



Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Tesis para obtener el grado académico de
Licenciada en Astronomía

INVESTIGACIÓN SOBRE LA VARIABILIDAD DE BLAZARES
EN RADIO

Camila Ailén Galante

Director: Dr. Gustavo E. Romero
Codirector: Téc. Guillermo M. Gancio

LA PLATA, ARGENTINA
- MAYO DE 2021 -

Resumen

Los blazares son objetos extragalácticos que se caracterizan por presentar emisión altamente variable en escalas de tiempo que van desde minutos hasta años. El objetivo de este trabajo es caracterizar el funcionamiento de los radiotelescopios del Instituto Argentino de Radioastronomía para estudiar la variabilidad de este tipo de fuentes mediante la observación de dos blazares australes, PKS 0521-36 y PKS 1921-293. Se obtuvieron curvas de luz diarias de ambos objetos entre el 9 y el 18 de febrero de 2021 utilizando el radiotelescopio Esteban Bajaja. A partir de estas curvas y del análisis de las funciones de autocorrelación, se encontró que PKS 1921-293 no presenta variaciones en su densidad de flujo por encima de los errores observacionales, mientras que PKS 0521-36 presenta variabilidad con una escala de tiempo de $\tau \sim 6.5$ días. Se encontraron tendencias sistemáticas en las curvas de luz de las fuentes calibradoras, lo cual fue interpretado como un indicio de errores sistemáticos en el instrumento que se deben estudiar.

Abstract

Blazars are extragalactic objects that are characterized by highly variable emission on time scales ranging from minutes to years. The objective of this work is to characterize the operation of the radio telescopes of the Instituto Argentino de Radioastronomía to study the variability of this type of sources by observing two southern blazars, PKS 0521-36 and PKS 1921-293. Daily light curves of both objects were obtained between February 9 and 18, 2021 using the Esteban Bajaja radio telescope. From these curves and the analysis of the autocorrelation functions, it was found that PKS 1921-293 does not present variations in its flux density above observational errors, while PKS 0521-36 presents variability with a time scale of $\tau \sim 6.5$ days. Systematic trends were found in the light curves of the calibrating sources, which was interpreted as an indication of systematic errors in the instrument to be studied.

*Esta tesis está dedicada a la mujer de mi vida,
la más fuerte y linda que conozco: mi mamá.
Gracias por el amor infinito, por confiar en mí,
por acompañarme siempre.*

Índice general

Resumen	iii
Abstract	v
1. Introducción	1
2. Núcleos galácticos activos	3
2.1. Contexto histórico	3
2.2. Clasificación y aspectos observacionales	4
2.2.1. Galaxias Seyfert	4
2.2.2. Radiogalaxias	4
2.2.3. Cuásares (QSO)	7
2.2.4. Objetos BL-Lac	9
2.3. Modelo estándar de acreción a un agujero negro supermasivo	9
3. Blazares	13
3.1. Características generales	13
3.2. Variabilidad	14
3.3. PKS 0521-36	15
3.4. PKS 1921-293	17
4. Elementos básicos de radioastronomía	23
4.1. Ondas de radio	23
4.1.1. Ondas electromagnéticas	23
4.1.2. Intensidad específica y densidad de flujo	24
4.2. Características generales de los radiotelescopios	28
4.3. Los radiotelescopios del IAR	32
4.3.1. Radiotelescopio Carlos Varsavsky (A1)	33
4.3.2. Radiotelescopio Esteban Bajaja (A2)	34
5. Campaña de observación	37
5.1. Metodología	37
5.2. Reducción y calibración de los datos	38
6. Resultados	43
6.1. Curvas de luz	43
6.2. Análisis de variabilidad	44
6.3. Interpretación física	48
7. Conclusiones	61
	ix

ÍNDICE GENERAL

A. Procesos radiativos	63
A.1. Radiación sincrotrón	63
A.2. Radiación Compton inversa	64
B. Software desarrollado	67
B.1. Script de apuntamiento	67
B.1.1. Scripts individuales	67
B.1.2. Script total	68
B.2. Script de reducción y calibración	69
Bibliografía	71

Acrónimos

Lista de acrónimos utilizados en esta tesis (notar que las siglas usualmente corresponden a las utilizadas en el idioma inglés):

- ACF: Función de autocorrelación (del inglés *Auto-Correlation function*)
- ALMA: *Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array*
- AGN: Núcleo galáctico activo (del inglés *Active Galactic Nuclei*)
- BLR: Región de líneas anchas (del inglés *Broad Line Region*)
- BLRG: Radiogalaxia de líneas anchas (del inglés *Broad-Line Radio Galaxie*)
- BW: Ancho de banda (del inglés *Band Width*)
- CDQ: Cuásares dominados por el núcleo (del inglés *Core Dominated Quasars*)
- CLTC: *China Satellite Launch and Tracking Control General*
- CMB: Fondo cósmico de microondas (del inglés *Cosmic Microwave Background*)
- DCF: Función de correlación discreta (del inglés *Discrete Correlation Function*)
- DSA-3: *Deep Space Antena 3*
- EGRET: *Energetic Gamma Ray Experiment Telescope*
- FR-I: Fanaroff-Riley tipo I
- FR-II: Fanaroff-Riley tipo II
- FSRQ: Radio cuásares de espectro plano (del inglés *Flat Spectrum Radio Quasars*)
- FV: Variabilidad fraccional (del inglés *Fractional Variability*)
- FWHM: Ancho a mitad de altura (del inglés *Full Width at Half Maximum*)
- HSP: con pico sincrotrón a altas frecuencias (del inglés *High-frequency Synchrotron Peaked*)
- HST: *Hubble Space Telescope*
- IAR: Instituto Argentino de Radioastronomía
- IDV: Variabilidad rápida (del inglés *Intra Day Variability*)
- ISP: Con pico sincrotrón a frecuencias intermedias (del inglés *Intermediate-frequency Synchrotron Peaked*)
- JVLA: *Jansky Very Large Array*
- LAT: *Large Array Telescope*
- LO: Oscilador local (del inglés *Local Oscillator*)
- LSP: Con pico sincrotrón a bajas frecuencias (del inglés *Low-frequency Synchrotron Peaked*)

- LTV: Variabilidad a largo plazo (del inglés *Long Term Variability*)
- NED: *NASA/IPAC Extragalactic Database*¹
- NLR: Región de líneas angostas (del inglés *Narrow Line Region*)
- NLRG: Radiogalaxia de líneas angostas (del inglés *Narrow-Line Radio Galaxies*)
- OVV: Violentamente variable en el óptico (del inglés *Optically Violent Variable*)
- QSO: Objetos cuasi-estelares (del inglés *Quasi-Stellar Objects*)
- RBL: BL-Lac seleccionados en radio (del inglés *Radio-selected BL-Lac*)
- RF: Radio Frecuencias
- RLQ: Cuásares radio-intensos (del inglés *Radio Loud Quasars*)
- RQQ: Cuásares radio-silenciosos (del inglés *Radio Quiet Quasars*)
- SED: Distribución espectral de energía (del inglés *Spectral Energy Distribution*)
- SI: Sistema Internacional
- SMBH: Agujero negro supermasivo (del inglés *Supermassive Black Hole*)
- SNR: Relación señal a ruido (del inglés *Signal-to-Noise Ratio*)
- SRSQ: Radio cuásares de espectro empinado (del inglés *Steep Radio Spectrum Quasars*)
- STV: Variabilidad a corto plazo (del inglés *Short Term Variability*)
- UV: Ultra-Violeta.
- VLA: *Very Large Array*
- VLBA: *Very Long Baseline Array*
- XBL: BL-Lac seleccionados en rayos-X (*X-rays-selected BL-Lac*)

¹<https://ned.ipac.caltech.edu/>

Índice de figuras

2.1. Galaxia Seyfert tipo I (NGC 5548)	5
2.2. Galaxia Seyfert tipo II (HE 0201-3029)	5
2.3. Galaxia Fanaroff-Riley I (M84)	6
2.4. Galaxia Fanaroff-Riley II (3C175)	8
2.5. Modelo Unificado de AGN	10
3.1. Imagen del jet óptico de PKS 0521-36 realizada por el HST	16
3.2. Distribución espectral de energía de PKS 0521-36.	17
3.3. Imagen del jet de PKS 1921-293 obtenida con VLBA.	19
3.4. Curvas de luz de PKS 1921-293 en radio y rayos- γ entre el año 2008 y 2019.	20
3.5. Distribución espectral de energía de PKS 1921-293.	21
4.1. Onda electromagnética.	24
4.2. Tipos de polarización.	25
4.3. Dependencia del flujo con la distancia a la fuente.	26
4.4. Esquema ilustrativo de la definición de intensidad específica.	27
4.5. Sensibilidad de un radiotelescopio.	29
4.6. Reflector primario de un radiotelescopio.	30
4.7. Esquema ilustrativo de las partes de un radiotelescopio.	30
4.8. Radiotelescopios del IAR.	32
4.9. Radiotelescopio Carlos Varsavsky (A1) - IAR.	33
4.10. Radiotelescopio Esteban Bajaja (A2) - IAR.	34
5.1. Verificación del apuntamiento del telescopio	39
5.2. Ejemplos de barridos en declinación y sus ajustes	41
6.1. Curva de luz intra-day para PKS 0320-37 (12/02)	44
6.2. Curvas de luz intra-day para PKS 0320-37 (12/02, 17/02)	45
6.3. Curvas de luz intra-day para PKS 1610-60	46
6.4. Curvas de luz intra-day de residuos para PKS 1921-293.	50
6.5. Curvas de luz intra-day de densidad de flujo para PKS 1921-293.	51
6.6. Curvas de luz intra-day de residuos para PKS 0521-36.	52
6.7. Curva de luz intra-day de residuos para PKS 0521-36.	53
6.8. Curvas de luz intra-day de densidad de flujo para PKS 0521-36.	54
6.9. Curva de luz intra-day de residuos para PKS 0521-36.	55
6.10. Curvas de luz inter-day	56
6.11. Índices de fluctuación para el blazar PKS 0521-36.	57
6.12. Amplitudes de variabilidad para el blazar PKS 0521-36.	58
6.13. Variabilidad fraccional para el blazar PKS 0521-36.	59
6.14. Funciones de autocorrelación	60

ÍNDICE DE FIGURAS

A.1. Radiación Sincrotrón de una partícula	65
A.2. Radiación Compton inversa	66

Índice de tablas

4.1. Parámetros de las antenas del IAR	35
5.1. Características de las fuentes observadas	37
6.1. Resultados obtenidos en las curvas de luz.	44
6.2. Parámetros de variabilidad obtenidos para PKS 0521-36.	48

Capítulo 1

Introducción

Los núcleos galácticos activos (AGN) están situados en los centros de numerosas galaxias. Son objetos extremadamente energéticos, pudiendo tener luminosidades de hasta 10^{46} erg s⁻¹. Emiten radiación a lo largo de todo el espectro electromagnético, desde radio hasta rayos- γ (Böttcher, 2007a). Actualmente se piensa que están formados por un agujero negro supermasivo que se encuentra acreta materia en forma de disco. Según el modelo estándar para estos objetos (Rees, 1984; Kembhavi & Narlikar, 1999; Koide et al., 2000; Ferrarese & Ford, 2005; Romero & Vila, 2014), el material puede ser expulsado en forma de dos “chorros” o *jets* en direcciones opuestas, perpendiculares al disco.

Los objetos que trataremos en esta tesis pertenecen a la categoría de blazares, que son un tipo particular de AGN en el cual la dirección de los jets se encuentra formando un ángulo muy pequeño con la dirección de la visual. Las partículas que componen los jets son eyectadas a velocidades relativistas hacia el medio interestelar. Por este motivo, en el caso de los blazares la emisión está dominada por los procesos físicos que ocurran en el interior del jet que apunta hacia nosotros. La radiación del jet se encontrará amplificada por efecto Doppler, y lo contrario sucederá con el que apunta en dirección contraria. Al tratarse de sistemas con poblaciones de partículas muy alejadas del equilibrio termodinámico, los mecanismos de radiación que predominan son de origen no térmico. En particular, en radiofrecuencias, la emisión es de origen sincrotrónico (ver Apéndice A).

Dos de las principales propiedades que se observan en los blazares son la presencia de variabilidad en la densidad de flujo a lo largo de todo el espectro, por un lado, y por el otro un alto grado de polarización, la cual también resulta ser variable. En este trabajo, como objetivo principal se pretende estudiar la primera de estas dos propiedades: la variabilidad de su densidad de flujo. En numerosas ocasiones se han observado variaciones en escalas temporales que van de minutos a incluso años (Aharonian et al., 2007; Romero et al., 1997b,a; Zhang et al., 2021; Mishra et al., 2021). Los motivos por los cuales se podría producir la variabilidad pueden ser extrínsecos, como efectos del medio interestelar (Rickett, 1986) o microlentes gravitacionales (Nottale, 1986; Gopal-Krishna & Subramanian, 1991), o fenómenos intrínsecos que ocurran en el interior del jet. Una posible explicación para este último caso sería la presencia de “choques” o *shocks* en el fluido de los jets (Romero et al., 1995a; Webb, 2016).

El estudio de este tipo de objetos resulta de gran importancia para la astrofísica. Por un lado, los estudios de variabilidad rápida permiten hacer inferencias sobre la naturaleza (en particular, el tamaño) de la región de emisión. Por el otro, al ser objetos muy distantes, su estudio es esencial para entender la formación y la evolución del Universo. Al tratarse de objetos extremadamente energéticos y muy complejos, aún quedan muchas preguntas por responder sobre los mecanismos que generan la radiación que llega a la Tierra y las diferencias que observamos entre los distintos tipos de AGN en todo el espectro electromagnético.

1. Introducción

En esta tesis presentaré los resultados de una campaña de observación de blazares utilizando los radiotelescopios del Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR). Varios estudios de variabilidad de fuentes extragalácticas se han realizado en el IAR en el pasado, pero luego hubo un período de alrededor de 20 años en el que las antenas estuvieron inactivas. El presente se trata del primer trabajo de este tipo luego de que las antenas en el IAR hayan sido puestas en funcionamiento y dotadas de nueva instrumentación. Es por eso que el objetivo principal de esta tesis consiste en realizar una primera caracterización del instrumento, determinando las capacidades de los nuevos receptores para obtener datos de variabilidad rápida en fuentes extragalácticas, de modo que en el futuro sea posible continuar realizando estudios de este tipo.

Con el fin de cumplir el objetivo que se mencionó anteriormente se llevó a cabo una campaña de observación haciendo uso de uno de los telescopios ubicados en el IAR llamado Esteban Bajaja. Se buscó obtener curvas de luz de dos blazares seleccionados de acuerdo a tres criterios principales: (1) su declinación, ya que deben ser visibles desde el IAR, (2) su flujo en radio, que en principio no debe ser menor a 1 Jy para que puedan ser detectadas por el telescopio¹, y (3) que hayan mostrado en el pasado algún grado de variabilidad.

El Capítulo 2 comenzará brindando un pequeño resumen de lo que fue el descubrimiento de los AGN y cómo fue evolucionando nuestro conocimiento sobre ellos. Además se presenta una clasificación, que vale la pena aclarar que no es única y dista de ser completa, pero servirá al lector para tener un panorama acerca de las características observacionales por las que los AGN se fueron separando en distintos grupos. Por último, para poder entender el escenario físico en el cual nos situaremos, describiré a grandes rasgos de qué se trata el modelo que hoy en día es el más aceptado para explicar el fenómeno AGN.

El Capítulo 3 se centra, por un lado, en proveer una descripción general de los blazares, haciendo hincapié en su variabilidad, y por el otro en describir las principales características de los blazares que se han seleccionado.

Luego, en el Capítulo 4 se introducirán algunas nociones básicas de radioastronomía que se utilizarán luego, así como también se describirá brevemente el funcionamiento básico de un telescopio, y en particular, se indicarán las características del telescopio con el que se han realizado las observaciones.

La metodología que se ha utilizado para llevar a cabo la campaña de observación se detalla en el Capítulo 5, en el cual también se describe el proceso de reducción y calibración al que han sido sometidos los datos.

Para cada día se obtuvieron curvas de luz de ambos blazares con resolución temporal de algunos minutos, a las que denominaremos intra-día (en inglés, *intra-day*). Además, para cada uno se realizó una curva de luz total, con resolución temporal del orden de un día, llamada inter-día (en inglés, *inter-day*). Estos resultados, junto con el análisis de variabilidad que se llevó a cabo, se encuentran en el Capítulo 6.

Por último, en el Capítulo 7 mencionaré algunas conclusiones a las que se ha llegado luego de realizar este trabajo, así como también la perspectiva a futuro en este tema.

¹El valor mínimo de densidad de flujo detectable por el instrumento aún no es una cantidad conocida, ya que el presente es el primer trabajo en el que se realizan observaciones del continuo luego de las reparaciones de los telescopios. Se eligieron fuentes relativamente intensas con el fin de poder detectarlas sin problemas, en base a resultados obtenidos anteriormente en observaciones de prueba.

Capítulo 2

Núcleos galácticos activos

2.1. Contexto histórico

Aunque el estudio de los objetos extragalácticos comenzó alrededor de dos décadas antes, en el rango óptico la primera evidencia de la existencia de galaxias con una fuerte emisión adicional en su región central fue encontrada por [Seyfert \(1943\)](#), quien obtuvo espectros de seis galaxias que mostraban fuertes líneas de emisión en la zona nuclear superpuestas a un espectro estelar. El autor, además, notó que algunas de estas galaxias presentaban líneas de emisión anchas, mientras que otras solo tenían líneas angostas.

En la década de 1940 las primeras observaciones radioastronómicas revelaron la existencia de ondas de radio provenientes del espacio y para la década de 1950 la existencia de las radiogalaxias fue un hecho aceptado. La naturaleza de la radiación de estas fuentes es no térmica y sus propiedades polarimétricas sugirieron que su origen es a través de procesos sincrotrónicos. Por lo tanto, la fuente de energía estaría dada, por un lado, por la energía cinética de partículas relativistas y, por el otro, por la energía del campo magnético. De hecho, [Burbidge \(1959\)](#) encontró que la energía mínima disponible en estos objetos es del orden de 10^{60} erg. Más adelante, [Woltjer \(1959\)](#) calculó que para poder explicar la fuerte emisión concentrada en los 100 pc centrales de las galaxias se requiere una masa de $10^8 M_{\odot}$.

El estudio de dos radiofuentes pertenecientes al Tercer Catálogo de Cambridge (3C 273 y 3C 48) jugó un rol muy importante en la década de 1960. En primer lugar, [Hazard et al. \(1963\)](#) observaron el objeto 3C 273 en radio, obteniendo una fuente con dos componentes separadas por 20 segundos de arco. La contraparte óptica resultó ser un objeto de tipo estelar, pero cuyo espectro poseía líneas de emisión muy intensas. Finalmente se descubrió que esas líneas correspondían a la serie de Balmer del hidrógeno pero enormemente desplazadas, lo que indicaba un valor de redshift $z \simeq 0.16$. Además, para 3C 48 se obtuvo un valor inusualmente grande para ese entonces, de $z \simeq 3.67$ ([Oke & Schmidt, 1963](#)). Por lo tanto, debía tratarse de objetos extremadamente lejanos, y tan brillantes y compactos como para ser confundidos con una estrella.

En un principio se propuso que en el centro de estas galaxias residía un objeto de tipo estelar de gran masa, emitiendo principalmente por la acreción de un disco de gas ([Hoyle & Fowler, 1963](#)). Un año después, se propuso que en el centro de un AGN podría haber un agujero negro en lugar de una estrella masiva ([Salpeter, 1964](#); [Zel'dovich & Novikov, 1964](#)). Este modelo logró explicar no solo la gran cantidad de energía emitida a través de fenómenos de acreción, sino también el pequeño tamaño de la región de emisión, directamente relacionado con la variabilidad rápida encontrada en los AGN (ver, por ejemplo, [Matthews & Sandage, 1963](#)).

2.2. Clasificación y aspectos observacionales

La gran variedad de AGN que se conoce hoy en día posee varias clasificaciones que se fueron dando a lo largo de la historia debido a sus propiedades observacionales en las distintas bandas del espectro electromagnético. Originalmente se dividieron en cuatro grandes grupos, algunos de los cuales no son excluyentes entre sí y tienen sus propios subtipos. A continuación haremos una breve descripción de cada uno de ellos.

2.2.1. Galaxias Seyfert

Las galaxias Seyfert son los primeros AGN identificados como tales y los más comunes en el Universo local. Generalmente, las galaxias que albergan a estos núcleos activos son de tipo espiral, pero lo que las diferencia de las no activas es su núcleo compacto y brillante. Cuando los avances tecnológicos lo permitieron, fue posible obtener espectros del núcleo y la galaxia por separado. Se descubrió que las líneas de emisión efectivamente provenían de la región central, mientras que el de la galaxia huésped era un espectro galáctico típico con líneas de absorción superpuestas a un continuo, producido por las distintas poblaciones estelares presentes en la misma.

A principios de la década de 1970, [Khachikian & Weedman \(1974\)](#) encontraron dos tipos de espectros: mientras todas presentaban líneas de emisión angostas no resueltas, correspondientes a materia altamente ionizada, sólo algunas presentaban líneas anchas. Por esto las agruparon de acuerdo al ancho relativo de las líneas angostas (prohibidas) y las líneas correspondientes a la serie de Balmer. En las Seyfert tipo I las líneas de la serie de Balmer (principalmente $H\alpha$, $H\beta$ y $H\gamma$) aparecen más anchas que las líneas prohibidas ([OII], [OIII]) y las de nitrógeno y neón. En cambio, en las de tipo II tanto las líneas prohibidas como las de la serie de Balmer son angostas. En las figuras [2.1](#) y [2.2](#) se muestran dos ejemplos. Las líneas angostas son características de un gas de baja densidad ($n_e \simeq 10^3 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$) y velocidades de algunos cientos de kilómetros por segundo. Pero las líneas de Balmer anchas provienen de material denso ($n_e \geq 10^9 \text{ cm}^{-3}$) y con velocidades de $10^3 - 10^4 \text{ km s}^{-1}$. Más allá de la clara separación entre Seyfert I y II, objetos con propiedades intermedias son observados. Éstos son clasificados en subclases (1.2, 1.5, 1.8) de acuerdo a las características de las líneas de Balmer ([Osterbrock, 1977](#)).

Por otro lado, el continuo corresponde a una superposición de la galaxia huésped y el AGN. En las Seyfert II la emisión del núcleo generalmente es menos dominante respecto a la de la galaxia, mientras que en las de tipo I se observa un fuerte continuo que no puede ser atribuido a la misma. Esta componente podría deberse tanto a emisión no térmica (por ejemplo, proveniente de un jet) como a emisión térmica producida por un disco de acreción. Para poder diferenciarlas se deben realizar estudios en varias bandas del espectro.

2.2.2. Radiogalaxias

Este tipo de núcleos activos, identificados en los relevamientos en radio frecuencias, al ser observadas en las bandas del óptico se corresponden con galaxias huésped del tipo elípticas. Su emisión en radio presenta tres componentes: un núcleo compacto y brillante, uno o dos jets que parecen provenir del núcleo y dos lóbulos extendidos en los extremos de los jets (en inglés, *hot spots*). Una clasificación comúnmente utilizada las divide en dos grupos de acuerdo a las características de su emisión en radio. Por un lado, las de tipo Fanaroff-Riley I (FR-I) corresponden a galaxias poco luminosas cuya emisión se concentra en la zona del núcleo compacto. Las Fanaroff-Riley II (FR-II), en cambio, presentan altas luminosidades y

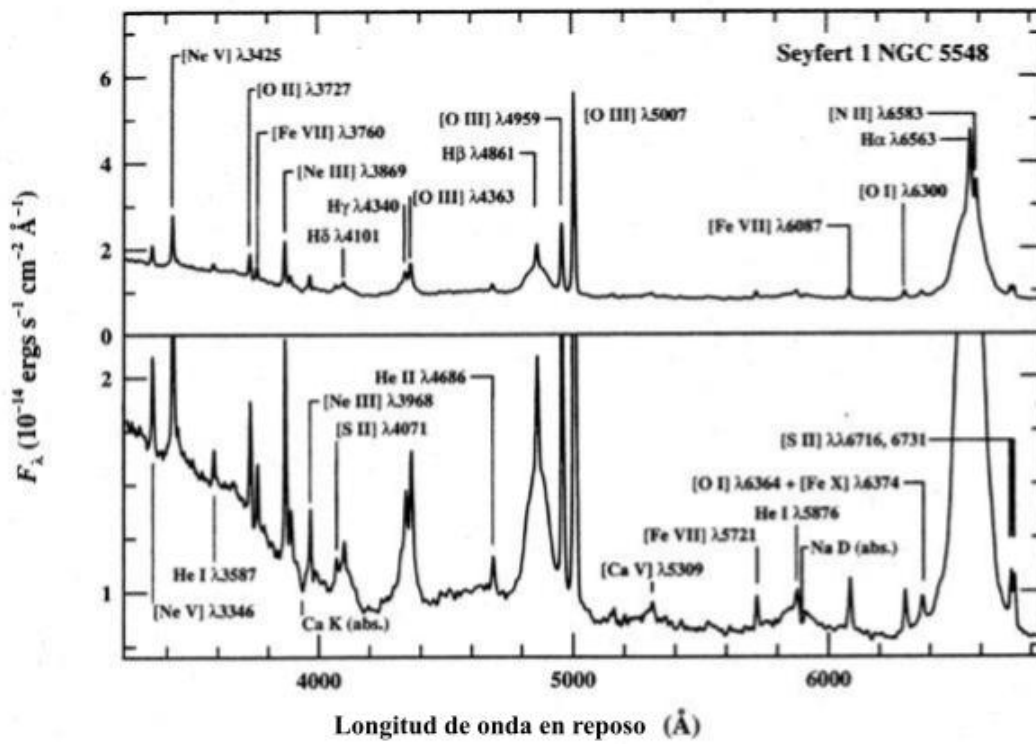


Figura 2.1. Espectro óptico de la galaxia Seyfert tipo I NGC 5548. En el mismo se pueden ver las líneas de Balmer anchas y las líneas prohibidas angostas. Crédito: Peterson (1997).

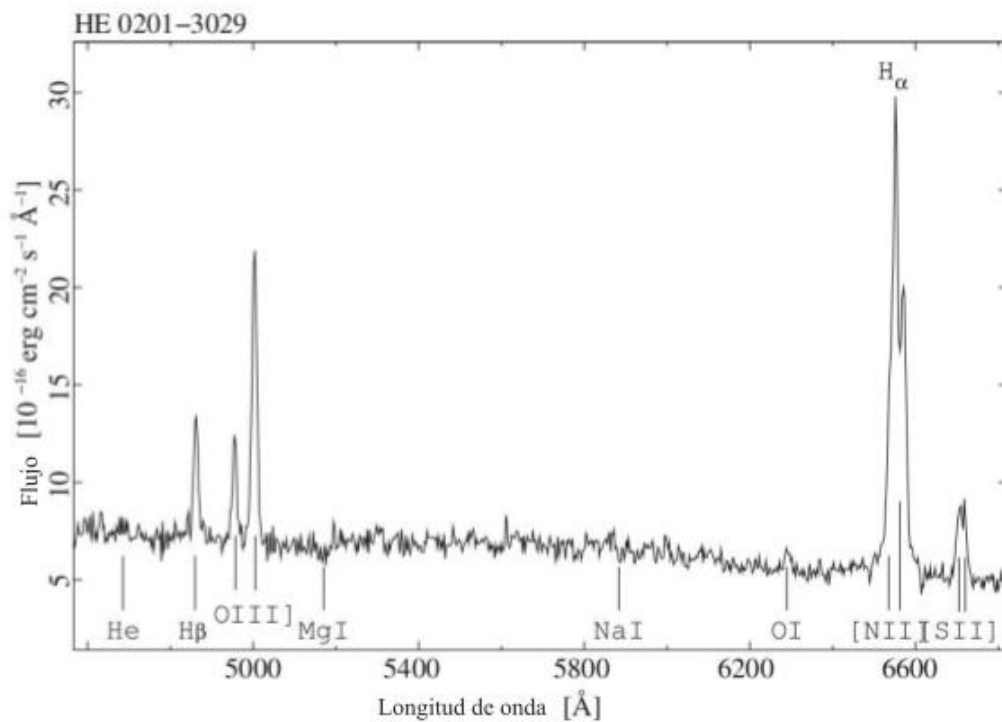


Figura 2.2. Espectro óptico de la galaxia Seyfert tipo II HE 0201-3029. Notar la ausencia de líneas anchas y las intensas líneas prohibidas. Crédito: Beckmann & Shrader (2012).

su emisión es dominada por los lóbulos, en particular en los extremos de los mismos (Fanaroff & Riley, 1974). Ejemplos de estos dos tipos pueden verse en las figuras 2.3 y 2.4.

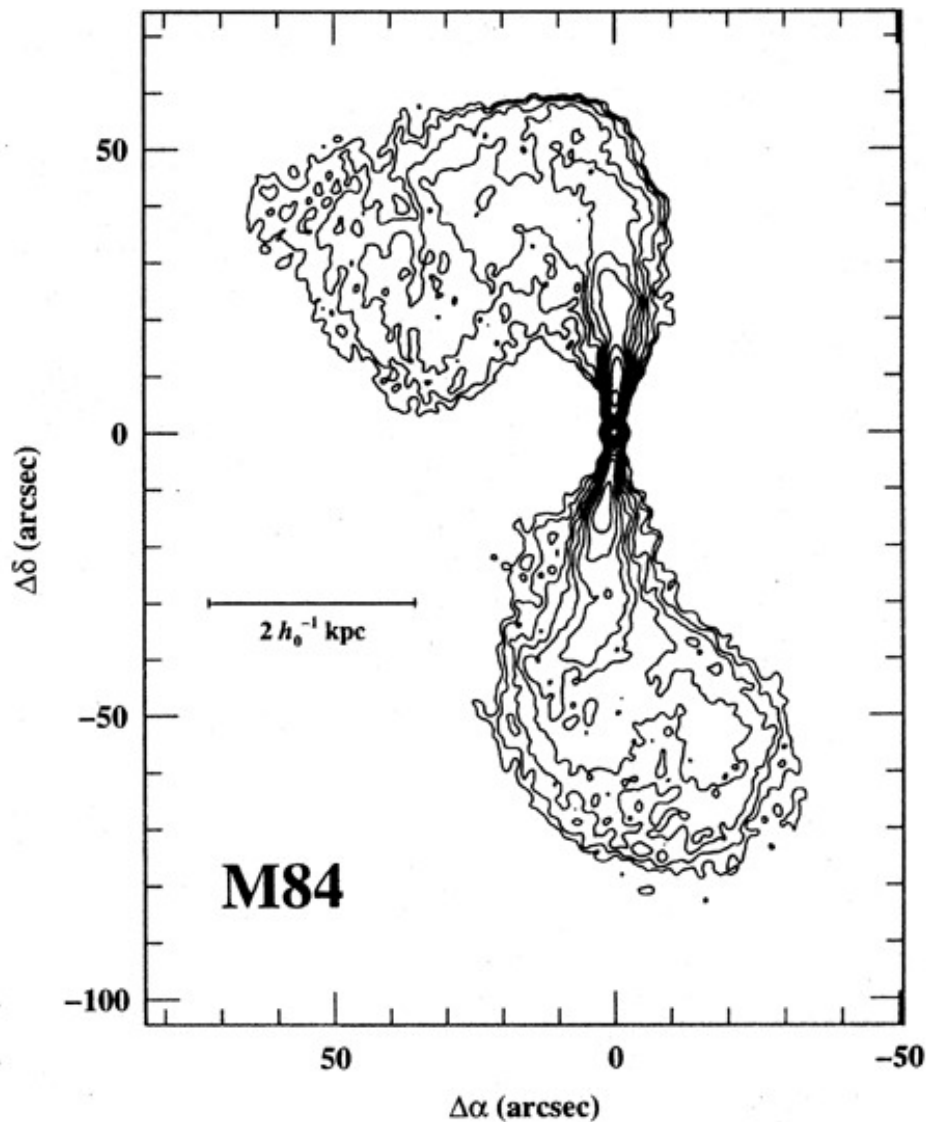


Figura 2.3. La galaxia FR-I M84 observada por el VLA, muestra una estructura dominada por los jets. Aquí, h_0 es la constante de Hubble. Crédito: Laing & Bridle (1987).

En ambos casos, la emisión de los jets es de origen no térmico y posee un alto grado de polarización, lo que sugiere que el mecanismo de radiación es sincrotrónico. Muchas veces en las FR-II se observan estructuras asimétricas en los mismos, como es el caso de 3C 175 (Figura 2.4), en la que el jet sólo es visible en un lado. Esto podría deberse a una amplificación por efecto Doppler del jet que está dirigido en nuestra dirección, y a su vez una disminución del jet en dirección opuesta. El problema surge al no poder medir velocidades de manera directa ya que los espectros carecen de líneas, lo que imposibilita calcular corrimientos Doppler. Por este motivo, no sabemos si efectivamente el jet que se observa posee una velocidad en dirección a la Tierra o no. Algunos modelos desarrollados para explicar este fenómeno proponen, en cambio, que se debe a que el jet alterna su emisión de un lado al otro cada cierto período de tiempo (Rudnick & Edgar, 1984; Icke, 1983).

La velocidad v_{lobe} de expansión de los lóbulos y los hot spots puede ser estimada a través

de varios modelos y generalmente son consideradas no relativistas ($v_{\text{lobe}} \ll 0.3c$). Asumiendo una velocidad $v_{\text{lobe}} \simeq 0.1c$, el jet debería tener una velocidad de $\simeq 0.5c$, lo que indica que éste debe desacelerarse sustancialmente debido a la interacción con el medio en su camino hacia los lóbulos, antes de provocar los hot spots. En estos últimos podrían acelerarse partículas a través del mecanismo de Fermi. Parece haber una correlación entre la luminosidad de Eddington y la presencia de los hot spots: aparentemente, sólo las galaxias FR-II cuya tasa de acreción supera la de Eddington son capaces de producir jets lo suficientemente potentes como para causar hot spots en los lóbulos (Kozieł-Wierzbowska & Stasińska, 2011). Al estudiar su polarización, Laing (1988) y Garrington et al. (1988) notaron que las galaxias FR-II que presentaban un solo jet, usualmente mostraban un menor grado de polarización en el lóbulo donde el jet no es visible. Este efecto puede ser explicado a través de la rotación de Faraday: la emisión polarizada viaja a través de un medio ionizado y se produce una depolarización. Si suponemos que el jet no visible es el que se encuentra más distante, esa emisión será más afectada que la del lado opuesto. Este efecto también se observa en las galaxias FR-I, aunque mucho menos pronunciado.

Cuando se estudia el núcleo activo de las radiogalaxias, se encuentran similitudes con los núcleos de las galaxias Seyfert, tanto de tipo I como de tipo II, y también los tipos intermedios. Las radiogalaxias que poseen un AGN de tipo 2 son usualmente llamadas radio galaxias de líneas angostas (NLRG, del inglés *narrow-line radio galaxies*) y las que poseen uno de tipo I se denominan radio galaxias de líneas anchas (BLRG, del inglés *broad-line radio galaxies*). No parece haber relación entre la clasificación FR y el tipo de AGN central.

Las radiogalaxias son observadas hasta redshifts $z \simeq 5.2$. En promedio, éstas resultan ser galaxias elípticas gigantes y muy masivas, usualmente ubicadas en cúmulos o protocúmulos de galaxias. Cuando las distancias aumentan se vuelve aún más difícil poder resolver la morfología de estas fuentes, eventualmente las observamos como objetos puntuales y pasan a formar parte de la categoría *cuásares*, que se describirá a continuación.

2.2.3. Cuásares (QSO)

Entre las décadas de 1950 y 1960 grandes relevamientos del cielo utilizando radio telescopios fueron realizados. Uno de ellos fue el tercer catálogo de Cambridge, que contenía 471 fuentes detectadas a 159 MHz con una densidad de flujo mayor a 8 Jy (Bennett, 1962). Al observar estas fuentes en el rango óptico se descubrieron un gran número de radiogalaxias y remanentes de supernova, pero muchas no fueron fácilmente identificadas, ya que su apariencia era la de estrellas azules. Estos objetos, por este motivo, fueron denominados *objetos cuasi-estelares* (cuásares, o *quasars*, en inglés). El origen extragaláctico de los cuásares fue confirmado por Oke & Schmidt (1963) quienes a través de espectroscopía óptica identificaron en la fuente 3C 273 las líneas de Balmer desplazadas por redshift en un 16% (ver Sección 2.1). Luego, se planteó la posibilidad de que estos objetos sean los equivalentes lejanos de las galaxias Seyfert, pero esto no pudo probarse hasta mucho después, cuando la tecnología permitió resolver las galaxias en las que se encuentran los cuásares. Luego de numerosas observaciones, la brecha entre las galaxias Seyfert y los cuásares se fue poblando con objetos de clasificación intermedia, y se tomó una división entre las dos categorías en $M_B = 23$ mag (Schmidt & Green, 1983).

Los cuásares (QSO) se diferenciaron en radio-intensos (RLQ, *radio-loud quasars*) y radio-silenciosos (RQQ, del inglés *radio-quiet quasars*). Estos últimos, que constituyen un 90% del total de cuásares detectados, presentan emisión en radio frecuencias pero esta es mucho menor que en el rango óptico. Un cuásar será clasificado como radio-silencioso si los flujos observados en radio (f_{radio}) y en la banda B del óptico (f_B) cumplen la relación

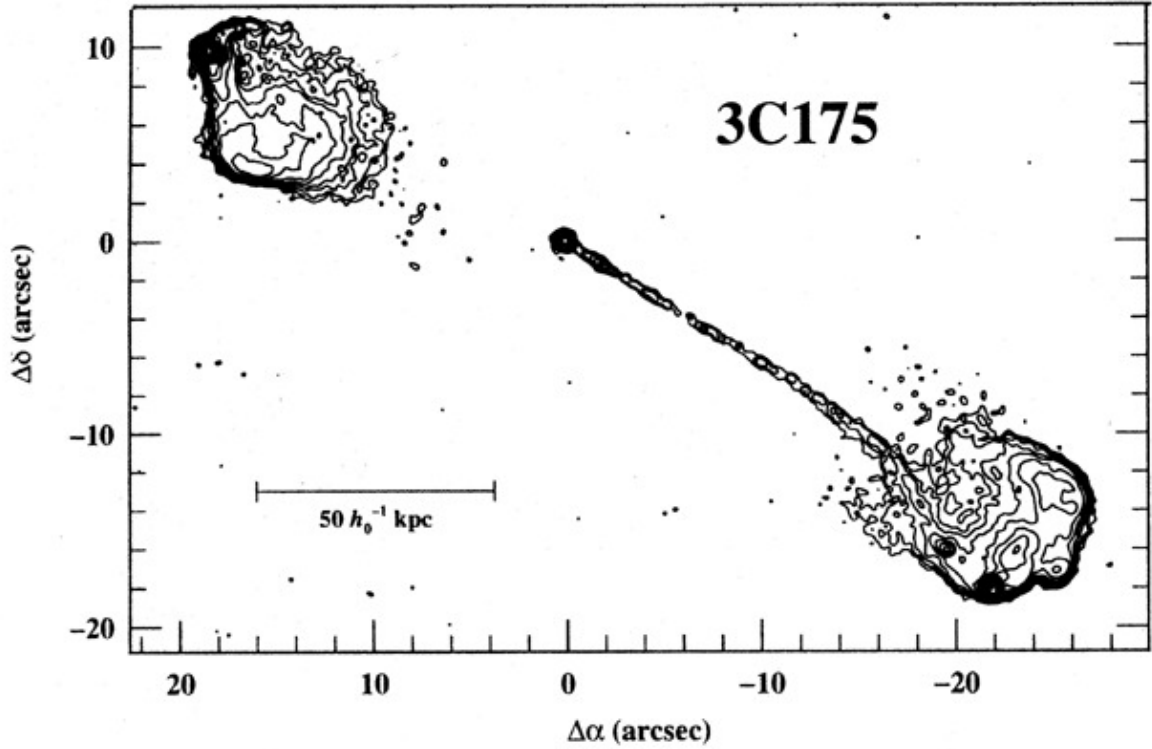


Figura 2.4. La galaxia FR-II 3C 175 posee un solo jet, a pesar de que sus lóbulos presentan una estructura simétrica. Crédito: [Bridle et al. \(1994\)](#).

$$R^* = \log \frac{f_{\text{radio}}}{f_B} < 1. \quad (2.1)$$

El mecanismo que genera el flujo en radio en los objetos radio-silenciosos es incierto, aunque se debe a radiación sincrotrón al igual que en los radio-intensos. Una posibilidad es que los cuásares radio-silenciosos posean jets a pequeña escala, como se propuso, por ejemplo, en [Ulvestad et al. \(2005\)](#). Otros autores proponen escenarios diferentes, como es el caso de [Laor & Behar \(2008\)](#), quienes sugirieron que la emisión en radio es similar a lo que sucede en las coronas de estrellas activas. Una tercera posibilidad podría ser la producción de radiación sincrotrón a través de shocks generados en la acreción ([Ishibashi & Courvoisier, 2011](#)), aunque para corroborar esto, en este caso se deben conocer varias cantidades cuya obtención presenta grandes dificultades.

Por otro lado, los cuásares radio-intensos, que fueron los primeros en ser descubiertos por su alta luminosidad pero constituyen sólo el 10% del total, poseen características similares a los radio-silenciosos, tales como variabilidad en su flujo, alta emisión en el ultravioleta y líneas de emisión anchas. Pero en este caso se diferencian en que las galaxias huéspedes tienden a ser más masivas y producen poderosos jets que proveen una significativa emisión en radio a través de radiación sincrotrón. Estos cuásares, a su vez, se dividen en dos tipos: los radio-cuásares de espectro plano (FSRQ, Flat Spectrum Radio Quasars), que poseen una estructura en radio compacta, y los radio-cuásares de espectro empinado (SRSQ, Steep Radio Spectrum Quasars), cuya emisión es dominada por los lóbulos de la galaxia huésped.

Como los cuásares son los AGN más luminosos, también son los que podemos detectar a mayores distancias. Se han encontrado objetos con redshifts de hasta $z = 7.642$ ([Wang et al., 2021](#)), lo que los sitúa en una época temprana del Universo, alrededor de 800 millones de

años luego del Big Bang. En total, se conocen más de 40 cuásares con redshifts $z > 6$ (Willott et al., 2010).

2.2.4. Objetos BL-Lac

Los objetos de tipo BL-Lac comparten varias características con los cuásares, tales como emisión no térmica y variabilidad, pero no poseen líneas en sus espectros (o si las hay, son muy débiles). El primer objeto descubierto, que le dio el nombre a esta categoría, fue BL Lacertae, catalogado hasta entonces como “estrella variable”. Ésta fue identificada en radio por Schmitt (1968) con la fuente VRO 42.22.01, para la cual se observó un flujo variable y polarización lineal. Gracias a estas observaciones se determinó que en realidad se trataba de un objeto extragaláctico. Además, mediante observaciones en el rango óptico se obtuvieron flujos variables, un alto grado de polarización y espectros sin líneas (Visvanathan, 1969). Más adelante se observaron otros objetos con propiedades similares, tales como OJ 287 y AP Lib, y surgió la categoría de objetos BL-Lac (Strittmatter et al., 1972). Las características principales que los distinguen como clase son: (1) espectro plano ($\alpha_R > -0.5$) o invertido en la banda de radio¹, (2) alta y rápida variabilidad en su flujo en radio, óptico y rayos-X, (3) polarización lineal alta y variable en el óptico y en radio, y (4) un continuo suave y sin líneas de absorción o emisión, o muy débiles.

Stickel et al. (1991) identificaron una muestra de 34 objetos BL-Lac con flujos en radio > 1 Jy (RBL) a 5 GHz, espectro en radio plano o invertido con índice espectral $\alpha_R > -0.5$, magnitud visual $V < 20$ mag y ancho equivalente (EW) de la línea de emisión más intensa en el marco en reposo $EW < 5 \text{ \AA}$. Por otro lado, Laurent-Muehleisen et al. (1993) observaron una muestra de 15 BL-Lac en rayos-X (XBL) con redshifts $0.028 < z < 0.698$. Se encontró que el 80% de ellos mostraba una estructura extendida. Luego, Perlman & Stocke (1993) encontraron resultados similares para otra muestra en rayos-X y para RBL.

La emisión extendida en radio resultó ser similar a la de las galaxias FR-I, aunque se han encontrado varias estructuras más amorfas. Además, se han encontrado velocidades superlumínicas² y alta variabilidad. Las galaxias huésped de los BL-Lac fueron observadas para $\gtrsim 20$ objetos a $z \leq 0.2$. Éstas parecerían ser en su mayoría elípticas, y suelen estar presentes en grupos o pequeños cúmulos de galaxias. Estos factores son consistentes con que los BL-Lac en realidad son galaxias FR-I vistas con un ángulo muy pequeño respecto a la visual, lo que hace que el tamaño aparente sea pequeño y las estructuras amorfas. Sin embargo, hay algunos objetos que muestran estructuras que coinciden con las galaxias FR-II (ver Urry & Padovani (1995)).

Los objetos de tipo BL-Lac en conjunto con los FSRQ, que presentan similitudes, conformaron luego la categoría denominada *blazares*, de los que se tratará en detalle en el siguiente capítulo.

2.3. Modelo estándar de acreción a un agujero negro supermasivo

Una pregunta fundamental en el estudio de AGN es si toda la variedad de objetos que hemos nombrado en la sección anterior forma parte de un mismo fenómeno o si los mismos

¹El índice espectral α_R representa la pendiente de la distribución espectral de energía en el rango de las radiofrecuencias, que puede ser descrita por una ley de potencias del tipo $S(\nu) \propto \nu^\alpha$ ya que la emisión es de origen no térmico.

²Las velocidades superlumínicas aparentes son un fenómeno geométrico que se da cuando una fuente se encuentra moviéndose a velocidades relativistas en dirección cercana a la visual con el observador.

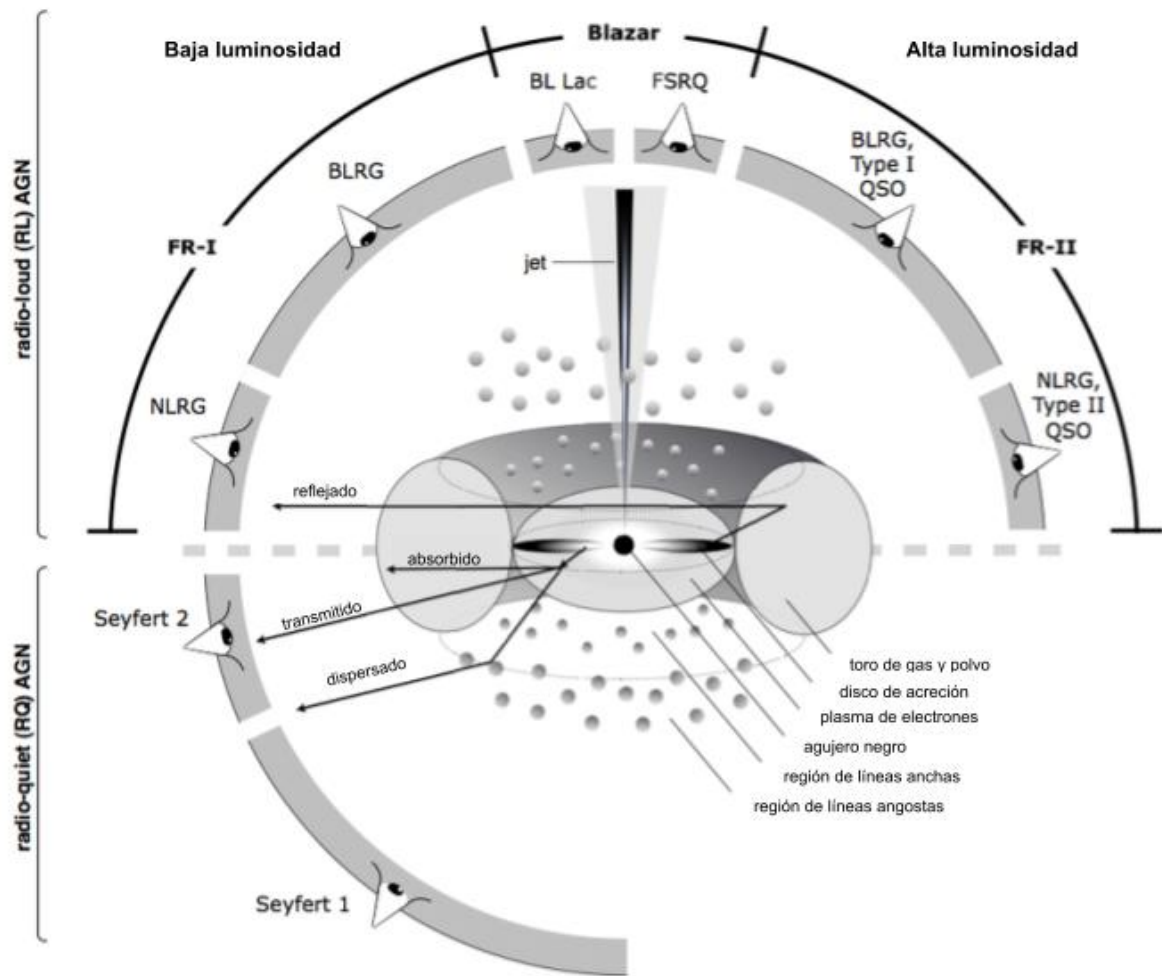


Figura 2.5. Representación esquemática del fenómeno AGN según el modelo unificado. El tipo de objeto que vemos depende del ángulo de observación, de la presencia o ausencia de jets y de qué tan potente es la fuente central. Crédito: Beckmann & Shrader (2012).

son intrínsecamente diferentes. El modelo unificado de AGN propone que las diferencias entre estas categorías estarían dadas -sumadas a las diferencias intrínsecas de luminosidad- debido a que desde la Tierra los observamos con diferentes ángulos respecto a la visual. En la figura 2.5 se muestra un esquema ilustrativo de lo que propone el modelo. El mismo consiste de un agujero negro supermasivo (SMBH) -es decir, con una masa mayor a $8 M_{\odot}$ - rodeado por un disco de acreción. Alrededor del disco se encuentra una estructura con forma de dona llamada “toro”, que se cree que está formada por gas y polvo y tiene un tamaño entre 1 y 100 pc. Además, perpendiculares al disco se pueden formar dos jets de plasma con velocidades relativistas y altamente colimados (Begelman et al., 1984). La denominada región de líneas anchas (BLR) está formada por nubes de gas de alta densidad, que al estar próximas al agujero negro central se mueven a altas velocidades (Krolik et al., 1981). Más alejada se encuentra otra región denominada *región de líneas angostas* (NLR) con un tamaño de algunos kpc, conformada por nubes de gas menos densas moviéndose a velocidades menores.

El esquema más simple consta de dos tipos de AGN: los radio-intensos y los radio-silenciosos, dependiendo de la presencia o ausencia de jets. Para cada tipo existe un rango de luminosidades, obteniendo así, por ejemplo, las categorías FR-I y FR-II. Las demás di-

ferencias podrían ser explicadas por efectos de orientación. En este escenario, los blazares y los objetos que muestran un núcleo cuasi-estelar en radio emiten radiación colimada hacia nosotros, con un ángulo pequeño respecto a la visual en el caso de los blazares. Las radiogalaxias, en cambio, poseen su jet más cercano al plano del cielo. Por otro lado, las diferencias entre Seyfert I y II estarían dadas debido a que el toro puede estar orientado de forma tal que absorbe la emisión de la BLR, que es la causante de las líneas anchas, por lo que en las Seyfert tipo II sólo vemos las líneas angostas producidas por la NLR que al estar por fuera del toro no resultan absorbidas por el mismo. De todos modos, la radiación absorbida por el toro puede ser dispersada y llegar hasta nosotros (por ejemplo, al colisionar con electrones), la cual estará polarizada linealmente. El disco de acreción produce emisión térmica que abarca desde el infrarrojo cercano hasta los rayos-X blandos, mientras que la corona -la región más cercana alrededor del agujero negro, formada por un gas de electrones extremadamente caliente- genera la emisión en rayos-X duros a través de radiación libre-libre. El toro, por su parte, es el responsable de reprocesar radiación que le llega del disco y emitirla en los rangos submilimétrico e infrarrojo. Por último, la emisión del jet es dominada por procesos no térmicos como sincrotrón (a bajas energías, entre radio y óptico o incluso hasta rayos-X) o Compton inverso a altas energías (rayos-X, rayos- γ). Para una descripción detallada de estos procesos, ver el Apéndice A.

Este modelo altamente complejo permite explicar una gran cantidad de fenómenos que se observan en los distintos tipos de fuentes ya que presenta una gran anisotropía y las distintas componentes son responsables de la emisión en las diferentes frecuencias. Aún así, hay numerosos fenómenos observados que no logran explicarse con este modelo, por lo que el escenario físico en este tipo de objetos sigue siendo un tema abierto en la actualidad.

Capítulo 3

Blazares

3.1. Características generales

En este trabajo nos centraremos en un tipo particular de AGN radio-intenso (RLQ) denominado blazar. Existen dos categorías: los BL-Lac, objetos poco luminosos cuyo espectro óptico posee líneas débiles (o incluso indetectables) y los FSRQ, más luminosos, con líneas intensas en sus espectros ópticos. Estos últimos también son denominados *core dominated quasars* (CDQ) u *optically violent variable* (OVV). Para clasificar a un blazar en una de las categorías anteriores se tiene en cuenta el ancho equivalente de las líneas de emisión de su espectro óptico. Como división arbitraria se toma un valor de ancho equivalente $EW = 5 \text{ \AA}$, de modo que los BL-Lac poseen líneas con $EW < 5 \text{ \AA}$ y los FSRQ con $EW > 5 \text{ \AA}$ (Urry & Padovani, 1995).

La distribución espectral de energía de este tipo de objetos está caracterizada por un pico a bajas frecuencias, generado por radiación sincrotrón, y otro a altas frecuencias posiblemente producido por radiación Compton inversa. Así, Urry & Padovani (1995) también sugieren una clasificación de acuerdo a la frecuencia que se encuentra el pico sincrotrón (ν_s): los que poseen el pico sincrotrón a bajas frecuencias $\nu_s < 10^{14.5} \text{ Hz}$ (LSP, *low-frequency synchrotron peaked*), a frecuencias intermedias $10^{14.5} \text{ Hz} < \nu_s < 10^{16.5} \text{ Hz}$ (ISP, *intermediate-frequency synchrotron peaked*) y a altas frecuencias $\nu_s > 10^{16.5} \text{ Hz}$ (HSP, *high-frequency synchrotron peaked*). Parecería ser que los objetos BL-Lac y los FSRQ son versiones orientadas, respectivamente, de las galaxias tipo FRI y FR II, aunque hay fuentes que no siguen estrictamente esta tendencia.

Según el modelo estándar descrito en el capítulo anterior, en los blazares los jets se encuentran formando un ángulo muy pequeño con la visual al observador. Los mismos se originan en la región central de galaxias elípticas y se pueden extender hasta varios Mpc en el medio intergaláctico (Urry & Padovani, 1995). Luminosidades bolométricas de hasta $10^{49} \text{ erg s}^{-1}$ sugieren una alta tasa de acreción hacia un agujero negro supermasivo. Los jets estarían propulsados por la energía rotacional de un SMBH rotante y un disco de acreción magnetizado (Blandford & Payne, 1982; Blandford & Znajek, 1977). Estos jets son los responsables de transportar grandes cantidades de energía y momento hasta escalas del Mpc, disipando sólo una pequeña fracción de energía durante su evolución. La interacción de las partículas del jet con la materia del ambiente circundante, la radiación y el campo magnético produce la emisión no térmica del continuo que observamos a lo largo de todo el espectro electromagnético. Sin embargo, los procesos físicos que crean los jets, los aceleran y hacen que permanezcan colimados aún no han sido claramente identificados. Como en los blazares el jet se encuentra formando un ángulo muy pequeño respecto a la línea de la visual, el continuo proveniente del mismo está fuertemente amplificado por efecto Doppler relativista. La región

de emisión posee un factor Doppler dado por

$$\delta = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta \sin \theta)}, \quad (3.1)$$

donde Γ es el factor de Lorentz, β es la velocidad de la región de emisión en unidades de la velocidad de la luz (c) y θ es el ángulo entre el eje del jet y la línea de la visual con el observador. Para el caso de los blazares, dicho ángulo será pequeño ($\theta \leq 10^\circ$) y se puede aproximar $\delta \approx \Gamma$. Por lo tanto, la emisión no térmica producida se encontrará amplificada por un factor δ^4 .

Un alto grado de polarización lineal se ha observado en los rangos de radio y óptico, lo que indica la presencia de un campo magnético ordenado en la región de emisión del jet (Singh et al., 2019). Por otro lado, observaciones en radio indican la presencia de choques (o *shocks*, en inglés) estáticos y dinámicos en los jets (Aller et al., 1985; Marscher et al., 2010). Estos shocks parecen ser los responsables de la aceleración de partículas hasta energías relativistas mediante el proceso de Fermi (Rieger et al., 2007). La emisión en las bandas de rayos-X y rayos- γ puede ser explicada mediante dos escenarios alternativos, basados en procesos leptónicos o hadrónicos (Böttcher et al., 2013). En el escenario leptónico la emisión se explica a través de la interacción Compton inversa de los fotones sincrotrón producidos en el jet o de fotones térmicos del campo de radiación externo al jet producidos por los electrones o positrones relativistas (Böttcher, 2007b; Dermer et al., 2009; Tavecchio et al., 1998). El modelo hadrónico, por su parte, explica esta emisión mediante protones relativistas a través de radiación sincrotrón o interacciones foto-hadrónicas, resultando en decaimiento de mesones y cascadas de partículas (Aharonian, 2002; Dermer et al., 2012; Mannheim, 1993). La correlación que se ve entre la variabilidad a largo plazo en altas energías generalmente se explica a través de los modelos leptónicos (Zhang et al., 2018) mientras que la detección de neutrinos con energías del orden de los TeV favorece a los escenarios hadrónicos (Rodrigues et al., 2018). Sin embargo, el proceso físico exacto responsable de la emisión en este rango del espectro aún no ha sido identificado y continúa siendo un problema abierto en el estudio de los blazares.

3.2. Variabilidad

Los blazares se caracterizan por ser altamente variables a lo largo de todo el espectro electromagnético y en escalas que van desde minutos a años. Ésta fue la primera característica que se utilizó para identificarlos como tales. En particular, en la banda de radio se han observado variaciones de gran amplitud en escalas de tiempo de horas. Para la mayoría de los blazares, la emisión en las bandas de rayos-X y rayos- γ resulta más variable que para energías más bajas, y a escalas de tiempo más cortas (Ackermann et al., 2016; Aharonian et al., 2007; Albert et al., 2007; Cui, 2004; Singh et al., 2018). La naturaleza de la variabilidad observada es estocástica y ocasionalmente conduce a la producción de fuertes “estallidos” o *flares* (Lioudakis et al., 2018; Singh et al., 2012). Durante estos episodios se produce un dramático aumento en el flujo observado. Dichos eventos pueden observarse simultáneamente en diferentes bandas del espectro o con algún defasaje en tiempo. También suelen detectarse en una determinada banda pero sin contraparte a otras energías. Estudiar este tipo de actividad en los blazares resulta muy importante para identificar los mecanismos de emisión dominantes, debido a que los flares en rayos-X y rayos- γ usualmente están acompañados por un cambio significativo en las propiedades de la polarización óptica (Abdo et al., 2010; Singh et al., 2019). Por lo tanto, son esenciales una apropiada caracterización y cuantificación de la variabilidad observada en

las curvas de luz durante períodos de alta y baja actividad para entender los procesos físicos operando en la región de emisión de jet.

La escala de tiempo de la variabilidad observada en el marco de referencia de la fuente es acortada debido al efecto Doppler relativista, y puede ser estimada a partir de la escala de tiempo observada, de acuerdo a

$$t_{\text{source}} = \frac{\delta}{1+z} t_{\text{obs}}, \quad (3.2)$$

donde t_{source} es la escala temporal de variabilidad en el marco de referencia de la fuente y t_{obs} es la escala temporal de variabilidad en el marco de referencia del observador. Según la escala observada, la variabilidad de los blazares es generalmente dividida en tres categorías:

- Variabilidad a largo plazo (LTV, de su nombre en inglés *Long Term Variability*): t_{obs} va desde meses a varios años o incluso décadas.
- Variabilidad a corto plazo (STV, de su nombre en inglés *Short Term Variability*): t_{obs} va desde varios días hasta semanas o meses.
- Variabilidad rápida o micro-variabilidad (también llamada variabilidad intra-day (IDV, del inglés *intra-day variability*): t_{obs} es menor a un día, pudiendo llegar a algunos minutos.

Los blazares pueden mostrar cualquiera de los tipos de variabilidad anteriormente mencionados durante los flares en diferentes épocas, pero no hay una explicación clara para su naturaleza estocástica. Aún se encuentra en discusión si el origen de estas variaciones es intrínseco o extrínseco. La micro-variabilidad observada en escalas de minutos sugiere que el origen de las variaciones en el flujo recae en el jet, donde las partículas son aceleradas a velocidades relativistas. Mecanismos posibles podrían ser, por ejemplo, irregularidades magnéticas en el jet, mini-jets relativistas o cambios en el ángulo en el que vemos las regiones de emisión. Por otro lado, efectos extrínsecos podrían ser diferentes absorciones en las vecindades de la región de emisión, efectos del medio interestelar o micro-lentes gravitacionales. Lovell et al. (2008) estudiaron 443 FSRQ y encontraron que la variabilidad a corto plazo a 5 GHz probablemente se produzca debido a centelleo en el turbulento y ionizado medio interestelar de nuestra galaxia. Además, observaron que la amplitud de la variabilidad intra-day depende de la latitud galáctica. Por lo tanto, al menos a bajas frecuencias, parecería que la variabilidad a estas escalas no está relacionada intrínsecamente con la fuente, aunque este tema continúa siendo un problema abierto y modelos intrínsecos se han propuesto para explicar la variabilidad en numerosas ocasiones.

3.3. PKS 0521-36

PKS 0521-36 ($z = 0.05655$, Jones et al., 2009) es uno de los objetos extragalácticos más notables del hemisferio sur, ya que presenta una gran variedad de fenómenos nucleares y extra-nucleares. Fue clasificado primero por Bolton et al. (1965) como una galaxia N¹ y luego como BL-Lac por Danziger et al. (1979). Sin embargo, se observaron líneas de emisión anchas y variables tanto en el óptico como en el UV, típicas de un AGN de tipo I. Su ancho equivalente resultó mucho mayor a 5 Å (Ulrich, 1981; Scarpa et al., 1995), el valor histórico

¹De acuerdo al sistema de clasificación MK, una galaxia de tipo N corresponde a una morfología con núcleo compacto y brillante y fuerte emisión en radio.

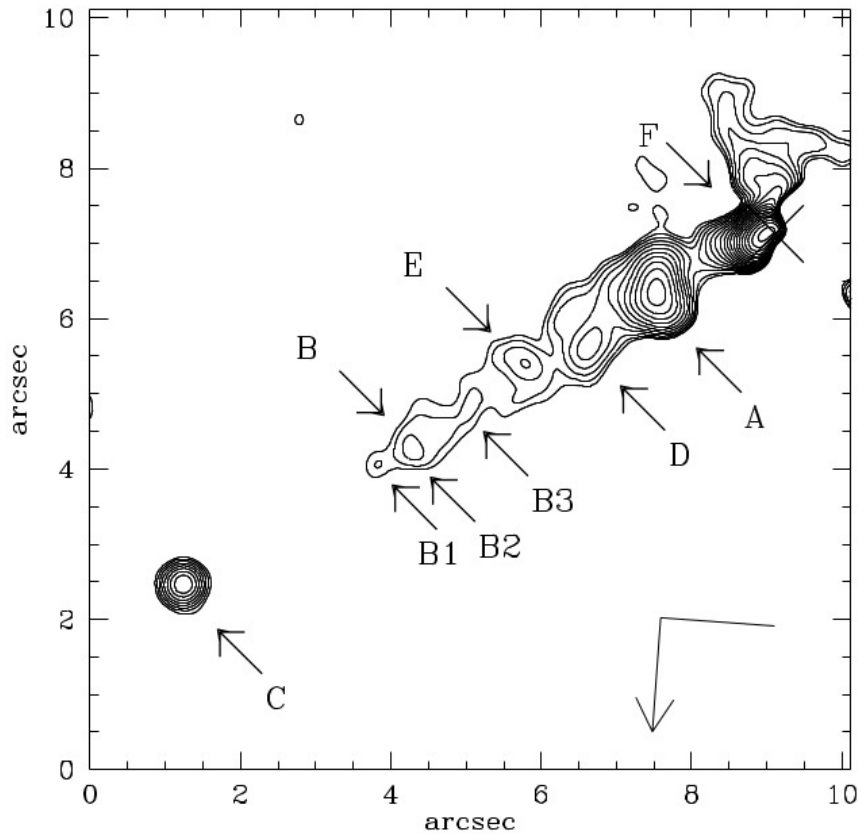


Figura 3.1. Contorno óptico del jet de PKS 0521-36 obtenida por la cámara *Wide Field and Planetary Camera 2* (WFPC2) del HST en el filtro F702W, luego de sustraer la fuente puntual central (indicada por una cruz) y un modelo de galaxia. Aquí, 1 arcsec = 1.48 kpc. Crédito: Scarpa et al. (1999).

que divide entre BL-Lac y FSRQ, lo que sugiere que PKS 0521-36 es un AGN erróneamente clasificado.

Este blazar presenta un prominente jet que puede detectarse tanto en radio como en el óptico y UV. El jet óptico, observado por el Telescopio Espacial Hubble (Figura 3.1), presenta una estructura caracterizada por una componente brillante cerca del núcleo (señalado como F en la figura) que se corresponde con la base del jet observado en el UV por la *Faint Object Camera* del HST (Macchetto et al., 1991). Más lejos del centro se puede observar un punto brillante (A) seguido de varios de menor intensidad. La estructura B es resuelta en al menos tres componentes diferentes, alineadas a lo largo del jet. Finalmente, un segundo punto brillante es detectado en C. Esta última estructura (usualmente llamada *red tip*) se encuentra a $9.2''$ del núcleo y está claramente resuelta, aunque su apariencia simétrica la hace parecer puntual. Con una magnitud integrada $m_R = 21.3 \pm 0.2$ mag, su perfil radial es consistente con una galaxia elíptica. Esto, junto a la ausencia de emisión en radio (Keel, 1986) y de polarización óptica (Sparks et al., 1990) sugieren que la red tip es una galaxia de fondo (o pequeña compañera) en lugar de ser parte del jet, a pesar de la casi perfecta alineación con el mismo. En el lado opuesto al jet se observa un lóbulo brillante, pero no es detectado ningún contra-jet conectándolo con la región central. En este sentido, este objeto resulta muy similar al jet perteneciente a la radiogalaxia M87 (Sparks et al., 1994).

La morfología del jet en radio presenta una correspondencia prácticamente exacta con la observada en el óptico (Scarpa et al., 1999). Además, observaciones con VLBA mostraron que

el mismo ángulo de posición del jet a escalas del parsec se mantiene sin cambios significativos hasta distancias tres órdenes de magnitud mayores (Giroletti et al., 2004). Por otro lado, a altas energías, PKS 0521-36 ha sido detectado por el satélite *Chandra* en rayos-X² (Birkinshaw et al., 2002). En rayos- γ se ha observado en primer lugar por EGRET (Lin et al., 1995) pero no fue incluido en el Tercer Catálogo (Hartman et al., 1999).

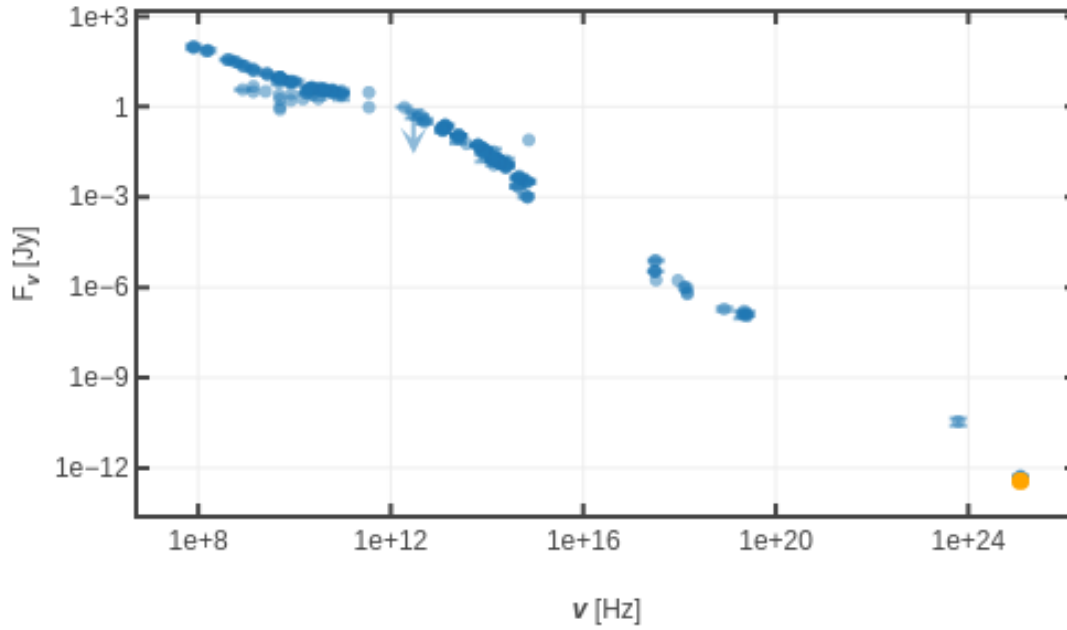


Figura 3.2. Distribución espectral de energía de PKS 0521-36 obtenida de NASA/IPAC Extragalactic Database (NED)³.

En junio del 2010 un fuerte flare en rayos- γ fue detectado por el *Large Area Telescope* (LAT) a bordo del satélite *Fermi Gamma-ray Space Telescope*⁴ (Ifrate et al., 2010), lo que desencadenó un seguimiento por el observatorio espacial *Swift*⁵ que confirmó la alta actividad de la fuente en el óptico, UV y rayos-X (D’Ammando et al., 2010). Un análisis multifrecuencia de PKS 0521-36 y en particular del mencionado evento fue realizado por D’Ammando et al. (2015), quienes modelan la SED de dicho objeto (ver Figura 3.2) y sugieren que el ángulo del jet respecto a la visual debe estar entre 6° y 15° . En particular, desde el IAR se ha estudiado a PKS 0521-36 en varias ocasiones en el pasado (Romero et al., 1994, 1995a; Luna et al., 1993), mostrando variabilidad en su flujo y en su polarización en radio, lo que la convierte en un objetivo ideal para realizar este trabajo.

3.4. PKS 1921-293

El cuásar PKS 1921-293, también llamado OV 236, es uno de los objetos más cercanos de su clase ($z = 0.352$, Wills & Wills, 1981) y una de las fuentes extragalácticas más compactas conocidas (Ledden & Odell, 1985; Pica et al., 1988; Mead et al., 1990). Ha recibido la clasificación de BL-Lac debido a su fuerte variabilidad tanto en el óptico como en radio (Dent &

²<https://chandra.harvard.edu>

³<https://ned.ipac.caltech.edu>

⁴<https://fermi.gsfc.nasa.gov>

⁵<https://swift.gsfc.nasa.gov>

Balonek, 1980; Wills & Wills, 1981) y su alto grado de polarización lineal (la cual también resulta altamente variable tanto en porcentaje como en orientación), además de ser un blazar altamente variable en el óptico (OVV).

En el rango milimétrico esta fuente es una de las más brillantes y posee un espectro inusualmente chato entre 1 mm y 1 m, con un índice espectral $\alpha \sim -0.6$. A longitudes de onda más cortas, el espectro cambia su índice espectral a $\alpha \sim -1$ y continúa de esta manera hasta al menos longitudes de onda ultravioletas (Shen et al., 1999). Observaciones realizadas en 7 mm con VLBA entre 1994 y 1996 (Shen et al., 1998) muestran que el jet se curva de forma pronunciada (ver Figura 3.3) y se extiende en un ángulo de posición cercano a -23° hasta una distancia de 1 milisegundo de arco (que proyectado equivale a 4 pc). En 2 cm se observó que a partir de este punto el jet se extiende hasta 6 milisegundos de arco más lejos (Shen et al., 2002).

Con EGRET no se ha detectado emisión en rayos- γ de este blazar (Fichtel et al., 1994; Mukherjee et al., 1997) aunque más adelante se ha podido observar con el satélite Fermi (Nolan et al., 2012). En la Figura 3.4 se puede ver la curva de luz de este objeto en ondas de radio y rayos- γ desde el año 2008 hasta el 2012. Por último, en la Figura 3.5 se encuentra graficada la distribución espectral de energía de esta fuente. Puede verse que la misma posee su máximo en el rango de radio, por lo que PKS 1921-293 recibe la clasificación de LSB.

Las características de PKS 1921-293 que se han mencionado anteriormente, sumadas al hecho de que desde el IAR se ha detectado variabilidad en el pasado (Romero et al., 1995a), hacen que esta fuente resulte un gran candidato para realizar esta tesis y para posibles trabajos a futuro.

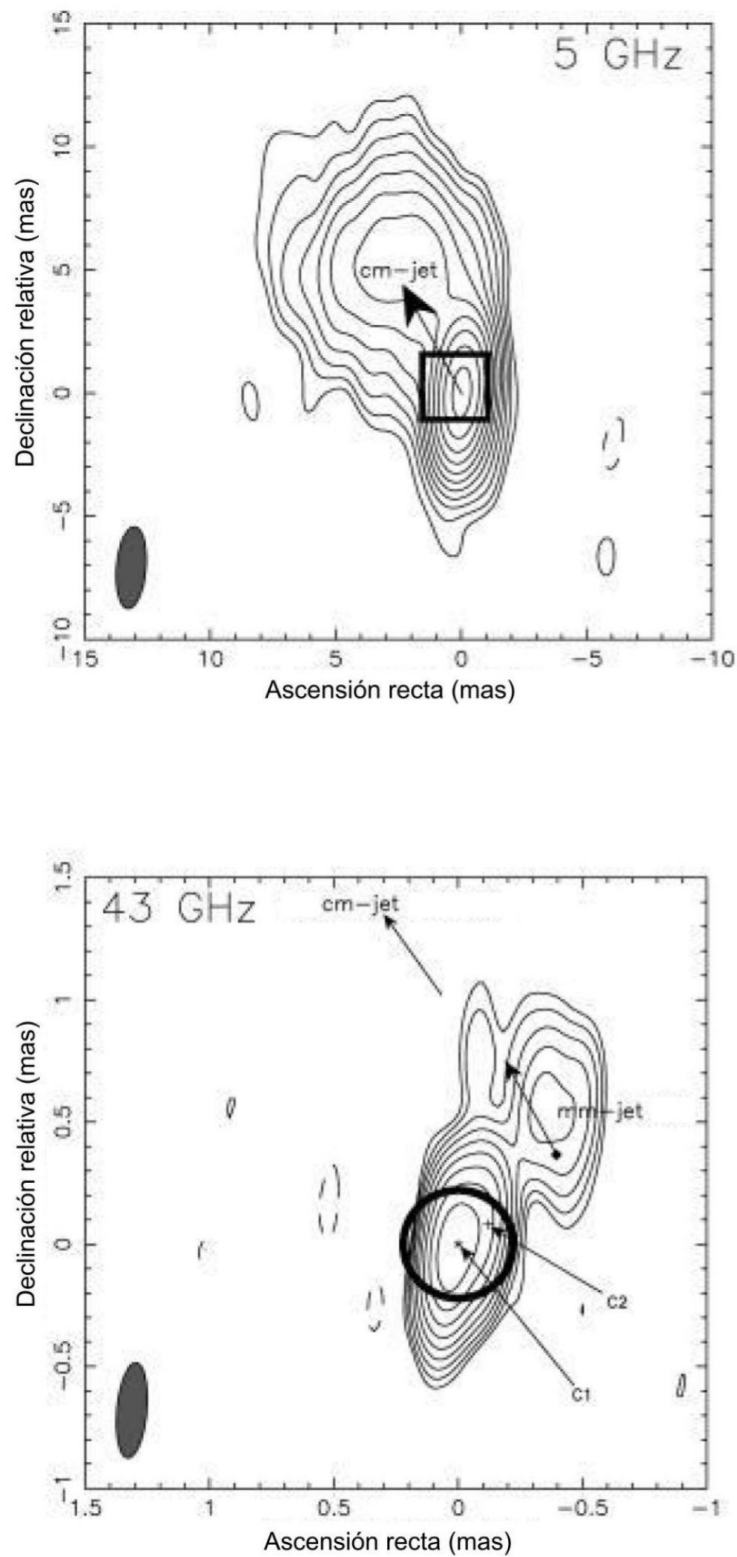


Figura 3.3. Panel superior: Imagen del jet de PKS 1921-293 observado por VLBA en 6 cm. Panel inferior: ampliación de la zona interna del jet , marcada con un recuadro en la imagen superior. Se puede notar la diferencia en las direcciones del jet entre las dos escalas. Crédito: [Shen et al. \(2002\)](#).

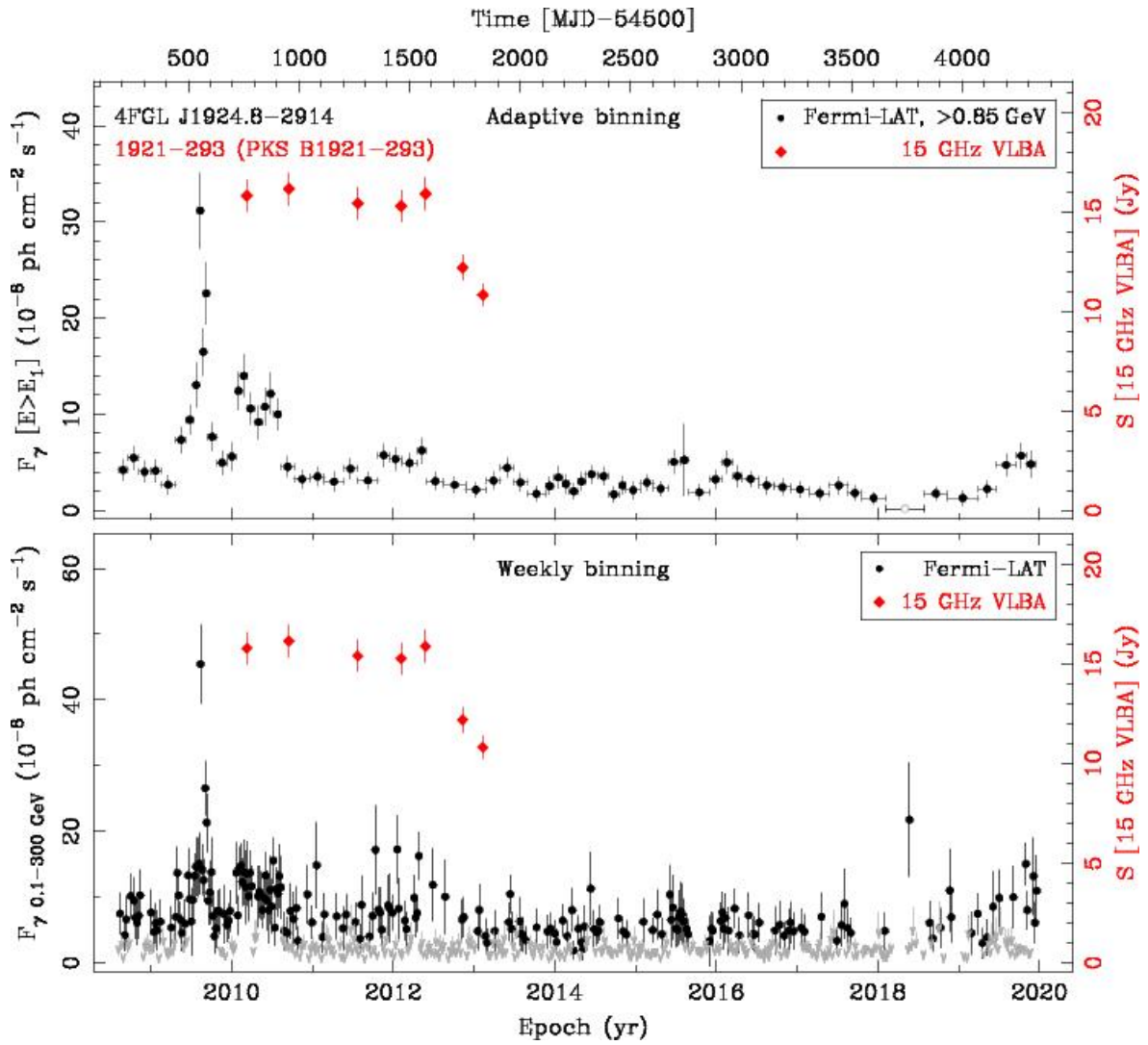


Figura 3.4. Curvas de luz de PKS 1921-293 en radio y rayos- γ entre el año 2008 y 2019. Crédito: [Lister et al. \(2018\)](#).

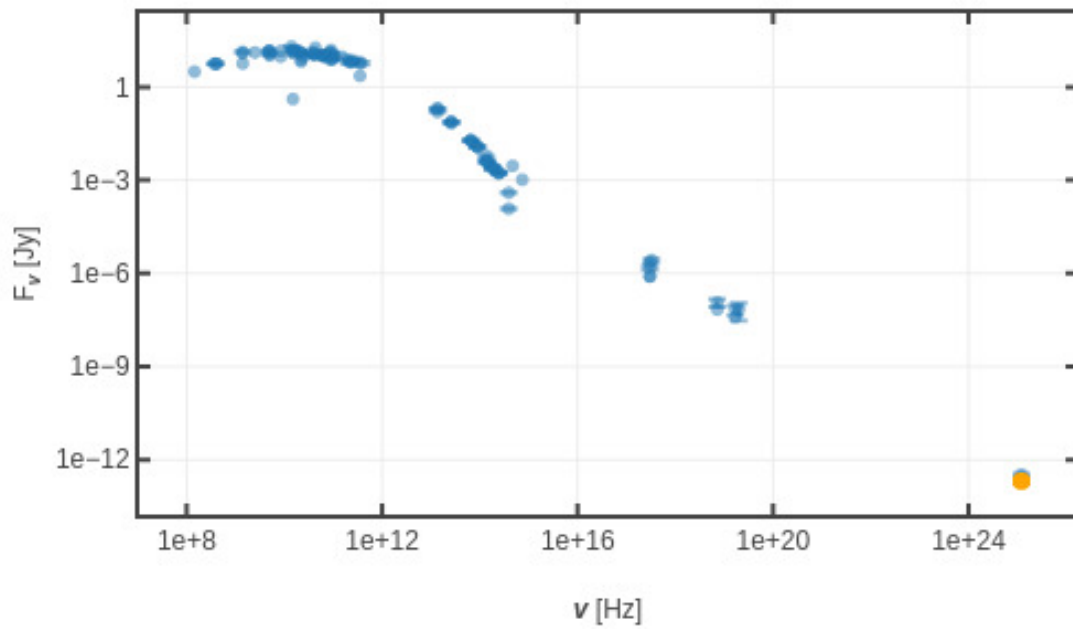


Figura 3.5. Distribución espectral de energía de PKS 1921-293 obtenida de NASA/IPAC Extragalactic Database (NED).

Capítulo 4

Elementos básicos de radioastronomía

Aunque el espectro electromagnético ya era conocido gracias a Maxwell desde mediados del siglo XIX, el estudio del Universo estuvo limitado al rango visible hasta ya entrado el siglo XX. En particular, la radioastronomía no surgió hasta la década de 1930, cuando el ingeniero Karl Jansky detectó una señal proveniente de la región central de la Vía Láctea mientras investigaba el uso de ondas cortas (entre 10 y 20 metros) para comunicaciones telefónicas transatlánticas. Unos años más tarde, Grote Reber, un ingeniero en telecomunicaciones, identificó varias radiofuentes haciendo uso de un radiotelescopio de 9m de diámetro que construyó en el jardín de su casa. El primer observatorio de radioastronomía fue fundado por John Kraus en la Universidad de Ohio luego de la Segunda Guerra Mundial.

Desde sus inicios hasta la actualidad la radioastronomía condujo a enormes descubrimientos, tales como los cuásares, los púlsares, el fondo cósmico de microondas (CMB), entre muchos otros. Hoy en día hay más de 100 observatorios de radioastronomía repartidos por todo el mundo, tales como el JVLA (*Jansky Very Large Array*), ALMA (*Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array*), Green Bank, Parkes, etc. Los estudios en este rango del espectro electromagnético son cruciales para comprender la física detrás de los AGN y en particular, de los blazares. Por este motivo, a continuación introduciremos algunas nociones básicas de radioastronomía, además de describir las características del instrumento que se utilizó para realizar este trabajo.

4.1. Ondas de radio

4.1.1. Ondas electromagnéticas

En el vacío, la propagación de las ondas electromagnéticas está dada por la ecuación de onda para el campo eléctrico \vec{E} :

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}. \quad (4.1)$$

El campo magnético \vec{B} , que obedece una ecuación similar, yace en el plano perpendicular al campo eléctrico, mientras que el producto vectorial $\vec{E} \times \vec{B}$ determina la dirección de propagación de la onda (ver Figura 4.1).

Como las fuentes astronómicas se encuentran a grandes distancias de la Tierra, la curvatura de los frentes de onda que recibimos es despreciable. Es decir, podemos suponer que

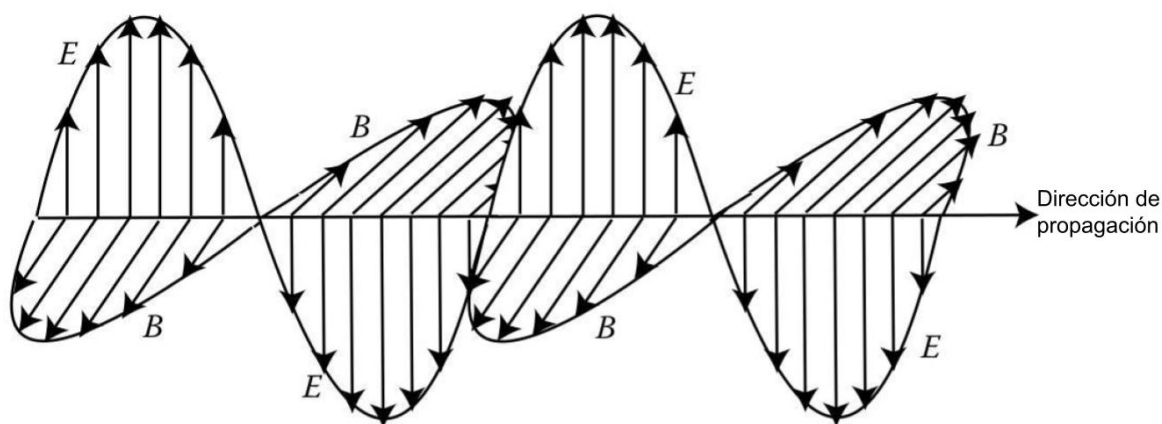


Figura 4.1. Esquema ilustrativo de una onda electromagnética propagándose en la dirección z. El campo eléctrico y el campo magnético son perpendiculares a esta dirección y también entre sí.

se trata de ondas planas en muy buena aproximación. Una onda plana monocromática propagándose en la dirección z, con su campo eléctrico en una dirección arbitraria contenida en el plano xy, con número de onda $k = 2\pi/\lambda$ y frecuencia $\nu = \omega/2\pi$ podrá ser descrita a través de sus componentes:

$$E_x = E_1 \cos(kz - \omega t + \delta_1) \quad (4.2)$$

$$E_y = E_2 \cos(kz - \omega t + \delta_2) \quad (4.3)$$

$$E_z = 0. \quad (4.4)$$

En el caso más general, el campo eléctrico describirá una elipse rotada contenida en el plano xy.

La diferencia de fase $\delta = \delta_1 - \delta_2$ define el tipo de polarización. Por un lado, si $\delta > 0$, se dice que la polarización es *derecha*, mientras que $\delta < 0$ corresponde a polarización *izquierda*. Esto es, cuando vemos a la onda en la dirección de propagación, la polarización derecha corresponde a una rotación del campo eléctrico en sentido horario. Cabe mencionar que esta es una convención arbitraria y no es la única. Por otro lado, se dice que la onda está *linealmente polarizada* si $\delta = m\pi$ con $m \in \mathbb{Z}$, mientras que la *polarización circular* resulta cuando $E_1 = E_2 = E$ y $\delta = \frac{\pi}{2}(1 + m)$. En este caso, el campo eléctrico traza un círculo en el plano xy, y a medida que la onda avanza, se moverá de manera helicoidal. En la Figura 4.2 puede verse una esquematización de los tres casos mencionados.

Generalmente, la radiación astrofísica está parcialmente polarizada. Es decir, hay más potencia en un estado de polarización que en otro, y puede ser expresada como combinación de una parte completamente polarizada y una no polarizada.

4.1.2. Intensidad específica y densidad de flujo

Una medida cuantitativa que se puede realizar cuando observamos una fuente astrofísica es qué tanta radiación recibimos de ella. En particular, en el rango de las radiofrecuencias la energía de los fotones es muy baja, por lo que en lugar de contarlos individualmente se trata

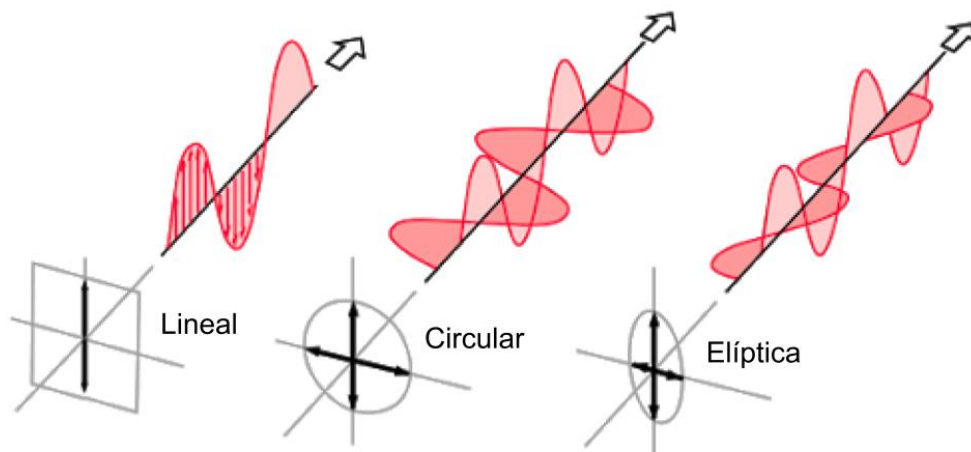


Figura 4.2. Una onda con diferentes tipos de polarización en un instante de tiempo. El caso más general corresponde a la polarización elíptica, mientras que la polarización lineal y la circular corresponden a casos particulares.

a la luz como un fenómeno ondulatorio. A continuación definiremos algunas cantidades que nos ayudan a cuantificar la energía que recibimos de nuestros objetos de estudio.

En primer lugar, una fuente podría ser descrita a través de la energía total emitida a lo largo de toda su existencia, en todas las frecuencias (o longitudes de onda) y en todas direcciones. Sin embargo, esta cantidad resultaría imposible de conocer de manera directa, ya que los instrumentos de los que disponemos sólo nos permiten realizar medidas en intervalos de tiempo finitos.

Una cantidad que podría definirse para solucionar este problema es la *luminosidad*, que es la tasa a la cual la energía es emitida. Así, podríamos dividir la cantidad de energía recibida por el intervalo de tiempo sobre el cual ésta fue detectada. Sin embargo, la luminosidad tampoco es una cantidad medible de forma directa, ya que la fracción de energía que recibimos en nuestro instrumento es sólo una pequeña fracción de la que radía la fuente en todas direcciones.

En efecto, la potencia de la radiación que detectamos depende del tamaño de nuestro telescopio: cuanto más grande sea el área con la cual recolectamos la energía recibida, más radiación detectaremos. Entonces, nuevamente, debemos normalizar nuestra medida, esta vez, dividiendo por el área del telescopio. Haciendo esto obtenemos el *flujo* (F), que es la cantidad de energía recibida por unidad de tiempo y por unidad de área.

Si consideramos una fuente astronómica a una distancia d cuya radiación es emitida isotrópicamente, entonces la luminosidad será esparcida sobre una cáscara esférica de radio d (ver Figura 4.3). La fracción que detectamos está dada por el cociente entre el área efectiva de nuestro telescopio (A_{eff}) y el área de la cáscara. Por lo tanto, la potencia detectada será

$$P = L \frac{A_{\text{eff}}}{4\pi d^2}, \quad (4.5)$$

y el flujo resulta

$$F = \frac{P}{A_{\text{eff}}} = \frac{L}{4\pi d^2}. \quad (4.6)$$

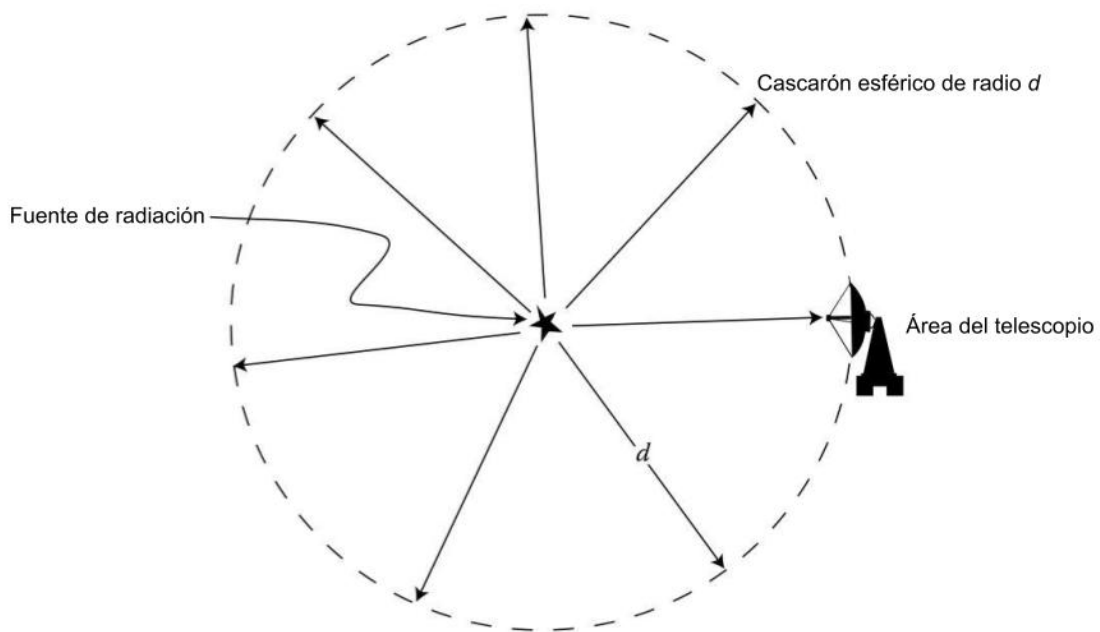


Figura 4.3. La potencia recolectada por el telescopio es la fracción de la luminosidad total emitida por la fuente que llega a la pequeña superficie del telescopio relativa a la cáscara esférica de radio d .

Sin embargo, el flujo es una cantidad que tampoco podemos medir directamente, ya que es imposible construir un detector que sea capaz de medir la radiación recibida en todas las frecuencias del espectro electromagnético. Sólo es posible detectarla en una pequeña fracción de frecuencias en la cual nuestro detector es sensible. Por este motivo definimos la *densidad de flujo* (F_ν o F_λ), que es el flujo por unidad de frecuencia en el rango espectral observado, es decir,

$$F_\nu = \frac{F}{\Delta\nu}, \quad (4.7)$$

donde $\Delta\nu$ es el *ancho de banda*, o el rango en frecuencia de la radiación detectada.

Finalmente, la densidad de flujo es una medida que se puede obtener directamente. El telescopio mide la cantidad de potencia que recibe, que depende del área colectora y del ancho de banda. Al ser una cantidad medible, se necesitan definir unidades que resulten convenientes. Para fuentes astronómicas en radiofrecuencias, la cantidad de energía que recibimos por unidad de tiempo, por unidad de área y por unidad de frecuencia es increíblemente pequeña, por lo que el Sistema Internacional (SI) y el cgs nos devuelven números extremadamente pequeños para densidades de flujo típicas. Para evitar cargar excesivas potencias de 10 en nuestros cálculos, los radioastrónomos han definido una unidad para la densidad de flujo, nombrada en honor al padre de la radioastronomía, Karl Jansky:

$$1 \text{ jansky (Jy)} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} = 10^{-23} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}. \quad (4.8)$$

La última cantidad que definiremos resulta ser también la más importante. La *intensidad específica*, la cual también suele llamarse *brillo superficial* (o simplemente *brillo*), es la densidad de flujo por unidad de ángulo sólido. Si se conoce el tamaño angular de una fuente, es posible calcular la intensidad media de la fuente dividiendo la densidad de flujo medida (F_ν) por el ángulo sólido de la fuente (Ω). Una expresión para la intensidad específica es, entonces,

$$I_\nu = \frac{F_\nu}{\Omega}, \quad (4.9)$$

donde

$$F_\nu \sim \frac{L}{4\pi d^2 \Delta\nu}. \quad (4.10)$$

Aunque a fines prácticos podamos utilizar esta expresión, formalmente la expresión para la intensidad específica está dada por:

$$I_\nu = \frac{dP}{\cos\theta \, d\Omega \, dA \, d\nu}, \quad (4.11)$$

donde dP es la potencia infinitesimal, dA es el área infinitesimal, $d\nu$ es el ancho de banda infinitesimal y θ es el ángulo entre la normal a dA y la dirección a $d\Omega$.

En la Sección 4.1.1 tratamos a la radiación como una onda electromagnética, mientras que aquí la hemos descrito en términos de energía (potencia, flujo, densidad de flujo e intensidad). Por supuesto, estos dos conceptos están relacionados. La energía que medimos está contenida en los campos eléctrico y magnético. El flujo de energía de la radiación en términos de estos campos está definido por una cantidad conocida como *vector de Poynting* (\vec{S}), donde el flujo está dado por

$$|\vec{S}| = \frac{1}{2} c \epsilon_0 E_0^2, \quad (\text{SI}) \quad (4.12)$$

con E_0 la amplitud del campo eléctrico y ϵ_0 la permitividad del vacío. Además, como la

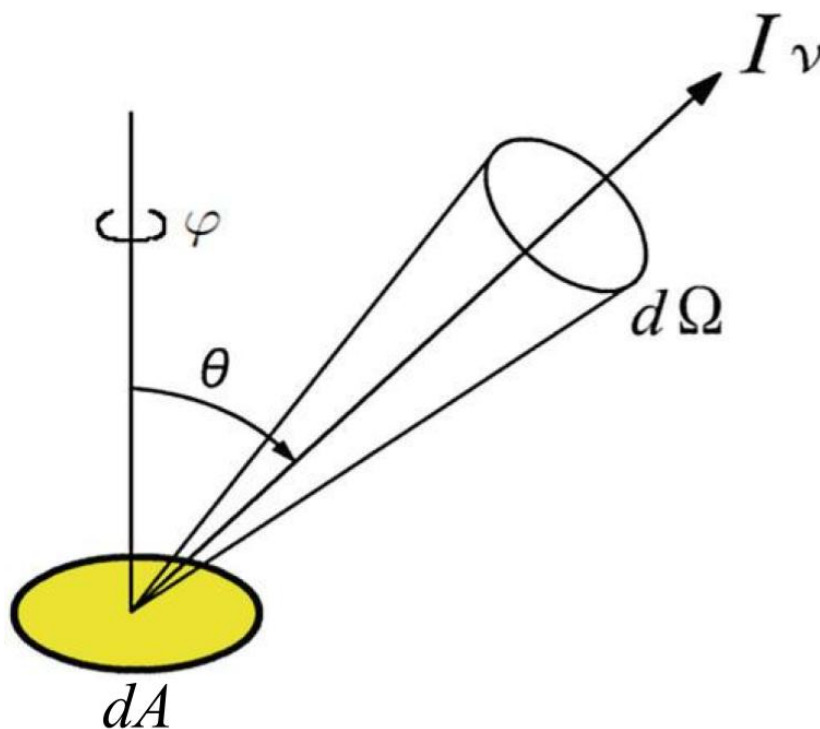


Figura 4.4. Representación esquemática de los elementos geométricos requeridos para la definición de la intensidad específica.

intensidad específica está relacionada con el flujo, resulta proporcional al cuadrado del campo eléctrico:

$$I_\nu \propto E_0^2. \quad (4.13)$$

Hay dos aspectos de la intensidad que vale la pena remarcar. En primer lugar, la densidad de flujo S_ν no distingue entre fotones que provienen desde diferentes direcciones, mientras que I_ν sí lo hace. La direccionalidad de los fotones es importante al estudiar la transferencia de radiación a través del material, como nubes o gas interestelar. Y por otro lado, siempre que los efectos del medio entre la fuente y el observador puedan ser despreciados, la intensidad es una cantidad independiente de la distancia a la fuente. Es decir, es una medida directa de la cantidad de radiación emitida por el objeto *en su superficie*. La importancia de esta cantidad yace en que nos provee una medida directa de los procesos microscópicos que producen la radiación en la fuente.

4.2. Características generales de los radiotelescopios

La atmósfera terrestre, afortunadamente, impide que la luz de ciertas frecuencias (como los rayos UV) alcance la superficie terrestre. En el rango de radio la atmósfera es transparente para frecuencias que van de los MHz a los THz, y podemos detectarlas desde la Tierra. Ésta es la llamada *ventana de radio*. Además, a estas frecuencias el Sol no ilumina el cielo como lo hace con la luz visible. Es decir, es posible realizar observaciones radioastronómicas tanto durante el día como por la noche. A longitudes de onda largas incluso es posible observar con el cielo cubierto de nubes, ya que éstas también son transparentes a las ondas de radio.

Los radiotelescopios resultan en varios aspectos muy diferentes a los telescopios ópticos, aunque también presentan varias similitudes. La diferencia más importante en cuanto a su funcionamiento se debe a que en radio, las ondas electromagnéticas poseen longitudes de onda mucho mayores a las del rango visible. En consecuencia, en lugar de detectar la naturaleza corpuscular de la luz (es decir, los fotones individuales), debemos recurrir a su naturaleza ondulatoria.

La principal similitud que presentan los telescopios en radio y los ópticos es que ambos utilizan un *reflector primario* parabólico, que para los radiotelescopios es usualmente denominado *disco*, para recolectar y focalizar la luz. Sin embargo, en radio no es necesario que el reflector se encuentre finamente pulido, como es el caso de los espejos primarios de los telescopios ópticos. Esto se debe a que las ondas de radio son mucho más largas y pueden ser reflejadas por superficies mucho menos precisas (e incluso perforadas), siempre que se cumpla que las irregularidades en la superficie sean mucho menores a la longitud de onda de la radiación. La cantidad de radiación recolectada depende del área efectiva del telescopio, que se encuentra directamente relacionada con el área geométrica del reflector primario. De acuerdo a las Ecs. 4.5, 4.6 y 4.7, la potencia P recolectada de una fuente astronómica con densidad de flujo F_ν está dada por

$$P = F_\nu A_{\text{eff}} \Delta\nu, \quad (4.14)$$

donde $\Delta\nu$ es el rango de frecuencias siendo detectado o ancho de banda (BW, del inglés *band width*). El área efectiva está relacionada con el área geométrica a través de un parámetro denominado *eficiencia de apertura*, que da cuenta de la fracción del área iluminada:

$$A_{\text{eff}} = A_{\text{geom}} \eta_A. \quad (4.15)$$

Otra función del reflector primario es proveer de direccionalidad al telescopio. Es decir, dotarlo de la capacidad de diferenciar la emisión de objetos a diferentes posiciones angulares en el cielo. El *patrón de respuesta* se obtiene graficando la potencia recibida por la antena en función del ángulo en el cielo, y es una medida de la *sensitividad* del telescopio. Como puede verse en la Figura 4.5, la respuesta del telescopio es máxima sobre el *lóbulo principal* (es decir, sobre el eje), mientras que al alejarse de éste, la interferencia constructiva y destructiva de las ondas que son recibidas provoca una serie de picos y valles llamados *lóbulos laterales*, que son radiación no deseable ya que pueden contaminar las observaciones. La resolución angular de un radiotelescopio se define como el ancho a media altura (FWHM, del inglés *Full Width at Half Maximum*) del lóbulo principal, que es proporcional a la longitud de onda observada λ e inversamente proporcional al diámetro del reflector primario D .

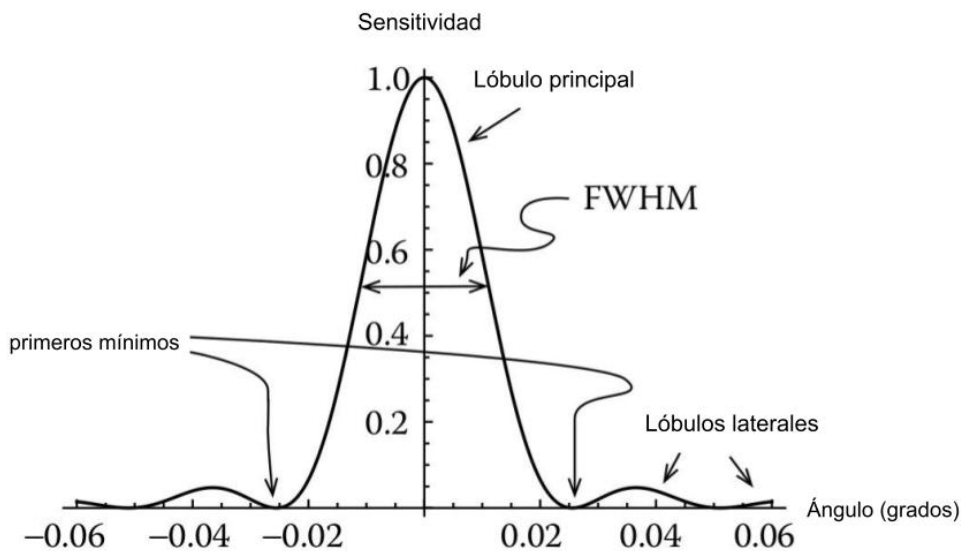


Figura 4.5. Perfil típico de la sensibilidad relativa, o patrón de respuesta, de un radiotelescopio en función del ángulo θ , relativo al eje central del telescopio. El diagrama se obtiene iluminando uniformemente el reflector.

Una vez recolectada, esta radiación puede detectarse en el punto focal del disco o ser reflejada para ser detectada detrás de éste. En el primer caso se trata de un *telescopio de foco primario*, y el segundo es denominado *telescopio Cassegrain*, como el que se muestra en la Figura 4.6. Al igual que para el visible, discos más grandes tienen la capacidad de recolectar más luz. Por lo tanto, aumentar el tamaño del disco mejora la sensibilidad del radiotelescopio, que es una medida de la emisión más débil que puede ser detectada. Además, como la atmósfera no afecta a las ondas de radio, la resolución de un radiotelescopio está determinada sólo por la refracción. En consecuencia, cuanto mayor sea el disco, mejor resultará la resolución angular.

La *montura* es la estructura física que sostiene al disco, en conjunto con los motores que se utilizan para moverlo. Para que sea posible apuntar el telescopio a cualquier punto en el cielo, la montura debe girar sobre dos ejes. Si uno de los ejes mueve la antena sólo en altura y el otro en acimut, la montura se denomina *Alt-Azimutal*. En la Figura 4.7 puede verse esquematizado un radiotelescopio típico con una montura de este estilo. En cambio, si la montura es *ecuatorial*, un eje mueve a la antena en declinación y el otro en ascensión recta.

Luego de ser reflejada por el disco, la luz incidente se dirige al foco, donde una *antena receptora* o *feed* confina las ondas electromagnéticas provenientes del espacio abierto a *líneas*

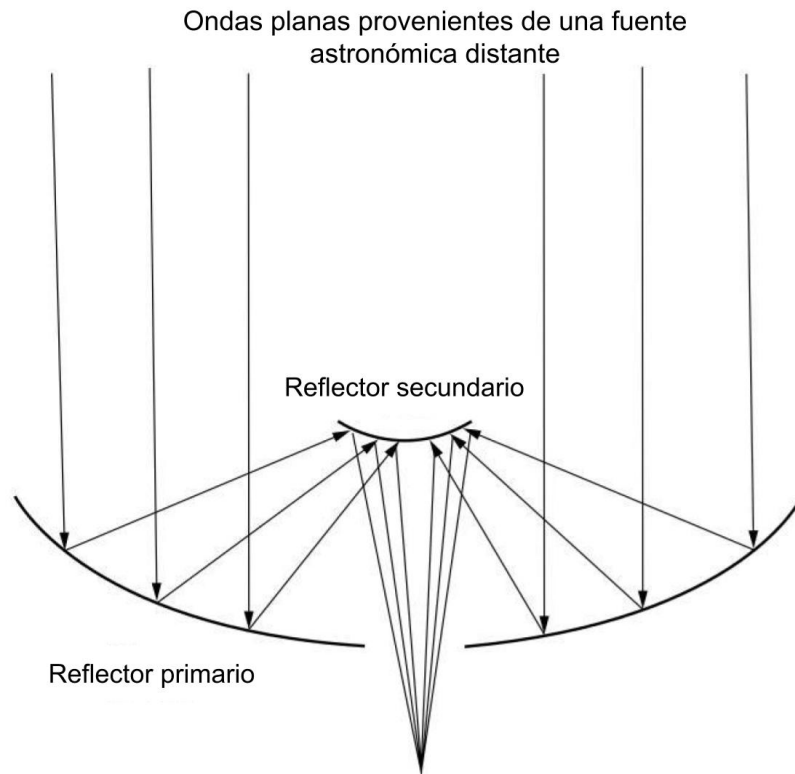


Figura 4.6. Las ondas planas alcanzan el disco del radiotelescopio y son concentradas en su foco. En este caso, en ese punto se encuentra un reflector secundario, que concentra la luz detrás del disco para allí ser detectada.

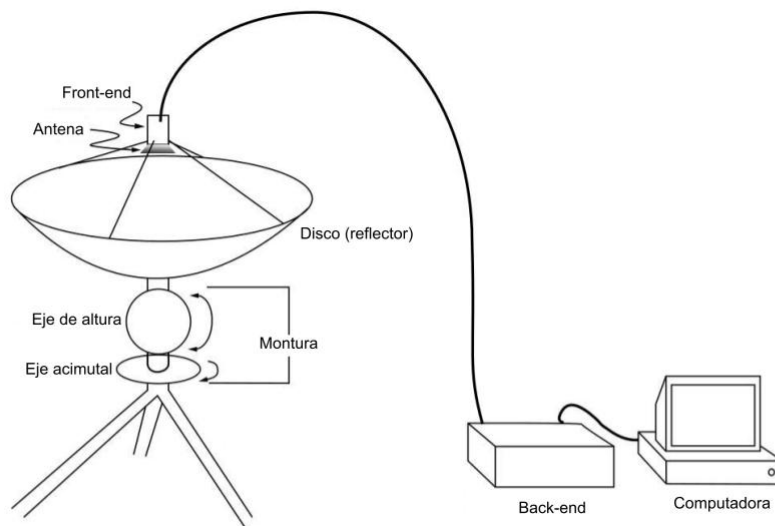


Figura 4.7. Esquema ilustrativo de un radiotelescopio de foco primario y sus componentes.

de transmisión, las cuales transportan la señal a los *receptores*. Generalmente, éstas sólo transmiten una de dos polarizaciones, por lo que la mitad de la potencia de una fuente no polarizada la atravesará. Para poder detectar toda la potencia recibida, son necesarias dos líneas.

La primera parte del receptor se denomina *front-end*, y se encuentra sobre el telescopio,

inmediatamente luego de la antena. Su función es amplificar la señal y convertir su frecuencia, además de restringir el rango de frecuencias que se detectará. El primer elemento en el front-end es el amplificador que, como su nombre lo indica, aumenta la amplitud de las ondas de radio incidentes. Está caracterizado por la *ganancia*, definida por:

$$G \equiv \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}} = \frac{A_{\text{eff}}}{2k}, \quad (4.16)$$

donde k es la constante de Boltzmann, P_{in} es la potencia entrante y P_{out} la saliente. Usualmente, la ganancia es expresada en unidades logarítmicas denominadas *decibeles* (dB) de la siguiente manera:

$$G(\text{dB}) = 10 \log_{10} G. \quad (4.17)$$

Luego de la amplificación inicial, la señal se desplaza hacia otra frecuencia, generalmente menor que la original. Esta tarea se realiza en el *mezclador* o *mixer*, el cual consiste de dos puertos de entrada y uno de salida. En los puertos de entrada se recibe una señal ligeramente diferente creada por el *oscilador local* (LO) y se combina con la señal entrante, dando como resultado la suma o diferencia en frecuencia de las señales de entrada, que contienen la misma información que antes, pero a una frecuencia diferente. Por último, es enviada a través de un filtro que selecciona solo la diferencia entre los puertos del mezclador y bloquea todas las frecuencias altas o “frecuencias imagen” y es nuevamente amplificada.

En estas condiciones, la señal puede recorrer una distancia considerable sin ser alterada, por lo que es enviada a través de cables co-axiales a la sala de control. Allí se encuentra la segunda parte del receptor, el *back-end*, donde es amplificada nuevamente y dirigida a un *convertidor analógico digital*, el cual permitirá que las señales recibidas sean adquiridas y procesadas en una computadora. En el pasado, este proceso se realizaba mediante un **detector de ley cuadrática**, que producían una corriente proporcional al cuadrado del campo eléctrico de la onda incidente, y en consecuencia, proporcional a la potencia de la misma. Esta corriente atraviesa una resistencia, y por la ley de Ohm, resulta en un voltaje también proporcional a la potencia. El voltaje estará dado por

$$V = \alpha P, \quad (4.18)$$

donde P es la potencia recibida y α es la *respuesta* del detector.

En 1928, Nyquist encontró que la potencia en un circuito puede ser descrita en términos de una *temperatura equivalente* T_{equiv} , que es igual a la temperatura que debería tener una resistencia para producir la misma potencia. Sabiendo esto, podemos definir la *temperatura de antena* T_A :

$$T_A = \frac{P}{k \Delta\nu}. \quad (4.19)$$

Cabe mencionar que las componentes que debe atravesar la onda para ser detectada, especialmente los amplificadores, producen inevitablemente una potencia no deseada. Para minimizar este efecto suelen utilizarse *amplificadores de bajo ruido*.

Existen numerosas fuentes de ruido además del detector, como el suelo, la emisión de la atmósfera terrestre, el fondo cósmico de radiación y la emisión sincrotrón de los electrones en la galaxia. Podemos entonces, del mismo modo, definir una *temperatura de ruido* T_N que caracterice a cada una de estas fuentes, dando como resultado una *temperatura de sistema* T_{sis} que será la suma de todas ellas. Como usualmente la temperatura de antena que produce

una fuente astronómica es mucho menor que la temperatura de sistema, el error en la medida estará dominado por el ruido de T_{sis} . Según el teorema de Nyquist-Shannon, éste vendrá dado por la llamada *ecuación del radiómetro*:

$$\sigma_{\text{sis}} = \frac{T_{\text{sis}}}{\sqrt{\Delta\nu t}}, \quad (4.20)$$

donde t es el tiempo de integración. Según esta ecuación, entonces, para que una fuente sea discernible por sobre el ruido de fondo debe como mínimo igualar el provocado por el sistema de observación. Usualmente, esto se mide a través de la *relación señal-ruido* (SNR), que es la proporción entre la señal transmitida y el ruido que la afecta. A la hora de planear una observación, se puede calcular cuál es la densidad de flujo mínima que debe tener una fuente para poder ser detectada, habiendo seleccionado la SNR deseada (usualmente, ésta debe ser al menos igual a 3), el tiempo de integración t y el ancho de banda $\Delta\nu$ haciendo uso de la Ec. 4.19:

$$F_{\nu}(\text{min}) = \text{SNR} \left(\frac{4k}{A_{\text{eff}}} \frac{T_{\text{sis}}}{\sqrt{t \Delta\nu}} \right). \quad (4.21)$$

4.3. Los radiotelescopios del IAR

El Instituto Argentino de Radioastronomía, ubicado a 20 km de la ciudad de La Plata en el Parque Pereyra Iraola, fue creado en 1962 como una de las principales facilidades astronómicas del país. En 1966 el primer radiotelescopio (A1) fue puesto en funcionamiento y se utilizó principalmente para estudiar la emisión del hidrógeno de la Galaxia. El segundo telescopio (A2) se inauguró en 1977 y fue destinado al estudio del continuo de radio y a estudios polarimétricos en la frecuencia del hidrógeno neutro. Hoy en día, dotados de nueva instrumentación, los telescopios volvieron a ser utilizados para la investigación luego de varios años fuera de funcionamiento. Además, en el año 2019 ambos radiotelescopios fueron



Figura 4.8. Antenas Carlos Varsavsky (frente) y Esteban Bajaja (fondo) capturadas mientras se realizaban observaciones de blazares.

reinaugurados y recibieron el nombre de “Carlos Varsavsky” (A1) y “Esteban Bajaja” (A2) en honor a las contribuciones de estos científicos al IAR.

Tanto A1 como A2 cuentan con un disco parabólico de 30 metros de diámetro, y están alineadas en dirección norte-sur, separadas por 120 metros. Actualmente pueden ser controladas de forma remota. Las especificaciones de ambas antenas, que pueden verse en la Figura 4.8 y de las que se hablará de forma más detallada en las siguientes secciones, se encuentran en la Tabla 4.1.

4.3.1. Radiotelescopio Carlos Varsavsky (A1)

El radiotelescopio Varsavsky (Figura 4.9), comúnmente denominado Antena 1 (A1) fue construido a mediados de 1960 e inaugurado en el año 1966. Se encontró en funcionamiento hasta la década de 1990, cuando entró en un período de desuso y desactualización. Esto fue revertido a partir del año 2015, cuando se iniciaron una serie de actualizaciones con la finalidad de mejorar sus prestaciones. Se actualizaron todos los sistemas electrónicos, incluidos el apuntado, front-end, back-end, el software de adquisición, etc. Entre estas mejoras se destaca la implementación de nuevos receptores digitales, que cuentan con mayor ancho de banda instantáneo. Esto permite que actualmente se puedan realizar observaciones con mayor sensibilidad.

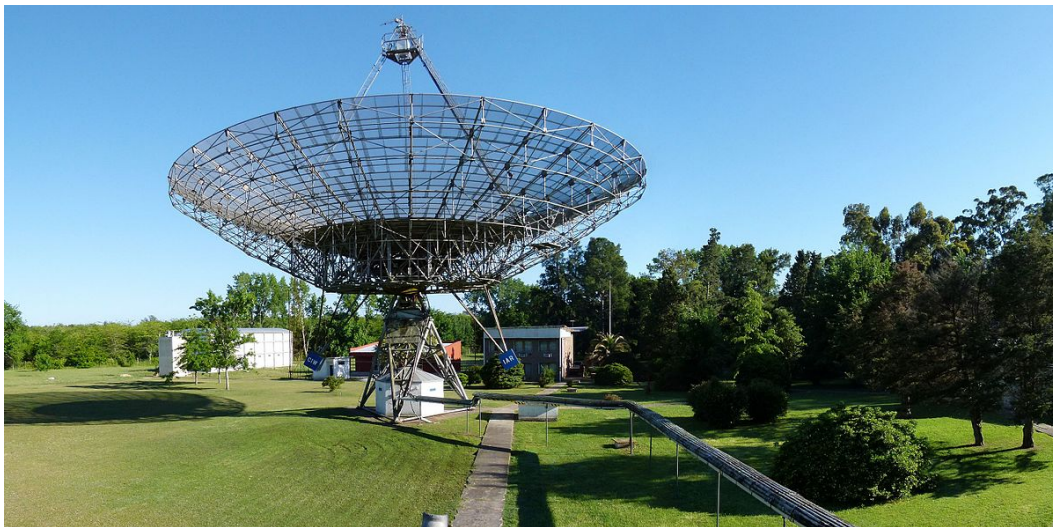


Figura 4.9. Antena Carlos Varsavsky.

La superficie de A1 consiste de un área sólida en el centro de la superficie parabólica, mientras que el resto está formada por hojas de aluminio perforadas. La eficiencia de apertura resulta en un valor de $\eta_A = 0.328$. El front-end permite obtener ambos productos de polarización circular, mientras que el back-end consta de dos radios definidas por software (SDR, del inglés *Software Defined Radio*), lo que permite que varias de las componentes típicamente implementadas en hardware sean reemplazados por software. Así, es posible adquirir muestras crudas con una tasa máxima igual al ancho de banda analógico. Cada receptor posee dos placas digitalizadoras, cada una con un ancho de banda de 56 MHz. Estas pueden usarse tanto como bandas consecutivas, dando un ancho de banda total de 112 MHz para una polarización dada, o en forma separada para obtener ambos modos de polarización con ancho de banda de 56 MHz, dando así la potencia total. Actualmente la primera configuración es la que se utiliza.

4.3.2. Radiotelescopio Esteban Bajaja (A2)

El telescopio Bajaja (Figura 4.10) entró en desuso a principios de la década de 1990. Cuando comenzó a incrementarse el uso de la Antena 1, al haber mejorado sus prestaciones, también surgió la necesidad de poner en funcionamiento a A2. Es por esto que en el año 2018 se inició un proceso de actualización similar al que ocurrió con A1, permitiendo así que actualmente ambos radiotelescopios se encuentren funcionando.



Figura 4.10. Antena Esteban Bajaja.

A diferencia de A1, la totalidad de la superficie colectora de A2 está formada por una malla metálica. La eficiencia de apertura resulta menor ($\eta_A = 0.3$) y por ende la ganancia es diferente. Su back-end posee el mismo esquema que el de A1, pero se encuentra en una configuración diferente: ambas placas de SDR obtienen datos de cada polarización circular simultáneamente, y como consecuencia A2 posee la mitad del ancho de banda de A1 pero es capaz de medir ambos modos de polarización. El software de procesamiento suma ambas polarizaciones, obteniendo así la potencia total. Actualmente se encuentra en proceso la implementación de software que permita procesar los productos de polarización como parámetros de Stokes.

Parámetro	A1	A2
Diámetro	30 m	
FWHM [°]	0.5	
Montura	Ecuatorial	
Tiempo máximo de seguimiento	220 min	
Rango de declinaciones	−90° a −10°	
Frecuencia central [MHz]	1420	1300
Ancho de banda de RF [MHz]	112	300
Polarización	2	2
Temperatura del receptor [K]	95	90
Ganancia (Jy K ^{−1})	10	12
Ancho de banda instantáneo [MHz]	112	56

Tabla 4.1. Parámetros principales de las antenas y sus receptores (Gancio et al., 2020).

Capítulo 5

Campaña de observación

5.1. Metodología

Los datos que se utilizaron en esta tesis fueron obtenidos a través de una campaña de observación que se desarrolló entre los días 9 y 18 de febrero de 2021 en el IAR. Originalmente, la misma consistía en observaciones simultáneas haciendo uso de ambos radiotelescopios allí ubicados, para así poder comparar el funcionamiento de ambas antenas. Pero en ese momento A1 se encontraba fuera de funcionamiento debido a una avería del oscilador local, por lo cual sólo fue posible utilizar A2.

De forma diaria entre las mencionadas fechas se ha observado a los blazares PKS 0521-36 y PKS 1921-293 (descritos en las Secciones 3.3 y 3.4 del Capítulo 3) y a dos fuentes calibradoras (PKS 0320-37 y PKS 1610-60). Dichas calibradoras son fuentes ampliamente estudiadas que poseen un espectro no variable en radio (Testori et al., 2001), lo que permite analizar el comportamiento de los errores en las observaciones y verificar que, de existir, la detección de variabilidad en el blazar no un efecto del instrumento utilizado. Trataremos este tema en detalle en la siguiente sección. En la Tabla 5.1 se encuentran las características principales de las cuatro fuentes mencionadas. En la primer columna se encuentra el nombre de cada fuente, en las columnas 2 y 3 su ascensión recta y declinación respectivamente, en la columna 3 su redshift y en la columna 4 su densidad de flujo en $\nu = 1.4$ GHz.

Tabla 5.1. Características principales de los blazares y calibradoras observadas en la campaña.

Fuente	Ascensión recta	Declinación	Redshift	F_ν [Jy]
PKS 0521-36	05h22m57.98s	-36°27'30.84"	0.056	17.9 ¹
PKS 1921-293	19h24m51.06s	-29°14'30.08"	0.353	11.5 ²
PKS 0320-37	3h22m41.71s	-37°12'29.62"	0.0058	82.5 ³
PKS 1610-60	16h15m04s	-60°54'25.84"	0.0181	60 ³

¹ Romero et al. (1995a)

² Romero et al. (1995b)

³ Testori et al. (2001)

Cada fuente fue observada de manera continua a lo largo de todo el tiempo de seguimiento de las antenas (3 horas y 40 minutos, aproximadamente). En los momentos en los que el blazar y la calibradora se encontraban simultáneamente dentro del rango de ángulos horarios visible para el telescopio se los observó de forma intercalada, por lo que en estos períodos la resolución temporal de las curvas de luz intra-day de ambas fuentes resultó más baja.

5. Campaña de observación

Fuente	Inicio	Fin	Calibradora	ν [GHz]	t_{obs} [h]	n° de scans
PKS 0521-36	09/02	17/02	PKS 0320-37	1.4	3.6	10
PKS 1921-293	11/02	18/02	PKS 1610-60	1.4	3.6	10

Actualmente las antenas no se encuentran completamente automatizadas para realizar observaciones del continuo. Para cada día, por este motivo, se realizaron *scripts* en *bash* que le indicaron al telescopio de forma manual qué fuentes observar, en qué orden hacerlo y por cuánto tiempo. De este modo, una vez iniciado el script la antena realiza automáticamente las observaciones de todas las fuentes para ese día. Una explicación detallada del funcionamiento de estos scripts se encuentra en el Apéndice B.

Las medidas de densidad de flujo fueron obtenidas por medio de barridos o *scans*. Los mismos consisten en mover la antena a lo largo del eje de declinación centrándose en el objeto y con una apertura de 2.5° hacia cada lado. Este tamaño se eligió ya que, por un lado, permite poder observar la señal proveniente del cielo alrededor de la fuente, y por el otro, no es demasiado extenso para no utilizar una cantidad excesiva de tiempo de observación. Cada uno de ellos está compuesto por puntos obtenidos tras 80 milisegundos de integración (este es un valor fijo dado por el instrumento), resultando en una duración total de aproximadamente 2 minutos por barrido.

Antes del comienzo de la campaña se llevaron a cabo observaciones de prueba con el fin de analizar si el apuntamiento del telescopio era correcto. Efectivamente, luego de realizar barridos tanto en declinación como en ascensión recta para las fuentes calibradoras, se comprobó que el centro de la fuente se encontraba dentro del lóbulo principal de la antena con diferencias del orden de los segundos de arco entre la posición real y la teórica, como puede verse en la Figura 5.1. Por este motivo, con el fin de poder obtener mayor cantidad de mediciones, se decidió realizar los barridos sólo en declinación.

5.2. Reducción y calibración de los datos

Los barridos realizados dan lugar a perfiles de la señal recibida por el telescopio en función de la declinación. Cada uno de estos perfiles, fue ajustado por dos funciones: por un lado, una gaussiana que modela la señal proveniente de la fuente, y por el otro, una recta que corresponde a la *línea de base* (es decir, la señal que produce el mismo sistema de observación). Cada barrido ij es ajustado por una función f_{ij} que resulta:

$$f_{ij}(x) = a_{ij} e^{-(x-x_{0,ij})^2/2\sigma_{ij}^2} + b_{ij} x + c_{ij}. \quad (5.1)$$

De este modo, el máximo de cada gaussiana a_{ij} , corresponderá a la señal de la fuente observada, $x_{0,ij}$ a la posición del centro de la gaussiana en declinación y σ_{ij} define su ancho o apertura. Los parámetros b_{ij} y c_{ij} corresponden a la pendiente y la ordenada al origen de la recta que ajusta la línea de base, respectivamente. Dos de estos perfiles pueden verse en la Figura 5.2.

Con el fin de mejorar la relación señal-ruido, cada punto de señal S_i de la curva de luz se obtuvo como el promedio de $n = 6$ barridos consecutivos:

$$S_i = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n a_{ij}. \quad (5.2)$$

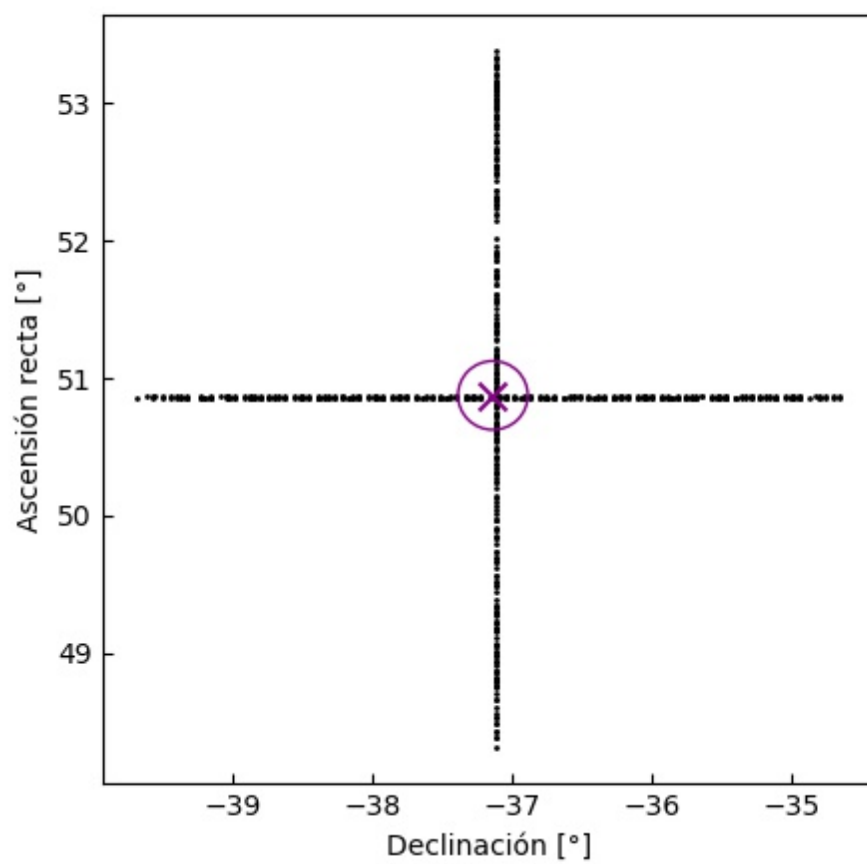


Figura 5.1. Barrido cruzado para la fuente calibradora PKS 0320-37. Las diferencias entre el máximo de potencia y la posición indicada son: $\Delta\delta = 1.5''$ y $\Delta\alpha = 13''$

5. Campaña de observación

El error en estas medidas tiene dos componentes: una proporcional a la intensidad, originada por errores en el posicionamiento de la antena, cambios de ganancia en el receptor, posibles dependencias de la ganancia con la orientación del telescopio; y otra componente independiente de la intensidad, generado por el ruido del propio detector e interferencias externas de origen terrestre. Una estimación de este error está dada por:

$$\epsilon_i = \sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_A^2}, \quad (5.3)$$

donde

$$\sigma_i = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (a_{ij} - S_i)^2 \quad (5.4)$$

y

$$\sigma_A = \frac{1}{N-1} \sum_{j=1}^N (S_{\text{cal},j} - \bar{S}_{\text{cal}}). \quad (5.5)$$

Esta última ecuación corresponde a la dispersión que presentan las observaciones $S_{\text{cal},i}$ de la fuente calibradora correspondiente respecto a su valor medio para ese día \bar{S}_{cal} .

Para poder conocer la densidad de flujo recibida de los blazares, se tuvo en cuenta que para las fuentes calibradoras esta cantidad es conocida y constante en el tiempo. Por lo tanto, la densidad de flujo de la fuente estará dada por:

$$F_{\nu,i} = \frac{F_{\nu,\text{cal}}}{\bar{S}_{\text{cal}}} S_i, \quad (5.6)$$

donde $F_{\nu,\text{cal}}$ es la densidad de flujo de la fuente calibradora correspondiente indicada en la Tabla 5.1). Por último, se obtuvieron curvas de luz de residuos, que resultan sumamente útiles a la hora de analizar las variaciones relativas en el flujo recibido respecto a su media, ya que elimina la dependencia con la densidad de flujo de cada fuente y permite visualizar las variaciones en forma de porcentajes, lo que facilita su comparación. Los mismos están definidos por:

$$R_i = 100 \frac{(S_i - \langle S \rangle)}{\langle S \rangle}, \quad (5.7)$$

donde

$$\langle S \rangle = \left[\sum_{i=1}^n S_i / \epsilon_i^2 \right] \left[\sum_{i=1}^n 1 / \epsilon_i^2 \right]^{-1} \quad (5.8)$$

es el valor medio obtenido pesado por sus errores.

Para realizar la reducción, calibración y visualización de los datos obtenidos en la campaña fueron desarrollados scripts en lenguaje Python que serán de suma utilidad en el futuro. Una descripción detallada de los mismos puede encontrarse en el apéndice B. Los resultados obtenidos luego de este proceso se verán en el siguiente capítulo.

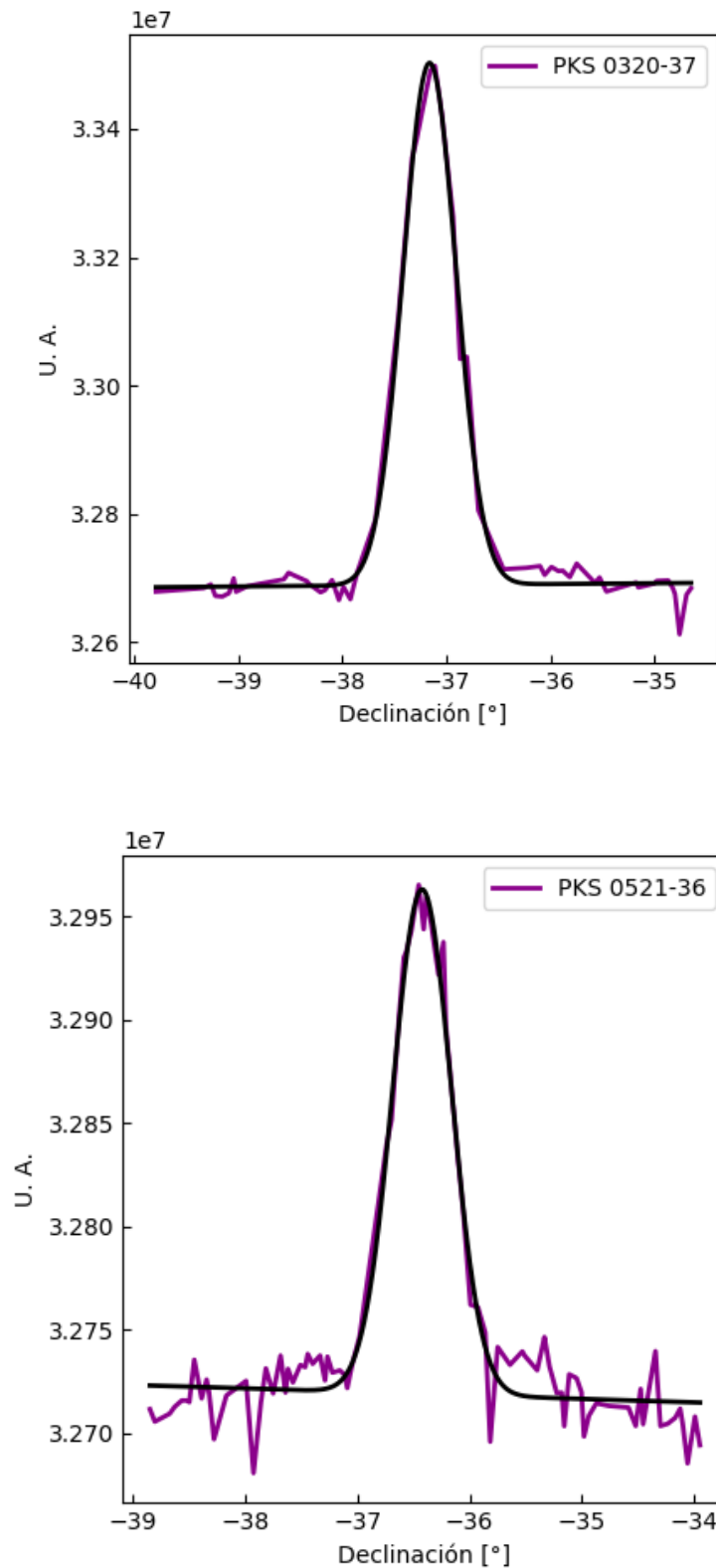


Figura 5.2. Barridos y ajustes correspondientes a la fuente calibradora PKS 0320-36 (arriba) y el blazar PKS 0521-36 (abajo) para el día 16 de febrero. El eje x corresponde a la declinación en grados, y el eje y corresponde a la señal observada en unidades arbitrarias (U. A.), arrojadas por el convertor analógico-digital.

Capítulo 6

Resultados

Una vez realizada la reducción y calibración de los datos se construyeron las correspondientes curvas de luz, tanto para los blazares como para las fuentes calibradoras. Las mismas se realizaron en dos escalas temporales: por un lado, las curvas intra-day muestran las observaciones realizadas dentro de un mismo día; y por el otro, se realizó una curva de luz inter-day donde se ve el comportamiento de las fuentes durante toda la campaña, tomando el valor medio de las medidas de flujo para cada día.

6.1. Curvas de luz

Se encontró que las curvas de luz de la fuente calibradora PKS 1610-60 presenta una pendiente negativa similar para todos los días de observación, mientras que para PKS 0320-37 este efecto sólo puede ser apreciado sobre los errores para los días 12/02 y 17/02. Al no poder determinar si existe una dependencia de la pendiente con la posición de la antena (ya que para eso se debería contar con una muestra de fuentes a diferentes declinaciones y hacer un análisis más profundo) se tomó la decisión de utilizar a PKS 0320-37 para realizar la calibración en flujo. Esto es debido a que esta fuente, a diferencia de PKS 1610-60, presenta una declinación similar a la de los blazares bajo estudio. Así, si dicha dependencia efectivamente existe, será minimizada. Las Figuras 6.1 y 6.2 muestran las curvas de luz de PKS 0320-37 para el día 13/02 y para los días 12/02 y 18/02 mencionados junto a sus correcciones. En la Figura 6.3 se pueden ver los resultados de PKS 1610-60.

Las curvas de luz intra-day se realizaron entre los días 12 y el 18 de febrero para PKS 1921-293 (Figuras 6.4 y 6.5) y entre el 9 y 17 de febrero para PKS 0521-36 (Figuras 6.6, 6.7, 6.8 y 6.9), con una resolución temporal de aproximadamente 15 minutos. En los días 10/02, 14/02 (para PKS 0521-36) y 15/02 (para PKS 1921-293) no fue posible observar debido a condiciones meteorológicas desfavorables. Puede verse que para los días en los que se aplicó la corrección, los errores en las curvas de luz de los blazares son menores que para los días restantes, en los que las curvas de luz de la calibradora no pudieron ser corregidas.

Las curvas de luz inter-day de ambos blazares se muestran en la Figura 6.10. Para PKS 1921-293 se obtuvo una densidad de flujo media $\bar{F}_\nu = 4.58 \text{ Jy}$ y para PKS 0521-36 de $\bar{F}_\nu = 12.2 \text{ Jy}$, en ambos casos con errores menores al 10 %.

La fuente PKS 1921-293, la más débil de las dos observadas, fue altamente afectada por estos errores: los mismos llegaron a superar 1 Jy para el día 12/02, mientras que la desviación estándar media durante toda la campaña fue menor a 0.5 Jy. De este modo, cualquier variación intrínseca en el flujo de la fuente sería enmascarado dentro de los errores observacionales, por lo que este objeto fue excluido del análisis de variabilidad. La Tabla 6.1 muestra los parámetros principales para las curvas de luz de cada fuente. La fuente PKS 0521-36, en cambio, resultó

ser variable y la analizaremos en detalle en la siguiente sección.

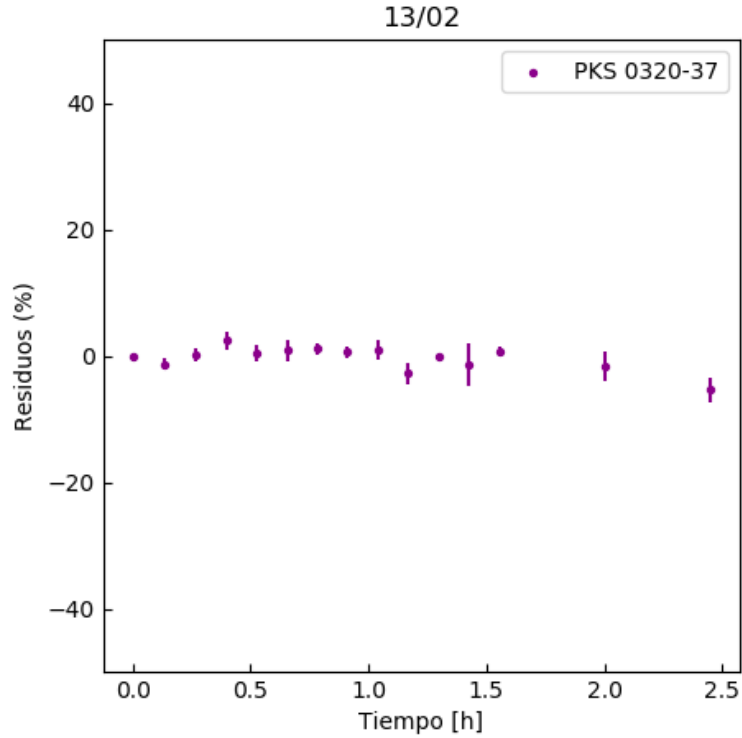


Figura 6.1. Curva de luz intra-day de PKS 0320-37 para el 12/02.

PKS 0521-36				PKS 1921-293			
Día	$\langle F_\nu \rangle$ [Jy]	ϵ_S	n	Día	$\langle F_\nu \rangle$ [Jy]	ϵ_S	n
09	11.61	0.41	13	12	4.92	0.33	12
11	10.39	0.44	11	13	5.10	0.38	12
12	13.05	0.49	14	14	4.64	0.41	12
13	12.75	0.54	11	16	4.54	0.31	14
15	12.32	0.48	15	17	4.20	0.42	14
16	12.51	0.53	14	18	4.10	0.25	9
17	12.77	0.66	14				

Tabla 6.1. Parámetros principales de las observaciones realizadas. Para cada fuente, la primera columna corresponde al día de observación. En las siguientes se encuentran la densidad de flujo media (F_ν), el error correspondiente (ϵ_S) y la cantidad de puntos obtenidos para cada día (n).

6.2. Análisis de variabilidad

Para analizar la variabilidad de PKS 0521-36 se tuvieron en cuenta diferentes parámetros. En primer lugar se calcularon los *índices de fluctuación* dados por

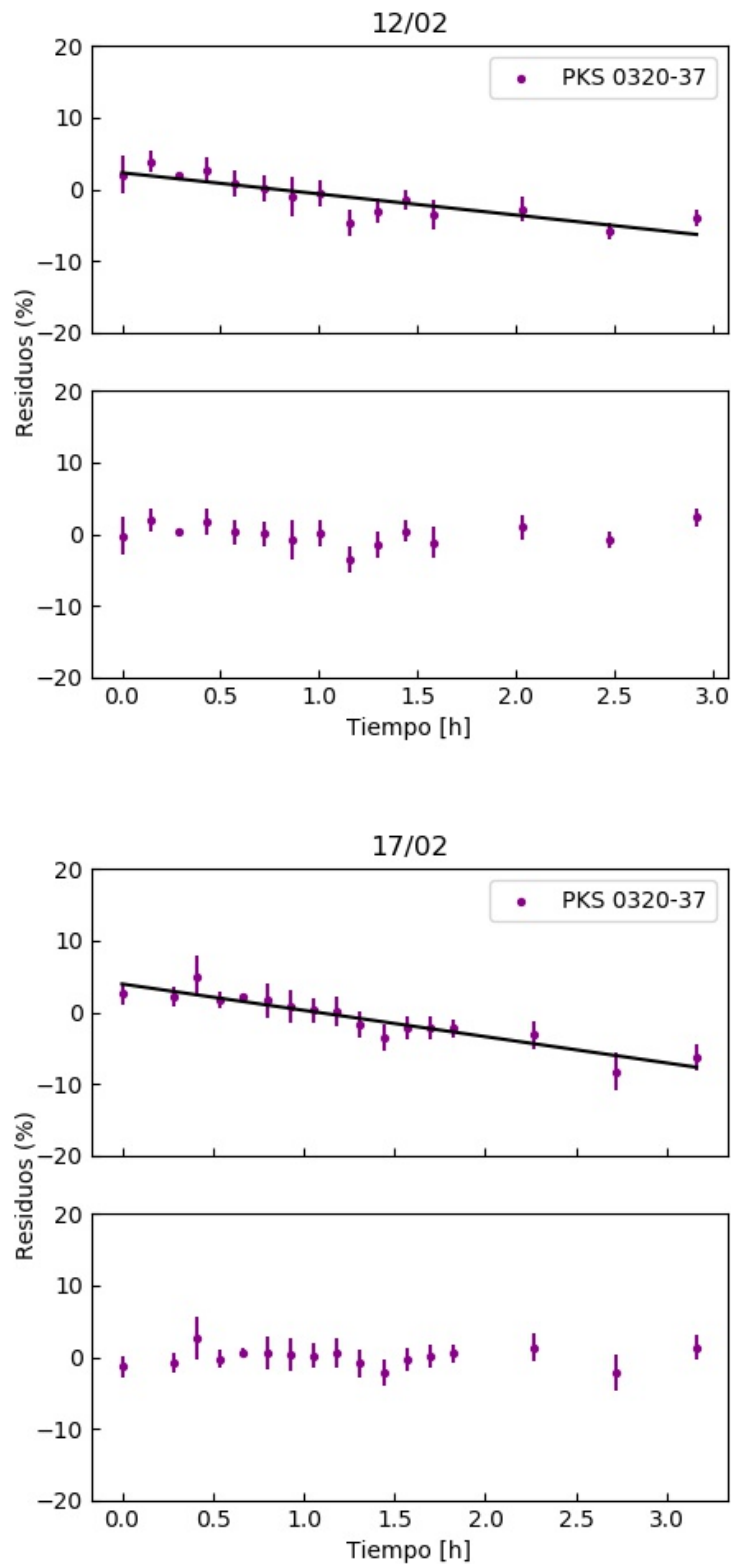


Figura 6.2. Curvas de luz intra-day de PKS 0320-37 para los días 12/02 y 17/02 con sus respectivas correcciones.

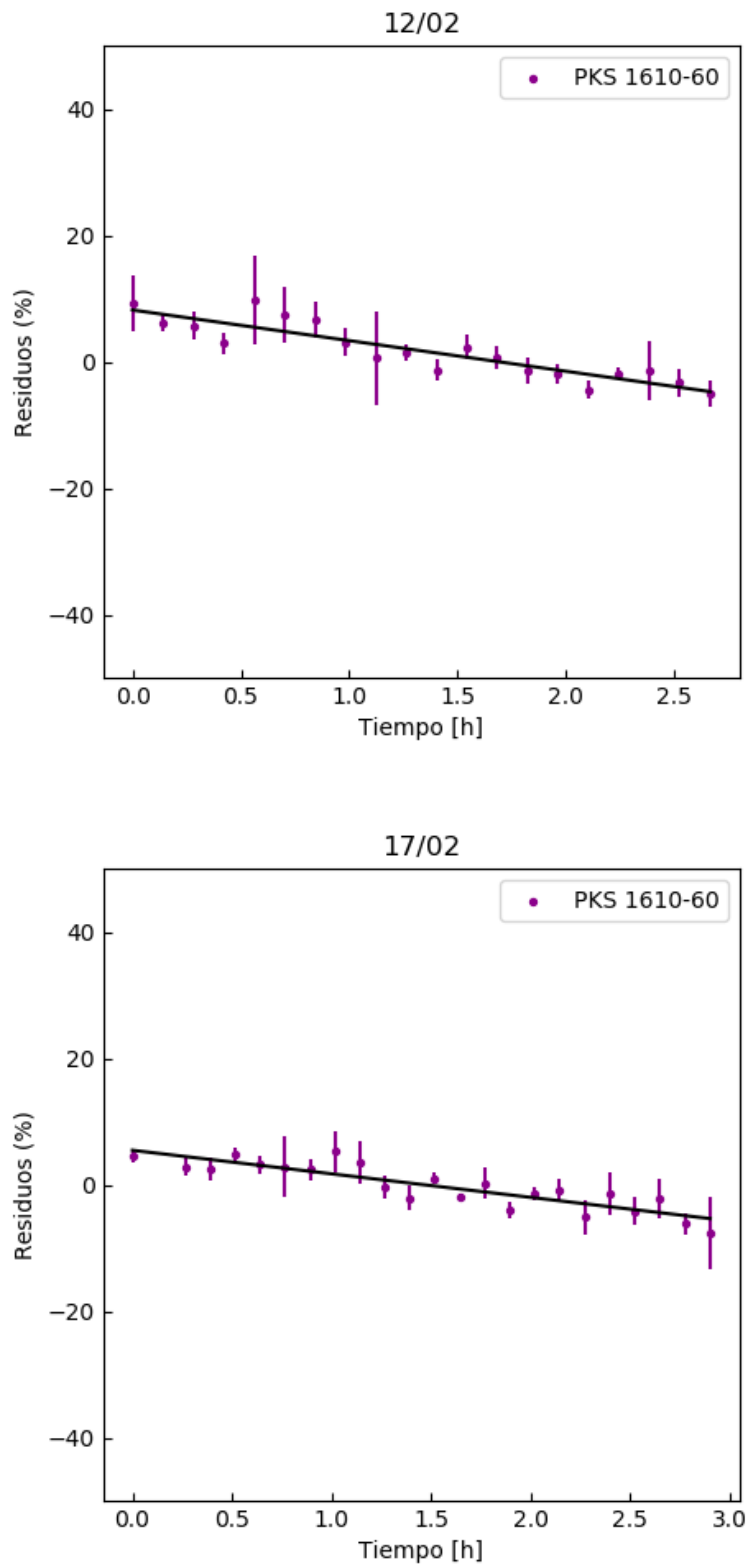


Figura 6.3. Curvas de luz intra-day de PKS 1610-60 para los días 12/02 y 17/02 con sus respectivos ajustes.

$$\mu = \frac{100 \sigma_S}{\langle S \rangle} \quad (6.1)$$

que dan una medida de la dispersión que presentan las observaciones respecto a su valor medio pesado. Este parámetro se muestra graficado para cada día en la Figura 6.11, donde se comparan los valores obtenidos para el blazar con los de la fuente calibradora. Puede verse que, a pesar de que las observaciones de la calibradora han presentado errores significativos, los índices de fluctuación para el blazar han sido mucho mayores en todos los días de la campaña. Esto podría indicar que además de la dispersión generada por los errores observacionales, existe otra componente de variabilidad que hace que los índices del blazar sean mayores.

Por otro lado se calcularon las *amplitudes de variabilidad*, definidas para cuantificar la variación real luego de corregir por los errores observacionales (Heeschen et al., 1987):

$$Y = 3 \sqrt{\mu_B^2 - \mu_{\text{cal}}^2}, \quad (6.2)$$

donde μ_B y μ_{cal} son los índices de fluctuación para el blazar y la calibradora respectivamente. El gráfico correspondiente a este parámetro se encuentra en la Fig. 6.12.

Por último se obtuvo la *variabilidad fraccional*, que se define como

$$FV = \frac{S_{\text{max}} - S_{\text{min}}}{S_{\text{max}} + S_{\text{min}}}. \quad (6.3)$$

y se muestra en la Fig. 6.13.

En la Tabla 6.2 se encuentran detallados los parámetros obtenidos. A lo largo de toda la campaña el índice de fluctuación de la fuente calibradora rondó un valor de 1.84 ± 0.58 , con un valor máximo de 2.82 para el día 11 de febrero. En cambio, ese día para el mismo parámetro se obtuvo un valor medio de 4.17 para el blazar. Las amplitudes de variabilidad se encontraron entre un valor mínimo de 9.5 y un máximo de 15.15. Para el día con la máxima amplitud de variabilidad, el índice de fluctuación tuvo un valor de $\mu_B = 5.19$, mientras que para la fuente calibradora resultó $\mu_{\text{cal}} = 1.21$. En cuanto a la variabilidad fraccional, todos los días de la campaña los índices del blazar fueron visiblemente mayores que los de la fuente calibradora.

Un método comúnmente utilizado para analizar las curvas de luz e identificar escalas de variabilidad es la *función de auto-correlación discreta* (ACF por sus siglas en inglés). La misma se basa en el método desarrollado por Edelson & Krolik (1988), en el que se utiliza la Función de Correlación Discreta (DCF por sus siglas en inglés) para analizar la correlación de dos muestras cuyos valores no necesariamente deben estar equiespaciados entre sí, como sucede en el caso de las curvas de luz que hemos obtenido. Las ACF surgen de aplicar esta función a cada curva de luz con sí misma y se caracterizan por ser simétricas y presentar un pico para $\Delta t = 0$. Las escalas temporales de variabilidad aparecen como mínimos en las ACF, mientras que la existencia de máximos indica posibles periodicidades o cuasi-periodicidades.

Las ACF obtenidas presentan características variadas. Para PKS 1921-293 resultaron ser más bien “chatas”, sin máximos ni mínimos pronunciados, lo que indica que no existe una escala temporal clara de variabilidad asociada a la fuente durante las observaciones en acuerdo con lo mencionado anteriormente. Para PKS 0521-36, en cambio, las ACF muestran un comportamiento inestable en la variabilidad a corto plazo, con varios mínimos alrededor de $\Delta t \sim 36$ minutos, producto de la resolución temporal que poseen las observaciones, y en algunos casos otros entre $\sim 1 - 2$ horas, pero sin poder definir una escala temporal única.

6. Resultados

En la Figura 6.14 puede verse un ejemplo característico de las ACF para cada una de estas fuentes.

Finalmente, la escala temporal de variabilidad inter-day para PKS 0521-36 se obtuvo de la siguiente manera:

$$\tau_v \simeq S_{\max} \left(\frac{\Delta S}{\Delta t} \right)^{-1} \quad (6.4)$$

donde $\Delta S = S_{\max} - S_{\min}$ y Δt es el intervalo de tiempo correspondiente a ΔS . El valor obtenido resulta ser de $\tau_v \sim 6.5$ días.

Día	μ_B	Y	FV (%)
09	3.54	0.058	10.09
11	4.22	0.06	9.44
12	3.81	0.06	10.61
13	4.26	0.08	11.53
15	3.94	0.08	9.96
16	4.29	0.07	10.71
17	5.19	0.08	15.14

Tabla 6.2. Parámetros de variabilidad obtenidos para PKS 0521-36.

6.3. Interpretación física

Como se ha mencionado anteriormente, la variabilidad rápida puede producirse por varios motivos, tanto intrínsecos como extrínsecos a la fuente. Debido al principio de causalidad y al hecho de que c es la velocidad máxima a la que puede propagarse una interacción, la variabilidad intrínseca impone un límite al tamaño de la región de emisión, que debe satisfacer:

$$l \leq \frac{2ct_v}{1+z} \quad (6.5)$$

donde t_v es la escala temporal de variabilidad observada, dada por la Ec. 6.4. A su vez, el tamaño lineal l se relaciona con el tamaño angular θ mediante

$$l = D_a \theta. \quad (6.6)$$

Aquí, D_a es la distancia angular, dada por

$$D_a \approx \left(\frac{2c}{H_0} \right) \left[1+z - (1+z)^{1/2} \right] \quad (6.7)$$

para el parámetro de desaceleración $q_0 = 1/2$ y la constante de Hubble $H_0 = 67 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (Ade et al., 2014). La temperatura de brillo de la fuente será

$$T_b = 1.22 \left(\frac{F_\nu}{\text{Jy}} \right) \left(\frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{-2} \left(\frac{\theta}{\text{mas}} \right)^{-2} (1+z) \times 10^{12} \text{ K} \quad (6.8)$$

Para PKS 0521-36 el tamaño de la región de emisión resulta $l \lesssim 0.01$ pc y la temperatura de brillo asociada tendrá un valor de $T_b = 1.14 \times 10^{17}$ K, varios órdenes de magnitud mayor que el límite de Compton (10^{12} K)¹ para una fuente sincrotrónica incoherente. Sin embargo, una temperatura de brillo de esta magnitud puede ser explicada a través del escenario estándar para los blazares, introduciendo efectos relativistas (Marscher et al., 1992). La variabilidad en este escenario podría producirse en caso de que el jet relativista encuentre en su camino una inhomogeneidad turbulenta. Para este modelo, la densidad de flujo observada se relaciona con la densidad de flujo en el marco de referencia de la fuente a través de $F_{\text{obs}}(\nu) = F(\nu) \delta^{3-\alpha}$, donde $\alpha = d(\ln F_\nu)/d(\ln \nu)$ es el índice espectral y δ es el factor Doppler (Ec. 3.1). La escala temporal observada se relaciona con la intrínseca mediante la Ec. 3.2. En este escenario, el factor Doppler está dado por Romero et al. (1995a)

$$\delta^{5-\alpha} = \frac{2 c^2 F_{\text{obs}}(\nu)}{\pi k H_0^2 \nu^2 T_b t_{v^2}} \left[1 + z - (1 + z)^{1/2} \right]^2 (1 + z)^4. \quad (6.9)$$

Tomando el valor límite de la temperatura de brillo obtenemos un valor mínimo necesario del factor Doppler δ para evitar superar el límite de Compton. Para el caso de PKS 0521-36 se obtuvo un valor $\delta \approx 8$, del orden encontrado para esta (Romero et al., 1995a) y otras radiofuentes (Porcas, 1987) en el pasado.

Un mecanismo alternativo podría ser un cambio en la dirección de la velocidad de la componente radiativa en el jet del objeto (Romero et al., 1995a). Este podría suceder si hay “curvas” o desviaciones en la dirección del jet. El cambio de dirección $\Delta\theta$ implica un cambio en el factor Doppler δ , que a su vez se refleja en un cambio en la densidad de flujo.

Diferenciar entre ambas posibilidades requeriría que las observaciones sean, por un lado, multifrecuencia ya que los efectos geométricos son acromáticos mientras que la interacción del jet con un obstáculo afecta la emisividad, y por el otro, que tengan escalas temporales mucho mayores, del orden de años.

¹A temperaturas mayores que este límite, las pérdidas radiativas debido a interacciones Compton inversas se vuelven tan grandes que resultan en un rápido enfriamiento del sistema.

6. Resultados

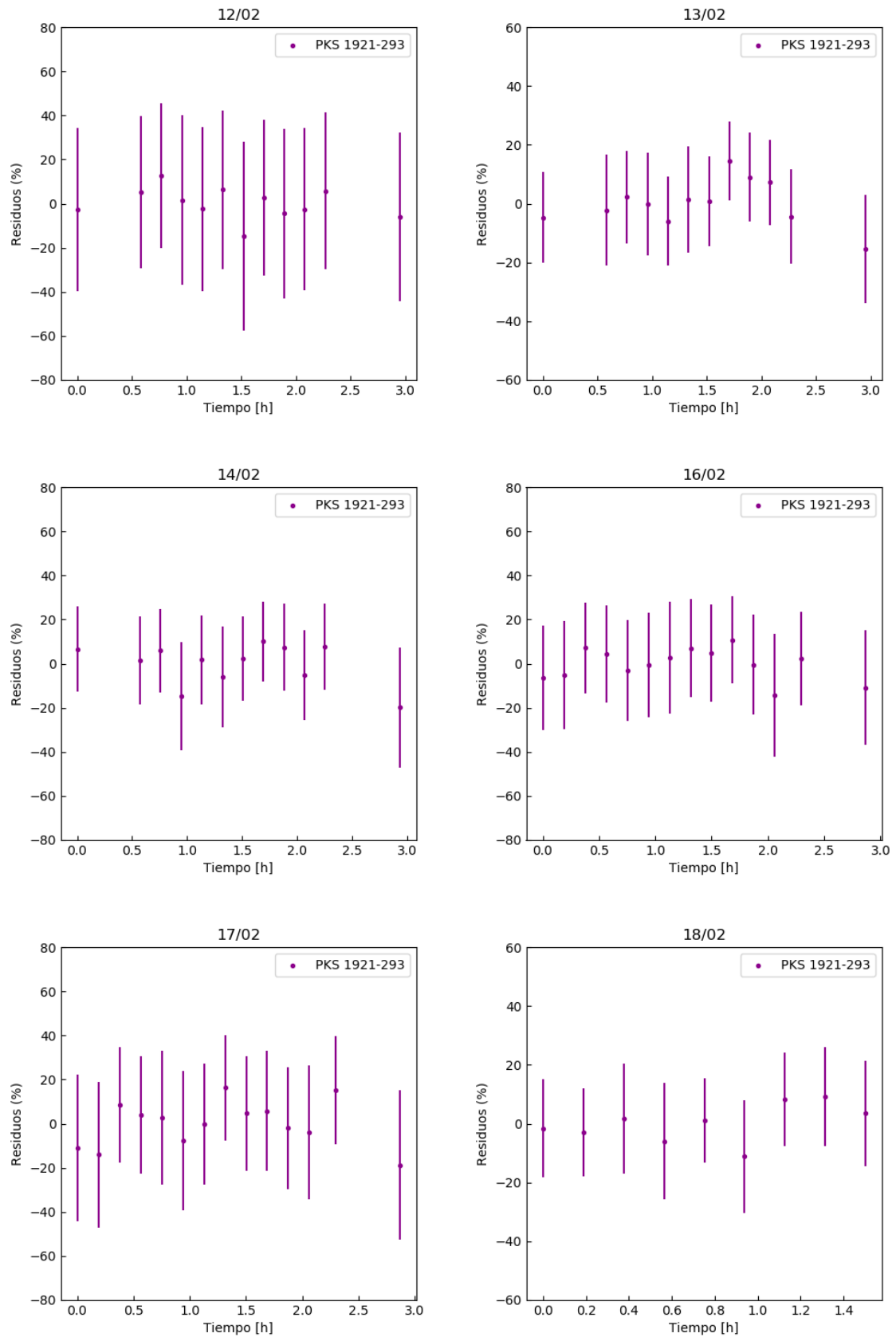


Figura 6.4. Curvas de luz intra-day para PKS 1921-293. En el eje de las abscisas se muestra el tiempo en horas, tomando como origen el inicio de la observación, mientras que el eje de las ordenadas corresponde a los residuos dados por la Ec. 5.7.

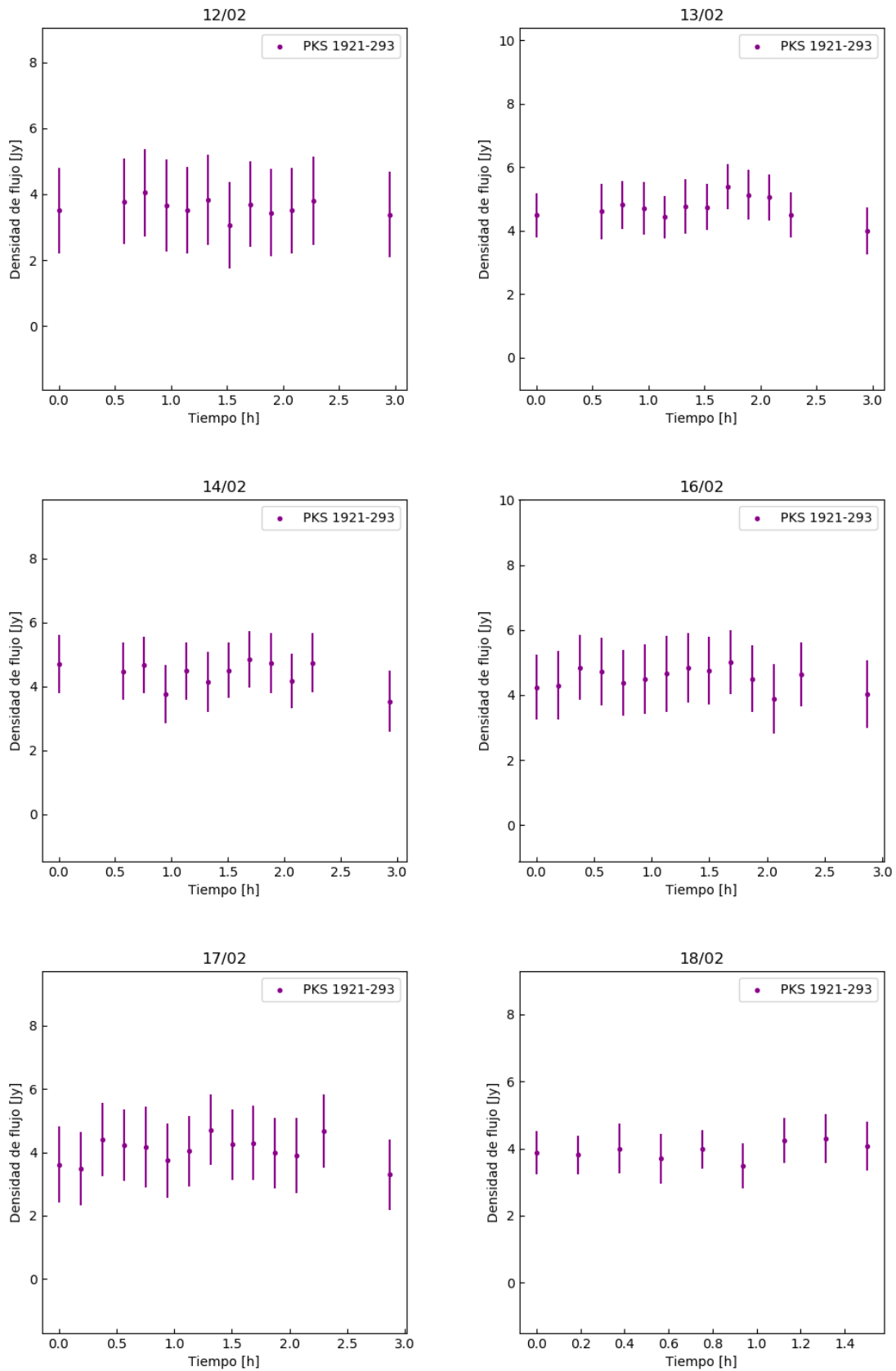


Figura 6.5. Curvas de luz intra-day para PKS 1921-293. Los ejes coordenados corresponden al tiempo en horas desde el inicio de la observación (abscisas) y la densidad de flujo (ordenadas).

6. Resultados

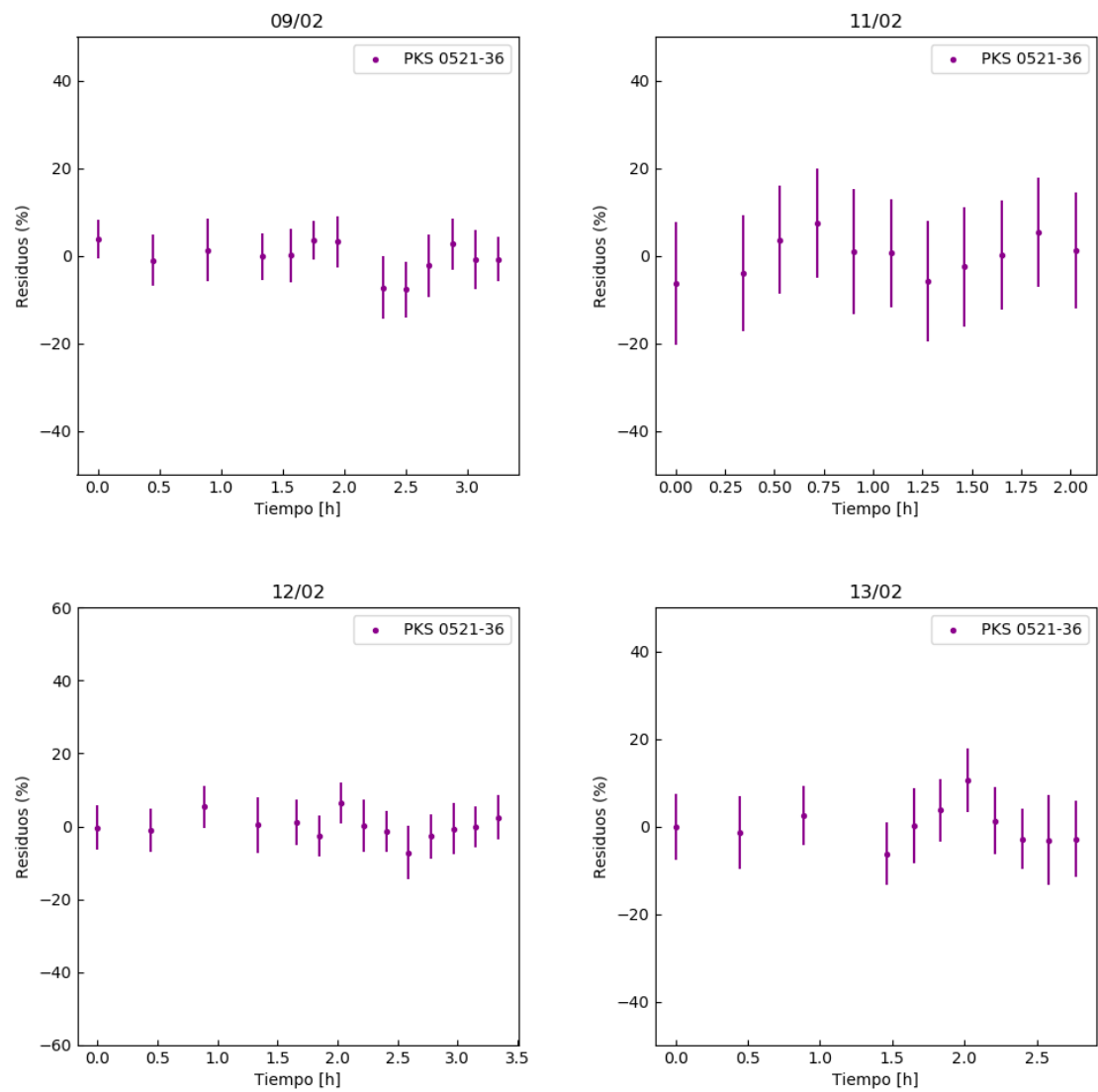


Figura 6.6. Curvas de luz intra-day para PKS 0521-36. El eje de las abscisas corresponde al tiempo en horas desde el inicio de la observación, mientras que en el eje de las ordenadas se muestran los residuos.

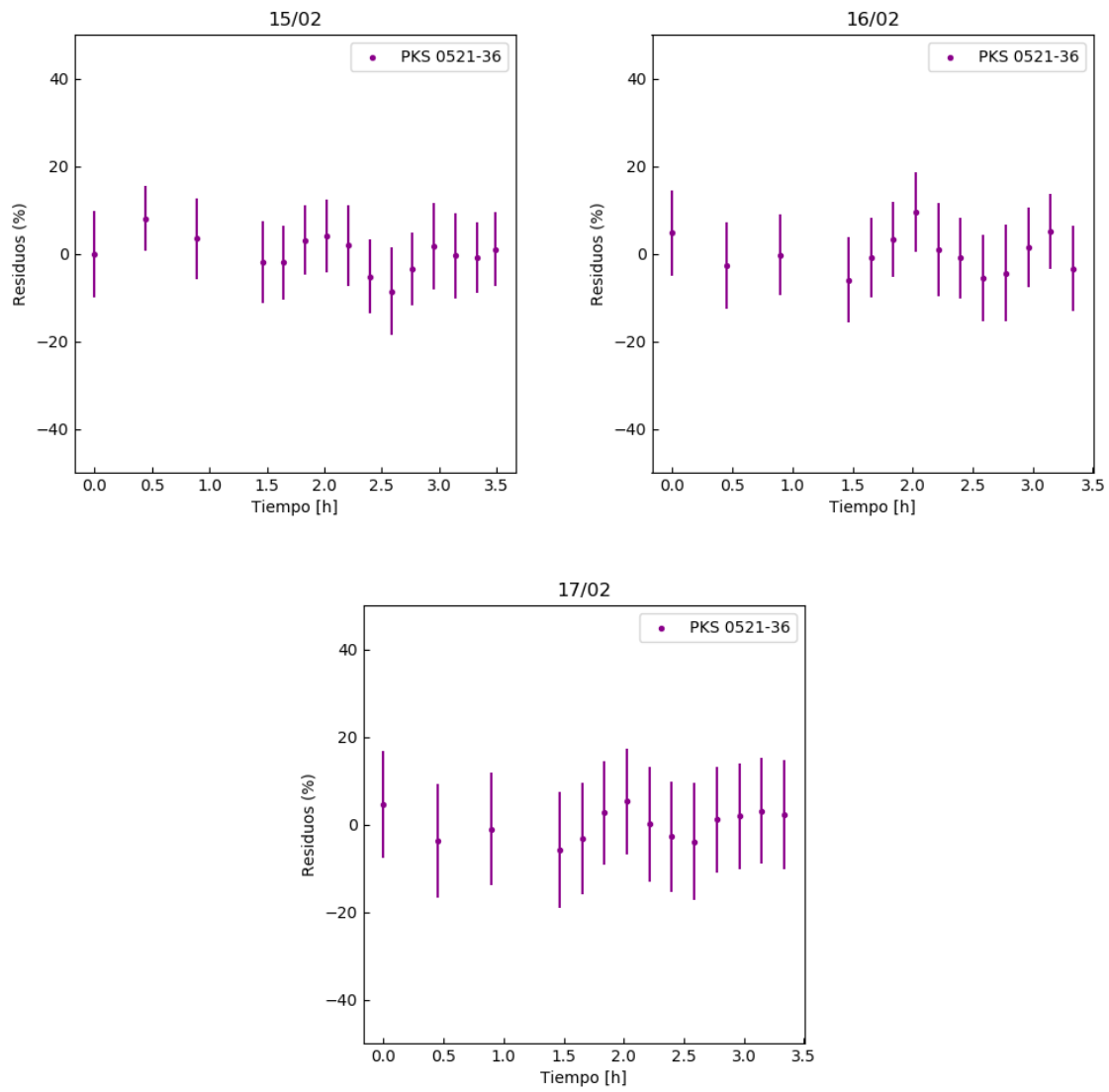


Figura 6.7. Curvas de luz intra-day de residuos para PKS 0521-36 (continuación).

6. Resultados

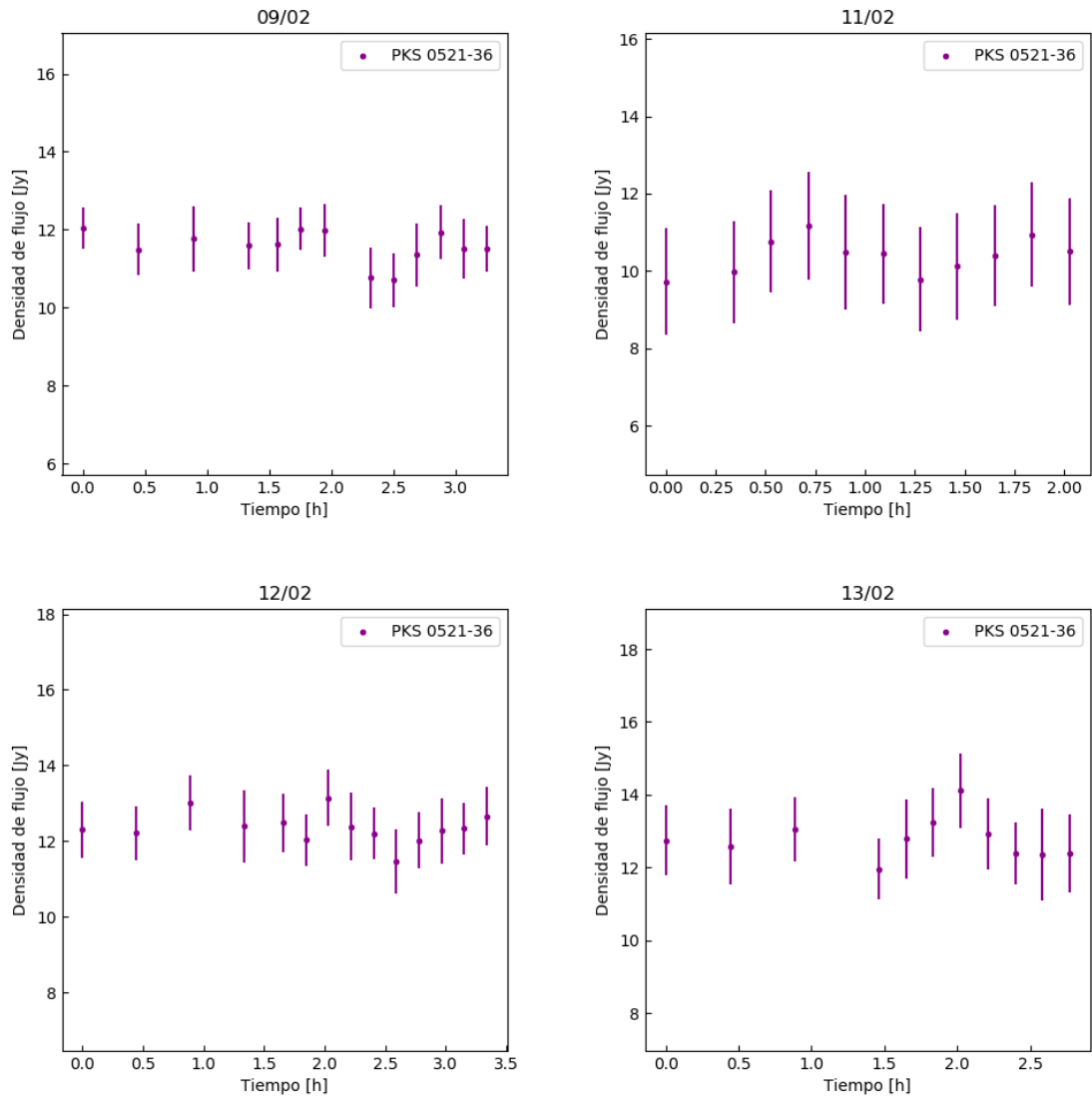


Figura 6.8. Curvas de luz intra-day para PKS 0521-36. Se muestra el tiempo en horas desde el inicio de la observación (abscisas) y la densidad de flujo (ordenadas).

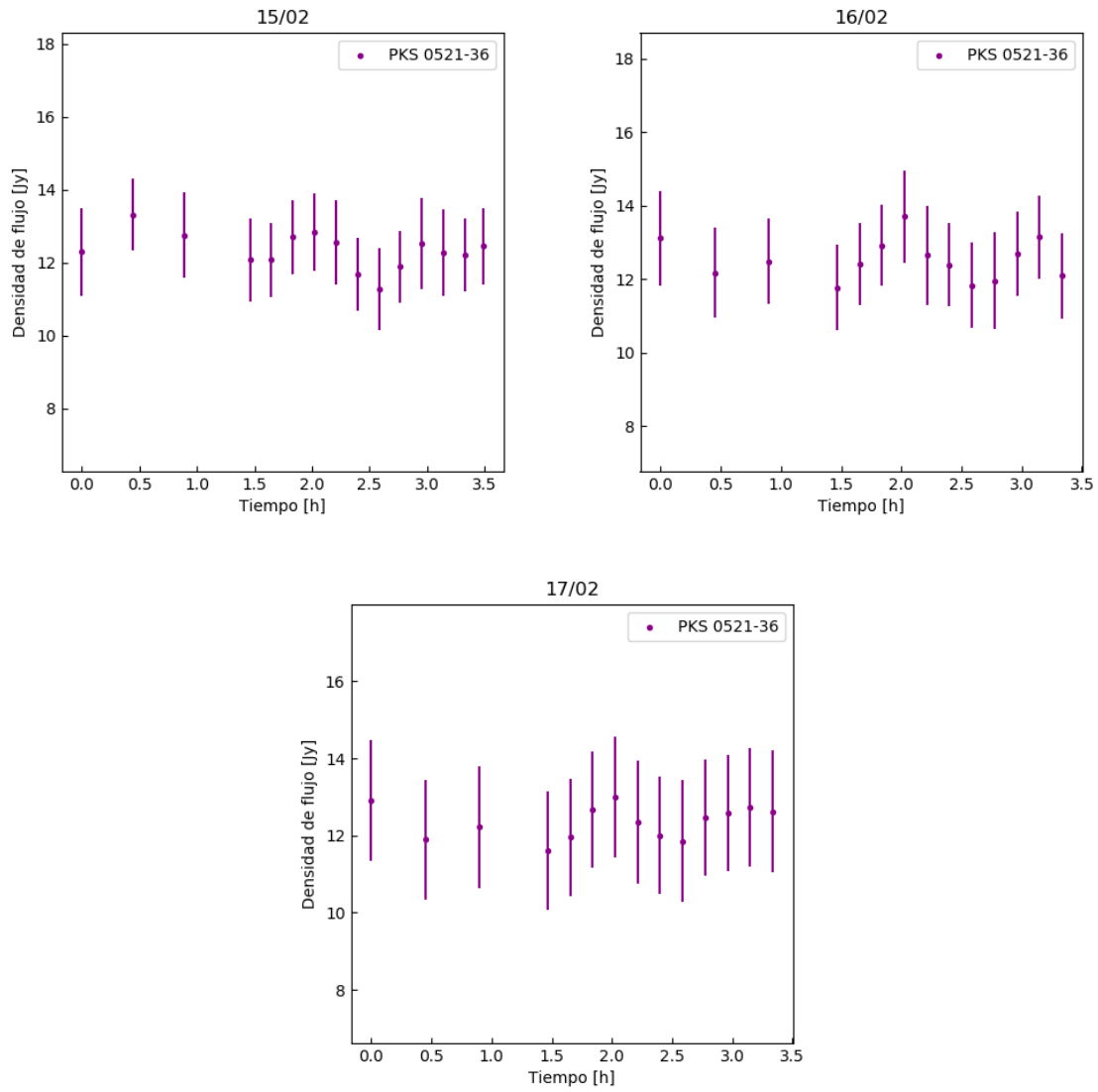


Figura 6.9. Curvas de luz intra-day de residuos para PKS 0521-36 (continuación).

6. Resultados

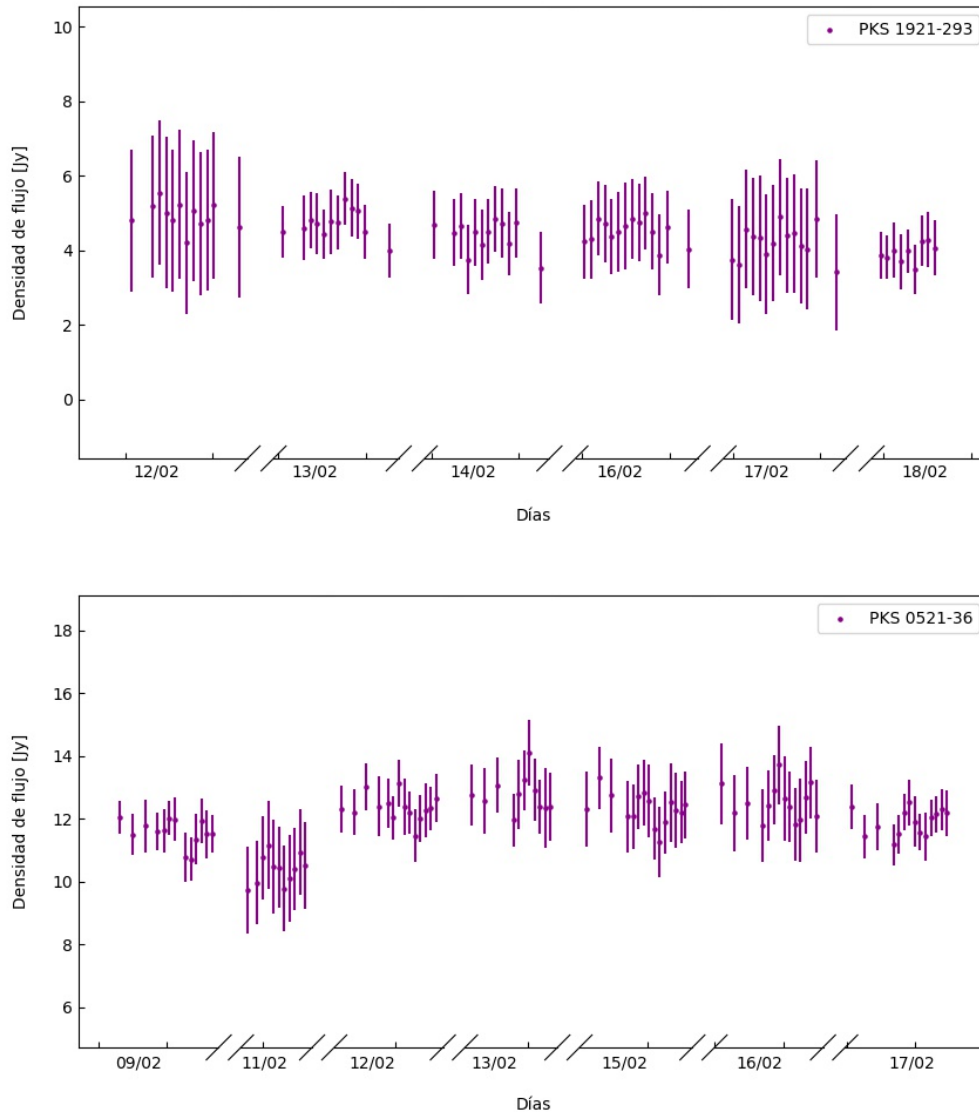


Figura 6.10. Curvas de luz inter-day para 1921-293 (arriba) y PKS 0521-36 (abajo).

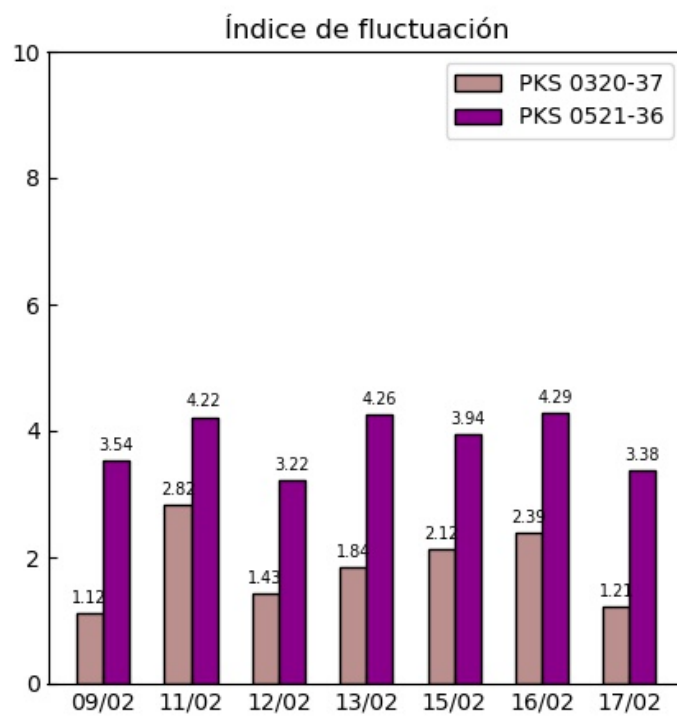


Figura 6.11. Índices de fluctuación para PKS 0521-36 (derecha) y la fuente calibradora PKS 0320-37 (izquierda).

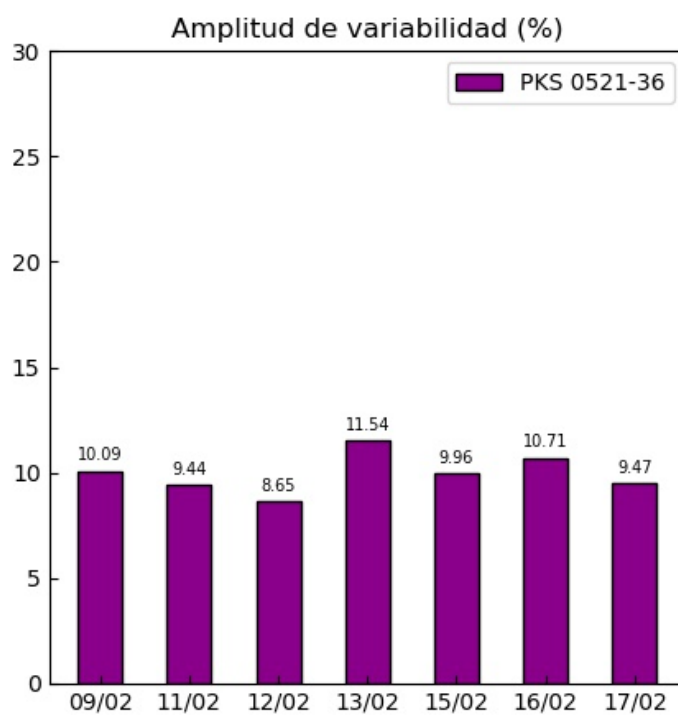


Figura 6.12. Amplitudes de variabilidad para PKS 0521-36.

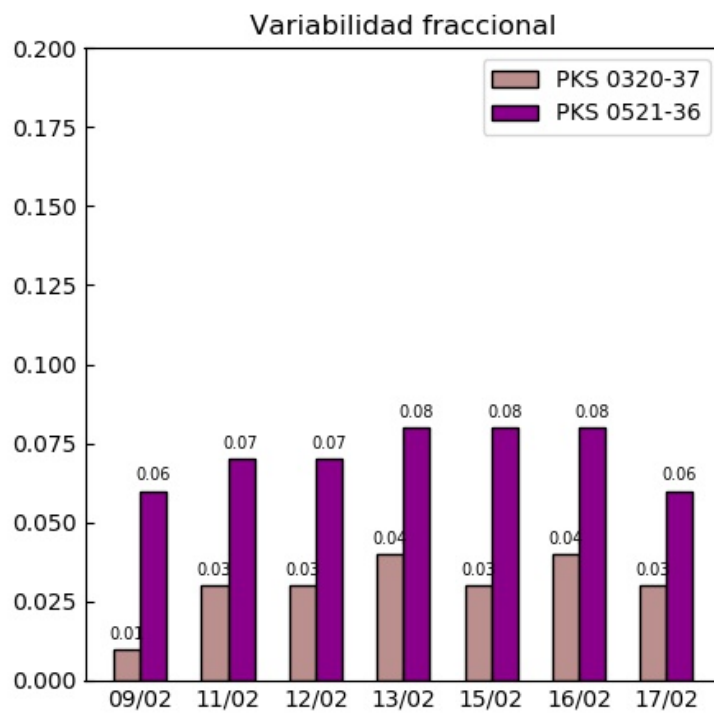


Figura 6.13. Variabilidad fraccional para PKS 0521-36 (derecha) y la fuente calibradora PKS 0320-37 (derecha).

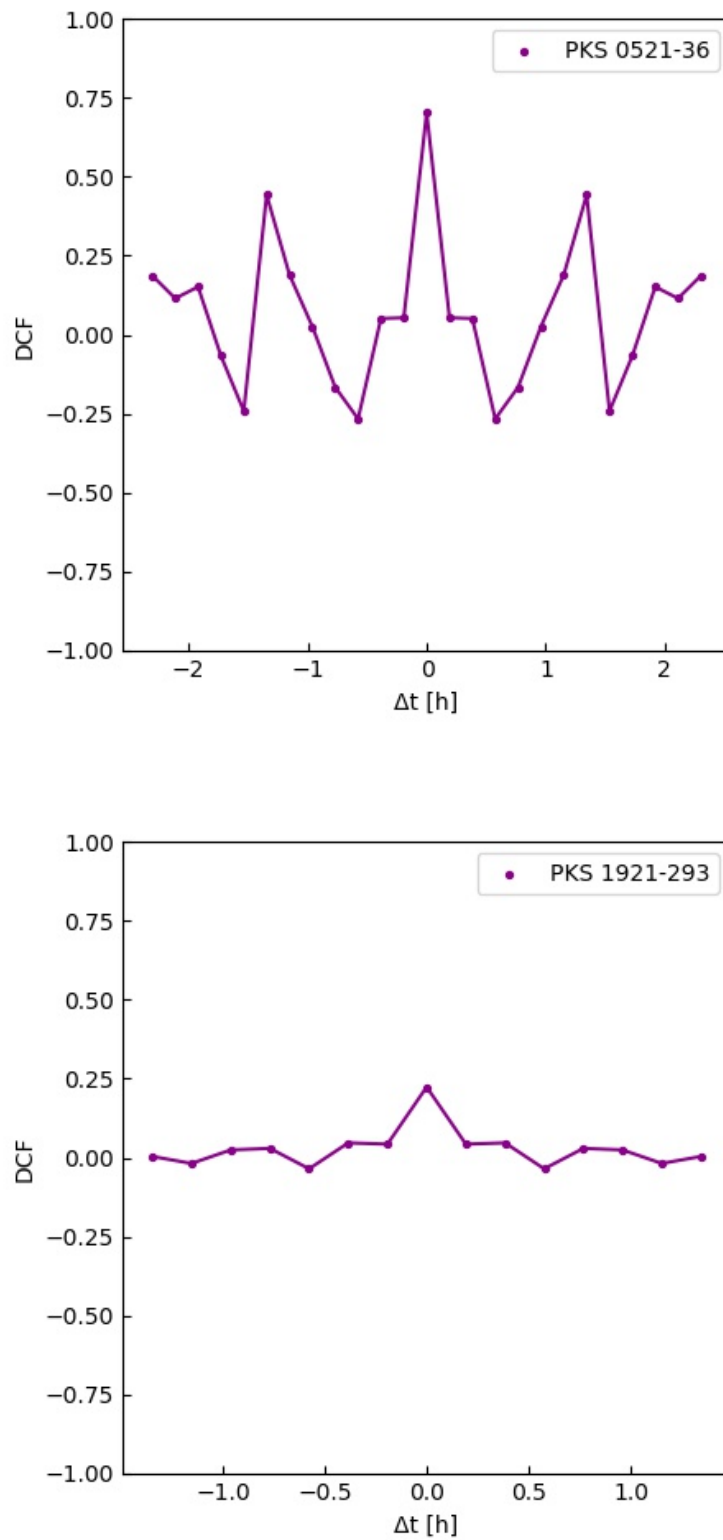


Figura 6.14. Funciones de autocorrelación para PKS 0521-36 (arriba) y PKS 1921-293 (abajo).

Capítulo 7

Conclusiones

En este trabajo de Tesis de Licenciatura se estudió la variabilidad a corto plazo de los blazares PKS 0521-36 y PKS 1921-293 con el objetivo principal de determinar el estado actual del radiotelescopio Esteban Bajaja ubicado en el IAR y su capacidad para realizar estudios de este tipo en fuentes extragalácticas en general. Para ello fue necesario el aprendizaje de técnicas radioastronómicas, desde reducción de observaciones, manejo y funcionamiento del radiotelescopio y procesamiento de datos hasta métodos de análisis de variabilidad. Esto, a su vez, requirió la elaboración de scripts que serán útiles en trabajos futuros.

Se encontró una tendencia sistemática en las curvas de luz de la fuente calibradora PKS 1610-60 que es reflejo de errores sistemáticos en el instrumento. Estos pueden deberse, por ejemplo, a errores en el seguimiento o dependencias de la ganancia con la posición de la antena. Es de vital importancia caracterizar y determinar el origen de este efecto ya que como vimos, contribuye de manera importante a los errores en las observaciones y puede interferir en el análisis de variabilidad. Para esto se deberá estudiar en detalle el comportamiento del telescopio cubriendo diferentes posiciones en el cielo y realizar observaciones simultáneas haciendo uso de ambos telescopios con el fin de comparar los resultados entre sí.

Las funciones de autocorrelación para PKS 1921-293 no presentan signos de variabilidad. Esto, sumado a que las curvas de luz para ese objeto fueron altamente afectadas por los errores observacionales, fue el motivo por el cual esta fuente fue excluida del análisis de variabilidad. Se obtuvo una densidad de flujo $F_\nu = 4.58$ Jy, que resulta mucho menor a la medida por [Romero et al. \(1995b\)](#).

Para la fuente PKS 0521-36 se obtuvo una densidad de flujo media de 12.2 Jy, también menor que la observada por [Romero et al. \(1995a\)](#). La misma presentó signos de variabilidad en sus funciones de estructura, aunque no fue posible identificar una escala temporal a partir de las mismas. Para poder caracterizar el origen de estas variaciones se deberá complementar estos resultados con otro método. Por ejemplo, haciendo uso de la función de estructura, cuyo comportamiento permite diferenciar entre causas extrínsecas como efectos del medio interestelar de variaciones de origen intrínseco, posiblemente relacionadas a procesos que tienen lugar en el interior del jet ([Simonetti et al., 1985](#); [Romero et al., 1995b](#)). En caso de tratarse de un efecto intrínseco, se obtiene una temperatura de brillo que supera el límite de Compton, la cual puede explicarse a través de modelos que incluyen choques en el interior del jet relativista que se ha podido observar para este objeto.

A futuro se pretende extender la duración de las campañas de observación con el fin de poder analizar la variabilidad a largo plazo además de ampliar la muestra de objetos a estudiar, por ejemplo, PKS 1830-21, PKS 0537-441 y PKS 2155-152. Para las próximas campañas se desea completar con la implementación del software que permite obtener datos de polarización mediante el cálculo de los parámetros de Stokes, lo que permitirá realizar

7. Conclusiones

análisis de su variabilidad para los objetos seleccionados. Por último, se extenderán las investigaciones haciendo uso de otras facilidades en las que Argentina cuenta con tiempo de uso para investigaciones científicas, tales como la antena de espacio profundo DSA-3 de 35 metros de diámetro de la Agencia Espacial Europea (ESA, por su nombre en inglés), ubicada en Malargüe (Mendoza), y la estación CLTC-CONAE-NEUQUEN instalada en Bajada del Agrio, provincia del Neuquén a partir de la suscripción de acuerdos interinstitucionales entre *China Satellite Launch and Tracking Control General* (CLTC) y la Comisión Nacional de Actividades Espaciales (CONAE), la provincia de Neuquén y los gobiernos de Argentina y la República Popular China.

Apéndice A

Procesos radiativos

La emisión en radio de los AGN es principalmente de origen no térmico. La misma es producida por electrones que se mueven a velocidades relativistas interactuando con un campo magnético. Este proceso es denominado *radiación sincrotrón*. A su vez, estos electrones pueden perder su energía (o *enfriarse*) interactuando con fotones, lo cual es llamado *efecto Compton inverso*. A continuación describiremos brevemente de qué se tratan estos mecanismos.

A.1. Radiación sincrotrón

En presencia de un campo magnético \vec{B} el movimiento de una partícula de masa en reposo m y carga $q = Ze$ que se mueve con velocidad \vec{v} queda determinado por la fuerza de Lorentz, dada por:

$$\frac{d\gamma m\vec{v}}{dt} = \frac{q}{c}(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (\text{A.1})$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío y γ es el factor de Lorentz,

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (\text{A.2})$$

Esta fuerza, al ser perpendicular a la velocidad de la partícula, modifica su dirección pero no su módulo. También resulta perpendicular a \vec{B} , por lo que la componente de la velocidad paralela al campo permanece constante. Por estos motivos, la partícula describirá una hélice con su eje paralelo al campo magnético. Además, al estar acelerada, pierde parte de su energía en forma de radiación electromagnética, llamada *radiación sincrotrón*. La energía del fotón emitido dependerá de la energía de la partícula, de la intensidad del campo magnético y del ángulo β que forma la trayectoria del electrón con las líneas del campo magnético (*pitch angle*). Un esquema ilustrativo se muestra en la figura A.1.

La radiación no será emitida isotrópicamente, sino que estará concentrada en un cono de apertura $\theta = 1/\gamma$ en la dirección del momento de la partícula. Por lo tanto, cuanto mayor sea la velocidad de la partícula (es decir, cuanto más energética sea la misma), más colimada resultará la misma. Por otro lado, la pérdida de energía de las partículas es inversamente proporcional al cuadrado de su masa. Ésto hace que sean $\sim 10^6$ veces más importantes para electrones que para protones.

En una fuente astrofísica nos encontraremos con distribuciones de partículas. En este caso, el espectro de radiación será la suma de las contribuciones individuales de cada partícula. Si consideramos que las partículas se distribuyen isotrópicamente y su forma funcional en energía es una ley de potencias, es decir,

$$n(E) dE = K_0 E^{-p} dE \quad (\text{A.3})$$

con $[n] = \text{erg}^{-1} \text{cm}^{-3}$, entonces el espectro sincrotrón resulta ser otra ley de potencias en la energía de los fotones,

$$P(E_{\text{ph}}) \propto E_{\text{ph}}^{-\delta}, \quad \text{con } \delta = \frac{p-1}{2} \quad (\text{A.4})$$

Otra característica importante de la radiación sincrotrón es que está intrínsecamente polarizada. En el caso de un campo magnético homogéneo el grado de polarización lineal es

$$\Pi_0(p) = \frac{p+1}{p+7/3} \quad (\text{A.5})$$

que corresponde a un grado de polarización entre el 69 y el 75% para p entre 2 y 3. Si el campo posee una componente aleatoria B_r , el nivel de polarización será menor:

$$\Pi(p) = \Pi_0(p) \left(\frac{B_0^2}{B_0^2 + B_r^2} \right) \quad (\text{A.6})$$

Los fotones emitidos mediante radiación sincrotrón pueden ser absorbidos por los propios electrones en presencia de un campo magnético. Ésto lleva a una modificación en el espectro resultante a bajas frecuencias. Para una distribución de partículas tipo ley de potencias (ec. A.3), el coeficiente de absorción de la radiación está dado por

$$\alpha_\nu = A \nu^{-(p+4)/2} \quad (\text{A.7})$$

donde ν es la frecuencia y A es una función que depende de p . La intensidad resultante es

$$I(\nu) = \frac{j_\nu}{\alpha_\nu(1 - e^{-\alpha_\nu d})} \quad (\text{A.8})$$

donde j_ν es la emisividad de la fuente y d es su dimensión lineal. Cuando $\tau_\nu \equiv \alpha_\nu d \ll 1$ la fuente es transparente a su propia radiación y se dice **ópticamente delgada**, mientras que si $\tau_\nu \gg 1$ la fuente es opaca u **ópticamente gruesa**. En un jet astrofísico se encuentran regiones de diferentes tamaños que se hacen ópticamente delgadas a diferentes frecuencias. El resultado es un espectro chato, que surge de la combinación de los espectros emitidos en las diferentes zonas.

A.2. Radiación Compton inversa

Un fotón de energía E_{ph} puede ser dispersado por un electrón de energía E_e . Cuando el electrón cede energía al fotón, el proceso se denomina efecto Compton inverso. La energía del fotón resultante en el sistema de referencia del laboratorio es

$$E_\gamma = \gamma_e E'_\gamma (1 + \beta_e \cos \theta') \quad (\text{A.9})$$

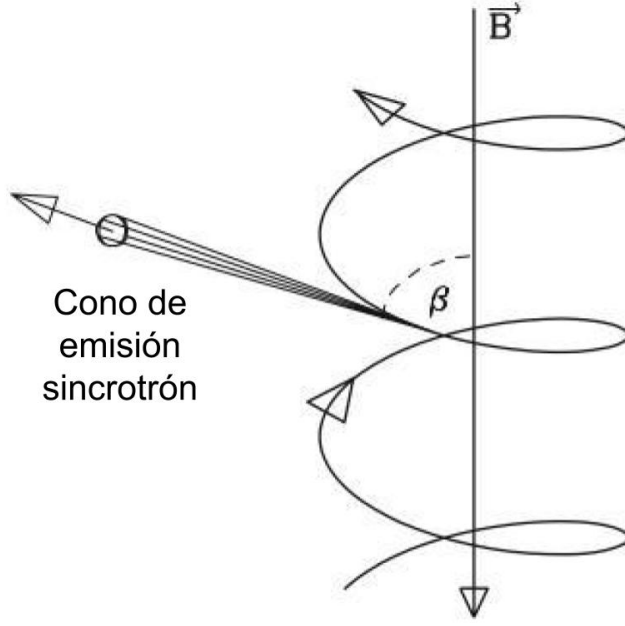


Figura A.1. Esquema ilustrativo de la radiación sincrotrón emitida por una partícula. Crédito: Beckmann & Shrader (2012)

Aquí, γ_e es el factor de Lorentz del electrón, $\beta = \sqrt{1 - \gamma_e^{-2}}$, E'_e es la energía del electrón en su sistema propio y θ' es el ángulo con el que se dispersa el fotón resultante. Los fotones serán dispersados en la dirección del movimiento del electrón antes de la colisión, dentro de un cono de apertura $\sim 1/\gamma_e$.

La sección eficaz diferencial exacta para la interacción está dada por la fórmula de Klein-Nishina:

$$\sigma_{\text{IC}} = \frac{3\sigma_{\text{T}}}{8x} \left[\left(1 - \frac{2}{x} - \frac{2}{x^2}\right) \ln(1 + 2x) + \frac{1}{2} + \frac{4}{x} - \frac{1}{2(1 + 2x)^2} \right] \quad (\text{A.10})$$

donde hemos definido la variable $x = E_e E_{\text{ph}} / (m_e^2 c^4)$ y $\sigma_{\text{T}} = (8/3) \pi r_e^2 \approx 0.66 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$ es la sección eficaz de Thomson. De esta expresión se ve que existen dos regímenes diferentes para esta interacción. Cuando $x \gg 1$, que equivale al caso en el que $E'_{\text{ph}} \ll m_e c^2$ la interacción ocurre en el llamado **límite de Thomson**. En este régimen la colisión es casi elástica en el sistema en reposo del electrón, por lo que éste sólo pierde una pequeña fracción de su energía en cada interacción. En cambio, para $x \ll 1$ la sección eficaz cae abruptamente. Este límite se conoce como **régimen de Klein-Nishina**. En este caso, el electrón transmite casi toda su energía al fotón en una única colisión.

Si consideramos una población de electrones distribuidos en energía como una ley de potencias con índice espectral p , entonces el espectro de fotones dispersados también es una ley de potencias en la energía, con un índice espectral $\delta = (p + 1)/2$.

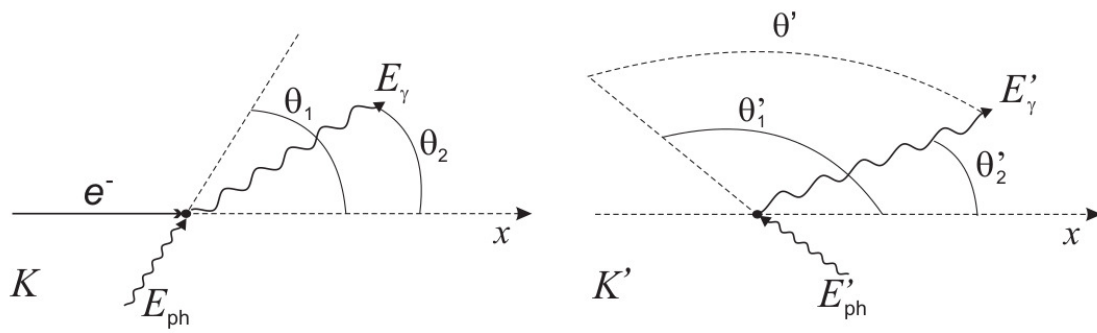


Figura A.2. Esquema ilustrativo de la interacción Compton inversa desde el sistema de laboratorio (izquierda) y desde el sistema propio del electrón (derecha).

Apéndice B

Software desarrollado

Durante la presente tesis se construyeron varios scripts. En este capítulo se explicará, en primer lugar, el que se utilizó para automatizar las observaciones diarias de todas las fuentes. Luego se realizará una descripción del que permitió realizar la reducción y calibración de los datos.

B.1. Script de apuntamiento

Para controlar el movimiento del telescopio y la toma de datos de potencia se utilizaron varias funciones ya desarrolladas anteriormente por el personal del IAR. Las mismas se introdujeron en dos scripts en bash, que explicaremos en las siguientes secciones.

B.1.1. Scripts individuales

Para cada fuente observada durante la campaña se realizó un script en bash que se encarga de iniciar la adquisición de datos, posicionar el telescopio en la fuente deseada y realizar la cantidad de scans indicados, con las características deseadas. La estructura de cada uno de estos scripts es la siguiente:

- `rx_backend_3`: inicia la adquisición de datos. Se genera un archivo que se va completando con datos en dos columnas: el tiempo en fecha juliana modificada (MJD¹, de su nombre en inglés *Modified Julian Date*) y la potencia detectada por el telescopio en unidades arbitrarias, obtenidas de la salida del conversor analógico-digital.
- `sleep`: mantiene al telescopio esperando la cantidad de segundos indicados. Se utiliza para asegurarse, por un lado, de que el telescopio no esté realizando ninguna tarea o movimiento, y por el otro, de que la fuente esté en el rango visible.
- `swep_fast_NS_A2`: realiza una serie de barridos en dirección Norte-Sur. Deben indicarse las coordenadas y el nombre de la fuente a observar, el tamaño del barrido en grados y la cantidad de barridos a realizar.
- `stop_all_A2`: detiene todos los movimientos del telescopio. Se utiliza una vez que finaliza la tarea anterior para asegurarse de que el telescopio no se encuentre en movimiento antes de ordenarle realizar otra observación.

¹La fecha juliana modificada (MJD) se obtiene restándole 2400000.5 días a la fecha juliana (JD): $MJD = JD - 2400000.5$.

B. Software desarrollado

- `kill_rx_backend_3`: detiene la adquisición de datos. Una vez que el conjunto de barridos finaliza, se detiene la adquisición de datos de potencia, lo que genera que se deje de completar y se guarde el archivo generado por `rx_backend_3`. Por cada serie de barridos obtenemos un único archivo de potencia vs. tiempo.
- `get_fil_files_A2`: por último, se copian los archivos generados en el ítem anterior a la computadora desde la que se realiza la observación.

A continuación se puede ver un script a modo ilustrativo, en este caso correspondiente a la fuente PKS 0320-37:

```
#!/bin/bash
#82.5 Jy
FileName=${0##*/}
source=${FileName%.*}
echo Source is: $source

dec=-37:12:30
ar=03:22:42

box=5 #box x 1 [nx1]
rep=3

echo "Source on view - Starting acquisition.....just wait a little bit..."
rx_backend_3
sleep 20s
sweep_fast_NS_A2 -t $dec $ar $box $rep $source
stop_all_A2
kill_rx_backend_3
./get_fil_files_A2.sh
```

B.1.2. Script total

Para completar la automatización de las observaciones de cada día se realizó un único script en bash que contiene a su vez a los scripts individuales de todas las fuentes, descriptos en la sección anterior. El mismo consiste básicamente en dos funciones:

- `wait_for_source`: mantiene al telescopio esperando a que la fuente con las coordenadas indicadas se encuentre en el rango visible. Se utiliza entre las observaciones de las distintas fuentes, cuando no hay ninguna en el rango observable.
- `source_is_visible`: devuelve un 1 si la fuente indicada se encuentra en el rango visible y un 0 en caso contrario. Se utiliza para realizar bucles que repiten la ejecución de los scripts individuales de cada fuente, descriptos en la sección anterior, durante todo el tiempo en el que la fuente se encuentre visible por el telescopio.

Con estas funciones se realiza un bucle para cada fuente, repitiendo los scripts individuales descriptos en la sección anterior hasta que la fuente deje de ser visible por el telescopio. Si luego de finalizar la observación de una fuente la siguiente aún no es visible, el telescopio se mantiene en espera. Otra posibilidad es que antes de que una fuente deje de ser visible, la siguiente también se encuentre en el rango observable. En este caso, el bucle igualmente

finaliza y comienza otro en el que se observa a las fuentes de manera intercalada. De esta forma, se le indica al telescopio que observe todas las fuentes en el orden de salida para cada día. Sólo debe iniciarse el script al comienzo de cada día y el telescopio realiza los barridos correspondientes hasta completar todas las fuentes indicadas. A continuación se muestra a modo ilustrativo una sección de este script correspondiente a las observaciones del blazar PKS 0521-36 junto con la calibradora PKS 0320-37:

```
AR1=03:22:42
AR2=05:22:58
wait_for_source -t AR1
variable=$(source_is_visible -t $AR1 | tail -n 1 | head -c 1)
variable2=$(source_is_visible -t $AR2 | tail -n 1 | head -c 1)
while (($variable -o $variable2))
do
    echo "**** 2 - 0320-37_A2"
    if [ $variable2 = 1 ]
    then
        echo "****La fuente 0320-37 es visible. Comenzando el barrido"
        date
        ./0320-37_A2.sh
    else
        echo "****La fuente 0320-37 no es visible"
        date
    fi
    echo "**** 3 - 0521-36_A2"
    if [ $variable2 = 1 ]
    then
        echo "****La fuente 0521-36 es visible. Comenzando el barrido"
        date
        ./0521-36_A2.sh
    else
        echo "****La fuente 0521-36 no es visible"
        date
    fi
    variable=$(source_is_visible -t $AR1 | tail -n 1 | head -c 1)
    echo "**** variable is: " $variable
    variable2=$(source_is_visible -t $AR2 | tail -n 1 | head -c 1)
    echo "**** variable2 is: " $variable2
done
```

B.2. Script de reducción y calibración

Una vez completada la observación diaria de las fuentes, se obtienen dos archivos de salida para cada set de barridos (por ejemplo, para las calibradoras se realizaron sets de 6 barridos cada uno, que luego se promedian para obtener un solo dato). Por un lado, un archivo de texto plano que contiene datos de tiempo (en MJD) y coordenadas de la fuente (indicadas y reales, con lo cual es posible verificar el apuntamiento del telescopio). Por el otro, el archivo que contiene los datos de potencia en todos los canales (en el caso del telescopio Bajaja son 1024 canales) vs. tiempo, en formato *filterbank* (FIL). Este es un formato que se suele utilizar

en este tipo de observaciones, y que particularmente se comenzó a utilizar en el IAR para observaciones de púlsares. Para homogeneizar el formato de la salida de todos los datos, se decidió utilizar también este formato.

La primer tarea de reducción consiste en combinar estos dos archivos de salida en un único archivo con datos de tiempo, posición y potencia, lo que permitirá construir los barridos y asignarles un valor de tiempo para obtener las curvas de luz. Para obtener la potencia total observada, en primer lugar se aplica un filtro a los datos espectrales, con el fin de minimizar posibles interferencias externas en algunos canales específicos. Luego, se realiza un promedio de la potencia observada para todos los canales, para así obtener un único valor. Además, en este paso se realiza un suavizado de los barridos promediando varios puntos para mejorar la SNR, obteniendo así alrededor de 80 puntos por cada barrido. Este paso es realizado mediante un script en python desarrollado por el personal del IAR.

El próximo paso en la reducción de los datos consiste en el ajuste de la línea de base y el perfil de los barridos, utilizando la función descrita en la Ec. 5.1. El ajuste se realiza mediante un script en python llamado `gaussian-fit.py` que contiene la tarea `curve_fit` del paquete `scipy.optimize`. El script toma un archivo obtenido en el paso anterior y realiza un ajuste para cada barrido individual dentro del mismo. Como salida se obtienen dos archivos: uno que contiene los mismos barridos pero habiendo restado la línea de base, y otro que contiene el promedio de los máximos de cada gaussiana (los $a_{i,j}$ en la Ec. 5.1) junto con su dispersión (ver Ec. 5.4) y el valor de tiempo en MJD asociado. Además, dentro del mismo script se realizan gráficos de los barridos con el fin de corroborar que los ajustes sean adecuados.

Una vez obtenidos estos archivos para todas las observaciones se realizan en primer lugar las curvas de luz intra-day, y luego la curva de luz inter-day correspondiente, cada una mediante un script en python diferente.

Las curvas de luz intra-day se construyen mediante el script `get_intraday.py`. El mismo tiene como datos de entrada: la fecha de las observaciones, el nombre del blazar y de la calibradora, y la densidad de flujo de la calibradora. Así, según la fecha indicada, el script recolecta todos los archivos que contienen los máximos de los barridos promediados (dados por la Ec. 5.2) tanto para el blazar como para la calibradora. A partir de los datos de la calibradora se calcula la potencia media para ese día \bar{S}_{cal} junto con su dispersión σ_A dada por la Ec. 5.5 y se realiza el gráfico de la curva de luz. Una vez obtenido esto, se calculan los residuos y se realiza la calibración en flujo para el blazar junto con los gráficos de la curva de luz. Este script, además, realiza el cálculo de los parámetros utilizados para el análisis de variabilidad descriptos en la Sec. 6.2 junto con los gráficos correspondientes.

Por último, una vez realizadas las curvas de luz intra-day, otro script llamado `get_interday.py` construye la curva de luz inter-day para cada fuente. El proceso es el mismo al del script anterior.

Bibliografía

- Abdo A. A., et al., 2010, *Nature*, **463**, 919
- Ackermann M., et al., 2016, *ApJ*, **824**, L20
- Ade P. A. R., et al., 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 571, A16
- Aharonian F. A., 2002, *MNRAS*, **332**, 215
- Aharonian F., et al., 2007, *ApJ*, **664**, L71
- Albert J., et al., 2007, *ApJ*, **669**, 862
- Aller H. D., Aller M. F., Hughes P. A., 1985, *ApJ*, **298**, 296
- Beckmann V., Shrader C. R., 2012, Active Galactic Nuclei
- Begelman M. C., Blandford R. D., Rees M. J., 1984, *Reviews of Modern Physics*, **56**, 255
- Bennett A. S., 1962, Mem.R.Astron.Soc., **68**, 163
- Birkinshaw M., Worrall D. M., Hardcastle M. J., 2002, *MNRAS*, **335**, 142
- Blandford R. D., Payne D. G., 1982, *MNRAS*, **199**, 883
- Blandford R. D., Znajek R. L., 1977, *MNRAS*, **179**, 433
- Bolton J. G., Clarke M. E., Ekers R. D., 1965, *Australian Journal of Physics*, **18**, 627
- Böttcher M., 2007a, *Ap&SS*, **309**, 95
- Böttcher M., 2007b, *Ap&SS*, **309**, 95
- Böttcher M., Reimer A., Sweeney K., Prakash A., 2013, *ApJ*, **768**, 54
- Bridle A. H., Hough D. H., Lonsdale C. J., Burns J. O., Laing R. A., 1994, *AJ*, **108**, 766
- Burbidge G. R., 1959, *ApJ*, **129**, 849
- Cui W., 2004, *ApJ*, **605**, 662
- D'Ammando F., Sokolovsky K. V., Iafrate G., Stark M., 2010, The Astronomer's Telegram, **2689**, 1
- D'Ammando F., et al., 2015, *MNRAS*, **450**, 3975
- Danziger I. J., Fosbury R. A. E., Goss W. M., Ekers R. D., 1979, *MNRAS*, **188**, 415
- Dent W. A., Balonek T. J., 1980, *Nature*, **283**, 747
- Dermer C. D., Finke J. D., Krug H., Böttcher M., 2009, *ApJ*, **692**, 32
- Dermer C. D., Murase K., Takami H., 2012, *ApJ*, **755**, 147
- Edelson R. A., Krolik J. H., 1988, *ApJ*, **333**, 646
- Fanaroff B. L., Riley J. M., 1974, *MNRAS*, **167**, 31P
- Ferrarese L., Ford H., 2005, , **116**, 523
- Fichtel C. E., et al., 1994, *ApJS*, **94**, 551
- Gancio G., et al., 2020, *A&A*, **633**, A84
- Garrington S. T., Leahy J. P., Conway R. G., Laing R. A., 1988, *Nature*, **331**, 147
- Giochetti M., Giovannini G., Taylor G. B., Falomo R., 2004, *ApJ*, **613**, 752
- Gopal-Krishna Subramanian K., 1991, *Nature*, **349**, 766
- Hartman R. C., et al., 1999, *ApJS*, **123**, 79
- Hazard C., Mackey M. B., Shimmins A. J., 1963, *Nature*, **197**, 1037
- Heeschen D. S., Krichbaum T., Schalinski C. J., Witzel A., 1987, *AJ*, **94**, 1493
- Hoyle F., Fowler W. A., 1963, *MNRAS*, **125**, 169

- Iafrate G., Longo F., D'Ammando F., 2010, *The Astronomer's Telegram*, **2683**, 1
- Icke V., 1983, *ApJ*, **265**, 648
- Ishibashi W., Courvoisier T. J. L., 2011, *A&A*, **525**, A118
- Jones D. H., et al., 2009, *MNRAS*, **399**, 683
- Keel W. C., 1986, *ApJ*, **302**, 296
- Kembhavi A. K., Narlikar J. V., 1999, *Quasars and active galactic nuclei : an introduction*
- Khachikian E. Y., Weedman D. W., 1974, *ApJ*, **192**, 581
- Koide S., Meier D. L., Shibata K., Kudoh T., 2000, *ApJ*, **536**, 668
- Kozieł-Wierzbowska D., Stasińska G., 2011, *MNRAS*, **415**, 1013
- Krolik J. H., McKee C. F., Tarter C. B., 1981, *ApJ*, **249**, 422
- Laing R. A., 1988, *Nature*, **331**, 149
- Laing R. A., Bridle A. H., 1987, *MNRAS*, **228**, 557
- Laor A., Behar E., 2008, *MNRAS*, **390**, 847
- Laurent-Muehleisen S. A., Kollgaard R. I., Moellenbrock G. A., Feigelson E. D., 1993, *AJ*, **106**, 875
- Ledden J. E., Odell S. L., 1985, *ApJ*, **298**, 630
- Lin Y. C., et al., 1995, *ApJ*, **442**, 96
- Liodakis I., Romani R. W., Filippenko A. V., Kiehlmann S., Max-Moerbeck W., Readhead A. C. S., Zheng W., 2018, *MNRAS*, **480**, 5517
- Lister M. L., et al., 2018, *ApJS*, **234**, 12
- Lovell J. E. J., et al., 2008, *ApJ*, **689**, 108
- Luna H. G., Martinez R. E., Combi J. A., Romero G. E., 1993, *A&A*, **269**, 77
- Macchetto F., et al., 1991, *ApJ*, **369**, L55
- Mannheim K., 1993, *A&A*, **269**, 67
- Marscher A. P., Gear W. K., Travis J. P., 1992, in Valtaoja E., Valtonen M., eds, *Variability of Blazars*. p. 85
- Marscher A. P., et al., 2010, *ApJ*, **710**, L126
- Matthews T. A., Sandage A. R., 1963, *ApJ*, **138**, 30
- Mead A. R. G., Ballard K. R., Brand P. W. J. L., Hough J. H., Brindle C., Bailey J. A., 1990, *A&AS*, **83**, 183
- Mishra H. D., et al., 2021, arXiv e-prints, p. [arXiv:2103.08707](https://arxiv.org/abs/2103.08707)
- Mukherjee R., et al., 1997, *ApJ*, **490**, 116
- Nolan P. L., et al., 2012, *ApJS*, **199**, 31
- Nottale L., 1986, *A&A*, **157**, 383
- Oke J. B., Schmidt M., 1963, *AJ*, **68**, 288
- Osterbrock D. E., 1977, *Lick Observatory Bulletin*, **757**, 1
- Perlman E. S., Stocke J. T., 1993, *ApJ*, **406**, 430
- Peterson B. M., 1997, *An Introduction to Active Galactic Nuclei*
- Pica A. J., Smith A. G., Webb J. R., Leacock R. J., Clements S., Gombola P. P., 1988, *AJ*, **96**, 1215
- Porcas R. W., 1987, in Zensus J. A., Pearson T. J., eds, *Superluminal Radio Sources*. pp 12–25
- Rees M. J., 1984, *ARA&A*, **22**, 471
- Rickett B. J., 1986, *ApJ*, **307**, 564
- Rieger F. M., Bosch-Ramon V., Duffy P., 2007, *Ap&SS*, **309**, 119
- Rodrigues X., Fedynitch A., Gao S., Boncioli D., Winter W., 2018, *ApJ*, **854**, 54
- Romero G. E., Vila G. S., 2014, *Introduction to Black Hole Astrophysics*. Vol. 876, [doi:10.1007/978-3-642-39596-3](https://doi.org/10.1007/978-3-642-39596-3),
- Romero G. E., Combi J. A., Colomb F. R., 1994, *A&A*, **288**, 731

- Romero G. E., Combi J. A., Vucetich H., 1995a, *Ap&SS*, **225**, 183
- Romero G. E., Benaglia P., Combi J. A., 1995b, *A&A*, **301**, 33
- Romero G. E., Benaglia P., Combi J. A., 1997a, *A&AS*, **124**, 307
- Romero G. E., Combi J. A., Benaglia P., Azcarate I. N., Cersosimo J. C., Wilkes L. M., 1997b, *A&A*, **326**, 77
- Rudnick L., Edgar B. K., 1984, *ApJ*, **279**, 74
- Salpeter E. E., 1964, *ApJ*, **140**, 796
- Scarpa R., Falomo R., Pian E., 1995, *A&A*, **303**, 730
- Scarpa R., Urry C. M., Falomo R., Treves A., 1999, *ApJ*, **526**, 643
- Schmidt M., Green R. F., 1983, *ApJ*, **269**, 352
- Schmitt J. L., 1968, *Nature*, **218**, 663
- Seyfert C. K., 1943, *ApJ*
- Shen Z. Q., et al., 1998, *AJ*, **115**, 1357
- Shen Z.-Q., Edwards P. G., Lovell J. E. J., Fujisawa K., Kamenno S., Inoue M., 1999, *PASJ*, **51**, 513
- Shen Z. Q., Moran J. M., Kellermann K. I., 2002, in Ikeuchi S., Hearnshaw J., Hanawa T., eds, 8th Asian-Pacific Regional Meeting, Volume II. pp 401–402 ([arXiv:astro-ph/0209234](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0209234))
- Simonetti J. H., Cordes J. M., Heeschen D. S., 1985, *ApJ*, **296**, 46
- Singh K. K., Bhattacharyya S., Bhatt N., Tickoo A. K., 2012, *New Astron.*, **17**, 679
- Singh K. K., et al., 2018, *Astroparticle Physics*, **103**, 122
- Singh K. K., Meintjes P. J., van Soelen B., Ramamonjisoa F. A., Vaidya B., 2019, *Ap&SS*, **364**, 88
- Sparks W. B., Miley G. K., Macchetto F., 1990, *ApJ*, **361**, L41
- Sparks W. B., Biretta J. A., Macchetto F., 1994, *ApJS*, **90**, 909
- Stickel M., Padovani P., Urry C. M., Fried J. W., Kuehr H., 1991, *ApJ*, **374**, 431
- Strittmatter P. A., Serkowski K., Carswell R., Stein W. A., Merrill K. M., Burbidge E. M., 1972, *ApJ*, **175**, L7
- Tavecchio F., Maraschi L., Ghisellini G., 1998, *ApJ*, **509**, 608
- Testori J. C., et al., 2001, *A&A*, **368**, 1123
- Ulrich M. H., 1981, *A&A*, **103**, L1
- Ulvestad J. S., Antonucci R. R. J., Barvainis R., 2005, *ApJ*, **621**, 123
- Urry C. M., Padovani P., 1995, *PASP*, **107**, 803
- Visvanathan N., 1969, *ApJ*, **155**, L133
- Wang F., et al., 2021, *ApJ*, **907**, L1
- Webb J., 2016, *Galaxies*, **4**, 15
- Willott C. J., et al., 2010, *AJ*, **139**, 906
- Wills D., Wills B. J., 1981, *Nature*, **289**, 384
- Woltjer L., 1959, *ApJ*, **130**, 38
- Zel'dovich Y. B., Novikov I. D., 1964, *Soviet Physics Doklady*, **9**, 246
- Zhang H., Fang K., Li H., 2018, arXiv e-prints, p. [arXiv:1807.11069](https://arxiv.org/abs/1807.11069)
- Zhang B.-K., Jin M., Zhao X.-Y., Zhang L., Dai B.-Z., 2021, arXiv e-prints, p. [arXiv:2103.11149](https://arxiv.org/abs/2103.11149)