



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

ANÁLISIS ESTADÍSTICO DE LA VARIABILIDAD ÓPTICA Y POLARIMÉTRICA
DEL BLÁZAR 3C279.

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA:
FELIPE ALEJANDRO SALAZAR VÁZQUEZ

TUTORA PRINCIPAL:
DRA. ERIKA MARÍA BENÍTEZ LIZAOLA
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA, CIUDAD UNIVERSITARIA, UNAM

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR:
DRA. DEBORAH DULTZIN KESSLER
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA, CIUDAD UNIVERSITARIA, UNAM
DR. DANY PIERRE PAGE ROLLINET
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA, CIUDAD UNIVERSITARIA, UNAM

CIUDAD DE MÉXICO, JUNIO DE 2016



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

ANÁLISIS ESTADÍSTICO DE LA VARIABILIDAD ÓPTICA Y POLARIMÉTRICA
DEL BLÁZAR 3C279.

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA:
FELIPE ALEJANDRO SALAZAR VÁZQUEZ

TUTORA PRINCIPAL:
DRA. ERIKA MARÍA BENÍTEZ LIZAOLA
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA, CIUDAD UNIVERSITARIA, UNAM

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR:
DRA. DEBORAH DULTZIN KESSLER
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA, CIUDAD UNIVERSITARIA, UNAM
DR. DANY PIERRE PAGE ROLLINET
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA, CIUDAD UNIVERSITARIA, UNAM

CIUDAD DE MÉXICO, JUNIO DE 2016

A mis padres María Elena y José Refugio.

A Cristina, Mariana y Andrés.

Y a mi tenaz patria.

Agradecimientos

Con la certeza de que se trata de tarea inacabable, intentaré de todos modos expresar mis más sinceros agradecimientos y mencionar a aquellas personas sin las cuales este trabajo no vería la luz.

Agradezco a la directora de mi tesis la Dra. Erika Benítez, por su paciencia, por haberme dado la libertad de buscar y proponer, y por su oportuna guía durante todo el proceso de la investigación y redacción de mi primera tesis.

A mi comité tutorial, Dra Deborah Dultzin y Dr. Dany Page, por su apoyo y orientación cada semestre. A la Dra. Omaira González, el Dr. Oliver López, el Dr. José Antonio de Diego y el Dr. Takamitsu Miyaji, el Dr. David Hiriart y el Dr. Sergio Mendoza, por sus comentarios que lograron hacer de éste un proyecto mejor.

A mis amados padres María Elena Vázquez Villalobos y José Refugio Salazar Ibarra, por su amor incondicional, su consejo, la educación que me han heredado y me permitió buscar lograr mis metas tan lejos del hogar paterno, y por ser mi modelo a seguir. A mis hermanas Mariana y Cristina, y a mi hermano Andrés, por su apoyo y por compartirme su alegría.

Al profesor Óscar Cruz Elizondo, por haber compartido su afición a la astronomía en aquel pequeño club de la preparatoria 15 de la UANL en Monterrey, por todo su esfuerzo en las reuniones de observación, charlas y viajes, que me sumergieron en la astronomía amateur y me impulsaron a decidirme por esta carrera. Al Dr. Eduardo Pérez Tijerina, cuyo apoyo tuvo un efecto similar durante la preparatoria y la licenciatura, por presentarme la astronomía profesional. Tal vez no estaría en esta carrera sin ustedes.

A Alejandro y Óscar, viejas buenas amistades originadas por la astronomía, gracias por su leal confraternidad a pesar del tiempo y los kilómetros. A los amigos que hice durante la licenciatura y que compartimos el seguir con la vocación (y a veces calvario) de la vida de la investigación científica, tan equivocadamente inusual en nuestra tierra de origen, Ivone, Helena, Omar, Isaac. A los amigos que he hecho durante la maestría, Mabel, Verónica, Enrique, Oriana, Miriam, Donaji, Valentina, Miguel, Jeffrey, Alejandra, Gaby, Rogelio, Norbert, Alejandro, Paty, Sheila, Aroche, Verónica, Andrés, Eliab, todos con los que he compartido mucho, gracias por haber hecho que sintiera esta nueva ciudad como un hogar.

A todos los investigadores que fueron mis profesores, gracias por compartirme sus conocimientos y habilidades. Al personal del Observatorio Astronómico Nacional, Sierra de San Pedro Mártir, por su asistencia, amabilidad y hospitalidad durante las temporadas de observación. Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (Conacyt) por la beca de estudios. Y al Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (PAPIIT), proyecto con clave IN111514, por el apoyo económico para la terminación de este trabajo.

Índice general

1. Introducción.	1
1.1. Núcleos Activos de Galaxia (AGN).	1
1.1.1. La máquina central.	2
1.1.2. Unificación de los AGN.	4
1.1.3. Propiedades de los AGN radio-loud.	6
1.2. Variabilidad de los AGN.	7
1.2.1. Escalas de Tiempo Físicas.	8
1.2.2. Características de la Variabilidad en el Óptico y el UV.	9
1.3. El Fenómeno Blázar.	10
1.3.1. El modelo de jet relativista.	11
1.3.2. Variabilidad en los Blázares.	13
1.3.3. Polarización en los Blázares.	16
1.4. Objetivo de la tesis.	17
2. El Blázar 3C279.	19
2.1. Parámetros Físicos Estimados.	19
3. El Proyecto de Observación en San Pedro Mártir.	23
3.1. Polarímetro POLIMA.	23
3.2. Observaciones de 3C279.	24
3.2.1. Reducción.	24
3.2.2. Correcciones.	25
3.2.3. Datos Obtenidos.	25
4. Resultados del Análisis de los Datos.	31
4.1. Análisis polarimétrico.	31
4.2. Correlación.	34

4.2.1. Función de Autocorrelación.	45
5. Búsqueda de Periodicidad con RobPer.	51
6. Discusión y Conclusiones.	61
6.1. Trabajo Futuro.	65
Apéndices	I
A. Fundamentos Teóricos.	I
A.1. Acreción de un Agujero Negro.	I
A.2. Escalas de Tiempo Físicas para la Variabilidad en un AGN.	II
A.3. Emisión Sincrotrón.	III
A.4. Emisión Polarizada en el Jet de los Blázares.	IV
A.4.1. Parámetros de Stokes.	IV
A.5. Análisis Estadístico de los Datos.	VI
A.5.1. Series Temporales	VI
A.5.2. Correlación.	VII
A.5.3. Optimización con algoritmo MCMC.	X
A.5.4. Periodograma de Lomb-Scargle.	XI
B. Periodogramas de 3C 279 obtenidos con RobPer.	XIII
Bibliografía	XXXI

Índice de figuras

1.1. Esquema Unificado.	4
1.2. Dibujos esquemáticos de la máquina central de los AGN según la clasificación de Heckman and Best [2014]. Tomada del citado trabajo.	7
1.3. Ejemplos de SED de dos blázares. Tomada de Zhang et al. [2013].	10
1.4. Modelo de emisión en los blázares, según el modelo de choques en el jet. Imagen por Alan Marscher (http://www.bu.edu/blazars/VLBAproject.html).	12
1.5. Ejemplos de curvas de luz generadas con distintos <i>colores de ruido</i> (figuras de la izquierda) y su respectivas densidades espectrales PSD en escala logarítmica (figuras de la derecha). Los páneles superiores corresponden a ruido blanco; los intermedios, a ruido rosa; y los inferiores, a ruido rojo. Curvas generadas utilizando el método de Timmer and König [1995].	15
2.1. Imagen en la banda del radio (43 GHz) de 3C279 tomada con el VLBA. Fuente: VLBA-BU Blazar Monitoring Program, http://www.bu.edu/blazars/VLBAproject.html , Marscher A et. al.	20
3.1. Datos del monitoreo para 3C279: magnitud en la banda R, flujo en la banda R, porcentaje de polarización y EVPA corregido por ambigüedad.	29
4.1. Estimaciones de la función de densidad de probabilidad marginal de cada variable para todos los datos.	36
4.2. Representación gráfica de las estimaciones de la función de densidad de probabilidad conjunta entre el flujo en R (F_x) y el porcentaje de polarización (P) para todos los datos.	37
4.3. Representación gráfica de las estimaciones de la función de densidad de probabilidad conjunta entre el flujo en R (F_x) y el ángulo de polarización (θ) para todos los datos.	37
4.4. Representación gráfica de las estimaciones de la función de densidad de probabilidad conjunta entre el porcentaje (P) y el ángulo de polarización (θ) para todos los datos.	38

4.5. Gráficas del comportamiento en el tiempo de los tres parámetros de correlación para cada ciclo . Por columnas, de izquierda a derecha: coeficiente de correlación de Pearson, correlación de distancia e información mutua. Por filas, de arriba hacia abajo: entre el flujo y el porcentaje de polarización, entre el flujo y el ángulo de polarización, y entre el porcentaje y el ángulo de polarización. El ancho de la barra indica el intervalo de tiempo que abarca el ciclo. Se indican con una línea continua el valor estimado con las observaciones, y con líneas punteadas los intervalos de confianza a 50 y 90 por ciento estimados con bootstrap.	39
4.6. Gráficas del comportamiento en el tiempo de los tres parámetros de correlación para cada subciclo . Por columnas, de izquierda a derecha: coeficiente de correlación de Pearson, correlación de distancia e información mutua. Por filas, de arriba hacia abajo: entre el flujo y el porcentaje de polarización, entre el flujo y el ángulo de polarización, y entre el porcentaje y el ángulo de polarización. El ancho de la barra indica el intervalo de tiempo que abarca el subciclo. Se indican con una línea continua el valor estimado con las observaciones, y con líneas punteadas los intervalos de confianza a 50 y 90 por ciento estimados con bootstrap.	40
4.7. Gráficas de correlación entre distintos parámetros físicos de 3C 279 para algunos casos en los que las estimaciones de los estadísticos de correlación resultaron altas (> 0.8).	44
4.8. Correlación de los subciclos de acuerdo a la clasificación que indica la etapa de destello que abarcan.	46
4.9. Gráficas de la estimación de la DCF para el flujo en R.	47
4.10. Gráficas de la estimación de la DCF para el porcentaje de polarización.	48
4.11. Gráficas de la estimación de la DCF para el ángulo de polarización.	49
4.12. Estimación del periodograma de la función de correlación discreta y función ventana de la misma.	50
5.1. Fotometría histórica en banda R de 3C 279.	53
5.2. Periodogramas de la curva de luz de 3C279 del monitoreo en SPM, considerando las incertidumbres en el flujo, utilizando la regresión-M con función de Huber. Distintos intervalos de períodos de prueba se muestran en las gráficas para un mayor detalle.	54
5.3. Periodogramas de la curva de luz histórica de 3C279, considerando las incertidumbres en el flujo, utilizando la regresión-M con función de Huber. Distintos intervalos de períodos de prueba se muestran en las gráficas para un mayor detalle.	55
5.4. Función ventana de los datos. Bajo las líneas de guiones horizontales se encuentran 99 y 97 por ciento de los datos.	58

5.5. Ajuste de distribución Gamma a los histogramas de la función ventana. Los paneles izquierdos muestran los histogramas y la curva de la distribución gamma que mejor ajusta. A la izquierda de las líneas de guiones se encuentra el 97 y 99 porciento del área bajo la curva. Los paneles derechos muestran el resultado del MCMC para minimizar χ^2 , en los cuales la cruz negra indica el punto con el menor valor de χ^2 ; y las líneas de guiones, los intervalos de confianza de los parámetros. Arriba, con datos de SPM; abajo, con datos del histórico. 59

B.1. Periodogramas de la curva de luz de 3C279 del monitoreo en SPM, ajustando modelo de función escalón (primeras cuatro gráficas) y modelo de splines (últimas cuatro gráficas), considerando las incertidumbres en el flujo. XIV

B.2. Periodogramas de la curva de luz de 3C279 del monitoreo en SPM, ajustando modelo de función senoidal, considerando las incertidumbres en el flujo. XV

B.3. Periodogramas de la curva de luz de 3C279 del monitoreo en SPM, ajustando modelo de función escalón (primeras cuatro gráficas) y modelo de splines (últimas cuatro gráficas), considerando las incertidumbres en el flujo. Períodos de prueba de 1 a 1332 días. . . . XVI

B.4. Periodogramas de la curva de luz de 3C279 del monitoreo en SPM, ajustando modelo de función senoidal, considerando las incertidumbres en el flujo. Períodos de prueba de 1 a 1332 días. XVII

B.5. Periodogramas de la curva de luz de 3C279 del monitoreo en SPM, ajustando modelo de función escalón (primeras cuatro gráficas) y modelo de splines (últimas cuatro gráficas), despreciando las incertidumbres en el flujo. XVIII

B.6. Periodogramas de la curva de luz de 3C279 del monitoreo en SPM, ajustando modelo de función senoidal, despreciando las incertidumbres en el flujo. XIX

B.7. Periodogramas de la curva de luz de 3C279 del monitoreo en SPM, ajustando modelo de función escalón (primeras cuatro gráficas) y modelo de splines (últimas cuatro gráficas), despreciando las incertidumbres en el flujo. Períodos de prueba de 1 a 1332 días. . . . XX

B.8. Periodogramas de la curva de luz de 3C279 del monitoreo en SPM, ajustando modelo de función senoidal, despreciando las incertidumbres en el flujo. Períodos de prueba de 1 a 1332 días. XXI

B.9. Periodogramas de la curva de luz histórica de 3C279, ajustando modelo de función escalón (primeras cuatro gráficas) y modelo de splines (últimas cuatro gráficas), considerando las incertidumbres en el flujo. XXII

B.10. Periodogramas de la curva de luz histórica de 3C279, ajustando modelo de función senoidal, considerando las incertidumbres en el flujo. XXIII

- B.11. Periodogramas de la curva de luz histórica de 3C279, ajustando modelo de función escalón (primeras cuatro gráficas) y modelo de splines (últimas cuatro gráficas), considerando las incertidumbres en el flujo. Períodos de prueba de 1 a 1332 días. XXIV
- B.12. Periodogramas de la curva de luz histórica de 3C279, ajustando modelo de función senoidal, considerando las incertidumbres en el flujo. Períodos de prueba de 1 a 1332 días. XXV
- B.13. Periodogramas de la curva de luz histórica de 3C279, ajustando modelo de función escalón (primeras cuatro gráficas) y modelo de splines (últimas cuatro gráficas), despreciando las incertidumbres en el flujo. XXVI
- B.14. Periodogramas de la curva de luz histórica de 3C279, ajustando modelo de función senoidal, despreciando las incertidumbres en el flujo. XXVII
- B.15. Periodogramas de la curva de luz histórica de 3C279, ajustando modelo de función escalón (primeras cuatro gráficas) y modelo de splines (últimas cuatro gráficas), despreciando las incertidumbres en el flujo. Períodos de prueba de 1 a 1332 días. XXVIII
- B.16. Periodogramas de la curva de luz histórica de 3C279, ajustando modelo de función senoidal, despreciando las incertidumbres en el flujo. Períodos de prueba de 1 a 1332 días. XXIX

Índice de tablas

1.1. Fenomenología AGN de acuerdo al esquema unificado. Tomada de Beckmann and Sh-rader [2012].	3
3.1. Polarización y fotometría en la banda R para 3C279.	25
4.1. Parámetros de variabilidad para 3C279.	32
4.2. Parámetros de variabilidad para 3C279.	33
4.3. Coeficientes de Correlación entre el flujo y el porcentaje de polarización. Los valores P representan percentiles resultados del bootstrap. CP indica correlación de Pearson; CD, correlación de distancia; IM, información mutua.	41
4.4. Coeficientes de Correlación entre el flujo y el ángulo de polarización. Los valores P representan percentiles resultados del bootstrap. CP indica correlación de Pearson; CD, correlación de distancia; IM, información mutua.	41
4.5. Coeficientes de Correlación entre el porcentaje y el ángulo de polarización. Los valores P representan percentiles resultados del bootstrap. CP indica correlación de Pearson; CD, correlación de distancia; IM, información mutua.	42

Capítulo 1

Introducción.

1.1. Núcleos Activos de Galaxia (AGN).

En los años 60's del siglo XX, tras el descubrimiento de los cuásares (Quasi-Stellar-Object, QSO), véanse por ejemplo los trabajos de Schmidt [1963], Greenstein and Matthews [1963], Hazard et al. [1963], Oke [1963], comienza el estudio astrofísico de un conjunto de galaxias que mostraban una luminosidad nuclear muy alta en las bandas del radio/óptico, concentrada en una región relativamente pequeña ($\sim 1pc$, Greenstein and Schmidt [1964]) comparada con el tamaño total de la galaxia. Estos núcleos brillantes dieron origen a una nueva clase de fuentes extragalácticas denominadas **núcleos activos de galaxias** o NAG (en inglés, *active galactic nuclei* o AGN, término que usaremos en esta tesis de aquí en adelante). Estos objetos asociados inicialmente a galaxias de tipo espiral fueron descubiertas mediante estudios de espectroscopía óptica [Seyfert, 1943]. A diferencia de las estrellas, los espectros obtenidos en las bandas del óptico de los AGN muestran intensas líneas de emisión, las cuales dieron la pauta para asociar el origen de las altas luminosidades observadas con procesos de tipo no-térmico, es decir, procesos distintos a los que ocurren en los interiores estelares.

Actualmente, se sabe que los AGN además de su alta luminosidad central, presentan una serie de características propias que se han podido establecer mediante estudios realizados en casi todas las bandas del espectro electromagnético, debido a que son emisores multifrecuencias. Estas características han permitido dividir a los AGN en distintos tipos de fuentes. Por ejemplo, los cuásares se caracterizan por tener una emisión no-térmica que se observa desde las bandas del radio hasta las de los rayos-X duros, la cual define su distribución espectral de energía (en inglés *spectral energy distribution*, SED), esto es, su luminosidad por unidad de frecuencia a lo largo del espectro electromagnético. Es oportuno mencionar que en cierto momento se pensó que los cuásares eran los objetos más lejanos del universo(cita). Actualmente, el cuásar más lejano tiene un corrimiento al rojo ~ 7.1 [Mortlock et al.,

2011].

Otra característica importante es que los AGN se dividen en radio fuertes y radio callados utilizando un criterio basado en su «radio-volumen» (es común usar el término en inglés *radio-loudness*) mismo que convencionalmente se define como $R \equiv F_{\nu_r}/F_{\nu}(4400\text{\AA})$, donde ν_r es la frecuencia observada en la banda del radio, usualmente 5GHz [Krolik, 1999]. Se dice entonces que un AGN es radio fuerte si $R > 10$ [Beckmann and Shrader, 2012]. De esta manera, en la actualidad se acepta dividirlos en cuásares radio fuertes (del inglés, radio-loud quasi-stellar object, o RLQSO) y los radio-callados o RQQSO. En la literatura no tan reciente es común encontrarlos definidos como *quasi-stellar-radio-sources* o «quasars».

En la familia AGN encontramos además de los QSO a las radio galaxias con líneas anchas de emisión (en inglés *broad line radio-galaxies* o BLRG) y a las radio galaxias con líneas delgas de emisión (en inglés *narrow line radio-galaxies* o NLRG). Una importante clasificación basada en la morfología y propiedades en el radio se explica en (donde hablas de FRI y FRII). También encontramos a las galaxias tipo Seyfert, a los LINERS (del inglés, low-ionization nuclear emission line region) y, finalmente a los blázares, objetos con propiedades muy particulares que describiremos detalladamente en (poner donde) puesto que son el objetivo a estudiar en esta tesis. Otra clasificación se basa en las características de las líneas de emisión permitidas como son $H\alpha$, $H\beta$, $C_{IV}\lambda 1549$ y demás, observadas con espectroscopía en el UV, óptico y mediano infrarrojo (en inglés *mid infrared*, o MIR). Los AGN tipo I presentan líneas permitidas muy anchas, más de $1500(L_{bol}/10^{45} \text{ergs}^{-1})^{0.2} \text{km s}^{-1}$. Por otra parte, los AGN tipo II presentan líneas permitidas con dispersiones significativamente menores a las de los AGN tipo I. Además, en ambas clases de AGN se observan en el óptico y el MIR fuertes líneas de emisión prohibidas ($[O_{IV}25.9\mu$, $[O_{III}]\lambda 5007$, $[O_{II}]\lambda 3727$, $[N_{II}]\lambda 6584$ y demás) pero en los AGN tipo I su ancho equivalente (en inglés *equivalent width*, o EW) es menor que en los AGN tipo II, esto debido a que, mientras que en los primeros las líneas se observan sobre el continuo del AGN, en los segundos las líneas son observadas sobre el continuo estelar que es más débil.

1.1.1. La máquina central.

Para explicar las altas luminosidades observadas en los AGN, en trabajos como los de Salpeter [1964], Zel'dovich and Novikov [1964] y Lynden-Bell [1969] se dio origen al modelo conocido como “El Modelo Estándar para los AGN”. Este modelo propone un mecanismo que se basa en la acreción de gas que se encuentra en la galaxia que alberga al AGN, hacia la región central. Este mecanismo induce la formación de un objeto de muy alta densidad, denominado agujero negro. Este modelo es actualmente el más aceptado para explicar el encendido de la llamada “máquina central”, la cual alude al encendido

Tabla 1.1. Fenomenología AGN de acuerdo al esquema unificado. Tomada de Beckmann and Shrader [2012].

Radio fuerte	Tipo de AGN	Subtipo	Rayos-X absorbidos $N_H > 10^{22} \text{cm}^{-2}$	Líneas de Balmer anchas	Líneas de Balmer delgadas	FeK α	Rayos γ
RL	Radio Galaxias	NLRG	Sí	Sí	Sí	No	No
		BLRG	No	Sí	Sí	Sí	Pocos
	Cuásar	Tipo 1	No	Sí	Sí	Sí	Algunos
		Tipo 2	Sí	No	Sí	Sí	No
	Blázares	FSRQ	No	Sí	Sí	Algunas	Sí
		BL Lacs	No	No	No	No	Sí
RQ	Seyfert 1		< 10 %	Sí	Sí	Sí	No
	Seyfert 2		> 90 %	No	Sí	Sí	No
	NLS1		< 10 %	Sí	Sí	Sí	Pocos
	LINERS		Sí	No	Sí	Sí	No

de la actividad nuclear que da origen a la enorme luminosidad emitida por los AGN. La luminosidad bolométrica observada en los AGN tiene un rango que va de 10^{41} a $10^{48} \text{ ergs}^{-1}$, dependiendo del tipo de AGN. Por ejemplo, los QSO son los más luminosos y los ahora llamados AGN de baja luminosidad son los LINERS. Los agujeros negros de los AGN tienen también un rango de masas que va desde los 10^5 a alrededor de $10^{10} M_{\odot}$; y se considera que son agujeros negros supermasivos.

La característica más notoria de los AGN es la gran cantidad de energía que emiten en una región muy pequeña. Este hecho llevó a la proposición del actual paradigma en el cual su motor central se trata de un objeto compacto de gran masa, un agujero negro supermasivo (SMBH), propuesto por Salpeter [1964], Zel'dovich and Novikov [1964] y Lynden-Bell [1969]. La acreción de masa al agujero negro y la extracción de su energía rotacional pueden alcanzar altas eficiencias radiativas [Rees, 1984].

Cuando consideramos el sencillo caso de una acreción esférica la máxima luminosidad que una fuente de masa M puede emitir para permanecer estable, esto es, con equilibrio entre la presión de radiación y la fuerza gravitacional, está dado por la *luminosidad de Eddington* L_{Edd} . A partir de esto se define la *tasa de Eddington* λ_{Edd} en términos de la luminosidad bolométrica y la luminosidad de Eddington. Por otro lado, la luminosidad de Eddington puede ser asociada a la masa mínima que debe tener la fuente para emitir con una luminosidad L , conocida como *masa de Eddington* M_{Edd} . Podemos estimar la eficiencia η de este proceso de acreción si expresamos la tasa a la que el núcleo emite energía (su luminosidad) en términos de la tasa a la que la materia se acreta. Se puede estimar que $\eta \approx 0.1$ [Peterson, 1997], lo que nos indica que, por ejemplo, para un cuásar con $L_{QSO} \approx 10^{46} \text{ ergs s}^{-1}$ se requeriría una tasa de acreción $\dot{M} \approx 2M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Podemos además definir la *tasa de acreción de Eddington* \dot{M}_{Edd} como la tasa de acreción necesaria para mantener una luminosidad L_E . La tasa de acreción de Eddington estimada aquí es un límite superior en el caso de acreción esférica, pero puede

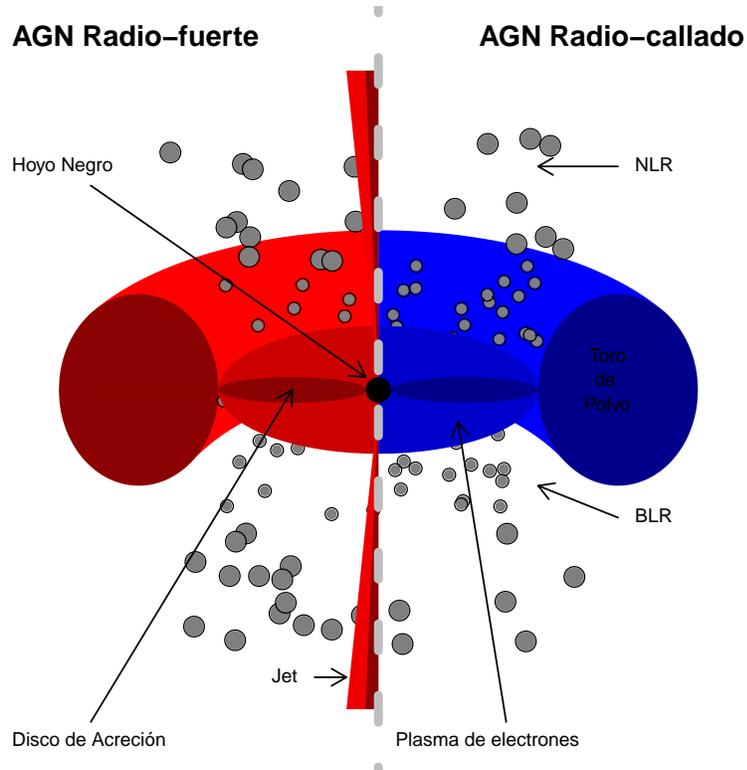


Figura 1.1. Esquema Unificado.

ser excedida si la acreción no ocurre de manera esféricamente simétrica. Tal es el caso si la misma se presenta en un disco ecuatorial en el que la radiación se emita a lo largo del eje del disco. Los detalles de las expresiones matemáticas para estos parámetros pueden verse más adelante en la sección A.1.

1.1.2. Unificación de los AGN.

Una forma de explicar los diversos tipos de AGN observados se encuentra en el denominado **Esquema Unificado**. Este esquema propone que el fenómeno AGN tiene un mismo origen, es decir, se produce por la acreción de material hacia el centro el cual es parcialmente devorado por el agujero negro central. Sin embargo, observamos distintos tipos de AGN debido a su orientación respecto al observador. El esquema unificado funciona para comprender las propiedades de los AGR radio-fuertes, en particular es muy útil para comprender el fenómeno blázar, el cual necesita que el ángulo de visión sea muy pequeño en este tipo de fuentes.

Alrededor del agujero negro se forma un **disco de acreción**, el cual se forma vía la caída de material hacia el objeto compacto, lo cual produce una estructura aplanada. La radiación térmica emitida por este disco en el infrarrojo y el UV, se ve acompañada por fotones de rayos-X emitidos durante el proceso de acreción. Estos fotones ionizan el gas y producen una región compuesta por electrones alrededor del disco de acreción, la llamada **corona**, que emite fotones en las bandas de los

rayos-X, a través del proceso de Compton Inverso (IC, del inglés *Inverse Compton*).

Las intensas líneas de emisión observadas en el óptico y el ultravioleta se originan en dos regiones de gas exteriores al disco y la corona, donde las temperaturas ya no son tan altas, diferenciadas por sus densidades, extensiones y distribuciones de velocidad en la línea de visión. Sobre la corona se encuentra la **región de líneas anchas** (BLR, *broad line region*), no resuelta espacialmente, cuyos anchos están en el rango de $10^3\text{--}4\text{ km s}^{-1}$. La BLR tiene una temperatura del orden $1 - 3 \times 10^4$ K y una densidad de partículas $n \lesssim 10^9\text{ cm}^{-3}$. A una distancia mayor del centro, rodeando incluso al toro de polvo, se encuentra la **región de líneas delgadas** (NLR, *narrow line region*), una región extensa, tanto como ~ 1 kpc, de baja densidad ($n \approx 10^3\text{ cm}^{-3}$) y con una dispersión de velocidades de las líneas de emisión del orden de 500 km s^{-1} . Una propiedad adicional de la emisión de la BLR es su variabilidad, que se encuentra ligada a su proximidad a la fuente central y acoplada a la variabilidad del continuo ionizante que las origina [Peterson, 1993].

Rodeando las regiones exteriores del disco de acreción se encuentra una estructura de polvo con forma *toroidal*. Este denominado **toro de polvo** produce oscurecimiento de la radiación producida por los procesos de acreción y puede incluso bloquear los fotones ionizantes emitidos en la región del UV. No obstante, la emisión producida en las bandas del IR no es afectada por esta estructura y observaciones en el IR muestran la existencia del toro de polvo (buscar referencias). Así, las diferencias en estas bandas entre los tipos de AGN se explicarían de acuerdo al valor del ángulo entre el disco-toro y la línea de visión. Estudios de Schmitt et al. [2001] sugieren una razón altura-radio para el toro de ~ 1 . De esta manera, el toro juega un papel importante en las explicaciones propuestas para las diferencias que observamos entre las líneas de emisión de las galaxias Seyfert 1 y Seyfert 2, pues se originan en el oscurecimiento de la BLR por parte del toro de polvo. Esta división basada en el oscurecimiento también se transfiere a los cuásares, por lo que tenemos así cuásares tipo I y cuásares tipo II (mismos de los que se tienen pocos ejemplos [Krolik, 1999]). En el esquema vemos también la presencia de chorros de plasma que son eyectados a grandes distancias del centro del AGN. Cuando uno de estos chorros está bien colimado se le denomina **jet**.

De acuerdo al esquema unificado, y como está bosquejado en la figura 1.1, cuando se nos presenta un AGN radio-fuerte, dependiendo del ángulo de visión, podremos observar uno de los siguientes tipos: un blazar si el ángulo entre la línea de visión y el eje del radio-jet es $\lesssim 10^\circ$ [Falomo et al., 2014], es decir, estamos mirando el jet casi de frente; cuando el ángulo es $\gtrsim 10^\circ$ observamos una FR-I en el caso de baja potencia y una FR-II en el de alta potencia. Con más detalle, si a la FR-I la observamos con un ángulo entre la visual y el plano del disco de acreción $\lesssim 45^\circ$ estaremos frente a una NLRG, caso contrario ($\gtrsim 45^\circ$) veremos una BLRG. De manera similar, para las FR-II si el ángulo entre la visual y el plano del disco de acreción es $\lesssim 45^\circ$ estaremos frente a un cuásar tipo I, caso contrario ($\gtrsim 45^\circ$)

veremos un cuásar tipo II. Siguiendo este método, cuando se nos presenta un AGN radio-callado con un ángulo entre la línea de visión y el plano del disco de acreción $\lesssim 45^\circ$ presenciamos una Seyfert 1, mientras que para un ángulo $\gtrsim 45^\circ$ observaremos una Seyfert 2.

Como reporta Lawrence [1991], la luminosidad de la máquina central puede ser un agente en la distinción entre Seyfert 1 y Seyfert 2 adicional a la inclinación, pues el radio de sublimación, en el cual el polvo se destruye y por lo tanto se define el tamaño radial del toro, depende de la luminosidad. Así, se vería alterada la razón altura/radio y por lo tanto el ángulo de visión a partir del cual el toro ya no se interpone y podemos ver las regiones centrales más internas.

Adicionalmete, puede verse que radica una dificultad en unificar los objetos radio-fuertes con las fuentes radio-calladas, lo que ha llevado a investigar la influencia de factores adicionales. La masa del agujero negro de la máquina central parece jugar un papel. Por ejemplo, Laor [2000] reporta que cuásares con $M_{BH} > 10^9 M_\odot$ son radio-fuertes, mientras que aquellos con $M_{BH} < 3 \times 10^8 M_\odot$ son radio-callados. Otras propuestas incluyen considerar el espín relativo del agujero negro con respecto al del disco de acreción. Según Garofalo et al. [2010] una potencia más alta ocurre para sistemas con un espín relativo muy retrógrado mientras que las fuentes radio-calladas presentan un espín relativo prógrado, esto debido a la eficiencia de la interacción del agujero negro con la magnetósfera.

La clasificación de los AGN ha ido cambiando con el tiempo, y trabajos recientes sugieren una organización de la familia AGN de una manera más general. En su trabajo, Heckman and Best [2014] dividen a los AGN en modo radiativo y modo jet, ambas categorías a su vez consistentes de objetos radio fuertes y radio callados. Los de modo radiativo se dividirían a su vez en Tipo 1 y Tipo 2, de manera similar a la tradicional. Objetos que han sido difíciles de clasificar, como los LINER, entrarían en la categoría de AGN modo jet, mientras que los FSRQ serían AGN modo radiativo de Tipo 1, por ejemplo. Un esquema de la estructura física del AGN que se postula en relación con esta clasificación puede verse en la figura 1.2.

1.1.3. Propiedades de los AGN radio-loud.

Comúnmente las radio galaxias tipo NLRG o BLRG así como también los blázares presentan radio-jets, los cuales son emisiones en radio y rayos-X cuya longitud es varias veces más grande que su ancho (al menos cuatro veces), alineadas con el núcleo observado en radio [Hughes, 1991]. En algunos casos la colimación se mantiene desde las regiones más centrales hasta distancias del orden de cientos de kiloparsecs. Se ha propuesto que esta colimación a larga escala es provocada por la velocidad supersónica del material del jet, pues la dispersión lateral ocurre a velocidades menores o del orden de la del sonido. Según Blandford and Rees [1974] se requiere entonces un fluido relativista, un gradiente de presión pequeño en el medio y un flujo inicial en una dirección preferencial. En cuanto al origen del

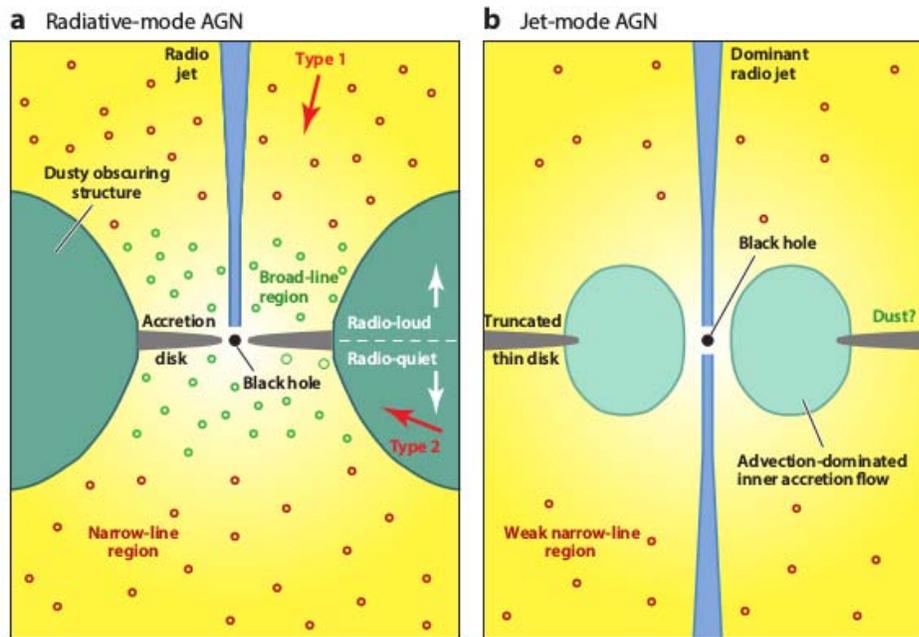


Figura 1.2. Dibujos esquemáticos de la máquina central de los AGN según la clasificación de Heckman and Best [2014]. Tomada del citado trabajo.

jet, se piensa que mecanismos magneto-hidrodinámicos juegan un papel clave [Blandford and Payne, 1982]. Debido al acoplamiento entre el campo magnético y el plasma las líneas de campo se levantan del plano del disco, el cual posee rotación diferencial, y de esta manera se remueve momento angular del disco creando un campo magnético fuerte a lo largo del eje de rotación. Esto eventualmente guía a las partículas del flujo, que sale por presión de radiación o de la corona, a lo largo de los ejes para formar los jets.

1.2. Variabilidad de los AGN.

La región central de un AGN no puede ser resuelta con la tecnología actual de interferómetros en el óptico o el infrarrojo. Para sortear este obstáculo se han desarrollado herramientas que permiten estudiar la naturaleza de las componentes interiores. Tal es el caso del análisis de la variabilidad de los AGN, es decir, el estudio de las características de la variación en el tiempo de distintas propiedades del AGN: el flujo del continuo o de líneas en distintas bandas y la correlación entre ellas, los cambios en el espectro o la SED del objeto, así como las escalas de tiempo de estos cambios, entre otras.

Una característica importante de los AGN, en especial de los blázares, es la presencia de variabilidad en todo el espectro electromagnético, en escalas de tiempo que van desde los años hasta menos de un día. En los blázares la variabilidad es la más violenta entre los AGN, debido a que, como se discutirá con

mayor amplitud más adelante, el *beaming* relativista amplifica las emisiones del jet y lo hace presentar una variabilidad más rápida al observador. Esta característica origina una distinción entre la variabilidad de las fuentes radio-calladas y la variabilidad de los objetos radio-fuertes como los blázares. Mientras para las primeras el origen de la variabilidad está relacionado con los procesos de emisión en el óptico, UV y rayos-X vinculados con la acreción (por lo tanto con la cinemática del plasma y las características del agujero negro tales como su masa), para los segundos se trabaja con las propiedades del plasma del jet pues su emisión es la que domina.

No está clara la causa específica de la variabilidad. Los modelos que tratan de explicarla van desde *llamaradas* (mejor conocidas por el término en inglés *flares*) en rayos-X que conducen la variabilidad en el óptico, variaciones locales de la viscosidad del plasma del disco de acreción, procesos de dínamo que producen eyecciones de momento angular en el disco [Kasliwal et al., 2015] y plasma turbulento que atraviesa choques en el jet [Marscher, 2014], por mencionar algunos.

El estudio de la variabilidad en astrofísica se enfrenta a diversos desafíos, uno de los cuales se encuentra en la dificultad de implementar herramientas estadísticas en las curvas de luz de las observaciones. Muchos de los estimadores estadísticos requieren que las series temporales cumplan una serie de condiciones, entre las que se encuentra uniformidad de muestreo, y que se prescindan de los errores de medición. En astrofísica, las distintas limitaciones tales como las condiciones meteorológicas, las asignaciones de los telescopios y el movimiento de la Tierra originan que en determinados tiempos se carezca de la medición, creando huecos en las curvas de luz e impidiendo un muestreo regular. Además, los instrumentos y condiciones ambientales añaden incertidumbre a cualquier medición física, el cual debe ser tomado en consideración en las estimaciones. Diversas herramientas y enfoques han sido desarrollados para afrontar estos obstáculos, algunos analíticos y otros numéricos. [Feigelson and Shrader, 2012]

1.2.1. Escalas de Tiempo Físicas.

Hay varias escalas de tiempo importantes que pueden estar asociadas con la variabilidad observada [Peterson, 2001]. Mencionaremos algunas siguiendo un orden decreciente [Edelson and Nandra, 1999]. Si la región emisora presenta baja profundidad óptica definimos al tiempo de cruce lumínico t_{lc} como al tiempo que le demora a la luz (o a la información de la señal radiativa) cruzar la zona de emisión. La escala de tiempo orbital t_{orb} es el tiempo en el que el material emisor completa una órbita alrededor del SMBH. Por otro lado tenemos las escalas de tiempo asociadas con el disco de acreción. Una de ellas es la escala de tiempo térmica t_{th} relacionada con las inestabilidades térmicas y el parámetro de viscosidad α . Las inestabilidades mecánicas viajan por medio de ondas acústicas, dando origen a la escala de tiempo t_{sound} a la cual cruzan el disco. Finalmente, las variaciones en la tasa de acreción

se propagan en una escala de tiempo de «deriva» t_{drift} . Los detalles de las expresiones matemáticas pueden verse en el apéndice A.2.

A partir de los diversos estudios de variabilidad de los AGN, por ejemplo los de correlación cruzada entre curvas de luz en distintas bandas [Peterson, 2001] o aquellos que analizan la densidad espectral de potencia (PSD, del inglés *power spectral density*, que estudia el comportamiento de la potencia de una señal como función de la frecuencia de sus componentes, $S \sim f^a$) [Edelson and Nandra, 1999] pueden estimarse escalas de tiempo observacionales que se comparan con las que acabamos de definir. De este modo, se pueden determinar características de los procesos físicos internos del AGN [Peterson, 2001].

Un parámetro muy utilizado para caracterizar la variabilidad en las observaciones fotométricas es la **variación fraccional** [Peterson, 2001, Vaughan et al., 2003]:

$$F_{var} = \frac{\sqrt{S^2 - \delta^2}}{\langle f \rangle}, \quad (1.1)$$

donde el promedio de las N observaciones de flujo es

$$\langle f \rangle = \sum_{i=1}^N f_i, \quad (1.2)$$

la varianza del flujo observado es

$$S^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (f_i - \langle f \rangle)^2, \quad (1.3)$$

y el promedio cuadrado de las incertidumbres viene dado por

$$\delta^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \delta_i^2. \quad (1.4)$$

La bondad del parámetro de variación fraccional es que toma en cuenta la influencia de las variaciones aleatorias de los errores de medición.

1.2.2. Características de la Variabilidad en el Óptico y el UV.

Es importante conocer la naturaleza de las emisiones en el óptico y el UV de las fuentes radiocalladas porque estas bandas dominan su luminosidad bolométrica. Uno de los argumentos que apoyan al modelo de la máquina central como constituida por un agujero negro proviene de estos estudios. La rápida variabilidad en el óptico de los cuásares en escalas de tiempo de días permite estimar el tamaño de la región emisora por medio de argumentos de causalidad, es decir, suponemos que la región varía de forma coherente, y así se impone un límite superior del orden de días luz ($\sim 2.6 \times 10^{15} \text{ cm}$), una

dimensión que es relativamente pequeña.

1.3. El Fenómeno Blázar.

El nombre «blazar» fue propuesto en 1978 por Ed Spiegel como una combinación de los nombres de Bl Lac y cuásar, dos clases de AGN [Angel and Stockman, 1980]. Con este nombre se denomina actualmente a dos subclases de AGN: a los Bl Lac y a los cuásares de alta variabilidad de espectro plano (FSRQ, del inglés *flat spectrum radio quasar*) Se caracterizan por ser potentes emisores en radio y de continuo a lo largo de todo el espectro electromagnético, llegando incluso a los rayos- γ en energías de TeV. Los Bl Lac presentan un espectro en el óptico con líneas de emisión débiles o incluso ausentes, mientras que los FSRQ exhiben líneas de emisión anchas. Un criterio para distinguir entre un FSRQ y un Bl Lac es que los Bl Lac sólo tienen líneas de emisión con $EW < 5\text{\AA}$ [Beckmann and Shrader, 2012]. Como hemos mencionado con anterioridad el radiojet de los blázares forma un ángulo pequeño con la línea de visión, de menos de 10° . Aunque se considera que los jets son similares en los Bl Lac y los FSRQ, la actividad nuclear puede ser distinta, pues los Bl Lac pueden tener discos de acreción con menor luminosidad que los de los FSRQ [Ulrich et al., 1997].

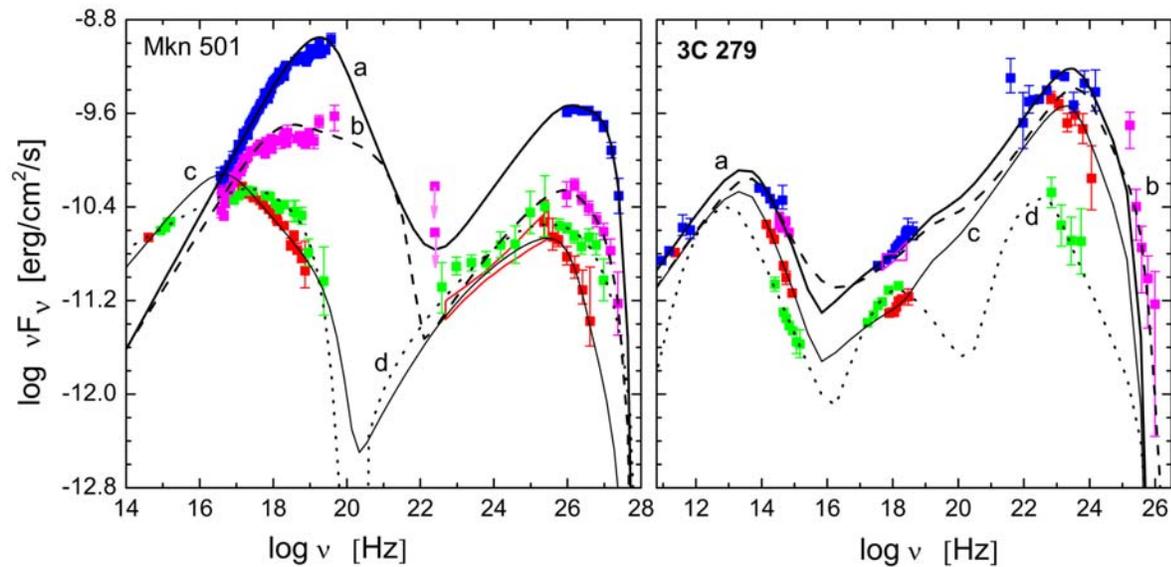


Figura 1.3. Ejemplos de SED de dos blázares. Tomada de Zhang et al. [2013].

La SED de los blázares está dominada por emisión no térmica, y tiene dos componentes principales de forma ancha. La primer componente es de bajas energías y se ubica en el espectro entre la longitud de onda milimétrica y los rayos-X suaves. La segunda componente se ubica en las altas energías, abarcando desde los rayos-X hasta los rayos- γ [Böttcher, 2010, Aleksić et al., 2014]. La emisión sincrotrón es la principal fuente de la componente de bajas energías.

1.3.1. El modelo de jet relativista.

Las cualidades observacionales de los AGN radio fuertes que hemos mencionado con anterioridad tales como las altas luminosidades bolométricas, el movimiento superlumínico aparente de los nodos (zonas del jet donde la luminosidad es mayor de manera diferenciada) observados en radio [Jorstad et al., 2005] y la rápida variabilidad sugieren que la emisión se origina en regiones de tamaño pequeño de alrededor de un día luz propagándose a velocidades relativistas con respecto a nuestra línea de visión. El monitoreo del movimiento de los nodos en los jets de las fuentes radiofuertes permite estimar sus velocidades en algunos casos como superiores a la de la luz, en lo que se denomina *movimiento superlumínico aparente*. Esto lleva a la conclusión de que efectos relativistas deben ser tomados en cuenta a la hora de estudiar estos fenómenos. Entre los efectos a considerar, ya sea en el momento de convertir cantidades observadas al marco de referencia del emisor, o de convertir de las simulaciones computacionales al marco de referencia del observador, se encuentran:

- La aberración relativista, que causa que la radiación emitida con cierto ángulo, con respecto a la dirección del movimiento en su marco de referencia, nos parezca dirigida con un ángulo más cercano al eje del flujo.
- La radiación se *enfoca* (*beaming*) por la anterior aberración, lo que aumenta su intensidad en la dirección del flujo.
- La misma aberración además causa que el observador pueda recibir en tiempos separados fotones que fueron emitidos al mismo tiempo, pero que sufrieron un retraso por seguir una trayectoria distinta. Este fenómeno consistente de un efecto puramente geométrico es la explicación del movimiento superlumínico aparente observado en los nodos del jet.

El **factor Doppler** ofrece una manera de cuantificar estos efectos,

$$\mathcal{D} = \gamma^{-1} (1 - \beta \cos \theta)^{-1}, \quad (1.5)$$

donde $\gamma = 1/\left(\sqrt{1 - \beta^2}\right)$ es el factor de Lorentz del emisor, $\beta = v/c$ es la velocidad del emisor y θ el ángulo entre la dirección del flujo y el observador. Denotemos con símbolos primados las cantidades en el marco de referencia del emisor. Entonces las relaciones de transformación al marco de referencia del observador son las siguientes [Böttcher, 2010]. La frecuencia de la emisión viene dada por

$$\nu = \mathcal{D}\nu' / (1 + z), \quad (1.6)$$

donde z es el corrimiento al rojo. El flujo de energía está dado por

$$F_\nu = \mathcal{D}^3 F'_{\nu'}. \quad (1.7)$$

El tiempo, tal como el tiempo característico de variabilidad, viene dado por

$$t_{var} = t'_{var} (1 + z) / \mathcal{D}. \quad (1.8)$$

El ángulo de aberración está definido por

$$\cos \theta = (\beta + \cos \theta') / (1 + \beta \cos \theta') \quad (1.9)$$

De manera que el movimiento transversal está regido por

$$\beta_{apar} = \beta \sin \theta / (1 - \beta \cos \theta). \quad (1.10)$$

Utilizando estas transformaciones, junto con argumentos de causalidad, podemos estimar un límite superior para el tamaño de la región emisora:

$$R \lesssim ct_{var} \mathcal{D} / (1 + z). \quad (1.11)$$

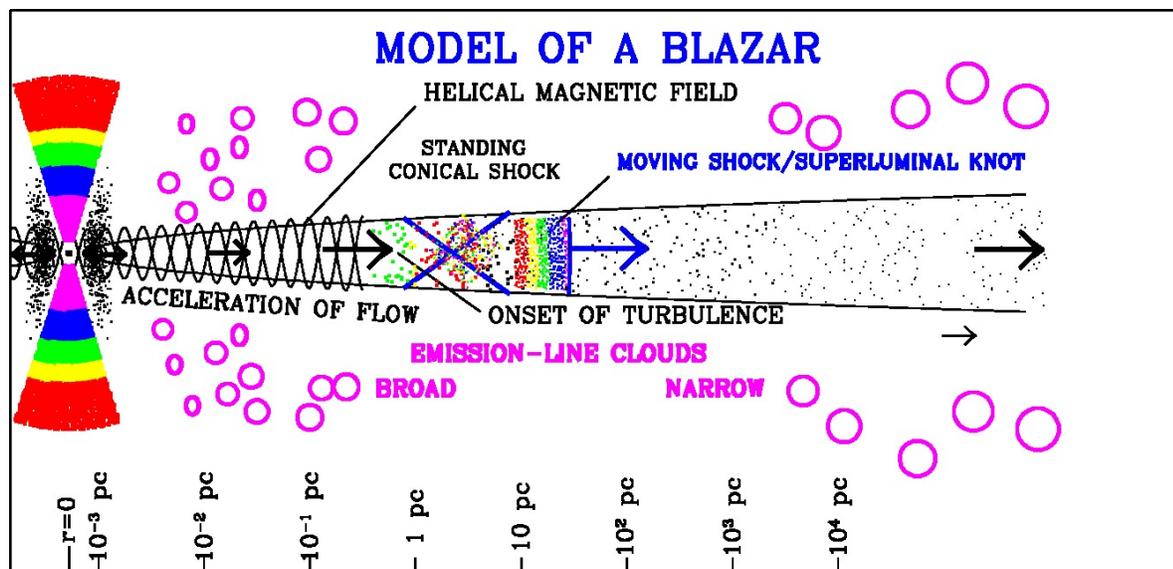


Figura 1.4. Modelo de emisión en los blázares, según el modelo de choques en el jet. Imagen por Alan Marscher (<http://www.bu.edu/blazars/VLBAproject.html>).

1.3.2. Variabilidad en los Blázares.

Los blázares poseen la variabilidad más rápida y de mayor amplitud entre los AGN. Esto en combinación con que poseen características espectrales relativamente débiles es indicio de que la emisión está originada en un jet relativista cercano a la línea de visión. Correlación entre rayos-X y rayos- γ se ha observado durante estallidos, por ejemplo en Mkn 421, durante semanas o meses. Esta correlación puede explicarse por el modelo de emisión de auto-Compton sincrotrón (SSC, del inglés *synchrotron self-Compton*) que propone el origen de los fotones de rayos- γ como fotones de rayos-X que sufren dispersión Compton inversa (IC). A su vez, la correlación entre los rayos-X y las emisiones en radio e infrarrojo puede deberse a IC de los fotones de baja energía producidos en los choques del jet. Los blázares presentan variaciones de gran amplitud y muy rápidas en los rayos-X que violarían los límites de $\delta L/\delta t$ si siguieran una acreción de Eddington, lo que sugiere que los efectos relativistas son importantes. En los rayos- γ , en energías incluso de TeV, la amplitud de la variabilidad del flujo puede ser tan alta como un factor de 10 en un día [Peterson, 2001].

A diferencia de las Seyfert, los blázares también presentan variabilidad en el continuo del infrarrojo y el radio. En el lejano infrarrojo pueden presentarse escalas de tiempo cortas, del orden de semanas, y amplitudes de variabilidad muy grandes, tanto como un factor dos. La variabilidad *intranoche* (en escalas de tiempo de minutos) es un fenómeno común en los blázares y se ha observado para distintas fuentes en todas las bandas desde 1 GHz hasta altas energías, implicando que las regiones emisoras pueden ser tan pequeñas como 200 UA [Wagner and Witzel, 1995]. La correlación entre distintas bandas de esta microvariabilidad apoya la propuesta de que su origen es intrínseco y no es influencia de efectos como *microlensing* o dispersión interestelar. Aunque se presenta tanto en Bl Lac como en FSRQ, el ciclo de trabajo de estas variaciones es distinto en cada una de estas dos categorías.

Las curvas de luz históricas de blázares muestran comportamientos variados, desde tendencias a largo plazo hasta llamaradas rápidas y repetitivas, pasando por estados de evidente inactividad. Es preciso recordar que el análisis espectral de la radiación electromagnética que compone las curvas de luz nos proporciona información sobre su distribución de potencia. En el caso más general, tratando una señal continua y estacionaria $E(t)$, estimamos esto por medio de la transformada de Fourier [Rybicki and Lightman, 2004]:

$$P(\omega) \sim \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{i\omega t} dt \right|^2. \quad (1.12)$$

Los análisis de *función de estructura* [Simonetti et al., 1985] han sido una de las herramientas utilizadas para estudiar la variabilidad, y muestran una transición en la densidad espectral de potencia (PSD) consistente en un cambio desde ruido *de disparo* en las bandas de radio hacia ruido rosa en la banda del óptico [Ulrich et al., 1997]. Es importante señalar que trabajos como el de Emmanoulopoulos

et al. [2010] sugieren tomar con precaución los resultados de los análisis con función de estructura, pues pueden introducir artefactos en las estimaciones, originados en el tamaño temporal de la muestra y la presencia y características de huecos en el muestreo.

El ruido *blanco* se observa cuando en la PSD, se presenta un comportamiento plano, de pendiente 0 en la gráfica de escala logarítmica de la PSD, y se asocia con mecanismos que no presentan autocorrelación. El ruido de disparo (o en inglés *shot noise*) se caracteriza por presentar una pendiente -2 en la PSD en escala logarítmica, y se le atribuye su origen a la superposición de eventos independientes [Peterson, 2001]. Por su frecuente presencia en fenómenos de diversos campos de estudio, el ruido de disparo tiene muchos nombres, como ruido *browniano*, de *caminata aleatoria* o ruido *rojo*. El ruido *rosa*, también conocido como *flicker noise* está definido por su comportamiento en la PSD como una ley de potencias con índice -1 .

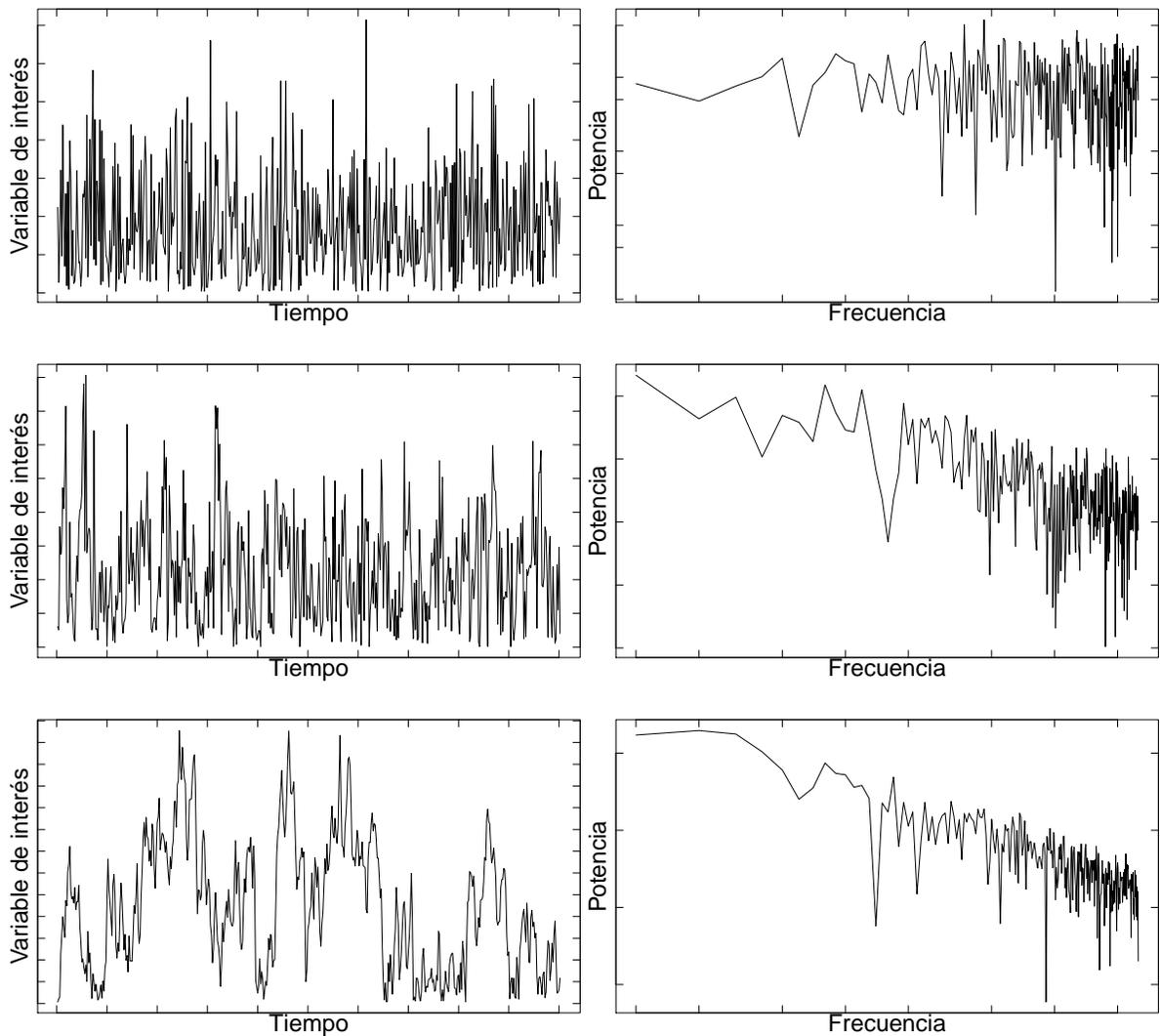


Figura 1.5. Ejemplos de curvas de luz generadas con distintos *colores de ruido* (figuras de la izquierda) y su respectivas densidades espectrales PSD en escala logarítmica (figuras de la derecha). Los paneles superiores corresponden a ruido blanco; los intermedios, a ruido rosa; y los inferiores, a ruido rojo. Curvas generadas utilizando el método de Timmer and König [1995].

Variabilidad de la SED.

Los monitoreos simultáneos multifrecuencia de los blázaros proporcionan información adicional que permite restringir y contrastar los distintos modelos teóricos de su estructura. Con estos datos se contruye la SED de la fuente en determinado momento o época y se trata de ajustarla con la combinación de las contribuciones de las distintas componentes del blázar. La SED en determinadas bandas puede ser ajustada como una ley de potencias:

$$f_\nu \propto \nu^{-\alpha} \quad (1.13)$$

Tradicionalmente, a partir del trabajo de Padovani and Giommi [1995], los Bl Lac se dividen en **HBL** (del inglés, *High-frequency peaked Bl Lac Objects*) y **LBL** (del inglés, *Low-frequency peaked Bl Lac Objects*) dependiendo de si α_{rx} (de 5GHz a 1 keV) es < 0.75 o > 0.75 respectivamente. Para los FSRQ el pico de la componente sincrotrón de la SED se localiza entre $10^{12.5}$ y $10^{14.5}$ Hz mientras que en los Bl Lac se encuentre entre 10^{13} y 10^{17} Hz. La longitud de onda del pico sincrotrón en los blázares *anticorrelaciona* con la razón de flujos entre los rayos-X y radio [Ulrich et al., 1997]. Además, el índice espectral en los rayos- γ está correlacionado con la longitud de onda del pico sincrotrón y con el índice espectral en los rayos-X, como se predice con los modelos de IC-sincrotrón en una primera aproximación. Sin embargo, se han sugerido modelos más complicados para ajustar con mayor precisión las SED y su variabilidad, como aquellos que involucran radiación de Compton externo (EC, del inglés *external Compton*, dispersión de fotones originados en una región distinta de la que emite por sincrotrón) y múltiples componentes de SSC [Abdo et al., 2010a]. La SED en las altas energías para una misma fuente puede variar de manera significativa en escala de meses, o incluso un tiempo menor, llegando incluso a las horas. Así, en el óptico, durante las llamaradas (*flares*) se observa un endurecimiento espectral. En los FSRQ la amplitud de la variabilidad crece conforme vamos del óptico al infrarrojo, lo que se ha atribuido a un disco de acreción térmico que varía en escalas de tiempo mayores que el jet. Por el contrario, en los Bl Lac la variabilidad a lo largo de estas mismas bandas es casi constante, o se incrementa ligeramente hacia longitudes de onda menores [Bonning et al., 2012].

1.3.3. Polarización en los Blázares.

Los blázares se caracterizan por tener altos porcentajes de polarización en el radio y el óptico, alcanzando las decenas. Esta cualidad ha motivado además la planeación de observatorios que puedan buscar polarización en los rayos-X y los rayos- γ . La polarización en blázares se considera una huella de la presencia de emisión sincrotrón de una distribución no térmica ultrarelativista de partículas, y es una herramienta importante para estudiar la física de sus jets. Una sola medición nos da información sobre la dirección principal y el nivel de ordenamiento del campo magnético de la fuente. Un monitoreo de la polarización a lo largo del tiempo, combinado con imágenes de alta resolución en la banda milimétrica, nos proporciona además la determinación de la geometría del mismo. Se han reportado rotaciones del ángulo de posición del vector de campo eléctrico (EVPA, del inglés *electric vector position angle*) de larga duración y comportamiento suave, de hasta 180° , que no son compatibles con un comportamiento puramente turbulento, y se ha propuesto que esto es indicio de una componente del campo magnético ordenada a gran escala en el jet [Falomo et al., 2014]. El modelo numérico de Marscher [2014], por ejemplo, intenta explicar las variaciones fotopolarimétricas tanto en el porcentaje como en el ángulo de la polarización por medio de la superposición de componentes ordenadas y turbulentas del campo

magnético. Se efectúa una aproximación en la cual un número de celdas, cada una con un campo magnético uniforme pero con dirección aleatoria, pasan a través de una onda de choque estacionaria. Así, las transiciones entre el régimen sistemático y el aleatorio no tienen explicación clara, pareciendo una combinación de la influencia de los mecanismos de turbulencia y los cambios en el ángulo entre el campo magnético y los frentes de choque que pueden presentarse en el jet [Marscher, 2015].

1.4. Objetivo de la tesis.

En esta tesis proponemos estudiar las propiedades de la variabilidad polarimétrica en las bandas del óptico del FSRQ 3C279 suponiendo válido el modelo del jet relativista para los blázares. También estudiaremos estadísticamente las propiedades de las curvas de luz fotopolarimétricas, buscando utilizar varias alternativas en la estimación de la correlación entre los parámetros polarimétricos y comparar su desempeño.

Por último, a partir de las curvas de luz de 3C 279 en la banda R obtenidas de nuestro monitoreo y de una recopilación histórica, buscaremos periodicidades por medio del uso de la herramienta de cómputo estadístico *RobPer* y la estimación de periodogramas.

Capítulo 2

El Blázar 3C279.

El cuáasar 3C 279 es una de las fuentes en radio más brillantes y por lo mismo uno de los blázares más estudiados. Fue la primera fuente a la que le fue detectado movimiento superlumínico [Whitney et al., 1971]. Ya que también es muy luminoso en los rayos- γ , es una fuente objetivo de muchas campañas de monitoreo multifrecuencia. Sus coordenadas son 12h56m11.1s -05d47m22s (J2000.0). El agujero negro de su máquina central se estima que posee una masa de $M \approx (3 - 8) \times 10^8 M_{\odot}$ [Abdo et al., 2010b]. Su corrimiento al rojo se estima en 0.536 [Abdo et al., 2010b].

2.1. Parámetros Físicos Estimados.

El trabajo en 15GHz de Bloom et al. [2013] determina que el ángulo entre la línea de visión y la dirección del jet se encuentra en el rango $0.1^{\circ} - 5.0^{\circ}$, en adición a que el factor Lorentz de los nodos observados se encuentra en el rango $\Gamma = 10 - 41$. Su análisis les sugiere que puede estar presente una *torcedura* o doblamiento del jet.

Según observaciones en 230Hz y 43GHZ de Lu et al. [2013] el cambio en la dirección de las regiones más internas del jet refleja la naturaleza no balística del material, en desacuerdo con predicciones de modelos de precesión de jets.

Zhang et al. [2013] ajustaron la SED de 3C 279 y enuncian que el modelo que mejor ajusta es aquel que considera sincrotrón+SSC+EC. A partir de esto estimaron el factor Lorentz de quiebre de la distribución de electrones γ_b entre 200 – 600 y aseguran que su luminosidad está dominada por EC, mecanismo que produce un pico correlacionado con γ_b y \mathcal{D} pero anticorrelacionado con B . Esto los lleva a proponer que γ_b y B pueden ser responsables de las variaciones espectrales de su SED, mismas que pueden originarse en inestabilidades de la corona en vez de la tasa de acreción. De su ajuste obtienen las siguientes estimaciones: B entre 4 – 8 G, \mathcal{D} entre 19 – 23, índice de electrones p de

una distribución energética quebrada en γ_b de ~ 2 antes del quiebre y ~ 4 después del quiebre, y un parámetro de densidad de los electrones $N_0 \sim 10^5$.

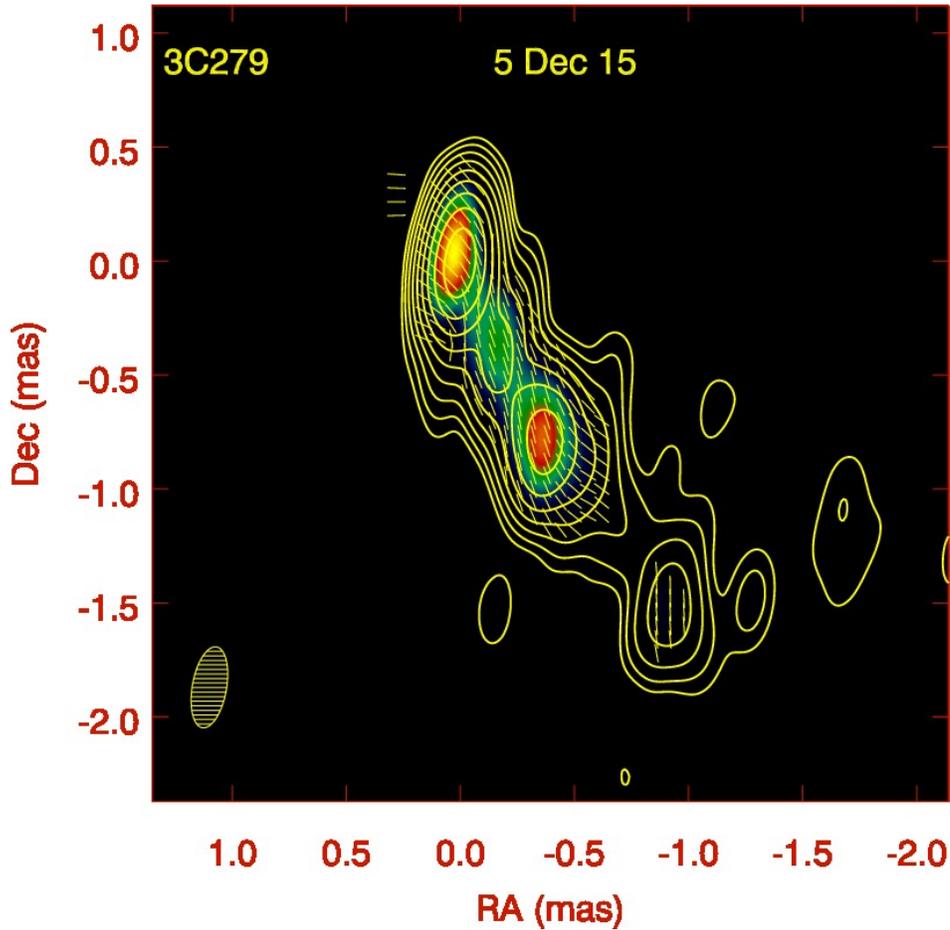


Figura 2.1. Imagen en la banda del radio (43 GHz) de 3C279 tomada con el VLBA. Fuente: VLBA-BU Blazar Monitoring Program, <http://www.bu.edu/blazars/VLBAproject.html>, Marscher A et. al.

Janiak et al. [2012] modelan el retraso registrado entre un destello en rayos- γ y su contraparte en el óptico, estudiando la influencia de la razón entre el gradiente de densidad de energía de un campo de radiación externo y el gradiente de densidad de energía magnética, en relación al comportamiento temporal de la inyección de electrones relativistas. Ellos encuentran que el *flare* se originó a una distancia de unos pocos parsecs de la máquina central.

Abdo et al. [2010b] reportan la coincidencia de un *flare* en los rayos- γ con una rotación o cambio en el ángulo de la polarización en el óptico de cerca de $\sim 80^\circ$, lo que provee evidencia de la coespacialidad de las regiones emisoras en estas dos bandas y da evidencias de un campo magnético altamente ordenado en el jet.

Homan et al. [2009] reportan observaciones de la región central en el radio, en 6 frecuencias desde 8 hasta 24 GHz, acompañadas de mediciones de polarización lineal y circular. Después modelan con simulaciones de transferencia radiativa para restringir las propiedades del campo magnético y

del plasma del jet, proponiendo que la base del jet se modela adecuadamente con un jet cónico de Blandford-Königl dominado por un campo magnético poloidal muy ordenado, para después más lejos en el jet ser dominado por choques. Encuentran que ocurre un buen ajuste cuando la población de partículas está dominada en un $\sim 75\%$ por electrones. Además, estiman el campo magnético como de $B \sim 0.05 - 0.1 G$, y el flujo de campo magnético neto en el jet en el rango de $\sim 2 \times 10^{34}$ a $1 \times 10^{35} G cm^2$.

Respecto a la variabilidad, observaciones registradas en placas fotográficas evidencian grandes variaciones en la banda fotográfica azul, de alrededor de $\Delta B \leq 6.7$ mag [Eachus and Liller, 1975]. Gupta et al. [2008] reportan que no observan variabilidad intranoche importante para 3C 279 en la banda R según sus observaciones de principios de 2007. Xie et al. [1999] reportan una variación en el óptico de $\Delta V = 1.17$ mag en 40 minutos la noche del 22 de mayo de 1996, declarando que en general la escala de tiempo de variabilidad es de ~ 2 días. Webb et al. [1990] reportan un incremento en luminosidad de ~ 2.0 mag en un periodo de 24 horas. Xie et al. [2002] reportan otro incremento rápido en luminosidad de $\Delta R = 0.91$ mag en 49 días de mediados del año 2001. Pero Gupta et al. [2008] reportan un incremento más grande de $\Delta R \approx 1.5$ mag en un intervalo de tiempo de 46 días. Fan [1999], usando 27 años de fotometría en la banda K, reporta variaciones de ~ 4.59 mag e incluso una periodicidad de 7.1 ± 0.44 años.

Capítulo 3

El Proyecto de Observación en San Pedro Mártir.

En octubre del año 2007 dio inicio el proyecto *Polarimetric Monitoring of Blazars at San Pedro Mártir*, Proyecto-SPM en adelante, en el Observatorio Astronómico Nacional de San Pedro Mártir (OAN-SPM) ubicado en Baja California, México. El proyecto está relacionado con el *GLAST-AGILE Support Program*, el cual está organizado por el *Whole Earth Blazar Telescope* con el objetivo de proporcionar un monitoreo continuo y a largo plazo en las bandas del radio al óptico de una lista de blázares brillantes en el infrarrojo.

Los datos que son presentados y estudiados en este trabajo fueron obtenidos con el telescopio Ritchey-Chrétien de 0.84 m f/15 en el OAN-SPM. Se utilizó el polarímetro de imagen directa POLIMA para el monitoreo en la banda R y los datos abarcan desde el 26 de febrero de 2008 (JD 2454524.0190) hasta el 15 de junio de 2015 (JD 2457189.72054), en 43 temporadas de observación, recolectando un total de 159 puntos.

3.1. Polarímetro POLIMA.

POLIMA es un polarímetro consistente de un prisma Glan-Taylor rotativo conducido por un motor a pasos de precisión 0.1° . Las especificaciones del prisma son: presenta una transmitancia de 90 %, una razón de extinción entre los dos estados de polarización de 5×10^{-5} y un rango en longitud de onda de 215 – 2300 nm. Tiene un campo de visión limpio de $(3 \times 3)'$ en el plano del cielo. La polarización instrumental es de $0.6 \pm 0.5\%$. Para mayores detalles puede verse Sorcia et al. [2011].

Se toman cuatro imágenes, con ángulos de posición relativas del prisma de 0° , 90° , 45° y 135° con la finalidad de reducir la influencia del ruido del cielo y poder calcular tanto la polarización lineal como

el flujo del objeto.

3.2. Observaciones de 3C279.

3.2.1. Reducción.

Los datos fueron reducidos con un datoducto desarrollado por D. Hiriart. No se tomaron exposiciones de corriente oscura ya que los detectores siempre trabajaron a temperaturas criogénicas. Se tomaron varios campos planos con el filtro R en las cuatro posiciones del polarizador tras la puesta del sol. También se tomaron *bias*. Para cada posición del prisma, las tomas de *bias* se restaron de los campos planos. Después, las imágenes de los campos planos se combinaron para obtener una imagen de campo plano promedio para cada posición del polarizador. Los *bias* también fueron substraídos de las imágenes del objeto y el resultado fue multiplicado por el valor promedio de los campos planos ya corregidos por *bias*. Para terminar, esta imagen del objeto resultante fue dividida por el campo plano combinado. La magnitud fotométrica en la banda R se obtiene de dos mediciones ortogonales:

$$f_1 = f(0^\circ) + f(90^\circ), \quad f_2 = f(45^\circ) + f(135^\circ), \quad (3.1)$$

donde $f(x)$ es el flujo obtenido en la posición x del polarímetro. El flujo instrumental entonces es el promedio de estos dos flujos f_1 y f_2 . Las magnitudes fueron medidas usando la técnica de fotometría de apertura con estrellas de comparación en el campo, las cuales fueron tomadas de Raiteri et al. [1998].

Los parámetros de Stokes normalizados q y u , el porcentaje de polarización p y el ángulo de polarización θ fueron calculados por medio de:

$$q = \frac{f(0^\circ) - f(90^\circ)}{f(0^\circ) + f(90^\circ)}, \quad (3.2)$$

$$u = \frac{f(45^\circ) - f(135^\circ)}{f(45^\circ) + f(135^\circ)}, \quad (3.3)$$

$$p = \sqrt{q^2 + u^2}, \quad (3.4)$$

$$\theta = \frac{1}{2} \text{ArcTan} \left(\frac{u}{q} \right). \quad (3.5)$$

Los errores en u y q se obtienen por propagación de error:

$$\sigma_u = \sqrt{\left[\frac{2f_{135}}{(f_{45} + f_{135})^2} \sigma_{f_{45}} \right]^2 + \left[\frac{2f_{45}}{(f_{45} + f_{135})^2} \sigma_{f_{135}} \right]^2}, \quad (3.6)$$

$$\sigma_q = \sqrt{\left[\frac{2f_{90}}{(f_0 + f_{90})^2} \sigma_{f_0} \right]^2 + \left[\frac{2f_0}{(f_0 + f_{90})^2} \sigma_{f_{90}} \right]^2}, \quad (3.7)$$

donde σ es el error instrumental del flujo y f_x es el flujo observado en la posición x del polarizador.

3.2.2. Correcciones.

Considerando la ambigüedad de 180° en el ángulo de polarización se realizó una corrección como en Kiehlmann et al. [2016]. Los datos son desplazados minimizando la diferencia entre puntos adyacentes:

$$\theta_{i,ady} = \theta_i - n\pi \text{ con } n = \text{int} \left(\frac{\theta_i - \theta_{i-1}}{\pi} \right), \quad (3.8)$$

donde *int* se refiere a redondeo al entero más próximo. Este ajuste supone una variación mínima entre puntos adyacentes y por lo tanto depende de un muestreo adecuado.

3.2.3. Datos Obtenidos.

El periodo completo de observaciones fue dividido en tres ciclos principales: Ciclo A del 26 de febrero de 2008 al 16 de junio de 2010 (JD 2454524-2455364), Ciclo B del 10 de enero de 2011 al 16 de mayo de 2013 (JD 2455365-2456430) y Ciclo C del 10 de diciembre de 2013 al 15 de junio de 2015 (JD 2456638-2457190). Cada ciclo fue dividido en subciclos correspondientes a un año: A1 con 17 observaciones, A2 con 15, A3 con 17, B1 con 31, B2 con 35, B3 con 17, C1 con 11 y C2 con 16 observaciones.

Tabla 3.1. Polarización y fotometría en la banda R para 3C279.

	JD 2,450,000.00+	p (%)	ϵ_p (%)	θ (°)	ϵ_θ (°)	R (mag)	ϵ_R (mag)	Flujo (mJy)	ϵ_{flujo} (mJy)
Ciclo A1	4524.019	14.8	0.6	54	1	16.45	0.02	0.81	0.02
	4524.9874	13.3	0.4	60	1	16.49	0.02	0.78	0.02
	4525.9485	17.9	0.4	62	1	16.40	0.02	0.85	0.02
	4526.9790	15.3	0.3	72	1	16.48	0.02	0.79	0.02
	4534.9598	9.2	1.0	61	3	16.51	0.03	0.77	0.02
	4535.9391	11.5	0.8	37	2	16.43	0.03	0.83	0.02
	4536.9206	14.1	0.8	64	2	16.46	0.03	0.80	0.02
	4540.9073	11.7	0.6	49	2	16.45	0.02	0.81	0.02
	4590.8167	27.1	1.4	84	1	16.14	0.03	1.08	0.03
	4591.8384	25.7	1.5	79	1	16.20	0.03	1.02	0.03
	4593.8092	25.0	2.0	80	2	15.89	0.04	1.36	0.05
	4594.7828	22.7	1.4	87	2	16.12	0.03	1.10	0.03
	4621.7294	20.1	1.0	101	4	15.42	0.03	2.09	0.05
	4622.7361	23.5	0.9	102	4	15.35	0.03	2.23	0.06
	4624.7673	13.5	1.5	114	2	15.54	0.03	1.87	0.05
	4655.6918	17.7	5.3	32	6	16.79	0.08	0.59	0.04
	4656.6762	10.0	3.9	43	8	16.61	0.07	0.70	0.04
Ciclo A2	4888.8684	37.1	0.6	46	1	14.71	0.02	4.02	0.07

Tabla 3.1. Polarización y fotometría en la banda R para 3C279.(Continuación)

	JD 2,450,000.00+	p (%)	ϵ_p (%)	θ ($^\circ$)	ϵ_θ ($^\circ$)	R (mag)	ϵ_R (mag)	Flujo (mJy)	ϵ_{flujo} (mJy)
	4916.9438	15.7	1.8	101	4	16.36	0.03	0.88	0.03
	4917.9508	13.6	3.8	113	6	16.13	0.06	1.09	0.06
	4918.9314	11.2	2.5	114	5	16.23	0.04	0.99	0.04
	4919.8571	4.5	0.5	81	2	15.61	0.02	1.76	0.03
	4920.8781	10.3	2.5	112	5	16.24	0.04	0.98	0.04
	4947.8194	12.8	1.4	9	3	16.28	0.03	0.95	0.03
	4948.8396	6.2	1.8	93	6	16.34	0.04	0.90	0.03
	4949.8223	8.6	1.4	108	3	16.31	0.03	0.92	0.03
	4950.8288	12.1	3.3	78	6	16.33	0.05	0.90	0.04
	4973.7864	3.9	1.0	143	7	16.14	0.02	1.08	0.02
	4974.7421	8.1	1.3	83	5	16.50	0.03	0.77	0.02
	4975.7158	7.2	1.3	66	5	16.64	0.03	0.68	0.02
	4977.8046	5.0	1.3	77	6	16.81	0.03	0.58	0.02
	4978.7547	9.9	1.5	73	3	16.94	0.03	0.52	0.01
Ciclo A3	5208.0321	13.1	1.8	116	4	16.84	0.04	0.57	0.02
	5212.0343	10.5	0.7	127	2	16.61	0.03	0.70	0.02
	5243.0142	2.0	1.7	19	24	17.23	0.04	0.39	0.02
	5245.0095	10.0	1.4	4	4	17.13	0.04	0.43	0.01
	5246.0468	19.0	2.1	7	4	17.39	0.05	0.34	0.02
	5264.9368	5.1	1.3	9	7	17.28	0.04	0.38	0.01
	5265.8982	3.4	1.2	77	10	17.25	0.03	0.39	0.01
	5266.9651	6.8	1.3	37	6	17.22	0.04	0.40	0.01
	5267.9511	15.0	1.6	97	3	17.08	0.04	0.45	0.02
	5269.9580	3.9	1.6	157	12	17.19	0.04	0.41	0.02
	5270.9047	2.7	1.9	66	20	17.28	0.05	0.38	0.02
	5325.7828	15.5	2.3	54	4	17.26	0.05	0.38	0.02
	5329.7816	15.2	2.9	51	6	17.38	0.07	0.34	0.02
	5330.7755	36.3	5.7	56	4	17.79	0.11	0.24	0.02
	5331.7505	15.4	2.4	51	4	17.36	0.05	0.35	0.02
	5363.7204	8.0	1.4	82	5	17.64	0.04	0.27	0.01
	5364.7356	14.7	3.1	69	6	17.67	0.07	0.26	0.02
Ciclo B1	5574.0342	13.0	1.1	115	2	16.09	0.03	1.13	0.03
	5575.9967	20.8	0.8	118	1	16.25	0.02	0.97	0.02
	5576.9929	20.9	0.7	122	1	15.98	0.02	1.25	0.03
	5577.9942	19.8	0.9	121	1	15.82	0.03	1.45	0.03
	5590.0188	12.3	0.9	155	2	16.12	0.02	1.10	0.03
	5591.0285	15.0	0.9	155	2	16.06	0.02	1.16	0.03
	5592.0035	13.3	1.0	134	2	16.20	0.02	1.02	0.02
	5593.9924	17.5	0.9	148	2	16.10	0.03	1.12	0.03
	5594.9996	23.9	1.2	141	1	16.09	0.03	1.13	0.03
	5596.9686	20.2	0.9	135	1	16.05	0.02	1.17	0.03
	5623.0129	7.7	1.6	63	4	15.94	0.04	1.30	0.04
	5624.9351	4.4	1.3	168	6	16.01	0.03	1.21	0.03
	5625.9871	3.7	1.5	151	8	16.06	0.03	1.16	0.04
	5626.8952	4.4	1.3	175	6	15.80	0.03	1.47	0.04
	5653.9143	6.9	0.9	65	3	15.55	0.03	1.86	0.05
	5654.7829	7.6	0.8	168	3	15.52	0.03	1.91	0.05
	5655.8633	5.3	0.8	151	3	15.45	0.02	2.03	0.04
	5656.8385	3.7	0.7	122	4	15.53	0.02	1.89	0.04
	5657.8921	2.4	0.9	8	8	15.56	0.03	1.84	0.05
	5681.8207	9.3	1.0	116	3	15.53	0.03	1.89	0.05
	5683.7526	12.9	0.9	115	2	15.55	0.03	1.86	0.05

Tabla 3.1. Polarización y fotometría en la banda R para 3C279.(Continuación)

	JD 2,450,000.00+	p (%)	ϵ_p (%)	θ (°)	ϵ_θ (°)	R (mag)	ϵ_R (mag)	Flujo (mJy)	ϵ_{flujo} (mJy)
	5684.7772	11.1	0.8	114	2	15.54	0.03	1.87	0.04
	5686.7661	8.5	1.0	101	3	15.55	0.03	1.86	0.05
	5687.7512	10.9	0.8	114	2	15.57	0.03	1.82	0.04
	5712.7464	14.5	0.3	84	1	14.66	0.02	4.21	0.08
	5714.7383	16.9	0.5	83	1	14.58	0.02	4.53	0.09
	5715.7000	16.8	0.4	85	1	14.51	0.02	4.84	0.09
	5716.7268	15.2	0.4	90	1	14.31	0.02	5.82	0.11
	5741.6698	18.1	0.4	10	1	14.55	0.02	4.66	0.09
	5743.6682	16.3	0.3	20	1	14.44	0.02	5.16	0.10
Ciclo B2	5976.9406	17.8	0.6	52	1	14.82	0.02	3.64	0.08
	5977.9847	14.6	0.9	40	1	14.89	0.03	3.41	0.10
	5978.9605	13.2	1.1	37	2	14.85	0.04	3.54	0.12
	5979.9695	11.6	0.8	42	1	14.84	0.03	3.57	0.10
	5980.9644	11.6	0.8	39	1	14.87	0.03	3.47	0.10
	5981.9744	9.5	0.6	38	1	14.86	0.02	3.50	0.08
	5998.8663	3.4	0.9	54	6	15.23	0.03	2.49	0.06
	5999.8745	3.3	1.0	51	6	15.33	0.03	2.27	0.06
	6000.8491	4.0	1.0	62	6	15.29	0.02	2.36	0.05
	6001.8750	1.9	1.0	66	11	15.36	0.02	2.21	0.05
	6002.8404	2.5	1.0	88	9	15.39	0.02	2.15	0.05
	6016.8077	7.2	1.4	122	5	15.54	0.04	1.87	0.06
	6017.8024	5.4	1.2	133	5	15.55	0.03	1.86	0.05
	6018.8094	4.2	1.7	139	9	15.47	0.03	2.00	0.05
	6019.7940	8.1	1.3	141	4	15.46	0.03	2.02	0.05
	6033.8503	10.6	1.1	172	3	15.32	0.03	2.29	0.06
	6034.7829	12.7	1.2	170	4	15.42	0.03	2.09	0.06
	6035.8667	10.7	1.5	5	4	15.41	0.03	2.11	0.06
	6036.8067	14.0	1.4	2	3	15.41	0.04	2.11	0.07
	6037.7773	11.1	1.3	176	5	15.38	0.02	2.17	0.05
	6038.8885	10.7	1.0	175	4	15.42	0.02	2.09	0.04
	6039.8743	9.6	1.2	164	5	15.40	0.03	2.13	0.05
	6040.8209	11.9	1.1	171	4	15.40	0.02	2.13	0.05
	6044.8089	12.7	1.1	163	4	15.21	0.02	2.54	0.06
	6045.7644	13.8	1.2	159	3	15.18	0.02	2.61	0.06
	6046.7255	14.3	1.2	162	2	15.16	0.02	2.66	0.06
	6047.7157	15.2	1.2	161	2	15.15	0.02	2.68	0.06
	6062.7798	2.3	0.4	174	4	14.90	0.02	3.38	0.07
	6063.8145	5.8	0.4	165	2	14.91	0.02	3.35	0.06
	6064.8198	2.5	0.5	142	4	15.10	0.02	2.81	0.06
	6065.7697	0.5	0.5	148	24	15.07	0.02	2.89	0.06
	6066.8229	4.9	0.5	131	3	15.08	0.02	2.86	0.06
	6067.8024	3.2	0.4	122	3	15.12	0.02	2.76	0.06
	6076.7412	2.2	0.6	82	6	15.17	0.02	2.63	0.05
	6077.7019	4.7	0.9	96	5	15.13	0.02	2.73	0.06
Ciclo B3	6306.04954	13.5	0.6	177	2	15.49	0.02	1.96	0.04
	6308.97692	12.4	0.6	0	2	15.51	0.02	1.93	0.04
	6333.96759	11.5	0.5	67	2	15.54	0.02	1.88	0.04
	6334.98983	10.6	0.6	63	2	15.50	0.02	1.94	0.04
	6335.96248	14.4	0.6	64	2	15.56	0.02	1.85	0.04
	6336.94707	13.7	0.4	63	2	15.63	0.02	1.72	0.03
	6367.94637	13.4	0.3	50	1	15.37	0.02	2.19	0.04
	6368.91884	10.3	0.6	101	1	15.42	0.02	2.09	0.04

Tabla 3.1. Polarización y fotometría en la banda R para 3C279.(Continuación)

	JD 2,450,000.00+	p (%)	ϵ_p (%)	θ (°)	ϵ_θ (°)	R (mag)	ϵ_R (mag)	Flujo (mJy)	ϵ_{flujo} (mJy)
	6392.79619	12.3	0.6	25	1	15.40	0.02	2.14	0.04
	6393.78833	12.4	0.5	24	1	15.50	0.02	1.94	0.04
	6423.82578	20.6	0.6	31	1	15.53	0.02	1.89	0.04
	6424.83982	24.6	0.6	35	1	15.51	0.02	1.92	0.04
	6425.76945	24.0	0.6	36	1	15.60	0.02	1.77	0.04
	6426.82779	25.6	0.6	36	1	15.61	0.02	1.75	0.04
	6427.78153	27.9	0.6	39	1	15.67	0.02	1.66	0.03
	6428.79223	29.0	0.6	40	1	15.67	0.02	1.66	0.03
	6429.80319	29.8	0.7	38	1	15.64	0.02	1.71	0.03
Ciclo C1	6637.98958	23.7	1.2	48	1	15.59	0.03	1.80	0.05
	6714.98190	8.2	0.4	55	1	14.49	0.02	4.91	0.11
	6715.86488	9.3	0.6	54	1	14.47	0.03	5.00	0.14
	6739.81990	12.8	0.5	34	1	14.71	0.02	4.03	0.08
	6740.80739	11.8	0.5	36	1	14.70	0.02	4.05	0.08
	6741.84104	16.2	0.5	48	1	14.68	0.02	4.13	0.08
	6743.79615	14.8	0.4	31	2	14.57	0.02	4.59	0.09
	6744.78043	11.6	0.4	54	1	14.48	0.02	4.99	0.10
	6772.82197	21.5	0.8	41	1	14.89	0.02	3.41	0.08
	6774.78483	17.2	0.7	49	1	14.87	0.02	3.47	0.07
	6775.83231	16.6	0.7	52	1	14.82	0.02	3.62	0.08
Ciclo C2	7043.98083	24.8	0.7	48	1	15.32	0.02	2.29	0.05
	7044.99914	21.0	0.6	49	1	15.40	0.02	2.12	0.05
	7047.02922	20.3	0.5	53	1	15.27	0.02	2.40	0.05
	7075.03106	8.1	1.1	71	3	15.19	0.03	2.58	0.08
	7076.02051	14.7	0.6	58	1	15.25	0.02	2.44	0.05
	7077.96490	13.7	0.6	42	1	15.27	0.02	2.40	0.05
	7079.94641	17.8	0.6	44	1	15.23	0.02	2.50	0.06
	7133.85931	18.2	0.9	48	1	15.83	0.03	1.43	0.03
	7134.89024	17.2	0.9	53	1	15.81	0.03	1.46	0.03
	7170.71433	9.1	3.8	62	8	15.53	0.06	1.90	0.10
	7184.74494	10.5	0.5	14	1	15.26	0.02	2.42	0.05
	7185.76567	13.8	0.7	28	1	15.23	0.03	2.48	0.06
	7186.77275	17.1	0.6	37	1	15.31	0.02	2.32	0.05
	7187.73775	18.6	0.7	29	1	15.07	0.03	2.89	0.07
	7188.73334	18.0	0.7	32	1	14.74	0.03	3.92	0.10
	7189.72054	19.4	0.4	33	1	14.58	0.02	4.53	0.10

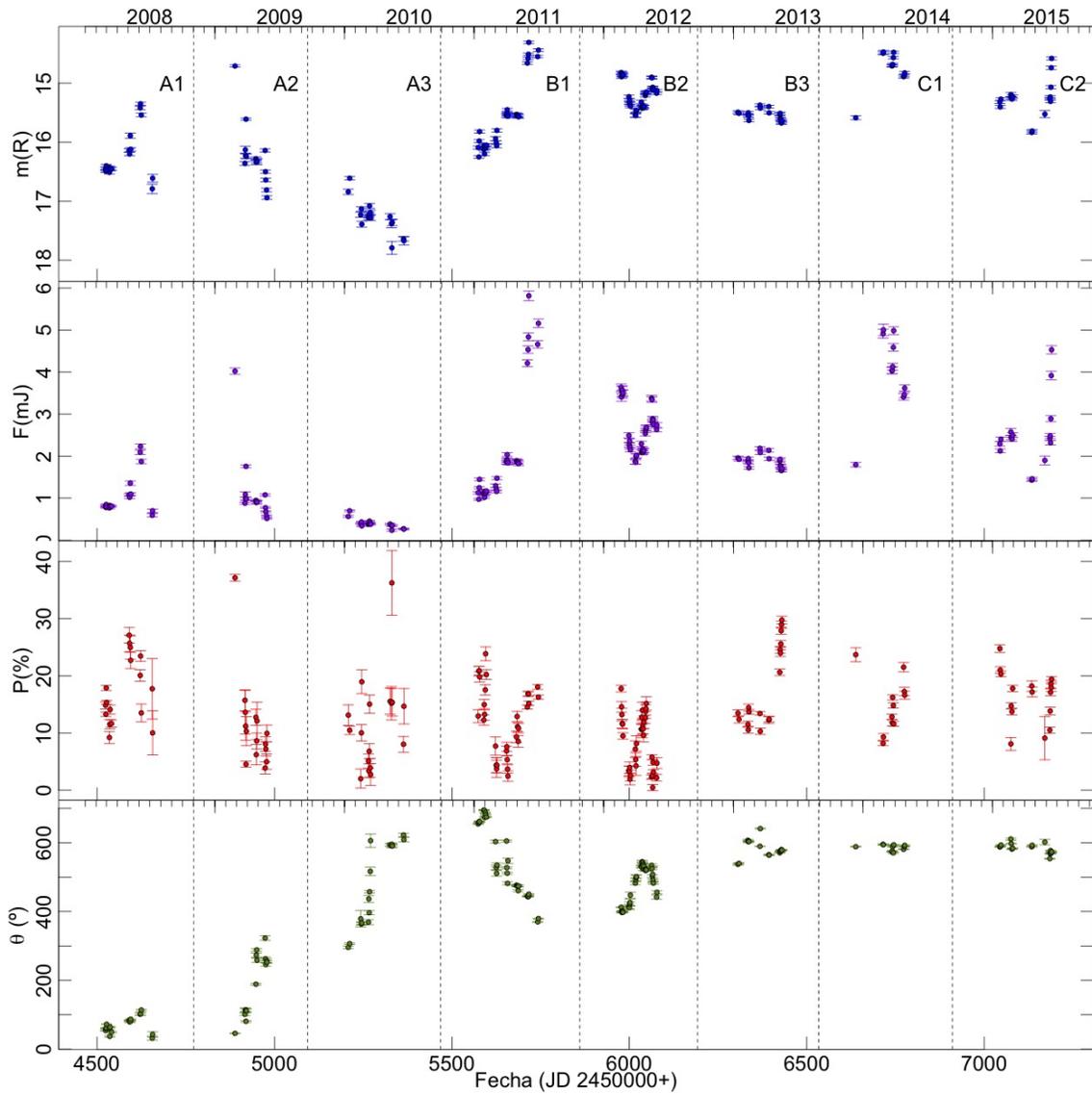


Figura 3.1. Datos del monitoreo para 3C279: magnitud en la banda R, flujo en la banda R, porcentaje de polarización y EVPA corregido por ambigüedad.

Capítulo 4

Resultados del Análisis de los Datos.

4.1. Análisis polarimétrico.

El flujo promedio de todas las observaciones de la curva de luz en banda R es 1.98 ± 0.18 mJ con una desviación estándar muestral de 1.23 ± 0.41 mJ. El flujo máximo observado es 5.82 ± 0.11 mJ correspondiente al 03 de junio de 2011 (JD 2455716.7), mientras que el mínimo es 5.82 ± 0.11 mJ del 10 de enero de 2011 (JD 2455573.0). Esto corresponde a un cambio $\Delta F = 5.64 \pm 0.11$ mJ en el transcurso de 143.7 días. Este incremento en el flujo ocurrió en el ciclo B1.

El porcentaje de polarización promedio de todas las observaciones es $13.06 \pm 0.18\%$ con una desviación estándar muestral de $6.97 \pm 2.34\%$. El máximo registrado fue $37.15 \pm 0.57\%$ el 25 de febrero de 2009 (JD 2454888.9), mientras que el mínimo es 0.47 ± 0.55 correspondiente al 17 de mayo de 2012 (JD 2456065.8), dando como resultado un cambio $\Delta P = 36.7 \pm 0.8\%$ en un intervalo de tiempo de 1176.9 días.

El ángulo de polarización promedio entre todas las observaciones es $177.16^\circ \pm 15.47^\circ$ con una desviación estándar muestral de $81.81^\circ \pm 27.44^\circ$. El máximo registrado fue $336.73^\circ \pm 12.00^\circ$ el 13 de marzo de 2010 (JD 2455270.0), mientras que el mínimo es $9.87^\circ \pm 1.22^\circ$ registrado el 28 de junio de 2011 (JD 2455741.7), dando como resultado un cambio $\Delta\theta = 326.86^\circ \pm 12.06^\circ$ en un intervalo de tiempo de 471.7 días. La rotación del ángulo de posición más importante ocurrió entre el 25 de febrero de 2009 y el 22 de mayo de 2009, consistente en un incremento de $277.04^\circ \pm 6.64^\circ$ en un tiempo de 88.92 días.

Parámetros de variabilidad como los anteriores estimados para cada ciclo y subciclo pueden verse

en las tablas 4.1 y 4.2.

Se estimó también la mínima escala temporal de variabilidad siguiendo la definición propuesta por Burbidge et al. [1974]:

$$\tau = \frac{dt}{\ln(F_1/F_2)}, \quad (4.1)$$

donde dt es el intervalo de tiempo entre las mediciones de flujo F_1 y F_2 siempre que $F_1 > F_2$. La escala de tiempo es calculada entre todos y cada uno de los pares de observaciones para los cuales $|F_i - F_j| > \sigma F_i + \sigma F_j$, donde σ son los errores medidos, para después encontrar el mínimo. Esto nos dio un estimado de la escala mínima temporal de variabilidad de 0.56 ± 0.02 días. Utilizando $r \leq ct_{min}\delta/(1+z)$ con el valor promedio del factor Doppler de Zhang et al. [2013], $z = 0.536$ y nuestra mínima escala temporal de variabilidad, estimamos un límite superior para el tamaño de la región emisora: $(1.87 \pm 0.08) \times 10^{16}$ cm.

Tabla 4.1. Parámetros de variabilidad para 3C279.

Ciclo	Parámetro	Promedio	Desviación Estándar	Máximo	Fecha de Máximo (JD-2450000)
Todos	R(mag)	15.73±0.41	0.80±0.02	18.09±0.09	5573.00
	F(mJy)	1.98±0.68	1.23±0.02	5.82±0.11	5716.73
	P(%)	13.06±18.38	6.97±0.12	37.15±0.57	4888.87
	$\theta(^{\circ})$	451.12±61.49	183.92±0.19	694.89±1.84	5590.02
A	R(mag)	16.59±0.29	0.65±0.01	17.79±0.11	5330.78
	F(mJy)	0.86±0.21	0.65±0.01	4.02±0.07	4888.87
	P(%)	13.39±14.41	7.81±0.07	37.15±0.57	4888.87
	$\theta(^{\circ})$	248.87±44.74	194.76±0.12	622.30±5.03	5363.72
A1	R(mag)	16.22±0.15	0.43±0.00	16.79±0.08	4655.69
	F(mJy)	1.09±0.14	0.50±0.01	2.23±0.06	4622.74
	P(%)	17.24±7.81	5.78±0.03	27.11±1.35	4590.82
	$\theta(^{\circ})$	69.53±13.17	23.55±0.05	113.57±2.40	4624.77
A2	R(mag)	16.24±0.14	0.52±0.00	16.94±0.03	4624.77
	F(mJy)	1.13±0.14	0.85±0.01	4.02±0.02	4524.02
	P(%)	11.09±7.57	8.01±0.02	37.15±0.63	4524.02
	$\theta(^{\circ})$	194.38±18.33	90.24±0.05	322.76±1.93	4593.81
A3	R(mag)	17.27±0.21	0.28±0.01	17.79±0.03	4622.74
	F(mJy)	0.39±0.07	0.11±0.00	0.70±0.02	4524.99
	P(%)	11.57±9.46	8.32±0.05	36.26±0.94	4622.74
	$\theta(^{\circ})$	476.31±38.64	119.12±0.07	622.30±6.14	4655.69
B	R(mag)	15.44±0.25	0.51±0.01	18.09±0.02	4524.02
	F(mJy)	2.27±0.51	1.00±0.02	5.82±0.02	4974.74
	P(%)	11.97±10.20	6.88±0.07	29.76±1.09	5978.96
	$\theta(^{\circ})$	527.11±40.93	82.31±0.12	694.89±2.00	4535.94
B1	R(mag)	15.65±0.17	0.74±0.01	18.09±0.02	4524.02
	F(mJy)	2.09±0.30	1.46±0.01	5.82±0.02	4974.74
	P(%)	12.78±7.90	6.24±0.04	23.86±1.47	4591.84
	$\theta(^{\circ})$	550.11±18.78	101.19±0.05	694.89±2.00	4535.94
B2	R(mag)	15.20±0.16	0.23±0.01	15.55±0.03	4621.73
	F(mJy)	2.61±0.39	0.56±0.01	3.64±0.02	4524.02

Tabla 4.1. Parámetros de variabilidad para 3C279. (Continuación)

Ciclo	Parámetro	Promedio	Desviación Estándar	Máximo	Fecha de Máximo (JD-2450000)
	P(%)	8.33±6.01	4.83±0.04	17.77±0.63	4524.02
	$\theta(^{\circ})$	480.19±35.82	52.56±0.08	544.84±0.64	4888.87
B3	R(mag)	15.54±0.09	0.09±0.00	15.67±0.08	4655.69
	F(mJy)	1.88±0.16	0.16±0.01	2.19±0.02	4536.92
	P(%)	17.99±2.35	7.18±0.02	29.76±3.88	4656.68
	$\theta(^{\circ})$	581.76±6.33	25.32±0.03	641.09±1.77	4540.91
C	R(mag)	15.06±0.14	0.40±0.01	15.83±0.03	4916.94
	F(mJy)	3.11±0.40	1.12±0.01	5.00±0.02	4525.95
	P(%)	15.79±5.11	4.60±0.03	24.77±1.43	4594.78
	$\theta(^{\circ})$	584.54±10.15	12.35±0.05	610.77±2.40	4624.77
C1	R(mag)	14.75±0.08	0.32±0.00	15.59±0.02	4524.02
	F(mJy)	4.00±0.29	0.94±0.01	5.00±0.02	4525.95
	P(%)	14.90±2.17	4.82±0.02	23.70±0.63	4524.02
	$\theta(^{\circ})$	585.67±4.12	8.93±0.02	595.31±1.16	4524.99
C2	R(mag)	15.27±0.12	0.32±0.00	15.83±0.02	4540.91
	F(mJy)	2.51±0.27	0.78±0.01	4.53±0.04	4655.69
	P(%)	16.40±4.62	4.49±0.03	24.77±0.63	4524.02
	$\theta(^{\circ})$	583.77±9.27	14.47±0.04	610.77±1.03	4526.98

Tabla 4.2. Parámetros de variabilidad para 3C279.

Ciclo	Parámetro	Mínimo	Fecha de Mínimo (JD-2450000)	$\Delta\text{Par}_{\text{Max}}$ (días)	$\Delta t_{\Delta\text{Par}_{\text{Max}}}$
Todos	R(mag)	14.31±0.02	5716.73	3.78±0.09	143.73
	F(mJy)	0.18±0.02	5573.00	5.64±0.11	143.73
	P(%)	0.47±0.55	6065.77	36.68±0.79	1176.90
	$\theta(^{\circ})$	31.92±6.14	4655.69	662.97±6.41	934.33
A	R(mag)	14.71±0.02	4888.87	3.08±0.11	441.91
	F(mJy)	0.24±0.02	5330.78	3.79±0.08	441.91
	P(%)	2.01±1.66	5243.01	35.14±1.76	354.15
	$\theta(^{\circ})$	31.92±6.14	4655.69	590.38±7.94	708.03
A1	R(mag)	15.35±0.03	4622.74	1.44±0.08	32.96
	F(mJy)	0.59±0.04	4655.69	1.64±0.07	32.96
	P(%)	9.21±1.04	4534.96	17.89±1.70	55.86
	$\theta(^{\circ})$	31.92±6.14	4655.69	81.65±6.59	30.92
A2	R(mag)	14.71±0.02	4524.02	2.23±0.04	100.75
	F(mJy)	0.52±0.05	4624.77	3.51±0.06	100.75
	P(%)	3.87±2.05	4593.81	33.28±2.14	69.79
	$\theta(^{\circ})$	45.72±1.46	4524.02	277.04±2.42	69.79
A3	R(mag)	16.61±0.02	4524.99	1.18±0.03	97.75
	F(mJy)	0.24±0.06	4622.74	0.46±0.06	97.75
	P(%)	2.01±0.44	4525.95	34.25±1.04	96.79
	$\theta(^{\circ})$	295.75±1.46	4524.02	326.55±6.31	131.67
B	R(mag)	14.31±0.03	4974.74	3.78±0.04	450.72
	F(mJy)	0.18±0.02	4524.02	5.64±0.03	450.72
	P(%)	0.47±1.33	5624.94	29.29±1.72	354.03
	$\theta(^{\circ})$	369.87±5.20	4975.72	325.02±5.57	439.78

Tabla 4.2. Parámetros de variabilidad para 3C279. (Continuación)

Ciclo	Parámetro	Mínimo	Fecha de Mínimo (JD-2450000)	$\Delta\text{Par}_{\text{Max}}$ (días)	$\Delta t_{\Delta\text{Par}_{\text{Max}}}$
B1	R(mag)	14.31±0.03	4974.74	3.78±0.04	450.72
	F(mJy)	0.18±0.02	4524.02	5.64±0.03	450.72
	P(%)	2.44±3.84	4917.95	21.41±4.11	326.11
	$\theta(^{\circ})$	369.87±5.20	4975.72	325.02±5.57	439.78
B2	R(mag)	14.82±0.02	4524.02	0.73±0.04	97.71
	F(mJy)	1.86±0.05	4621.73	1.78±0.06	97.71
	P(%)	0.47±1.33	4977.80	17.30±1.47	453.79
	$\theta(^{\circ})$	397.36±1.07	4525.95	147.48±1.25	362.92
B3	R(mag)	15.37±0.03	4536.92	0.30±0.08	118.77
	F(mJy)	1.66±0.04	4655.69	0.53±0.05	118.77
	P(%)	10.30±0.64	4540.91	19.45±3.93	115.77
	$\theta(^{\circ})$	537.21±1.46	4524.02	103.88±2.29	16.89
C	R(mag)	14.47±0.02	4525.95	1.36±0.04	391.00
	F(mJy)	1.43±0.03	4916.94	3.58±0.03	391.00
	P(%)	8.09±1.55	4624.77	16.68±2.11	29.98
	$\theta(^{\circ})$	553.65±2.41	4919.86	57.12±3.40	295.09
C1	R(mag)	14.47±0.02	4525.95	1.11±0.03	1.93
	F(mJy)	1.80±0.02	4524.02	3.21±0.03	1.93
	P(%)	8.19±0.38	4524.99	15.52±0.74	0.97
	$\theta(^{\circ})$	570.64±1.72	4536.92	24.67±2.07	11.93
C2	R(mag)	14.58±0.08	4655.69	1.25±0.08	114.78
	F(mJy)	1.43±0.02	4540.91	3.10±0.05	114.78
	P(%)	8.09±0.35	4526.98	16.68±0.72	2.96
	$\theta(^{\circ})$	553.65±1.93	4593.81	57.12±2.19	66.83

4.2. Correlación.

Se estimaron los estadísticos de correlación de distancia (CD) e información mutua (IM) para las tres combinaciones de dos parámetros físicos de la fotopolarimetría: flujo-polarización, flujo-EVPA y polarización-EVPA. La correlación de distancia es similar al coeficiente de correlación de Pearson, el cual se define en base a momentos estadísticos, pues está definida en términos de covarianzas, pero con la diferencia de que estas covarianzas se definen en términos de la distancia o norma euclidiana entre los valores de los vectores a estudiar. La información mutua entre dos variables, a grandes rasgos, indica cuánta información ganamos acerca de una variable cuando adquirimos información sobre la otra variable, o qué tanto disminuye nuestra incertidumbre desde un punto de vista estocástico. Más información y detalles sobre su estimación puede encontrarse en el apéndice A.5.2. Estos estadísticos tienen la ventaja de que son sensibles a dependencias no lineales entre las dos variables. Adicionalmente, cuando su valor es igual a cero, esto indica independencia entre las variables. Se hicieron las estimaciones para cada uno de los 3 ciclos en los que se dividieron los datos, así como para cada uno de los

8 subciclos. Para determinar intervalos de confianza en estas estimaciones se utilizó el método de bootstrap estacionario de Dimitris N. Politis [1994] con el método de selección de tamaño medio de bloque de Politis and White [2004]. Se utilizó la implementación computacional de los paquetes *boot* de Hayfield and Racine [2008] y *np* de Canty and Ripley [2016], en el lenguaje R, para la estimación de los intervalos de confianza.

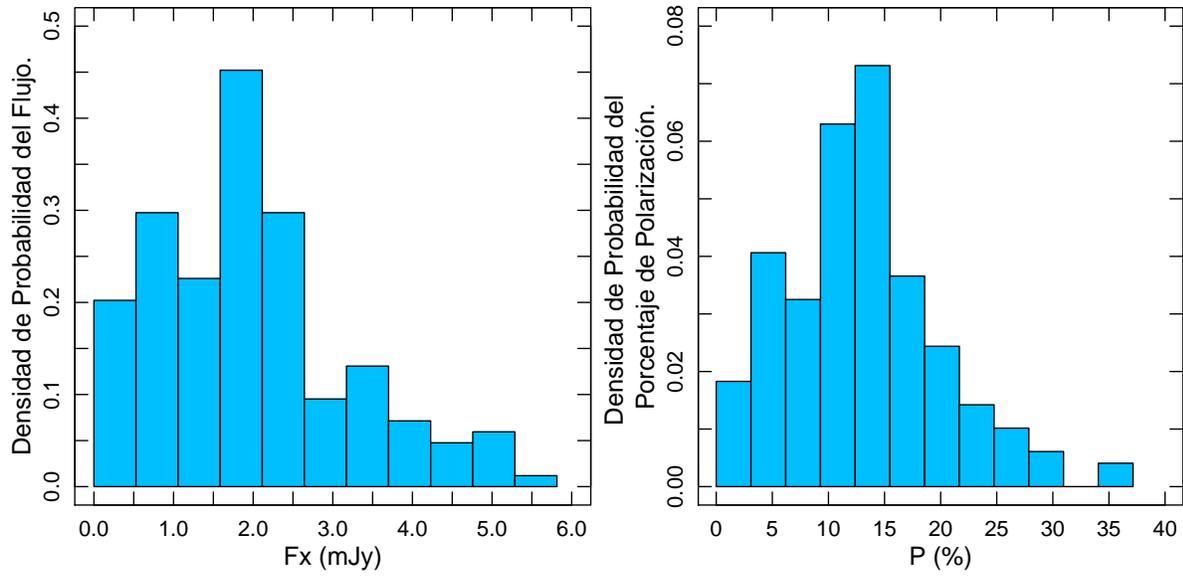
El método de bootstrap básicamente consiste en estudiar las propiedades de un estadístico estimado, simulando un determinado número de repeticiones del proceso de muestreo de manera aleatoria. Para esto se parte de la estimación de la función de distribución empírica de las variables de estudio, la cual se considera que rige el comportamiento de las mismas. A partir de esta distribución se toma de manera aleatoria una *nueva* muestra y se vuelve a estimar el estadístico con esta muestra. Tras un gran número de repeticiones se obtiene una distribución del estadístico estimado y con ella se definen los distintos intervalos de confianza. Para este trabajo se realizaron 999 repeticiones del muestreo para cada estimador, y los intervalos de confianza se tomaron como los valores entre los cuales se encontraba el 90 % y el 50 % del área bajo la curva de la distribución empírica estimada del estadístico.

Los resultados de estas estimaciones se reportan en las tablas 4.3, 4.4 y 4.5, y se muestran en las figuras 4.5 y 4.6. Como una manera de caracterizar las distribuciones estimadas con el bootstrapping para los estadísticos, se calculó el *coeficiente de asimetría de Fisher* de las muestras resultantes del bootstrapping:

$$b = \frac{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^3}{\left[\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \right]^{\frac{3}{2}}}, \quad (4.2)$$

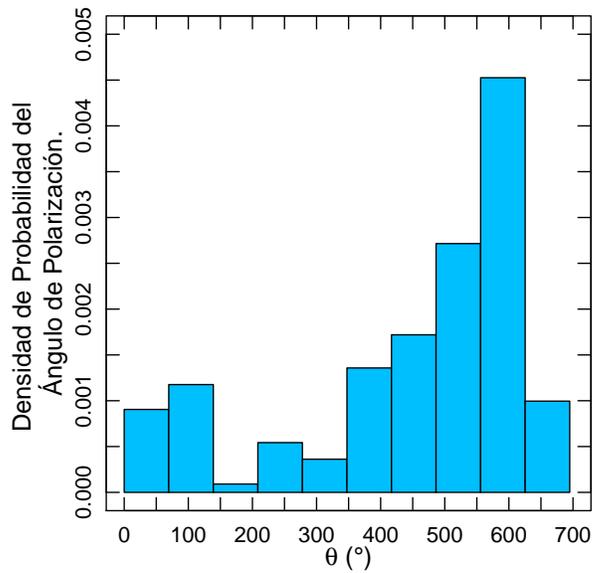
donde \bar{x} es la media de la muestra y n el tamaño de la muestra. Además se efectuó la prueba de *Shapiro-Wilk* de normalidad, que tiene por hipótesis nula que la muestra es tomada de una población normalmente distribuida. Tanto el parámetro de asimetría como el valor-P del test de normalidad son reportados en las tablas 4.3, 4.4 y 4.5. Cuando se ha reportado un valor igual a 0.000, es debido a que el cálculo numérico ha dado como resultado valores mucho menores a cero, en la mayoría de los casos del orden de 10^{10} o incluso mucho menores.

Para la estimación de la información mutua se requiere de la estimación de la función de densidad de probabilidad de las variables. Como ejemplos, se presentan estas estimaciones obtenidas a partir de los datos de todos los ciclos en las figuras 4.1a, 4.1b, 4.1c, 4.2, 4.3, y 4.4. Análisis similares a éstos se realizaron para cada ciclo y subciclo. Los bins para el cálculo de los histogramas se determinaron por medio del método de determinación de número de clases de Freedman-Diaconis.



(a) Flujo en R.

(b) Porcentaje de polarización.



(c) Ángulo de polarización.

Figura 4.1. Estimaciones de la función de densidad de probabilidad marginal de cada variable para todos los datos.

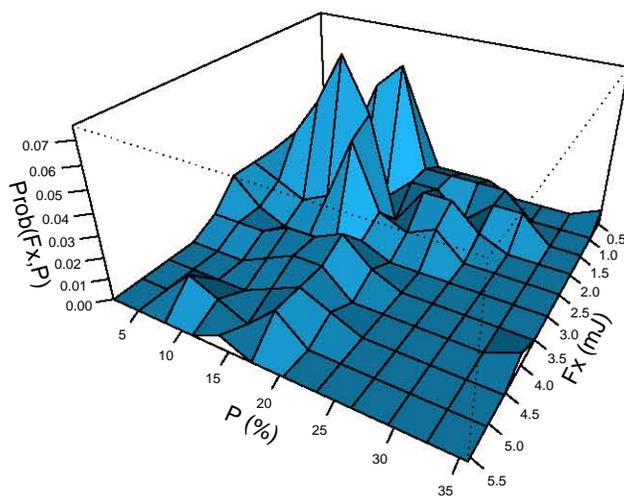


Figura 4.2. Representación gráfica de las estimaciones de la función de densidad de probabilidad conjunta entre el flujo en R (F_x) y el porcentaje de polarización (P) para todos los datos.

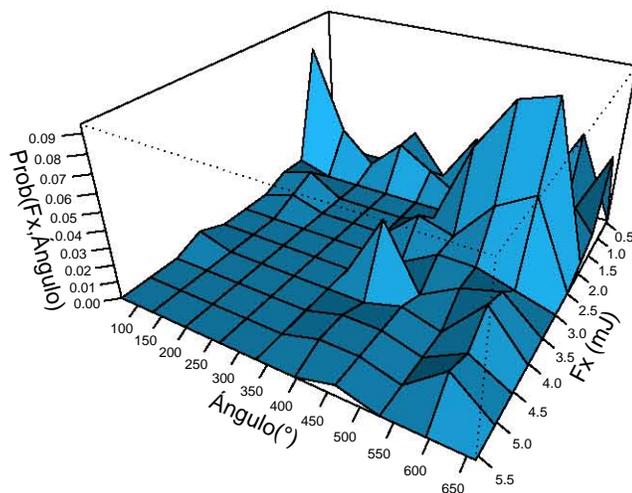


Figura 4.3. Representación gráfica de las estimaciones de la función de densidad de probabilidad conjunta entre el flujo en R (F_x) y el ángulo de polarización (θ) para todos los datos.

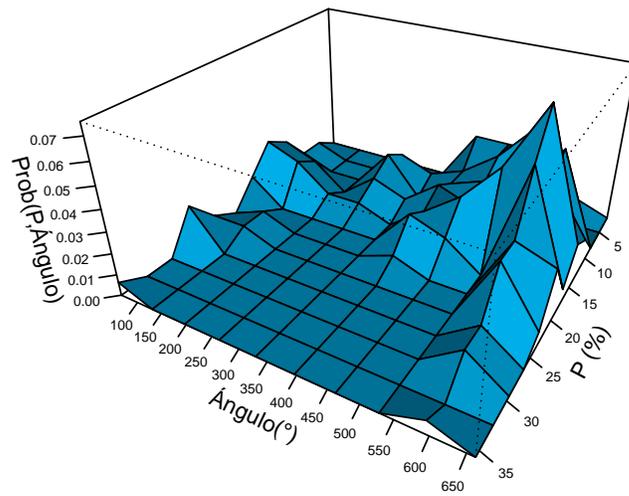


Figura 4.4. Representación gráfica de las estimaciones de la función de densidad de probabilidad conjunta entre el porcentaje (P) y el ángulo de polarización (θ) para todos los datos.

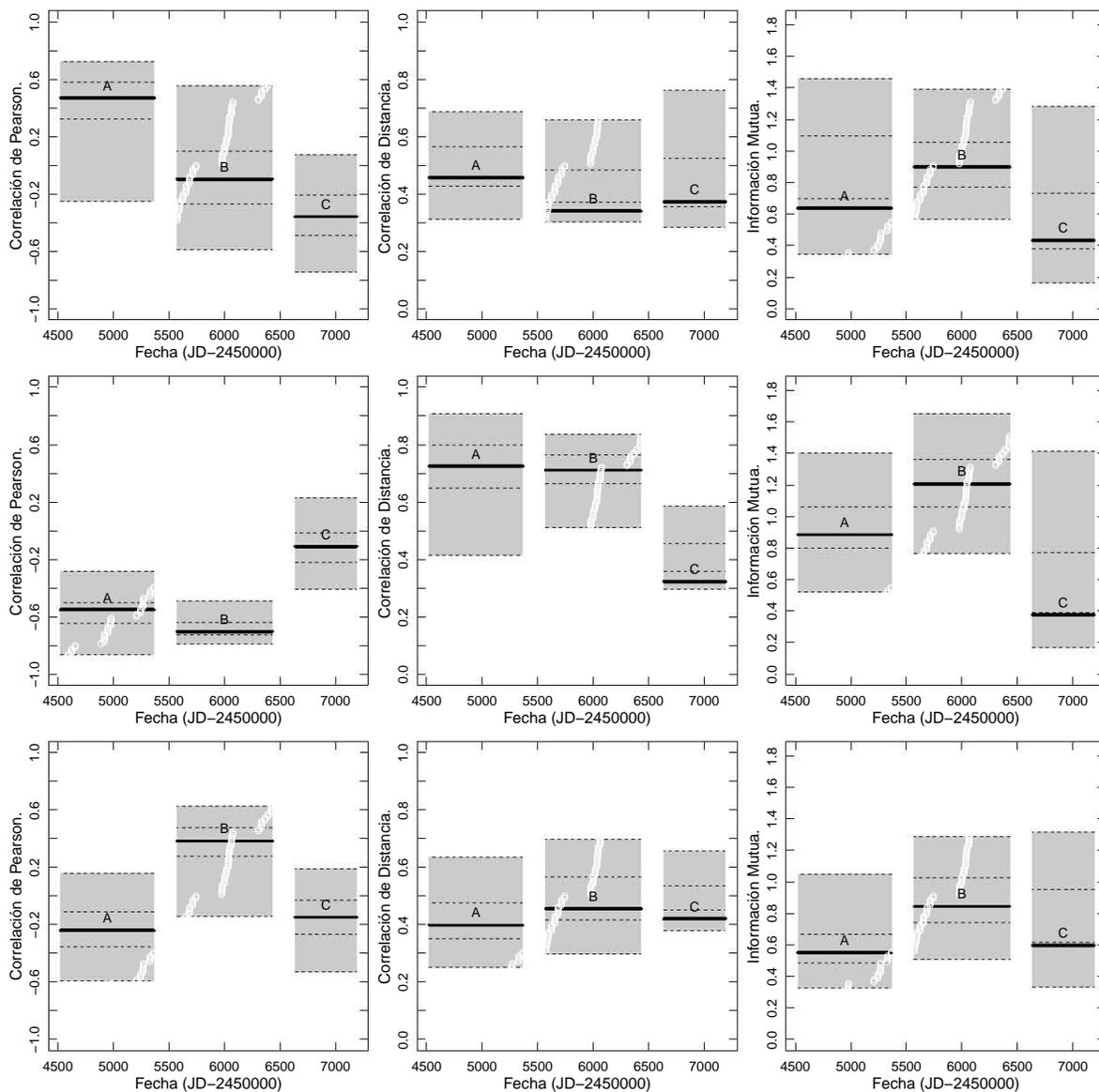


Figura 4.5. Gráficas del comportamiento en el tiempo de los tres parámetros de correlación para cada **ciclo**. Por columnas, de izquierda a derecha: coeficiente de correlación de Pearson, correlación de distancia e información mutua. Por filas, de arriba hacia abajo: entre el flujo y el porcentaje de polarización, entre el flujo y el ángulo de polarización, y entre el porcentaje y el ángulo de polarización. El ancho de la barra indica el intervalo de tiempo que abarca el ciclo. Se indican con una línea continua el valor estimado con las observaciones, y con líneas punteadas los intervalos de confianza a 50 y 90 por ciento estimados con bootstrap.

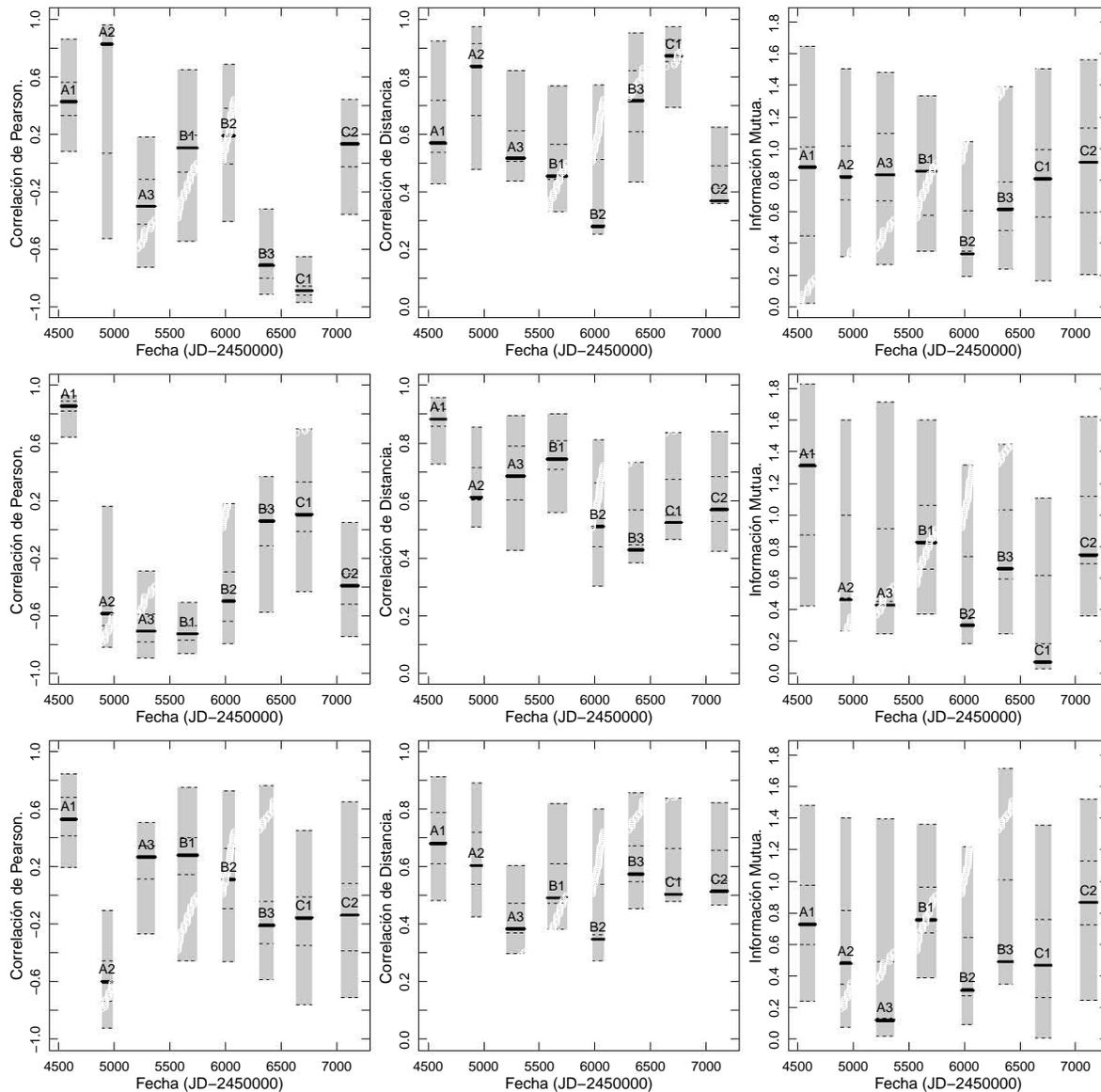


Figura 4.6. Gráficas del comportamiento en el tiempo de los tres parámetros de correlación para cada **subciclo**. Por columnas, de izquierda a derecha: coeficiente de correlación de Pearson, correlación de distancia e información mutua. Por filas, de arriba hacia abajo: entre el flujo y el porcentaje de polarización, entre el flujo y el ángulo de polarización, y entre el porcentaje y el ángulo de polarización. El ancho de la barra indica el intervalo de tiempo que abarca el subciclo. Se indican con una línea continua el valor estimado con las observaciones, y con líneas punteadas los intervalos de confianza a 50 y 90 porcientos estimados con bootstrap.

Tabla 4.3. Coeficientes de Correlación entre el flujo y el porcentaje de polarización. Los valores P representan percentiles resultados del bootstrap. CP indica correlación de Pearson; CD, correlación de distancia; IM, información mutua.

		Coeficiente de Correlación	P ₅	P ₂₅	P ₅₀	P ₇₅	P ₉₅	Asimetría Estadística	Valor-P de test Shapiro-Wilk
Ciclo A	CP	0.47	-0.25	0.33	0.48	0.58	0.72	-1.34	0.000
	CD	0.46	0.31	0.43	0.49	0.56	0.69	0.08	0.002
	IM	0.64	0.34	0.70	0.89	1.09	1.46	0.14	0.003
Subciclo A1	CP	0.43	0.08	0.33	0.44	0.56	0.86	-0.02	0.000
	CD	0.57	0.43	0.54	0.61	0.72	0.92	0.52	0.000
	IM	0.88	0.02	0.44	0.87	1.01	1.65	-0.07	0.000
Subciclo A2	CP	0.83	-0.53	0.06	0.82	0.90	0.96	-1.07	0.000
	CD	0.84	0.48	0.66	0.84	0.91	0.97	-0.87	0.000
	IM	0.82	0.32	0.68	0.84	1.01	1.51	0.58	0.000
Subciclo A3	CP	-0.30	-0.72	-0.43	-0.30	-0.11	0.18	0.31	0.000
	CD	0.52	0.43	0.51	0.54	0.61	0.82	1.15	0.000
	IM	0.83	0.26	0.67	0.86	1.09	1.48	0.06	0.143
Ciclo B	CP	-0.10	-0.59	-0.27	-0.09	0.10	0.55	0.34	0.000
	CD	0.34	0.30	0.37	0.42	0.48	0.66	0.94	0.000
	IM	0.90	0.56	0.77	0.91	1.06	1.39	0.47	0.000
Subciclo B1	CP	0.10	-0.55	-0.06	0.06	0.19	0.65	-0.04	0.000
	CD	0.45	0.33	0.44	0.49	0.57	0.77	0.72	0.000
	IM	0.86	0.35	0.58	0.75	0.92	1.33	0.54	0.000
Subciclo B2	CP	0.19	-0.41	-0.01	0.21	0.38	0.69	-0.30	0.000
	CD	0.28	0.25	0.34	0.42	0.51	0.77	0.97	0.000
	IM	0.33	0.19	0.35	0.48	0.61	1.04	0.93	0.000
Subciclo B3	CP	-0.71	-0.91	-0.80	-0.72	-0.62	-0.32	0.89	0.000
	CD	0.72	0.43	0.61	0.73	0.82	0.95	-0.31	0.000
	IM	0.62	0.24	0.48	0.64	0.79	1.39	1.05	0.000
Ciclo C	CP	-0.36	-0.75	-0.49	-0.36	-0.21	0.08	0.16	0.003
	CD	0.37	0.28	0.36	0.43	0.52	0.76	0.86	0.000
	IM	0.43	0.16	0.38	0.55	0.73	1.28	0.87	0.000
Subciclo C1	CP	-0.89	-0.97	-0.92	-0.90	-0.86	-0.65	2.27	0.000
	CD	0.87	0.69	0.85	0.89	0.93	0.97	-1.47	0.000
	IM	0.81	0.16	0.57	0.81	0.99	1.50	0.30	0.000
Subciclo C2	CP	0.13	-0.36	-0.03	0.09	0.19	0.44	-0.44	0.000
	CD	0.37	0.36	0.41	0.45	0.49	0.62	1.26	0.000
	IM	0.91	0.20	0.59	0.87	1.13	1.56	0.06	0.000

Tabla 4.4. Coeficientes de Correlación entre el flujo y el ángulo de polarización. Los valores P representan percentiles resultados del bootstrap. CP indica correlación de Pearson; CD, correlación de distancia; IM, información mutua.

		Coeficiente de Correlación	P ₅	P ₂₅	P ₅₀	P ₇₅	P ₉₅	Asimetría Estadística	Valor-P de test Shapiro-Wilk
Ciclo A	CP	-0.55	-0.87	-0.65	-0.56	-0.50	-0.28	0.61	0.000
	CD	0.72	0.41	0.65	0.73	0.80	0.91	-0.73	0.000
	IM	0.89	0.52	0.80	0.92	1.06	1.40	0.56	0.000
Subciclo A1	CP	0.86	0.64	0.82	0.86	0.89	0.93	-2.41	0.000

Tabla 4.4. Coeficientes de Correlación entre el flujo y el 'Á'ángulo de polarización. Los valores P representan percentiles resultados del bootstrap. CP indica correlación de Pearson; CD, correlación de distancia; IM, información mutua. (Continuación)

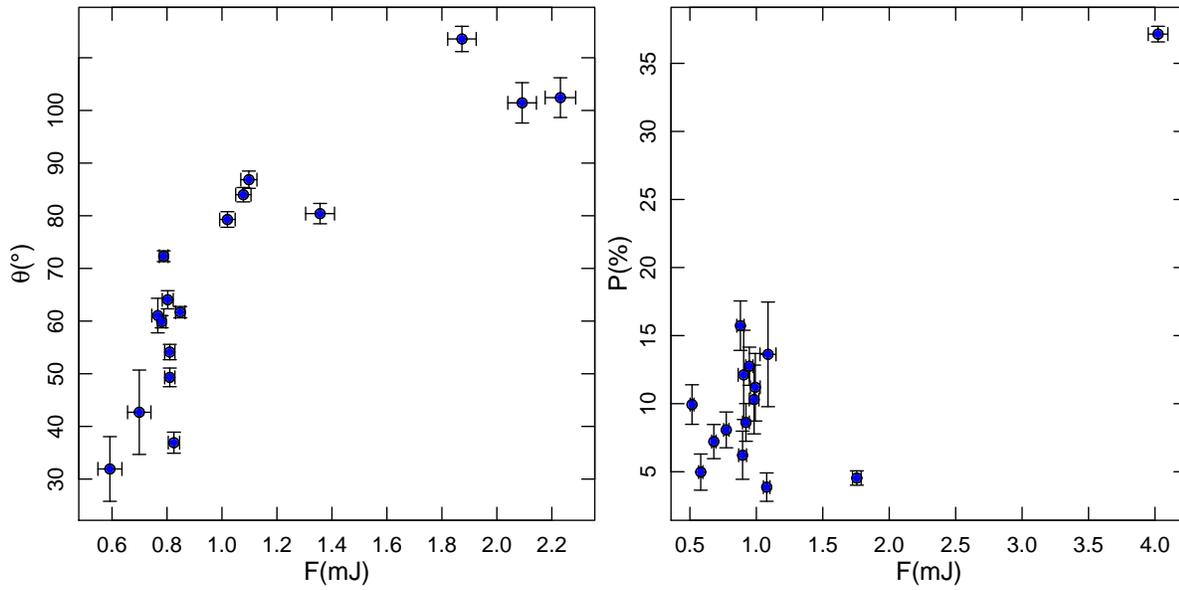
		Coeficiente de Correlación	P ₅	P ₂₅	P ₅₀	P ₇₅	P ₉₅	Asimetría Estadística	Valor-P de test Shapiro-Wilk
	CD	0.88	0.73	0.86	0.89	0.92	0.96	-2.08	0.000
	IM	1.31	0.42	0.87	1.10	1.38	1.83	0.09	0.001
Subciclo A2	CP	-0.59	-0.82	-0.67	-0.61	-0.53	0.16	3.09	0.000
	CD	0.61	0.51	0.60	0.66	0.71	0.86	0.45	0.000
	IM	0.46	0.26	0.47	0.65	1.00	1.60	0.86	0.000
Subciclo A3	CP	-0.71	-0.90	-0.78	-0.71	-0.59	-0.29	1.42	0.000
	CD	0.69	0.43	0.60	0.71	0.79	0.89	-0.42	0.000
	IM	0.43	0.25	0.45	0.60	0.91	1.71	1.34	0.000
Ciclo B	CP	-0.70	-0.79	-0.73	-0.69	-0.64	-0.49	1.49	0.000
	CD	0.71	0.51	0.66	0.72	0.76	0.84	-0.91	0.000
	IM	1.21	0.77	1.06	1.21	1.36	1.65	0.08	0.324
Subciclo B1	CP	-0.73	-0.86	-0.77	-0.73	-0.67	-0.51	1.78	0.000
	CD	0.74	0.56	0.71	0.75	0.81	0.90	-0.61	0.000
	IM	0.83	0.37	0.66	0.85	1.06	1.60	0.65	0.000
Subciclo B2	CP	-0.50	-0.80	-0.64	-0.49	-0.30	0.18	0.80	0.000
	CD	0.51	0.30	0.44	0.55	0.66	0.81	0.10	0.000
	IM	0.30	0.19	0.34	0.52	0.74	1.31	0.96	0.000
Subciclo B3	CP	0.06	-0.58	-0.12	0.03	0.14	0.36	-0.87	0.000
	CD	0.43	0.38	0.44	0.49	0.57	0.73	0.89	0.000
	IM	0.66	0.25	0.59	0.81	1.03	1.45	0.26	0.002
Ciclo C	CP	-0.11	-0.41	-0.22	-0.13	-0.02	0.23	0.43	0.000
	CD	0.32	0.30	0.36	0.40	0.46	0.59	0.76	0.000
	IM	0.38	0.17	0.39	0.54	0.77	1.42	1.00	0.000
Subciclo C1	CP	0.10	-0.43	-0.02	0.17	0.33	0.70	-0.20	0.001
	CD	0.52	0.46	0.55	0.60	0.67	0.84	0.61	0.000
	IM	0.07	0.02	0.19	0.36	0.62	1.11	0.87	0.000
Subciclo C2	CP	-0.40	-0.75	-0.52	-0.42	-0.31	0.05	0.84	0.000
	CD	0.57	0.42	0.53	0.61	0.68	0.84	0.25	0.000
	IM	0.75	0.36	0.69	0.89	1.12	1.62	0.53	0.000

Tabla 4.5. Coeficientes de Correlación entre el porcentaje y el ángulo de polarización. Los valores P representan percentiles resultados del bootstrap. CP indica correlación de Pearson; CD, correlación de distancia; IM, información mutua.

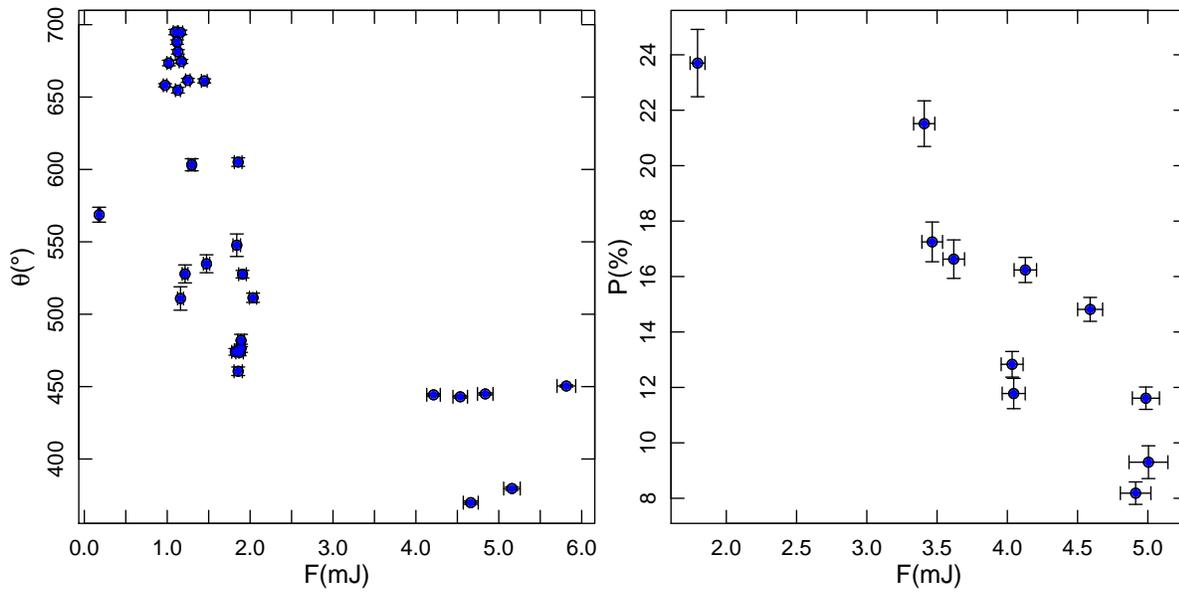
		Coeficiente de Correlación	P ₅	P ₂₅	P ₅₀	P ₇₅	P ₉₅	Asimetría Estadística	Valor-P de test Shapiro-Wilk
Ciclo A	CP	-0.24	-0.59	-0.35	-0.22	-0.11	0.16	-0.04	0.000
	CD	0.40	0.25	0.35	0.40	0.48	0.63	0.60	0.000
	IM	0.55	0.33	0.48	0.57	0.67	1.05	1.54	0.000
Subciclo A1	CP	0.53	0.19	0.42	0.53	0.69	0.85	-0.25	0.000
	CD	0.68	0.48	0.61	0.69	0.79	0.92	0.01	0.000
	IM	0.73	0.24	0.60	0.80	0.98	1.48	0.38	0.000
Subciclo A2	CP	-0.60	-0.92	-0.73	-0.60	-0.45	-0.10	0.55	0.000
	CD	0.60	0.43	0.54	0.62	0.72	0.89	0.31	0.000

Tabla 4.5. Coeficientes de Correlación entre el porcentaje y el ángulo de polarización. Los valores P representan percentiles resultados del bootstrap. CP indica correlación de Pearson; CD, correlación de distancia; IM, información mutua. (Continuación)

		Coeficiente de Correlación	P ₅	P ₂₅	P ₅₀	P ₇₅	P ₉₅	Asimetría Estadística	Valor-P de test Shapiro-Wilk
	IM	0.48	0.08	0.35	0.52	0.82	1.40	0.79	0.000
Subciclo A3	CP	0.27	-0.26	0.12	0.26	0.35	0.51	-0.97	0.000
	CD	0.38	0.30	0.37	0.42	0.47	0.60	0.65	0.000
	IM	0.12	0.02	0.13	0.27	0.49	1.39	2.11	0.000
Ciclo B	CP	0.38	-0.14	0.28	0.38	0.48	0.63	-1.13	0.000
	CD	0.46	0.30	0.42	0.48	0.57	0.70	0.11	0.000
	IM	0.84	0.51	0.74	0.87	1.02	1.29	0.29	0.000
Subciclo B1	CP	0.28	-0.46	0.15	0.27	0.41	0.75	-0.81	0.000
	CD	0.49	0.38	0.47	0.53	0.61	0.82	0.86	0.000
	IM	0.76	0.39	0.67	0.80	0.96	1.36	0.52	0.000
Subciclo B2	CP	0.11	-0.46	-0.09	0.11	0.33	0.73	0.15	0.000
	CD	0.35	0.27	0.36	0.42	0.54	0.80	0.94	0.000
	IM	0.31	0.09	0.28	0.39	0.64	1.22	1.18	0.000
Subciclo B3	CP	-0.21	-0.59	-0.33	-0.20	-0.04	0.77	1.33	0.000
	CD	0.58	0.45	0.55	0.61	0.67	0.86	0.69	0.000
	IM	0.49	0.35	0.59	0.87	1.01	1.71	0.63	0.000
Ciclo C	CP	-0.15	-0.53	-0.27	-0.15	-0.03	0.19	-0.06	0.539
	CD	0.42	0.38	0.45	0.49	0.53	0.66	0.82	0.003
	IM	0.60	0.33	0.61	0.78	0.95	1.31	0.26	0.003
Subciclo C1	CP	-0.16	-0.76	-0.34	-0.19	-0.01	0.45	0.26	0.000
	CD	0.50	0.48	0.56	0.60	0.66	0.84	0.89	0.000
	IM	0.47	0.01	0.27	0.49	0.76	1.36	0.70	0.000
Subciclo C2	CP	-0.14	-0.71	-0.38	-0.14	0.09	0.65	0.33	0.000
	CD	0.51	0.47	0.55	0.60	0.66	0.82	0.66	0.000
	IM	0.87	0.25	0.72	0.93	1.13	1.52	-0.18	0.000



(a) Correlación entre EVPA y flujo en el subciclo A1. (b) Correlación entre porcentaje de polarización y flujo en el subciclo A2.



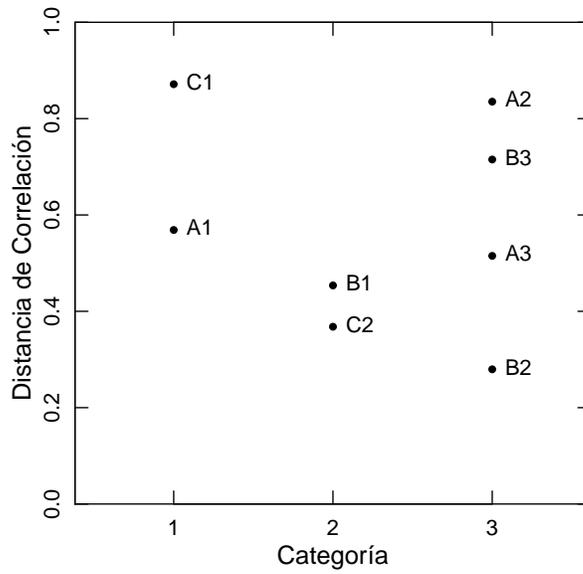
(c) Correlación entre EVPA y flujo en el subciclo B1. (d) Correlación entre porcentaje de polarización y flujo en el subciclo C1.

Figura 4.7. Gráficas de correlación entre distintos parámetros físicos de 3C 279 para algunos casos en los que las estimaciones de los estadísticos de correlación resultaron altas (> 0.8).

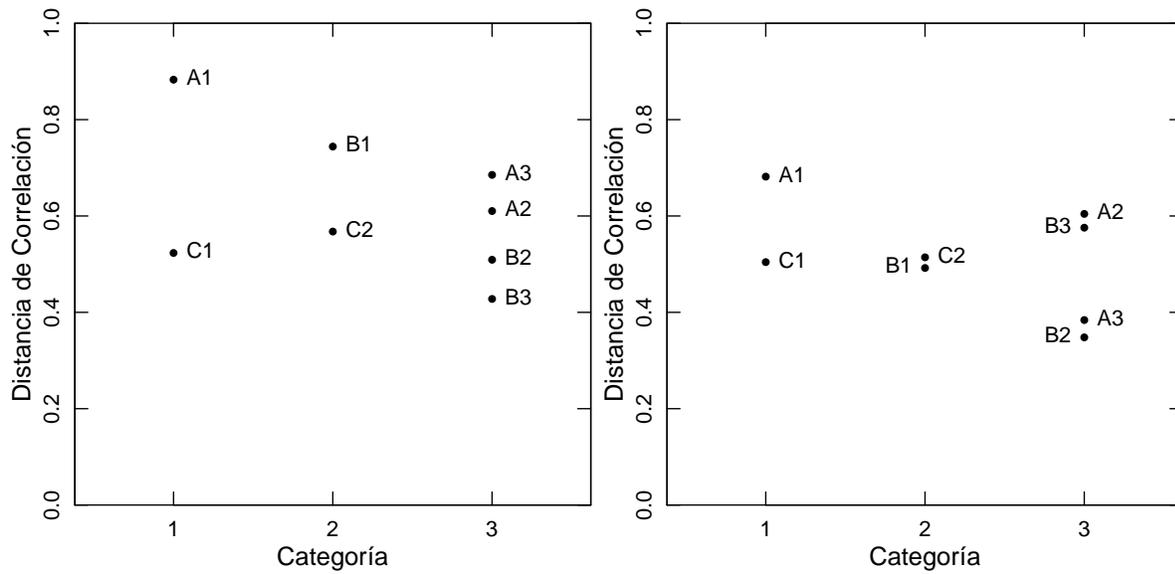
Además, se buscó si existía una relación entre la etapa del destello observado en el flujo y las distancias de correlación para cada ciclo. Es decir, se asignó una categoría a cada subciclo en el flujo, tratando de representar si el destello se encontraba empezando (categoría 1), terminando (categoría 2), o si el subciclo abarcaba un destello completo (categoría 3). Para esto, se observaron las pendientes que formaban los puntos ubicados en los primer y cuarto cuartiles de datos de cada subciclo, es decir, los intervalos de tiempo que abarcaban el primer cuarto de tiempo total y el último cuarto de tiempo total. Si los dos cuartiles presentaban pendientes distintas, se asignó la categoría 1 a tal subciclo. Si ambos cuartiles presentaban pendiente positiva, se asignó la categoría 2, es decir, se piensa que corresponde al aumento de flujo durante el inicio del destello. Si ambos cuartiles presentaban pendiente negativa, se asignó la categoría 3, es decir, se considera que el subciclo corresponde a la caída de flujo durante las etapas finales del destello. Cuando en los cuartiles no había más de dos puntos, se efectuó interpolación lineal. Los resultados de esta clasificación pueden verse en la figura 4.8.

4.2.1. Función de Autocorrelación.

Estimamos la función de correlación discreta (DCF, del inglés *discrete correlation function*) de Edelson and Krolik [1988], seleccionando este método debido a que el muestreo de los datos no es uniforme en el tiempo. Los resultados para la DCF del flujo, el porcentaje de polarización y el ángulo de polarización pueden verse en las figuras 4.9, 4.10 y 4.11, respectivamente. Se ha analizado el comportamiento ondulatorio de la DCF, estimando el periodograma de Lomb-Scargle [Scargle, 1982] de la misma, así como su función ventana. Esto debido a que la función de autocorrelación de un proceso está relacionada con su espectro [Timmer and König, 1995]. Para la estimación del periodograma se ha usado la función *lsp* implementada en R como parte del paquete *lomb* [Ruf, 1999], y más detalles sobre su estimación pueden verse en apéndice A.5.4. Puede verse que este desarrollo aparentemente periódico está relacionado con el muestreo, pues el pico del periodograma es un aliasing como puede verse por la función ventana en la figura 4.12.

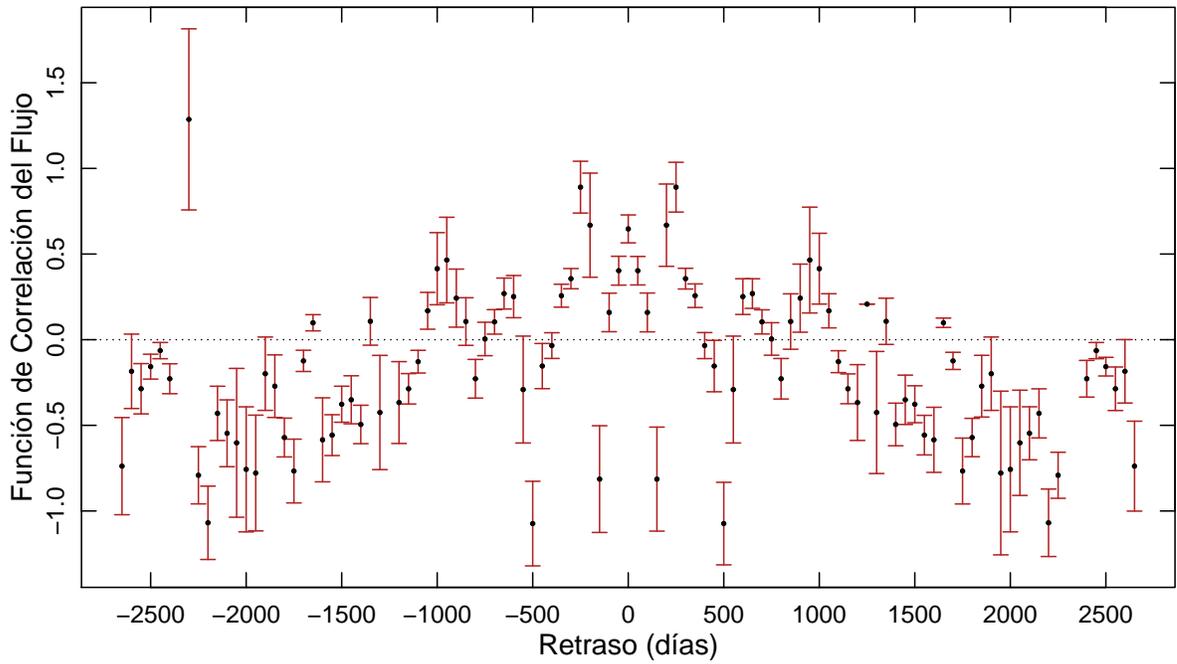


(a) Correlación entre flujo y porcentaje de polarización.

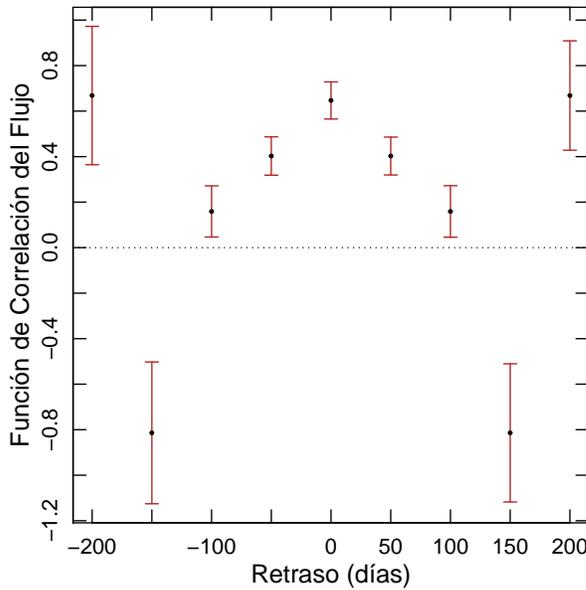


(b) Correlación entre flujo y ángulo de polarización. (c) Correlación entre porcentaje y ángulo de polarización.

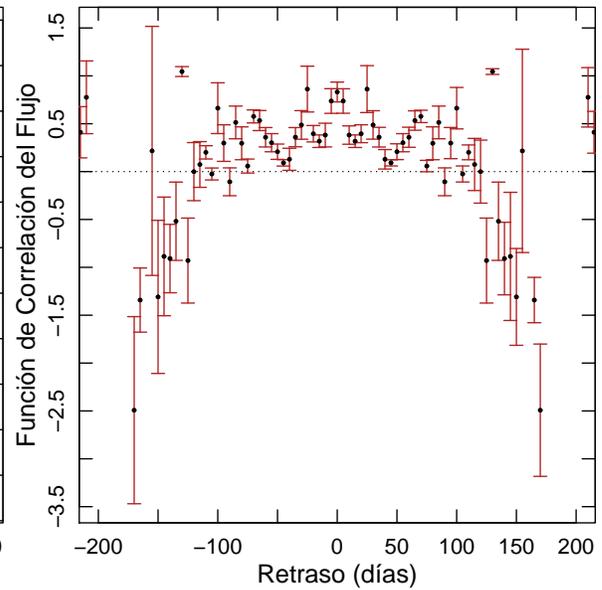
Figura 4.8. Correlación de los subciclos de acuerdo a la clasificación que indica la etapa de destello que abarcan.



(a) Bines de 50 días.

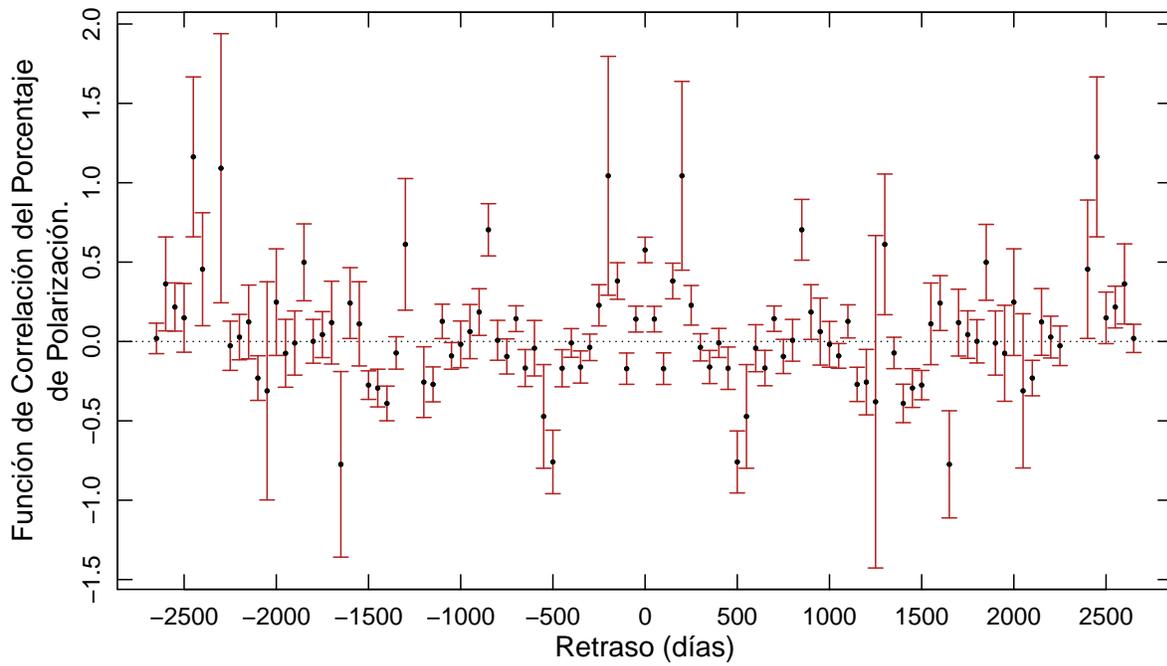


(b) Bines de 50 días.

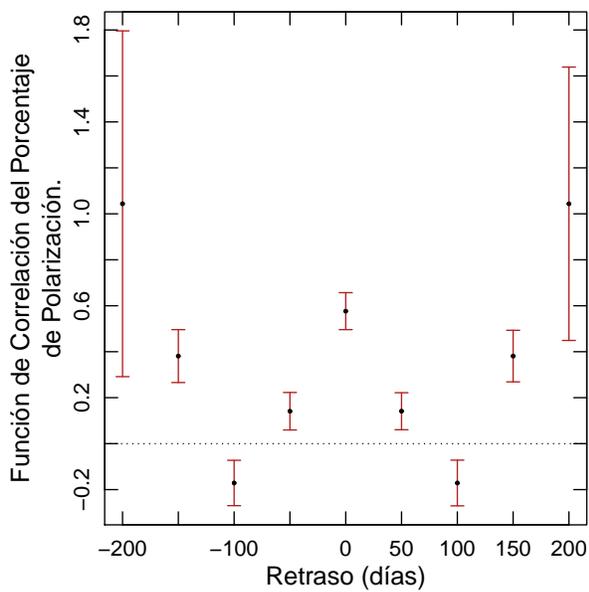


(c) Bines de 5 días.

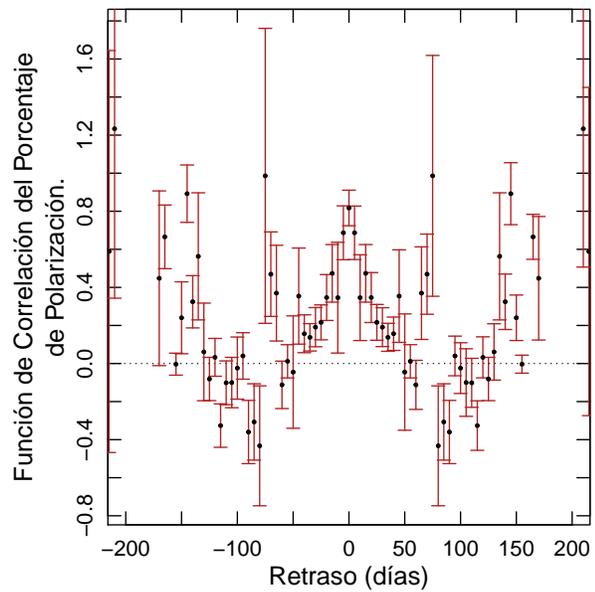
Figura 4.9. Gráficas de la estimación de la DCF para el flujo en R.



(a) Bin de 50 días

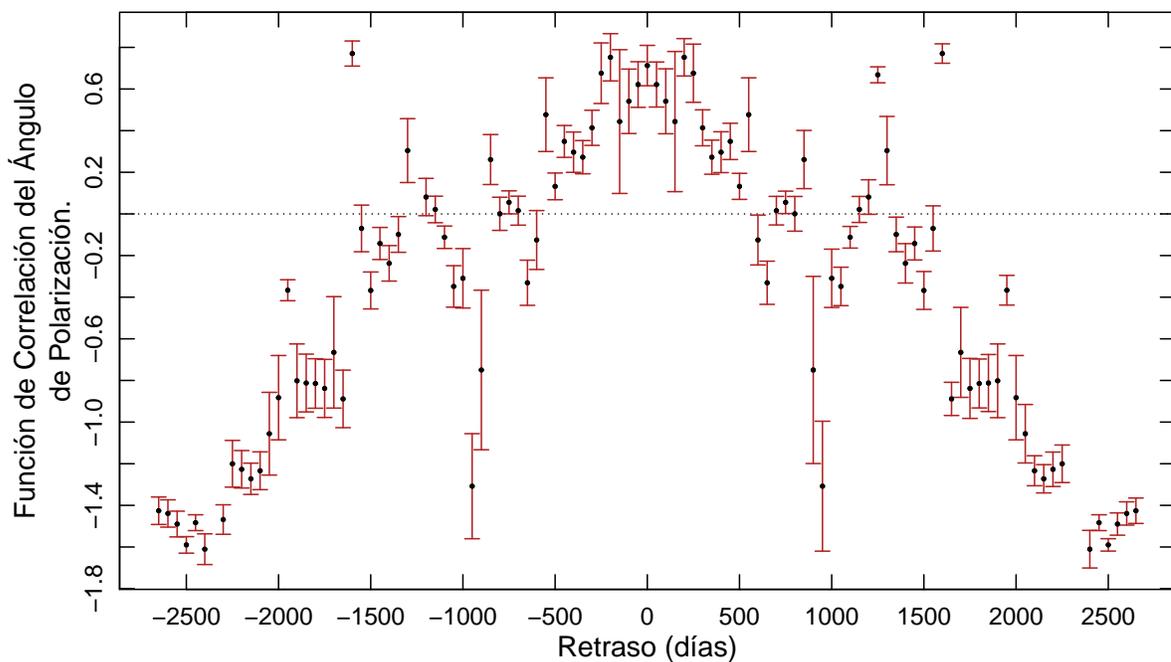


(b) Bines de 50 días.

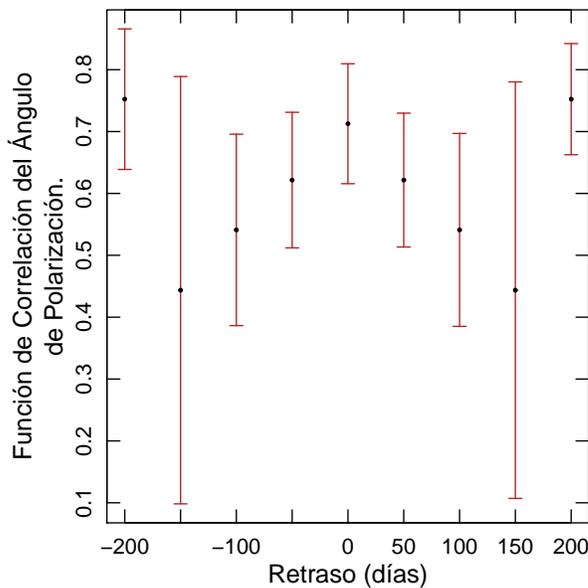


(c) Bines de 5 días.

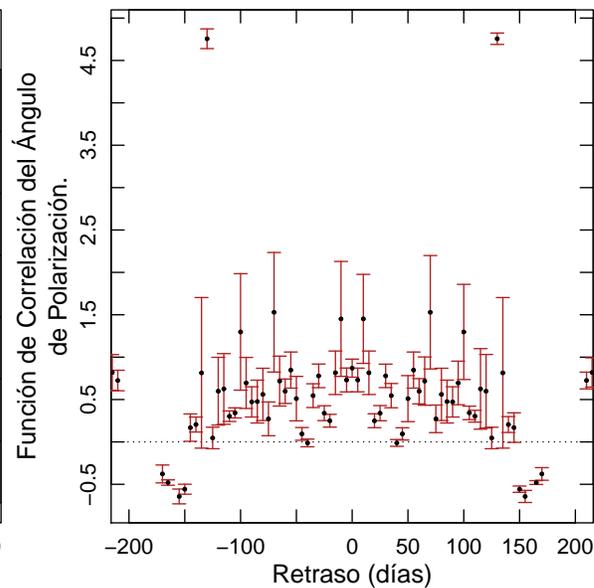
Figura 4.10. Gráficas de la estimación de la DCF para el porcentaje de polarización.



(a) Bines de 50 días.



(b) Bines de 50 días.



(c) Bines de 5 días.

Figura 4.11. Gráficas de la estimación de la DCF para el ángulo de polarización.

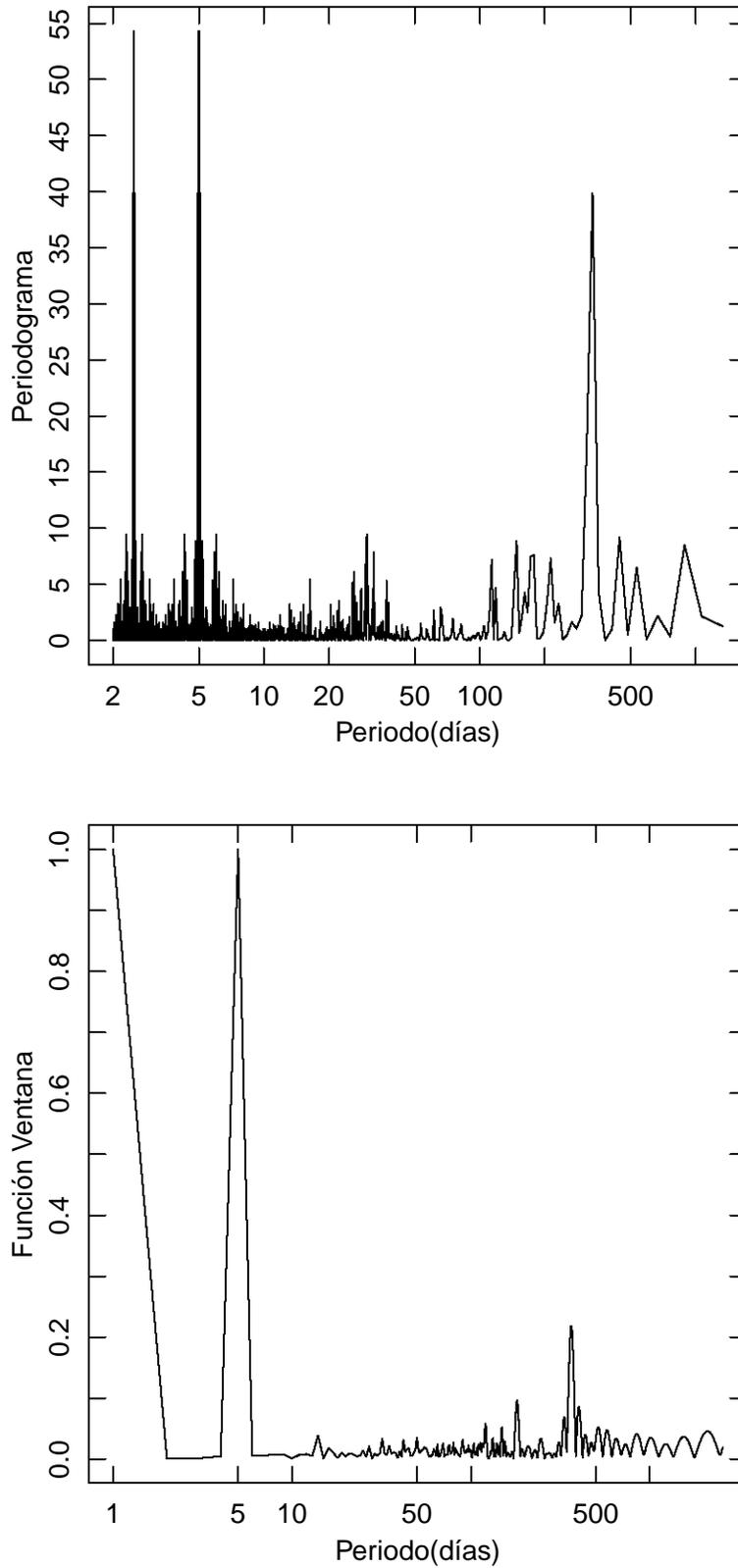


Figura 4.12. Estimación del periodograma de la función de correlación discreta y función ventana de la misma.

Capítulo 5

Búsqueda de Periodicidad con RobPer.

Como ya se ha mencionado, un muestreo irregular en las observaciones astronómicas origina diversas dificultades, entre las que se presenta la incapacidad para estimar el periodograma de Fourier clásico y por lo tanto encontrar posibles periodicidades en una curva de luz. Ante este desafío, el equipo de Anita M. Thieler, Roland Fried y Jonathan Rathjens de la Technische Universität Dortmund [Thieler et al., 2013] han desarrollado el conjunto de herramientas computacionales **RobPer**, el cual es un paquete para el lenguaje de programación para computación estadística *R*. Este paquete permite combinar diversas funciones periódicas con técnicas de regresión para calcular periodogramas, es decir, la bondad de ajuste (*coeficiente de determinación*) $R^2(\pi)$ de un comportamiento periódico a la curva de luz como función de su período (π).

Comúnmente los periodogramas se estiman ajustando curvas sinusoidales a los datos por medio de una regresión de mínimos cuadrados, pero una aproximación más adecuada requiere tomar en cuenta que en los registros astronómicos no se cumplen siempre las condiciones estadísticas necesarias para considerar completamente válidos los resultados de tal enfoque. RobPer tiene implementada la estimación por medio del ajuste de otras curvas distintas a un senoide, tales como función escalón, series de fourier y splines. Además, permite realizar un conjunto de regresiones más robustas, que en algunos casos hacen posible considerar las incertidumbres de las mediciones por medio de la ponderación de cada dato de acuerdo a su incertidumbre asociada. Entre estas regresiones adicionales se encuentran la regresión-M, regresión-S, regresión- τ y Mínimas Desviaciones Absolutas.

La función RobPer ajusta una función $g\left(\frac{t}{p_j}\right)$ a la curva de luz $(t_i, y_i, s_i)_{i=1, \dots, n}$, donde t_i son los tiempos en los que las observaciones y_i con incertidumbre s_i son tomadas. La función g se considera una

función periódica con periodo 1 para cada periodo de prueba $(p_j)_{j=1,\dots,q}$. Las barras del periodograma estimado con RobPer se definen como el coeficiente de determinación $R^2 = 1 - \frac{SE}{SY}$ del correspondiente método de ajuste, donde SE es la varianza de los errores del ajuste y SY es la varianza en los valores observados. El algoritmo busca minimizar SE y SY , de manera que mientras R^2 sea más cercano a 1, el ajuste de la curva modelo es mejor. SE está definida como el valor:

$$SE = \zeta(y - X\beta) \quad (5.1)$$

sujeito a β , donde X representa la matriz de diseño de una representación lineal de $g\left(\frac{t}{p}\right)$ con p siendo el periodo de prueba. Del mismo modo, la localización μ de las observaciones y_i puede ser estimada minimizando SY , definida por:

$$SY = \zeta(y - \mu\mathbf{i}) \quad (5.2)$$

donde $\mathbf{i} = 1_n$ es un vector n-variado compuesto por unos en el caso de regresión sin pesos, y de $1/s_i$ en el caso de regresión con pesos, y donde μ es la localización de las observaciones. La forma específica de las funciones a minimizar depende del método de regresión seleccionado. Pueden verse mayores detalles en Thieler et al. [2013]. El ajuste se hace entonces para todos y cada uno de los periodos de prueba que el usuario indique. Por lo tanto, el resultado de la estimación completa es el periodograma consistente en una gráfica de R^2 contra los periodos de prueba.

Hemos utilizado esta herramienta para buscar periodicidades en nuestros datos de flujo del blázar 3C 279 originados en el programa de monitoreo en San Pedro Mártir. Además, hemos realizado el mismo análisis en un conjunto de datos mayor. Esta segunda muestra consiste de un registro de fotometría histórica en R recopilado a partir de diferentes fuente: Chatterjee et al. [2008], Böttcher et al. [2007], Grandi et al. [1996], Shrader et al. [1994], Webb et al. [1990] y Kidger and Allan [1988]. Este registro histórico abarca desde el día 21 de mayo de 1988 (2447303 JD) hasta el día 1 de julio de 2015 (2457204.56 JD), un intervalo de tiempo de 9901.6 días, es decir, más de 27 años.

Para estos dos conjuntos de datos se ha estimado el periodograma combinando los siguientes tres modelos: función escalón, splines y sinusoidal. Para la regresión se utilizaron los siguientes cuatro métodos: mínimos cuadrados (L2 en Thieler et al. [2013]), regresión-M con función de Huber, regresión-S y regresión- τ . Adicionalmente, se realizaron regresiones ponderadas y no ponderadas, esto es, se hicieron las estimaciones considerando las incertidumbres en las mediciones de flujo y se volvió a hacer las estimaciones pero sin tomar las incertidumbres en cuenta. Esto basado en el reporte de Thieler et al. [2013] de que la ponderación puede añadir efectos contraproducentes a métodos de regresión como mínimos cuadrados. De este modo, se obtuvieron 48 periodogramas en total: 24 con los datos de

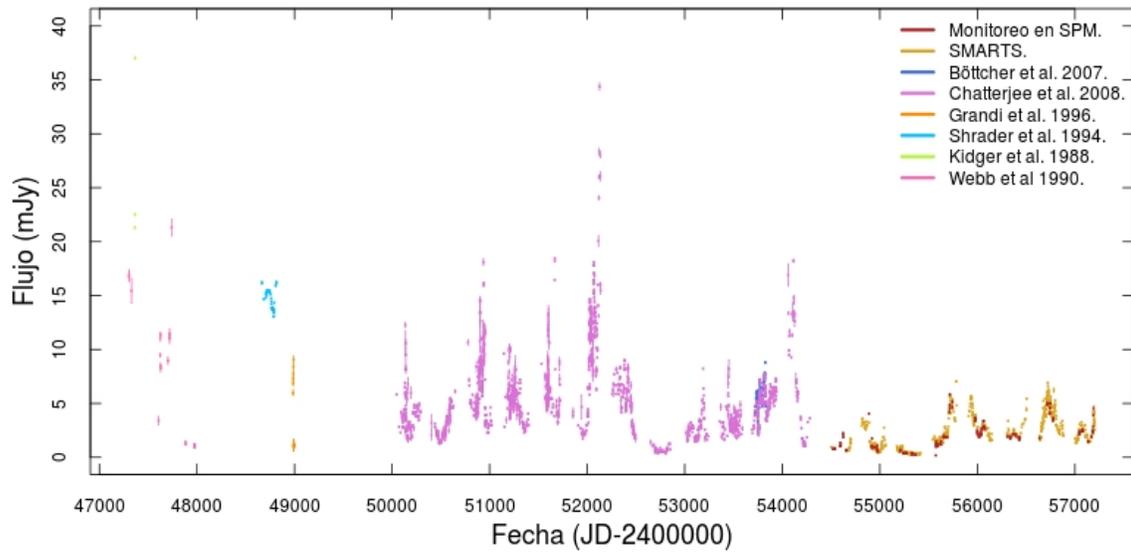


Figura 5.1. Fotometría histórica en banda R de 3C 279.

monitoreo en SPM y 24 con los datos de la curva histórica.

Aquí mostramos algunos periodogramas seleccionados por su representatividad del conjunto de gráficas obtenidas. El conjunto de todos los periodogramas obtenidos puede verse en el apéndice B.

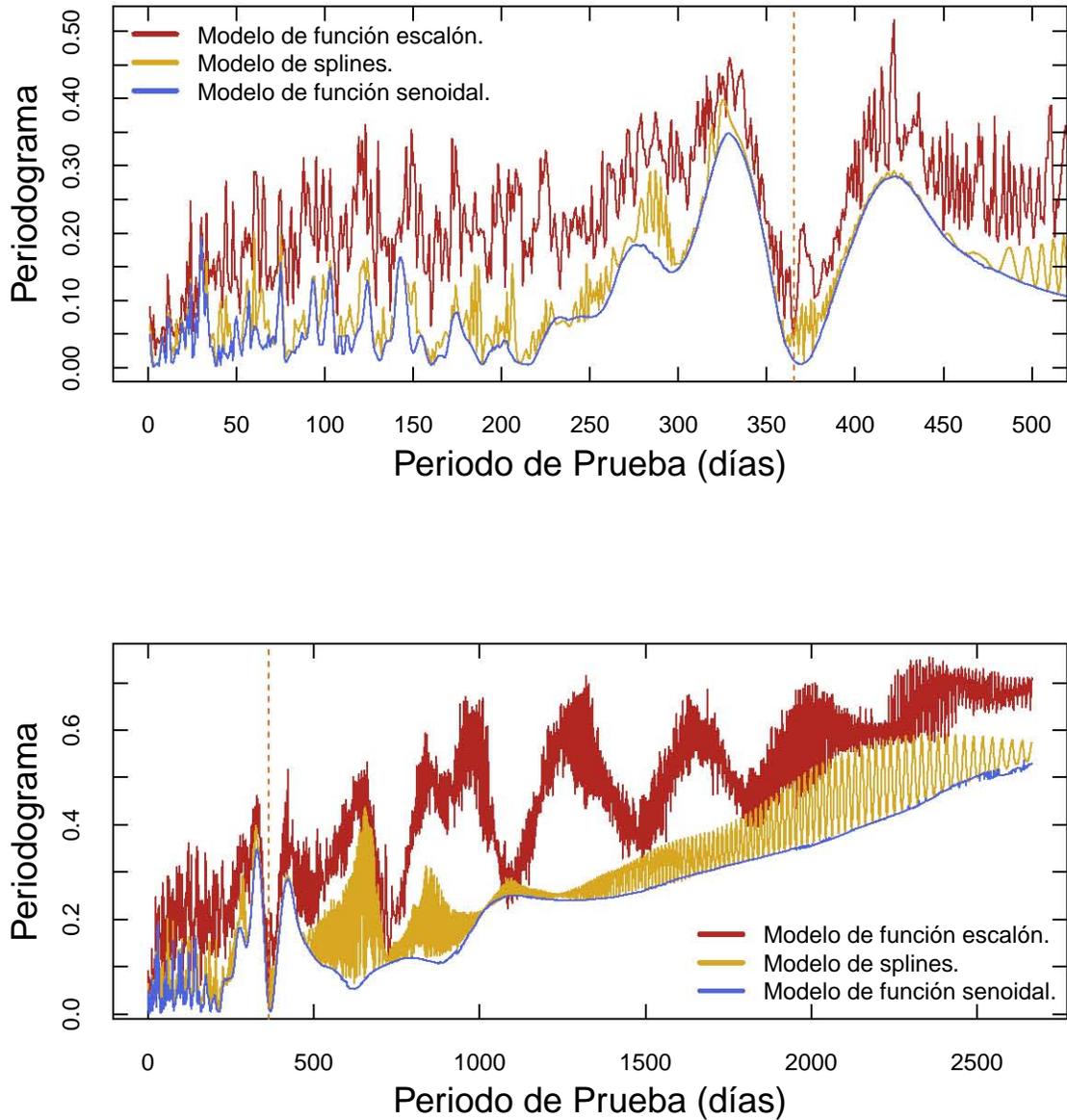


Figura 5.2. Periodogramas de la curva de luz de 3C279 del monitoreo en SPM, considerando las incertidumbres en el flujo, utilizando la regresión-M con función de Huber. Distintos intervalos de períodos de prueba se muestran en las gráficas para un mayor detalle.

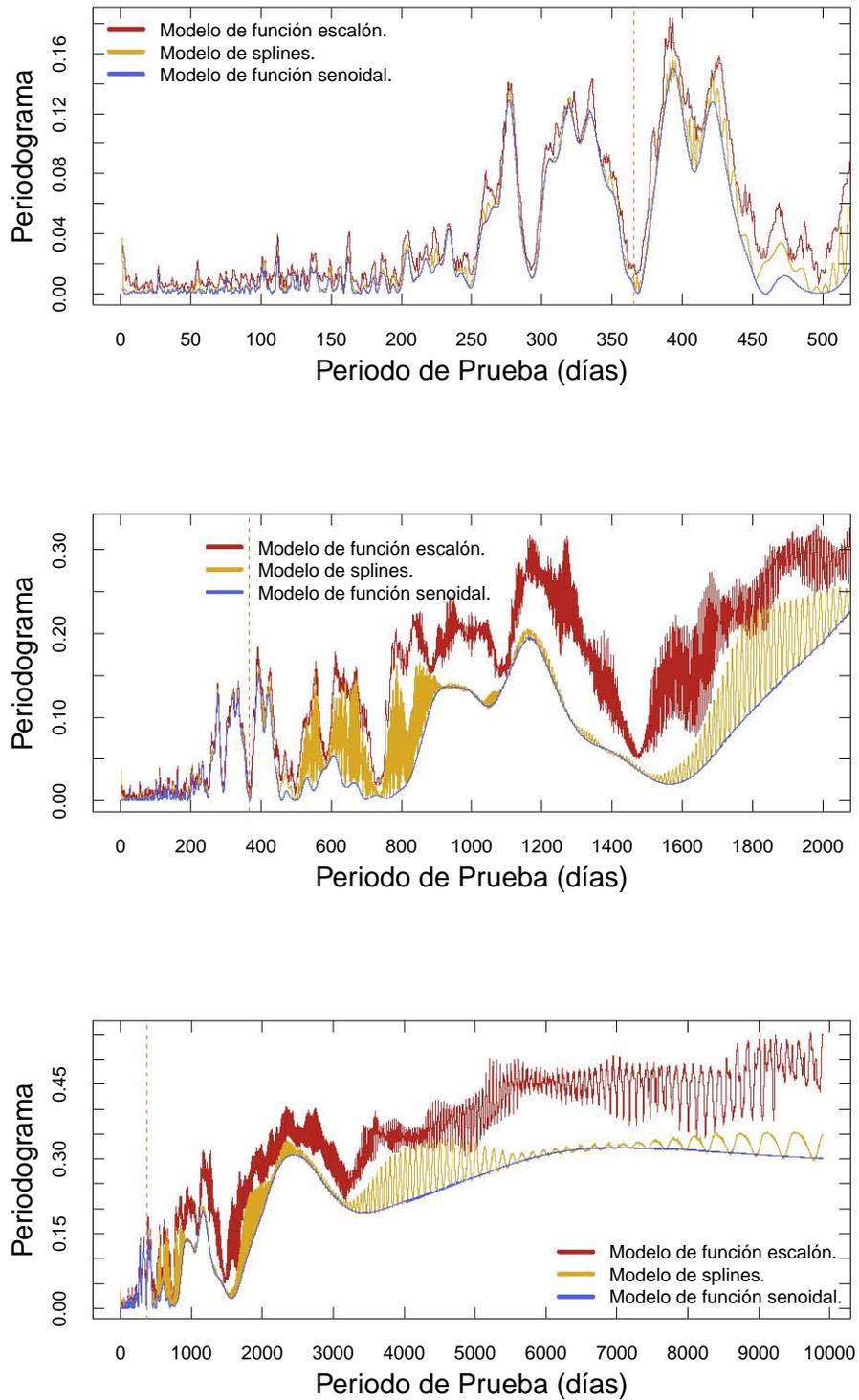


Figura 5.3. Periodogramas de la curva de luz histórica de 3C279, considerando las incertidumbres en el flujo, utilizando la regresión-M con función de Huber. Distintos intervalos de períodos de prueba se muestran en las gráficas para un mayor detalle.

Para determinar si un periodo con alto coeficiente de determinación en los periodogramas puede tener significado físico y no ser efecto del *aliasing*, es decir, un artefacto producto de la cadencia de muestreo, se estimó la función ventana como está definida en la ecuación 1 de Dawson and Fabrycky [2010]:

$$W(\nu) = \frac{1}{N} \sum_{r=1}^N e^{2\pi i \nu t_r}, \quad (5.3)$$

donde N es el número de puntos y t_r es el tiempo del r -ésimo punto. El *aliasing* ocurre debido a que el periodograma de una señal discreta es una convolución del periodograma de la señal continua y el periodograma de la función de muestreo (la función ventana). Para profundizar en este tema puede consultarse el trabajo de Roberts et al. [1987]. En la figura 5.4 pueden verse las estimaciones de la función ventana para los datos de SPM y para aquellos del histórico. Para determinar si un pico en la función ventana es significativamente alto, se analizó su distribución por medio de la estimación de su densidad de probabilidad. Para ello se calculó su histograma y se ajustó una función de distribución beta la cual va como:

$$f(x) = \frac{\Gamma(\alpha + \beta)x^{\alpha-1}(1-x)^{\beta-1}}{\Gamma(\alpha)\Gamma(\beta)}, \quad x \geq 0, \quad (5.4)$$

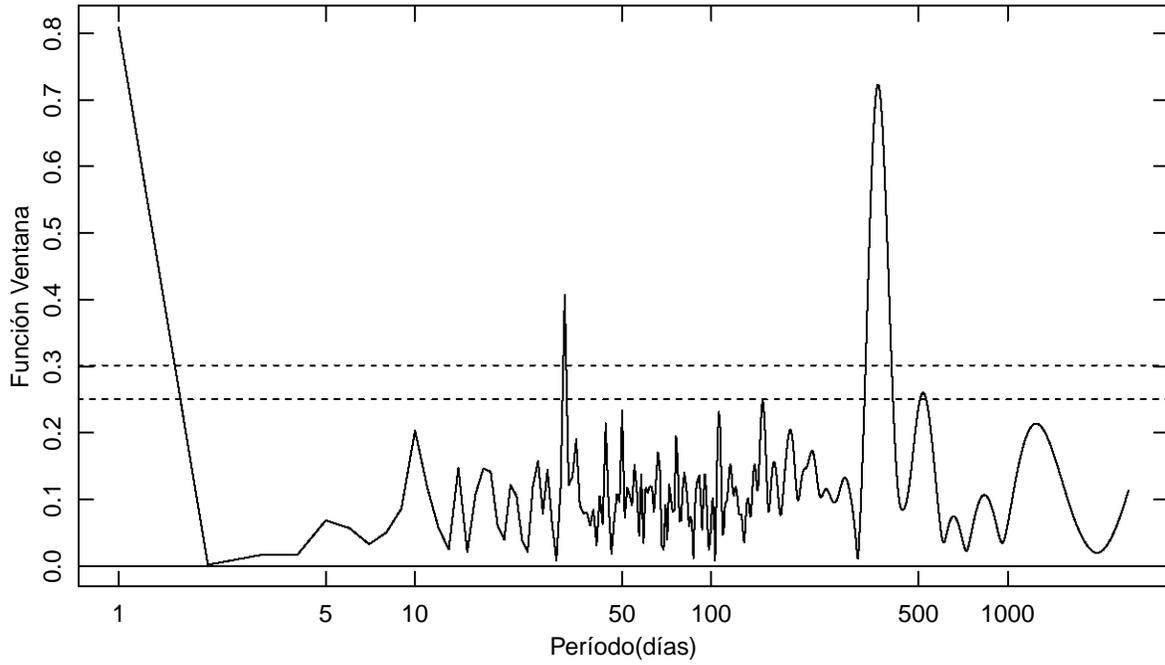
donde $\Gamma(\alpha)$ es la función Gamma [Ross, 2004]. Los parámetros del modelo, α y β , se ajustaron por medio de un algoritmo Monte Carlo de Cadena de Markov, escrito para este trabajo e implementado en R, (MCMC, del inglés *Markov Chain Monte Carlo*) para la minimización del parámetro χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N (x_i - y_i)^2, \quad (5.5)$$

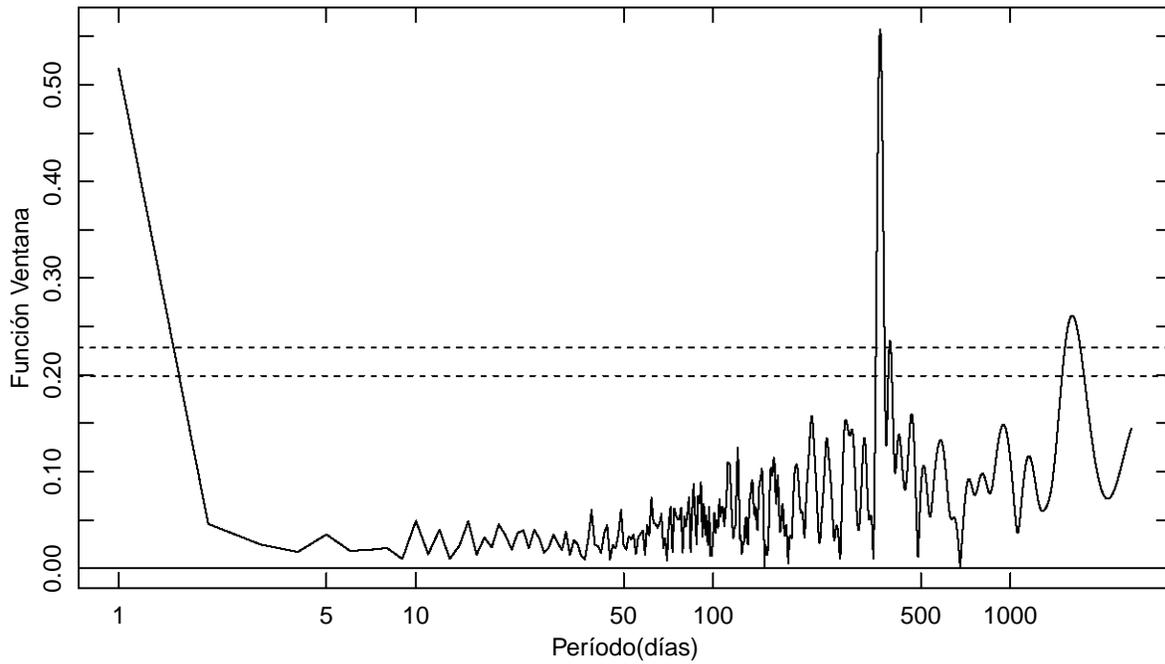
donde x_i es la i -ésima observación e y_i es el correspondiente valor predicho por el modelo. Para conocer un poco más acerca de la optimización con MCMC, puede verse el apéndice A.5.3. El algoritmo MCMC dio los siguientes resultados. Para el histograma de la función ventana de los datos de SPM, $\alpha = 1.91_{-0.17}^{+0.11}$ y $\beta = 17.58_{-2.58}^{+1.42}$. Para los datos del histórico, el histograma es ajustado por la función con los parámetros $\alpha = 4.84_{-0.29}^{+0.71}$ y $\beta = 42.01_{-3.01}^{+6.99}$. Los resultados del ajuste pueden verse en la figura 5.5. Ya que la cadena de Markov que resulta del ajuste es una muestra que sigue la distribución del espacio de parámetros, los intervalos de confianza estimados y reportados aquí fueron obtenidos por medio de la distribución marginal de cada parámetro, es decir, se realizó la suma cumulativa del histograma de cada parámetro buscando las dos barras que contuvieran entre sí al menos el 68 % de las cuentas. Tras encontrar el mejor ajuste, se determinaron los valores de W a la izquierda de los cuales se encuentra el 97 y 99 por ciento del área bajo la curva (percentiles). Así, a todos lo periodos para los cuales se estime un valor W mayor que estos percentiles, les corresponde una probabilidad de 0.03 y 0.01 respectivamente. Para los datos de SPM estos valores son $P_{97} = 0.251$ y $P_{99} = 0.302$, mientras

que para el histórico se trata de $P_{97} = 0.199$ y $P_{99} = 0.228$.

Para los datos de SPM los periodos con una W mayor a P_{99} son 1, 32 y 365 días, mientras que para el histórico se encontraron los periodos de 1, 365 y 1617 días.



(a) Datos de SPM.



(b) Datos históricos.

Figura 5.4. Función ventana de los datos. Bajo las líneas de guiones horizontales se encuentran 99 y 97 por ciento de los datos.

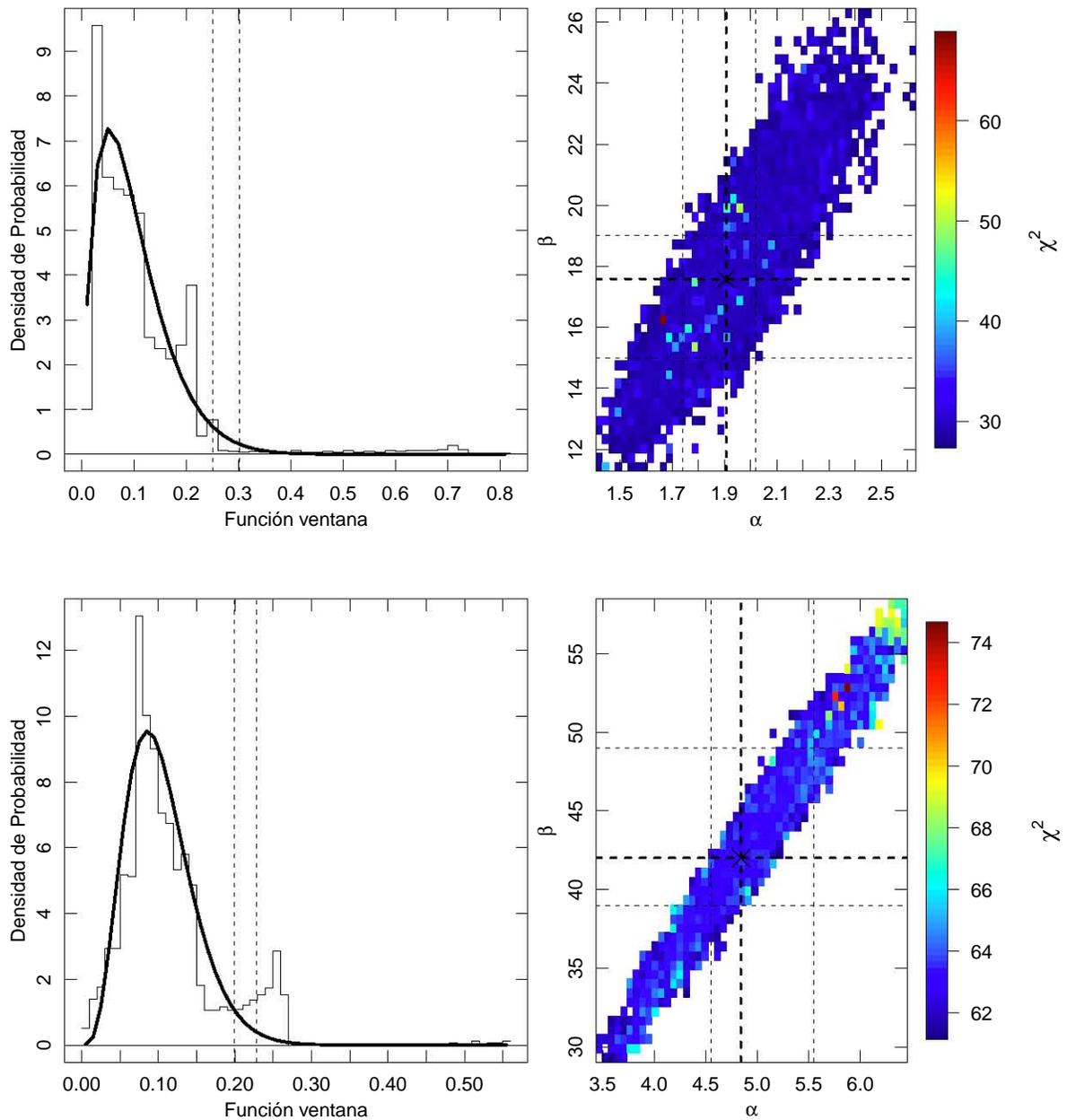


Figura 5.5. Ajuste de distribución Gamma a los histogramas de la función ventana. Los paneles izquierdos muestran los histogramas y la curva de la distribución gamma que mejor ajusta. A la izquierda de las líneas de guiones se encuentra el 97 y 99 por ciento del área bajo la curva. Los paneles derechos muestran el resultado del MCMC para minimizar χ^2 , en los cuales la cruz negra indica el punto con el menor valor de χ^2 ; y las líneas de guiones, los intervalos de confianza de los parámetros. Arriba, con datos de SPM; abajo, con datos del histórico.

Capítulo 6

Discusión y Conclusiones.

En este trabajo se presentan datos de polarización y fotometría en la banda R de la fuente 3C 279 de largo plazo. En relación al comportamiento del flujo, se observan periodos de alta actividad así como también periodos de notable inactividad, comprobando que la fuente es altamente variable. Se ha determinado una gran rotación del EVPA que ocurrió en el transcurso de dos años. Nuestros datos, a pesar de tener un muestreo más irregular, coinciden con los reportes y observaciones del comportamiento fotopolarimétrico óptico publicado en trabajos de otros autores, como por ejemplo Abdo et al. [2010b] y Kiehlmann et al. [2016].

A manera de recapitulación del comportamiento fotopolarimétrico de 3C279 durante nuestro monitoreo, se enuncian a continuación las principales características. El flujo promedio de todas las observaciones de la curva de luz en banda R es 1.98 ± 0.18 mJ con una desviación estándar muestral de 1.23 ± 0.41 mJ. El flujo máximo observado es 5.82 ± 0.11 mJ correspondiente al 03 de junio de 2011 (JD 2455716.7) mientras que el mínimo es 5.82 ± 0.11 mJ del 10 de enero de 2011 (JD 2455573.0). Esto corresponde a un cambio de $\Delta F = 5.64 \pm 0.11$ mJ en el transcurso de 143.7 días. Este incremento en el flujo ocurrió en el ciclo B1. El porcentaje de polarización promedio de todas las observaciones es $13.06 \pm 0.18\%$ con una desviación estándar muestral de $6.97 \pm 2.34\%$. El máximo registrado fue $37.15 \pm 0.57\%$ el 25 de febrero de 2009 (JD 2454888.9) mientras que el mínimo es 0.47 ± 0.55 correspondiente al 17 de mayo de 2012 (JD 2456065.8), dando como resultado un cambio $\Delta P = 36.7 \pm 0.8\%$ en un intervalo de tiempo de 1176.9 días. El ángulo de polarización promedio entre todas las observaciones es $177.16^\circ \pm 15.47^\circ$ con una desviación estándar muestral de $81.81^\circ \pm 27.44^\circ$. El máximo registrado fue $336.73^\circ \pm 12.00^\circ$ el 13 de marzo de 2010 (JD 2455270.0) mientras que el mínimo es $9.87^\circ \pm 1.22^\circ$ registrado el 28 de junio de 2011 (JD 2455741.7), dando como resultado un cambio $\Delta \theta = 326.86^\circ \pm 12.06^\circ$ en un intervalo de tiempo de 471.7 días. La rotación del ángulo de posición más importante ocurrió entre el 25 de febrero de 2009 y el 22 de mayo de 2009, consistente en un incremento de $277.04^\circ \pm 6.64^\circ$ en

un tiempo de 88.92 días.

Se han utilizado herramientas estadísticas novedosas que permiten estudiar la correlación y el comportamiento estadístico a gran escala de las curvas de luz desde el punto de vista de las series temporales y las variables estocásticas. La correlación de distancia (CD) y la información mutua (IM) nos permitieron encontrar correlaciones no lineales entre el flujo, el porcentaje de polarización y el EVPA. Se observó que estas correlaciones son muy variables en el tiempo adicionalmente. También se encontró que tales parámetros físicos no siguen distribuciones normales, incumpliendo una condición que es importante en muchos análisis.

Cuando analizamos la correlación entre los datos agrupados en los grandes ciclos A, B y C, encontramos diferencias significativas entre el coeficiente de Pearson (CP) y el comportamiento de la CD y la IM. Solamente en los ciclos A y B encontramos una correlación CP significativamente distinta de cero para el caso entre el flujo y el ángulo de polarización. En los casos restantes los intervalos de confianza del CP alcanzan a cubrir el cero, por lo que no podemos afirmar que exista una correlación lineal. Referente a la CD y la IM, en los ciclos A y B se ve apoyada la observación de la existencia de una correlación entre el flujo y el ángulo de polarización, como lo indica la CP. En cuanto al comportamiento de la correlación en el tiempo, no parece haber un cambio importante a lo largo del periodo de observación total cuando estudiamos los ciclos A, B y C, excepto por el caso del ciclo C en la correlación entre el flujo y el ángulo de polarización, que muestra una disminución desde los valores que tiene en los ciclos A y B. Esta tendencia se observa en los tres estadísticos de correlación.

Cuando estudiamos la correlación entre los datos agrupados en los grupos menores de los subciclos A1, A2, A3, B1, B2, B3, C1 y C2, el comportamiento es bastante distinto de aquel que observamos en los ciclos mayores, y adicionalmente las diferencias entre los valores de los tres distintos estimadores de correlación se ven aumentadas. Las regiones de los intervalos de confianza estimadas con el bootstrapping se ven incrementadas en el caso de la IM en comparación con su tamaño en el análisis de los ciclos mayores, lo que nos impide hacer afirmaciones con significancia estadística referentes a su comportamiento en el tiempo, pues toda posible variación se vería escondida tras las regiones de confianza, como puede verse en los paneles derechos de la figura 4.6. Esto a pesar de que los valores estimados con la muestra real (aquella observada y no del bootstrapping) del monitoreo sí parecen tener un comportamiento variable en el tiempo. El amplio tamaño de las regiones de confianza también tiene un efecto importante en las estimaciones de la CP. Sólo se presentan diferencias significativas del cero en los siguientes casos: B3 y C1 para la relación entre el flujo y el porcentaje de polarización; A1, A3 y B1 para la relación entre el flujo y el EVPA; y A1 y A2 para la relación entre el porcentaje y el ángulo de polarización.

Referente a la CD, los intervalos de confianza estimados son menores que aquellos de la CP y la

IM. Además, se encuentra una correlación alta en los ciclos A1 (flujo-EVPA), A2 (flujo-porcentaje de polarización), B1 (flujo-EVPA) y C1 (flujo-porcentaje).

Se piensa que el gran tamaño de los intervalos de confianza estimados con el método de bootstrap puede deberse a la alta variabilidad tanto del flujo como del porcentaje y ángulo de polarización dentro de los ciclos y subciclos, así como a la relativamente pequeña cantidad de datos dentro de cada ciclo. Una característica de las distribuciones empíricas de los estadísticos estimados con el bootstrapping, la cual parece apoyar este punto, es que en la gran mayoría de los casos se trataba con distribuciones muy distintas de la normal. Esto es patente en las estimaciones del parámetro de asimetría y el valor-p del test Shapiro-Wilk de normalidad. Adicionalmente, las distribuciones en la mayoría de los casos presentan *colas* largas pero de baja probabilidad, las cuales extienden los intervalos de confianza. Esto puede verse en las figuras 4.5 y 4.6 en las cuales es notoria la compactibilidad de las regiones de confianza dentro del segundo y cuarto cuartiles, es decir, el 50 % de los datos que se ubican entre el 25 % y el 75 % dentro de las distribuciones.

Una característica de los intervalos de confianza para los estimadores que llama la atención es el hecho de que el valor estimado con la muestra (la barra gruesa en las figuras 4.5 y 4.6) no se encuentra casi nunca en el centro de tales intervalos. Pensamos que esto puede ser un efecto de la influencia de la forma asimétrica de las distribuciones de densidad de probabilidad estimadas para los parámetros físicos en cada uno de los subciclos estudiados, las cuales lejos de ser gaussianas más bien asemejan distribuciones asimétricas como la gamma. Las largas colas de estas distribuciones pueden estar teniendo un efecto sobre las repeticiones del bootstrapping, pues al obtener muestras de estas regiones de menor probabilidad pero aún así no despreciables, los estimadores de correlación pueden encontrar valores bastante alejados de los de la media.

En el momento que hemos querido determinar si existía una relación entre la CD y la etapa del destello en el flujo (figura 4.8), los resultados no han sido concluyentes. Parece ser que la correlación flujo-porcentaje disminuye durante el inicio del destello, como puede verse en la figura 4.8a para la categoría dos, mientras que posee mayor variabilidad en las otras categorías. Además de este hecho, con nuestros datos y la limitada cantidad de subciclos no parece haber otras tendencias en el comportamiento de la relación entre la CD y las categorías. Se deja a trabajo futuro determinar una mejor manera de estudiar este comportamiento entre la correlación y las etapas de los destellos.

Tras estas observaciones puede recomendarse el uso del coeficiente de correlación de distancia como una manera de buscar correlaciones no lineales, incluso con conjuntos de datos de tamaño reducido, como ha sido el caso en este trabajo. No puede decirse lo mismo con la información mutua, pues se ha visto que se trata de un coeficiente muy sensible al tamaño de la muestra. En este trabajo la cantidad limitada de datos ejerció una gran influencia en la confianza de los valores de la IM

estimados, volviéndolos demasiado grandes como para poder hacer afirmaciones significativas acerca de la correlación.

En cuanto a los resultados de autocorrelación con la DCF (figuras 4.9, 4.10 y 4.11), en el caso del flujo se pierde la autocorrelación en el tiempo en intervalos de entre 50 y 100 días. Para el porcentaje de polarización, parece ocurrir lo mismo en un intervalo de tiempo mayor a los 50 días. Mientras que para el EVPA este intervalo de tiempo parece estar más cerca de los 40 días.

Adicionalmente, notamos un comportamiento ondulatorio que puede verse en las gráficas de la DCF. Hemos sospechado que este desarrollo puede indicar la presencia de una característica notoria en el espectro de potencias, probablemente la presencia de una periodicidad en la curva de luz. Sabemos que el espectro del proceso puede ser calculado por medio de la transformada de Fourier de su función de autocorrelación [Timmer and König, 1995]. Si estimamos el periodograma de Lomb-Scargle del resultado de la DCF, podemos obtener una estimación de la PSD del proceso (aunque sin olvidar que esto es una aproximación, ya que realmente el periodograma va como el espectro multiplicado por una distribución χ_2 con dos grados de libertad [Timmer and König, 1995]). Hemos realizado lo anterior para el flujo, con el objetivo de comparar el resultado con los periodogramas obtenidos con el código RobPer. Obtenemos un pico alrededor del periodo de 333 días. Esta característica también aparece en varios periodogramas de RobPer de los datos del monitoreo en SPM, donde es más notorio en los periodogramas obtenidos ajustando una curva senoidal con regresión S y τ , pero no aparece en los periodogramas de la curva histórica. Un análisis de la función ventana de la curva de la DCF muestra picos en los periodos de cinco y 365 días, por lo que puede determinarse que efectivamente se trata de efectos de aliasing.

Podemos ver en los periodogramas estimados con RobPer que los picos no alcanzan significancia, por lo que no podemos asegurar que exista una periodicidad en el comportamiento de la curva de luz en la banda R de 3C 279. Aún así, es necesario un análisis más detallado de los periodogramas para poder interpretar con mayor amplitud sus características. Por ejemplo, el comportamiento general ascendente de los periodogramas conforme nos vamos a periodos mayores lo atribuimos a que el eje de las ordenadas en estas gráficas representa un coeficiente de determinación cuyo valor máximo es 1, y que en términos generales nos indica qué tan pequeños son los errores del ajuste. Entonces, conforme nos movemos a periodos mayores empezamos a tener una cantidad similar de puntos sobre y bajo nuestra curva de ajuste, por lo que los errores pueden estarse anulando mutuamente. Hay entonces varios puntos que nos hacen tomar con cuidado los resultados con RobPer. El hecho de que la altura de las barras del periodograma estimado con RobPer está definida como el coeficiente de determinación, y que por lo tanto el máximo es 1 (aunado al efecto de tener la misma cantidad de puntos bajo y sobre la curva mencionado en el párrafo anterior) y la manera de considerar las incertidumbres en el flujo

como pesos estadísticos, principalmente, nos indican que el mejor curso de acción es buscar soporte al utilizar otros métodos de búsqueda de periodicidades

Tras la estimación de la función ventana, puede verse que los periodos de muestreo con un valor alto encontrados para la muestra de SPM son de 1 y 365 día, con una W mayor a 0.7, y de 32 días con una W mayor a 0.4. En el histórico los periodos de muestreo significativos son nuevamente 1 y 365 días ($W > 0.5$) y adicionalmente 1617 días pero con $W > 0.2$. Los periodos de 1, 32 y 365 días son fácilmente atribuibles a las observaciones diarias, las temporadas de observación asignadas por mes, y a la temporada anual en la cual la fuente no puede verse. Pero se desconoce una interpretación del periodo de muestreo de 1617 días, aunque su menor prominencia en la función ventana sugiere que puede tratarse de una casualidad.

Es oportuno señalar que puede verse que el monitoreo en SPM aporta información observacional valiosa, robusta y de gran potencial, que permite inferir características físicas y comportamientos de los blazares de frontera, pues los mismos aún no son bien entendidos.

6.1. Trabajo Futuro.

Es importante buscar completar el estudio por medio del análisis del comportamiento de la fuente en múltiples longitudes de onda, especialmente en relación con el desarrollo de la fuente en la banda del radio y en las altas energías. Buscar correlaciones entre el óptico y los rayos-X, o entre el óptico y el radio. Adicionalmente, si existiese una periodicidad en el comportamiento del brillo de la fuente originada en perturbaciones causadas por algún otro objeto que podrá estar entrando en el campo de visión con regularidad (otro objeto compacto, por ejemplo), ésta debiera verse reflejada en las curvas de luz de otras bandas del espectro electromagnético.

También, se busca complementar el proyecto de investigación por medio del estudio de distintos modelos teóricos de emisión en blázares para poder restringir y dar estimaciones del comportamiento físico de la fuente, por medio de la comparación con las observaciones polarimétricas, tanto las originadas por el proyecto de monitoreo en el OAN-SPM, como por los datos tomados por otros observatorios.

Se piensa en la posibilidad de analizar las series temporales con ayuda de herramientas del campo de los sistemas dinámicos. El estudio de sistemas dinámicos ha sido una fuente de métodos que permiten ampliar nuestro conocimiento de los procesos físicos. Por ejemplo, los sistemas caóticos se caracterizan por presentar series fuertemente dependientes [Feigelson and Babu, 1992] pero que sólo permiten realizar predicciones de su comportamiento en periodos cortos de tiempo. Esto se debe a que son muy sensibles a las condiciones iniciales. Su importancia radica en que a grandes rasgos parecen comportarse de manera aleatoria, sin embargo poseen subyacente un comportamiento determinista

en escalas pequeñas. Así, el análisis permitiría comprender mejor los procesos físicos del blázar al buscar discernir, de entre el aparente comportamiento aleatorio de las escalas de tiempo largas, los procesos deterministas en escalas de tiempo cortas. También podría considerarse el fenómeno desde el punto de vista de procesos no lineales ya que, inicialmente, no puede afirmarse si se está estudiando un sistema con una gran cantidad de grados de libertad, cada uno con su frecuencia característica, o si se trata de un proceso con pocos grados de libertad pero con interacciones de manera no lineal [Feigelson and Babu, 1992]. Revisar la literatura que trata de la aplicación de todos estos métodos a la astronomía parece recomendable. Campos del conocimiento como la geofísica, las finanzas, la medicina o la meteorología, por mencionar algunos, están buscando aumentar el uso de todas las herramientas estadísticas y matemáticas disponibles que puedan serles útiles en el estudio de los procesos de su correspondiente área de estudio, pues se ha llegado al punto en el que nos enfrentamos a sistemas compuestos por muchos componentes que interactúan de maneras complicadas. Entonces, es ideal que ocurra un desarrollo similar en el campo de la astrofísica, por medio de una mayor colaboración con otras ramas de la ciencia en la forma de una mayor discusión de los métodos de análisis. Y, especialmente, en esta era de cantidades inmensas de datos producto de los catastros actuales.

Como la significancia de los picos de los periodogramas no ha sido estudiada, se propone investigar acerca de pruebas de hipótesis que permitan determinar con mayor fuerza la autenticidad del comportamiento de las gráficas. Realizar estudios similares al presentado en este trabajo pero con una muestra de objetos podría permitir obtener resultados más generales que proporcionen un mayor conocimiento del fenómeno blázar. Una alternativa más sería estudiar las curvas de luz como una superposición de series temporales, como la suma de distintos colores de ruido o de series cuasiperiódicas.

Además de RobPer, existen otros métodos los cuales tienen el objetivo de estudiar periodicidades. Wavelets, aproximación bayesiana a la transformada de Fourier, algoritmo CLEAN, estimador de espectro de Brillinger, estimación directa cuadrática de espectro, máxima entropía, son algunos ejemplos de la literatura que podrían tener potencial en la búsqueda de periodicidades [Feigelson and Babu, 1992].

Apéndice A

Fundamentos Teóricos.

A.1. Acreción de un Agujero Negro.

Cuando consideramos el sencillo caso de una acreción esférica la máxima luminosidad que una fuente de masa M puede emitir para permanecer estable, esto es, con equilibrio entre la presión de radiación y la fuerza gravitacional, está dado por la *luminosidad de Eddington*:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GcM\mu m_p}{\sigma_e} \simeq 1.5 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ ergs s}^{-1}, \quad (\text{A.1})$$

donde G es la constante de gravitación universal, c es la velocidad de la luz en el vacío, μ es el peso molecular medio del gas ionizado que se acreta, m_p es la masa del protón y σ_e es la sección eficaz de Thomson. El valor de la constante 1.5×10^{38} está estimado para la metalicidad solar [Netzer, 2013]. A partir de esto se define la *tasa de Eddington* en términos de la luminosidad bolométrica y la luminosidad de Eddington:

$$\lambda_{Edd} = L_{bol}/L_{Edd}. \quad (\text{A.2})$$

Por otro lado, la luminosidad de Eddington puede ser asociada a la masa mínima que debe tener la fuente para emitir con una luminosidad L , conocida como *masa de Eddington*

$$M_{Edd} = 8 \times 10^5 L_{44} M_\odot, \quad (\text{A.3})$$

donde L_{44} es la luminosidad de la fuente expresada en unidades de $10^{44} \text{ ergs s}^{-1}$.

Podemos estimar la eficiencia η de este proceso de acreción si expresamos la tasa a la que el núcleo emite energía (su luminosidad) en términos de la tasa a la que la materia se acreta. Ya que la energía disponible a partir de cierta masa M está dada por $E = \eta Mc^2$,

$$L = \eta \dot{M} c^2 \quad (\text{A.4})$$

donde \dot{M} es la tasa de acreción. Se puede estimar que $\eta \approx 0.1$ [Peterson, 1997], lo que nos indica que, por ejemplo, para un cuásar con $L_{QSO} \approx 10^{46} \text{ ergs s}^{-1}$ se requeriría una tasa de acreción $\dot{M} \approx 2 M_\odot \text{ yr}^{-1}$.

Podemo además definir la *tasa de acreción de Eddington* \dot{M}_E como la tasa de acreción necesaria para mantener una luminosidad L_E :

$$\dot{M}_E = \frac{L_{Edd}}{\eta c^2} \approx 2.2 M_8 M_\odot \text{yr}^{-1}, \quad (\text{A.5})$$

donde M_8 es la masa de la fuente expresada en unidades de $10^8 M_\odot$. La tasa de acreción de Eddington estimada aquí es un límite superior en el caso de acreción esférica, pero puede ser excedida si la acreción no ocurre de manera esféricamente simétrica. Tal es el caso si la misma se presenta en un disco ecuatorial en el que la radiación se emita a lo largo del eje del disco.

A.2. Escalas de Tiempo Físicas para la Variabilidad en un AGN.

Hay varias escalas de tiempo importantes que pueden estar asociadas con la variabilidad observada en los AGN [Peterson, 2001]. Mencionaremos algunas siguiendo un orden decreciente [Edelson and Nandra, 1999]. Si la región emisora presenta baja profundidad óptica definimos al tiempo de cruce lumínico como:

$$t_{lc} = 0.011 (M_{BH}/10^7 M_\odot) (R/10R_S) \text{días}, \quad (\text{A.6})$$

donde R es la distancia al centro de masa y R_S es el radio de Schwarzschild. La escala de tiempo orbital viene dada por:

$$t_{orb} = 0.33 (M_{BH}/10^7 M_\odot) (R/10R_S)^{3/2} \text{días} \quad (\text{A.7})$$

Por otro lado tenemos las escalas de tiempo asociadas con el disco de acreción. La escala de tiempo térmica relacionada con las inestabilidades térmicas está dada por:

$$t_{th} = 5.3 (\alpha/0.01)^{-1} (M_{BH}/10^7 M_\odot) (R/R_S)^{3/2} \text{días}, \quad (\text{A.8})$$

donde α es el parámetro de viscosidad. Las inestabilidades mecánicas viajan por medio de ondas acústicas, dando origen a la escala de tiempo a la cual cruzan el disco:

$$t_{sound} = 33 \left(\frac{R}{100H} \right) \left(\frac{M_{BH}}{10^7 M_\odot} \right) \left(\frac{R}{10R_S} \right)^{3/2} \text{días}, \quad (\text{A.9})$$

donde H es el grosor del disco. Finalmente, las variaciones en la tasa de acreción se propagan en una escala de tiempo de «deriva»:

$$t_{drift} = 53000 \left(\frac{R}{H} \right)^2 \left(\frac{\alpha}{0.01} \right)^{-1} \left(\frac{M_{BH}}{10^7 M_\odot} \right) \left(\frac{R}{10R_S} \right)^{3/2} \text{días}. \quad (\text{A.10})$$

A.3. Emisión Sincrotrón.

La emisión que detectamos en el óptico cuando observamos fuentes tan puntuales y potentes como los blázares se atribuye, por diversas razones que ya hemos mencionado en la introducción, a radiación sincrotrón. Se trata de la emisión que partículas cargadas de características extremadamente relativistas emiten cuando se aceleran en un campo magnético. La huella de este proceso puede observarse ya sea en el monitoreo en diferentes bandas así como en las cualidades de la polarización que presenta esta radiación.

Por cuestiones de masa, la radiación de los electrones es dominante sobre la de protones, por lo cual en este análisis se considera solamente la emisión leptónica. Supongamos una población de electrones y un campo magnético isotrópico. Se considera que la región emisora consiste de una población de electrones con una distribución de energía que sigue una ley de potencias:

$$n(E)dE = kE^{-p}dE, \quad (\text{A.11})$$

donde k es una constante de normalización de la ley de potencias y p es el *índice de la ley de potencias*, ambos constantes. Debido a que la emisión es absorbida por los mismos electrones del plasma, existe en el espectro una frecuencia de quiebre o transición ν_{sa} , en la que la región emisora pasa de ser ópticamente gruesa a ser ópticamente delgada:

$$\nu_{sa} = \frac{3}{2} \left(\frac{eB}{2\pi m_e c} \right) \left(\frac{\mathcal{D}\gamma'^2}{1+z} \right), \quad (\text{A.12})$$

donde e es la carga del electrón, m_e su masa, γ' el factor de Lorentz en el sistema de referencia del emisor, B el campo magnético. En la región ópticamente gruesa el espectro va como:

$$f(\nu) \propto \nu^{5/2}, \quad (\text{A.13})$$

mientras que en el régimen ópticamente delgado:

$$f(\nu) \propto \nu^{(1-p)/2} \quad (\text{A.14})$$

En los FSRQ el pico sincrotrón suele encontrarse en el infrarrojo, por lo que para nuestras observaciones en el óptico nos interesa el régimen ópticamente delgado. En este caso, la luminosidad sincrotrónica viene dada por:

$$\nu L_\nu(p) = \frac{3^{(p+3)/2}}{2^{(p+1)/2}} a(p) \frac{4}{3} c \sigma_T U_B k \left(\frac{\nu}{\nu_B} \right)^{(3-p)/2}, \quad (\text{A.15})$$

donde σ_T es la sección eficaz de Thomson, $U_B = B^2/8\pi$ es la densidad de energía magnética, $\nu_B = eB/2\pi m_e c$ y la constante $a(p)$ está definida como:

$$a(p) = \frac{2^{(p-1)/2} \sqrt{3} \Gamma[(3p-1)/12] \Gamma[(3p+19)/12] \Gamma[(p+5)/4]}{8\sqrt{\pi} (p+1) \Gamma[(p+7)/4]}, \quad (\text{A.16})$$

donde $\Gamma(x)$ representa la función Gamma.

A.4. Emisión Polarizada en el Jet de los Blázares.

Una sola partícula cargada emitiendo radiación sincrotrón confiere propiedades de polarización a esta emisión, específicamente, la radiación se vuelve polarizada elípticamente. Cuando se presenta un plasma con una distribución de electrones, las componentes elípticas de la polarización se cancelan, lo que produce que observemos polarización lineal. Esto nos permite caracterizar la radiación por su potencia en las direcciones perpendicular y paralela a la proyección del campo magnético en el plano del cielo [Rybicki and Lightman, 2004]:

$$P_{\perp}(2\pi\nu) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \text{Sen}\varphi}{4\pi m_e c^2} [F(x) + G(x)], \quad P_{\parallel}(2\pi\nu) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \text{Sen}\varphi}{4\pi m_e c^2} [F(x) - G(x)], \quad (\text{A.17})$$

donde φ es el ángulo entre la velocidad del electrón y la dirección del campo magnético, y:

$$F(x) = x \int_x^{\text{inf}} K_{5/3}(x) dx, \quad G(x) = x K_{2/3}(x), \quad x = \omega/\omega_c, \quad \omega_c = \frac{3}{2} \gamma^2 \omega_B \text{Sen}\phi, \quad \omega_B = \frac{eB}{m_e c}, \quad (\text{A.18})$$

y $K_{5/3}(x)$ y $K_{2/3}(x)$ son funciones modificadas de Bessel.

A.4.1. Parámetros de Stokes.

Una manera de caracterizar una onda cuasi-monocromática de \mathbf{k} y ω determinados y su polarización es por medio de cuatro cantidades definidas a partir de observables: los parámetros de Stokes. Superponiendo dos oscilaciones perpendiculares del vector de campo eléctrico de la onda tales que

$$\mathbb{E} = (\hat{\mathbf{x}}E_1 + \hat{\mathbf{y}}E_2)e^{-i\omega t}, \quad (\text{A.19})$$

$$E_1 = \mathcal{E}_1 \text{Cos}(\omega t - \phi_1), \quad E_2 = \mathcal{E}_2 \text{Cos}(\omega t - \phi_2), \quad (\text{A.20})$$

podemos construir el caso más general de polarización. La orientación de la elipse que forman estas dos oscilaciones en el plano puede ser cualquiera, por lo que denotaremos θ al ángulo que forma el eje mayor de esta elipse con los ejes x y y o algún eje de referencia. Además, β es el ángulo tal que la razón entre los ejes menor y mayor de la elipse es $\text{Tan}\beta$. Los parámetros de Stokes se definen como [Rybicki and Lightman, 2004]:

$$I = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_0, \quad (\text{A.21})$$

$$Q = \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_0 \text{Cos}(2\beta) \text{Cos}(2\theta), \quad (\text{A.22})$$

$$U = 2\mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2 \text{Cos}(\phi_1 - \phi_2) = \mathcal{E}_0^2 \text{Cos}(2\beta) \text{Sen}(2\theta) \quad (\text{A.23})$$

$$V = 2\mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2 \text{Sen}(\phi_1 - \phi_2) = \mathcal{E}_0^2 \text{Sen}(2\beta) \quad (\text{A.24})$$

Sean entonces I_1 e I_2 las intensidades observadas de estas dos oscilaciones perpendiculares, ambas ocurriendo en el plano perpendicular a la dirección de propagación de la onda electromagnética:

$$I_1 = \frac{c}{8\pi} \mathcal{E}_0^2 \text{Cos}^2(\beta), I_2 = \frac{c}{8\pi} \mathcal{E}_0^2 \text{Sen}^2(\beta), \quad (\text{A.25})$$

entonces:

$$I = I_1 + I_2, \quad (\text{A.26})$$

$$Q = (I_1 - I_2) \text{Cos}(2\theta), \quad (\text{A.27})$$

$$U = (I_1 - I_2) \text{Sen}(2\theta), \quad (\text{A.28})$$

$$V = (I_1 - I_2) \text{Tan}(2\beta). \quad (\text{A.29})$$

El parámetro I define la intensidad total de la radiación, Q y U proporcionan la orientación de la elipse de polarización y V es el parámetro de circularidad. Podemos ver que de manera alterna:

$$\text{Sen}(2\beta) = V/I, \quad \text{Tan}(2\theta) = U/Q. \quad (\text{A.30})$$

Un conjunto arbitrario de parámetros de Stokes puede ser representado como la superposición de una onda completamente no polarizada con otra onda completamente polarizada elípticamente. La fracción de polarización de una onda parcialmente polarizada está determinada entonces por:

$$\Pi = \frac{I_{pol}}{I} = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}. \quad (\text{A.31})$$

En la práctica cuando se trabaja con blázares, la polarización circular es despreciable, por lo que sólo se analiza la polarización lineal ($V = 0$). Se definen los parámetros de Stokes normalizados como:

$$q = Q/I = \Pi \text{Cos}(2\theta), \quad (\text{A.32})$$

$$u = U/I = \Pi \text{Sen}(2\theta). \quad (\text{A.33})$$

Cuando se realizan observaciones con un polarizador lineal, si I_{max} y I_{min} son las intensidades máxima y mínima, respectivamente, medidas en posiciones ortogonales, el porcentaje de polarización puede determinarse por:

$$\Pi = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}. \quad (\text{A.34})$$

En el caso de emisión polarizada de origen sincrotrón, el porcentaje de polarización para partículas de energía γ es:

$$\Pi(\omega) = \frac{P_{\perp}(\omega) - P_{\parallel}(\omega)}{P_{\perp}(\omega) + P_{\parallel}(\omega)} = \frac{G(x)}{F(x)}. \quad (\text{A.35})$$

Además, para partículas con una distribución de energías de ley de potencias, podemos expresar el

porcentaje de polarización como:

$$\Pi = \frac{p+1}{p+7/3}. \tag{A.36}$$

De esta manera, teóricamente el máximo porcentaje de polarización es 75 %.

A.5. Análisis Estadístico de los Datos.

A.5.1. Series Temporales

Una *serie temporal* es un conjunto de observaciones x_t cada una de las cuales es registrada en un tiempo t . Cuando los tiempos en los que se registran las observaciones forman un conjunto discreto T_0 tenemos una *serie temporal discreta*, el cual es el caso en las ciencias naturales como lo es en la astrofísica. El análisis de esta clase de datos tiene por objetivo obtener inferencias. Pero antes de esto, es necesario seleccionar un modelo o familia de modelos, los cuales puedan ser evaluados por su bondad de ajuste, y utilizados para ampliar nuestro conocimiento del fenómeno estudiado.

Mucha de la teoría estadística está enfocada en estudiar muestras aleatorias de variables independientes. En cambio, en el análisis de series temporales se debe tomar en cuenta el orden de las observaciones, pues observaciones consecutivas no son necesariamente independientes. Por otro lado, la mayoría de las series temporales son *estocásticas*, en el sentido de que sus valores futuros sólo pueden ser predichos de manera aproximada, ya que sólo son determinados parcialmente por los valores pasados. De este modo, se trabaja con la idea de que los valores futuros tienen una *distribución de probabilidad* condicionada por los valores pasados.

Un modelo de serie temporal para los datos observados $\{x_t\}$ es una especificación de las *distribuciones conjuntas* (o posiblemente sólo las medias y covarianzas) de una secuencia de variable aleatorias $\{X_t\}$ de las cuales $\{x_t\}$ se postula como solamente una realización [Brockwell and Davis, 2002]. Al conjunto de todas las realizaciones posibles se le denomina *ensamble*. En la práctica usualmente no se especifican todas las distribuciones conjuntas, sino solamente los primeros dos momentos, es decir, los valores esperados $E(X_t)$ y los productos esperados $E(X_{t+h}X_t)$, para $t = 1, 2, \dots$, y $h = 0, 1, 2, \dots$, analizándose las propiedades de segundo orden basadas en estas distribuciones.

Una serie temporal $\{X_t\}$ se dice que es **estacionaria** si, a grandes rasgos, no hay un cambio sistemático en la media y en la varianza. En otros términos, si tiene propiedades estadísticas similares a los de una serie desplazada en el tiempo $\{X_{t+h}\}$. Formalmente, se dice que es *débilmente* estacionaria si los dos primeros momentos no dependen del tiempo, es decir, si tanto la función **media**

$$\mu_X(t) = E(X_t), \tag{A.37}$$

como la función **covarianza**

$$\gamma_X(r, s) = Cov(X_r, X_s) = E[(X_r - \mu_X(r))(X_s - \mu_X(s))], \quad (\text{A.38})$$

para todos los enteros r y s , es independiente tanto de t como de h . Es común referirse a esta clase de series temporales como sólomente series estacionarias, obviando el término débilmente. Cuando estas condiciones no se cumplen, se designa a la serie como *no estacionaria*. La mayoría de la teoría trabaja con series estacionarias, por lo que cuando se estudia una serie no estacionaria suele tratar de convertírsele a una serie estacionaria.

Otras dos funciones importantes que ayudan a caracterizar una serie temporal son la **función de autocovarianza** (ACVF, del inglés *autocovariance function*):

$$\gamma_X(h) = Cov(X_{t+h}, X_t), \quad (\text{A.39})$$

y la **función de autocorrelación** (ACF, del inglés *autocorrelation function*):

$$\rho_X(h) = \frac{\gamma_X(h)}{\gamma_X(0)} = Cor(X_{t+h}, X_t). \quad (\text{A.40})$$

Cuando trabajamos con una muestra de la serie temporal, la **función de autocovarianza muestral** está dada por:

$$\hat{\gamma}(h) = \frac{1}{n} \sum_{t=1}^{n-|h|} (x_{t+|h|} - \bar{x})(x_t - \bar{x}), \quad -n < h < n, \quad (\text{A.41})$$

donde \bar{x} es la media muestral. Mientras que la **función de autocorrelación muestral** está definida por:

$$\hat{\rho}(h) = \frac{\hat{\gamma}(h)}{\hat{\gamma}(0)}, \quad -n < h < n. \quad (\text{A.42})$$

Algunos modelos de Series Temporales.

Una secuencia compuesta por variables aleatorias no correlacionadas, con media cero y varianza σ^2 , es denominada **ruido blanco** y se denota por

$$X_t \approx WN(0, \sigma^2). \quad (\text{A.43})$$

Una **caminata aleatoria** es una serie con media cero y $Cov(X_{t+h}, X_t) = t\sigma^2$, por lo cual no es estacionaria.

A.5.2. Correlación.

Supóngase que se tienen dos conjuntos de observaciones simultáneas, dos series temporales $\{x_t\}$ y $\{y_t\}$. A estas observaciones se les puede considerar como una realización finita de un proceso estocástico *bivariado* discreto. En este caso puede existir una dependencia entre las dos variables. Anteriormente

se mencionó la autocorrelación, la cual nos determina la dependencia de la serie consigo misma. De manera análoga, podemos definir la correlación cruzada entre las dos series temporales, por medio de la **covarianza** entre las dos series [Chatfield, 1996]:

$$Cov(X, Y) = E[(X - \mu_x)(Y - \mu_y)]. \quad (\text{A.44})$$

La covarianza es difícil de interpretar, ya que depende de las unidades de x_t y y_t . Por esto, puede estandarizarse dividiéndola por el producto de las desviaciones estándar de las dos variables, a lo que se le denomina **coeficiente de correlación de momento-producto de Pearson** [Papoulis, 1991]

$$r = \frac{Cov(X, Y)}{\sigma_X \sigma_Y}, \quad (\text{A.45})$$

el cual siempre se ubica entre -1 y 1 . Cuando $r = -1$ tenemos que las dos variables están anticorrelacionadas linealmente, mientras que cuando $r = 1$ las variables están correlacionadas linealmente.

Sin embargo, en la práctica este coeficiente tiene algunas desventajas: solamente es sensible a correlaciones lineales, no es robusto, y cuando su valor es igual a cero las series temporales o vectores no necesariamente son independientes. Debido a esto, se propone, por primera vez en el estudio de fotopolarimetría, el uso de dos estadísticos para estudiar las variaciones a largo plazo del blázar 3C 279: la **correlación de distancia** y la **información mutua**. Estos estadísticos tienen la ventaja de que son sensibles a dependencias no lineales entre las dos variables.

Correlación de Distancia.

La *correlación de distancia* empírica es el número no negativo definido por [Székely et al., 2007]:

$$dCor_n^2(X, Y) = \frac{dCov_n^2(X, Y)}{\sqrt{dVar_n^2(X)dVar_n^2(Y)}}, \quad (\text{A.46})$$

en términos de la *covarianza de distancia* empírica:

$$dCov_n^2(X, Y) = \frac{1}{n^2} \sum_{k,l=1}^n A_{kl} B_{kl}, \quad (\text{A.47})$$

la *varianza de distancia*:

$$dVar_n^2(X) = dCov_n^2(X, X) = \frac{1}{n^2} \sum_{k,l=1}^n A_{kl}^2, \quad (\text{A.48})$$

donde n es el número de observaciones, y si $\|\cdot\|$ denota norma euclidiana, entonces:

$$a_{kl} = \|X_k - X_l\|, \hat{a}_{k\cdot} = \frac{1}{n} \sum_{l=1}^n a_{kl}, \hat{a}_{\cdot l} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n a_{kl}, \hat{a}_{\cdot\cdot} = \frac{1}{n^2} \sum_{k,l=1}^n a_{kl}, A_{kl} = a_{kl} - \hat{a}_{k\cdot} - \hat{a}_{\cdot l} + \hat{a}_{\cdot\cdot}, \quad (\text{A.49})$$

donde $k, l = 1, 2, \dots, n$. Y de manera similar para Y : $b_{kl} = \|Y_k - Y_l\|$ y $B_{kl} = b_{kl} - \hat{b}_{k\cdot} - \hat{b}_{\cdot l} + \hat{b}_{\cdot\cdot}$.

La correlación de distancia puede tomar valores entre 0 y 1, y tiene la propiedad de que es igual a 0 **si y sólo si** X y Y son independientes.

Información Mutua.

La *información mutua* es un estadístico del campo de la teoría de información y de teoría de la probabilidad que mide la reducción en la *incertidumbre* (en el enfoque de información) acerca de la variable X cuando averiguamos valores de Y , es decir, estima la información contenida en Y acerca de X .

En teoría de la información, dada una variable discreta aleatoria X , debido a su naturaleza estocástica la información que esta variable nos puede transmitir se maneja como otra variable aleatoria, $I(X)$. Claude Shannon definió que a la media de esta segunda variable aleatoria se le denomina *entropía* $H(X)$ [Applebaum, 2008]

$$H(X) = E(I(X)) = - \sum_{j=1}^n p_j \log_2(p_j), \quad (\text{A.50})$$

donde p_j es la probabilidad de que el evento x_j sea observado. De manera similar a como se maneja en análisis de series temporales, cuando tenemos dos variables aleatorias X y Y podemos estudiar la correlación entre ellas por medio del análisis de la entropía y la información entre ellas. La **información mutua** está definida como:

$$I(X, Y) = H(X) - H(X|Y) = H(Y) - H(Y|X) \geq 0, \quad (\text{A.51})$$

donde $H(X|Y)$ es la **entropía condicional** de X dado Y :

$$H(X|Y) = - \sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^m p(x_j, y_k) \log_2 [p(x_j|y_k)], \quad (\text{A.52})$$

donde $p(x|y)$ es la probabilidad condicional de que ocurra x_j dado que observamos y_k . De este modo, podemos expresar la información mutua como:

$$I(X, Y) = \sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^m p(x_j, y_k) \log_2 \left[\frac{p(x_j, y_k)}{p(x_j)p(y_k)} \right] \quad (\text{A.53})$$

donde $p(x, y)$ es la *función de distribución de probabilidad conjunta* de X y Y , y $p(x)$ y $p(y)$ son las *funciones de distribución de probabilidad marginal* de X y Y respectivamente. La información mutua tiene la propiedad de que $I(X, Y) = 0$ si y sólo si X y Y son independientes.

En este trabajo se estimó las funciones de densidad de probabilidad por medio del *histograma normalizado* de las variables de interés. Un histograma es una gráfica de barras, en la cual el eje de las ordenadas representa la frecuencia de ocurrencia de las distintas clases de la variable de estudio, y el eje de las abscisas contiene las agrupaciones o clasificaciones de la misma [Ross, 2004]. Cuando normalizamos el eje de frecuencias obtenemos un estimado de la probabilidad de ocurrencia de una observación en cierta clase o agrupación.

A.5.3. Optimización con algoritmo MCMC.

Los métodos Monte Carlo de Cadena de Markov (*Markov Chain Monte Carlo*, MCMC por sus siglas en inglés) consisten en una clase de algoritmos creados con el objetivo general de obtener información acerca de una distribución de probabilidad [Gilks et al., 1996]. Cuando se utilizan para ajustar un modelo a una serie de datos, las cadenas de Markov proporcionan una manera eficiente de barrer un espacio de parámetros multidimensional, dando como resultado una muestra que sigue la distribución estadística conjunta de tales parámetros, lo que permite estimar intervalos de confianza de los mismos. Para este trabajo se utilizó el algoritmo *Metropolis* de caminata aleatoria [Gilks et al., 1996]. Se inició la cadena con un estado arbitrario X_0 , y para desplazarse en el espacio de parámetros se propone en cada iteración un nuevo estado X_{t+1} , a partir de un paso elegido aleatoriamente siguiendo una distribución normal (en el caso del ajuste hecho en el capítulo 5, con media igual a cero, y desviación estándar igual a 0.1 para el parámetro α e igual a uno para el parámetro β). Como el largo y dirección del paso propuesto sigue una distribución simétrica independiente del estado actual, este desarrollo le confiere la característica de una caminata aleatoria. Ahora bien, el nuevo estado es aceptado en la cadena con una probabilidad $\alpha(X_t, X_{t+1})$, donde

$$\alpha(X_t, X_{t+1}) = \min\left(1, \frac{L_{t+1}}{L_t}\right), \quad (\text{A.54})$$

donde L es el *likelihood* (o *verosimilitud*) definido por

$$L = e^{-\chi^2/2}, \quad (\text{A.55})$$

y χ^2 es el parámetro de ajuste por minimización de errores ya conocido:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N (x_i - y_i)^2, \quad (\text{A.56})$$

donde x_i es la observación y y_i el ajuste para el tiempo i y N el total de observaciones. Entonces con este algoritmo, en el caso de optimización, lo que se busca es *minimizar* χ^2 por medio de la *maximización del likelihood*. En este trabajo, tras correr el algoritmo, para determinar los intervalos de confianza de los parámetros estimados se ha marginalizado la distribución conjunta estimada, por medio de histogramas de los estados visitados por la cadena. Es decir, un histograma para todos los valores aceptados de α y otro para todos los valores de β . Luego se determinó, por medio de la función acumulada de estos histogramas, las dos barras entre las cuales se encuentra el 68 % del total de cuentas. La función acumulada F de cualquier función discreta $f(x)$ es simplemente $F(x_i) = \sum_{k=0}^{k=i} f(x_k)$.

A.5.4. Periodograma de Lomb-Scargle.

El periodograma de Lomb-Scargle es una herramienta basada en una definición distinta de la clásicamente utilizada para los periodogramas, diseñada para estudiar series temporales que no han sido muestreadas uniformemente en el tiempo, como ocurre usualmente en los datos astronómicos CITAR SCARGLE, con el objetivo de detectar señales periódicas débiles. La barra $P_X(\omega)$ para cada frecuencia ω de una serie temporal X se define como:

$$P_X(\omega) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\left[\sum_j X_j \cos \omega (t_j - \tau) \right]^2}{\sum_j \cos^2 \omega (t_j - \tau)} + \frac{\left[\sum_j X_j \sin \omega (t_j - \tau) \right]^2}{\sum_j \sin^2 \omega (t_j - \tau)} \right\}, \quad (\text{A.57})$$

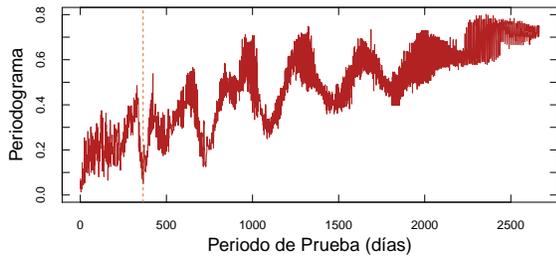
donde τ está definida por:

$$\tan(2\omega\tau) = \frac{\sum_j \sin(2\omega t_j)}{\sum_j \cos(2\omega t_j)}, \quad (\text{A.58})$$

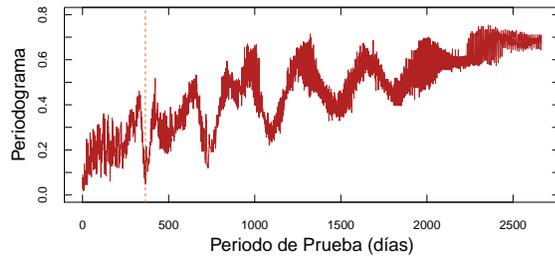
para cada observación j .

Apéndice B

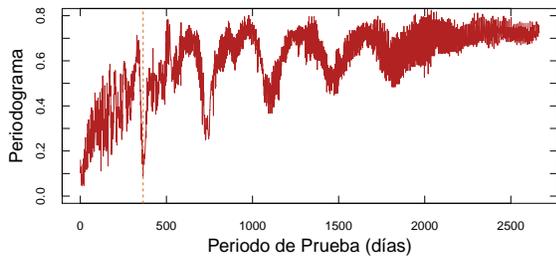
Periodogramas de 3C 279 obtenidos con RobPer.



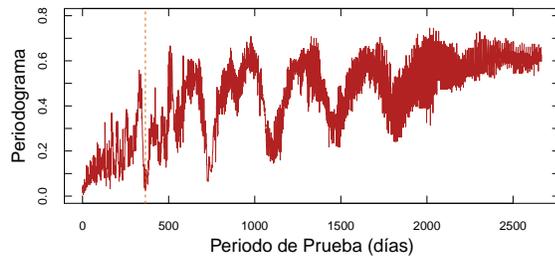
(a) Regresión de mínimos cuadrados (L2).



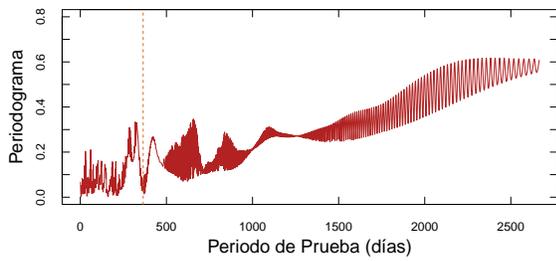
(b) Regresión-M con función de Huber.



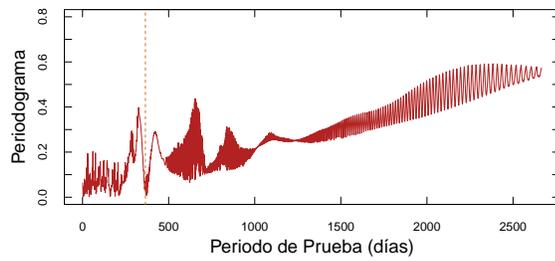
(c) Regresión-S.



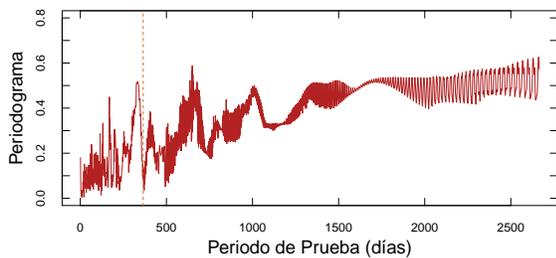
(d) Regresión- τ .



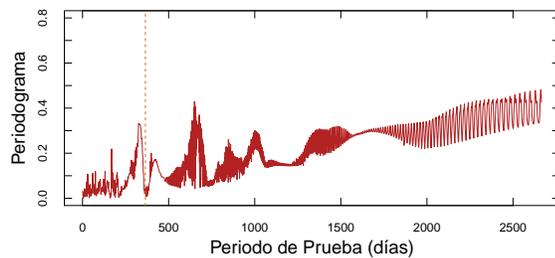
(e) Regresión de mínimos cuadrados (L2).



(f) Regresión-M con función de Huber.

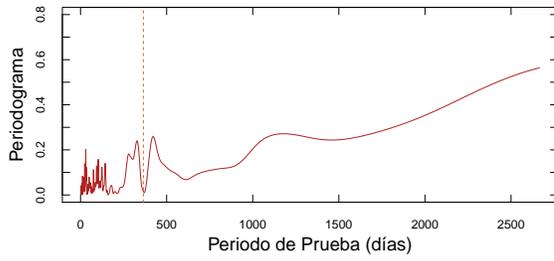


(g) Regresión-S.

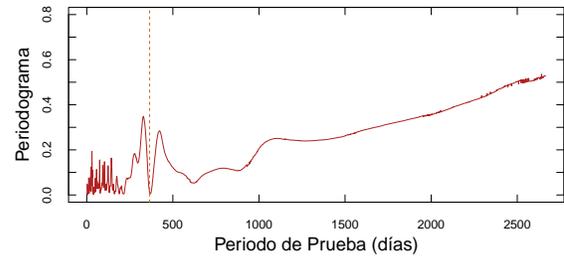


(h) Regresión- τ .

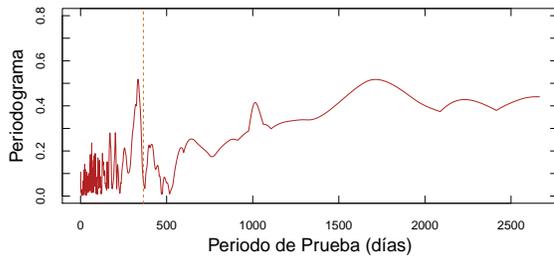
Figura B.1. Periodogramas de la curva de luz de 3C279 del monitoreo en SPM, ajustando modelo de función escalón (primeras cuatro gráficas) y modelo de splines (últimas cuatro gráficas), considerando las incertidumbres en el flujo.



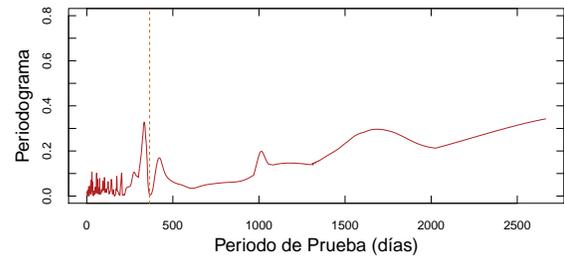
(a) Regresión de mínimos cuadrados (L2).



(b) Regresión-M con función de Huber.

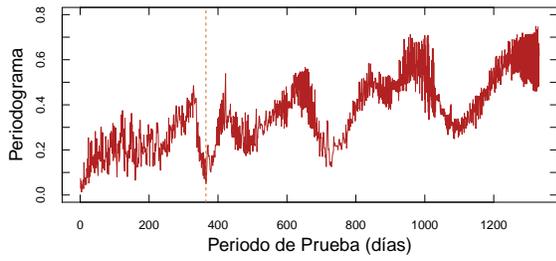


(c) Regresión-S.

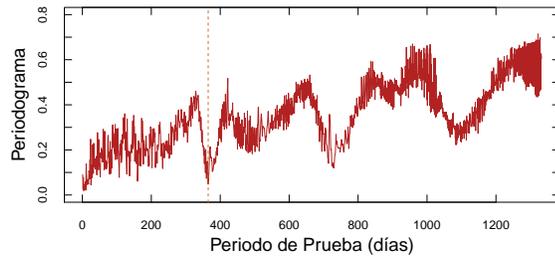


(d) Regresión- τ .

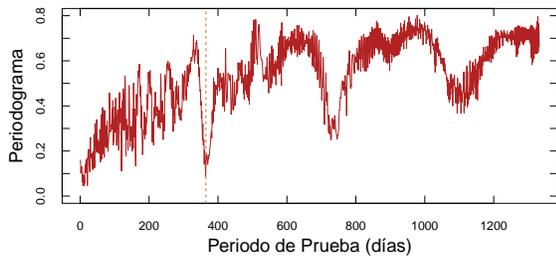
Figura B.2. Periodogramas de la curva de luz de 3C279 del monitoreo en SPM, ajustando modelo de función senoidal, considerando las incertidumbres en el flujo.



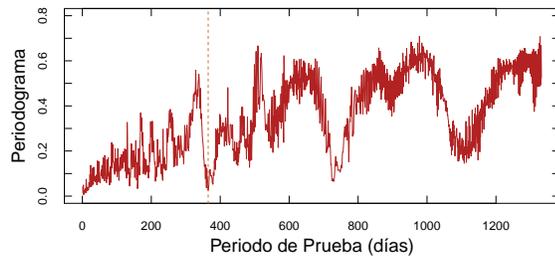
(a) Regresión de mínimos cuadrados (L2).



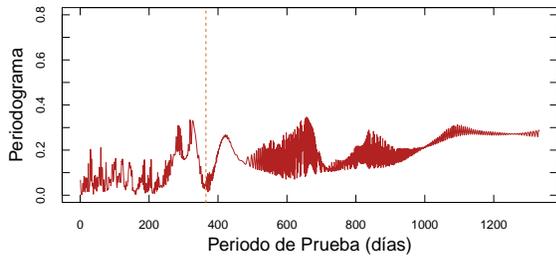
(b) Regresión-M con función de Huber.



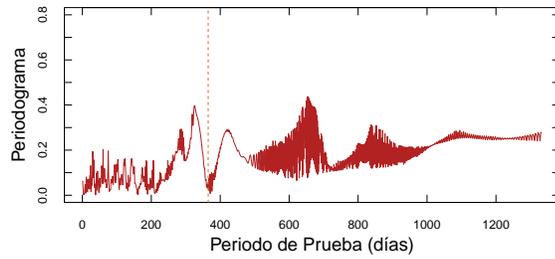
(c) Regresión-S.



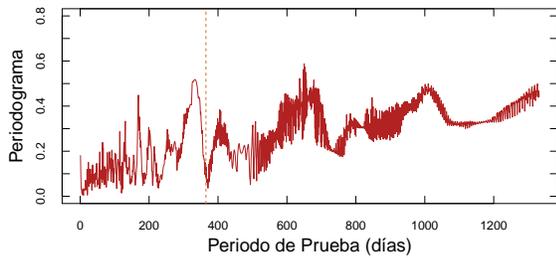
(d) Regresión- τ .



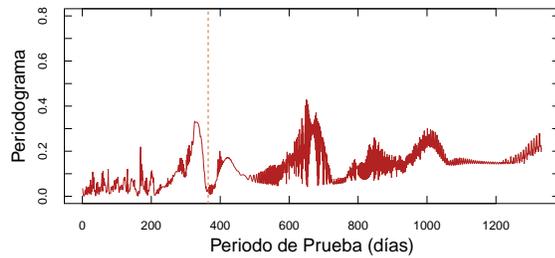
(e) Regresión de mínimos cuadrados (L2).



(f) Regresión-M con función de Huber.

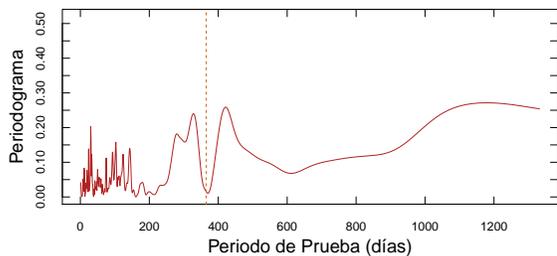


(g) Regresión-S.

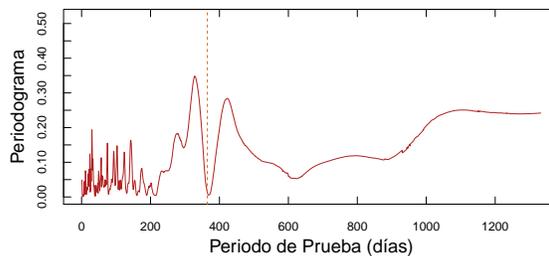


(h) Regresión- τ .

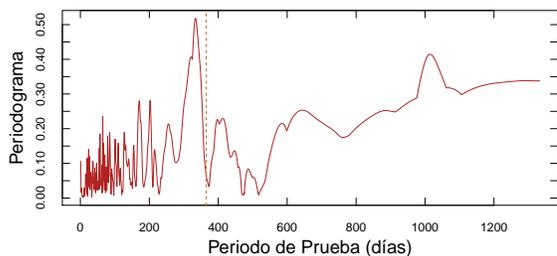
Figura B.3. Periodogramas de la curva de luz de 3C279 del monitoreo en SPM, ajustando modelo de función escalón (primeras cuatro gráficas) y modelo de splines (últimas cuatro gráficas), considerando las incertidumbres en el flujo. Períodos de prueba de 1 a 1332 días.



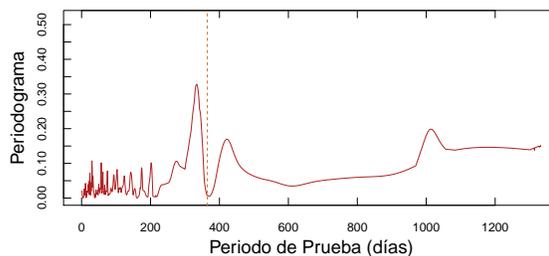
(a) Regresión de mínimos cuadrados (L2).



(b) Regresión-M con función de Huber.

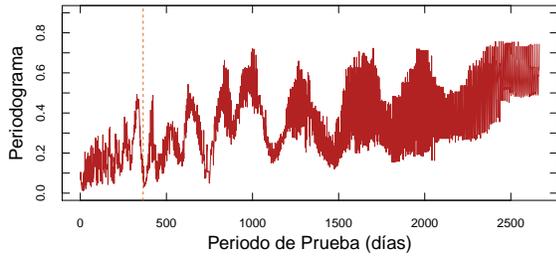


(c) Regresión-S.

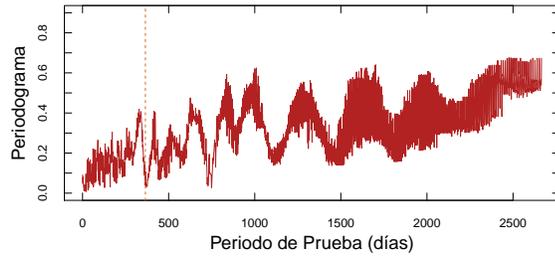


(d) Regresión- τ .

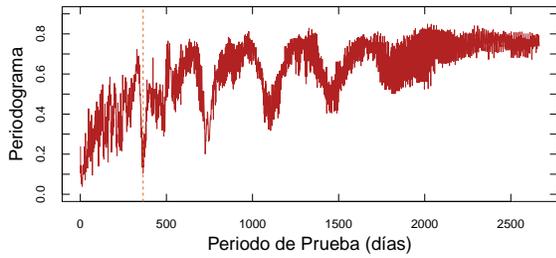
Figura B.4. Periodogramas de la curva de luz de 3C279 del monitoreo en SPM, ajustando modelo de función senoidal, considerando las incertidumbres en el flujo. Períodos de prueba de 1 a 1332 días.



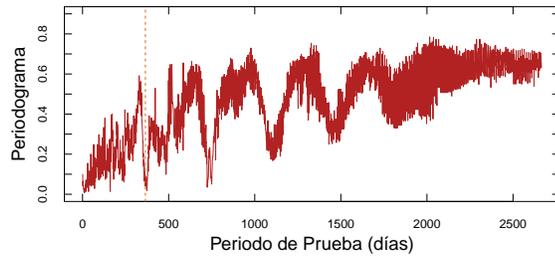
(a) Regresión de mínimos cuadrados (L2).



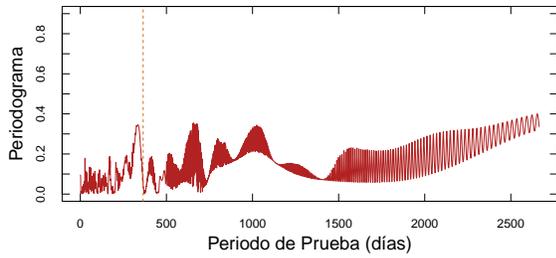
(b) Regresión-M con función de Huber.



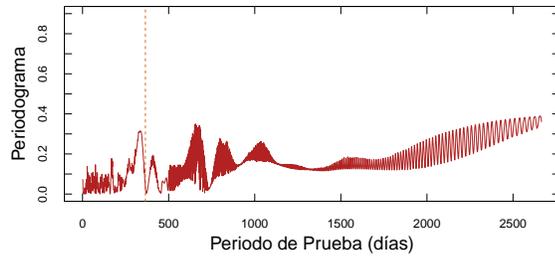
(c) Regresión-S.



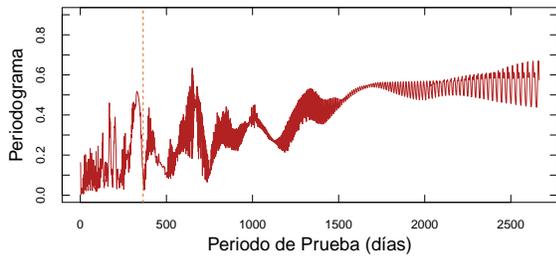
(d) Regresión- τ .



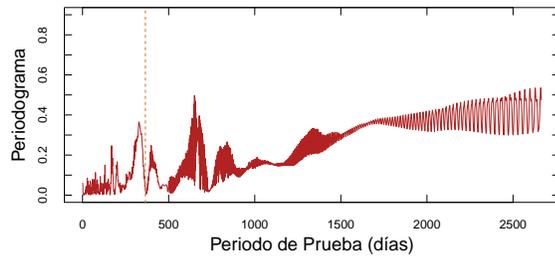
(e) Regresión de mínimos cuadrados (L2).



(f) Regresión-M con función de Huber.

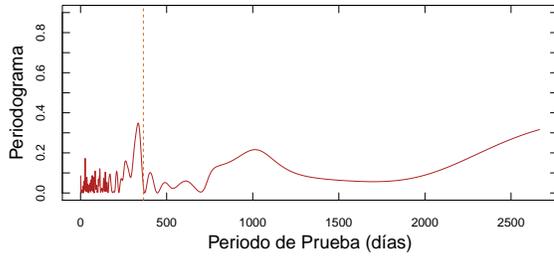


(g) Regresión-S.

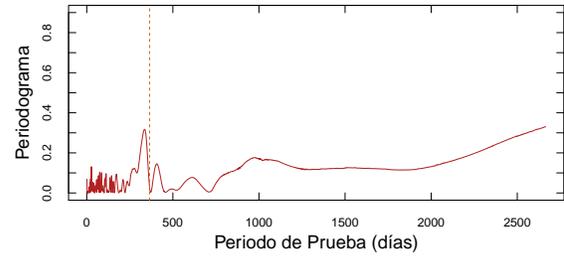


(h) Regresión- τ .

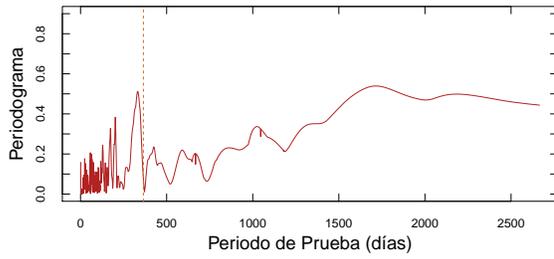
Figura B.5. Periodogramas de la curva de luz de 3C279 del monitoreo en SPM, ajustando modelo de función escalón (primeras cuatro gráficas) y modelo de splines (últimas cuatro gráficas), despreciando las incertidumbres en el flujo.



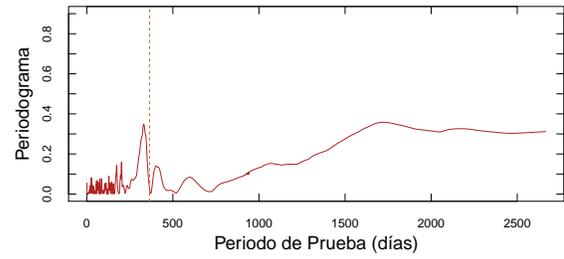
(a) Regresión de mínimos cuadrados (L2).



(b) Regresión-M con función de Huber.

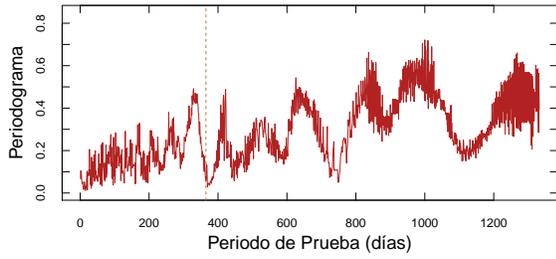


(c) Regresión-S.

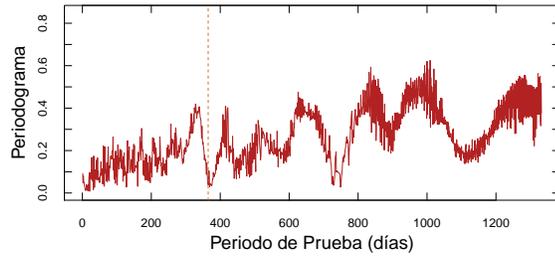


(d) Regresión- τ .

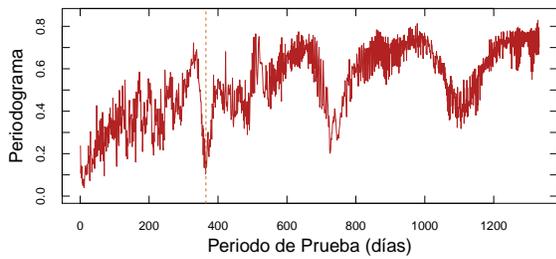
Figura B.6. Periodogramas de la curva de luz de 3C279 del monitoreo en SPM, ajustando modelo de función senoidal, despreciando las incertidumbres en el flujo.



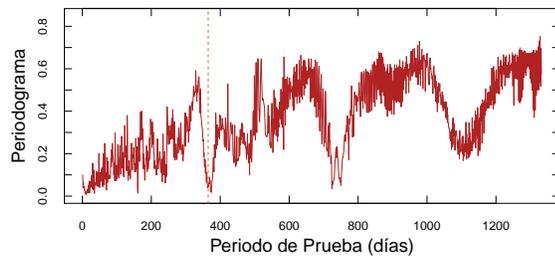
(a) Regresión de mínimos cuadrados (L2).



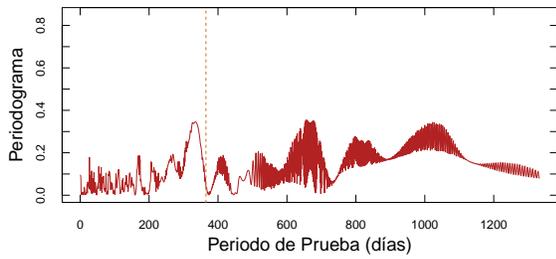
(b) Regresión-M con función de Huber.



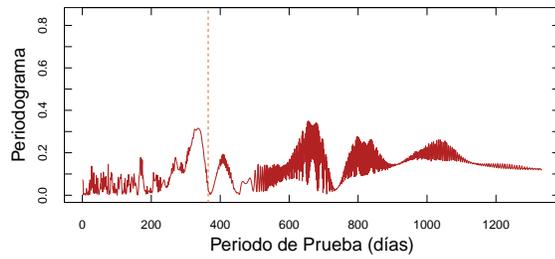
(c) Regresión-S.



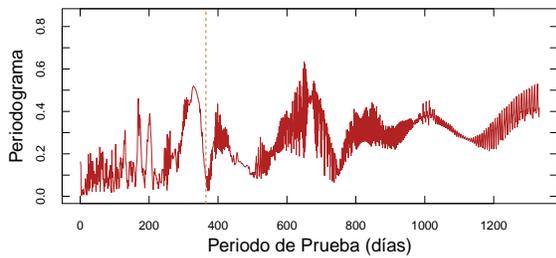
(d) Regresión- τ .



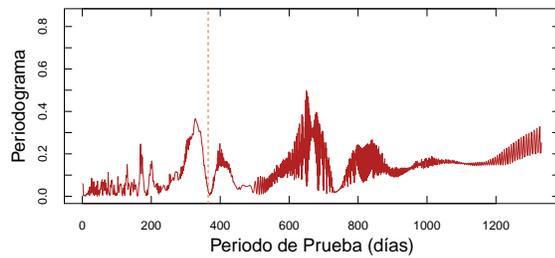
(e) Regresión de mínimos cuadrados (L2).



(f) Regresión-M con función de Huber.

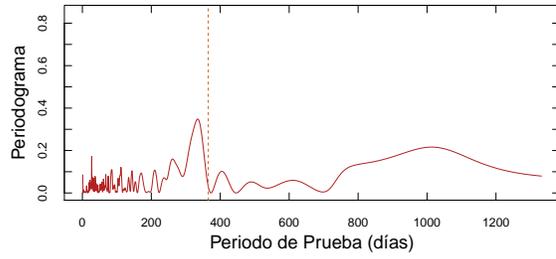


(g) Regresión-S.

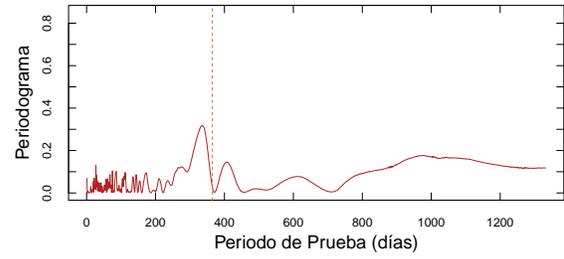


(h) Regresión- τ .

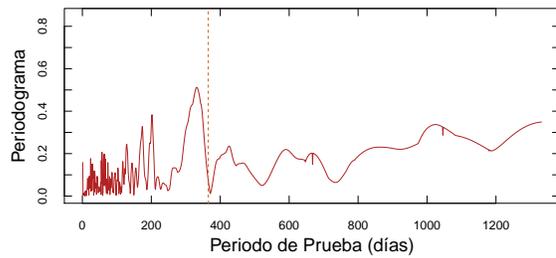
Figura B.7. Periodogramas de la curva de luz de 3C279 del monitoreo en SPM, ajustando modelo de función escalón (primeras cuatro gráficas) y modelo de splines (últimas cuatro gráficas), despreciando las incertidumbres en el flujo. Períodos de prueba de 1 a 1332 días.



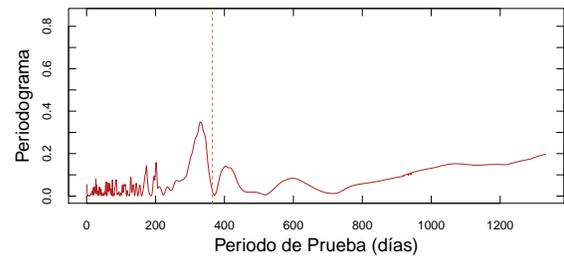
(a) Regresión de mínimos cuadrados (L2).



(b) Regresión-M con función de Huber.

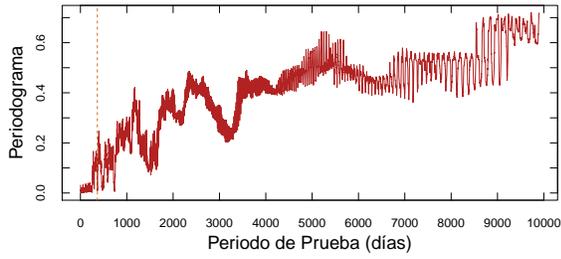


(c) Regresión-S.

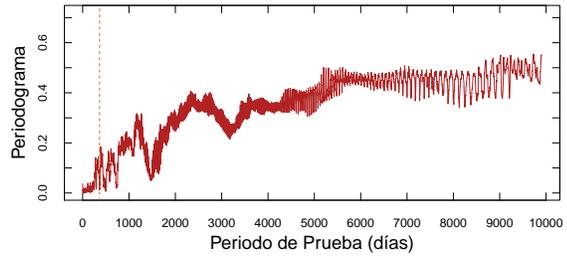


(d) Regresión- τ .

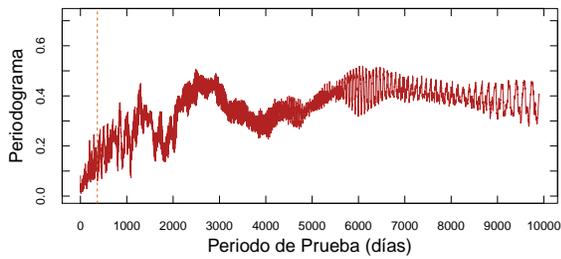
Figura B.8. Periodogramas de la curva de luz de 3C279 del monitoreo en SPM, ajustando modelo de función senoidal, despreciando las incertidumbres en el flujo. Períodos de prueba de 1 a 1332 días.



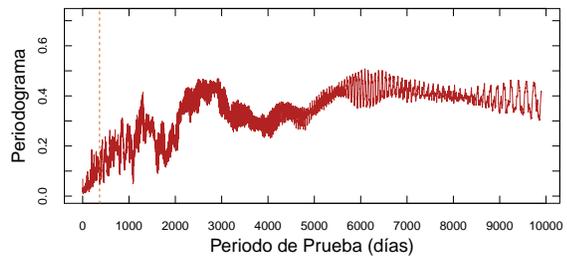
(a) Regresión de mínimos cuadrados (L2).



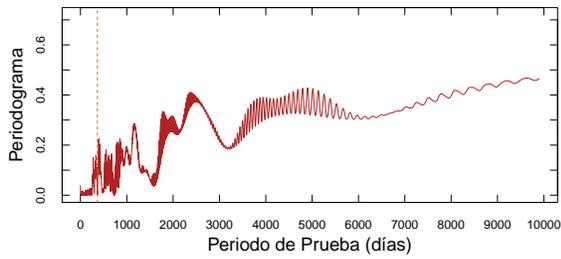
(b) Regresión-M con función de Huber.



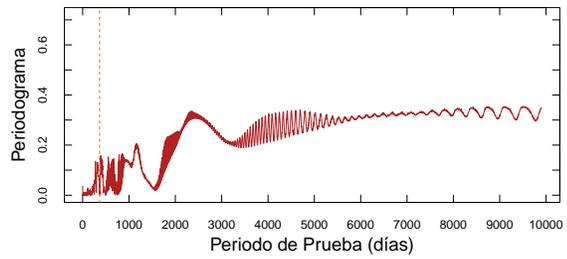
(c) Regresión-S.



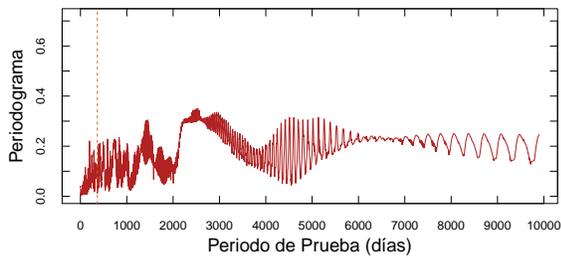
(d) Regresión- τ .



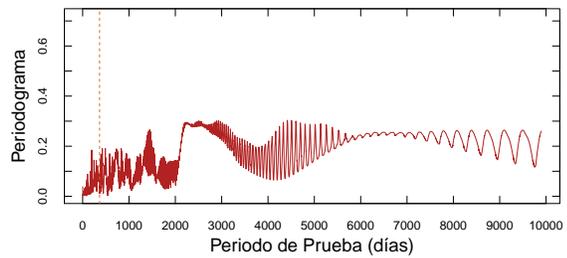
(e) Regresión de mínimos cuadrados (L2).



(f) Regresión-M con función de Huber.

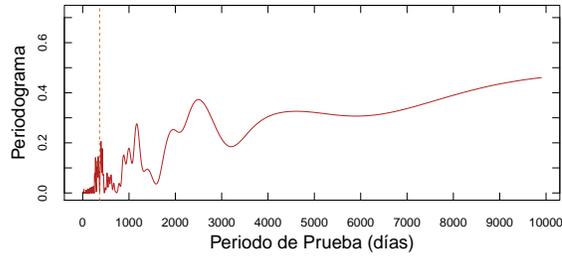


(g) Regresión-S.

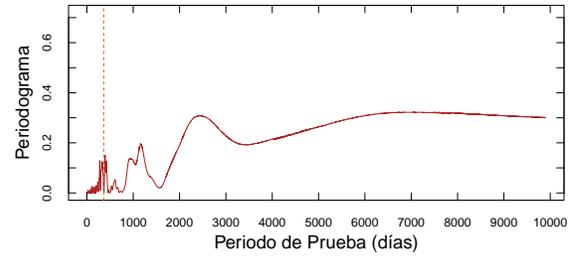


(h) Regresión- τ .

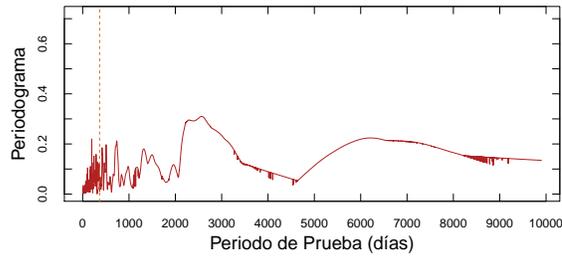
Figura B.9. Periodogramas de la curva de luz histórica de 3C279, ajustando modelo de función escalón (primeras cuatro gráficas) y modelo de splines (últimas cuatro gráficas), considerando las incertidumbres en el flujo.



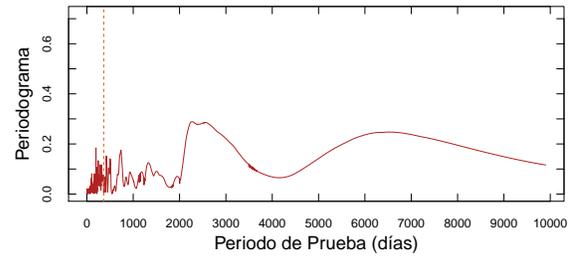
(a) Regresión de mínimos cuadrados (L2).



(b) Regresión-M con función de Huber.

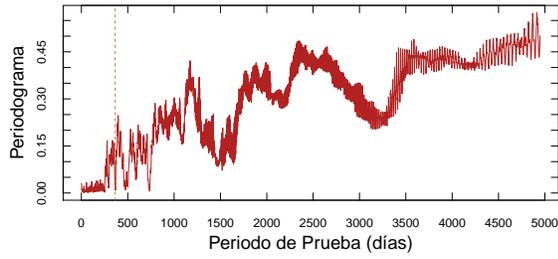


(c) Regresión-S.

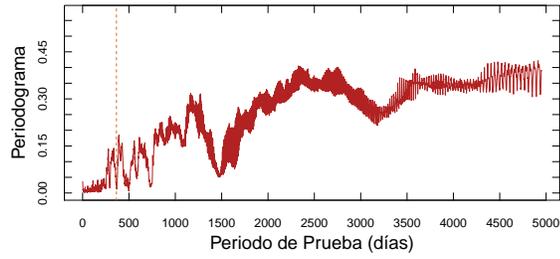


(d) Regresión- τ .

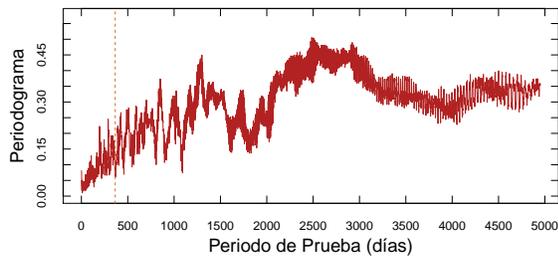
Figura B.10. Periodogramas de la curva de luz histórica de 3C279, ajustando modelo de función senoidal, considerando las incertidumbres en el flujo.



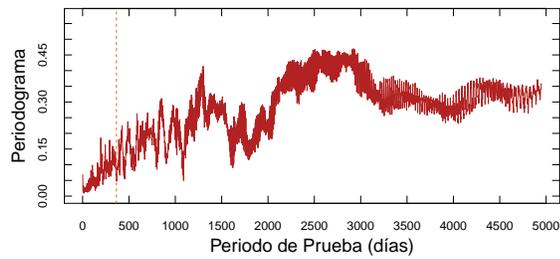
(a) Regresión de mínimos cuadrados (L2).



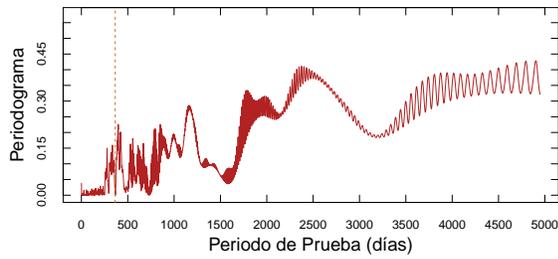
(b) Regresión-M con función de Huber.



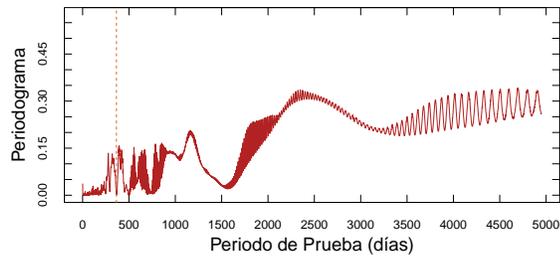
(c) Regresión-S.



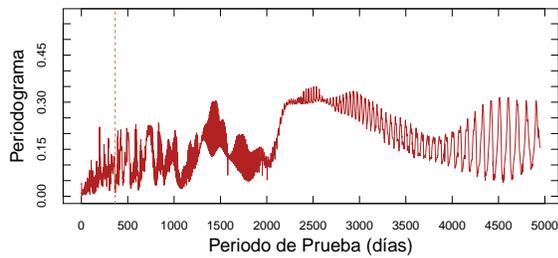
(d) Regresión- τ .



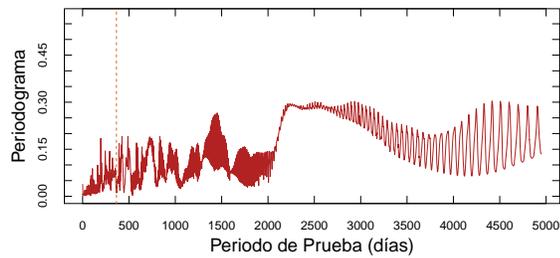
(e) Regresión de mínimos cuadrados (L2).



(f) Regresión-M con función de Huber.

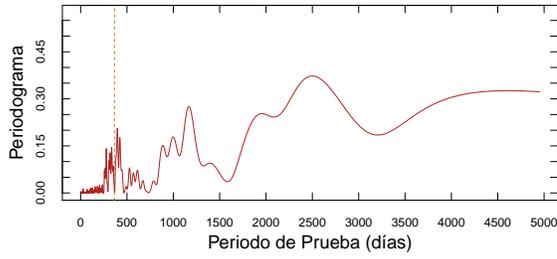


(g) Regresión-S.

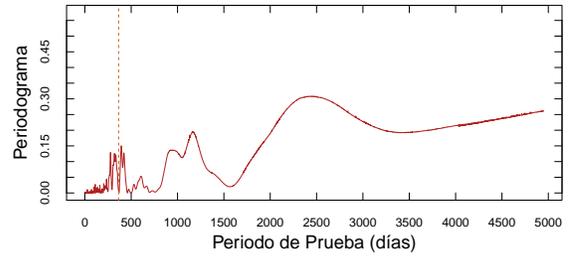


(h) Regresión- τ .

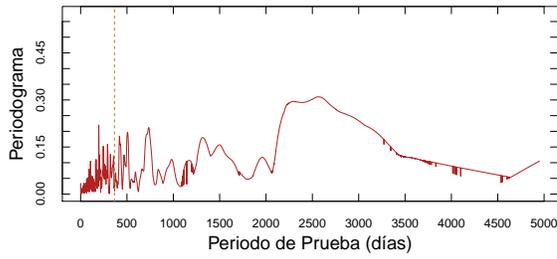
Figura B.11. Periodogramas de la curva de luz histórica de 3C279, ajustando modelo de función escalón (primeras cuatro gráficas) y modelo de splines (últimas cuatro gráficas), considerando las incertidumbres en el flujo. Periodos de prueba de 1 a 1332 días.



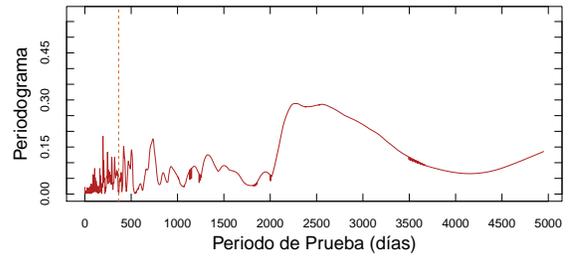
(a) Regresión de mínimos cuadrados (L2).



(b) Regresión-M con función de Huber.

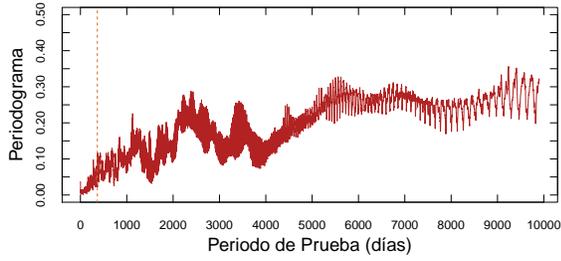


(c) Regresión-S.

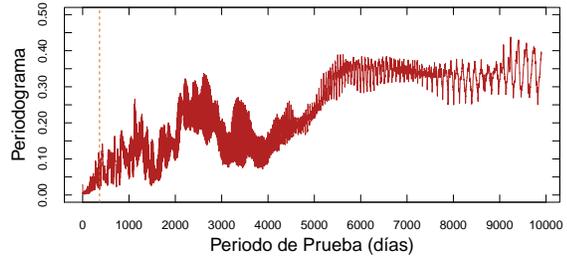


(d) Regresión- τ .

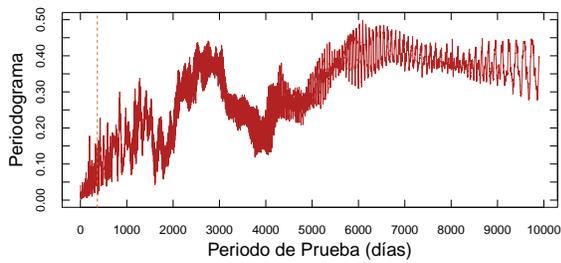
Figura B.12. Periodogramas de la curva de luz histórica de 3C279, ajustando modelo de función senoidal, considerando las incertidumbres en el flujo. Períodos de prueba de 1 a 1332 días.



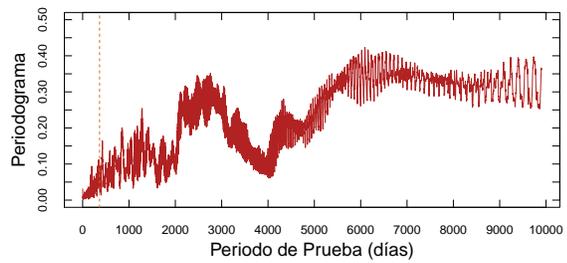
(a) Regresión de mínimos cuadrados (L2).



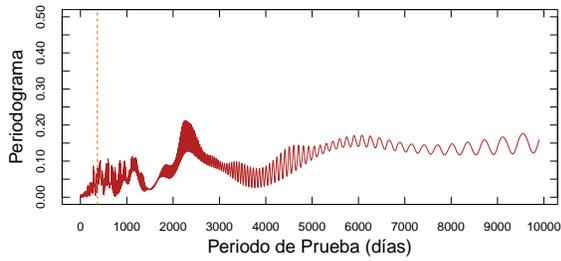
(b) Regresión-M con función de Huber.



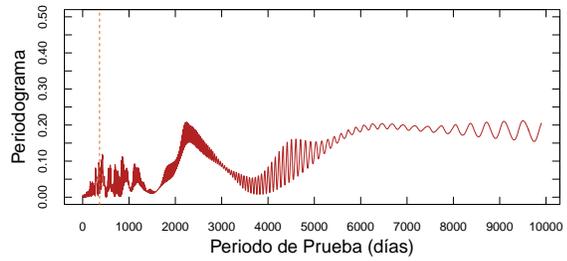
(c) Regresión-S.



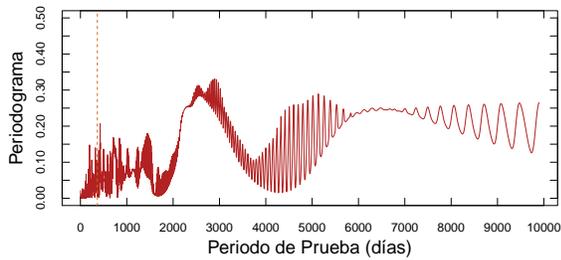
(d) Regresión- τ .



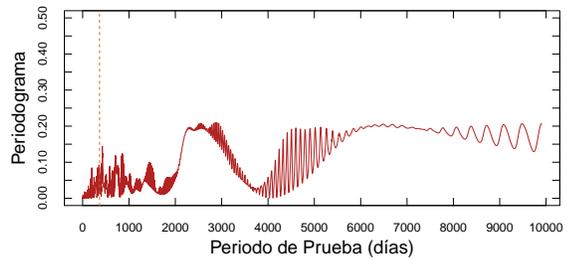
(e) Regresión de mínimos cuadrados (L2).



(f) Regresión-M con función de Huber.

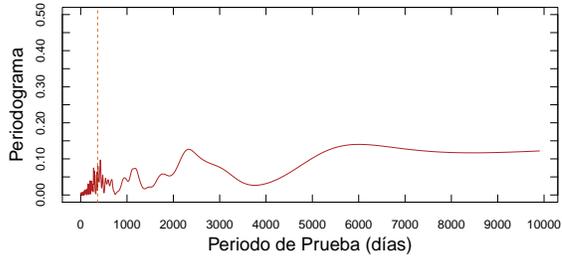


(g) Regresión-S.

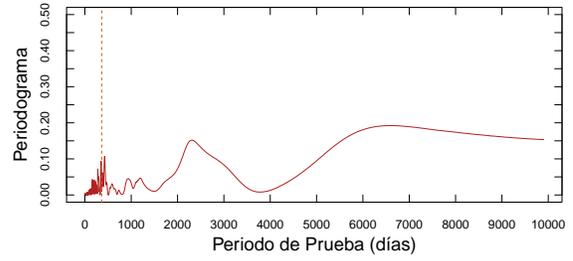


(h) Regresión- τ .

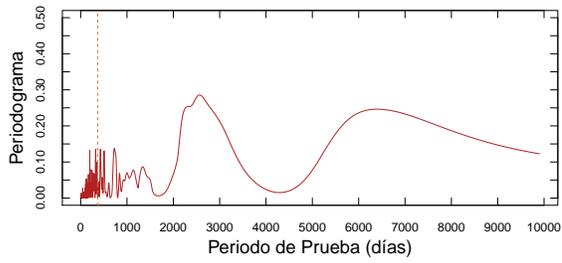
Figura B.13. Periodogramas de la curva de luz histórica de 3C279, ajustando modelo de función escalón (primeras cuatro gráficas) y modelo de splines (últimas cuatro gráficas), despreciando las incertidumbres en el flujo.



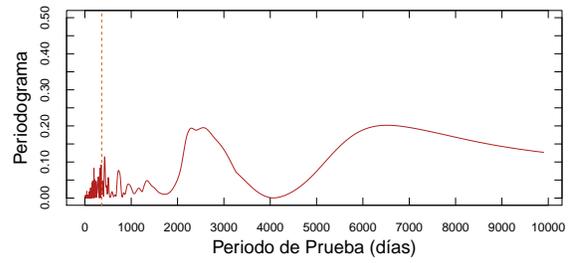
(a) Regresión de mínimos cuadrados (L2).



(b) Regresión-M con función de Huber.

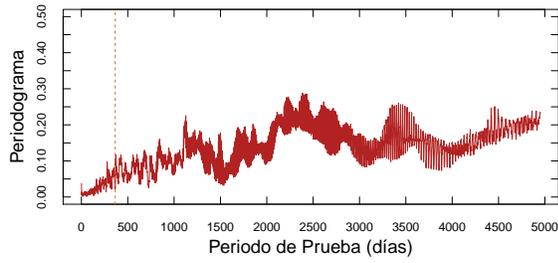


(c) Regresión-S.

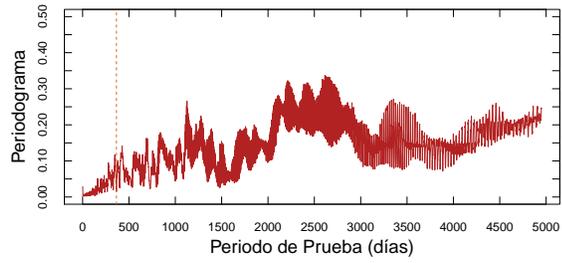


(d) Regresión- τ .

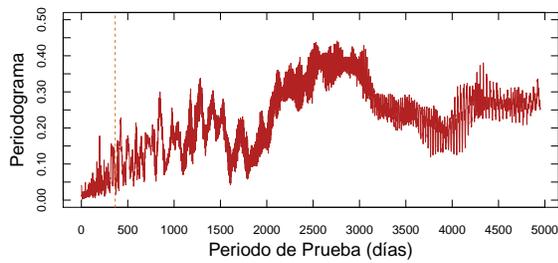
Figura B.14. Periodogramas de la curva de luz histórica de 3C279, ajustando modelo de función senoidal, despreciando las incertidumbres en el flujo.



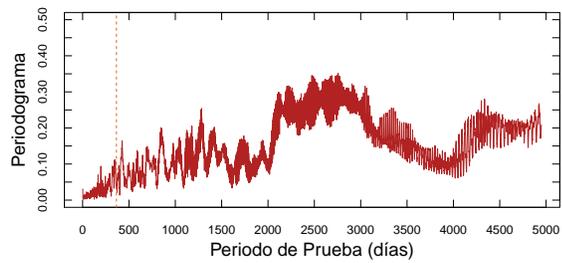
(a) Regresión de mínimos cuadrados (L2).



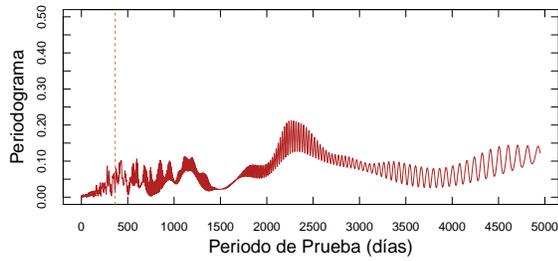
(b) Regresión-M con función de Huber.



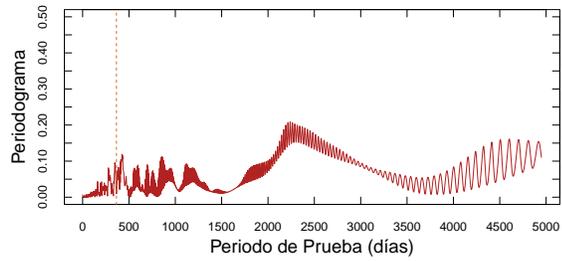
(c) Regresión-S.



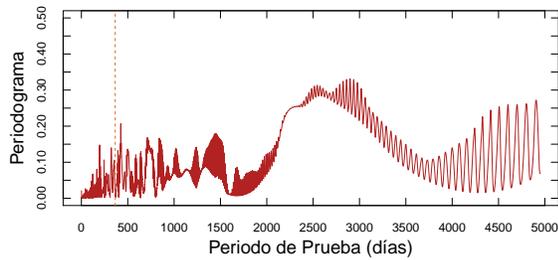
(d) Regresión- τ .



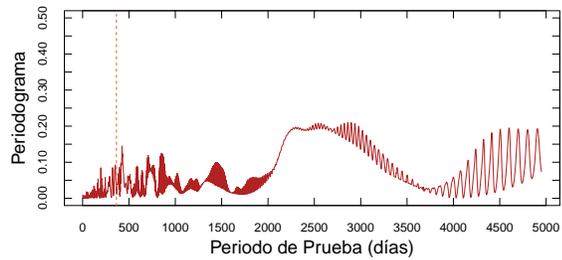
(e) Regresión de mínimos cuadrados (L2).



(f) Regresión-M con función de Huber.

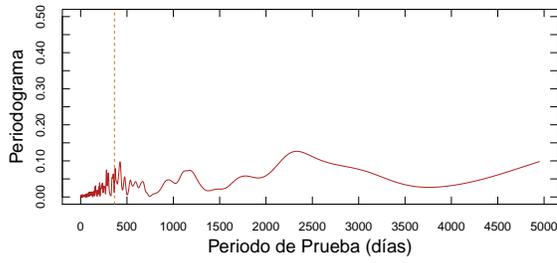


(g) Regresión-S.

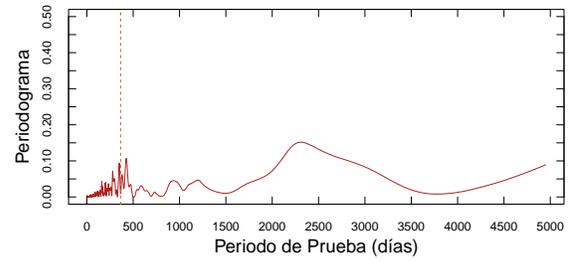


(h) Regresión- τ .

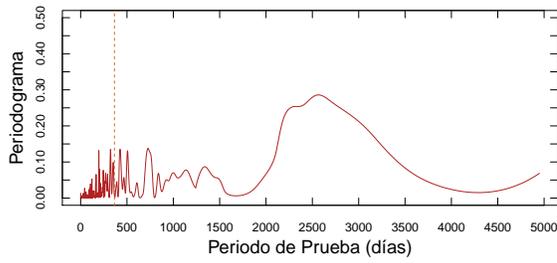
Figura B.15. Periodogramas de la curva de luz histórica de 3C279, ajustando modelo de función escalón (primeras cuatro gráficas) y modelo de splines (últimas cuatro gráficas), despreciando las incertidumbres en el flujo. Períodos de prueba de 1 a 1332 días.



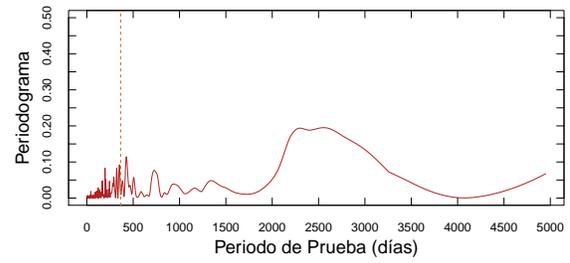
(a) Regresión de mínimos cuadrados (L2).



(b) Regresión-M con función de Huber.



(c) Regresión-S.



(d) Regresión- τ .

Figura B.16. Periodogramas de la curva de luz histórica de 3C279, ajustando modelo de función senoidal, despreciando las incertidumbres en el flujo. Períodos de prueba de 1 a 1332 días.

Bibliografía

- A. A. Abdo, M. Ackermann, I. Agudo, M. Ajello, H. D. Aller, M. F. Aller, E. Angelakis, A. A. Arkharov, M. Axelsson, U. Bach, and et al. The Spectral Energy Distribution of Fermi Bright Blazars. *ApJ*, 716:30–70, June 2010a. doi: 10.1088/0004-637X/716/1/30.
- A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, M. Axelsson, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, D. Bastieri, B. M. Baughman, K. Bechtol, and et al. A change in the optical polarization associated with a γ -ray flare in the blazar 3C279. *Nature*, 463:919–923, February 2010b. doi: 10.1038/08841.
- J. Aleksić, S. Ansoldi, L. A. Antonelli, P. Antoranz, A. Babic, P. Bangale, U. Barres de Almeida, J. A. Barrio, J. Becerra González, W. Bednarek, K. Berger, E. Bernardini, A. Biland, O. Blanch, R. K. Bock, S. Bonnefoy, G. Bonnoli, F. Borracci, T. Bretz, E. Carmona, A. Carosi, D. Carreto Fidalgo, P. Colin, E. Colombo, J. L. Contreras, J. Cortina, S. Covino, P. Da Vela, F. Dazzi, A. De Angelis, G. De Caneva, B. De Lotto, C. Delgado Mendez, M. Doert, A. Domínguez, D. Dominis Prester, D. Dorner, M. Doro, S. Einecke, D. Eisenacher, D. Elsaesser, E. Farina, D. Ferenc, M. V. Fonseca, L. Font, K. Frantzen, C. Fruck, R. J. García López, M. Garczarczyk, D. Garrido Terrats, M. Gaug, G. Giavitto, N. Godinović, A. González Muñoz, S. R. Gozzini, D. Hadasch, A. Herrero, D. Hildebrand, J. Hose, D. Hrupec, W. Idec, V. Kadenius, H. Kellermann, M. L. Knoetig, K. Kodani, Y. Konno, J. Krause, H. Kubo, J. Kushida, A. La Barbera, D. Lelas, N. Lewandowska, E. Lindfors, S. Lombardi, M. López, R. López-Coto, A. López-Oramas, E. Lorenz, I. Lozano, M. Makariev, K. Mallot, G. Maneva, N. Mankuzhiyil, K. Mannheim, L. Maraschi, B. Marcote, M. Mariotti, M. Martínez, D. Mazin, U. Menzel, M. Meucci, J. M. Miranda, R. Mirzoyan, A. Moralejo, P. Munar-Adrover, D. Nakajima, A. Niedzwiecki, K. Nilsson, K. Nishijima, N. Nowak, R. Orito, A. Overkemping, S. Paiano, M. Palatiello, D. Paneque, R. Paoletti, J. M. Paredes, X. Paredes-Fortuny, S. Partini, M. Persic, F. Prada, P. G. Prada Moroni, E. Prandini, S. Preziuso, I. Puljak, R. Reinthal, W. Rhode, M. Ribó, J. Rico, J. Rodriguez Garcia, S. Rügamer, A. Saggion, T. Saito, K. Saito, M. Salvati, K. Satalecka, V. Scalzotto, V. Scapin, C. Schultz, T. Schweizer, S. N. Shore, A. Sillanpää, J. Sitarek, I. Snidaric, D. Sobczynska, F. Spanier, V. Stamatescu, A. Stamerra, T. Steinbring, J. Storz, S. Sun, T. Surić, L. Takalo, H. Takami, F. Tavecchio, P. Temnikov, T. Terzić, D. Tescaro, M. Teshima,

- J. Thaele, O. Tibolla, D. F. Torres, T. Toyama, A. Treves, P. Vogler, R. M. Wagner, F. Zandanel, and R. Zanin. MAGIC observations and multifrequency properties of the flat spectrum radio quasar 3C 279 in 2011. *A&A*, 567:A41, July 2014. doi: 10.1051/0004-6361/201323036.
- J. R. P. Angel and H. S. Stockman. Optical and infrared polarization of active extragalactic objects. *ARA&A*, 18:321–361, 1980. doi: 10.1146/annurev.aa.18.090180.001541.
- D. Applebaum. *Probability and information : an integrated approach*. Cambridge : Cambridge University Press, 2008, 2008. ISBN: 9780511755262.
- V. Beckmann and C. R. Shrader. *Active Galactic Nuclei*. Wiley-VCH Verlag GmbH, August 2012. ISBN-13: 978-3527410781. 350 pages.
- R. D. Blandford and D. G. Payne. Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets. *MNRAS*, 199:883–903, jun 1982.
- R. D. Blandford and M. J. Rees. A 'twin-exhaust' model for double radio sources. *MNRAS*, 169: 395–415, December 1974.
- S. D. Bloom, C. M. Fromm, and E. Ros. The Accelerating Jet of 3C 279. *AJ*, 145:12, January 2013. doi: 10.1088/0004-6256/145/1/12.
- E. Bonning, C. M. Urry, C. Bailyn, M. Buxton, R. Chatterjee, P. Coppi, G. Fossati, J. Isler, and L. Maraschi. SMARTS Optical and Infrared Monitoring of 12 Gamma-Ray Bright Blazars. *ApJ*, 756:13, September 2012. doi: 10.1088/0004-637X/756/1/13.
- M. Böttcher. Models for the Spectral Energy Distributions and Variability of Blazars. *ArXiv e-prints*, June 2010.
- M. Böttcher, S. Basu, M. Joshi, M. Villata, A. Arai, N. Aryan, I. M. Asfandiyarov, U. Bach, R. Bachev, A. Berduygin, M. Blaek, C. Buemi, A. J. Castro-Tirado, A. De Ugarte Postigo, A. Frasca, L. Fuhrmann, V. A. Hagen-Thorn, G. Henson, T. Hovatta, R. Hudec, M. Ibrahimov, Y. Ishii, R. Ivanidze, M. Jelínek, M. Kamada, B. Kapanadze, M. Katsuura, D. Kotaka, Y. Y. Kovalev, Y. A. Kovalev, P. Kubánek, M. Kurosaki, O. Kurtanidze, A. Lähteenmäki, L. Lanteri, V. M. Larionov, L. Larionova, C.-U. Lee, P. Leto, E. Lindfors, E. Marilli, K. Marshall, H. R. Miller, M. G. Mingaliev, N. Mirabal, S. Mizoguchi, K. Nakamura, E. Nieppola, M. Nikolashvili, K. Nilsson, S. Nishiyama, J. Ohlert, M. A. Osterman, S. Pak, M. Pasanen, C. S. Peters, T. Pursimo, C. M. Raiteri, J. Robertson, T. Robertson, W. T. Ryle, K. Sadakane, A. Sadun, L. Sigua, B.-W. Sohn, A. Strigachev, N. Sumitomo, L. O. Takalo, Y. Tamesue, K. Tanaka, J. R. Thorstensen, G. Tosti, C. Trigilio, G. Umana, S. Vennes, S. Vitek,

- A. Volvach, J. Webb, M. Yamanaka, and H.-S. Yim. The WEBT Campaign on the Blazar 3C 279 in 2006. *ApJ*, 670:968–977, December 2007. doi: 10.1086/522583.
- P. J. Brockwell and R. A. Davis. *Introduction to Time Series and Forecasting*. Springer Texts in Statistics. Springer-Verlag New York, 2 edition, 2002. eBook ISBN: 978-0-387-21657-7. 437 pages.
- G. R. Burbidge, T. W. Jones, and S. L. Odell. Physics of compact nonthermal sources. III - Energetic considerations. *ApJ*, 193:43–54, October 1974. doi: 10.1086/153125.
- Angelo Canty and B. D. Ripley. *boot: Bootstrap R (S-Plus) Functions*, 2016. R package version 1.3-18.
- C. Chatfield. *The analysis of time series : \hat{A} an introduction*. Chapman & Hall, 5 edition, 1996. ISBN: 0-412-71640-2. 283 pages.
- R. Chatterjee, S. G. Jorstad, A. P. Marscher, H. Oh, I. M. McHardy, M. F. Aller, H. D. Aller, T. J. Balonek, H. R. Miller, W. T. Ryle, G. Tosti, O. Kurtanidze, M. Nikolashvili, V. M. Larionov, and V. A. Hagen-Thorn. Correlated Multi-Wave Band Variability in the Blazar 3C 279 from 1996 to 2007. *ApJ*, 689:79–94, December 2008. doi: 10.1086/592598.
- R. I. Dawson and D. C. Fabrycky. Radial Velocity Planets De-aliased: A New, Short Period for Super-Earth 55 Cnc e. *ApJ*, 722:937–953, October 2010. doi: 10.1088/0004-637X/722/1/937.
- Joseph P. Romano Dimitris N. Politis. The stationary bootstrap. *Journal of the American Statistical Association*, 89(428):1303–1313, 1994. ISSN 01621459. URL <http://www.jstor.org/stable/2290993>.
- L. J. Eachus and W. Liller. Photometric histories of QSOs - 3C 279, the most variable and possibly most luminous QSO yet studied. *ApJ*, 200:L61, September 1975. doi: 10.1086/181896.
- R. Edelson and K. Nandra. A Cutoff in the X-Ray Fluctuation Power Density Spectrum of the Seyfert 1 Galaxy NGC 3516. *ApJ*, 514:682–690, April 1999. doi: 10.1086/306980.
- R. A. Edelson and J. H. Krolik. The discrete correlation function - A new method for analyzing unevenly sampled variability data. *ApJ*, 333:646–659, October 1988. doi: 10.1086/166773.
- D. Emmanoulopoulos, I. M. McHardy, and P. Uttley. On the use of structure functions to study blazar variability: caveats and problems. *MNRAS*, 404:931–946, May 2010. doi: 10.1111/j.1365-2966.2010.16328.x.
- R. Falomo, E. Pian, and A. Treves. An optical view of BL Lacertae objects. *A&A Rev.*, 22:73, September 2014. doi: 10.1007/s00159-014-0073-z.

J. H. Fan. Infrared variability properties of the blazar 3C 279. *MNRAS*, 308:1032–1036, October 1999. doi: 10.1046/j.1365-8711.1999.02767.x.

E. D. Feigelson and G. J. Babu, editors. *Statistical Challenges in Modern Astronomy*, 1992.

E. D. Feigelson and C. R. Shrader, editors. *Statistical Challenges in Modern Astronomy V*, volume 209 of *Lecture Notes in Statistics - Proceedings*. Springer-Verlag New York, 1 edition, 2012. eBook ISBN: 978-1-4614-3520-4. 559 pages.

D. Garofalo, D. A. Evans, and R. M. Sambruna. The evolution of radio-loud active galactic nuclei as a function of black hole spin. *MNRAS*, 406:975–986, August 2010. doi: 10.1111/j.1365-2966.2010.16797.x.

W. R. Gilks, S. Richardson, and D. J. Spiegelhalter. *Markov Chain Monte Carlo in practice*. London : Chapman and Hall, 1996, 1996. ISBN 0-412-05551-1. URL <http://pbidi.unam.mx:8080/login?url=http://search.ebscohost.com/login.aspx?direct=true&db=cat02025a&AN>

P. Grandi, C. M. Urry, L. Maraschi, A. E. Wehrle, G. M. Madejski, M. F. Aller, H. D. Aller, C. D. Bailyn, T. J. Balonek, T. H. Bock, I. S. Glass, S. J. Litchfield, I. M. McHardy, J. S. Mulchaey, H.-P. Reuter, E. I. Robson, A. C. Sadun, W. Sherry, H. Steppe, J. A. Stevens, H. Teraesranta, M. Torunikoski, and S. J. Wagner. 3C 279 Multiwavelength Monitoring. II. The Ground-based Campaign. *ApJ*, 459:73, March 1996. doi: 10.1086/176869.

J. L. Greenstein and T. A. Matthews. Redshift of the Radio Source 3C 48. *AJ*, 68:279, 1963. doi: 10.1086/109140.

J. L. Greenstein and M. Schmidt. The Quasi-Stellar Radio Sources 3c 48 and 3c 273. *ApJ*, 140:1, July 1964. doi: 10.1086/147889.

A. C. Gupta, J. H. Fan, J. M. Bai, and S. J. Wagner. Optical Intra-Day Variability in Blazars. *AJ*, 135:1384–1394, April 2008. doi: 10.1088/0004-6256/135/4/1384.

Tristen Hayfield and Jeffrey S. Racine. Nonparametric econometrics: The np package. *Journal of Statistical Software*, 27(5), 2008. URL <http://www.jstatsoft.org/v27/i05>.

C. Hazard, M. B. Mackey, and A. J. Shimmins. Investigation of the Radio Source 3C 273 By The Method of Lunar Occultations. *Nature*, 197:1037–1039, March 1963. doi: 10.1038/1971037a0.

T. M. Heckman and P. N. Best. The Coevolution of Galaxies and Supermassive Black Holes: Insights from Surveys of the Contemporary Universe. *ARA&A*, 52:589–660, August 2014. doi: 10.1146/annurev-astro-081913-035722.

- D. C. Homan, M. L. Lister, H. D. Aller, M. F. Aller, and J. F. C. Wardle. Full Polarization Spectra of 3C 279. *ApJ*, 696:328–347, May 2009. doi: 10.1088/0004-637X/696/1/328.
- P. A. Hughes. *Beams and jets in astrophysics*. Cambridge University Press, 1991.
- M. Janiak, M. Sikora, K. Nalewajko, R. Moderski, and G. M. Madejski. On the Origin of the γ -Ray/Optical Lags in Luminous Blazars. *ApJ*, 760:129, December 2012. doi: 10.1088/0004-637X/760/2/129.
- S. G. Jorstad, A. P. Marscher, M. L. Lister, A. M. Stirling, T. V. Cawthorne, W. K. Gear, J. L. Gómez, J. A. Stevens, P. S. Smith, J. R. Forster, and E. I. Robson. Polarimetric Observations of 15 Active Galactic Nuclei at High Frequencies: Jet Kinematics from Bimonthly Monitoring with the Very Long Baseline Array. *AJ*, 130:1418–1465, October 2005. doi: 10.1086/444593.
- V. P. Kasliwal, M. S. Vogeley, and G. T. Richards. Are the variability properties of the Kepler AGN light curves consistent with a damped random walk? *MNRAS*, 451:4328–4345, August 2015. doi: 10.1093/mnras/stv1230.
- M. Kidger and P. Allan. 3C 446 and 3C 279. *IAU Circ.*, 4650, September 1988.
- S. Kiehlmann, T. Savolainen, S. G. Jorstad, K. V. Sokolovsky, F. K. Schinzel, A. P. Marscher, V. M. Larionov, I. Agudo, H. Akitaya, E. Benítez, A. Berdyugin, D. A. Blinov, N. G. Bochkarev, G. A. Borman, A. N. Burenkov, C. Casadio, V. T. Doroshenko, N. V. Efimova, Y. Fukazawa, J. L. Gómez, T. S. Grishina, V. A. Hagen-Thorn, J. Heidt, D. Hiriart, R. Itoh, M. Joshi, K. S. Kawabata, G. N. Kimeridze, E. N. Kopatskaya, I. V. Korobtsev, T. Krajci, O. M. Kurtanidze, S. O. Kurtanidze, E. G. Larionova, L. V. Larionova, E. Lindfors, J. M. López, I. M. McHardy, S. N. Molina, Y. Moritani, D. A. Morozova, S. V. Nazarov, M. G. Nikolashvili, K. Nilsson, N. G. Pulatova, R. Reinthal, A. Sadun, M. Sasada, S. S. Savchenko, S. G. Sergeev, L. A. Sigua, P. S. Smith, M. Sorcia, O. I. Spiridonova, K. Takaki, L. O. Takalo, B. Taylor, I. S. Troitsky, M. Uemura, L. S. Ugolkova, T. Ui, M. Yoshida, J. A. Zensus, and V. E. Zhdanova. Polarization angle swings in blazars: The case of 3C 279. *ArXiv e-prints*, March 2016.
- J. H. Krolik. *Active galactic nuclei : from the central black hole to the galactic environment*. Princeton University Press, 1999.
- A. Laor. On Black Hole Masses and Radio Loudness in Active Galactic Nuclei. *ApJ*, 543:L111–L114, November 2000. doi: 10.1086/317280.
- A. Lawrence. The relative frequency of broad-lined and narrow-lined active galactic nuclei - Implications for unified schemes. *MNRAS*, 252:586–592, oct 1991.

- R.-S. Lu, V. L. Fish, K. Akiyama, S. S. Doeleman, J. C. Algaba, G. C. Bower, C. Brinkerink, R. Chamberlin, G. Crew, R. J. Cappallo, M. Dexter, R. Freund, P. Friberg, M. A. Gurwell, P. T. P. Ho, M. Honma, M. Inoue, S. G. Jorstad, T. P. Krichbaum, L. Loinard, D. MacMahon, D. P. Marrone, A. P. Marscher, J. M. Moran, R. Plambeck, N. Pradel, R. Primiani, R. P. J. Tilanus, M. Titus, J. Weintroub, M. Wright, K. H. Young, and L. M. Ziurys. Fine-scale Structure of the Quasar 3C 279 Measured with 1.3 mm Very Long Baseline Interferometry. *ApJ*, 772:13, July 2013. doi: 10.1088/0004-637X/772/1/13.
- D. Lynden-Bell. Galactic Nuclei as Collapsed Old Quasars. *Nature*, 223:690–694, aug 1969. doi: 10.1038/223690a0.
- A. P. Marscher. Turbulent, Extreme Multi-zone Model for Simulating Flux and Polarization Variability in Blazars. *ApJ*, 780:87, January 2014. doi: 10.1088/0004-637X/780/1/87.
- A. P. Marscher. Time-variable linear polarization as a probe of the physical conditions in the compact jets of blazars. In F. Massaro, C. C. Cheung, E. Lopez, and A. Siemiginowska, editors, *IAU Symposium*, volume 313 of *IAU Symposium*, pages 122–127, March 2015. doi: 10.1017/S1743921315002045.
- H. Mo, F. C. van den Bosch, and S. White. *Galaxy Formation and Evolution*. Cambridge University Press, May 2010.
- D. J. Mortlock, S. J. Warren, B. P. Venemans, M. Patel, P. C. Hewett, R. G. McMahon, C. Simpson, T. Theuns, E. A. 'González-Solares', A. Adamson, S. Dye, N. C. Hambly, P. Hirst, M. J. Irwin, E. Kuiper, A. Lawrence, and H. J. A. Röttgering. A luminous quasar at a redshift of $z = 7.085$. *Nature*, 474:616–619, June 2011. doi: 10.1038/nature10159.
- H. Netzer. *The Physics and Evolution of Active Galactic Nuclei*. Cambridge University Press, November 2013.
- J. B. Oke. Absolute Energy Distribution in the Optical Spectrum of 3C 273. *Nature*, 197:1040–1041, March 1963. doi: 10.1038/1971040b0.
- P. Padovani and P. Giommi. A Sample-Oriented Catalogue of Bl-Lacertae Objects. *MNRAS*, 277: 1477, December 1995. doi: 10.1093/mnras/277.4.1477.
- A. Papoulis. *Probability, random variables, and stochastic processes*. McGraw-Hill series in electrical engineering, Communications and signal processing. McGraw-Hill, 3 edition, 1991. ISBN: 0-07-0484-77-5. 666 pages.
- B. M. Peterson. Reverberation mapping of active galactic nuclei. *PASP*, 105:247–268, March 1993. doi: 10.1086/133140.

- B. M. Peterson. *An Introduction to Active Galactic Nuclei*. Cambridge University Press, February 1997.
- B. M. Peterson. Variability of Active Galactic Nuclei. In I. Aretxaga, D. Kunth, and R. Mujica, editors, *Advanced Lectures on the Starburst-AGN*, page 3, 2001.
- Dimitris N. Politis and Halbert White. Automatic block-length selection for the dependant bootstrap. *Econometric Reviews*, 23(1):53–70, 2004.
- C. M. Raiteri, M. Villata, L. Lanteri, M. Cavallone, and G. Sobrito. BVR photometry of comparison stars in selected blazar fields. II. Photometric sequences for 9 quasars. *A&AS*, 130:495–500, June 1998. doi: 10.1051/aas:1998420.
- M. J. Rees. Black Hole Models for Active Galactic Nuclei. *ARA&A*, 22:471–506, 1984. doi: 10.1146/an-nurev.aa.22.090184.002351.
- D. H. Roberts, J. Lehar, and J. W. Dreher. Time Series Analysis with Clean - Part One - Derivation of a Spectrum. *AJ*, 93:968, April 1987. doi: 10.1086/114383.
- S. M. Ross. *Introduction to probability and statistics for engineers and scientists*. Elsevier Academic Press, 3 edition, 2004. ISBN: 0-12-598057-4.
- T. Ruf. The lomb-scargle periodogram in biological rhythm research: Analysis of incomplete and unequally spaced time-series. *Biological Rhythm Research*, 30:178–201, 1999.
- G. B. Rybicki and A. P. Lightman. *Radiative Processes in Astrophysics*. Wiley-VCH Verlag GmbH, 2004.
- E. E. Salpeter. Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects. *ApJ*, 140:796–800, aug 1964. doi: 10.1086/147973.
- J. D. Scargle. Studies in astronomical time series analysis. II - Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. *ApJ*, 263:835–853, December 1982. doi: 10.1086/160554.
- M. Schmidt. 3C 273 : A Star-Like Object with Large Red-Shift. *Nature*, 197:1040, March 1963. doi: 10.1038/1971040a0.
- H. R. Schmitt, R. R. J. Antonucci, J. S. Ulvestad, A. L. Kinney, C. J. Clarke, and J. E. Pringle. Testing the Unified Model with an Infrared-selected Sample of Seyfert Galaxies. *ApJ*, 555:663–672, July 2001. doi: 10.1086/321505.
- C. K. Seyfert. Nuclear Emission in Spiral Nebulae. *ApJ*, 97:28, January 1943. doi: 10.1086/144488.

- C. R. Shrader, J. R. Webb, T. J. Balonek, M. S. Brotherton, B. J. Wills, D. Wills, S. D. Godlin, A. G. Smith, and B. McCollum. Optical and ultraviolet observations of 3C 279 during outburst. *AJ*, 107: 904–909, March 1994. doi: 10.1086/116904.
- J. H. Simonetti, J. M. Cordes, and D. S. Heeschen. Flicker of extragalactic radio sources at two frequencies. *ApJ*, 296:46–59, September 1985. doi: 10.1086/163418.
- M. Sorcia, E. Benítez, J. Heidt, D. Hiriart, I. Agudo, J. I. Cabrera, D. Dultzin, M. M. González, I. González, J. M. López, R. Mújica, K. Nilsson, and R. Sacahui. Polarimetric Monitoring of Blazars at San Pedro Mártir. In *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, volume 40 of *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, pages 131–131, October 2011.
- G. J. Székely, M. L. Rizzo, and N. K. Bakirov. Measuring and testing dependence by correlation of distances. *Annals of Statistics*, 35(6):2769–2794, 2007. ISSN 00905364.
- A. M. Thieler, R. Fried, and J. Rathjens. RobPer: An R Package to Calculate Periodograms for Light Curves Based on Robust Regression. Technical Report 2, Collaborative Research Center SFB 876, TU Dortmund University, 2013.
- J. Timmer and M. König. On generating power law noise. *A&A*, 300:707, August 1995.
- M.-H. Ulrich, L. Maraschi, and C. M. Urry. Variability of Active Galactic Nuclei. *ARA&A*, 35:445–502, 1997. doi: 10.1146/annurev.astro.35.1.445.
- S. Vaughan, R. Edelson, R. S. Warwick, and P. Uttley. On characterizing the variability properties of X-ray light curves from active galaxies. *MNRAS*, 345:1271–1284, November 2003. doi: 10.1046/j.1365-2966.2003.07042.x.
- S. J. Wagner and A. Witzel. Intraday Variability In Quasars and BL Lac Objects. *ARA&A*, 33: 163–198, 1995. doi: 10.1146/annurev.aa.33.090195.001115.
- J. R. Webb, M. T. Carini, S. Clements, S. Fajardo, P. P. Gombola, R. J. Leacock, A. C. Sadun, and A. G. Smith. The 1987-1990 optical outburst of the OVV quasar 3C 279. *AJ*, 100:1452–1456, November 1990. doi: 10.1086/115609.
- A. R. Whitney, I. I. Shapiro, A. E. E. Rogers, D. S. Robertson, C. A. Knight, T. A. Clark, R. M. Goldstein, G. E. Marandino, and N. R. Vandenberg. Quasars Revisited: Rapid Time Variations Observed Via Very-Long-Baseline Interferometry. *Science*, 173:225–230, July 1971. doi: 10.1126/science.173.3993.225.
- G. Z. Xie, K. H. Li, X. Zhang, J. M. Bai, and W. W. Liu. Optical Monitoring Sample of the GEV Gamma-Ray-loud Blazars. *ApJ*, 522:846–862, September 1999. doi: 10.1086/307673.

G. Z. Xie, E. W. Liang, S. B. Zhou, K. H. Li, B. Z. Dai, and L. Ma. Photometry of three gamma-ray-loud quasars and implications for supermassive black holes*. *MNRAS*, 334:459–470, August 2002. doi: 10.1046/j.1365-8711.2002.05528.x.

Y. B. Zel'dovich and I. D. Novikov. The Radiation of Gravity Waves by Bodies Moving in the Field of a Collapsing Star. *Soviet Physics Doklady*, 9:246, oct 1964.

J. Zhang, S.-N. Zhang, and E.-W. Liang. Blazar Anti-sequence of Spectral Variation within individual Blazars: Cases for Mrk 501 and 3C 279. *ApJ*, 767:8, April 2013. doi: 10.1088/0004-637X/767/1/8.