferente al utilizado en trabajos previos, por lo que de una forma independiente se ha vuelto a confirmar la alta velocidad angular de la rotación de la región más interna del jet en NRAO 150. Además esta medida no está influenciada por el modelo de Gaussianas utilizado, ya que sólo se ha considerado la distribución de intensidad de la fuente.

Este resultado nos muestra que la rotación medida en la región interna de NRAO 150 no es un proceso que dependa del sistema de referencia del cual se mida, sino, por el contrario se muestra claramente independientemente del

---

método utilizado para su análisis y de la referencia que se utilice para medir dicha rotación.

## 10.4 Índice espectral

---

Como se ha introducido en la sección 4.3.1.2, la variación de la emisión de los jets con la frecuencia se puede caracterizar por la siguiente ecuación:

$$S_\nu \propto \nu^\alpha \quad (10.3)$$

donde  $S_\nu$  es la densidad de flujo a una determinada frecuencia  $\nu$ , y  $\alpha$  es el índice espectral. Habitualmente se observa que en la región del núcleo de los jets, medido a frecuencias suficientemente bajas, la emisión es ópticamente gruesa, con índice espectral positivo  $\alpha > 0$ , mientras en el resto del jet, se presenta emisión ópticamente delgada con  $\alpha < 0$ . Por lo tanto, construir mapas que den cuenta del valor del índice espectral en cada región del jet son fundamentales para entender la naturaleza de la emisión y ciertas características de la física de cada región.

La metodología que se utiliza para construir mapas de índice espectral consiste en comparar las imágenes píxel a píxel a dos frecuencias distintas. Dado que el flujo se caracteriza según la ecuación 10.3, a través del cociente del flujo a dos frecuencias distintas podemos obtener el índice espectral según la siguiente expresión:

$$\alpha = \frac{\log(S_{\nu_1}/S_{\nu_2})}{\log(\nu_1/\nu_2)} \quad (10.4)$$

El índice espectral nos dará la pendiente del espectro de emisión en cada región del jet. Para construir los mapas de índice espectral, en este trabajo se han comparado imágenes a dos frecuencias adyacentes, convolucionadas con el mismo tamaño de haz observacional y alineadas según la metodología explicada en la sección 10.2.

En la Fig. 10.6 se muestran los mapas de índice espectral, contruidos con los datos a 8 y 15 GHz, para las tres épocas en las que se tienen datos a estas dos frecuencias. Los contornos representan la distribución de flujo total a 8 GHz, mientras la escala de colores muestra la distribución de índice espectral. Como referencia, también se ha representado el modelo de Gaussianas circulares que ajusta la emisión. Como se puede observar, a bajas frecuencias la emisión proveniente de las regiones centrales es bastante homogénea y ópticamente gruesa, haciéndose delgada hacia la región nordeste.

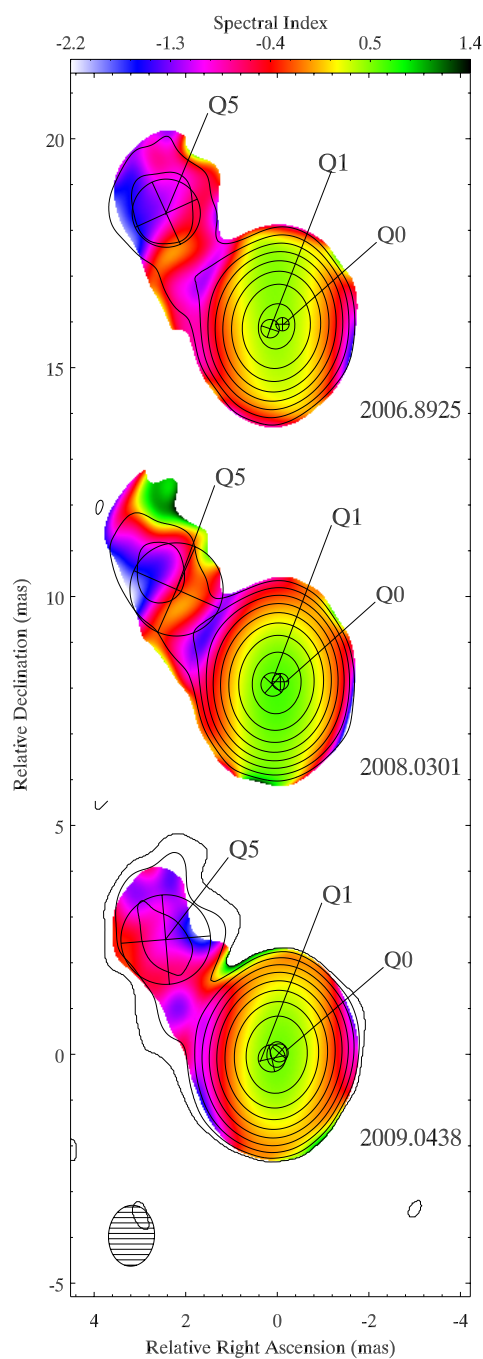


FIG. 10.6: Distribución de índice espectral construido con datos a 8 y 15 GHz, superpuesto con los contornos de intensidad de 8 GHz. Las imágenes a ambas frecuencias fueron convolucionadas con un haz observacional de FWHM  $1.33 \times 1.00$  mas con un ángulo de inclinación de  $= -3.78^\circ$  y se ha utilizado un tamaño de píxel de 0.03 mas.

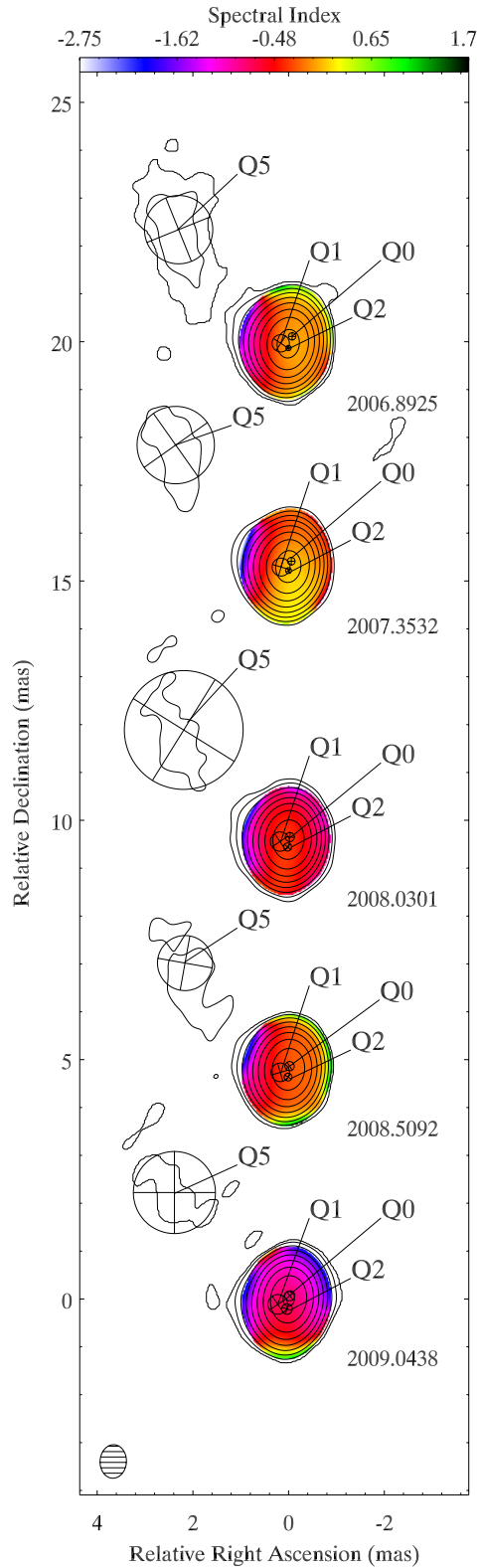


FIG. 10.7: Distribución de índice espectral construido con imágenes de VLBA a 15 y 22 GHz, superpuesto con los contornos de intensidad de 15 GHz. Las imágenes a ambas frecuencias fueron convolucionadas con un haz observacional de FWHM de  $0.7 \times 0.55$  mas con un ángulo de inclinación de  $-3.00^\circ$  y se ha utilizado un tamaño de píxel de 0.03 mas.

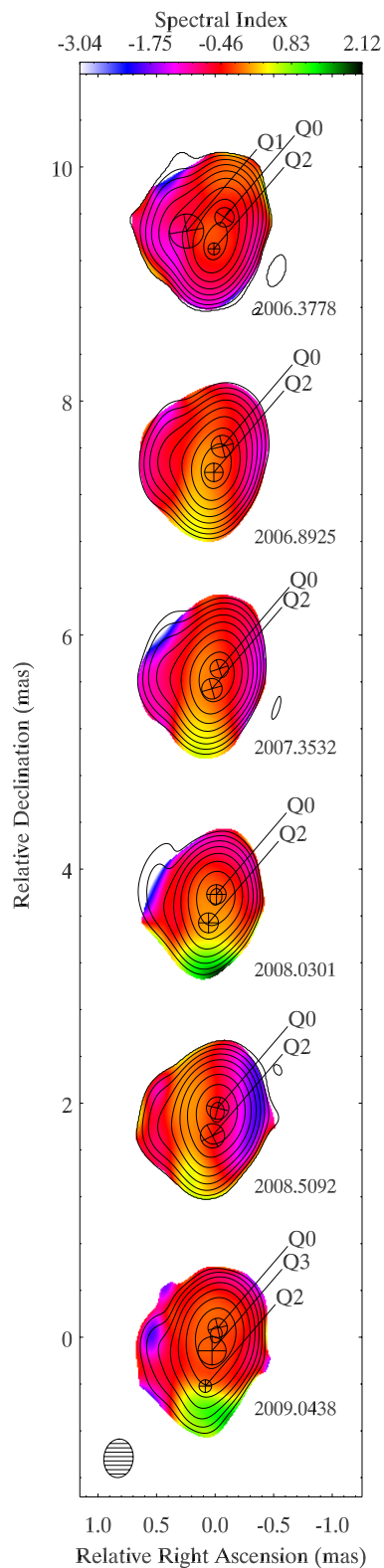


FIG. 10.8: Distribución de índice espectral construido con imágenes de VLBA a 22 y 43 GHz, superpuesto con los contornos de intensidad de 22 GHz. Las imágenes a ambas frecuencias fueron convolucionadas con un haz observacional de FWHM  $0.33 \times 0.25$  mas con un ángulo de inclinación de  $-6.40^\circ$  y se ha utilizado un tamaño de píxel de 0.01 mas.

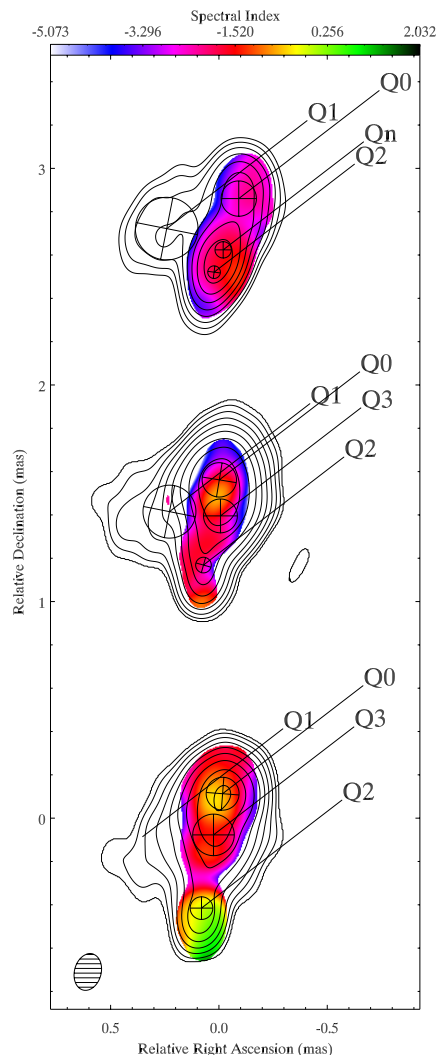


FIG. 10.9: Distribución de índice espectral construido con imágenes de VLBA y GMVA a 43 y 86 GHz, respectivamente, superpuesto con los contornos de intensidad de 43 GHz. Las imágenes a ambas frecuencias fueron convolucionadas con un haz observacional de FWHM  $0.17 \times 0.12$  mas con un ángulo de inclinación de  $-14.85^\circ$  y se ha utilizado un tamaño de píxel de 0.005 mas.

En los mapas de índice espectral entre 15 y 22 GHz (ver Fig. 10.7) se comienza a observar con más detalle la estructura central. En las dos primeras épocas la fuente muestra en la región central un índice espectral consistente con un espectro plano, es decir  $\alpha \sim 0$ . Con la evolución temporal de la fuente se observa un comportamiento que tiende a ópticamente delgado. En la región de Q5 no se pueden obtener valores para el índice espectral ya que los datos a 22 GHz no llegan a detectar la emisión extensa proveniente de esta región.

En los mapas construidos con datos a más alta frecuencia se puede estudiar mejor la estructura interna del jet. En la Fig. 10.8 se muestran los mapas construidos con datos a 22 y 43 GHz. Se puede ver un desarrollo bastante

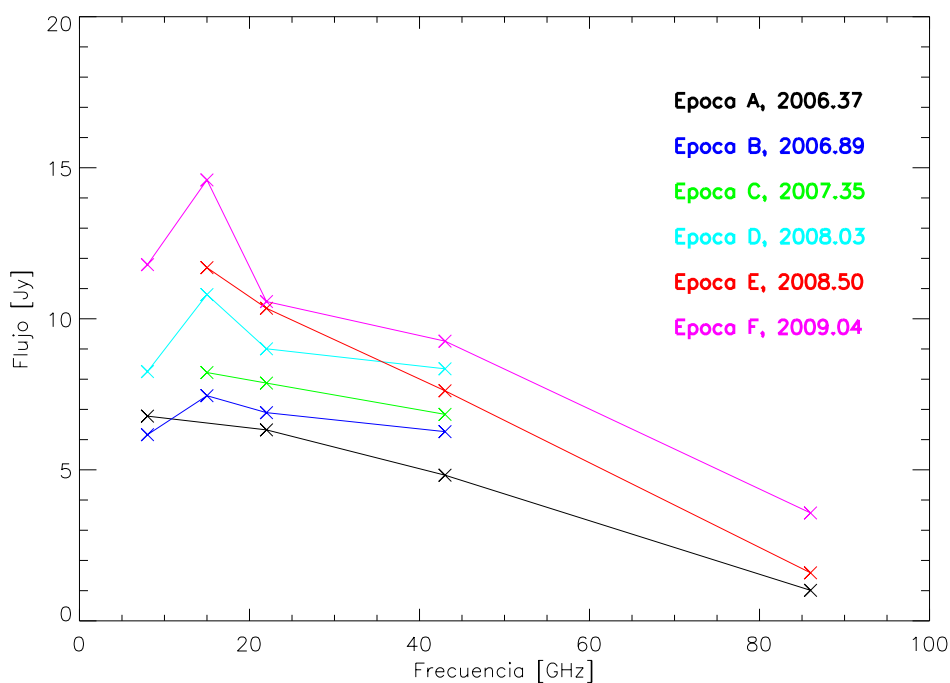


FIG. 10.10: Evolución del espectro de NRAO 150 construido con el flujo total de imágenes a 8, 15, 22, 43 GHz y 86 GHz para todas las épocas observadas.

homogéneo del índice espectral mostrando valores de  $\alpha < 0$  en casi toda la superficie. Se observa también una tendencia a mostrar una región ópticamente gruesa en la región del sur, que se extiende en forma de banda central hacia el norte en algunas épocas. Esta región de emisión no parece coincidir claramente con ninguna componente en particular. Sólo en la época 2009.04 Q2 coincide en parte con esta región de espectro plano, mostrando un comportamiento entre ópticamente grueso y delgado.

También se han conseguido construir mapas de índice espectral a partir de datos a 43 y 86 GHz, los resultados se muestran en la Fig. 10.9. Dado que las observaciones a 43 GHz y 86 GHz no fueron simultáneas existe en algunos mapas una diferencia temporal significativa. El primer mapa está construido con datos tomados en las épocas 2006.37 y 2006.34 a 43 y 86 GHz respectivamente, el segundo mapa con datos tomados en las épocas 2008.50 y 2008.35, y el tercero con datos tomados en las épocas 2009.04 y 2009.34, a las dos frecuencias mencionadas anteriormente. Como se puede observar existe una diferencia temporal máxima de cuatro meses en el caso del tercer mapa. A pesar de esto los resultados son coherentes con los obtenidos a partir de 22 y 43 GHz, lo que refuerza la fiabilidad de los resultados de índice espectral entre 43 y 86 GHz. La emisión a estas frecuencias es ópticamente delgada, solamente en la última época se observa una región de espectro plano hacia el sur de la estructura que coincide parcialmente con la componente Q2.

---

De los mapas de índice espectral a alta frecuencia (22 GHz-43 GHz y 43 GHz-86 GHz) se observa que el comportamiento de la opacidad es bastante homogéneo en toda la fuente. Si bien existe una región al sur que presenta una tendencia a mostrar espectro plano esta región no coincide con ninguna componente de emisión que pudiéramos identificar como el núcleo del jet. Aunque no se tiene una medida absoluta de la posición de Q2, se observa que la posición de ésta respecto de toda la distribución de intensidad cambia sustancialmente entre las épocas 2008.50 y 2009.04. Por estas razones tampoco es esperable que Q2 sea una componente estacionaria. El comportamiento observado en Q2 no es coherente con el que se espera de regiones que habitualmente se denominan como el núcleo del jet.

En la Fig. 10.10 se presenta el espectro de emisión de NRAO 150 construido con el flujo total medido a cada frecuencia. Cada época está identificada con un color. Sólo en la época 2009.04 se tienen datos a todas las frecuencias lo que permite interpretar el comportamiento de todo el espectro. La pendiente del espectro de emisión,  $\alpha$ , permite conocer si la emisión es ópticamente delgada o gruesa. Lo que se puede observar en la Fig. 10.10 es que la emisión a 8 GHz es ópticamente gruesa y la emisión a 15 GHz está en la transición entre ópticamente grueso y delgado. Luego, a medida que aumenta la frecuencia, la emisión se vuelve ópticamente delgada, como es de esperar.

Es notable también en la Fig. 10.10 un aumento en la emisión a todas las frecuencias analizadas con el tiempo. Se estima que este aumento se debe principalmente a la interacción de una de las componentes de emisión ( $Q_n$ ) con el resto del jet. Más adelante se discutirá el posible origen físico de esta componente y se estudiará su cinemática.

En resumen, NRAO 150 muestra un desarrollo del índice espectral homogéneo sobre la región central (ésta es, la región que se observa dentro de  $\sim 0.5$  mas en las imágenes a 22, 43 y 86 GHz) y a diferencia de otros *blazars* (ver por ejemplo, Croke et al. 2010; Algaba et al. 2011) no se observa ninguna componente que sistemáticamente muestre emisión ópticamente gruesa y pueda identificarse inequívocamente como el núcleo del jet.

## 10.5 Estructura en polarización lineal y la distribución de los vectores eléctricos

---

La polarización nos brinda información del ordenamiento y la estructura del campo magnético en los jets. Dado que en el presente trabajo se pretende lograr un mejor entendimiento del papel que juega el campo magnético en el



jet presente en el quásar NRAO 150, en esta sección se analizará la emisión polarizada y la distribución de los vectores eléctricos en esta fuente.

En las Figs. 10.1 a 10.5 se puede analizar la estructura de la polarización en las imágenes a 8, 15, 22, 43 y 86 GHz. Cabe destacar que existen muy pocos trabajos previos (Martí-Vidal et al. 2012) en los cuales se haya podido estudiar la polarización en datos a 86 GHz debido a la dificultad en su calibración. En esta Tesis se presenta uno de los primeros trabajos en los cuales se ha estudiado la estructura en polarización y la evolución de ésta a lo largo de varios años en datos a 86 GHz; además se ha corroborado su consistencia con datos a menor frecuencia.

Analizando la distribución de la emisión polarizada se observa un aumento de la misma en las últimas épocas de observación para todas las frecuencias. Para intentar identificar la causa de este aumento de polarización analizamos las imágenes a mayor frecuencia, ya que son las que nos permiten estudiar con más detalle la estructura interna del jet. El aumento en la polarización se produce cuando el campo magnético tiene un mayor ordenamiento. Esto en general se explica a través de perturbaciones o choques, que al comprimir el material del jet aumentan la componente del campo en una dirección privilegiada provocando un mayor grado de emisión polarizada en dicha dirección. En el caso de NRAO 150, se observa en las imágenes a 43 GHz (ver Fig. 10.4) el movimiento de la componente Q<sub>n</sub> desde el sur al norte de la estructura en aproximadamente 3 años de observación. El pico de polarización lineal coincide en todo momento con la posición de la componente Q<sub>n</sub>. A pesar de que en las épocas 2008.50 y 2009.04 no se puede identificar separadamente Q<sub>n</sub> de Q<sub>0</sub>, es muy posible que Q<sub>n</sub> continúe contribuyendo a la polarización en la región norte de la estructura. Si se analiza la distribución de los EVPA en la región de Q<sub>n</sub>, (ver valores de EVPA en la Tabla 10.4<sup>2</sup> y Fig. 10.4), se observa que éstos se encuentran alineados en la dirección paralela al movimiento de la componente en el plano del cielo. Estas evidencias sugieren que Q<sub>n</sub> es una perturbación en el jet que comprime y ordena el campo magnético en la dirección perpendicular a la trayectoria de la componente, incrementando el nivel de polarización lineal y alineando los EVPA en la dirección de la propagación. Éste es exactamente el comportamiento esperado por una onda de choque plana perpendicular al eje de un jet cónico clásico.

---

<sup>2</sup>Los EVPA se miden desde una línea imaginaria norte-sur, y se asigna ángulo negativo a los medidos en el sentido de las agujas del reloj, y positivo en el sentido contrario. Según esta convención 0° o 180° indica la dirección norte-sur.

---

### 10.5.1 Evidencias de campo magnético toroidal

En las imágenes a mayor frecuencia (10.3, 10.4 y 10.5) se observa una tendencia muy marcada de los EVPA a estar en una dirección perpendicular a las regiones del borde de la estructura observada a estas frecuencias. Si se considera que el vector magnético es perpendicular al vector eléctrico, estudiando la distribución de éste último podemos entender la estructura del campo magnético más fácilmente. En la Fig. 10.11 se muestra la distribución de brillo de las tres últimas épocas de observación a 22 y 43 GHz, superpuestas a la distribución del vector magnético. En dichas imágenes se observa una estructura de los vectores magnéticos que muestran una estructura circular del campo, la cual se ha marcado con los círculos verdes en cada imagen. Dado que en trabajos anteriores se ha mostrado que el jet en NRAO 150 apunta en la dirección del observador con un ángulo muy pequeño con respecto a la línea de la visual, la manera más natural de explicar esta estructura es que estemos muestreando la componente toroidal del campo magnético observada prácticamente de frente. Hay simulaciones que sustentan esta hipótesis, ya que predicen una estructura en polarización muy similar a la observada en NRAO 150 (ver Fig. 6.9) cuando se observa el jet con un ángulo de visión muy pequeño.

Es notable que esta estructura se haga más evidente en las últimas épocas de observación, en las cuales la polarización aumenta. Es posible que al aumentar la emisión polarizada ésta nos proporcione información más detallada de la estructura del campo magnético.

A 86 GHz (ver Fig. 10.5) la estructura en polarización es consistente con los datos mostrados en la Fig. 10.11. Esto confirma las excelentes prestaciones del GMVA para conseguir imágenes en flujo total y polarizado (ver también Martí-Vidal et al. 2012, y las referencias incluidas en él). En la época 2006.34 se observa, al igual que a 43 GHz, que el pico en la intensidad total y polarizada se encuentra cerca de la región de Q2, en el sur de la estructura. Sin embargo, en 2009.34 el pico de intensidad total y polarizada a 86 GHz se encuentra en la región del norte de la estructura. En esta época puede identificarse, incluso a 86 GHz, la estructura toroidal del campo magnético. En la época siguiente la polarización empieza a disminuir y los EVPA ya no muestran la estructura toroidal del campo de una manera tan evidente.

Esta estructura en polarización no ha sido observada en ninguna fuente anteriormente y todas las evidencias observacionales apuntan a que puede ser explicada como la componente toroidal del campo magnético cuando se observa con un ángulo muy pequeño desde el eje del jet. Por lo tanto hemos obtenido las primeras evidencias observacionales directas de la estructura toroidal (y

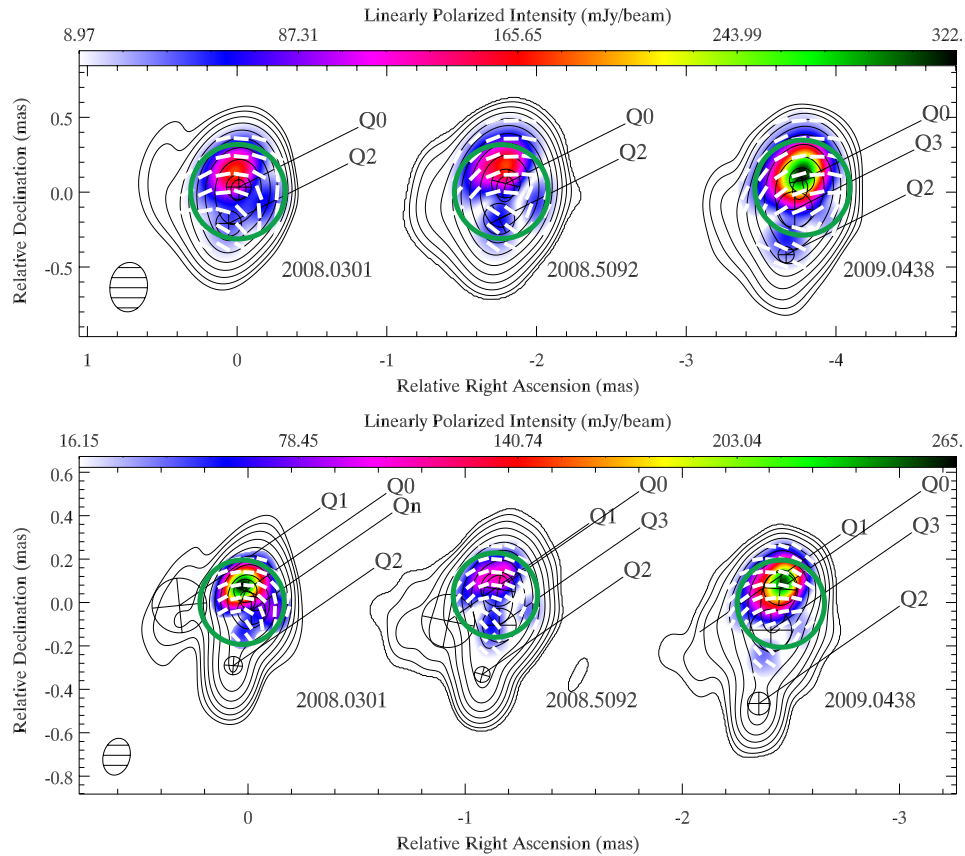


FIG. 10.11: Tres últimas épocas a 22 GHz (arriba) y 43 GHz (abajo) mostradas en la Fig. 10.3 y 10.4, respectivamente. Nótese que en estas imágenes las barras blancas indican la dirección del vector magnético. Con el fin de obtener una mejor visualización de la estructura del campo se ha añadido un círculo verde para indicar la tendencia de los vectores magnéticos a disponerse siguiendo una estructura circular, como se esperaría en el caso de que se esté viendo un campo toroidal de frente.

muy probablemente helicoidal, ya que se espera exista también una componente poloidal) del campo magnético en las regiones más internas de un jet relativista de AGN.

### 10.5.2 Mapas de grado de polarización lineal

El grado de polarización proporciona información relevante acerca del nivel de orden o turbulencia del campo magnético, aumentando a medida que lo hace el grado de ordenación del campo magnético. Raramente el grado de polarización en los jets de AGN supera el 20%, incluso en las zonas ópticamente delgadas, por lo que muy probablemente el campo magnético tiene una componente turbulenta importante.

---

El grado de polarización  $p$  se calcula para cada píxel de la imagen como el cociente entre la intensidad polarizada y la total. Así se obtuvieron los mapas de las Figs. 10.12 a 10.15, en los cuales se muestra la emisión total en contornos y el grado de polarización en escala de color para los datos a 8, 15, 22 y 43 GHz respectivamente. Los mapas del grado de polarización a 86 GHz no se han incluido en esta descripción porque no presentan resultados muy fiables debido al considerable ruido en las imágenes (en comparación con datos a frecuencias más bajas), sumado al hecho de que los picos de emisión polarizada no siempre coinciden con los picos de flujo total, generando valores de  $p$  que no representan la física del objeto.

En las imágenes a 8 GHz (Fig. 10.12), se muestra que la región central presenta un grado de polarización homogéneo y muy bajo en las regiones centrales, con  $p \leq 2\%$ . Si bien esto es esperable, ya que como se ha visto en la Fig. 10.6 se trata de una región ópticamente gruesa, la polarización que se mide para esta región es notablemente baja. En las regiones ópticamente delgadas, hacia el noreste del jet, encontramos valores de polarización algo mayores, aproximadamente del 15%.

Para frecuencias más altas, 22 y 43 GHz (Figs. 10.14 y 10.15), se observa que durante 2006 el grado de polarización es relativamente bajo y no se observa una estructura que pueda dar cuenta de la configuración de campo magnético. A partir de 2007.35 el grado de polarización aumenta en la región de Qn y llega a su máximo, de aproximadamente un 15%, en 2009 en la región del norte de la estructura. A partir de 2008.50 no es posible identificar separadamente Q0 de Qn, pero se espera que Qn siga su camino hacia el norte perturbando dicha región de la estructura. Probablemente el fuerte incremento en polarización se produzca por la interacción entre la perturbación Qn y la región de emisión que ha sido modelada con la componente Q0. En dicha interacción estas dos regiones pueden haber generado una compresión del material que genera el aumento del campo magnético en una dirección en particular resultando en un aumento considerable del grado de polarización.

Se observa también que el grado de polarización aumenta con la frecuencia. Por ejemplo en la época 2009.04 en las imágenes a 15 GHz, el valor de  $p$  en la región norte es de  $\sim 5\%$ , a 22 GHz  $p \sim 10\%$  y a 43 GHz  $p \sim 15\%$ . Está ampliamente establecido que la polarización depende de la profundidad óptica y que aumenta en regiones ópticamente delgadas (Pacholczyk & Swihart 1975). A pesar de esto para frecuencias mayores de 15 GHz la emisión es ópticamente delgada, como se observa en la Fig. 10.10, por lo tanto no sería esperable un aumento tan significativo entre 22 y 43 GHz. Por esta razón la autoabsorción de la radiación sincrotrón no es suficiente para explicar el aumento de la polarización con la frecuencia. Asimismo la autoabsorción, tampoco es suficiente para explicar la

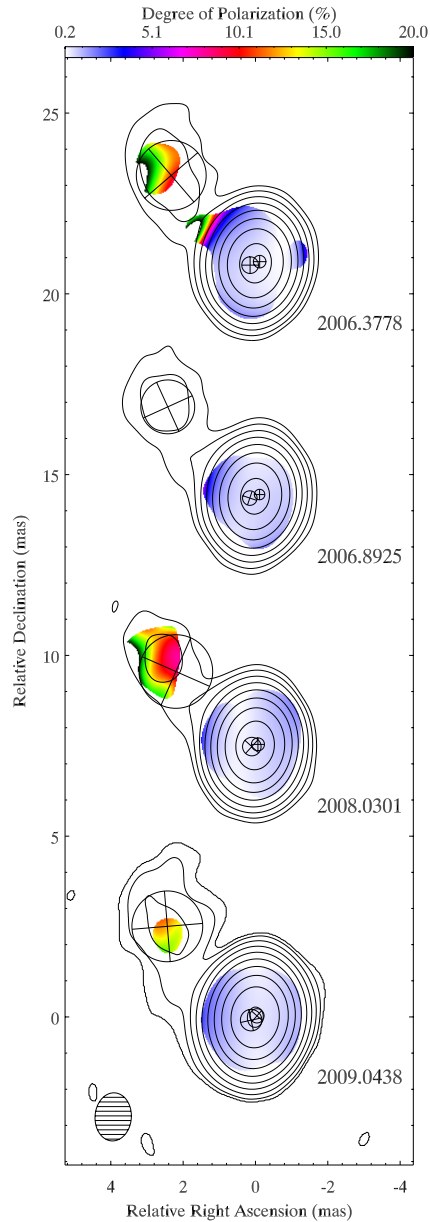


FIG. 10.12: Mapas de grado de polarización lineal de NRAO 150 a 8 GHz. Los contornos representan la distribución de intensidad total para cada época y en escala de color se indica el grado de polarización.

notoria baja polarización medida en los datos a baja frecuencia (8GHz), incluso considerando que su emisión es ópticamente gruesa.

Existe un efecto adicional que puede estar jugando un papel importante: la depolarización relacionada con la convolución y el tamaño del haz observacional. Si el campo magnético tiene una configuración toroidal dentro de una estructura de  $\sim 0.3$  mas de diámetro (como sugieren las observaciones, ver Fig. 10.11) puede suceder que a menor frecuencia, por ejemplo 8 GHz (lo que implica un haz observacional mayor que la estructura observada), se integre la

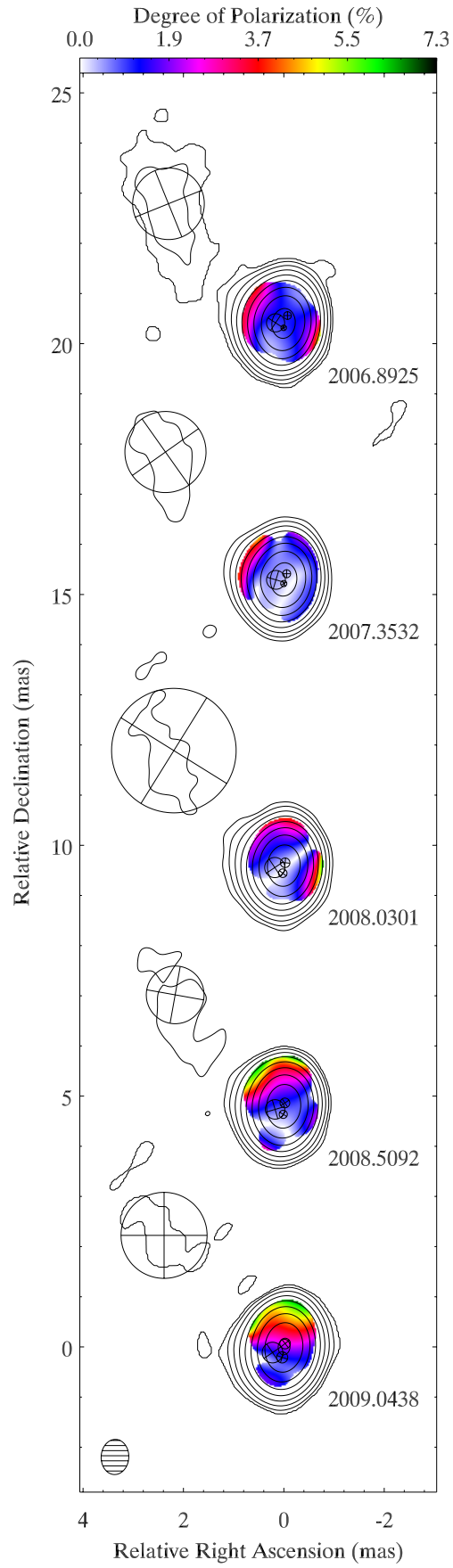


FIG. 10.13: Igual que la Fig. 10.12 pero para las imágenes a 15 GHz.

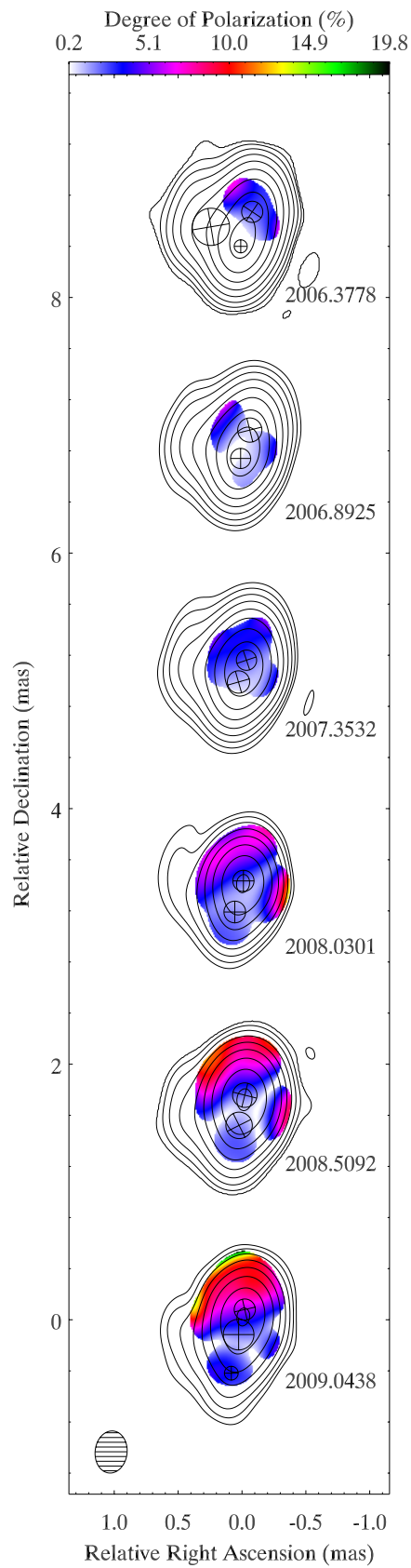


FIG. 10.14: Igual que la Fig. 10.12 pero para las imágenes a 22 GHz.

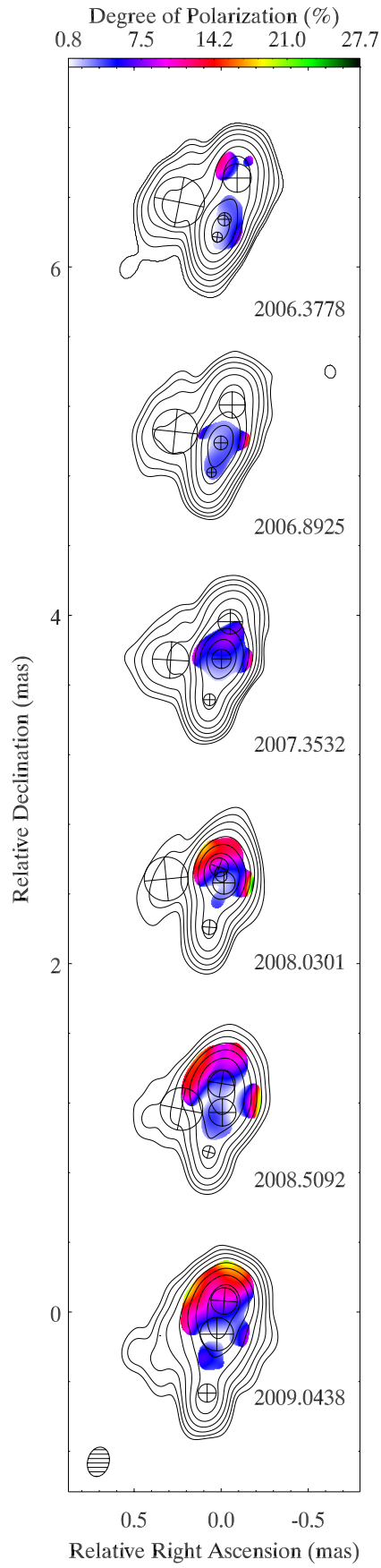


FIG. 10.15: Igual que la Fig. 10.12 pero para las imágenes a 43 GHz.



emisión proveniente de una región más amplia y las contribuciones a la polarización provenientes de distintas direcciones (polarizaciones que pueden estar defasadas en  $90^\circ$ ) se anulen produciendo una notoria disminución del grado de polarización.

Por otro lado, en datos a mayor frecuencia (por ende con un haz observacional más pequeño) se resolverán estructuras menores que el tamaño de la componente toroidal por lo que se podrá medir la polarización proveniente de cada región sin que se cancelen las polarizaciones ortogonales. Es posible que este proceso sea el que produzca tanto la baja polarización a baja frecuencia como el aumento de la polarización en regiones ópticamente delgadas. Los datos del grado de polarización vienen por tanto a reforzar la idea de que estemos viendo una estructura helicoidal en el campo magnético de las regiones más internas de NRAO 150.



# 11

## Nuevo Modelo Cinemático: Rotación Interna del jet

*Capítulo basado en los resultados presentados en Molina et al. (2014).*

### 11.1 Análisis de la cinemática

---

Las regiones más internas del jet en NRAO 150 muestran una rápida rotación en el plano de cielo. Para estudiar este proceso, denominado en trabajos anteriores como jet *wobbling*, es fundamental analizar la cinemática de las componentes de emisión detectadas en el jet. Como nos interesa estudiar las regiones más internas utilizaremos los datos a 43 GHz ya que estos datos presentan un buen cubrimiento temporal y la suficiente resolución angular para estudiar la cinemática de las regiones más internas del jet. Con este fin se utilizaron tanto los datos nuevos presentados en el presente trabajo como las 34 imágenes a 43 GHz publicadas anteriormente en Agudo et al. (2007).

Al calibrar los datos de interferometría se pierde la información de la posición absoluta de la fuente. Por esta razón, para hacer un análisis de la cinemática es necesario considerar un punto de referencia desde el cual se mida la posición del resto de componentes. En esta parte del análisis se usará la componente Q0 como referencia, al igual que se había hecho en Agudo et al. (2007).

Midiendo la posición de las componentes respecto de Q0 se obtiene la evolución temporal desde 1997.51 hasta 2009.04 de las componentes, medidas en los datos a 43 GHz, que se muestra en la Fig. 11.1. En esta figura las cruces, cuadrados y asteriscos representan los datos observacionales de las componentes Q1, Q2 y Q3, respectivamente. En este gráfico no se han incluido los datos tomados durante 2008 debido a que la región de Q0 en esas épocas se encuentra fuertemente perturbada por la presencia cercana de Qn. Esto hace que la posición

---

de Q0 (y por ende de todas las componentes) no sea fiable para un estudio cinemático.

Lo primero que se observa en la Fig. 11.1 es que el *wobbling* en el plano del cielo sigue su rotación en el sentido contrario a las agujas del reloj, y no muestra indicios de que esta rotación haya cambiado de sentido en el rango de tiempo de nuestro estudio. Esto implica que si existe alguna periodicidad en el proceso de jet *wobbling* (de la cual los datos no muestran ningún indicio), ésta no puede ser menor a 12 años, que es el período de tiempo que cubren las observaciones.

Las velocidades medidas en previos trabajos para las componentes Q1, Q2 y Q3 fueron de  $3.26 \pm 0.14$  c,  $2.85 \pm 0.07$  c, y  $2.29 \pm 0.14$  c, respectivamente (Agudo et al. 2007). Estas velocidades contrastan notablemente con el comportamiento de la componente Qn, ya que en este trabajo se ha medido para esta componente una velocidad de  $0.09 \pm 0.01$  mas/año, lo que equivale a  $6.3 \pm 1.1$  c. Esto, sumado al comportamiento de Qn ya descrito en la sección 10.5, en la que se observa la distribución de los EVPA desarrollarse paralelos al movimiento de la componente, sugiere que dicha componente está relacionada con una perturbación en el jet que se desplaza rápidamente a lo largo del mismo. No está claro si esta alta velocidad se debe a una naturaleza diferente de esta componente respecto de las que componen el resto del jet, o si pudiera ser algún efecto de proyección que diera por resultado la medida de velocidad más alta que el resto de componentes.

## 11.2 Nuevo Modelo Cinemático

---

Las evidencias observaciones mostradas anteriormente muestran numerosas características interesantes del jet en NRAO 150. Primero, las regiones más internas del jet forman un ángulo muy pequeño (quizás despreciable) con la línea de la visual. Además el estudio de índice espectral no indica que alguna región del jet pueda ser identificada claramente como el núcleo del jet. Por lo tanto no existe una región que pueda suponerse como estacionaria. Por otro lado los estudios de polarización evidencian una estructura muy particular de la distribución de los EVPA que puede ser explicada a través de una componente toroidal del campo. Del estudio de la cinemática se confirmó que las componentes de emisión siguen su movimiento en el mismo sentido de rotación y que, al menos hasta la fecha de la última observación, no muestran un comportamiento que pueda interpretarse como periódico. Sumado a esto, en la sección 10.3 se ha confirmado una rotación de la estructura más interna del jet a través de un método totalmente independiente a los llevados a cabo en estudios previos. En base a todas estas evidencias observacionales en este capítulo

se presenta un nuevo modelo cinemático del jet en NRAO 150 capaz de explicar el jet *wobbling* en esta fuente.

El nuevo modelo principalmente plantea que todas estas características observacionales pueden ser explicadas a través de un escenario que tiene en cuenta una estructura de campo magnético helicoidal el cual arrastra el material en trayectorias helicoidales. Al observar la estructura casi de frente se observa como una rotación de las componentes de emisión en torno a un punto fijo en el plano del cielo que debe coincidir con el eje del jet. La Fig. 11.2 muestra el esquema conceptual de este escenario cinemático, en el cual el eje  $z$ , apunta al observador con un ángulo muy pequeño (asumido despreciable) desde la visual del observador.

Se ha descrito este escenario cinemático haciendo uso de las siguientes expresiones en coordenadas polares:

$$r_i(t) = r_i^{ini} + v_i^r t \quad (11.1)$$

$$\phi_i(t) = \omega_i t + \phi_i^{ini} \quad (11.2)$$

donde  $r_i(t)$  (la distancia radial) es proporcional a la velocidad radial  $v_i^r$  (que se asume constante pero diferente para cada componente),  $r_i^{ini}$  es la distancia desde el eje del jet en tiempo  $t = 0$  y  $\phi_i(t)$  es el ángulo medido en el plano  $x - y$  empezando desde  $\phi_i^{ini}$  en  $t = 0$ . Este ángulo varía con el tiempo, dependiendo de la velocidad angular  $\omega_i$ , la cual se supone constante pero diferente para cada componente.

Dado que la posición de las componentes en los datos observacionales fueron referidas a la componente Q0, para comparar nuestro modelo con las posiciones observadas debemos primero referenciar la posición de las componentes del modelo a Q0. En coordenadas cartesianas, esto se expresa como:

$$x_i(t) = r_i(t) \cos(\phi_i(t)) - r_0(t) \cos(\phi_0(t)) \quad (11.3)$$

$$y_i(t) = r_i(t) \sin(\phi_i(t)) - r_0(t) \sin(\phi_0(t)) \quad (11.4)$$

donde el subíndice 0 indica los parámetros de Q0 y los subíndices  $i$  indican el resto de componentes (Q1, Q2, Q3). Los valores de  $x_i(t)$  y  $y_i(t)$  son los que se comparan con las posiciones de las componentes de los datos observacionales.

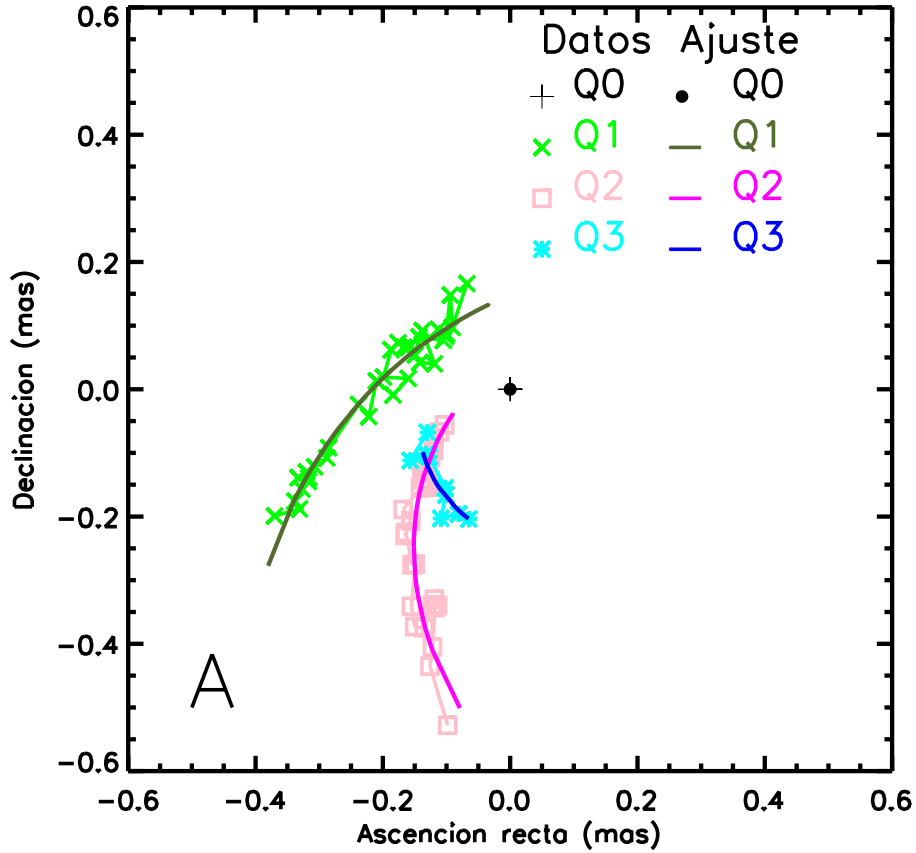


FIG. 11.1: Posición de las componentes en el plano del cielo medidas a partir de datos a 43 GHz, considerando Q0 como componente estacionaria en (0,0). Cruces verdes, cuadrados rosas y asteriscos celestes representan la posición de Q1, Q2, y Q3 respectivamente. La posición de Q0 esta representado con una cruz negra. Las líneas curvas representan el mejor ajuste encontrado para cada componente.

Para encontrar los valores de  $r_i^{ini}$ ,  $v_i^r$ ,  $\phi_i^{ini}$  y  $\omega_i$  que mejor ajustan las trayectorias de cada componente, se ha seguido un esquema de ajuste de mínimos cuadrados,  $\chi^2$ .

Todas las componentes observadas a 43 GHz (Q0, Q1, Q2 y Q3) fueron ajustadas simultáneamente. El rango de valores explorados para el ajuste fue suficientemente amplio para incluir todos los posibles comportamientos compatibles con las observaciones. En particular  $r_i^{ini}$  se hizo variar entre 0.0 y 0.9 mas con un incremento de 0.01 mas,  $v_i^r$  entre 0.0 y 0.1 mas/año con un incremento de 0.0025 mas/año,  $\omega_i$  de 0.0 a 19.4°/año con un incremento de 0.48°/año (usado para todas las componentes, excepto para Q1 para la cual se utilizó 0.28°/año) y  $\phi_i^{ini}$  de 0.57 a 360° con un incremento de 5.7° (para todas las componentes, excepto Q1 para la cual se utilizo 11.45°).

Los parámetros del modelo que proporcionan el mejor ajuste a los datos, con un valor de chi cuadrado reducido de 5.46, se muestran en la Tabla 11.1. En la

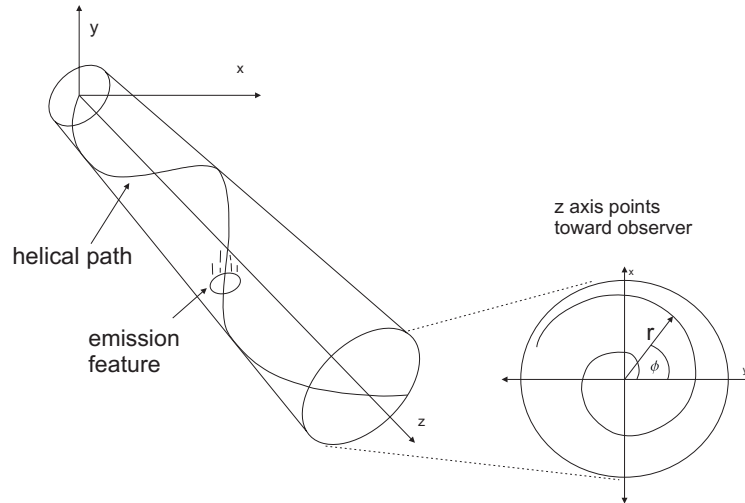


FIG. 11.2: Esquema conceptual del nuevo modelo propuesto para explicar la trayectoria curvada de las componentes en las imágenes a 43 GHz en el jet de NRAO 150. A la derecha se representa la trayectoria de las componentes cuando el eje z apunta en la dirección del observador.

Fig. 11.1 se muestra la trayectoria de las componentes observadas superpuestas a la trayectoria calculada a partir del modelo (lógicamente éstas últimas referenciadas a la posición de Q0). Como se puede observar, el modelo es capaz de reproducir adecuadamente la cinemática de las componentes observadas en los datos a 43 GHz.

En la Fig. 11.3 se muestra la trayectoria real de las componentes estimada por el modelo. La rotación que se observa para todas las componentes es en el sentido contrario a las agujas del reloj. Ahora todas las componentes (incluida Q0) rotan en torno a un centro cinemático que no está asociado con ninguna componente en particular.

Las componentes Q1, Q2 y Q3 muestran una velocidad radial similar, mientras que la componente Q0 presenta un valor significativamente menor. Por otro lado las componentes Q0 y Q3 presentan una velocidad angular de unos 6-7° por año, siendo las de Q2 y Q1 significativamente inferiores.

Para calcular las velocidades aparentes de las trayectorias obtenidas a partir de los parámetros calculados en el ajuste hemos utilizado el método presentado en Homan et al. (2001). Este se basa en la utilización de un polinomio de segundo grado para ajustar las trayectorias que se muestran en la Fig. 11.3. El movimiento propio medio encontrado es de  $0.0253 \pm 0.0015$  mas/año,  $0.0276 \pm 0.0019$  mas/año,  $0.039 \pm 0.00069$  mas/año, y  $0.05 \pm 0.004$  mas/año para Q0, Q1, Q2 y Q3, respectivamente. Estos valores corresponden a una velocidad superlumínica de  $1.77 \pm 0.10$  c,  $1.93 \pm 0.13$  c,  $2.73 \pm 0.048$  c, y  $3.5 \pm 0.28$  c, respectivamente.

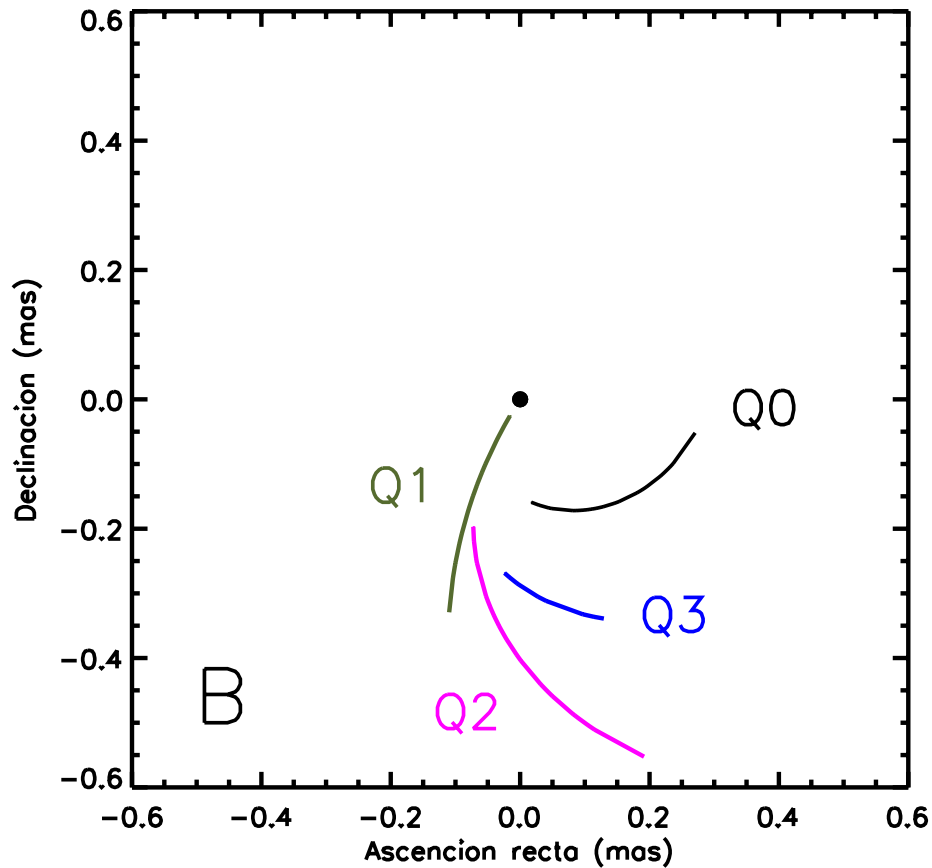


FIG. 11.3: Representación de la cinemática de la trayectoria de las componentes que mejor ajustan a los datos presentados en la Fig. 11.1. En este ajuste se considera que todas las componentes están en movimiento, no hay ninguna componente estacionaria. La línea negra, verde oscuro, magenta y azul representan las trayectorias de Q0, Q1, Q2, y Q3, respectivamente. La trayectoria de Q3 se representa a partir de 2001.87, que es cuando dicha componente empieza a ser vista en las observaciones.

Descomponiendo la velocidad media proyectada en dirección radial y no-radial, obtenemos las siguientes velocidades en la dirección no-radial:  $1.60 \pm 0.16$  c,  $0.19 \pm 3.96$  c,  $1.55 \pm 0.32$  c, y  $2.93 \pm 1.47$  c para Q0, Q1, Q2 y Q3, respectivamente. Estos resultados muestran que bajo nuestras estimaciones obtenemos valores de velocidad aparente en la dirección no-radial superlumínicas, al igual que las medidas obtenidas según el modelo de Agudo et al. (2007). Esto pone de manifiesto las propiedades no balísticas de las regiones más internas de NRAO 150, que probablemente estén regidas por un campo magnético que juega un papel importante en la cinemática del plasma.

La concordancia entre este nuevo escenario cinemático y las observaciones apoya nuestra hipótesis inicial de que estamos observando la rotación del plasma alrededor del eje del jet con un ángulo muy pequeño entre la línea de la visual y dicho eje. Esta cinemática de las regiones de emisión puede



TAB. 11.1: Parámetros del modelo de rotación que mejor ajustan la trayectoria de las componentes en el jet de NRAO 150 observadas a 43 GHz.

Comp	$r^{ini}$ [mas]	$v^r$ [mas/año]	$\phi^{ini}$ [°]	$\omega$ [°/año]
Q0	$0.16 \pm 0.01$	$0.010 \pm 0.002$	$276.1 \pm 5.7$	$6.33 \pm 0.48$
Q1	$0.03 \pm 0.02$	$0.027 \pm 0.004$	$238.3 \pm 11.4$	$1.14 \pm 1.08$
Q2	$0.21 \pm 0.01$	$0.032 \pm 0.002$	$249.8 \pm 5.7$	$3.40 \pm 0.48$
Q3	$0.15 \pm 0.03$	$0.027 \pm 0.005$	$231.4 \pm 6.8$	$7.67 \pm 1.03$

ser explicada a través de una estructura helicoidal del campo magnético que conduce el material. Este hecho es consistente con la distribución de EVPA observado en imágenes de alta resolución (datos a 22 y 43 GHz), como también con estructuras helicoidales sugeridas en otras fuentes a través de métodos indirectos (Asada et al. 2002; Gabuzda 2005; Hardee et al. 2005; Gómez et al. 2008b).

Estos resultados observacionales están en concordancia con trabajos recientes de simulaciones magneto-hidrodinámicas relativistas (Porth et al. 2011; Porth 2013). En dichos trabajos se simulan jets dominados magnéticamente y eyectados desde el entorno de un agujero negro supermasivo en rotación. En dichas simulaciones, en las que el campo magnético posee una estructura helicoidal que acelera y colima el fluido del jet, se estudia la estabilidad del jet bajo perturbaciones generadas principalmente por la interacción del jet con el medio circundante. En la Fig. 11.4 se muestran los resultados de estas simulaciones, en un instante de tiempo determinado. Como se puede ver, estas simulaciones predicen una estructura del material en rotación semejante al encontrado observacionalmente en esta Tesis. Estas simulaciones se corresponden con todas las evidencias observacionales mostradas en los Capítulos 10 y 11, y apoyan la hipótesis planteada en esta tesis de que se puede estar observando la rotación interna del jet en NRAO 150.

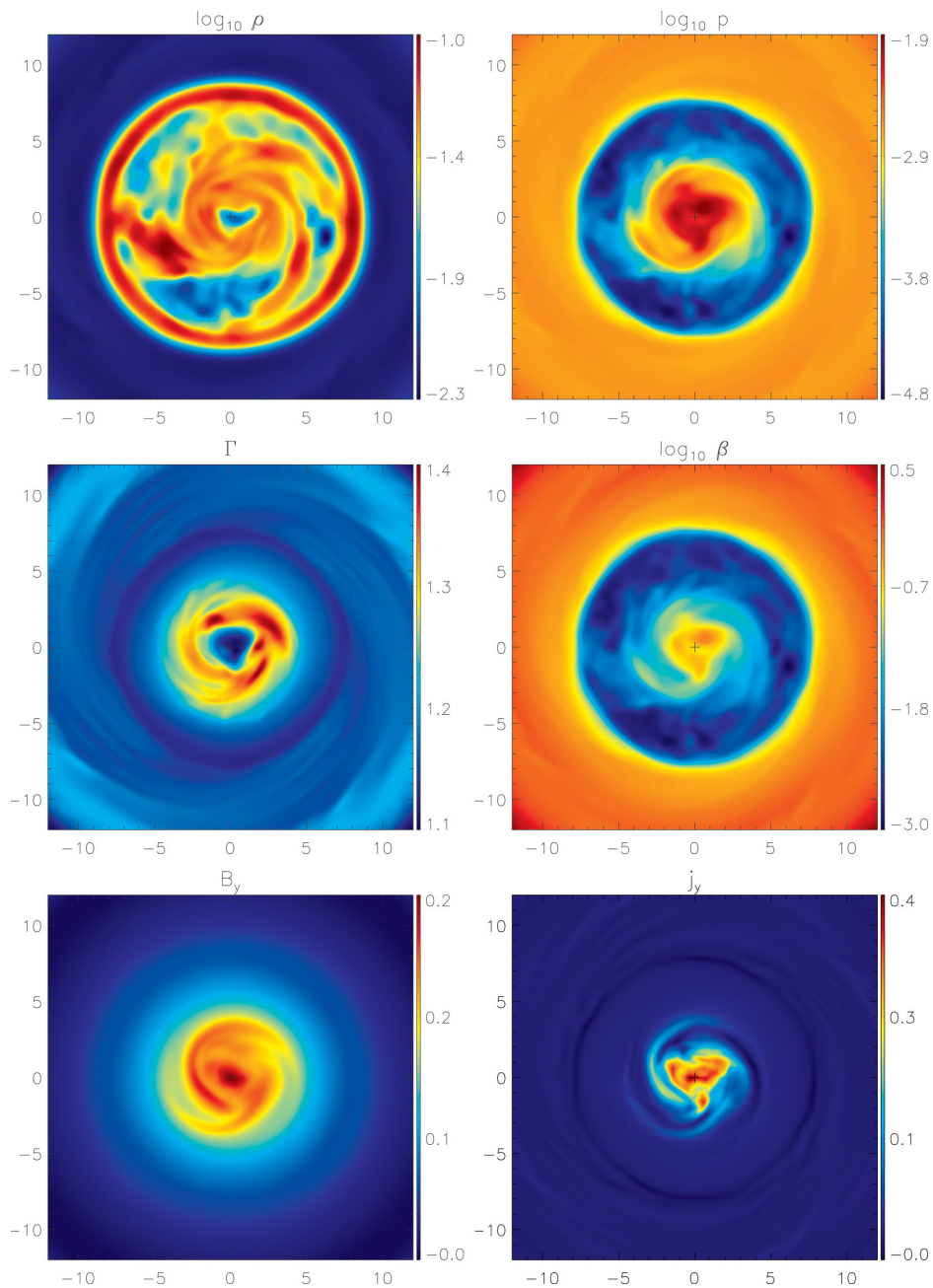


FIG. 11.4: Simulaciones magneto-hidrodinámicas relativistas de un jet con campo magnético helicoidal. En los cuadros se muestra de arriba a abajo y en la columna de la izquierda, cortes transversales al jet de la densidad, factor de Lorentz y flujo magnético. Se muestra de igual forma pero en la columna de la derecha: presión, parámetro del plasma y densidad de corriente (axial). Reproducido de Porth (2013)

# 12

## Estudio Multi-rango espectral

Una de las preguntas abiertas más relevantes de la astrofísica de altas energías es la determinación de las regiones que emiten en rayos  $\gamma$  en jets relativistas y el mecanismo responsable de dicha emisión. Para esto es necesario estudiar y comprender la emisión que proviene de estos objetos en todos los rangos espectrales.

Con la finalidad de contribuir a este tipo de estudio se ha colaborado con programas multi-rango espectral que consisten en obtener y analizar datos de los objetos astrofísicos en estudio en todas las frecuencias posibles, desde longitud de onda de radio hasta rayos  $\gamma$ . Dado que la emisión que proviene de estos objetos es muy variable, en numerosos casos se observan incrementos repentinos en el flujo total y polarizado y variaciones en la distribución del vector eléctrico. Por esta razón analizando la simultaneidad de estos eventos en los diferentes rangos espectrales se puede determinar si las emisiones provienen de las mismas regiones del jet (Hufnagel & Bregman 1992).

El proceso más aceptado para explicar la generación de las emisiones en altas energías es el proceso de inverso Compton (ver Capítulo 4.3.2), pero todavía no está claro si se trata de *Synchrotron Self-Compton* (SSC) o *External Compton* (EC). Por lo tanto se desconoce la fuente que proporciona los fotones que, al interactuar con los electrones relativistas del jet, se aceleran hasta energías de rayos  $\gamma$ . Las posibles respuestas a estas cuestiones han venido de la mano de los programas multi-rango espectral ya que pueden analizar la simultaneidad o el retraso temporal entre los estallidos de emisión (o *flares*) a diferentes rangos espectrales, lo que permite estudiar los procesos físicos que generan la emisión en bajas frecuencias (en longitudes de onda radio, ondas milimétricas, óptico), en altas frecuencias (emisión en rayos X y rayos  $\gamma$ ), y si están relacionados entre sí generándose en regiones coincidentes del jet (ver por ejemplo, Vercellone et al. 2010, 2011; Raiteri et al. 2012; Ghisellini et al. 2014).

Hasta la fecha existen principalmente dos escenarios que proponen una posible región del jet en la cual se generan los rayos  $\gamma$ . Uno propone que se generan

---

en las regiones del jet más cercanas al agujero negro, para las cuales aún no se dispone de instrumentación con resolución angular suficiente para observarlas directamente (ni siquiera con interferometría de muy larga base). En numerosas fuentes (e.g., 3C 454.3, Ackermann et al. 2010; PKS 1454-354, Abdo et al. 2009; 3c 273, Abdo et al. 2010b; PKS 1502+106, Abdo et al. 2010a) se ha medido una variabilidad en altas energías en escalas de tiempo muy cortas (del orden de horas), lo que restringe sensiblemente el tamaño de la región emisora a valores  $r \leq ct_{var}\delta(1+z)^{-1}$ , donde  $z$  es el redshift de la fuente, y  $\delta$  es el factor Doppler (Celotti et al. 1998). Esto ha llevado a pensar que los *flares* en rayos  $\gamma$  provienen de las zonas más internas del jet, dominadas por la emisión de la BLR (Tavecchio et al. 2010).

Un segundo escenario propone que la emisión en altas energías puede provenir de regiones alejadas algunos pársecs del agujero negro central y que la emisión se genera en pequeñas regiones del jet las cuales tienen electrones con la energía suficiente para generar emisión en rayos  $\gamma$  (Marscher 2013, 2014). Según este modelo los *flares* en rayos  $\gamma$  se generan por la interacción de las componentes móviles del jet con una perturbación o choque de recolimación interno (ver Fig. 12.1). Para estudiar esta hipótesis es fundamental el estudio de la cinemática de las componentes de emisión observada con interferometría de muy larga base, dado que la interferometría es el único método que permite obtener imágenes de las regiones más internas de los jets. Además la polarización nos brinda información extra, ya que si la emisión en distintos rangos espectrales presenta la misma distribución de EVPA es mayor la probabilidad de que dichas emisiones estén relacionadas (Marscher et al. 2010; Agudo et al. 2011a; Jorstad et al. 2010). La distribución de los EVPA permite estudiar el comportamiento del campo magnético en la región de emisión, por tanto esto nos ayuda a entender los procesos físicos que se pueden estar produciendo (como por ejemplo un choque o perturbaciones en el jet) y que pueden generar emisión en altas energías (Agudo et al. 2011a). De hecho la relación entre la rotación de los EVPA en óptico y ondas milimétricas, la simultaneidad de los *flares* en rayos  $\gamma$  y otros rangos espectrales, y la aparición de una nueva componente han mostrado ser una de las evidencias más fuertes que apoyan la teoría de que los estallidos de emisión en rayos  $\gamma$  pueden provenir del paso de una componente por el núcleo del jet observado en ondas milimétricas (ver por ejemplo, Marscher et al. 2008; Jorstad et al. 2010, 2013).

Claramente, los estudios multi-rango espectral son una herramienta fundamental para intentar determinar los diferentes modelos de emisión en altas energías. Dado que la escala de variabilidad del flujo en blazars puede ser de horas o algunos días, es necesario disponer de un cubrimiento temporal de este orden para poder llevar a cabo estudios multi-rango espectral. Lógicamente es muy complejo disponer de datos en todo el rango espectral observable con el cubrimiento temporal que se necesita en estos estudios. Para obtener esta

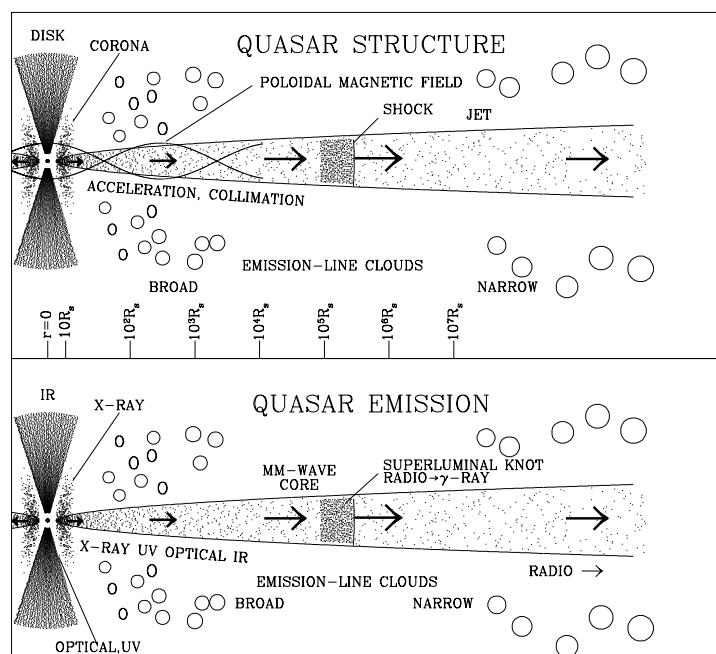


FIG. 12.1: Esquema de la estructura (panel superior) y de las regiones de emisión (panel inferior) de un jet relativista en un AGN. La densidad de los puntos en el disco, corona y jet indican la densidad del plasma (panel superior) o de la intensidad de emisión (panel inferior) en un marco de referencia en el cual no hay *beaming*. La región en la que se acelera y colima el jet es la zona entre en agujero negro y el choque. La escala es logarítmica mas allá de los  $10 R_s$ , donde  $R_s$  es el radio de Schwarzschild. Reproducida de Marscher (2005).

cantidad de datos es necesaria la coordinación de observaciones con distintos instrumentos a través de la colaboración internacional de numerosos grupos de investigación.

## 12.1 Programas de monitorizado de jets relativistas

El grupo de Jets Relativistas y Blazars del IAA-CSIC, del cual formo parte, lleva a cabo un seguimiento en longitud de onda óptica y milimétrica (ésta última en estrecha colaboración con IRAM) de 36 AGN (33 blazars y 3 radio galaxias) brillantes en rayos  $\gamma$  (ver Tabla 12.1). El objetivo inicial de este programa de monitorizado fue colaborar en los consorcios de apoyo desde tierra a las observaciones de Fermi. Este programa nos ha permitido colaborar estrechamente con otros grupos de investigación del campo, dentro de los cuales se destaca el grupo de blazars de la Universidad de Boston, liderado por el

TAB. 12.1: Muestra de 36 fuentes estudiadas por el grupo de Jets Relativistas y Blazars del IAA-CSIC.

Fuente segun convención IAU	Fuente otra designación	A.R. (J2000.0) [h m s]	Dec. (J2000.0) [g m s]	redshift
0219+428	3C 66A	02 22 39.6	+43 02 08	0.444
0235+164	AO 0235+16	02 38 38.9	+16 36 59	0.940
0316+413	3C 84	03 19 48.2	+41 30 42	0.017
0336-019	CTA 26	03 39 30.9	-01 46 36	0.852
0415+379	3C 111	04 18 21.3	+38 01 36	0.048
0420-014	PKS 0420-01	04 23 15.8	-01 20 33	0.914
0430+052	3C120	04 33 11.1	+05 21 16	0.033
0528+134	PKS 0528+134	05 30 56.4	+13 31 55	2.060
0716+714	S5 0716+71	07 21 53.4	+71 20 36	0.310
0735+178	PKS 0735+17	07 38 07.4	+17 42 19	0.424
0827+243	OJ 248	08 30 52.1	+24 11 00	0.939
0829+046	OJ 49	08 31 48.9	+04 29 39	0.173
0836+710	4C 71.07	08 41 24.3	+70 53 42	2.170
0851+202	OJ 287	08 54 48.9	+20 06 31	0.306
0954+658	S4 0954+65	09 58 47.2	+65 33 55	0.360
1055+018	PKS 1055+01	10 58 29.6	+01 33 59	0.890
1101+384	MRK 421	11 04 27.3	+38 12 32	0.030
1127-145	PKS B1127-145	11 30 07.0	-14 49 27	1.184
1156+295	4C 29.45	11 59 31.8	+29 14 44	0.729
1219+285	ON 231	12 21 31.7	+28 13 59	0.102
1222+216	PG 1222+216	12 24 54.4	+21 22 46	0.432
1226+023	3C 273	12 29 06.7	+02 03 09	0.158
1253-055	3C 279	12 56 11.1	-05 47 22	0.536
1308+326	B2 1308+30	13 10 28.6	+32 20 44	0.996
1406-076	PKS 1416-076	14 08 56.5	-07 52 27	1.494
1510-089	PKS 1510-08	15 12 50.5	-09 06 00	0.360
1611+343	DA 406	16 13 41.0	+34 12 48	1.401
1622-297	PKS 1622-29	16 26 06.0	-29 51 27	0.815
1633+382	4C 38.41	16 35 15.5	+38 08 04	1.813
1641+399	3C 345	16 42 58.8	+39 48 37	0.592
1730-130	NRAO 530	17 33 02.7	-13 04 50	0.902
1749+096	OT +081	17 51 32.8	+09 39 01	0.322
2200+420	BL Lacertae	22 02 43.3	+42 16 40	0.068
2223-052	3C 446	22 25 47.2	-04 57 01	1.404
2230+114	CTA 102	22 32 36.4	+11 43 51	1.037
2251+158	3C 454.3	22 53 57.7	+16 08 54	0.859

profesor Alan P. Marscher, ya que fue uno de los precursores del estudio multi-rango espectral de blazars. El grupo de la Universidad de Boston estudia la muestra de 36 fuentes (mostrada en la Tabla 12.1) desde ondas de radio hasta rayos  $\gamma$  incluyendo imágenes de la estructura interna de los jets obtenidas con interferometría en radio a 43 GHz con el VLBA. Nuestro grupo de investigación también colabora con los consorcios WEBT y GASP. Se explicará más adelante en qué consisten estos proyectos internacionales multi-rango espectral.

### 12.1.1 Programa de monitorizado en longitud de onda óptica: *Monitoring AGN with Polarimetry at the Calar Alto Telescopes (MAPCAT)*

El programa de monitorizado en longitud de onda óptica que lleva a cabo el grupo del cual formo parte se denomina MAPCAT, y se realiza con el Telescopio de 2.2 metros de Calar Alto ubicado en Almería, España. Se observan las 36 fuentes listadas en la Tabla 12.1 en banda R de Johnson y se obtiene información tanto fotométrica como de la polarización lineal de los objetos observados. Las propiedades que comparten los objetos de la muestra incluyen  $m_v \leq 18$  (para realizar medidas polarimétricas en buenas condiciones de señal-ruido), declinaciones accesibles al telescopio de Calar Alto, y brillos en radio y ondas milimétricas suficientes para poder obtener imágenes con VLBI a 7 milímetros y así poder estudiar su estructura interna.

Este programa de observación comenzó a mediados de 2007 y las observaciones se realizan aproximadamente cada 30 días en modo servicio. El instrumento usado para medir la polarización se denomina CAFOS (*Calar Alto Faint Object Spectrograph*) y cuenta básicamente con un prisma tipo Wollaston que divide la luz incidente en dos haces polarizados ortogonalmente, una placa retardadora de  $\lambda/2$  rotable que introduce una diferencia de fase de  $90^\circ$  entre las dos componentes del haz incidente paralela y perpendicular de su eje óptico, y una cámara CCD de 2048x2048 píxeles que en este proyecto se reduce a 1024x1024 para reducir el tiempo de lectura. Al utilizar este instrumental se obtienen 4 imágenes del campo de observación, una por cada ángulo definido por la placa de  $\lambda/2$  (dichos ángulos son  $0^\circ$ ,  $22.5^\circ$ ,  $45^\circ$  y  $67.5^\circ$ ). Cada imagen incluye dos imágenes de la fuente y de las estrellas de campo con polarización ortogonal y separadas en  $\sim 20''$  (e.g. Fig. 12.2).

Cada medida de polarización consiste en 4 exposiciones de  $\sim 50$  segundos (el tiempo de exposición es variable dependiendo de la intensidad de la fuente y del *seeing* de cada noche) correspondientes a cada ángulo definido por la placa de  $\lambda/2$ . En cada sesión de observación se toma una secuencia de 5 *flat fields* por cada ángulo de la placa de  $\lambda/2$  y 5 exposiciones de calibración del nivel de *bias*.

En este proyecto he trabajado activamente calibrando parte de los datos con el fin de obtener medidas del flujo total, del flujo linealmente polarizado, y de la distribución del ángulo de polarización de cada fuente en estudio. En esta calibración se utilizan rutinas diseñadas para MIDAS<sup>1</sup>. Dicho software ha sido diseñado por ESO para trabajar con datos ópticos y brinda importantes facilidades para trabajar con este tipo de datos. Los primeros pasos a seguir en

<sup>1</sup> <http://www.eso.org/sci/software/esomidias/>

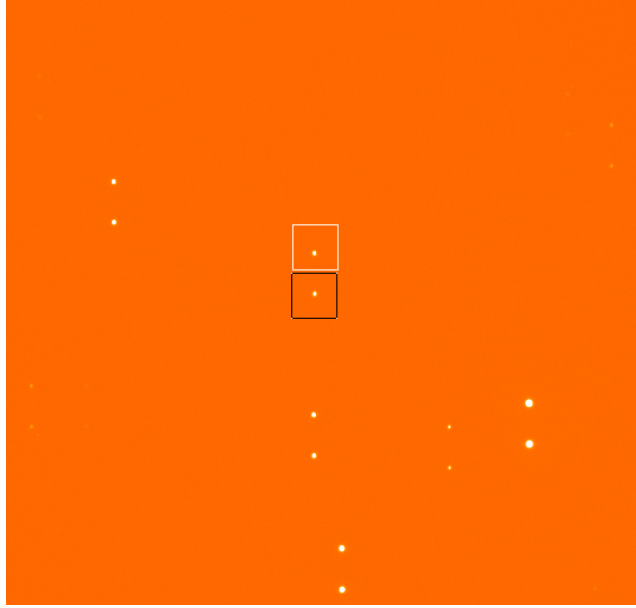


FIG. 12.2: Ejemplo de imagen típica obtenida con CAFOS en el telescopio de 2.2m de Calar Alto. La fuente en estudio 0716+714 se muestra en la región central. Marcada con dos recuadros se muestran las dos imágenes con polarización ortogonal.

la reducción de los datos es sustraer el nivel de *bias* y corregir las exposiciones según las imágenes de *flat fields* de cúpula. Luego se utiliza fotometría de apertura para medir el flujo en las imágenes tomadas en cada ángulo de la placa con una apertura típica de 6" (y 16" para las estrellas estándar que son mucho más brillantes que las fuentes en estudio). El grado de polarización lineal y el ángulo de polarización se obtienen a partir de las medidas fotométricas de las dos imágenes (con polarización perpendicular) de cada objeto en cada uno de los ángulos del polarizador. Básicamente, el método consiste en utilizar 8 medidas de flujo de cada fuente, dado que se tienen dos imágenes (de polarización ortogonal) en cada una de las 4 imágenes tomadas a cada ángulo de la placa, para muestrear la función sinusoidal que describe la polarización y así obtener el grado de polarización y el ángulo del vector eléctrico. En Zapatero et al. (2005) se describen las expresiones para obtener cada parámetro de Stokes a partir de las ocho medidas obtenidas con CAFOS.

La magnitud absoluta en la banda R se obtiene a partir de la suma de los flujos de las dos imágenes de polarización ortogonal, obteniéndose así el flujo que se mediría si se tratase de una medida no polarimétrica. Este valor de flujo será igual para cada una de las 4 imágenes obtenidas en cada ángulo de la placa de  $\lambda/2$ , por lo tanto se promedian las cuatro medidas, para obtener el flujo de la fuente y de las estrellas de calibración. Dado que estas últimas ya han sido calibradas en flujo previamente, se obtiene una relación entre el flujo y la magnitud lo cual nos permite obtener la magnitud de la fuente en estudio.



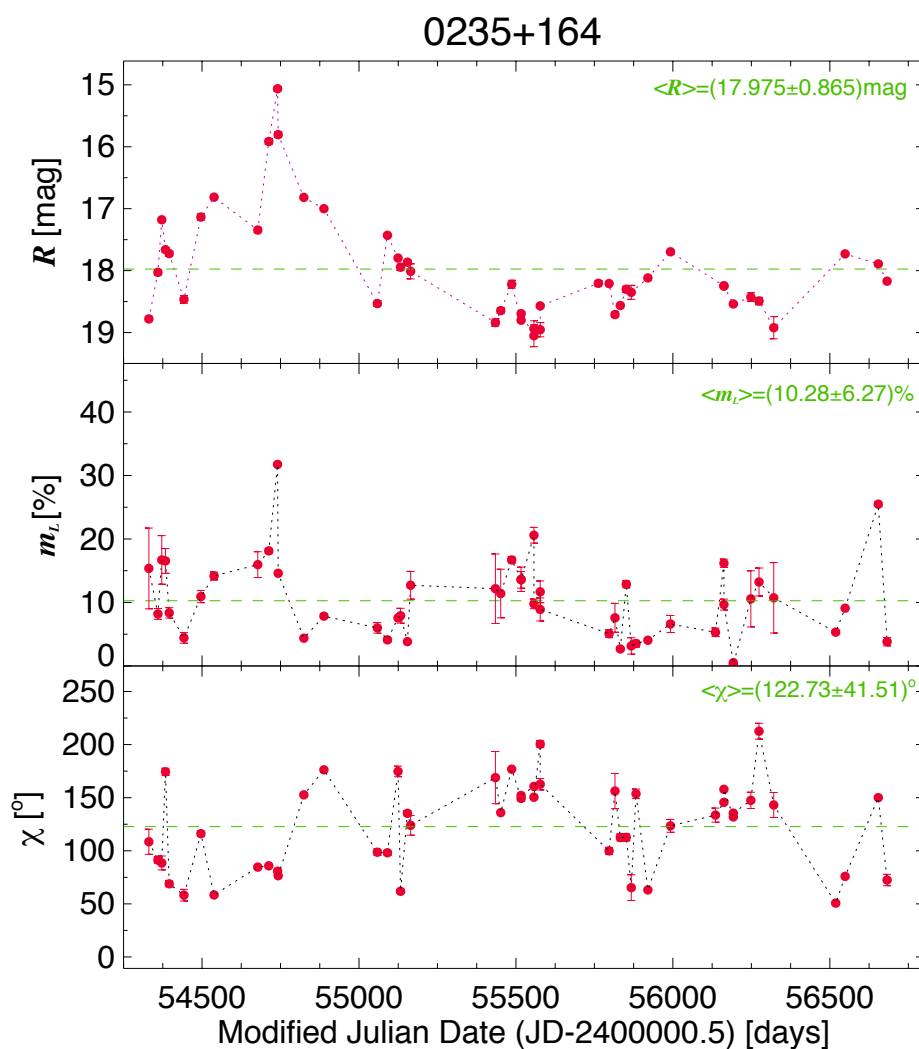


FIG. 12.3: De arriba hacia abajo: Evolución temporal del flujo total medido con el programa MAPCAT en la banda R para la fuente AO 0235+16, grado de polarización lineal y ángulo de polarización.

De esta forma se obtienen los datos de la magnitud en la banda R, del flujo total, del flujo polarizado y del ángulo de polarización de cada una de las fuentes monitorizadas. En las Figs. 12.3 a 12.5 se muestran algunos ejemplos de las curvas de luz y curvas de evolución de la polarización obtenidas a partir del programa de MAPCAT.

### 12.1.2 Monitorizado en longitud de onda milimétrica: POLAMI y MAPI

El monitorizado en ondas milimétricas se lleva a cabo a través de dos programas, POLAMI y MAPI (denominados así por sus siglas en inglés *Polarimetry*

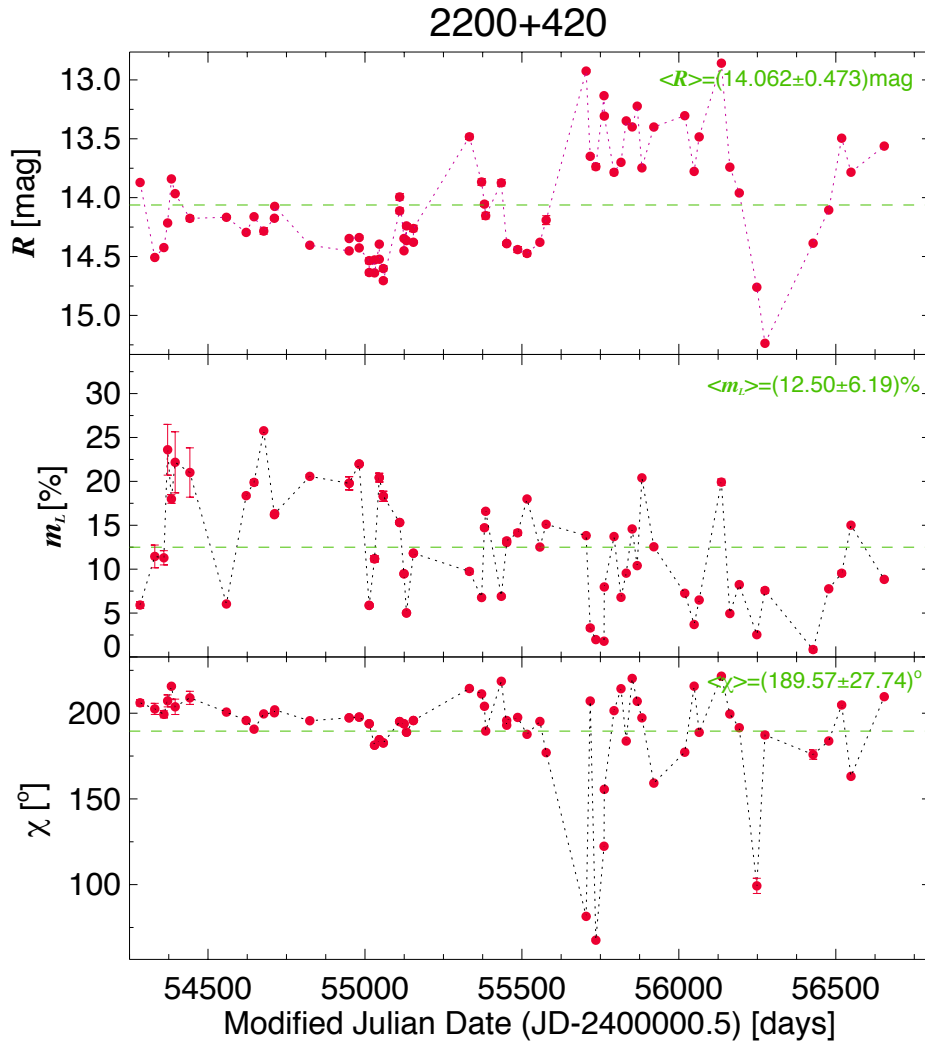


FIG. 12.4: Igual que 12.3 pero para la fuente BL Lacertae.

at the IRAM-30m-Telescope y Polarimetric AGN Monitoring with the IRAM-30m-Telescope, respectivamente). Estos programas consisten en la observación semanal con el telescopio de 30 metros de IRAM (Instituto de Radioastronomía Milimétrica) ubicado en Sierra Nevada, Granada, España. Las fuentes son observadas simultáneamente a 86.24 GHz (3.5 mm) y 228.93 GHz (1.3 mm) con los receptores heterodinos EMIR090 y EMIR230 que están conectados con el fopolarímetro XPOL (Thum et al. 2008). Las medidas se llevan a cabo en modo *beam switching* que consiste en intercalar medidas de la fuente con medidas del cielo para poder substraer la contribución al flujo de este último.

Antes de cada medida se realiza un apuntado del telescopio que consiste en un barrido sobre la posición de la fuente en azimut y elevación. La señal detectada en estos barridos se ajusta con funciones Gaussianas y el pico de estas funciones nos indica la corrección a la posición de apuntado del telescopio. La finalidad del apuntado es posicionar el telescopio en la dirección exacta

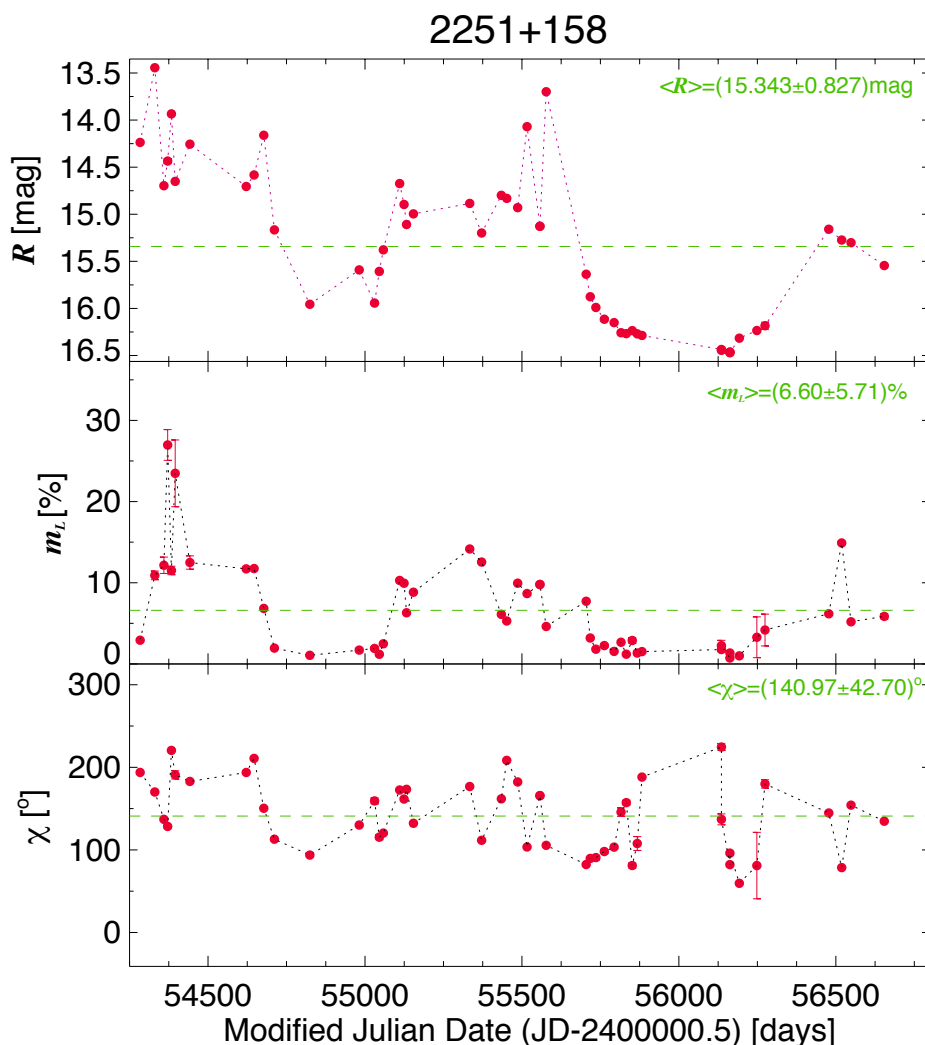


FIG. 12.5: Igual que 12.3 pero para la fuente 3C 454.3.

en la que se encuentra la fuente. Después del apuntado se observa la fuente durante un tiempo de integración que varía entre 4 y 8 minutos dependiendo de la intensidad de la misma y de las condiciones atmosféricas. Durante cada sesión de observación se observa el planeta Marte y Urano (siempre que estén disponibles en el cielo) con la finalidad de poder corregir la polarización instrumental. Ambos planetas son fuentes térmicas intensas en longitudes de onda milimétricas, por lo que la emisión polarizada integrada en el disco del planeta (de diámetro generalmente menor que el haz observacional del telescopio) es aproximadamente nula.

Las calibraciones en amplitud y fase se realizan con rutinas del software GILDAS-MIRA<sup>2</sup>, y se hacen en tiempo real a través del software del telescopio. Las calibraciones restantes importantes consisten en:

<sup>2</sup> <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS/>

---

- El cambio de sistema de referencia sobre el cual se ha medido la polarización, del sistema del foco Nasmyth del telescopio, al sistema de referencia ecuatorial en el cielo. Es necesario realizar este cambio para medir la polarización en un sistema de referencia que no varíe con la posición de la fuente en el cielo.

- La transformación de temperatura de antena a flujo en Jy. Esto se hace mediante relaciones entre estas dos cantidades muy bien determinadas, que dependen de las características de cada telescopio, en particular de la apertura y eficiencia del sistema óptico. En el caso del telescopio de IRAM de 30 metros, los factores multiplicativos para transformar a la escala de flujos en Jy es constante (después de la corrección por opacidad atmosférica y por efectos de elevación del telescopio). Dichos factores, que se pueden estimar a través de medidas de objetos de flujo bien conocido (e.g. planetas como Marte y Urano) son 6.4 Jy/K y 9.3 Jy/K para las medidas hechas a 86 y 229 GHz, respectivamente. Estos factores tiene un error de  $\sim 5$  y 10 % a 86 y 229 GHz, respectivamente.

- También, es muy importante corregir la polarización que pueda estar introduciendo el instrumental. Para determinarla se observan los planetas Marte o Urano, que en principio tienen emisión no polarizada, por lo que si se detecta polarización es debida al instrumental. A través de la caracterización de estos factores en el tiempo se ha logrado caracterizar muy bien la polarización instrumental y se ha visto que no varía en el tiempo. Por esta razón se utiliza un promedio de dichos factores para corregir la polarización instrumental en cada época de observación.

En las Figs. de 12.6 a 12.8, se muestran los resultados obtenidos con el telescopio de 30 metros de IRAM para algunas fuentes de la muestra. Mi principal aporte a este proyecto, desde el inicio de mi Tesis, se centra en llevar a cabo parte de las observaciones con el telescopio de 30 metros de IRAM, al cual he dedicado aproximadamente unas 400 horas de observación desde el comienzo de mi participación en el programa.

### **12.1.3 Contribuciones a programas internacionales multi-rango espectral**

Con los programas de monitorizado MAPCAT, POLAMI y MAPI nuestro grupo de investigación colabora principalmente con dos programas multi-rango espectral: el programa de monitorizado de jets liderado por el grupo de blazar de la Universidad de Boston y el programa liderado por el consorcio denominado GASP-WEBT.

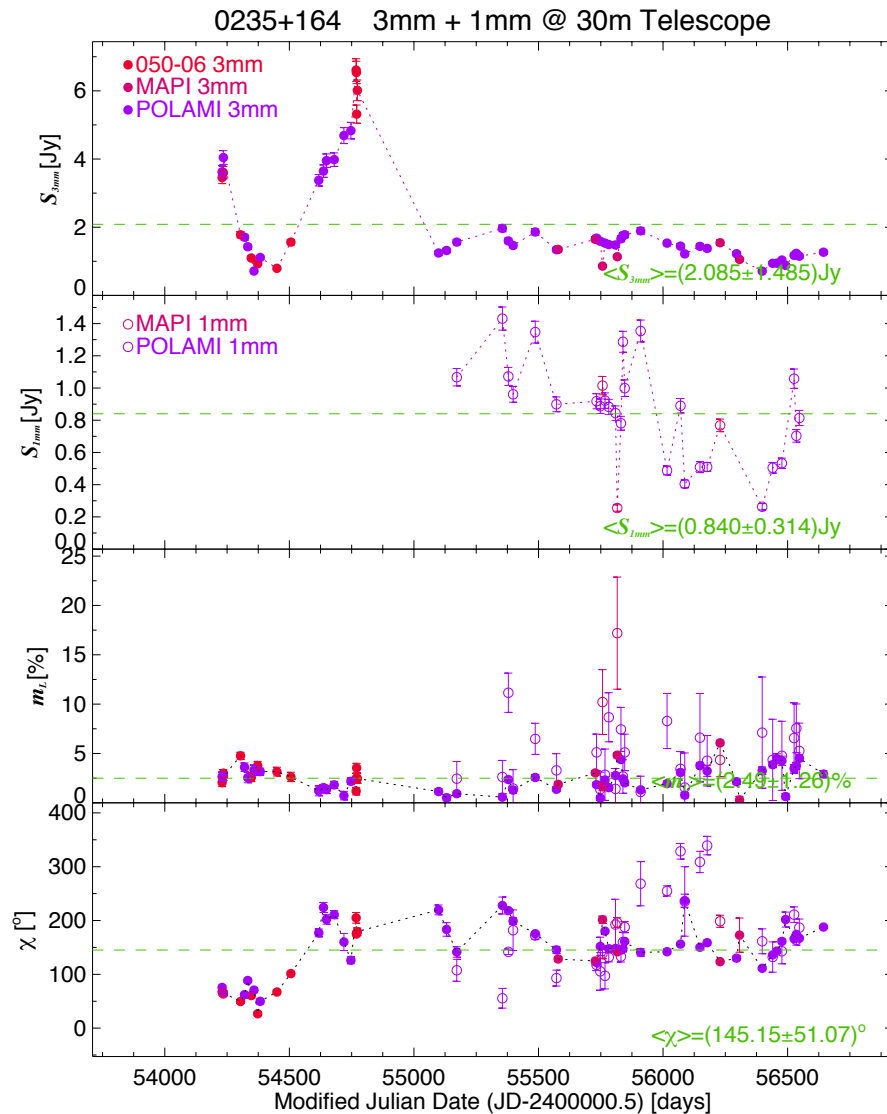


FIG. 12.6: Datos obtenidos a partir de medidas realizadas con el telescopio de 30 metros de IRAM de la fuente AO 0235+16. Se muestra de arriba a abajo: Flujo total medido a 3 milímetros, Flujo total medido a 1 milímetro, grado de polarización lineal y ángulo de polarización.

El programa liderado por el grupo de la Universidad de Boston se denomina 'Comprehensive Multiwaveband Monitoring of Gamma-ray Bright Blazars' y realiza un monitoreo de 33 blazars y 3 radio galaxias de las más brillantes en rayos  $\gamma$ . Los datos de rayos  $\gamma$  se obtienen de FERMI<sup>3</sup>, los de rayos X de RXTE<sup>4</sup> y Swift<sup>5</sup>, y los datos en longitud de onda óptica, infrarroja, milimétrica y radio se consiguen de numerosos telescopios ubicados a lo largo

<sup>3</sup>Observatorio espacial de rayos  $\gamma$ .

[http://www.nasa.gov/mission\\_pages/GLAST/science/index.html](http://www.nasa.gov/mission_pages/GLAST/science/index.html)

<sup>4</sup>Se pueden utilizar datos de este satélite hasta el 2012, año en que finalizó la misión. <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/xtef.html>

<sup>5</sup>Observatorio espacial que posee instrumental para detectar rayos  $\gamma$ , rayos X y radiación ultravioleta. [http://swift.gsfc.nasa.gov/about\\_swift/](http://swift.gsfc.nasa.gov/about_swift/)

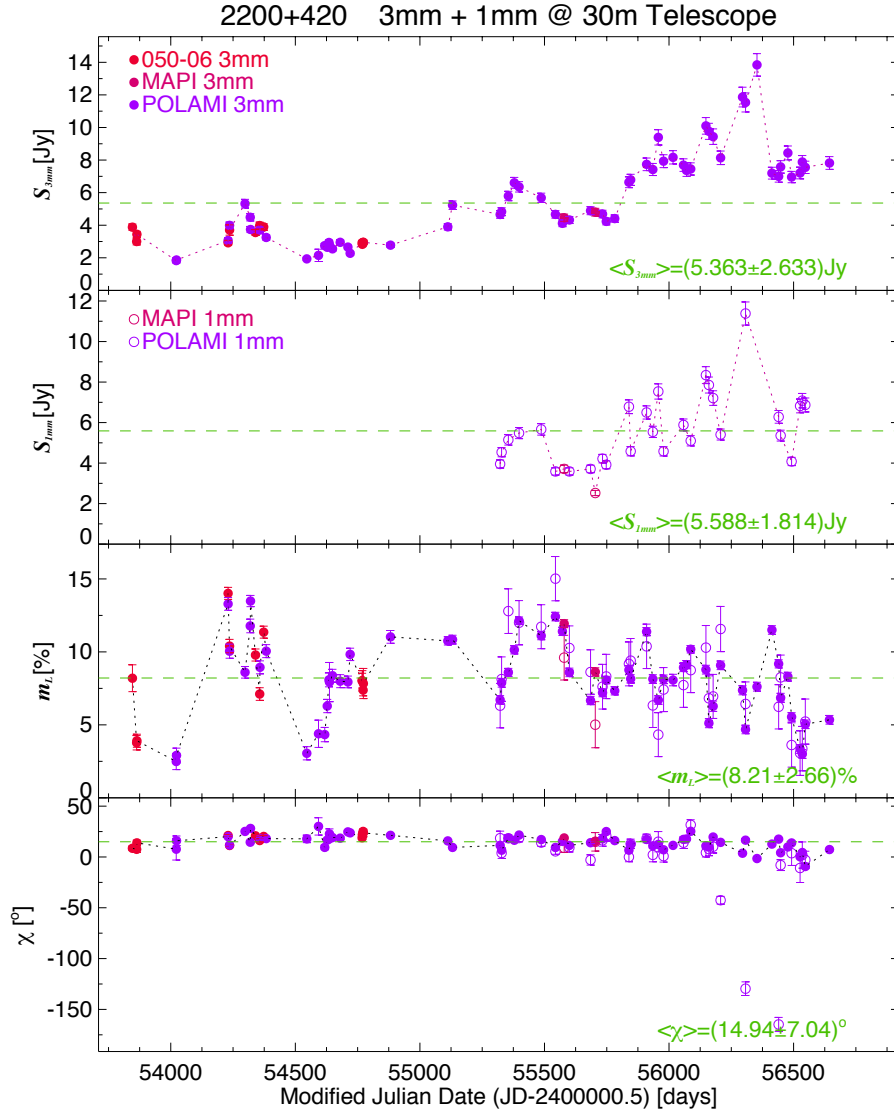


FIG. 12.7: Igual que 12.6 pero para la fuente BL Lacertae.

de todo el mundo incluidos nuestros programas MAPCAT, POLAMI y MAPI. La novedad de este proyecto es que incluye un monitorizado de las fuente con el interferómetro VLBA a 43 GHz, por lo que el comportamiento de la emisión puede ser comparado con la estructura de las regiones más internas de los jets.

Por otro lado nuestro grupo de investigación también colabora con el consorcio GASP-WEBT. El consorcio WEBT ('*Whole Earth Blazar Telescope*')<sup>6</sup> es una colaboración internacional destinada al estudio de los blazars. Fue fundada en 1997 como una red de telescopios ópticos e infrarrojos que, juntos, poseen la capacidad de lograr un seguimiento continuo de una muestra de blazars. Las curvas de luz obtenidas por WEBT se combinan con observaciones en altas

<sup>6</sup> <http://www.oato.inaf.it/blazars/webt>

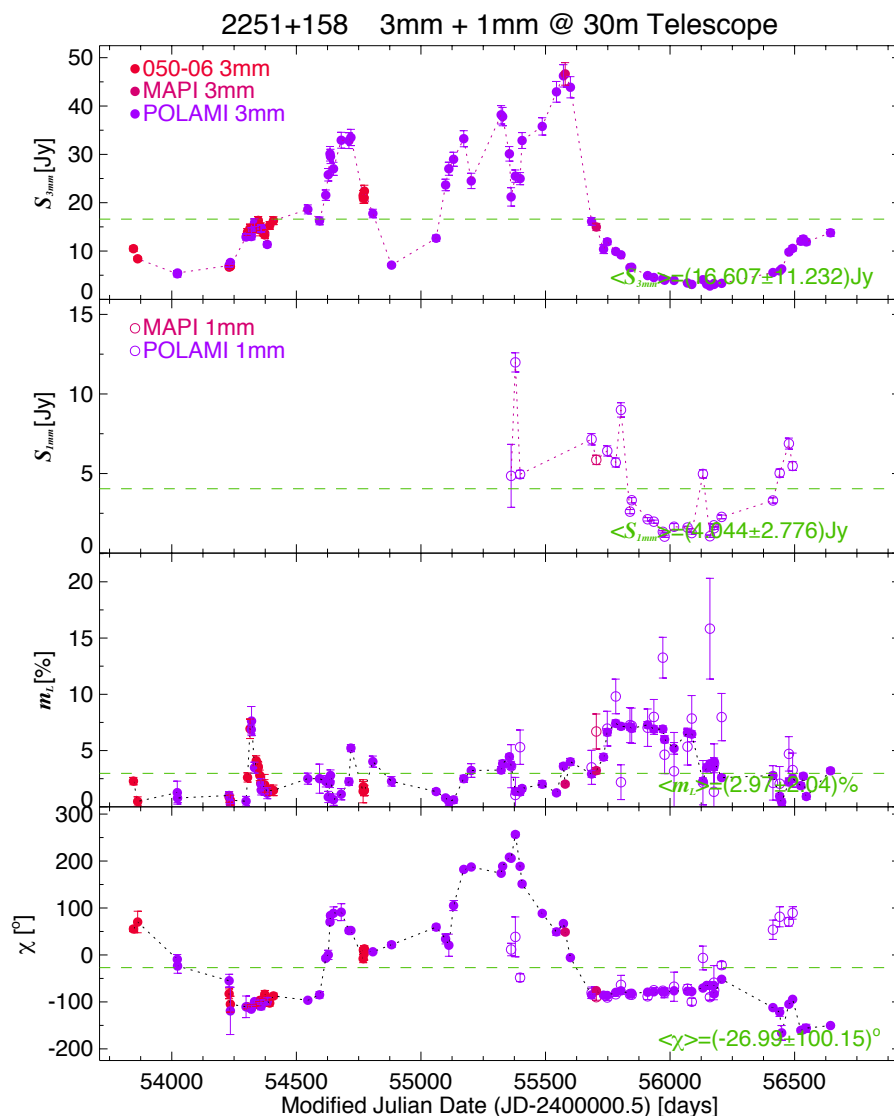


FIG. 12.8: Igual que 12.6 pero para la fuente 3C 454.3.

energías (ultravioleta (UV), rayos X y rayos  $\gamma$ ) tomadas por satélites en órbita o por telescopios en tierra observando simultáneamente.

Dentro del consorcio WEBT se desarrolló un consorcio paralelo denominado GASP el cual a partir de 2007 es el encargado de llevar a cabo las campañas de observación desarrolladas inicialmente por WEBT. El objetivo de GASP es proporcionar el monitorizado continuo desde longitudes de onda en el óptico hasta radio de una muestra de 28 blazars que emiten intensamente en rayos  $\gamma$ , los cuales han sido fuentes prioritarias para los observatorios espaciales de rayos  $\gamma$  como AGILE<sup>7</sup> (Tavani et al. 2009) y GLAST (que tras su puesta en órbita pasó a denominarse FERMI<sup>8</sup>). Así, de las fuentes estudiadas, se llegó

<sup>7</sup><http://agile.rm.iasf.cnr.it/>

<sup>8</sup>[http://www.nasa.gov/mission\\_pages/GLAST/science/index.html](http://www.nasa.gov/mission_pages/GLAST/science/index.html)

---

a tener información desde ondas de radio a rayos  $\gamma$ , y el consorcio pasó a estar formado por más de 40 telescopios, entre los cuales están incluidos el telescopio de Calar Alto y IRAM, a través de nuestra colaboración con los programas MAPCAT, POLAMI y MAPI. Dado que muchas de las fuentes estudiadas por este consorcio coinciden con las fuentes observadas por el grupo de Jets Relativistas y Blazars del IAA-CSIC nuestra colaboración con WEBT-GASP se basa en la aportación de datos en ondas milimétricas y óptico de las fuentes interesantes que sean objeto de estudios multi-rango espectral.

Ambas colaboraciones han dado como resultado importantes avances en el entendimiento de los procesos físicos involucrados en la emisión en altas energías, así como también de las posibles regiones del jet que emiten en estas frecuencias. Estos avances se ven reflejados en los siguientes trabajos de los cuales soy coautora:

Agudo et al. (2011b, 2012c); Hayashida et al. (2012); Raiteri et al. (2011); Vercellone et al. (2011); Raiteri et al. (2012); Aleksic et al. (2014); Jorstad et al. (2013); Morozova et al. (2014); Raiteri et al. (2013); Williamson et al. (2014); Ramakrishnan et al. (2014).

A continuación se describen algunos de los ejemplos más relevantes.

## 12.2 Estudio multi-rango espectral del quásar 3C 454.3

---

Uno de los blazars más activos en rayos  $\gamma$  del cielo durante los últimos años es el quásar 3C 454.3. Esta fuente se encuentra a un redshift  $z = 0.859$  y ha mostrado numerosos eventos de alta emisión de rayos  $\gamma$  (también denominados *flares* por su nombre en inglés). Se han llevado a cabo un amplio número de estudios para entender las características de su emisión. Tres trabajos que han arrojado luz sobre aspectos fundamentales de esta fuente se han desarrollado dentro de las colaboraciones de las cuales formo parte. Los resultados principales se han publicado en los trabajos de Raiteri et al. (2011), Vercellone et al. (2011) y Jorstad et al. (2013).

En Raiteri et al. (2011) se ha estudiado las variaciones del flujo en 3C 454.3 durante los *flares* en rayos  $\gamma$  observados a mediados de 2008 y finales de 2009. En la Fig. 12.9 se pueden ver las curvas de luz a distintas frecuencias desde mayo del 2008 hasta enero de 2010 construidas con datos de AGILE, Fermi, Swift, datos proporcionados por el consorcio GASP-WEBT y datos del interferómetro milimétrico denominado Sub Millimeter Array (SMA) en Mauna Kea, Hawaii.



En las curvas de luz a baja frecuencia (desde el óptico hasta ondas milimétricas) los dos *flares* observados llegan a un flujo máximo similar. En especial en ondas milimétricas la estructura de variabilidad del flujo durante los dos *flares* es muy parecida. Para explicar estas variaciones del flujo en bajas frecuencias se plantea un modelo geométrico en el cual el jet presenta inhomogeneidades moviéndose en una estructura curvada (posiblemente en forma helicoidal) y que puede estar en rotación. Debido a esto las distintas regiones de emisión pueden mostrar diferentes alineamientos con la línea de la visual y además este ángulo de visión puede cambiar en el tiempo. Al cambiar el ángulo de visión se modifica el factor de Doppler generando un aumento y disminución (cuando la dirección de la emisión se acerca o se separa unos grados de la línea de la visual) del flujo observado.

En las curvas de luz en altas energías (rayos X y  $\gamma$ ) se mide que el segundo *flare* es más intenso que el primero. El hecho de que no sea proporcional el aumento en flujo de rayos X y  $\gamma$  con respecto al óptico en ambos *flares* sugiere que para el segundo *flare* puede haber un crecimiento del número de fotones capaces de intervenir en el proceso inverso Compton. En Raiteri et al. (2011) se investiga el modelo en el cual la emisión en altas energías es generada por *Synchrotron Self-Compton* (SSC). En este caso los fotones generados por radiación sincrotrón (desde ondas de radio hasta el óptico y ultravioleta) en el jet son los que interactúan con los electrones del propio jet para generar radiación de altas energías por efecto inverso Compton. La región del jet que produce emisión sincrotrón y la región en la que se produce emisión por inverso Compton pueden coincidir aunque no es necesario que sea así. En este segundo caso los fotones sincrotrón podrían viajar una distancia dentro del jet para luego volver a interactuar con otra región de éste y producir radiación a través de SSC. Considerando este modelo, la variación en la densidad de fotones disponibles para sufrir el efecto de inverso Compton se puede deber a una alineación variable entre las regiones de emisión en sincrotrón e inverso Compton. Podría ser posible que durante el primer *flare* estas dos regiones no estuvieran bien alineadas, lo que reduciría el campo de fotones, y por ende el pico de emisión en altas energías con respecto al segundo *flare*. A partir de las variaciones de flujo de la emisión a bajas frecuencias y a través de estimaciones de la variabilidad del ángulo de visión (por ende del factor de Doppler) se ha podido reproducir la curva de luz en altas energías (indicada con línea continua celeste y naranja en las curvas de luz de rayos  $\gamma$  y X, respectivamente, en la Fig. 12.9).

De la correlación en escalas de tiempo cortas entre la emisión en rayos  $\gamma$  y óptico se observa que ambas emisiones muestran la misma estructura y que son prácticamente simultáneas, aunque en algunos casos la emisión óptica puede preceder a la emisión  $\gamma$ . Por otro lado, se ha medido un retraso del pico de emisión de los rayos X respecto del óptico de  $\sim 1$  día. Por esto se estima que

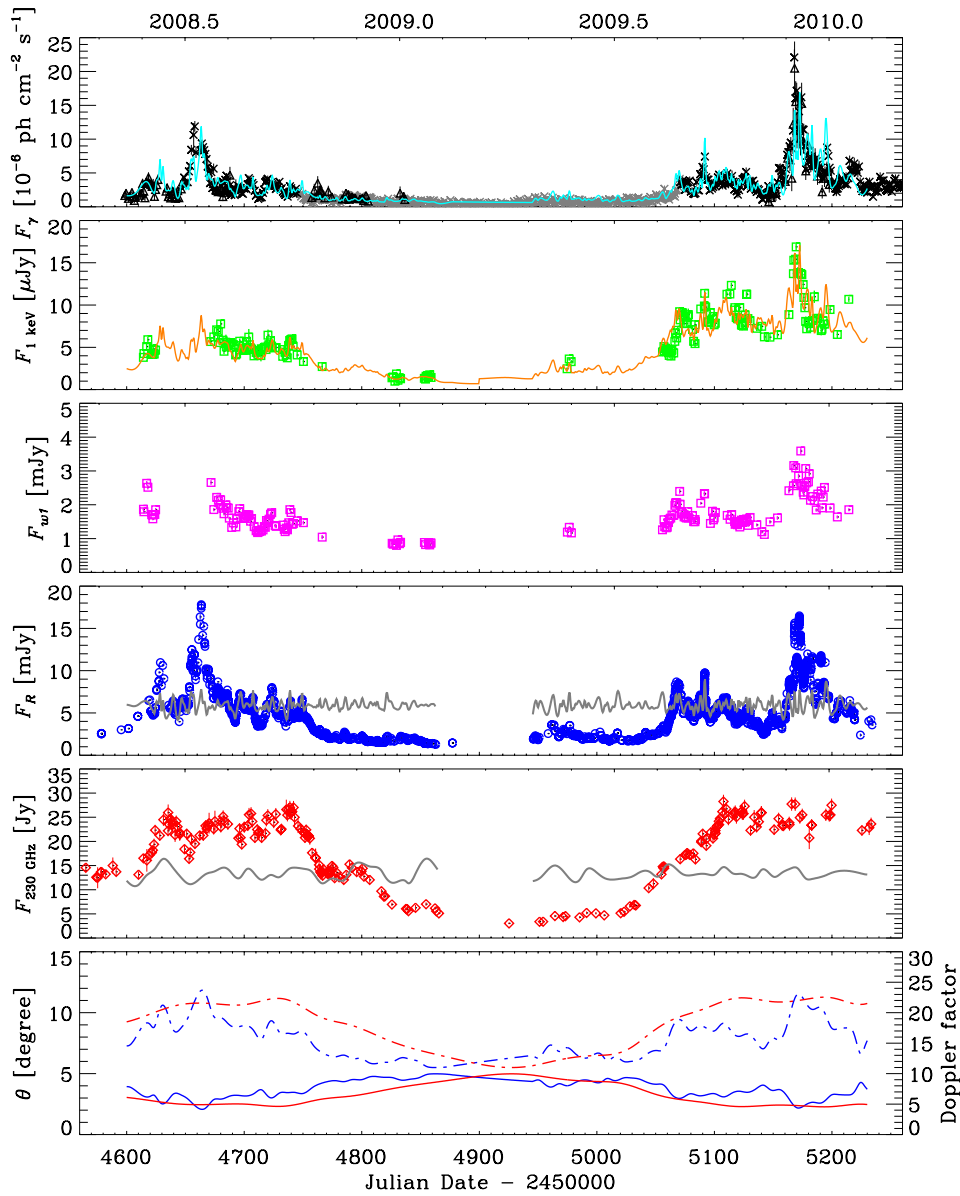


FIG. 12.9: Curvas de luz de 3C 454.3 desde Mayo de 2008 a Enero de 2010. De arriba a abajo se muestra la curva de luz en rayos  $\gamma$ , en rayos X, ultravioleta, óptico, ondas milimétricas y la evolución del ángulo de visión y el factor de Doppler. Reproducido de Raiteri et al. (2011).

los rayos X están producidos por fotones infrarrojos generados en una región ligeramente más alejada del agujero negro central respecto de la región que emite en óptico, lo que produce las diferencias temporales.

Por otra parte, en Vercellone et al. (2011) se estudia el estallido de emisión o *flare* en 3C 454.3 observado en Noviembre de 2010. Para su estudio se han utilizado datos de rayos  $\gamma$ , rayos X y radiación ultravioleta obtenidos con AGILE, Swift e INTEGRAL<sup>9</sup>, y curvas de luz en el óptico, ondas de radio y

<sup>9</sup>Este satélite provee datos en rayos  $\gamma$ , rayos X y óptico.  
<http://www.cosmos.esa.int/web/integral/home>

milimétricas obtenidas a través del consorcio GASP-WEBT. Las curvas de luz de rayos  $\gamma$ , rayos X, ultravioleta, óptico y ondas milimétricas, se muestran en la Fig. 12.10. Como se puede observar durante el período temporal en estudio (MJD 555000- MJD 55540) la fuente presenta dos *flares*, uno aproximadamente en MJD 55510 y otro en MJD 55520. El primero se observa principalmente en el óptico, es muy rápido, mostrando un incremento y caída del flujo en menos de 48 horas, y no tiene contrapartida en rayos X y  $\gamma$ . El segundo *flare* es más pronunciado que el primero y muestra simultaneidad en todos los rangos espectrales. Después de este segundo *flare* el flujo en ultravioleta y óptico desciende hasta alcanzar los niveles medidos antes del *flare*, mientras que la actividad en radio se prolonga por más tiempo. Debido a la amplia variación en el flujo de rayos  $\gamma$  y el estado de alta actividad de la emisión en el óptico, en comparación con *flares* observados previamente en la misma fuente, no es posible explicar la emisión en altas energías durante el segundo *flare* a través de un alineamiento variable de las regiones de emisión respecto de la visual del observador tal como se plantea en Raiteri et al. (2011).

El modelo que se propone en Vercellone et al. (2011) para explicar la emisión en altas energías asume que dicha emisión se genera por Compton externo (EC), donde el campo externo de fotones proviene principalmente del disco de acrecimiento y de la región de líneas anchas (BLR). La emisión en el óptico y frecuencias menores es generada por efecto sincrotrón en una región más densa del jet que se propaga a lo largo del mismo. Dado que el campo de fotones externo es probablemente inhomogéneo, cabe la posibilidad de que durante el primer *flare* en el óptico (MJD 55510) el campo de fotones externos presente baja densidad en la región que interactúa con los electrones relativistas del jet. Por lo tanto durante este primer *flare* no se observa emisión en altas energías. La región en el jet responsable de la emisión en el óptico se desplaza a lo largo del jet, por lo tanto cuando se vuelve a producir una emisión fuerte en el óptico (durante el segundo *flare*, MJD 55520) esta región del jet interactúa con un campo externo de fotones con una estructura diferente a la anterior. Ahora el campo externo puede mostrar una mayor densidad fotónica, por lo que el jet al interactuar con esta región genera una fuerte radiación en altas energías. Este esquema puede explicar la falta de emisión en altas energías durante el primer *flare* y la intensa emisión durante el segundo.

El trabajo posterior de Jorstad et al. (2013) proporciona más información acerca de 3C 454.3 ya que analiza el comportamiento de la emisión durante tres estallidos de actividad, correlacionando dicha información con imágenes en flujo total y polarizado a 43 GHz obtenidas con el VLBA, las cuales brindan información de la cinemática de las componentes en las regiones más internas del jet. En este trabajo se realiza un análisis del comportamiento de 3C 454.3 entre abril de 2009 y agosto de 2011. En la Fig. 12.11 se muestran las curvas de luz en rayos  $\gamma$ , rayos X, ultravioleta, óptico y ondas milimétricas. Se puede

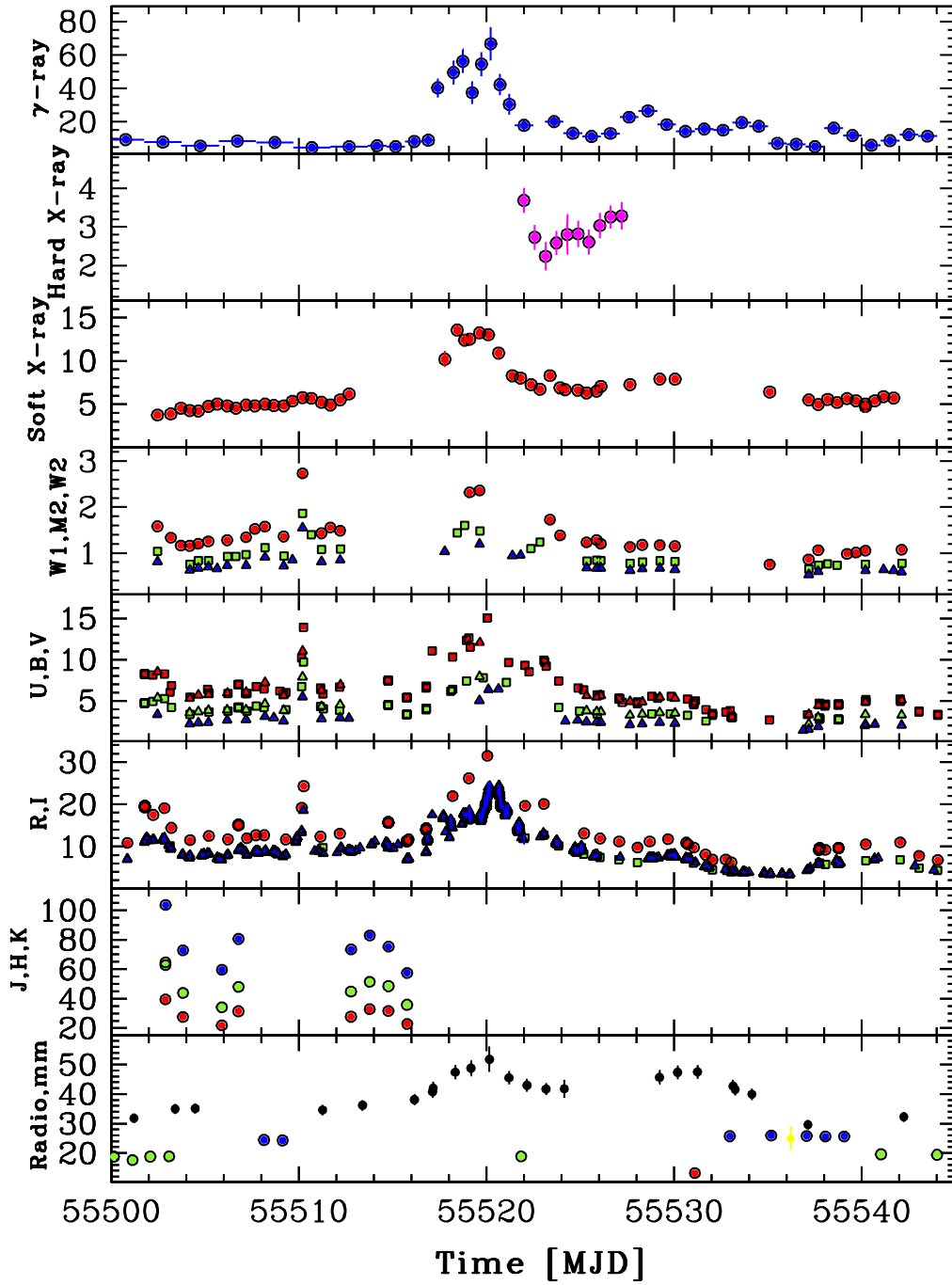


FIG. 12.10: Curvas de luz de 3C 454.3. De arriba hacia abajo, curva de luz de: rayos  $\gamma$ , rayos X duros, rayos X suaves, ultravioleta, óptico (bandas U, V y B), óptico (bandas R e I), cercano infrarrojo y ondas de radio y milimétricas. La fecha de comienzo, MJD 55500 corresponde al 31 de octubre de 2010. Reproducido de Vercellone et al. (2011).

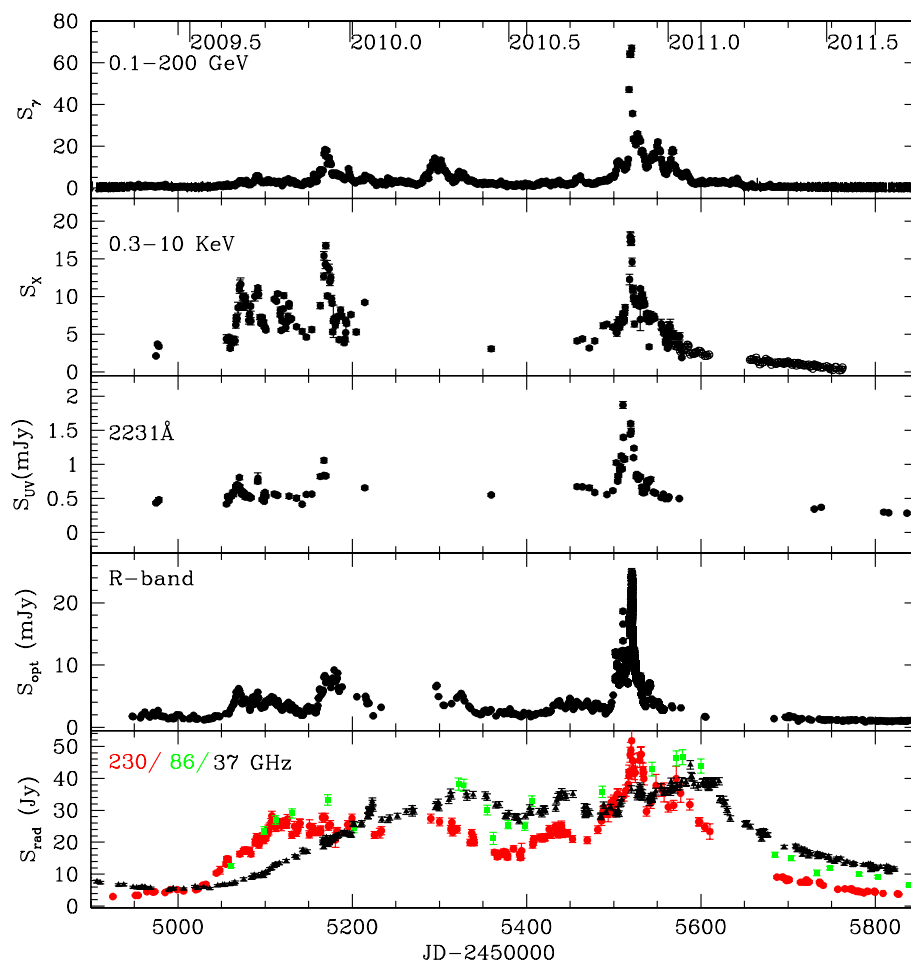


FIG. 12.11: Curvas de luz de 3C 454.3 a diferentes rangos espectrales desde abril de 2009 hasta agosto de 2011. Reproducido de Jorstad et al. (2013).

ver que durante el intervalo de tiempo estudiado ocurren tres eventos de alta actividad en rayos  $\gamma$ , aproximadamente en Diciembre de 2009 (denominado *flare* I, el cual coincide con uno de los *flares* analizados por Raiteri et al. 2011), en Abril de 2010 (*flare* II) y en Noviembre de 2010 (*flare* III, que también es analizado por Vercellone et al. 2011), siendo el último de estos el más pronunciado. Estos eventos de intensa emisión en rayos  $\gamma$  tienen contrapartida en todo el rango espectral estudiado, aunque durante el segundo evento de alta emisión la fuente estaba muy cerca del sol y no se tiene un buen cubrimiento en las bandas de rayos X, ultravioleta y óptico.

En escala de tiempo larga todos los *flares* muestran una estrecha relación temporal entre las emisiones en todo el rango espectral estudiado, por lo que es posible que todas las regiones de emisión en diferentes rangos espectrales sean co-espaciales.

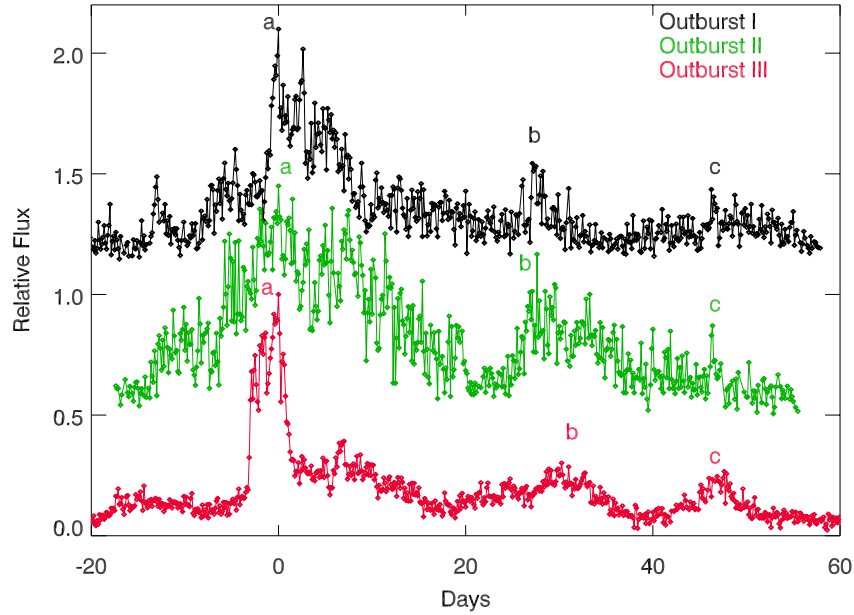


FIG. 12.12: Curvas de luz de 3C454.3 en rayos  $\gamma$  durante los *flares* I, II y III. En cada uno se han observado tres *sub-flares* a, b y c. Reproducido de Jorstad et al. (2013).

Los *flares* en rayos  $\gamma$  muestran subestructuras formadas por los *sub-flares* a, b y c, como se puede ver en la Fig. 12.12. La estructura de los *sub-flares* es prácticamente la misma en los tres *flares*, lo cual es un argumento a favor de que los tres eventos son producidos por el mismo proceso físico y en la misma región del jet.

Del análisis de la simultaneidad de los picos de emisión en escalas cortas de tiempo entre rayos  $\gamma$  y óptico, se ha medido una estrecha conexión entre estas emisiones, ya que se presentan prácticamente simultáneas y los *sub-flares* (a, b y c) muestran la misma estructura pero con diferencias en las amplitudes relativas (ver Fig. 12.13). La similitud en la estructura de los *sub-flares* implica que la radiación en rayos  $\gamma$  y óptico durante estos episodios se origina en la misma región del jet, por lo tanto el mismo conjunto de electrones es el que está involucrado en el proceso de emisión a ambas frecuencias. Por otro lado se observan también pequeños *sub-flares* en la emisión óptica que no tienen contrapartida en rayos  $\gamma$  (ver cuadro insertado en la parte inferior derecha de la Fig. 12.13). La diferencia en las amplitudes de los *sub-flares* puede deberse a un diferente alineado entre las regiones de emisión en el óptico y en rayos  $\gamma$  (considerando que la emisión en altas energías es generada por efecto SSC), como proponía Raiteri et al. (2011) para los *flares* en 2008 y principios de 2010 en la misma fuente. Otra posibilidad es que varíe la densidad de los fotones externos propensos a sufrir dispersión por efecto inverso Compton (como sugería Vercellone et al. 2011) entre el *flare* I y III. Esta última posibilidad parece ser

más viable para generar radiación  $\gamma$  dado que explicaría también los *sub-flares* en el óptico que no tienen contrapartida en  $\gamma$ , ya que la emisión en altas energías no se produciría en algunos casos debido a la posible falta de fotones del medio externo.

La correlación entre la emisión en rayos X y óptico arroja resultados similares a los encontrados en los *flares* estudiados por Raiteri et al. (2011). Se observa que la escala de variabilidad es similar, pero la emisión en rayos X puede estar retardada respecto de la emisión en óptico en  $\sim 0.5 \pm 1$  día. Como se mencionó anteriormente esta evidencia favorece al modelo que explica la generación de radiación X a través de SSC donde los fotones en óptico y rayos X se generan en regiones cercanas pero no totalmente coincidentes.

De la comparación entre la emisión en rayos  $\gamma$  y ondas milimétricas se mide que los *flares* a estas dos frecuencias son aproximadamente simultáneos. Al analizar los *flares* en escalas de tiempo corta se mide que los *sub-flares* a, b y c son coincidentes, aunque la emisión en rayos  $\gamma$  presenta mayor variabilidad. Teniendo en cuenta la diferencia de opacidad que puede sufrir la emisión en rayos  $\gamma$  y ondas milimétricas, la similitud en la estructura de emisión requiere que ambos procesos se generen en regiones ópticamente delgadas a 1 milímetro.

Una herramienta muy útil que ayuda a entender las propiedades físicas de las regiones de emisión es la medida del tiempo de variabilidad del flujo. Éste se estima empleando el formalismo de Burbidge et al. (1974) de la siguiente manera:

$$\tau = \frac{\Delta t}{\ln\left(\frac{S_2}{S_1}\right)} \quad (12.1)$$

donde  $S_i$  es la densidad de flujo de la época  $t_i$ , con  $S_2 > S_1$ , y  $\Delta t = |t_2 - t_1|$  es el intervalo temporal entre las épocas 1 y 2. Como se ha mencionado al principio de este Capítulo, la escala de variabilidad temporal restringe el tamaño de la región de emisión.

Al comparar la escala de variabilidad temporal de flujo a distintas frecuencias se ha medido que  $\tau_\gamma \approx 1/5 \tau_{opt}$ , a su vez  $\tau_X \approx \tau_{opt}$  y  $\tau_{opt} \approx 1/30 \tau_{mm}$ . Estas medidas indican que la emisión en rayos  $\gamma$  es más sensible a cambios en los parámetros físicos respecto de la emisión en óptico o rayos X, o bien que el plasma que emite en rayos  $\gamma$  ocupa  $\approx 1/5$  de la región que ocupa la región emisora de rayos X y óptico, o al menos  $1/100$  de la región emisora en ondas milimétricas. Estos cálculos, sumado a la simultaneidad de los *flares* en rayos  $\gamma$  y ondas milimétricas, sugieren que la región emisora en ondas milimétricas presenta sub-estructuras de distinto tamaño, siendo las estructuras más pequeñas y variables co-espaciales con la emisión en rayos  $\gamma$ .

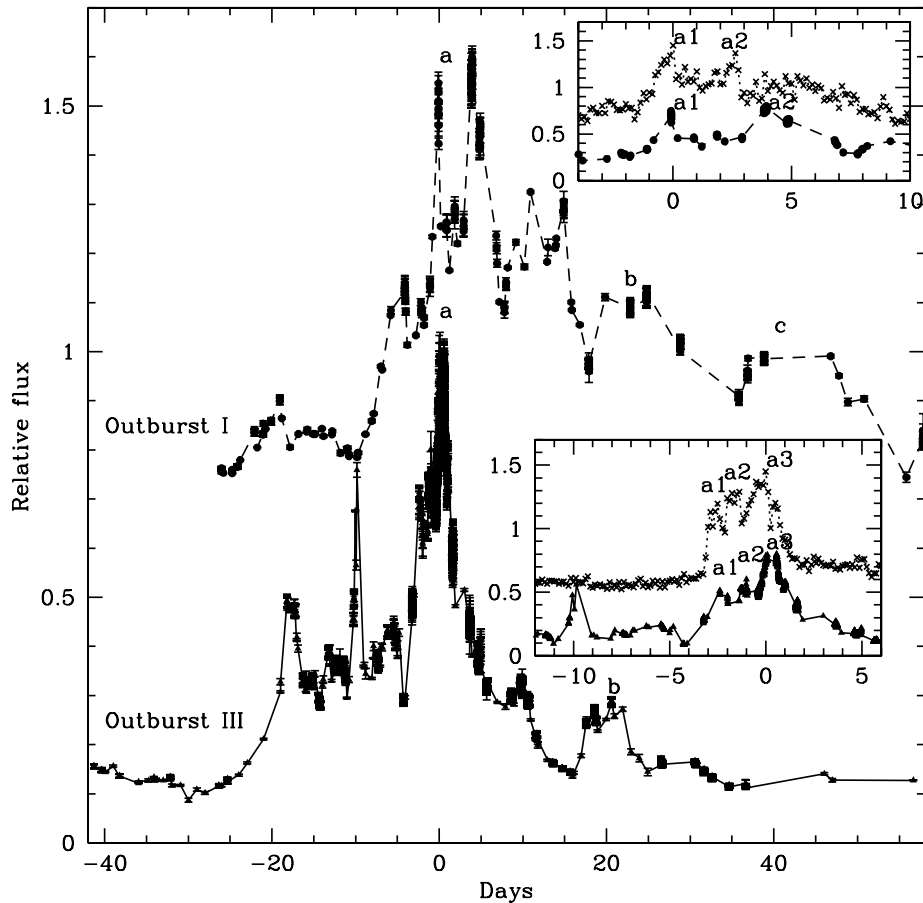


FIG. 12.13: Curvas de luz ópticas de 3C 454.3 centradas respecto del correspondiente pico de emisión en rayos  $\gamma$  para los *flares* I y III. En cada *flare* se han observado tres *sub-flares* principales: a, b y c. La figura insertada en la parte superior muestra la estructura del *sub-flare* a en óptico (círculos) y rayos  $\gamma$  (cruces) para el *flare* I. La figura insertada en la parte inferior representa lo mismo para el *flare* III. Reproducido de Jorstad et al. (2013).

En Jorstad et al. (2013) también se presentan secuencias de imágenes de 3C 454.3 tomadas con el VLBA a 43 GHz desde Abril de 2010 hasta Julio de 2011 (ver Figs. 12.14 y 12.15). Se identifican en los mapas dos componentes móviles, K09 y K10; una componente quasi-estacionaria, C; y una componente aproximadamente estacionaria, que se estima es el núcleo del jet, identificada como A0. Las componentes K09 aparece tan brillante como el núcleo a principios de 2010 y sigue dominando la distribución de brillo hasta agosto de 2010. La componente K09 y K10 parecen ser eyectadas hacia finales del 2009 y del 2010, respectivamente (ver Fig. 12.16). Usando el método desarrollado por Jorstad et al. (2005) para calcular las velocidades, se midieron para K09 y K10 velocidades aparentes de  $\sim 9 c$ . Se ha medido que ambas componentes sufren una aceleración en la dirección perpendicular al jet, que puede estar relacionada con un aparente cambio del ángulo de posición del jet en la región



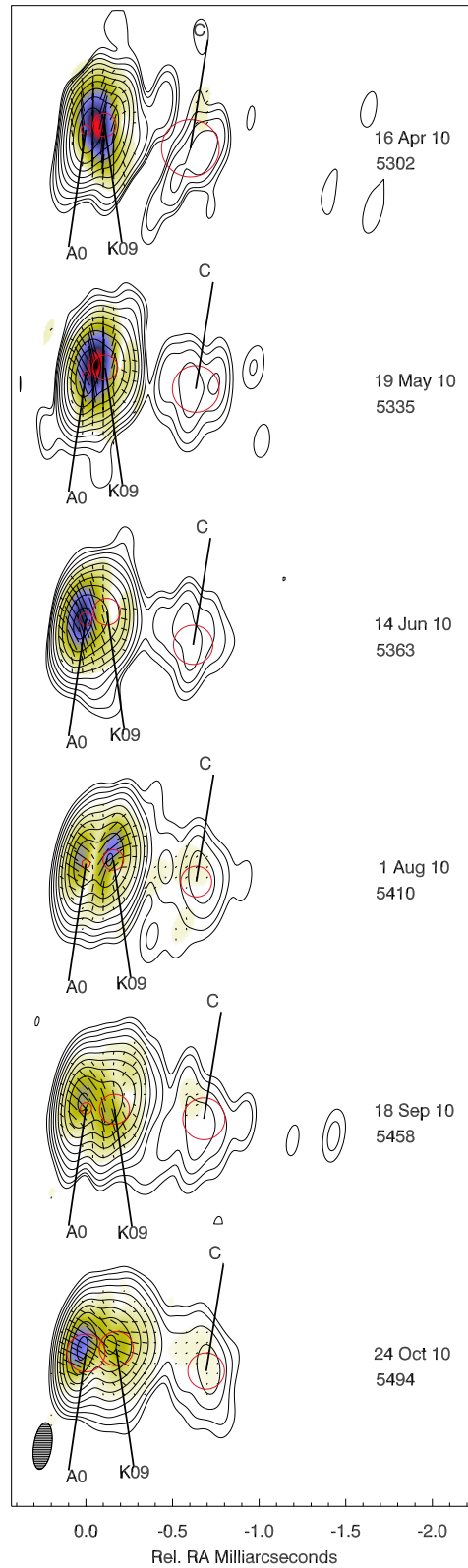


FIG. 12.14: Secuencia de imágenes de 3C 454.3 tomadas con VLBA a 43 GHz entre abril de 2010 y octubre de 2010. Se representa intensidad total (en contornos) y polarizada (en escala de colores), la dirección de los EVPA (barras negras) y las componentes de emisión (en círculos rojos).

Reproducido de Jorstad et al. (2013).

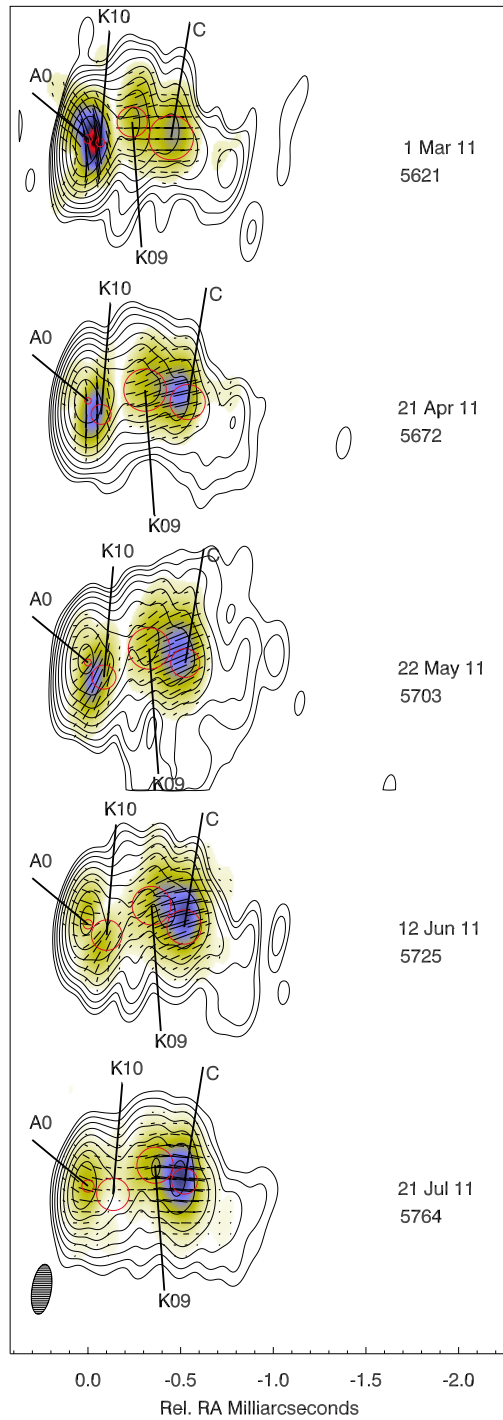


FIG. 12.15: Secuencia de imágenes de 3C 454.3 tomadas con VLBA a 43 GHz entre marzo de 2011 y julio de 2011. Se representa intensidad total (en contornos) y polarizada (en escala de colores), la dirección de los EVPA (barras negras) y las componentes de emisión (en círculos rojos). Reproducido de Jorstad et al. (2013).

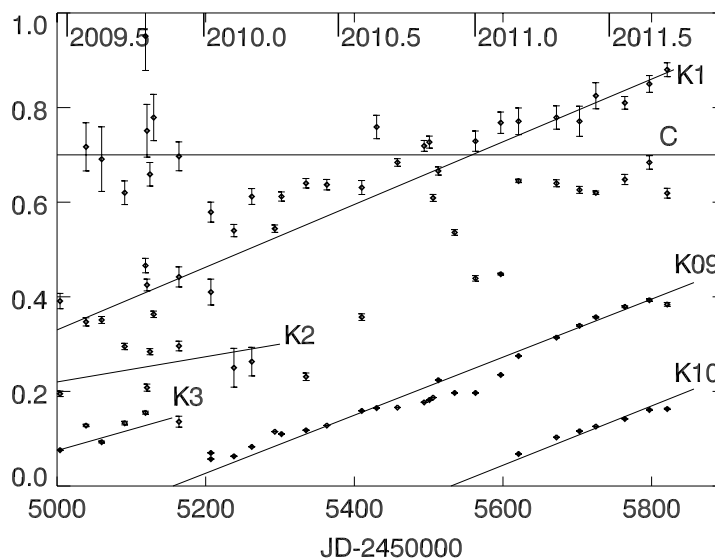


FIG. 12.16: Distancia de las componentes al núcleo según el modelo de componentes de Gaussianas circulares para las imágenes de 3C 454.3 tomadas con VLBA a 43 GHz. Reproducido de Jorstad et al. (2013).

cercana al núcleo. Es posible que ambas componentes hayan sido eyectadas con diferentes ángulos de posición respecto del eje del jet.

La información de la polarización es un factor extra que permite estudiar la estructura interna del campo magnético de las regiones emisoras y además relacionar con mayor certeza la información de distintos rangos espectrales. El grado de polarización de las componentes K09 y K10 es relativamente bajo (entre 2% y 6%) hasta que K09 se aproxima a la componente estacionaria C, lo que produce el incremento significativo del grado de polarización llegando a 12% y 30% para K09 y C, respectivamente. Esto sugiere que las componentes experimentan una interacción con el fluido del jet, el cual posiblemente contenga un choque, dado que los EVPA de ambas componentes se alinean con la dirección del jet indicando que el campo magnético está predominantemente orientado en la dirección perpendicular al eje del jet.

Considerando un tamaño promedio del núcleo de 0.05 mas y un movimiento propio promedio de las componentes móviles de 0.2 mas/año se puede estimar que éstas tardarían  $\sim 90$  días en cruzar el tamaño del núcleo. Este intervalo temporal se corresponde aproximadamente con la duración de los *flares* en rayos  $\gamma$ . Sumado a esto, los tiempos estimados de eyección de las componentes K09 y K10 son aproximadamente coincidentes con los *flares* I y III, respectivamente. En el caso del *flare* II no se detecta ninguna componente que pueda estar asociada a este incremento de actividad. A pesar de esto existe la posibilidad de que se eyectara una componente no muy intensa coincidente con el *flare* II (que tiene lugar en abril de 2010) que no pudiera ser detectada separadamente

---

de K09, debido a que esta última permanece cercana al núcleo durante estas épocas.

Estos resultados sugieren por tanto que los *flares* en rayos  $\gamma$  detectados en 3C 454.3 pueden estar producidos por el paso de una componente a través de núcleo en ondas milimétricas. El núcleo estaría localizado hacia el final de la zona de aceleración donde la energía del jet es dominada por el flujo de Poynting del campo magnético toroidal (ver Fig. 12.1). Cerca del núcleo y más allá de éste el flujo se convierte en dominado por la energía cinética con un campo principalmente turbulento que al sufrir choques puede ordenarse en una dirección preferente aumentando el grado de polarización, como se midió en las componentes K09 y C. Este resultado implica un importante avance en la determinación de las regiones de emisión en altas energías en los jets relativistas, que es una de las cuestiones fundamentales que se pretenden entender en el estudio actual de estos objetos.

## 12.3 Estudio multi-rango espectral del blazar AO 0235+16

---

Otro trabajo que aporta un mayor conocimiento acerca de las posibles regiones de emisión de rayos  $\gamma$  en jets relativistas, es el estudio sobre el *blazar* AO 0235+16 presentado por Agudo et al. (2011b). AO 0235+16 es un objeto tipo BL Lac, ubicado a  $z=0.94$ , y se trata de una fuente muy compacta ( $\leq 0.5$  mas) en ondas milimétricas con una pronunciada variabilidad en el flujo.

En la Fig. 12.17 se muestra la evolución de la estructura más interna de la fuente medida a 7 milímetros entre Junio de 2008 y Julio de 2009. Durante el intervalo de tiempo estudiado esta fuente muestra la aparición de una nueva componente, Qs, que se mueve desde la región norte, donde se estima se encuentra el núcleo de la fuente, hacia el sur con una velocidad aparente de  $\beta_{ap} = (12.6 \pm 1.2)$  c. Asumiendo que el movimiento de esta nueva componente es rectilíneo, se estima que Qs ha sido eyectada del núcleo en  $2008.3 \pm 0.08$ .

En la Fig. 12.18 se presentan las curvas de luz de esta fuente, desde 2003 a 2010, en longitud de onda de rayos  $\gamma$  hasta ondas milimétricas. La franja amarilla marca el tiempo calculado de eyección de la componente Qs. Durante el intervalo de tiempo estudiado se observan dos *flares* en el óptico, siendo el segundo de ellos el más intenso y el que muestra contrapartida en todos los rangos espectrales, desde rayos  $\gamma$  hasta ondas milimétricas y radio.

Las observaciones muestran una estrecha correlación de los *flares* en todas las longitudes de onda estudiadas (Fig. 12.18). A través de simulaciones de Monte

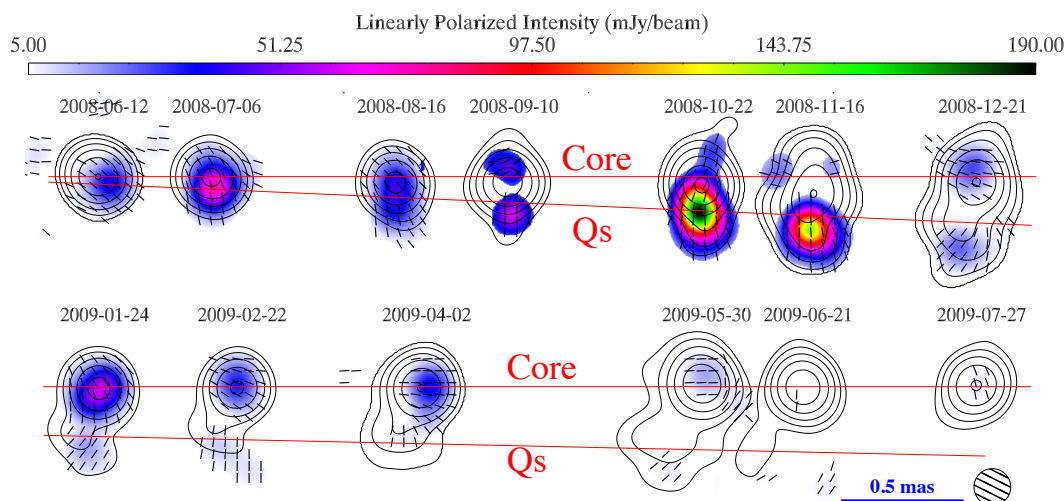


FIG. 12.17: Secuencia de imágenes de AO 0235+16 a 7 mm tomadas con el VLBA a 43 GHz entre Junio de 2008 y Julio de 2009. Se representa intensidad total (en contornos), polarizada (en escala de colores), y la dirección de la distribución de los EVPAs (barras negras). Reproducido de Agudo et al. (2011b).

Carlo se estudió la posibilidad de que los *flares* en diferentes rangos espectrales sean aleatorios y no estén relacionados entre sí, descartándose esta hipótesis con un 99.95 % de confianza.

El segundo *flare* en el óptico (el que ocurre entre RJD 54600-55000, ver Fig. 12.18-derecha) consta de tres *sub-flares* (marcados con líneas verticales de puntos), siendo el primero de éstos el más prominente. Se ha medido un retraso en la aparición de los *flares* en rayos X, a 1 milímetro y 7 milímetros de  $\sim 25$  días,  $\sim 40$  días y  $\sim 30$  días, respectivamente, respecto del *sub-flare* más intenso en el óptico. Sólo la emisión en rayos  $\gamma$  se adelanta a éste en  $\sim 10$  días.

La Fig. 12.19 revela una variación del grado de polarización en el óptico extremadamente alta durante el segundo *flare*, llegando a valores  $> 30$  %. Además, durante ese mismo rango temporal se observa un incremento en el grado de polarización lineal en ondas milimétricas de la componente Qs (alcanzando valores  $> 15\%$ ) y en el flujo del núcleo en ondas milimétricas. Estas evidencias implican que las variaciones en el flujo total y polarizado desde radio a rayos  $\gamma$  están relacionados con la eyección y propagación de la componente Qs en el jet. Según este modelo es esperable que la emisión en rayos  $\gamma$  provenga de la interacción de la componente con el núcleo del jet observado en ondas milimétricas, tal como se ha observado en otras fuentes (Marscher et al. 2010), el cual podría estar situado al final de la zona de aceleración y colimación (ver Fig. 12.1) a algunos parsecs desde el agujero negro central (Jorstad et al. 2010; Pushkarev et al. 2012). La componente Qs podría ser una perturbación extendida que al atravesar el choque cónico emite radiación sincrotrón desde

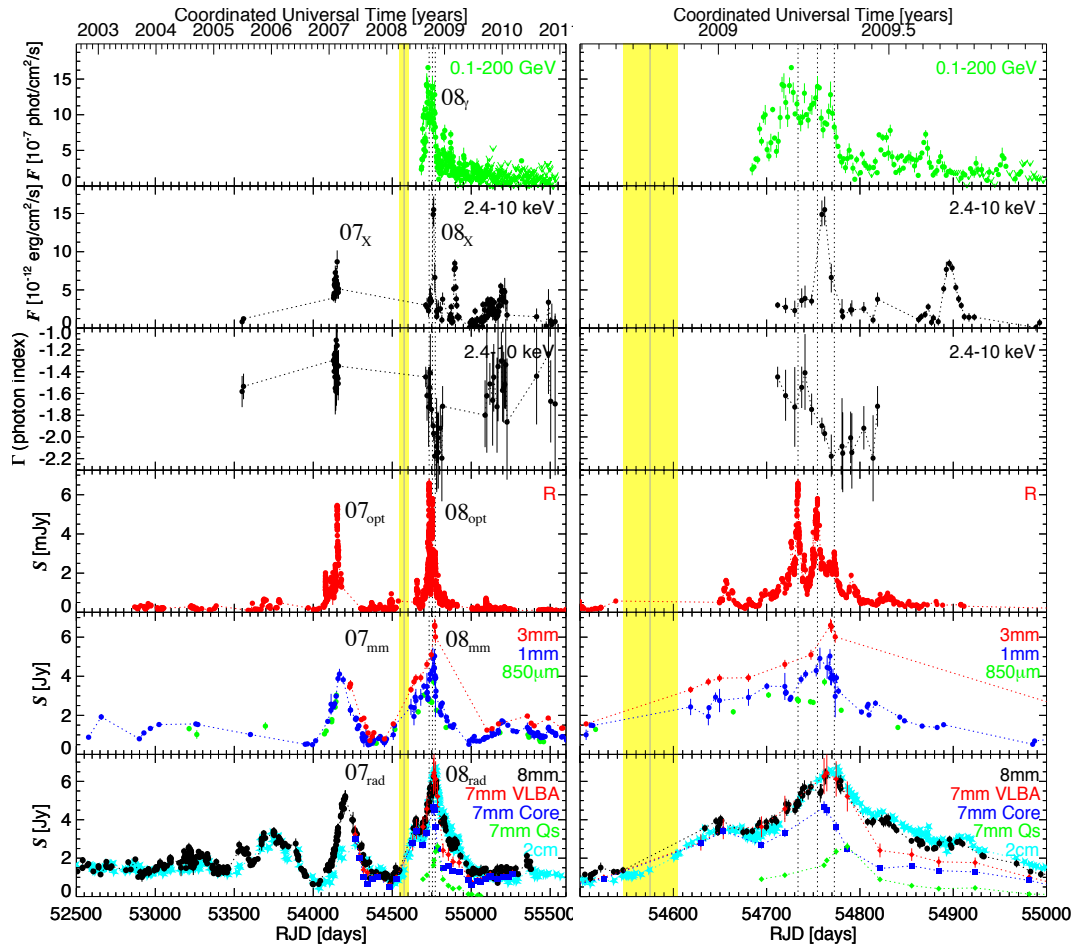


FIG. 12.18: De arriba hacia abajo se representan: curva de luz en rayos  $\gamma$ , rayos X, evolución del índice de fotones en rayos X, curva de luz en el óptico, ondas milimétricas y curvas de luz de cada componente detectada a 7 milímetros. Las líneas de puntos verticales indican los *flares* observados en el óptico. Las bandas verticales en amarillo indican el tiempo de eyección calculado para la componente Qs. Derecha: Igual que la figura de la izquierda pero en el período de tiempo específico en torno al *flare* de 2008. Reproducido de Agudo et al. (2011b).

óptico hasta ondas de radio. El paso de Qs a través del núcleo podría comprimir el campo magnético y ordenarlo en una dirección preferencial generando el aumento de la polarización.

Al analizar la variabilidad del flujo en escala de tiempo corto se ha observado que el flujo en rayos  $\gamma$  y óptico presenta rápidas variaciones que no se corresponden estrechamente mostrando un desfase de  $\sim 10$  días. En el caso de que la emisión en rayos  $\gamma$  estuviera generada por EC los fotones que intervienen en el proceso provienen de regiones externas, como la región de líneas anchas de emisión (Sikora et al. 1994), o el toroide de gas y polvo (Malmrose et al. 2011), cuya densidad de fotones se estima que varía suavemente a medida que aumenta la distancia desde al agujero negro central. Por lo tanto las variaciones

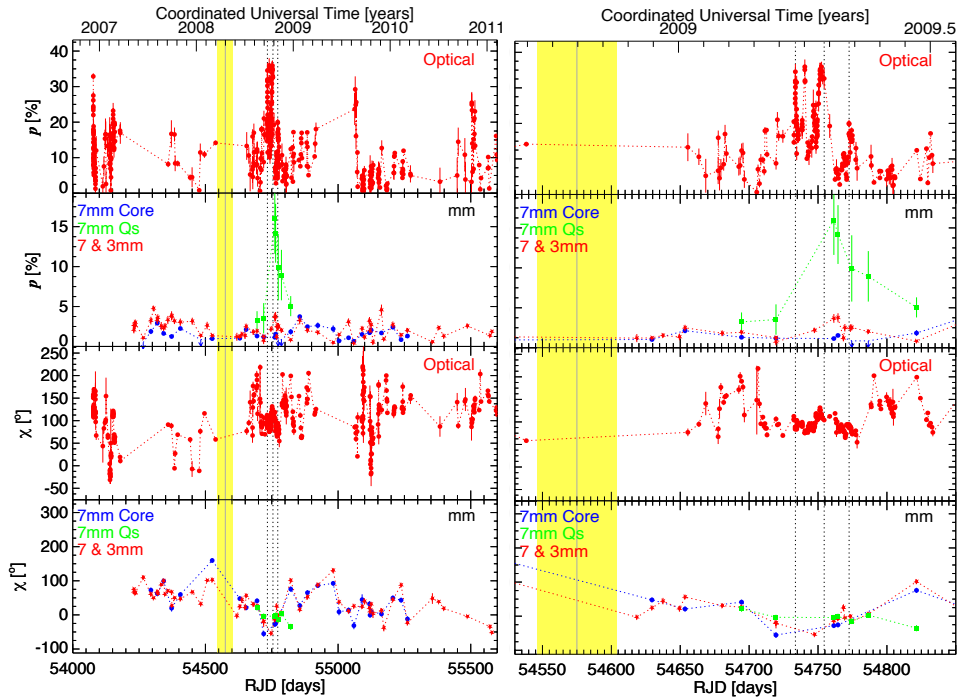


FIG. 12.19: Izquierda: Evolución de la polarización lineal de AO 0235+16 en el óptico y ondas milimétricas. Derecha: Igual que en la figura de la izquierda, pero en el período de tiempo específico del *flare* en óptico de 2008. Reproducido de Agudo et al. (2011b).

observadas deberían ser producto de cambios en el número de electrones con suficiente energía como para radiar a esas frecuencias. Estos cambios deberían afectar las emisiones en rayos  $\gamma$  y óptico de manera similar, dado que involucran a la misma población de electrones. Sin embargo esto es contrario a lo que se observa. Además las emisiones deberían ser simultáneas, sin que se observara un retraso de una respecto de la otra, lo cual tampoco se corresponde con lo observado.

Una segunda explicación más natural es que la población de fotones que interviene en el proceso de inverso Compton sea la que varíe. En este caso la emisión  $\gamma$  estaría generada por fotones ópticos producidos dentro del mismo jet a través de emisión sincrotrón. En este caso es de esperar un retraso entre las emisiones en rayos  $\gamma$  y óptico si la región de emisión de los fotones sincrotrón en el óptico no coincide exactamente con la de rayos  $\gamma$  (aunque sean cercanas), que es lo que se observa en las curvas de luz (ver Marscher 2014). El hecho de que la emisión en rayos  $\gamma$  provenga de la interacción de Qs con el núcleo (el cual puede estar situado a algunos parsecs desde al agujero negro central), implica que la emisión en altas energías proviene de regiones alejadas al agujero negro. Estas regiones pueden tener un tamaño mayor que las regiones de emisión cercanas al agujero negro, por lo tanto, la escala de variabilidad del flujo no puede ser muy pequeña. Dado que en muchas fuentes, como en el caso de AO 0235+16, se observan escalas de variabilidad de flujo

---

$< 1$  día, Marscher (2014) propone un modelo alternativo en el cual la emisión no proviene de todo el volumen del jet, sino que éste presenta subestructuras internas (o celdas) de las que sólo algunas de ellas (las que poseen electrones suficientemente energéticos) emiten radiación  $\gamma$ . Según este esquema el plasma del jet, de naturaleza turbulenta, atraviesa un choque cónico lo que produce que las celdas que conforman el jet emitan radiación de acuerdo con la energía que poseen los electrones. Dado que se supone que la densidad electrónica disminuye a medida que aumenta la energía de los mismos, existirán en el jet sólo algunas regiones que posean electrones lo suficientemente energéticos para dispersar fotones que lleguen a adquirir frecuencias de rayos  $\gamma$ . Esto explica que las regiones de emisión de rayos  $\gamma$ , a pesar de estar alejadas del agujero negro, sean relativamente pequeñas y den lugar a rápidas variaciones del flujo.

Las variaciones en la emisión sincrotrón pueden deberse a cambios en la densidad de energía del fluido, en la energía máxima de los electrones y en la dirección del campo magnético en cada celda. A su vez, las variaciones en la emisión  $\gamma$  a partir de SSC se pueden deber también a variaciones producidas por distinto camino que los fotones recorren antes de interactuar con electrones energéticos en el jet. Estos procesos pueden dar como resultado una estrecha correlación entre las emisiones en diferentes rangos espectrales en escalas de tiempo largas, pero debido a las diferentes características de las celdas del fluido, predice fluctuaciones de la emisión en escala de tiempo corta, tal como se observa en AO 0235+16. Además este modelo también puede explicar las diferentes variaciones en flujo observadas en óptico y rayos  $\gamma$  (ver también Marscher & Jorstad 2010).

## 12.4 Estudio multi-rango espectral del blazar BL Lac

---

Otra fuente a partir de la cual se han obtenido resultados interesantes es BL Lacertae, arquetipo del tipo de fuentes BL Lacertae o BL Lac. Esta fuente se encuentra a  $z=0.069$  (Miller & Hawley 1977) y presenta un alto grado de variabilidad en su emisión. En Raiteri et al. (2013) se presenta un análisis multi-rango espectral del comportamiento de la emisión de la fuente durante los estallidos de emisión observados en 2012.

En la Fig. 12.20 se presentan las curvas de luz de BL Lac desde ondas milimétricas hasta rayos  $\gamma$  entre 2009 y 2012. Las líneas marcadas en amarillo marcan los *flares* en rayos  $\gamma$ . Analizando las variaciones en escalas de tiempo largas se ha medido que las curvas de luz en el óptico y rayos  $\gamma$  se corresponden estrechamente, lo que apunta a que ambas emisiones se generan en la misma



región del jet. Por otro lado si se analiza la variabilidad en escala de tiempo corto se observa que el *flare* más prominente en rayos  $\gamma$  no coincide con el más prominente en el óptico, y que además existen *flares* de emisión en el óptico que preceden, y otros que siguen a los *flares* en rayos  $\gamma$ . Sumado a esto, la curva de luz en el óptico muestra mayor estructura que la de rayos  $\gamma$ . Esto puede deberse a que la región que emite en óptico posea subestructuras que no emiten en su totalidad en rayos  $\gamma$ . Se ha medido que la variación del flujo (calculada como la razón entre el flujo máximo y mínimo a cada frecuencia) en rayos  $\gamma$  es aproximadamente igual al cuadrado de la variación del flujo en el óptico. Esto concuerda con las predicciones del modelo SSC de emisión en altas energías (Königl 1981; Maraschi et al. 1992).

La emisión en longitudes de onda milimétricas y rayos X muestra cierta similitud, ya que ambas aumentan simultáneamente y están desfasadas con respecto al primer *flare* en el óptico y rayos  $\gamma$  (ver Fig. 12.20). Sin embargo, debido al pobre cubrimiento temporal de los datos en rayos X no es posible confirmar esta tendencia. Si la relación entre la emisión milimétrica y rayos X pudiera confirmarse es posible que ambas emisiones se generaran en la misma región del jet y que los rayos X estuvieran producidos, al menos en parte, por SSC a partir de fotones en longitudes de onda milimétrica.

La fuerte actividad en rayos X y ondas milimétricas muestra un retardo de entre 120 y 150 días respecto de la emisión en  $\gamma$  y óptico. Una posible explicación para este retardo es que la región que emite en rayos X y ondas milimétricas se encuentre más alejada del agujero negro central respecto de la región emisora en rayos  $\gamma$  y óptico. Según este modelo, y a partir de las medidas temporales del retardo entre las emisiones, se ha estimado que la región emisora de rayos X y ondas milimétricas puede encontrarse entre 6.5 y 8.2 pc más alejada de agujero negro central respecto de la región emisora en rayos  $\gamma$  y óptico, es decir, más allá de la BLR. Estas medidas sustentan aún más el modelo de emisión de SSC para explicar la emisión de rayos X, ya que en estas regiones se espera una densidad fotónica externa al jet relativamente baja comparada con las regiones más cercanas al agujero negro central.

En BL Lac también se observa variabilidad en el grado de polarización y en los EVPA de la emisión en el óptico. Se plantea la posibilidad de que el jet tenga una estructura helicoidal en rotación, lo cual sería compatible con un jet que se forma a partir de un agujero negro, o de un disco de acrecimiento en rotación (Villata & Raiteri 1999). Como consecuencia de esta estructura las diferentes regiones de emisión mostrarán diferentes alineamientos con la línea de la visual y además dicha alineación puede variar en el tiempo. Dichos cambios en el ángulo de visión pueden generar variaciones en el grado de polarización según el modelo de Lyutikov et al. (2005). Al comparar el grado de polarización observado en el óptico con el predicho según el modelo de estructura helicoidal se

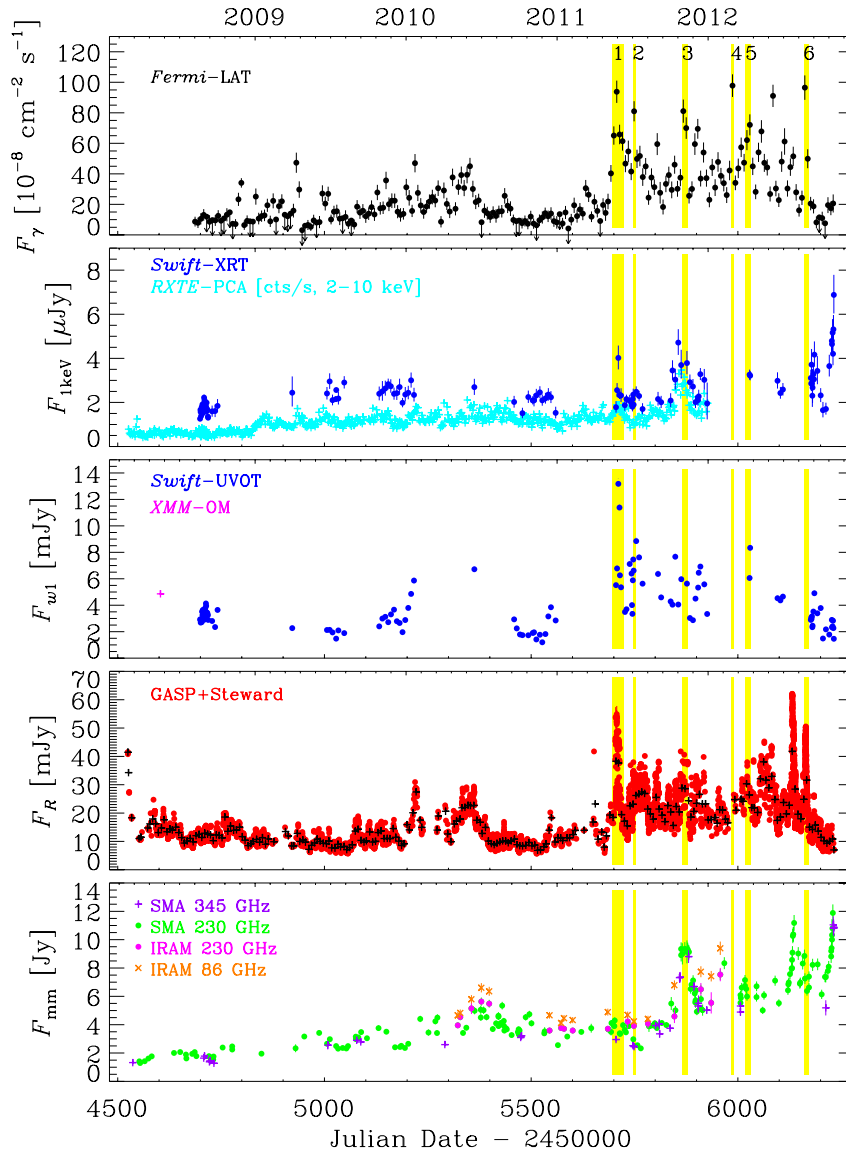


FIG. 12.20: De arriba a abajo: curvas de luz de BL Lac en rayos  $\gamma$ , rayos X, ultravioleta, óptico y ondas milimétricas. Las bandas amarillas indican los períodos de mayor actividad en rayos  $\gamma$ . Extraída de Raiteri et al. (2013).

encontró que si bien el ajuste no es perfecto, puede predecir las características generales así como también la amplitud de las variaciones. A su vez es posible que también tenga lugar un choque transversal que modifica la estructura de la polarización y el flujo de la fuente (Hughes et al. 1985). Considerando la estructura helicoidal y la posibilidad del choque transversal es posible encontrar un mejor acuerdo entre el comportamiento predicho y el observado de la polarización.

Este tipo de modelo, en el cual el jet es inhomogéneo y presenta curvaturas que provocan que las diferentes regiones de emisión cambien el ángulo de apuntado al observador en el tiempo, también ha sido utilizado para explicar la emisión en otros objetos. Por ejemplo en la fuente 4C 38.41 Raiteri et al. (2012)

lo utilizan, entre otras cosas, para describir el comportamiento del grado de polarización logrando un buen ajuste de los datos.



# 13

## Conclusiones

Mucho se ha avanzado en el conocimiento de la física de los jets relativistas en galaxias activas desde que estos objetos se empezaron a estudiar con interferometría de muy larga base, hace ya más de 40 años. Sin embargo hay todavía muchos puntos fundamentales acerca de la física de los mismos que se desconocen.

Algunas de estas cuestiones son, por ejemplo, los procesos físicos involucrados en la formación y aceleración de los jets, o cual es el origen y en donde tiene lugar la emisión en altas energías. Estas cuestiones pueden ayudar también a determinar cuáles son los procesos de aceleración más eficientes para producir las emisiones observadas. Tanto los modelos teóricos más aceptados para explicar la formación de jets (Blandford & Znajek 1977; Blandford & Payne 1982), como las simulaciones numéricas actuales (McKinney & Blandford 2009; Mizuno et al. 2012) estiman que la acción del campo magnético es fundamental en la aceleración y colimación de jets. Se supone que la estructura de este campo es helicoidal, pero hasta la actualidad no se han obtenido medidas directas de la componente toroidal de dicho campo.

El objetivo principal de esta Tesis ha sido contribuir al entendimiento de los procesos físicos que se desarrollan en las regiones más internas de los jets de AGN y al estudio de la estructura del campo magnético y su influencia en dichos procesos. Por un lado se ha estudiado en detalle una fuente en particular, el quásar NRAO 150, con la finalidad de entender mejor la estructura de su emisión y campo magnético, además de estudiar el cambio de la orientación del jet en las regiones más internas del mismo. Por otro lado se ha contribuido al estudio multi-rango espectral de una muestra de 36 objetos con la finalidad de entender las características generales de la emisión a lo largo de todo el espectro y los procesos físicos que la generan.

Para estudiar el quásar NRAO 150 se han analizado imágenes en flujo total y polarizado obtenidas con el interferómetro VLBA a 8, 15, 22 y 43 GHz, desde

---

2006 hasta 2009, así como observaciones con el GMVA a 86 GHz en flujo total y polarizado desde 2006 a 2010. Éstas corresponden de hecho al primer estudio multi-época en polarización realizado con el GMVA.

Las observaciones a múltiples frecuencias han permitido analizar las características espectrales de la emisión de esta fuente. Se ha medido que la frecuencia a partir de la cual la emisión pasa de ser ópticamente gruesa a delgada se encuentra entre 15 y 22 GHz. A frecuencias mayores la emisión es ópticamente delgada en prácticamente toda la superficie del jet, exceptuando algunas regiones de espectro plano hacia el sur de la fuente que fueron observadas en algunas épocas. A pesar de esto, no se han encontrado componentes de emisión que puedan ser identificadas unívocamente con el núcleo del jet.

Del estudio de los datos en polarización se ha medido que el grado de polarización en las regiones centrales de las imágenes a baja frecuencia (8 GHz) es más bajo del que cabría esperar de regiones ópticamente gruesas. En observaciones a mayor frecuencia (15, 22 y 43 GHz) durante 2006 y 2007 el grado de polarización es bajo, alcanzando un 5% en algunas regiones, mientras que para fechas posteriores aumenta significativamente, especialmente en las regiones del norte de la estructura, alcanzando un máximo del  $\sim 15\%$ . Además el grado de polarización aumenta con la frecuencia en regiones ópticamente delgadas, mostrando un grado de polarización en la región del norte de  $\sim 5\%$  a 5 GHz,  $\sim 10\%$  a 22 GHz y  $\sim 15\%$  a 43 GHz.

Esto sumado a la notoria baja polarización en las imágenes a 8 GHz, no puede ser explicado como producido sólo por efectos de la opacidad y se estima que la depolarización relacionada con el tamaño del haz de observación puede estar jugando un papel importante. Si el campo magnético tiene una configuración toroidal dentro de una estructura de 0.3 mas de diámetro (como es sugerido por las observaciones) puede suceder que a menor frecuencia se integre la contribución a la polarización lineal perpendicular anulándose y provocando una disminución clara en el grado de polarización. Por el contrario, a medida que se observa a mayores frecuencias la mejora en la resolución angular permite medir de forma diferenciada las diferentes regiones de la estructura sin que se anulen las contribuciones en distintas direcciones de polarización, de manera que se mide un aumento del grado de polarización. Para que esto ocurra la estructura del campo magnético debe tener una componente toroidal y ser vista de frente. Estos resultados concuerdan muy bien con simulaciones magneto-hidrodinámicas que consideran efectos de relatividad especial en jets dominados magnéticamente con campo magnético helicoidal (Porth et al. 2011). En dichas simulaciones se observa que si la estructura es vista con ángulo de visión casi nulo el grado de polarización es muy bajo, pero si existe una compresión adicional, puede producirse un ordenamiento del campo magnético resultando en un aumento de la polarización en determinadas regiones.

El estudio de la distribución de los EVPA en las regiones internas del jet arroja uno de los resultados más relevantes de este trabajo. Se ha observado en las imágenes a 22 y 43 GHz de las tres últimas épocas estudiadas, así como también en la época 2009.34 a 86 GHz, una tendencia muy marcada de los vectores magnéticos a ubicarse de forma paralela a los bordes de la estructura del jet. Dado que la distribución de la opacidad y del grado de polarización indican que el jet en estas regiones apunta con un ángulo casi nulo desde la línea de la visual, es posible que por primera vez estemos muestreando la estructura toroidal del campo magnético en jets. Esto es de suma relevancia en el estudio de jets, ya que la confirmación de que la estructura del campo magnético es helicoidal es fundamental a la hora de corroborar los modelos que explican la formación y aceleración de los jets. Aunque existían evidencias observacionales indirectas de la estructura helicoidal del campo, hasta ahora no se había logrado medir directamente la componente toroidal del mismo.

Otro resultado relevante del presente trabajo reside en la propuesta de un nuevo modelo cinemático que explica la rotación de las regiones internas en esta fuente y es coherente con todas las evidencias observacionales obtenidas. Considerando que el comportamiento de la opacidad indica que no hay ninguna región del jet que pueda ser identificada unívocamente como el núcleo del mismo, sumado a las evidencias de la existencia de campo helicoidal y de que las regiones más internas del jet están siendo observadas con un ángulo de visión casi despreciable, hemos considerado la posibilidad de que se esté observando el material rotando en el jet siguiendo las líneas de campo, tal como se ha propuesto en numerosos trabajos numéricos anteriores (McKinney & Blandford 2009; Porth et al. 2011; Mizuno et al. 2012). El modelo desarrollado para explicar la cinemática considera que el jet se está viendo de frente y se observan las componentes rotando en torno a un punto coincidente con el eje del jet. Variando los parámetros cinemáticos de las componentes, se ha encontrado un ajuste que puede reproducir la cinemática de las componentes. Este modelo cinemático permite explicar la cinemática de las regiones más internas del jet en NARO 150, y podría ser también usado para interpretar el proceso de jet *wobbling* observado en otras fuentes.

Por otro lado, también se han estudiado las características de emisión a lo largo de todo el espectro y los procesos físicos que la generan a través del seguimiento de 36 objetos en longitud de onda del óptico y ondas milimétricas. Con los datos obtenidos se colabora activamente con programas multi-rango espectral de estudio de blazars. Las observaciones en el óptico (en banda R de Johnson) se llevan a cabo con el telescopio de 2.2 metros de Calar Alto aproximadamente cada 20 días. En este proyecto trabajo activamente desde el principio de mi Tesis doctoral principalmente calibrando los datos con rutinas de MIDAS diseñadas para este fin. El monitorizado en longitud de onda milimétrica se lleva a cabo con la antena de 30 metros de IRAM ubicada en Sierra Nevada,

---

con una frecuencia temporal aproximadamente semanal. A partir de estas observaciones se obtienen datos a 1.3 y 3.5 milímetros en flujo total y polarizado. Mi principal aporte a este monitorizado, se centra en llevar a cabo parte de las observaciones llegando a observar un promedio de 400 horas desde el comienzo de mi participación en el programa.

La participación en estos programas me ha llevado a adquirir conocimientos y experiencia acerca de la observación y la calibración de los datos obtenidos a estas frecuencias. Este trabajo es una parte importante de la contribución que lleva a cabo mi grupo de investigación con los proyectos multi-rango espectral. Estas colaboraciones a su vez nos permiten tener acceso a una base de datos que incluye datos de otros telescopios y a muchas frecuencias, lo que nos permite estudiar de la forma más completa posible la emisión de estos objetos.

En esta Tesis se ha descrito el estudio multi-rango espectral de tres fuentes en particular, 3C 454.3, AO 0235+16 y BL Lac. Se han observado patrones comunes en el comportamiento de las emisiones y también particularidades de cada fuente, que se pasarán a detallar brevemente a continuación.

Todos los objetos estudiados presentan una rápida variabilidad en su emisión. Las curvas de luz a todas las frecuencias observadas muestran períodos de baja actividad intercalados con estallidos de emisión o *flares*, que generalmente muestran contrapartida en todas las frecuencias de observación. En todas las fuentes estudiadas se ha medido que en escalas de tiempo largas (meses o años) existe una estrecha relación entre los *flares* desde ondas de radio hasta rayos  $\gamma$ .

Todavía no existe un consenso sobre cuál es el mecanismo de emisión en altas energías. A pesar de esto, a través de los estudios multi-rango espectral se han logrado identificar ciertas características en las emisiones que pueden ayudar a identificar que proceso domina. En el caso de que SSC domine es esperable que exista un retraso de las emisiones en altas energías respecto de las emisiones generadas por sincrotrón. Esto se debe al camino libre medio que los fotones sincrotrón pueden recorrer antes de interactuar con los electrones relativistas del jet y producir SSC. Si la alineación entre la región de emisión sincrotrón y la región de emisión en altas energías cambia, se puede producir una variación de un *flare* a otro en la razón entre la emisión en rayos X y  $\gamma$  y más bajas energías (Raiteri et al. 2011). Esto se observa, por ejemplo, en la fuente 3C 454.3 en los *flares* observados en Mayo de 2008 y Enero de 2010 (Raiteri et al. 2011).

En el caso de que domine EC se estima que los estallidos de emisión deben observarse simultáneamente, ya que al mismo tiempo que se energizan los electrones del jet éstos interactúan con el campo de fotones de origen externo al jet, dentro del cual están embebidos, emitiendo en altas energías. Este



proceso, a su vez, puede explicar la existencia de *flares* a una determinada frecuencia que no tienen contrapartida en altas energías (por ejemplo el comportamiento de 3C 454.3 durante el *flare* III, estudiado por Jorstad et al. (2013) durante el cual algunos *sub-flares* en el óptico no tienen contrapartida en rayos  $\gamma$ ). En el caso de que el medio externo de fotones sea inhomogéneo puede ocurrir que en cierto momento no haya densidad suficiente para generar un *flare* en rayos X o rayos  $\gamma$ . Como se ha podido ver, para una misma fuente (3C 454.3) se ha propuesto que la emisión en altas energías durante los *flares* de mediados de 2008 y fines de 2009 puede ser explicada a través de SSC (Raiteri et al. 2011), mientras que el *flare* de Noviembre de 2010 está generada por EC (Vercellone et al. 2011). Se estima que en una misma fuente los dos procesos pueden tener lugar, incluso simultáneamente, pero es posible que uno domine frente al otro dependiendo de las condiciones físicas del jet en cada momento.

Al estudiar la escala de variabilidad del flujo se han podido estimar en algunos casos los tamaños de las regiones de emisión. Estas estimaciones pueden ser de ayuda para intentar determinar las posiciones en el jet de las regiones de emisión. En el caso de 3C 454.3 estudios de este tipo han estimado que la región que emite en rayos  $\gamma$  es al menos unas 100 veces más pequeña que la región que emite en ondas milimétricas. Estas medidas, sumadas al análisis de la variabilidad de la emisión, llevan a suponer que la región emisora en ondas milimétricas presenta sub-estructuras de distinto tamaño siendo la estructura más pequeña y variable co-espacial con la emisión en rayos  $\gamma$ .

En dos de las fuentes estudiadas, 3C 454.3 y AO 0235+16, se ha medido que los *flares* en rayos  $\gamma$  muestran una estrecha relación con la cinemática de las componentes en el jet. En ambos casos se ha observado que el aumento en flujo en ondas milimétricas coincide con el momento en el cual una componente atraviesa el núcleo. Dado que los *flares* desde ondas milimétricas hasta rayos  $\gamma$  muestran una estrecha relación, es muy probable que las emisiones a estas frecuencias se originen como consecuencia de la interacción de una onda de choque, identificada como una componente, con el núcleo en ondas milimétricas, el cual probablemente tenga estructura de choque de recolimación. En 3C 454.3 los tiempos estimados de eyección de las componentes K09 y K10 del jet coinciden con dos *flares* en rayos  $\gamma$ , y el tiempo estimado que podría tardar una componente en atravesar el núcleo se corresponde con la duración de los estallidos en rayos  $\gamma$ . En el caso de AO 0235+16, se ha medido que los EVPAs de la componente Qs se encuentran alineados con el eje del jet en casi todas las épocas analizadas, lo que supone que la componente Qs puede ser una onda de choque que se desplaza a lo largo del jet, comprimiendo el campo magnético a su paso, y generando un aumento de la componente del campo perpendicular al eje del jet. Se observa un incremento significativo del grado de polarización en ondas milimétricas en la componente Qs simultáneamente al segundo *flare* de emisión ocurrido en RJD 54600-55000 (Agudo et al. 2011b). Esto es coherente

---

con el modelo en el cual la onda de choque, identificada como  $Q_s$ , interactúa con el núcleo generando un ordenamiento mayor del campo, y por lo tanto un aumento de polarización, y además generando una intensa emisión en todo el rango espectral estudiado.

A partir de todas las evidencias presentadas en este trabajo se muestra que los estudios multi-rango espectral permiten obtener un mejor entendimiento acerca de la correlación entre las emisiones a diferentes rangos espectrales, las regiones del jet que emiten en altas energías y el mecanismo responsable de dicha emisión.

## 13.1 Trabajo Futuro

---

A partir del estudio que se ha llevado a cabo en el presente trabajo se ha mejorado notablemente el conocimiento del jet en el quásar NRAO 150, tanto de sus características de emisión, como del campo magnético y la dinámica de las regiones más internas. A pesar de esto, mucho queda aún por entender de esta fuente, lo cual merece un amplio trabajo futuro. En primer lugar sería muy útil continuar con un seguimiento de esta fuente con interferometría de muy larga base a alta frecuencia, 43 y 86 GHz, en flujo total y polarizado, con la finalidad de seguir estudiando la estructura interna de esta fuente. El modelo presentado en esta Tesis para explicar la cinemática de las regiones más internas del jet propone que se está observando la rotación interna del material siguiendo trayectorias helicoidales. Este modelo es aplicable sólo en el caso de que la rotación mantenga el mismo sentido (contrario a las agujas del reloj) que se ha observado hasta la fecha. Si bien el modelo ajusta muy bien a todas las evidencias observacionales presentadas, el estudio cubre un rango temporal de 12 años, por lo que es fundamental seguir observando esta fuente y continuar su estudio en un rango temporal mayor. Nos interesa medir la posición absoluta de las componentes sin necesidad de referenciar las posiciones de éstas a una de ellas. Con esta finalidad se han planteado nuevas observaciones de astrometría con referencia de fase a realizarse una vez por año con el Global VLBI array a 43 GHz. Los datos correspondientes a 2014 ya fueron tomados, por lo que un análisis de estos datos nos puede brindar información esencial para comprender la evolución de la estructura interna en NRAO 150.

Otra rama importante en la que es fundamental profundizar más es el estudio del campo magnético tanto en NRAO 150 como en otras fuentes. En NRAO 150 se ha observado una estructura de campo magnético que se puede explicar a través de una componente toroidal del campo vista desde frente. Estos resultados son las primeras evidencias directas de la existencia de un campo

magnético toroidal en jets de AGN. Los modelos de formación de jets y simulaciones magneto-hidrodinámicas predicen la existencia de campos magnéticos helicoidales en los jets, por lo que sería de esperar que estas componentes toroidales del campo estuvieran presentes en los jets en general. Si éste es el caso, una buena aproximación al mejor entendimiento del proceso consiste en intentar observar esta estructura del campo en otras fuentes que presenten características similares a NRAO 150. Bajo esta óptica se han buscado fuentes en la base de datos de MOJAVE (que posee datos interferométricos tomados con VLBA a 15 GHz) que sean compactas y presenten estructuras de EVPA similares a las observadas en NRAO 150. Se han encontrado algunas fuentes compactas que presentan estas características, como por ejemplo las fuentes 0059+581, 0440-003 y 0955+476. En un futuro próximo se pretende enviar propuestas de observación de éstas y otras fuentes más, con el VLBA o EVN en flujo total y polarizado, con la finalidad de comprobar si estas estructuras están presentes en un mayor número de fuentes.

Se continuará con el monitorizado en óptico y ondas milimétricas de la muestra de 36 fuentes manteniendo la colaboración con los programas multi-rango espectral a fin de seguir estudiando los jets de AGN a lo largo de todo el espectro electromagnético. En esta dirección se continuará con el estudio del quásar 1749+096, el cual muestra un estallido de emisión en rayos gamma a principios de 2009. Para esto es necesario recopilar todos los datos multi-rango espectral que se tengan de esta fuente para estudiar la variabilidad de la emisión a todas las frecuencias. También se analizará la estructura interna de esta fuente en ondas de radio con el fin de estudiar la posible relación entre la cinemática de las regiones internas y la emisión en altas energías. Para este estudio se cuenta con los datos obtenidos en el óptico de Calar Alto, en ondas milimétricas del telescopio de 30 metros de IRAM, y las imágenes con el VLBA a 43 GHz obtenidas en colaboración con el grupo de blazars de la Universidad de Boston, además de las observaciones a otros rangos espectrales dentro de las colaboraciones internacionales de nuestro grupo.



# Bibliografía

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010a, *ApJ*, 710, 810
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010b, *ApJL*, 714, L73
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Atwood, W. B., et al. 2009, *ApJ*, 697, 934
- Abraham, Z. 2000, *A&A*, 355, 915
- Ackermann, M., Ajello, M., Baldini, L., et al. 2010, *ApJ*, 721, 1383
- Acosta-Pulido, J. A., Agudo, I., Barrena, R., et al. 2010, *A&A*, 519, 5
- Agudo, I., Bach, U., Krichbaum, T. P., et al. 2007, *A&A*, 476, L17
- Agudo, I., Gómez, J. L., Casadio, C., Cawthorne, T. V., & Roca-Sogorb, M. 2012a, *ApJ*, 752, 92
- Agudo, I., Gómez, J. L., Marti, J. M., et al. 2001, *ApJ*, 549, L183
- Agudo, I., Jorstad, S. G., Marscher, A. P., et al. 2011a, *ApJ*, 726, L13
- Agudo, I., Marscher, A. P., Jorstad, S. G., et al. 2012b, *ApJ*, 747, 63
- Agudo, I., Marscher, A. P., Jorstad, S. G., et al. 2011b, *ApJ*, 735, L10
- Agudo, I., Thum, C., Wiesemeyer, H., et al. 2012c, *A&A*, 541, 111
- Aleksic, J., Ansoldi, S., Antonelli, L. A., et al. 2014, *A&A* (en prensa), Xiv:1401.5646
- Algaba, J. C. 2013, *MNRAS*, 429, 3551
- Algaba, J. C., Asada, K., & Nakamura, M. 2013, in *European Physical Journal Web of Conferences*, Vol. 61, *European Physical Journal Web of Conferences*, 7003
- Algaba, J. C., Gabuzda, D. C., & Smith, P. S. 2011, *MNRAS*, 411, 85
- Aloy, M. A., Marti, J. M., Gómez, J. L., et al. 2003, *ApJ*, 585, L109
- Antonucci, R. 1993, *ARAA*, 31, 473
- Asada, K., Inoue, M., Nakamura, M., Kamenoi, S., & Nagai, H. 2008, *ApJ*, 682, 798
- Asada, K., Inoue, M., Uchida, Y., et al. 2002, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 54, L39

- 
- Bell, M. R., Roberts, D. H., & Wardle, J. F. C. 2011, *ApJ*, 736, 118
- Blandford, R. D. & Königl, A. 1979, *ApJ*, 232, 34
- Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883
- Blandford, R. D. & Znajek, R. L. 1977, *MNRAS*, 179, 433
- Britzen, S., Witzel, A., Gong, B. P., et al. 2010, *A&A*, 515, 105
- Broderick, A. E., Johannsen, T., Loeb, A., & Psaltis, D. 2014, *ApJ*, 784, 7
- Burbidge, G. R., Jones, T. W., & Odell, S. L. 1974, *ApJ*, 193, 43
- Burn, B. J. 1966, *MNRAS*, 133, 67
- Carrasco-González, C., Rodríguez, L. F., Anglada, G., et al. 2010, *Science*, 330, 1209
- Casadio, C., Gómez, J. L., Roca-Sogorb, M., & Agudo, I. 2012, *International Journal of Modern Physics Conference Series*, 8, 315
- Celotti, A., Fabian, A. C., & Rees, M. J. 1998, *MNRAS*, 293, 239
- Chatterjee, R., Marscher, A. P., Jorstad, S. G., et al. 2011, *ApJ*, 734, 43
- Cohen, M. H., Linfield, R. P., Moffet, A. T., et al. 1977, *Nature*, 268, 405, a&AA ID. AAA020.141.005
- Cornwell, T. & Fomalont, E. B. 1999, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 180, *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II*, ed. G. B. Taylor, C. L. Carilli, & R. A. Perley, 187
- Croke, S. M. & Gabuzda, D. C. 2008, *MNRAS*, 386, 619
- Croke, S. M., O'Sullivan, S. P., & Gabuzda, D. C. 2010, *MNRAS*, 402, 259
- Daly, R. A. & Marscher, A. P. 1988, *ApJ*, 334, 539
- Fish, V., Alef, W., Anderson, J., et al. 2013, arXiv:1309.3519
- Fomalont, E. B. & Perley, R. A. 1999, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 180, *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II*, ed. G. B. Taylor, C. L. Carilli, & R. A. Perley, 79
- Fossati, G., Maraschi, L., Celotti, A., Comastri, A., & Ghisellini, G. 1998, *MNRAS*, 299, 433
- Gabuzda, D. C. 2005, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 345, *From Clark Lake to the Long Wavelength Array: Bill Erickson's Radio Science*, ed. N. Kassim, M. Perez, W. Junor, & P. Henning, 264

- Gabuzda, D. C., Vitriřchak, V. M., Mahmud, M., & O'Sullivan, S. P. 2008, *MNRAS*, 384, 1003
- Ghisellini, G. 2012, Lecture notes for a university course, arXiv:1202.5949v1
- Ghisellini, G., Sbarrato, T., Tagliaferri, G., et al. 2014, *MNRAS*, 440, L111
- Gómez, J. L. 2002, in *Relativistic Flows in Astrophysics*, ed. A. Guthmann, M. Georganopoulos, A. Marcowith, & M. K., Vol. 589, 169
- Gómez, J. L., Agudo, I., Marscher, A. P., Jorstad, S. G., & Roca-Sogorb, M. 2008a, *Memorie della Società Astronomica Italiana*, 79, 1157
- Gómez, J. L., Alberdi, A., & Marcaide, J. M. 1993, *A&A*, 274, 55
- Gómez, J. L., Alberdi, A., Marcaide, J. M., Marscher, A. P., & Travis, J. P. 1994, *A&A*, 292, 33
- Gómez, J. L., Guirado, J. C., Agudo, I., et al. 2001, *MNRAS*, 328, 873
- Gómez, J. L., Marscher, A. P., Alberdi, A., Jorstad, S. G., & Agudo, I. 2002, *VLBA Scientific Memo*, 30
- Gómez, J. L., Marscher, A. P., Alberdi, A., Jorstad, S. G., & García-Miró, C. 2000, *Science*, 289, 2317
- Gómez, J. L., Marscher, A. P., Jorstad, S. G., Agudo, I., & Roca-Sogorb, M. 2008b, *ApJ*, 681, L69
- Gómez, J. L., Marti, J. M., Marscher, A. P., Ibanez, J. M., & Alberdi, A. 1997, *ApJ*, 482, L33
- Gómez, J. L., Marti, J. M., Marscher, A. P., Ibanez, J. M., & Marcaide, J. M. 1995, *ApJ*, 449, L19
- Gómez, J. L., Roca-Sogorb, M., Agudo, I., Marscher, A. P., & Jorstad, S. G. 2011, *ApJ*, 733, 11
- Hardee, P. E., Walker, R. C., & Gómez, J. L. 2005, *ApJ*, 620, 646
- Hayashida, M., Madejski, G. M., Nalewajko, K., et al. 2012, *ApJ*, 754, 114
- Heckman, T. M., Kauffmann, G., Brinchmann, J., et al. 2004, *ApJ*, 613, 109
- Homan, D. C., Lister, M. L., Kellermann, K. I., et al. 2003, *ApJ*, 589, L9
- Homan, D. C., Ojha, R., Wardle, J. F. C., et al. 2001, *ApJ*, 549, 840
- Hufnagel, B. R. & Bregman, J. N. 1992, *ApJ*, 386, 473

- 
- Hughes, P. A. 1991, *Beams and jets in astrophysics*, ed. P. A. Hughes, Cambridge Astrophysics Series
- Hughes, P. A., Aller, H. D., & Aller, M. F. 1985, *ApJ*, 298, 301
- Jorstad, S. G., Marscher, A. P., Larionov, V. M., et al. 2010, *ApJ*, 715, 362
- Jorstad, S. G., Marscher, A. P., Lister, M. L., et al. 2005, *AJ*, 130, 1418
- Jorstad, S. G., Marscher, A. P., Lister, M. L., et al. 2004, *AJ*, 127, 3115
- Jorstad, S. G., Marscher, A. P., Smith, P. S., et al. 2013, *ApJ*, 773, 147
- Kellermann, K. I., Sramek, R., Schmidt, M., Shaffer, D. B., & Green, R. 1989, *AJ*, 98, 1195
- Königl, A. 1981, *ApJ*, 243, 700
- Krolik, J. H. 1999, *Active galactic nuclei : from the central black hole to the galactic environment*, Princeton University Press
- Kudryavtseva, N. A., Britzen, S., Witzel, A., et al. 2011, *A&A*, 526, 51
- Lister, M. L., Cohen, M. H., Homan, D. C., et al. 2009, *AJ*, 138, 1874
- Lister, M. L., Kellermann, K. I., Vermeulen, R. C., et al. 2003, *ApJ*, 584, 135
- Liu, Y., Jiang, D. R., Shen, Z.-Q., & Karouzos, M. 2010, *A&A*, 522, A5
- Lobanov, A. P. 1998, *A&A*, 330, 79
- Lobanov, A. P. & Roland, J. 2005, *A&A*, 431, 831
- Lyutikov, M., Pariev, V. I., & Gabuzda, D. C. 2005, *MNRAS*, 360, 869
- Malmrose, M. P., Marscher, A. P., Jorstad, S. G., Nikutta, R., & Elitzur, M. 2011, *ApJ*, 732, 116
- Maraschi, L., Ghisellini, G., & Celotti, A. 1992, *ApJ*, 397, L5
- Marscher, A. P. 2005, *Memorie della Società Astronomica Italiana*, 76, 13
- Marscher, A. P. 2013, 4th Fermi Symposium, arXiv:1304.2064v1
- Marscher, A. P. 2014, *ApJ*, 780, 87
- Marscher, A. P. & Gear, W. K. 1985, *ApJ*, 298, 114
- Marscher, A. P. & Jorstad, S. G. 2010, in *Fermi meets Jansky*, arXiv:1005.5551
- Marscher, A. P., Jorstad, S. G., D’Arcangelo, F. D., et al. 2008, *Nature*, 452, 966



- Marscher, A. P., Jorstad, S. G., Gómez, J. L., et al. 2002, *Nature*, 417, 625
- Marscher, A. P., Jorstad, S. G., Larionov, V. M., et al. 2010, *ApJ*, 710, L126
- Marti, J., Rodriguez, L. F., & Reipurth, B. 1995, *ApJ*, 449, 184
- Martí-Vidal, I., Krichbaum, T. P., Marscher, A., et al. 2012, *A&A*, 542, A107
- Marti-Vidal, I., Marcaide, J. M., Alberdi, A., & Brunthaler, A. 2013, in *Proceedings of EVN meeting 2012*, arXiv:1301.4782
- McKinney, J. C. & Blandford, R. D. 2009, *MNRAS*, 394, L126
- Miller, J. S. & Hawley, S. A. 1977, *ApJL*, 212, L47
- Mirabel, I. F. & Rodríguez, L. F. 1999, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 37, 409
- Mirabel, I. F. & Rodríguez, L. F. 2002, *Sky and Telescope*, 103, 32
- Miranda, L. F., Gómez, Y., Anglada, G., & Torrelles, J. M. 2001, *Nature*, 414, 284
- Mizuno, Y., Lyubarsky, Y., Nishikawa, K.-I., & Hardee, P. E. 2012, *ApJ*, 757, 16
- Molina, S. N., Agudo, I., Gómez, J. L., et al. 2014, *A&A*, 566, A26
- Morozova, D. A., Larionov, V. M., Troitsky, I., et al. 2014, *AJ*, 148, 42
- Mutel, R. L. & Denn, G. R. 2005, *ApJ*, 623, 79
- O'Sullivan, S. P. & Gabuzda, D. C. 2009, *MNRAS*, 393, 429
- Pacholczyk, A. G. 1970, *Radio astrophysics. Nonthermal processes in galactic and extragalactic sources*, Series of Books in Astronomy and Astrophysics
- Pacholczyk, A. G. & Swihart, T. L. 1975, *ApJ*, 196, 125
- Pakull, M. W., Soria, R., & Motch, C. 2010, *Nature*, 466, 209
- Pearson, T. J., Shepherd, M. C., Taylor, G. B., & Myers, S. T. 1994, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 26, 1318
- Pech, G., Loinard, L., Chandler, C. J., et al. 2010, *ApJ*, 712, 1403
- Porth, O. 2013, *MNRAS*, 429, 2482
- Porth, O., Fendt, C., Meliani, Z., & Vaidya, B. 2011, *ApJ*, 737, 42
- Pushkarev, A. B., Hovatta, T., Kovalev, Y. Y., et al. 2012, *A&A*, 545, 113
- Raiteri, C. M., Villata, M., Aller, M. F., et al. 2011, *A&A*, 534, A87

- 
- Raiteri, C. M., Villata, M., D'ammando, F., et al. 2013, MNRAS, 2378
- Raiteri, C. M., Villata, M., Smith, P. S., et al. 2012, A&A, 545, 48
- Ramakrishnan, V., León-Tavares, J., Rastorgueva-Foi, E. A., et al. 2014, aceptado para publicar en MNRAS. ArXiv:1409.2542
- Riera, A., Velázquez, P. F., Raga, A. C., Estalella, R., & Castrillón, A. 2014, A&A, 561, A145
- Roberts, D. H., Wardle, J. F. C., Bell, M. R., et al. 2010, ApJ, 719, 1918
- Roberts, D. H., Wardle, J. F. C., Lipnick, S. L., Selesnick, P. L., & Slutsky, S. 2008, ApJ, 676, 584
- Roca Sogorb, M. 2011, Magnetic field of relativistic jets in active galactic nuclei, Tesis Doctoral. Universidad de Valencia - Instituto de Astrofísica de Andalucía - CSIC
- Roca-Sogorb, M., Gómez, J. L., Agudo, I., Marscher, A. P., & Jorstad, S. G. 2010, ApJ, 712, L160
- Roland, J., Britzen, S., Kudryavtseva, N. A., Witzel, A., & Karouzos, M. 2008, A&A, 483, 125
- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. 1979, Astronomy Quarterly, 3, 199
- Sahai, R. 2003, in IAU Symposium. Planetary Nebulae: Their Evolution and Role in the Universe, ed. S. Kwok, M. Dopita, & R. Sutherland, Vol. 209, 471
- Sahai, R., Morris, M., Knapp, G. R., Young, K., & Barnbaum, C. 2003, Nature, 426, 261
- Sahai, R. & Morris, M. R. 2003, in Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series, ed. J. Arthur & W. J. Henney, Vol. 15, 17–19
- Sarazin, C. L., Begelman, M. C., & Hatchett, S. P. 1980, ApJL, 238, L129
- Savolainen, T., Wiik, K., Valtaoja, E., et al. 2006, ApJ, 647, 172
- Sikora, M., Begelman, M. C., & Rees, M. J. 1994, ApJ, 421, 153
- Steffen, W., Zensus, J. A., Krichbaum, T. P., Witzel, A., & Qian, S. J. 1995, A&A, 302, 335
- Stirling, A. M., Cawthorne, T. V., Stevens, J. A., et al. 2003, MNRAS, 341, 405
- Tanvir, N. R., Rol, E., Levan, A. J., et al. 2010, ApJ, 725, 625

- Tateyama, C. E. & Kingham, K. A. 2004, *ApJ*, 608, 149
- Tavani, M., Barbiellini, G., Argan, A., et al. 2009, *A&A*, 502, 995
- Tavecchio, F., Ghisellini, G., Bonnoli, G., & Ghirlanda, G. 2010, *MNRAS*, 405, L94
- Thum, C., Wiesemeyer, H., Paubert, G., Navarro, S., & Morris, D. 2008, *PASP*, 120, 777
- Urry, C. M. & Padovani, P. 1995, *PASP*, 107, 803
- Valtonen, M. J., Lehto, H. J., Nilsson, K., et al. 2008, *Nature*, 452, 851
- Valtonen, M. J. & Wiik, K. 2012, *MNRAS*, 421, 1861
- Vercellone, S., D'Ammando, F., Vittorini, V., et al. 2010, *ApJ*, 712, 405
- Vercellone, S., Striani, E., Vittorini, V., et al. 2011, *ApJ*, 736, L38
- Vicente, L., Charlot, P., & Sol, H. 1996, *A&A*, 312, 727
- Villata, M. & Raiteri, C. M. 1999, *A&A*, 347, 30
- Villforth, C., Nilsson, K., Heidt, J., et al. 2010, *MNRAS*, 402, 2087
- Williamson, K. E., Jorstad, S. G., Marscher, A. P., et al. 2014, *ApJ*, 789, 135
- Zapatero, M. R., Caballero, J. A., & Béjar, V. J. S. 2005, *ApJ*, 621, 445
- Zavala, R. T. & Taylor, G. B. 2004, *ApJ*, 612, 749