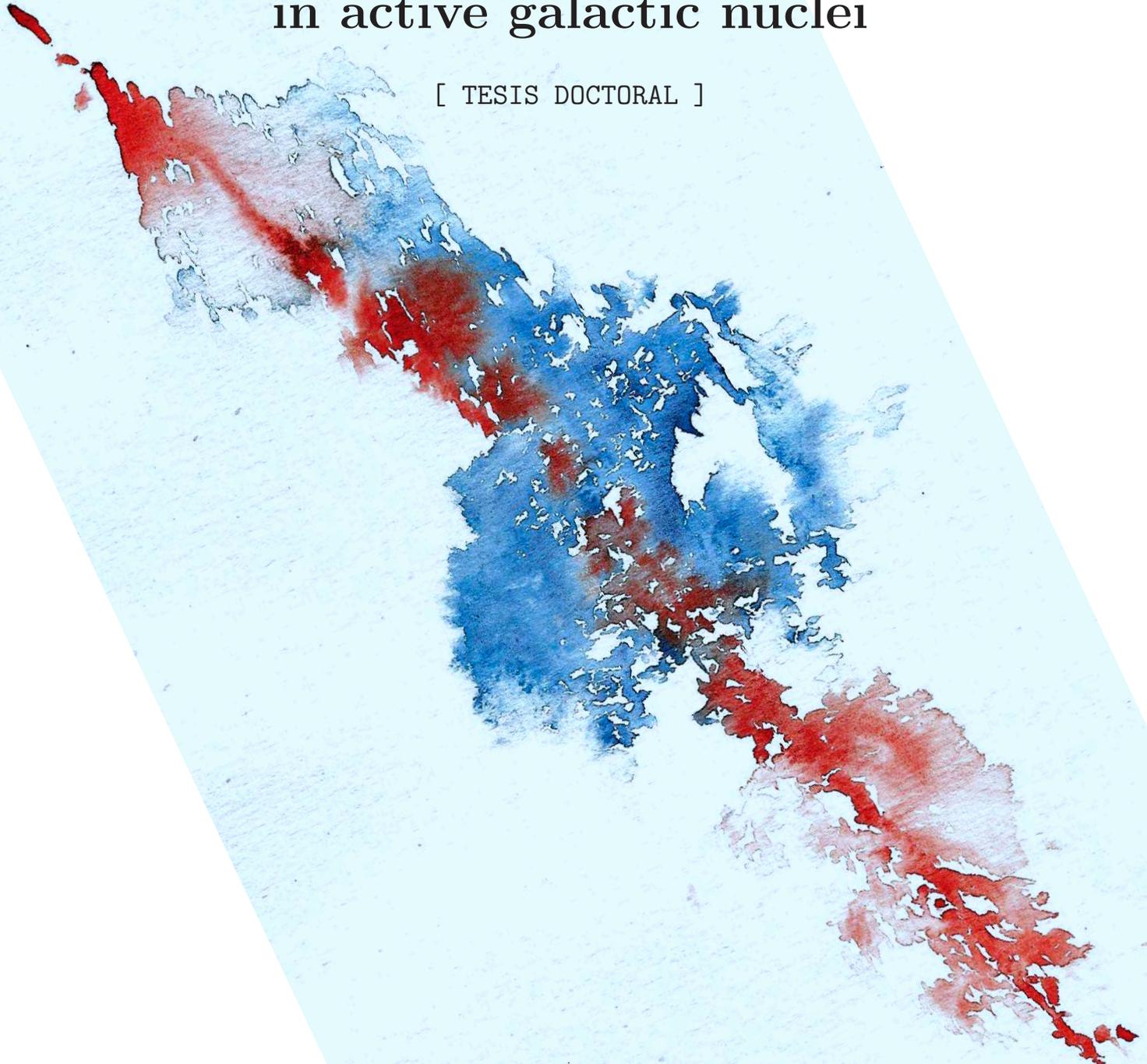


Departament d'Astronomia i Astrofísica

UNIVERSITAT DE VALÈNCIA

Magnetic field of relativistic jets in active galactic nuclei

[TESIS DOCTORAL]



Mar Roca Sogorb

(Instituto de Astrofísica de Andalucía - CSIC)

Abril de 2011

UNIVERSITAT
DE VALÈNCIA



Departament d'Astronomia i Astrofísica

UNIVERSITAT DE VALÈNCIA

Magnetic field of relativistic jets in active galactic nuclei

[TESIS DOCTORAL]

Mar Roca Sogorb

Instituto de Astrofísica de Andalucía (CSIC)

Director:

Dr. José Luis Gómez Fernández

Abril de 2011

José Luis Gómez Fernández, Científico Titular del Instituto de Astrofísica de Andalucía (CSIC),

CERTIFICA:

Que la presente memoria *Magnetic field of relativistic jets in active galactic nuclei* ha sido realizada bajo mi dirección por Mar Roca Sogorb, y que constituye su Tesis Doctoral para optar al grado de Doctora en Física.

Valencia, 20 de Abril de 2011.



José Luis Gómez Fernández

*A mis padres.
A Tim. A Enma.*

Eppur...si muove.

- GALILEO GALILEI -

No, no lo intentes. Hazlo, o no lo hagas.

Pero no lo intentes.

La Guerra de las Galaxias (1977)

-Qué te parece desto, Sancho? - Dijo Don Quijote -

Bien podrán los encantadores quitarme la ventura,

pero el esfuerzo y el ánimo, será imposible.

Segunda parte del Ingenioso Caballero Don Quijote de la Mancha Miguel de

Cervantes

Agradecimientos

A lo largo de mi vida me he dicho en muchas ocasiones: Todo llega. Y es verdad, y casi no puedo creer estar escribiendo los agradecimientos de la tesis. La astrofísica ha sido siempre mi sueño, y estar escribiendo estas palabras supone que una etapa muy importante de mi vida acaba. Durante estos años, tanto a nivel profesional como personal, tengo afortunadamente muchas cosas que agradecer.

Ante todo, y sobre todo, quiero dar las gracias a mi Director de Tesis, José Luis Gómez Fernández, por su generosidad al brindarme la oportunidad de comenzar esta tesis y por todos estos años en los que su calidad científica y humana han sido imprescindibles para realizar este trabajo. Gracias por todo lo que me has enseñado, por motivarme y por inculcarme la importancia del trabajo bien hecho, y por tu paciencia, sobre todo en estos últimos meses. ¡Recordaré siempre con mucho cariño cómo eres capaz de explicar la física de los jets con un limpiapipas!

A Iván Agudo, gracias por introducirme en el maravilloso mundo del óptico y un gran gracias por los cafetitos y las conversaciones en el IAA. Siempre tenías las palabras justas para animarme en los momentos de bajón y has sido un gran apoyo para mí.

A José María Martí por ser mi tutor, por acogerme en mis estancias de Valencia y por ayudarme con los papeleos a larga distancia. Y a Manolo Perucho por ayudarme a descifrar el código y por su hospitalidad durante mi estancia en Bonn.

Esta tesis está dedicada a mis padres, gracias por animarme y apoyarme siempre en todos los pasos que he dado en mi vida. Mamá, eres para mí un ejemplo a seguir, admiro tu fuerza y tu voluntad y no habría llegado hasta aquí sin ti. Papá, esta tesis es para ti, porque contigo descubrí las estrellas en las noches de verano, y fue ahí donde comenzó esta historia, ¡ah! y por la portada de la tesis. Y a mi hermano, porque te quiero mucho, porque saber que estás ahí, aunque lejos, me hace muy feliz, y por tus visitas a Granada, que llegaron siempre como un regalo. A mis abuelos, siempre preocupados por esta nieta suya que mira al cielo y a mi abuela Lola, que creo se sentiría muy orgullosa de que intente conseguir mis sueños y a la que siempre llevo conmigo.

A mis amigos de Granada, Martiña, Inma, Meme, Juande, Rabino, Vicent, Miguel y María, Sara... con los que he compartido estos años y con los que tengo miles de recuerdos maravillosos. Y a Diego y a Marcos, por todos los

momentos en el despacho juntos. Por la música, grandes chicos, absolutamente irrepetibles esas sesiones, por las risas, las imitaciones, la compañía y la ayuda. ¡No se que hubiera hecho sin vosotros! A mis compañeros del IAA, con los que he compartido todo este tiempo y que han hecho que me sintiese como en casa.

Y a mis amigos de siempre, a Ana y a Lola, a mis niñas de Albacete, a Mar y Marja (*belle vacanze ragazze, grazie*), porque con vosotros a mi lado (aunque no siempre en el espacio) todo es siempre mucho más sencillo.

A Tim, todo comenzó en Michigan -13°, te acuerdas? ;-). Y aquí estamos, cinco años después con dos sueños cumplidos (bueno y alguno más). Gracias por haberme acompañado en este camino. Gracias por aguantar mi mala leche y por quererme tanto, por hacerme reír y por hacerme ver *la vie en rose* cuando me da por verla de otros colores. Gracias por todos estos momentos y por todos los que vienen, espero que siempre a tu lado.

Y a nuestra petite Enma. Sentirte dentro de mi durante los meses en los que redactaba esta tesis y verte crecer cada día me hace la persona más feliz del mundo. Eres lo más bonito de mi vida, tú me has dado la ilusión, la motivación y las ganas de escribir esta tesis y me has hecho sentir que soy capaz de cualquier cosa. Cuando seas mayor y leas esto quiero repetirte unas palabras que espero saber transmitirte mientras te haces mayor:

*No dejes que termine el día sin haber crecido un poco,
sin haber sido feliz,
sin haber aumentado tus sueños.*

*No te dejes vencer por el desaliento.
No permitas que nadie te quite el derecho a expresarte,
que es casi un deber.
No abandones las ansias de hacer de tu vida algo extraordinario.*

*No dejes de creer que las palabras y las poesías
sí pueden cambiar el mundo.
Pase lo que pase nuestra esencia está intacta.
Somos seres llenos de pasión.
La vida es desierto y oasis.
Nos derriba, nos lastima, nos enseña,
nos convierte en protagonistas de nuestra propia historia.*

Walt Whitman

Índice de contenidos

I	Introducción	1
1	Jets en el Universo	2
2	Núcleos activos de galaxias	6
2.1	Modelo unificado	8
2.2	Espectro electromagnético	10
3	Jets en AGN	13
3.1	Observaciones	13
3.2	Formación, aceleración y colimación	18
3.3	Campos magnéticos	20
3.4	Transformaciones relativistas	22
3.4.1	Aberración de la luz	22
3.4.2	Reforzamiento Doppler	23
3.4.3	Retrasos temporales	24
II	Modelos numéricos de jets relativistas	25
4	Introducción a las simulaciones numéricas	26
5	RMHD numérica	29
5.1	Ecuaciones de la RMHD	29
5.2	Uso del código numérico	34
6	Mecanismos de emisión no térmica	37
6.1	Radiación sincrotrón	37
6.2	Inverso Compton	38
7	De la RMHD a la emisión	39
7.1	Transferencia de la radiación sincrotrón	41
7.2	Estructura del código numérico	46
8	Helical magnetic field role in the jet dynamics and emission	47
8.1	Models	47
8.1.1	Helical magnetic field structure	47
8.1.2	Set up for the numerical simulations	48
8.2	Jet dynamics	49
8.2.1	The influence of the pitch angle	50
8.2.2	The influence of the magnetization parameter	59
8.3	Jet emission	70
8.3.1	Helical magnetic field and jet stratification	70

8.3.2	Emission of recollimation shocks	74
-------	--	----

III Trazas observacionales de campos magnéticos en AGN 79

9 Introducción a los estudios observacionales de Jets en AGN 80

10 Estudios multifrecuencia de jets relativistas en AGN 82

10.1	Contribución al estudio de la parte interna	90
10.1.1	PKS 1510-089: Estructura interna	93
10.1.2	3C 454.3: Emisión a lo largo del espectro electromagnético	98
10.1.3	3C 279: Estructura interna	102
10.1.4	Contribución a los estudios multifrecuencia: Programas WEBT y GASP	105

11 Estudios de medida de rotación en Jets en AGN 111

11.1	Polarización en las regiones internas del jet en 3C 120	115
11.1.1	Faraday rotation and polarization gradients in the jet of 3C 120: Interaction with the external medium and a helical magnetic field?	116
11.1.1.1	Introduction	116
11.1.1.2	Observations and data reduction	118
11.1.1.3	Faraday rotation and polarization gradients along and across the jet	118
11.1.1.4	Interaction with the external medium	122
11.2	Polarización multiescala del jet en 3C 120	123
11.2.1	On the source of Faraday rotation in the jet of the radio galaxy 3C 120	125
11.2.1.1	Introduction	125
11.2.1.2	Observations and images	127
11.2.1.3	Faraday rotation analysis	132
11.2.1.4	Summary and conclusions	141
11.2.1.5	Appendix: Registering of the 2001 images . . .	143

12 Beyond the inner jet 146

12.1	Unexpected High Brightness Temperature region discovered 140pc from the core in the jet of 3C 120	147
12.1.1	Introduction	147
12.1.2	Observations and data reduction	148
12.1.3	High brightness temperature in 3C 120	149
12.1.4	Discussion	151

IV Conclusiones	157
13 Conclusiones	158
Bibliografía	163

Parte I

Introducción

1

Jets en el Universo

EL DESCUBRIMIENTO del primer *jet*¹ extragaláctico fue descrito por Curtis en 1918 como '...un curioso rayo extraordinariamente recto... aparentemente conectado con el núcleo a través de una línea delgada de materia' en una imagen óptica de la galaxia elíptica M87 (ver figura 1.1). Desafortunadamente las observaciones de Curtis no fueron seguidas hasta los años 50 en los que se empezó a desarrollar la radioastronomía, mostrando que numerosas galaxias poseían jets observables en radio; fue entonces cuando el término *jet* se utilizó por primera vez para describir este tipo de objetos. Éstos estaban asociados a la eyección de material desde la parte interna de una galaxia. Sin embargo, debido a la limitada resolución de los radiotelescopios en aquella época, en la mayoría de los casos no era posible saber qué clase de objeto visible correspondía a esas radiofuentes. La emisión en radio de estas radiofuentes provenía de un objeto compacto, puntual, como una estrella pero con un espectro completamente diferente. Es por esto que para nombrarlas se designó el término 'quasi-stellar-radio-source' (Quasar).

Desde entonces numerosas observaciones en óptico y en radio han revelado la existencia de muchos de estos objetos, altamente colimados, extendiéndose hasta distancias del orden del Mpc y con luminosidades excepcionales. Pero los jets no son fenómenos exclusivos de objetos extragalácticos, sino que se dan también en nuestra propia galaxia. El primero de ellos fue detectado por Margon y colaboradores (Margon et al. 1979) estudiando la fuente de radio SS 433 situada en nuestra propia galaxia. Fabian y Rees (Fabian & Rees 1979) interpretaron estas observaciones como un par de jets en precesión. Fueron Mirabel y colaboradores (Mirabel et al. 1992) quienes acuñaron el término microcuásar para denominar éstas fuentes por su gran similitud con los cuásares. Además podemos encontrar jets asociados a objetos Herbig-Haro (ver figura 1.2). Éstos fueron descubiertos por Herbig y Haro en 1951 de manera independiente. La interpretación que se dio a estos objetos fue que existe un par de canales sobre

¹El término 'jet' en inglés hace referencia a chorros de plasma colimados y altamente acelerados. Se utilizará a partir de este momento para referirnos a estos objetos.

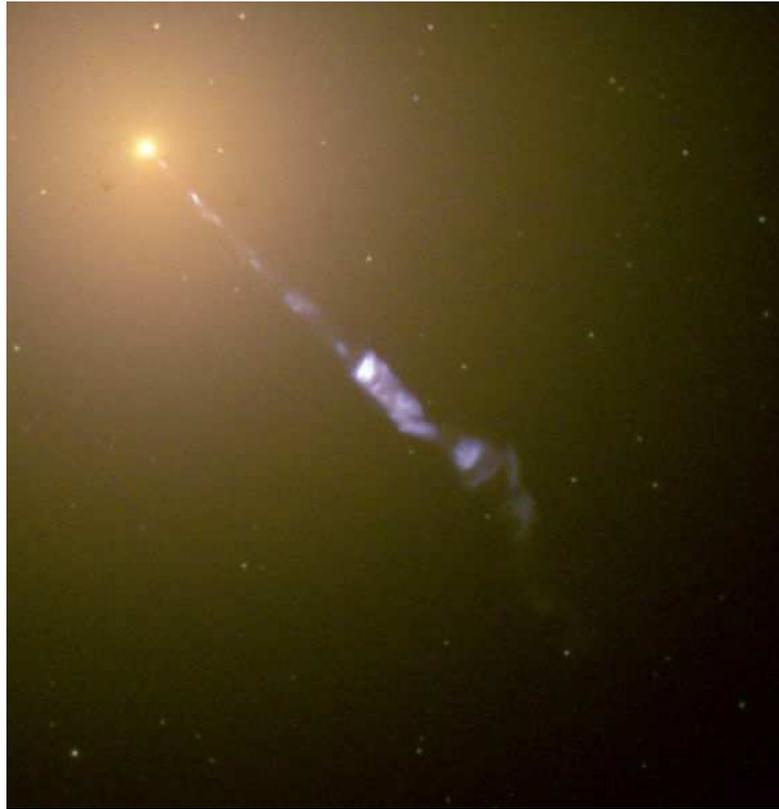


FIG. 1.1: Jet en la galaxia elíptica M87. Imagen del telescopio espacial Hubble en el óptico.

los cuales se mueve gas de manera supersónica (no relativista) y los lóbulos son regiones de material chocado que se denomina objetos Herbig-Haro.

Pero los jets más potentes están asociados a las explosiones de rayos gamma (en inglés, 'gamma ray bursts', o GRBs), la teoría más aceptada es que estos estallidos son debidos al colapso de una estrella muy masiva: 'Colapsar'. Cuando acaba la fusión nuclear en la estrella, el núcleo colapsa en un agujero negro, dando lugar a una fuerte explosión de supernova tipo Ic o 'Hipernova' y a la formación de dos jets.

La variedad de escenarios en los que se originan permiten un mejor estudio de la física de los jets y del medio que los rodea. A pesar de los diferentes orígenes y la gran variedad de propiedades que presentan, su formación está asociada a la existencia de un objeto central compacto y al acrecimiento de materia en torno al mismo. Según el escenario astrofísico del que hablemos, este objeto central compacto es diferente.

Así, en el caso de los objetos Herbig-Haro el objeto central compacto es una estrella recién formada, sobre la cual existe un flujo de materia importante. En microcuásares este objeto central compacto puede ser o bien una estrella de neutrones o un agujero negro de unas decenas de masas solares. Son siempre

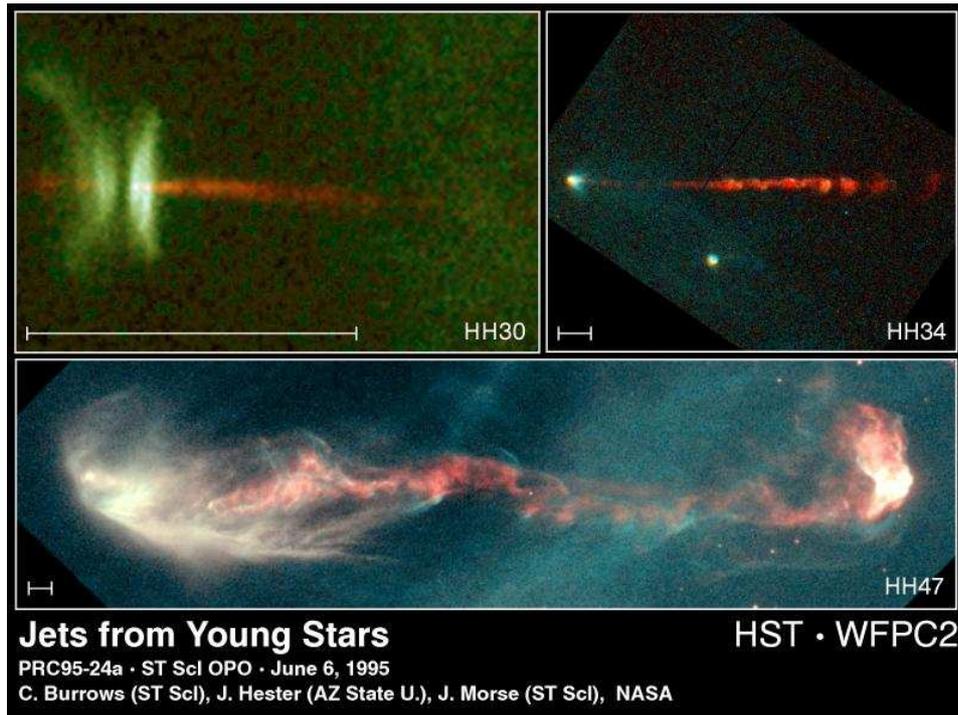


FIG. 1.2: Jets asociados a objetos Herbig-Haro. Imágenes del telescopio espacial Hubble.

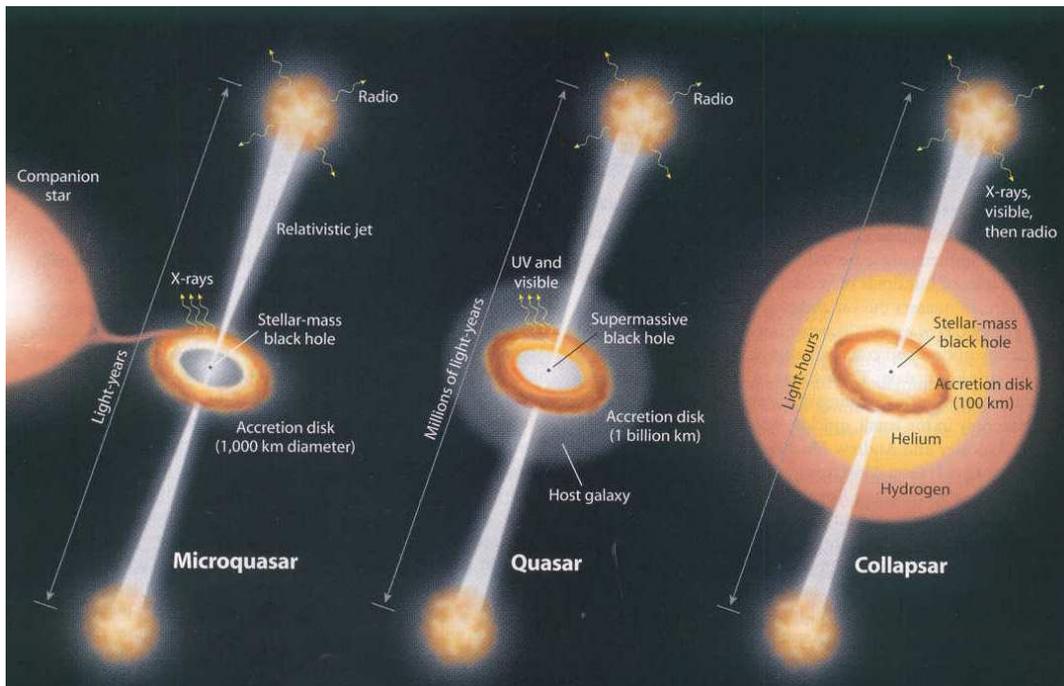


FIG. 1.3: El mismo mecanismo puede ser responsable de estos tres objetos astronómicos (Mirabel et al. 1992): microcuásares (izquierda), cuásares (centro) y colapsares (derecha).

sistemas binarios, en los que el acrecimiento es debido a la transferencia de materia desde la compañera menos evolucionada. En el caso de jets asociados

a GRB estamos hablando de un agujero negro de masa estelar. Mientras que en los AGNs estamos hablando de agujeros negros supermasivos (con masas del orden de $10^{7-9} M_{\odot}$) que acretan materia de un disco de acrecimiento que los rodea.

Las propiedades de los jets dependen además, críticamente, del escenario que consideremos. Así, la velocidad del fluido en los jets está asociada a la velocidad necesaria para escapar del potencial gravitatorio que ejerce el objeto central. De este modo, los jets que se originan en objetos jóvenes estelares tienen velocidades del orden de cientos de km s^{-1} , mientras que aquellos que se originan en AGNs tienen factores de Lorentz (Γ) del orden de $\Gamma \approx 10$, y los jets en GRBs llegan a tener $\Gamma > 100$. La composición de los jets es también muy diferente entre los jets galácticos y extragalácticos, ya que los primeros están constituídos por átomos y moléculas, mientras que los jets en AGN se piensa están formados por electrones, protones y positrones.

En los últimos años se ha tratado de proponer un mecanismo físico unificado (Mirabel et al. 1992) que explicaría la producción de jets en diferentes fuentes en el Universo (ver figura 1.3) y que considera los jets de los diferentes escenarios como un mismo fenómeno a escalas diferentes. Este modelo consiste básicamente en tres componentes fundamentales: 1) un agujero negro, 2) un disco de acrecimiento calentado por disipación viscosa y 3) dos jets antiparalelos colimados. La sinergia en la investigación entre microcuásares, explosiones de rayos gamma y núcleos activos de galaxias es fundamental en el estudio de los jets relativistas observados a todas las escalas en el Universo.

2

Núcleos activos de galaxias

EN NUESTRO trabajo nos centramos en jets extragalácticos, cuyas fuentes se denominan núcleos activos de galaxias (AGN). Los AGNs son los objetos que emiten mayor radiación de forma continuada en el Universo, presentando luminosidades en torno a 10^{45} erg/s (esta luminosidad representa de 10 a 100 a veces la luminosidad de una galaxia normal), concentrados en una región del orden de varias U.A. La característica fundamental de la energía generada por un núcleo activo es la de tener una fuerte contribución de origen no térmico desde los rayos X hasta radio. Con el descubrimiento de los núcleos activos de galaxias surgió la necesidad de encontrar un mecanismo que fuera capaz de liberar la enorme cantidad de energía que producen estos objetos. Se encontró que esta energía debía tener un origen gravitatorio, siendo producida por un objeto muy masivo. Diversos indicios favorecieron la hipótesis de que en el interior de las galaxias activas hay un agujero negro supermasivo (del orden de 10^{7-9} veces la masa del Sol).

El termino AGN engloba una serie de fuentes con propiedades muy diversas, pero si hay algo que caracteriza a todas ellas es una extraordinaria e inusual actividad a lo largo del espectro electromagnético (con respecto a las galaxias normales). Su clasificación, fundamentalmente debida a razones históricas, se realiza atendiendo a factores muy diferentes entre los que se encuentran la luminosidad, variabilidad, morfología o el espectro. Sin embargo el hecho de que casi todos los objetos muestren características comunes a varios grupos hace muy difícil la distribución de los AGN en categorías perfectamente diferenciadas. Una posible clasificación puede hacerse en base a la emisión que presentan en radio. De este modo se pueden dividir en radiosilenciosas (a esta categoría pertenecen un 95% de las galaxias activas) y radioemisoras (que engloban el 5 % restante). Las galaxias radiosilenciosas se pueden dividir a su vez en Seyferts y cuásares radiosilenciosos o QSOs (quasi-stellar object) y las radioemisoras en radiogalaxias y blazars.

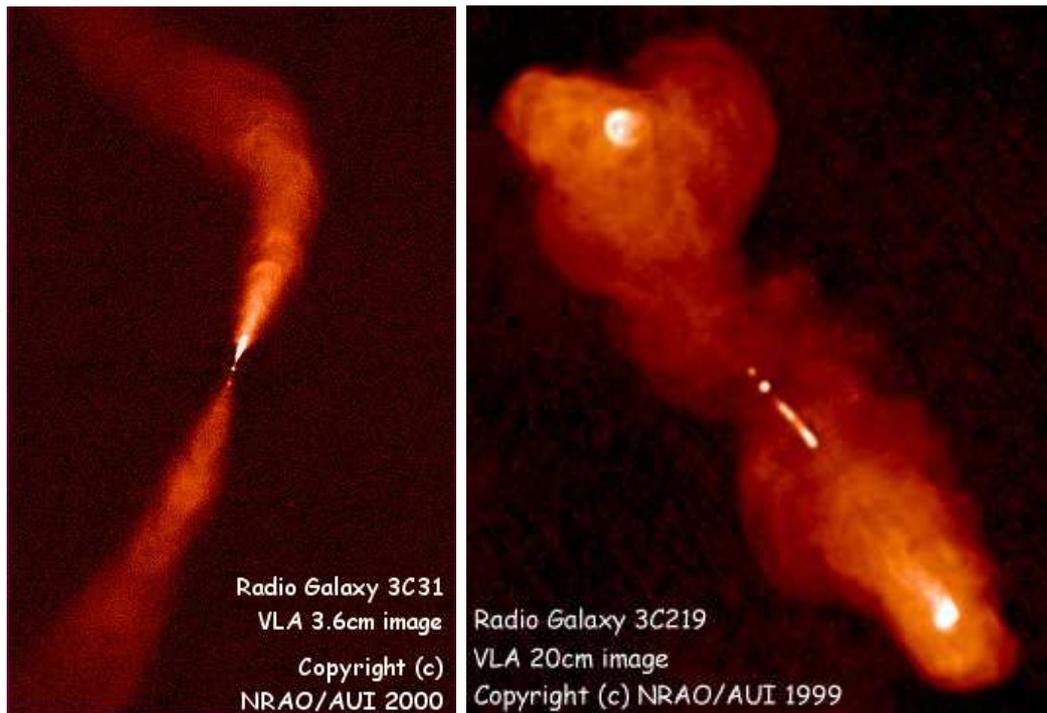


FIG. 2.1: Ejemplos de radiogalaxias. A la izquierda 3C31 como ejemplo de una radiogalaxia de tipo FRI. A la derecha 3C219 como ejemplo de una galaxia de tipo FRII. Observaciones con el VLA. Créditos NRAO.

Las características de cada uno de estos grupos son las siguientes:

- Galaxias Seyfert : son galaxias espirales con un núcleo muy brillante y compacto que presenta un espectro continuo con intensas líneas de emisión, con una luminosidad en torno a 10^{36} - 10^{39} W. Esta luminosidad puede variar con el tiempo. Suelen presentar jets débiles. Un 2% de las galaxias son de tipo Seyfert. Además se dividen a su vez en dos subclases, las Seyfert I (SyI) que muestran en su espectro líneas de emisión anchas, y las Seyfert II (SyII) que, por el contrario, presentan líneas estrechas.
- Cuásares : son objetos con un exceso de emisión en el azul de la parte óptica del espectro, y al igual que las SyI presentan líneas de emisión anchas. Las líneas estrechas están ausentes o son muy débiles. La similitud entre los núcleos hace que se considere a los cuásares como los equivalentes de las galaxias SyI a alto redshift, a pesar de que éstos son más luminosos y puntuales. Los QSOs, aún sin tener una emisión fuerte en radio, se asemejan en todos los demás aspectos a los cuásares.
- Radiogalaxias : Son en general galaxias gigantes con forma elíptica que presentan una alta emisión en radio con luminosidades comprendidas entre 10^{33} - 10^{38} W. El origen de esta fuerte radiación está asociada a la presencia de jets y radiolóbulos que no se observan a otras longitudes

de onda. En 1974, Fanaroff y Riley introducen dos clases diferentes de radio galaxias, basadas en la razón entre la distancia que separa los puntos más luminosos en la estructura extendida y la dimensión total de la radio fuente, tal como es observada a 178 MHz. En una Fanaroff-Riley de tipo II (FR II) esta razón es mayor que 0.5, mientras que está por debajo de este valor en una galaxia Fanaroff-Riley de tipo I (FR I). Como podemos ver en la figura 2.1, en las radiogalaxias de tipo FRI la emisión se concentra en la parte central, mientras que las de tipo II son muy brillantes al final de los jets, donde existe interacción con el medio ambiente. En términos de emisión de radio, los tipos FR están claramente separados: una FR II tiene $P_{178MHz} > 10^{26} \text{ W Hz}^{-1}$ mientras que la potencia emitida en radio de una FR I es menor que este valor. En cuanto a las líneas de emisión que se observan, las FRI presentan líneas de emisión anchas (BLRG) y las FRII estrechas (NLRG)

- Blazars : son los AGNs más luminosos y violentos. Engloban a los BL Lacs (objetos altamente variables con ausencia de líneas de emisión) y a los objetos OVV (Optically-Violent Variable objects).

2.1 Modelo unificado

El descubrimiento hecho por Robert Antonucci y Joseph Miller (Antonucci & Miller 1985) supuso el comienzo de lo que se ha llamado 'la unificación de los AGNs'. Observando una galaxia SyII (NGC 1068) en luz polarizada encontraron un espectro con líneas de emisión anchas como en una SyI. Éste y casos similares descubiertos desde entonces implican que dentro de algunas SyII se encuentra un núcleo SyI oculto a la vista por un material ópticamente grueso. Esto hizo pensar que en realidad estamos observando la misma clase de objetos y se propuso un modelo tratando de unificar los diferentes tipos de AGN observados.

Este modelo comprende una estructura básica que consiste en un agujero central masivo con masas del orden de $10^7-9 M_{\odot}$, el cual acreta material de un disco de acrecimiento que lo rodea. Parte de este material cae al agujero negro y parte es eyectado en forma de jets relativistas antiparalelos, extremadamente colimados, que se extienden a distancias que oscilan del pc al kpc e incluso al Mpc. Además existen dos regiones más alejadas del AGN central, compuestas por nubes de material que son las responsables de las propiedades espectroscópicas. La región de líneas anchas, o 'broad line region' (BLR), con un tamaño típico de entre 0.01-1 pc, es la más cercana de las dos al AGN y está compuesta por nubes con velocidades de alrededor de 10000 km/s. En la

región de líneas estrechas, o 'narrow line region' (NLR), con un tamaño característico de entre 1-100 pc, las nubes tienen velocidades del orden de 1000 km/s y están situadas a mayor distancia del AGN. Los modelos introducen además la existencia de un toroide formado por gas y polvo en torno al AGN y mucho más extenso que el disco de acrecimiento. Este toroide rodea al núcleo activo y absorbe la radiación óptica/UV y de rayos X blandos, incluyendo las líneas anchas de emisión.

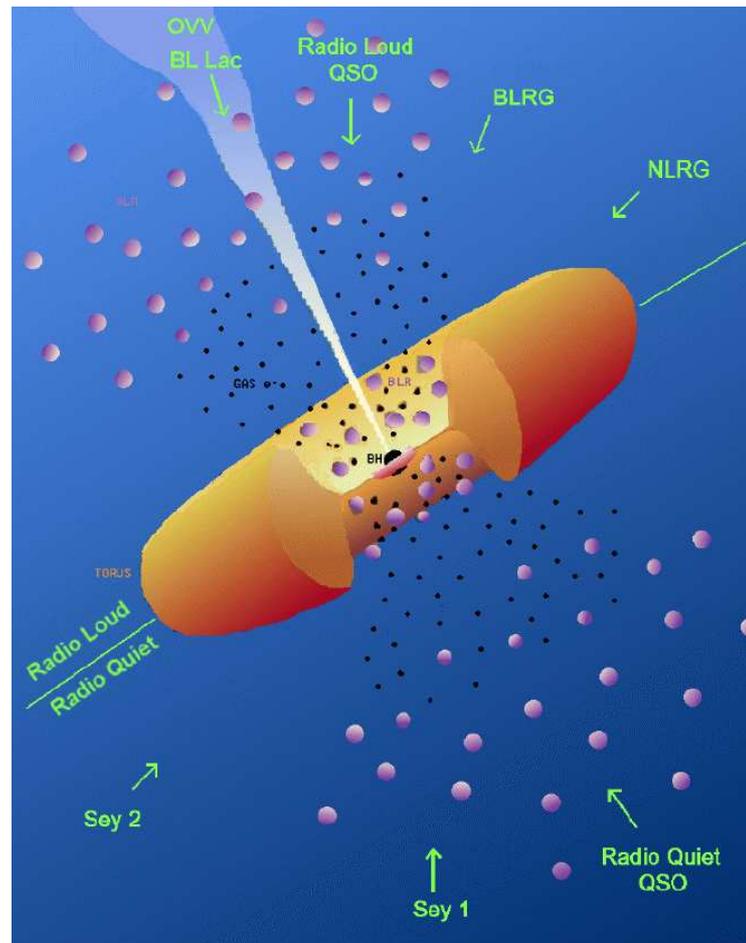


FIG. 2.2: Modelo Unificado de AGN (Antonucci & Miller 1985). El modelo unificado propone que los diferentes tipos de AGN serían el resultado de la observación de un mismo fenómeno bajo diferentes ángulos de visión.

El modelo plantea que los diferentes tipos de AGN serían el resultado de la observación de un mismo fenómeno bajo diferentes ángulos de visión, por tanto, la apariencia de un AGN depende de la perspectiva del observador. En la figura 2.2 se puede ver un esquema del modelo unificado, en el que reconocemos las distintas clases de AGN anteriormente expuestas dependiendo del ángulo con el que observamos el AGN.

De modo que cuando estemos viendo el AGN de perfil el material del toro bloquea la radiación que proviene de las regiones centrales del AGN, mucho más

calientes y luminosas. Por este motivo estos tipos de AGNs parecen ser menos luminosos que el resto. Por el contrario esta orientación permite observar los dos jets. Además, la radiación de líneas que observamos proviene de la NLR, lejos del agujero negro, donde las nubes son más lentas y observamos líneas de emisión estrechas. En este caso los objetos que estaríamos observando son Galaxias Seyfert II, Radiogalaxias con líneas estrechas y Cuásares tipo QRL.

El caso más general corresponde a aquel en que la orientación del AGN es tal que parte del disco de acrecimiento corta nuestra línea de visión, por lo que podemos detectar parte de su gran luminosidad. En este caso, aunque ambos jets están y ambos emiten una cantidad de radiación parecida, desde nuestro sistema de referencia el jet que se acerca ve su emisión reforzada y el que se aleja la ve disminuída. El resultado es que sólo vemos el que se acerca. En este caso se esperaría ver líneas anchas porque la radiación que observamos proviene de la BLR, donde el gas es muy caliente y de movimiento rápido. En este caso estaríamos observando Galaxias Seyfert I, Radiogalaxias con líneas anchas y Cuásares tipo QRQ.

En el caso de los Blazars la orientación permite que toda la region central quede expuesta a nuestra visión, por lo que podemos detectar gran parte de la luminosidad generada en el disco de acrecimiento. Es el caso más peculiar.

Los modelos llamados de 'gran unificación' intentan explicar con un mismo tipo de objeto todas las formas de actividad, es decir, incluyendo la presencia o no de actividad en radio.

2.2 Espectro electromagnético

En el estudio del espectro de los AGN se suele utilizar la distribución espectral de energía (SED). Para construirla se representa la magnitud νF_ν frente a ν (siendo ν la frecuencia y F_ν el flujo por unidad de frecuencia). A grandes rasgos, la SED de un AGN puede describirse como una componente en radio, una pequeña joroba en el infrarrojo (IR), un continuo desde el IR hasta el Ultravioleta (UV), generalmente modelado como una ley de potencias al que se superponen las líneas de emisión, una joroba UV, y otra ley de potencias a las energías correspondientes a los rayos X.

La radiación observada en diferentes zonas del espectro corresponde a procesos físicos diferentes y tiene lugar en diferentes zonas del AGN (ver figura 2.3). En las frecuencias de radio la densidad de flujo emitida por el AGN es consistente con un proceso de radiación sincrotrón para una distribución de electrones relativistas. Es en radio donde observamos los jets relativistas hasta distancias del

orden del Kpc. Los mecanismos de emisión en radio de los jets los discutiremos más adelante detalladamente.

La radiación más energética en el continuo UV y óptico de los AGNs tiene lugar en las inmediaciones del agujero negro y es de origen térmico. Posteriormente, esta emisión es reprocesada por el polvo distribuido toroidalmente alrededor del núcleo activo emitiendo en el infrarrojo cercano y medio. El espectro en rayos X de los AGN es no térmico (aunque puede haber cierta contribución térmica) y puede estar conectado con la producción de partículas muy energéticas cerca del objeto compacto. Los modelos para la emisión no térmica de rayos X se basan en la aceleración de electrones a altas energías que emiten desde radio hasta rayos X blandos a través de un proceso sincrotrón. Estos electrones relativistas están confinados en una región muy pequeña con una alta densidad de fotones de origen sincrotrón emitidos por los mismos electrones. Por tanto, es probable que estos electrones dispersen estos fotones, o incluso fotones de origen térmico, a través del efecto Compton inverso, dando lugar a la producción de rayos X duros y rayos γ .

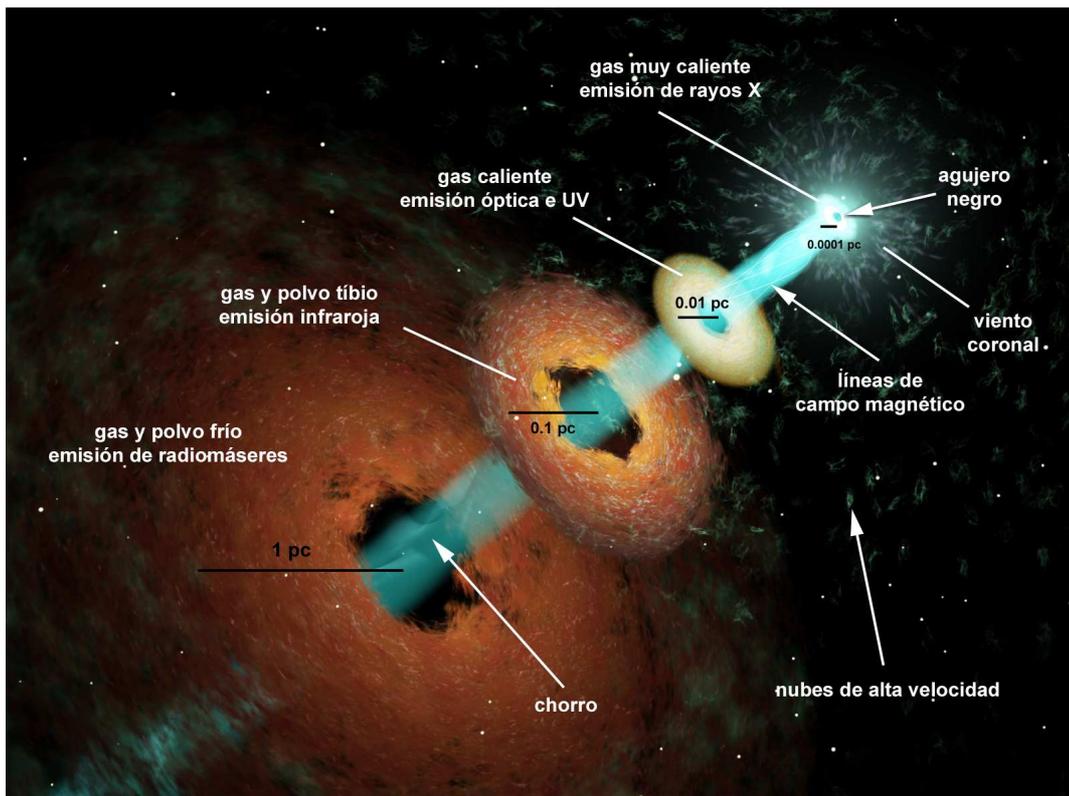


FIG. 2.3: Distintas zonas de emisión de un jet en un AGN. Imagen por cortesía de W. Steffen.

En el espectro óptico de casi todos los AGN se observan líneas de emisión superpuestas al continuo. Estas líneas son el resultado de la fotoionización que la radiación del continuo ultravioleta y X produce en el material presente en las inmediaciones del núcleo compacto. Este material, como hemos visto antes, se

encuentra en forma de nubes conformando las regiones BLR y NLR. Las líneas de emisión tienen la característica de que son muy anchas, mucho más que las producidas por las nubes de gas presentes en el espacio interestelar de nuestra galaxia o de otras, lo que sugiere que las nubes se mueven a gran velocidad en torno al agujero negro central. En la región de líneas anchas se observan líneas con una anchura a media altura (FWHM) entre $1000\text{-}20000\text{ km s}^{-1}$, mientras que en la región de líneas estrechas (NLR) las velocidades de las nubes son más moderadas (del orden de unos pocos cientos de km s^{-1}).

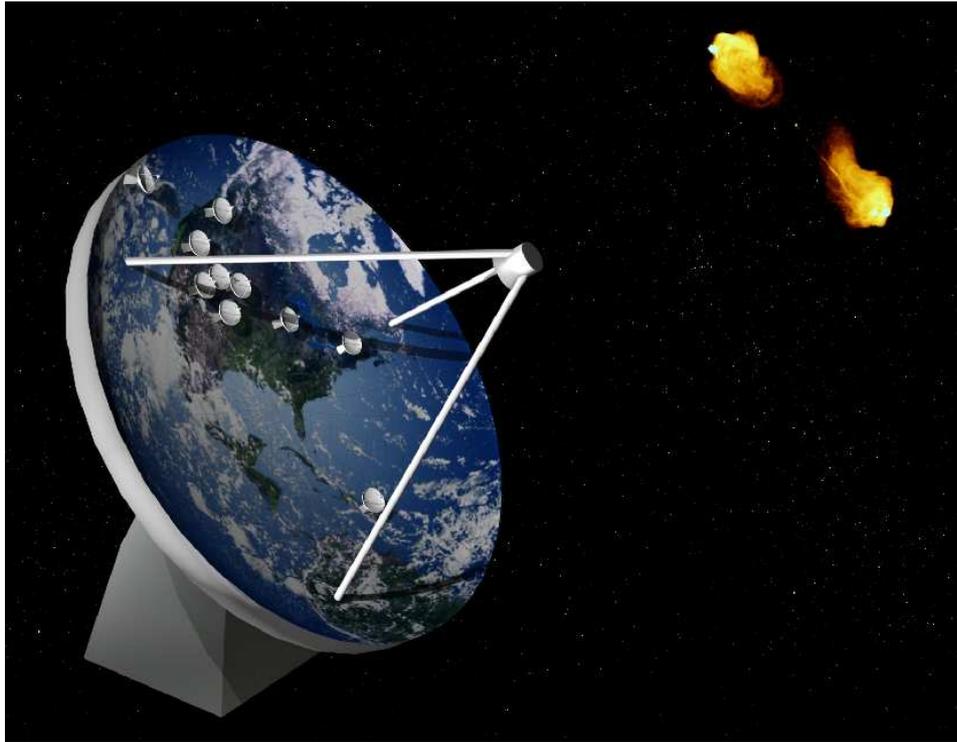


FIG. 2.4: Las observaciones interferométricas de muy larga base permiten combinar la señal de distintos radiotelescopios como si se tratase de una única antena, tan grande como la propia Tierra. Imagen por cortesía de W. Steffen.

3

Jets en AGN

3.1 Observaciones

Debido a que los jets están compuestos por electrones relativistas en el seno de un campo magnético, éstos emiten radiación sincrotrón y pueden detectarse en radio, generalmente en longitudes de onda centimétricas y milimétricas. A pesar de que el descubrimiento en óptico del primer jet por Curtis fue en 1918, se necesitaron otros 60 años más hasta que se desarrolló la interferometría de muy larga base y se empezó a investigar la naturaleza de los jets y su relación con los núcleos activos de galaxias.

El desarrollo de la técnica denominada de síntesis de apertura por Martin Ryle en la década de los 60 supuso el comienzo de la época dorada de la radioastronomía. Esta técnica se basa en el uso de diversos radiotelescopios instalados a distancias considerables unos de los otros, dispuestos de manera que se pudiesen conseguir, mediante interferometría, resultados idénticos a los de un solo radiotelescopio gigantesco con un tamaño equivalente al de la máxima separación de los radiotelescopios (ver figura 2.4). Este sistema fue el que facilitó en 1968 el descubrimiento del primer púlsar. A partir de este momento se desarrollaron y se siguen diseñando distintos instrumentos basados en este método. Ejemplos de ellos son el Very Long Baseline Array 'VLBA' (USA), el European VLBI Network 'EVN' (Europa), el Multi Element Radio Linked Interferometer 'MERLIN' (Reino Unido) o el Very Large Array 'VLA' (Nuevo Mexico, USA), los cuales permiten realizar observaciones de jets extragalácticos con escalas angulares hasta de 0.12 milisegundos de arco (mas) con el VLBA a 43 GHz o de 0.05 mas con la red global de VLBI a 3mm (GMVA).

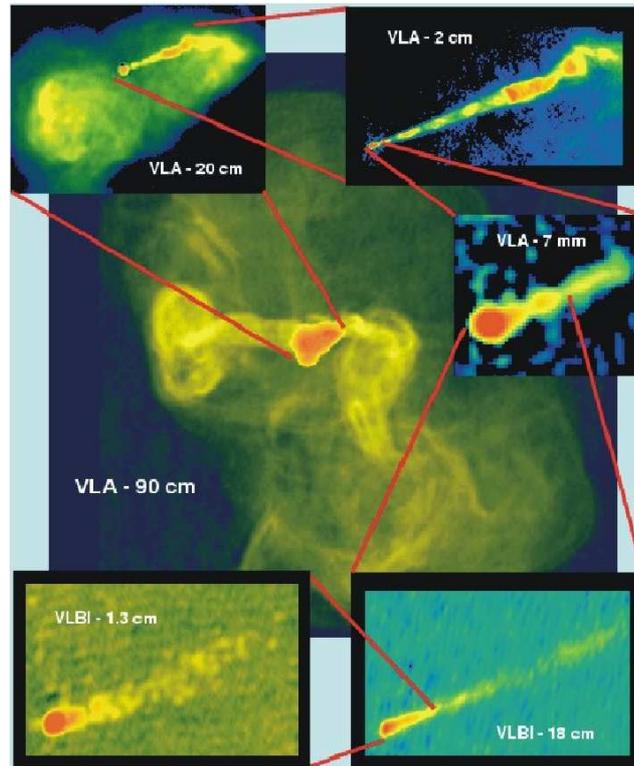


FIG. 3.1: Observaciones de la radiogalaxia M87 en longitudes de onda radio a diferentes escalas angulares. Las dos 'burbujas' que se observan en la imagen central a 90 cm, que corresponde con la menor resolución angular, tienen un tamaño de unos 80 Kpc de extremo a extremo. Observaciones de mayor resolución de la región central nos muestran el jet llegando a escalas de 0.01 pc. Créditos: Frazer Owen (NRAO), John Biretta (STScI).

Las radiofuentes así observadas presentan una estructura espacial similar entre ellas, consistente en una componente muy compacta, de flujo variable, que constituye el núcleo de la radiofuente, de la cual se extienden unos jets altamente colimados que conectan las regiones centrales de los AGN con lóbulos de emisión extensa que se observan a escalas del kiloparsec (ver figura 3.1).

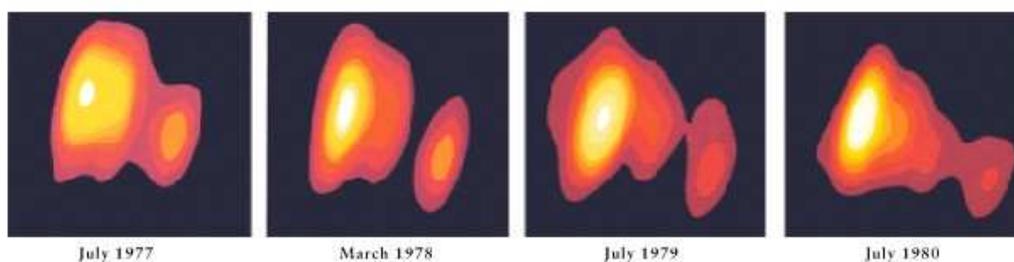


FIG. 3.2: Movimientos superlumínicos en 3C273. Se observa la evolución del jet en cuatro épocas diferentes (Pearson et al. 1981).

Gracias a la alta resolución angular que proporciona la radiointerferometría de muy larga base (VLBI) es posible estudiar estas regiones con resoluciones angulares inferiores al milisegundo de arco y desvelar así la estructura más interna de los jets. Estas observaciones muestran que los jets no son homogéneos, sino que presentan estructuras con una emisión más intensa, conocidas como componentes. El núcleo del jet es ópticamente grueso a longitudes de onda de radio, y por tanto su estructura interna permanece 'oculta' en observaciones con VLBI. El estudio de estas componentes y el seguimiento de las mismas en el tiempo reveló, desde su descubrimiento (Pearson et al. 1981), que comúnmente muestran velocidades proyectadas en el plano del cielo mayores que la velocidad de la luz; efecto conocido como movimiento superlumínico (ver figura 3.2).

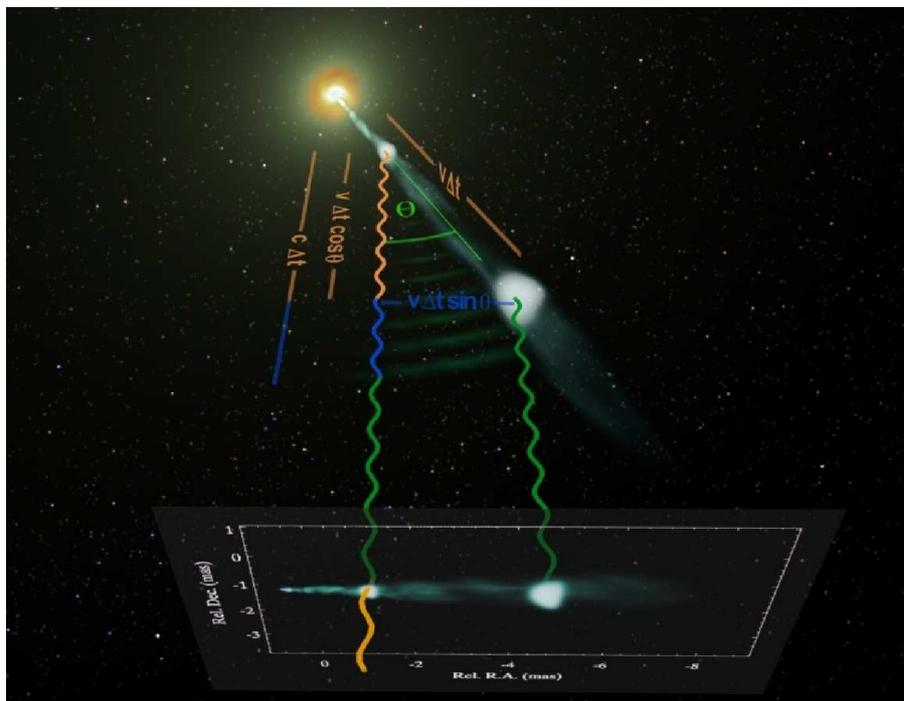


FIG. 3.3: Movimientos superlumínicos. Ver texto. Imagen por cortesía de W. Steffen.

Este movimiento superlumínico es debido a que el fluido del jet se está moviendo a velocidades próximas a la de la luz y a que la dirección de su movimiento es cercana a la línea de visión con la que lo estamos observando. Podemos ilustrarlo gráficamente si observamos la figura 3.3. Consideremos una componente que viaja en el jet con una velocidad v muy próxima a la de la luz que emite dos pulsos de luz en dos instantes separados por un intervalo de tiempo Δt . En ese Δt , el primer pulso de luz que viajaba hacia el observador ha recorrido una distancia $c\Delta t$. La componente continúa desplazándose en el jet con una velocidad muy próxima a la de la luz, así que en el momento de emitir el segundo pulso de luz se ha desplazado una distancia proyectada en la dirección del observador de $v\Delta t \cos \theta$, donde θ es el ángulo formado entre el vector velocidad y la visual. Este segundo pulso recorre una distancia menor

hasta llegar al observador e igual a $c\Delta t - v\Delta t\cos\theta$. Esto significa que el tiempo que transcurre entre la llegada de los dos pulsos de luz en el sistema de referencia del observador es $(c\Delta t - v\Delta t\cos\theta)/c$ o lo que es lo mismo $\Delta t(1-\beta\cos\theta)$, siendo $\beta=v/c$ la velocidad de la componente en unidades de la velocidad de la luz.

Calculando el cociente entre la distancia recorrida por la componente proyectada en el plano del observador y la diferencia en los tiempos de llegada de los dos pulsos de luz, obtendremos la velocidad aparente (β_{ap}) que el observador mide en el plano del cielo:

$$\beta_{ap} = \frac{\beta\Delta t\sin\theta}{\Delta t(1 - \beta\cos\theta)} = \frac{\beta\sin\theta}{1 - \beta\cos\theta} \quad (3.1)$$

De este modo la velocidad proyectada en el plano del cielo puede ser mayor que la velocidad de la luz, es decir, superlumínica, dependiendo de los valores de β y del ángulo de visión θ , como podemos observar en la figura 3.4. En AGNs se han llegado a medir jets con velocidades de hasta 40 veces la de la luz (e.g., Jorstad et al. 2005).

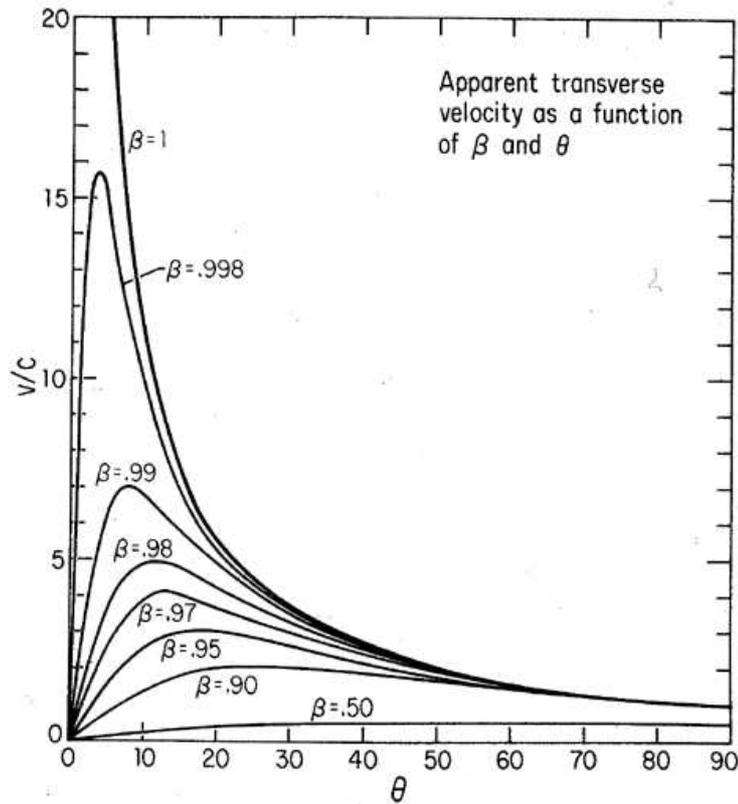


FIG. 3.4: La velocidad proyectada en el plano del cielo, β_{app} , de una componente en el jet puede ser mayor que la velocidad de la luz, es decir, superlumínica, en función de los valores de β y θ . Reproducido de Kellermann & Pauliny-Toth (1981).

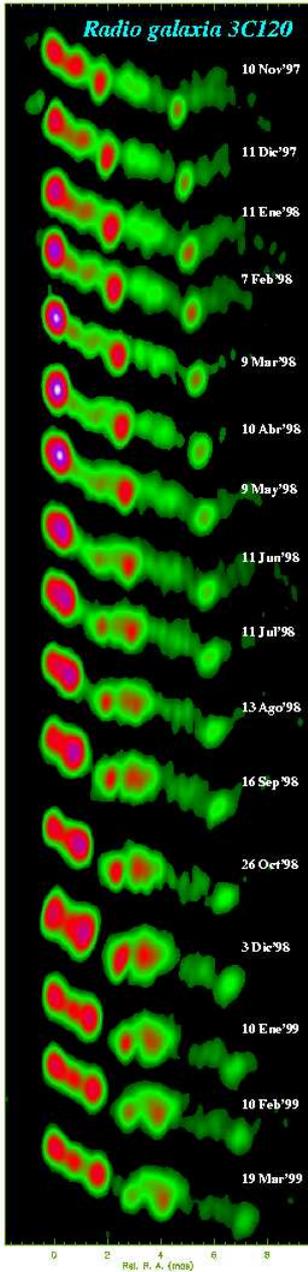


FIG. 3.5: Secuencia temporal de radioimágenes VLBI del jet de la radiogalaxia 3C120 (Gómez et al. 2000).

Una de las fuentes más interesantes para estudiar los movimientos superlumínicos es la radiogalaxia 3C120. Su gran actividad y cercanía (con un corrimiento al rojo de 0.033) permite, a través de observaciones a alta frecuencia (43 GHz) con el VLBA, obtener resoluciones lineales del orden de 0.1 pc de la estructura y evolución de su jet, como podemos observar en la figura 3.5 (Gómez et al. 2000). De estas observaciones se deduce que en el transcurso de algo más de un año algunas componentes se desplazan alrededor de unos cinco años luz de distancia. Esto supone que su movimiento, proyectado en el plano del cielo, se produce a una velocidad entre cuatro y cinco veces mayor que la de la luz.

Similares características se descubrieron en los jets galácticos o microcuásares (Mirabel & Rodríguez 1994). Dada la cercanía de estos objetos podemos apreciar cambios en su estructura en escalas de días mientras que para los jets de AGN suelen ser necesarios años para distinguir cambios similares.

Estas estructuras de componentes de emisión pueden ser tanto móviles como estacionarias, independientemente de la orientación del jet y de la escala a la que estamos observando. Estas componentes superlumínicas son interpretadas como ondas de choque que viajan a lo largo del jet (Marscher & Gear 1985), dando lugar a una emisión reforzada debida a la compresión que producen en el plasma y en el campo magnético. Este modelo será discutido más adelante.

3.2 Formación, aceleración y colimación

El mecanismo físico de formación, aceleración y colimación de jets continua siendo, hoy en día, una cuestión abierta. De todos los mecanismos que se han propuesto el más aceptado en la actualidad es el modelo denominado 'acreción-eyección'. Éste fue propuesto por Blandford y Payne (Blandford & Payne 1982) e involucra campos magnéticos a gran escala interactuando con el disco de acrecimiento que rodea a un objeto central compacto. El campo magnético, que está anclado en el disco de acrecimiento, puede enrollarse en forma de hélice magnética, transfiriendo momento angular del disco a lo largo de las líneas de campo y arrastrando material con él. El gas quedaría ligado a las líneas de campo magnético y su propia inercia haría que las líneas de campo se curvasen formando una componente toroidal, que sería la que realmente colimaría el plasma.

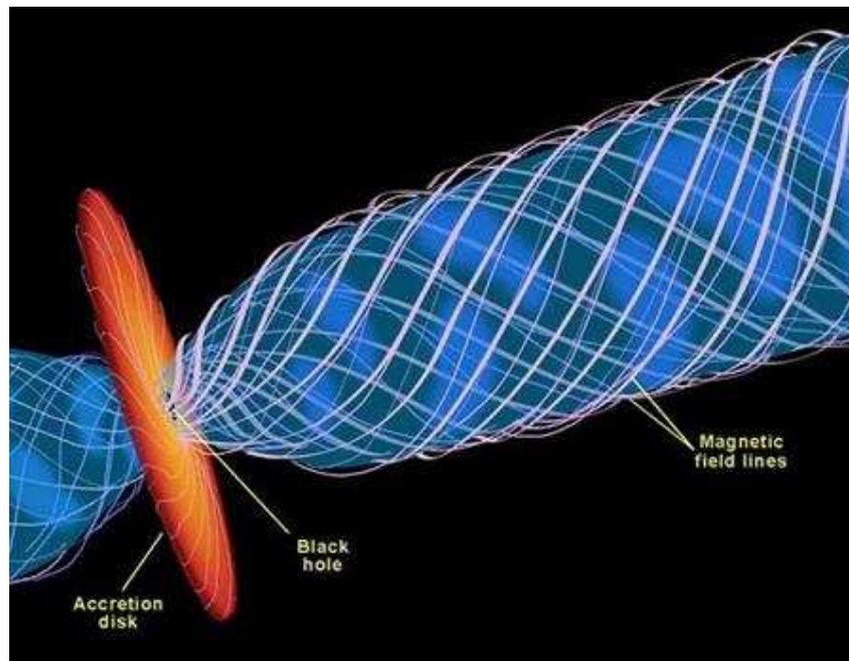


FIG. 3.6: Esquema de la formación de un jet relativista. Los campos magnéticos anclados en el disco de acrecimiento permiten la transferencia de parte de su energía a los jets relativistas, dando lugar a la formación de los mismos.

En este modelo el responsable de la aceleración del plasma hasta velocidades supermagnetosónicas es un mecanismo magneto-centrífugo en el que la energía magnética es convertida en energía mecánica (ver figura 3.6). Según este modelo, dado que los jets son alimentados a partir del material del disco de acrecimiento, debe existir una relación entre la emisión del disco y del jet. La primera evidencia observacional que apoya este modelo fue obtenida por Marscher y colaboradores (Marscher et al. 2002) a partir de un seguimiento de

la radiogalaxia 3C120 en rayos X y en radio (ver figura 3.7). Estas observaciones mostraron una correlación entre la emisión en rayos X y radio, de modo que, cada vez que se produce una bajada en la emisión en rayos X, tiene lugar posteriormente un aumento en la emisión en radio, seguida por la aparición de una nueva componente superlumínica en el jet. Esto implica que no todo el material que desaparece en la zona más interna del disco cae en el agujero negro, sino que una parte es inyectada en el jet, lo que viene a confirmar la suposición de que los jets que observamos son generados como consecuencia del acrecimiento de material en torno a un agujero negro. Este fenómeno también había sido observado con anterioridad por Mirabel y colaboradores (ver figura 3.7) en microcuásares (Mirabel & Rodríguez 1998).

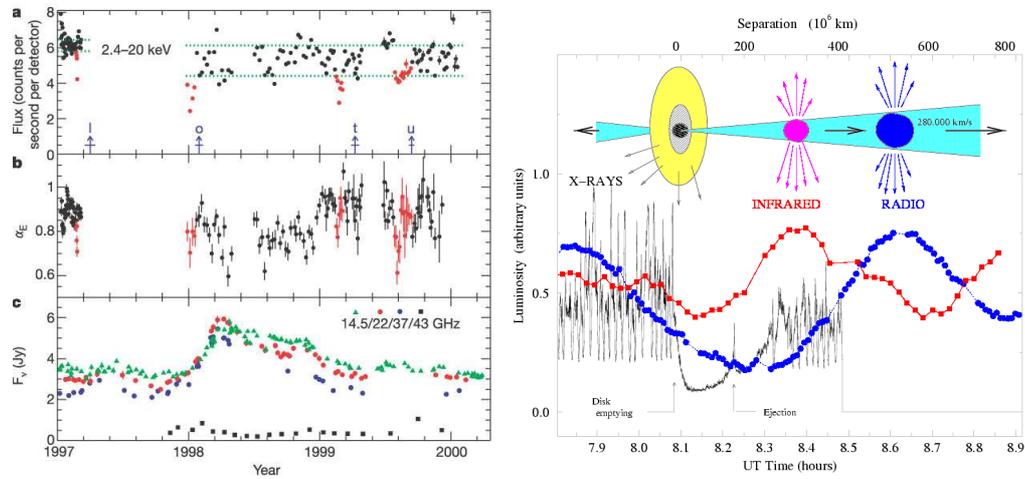


FIG. 3.7: Conexión disco de acrecimiento-jet en cuásares y microcuásares. La imagen de la izquierda muestra a) Emisión en rayos X, b) índice espectral en rayos X y c) emisión en radio de la radiogalaxia 3C120 (Marscher et al. 2002). En la imagen de la derecha observamos la emisión rayos X, infrarojo y radio del microcuásar GRS 1915+105 (Mirabel & Rodríguez 1998).

A pesar del avance instrumental aún no es posible resolver las zonas más internas de los sistemas formados por el agujero negro y el disco de acrecimiento (estamos hablando de tamaños del orden de 0.2 U.A. para el agujero negro y de entre 10-200 U.A. para el disco de acrecimiento), con lo que existe un gran desconocimiento acerca de los parámetros físicos que rigen la formación, colimación y aceleración de los jets, y es aquí donde las simulaciones numéricas pueden aportar algo de luz.

En los últimos años se han llevado a cabo las primeras simulaciones magnetohidrodinámicas en el límite de la relatividad general (GRMHD; Koide et al. 1998, 1999, 2002) que continuaron verificando el éxito del mecanismo de Blandford y Payne, aunque el modelo numérico presentaba problemas tras varias rotaciones del disco y no reproducía las velocidades relativistas encontradas en los jets.

Durante este tiempo el modelo de Blandford y Payne no ha sido el único propuesto para explicar la producción de jets. Se han considerado otros mecanismos, como el proceso Penrose magnético, mediante el cual la energía es extraída directamente de un agujero negro de Kerr (Penrose 1969; Blandford & Znajek 1977) para el cual se hicieron simulaciones (Koide et al. 2002; Komissarov 2005). También se han propuesto mecanismos puramente hidrodinámicos en los que el plasma es acelerado por un gradiente de presiones, o modelos que sugieren que el plasma es acelerado por flujo de Poynting (Celotti & Blandford 2001).

3.3 Campos magnéticos

Los campos magnéticos desempeñan un papel crucial en los procesos físicos que tienen lugar en los jets, siendo su geometría y grado de ordenación indicadores de las condiciones físicas de los jets. Hemos visto que su formación, aceleración y colimación involucra campos magnéticos con una estructura probablemente helicoidal. Puesto que el principal mecanismo de emisión en los jets es radiación sincrotrón y ésta es detectada en longitudes de onda radio, la medición de la polarización lineal del continuo nos proporciona información acerca del campo magnético, ya que si se detecta significa que hay un cierto grado de ordenación del campo. Además podemos utilizar la distribución del ángulo de posición del vector eléctrico (EVPA) para estudiar cuál es la geometría del campo magnético en el jet. Como hemos visto en la sección de observaciones, las estructuras más características de los jets son a) el núcleo, que se observa como una estructura compacta y muy brillante y b) regiones de emisión o componentes, que se pueden alejar del núcleo a velocidades superlumínicas. El núcleo se encuentra probablemente a una cierta distancia del agujero negro, al final de la zona donde se produce la aceleración y colimación del jet (Marscher 2006). En cuanto a las componentes, observamos componentes superlumínicas, que son eyectadas desde el núcleo, y componentes estacionarias, que mantienen una posición estacionaria fija respecto al núcleo.

Observaciones sobre grandes muestras completas de jets compactos a escala del parsec revelaron una serie de comportamientos generales para la polarización de estos objetos (Cawthorne et al. 1993; Gabuzda 2003). Se encontró que los EVPA se distribuían atendiendo a una configuración bimodal, tendiendo la polarización en los cuásares a ser ortogonal a la dirección de propagación del jet y en los BL Lacs longitudinal a la misma. Observaciones a más alta resolución permitieron estudiar la polarización de la estructura interna de los jets, mostrando que en las regiones más internas de los jets relativistas (tanto para cuásares como para BL Lacs), los EVPAs se distribuyen en la parte central longitudinalmente, mientras que en los bordes se distribuyen ortogonalmente

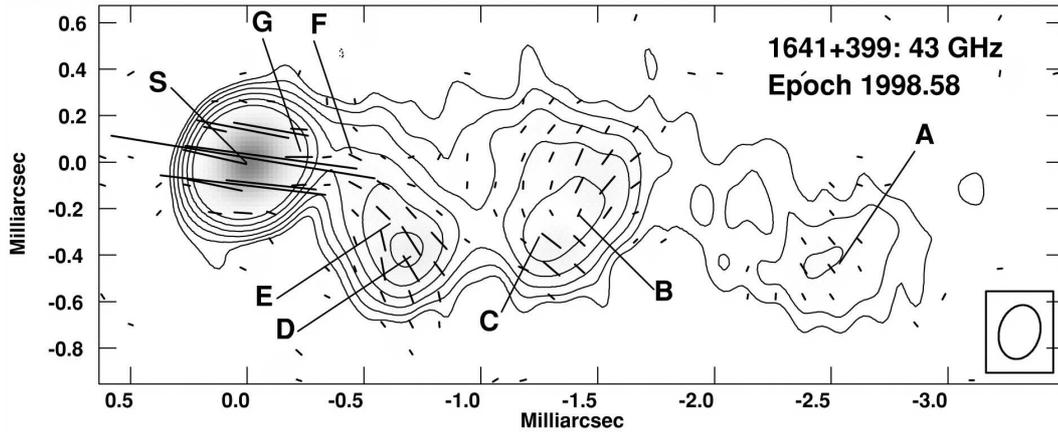


FIG. 3.8: Mapa VLBA de emisión total de 1641+399 (3C 345) a 43 GHz, con los EVPAs superpuestos. La escala de color gris indica emisión linealmente polarizada (Lister 2001). Podemos observar que los EVPAs se distribuyen de forma diferente en las distintas regiones a lo largo del jet.

(Lister & Smith 2000). Además se encuentra que los EVPAs experimentan a veces saltos a lo largo del jet, como podemos observar en la figura 3.8, cambiando su configuración de alineada a perpendicular y viceversa (Gabuzda & Gómez 2001). La escala lineal a la que estemos observando la fuente va a ser determinante en la distribución de los EVPAs que observemos.

Una posible explicación a las propiedades en polarización que se observan en las componentes en los jets, según sugiere el modelo de Marscher y Gear (Marscher & Gear 1985; Hughes et al. 1985), es que éstas sean debidas a choques que se originan a lo largo del jet, producidas por diferencias en la velocidad de inyección o del fluido, o a gradientes de presiones en el medio externo que los rodea (ver figura 3.9). Estos choques producirían una compresión del plasma y de la componente transversal del campo magnético, dando lugar a una mayor emisión y una modificación de la polarización lineal.

También puede ocurrir que las propiedades en polarización observadas sean debidas a la presencia de un campo magnético helicoidal, que contendría una componente toroidal y una poloidal, de esta manera la distribución alineada o perpendicular que se observa en los jets sería interpretada en términos de jets dominados por la componente toroidal o poloidal del campo magnético respectivamente (Lyutikov et al. 2005).

Una tercera posibilidad es la interacción del chorro con el medio ambiente a través de una 'shear layer' o 'región de transición'. Asociada a la deceleración del fluido a través de dicha región habría un aumento de la importancia relativa de la componente poloidal frente a la toroidal.

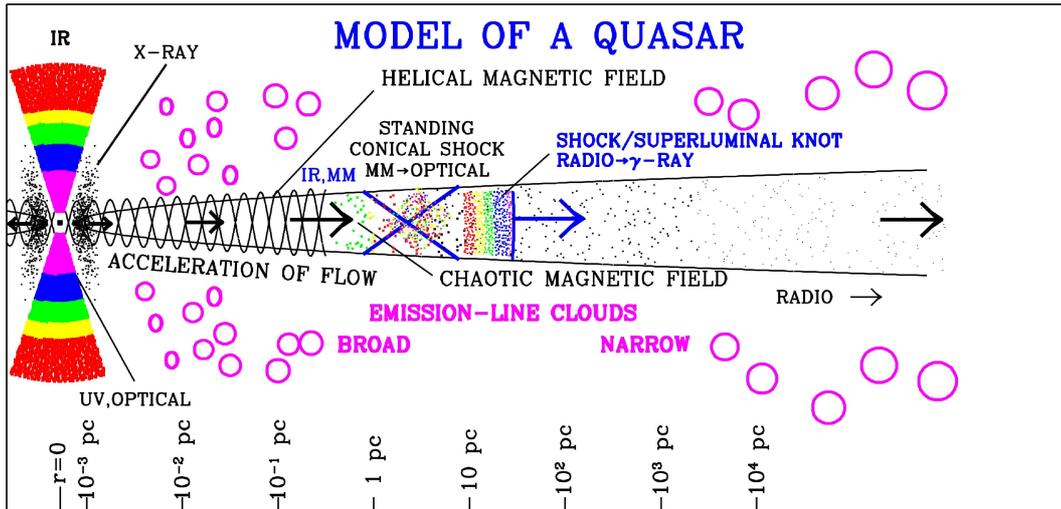


FIG. 3.9: Modelo de jet propuesto por Marscher y Gear en 1985. El modelo supone que las componentes superlumínicas están asociadas con ondas de choque que se desplazan con el fluido del jet.

3.4 Transformaciones relativistas

El plasma del jet está viajando a velocidades cercanas a la de la luz y se ve, por tanto, afectado por diversos efectos relativistas. Los argumentos que sustentan la naturaleza relativista de los jets son: i) las observaciones de movimientos superlumínicos en las componentes. ii) el hecho de que en algunas fuentes sólo se observa un jet y iii) la presencia de rápida variabilidad en la emisión, a veces en escalas de horas. Los efectos relativistas que determinarán en gran medida la radiación observada son la aberración de la luz, el reforzamiento Doppler de la emisión y el retraso temporal de la luz (o 'time delays') entre distintas regiones del jet.

3.4.1 Aberración de la luz

El efecto de la aberración de la luz consiste en un cambio en la dirección de propagación de la radiación entre sistemas de referencia inerciales, de modo que si la radiación emitida en el fluido (jet) forma un cierto ángulo con la dirección de propagación del mismo, la radiación será observada en el sistema de referencia del observador con un ángulo menor con respecto a la dirección de propagación del fluido. Ésto hace que, en el sistema de referencia del observador, la radiación, emitida isotrópicamente en el sistema de referencia del fluido, se concentre en un pequeño cono de semiángulo $1/\Gamma$ (siendo Γ el factor de Lorentz del fluido) en torno a la dirección de propagación del fluido como se puede observar en la figura 3.10 (Rybicki & Lightman 1979).

3.4.2 Reforzamiento Doppler

La dilatación del tiempo relativista y el hecho de que los elementos que están emitiendo, al viajar a velocidades cercanas a la de la luz, puedan 'seguir' de cerca a los fotones emitidos por ellos mismos, puede ser cuantificado conjuntamente a través del factor Doppler, que viene dado por:

$$\delta = \Gamma^{-1}(1 - \beta \cos\theta)^{-1}, \quad (3.2)$$

que depende de la velocidad del fluido β (en unidades de la velocidad de la luz) y del ángulo entre la dirección de propagación del fluido y el observador θ , siendo Γ el factor de Lorentz correspondiente a la velocidad del fluido. Este factor Doppler nos permite establecer las transformaciones para la frecuencia y la intensidad específica medidas entre los sistemas de referencia del fluido y del observador (Rybicki & Lightman 1979).

La transformación de la frecuencia medida entre el sistema de referencia del fluido y del observador viene dada por:

$$\nu = \delta\nu', \quad (3.3)$$

donde las variables con prima se refieren al sistema de referencia del fluido y las variables sin prima al sistema de referencia del observador.

En cuanto a la transformación de la intensidad específica, podemos distinguir dos casos. En el caso de tener una región de emisión discreta (como por ejemplo una componente en un jet), el observador mide un campo de radiación dado por:

$$I_\nu = \delta^3 I'_{\nu'}. \quad (3.4)$$

Para un sistema continuo (como un jet) y estacionario, la intensidad específica medida por el observador viene dada por;

$$I_\nu = \delta^2 I'_{\nu'}. \quad (3.5)$$

Debido a este factor de aumento para la emisión medida en el sistema de referencia del observador, a δ se le conoce como factor Doppler de reforzamiento. Este efecto relativista de reforzamiento de la emisión, junto con la aberración relativista hacen que la emisión medida en el sistema de referencia del observador se vea aumentada en un factor δ^3 o (δ^2) y está concentrada en un cono de semiángulo $1/\Gamma$ (ver figura 3.10). Estos efectos son extremadamente importantes y determinarán en gran parte la apariencia de los jets.

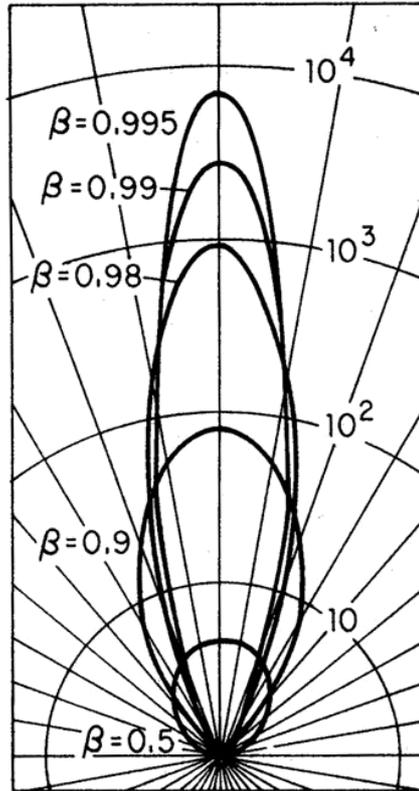


FIG. 3.10: Aberración de la luz y reforzamiento Doppler de la emisión en función de la velocidad del fluido β y del ángulo de visión con el que observamos el jet θ . Reproducido de Kellermann & Pauliny-Toth (1981).

3.4.3 Retrasos temporales

El hecho de que los elementos que están emitiendo puedan 'seguir' los fotones emitidos por ellos mismos, hace que un observador pueda recibir, con un intervalo de tiempo arbitrariamente pequeño, fotones emitidos por un elemento de volumen del fluido en intervalos de tiempo considerablemente mayores en el sistema de la fuente. Este efecto es conocido como retraso temporal, o 'time-delay' en inglés, y explica satisfactoriamente el movimiento superlumínico que hemos analizado en la sección de observaciones. Este efecto es el más importante a la hora de simular la evolución temporal no estacionaria de la emisión de un jet relativista orientado en una dirección cercana a la visual. El hecho de que ciertas inhomogeneidades, como ondas de choque, puedan viajar con velocidades cercanas a la de la luz hace que estas regiones se deformen en el sistema de referencia del observador. Las diferencias en los tiempos de llegada de la radiación al observador entre distintas regiones de la onda de choque producen dichas deformaciones, las cuales son muy dependientes del ángulo de visión.

Parte II

Modelos numéricos de jets relativistas

4

Introducción a las simulaciones numéricas

DURANTE LAS últimas décadas, las simulaciones numéricas relativistas han sido fundamentales en el estudio teórico de los jets relativistas. Asumiendo que éstos se comportan como fluidos perfectos podemos estudiar su dinámica resolviendo las ecuaciones de la magnetohidrodinámica relativista (RMHD) mediante códigos numéricos. A partir de estas simulaciones podemos a su vez calcular la emisión no térmica, obteniendo mapas sintéticos que son directamente comparables con las observaciones, permitiendo de esta manera un mejor conocimiento de la naturaleza de estos objetos.

Las primeras simulaciones de jets se hicieron en los años 80-90 en el contexto de la hidrodinámica newtoniana y la magnetohidrodinámica ideal, tratando de explicar las características observacionales descubiertas en los jets a gran escala (ver, e. g., Clarke et al. 1986). Estos primeros estudios demostraron la importancia del campo magnético toroidal en el confinamiento de los jets (Lind et al. 1989; Appl & Camenzind 1992). El hecho de que los jets permanezcan colimados hasta distancias del Mpc ha hecho que se realicen muchos trabajos acerca de la estabilidad en jets (Hardee et al. 1992, 1995; Perucho et al. 2004a,b). En este contexto de estabilidad se han realizado trabajos en los que se estudia el régimen lineal y no lineal de las perturbaciones de Kelvin-Helmholtz en jets relativistas en simetría cilíndrica incluyendo los efectos de las capas de transición (Perucho et al. 2005). Desde mediados de los años 90 los avances en técnicas numéricas permitieron llevar a cabo simulaciones hidrodinámicas de fluidos relativistas (RHD) en dos dimensiones (Martí et al. 1994, 1995, 1997; Duncan & Hughes 1994). Poco después se realizaron las primeras simulaciones RHD en tres dimensiones, ver figura 4.1 (Aloy et al. 1999; Aloy & Martí 2002; Aloy et al. 2003).

El cálculo de la emisión no térmica a partir de los resultados hidrodinámicos teniendo en cuenta todos los efectos relativistas permitió la generación de mapas

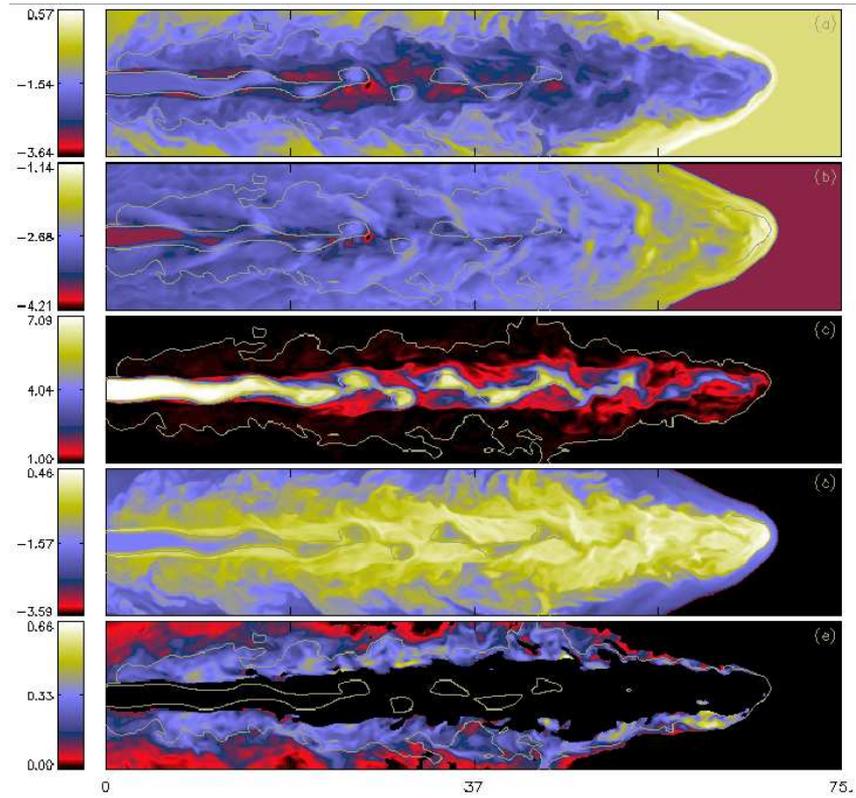


FIG. 4.1: Simulaciones RHD en tres dimensiones. Los paneles muestran: a) densidad de masa en reposo, b) presión, c) factor de Lorentz, d) energía interna específica y e) distribución de velocidad en el plano $y=0$ al final de la simulación. Reproducido de Aloy et al. (1999).

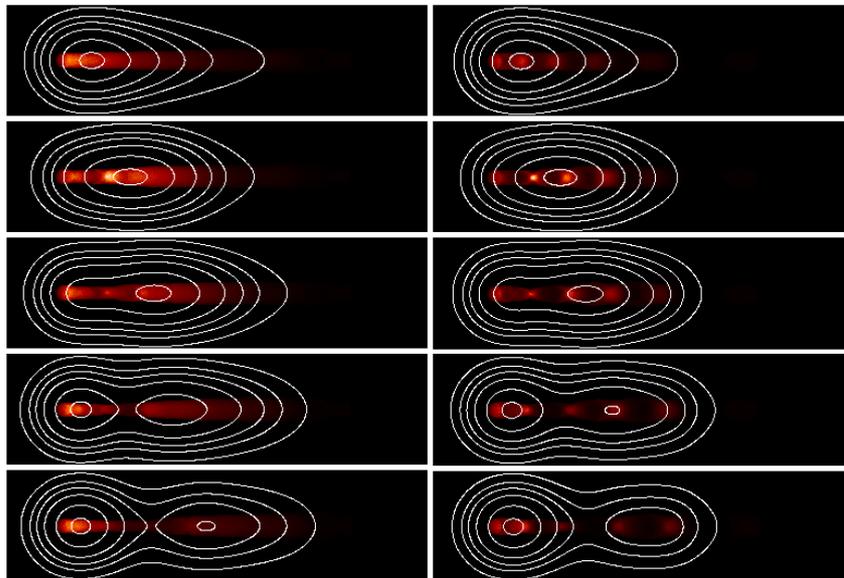


FIG. 4.2: Secuencia de mapas sintéticos a longitudes de onda de radio de jets relativistas (Gomez et al. 1997).

sintéticos (ver figura 4.2) comparables con las observaciones (Gomez et al. 1995, 1997; Mioduszewski et al. 1997; Komissarov & Falle 1997; Agudo et al. 2001).

A mediados de los 90 comenzaron los primeros estudios destinados a determinar la influencia del campo magnético en los jets relativistas. Las primeras simulaciones magnetohidrodinámicas relativistas (RMHD) en 2D fueron realizadas por Van Putten (van Putten 1996) y continuadas con trabajos de Koide (Koide et al. 1996). Una primera extensión de las simulaciones RMHD a tres dimensiones fue realizada por Nishikawa a finales de los 90 (Nishikawa et al. 1997, 1998). El desarrollo en los últimos años de simulaciones RMHD (Komissarov 1999; Leismann et al. 2005; Mizuno et al. 2007) ha hecho posible estudiar la evolución de jets relativistas con distintas configuraciones de campo magnético y ver su influencia en la dinámica y en la emisión.

En los siguientes capítulos se explica de manera detallada cómo partiendo de un fluido relativista magnetizado es posible obtener mapas sintéticos en emisión en flujo total y linealmente polarizado comparables con las observaciones de jets reales. El esquema que se ha seguido para ello se describe a continuación. En el capítulo 5 se hace una introducción a las ecuaciones de la magnetohidrodinámica relativista (RMHD) y al código numérico utilizado para resolver estas ecuaciones en el contexto de los jets relativistas. En el capítulo 6 se explican los mecanismos de emisión en jets. En el capítulo 7 se describe el código numérico que nos permite resolver las ecuaciones de transferencia para la radiación sincrotrón partiendo de las variables magnetohidrodinámicas. En el capítulo 8 se detalla el modelo de jet que hemos utilizado en nuestras simulaciones y se muestran los resultados de nuestro estudio.

5

RMHD numérica

5.1 Ecuaciones de la RMHD

En el presente trabajo vamos a presentar y discutir simulaciones de jets considerando éstos como fluidos relativistas magnetizados. Con este objetivo, resolveremos las ecuaciones de la magnetohidrodinámica relativista (RMHD). Éstas forman un sistema no lineal de ecuaciones en derivadas parciales que no puede ser integrado analíticamente, por lo que es necesario recurrir al uso de algoritmos aproximados.

Las ecuaciones de la RMHD describen la evolución de un fluido perfecto magnetizado relativista con conductividad infinita (ver, por ejemplo, Leismann et al. 2005). Seguiremos la convención de índices usual, según la cual, los índices latinos toman valores de 1 a 3 (en coordenadas cartesianas corresponde a las coordenadas x, y, z) y los griegos, de 0 a 3. Las ecuaciones están escritas en unidades naturales, donde la velocidad de la luz es $c = 1$ y el campo magnético está escalado en un factor $1/\sqrt{4\pi}$.

Podemos expresar las ecuaciones de la RMHD en forma de leyes de conservación. De esta manera tenemos para la conservación de la masa

$$\partial_\alpha(\rho u^\alpha) = 0, \tag{5.1}$$

donde ρ es la densidad de masa en reposo y $u^\alpha = \Gamma(1, v^x, v^y, v^z)$ es el tetravector velocidad del fluido, siendo Γ el factor de Lorentz $\Gamma = 1/\sqrt{1 - v^2}$.

La conservación de energía-momento

$$\nabla_\alpha T^{\alpha\beta} = 0, \tag{5.2}$$

donde $T^{\alpha\beta}$ es el tensor energía-momento total para el caso de un fluido perfecto magnetizado con conductividad infinita, que puede escribirse como

$$T^{\alpha\beta} = \rho h^* u^\alpha u^\beta + p^* g^{\alpha\beta} - b^\alpha b^\beta. \quad (5.3)$$

En esta expresión $g^{\alpha\beta}$ es el tensor métrico que consideraremos como $g^{\alpha\beta} = \text{diag}(-1,1,1,1)$, correspondiente a un espacio-tiempo plano en coordenadas cartesianas.

El tetravector b^α representa el campo magnético en el sistema del fluido verificándose que

$$b^\alpha u_\alpha = 0. \quad (5.4)$$

En términos del trivector campo magnético en el sistema laboratorio, \mathbf{B} , se tiene que

$$b^0 = \Gamma(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}), \quad (5.5)$$

$$b^i = \frac{B^i}{\Gamma} + v^i b^0. \quad (5.6)$$

La cantidad $|\mathbf{b}|^2 = b^\alpha b_\alpha$, que puede expresarse de la forma

$$|\mathbf{b}|^2 = \frac{\mathbf{B}^2}{\Gamma^2} + (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})^2, \quad (5.7)$$

es la densidad de energía magnética.

En la expresión 5.3 las variables h^* y p^* son, respectivamente, la entalpía hidromagnética específica y la presión hidromagnética total, dadas por

$$h^* = h + \frac{|\mathbf{b}|^2}{\rho} = 1 + \epsilon + \frac{p}{\rho} + \frac{|\mathbf{b}|^2}{\rho}, \quad (5.8)$$

$$p^* = p + p_{mag}, \quad (5.9)$$

siendo p la presión del fluido, ϵ la energía interna específica y $h = 1 + \epsilon + p/\rho$ la entalpía específica. La presión magnética p_{mag} viene dada por

$$p_{mag} = \frac{|\mathbf{b}|^2}{2}. \quad (5.10)$$

Las componentes del campo magnético evolucionan según la ecuación de Maxwell

$$\nabla_\alpha (u^\alpha b^\beta - u^\beta b^\alpha) = 0, \quad (5.11)$$

cuya parte espacial, en términos del campo magnético en el sistema laboratorio, nos da la ecuación de inducción

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0. \quad (5.12)$$

La parte temporal de la ecuación 5.11 establece la conocida restricción de divergencia nula para el campo magnético

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (5.13)$$

Las ecuaciones 5.1, 5.2 y 5.11, junto con 5.13 y una ecuación de estado

$$p = p(\epsilon, \rho), \quad (5.14)$$

forman el sistema completo de ecuaciones de la RMHD. En nuestro modelo utilizamos una ecuación de estado de tipo gas ideal

$$p = (\gamma - 1)\rho\epsilon, \quad (5.15)$$

siendo γ el exponente adiabático. Con el fin de cuantificar la importancia del campo magnético sobre la parte térmica en la dinámica del fluido introducimos el concepto de 'parámetro de magnetización', que se define como el cociente entre las presiones magnética y térmica

$$\beta \equiv \frac{p_{mag}}{p}. \quad (5.16)$$

Como acabamos de ver, la condición de conductividad infinita permite cerrar el sistema de las ecuaciones de la MHD conociendo exclusivamente el campo magnético en el sistema laboratorio. A partir de él, el campo eléctrico, \mathbf{E} , puede obtenerse a partir de la condición

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad (5.17)$$

mientras que el otro par de ecuaciones de Maxwell pueden utilizarse para determinar la distribución de cargas y corrientes en el fluido magnetizado a partir de los campos eléctrico y magnético.

El sistema de ecuaciones diferenciales en derivadas parciales de la RMHD en coordenadas cartesianas puede escribirse en forma conservativa del siguiente modo:

$$\partial_t \mathbf{U} + \partial_x \mathbf{F}^x + \partial_y \mathbf{F}^y + \partial_z \mathbf{F}^z = \mathbf{Q}, \quad (5.18)$$

donde \mathbf{F}^i son los flujos, \mathbf{Q} es el vector de los términos fuente y \mathbf{U} es el vector de las cantidades conservadas

$$\mathbf{U} = (D, S^x, S^y, S^z, \tau, B^x, B^y, B^z)^T, \quad (5.19)$$

siendo D la densidad de masa en reposo, S^x , S^y y S^z las 3 componentes de la densidad de momento, τ la densidad de energía, y B^x , B^y , B^z las 3 componentes del campo magnético medido en el sistema de referencia de laboratorio.

Si queremos expresar estas ecuaciones en función de las variables primitivas contenidas en el vector \mathbf{V}

$$\mathbf{V} = (\rho, v^x, v^y, v^z, p, B^x, B^y, B^z)^T, \quad (5.20)$$

obtenemos las siguientes expresiones para el vector de estado \mathbf{U} y los flujos \mathbf{F}^i

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} D \\ S^x \\ S^y \\ S^z \\ \tau \\ B^x \\ B^y \\ B^z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho\Gamma \\ \rho h^* \Gamma^2 v^x - b^0 b^x \\ \rho h^* \Gamma^2 v^y - b^0 b^y \\ \rho h^* \Gamma^2 v^z - b^0 b^z \\ \rho h^* \Gamma^2 - p^* - b^0 b^0 - \rho\Gamma \\ B^x \\ B^y \\ B^z \end{pmatrix} \quad (5.21)$$

$$\mathbf{F}^i = \begin{pmatrix} \rho\Gamma v^i \\ \rho h^* \Gamma^2 v^i v^x + p^* \delta_x^i - b^i b^x \\ \rho h^* \Gamma^2 v^i v^y + p^* \delta_y^i - b^i b^y \\ \rho h^* \Gamma^2 v^i v^z + p^* \delta_z^i - b^i b^z \\ \rho \rho h^* \Gamma^2 v^i - b^0 b^i - \rho\Gamma v^i \\ v^i B^x - B^i v^x \\ v^i B^y - B^i v^y \\ v^i B^z - B^i v^z \end{pmatrix} \quad (5.22)$$

En el caso de coordenadas cartesianas, el vector de los términos fuente, \mathbf{Q} , es cero. En el caso de las simulaciones de jets donde se asume axisimetría, estas ecuaciones se escriben en coordenadas cilíndricas. Para más detalles sobre las ecuaciones ver Leismann et al. (2005). Usando coordenadas cilíndricas, la expresión de la métrica es la siguiente :

$$g^{\alpha\beta} = \text{diag}(-1, 1, r^2, 1). \quad (5.23)$$

La ecuación de conservación de la masa 5.1 queda de la forma:

$$\partial_0 D + \frac{1}{r} \partial_r (r D v^r) + \frac{1}{r} \partial_\phi (D v^\phi) + \partial_z (D v^z) = 0. \quad (5.24)$$

y las ecuaciones de conservación de la energía-momento 5.2 como sigue:

$$\begin{aligned} \partial_0 S^r + \frac{1}{r} \partial_r [r(\rho h^* W^2 v^r v^r + p^* - b^r b^r)] + \frac{1}{r} \partial_\phi (\rho h^* W^2 v^r v^\phi - b^r b^\phi) \\ + \partial_z (\rho h^* W^2 v^r v^z - b^r b^z) = \frac{\rho h^* W^2 v^\phi v^\phi + p^* - b^\phi b^\phi}{r}, \end{aligned} \quad (5.25)$$

$$\begin{aligned} \partial_0 S^z + \frac{1}{r} \partial_r [r(\rho h^* W^2 v^z v^r - b^r b^z)] + \frac{1}{r} \partial_\phi (\rho h^* W^2 v^z v^\phi - b^z b^\phi) \\ + \partial_z (\rho h^* W^2 v^z v^z + p^* - b^z b^z) = 0, \end{aligned} \quad (5.26)$$

$$\begin{aligned} \partial_0 S^\phi + \frac{1}{r} \partial_r [r(\rho h^* W^2 v^\phi v^r - b^\phi b^r)] + \frac{1}{r} \partial_\phi (\rho h^* W^2 v^\phi v^\phi + p^* - b^\phi b^\phi) \\ + \partial_z (\rho h^* W^2 v^\phi v^z - b^\phi b^z) = -\frac{\rho h^* W^2 v^r v^\phi - b^r b^\phi}{r}, \end{aligned} \quad (5.27)$$

$$\begin{aligned} \partial_0 \tau + \frac{1}{r} \partial_r [r(\rho h^* W^2 v^r - b^r b^0 - D v^r)] + \frac{1}{r} \partial_\phi (\rho h^* W^2 v^\phi - b^\phi b^0 - D v^\phi) \\ + \partial_z (\rho h^* W^2 v^z - b^z b^0 - D v^z) = 0. \end{aligned} \quad (5.28)$$

La ecuación de inducción en coordenadas cilíndricas se expresa de la siguiente forma:

$$\partial_0 B^r + \partial_z(v^z B^r - v^r B^z) + \frac{1}{r} \partial_\phi(v^\phi B^r - v^r B^\phi) = 0, \quad (5.29)$$

$$\partial_0 B^z + \frac{1}{r} \partial_r[r((v^r B^z - v^z B^r))] + \frac{1}{r} \partial_\phi(v^\phi B^z - v^z B^\phi) = 0, \quad (5.30)$$

$$\partial_0 B^\phi + \frac{1}{r} \partial_r[r((v^r B^\phi - v^\phi B^r))] + \frac{1}{r} \partial_z(v^z B^\phi - v^\phi B^z) = \frac{B^\phi v^r - B^r v^{phi}}{r}. \quad (5.31)$$

5.2 Uso del código numérico

El algoritmo numérico utilizado para resolver las ecuaciones de la RMHD se basa en las llamadas técnicas de alta resolución de captura de choques (High-Resolution Shock-Capturing techniques, HRSC). Este tipo de técnicas explota el carácter conservativo de las ecuaciones y su extensión desde comienzos de los años 90 a la resolución de las ecuaciones de la dinámica de fluidos relativista (ver, por ejemplo, Martí & Müller 2003) permitió el inicio de las simulaciones de jets extragalácticos relativistas (Martí et al. 1994, 1995, 1997) y fuentes superlumínicas (Gomez et al. 1997). M. Perucho (ver, por ejemplo, Perucho et al. 2005) ha trabajado intensivamente en la adaptación del código numérico para el estudio de jets a escala del parsec. La versión del código numérico utilizada en las simulaciones de jets presentadas en este trabajo se ha extendido a la descripción de flujos relativistas magnetizados. Los detalles básicos del código numérico pueden consultarse en el trabajo de Leismann et al. (2005) o en las Tesis Doctorales de T. Leismann (Leismann 2004) y L. Antón (Antón 2008).

El código numérico utilizado resuelve las ecuaciones de la RMHD en forma conservativa en un cierto dominio espacial en una, dos o tres dimensiones y en coordenadas cartesianas o cilíndricas. Antes de iniciar una simulación numérica deberemos fijar, pues, el dominio espacial y las coordenadas. A continuación se genera una malla numérica compuesta por un número de celdas predeterminado en cada dirección. La malla numérica homogénea que describe el dominio espacial puede complementarse con una malla numérica no homogénea cuya función es alejar las fronteras del dominio espacial para evitar que perturbaciones numéricas originadas en ellas alcancen el dominio de interés físico. Sobre la malla se definen las variables conservadas contenidas en el vector \mathbf{U} (5.19). Finalmente, deberemos fijar las condiciones de contorno en la frontera del dominio espacial. Condiciones de contorno típicas son las condiciones de reflexión, de inyección, periódicas o de gradiente nulo. En las simulaciones de jets se usan condiciones de reflexión en el plano o eje de simetría (si lo

hay), condiciones de contorno de gradiente nulo en las fronteras exteriores y condiciones de contorno de inyección en el inicio del jet.

Los valores medios de las variables conservadas en las celdas numéricas se avanzan en el tiempo mediante un algoritmo conservativo basado en técnicas HRSC. A continuación vamos a describir de forma muy general los elementos esenciales del código numérico utilizado dirigiendo al lector interesado en una descripción más detallada de los algoritmos HRSC a la monografía de LeVeque (1992).

Uno de los ingredientes fundamentales de los algoritmos HRSC lo constituye el cálculo de los flujos numéricos entre celdas contiguas. Estos flujos se calculan a partir de la solución exacta o aproximada de los problemas de Riemann (problemas de valores iniciales discontinuos) planteados entre celdas contiguas. El código RMHD utiliza un resolvidor aproximado del problema de Riemann denominado HLL. Con objeto de calcular los flujos numéricos con una buena precisión, la solución obtenida en cada paso de tiempo se interpola dentro de cada celda numérica utilizando algoritmos apropiados. Estos algoritmos interpolantes deberán aumentar la precisión en el cálculo de los flujos numéricos manteniendo al mismo tiempo la convergencia del esquema numérico bajo el refinamiento de la malla (se habla de algoritmos de reconstrucción TVD; ver de nuevo LeVeque 1992). Existen en la literatura diversos algoritmos de reconstrucción TVD basados en polinomios interpolantes con limitadores de pendiente. El código RMHD utiliza el algoritmo MINMOD basado en una interpolación lineal de la solución dentro de las celdas numéricas dotando al esquema numérico de una precisión espacial de segundo orden.

Una vez reconstruida la solución en las celdas numéricas y calculados los flujos numéricos, la solución se avanza en el tiempo integrando el sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias resultante. El código RMHD integra las ecuaciones mediante un algoritmo de Runge-Kutta de segundo o tercer orden. El paso de tiempo entre dos iteraciones de la solución se determina de forma que satisface la condición de Courant, necesaria para asegurar la estabilidad de la solución numérica.

Cualquier solución de las ecuaciones de la MHD debe mantener la condición de divergencia nula para el campo magnético. Mientras que esto es algo que se satisface automáticamente para el caso de soluciones exactas del sistema de ecuaciones de la MHD, los algoritmos numéricos aproximados como el implementado en el código RMHD deben forzar la preservación de dicha condición. Con este objetivo, el código RMHD incorpora un algoritmo basado en la conservación del flujo magnético a través de las superficies que definen cada celda numérica, que mantiene el valor inicial de la divergencia del campo magnético hasta el error-máquina.

Finalmente, antes de iniciar una nueva iteración, el código RMHD recupera los valores de las variables primitivas a partir de los valores calculados para las variables conservadas resolviendo el sistema algebraico implícito definido por las ecuaciones 5.21 mediante un algoritmo de Newton-Raphson.

6

Mecanismos de emisión no térmica

6.1 Radiación sincrotrón

Como hemos visto en el capítulo anterior, los jets están compuestos por un plasma de energías relativistas en un campo magnético. Las partículas cargadas que forman el plasma se verán afectadas por la fuerza de Lorentz, que hará que se muevan siguiendo una trayectoria helicoidal en torno a la dirección definida por el campo magnético. Estas partículas aceleradas emitirán radiación electromagnética, conocida como radiación sincrotrón. La potencia total emitida por una sola partícula, promediada a lo largo del ángulo que forman la dirección del movimiento con respecto a la dirección de las líneas de campo magnético, viene dada por (ver, por ejemplo, Pacholczyk 1970):

$$P_{syn} = \left(\frac{dE}{dt} \right)_{syn} = \frac{2e^4}{3m^4c^7} B^2 \sin^2 \vartheta E^2, \quad (6.1)$$

donde m y e son la masa y la carga de la partícula, respectivamente, c es la velocidad de la luz, B el campo magnético, ϑ el ángulo entre la línea de visión y la dirección del campo magnético, y E la energía de la partícula. Como vemos, esta ecuación tiene una dependencia con la masa del tipo: $P \propto m^{-4}$. Por lo tanto la potencia emitida está dominada por las partículas de baja masa, es decir, electrones y positrones, siendo despreciable la producida por protones.

La potencia emitida por una sola partícula, ecuación 6.1, se concentra en torno a una frecuencia, denominada frecuencia crítica, cuya expresión es la siguiente (ver Pacholczyk 1970):

$$\nu_c = \frac{3e}{4\pi m^3 c^5} B \sin \vartheta E^2. \quad (6.2)$$

Esta emisión tiene un patrón dipolar en el sistema de referencia del fluido relativista, pero si hacemos la transformación al sistema de referencia del observador, tal y como hemos comentado cuando hablamos en el capítulo anterior de efectos relativistas, este patrón se transforma en un cono de semiángulo $1/\Gamma$, con el eje en la dirección del movimiento.

6.2 Inverso Compton

La radiación Inverso Compton se produce cuando un fotón colisiona con un electrón de alta energía y gana energía en este proceso. Esta colisión puede hacer cambiar la frecuencia de los fotones dispersados haciéndola pasar de frecuencias en radio e infrarrojo a frecuencias en rayos X y rayos γ respectivamente. En el sistema de referencia del observador el fotón gana energía proporcionalmente al cuadrado del factor de Lorentz del electrón $E' \approx \gamma^2 E$, siendo $E=h\nu$ la energía inicial del fotón. La potencia promedio radiada por scattering Inverso Compton de una distribución isótropa de fotones por una distribución isótropa de electrones viene dada por (Rybicki & Lightman 1979):

$$P_{Compton} = \frac{4}{3}\sigma_T c (\Gamma\beta)^2 U_{ph}, \quad (6.3)$$

donde U_{ph} es la densidad de energía del campo de fotones y $\sigma_T = 8 \pi r_0^2/3$ es la sección eficaz de Thomson (en la colisión de un electrón y un fotón a bajas energías), con $r_0 = e^2/m_e c^2$ el radio del electrón, e la carga del electrón y m_e la masa del electrón. β es la velocidad de los electrones en unidades de la velocidad de la luz c y Γ es el factor de Lorentz.

Dependiendo del origen de los fotones que colisionan con los electrones la radiación se llama, en inglés, 'Synchrotron Self Compton' (SSC), si los fotones se originaron como fotones sincrotrón en el propio jet, o 'External Compton' (EC), si el origen de los fotones es un campo de radiación externo al jet, como por ejemplo fotones que provienen del fondo cósmico de microondas (CMB).

7

De la RMHD a la emisión

EL CÁLCULO de la emisión sincrotrón a partir de los modelos magnetohidrodinámicos descritos anteriormente requiere conectar las variables físicas de ambos modelos, de modo que los resultados de los modelos RMHD sean utilizados como 'inputs' para el cálculo de la emisión. Además necesitamos hacer algunas hipótesis, como por ejemplo, cuáles son las distintas poblaciones de electrones en el jet. La mayor parte de la energía de los jets relativistas se asume que es transportada por una población de electrones térmicos. Esta población determina la dinámica del jet y puede ser simulada, tal y como hemos descrito anteriormente, por modelos numéricos magnetohidrodinámicos relativistas. Pero la emisión sincrotrón de estos objetos es en cambio generada por una segunda población de electrones no térmicos con velocidades y energías relativistas. Esta población de electrones no térmicos es reaccelerada en choques que tienen lugar a lo largo del jet y es incrementada con contribuciones de electrones térmicos acelerados en esos choques.

Si queremos calcular la emisión sincrotrón a partir de los modelos RMHD es necesario establecer una relación entre las poblaciones térmicas y no térmicas de electrones en el jet. Una posibilidad consiste en suponer que ambas poblaciones están ligadas por una relación de proporcionalidad (Rayburn 1977; Wilson & Scheuer 1983), de modo que el número y la densidad de energía de los electrones no térmicos sea una fracción constante de las mismas cantidades en la población térmica. Estamos así asumiendo que ambas poblaciones comparten la misma dinámica, que somos capaces de conocer gracias a las simulaciones RMHD. Para que esta relación de proporcionalidad se mantenga constante debemos ignorar los procesos no adiabáticos, como la aceleración de partículas en choques o pérdidas de energía por radiación. Ésta es una buena aproximación para la emisión en radio a escalas del parsec en jets de AGNs. A mayores energías, es decir, en regiones del espectro como son el óptico o rayos X, y en los lugares donde tienen lugar choques muy intensos, como 'hot spots' y envolturas de los jets, hay que considerar estas pérdidas y ganancias ya que pueden ser muy relevantes.

Para calcular la emisión sincrotrón es necesario distribuir la energía interna dada por el modelo magnetohidrodinámico entre la población de electrones no térmicos. Para ello asumimos que la energía por unidad de volumen de la población no térmica sigue una ley de potencias de la forma:

$$N(E)dE = N_0 E^{-\gamma} dE, \quad E_{min} \leq E \leq E_{max}, \quad (7.1)$$

donde E_{min} y E_{max} son los valores mínimo y máximo entre los cuáles se asume comprendida la energía de los electrones, y γ es el índice espectral de la distribución de electrones, que suele tomar valores entre uno y tres. En nuestra aproximación de jet adiabático la razón entre las energías máxima y mínima, $C_E = \frac{E_{max}}{E_{min}}$, se mantiene constante.

Integrando la función de distribución entre estos límites la energía, podemos calcular la densidad numérica de electrones, N , y la densidad de energía de los mismos, U , como sigue a continuación

$$N = \int_{E_{min}}^{E_{max}} N(E)dE = \frac{N_0}{1-\gamma} (E_{max}^{1-\gamma} - E_{min}^{1-\gamma}), \quad (7.2)$$

$$U = \int_{E_{min}}^{E_{max}} N(E)E dE = \frac{N_0}{2-\gamma} (E_{max}^{2-\gamma} - E_{min}^{2-\gamma}), \quad (7.3)$$

donde, tanto N como U vienen determinados directamente a partir de la densidad de masa y la densidad de energía para la población térmica obtenidas en los modelos magnetohidrodinámicos y la hipótesis de proporcionalidad.

Por tanto, una vez calculados N y U a partir de la RMHD y definidos γ y C_E , tendremos completamente caracterizada la distribución de energía de la población de electrones no térmicos en función de la población térmica a través de (Gomez et al. 1995):

$$E_{min} = \frac{U}{N_0} \frac{2-\gamma}{1-\gamma} \frac{C_E^{1-\gamma} - 1}{C_E^{2-\gamma} - 1}, \quad (7.4)$$

y

$$N_0 = \left[\frac{U(\gamma-2)}{1-C_E^{2-\gamma}} \right]^{\gamma-1} \left[\frac{1-C_E^{1-\gamma}}{N(\gamma-1)} \right]^{\gamma-2}. \quad (7.5)$$

Con esto ya podemos calcular la radiación sincrotrón emitida por un jet relativista cuya dinámica podemos calcular mediante los modelos RMHD.

7.1 Transferencia de la radiación sincrotrón

Para calcular la emisión es necesario resolver la ecuación de transferencia a lo largo de la línea de visión del observador y en un sistema comóvil con el mismo, a través de los coeficientes de emisión y absorción para la radiación sincrotrón. Éstos se calculan primero en cada celda en el sistema de referencia del fluido, y más tarde se transforman al sistema de referencia del observador, donde son integrados.

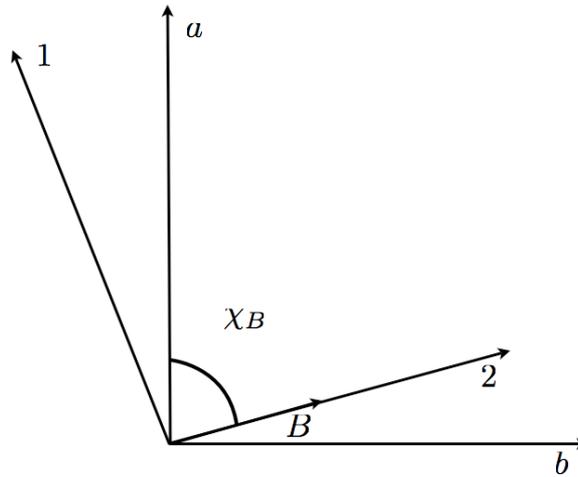


FIG. 7.1: Relación entre los sistemas de coordenadas del observador (a,b) y el sistema de coordenadas del campo magnético (1,2). El campo magnético puede cambiar de orientación a lo largo de la línea de visión, y por tanto también el sistema (1,2).

Los coeficientes de emisión y absorción normalmente se expresan en el denominado sistema de referencia del campo magnético, (1,2); ver figura 7.1. Este sistema de referencia, comóvil con el fluido, se caracteriza por hacer corresponder al eje 2 la dirección del vector campo magnético proyectada en el plano del cielo. Ésto hace que las expresiones de los coeficientes de absorción y emisión en este sistema de referencia se simplifiquen mucho. Los vectores unitarios 1,2, y el dirigido hacia la línea de visión del observador, forman un sistema de coordenadas ortogonal. En este sistema de referencia los coeficientes de emisión y absorción para cada polarización tienen la forma (Pacholczyk 1970):

$$\epsilon^i = \frac{\sqrt{3}}{8\pi} \frac{e^3}{mc^2} B \sin\vartheta \int_{E_{min}}^{E_{max}} N(E) [F(x) \pm G(x)] dE. \quad (7.6)$$

$$\kappa^i = -\frac{\sqrt{3}}{8\pi} \frac{e^3}{m\nu^2} B \sin\vartheta \int_{E_{min}}^{E_{max}} E^2 \frac{d}{dE} \left(\frac{N(E)}{E^2} \right) [F(x) \pm G(x)] dE, \quad (7.7)$$

donde F y G se calculan a través de las funciones de Bessel de segundo orden como sigue:

$$F(x) = x \int_x^\infty K_{5/3}(z) dz. \quad (7.8)$$

$$G(x) = x K_{2/3}(x), \quad (7.9)$$

donde $x = \nu/\nu_c$, siendo ν la frecuencia y ν_c la frecuencia crítica que hemos visto anteriormente (ecuación 6.2). En las ecuaciones 7.6 y 7.7 el signo '+' significa polarización $i=1$ (correspondiente al eje $i=1$) y el signo '-' polarización $i=2$, ϑ representa el ángulo que forman la línea de visión del observador con el campo magnético, y B es el módulo del campo magnético, ambos en el sistema de referencia comóvil con el fluido. Esto implica que tenemos que transformar el campo magnético desde el sistema de referencia del laboratorio, que es donde viene definido en la RMHD, al sistema de referencia comóvil con el fluido, ésto lo hacemos aplicando las transformaciones de Lorentz. Las expresiones para cada una de las tres componentes del campo magnético en coordenadas cartesianas son las siguientes:

$$B'_x = \Gamma(B_x + v \times (v \times B_x)) - \frac{\Gamma^2}{\Gamma + 1} (v \cdot B) v_x. \quad (7.10)$$

$$B'_y = \Gamma(B_y + v \times (v \times B_y)) - \frac{\Gamma^2}{\Gamma + 1} (v \cdot B) v_y. \quad (7.11)$$

$$B'_z = \Gamma(B_z + v \times (v \times B_z)) - \frac{\Gamma^2}{\Gamma + 1} (v \cdot B) v_z. \quad (7.12)$$

Si asumimos, tal y como hemos explicado anteriormente, que la energía se distribuye siguiendo una ley de potencias (ecuación 7.1), y considerando que la energía de los electrones está comprendida entre cero e infinito ¹, obtenemos para el coeficiente de emisión

$$\begin{aligned} \epsilon^i &= \frac{\sqrt{3}}{8\pi} \frac{e^3}{mc^2} B \sin\vartheta N_0 \int_0^\infty E^{-\gamma} [F(x) \pm G(x)] dE \\ &= \frac{\sqrt{3}}{16\pi} \frac{e^3}{mc^2} B \sin\vartheta N_0 \left[\frac{3e}{4\pi m^3 c^5} \frac{B \sin\vartheta}{\nu} \right]^{(\gamma-1)/2} \\ &\quad \int_0^\infty x^{(\gamma-1)/2} \left[\int_x^\infty K_{5/3}(z) dz \pm K_{2/3}(x) \right] dx. \end{aligned} \quad (7.13)$$

¹En realidad en el código numérico consideramos que la energía de los electrones está comprendida entre los valores E_{min} y E_{max} . Podemos, como una buena aproximación, considerar $E_{min}=0$ y $E_{max}=\infty$, ya que la contribución a la emisión para energías menores que E_{min} y energías mayores que E_{max} a las frecuencias radio que nos interesan es despreciable. Ésto nos permite simplificar mucho las ecuaciones.

Y para el coeficiente de absorción:

$$\begin{aligned}\kappa^i &= -\frac{\sqrt{3}}{8\pi} \frac{e^3}{m\nu^2} B \sin\vartheta N_0 \int_0^\infty E^2 \frac{d}{dE} E^{-\gamma-2} [F(x) \pm G(x)] dE \\ &= \frac{\sqrt{3}}{16\pi} \frac{e^3}{m\nu^2} B \sin\vartheta N_0 \left[\frac{3e}{4\pi m^3 c^5} \frac{B \sin\vartheta}{\nu} \right]^{\gamma/2} \\ &\quad \int_0^\infty x^{\gamma/2} \left[\int_x^\infty K_{5/3}(z) dz \pm K_{2/3}(x) \right] dx. \quad (7.14)\end{aligned}$$

Podemos obtener ecuaciones más simplificadas si tenemos en cuenta las relaciones existentes entre las funciones de Bessel y la función Gamma de Euler, las cuales, para valores de $\gamma > 1/3$ nos permiten escribir

$$\int_0^\infty x^{(\gamma-1)/2} \int_x^\infty K_{5/3}(z) dz dx = \frac{\gamma + 7/3}{\gamma + 1} 2^{(\gamma-3)/2} \Gamma\left(\frac{3\gamma-1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3\gamma+7}{12}\right)$$

y

$$\int_0^\infty x^{(\gamma-1)/2} \int_x^\infty K_{2/3}(x) dx = 2^{(\gamma-3)/2} \Gamma\left(\frac{3\gamma-1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3\gamma+7}{12}\right).$$

Con estas relaciones se obtienen las siguientes relaciones simplificadas para los coeficientes de emisión y absorción para la radiación sincrotrón (Pacholczyk 1970)

$$\epsilon^i = C_1(\gamma) N_0 (B \sin\vartheta)^{(\gamma+1)/2} \nu^{(1-\gamma)/2} \left[\frac{\gamma + 7/3}{\gamma + 1} \pm 1 \right], \quad (7.15)$$

$$\kappa^i = C_2(\gamma) N_0 (B \sin\vartheta)^{(\gamma+2)/2} \nu^{(-\gamma+4)/2} \left[\frac{\gamma + 10/3}{\gamma + 2} \pm 1 \right], \quad (7.16)$$

donde C_1 y C_2 son dos constantes que dependen de γ y cuyos valores son

$$\begin{aligned}C_1(\gamma) &= \frac{\sqrt{3}}{32\pi} \frac{e^3}{mc^2} \left[\frac{6e}{4\pi m^3 c^5} \right]^{(\gamma-1)/2} \Gamma\left(\frac{3\gamma-1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3\gamma+7}{12}\right), \\ C_2(\gamma) &= \frac{\sqrt{3}e^3}{32\pi m} \left[\frac{6e}{4\pi m^3 c^5} \right]^{\gamma/2} (\gamma+2) \Gamma\left(\frac{3\gamma+2}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3\gamma+10}{12}\right).\end{aligned}$$

Como estamos considerando un campo magnético dinámico que evoluciona con el fluido, éste no será uniforme en cuanto a su orientación a lo largo del jet, lo cual implica que el sistema de coordenadas (1,2) será diferente de celda a

celda en el modelo magnetohidrodinámico. Es por tanto conveniente formular las ecuaciones de transferencia de la radiación en el sistema de referencia del observador (a,b), donde los ejes tienen una relación fija con respecto al mismo. Los ejes 'a' y 'b', junto con la dirección hacia el observador forman, por tanto, un sistema de coordenadas cartesianas. La orientación relativa del eje 2 con respecto al eje 'a', que define el ángulo χ_B (ver figura 7.1), cambiará de celda a celda en función de la orientación del vector magnético en cada una de ellas.

El campo de radiación en el sistema de referencia del observador (a,b) está caracterizado por los cuatro parámetros de Stokes I, Q, U y V, o equivalentemente¹ por $I^{(a)}$, $I^{(b)}$, U y V. Los parámetros de Stokes I y Q pueden obtenerse a través de los valores de la intensidad específica en los ejes a y b a través de

$$I = I^{(a)} + I^{(b)}, \quad (7.17)$$

$$Q = I^{(a)} - I^{(b)}. \quad (7.18)$$

I es la intensidad específica total de la emisión, Q y U indican el tipo de polarización y V indica si la polarización es levógira o dextrógira y es cero en el caso de la polarización lineal. En el caso de la radiación sincrotrón en jets las observaciones en longitudes de onda de radio muestran ninguna o muy baja polarización circular, por lo que podemos considerar el parámetro de Stokes $V=0$ en nuestro estudio.

De este modo el grado de polarización Π viene dado por:

$$\Pi = (Q^2 + U^2)^{1/2}, \quad (7.19)$$

y el ángulo de polarización χ , que se define como el ángulo formado entre el eje a y el vector eléctrico viene dado por:

$$\chi = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{U}{Q} \right). \quad (7.20)$$

Como la emisión polarizada circularmente la consideramos cero, sólo necesitamos conocer $I^{(a)}$, $I^{(b)}$ y U para tener totalmente determinada la emisión en flujo total y polarizado de nuestro jet. Estos parámetros los obtenemos integrando las ecuaciones de transferencia de la radiación transformadas al sistema de referencia del observador a lo largo de la línea de visión (ecuaciones 7.21, 7.22 y 7.23). Detalles acerca de dichas transformaciones se pueden encontrar en Pacholczyk (1970), obteniéndose:

¹En nuestra formulación los superíndices (a) y (b) definen las variables en las correspondientes direcciones del sistema del observador (a,b)

$$\begin{aligned} \frac{dI^{(a)}}{ds} = I^{(a)} & \left[-\kappa_\nu^{(1)} \sin^4 \chi_B - \kappa_\nu^{(2)} \cos^4 \chi_B - \frac{1}{2} \kappa_\nu \sin^2 2\chi_B \right] \\ & + U \left[\frac{1}{4} (\kappa_\nu^{(1)} - \kappa_\nu^{(2)}) \sin 2\chi_B + \frac{d\chi_F}{ds} \right] \\ & + \epsilon_\nu^{(1)} \sin^2 \chi_B + \epsilon_\nu^{(2)} \cos^2 \chi_B \end{aligned} \quad (7.21)$$

$$\begin{aligned} \frac{dI^{(b)}}{ds} = I^{(b)} & \left[-\kappa_\nu^{(1)} \cos^4 \chi_B - \kappa_\nu^{(2)} \sin^4 \chi_B - \frac{1}{2} \kappa_\nu \sin^2 2\chi_B \right] \\ & + U \left[\frac{1}{4} (\kappa_\nu^{(1)} - \kappa_\nu^{(2)}) \sin 2\chi_B - \frac{d\chi_F}{ds} \right] \\ & + \epsilon_\nu^{(1)} \cos^2 \chi_B + \epsilon_\nu^{(2)} \sin^2 \chi_B \end{aligned} \quad (7.22)$$

$$\begin{aligned} \frac{dU}{ds} = I^{(a)} & \left[\frac{1}{2} (\kappa_\nu^{(1)} - \kappa_\nu^{(2)}) \sin 2\chi_B - 2 \frac{d\chi_F}{ds} \right] \\ & + I^{(b)} \left[\frac{1}{2} (\kappa_\nu^{(1)} - \kappa_\nu^{(2)}) \sin 2\chi_B - 2 \frac{d\chi_F}{ds} \right] \\ & - \kappa U - (\epsilon_\nu^{(1)} - \epsilon_\nu^{(2)}) \sin 2\chi_B, \end{aligned} \quad (7.23)$$

donde κ_ν es la media aritmética de $\kappa_\nu^{(1)}$ y $\kappa_\nu^{(2)}$. El cociente $d\chi_F/ds$ representa el cambio del ángulo de polarización $d\chi_F$ (en rad) por unidad de longitud ds (en cm) debido a la rotación de Faraday y viene dado por la expresión (ver, por ejemplo, Pacholczyk (1970)):

$$\chi = \frac{d\chi_F}{ds} = 2.36 \times 10^{-17} N_e B_{\parallel} \lambda^2, \quad (7.24)$$

en donde λ es la longitud de onda (en cm), B_{\parallel} es la proyección del campo magnético (en Gauss) a lo largo de la línea de visión, y N_e la densidad electrónica, en unidades de $e^- \text{ cm}^{-3}$.

Como hemos visto, en el cálculo de los coeficientes de emisión y absorción utilizamos los valores de la RMHD, por lo que el cálculo de los mismos resulta más sencillo en el sistema de referencia del fluido. En cambio, a la hora de integrar las ecuaciones de transferencia de la radiación (ecuaciones 7.21, 7.22 y 7.23), es más práctico hacerlo en el sistema de referencia del observador. Como el jet es relativista hay que tener en cuenta las transformaciones de Lorentz que nos relacionan el sistema de referencia comóvil con el fluido con el del

observador (ver Capítulo 1) a través del factor Doppler (Rybicki & Lightman 1979):

$$\epsilon_{\nu}^{ob} = \delta^2 \epsilon_{\nu}. \quad (7.25)$$

$$\kappa_{\nu}^{ob} = \delta^{-1} \kappa_{\nu}. \quad (7.26)$$

7.2 Estructura del código numérico

Antes de comenzar el cálculo de la emisión a partir de los modelos RMHD es necesario fijar una serie de parámetros. Los más importantes son: el ángulo de visión del observador, la frecuencia de observación, la distancia a la que se encuentra la fuente (corrimiento al rojo), la fracción de densidad de la población de electrones no térmicos con respecto a los térmicos y el índice espectral de dicha población.

Una vez fijado el ángulo de visión debemos transformar la malla espacial del modelo RMHD según dicho ángulo. Como los modelos RMHD en los que basamos el cálculo de la emisión son modelos en dos dimensiones con simetría axial, debemos además generar una tercera dimensión en la malla numérica en la que calculamos la emisión. Ésto lo hacemos mediante simetría de revolución en torno al eje de propagación del jet.

Los parámetros de Stokes I, Q y U, como hemos visto en la sección anterior, nos caracterizan la emisión. Estos parámetros de Stokes son calculados para cada una de las celdas de la malla integrando las ecuaciones de transferencia de la radiación a lo largo de cada una de las columnas de integración paralelas a la línea de visión. Como vimos este cálculo se hace en el sistema de referencia del observador y debemos tener en cuenta todos los efectos relativistas que detallamos en el capítulo anterior. La integración de las ecuaciones de transferencia nos da como resultado una imagen de la emisión sincrotrón simulada, tanto en intensidad total como linealmente polarizada, a partir de nuestro modelo RMHD. Esta información será muy importante en nuestro trabajo, como veremos más adelante en el capítulo de resultados, ya que nos permite estudiar el comportamiento de la polarización en función de diferentes configuraciones de campo magnético.

Estos resultados son además directamente comparables con las observaciones, abriendo una ventana al conocimiento de la física que tiene lugar en jets reales en el Universo, y en particular al estudio de la influencia en la dinámica y la emisión de los campos magnéticos.

8

Helical magnetic field role in the jet dynamics and emission

8.1 Models

8.1.1 Helical magnetic field structure

We consider that the magnetic field has a helical structure, with toroidal, B_ϕ , and axial, B_z , components with profiles (see figure 8.1):

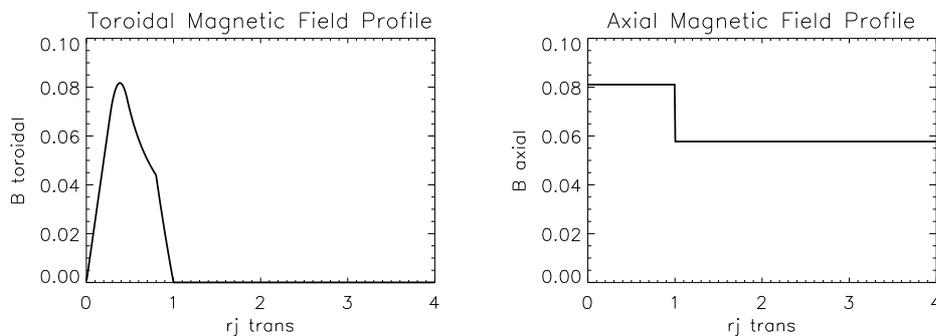


FIG. 8.1: Magnetic field profiles for our models. In order to produce a numerically stable initial model, the discontinuities of the toroidal magnetic field component at the jet surface as well the peak of the toroidal magnetic field at $r = r_m$ have been smoothed.

, where r_j is the jet radius. Note that we have used similar profile for the toroidal magnetic field across the jet than that used by Lind (see Lind et al. 1989) in the non-relativistic case and Komissarov (Komissarov 1999) in the relativistic case. The radius at which the toroidal magnetic field reaches its maximum value ($r = r_m$) corresponds to $0.37 r_j$ in the initial model. This structure corresponds to an axial current along the jet inside radius r_m and a return axial current along the surface of the jet as well as a toroidal current generated

by the the discontinuity on the axial magnetic field between the jet and the external medium. In order to produce a stable magnetized jet, the pressure profile across the jet is obtained from the hydromagnetic equilibrium equation. In the simple case of an axially symmetric jet with zero radial and toroidal velocity components and radial magnetic field, homogeneous axial velocity and magnetic field components, and a toroidal magnetic field component with a purely radial dependence, the equation of hydromagnetic equilibrium takes the form:

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{B_\phi}{r} \frac{d(rB_\phi)}{dr}, \quad (8.1)$$

where p is the gas pressure. Outside the jet, equilibrium is accomplished by fixing the value of the external gas pressure to that of the total (gas plus magnetic) pressure at the jet surface.

8.1.2 Set up for the numerical simulations

The magnetohydrodynamical jet models are characterized by the injection velocity into the external medium v_b (Lorentz factor, Γ_b), and the (averaged) specific internal energy, ϵ_b . Three parameters are used to fix the magnetic field, namely, r_m which as we have seen before is the radius at which the toroidal magnetic field reaches its maximum value, the averaged pitch angle ϕ of the initial model, defined as $\tan \phi = B_\phi/B_z$, and the mean magnetization parameter β , which is the mean ratio of magnetic pressure to gas pressure. Two more parameters, the beam to external medium ratios of pressure, K , and rest-mass density, η , at the injection position, are used to fix the properties of the atmosphere through which the jet propagates. Finally, an ideal gas equation is used, characterized by the adiabatic exponent γ .

Regarding the emission parameters, we have to define the spectral index of the power law defining the energy distribution of non-thermal electrons, the ratio between maximum and minimum energy of the electrons and the density and energy fractions of non-thermal electrons with respect to thermal plasma. We have also to chose the frequency of observation, the distance to the source and the viewing angle.

We have simulated different models to study the internal structure and emission of relativistic jets by varying systematically the RMHD and emission parameters of the jet. We focus our analysis on the influence of the magnetic field strength and structure. For this we have explored a wide range of values of the parameters that control the magnetic field, which are primarily the mean magnetization parameter β and the averaged pitch angle ϕ . All the results

that we present in this work correspond to supersonic relativistic jets with an ambient medium of uniform external pressure accross the grid.

8.2 Jet dynamics

The fluid dynamics of the jet is dominated by the tendency of the beam fluid to approach pressure equilibrium with the external medium in the transversal direction. The pressure has two contributions, one due to the thermal gas (P_{th}) and the other to the magnetic field (P_B), so the pressure equilibrium between the jet and the external medium at the jet-ambient boundary requires:

$$P_{th,jet} + P_{B,jet} = P_{th,amb} + P_{B,amb}. \quad (8.2)$$

We are considering overpressured jets at the jet inlet. Inertial overshooting past equilibrium of the jet leads to the formation of regularly spaced standing conical recollimation shocks, whose strength and separation are governed mainly by the difference in pressure between the jet and the ambient medium, and by the Lorentz factor of the flow. These overpressured models are particularly interesting because their internal recollimation shocks can be associated with the stationary components observed in real jets (Daly & Marscher 1988; Gomez et al. 1995).

All RMHD jet simulations in this work have been performed on a 2D grid in cylindrical coordinates with axial symmetry. The homogeneous grid consists of 512 by 1600 cells covering a domain of 4 by 50 beam radii, i.e., the resolution is 128 by 32 cells per beam radius.

Every jet simulation is fully characterized by setting a few independent parameters (as we have seen in section 8.1.2). Some of them are common to all the models presented here, such as the adiabatic exponent used in the equation of state, which has a value $\gamma=4/3$; the beam to external medium ratios of total pressure ($K=2$) and rest-mass density ($\eta= 0.01$); the specific internal energy of the beam, $\epsilon_b=1$, and the Lorentz factor, $\Gamma_b=4$, at the jet inlet. We have performed simulations with different values of the mean magnetization parameter, β , and averaged pitch angle of the helical magnetic field, ϕ , in order to study their influence in the dynamics and emission as shown in the following sections. Note that both, β and ϕ , correspond to mean values for the initial models which will change during the evolution of the jet as we will see in our results.

8.2.1 The influence of the pitch angle

In order to study the influence of the magnetic field structure we have selected three models with magnetization parameter $\beta=1$ and three different values of the pitch angle ϕ : model A with $\phi = 0^\circ$ (that is, with a purely axial field), model B with $\phi = 25^\circ$, and model C with $\phi = 65^\circ$. Higher values of pitch angle are obtained by increasing the toroidal component of the magnetic field, which results also in a moderate increase of the magnetization parameter. All the models have the same values for the other RMHD parameters.

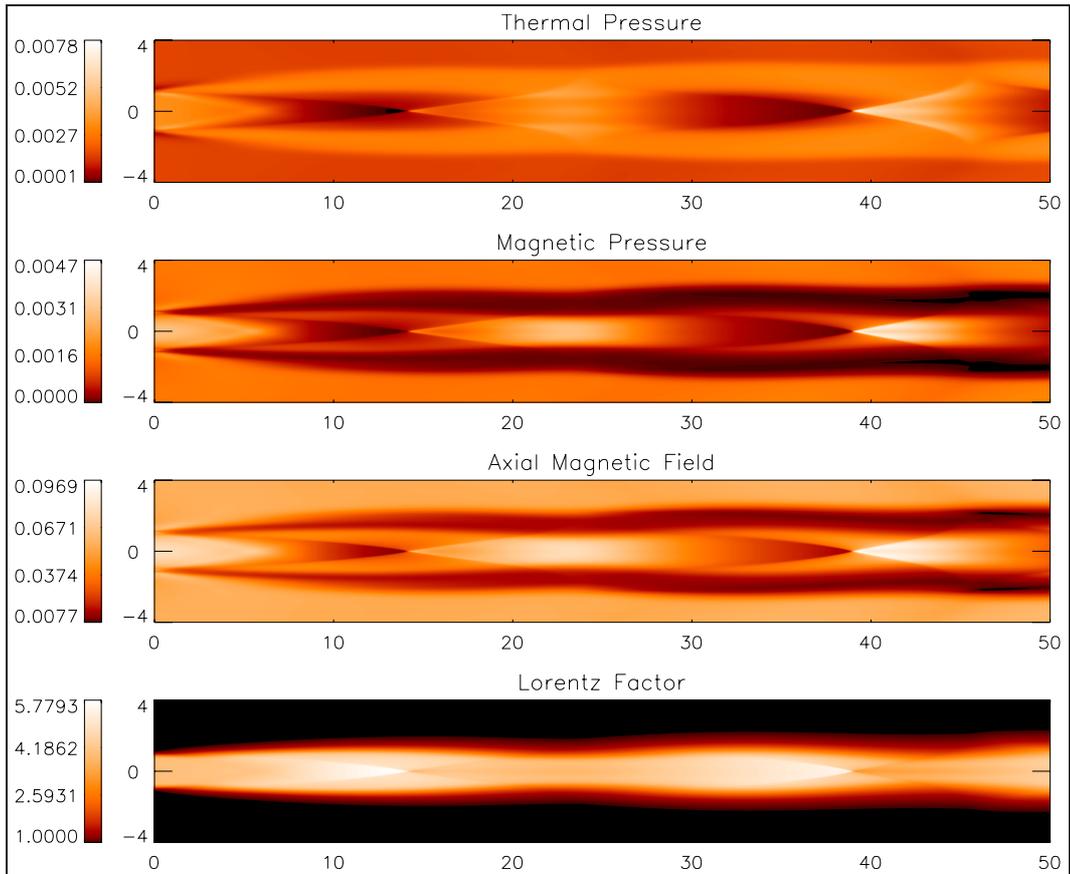


FIG. 8.2: RMHD results for model A. From top to bottom panels show the thermal pressure, the magnetic pressure, the axial component of the magnetic field and the Lorentz factor. The axis units are in jet radius.

The internal structure for these models consists of a regular pattern of conical recollimation shocks (see Figs. 8.2, 8.3 and 8.4).

The evolution of the fluid is governed by the competition of the two main driving forces in the jet, which are the gradient of the thermal pressure, ∇p , and the Lorentz force, $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$, (Choudhuri 1998), where \mathbf{j} is the current density and \mathbf{B} is the magnetic field.

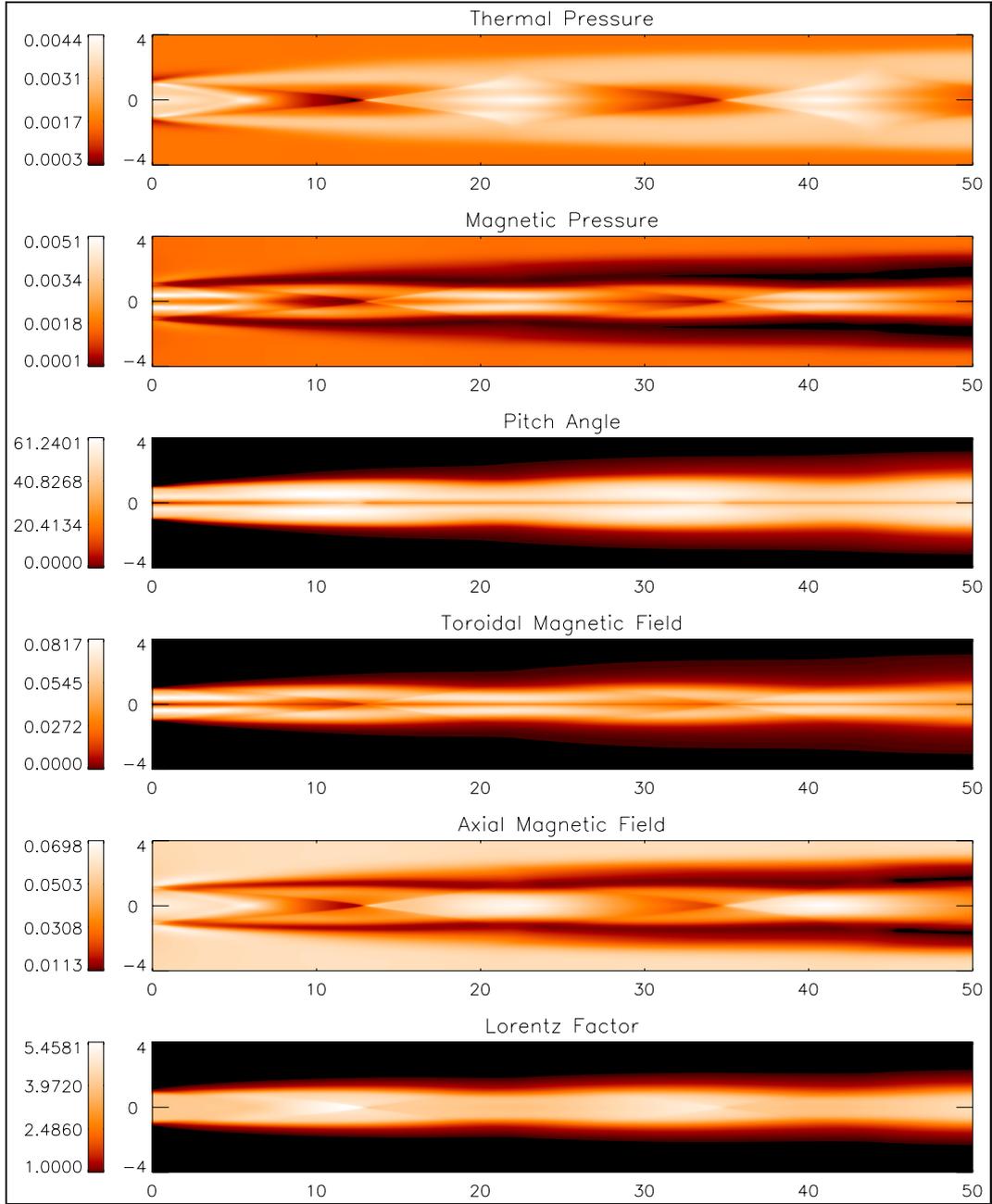


FIG. 8.3: RMHD results for model B. From top to bottom panels show the thermal pressure, the magnetic pressure, the pitch angle, the toroidal and axial components of the magnetic field and the Lorentz factor. The axis units are in jet radius.

We are interested in studying the contributions of each one of these forces to the dynamics of the jet for the models that we are considering, which differ on the pitch angle. With this purpose we study them separately.

The Lorentz force has the following expression:

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \frac{1}{4\pi}(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}. \quad (8.3)$$

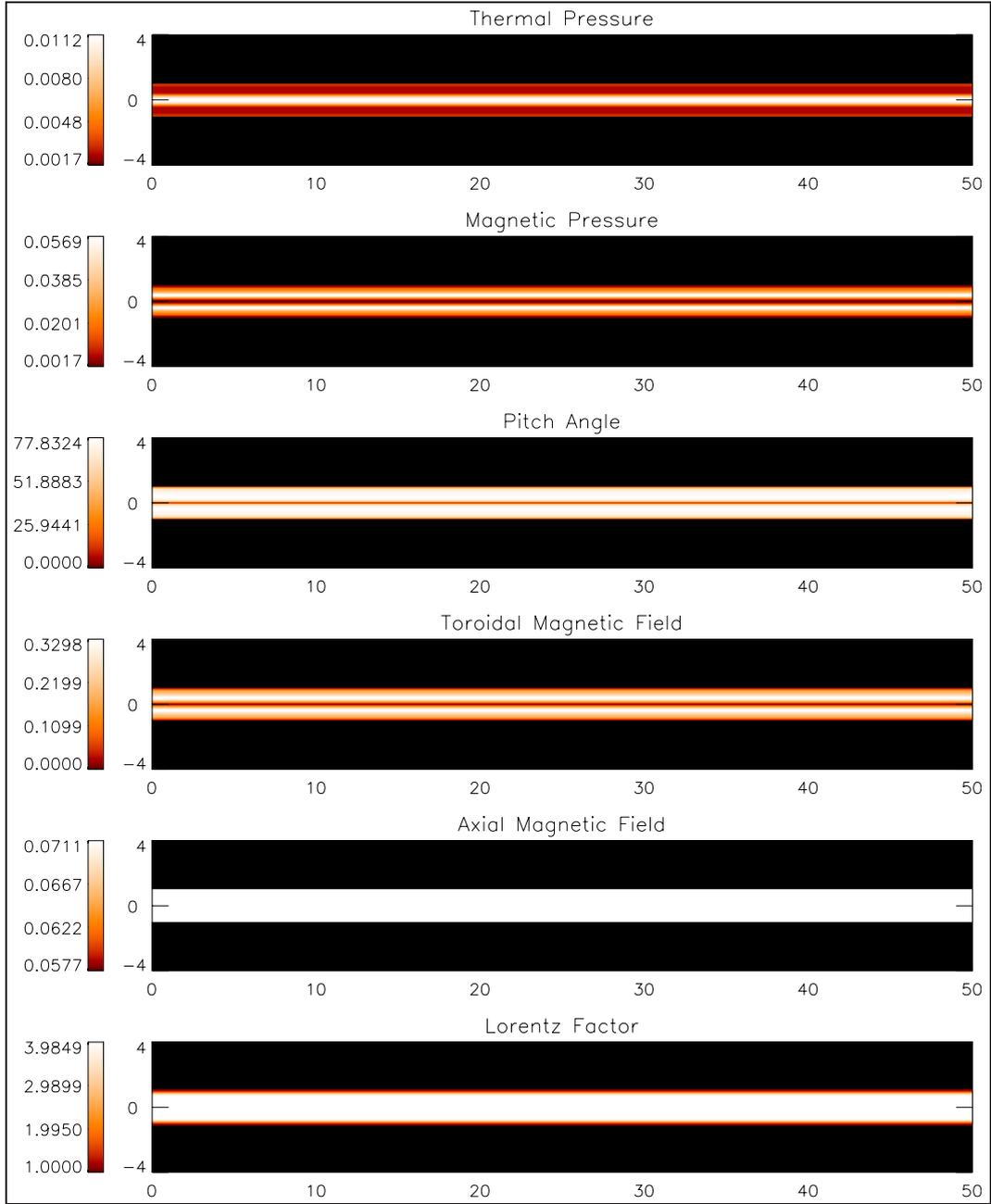


FIG. 8.4: Same as Fig. 8.3 for model C.

Considering axial symmetry and cylindrical coordinates this expression reduces to:

$$(F_L)_r = B_z \frac{\partial B_r}{\partial z} - B_z \frac{\partial B_z}{\partial r} - B_\phi \frac{\partial B_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r} B_\phi^2, \quad (8.4)$$

$$(F_L)_\phi = B_r \frac{\partial B_\phi}{\partial r} + \frac{1}{r} B_r B_\phi + B_z \frac{\partial B_\phi}{\partial z}, \quad (8.5)$$

$$(F_L)_z = B_r \frac{\partial B_z}{\partial r} - B_\phi \frac{\partial B_\phi}{\partial z} - B_r \frac{\partial B_r}{\partial z}, \quad (8.6)$$

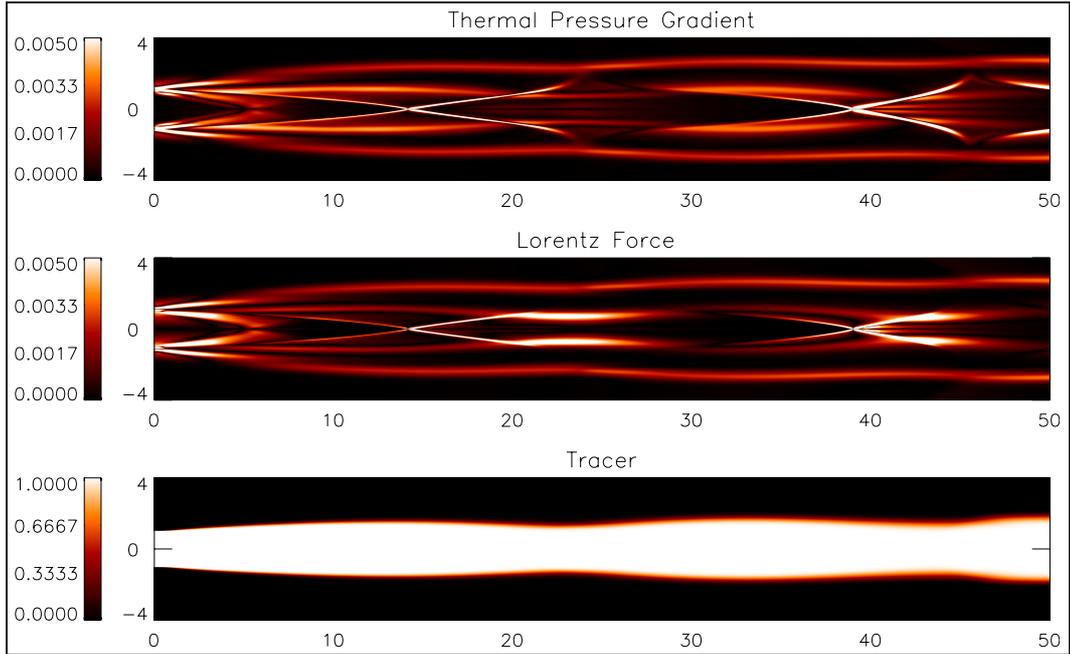


FIG. 8.5: From top to bottom panels show the modules of the thermal pressure gradient and Lorentz force, and the tracer variable for model A. The axis units are in jet radius.

where $(F_L)_r$, $(F_L)_\phi$ and $(F_L)_z$ are the Lorentz forces in the radial, azimuthal and axial directions, respectively.

We have computed the gradient of thermal pressure and the Lorentz force for models A, B and C, being shown in Figs. 8.5, 8.6 and 8.7, respectively. We can observe, as expected, the largest values for the Lorentz force (and gradient of pressure) are associated with the recollimation shocks. For model A, which has a purely axial magnetic field, we find a very similar structure between the Lorentz force and the gradient of thermal pressure. However, for models B and C, which have also a toroidal component of the magnetic field, the distribution of the Lorentz force increases significantly in the region where the toroidal magnetic field is larger, which in our models corresponds to the inner 1.0 transversal radius of the jet, with the maximum located at 0.37 radius. Our models are chosen with different pitch angles of the magnetic field, so that we can study the influence of the toroidal component of the magnetic field in the jet dynamics. To quantify the effect of the toroidal magnetic field we plot in Figs. 8.8, 8.9, and 8.10 transversal cuts of the absolute values of thermal pressure gradient and Lorentz force for each one of the spatial directions. We have chosen transversal cuts corresponding at $z=10 r_j$ axial radius as a particular case, although other radius will provide quantitatively different results, the conclusions are extensible at all radius along the jet.

These images show that the main contribution to the Lorentz force is produced by the radial component of the Lorentz force. From equation 8.4 we

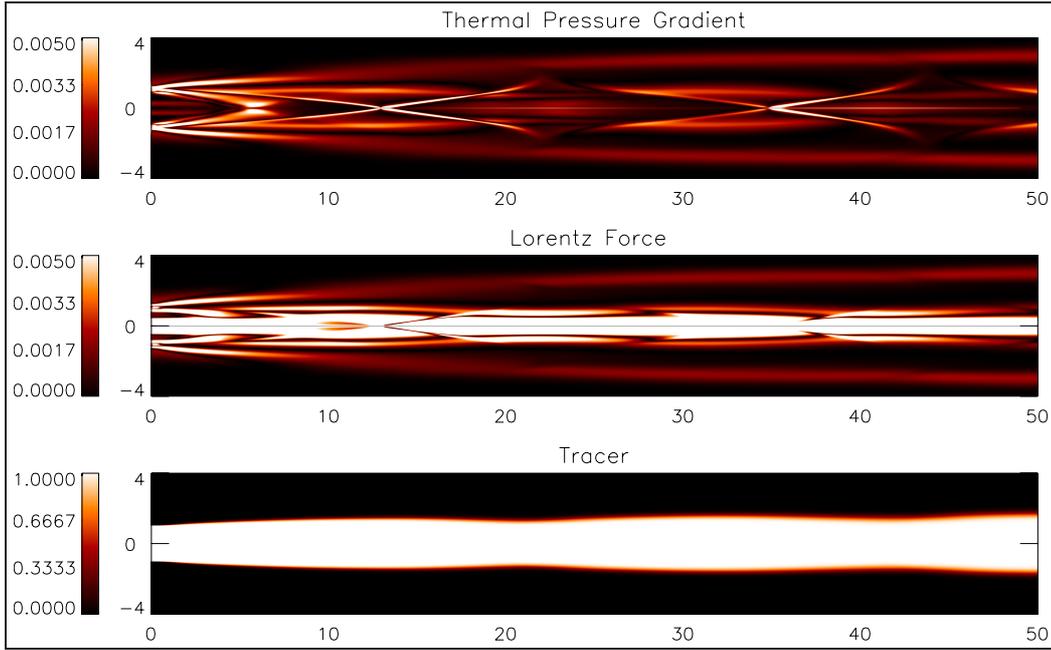


FIG. 8.6: Same as Fig. 8.5 for model B.

can consider each term of the radial Lorentz force separately and study their contribution. The first term, $B_z \frac{\partial B_r}{\partial z}$, is negligible, since there is no axial dependence of the radial component of the field. By looking at Fig. 8.11, which corresponds to model A, with a purely axial magnetic field, we can see that the main contribution to the radial Lorentz force comes from the second term in the equation 8.4, $B_z \frac{\partial B_z}{\partial r}$, which gives the transversal variation of the axial magnetic field. The axial magnetic field profile is initially constant inside the jet and in the external medium, with a lower value for the latter. Its contribution is to generate a magnetic tension that opposes to the contractions and expansions of the jet (transverse to the jet axis). As expected, the axial magnetic field is enhanced at the positions where the recollimation shocks are taking place (see Fig. 8.2).

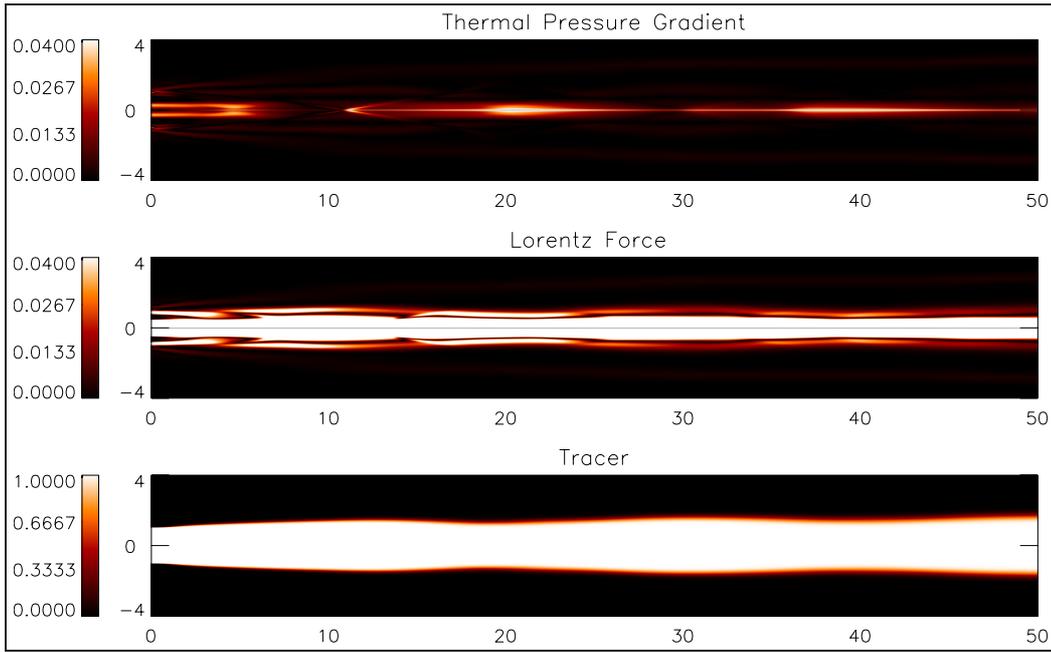


FIG. 8.7: Same as Fig. 8.5 for model C.

For models B and C, which contain a toroidal component of the magnetic field, the main contribution to the radial Lorentz force comes predominantly from this toroidal component (last two terms in Eq. 8.4, $B_\phi \frac{\partial B_\phi}{\partial r}$ and $\frac{1}{r} B_\phi^2$), as we can observe in Figs. 8.12 and 8.13.

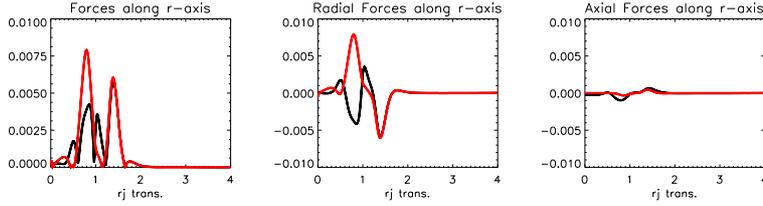


FIG. 8.8: Model A. From left to right, images show transversal cuts at $z=10 r_j$ of a) the absolute values of the thermal pressure gradient (black) and Lorentz force (red), b) radial component of the thermal pressure gradient and Lorentz force and c) axial component of the thermal pressure gradient and Lorentz force.

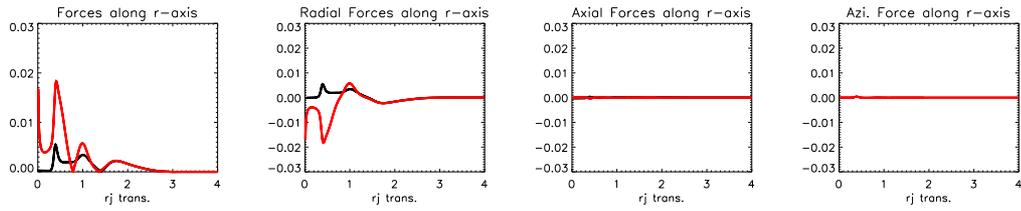


FIG. 8.9: Model B. From left to right, images show transversal cuts at $z=10 r_j$ of a) the absolute values of the thermal pressure gradient (black) and Lorentz force (red), b) radial component of the thermal pressure gradient and Lorentz force, c) axial component of the thermal pressure gradient and Lorentz force and d) azimuthal component of the Lorentz force.

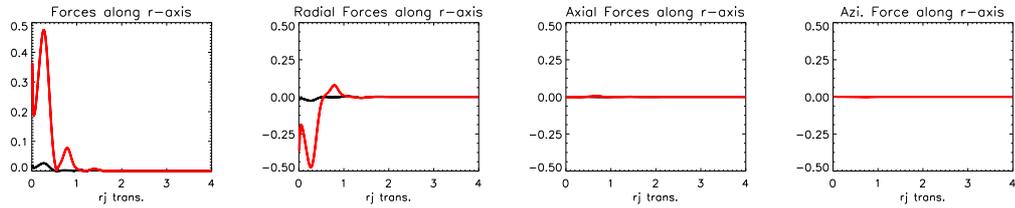


FIG. 8.10: Same as fig. 8.9 for model C.

Here we analyze the properties of the Lorentz force in the radial direction and we try to give some physical meaning. From the expression 8.3 and using the vector identity:

$$\nabla \left(\frac{1}{2} \mathbf{B} \cdot \mathbf{B} \right) = \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B}) + (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}, \quad (8.7)$$

the Lorentz force may be expressed in the form:

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} - \nabla \left(\frac{B^2}{8\pi} \right). \quad (8.8)$$

The first term represents the effect of a tension of magnitude $B^2/4\pi$ directed parallel to \mathbf{B} and the second term represents the effect of a magnetic pressure of magnitude $B^2/8\pi$ per unit area. If we consider now the radial component of the Lorentz force and we compare the expression 8.8 with 8.4 we can see that the first term in the equation 8.4 corresponds to a magnetic tension term and the other three terms correspond to magnetic pressure terms. As we have seen previously, only the last three terms contribute to the radial Lorentz force (and then to the Lorentz force). Therefore we can conclude that the main contribution of the Lorentz force is exerted transversal to the direction of propagation of the jet, acting as a magnetic pressure that opposes to transversal expansions or contractions (pinching) of the jet. Hence, the magnetic field, and specially its toroidal component, helps to maintain the overall stability of the jet.

Although the toroidal component of the magnetic field could contribute significantly to the collimation of a jet, it is the external medium pressure the one that maintains the initial collimation in our models.

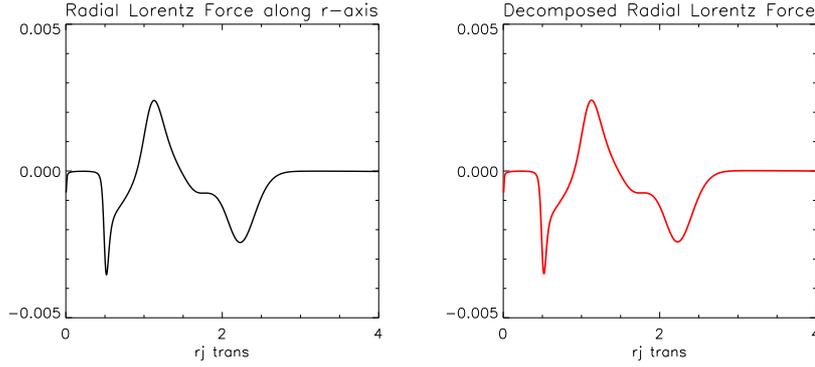


FIG. 8.11: Model A. At the left, plot shows transversal cut at $z=10 r_j$ of the radial component of the Lorentz force. At the right, plot shows its main contribution: second term $(-B_z \frac{\partial B_z}{\partial r})$ in Eq. 8.4.

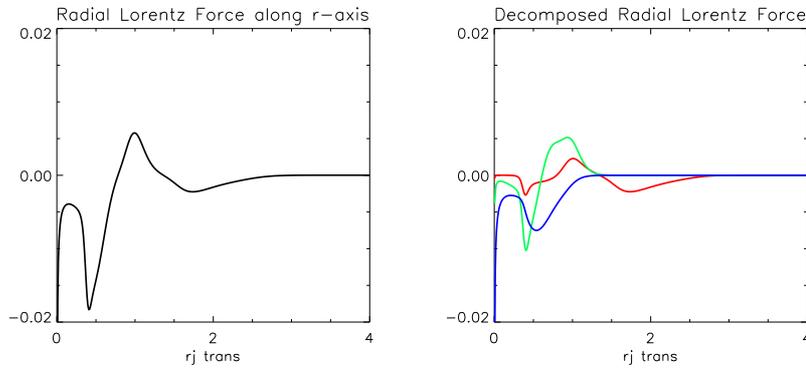


FIG. 8.12: Model B. At the left, plot shows transversal cut at $z=10 r_j$ of the radial component of the Lorentz force. At the right, plot shows its main contributions: second $(-B_z \frac{\partial B_z}{\partial r})$, third $(-B_\phi \frac{\partial B_\phi}{\partial r})$, and fourth $(-\frac{1}{r} B_\phi^2)$ terms in Eq. 8.4 shown in red, green, and blue, respectively.

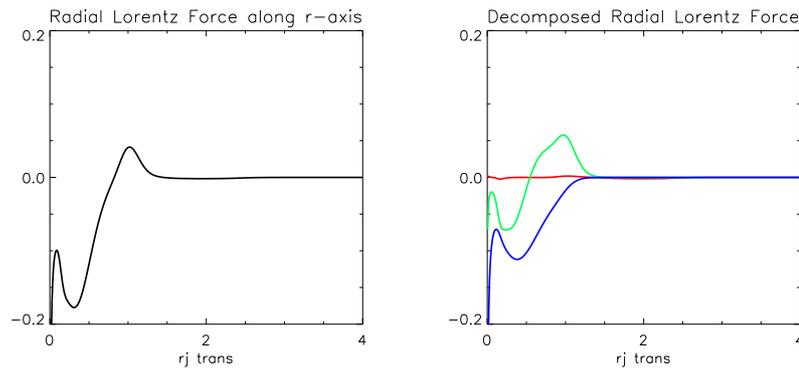


FIG. 8.13: Same as Fig. 8.12 for model C.

8.2.2 The influence of the magnetization parameter

In this section we want to study the effect of the strength of the magnetic field in the dynamics of the jet. The dynamics, as we have seen before, is dominated by the tendency of the beam fluid to approach pressure equilibrium with the external medium. If we consider the pressure equilibrium in the jet (see equation 8.2), we expect that the dynamics of the jet will be affected if we change the value of the contribution of the magnetic pressure to the total one. The magnetic field is expected to dominate the dynamics of the jet above equipartition (that is, a magnetization parameter $\beta > 1$) while in the case below equipartition ($\beta < 1$) the thermal part should dominate.

In order to study these effects we have simulated models with different values of the mean magnetization parameter: model $B_{0.1}$ with $\beta = 0.1$, model B_1 (previous model B) with $\beta = 1$, model B_3 with $\beta = 3$, and model B_{10} with $\beta = 10$. When increasing β we reduce the thermal pressure accordingly so that the total pressure of the jet remains constant. All the models have same values for the other RMHD parameters, averaged pitch angle of the magnetic field $\phi = 25^\circ$, Lorentz factor $\Gamma_b = 4$ and overpressured factor $K = 2$.

If we compare the pattern of recollimation shocks of models $B_{0.1}$ through B_{10} (see Figs. 8.14 to 8.17), we observe that the recollimation shocks are weaker as the magnetization parameter increases, eventually disappearing for model B_{10} . As we have seen in the previous section, the effect of the toroidal component of the magnetic field will be to confine and collimate the jet. Regarding the axial component, its contribution is to generate a magnetic tension that opposes to contractions and expansions of the jet (transverse to the jet axis). It has a constant profile across the jet, therefore its contribution will increase with magnetization parameter throughout the jet. Hence, as β increases the jet becomes more stable against transversal displacement of the fluid. Therefore, the jet is not able to expand as much as for lower values of β , resulting in weaker recollimation shocks.

We have studied the main driving forces that control the evolution of the jet and we present, as in previous section, the distribution of the main forces in the jet and the tracer in Figs. 8.18, 8.19, 8.20 and 8.21 and transversal cuts of the forces in Figs. 8.22, 8.23, 8.24 and 8.25.

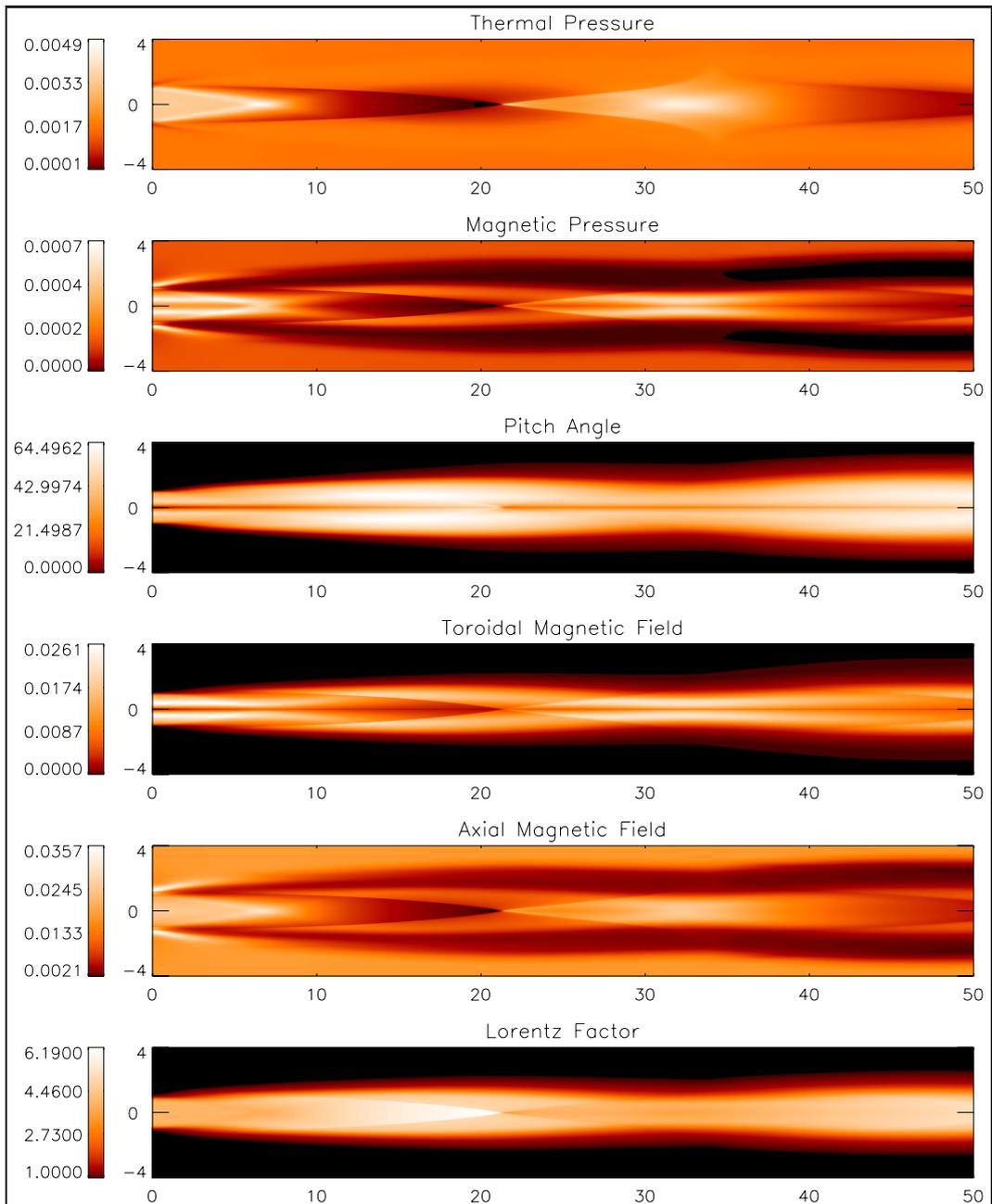


FIG. 8.14: Same as Fig. 8.3 for model B_{01} .

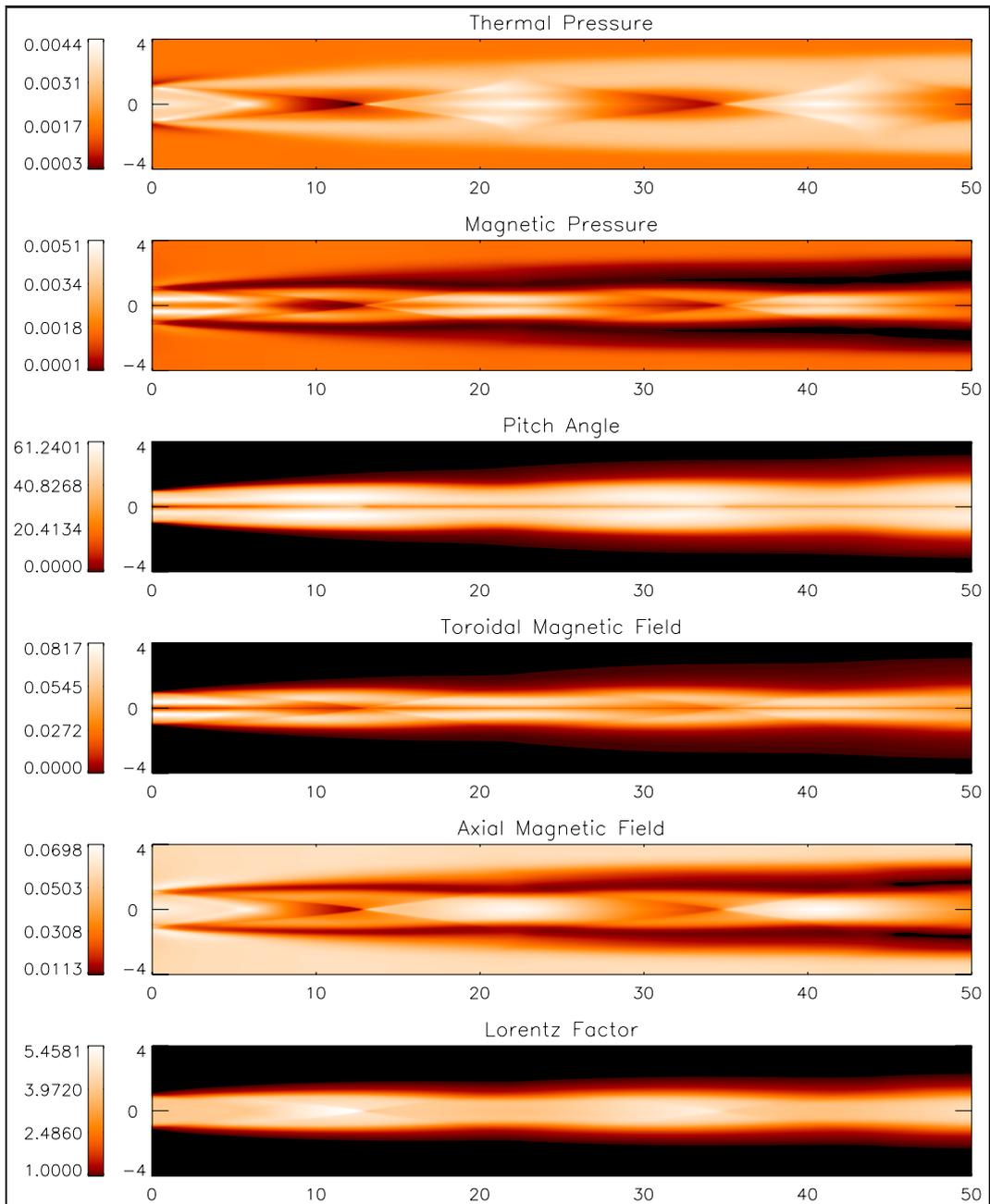


FIG. 8.15: Same as Fig. 8.3. Model B₁ corresponds to previous model B.

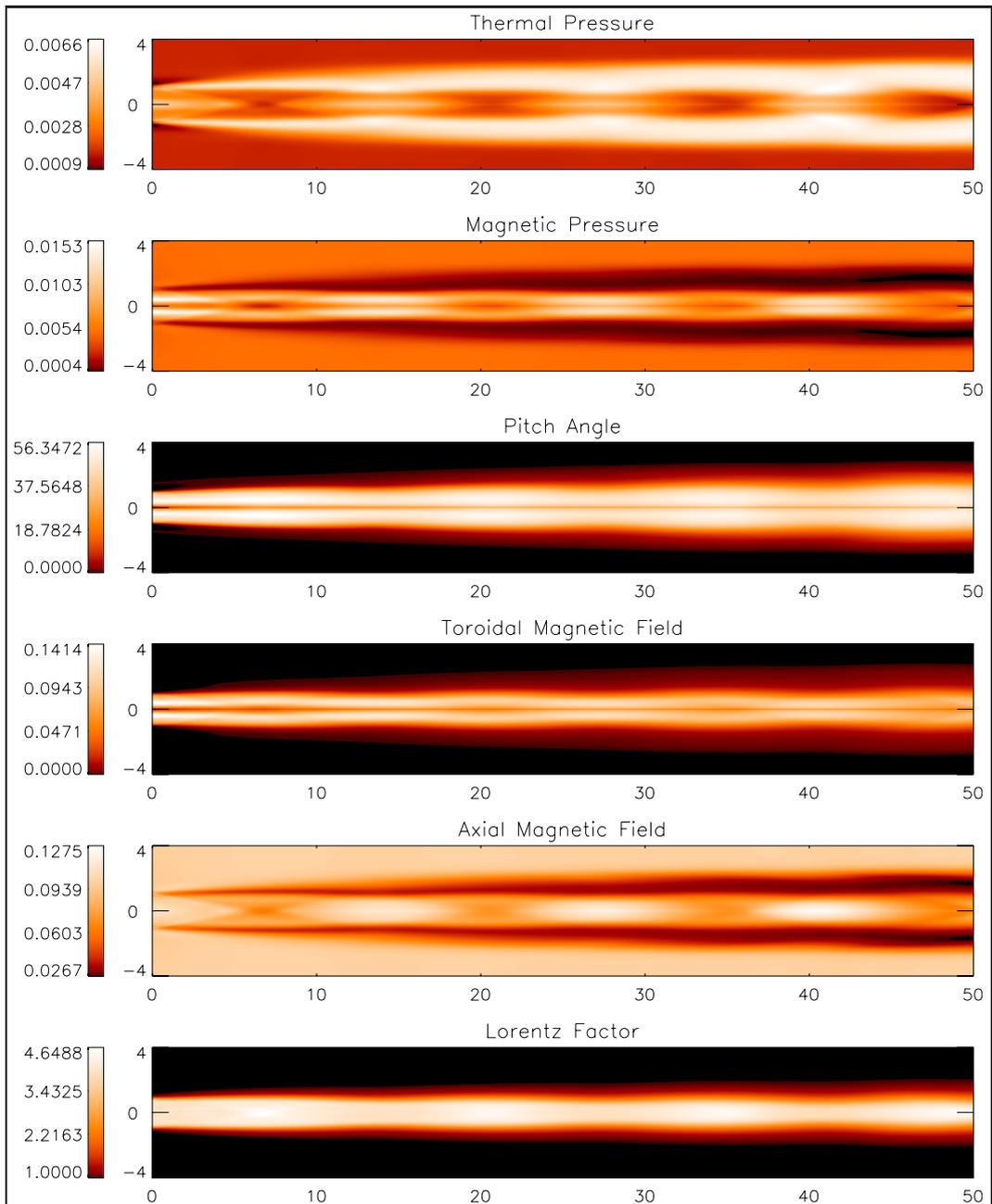


FIG. 8.16: Same as Fig. 8.3 for model B₃.

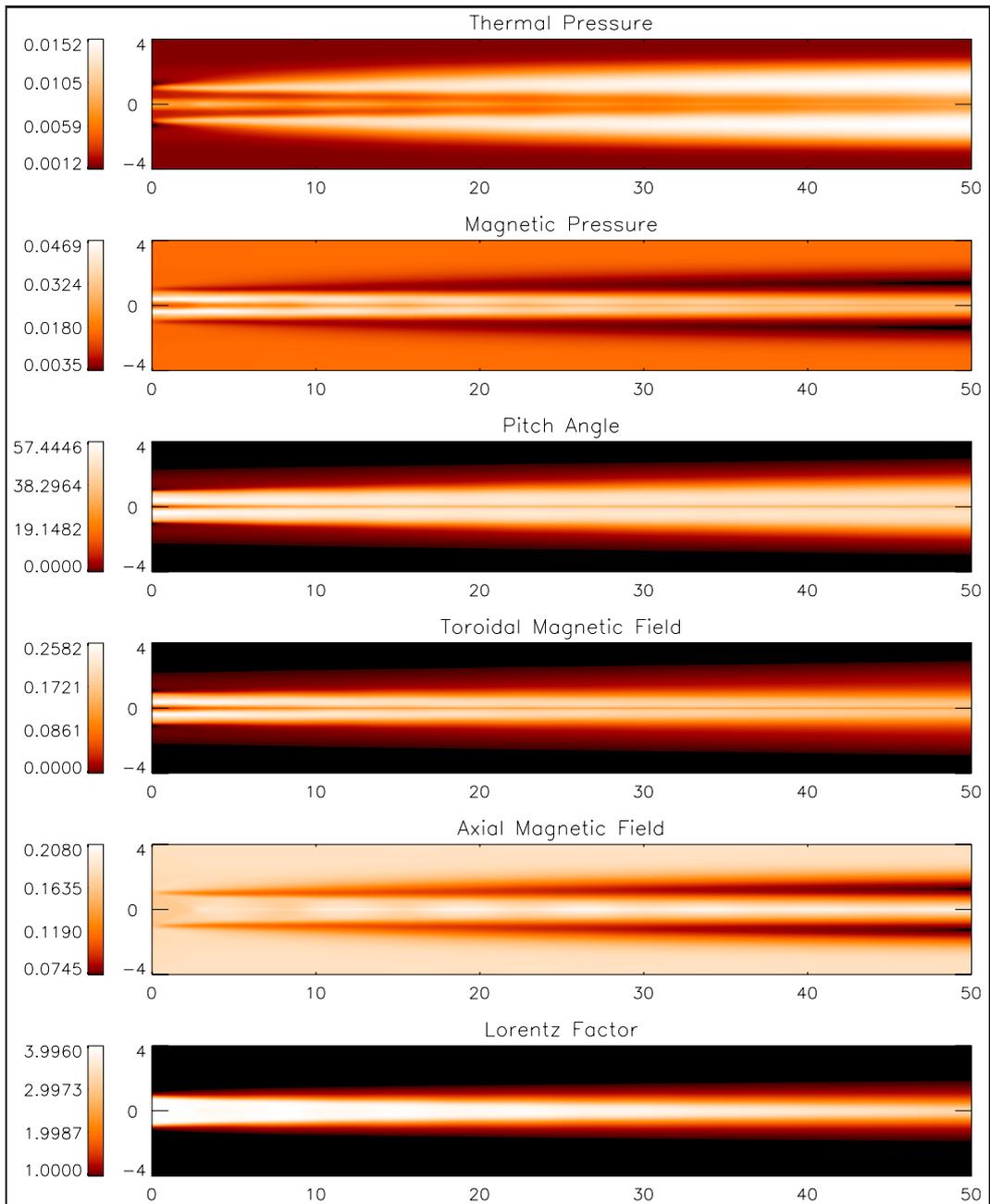


FIG. 8.17: Same as Fig. 8.3 for model B₁₀.

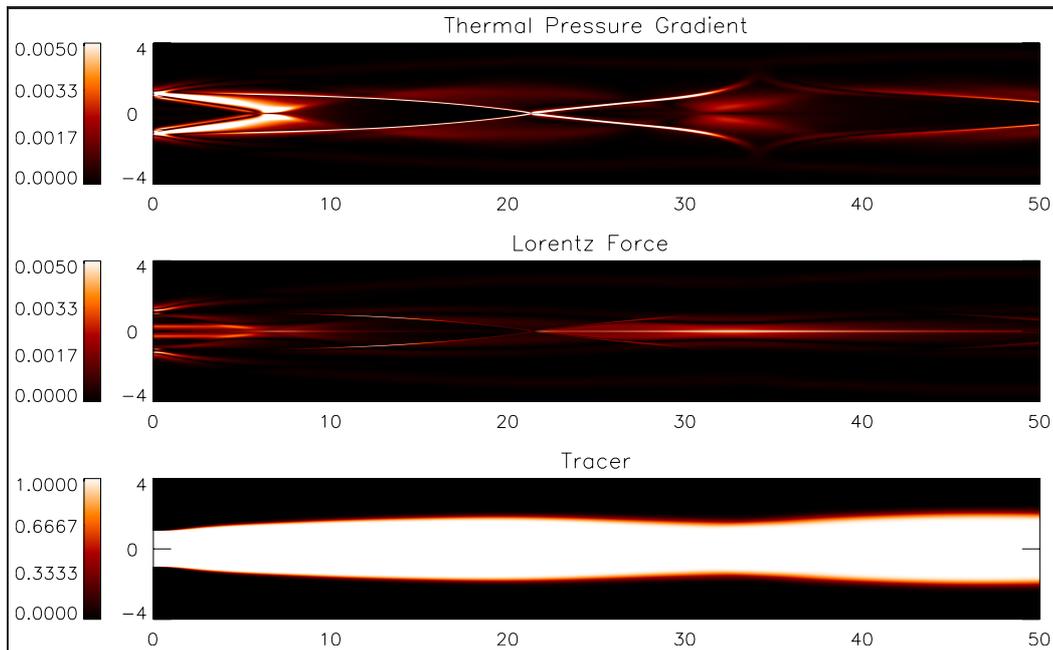


FIG. 8.18: Same as Fig. 8.5 for model B_{01} .

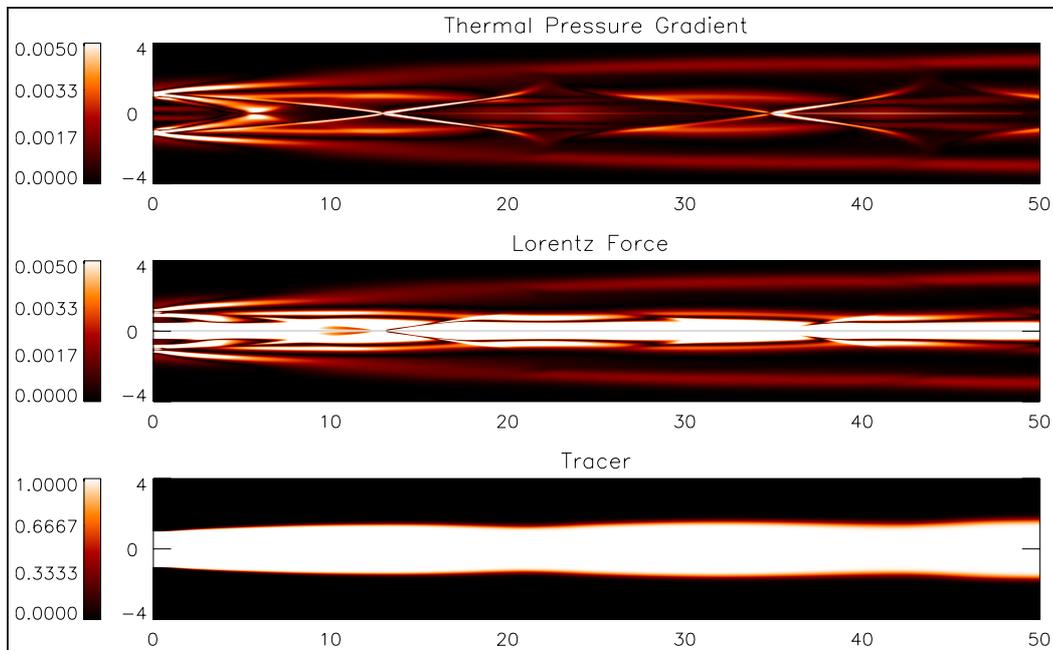


FIG. 8.19: Same as Fig. 8.5 for model B_1 .

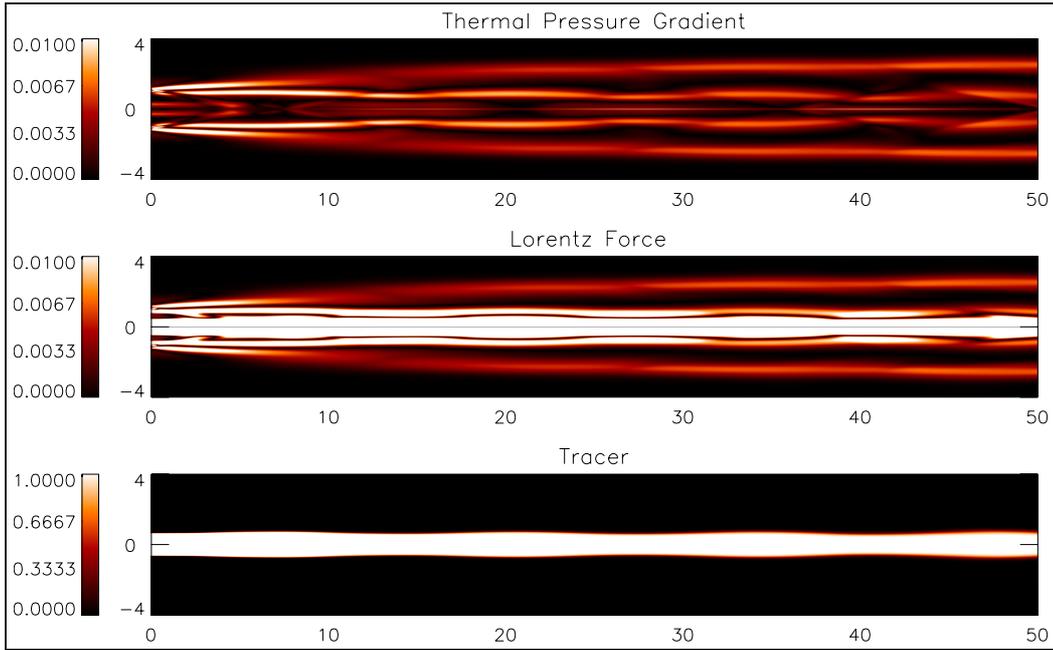


FIG. 8.20: Same as Fig. 8.5 for model B_3 .

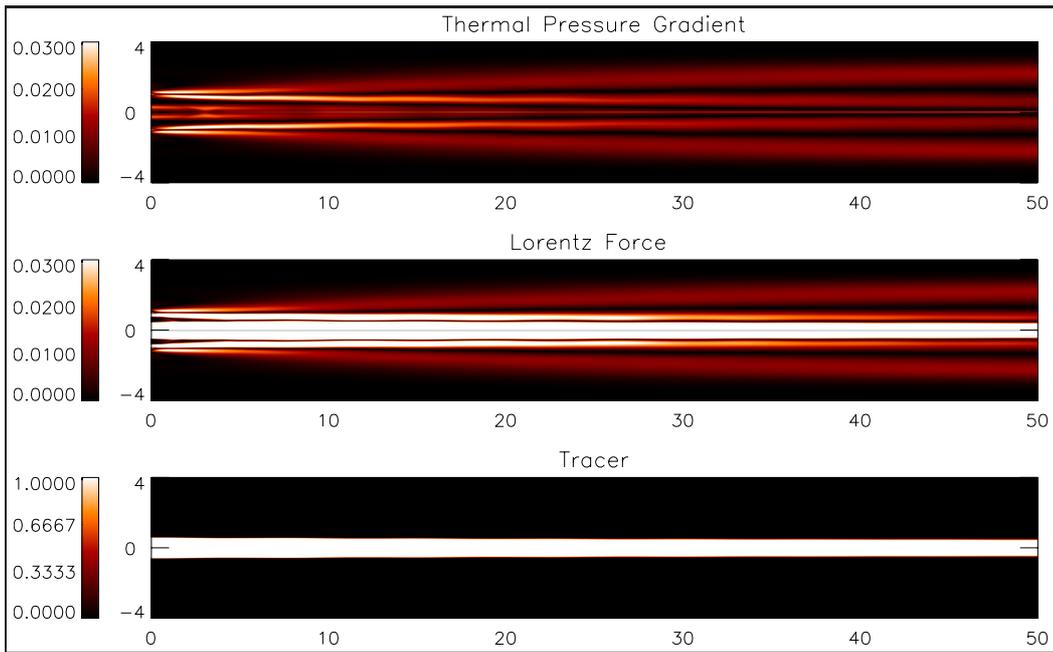


FIG. 8.21: Same as Fig. 8.5 for model B_{10} .

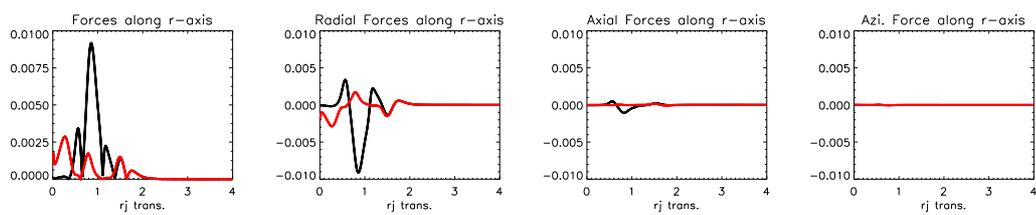


FIG. 8.22: Same as Fig. 8.9 for model B_{01} .

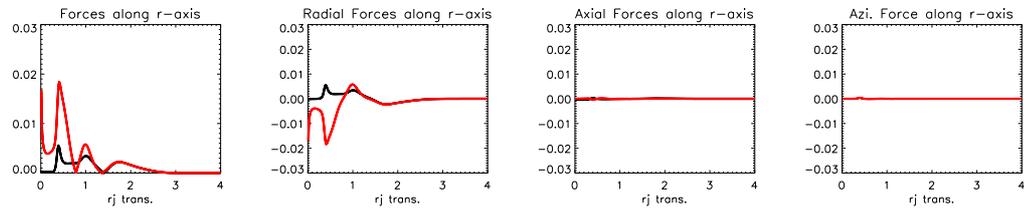


FIG. 8.23: Same as Fig. 8.9 for model B_1 .

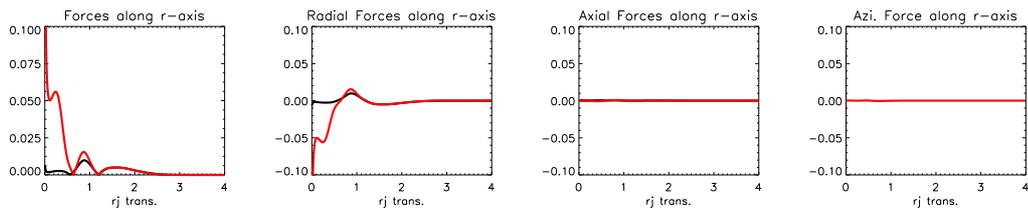


FIG. 8.24: Same as Fig. 8.9 for model B_3 .

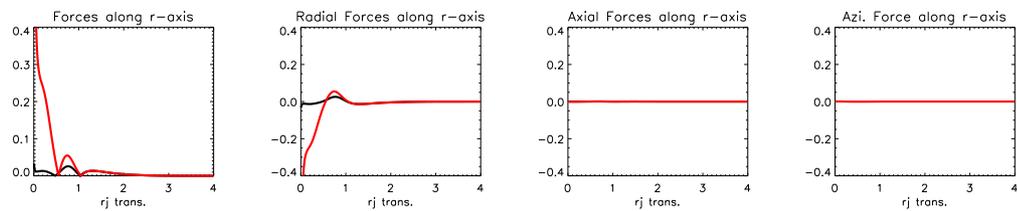


FIG. 8.25: Same as Fig. 8.9 for model B_{10} .

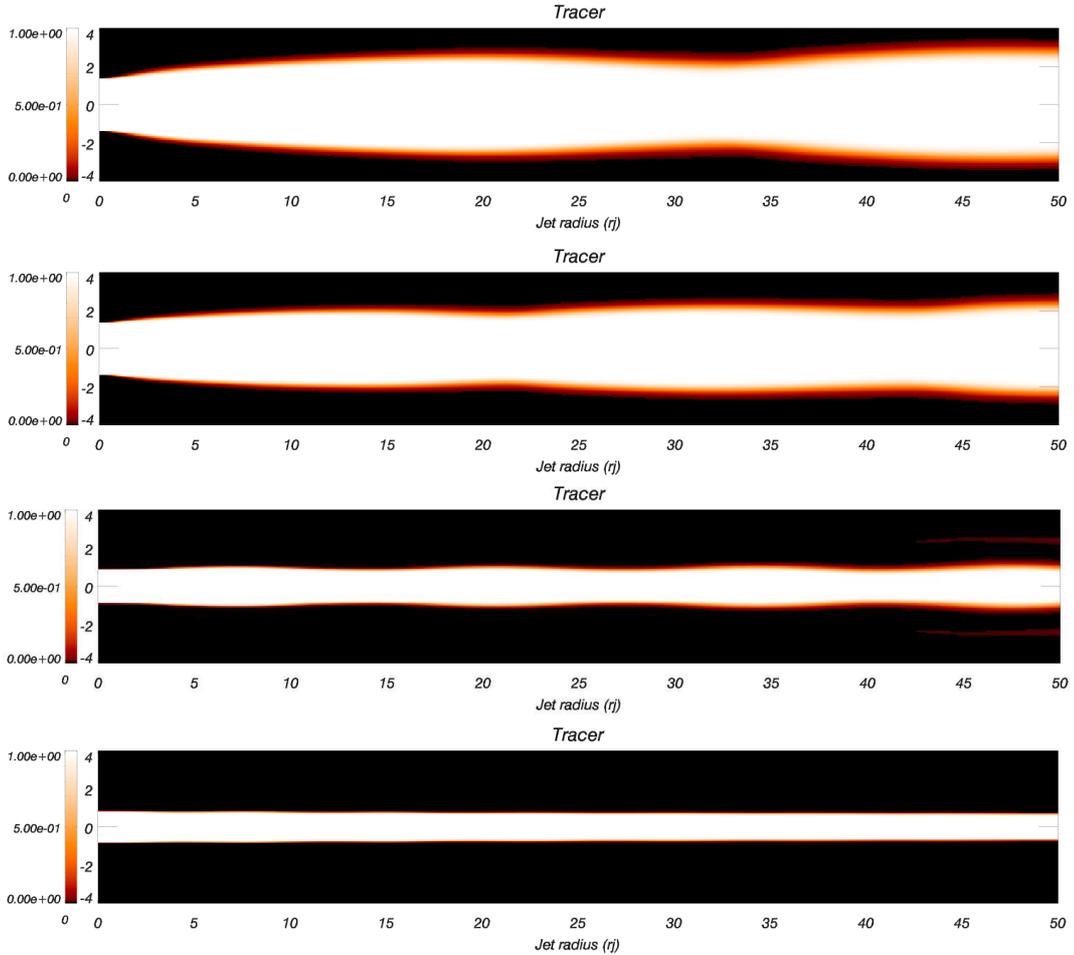


FIG. 8.26: From top to bottom panels show the tracer variable for models B_{01} , B_1 , B_3 and B_{10} .

Regarding the number of shocks that we observe for each model in the grid length, we find, as expected, that this number increases with the magnetization parameter (see for example, Figs. 8.14 and 8.16). Jets with higher values of the magnetization parameter are not able to initially expand as much as for lower β , and therefore the subsequent contraction takes place farther upstream (in the grid length). The situation repeats farther downstream, with the number of recollimation shocks growing as the magnetization of the jet increases.

We observe also that although models B_{01} , B_1 and B_3 maintain their initial collimation, even opening for the less magnetized models, model B_{10} converges (i.e., the jet radius decreases with distance along the jet). This is more clearly visible by looking at the plots of the "tracer" (Fig. 8.26), which represents the beam mass fraction, and allows to distinguish between the jet and the external medium.

Figure 8.27 shows that the axial profile of the toroidal magnetic field increases as the jet propagates and, as a consequence, the absolute value of the radial

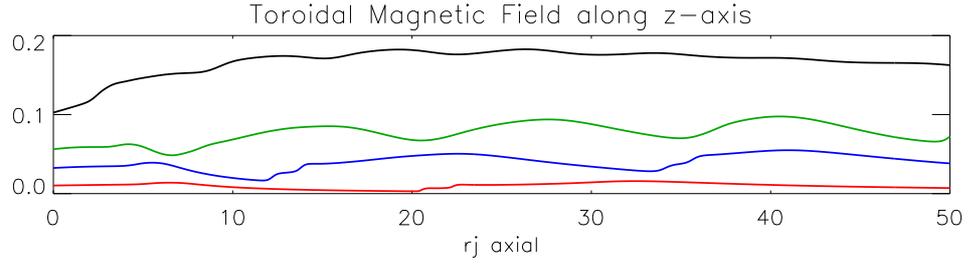


FIG. 8.27: Panel shows axial cuts at $0.2 r_j$ of the toroidal magnetic field for models B_{01} (red), B_1 (blue), B_3 (green) and B_{10} (black).

Lorentz force will be enhanced along the jet. This is helping to the confinement of the jet. In the case of a highly magnetized jet, as model B_{10} , the contribution of the magnetic field dominates over the thermal part, being enough to produce an over-collimation of the jet, which leads to a decrease of the jet radius with distance along the jet.

We can observe this by comparing the toroidal magnetic field profiles for the different models (see figure 8.28). We observe that the radius at which the toroidal magnetic field reaches its maximum value (that initially is at $0.37 r_j$) changes during the expansions or contractions of the jet, but recovers its original position for models B_{01} , B_1 and B_3 . For model B_{10} the location drifts toward the axis as we move along the jet, confining and constricting it.

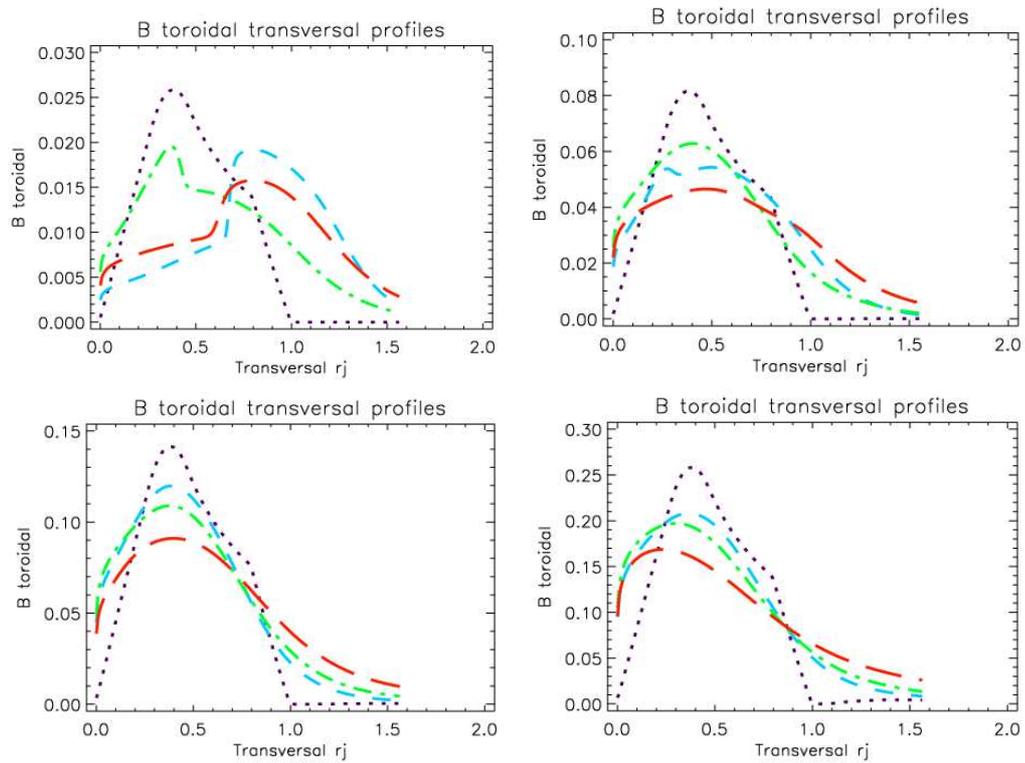


FIG. 8.28: Toroidal magnetic field transversal profiles at different radius of the jet for model B_{01} (top-left), B_1 (top-right), B_3 (bottom-left), B_{10} (bottom-right). Colors purple, blue, green and red show cuts at 0, 15, 25 and 50 axial radius respectively.

8.3 Jet emission

8.3.1 Helical magnetic field and jet stratification

The helical structure of the magnetic field leads to a stratification in the emission across the jet width (see e.g., Laing 1981; Aloy et al. 2000). This effect introduces asymmetries in the emission which may be of special relevance in order to explain the observed emission of actual jets with helical magnetic fields. In order to understand this we need to study the variation across the jet of the angle between the magnetic field and the line of sight (ϑ'), as measured in the fluid's frame¹. The sine of this angle appears as a multiplicative factor in the synchrotron emission equation (see equation 6.1), causing the asymmetry.

Hence, if we are simulating a jet with a given value for the pitch angle of the magnetic field ϕ' , and we are looking at it with a certain viewing angle α' , the angles ϑ'^t and ϑ'^b , where superscripts t and b refer to the top and bottom of the jet respectively, will add $2\phi'$. Note that $\vartheta'^{t,b}$ is always defined as positive. Therefore, as long as we are considering jets with magnetic fields that are neither purely toroidal ($\phi' = \pi/2$) nor axial ($\phi' = 0$), an asymmetry in the jet emission should appear across the jet width.

The maximum asymmetry is observed when the viewing angle is equal to the helical pitch angle ($\alpha' = \phi'$), and when $\alpha' = \pi - \phi'$. The predominance of the emission between the top and bottom sides of the jet reverses at $\alpha' = \pi/2$. Then, for a given pitch angle, different values of the viewing angle will result in different asymmetries across the jet width. In order to compute ϑ' we need to transform both quantities, the pitch angle and the line of sight, to the fluid reference frame. The pitch angle is defined in the laboratory reference frame as $\tan \phi = B_\phi/B_z$ (see section 8.1.2). Therefore, in order to transform it to the fluid reference frame (ϕ') we have to apply the Lorentz transformation to the magnetic field (see equations 7.10, 7.11 and 7.12). The line of sight is transformed from the observer's frame to the fluid's frame through the Lorentz's transformations as follows (see Rybicki & Lightman 1979):

$$\sin \alpha = \frac{\sin \alpha'}{\Gamma(1 + \beta \cos \alpha')}; \quad \cos \alpha = \frac{\cos \alpha' + \beta}{(1 + \beta \cos \alpha')}, \quad (8.9)$$

where Γ is the Lorentz factor and β is v/c (where v is the fluid velocity, and c is the speed of light).

We can study the asymmetries that different configurations of the magnetic field induce in the emission by computing the emission for models A, B and

¹A prime will be used to denote quantities measured in the fluid's reference frame.

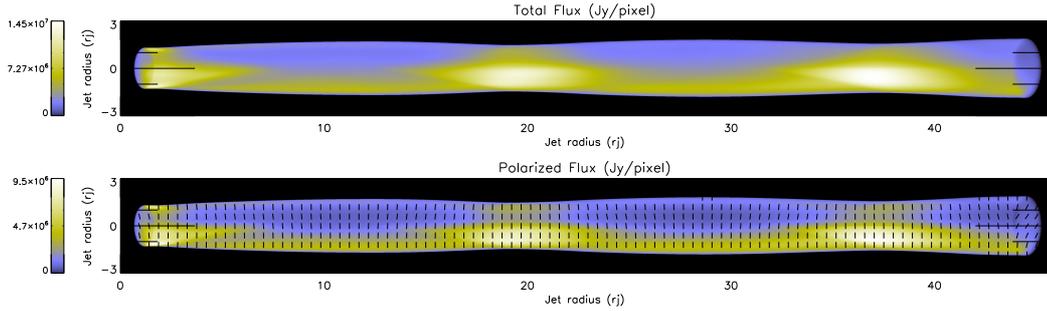


FIG. 8.29: From top to bottom, panels show total and linearly polarized emission maps in arbitrary units for model B for a viewing angle $\alpha = 60^\circ$. The bars show the direction of the electric vectors.

C, presented in the previous section. These models have as initial parameter pitch angles in the laboratory frame of 0° , 25° , and 65° , respectively. After the initial evolution of the jet, required to reach a stationary state, the averaged pitch angles in the laboratory frame become approximately 0° , 45° , and 75° , respectively. We have transformed the pitch angles from the laboratory reference frame to the fluid reference frame as explained previously, obtaining for models A, B, and C mean values of approximately 0° , 20° , and 50° , respectively.

Taking into account that α' has not a constant value because of its dependence with the Lorentz factor (which changes across the jet), we have computed total and linearly polarized emission for an optically thin frequency and for the different viewing angles in the observer frame α that maximize or minimize the asymmetries for the three models. Note that we are considering a mean value for the Lorentz factor of 4, therefore we obtain approximate averages of α' .

For model B the maximum asymmetry is observed when the viewing angle in the observer's frame is $\alpha = 3^\circ$ ($\alpha' \approx 25^\circ$) and when $\alpha = 60^\circ$ ($\alpha' \approx 155^\circ$) (see figure 8.29). For a viewing angle $\alpha = 14^\circ$ ($\alpha' \approx 90^\circ$) no asymmetry is observed, as expected (see figure 8.30).

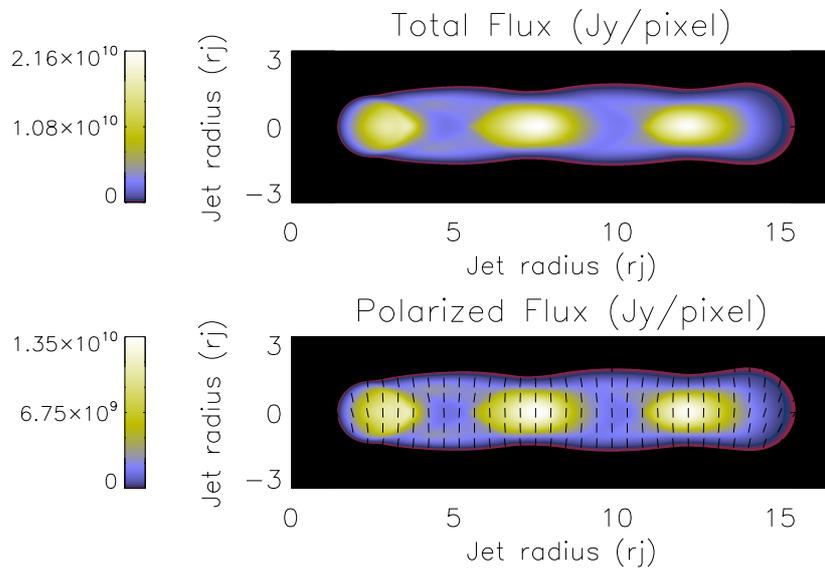


FIG. 8.30: Model B for a viewing angle of $\alpha = 14^\circ$. Labels as for figure 8.29.

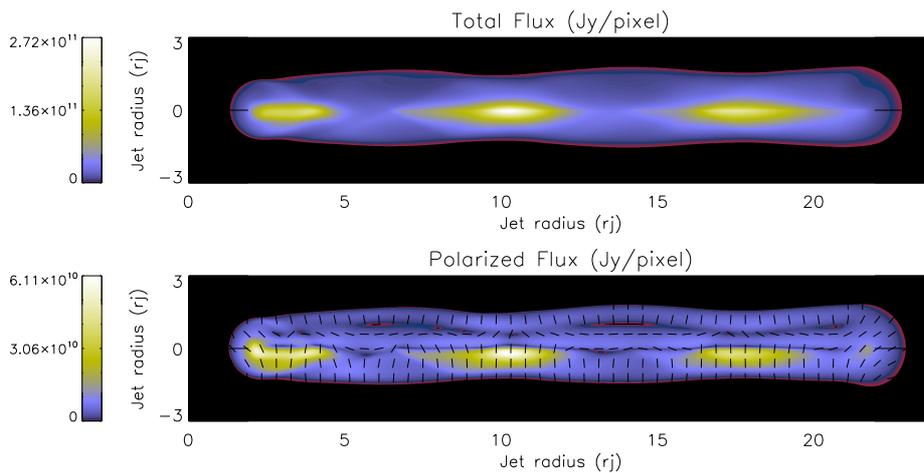


FIG. 8.31: Model C for a viewing angle of $\alpha = 23^\circ$. Labels as for figure 8.29.

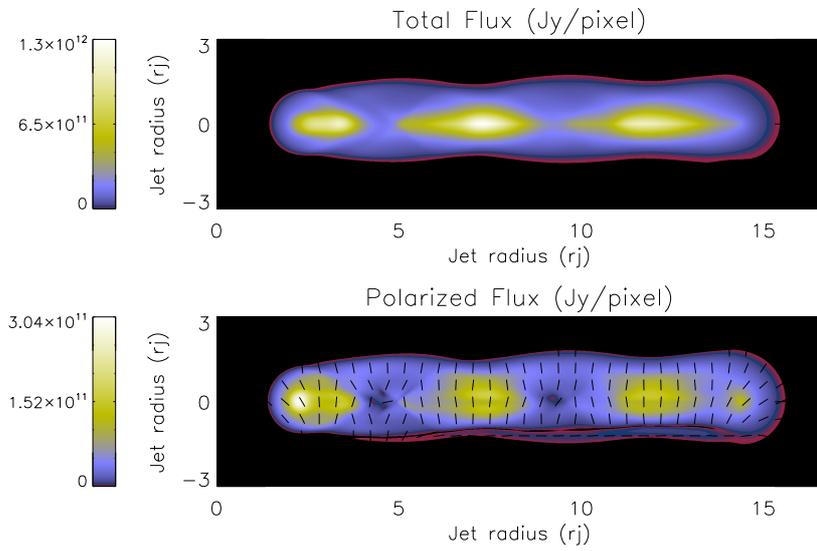


FIG. 8.32: Model C for a viewing angle of $\alpha = 14^\circ$. Labels as for figure 8.29.

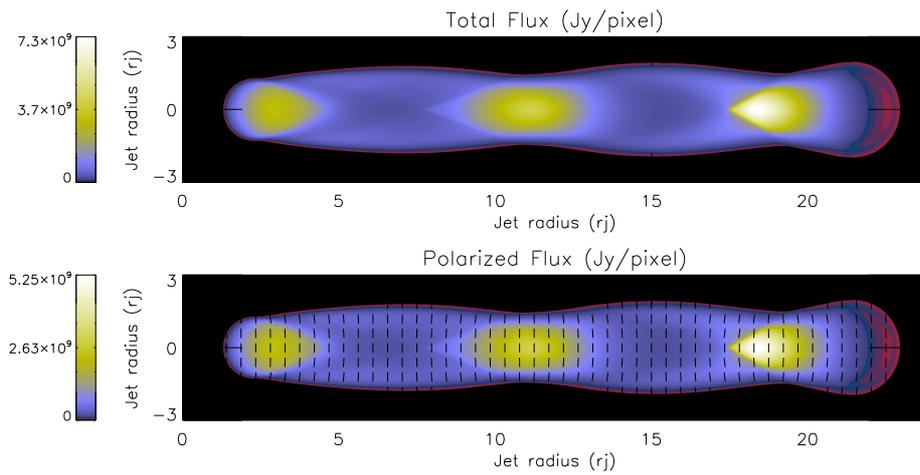


FIG. 8.33: Model A for a viewing angle of $\alpha = 23^\circ$. Labels as for figure 8.29.

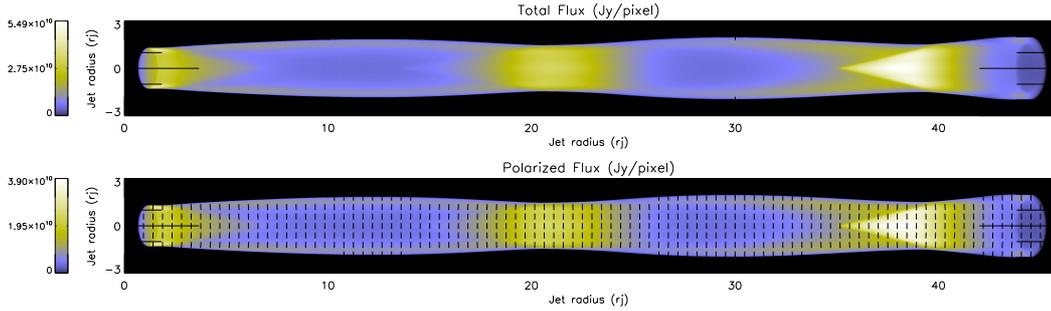


FIG. 8.34: Model A for a viewing angle of $\alpha = 60^\circ$. Labels as for figure 8.29.

For model C the maximum asymmetry is observed when the viewing angle in the observer's frame is $\alpha = 9^\circ$ ($\alpha' \approx 65^\circ$) and when $\alpha = 23^\circ$ ($\alpha' \approx 115^\circ$) (see figure 8.31). For a viewing angle $\alpha = 14^\circ$ ($\alpha' \approx 90^\circ$) no asymmetry is observed, as expected (see figure 8.32).

For model A, which is a purely axial magnetic field, we find no asymmetry in the emission, as expected (see Figs. 8.33 and 8.34). Because of projection effects of the helical magnetic field, the EVPA in the northern side of the jet is always either parallel (see Figs. 8.29 and 8.34) or perpendicular (see figure 8.31) to the jet axis.

8.3.2 Emission of recollimation shocks

We are interested in studying the emission and the polarization of magnetized jets with recollimation shocks since they could be a tool for a better understanding of the different types of stationary structures observed in real jets. In particular we focus our attention on the suggestion that stationary components in the parsec-scale jets could be identified with recollimation shocks (e.g. Daly & Marscher 1988; Gomez et al. 1995).

For this purpose we have computed total and linearly polarized emission for a viewing angle of $\alpha = 14^\circ$ for the RMHD models that we have presented previously (see Figs. 8.35, 8.36, 8.37 and 8.38). We see how the relative brightness of the knots associated with the internal shocks decrease their intensity with increasing magnetization. Indeed, models B₀₁, B₁ and B₃ produce strong stationary components, while for model B₁₀ the bright knots almost disappear. We can therefore suggest that jets containing prominent stationary components (associated with recollimation shocks rather than jet curvature) may have a relatively weak magnetization, with β close or below equipartition.

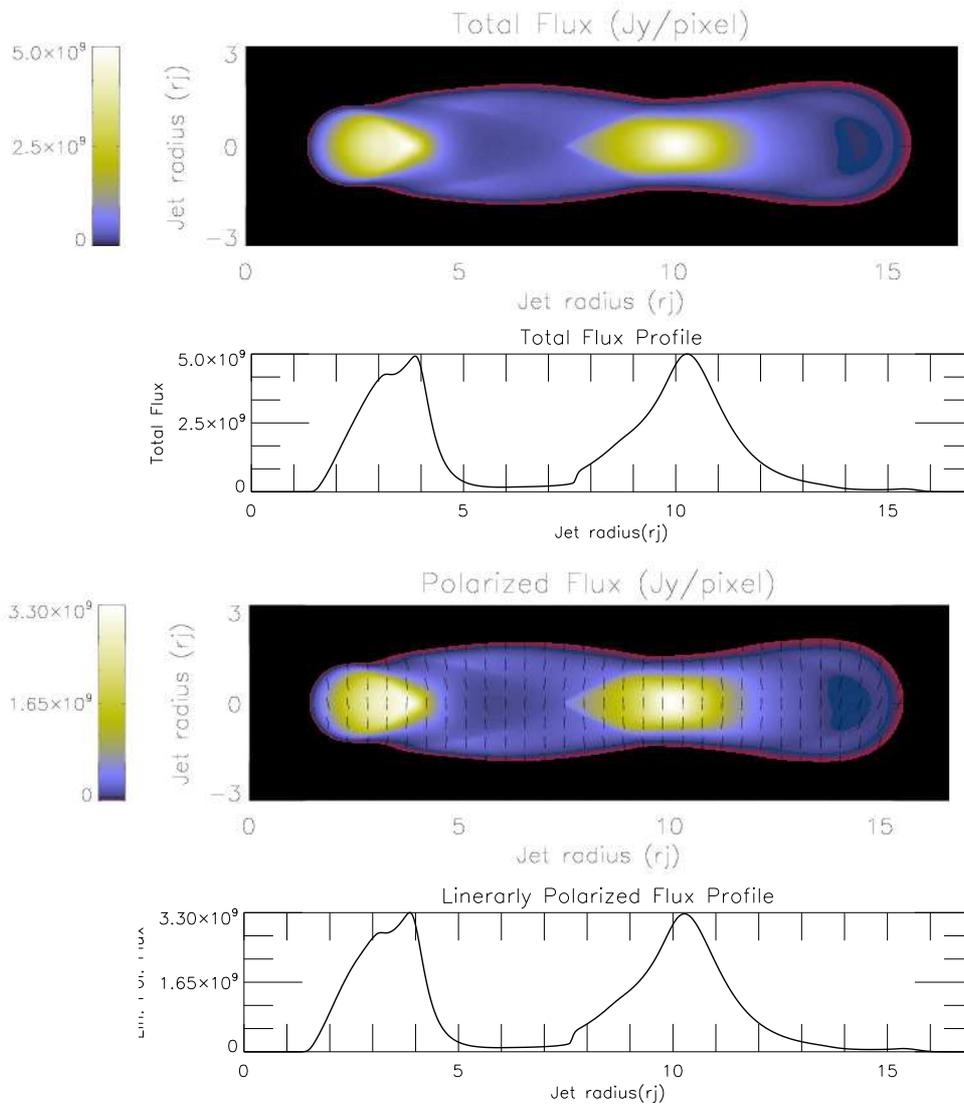


FIG. 8.35: From top to bottom, images show total and linearly polarized emission maps (in arbitrary units) for model B_{01} for a viewing angle $\alpha = 14^\circ$. The bars show the direction of the electric vector. The panels below the maps show the emission along the jet axis direction, revealing the corresponding distribution along the jet of both, the total and polarized emission.

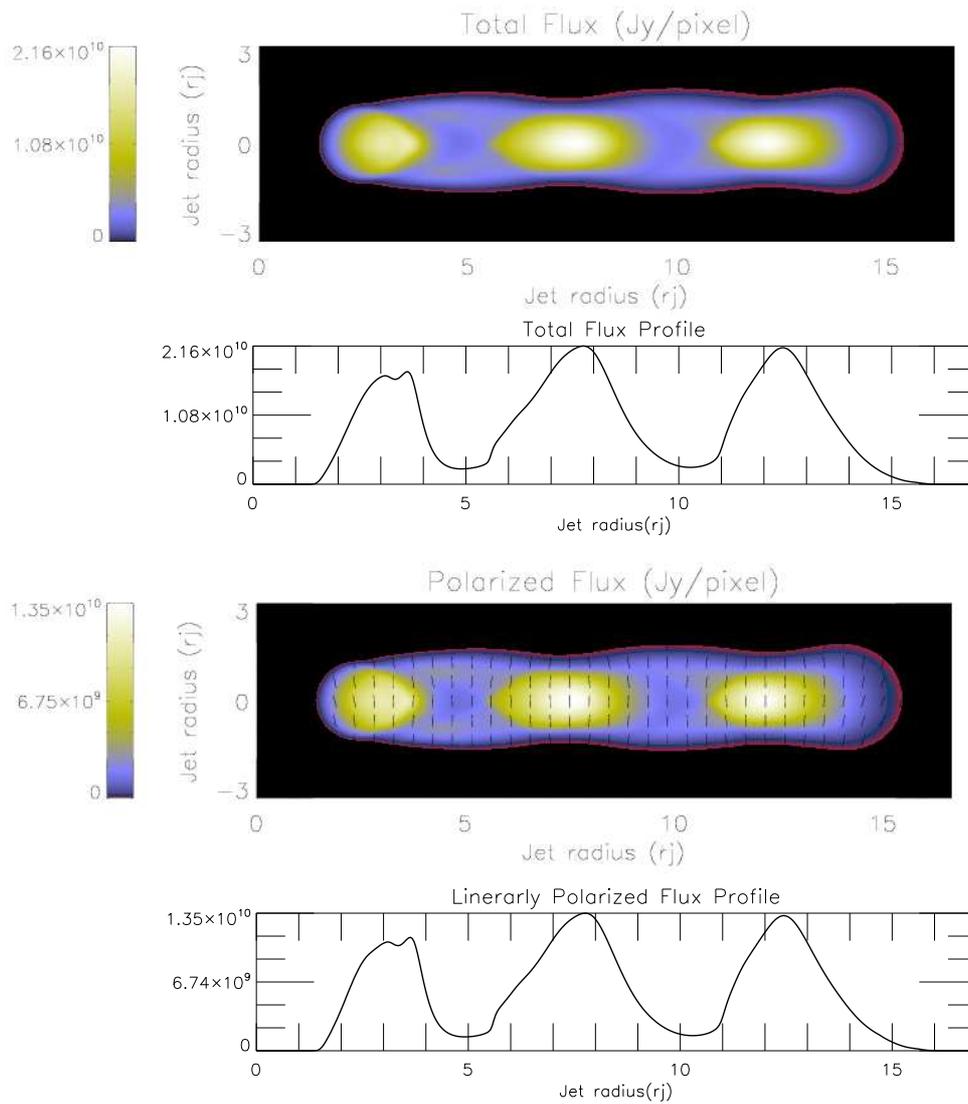


FIG. 8.36: Same as Fig. 8.35 for model B₁.

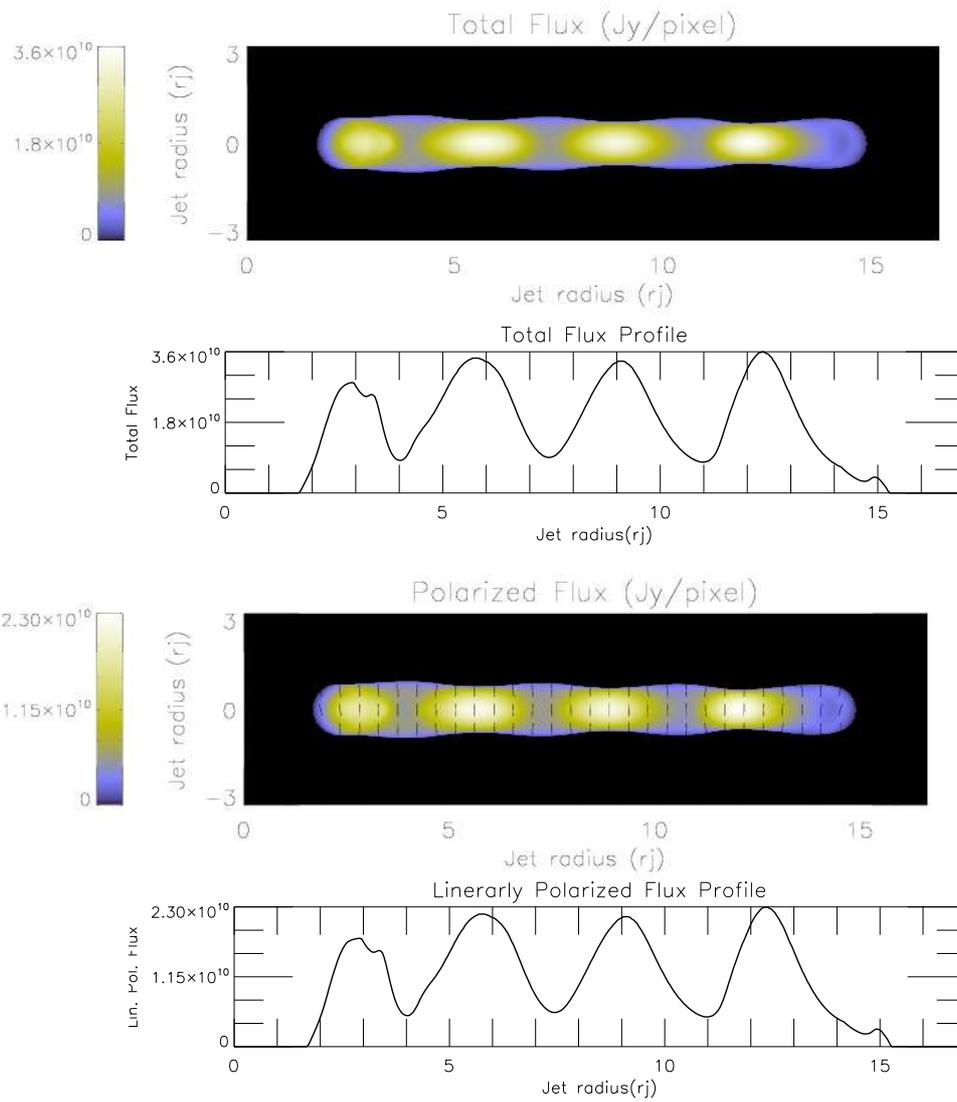


FIG. 8.37: Same as Fig. 8.35 for model B₃.

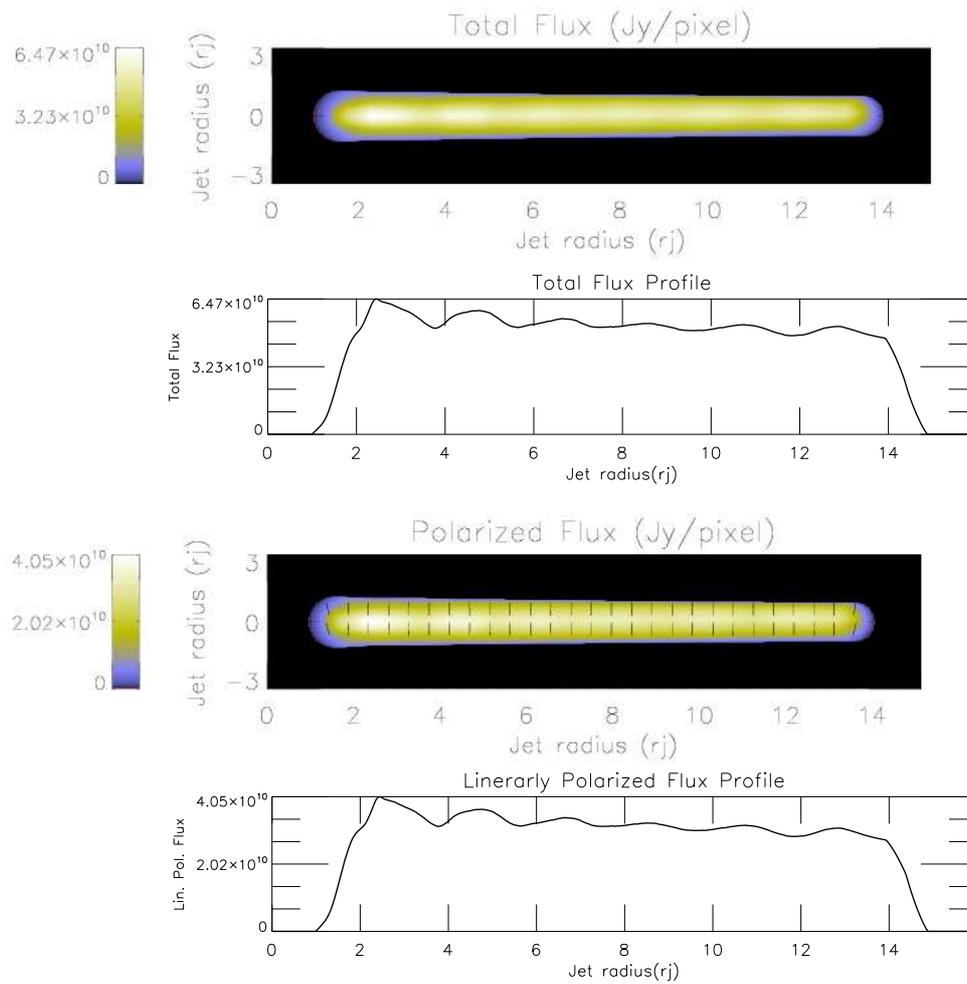


FIG. 8.38: Same as Fig. 8.35 for model B₁₀.

Parte III

Trazas observacionales de campos magnéticos en AGN

9

Introducción a los estudios observacionales de Jets en AGN

APESAR DE que, como hemos mencionado en la introducción, el mecanismo físico de formación, aceleración y colimación en jets continua siendo hoy en día una cuestión abierta, los trabajos teóricos realizados durante los últimos años favorecen la idea de que los jets son eyectados, colimados y acelerados por procesos electromagnéticos (ver, por ejemplo, McKinney 2006; Komissarov et al. 2007). Estos trabajos fundamentalmente consisten en simulaciones numéricas en las que el jet es considerado como un fluido magnetohidrodinámico relativista, siendo eyectado desde las vecindades de un agujero negro como consecuencia del acrecimiento de materia de un disco que lo rodea. Las simulaciones muestran que éstos pueden ser acelerados y colimados de forma muy eficiente, especialmente aquellos cuya estructura de campo magnético contiene una componente toroidal intensa. Los jets son estructuras muy bien colimadas con factores de Lorentz, Γ , que alcanzan valores de 10-100 (Vlahakis & Königl 2004; Fendt & Ouyed 2004; McKinney 2006; Komissarov et al. 2007). El jet estaría formado por varias regiones de emisión compactas o componentes, las cuales se mueven a velocidades superlumínicas siguiendo una trayectoria helicoidal aparente en su movimiento a lo largo del jet (ver, por ejemplo, Marscher 2008).

Como hemos visto en nuestras simulaciones (ver Parte II) y como parecen evidenciar los últimos estudios, el campo toroidal parece desempeñar un papel fundamental en la aceleración (a través del gradiente de presión magnética) y en la colimación (a través de la tensión magnética) de los jets. Por esto, la detección mediante las observaciones de campos magnéticos helicoidales en jets es primordial, ya que permite contrastar los resultados de las simulaciones con jets reales, avanzando así en el entendimiento de la naturaleza de estos objetos, y respondiendo de esta manera a la pregunta abierta de cuáles son realmente los mecanismos de formación, aceleración y colimación en jets relativistas.

Para estudiar la región de formación es necesario alcanzar una resolución angular inferior a la decima del mas, resolución imposible de alcanzar con la instrumentación actual. Sin embargo, es de esta zona de la que proviene la emisión a más altas energías. El reto consiste, por tanto, en saber cómo aprovechar toda la información que nos proporcionan los diferentes instrumentos y en cómo es posible establecer una conexión entre las características observacionales de un objeto a la distintas longitudes de onda. De este modo podremos entender la física que tiene lugar en las distintas regiones de un jet y poder finalmente obtener una imagen global del fenómeno AGN.

En la actualidad se están utilizando dos métodos para intentar extraer información observacional de los campos magnéticos en jets, con resultados en ambos casos positivos. El primero de ellos permite estudiar las zonas más internas de los jets, donde tienen lugar los procesos de aceleración y colimación y está basado en observaciones multifrecuencia de variabilidad en flujo total y polarizado a lo largo de todo el espectro electromagnético (ver, entre otros Marscher et al. 2002; Jorstad et al. 2005, 2010; Marscher et al. 2008, 2010b; Abdo et al. 2010; Villata et al. 2009; D'Ammando et al. 2009; Vercellone et al. 2010). El segundo método permite observar zonas del jet más allá de la zona de aceleración y colimación y se basa en estudios de polarimetría con interferometría de muy larga base (VLBI) a través de determinaciones de la rotación de Faraday (ver, por ejemplo Gómez et al. 2000; Gómez et al. 2001, 2008; Walker et al. 2001; Asada et al. 2002, 2008; Gabuzda et al. 2004; Hardee et al. 2005; Zavala & Taylor 2005; Attridge et al. 2005; Kharb et al. 2009; O'Sullivan & Gabuzda 2009)

Ambos métodos y los resultados obtenidos a partir de ellos serán descritos en las siguientes secciones de forma detallada.

10

Estudios multifrecuencia de jets relativistas en AGN

COMO YA se ha comentado antes, los procesos de formación, aceleración y colimación en jets tienen lugar en las regiones más internas, posiblemente en los primeros centenares de radios de Schwarzschild (R_s) con respecto al agujero negro central (Junor et al. 1999). Estas escalas no son normalmente accesibles ni siquiera con observaciones VLBI y además la emisión en esa región suele ser ópticamente gruesa a longitudes de onda de radio. Es sin embargo en estas regiones más internas donde se produce la mayor parte de la emisión a altas energías (desde el óptico a rayos X y γ) y para estudiarlas es necesario llevar a cabo observaciones simultáneas a lo largo de todo el espectro electromagnético. Durante las últimas décadas se han puesto en marcha varios programas multifrecuencia de seguimiento de fuentes, gracias a los cuales una imagen mucho más precisa y global del fenómeno AGN está viendo la luz. El lanzamiento del satélite de rayos γ Fermi ha supuesto una revolución en este tipo de estudios gracias a su resolución angular y al seguimiento continuado de todo el cielo a altas energías. Estos programas conllevan una especial dificultad debido a la gran cantidad de tiempo que requieren y a la necesidad de coordinación de las observaciones entre los distintos instrumentos.

¿Por qué resultan tan útiles estos programas multifrecuencia? La idea fundamental es que los AGN presentan una gran variabilidad en su emisión a lo largo de todo el espectro electromagnético, cabiendo esperar una correlación entre la emisión a las distintas longitudes de onda. De hecho, a menudo es posible correlacionar aumentos de flujo entre longitudes de onda mm, óptico y rayos X y γ . Esto proporciona la conexión entre las regiones de emisión en óptico y mm con las regiones que emiten en rayos X y γ . Para completar este mapa multifrecuencia disponemos además de observaciones VLBI en radio, de las que es muy importante destacar que son las únicas que nos proporcionan una imagen del jet, de aquí que sean fundamentales en la construcción del buscado mapa global del jet. La radiointerferometría de muy larga base permite

resolver estructuras en el jet desde escalas del parsec, con lo que es posible realizar un estudio de la correlación entre las regiones de emisión en radio con la emisión que se observa en las zonas más internas del jet (en óptico, rayos X y rayos γ).

En la mayor parte de los blazars las observaciones VLBI muestran knots, que como ya hemos visto antes, son regiones de emisión intensas y compactas que se mueven alejándose de un núcleo compacto y aparentemente estacionario a velocidades superlumínicas¹. Parece natural pensar que estas componentes de emisión superlumínicas pudieran estar relacionadas con las explosiones de radiación a altas energías, o '*flares*' en inglés, que se observan en los blazars. El problema es que únicamente se alcanza la resolución necesaria para resolver y seguir las componentes con observaciones de VLBI. Además el jet se vuelve ópticamente grueso a longitudes de onda de radio a una cierta distancia del núcleo, de modo que no es trivial demostrar que exista una correlación entre las componentes en radio y los flares que se observan en el óptico, rayos X y rayos γ . En principio es posible extrapolar la posición de las componentes en el pasado asumiendo que éstas se mueven a velocidad constante y relacionarlas así con los flares observados a altas frecuencias. De esta manera es posible determinar el lugar con respecto al núcleo en el que tuvo lugar el flare.

El problema con el que nos encontramos es que los blazars presentan flares de amplitudes y escalas temporales muy diversas con lo cual la asociación de flares con componentes resulta muy complicada. Existen dos formas en las que este problema se puede minimizar. La primera de ellas sería poseer suficiente cantidad de datos de modo que se construyesen las curvas de luz a las distintas frecuencias con el menor espaciado temporal posible, con el fin de obtener una correlación lo más directa posible entre las distintas curvas. Y la segunda manera sería añadir otras variables que minimizasen los grados de libertad, es decir, buscar alguna otra característica observacional que nos permita establecer otro tipo de correlación entre las distintas longitudes de onda. En nuestro caso, estos parámetros extras son el grado y el ángulo de polarización. Las observaciones con polarimetría ayudan en esta tarea ya que se ha comprobado que a longitudes de onda mm, sub-mm, IR y óptico la emisión está polarizada y muestra una distribución similar de los EVPAs. Estudiando cómo ésta varía es posible localizar y establecer una conexión entre las distintas regiones de emisión en el jet a las diferentes longitudes de onda. Por ejemplo, una opción sería usar la polarización para conectar una componente en particular detectada en radio con un flare en el óptico. Generalmente, la distribución de los EVPAs de una componente es la misma a las distintas longitudes de onda (radio y óptico) con lo que es posible correlacionar eventos. Una vez establecemos

¹El núcleo que se observa en las imágenes VLBI puede estar desplazado del agujero negro por una distancia del orden de 1 pc o mayor (Marscher et al. 2002; Marscher 2006).

esta conexión es posible extrapolar al resto de frecuencias, determinando de este modo las zonas del jet responsables de las distintas emisiones.

El primer logro de estos programas y que ilustra perfectamente la búsqueda de correlaciones entre frecuencias, permitió mostrar de forma inequívoca la vinculación entre el disco de acrecimiento y el radio-jet en un AGN, fenómeno ya conocido en microcuásares (Mirabel & Rodríguez 1994). Es el caso de la radiogalaxia 3C 120, que ya ha sido comentado en la introducción. Marscher et al. (2002) combinaron tres años de observaciones en rayos X (entre 2.4-20 keV) del satélite RXTE con observaciones VLBA. Estos resultados (ver figura 3.7) muestran que los mínimos en el flujo en rayos X coinciden con cambios en el espectro (el cual se endurece), lo que muy probablemente nos esté indicando la desaparición de la parte más interna del disco de acrecimiento al cruzar el horizonte de eventos del agujero negro, mientras que la corona del disco, responsable de la emisión en rayos X más energética, no se ve prácticamente afectada. Dado que además las eyecciones de componentes superlumínicas que se observan en las imágenes en radio se producen unos 40 días después de cada mínimo en la curva de luz en rayos X, lo que estaría sucediendo sería que parte del material del disco interno está siendo acelerado e inyectado en los jets.

Otro de los estudios pioneros en la combinación y análisis de observaciones multifrecuencias fue el realizado por Jorstad et al. (2005). En este trabajo se analizaron imágenes con el VLBA a 7mm (43 GHz) en intensidad total y linealmente polarizada de una muestra de los 15 AGNs más energéticos conocidos, selección que incluía objetos de los distintos tipos de AGN: QSO, BLLacs y radiogalaxias. Estas observaciones cubrieron un rango temporal de tres años durante el cual se acompañaron de algunas épocas de observaciones polarimétricas simultáneas a longitudes de onda sub-mm y en el óptico. Durante la segunda parte del programa se realizaron además observaciones polarimétricas a 3mm (86 GHz). Los resultados más destacables de este trabajo, además de evaluar parámetros de cada una de las fuentes como los factores de Lorentz y factores Doppler, los ángulos de visión y apertura entre otros, analizan la polarización a las distintas frecuencias. Este estudio revela que el grado de polarización en el radio-núcleo (a 7 mm) presenta una correlación muy clara con el grado de polarización en el óptico de la fuente global. Se muestra también que los jets con factores de Lorentz más altos presentan los mayores índices de variabilidad en la polarización en el óptico y a 7 mm, mientras que a 1 mm no se encuentra tal correlación. Por último, algunas de las fuentes muestran un buen alineamiento entre los EVPAs en el óptico y mm para observaciones simultáneas. En el caso de obtener una buena correlación en la polarización entre dos longitudes de onda, como sucede por ejemplo para el caso de las polarizaciones en el óptico y a 7 mm, es muy probable que la emisión polarizada detectada a ambas longitudes de onda sea debida a un mismo mecanismo físico, probablemente debida a choques. En el caso en el que la correlación sea parcial, como

sucede por ejemplo entre las longitudes de onda óptico y 1 mm, se sugiere que probablemente otro proceso físico este contribuyendo además a la emisión.

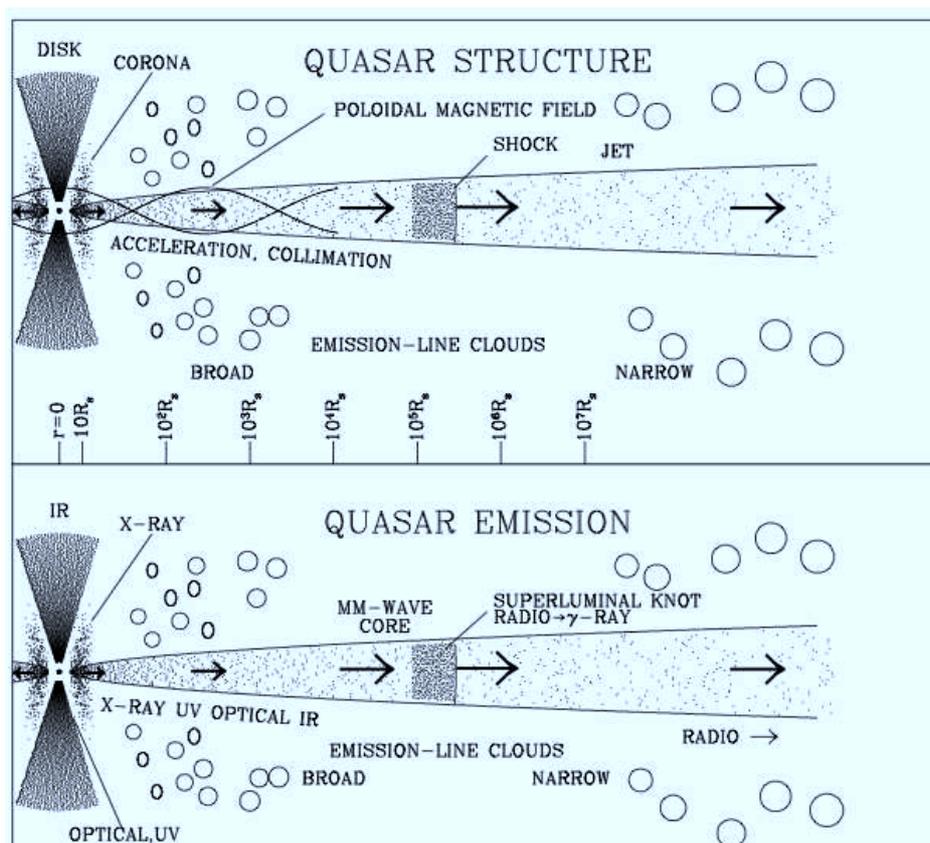


FIG. 10.1: Esquema de la estructura (panel superior) y regiones de emisión (panel inferior) de un AGN. Los círculos en el disco, corona y jet representan las nubes de la regiones de emisión de líneas anchas y estrechas. La escala logarítmica se extiende más allá de los $10 R_s$, donde R_s es el radio de Schwarzschild. Se muestra una única componente superlumínica 'knot' aunque normalmente es posible observar un número mayor de las mismas. Reproducida de Marscher (2005).

Como estamos viendo, la información que nos proporcionan los programas multifrecuencia, nos permite entender los procesos físicos que se dan en las regiones más internas de los jets ya que cada proceso físico deja una traza particular en el espectro. Así, construyendo la distribución espectral de energía (SED) de un objeto mediante estos programas multifrecuencia es posible distinguir los distintos mecanismos de emisión que están teniendo lugar. Ya hemos visto que los blazars son particularmente útiles en los estudios multifrecuencia ya que presentan emisión a lo largo de todo el espectro electromagnético, incluyendo rayos γ , y además presentan una alta variabilidad en escalas temporales que oscilan entre unas pocas horas a años. Es comúnmente aceptado que la emisión de los blazars en radio, IR y óptico se origina en el jet relativista y es de origen sincrotrón, mientras que la emisión a más altas energías no tiene un origen

tan claro todavía. Existen estudios, tanto observacionales como numéricos, que parecen indicar que la emisión en rayos X y γ se produce también en el jet. Los modelos más populares para explicar la emisión a altas energías involucran mecanismos de emisión por inverso compton (IC) en los que fotones de baja energía interactúan con los electrones relativistas del jet. Si esto es así, es de esperar que exista una correlación entre el comportamiento de la emisión a bajas y altas energías, ya que los electrones relativistas del jet (que emiten sincrotrón) interactúan además con los fotones de baja energía (para producir IC). En cualquier caso, el origen de estos fotones de baja energía es todavía incierto. Podría ocurrir que los propios fotones sincrotrón generados por los electrones relativistas en el jet interactuasen via IC con los propios electrones mediante un proceso sincrotrón self compton (modelos SSC), en cuyo caso los fotones deberían tener un origen interno en el jet. Pero podría también ocurrir que esa fuente de fotones fuese externa al jet, y que la interacción fuese mediante procesos 'external compton' (EC): por ejemplo que fuesen fotones térmicos del disco de acrecimiento los que interactúan con los electrones del jet (procesos denominados ECD) o que fuesen fotones procedentes de las nubes de gas presentes en la región de líneas anchas los que interactúan con los electrones del jet (procesos ECC). Estos diferentes modelos pueden distinguirse entre ellos a través de los estudios multifrecuencia anteriormente descritos, observando el comportamiento de la SED, ya que en función de la población de fotones que intervenga la forma de la SED variará.

Finalmente, la unión de la información proporcionada a las diferentes longitudes de onda y de las correlaciones existentes entre ellas permite relacionar los distintos procesos físicos que ocurren en el jet con las regiones del jet donde éstos tienen lugar. La forma en la que esta conexión se pone de manifiesto puede observarse en la figura 10.1, donde en el panel de arriba se muestran las distintas regiones de emisión en las diferentes bandas del espectro y en el panel de abajo una posible interpretación física a las distintas emisiones.

La combinación de las distintas herramientas para el estudio de estos objetos descritas anteriormente están contribuyendo significativamente al entendimiento de los mismos. En las siguientes secciones se mostrarán en detalle algunos de los trabajos más recientes que las emplean.

La prueba más clara de la eficacia de los estudios multifrecuencia ha sido recientemente demostrada por Marscher y colaboradores (Marscher et al. 2008) mediante un estudio temporal multifrecuencia de la fuente BL Lacertae. El seguimiento temporal a las distintas frecuencias de un doble flare que tuvo lugar a finales de 2005 ha permitido conectar las distintas regiones de emisión en el jet. Las observaciones muestran una región intensa de emisión en el jet que causa un doble flare de radiación en el óptico, así como un aumento en la emisión en radio pasado un tiempo. El resultado de este estudio, que será

detallado a continuación, concluye que el evento comienza en una región con un campo magnético helicoidal, región identificada teóricamente como la zona de aceleración y colimación (ACZ). Esta región de emisión va moviéndose a lo largo del jet y vuelve a brillar cuando cruza una región donde existe un choque estacionario plano que correspondería con el núcleo a longitudes de onda de radio (identificado como 'core' en la figura 10.2).

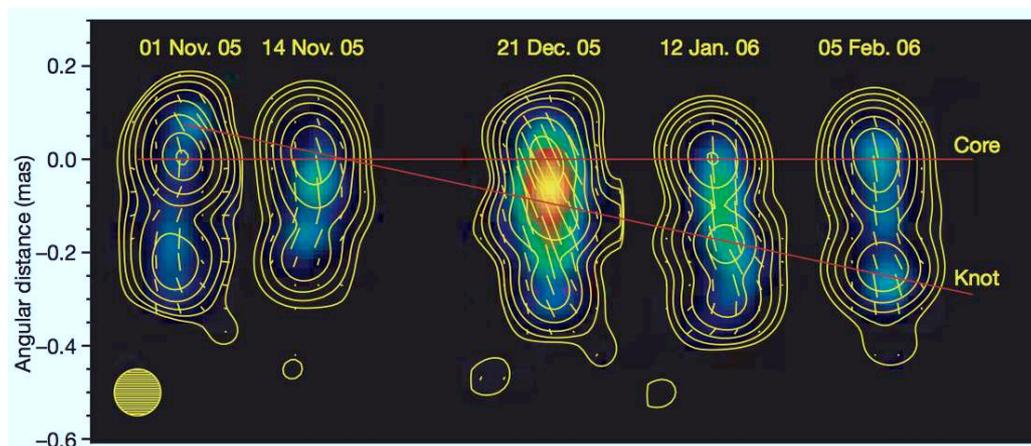


FIG. 10.2: Secuencia temporal de imágenes VLBA de la fuente BL Lacertae a 7 mm. Las imágenes han sido convolucionadas con un haz Gausiano de anchura a media altura $\text{FWHM}=0.1$ mas . Las líneas muestran las posiciones del núcleo y la componente que produce el flare. Los contornos indican intensidad total, empezando a 0.023 Jy/beam e incrementándose en un factor de dos sucesivamente. La escala de color representa intensidad linealmente polarizada con un pico (amarillo) en 0.023 Jy/beam. Las barras amarillas indican la dirección de los vectores eléctricos. La componente que se observa (knot) tiene un movimiento propio de 1.2 mas yr^{-1} , lo que corresponde una velocidad aparente superlumínica de $\sim 5c$. Reproducida de Marscher et al. (2008).

El seguimiento temporal de BL Lacertae permitió la construcción de las curvas de luz a las distintas longitudes de onda tal y como se observa en la figura 10.3. A finales de 2005, en el intervalo comprendido entre las dos líneas punteadas de la figura, se observó que tenían lugar dos subidas de flujo o flares en radio, óptico y rayos X. Los paneles de la derecha en la figura 10.3 corresponden a un zoom de ese intervalo de tiempo. Durante el primer flare además se ve cómo el vector polarización en el óptico χ sufre una rotación suave de aproximadamente unos 200° conforme se produce la subida de flujo en el óptico. La interpretación que se le da a estos resultados es que esta rotación en χ muestra la perturbación que origina el flare cuando atraviesa una región del jet que contiene un campo magnético helicoidal. El hecho de que veamos una rotación progresiva en χ implica que la perturbación provocada por el flare no puede ser uniforme y extenderse en toda la sección del jet ya que si no la polarización lineal se iría cancelando y nos quedaría únicamente la componente perpendicular o paralela a la dirección de propagación del jet. Además para

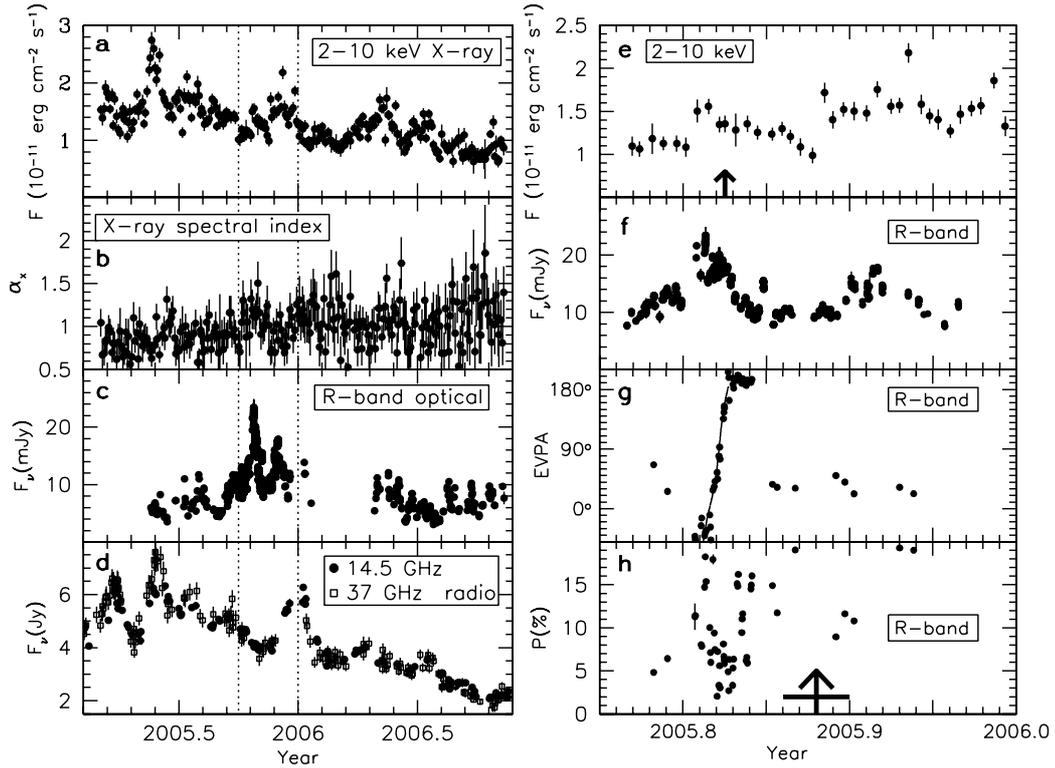


FIG. 10.3: Densidad de flujo a varias longitudes de onda y polarización óptica de la fuente BL Lacertae durante dos años de observación. Los paneles de la izquierda muestran densidad de flujo a las longitudes de onda indicadas de la fuente BL Lacertae durante dos años de observación. Los paneles de la derecha muestran aumentos de los intervalos temporales señalados entre líneas discontinuas en los paneles de la izquierda. Los paneles e y f muestran densidades de flujo durante el periodo indicado, en el panel g se presentan los EVPAs en banda R y en el panel el grado de polarización en el óptico.

Reproducida de Marscher et al. (2008).

que esto ocurra, el movimiento de la componente que atraviesa esa región del jet ha de seguir una trayectoria espiral con respecto al eje del jet.

Los resultados derivados de estas observaciones muestran un escenario en el que el jet contendría al menos tres regiones diferenciadas de emisión (ver figura 10.4): una zona de colimación y aceleración (ACZ) que contiene un campo magnético helicoidal responsable de esa aceleración y colimación, una zona turbulenta y zonas en las que tienen lugar choques de recolimación cónicos u oblicuos (en el caso de que la simetría en la geometría del jet se rompa). Otras perturbaciones o componentes móviles pasan a través de estas regiones generando flares de distintas características. Cabe esperar que cada una de estas regiones genere emisión con una traza característica.

Esta imagen del jet extraída exclusivamente de las observaciones es consistente con el escenario teórico propuesto como resultado de los estudios numéricos,

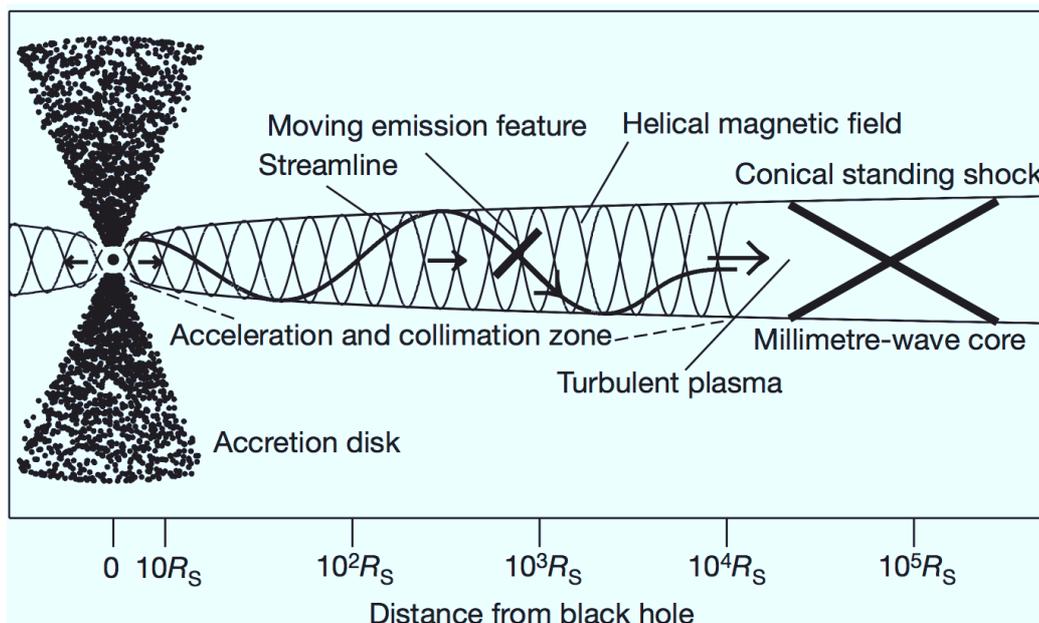


FIG. 10.4: Modelo propuesto para la parte interna de BL Lacertae. Una onda de choque se va propagando a lo largo del jet siguiendo una trayectoria espiral. El primer flare a finales de 2005 tiene lugar al final de la zona de aceleración y colimación (ACZ), antes de que el campo magnético helicoidal presente en la ACZ se vuelva turbulento. El segundo flare coincide con el paso de la perturbación a través del núcleo que se detecta a longitudes de onda de radio. La escala en la que se representa la distancia desde el agujero negro es logarítmica en términos del radio Schwarzschild R_s con el fin de ilustrar el fenómeno a todas las escalas. Reproducida de Marscher et al. (2008).

en particular el propuesto por Vlahakis y colaboradores (ver, por ejemplo Vlahakis 2006; McKinney 2006; McKinney & Blandford 2009; Komissarov et al. 2007), basado en simulaciones numéricas de jets, los cuales han sido formados, acelerados y colimados por campos magnéticos. El aval que dan al modelo de jet helicoidal tanto las observaciones como las simulaciones hace pensar que se está resolviendo una de las cuestiones fundamentales que rodean estos objetos: los mecanismos de formación, aceleración y colimación.

10.1 Contribución al estudio de la parte interna

Nuestro grupo de investigación colabora en uno de los programas de observación multifrecuencia más completo: 'Comprehensive Multiwaveband Monitoring of Gamma-ray Bright Blazars', liderado por el profesor Alan Marscher, consistente en observaciones mensuales de una muestra de entre algunos de los 33 AGN más energéticos conocidos hasta la actualidad con emisión en rayos γ . Como ya se ha comentado, el estudio en el dominio de altas energías de los blazars, y en particular cuando en ellos tienen lugar flares, es clave para establecer una visión completa de los jets y entender sus mecanismos de emisión y formación. En lugar de realizar el seguimiento de una sólo fuente, se ha elegido una muestra significativa de blazars con el objetivo de comprobar si estos procesos son característicos de los jets en blazars o si dependen del tipo de fuente. Esencialmente para este programa se han seleccionado las 33 fuentes EGRET y/o los blazars seleccionados por Fermi con magnitud en el óptico $m_v < 18$ (este criterio es imprescindible para detectar polarización en el óptico) y con declinaciones accesibles para observar con el VLBA y con el observatorio de Calar Alto. Además estas 33 fuentes son muy intensas tanto en radio como en mm para permitir una buena observación a las frecuencias más altas. Las fuentes que se observan son las siguientes: 3C 66A, A00235+16, CTA 26, 3C 111, PKS 0420-01, PKS 0528+134, S5 0716+71, PKS 0735+17, OJ 248, OJ 049, 4C 71.07, OJ 287, S4 0954+65, PKS 1055+0181, PKS 1127-145, 4C 29.45, ON 231, PKS 1222+216, 3C 273, 3C 279, B2 1308+30, PKS 1406-076, PKS 1510-089, DA 406, PKS 1622-29, 4C 38.41, 3C 345, NRAO 530, OT 081, BL Lacertae, 3C 446, CTA 102 y 3C 454.3.

El mayor reto de este programa consiste en el enorme esfuerzo que supone la coordinación de las observaciones con los distintos instrumentos a las diferentes longitudes de onda. Las observaciones llevadas a cabo dentro de este programa son las siguientes:

- *Radio:* Observaciones polarimétricas mensuales con el VLBA a 7 mm y cada seis meses con el 'Global mm- VLBI Array' (GMVA) a 3 mm de las fuentes más brillantes.
- *Milimétricas y submilimétricas:* Observaciones mensuales con polarización a 3 mm y en flujo total a 1.3 mm con el Radio Telescopio Milimétrico de 30 m del Instituto de Radioastronomía Milimétrica (IRAM) en Sierra Nevada, Granada. Además se incluyen observaciones a 1.3 y 0.85 mm con el SMA ('Smithsonian Millimeter Array') en Hawái (E.E.U.U.) y a 8 mm en el Radio Telescopio de 14 m de Metsahovi (Finlandia).

- *Óptico e Infrarojo cercano*: Observaciones mensuales en polarización con el telescopio de 2.2 m del Observatorio Calar Alto en Almería dentro del programa llamado 'Monitoring AGN with Polarimetry at the CA Telescopes (MAPCAT)'. Además se realizan observaciones en los observatorios Steward (con telescopios de 2.3 y 1.54 m), Lowell (1.8 m), St. Petersburg State University (0.4 m), y Crimea (0.7 m).
- *Rayos X*: Observaciones 2-3 veces por semana con el satélite RXTE ('Rossi X-ray Timing Explorer') de 11 de las fuentes del programa global y observaciones más espaciadas para el resto de fuentes.
- *Rayos γ* : Seguimiento en flujo diario con los satélites Fermi y AGILE. Los datos obtenidos por ambos satélites son públicos y pueden obtenerse en las páginas http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/policy/LAT_Monitored_Sources.html y <http://agile.rm.iasf.cnr.it/publ03.html> respectivamente.

Mi participación en este estudio corresponde a las observaciones en polarización en el óptico con el telescopio de 2.2 m del Observatorio Calar Alto encuadradas dentro del programa de observación MAPCAT. Este programa consiste en la observación mensual en el óptico en polarización de los 33 blazars mencionados anteriormente. Este programa comenzó en 2007 y tiene prevista una duración de 3.5 años más, durante el tiempo en el que Fermi siga observando. En particular mi contribución ha consistido en la reducción y análisis de las observaciones realizadas entre octubre de 2008 y julio de 2009. Para algunos de los objetos con los que se han obtenido resultados novedosos éstos se muestran en la figura 10.5. Durante el periodo de mi colaboración en este programa multifrecuencia se han obtenido numerosos resultados de gran interés científico entre los que caben destacar los que se detallan a continuación en las siguientes secciones.

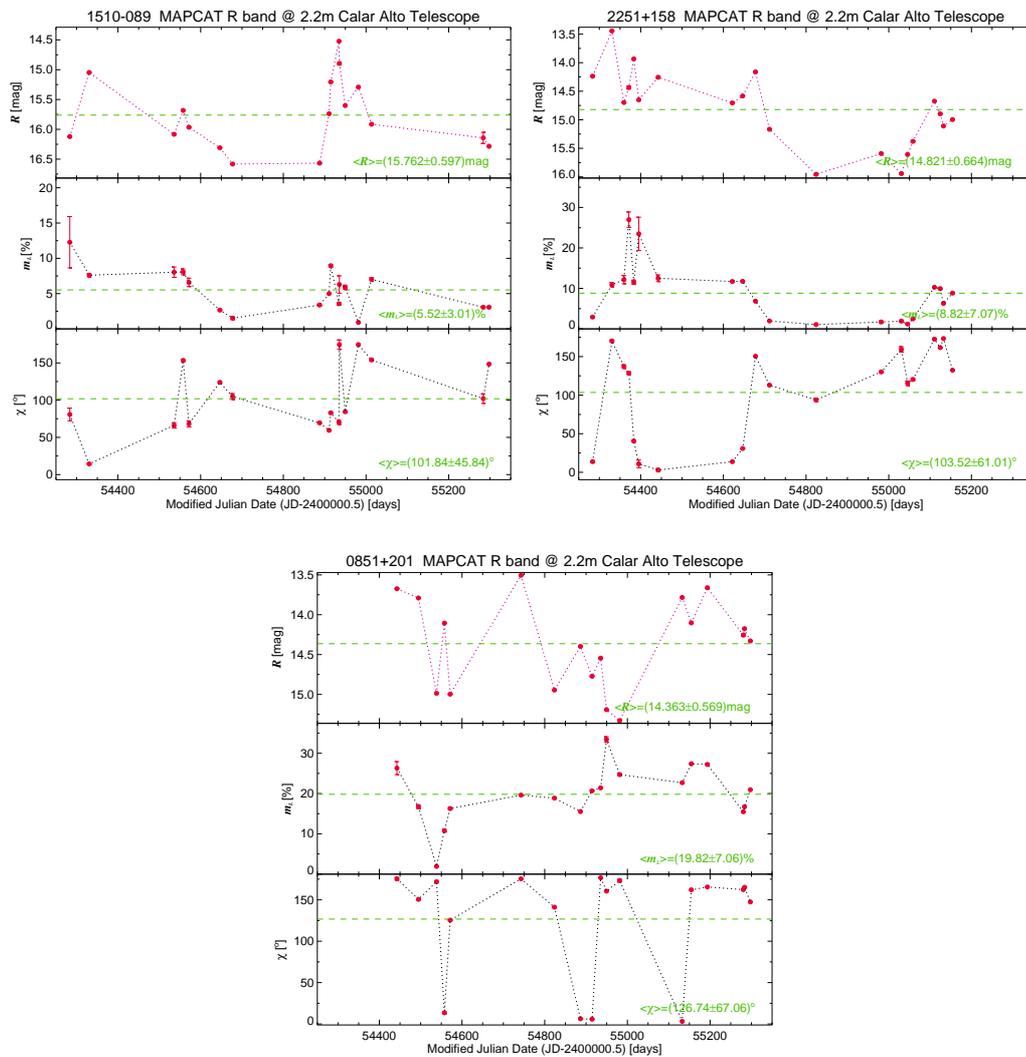


FIG. 10.5: De arriba a abajo, las imágenes muestran magnitud aparente en banda R, grado de polarización lineal en % y EVPAs para los objetos señalados.

10.1.1 PKS 1510-089: Estructura interna

Una de las fuentes más interesantes de entre los 33 blazars de este programa de seguimiento es la fuente PKS 1510-089. Los resultados obtenidos han sido publicados recientemente en un estudio liderado por Alan Marscher (Marscher et al. 2010b). La observación de este blazar ha permitido comparar los movimientos propios y los flujos total y linealmente polarizados de las distintas componentes del radio jet a escala del parsec con la variabilidad en el flujo de la fuente completa a distintas longitudes de onda: IR, óptico, rayos X y rayos γ , y con la polarización en el óptico. Este estudio temporal y las correlaciones que se encuentran en la emisión a las distintas longitudes de onda han permitido, como veremos a continuación, un análisis detallado de la estructura y la física de las partes más internas del jet, donde éste es acelerado y colimado, y donde se produce la energización de los electrones.

Como ya ha sido comentado a lo largo de este capítulo, una de las cuestiones fundamentales que los programas multifrecuencia pretenden resolver es dónde tiene lugar la emisión a altas energías, y en particular: si la emisión a altas energías ocurre entre el objeto central y el núcleo que se observa en radio, si está localizada en este núcleo propiamente dicho o si tiene lugar más allá del mismo. Como hemos visto en la sección anterior aplicado al caso de BL Lacertae, para hacer esto es necesario establecer una conexión entre las componentes superlumínicas observadas en radio y los flares de radiación detectados a altas energías. En el caso de BL Lacertae se encontró que existían múltiples regiones en las que se daba emisión en rayos X y en el óptico: en el núcleo y también más allá del mismo en regiones en las que el jet tiene un campo magnético helicoidal (ver figura 10.4).

En el caso de PKS 1510-089 se ha estudiado la actividad del jet durante la primera mitad de 2009, encontrándose en este periodo hasta un total de ocho flares. Ésto se puede observar en la figura 10.6, donde se presentan las curvas de luz en rayos γ , en el óptico y la polarización en el óptico durante el citado periodo. En cuanto a las observaciones en radio, las imágenes VLBA (ver figura 10.7) muestran un núcleo brillante del que se separan regiones de emisión a velocidades superlumínicas. Durante este periodo se detectan dos nuevas componentes, con velocidades de $24 \pm 2 c$ y $21.6 \pm 0.6 c$.

En la figura 10.6 cabe destacar el periodo entre los flares 3 al 8, ya que durante este tiempo se observa una rotación de los vectores de polarización en el óptico (χ) de unos 720° . Aunque la presencia de un campo magnético turbulento podría en principio producir rotaciones de los vectores de polarización similares a los observados, el principio y el final de esa rotación debería tener lugar de forma aleatoria, mientras que en el caso que nos ocupa esta rotación coincide exactamente con un aumento de flujo que se explica como debido al paso de

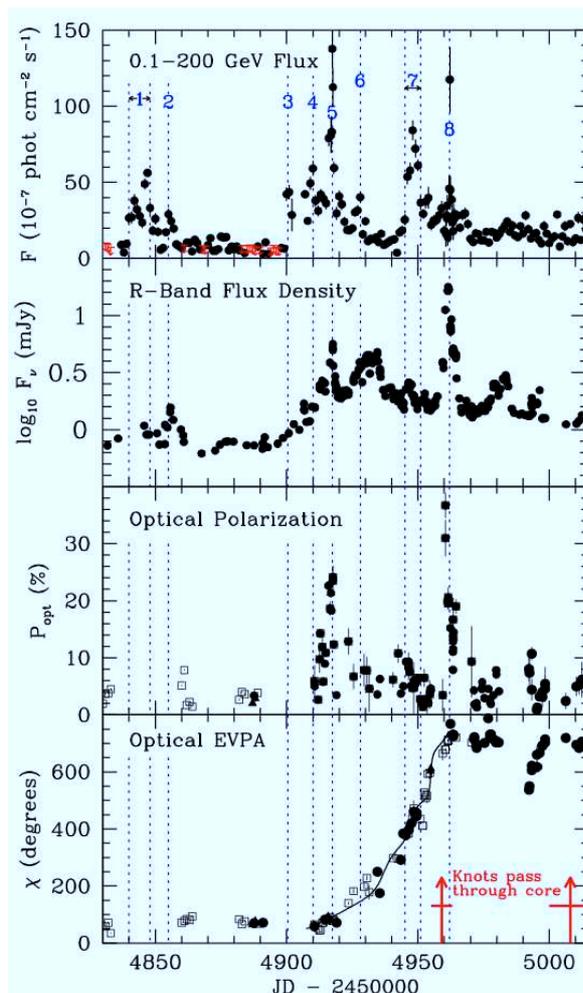


FIG. 10.6: Variación temporal en la fuente PKS 1510-089 durante la primera mitad de 2009 de las siguientes magnitudes (de arriba a abajo): densidad de flujo en rayos γ (en rojo se muestran límites superiores), densidad de flujo en el óptico (en escala logarítmica), grado de polarización lineal en el óptico y EVPAs en el óptico. Las líneas verticales indican los 8 flares, con la numeración correspondiente. Reproducida de Marscher et al. (2010a).

la componente a través del núcleo. Ésto sugiere que muy probablemente un mismo fenómeno ha de ser responsable de ambas características observadas. La misma explicación dada para BL Lacertae es válida para PKS 1510-089: cuando una perturbación se va moviendo por el jet lo hace siguiendo una línea espiral (tal y como se predice para un modelo en el que el jet es acelerado y colimado magnéticamente; Vlahakis 2006). La perturbación viaja primero a través de la zona de aceleración y colimación (ACZ), la cual posee un campo magnético helicoidal. Si la componente cubre una sección del jet, pero no toda, una gran parte de la polarización se cancelará por cuestiones geométricas del campo magnético. La polarización residual resultante dependerá de la parte de sección del jet que la componente mapea a su paso. De modo que éste irá

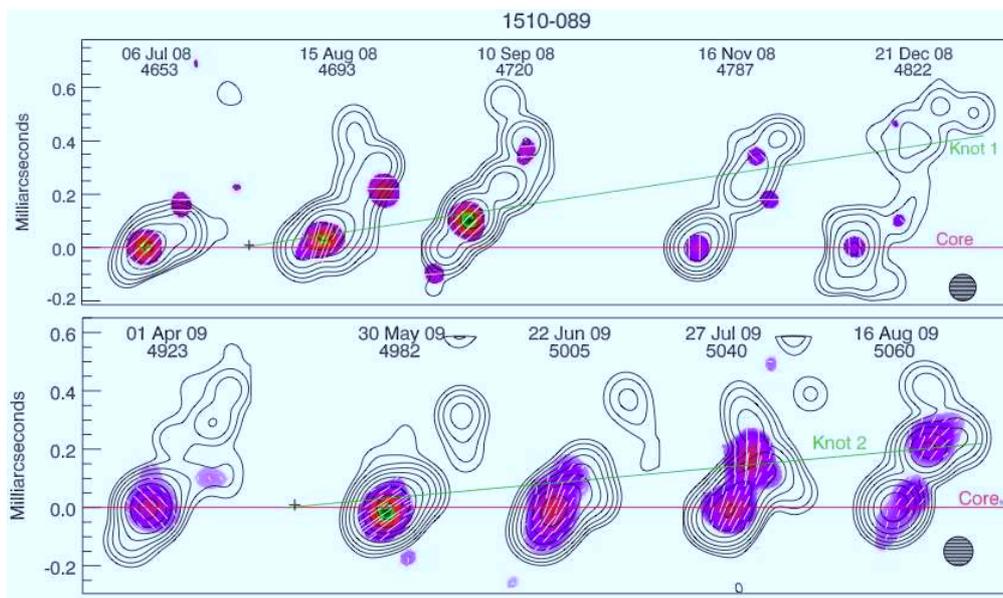


FIG. 10.7: Secuencia de imágenes VLBA a 43 GHz de la fuente PKS 1510-089 mostrando la eyección de dos componentes superlumínicas con movimientos propios de $1.1 \pm 0.1 \text{ mas yr}^{-1}$ (panel superior) y $0.97 \pm 0.06 \text{ mas yr}^{-1}$ (panel inferior). Las imágenes han sido convolucionadas con un haz Gaussiano circular de $\text{FWHM}=0.1 \text{ mas}$ (en ambos paneles el haz se muestra en la parte inferior derecha). Los contornos indican intensidad total, con niveles 1, 2, 4,..., 64, 96% del pico de $1.41 \text{ Jy beam}^{-1}$ (panel superior), y 0.25, 0.5, 1, 2,..., 64, 96% del pico de $3.14 \text{ Jy beam}^{-1}$ (panel inferior). Los vectores blancos representan los EVPAs y la escala de color muestra la intensidad linealmente polarizada relativa al pico: 71 Jy beam^{-1} (panel superior) y 120 Jy beam^{-1} (panel inferior). Reproducida de Marscher et al. (2010a).

rotando conforme la componente continúa su movimiento espiral a lo largo del jet.

En este trabajo se muestra un modelo teórico capaz de reproducir las observaciones de PKS 1510-089. Éstas muestran que el ritmo de cambio del ángulo de polarización aumenta con el tiempo (su segunda derivada es positiva), lo que sugiere una aceleración del jet de un factor de Lorentz de 8 a 24. Para un ángulo de visión de 1.4° esto implica un aumento del factor Doppler de 15 a 38.

Respecto a la relación entre las distintas frecuencias, se observa cómo el cociente entre los flujos en rayos γ y radio varía en gran medida entre los distintos flares. Ésto implica que la fuente de fotones inverso Compton puede variar entre los distintos flares, siendo en unos casos producidos en el propio jet, mientras que

en otros provienen de una envoltura que lo rodea. Como consecuencia de esto, se sabe que los flares tienen lugar en diferentes regiones del jet conforme la perturbación va atravesando el mismo, de modo que la razón de emisión entre las distintas frecuencias varía de flare a flare.

La figura 10.8 muestra el modelo teórico propuesto para PKS 1510-089. En él, los flares observados en rayos γ ocurren en diferentes regiones a lo largo del jet, representados en la figura 10.8 por los círculos rojos. Según este modelo, los flares del 3 al 7 corresponderían a regiones donde o bien la envoltura que rodea al jet produce un gran número de fotones o bien zonas donde los electrones son acelerados hasta energías del GeV. El flare 8 tiene lugar cuando la componente en su viaje a lo largo del jet pasa a través del radio-núcleo, que no sería más que un choque de recolimación que comprime la componente cuando ésta lo atraviesa y energiza los electrones. La alta emisión en rayos γ que se observa tras los flares proviene en un primer momento de la componente 1 (ver figura 10.7) conforme ésta se va propagando a través del núcleo. En algún momento posterior la emisión de la componente 2 se hace dominante, aunque ésta sea menor que la emisión debida a la primera componente. La amplitud de estos flares es menor y además se observa una rotación del vector polarización en el óptico de unos 180° (en la misma dirección que la rotación de 720° observada anteriormente). Este hecho tiene una importancia fundamental en el modelo, ya que implica que la estructura física del conjunto jet-envoltura, o '*spine-sheath*' en inglés, podría cambiar en una escala temporal de años, pero no lo hace en meses. Además la hipótesis del campo magnético turbulento comentada anteriormente queda descartada pues implicaría que el sentido y la velocidad de rotación debería variar de un evento a otro, hecho que no está ocurriendo en PKS 1510-089.

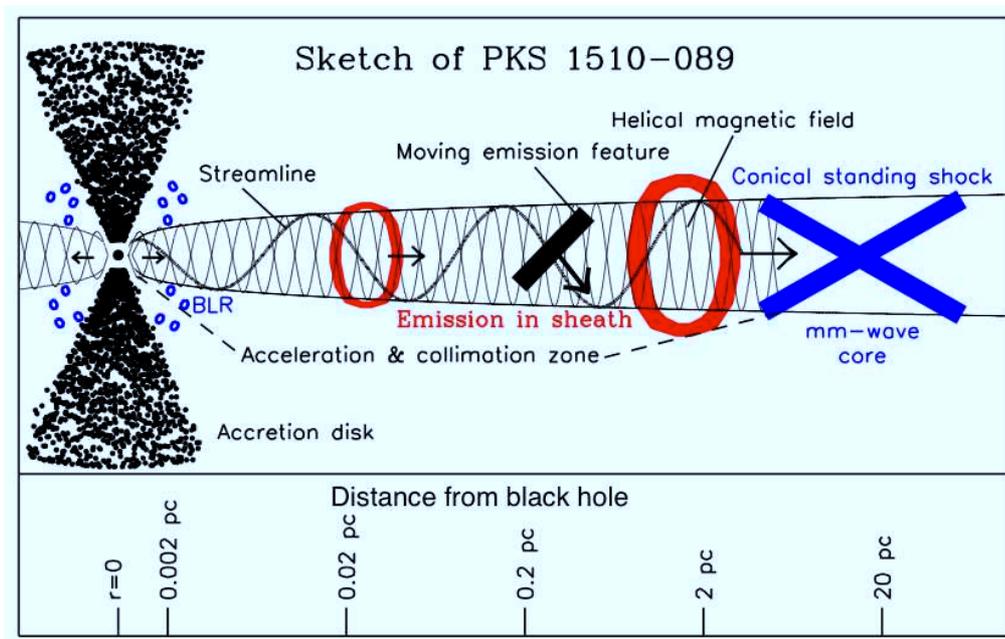


FIG. 10.8: Esquema del modelo propuesto para PKS 1510-089 discutido en el texto. Reproducida de Marscher et al. (2010a).

10.1.2 3C 454.3: Emisión a lo largo del espectro electromagnético

Este estudio multifrecuencia, liderado por Svetlana Jorstad (Jorstad et al. 2010), analiza el comportamiento a escalas del parsec del jet del quasar 3C 454.3 durante un periodo de elevada actividad ocurrido durante los años 2005–2008. Las observaciones revelan la conexión existente entre los flares detectados en el óptico, rayos X y rayos γ , así como el comportamiento de la polarización a las distintas frecuencias y el de las perturbaciones que se van propagando a lo largo del jet.

Durante este periodo las imágenes en radio a 43 GHz tomadas con el VLBA muestran la eyección desde el núcleo de tres componentes (denotadas por K1, K2 y K3) que se van propagando a lo largo del jet (ver figura 10.9). Cada una de las componentes sigue una trayectoria diferente en su movimiento a lo largo del jet, desplazándose las tres con factores de Lorentz $\sim \Gamma > 10$.

El estudio concluye que estas tres componentes se pueden relacionar con tres flares que se detectan en el óptico (denotados por O_{K1} , O_{K2} y O_{K3}), cada uno de ellos acompañado de un incremento en la actividad en rayos X (ver figura 10.10). El flare O_{K1} se observa unos 50 días antes del paso de K1 a través del radio-núcleo, es decir, anterior a la eyección de la componente superlumínica observada en radio. Los flares O_{K2} y O_{K3} son simultáneos a la eyección de las componentes K2 y K3 respectivamente. Además cada uno de ellos va acompañado a su vez de un incremento de la actividad del jet en rayos X. La emisión en rayos X en la región del núcleo podría deberse a mecanismos de EC o a SSC, dependiendo de las propiedades de la perturbación que atraviesa el núcleo, como sugieren en su trabajo Katarzyński & Ghisellini (2007).

Además, gracias a las observaciones con Fermi se pudo observar que existe una correlación entre los flujos en rayos γ y en óptico (Vercellone et al. 2009). Ésto sugiere que la emisión en rayos γ se produce también durante la interacción de las perturbaciones con el núcleo. En este caso, si la emisión en rayos γ se produce vía procesos EC, la fuente de fotones ha de estar localizada en la misma región donde se sitúa el radio-núcleo a 43 GHz, pudiendo deberse en este caso a la envoltura que rodea al jet.

Los datos en polarización en el óptico son consistentes también con la idea de la existencia de esta conexión entre los flares en el óptico y la eyección de componentes superlumínicas desde el núcleo. Un análisis del comportamiento de la polarización en el óptico durante los flares muestra que cada uno de ellos va acompañado de una rotación de los EVPAs en el óptico ψ_{opt} (ver figura 10.11). Las rotaciones son similares para los eventos K1 y K2, con unos ritmos de rotación de $v_{rot}^{K1}=8.7 \pm 1.1$ y $v_{rot}^{K2}=7.7 \pm 0.8$ grados por día, respectivamente.

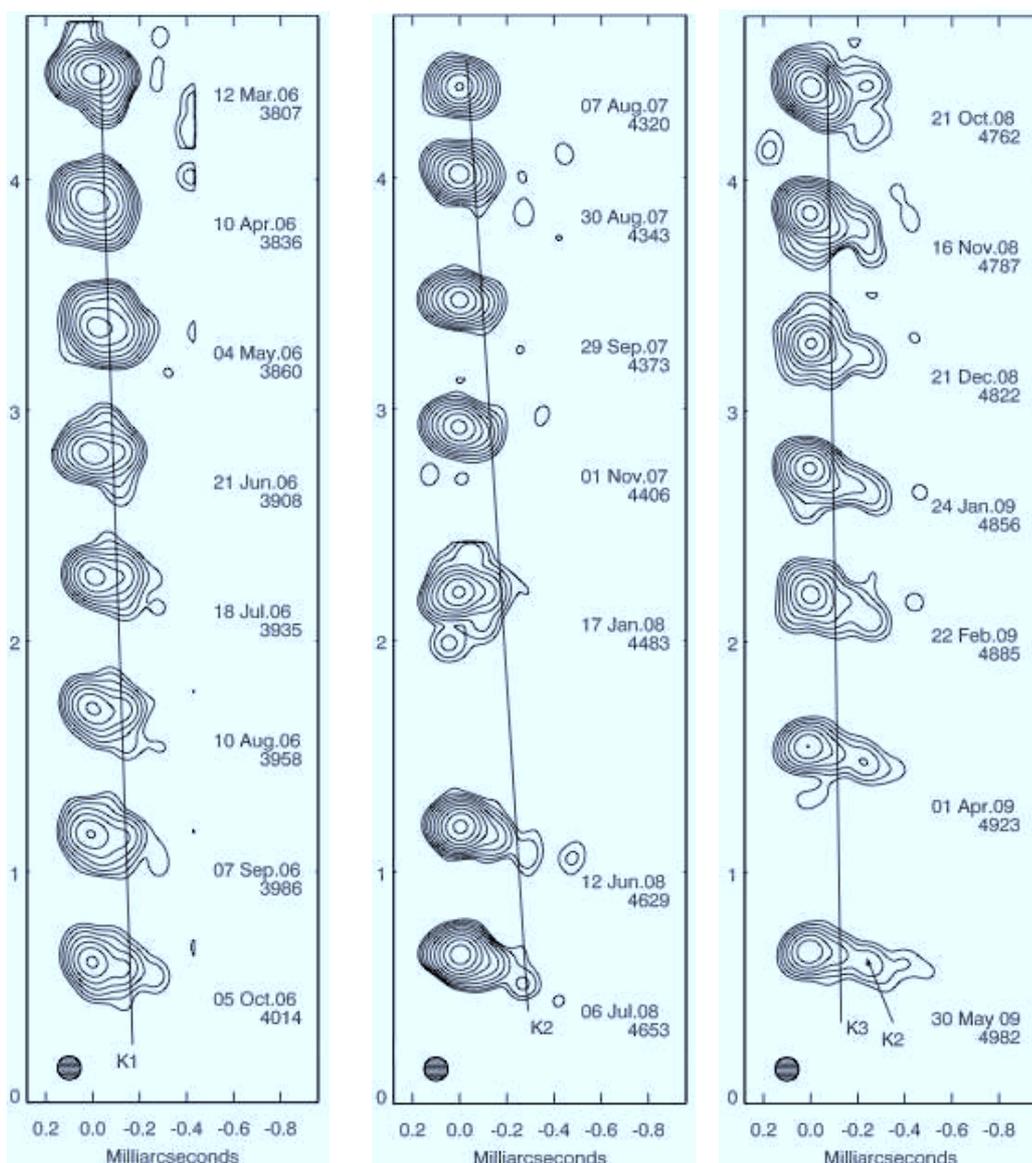


FIG. 10.9: Imágenes a 43 GHz en intensidad total del jet en 3C 454.3 durante los periodos de eyección desde el núcleo de las componentes K1(izquierda), K2(centro) y K3(derecha). Los contornos en intensidad total corresponden a 0.25,0.5,...64 % del pico para cada una de las imágenes.

En cambio, la rotación durante la eyección de la componente K3 es más lenta: $v_{rot}^{K3} = 5.2 \pm 0.7$ grados por día.

Este hecho puede explicarse si se considera que la rotación ψ_{opt} se origina en la zona de aceleración y colimación (ACZ). En la ACZ, se produce una conversión del flujo de Poynting en energía cinética gracias a la fuerza de Lorentz, que hace que el fluido magnetohidrodinámico rote y al mismo tiempo las componentes que se propagan a través del fluido lo hagan describiendo trayectorias helicoidales (Vlahakis & Königl 2004; Vlahakis 2006; Komissarov et al. 2007). El factor de Lorentz del jet se incrementaría linealmente conforme

aumenta el radio, r , del jet mientras que la velocidad de rotación debería decrecer con r^{-1} con el fin de que el momento angular se conserve (Vlahakis 2006). Esto tiene sentido en un jet que se va expandiendo en el que el radio aumenta conforme nos alejamos del agujero negro. Si la emisión polarizada en el óptico se produjese en la ACZ por una componente que se mueve a lo largo de una línea que sigue una trayectoria espiral alrededor del eje, entonces la velocidad de rotación de las distintas perturbaciones que se propagan a lo largo del jet sería inversamente proporcional a sus factores de Lorentz. Este modelo da una explicación a las características observacionales de 3C 454.3.

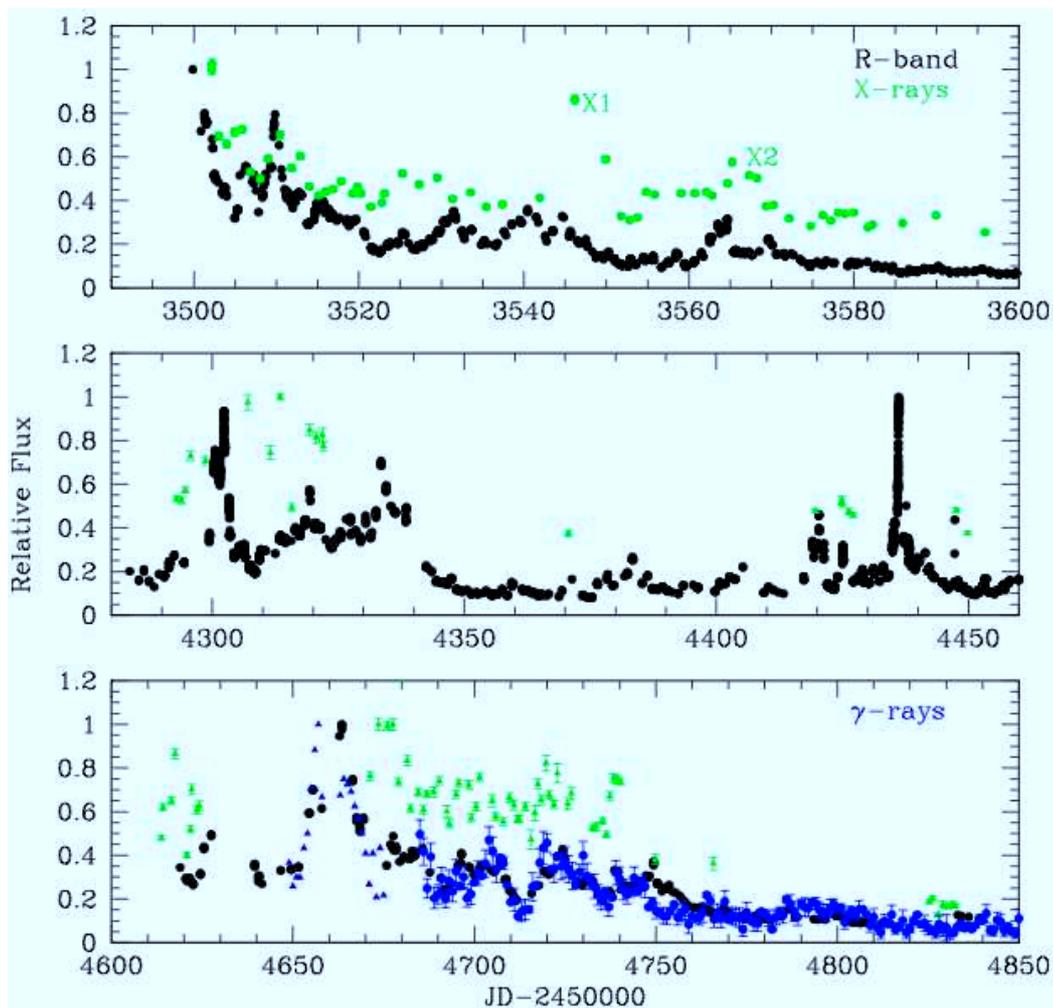


FIG. 10.10: Curvas de luz normalizadas en banda R (negro), rayos X (verde) y rayos γ (azul) correspondientes a tres periodos diferentes indicados en la imagen.

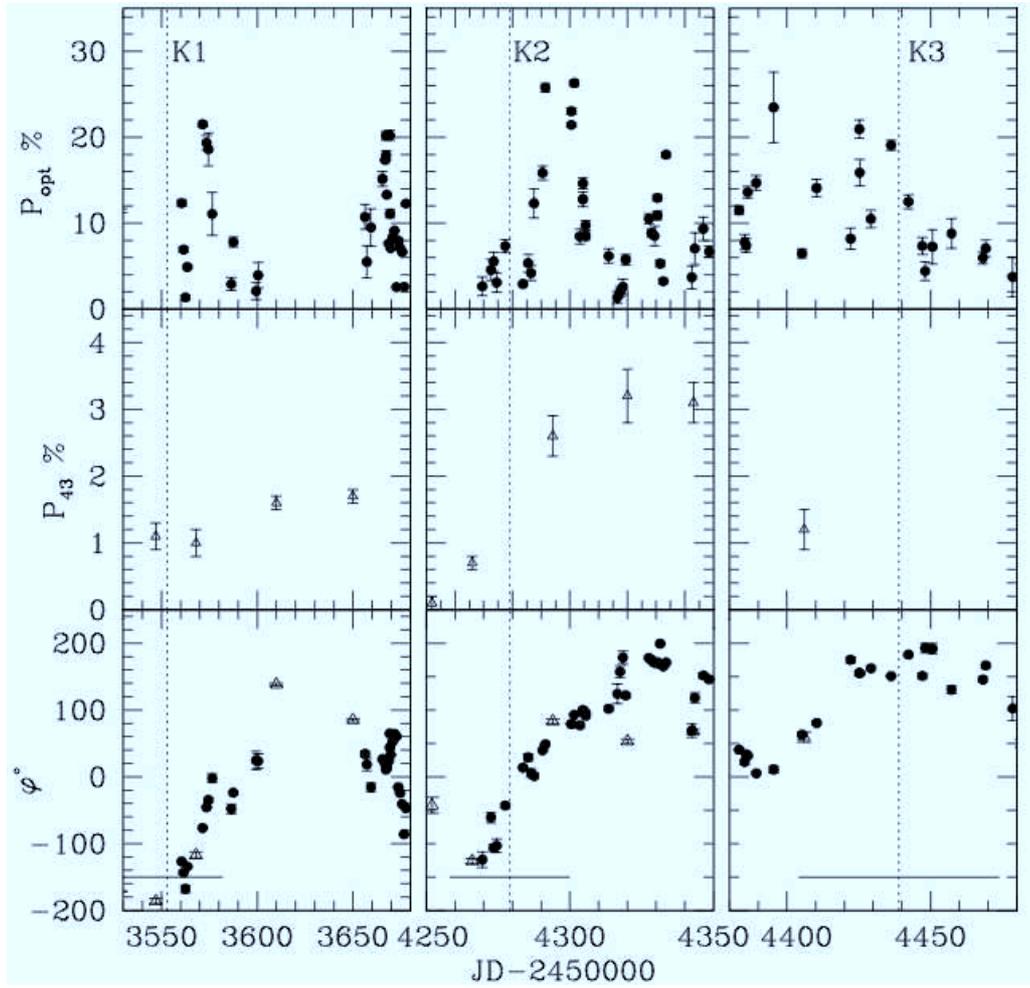


FIG. 10.11: Polarización en el óptico (círculos) y en el núcleo a 43 GHz (triángulos) en los intervalos próximos a la eyección de las componentes superlumínicas K1, K2 y K3 (representadas por líneas discontinuas).

10.1.3 3C 279: Estructura interna

En un reciente estudio, publicado en la revista *Nature* (Abdo et al. 2010), se presentan los resultados de una campaña multifrecuencia del blazar 3C 279. Como hemos visto anteriormente en otras fuentes, las observaciones de 3C 279 muestran la coincidencia de un flare en rayos γ con un cambio suave y continuo de los EVPAs en el óptico. Al igual que hemos visto en los casos de las fuentes PKS 1510-089 y 3C 454.3, esto sugiere la coespacialidad entre las regiones de emisión en rayos γ y en el óptico, y precisa de un jet con una alta ordenación del campo magnético en la zona donde se producen los rayos γ . El alto grado de ordenación podría reflejar la topología del campo magnético a gran escala o podría ser consecuencia de la compresión de un campo magnético que inicialmente era caótico y que se ha ido ordenando como resultado de choques que han tenido lugar a lo largo del jet. Además, la rotación gradual observada del ángulo de polarización implica un jet cuya región de emisión es asimétrica con respecto al eje de propagación, ya que en caso contrario, como ya hemos comentado en los apartados anteriores, se cancelaría por cuestiones puramente geométricas. Una rotación de esas características probablemente no se pueda originar en un jet uniforme y axisimétrico, ya que cualquier compresión que tenga lugar en el jet, como por ejemplo un choque perpendicular que se mueva a lo largo del mismo, produciría un cambio en el grado de polarización pero no resultaría en un cambio gradual de la distribución de los EVPA. En cambio, esta rotación podría deberse a un jet con una distribución de campo magnético asimétrica con respecto al eje de propagación del mismo (ver, por ejemplo Konigl & Choudhuri 1985), a un jet que va cambiando su orientación con respecto a nuestra línea de visión o a una trayectoria curvada del patrón de emisión. Esto último podría tener lugar en el caso de una componente que se va propagando a lo largo de una trayectoria helicoidal en el jet o podría incluso involucrar una curvatura global del jet. Este escenario de jet curvado explica satisfactoriamente las propiedades observacionales de 3C 279 en el óptico: el alto grado de polarización observado y la rotación del ángulo de polarización.

Como en estos modelos el flare se debe a una región de emisión que viaja a través del jet, es posible además estimar la distancia que ha viajado el material emisor durante el flare y, de este modo, acotar al menos la distancia desde el agujero negro de la región de disipación (donde el flare tiene lugar). De esta manera se ha estimado que el evento tiene lugar a una distancia de unos 10^5 radios de Schwarzschild. Las restricciones para determinar la región de disipación pueden relajarse bajo hipótesis de escenarios 'flow-throug', en los que se considera que las regiones de emisión se mueven mucho más despacio que el fluido del jet, o incluso no se mueven. Con todo esto, el trabajo propone diferentes vías para explicar la física que tiene lugar en 3C 279. En los casos de los

escenarios que involucran una componente que viaja a través del jet siguiendo una línea de campo helicoidal y el escenario 'flow-through', necesariamente la rotación del ángulo de polarización ha de ocurrir siguiendo la misma dirección, ya que el enrollamiento de la hélice comienza en teoría en la base del disco de acrecimiento. En el caso de 3C 279, se observa que la rotación del ángulo de polarización tiene lugar en dirección opuesta al caso propuesto anteriormente, con lo que un modelo de jet curvado conjuntamente con un cambio de dirección del mismo (Larionov et al. 2008) es el modelo más plausible para explicar las observaciones

En este trabajo se hace también un análisis de las posibles fuentes responsables de la radiación a altas energías. Considerando que tanto en el modelo de jet curvado como en el de la hélice el material emisor se mueve con el fluido del jet, la fuente dominante de fotones responsables del scattering por IC debe estar dominada por radiación infrarroja emitida por polvo localizado en el toro molecular circumnuclear y por radiación sincrotrón producida en el jet. A escalas por debajo del parsec el campo de fotones puede ser debido a la región de líneas anchas así como a la radiación directa del disco o su corona. En cualquiera de los casos anteriores, los electrones y positrones responsables de la emisión en rayos γ a las más altas energías y la radiación óptica polarizada pierden energía en escalas temporales menores que el tiempo que tarda la luz en viajar desde el agujero negro, y por tanto deben ser acelerados localmente.

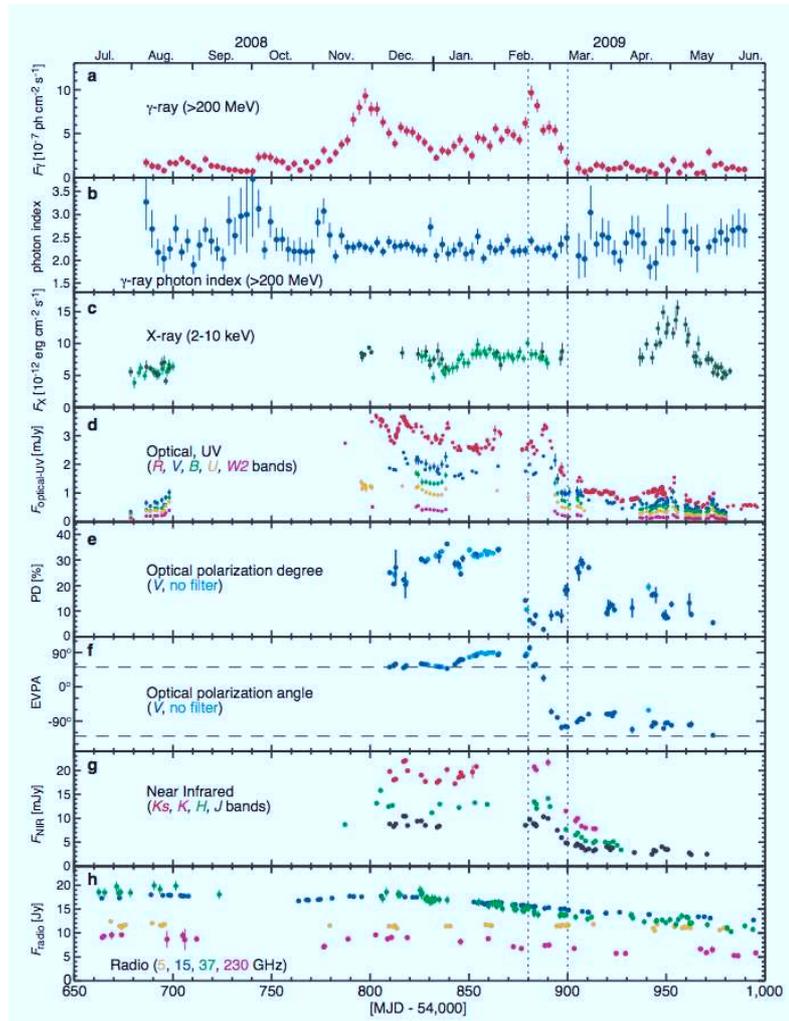


FIG. 10.12: Densidad de flujo a varias longitudes de onda, índice fotónico γ y polarización óptica de la fuente 3C 279 durante un año de observación. (a–d). Flujo en rayos γ e índice fotónico (Γ) por encima de 200MeV. (c) Flujo en rayos X integrado entre 2 y 10 keV. Los puntos verdes claros son observaciones realizadas con el 'Proportional Counter Array' (PCA) a bordo del satélite de rayos X 'Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE) y los puntos verde oscuros corresponden a datos tomados con el instrumento 'Swift-XRT'. (d) Flujos en varias bandas en el óptico y en ultravioleta. Los datos en banda R fueron tomados con telescopios pertenecientes al consorcio GASP-WEBT. Los datos en la banda V corresponden a medidas hechas por el telescopio terrestre 'Kanata-TRISPEC' y con el 'Swift-UVOT). (e–f) Grado de polarización (PD) y vectores eléctricos (EVPA) en el óptico medidos por el 'Kanata-TRISPEC' en banda V y con el telescopio KVA sin flitros. Las líneas horizontales discontinuas en el panel (f) indican EVPA a 50° y 130° . (g–h) Flujos en infrarrojo (NIR) y radio medidos con los telescopios (Kanata-TRISPEC' [J.K_s], 'OVRO' [15 GHz] y GASP-WEBT [J, H, K y varias bandas en radio y milimétricas]. Todos los datos en el UV, óptico y NIR han sido corregidos de absorción Galáctica.

10.1.4 Contribución a los estudios multifrecuencia: Programas WEBT y GASP

El consorcio WEBT ('Whole Earth Blazar Telescope'; <http://www.oato.inaf.it/blazars/webt>) es una colaboración internacional destinada al estudio de los blazars. Fue fundada en 1997 como una red de telescopios cuya distribución en la superficie terrestre podía potencialmente proporcionar un seguimiento continuo a lo largo de las 24 horas del día de los objetos seleccionados. Poco después del año 2000 se produjo la adhesión de observatorios en radio e infrarojo cercano, proporcionando una herramienta muy poderosa para realizar estudios multifrecuencia de blazars. La red WEBT organiza campañas multifrecuencia de objetos particulares, con una duración variable (desde unas semanas hasta unos meses), en las que participan más de 40 telescopios. Además normalmente los proyectos involucran observaciones a las más altas energías gracias a satélites y telescopios terrestres que operan en el rango del TeV, permitiendo de este modo la reconstrucción de la emisión de una fuente a lo largo de una gran parte del espectro electromagnético. Precisamente por la inclusión de estos telescopios en rayos γ proporcionados por los satélites Fermi y AGILE se comenzó un nuevo proyecto denominado GASP ('Fermi-AGILE Support Program'). Con nuestras observaciones en el óptico realizadas en el observatorio de Calar Alto se contribuye también a estos programas de seguimiento internacionales WEBT y GASP. Estos dos programas, junto con el programa de seguimiento de fuentes realizado con Fermi está proporcionando información de una relevancia sin precedente acerca de la distribución de energía en blazars.

Algunos de los trabajos que muestran los resultados más interesantes en los que hemos participado con nuestras observaciones en el óptico están publicados en los artículos D'Ammando et al. (2009), Villata et al. (2009) y Vercellone et al. (2010). A continuación se presenta un resumen de los mismos destacando los resultados más importantes de cada uno de ellos.

En el trabajo liderado por D'ammando (D'Ammando et al. 2009) se muestra la detección por el satélite AGILE de un flare muy rápido en rayos γ asociado con la fuente PKS 1510-089 durante el periodo comprendido entre el 1 y el 30 de Marzo de 2008. Esta fuente ha sido observada continuamente en las bandas del espectro desde el óptico a radio por los programas GASP y WEBT. Además, el interesante flare observado en rayos γ hizo que se observará la fuente en 3 días consecutivos (empezando el 20 de Marzo) con el satélite de rayos X SWIFT. Gracias a estas observaciones simultáneas que cubren una gran parte del espectro electromagnético ha sido posible realizar un estudio detallado de la evolución temporal de la emisión de la fuente en las distintas bandas espectrales. Estos resultados se han utilizado para dar una interpretación teórica de

la física que está teniendo lugar en PKS 1510-089, basada en mecanismos de emisión sincrotrón e inverso Compton.

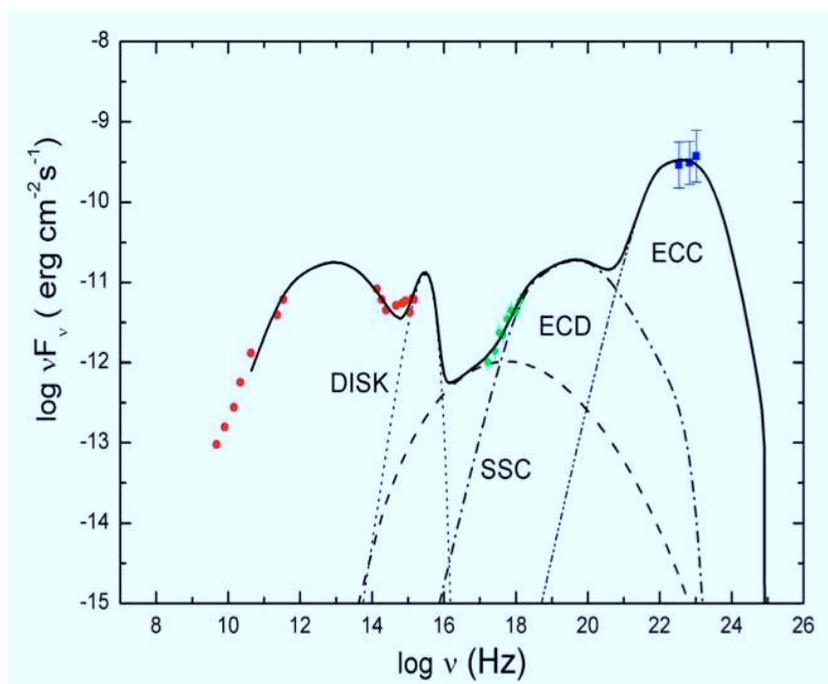


FIG. 10.13: Distribución espectral de energía de PKS 1510-089 de las observaciones de AGILE-GRID del 17-21 Marzo de 2008, incluyendo observaciones casi simultáneas en las bandas de radio-óptico realizadas por la colaboración GASP y datos de Swift/UVOT del 20-22 MARzo y del satélite Swift/XRT para el 20 de Marzo. Las líneas punteada, discontinua, punteada-discontinua y doble punteada-discontinua representan la emisión de cuerpo negro correspondiente al disco de acrecimiento, la SSC, la ECD y la radiación ECC, respectivamente.

La SED de PKS 1510-089 se modela en este trabajo (ver figura 10.13) como producida por una región homogénea de emisión sincrotrón inverso Compton (SSC) mas diversas contribuciones debidas a procesos de external compton (EC) debidas a fotones externos provenientes tanto del disco de acrecimiento como de la región de emisión de líneas anchas. Además algunas regiones del espectro en el óptico-ultravioleta parecen indicar la presencia de componentes tipo Seyfert, como la pequeña y la gran 'blue bumps'.

En el trabajo liderado por Villata (Villata et al. 2009) se presenta un estudio de la fuente 3C 454.3, de especial interés en los estudios multifrecuencia por la presencia de alta actividad en las diferentes bandas del espectro. En particular este trabajo se centra en observaciones que se realizaron durante el periodo 2008-2009 bajo la colaboración GASP, donde se observó un flare en el óptico simultáneamente a un pico de emisión en rayos γ observado por el satélite

Fermi, y se comparan los resultados obtenidos con otros anteriores de la misma fuente que se obtuvieron durante observaciones WEBT.

El comportamiento de la distribución de energías en las bandas objeto del estudio (óptico, mm, cm y radio) sugiere que las variaciones de brillo de los flares a las distintas frecuencias podrían ser debidos a un cambio de orientación de un jet curvado inhomogéneo. Ésto concuerda con lo publicado anteriormente en Villata et al. (2007) como veremos a continuación.

En la figura 10.14 se muestran los flujos en el óptico, milimétricas y radio desde el impresionante flare en el óptico que tuvo lugar en 2005-2006 hasta 2009. Comparado con el mencionado flare, el aumento de brillo en el óptico que tiene lugar en 2008 es bastante más moderado, mientras que las emisiones correspondientes a este último en mm (230 GHz) y en longitudes de onda de radio (37 y 14.5 GHz) son mayores que en eventos anteriores.

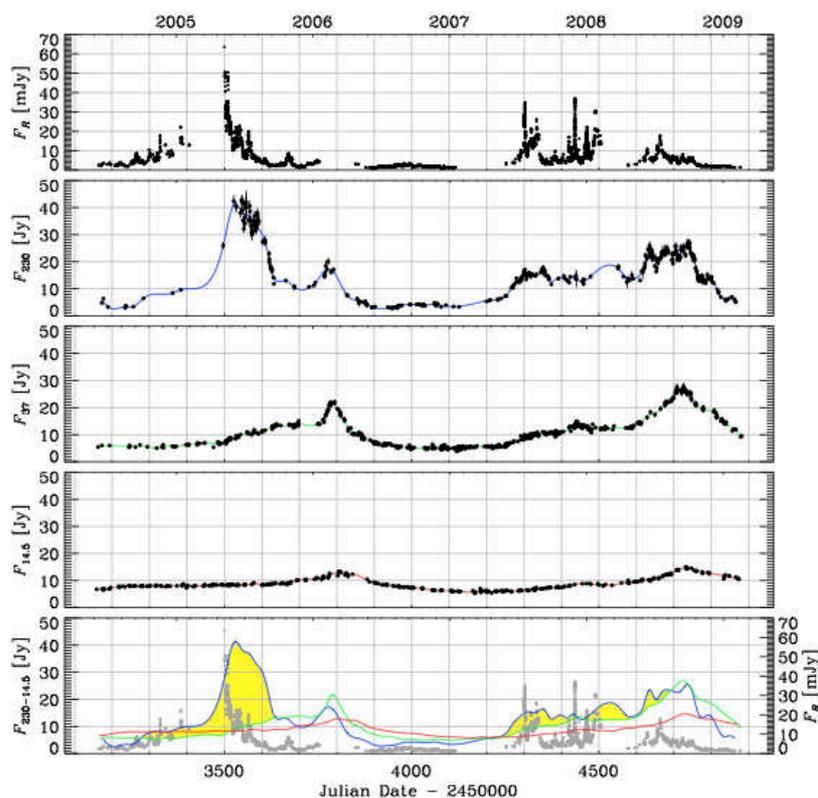


FIG. 10.14: De arriba a abajo los cuatro primeros paneles muestran densidades de flujo en el óptico, en mm-cm a 230, 37 y 14.5 GHz desde Junio 2004 hasta Febrero 2009, respectivamente. En el panel de abajo se muestran los datos en el óptico conjuntamente con interpolaciones cúbicas de los datos a 230 GHz (línea azul), 37 GHz (línea verde) y 14.5 GHz (línea roja). Las regiones en las que la línea a 230 GHz supera la de 37 GHz se muestran sombreadas en amarillo.

Según el trabajo realizado por Villata y colaboradores (Villata et al. 2007), el distinto comportamiento de la emisión del jet asociado al flare (asumiendo

que el mismo es causado por una región de emisión que se va moviendo a lo largo del jet) a las distintas frecuencias es debido a que el ángulo de visión con el que observamos al jet es diferente en función de la localización de la región de emisión. Es decir, el jet tiene una estructura curvada y por tanto si observamos una región del jet para la cual el ángulo de visión es pequeño, el incremento del flujo en esta región debido al Doppler será muy grande. Según esta interpretación los cocientes entre los flujos a las distintas frecuencias dependen de la orientación con respecto al observador del jet curvado. Siguiendo con este esquema, la alta actividad en el óptico durante el periodo 2007-2008 (aunque no tanta como en el flare de 2005), acompañada de un incremento en la actividad a mm y cm, necesitaría una orientación del jet que favoreciera la emisión a altas frecuencias. En 2008-2009, el incremento de brillo en el óptico decae rápidamente para dar paso a un incremento del flujo en milimétricas. Éste se mantiene durante un periodo más largo que en el caso del óptico hasta que empieza a ser dominante el brillo a longitudes de onda de radio. El incremento de brillo en radio es mayor que el observado en los flares anteriores en 3C 454.3, probablemente debido a un ángulo de visión muy pequeño. Parece que la curvatura permite sólo el aumento de la emisión a dos frecuencias consecutivas (por ejemplo óptico y mm o mm y cm) contemporáneamente: si la emisión en alguna otra banda se ve reforzada (por ejemplo óptico y radio), entonces la otra no se verá aumentada.

También en 3C 454.3 se centra el trabajo realizado por Vercellone et al. (2010), el más reciente de los trabajos publicados hasta el momento en los que he participado como miembro de la colaboración GASP-WEBT. Las observaciones muestran una altísima variabilidad a todas las frecuencias, con picos de flujo casi simultáneos a altas frecuencias (ver figura 10.15). En él se realiza un análisis durante 18 meses de observación llevado a cabo durante el periodo Julio 2007- Enero 2009 con el satélite de rayos γ AGILE. Además se realizaron observaciones simultáneas con SWIFT entre 2-10 KeV durante las campañas de observación de AGILE y GASP-WEBT siguió la fuente durante todo el intervalo 2007-2008 en las bandas radio, mm, IR cercano y óptico.

Durante el periodo Mayo 2008–Enero 2009 la fuente se muestra altamente variable en rayos γ , con una tendencia a disminuir su brillo hacia finales de este periodo. La emisión en rayos γ para energías mayores que 100 MeV muestra una alta variabilidad en escalas temporales de un día o menores, con prominentes flares que alcanzan en tan sólo un día la emisión equivalente del pulsar Vela, la cual es la más brillante y persistente fuente de rayos γ por encima de 100 MeV. Observaciones simultáneas en el óptico sugieren que la emisión en esta banda parece estar correlacionada con la emisión en rayos γ por encima de 100 MeV, con un retraso del flujo en rayos γ con respecto al óptico de menos de un día. En este trabajo se analizan también observaciones

con el satélite RXTE en la banda de energía 320 KeV. Las curvas de luz RXTE/PCA muestran también variabilidad en la banda de energía de rayos X duros, correlacionada con la variabilidad observada en rayos γ .

Un análisis de los datos radio VLBI a 15 y 43 GHz durante el periodo Julio 2007- Febrero 2009 muestra una tendencia del núcleo a aumentar su brillo, anticorrelacionada con los datos a las frecuencias más altas. El flujo en radio se incrementa, pero sin embargo no se detecta la emisión de nuevas componentes.

Los resultados de este trabajo favorecen la idea de que el mecanismo de emisión dominante en rayos γ es un proceso EC, en el que el campo de fotones externos que interacciona con los electrones relativistas del jet proviene de las nubes de gas presentes en la la región de líneas anchas (procesos ECC).

El diferente comportamiento de las curvas de luz a las distintas frecuencias se puede interpretar como debido a un cambio en la geometría del jet entre 2007 y 2008.

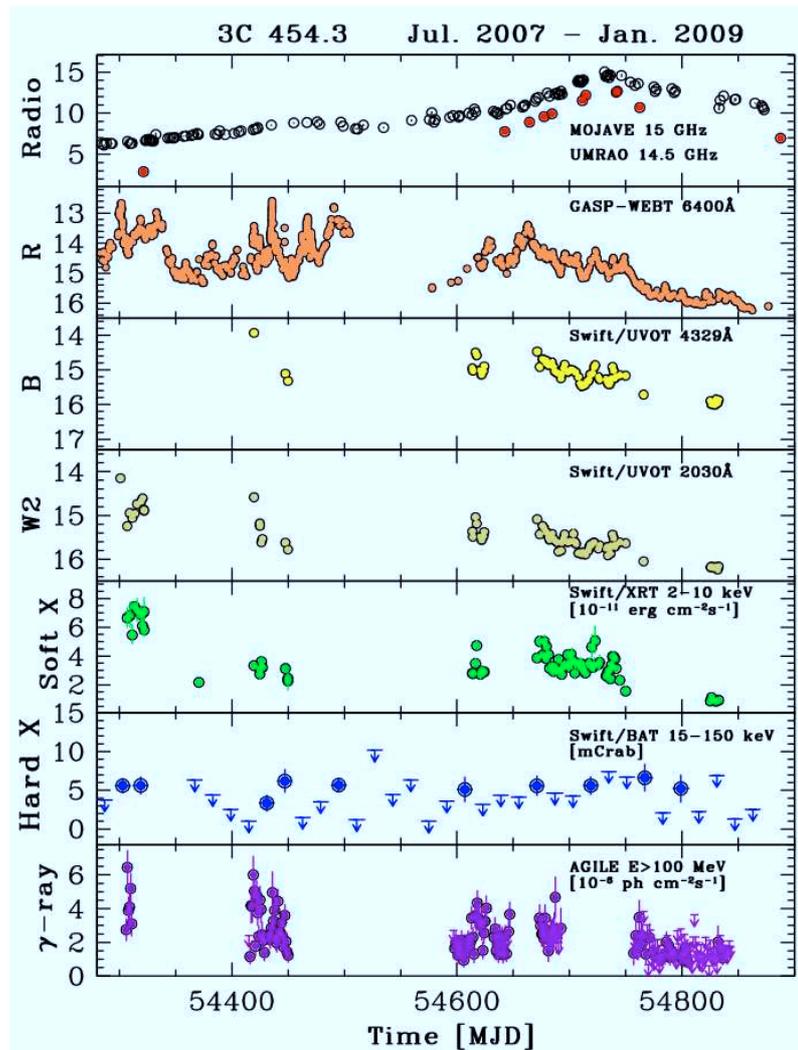


FIG. 10.15: Curvas de luz de 3C 454.3 a distintas bandas espectrales . Los paneles (a), (b), y (c) muestran las curvas de luz en el óptico, mm y rayos γ respectivamente.

Estudios de medida de rotación en Jets en AGN

EN LA INTRODUCCIÓN a esta tercera parte de la tesis hemos visto que en el estudio de campos magnéticos en jets se pueden emplear dos métodos. El primero de ellos, basado en estudios multifrecuencia, ha sido discutido en la sección anterior. El segundo método, basado en la búsqueda de gradientes de medida de rotación de Faraday en el jet es discutido a continuación. Estos gradientes son predichos teóricamente por los modelos RMHD de jets con campos magnéticos helicoidales y han sido reproducidos por autores como Broderick & Loeb (2009); Broderick & McKinney (2010).

Este estudio se realiza mediante observaciones radio VLBI con polarimetría. Las observaciones de VLBI en polarización lineal proporcionan información sobre el campo magnético proyectado en el plano del cielo. La componente del campo magnético a lo largo de la línea de visión puede también inferirse a través de la medida de la rotación de Faraday (RM). La rotación de Faraday es un efecto de propagación de la radiación cuando ésta atraviesa un medio magnetizado (por ejemplo una capa de plasma térmico que rodea al jet) en el cual el plano de polarización es rotado (Faraday 1933). El ángulo de posición del vector eléctrico, EVPA o χ , de la polarización lineal es rotado con respecto al ángulo de polarización intrínseco χ_0 , y esta rotación viene determinada por la longitud de onda de la observación λ , la densidad electrónica n_e y de la componente del campo magnético a lo largo de la línea de visión B_{LOS} de la siguiente manera (ver, por ejemplo Jackson 1975):

$$\chi = \chi_0 + \frac{e^3 \lambda^2}{8\pi \epsilon_0 m_e^2 c} \int n_e \vec{B} \cdot d\vec{l} = \chi_0 + RM\lambda^2, \quad (11.1)$$

donde e es la carga del electrón, m_e es la masa del electrón, ϵ_0 es la constante dieléctrica y c es la velocidad de la luz. El signo de la RM viene determinado

por la dirección de B_{LOS} , siendo positivo en el caso en el que la dirección de B_{LOS} apunta hacia el observador y negativo en caso contrario.

Sustituyendo las constantes en la ecuación 11.1 y utilizando unidades de centímetros cúbicos, miligauss y parsecs se obtiene:

$$RM = 812 \int n_e \vec{B} \cdot d\vec{l} \text{ [rad m}^2\text{]}. \quad (11.2)$$

Como se puede observar en la ecuación 11.1, la rotación de χ se determina a partir de la longitud de onda de observación λ y por tanto, son necesarias observaciones de polarización multifrecuencia para determinar la RM. A partir de aquí es posible inferir el ángulo de polarización intrínseco. Una vez conocidas ambas componentes del campo magnético -la alineada con la visual a través de la medida de la RM y la proyectada medida a través de la polarización lineal- es por tanto posible investigar la estructura tridimensional del campo magnético en jets a escala del parsec, es decir, en la zona del jet ópticamente delgada accesible a través de observaciones de VLBI.

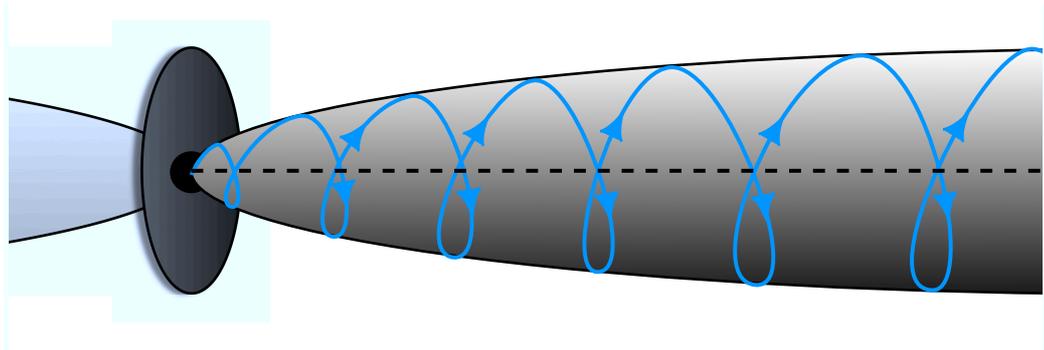


FIG. 11.1: Representación de un jet con campo magnético helicoidal.

En el capítulo anterior hemos visto claras evidencias de que en la ACZ -no accesible con VLBI- existe un campo magnético helicoidal, con una importante componente toroidal. La pregunta que se nos plantea es: ¿En la zona accesible con VLBI, situada más allá de la ACZ y el núcleo de VLBI, es posible que el campo siga siendo helicoidal? Si ésto fuese así, entonces cabría esperar un claro gradiente en la RM perpendicular al eje del jet, siempre que no estemos viendo el jet directamente de frente, es decir, con un ángulo de visión de 0° . En el caso más simple en el que estamos observando el jet con un ángulo de visión de 90° (ver Fig. 11.1), el signo de la componente del campo magnético en la dirección de la línea de visión difiere en las dos partes del jet (norte y sur) conforme el campo magnético invierte su dirección. Si el ángulo de visión es menor que 90° , la distribución de la polarización seguirá siendo asimétrica con respecto al eje central del jet, pero se obtendrá además un desfase adicional en el valor absoluto de la medida de rotación. De modo que es de esperar

un gradiente en la medida de rotación en un jet en el que existe un campo magnético helicoidal para ciertas configuraciones del campo magnético con la línea de visión, excepto para el caso en el que se observe el jet con un ángulo de 0° .

Además, como hemos visto en la parte II de esta Tesis, campos magnéticos helicoidales deberían también dar lugar a una asimetría perpendicular al eje del jet tanto en flujo total como linealmente polarizado. Por tanto, podemos buscar indicios de la existencia de campos helicoidales en el jet a escalas de VLBI a través de observaciones polarimétricas multifrecuencia, buscando gradientes y asimetrías en la medida de rotación y en la emisión.

La primera muestra de la presencia de un campo magnético helicoidal se obtuvo a partir del estudio de la estructura de la RM que se realizó en el jet de 3C 273, a partir de observaciones VLBA a 5 y 8 GHz (Asada et al. 2002). Estas observaciones revelaron la presencia de un gradiente de RM transversal al jet (ver Fig. 11.2), el cual fue interpretado como un indicio claro de la presencia de la componente toroidal de un campo magnético helicoidal.

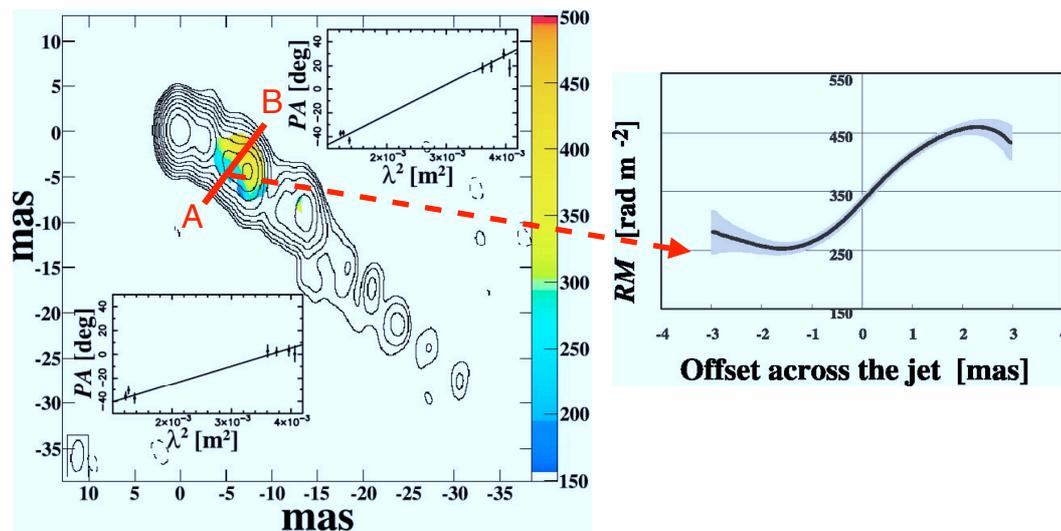


FIG. 11.2: Distribución de la RM en el jet de 3C 273 (Asada et al. 2002). Contornos y escala de color indican intensidad total y medida de rotación, respectivamente. Se observa un gradiente sistemático de RM transversal al jet. El panel a la derecha muestra la distribución de RM a lo largo de la línea AB. El perfil de la distribución es asimétrico con respecto al eje central del jet, el cual puede explicarse considerando la presencia de un campo magnético helicoidal.

Este resultado inicial fue confirmado más tarde por otras observaciones independientes que obtuvieron como resultado gradientes similares de RM en 3C 273 (Zavala & Taylor 2005; Attridge et al. 2005; Asada et al. 2008; Kharb et al. 2009). Además de en 3C 273, en un gran número de fuentes los perfiles de RM muestran gradientes y asimetrías (ver, por ejemplo, Gabuzda et al. 2004;

Gómez et al. 2008; Asada et al. 2008; O'Sullivan & Gabuzda 2009). Además, estos gradientes y asimetrías pueden variar con el tiempo y con el rango de frecuencias -y por tanto escala angular- de observación.

11.1 Polarización en las regiones internas del jet en 3C 120

Una de las fuentes que están resultando fundamentales en el estudio de los jets, y en particular en los estudios de la medida de rotación, es el jet de la radiogalaxia 3C 120. Observaciones VLBI a 22 y 43 GHz a finales de los años 90 ya sugerían la presencia de rotación de Faraday (Gómez et al. 2000). Además analizando el movimiento y la polarización de las componentes superlumínicas observadas se encontraron evidencias de la presencia de campos magnéticos helicoidales (Gómez et al. 2001; Hardee et al. 2005). Con el fin de confirmar estos resultados y estudiar su posible variación con el tiempo se realizaron observaciones VLBA mensuales a 15, 22 y 43 GHz durante 2001, sumando un total de doce épocas.

Éste es el primer y único trabajo que hace un estudio de la RM en un jet combinando múltiples observaciones, consiguiéndose de esta manera un mapa de la RM de una gran parte del jet, gracias al movimiento de las componentes que se van desplazando a lo largo del mismo. El trabajo concluye que la medida de la RM se mantiene muy estable durante el año de observaciones, como cabría esperar en el caso de que la RM fuese externa al jet. El estudio confirmó además la existencia de gradientes de RM tanto a lo largo como a través del jet. Se observan valores más altos de la RM en la parte sur que en la parte norte del jet, así como una región de alta RM -con un pico de ≈ 6000 rad m^{-2} - situada a una distancia de unos 3-4 mas del núcleo.

El análisis de la polarización lineal de estas observaciones mostró una distribución del grado de polarización irregular en el jet: se encontró que éste se incrementa conforme aumenta la distancia al núcleo y hacia los bordes del jet. Además el jet muestra un perfil transversal asimétrico en polarización, estando la parte norte más polarizada.

Estas características observacionales podrían explicarse asumiendo un modelo de jet 'two-fluid' en el que un jet altamente relativista es rodeado de una segunda capa de electrones no relativistas que contiene un campo magnético helicoidal. Sin embargo, este modelo por si sólo no puede explicar la región de alta RM. Para ello se propone un modelo según el cual en la región de alta RM el jet estaría interactuando con el medio ambiente o con una nube situada a esa distancia. La interacción explicaría tanto la región de alta RM como la estratificación del grado de polarización, y además daría cuenta del hecho de que las componentes que se propagan a lo largo del jet aumenten su brillo cuando cruzan esta zona.

Este trabajo se muestra a continuación tal y como ha sido publicado en Gómez et al. (2008).

11.1.1 Faraday rotation and polarization gradients in the jet of 3C 120: Interaction with the external medium and a helical magnetic field?

11.1.1.1 Introduction

It is still largely unknown what role the magnetic field plays in the dynamics and emission of relativistic jets in active galactic nuclei (AGN). Helical magnetic fields may appear naturally through the rotation of the accretion disk from which jets are launched, and could have an important role in the actual formation and collimation processes (Koide et al. 2002; Komissarov et al. 2007; Marscher et al. 2008). It is possible to search for helical magnetic fields by looking for Faraday rotation measure (RM) gradients across the jet. These should appear due to the systematic change in the net line-of-sight magnetic field component across the jet, with increasing values toward the jet boundaries (e.g., Blandford 1993).

Faraday rotation gradients have been observed across the jet in 3C 273 by Asada et al. (2002, 2008), Zavala & Taylor (2005), and Attridge et al. (2005), who interpret them as indicating the existence of a helical magnetic field, and/or the result of interaction of the jet with the ambient medium. Although transverse RM gradients have been found in other sources (e.g., Gabuzda et al. 2004), they do not seem to be a universal feature: they are not seen in some other AGN with resolved jets (Zavala & Taylor 2003).

The jet in the radio galaxy 3C 120 is a good candidate to search for possible RM gradients across the jet. Thanks to its proximity ($z = 0.033$), very long baseline interferometric observations are capable of resolving the jet across its width, revealing a very rich and dynamic structure in total and polarized flux (Gómez et al. 1998, 1999; Gómez et al. 2000; Gómez et al. 2001; Walker et al. 2001; Jorstad et al. 2005; Marscher et al. 2002, 2007). Polarimetric Very Long Baseline Array (VLBA) observations of 3C 120 at 22 and 43 GHz feature differential rotation of the EVPAs of superluminal knots suggestive of Faraday rotation (Gómez et al. 2000). In addition, evidence for the presence of a helical magnetic field has been found in 3C 120 by analyzing the motion and polarization of the knots (Gómez et al. 2001; Hardee et al. 2005).

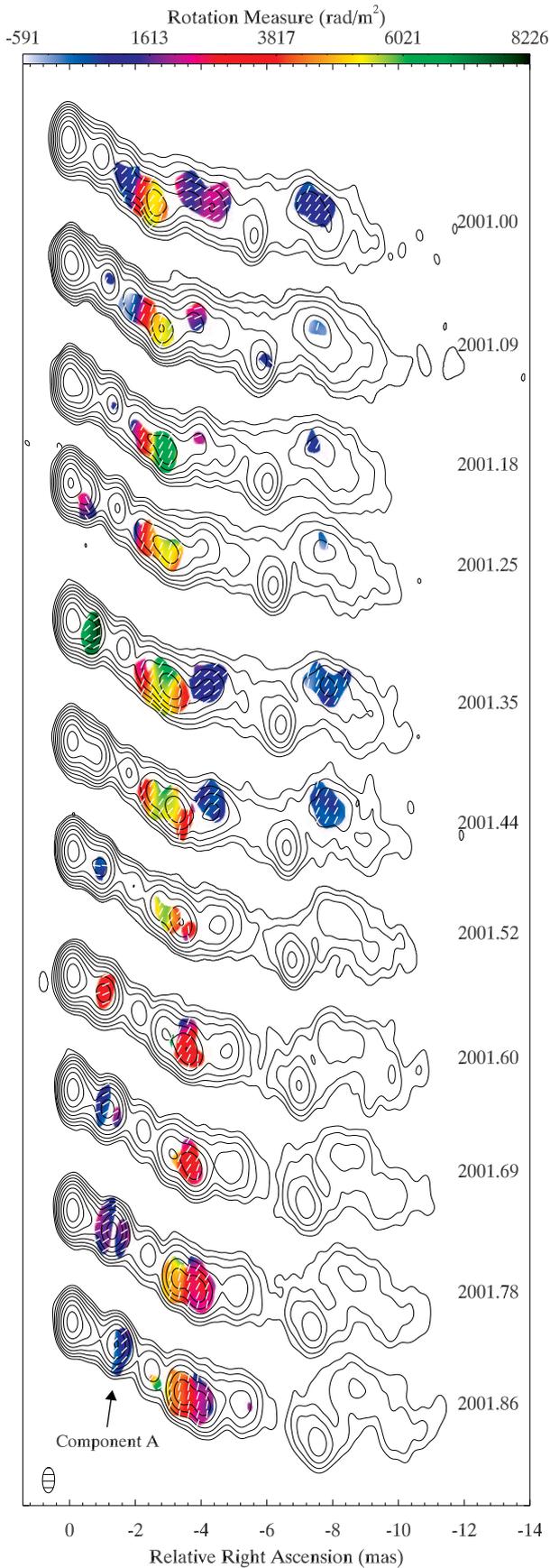


FIG. 11.3: Rotation measure maps of the jet in 3C 120. Vertical map separation is proportional to the time difference between successive epochs of observation. Total intensity (naturally weighted) 22 GHz contours are overlaid at 1.7, 3.6, 7.7, 16, 35, 74, 157, 334, and 710 mJy beam^{-1} . A common convolving beam of 0.78×0.37 mas at -0.9° was used for all images, and is shown in the lower left corner. Bars (of unit length) indicate the RM-corrected electric vector position angle.

11.1.1.2 Observations and data reduction

The observations were made with the 10 antennas of the VLBA at the standard frequencies of 15, 22, and 43 GHz, covering a total of 12 epochs: 2000 December 30 (hereafter epoch A), 2001 February 1 (B), 2001 March 5 (C), 2001 April 1 (D), 2001 May 7 (E), 2001 June 8 (F), 2001 July 7 (G), 2001 August 9 (H), 2001 September 9 (I), 2001 October 11 (J), 2001 November 10 (K), and 2001 December 13 (L). The data were recorded in 2-bit sampling VLBA format with 32 MHz bandwidth per circular polarization and a total recording bit rate of 256 Mbits/s, except for epochs B, C, D, F, and G, for which 1-bit sampling and a total recording rate of 128 Mbits/s were used. One of the Very Large Array (VLA) antennas was added to the array at epochs A and E. Reduction of the data was performed with the AIPS software in the usual manner (e.g., Leppanen, Zensus, & Diamond 1995). The absolute phase offset between the right- and left-circularly polarized data, which determines the electric vector position angle (EVPA), was obtained by comparison of the integrated polarization of the VLBA images of several calibrators (0420–014, OJ 287, BL Lac, and 3C 454.3) with VLA observations at epochs 2000 December 31, 2001 February 3, 2001 March 4, 2001 April 6, 2001 May 11, 2001 June 10, 2001 August 12, 2001 September 10, 2001 October 12, 2001 November 6, and 2001 December 15. Estimated errors in the orientation of the EVPAs vary from epoch to epoch, but usually lie in the range of 5°–7°. Comparison of the D-terms across epochs provides an alternative calibration of the EVPAs (Gómez 2002), which was found to be consistent with that obtained by comparison with the VLA data, with discrepancies smaller than 10° for most of the epochs and frequencies.

11.1.1.3 Faraday rotation and polarization gradients along and across the jet

We have obtained rotation measure maps at each epoch from the EVPA maps, blanking the pixels for which polarization was not detected at all three frequencies simultaneously. Data at 43 and 22 GHz were first tapered and convolved with a common restoring beam to match the 15 GHz resolution. Figure 11.3 presents the sequence of RM maps. (No polarization was detected at 43 GHz for epoch L owing to bad weather at some antennas.) We obtain excellent fits to a λ^2 law of the EVPAs throughout the jet, which requires $\pi/2$ rotations caused by opacity at the lower frequencies during early stages in the evolution of one new superluminal component, which is located ~ 1.5 mas from the core at epoch 2001.86 (hereafter referred to as component *A*). We note that, because of the $\pm\pi$ ambiguity of the EVPAs and the uncertainties in the estimation of

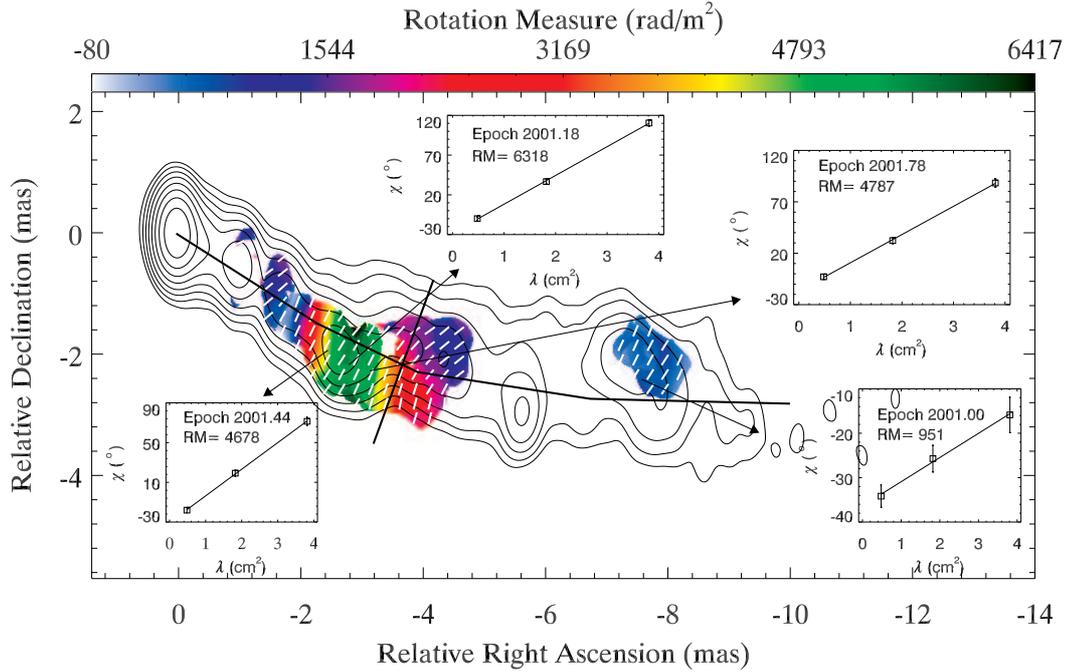


FIG. 11.4: Map of the mean value of the rotation measure maps of Fig. 11.3. Data with standard deviation larger than 1000 rad m^{-2} were discarded, which blanked most of the pixels associated with component *A* while retaining most (98.4% of the pixels) of the remaining jet. Inset panels show sample fits to a λ^2 law of the EVPAs at some particular locations and epochs. Bars indicate the mean value of the RM-corrected EVPAs, with all displayed pixels having a standard deviation smaller than 30° (96% under 20°). Contours show the 22 GHz total intensity at epoch 2001.00 for reference. The thick lines indicate the direction of the slices shown in Fig. 11.6.

the opacity, equally good fits to a λ^2 law can be found for component *A* with significantly higher values of the RM (Gómez et al., in preparation).

The RM images of Fig. 11.3 show a changing, although very consistent, behavior across epochs. This time variability may explain the smaller RM observed by Zavala & Taylor (2002). Multiple superluminal components, with proper motions of the order of $\sim 2 \text{ mas yr}^{-1}$, sample the RM throughout the jet as they move out from the core in this sequence of 11 monthly images. This allows derivation of the rotation measure image of Fig. 11.4 by computing the mean value of the Fig. 11.3 maps at each pixel. Figure 11.4 reveals a localized region of enhanced rotation measure at a distance from the core of $\sim 3 \text{ mas}$, with a peak of $\sim 6000 \text{ rad m}^{-2}$.

Maps of the mean value of the degree of polarization (m), shown in Fig. 11.5, reveal a clear stratification in polarization across the jet width at all three observed frequencies, with significantly larger values on the northern side of the jet. The transverse slice of Fig. 11.6a shows that m progressively increases

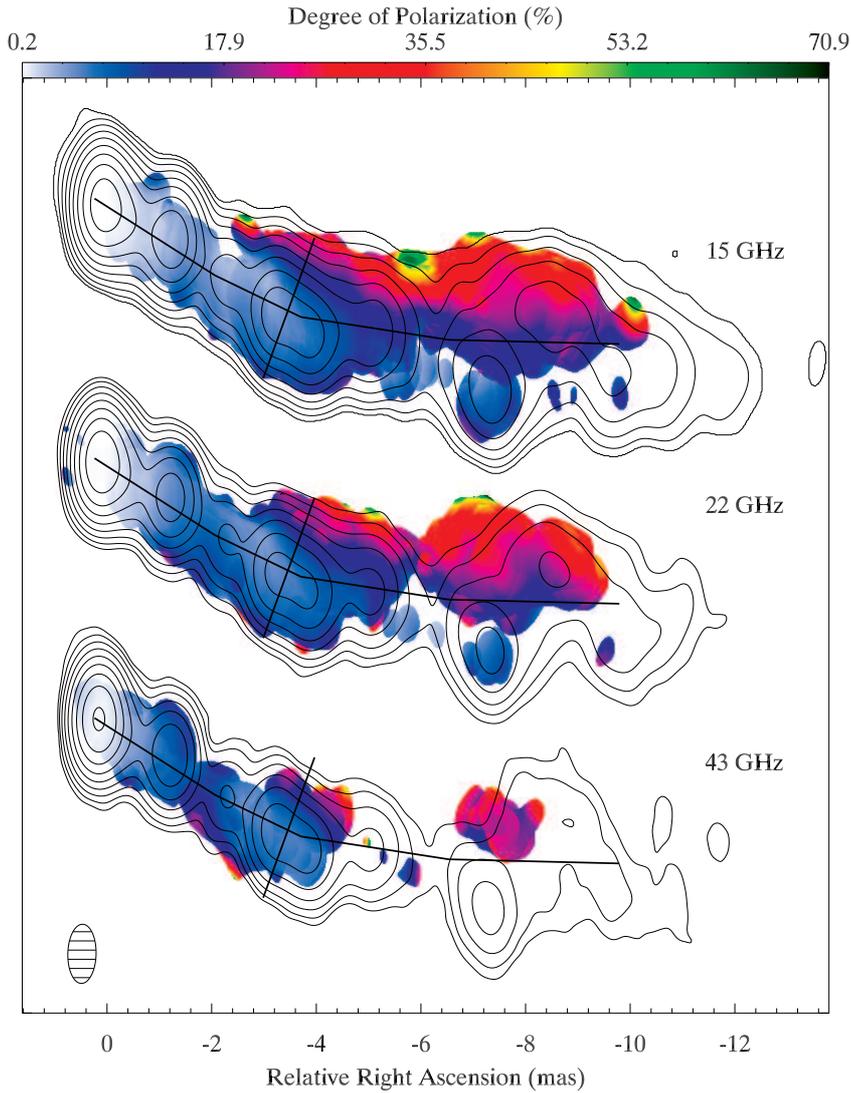


FIG. 11.5: Maps of the mean value of the degree of polarization at 15, 22, and 43 GHz obtained by combining the data at all observed epochs. Maximum standard deviations of 21%, 20%, and 19%, are found, with 97%, 98%, and 96% of the pixels having standard deviation smaller than 10% at 15, 22, and 43 GHz, respectively. Data at 22 and 43 GHz were tapered and convolved with a common restoring beam of 1.14×0.54 mas at position angle -1.3° (shown in the lower left corner) to match the 15 GHz resolution. Total intensity contours (epoch 2001.86) are overlaid at 0.68, 1.4, 3.0, 6.3, 13, 28, 59, 125, 263, and 556 mJy beam^{-1} . The thick lines indicate the direction of the slices shown in Fig. 11.6.

toward the jet edges and has a relatively weak dependence on frequency. Transverse stratification in the rotation measure is also apparent in Fig. 11.6a, with larger values on the southern side of the jet.

The transverse profile of m suggests a progressive reordering of the magnetic field (as integrated along the line of sight) toward the jet edges. This is consistent with the presence of a helical magnetic field and/or a shear layer produced

by the interaction of the jet with the external medium (Aloy et al. 2000; Lyutikov et al. 2005). A helical magnetic field could also explain the observed asymmetry in the m profile, and is in agreement with the observed transverse profile of RM. In this case the positive gradient in RM toward the southern side of the jet would require the helical magnetic field to be oriented counter-clockwise relative to the flow direction, from which it is possible to deduce the sense of rotation of the accreting disk (Asada et al. 2008).

One important question is whether the RM originates in the emitting jet or in an external screen. By comparing the transverse profiles of m and RM (Fig. 11.6a) we find that there is not a strong dependence of m on RM and frequency, as expected for the case of internal Faraday rotation (Burn 1966). On the other hand, the degree of polarization increases significantly when convolving the 22 and 43 GHz images with their own, smaller beams. This is as expected for depolarization by external differential Faraday rotation, which depends on the effective angular resolution and the scale of variability of the RM and intrinsic EVPAs. Hence, although we cannot rule out some internal Faraday depolarization, the transverse profiles of m and RM are more consistent with an external (to the emitting region) RM screen. In this case a two-fluid model, with an internal emitting jet and a sheath of thermal electrons, both immersed in a helical magnetic field, could provide an interpretation for the observed transverse profiles of m and RM. The RM-corrected EVPAs, predominantly perpendicular to the jet axis (Figs. 11.3 and 11.4), require a dominant poloidal (as measured in the frame of the jet fluid) magnetic field in the emitting region (Lyutikov et al. 2005).

The longitudinal profile (Fig. 11.6b) shows a progressive increase in m with distance along the jet, from an unpolarized core to 15-20% beyond ~ 8 mas. The low polarization and its strong dependence on frequency in the inner jet regions ($\lesssim 3$ mas) may be related to opacity effects, or caused by a very high and time/space variable RM (Gómez et al., in preparation; see also Attridge, Wardle, & Homan 2005; Jorstad, Marscher, Stevens, Smith, Forster, Gear, Cawthorne, Lister, Stirling, Gómez, Greaves, & Robson 2007). A progressive reordering of the magnetic field may be required to explain the subsequent increase in degree of polarization. This may be obtained by velocity shear, as discussed in Jorstad et al. (2007). Alternatively, if moving components represent plane-perpendicular shock waves in a predominantly axis-aligned underlying magnetic field, we may expect, depending on the shock strength, a decrease in the net ordering of the field, and therefore in the degree of polarization (e.g., Gómez, Marscher, Alberdi, Martí, & Ibanez 1998). Eventually, if the shock is strong enough we may expect a rotation of the EVPA as the perpendicular component of the magnetic field becomes stronger than the aligned. Larger values of m would be found as the compression factor of the shock decreased with distance from the core.

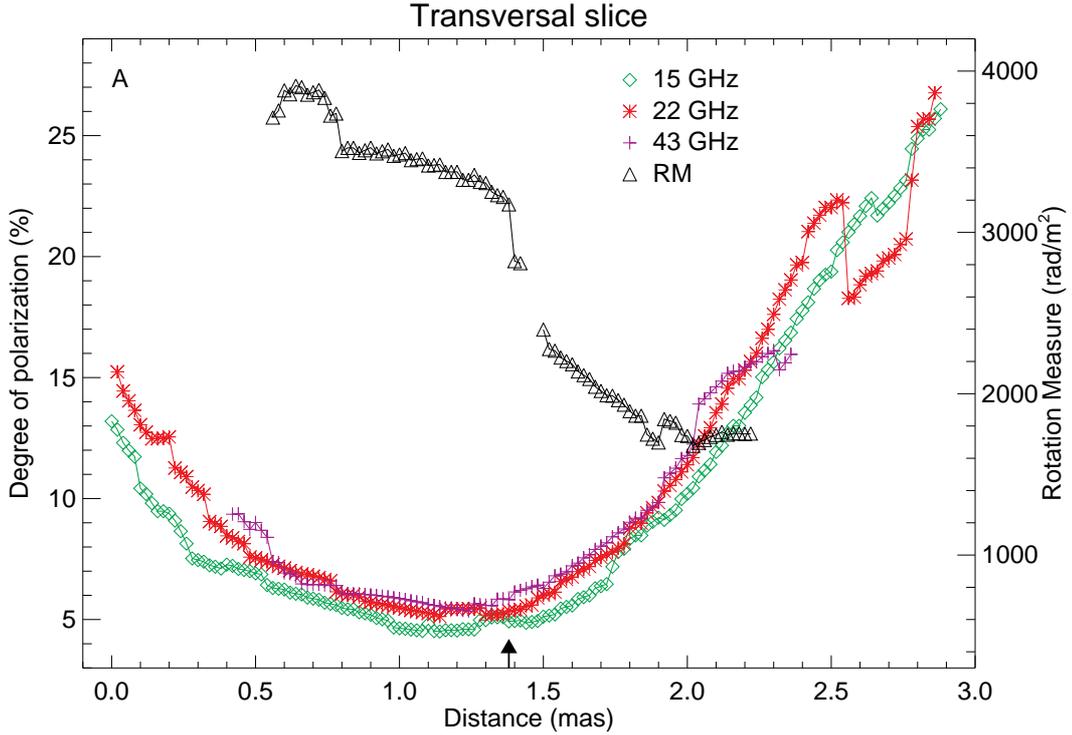


FIG. 11.6: Degree of polarization and rotation measure slices across (*a*; *left*) and along (*b*; *right*) the jet, as shown by the thick lines of Figs. 11.4 and 11.5. The arrow indicates the location at which both slices intersect.

11.1.1.4 Interaction with the external medium

Figure 11.6b reveals the longitudinal profile of the localized region of large RM shown in Fig. 11.4. The degree of polarization has a clear dependence with RM, suggesting that the decay is produced by Faraday depolarization. The rapid decrease in m implies that there may be some internal Faraday depolarization, but it is difficult to test without further information regarding the intrinsic values of m . This region is coincident in location, and has similar values of the RM to those postulated by Gómez et al. (2000) from two-frequency observations. A local process, such as interaction of the jet with the external medium or a cloud, would be required in order to explain the existence of this region, as previously suggested by Gómez et al. (2000). The observed Faraday rotation can originate from an ionized cloud along the line of sight that may also physically interact with the jet. Some internal Faraday depolarization could also be expected if the jet partially entrains some of the thermal material of the external medium/cloud. The shock wave produced by the interaction may explain the rapid rise in emission observed for the superluminal components when crossing this region. This cloud should also cause free-free absorption of the jet emission, from which limits on its electron density, $n_e \geq 4.6 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, and magnetic field along the line of sight, $B_{\parallel} \leq 0.4 \mu\text{G}$, have been obtained (Gómez et al. 2000).

Our observations therefore support the conclusion that interaction of the jet with the external medium causes the excess Faraday rotation, stratification in the degree of polarization across the jet, and flux density flares of superluminal knots a few mas from the core. A helical magnetic field in a two-fluid jet model can be accommodated within this scenario, but by itself cannot explain the existence of the localized Faraday rotation region. If there is in fact an underlying helical field, the observed RM-corrected EVPAs require that the poloidal component (as measured in the frame of the jet fluid) dominates over the toroidal component in the inner emitting jet.

11.2 Polarización multiescala del jet en 3C 120

Los programas de seguimiento del jet en la radiogalaxia 3C 120 han permitido estudiar la polarización del mismo a lo largo de los años. En el trabajo mostrado en la sección anterior se emplea un nuevo método consistente en la combinación de la información de la RM disponible en las distintas épocas de observación. En él, las diferentes componentes superlumínicas que se propagan a través del jet se usan para obtener el mapa de la RM. El resultado de este estudio muestra una zona de alta RM ($\sim 6000 \text{ rad m}^{-2}$), situada aproximadamente a 3-4 mas del núcleo, que se mantiene muy estable durante el año de observaciones. El análisis de la RM, el grado de polarización y el índice espectral de esta región son consistentes con la idea de que se está produciendo interacción entre el jet y el medio ambiente.

Con el fin de confirmar la existencia de esta región de interacción, así como para estudiar si existen en otras regiones del jet interacciones similares a las encontradas en la región a 3-4 mas, se han realizado nuevas observaciones con el VLBA en Noviembre de 2007. Estas nuevas observaciones se han realizado a las frecuencias de 86, 43, 22, 15, 12, 8, 5, 2, y 1.7 GHz, lo que nos ha permitido estudiar la RM en 3C120 desde las regiones más internas hasta centenares de milisegundos de arco.

Este estudio ha proporcionado información muy relevante acerca de la fuente de rotación de Faraday en el jet de 3C 120 gracias a la combinación de observaciones realizadas entre Enero de 1999 y Noviembre de 2007. El análisis de las observaciones muestra cambios significativos en la estructura de la RM entre las distintas épocas de observación. En particular, las observaciones de 2007 no muestran la región de alta RM localizada entre 3-4 mas del núcleo presente en las observaciones de 1999 y 2001. Ésto no implica un cambio en el medio externo del jet en esa zona, sino que se explica teniendo en cuenta que el jet ha cambiado su trayectoria y por tanto las componentes superlumínicas que se van propagando a través del jet están muestreando regiones distintas del

mismo. Este cambio en la trayectoria del jet se explica asumiendo un modelo de jet en precesión, tal y como se ha propuesto previamente para 3C 120.

La estructura y el gradiente longitudinal de la RM en el jet son consistentes con la idea de que la fuente de rotación de Faraday sea una envoltura de electrones térmicos que rodea al jet. Sin embargo, existen evidencias de que este modelo no da cuenta al completo de lo que está sucediendo en el jet de 3C 120.

En primer lugar, las observaciones de 1999 a 2001 muestran que, si bien la RM de la región situada aproximadamente entre 2-5 mas del núcleo se mantiene constante, los EVPAs corregidos de RM de dos componentes superlumínicas están rotados casi 90° comparados con los EVPAs de otras componentes que se mueven en regiones similares. Además, en los dos primeros mas del jet desde el núcleo, la RM cambia sustancialmente pero los EVPAs corregidos de RM no varían. Esta falta de correlación entre los cambios observados en la RM y los EVPAs (ya corregidos por rotación de Faraday) sugieren que el jet y la fuente de rotación de Faraday no están conectados físicamente.

En segundo lugar, las observaciones de 2007 muestran que la RM presenta un doble cambio de signo a lo largo del jet ópticamente delgado, mientras que los EVPAs corregidos de RM permanecen perpendiculares al eje del jet. Para explicar esta variación de la RM asumiendo un modelo en el que la envoltura del jet es la responsable de la RM observada sería necesario que jet y envoltura tuviesen configuraciones de campo magnético y/o propiedades cinemáticas diferentes.

Además, la existencia de la región localizada de alta RM ($\sim 6000 \text{ rad m}^{-2}$) situada aproximadamente a 3-4 mas del núcleo que se observa de manera sistemática en las observaciones durante los años 1997 a 2001 no puede explicarse asumiendo que la rotación de Faraday se debe únicamente a una envoltura del jet. Se requiere de un proceso localizado y restringido a esta zona de alta RM, como por ejemplo el producido por la interacción del jet con una nube de alta densidad.

El trabajo concluye que una gran parte de la rotación de Faraday que tiene lugar en 3C 120 tiene su origen en nubes externas al jet, probablemente interaccionando con el mismo. Si este resultado es aplicable a otros AGN tendremos que estudios similares de RM en jets serán una herramienta fundamental para entender mejor cómo interacciona y cómo se propaga el jet a través del medio ambiente, pero por desgracia no nos permitirán obtener la estructura tridimensional del campo magnético en las inmediaciones del jet.

Este trabajo se muestra a continuación tal y como ha sido aceptado para su publicación en la revista *The Astrophysical Journal* (Gómez et al. 2011).

11.2.1 On the source of Faraday rotation in the jet of the radio galaxy 3C 120

11.2.1.1 Introduction

Polarimetric Very Long Baseline Interferometric (VLBI) observations have proven a very powerful tool to probe the magnetic field structure in relativistic jets of Active Galactic Nuclei (AGN). However, recent observations have revealed that the actual orientation of the polarization angle at parsec scales may be severely affected by Faraday rotation (e.g., Udomprasert et al. 1997; Taylor 1998; Reynolds et al. 2001; Asada et al. 2002; Zavala & Taylor 2003, 2004; Attridge et al. 2005; Gómez et al. 2008; O’Sullivan & Gabuzda 2009; Kharb et al. 2009; Asada et al. 2010; Taylor & Zavala 2010), which rotates the polarization vector by an angle proportional to the square of the observing wavelength. The analysis of Faraday rotation in jets of AGN is therefore of special relevance to properly determine the actual orientation of the polarization angle, and hence of the magnetic field structure on the plane of the sky in the emitting region.

Several possibilities have been suggested as the source of the observed Faraday rotation measure (RM) in jets of AGN. Gradients in the RM along the jet (e.g., Taylor 1998; Gabuzda & Chernetskii 2003; Gómez et al. 2008) and variability in both space and time (e.g., Zavala & Taylor 2001; Zavala & Taylor 2003, 2005; Asada et al. 2008; Mahmud et al. 2009) suggest that the observed RM are intrinsic to the inner few hundred parsecs of AGN. This rules out the possibility that the RM is produced by our own galaxy, or in the host galaxy interstellar or intracluster medium. Internal Faraday rotation in the emitting jet would produce severe depolarization (Burn 1966; Cioffi & Jones 1980) that is not observed, and can therefore be safely excluded as the cause of RM for most cases (see however Gómez et al. 2008; Homan et al. 2009).

The broad emission-line region (BLR) is thought to be smaller than a parsec and to have a small volume covering factor, so it can therefore be eliminated as the source of the RM that appears on scales of tens or hundred of parsecs. The narrow emission-line region (NLR) extends to hundreds of parsecs, and could therefore in principle contribute to the observed RM, although its relevance is subject to its largely unknown volume covering factor (Netzer & Laor 1993). The observed RM time variability have also been used as an argument to exclude the NLR, or the intercloud gas, as the main source for the RM (Asada et al. 2008; Kharb et al. 2009).

First suggestion that the RM is produced in a sheath that is in close proximity with the jet was given by Asada et al. (2002), based on the detection of a RM

gradient across the jet width in 3C 273. Such transverse gradients are expected if the sheath is threaded by a helical magnetic field, since they can be produced by a systematic change in the net line-of-sight magnetic field component across the jet (Laing 1981; Blandford 1993). Observational confirmation for the existence of these helical magnetic fields is of special relevance, since it is thought that these may appear naturally through the rotation of the accretion disk or black-hole ergosphere from which jets are launched, and could have an important role in the actual formation, collimation, and acceleration processes (e.g., Koide et al. 2002; Vlahakis & Königl 2004; de Villiers et al. 2005; Hawley & Krolik 2006; McKinney 2006; Komissarov et al. 2007; McKinney & Blandford 2009; Marscher et al. 2008, 2010b; Jorstad et al. 2010).

Further observations have confirmed the transverse RM gradient in 3C 273, revealing also a time variability on a scale of years (Zavala & Taylor 2005; Asada et al. 2008). Following this initial detection in 3C 273, other sources have also been claimed to contain transverse gradients in the RM (Gabuzda et al. 2004; Gómez et al. 2008; Asada et al. 2008; O’Sullivan & Gabuzda 2009; Kharb et al. 2009; Croke et al. 2010; Asada et al. 2010). Contopoulos et al. (2009) present a study of the observed RM in jets of AGN, claiming that 29 out of 36 sources possess transverse gradients in RM, further suggesting that the gradients have a preferred sense of direction. More recently, Taylor & Zavala (2010) have raised concerns about the claimed transverse RM gradients by arguing that (besides other reasoning based on jet opacity and significance of the measurements) most of these observations lack the necessary resolution transverse to the jet. Taylor & Zavala (2010) propose several criteria for establishing a reliable transverse RM gradient, claiming that only observations of 3C 273 have met these criteria so far.

The existence of a sheath that surrounds a fast, synchrotron-emitting jet is also supported by multiple numerical simulations (Aloy et al. 1999, 2000; Tsinganos & Bogovalov 2002; de Villiers et al. 2005; Gracia et al. 2005; Gracia et al. 2009; Hawley & Krolik 2006; McKinney 2006). Furthermore, computation of the expected rotation measure from 3D general relativistic magnetohydrodynamic simulations by Broderick & McKinney (2010) show that it is possible to reproduce many of the RM structures in jets of AGN, including the presence of transverse RM gradients.

There is, therefore, observational and theoretical support for the existence of a sheath that surrounds the emitting jet that may contribute significantly to the observed RM in jets of AGN. This may seem the most plausible explanation to account for the observed coherent structure of the RM, as well as the gradients in RM along and across the jet. However, as suggested by Taylor & Zavala (2010), further observations would be required to examine whether this is indeed a universal feature in jets of AGN. Additionally, there is also

strong observational evidence (e.g., Oosterloo et al. 2000; Solórzano-Iñarrea et al. 2001; Middelberg et al. 2007) and theoretical support (e.g., Steffen et al. 1997b,a; Wang et al. 2000; Bicknell et al. 2003; Saxton et al. 2005) for the existence of foreground clouds, probably interacting or entrained by the jet, that may contribute significantly to the observed RM (Gómez et al. 2008; Mantovani et al. 2010). In particular, Gómez et al. (2008) present a study of the radio galaxy 3C 120 consisting of 12 monthly polarimetric 15, 22, and 43 GHz Very Long Baseline Array (VLBA) observations revealing the existence of a localized region of high ($\sim 6000 \text{ rad m}^{-2}$) Faraday rotation measure between approximately 3 and 4 mas from the core. The detection of this region of high RM required the use of a novel method, consisting of the combination of the RM information gathered at all epochs, so that multiple superluminal components can be used to map the RM screen, which revealed a remarkably consistent RM across epochs. A smooth sheath around the jet in 3C 120 cannot produce a localized region of enhanced RM – although it successfully explains the observed gradients in RM and degree of polarization along and across the jet – so it was assumed to be originated in a foreground cloud, presumably interacting with the jet.

In this paper we present further observations of the radio galaxy 3C 120 aimed to obtain a better understanding of the origin of the RM screen in this source. Thanks to its proximity ($z=0.033$), VLBI observations are able to resolve the jet across its width, revealing a very rich and dynamic structure, even when observed at the highest frequencies (e.g., Gómez et al. 1998, 1999; Gómez et al. 2000; Gómez et al. 2001; Walker et al. 1987, 2001; Jorstad et al. 2005; Marscher et al. 2002, 2007; Chatterjee et al. 2009; Roca-Sogorb et al. 2010). 3C 120 is located at a distance of 140 Mpc ($H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$), so that 1 mas corresponds to 0.64 pc. Superluminal motion of components along the jet provide an upper limit of the jet viewing angle of $\sim 20^\circ$ (Gómez et al. 2000), so that distances along the jet appear appreciably shortened by projection.

11.2.1.2 Observations and images

Observations and data reduction

We present VLBA observations of the jet in the radio galaxy 3C 120 corresponding to two different observing programs carried out in 2001 and 2007. Partial analysis of these data revealed gradients in Faraday rotation and polarization (Gómez et al. 2008), and unusually high brightness temperature 140 pc from the core (Roca-Sogorb et al. 2010).

Observations during 2001 were made in dual polarization at the standard frequencies of 15, 22, and 43 GHz, covering a total of 12 epochs: 2000 December

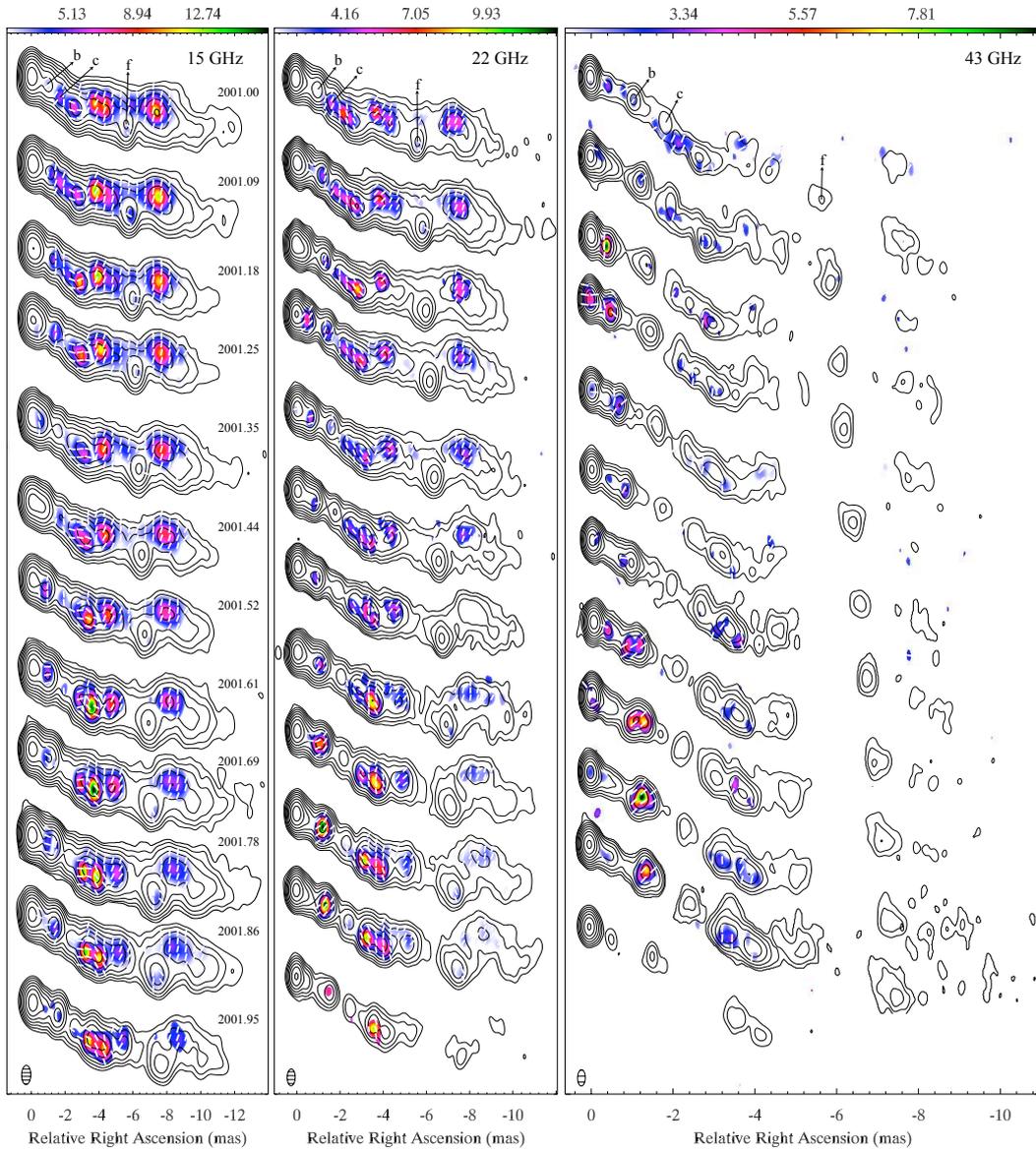


FIG. 11.7: 15 (*left*), 22 (*middle*), and 43 GHz (*right*) natural weighted VLBA images of 3C 120 in 2001. Note the different scale size used for each frequency. Vertical map separations are proportional to the time difference between epochs, shown in 15 GHz maps. Total intensity contours are overlaid at 0.5 (0.8; 1.0), 1.1 (1.7; 2.2), 2.5 (3.6; 4.6), 5.6 (7.7; 9.9), 13 (16; 21), 28 (35; 45), 62 (74; 95), 138 (158; 203), 310 (337; 433), and 692 (716; 923) mJy beam⁻¹ at 15 GHz (22; 43 GHz). A common convolving beam of FWHM 1.14×0.54 (0.78×0.37 ; 0.40×0.19) mas at -1.3° (-0.9° ; -1.1°) at 15 GHz (22; 43 GHz) was used for all images and is shown in the lower left corner of each image sequence. Color images (on a linear scale shown at the top of each sequence) show the linearly polarized intensity. White bars (of unit length) indicate the electric vector position angle, *uncorrected* for Faraday rotation.

30 (hereafter epoch A), 2001 February 1 (B), 2001 March 5 (C), 2001 April 1 (D), 2001 May 7 (E), 2001 June 8 (F), 2001 July 7 (G), 2001 August 9 (H), 2001 September 9 (I), 2001 October 11 (J), 2001 November 10 (K), and 2001 December 13 (L). The data were recorded in 2-bit sampling VLBA format with 32 MHz bandwidth per circular polarization at 256 Mbits/s, except for epochs B, C, D, F, and G, for which 1-bit sampling and 128 Mbits/s were used. One of the Very Large Array (VLA) antennas was added to the array at epochs A and E. Bad weather conditions and/or hardware problems, resulting in the loss of data, occurred at: HN during epochs A, C and D; OV for epoch H; and KP, MK and BR at epoch L.

The 2007 observations were performed on November 3 (at 86 GHz), November 7 (43, 22, and 15 GHz), and November 30 (12, 8, 5, 2, and 1.7 GHz) with all available VLBA antennas except Saint Croix, which was down for maintenance. The data were recorded in 2-bit sampling VLBA format with 32 MHz bandwidth per circular polarization at a recording rate of 256 Mbits/s. Observations at 12 GHz were split into two 16 MHz bandwidths centered at 12.59 and 12.12 GHz to maximize possible detection of small Faraday rotation on relatively small angular scales.

Reduction of the data was performed with the AIPS software in the usual manner (e.g., Leppanen, Zensus, & Diamond 1995). Opacity corrections at 22, 43, and 86 GHz were introduced by solving for receiver temperature and zenith opacity at each antenna. The feed D-terms (instrumental polarization) were found to be very consistent over all observed sources and to remain stable across epochs during the 2001 observations.

The absolute phase offset between the right- and left-circularly polarized data, which determines the electric vector position angle (EVPA), was obtained by comparison of the integrated polarization of the VLBA images of several calibrators (0420–014, OJ 287, BL Lac, 3C 454.3, DA193, 3C 279, and 4C 39.25) with VLA observations at epochs 2000 December 31, 2001 February 3, 2001 March 4, 2001 April 6, 2001 May 11, 2001 June 10, 2001 August 12, 2001 September 10, 2001 October 12, 2001 November 6, 2001 December 15, and 2007 November 19, as well as archival data from the UMRAO, MOJAVE and NRAO long term monitoring programs. Estimated errors in the orientation of the EVPAs vary from epoch to epoch and with frequency, but usually lie in the range of 5°–10°. After the initial reduction, the data were edited, self-calibrated, and imaged both in total and polarized intensity with a combination of AIPS and DIFMAP (Shepherd 1997). Comparison of the D-terms across epochs provides an alternative calibration of the EVPAs (Gómez et al. 2002), which was found to be consistent with that obtained by comparison with the VLA data.

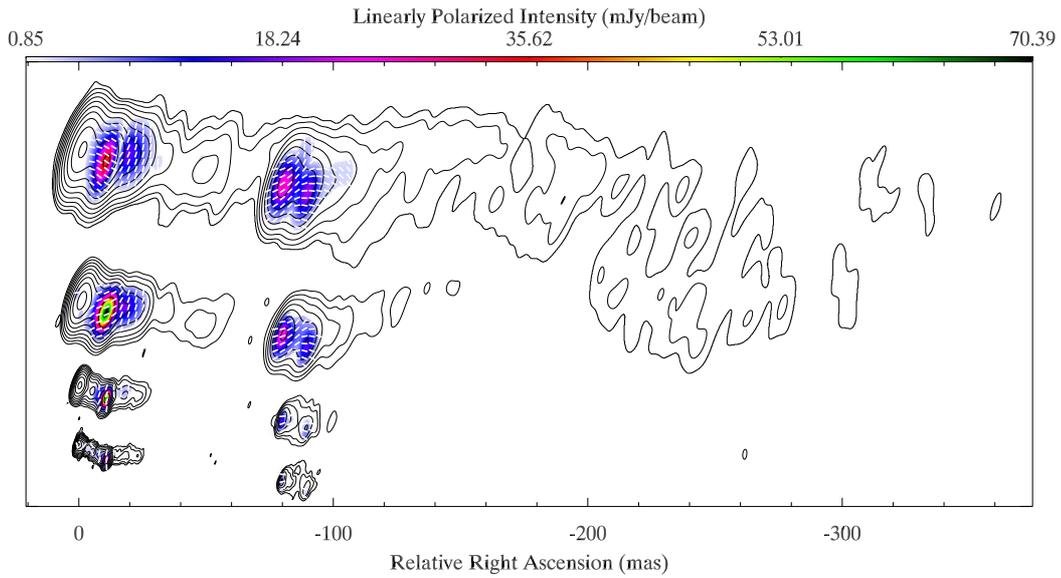


FIG. 11.8: VLBA images of 3C 120 in 2007 November 30 (2007.91) at 1.7, 2, 5 and 8 GHz, from top to bottom, respectively. Total intensity (naturally weighted) contours are overlaid at 0.9, 2.0, 4.2, 8.9, 19, 41, 86, 184, 392, and 834 mJy beam^{-1} , with convolving beams of FWHM 16.85×5.55 , 11.85×4.11 , 5.8×1.9 , and 3.36×1.11 mas at -18° for frequencies 1.7, 2, 5, and 8 GHz, respectively. Colors show the linearly polarized intensity, and bars (of unit length) indicate the EVPAs, *uncorrected* for Faraday rotation.

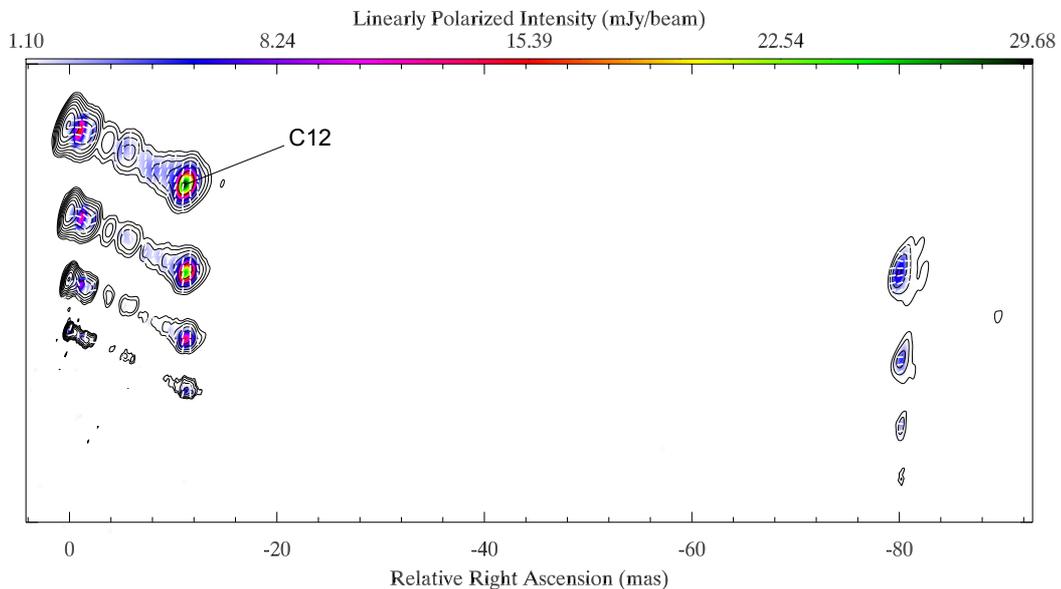


FIG. 11.9: Same as Fig. 11.8 for observations at 12 (2 IFs centered at 12.59 GHz), 15, 22, and 43 GHz, from top to bottom, respectively. Observations were taken in 2007 November 7 (2007.85), except at 12 GHz (epoch 2007.91). Contours are overlaid at 1.1, 2.4, 5.3, 11, 25, 53, 115, 249, 538, and 1164 mJy beam^{-1} , with convolving beams of FWHM 2.21×0.71 , 1.76×0.61 , 1.25×0.4 , and 0.63×0.22 mas at -18° for frequencies 12, 15, 22, and 43 GHz, respectively.

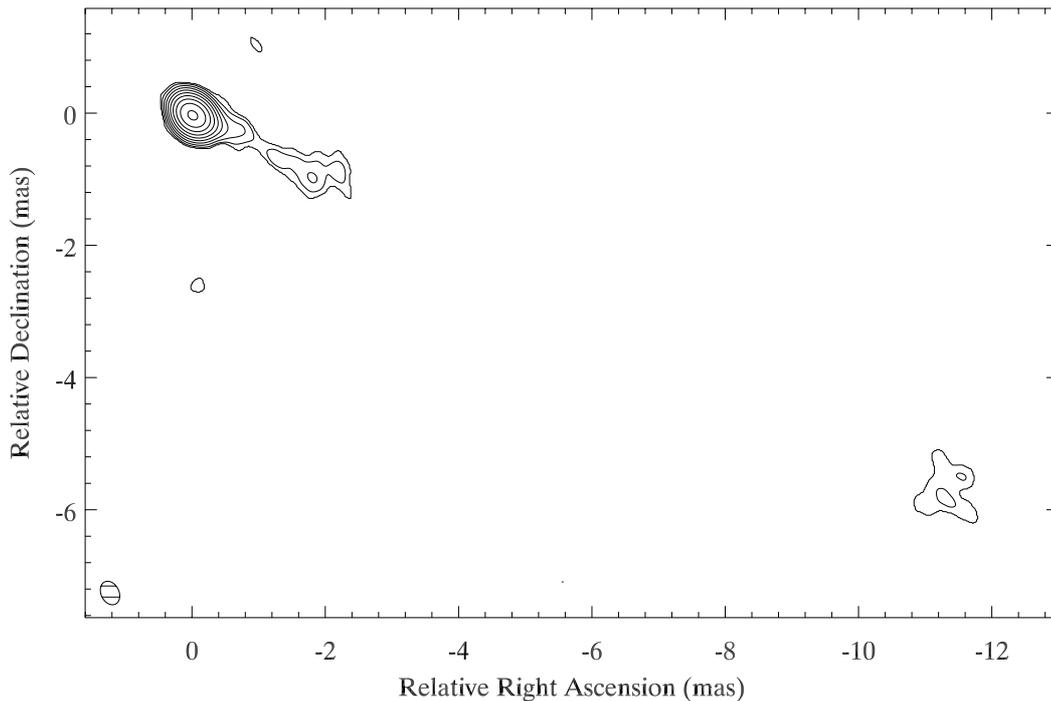


FIG. 11.10: Total intensity (naturally weighted) VLBA image of 3C 120 in 2007 November 3 (2007.84) at 86 GHz. Ten logarithmic contours are plotted between 0.5 and 90% of the peak brightness of $0.54 \text{ Jy beam}^{-1}$. The convolving beam of $\text{FWHM } 0.37 \times 0.27 \text{ mas}$ at 25° is shown in the lower left corner. No polarization was detected at this frequency.

2001 images

Figure 11.7 shows the total and linearly polarized intensity images corresponding to the 2001 monitoring program. These were used to obtain the sequence and mean value of the rotation measure maps shown in Figs. 1 and 2 of Gómez et al. (2008), respectively, which requires careful alignment of the images across epochs and frequencies. A detailed description of the procedure used and accuracy achieved is presented in Appendix 11.2.1.5.

2007 images

VLBA observations of 3C 120 taken during November 2007 are shown in Figs. 11.8, 11.9 and 11.10, which provide a 50-fold range in angular resolution. In Roca-Sogorb et al. (2010) we carried out a partial analysis of these data that revealed a brightness temperature for the component located 80 mas from the core about 600 times higher than expected at such distances. Roca-Sogorb et al. (2010) concluded that, although a helical shocked jet model may explain this unusually high brightness temperature, it appears that some other intrinsic process capable of producing a local burst in particle and/or magnetic energy may be needed to explain also the sudden appearance and apparent stationarity of this component.

The 1.7 GHz total intensity image of Fig. 11.8 shows a continuous jet that extends approximately 300 mas, with a bulge of emission between 200 and 280 mas. Although the complex structure of the bulge prevents us from obtaining an accurate measure of its position, an comparison by eye between our image and those by Walker et al. (2001) – covering in total a time span of almost 30 years – confirms the proper motion of $1.7 \pm 0.4 \text{ mas yr}^{-1}$ for the bulge reported by Walker et al. (2001). This is similar to the proper motions measured at parsec scales (e.g., Gómez et al. 2001), and indicates that relativistic bulk velocities are sustained in the jet over at least hundreds of parsecs from the core.

The progressively higher frequency images of Figs. 11.8 and 11.9 reveal a rich structure in both total and linearly polarized intensity even at the shortest wavelengths, being the emission at 80 mas particularly remarkable, as reported by Roca-Sogorb et al. (2010). The component 12 mas from the core (hereafter C12) is also especially bright. Roca-Sogorb et al. (2010) estimated a compression factor¹ $\eta \sim 0.35$ assuming that the feature corresponds to a moving shock wave. This allows the detection of this component even at 86 GHz (Fig. 11.10), at which some emission from the innermost 2 mas is also visible in the image. No polarization is detected at 86 GHz though. Comparison of the core flux density among frequencies yields a flat spectrum at 43 GHz and frequencies below, but optically thin at 86 GHz; we should note however that this may be affected by the relatively large uncertainties involved in the amplitude calibration at this frequency. Previous 86 GHz observations of 3C 120 enabled the establishment of an upper limit to the size of the core of $54 \mu\text{as}$ (Gómez et al. 1999), as well as an estimation of the number density of the combined electron-positron population in the core (Marscher et al. 2007).

11.2.1.3 Faraday rotation analysis

Rotation measure images from 1999, 2001, and 2007

First indications of the presence of the localized Faraday rotation region between 3 and 4 mas from the core were obtained through monthly polarimetric VLBA observations at 22 and 43 GHz carried out between November 1997 and March 1999 (Gómez et al. 2000; Gómez et al. 2001). The EVPAs of several components were observed to rotate while they passed through this region, by an amount which followed a quadratic dependence with observing wavelength – as expected for Faraday rotation. This is more clearly seen in the rotation measure map for epoch 10 January 1999 shown in Fig. 11.11, obtained from observations at 22 and 43 GHz. To solve for the $\pm\pi$ ambiguities in the EVPAs

¹Defined as the ratio of the upstream to downstream particle densities (Hughes et al. 1989).

when obtaining the RM image we have considered those values that result in the smallest RM values and yield the best agreement (both in RM and RM-corrected EVPAs) with the image obtained for observations in 2001 (see Fig. 2 of Gómez et al. 2008), also plotted in Fig. 11.11 for comparison. The 2001 RM image reveal the presence of a RM screen in 3C 120 whose properties remain constant over one year, in which most of the jet shows rotation measure and RM-corrected EVPAs values with standard deviations smaller than 1000 rad m^{-2} and 20° , respectively. The Faraday screen displays a localized region of enhanced RM between approximately 3 and 4 mas from the core, with a peak of $\sim 6000 \text{ rad m}^{-2}$, as well as gradients across and along the jet.

Rotation measure images for observations in 2007 combining the high, intermediate, and low frequency intervals are shown in Figs. 11.12, 11.13 and 11.14, respectively.

Uncorrelated changes in jet field and Faraday screen 1999-2001

To quantify any possible variation in the Faraday screen, we have subtracted the RM values of January 1999 from those of the mean RM map for 2001, and computed the mean value of the difference in the components labeled in Fig. 11.11 (following the nomenclature of Gómez et al. 2000; Gómez et al. 2001). Component L is located at the localized region of high Faraday rotation, which is found to remain in the same jet area as in 2001, with very similar values of the rotation measure (mean difference of $-660 \pm 770 \text{ rad m}^{-2}$). However, the RM-corrected EVPAs show significant rotation, with a mean different between both epochs of $-64 \pm 9^\circ$. A similar situation is found for component H, with a mean variation in the RM of $1030 \pm 1010 \text{ rad m}^{-2}$ and a rotation of the RM-corrected EVPAs of $-72 \pm 19^\circ$. On the other hand, component K shows no significant changes in either the RM-corrected EVPAs or RM, with variations of $-3 \pm 19^\circ$ and $810 \pm 930 \text{ rad m}^{-2}$, respectively. For component O we also find very similar RM-corrected EVPAs, with a variation of $8 \pm 28^\circ$. However, the rotation measure in O is observed to have changed significantly, with a difference between both epochs of $2730 \pm 910 \text{ rad m}^{-2}$.

Therefore, we find uncorrelated changes in the emitting jet linear polarization and the Faraday rotation screen: while the RM remains constant in the outer jet – including the localized region of high RM – the RM-corrected EVPAs of two particular components (L and H) rotate by almost 90° ; on the other hand, in the innermost 2 mas the RM changes significantly but without variations in the RM-corrected EVPAs. These uncorrelated changes suggest that the emitting jet and source of RM are not closely connected physically.

Components L and H have RM-corrected EVPAs closely aligned to the jet, in contrast to what we find during 2001, where the RM-corrected EVPAs are

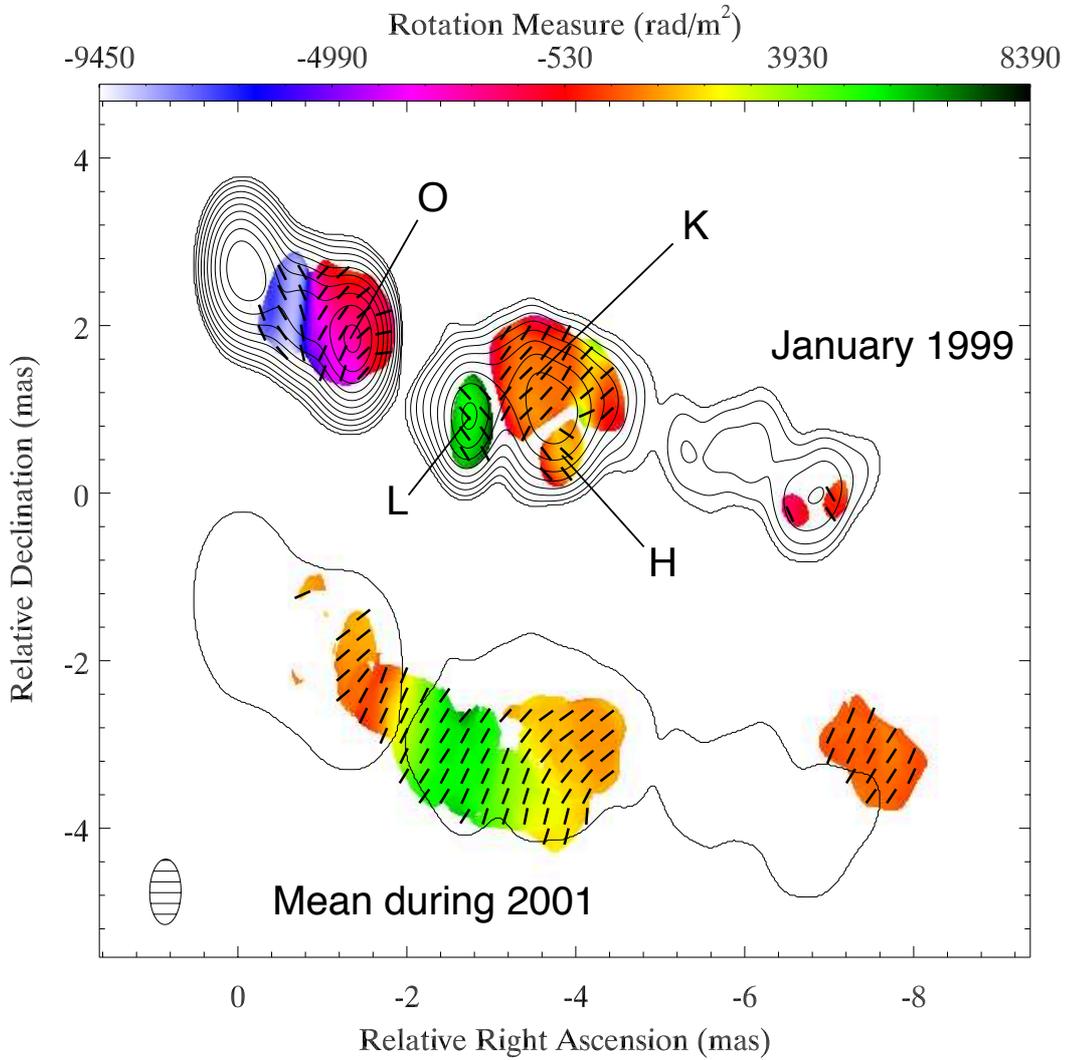


FIG. 11.11: (*top*) Rotation measure map of 3C 120 in 10 January 1999 from VLBA observations at 22 and 43 GHz. Total intensity (naturally weighted) 22 GHz contours are overlaid at 3.6, 5.9, 9.8, 16, 27, 44, 73, 120, 198, 327 and 540 mJy beam^{-1} . (*bottom*) Map of the mean value of the rotation measure for observations during 2001 (see also Gómez et al. 2008), shown for comparison. Bars (of unit length) indicate the RM-corrected electric vector position angle. The lowest contour of the January 1999 image is also shown to facilitate comparison.

observed to be approximately perpendicular to the jet direction. This suggests an aligned magnetic field, in agreement with that observed on larger scales (Walker et al. 1987). If these components correspond to strong plane-perpendicular shock waves, compression of the magnetic field parallel to the shock front can result in a dominant magnetic field perpendicular to the components' motion (e.g., Marscher & Gear 1985; Hughes et al. 1989; Gomez et al. 1994), as observed in knots L and H. However, no similar orientation of the EVPAs is found for component O – which is probably also associated with an even stronger shock – or in any of the other components that have traveled along the same jet regions as that of L and H during the 2001 observations. On the other hand, if components L and H are not particularly strong shocks – which finds support by the fact that their degrees of polarization are similar to those observed for other components at similar jet locations – we can consider the possibility that these components either have an intrinsically different magnetic field (mainly perpendicular to the jet axis), or that they have a different velocity and/or orientation with respect to the observer. In this latter case, the Lorentz transformation of the magnetic field – which amplifies the components transverse to the motion – would generally result in an *observed* dominant toroidal field for an assumed helical magnetic field (e.g., Blandford & Konigl 1979; Lyutikov et al. 2005). The clear stratification in polarization observed between the northern and southern jet regions (see Fig. 3 of Gómez et al. 2008) and the fact that both components L and H move along the southern side may support this idea of stratification across the jet of the magnetic field and/or kinematics.

No detection of the localized high RM region 2007: an effect of sampling

The middle and low frequency range RM maps (Figs. 11.13 and 11.14) reveal no indication of localized regions of high rotation measure at these scales similar to that found at parsec scales in previous observations (Gómez et al. 2008, see also Fig. 11.11), as may have been expected given the wealth of evidence for interaction between the jet and ambient medium (e.g., Axon et al. 1989; Sánchez et al. 2004; Gómez et al. 2000; Gómez et al. 2008). We should note, however, that absence of evidence is not evidence of absence, so that future observations may reveal such interactions in the RM images at these angular scales. As an example of this, we point out that the high frequency range RM map of Fig. 11.12 does *not* show the localized region of high RM that was found in previous observations. This can be understood by examining Fig. 11.15, which shows the superposition of the 15 GHz total intensity images at the 2001.00 and 2007.85 epochs, revealing a significant change in the jet geometry with time. The position angle of the innermost 3 mas structure has changed from $-126^\circ \pm 2$ in 2001.00 to $-114^\circ \pm 2$ in 2007.85; that is, the jet direction of ejection rotated to the north by 12° between these two epochs. As a consequence of this rotation the components in the 2007 jet do not travel

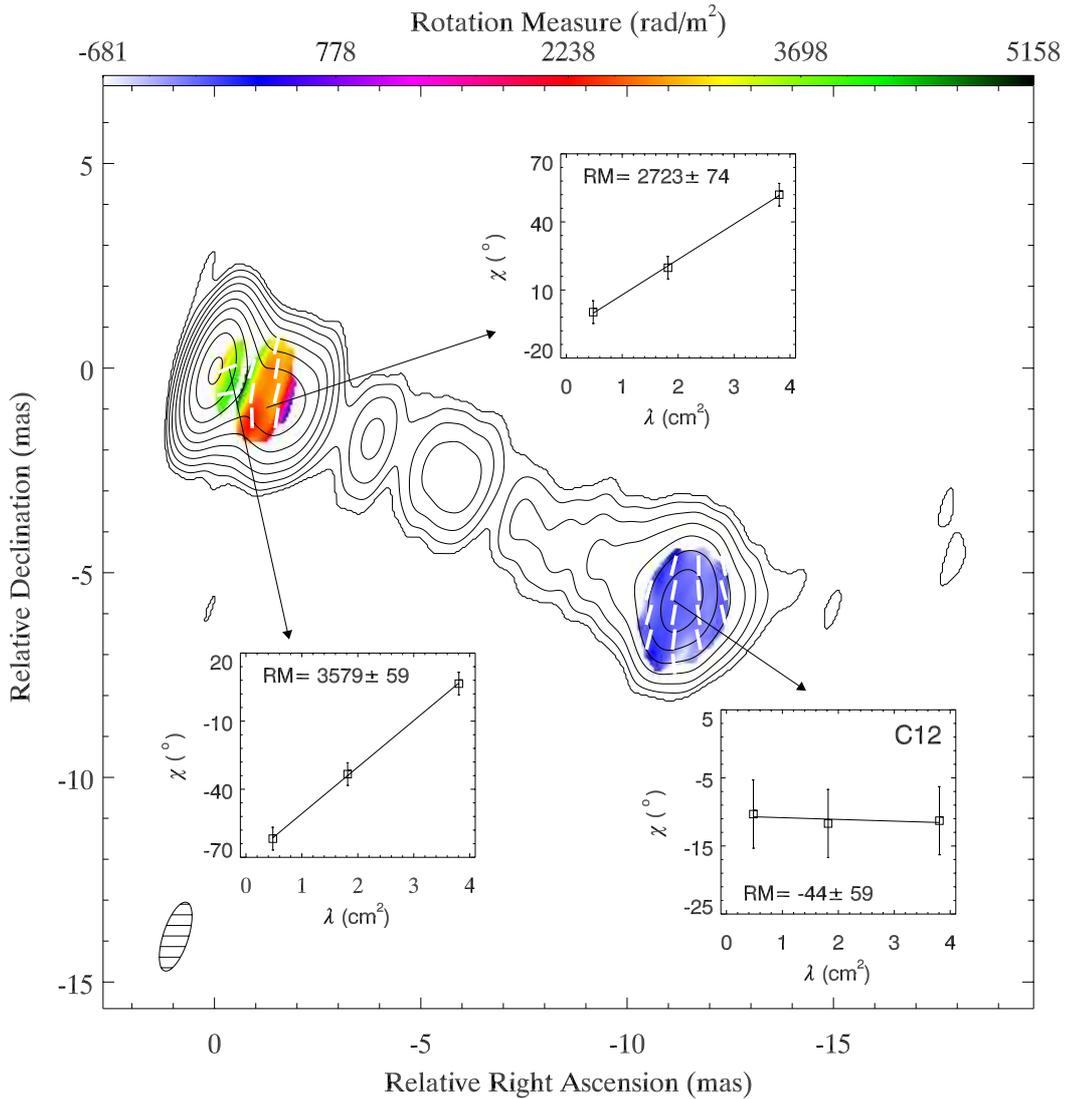


FIG. 11.12: Same as Fig. 11.14 for frequencies between 15 and 43 GHz. Contours show the 15 GHz total intensity image.

across the localized region of enhanced RM. They thus fail to reveal it, since it is only through the motion of superluminal components that we are able to map the jet polarization owing to the increase in energy density and magnetic field ordering that they produce.

The rotation of the direction of ejection is in agreement with the helical structure suggested by Gómez et al. (2001), and the proposed precessing/helical models of Caproni & Abraham (2004) and Hardee et al. (2005). In particular, Caproni & Abraham (2004) estimated a precession period of 12.3 yr, predicting a swing to the north of the direction of ejection in the jet between our 2001 and 2007 epochs, as is indeed observed.

There is evidence for non-ballistic trajectories of the superluminal components for observations between November 1997 and March 1999 (Gómez et al. 2000;

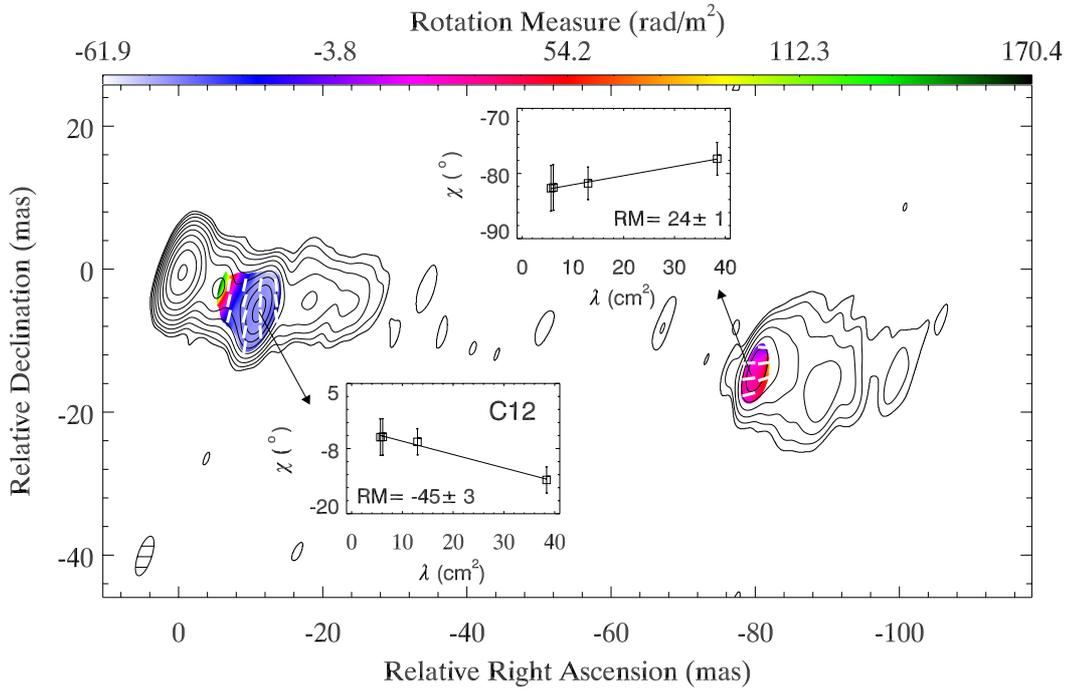


FIG. 11.13: Same as Fig. 11.14 for frequencies between 5 and 12 GHz. Contours show the 5 GHz total intensity image.

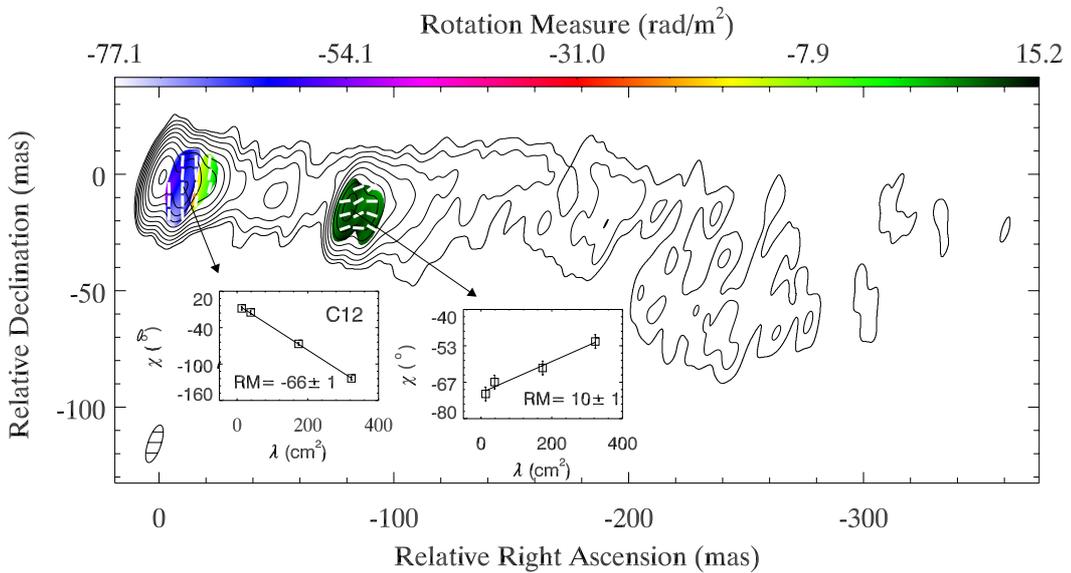


FIG. 11.14: Rotation measure image of 3C 120 between 1.7 and 8 GHz. Contours show the 1.7 GHz total intensity image. Bars indicate the RM-corrected EVPAs. Inset panels show sample fits to a λ^2 law of the EVPAs at some particular locations. The convolving beam is shown in the lower left corner.

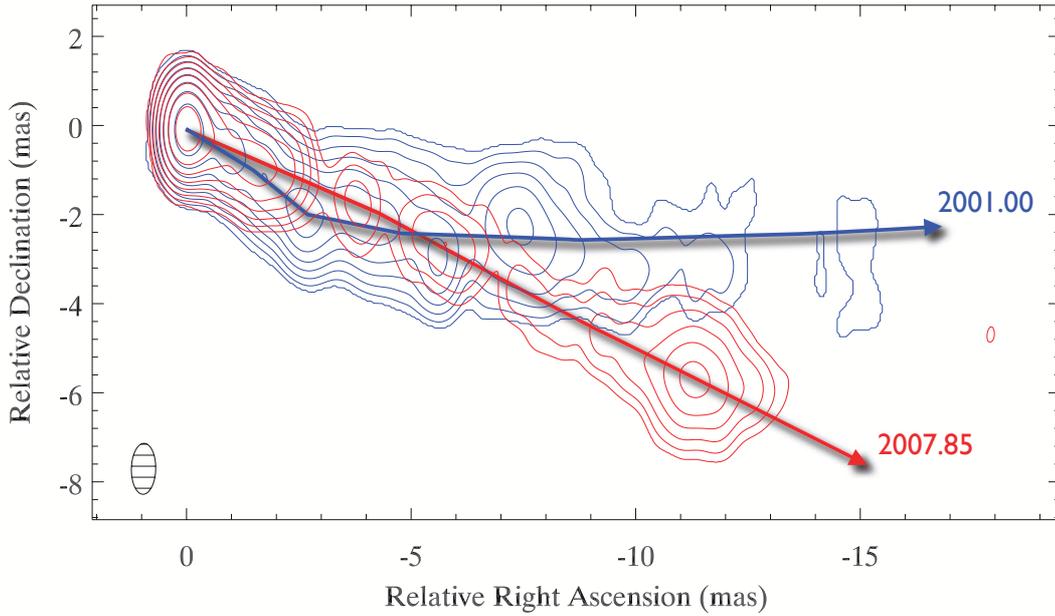


FIG. 11.15: Total intensity VLBA images of 3C 120 for epochs 2001.00 (blue) and 2007.85 (red) at 15 GHz. Both images have been convolved with the same beam of 1.14×0.54 mas at -1° (shown in the lower left corner) for easier comparison.

Gómez et al. 2001), resulting in the gentle bend toward the north observed in the 2001 epoch of Fig. 11.15. This contrasts with the rectilinear structure observed at the 2007.85 epoch. Component C12 is one of the brightest ever observed at parsec scales in 3C 120, so it is possible that it contains an unusually large energy density, with enough momentum to move ballistically and "break through" the bent jet funnel inferred in the 2001 epoch. This may have left behind a funnel through which upstream components move ballistically, resulting in the almost rectilinear jet observed in 2007.85.

Similar changes in the geometry of the innermost structure of the jet have also been found in the BL Lac object PKS 0735+178, in this case related to changes in the overall activity of the source: quasi stationary or subluminal components moving through a twisted structure are observed during periods of low activity, while superluminal components moving along a straight jet are found during periods of high activity (Gómez et al. 1999, 2001; Gabuzda et al. 2001; Agudo et al. 2006; Britzen et al. 2010).

If component C12 is interacting with the external medium, it does not result in enhanced rotation measure. Figures 11.13 and 11.12 show that the rotation measure of C12 is approximately -45 rad m^{-2} ($-66 \pm 1 \text{ rad m}^{-2}$ at the lower frequency interval of Fig. 11.14), significantly smaller than the $\sim 6000 \text{ rad m}^{-2}$ found in the region between 3 and 4 mas from the core (Gómez et al. 2008, see also Fig 11.11), presumably produced by the interaction of the jet with the

external medium. However, there is a sign reversal in the rotation measure of C12 when compared with the remainder of the jet.

RM on larger scales from 2007 and evidence for reversals

A progressive decrease in the RM along the jet in 3C 120 is visible in the 2007 observations (Figs. 11.12, 11.13, and 11.14), as well as in the January 1999 image of Fig. 11.11. The relatively high RM close to the core may be responsible for the dramatic decrease in the degree of polarization toward the core, as previously suggested by Gómez et al. (2008). Similar decreases in the RM along the jet have been previously observed in other sources (e.g., Taylor 1998; Gabuzda & Chernetskii 2003; Jorstad et al. 2007; O’Sullivan & Gabuzda 2009). This can be explained as the result of the decrease in the density of the external ionized gas and magnetic field strength with distance from the core (e.g., Guidetti et al. 2010).

Component C12 departs from this monotonic decrease in RM with core distance, undergoing a change in the sign of the RM, which implies a double sign reversal when analyzing the RM along the remaining jet. We note, however, our RM images – and therefore the existence of sign reversals – may be affected by a subjacent RM in the direction of 3C 120, for which recent observations estimate it to be $\sim 23 \text{ rad m}^{-2}$, with a one sigma error of $\sim 10 \text{ rad m}^{-2}$ (Taylor et al. 2009).

RM sign reversals have been previously reported along (Zavala & Taylor 2001; O’Sullivan & Gabuzda 2009) and across (Gabuzda et al. 2004; Asada et al. 2008; Mahmud et al. 2009) the jet, but to our knowledge, no similar double sign reversal at parsec scales as reported here has been found previously (see also Guidetti et al. 2010). Sign reversals in the RM across the jet can be readily explained by a sheath threaded by a helical magnetic field. To account for the reversals along the jet different alternative explanations have been proposed. One is based on "magnetic tower" models, in which the magnetic field lines are wound up in two nested helices with opposite poloidal polarities, with the inner helix less tightly wound than the outer helix. Such magnetic towers are expected to arise by the Pointing-Robertson effect (Contopoulos & Kazanas 1998), caused by the differential rotation of the accretion disc. A change in the relative contributions to the observed RM of the inner and outer helical fields has been considered by Mahmud et al. (2009) to explain changes in the direction of transverse RM gradients, which can eventually also lead to a sign reversal. Similar magnetic tower models have also been considered to explain the different helical pitch angles derived for the emitting jet and the sheath in NRAO 140 (Asada et al. 2008) and S5 0836+710 (Asada et al. 2010). It is also possible to explain a sign reversal in the RM along the jet by assuming that the sheath responsible for the Faraday rotation is at least moderately relativistic,

so that light aberration can lead to a change in the line-of-sight dominant component of the magnetic field through a small change in the direction or velocity in the flow, as considered previously by O’Sullivan & Gabuzda (2009).

It would be difficult to explain the double RM sign reversal along the jet of 3C 120 through magnetic tower models, since this would consequently require an unlikely double change in the relative contributions to the RM of the inner and outer helical fields. However, the change in the RM sign in C12, when compared with the RM of the remaining jet, can be explained within the moderately relativistic sheath model as produced by a local change in the velocity or orientation, as would be expected in the case of a precession in 3C 120. Note that this could also explain its unusually bright emission through differential Doppler boosting.

It is interesting to note that, although the RM of C12 undergoes a sign reversal, the RM-corrected EVPAs have the same orientation as for the remainder of the optically thin jet, i.e., perpendicular to the jet. (Note that component C80 presents RM-corrected EVPAs aligned with the jet, but as reported by Roca-Sogorb et al. 2010, this is probably due to its peculiar nature.) Therefore, in order to explain the RM sign reversal in C12 through any of the different proposed models without producing a change in the RM-corrected EVPAs, we need to assume that the emitting jet and the sheath responsible for the Faraday screen have different kinematical properties and/or magnetic field configurations. Alternatively, a much simpler interpretation for the different RM sign in C12 can be obtained by considering that the Faraday rotation is produced in a foreground cloud with a different magnetic field than that of the remaining jet.

A sign reversal in the rotation measure along the jet is also observed in the January 1999 image (Fig. 11.11), as well as between the innermost 2 mas of the jet in this image and those obtained in 2001 (Fig. 1 in Gómez et al. 2008) and 2007.85 (Fig. 11.12). If we assume that the sheath is at least moderately relativistic, a change in the direction of ejection in the jet – as expected for precession – could explain the differences in the RM between 1999 and 2007 through the different projection of the field along the line of sight. To explain the RM sign reversal between 1999 and 2001, an unlikely large change in the bulk velocity of the sheath would be needed (given the similar directions of ejection for the jet at both epochs), so that a change in the line-of-sight component of the field could be obtained through light aberration. Note however that, as mentioned for C12, different kinematical properties and/or magnetic field configurations would be needed for the sheath and emitting jet, so that the RM can change without producing a rotation of the RM-corrected EVPAs.

Broderick & Loeb (2009) have considered the possibility of having relativistic *helical* motions in the Faraday rotating sheath, showing that sign reversal in the rotation measure can naturally arise in this case, especially for observations at high frequencies that probe the innermost regions where there is a transition between ultra-relativistic and moderately relativistic helical motion. This could explain the RM sign reversals along the jet in the January 1999 image, but it would require a – a priori unlikely – considerable change in the kinematical properties of the sheath to account for the RM time variability observed between January 1999 and later epochs.

We can also consider the relativistic helical sheath model of Broderick & Loeb (2009) to account for the sign reversal of component C12, which could also explain the variation in the RM with changing frequency intervals.

11.2.1.4 Summary and conclusions

We have studied the source of the Faraday rotation screen in the radio galaxy 3C 120 through VLBA observations carried out between January 1999 and November 2007. Sampling of the rotation measure from the innermost regions up to hundreds of mas from the core is obtained in November 2007 through observations at 86, 43, 22, 15, 12, 8, 5, 2, and 1.7 GHz, providing a 50-fold range in angular resolution.

By analyzing correlated motions on some particular superluminal components when performing the registering of images across epochs we show that it is possible to achieve an accuracy between 12 and 30 μas , similar to what can be obtained by phase-reference VLBI astrometry.

Significant changes are observed in the RM when comparing observations taken in 1999 and 2001 with those in 2007. In particular, one of the main features observed during the 1999 to 2001 observations, the existence of a localized, very stable high RM region between 2 and 3 mas from the core, is not observed. This is explained not as a result of an actual change in the Faraday screen, but as produced by the sampling of different regions of the RM screen through the motion of the superluminal components along the jet – as previously considered to explain the RM variability in 3C 279 and 3C 273 (Taylor 2000; Zavala & Taylor 2001). The different trajectories of the superluminal components (i.e., different jet geometry) are in agreement with proposed precession models for 3C 120 (Caproni & Abraham 2004; Hardee et al. 2005).

Comparison of observations taken between January 1999 and December 2001 reveals uncorrelated changes in the emitting jet linear polarization and the Faraday rotation screen: while the rotation measure remains constant between

approximately 2 and 5 mas from the core during these three years of observations, the RM-corrected EVPAs of two particular superluminal components (moving along the southern side of the jet) are found to be rotated by almost 90° when compared to other components moving along similar jet locations. On the other hand, in the innermost 2 mas the RM changes significantly – including a sign reversal – but shows no variations in the RM-corrected EVPAs. These uncorrelated changes suggest that the emitting jet and the source of the RM are not closely connected physically.

Similarly, observations in 2007 reveal a double sign reversal in the RM along the jet while the RM-corrected EVPAs remain perpendicular to the jet axis. The variation in the RM can be accounted for by considering that the sheath responsible for the Faraday rotation is at least moderately relativistic, so that light aberration can lead to a reversal in the polarity of the line-of-sight magnetic field through a small change in the direction and/or velocity in the flow of the sheath. Note, however, that different kinematical properties and/or magnetic field configurations would be needed for the sheath and emitting jet, so that the RM can change without producing a rotation of the RM-corrected EVPAs. Such differences in magnetic field structure can be explained by a magnetic tower model, in which the inner helix would thread the emitting jet and the outer helix the RM sheath, but an unlikely double change in the predominance of the inner and outer helices to the RM would be required to explain the double sign reversal in RM along the jet.

The observed coherent structure and gradient of the RM along the jet supports the idea that the Faraday rotation is produced by a sheath of thermal electrons that surrounds the emitting jet. However, the uncorrelated changes in the RM screen and RM-corrected EVPAs suggest that the emitting jet and the source of Faraday rotation are not closely connected physically and have different configurations for the magnetic field and/or kinematical properties. Furthermore, the existence of a three-year-long stationary region of enhanced RM requires a localized source of Faraday rotation, which favors a model in which a significant fraction of the Faraday rotation measure found in 3C 120 originates in foreground clouds, rather than in a sheath intimately associated with the emitting jet. In this case, Faraday rotation studies will provide valuable information about the ambient medium through which jets propagate, but will not be able to reveal further details about the emitting jet, such as the line-of-sight magnetic field, and hence to test whether they are threaded by helical magnetic fields

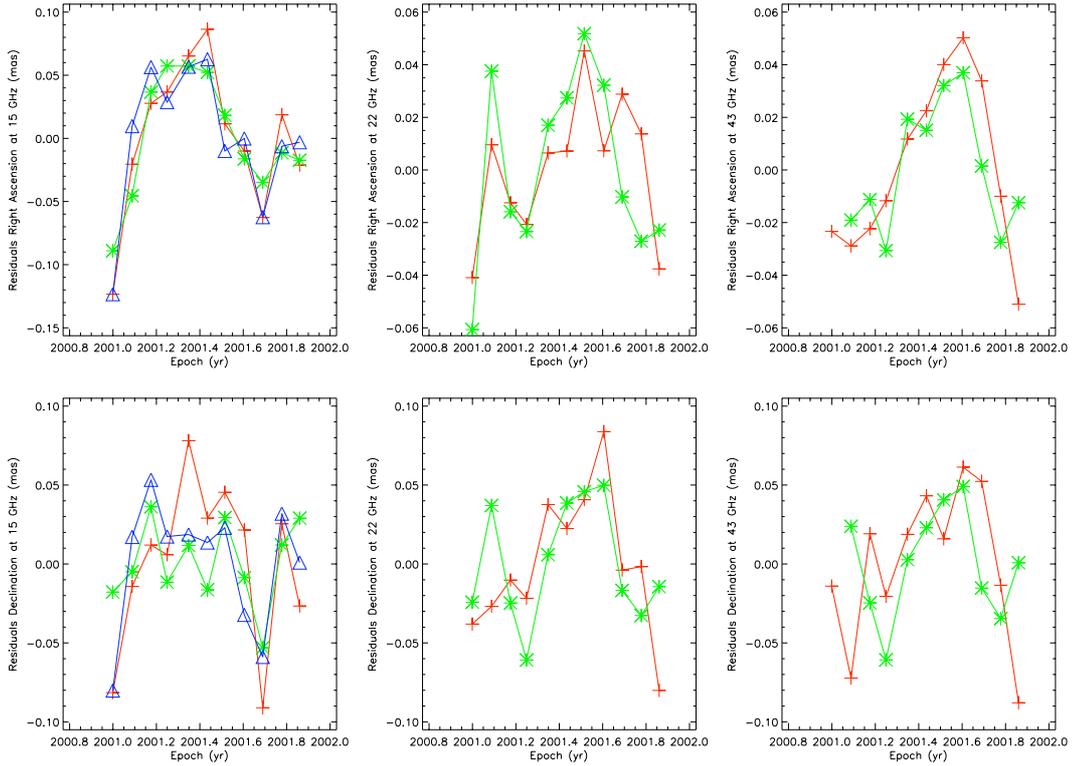


FIG. 11.16: Residuals of the linear fits in right ascension and declination with time for the registering components at 15 GHz (*left*), 22 (*middle*) and 43 GHz (*right*). Blue triangles correspond to component *b*, green asterisks to *c* and red crosses to *f*. Component *c* appears blended with other jet features at 43 GHz in epoch A, and therefore has not been used in the analysis.

11.2.1.5 Appendix: Registering of the 2001 images

Analysis of the images corresponding to the 2001 monitoring (Fig. 11.7) across epochs and frequencies requires first a proper alignment (or registering) of the maps, given that self-calibration of the visibility data during the imaging process results in the loss of absolute positioning of the source. To avoid this it is possible to perform phase-referenced observations, in which the position of the target source can be determined relative to a reference source. However, this requires the reference source to be strong, close to the target source, and ideally point-like. These conditions are rarely met, and therefore the alignment of VLBI images is commonly performed by looking for particular jet feature(s) that can be unambiguously identified in each of the images to be compared. The core (defined here as the position where the jet becomes optically thin) seems *a priori* a good choice, since it is easy to identify. However, opacity effects move its position downstream as the frequency of observation decreases (e.g., Blandford & Konigl 1979; Gomez, Alberdi, & Marcaide 1993; Lobanov 1998; Caproni & Abraham 2004; Hirotani 2005; Kovalev, Lobanov, Pushkarev, & Zensus 2008), rendering the alignment of images at multiple frequencies a

difficult task. Furthermore, the ejection of a new component produces a temporary dragging of apparent core position downstream. This is due to the increased opacity and the motion of the peak brightness resulting from the convolution of the actual core and the new moving component. Variations in the jet flow velocity or viewing angle, as expected for precessing jets, should also lead to a change in the core position (e.g., Caproni & Abraham 2004). This jitter of the core position complicates the alignment of images, especially in active sources like 3C 120. It is therefore more convenient to choose components that are known to be optically thin, so that opacity effects do not affect the position when images are compared at different frequencies. To minimize the errors in the determination of the position such components are ideally strong and compact, that is, have large brightness temperatures. Finding such components is not always easy, since jet features can be observed to split or merge, or to be difficult to disentangle from other neighboring components. In an effort to overcome such difficulties, Croke & Gabuzda (2008) describe a new method based on image cross-correlation techniques, and show that it can be used to align maps at different frequencies. More recently, Dodson & Rioja (2009) have reported on a novel phase-reference procedure, dubbed *source/frequency phase referencing* (SFPR), which combines the source switching of conventional phase-referencing techniques with fast frequency switching, allowing astrometric measurements of frequency-dependent core positions up to 86 GHz.

The characterization of the images of Fig. 11.7 in terms of discrete jet components has been carried out using DIFMAP, which allows to fit the visibility data with Gaussian brightness distributions. Multiple jet components can be identified in the images of Fig. 11.7. Most of them display complex evolution (see also, e.g., Gómez, Marscher, Alberdi, Jorstad, & García-Miró 2000; Gómez, Marscher, Alberdi, Jorstad, & Agudo 2001; Homan, Ojha, Wardle, Roberts, Aller, Aller, & Hughes 2001; Jorstad, Marscher, Lister, Stirling, Cawthorne, Gear, Gómez, Stevens, Smith, Forster, & Robson 2005; Agudo, Bach, Krichbaum, Marscher, Gonidakis, Diamond, Perucho, Alef, Graham, Witzel, Zensus, Bremer, Acosta-Pulido, & Barrena 2007; Agudo, Jorstad, Marscher, Laktionov, Gómez, Lähteenmäki, Gurwell, Smith, Wiesemeyer, Thum, Heidt, Blinov, D’Arcangelo, Hagen-Thorn, Morozova, Nieppola, Roca-Sogorb, Schmidt, Taylor, Tornikoski, & Troitsky 2011), or are difficult to match at the three observing frequencies simultaneously, and therefore cannot be used to register the images. However, components *b*, *c* and *f* at 15 GHz, and *b* and *f* at 22 and 43 GHz (see Fig. 11.7) show very reliable identification across epochs and frequencies, and therefore can be used to align the maps. We refer hereafter to these as the "registering components".

DIFMAP sets the coordinate origin at the phase center of the visibility data, that is, the peak in the initial map. This is always close to, but not necessarily

coincident, with the peak brightness of the final clean image, which in turn usually coincides with the core, as long as the jet is core dominated. That is, the origin of coordinates is usually coincident with the core. But as we have discussed above, the core position depends on the frequency of observation and can move when new components are being ejected. Therefore, the positions of the components are actually referred to a location that is subject to change with epoch and frequency, and by an amount that it is unknown. However, there is a possible way to at least estimate these core motions. *All* jet components are referred to the core position, and therefore any motion of the core through time or frequency should affect all of them by the *same* amount. To search for these correlated motions we have considered the simplest case of constant rectilinear motion, which in fact is an excellent representation of the actual motion of the registering components, at least during the time covered by our 2001 observations. Core motions should appear as correlated deviations of the components from these simple linear fits. We should note, however, that linear motions of the core itself would obviously not be revealed by this procedure.

Figure 11.16 plots the residuals of linear fits in right ascension and declination for the registering components at the three frequencies. We have excluded the data for the last epoch in this analysis because of their poor quality. Figure 11.16 clearly shows a pattern, far from the random behavior that would be expected in the case of changes in position caused by systematic errors in the model fitting, or by changes in the internal structure of the components. Accelerations, including bent trajectories, would also produce significant residuals, with a clear time evolution, as shown in Fig. 11.16. However, it is highly unlikely that such deviations would be the same and occur simultaneously at two (three in the case of 15 GHz) components that are located in very different jet regions. (Components *b* and *c* move between approximately 1 and 3 mas from the core, while component *f* moves between about 6.5 and 8 mas.) We therefore conclude that the residuals of Fig. 11.16 are representative of the core motion across epochs. To quantify this motion we have used the mean value of the residuals at each epoch, with an estimated error given by the standard deviation. The mean values of the errors are 15, 14, and 12 μas in right ascension, and 22, 21, and 30 μas in declination, at 15, 22 and 43 GHz, respectively.

This procedure therefore provides an accuracy in the alignment of the images that is similar to what can be achieved by phase-reference VLBI astrometry (e.g., Guirado et al. 2000) or SFPR (Dodson & Rioja 2009). Alignment of the images across frequencies is obtained through matching of the position of the optically thin registering components *c* and *f*.

12

Beyond the inner jet

COMO HA sido comentado en el capítulo anterior, el propósito del programa de observación realizado en 2007 era obtener un mapa de la medida de rotación a todas las escalas accesibles con el VLBA del jet en 3C 120. Pero como suele suceder en ciencia, obtuvimos de manera fortuita otro descubrimiento inusual e inesperado que nos llevo a hacer un estudio detallado del mismo. Al hacer los mapas a las frecuencias más altas (15, 22 y 43 GHz) detectamos una región de emisión localizada a una distancia de unos 80 mas desde el núcleo. Esto corresponde a una distancia proyectada de unos 140 pc (considerando un ángulo de visión de unos 20°; Gómez et al. (2000)). Teniendo en cuenta que es muy inusual detectar emisión en jets observando con VLBA a frecuencias relativamente altas (por encima de 5 GHz) a distancias tan alejadas del núcleo y que además ninguna de las observaciones previas de 3C 120 muestran existencia de emisión a esas distancias a frecuencias mayores de 5 GHz, se decidió estudiar y analizar en detalle esta región. Para ello seguimos varios pasos. En primer lugar reexaminamos todos los datos de 3C 120 existentes en el grupo de investigación para ver si la componente a 80 mas ya existía y había sido pasada por alto dada su inusual lejanía del núcleo, o si había aparecido en estas nuevas observaciones. Esto supuso revisar todas las observaciones a 15, 22 y 43 GHz realizadas entre 1996 y 2001, las cuales cubren más de 30 épocas de observación. No encontramos ningún indicio de emisión en ninguna de estas épocas. El segundo paso fue considerar las observaciones de 3C 120 publicadas en la base de datos de MOJAVE (que contiene información de éste y otros programas de observación; ver <http://www.physics.purdue.edu/MOJAVE> para más información). Remapeamos todos los datos desde 1996 hasta 2009, ya que a 15 GHz los mapas disponibles en la base de datos no se extienden a las distancias de interés, sino que se reducen a los 20 mas más cercanos al núcleo. Haciendo ésto se encontró que la componente empezaba a ser visible en Abril de 2007 y que ésta permanecía estacionaria hasta la última fecha de la que poseíamos información, que corresponde a Agosto de 2009.

¿Cómo era posible que estuviésemos observando emisión en una región tan lejana al núcleo a frecuencias tan altas? La respuesta es que necesariamente C80 tenía que tener una temperatura de brillo inusualmente alta. El cálculo de la misma mostró que efectivamente la temperatura de brillo de C80 es unas 600 veces mayor que la esperada a esas distancia. Además, se observó que C80 se mantiene estacionaria en su posición durante más de dos años de observación. Por todo lo expuesto anteriormente se consideró que este descubrimiento era de gran interés y realizamos un exhaustivo estudio que ha dado como fruto su reciente publicación como una letter (dada su relevancia) en la revista 'The Astrophysical Journal'. En este trabajo se exploran los distintos procesos en el jet que podrían explicar las propiedades observacionales de C80. En él se discute si nuestras observaciones se pueden enmarcar dentro de un modelo de jet helicoidal en el que C80 podría corresponder con una onda de choque que es eyectada desde el núcleo y se propaga a lo largo del jet hasta la posición de C80. El resultado de nuestro estudio apunta a que este modelo resulta insuficiente ya que no da una interpretación a todas las propiedades observacionales, y en particular a la estacionariedad de C80. El trabajo concluye que muy probablemente está teniendo lugar de manera local algún otro proceso intrínseco en el jet que provoca una energización, o bien de las partículas o del campo magnético, capaz de dar lugar a la temperatura de brillo observada, la repentina aparición y la estacionariedad de C80.

A continuación se muestra una copia exacta del estudio llevado a cabo sobre la componente C80 tal y como aparece publicado en Roca-Sogorb et al. (2010).

12.1 Unexpected High Brightness Temperature region discovered 140pc from the core in the jet of 3C 120

12.1.1 Introduction

3C 120 is an active and relatively nearby ($z=0.033$) radio galaxy with a blazar-like one-sided superluminal radio jet that has proven to be an excellent laboratory for studying the physics of relativistic jets in active galactic nuclei (e.g., Walker et al. 1987, 2001; Gómez et al. 1998, 1999; Gómez et al. 2000; Gómez et al. 2001, 2008; Homan et al. 2001; Marscher et al. 2002, 2007; Jorstad et al. 2005, 2007; Chatterjee et al. 2009; Marshall et al. 2009). Previous observations using the Very Long Baseline Array (VLBA) at high frequencies (15, 22 and 43

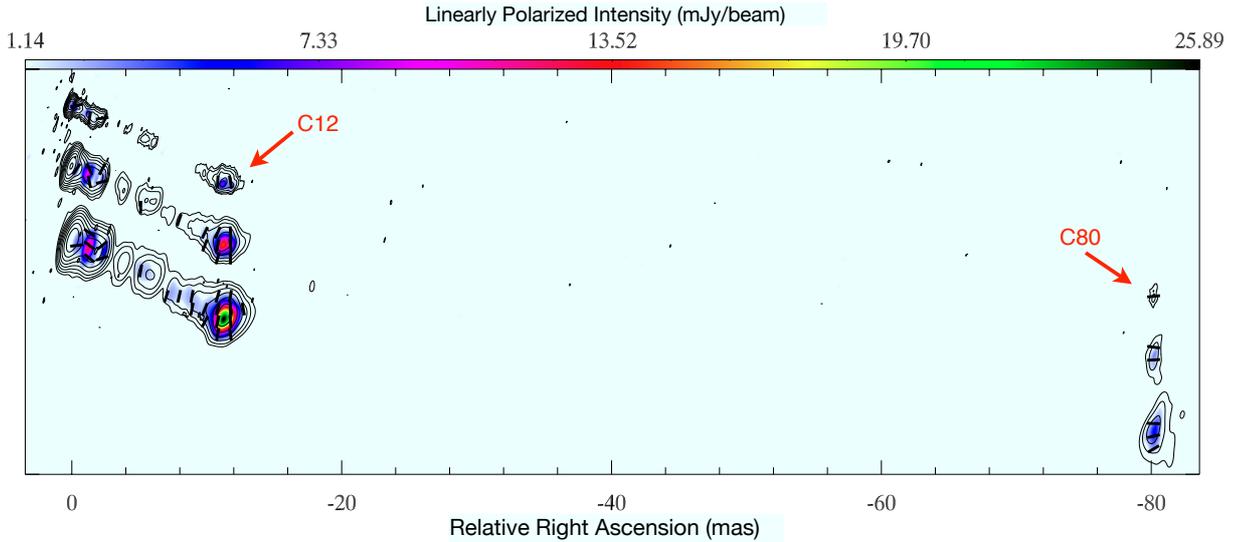


FIG. 12.1: VLBA images of 3C 120 in 2007 November 7 (2007.85) at 43 (*top*), 22 (*middle*) and 15 (*bottom*) GHz. Ten logarithmic contours are plotted for the total intensity images between the first contour at 0.18, 0.16, and 0.08%, and the last contour at 90% of the peak brightness of 1.11, 1.27, and 1.12 Jy beam⁻¹ at 43, 22 and 15 GHz, respectively. Color shows the linearly polarized intensity, and bars indicate the direction of the electric polarization vector. A convolving beam of 0.63×0.22 , 1.25×0.40 , 1.76×0.61 mas at -17.9 , -18.5 , and -17.9° , was used at 43, 22 and 15 GHz, respectively.

GHz) have revealed a very rich inner jet structure, containing multiple superluminal components as well as evidence for stationary features suggestive of a helical pattern viewed in projection (Walker et al. 2001; Hardee et al. 2005).

12.1.2 Observations and data reduction

We present VLBA observations taken in November 2007, as part of a multi-frequency program to map the rotation measure in 3C 120 at all accessible VLBA scales, and in February 2001, when the VLBA was used as part of the ground array for HALCA observations of 3C 120 at 5 GHz.

The November 2007 VLBA observations were performed at 43, 22, 15, [4.6–5.1] and [1.35–1.75] GHz in dual polarization, with 9 antennas of the VLBA (Saint Croix was down for maintenance). The highest frequency observations were performed with 32 MHz continuous bandwidth centered at the standard 43, 22 and 15 GHz frequencies. The 4 and 20 cm receivers were split into four 8 MHz bandwidths to maximize possible detection of low Faraday rotation measure.

Reduction of the data was performed with the AIPS software in the usual manner (e.g., Leppanen et al. 1995). The absolute phase offset between the right- and left-circularly polarized data, which determines the electric vector position

angle (EVPA), was obtained by comparison of the integrated polarization of the VLBA images of several calibrators (0420–014, DA193, 3C 279, 3C 454.3 and 4C 39.25) with simultaneous VLA observations, as well as archival data from the UMRAO, MOJAVE and NRAO long term monitoring programs. Estimated errors in the orientation of the EVPAs lie in the range of 5° – 10° . After the initial reduction, the data were edited, self-calibrated, and imaged both in total and polarized intensity with a combination of AIPS and DIFMAP (Pearson et al. 1994).

12.1.3 High brightness temperature in 3C 120

Our high frequency (15–43 GHz) VLBA observations during November 2007 (Fig. 12.1) reveal a component (hereafter C80) located 80 mas from the core (deprojected to > 140 pc for a viewing angle $< 20^\circ$; Gómez et al. 2000). This is an unusually large distance for detecting emission at these high frequencies –in fact, none of the previous VLBI observations of 3C 120 (starting in 1982) have ever reported emission at this distance at 5 GHz or higher frequencies. We have remapped our previous 15, 22 and 43 GHz VLBA data taken from 1996 to 2001 (Gómez et al. 1998, 1999; Gómez et al. 2000; Gómez et al. 2001, 2008), covering more than 30 epochs, to check whether we missed it in our previous analysis, but find no indication for emission at the region of C80. However, remapping of the 15 GHz data published in the MOJAVE database (containing also data from other programs; see <http://www.physics.purdue.edu/MOJAVE> for more information) revealed the first detection of C80 in April 2007. After this epoch C80 appears in all 15 GHz images, as shown in Fig. 12.2. This sequence of images shows no significant motions for C80 during the nearly two years covered by the observations. However, during 2007 the component is observed to increase in flux density and to remain quite compact. Later on, C80 becomes more extended, elongating in the south–west direction without significant changes in its flux.

Our lower frequency images at 1.7 and 5 GHz (see Fig. 12.3) show that the region located around C80 corresponds to a double structure, with another component at ~ 90 mas (hereafter C90) located at the southernmost side of the jet, after which the jet extends to the northwest direction. This contrasts to what is found in our previous 2001 image at 5 GHz (see Fig. 12.3), which shows extended emission located at ~ 85 – 95 mas and elongated in the north–west direction. We have used circular Gaussian brightness distributions to model-fit the different components in the jet for both epochs, from which we have estimated their observed (i.e., uncorrected by Doppler boosting) brightness temperatures, T_b (see Fig. 12.4). The T_b along the jet is observed to decline with distance from the core following the $r^{-2.4}$ proportionality found by Walker

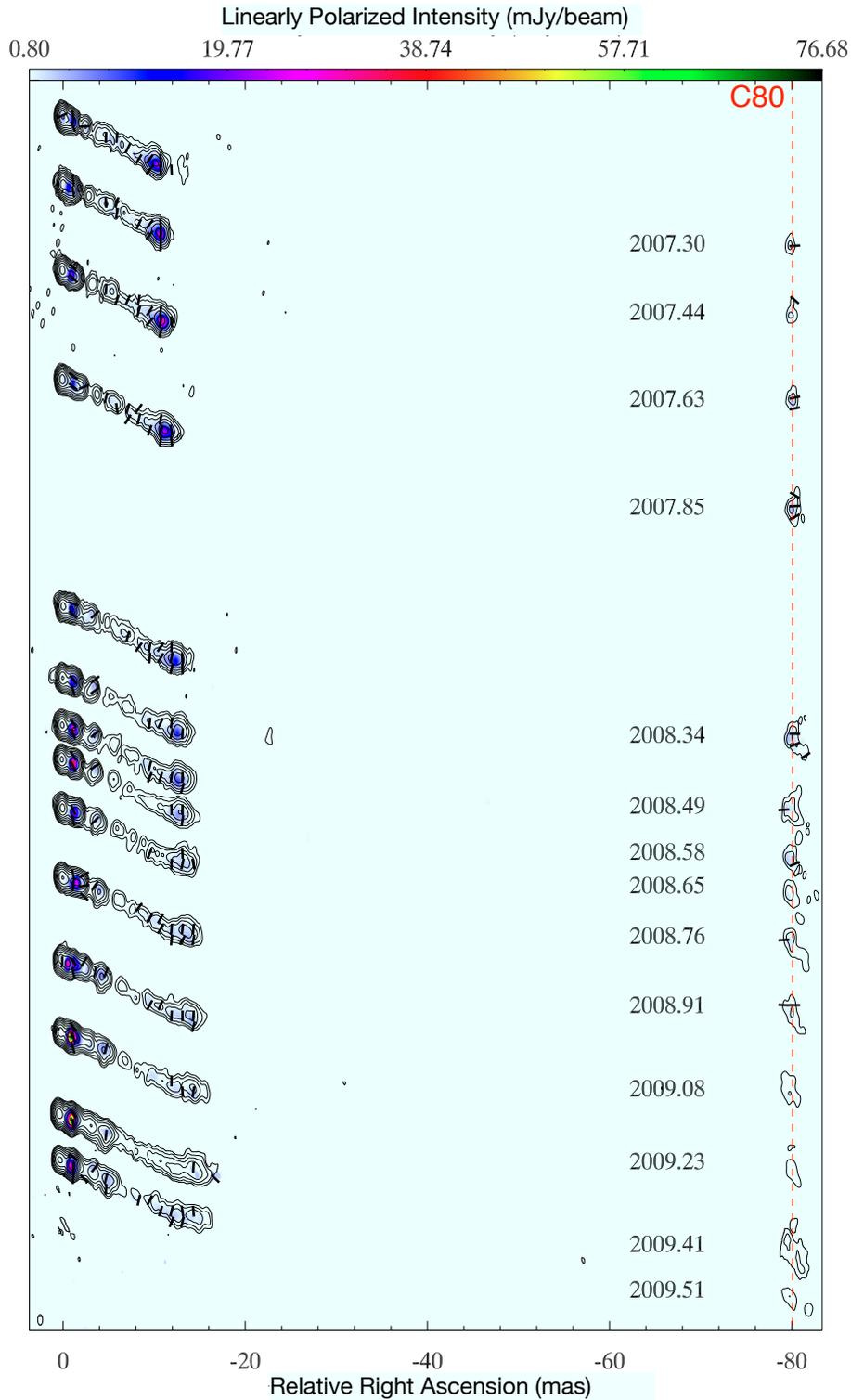


FIG. 12.2: Multi-epoch VLBA images of 3C 120 at 15 GHz from our 2007.85 observations and the MOJAVE program. Vertical map separation is proportional to the time difference between successive epochs of observation, shown for each image. Total intensity is plotted in contours at 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 128, 256, 512, and 1024 mJy beam^{-1} . Polarized intensity is shown in color scale and bars (of unit length) indicate the electric vector position angle. A common convolving beam of 1.18×0.55 mas at 0° was used for all images, and is shown in the lower left corner. All of the images have been registered through comparison of the positions of several components.

et al. (1987). Component C80 has a brightness temperature of 5×10^9 K, which is about 600 times larger than the expected value of $\sim 8 \times 10^6$ K at such large distance from the core. 8×10^6 K is also the typical detection threshold for VLBA observations at 5 GHz. Hence, the fact that C80 has not been detected in any of the previous 5 GHz VLBA images implies an increase in its brightness temperature by at least a factor of 600. This unusually high T_b explains why C80 has become visible even at the highest VLBA observing frequencies (see Fig. 12.1).

Figures 12.1, 12.2 and 12.3 show the electric vector position angle (EVPA) to be aligned with the local direction of the jet in C80 for observations after 2007, in contrast to what is found for the remainder of the jet (see also Walker et al. 2001), and to that shown in the 5 GHz image taken in 2001 (see Fig. 12.3). Maps of the rotation measure at different frequency intervals during November 2007 (Gómez et al., in preparation) show values of the order of 10 rad m^{-2} for C80, small enough to marginally rotate only the EVPAs at 1.7 GHz. Hence, we can conclude that the observed magnetic field in C80 is perpendicular to the local intensity structure for observations after 2007. The degree of polarization of C80 is $\sim 20\%$ and the spectral index of the region is $\alpha \sim -1$ ($S_\nu \propto \nu^\alpha$), which is similar to the values found for the rest of the optically thin jet.

12.1.4 Discussion

3C 120 has been extensively observed at 1.7 GHz by Walker et al. (2001), showing a variety of moving knots and a side-to-side structure suggestive of a helical pattern seen in projection (see also Hardee et al. 2005), in which the helical twisted flow along the southern side of the jet is more closely aligned with the line of sight. Walker et al. (2001) identified a component located at 81 mas from the core that appeared to be stationary (between 1982 and 1997), and could correspond to one of the southernmost components produced by the enhanced differential Doppler boosting. We are therefore tempted to identify this with component C80. However, our low frequency observations show that at the location of the C80 component the emission structure changed significantly between 2001 and 2007, and that the southernmost emission in 2007 corresponds to C90, instead of C80 (see Fig. 12.3). Hence, C90 would be associated with a jet region flowing at a smaller viewing angle, and it is therefore very unlikely that C80 would correspond to another bend in the jet, given the estimated helical wavelengths (Hardee et al. 2005). Furthermore, a bend in the jet would lead to an increase in T_b by a factor of $(\delta_{new}/\delta_{old})^n$, where δ is the Doppler factor and n is $2-\alpha$ for the case of continuous jet or $3-\alpha$ for a moving inhomogeneity (Readhead 1994). In our case of a bend in the jet and an estimated spectral index of $\alpha = -1$ we have $n = 3$; therefore to account for

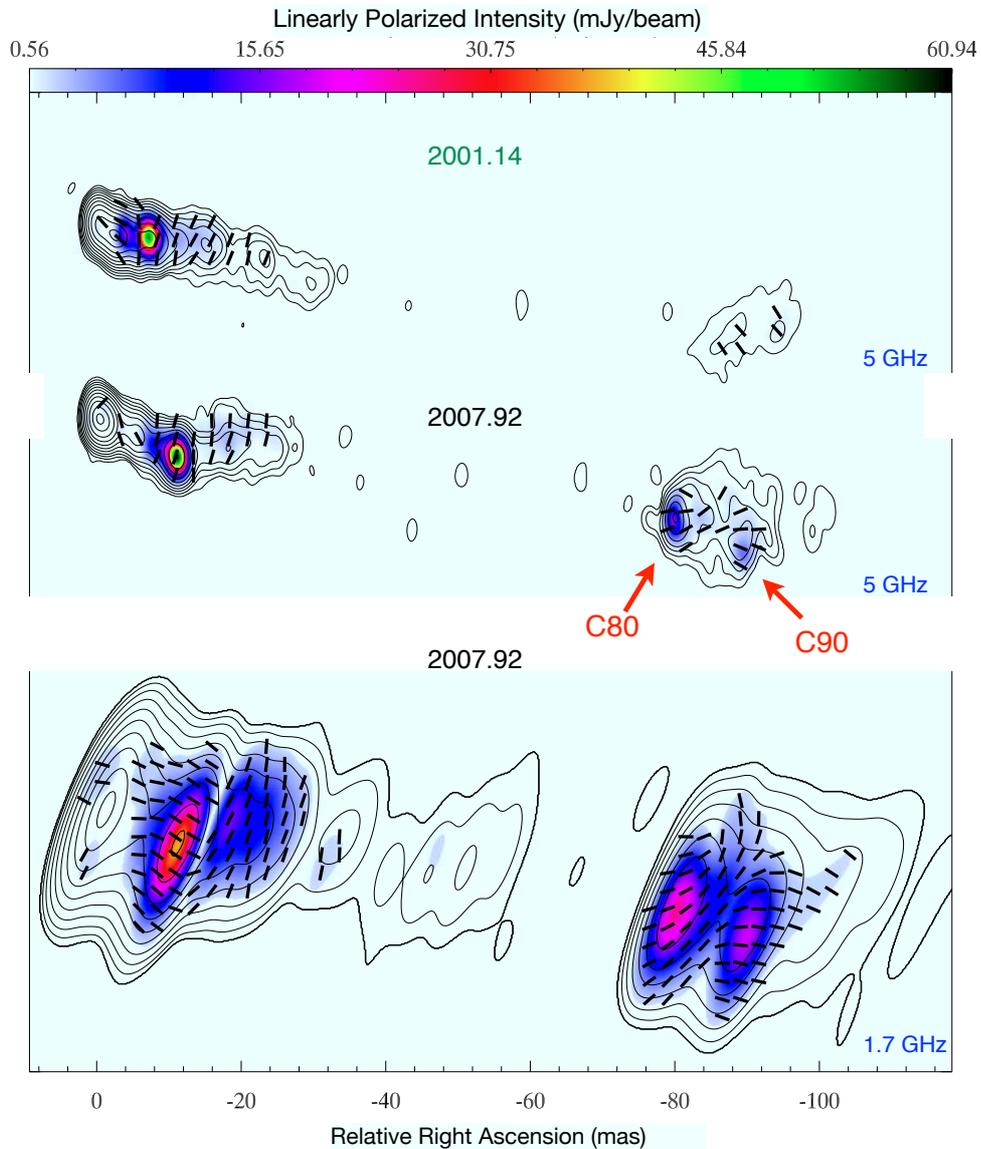


FIG. 12.3: VLBA observations of 3C 120 at 5 GHz in 2001 February 21 (*top*), and 2007 November 30 at 5 GHz (*middle*), and 1.7 GHz (*bottom*). Total intensity is plotted in contours at 0.1, 0.24, 0.48, 0.9, 1.8, 3.6, 7.2, 14.4, 28.8, 57.6 and 90% of the peak brightness of 0.95 (*top*), 0.97 (*middle*), 0.84 (*bottom*) Jy beam⁻¹. Polarized intensity is shown in color scale and bars (of unit length) indicate the electric vector position angle. A common convolving beam of 3.58×1.71 mas at 0° was used for the images at 5 GHz, and 13.70×3.74 mas at -22.10° at 1.7 GHz.

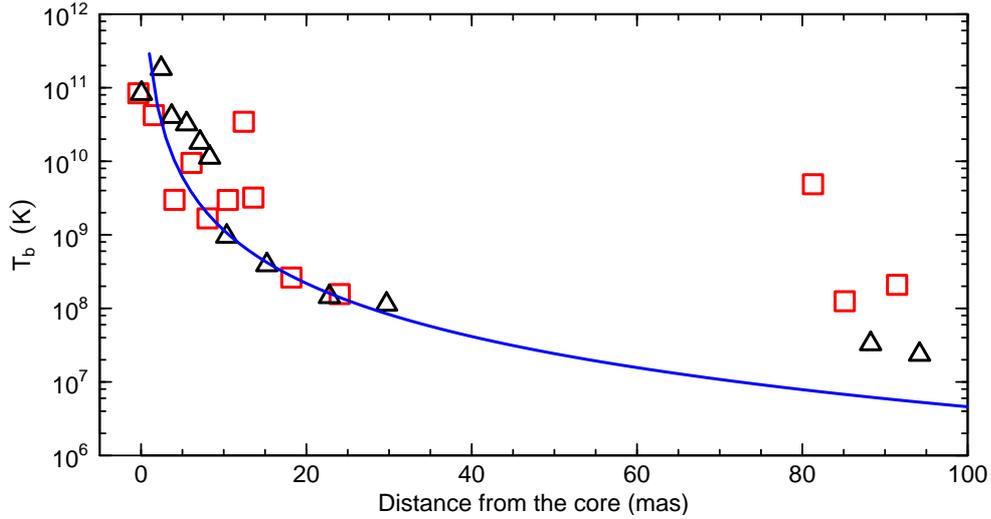


FIG. 12.4: Observed brightness temperatures for different components along the jet in the 5 GHz images in February 2001 (black) and November 2007 (red). The blue line represents the expected decline with distance from the core.

the 600 increase in T_b it is required an increase in δ by a factor of ~ 8.4 with respect to the estimated mean Doppler factor $\delta_{old} = 2.4$ (corresponding to a Lorentz factor $\gamma_{old} = 5.3$ and viewing angle $\theta_{old} = 20^\circ$; Jorstad et al. 2005). This involves an unlikely acceleration of the jet from a Lorentz factor of 5.3 to ~ 10.1 , even for the most favorable case of a jet pointing directly towards the observer.

Could C80 instead correspond to a moving shock whose motion through a bend towards the observer has resulted in an apparently stationary feature? The effect of a shock is determined by the compression factor, η , so that the magnetic field is scaled up as $B \rightarrow B/\eta$ and the electron energy density as $N_0 \rightarrow N_0 \eta^{-(\gamma+2)/3}$, where γ is the electron energy spectral index (e.g., Hughes et al. 1989; Gomez et al. 1993). This yields an increase in the optically thin specific intensity of synchrotron radiation by a factor of $\eta^{-(5\gamma+7)/6}$, or equivalently $\eta^{(5\alpha-6)/3}$. The most likely scenario would then involve a shocked helical jet, in which the effects of the shock wave compression and the differential Doppler boosting would add to produce an increase in the brightness temperature by a factor of $(\delta_{new}/\delta_{old})^{3-\alpha} \eta^{(5\alpha-6)/3}$. Note that for a moving shock we use $n = 3 - \alpha$, on the assumption that the radiating fluid is moving close enough to the shock speed. It is possible to obtain an upper limit to η by maximizing the contribution from the Doppler boosting considering that in C80 the jet points directly towards the observer, but maintains the same Lorentz factor of 5.3. The factor of 600 increase in T_b for C80 would then require a relatively weak shock with $\eta \leq 0.87$. This is in fact a too conservative value, since as mentioned previously C90 is at a smaller viewing angle than is C80, so that the jet cannot point directly towards the observer at C80. If the jet instead

bends to a viewing angle of 5° (10°) then $\eta = 0.71$ ($\eta = 0.45$). For comparison, the component located at ~ 12 mas (C12; see Fig. 12.1) – which is one of the most intense ever observed in 3C 120 – has $\eta \sim 0.35$. The unusually high T_b of C80 could therefore be explained by a combination of jet bending and a moving shock –and perhaps also some jet flow acceleration and/or unusually large particle acceleration– but it seems very unlikely that it corresponds to the usual shock that appears near the core and moves downstream to the location of C80: as simulated by Gómez et al. (1994), a component moving through a helical jet would progressively increase in flux as it approaches the bend, accompanied by a rotation of its EVPA. An increase in the flux density of C80 is indeed observed during 2007, but not later. Some motion of C80 would also be expected as it approaches the most favorably oriented jet region corresponding to C90, which contrasts with the quasi-stationarity of C80 shown in Fig. 12.5. Therefore, a shock moving through a helical jet cannot account entirely for the observed properties of C80.

It appears that a strong, stationary shock generated in situ, at the location of C80, is needed. This can be a standing shock, produced perhaps by a steep decrease in the external pressure. As has been proposed to explain the flaring HST-1 knot in the M87 jet by Stawarz et al. (2006), the brightening of C80 in April 2007 may mark the arrival of excess particles and photons produced by the active nucleus in the past. For a jet flow Lorentz factor similar to that measured for the components, we can estimate that the core flare should have taken place near 1975. Indeed, the light curve of 3C 120 shows a period of very high activity at this epoch, corresponding to the maximum observed centimeter-wave flux since monitoring began in the mid-1960s (see <http://www.astro.lsa.umich.edu/>). It seems, however, difficult to explain why such a large injection of energy into the jet did not result in a shock that remained bright as it moved down the jet, visible as an intense moving component in any of the following VLBI observations.

If component C80 corresponds to a fixed planar shock it is possible to estimate the minimum Lorentz factor change required to explain the observed brightness temperature change:

$$\frac{T_{b,new}}{T_{b,old}} = \left(\frac{\delta_{new}}{\delta_{old}} \right)^{2-\alpha} \left(\frac{\eta_{new}}{\eta_{old}} \right)^{\frac{5\alpha-6}{3}} > 600$$

where $\eta = \gamma(8\gamma^4 - 17\gamma^2 + 9)^{-1/2} \gtrsim (\sqrt{8}\gamma)^{-1}$, and γ is the upstream flow velocity (Hughes et al. 1989). If we simplify by assuming that the jet points directly towards the observer we can write

$$\left(\frac{\delta_{new}}{\delta_{old}} \right)^{2-\alpha} \left(\frac{\eta_{new}}{\eta_{old}} \right)^{\frac{5\alpha-6}{3}} \sim \left(\frac{\gamma_{new}}{\gamma_{old}} \right)^{2-\alpha} \left(\frac{\gamma_{new}}{\gamma_{old}} \right)^{\frac{6-5\alpha}{3}}$$

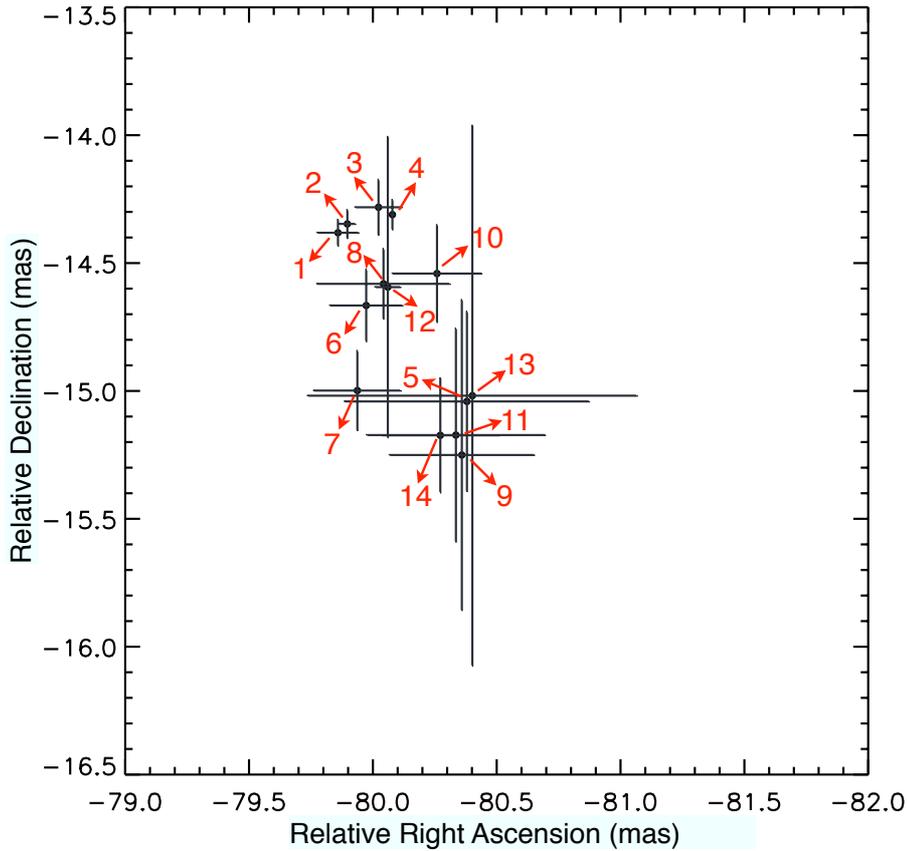


FIG. 12.5: Position of component C80 at different epochs. An elliptical Gaussian brightness distribution has been used to model-fit the C80 component in the VLBA images at 15 GHz from 2007.30 to 2009.51 (see Fig. 12.2). Labels (from 1 to 14) indicate the epochs of observation in chronological order. The errors in the position have been calculated as the standard deviation of the position obtained by using task MFIT in AIPS and model-fitting with DIFMAP.

and thus

$$\frac{T_{b,new}}{T_{b,old}} \approx \left(\frac{\gamma_{new}}{\gamma_{old}} \right)^{\frac{20}{3}} > 600$$

which requires $\gamma_{new} > 2.6\gamma_{old}$, that is, a flow acceleration from the estimated value of 5.3 to >13.8 . Such an acceleration of the upstream flow is difficult to measure since VLBI observations provide an estimation of components pattern velocities, rather than actual bulk flow velocity, but some acceleration in the components may be expected in case of an accelerating jet (e.g., Agudo et al. 2001; Homan et al. 2009). However, a clear systematic acceleration of the components in 3C 120 has not been previously observed (Walker et al. 1987, 2001; Gómez et al. 2001; Homan et al. 2001, 2009; Jorstad et al. 2005).

It is also possible that a moving component might be passing through a standing shock located at the position of C80, leading to the initial increase in flux.

After the interaction, the two components would split, with the C80 stationary component associated with the standing shock progressively recovering its initial position, flux, and orientation of electric vector (Gomez et al. 1997), while the moving component increases its flux as it approaches the bent region at C90.

Component C80 could also result from a strong interaction with the external medium, similar to that proposed for the inner jet regions (Gómez et al. 2000). However, the low values of the rotation measure ($RM \sim 10 \text{ rad m}^{-2}$) found for the C80–C90 region suggest that such interaction with the external medium is probably not taking place.

The observations made by Walker et al. (2001), covering 1982 to 1997, and those presented in this work (2001 and 2007), show evidence that, although the region located at ~ 80 – 90 mas changes with time, it appears to correspond to a common bent region, where the jet is oriented more towards the observer. In this case the region located at 81 mas in 1997, identified by Walker et al. (2001) as a stationary component, could in fact correspond to the southernmost region located at ~ 86 mas in 2001, and this in turn to the C90 component seen in 2007. This motion of the bent jet region can be explained in the framework of a slowly moving helical pattern, as simulated by Hardee et al. (2005). The estimated upper limit of $\sim 0.55 \text{ mas yr}^{-1}$ ($\sim 1.1 c$; Walker et al. 2001) for the pattern speed of the helix is consistent with the observations between 2001 and 2009.

Although the helical jet model can explain the observed properties of C90, none of the proposed models provides a complete explanation for the unusually high T_b of C80, its sudden appearance in April 2007, and its apparent stationarity. It appears that some other intrinsic process in the jet, capable of providing a local burst in particle and/or magnetic field energy, may be responsible for the enhanced brightness temperature observed in C80. Further mid-frequency VLBA observations, currently under way, should provide the kinematical and flux evolution information necessary to obtain a better understanding of the nature of C80.

Parte IV

Conclusiones

13

Conclusiones

La tesis que se presenta para la obtención del título de Doctor, bajo la supervisión del Dr. José L. Gómez Fernández, tiene por título 'CAMPOS MAGNÉTICOS EN JETS RELATIVISTAS DE NÚCLEOS ACTIVOS DE GALAXIAS'. El trabajo se centra en el estudio de los jets relativistas presentes en los núcleos activos de galaxias (AGN). El mecanismo físico de formación, aceleración y colimación de jets continua siendo hoy en día una cuestión abierta, y aunque se desconoce en gran medida cuál es el papel que juega el campo magnético en ellos, las últimas teorías favorecen la idea de que un campo magnético helicoidal puede desempeñar un papel fundamental. De todos los mecanismos que se han propuesto, el más aceptado en la actualidad es el modelo denominado 'acreción-eyeción'. Éste fue propuesto por Blandford y Payne (Blandford & Payne 1982) e involucra campos magnéticos a gran escala interactuando con el disco de acrecimiento que rodea a un objeto central compacto. El campo magnético, que está anclado en el disco de acrecimiento, puede enrollarse en forma de hélice magnética, transfiriendo momento angular del disco a lo largo de las líneas de campo y arrastrando material con él, dando lugar, de este modo, a la eyeción de dos jets antiparalelos y colimados. Este modelo teórico se sustenta con observaciones interferométricas de muy larga base (VLBI) realizadas en la última década, las cuales muestran evidencia de la existencia de campos magnéticos helicoidales en jets (ver, por ejemplo Asada et al. 2002, 2008; Gabuzda et al. 2004; Gómez et al. 2001, 2008; Marscher et al. 2008, 2010b; Jorstad et al. 2010)

El objetivo de esta tesis es profundizar en el entendimiento de los procesos magnetohidrodinámicos y de emisión que tienen lugar en los jets y, en particular, estudiar la influencia que el campo magnético tiene en los mismos. Para llevar a cabo esta investigación se ha seguido un esquema de trabajo que involucra a partes iguales observaciones y modelos teórico-numéricos.

La parte teórico-numérica consiste en la realización de simulaciones de jets relativistas con campos magnéticos helicoidales. Este trabajo se ha llevado

a cabo gracias a la colaboración con el grupo de astrofísica relativista de la Universidad de Valencia, y en particular con los doctores Jose María Martí y Manuel Perucho. El código numérico empleado resuelve las ecuaciones de la magnetohidrodinámica relativista (RMHD) en su forma conservativa, usando coordenadas cilíndricas y asumiendo simetría axial (ver Leismann et al. 2005, para más detalles). Estas simulaciones nos han permitido explorar la influencia del campo magnético en la dinámica del jet, analizando las principales fuerzas que determinan la evolución del jet y estudiando su emisión por radiación sincrotrón. Para ello hemos analizado las diferencias en la estructura del jet (estratificación en energía, velocidades, densidades, emisión total y linealmente polarizada) en función de la intensidad y estructura del campo magnético. Nuestros modelos numéricos nos han permitido además obtener mapas sintéticos comparables directamente con las observaciones (ver, por ejemplo Gómez 2002; Aloy et al. 2003; Perucho et al. 2008). Las simulaciones que se han realizado corresponden a jets sobrepresionados con respecto al medio ambiente. Esta diferencia de presiones entre el jet y el medio externo origina expansiones y contracciones en el fluido que dan lugar a la formación de un patrón de choques de recolimación.

Los resultados obtenidos muestran que la componente toroidal del campo magnético es la responsable de la colimación y confinamiento del plasma. Jets más magnetizados muestran una mayor estabilidad frente a estos movimientos transversales del fluido, dando lugar a jets con choques de recolimación más débiles y menos espaciados entre ellos (Roca-Sogorb et al. 2008a,b, 2009). El cálculo de la emisión sincrotrón de estos modelos muestra que la estructura helicoidal del campo magnético puede dar lugar a una asimetría en la emisión a través del jet, en función del ángulo que forman la línea de visión y el ángulo de paso de la hélice del campo magnético (Roca-Sogorb et al. 2008b). Además encontramos que la emisión relativa correspondiente a los choques de recolimación decrece conforme la magnetización del jet aumenta, lo cual sugiere que las fuentes reales que presentan componentes estacionarias puedan tener una magnetización relativamente baja, con campos magnéticos en equipartición o menores (Roca-Sogorb et al. 2008a, 2009).

El estudio observacional se centra en la detección de campos magnéticos helicoidales en jets. Este estudio es primordial, ya que permite contrastar los resultados de las simulaciones con jets reales. En la actualidad se están utilizando dos métodos para intentar extraer información observacional de los campos magnéticos en jets, con resultados en ambos casos positivos.

El primero de ellos permite estudiar las zonas más internas de los jets, donde tienen lugar los procesos de aceleración y colimación, y está basado en observaciones multifrecuencia de variabilidad en flujo total y polarizado a lo largo

de todo el espectro electromagnético. Mi participación en este estudio se encuadra dentro de uno de los programas de observación multifrecuencia más completo: 'Comprehensive Multiwaveband Monitoring of Gamma-ray Bright Blazars', liderado por el profesor Alan Marscher, consistente en observaciones mensuales de una muestra de los 33 AGN más energéticos conocidos hasta la actualidad con emisión en rayos γ . Mi contribución a este estudio corresponde a observaciones en polarización en el óptico con el telescopio de 2.2 m del Observatorio Calar Alto enmarcadas dentro del programa de observación MAPCAT. Durante el periodo de mi colaboración en este programa multifrecuencia se han obtenido numerosos resultados de gran interés científico entre los que caben destacar los que se detallan en esta tesis (Jorstad et al. 2010; Marscher et al. 2010b; Abdo et al. 2010) y más recientemente los publicados en Agudo et al. (2011).

Con nuestras observaciones en el óptico realizadas en el observatorio de Calar Alto se contribuye también a los programas de seguimiento internacionales de blazars WEBT y GASP. Algunos de los trabajos que muestran los resultados más interesantes en los que he participado durante mi tesis están publicados en los artículos Villata et al. (2009), D'Ammando et al. (2009), Vercellone et al. (2010) y Abdo et al. (2011).

El segundo método permite observar zonas del jet más allá de la zona de aceleración y colimación y se basa en estudios de polarimetría con interferometría de muy larga base (VLBI) a través de determinaciones de la rotación de Faraday. Mi contribución a estos estudios corresponde a observaciones de la radiogalaxia 3C120, haciendo uso de estas técnicas interferométricas que proporcionan la máxima resolución angular. 3C 120 es una de las fuentes que están resultando fundamentales en el estudio de los jets, y en particular en los estudios de la medida de rotación, ya que gracias a su cercanía ($z=0.033$) es una de las pocas fuentes en las que observaciones con VLBI nos permiten resolver transversalmente la estructura del jet. Observaciones VLBI a 22 y 43 GHz a finales de los años 90 ya sugerían la presencia de rotación de Faraday (Gómez et al. 2000). Además analizando el movimiento y la polarización de las componentes superlumínicas observadas se encontraron evidencias de la presencia de estructuras helicoidales tanto en el campo magnético como en la propia geometría del jet (Gómez et al. 2001; Hardee et al. 2005).

Con el fin de confirmar estos resultados y estudiar su posible variación con el tiempo se realizaron observaciones VLBA mensuales a 15, 22 y 43 GHz durante 2001, sumando un total de doce épocas. El análisis de estas observaciones ha dado como resultado un trabajo (Gómez et al. 2008) en el que se presenta por primera vez un estudio de la RM en un jet combinando múltiples observaciones, consiguiéndose de esta manera un mapa de la RM de una gran parte del jet, gracias al movimiento de las componentes que se van desplazando a lo largo del

mismo. El trabajo concluye que la medida de la RM se mantiene muy estable durante el año de observaciones, como cabría esperar en el caso de que la RM fuese externa al jet. El estudio confirmó además la existencia de gradientes de RM tanto a lo largo como a través del jet. Se observan valores más altos de la RM en la parte sur que en la parte norte del jet, así como una región de alta RM -con un pico de $\approx 6000 \text{ rad m}^{-2}$ - situada a una distancia de unos 3-4 mas del núcleo. El análisis de RM, el grado de polarización y el índice espectral de esta región son consistentes con la idea de que se está produciendo interacción entre el jet y el medio ambiente.

Con el objetivo de confirmar la existencia de esta región de interacción, así como para estudiar si existen en otras regiones del jet interacciones similares a las encontradas en la región a 3-4 mas, se han realizado nuevas observaciones con el VLBA en Noviembre de 2007. Estas nuevas observaciones se han realizado a las frecuencias de 86, 43, 22, 15, 12, 8, 5, 2, y 1.7 GHz, lo que nos ha permitido estudiar la RM en 3C120 desde las regiones más internas hasta centenares de milisegundos de arco. Este estudio (Gómez et al. 2011) ha proporcionado información muy relevante acerca de la fuente de rotación de Faraday en el jet de 3C 120 gracias a la combinación de observaciones realizadas entre Enero de 1999 y Noviembre de 2007. La estructura y el gradiente longitudinal de la RM en el jet son consistentes con la idea de que la fuente de rotación de Faraday sea una envoltura de electrones térmicos que rodea al jet. Sin embargo, existen evidencias de que este modelo no es suficiente para explicar todas las propiedades observadas en el jet de 3C120. Los valores de la RM a lo largo del jet y la distribución de los EVPAs corregidos de RM sugieren que el jet y la fuente de rotación de Faraday no están conectados físicamente. Además, este modelo no puede explicar la región de alta RM ($\sim 6000 \text{ rad m}^{-2}$) situada aproximadamente a 3-4 mas del núcleo que se observa de manera sistemática en las observaciones durante los años 1997 a 2001. El trabajo concluye que una gran parte de la rotación de Faraday que tiene lugar en 3C 120 tiene su origen en nubes externas al jet, probablemente interaccionando con el mismo. Si este resultado es aplicable a otros AGN tendremos que estudios similares de RM en jets serán una herramienta fundamental para entender mejor cómo interacciona y cómo se propaga el jet a través del medio ambiente, pero por desgracia no nos permitirán obtener la estructura tridimensional del campo magnético en las inmediaciones del jet.

El propósito del programa de observación realizado en 2007 era obtener un mapa de la medida de rotación a todas las escalas accesibles con el VLBA del jet en 3C 120. Sin embargo obtuvimos de manera fortuita otro descubrimiento inusual e inesperado que nos llevo a hacer un estudio detallado del mismo. Al hacer los mapas a las frecuencias más altas (15, 22 y 43 GHz) detectamos una región de emisión (denominada componente C80) localizada a una distancia de unos 80 mas desde el núcleo. Ésto corresponde a una distancia de proyectada de

unos 140 pc. Teniendo en cuenta que es muy inusual detectar emisión en jets observando con VLBA a frecuencias relativamente altas (por encima de 5 GHz) a distancias tan alejadas del núcleo y que además ninguna de las observaciones previas de 3C 120 muestran existencia de emisión a esas distancias a frecuencias mayores de 5 GHz, se decidió estudiar y analizar en detalle esta región.

El trabajo que surge como resultado de este estudio (Roca-Sogorb et al. 2010) concluye que C80 presenta una temperatura de brillo inusualmente alta -unas 600 veces mayor que la esperada a esa distancia-, razón por la cual es visible incluso a las frecuencias más altas. Además, se observó que se mantiene estacionaria en su posición durante más de dos años de observación. En este trabajo se exploran los distintos procesos en el jet que podrían explicar las propiedades observacionales de C80. En él se discute si nuestras observaciones se pueden enmarcar dentro de un modelo de jet helicoidal en el que la componente C80 podría corresponder con una onda de choque que es eyectada desde el núcleo y se propaga a lo largo del jet hasta la posición de C80. El resultado de nuestro estudio apunta a que este modelo resulta insuficiente ya que no da una interpretación a todas las propiedades observacionales, y en particular a la estacionariedad de C80. El trabajo concluye que muy probablemente está teniendo lugar de manera local algún otro proceso intrínseco en el jet que provoca una energización, o bien de las partículas o del campo magnético, capaz de dar lugar a la temperatura de brillo observada, la repentina aparición y la estacionariedad de C80.

Nuevas observaciones a frecuencias intermedias - ya realizadas en Diciembre de 2009 y Marzo y Junio de 2010- proporcionarán la información necesaria acerca de la evolución cinemática y en flujo de C80 para entender la naturaleza y la física que tiene lugar en C80. Esta información resultará muy útil en el estudio de numerosas fuentes extragalácticas, cuyos jets muestran evidencias de curvaturas y choques o aumentos repentinos de la emisión a grandes distancias del núcleo (ver, por ejemplo Stawarz et al. 2006).

Bibliografía

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010, *Nature*, 463, 919
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2011, *Astrophysical Journal*, 726, 43
- Agudo, I., Bach, U., Krichbaum, T. P., et al. 2007, *Astron. & Astrophys.*, 476, L17
- Agudo, I., Gómez, J. L., Gabuzda, D. C., et al. 2006, *Astron. & Astrophys.*, 453, 477
- Agudo, I., Gómez, J. L., Martí, J. M., et al. 2001, *Astrophysical Journal Letters*, 549, L183
- Agudo, I., Jorstad, S. G., Marscher, A. P., et al. 2011, *Astrophysical Journal Letters*, 726, L13
- Aloy, M. A., Gómez, J. L., Ibáñez, J. M., Martí, J. M., & Müller, E. 2000, *Astrophysical Journal Letters*, 528, L85
- Aloy, M. A., Ibáñez, J. M., Martí, J. M., Gómez, J. L., & Müller, E. 1999, *Astrophysical Journal Letters*, 523, L125
- Aloy, M. A. & Martí, J. M. 2002, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 589, *Relativistic Flows in Astrophysics*, ed. A. W. Guthmann, M. Georganopoulos, A. Marcowith, & K. Manolakou, 197
- Aloy, M. A., Martí, J. M., Gómez, J. L., et al. 2003, *Astrophysical Journal Letters*, 585, L109
- Antonucci, R. R. J. & Miller, J. S. 1985, *Astrophysical Journal*, 297, 621
- Appl, S. & Camenzind, M. 1992, *Astron. & Astrophys.*, 256, 354
- Asada, K., Inoue, M., Kamenno, S., & Nagai, H. 2008, *Astrophysical Journal*, 675, 79
- Asada, K., Inoue, M., Uchida, Y., et al. 2002, *Publications of the ASJ*, 54, L39
- Asada, K., Nakamura, M., Inoue, M., Kamenno, S., & Nagai, H. 2010, *Astrophysical Journal*, 720, 41
- Attridge, J. M., Wardle, J. F. C., & Homan, D. C. 2005, *Astrophysical Journal Letters*, 633, L85
- Axon, D. J., Pedlar, A., Unger, S. W., Meurs, E. J. A., & Whittle, D. M. 1989, *Nature*, 341, 631
- Bicknell, G. V., Saxton, C. J., & Sutherland, R. S. 2003, *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 20, 102

- Blandford, R. D. 1993, in *Astrophysical Jets*, ed. D. Burgarella, M. Livio, & C. P. O'Dea (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 25
- Blandford, R. D. & Konigl, A. 1979, *Astrophysical Journal*, 232, 34
- Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 199, 883
- Blandford, R. D. & Znajek, R. L. 1977, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 179, 433
- Britzen, S., Witzel, A., Gong, B. P., et al. 2010, *Astron. & Astrophys.*, 515, 105
- Broderick, A. E. & Loeb, A. 2009, *Astrophysical Journal, Letters*, 703, L104
- Broderick, A. E. & McKinney, J. C. 2010, *Astrophysical Journal*, 725, 750
- Burn, B. J. 1966, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 133, 67
- Caproni, A. & Abraham, Z. 2004, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 349, 1218
- Cawthorne, T. V., Wardle, J. F. C., Roberts, D. H., & Gabuzda, D. C. 1993, *Astrophysical Journal*, 416, 519
- Celotti, A. & Blandford, R. D. 2001, in *Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei*, ed. L. Kaper, E. P. J. van den Heuvel, & P. A. Woudt, 206
- Chatterjee, R., Marscher, A. P., Jorstad, S. G., et al. 2009, *Astrophysical Journal*, 704, 1689
- Choudhuri, A. R. 1998, *The physics of fluids and plasmas : an introduction for astrophysicists / (Arnab Rai Choudhuri. New York : Cambridge University Press, 1998.)*
- Cioffi, D. F. & Jones, T. W. 1980, *Astronomical Journal*, 85, 368
- Clarke, D. A., Norman, M. L., & Burns, J. O. 1986, *Astrophysical Journal, Letters*, 311, L63
- Contopoulos, I., Christodoulou, D. M., Kazanas, D., & Gabuzda, D. C. 2009, *Astrophysical Journal*, 702, L148
- Contopoulos, I. & Kazanas, D. 1998, *Astrophysical Journal*, 508, 859
- Croke, S. M. & Gabuzda, D. C. 2008, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 386, 619
- Croke, S. M., O'Sullivan, S. P., & Gabuzda, D. C. 2010, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 402, 259
- Daly, R. A. & Marscher, A. P. 1988, *Astrophysical Journal*, 334, 539

- D'Ammando, F., Pucella, G., Raiteri, C. M., et al. 2009, *Astron. & Astrophys.*, 508, 181
- de Villiers, J.-P., Hawley, J. F., Krolik, J. H., & Hirose, S. 2005, *Astrophysical Journal*, 620, 878
- Dodson, R. & Rioja, M. J. 2009, ArXiv e-prints
- Duncan, G. C. & Hughes, P. A. 1994, *Astrophysical Journal, Letters*, 436, L119
- Fabian, A. C. & Rees, M. J. 1979, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 187, 13
- Fendt, C. & Ouyed, R. 2004, *Astrophysical Journal*, 608, 378
- Gabuzda, D. C. 2003, *Astrophysics and Space Science*, 288, 39
- Gabuzda, D. C. & Chernetskii, V. A. 2003, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 339, 669
- Gabuzda, D. C. & Gómez, J. L. 2001, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 320, L49
- Gabuzda, D. C., Gómez, J. L., & Agudo, I. 2001, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 328, 719
- Gabuzda, D. C., Murray, É., & Cronin, P. 2004, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 351, L89
- Gómez, J. L. 2002, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 589, *Relativistic Flows in Astrophysics*, ed. A. W. Guthmann, M. Georganopoulos, A. Marcowith, & K. Manolakou, 169
- Gomez, J. L., Alberdi, A., & Marcaide, J. M. 1993, *Astron. & Astrophys.*, 274, 55
- Gómez, J. L., Alberdi, A., & Marcaide, J. M. 1994, *Astron. & Astrophys.*, 284, 51
- Gomez, J. L., Alberdi, A., Marcaide, J. M., Marscher, A. P., & Travis, J. P. 1994, *Astron. & Astrophys.*, 292, 33
- Gómez, J. L., Marscher, A. P., & Alberdi, A. 1999, *Astrophysical Journal, Letters*, 521, L29
- Gómez, J. L., Marscher, A. P., Alberdi, A., Jorstad, S. G., & Agudo, I. 2001, *Astrophysical Journal, Letters*, 561, L161
- Gómez, J. L., Marscher, A. P., Alberdi, A., Jorstad, S. G., & Agudo, I. 2002, *VLBA Scientific Memo*, 16
- Gómez, J.-L., Marscher, A. P., Alberdi, A., Jorstad, S. G., & García-Miró, C. 2000, *Science*, 289, 2317

- Gómez, J. L., Marscher, A. P., Alberdi, A., Martí, J. M., & Ibanez, J. M. 1998, *Astrophysical Journal*, 499, 221
- Gómez, J. L., Marscher, A. P., Jorstad, S. G., Agudo, I., & Roca-Sogorb, M. 2008, *Astrophysical Journal, Letters*, 681, L69
- Gomez, J. L., Marti, J. M. A., Marscher, A. P., Ibanez, J. M. A., & Alberdi, A. 1997, *Astrophysical Journal, Letters*, 482, L33
- Gomez, J. L., Marti, J. M. A., Marscher, A. P., Ibanez, J. M. A., & Marcaide, J. M. 1995, *Astrophysical Journal, Letters*, 449, L19
- Gómez, J. L., Roca-Sogorb, M., Agudo, I., Marscher, A. P., & Jorstad, S. G. 2011, *Astrophysical Journal, Letters*, in press
- Gracia, J., Tsinganos, K., & Bogovalov, S. V. 2005, *Astron. & Astrophys.*, 442, L7
- Gracia, J., Vlahakis, N., Agudo, I., Tsinganos, K., & Bogovalov, S. V. 2009, *Astrophysical Journal*, 695, 503
- Guidetti, D., Laing, R. A., Murgia, M., et al. 2010, *Astron. & Astrophys.*, 514, 50
- Guirado, J. C., Marcaide, J. M., Pérez-Torres, M. A., & Ros, E. 2000, *Astron. & Astrophys.*, 353, L37
- Hardee, P. E., Clarke, D. A., & Howell, D. A. 1995, *Astrophysical Journal*, 441, 644
- Hardee, P. E., Cooper, M. A., Norman, M. L., & Stone, J. M. 1992, *Astrophysical Journal*, 399, 478
- Hardee, P. E., Walker, R. C., & Gómez, J. L. 2005, *Astrophysical Journal*, 620, 646
- Hawley, J. F. & Krolik, J. H. 2006, *Astrophysical Journal*, 641, 103
- Hirotoni, K. 2005, *Astrophysical Journal*, 619, 73
- Homan, D. C., Kadler, M., Kellermann, K. I., et al. 2009, *Astrophysical Journal*, 706, 1253
- Homan, D. C., Lister, M. L., Aller, H. D., Aller, M. F., & Wardle, J. F. C. 2009, *Astrophysical Journal*, 696, 328
- Homan, D. C., Ojha, R., Wardle, J. F. C., et al. 2001, *Astrophysical Journal*, 549, 840
- Hughes, P. A., Aller, H. D., & Aller, M. F. 1985, *Astrophysical Journal*, 298, 301

- Hughes, P. A., Aller, H. D., & Aller, M. F. 1989, *Astrophysical Journal*, 341, 54
- Jackson, J. D. 1975, *Classical electrodynamics*, ed. Jackson, J. D.
- Jorstad, S. G., Marscher, A. P., Larionov, V. M., et al. 2010, *Astrophysical Journal*, 715, 362
- Jorstad, S. G., Marscher, A. P., Lister, M. L., et al. 2005, *Astronomical Journal*, 130, 1418
- Jorstad, S. G., Marscher, A. P., Stevens, J. A., et al. 2007, *Astronomical Journal*, 134, 799
- Junor, W., Biretta, J. A., & Livio, M. 1999, *Nature*, 401, 891
- Katarzyński, K. & Ghisellini, G. 2007, *Astron. & Astrophys.*, 463, 529
- Kellermann, K. I. & Pauliny-Toth, I. I. K. 1981, *Annual Review of Astron and Astrophys*, 19, 373
- Kharb, P., Gabuzda, D. C., O’Dea, C. P., Shastri, P., & Baum, S. A. 2009, *Astrophysical Journal*, 694, 1485
- Koide, S., Nishikawa, K.-I., & Mutel, R. L. 1996, *Astrophysical Journal, Letters*, 463, L71
- Koide, S., Shibata, K., & Kudoh, T. 1998, *Astrophysical Journal, Letters*, 495, L63
- Koide, S., Shibata, K., & Kudoh, T. 1999, *Astrophysical Journal*, 522, 727
- Koide, S., Shibata, K., Kudoh, T., & Meier, D. L. 2002, *Science*, 295, 1688
- Komissarov, S. S. 1999, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 308, 1069
- Komissarov, S. S. 2005, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 359, 801
- Komissarov, S. S., Barkov, M. V., Vlahakis, N., & Königl, A. 2007, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 380, 51
- Komissarov, S. S. & Falle, S. A. E. G. 1997, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 288, 833
- Königl, A. & Choudhuri, A. R. 1985, *Astrophysical Journal*, 289, 188
- Kovalev, Y. Y., Lobanov, A. P., Pushkarev, A. B., & Zensus, J. A. 2008, *Astron. & Astrophys.*, 483, 759
- Laing, R. A. 1981, *Astrophysical Journal*, 248, 87
- Larionov, V. M., Jorstad, S. G., Marscher, A. P., et al. 2008, *Astron. & Astrophys.*, 492, 389

- Leismann, T. 2004, PhD thesis, AA (Max-Planck-Institut für Astrophysik)
- Leismann, T., Antón, L., Aloy, M. A., et al. 2005, *Astron. & Astrophys.*, 436, 503
- Leppanen, K. J., Zensus, J. A., & Diamond, P. J. 1995, *Astronomical Journal*, 110, 2479
- Lind, K. R., Payne, D. G., Meier, D. L., & Blandford, R. D. 1989, *Astrophysical Journal*, 344, 89
- Lister, M. L. 2001, *Astrophysical Journal*, 562, 208
- Lister, M. L. & Smith, P. S. 2000, *Astrophysical Journal*, 541, 66
- Lobanov, A. P. 1998, *Astron. & Astrophys.*, 330, 79
- Lyutikov, M., Pariev, V. I., & Gabuzda, D. C. 2005, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 360, 869
- Mahmud, M., Gabuzda, D. C., & Bezrukovs, V. 2009, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 400, 2
- Mantovani, F., Rossetti, A., Junor, W., Saikia, D. J., & Salter, C. J. 2010, *Astron. & Astrophys.*, 518, 33
- Margon, B., Ford, H. C., Katz, J. I., et al. 1979, *Astrophysical Journal, Letters*, 230, L41
- Marscher, A. 2008, in *Blazar Variability across the Electromagnetic Spectrum*
- Marscher, A. P. 2005, *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 76, 168
- Marscher, A. P. 2006, *Astronomische Nachrichten*, 327, 217
- Marscher, A. P. & Gear, W. K. 1985, *Astrophysical Journal*, 298, 114
- Marscher, A. P., Jorstad, S. G., D’Arcangelo, F. D., et al. 2010a, *ArXiv e-prints*
- Marscher, A. P., Jorstad, S. G., D’Arcangelo, F. D., et al. 2008, *Nature*, 452, 966
- Marscher, A. P., Jorstad, S. G., Gómez, J., et al. 2002, *Nature*, 417, 625
- Marscher, A. P., Jorstad, S. G., Gómez, J. L., et al. 2007, *Astrophysical Journal*, 665, 232
- Marscher, A. P., Jorstad, S. G., Larionov, V. M., et al. 2010b, *Astrophysical Journal, Letters*, 710, L126
- Marshall, K., Ryle, W. T., Miller, H. R., et al. 2009, *Astrophysical Journal*, 696, 601
- Martí, J. M. & Müller, E. 2003, *Living Reviews in Relativity*, 6, 7

- Martí, J. M., Müller, E., Font, J. A., Ibáñez, J. M., & Marquina, A. 1997, *Astrophysical Journal*, 479, 151
- Martí, J. M., Müller, E., & Ibáñez, J. M. 1994, *Astron. & Astrophys.*, 281, L9
- Martí, J. M. A., Müller, E., Font, J. A., & Ibáñez, J. M. 1995, *Astrophysical Journal, Letters*, 448, L105
- McKinney, J. C. 2006, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 368, 1561
- McKinney, J. C. & Blandford, R. D. 2009, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 394, L126
- Middelberg, E., Agudo, I., Roy, A., & Krichbaum, T. P. 2007, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 377, 731
- Mioduszewski, A. J., Hughes, P. A., & Duncan, G. C. 1997, *Astrophysical Journal*, 476, 649
- Mirabel, I. F. & Rodríguez, L. F. 1994, *Nature*, 371, 46
- Mirabel, I. F. & Rodríguez, L. F. 1998, *Nature*, 392, 673
- Mirabel, I. F., Rodríguez, L. F., Cordier, B., Paul, J., & Lebrun, F. 1992, *Nature*, 358, 215
- Mizuno, Y., Hardee, P., & Nishikawa, K.-I. 2007, *Astrophysical Journal*, 662, 835
- Netzer, H. & Laor, A. 1993, *Astrophysical Journal*, 404, L51
- Nishikawa, K.-I., Koide, S., Sakai, J.-I., et al. 1997, *Astrophysical Journal, Letters*, 483, L45
- Nishikawa, K.-I., Koide, S., Sakai, J.-I., et al. 1998, *Astrophysical Journal*, 498, 166
- Oosterloo, T. A., Morganti, R., Tzioumis, A., et al. 2000, *Astronomical Journal*, 119, 2085
- O'Sullivan, S. P. & Gabuzda, D. C. 2009, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 393, 429
- Pacholczyk, A. G. 1970, *Radio astrophysics. Nonthermal processes in galactic and extragalactic sources (Series of Books in Astronomy and Astrophysics, San Francisco: Freeman, 1970)*
- Pearson, T. J., Shepherd, M. C., Taylor, G. B., & Myers, S. T. 1994, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 26, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1318
- Pearson, T. J., Unwin, S. C., Cohen, M. H., et al. 1981, *Nature*, 290, 365

- Penrose, R. 1969, *Nuovo Cimento Rivista Serie*, 1, 252
- Perucho, M., Agudo, I., Gómez, J. L., et al. 2008, *Astron. & Astrophys.*, 489, L29
- Perucho, M., Hanasz, M., Martí, J. M., & Sol, H. 2004a, *Astron. & Astrophys.*, 427, 415
- Perucho, M., Martí, J. M., & Hanasz, M. 2004b, *Astron. & Astrophys.*, 427, 431
- Perucho, M., Martí, J. M., & Hanasz, M. 2005, *Astron. & Astrophys.*, 443, 863
- Rayburn, D. R. 1977, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 179, 603
- Readhead, A. C. S. 1994, *Astrophysical Journal*, 426, 51
- Reynolds, C., Cawthorne, T. V., & Gabuzda, D. C. 2001, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 327, 1071
- Roca-Sogorb, M., Gómez, J. L., Agudo, I., Marscher, A. P., & Jorstad, S. G. 2010, *Astrophysical Journal, Letters*, 712, L160
- Roca-Sogorb, M., Perucho, M., Gómez, J. L., et al. 2008a, *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 79, 1174
- Roca-Sogorb, M., Perucho, M., Gómez, J. L., et al. 2008b, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 386, *Extragalactic Jets: Theory and Observation from Radio to Gamma Ray*, ed. T. A. Rector & D. S. De Young, 488
- Roca-Sogorb, M., Perucho, M., Gómez, J. L., et al. 2009, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 402, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, ed. Y. Hagiwara, E. Fomalont, M. Tsuboi, & M. Yasuhiro, 353
- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. 1979, *Radiative processes in astrophysics* (New York, Wiley-Interscience, 1979. 393)
- Sánchez, S. F., Garcia-Lorenzo, B., Mediavilla, E., González-Serrano, J. I., & Christensen, L. 2004, *Astrophysical Journal*, 615, 156
- Saxton, C. J., Bicknell, G. V., Sutherland, R. S., & Midgley, S. 2005, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 359, 781
- Shepherd, M. C. 1997, in *ASP Conf. Ser. 125, Astronomical Data Analysis Software and Systems VI*, ed. G. Hunt & H. E. Payne (San Francisco: ASP), 77
- Solórzano-Iñarrea, C., Tadhunter, C. N., & Axon, D. J. 2001, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 323, 965

- Stawarz, L., Aharonian, F., Kataoka, J., et al. 2006, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 370, 981
- Steffen, W., Gómez, J. L., Raga, A. C., & Williams, R. J. R. 1997a, *Astrophysical Journal*, 491, L73
- Steffen, W., Gómez, J. L., Williams, R. J. R., Raga, A. C., & Pedlar, A. 1997b, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 286, 1032
- Taylor, A. R., Stil, J. M., & Sunstrum, C. 2009, *Astrophysical Journal*, 702, 1230
- Taylor, G. B. 1998, *Astrophysical Journal*, 506, 637
- Taylor, G. B. 2000, *Astrophysical Journal*, 533, 95
- Taylor, G. B. & Zavala, R. 2010, *Astrophysical Journal*, 722, L183
- Tsinganos, K. & Bogovalov, S. 2002, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 337, 553
- Udomprasert, P. S., Taylor, G. B., Pearson, T. J., & Roberts, D. H. 1997, *Astrophysical Journal, Letters*, 483, L9
- van Putten, M. H. P. M. 1996, *Astrophysical Journal, Letters*, 467, L57
- Vercellone, S., Chen, A. W., Vittorini, V., et al. 2009, *Astrophysical Journal*, 690, 1018
- Vercellone, S., D'Ammando, F., Vittorini, V., et al. 2010, *Astrophysical Journal*, 712, 405
- Villata, M., Raiteri, C. M., Aller, M. F., et al. 2007, *Astron. & Astrophys.*, 464, L5
- Villata, M., Raiteri, C. M., Gurwell, M. A., et al. 2009, *Astron. & Astrophys.*, 504, L9
- Vlahakis, N. 2006, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 350, *Blazar Variability Workshop II: Entering the GLAST Era*, ed. H. R. Miller, K. Marshall, J. R. Webb, & M. F. Aller, 169
- Vlahakis, N. & Königl, A. 2004, *Astrophysical Journal*, 605, 656
- Walker, R. C., Benson, J. M., & Unwin, S. C. 1987, *Astrophysical Journal*, 316, 546
- Walker, R. C., Benson, J. M., Unwin, S. C., et al. 2001, *Astrophysical Journal*, 556, 756
- Wang, Z., Wiita, P. J., & Hooda, J. S. 2000, *Astrophysical Journal*, 534, 201
- Wilson, M. J. & Scheuer, P. A. G. 1983, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 205, 449

- Zavala, R. T. & Taylor, G. B. 2001, *Astrophysical Journal*, 550, L147
- Zavala, R. T. & Taylor, G. B. 2002, *Astrophysical Journal*, Letters, 566, L9
- Zavala, R. T. & Taylor, G. B. 2003, *Astrophysical Journal*, 589, 126
- Zavala, R. T. & Taylor, G. B. 2004, *Astrophysical Journal*, 612, 749
- Zavala, R. T. & Taylor, G. B. 2005, *Astrophysical Journal*, Letters, 626, L73