

24/17



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

JETS EN NUCLEOS ACTIVOS
DE GALAXIAS

TESIS PROFESIONAL

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE
F I S I C O
PRESENTA
RENE CARRILLO MORENO



MÉXICO D.F.

1988.



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

INDICE.

DEDICATORIA.	11
AGRADECIMIENTOS.	iii
INDICE.	iv
CAPITULO 1. INTRODUCCION.	
Núcleos activos de galaxias (NAGs).	1
CAPITULO 2. JETS EXTRAGALACTICOS.	
2.1 Introducción.	10
2.2 Características observacionales.	
2.2.1 Morfología.	11
2.2.2 Configuración magnética.	13
2.2.3 Tamaño, curvatura y alineación.	14
2.2.4 Velocidad.	14
2.2.5 El espectro continuo.	16
1. Radio.	
ii. Optico.	
iii. Rayos-X.	
iv. Infrarrojo.	
2.3 Problemas abiertos.	
2.3.1. El dilema de la velocidad superlumínica.	17
2.3.2. Presión.	18
2.3.3. Densidad.	18
2.3.4. Interacción del jet con el medio.	19
2.3.5 Colimación, estabilidad y disipación.	20
a. Colimación.	
1. Colimación por presión.	
ii. Colimación por efectos de enfriamiento.	
iii. Libertad o confinamiento.	
b. Colimación magnética.	
2.3.6. Desviación del jet.	22
a. Desviación por presión.	
b. Desviación por movimiento orbital.	
c. Desviación por movimiento precesional.	
2.3.7. La fuente de producción del jet.	25
CAPITULO 3. MODELOS DE LA FISICA DE PLASMAS PARA JETS EXTRAGALACTICOS.	
3.1 Introducción.	29
3.2 Colimación.	29
a. Modelos de equilibrio hidrodinámico.	
b. Modelos de equilibrio Magnetohidrodinámico (MHD).	
c. Simulaciones numéricas.	
3.3 Estabilidad.	31
a. Inestabilidades Kelvin-Helmholtz.	
b. Inestabilidades resistivas.	
3.4 Radiación no térmica de los jets.	33
3.5 Conclusiones.	34
CAPITULO 4. MODELOS SINCROTRON AUTO-COMPTON (SSC) DE JETS EXTRAGALACTICOS.	
4.1 Introducción.	35
4.2 Movimientos relativistas de masa.	36

- 4.3 Espectro electromagnético de NAGs.42
- 4.4 Polarización de NAGs.45
- 4.5 Interacción con los modelos de la Física de Plasmas. .45
- 4.6 Conclusiones.46

CAPITULO 5. MODELO UNIFICADO O DE HAZ RELATIVISTA.

- 5.1 Introducción.47
- 5.2 Cinemática del jet.47
- 5.3 Emisión del jet.
 - 5.3.1 Propiedades del jet.49
 - 5.3.2 Propiedades radiativas.50
 - 5.3.3 Espectro Síncrotrón auto Compton (SSC) para jets.51
 - a. Espectro SSC para un jet resuelto.
 - b. Espectro SSC para un jet no resuelto.
- 5.4 Espectro SSC para NAGs con jets.59

CAPITULO 6. APLICACION DEL MODELO DE HAZ RELATIVISTA.

- 6.1 Introducción.61
- 6.2 Manera de aplicar el modelo de haz relativista.
 - 6.2.1 Fuentes mapeadas con VLBI.61
 - 6.2.2 Fuentes con espectro electromagnético en multifrecuencias.63
- 6.3 Cálculos del modelo.
 - 6.3.1 Parámetros obtenidos.63
 - i. Fuentes mapeadas con VLBI.
 - ii. Fuentes con valores de R (cociente de intensidades del jet y contrajet).
 - iii. Fuentes con espectros electromagnéticos en multifrecuencias.
 - 6.3.2 Resultados de los cálculos.65
 - i. Fuentes en los que se conoce su velocidad aparente.
 - ii. Fuentes en las que se cuenta con su espectro electromagnético en multifrecuencias.

CAPITULO 7. CONCLUSIONES.92

REFERENCIAS.96

CAPITULO 1.

INTRODUCCION.

Un bajo porcentaje (~ 10%) de las galaxias conocidas en el Universo presentan regiones centrales muy activas y compactas (~pc), comparadas con el tamaño de la galaxia (~ Kpc). Del conjunto de características sobresale la presencia de eyecciones de material en forma de nubes o jets. Los jets son canales colimados de plasma que emergen del núcleo de la galaxia que desembocan en componentes extendidas (lóbulos). Los jets son observados básicamente en frecuencias de radio con tamaños en el rango de pc a Mpc. En este trabajo daremos las características de los jets extragalácticos, así como los modelos que se han plateado para explicarlos.

La evidencia de actividad en galaxias surge con el trabajo pionero de Seyfert (1943) y con el subsecuente desarrollo de la radioastronomía (a fines de los años 50s) que permite el descubrimiento de las radio galaxias y objetos extragalácticos. A este conjunto de fuentes activas se les denomina "núcleos activos de galaxias" o NAGs.

El zoológico de los NAGs incluye:

- i. Galaxias Seyfert.
- ii. Radio galaxias.
- iii. Cuasares.
- iv. Objetos BL Lacerta.

Existen otras fuentes activas en la literatura, por ejemplo LINERs, galaxias Haro, galaxias Harkarian, galaxias N, etc., pero la mayor parte de estas fuentes corresponden a algún tipo de las fuentes referidas.

Los NAGs se observan en casi todas las frecuencias, desde las de radio (~100 MHz) a rayos γ (~100 Kev). Ejemplo de esto se muestra en la Tabla 1.1, en la que comparamos las luminosidades del conjunto de NAGs, con respecto a una galaxia espiral "normal".

Tabla 1.1

Tipo de galaxia.	Luminosidad (ergs / s).			
	Radio	Infrarrojo	Optico	Rayos-X
Espiral normal.	10^{38}	$10^{42} (<10^{43})$	10^{43}	10^{39}
Seyfert.	$10^{40}-10^{45}$	$10^{46} (10^{43})$	10^{43}	$10^{42}-10^{44}$
Radio Galaxia	$10^{42}-10^{45}$	$10^{42} (>10^{43})$	10^{44}	10^{41}
BL Lacerta	$10^{42}-10^{46}$	$\sim 10^{47} (>10^{44})$	$\sim 10^{45}$	$10^{42}-10^{45}$
Cuasar.	$10^{44}-10^{46}$	$10^{47} (>10^{47})$	$10^{46}-10^{47}$	10^{46}

* datos del IRAS (60 μ m), Soifer et al., 1987.

Aunque cada tipo de NAG puede diferir, existen ciertas propiedades generales comunes que presentan estos tipos de fuentes, éstas son (Brecher, 1977):

- a. Tienen luminosidades muy altas.
- b. Su emisión es no térmica con excesos (relativos a galaxias "normales") en las frecuencias de radio, infrarrojo, ultravioleta, además exceso en el flujo en rayos-X.
- c. Variabilidad rápida, en la densidad de flujo de energía, y/o un pequeño tamaño.
- d. Un núcleo óptico muy brillante en comparación con el resto de la galaxia.
- e. La presencia de protuberancias (jets) vistos en frecuencias de radio y óptico.
- f. Espectro no estelar con líneas anchas de emisión.

Galaxias Seyfert. Fueron las primeras galaxias activas que se encontraron, descubiertas por Seyfert (1943), ver Fig. 1.1. Las propiedades principales son (ej. Osterbrock, 1979):

- a. Todas son galaxias espirales. Actualmente el número de estas galaxias es de ~ 500 .
- b. Su núcleo es muy pequeño y extremadamente brillante, en comparación con el resto de la galaxia.
- c. El núcleo presenta un fuerte continuo no estelar azul o ultravioleta.
- d. Su espectro electromagnético muestra intensas líneas anchas de emisión, especialmente las de hidrógeno. Si consideramos que el ensanchamiento se debe a movimientos Doppler corresponden a velocidades de 500 a 4000 Km/s.
- e. Acompañado a las líneas de emisión anchas presentan un exceso de flujo superpuesto al continuo no estelar (Brecher, 1977).

El fuerte exceso en el ultravioleta puede ser debido al exceso de estrellas jóvenes brillantes o a algún mecanismo no térmico. Similarmente el exceso en el infrarrojo se puede deber a la dispersión de la radiación óptica por granos de polvo o por algún proceso no térmico (ej. Brecher, 1977).

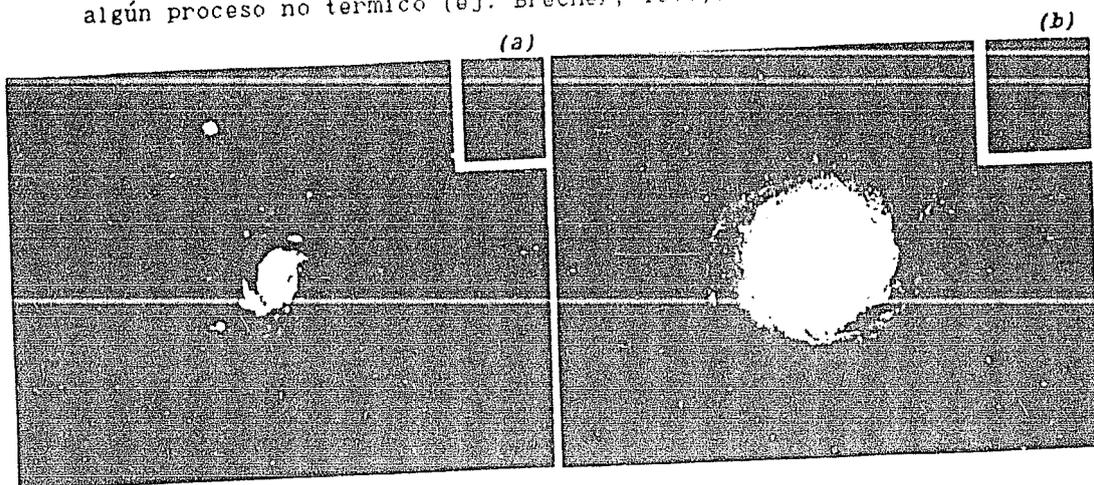


Fig. 1.1 Galaxias Seyfert (a) MCG 1066 y (b) MCG 4736, en el óptico, en el que se muestra un núcleo muy brillante en comparación al resto de la galaxia (tomado de Cruz-González y Dultzin-Hacyan, 1985).

Las propiedades espectroscópicas han dado origen a una división para las galaxias Seyfert, la cual se basa en el ancho de las líneas permitidas y prohibidas (Weedman, 1972):

- a. Tipo 1. Muestran líneas de emisión permitidas con anchos de varios miles de Km/s, junto con líneas prohibidas de cientos de Km/s (ver Fig. 1.2a) y un núcleo pequeño.
- b. Tipo 2. Presentan líneas de emisión permitidas y prohibidas de anchos de 500-1000 Km/s, las líneas prohibidas son relativamente fuertes (ver Fig. 1.2b) en comparación con las de tipo 1, y algunas veces un núcleo grande.

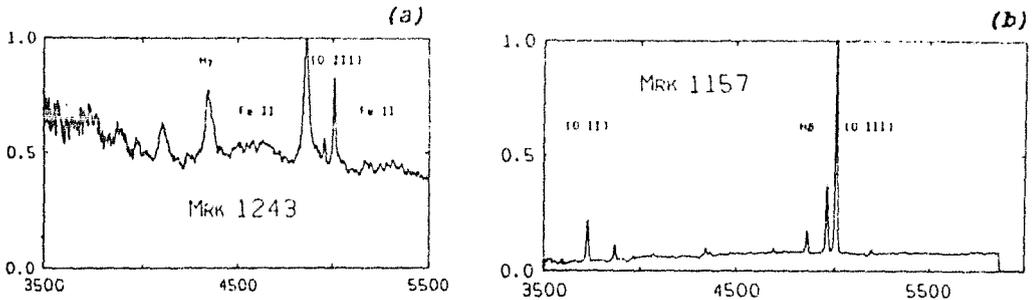


Fig. 1.2 a) Espectro de una galaxia Seyfert Tipo 1, Mrk 1243.
b) Espectro de una galaxia Seyfert Tipo 2, Mrk 1157.
(Osterbrock, 1984).

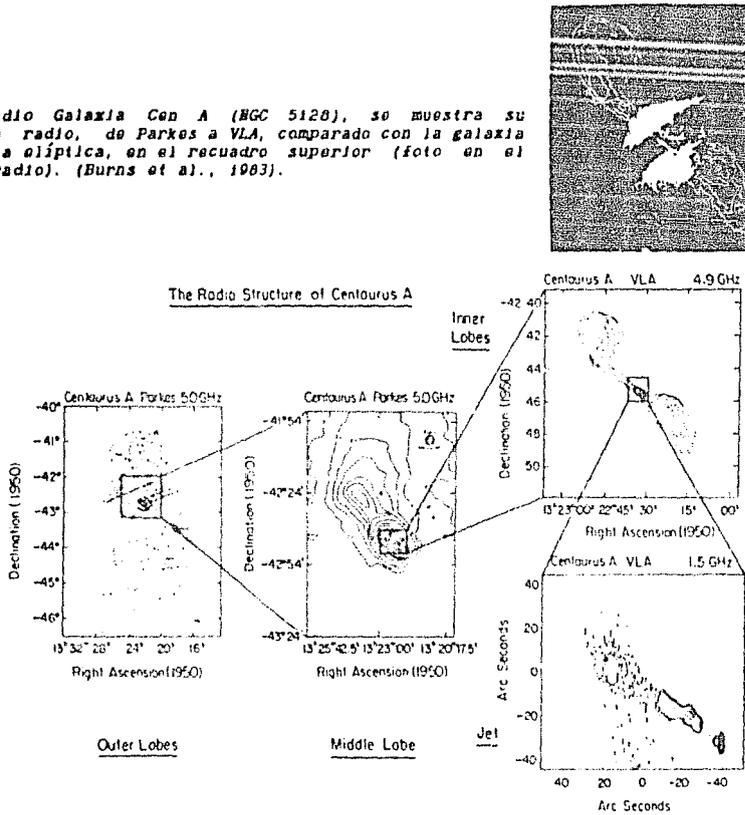
Radio galaxias. Estas fuentes fueron las primeras en ser consideradas como activas. Pero la actividad no solo ocurre en la parte central de la galaxia óptica sino también en dos lóbulos con emisión intensa en radio (de ahí el nombre de estas fuentes) que se encuentran en direcciones opuestas a la galaxia óptica, ver Fig. 1.3. Las propiedades generales de estas fuentes son (ej. Brecher, 1977; Osterbrock, 1979):

- a. Son galaxias elípticas.
- b. Muestran un espectro con continuo no térmico y con líneas de emisión en el óptico, similar al de las galaxias Seyfert.
- c. Los lóbulos se encuentran en direcciones opuestas a la galaxia óptica; presentan tamaños de 10 a 1000 Kpc y se encuentran a distancias de la fuente central ≤ 10 Mpc.

Las radio galaxias también son clasificadas según sus características espectroscópicas:

- a. Radio galaxias de líneas angostas (NLRG), con anchos que equivalen a ~ 400 Km/s a 800 Km/s.
- b. Radio galaxias de líneas anchas (BLRG), cuyo espectro muestra principalmente líneas anchas de H I, He I, He II, con velocidades ~ 10000 Km/s.

Fig. 1.3 Radio Galaxia Cen A (NGC 5128), se muestra su estructura en radio, de Parkes a VLA, comparado con la galaxia óptica, galaxia elíptica, en el recuadro superior (foto en el óptico, y en radio). (Burns et al., 1983).



Cuasares. El estudio de los NAGs se complicó con el descubrimiento de los cuasares, "quasi-stellar object" (Schmidt, 1963), ver Fig. 1.4, los cuales ópticamente tienen una apariencia estelar pero se encuentran muy distantes de nosotros, además de tener la luminosidad de cientos de galaxias. Estas fuentes fueron descubiertas por sus características en radio pero cuando fué posible identificarlos mediante las propiedades de su espectro electromagnético, que presenta líneas anchas permitidas de emisión, se encontró que ópticamente eran similares a las fuentes que presentaban emisión en radio. En base a esta propiedad se ha dividido a los cuasares en:

- a. Radio ruidosos, "radio loud", o QSR.
- b. Radio callados, "radio quiet", o QSO. Estas fuentes si presentan emisión en radio, pero de menor intensidad que los radio ruidosos. El porcentaje de los radio callados es de ~ 90 - 95% de todos los cuasares.

Propiedades generales (ej. Schmidt, 1964; Burbidge, 1967):

- a. Ópticamente son parecidos a estrellas y en algunos casos son asociados con fuentes en radio.
- b. Son variables en el óptico.
- c. Muestran un exceso de flujo en el ultravioleta.
- d. Su espectro óptico muestra líneas de emisión permitidas de \geq

- 1000 Km/s, y en algunos casos líneas de absorción.
- e. Las líneas del espectro tienen grandes corrimientos al rojo, los cuales si son interpretados como resultado de la expansión del Universo, dan magnitudes absolutas de $-23 \leq M_v \leq -30$, las cuales son significativamente más brillantes que los cúmulos de galaxias con $-22 \leq M_v \leq -24$ (Hazard, 1979).

El número de cuasares catalogados, hasta septiembre de 1986, es ~ 3594 (Hewitt y Burbidge, 1987).

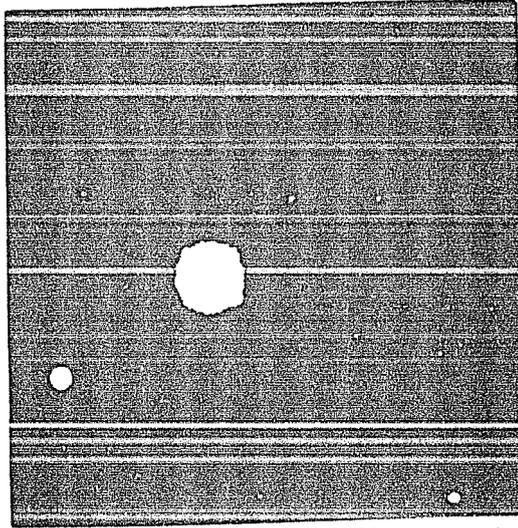


Fig. 1.4 Cuasar 3C 273, el objeto típico de este grupo, en el óptico. (de Cruz-González y Dultzin-Hacyan, 1985).

Aparentemente todos los cuasares radio callados son galaxias Seyfert altamente luminosas, debido a las similitudes de sus espectros y continuo. En contraste, aparentemente los radio ruidosos están relacionados con las radio galaxias (ej. Begelman, Blandford y Rees, 1984). Existe un subconjunto ($\sim 10\%$) de los cuasares que son altamente variables en el óptico, tienen un espectro en el óptico más empinado que el promedio de los demás cuasares y una alta polarización, a estas fuentes se les llama cuasares OVV (violentamente variables en el óptico) y parecen estar más relacionados con los objetos BL Lacerta.

Objetos BL Lacerta. Estas fuentes, ver Fig. 1.5, presentan casi todas las propiedades (Schmitt, 1968) de los cuasares salvo la ausencia de las líneas de emisión.

Propiedades (Stein, O'Dell y Strittmatter, 1976; Weiler y Johnston, 1980; Stepper, 1984):

- a. Ausencia de líneas de emisión en su espectro.

- b. Rápida variabilidad en: radio, infrarrojo, y óptico.
- c. Continuo no térmico con la mayor parte de la luminosidad en el infrarrojo.
- d. El continuo no térmico en el óptico es más empinado que para el promedio de los cuasares.
- e. Alta polarización en el óptico ($\geq 30\%$).
- f. Rápida variación de la polarización.
- g. Se ha encontrado que algunos tienen una nebulosidad asociada.
- h. La radiación emana de las regiones centrales (~ 1 pc) con una alta temperatura de brillo ($T \approx 10^{11 \pm 1}$ °K).
- i. En varios casos parecen estar dentro de galaxias elípticas gigantes, pero los más brillantes y variables parecen no estar asociados con ninguna fuente extendida.

El número de BL Lac catalogados, hasta septiembre de 1986, es ~ 87 (Hewitt y Burbidge, 1987).

Además parece que, como en los cuasares, los BL Lac se pueden dividir en radio ruidosos y radio callados (ej. 1210+121 y 1620+103, Mc Ilwrath y Stannard, 1980).

Es posible que los objetos BL Lacerta representen un caso intermedio o fase de transición entre los cuasares y las radio galaxias (Weiler y Johnston, 1980).

Ya que la mayoría de las propiedades de los BL Lac son compartidas casi en general con los cuasares OVV's. Algunos autores han considerado que los BL Lac y los cuasares OVV forman la clase de los llamados blazares.

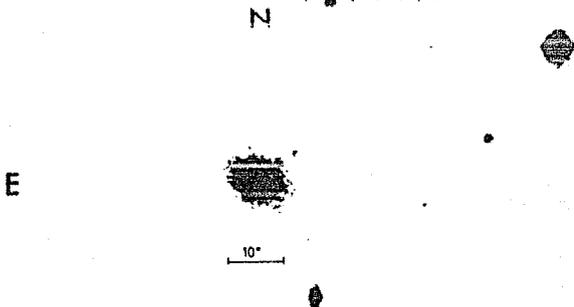


Fig. 1.5 Objeto BL Lacerta, PKS 0521-36, en el óptico, uno de los pocos casos de jet óptico (BV). (Danzinger et al., 1979).

143

Existe otra clasificación más general para los núcleos activos de galaxias en función del tamaño de la fuente de emisión observada en radio, por tanto es dependiente de la resolución del aparato de observación, se divide a los NAGs en:

- a. **Fuentes extendidas** (Miley, 1980). Fuentes con tamaños comparables o superiores al del diámetro típico de una galaxia óptica (ver Fig. 1.6a). Fuentes asociadas a este tipo son: radio galaxias y cuasares.
- b. **Fuentes compactas** (Kellermann y Pauliny-Toth, 1981). Fuentes con tamaños angulares $\ll 1''$, ver (Fig. 1.6b). Fuentes asociadas a este tipo son: cuasares y BL Lac, aunque también hay algunos núcleos de radio galaxias y galaxias Seyfert.

A su vez las fuentes extendidas se dividen en varios tipos dependiendo de su morfología. Por ejemplo (Miley, 1980): dobles angostas con bordes difusos, dobles anchas, fuentes con colas angostas, etc.

Con el desarrollo de las técnicas interferométricas en los 60's y 70's, se encontraron que muchas de las fuentes extendidas en su núcleo presentan fuentes compactas (ver Fig. 1.6). También se encontró que muchas de las fuentes compactas presentan variaciones en periodos de tiempo cortos (meses, años) de "nubecillas" con velocidades aparentes superiores a la de la luz (c), llamadas velocidades superlumínicas.

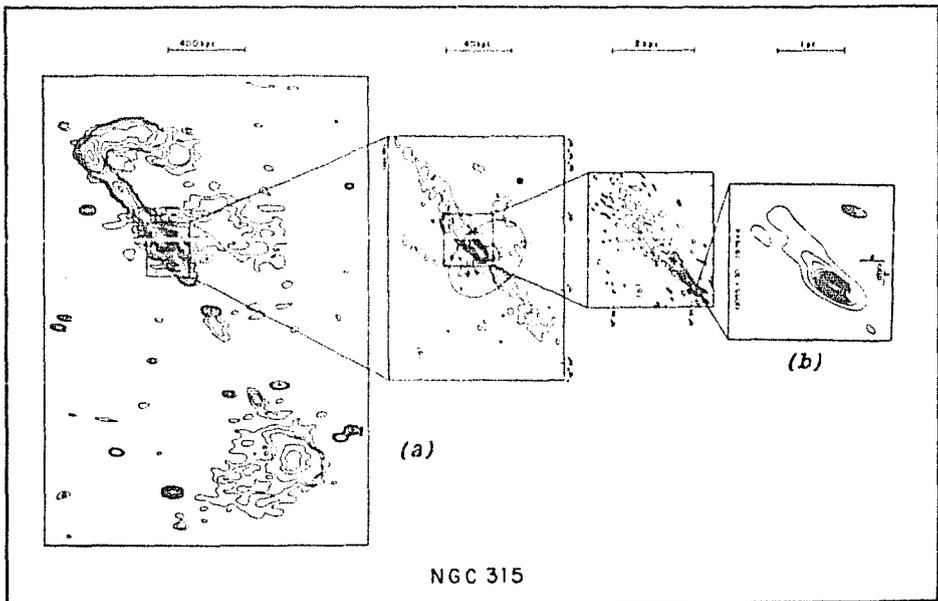


Fig. 1.6 Mapa compuesto de la radio galaxia NGC 315, donde se muestra las distintas componentes: la componente extendida (a), y la fuente compacta (b) (~ 6 milisegundos de arco). (Kellerman y Pauliny-Toth, 1981).

El desarrollo de la teoría de las fuentes extragalácticas en radio ha seguido dos tendencias, una concentrada en las fuentes extendidas y otra en las compactas.

Aunque esta división en general ha seguido, ambas tendencias parten del mismo postulado propuesto por Alfvén y Herlofson

(1950) y Shklovsky (1953), de que el mecanismo de emisión básico observado en casi todas las fuentes es la radiación sincrotrónica, producida por electrones relativistas girando en un campo magnético. Se ha encontrado evidencia para la actividad en el núcleo asociado a la fuente extendida que sugiere una directa conexión entre estas dos regiones. Esta conexión son los jets, de bajo brillo superficial, observado en muchos de los NAGs.

Con la información que se tiene sobre los NAGs se considera, para su descripción, un modelo compuesto, esquematizado en la Fig. 1.7, en el que la región en la que ocurre la mayor parte de la actividad se encuentra en el núcleo de la galaxia. Así en el centro del núcleo se tiene una "máquina central" (aparentemente un disco de acreción asociado a un hoyo negro), de la cual se eyecta material y energía; de esta región surgen los jets vistos hasta una distancia de cientos de Kpc. Fuera de esta región se encuentra la zona en la que ocurre la emisión de radiación sincrotrónica, a una distancia de 10^{13} a 10^{15} cm de la fuente central. Esta región es la responsable de la emisión en radio. La porción interna en la que ocurre la radiación infrarroja es menos clara, ya que puede ser producida por procesos no térmicos y por dispersión de granos de polvo en una región más externa. Más allá de esta región, donde se producen la radiación sincrotrónica, se encuentra la zona donde se forma el continuo óptico y la emisión en rayos-X, a una distancia de la región central de $\sim 10^{16}$ cm. En una zona más externa, $\sim 10^{17}$ - 10^{19} cm, se encuentran, posiblemente, nubes de gas y polvo (?) en las que se producen las líneas anchas de emisión observadas en casi todos los NAGs, menos en los BL Lac. Varios mecanismos de excitación han sido propuestos por ejemplo: ionización por radiación ultravioleta, ondas de plasma, etc. En esta zona es donde se observan los jets vistos en VLBI (Barthel et al., 1984). En una región más externa a ésta es donde se producen las líneas angostas de emisión. En una región situada a 10^{21} - 10^{23} cm, de la fuente central, es donde se producen las líneas de absorción. Finalmente a una distancia de 0.1 a 10 Mpc se encuentran los lóbulos observados en una fuente doble típica. A través de todas estas capas se encuentran los jets que se producen en la zona más interna de la fuente y que llegan hasta donde se encuentran los lóbulos.

En este trabajo abordaremos las características de los jets extragalácticos. Para lo cual dividimos el trabajo de la siguiente manera:

Capítulo 2. Se dan las características observacionales de los jets extragalácticos así como sus propiedades físicas y al final, las posibilidades para explicar la fuente central que produce los jets.

Se consideran dos clases de modelos, debido a que son las vertientes que se han seguido para tratar de explicar las propiedades de los jets y las fuentes en donde se encuentran inmersos.

Capítulo 3. Los modelos propuestos para tratar de explicar algunas de las propiedades de los jets (colimación, estabilidad, etc.) en base a modelos de la física de Plasmas.

Capítulo 4. Los modelos radiativos (sincrotrón, auto Compton, SSC) para los jets.

Capítulo 5. Se describe con más detalle el modelo radiativo

que se propone para los jets extragalácticos, también llamado de haz relativista, debido a que es el modelo que aplicaremos a varios NAGs.

Capítulo 6. Se hace la aplicación del modelo de haz relativista a una muestra de NAGs (cuasares, BL Lac, radio galaxias y galaxias Seyfert). La aplicación, básicamente, se hace a las fuentes que presentan movimientos aparentes superiores a la de la luz, así como a fuentes que cuentan con un espectro en varios rangos de frecuencias. Los datos observacionales son tomados de la literatura. Las propiedades que obtenemos al aplicar este modelo son: luminosidad total, temperatura máxima de brillo, distancia proyectada a la cual alcanza esta temperatura de brillo, campo magnético medido a 1 pc, densidad numérica de electrones a 1 pc, la variación con la distancia del campo magnético y la densidad numérica de electrones. Así como algunas predicciones del índice espectral, para algunas fuentes, para frecuencias de rayos-X y rayos γ .

Capítulo 7. Presentamos las conclusiones.

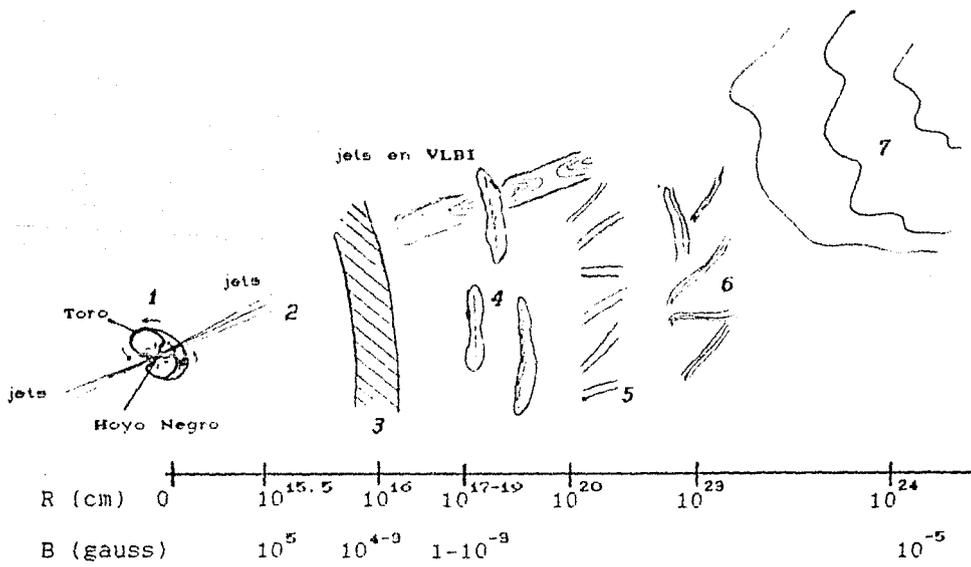


Fig. 1.7 Representación esquemática, no a escala, de un NAG típico, con sus distintas regiones que se consideran en el texto: 1. Región central, donde se encuentra la "máquina central"; 2. Región donde se produce la emisión sincrotrónica, y posiblemente la emisión en infrarrojo; 3. Región donde se produce el continuo óptico y de rayos-X; 4. Región donde se encuentran las nubes que producen las líneas anchas de emisión, monos en los BL Lac, y donde se observan los jets en VLBI; 5. Región donde se producen las líneas angostas de emisión; 6. Zona donde se producen las líneas de absorción observadas en algunas fuentes; 7. Los lóbulos observados en muchas de las radio fuentes. Atravesando estas regiones se encuentran los jets que se producen en la región más interna (!) de la fuente, llegando hasta los lóbulos (7).

CAPITULO 2.

JETS EXTRAGALACTICOS.

2.1 Introducción.

Con el desarrollo de las técnicas observacionales (básicamente en frecuencias de radio) se descubren los NAGs (Núcleos Activos de Galaxias), ver cap. 1, la cual genéricamente incluyen a fuentes no térmicas que producen grandes cantidades de energía en regiones pequeñas (≤ 0.1 pc) además de tener componentes extendidas (lóbulos), en algunos casos a cientos de Kpc de la fuente central, siendo también fuentes de energía no térmica.

Uno de los problemas para explicar estas fuentes era el poder entender cómo se transfiere materia, energía, campos magnéticos, etc., de la fuente central a los lóbulos. Parte de este problema se resolvió al descubrirse en la década de los 50s (Baade y Minkowski, 1954, en M 87), un conjunto de nubes o "nudos" de bajo brillo superficial (ver Figura 2.1), alineados con la fuente central, que parecían haber sido eyectados del centro de la fuente. A este conjunto de nudos se le llamó "jet", el cual parece ser la conexión física mediante la cual se transfiere materia, energía, campos magnéticos, etc., de la fuente central a las fuentes extendidas.

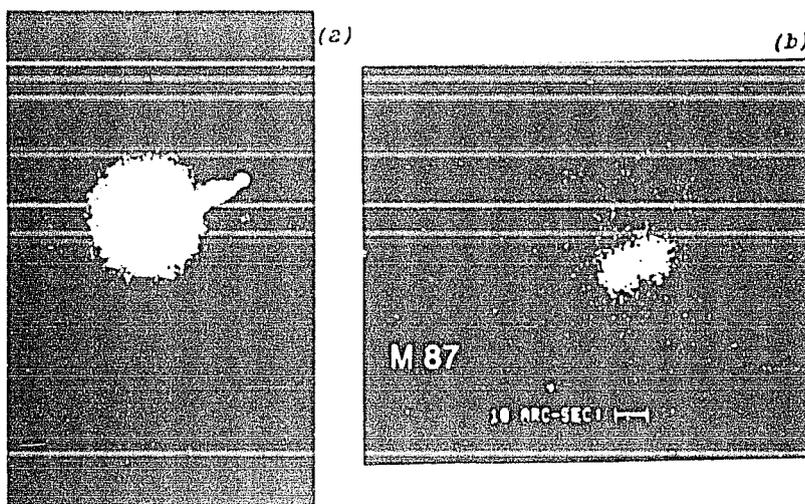


Figura 2.1 Imágenes de la radio galaxia M 87, en el óptico (a) donde se muestra el jet emergiendo de la galaxia y dos de sus nudos, y en rayos-X (b) donde se muestra que existe una conexión entre la emisión del óptico y de rayos-X (en Tucker y Giacconi, 1985).

En este capítulo trataremos a los jets como una propiedad que presentan la mayor parte de los NAGs. Aquí presentaremos sus

propiedades, así como algunas de las posibilidades de su generación en la fuente central de los NAGs.

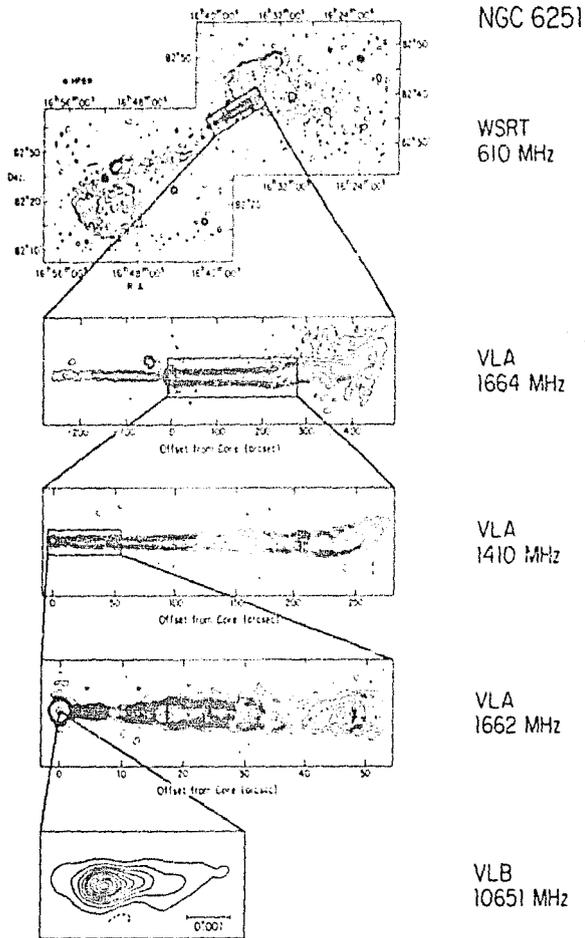


Figura 2.2 Figura compuesta con mapas a distintas "escalas" de la radio galaxia NGC 6251. Se muestran las propiedades que definen a los jets y su contraparte en escalas de pc (el haz) (Bridle y Perley, 1984).

2.2 Características Observacionales de los Jets.

2.2.1 Morfología.

Para definir a los jets de los NAGs se consideran las siguientes propiedades (Bridle y Perley, 1984):

- a. El largo del jet es al menos cuatro veces más grande que su ancho.

- b. El jet está alineado con la fuente central, localizada en el núcleo del NAG.
- c. El jet es separable de otras componentes en observaciones de alta resolución.

En algunas fuentes, sobre todo las observadas en VLBI, la primera condición no siempre se cumple por lo que muchos autores designan a estos rasgos como "haces" y no jets. Los "haces" son los equivalentes de los jets en escalas de pc. Como ejemplo de estas propiedades, así como el "haz", se presenta la radio galaxia NGC 6251 en la Figura 2.2.

Los jets en general son observados en la banda de radio, así es como se descubrieron, pero en años recientes (70's y 80's), además del óptico (en las fuentes: 3C 273, Fig. 1.4; M 87, Fig. 2.1; PKS 0521-36, Fig. 1.5), se han observado en otras frecuencias, por ejemplo en rayos-X (en las fuentes: M 87, Fig. 2.1; Cen A, Fig. 2.4; 3C 273).

Los NAGs se clasifican en término del número de jets que presentan, como fuentes de un jet (o asimétricos) y fuentes de dos jets (o simétricas). La presencia observacional de uno o dos jets no sólo se debe, aparentemente, a un problema de técnicas de observación sino que parece existir una relación entre la presencia del número de jets y el tipo de NAG. Así, más fuentes que presentan dos jets son radio galaxias débiles y galaxias Seyfert y las fuentes que presentan un solo jet son radio galaxias muy potentes y cuasares. Las primeras presentan una potencia monocromática menor de $P^{1.4}_{total} = 10^{32} \text{ ergs s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ (el sobreíndice de P, indica que este valor es el medido a 1.4 GHz) y las segundas una potencia mayor de este valor.

La diferencia entre la potencia, y otras propiedades, han dado origen a la clasificación de los NAGs con jets, en fuentes de tipo I o FR I y fuentes de tipo II o FR II (Fanaroff y Riley, 1974). Las propiedades, morfológicas, que se le asigna a cada clase son (Bridle y Perley, 1984) :

Fuentes de tipo FR I:

- a. Fuentes débiles con una potencia monocromática total menor que $P^{1.4}_{total} = 10^{32} \text{ ergs s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$.
- b. Presentan, en general, dos jets, de tamaño del orden de pocos Kpc, a ambos lados de la fuente central.
- c. Los jets tienen bordes no bien definidos.
- d. Las componentes extendidas carecen de manchas calientes o "hot spots", las cuales son superficies de alto brillo superficial que se encuentran en los extremos de los lóbulos (ver sección 2.3.4).
- e. La emisión, en radio, de la componente extendida domina a la emisión de la componente compacta.

Fuentes de tipo FR II:

- a. Fuentes poderosas, con una potencia monocromática total mayor que $P^{1.4}_{total} = 10^{32} \text{ ergs s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$.
- b. Presentan, en general, un jet con tamaño del orden de cientos de Kpc.
- c. Los jets tienen bordes bien definidos y brillantes.
- d. Presentan manchas calientes en sus lóbulos.
- e. La emisión, en radio, de la componente compacta domina a la emisión de la componente extendida.

Los jets en general no sólo son rectos, sino que en algunos casos presentan desviaciones o dobleces. Debido a esto, se les suele designar también como jets en forma de C y en forma de S (Harris, 1974), ver sección 2.3.6

2.2.2 Configuración magnética.

Una de las características de los NAGs es su alto grado de polarización lineal. Esta propiedad, así como la emisión no térmica, también es común para los jets en los que el grado de polarización lineal, en radio, es superior al 40% (Bridle y Perley, 1984). El alto grado de polarización implica que existe un gran ordenamiento del campo magnético. Este ordenamiento del campo magnético es visto directamente en mapas del campo aparente B_0 derivado de polarimetría en multifrecuencias (ejemplo NGC 6251, ver Figura 2.3). En los pocos casos en los cuales se tienen estos datos (~ 40 fuentes), se encuentra que existen las siguientes configuraciones (Bridle y Perley, 1984) :

- B_0 es predominantemente paralelo a todo lo largo del eje del jet, $B_{||}$.
- B_0 es predominantemente perpendicular a todo el eje del jet, B_{\perp} .
- B_0 es predominantemente perpendicular al eje del jet en el centro y paralelo al eje del jet en los bordes y cerca de la fuente central, $B_{||-\perp}$.
- B_0 no tiene una dirección preferencial, $B_{/}$.

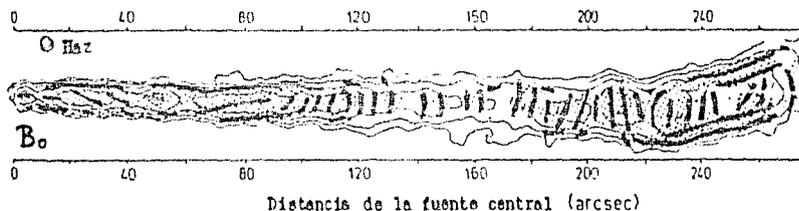


Figura 2.3 Proyección del campo magnético aparente, en el jet de NGC 6251, la cual es una fuente de tipo FR I. (Bridle, 1982).

Aparentemente existe una cierta relación entre la configuración magnética y la existencia de uno o dos jets (fuentes de tipo FR I y FR II), sólo para el caso en el que los jets son rectos. Así para las fuentes de tipo FR I la configuración magnética es predominantemente B_{\perp} ó $B_{\perp-\parallel}$ y para las fuentes de tipo FR II la configuración magnética es predominantemente $B_{||}$. Para los jets curvos se encuentra que el campo magnético presenta una configuración de $B_{\perp-\parallel}$ en la región donde se doblan y para los jets en fuentes que se encuentran en cúmulos galácticos la configuración magnética es $B_{/}$.

En los casos en que se ha podido ver la configuración magnética de los nudos de los jets de un lado se encuentra que el campo magnético es principalmente B_{\perp} . Además se encuentra que en algunos jets las líneas del campo parecen seguir la estructura de los nudos.

2.2.3 Tamaño, curvatura y alineación.

Para las fuentes FR I se encuentra que el tamaño de los jets en general es pequeño (\sim Kpc) lo cual se puede deber a un efecto intrínseco de la fuente central. Para las fuentes FR II los jets en general son muy grandes (\sim Mpc). En los casos en que el tamaño de los jets es pequeño esto se puede deber a un efecto de proyección debido al impulso Doppler o "Doppler boosted", este efecto se discutirá más adelante.

En muchos de los casos los jets presentan dobleces a lo largo de su eje; este efecto es común a ambos tipos de fuentes (FR I y FR II). En general este efecto es aún un problema abierto y se tratará más adelante (sección 2.3.6).

A partir de las observaciones en radio (VLA, MERLIN y VLBI), se ha encontrado que los jets en las regiones extendidas (\sim kpc) se encuentran casi alineados con los jets que se observan en las regiones más internas (\sim pc). La alineación se obtiene midiendo, con respecto a la fuente central, el ángulo de posición o "P.A." del jet directamente en los mapas de radio. Así por ejemplo en radiogalaxias donde dominan los lóbulos, la diferencia de los ángulos de posición de los jets internos y externos es $\leq 10\%$ y en fuentes en el que domina el centro, la alineación es $\geq 20\%$. El valor de la alineación muestra que los jets internos y externos son la contraparte a distintas escalas de un mismo jet (ver la Figura 2.1).

2.2.4 Velocidad.

Una de las propiedades físicas del jet más difícil de determinar observacionalmente es la velocidad. En el caso del jet de la estrella binaria SS 433, se observa corrimiento Doppler de las líneas de emisión, que corresponden a una velocidad de $\sim 0.26 c$ (ej. Hjellming y Johnston, 1962), con una potencia monocromática de $P_{1.4} = 10^{22.8}$ ergs s^{-1} Hz^{-1} (Bridle y Perley, 1964).

Por consideraciones indirectas, como el hecho de observar que los jets parecen emerger de la región central de la galaxia o cuasar, podemos estimar una cota mínima para la velocidad de los jets. La que debe de ser comparable a la velocidad de escape de la galaxia, la cual es del orden de $10^{-3} c$. Así para fuentes que muestran dobleces como 3C 31 (ej. Burch, 1977) y 3C 449 (ej. Perley et al., 1979), se encuentra que la aceleración aparentemente es producida por la órbita de la galaxia, en la que se encuentran los jets, alrededor de una galaxia compañera cercana, la velocidad calculada para estos jets es $v_j \approx 300 - 500$ Km/s. Además, a partir de consideraciones de rotación Faraday también es posible dar una estimación para la velocidad de los jets. Debido a que se calcula la densidad (ρ) y la presión (P) del jet además el número de Mach (M) es del orden del ángulo de apertura del jet. Entonces podemos conocer la velocidad ($v_j = M s_j$, donde $s = \rho/P$) la cual es $v \approx 1000 - 10000$ Km/s.

Sin embargo en variads de las fuentes brillantes en radio observadas con VLBI, en las cuales se observa la región más interna de la fuente (\sim milisegundos de arco -mas-) se ha encontrado que presentan un sólo jet que no es continuo, sino que presenta componentes individuales brillantes llamados nudos. Observaciones temporales de los nudos muestran separaciones con velocidades superiores a la de la luz (velocidades

superlumínicas), ver sección 2.3.1.

Fuentes superlumínicas y posibles fuentes superlumínicas se muestran en las Tablas 2.1 y 2.2, respectivamente, (Impey, 1987).

Tabla 2.1 Fuentes de radio superlumínicas *

Fuente	Nombre	z	$S_{10\text{ GHz}}$ (Jy)	θ_{VLBI} (deg)	v_{app}/c	μ_{app} (%)	θ_{opt} (deg)
0212+735		2.367	2.3	103	3.9	8	97
0235+164		0.851	7.4	20	~ 30	0-43	16-175
0333+321	NRAO 140	1.258	2.9	134	4.8	1.0	~ 150
0430+052	3C 120	0.033	16.8	63	2.1-4.1	2.6	101
0723+679	3C 170	0.846	0.3	57	4.8	1.5	60
0735+178		0.424	2.7	45	2.8	3-35	0-175
0850+551	4C 58.17	1.322	1.2	154	3.9
0851+202	OJ 287	0.306	3.5	90	3.3	1-32	0-180
0906+430	3C 216	0.669	1.4	155	2.4	3-21	70-160
0923+392	4C 39.25	0.639	11.9	270	3.5	< 1	~ 102
1040+123	3C 245	1.029	1.0	105	3.1	< 0.5	...
1137+060	3C 203	0.658	0.6	110	1.3	< 1	~ 97
1150+812		1.25	1.1	178	4.1
1226+023	3C 273	0.158	60.0	89	5.1-8.0	0.5	45-85
1253-055	3C 279	0.538	20.3	50	2.0	4-19	10-180
1641+399	3C 345	0.595	16.3	45-105	1.4-9.5	2-16	10-170
1642+690	4C 69.21	0.751	3.1	195	7.9	17	8
1721+343	4C 34.47	0.206	~ 0.8	343	3.1	1.1	145
1801+319	3C 395	0.635	~ 1.7	118	15.5
1928+738	4C 73.18	0.302	3.0	162	7.0	0.8-1.2	145-163
1951+498		0.466	~ 0.2	90	1.3
2007+777		...	1.2	263	> 1	15	87
2200+420	BL Lac	0.070	18.4	3	2.4	2-23	0-180
2230+114	CTA 102	1.037	2.6	148	18.4	1-11	100-170
2251+158	3C 454.3	0.859	27.4	130	8.8	0-16	0-170

Tabla 2.2 Fuentes de radio posiblemente superlumínicas *

Fuente	Nombre	z	$S_{10\text{ GHz}}$ (Jy)	θ_{VLBI} (deg)	v_{app}/c	μ_{app} (%)	θ_{opt} (deg)
0153+744		2.340	1.3	155	≤ 1.3
0224+671	4C 67.05	...	~ 1.1	1
0355+508	NRAO 150
0415+379	3C 111	0.049
0454+844		...	1.5	146	...	19	60
0538+498	3C 147	0.545	1.5	~ 30	...	1.4	~ 155
0605-085	OH-010	0.870	2.4	46	...	10	127
0615+820		0.71	0.9	181	1.1
0716+714		...	2.3	16	...	14-29	10-163
0836+710		2.16	1.7	220	6.2
1038+528	OL 564	0.678	...	342	~ 2
1039+811		1.26	0.8	292	≤ 2.5
1510-089		0.361	3.0	305	...	1-8	28-139
1749+701		...	1.4	315	...	4-12	80-125
1803+784		...	2.6	277	...	35	96
1807+698	3C 371	0.051	2.8	262	...	0-12	65-100
1845+797	3C 390.3	0.057	2.0	139	...	1-4	140-165
2223-052	3C 448	1.404	9.7	112	...	4-17	10-160

* comparar con las tablas 6.1 y 6.2.

Debido a la diferencia que existe en las velocidades calculadas mediante distintos métodos, se ha propuesto (Bicknell, 1985) que también la clasificación de Fanaroff y Riley (1974) divida a las fuentes con velocidades relativistas y subrelativistas; así para las fuentes de tipo FR I las velocidades son del orden de 1000 - 10000 Km/s. Debido a que los jets son producidos por una "máquina central" no tan potente. Estos tienden a ser desacelerados por el medio intergaláctico y galáctico. Para las fuentes de tipo FR II las velocidades serían relativistas, debido probablemente a que la máquina central es más potente.

2.2.5 El espectro continuo.

i. Radio. En general la distribución espectral de energía que presentan los jets, así como el de las fuentes a los cuales están asociados, está caracterizada por emisión no térmica (radiación sincrotrónica). El índice espectral (α) para frecuencias en radio varía entre $\alpha \approx -0.5$ y $\alpha \approx -0.9$ ($S_\nu \propto \nu^\alpha$) (Bridle y Perley, 1984). El espectro continuo de los jets tiene un corte, en el que cambian de signo los índices espectrales, aproximadamente a 10^{11} Hz. Este corte ocurre también en el espectro continuo de la fuente central a una frecuencia similar. Otra característica del espectro continuo en radio del jet, como también de la fuente central, es la fuerte variabilidad, que presenta la densidad de flujo de energía.

ii. Óptico. En casos en los cuales se puede tener el espectro continuo del jet en el óptico, separado de la fuente extendida (generalmente una galaxia óptica), se encuentra que corresponde al de los nudos brillantes en radio, por ejemplo en 3C 31 y 3C 66B (Butcher, van Breugel, y Miley, 1980), M 87 (Tarenghi, 1981), 3C 273 (Lelièvre et al., 1984), 3C 277.3 (Miley et al., 1981), Cen A (Brodie, Konigl, y Bowyer, 1983), PKS 0521-36 (Danziger et al., 1979).

En el caso de los nudos en M 87 se encuentra una correspondencia del continuo en radio, infrarrojo, óptico y posiblemente rayos-X, con índices espectrales de $\alpha_R = -0.6$, $\alpha_{IR} = -0.8$ y $\alpha_{op} = -1.7$, con un corte en $\sim 3 \times 10^{14}$ Hz (Schreier, Gorenstein, y Feigelson, 1982). En el caso de Cen A existe una correspondencia de los nudos en radio, óptico, y rayos X, con un corte en $\approx 6 \times 10^{14}$ Hz (Brodie, Konigl, y Bowyer, 1982). Además de estas dos fuentes también existe otro jet con características parecidas al de M 87: el objeto BL Lacerta PKS 0521-36 para el cual el índice espectral es -1.6 ± 0.3 en el óptico (Cayette y Sol, 1987) y -0.6 en radio (Danziger et al., 1979). Con un corte en $\sim 5.8 \times 10^{14}$ Hz (Cayette y Sol, 1987).

iii. Rayos X. Se conocen tres fuentes con jets que presentan emisión en rayos X: M 87 (Schreier, Gorenstein, y Feigelson, 1982), Cen A (Schreier, Burns, y Feigelson, 1981), y 3C 273 (Willingale, 1981). La región cercana al jet en M 87 tiene una luminosidad $\sim 10^{41}$ ergs s^{-1} en el rango de 0.3 a 3 Kev obtenida del observatorio Einstein de rayos-X. Los nudos del jet en M 87 no son resueltos individualmente, pero la luminosidad integrada de éstos es consistente con una extrapolación del espectro continuo de $\sim 3 \times 10^{41}$ Hz al régimen de rayos-X, por lo que podemos considerar que la emisión también es sincrotrónica. En el caso de Cen A (NGC 5128), la estructura que presenta en radio es muy similar a la que presenta en rayos-X (ver Figura 2.4), sugiriendo que la emisión también es sincrotrónica. Se han resuelto nudos individuales con luminosidades cada uno de $\approx 10^{39}$ ergs s^{-1} en la banda de 0.5 - 4.5 Kev.

iv. Infrarrojo. Solo en el caso del jet de M 87 (Smith et al., 1983), se ha encontrado emisión en el infrarrojo, resolviéndose tres de los nudos brillantes en radio; A, B, y C (según la notación de deVaucouleurs, Angiano, y Fraser, 1968). Las observaciones se han realizado en las bandas J, H, y K (Smith et al., 1983) en las cuales se encuentra que existe una

correspondencia entre el infrarrojo y el óptico. El índice espectral para estos tres nudos es de -0.66 ± 0.02 para el nudo A, -0.67 ± 0.02 para el nudo B, y -0.70 ± 0.02 para el nudo C. En estas tres bandas no se ha encontrado ningún corte, pero se espera que ocurra en la banda del óptico ya que Kinman et al., (1974), Visvanathan y Pickles (1981) han encontrado un índice espectral de -1.7 para las bandas de VBU.

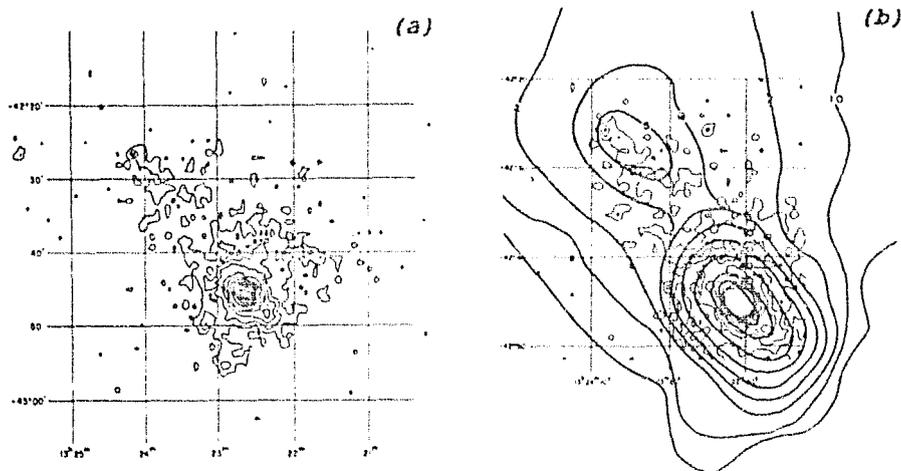


Figura 2.4 Mapas en rayos-X, tomados con el observatorio Einstein, de la radio galaxia Centaurus A (NGC 5128). La figura (a) muestra el mapa tomado con el IPC (0.3 - 4.5 KeV) y la figura (b) muestra una superposición del mismo mapa de (a) y un mapa en radio (a 2.55 GHz) (ver Fig. 1.3) del íbulo medio (Feigelson et al., 1981).

2.3 Problemas abiertos.

2.3.1 El dilema de la velocidad superlumínica.

Uno de los problemas fundamentales de los jets extragalácticos es la velocidad superlumínica, que se calcula del desplazamiento de los nudos. Una manera de explicar estos movimientos superlumínicos es interpretarlos como efectos geométricos, debido a movimientos relativistas cercanos a la línea de visión del observador (Rees, 1966; Blandford, Mc Kee, y Rees, 1977; Marscher y Scott, 1980). El hecho de que solamente muestran un solo jet en escalas de segundos de arco, sería un reflejo del impulso Doppler o "Doppler boosting", en el que por un efecto de contraste solamente se vería el jet que está en dirección al observador "tapandose" el contra jet que estaría alejándose. Esto es lo que llamaríamos un "favoritismo Doppler", el cual sería sensible a la orientación (Rees, 1978; Sklovsky, 1979; Scheuer y Readhead, 1979; Behr et al., 1976; Blandford y Konigl, 1979; Konigl, 1981).

Mediante la hipótesis de tener un jet en dirección cercana a la línea de visión del observador se puede explicar el movimiento superlumínico observado, implicando que las velocidades de los jets deben ser relativistas ($\sim c$). Algunas de las consideraciones que apoyan esta implicación son:

- a. Variabilidad en frecuencias de radio.
- b. El problema del Compton inverso. Mediante la suposición de tener un jet en dirección cercana a la línea de visión del observador, podemos explicar las altas temperaturas de brillo observadas (resultantes de la rápida variabilidad en frecuencias de radio). Estas superan el límite de temperaturas de brillo para una fuente, siendo $T_b \leq 10^{12}$ °K.
- c. Bajo la misma suposición para el jet, podemos explicar el bajo flujo Compton de rayos X, de las fuentes compactas en radio.
- d. El rápido cambio de polarización e intensidad total en los BL Lac.

La suposición de tener un jet con velocidades relativistas presenta una serie de objeciones, algunas de las cuales son:

- a. Las velocidades calculadas para algunas fuentes, por métodos indirectos (sección 2.2.4), resultan ser de $10^2 - 10^4$ Km/s.
- b. En fuentes que muestran un sólo jet, como Cygnus A, se espera que el ángulo del eje del jet sea $\theta \sim 60^\circ$ (Linfild, 1982), con respecto al eje de visión del observador, para poder ver solamente el jet que se encuentra en dirección al observador y no ver el contrajet. Sin embargo, por consideraciones de los lóbulos vistos en frecuencias de radio (Hargrave y Ryle, 1976) se encuentra que el eje del jet debe estar casi sobre el plano del cielo ($\theta \sim 90^\circ$).

2.3.2 Presión.

Del espectro continuo que presentan los jets, se encuentra que la emisión es básicamente radiación sincrotrónica. A partir de esta consideración podemos hacer una estimación de la presión y la densidad de los jets.

De la teoría de radiación sincrotrónica podemos obtener la presión interna de la fuente conociendo su potencia P_V y el volumen V (ej. Begelman, Blandford y Rees, 1984).

$$P_{min} \propto v^{2/7} (P_V / V)^{4/7} \quad (2.1)$$

(para un índice espectral $\alpha \approx -0.5$ a -0.7)

Suponemos que la P_{min} es una buena estimación de la presión interna del jet. Por ejemplo en los jets asociados a la radio galaxia NGC 6251, la P_{min} varía de $\approx 10^{-3}$ dn cm^{-2} en el núcleo a $\approx 10^{-2}$ dn cm^{-2} en las partes externas (Perley, Bridle, y Willis, 1984).

2.3.3 Densidad.

Los jets probablemente consisten de plasma térmico que es en general tenue y se manifiesta observacionalmente mediante la presencia de líneas de emisión. Si consideramos que el campo magnético es muy ordenado a pequeña y a gran escala, el plano de polarización donde se emite la radiación sincrotrónica será rotado por efecto Faraday, por un ángulo (ej. ec. 8.31, Rybicki y Lightman, 1979):

$$\Delta\delta \propto v^{-2} \left\{ n_e B dl \dots\dots\dots(2.2) \right.$$

donde dl es el incremento de la distancia a lo largo de la línea de visión y n_e la densidad térmica del electrón. Como la radiación es emitida a diferentes profundidades del jet y el plano en el cual se emite la radiación sincrotrónica se encuentra rotando (así lo suponemos), entonces el flujo neto parecerá tener una depolarización. Por lo que apartir de la medida de rotación (M.R.) (ecuación 2.2), podemos encontrar una relación entre la densidad electrónica y la frecuencia (ej. ec. 14, Burn, 1966)

$$M.R. = \Delta\delta / \lambda^{-2} \dots\dots\dots(2.3)$$

de esta suposición podemos obtener una estimación casi directa de la densidad. Por ejemplo, para 3C31 (Burch, 1979; van Breugel, 1980), y 3C449 (Perley, Willis, y Scott, 1979), se estima que la densidad térmica de los electrones del jet es $n_e \approx 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$.

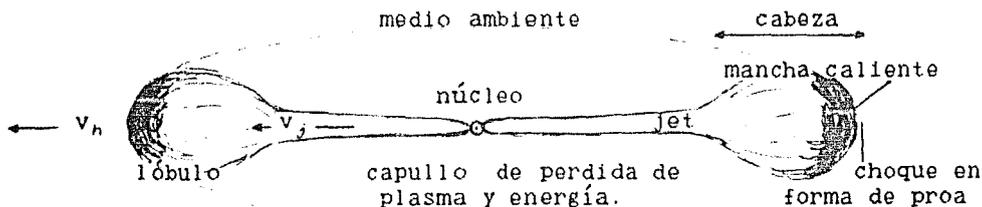
El valor que se obtiene a partir de la suposición de depolarización presenta muchos problemas, por ejemplo: la depolarización puede ocurrir fuera del jet, en el medio que se encuentra entre observador y la fuente. Por lo que la densidad obtenida apartir de este método es sólo una estimación.

Tanto la densidad como la presión del jet son parámetros fundamentales y una mejor estimación requiere de más observaciones, por ejemplo grado de polarización a distintas frecuencias, etc.

2.3.4 Interacción del jet con el medio.

a. Manchas calientes o "hot spots".

Algunas de las fuentes que presentan lóbulos se caracterizan por la presencia de regiones de gran brillantez, en radio. Tales regiones se les conoce como manchas calientes o "hot spots". Estas se localizan en la parte extrema externa de los lóbulos. En general son colineales con la fuente central (ver Figura 2.5), su tamaño es del orden de unos pocos Kpc, presentan una cierta elongación perpendicular al eje de la fuente central y bordes brillantes con filamentos hacia la componente central. Al conjunto de lóbulos y manchas calientes se le suele llamar la cabeza del jet.



gas interestelar o intergaláctico.

Figura 2.5 Representación esquemática de una radio fuente doble en la que se muestra los distintos componentes definidos en el texto.

Los índices espectrales de las manchas calientes, en frecuencias de radio, se encuentran entre $-0.9 \leq \alpha \leq -0.5$ (Hargrave y Mc Ellin, 1975). La emisión en el continuo es producida probablemente por radiación sincrotrónica (como sucede con la emisión de la fuente central). Las líneas de emisión encontradas en algunas manchas calientes, pueden provenir de nubes densas ($n_e \approx 10^3 \text{ cm}^{-3}$) en las cuales el gas es ionizado por excitación colisional.

La importancia de las manchas calientes radica en que las diferencias entre las fuentes de tipo FR I y FR II se pueden interpretar como el avance de la cabeza del jet con velocidad (v_h) en el medio, la cual estaría determinada por la velocidad del jet (v_j), la densidad del jet (ρ_j) y la densidad del medio (ρ_e) (Begelman, Blandford y Rees, 1984) ec. 2.4 .

$$v_h \approx [1 + (\rho_e / \rho_j)^{1/2}]^{-1} v_j \quad \dots (2.4).$$

En este contexto las manchas calientes son interpretados como las superficies de trabajo de los jets. Las zonas en las cuales el jet choca con el medio. Esta interpretación es válida sólo para fuentes que muestran sólo una mancha caliente en sus lóbulos, ya que algunas fuentes presentan más de una. La presencia de más de una lo podemos interpretar como la variación de la dirección de los jets. Por lo que el estudio de las manchas calientes podría dar información de la densidad y velocidad del jet. Así como del medio, a gran escala, en el cual se encuentra.

b. Capullos o "cocoon".

Alrededor de los jet y lóbulos se han detectado superficies de bajo brillo superficial y gran luminosidad sincrotrónica. En comparación con las manchas calientes, que se conocen como capullos o "cocoon". Los cuales son interpretados como una extensión del jet dentro del medio, el cual es producido, probablemente, por la pérdida de radiación adiabática en forma de energía magnética y partículas (Begelman, Blandford y Rees, 1984) o por gas caliente que se escapa hacia atrás del choque.

El estudio de los cocoon es importante debido a que dependiendo de las características de éste, podríamos conocer cuáles son los mecanismos de pérdida de radiación de los jets.

c. Naturaleza del medio externo.

Se conoce poco acerca de la naturaleza del medio externo que envuelve al jet, por lo que solamente se consideran límites para la densidad y la presión. Así, por ejemplo, para el medio que envuelve a los jets vistos en VLBI se puede obtener un límite mínimo si suponemos que el jet es confinado por presión (ver sección 2.3.5). En escalas de Kpc se considera que la presión mínima debe ser comparable a la presión del medio interestelar, el cual es del orden $10^{-13} - 10^{-11} \text{ dn cm}^{-2}$.

2.3.5 Colimación, estabilidad y disipación.

a. Colimación.

Una de las características observacionales de los jets es la alta colimación que presentan. Existen varias posibilidades para esta colimación dependiendo de los efectos externos o internos del jet, algunas de éstas posibilidades son:

i. Colimación por presión de gas.

Una de las posibilidades para la colimación es que sea producido por la presión del gas externo. Así para un jet, éste va a encontrar una disminución de la presión ambiental a medida que se aleja del núcleo de la galaxia. Si consideramos que el jet es confinado, solamente por la presión del medio, entonces la disminución en la presión resultará en un aumento de la sección transversal y el grado de colimación decrecerá o aumentará dependiendo de como aumente, más o menos rápidamente, el diámetro del canal (r) del jet con la distancia al núcleo (R) (Blandford y Rees, 1974; Chan y Henriksen, 1980).

Observacionalmente se encuentra que los jets no presentan grandes variaciones en su colimación, al alejarse de la fuente central, por lo que sólo el efecto del medio externo no puede ser la causa de la alta colimación.

ii. Colimación por efectos de enfriamiento.

La colimación también puede ser producida por efectos de enfriamiento radiativo del gas dentro del jet. En este caso es importante el comparar el tiempo de expansión con el tiempo de enfriamiento. La emisión del gas a bajas temperaturas puede ser importante sólo si las líneas emitidas por las nubes son continuamente excitadas. La emisión libre-libre no afecta a la componente relativista del jet y solamente el aumento de la colimación se producirá si la presión térmica domina a la combinación de las presiones relativistas y magnéticas. Una disminución de la sección transversal del jet debido a enfriamiento térmico producirá una compresión adiabática de alguna componente relativista que se encuentre mezclado con el gas térmico.

En general existen pocas observaciones que nos permitan considerar que la colimación de los jets se pueda deber a un efecto de enfriamiento por gas.

iii. Colimación magnética.

El campo magnético de los jets no sólo puede producir la radiación sincrotrónica observada, sino también puede tener un efecto importante en la colimación, confinamiento y estabilidad de los jets. Si consideramos que no existe un fuerte gradiente de velocidades en el jet, el campo magnético paralelo ($B_{||}$) a la velocidad del jet varía como R^{-2} , mientras que el campo magnético perpendicular (B_{\perp}), varía como R^{-1} .

Si en el jet corre una corriente eléctrica neta, entonces puede ocurrir un auto confinamiento magnético debido a la tensión asociada a las líneas del campo toroidal (ej. Benford, 1978; Chan y Henriksen, 1981).

Existen otros modelos que consideran que el campo magnético es producido por corrientes cilíndricas que corren sobre la superficie del jet (Cohn, 1983) lo que producirá un confinamiento magnético externo.

Los modelos que tratan de explicar la colimación por efectos magnéticos son más inciertos. Además, observacionalmente es difícil el poder afirmar si la colimación es vía estos efectos.

b. Libertad o confinamiento.

Uno de los problemas que presentan los jets es saber si éstos son libres o se encuentran confinados, lo cual va a depender fuertemente del gradiente de presiones que se encuentre en el

medio que envuelve a los jets. Si existe un equilibrio de presiones con el medio externo. Así, por ejemplo, si el jet se mueve a través de un medio de alta presión los choques se transmiten dentro del jet confinándolo. Si el jet se mueve dentro de una región de baja presión entonces tiende a cambiar la presión relativa al exterior por lo que el jet se expande libremente (Sanders, 1983).

En algunos jets débiles de dos lados aparentemente presentan explosiones (Bridle, 1982) a pocos Kpc de distancia de la fuente central, lo cual puede ser una evidencia de una región donde la presión disminuye y donde el jet puede experimentar un corto estrechamiento en la expansión libre del mismo. Sin embargo estos jets son recolimados pocos Kpc más afuera (ej. NGC 315, Willis et al., 1981).

Si el gradiente de presión externa es suficientemente grande, entonces la presión máxima dentro del jet puede ser superior a la presión promedio del jet, lo cual produciría los nudos observados en algunos jets (Konigl, 1980).

Existen varios argumentos en favor de que los jets son libres, algunos de los cuales son:

- a. Observaciones de ángulos de apertura aparentemente constantes (p.j. NGC 6251; Readhead, Cohen y Blandford, 1978).
- b. Altas presiones de equipartición relativas a la probable presión intergaláctica (p.j. 4C 32.69; Potash y Wardle, 1980).

Sin embargo existen fuentes que muestran evidencia de colimación continua lo cual es incompatible con la expansión libre. Existen otras consideraciones menos determinantes en contra de la expansión libre de los jets. Estas dificultades son las que hacen considerar el confinamiento magnético como una característica determinante en algunos jets.

2.3.6 Desviación del jet.

a. Desviación por presión.

Algunos de los jets, sobre todo los que se encuentran en fuentes débiles, muestran desviaciones, dobleces o curvamientos. A este tipo de fuentes que muestran tal característica se les denomina "heat tail" (ver Figura 2.6). Estas fuentes presentan en general dos jets y en mapas de alta resolución se observa que éstos emergen de la parte más interna de la fuente central de la galaxia asociada a los jets. La idea generalmente aceptada es que estos jets son distorsionados por la presión de inercia (o arrastre) o "ram pressure" debido al movimiento de la galaxia en un medio denso dentro de un cúmulo de galaxias. Ya que una gran cantidad de fuentes "heat tail" se encuentran en cúmulos de galaxias.

Un modelo dinámico alternativo para la desviación del jet (Jones y Owen, 1979), es considerar que la velocidad del jet es supersónico y que se dobla por efecto del gradiente de presiones térmica del medio interestelar de la galaxia.

Uno de los rasgos característicos de los "heat tail" es su estabilidad aún hasta un ángulo de casi 90°.

Existen otras fuentes conocidas como "wide-angle tail" (ver Figura 2.7) las cuales parecen ser un caso intermedio entre las

fuentes débiles dobles que presentan jets rectos y las fuentes "heat tail". Para estas fuentes los modelos son más inciertos debido a la poca posibilidad de tener velocidades altas con respecto al medio intercumulo, necesario para el doblés.

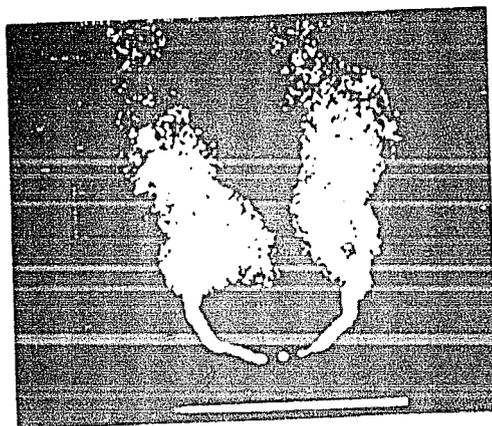


Figura 2.6 El prototipo de las fuentes "heat-tail", la radio galaxia NGC 1265 (3C 83.1B). Mapas de VLA a 6 cm (en Begelman, Blandford y Rees, 1984).

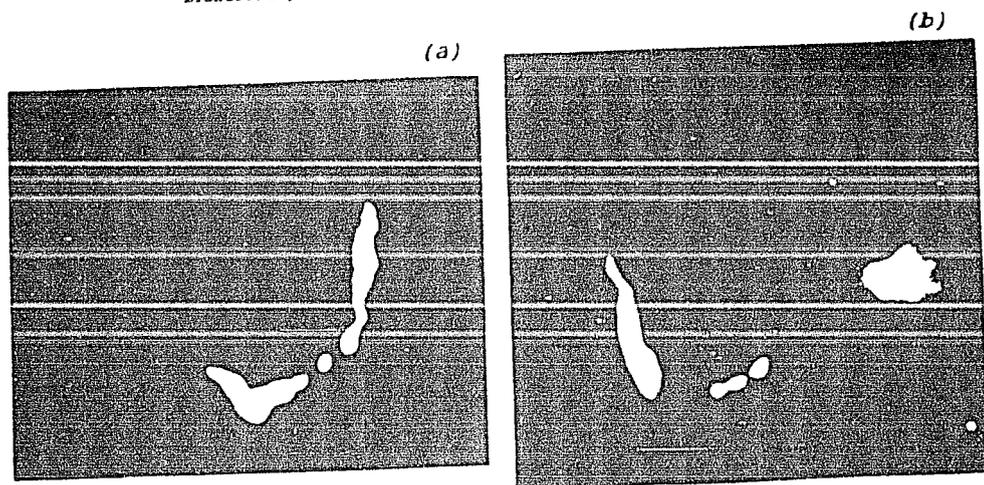


Figura 2.7 Mapas en radio, en VLA a 20 cm, de fuentes "wide-angle tail", (a) 3C 465 y (b) 1919+479 a 20 cm (en Begelman, Blandford y Rees, 1984).

b. Doblés por movimiento orbital.

Algunas fuentes muestran un alto grado de reflexión simétrica, fuentes de tipo C (Harris, 1974). Esta simetría ocurre básicamente en fuentes que muestran jets prominentes como es el caso de 3C 31 y 3C 449 (Figura 2.8). Una explicación a este tipo de morfología es el estar observando a un subconjunto de jets inestables los cuales por casualidad parecen tener una simetría. Sin embargo 3C 31 y 3C 449 tienen galaxias compañeras cercanas (Eikers, 1982; Shaver et al., 1982; Rose, 1982). Sugiriendo que

el doblés del jet puede ser resultado de la presencia de la compañera. Si esta es la explicación, entonces el radio de curvatura del jet debe ser comparable a la distancia que separa a las dos galaxias.

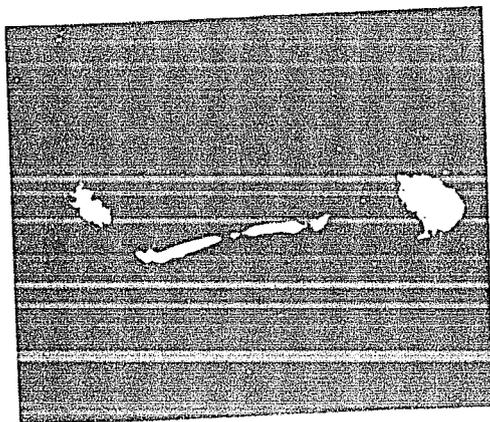


Figura 2.0 Fuente de tipo C, 3C 449 (radio galaxia). Imagen de VLA a 22 cm (en Begelman, Blandford y Rees, 1984).

La forma del doblés es altamente influenciada por la presencia del medio ambiente. Así, por ejemplo, la presión de inercia o "ram pressure" del gas externo al jet puede causar un doblamiento adicional atribuido a la aceleración gravitacional.

Con un número mayor de observaciones de fuentes simétricas será posible el determinar hasta que punto el movimiento orbital es influenciado por la presencia de una compañera y/o por el medio externo.

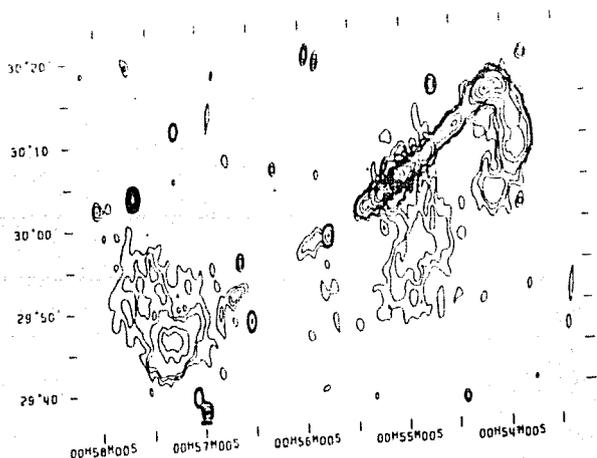


Figura 2.0 Fuente de tipo S, NGC 315 a 0.6 GHz (Willis et al., 1981).

c. **Doblés por movimiento precesional.**

Algunas fuentes muestran una inversión simétrica o rotación de 180° , llamadas fuentes de tipo S (Harris, 1974), en las cuales se sugiere que son producidas por la precesión en la orientación de los haces o "beams". Ejemplo de estas fuentes son NGC 326 (Eikers et al., 1978), 3C 315 (Willis et al., 1981), ver Figura 2.9

La inversión simétrica en algunas radio galaxias puede ser una manifestación del arrastre rotacional del material inyectado cercano al plano del disco de una galaxia espiral (ej. NGC 4256; Van der Kruit, Oort y Mathewson, 1972; Henriksen, Vallée y Bridle, 1981; Oort, 1982).

Observacionalmente la inversión simétrica parece ser producida por la presencia de una compañera de la galaxia en la cual se encuentran los jets, más que por la alta densidad local de galaxias (Sheuer et al., 1982).

2.3.7 La fuente de producción de los jets.

De las observaciones de alta resolución, en frecuencias de radio, se encuentra que los jets parecen emerger de la región central de los NAGs. Por lo que se considera que la fuente de producción de los jets se encuentra dentro de las regiones compactas (≤ 1 pc).

Observacionalmente se encuentra que las fuentes compactas presentan básicamente dos características (Begelman, Blandford y Rees, 1984):

- a. Producción de radiación no térmica.
- b. Expulsión de energía en forma de haces (jets), además de la producción de grandes cantidades de energía en regiones compactas.

Para explicar estas características Zeldovich y Novikov (1964) y Salpeter (1964) propusieron la idea que en el centro de estos objetos se encuentra un gigantesco hoyo negro y que la energía es generada por acreción de material el cual cae dentro del hoyo negro. Además de este modelo han aparecido modelos alternativos. En muchos de los cuales inevitablemente se obtiene como proceso final un hoyo negro, por ejemplo la Figura 2.10 muestra los distintos procesos mediante los cuales estrellas y gas pueden acumularse en el centro de una galaxia y obtener como resultado final la formación de un hoyo negro supermasivo. En general los modelos para la fuente central de los núcleos activos de galaxias se dividen en:

- a. Cúmulos supermasivos de estrellas (Spitzer, 1971; Arons et al., 1975; Colgate, 1977). En este tipo de modelos también se consideran las explosiones de supernovas producidas por estos cúmulos supermasivos (Burbidge, 1961; Colgate, 1967) o el de hipernovas (Colgate y Petschek, 1976).
- b. Estrellas supermasivas (ej. Fowler, 1966), espinares (ej. Cavaliere, Morrison, y Pacini, 1970) o magnetoides (ej. Ozernoi y Chertoprid, 1966).
- c. Hoyos negros (ej. Lynden-Bell y Rees, 1971; Pringle et al., 1973).

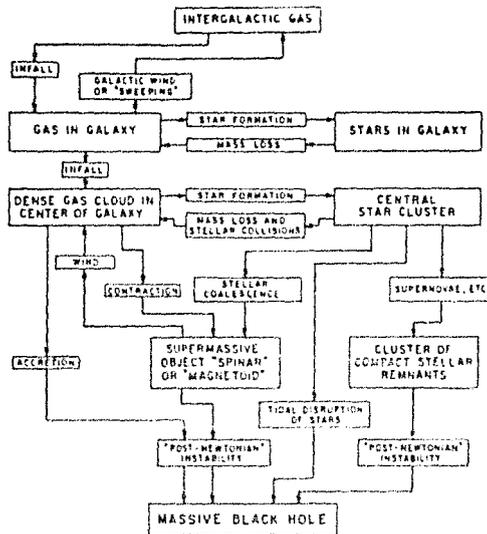


Figura 2.10 Diagrama de flujo donde se muestran los distintos procesos que conducen a tener en la "máquina central" de las GAG un hoyo negro masivo (Reas, 1970b).

En los dos primeros tipos de modelos la eficiencia calculada en la generación de energía no es mayor al 10% de la conversión de energía gravitacional en radiación que se puede producir por la acreción de materia a un hoyo negro (Lynden-Bell, 1978; Rees, 1978b). Como se observa en la Figura 2.10, cualquiera de los tres modelos nos llevan eventualmente a la formación de un hoyo negro supermasivo ($\geq 10^6 M_{\odot}$). Debido a esto podemos considerar que la "máquina central" que se encuentra alojada en el núcleo de las galaxias activas puede ser un hoyo negro supermasivo.

A diferencia de la formación de hoyos negros por colapso gravitacional de una estrella como ocurre en los sistemas binarios estelares, el proceso por el cual se forma un hoyo negro supermasivo en el centro de las galaxias es un problema abierto. Una idea alternativa para esta formación es la hipótesis que estos hoyos negros se formaron en épocas muy tempranas del universo (ej. Hawking, 1971), en etapas anteriores a la formación de las galaxias y a la recombinación del hidrógeno. En este modelo las galaxias se formarían alrededor de los hoyos negros "primordiales" (ej. Ryan, 1972).

La materia suficiente para generar energía por acreción puede provenir de varias fuentes, las cuales principalmente son:

- gas intergaláctico o gas galáctico que llega al núcleo vía perturbaciones gravitacionales por interacción con otra galaxia (Balick y Keckman, 1982; Dahari, 1983).
- gas del núcleo (Gunn, 1979).
- gas de estrellas de la galaxia que pierden masa por procesos convencionales, por ejemplo vientos (ej. Mc Cray, 1979).
- estrellas del núcleo que se desintegran, ruptura de estrellas

por fuerzas de marea (Hills, 1975; Luminet, 1981).

Una vez que tenemos suficiente material en la cercanía del hoyo negro podemos tener acreción. La cual puede ser acreción estacionaria (ej. Luminet, 1981) o acreción intermitente (ej. Shields y Wheeler, 1978; Balick y Heckerman, 1982). En el caso de la acreción intermitente ésta puede ser la que este actuando en el centro de las galaxias, por lo que la "actividad" sería una etapa evolutiva de las galaxias "normales".

La acreción puede ser esférica (ej. Mc Cray, 1979; Maraschi, 1981), en el cual no tendríamos jets, y acreción vía discos. En el caso de acreción vía discos éstos pueden ser: discos delgados, los cuales son análogos a los que se tienen para los sistemas binarios estelares. Aunque en el contexto de los NAGs estos discos son inestables (Rees, 1978a). La otra posibilidad es el considerar discos gruesos. En este caso además de que puede salvar las inestabilidades por las cuales es inválido el modelo de disco delgado de acreción (en estos modelos la presión de radiación es importante tanto en la dirección vertical como horizontal), también puede explicar la presencia de los jets, ya que puede aparecer un vórtice central y formar una especie de toroide con un centro pequeño (ver Figura 2.11), escapando el plasma cercano al hoyo negro por los polos del disco grueso (Lynden-Bell, 1978).

El gran problema de los discos gruesos de acreción es que los modelos no pueden explicar, hasta ahora, cómo mantienen su estabilidad (ej. Hacyan, 1982). En el contexto de discos gruesos de acreción alrededor de hoyos negros supermasivos en el centro de las galaxias. Aquellos son los que formarían las fuentes dobles de las radio galaxias, en los cuales se irían formando los lóbulos por la eyección de material relativista (Blandford y Rees, 1974) en forma de jets.

Si ésto es correcto, las fuentes que conocemos como NAGs serían en general fuentes muy parecidas y sus distintas características (un solo jet o ambos, presencia de lóbulos, etc.) serían determinadas por las condiciones globales de la galaxia en la cual se encuentran (ej. el tener jets de corta escala - \sim kpc - se podría deber a que éstos se están "desvaneciendo" por colisiones con el material de la galaxia, en el caso de las galaxias Seyfert). Además si es correcto este modelo quedan muchas preguntas por contestar, por ejemplo:

- ¿Cuál es el papel que juega el núcleo en la evolución de las galaxias?
- ¿Representa la actividad del núcleo una fase transitoria (y tal vez repetitiva) en la vida de las galaxias?
- Si la actividad del núcleo se debe a la presencia de un hoyo negro ¿podemos afirmar que la ausencia de actividad indica la ausencia de un hoyo negro o a la falta de combustible (quizás temporal)?

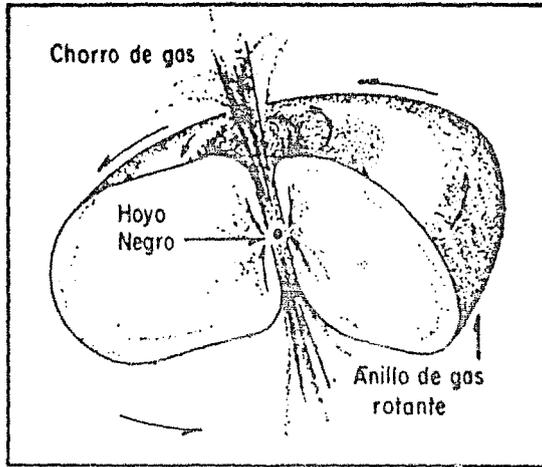


Figura 2.11 Representación de un hoyo negro y su disco grueso de acreción, del cual están saliendo los jets (en Dultzin-Hacyan y Hacyan, 1984).

CAPITULO 3.

MODELOS DE LA FISICA DE PLASMAS
PARA JETS EXTRAGALACTICOS.

3.1 Introducción.

La característica principal de los jets extragalácticos es que éstos parecen emerger de manera colimada de la región central del núcleo activo (≈ 0.1 pc) de las galaxias y cuasares. La colimación se mantiene hasta grandes distancias (\sim Kpc) donde se encuentran los lóbulos. La expansión del material del jet ocurre a través de recolimaciones, variaciones en la dirección, dobleces muy pronunciados, etc. Estas características indican una fuerte interacción con el medio que envuelve a los jets. Esto nos indica que los procesos físicos involucrados en la propagación y estabilidad de los jets, son fenómenos típicos de la física de plasmas.

Los modelos basados en la física de plasmas que se han hecho para jets extragalácticos tratan de explicar fundamentalmente tres problemas: colimación, estabilidad y la aceleración continua de los electrones relativistas que dan origen a la emisión sincrotrónica del jet.

En este capítulo trataremos estos modelos.

3.2 Colimación.

a. Modelos de equilibrio hidrodinámico.

Existen varios modelos que tratan el equilibrio de los jets, los cuales pueden dividirse en dos clases principalmente:

1. Colimación por la presencia de toberas o "nozzles" cercana a la fuente central. Estos modelos (ej. Blandford y Rees, 1974) consideran que el núcleo activo de la galaxia contiene un plasma relativista caliente, el cual es más turbulento que el medio externo, burbujas calientes pueden escapar a través de la dirección de menor resistencia (ej. el eje de rotación de la galaxia).

El balance de las presiones externas e internas del jet dan origen a toberas o "nozzles" opuestas (ver Fig. 3.1). En este lugar la velocidad del flujo del jet tiende a ser supersónica y la morfología pasando la tobera va a ser determinada por las interacciones del jet con el medio circundante. En este contexto los lóbulos serían las cabezas de este flujo supersónico.

En la práctica este tipo de modelos explican la aceleración en base al confinamiento del plasma. Estas toberas se producirían en escalas galácticas, en la cercanía de la fuente central. El problema fundamental es que la presencia de la tobera estaría determinada principalmente por el medio externo al jet.

11. Colimación y aceleración de los jets mediante discos de acreción usando teorías de vientos estelares (teoría cuasi en dos dimensiones -2D-). Este método se basa en reducir el problema a una sola dimensión, considerando una sola coordenada a lo largo del eje del flujo del jet, y considerar la presión lateral como efectos geométricos. En este esquema la aceleración es producida por la geometría del medio confinante (Tsinganos et al., 1985).

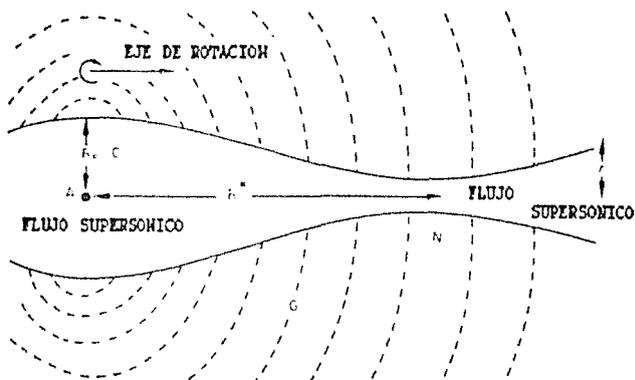


Fig. 3.1 Representación esquemática de una fuente con jets, los cuales son alimentados por plasma, supuestamente relativista, de una región activa (a) en una cavidad central (c). El flujo de los jets es confinado por presión térmica de una nube de gas que da origen a una tobera, antes de la cual el flujo es sónico y pasando esta tobera el flujo es supersónico (Blandford y Rees, 1984).

b. Modelos de equilibrio Magnetohidrodinámico (MHD).

Un prototipo de estos modelos en el cual se consideran los campos magnéticos explícitamente es el de Chan y Henriksen (1980), quienes derivan una solución similar a las encontradas para ecuaciones dinámicas de MHD de un flujo de simetría axial 2-D, considerando rotación alrededor del eje de simetría. Los autores pudieron reproducir varias morfologías observadas y varios regímenes de expansión, a partir de suponer distintas distribuciones para la presión externa $P_{ext}(z)$ a lo largo del flujo.

Krautter et al. (1983) han extendido las implicaciones de estos modelos, considerando explícitamente las ecuaciones específicas del plasma del jet encontrando una buena aproximación para plasmas dominados por electrones relativistas. Benford (1978), en un trabajo similar, considera que el origen del campo azimutal se debe a corrientes longitudinales que corren a lo largo del flujo del jet. Uno de los problemas fuertes que plantea este modelo (Benford, 1978) es el poder explicar cómo se producen las corrientes ordenadas dentro del jet.

El gran problema de los modelos de equilibrio MHD es la poca información observacional sobre la forma de los campos magnéticos en jets extragalácticos.

c. Simulaciones numéricas.

Varios autores han realizado simulaciones numéricas para jets (los cálculos más detallados los han realizado Norman et al., 1983). Usando una simetría axial 2-D de fluido, los autores han podido analizar la morfología originada por la interacción de un flujo supersónico con el medio envolvente en condiciones de equilibrio de presiones. El proceso de aceleración es parecido al propuesto por Blandford y Rees (1974), la colimación es debida a la presencia de una tobera. Después de pasar esta tobera, los flujos (ver Fig. 3.2) desarrollan perturbaciones en las zonas de

contacto en la que existen discontinuidades con el medio externo, formando ondulaciones y transmitiendo su energía cinética a los capullos o "cocoon". En estos modelos, en la parte interna del jet se forman choques pero globalmente el jet es dinámicamente estable a lo largo del mismo.

Arnold y Arnett (1986) reproducen este mismo modelo de Norman et al. (1983), usando diferentes técnicas numéricas, en dos y en tres dimensiones obteniendo resultados similares: un jet estable y altamente colimado.

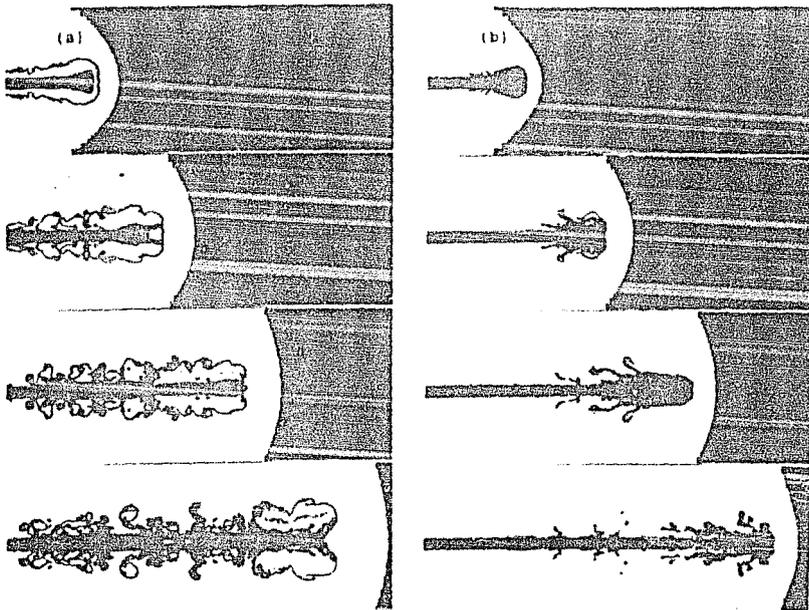


Fig. 3.2 Simulaciones hidrodinámicas en dos dimensiones del flujo de jets, a cuatro tiempos de evolución en el que el número de Mach (M) y la densidad del jet (ρ) con respecto al exterior se hacen variar: (a) $M = 3$ y $\rho = 0.1$, (b) $M = 6$ y $\rho = 10$ (Norman et al., 1983).

3.3 Estabilidad.

a. Inestabilidad Kelvin-Helmholtz.

El problema de comparar los jets extragalácticos con los producidos en laboratorio, es que éstos últimos tienden a ser turbulentos y a extenderse con grandes ángulos de apertura, a grandes distancias. La manera en cómo se ha tratado de salvar este hecho es considerar que los jets extragalácticos son altamente supersónicos y libres. Además se encuentra que observacionalmente los jets parecen estar confinados, ya sea térmica o magnéticamente.

Existe un gran número de artículos en los cuales se analiza la estabilidad lineal de fluidos en jets colimados, por ejemplo: Blandford y Pringle (1976), Ferrari et al. (1978), Benford (1981), Ray (1981), Cohn (1983).

La inestabilidad que probablemente sufren los jets extragalácticos no magnetizados, es la inestabilidad Kelvin-Helmholtz, la cual resulta del movimiento relativo entre el plasma del jet y del medio externo (Cohn, 1983). Esta inestabilidad ocurre en la superficie de contacto que separa a dos fluidos (compresibles o incompresibles) que se mueven a distintas velocidades.

Los modelos que han considerado esta inestabilidad toman en cuenta varios aspectos, por ejemplo regímenes relativistas, los cuales podrían ocasionar una disminución en la tasa de expansión (Ferrari et al., 1981). Así también otros modelos consideran campos magnéticos externos ya sean alineados (Cohn, 1983), enrollados (Benford, 1981) o de ambos tipos (Zaninetti, 1986).

Debido a la necesidad de estudiar las perturbaciones de los jets a gran escala, y considerar que las longitudes de onda de las perturbaciones pueden ser comparables al tamaño transversal del jet, en general los modelos de inestabilidades Kelvin-Helmholtz consideran jets cilíndricos (ej. Ray, 1981; Cohn, 1983; Zaninetti, 1985, 1986) y parten de una perturbación de la forma (ej. ec. 2, de Cohn, 1983):

$$f(r, \theta, z, t) \propto g(r) \exp. (i (kz + m\theta - \omega t)) \dots \dots (3.1)$$

donde $g(r)$ expresa la dependencia radial de la perturbación, θ es el ángulo azimutal en un sistema de coordenadas cilíndricas (r, θ, z) alineado con el eje del haz que se encuentra en la dirección z , k es el número de onda, ω es la frecuencia, y m es el número azimutal, dependiendo del valor de m , uno puede representar una simetría azimutal para las perturbaciones, $m = 0$; o modos helicoidales o enrollados, $m = 1$; o modos estriados, $m \geq 2$.

Otro tipo de morfología para los modelos de jets es el considerar jets cónicos (Hardee, 1979) que se van abriendo a medida que la presión externa va disminuyendo al alejarse del centro de la fuente a las partes externas. Los modelos que consideran los efectos de viscosidad son los menos explorados (ej. Nepveu, 1985, 1986; Henriksen, 1987).

b. Inestabilidades resistivas.

Otro tipo de inestabilidades que afecta el confinamiento de los jets extragalácticos es la inestabilidad resistiva que es producida por la presencia de corrientes eléctricas y láminas magnéticas neutras. Estas condiciones aparecen en los modelos que consideran confinamiento magnético vía un campo magnético helicoidal enrollado alrededor del flujo del jet. En este tipo de modelos las perturbaciones pueden producir superficies cilíndricas neutras para la componente del campo magnético perpendicular al vector de onda de la perturbación, formándose islas magnéticas a lo largo de la superficie. Tales estructuras pueden ser las causantes de la presencia de los nudos que se llegan a observar en algunos jets.

En general se encuentra que en el marco de los modelos hidrodinámicos y MHD los jets extragalácticos son inestables y los modos de perturbación parecen ser los responsables de la morfología observada, ej: la formación de nudos (por efectos de islas magnéticas, inestabilidad resistiva), o las ondulaciones o "wiggles" (por efectos de inestabilidad Kelvin-Helmholtz). Estos planteamientos parecieran ser contradictorios, debido a que uno

esperaría que las inestabilidades rompieran al jet y no simplemente lo ondulasen. Una posibilidad para este problema es que el tiempo típico de la inestabilidad no es todavía lo suficientemente grande para romper el jet y solo vemos el inicio de este proceso. Otra alternativa es el considerar que las inestabilidades se saturan con lo que la tasa de crecimiento de las inestabilidades tiende a disminuir hasta que desaparece, por lo que no llegarían a destruir el jet (ej. Ferrari, 1985).

3.4 Radiación no térmica de los jets.

Una de las características importantes de la radiación no térmica de los jets extragalácticos (capítulo 2), es que es producida por radiación sincrotrónica de una distribución de electrones relativistas, los cuales deben tener una reaceleración in situ a lo largo del jet, debido a que el tiempo de vida de la radiación sincrotrónica es mucho menor que el tiempo de paso de la fuente central a la fuente extendida. Un proceso para poder explicar la aceleración continua de los electrones relativista, son las inestabilidades a lo largo del flujo del jet (Henriksen et al., 1982; Eilek y Henriksen, 1983; Henriksen, 1985), ya que la inestabilidad transforma energía que es arrastrada por el flujo ordenado, ocasionando que modos MHD turbulentos puedan acelerar electrones.

Henriksen et al. (1982), Eilek y Henriksen (1983), introducen un modelo de turbulencia conducido por ondas de Alfvén, la cual acelera partículas. Henriksen (1985), considera este modelo de jet turbulento en el que los modos MHD del fluido pueden acelerar partículas a energías muy altas. La aceleración de electrones mediante estos procesos puede ocurrir a lo largo del jet, proporcionando la aceleración necesaria para producir la radiación sincrotrónica observada en la fuente central, en los jets y en los lóbulos. La turbulencia en el fluido puede ser producida por inestabilidades MHD (Benford et al., 1980).

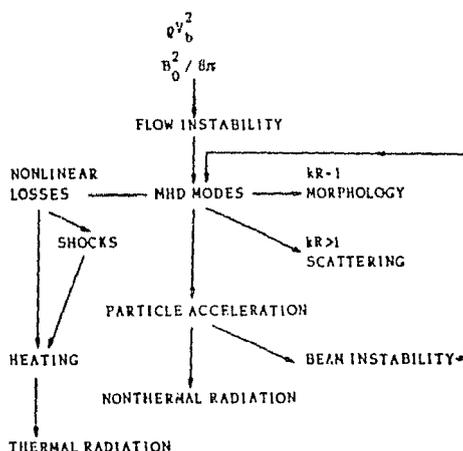


Fig. 3.3 Diagrama de flujo del esquema unificado para inestabilidad, morfología, y radiación en jets (Ferrari, 1985).

Como se refería el final de la sección anterior, las inestabilidades pueden ser las causantes de la morfología observada en los jets, y posiblemente también de la radiación no térmica que se observa a lo largo de estas fuentes. Esta conexión entre morfología, radiación e inestabilidades se puede ver en el diagrama de la Fig. 3.3

En este diagrama se muestra que también se puede tener inestabilidades no lineales que pueden ser producidas por choques, los cuales se producen a su vez debido a que la velocidad del fluido del jet puede ser superior a la velocidad del sonido del medio exterior. Entonces al propagarse produce los choques, los que disipan energía de electrones térmicos acelerados localmente (ej. Blandford y Ostriker, 1978). Además se muestra que la turbulencia MHD puede afectar a pequeña escala la morfología por dispersión de las partículas del jet.

3.5 Conclusiones.

A manera de conclusión podemos plantear una serie de preguntas que se sugieren a partir de estos modelos para los jets extragalácticos basados en la física de plasmas:

- ¿ El confinamiento es producido por la presión de un medio externo o por un campo magnético ?.
- ¿ La morfología está relacionada con las inestabilidades y por lo tanto con la interacción del medio externo o es producida por la dinámica de la máquina central ?.
- ¿ La aceleración de los electrones, para la producción de la radiación no térmica, es in situ y por modos turbulentos MHD ?.

CAPITULO 4.

MODELOS SINCROTRON AUTO COMPTON (SSC)
DE JETS EXTRAGALACTICOS.

4.1 Introducción.

La característica principal de los núcleos activos de galaxias (NAGs), con o sin jets detectados, es la radiación no térmica, interpretada como radiación sincrotrónica. Esta consideración presenta varios problemas, por ejemplo (ej. Blandford, 1984):

a. Se ha encontrado que muchos NAGs presentan variabilidad en la densidad de flujo en varios rangos de frecuencia (radio, óptico, y rayos-X). Apartir del tamaño de la fuente, que se obtiene del tiempo de variabilidad ($d \leq ct_{var}$), se encuentra que la temperatura de brillo asociada llega a tener valores hasta de $\sim 10^{15}$ °K, el cual es superior al valor de la temperatura donde ocurre la catástrofe Compton inverso ($\sim 10^{12}$ °K).

b. En las regiones centrales de NAGs observadas con VLBI, en distintas épocas, se han encontrado componentes que presentan movimientos aparentes con velocidades superiores a la de la luz (velocidades superlumínicas).

Además se encuentra que (ej. Blandford, 1984):

a. Aunque muchos NAGs muestran un alto grado de polarización, éste no llega a alcanzar el valor que predice la teoría de radiación sincrotrónica (sin embargo la polarización es la que sugiere a la radiación sincrotrónica como el proceso responsable sobre cualquier otro).

b. Muchas fuentes compactas en frecuencias de radio están envueltas por halos, los que pueden ser lóbulos de fuentes dobles vistas a lo largo de sus ejes.

c. La densidad de blazares no parece ser muy importante con respecto a los cuasares (radio callados y radio ruidosos).

Estos problemas se resuelven, en general, si se considera que son producidos por jets supersónicos (suponemos dos jets a ambos lados de la fuente central) que se encuentran en distintas direcciones con respecto a la línea de visión del observador.

Así, por ejemplo, para fuentes en las que uno de los jets está casi paralelo a la línea de visión del observador, la contribución a la radiación será principalmente del jet, y no de la máquina central, en el que los electrones relativistas responsables de la radiación sincrotrónica, son acelerados localmente a lo largo del jet (Blandford y Konigl, 1979). No sólo el jet contribuye a la radiación observada en radio, sino que también se espera que contribuya en la radiación observada en el óptico e infrarrojo (Marscher, 1980); en rayos-X y rayos γ (radiación Compton inverso; Konigl, 1981). En este tipo de fuentes es donde se espera que ocurra el fenómeno superlumínico, debido a un efecto geométrico del jet que se encuentra en dirección al observador, y que además se observen halos, como los vistos alrededor de fuertes fuentes compactas.

Para las fuentes extendidas dobles, en que los ejes de los jets se encuentran casi perpendiculares a la línea de visión del observador, la contribución principal sería de la fuente central y no de los jets (Marscher, 1980).

Por lo que dependiendo del ángulo con el que son observados los jets, la contribución a la polarización y a la radiación serán distintos, lo cual se puede inferir de la forma del continuo del espectro electromagnético de los NAGs (Marscher, 1980; Konigl, 1981).

Debido a que este modelo trata de explicar muchos de los problemas que surgen en los NAGs, se le suele referir como "modelo unificado" o de "haz relativista". En este capítulo consideraremos este modelo, y los puntos de intersección que podría tener con los modelos de la física de plasmas para jets extragalácticos.

4.2 Movimientos relativistas de masa.

A partir de observaciones de alta resolución, en la banda de radio (VLBI), durante periodos largos (años), en las fuentes compactas, se ha encontrado que cada vez más NAGs muestran movimientos superlumínicos los cuales se observan como desplazamientos de componentes en tiempos cortos (ver Fig. 4.1). Estos "nudos" o "manchas" son la contraparte en pequeña escala de los jets vistos a gran escala (ej. los jets vistos en VLA). Al conjunto de estas componentes o a una de estas componentes más alargadas que la fuente central, se le llama haz, ver Fig. 4.4.

Existen numerosas teorías que tratan de explicar el movimiento superlumínico, por ejemplo Blandford et al. (1977) revisan varios de estos modelos. El que más se ha desarrollado es el balístico, en el que la velocidad del jet es del orden de la velocidad de la luz (velocidades relativistas).

Son varios los autores que han desarrollado este tipo de modelo (Scheuer y Readhead, 1979; Blandford y Konigl, 1979; Marscher, 1980; Konigl, 1981, Orr y Brownw, 1982). El cual supone que los NAGs tienen jets gemelos, como los propuestos por Blandford y Rees (1974, 1978), en este contexto los NAGs tendrían un jet casi en la dirección al observador, el cual sería responsable del movimiento superlumínico, y un jet en dirección contraria.

La velocidad aparente del jet que contribuye al movimiento superlumínico, el jet que se encuentra en dirección al observador, es:

$$\beta_{ob} = \frac{\beta_j \sin \theta}{1 - \beta_j \cos \theta} \quad \dots \dots \dots (4.1)$$

donde β_j es la velocidad real del jet en unidades de la velocidad de la luz ($\beta_j = v_j / c$), β_{ob} es la velocidad aparente en unidades de la velocidad de la luz y θ es el ángulo entre el eje del jet y la línea de visión del observador.

La velocidad para el contrajet, la cual no es superlumínica, es:

$$\beta_{ob} = \frac{-\beta_j \sin \theta}{1 + \beta_j \cos \theta} \quad \dots \dots \dots (4.2)$$

Para una fuente de este tipo el tiempo en que recibimos la emisión sufre una dilatación por un factor, factor Doppler, definido por:

$$\delta_j = \gamma^{-1} (1 - \beta_j \cos \theta)^{-1} \dots \dots \dots (4.3)$$

donde δ_j es el factor Doppler del jet, γ es el factor de Lorentz ($\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$) y θ el ángulo entre el eje del jet y la línea de visión del observador.

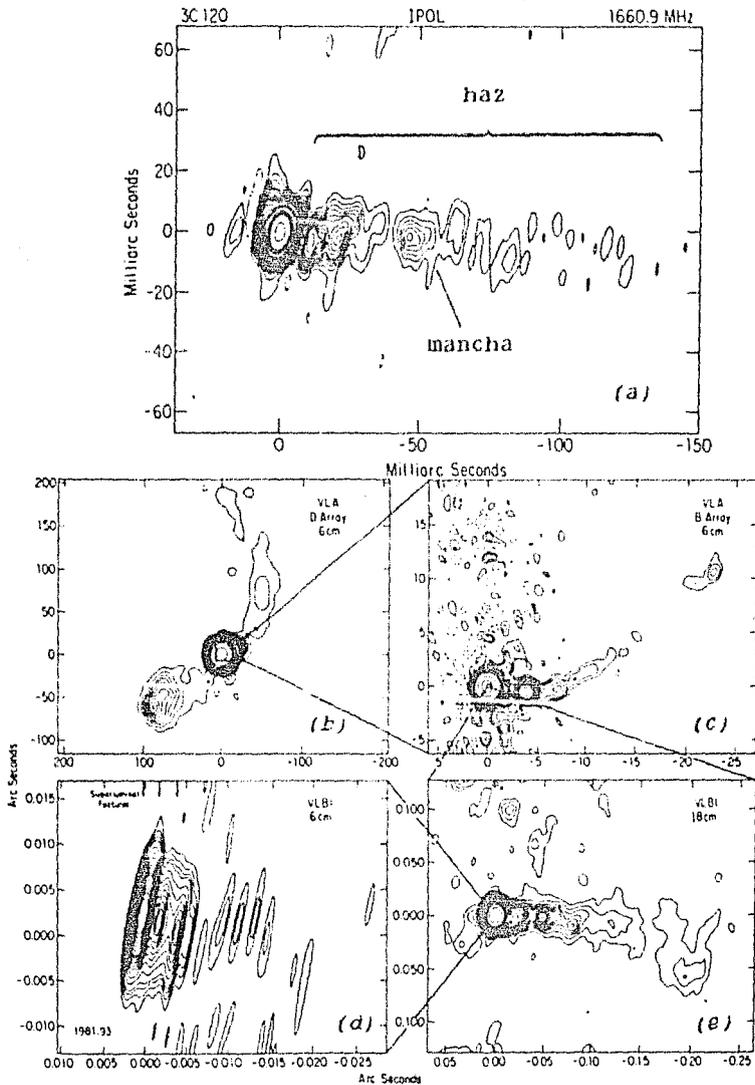


Fig. 4.1 Mapas en VLA (b) y (c) a 6 cm, y VLBI (a) en 1660.9 MHz, (d) en 6 cm, y (e) en 18 cm, de la galaxia Seyfert 3C 120 ($z = 0.03$), en la figura (a) se muestra al desplazamiento de "manchas", con velocidades aparentes superiores a la de la luz (Bunson y Walker, 1984).

Las cantidades β_{ob} y δ se pueden medir, por lo que θ y γ pueden ser determinadas: β_{ob} puede ser medida a partir de observaciones de VLBI en varias épocas, y δ se puede estimar a partir de flujos de rayos-X (Cohen y Unwin, 1984). Como los rayos-X no solamente pueden ser producidos por procesos no térmicos (Compton inverso), sino también por procesos térmicos

(Bremsstrahlung térmico), entonces solamente se puede dar un límite inferior al factor Doppler, el cual se calcula mediante (ej. Cohen y Unwin, 1984):

$$\delta_{min} = a(\alpha) (1 + z) S_R v^{-p} \psi^{-q} S_X^r \dots\dots\dots (4.4)$$

donde δ_{min} es el límite inferior del factor Doppler, z el corrimiento Doppler, S_R es la densidad de flujo en radio a la frecuencia donde ocurre un corte por pérdida de radiación, ψ es el diámetro angular de la fuente central en radio, S_X es la densidad del flujo en rayos-X, el coeficiente $a(\alpha)$ es del orden de la unidad, y los exponentes: p , q , r , dependen del valor del índice espectral α (ej. Unwin et al., 1983).

En la Fig. 4.2 se muestra la dependencia de las cuatro cantidades de interés; β_j , δ , γ y θ .

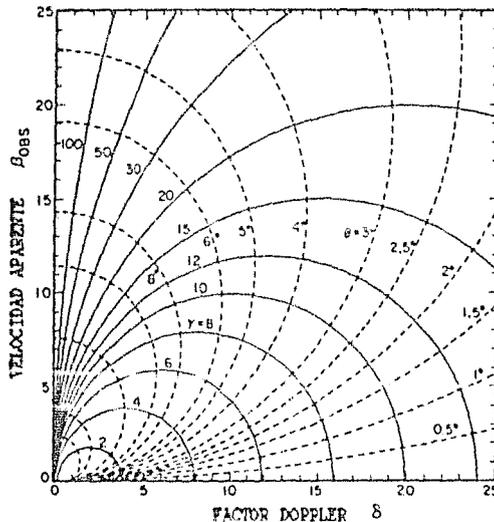


Fig. 4.2 Propiedades cinemáticas del haz relativista, las líneas continuas corresponden a factores de Lorentz y constantes, y las líneas no continuas representan ángulos θ constantes, entre el haz y la línea de visión del observador. Ambos como función de las cantidades observadas del factor Doppler δ , y la velocidad transversal observada β_{ob} . (Unwin et al., 1983).

A partir de la aplicación de este modelo a fuentes superlumínicas, se encuentra que la velocidad de estos haces o jets en escalas de VLBI (que apuntan en dirección al observador) son del orden de la velocidad de la luz, pero no superiores. Las velocidades deben ser relativistas (con $\beta_j \geq 0.8$) ya que de otra manera no se tendría el movimiento superlumínico. Es fácil ver este resultado de la ec. 4.1, si se considera que la velocidad del jet es subrelativista $\beta \ll 1$, entonces $\beta_{ap} \leq \beta_j$ (son iguales cuando $\theta = 0^\circ$). De estos resultados podemos considerar que las velocidades de los jets, cuando menos, cerca de la fuente central (en escalas de milisegundos de arco) es relativistas.

Para el jet que apunta en sentido contrario, la velocidad aparente es subrelativista, lo cual se puede ver de la ec. 4.2 en donde $\beta_{ap} \leq \beta_j$ (son iguales cuando $\theta = 0^\circ$). Si consideramos que los jets han emergido a la misma velocidad y al mismo tiempo, el desplazamiento del contrajet sería poco perceptible. Por ejemplo para el cuasar 3C 263 el movimiento propio es de 0.06 ± 0.02 msa/año (Zensus et al., 1987), con este valor la velocidad aparente, suponiendo $H = 50 \text{ Km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, es $\beta_{ap} = 3.2$ la cual correspondería a un jet que hace un ángulo de $\theta \sim 18^\circ.4$ que corresponde a una velocidad "real" para el jet de $\beta_j = 0.95$. Con estos resultados la velocidad aparente del contrajet sería $\beta_{ap} = 0.158$ que corresponde a un movimiento propio de ~ 0.003 msa/año. Así para el jet el desplazamiento en 1 año es de ~ 1 pc mientras que para el contrajet el desplazamiento en 1 año es de 0.049 pc. Para que el contrajet alcance una distancia de ~ 1 pc el tiempo que debe transcurrir es de ~ 20 años. Por lo que para comprobar si efectivamente este cuasar tiene dos jets opuestos a la fuente central, con características semejantes, tendríamos que esperar períodos de observación muchos mayores de los que se han realizado hasta ahora ó aparatos en frecuencias de radio más sensibles.

En el capítulo 2, se hace referencia a que existen jets con velocidades estimadas no relativistas. Por ejemplo, para 3C 31 y 3C 449, las velocidades calculadas son del orden de $v_j \approx 300 - 500 \text{ Km s}^{-1}$. Estas velocidades corresponderían a los jets vistos a grandes distancias de la fuente central ($\sim \text{Kpc}$). Por lo que podemos considerar que las velocidades cercanas a la fuente central pueden ser relativistas e ir disminuyendo a medida que el jet se va alejando a las regiones externas, debido a la interacción con el medio externo, hasta convertirse, por ejemplo, en jets subsónicos (ej. Marsher, 1990), o hasta encontrarse con un medio lo suficientemente denso para formar choques y dar origen a los lóbulos. Ya que no se han encontrado velocidades superlumínicas en escalas de Kpc.

Una de las predicciones observacionales de este modelo es que el movimiento superlumínico no debe de ocurrir en fuentes dobles, si suponemos que los jets no sufren desviaciones muy pronunciadas.

Sin embargo se han encontrado que algunos cuasares extendidos débiles (fuentes dobles, o fuentes FR I) (ej: 3C 263, Zensus et al., 1987; 3C 179, Porcas, 1981; 3C 245, Hough y Readhead, 1987), y algunas radio galaxias dobles (ej: 3C 111, Goetz et al., 1987; 3C 390.3, Alef et al., 1988), presentan, en escalas de VLBI, un solo jet (ver Fig. 4.3) con movimientos superlumínico. Además, en otras radio galaxias dobles observadas en VLBI (ej. Linfield, 1982, 1987; Jones et al., 1986) que aparentemente no son superlumínicas, muestran un solo jet interno. Estos resultados están en contradicción con nuestra predicción. Ya que la asimetría y el movimiento superlumínico serían explicados por un jet con un pequeño ángulo con respecto a la línea del observador (Fig 4.4, $\theta \sim 20^\circ$, en escalas de VLBI), pero el observar una fuente doble a gran escala (de la Fig. 4.4, $\theta \sim 55^\circ$, en escalas de VLA) significa que los jets son casi perpendiculares a la línea de visión del observador (Linfield, 1982, 1987).

Una alternativa para explicar el movimiento superlumínico en fuentes dobles es que los jets sean desviados cerca de la fuente central por nubes de gas, las cuales debido a la colisión con los

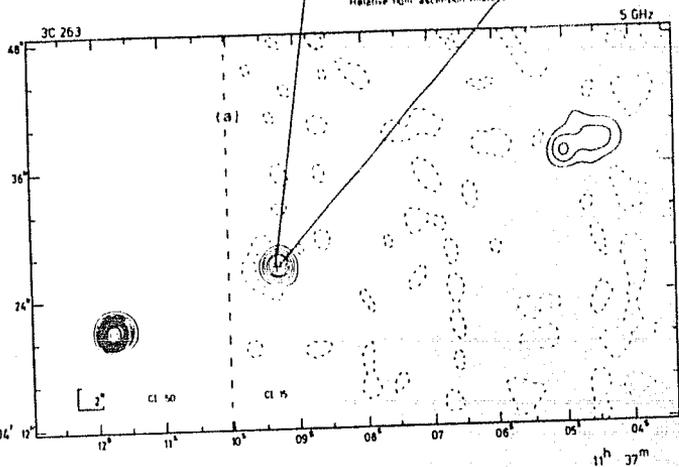
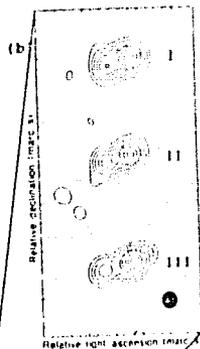


FIG. 4.3 Mapas en radio del Cuasar doble 3C 263 ($z = 0.652$), en VLA (a) a 5 GHz (Pooley y Henbest, 1974), y VLBI (b) en tres épocas distintas I (1982.75), II (1983.70), III (1984.94), a 10.7 GHz (Zanús et al., 1987). En la figura (a) se muestra el movimiento superlumínico con una velocidad aparente de $2.7 \pm 0.9 c$ ($\beta = 55 \text{ Km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $q = 0.05$).

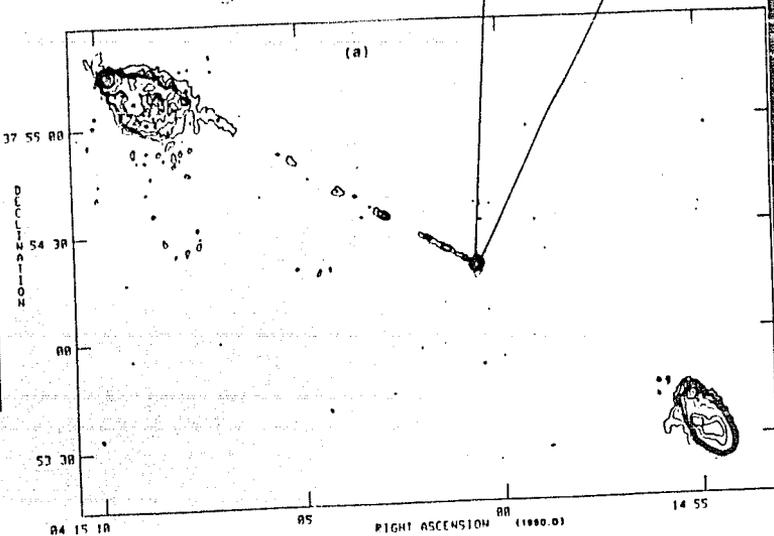
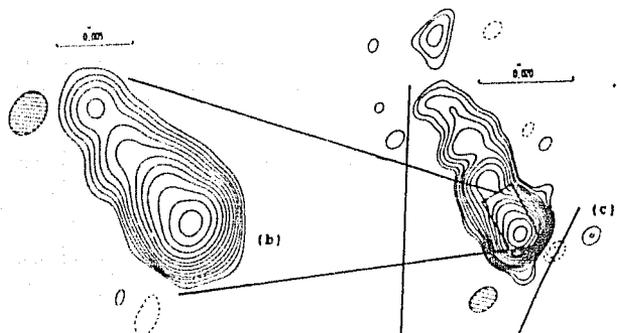


FIG. 4.4 Mapas en radio de la Radio Galaxia doble 3C 111 ($z = 0.0485$), en VLA (a) a 1.4 GHz (Linfield y Perley, 1984), y en VLBI (b) a 5 GHz, y (c) 1.7 GHz (Linfield, 1987).

jets son excitadas produciendo las líneas anchas de emisión observadas en muchos de los NAGs (ej. Lynden-Bell, 1977; Miley, 1983) ver Fig. 4.5.

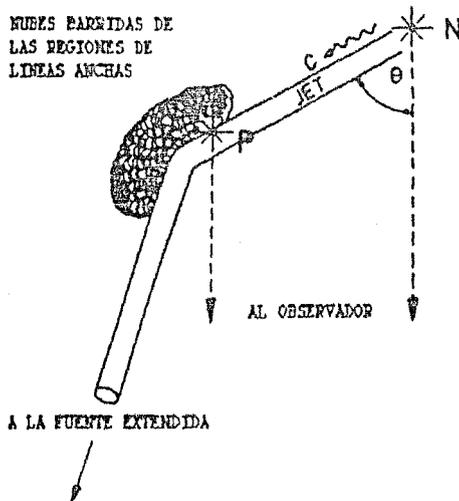


Fig. 4.5 Representación esquemática de una fuente con jets relativistas los cuales sufren desviaciones por la presencia de nubes de gas, produciéndose el movimiento relativista en fuentes dobles (Miley, 1983).

La existencia de jets asimétricos cerca de la fuente central (\sim milisegundos de arco) puede ser importante, ya que las "manchas" o componentes que se ven desplazándose podrían ser plasmoides que han sido eyectados de la máquina central, para los cuales los tiempos característicos de eyección pueden ser superior a varios millones de años, por lo que en general esperaríamos que la mayor parte de los NAGs sean asimétricos (Shklovsky, 1982).

Existen otras alternativas para explicar la asimetría en regiones cercanas a la fuente central, por ejemplo que:

- La eyección de material de la máquina central sea alternada (Rudnick y Edgar, 1984), una especie de "flip-flop".
- La eyección solamente sea de un lado.
- La existencia de procesos disipativos en la región central, que destruya a uno de los jets.

Existen modelos alternos para el fenómeno superlumínico, independientes de la orientación de los jets, los cuales se basan en el hecho que el cálculo del movimiento superlumínico depende directamente de la distancia a la cual se encuentra la fuente. La distancia se calcula mediante la ley de Hubble: $D = cz / H$, donde D es la distancia de la fuente, c es la velocidad de la luz, z el corrimiento Doppler y H la constante de Hubble. Por lo que si la constante de Hubble se le da un valor mayor al que actualmente

se le asigna o si el corrimiento Doppler no fuese un corrimiento cosmológico, el movimiento superlumínico dejaría de serlo. Por ejemplo:

1. Si el valor de la constante de Hubble fuese mayor del que actualmente se le asigna ($50 - 100 \text{ Km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$), el movimiento de las componentes vistas en VLBI tendrían una velocidad menor a la de la luz (Lynden-Bell, 1977). Ejemplo de esto, es el cuasar doble, superlumínico, 3C 263 (Zensus et al., 1987), se tiene un movimiento propio de $0.06 \pm 0.02 \text{ msa año}^{-1}$ y $z = 0.652$; si la constante de Hubble tuviese un valor de $H \geq 180 \text{ Km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, la velocidad del jet sería $v_j \leq c$. (Si consideramos este valor de H, entonces la edad del Universo sería $T \sim 5.3 \times 10^9$ años).

11. La otra posibilidad es que z no fuese cosmológico, en este caso el movimiento dejaría de ser superlumínico, ya que la fuente se encontraría más cerca de lo que se considera.

El problema de la fuerte dependencia de z se encuentra por ejemplo en los objetos BL Lacerta donde el corrimiento Doppler (z), en la mayoría de los casos es muy incierto y difícil de determinar por la ausencia de líneas espectrales. Ejemplo de esto son: 0212 + 73 y 2007 + 77 (Eckart et al., 1986), con incrementos de $0.10 \text{ msa año}^{-1}$ y $0.26 \text{ msa año}^{-1}$, respectivamente. Estas fuentes son superlumínicas si se considera que su corrimiento Doppler tiene un valor de: $z \geq 1$, para 0212 + 73, y $z \geq 0.05$, para 2007 + 77.

4.3 Espectro electromagnético de NAGs.

Para este modelo unificado se considera que los jets que emergen de la máquina central son iguales (jets gemelos), como los considerados por Blandford y Rees (1974, 1978). En los que se pueden distinguir tres regiones, en general bien definidas, ver Fig. 4.6, las cuales son:

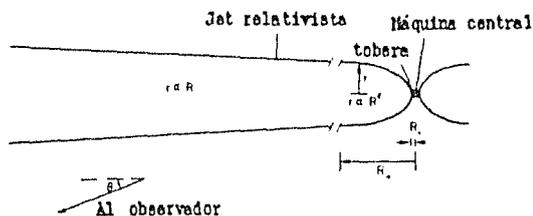


Fig. 4.6 Representación esquemática, no a escala, de una fuente con dos jets relativistas en dirección opuesta (Blandford y Rees, 1974, 1978). En la que se pueden distinguir tres regiones distintas, dependiendo a la distancia a la cual se encuentran el jet de la "máquina central" (Harscher, 1980).

1. $R \leq R_*$. Región de intensa aceleración de partículas, donde existe un plasma confinado que envuelve a la máquina central, el cual suponemos que tiene una fuerte presión y gradientes de densidad a lo largo del eje de rotación. La presión

anisotrópica causa que el material relativista salga a través de dos corrientes en direcciones opuestas, a lo largo del eje de rotación. Además suponemos que existe una tobera o "nozzle" a una distancia R_* .

En esta región suponemos que existe una situación de alta turbulencia, con un consecuente campo magnético desordenado. En donde el campo magnético, la densidad de las partículas relativistas y la energía interna tienden a aumentar a medida que se aproximan a la boca de la tobera.

ii. $R_+ \geq R \geq R_*$. Más allá de la tobera el flujo es acelerado para convertir la energía interna de las partículas relativistas en la energía cinética del flujo. En esta región el ancho del canal, r , depende del gradiente de presiones, y aumenta lentamente con la distancia a la región central, como una ley de potencias:

$$r \propto R^\epsilon \quad \dots \dots (4.5)$$

donde r es el ancho del canal, R la distancia a la fuente central, y el exponente ϵ es del orden de $1/6$. Dependiendo del valor de ϵ el jet sufre pérdidas por expansión sincrotrónica ($\epsilon \geq 1/6$), o pérdidas adiabáticas ($\epsilon \leq 1/6$).

El campo magnético es estirado con una dependencia radial:

$$B \propto r^{-2} \propto R^{-2\epsilon} \quad \dots \dots (4.6)$$

iii. $R \geq R_+$. Para una distancia mayor de R_+ las partículas son subrelativistas. Si la presión externa es suficiente para no confinar el jet, entonces el ancho del canal se amplía lentamente a medida que se aleja de la región central:

$$r \propto R \quad \dots \dots (4.7)$$

Para cada región el espectro electromagnético es determinado, por:

i. $R \leq R_*$. En esta región el campo magnético, y la densidad, decrecen poco con respecto a la distancia R , debido a que es una región muy pequeña, por lo que podemos considerarla como una fuente sincrotrónica homogénea (ej. Rybicki y Lightman, 1979, ecs: 6.22a, 6.54).

$$S_\nu \propto \nu^{-\alpha} \quad (\tau \leq 1) \quad \dots \dots (4.8a)$$

$$S_\nu \propto \nu^{5/2} \quad (\tau \geq 1) \quad \dots \dots (4.8b)$$

Donde S_ν es el flujo, τ la profundidad óptica ($\tau \leq 1$, ópticamente delgado; $\tau \geq 1$, ópticamente grueso), y el exponente α el índice espectral.

ii. $R_+ \geq R \geq R_*$. Este sería el caso de una fuente inhomogénea, ya que el campo magnético, la densidad de partículas, y la energía interna, disminuyen a medida que se va alejando el jet de la fuente central. Para este caso el flujo estaría determinado por el ángulo bajo el cual se observa el jet, θ , debido a que se tendrían distintas contribuciones del mismo. Para los dos casos extremos de: $\theta \sim 0^\circ$ y $\theta \sim 90^\circ$, se tiene (ej. Marscher, 1980, ecs: 10, 12).

$$S_\nu \propto \nu^\eta \quad (\theta \sim 0^\circ) \quad \dots\dots (4.9a)$$

$$S_\nu \propto \nu^{-\alpha} R^{1-2\epsilon(\alpha+1)} \begin{cases} R_m^m \\ R_*^m \end{cases} \quad (\theta \sim 90^\circ) \dots (4.9b)$$

donde α es el índice espectral, R_m la distancia a la cual se produce un corte en el espectro por pérdida ya sea sincrotrónica, o adiabática, R_* es la distancia a la tobera, y η es una constante que está determinada por:

$$\eta = -\alpha - \frac{2 - \epsilon (4\alpha + 1)}{2 (2 - 9\epsilon)} \quad (\epsilon \leq 1/6) \quad \dots\dots (4.10a)$$

$$\eta = - (1 - \epsilon) / 3\epsilon \quad (\epsilon \geq 1/6) \quad \dots\dots (4.10b)$$

iii. $R \geq R_*$. En este caso los parámetros físicos disminuyen drásticamente, y la radiación sincrotrónica de la fuente no es importante.

Dependiendo de la orientación del jet con respecto al observador la contribución de la máquina central y el jet, o jets, los espectros electromagnéticos de los NAGs serían diferentes, ver Fig. 4.7. Así para un NAG en el que uno de los jets se encuentra casi paralelo a la línea de visión del observador, la contribución principal sería del jet que "taparía" por un efecto de contraste a la máquina central, corresponde al continuo (a) del espectro electromagnético de la Fig. 4.7. Para un NAG en el que los jets están casi perpendiculares a la línea de visión del observador, la contribución importante sería el de la máquina central. Esta corresponde al continuo (b) del espectro electromagnético de la Fig. 4.7.

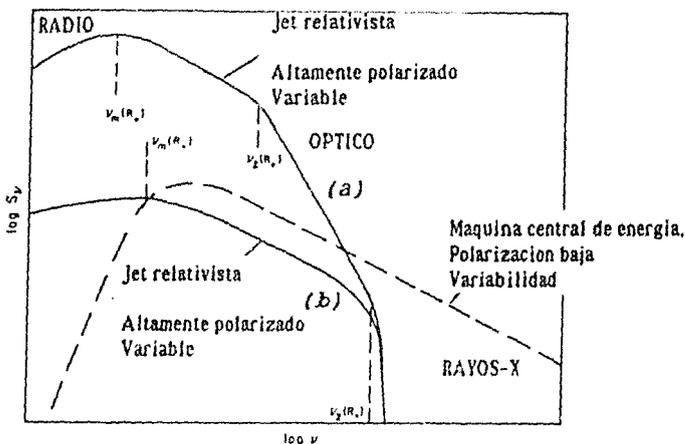


Fig. 4.7 Ejemplo esquemático de un espectro electromagnético de una fuente que contiene un jet relativista, con un ángulo $\theta \sim 0^\circ$ (a), y un jet con ángulo de $\theta \sim 90^\circ$ (b) (Marscher, 1980).

4.4 Polarización en HAGs.

La polarización también estaría determinada por la orientación del jet con respecto al observador, debido a las distintas contribuciones del jet a la radiación emitida (para una fuente homogénea, $\theta \sim 90^\circ$; una fuente inhomogénea, $\theta \sim 0^\circ$; o una combinación de ambos, $90^\circ \geq \theta \geq 0^\circ$). Así en el caso de jets casi perpendiculares a la línea de visión del observador ($\theta \sim 90^\circ$) la fuente sería débilmente polarizada, dado que la emisión se originó en una región altamente turbulenta en el que el campo magnético es probablemente desordenado. Para fuentes donde el jet se encuentra casi paralelo a la línea de visión del observador el espectro electromagnético continuo estaría muy empujado en el óptico, y la polarización de la fuente sería muy alta, debido a que tenemos un campo magnético altamente ordenado que corre a lo largo del jet. De tal manera que la polarización y la forma del espectro electromagnético son determinantes para conocer la posición del jet, o jets, con respecto al observador.

En algunos HAGs mapeados con VLBI no se han encontrado jets, pero muestran un espectro electromagnético continuo altamente empujado ($\alpha \sim 2$) en el óptico, y una fuerte polarización, de lo cual podríamos deducir que se tratan de fuentes con jets casi en la línea de visión del observador. Estas fuentes son los blazares (Cuasares violentamente variables en el óptico - OVV - y objetos BL Lacerta).

Una de las predicciones de este modelo, unificado o de haz relativista, es que el fenómeno blazar sólo ocurre en fuentes con jets asimétricos (un solo jet), o fuentes compactas y no en fuentes dobles. Lo cual podría explicar la baja densidad de estos objetos con respecto al de los cuasares (radio callados y radio ruidosos), por ejemplo de 3681 Cuasares, en general, con contraparte en el óptico, solamente 87 son objetos BL Lac (Herwit y Burbidge, 1987).

4.5 Interacciones con los modelos de la Física de Plasmas.

Hasta ahora no se ha dado una unificación entre los modelos que se han hecho para los jets tratados mediante la física de plasmas, Cap.3, y los modelos que tratan de explicar sobre todo los problemas de radiación y efectos geométricos. Aunque existen algunos puntos en los que podrían interactuar y así tratar más globalmente el fenómeno jet en HAGs. Estos posibles puntos de interacción, son por ejemplo:

i. En ambos tipos de modelos se considera que la radiación es producida por electrones relativistas los cuales deben ser reacelerados localmente a lo largo de todo el jet. Un proceso posible para esta reaceleración podrían ser las inestabilidades Kelvin-Helmholtz.

ii. Los nudos que se observan desplazándose a velocidades superiores a la de la luz, cercanas a la fuente central, pueden ser material que está siendo eyectado de la máquina central u ondas de choque (Blandford y Konigl, 1979b) las cuales pueden ser producidas por inestabilidades, ver Cap.3.

4.5 Conclusiones.

A manera de conclusiones plantearemos una serie de preguntas:

- ¿ El movimiento superlumínico, y la presencia de un solo jet cerca de la fuente central, se debe a un efecto únicamente geométrico, o es un fenómeno inherente a los NAGs ?.
- ¿ La orientación de los jets es determinante para la radiación, la polarización, la variabilidad, etc., observados en los NAGs ?.
- Si este modelo de haz relativista, o alguno alternativo, es válido, ¿podemos considerar un modelo unificado para los NAGs? (por ejemplo, entre objetos BL Lac y cuasares OVV's y cuasares -en radio ruidosos o callados-, Blandford y Rees, 1978, ver Fig. 4.8); probablemente las características externas solamente afecta a los jets a grandes distancias.
- ¿ La asimetría de los jets internos, se debe a un efecto de observación temporal, como lo considera Shklovsky (1982) ?.

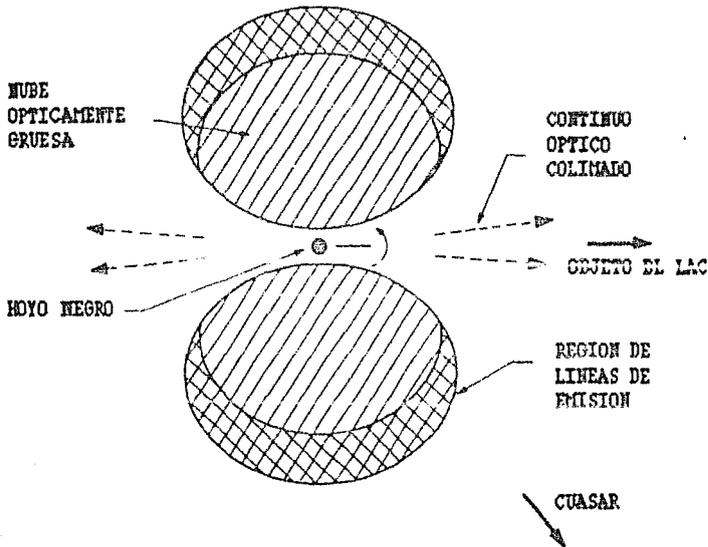


Fig. 4.8 Representación esquemática de una interpretación geométrica de objetos BL Lac y Cuasares (Blandford y Rees, 1978).

CAPITULO 5.

CARACTERISTICAS DEL MODELO DE HAZ RELATIVISTA.

5.1 Introducción.

En el capítulo anterior nos referimos al modelo de haz relativista que trata de explicar las características de los NAGs, como el movimiento superlumínico (Scheuer y Readhead, 1979; Blandford y Konigl, 1979), la forma del espectro electromagnético (Marscher, 1980; Konigl, 1981), el porcentaje de NAGs con distintos índices espectrales (Scheuer y Readhead, 1979; Orr y Browne, 1982), las altas temperaturas de brillo (Blandford y Konigl, 1979), etc.

En este capítulo trataremos las características cinemáticas y radiativas de este modelo.

5.2 Cinemática.

Las características cinemáticas de fuentes que presentan jets proyectados casi en dirección al observador son discutidos por varios autores (por ejemplo en Blandford et al., 1977, hacen una revisión de estos modelos). Para el caso de una fuente que se mueve en un tiempo Δt con una velocidad β_j , ($\beta_j = v_j/c$) en una dirección que hace un pequeño ángulo (θ) con respecto a la dirección del observador n, ver Fig. 5.1, presenta las siguientes características:

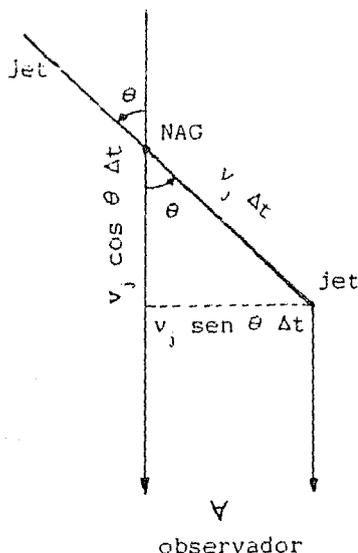


Fig. 5.1 Representación esquemática de la emisión de una fuente que se mueve con velocidad relativista en dirección casi paralela a la línea de visión del observador.

Para el jet que se encuentra en dirección al observador. El tiempo en que llega la luz al observador, de la figura, es:

$$(\Delta t)_{ob} = \Delta t - \frac{d}{c} = \Delta t (1 - \beta_j \cos \theta) \quad \dots (5.1)$$

Así la velocidad aparente medida por el observador es:

$$\begin{aligned} \beta_{ob} &= \frac{\beta_j \operatorname{sen} \theta \Delta t}{(\Delta t)_{ob}} = \frac{\beta_j \operatorname{sen} \theta \Delta t}{\Delta t - d/c} \\ &= \frac{\beta_j \operatorname{sen} \theta \Delta t}{\Delta t - \frac{V_j}{c} \cos \theta \Delta t} = \frac{\beta_j \operatorname{sen} \theta}{1 - \beta_j \cos \theta} \quad \dots (5.2) \end{aligned}$$

El ángulo crítico, para el que la velocidad aparente es máxima, θ_c se encuentra diferenciando la ec. (5.2) con respecto a θ e igualando a cero, de donde se obtiene

$$\begin{aligned} \frac{d \beta_{ob}}{d \theta} &= \frac{\beta_j \cos \theta (1 - \beta_j \cos \theta) - \beta_j \operatorname{sen} \theta (\beta_j \operatorname{sen} \theta)}{(1 - \beta_j \cos \theta)^2} \\ &= \frac{(\beta_j \cos \theta - \beta_j^2 \cos^2 \theta - \beta_j^2 \operatorname{sen}^2 \theta)}{(1 - \beta_j \cos \theta)^2} = \frac{\beta_j \cos \theta - \beta_j^2}{(1 - \beta_j \cos \theta)^2} = 0 \end{aligned}$$

$$\therefore \cos \theta_c = \beta_j \quad \dots (5.3a)$$

$$\operatorname{sen} \theta_c = (1 - \cos^2 \theta)^{1/2} = (1 - \beta_j^2)^{1/2} = \gamma_j^{-1} \quad \dots (5.3b)$$

donde γ es el factor de Lorentz ($\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$), por lo que la velocidad crítica es:

$$\beta_c = \frac{\beta_j (1 - \beta_j^2)^{1/2}}{1 - \beta_j^2} = \gamma_j \beta_j \quad \dots (5.4)$$

Si el factor Doppler es expresado por:

$$\delta_j = \gamma_j^{-1} (1 - \beta_j \cos \theta)^{-1} \quad \dots (5.5)$$

En función de β_{ob} se obtiene:

$$\delta_j = (1 - \beta_{ob}^2 + 2 \beta_{ob} \cot \theta)^{1/2} \quad \dots (5.6)$$

5.3 Emisión del jet.

5.3.1 Propiedades del jet.

Para poder obtener las propiedades radiativas de los jets, supondremos que éstos presentan las siguientes características (ej. Blandford y Rees, 1979; Konigl, 1981; Hutter y Mufson, 1986):

- Los jets son casi cilíndricos, con un semiángulo de apertura ψ ($\psi_{ob} = \psi \csc \theta$).
- Los jets son supersónicos y libres (en el sentido de que la presión externa no confine al material en la dirección perpendicular al eje de los jets).
- Para una región amplia la velocidad del jet es casi constante.
- Los electrones relativistas responsables de la emisión sincrotrónica, son acelerados continuamente a lo largo del jet.

Con estas hipótesis Blandford y Konigl (1979) encuentran que para un jet libre el ángulo de apertura medio es aproximadamente el inverso del factor de Lorentz del material del jet, $\psi \leq \gamma^{-1}$.

Para los electrones relativistas responsables de la radiación sincrotrónica se supone que estos siguen una función de distribución de la forma (Rybicki y Lightman, 1979):

$$N(E) = K E^{-(2\alpha + 1)} \quad E_{min} < E < E_{max} \quad \dots (5.7a)$$

o

$$N(\gamma) = K \gamma^{-(2\alpha + 1)} \quad \gamma_{min} < \gamma < \gamma_{max} \quad \dots (5.7b)$$

donde N es la densidad de electrones relativistas, que puede depender de E o γ ($E = \gamma m_e c^2$, donde m_e es la masa en reposo del electrón), α es el índice espectral, y K (densidad numérica de electrones) es una constante.

La densidad de energía de los electrones es

$$u_e = K_e \Lambda m_e c^2 \quad \dots (5.8)$$

donde $\Lambda = \log \left[\frac{\gamma_{max}}{\gamma_{min}} \right]$

Este término aparece al considerar que la energía de los electrones se encuentra en un rango de: $E_{min} < E < E_{max}$, y K_e es una constante ($K_e \leq 1$).

Si suponemos que existe equipartición entre la densidad de energía de los electrones y la densidad de energía magnética ($u_B = B^2 / 8\pi$), obtenemos.

$$u_e \approx K_e \Delta \frac{B^2}{8\pi} \quad \dots (5.9)$$

5.3.2 Propiedades radiativas.

De la suposición de equipartición, entre la densidad de energía de los electrones y la densidad de energía magnética, los electrones relativistas no deben tener intercambio de energía con el medio externo. Pero como la densidad de las partículas y la densidad de energía interna disminuyen como R^{-2} (distancia a la fuente central), entonces los electrones tienen que ser reacelerados para poder compensar el enfriamiento asociado con la descompresión adiabática durante la expansión del jet.

Debido a que los electrones tienen una función de distribución $N(\gamma)$, entre γ_{min} y γ_{max} , podemos dar una estimación del corte superior, γ_{max} , a partir del tiempo de enfriamiento sincrotrónico:

$$t_e \sim 3 \times 10^7 (1+z) \gamma_j \delta_j^{1/2} \nu_0^{-1/2} B^{-3/2} \text{ seg.} \quad \dots (5.10)$$

donde z es el corrimiento Doppler, γ_j el factor de Lorentz del jet, δ_j el factor Doppler del jet, ν_0 la frecuencia de corte en unidades de GHz ($\nu = \nu_0 / 10^9$ Hz), y B el campo magnético. Como el tiempo de enfriamiento sincrotrónico es el límite máximo para el tiempo en que los electrones relativistas tienen que ser reacelerados, podemos considerar que ambos tiempos pueden ser comparables. La expresión para el tiempo de reaceleración de los electrones es:

$$t \sim 1 \times 10^9 \beta_j^{-1} R \text{ seg.} \quad \dots (5.11)$$

donde R es la distancia al centro de la maquina central ($R_{ob} = R \sin \theta$), igualando (5.10) y (5.11), obtenemos que la frecuencia de corte es:

$$\nu_0 \sim 0.07 (1+z)^{-1} \gamma_j^2 \beta_j^2 \delta_j R B^{-3} \text{ Hz.} \quad \dots (5.12)$$

la cual corresponde a una frecuencia característica de emisión de un electrón con un factor de Lorentz γ_{max} .

Si la región de emisión se extiende entre R_{max} y R_{min} , entonces la potencia total, suponiendo que la única contribución importante es debida a electrones relativistas y campos magnéticos (radiación sincrotrónica), resulta (Blandford y Rees, 1979):

$$L_{tot} = 0.25 \Delta \left[1 + \frac{2}{3} K_e \Lambda \right] \gamma_j^2 \beta_j c B^2 R^2 \varphi^2 \quad \dots (5.13)$$

$$\text{donde } \Delta = \ln \left[\frac{R_{max}}{R_{min}} \right]$$

La temperatura de brillo observada para el jet, en función de las propiedades consideradas, es (Blandford y Rees, 1979):

$$T(\nu, R) \approx 3 \times 10^{10} (1+z)^{-1/2} \nu_p^{1/2} B_1^{1/2} \delta_j^{1/2} R^{1/2} (1 - e^{-\tau}) \quad \dots (5.14)$$

donde τ es la profundidad óptica.

Diferenciando la ec. (5.14), con respecto a R y sustituyendo las ecuaciones (5.9), (5.12), y (5.13), se encuentra que la temperatura de brillo máxima, la cual es independiente de la frecuencia, está dada por:

$$\begin{aligned} T_{\max} &= \delta_j (1+z)^{-1} T'_{\max} \\ &= 3 \times 10^{11} (1+z)^{-1} K_o^{1/6} \left[1 + \frac{2}{3} K_o \Lambda \right]^{-1/12} \Delta^{-1/12} \gamma_j^{-1/6} \\ &\quad \beta_j^{-1/12} \delta_j^{5/6} (\text{sen } \theta)^{-1/3} \varphi_{ob}^{-1/6} L_{44}^{1/12} \text{ } ^0 K \quad \dots (5.15) \end{aligned}$$

donde L_{44} es la potencia total en unidades de 10^{44} ($L = L_{44} / 10^{44}$ ergs s^{-1}).

La distancia proyectada para esta temperatura de brillo se obtiene igualando las ecuaciones (5.14) y (5.15), de donde:

$$\begin{aligned} R_{\max} &\approx 3 (1+z)^{-1} K_o^{1/3} \Delta^{-2/3} \left[1 + \frac{2}{3} K_o \Lambda \right]^{-2/3} \gamma_j^{-4/3} \beta_j^{-2/3} \delta_j^{2/3} \\ &\quad (\text{sen } \theta)^{-1/3} \varphi_{ob}^{-1} L_{44}^{2/3} \nu_p^{-1} \quad \dots (5.16) \end{aligned}$$

El flujo observado para esta temperatura de brillo y distancia proyectada es (Blandford y Konigl, 1979): $S_{ob} \propto \nu^2 R_{\max} T_{\max}$. Sustituyendo en esta expresión las ecuaciones (5.15) y (5.16) obtenemos:

$$\begin{aligned} S_{ob} &\approx 0.5 (1+z) K_o^{5/6} \Delta^{-17/12} \left[1 + \frac{2}{3} K_o \Lambda \right]^{5/12} \gamma_j^{11/6} \beta_j^{17/12} \\ &\quad \delta_j^{5/6} (\text{sen } \theta)^{5/6} \varphi_{ob} L_{44}^{-5/12} \quad \dots (5.17) \end{aligned}$$

5.3.3 Espectro sincrotrón auto Compton (SSC) para jets.

En esta sección calcularemos el espectro SSC, para un jet resuelto y para un jet no resuelto (donde consideraremos un jet resuelto al que se encuentra a una distancia de ~ 1 pc de la "máquina central" y un jet no resuelto a aquél que se encuentra a una distancia mayor que 1 pc), con las mismas suposiciones de las

secciones anteriores (ángulo de apertura φ , observado a una distancia R , etc.). Además supondremos que el jet subtiende un ángulo sólido $\Delta\Omega_{ob}$ con respecto al observador, ver Fig. 5.2. El jet emite radiación ópticamente delgada a una frecuencia ν' con una emisividad espectral $e(\nu')$, donde la frecuencia observada es: $\nu = \nu' \delta_j / (1 + z)$.

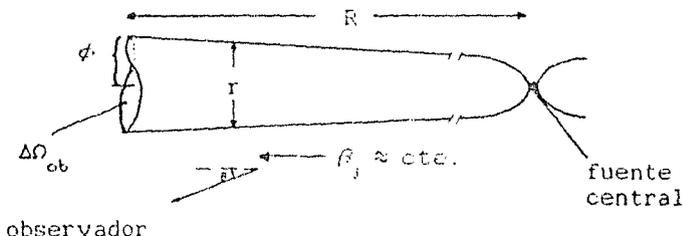


Fig. 5.2 Representación esquemática de un jet, con las condiciones estudiadas de la sección 5.3.1 y 5.3.3.

a. Espectro SSC para un jet resuelto.

La densidad de flujo observado para un jet resuelto es (Konigl, 1981).

$$S_{ob}(\nu) \approx (1+z)^{-\alpha} \delta_j^2 (2R\varphi \csc \theta) \left[\frac{\Delta\Omega_{ob}}{4\pi} \right] e(\nu') \dots (5.18)$$

La emisividad sincrotrónica, debida a electrones relativistas, con una función de distribución $N_e(\gamma_e) = K_e \gamma^{-(2\alpha_e+1)}$, $\gamma_{e \min} < \gamma_e < \gamma_{e \max}$, está dada por (Konigl, 1981).

$$e_\nu(\nu') = (1+z)^{-\alpha_e} \delta_j^{\alpha_e} \nu'^{-\alpha_e} C_1(\alpha_e) K_e B^{1+\alpha_e} \dots (5.19)$$

donde $\nu_{s \min} < \nu_s < \nu_{s \max}$, y $C_1(\alpha_e)$ es una constante (ej. Blumenthal y Gould, 1970; $C_1(0.5) = 3.6 \times 10^{-19}$ en unidades cgs).

El modelo que se considera para un jet resuelto se puede ver en la Fig. 5.3. Por debajo de ν_{sm} la fuente es ópticamente gruesa y la densidad de flujo es $\propto \nu^{5/2m}$ (Rybicki y Lightman, 1979). Para frecuencias por arriba de ν_{sm} la fuente es ópticamente delgada.

Suponemos que los electrones relativistas son eyectados de manera continua con un índice espectral $\alpha_e = \alpha_0$. Y con un factor de Lorentz en el rango de $\gamma_{el} \leq \gamma_e \leq \gamma_{eu}$. Si además, consideramos que el espectro sufre un corte debido a pérdida de radiación sincrotrónica, entonces el índice espectral α_e aumenta a $\alpha_0 + 0.5$ (Konigl, 1981) para $\gamma_e > \gamma_{eb}$ ($\gamma_{el} \ll \gamma_{eb} \ll \gamma_{eu}$). Si ν_{sb} y ν_{su} son las frecuencias características de emisión de electrones con factores de Lorentz γ_{eb} y γ_{eu} , respectivamente, entonces el espectro ópticamente delgado tendría índices espectrales:

$$Y \quad \begin{array}{ll} \alpha_s = \alpha_0 & \nu_{sm} < \nu < \nu_{sb} \\ \alpha_s = \alpha_0 + 0.5 & \nu_{sb} < \nu < \nu_{su} \end{array}$$

Por arriba de ν_{sm} , la densidad de flujo disminuye exponencialmente con la frecuencia, y $\nu_{sm}(R)$ es aproximadamente la frecuencia a la cual la profundidad óptica de la radiación sincrotrónica es igual a 1. La derivación de las distintas frecuencias es presentada por Konigl (1981) y Marscher (1980). Estas frecuencias, a las cuales ocurren los cortes, son importantes ya que corresponden a pérdidas de radiación sincrotrónica que se puede deber a la expansión del jet, si suponemos reaceleración continua de los electrones relativistas, o a pérdidas adiabáticas (Marscher, 1981), si suponemos que no existe reaceleración de los electrones.

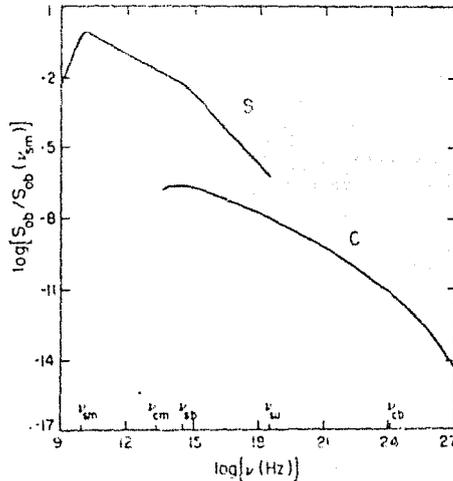


Fig. 5.3 El espectro electromagnético de un jet inhomogéneo resuelto. El espectro sincrotrónico (S) tiene un índice espectral $\alpha_0 = 0.5$. El espectro Compton inverso (C) fue calculado usando las ecuaciones 5.30 y 5.31. Todas las frecuencias de la figura son definidas en el texto (Konigl, 1981).

123

Si suponemos (ej. Marscher, 1977) que el campo magnético B , y la densidad numérica de electrones K , se comportan como una ley de potencias de la forma:

$$\begin{aligned} B &= B_1 R^{-m} \\ K &= K_1 R^{-n} \end{aligned} \quad \dots (5.20)$$

Entonces obtenemos para ν_{sm} (Konigl, 1981).

$$\begin{aligned} \nu_{sm}(r) &\approx (1+z)^{-1} \left[6.2 \times 10^{18} C_2(\alpha_0) \delta^{1.5+\alpha_0} K_1 B_1^{1.5+\alpha_0} \right. \\ &\left. \varphi \csc \theta \right]^{1/(2.5+\alpha_0)} \text{ Hz} \end{aligned} \quad \dots (5.21)$$

donde $C_2(\alpha_0)$ es una constante (ej. Blumenthal y Gould, 1970; $C_2(0.5) = 8.4 \times 10^{10}$ en unidades de cgs), y K_m es una constante determinada por:

$$K_m = \frac{(3 + 2\alpha_0)m + 2n - 2}{5 + \alpha_0} \quad \dots(5.22)$$

La frecuencia donde ocurre el corte, debido a pérdida por radiación sincrotrónica, $\nu_{sb}(R)$ es estimada a partir de igualar el tiempo que viaja el jet hasta una distancia R con el tiempo de enfriamiento sincrotrónico (ecs. 5.10 y 5.11):

$$\nu_{sb}(R) \approx 6.9 \times 10^7 (1+z)^{-1} \delta_j \gamma_j^2 \beta_j^2 B_1^{-3} R^{k_b} \text{ Hz.} \quad \dots(5.23)$$

donde $K_b = (3m - 2). \quad \dots(5.24)$

La frecuencia a la cual la radiación sincrotrónica deja de ser importante, produciéndose un corte final, es:

$$\nu_{su}(R) \approx 10^6 (1+z)^{-1} \delta_j B_1 \gamma_{su}^2 R^{-m} \nu_{sb}(R) \quad \dots(5.25)$$

El tamaño de la región para la cual la emisión es ópticamente transparente con $\alpha_s = \alpha_0$ se puede calcular igualando las frecuencias $\nu_{sb}(R) \approx \nu_{sm}(R)$, con $\alpha_0 = 0.5$:

$$R_M \approx \left[1.6 \times 10^6 \delta_j^{-1} (\gamma_j \beta_j)^{-5} K_1 B_1^{11} \rho \csc \theta \right]^{1/(11m+n-7)} \text{ pc.} \quad \dots(5.26)$$

Por lo que la frecuencia que depende de R_M , es determinada sustituyendo la ec. 5.26 en la ec. 5.21, con $\alpha_0 = 0.5$, considerando $\nu_{sm}(R_M) = \nu_{SM}$.

$$\nu_{SM} \approx 6.9 \times 10^7 (1+z)^{-1} \left[(1.6 \times 10^6 K_1 \rho \csc \theta)^{3m-2} \delta_j^{3m+n-5} (\gamma_j \beta_j)^{4m+2n-2} B_1^{-(9n+1)} \right]^{1/(11m+n-9)} \text{ Hz.} \quad \dots(5.27)$$

La emisividad e_c debida a dispersión Compton inverso, de fotones sincrotrónicos por electrones relativistas, se puede estimar usando la relación que existe entre la frecuencia observada para radiación sincrotrónica y la asociada al Compton inverso (Rieke y Weekes, 1969):

$$\nu'_c \approx \gamma_e^2 \nu'_s \quad \dots (5.28)$$

$$\text{donde } \gamma_e = 10^{-3} (1+z)^{1/2} \delta_j^{-1/2} B^{-1/2} \nu'_s^{1/2}$$

$$\text{donde para: } \gamma_e h \nu'_s \leq m_e c^2 \quad (\text{regimen Thompson})$$

$$\gamma_e h \nu'_s \geq m_e c^2 \quad (\text{regimen Klein-Nishina})$$

donde ν'_s es la frecuencia inicial del fotón, γ_e es el factor de Lorentz del electrón dispersado, m_e es la masa en reposo del electrón, y h la constante de Planck.

La emisividad para la sección eficaz de Thompson (σ_T) está dado por (Konigl, 1981):

$$e_c^T(\nu'_c) \approx K_e \sigma_T R \varphi e_s(\nu'_c) \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} \gamma^{2/(\alpha_e - \alpha_e)} d\gamma \quad \dots (5.29)$$

$$\text{donde } \nu'_c = \frac{(1+z)}{\delta_j} \nu_c$$

$$\gamma_{\min} = \max \left\{ \gamma_{e \min}; \left[\frac{\nu_c}{\nu_{s \max}} \right]^{1/2}; \frac{(1+z) h \nu_c}{\delta_j m_e c^2} \right\}$$

$$\gamma_{\max} = \min \left\{ \gamma_{e \max}; \left[\frac{\nu_c}{\nu_{s \min}} \right]^{1/2} \right\}$$

y

$$\gamma_{e \min}^2 \nu_{s \min} \leq \nu_c \leq \min \left\{ \gamma_{e \min}^2 \nu_{s \max}; \gamma_{e \max} \frac{\delta_j m_e c^2}{(1+z) h}; \left[\frac{\delta_j m_e c^2}{(1+z) h} \right]^2 \nu_{s \min}^{-1} \right\}$$

Para la emisividad con sección eficaz Klein-Nishina se tiene (Konigl, 1981).

$$e_c^{KN}(\nu'_c) \approx \frac{3}{8} K_e \sigma_T R \varphi e_s(\nu'_c) \left[\frac{\delta_j m_e c^2}{(1+z) h} \right]^{2(\alpha_e + 1)} \nu_c^{\alpha_e - 2\alpha_e - 1}$$

$$\left[\frac{\nu^{-(\alpha_0+1)}}{\alpha_0+1} \left[\frac{\alpha_0+3}{2(\alpha_0+1)} + \ln \left\{ \left[\frac{(1+z)h}{\delta_j m_e c^2} \right]^2 \nu \nu_c \right\} \right] \right]_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} \quad \dots (5.30)$$

$$\text{donde } \nu_{\min} = \max \left\{ \nu_{\text{a min}} ; \left[\frac{\delta_j m_e c^2}{(1+z)h} \right]^2 \nu_c^{-1} \right\}$$

$$\nu_{\max} = \nu_{\text{a max}}$$

$$\max \left\{ \delta_j \gamma_{\text{e min}} \frac{m_e c^2}{(1+z)h} ; \left[\frac{\delta_j m_e c^2}{(1+z)h} \right]^2 \nu_{\text{a max}}^{-1} \right\} \leq \nu_c \leq$$

$$\delta_j \gamma_{\text{e max}} \frac{m_e c^2}{(1+z)h}$$

De tal manera que la emisividad Compton-inverso está dada por:

$$e_c = e_c^T + e_c^{KN} \quad \dots (5.31)$$

Considerando la relación entre las frecuencias de radiación sincrotrón y Compton inverso (5.28), se tiene que el espectro Compton-inverso esencialmente reproduce la forma del espectro sincrotrónico, Fig. 5.2. La emisión Compton-inverso asociada a la porción ópticamente gruesa del espectro sincrotrónico es relativamente pequeña, lo cual se obtiene de 5.28, y por lo tanto puede ser eliminada.

La porción ópticamente delgada se extiende entre:

$$\nu_{\text{cm}} = \gamma_{\text{el}}^2 \nu_{\text{om}} \text{ y } \min \{ \nu_{\text{cu}}, \nu_{\text{KN}} \} \quad \dots (5.32)$$

$$\text{donde } \nu_{\text{cu}} = \gamma_{\text{eu}}^2 \nu_{\text{ou}} \text{ y } \nu_{\text{KN}} = \frac{\gamma_{\text{eu}} \delta_j m_e c^2}{(1+z)h}$$

El espectro, ópticamente delgado, muestra un corte que ocurre en la frecuencia:

$$\nu_{\text{cb}} = \gamma_{\text{eb}}^2 \nu_{\text{ob}} \quad \dots (5.33)$$

$$\text{donde } \gamma_{\text{eb}}^2 \approx 10^{-6} (1+z) \delta_j B^{-1} \nu_{\text{ob}}$$

donde el índice espectral cambia de $\alpha_c \approx \alpha_0$ a $\alpha_c \approx \alpha_0 + 0.5$.

En este modelo se calcula el espectro Compton-inverso para una sola dispersión, debido a que la contribución de múltiples dispersiones no es importante debido a la baja profundidad óptica para el proceso Compton-inverso (Hutter y Mufson, 1986).

b. Espectro SSC para un jet no resuelto.

La densidad de flujo para un jet que se extiende entre R_{min} y R_{max} de un jet no resuelto es expresado por (Konigl, 1981):

$$S_{ob}(\nu) = \frac{(1+z)\delta_j}{4\pi D_l^2} \int_{R_{min}}^{R_{max}} e(\nu') \pi (R\varphi)^2 dR \quad \dots(5.34)$$

donde D_l es la distancia a la fuente. Esta ecuación sólo es válida para jets que se extienden entre R_{min} y R_{max} , con $R_{min} \ll R_{max}$. La emisividad sigue siendo la expresada por la ec. (5.21), para la radiación sincrotrónica. Para el rango de frecuencias $\nu_{sm}(R_{min}) \leq \nu_s \leq \nu_{sM}$, la densidad de flujo de energía observado está dominado por la emisión de la región de tamaño:

$$R_{min,m}(\nu_s) = \left(\frac{\nu_s}{\nu_{sM}} \right)^{-1/K_m} R_M \quad \dots(5.35)$$

la cual se obtiene de la ec. (5.21) haciendo $\nu_{sm}(R) = \nu_s$ y sustituyendo R_M de la ec.(5.26). $R_{min}(\nu_s)$ disminuye a R_M cuando ν_s aumenta a ν_{sM} . Para el rango $\nu_{sM} \leq \nu_s \leq \nu_{sb}(R_u)$, la densidad de flujo de energía es dominada por la emisión de la región situada a:

$$R_{min,b}(\nu_s) = \left(\frac{\nu_s}{\nu_{sb}} \right)^{1/K_b} R_M \quad \dots(5.36)$$

se obtiene haciendo $\nu_{sb}(R) = \nu_s$ en la ec. (5.23). En ambos casos $R_{max} = R_u$, por lo que la densidad de flujo (ec. 5.34) está dada por (Konigl, 1981).

$$S_{ob}(\nu_s) = \begin{cases} S_{ob}(\nu_{sM}) \left(\frac{\nu_s}{\nu_{sM}} \right)^{-\alpha_{s2}} \nu_{sM} \left(\frac{R_u}{R_M} \right)^{-K_m} & \nu_s < \nu_{sM} \quad \dots(5.37a) \\ S_{ob}(\nu_{sM}) \left(\frac{\nu_s}{\nu_{sM}} \right)^{-\alpha_{s2}} \nu_{sM} < \nu_s < \nu_{sM} \left(\frac{R_u}{R_M} \right)^{K_b} & \nu_{sM} < \nu_s < \nu_{sM} \left(\frac{R_u}{R_M} \right)^{K_b} \quad \dots(5.37b) \end{cases}$$

donde $K_s = (1 + \alpha_o)m + n - 3 \quad \dots\dots\dots(5.38)$

$$S_{ob}(\nu_{ob}) \approx 3 \times 10^4 \left[\frac{C_1(\alpha_0)}{C_1(0.5)} \right] (1+z)^{1-\alpha_0} D_{10}^{-2} \delta^{2+\alpha_0} \varphi^2 K_1$$

$$B_1^{1+\alpha_0} \nu_{ob}^{-\alpha_0} R_M^{-K_m} K_a^{-1} \text{ Jy.} \dots\dots\dots (5.39)$$

donde $\alpha_{s1} = \frac{4 + m - 5 K_m}{2 K_m} \dots\dots\dots (5.40a)$

$$\alpha_{s2} = \alpha_0 + \frac{K_b}{K_a} \dots\dots\dots (5.40b)$$

α_{s1} y α_{s2} representan el efecto de la no uniformidad de la fuente en las regiones ópticamente gruesa y ópticamente delgada, respectivamente. Para el rango de $\nu_{sb}(R_u) \leq \nu_s \leq \nu_{su}(R_u)$, el espectro está dominado por la emisión cercana a R_u con índice espectral ($\alpha_0 + 0.5$), mientras que por arriba de $\nu_{su}(R_u)$ la emisión proviene de una región situada en:

$$R_{max}(\nu_s) = \left[\frac{\nu_s}{\nu_{su}(R_u)} \right]^{-1/m} R_u \dots\dots\dots (5.41)$$

y el índice espectral es:

$$\alpha_{s3} = \frac{m + 2 - n}{2} \dots\dots\dots (5.42)$$

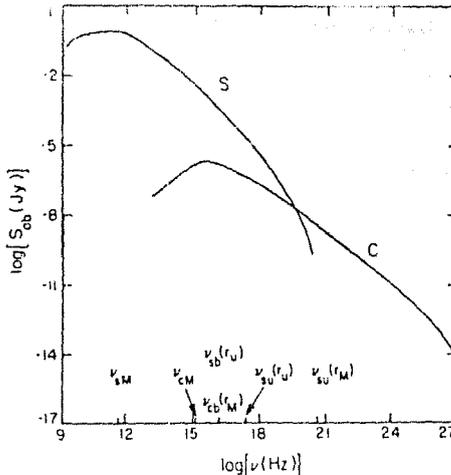


Fig. 5.4 El espectro sincrotrónico (S) y Compton inverso (C) de un jet inhomogéneo no resuelto. Todas las frecuencias de la figura son definidas en el texto. Este mismo espectro a una distancia de -1 pc, de la fuente central, es el mostrado en en la Fig. 5.3 (Konigl, 1981).

Estos valores se muestran en la Fig. 5.4. Estas ecuaciones en general dependen de α_0 , m , y n , los cuales pueden ser deducidos de la forma del espectro electromagnético.

El espectro Compton-inverso de los fotones una vez dispersados para un jet no resuelto, como en el caso anterior, es muy similar al espectro sincrotrónico, el cual se extiende en el rango de frecuencias $\nu_{cm}(R_U) \leq \nu_c \leq \min\{\nu_{cU}(R_M); \nu_{cM}\}$.

Para $\nu_{cM} = \nu_{cm}(R_M)$ la densidad de flujo observado es (Konigl, 1981):

$$S_{ob}(\nu_c) = S_{ob}(\nu_{cM}) \left[\frac{\nu_c}{\nu_{cM}} \right]^{-\alpha_{c1}} \quad \dots(5.43)$$

$$\text{donde } \alpha_{c1} = \max \left\{ - \left[\frac{K_c}{K_m} - \alpha_o \right] ; -1 \right\} \quad \dots(5.44)$$

y

$$S_{ob}(\nu_{cM}) \approx 0.03 \left[\frac{K_m}{K_c^2} \right] \left[\frac{C_1(\alpha_o)}{C_1(0.5)} \right] (1+z)^{1-\alpha_o} D_{10}^{-2} \delta_j^{2+\alpha_o} \\ \varphi^a K_1^2 B_1^{1+\alpha_o} \nu_{cM}^{-\alpha_o} R_M^{-Kc} \text{ Jy.} \quad \dots(5.45)$$

$$K_c = K_o + n - 1 \quad \dots(5.46)$$

Para $\nu_{cM} \leq \nu_c \leq \nu_{cb}(R_M)$ el espectro está dominado por la emisión cercana a R_M con el índice espectral α_o . Para el rango $\nu_{cb}(R_M) \leq \nu_c \leq \nu_{cb}(R_U)$, el índice espectral es:

$$\alpha_{c2} = \alpha_o + \frac{K_c}{(2K_o + m)} \quad \dots(5.47)$$

Los índices espectrales α_{c1} y α_{c2} , similarmente a los de α_{s1} y α_{s2} , representan la inhomogeneidad de la fuente en los casos ópticamente grueso y delgado.

5.4 Espectro SSC para NAGs con jets.

Como se refería en la sección 4.3 la forma del espectro electromagnético de los NAGs dependerá de la orientación de los jets con respecto al observador. En la Fig. 5.5 mostramos la comparación del espectro electromagnético (SSC) de una fuente con jet inhomogéneo resuelto, un jet inhomogéneo no resuelto y el de una fuente en la que domina la emisión de la fuente central homogénea. En el caso de las fuentes dobles cuando el eje del jet es casi perpendicular a la línea de visión del observador, por efecto de contraste, la contribución de la fuente central dominará a la del jet. En el caso que el eje del jet se encuentre casi paralelo a la línea de visión del observador, la contribución al espectro será básicamente del jet y no de la fuente central.

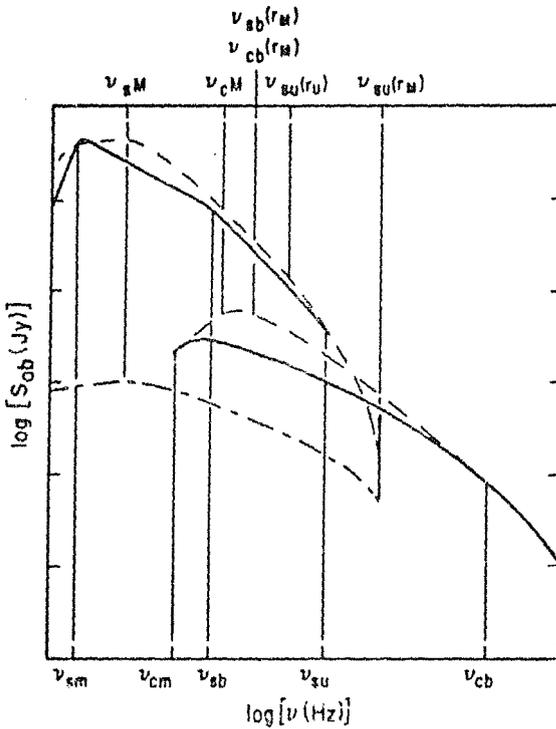


Fig. 5.5 Comparación del espectro electromagnético (sincrotrón y Compton inverso) de una fuente con un jet inhomogéneo resuelto (líneas continuas) (Konigl, 1961), un jet inhomogéneo no resuelto (líneas cortadas) (Konigl, 1981), y de una fuente en la que domina la fuente central homogénea a los jets que se encuentran casi perpendiculares a la línea de visión del observador (líneas cortadas con puntos) (Marscher, 1980).

CAPÍTULO 5.

APLICACION DEL MODELO DE HAZ RELATIVISTA
A NUCLEOS ACTIVOS DE GALAXIAS.

6.1 Introducción.

Hemos descrito en capítulos anteriores el modelo de haz relativista y suponiendo una fuente central en el NAG de la cual emergen dos jets relativistas. Uno de éstos se encuentra en dirección casi paralela a la línea de visión del observador. Además, hemos podido reproducir varias propiedades observacionales de los NAGs.

En este capítulo presentaremos la manera de aplicar este modelo utilizando los resultados del Cap.5. Y posteriormente lo haremos explícitamente a varios tipos de NAGs.

La aplicación la dividiremos en dos partes, una corresponderá a las fuentes en las que se tienen mapas en VLBI, y la otra a fuentes en las que se tiene su espectro electromagnético en casi todas las frecuencias.

6.2 Manera de aplicar el modelo de haz relativista.

6.2.1. Fuentes observadas con VLBI.

Debido a que podemos observar haces de jets con tamaños \leq milisegundos de arco (msa), se puede dar una estimación del semiángulo de apertura del haz observado (φ_{ob} , donde $\varphi_{ob} = \varphi \csc \theta$) midiéndolo directamente de los mapas en VLBI.

Para fuentes superlumínicas supondremos que el haz se encuentra casi paralelo a la línea de visión del observador por lo que tenemos (ej. Blandford y Konigl, 1979):

$$\delta_j \approx \gamma_j \approx \csc \theta \quad \dots \dots \dots (6.1)$$

De los mapas de VLBI podemos calcular la velocidad aparente de los haces ($v_j = D/t$), para lo cual calculamos la distancia (D) a la fuente usando la ley de Hubble:

$$c z = D H \quad \text{para } z < 1 \quad \dots (6.2a)$$

$$c z = D H + \frac{1}{2c} (1 + q) (D H)^2 \quad \text{para } z \geq 1 \quad \dots (6.2b)$$

donde c es la velocidad de la luz, z el corrimiento Doppler, q el parámetro de desaceleración (supondremos que $q = 0.05$) y H la constante de Hubble (supondremos que $H = 50 \text{ Km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$). Para el ángulo entre el jet y la línea de observación sólo podemos dar una estimación θ_c a partir de la suposición de tener el jet casi en la dirección del observador, sustituyendo la ec. (5.3a) en la ec. (5.2) obtenemos:

$$\theta_c = \text{arc cot } \beta_{ob} \quad \dots (6.3)$$

además de conocer el ángulo θ_c , a partir de ρ_{ob} , podemos conocer γ_j y δ_j de la relación (6.1). De las observaciones en radio (VLBI) podemos conocer también la densidad de flujo observado (S_{ob}). Para los cálculos supondremos que (Blandford y Konigl, 1979): $K_e = 0.5$ y $\Lambda = 3$. Y de observaciones en escalas de pc y Kpc podemos dar una estimación de Δ ($\Delta = \ln [R_{max}/R_{min}]$).

Sustituyendo estos valores en la ec. (5.17), podemos calcular la luminosidad total L_{tot} . Con este valor y los datos anteriores sustituyéndolos en las ecuaciones (5.15), (5.16), y (5.13) podemos obtener la temperatura de brillo máxima (T_{max}), la distancia proyectada a la cual alcanza esta temperatura (R_{max}) y el campo magnético (B), el cual va a estar en función de R^{-1} (consideramos una región hasta $R = 1$ pc).

Para fuentes mapeadas en VLBI cuya velocidad aparente no se conoce, el cálculo del ángulo θ se hace suponiendo que los dos jets son intrínsecamente iguales. En este caso se considera el cociente entre las intensidades del jet y el contrajet dado por (Scheuer y Readhead, 1979):

$$R = \frac{I_{jet}}{I_{contrajet}} = \frac{[\delta(\theta)]^{2-\alpha}}{[\delta(180^\circ-\theta)]^{2-\alpha}}$$

$$= \frac{(1 + \beta \cos \theta)^{2-\alpha}}{(1 - \beta \cos \theta)^{2-\alpha}} \dots \dots \dots (6.4)$$

De donde despejando β , obtenemos:

$$\beta = \frac{R^{1/(2-\alpha)} - 1}{\cos \theta (R^{1/(2-\alpha)} + 1)} \dots \dots \dots (6.5)$$

si usamos la condición de que $\beta < 1$, entonces:

$$\theta < \arccos \frac{R^{1/(2-\alpha)} - 1}{R^{1/(2-\alpha)} + 1}$$

$$o \quad \theta_{max} = \arccos \frac{R^{1/(2-\alpha)} - 1}{R^{1/(2-\alpha)} + 1} = \beta_{min} \dots (6.6)$$

Otra manera de calcular el parámetro R es (Hine y Scheuer, 1980) considerar la densidad de flujo de las componentes extendidas y no la del contrajet.

$$R(\theta) = \frac{\text{densidad de flujo del haz del jet}}{\text{densidad de flujo de componentes extendidas}} \dots (6.7)$$

6.2.2. Fuentes con espectro electromagnético en multifrecuencias.

En fuentes en las que además de observaciones en radio se cuenta con observaciones en otras frecuencias (óptico, infrarrojo, ultravioleta, rayos-X), obtenidas casi sumultáneamente, se pueden estimar del espectro electromagnético en multifrecuencias (Konigl, 1981): las frecuencias ν_{sm} (R_U), ν_{sH} , ν_{sb} , ν_{sU} , y la densidad de flujo $S_{ob}(\nu_{sH})$. Todos estos valores definidos en el capítulo 5. Así como los índices espectrales: α_0 , α_{s1} , α_{s2} .

Sustituyendo estos parámetros en las ecuaciones (5.26), (5.27), (5.39) y (5.40a,b), obtenemos: m (el exponente de la función de distribución del campo magnético), n (el exponente de la función de distribución de la densidad numérica de electrones), K_1 (la densidad numérica de electrones medida a un 1 pc), B_1 (el campo magnético medido a 1 pc), y R_H (la distancia a partir de la cual la emisión de la fuente es ópticamente transparente).

6.3 Cálculos del modelo.

6.3.1 Parámetros obtenidos.

i. Fuentes observadas con VLBI.

Los parámetros obtenidos de mapas en frecuencias de radio (VLBI, MERLIN), Fig. 6.1, de distintos tipos de NAGs se muestran en la Tabla 6.1 (parámetros de la fuente) y Tabla 6.2 (parámetros de los jets). La muestra consiste de 39 fuentes; 33 superlumínicas y 6 sublumínicas. Las fuentes superlumínicas consisten de 21 cuasares (QSO), 6 objetos BL Lacerta (BL), 5 radio galaxias (RG), y 1 galaxia Seyfert (GS). Las fuentes sublumínicas contienen 2 cuasares y 4 radio galaxias.

La Tabla 6.1 resume parámetros observacionales de la fuente ordenados como sigue: Columna 1. Nombre de la fuente, la línea (a) corresponde al nombre según la convención de la IAU y la línea (b) corresponde a otro nombre de la fuente, esto vale para las demás tablas; columna 2. Identificación de la fuente (cuasar (QSO), objeto BL Lacerta (BL), radio galaxia (RG), galaxia Seyfert (GS)); columna 3. Corrimiento al rojo de la fuente, en el caso de los objetos BL Lacerta se obtiene a partir de las líneas de absorción y en algunos casos se usa el corrimiento al rojo de la galaxia en la que se encuentra el BL Lac; columna 4. Línea a) la densidad de flujo observado de cada fuente. Consideramos la densidad de flujo obtenida durante las observaciones en VLBI (en unidades de Jy). Línea b) con números pequeños se muestra la frecuencia a la que se observó la densidad de flujo (en GHz); columna 5. Distancia, calculada, de la fuente (en unidades de Gpc) la cual se obtiene utilizando las ecuaciones (6.2), suponemos que $H = 50 \text{ Km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $q = 0.05$; columna 6. Referencias, las cuales son comunes para las Tablas 6.1 y 6.2.

La Tabla 6.2 resume los parámetros observacionales de los jets como sigue: Columna 1. Nombre de la fuente; columna 2. Velocidad aparente del jet, calculada a partir de comparar mapas en varias épocas y observar el desplazamiento de los "nudos" (en unidades de la velocidad de la luz), para algunas fuentes (3C 345, 3C 273, 3C 120) se tienen varias componentes las cuales

muestran desplazamientos distintos, en estos casos se muestra el valor de la velocidad para cada "nudo"; columna 3. Ángulo entre la línea del observador y el eje del jet, θ_c , el cual se obtiene de la ec. (6.3) (en grados); columna 4. Línea a) el semiángulo de apertura observado del jet (en grados), ψ , el cual se obtiene midiéndolo directamente de los mapas de alta resolución en ondas de radio (estos mapas se muestran en la Fig. 6.1). Línea b) con números pequeños muestra el valor del semiángulo de apertura del jet si se considera que el ancho varía como $r \propto R^c$ donde el exponente c es una constante que tiene un valor de $c \sim 0.2$, se supone que el jet es libre (Marscher, 1980); columna 5. Cociente de tamaños del jet ($\Delta = \ln [R_{max}/R_{min}]$), el valor de R_{max} se obtuvo a partir de observaciones en VLA, y R_{min} a partir de observaciones en VLBI; columna 6. Velocidad "máxima" del jet (en unidades de la velocidad de la luz), obtenida a partir del factor de Lorentz, el cual se obtiene utilizando la relación (6.1); columna 7. Se muestra, con una X, si la fuente a gran escala es doble (dos jets); columna 8. El grado de polarización de la fuente, en el óptico.

ii. Fuentes con valores de R (razón de intensidades del jet y del contra jet).

Para fuentes en las que se tienen observaciones en VLBI pero que no se conoce la velocidad aparente del jet, usando la ec. (6.6) podemos conocer la velocidad mínima del jet y el ángulo de observación θ_{max} , a partir de los datos de la intensidad del jet y contrajet o del flujo del jet y de las componentes extendidas. Estos parámetros se muestran en la Tabla 6.3, la cual contiene: Columna 1. Nombre de la fuente; columna 2. Identificación de la fuente; columna 3. Corrimiento al rojo de la fuente; columna 4. Valor del cociente R, calculado a partir de las ecuaciones (6.4) ó (6.7); columna 5. Valor del índice espectral considerado; columna 6. Valor del ángulo θ_{max} calculado mediante la ecuación (6.6) (en grados); columna 7. Velocidad del jet mínima (en unidades de la velocidad de la luz), obtenida a partir de la ecuación (6.6); columna 8. Línea a) semiángulo de apertura observado del jet (ψ_j) (en grados), calculado directamente en los mapas de VLBI. Línea b) semiángulo de apertura del jet si consideramos que el ancho varía como $r \propto R^c$, con $c \sim 0.2$; columna 9. Línea a) densidad de flujo (en Jy) observado. Línea b) la frecuencia a la que fue observada la densidad de flujo (se consideró la observada en los mapas de VLBI); columna 10. La velocidad aparente que esperaríamos observar para el valor de θ_{max} y β_{min} , utilizando la ecuación (5.2); columna 11. Cociente de distancias máximas y mínimas del jet ($\Delta = \ln [R_{max}/R_{min}]$) donde R_{max} se obtiene de observaciones en VLA, y R_{min} de observaciones en VLBI; columna 12. Valor del factor de Lorentz (γ_j) y factor Doppler (δ_j) del jet, calculados a partir de los valores de θ_{max} mediante la relación (6.1); columna 13. Distancia (en Gpc) de la fuente, calculada mediante las ecuaciones (6.2); columna 14. Muestra si la fuente es doble (X) a grandes escalas (\sim Kpc); columna 15. Referencias.

iii. Fuentes con espectros electromagnéticos en multifrecuencias.

Las fuentes consideradas son cuatro, en las que se cuenta con su espectro en multifrecuencias (ver Fig. 6.2). Sólo en el caso de Mrk 501 (1652+398) el espectro electromagnético es simultáneo

(las observaciones tienen que ser simultáneas debido a la variabilidad, en la densidad de flujo de energía, que presentan los NAGs). Los parámetros de estas fuentes se muestran en la Tabla 6.4, la cual contiene: Columna 1. Nombre de la fuente; columna 2. Corrimiento al rojo de la fuente; columna 3. Distancia de la fuente; columna 4. Ángulo θ_c , en grados; columna 5. Factor Doppler (δ_j) y factor de Lorentz (γ_j), calculados a partir de la relación (6.1); columna 6. Semángulo de apertura del jet, ψ , el cual se obtiene suponiendo que $\psi \sim \gamma^{-1}$ (Blandford y Konigl, 1979); columna 7. Densidad de flujo de energía (en Jy) que corresponde a la frecuencia ν_{SN} ; columna 8. Frecuencia a partir de la cual el espectro sincrotrónico es ópticamente delgado, ν_{sm} ; columna 9. Frecuencia en el que ocurre el corte entre la porción de α_{s1} y α_{s2} , ν_{sN} ; columna 10. Frecuencia en el que el espectro ópticamente delgado muestra un cambio de pendientes, de α_0 a $(\alpha_0 + 0.5)$, ν_{cb} , suponemos que esta frecuencia es igual (ej. Konigl, 1981) a la frecuencia en el que ocurre el corte de la emisión sincrotrónica ópticamente delgada, ν_{co} ; columna 11. Índice espectral en la porción observada en ondas de radio (α_{s1}); columna 12. Índice espectral de la porción UV-OP-IR (α_{s2}); esta porción es más delicada de considerar debido a que el OP (óptico) e IR están contaminados por emisión térmica de la galaxia envolvente (ver Mrk 501 en Fig. 6.2); columna 13. Referencias.

6.3.2 Resultados de los cálculos.

1. Fuentes en las que se conoce su velocidad aparente.

A partir de los datos de las Tablas 6.1, 6.2 y 6.3, aplicando el modelo de la manera en como se describe en la sección 6.2.1, obtenemos una serie de propiedades físicas para los NAGs y sus jets los cuales se muestran en la Tabla 6.5.

Los resultados del modelo que se muestran en la Tabla 6.5, constan de: Columna 1. Nombre de la fuente; columna 2. Luminosidad en unidades de 10^{44} ergs s^{-1} ; columna 3. Temperatura de brillo máxima en unidades de 10^{12} °K; columna 4. Distancia máxima proyectada a la cual alcanza esta temperatura de brillo, en función de la frecuencia a la cual es observada (ν^{-1}_o), en unidades de pc.; columna 5. Campo magnético para estas fuentes medido a 1 pc. En el caso de la fuente NGC 1068, calculamos estos valores de luminosidad, temperatura de brillo, etc., para los tres valores de velocidad encontrados, cada uno suponiendo densidades de flujo distintas dependiendo de las frecuencias a las que fueron observadas (radio, infrarrojo). Además para la fuente 0451+37 (3C 111) estos parámetros fueron calculados por los dos métodos descritos en la sección 6.2.1.

A partir de los parámetros obtenidos de los modelos; L_{44} , T_{max} , $R_{\nu^{-1}}$, B_1 (Tabla 6.5), serán comparados con los parámetros observacionales; velocidad aparente (β_{ob}), la cual es inversamente proporcional a θ_c (ángulo que hace el jet con la línea de visión del observador), corrimiento al rojo de la fuente (z), cociente de tamaños del jet (Δ), semángulo de apertura observado del jet (ψ_{ob}), semángulo de apertura del jet, corregido por considerar que el jet hace un cierto ángulo con respecto al observador (ψ_c) (Tablas 6.1 y 6.2).

a) Velocidad aparente (β_{ob}).

En la Figura 6.3 se compara β_{ob} y z , aparentemente no existe una relación sencilla entre la velocidad aparente del jet y el corrimiento al rojo de la fuente de acuerdo a lo que esperaríamos, ya que esto indicaría un efecto de selección. Los cuasares y los BL Lac son los casos más extremos del movimiento superlumínico.

En la Figura 6.4 se compara β_{ob} y L (en unidades de 10^{44} ergs s^{-1}), vemos que no existe una relación, pero las fuentes con $\beta_{ob} \leq 5$ tienen una luminosidad $L < 4 \times 10^{45}$ ergs s^{-1} , mientras que para $\beta_{ob} > 5$ la dispersión en la luminosidad aumenta considerablemente ($20 < L_{44} < 320$). Es importante notar que las luminosidades derivadas de los modelos se encuentran dentro del rango de luminosidades observadas para estos objetos (ver Tabla 1.1). Los cuasares son los casos más extremos de luminosidad no así los objetos BL Lac que se encuentran entremezclados con las radio galaxias y galaxias Seyfert.

En las Figuras 6.5a y 6.5b se comparan β_{ob} y T_{max} (en unidades de 10^{12} °K). Encontramos que existe una relación lineal de la forma:

$$\beta_{ob} = 0.23 T_{max} \quad \dots (6.8)$$

la cual es válida también para las fuentes con baja velocidad aparente como se muestra en la zona amplificada, Fig. 6.5b (las líneas no continuas señalan la amplificación de la gráfica). En ninguna de las fuentes T_{max} excede al límite de la catástrofe Compton inverso, de $\sim 10^{12}$ °K. Es interesante notar que $\beta_{ob} \propto \theta^{-1}$ (donde θ es el ángulo entre el observador y el eje del jet) y ya que la temperatura de brillo máxima, considerando sólo emisión, depende de la emisividad total y de la densidad de masa ($T_{bmax} \propto i \propto \rho$). Entonces la dependencia entre β y T está reflejando que los objetos con mayor cantidad de materia tienen mayor temperatura de brillo con jets casi paralelos al observador. Esto era de esperarse si consideramos que la contribución del material de un jet casi paralelo al observador es mucho mayor que a otros ángulos. Los cuasares son los casos más extremos respecto a su temperatura de brillo.

En la Figura 6.6 se compara β_{ob} y R_{max} (en unidades de v^{-1}_o pc). Encontramos que no hay una relación entre la β_{ob} y la distancia a la cual alcanza la máxima temperatura de brillo, aunque pareciera existir una relación lineal para las fuentes con $R_{max} \leq 10$. Los cuasares y BL Lac son los casos más extremos de la distancia proyectada.

En la Figura 6.7 se compara β_{ob} y B_1 (en unidades de gauss), vemos que no hay una relación entre la velocidad aparente y el campo magnético medido a 1 pc. Los cuasares son los casos que presentan un campo magnético mayor.

b) Corrimiento al rojo (z).

Consideramos a z y no a la distancia (D) para no tomar valores específicos de la constante de Hubble (H) y la constante de desaceleración (q). Esperamos que no exista una relación entre la distancia a la fuente y los parámetros del modelo. En las Figuras 6.8, 6.9, 6.10, 6.11 se muestran la comparación de z con L_{44} , T_{max} , R_{max} y B_1 , respectivamente. Como puede verse no existe ninguna relación entre estos parámetros y z . Los cuasares

presentan una mayor dispersión, en estos valores, además de ser los objetos más extremos, en los cuatro casos.

c) Cociente de tamaños del jet ($\Delta = \ln R_{max} / R_{min}$).

En las Figuras 6.12, 6.13, 6.14, 6.15 se compara Δ con L_{44} , T_{max} , R_{max} y B_1 , respectivamente. Existe una gran dispersión y no se obtiene ninguna relación aquí. Los cuasares son los casos más extremos y más dispersos para estos cuatro parámetros.

d) Semiángulo de apertura, observado, del jet (ψ_{ob}).

En las Figuras 6.16, 6.17, 6.18, 6.19 se comparan ψ_{ob} con L_{44} , T_{max} , R_{max} y B_1 , respectivamente. No existe una relación entre ellos lo cual se muestra por la alta dispersión. Esta alta dispersión ocurre principalmente, en los cuatro casos, para los cuasares. Para $\psi_{ob} \geq 20^\circ$ la luminosidad, campo magnético y la distancia proyectada parecieran estar relacionados.

e) Semiángulo de apertura, corregido, del jet (ψ_c).

Debido a que el jet se encuentra haciendo un cierto ángulo (θ) con respecto a la línea de visión del observador, el semiángulo de apertura lo debemos corregir por este efecto geométrico mediante la relación: $\psi_c = \psi_{ob} \sin \theta$.

En la Figura 6.20 se compara el semiángulo de apertura, corregido, del jet con el ángulo θ (ángulo entre la línea del observador y el eje del jet), vemos que aparentemente no existe una relación entre estos dos ángulos. Existe una alta dispersión para las radio galaxias no así para los cuasares, los cuales se encuentran bien localizados. Parece que en estos sí existe una cierta relación.

En las Figuras 6.21, 6.22, 6.23, 6.24 se comparan ψ_c con L_{44} , T_{max} , R_{max} y B_1 , respectivamente. Encontramos de estas gráficas que los jets más cerrados son los que tienen una mayor luminosidad, una mayor temperatura de brillo, una mayor distancia proyectada a la cual alcanzan la temperatura de brillo máxima, y presentan un mayor campo magnético, mientras que los jets más abiertos tienen valores menores de estos parámetros. Creemos que ésto es una indicación de la colimación de los jets por las siguientes razones: los objetos más luminosos, los más densos, con mayor emisividad ($T \propto \epsilon \rho$) y con mayor campo magnético son los más colimados. Para la temperatura de brillo máxima la relación con ψ_c es de la forma:

$$(T_{max} / 10^{12} \text{ }^\circ\text{K}) \propto (\psi_c)^{-1.8591} \dots (6.9)$$

lo cual se puede ver en la Figura 6.25 que compara $\log \psi_c$ con $\log T_{max}$.

Parece que para el campo magnético no hay una relación como en la temperatura de brillo, como se puede ver en la Figura 6.26 donde se compara $\log \psi_c$ con $\log B_1$.

Estos resultados son importantes debido a que una de las suposiciones primordiales de los modelos de jets es que la "máquina central" es responsable de la generación de energía, campos magnéticos, etc. En especial las últimas cuatro gráficas muestran que también podría ser responsable de la colimación de los jets (cuando menos a pequeña escala). Además parece que el

factor principal para la colimación es la densidad y emisividad del jet.

ii. Fuentes en las que se cuenta con su espectro electromagnético en multifrecuencias.

A partir de los datos de la tabla 6.4 y aplicando estos datos en el modelo como se describe en la sección 6.2.2 obtenemos una serie de propiedades físicas para el jet. Estos resultados se muestran en la Tabla 6.6, la cual consiste de: Columna 1. Nombre de la fuente; columna 2. Exponente de la función de distribución del campo magnético, m ; columna 3. Exponente de la función de distribución de la densidad numérica de electrones, n ; columna 4. Densidad numérica de electrones a 1 pc, K_1 , en unidades de cm^{-3} ; columna 5. Campo magnético a 1 pc de la fuente central, B_1 , en unidades de gauss; columna 6. Tamaño a partir de la cual la emisión de la fuente es ópticamente delgada, R_M , en unidades de pc.

De estos resultados obtenemos que la forma en como va disminuyendo el campo magnético no varía grandemente, es decir que no es muy sensible al tipo de fuente; tres son BL Lac y uno en una Seyfert, la disminución aparentemente es casi lineal, $m \sim 1$. La manera en como disminuye la densidad numérica de electrones presenta una mayor dispersión, y parece ser poco sensible al valor de la velocidad aparente de desplazamiento del jet.

El valor de la densidad numérica de electrones por cm^{-3} , parece ser más sensible al tipo de fuente que se considere, así para los BL Lac, la densidad numérica, en magnitud, es de 10 , para la galaxia Seyfert es de, en magnitud, 10^3 , esto es dos ordenes de magnitud mayor que en los BL Lac. El campo magnético para 1 pc, de la fuente central, no presenta grandes diferencias para los cuatro objetos, por lo que no parece ser muy sensible al tipo de fuente. La distancia proyectada para la cual la emisión es ópticamente delgada, es mayor para la galaxia Seyfert que para los BL Lac, en el caso de R_M para los BL Lac parece que el valor no depende del valor de la velocidad aparente de desplazamiento del jet, ya que esperaríamos que el valor de R_M fuese mayor para 2200+420 que el valor de 1652+398.

Los únicos datos que podemos comparar entre el método anterior y éste, es el del campo magnético medido a 1 pc., para tres fuentes: 2200+420, 0430+052, 1928+73. En ninguno de los casos el valor del campo magnético es igual, lo cual se puede ver en la Tabla 6.7, además en esta misma tabla comparamos el campo magnético para la fuente central para 2200+420 y 1652+398 (Cruz-González, 1984) obtenido del modelo SSC para una fuente no térmica (ej. Jones, O'Dell, Stein, 1984). Esta tabla consiste de: Columna 1. Nombre de la fuente; columna 2. Campo magnético, a 1 pc, obtenido de la forma del espectro; columna 3. Campo magnético, a 1 pc, obtenido del movimiento aparente del jet; columna 4. Campo magnético obtenido del modelo SSC de Jones, O'Dell y Stein (1974).

A partir de los valores de m , n , K_1 , B_1 , podemos hacer varias predicciones, básicamente, de índices espectrales, también se podría hacer de las frecuencias de corte pero éstas tendrían una mayor incertidumbre debido a que las observaciones en general no se realizaron simultáneamente. En el caso de los índices espectrales que podemos predecir, se muestran en la Tabla 6.8,

corresponden a: el índice espectral sincrotrónico mayor del ultravioleta, α_{e_3} (columna 2); los índices espectrales para la porción de radiación Compton inverso, α_{c_1} y α_{c_2} (columnas 3 y 4) los que corresponden a la porción en rayos-X y rayos γ . Estos índices espectrales son equivalentes a α_{e_1} y α_{e_2} .

Para la única fuente en la que por medios distintos calculamos su velocidad aparente es 3C 111 (radio galaxia), ver tablas 6.1 y 6.2, en ambos casos las velocidades son distintas, para el primero $\beta_c = 3$ ($\theta \approx 13.7^\circ$) y para el segundo $\beta_{esp} = 0.57$ ($\theta \sim 60.4^\circ$). El primer valor corresponde a velocidades del jet visto en pc (medido en mapas de VLBI, Gotz et al., 1987), y el segundo valor corresponde a velocidades del jet en escalas de Kpc (obtenido del cociente de densidades de flujo, Linfield, 1982). Si ambas velocidades son correctas, entonces el jet estaría experimentando una desviación del orden de $46^\circ.7$. Además, los parámetros calculados para cada velocidad, tabla 6.5, muestran diferencias considerables: $L_{44} \sim 84.1\%$; $T_{max} \sim 65.2\%$; $R_{max} \sim 21.9\%$; $B_1 \sim 45.8\%$.

Otro resultado importante de las tablas 6.1 y 6.2 es el valor del semiángulo de apertura del jet, uno medido directamente de mapas de VLBI y el otro (en números pequeños) calculado a partir de suponer que el jet es libre, de tal forma que el ancho del mismo varía como R^c . La incertidumbre que encontramos para ambos valores, resulta ser: ± 11.4 para BL Lac; ± 10.6 para QSO; ± 6.2 para RG; ± 0.9 para GS. En unidades de grados.

De la tabla 6.5 obtenemos que los resultados calculados utilizando los dos valores del semiángulo de apertura (los resultados calculados con el semiángulo de apertura deducido de suponer que el ancho varía como R^c , son los que se encuentran dentro de los parentesis) tienen una incertidumbre de:

- Para L_{44} : ± 0.5 para BL Lac; ± 49.9 para QSO; ± 0.2 para RG; 0.5 para GS. En unidades de erg s^{-1} .
- Para T_{max} : ± 0.007 para BL Lac; ± 0.137 para QSO; ± 0.051 para RG; ± 0.059 para GS. En unidades de 10^{12} °K.
- Para R_{max} : ± 2 para BL Lac; ± 1.8 para QSO; ± 1 para RG; ± 0.4 para GS. En unidades de v^{-1} pc.
- Para B_1 : ± 0.001 para BL Lac; ± 0.018 para QSO; ± 0.004 para RG; ± 0.001 para GS. En unidades de gauss.

estos resultados muestran que las ecuaciones para calcular T_{max} , R_{max} y B_1 no dependen fuertemente del semiángulo de apertura del jet, no así el de L_{44} la cual sí depende del semiángulo de apertura del jet.

De la muestra considerada el porcentaje de fuentes dobles que presentan movimientos superlumínicos es de $\sim 45.5\%$.

Tabla 6.1.
Parámetros Observacionales de las fuentes.

Nombre	Identificación	z	S _{ob} (Jy) x	D _l (Gpc)	Referencias.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
Superlumínicas.					
AO 0235+164	BL	0.85 0.52	7.4 10	5.1 3.1	47,66
2230+114 CTA 102	QSO	1.037	2.6 10	4.4	55,66
0906+430 3C 216	QSO	0.670	1.4 10	4.0	18,43,57,66
1901+319 3C 395	RG	0.635	~1.7 10	3.8	64,42,66
0836+73	QSO	2.16		7.6	52
2251+158 3C 454.3	QSO	0.859	9.4 5	5.2	51,53,57
1642+690 4C 69.21	QSO	0.751	1.9 5	4.5	9,18,64
1928+738 4C 73.18	QSO	0.36	2.0 1.6	2.2	1,6,7,18,57
1641+399 3C 345	QSO	0.595	8.0 1.6	3.6	23,31,32,33, 34,35,36,37, 56,57
0212+73	BL	2.67	1.9 1.6	8.8	1,52
1226+023 3C 273	QSO	0.158	35 5	0.95	23,30,57
0333+321 NRAO 140	QSO	1.258	3.0 1.6	5.1	8,12,23,45,46 56,63
1150+81	QSO	1.25	1.6 1.6	5.1	1
1039+71	QSO	1.26		5.1	52
0850+581 4C 58.17	QSO	1.322	0.98 5	5.3	5,18
0723+679 3C 179	QSO	0.843	0.24 11	5.1	4,11,21,23, 56,57
0923+392 4C 39.25	QSO	0.699	6.2 8.9	4.2	14,15,23,41 57
1253-055 3C 279	QSO	0.538	9.9 5	3.2	20,23,30,56

0851+202 OJ 287	BL	0.306	3.5 10		66
0430+052 3C 120	GS	0.033	4.3 5	0.198	23,24,25,26 56
1040+123 3C 245	QSO	1.029	1.5 10.7	4.4	16,65
0742+343 4C 31.30	QSO	0.462	0.9 5	2.8	39
0711+356 OI 318	QSO	1.62		6.2	48
2007+77	BL	0.05	2.0 5	>0.3	1,52
2200+420 BL Lacertae	BL	0.07	4.3 10.05	0.42	27,28,29,57, 58,59
1845+797 3C 390.3	RG	0.0569	0.4 5	0.34	17
0415+37 3C 111	RG	0.049	5.0 4.8	0.29	2,54
0710+439 OI 417	RG	1.0 1.0		4.3	48
1137+660 3C 263	QSO	0.652	0.17 10.7	3.9	3,21,57,65
0735+178	BL	0.424	2.7 10		47,66
1721+343	QSO	0.206	0.8 5	1.2	39
1951+498	QSO	0.466	~0.2 10		66
0108+388 OC 314	RG?	1.0		4.3	48
Sublumfnicas.					
2134+004	QSO	1.936		7.03	51
1637+826 NGC 6251	RG	0.024	0.7 5	0.144	17,60,61
0538+498 3C 147	QSO	0.545	1 0.8	3.3	22,57
0316+413 3C 84, NGC 1275	RG	0.0172		0.1	17,49
2021+614	RG?	0.23		1.38	48
1228+126 M 87, Virgo A NGC 4486, 3C 274.	RG	0.0043	2.9 5	0.026	19,40,44,50 62

* El número pequeño corresponde a la frecuencia en que fue observada la densidad de flujo, en unidades de GHz.

Tabla 6.2

Parámetros Observacionales de los Jets.

Nombre.	β_{ob}	θ_c (grados)	φ_{ob} (grados)	Δ	β_j	Doble a gran es- cala.	P% *
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
Superlumínicas.							
AO 0235+168	49.5 30.3	1.2 1.9	13.1 32.2		0.999		6-25
2230+114 CTA 102	36	1.6	13.1 11.7		0.999		1-11
0906+430 3C 216	23	2.5	15.4 26.6	7.5	0.999		
1901+319 3C 395	21	2.7	12.9 13.9		0.999	X	
0836+73	20	2.9			0.999	X	
2251+158 3C 454.3	19.8	2.9	10.8 15.4	7.4	0.999		0-16
1642+690 4C 69.21	18.6	3.1	16.6 15.4	6.7	0.999	X	
1928+738 4C 73.18	18.0	3.2	7.9 10.4	3.2	0.998	X	
1641+399 3C 345	C2 19 C3 14 C4 7.8 12.2	4.3 19.9	31.6 20.4	6.7	0.997	X	3.6
0212+73	13	4.4	23.9 17.4		0.997		
1226+023 3C 273	C3 11 C4 13.8 C5 11	4.8 11.97	32.5 20.5	7.1	0.997		0.2
0333+321 NRAO 140	10.8	5.3	28.2 20.9	1.8	0.996	X	
1150+81	10	5.7	31.6 13.9		0.995		
1039+71	< 10	5.7			0.995		

0850+581 4C 58.17		9.2	6.2	25.2 18.1	7.1	0.994		
0723+679 3C 179		8.4	6.8	8.9 30.8	7.4	0.993	X	
0923+392 4C 39.25		8.4	6.8	17.4 33.2	7.6	0.993		
1253-055 3C 279		7.1	8.0	20 24.9		0.990	X	
0851+202 OJ 287		6.6	8.6					
0430+052 3C 120	A B C D	4.2 8.2 7.4 5.2	9.1 6.3	7.4 12.7	8.0	0.987	X	0.9-1.2
1040+123 3C 245		6.2	9.2	30.96 14.6	7.4	0.987	X	
0742+318 4C 31.30		5.5	10.3	29.7 20.9	9.8	0.984	X	
0711+356 OI 318		-5.5	10.3	10.6 23.4		0.984		
2007+77		5	11.3	32 17.4		0.981		
2200+420 BL Lacertae		4.8	11.7	19.9 24.9	1.2	0.979		2-23
1845+797 3C 396.3		4.2	13.7	9.7 14.9	9.9	0.971	X	1-4
0451+37 3C 111		3.2	18.4	25.3 12.7	9.7	0.95	X	
0710+439 OI 417		1.7 3.5	35.5	9.5 18.5		0.809 0.958		
1137+660 3C 263		3.2	18.4	26.6 30.9	9.9	0.950	X	
0735+178		3.1	19	24.2 26.6		0.947		3-31
1721+343		2.6	21	27.6 24.1	8.9	0.934	X	
1951+498		2.6	21					
0108+388 OC 314		1.97	30.5	32 23.4		0.862		
Sublumínicas.								
2134+004		1.49	>42.3			0.74		
1637+826 NGC 6251		1.17	59	14.9 19.9		0.51		

0538+498	1.12	63.4	21.6	4.8	0.45	
3C 147			23.4			
0316+413	1.1	68.2	14.5		0.42	1-6
3C 84,NGC 1275			12.7			
2021+614	1.02	77.6	20.1		0.197	
			19.9			
1228+126	1.02	78.7	9.7	3.6	0.196	
M 87, Virgo A			10.4			
NGC 4486, 3C 274.						

* grado de polarización de la fuente.

Referencias.

1. Eckart et al., 1986; 2. Gotz et al., 1987; 3. Zensus et al., 1987; 4. Porcas, 1981; 5. Barthel et al., 1986; 6. Eckart et al., 1985; 7. Lawrence et al., 1986; 8. Marscher y Broderick, 1982; 9. Pearson et al., 1986; 10. Ulrich, 1984; 11. Porcas, 1984; 12. Schilizzi y De Bruyn, 1983; 13. Waak et al., 1985; 14. Shaffer et al., 1987; 15. Marscher et al., 1987; 16. Hough y Readhead, 1987; 17. Alef et al., 1988; 18. Pearson et al., 1986; 19. Owen et al., 1980; 20. Unwin, 1986; 21. Zensus et al., 1986; 22. Preuss et al., 1984; 23. Cohen y Unwin, 1982; 24. Walker et al., 1984; 25. Benson et al., 1984; 26. Walker et al., 1984; 27. Mutel y Phillips, 1984; 28. Aller y Aller, 1984; 29. Mutel y Phillips, 1982; 30. Unwin y Biretta, 1984; 31. Barthel et al., 1984; 32. Cohen et al., 1981; 33. Readhead, 1983; 34. Cohen et al., 1983; 35. Unwin et al., 1983; 36. Schraml et al., 1981; 37. Spencer et al., 1981; 38. Moore et al., 1984; 39. Barthel et al., 1985; 40. Cotton et al., 1981; 41. Shaffer, 1984; 42. Readhead y Pearson, 1982; 43. Pearson y Readhead, 1984; 44. Reid et al., 1982; 45. Marscher y Broderick, 1981; 46. Marscher et al., 1987; 47. Baath, 1984; 48. Readhead et al., 1984; 49. Romney et al., 1984; 50. Reid et al., 1984; 51. Pauliny-Toth et al., 1984; 52. Schalinski et al., 1987; 53. Pauliny-Toth, 1987; 54. Aller et al., 1985; 55. Baath, 1986; 56. Pilbratt et al., 1987; 57. Porcas, 1986; 58. Aller et al., 1983; 59. Antonucci, 1986; 59. Antonucci, 1986; 60. Jones et al., 1986; 61. Readhead et al., 1986; 62. Nieto et al., 1984; 63. Padrielli, 1984; 64. Johnston, 1987; 65. Hough, 1986; 66. Impey, 1987.

Tabla 6.3
Parámetros físicos de las fuentes y sus jets.

Nombre (1)	Identificación. (2)	z (3)	R (4)	α_o (5)	θ_{max} (grados) (6)	β_{min} (7)	ρ_{ob} (grados) (8)	S_{ob} (Jy) (9) *
0415+37 3C 111	RG	0.0485	15	-0.5	60.4	0.495	13.5 10.0	1.49 10.0
Cyg. A.	RG	0.0565	15	-0.5	60.4	0.495	20.6 10.0	0.77 10.0
PKS 0521-36	BL	0.055	3.2	0.76	64	0.437	4.0 7.7	6.28 4.0
0055+30	RG	0.0167	8	-0.5	66.8	0.394	14.0 17.4	0.65 10.0
NGC 1068	GS	0.004	1.3	0.46	85.1	0.0849	18.1	0.141+
			1.49	-0.5	85.4	0.0796	22.1	0.177++
			1.26	-3.1	88.7	0.0227		4.02+++

+ 1.4, ++ 15, +++ Banda L.

β_{oop} (10)	Δ (11)	$\gamma_j \sim \delta_j \csc \theta$ (12)	D_l (Gpc) (13)	Doble a gran escala (14)	Referencias. (15)
0.57	9.9	1.1	0.291	X	1,2
0.57	7.6	1.1	0.339	X	1,2
0.49	5.8	1.1	0.33		6,7
0.43	9.7	1.1	0.1	X	1,2
0.085					3
0.08	0.9	1.0	0.024	X	5
0.023					4

* El número pequeño, corresponde a la frecuencia con la que se observó la densidad de flujo, en unidades de GHz.

Referencias.

1. Linfield, 1981; 2. Linfield, 1982; 3. Ulvestad et al., 1987; 4. Chelli et al., 1987; 5. Wilson y Ulvestad, 1983; 6. Keel, 1986; 7. Danzinger et al., 1979.

Tabla 6.4

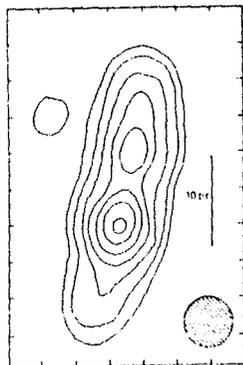
Parámetros del Espectro Electromagnético de las Fuentes.

Nombre	z	D_l (Gpc)	θ (grados)	$\gamma_j \sim \delta_j$	φ (grados)	$S(\nu_{aM})$ (Jy)	ν_{em} (10^8 Hz)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
2200+420 BL Lacerta	0.070	0.42	11.7	4.9	0.2	2.8	4.3
1652+398 Mrk 501	0.034	0.204	25	10.1	0.1	0.8	1.8
0430+052 3C 120	0.033	0.198	9.1	6.3	0.16	1	1.8
1928+73	0.36	2.2	3.2	17.9	0.06	2	7

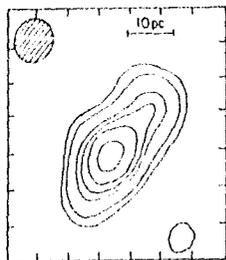
ν_{aM} (10^{14} Hz)	$\nu_{ab} = \nu_{eu}$ (10^{14} Hz)	α_{s1}	α_{s2}	Referencias.
(9)	(10)	(11)	(12)	(13)
2.8	8.3	0.02	1.02	8,6.
1.3	8.4×10^0	0.18	0.69	8,9,10.
0.9	8.9	0.2	0.7	1,2,3,4,5.
0.9	8	0.1	1.3	7.

Referencias.

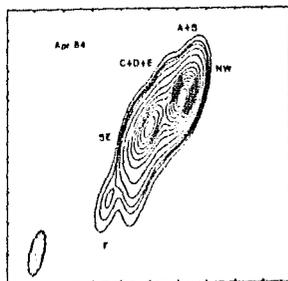
1. Kellermann y Paylony-Toth, 1971; 2. Rieke y Low, 1975; 3. Shields e al., 1972; 4. Schopper et al., 1977; 5. Fichtel et al., 1975; 6. Harvey e al., 1984; 7. Schalinski et al., 1987; 8. Cruz-González, 1984; 9. Mufsc et al., 1984; 10. Hutter y Mufson, 1986.



1721+343: 4900 MHz.
Barthel et al., 1985.



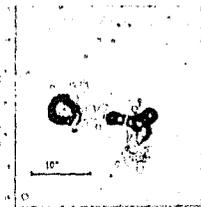
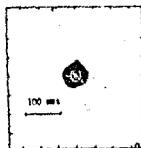
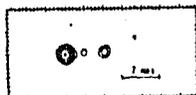
0742+310: 4900 MHz.
Barthel et al., 1985.



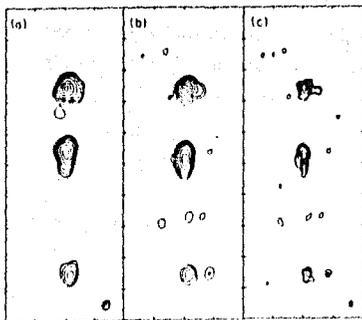
NRAO 140: 1.65 GHz.
Harscher et al., 1987.



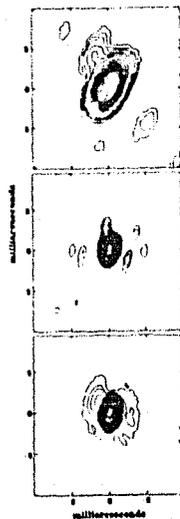
3C 216: 11 GHz,
5 GHz, 0.6 GHz,
en Porcas, 1986.



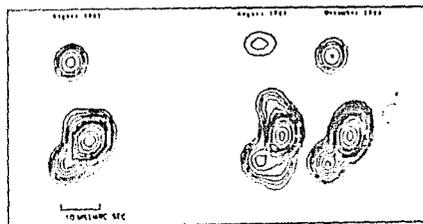
3C 179: 11 GHz, 1.6 GHz,
0.4 GHz, en Porcas, 1986.



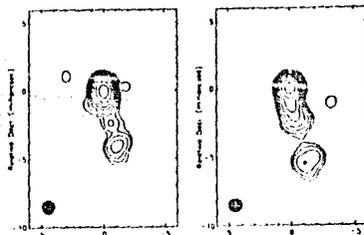
0710+439: 5 GHz, 10 GHz,
10 GHz, Readhead,
Pearson y Unwin, 1984.



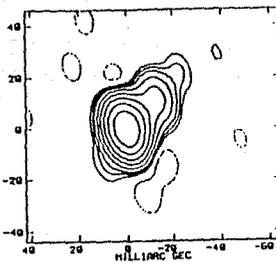
AO 0235+164: 5 GHz.
Baath, 1984.



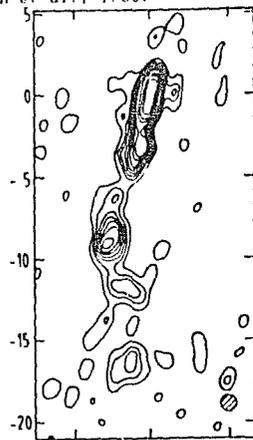
CTA 102: 932 MHz.
Baath, 1986.



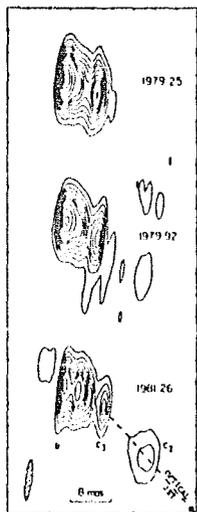
1642+690: 5011 MHz y 4989 MHz.
Pearson et al., 1986.



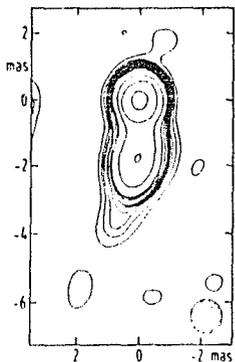
3C 345: 1661 MHz.
Pillbatt et al., 1986.



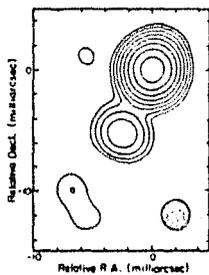
1928+73: 4989 MHz.
Eckart et al., 1986.



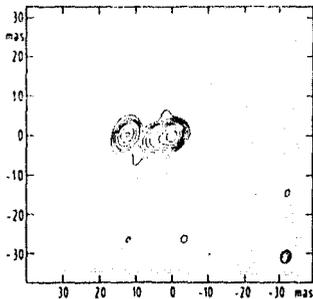
3C 273: 5 GHz.
Unwin y Biretta, 1984.



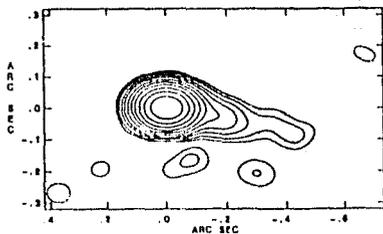
1150+01: 4990 MHz.
Eckart et al., 1986.



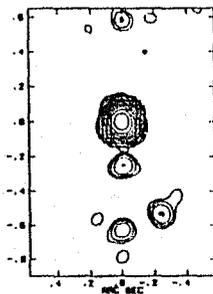
0850+581: 5 GHz.
Barthel et al., 1986.



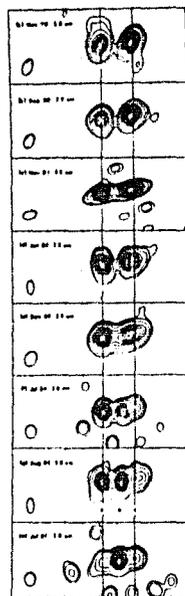
0212+73: 1660 MHz.
Eckart et al., 1986.



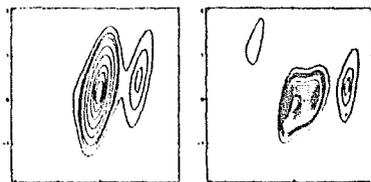
3C 120: 4995 MHz.
Pillbatt et al., 1986.



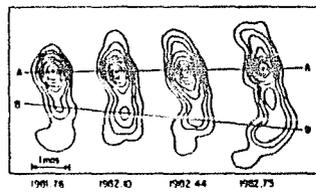
3C 270: 4995 MHz
Pillbatt et al., 1986.



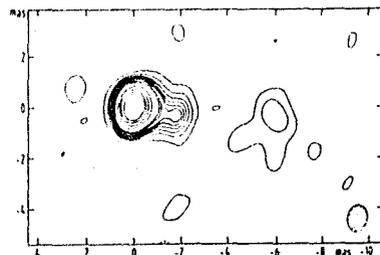
4C 39.25
Shaffer et al., 1987.



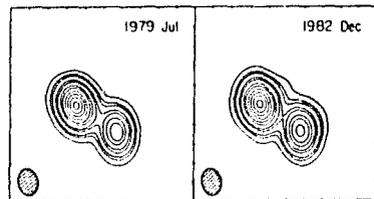
3C 245: 10.7 GHz.
Hough, 1986.



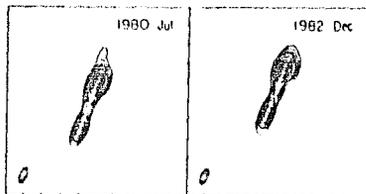
BL Lacertae: 10.65 GHz.
Hutel y Phillips, 1984.



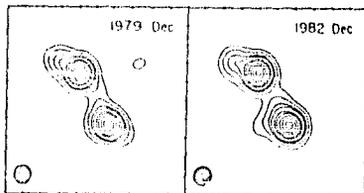
2007+77: 4989 MHz.
Eckart et al., 1986.



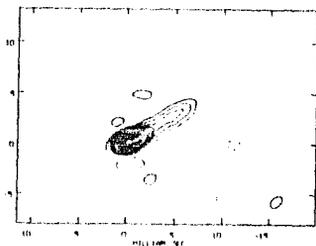
0108+388: 5 GHz.
Readhead, Pearson y Unwin
1984.



0711+356: 5 GHz.
Roadhead, Pearson y
Unwin, 1984.



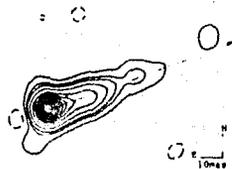
2021+614: 5 GHz.
Roadhead, Pearson y
Unwin, 1984.



NGC 6251: 5 GHz.
Jones et al., 1986.



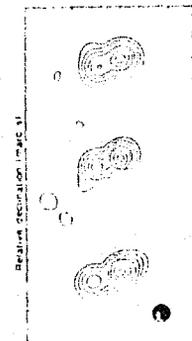
NGC 1275: 10.7 GHz.
Romney et al., 1984.



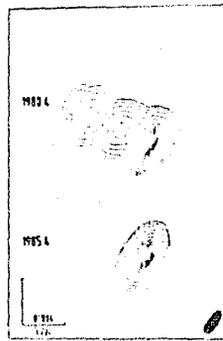
M 07: 1.6 GHz.
Reid et al., 1982.



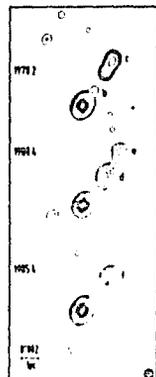
3C 147: 5 GHz, 0.3 GHz.
en Porcas, 1986.



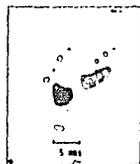
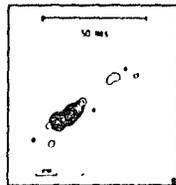
3C 263: 10.7 GHz.
Zensus et al., 1987.



3C 111: 4.8 GHz.
Gotz et al., 1988.



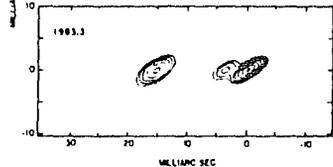
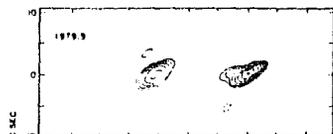
3C 390.3: 5 GHz.
Alef et al., 1987.



3C 454.3: 1.6 GHz, 5 GHz,
11 GHz, en Porcas, 1986.

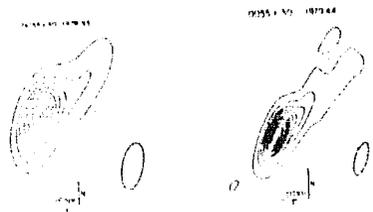


0735+178: 5 GHz.
Baath, 1984.

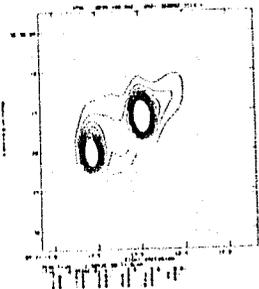


3C 395: 4900 MHz.
Waak et al., 1985.

ESTA TESIS NO DEBE
SALIR DE LA BIBLIOTECA



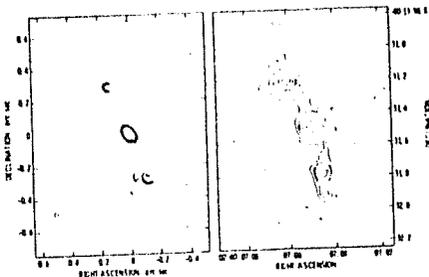
0055+30: 10.65 GHz.
Linfield, 1981.



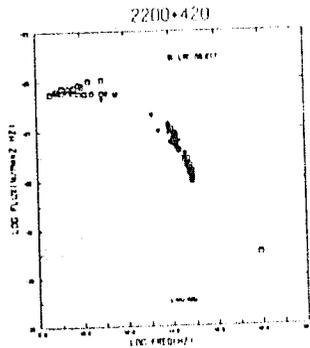
PKS-0521-36: 5 GHz.
Keel, 1985.



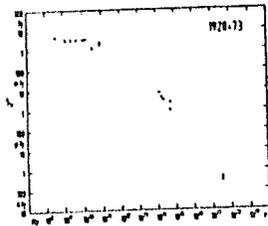
Cyg A: 10.65 GHz.
Linfield, 1981.



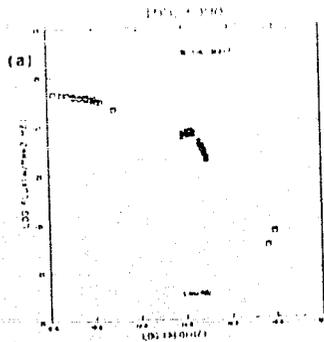
NGC 1068: (a) 1.4 GHz (VLBI)
(b) 23 GHz (VLA). Ulvestad
et al., 1987.



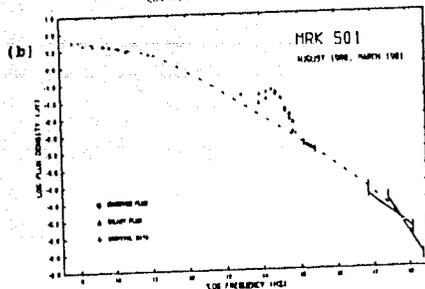
Espectro electromagnético
de BL Lacerta (2200+420)
Cruz-González, 1984.



Espectro electromagnético
de 1920+73. Schalinski et al.
1987.



Espectro electromagnético
de 3C 120 (0430+052)
Schnopper et al., 1977.



Espectro electromagnético
de Mrk 501 (1652+398)
a) Cruz-González, 1984.
b) Hufson et al., 1984.

FIG. 6.1 Mapas de alta resolución, en frecuencias de radio, de HAGs superlumínicos y sublumínicos. Nótese la evolución temporal de las "manchas".

Fig. 6.2 Espectros electromagnéticos en multifrecuencias de HAGs.

Tabla 6.5

Parámetros Calculados del Modelo de Haz Relativista*.

Nombre.	L (10^{44} erg s ⁻¹)	T _{max} (10^{12} °K)	R _{max} (ν_D^{-1} pc)	B ₁ (gauss)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
Superlumínicas.				
0906+430 3C 216	62.8 (92.4)	5.1 (4.8)	4.9 (3.6)	0.079 (0.096)
2251+158 3C 454.3	252.7 (325.4)	4.7 (4.50)	16.7 (13.8)	0.159 (0.181)
1642+690 4C 69.21	86.3 (81.8)	4.03 (4.06)	6.1 (6.4)	0.098 (0.095)
1928+738 4C 73.18	11.0 (13.4)	5.09 (4.95)	6.94 (6.0)	0.051 (0.056)
1641+399 3C 345	302.0 (221.6)	3.87 (4.06)	9.13 (4.1)	0.183 (0.157)
1226+023 3C 273	179.4(163.4)	3.7 (3.77)	8.61 (9.2)	0.137 (0.131)
0333+321 NRAO 140	49.0 (39.8)	1.6 (1.68)	5.55 (4.8)	0.142 (0.128)
0850+581 4C 58.17	85.6 (67.8)	1.4 (1.46)	3.68 (4.4)	0.095 (0.084)
0723+679 3C 179	17.8 (43.0)	1.69 (1.48)	4.63 (2.4)	0.042 (0.066)
0923+392 4C 39.25	235.7 (371.4)	2.03 (1.89)	14.08 (10.0)	0.152 (0.191)
0430+052 3C 120	2.0 (3.0)	1.9 (1.80)	2.48 (1.86)	0.014 (0.017)
1040+123 3C 245	122.8 (72.3)	1.06 (1.15)	4.04 (4.03)	0.112 (0.086)
0742+318 4C 31.30	73.8 (57.6)	1.27 (1.31)	4.33 (5.21)	0.075 (0.067)
2200+420 BL Lacertae	1.8 (2.1)	1.42 (1.38)	3.13 (2.79)	0.033 (0.036)
1845+797 3C 390.3	1.2 (1.7)	1.13 (1.08)	1.33 (1.06)	0.010 (0.011)
0451+37*** 3C 111	11.7 (7.2)	0.89 (0.96)	2.56 (3.69)	0.031 (0.024)
1137+660 3C 263	32.3 (35.8)	0.61 (0.60)	3.01 (2.78)	0.050 (0.053)
1721+343	20.9 (19.0)	0.71 (0.72)	3.38 (3.63)	0.043 (0.041)

Subluminicas.

0538+498 3C 147	20.9 (22.1)	0.26 (0.26)	11.25 (10.79)	0.085 (0.087)
1228+126 M 87, Vir. A, NGC 4486, 3C 274	0.012 (0.013)	0.24 (0.24)	0.58 (0.23)	0.004 (0.004)
**				
0451+37*** 3C 111	1.86 (2.46)	0.31 (0.299)	3.12 (2.54)	0.0168 (0.019)
Cyg. A.	1.5 (1.41)	0.29 (0.293)	2.10 (2.20)	0.0172 (0.017)
PKS 0521-36	1.04 (1.64)	0.38 (0.350)	10.9 (7.72)	0.0174 (0.022)
0055+30	0.038 (0.227)	0.34 (0.260)	2.7 (0.71)	0.0027 (0.007)
NGC 1068	0.0002 (0.00025)	0.187 (0.181)	0.089 (0.085)	0.0014 (0.002)
	0.00024 (0.00027)	0.188 (0.183)	0.106 (0.094)	0.0016 (0.002)
	0.00061 (0.0007)	0.225 (0.220)	0.455 (0.408)	0.0047 (0.005)

* Los números entre paréntesis fueron calculados con el valor de φ suponiendo que el jet es libre (los números pequeños de la columna de φ_{ob}).

** La velocidad de estas fuentes se dedujo a partir de las intensidades del jet y contrajet o componentes extendidas.

*** Los parámetros de esta fuente fueron calculados por métodos distintos (por desplazamiento del jet, y por el cociente de la intensidad del jet y componente extendida).

Tabla 6.6

Propiedades de los jets derivados del Modelo.

Nombre.	m	n	K_1 (cm^{-3})	B_1 (gauss)	R_M (pc)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
2200+420 BL Lacerta	0.92	2.01	9.06	0.126	0.034
1652+398 Mrk 501	1.2	1.5	0.23	0.149	0.043
0430+052 3C 120	1.1	1.6	2252.2	1.09	1.22
1928+73	0.82	2.14	3.37	1.44	0.849

Tabla 6.7

Campo Magnético de la fuente central

Nombre.	B_1 del espectro.	B_1 del movimiento aparente del jet.	B del modelo SSC *
(1)	(2)	(3)	(4)
2200+420	0.126	0.033	4.28
1652+398	0.149		1.34
0430+052	1.09	0.014	
1928+73	1.44	0.051	

* Cruz-González, 1984 (p. 82).

Tabla 6.8
 Predicciones de índices espectrales.

Nombre.	α_{B9}	α_{C1}	α_{C2}
(1)	(2)	(3)	(4)
2200+420 BL Lacertae	0.99	-1	1.07
1652+398 Mrk 501	1.4	-1	0.68
0430+052 3C 120	1.36	-1	0.73
1928+73	0.83	-1.12	1.37

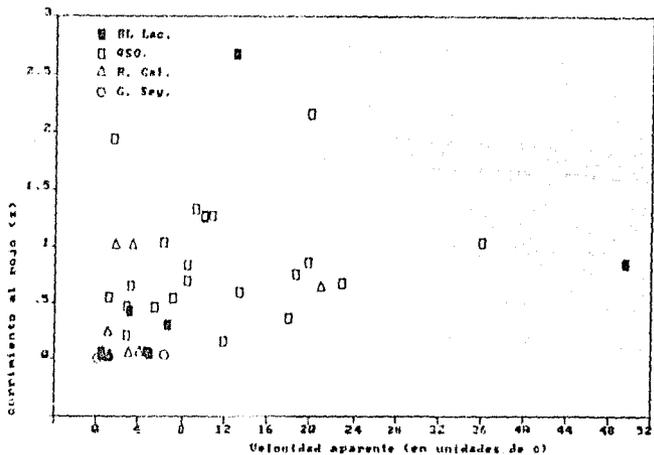


Figura 6.3 Velocidad aparente, observada, del jet (β_{ob}) contra Corrimiento al rojo de la fuente (z).

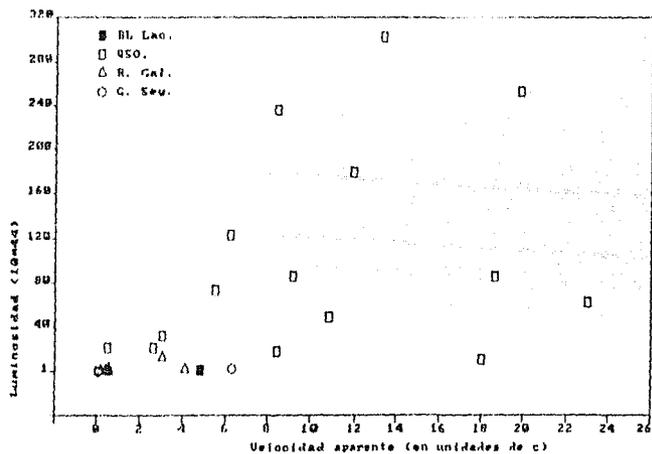
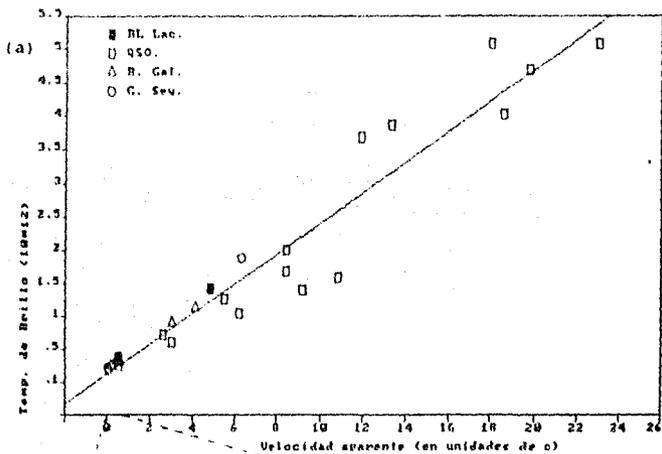


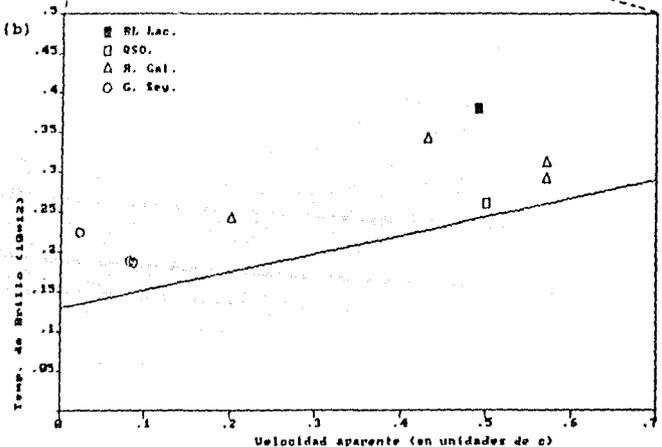
Figura 6.4 Velocidad aparente, observada, del jet (β_{ob}) contra Luminosidad ($L / 10^{44}$ ergs s^{-1}) obtenida del modelo.



THE REGRESSION POLYNOMIAL OF LINE

$$(1.291E-01) + (2.267E-01)*X$$

THE VARIANCE = 1.649E-01



Figuras 6.5 (a) y (b) Velocidad aparente, observada, del jet (β_{ob}) contra Temperatura de Brillo máxima ($T_{max} / 10^{12}$ °K) obtenida del modelo. Para fuentes superlumínicas sublumínicas. Las líneas no continuas representan la amplificación de la gráfica. Se muestra la ecuación lineal de la gráfica.

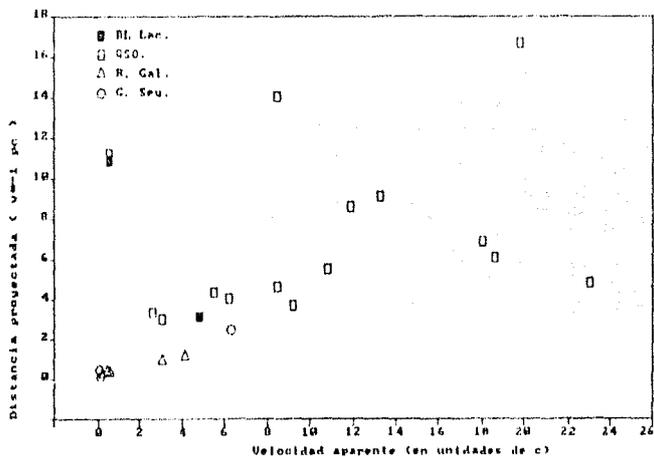


Figura 6.5 Velocidad aparente, observada, del Jet (β_{ob}) contra Distancia proyectada (R_{proj} , pc) a la cual alcanza la máxima temperatura de brillo, obtenida del modelo.

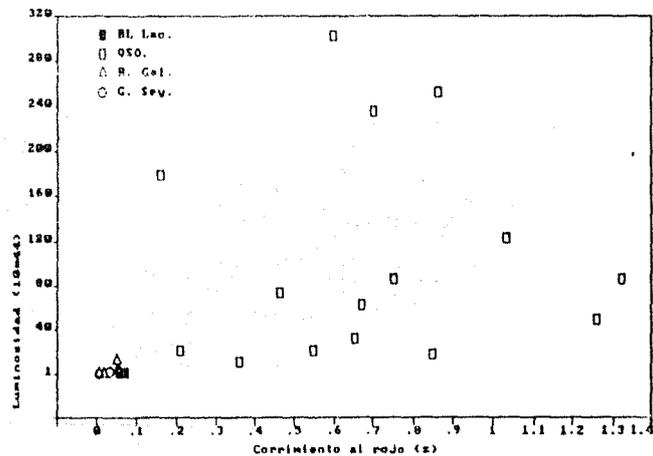


Figura 6.6 Corrimiento al rojo de la fuente (z) contra Luminosidad (L_{jet} , ergs s^{-1}) obtenida del modelo.

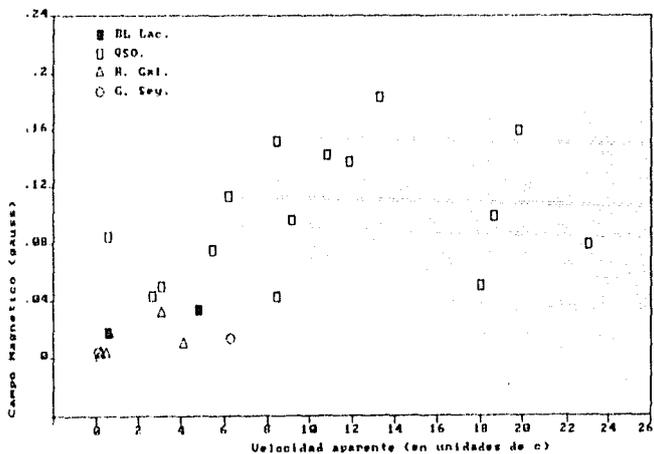


Figura 6.7 Velocidad aparente, observada, del Jet (β_{ob}) contra Campo Magnético a 1 pc (B_1 , gauss) obtenido del modelo.

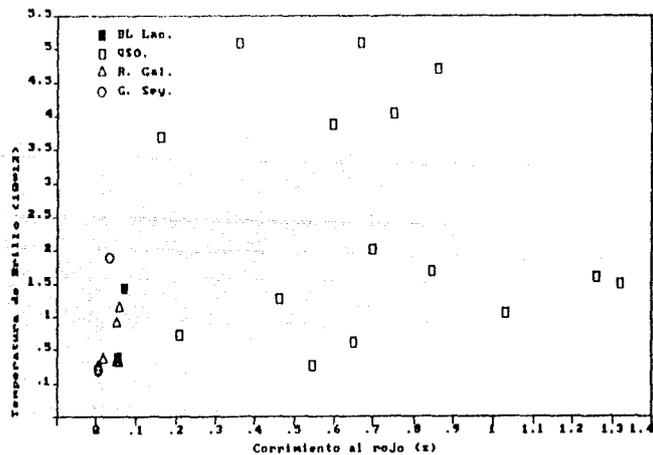


Figura 6.9 Corrimiento al rojo de la fuente (z) contra Temperatura de Brillo máxima ($T_{max} / 10^{12}$ °K) obtenida del modelo.

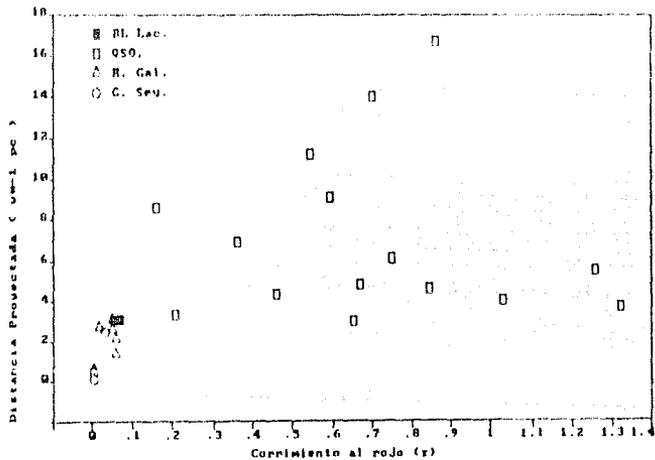


Figura 6.10 Corrimiento al rojo de la fuente (z) contra Distancia proyectada ($R_{V,0.1}$ pc) a la cual alcanza la máxima temperatura de brillo, obtenida del modelo.

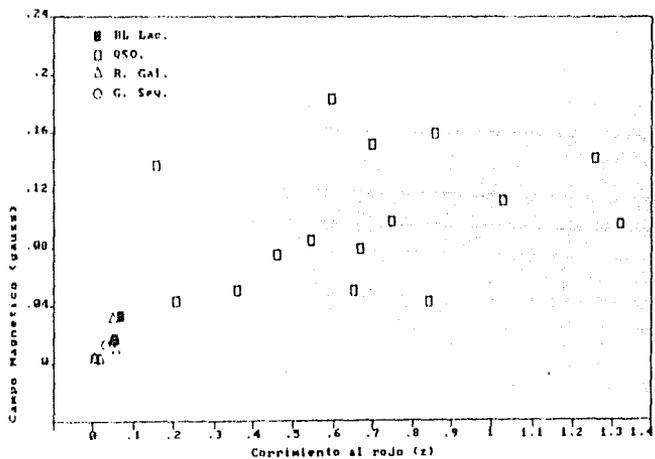


Figura 6.11 Corrimiento al rojo de la fuente (z) contra Campo Magnético a 1 pc (B_1 gauss) obtenido del modelo.

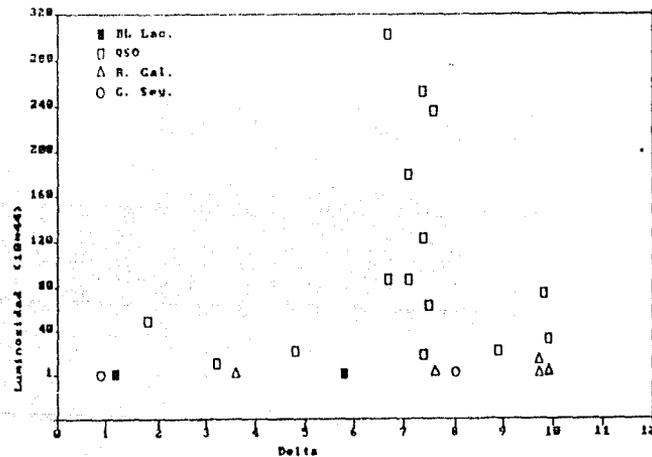


Figura 6.12 Cociente de tamaños (Δ) contra Luminosidad (L_{44} ergs s^{-1}) obtenida del modelo.

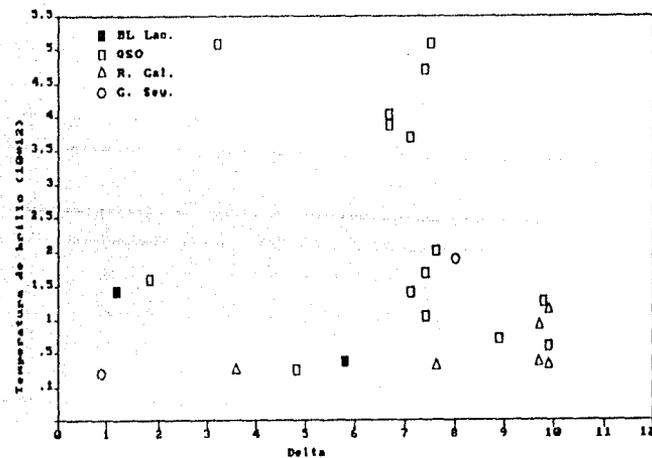


Figura 6.13 Cociente de tamaños (Δ) contra Temperatura de Brillo máxima ($T_{max} / 10^{12}$ °K) obtenida del modelo.

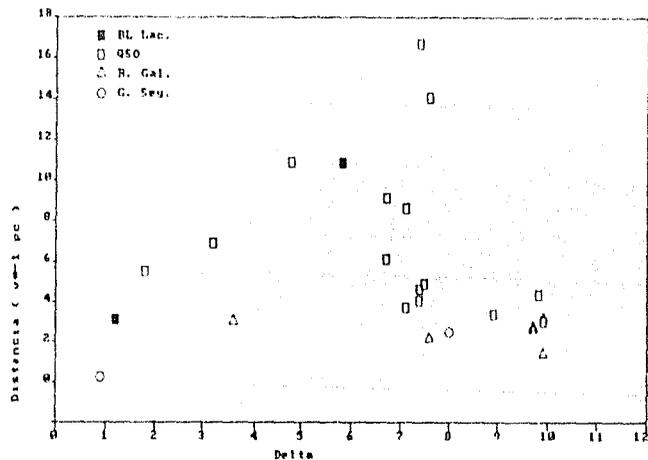


Figura 6.14 Cociente de tamaños (Δ) contra Distancia proyectada ($R_{v,1}$ pc) a la cual alcanza la máxima temperatura de brillo, obtenida del modelo.

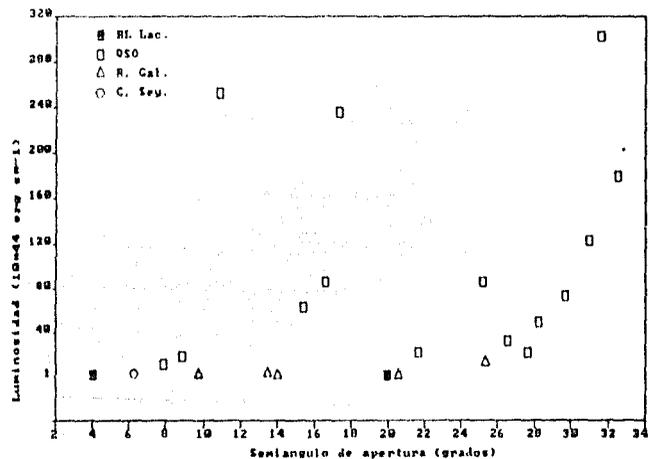


Figura 6.16 Semiángulo de apertura, observado, del jet (ψ_{ob}) contra Luminosidad (L_{44} ergs s^{-1}) obtenida del modelo.

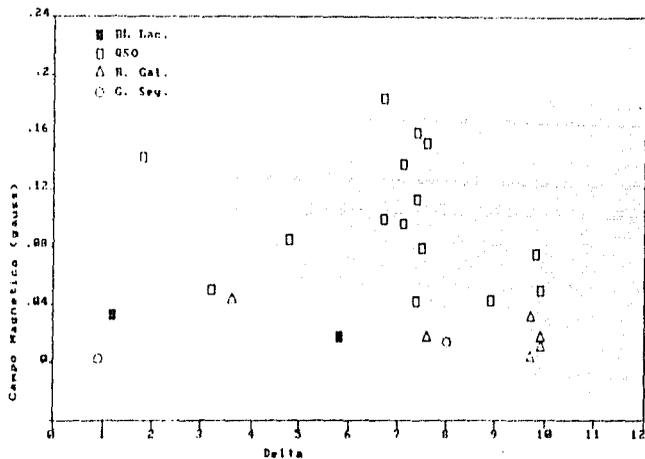


Figura 6.15 Cociente de tamaños (Δ) contra Campo Magnético a 1 pc (B_1 gauss) obtenido del modelo.

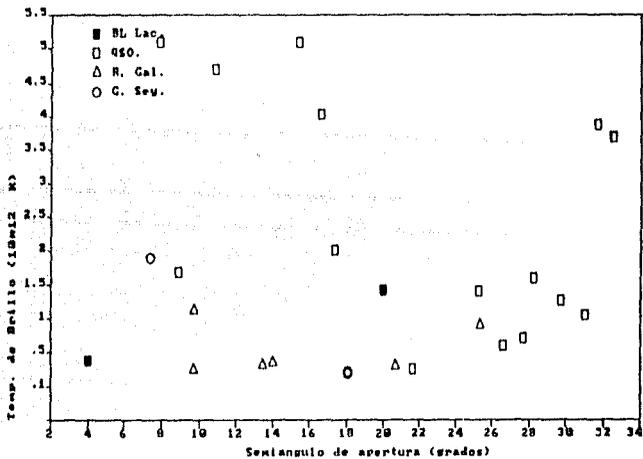


Figura 6.17 Semiángulo de apertura, observado, del jet (ψ_{ob}) contra Temperatura de Brillo máxima ($T_{max} / 10^{12}$ °K) obtenida del modelo.

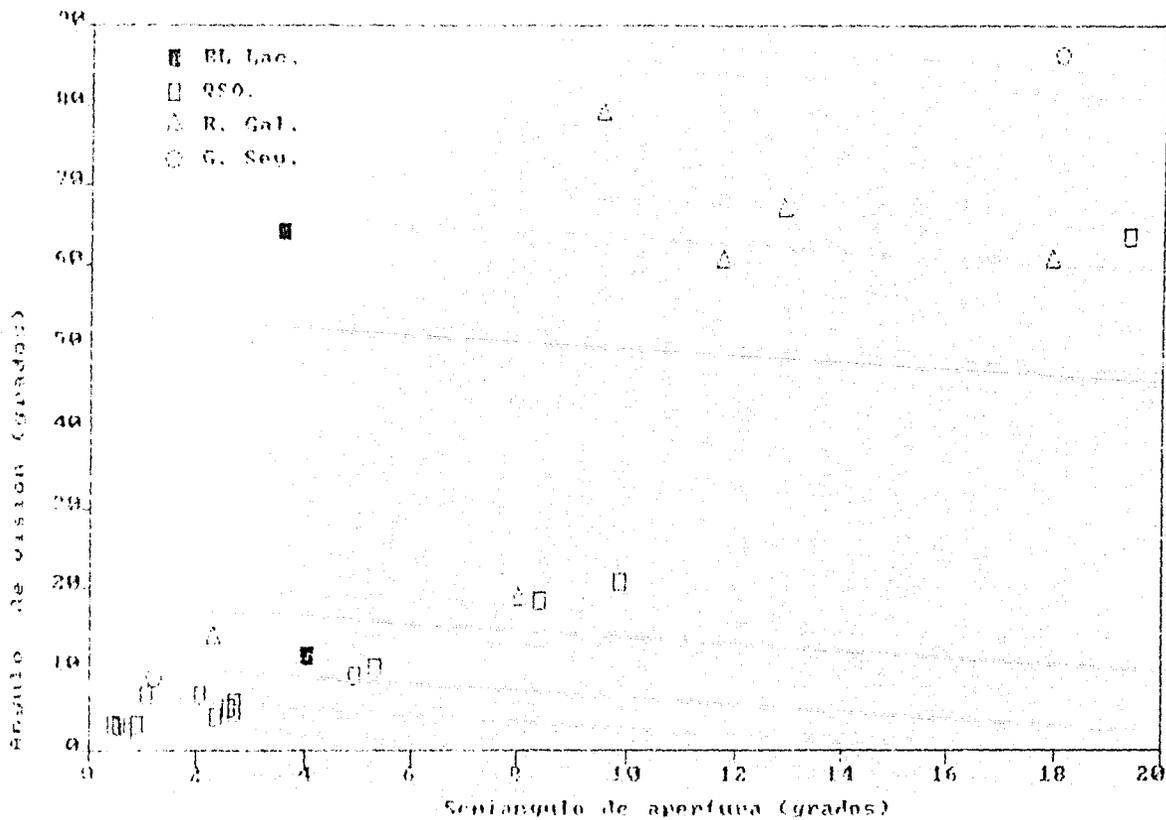


Figura 6.20 Semiángulo de apertura, corregido, del jet (ϕ_c) contra el ángulo que hace la línea de visión del observador con el eje del jet (θ).

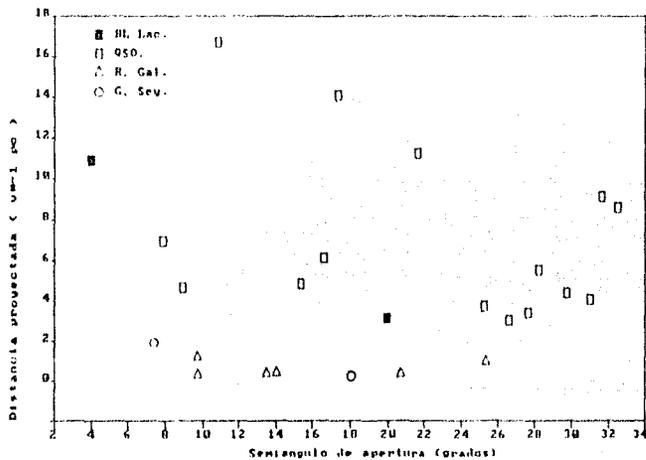


Figura 6.18 Semiángulo de apertura, observado, del jet (ψ_{ob}) contra Distancia proyectada ($R_{U_{rel}}$ pc) a la cual alcanza la máxima temperatura de brillo, obtenida del modelo.

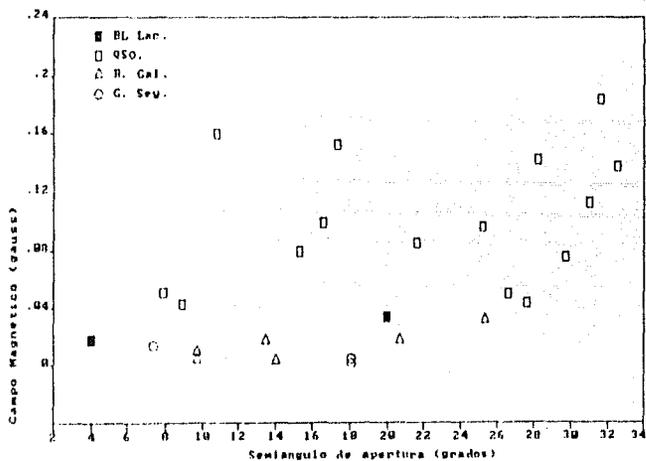


Figura 6.19 Semiángulo de apertura, observado, del jet (ψ_{ob}) contra Campo Magnético a 1 pc (B_1 gauss) obtenido del modelo.

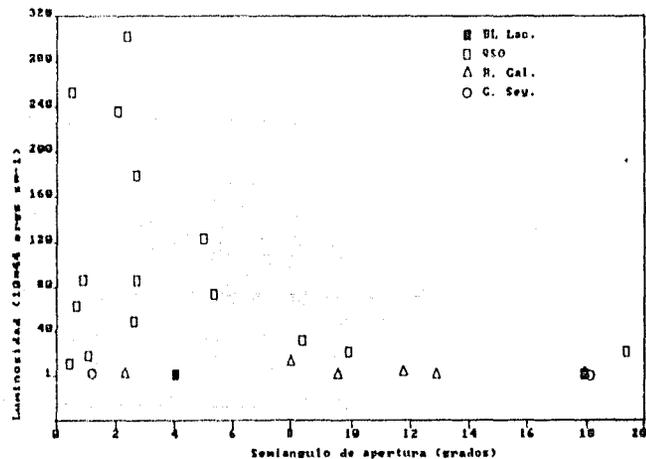


Figura 6.21 Semiángulo de apertura, corregido, del jet (ψ_c) contra Luminosidad (L_{UV} ergs s^{-1}) obtenida del modelo.

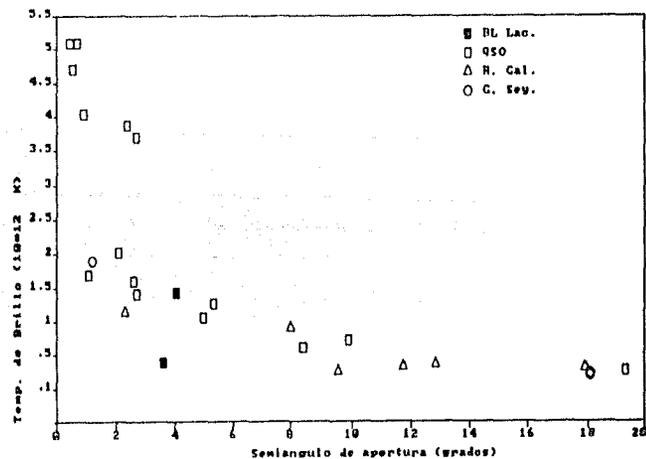


Figura 6.22 Semiángulo de apertura, corregido, del jet (ψ_c) contra Temperatura de Brillo máxima ($T_{max} / 10^{12}$ °K) obtenida del modelo.

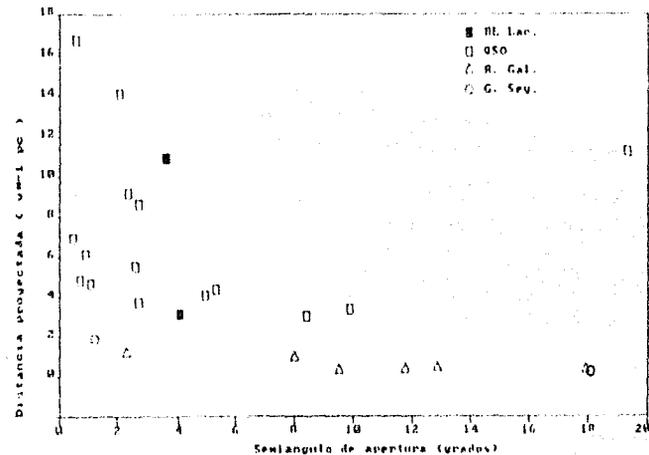


Figura 6.23 Semiángulo de apertura, corregido, del jet (ψ_c) contra Distancia proyectada ($R_{\psi=1}$, pc) a la cual alcanza la máxima temperatura de brillo, obtenida del modelo.

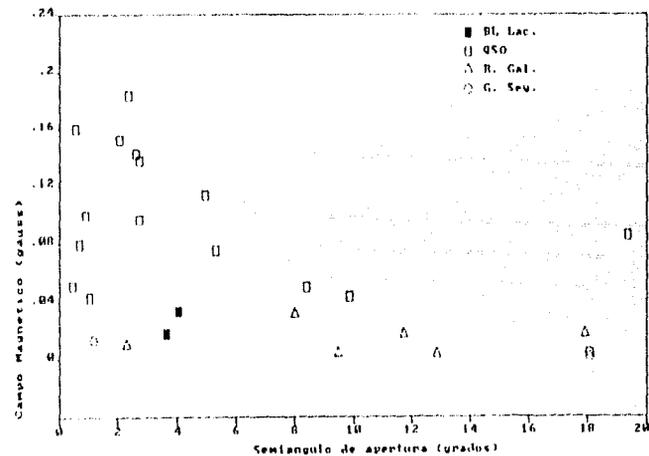
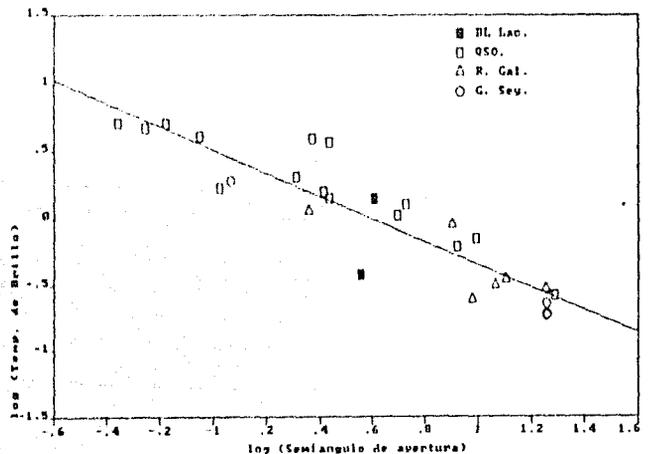


Figura 6.24 Semiángulo de apertura, corregido, del jet (ψ_c) contra Campo Magnético a 1 pc (B_1 , gauss) obtenido del modelo.



THE REGRESSION POLYNOMIAL OF LINE

$$(5.118E-01) + (-8.501E-01)*X$$

THE VARIANCE = 3.003E-02

donde $x = \log \psi_c$
 $y = \log T_{max}$

Figura 6.25 Logaritmo del semiángulo de apertura, corregido, del Jet [$\log \psi_c$] contra logaritmo de la Temperatura de Brillo máxima [$\log (T_{max}/10^{12})$].

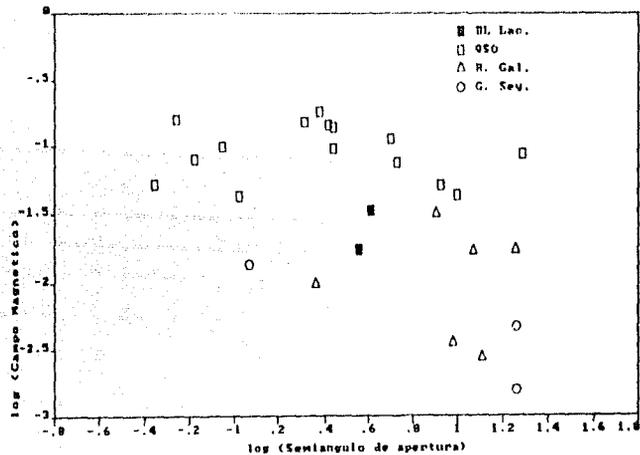


Figura 6.26 Logaritmo del semiángulo de apertura, corregido, del jet [$\log \psi_c$] contra logaritmo del Campo Magnético a 1 pc [$\log B_1$].

CAPITULO 7.

CONCLUSIONES.

La física que da origen a los jets extragalácticos es uno de los problemas fundamentales de los núcleos activos de galaxias. En este trabajo se ha presentado el panorama actual de los jets mediante una descripción de sus propiedades observacionales y de los modelos físicos propuestos y el planteamiento de algunos problemas abiertos. La importancia del problema ha llevado al desarrollo de diversos modelos, de la física de plasmas y radiativos, para explicar las propiedades de los jets, y por esto, la parte fundamental de esta tesis es dedicada a estos modelos. En general los modelos aunque siguen vías distintas parten de algunos postulados básicos como la radiación sincrotrónica como mecanismo de emisión, la reaceleración y producción de electrones a lo largo del jet, etc. La aplicación y confrontación de los problemas con las observaciones tiene una enorme importancia, es por esto que en la parte final del trabajo se aplica el modelo de haz relativista a una muestra de NAGs en los cuales fué posible obtener los parámetros necesarios.

Los requerimientos del modelo de haz relativista han limitado la aplicación a sólo 24 fuentes, aunque el número es pequeño tiene la ventaja de incluir a casi todos los tipos de NAGs. El movimiento superlumínico puede ser una propiedad intrínseca de los cuasares, radio galaxias y objetos BL Lacerta, más no de las galaxias Seyfert. Además, aparentemente el movimiento superlumínico no sólo es una propiedad de las fuentes asimétricas, sino también de las fuentes simétricas ya que de la muestra que consideramos el 45.5 % de estas fuentes son dobles a gran escala. Este resultado es muy significativo porque una de las inconsistencias del modelo es el poseer movimiento superlumínico las fuentes dobles. Son necesarias más observaciones del movimiento superlumínico para resolver estas cuestiones.

De las propiedades calculadas al aplicar el modelo obtenemos los siguientes resultados:

1. No existe una relación simple entre el movimiento superlumínico y la distancia a la cual se encuentra la fuente, lo cual implica que no existe un efecto de selección para el movimiento superlumínico. Además, si suponemos que la máxima velocidad alcanzable es el de la luz, para estas fuentes, entonces una de las posibilidades ya planteadas es que la constante de Hubble no tenga el rango de valores que actualmente se le asigna o que varíe con la distancia. Nuestro resultado demuestra que ninguno de los dos casos puede suceder, ya que no parece existir una relación simple entre velocidad superlumínica y distancia.
2. Existe una relación entre la velocidad aparente, sublumínica y superlumínica, y la temperatura de brillo máxima, expresada por la relación lineal:

$$(T_{max} / 10^{12} \text{ } ^\circ\text{K}) = 0.23 \beta_{ob}$$

Esta relación nos indica que las fuentes con jets casi paralelos al observador son las que tienen una mayor temperatura de brillo o, equivalentemente, mayor material emitiéndose ($T_{brillo} \propto \rho \epsilon$), lo que era de esperarse. Si $\sim 10^{12}$ °K es el límite de temperatura de brillo de la catástrofe Compton inverso, entonces la máxima velocidad aparente que esperaríamos observar (el efecto de la distancia está incluido en la temperatura de brillo) es:

$$\beta_{aparente} < 44 .$$

Esta predicción está en contradicción con uno de los valores encontrados para el movimiento superlumínico, que es de 49.5, aunque corresponde a un BL Lac en el que existe más de un valor del corrimiento al rojo.

3. Existe una relación entre la temperatura de brillo máxima y el semiángulo de apertura del jet, expresado por:

$$(T_{max} / 10^{12} \text{ °K}) = (\psi_c)^{-0.859}$$

Si el semiángulo de apertura indica la colimación del jet, entonces esta relación muestra que los jets más colimados son los que tienen una temperatura de brillo mayor. Si la temperatura de $\sim 10^{12}$ °K es el límite de la temperatura Compton inverso, entonces la máxima colimación que esperamos tengan los jets es:

$$\text{Colimación } (\psi_c) \propto (T_{brillo} / 10^{12} \text{ °K})^{-1/0.859}$$

Además, si la temperatura de brillo la relacionamos con la densidad del material y la emisividad, entonces los jets más densos y con mayor emisividad son los más colimados, independientemente de la densidad externa del jet.

4. Para los casos de ψ_c con L_{44} , R_{max} y B_1 no parece existir una relación bien definida, sin embargo encontramos que los objetos más luminosos y los que tienen un campo magnético mayor son los que tienen jets más colimados.
5. Para las otras propiedades comparadas (observacionales vs. teóricas) no encontramos una relación, sin embargo, en todos los casos los objetos con propiedades más extremas son los cuasares.
6. Las diferencias en los resultados encontrados para 3C 111 muestran que es fundamental tener más observaciones que nos permitan conocer la velocidad de los jets, ya que dependiendo de este valor las propiedades pueden variar drásticamente.
7. Del valor de la incertidumbre en los cálculos, variando el semiángulo de apertura del jet, encontramos que la suposición de considerar a los jets libres es válida, cuando menos a escalas de pc, ya que la incertidumbre, en general, es $\leq 12\%$.

La suposición primordial de los NAGs es que la "máquina central" es la responsable de la generación de los jets, la energía, campos magnéticos, etc. Nuestros resultados muestran que también es responsable de la colimación de los jets, cuando menos en escalas de pc. Además, nuestros resultados [incisos (iii) y (iv)] indican que para galaxias Seyfert, en las cuales las temperaturas de brillo y luminosidades no son tan altas como en

los demás NAGs, esperamos que los jets sean muy cortos o inexistentes ya que éstos serían descolimados en escalas de pc. Para galaxias "normales" con temperaturas de brillo, luminosidades y campos magnéticos muy inferiores a los NAGs no existe posibilidad de desarrollar jets. Por lo tanto la existencia de los jets estaría determinada por la existencia de altas luminosidades, altos valores de campo magnético, altas temperaturas de brillo, es decir, por la existencia de fuerte emisión no térmica proveniente del núcleo de la galaxia. La cual en general no presentan las galaxias "normales".

Estos resultados son muy aventurados, si consideramos el número de suposiciones de las cuales se parte, pero son muy interesantes en el sentido que una propiedad que presentan algunos, pocos, NAGs nos permiten encontrar propiedades que podrían poseer el resto de estas fuentes. Futuras observaciones de este fenómeno superlumínico nos podrán explicar hasta que punto el modelo de "haz relativista" es correcto, si sólo es aplicable a ciertas fuentes, etc., y dependiendo de esto hasta donde son válidos nuestros resultados.

Para las fuentes en las que pudimos obtener algunas propiedades a partir de la forma de su espectro es poco lo que podemos concluir ya que es un número muy reducido y, en la mayor parte de los casos, el espectro electromagnético no es simultáneo. Sin embargo, es claro que la presencia de jets está afectando la forma del espectro, por lo que la aplicación del modelo de "haz relativista" a NAGs con espectros en multifrecuencias, obtenidos casi simultáneamente, nos permitirá tener más resultados para el estudio de los jets extragalácticos y en general de los núcleos activos de galaxias.

Es crucial para el estudio de la física de los jets, y en general de los NAGs, el poder contar con un mayor número de observaciones. Por ejemplo: Determinación de la velocidad a lo largo de los jets, ésta nos permitiría inferir las características (ej. presión, densidad) del medio interno y externo al jet, lo cual es fundamental para los modelos radiativos y de la física de plasmas. Determinación del campo magnético, lo cual es importante para ambos tipos de modelos ya que dependiendo de sus características podemos conocer el tipo de colimación y modo de reaceleración de los electrones a lo largo del jet, etc.

El futuro puede ser muy prometedor en cuanto a observaciones de alta resolución espacial en el óptico y ultravioleta con el Telescopio Espacial de Hubble. Tal vez sean detectadas las contrapartes de los jets en radio y se pueda observar con mayor resolución los ya conocidos. Probablemente las observaciones en el óptico y ultravioleta nos permitan conocer la velocidad de los jets. Con el desarrollo de los interferómetros de base más grande en las frecuencias de radio (QUASAT) se contará con una mayor resolución, con la que podremos escudriñar regiones aún más internas de los NAGs y tener una mejor estimación de los desplazamientos de los nudos, etc. En el infrarrojo las técnicas Speckle nos están revelando la estructura de regiones < 1 pc pero es necesario aumentar la sensibilidad de estos instrumentos; con lo cual posiblemente encontremos la contraparte de los jets en el infrarrojo. Además las observaciones en rayos-X serán fundamentales en los próximos años, este rango de frecuencias

apenas está en su etapa de despegue. La observación de los "jets de alta energía" (o jets en rayos-X) nos permitirá conocer los flujos, índices espectrales, etc., que son fundamentales para los procesos radiativos a altas energías de los jets y de los NAGs. Es importante obtener observaciones simultáneas a todas las frecuencias, pero más importante es separar el continuo observado en las posibles componentes.

El futuro es muy prometedor y requiere de un enorme esfuerzo observacional y teórico, pues resulta fundamental confrontar las observaciones con los modelos. Aunque hay muchos avances en la física de los jets extragalácticos, así como de los NAGs, aún no existe un modelo "unificado" que incluya a los de la física de plasmas y radiativos. Esperamos que en el futuro se obtengan resultados observacionales tan excepcionales como el descubrimiento de los cuasares y los jets extragalácticos.

REFERENCIAS.

CAPITULO 1.

- Alfvén, H., Herlofson, N.: 1950, *Phys. Rev.*, **70**, 616.
- Begelman, M.C., Blandford, R.D., Rees, M.J.: 1984, *Rev. Mod. Phys.*, **56**, 255.
- Brecher, K.: 1977, en *Frontiers of Astrophysics*, ed. E.H. Avrett (Harvard University Press: Cambridge), p. 438.
- Burbidge, E.M.: 1967, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **5**, 399.
- Burs, J.O., Feigelson, E.D., Schreier, E.J.: 1983, *Ap. J.*, **273**, 128.
- Cruz-González, I., Dultzin-Hacyan, D.: 1985, en *La Astronomía Contemporánea*, ed. L.F. Rodríguez (UNAM, México), p. 183.
- Danzinger, I.J., Fosbury, R.A.G., Goss, W.M., Ekers, R.D.: 1979, *M.N.R.A.S.*, **188**, 415.
- Hewitt, A., Burbidge, G.: 1987, *Ap. J. Supp.*, **63**, 1.
- Kellermann, K.I., Pauliny-Toth, I.I.K.: 1981, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **19**, 373.
- Mc Ilwrath, B.K., Stannard, D.: 1980, *M.N.R.A.S.*, **192**, 79p.
- Miley, G.: 1980, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **18**, 165.
- Osterbrock, D.E.: 1979, en *Active Galactic Nuclei*, ed. C. Hazard, y S. Mitton (Cambridge University Press, Cambridge), p. 25.
- Osterbrock, D.E.: 1984, *Q. Jl. R. astr. Soc.*, **25**, 1.
- Schmidt, H.: 1963, *Nature*, **197**, 1040.
- Schmidt, H.: 1964, en *Quasars and High Energy Astronomy*, Second Texas Symposium on Relativistic Astronomy, ed. K.N. Douglas, I. Robinson, A. Schild, E.L. Schucking, J.A. Wheeler, N.J. Woolf (Gordon and Breach, New York), p. 55.
- Schmitt, J.L.: 1966, *Nature*, **210**, 653.
- Seyfert, C.K.: 1943, *Ap. J.*, **87**, 26.
- Shklovsky, I.S.: 1953, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **90**, 983.
- Soifer, B.T., Houck, J.R., Neugebauer, G.: 1987, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **25**, 187.
- Stein, W.A., O'Dell, S.L., Strittmatter, P.A.: 1976, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **14**, 173.
- Steppe, H.: 1984, *The Messenger (ESO)*, **35**, 35.
- Weedman, D.W.: 1972, *Ap. J.*, **171**, 5.
- Weiler, K.W., Johnston, K.J.: 1980, *M.N.R.A.S.*, **190**, 269.

CAPITULO 2.

- Arons, J., Kulsrud, R.M., Ostriker, J.P.: 1975, *Ap. J.*, **198**, 687.
- Baade, W., Minkowski, R.: 1954, *Ap. J.*, **119**, 215.
- Balick, B., Heckman, T.M.: 1982, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **20**, 431.
- Begelman, M.C., Blandford, R.D., Rees, M.J.: 1984, *Rev. Mod. Phys.*, **56**, 255.
- Behr, C., Schucking, E.L., Vishveshwara, C.V., Wallace, W.: 1976, *Ap. J.*, **81**, 147.
- Benford, G.: 1978, *M.N.R.A.S.*, **183**, 29.
- Bicknell, G.V.: 1985, *Proc. Ast. Soc. Australia*, **6**, 130.
- Blandford, R.D., Konigl, A.: 1979, *Ap. J.*, **232**, 34.

- Blandford, R.D., Mc Kee, C.F., Rees, M.J.: 1977, *Nature*, 211, 468.
- Blandford, R.D., Rees, M.J.: 1974, *M.N.R.A.S.*, 159, 395.
- Bridel, A.H.: 1982, en *IAU Symposium 97, Extragalactic Radio Sources*, ed. D.S. Heeschen y C.M. Wade (Dordrecht: Reidel), p. 121.
- Bridle, A.H., Perley, R.A.: 1984, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 22, 319.
- Brodie, J., Konigl, A., Bowyer, S.: 1983, en *Astrophysical Jets*, ed. A. Ferrari y A.G. Pacholczyk (Dordrecht: Reidel), p. 145.
- Burbridge, G.R.: 1961, *Nature*, 190, 1053.
- Burch, S.F.: 1977, *M.N.R.A.S.*, 181, 599.
- Burch, S.F.: 1979, *M.N.R.A.S.*, 187, 187.
- Burn, B.J.: 1966, *M.N.R.A.S.*, 133, 67.
- Butcher, H., van Breugel, W.J.M., Miley, G.: 1980, *Ap. J.*, 235, 749.
- Cayatte, V., Sol, H.: 1987, *Astron. and Ap.*, 171, 25.
- Cavaliere, A.G., Morrison, P., Pacini, F.: 1970, *Ap. J. Lett.*, 162, L133.
- Chan, K.L., Henriksen, R.N.: 1980, *Ap. J.*, 241, 534.
- Cohn, H.: 1983, *Ap. J.*, 269, 500.
- Colgate, S.A.: 1967, *Ap. J.*, 150, 163.
- Colgate, S.A.: 1977, en *Supernovae*, ed. D.N. Schram (Dordrecht: Reidel).
- Colgate, S.A., Fetschek, A.G.: 1976, en *Supernovae IAU Session ...*, (Dordrecht: Reidel), p. 73.
- Dahari, O.: 1983, Preprint.
- Danziger, I.J., Fosbury, A.E., Goss, W.M., Ekers, R.D.: 1979, *M.N.R.A.S.*, 188, 415.
- de Vaucouleurs, G., Angiano, R., Fraser, C.W.: 1968, *Ap. Lett.*, 2, 141.
- Dultzin-Hacyan, D., Hacyan, S.: 1984, en *Temas Selectos de Astrofísica*, ed. M Peimbert (UNAM, México), p. 201.
- Eikers, R.D.: 1982, en *IAU Symposium 97, Extragalactic Radio Sources*, ed. D.S. Heeschen y C.M. Wade (Dordrecht: Reidel), p. 465.
- Eikers, R.D., Fanti, R., Levi, C., Parma, P.: 1978, *Nature*, 276, 588.
- Fanaroff, B.L., Riley, J.M.: 1974, *M.N.R.A.S.*, 167, 31p.
- Feigelson, E.D., Screier, E.J., Delvaile, J.P., Giacconi, R., Grindlay, J.E., Lightman, A.P.: 1981, *Ap. J.*, 251, 31.
- Fowler, W.A.: 1966, *Ap. J. Lett.*, 144, L80.
- Gunn, J.E.: 1979, en *Active Galactic Nuclei*, ed. C. Hazard y S. Milton (Cambridge University Press), p. 213.
- Hacyan, S.: 1982, *Ap. J.*, 262, 322.
- Hargrave, P.J., Mc Ellin, M.: 1975, *M.N.R.A.S.*, 173, 37.
- Hargrave, P.J., Ryle, M.: 1970, *M.N.R.A.S.*, 175, 48.
- Harris, A.: 1974, *M.N.R.A.S.*, 106, 449.
- Hawking, S.W.: 1971, *M.N.R.A.S.*, 152, 185.
- Henriksen, R.N., Vallée, J.P., Bridle, A.H.: 1981, *Ap. J.*, 249, 40.
- Hills, J.G.: 1975, *Nature*, 254, 295.
- Hjellming, R.M., Johnston, K.L.: 1981, *Ap. J. Lett.*, 246, L141.
- Impey, C.: 1987, Preprint.
- Jones, T.W., Owen, F.N.: 1979, *Ap. J.*, 234, 818.
- Kinman, T.D., Grasdalen, G.L., Rieke, G.H.: 1974, *Ap. J. Lett.*, 194, L1.

- Konigl, A.: 1980, *Phys. Fluids.*, 23, 1083.
- Konigl, A.: 1981, *Ap. J.*, 243, 700.
- Lelievre, G., Nieto, J.L., Horville, D., Renard, L., Servan, B.: 1984, *Astron. and Ap.*, 138, 49.
- Linfield, R.P.: 1982, *Ap. J.*, 254, 465.
- Luminet, J.P.: 1981, *Noyaux Actifs Des Galaxies. Compte-Rendu de Lécole de Goutelas.* ed. E. Shatzman (Francia).
- Lynden-Bell, D.: 1978, *Phys. Scr.*, 17, 185.
- Lynden-Bell, D., Rees, M.J.: 1971, *M.N.R.A.S.*, 152, 461.
- Maraschi, L.: 1981, *Noyaux Actifs Des Galaxies. Comte-Rendeu de Lécode de Gautelas.* ed. E. Shatzman (Francia).
- Marscher, A.P., Scott, J.S.: 1980, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 92, 127.
- Mc Cray, R.: 1979, en *Active Galactic Nuclei*, ed. C. Hazard y S. Milton (Cambridge University Press), p. 227.
- Miley, G.K., Heckaman, T.H., Butcher, H.R., van Breugel, W.J.M.: 1981, *Ap. J. Lett.*, 247, L5.
- Oort, J.H.: 1982, en *IAU Symposium 97, Extragalactic Radio Sources*, ed. D.S. Heeschen y C.M. Wade (Dordrecht: Reidel), p. 1.
- Ozernoi, L.M., Chertoprid, V.E.: 1966, *Sov. Astron. AJ* 10, 15.
- Perley, R.A., Bridel, A.H., Willis, A.G.: 1984, *Ap. J. Supp.*, 54, 291.
- Perley, R.A., Willis, A.G., Scott, J.S.: 1979, *Nature*, 281, 437.
- Potash, R.I., Wardle, J.F.C.: 1980, *Ap. J.*, 239, 42.
- Pringle, J.E., Rees, M.J., Pacholczyk, A.G.: 1973, *Astr. and Ap.*, 29, 179.
- Readhead, A.C.S., Cohen, M.H., Blandford, R.D.: 1978, *Nature*, 272, 131.
- Rees, M.J.: 1966, *Nature*, 211, 468.
- Rees, M.J.: 1978a, *Nature*, 275, 516.
- Rees, M.J.: 1978b, *Phys. Scr.*, 17, 193.
- Rose, J.A.: 1982, *M.N.R.A.S.*, 201, 1015.
- Ryan, M.P.: 1972, *Ap. J.*, 177, L79.
- Rybicki, G. B., Lightman, A.P.: 1979, *Radiative Processes in Astrophysics* (Wiley, New York).
- Salpeter, E.E.: 1964, *Ap. J.*, 140, 796.
- Sanders, R.H.: 1983, *Ap. J.*, 266, 73.
- Schreier, E.J., Feigelson, R.: 1981, *Ap. J.*, 251, 523.
- Schreier, E.J., Gorenstein, P., Feigelson, E.D.: 1982, *Ap. J.*, 266, 1.
- Shaver, P.A., Danzinger, I.J., Ekers, R.D., Fosbury, R.A.E., Goss, W.M., Malin, D., Moorwood, A.F.M., Wall, J.V.: 1982, en *IAU Symposium 97, Extragalactic Radio Sources*, ed. D.S. Heeschen y C.M. Wade (Dordrecht: Reidel), p. 55.
- Sheuer, P.A.G., Readhead, A.C.S.: 1979, *Nature*, 277, 182.
- Shields, G.A., Wheeler, J.C.: 1978, *Ap. J.*, 222, 667.
- Sklovsky, I.S.: 1977, *Sov. Astron. AJ* 21, 4.
- Smith, R.M., Bicknell, G.V., Hyland, A.R., Jones, T.J.: 1983, *Ap. J.*, 266, 69.
- Spitzer, L.: 1971, en *Active Galactic Nuclei*, (North Holland).
- Tarengi, M.: 1981, *Proc. ESO/ESA Optical Jets in Galaxies*, ed. B. Battick y J. Mort, p. 145.
- Tucker, W., Giacconi, R.: 1985, en *The Ray-X Universe*, (Harvard University Press, Cambridge).
- van Breugel, W.J.M.: 1980, *Astron. and Ap.*, 88, 248.
- van der Kruit, P.C., Oort, J.H., Mathewson, D.S.: 1972, *Astr. and Ap.*, 21, 169.

- Visvanathan, N., Pickles, A.J.: 1981, *Proc. Astr. Soc. Australia*, 4, 177.
- Willingale, R.: 1981, *M.N.R.A.S.*, 194, 359.
- Willis, A.G.: 1978, *Phys. Scr.*, 17, 243.
- Willis, A.G., Strom, R.G., Bridle, A.H., Fomalont, E.B.: 1981, *Astron. and Ap.*, 95, 20.
- Zeldovich, Ta.B., Novikov, I.D.: 1964, *Doklady Acad. Nauk.*, 155, 1033.

CAPITULO 3.

- Arnold, C.N., Arnett, W.D.: 1986, *Ap. J. Lett.*, 305, L57.
- Benford, G.: 1978, *M.N.R.A.S.*, 183, 29.
- : 1981, *Ap. J.*, 247, 792.
- Benford, G., Ferrari, A., Trussoni, E.: 1980, *Ap. J.*, 241, 98.
- Blandford, R.D., Ostriker, J.P.: 1978, *Ap. J. Lett.*, 221, L29.
- Blandford, R.D., Pringle, J.E.: 1976, *M.N.R.A.S.*, 176, 443.
- Blandford, R.D., Rees, M.J.: 1974, *M.N.R.A.S.*, 169, 395.
- Chan, K.L., Henriksen, R.N.: 1980, *Ap. J.*, 241, 534.
- Cohn, H.: 1983, *Ap. J.*, 269, 500.
- Ellek, I.A., Henriksen, R.N.: 1984, *Ap. J.*, 227, 820.
- Ferrari, A.: 1985, en *IAU Symposium 107, Unstable Current Systems and Plasma Instabilities in Astrophysics*, ed. R.K. Mukul, y G.D. Holman (Dordrech: Reidel), p. 497.
- Ferrari, A., Trussoni, E., Zaninetti, L.: 1978, *Astr. and Ap.*, 64, 43.
- Ferrari, A., Trussoni, E.: 1981, en *Plasma Astrophysics, Varenne Intl. Workshop, Proceedings, ESA 5P-161.*, p. 353.
- Hardee, P.E.: 1979, *Ap. J.*, 234, 47.
- Henriksen, R.N.: 1982, *Ap. J.*, 257, 63.
- : 1985, en *IAU Symposium 107, Unstable Current Systems and Plasma Instabilities in Astrophysics*, ed. R.K. Mukul, y G.D. Holman (Dordrech: Reidel), p. 413.
- : 1987, *Ap. J.*, 314, 33.
- Krauter, A., Henriksen, R.N., Lake, K.: 1983, *Ap. J.*, 269, 81.
- Norman, M.L., Winkler, K.H.A., Smarr, L.: 1983, en *Astrophysical Jets*, ed. A. Ferrari, y A.G. Pacholczyk (Dordrech: Reidel), p. 227.
- Ray, T.P.: 1981, *M.N.R.A.S.*, 196, 195.
- Tsinganos, K., Ferrari, A., Rosner, R.: 1985, en *IAU Symposium 107, Unstable Current Systems and Plasma Instabilities in Astrophysics*, ed. R.K. Mukul y G.D. Holman (Dordrecht: Reidel), p. 497.
- Zaninetti, L.: 1985, *Astr. and Ap.*, 148, 79.
- : 1986, *Astr. and Ap.*, 160, 135.

CAPITULO 4.

- Alef, W., Gotz, M.M.A., Preuss, E., Kellerman, K.I.: 1988, *Astr. and Ap.*, 192, 53.
- Benson J.M., Walker, R.C., Seielstad, G.A., Unwin, S.C.: 1984, en *IAU Symposium 110, VLBI and Compact Radio Sources*, ed. R. Fanti, K. Kellerman, y G. Setti (Dordrech: Reidel), p. 125.
- Blandford, R.D.: 1984, en *Eleventh Texas Symposium on*

Relativistic Astrophysics, Annals New York Academy of Sciences, 422,303.

- Blandford, R.D., Konigl, A.: 1979, *Ap. J.*, 232, 34.
 _____: 1979b, *Astrophysical Lett.*, 20, 15.
 Blandford, R. D., Rees, M.J.: 1974, *M.N.R.A.S.*, 169, 395.
 _____: 1978, en *Pittsburgh Conference on BL Lac Objects*, ed. A. M. Wolfe (University of Pittsburgh Press), p.328.
 Blandford, R.D., Mc Kee, G.F., Rees, M.J.: 1977, *Nature*, 267, 211.
 Cohen, M.N., Unwin, S.C.: 1984, en *IAU Symposium 110, VLBI and Compact Radio Sources*, ed. R. Fanti, K. Kellerman, y G. Setti (Dordrecht: Reidel), p. 95.
 Eckar, A., Witzel, A., Biermann, P., Johnston, K.J., Simon, R., Schalinski, C., Kühr, H.: 1986, *Astr. and Ap.*, 168, 17.
 Goetz, M.M.A., Alef, W., Preuss, E., Kellerman, K.I.: 1987, *Astr. and Ap.*, 176, 171.
 Hewitt, A., Burbidge, G.: 1987, *Ap. J. Supp.*, 63,1.
 Hough, D.H., Readhead, A.C.S.: 1987, *Ap. J. Lett.*, 321, L11.
 Jones, D.L., Unwin, S.C., Readhead, A.C., Sargent, W.L.W., Sielstad, G.A., Simon, R.S., Walker, R.C., Benson, J.M., Pearley, R.A., Bridle, A.H., Pauliny-Toth, I.I.K., Rommey, J., Witzel, A., Wilkinson, P.H., Bááth, L.B., Dooth, R.S., Fort, D.N., Galt, J.A., Mutel, R.L., Linfield, R.P.: 1986, *Ap. J.*, 305, 684.
 Kellerman, K.I.: 1987, en *IAU Symposium 121, Observational Evidence of Activity in Galaxies*, ed. E.Y. Khachikian, K.J. Fricke, y J. Melnick (Dordrecht: Reidel), p. 273.
 Konigl, A.: 1981, *Ap. J.*, 243, 700.
 Linfield, R.: 1982, *Ap. J.*, 254, 465.
 _____: 1987, *Ap. J.*, 317, 121.
 Linfield, R., Perley, R.A.: 1984, *Ap. J.*, 279, 60.
 Lynden-Bell, D.: 1977, *Nature*, 270, 396.
 Marscher, A.P.: 1980, *Ap. J.*, 235, 386.
 Miley, G.: 1983, en *Astrophysical Jets*, ed A. Ferrari, y A.G. Pacholczyk (Dordrecht: Reidel), p. 99.
 Orr, M.J., Brownw, I.W.: 1982, *M.N.R.A.S.*, 200, 1007.
 Pooley, G.G., Henbest, S.N.: 1974, *M.N.R.A.S.*, 169, 477.
 Porcas, R. W.: 1981, *Nature*, 294, 47.
 Rudnick, L., Edgar, B.K.: 1984, *Ap. J.*, 279, 74.
 Rybicky, G.B., Lightman, A.P.: 1979, *Radiative Processes in Astrophysics* (Wiley & Sons, New York).
 Scheuer, P.A.G., Readhead, A.C.S.: 1979, *Nature*, 277, 182.
 Shklovsky, I.S.: 1982, en *IAU Simposium 97, Extragalactic Radio Sources*, ed. D.S. Heeschén., y C.M. Wade (Dordrecht: Reidel), p. 475.
 Unwin, S.C., Cohen, M.H., Pearson, T.J., Sielstad, G.A., Simon, R.S., Linfield, R.P., Walker, R.C.: 1983, *Ap. J.*, 271, 536.
 Zensus, J.A., Hough, D.H., Porcas, R.W.: 1987, *Nature*, 325, 36.

CAPITULO 5.

- Blandford, R.D., Konigl, A.: 1979, *Ap. J.*, 232, 34.
 Blandford, R.D., Mc Kee, C.F., Rees, M.J.: 1977, *Nature*, 267, 211.

- Blumenthal, G.R., Gould, R.J.: 1970, *Rev. Mod. Phys.*, **42**, 237.
 Hutter, D.J., Mufson, S.L.: 1986, *Ap. J.*, **301**, 50.
 Konigl, A.: 1981, *Ap. J.*, **243**, 700.
 Marscher, A.P.: 1977, *Ap. J.*, **216**, 244.
 _____: 1980, *Ap. J.*, **235**, 386.
 Orr, M.J., Browne, I.W.: 1982, *M.N.R.A.S.*, **200**, 1007.
 Rieke, G.H., Weekes, T.C.: 1969, *Ap. J.*, **155**, 429.
 Rybicki, G.B., Lightman, A.P.: 1979, *Radiative Processes in Astrophysics* (Wiley & Sons, New York).
 Scheuer, P.A.G., Readhead, A.C.S.: 1979, *Nature*, **277**, 182.
 Wardle, F.C.: 1977, *Nature*, **269**, 563.

CAPITULO 6.

- Alef, W., Gotz, M.M.A., Preuss, E., Kellerman, K.I.: 1986, *Astron. and Ap.*, **192**, 53.
 Aller, H.D., Aller, M.F.: 1984, en *IAU Symposium 110, VLBI and Compact Radio Sources*, ed. R. Fanti, K. Kellermann y G. Setti (Dordrecht: Reidel), p. 119.
 Aller, H.D., Aller, M.F., Latimer, G.E., Hodge, P.E.: 1985, *Ap. J., Suppl.*, **59**, 513.
 Aller, H.D., Hodge, P.E., Aller, M.F.: 1983, *Ap. J. Lett.*, **274**, L19.
 Antonucci, R.R.J.: 1986, *Ap. J.*, **304**, 634.
 Baath, L.B.: 1984, en *IAU Symposium 110, VLBI and Compact Radio Sources*, ed. R. Fanti, K. Kellermann y G. Setti (Dordrecht: Reidel), p. 127.
 Baath, L.B.: 1986, Preprint.
 Bartel, N., Rather, M.I., Shapiro, I.I., Herring, T.A., Corey, B.E.: 1984, en *IAU Symposium 110, VLBI and Compact Radio Sources*, ed. R. Fanti, K. Kellermann y G. Setti (Dordrecht: Reidel), p. 113.
 Barthel, P.D., Miley, G.K., Schilizzi, R.T., Preuss, E.: 1985, *Astr. and Ap.*, **151**, 131.
 Barthel, P.D., Pearson, T.J., Readhead, A.C.S., Canzian, B.J.: 1986, Preprint.
 Benson, J.M., Walker, R.C., Sielstad, G.A., Unwin, S.C.: 1984, en *IAU Symposium 110, VLBI and Compact Radio Sources*, ed. R. Fanti, K. Kellermann y G. Setti (Dordrecht: Reidel), p. 125.
 Blandford, R.D., Konigl, A.: 1979, *Ap. J.*, **232**, 34.
 Cheili, A., Perrier, C., Cruz-González, I., Carrasco, L.: 1987, *Astr. and Ap.*, **177**, 51.
 Cohen, M.H., Unwin, S.C.: 1982, en *IAU Symposium 97, Extragalactic Radio Sources*, ed. D.S. Heeschen y C.M. Wade (Dordrecht: Reidel), p. 345.
 Cohen, M.H., Unwin, S.C., Pearson, T.J., Sielstad, G.A., Simon, R.S., Linfield, R.P., Walker, R.C.: 1983, *Ap. J. Lett.*, **269**, L1.
 Cohen, M.H., Unwin, S.C., Simon, R.S., Sielstad, G.A., Pearson, T.J., Linfield, R.P., Walker, R.C.: 1981, *Ap. J.*, **247**, 774.
 Cotton, W.D., Shapiro, I.I., Wittels, J.J.: 1981, *Ap. J. Lett.*, **244**, L57.
 Cruz-González, I.: 1984, Ph. D. Thesis, Harvard University.
 Danzinger, I.J., Fosbury, R.A.E., Goss, W.M., Ekers, R.D.: 1979, *M.N.R.A.S.*, **188**, 415.
 Eckart, A., Witzel, A., Biermann, P., Johnston, K.J., Simon, R.,

- Schalinski, C., Kuhr, H.: 1986, *Astr. and Ap.*, 168, 17.
- Eckart, A., Witzel, A., Biermann, P., Pearson, T.J., Readhead, A.C.S., Johnston, K.J.: 1985, *Ap. J. Lett.*, 296, L23.
- Fichtel, C.E., Hartman, R.C., Kniffen, D.A., Thompson, D.J., Bignami, G.F., Ogelman, H., Ozel, M.E., Tumer, T.: 1975, *Ap. J.*, 198, 163.
- Gotz, M.M.A., Alef, W., Preuss, E., Kellerman, K.I.: 1987, *Astr. and Ap.*, 176, 171.
- Harvey, P.M., Joy, M., Lester, D.F., Wilking, B.A.: 1984, *Ap. J. Lett.*, 287, L9.
- Hine, R.G., Scheuer, P.A.G.: 1980, *H.N.R.A.S.*, 193, 285.
- Hough, D.H.: 1986, Ph. D. Thesis, California Institute of Technology.
- Hough, D.H., Readhead, A.C.S.: 1987, *Ap. J. Lett.*, 321, L11.
- Hutter, D.J., Mufson, S.L.: 1986, *Ap. J.*, 301, 50.
- Impey, C.: 1987, Preprint.
- Johnston, K.J., Simon, R.S., Eckart, A., Biermann, P., Schalinski, C., Witzel, A., Strom, R.G.: 1987, *Ap. J. Lett.*, 313, L85.
- Jones, D.L., Unwin, S.C., Readhead, A.C.S., Sargent, W.L.W., Seielstad, G.A., Simon, R.S., Walker, R.C., Benson, J.M., Perley, R.A., Bridle, A.H., Pauliny-Toth, I.I.K., Rommey, J., Witzel, A., Wilkinson, P.N., Baath, L.B., Booth, R.S., Fort, D.N., Galt, J.A., Mutel, R.L., Linfield, R.P.: 1986, *Ap. J.*, 305, 684.
- Jones, T.W., O'Dell, S.L., Stein, W.A.: 1974, *Ap. J.*, 188, 353.
- Keel, W.C.: 1986, *Ap. J.*, 302, 296.
- Kellerman, K.I., Pauliny-Toth, I.I.K.: 1971, *Ap. Lett.*, 8, 153.
- Konigl, A.: 1981, *Ap. J.*, 243, 700.
- Lawrence, C.R., Pearson, T.J., Readhead, A.C.S., Unwin, S.C.: 1986, *Astroph. J.*, 91, 494.
- Linfield, R.: 1981, *Ap. J.*, 244, 436.
- Linfield, R.: 1982, *Ap. J.*, 254, 465.
- Marscher, A.P.: 1980, *Ap. J.*, 235, 366.
- Marscher, A.P., Broderick, J.J.: 1981, *Ap. J.*, 249, 406.
- Marscher, A.P., Broderick, J.J.: 1982, *Ap. J. Lett.*, 255, L11.
- Marscher, A.P., Broderick, J.J., Padrielli, L., Bartel, N., Romney, J.D.: 1987, *Ap. J.*, 319, 456.
- Marscher, A.P., Shaffer, D.B., Booth, R.S., Gedzahler, B.J.: 1987, *Ap. J. Lett.*, 319, L69.
- Moore, R.L., Biretta, J.A., Readhead, A.C.S., Baath, L.B.: 1984, en *IAU Symposium 110, VLBI and Compact Radio Sources*, ed. R. Fanti, K. Kellermann y G. Setti (Dordrecht: Reidel), p. 109.
- Mufson, S.L., Hutter, D.J., Hackney, K.R., Hackney, R.L., Urry, C.M., Mushotzky, R.F., Kondo, Y., Wisniewski, W.Z., Aller, H.D., Aller, M.F., Hodge, P.E.: 1984, *Ap. J.*, 285, 571.
- Mutel, R.L., Phillips, R.B.: 1982, en *IAU Symposium 97, Extragalactic Radio Sources*, ed. D.S. Heeschen y C.M. Wade (Dordrecht: Reidel), p. 385.
- Mutel, R.L., Phillips, R.B.: 1984, en *IAU Symposium 110, VLBI and Compact Radio Sources*, ed. R. Fanti, K. Kellermann y G. Setti (Dordrecht: Reidel), p. 117.
- Nieto, J.L., Lelievre, G., Heudier, J.L., Maury, A.: 1984, en *IAU Symposium 110, VLBI and Compact Radio Sources*, ed. R. Fanti, K. Kellermann y G. Setti (Dordrecht: Reidel), p. 147.
- Owen, F.N., Hardee, P.E., Bignelli, R.C.: 1980, *Ap. J. Lett.*, 239, L11.
- Padrielli, L.: 1984, en *Symposium IAU Symposium 110, VLBI and*

- Compact Radio Sources, ed. R. Fanti, K. Kellermann y G. Setti (Dordrecht: Reidel), p. 169.
- Pauliny-Toth, I.I.K.: 1987, en IAU Symposium 121, *Observational Evidence of Activity in Galaxies*, ed. E.Y. Khachikian, K.J. Fricke y J. Melnick (Dordrecht: Reidel), p. 295.
- Pauliny-Toth, I.I.K., Porcas, R.W., Zensus, A., Kellermann, K.I.: 1984, en IAU Symposium 110, *VLBI and Compact Radio Sources*, ed. R. Fanti, K. Kellermann y G. Setti (Dordrecht: Reidel), p. 149.
- Pearson, T.J., Barthel, P.D., Lawrence, C.R., Readhead, A.C.S.: 1986, *Ap. J. Lett.*, 300, L25.
- Pearson, T.J., Barthel, P.D., Readhead, A.C.S., Lawrence, C.R.: 1986, Preprint.
- Pearson, T.J., Readhead, A.C.S.: 1984, en IAU Symposium 110, *VLBI and Compact Radio Sources*, ed. R. Fanti, K. Kellermann y G. Setti (Dordrecht: Reidel), p. 15.
- Pilbratt, G., Booth, R.S., Porcas, R.W.: 1986, Preprint.
- Porcas, R.W.: 1981, *Nature*, 294, 47.
- Porcas, R.W.: 1984, en IAU Symposium 110, *VLBI and Compact Radio Sources*, ed. R. Fanti, K. Kellermann y G. Setti (Dordrecht: Reidel), p. 157.
- Porcas, R.W.: 1986, en IAU Symposium 119, *Quasars*, ed. G. Swarup y V.K. Kapahi (Dordrecht: Reidel), p. 131.
- Preuss, E., Alef, W., Whyborn, N., Wilkinson, P.N., Kellermann, K.I.: 1984, en IAU Symposium 110, *VLBI and Compact Radio Sources*, ed. R. Fanti, K. Kellermann y G. Setti (Dordrecht: Reidel), p. 29.
- Readhead, A.C.S., Cohen, M.H., Blandford, R.D.: 1978, *Nature*, 272, 131.
- Readhead, A.C.S., Hough, D.H., Ewing, M.S., Walker, R.C., Romney, J.D.: 1983, *Ap. J.*, 265, 107.
- Readhead, A.C.S., Pearson, T.J.: 1982, en IAU Symposium 97, *Extragalactic Radio Sources*, ed. D.S. Heeschen y C.M. Wade (Dordrecht: Reidel), p. 279.
- Readhead, A.C.S., Pearson, T.J., Unwin, S.C.: 1984, en IAU Symposium 110, *VLBI and Compact Radio Sources*, ed. R. Fanti, K. Kellermann y G. Setti (Dordrecht: Reidel), p. 131.
- Reid, M.J., Schmitt, J.H.M.M., Owen, F.N., Booth, R.S., Wilkinson, P.N., Shaffer, D.B., Johnston, K.J., Hardee, P.E.: 1982, en IAU Symposium 97, *Extragalactic Radio Sources*, ed. D.S. Heeschen y C.M. Wade (Dordrecht: Reidel), p. 293.
- Reid, M.J., Schmitt, J.H.M.M., Wilkinson, P.N., Johnston, K.J.: 1984, en IAU Symposium 110, *VLBI and Compact Radio Sources*, ed. R. Fanti, K. Kellermann y G. Setti (Dordrecht: Reidel), p. 145.
- Rieke, G.H., Low, F.J.: 1975, *Ap. J. Lett.*, 200, L67.
- Romney, J.D., Alef, W., Pauliny-Toth, I.I.K.: 1984, en IAU Symposium 110, *VLBI and Compact Radio Sources*, ed. R. Fanti, K. Kellermann y G. Setti (Dordrecht: Reidel), p. 137.
- Schalinski, C.J., Biermann, P., Eckart, A., Johnston, K.J., Krichbaum, T.Ph., Witzel, A.: 1987, en IAU Symposium 121, *Observational Evidence of Activity in Galaxies*, ed. E.Y. Khachikian, K.J. Fricke y J. Melnick (Dordrecht: Reidel), p. 287.
- Scheuer, P.A.G., Readhead, A.C.S.: 1979, *Nature*, 277, 182.
- Schiels, G.A., Oke, J.B., Sargent, W.L.W.: 1972, *Ap. J.*, 176, 75.
- Schilizzi, R.T., De Bruyn, A.G.: 1983, *Nature*, 303, 26.

- Schraml, J., Pauliny-Toth, I.I.K., Witzel, A., Kellermann, K.I., Johnston, K.J., Spencer, J.H.: 1981, *Ap. J. Lett.*, 251, L57.
- Schnopper, H.W., Epstein, A., Delvalle, J.P., Tucker, W., Doxsey, R., Jernigan, G.: 1977, *Ap. J.*, 251, L7.
- Shaffer, D.B.: 1984, en *IAU Symposium 110, VLBI and Compact Radio Sources*, ed. R. Fanti, K. Kellermann y G. Setti (Dordrecht: Reidel), p. 135.
- Shaffer, D.B., Marscher, A.P., Marcaide, J., Romney, J.D.: 1987, *Ap. J. Lett.*, 314, L1.
- Spencer, J.H., Johnston, K.J., Pauliny-Toth, I.I.K., Witzel, A.: 1981, *Ap. J. Lett.*, 251, L61.
- Ulrich, H-H.: 1984, en *IAU Symposium 110, VLBI and Compact Radio Sources*, ed. R. Fanti, K. Kellermann y G. Setti (Dordrecht: Reidel), p. 73.
- Ulvestad, J.S., Neff, S.G., Wilson, A.S.: 1987, *Astron. J.*, 92, 22.
- Unwin, S.C.: 1986, Preprint.
- Unwin, S.C., Biretta, J.A.: 1984, en *IAU Symposium 110, VLBI and Compact Radio Sources*, ed. R. Fanti, K. Kellermann y G. Setti (Dordrecht: Reidel), p. 105.
- Unwin, S.C., Cohen, M.H., Pearson, T.J., Seielstad, G.A., Simon, R.S., Linfield, R.P., Walker, R.C.: 1983, *Ap. J.*, 271,
- Waak, J.A., Spencer, J.H., Johnston, K.J., Simon, R.S.: 1985, *Astrom. J.*, 90, 1989.
- Walker, R.C., Benson, J.H., Seielstad, G.A., Unwin, S.C.: 1984, en *IAU Symposium 110, VLBI and Compact Radio Sources*, ed. R. Fanti, K. Kellermann y G. Setti (Dordrecht: Reidel), p. 121.
- Walker, R.C., Seielstad, G.A., Simon, R.S., Unwin, S.C., Cohen, M.H., Pearson, T.J., Linfield, R.P.: 1982, *Ap. J.*, 257, 56.
- Wilson, A.S., Ulvestad, J.S.: 1983, *Ap. J.*, 275, 6.
- Zensus, J.A., Hough, D.H., Porcas, R.W.: 1987, *Nature*, 325, 36.
- Zensus, J.A., Porcas, R.W.: 1986, Preprint.