

Duplicado  
99

1-10-85  
EXP. 654 (2)  
F

ONDAS DE CHOQUE EN  
NUCLEOS GALACTICOS ACTIVOS

ISMAEL PEREZ FOURNON

UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

ONDAS DE CHOQUE EN NUCLEOS GALACTICOS ACTIVOS

MEMORIA

presentada por el Licenciado  
ISMAEL PEREZ FOURNON  
para acceder al Grado de  
Doctor en Ciencias Físicas

INSTITUTO DE ASTROFISICA DE CANARIAS

OCTUBRE 1985

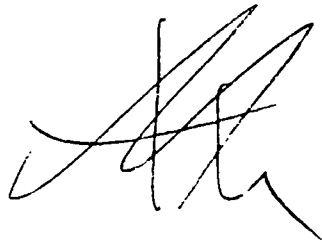


D. FRANCISCO SANCHEZ MARTINEZ, Director del  
Instituto de Astrofisica de Canarias de la  
Universidad de La Laguna

**CERTIFICA:**

que el presente trabajo sobre "ONDAS DE  
CHOQUE EN NUCLEOS GALACTICOS ACTIVOS" ha  
sido realizado en el Instituto de  
Astrofisica de Canarias y en el  
Max-Planck-Institut fuer Radioastronomie  
por el Licenciado D. Ismael Perez  
Fournon, para aspirar al grado de Doctor  
en Ciencias Fisicas, bajo la direccion  
del que suscribe y del Prof. P. Biermann  
de la Universidad de Bonn.

Y para que conste, firmo el presente certificado  
en La Laguna a uno de octubre de mil novecientos  
ochenta y cinco.



a Araceli

## SUMARIO

Modelos de aceleración de partículas en ondas de choque por el mecanismo de Fermi de primer orden se aplican a jets en núcleos galácticos activos y cuásares. Las propiedades de la emisión continua que se obtienen son función directa de las características de la onda de choque. De esta manera encontramos un método consistente para determinar parámetros físicos de los jets. El problema de la determinación de la función de distribución de los electrones relativistas a cualquier distancia de la onda de choque en presencia de pérdidas energéticas por radiación sincrotrón y efecto Compton inverso se resuelve por métodos numéricos. A partir de las funciones de distribución se calculan los coeficientes de emisión y de absorción en todos los parámetros de Stokes. Resolviendo la ecuación de transporte para radiación sincrotrón se simulan las propiedades observacionales de las ondas de choque en jets a resolución espacial alta. Se presta especial atención a las propiedades de polarización.

La emisión continua no resuelta en núcleos galácticos activos y cuasares se interpreta como la emisión integrada de una o más ondas de choque (dependiendo de la frecuencia).

Se estudia la variabilidad esperada en este modelo y se compara con modelos de jet relativista. La presencia de cortes en el espectro continuo de objetos de tipo BL Lac y cuásares variables violentamente en el visible (OVVs) se explica naturalmente en este modelo debido a

que en presencia de pérdidas energéticas intensas, los electrones no pueden ser acelerados a energías mayores que un determinado límite.

Se comparan los resultados del modelo con las mejores observaciones de jets existentes, tanto a la escala del segundo de arco como a escala de VLBI. Encontramos un buen acuerdo entre los resultados del modelo y las siguientes propiedades: mayor emisión después de la onda de choque que antes de ella en aquellos jets observados con resolución suficiente (e.g., el de M87 ) ; aumento del índice espectral con la distancia a la onda de choque en el cuasar 1038+528; variación del ángulo de posición del vector eléctrico de polarización lineal debido a efectos de opacidad en el cuasar 3C 454.3; y morfología núcleo-jet de los objetos compactos.

## AGRADECIMIENTOS

Todo trabajo de investigación se beneficia de la colaboración y aportaciones de un gran número de personas. Quiero agradecer en primer lugar a todas ellas la ayuda prestada.

A mi supervisor en Bonn, Prof. Peter Biermann, no sólo le debo el haber sugerido la mayor parte de las ideas recogidas en esta tesis, sino el haberme dedicado incontables horas de discusión y una visión amplia de la Astrofísica extragaláctica. Le agradezco también su constante apoyo para asistir a reuniones científicas, especialmente al workshop de Ringberg sobre partículas energéticas en Supernovas, Núcleos Activos de Galaxias y Jets.

Gracias a la ayuda desinteresada de los Prof. F. Sanchez Martínez, W. Priester y P.G. Mezger me fue posible realizar la mayor parte de esta tesis en el Max-Planck-Institut fuer Radioastronomie, Bonn. Les estoy profundamente agradecido. Asimismo agradezco el interés y la colaboración del Prof. C. Sánchez Magro que me han permitido finalizar este trabajo en el IAC, y de quién tendré siempre un grato recuerdo. Igualmente agradezco el apoyo financiero de las organizaciones Consejo Superior de Investigaciones Científicas, Max-Planck-Gesellschaft, Universidad de Bonn y Deutsche Forschungsgemeinschaft.

Siempre recordaré con agrado mi estancia anterior en el Institut fuer Astrophysik de la Universidad de Bonn. Mis compañeros de

entonces, en particular H. Schimpf, M. Robnik y G. Wright, lograron mi rápida aclimatación y acentuaron mi interés en volver a Bonn por un período más largo.

Formar parte del grupo de VLBI del MPIfR fue muy interesante al estar en contacto con experimentalistas de la talla de Ivan Pauliny-Toth, Richard Porcas y Jon Marcaide, entre otros.

A Thomas le agradezco su ayuda en la resolución de problemas numéricos por su conocimiento del Cyber. Las discusiones con él me ayudaron a entender muchos puntos oscuros.

También me beneficié de discusiones con L. Drury, G. Webb, Voelk y P. Strittmatter en sus numerosas visitas a Bonn, así como con Ellison, R. Schlickeiser, M. Nepveu y Y. Klemens

Quiero agradecer a Luis Colina y Ralf Dettmar el haberme introducido en el manejo de sistemas de reducción de datos de astronomía. A Luis también le agradezco el prestarme su imagen de M87 (obtenida en colaboración con H. Loose, Goettingen). La colaboración con él me ha hecho pensar en muchos otros aspectos de jets que esperamos investigar juntos.

La asistencia a las siguientes reuniones científicas y workshops repercutió profundamente en mi formación: IV Asamblea Nacional de Astronomía y Astrofísica, Santiago de Compostela, Junio de 1983; 24th Liege International Astrophysical Colloquium, "Quasars and Gravitational Lenses", Lieja, Junio de 1983; IAU Symposium 110, "VLBI and compact radio sources", Bologna, Julio de 1983; Conference on AGNs, Manchester, Abril de 1984; X-rays and UV emission from AGNs, Munich, Julio de 1984; Astrofísica relativista y Cosmología, Santander, Septiembre de 1984 y Workshop on energetic particles in Supernova Remnants, Active Galaxies and Jets, Ringberg, Marzo de 1985. A los organizadores de las dos últimas reuniones J.L. Sanz y L. Drury les agradezco el haberme facilitado la asistencia.



Araceli y mis padres suministraron el apoyo moral necesario para realizar mis deseos de hacer la tesis en Bonn.

Por último agradezco la ayuda de los centros de cálculo del MPIfR, de los Institutos de Astronomía de la Universidad de Bonn y del IAC. Especialmente reconozco la de mis compañeros del IAC en la adaptación de mis programas al ECLIPSE.

# INDICE

Pagina

SUMARIO.....	
AGRADECIMIENTOS.....	
Capitulo 1: INTRODUCCION.....	
1.1 Actividad en núcleos galácticos .....	
1.2 Motivación de este trabajo .....	
Capitulo 2: FISICA DE JETS Y NUCLEOS ACTIVOS.....	
2.1 Propiedades observacionales y parámetros físicos....	
2.2 Formación de ondas de choque en jets astrofísicos...	
Capitulo 3: ACELERACION DE PARTICULAS ENERGETICAS EN ONDAS DE CHOQUE.....	
3.1 Rayos cósmicos. Propagación.....	
3.2 Aceleración de Fermi de primer y segundo orden.....	
3.3 Aceleración de Fermi de primer orden en ondas de choque.....	
3.3.1 Teoría estandar.....	
3.3.2 Modificación para el caso en que las pérdidas energéticas son importantes.....	
Capitulo 4: EMISION NO TERMICA EN ONDAS DE CHOQUE EN NUCLEOS GALACTICOS -ACTIVOS.....	
4.1 Introducción.....	
4.2 Cálculo de la distribución energética de los electrones en función de la distancia a la onda de choque.....	
4.2.1 Función de distribución integrada .....	
4.3 Mecanismos de inyección.....	
4.4 Cálculo de los coeficientes de emisión y absorción de radiación sincrotrón .....	
4.4.1 Forma general de los coeficientes de emisión y	

de absorción de radiación sincrotrón en todos los parámetros de Stokes.....	
4.4.2 Coeficientes de emisión y de absorción para las distribuciones energéticas resultantes de la aceleración en ondas de choque.....	
4.5 Ecuación de transporte para radiación sincrotrón....	
Capítulo 5: RESULTADOS.....	
5.1 Planteamiento numérico del problema. Simulación de observaciones a alta resolución.....	
5.3 Fuentes ópticamente delgadas.....	
5.3.1 Morfología de la emisión.....	
5.3.2 Espectro local.....	
5.3.3 Propiedades de polarización.....	
5.3.4 Variación de las propiedades anteriores con la orientación del jet.....	
5.3.5 Espectro integrado.....	
5.3.6 Aproximación de las funciones de distribución y de la emisión integrada.....	
5.4 Fuentes ópticamente gruesas.....	
5.4.1 Morfología de la emisión.....	
5.4.2 Espectro local.....	
5.4.3 Propiedades de polarización.....	
5.4.4 Espectro integrado.....	
5.5 Propiedades de variabilidad.....	
Capítulo 6: COMPARACION CON OBSERVACIONES.....	
6.1 Jets a la escala del segundo de arco.....	
6.1.1 M87.....	
6.1.2 3C 273.....	
6.2 Jets a la escala de VLBI.....	
6.2.1 1038+528 A y B.....	
6.2.2 3C 454.3.....	
6.3 BL Lacs y OVVs.....	
Capítulo 7: DISCUSION Y CONCLUSIONES.....	

Capitulo 8: TRABAJO FUTURO.....

Referencias.....

## CAPITULO 1

## INTRODUCCION

## 1.1 Actividad en núcleos galácticos.

El descubrimiento de la actividad en los núcleos de galaxias ( Seyfert, 1943) y el de los cuásares ( Schmidt, 1963), así como el reconocimiento de que éstos son una manifestación de actividad violenta en galaxias lejanas, constituye uno de los acontecimientos más importantes de la Astrofísica contemporánea. Nuevas técnicas observacionales, como por ejemplo la interferometría radio de línea de base muy larga, VLBI, se han desarrollado para el estudio de los nuevos objetos ( ver las revisiones de Porcas, 1985, y de Marcaide, 1985) . A su vez, la Astrofísica teórica ha sufrido un gran desafío en la explicación de estos fenómenos. Por otra parte no debemos olvidar que, aparte de la radiación de fondo, los cuásares constituyen en modelos cosmológicos estandar la única prueba del Universo joven. Es indiscutible que la actividad en al menos una gran parte de núcleos activos no se puede explicar con procesos estelares, ni siquiera con su expresión más violenta, las explosiones de supernovas (Burbidge, 1958) .

Las Radiogalaxias son un ejemplo claro de actividad no estelar. Tomando como ejemplo Cygnus A, una de las primeras Radiofuentes

identificadas con galaxias, la morfología de la radio-emisión se puede resumir en dos zonas de emisión extensa exteriores a la galaxia visible unidas por un puente de emisión muy delgado al núcleo de la galaxia que también emite en radio ondas ( ver Perley et al., 1984) . A estos puentes de luz se les denomina jets. Se cree que constituyen un flujo de materia desde la zona nuclear compacta a los radio lóbulos (Rees, 1971, Scheuer, 1974, Blandford y Rees, 1974) . Es la física de estos jets la que nos va a ocupar en la mayor parte de este trabajo.

La emisión continua observada en las Radiogalaxias en todos los rangos espectrales desde radio ondas a rayos X y posiblemente también en rayos gamma requiere la existencia de partículas altamente relativistas como las que se observan directamente en la Tierra en los rayos cósmicos. Al estudio de estas partículas se le ha denominado Astrofísica de altas energías. Curiosamente podemos abarcar con este término el estudio de objetos tan distintos como cuásares, supernovas o el viento solar. Uno de los problemas principales que planteó el descubrimiento de las radiofuentes extragalácticas era el origen de la enorme energía almacenada en las partículas de alta energía y de los campos magnéticos en que se mueven. Burbidge (1958) estimó que el contenido energético de Cygnus A, en partículas relativistas y campos magnéticos, es del orden de  $10^{51}$  ergs. Además, aunque se encontrara un mecanismo de aceleración en los núcleos galácticos, quedaba por solucionar la forma de reacelerar las partículas hasta los radio lóbulos, a menudo a distancias superiores al Mpc del centro de la galaxia.

En el apartado siguiente definimos lo que creemos un punto de partida para entender estos problemas, la aplicación de modelos de aceleración difusiva de Fermi en ondas de choque a la generación de partículas relativistas en los núcleos galacticos y a su reaceleracion en los jets.

#### 1.4 Motivación de este trabajo.

La motivación de esta tesis ha sido la aplicación de la teoría de aceleración de partículas en ondas de choque por el mecanismo de Fermi de primer orden ( Fermi, 1949, 1954) a la simulación de la emisión continua de jets en núcleos activos. Las líneas de emisión y absorción observadas en el espectro de núcleos galácticos activos ( AGNs ) son importantes para entender la dinámica del gas, pero nos dicen poco del origen de la actividad. Sin embargo la emisión continua se produce más cerca del objeto central o en los jets que produce (ver, por ejemplo, Ulrich, 1984 ). Por ello es indispensable el entendimiento profundo de los mecanismos de la emisión continua y de la aceleración de partículas a las altas energías necesarias para explicar esta radiación. Además, la presencia de líneas de emisión requiere en los modelos más populares de fotoionización la existencia de un continuo ionizante cuyas propiedades determinan en gran medida las de las líneas de emisión ( Davidson y Netzer, 1979).

Sin quitar importancia a los procesos de formación de líneas, este trabajo se dedicará predominantemente a la explicación teórica de la emisión continua en todas sus propiedades como polarización, distribución espacial y variabilidad.

Los mecanismos básicos de radiación continua en AGNs son "Comptonización" de fotones poco energéticos por una distribución térmica caliente (pero no relativista en general) de electrones (ver Rybicki y Lightman, 1979) y emisión sincro-Compton (emisión sincrotrón y la emisión asociada a ésta por efecto Compton inverso ) de electrones relativistas girando en campos magnéticos ( Alfven y Herlofson, 1950, Schlovsky, 1952, 1953, Jones et al., 1974a, b) Ambos mecanismos pueden operar en la misma fuente, pero creemos que al menos para objetos resueltos espacialmente, jets, predomina la emisión sincro-Compton. Por otra parte, en objetos no resueltos, ajusta mejor las propiedades del espectro, principalmente cortes o cambios de índice espectral a determinadas frecuencias, que la Comptonización.

La identificación del proceso de radiación dominante no contesta todas las preguntas referentes a los núcleos activos. Es necesario comprender la generación de las partículas relativistas. Este ha sido uno de los problemas principales desde que se descubrió la actividad no estelar en galaxias. La problemática ha sido muy similar en el caso de los rayos cósmicos presentes en nuestra galaxia ( Ginzburg y Syrovatsky, 1964; Longair, 1983). De hecho, como discutiremos más adelante, no sólo son aplicables los mismos procesos físicos en ambos contextos, sino que incluso la parte más energética de los rayos cósmicos puede tener origen extragaláctico (Shapiro y Silberberg, 1979, Rana y Wolfendale, 1984 ). Muchos de los conceptos que utilizaremos proceden de la experiencia ganada en el estudio de los rayos cósmicos y del medio interestelar ( Axford, 1980a,b,)

En el caso de núcleos activos el observable no son las partículas, como sucede para los rayos cósmicos, sino la radiación emitida. Diferentes modelos se han desarrollado para explicar la radiación no térmica. El más popular es el de Blandford y Koenigl (1979) y Koenigl (1981). Aunque fue pensado para jets relativistas, incluye el caso no relativista. Sin embargo, no trata de manera consistente el problema de la aceleración de partículas. Curiosamente uno de los autores, Blandford, forma parte del grupo de personas que se dieron cuenta de un mecanismo muy efectivo de acelerar partículas. Consiste en su cruce múltiple de una onda de choque con dispersión a ambos lados de ella ( Krinsky, 1977, Axford, Leer y Skadron, 1977, Blandford y Ostriker, 1978, Bell, 1978a,b)

Diferentes resultados de los últimos años nos sugirieron que este mecanismo podría tener importancia en núcleos galácticos activos y en particular en jets. Primeramente, modelos numéricos hidrodinámicos de jet y cálculos analíticos predicen la formación de ondas de choque en flujos supersónicos (Norman et al, 1982, 1984a,b, Sanders, 1983, Payne y Cohn, 1985, Falle y Wilson, 1985 ) . Desde el punto de vista observacional, una de las contribuciones más importantes es la de Biretta et al (1983) con sus observaciones del jet de M87 con el VLA a la longitud de onda de 2.2 cm. El nudo de mayor intensidad presenta un



borde bien definido que identificamos con una onda de choque plana vista casi de canto. El espectro del jet de M87 presenta una variación de índice espectral en la región visible (Stocke et al., 1981, Schreier et al., 1982) similar a la observada en objetos de tipo BL Lac ( Bregman et al., 1981, Rieke et al., 1982, Cruz-González y Huchra, 1984). Esta variación no está explicada por la teoría estandar de aceleración en ondas de choque y puede ser debida a pérdidas energéticas (problemas similares fueron estudiados por Kardashev, 1962).

La aceleración por difusión en ondas de choque en presencia de pérdidas energéticas ha sido resuelta, bajo ciertas condiciones, por Webb, Drury y Biermann (1984), ( WDB ), Schlickeiser (1984) y Bregman (1984). La solución, en general, ha de ser resuelta por métodos numéricos. En esta tesis hemos seguido el formalismo de WDB pues permite calcular la forma de la función de distribución energética a cualquier distancia de la onda de choque. Algunas observaciones de jets tienen suficiente resolución espacial como para poder hacer interesante la simulación teórica de sus propiedades a alta resolución.

En el capítulo 2 revisamos los problemas físicos que creemos más importantes en AGNs y los mecanismos de formación de ondas de choque en jets. El capítulo 3 explica los mecanismos de aceleración de Fermi y su aplicación a ondas de choque. Los formalismos matemáticos utilizados en las simulaciones se desarrollan en el capítulo 4 y en el 5 se dan los resultados obtenidos tanto para simulaciones de alta resolución como para la emisión no resuelta en los núcleos compactos. El capítulo 6 compara los resultados obtenidos con las observaciones existentes. Finalmente en los capítulos 7 y 8 se da la discusión de los resultados y se plantean diversas posibilidades para extender el modelo a problemas no tratados en esta tesis.

## CAPITULO 2

## FISICA DE JETS Y NUCLEOS ACTIVOS

## 2.1 Propiedades observacionales y parámetros físicos.

No pretendemos dar aquí una descripción detallada de las observaciones de núcleos galácticos activos ni de todos los métodos usados normalmente para extraer información sobre las condiciones físicas en ellos. Existen revisiones muy completas de las observaciones en radio ondas (e.g. Miley, 1980, Perola, 1981, Kellermann y Pauliny-Toth, 1981, Bridle y Perley, 1984, Porcas, 1985, Marcaide, 1985) así como a otras frecuencias (IR: Smith, 1985, visible y UV : Balick y Heckman, 1982, Ulrich, 1984, Carswell, 1985, rayos X: Biermann, 1984, Mushotzky, 1984 ) y de los modelos teóricos ( Begelman et al., 1984, de Young, 1984, Blandford, 1984, Rees, 1984, Fabian, 1984 ). Referencias a los trabajos más recientes se pueden encontrar en las publicaciones de los últimos congresos ( Swings, 1983, Fanti et al., 1984, Brinkman y Truemper, 1984, Dyson, 1985) . Haremos hincapié solamente en las propiedades que creemos más importantes para explicar el origen de la emisión continua entre radio ondas y el visible/UV.

Si bien la existencia de actividad en núcleos galácticos era conocida desde las observaciones de Seyfert (1943) no se le dió demasiada importancia, a pesar de que algunas radiofuentes fueron

identificadas con galaxias ( Bolton et al., 1949), hasta la identificación de Cygnus A, la segunda fuente más intensa en radio ondas, con una galaxia de magnitud 17.5 por Baade y Minkowski (1954). Nueve años más tarde, también por identificación de una radiofuente Schmidt descubrió los cuásares. Desde entonces la cantidad de material observacional ha crecido progresivamente. Observaciones interferométricas en radio han permitido conocer en detalle la morfología de las fuentes. En el visible y UV, si bien la resolución no es alta, la información obtenida a partir de las líneas espectrales ha llevado a una unificación de las ideas sobre núcleos activos. No obstante, en general, conocemos relativamente bien los efectos pero seguimos ignorando la causa de la mayoría de ellos.

El escenario básico generalmente aceptado es que una galaxia activa contiene una fuente central, interpretada como un objeto supermasivo colapsado o en vías de colapsar, cuya radiación continua ioniza las nubes de gas "frío" ( $10^4$  K) que lo rodean. Estas nubes emiten las líneas espectrales observadas en el visible y UV, y están en equilibrio de presión con gas caliente ( $10^8$  a  $10^9$  K) (Krolik et al., 1981) cuya extensión puede ser superior a la de la componente estelar de la galaxia e incluso llenar el volumen intergaláctico en cúmulos (Forman y Jones, 1982). La componente de gas caliente puede ser importante en la alimentación de la actividad nuclear y en la formación estelar tras enfriamiento del gas (ver Fabian et al., 1984). También puede contribuir a la colimación de los jets (Sanders, 1983). Una discusión de la física asociada a la componente caliente del medio intragaláctico puede encontrarse en Schmutzler (1985). La presencia de gas caliente no es exclusiva de cúmulos de galaxias pues ha sido detectada también en grupos de galaxias (Biermann et al., 1982) y en galaxias aisladas (Biermann y Kronberg, 1983).

La radioastronomía ha jugado un papel predominante en el entendimiento de los núcleos activos por su capacidad de resolver estructuras desde la escala del pc a la del Mpc, escalas típicas de las fuentes más compactas y más extensas observadas. Seguiremos el

desarrollo histórico de los descubrimientos para ver la evolución de los problemas teóricos que plantearon.

Jennison y da Gupta (1953) demostraron que la segunda radiofuente más intensa, Cygnus A, estaba formada por dos componentes separadas por una distancia igual a varias veces el tamaño de cada una de ellas. Baade y Minkowski (1954) consiguieron identificarla con una galaxia débil situada entre las dos componentes de la radiofuente. Posteriormente más fuentes de este tipo fueron descubiertas, denominándose las radiogalaxias, y se detectó la existencia de núcleos compactos de espectro plano en radio asociados al centro de estas galaxias (Dent y Haddock, 1965). Rees (1971) propuso que los núcleos constituyen el origen de la energía disipada en los radio lóbulos. Se desarrollaron modelos más elaborados para explicar el transporte de energía desde el núcleo a los lóbulos (Scheuer, 1974, Blandford y Rees, 1974) naciendo el concepto de jet como flujo colimado de partículas relativistas y campos magnéticos, con una posible componente de plasma térmico.

Los jets del cuásar 3C 273 y de la galaxia elíptica M87 ( ver capítulo 6 ) fueron los primeros detectados en radio. (Hazard et al, 1963, Hogg et al., 1969). Al mejorar las técnicas interferométricas usadas para cartografiarlos nuevos jets fueron descubiertos. En la actualidad el número de radio jets bien definidos asciende a unos 125 (Bridle y Perley, 1984 ) de los cuales solo una decena aproximadamente tiene emisión asociada en el visible, radiación continua del jet o emisión en líneas del gas que rodea al jet ( Miley, 1983, van Breugel et al, 1985, Brodie et al, 1983 ).

A escalas del orden del milisegundo de arco las observaciones de VLBI han demostrado la existencia en radio ondas de jets compactos asociados a los núcleos galácticos (ver Fanti et al., 1983). Su contrapartida visible no ha sido resuelta. No obstante, la forma del espectro continuo y la compacidad deducida por la variabilidad hace asociar la fuente emisora del continuo visible con la parte más

compacta del jet nuclear, el núcleo autoabsorbido con máximo en la región de ondas centimétricas o milimétricas

Tanto la forma general del espectro, aproximadamente una ley de potencias entre radio y el visible, como la polarización elevada hacen a la radiación sincrotrón el mecanismo de emisión más plausible en radiofuentes extragalácticas ( Alfven y Herlofson, 1950, Shklovskii, 1953 ). Ginzburg, 1951, y Shklovskii, 1952, lo propusieron también para explicar la emisión de las radiofuentes galácticas. Shklovskii (1955) especuló que la emisión en el visible del jet de M87 tenía origen sincrotrón y predijo su polarización confirmada poco después por Baade ( 1956 ).

Bridle y Perley ( 1984 ) discuten las propiedades observadas en jets y los parámetros físicos inferidos a partir de ellas. Resumimos los que creemos más importantes.

#### Configuración magnética.

El grado de polarización de la emisión en radio suele ser elevado (hasta 40 %, con máximos locales superiores a 50 % en algunos casos). Una polarización baja en jets es excepcional. Tres tipos de configuraciones magnéticas se presentan en los casos bien estudiados:

- a) B paralelo a la dirección del jet en toda su extensión
- b) B perpendicular " " " " " "
- c) B perpendicular en el centro del jet y paralelo en los bordes

En fuentes débiles (  $P_{\text{núcleo}} < 5 \text{ Ghz} < 10 \text{ W /Hz}$  ) la orientación del campo magnético pasa de ser paralela a perpendicular ( o al caso c ) en el primer 10 % del jet. Sin embargo, en fuentes intensas B es aproximadamente paralelo al jet en toda su extensión. Esta configuración se infiere también para los jets compactos a partir de medidas de la polarización de la emisión integrada ( Rusk y Seaquist, 1985) y ha sido confirmada por observaciones de VLBI de objetos fuertemente polarizados ( Cotton et al., 1984, Roberts et al., 1984 ).

### Colimación

La presión total del jet, suma de la presión de las partículas relativistas y térmicas y de la presión magnética se estima a través de las propiedades sincrotrón. No hay una determinación única a partir de las observaciones y lo que generalmente se estima es el valor mínimo, cercano al correspondiente a equipartición de energía ( densidad de energía magnética igual a densidad de energía en las partículas ) ( Pacholczyk, 1970). Los valores de la presión mínima estimada oscilan entre 10 dinas/cm<sup>2</sup> en los primeros kpc y 10 dinas/cm<sup>2</sup> a distancias del orden de 100 kpc, para radiogalaxias débiles. La presión del gas caliente intergaláctico puede ser superior a estos valores confinando los jets o recolimando jets de expansión inicial libre ( Sanders, 1983, Falle y Wilson, 1985) . La recolimación puede traer consigo la formación de ondas de choque en el jet.

### Espectro

El índice espectral de los jets extensos en radio ondas oscila entre 0.5 y 0.9, teniendo el 40 % índices espectrales entre 0.5 y 0.9. Definimos índice espectral,  $\alpha$ , como  $( S_{\nu} )$ . Los gradientes son pequeños y siempre consisten en un pronunciamiento del espectro al alejarse del núcleo. A la escala de VLBI el comportamiento espectral es posiblemente más drástico con gradiente de índice espectral altos (Marcaide, 1982 ).

### Otras propiedades

Las estimaciones de velocidad, flujo de energía, de momento lineal y de masa requieren una estimación de la densidad de materia en el jet. Esta se obtiene normalmente a través del cálculo de la rotación y depolarización Faraday a frecuencias bajas cuya interpretación no es única lo que puede dar lugar a errores considerables en la determinación de los parámetros mencionados. Las estimaciones más razonables dan para jets extensos valores de la

velocidad entre 1000 y 30000 km/s bastante menores que los que se infieren en los núcleos de VLBI cercanos a la velocidad de la luz.

A frecuencias elevadas, y para campos magnéticos altos también a frecuencias de radio, los tiempos de vida medios de los electrones frente a las pérdidas sincrotrón pueden ser mucho más pequeños que el tiempo de viaje desde el objeto central. El tiempo de vida de los electrones que emiten a una frecuencia en un campo magnético de intensidad es ( e.g., Schreier et al., 1982 )

donde es el ángulo que forma la dirección de los electrones con la del campo magnético

Por tanto la detección de radiación sincrotrón a frecuencias altas (IR, visible, UV) en jets extensos requiere la aceleración in situ de los electrones. Proponemos que dicha aceleración tiene lugar en ondas de choque en algunos casos espaciadas periódicamente a lo largo del jet y en el choque doble asociado a la terminación final del jet (hot spot). Discutimos en el apartado próximo los mecanismos de formación de estas ondas de choque en jets supersónicos.

## 2.2 Formación de ondas de choque en jets astrofísicos.

El modelo pionero de Blandford y Rees (1974) de jets extragalácticos, interpretados como un flujo supersónico y continuo de materia y campos magnéticos altamente colimado, ya consideró la formación de dos ondas de choque antes y después del punto de frenado del jet por el gas intergaláctico. Identificaron dicha posición con el llamado punto caliente ( hot spot ), zona de los radio lóbulos de brillo superficial intenso en radio. Simulaciones numéricas hidrodinámicas de hot spots han sido realizadas por Wilson y Scheuer (1983) y por Smith et al. (1985) confirmando las conclusiones de

Blandford y Rees. La figura 1, reproducida de Smith et al. (1985) muestra un esquema de la estructura en el par de choques finales. Presenta una discontinuidad de contacto que separa el choque de arco en el medio intergaláctico del choque interno del jet. La presencia del choque de arco se debe a que la interfase entre el material del jet y el medio intergaláctico se propaga con velocidad supersónica respecto a la velocidad del sonido en el medio intergaláctico. El choque interno del jet se produce para decelerar el material del jet antes de la superficie de discontinuidad de contacto (su velocidad de propagación es menor que la del jet).

Smith et al. (1985) simulan el brillo superficial esperado haciendo la hipótesis de que es función de la presión local del gas térmico. En nuestros cálculos para ondas de choque planas considerando aceleración difusiva en ondas de choque (Drury, 1983) el brillo superficial se obtiene consistentemente a través de las distribuciones energéticas que resultan de la aceleración de partículas energéticas en el choque.

Varios mecanismos han sido propuestos para la formación de ondas de choque a lo largo del jet. Rees (1971) especuló que la presencia de gradientes de velocidad en el jet podía dar lugar a ondas de choque. Blandford y Koenigl (1979) interpretaron los nudos de emisión del jet de M87 como ondas de choque generadas por la interacción del material del jet con obstáculos (nubes moleculares o remanentes de supernova). La forma de los choques de arco que se esperan en ese modelo (diferente de la observada) junto a la periodicidad observada en la distribución espacial de los nudos hacen poco plausible este modelo. Norman y colaboradores (1982, 1984a, b) han estudiado por medio de cálculos numéricos hidrodinámicos la estructura y dinámica de flujos supersónicos y los diferentes mecanismos de formación de nudos en jets astrofísicos.

Las causas de la formación de sistemas de ondas de choque a gran escala en jets son las numerosas inestabilidades posibles en el flujo (Norman et al., 1984a, b, Cohn, 1983, Payne y Cohn, 1985) y la



influencia del material exterior (e.g., confinamiento y curvatura por presión dinámica) (Sanders, 1983, Falle y Wilson, 1985). El material exterior que provoca choques en el jet puede ser material antiguo del jet que regresa en dirección al núcleo exteriormente al jet tras haber pasado por el hot spot (Norman et al, 1984a,b).

La formación de ondas de choque espaciadas periódicamente fue observada por Ernst Mach y Salcher (1889) en el estudio del flujo alrededor de proyectiles. L. Mach (1897) reprodujo los resultados anteriores por medio de experimentos en que se dejaba escapar por un orificio aire a mayor presión que la atmosférica. Mach interpretó los resultados como ondas de compresión estacionarias. La figura 2 muestra una reproducción de la fotografía de Mach y la figura 3 la interpretación hidrodinámica (tomada de Adamson y Nicholls, 1959). Los resultados se pueden interpretar como oscilaciones no lineales en jets supersónicos de mayor presión que el gas que les rodea. Ondas de choque de este tipo pueden producirse en jets astrofísicos cerca de su punto de colimación si el jet se expande libremente, es decir si la presión del medio exterior es inferior a la del jet.

Cohn (1983), Norman et al (1984a,b), Payne y Cohn (1985) han extendido los cálculos al caso de jets en equilibrio de presión con el medio exterior. Los distintos tipos de inestabilidades se pueden clasificar en diferentes regímenes según los valores del número de Mach =  $V_{jet} / C_{jet}$  ( $V_{jet}$  es la velocidad del jet y  $C_{jet}$  la velocidad del sonido en él) y de la razón entre las densidades dentro y fuera del jet  $\rho_{jet} / \rho_{ext}$ .

Según el mecanismo de excitación las ondas de choque pueden ser estacionarias (Sanders, 1983, Falle et al, 1985) o propagarse en la dirección del jet supersónicamente (respecto al medio exterior). En el último caso la excitación de ondas de choques no está limitada al jet pudiéndose propagar también en el medio exterior (Norman et al, 1984b). Hacemos notar que las ondas de choque externas pueden ser uno de los mecanismos de excitación de los filamentos extensos de gas frío

observados en cúmulos de galaxias ( Cowie et al., 1983, Hu et al , 1885 ).

En general, la forma de las ondas de choque producidas en las simulaciones es bicónica aunque choques planos, de tipo disco de Mach, se pueden producir ( Norman et al. 1984). En nuestras simulaciones de la emisión sincrotrón en ondas de choque supondremos que éstas son planas para simplificar los cálculos y para poder emplear la solución de la ecuación de transporte de rayos cósmicos en presencia de pérdidas energéticas calculada por Webb et al (1984).

## CAPITULO 3

## ACELERACION DE PARTICULAS ENERGETICAS EN ONDAS DE CHOQUE

## 3.1 Rayos cósmicos. Propagación.

La física de los rayos cósmicos ha prestado una gran ayuda al entendimiento de la actividad en núcleos galácticos. De hecho la naturaleza extraterrestre de los rayos cósmicos se descubrió (Hess, 1912) años antes de que las galaxias fueran reconocidas como tales. Hess y Kolhorster (1912) demostraron por medio de cámaras de ionización llevadas en globos que la radiación cósmica aumentaba con la altitud y que por tanto no se trataba de radiación procedente de material radiactivo en la superficie de la Tierra. Hoy en día se conoce que los rayos cósmicos son en su mayor parte partículas cargadas positivamente, siendo el 85 por ciento del flujo protones, 10 por ciento electrones y el resto núcleos más pesados. Su composición es uno de los indicativos directos de su origen.

Por qué es tan importante el entendimiento de los rayos cósmicos para explicar los núcleos galácticos activos? En ambos casos hay que explicar el origen, composición, transporte y aceleración de partículas cargadas altamente energéticas. En lo que concierne al origen de los rayos cósmicos en nuestra galaxia solo podemos recurrir a los fenómenos conocidos capaces de generar dichas partículas, principalmente supernovas. El hecho de que el espectro medido de los rayos cósmicos es muy similar al que se infiere para las partículas energéticas en AGNs hace pensar en un mecanismo de producción común. Igualmente la emisión no térmica (sincrotrón) observada en nuestra

galaxia y en otras galaxias normales indica de nuevo la existencia de partículas altamente energéticas con una función de distribución energética similar. Si el mecanismo de generación de partículas no es el mismo en estos contextos tan diferentes aunque el resultado, la forma del espectro, es similar, esto hace pensar que lo importante es la reordenación de la función de distribución por algún mecanismo de reaceleración. Según este concepto independientemente de la función fuente (supernovas o núcleos activos), si el proceso de aceleración es el mismo obtendremos el mismo resultado. De la existencia de ondas de choque en diferentes contextos astrofísicos se puede derivar que la aceleración de Fermi de primer orden en ellas es el mecanismo responsable de que la distribución de partículas sea muy similar en objetos diferentes.

La forma más general de la ecuación de transporte de rayos cósmicos es ( Parker, 1965; Dolginov y Toptygin, 1966, Gleeson y Axford, 1967, ver también Skilling, 1975)

difusión espacial

convección

cambios adiabáticos de energía

orden  
aceleración de Fermi de segundo

pérdidas y ganancias de energía

escape del sistema

fuentes o sumideros

Normalmente esta ecuación general no es la que se utiliza en problemas específicos por su complejidad. Pero su generalidad la hace aplicable a un gran número de situaciones con las debidas simplificaciones. En el caso del transporte de partículas energéticas a ambos lados de una onda de choque habrá que resolver (3.1) a ambos lados de la onda choque con determinadas condiciones de contorno. La primera solución al problema (Krymski, 1977; Axford et al, 1977, Blandford y Ostriker, 1978, Bell, 1978a,b) no consideró pérdidas energéticas. Si bien en el caso del medio interestelar esta puede ser una aproximación razonable, en supernovas y núcleos galácticos activos las pérdidas sincrotrón y por dispersión inversa de Compton son importantes y determinaran la forma del espectro a energías altas ( ).

→ 3.2 Aceleración de Fermi de primer y segundo orden.

Los fundamentos de lo que ahora se denomina aceleración de Fermi de primer orden fueron propuestos por Fermi en 1954. Aunque no se refirió a ondas de choque, la idea era la misma que la que décadas después se aplicaría a estas. La idea original (Fermi, 1949) consistía en la posibilidad de acelerar los rayos cósmicos en colisiones con nubes interestelares masivas de baja velocidad. Este mecanismo se conoce como aceleración de Fermi de segundo orden. En la publicación de 1949 también discutió otro mecanismo, en principio más efectivo que el de segundo orden, que descartó por no encontrar un contexto donde aplicarlo. En 1954 criticó sus propias conclusiones de 1949, sugiriendo que el efecto descartado anteriormente era importante cuando una partícula se viera encerrada entre dos "espejos magnéticos" convergentes. El efecto es de primer orden, como veremos mas adelante, pues las partículas siempre ganan energía en las colisiones con las nubes o espejos magnéticos convergentes.

La aceleración difusiva en ondas de choque se basa en el mismo concepto físico, substituyendo los espejos magnéticos convergentes por el plasma convergente a ambos lados de una onda de choque.

Aunque el tratamiento macroscópico del problema del transporte de rayos cósmicos dado por la ecuación de transporte ( ) es la formulación estricta del problema, pierde el sentido intuitivo del tratamiento microscópico. Este último sera seguido en este apartado para explicar las ideas de Fermi.

Para distribuciones al azar de nubes o espejos magnéticos, existen tantas acercándose a la partícula cargada como alejándose de ella, para un observador exterior al sistema. Como las partículas tienen velocidad mayor que la de los puntos con que colisionan, habrá dos tipos de colisiones: de frente, es decir cuando las velocidades de la partícula y de la nube tienen sentido contrario y el caso contrario en que las partículas alcanzan a la nube siendo el sentido de sus velocidades el mismo. En el primer caso las partículas ganan energía mientras que pierden energía en el segundo. Supondremos que las nubes son suficientemente masivas de manera que su velocidad no cambia en las colisiones.

Veamos cual es el aumento de energía que experimentan las partículas en el primer tipo de colisiones. Tomemos el sistema de referencia en el sistema de la nube a velocidad  $V$ . En este sistema la energía de la partícula viene dada por  $E' = \gamma v (E + V p)$  donde  $\gamma = (1 - (V^2 / c^2))^{-1/2}$

es el factor de Lorentz de la nube

y su cantidad de movimiento es

En la colisión la energía se conserva y el vector cantidad de movimiento cambia de signo

Volviendo al sistema de referencia del observador (o aquel en que la distribución de velocidades de los espejos magnéticos es isótropa) tenemos

Substituyendo  $E'$  y  $p'$  y  $p = E v / (c^2)$

Simplificamos utilizando la relación  $\gamma = 1 + \dots$  obteniendo

con lo que la ganancia relativa de energía viene dada por

En el caso de que la partícula alcance a la nube la pérdida de energía viene dada por

Fermi notó que en promedio existía ganancia de energía al ser más probables las colisiones del primer tipo que las del segundo. La probabilidad de cada tipo de colisión es  $(v + V)/(2v)$  y  $(v - V)/(2v)$  respectivamente. El aumento de energía medio por colisión es

=

$$\text{Si } V \ll c \quad E/E = 4 (V / c) ** 2.$$

La ganancia relativa de energía es sólo función del cuadrado de la velocidad de las nubes (en unidades de la velocidad de la luz, es decir siempre menor que la unidad). De ahí la denominación "de segundo orden".

La razón de aumento de energía es

donde  $M$  es el número de colisiones por segundo. Esto equivale a un aumento exponencial de la energía de las partículas. Para calcular la función de distribución en equilibrio, seguiremos la representación macroscópica resolviendo la ecuación de transporte. En función de la energía y considerando solo las ganancias debidas a las colisiones se puede expresar como



= 0 pues estamos interesados en la solución estacionaria.

La ecuación diferencial que ha de verificar  $N(E)$  es

cuya solución es

Aunque el mecanismo de Fermi de segundo orden produce leyes de potencias y puede operar en volúmenes tan grandes como la galaxia, es en realidad poco efectivo. Su efectividad se puede medir por el producto . Cuanto mayor sea , más dura (más plana) será la distribución energética resultante. Aunque el tiempo de permanencia en la región de aceleración puede ser elevado, es pequeño en el medio interestelar.

Por otra parte se debería observar un amplio rango de valores de en diferentes objetos debido a los diferentes valores de y de . Este no es el caso, por lo que en general la aceleración de Fermi de segundo orden no se considera el mecanismo dominante de aceleración de partículas.

Fermi corrigió en 1954 sus propias críticas anteriores (1949) a un mecanismo de primer orden en  $(V/c)$ . Se produce cuando las partículas cargadas se ven atrapadas entre dos espejos magnéticos convergentes. En este caso solo hay colisiones del primer tipo (de frente) y las partículas siempre ganan energía mientras permanezcan entre los espejos que se aproximan. El cambio de energía en cada par de colisiones es

$$\sim 2 \text{ gv}^2 E V / c$$

### 3.3.1 Teoría estandar.

La modificación del mecanismo de Fermi de primer orden para ondas de choque fue publicada independientemente por .....

Seguiremos la aproximación microscópica de nuevo. Vamos a olvidar por un momento los procesos de dispersión de partículas a ambos lados de la onda de choque y realicemos un análisis de probabilidades (Bell, 1978a,b). Supondremos que los puntos de dispersión avanzan con el flujo. Las partículas ganarán energía en cada paso de la onda de choque, debido al cambio de sistema de referencia. Denominaremos medio 1 (upstream) al fluido anterior a la onda de choque y medio 2 (downstream) al fluido posterior a ella. Sea una partícula que se encuentra inicialmente en el medio 1. Calculemos el cambio de energía que experimenta cuando cruza al medio 2 es reflejada por algún mecanismo y regresa al medio 1 cruzando de nuevo la onda de choque.

Sean  $p$ ,  $v$ , y  $\theta$  la cantidad de movimiento, velocidad y coseno del ángulo de pitch ( ) respectivamente de la partícula en el medio 1. Al cruzar el choque la partícula pasa a un sistema de referencia, medio 2, que se acerca al medio 1 con velocidad  $U_1-U_2$ . En este sistema su cantidad de movimiento es

La ganancia en cantidad de movimiento de las partículas se calcula integrando a todas las posibles direcciones de cruce

donde  $P$  es la probabilidad de cruzar el choque en el ángulo sólido comprendido entre  $\theta$  y  $\theta + d\theta$ .

Al ser reflejada la partícula en el medio 2 y retornar al medio 1, contra corriente, existe de nuevo un cambio de velocidad  $U_2 - U_1 < 0$ . Pero ahora  $P$  varía de 0 a -1 con lo que existe de nuevo un aumento de la cantidad de movimiento de la partícula de igual valor, en módulo, al anterior. La razón intuitiva del aumento de energía independientemente del sentido de cruce de la onda de choque se puede ganar de la observación de la figura 3.1. La variación promedio de la cantidad de movimiento de las partículas al cruzar el choque y retornar al medio 1 volviendo a cruzarlo es

Vemos que el plasma a ambos lados de la onda de choque actúa frente a las partículas cargadas de manera similar a los espejos magnéticos convergentes. La aceleración es de primer orden en  $(U_1 - U_2) / v$ , es decir sólo depende de la velocidad de las partículas ( $v \sim c$  para partículas relativistas) y de las velocidades del plasma antes y después de la onda de choque en el sistema de referencia de esta. Las partículas cargadas también ahora ganan energía exponencialmente. Para calcular la forma de la función de distribución hemos de conocer la probabilidad de que una partícula vuelva a la zona 1 tras pasar el choque. Ello equivale al cálculo de la frecuencia de choques con espejos magnéticos en el caso general. El tratamiento que desarrollaremos se debe a Bell (1978,a).

Sea  $n$  la densidad numérica de partículas en el medio 2 con velocidad  $v$  (relativa al plasma local). El flujo de partículas que no vuelve al choque (a favor de la corriente) es igual a  $n$  por la velocidad del plasma que arrastra a las partículas energéticas,  $F$

$\text{escape} = n U_2$  mientras que el flujo de partículas que cruzan el choque desde la zona 1 viene dado por

donde  $n / 2$  es el número de partículas en la zona 1 con entre 0 y 1 (aquellas que pueden cruzar el choque) y es la probabilidad de que crucen el choque con ángulo de pitch = .

La mitad de las partículas cruzarán el choque con velocidad promedio  $v / 2$ . La razón por la cual tomamos la misma densidad de partículas energéticas antes y después del choque es que se comportan de diferente manera que el plasma térmico, siempre que vean el choque como una discontinuidad. El plasma térmico ha de cumplir las relaciones de Rankine-Hugoniot.

La probabilidad de no retornar al choque es

$P_{\text{escape}} = 4 n U_2 / n v = 4 U_2 / v$ , cantidad pequeña pues la velocidad de las partículas es mucho mayor que  $U_1$  y que  $U_2$ . Por tanto la probabilidad de retornar al medio 1 tras cruzar el choque es  $1 - 4 U_2 / v$ . En esto se basa la efectividad del mecanismo, una pequeña parte de las partículas energéticas escapan del sistema pero la mayor parte quedan confinadas en la zona cerca de la onda de choque, cruzando este repetidas veces.

Para calcular la función de distribución, utilizaremos el espectro integrado, número de partículas con energía (o cantidad de movimiento superior) a una dada

Por conservación del número de partículas  $N_2 U_2 = N_1 U_1$

Sean  $p_n$  y  $v_n$  la cantidad de movimiento y velocidad de las partículas que cruzan y retornan al medio 1  $n$  veces.  $p_n$  viene dada por

donde hemos considerado que la velocidad aumenta también en cada cruce del choque.

La probabilidad de alcanzar la cantidad de movimiento  $pn$ , igual a la de cruzar  $2n$  veces el choque (o pasar  $n$  veces del medio 1 al 2 y del 2 al 1) es

Despejando y substituyendo en tenemos

La densidad de partículas de cantidad de movimiento mayor o igual que  $pn$  es la densidad total por  $P_n$

Tal y como hemos definido  $N_2(p_n)$  la función de distribución viene dada por

con lo que la función de distribución de la cantidad de movimiento es

Como era de esperar este es el mismo resultado que se obtiene del tratamiento macroscópico, solución de la ecuación de transporte.

## CAPITULO 4

## EMISION NO TERMICA EN ONDAS DE CHOQUE EN NUCLEOS

## GALACTICOS ACTIVOS.

## 4.1 Introducción.

En este capítulo desarrollaremos el aparato matemático necesario para la resolución del problema que nos concierne. Queremos conocer las propiedades de emisión continua de las partículas aceleradas en ondas de choque en jets. La mayor parte de las aplicaciones anteriores del mecanismo de Fermi de primer orden no consideraron más que el espectro de los electrones (Webb et al, 1984, Schlickeiser, 1984, Bregman, 1984) olvidándose de los detalles de la radiación de la que emiten como por ejemplo su distribución espacial o la variación del espectro con la distancia a la onda de choque. Para facilitar la comparación de nuestros cálculos con observaciones de alta resolución, creímos que no sería suficiente calcular la emisión integrada de los electrones acelerados en la onda de choque. Como la solución de WDB al problema de la aceleración en presencia de pérdidas permite calcular la función de distribución de los electrones a cualquier distancia de la onda de choque, esto hace posible calcular la intensidad observada para puntos de una red bidimensional que representan la proyección de la onda de choque en el plano del cielo. En el caso general, esto requiere resolver la ecuación de transporte para la radiación sincrotrón (4. ).

Para hacer el problema resoluble en el marco de la solución de WDB haremos las siguientes suposiciones, que probablemente se ajusten bastante bien a la realidad (al menos para cierto tipo de ondas de choque): 1) la onda de choque se supone plana, un disco de Mach, con el flujo perpendicular a ella; 2) suponemos que el campo magnético esta alineado con la dirección de la corriente, es decir es perpendicular a la onda de choque (esta es la condición de máxima eficiencia para la aceleración por difusión en ondas de choque); 3) el coeficiente de difusión es independiente de la cantidad de movimiento de las partículas y de la distancia a la onda de choque; 4) las pérdidas energéticas dominantes son debidas a la radiación sincrotrón de las partículas y por tanto no dependen de la posición al ser el campo magnético constante por la condición (1). Con estas suposiciones la función de distribución sólo depende de las propiedades de la onda de choque, del número de Mach, y de las características de la componente térmica del jet, del índice adiabático. La constante que determina el índice espectral es, como vimos en , la razón de compresión del gas a ambos lados de la onda de choque. Veremos más adelante en detalle, como para razones de compresión altas el espectro se puede desviar de una ley de potencias, pudiendose establecer picos anchos en la emisión sincrotrón, justo antes de la frecuencia de corte (WDB, S84). Ellison (1984) ha propuesto que en presencia de pérdidas intensas la razón de compresión puede aumentar respecto a los valores que predice la teoría cinética de gases.

La región de emisión alrededor de la onda de choque será principalmente la zona de después del choque donde la densidad de partículas disminuye mas lentamente con la distancia al choque. Despreciando la variación de la sección transversal del jet con la distancia al choque, la zona de emisión es cilíndrica. Los parámetros libres del modelo con las suposiciones dadas anteriormente son

La resolución de la ecuación de transporte nos da una matriz de intensidades para los puntos de la red bidimensional descrita anteriormente. Tomamos el eje X a lo largo de la proyección de la



dirección de la corriente en el plano del cielo y el eje Y perpendicular a dicha dirección (paralelo a la onda de choque). Cálculos sucesivos a diferentes frecuencias generan cubos de datos tridimensionales similares a los que se obtienen observando con el interferómetro Fabry-Perot Taurus (Atherton et al, 1982) o con el VLA o Westerbork en líneas espectrales. En nuestro caso la dimensión Z, frecuencia, no abarca unos cuantos Angstroms sino que se extiende desde radio hasta el visible y en algunos casos hasta rayos X.

Por cada conjunto de valores asignado a los parámetros libres obtenemos tres cubos de datos correspondientes a los parámetros de Stokes I, Q, y V (U se puede hacer cero por elección conveniente de los ejes de referencia). La definición y análisis de estos cubos de datos se realiza por medio de software similar a la existente en Starlink (programa MANIC). La información a obtener de los tres cubos de datos, o de manipulaciones de estos, consiste primeramente en mapas a una frecuencia de la intensidad total, de las diferentes componentes de polarización, de los grados de polarización y ángulo de posición de la polarización lineal y de mapas de índice espectral entre dos frecuencias dadas. La estructura de los datos permite también calcular el espectro completo y las propiedades de polarización en un determinado punto espacial. Por integración en las coordenadas espaciales calculamos las propiedades de la emisión total de la onda, que se observarían con técnicas de baja resolución espacial.

Veremos como ciertas propiedades son sólo dependientes de la razón entre la escala temporal de las pérdidas energéticas y la escala de tiempo de difusión convectiva. En principio, debe ser posible por medio de observaciones futuras constreñir el valor del coeficiente de difusión (si realmente es independiente de la cantidad de movimiento) y comparar con aquellos que conocemos relativamente mejor en otros contextos astrofísicos donde la aceleración por ondas de choque es importante, como remanentes de Supernovas o el viento solar.

Para simplificar la ecuación de transporte y ser capaces de resolverla numéricamente para fuentes ópticamente gruesas en tiempos razonables, hemos tomado el caso en que la dirección de la corriente es perpendicular a la dirección de observación. Es decir el eje del jet está en el plano del cielo y la onda de choque se ve de canto.

Para el caso de fuentes ópticamente delgadas (el caso general en el visible y a frecuencias de radio altas) es sencillo generalizar a cualquier ángulo de observación pues la intensidad observada no es más que la contribución de diferentes volúmenes con diferentes emisividades. Este caso es un problema de proyección, de asignar el producto de la emisividad por el volumen individual alrededor de una red de puntos igualmente muestreados del jet a las coordenadas proyectadas en el plano del cielo. Como los coeficientes de emisión y de absorción sólo dependen de la distancia a la onda de choque, es decir de la coordenada  $X$  pero no de la  $Y$ , resolver la ecuación de transporte supone considerar los diferentes caminos ópticos en función de la coordenada radial  $Y$ .

Los cálculos se realizan en dos pasos. Primero, calculo los coeficientes de emisión y de absorción en los parámetros de Stokes a intervalos constantes de la coordenada  $X$ , es decir a diferentes distancias a la onda de choque, y a diferentes frecuencias. Esto requiere el cálculo de la función de distribución de los electrones para los valores de  $X$  escogidos. Seguidamente resuelvo la ecuación de transporte considerando la geometría cilíndrica.

4.2 Cálculo de la distribución energética de los electrones a cualquier distancia a la onda de choque.

La expresión más general de la función de distribución para cualquier cantidad de movimiento y posición respecto al choque viene dada por las ecuaciones 4.23 y 4.24 de WDB (ver 3.3.1).

Esta expresión es sin embargo, difícil de tratar numéricamente pues requiere el cálculo de una integral doble (una de ellas en el plano complejo, la transformada inversa de Laplace  $M(z, z'; x)$ ). Para valores de  $p$  mayores que  $p_0$  existe una solución más apropiada en cálculos numéricos (ec. 4.35 de WDB). Esta será la expresión que utilizaremos en el cálculo de los coeficientes de emisión y de absorción pues requiere solamente la inversión de una transformada de Laplace para cada valor de  $x$ . Además esta solución nos permitirá calcular la función de distribución integrada (apartado 4.2.1) y a partir de ésta el espectro integrado de emisión en fuentes ópticamente delgadas.

A energías menores que la de inyección, la función de distribución tiene valores despreciables, excepto en el caso de pérdidas sincrotrón importantes en que una parte substancial de los electrones son desplazados a la parte de energía menor que la de inyección. Además los electrones de  $p$  menor que  $p_0$  contribuyen a la emisión sincrotrón a frecuencias muy bajas, no observables o autoabsorbidas para valores típicos de  $B$  y de  $p_0$ .

En el cálculo de los coeficientes de emisión y de absorción caracterizamos la función de distribución en la variable  $z = \gamma / p = E_0 / E$ , donde  $p$  y  $E$  son la cantidad de movimiento y energía de las partículas respectivamente y el subíndice 0 se refiere a una energía de referencia. En la solución de WDB esta energía de referencia

corresponde a la de las partículas monoenergéticas inyectadas en la onda de choque. En general, la variable  $z$  facilita la integración de los coeficientes de emisión y de absorción.

La función de distribución en la variable  $z$ ,  $f_z(z)$ , viene dada por

$$N(E) dE = f_z(z) dz$$

donde  $N(E)$  es la función de distribución en energía.

$N(E)$  está relacionada con la función de distribución en la cantidad de movimiento  $f(p)$  por la relación

$$N(E) dE = 4 \pi p^2 f(p) dp$$

El valor de  $f_z(z)$  lo obtendremos derivando  $p = p_0 / z$  y substituyendo en la relación

$$dp = - p_0 / z^2$$

$$\begin{aligned} N(E) dE &= - 4 \pi (p_0 / z)^2 f(p) (p_0 / z^2) dz = \\ &= - 4 \pi (p_0^3 / z^4) f(p) dz \end{aligned}$$

Substituyendo  $f(p)$  por su valor a cualquier distancia de la onda de choque ( 3. ) tenemos

donde

Este es el valor de la función de distribución en la variable  $z$  para la inyección en la onda de choque de electrones monoenergéticos. Para una función de distribución inyectada cualquiera, la función de distribución resultante es la convolución de la función de distribución inyectada con la función  $f_z(z)$  (ver 4.3).

La forma de la función de distribución queda escondida en . No obstante la función de distribución es muy semejante a la que resultaría en ausencia de pérdidas energéticas. La diferencia consiste en la existencia de un corte en la distribución a energías altas. Las pérdidas energéticas limitan la energía máxima a que las partículas pueden ser aceleradas. En el caso de ausencia de pérdidas o de pérdidas energéticas poco intensas, la energía máxima viene limitada por el tamaño de la onda de choque ( )

A energías bajas la función de distribución sigue una ley de potencias

$$N(E) = E^{-\alpha} \quad E > E_m ; \quad f_z(z) = z^{-\beta} \quad z > z_m ; \quad f(p) = p^{-\gamma}$$

p

siendo

Donde el valor de la pendiente es la misma que en el caso estandard

$$= 3 r / ( r - 1) = 2 \text{ alfa} + 3$$

alfa es el índice espectral de la radiación sincrotrón emitida por los electrones en el caso de opacidad pequeña.

#### 4.2.1 Función de distribución integrada.

Las observaciones a alta resolución de objetos extragalácticos son difíciles en astronomía, estando limitadas a radio ondas (VLBI). Por ello los objetos lejanos o compactos no pueden ser resueltos espacialmente en general. Sólo existe información de su emisión integrada. En nuestro modelo interpretamos el espectro total como la emisión integrada de una o mas ondas de choque. La emisión de cada onda de choque se puede calcular a partir de la función de distribución integrada si toda la onda de choque es ópticamente delgada. Para ondas de choque ópticamente gruesas, al menos en una zona, este procedimiento no valdría para calcular la intensidad observada y habría que resolver la ecuación de transporte para cada posición y después integrar la contribución a la intensidad total de cada elemento individual.

Definimos la función de distribución integrada como

Es interesante calcular la contribución a de las zonas de antes y de después del choque

donde

Las funciones  $f_1x$ ,  $f_2x$  dan la función de distribución integrada a la parte de la onda de choque comprendida entre  $x$  y  $0$ .

$f_1x$  viene dada por

Vemos que la integración analítica de la componente en  $x$  evita el tener que realizar una integración doble. Esto sera muy util al calcular los coeficientes de emisión y de absorción, lo cual requiere volver a efectuar otra integración para todas las energías de la emisión de cada elemento de la función de distribución. De igual manera  $f_2x$  viene dado por

con lo que  $f_1total$ ,  $f_2total$  y  $ftotal$  vienen dadas por

Las propiedades de las soluciones son las siguientes:

La función de distribución integrada de la zona anterior al choque tiene la misma pendiente,  $-q$ , que la función de distribución diferencial a momentos lineales bajos. Esto se debe a que la zona cercana al choque es la que más contribuye a  $f_1^{\text{total}}$  para cualquier  $p$ , siendo la contribución de zonas alejadas a contracorriente despreciable por el decrecimiento exponencial con la distancia de la constante de normalización de la función de distribución. Después del choque, la convección ayuda a transportar las partículas a favor de la corriente (alejándose del choque). La contribución de cada elemento  $(x, x + dx)$  es igual para valores de  $p < p^*(x)$ . La integración de  $f(x,p) dx$  a toda la zona tras el choque produce una función de distribución de ley de potencias de pendiente una unidad mas pronunciada,  $-(q + 1)$  para valores de  $p$  inferiores a  $p^*(0)$  con corte exponencial para  $p$  superiores.

$f_1^{\text{total}}(p)$  y  $f_2^{\text{total}}(p)$  tienden al mismo valor para  $p \rightarrow p^*$  debido a la contribución dominante de la zonas cercanas al choque para  $p \rightarrow p^*$  y a que  $f(-0, p) = f(+0, p)$ .



Si existiera la posibilidad observacional de aislar el espectro de la emisión anterior y posterior al choque, se apreciaría un cambio de índice espectral de 0.5, siendo la parte de espectro más pronunciado la de después del choque. No obstante la contribución de la zona anterior al choque es pequeña excepto para  $p \ll p^*$

#### 4.3 Mecanismos de inyección.

La aceleración de Fermi de primer orden en ondas de choque, así como la mayoría de los mecanismos de aceleración de partículas, necesitan partir de una población de partículas de suficiente energía (cuasirelativista o medianamente relativista) para ser efectiva. Después de la onda de choque se produce un aumento de la temperatura y de la densidad del plasma, condiciones de Rankine-Hugoniot (ver por ej. Tidman y Krall, 1981, para una derivación de las condiciones para plasmas no colisionales). Ya en uno de los cuatro trabajos clásicos de aceleración en ondas de choque Bell (1978) propuso que la cola de partículas más energéticas de esta distribución térmica era la fuente de inyección de partículas energéticas al mecanismo de aceleración.

Se puede argumentar que en el caso de remanentes de Supernovas existe otra fuente de partículas de alta energía, el pulsar central. No obstante, no siempre queda una remanente estelar activa dentro de la supernova, y por ello es necesario en ese caso un mecanismo de inyección local.

El caso de jets extragalácticos es distinto. Por definición se trata de un flujo que se origina en el objeto central compacto. Aunque en dicho flujo puede dominar la componente térmica, es indudable que también serán transportados por él cierta cantidad de electrones

relativistas. Como las pérdidas energéticas aumentan con la energía (con la segunda potencia para radiación sincrotrón y por dispersión inversa de Compton) sólo los electrones menos energéticos superarán las pérdidas y conseguirán llegar a las ondas de choque donde serán reacelerados. Webb et al. calcularon el resultado de acelerar una distribución monoenergética de electrones inyectada en la misma onda de choque. El resultado para una distribución cualquiera supone la integración de la solución para una delta de Dirac a dicha distribución. La diferencia entre ambos casos se puede ver en la Fig. . La solución de WDB produce una función de distribución de pendiente extendiéndose entre la energía de inyección y la energía máxima . Para una función de distribución inyectada no monoenergética, la convolución con la solución de WDB tendrá las siguientes características. Supongamos que la función de distribución es una ley de potencias de pendiente entre las energías y . Si es menor que entonces la función de distribución resultante tendrá pendiente desde hasta , es decir cualitativamente el resultado equivale a inyectar electrones a la energía de corte inferior . Si la función de distribución inyectada tiene que , entonces la función de distribución resultante constará de una parte de pendiente entre y , y de otra a energías comprendidas entre y de pendiente . Esta parte corresponde a la función de distribución resultante correspondiente a la energía inyectada . En ambos casos la función de distribución presenta el corte exponencial a la energía . Como vimos en 4.2, este valor es en general independiente de la energía inyectada y solo depende de las características de la onda de choque. El papel de las ondas de choque, desde el punto de vista de las partículas relativistas es servir de reacceleración de las mismas.

Desde el punto de vista observacional este concepto se ajusta bastante bien a las observaciones. Normalmente los jets no se detectan a lo largo de

toda su trayectoria, sino que presentan zonas de emisión más intensa sobre un fondo de emisión más débil. Un ejemplo de la dificultad en detectar esta emisión continua es el jet de Cygnus A, recientemente detectado en observaciones de Perley y colaboradores explotando al máximo el rendimiento del VLA. La existencia de este jet en particular había sido predicha mucho tiempo antes, pero la falta de mecanismos de aceleración in situ hacía difícil de entender la no detección del jet. Por otra parte los jets detectados a escala de VLBI disminuyen fuertemente en temperatura de brillo al alejarse del núcleo, hasta desaparecer por falta de rango dinámico observacional. No es de extrañar que la mayoría de ellos se detecten a otras resoluciones más sensibles a estructuras extensas ( ).

4.4.1 Forma general de los coeficientes de emisión y de absorción de radiación sincrotrón en todos los parámetros de Stokes para distribuciones isotrópicas de electrones.

El problema principal que estamos considerando es el de la radiación sincrotrón emitida por una población de electrones acelerados en ondas de choque. Vimos en que las distribuciones energéticas resultantes se podían considerar isótropas tanto antes como después del choque. Debido a la dispersión por inhomogeneidades magnéticas la dirección de movimiento de los electrones no formará un ángulo constante con la del campo magnético, sino que cambiará por cada choque con las inhomogeneidades. Sin embargo las características de la emisión dependerán del ángulo de observación, definido como el

que forma la dirección de observación con la dirección del flujo. Asumiendo un campo magnético transversal al choque, el ángulo de observación es también el ángulo que forma la dirección de las partículas responsables de la radiación observada con la del campo magnético. Este es uno de los aspectos que normalmente se olvida al tratar la emisión sincrotrón. Esta no será en general igual para cualquier observador.

La expresión más general de los coeficientes de emisión y de absorción de radiación sincrotrón en los parámetros de Stokes fue obtenida por Sazonov y Tsytoovich (1968). Estas fórmulas fueron posteriormente utilizadas por diferentes autores para describir las propiedades de polarización de fuentes sincrotrón, en particular por Pacholczyk y Swihart (1971) que resolvieron la ecuación de transporte para un medio homogéneo ( ver 4.5 ). En el caso general de una función de distribución energética cualquiera, no es posible calcular analíticamente los coeficientes de emisión y de absorción. La expresión comúnmente usada para distribuciones energéticas de ley de potencias no es más que una expresión aproximada en la que se supone que la función de distribución se extiende a energía infinita. Las expresiones que desarrollaremos para el cálculo analítico de los coeficientes de emisión y de absorción tienen utilidad más allá del caso concreto que estudiamos. Seguiremos la formulación de Pacholczyk (1977), después de corregir los errores de imprenta, por ser algo más conocida.

Los coeficientes de emisión y de absorción para una distribución isotrópica de electrones girando en un campo magnético totalmente ordenado son

donde



$\mu_i(E) N(E) / E^2$  se anula para los tres coeficientes de absorción pues tiende a cero al tender  $E$  a 0 y a infinito.

Si efectuamos la derivación en la variable  $x$  en lugar de en  $E$  obtendremos tras algo de cálculo

Hemos utilizado la siguiente relación entre funciones modificadas de Bessel de segundo orden

$$K_n'(x) = (n/x) K_n(x) - K_{n+1}(x)$$

Hay que hacer notar que las fórmulas usadas son una aproximación válida para radiación emitida por electrones relativistas y para

distinto de 0 y de  $\theta = 0$  (los casos en que  $\theta = 0$ , fueron tratados por Epstein (1973) y por Callahan (1975)).

Por otra parte la componente de polarización circular, normalmente pequeña y por tanto difícil de detectar, se anula cuando  $\theta = 90^\circ$

#### 4.5. Ecuación de transporte de la radiación sincrotrón.

Hemos visto en 4.4.1 la forma general de los coeficientes de emisión y absorción de radiación sincrotrón para cualquier distribución energética de electrones. El tratamiento completo del problema del transporte de radiación sincrotrón en un plasma fue formulado por Sazonov y Tsytovich (1968) curiosamente antes de que las fórmulas para los coeficientes de emisión y absorción fueran publicadas (Sazonov, 1969). Un número de autores han aplicado esta formulación a diferentes problemas astrofísicos. Nosotros consideraremos fuentes de baja densidad de gas térmico. De esta manera la rotación Faraday y la depolarización no serán importantes en nuestros cálculos. La rotación Faraday debida a materia fría exterior a la fuente, es un efecto relativamente bien conocido. Es importante para obtener información de las condiciones físicas a lo largo del camino de la radiación hasta el observador. Pero no nos dice mucho acerca de la fuente de radiación misma.

La teoría estandar de radiación sincrotrón desarrollada por Sazonov y Tsytovich (1968) y por Sazonov (1969) es la solución primera y más general al problema. Considera emisión y reabsorción de la radiación, absorción colisional en plasmas fríos y variaciones en las propiedades de polarización en el transporte a través de plasmas térmicos y relativistas.

El transporte radiactivo en un medio uniforme y estacionario se puede describir por la ecuación



Ya que es más conocida y fácil de manipular la caracterización de las propiedades de polarización en términos de los parámetros de Stokes, expresaremos la ecuación de transporte también para los parámetros de Stokes. Seguiremos la notación de Sazonov (1969) (ver también Pacholczyk, 1977). Los parámetros de Stokes están relacionados con el tensor de polarización por las ecuaciones:

La intensidad total, la intensidad polarizada linealmente, circularmente, y la intensidad polarizada vienen dadas respectivamente por:

Asímismo los grados de polarización lineal, circular y total son:

y el ángulo de posición del vector polarización lineal es

En el sistema de los parámetros de Stokes la ecuación de transporte se puede escribir como

Si no se consideran efectos causados por la propagación en un plasma frío, entonces  $U = 0$  por selección apropiada de los ejes de referencia. El sistema de ecuaciones se reduce a

La solución de este sistema de ecuaciones fue obtenida por primera vez por Pacholczyk y Swihart (1971). Como estos autores no dan los pasos intermedios sino la solución final, para estar seguros de la exactitud de las fórmulas, hemos calculado la solución comprobando que concuerda con la dada por Pacholczyk y Swihart (apendice A1).

La solución general se puede expresar como

Es de interés considerar los efectos de la opacidad en las propiedades de polarización. La característica principal es la disminución del grado de polarización lineal al pasar de frecuencias a las que las fuentes son ópticamente delgadas, a frecuencias a las que la opacidad es mayor que uno. Para funciones de distribución de ley de potencias los valores límites en los casos ópticamente delgado y ópticamente grueso vienen dados por



## CAPITULO 5

## RESULTADOS

## 5.1 Planteamiento numérico del problema. Simulación de observaciones a alta resolución.

Hemos introducido someramente en la resolución numérica del problema planteado. Explicaremos ahora el desarrollo de los cálculos. Con las suposiciones hechas en el modelo los coeficientes de absorción y de emisión de radiación sincrotrón de los electrones acelerados en la onda de choque sólo dependen de las características de esta y de la distancia al frente de choque. Las propiedades de la radiación observada dependerán a su vez de la opacidad ( el radio del jet y el coeficiente de normalización de la función de distribución tendrán que tomarse en cuenta). Por ello los cálculos fueron realizados en dos etapas: 1) cálculo de los coeficientes de emisión y de absorción para una serie de distancias al choque igualmente espaciadas y para frecuencias tomadas a intervalos logarítmicos constantes (típicamente se consideraron 5 puntos antes y 95 después del choque para 20 frecuencias de radio al ultravioleta ) y 2) solución a la ecuación de transporte para diferentes opacidades.

Como resultado se obtienen tres cubos de datos en los tres parámetros de Stokes. La información principal contenida en ellos es morfológica, espectral y de polarización. En cada cubo las coordenadas

X e Y son las posiciones espaciales en las direcciones paralela y perpendicular respectivamente a la corriente. La coordenada Z caracteriza la frecuencia a que se han calculado las propiedades de emisión de la componente relativista del jet ( ver figura ). De esta manera los planos XY representan mapas del brillo superficial observado a una frecuencia ( coordenada Z ) dada. XZ e YZ equivalen a mapas posición-velocidad, donde se puede visualizar la variación del espectro a lo largo de una determinada dirección. Igualmente la extracción de una línea Z para valores dados de X y de Y corresponden a obtener el espectro observado en dicho punto. Líneas X (o Y) para Y (o X) y Z fijos son la variación de la intensidad observada a lo largo de la dirección X (o Y) para una frecuencia Z dada y con la otra coordenada espacial fija ( en general se puede determinar la variación a lo largo de cualquier línea ). La información sobre la polarización de la emisión contenida en los tres cubos de datos I.3D, Q.3D y V.3D se obtiene dividiendo los dos últimos por el primero. Ello nos daría matrices correspondientes al grado de polarización lineal y circular para las dos coordenadas espaciales y para la coordenada espectral. El ángulo de posición del vector polarización lineal solo tiene dos valores posibles debido a la topología del campo magnético elegida. Para los puntos de opacidad menor que la unidad  $Q \ll 1$  y el vector eléctrico es perpendicular al campo magnético, es decir a la dirección del jet. Para puntos ópticamente gruesos el vector eléctrico es paralelo al campo magnético, es decir alineado con la corriente.

### 5.3 Fuentes ópticamente delgadas.

#### 5.3.1 Morfología de la intensidad total

mn El observable astrofísico más frecuente es el valor de la intensidad total de la emisión. Tanto en radio ondas como en el resto del espectro electromagnético accesible a observaciones, son escasas las medidas de polarización ( excepciones notables seran estudiadas en ). Hemos realizado una serie de cálculos para diferentes ángulos de observación y factores de compresión de la intensidad total

de la radiación observada para estudiar el efecto conjunto de la variación de la emisividad con la distancia a la onda de choque y el de proyección de la emisión de un jet cilíndrico en el plano del cielo (en el caso general  $\theta_{\text{obs}} \approx 90^\circ$  a cada punto observado contribuyen puntos de diferente emisividad (el efecto es notable en los mapas de índice espectral como veremos seguidamente).

Nos concentraremos en el estudio de ondas de choque de factores de compresión 4 y 7, límites para choques fuertes en gas no relativista y relativista respectivamente. Veremos como las propiedades observacionales esperadas son distintas para los dos casos. En este apartado veremos las propiedades morfológicas de ondas de choque vistas perpendicularmente a la dirección del flujo.

La figura muestra los resultados obtenidos para  $\theta = 90^\circ$  y  $r_c = 4$ , a frecuencias desde  $10^8$  Hz a  $10^{12}$  Hz a intervalos de  $\log \text{frec} = 0.5$ . El resto de los parámetros empleados en este modelo vienen dados en la tabla . La posición del frente de choque es  $X = 61$ . Es destacable por presentar un borde nítido entre la emisión anterior al choque, casi despreciable, y la posterior a él. Después del choque la zona de emisión disminuye con la frecuencia. La forma de cono a frecuencias altas resulta del efecto combinado de un menor camino óptico al alejarnos del eje del jet junto a la menor emisividad con la distancia al choque debido a las pérdidas energéticas.

La posición del máximo de la emisión a radio frecuencias altas en objetos compactos se asocia a veces con la posición del núcleo galáctico o con la posición visible más cercana a éste. Veamos cual es la posición del máximo en nuestro modelo. La figura muestra los coeficientes de emisión para el caso  $r_c = 4$ . Notamos que a todas las frecuencias el máximo coincide con la posición del frente de choque, si bien a bajas frecuencias, éste no está bien definido pues la emisión disminuye muy lentamente con la distancia. Este comportamiento se debe a que el número de electrones que emiten predominantemente a frecuencias bajas no varía drásticamente con la distancia. La



determinación de la posición del frente de choque a partir de observaciones es por tanto, a igualdad de poder resolutivo, más fácil a frecuencias altas.

Si el factor de compresión es superior a 4 la morfología de la emisión es ligeramente diferente a frecuencias bajas debido al apilamiento de los electrones antes de la energía de corte. Esto hace que la emisividad del jet a frecuencias bajas no disminuya con la distancia al choque sino que aumente. La figura representa la variación con la distancia de los coeficientes de emisión y de absorción de la intensidad total. La posición del máximo del coeficiente de emisión dará como en el caso anterior la posición del máximo de brillo superficial observado pues consideramos fuentes ópticamente delgadas. El desplazamiento del máximo respecto a la posición del choque disminuye con la frecuencia. A frecuencias altas la posición coincide con la del frente de choque, como en el caso de menor factor de compresión.

En la posición del frente de choque sigue existiendo una discontinuidad para  $rc=7$  debido a la menor emisividad de la zona anterior al choque. En esa zona la convección obstruye el avance de las partículas contracorriente siendo estas devueltas rápidamente a la zona posterior al choque. Sin embargo, la discontinuidad no es tan notable como en el caso de  $rc=4$  al no coincidir el frente de choque con la posición de mayor brillo superficial a frecuencias bajas. La figura muestra los mapas de brillo superficial a  $\text{Hz}$  para  $rc=4$  y  $rc=7$  a alta resolución, y la figura muestra las mismas fuentes observadas a resolución el diámetro del jet .

Hemos visto que dos efectos normalmente explicados como efectos de opacidad, la morfología núcleo-jet y la variación de la posición del máximo con la frecuencia, tienen también explicación en condiciones especiales en fuentes ópticamente delgadas.

### 5.3.2 Espectro local.

Idealmente desearíamos disponer de observaciones de los núcleos galácticos y jets a alta resolución espacial y en todo el rango del espectro electromagnético. Esto no será posible por muchos años. No obstante veamos las características del espectro local esperadas en nuestro modelo. Sus rasgos generales son susceptibles de comprobación experimental. Seguiremos considerando los casos cuya morfología hemos estudiado en el apartado anterior,  $rc=4$  y  $rc=7$  con  $\theta = 90$  grados.

Las figuras muestran el espectro local a diferentes distancias del frente de choque. Observamos que el espectro tiene el índice espectral esperado, 0.5 para  $rc=4$  y 0.25 para  $rc=7$  y que la curvatura a partir de la frecuencia de corte es más pronunciada para  $rc=7$  que para  $rc=4$ . La variación transversal del espectro sólo refleja el menor camino óptico al separarnos del eje del jet.  $\alpha$  es constante para una distancia al choque dada. Los lugares geométricos de igual índice espectral son líneas rectas perpendiculares al eje del jet como reflejan los mapas de índice espectral ( figuras ). Para ver el endurecimiento inicial del espectro en el caso de factor de compresión 7 hemos tomado frecuencias a las que este efecto es notable.

### 5.3.3 Propiedades de polarización.

Uno de los argumentos más fuertes para identificar la radiación sincrotrón como el mecanismo de emisión en jets y objetos activos es la alta polarización de la menos una parte de ellos, normalmente los más activos ( Schklovsky, , ver en Angel y Stockman, 19 , y Martin, 1985, revisiones de las propiedades observacionales ). Para una distribución de electrones de ley de potencias su emisión

sincrotrón en un campo totalmente ordenado tiene un grado de polarización lineal que depende de la pendiente  $p$  de la distribución ( o del índice espectral de la radiación ) según la fórmula (Legg y Westfold, 19..)

Nordsieck (1976) (ver también Bjoersonn y Blumenthal ,198. ) demostró que esta fórmula es también válida para el grado de polarización lineal correspondiente a un espectro curvado si se toma el índice espectral local.

Nuestros cálculos reflejan esta dependencia del grado de polarización con el espectro local. En nuestro caso el grado de polarización no fue obtenido a partir del índice espectral sino de los coeficientes de emisión en los parámetros de Stokes calculados numéricamente. Para fuentes ópticamente delgadas con ángulo de inclinación de 90 grados y factor de compresión del choque menor o igual a 4 existe un aumento del grado de polarización lineal con la distancia al choque tanto antes como después de él. Las líneas de igual grado de polarización son rectas perpendiculares a la dirección del jet de igual manera que las de índice espectral constante.

En ausencia de otros efectos como rotación Faraday o choques con estructura ( choques bicónicos, ver, e.g. Norman et al., 1983, Falle, 1985 ) esperamos el mismo índice espectral y grado de polarización en el borde que en el centro del jet para jets situados en el plano del cielo. La orientación del vector eléctrico  $E$  es perpendicular a la del campo magnético supuesto, alineado con el eje del jet. Discutiremos en 6...fuerte evidencia observacional en favor de esta orientación del campo magnético en fuentes compactas.

Las figuras son mapas del grado de polarización para los dos casos que estudiamos. Debido al aumento del grado de polarización con el índice espectral, la variación espacial de  $Q$  es más suave que la de  $I$ . Este efecto parece estar presente en medidas de polarización a la escala de VLBI del cuasar 3C 454.3 (Cotton et al.,1984)

#### 5.3.4 Variaciones de las propiedades anteriores con la orientación del jet.

Discutiremos en este apartado qué variaciones se producen en las propiedades discutidas anteriormente si el ángulo de inclinación del eje del jet es diferente de 90 grados.

La proyección del jet sobre el plano del cielo viene caracterizada por las coordenadas  $X'$  y  $Y'$  (a lo largo del eje proyectado y perpendicular a él respectivamente). A la emisión de cualquier punto del plano proyectado ( $X', Y'$ ) contribuyen puntos del jet situados a diferentes distancias del frente de choque ( ver figura ), es decir diferentes poblaciones de electrones con diferentes emisividades. Además también hay variación con la posición transversal. Consideremos las coordenadas proyectadas  $X'$  y  $Y' = 0$ . A la radiación correspondiente a esta posición contribuyen poblaciones de electrones a distancias del choque que van desde  $X_1$  ( borde posterior ) hasta  $X_2$  ( borde anterior ), cuya emisión presenta cortes a las frecuencias  $\nu_1$  y  $\nu_2$ . En la zona en que  $\nu_1 < \nu < \nu_2$  la integración del coeficiente de emisión  $\epsilon(\nu)$  da lugar a zonas en el espectro local de índice espectral  $\alpha$  local ( a frecuencias bajas ) y  $\alpha$  local + 0.5 ( a frecuencias intermedias ).

Las figuras 5.1 y 5.2 muestran mapas de la intensidad total a diferentes frecuencias, correspondientes a los dos casos tratados antes pero a diferentes ángulos de inclinación. Observamos que la diferencia morfológica principal es que el frente de choque no es distinguible como un borde recto perpendicular a la dirección de la corriente. La emisión del disco queda enmascarada con la de la zona posterior al choque a frecuencias bajas. Sin embargo, a medida que aumenta la frecuencia la emisión está mas concentrada cerca del frente de choque, presentando una morfología que se asemeja a la de "nucleo-jet" ( core-jet ) observada frecuentemente en radio fuentes

compactas. En principio, si las suposiciones del modelo se ajustan a la realidad, es posible determinar la inclinación del jet por proyección del frente de choque de manera similar al método usado normalmente para calcular la inclinación de galaxias espirales. Hay que hacer notar que hasta ahora sólo hemos considerado fuentes ópticamente delgadas. Por tanto hemos encontrado un mecanismo para explicar la morfología core-jet sin utilizar efectos de opacidad. En nuestro modelo la estructura core-jet aparece en fuentes ópticamente delgadas a frecuencias en que el corte en el espectro se produce a corta distancia del choque. El núcleo elíptico corresponde a la emisión cercana al choque mismo.

La posición del centro del disco proyectado es la posición del centro del frente de choque pero no coincide en general con la posición del máximo de la emisión para  $rc=7$  y tampoco para factores de compresión menores que 4. Esto se debe a que la emisión de la zona anterior al choque es despreciable con lo que en la posición proyectada del centro del choque solo contamos con la emisión a lo largo de un camino igual a  $R * \text{cosec } \theta$  ( el doble en la posición proyectada del borde posterior ). Para  $rc=7$  a este efecto de orientación hay que sumarle el aumento intrínseco de la emisividad con la frecuencia cerca del choque a frecuencias bajas. Los efectos de proyección son aún más evidentes en los mapas de índice espectral o de grado de polarización. Las líneas de igual índice espectral o grado de polarización no son en general rectas transversales a la dirección del flujo. Asimismo la proyección del disco puede dar lugar a variaciones del índice espectral y grado de polarización no tan uniformes como en el caso de ángulo de observación igual a 90 grados.

### 5.3.5 Espectro integrado.

Las observaciones de alta resolución con las que comparar los resultados presentados en los apartados anteriores son casi

inexistentes, reduciéndose al rango de ondas de radio. Además, en general, en las observaciones de VLBI existe incertidumbre en la posición relativa de mapas a distintas frecuencias ( una excepción singular la constituye las observaciones del par de cuásares 1038+52 por Marcaide y colaboradores, ver por ejemplo Marcaide, 1982 ). La emisión no resuelta de cuásares y objetos activos esta mejor estudiada, siendo aquí la variabilidad el primer obstáculo para una definición precisa del espectro.

Como presentamos en 4.2.1 hemos encontrado una solución a la función de distribución total de los electrones acelerados en la onda de choque. Podemos utilizar dicha solución para calcular la radiación sincrotrón de toda la onda de choque a frecuencias en que la emisión es ópticamente delgada. Las observaciones sugieren que efectos de opacidad son sólo importantes a frecuencias menores que aproximadamente  $10^{11}$  para los núcleos y a frecuencias menores para los jets ( Kellerman y Pauliny-Toth, 1983, Porcas, 1985, Marcaide, 1985 ). En radio ondas el espectro de núcleos activos suele ser plano (  $\log S$ ,  $\log f$  ). La explicación estandard, comprobada en algunos casos por observaciones de VLBI a diferentes frecuencias ( Cotton et al., 1981 ), es que este tipo de espectro se debe a la superposición de diferentes fuentes con máximo a diferentes frecuencias. Por tanto, nuestros cálculos, en lo que respecta al espectro integrado, son solo aplicables a la parte del espectro en que los efectos de opacidad no son importantes. El interés principal en conocer el espectro continuo de la emisión integrada de ondas de choque radica en el intento de explicar los diferentes tipos de espectros observados entre radio ondas y el UV y en la posibilidad de utilizar el espectro continuo como diagnóstico de las propiedades físicas del plasma emisor. De interés especial son las fuentes que presentan fuerte curvatura con "cortes" a frecuencias características ( Rieke et al., 1976, Bregman et al., 1981, Beichman et al., 1981, Rieke et al., 1982).

Los efectos de orientación dejan de ser importantes en el cálculo del espectro integrado de ondas de choque ópticamente delgadas, excepto la consideración del ángulo entre la dirección del campo

magnético y la de observación. Vimos en 4.2.1 la forma de las funciones de distribución energética integradas a la zona anterior y posterior al choque. La pendiente de la función de distribución integrada a la zona después del choque es, para valores del factor de compresión no superiores a cuatro, una unidad mayor que la correspondiente a la zona anterior al choque o la de la función de distribución local. Ambas funciones de distribución presentan un corte exponencial a la energía de corte en la posición de la onda de choque. Correspondientemente, la emisión sincrotrón tendrá un índice espectral mayor en 0.5 que el de la emisión local en la parte del espectro que se puede aproximar por una ley de potencias.

Sin utilizar las expresiones dadas en 4.2.1 se puede llegar a este resultado manejando el siguiente argumento. Para cada distancia al choque existe un momento lineal para el que las ganancias y las pérdidas energéticas se compensan

A momentos mayores que éste, el espectro decrece exponencialmente. Al alejarnos del choque . Por tanto el espectro se extenderá siguiendo una ley de potencias hasta la frecuencia . Invirtiendo el argumento podemos decir que para cada frecuencia existe una distancia , a partir de la cual los electrones no son suficientemente energéticos para radiar a dicha frecuencia. La intensidad total radiada a la frecuencia vendrá dada por la contribución del volumen limitado por  $X = 0$  y  $X = X^*$ , es decir

A frecuencias mayores que la frecuencia de corte en la posición del frente de choque la contribución de este domina la emisión. El espectro integrado tiene en este rango forma similar al espectro local en la posición del choque.

Si el factor de compresión es mayor que cuatro el resultado es ligeramente distinto debido a que la función de distribución ( o el espectro ) no es una ley de potencias pura hasta  $p^*$  ( o hasta  $fr^*$  respectivamente ). Hemos calculado el espectro integrado para diferentes valores del factor de compresión. Recordamos que el factor de compresión de ondas de choque en gas de velocidad no relativista es función del índice adiabático del gas ( ) y del numero de Mach (  $M$  ) antes del choque, según la expresión

Hemos calculado el espectro integrado para números de Mach = 3,5,10,100 en los casos de gas no relativista (  $\gamma = 5/3$  ) y relativista (  $\gamma = 4/3$  ). En la tabla damos los valores del factor de compresión,  $r_c$ , del índice espectral local a frecuencias bajas,  $\alpha_{local}$ , y del índice espectral, también a frecuencias bajas, del espectro integrado,  $\alpha_{integ}$ . Este último fue obtenido de los cálculos representados en las figuras.....

La teoría estandar de ondas de choque en gas de velocidad no relativista no considera la posibilidad de factores de compresión mayor que siete. Sin embargo, Ellison ( 1984 ) ha propuesto que si las pérdidas energéticas después del choque son importantes, el factor de compresión puede tener valores mayores que los límites de la teoría estandar, 7 y 4 para gas relativista y no relativista respectivamente. Por este motivo hemos calculado también el espectro integrado que esperamos en nuestro modelo para los casos  $r_c = 10$  y  $r_c = 100$ . Presentamos los resultados en la tabla y en la figura junto con los correspondientes a  $r_c = 4$  y a  $r_c = 7$ , límite para choques fuertes (  $M$  tiende a infinito ) para  $\gamma = 5/3$  y  $\gamma = 4/3$  respectivamente.

La curvatura del espectro es posiblemente la característica espectral peor explicada por los modelos de emisión continua. Casi todos los espectros se desvían de una ley de potencias al ser



observados en un rango amplio de frecuencias. El efecto es mayor para una clase de objetos descubiertos por Rieke et al. (1979) al identificar en infrarrojo radiofuentes sin contrapartida en el visible. Observaciones posteriores detectaron las fuentes en el visible y confirmaron un espectro con fuerte curvatura entre el infrarrojo y el visible (Rieke et al., 1982). Este comportamiento espectral era ya conocido ( aunque no tan pronunciado ) en objetos de tipo BL Lac ( Stein et al., 19 ) y se presenta también en los dos jets mejor conocidos a la escala del segundo de arco, el de la galaxia elíptica gigante M 87 y el del cuasar 3C 273. Para caracterizar la curvatura de los espectros definiremos la magnitud

$$= d / d \log fr = - d^2 S / d (\log fr )^2$$

, incremento del índice espectral por intervalo logarítmico de frecuencia. Hemos representado la variación de y de con la frecuencia en las figuras para los casos discutidos anteriormente. En todos los casos tanto como tienden a infinito al aumentar la frecuencia. El valor de a frecuencias dadas puede ser el diagnóstico más útil para ajustar los diferentes modelos a casos particulares. Proponemos que la presentación de datos observacionales debería incluir una estimación del parámetro en función de la frecuencia ( o de la razón frecuencia / frecuencia a la que el espectro se empieza a desviar de una ley de potencias ). Ver el apartado para una comparación de estos resultados con las observaciones de Rieke et al (1976,1982).

### 5.3.6 Aproximación a las funciones de distribución y a la emisión integrada.

Para facilitar el cálculo de los coeficientes de emisión y de absorción sincrotrón sin recurrir a la inversión de las transformadas de Laplace y hemos calculado aproximaciones analíticas de la

función de distribución integrada tanto para valores de  $p$  pequeños como para valores altos (superiores a  $p_0^*$ ). Webb, Drury y Biermann demostraron que para momentos bajos la función de distribución en la posición del frente de choque se puede aproximar por

donde  $H(p - p_0)$  es la función escalón de Heaviside. Si tanto  $p$  como  $p_0$  son mucho menores que  $p^*$ , podemos simplificar aún mas la expresión anterior :

Nuestros cálculos numéricos, así como los de WDB confirman que si  $p < p_0$  la fórmula anterior es también una aproximación válida para valores de  $x > 0$  ( después del choque ) siempre que  $p$  sea menor que el momento de corte local  $p^*(x)$ . En función de la energía la función de distribución a energías bajas se puede aproximar por

donde  $E_0$  es la energía de los electrones inyectados en la posición del frente de choque. Esta aproximación deja de ser válida a energías cercanas a la de corte definida por

Llamamos  $N_e$  al factor de normalización de la aproximación local a energías bajas. A frecuencias bajas se pueden calcular los coeficientes de emisión y de absorción de radiación sincrotrón utilizando las fórmulas estandard para leyes de potencias sin cortes. Sin embargo a frecuencias altas los coeficientes de emisión y de absorción se desvían sensiblemente de los correspondientes a una ley de potencias debido al corte en la función de distribución. Esta se

puede aproximar para momentos superiores a  $p^*$  por la expresión 4.40 de WDB.

Debido al decrecimiento exponencial para valores de  $p$  superiores a  $p^*$  podemos aproximar la función de distribución por una ley de potencias hasta  $p=p^*$ .  $p^*$  varía con la distancia al frente de choque según la relación dada anteriormente. Por consiguiente, la función de distribución integrada espacialmente en la coordenada  $X$  viene dada a momentos inferiores a  $p_0^*$  por

Hemos considerado que  $U^2 X / K$  es grande comparado con  $q$ .

En función de la energía la función de distribución integrada se puede aproximar a energías inferiores a la de corte por

Ahora designamos por  $N_e$  el factor de normalización de la función de distribución integrada en la coordenada  $X$ . A frecuencias a las que la onda de choque es ópticamente delgada pero menores que la frecuencia característica de los electrones de energía  $E_0^*$  la densidad de flujo total observada a una distancia  $D$  viene dada por

siendo  $A$  el area del frente de choque. La integral  $E_f dx$  se puede calcular sustituyendo  $N_e$  en las fórmulas estandard de emisión sincrotrón para distribuciones energéticas que siguen una ley de potencias (e.g. Pacholczyk, 1970). En el capítulo de comparación con observaciones haremos una estimación de los valores necesarios para ajustar datos reales.

Hemos encontrado una aproximación para momentos superiores a  $p_0^*$  a las funciones de distribución integradas anterior y posterior al choque  $f_1(p)$  y  $f_2(p)$  expandiendo los integrandos de 1 y 2

para  $s$  grandes y utilizando la correspondencia entre el comportamiento de las funciones para  $z$  pequeños ( $p$  grandes) con el de sus transformadas de Laplace para  $s$  grandes. Con la aproximación utilizada  $f_1(p) = f_2(p)$  para valores de  $p$  superiores a  $p_0^*$  y vienen dadas por ( ver apendice ):

donde =

En función de la energía

La curvatura de  $f_{1,2}(p)$  es menos pronunciada que la de la función de distribución local debido a que .lt. . Consiguientemente el espectro integrado no variará tan abruptamente como el espectro local. La dependencia exponencial de la función de distribución se manifiesta en el espectro de emisión como .

#### 5.4 Fuentes ópticamente gruesas.

##### 5.4.1 Morfología de la emisión.

Para distribuciones de energía de los electrones de ley de potencias el coeficiente de absorción de la intensidad total, , varía con la frecuencia como . Por tanto, la opacidad sólo será importante a frecuencias bajas ( en general menores que  $10^{10}$  a  $10^{11}$  Hz ). Veamos cuál es la distribución de brillo superficial que esperamos en ondas de choque ópticamente gruesas. Hemos visto la solución hallada por Pacholczyk y Swihart de la ecuación de transporte de radiación sincrotrón en todos los parámetros de Stokes para fuentes

uniformes. Dicha solución es aplicable a nuestro modelo para inclinación de 90. Este es el caso que consideraremos en este apartado.

Hemos simulado la emisión de una onda de choque ópticamente gruesa resolviendo la ecuación de transporte a partir de los coeficientes de emisión y de absorción ya utilizados para calcular la emisión ópticamente delgada. Como los coeficientes de emisión y de absorción son directamente proporcionales a la razón de inyección de partículas en el choque,  $N_0$ , se pueden reescalar dichos coeficientes para obtener opacidad a baja frecuencia variando el valor de  $N_0$ . La solución de la ecuación de transporte ha de ser calculada para todo el conjunto de puntos de coordenadas proyectadas  $X$ ,  $Y$ , debido a la variación de los coeficientes con la distancia al choque  $X$  y del camino óptico con la coordenada transversal  $Y$ .

Las figuras muestran los mapas de brillo superficial para los casos  $rc=4$  y  $rc=7$  considerados anteriormente. Los valores de la velocidad de inyección de partículas y del radio del jet utilizados son . En contra de lo que se espera en algunos modelos de jet ( Blandford y Koenigl, 1979, Koenigl, 1981 ) no hay un máximo en la posición a la que la opacidad se hace superior a uno. La distribución del brillo superficial a frecuencias autoabsorbidas es bastante uniforme. Veamos el motivo para esta diferencia. Blandford y Koenigl asumieron una dependencia de la intensidad del campo magnético y del número de partículas relativistas con la distancia al centro de la actividad. Si bien esto es razonable a gran escala y para ángulos de apertura del jet grandes, a pequeña escala ( una sola onda de choque ) y para jets cuasicilíndricos consideramos que el efecto no es importante. Tomando un valor constante para la intensidad del campo magnético antes y después del choque y las distribuciones energéticas que resultan del modelo de aceleración asumido, los coeficientes de emisión y de absorción de radiación sincrotrón, y por tanto la función fuente, varían lentamente con la distancia al choque a frecuencias no afectadas por el corte en la función de distribución. Hacemos notar que incluso en el caso de que exista dependencia espacial de ambas

magnitudes es importante considerar la emisión de la zona ópticamente gruesa normalmente despreciada en los modelos.

Tomemos las siguientes dependencias espaciales de  $B$  y  $N_e$  ( constante de normalización de la función de distribución en energía )

$B \propto r^{-2}$  conservación de flujo magnético en campos longitudinales

$N_e \propto r^{-2}$  conservación del número de partículas en jets cónicos

la dependencia espacial de los coeficientes de emisión y de absorción es

Por tanto el brillo superficial en la parte ópticamente gruesa aumenta hasta el punto de opacidad  $\tau = 1$  según la dependencia

y disminuye en la parte ópticamente delgada como el coeficiente de emisión

Despreciar la contribución de la zona  $X < X_a$  puede dar lugar a errores considerables.

#### 5.4.2 Espectro local.

El espectro local difiere del de fuentes ópticamente delgadas en que a frecuencias bajas presenta el espectro invertido típico de fuentes ópticamente gruesas, con índice espectral  $-2.5$  ( independiente del índice espectral de la parte ópticamente delgada). En el caso de que la frecuencia de corte del espectro sea cercana a la de autoabsorción el espectro tiene un máximo destacado a  $m$ , con corte exponencial a frecuencias mayores que  $m$ . El comportamiento espectral se puede caracterizar mejor por los mapas de índice espectral. Dado un rango espacial determinado, las variaciones más bruscas se pueden presentar a frecuencias en que el corte de la función de distribución hace variar notablemente los coeficientes de absorción en dicho rango.

#### 5.4.3 Propiedades de polarización.

Las propiedades de polarización de fuentes ópticamente gruesas, aunque bien establecidas teóricamente ( Pacholczyk, 1974 ) han sido a menudo olvidadas en la interpretación de fuentes compactas extragalácticas.

El grado de polarización lineal de la emisión sincrotrón de una distribución de electrones de ley de potencias a frecuencias autoabsorbidas es considerablemente menor que el de la parte ópticamente delgada del espectro. Además hay un cambio de signo del parámetro de Stokes  $Q$  al pasar de la zona ópticamente delgada a la ópticamente gruesa del espectro. Por tanto la posición del vector  $E_{\parallel}$  de polarización lineal experimenta un giro de  $90$  siendo paralelo al campo magnético a frecuencias autoabsorbidas.

Las figuras ..... muestran la intensidad total con los vectores de polarización superpuestos. Su longitud es proporcional al grado de polarización. Para ver el efecto del paso de opacidad menor que uno a opacidad mayor que uno, hemos tomado un valor de  $N_0$  de manera que la opacidad sea importante a frecuencias en que el corte de las funciones

de distribución produce fuerte variación de  $ak$  con la distancia en el rango espacial considerado. No discutimos la polarización circular pues es mucho menor que la lineal y además se anula para  $\theta = 90^\circ$ .

#### 5.4.4 Espectro integrado.

La emisión continua de objetos compactos tiene en radio ondas un índice espectral distinto del que presenta a frecuencias mayores. En general  $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ , o incluso  $S_\nu \propto \nu^{-\beta}$ , espectro plano o invertido respectivamente. Si se intenta explicar los espectros planos e invertidos como la emisión sincrotrón ópticamente delgada de una sola población de electrones, ésta ha de tener una distribución energética  $N(E) dE \propto E^{-p} dE$ , con  $p$  del orden de la unidad. Es difícil para cualquier modelo generar una distribución de electrones en que dominen las energías altas. Una distribución energética con  $p = 2$  tiene la misma densidad de energía por intervalo logarítmico de energía. Este es la distribución correspondiente a un choque fuerte en gas no relativista. Si la composición del gas es relativista pueden obtenerse distribuciones energéticas más duras, pero para llegar a  $p = 1$  se necesitaría un factor de compresión superior al límite estándar de 7.

Observaciones multifrecuenciales de VLBI ( e.g., Cotton et al., 1979, Bartel et al., 1984 ) han demostrado que en algunos casos las fuentes de radio espectro plano pueden ser explicadas como superposición de varias fuentes con el máximo de su emisión a distintas frecuencias. Queda por explicar por qué las frecuencias a las que la opacidad es importante y su flujo correspondiente, se ajustan de manera que producen un espectro plano. Cotton et al. introdujeron el término conspiración cósmica para caracterizar esta incógnita.



A la escala del segundo de arco también se aprecia que la emisión de los jets no es en general continua y tampoco presenta un solo máximo localizado. Cuando se observan con cierto detalle los jets presentan máximos en su emisión que interpretamos como ondas de choque donde las partículas energéticas son reaceleradas y el jet disipa parte de su energía cinética. Es lógico interpretar también la emisión en radio ondas de objetos compactos como la superposición de la emisión de una serie de ondas de choque en flujos colimados que provienen del objeto central. Según nuestra interpretación la onda de choque más cercana al objeto central domina la emisión desde radio hasta el visible y ultravioleta. A longitudes de onda de radio observamos en general distintas ondas de choque a distintas frecuencias. Incluso si la emisión de una onda de choque domina sobre las demás su apariencia puede ser diferente a distinta frecuencia por efectos de opacidad.

Para hacer una estimación de la forma del espectro correspondiente a una onda de choque autoabsorbida a frecuencias bajas tomaremos como ejemplo una onda de choque de factor de compresión 4 en un jet de inclinación 90 grados. A energías bajas la función de distribución puede tomarse como una ley de potencias. A una frecuencia dada la contribución mayor a los coeficientes de emisión y de absorción viene dada por los electrones cuya frecuencia sincrotrón característica es cercana a dicha frecuencia. Si la opacidad a una frecuencia dada es mayor que uno en la posición del frente de choque también lo será a lo largo del jet tras el choque hasta el punto en que el corte en la función de distribución suprime los electrones que absorben ( y emiten ) predominantemente a dicha frecuencia. Denominaremos a dicha distancia  $X_a$ . La dependencia con la frecuencia viene dada por la expresión

con lo que

El espectro a frecuencias autoabsorbidas tendrá por tanto la forma aproximada

siendo la función fuente  $( ) / k ( )$  aproximadamente constante hasta el punto  $X_a$ . Por tanto

No obstante como los coeficientes de emisión y de absorción no tienen un corte brusco en la posición  $X_a$  sino que disminuyen suavemente el comportamiento real es menos drástico que la aproximación dada, produciéndose un pico ancho entre la zona ópticamente gruesa y ópticamente delgada del espectro integrado.

Una característica espectral relativamente bien definida en espectros autoabsorbidos es la frecuencia a la que la densidad de flujo observada es máxima. Dicha frecuencia se interpreta normalmente como cercana a la frecuencia a la que la fuente empieza a ser ópticamente gruesa. En modelos sencillos, de fuentes uniformes y esféricas ( e.g. Marshner, 1983 ) se utiliza dicha frecuencia junto a otras características del espectro para determinar los parámetros del modelo. Veamos que información suministra  $m$  en nuestro caso. Determinaremos  $m$  haciendo la opacidad igual a la unidad en la posición del frente de choque. La energía de corte es en dicha posición mucho mayor que la energía de inyección. Está justificado en este caso utilizar las fórmulas estándar sincrotrón para distribuciones energéticas de ley de potencias extendiéndose hasta el infinito. Utilizando la aproximación del espectro local a energías bajas, obtenida anteriormente tenemos

con lo que

El valor de la densidad de flujo a la frecuencia  $\omega$ , o para ser más precisos de la extrapolación hasta la frecuencia  $\omega$  de la parte ópticamente delgada del espectro integrado es

### 5.1 Propiedades de variabilidad.

Hasta ahora sólo hemos considerado la solución estacionaria al problema de la aceleración en ondas de choque en presencia de pérdidas energéticas. Recordemos que para resolver la ecuación de transporte suponíamos  $\beta = 0$ . La efectividad del mecanismo de Fermi, como la de cualquier otro, se mide por sus escalas temporales de aceleración. Este término indica el tiempo necesario para acelerar una partícula hasta una determinada energía. Las soluciones que hemos estudiado dan el comportamiento asintótico para  $t \rightarrow \infty$ . Para estimar las escalas de aceleración utilizaremos el mismo razonamiento que en el caso standard.

Normalmente se afirma que las variaciones más rápidas en la intensidad observada de la radiación de una fuente vienen dadas por el tiempo que la luz tarda en atravesarla. La razón de ello es que, incluso si la fuente varía uniforme y simultáneamente, el tiempo de llegada al observador de la radiación emitida por las diferentes partes de la fuente, no es simultánea debido al carácter finito de la velocidad de la luz. Una violación de este límite, con consecuencias importantes para la interpretación de objetos altamente variables, será estudiada más adelante. Consiste en la simultaneidad de la

observación de variaciones en diferentes puntos del objeto cuando este se ve perturbado por una señal que se transmite a la velocidad de la luz en la dirección de observación. La emisión de ondas de choque puede presentar este comportamiento en ciertos casos especiales.

De la expresión se deduce que para cada energía hay una zona  $0 < x < x$  en que existen partículas de dicha energía. A distancias al choque mayores que , no existen partículas de dicha energía debido a las mayores pérdidas energéticas. Lo mismo se deduce para la emisión sincrotrón.

Para  $x$  grandes, podemos aproximar por  $p x^{-1}$ , con lo que debido a que  $p^2$  tenemos que  $x^{-2}$ . Dadas dos frecuencias  $\nu_1$  y  $\nu_2$ , las zonas de la onda de choque que emiten a dichas frecuencias verifican . Tomando como ejemplo  $\nu_1 = \nu_2$  y  $\nu_1 = 2\nu_2$  tenemos que  $\nu_1 = 2\nu_2$ . Según el razonamiento anterior, si la fuente variara uniforme y simultaneamente, la escala temporal de variabilidad sería 100 veces menor a  $\nu_1$  que a  $\nu_2$ . No hay ninguna razón para suponer que toda la zona de emisión de una onda de choque varía uniforme y simultaneamente. Por ser la onda de choque un fenómeno dentro de un flujo, las perturbaciones al sistema posiblemente se transmiten con el flujo. Ejemplos de este tipo de perturbaciones son la variación del campo magnético en el plasma constituyente del flujo, la variación del número de partículas inyectadas en el choque, y la variación de las pérdidas Compton al variar una posible fuente de fotones exterior a la onda de choque. El primer caso se transmite con la velocidad del flujo. El segundo supone calcular el efecto de la nueva velocidad de inyección de partículas en la función de distribución, en general este efecto será lento. Sin embargo el tercer caso produce una variación de la función de distribución a energías altas si las pérdidas Compton dominan sobre las sincrotrón. Esta perturbación se transmite a la velocidad de la luz, dando la máxima variabilidad.

Veamos cual es el comportamiento temporal del proceso de aceleración en ondas de choque en presencia de pérdidas. Podemos estimar las escalas de tiempo estudiando los tiempos de residencia medios de las partículas a ambos lados de la onda de choque y el cambio que experimenta su cantidad de movimiento ( ver un tratamiento similar del caso estandard en Lagage y Cesarsky, 1981, Drury, 1983 ).

El tiempo de permanencia medio en cada zona de la onda de choque es independiente de las pérdidas y sólo depende de la constante de difusión y de la velocidad del flujo ( es decir del efecto conjunto de la difusión y de la convección ).

La variación de la cantidad de movimiento en un ciclo completo viene dada por la ganancia debida a la aceleración de Fermi menos las pérdidas por radiación sincrotrón:

La variación temporal de  $p$  viene dada por

El valor de corte de la función de distribución se obtiene haciendo

En ausencia de pérdidas, las partículas experimentan un aumento exponencial de su cantidad de movimiento:

Si suponemos para simplificar la solución  $D1 = D2$ , tenemos integrando que:

Ahora las partículas aumentarán su energía si ,  
tendiendo a  $p$  para  $t \rightarrow \infty$  . La menor eficiencia de la  
aceleración en presencia de pérdidas comparada con el caso estándar  
se puede ver en los ejemplos de la figura .

## CAPITULO 6

## COMPARACION CON OBSERVACIONES

## 6.1 Jets a la escala del segundo de arco.

Actualmente existen pocas observaciones de calidad de jets extragalácticos con que comparar los resultados presentados en el capítulo anterior. Las dificultades observacionales son diferentes para cada rango espectral. En el visible, hasta la puesta en funcionamiento del Space Telescope estamos limitados por el "seeing" atmosférico. Las observaciones de VLBI no son sensibles a la emisión a la escala del segundo de arco ( ver por ejemplo la no detección del jet extenso de M87, en Reid et al., 1985 ). Los mejores instrumentos para estudiar jets a la escala del segundo de arco son radio interferómetros como el VLA, Merlin y Westerbork y detectores digitales en el visible ( CCD, IPCS, ...). Estas técnicas proporcionan resoluciones similares, del orden del segundo de arco. En el visible el estudio de jets, no sólo está limitado por el "seeing" sino por la dificultad de detectar su emisión en presencia de un continuo estelar intenso ( galaxias cercanas ) o del continuo no-térmico del objeto central ( objetos distantes ) ( Pérez Fournon et al., 1985, discuten un método para facilitar la detección de jets y objetos puntuales en galaxias elípticas ). En rayos X aún no se ha alcanzado resolución mejor que los 4" - 5" del detector HRI del satélite HEAO-B ( Einstein ) ( Giacconi 1978 ).

Debido a estos problemas, no existe la seguridad de que los jets mejor estudiados en el visible, los de las galaxias elípticas M87 y Cen A, y el del cuasar 3C 273 sean representativos de la muestra más extensa, aproximadamente 200 ( Bridle y Perley, 1984 ), de radio jets. Por ahora nos tenemos que limitar al análisis de los jets antes mencionados junto con otros recientemente detectados en el visible ( por ejemplo Coma A., van Breugel et al., 1985 ).

La distinción que hacemos entre jets a la escala del segundo de arco y jets a la escala de VLBI no corresponde necesariamente a una separación de diferentes clases de objetos sino más bien observacional. La escala del segundo de arco corresponde a tamaños del orden del kpc en galaxias y cuásares cercanos. Las observaciones de VLBI generalmente detectan la emisión a la escala del pc si bien existen jets extensos detectados en VLBI ( ver Marcaide, 1982, Eckart et al., 1985 ).

#### 6.1.1 M87.

La galaxia elíptica gigante M87 ( NGC 4486, 3C 274 ) es uno de los objetos activos más estudiados por su cercanía. Está situada cerca del centro del cúmulo de Virgo rodeada por un halo de gas caliente intercúmulo ( Lea et al., 1982, Schreier et al., 1982 ). Su cadena de objetos emisores en el visible, alineados con el núcleo fue detectada fotográficamente por Curtis (1917) antes de que las galaxias fueran identificadas como tales. Sin embargo el interés por estos objetos, ahora clasificados como nudos de emisión dentro de un jet, sólo aumentó tras la identificación de M87 con la radio fuente Virgo A por Baade y Minkowski (1954). Observaciones posteriores en casi todos los rangos del espectro accesibles a observaciones, han convertido al jet de M87 en uno de los mejor estudiados. La morfología de su emisión en radio ondas ( Owen et al., 1980, Laing, 1980, Charlesworth y Spencer, 1982, Biretta et al., 1983 ) es muy similar a la de la emisión visible



( de Vaucouleurs y Nieto, 1979, Nieto y Lelievre, 1982, Pérez Fournon et al., 1985), existiendo una correlación entre la posición, tamaño y brillo relativo de los nudos en radio y en el visible. La distribución del brillo superficial en rayos X y en infrarrojo tiene su máximo en la misma posición que las distribuciones en radio y en el visible, si bien la menor resolución no permite resolver los nudos ( Schreier et al., 1982, Stocke et al., 1981 ). No se ha detectado emisión continua de un posible contrajet en la posición simétrica respecto al centro de la galaxia. No obstante M87 tiene un sistema de filamentos emisores en la línea de H ( Ford y Butcher, 1980 ) uno de los cuales fue clasificado por Arp (1967) como contrajet.

No intentamos hacer aquí un ajuste detallado de las propiedades observacionales del jet de M87 sino más bien mostrar que algunas de sus características sugieren fuertemente la interpretación de los nudos como ondas de choque. La figura reproduce el mapa a 2 cm. obtenido por Biretta et al. (1983) con el VLA. Superpuesto a él mostramos el mapa CCD que obtuvimos en colaboración con L. Colina tras reconstruir la imagen original por el método de máxima entropía y substrair un modelo de la contribución estelar. La imagen, en el filtro v del sistema de Gunn y Thuan, fue obtenida por Loose utilizando el telescopio de 2.2 m de ESO en La Silla. Aunque la resolución de la imagen CCD es aproximadamente ocho veces peor que la del mapa a 2 cm de Biretta y colaboradores casi toda la estructura detectada en radio la detectamos también en el visible coincidiendo además los máximos de la emisión en ambos rangos. La superposición de las dos imágenes fue realizada ajustando la posición del máximo central. Una característica muy importante del mapa de radio es la presencia de un borde nítido en la emisión del nudo más intenso, nudo A en la nomenclatura de de Vaucouleurs y Nieto, aproximadamente perpendicular al eje del jet. Nuestras observaciones así como las de Nieto et al., 1984, no son de suficiente resolución para confirmar esta característica en el visible.

Solamente para el nudo A se puede definir, aunque con ciertas limitaciones, la forma del espectro continuo desde radio a rayos X (

Stocke et al., 1981, Schreier et al., 1982 ). El espectro se puede ajustar por una ley de potencias de índice espectral 0.6 desde radio hasta el IR cercano. Aunque existe curvatura entre el IR y el visible/UV no hay acuerdo entre los diferentes autores sobre la frecuencia a la que el espectro empieza a curvarse y sobre la forma del espectro en el visible ( Stocke et al., Smith et al., 1983, Keel, 1983 ). Stocke et al., (1981) estiman que el enrojecimiento se produce entre 5500 y 6500 Å y asignan al visible el índice espectral 1.7 obtenido por Kinman et al., (1974). La extrapolación del espectro visible hasta rayos X es sensiblemente menor que el flujo detectado por Schreier et al., (1982). La emisión del jet está polarizada tanto en el visible ( Schmidt et al., 1978, Visvanathan y Pickles, 1981, Warren\_Smith et al., 1984 ) como en radio ( Owen et al., 1980 ).

Las propiedades anteriores hacen que la interpretación de la emisión entre radio y el visible como radiación sincrotrón ( Shklovskii, 1967 ) sea la más plausible. La emisión en rayos X es difícil de explicar como radiación sincrotrón y posiblemente sea radiación dispersada por efecto Compton inverso ( ver Pérez Fournon, 1985 ). Burbidge (1956) y Felten (1968) discutieron los problemas energéticos planteados por la emisión de los nudos. Felten estimó tiempos de vida medio del orden de 20 años para los electrones responsables de la radiación visible. Por tanto, concluyó que en los nudos debía tener lugar una reaceleración o generación in situ de estos electrones.

La morfología de la emisión en radio ondas del nudo más intenso sugiere que su borde más cercano al núcleo se trata de una onda de choque ( Biretta et al., 1983 ). Aunque la interpretación no es única (Falle y Wilson (1985) interpretan este mismo nudo como un choque cónico consideramos la discontinuidad observada como un disco de Mach visto casi de canto. La morfología de la emisión en radio ondas es muy similar a los resultados de nuestros cálculos para ángulos de inclinación cercanos a 90°. Biretta et al. ( placas 2a y 2b ) muestran en detalle la estructura de los nudos A y B. Apreciamos que la discontinuidad tiene una forma que se asemeja al frente de choque

proyectado si el ángulo de inclinación es de unos  $80^\circ$ . En nuestro modelo la frecuencia de corte del espectro corresponde a la frecuencia sincrotrón característica de los electrones más energéticos en la posición de la onda de choque. Esperamos un aumento del índice espectral entre radio y el visible ( y entre cualquier par de frecuencias si una de ellas es cercana a la frecuencia de corte ) con la distancia a la discontinuidad, ver los resultados presentados en 5.3.2. Estimamos que en observaciones posibles con instrumentación existente tales variaciones de color pueden ser detectadas. La curvatura del espectro entre el visible e IR es consistente con la curvatura constante que obtenemos tanto para la emisión local como para la emisión integrada de ondas de choque. No obstante un ajuste detallado es difícil debido sobre todo a la pobre definición del espectro. Si el índice espectral entre radio e infrarrojo, 0.6 , corresponde a lo que denominamos índice espectral local, deducimos un factor de compresión de la onda de choque de 3.5 y un número de Mach del fluido antes del choque de 4.6. para índice adiabático = 5/3. Si el índice espectral corresponde más bien al que hemos definido como índice espectral integrado, deducimos un factor de compresión 16, alto tanto para gases de ecuación de estado relativista como no relativista. Una solución intermedia puede obtenerse considerando el perfil real de velocidad con aumento de la velocidad del flujo tras su disminución en el paso del frente de choque. Esto equivale a tomar un tamaño finito para la zona de emisión, con lo que se mantiene a bajas frecuencias un índice espectral igual al local.

### 6.1.2 3C 273.

El cuásar 3C 273., la radiofuente del tercer catálogo de Cambridge cuya identificación en el visible e interpretación de los desplazamientos al rojo de sus líneas espectrales por Schmidt (1963) supuso el descubrimiento de los cuásares, posee un jet extenso similar en tamaño angular, unos  $20''$ , al de M87.. Sin embargo, su tamaño lineal proyectado es veces mayor debido a la mayor distancia a 3C 273. ( con  $z =$  un segundo de arco corresponde a pc ,

para  $\theta_0 =$  , mientras que un segundo de arco a la distancia de M 87., supuesta 16 Mpc, corresponde a 78 pc ). Aproximadamente en el mismo ángulo de posición que el jet extenso 3C 273. posee un jet compacto en su núcleo a la escala de VLBI ( ). Los diferentes nudos de emisión presentan un movimiento propio referido al núcleo que se traduce en velocidades aparentes proyectadas superiores a la de la luz. Este fenómeno se ha observado en una decena de fuentes ( ver la revisión de Porcas, 1985 ) y se interpreta como efectos de aberración en jets relativistas cuyo eje forma un ángulo pequeño con la dirección de observación (Scheuer y Readhead, (1978), Blandford y Rees (1978), ver también en Pérez Fournon y Biermann (1984) una discusión de beaming relativista en objetos de tipo BL Lac). Si esta interpretación es correcta y el jet extenso tiene la misma orientación que el jet de VLBI, el tamaño deproyectado del jet extenso es del orden de diez veces el tamaño proyectado, o incluso mayor.

Además del tamaño existen otras diferencias importantes entre el jet de M87 y el de 3C 273 discutidas por Meisenheimer y Roeser (1984). Mientras que en el jet de M87 la distribución de brillo superficial es similar en radio y en el visible, en el jet extenso de 3C 273 son diferentes. En radio ondas existe un incremento continuo en el brillo superficial desde el comienzo del jet, a unos 12" del núcleo del cuasar, hasta su terminación aproximadamente a 21.3" del núcleo en un nudo de gran intensidad ( "hot spot" ) ( Perley, 1984, Flatters y Conway, 1985 ). En el visible el brillo superficial es aproximadamente constante a 4600 A ( Meisenheimer y Roeser, 1984 ). En el rojo el comportamiento es similar exceptuando un aumento en un factor 2 del brillo superficial cerca del final del jet. La posición del máximo de este nudo intenso en el visible ( le denominaremos nudo visible ), a 19" del núcleo, no coincide con la posición del "hot spot". En la posición de éste no hay emisión detectada en el visible si bien Meisenheimer (1985) ha reportado su detección en infrarrojo. En radio ondas la emisión de todo el jet está polarizada ( Perley, 1983, Flatters y Conway, 1985 ). El vector eléctrico es perpendicular al eje del jet excepto en el hot spot donde es paralelo a éste. El grado de

polarización lineal del hot spot a 18 cm. es 25 %, sensiblemente mayor que en la del resto del jet ( Flatters y Conway, 1985 ). En el visible las primeras medidas de polarización no detectaron una polarización apreciable del jet ( Schmidt et al., 1978 ). Observaciones recientes de Meisenheimer y Roeser (1984) han demostrado que, si bien no hay polarización apreciable de la mayor parte del jet, el nudo visible esta altamente polarizado (  $P = 12.5\%$  en el rojo y  $15\%$  en el azul ). La posición del vector eléctrico es aproximadamente perpendicular al jet, similar a la posición del vector E en radio ondas para la posición del nudo visible. El espectro visible del nudo visible se puede resumir en los siguientes índices espectrales  $\alpha = 0.9$  y  $\beta = 3$ . La no detección del hot spot en el visible, su posible detección en el visible junto a su intensidad en radio sugieren que la curvatura del espectro del hot spot es aún más pronunciada que la del nudo visible.

De los datos anteriores se infiere un giro de 90° en la dirección del campo magnético en la posición del hot spot respecto a su orientación general más cerca del núcleo.

Veamos si podemos interpretar las propiedades anteriores como emisión de choques múltiples. Consideremos la emisión de los dos últimos nudos. La polarización en el visible es máxima en el punto de mayor índice espectral observado (  $P = 15\%$  y  $\beta = 3$  ). La polarización en radio es máxima en la posición del hot spot, donde inferimos un espectro curvado con frecuencia de corte inferior a la del nudo visible. Interpretamos que la alta polarización observada en ambos nudos se debe a una fuerte ordenación del campo magnético y a la curvatura del espectro. Sugerimos que el último nudo es un jet oblicuo que tiende a alinear al campo magnético paralelamente al choque ( Drury, 1983, da una discusión del comportamiento del campo magnético en choques oblicuos ) ( ver en 2.2 la estructura de las ondas de choque finales ). La polarización elevada asociada a curvatura fuerte del espectro es consistente con las características generales de nuestros cálculos. La posición en el espectro de la frecuencia de corte, menor para el hot spot que para el nudo visible puede deberse

al aumento por compresión de la intensidad del campo magnético en el choque oblicuo a diferencia de su constancia aproximada en el resto del jet, interpretado como superposición de ondas de choque longitudinales.

Esperamos un grado de polarización elevado para la emisión visible del hot spot ( si llega a ser observable ) debido a la fuerte curvatura del espectro entre radio y el visible en dicha posición y a que el grado de polarización en radio en la misma posición, es alto. Medidas de la polarización de la emisión infrarroja son altamente deseables.

## 6.2 Jets a la escala de VLBI.

Los experimentos de VLBI nos dan una visión de los objetos compactos a resoluciones inaccesibles por ahora a frecuencias distintas a las de radio ( la referencia mas completa de observaciones recientes es Fanti y Kellerman, 1984 ). Su inconveniente principal es que, en general, no es posible conocer la posición absoluta de las distribuciones de intensidad con precisión mejor que la resolución de las observaciones. Esto puede dar lugar a una difícil interpretación de observaciones multifrecuenciales o a la misma frecuencia para diferentes épocas. No obstante, la posición relativa de fuentes de separación angular pequeña se puede determinar con precisión como ha sido demostrado por Marcaide (1982) lo que permite la obtención de mapas de índice espectral entre las diferentes frecuencias observadas. Las observaciones de polarización son tambien muy deseables pues pueden ayudar a determinar la posición del núcleo a través de la variación de la polarización con la opacidad. Discutiremos los casos de los cuásares 1038+52 A y B, y 3C 454.3 como ejemplo del tipo de observaciones que pueden ayudar a distinguir entre los diferentes modelos o a requerir nuevas teorías.

## 6.2.1 1038+528 A y B.

El par de cuásares 1038+528 A y B separados por una distancia angular de  $33''$  y de desplazamientos al rojo  $z = 0.678$  (A) y  $z = 2.296$  (B) constituye el único ejemplo para el que se ha calculado con precisión variaciones de índice espectral a lo largo de la estructura de VLBI ( Marcaide, 1982, Marcaide et al., 1985 ). Astrometría diferencial de VLBI ha permitido determinar que la posición relativa de los máximos de emisión de ambos cuásares no ha variado dentro de la precisión de la medida, cercana al microsegundo de arco, en observaciones distantes 16 meses entre sí ( Marcaide y Shapiro, 1983 ). Estas observaciones junto con las de Bartel et al. (1984) de 3C 345 y NRAO 512 parecen confirmar que una parte de la emisión de radiofuentes compactas proviene de zonas cuya posición no es variable, a diferencia de las velocidades de expansión, a menudo aparentemente superluminales apreciadas en los nudos ópticamente delgados. Sin embargo existe una dependencia de la posición del máximo con la frecuencia ( Marcaide y Shapiro, 1984 ) en el cuasar A, el más autoabsorbido a las longitudes de onda observadas, 3.6 y 13 cm. Tales desplazamientos del máximo pueden ser adscritos a efectos de opacidad ( Blandford y Koenigl, 1979 ) aunque hemos encontrado un mecanismo que también puede producir comportamientos similares en ondas de choque de factor de compresión mayor que 4.

Los mapas de índice espectral de ambos cuásares ( Marcaide, 1982 ) revelan que pasan de ser ópticamente gruesos a ópticamente delgados en distancias angulares del orden de 2 milisegundos de arco ( más en lo que sigue ) que corresponden a distancias proyectadas de 16 y 22 pc respectivamente para  $H_0 = 60 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  y  $q_0 = 0$ . El índice espectral de la emisión interpretada como jet aumenta rápidamente con la distancia al núcleo. Podemos interpretar que toda la emisión observada se produce, en ambos casos, en la onda de choque más interna

visible de los jets. Deducimos que la posición del frente de choque es cercana a la del máximo a 3 cm. La zona posterior al choque es aquella que presenta una mayor variación de índice espectral. Interpretamos que el corte abrupto en la distribución de brillo en la dirección opuesta al jet se debe a la disminución de la densidad de partículas en la zona anterior al choque. La simetría en el comportamiento del índice espectral antes del punto de mayor opacidad no puede ser explicada por el modelo de Blandford y Koenigl pues al aumentar la opacidad, el espectro debería hacerse más invertido o alcanzar un valor constante. El cuasar A tiene un índice espectral de (-0.5) en la posición opuesta al jet (-1.) en el punto más opaco. El cuasar B es ópticamente delgado a ambos lados del punto ópticamente grueso. Concluimos que aunque fenómenos de opacidad son probablemente responsables de la zona de espectro invertido, los perfiles a los mapas de índice espectral se pueden explicar como los correspondientes a ondas de choque ópticamente gruesas cerca del choque y ópticamente delgadas lejos de él.

### 6.2.2 3C 454.3.

Discutimos las propiedades del cuasar 3C 454.3 por ser el único del que se ha publicado un mapa de la distribución de flujo polarizado a la escala de VLBI ( Cotton et al., 1984 ). Por tanto es un caso singular para estudiar la orientación del campo magnético a partir del flujo resuelto. Normalmente ésta se infiere a partir del flujo integrado ( Rusk y Seaquist, 1985 ). Roberts et al.(1983) han publicado resultados de observaciones similares de objetos de tipo BL Lac ( en particular de OJ 287 ) que confirman los resultados de Cotton et al. para 3C 454.3

3C 454.3 (2251 + 158) es un cuasar de alta polarización (HPQ) tanto en radio como en el visible ( ).



En la figura .... reproducimos el mapa de la intensidad total con vectores de polarización superpuestos, publicado por Cotton et al.(1985). Sus autores sugieren varias posibilidades para explicar las propiedades observadas, especialmente el giro de 90° del ángulo de posición del vector eléctrico a lo largo del jet. Una de ellas es la transición a lo largo del jet, de una zona de emisión ópticamente gruesa en la zona nuclear a otra ópticamente delgada. Demostramos en .... que este comportamiento es posible en la emisión de una sola onda de choque ópticamente gruesa. Cotton et al. notaron una variación más suave en el mapa de flujo polarizado que en el de intensidad total. Para comparación con lo esperado en nuestro modelo mostramos en la figura ... la distribución de flujo polarizado Q en el modelo presentado en ..., junto con cortes a los mapas de I y de Q a lo largo del jet. Esperamos una zona de transición en que el flujo polarizado sea nulo. Esta zona posiblemente no es detectable en el mapa publicado de 3C 454.3 por su resolución limitada.

### 6.3 BL Lacs y OVVs

Independientemente de la presencia o ausencia de líneas de emisión las propiedades del espectro continuo de objetos de tipo BL Lac y de los cuásares altamente polarizados (HPQ) son similares. Por ello Angel y Stockman (1980), propusieron agrupar estos objetos en una misma clase y utilizar el nombre acuñado por Spiegel, "blazars". Seguiremos esta denominación ya que estamos interesados aquí en explicar las propiedades del continuo. El espectro de los blazars suele ser plano o invertido en radio hasta  $\sim 10^{11}$  Hz y pronunciado entre radio e IR ( Biermann et al., 1983, 1984, 1985, Eckart, 1984, Zensus, 1984 ). En general, presentan mayor índice espectral en el visible que en IR ( Stein, O'Dell y Strittmatter, 1976, Cruz-González y Huchra, 1984 ). Efectos de selección observacionales han impedido detectar hasta hace poco casos extremos de curvatura del espectro

entre IR y el visible, una muestra de casos menos extremos ha sido observada por Moles et al. (1985). Rieke y colaboradores (1979, 1982) encontraron en observaciones infrarrojas de fuentes de espectro plano en radio ondas clasificadas hasta entonces como campos vacíos ( empty fields ) que el espectro de las contrapartidas IR de dichas fuentes presenta una curvatura muy pronunciada. De ahí la dificultad de identificarlas en el visible. Observaciones detalladas de uno de estos objetos, han descartado que la curvatura del espectro sea debida a enrojecimiento por polvo, en las galaxias que albergan los blazars o en nuestra galaxia (Beichman et al. 1981 , Bregman et al, 1981 ).

Interpretamos el espectro de los blazars como la emisión integrada de ondas de choque múltiples. Entre milimétricas y el visible, adscribimos la emisión a la onda de choque, ópticamente delgada a estas frecuencias, más interna en el centro de los objetos. Observaciones de VLBI ( Biermann et al. 1983, 1984, Baath, 1984, Eckart, 1984, Zensus, 1984 ) confirman que a pesar de su mayor compacidad comparados con los cuasares no polarizados y los núcleos de galaxias no extremadamente activas, la estructura más interna de los blazars es también del tipo núcleo-jet.

Hemos discutido en..... las propiedades observacionales de una onda de choque a frecuencias altas y en a frecuencias autoabsorbidas. Caracterizamos el espectro por su curvatura definida como ..... En este apartado intentaremos extraer algunas conclusiones, sobre qué propiedades observacionales de las fuentes compactas, podemos explicar con el modelo que hemos desarrollado y discutiremos si es posible obtener parámetros físicos de las fuentes a partir del espectro integrado.

La figura.... reproduce los resultados de las observaciones IR simultáneas de Rieke et al. (1982) y superpuestas a ellas los espectros integrados calculados en ..... correspondientes a ondas de choque de factores de compresión 4, 7, 10 y 100 respectivamente. Los espectros se pueden desplazar en frecuencia variando los parámetros libres K y B. Sin embargo su forma depende predominantemente del

factor de compresión,  $\rho$ . A falta de observaciones publicadas en el IR lejano, hay una cierta libertad en el ajuste de los espectros calculados a las observaciones. En general espectros con curvatura suave como el de ..... se pueden explicar con factores de compresión no excesivamente altos,  $\rho \approx 7$ . No obstante espectros similares al de A0 ..... al comienzo de su explosión de .....son difíciles de explicar sin recurrir a factores de compresión elevados, no considerados por la teoría de ondas de choques en fluidos no relativistas. Bregman et al (1981) y Rieke et al. (1982) concluyeron que el espectro de 1413+135 se puede explicar como la emisión de una distribución de electrones de ley de potencias con corte a una energía dada. El índice espectral a frecuencias anteriores a la de corte que obtienen es 0.5. Nuestro resultado es similar, si bien las distribuciones que obtenemos en la aceleración difusiva en choques presentan una cola después de la energía de corte. Para un mismo índice espectral a frecuencias anteriores a la frecuencia de corte, el espectro es menos curvado que el obtenido con un corte abrupto en la función de distribución. Para explicar un índice espectral integrado igual a 0.5, necesitamos que el índice espectral local sea aproximadamente nulo, es decir factores de compresión muy elevados. En el marco de jets no relativistas esta explicación es improbable. Sin embargo factores de compresión elevados pueden presentarse en ondas de choque relativistas ( Landau y Lifshitz, 1953 ). Desgraciadamente la teoría de aceleración difusiva en el caso relativista está poco desarrollada.

Como discutimos para M87 probablemente nuestros resultados para la función de distribución integrada sobreestiman el índice espectral a frecuencias bajas, al considerar la zona de emisión infinita y no tener en cuenta la posible aceleración del flujo tras su deceleración en el choque.

Otras propiedades generales de los blazars son explicables en el marco de nuestro modelo, por ejemplo su mayor polarización en el visible que en radio. La posición observada del vector eléctrico

perpendicular a la estructura radio ( .....), justifica la dirección del campo magnético supuesta.

La interpretación más popular de los blazars fue propuesta por Blandford y Rees (1978). Según estos autores, las propiedades extremas de variabilidad tanto en la intensidad total como en el grado y dirección de su polarización lineal, se pueden explicar considerando que la emisión proviene de un jet relativista cuyo eje forma un ángulo muy pequeño con la dirección de observación. Hemos demostrado en .....que la emisión de ondas de choque en jets no relativistas vistos de frente, puede presentar gran variabilidad. Encontramos que en general es más fácil explicar las disminuciones drásticas de la intensidad que las explosiones. La reaceleración de electrones, después de la supresión de los que emiten a frecuencias altas, es un proceso lento cuya escala temporal característica aumenta con la frecuencia. Observaciones de una muestra de fuentes variables en milimétricas ( ..... ) confirman que las variaciones de escala temporal mínima son siempre disminuciones del flujo.

## CAPITULO 7

## DISCUSION Y CONCLUSIONES

Hemos presentado en este trabajo simulaciones a alta y baja resolución de la emisión no térmica ( sincrotrón ), esperada en núcleos galácticos, activos asumiendo que las partículas altamente energéticas que la producen, son aceleradas en ondas de choque, en flujos supersónicos, jets, que se originan en el objeto central. Discutiremos ahora los resultados, con ánimo de analizar la aplicabilidad del modelo a observaciones existentes y a predecir los resultados que esperamos, con nuevas técnicas observacionales.

Entre las propiedades de la emisión, distinguiremos aquellas con posible comparación con resultados observacionales existentes, de las que son predicciones para el futuro. En el primer apartado podemos incluir la intensidad integrada, sin resolución espacial, su polarización y ángulo de posición a diferentes frecuencias, así como las propiedades de variabilidad. El segundo apartado abarca, con excepciones individuales no estudiadas completamente, las propiedades de la emisión a alta resolución.

Discutiremos primero las propiedades con posible contrapartida observacional. El espectro continuo integrado de objetos activos extragalácticos sigue en general una ley de potencias desde radio frecuencias al ultravioleta. No obstante, no es constante en todo este rango para todos los objetos. Los más activos, los de mayor variabilidad y grado de polarización, suelen presentar fuerte curvatura en el espectro a frecuencias mayores que  $10^{14}$  Hz ( Rieke

et al., 1976, 1979, 1982 ). Estos objetos son los que posiblemente tienen una menor contribución térmica. A su vez su alto grado de polarización sugiere un campo magnético muy ordenado, y su variabilidad intensa hace pensar, que están directamente asociados al objeto central. La presencia de curvatura en el espectro es una de las principales características de nuestro modelo. La determinación de la frecuencia de corte a partir de la cual, el espectro se hace muy pronunciado es uno de los mejores diagnósticos para determinar las condiciones físicas en la onda de choque.

Hemos encontrado que la emisión sincrotrón integrada de los electrones acelerados en ondas de choque, tiene a frecuencias bajas, forma de ley de potencias como requieren las observaciones. El índice espectral integrado, sólo depende del factor de compresión de la onda de choque y es 0.5 unidades mayor que el correspondiente al espectro local. El índice espectral observado más frecuente en objetos extragalácticos de espectro pronunciado ( ópticamente delgado ) es 0.8 ( Porcas, 1985 ). En nuestro modelo, este valor corresponde al de una onda de choque de factor de compresión 6. Desgraciadamente diferentes valores del índice adiabático del gas y del número de Mach de la onda de choque, pueden producir el mismo factor de compresión. La teoría estandar de ondas de choque ( Landau y Lifshitz, 1953 ) en gases no relativistas, da un límite superior de 4 al factor de compresión para choques fuertes ( número de Mach elevado ). El índice espectral integrado correspondiente es 1. No obstante en gases cuya ecuación de estado es dominada por partículas relativistas ( índice adiabático =  $4/3$  ), la razón de compresión puede ser mayor, hasta 7 para choques fuertes (  $\gamma = 0.75$  ). Una onda de choque en gas relativista tiene como factor de compresión 6, si el número de Mach es también 6. Por tanto ondas de choque no especialmente fuertes en gases relativistas, pueden explicar los espectros observados. Si no se utilizan argumentos similares a los de Ellison (1984) para aumentar el límite del factor de compresión en ondas de choque en gas no relativista, tenemos que decir que en el marco de nuestro modelo, índices espectrales de la emisión integrada menores que 1 no pueden

ser explicados por ondas de choque en gases de composición normal ( no relativistas ). El resultado de que la mayoría de los espectros observados, corresponden a ondas de choque en gas relativista, puede parecer poco probable. No obstante hay que hacer notar que conocemos muy poco sobre el plasma térmico en los jets. La ausencia de líneas de emisión procedentes del jet mismo ( no así de su entorno ), en objetos resueltos a la escala del segundo de arco ( van Breugel et al., 1984, 1985, Keel, 1984 ) puede ser debida a que el gas es muy caliente, relativista o cuasirelativista, por tanto totalmente ionizado.

Existen al menos dos alternativas para explicar índices espectrales menores que 1 en gas de composición no relativista. La primera es la sugerida por Ellison (1984), quien propuso que debido a pérdidas energéticas intensas, la compresión del gas puede ser mayor que la permitida por la dinámica de fluidos. La segunda es, que nuestros resultados se refieren al espectro integrado de la onda de choque, supuesta infinita. Cuando se toma en cuenta el tamaño finito de la onda de choque o el perfil real de velocidad, el espectro tiene a frecuencias bajas el mismo índice espectral que la emisión local, a frecuencias intermedias este aumenta en 0.5 unidades ( igual al que definimos índice espectral integrado ) y a frecuencias altas presenta un corte exponencial. Posiblemente para encontrar cual es la solución, tendremos que esperar a observaciones de alta resolución espacial, como las que proporcionará el Hubble Space Telescope.

En cuanto al grado de polarización de la emisión total, refleja la ordenación del campo magnético supuesto en nuestros cálculos, totalmente ordenado en la dirección del flujo. De ahí que el grado de polarización de la emisión sincrotrón de los electrones acelerados en la onda de choque, sea el máximo teóricamente posible. La presencia de una componente desordenada del campo magnético, reduce el grado de polarización a valores más similares a los observados. Nuestro interés principal es estudiar la dependencia espectral y con la posición de la polarización local en fuentes resueltas espacialmente. Suponer que el campo magnético es paralelo a la dirección del flujo, implica que el

vector E de polarización lineal es perpendicular a dicha dirección a frecuencias a las que la fuente es ópticamente delgada y paralela si es ópticamente gruesa ( Pacholczyk, 1977 ). Además por la dependencia del grado de polarización con el índice espectral, obtenemos mayor grado de polarización a las frecuencias en que el espectro presenta mayor índice espectral, es decir el grado de polarización aumenta al aumentar la frecuencia. Esperamos mayor grado de polarización en el visible que en IR y mayor a su vez en IR que a radiofrecuencias. Este resultado está de acuerdo con las observaciones de polarización en objetos de tipo BL Lac y cuásares variables violentamente en el visible ( ver, e.g. Martín, 1985 ). La posición del vector E de la emisión integrada de radio fuentes es perpendicular a la dirección definida por el eje de la estructura de VLBI y por la radioemisión extensa ( Rusk y Seaquist, 1985 ). La posición del vector E en el visible no está tan bien determinada como en radio para este tipo de objetos. En el caso de galaxias Seyfert E es paralelo a la dirección de la estructura de la radioemisión. Ello sugiere que en este tipo de galaxias la polarización no es directamente de origen sincrotrón, sino que se produce posiblemente por dispersión de la radiación por electrones libres o por polvo. Esto no quiere decir que nuestro modelo no sea aplicable para generar el continuo no térmico en este tipo de objetos, pero en este caso la radiación emitida por las partículas relativistas cerca del núcleo posiblemente es dispersada en la región de líneas de emisión estrechas, perdiendo por tanto la información espectral y de polarización original.

Pasamos a discutir las simulaciones a alta resolución espacial. En este caso existe un mayor número de propiedades observacionales que se podrán utilizar en un futuro próximo como test al modelo y diagnóstico de las propiedades del plasma. Las discutiremos de igual manera que las presentamos en los capítulos 5 y 6. Veamos primero la morfología de la intensidad total. Hemos demostrado que la clasificación morfológica de las ondas de choque depende esencialmente de tres parámetros: orientación, factor de compresión y opacidad. En cualquier caso, la emisión de la zona anterior al choque, es



despreciable comparada con la de la zona posterior a él. Si el eje del jet está en el plano del cielo ( inclinación = 90 grados ) y para factores de compresión menores o iguales a 4, la emisión a cualquier frecuencia presenta su máximo en la posición del frente de choque, disminuyendo progresivamente al alejarnos de él. Este efecto es mucho más notable a frecuencias altas. A frecuencias bajas la emisión disminuye muy lentamente hasta la posición en que el corte en el espectro empieza a afectar a la emisividad a dicha frecuencia. A partir de dicha posición la disminución de la emisión es más rápida. El frente de choque destaca como una discontinuidad muy acentuada. El mejor ejemplo observacional es el nudo mas intenso del jet de M87 ( Biretta et al., 1983 ). Para ángulos de posición diferentes a 90 grados, el frente de choque no aparece como una discontinuidad recta, perpendicular al eje del jet sino como proyección de su forma. Como consideramos jets cilíndricos la discontinuidad tiene forma de disco proyectado, es decir de elipse. A medida que aumenta la frecuencia la emisión tiene la forma de núcleo-jet ( core-jet ), debido a la menor contribución de zonas alejadas del frente de choque junto con la variación de camino con la posición radial.

El caso ópticamente grueso ha sido resuelto para ángulo de inclinación = 90 grados. La morfología de la emisión es similar a la del caso ópticamente delgado, pero no así las propiedades espectrales y de polarización que discutiremos seguidamente.

Para factores de compresión superiores a 4 la diferencia más notable es, que para frecuencias bajas la emisión no presenta su máximo en la posición del frente de choque, sino a posiciones desplazadas de él. El desplazamiento disminuye al aumentar la frecuencia. A frecuencias altas la posición del máximo coincide con la del frente de choque como en el caso discutido anteriormente. Para ángulos de posición distintos de 90 grados, el efecto es menos claro pero también está presente. Debido a que la posición del máximo de la emisión no coincide a todas las frecuencias con la del frente de choque, la posición de éste puede quedar enmascarada en observaciones

de bajo rango dinámico y confundida por la posición del pico. Normalmente las observaciones del desplazamiento de la posición del pico de la emisión con la frecuencia, suelen ser interpretados como efectos de opacidad ( Koenigl, 1981 ). Hemos encontrado un mecanismo que hace posible dichos desplazamientos también en fuentes ópticamente delgadas. Hemos encontrado un ajuste cualitativo para las observaciones que mejor determinan este comportamiento a escala de VLBI ( Marcaide, 1982 ).

Las propiedades espectrales y de polarización ( ver figuras de los capítulos 5 y 6 ) reflejan la contribución de diferentes poblaciones de electrones en la línea de observación. De esta manera, si el ángulo de inclinación es de 90 grados, observaremos radiación emitida por poblaciones de electrones con la misma distribución energética ( no hay dependencia de las propiedades de emisión con la coordenada radial en el caso ópticamente delgado ). Para  $\theta$  menor que  $\theta_c$ , el espectro se curva gradualmente al alejarnos del choque y consiguientemente el grado de polarización aumenta hasta estar la radiación totalmente polarizada. Si  $\theta$  es mayor que  $\theta_c$  el espectro presenta el mismo comportamiento a frecuencias altas. Sin embargo a frecuencias bajas se hace más plano al separarse de la onda de choque, hasta alcanzar la posición del máximo de la intensidad a la frecuencia considerada. Posteriormente el índice espectral aumenta con la distancia. Si la inclinación es distinta de 90 grados el espectro, superposición de la emisión individual de poblaciones de electrones con cortes a diferentes energías, presenta dos zonas que se pueden ajustar por leyes de potencia de índices espectrales igual al local a frecuencias bajas y a  $\alpha = + 0.5$  a frecuencias intermedias con corte exponencial a frecuencias elevadas.

El caso ópticamente grueso ha sido estudiado para ángulos de inclinación de 90 grados. El resultado más importante, es una variación de 90 grados en la posición del vector  $E$  de polarización lineal, al pasar de la zona ópticamente gruesa a la zona ópticamente delgada. Este efecto se ha observado a escala de VLBI en el cuasar 3C

454.3 ( Cotton et al., 1984 ) y en objetos de tipo BL Lac ( Roberts et al., 1983 ). Observaciones de este tipo son altamente deseables, pero muy difíciles de realizar.

Discutimos en el capítulo próximo y último posibles sugerencias para mejorar el modelo, así como test observacionales posibles en la actualidad o en un futuro próximo.

## CAPITULO 8

## TRABAJO FUTURO

Este trabajo es una de las primeras aplicaciones de la teoría de aceleración de partículas en ondas de choque a objetos extragalácticos. Huelga decir, que queda mucho por hacer para mejorar la teoría. Hemos hecho una serie de postulados plausibles, sobre las condiciones en que las partículas son dispersadas en plasmas astrofísicos y sobre el carácter de las ondas de choque en jets y núcleos activos. En particular, deben desarrollarse modelos que consideren la posible dependencia de la constante de difusión de la distancia a la onda de choque y de la cantidad de movimiento. No obstante, Bierman et al., 1985, justifican por qué la constante de difusión es independiente del momento lineal. El problema del desconocimiento de una teoría avanzada de la difusión no sólo se presenta en este entorno sino que es general en el estudio de los rayos cósmicos. En particular ha de obtenerse de una manera consistente el espectro de inhomogeneidades magnéticas y la participación de las partículas relativistas en su producción ( Drury, 1983 ). Por otro lado la modificación de la estructura de la onda de choque por la presión de las partículas relativistas ha de tenerse en cuenta en la aceleración de éstas. Asimismo la interacción entre materia y radiación puede ser un mecanismo efectivo de inyección de partículas energéticas en el choque por creación de pares ( Kazanas, 1984 ).

Las ondas de choque planas son un caso particular de discontinuidad en fluidos. El mecanismo de aceleración de Fermi se debe extender a otras configuraciones, especialmente a las ondas de

choque bicónicas, cuya existencia también se detecta en modelos numéricos hidrodinámicos.

Otro campo de estudio abierto por los jets es la interacción de sus componentes, tanto material como el campo de radiación que producen con el medio interestelar e intergaláctico exterior al jet. Los modelos desarrollados hasta ahora no pasan de ser una descripción fenomenológica. Las ondas de choque pueden jugar un papel importante en este problema tanto al producir partículas relativistas y fotones que interactúan con el medio exterior al jet como al propagarse en dicho medio.

Desde el punto de vista observacional hay que destacar que con la instrumentación existente es posible obtener información de mejor calidad que la ahora disponible. Hemos emprendido un programa de identificación en el visible de radio jets. Ver resultados preliminares en Pérez Fournon et al., (1985). Un ejemplo es el análisis multifrecuencial de radio jets. Destacamos la importancia de los estudios de polarización, herramienta indispensable para el conocimiento de la configuración del campo magnético. No cabe duda que nueva instrumentación como la del Space Telescope o VLBI a longitudes de onda milimétricas harán aportaciones imprevisibles en el estudio de jets y facilitarán el análisis del modelo aquí desarrollado.

## Referencias.

- Abramowitz, M., Stegun, I.A.: 1965, Handbook of Mathematical Functions, Dover, New York
- Achterberg, A.: 1979, *Astron. Astrophys.* 76, 276  
: 1981, *A+A* 98, 195
- Adamson, F.W., Nicholls, J.A.: 1959, *J. Aerospace Sci.*, 26, 16
- Alfven, H., Herlofson, N.: 1950, *Phys. Rev.* 78, 616
- Angel, J.R.P., Stockman, H.S.: 1980, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 18, 321
- Arp, H.: 1967, *Astrophys. Lett.* 1, 1
- Arp, H.: 1981, en *Optical Jets in Galaxies*, ESO/ESA SP-162, 53
- Atherton et al.: 1982, *MNRAS*, 201, 661
- Axford, W.I.: 1980a, in *Origin of Cosmic Rays*, IAU Symp. 94, eds. G. Setti, G. Spada, A.W. Wofendale, Reidel, Dordrecht, p. 339  
: 1980b, 10th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, Baltimore, December 15-19  
: 1981, *Proc. 17th Int. Conf. Cosmic Rays* 12, 155
- Axford, W.I., Leer, E., Skadron, G.: 1977, *Proc 15th Int. Conf. Cosmic Rays* 11, 132
- Baade, W., Minkowski, R.: 1954, *Ap.J.* 119, 215
- Baade, W.: 1956, *Ap.J.* 123, 550
- Baath, L.: 1984 en *Proc. of IAU Symp. No. 110*, p. 127, eds. R. Fanti et al., Reidel, Dordrecht
- 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
- Beichman, C.A., Neugebauer, G., Soifer, B.T., Wootten, H.A., Roellig, T., Harvey, P.M.: 1981, *Nature*, 293, 711
- Bell, A.R.: 1978a, *MNRAS* 182, 147  
: 1979b, *MNRAS* 182, 443
- Bicknell, G.V., Melrose, D.B.: 1982, *Ap. J.* 262, 511

- Biermann, P., Duerbeck, H., Eckart, A., Fricke, K., Johnston, K.J., Kuehr, H., Liebert, J., Pauliny-Toth, I.I.K., Schleicher, H., Stockman, H., Strittmatter, P.A., Witzel, A.: 1981, Ap.J. Lett. 247, L53
- Biermann, P., Kronberg, P.P., Madore, B.F.: 1982, Ap.J. 256, L40
- Biermann, P., Fricke, K., Johnston, K.J., Kuehr, H., Pauliny-Toth, I.I., Strittmatter, P.A., Urbanik, M., Witzel, A.: 1982, Ap.J. Lett. 252, L1
- Biermann, P., Kronberg, P.P.: 1983, Ap. J. Lett. 268, L69
- Biermann et al.: 1983 .....
- Biermann et al.: 1984, preprint
- Biermann, P., Strittmatter, P., Drury, L.O'C, Webb, G.M.: 1984 (submitted)
- Biretta, J.A., Owen, F.N., Hardee, P.E.: 1983, Ap. J. Letters 274, L27
- Bjoernsson, C.-I., Blumenthal, G.R.: 1982, Ap.J. 259, 805
- Blandford, R.D., Rees, M.J.: 1974, MNRAS, 169, 395
- Blandford, R.D., Koenigl, A.: 1979, Ap. J. 232, 34  
: 1979, Astrophys. Lett. 20, 15
- Blandford, R.D.: 1979, in Workshop on Particle Acceleration Mechanisms in Astrophysics, La Jolla, California, USA, AIP Conf. Proc. No. 56, p.333
- Blandford, R.D., Ostriker, J.P.: 1978, Ap. J. Letters 221, L29
- Blandford, R.D., Ostriker, J.P.: 1980, Ap. J. 237, 793
- Blandford, R.D., Rees, M.J.: 1978, Physica Scripta 17, 265
- Blandford, R.D.: 1984, en Proc. of IAU Symp. No. 110, eds R. Fanti et al., Reidel, Dordrecht
- Bogdan, T.J., Voelk, H.J.: 1983, A+A 122, 129
- Bolton, J.G., Stanley, G.J., Slee, O.B.: 1949, Nature, 164, 101
- Bregman, J.N., Lebofsky, M.J., Aller, M.F., Rieke, G.H., Aller, H.D., Hodge, P.E., Glassgold, A.E., Huggins, P.J.: 1981, Nature 293, 714
- Bregman, J.N.: 1985, Ap.J. 288, 32
- Bridle, A.H.: 1982, in Extragalactic Radio Sources, IAU Symp. No. 97, eds. D.S. Heeschen, C.M. Wade, Reidel, Dordrecht, p.121
- Bridle, A.H., Perley, R.A.: 1983, in Astrophysical Jets, Torino Conf., eds. A. Ferrari, A.G. Pacholczyk, Reidel, Dordrecht, p.37
- Bridle, A.H., Perley, R.A.: 1984, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 22, 319

Brinkmann, W., Truemper, J. (editores): 1984, X-ray and UV Emission  
 from Active Galactic Nuclei, MPE Report 184, Munich  
 Brodie, J., Koenigl, A., Bowyer, S.: 1983, Ap. J. 274, L27  
 Bulanov, S.V., Dogiel, V.A.: 1979a, Proc. 16th Int. Conf. Cosmic  
 Rays 2, 70  
 : 1979b, Sov. Astr. Letters 5, 278  
 Burbidge, G.R.: 1956, Ap. J. 124, 416  
 : 1958, Ap. J. 129, 841  
 Burn, B.I.: 1975, A+A 45, 435  
 Butcher, H.R., van Breugel, W., Miley, G.K.: 1980, Ap. J. 235, 749  
 Callahan, : 1975 .....  
 Carswell, .....  
 Caswell, J.L., Lerche, I.: 1979, MNRAS 187, 201  
 Charlesworth, M., Spencer, R.E.: 1982, MNRAS 200, 953  
 Chevalier, R.A., Robertson, J.W., Scott, J.S.: 1976, Ap. J. 207, 450  
 Chevalier, R.A., Oegerle, W.R., Scott, J.S.: 1978, Ap. J. 222, 527  
 Clark, D.H., Caswell, J.L.: 1976, MNRAS 174, 267  
 Cohn, H.: 1983, Ap. J. 269, 500  
 Cotton, W. D., Wittels, J.J., Shapiro, I.I., Marcaide, J.M., Owen,  
 F.N., Spangler, S.R., Rius, A., Angulo, C., Clark, T.A.,  
 Knight, C.A.: 1980, Ap. J. 238, L123  
 Cotton, W. D., Geldzahler, B.J., Marcaide, J.M., Shapiro, I.I.,  
 Sanromá, M., Rius, A.: 1984, Ap. J. 286, 503  
 Cowie, L.L., Hu E.M., Jenkins, E.B., York, D.G.: 1983, Ap. J. 272, 29  
 Cowsik, R.: 1979, Ap. J. 227, 856  
 Cruz-González, I., Huchra, J.P.: 1984, A.J. ....  
 Curtis, H.D.: 1918, Publ. Lick Obs. 13, 11  
 Curtis Michel, F.: 1982, Rev. Mod. Phys. 54, No. 1, 1  
 Davidson, K., Netzer, H.: 1979, Rev. Mod. Phys. 51, 715  
 Dent, W.A., Haddock, F.T.: 1965, Nature, 205, 487  
 Dent, W.A., O' Dea, C.P., Balonek, T.J., Hobbs, R.W., Howard,  
 R.J.: 1983, Nature, 306, 41  
 de Young, D.S.: 1976, ARAA 14, 447  
 : 1980, Ap. J. 241, 81  
 : 1984, Phys. Rep. 111, 373  
 de Vaucouleurs, G., Nieto, J.-L.: 1979, Ap. J. 231, 364



- Dickel, J.R.: 1983, in Supernova Remnants and their X-ray Emission, eds. J. Danziger, P. Gorenstein, Reidel, Dordrecht, p.213
- Dolginov, A.Z., Toptygin, I.N.: 1966, Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. 30, 1852
- Drury, L.O'C.: 1983a, Rep. Progr. Phys. 46, 973  
: 1983b, Space Sci. Rev. 36, 57
- Duncan, M.J., Wheeler, J.C.: 1980, Ap. J. Letters 237, L27
- Dyson, J.E. (editor): 1985, Active Galactic Nuclei, Manchester University Press, Manchester
- Eckart, A.: 1984, tesis doctoral, Universidad de Muenster
- Eckart, A. et al.: 1985, Ap. J. ( en imprenta)
- Eilek, J.A.: 1979, Ap. J. 230, 373
- Ellison, D.: 1984, .....
- Epstein, E.E., Fogarty, W.G., Mottmann, J., Shneider, E.: 1982, A. J. 87, 449
- Erdelyi, A., Magnus, W., Oberhettinger, F., Tricomi, G.: 1954, Tables of Integral Transforms, Vol. 1, McGraw-Hill
- Fabian, A.C., Nulsen, P.E.J., Canizares, C.R.: 1984, Nature, 310, 733
- Fabian, A.C.: 1985, en Active Galactic Nuclei, ed. J.E. Dyson, Manchester Univ. Press, Manchester, U.K.
- Falle, S.A.E.G., Wilson, M.J.: 1985, MNRAS ( en imprenta)
- Fanti, R., Kellermann, K.I., Setti, G. (editores): 1984, Proc. of IAU Symp No. 110, Reidel, Dordrecht
- Felten, J.E.: 1968, Ap. J. 151, 861
- Fermi, E.: 1949, Phys. Rev. 75, 1169
- Fermi, E.: 1954, Ap. J. 119, 1
- Ferrari, A., Pacholczyk, A.G. (editores): Astrophysical Jets, Reidel, Dordrecht
- Flatters, C., Conway, R.G.: 1985, Nature, 314, 425
- Fomalont, E.B.: 1983, in Astrophysical Jets.....
- Ford, H.C., Butcher, H.: 1979, Ap J. Suppl. Ser. 41, 147
- Forman, M.A.: 1970, Planet. Space Sci. 18, 25
- Forman, M.A., Morfill, G.: 1979, Proc. 16th Int. Conf. Cosmic Rays 5, 328
- Forman, W., Jones, C.A.: 1982, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 20, 547

- Giacconi, R.: 1978, *Physica Scripta* 17, 307
- Ginzburg, V.L.: 1951, *Doklady Akad. Nauk SSSR* 76, 377
- Ginzburg, V.L., Syrovatsky, S.I.: 1964, *The Origin of Cosmic Rays*, Pergamon Press
- Gleeson, L.J., Axford, W.I.: 1967, *Ap. J. Letters* 149, L115  
: 1968, *Astrophys. Space Sci.* 2, 431
- Goebel, W., Hirth, W., Fuerst, E.: 1981, *A+A* 93, 43
- Gould, R.J.: 1979, *A+A* 76, 306
- Hazard, C., Mackey, M.B., Shimmins, A.J.: 1963, *Nature*, 197, 1037
- Hess, V.F.: 1912, *Physik Z.*, 208, 1084
- Hogg, D.E., MacDonald, G.H., Conway, R.G., Wade, C.M.: 1969, *Ap.J.* 74, 1206
- Hu, E.M. et al. : 1985, *SpTSci* preprint
- Hudson, P.D.: 1965, *MNRAS* 131, 23
- Jennison, R.C., Das Gupta, M.K.: 1953, *Nature* 172, 996
- Jokipii, J.R.: 1971, *Rev. Geophys. Space Sci.* 9, 27
- Jones, T.W., O'Dell, S.L., Stein, W.A.: 1974a, *Ap.J.* 188, 353  
: 1974b, *Ap.J.* 192, 261
- Johnston, K.J., Biermann, P., Eckart, A., Kuehr, H., Strittmatter, P.A., Strom, R.G., Witzel, A., Zensus, A.: 198.....
- Kardashev, N.S.: 1962, *Sov. Astron. AJ* 6, 317
- Kazanas, D., Ellison, D.C.: 1984, *en X-ray and UV Emission from AGNs*, p. 185, eds. W. Brinkmann y J. Truemper, *MPE Report* 184, Munich
- Kellermann, K.I., Pauliny-Toth, I.I.K.: 1981, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 19, 373
- Kinman, T.D., Grasdalen, G.L., Rieke, G.H.: 1974, 194, L1
- Krimsky, G.F.: 1977, *Dokl. Akad. Nauk. SSR* 234, 1306 (Engl.-transl. *Sov. Phys. Dokl.* 22, 327)
- Krolik, J.H., McKee, C.F., Tarter, B.: 1981, *Ap.J.* 249, 422
- Kulsrud, R.M., Gunn, J.E.: 1972, *Phys. Rev. Letters* 28, 636
- Lagage, P.O., Cesarsky, C.J.: 1981, in *Proc. Int. School and Workshop on Plasma Astrophysics, Varenna, ESA SP-161*, p. 317
- Laing, R.A.: 1980, *MNRAS* 193, 427
- Landau, L.D., Lifshitz, E.M.: 1959, *Course of Theoretical Physics (Fluid Mechanics)*, Vol. 6, p. 331

- Lea, S.M., Mushotzky, R.F., Holt, S.S.: 1982, Ap. J. 262, 24
- Lepine, J.R.D., Braz, M.A., Epchtein, N.: 1984, A+A 131, 72
- Longair, M.S.: 1981, High Energy Astrophysics, Cambridge Univ. Press, Cambridge
- Mach, E., Salcher, P.: 1889, Wien. Ber. 98, 1303
- Mach, L.: 1897, Wien. Ber. 106-II, 1025
- Marcaide, J.M.: 1982, tesis doctoral, M.I.T.
- Marcaide, J.M., Shapiro, I.I.: 1983, A. J., 88, 1133  
: 1984, Ap. J. 276, 56
- Marcaide, J.M. et al.: 1985, A+A, 142, 71
- Marcaide, J.M.: 1985, en Observational and Theoretical Aspects of Relativistic Astrophysics and Cosmology, eds. J.L. Sanz y L.J. Goicoechea, World Scientific Publ. Co., Singapur
- Marscher, A.P.: 1983, Ap.J. 264, 296
- Martin, P.G.: 1985, en Active Galactic Nuclei, p. 194, ed. J.E. Dyson, Manchester Univ. Press, Manchester
- McKenzie, J.F., Voelk, H.J.: 1981, Proc. 17th Int. Conf. Cosmic Rays 9, 242  
: 1982, A+A 116, 191
- Meisenheimer, K., Roeser, H.-J.: 1984, en X-ray and UV Emission from Active Galactic Nuclei, p. 51, eds. W. Brinkman y J. Truemper MPE Report 184, Munich
- Meisenheimer, K.: 1985, charla en Workshop on Energetic Particles in AGNs, Ringberg ( sin publicar)
- Melrose, D.B.: 1980, Plasma Astrophysics, Gordon and Breach, London
- Miley, G.: 1980, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 18, 165  
: 1983, en Astropysical jets, eds. A. Ferrari y A.G. Pacholczyk, Reidel, Dordrecht
- Moles, M., García-Pelayo, J.M., Masegosa, J., Aparicio, A.: 1985, Ap.J.S.S., 58, 255
- Moraal, H., Axford, W.I.: 1983, A+A 125, 204
- Morfill, G., Scholer, M.: 1979, Ap. J. 232, 473
- Morse, P.M., Feshbach, H.: 1953, Methods of Theoretical Physics.....
- Mushotzky, R.F.: 1984, en X-ray and UV Emission from AGNs, p. 73, eds. W. Brinkmann y J. Truemper, MPE Report 184, Munich

- Nieto, J.-L., Lelievre, G.: 1982, A+A 109, 95
- Nordsieck, K.H.: 1976, Ap.J. 209, 653
- Norman, M.L., Smarr, L., Winkler, K.-H.A., Smith, M.D.: 1982, A+A 113, 285
- Norman, M.L., Smarr, L., Winkler, K.-H. A.: 1984a, en Numerical  
Astrophysics: a Festschrift in Honor of James R. Wilson, ed.  
J. Centrella  
: 1984b, en Physics of  
Energy
- Transport in Extragalactic Radio Sources, ed. A. Bridle y J. Eilek  
Owen, F.N.: 1980, in Particle Acceleration Mechanisms in Astrophysics
- Owen, F.N., Hardee, P.E., Bignell, R.C.: 1980, Ap. J. Letters 239, L11
- Pacholczyk, A.G.: 1970, Radio Astrophysics, Freeman, San Francisco  
: 1974, en Planets, Stars and Nebulae studied with  
Photopolarimetry, ed. T. Gehrels, Univ. of Arizona Press, Tucson  
: 1977, Radio Galaxies, Pergamon Press, Oxford
- Pacholczyk, A.G., Swihart, T.L.: 1971, Ap.J. 150, 647
- Parker, E.N.: 1965, Planet. Space Sci. 13, 9
- Payne, D.G., Cohn, H.: 1985, JPL Astrophysics preprint No. 81
- Peacock, J.A.: 1981, MNRAS 196, 135
- Perez Fournon, I., Biermann, P.: 1984, A+A 130, L13
- Perez Fournon, I.: 1985, in Proc. of a Conference on Active Galactic  
Nuclei, ed. J.E. Dyson, Manchester Univ. Press, Manchester, UK
- Perez Fournon, I., Colina, L., Biermann, P., Marcaide, J.M.: 1985, a  
presentar en IAU Symp. No. 119
- Perley, R.A.: 1984, en Proc. of IAU Symp. No. 110, Reidel, Dordrecht
- Perley, R.A., Dreher, J.W., Cowan, J.J.: 1984, Ap.J. Lett. 285, L35
- Perola, G.C.: 1981, Fundamentals of Cosmic Phys. 7, 59
- Pesses, M.E.: 1979, AIP Conf. No. 56, p.107
- Porcas, R.W.: 1985, en Active Galactic Nuclei, ed. J.E. Dyson,  
Manchester Univ. Press, Manchester
- Rana, N.C., Wolfendale, A.W.: 1984, Vistas in Astronomy, 27, 199
- Rees, M.J.: 1971, Nature, 229, 312  
: 1978, MNRAS 184, 61P  
: 1984, en X-ray and UV Emission from Active Galactic  
Nuclei, eds. W. Brinkmann y J. Truemper, MPE Report 184, Munich
- Reid, M.J. et al.: 1982, Ap.J. 263, 615

- Reynolds, S.P.: 1982, Ap. J. 256, 38
- Rieke, G.H., Lebofsky, M.J., Kinman, T.D.: 1979, Ap.J. Lett. 232, L151
- Rieke, G.H., Lebofsky, M.J., Wisniewsky, W.Z.: 1982, Ap. J. 263, 73
- Roberts, .. et al.: 1984, en Proc. of IAU Symp. No. 110, Reidel,  
Dordrecht
- Rusk, R., Seaquist, E.R.: 1985, A.J. 90, 30
- Rybicki, G.B., Lightman, A.P.: 1979, Radiative Processes in  
Astrophysics, Wiley, New York
- Sanders, R.H.: 1983, Ap. J. 266, 73
- Sarris, E.T., van Allen, J.A.: 1974, J. Geophys. Res. 79, 4157
- Sazonov, V.N.: 1969, Sov. Astr. A.J. 13, 396
- Sazonov, V.N., Tsytovich, V.N.: 1968, Radiofizika, 11, 1287
- Scheuer, P.A.G.: 1974, MNRAS, 166, 513
- Schlickeiser, R.: 1984, A+A 136, 227
- Schmidt, G.D., Peterson, B.M., Beaver, E.A.: 1978, Ap. J. 220, L31
- Schmidt, M.: 1963, Nature, 187, 1040
- Schmutzler, T.: 1985, tesis doctoral, Universidad de Bonn
- Schreier, E.J., Gorenstein, P., Feigelson, E.D.: 1982, Ap. J. 261, 42
- Schwartz, D.A., Ku, W.H.-M.: 1983, Ap.J. 266, 459
- Scott, J.S., Chevalier, R.A.: 1975, Ap. J. Letters, 197, L5
- Seyfert, C.K.: 1943, Ap.J. 97, 28
- Shapiro, M.M., Silberberg, R.: 1983, Ap.J. 265, 570
- Shklovskii, I.S.: 1952, Astr. Zh. 29, 418  
: 1953, Dokl. Akad. Nauk SSSR 90, 983  
: 1955, Astr. Zh. 32, 215
- Skilling, J.: 1975, MNRAS 172, 557
- Smith, M.D., Norman, M.L., Winkler, K.-H. A., Smarr, L.: 1985,  
MNRAS ( en imprenta )
- Smith, M.G.: 1985, en Active Galactic Nuclei, ed. J.E. Dyson,  
Manchester Univ. Press, Manchester
- Spiegel, M.R.: 1965, Theory and Problems of Laplace Transforms,  
Schaum Outline Series, McGraw-Hill
- Stein, W. A., O'Dell, S.L., Strittmatter, P.A.: 1976, Ann. Rev.  
Astron. Astrophys. 14, 173
- Stoche, J.T., Rieke, G.H., Lebofsky, M.J.: 1981, Nature 294, 319
- Swings, J.P. (editor): 1983, Proc. of 24th Liege International

- Astrophysical Colloquium, Quasars and Gravitational Lenses,  
Imprenta de la Universidad de Lieja, Lieja
- Terasawa, T.: 1979, Planet. Space Sci. 27, 193
- Tidman, D.A., Krall, N.A.: 1971, Wiley-Interscience, New York
- Toptygin, I.N.: 1980, Space Sci. Rev. 26, 157
- Ulrich, M.H.: 1984, en Proc. of IAU Symp. No. 110, ed. R. Fanti  
et al., Reidel, Dordrecht
- Ulvestad, J.S., Johnston, K.J.: 1984, A. J. 89, 189
- van Breugel, W., Miley, G., Heckman, T., Butcher, H., Bridle, A.:  
1985, Ap. J. 290, 496
- Visvanathan, N., Pickles, A.J.: 1981, Proc. A.S.A. 4, 177
- Voelk, H.J., Morfill, G.E., Forman, M.A.: 1981, Ap. J. 249, 161
- Warren-Smith, R.F., King, D.J., Scarrott, S.M.: 1984, 210, 415
- Watson, .....
- Webb, G.M.: 1983, A+A 124, 163
- Webb, G.M., Axford, W.I., Terasawa, T.: 1983, Ap. J. 270, 537
- Webb, G.M., Drury, L.O'C, Biermann, P.: 1984, Astron. Astroph. 137, 185
- Westfold, K.C.: 1959, Ap. J. 130, 241
- Wilson, M.J., Scheuer, P.A.G.: 1983, MNRAS, 205, 449
- Young, P.J., Westphal, J.A., Kristian, J., Wilson, C.P., Landauer, F.P.:  
1978, Ap. J. 221, 721
- Zensus, J.A.: 1984, tesis doctoral, Universidad de Bonn

La presente Tesis fué leída en La Laguna ante el Tribunal formado por D. Juan José de Oñis Navarro, D. Teodoro Roca Cortés, D. Eduardo Bataner Lopez, D. Manuel Vazquez Abeledo y D. Jesús Giles de Brito de Dios

mereciendo la calificación de Apta. Cum Laude

La Laguna, 16 de Octubre de 1985

~~Juan José de Oñis Navarro~~

M. G. López

José Roca Cortés

M. Vázquez