



Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Tesis para obtener el grado académico de
Licenciatura en Astronomía

PARAMETRIZACIÓN DE LA DSA 3 PARA
USO ASTRONÓMICO

AUTORA: Regina Sarmiento

DIRECTOR: Marcelo Colazo

CODIRECTOR: Manuel Fernández López

LA PLATA, ARGENTINA
- ABRIL 2019 -

Resumen

La DSA 3 (*Deep Space Antenna 3*) es un antena construida para el monitoreo de misiones espaciales de la ESA (*European Space Agency*). Sus características también permiten su uso para la investigación en radioastronomía. En este trabajo estudió su comportamiento para este fin a través de dos experimentos de calibración utilizando observaciones del cuasar PKS 0521 – 365 realizadas durante el mes de junio de 2018. El primero consiste en corregir efectos instrumentales que introduce la antena, realizar una calibración en flujo y verificar el apuntado de la antena. El segundo, usando observaciones calibradas con las técnicas usadas en el primer experimento, consiste en estudiar la variación de la potencia medida en función de la elevación de la fuente sobre el horizonte.

Al momento de analizar y compartir información resulta indispensable que las personas o programas que van a procesarla puedan comprender cómo está ordenada, por eso se definen convenciones y estándares para facilitar estos procesos. En particular en astronomía un formato comúnmente usado y recomendado por la Unión Astronómica Internacional (UAI) para el almacenamiento de datos observacionales es el formato FITS (*Flexible Image Transport System*). Por lo que otro objetivo de este trabajo es generar una herramienta informática que permita la reducción y conversión de datos provenientes de la antena DSA 3 usando la configuración TTCP (*Telemetry Telecommand and Control Processor*) al formato exportable estándar FITS. Para ello se respetó la convención SD-FITS (*Single Dish FITS*), que fija un estándar para datos provenientes de un radiotelescopio de disco simple (*single dish*).

Índice general

Resumen	iii
1. Introducción	1
1.1. Antena de Espacio Profundo 3	1
2. Conceptos y definiciones elementales	5
2.1. Definiciones elementales de la radiación	6
2.1.1. Transporte radiativo	7
2.1.2. Temperatura como medida de brillo	9
2.2. Emisión térmica y no térmica	11
2.2.1. Emisión libre-libre	12
2.2.2. Emisión sincrotrón	13
2.2.3. Emisión térmica del polvo	16
3. Emisión de galaxias con núcleos activos en el continuo de radio	19
3.1. Galaxias	19
3.2. AGNs	21
3.2.1. Cuasares	21
3.2.2. Galaxias Seyfert	22
3.2.3. Radio Galaxias	23
3.2.4. Blazares	23
3.2.5. LINERs	24
3.3. Modelo unificado de AGNs	24
3.4. AGNs en radio	25
3.4.1. Estructuras	26
4. Reducción de los datos y su almacenamiento	31
4.1. Datos de salida de la DSA 3	31
4.2. Cálculo de la densidad espectral de potencia	34
4.3. Formato estándar astronómico	36

4.3.1. Formato FITS	37
4.3.2. Formato SDFITS	37
4.4. Datos reducidos en formato SDFITS de la DSA3	41
5. Experimentos de calibración	43
5.1. Observaciones del cuasar PKS 0521-365	43
5.2. Funcionamiento del diodo de ruido	45
5.3. Resultados con el diodo de ruido	50
5.3.1. Temperatura de sistema	51
5.3.2. Temperatura de antena	52
5.3.3. Apuntado	53
5.3.4. Ganancia	56
6. Conclusiones	63
6.1. Conversión de datos	63
6.2. Calibración	63
6.2.1. Diodo de ruido	64
6.2.2. Apuntado	64
6.2.3. Ganancia	64
Apéndice A. Manual de usuario	67
A.1. Reducción de los datos y almacenaje en SDFITS	67
A.2. Lectura de un SDFITS en Python	69
Bibliografía	73

Capítulo 1

Introducción

1.1. Antena de Espacio Profundo 3

La DSA3, Deep Space Antenna 3 o Antena de Espacio Profundo 3 (Fig. 1.1), se ubica a 45 km de la ciudad mendocina de Malargüe a $35^{\circ} 46' 33.63''\text{S}$ (35.776°S) de latitud, $69^{\circ} 23' 53.51''\text{W}$ (69.398°W) de longitud y una elevación sobre el nivel del mar de 1550 metros. Su construcción se inició en el año 2010 y finalizó en el 2012. Esta antena, que completa un conjunto de estaciones de seguimiento de la Agencia Espacial Europea (ESA) junto con DSA 1 (New Norcia, Australia) y DSA 2 (Cebreros, España), tiene como finalidad principal la comunicación y monitoreo de misiones de espacio profundo como Mars Express, Venus Express, Rosetta y Gaia. Cada estación está ubicada a unos 120 grados de longitud una de otra, permitiendo una cobertura de 24 hs de sus misiones interplanetarias ¹.

La antena tiene un reflector principal parabólico de 35 metros de diámetro y un reflector secundario con forma hiperbólica, colocados sobre una montura alt-azimutal. Tiene la capacidad de recepción y transmisión en la banda X (8.4–8.45 GHz) y recepción en la banda Ka (31.8–32.3 GHz), longitudes de onda centimétricas (3.55–3.57 cm y 0.929–0.933 cm respectivamente). Actualmente utiliza el TTCP como instrumento de *backend*, que permite un ancho de banda de 4 MHz. Los anchos a potencia mitad del haz (HPBW: *Half Power Beam Width*) son $\text{HPBW}_X = 3.55 \text{ arcmin}$ y $\text{HPBW}_{Ka} = 0.94 \text{ arcmin}$ para sus dos bandas de trabajo. Cuenta con amplificadores de bajo nivel de ruido, guía de haz de ondas Cassegrain, espejos dicróicos (sensibles a la frecuencia) y un sistema de control que permite apuntar la antena con alta precisión (Fig. 1.2). Este sistema de control utiliza observaciones de fuentes

¹ESA's Ground Stations Website http://www.esa.int/Our_Activities/Operations/Estrack/Malarguee_-_DSA_3



Figura 1.1. Estación Malargüe, DSA 3. Fuente: ESA's Ground Stations Web http://www.esa.int/Our_Activities/Operations/Etrack/Malarguee_-_DSA_3.

astronómicas (cuasares) para optimizar el apuntado de la antena, para ello usa un diodo de ruido. Estas características posibilitan su uso no sólo para telecomunicaciones sino que puede también ser usada para realizar observaciones aptas para la investigación en radioastronomía. En principio la antena podría utilizarse para observaciones *single dish* y en segunda instancia existe la posibilidad de sincronizarla con otras radio-antenas para realizar observaciones VLBI (*Very Long Baseline Interferometry*), esto permitiría realizar observaciones con alta resolución del cielo del hemisferio sur.

En este proyecto Argentina dispone del 10 % del tiempo de observación de la antena situada en Malargüe [Benaglia et al., 2011]. Actualmente los datos de salida que se obtienen de la DSA 3 se adaptan a los fines con los que fue construida la antena, es decir, la comunicación. En el país hay grupos de investigación en radioastronomía que podrían hacer uso de estos datos, por lo tanto existe un interés en generar una herramienta que permita adaptar los datos de salida a un formato estándar astronómico.

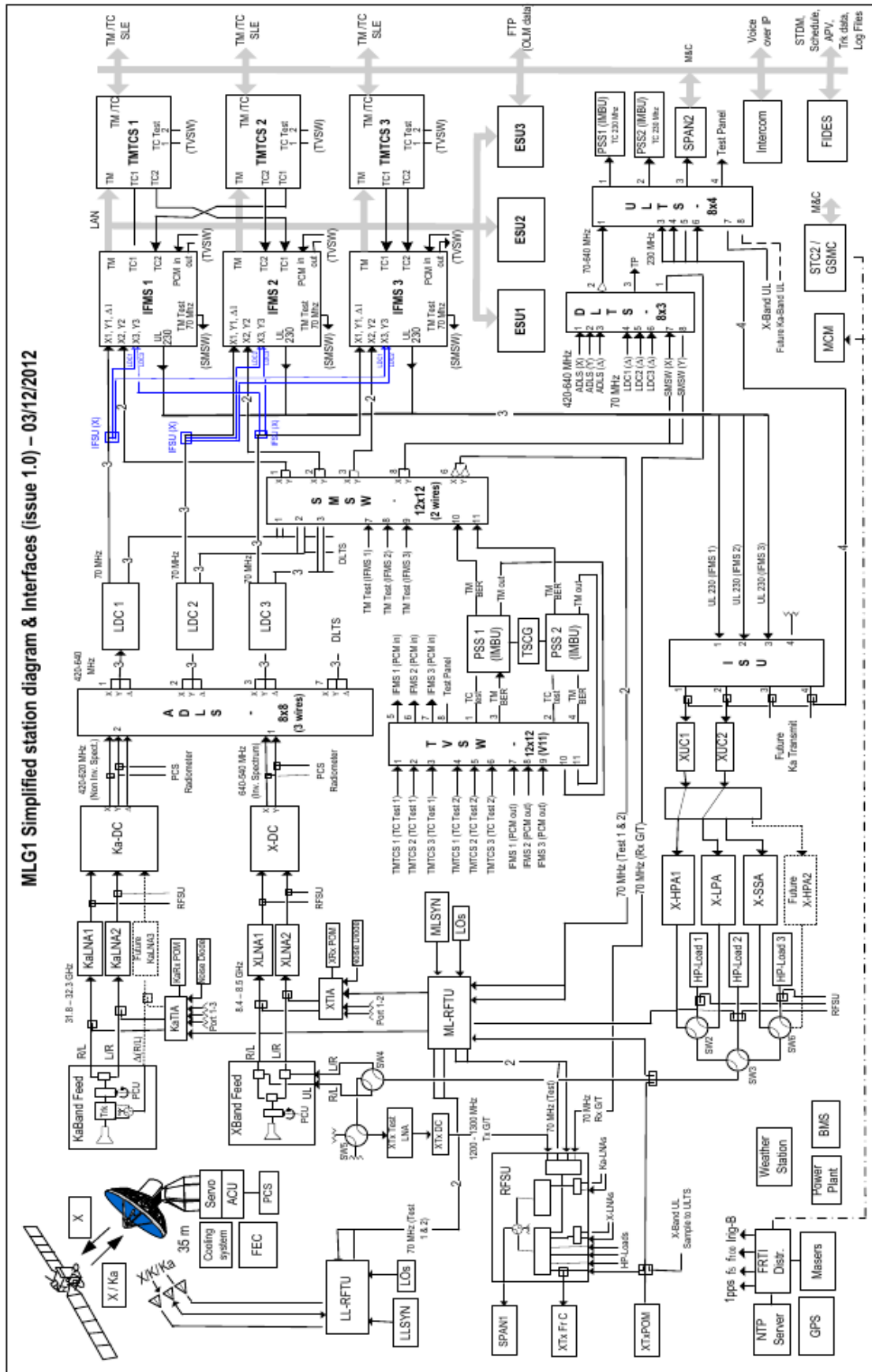


Figura 1.2. Diagrama de bloques de la DSA 3 [Dugast, 2013].

Capítulo 2

Conceptos y definiciones elementales

Al estudiar una fuente astronómica se trabaja con la radiación que es recibida, por lo que en este capítulo se definirán algunas relaciones cuantitativas entre la emisión de la fuente y la radiación medida. La radiación recorre grandes distancias desde que es emitida por una fuente astronómica hasta que es observada, entonces resulta necesario estudiar el comportamiento de la radiación en este trayecto para poder definir algunas cantidades observables que permitan identificar características que son intrínsecas de la fuente. Otro factor a tener en cuenta es que la radiación puede estar afectada en cierta medida por el medio que atraviesa, este fenómeno puede darse en el medio interestelar o en la atmósfera terrestre, aunque para longitudes de onda de radio este último factor tiene un efecto pequeño ya que se encuentra que la atmósfera terrestre es prácticamente transparente para ondas electromagnéticas con frecuencias entre ~ 10 MHz y 1 GHz, y para frecuencias entre 1 GHz y 30-40 GHz la opacidad de la atmósfera todavía es pequeña y se pueden desarrollar observaciones en cualquier tipo de condición atmosférica. A partir de esa frecuencia, la atmósfera (sobre todo el vapor de agua) absorbe la radiación, y sólo desde lugares elevados y secos es posible realizar observaciones.

Por otro lado, serán de interés los mecanismos físicos que se dan en las fuentes astronómicas que emiten en los rangos de frecuencia de trabajo de la DSA 3. Por esto se estudiarán procesos que producen emisión de continuo en radio, los espectros que resultan de fuentes modelo con estas emisiones y la relación que guardan con los espectros derivados de observaciones.

2.1. Definiciones elementales de la radiación

Suponiendo el caso más simple, en el que no hay dispersión, absorción ni emisión en el camino desde la fuente al observador, y el tamaño del sistema involucrado es mucho mayor que la longitud de onda de la radiación, entonces se puede considerar que la radiación viaja en línea recta.

La intensidad o brillo de una fuente depende del número de fotones de todas las frecuencias, es una característica intrínseca de la fuente. La intensidad específica I_ν [$W m^{-2} Hz^{-1} sr^{-1}$] es la intensidad por unidad de frecuencia, se puede definir en función de la potencia medida. Para ello primero se define la energía dE [erg] recibida proveniente de un ángulo sólido $d\Omega$ [sr], que fluye a través de un área diferencial proyectada $\cos(\theta)dA$ [cm^2], en un intervalo de tiempo dt [seg] y para un rango de frecuencias infinitesimal $d\nu$ [Hz] (Fig. 2.1), que está dada por:

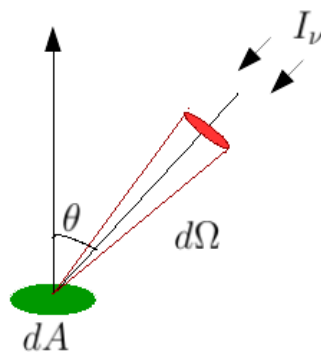


Figura 2.1. Esquema explicativo de la intensidad específica I_ν .

$$dE = I_\nu \cos(\theta) dA dt d\nu d\Omega. \quad (2.1)$$

La potencia P [W] se define como el valor de dicha de energía por unidad de tiempo, entonces

$$dP = \frac{dE}{dt} = I_\nu \cos(\theta) dA d\nu d\Omega. \quad (2.2)$$

Entonces la intensidad específica resulta

$$I_\nu = \frac{dP}{\cos(\theta) dA d\nu d\Omega}. \quad (2.3)$$

Si la fuente subtende un ángulo sólido bien definido para un observador a una distancia r , la potencia espectral recibida en un detector por unidad de área proyectada se denomina densidad de flujo de la fuente.

$$\frac{dP}{d\nu dA} = I_\nu \cos(\theta) d\Omega \quad (2.4)$$

La densidad total de flujo de una fuente se obtiene al integrar Ec. 2.4 sobre el ángulo sólido correspondiente a la fuente.

$$S_\nu = \int_{\Omega_S} I_\nu \cos(\theta) d\Omega \quad (2.5)$$

En el caso en el que la dirección normal al área receptora dA se aproxima a la dirección en la que se encuentra la fuente se tiene que $\cos(\theta) \sim 1$. Entonces la densidad de flujo se simplifica:

$$S_\nu \sim \int_{\Omega_S} I_\nu d\Omega. \quad (2.6)$$

2.1.1. Transporte radiativo

En las definiciones anteriores se consideró la radiación en espacio vacío, donde la intensidad específica no varía con la distancia ya que no hay emisiones o absorciones en el camino recorrido. En el caso en el que sí varía la intensidad específica en la línea de visión se usa la ecuación de transporte:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\kappa_\nu I_\nu + \epsilon_\nu. \quad (2.7)$$

Donde la variable s indica el camino recto que realiza la radiación desde la fuente hacia el observador. El primer término a la derecha de la igualdad se refiere a la pérdida de emisión que se produce, κ_ν es el coeficiente de absorción lineal, mientras que en el segundo término, el coeficiente de emisión ϵ_ν indica qué intensidad de emisión se incorpora.

Cuando un objeto está en equilibrio termodinámico con sus alrededores, la intensidad específica se corresponde con el brillo espectral de un cuerpo negro a una temperatura T ($B_\nu = I_\nu$), pero en general I_ν diferirá de B_ν . En el caso de un sistema en equilibrio termodinámico local (ETL), se puede aplicar la ley de Kirchhoff,

$$\frac{\epsilon_\nu}{\kappa_\nu} = B_\nu(T)$$

que relaciona los coeficientes de absorción y emisión con la distribución de brillo de un cuerpo negro a una temperatura T , dada por la función de Planck $B_\nu(T)$ (Fig. 2.2)

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

2. Conceptos y definiciones elementales

donde k es la constante de Boltzmann $k = 1.3806504 \times 10^{-16} \text{ erg/K}$ y h es la constante de Planck $h = 6.626070040(81) \times 10^{-27} \text{ erg} \times \text{s}$.

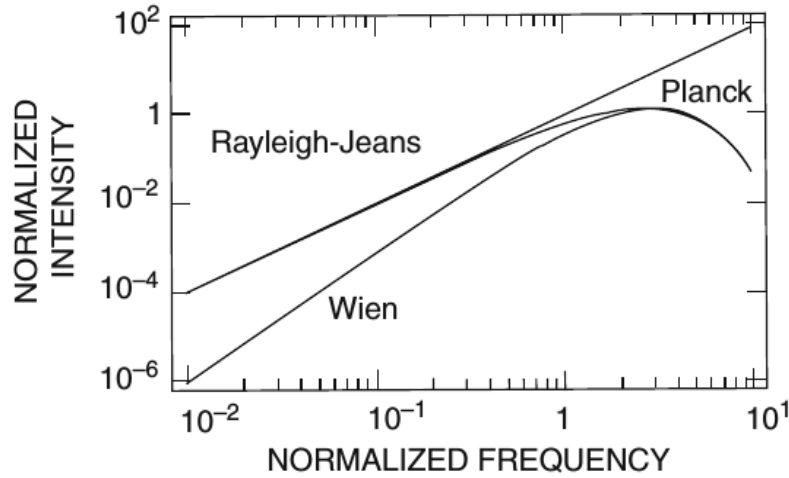


Figura 2.2. Curva planckeana normalizada y aproximaciones de Rayleigh-Jeans y Wien. R-J resulta una aproximación adecuada para frecuencias normalizadas < 0.5 , mientras que para frecuencias normalizadas > 4 la aproximación de Wien es razonable [Wilson et al., 2013].

Entonces la ecuación de transporte radiativo se puede escribir como

$$-\frac{1}{\kappa_\nu} \frac{dI_\nu}{ds} = \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - B_\nu(T)$$

donde se define la profundidad óptica u opacidad τ_ν en función del camino recorrido como

$$\tau_\nu(s) = \int_{s_0}^s \kappa_\nu(s) ds. \quad (2.8)$$

Integrando y considerando un medio isotérmico [$T(\tau) = T(s) = T = cte$], resulta

$$I_\nu(s) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu(s)} + B_\nu(T)(1 - e^{-\tau_\nu(s)}). \quad (2.9)$$

- Cuando $\tau_\nu \gg 1$ se tiene el régimen ópticamente grueso. En ETL, para este caso la intensidad específica tiende a $I_\nu = B_\nu(T)$, es decir que tiende a la distribución de brillo de un cuerpo negro a una temperatura T , independientemente del material.
- Cuando $\tau_\nu \ll 1$ se trata del régimen ópticamente delgado. La intensidad específica no se verá afectada $I_\nu(s) = I_\nu(0)$.

2.1.2. Temperatura como medida de brillo

Temperatura de brillo

La distribución espectral de brillo de un cuerpo negro en equilibrio termodinámico a una temperatura T [K] está dada por la ley de Planck. Cuando se tiene que $h\nu \ll kT$ (se puede ver que vale para $\nu \ll 21 T$ con ν y T en unidades de [Hz] y [K], respectivamente) vale la aproximación de Rayleigh-Jeans (Fig. 2.2).

$$B_{RJ}(\nu, T) = \frac{2\nu^2}{c^2} kT \quad (2.10)$$

Esto implica que el brillo correspondiente a un cuerpo negro es proporcional a su temperatura termodinámica en el rango de frecuencias de radio, donde esta aproximación es válida salvo a temperaturas muy bajas. Entonces resulta útil definir la temperatura de brillo, que es comúnmente usada en radioastronomía para medir el brillo de fuentes extendidas [Wilson et al., 2013].

$$T_B = \frac{c^2}{2\nu^2 k} I_\nu \quad (2.11)$$

Para una radiofuente discreta a una temperatura T que subtiende un ángulo sólido Ω_S , la densidad de flujo en el límite de Rayleigh-Jeans resulta

$$S_\nu = \frac{2\nu^2 k}{c^2} \int_{\Omega_S} T(\theta, \phi) d\Omega. \quad (2.12)$$

Si la temperatura de brillo es uniforme en Ω_S , el flujo se reduce a:

$$S_\nu = \frac{2\nu^2 k T_B}{c^2} \Omega_S. \quad (2.13)$$

En la práctica, cuando el ángulo sólido de una fuente es mucho menor al del haz de la antena ($\Omega_S \ll \Omega$), se puede encontrar una temperatura de brillo T_{MB} que se calcula

$$S_\nu = \frac{2\nu^2 k T_{MB}}{c^2} \Omega. \quad (2.14)$$

Esta temperatura depende de la antena ya que es una temperatura promedio sobre el haz principal de la antena. Si éste se modela con una curva gaussiana, se puede calcular el ángulo sólido del haz a partir de la potencia a ancho mitad θ_b con una precisión del 5% [Wilson et al., 2013]:

$$\Omega = 1.133 \theta_b^2$$

2. Conceptos y definiciones elementales

y a su vez, el ancho a potencia mitad se puede aproximar en el límite de difracción como

$$\theta_b \sim 58.4 \frac{\lambda}{D}$$

con θ_b en grados y siendo λ la longitud de onda de trabajo y D el diámetro de la antena, ambos en las mismas unidades [Wilson et al., 2013].

Temperatura de antena

Suponiendo que una antena está apuntando hacia una fuente cuya densidad de flujo es S_ν , si se reemplazara el alimentador del telescopio con una resistencia equivalente, la temperatura a la que se debe encontrar la resistencia para que la potencia que entrega sea igual a la de la fuente se define como la temperatura de antena T_A . Entonces la potencia espectral se puede escribir como $w = k T_A$.

Si hay materia entre el objeto y el observador que produzca absorción o si la fuente no llenara completamente el haz de la antena, entonces la temperatura de antena resultaría menor que la temperatura de la fuente. El último caso podría ser el de una fuente puntual, es decir una fuente cuyo ángulo sólido es pequeño comparado con el tamaño del haz de la antena, entonces se encuentra

$$T_A \approx \frac{\epsilon_r}{\Omega_A} \iint_{\Omega_A} T_s d\Omega = \epsilon_r \frac{\Omega_S}{\Omega_A} T_{pr}. \quad (2.15)$$

Donde ϵ_r (adimensional) es la fracción de la potencia que efectivamente recibe la antena respecto a la potencia total que arriba a ella, Ω_A [str] es el ángulo sólido asociado al diagrama de antena, T_s [K] es la temperatura de la fuente y T_{pr} [K] es la temperatura de brillo promediada sobre la fuente [O'Neil, 2002].

Temperatura de sistema

La temperatura de sistema se define como la suma de distintas contribuciones: la temperatura de la fuente T_s , la temperatura del receptor T_{RX} , la contribución del suelo T_{gr} , de la atmósfera T_{atm} , del fondo cósmico de radiación en microondas T_{CMB} y la contribución debido a otras fuentes en la dirección de la fuente de interés T_{BG} .

$$T_{sis} = T_s(\alpha, \delta) + T_{RX} + T_{gr}(el, az) + T_{atm}(el) + T_{CMB} + T_{BG}(\alpha, \delta) \quad (2.16)$$

Donde α, δ, el, az indican la dependencia de cada contribución con la ascensión recta y declinación de la fuente y la elevación y azimut de la posición del telescopio, respectivamente. Es importante destacar que esta expresión proviene de un modelo teórico, en la práctica pueden sumarse otras contribuciones causadas por la estructura de la antena, la reflexión de la radiación o variaciones en el mismo sistema [O'Neil, 2002].

En la práctica, la temperatura de la fuente puede ser separada de la temperatura de sistema haciendo dos observaciones: una con la fuente dentro del haz de la antena (llamada *ON*) y otra sin incluirla (*OFF*). Entonces la temperatura de la fuente se calcula como

$$T_s = T_{ON} - T_{OFF}. \quad (2.17)$$

Mínima temperatura detectable

La mínima temperatura detectable queda determinada por las fluctuaciones en la salida del receptor causadas por el ruido del sistema y a su vez, este ruido es proporcional a la temperatura de sistema T_{sis} .

La sensibilidad de un radio telescopio es igual a la media cuadrática de las fluctuaciones del ruido debido al sistema, entonces?

$$\Delta T_{rms} = \frac{K_s T_{sis}}{\sqrt{\Delta\nu t n}}$$

con K_s (adimensional) la constante de sensibilidad del telescopio, $\Delta\nu$ [Hz] el ancho de banda, t [s] el tiempo de integración y n (adimensional) es la cantidad de registros promediados. Se considera que la mínima temperatura detectable es entre 3 y 5 veces la media cuadrática de las fluctuaciones del ruido debido al sistema [O'Neil, 2002].

2.2. Emisión térmica y no térmica

La emisión de una fuente se puede clasificar según el estado termodinámico en el que se encuentran las partículas que dan lugar a dicha emisión. Se dice que la emisión de una fuente es térmica cuando las partículas involucradas en el proceso de emisión se encuentran en ETL, si esto no ocurre se trata de emisión no térmica.

La emisión de continuo en longitudes de onda centimétricas de una fuente astronómica se debe fundamentalmente a dos procesos: la emisión libre-libre y la emisión sincrotrónica. En general las fuentes astronómicas con emisión

libre-libre son térmicas porque los electrones que interactúan presentan una distribución de velocidades Maxwelliana en ETL, mientras que los electrones relativistas en fuentes que emiten radiación sincrotrón suelen tener una distribución de velocidades que sigue una ley de potencias y por lo tanto no están en ETL, la emisión es no térmica [Condon and Ransom, 2016].

2.2.1. Emisión libre-libre

La emisión libre-libre (o *free-free*) se da en la interacción coulombiana entre partículas cargadas, lo que les produce una aceleración. Cualquier partícula de carga q al estar acelerada \dot{v} emite y la potencia de la radiación emitida P está dada por la fórmula de Larmor.

$$P = \frac{2q^2\dot{v}^2}{3c^3} \quad (2.18)$$

Este tipo de emisión es característica de regiones HII, donde una o más estrellas de alta masa logran ionizar su entorno, compuesto principalmente por hidrógeno. Por lo tanto en estas regiones hay una gran concentración de electrones libres e iones. En la interacción que se da entre estas partículas se considera que los iones se encuentran en reposo ya que tienen velocidades despreciables frente a la de los electrones, que siguen una distribución de velocidades maxwelliana, es decir se encuentran en ETL. Los electrones, de masa muy inferior a los iones ($m_e < 1800 m_p$), son desviados de sus trayectorias debido a su interacción coulombiana con los iones. La emisión se dice libre-libre ya que estas partículas están libres antes y después de la interacción, también es conocida como *bremsstrahlung* (radiación de frenado).

El espectro de una región HII es el resultado de combinar las emisiones de estos electrones (Fig. 2.3). A bajas frecuencias la absorción de la región es significativa, la densidad de flujo observada se comporta como $S_\nu \propto \nu^2$, mientras que para el régimen ópticamente delgado ($\tau_\nu \ll 1$) se tiene que $S_\nu \propto \nu^{-0.1}$. Además, la frecuencia para la que la profundidad óptica es $\tau_\nu = 1$ depende de la densidad de partículas en la región HII. A menores densidades la radiación puede escapar de la fuente más fácilmente ya que hay menos probabilidad de que interactúe con alguna partícula y sea absorbida o dispersada. Mientras que para densidades mayores la absorción es más probable y en consecuencia el régimen ópticamente grueso domina a longitudes de onda más cortas. Entonces para regiones más compactas la frecuencia para la que $\tau_\nu = 1$ es mayor [Condon and Ransom, 2016].

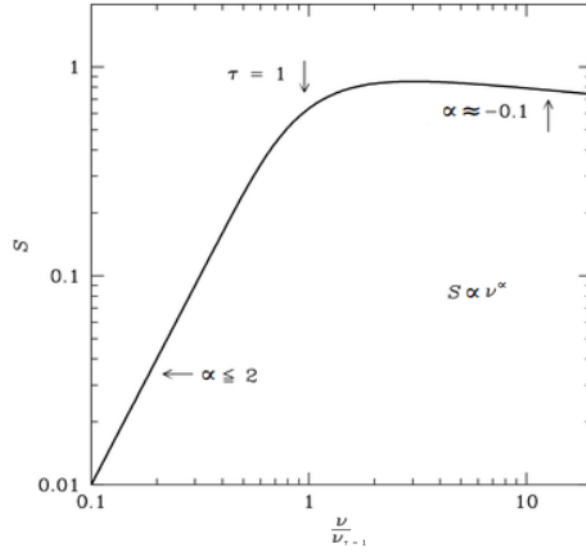


Figura 2.3. Distribución espectral de una fuente modelo cuya emisión es libre-libre. Las regiones HII presentan características muy similares en sus espectros en el continuo de radio ya que este tipo de emisión es la que domina [Condon and Ransom, 2016].

2.2.2. Emisión sincrotrón

Cuando las partículas cargadas son aceleradas por un campo magnético (*magnetobremstrahlung*) y además tienen velocidades ultra-relativistas (se define el factor de Lorentz $\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$ donde $\beta = v/c$, para estas partículas vale que $\gamma \gg 1$), se dice que la radiación que emiten es sincrotrón. Este tipo de emisión se observa en distintos objetos astronómicos. Es responsable de la mayor parte de la emisión en radio de AGNs y domina en galaxias con estrellas en formación para frecuencias $\nu \sim 30$ GHz.

Así como en el caso de la radiación libre-libre, las partículas más livianas, los electrones (y si hay, positrones), se aceleran más en presencia de campos magnéticos que otras más pesadas, como protones o iones. Por lo tanto se puede considerar que prácticamente toda la radiación sincrotrón observada se debe a los electrones.

Para determinar cuál es la potencia radiada para un único electrón, se puede usar en primer lugar la fórmula de Larmor considerando un solo electrón que está instantáneamente en reposo en un marco de referencia inercial. En este sistema la potencia radiada estará dada por la ec.(2.18), pero después será necesario usar las transformaciones de Lorentz para pasar al marco

2. Conceptos y definiciones elementales

de referencia de un observador en reposo en la Galaxia. Se encuentra que la potencia emitida es invariante frente a las transformaciones de Lorentz y resulta:

$$P = 2 \sigma_T \beta^2 \gamma^2 U_B \sin^2(\alpha)$$

donde σ_T es la sección eficaz de Thomson [*sr*], U_B la densidad de energía magnética, γ el factor de Lorentz y α el ángulo entre la velocidad y el campo magnético (o ángulo de *pitch*).

Al interactuar con el campo magnético, la partícula es acelerada en dirección perpendicular a su velocidad por la fuerza de Lorentz,

$$\vec{F} = q \vec{v} \times \vec{B}$$

es por esto que, en un campo magnético uniforme, la partícula describe una trayectoria helicoidal (salvo si la componente de la velocidad paralela al campo magnético fuera nula, entonces el movimiento sería circular) donde el eje axial es paralelo a la dirección del campo (Fig. 2.4).

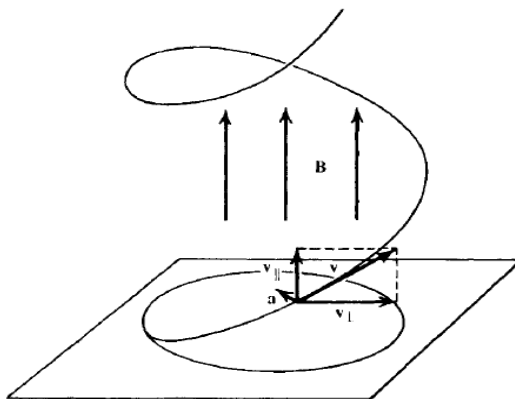


Figura 2.4. Trayectoria helicoidal de una partícula con carga q y con velocidad v en presencia de un campo magnético uniforme B [Rybicki and Lightman, 1979].

La emisión de una única partícula cargada con velocidad relativista acelerada por la presencia de un campo magnético no es isotrópica, la mayor potencia radiada se da en la dirección de la velocidad de la partícula, como se ve en la figura 2.5.

Entonces un observador podrá ver la emisión sólo si tiene una determinada orientación respecto del movimiento de la partícula. Además la emisión que detectará no será continua en el tiempo, sino que será una serie de pulsos, debido al movimiento helicoidal de la partícula. Se encuentra que el espectro que se obtiene de esta detección es un conjunto de líneas muy cercanas unas

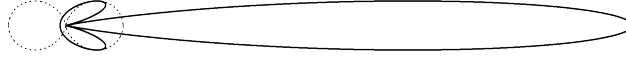


Figura 2.5. La figura muestra como la aberración relativista deforma los lóbulos de radiación de una partícula cargada y acelerada en dirección perpendicular a su movimiento. El patrón de emisión con línea punteada corresponde al sistema de referencia solidario a la partícula, mientras que el patrón de trazo continuo corresponde al sistema de referencia de un observador externo. Fuente: <https://www.cv.nrao.edu/~sransom/web/Ch5.html>

a otras y de frecuencias mayores que la frecuencia de giro de la partícula en su movimiento helicoidal ω_B .

$$\omega \gg \omega_B = \frac{qB}{mc} \quad (2.19)$$

Si bien el espectro que produce no es formalmente continuo, las pequeñas fluctuaciones en la frecuencia, en la magnitud del campo magnético o en el ángulo de *pitch* producen corrimientos en la frecuencia mayores que la separación entre las líneas del espectro, por lo que se puede considerar que se trata de un espectro continuo. Se encuentra que el espectro sincrotrón de un único electrón sigue la forma

$$P(\nu) = \sqrt{3} \frac{e^3 B \text{Sen}(\alpha)}{m c^2} \frac{\nu}{\nu_c} \int_{\frac{\nu}{\nu_c}}^{\infty} K_{\frac{5}{3}}(\eta) d\eta. \quad (2.20)$$

Donde ν_c es la frecuencia crítica que se define

$$\nu_c = \frac{3}{2} \gamma^2 \frac{qB}{2\pi mc} \text{Sen}(\alpha)$$

y $K_{\frac{5}{3}}$ es la función de Bessel de orden $\frac{5}{3}$ modificada. De la expresión (2.20) [Pacholczyk, 1970] se deduce que el máximo de emisión se da a frecuencias $\nu \sim \nu_c$ y para frecuencias $\nu \gg \nu_c$ la emisión se atenúa considerablemente.

En una radiofuente sincrotrón existe un conjunto de electrones que radía de esta manera. Para estudiar la distribución espectral de energías en una radiofuente sincrotrón se debe considerar por un lado el régimen ópticamente delgado ($\tau_\nu \ll 1$), donde el espectro observado corresponde a la superposición de los espectros individuales de cada electrón y, por otro lado, el régimen ópticamente grueso ($\tau_\nu \gg 1$), donde la autoabsorción es un proceso significativo (Fig. 2.6). El primer caso se da a altas frecuencias y se encuentra que el espectro está determinado por la distribución de energías de los electrones presentes en la fuente. En presencia de una onda de choque fuerte los

2. Conceptos y definiciones elementales

electrones de un plasma se pueden acelerar hasta alcanzar velocidades relativistas. En este caso, en vez de seguir una distribución en energías del tipo Maxwell-Boltzmann, la distribución que siguen es del tipo ley de potencias [Bell, 1978] [Protheroe, 1999], es decir,

$$n(E)dE \propto E^{(-\delta)}dE$$

entonces, se encuentra que la densidad de flujo se comporta como $S_\nu \propto \nu^{\frac{\delta-1}{2}}$.

Por otro lado, a bajas frecuencias corresponde el régimen ópticamente grueso. Aquí el flujo se comporta como $S_\nu \propto \nu^{\frac{5}{2}}$ para el caso de una fuente con un campo magnético uniforme. Las fuentes astronómicas en general presentan inhomogeneidades en su campo magnético, por lo que se encuentran algunas diferencias con este modelo. Empíricamente, las potencias de ν encontradas suelen ser menores a $\frac{5}{2}$. Por la misma razón también se encuentra que el pico de emisión no es tan pronunciado como en el modelo correspondiente a un medio homogéneo [Condon and Ransom, 2016].

La frecuencia para la que se tiene la máxima emisión, al igual que en el caso de la radiación libre-libre, depende de la densidad de partículas en la fuente. A mayores densidades se tiene una mayor frecuencia para la que $\tau_\nu = 1$.

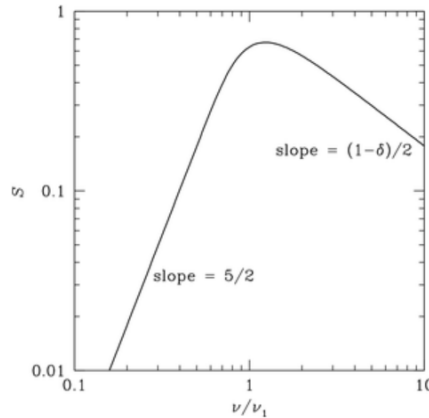


Figura 2.6. Emisión sincrotrón de una fuente modelo. En el régimen ópticamente grueso ($\frac{\nu}{\nu_{\tau=1}} \ll 1$) el flujo S_ν es proporcional a $\nu^{\frac{5}{2}}$, mientras que para frecuencias mayores el índice espectral disminuye hasta ser $\frac{\delta-1}{2}$. Fuente: <https://www.cv.nrao.edu/~sransom/web/Ch5.html>

2.2.3. Emisión térmica del polvo

El polvo está comprendido por pequeñas partículas sólidas. En el medio interestelar producen extinción de la radiación electromagnética en los rangos

ultravioleta, visible e infrarrojo cercano. La extinción es la atenuación de la luz proveniente de una fuente, tanto por absorción como por dispersión.

Cuando un fotón es absorbido por un grano de polvo, éste aumenta su temperatura. Si el grano de polvo es pequeño ($a \ll 1\mu m$) su temperatura aumenta de forma tal que deja de estar en equilibrio termodinámico con la radiación del medio interestelar local. Pero si su tamaño es mayor, entonces es capaz de absorber fotones manteniendo un ETL tal que la radiación recibida es emitida nuevamente en el IR lejano. La densidad de flujo correspondiente a la emisión térmica del polvo se vincula con la frecuencia de radiación siguiendo la relación $S_\nu \propto \nu^{2+\beta}$, con $0 < \beta < 2$ tal que la frecuencia elevada a la β resulta proporcional al coeficiente de emisión y absorción de los granos de polvo ($\nu^\beta \propto \epsilon(\nu)$), considerando que éstos se comportan como cuerpos opacos y corresponde $\beta \rightarrow 2$ en el límite de Rayleigh-Jeans [[Condon and Ransom, 2016](#)].

Capítulo 3

Emisión de galaxias con núcleos activos en el continuo de radio

En este capítulo se caracterizará la emisión de galaxias en el continuo de radio. Por un lado, las galaxias que presentan núcleos activos (AGN por sus siglas en inglés, *active galactic nuclei*) y por otro, las que no tienen esta característica y por lo tanto se las llama *normales* [Peterson, 1997].

Se realizará una breve descripción de las distintas galaxias asociadas con AGNs y del modelo que fue propuesto por [Urry and Padovani, 1995], que las relaciona. También se detallará la emisión en radio de estos objetos teniendo en cuenta las estructuras morfológicas que los caracterizan.

Algunos de estos objetos asociados a AGNs presentan una intensa emisión continua y espectros sin líneas en las longitudes de onda centimétricas. Además, son observados periódicamente debido a su rápida variabilidad, y sus flujos y posiciones se determinan con gran precisión ($\Delta S_\nu \sim 0.1 \text{ Jy}$ y $\Delta x \ll \text{HPBW}$). Por lo que, durante la etapa de parametrización de la antena, serán de especial interés ya que estas características permitirán calibrar el flujo medido por la antena y aplicar correcciones instrumentales. En una instancia posterior, la antena permitiría estudiar el comportamiento de este tipo de fuentes.

3.1. Galaxias

La emisión en el continuo de radio de galaxias normales, es decir aquellas cuya emisión no se corresponde con la presencia de núcleos de galaxias activos,

3. Emisión de galaxias con núcleos activos en el continuo de radio

se debe principalmente a la emisión libre-libre de regiones HII ionizadas por estrellas masivas y a la radiación sincrotrón de rayos cósmicos de electrones que fueron acelerados en remanentes de supernovas. La radiación que se mide de este tipo de galaxias es considerablemente menor que la de radio fuentes de la Vía Láctea (Fig. 3.1).

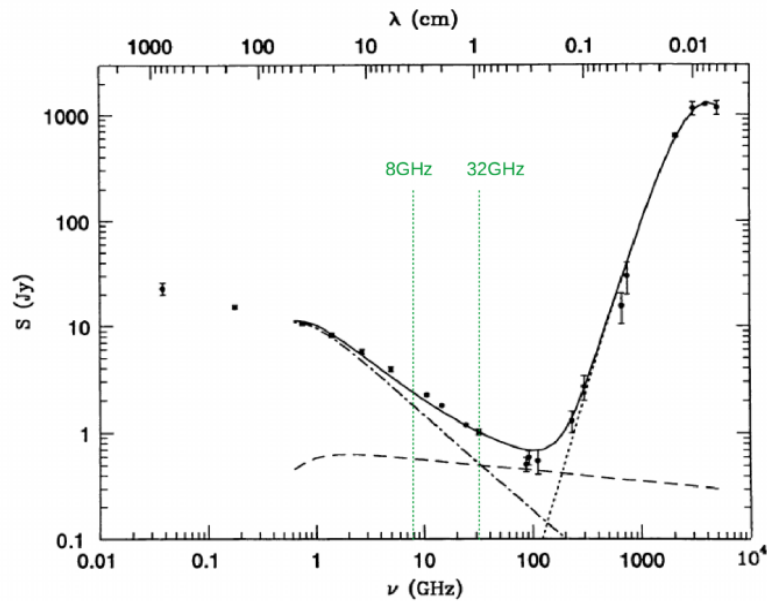


Figura 3.1. Distribución espectral de energía (o SED: *Spectral Energy Distribution*) de la galaxia M82 observada a distintas frecuencias. La línea continua representa un ajuste de la SED de la galaxia. La línea punteada modela la emisión del polvo, la discontinua, la emisión libre-libre y la semipunteada, la emisión sincrotrón. En verde están marcadas las frecuencias a las cuales trabaja la DSA 3. Se puede ver que a 8 GHz la emisión predominante es sincrotrón y a 32 GHz tanto la emisión sincrotrón como la libre-libre son importantes en M82 [Condon and Ransom, 2016].

Por otro lado se observan otras fuentes extragalácticas muy luminosas (luminosidades de $\sim 10^{46}$ erg/s), se trata de AGNs. Reciben este nombre debido a la existencia de fenómenos energéticos en el núcleo, o regiones centrales, de una galaxia que no pueden ser atribuidos de manera directa a la emisión procedente de estrellas. Si bien no hay prueba directa, el comportamiento que se observa sugiere que la principal fuente de energía en los AGNs es la acreción gravitacional de materia por agujeros negros súper masivos [Peterson, 1997]. Los AGNs pueden ser observados en distintas frecuencias, desde radio a rayos gamma, aunque la mayor parte de ellos no son detectables en radio. La

emisión en este rango está dominada por la radiación sincrotrón (Fig. 3.2).

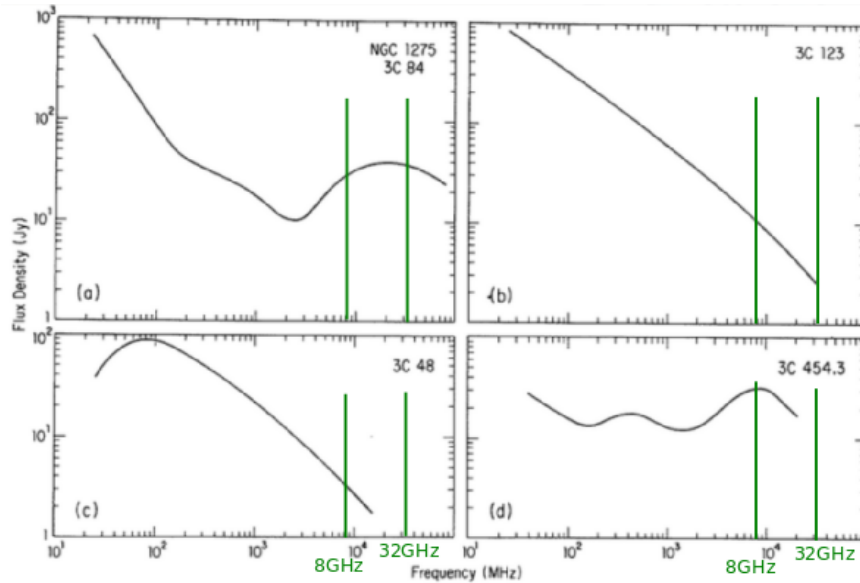


Figura 3.2. SEDs representativas de radiogalaxias y cuasares (AGNs). La radio fuente 3C 84 posee una SED compuesta, posee una estructura muy compacta que es ópticamente gruesa a frecuencias menores de 20 GHz. La radiogalaxia 3C 123 es transparente a todas las frecuencias graficadas. El cuasar 3C 48 presenta autoabsorción sincrotrón a a frecuencias menores de 100 MHz. El cuasar 3C 454.3 presenta estructuras que son opacas a distintas frecuencias [Condon and Ransom, 2016]. En verde están marcadas las frecuencias de trabajo de la DSA 3.

Tanto para galaxias con AGNs y si ellos, contar con las dos bandas de frecuencia de recepción de la DSA 3 permitirá estimar índices espectrales de estos objetos. Esto es fundamental a la hora de estudiar qué mecanismos originan la radiación observada.

3.2. AGNs

A continuación se dará una breve definición de las distintas clases de galaxias con AGNs observados. Sin embargo, estas definiciones no proveen una estricta diferenciación sobre los procesos físicos intrínsecos de cada tipo.

3.2.1. Cuasares

Los cuasares son fuentes de aspecto estelar cuando son observados en el óptico con líneas de emisión fuertes y grandes corrimientos al rojo. Observaciones en el rango óptico con amplio rango dinámico generalmente muestran

una débil nebulosidad o halo alrededor de estos objetos, probablemente debido al brillo estelar de la galaxia que los alberga, sin embargo esto no determina si un objeto forma o no parte de este grupo [Kembhavi and Narlikar, 1999].

Históricamente, los cuasares fueron identificados como radio fuentes, aunque actualmente se sabe que solamente entre el 5% y 10% de los cuasares detectados son fuentes de radio intensas. Tienen un gran flujo en el rango ultravioleta y rayos X. Son los AGNs más luminosos. Para diferenciarlos de otras galaxias con AGNs menos luminosos se fija un límite en magnitud $M_B < -23$ [Schmidt and Green, 1983]. La forma de su SED (*Spectral Energy Distribution* o distribución espectral de energía) no se asemeja a la de un cuerpo negro a una dada temperatura o un pequeño rango de temperaturas, como sucede en galaxias normales o estrellas [Peterson, 1997].

3.2.2. Galaxias Seyfert

Se trata de galaxias en las que se observa un gran brillo superficial hacia el centro, tienen el aspecto de una galaxia espiral distante. Estos objetos tienen excesos de color hacia el azul y una fuerte emisión de continuo en el ultravioleta. La radiación que emiten estas galaxias en el rango de las radio frecuencias se caracteriza por ser difusa: no se logran distinguir estructuras como *jets* o lóbulos, por lo que posiblemente la naturaleza de su emisión sea térmica y no térmica y esté asociadas a regiones de formación estelar [Kembhavi and Narlikar, 1999].

Las galaxias Seyfert se caracterizan por los espectros de sus núcleos en el óptico, dominados por líneas de emisión de alta excitación. Se las clasifica en dos subclases debido a las diferencias halladas en las líneas de emisión de sus espectros:

- Seyfert tipo 1: Se observan dos juegos de líneas espectrales superpuestas. Por un lado las líneas angostas, características de un gas a baja densidad ($n_e \sim 10^3 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$), pero que a su vez son más anchas ($\Delta v \sim 100 \text{ km s}^{-1}$) que las líneas observadas en una galaxia normal. Por otro lado las líneas anchas ($\Delta v \sim 10^4 \text{ km s}^{-1}$), que corresponden sólo a transiciones permitidas y son características de un gas de alta densidad ($n_e \gtrsim 10^9 \text{ cm}^{-3}$). Estas galaxias tienen una fuerte emisión de continuo desde el infrarrojo lejano hasta rayos X.
- Seyfert tipo 2: Sólo se observan líneas espectrales angostas fuertes. Su emisión de continuo es débil.

También hay casos intermedios, en los que sus espectros son muy similares a los de los cuasares, en donde la absorción estelar es muy débil o no se detecta. En relación con las galaxias Seyfert los cuasares presentan líneas angostas más débiles que las líneas anchas [Peterson, 1997].

3.2.3. Radio Galaxias

Estas radio fuentes intensas se identifican típicamente con galaxias elípticas gigantes. Se pueden identificar dos tipos de radio galaxias por el ancho de sus líneas espectrales, ambos con distribuciones espectrales de energía en el rango óptico que se corresponden con AGNs. Por un lado las radio galaxias que presentan líneas anchas, BLRGs (*Broad Line Radio Galaxy*), cuyos espectros se asemejan a los de las galaxias Seyfert 1. Por otro lado, aquellas que presentan únicamente líneas angostas, NLRGs (*Narrow Line Radio Galaxy*), tienen espectros similares a las galaxias Seyfert 2 [Peterson, 1997].

3.2.4. Blazares

Los blazares son objetos que se caracterizan por tener una emisión espectral continua y suave desde longitudes de onda infrarrojas hasta ultravioletas. Se observa que tienen una rápida variabilidad en el rango óptico (\lesssim día) y su emisión en el continuo de radio es fuerte y variable. La emisión de continuo de esta clase está dominada por la radiación no térmica [Kembhavi and Narlikar, 1999]. Si se comparan los espectros de estos objetos con los de cuasares de baja emisión en radio, se pueden distinguir dos grupos:

- Blazares con líneas espectrales débiles: Objetos BL Lacertae. Los núcleos de estos objetos tienen una intensa emisión de continuo polarizada que varía rápidamente en todo el espectro electromagnético. Cuando presentan líneas espectrales de emisión, éstas son muy débiles y en algunos casos pueden detectarse líneas de absorción. En general se encuentran al identificar en el rango óptico fuentes de radio o rayos X, en todos los casos resultan ser radio fuentes intensas. Cerca del 80% presentan morfologías extendidas y a veces se encuentra que son núcleos de galaxias elípticas [Kembhavi and Narlikar, 1999].
- Blazares con líneas espectrales fuertes: cuasares con espectro plano en radio frecuencias (FSRQ: *Flat Spectrum Radio Quasars*). Su emisión de continuo es similar a la de los objetos BL Lac pero, a diferencia

de éstos, presentan líneas de emisión intensas y anchas como aquellas encontradas en los cuasares [Urry and Padovani, 1995].

3.2.5. LINERs

El nombre de esta clasificación proviene de las siglas en inglés para *regiones con líneas de emisión nuclear de baja ionización* (LINERs: *Low Ionization Nuclear Emission Regions*), líneas que se encuentran en alrededor de la mitad de las galaxias espirales. Excepto por un pequeño porcentaje de galaxias con AGNs, las demás son galaxias cuya emisión está dominada por regiones HII y su emisión de continuo se debe a estrellas calientes. Sus espectros son similares a los de las galaxias Seyfert 2 excepto porque las líneas de baja ionización son relativamente intensas [Peterson, 1997]. Es posible considerar las LINERs como núcleos de Seyferts 2 de baja luminosidad con parámetros de ionización menor y continuos de fotoionización con mayores pendientes que otros AGNs [Kembhavi and Narlikar, 1999].

3.3. Modelo unificado de AGNs

Más allá de las diferencias observacionales que presentan las galaxias asociadas con AGNs, todas tienen en común una potente emisión en un amplio rango de frecuencias que varía en el tiempo en el orden de años, meses y/o días. Esta variación temporal indica un límite para el tamaño de la fuente que da lugar a dicha emisión. La teoría más aceptada actualmente para explicar cómo una fuente de tamaño acotado es capaz de emitir tanta potencia de manera sostenida en el tiempo es la que supone la presencia de un agujero negro súper masivo alimentado por un disco de acreción [Urry and Padovani, 1995]. Este modelo tiene una simetría particular, por lo que las diferencias observacionales entre los AGNs podrían deberse a la combinación entre las diferencias de algunos parámetros físicos y las diferencias aparentes, que dependen de la orientación del AGN respecto del observador.

Esto motivó a que, en 1995, Urry y Padovani propusieran que los AGNs se tratan de un mismo tipo de objeto cuya apariencia depende fuertemente de la dirección en la que es observado. Objetos que fueron clasificados en un primer momento como cuasares, blazares, galaxias Seyfert u objetos BL Lacertae, se piensa que son en realidad, el mismo tipo de objeto visto desde diferentes ángulos. Esto se debe a que los AGNs tendrían una simetría axial. El modelo estándar de AGN supone la siguiente estructura: un disco de acreción rodeando un agujero negro súper masivo rotante. En una región cercana

a estas componentes, nubes de alta densidad moviéndose a altas velocidades darían origen a líneas espectrales anchas (BLR: *Broad Line Region*). En una región más alejada del agujero negro, nubes de baja densidad y menor dispersión de velocidad serían responsables de las líneas espectrales angostas (NLR: *Narrow Line Region*). Rodeando el disco de acreción, un toroide de polvo y gas ópticamente grueso sería responsable de parte de la radiación en el infrarrojo observada en estos objetos. A lo largo de un eje perpendicular al disco de acreción se eyectan dos conos de material ionizado con velocidades relativistas y direcciones opuestas (*jet* bipolar) al medio intergaláctico. Algunas veces los *jets* pueden verse desviados por la presencia del fuerte campo magnético y gravitatorio propio del agujero negro central, a partir del cual son eyectados [Urry and Padovani, 1995]. Además, la emisión en radio se alinearía con la dirección de los *jets*, que no parece tener una orientación preferencial respecto al eje de rotación de la galaxia anfitriona. La evidencia de la anisotropía tanto en la emisión en radio como en frecuencias mayores sugiere que la detección de los distintos tipos de AGNs depende fuertemente de la ubicación del observador en relación al eje de simetría [Peterson, 1997] (Fig. 3.3).

En este escenario y en el caso que el AGN posea *jets*, un observador alineado con la dirección de éstos podrá detectar su intensa emisión sincrotrón. En este caso detectará un blazar. Si el observador se encuentra en una dirección cercana a la del eje de simetría, será capaz de ver las regiones centrales y, en el rango óptico, podrá detectar tanto las líneas de emisión anchas, originadas en nubes cercanas al centro, como las líneas angostas originadas en regiones más alejadas del agujero negro. Este es el caso de las BLRGs. Por otra parte un observador que ve el objeto con una inclinación mayor no logrará observar directamente la región central que da lugar a líneas anchas. Pero sí podrá detectar líneas angostas, características de regiones con baja densidad que corresponderían a la NLR, como sucede en el caso de las NLRGs.

En el caso que el AGN no presente *jets*, la radiación en radio frecuencias se verá atenuada. Entonces un observador cercano al eje de simetría podrá detectar cuasares radio silenciosos. Mientras que uno con una inclinación mayor a dicho eje detectará las contrapartes radio silenciosas de las BLRGs y las NLRGs, es decir, las galaxias Seyfert 1 y 2, respectivamente (Fig. 3.4).

3.4. AGNs en radio

Las radiofuentes asociadas a cuasares y radio galaxias presentan distintas estructuras morfológicas y tamaños. Por un lado se encuentran las fuentes

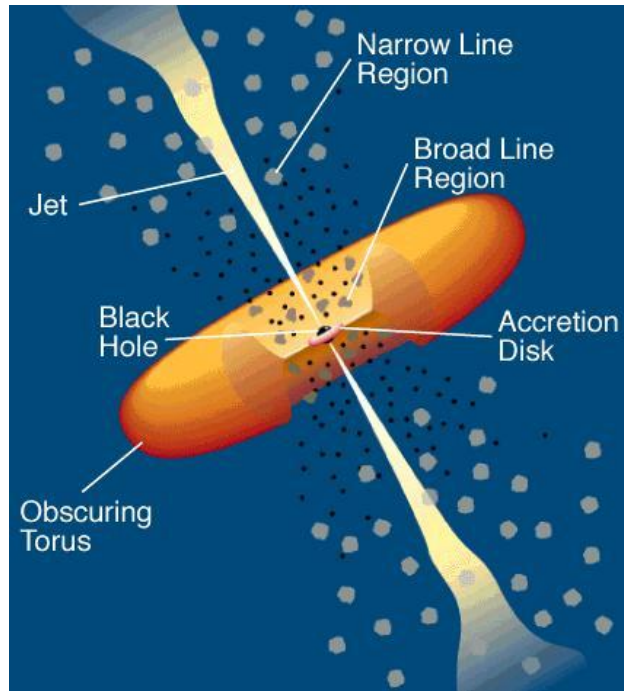


Figura 3.3. Esquema del modelo de AGN. En el centro, un agujero negro súper masivo, rodeado por un disco de acreción y un toroide de gas y polvo. En el eje de simetría, *jets*, en los que el material es expulsado a velocidades relativistas. En regiones cercanas al agujero negro, nubes de alta densidad con altas velocidades. En regiones más alejadas, nubes de baja densidad. Fuente: https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/objects/agn/agn_model.html.

compactas no resueltas con distribuciones espectrales de energía planas y por otro, estructuras complejas con cientos de kilopársecs de extensión, con halos, lóbulos, un núcleo compacto y *jets* que conectan el núcleo con las regiones extendidas.

Dados los HPBW de la DSA 3 en sus dos bandas de recepción, no es posible resolver las distintas estructuras asociadas al AGN. Por lo que, tanto el núcleo como las demás componentes, se verán como una única fuente puntual. Sin embargo, resulta útil comprender la contribución que tendrá cada una a la SED resultante, ya que las observaciones permiten medir una angosta banda de ésta.

3.4.1. Estructuras

Las estructuras primarias asociadas a los AGNs son los lóbulos, los puntos calientes (o *hot spots*) y los *jets*. Resulta útil considerar que todas las radio fuentes están compuestas por estas estructuras y que las variantes observadas pueden deberse a alteraciones intrínsecas del objeto o a interacciones con

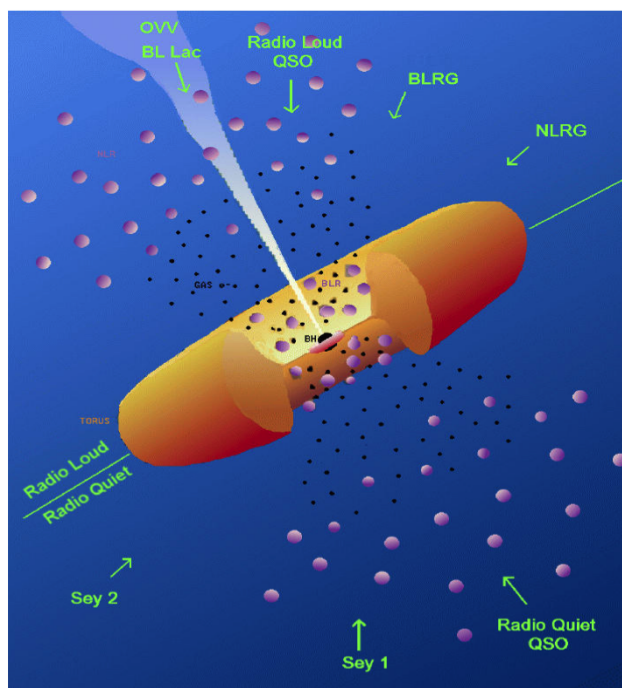


Figura 3.4. Esquema del modelo unificado de AGN para distintos observadores. Hacia el lado superior, el caso de un AGN que es una radio fuente intensa. Hacia el lado inferior, un AGN radio silencioso. La radiación que un observador puede detectar depende de la orientación del AGN respecto al primero. Si se trata de un AGN con intensa emisión en radio, un observador en el eje de simetría detectará un blazar (observará una intensa emisión proveniente del *jet* que avanza en su dirección). Cerca del eje de simetría esta emisión seguirá siendo importante y se detectará un cuasar. Al alejarse del eje, el observador podrá detectar tanto la BLR como la NLR, pero la emisión colimada de los *jets* ya no estará alineada con esta dirección. Cerca del plano, el anillo de gas y polvo no permitirá observar las regiones interiores, aunque la NLR seguirá siendo detectable para este observador. Fuente: www.mpifr-bonn.mpg.de.

el medio intergaláctico en el que se encuentran. Sin embargo, no todas estas componentes se detectan en los objetos y muchas veces la morfología es demasiado compleja para diferenciarlas sin ambigüedad.

Núcleos

Los AGNs son componentes compactas, esto significa que no han sido resueltas al ser observadas con una resolución angular $\gtrsim 0.1 \text{ arcsec}$. Además, estas componentes coinciden espacialmente con el núcleo de la contraparte óptica del objeto. Generalmente presentan SEDs con leves pendientes (índices espectrales $\alpha \leq 0.5$) o complejas, lo que indica autoabsorción sincrotrón. Al ser observados con VLBI, se encuentran subcomponentes.

Los núcleos se detectan mejor en frecuencias del orden de los GHz debido a su SED generalmente plana. Mientras las componentes extendidas tienen SEDs con pendientes claramente negativas, decrecientes con la frecuencia, las componentes compactas mantienen un flujo considerable a altas frecuencias. Esta característica permite distinguirlas con mayor facilidad de otras componentes. Otro factor que favorece la detección de los núcleos a altas frecuencias es que se pueden lograr mejores resoluciones angulares a mayores frecuencias. Cuando el tamaño del haz se reduce, en fuentes extendidas el flujo observado en cada píxel será menor, mientras que para fuentes compactas el flujo se conservará en tanto que la fuente no se resuelva espacialmente [Kembhavi and Narlikar, 1999].

Lóbulos

Los lóbulos son regiones con emisión extendida en radiofrecuencias. Muchas veces se observan dos lóbulos aproximadamente simétricos ubicados en lados opuestos de la galaxia o cuasar. Es común que los lóbulos presenten regiones de mayor emisión, llamadas puntos calientes (o *hot spots*), que están alineadas con la fuente central. La extensión total discernible de los lóbulos puede ser de varios cientos de kilopársecs y en algunos casos extremos, de hasta algunos megapársecs. La SED en radiofrecuencias de estas componentes sigue una ley de potencias con un índice espectral $\alpha \gg 0.5$, lo que sugiere que se trata de una fuente sincrotrón ópticamente delgada [Kembhavi and Narlikar, 1999].

Muchas veces los lóbulos presentan una simetría rotacional, es decir que tienen estructuras con forma de Z o S. Se cree que son causadas por la precesión de los ejes de los *jets*, responsables de transportar energía de la fuente central hacia regiones extendidas.

Las luminosidades de los dos lóbulos generalmente son comparables, sólo difieren en un factor ~ 2 . Esta relación también se da en la distancia máxima del núcleo que cada una presenta (ver, por ejemplo, la radio galaxia 3C 175, panel izquierdo de la Fig. 3.5). En algunos cuasares (como el 3C 273, panel derecho de la Fig. 3.5) la componente extendida se observa únicamente a un lado del núcleo (la componente simétrica es $\lesssim 1/10$ menos brillante que la otra). Esto podría deberse a que la emisión se ve aumentada en los flujos que se mueven con velocidades relativistas en dirección al observador [Kembhavi and Narlikar, 1999].

Jets

Los *jets* son estructuras angostas que unen el núcleo compacto con las regiones exteriores. Éstos tienen escalas de pársecs hasta kilopársecs y pueden ser estructuras suaves o presentar abultamientos o nudos. En las radio galaxias más luminosas y en todos los cuasares se observa un único *jet*, mientras que en radio galaxias menos luminosas se detectan *jets* a ambos lados del AGN [Kembhavi and Narlikar, 1999].

Puntos calientes

Los puntos calientes son máximos de intensidad ubicados en las regiones exteriores de los lóbulos de fuentes de gran luminosidad. Cuando los lóbulos son observados con una resolución insuficiente, los puntos calientes producen un aspecto de borde brillante. Los puntos calientes tienen tamaños típicos de 1 kpc y sus SEDs presentan pendientes pronunciadas que siguen una ley de potencias con índice espectral $0.5 < \alpha < 1$, pero en general son más planos que los de los lóbulos. Esto es consistente con la interpretación del punto caliente como una región donde el *jet* proveniente del núcleo impacta con el medio produciendo un choque que convierte la energía cinética del haz en movimiento aleatorio. Las partículas energéticas se difunden desde los puntos calientes hacia los lóbulos, proveyendo energía continuamente.

Estas estructuras no siempre están presentes, mientras que algunas veces se observan más de una en un lóbulo. Muchas veces los nudos en los *jets* pueden confundirse con puntos calientes y, en estructuras complejas, es difícil diferenciarlos, pero los fenómenos físicos que dan lugar a ambos son diferentes. Los nudos se formarían por la variabilidad de los *jets*, es decir, que flujos con distintas velocidades generarían discontinuidades y/o nudos en la estructura colimada del *jet* [Kembhavi and Narlikar, 1999].

3. Emisión de galaxias con núcleos activos en el continuo de radio

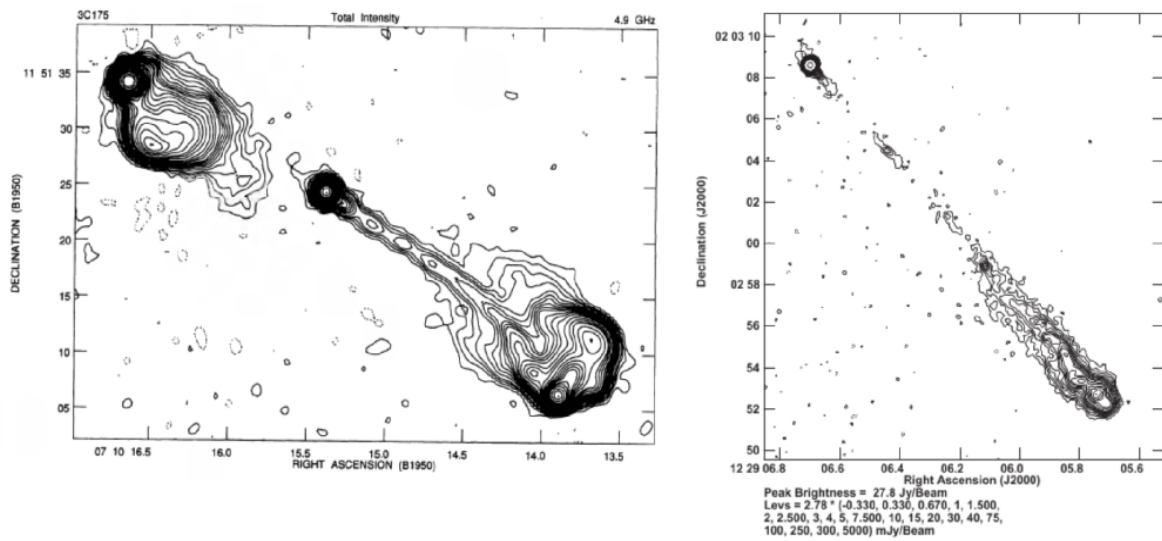


Figura 3.5. Ejemplos de estructuras de AGNs con observaciones de alta resolución en radio frecuencias. En el panel de la izquierda es posible distinguir el núcleo de la radio galaxia 3C 175, los dos lóbulos a ambos lados, un único *jet* que conecta el núcleo con uno de los lóbulos y dos puntos calientes, las regiones de mayor intensidad de cada lóbulo [Bridle et al., 1994]. En el panel derecho, el núcleo del cuasar 3C 273 se encuentra en la esquina superior izquierda de la imagen y presenta un único lóbulo [Perley and Meisenheimer, 2017].

Capítulo 4

Reducción de los datos y su almacenamiento

El objetivo de este capítulo es presentar los pasos que se siguieron para la reducción de los datos provenientes de la DSA 3 y su posterior almacenamiento en un formato estándar. Para realizar este procedimiento se creó un script en el lenguaje de programación Python, del cual se especifica el uso en el apéndice A.

En primer lugar, se presentará el formato de los datos crudos de salida de la DSA 3 y características generales de su contenido.

Para el proceso de reducción de las observaciones será necesario introducir algunos conceptos y herramientas del análisis de señales, los cuales permitirán hacer un tratamiento adecuado de los datos, haciendo algunas suposiciones iniciales sobre el comportamiento de las señales medidas para su posterior reducción.

Se introducirá el formato de salida SDFITS, una convención usada para almacenar tablas de datos provenientes de radio telescopios de disco simple. Este consiste en una serie de convenciones de almacenaje usando como base el formato FITS (Flexible Image Transport System).

Finalmente, se detallará cómo serán almacenados los datos en el formato previamente presentado para el caso particular de la DSA 3.

4.1. Datos de salida de la DSA 3

Los datos de salida de la DSA 3 siguen las recomendaciones estándar del formato de intercambio de datos crudos Delta-DOR [CCSS, 2013] (técnica de monitoreo interplanetario *Delta-Differential One-way Ranging*) fijados por el

Comité Consultivo de Sistemas de Datos Espaciales (CCSDS: *Consultative Committee for Space Data Systems*).

Este formato define dos tipos de archivos: un “archivo de observación”, que consiste en una secuencia de líneas de texto ASCII (*American Standard Code for Information Interchange*) con información sobre la sesión de observación y un “archivo producto”, un archivo binario con datos registrados durante la sesión [CCSS, 2013].

Para una sesión de observación se creará un único archivo de observación, en el que se detallarán, entre otras cosas, los nombres de los “archivos producto”, la hora a la que fueron creados, nombre y posición del objeto observado. Por otro lado, habrá un “archivo producto” por cada observación, sub-banda y polarización. Es decir que para una estación como la DSA 3, con 4 sub-bandas y 2 polarizaciones circulares, habrá $8 \times n$ “archivos producto” para una sesión de observación con n observaciones.

Un archivo producto está compuesto por bloques o *Product File Records* (PFR) ordenados, donde cada uno de éstos corresponde a un segundo de integración. Cada PFR está formado por una cabecera y una sección de datos. La cabecera tiene una estructura fija tal que almacena en 176 Bytes la información que describe la sección de datos que le sigue, mientras que el tamaño de la sección de datos puede variar ya que depende de la frecuencia de muestreo y del formato de las muestras (Fig. 4.1).

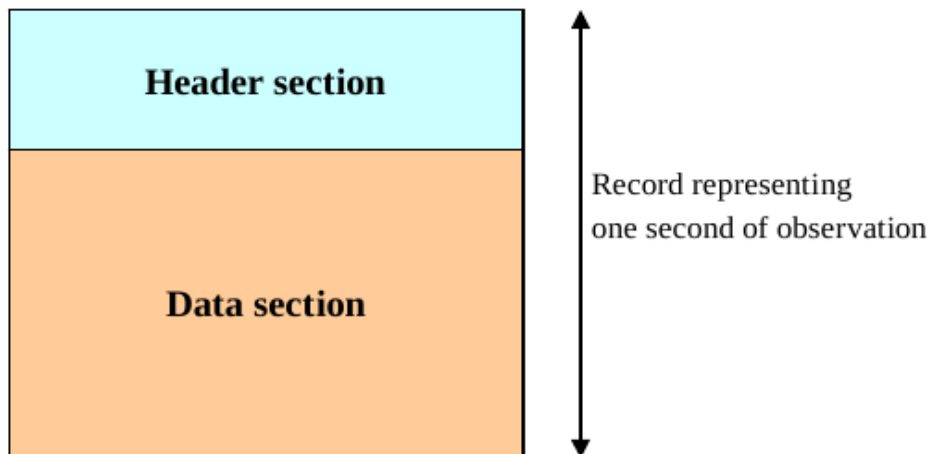


Figura 4.1. Estructura general de un *Product File Record*, registro que corresponde a un segundo de observación: una cabecera seguida de una sección de datos. Cada “archivo producto” puede contener varios PFR. Fuente: Recommended Standard [CCSS, 2013]

En el caso particular de la DSA 3, usando la configuración TTCP (*Tele-*

metry Telecommand and Control Processor), se registra una muestra como un par I/Q de 32 bits a una frecuencia de muestreo de $f_s = 1$ MHz (es decir, un millón de pares I/Q por segundo). Cada par I/Q es un número complejo $z = I + iQ$ ($I, Q \in \mathbb{R}$), donde I representa la muestra real y Q la respectiva componente en cuadratura, tal que este formato permite recuperar la amplitud y la fase de una señal sin ambigüedad. Las 4 sub-bandas, cada una desplazada de la frecuencia central f_c , permiten un ancho de banda total de 4 MHz en cada polarización (Fig. 4.2).

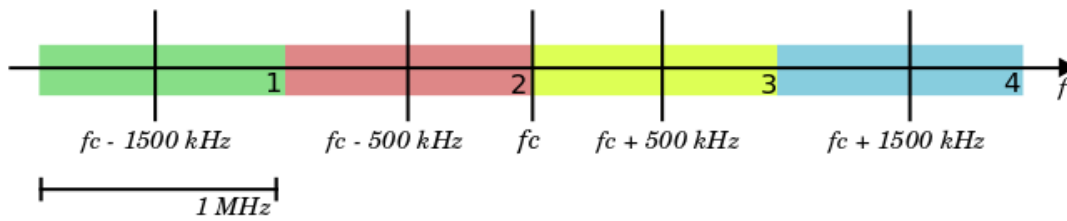


Figura 4.2. Banda de frecuencias en la que trabaja la DSA 3. Donde f_c es la frecuencia central que depende de la banda de trabajo, 8.45 GHz o 31.9 GHz. La banda se separa en 4 sub-bandas de 1 MHz cada una, resultando en un ancho total de $\Delta\nu = 4$ MHz.

La antena cuenta con un diodo de ruido que permite calcular las temperaturas de sistema T_{sis} [K], considerando conocida la temperatura que introduce el diodo T_{ND} :

$$T_{sis} = T_{ND} \frac{P_{OFF}}{P_{ON} - P_{OFF}}. \quad (4.1)$$

La temperatura T_{ND} depende de la banda de trabajo: $T_{ND-X} = 23K$ y $T_{ND-Ka} = 13K$. P_{ON} y P_{OFF} son las potencias correspondientes a cuando el diodo está encendido y apagado, respectivamente. La temperatura de sistema se calcula durante los 2s de integración en los que está funcionando el diodo de manera intermitente. Durante los siguientes 2s de cada ciclo el diodo permanece apagado [Noise Diodes]. Estas temperaturas son registradas en una tabla para cada sesión de observación, pero no forman parte del conjunto de archivos Delta-DOR. Cabe destacar que el diodo de ruido es parte del sistema de calibrado de la antena para fines de comunicación, por lo que no es posible modificar su funcionamiento a elección. En este trabajo se estudia su funcionamiento para uso astronómico.

4.2. Cálculo de la densidad espectral de potencia

Las muestras registradas en los archivos Delta-DOR componen señales estocásticas discretas en el tiempo $x[n]$. El objetivo será obtener sus respectivos espectros de densidad de potencia.

Se considerará que las observaciones con las que se cuentan para este trabajo comprenden señales asociadas a procesos estocásticos *estacionarios en sentido amplio* (*ESA*), es decir que, si bien la señal medida es aleatoria, sus medias y varianzas son constantes en el tiempo. Es decir que la señal discreta $x[n]$ debe cumplir:

- La media es un valor constante:

$$E\{x[n]\} = \mu_x[n] = \mu_x. \quad (4.2)$$

- La covarianza $\gamma_x[n_1, n_2]$ depende únicamente de la separación entre n_1 y n_2 :

$$\gamma_x[n_1, n_2] = E\{x[n_1] - \mu_x\}E\{x[n_2] - \mu_x\} = \kappa_x[n_1 - n_2]. \quad (4.3)$$

Donde $\kappa_x[n_1 - n_2]$ es la secuencia de covarianza de $x[n]$ y $n_1 - n_2 = m$ representa el retraso de la secuencia $\kappa_x[m]$ [Boaz, 1997]. También se considerará que la señal es ergódica, es decir que los promedios temporales son iguales a los promedios estadísticos.

Dada una señal $x[n]$ *ESA* de energía finita ($\sum_{m=-\infty}^{\infty} |\kappa_x[m]| < \infty$) y cuyo valor medio es $\mu_x[n] = 0$. Y sea N un número natural impar, se define $y[n]$ como:

$$y[n] = \begin{cases} x[n] & -\frac{(N-1)}{2} \leq n \leq \frac{N-1}{2} \\ 0 & \text{En otro caso.} \end{cases} \quad (4.4)$$

Entonces, el teorema de Wiener-Khintchine asegura que el espectro de densidad $K_x^f(\omega)$ de la señal $x[n]$ puede calcularse equivalentemente como

$$K_x^f(\omega) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} E(|Y^f(\omega)|^2) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \kappa_x[m] e^{-j\omega m}. \quad (4.5)$$

Donde el superíndice f indica que se aplicó la Transformada de Fourier (TF).

En este trabajo las señales de estudio no son de energía finita, por lo que no es posible calcular su TF. Entonces para realizar un análisis espectral es necesario redefinir la TF $X^f(\omega)$:

$$X^f(\omega) = \sum_{m=-L}^L x[m]e^{-j\omega m}. \quad (4.6)$$

En la práctica, se combina esta nueva definición de la TF con el teorema de Wiener-Khintchine para realizar una estimación del espectro de potencia de una señal.

En el caso de una señal aleatoria, *ESA* y de energía infinita, su TF será, en consecuencia, también aleatoria. Por lo que al considerar distintos intervalos de una secuencia en el tiempo, sus TF tendrán formas diferentes, limitando la información que se puede obtener de ellas. Esto resulta un problema también en el cálculo de espectros ya que se emplea la TF para obtenerlos. Además, reducir el ruido en el espectro se dificulta ya que una ventana temporal más larga no implica una disminución en el ruido. Es por esto que surgen diversos métodos para reducir el ruido de un espectro de potencias a través de promedios.

Dado que se cuenta con una gran cantidad de muestras en tiempo en relación a la cantidad de canales necesarios para satisfacer la resolución en frecuencia deseada, el método de promedio de periodogramas, también conocido como método de Bartlett, resulta conveniente en este caso. Además, este método no implica suposiciones específicas en la serie temporal, salvo que la señal debe ser *ESA*.

Este método consiste en, dada la secuencia en tiempo de longitud N , dividirla en K bloques de longitud $L = \frac{N}{K}$, luego se calcula el periodograma de cada bloque y se hace un promedio de los K bloques [Boaz, 1997]. De esta forma se reduce el ruido de la estimación del espectro de densidad de potencias a costa de la pérdida de resolución en frecuencia [Karl, 1989].

El periodograma de cada bloque será

$$\hat{A}_{per}^{(i)}(\omega) = \frac{1}{L} \left| \sum_{n=0}^{L-1} x_i(n)e^{-jn\omega} \right|^2 \quad i = 1, 2, \dots, K. \quad (4.7)$$

El promedio de los periodogramas resulta el estimador Bartlett

$$\hat{A}(\omega) = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{K-1} \left| \sum_{n=0}^{L-1} x_i(n + iL)e^{-jn\omega} \right|^2$$

cuya varianza es menor que la de los periodogramas individualmente [Boaz, 1997]. Además, se puede ver que este estimador tiende al espectro de densidad para

una cantidad y tamaño de ventanas lo suficientemente grandes.

$$\lim_{\substack{K \rightarrow \infty \\ L \rightarrow \infty}} \hat{A}(\omega) = K_x^f(\omega) \quad (4.8)$$

El programa de conversión de los datos desarrollado para este trabajo permite elegir entre tres resoluciones en frecuencia para los espectros de salida. Estas se definieron fijando tres valores de resoluciones en velocidad típicos en radioastronomía y considerando una cantidad de canales 2^n para optimizar el tiempo de cómputo del programa. En la tabla 4.1 se muestran las distintas opciones en la resolución espectral y, a modo de ejemplo, los respectivos tamaños de dichos archivos correspondientes a observaciones de $\lesssim 1 \text{ min}$ de exposición. Una observación de este tipo en el formato Delta-DOR consiste en 8 archivos producto de $\sim 225 \text{ MB}$ cada uno.

Δv [$km \ s^{-1}$]	$\Delta \nu$ [Hz]		# canales		tamaño aprox. [kB]	
	banda X	banda Ka	banda X	banda Ka	banda X	banda Ka
1	28166	106503	256	64	233	69
0.5	14083	53251	512	128	455	130
0.1	2816	10650	2048	512	1800	478

Tabla 4.1. Resolución en velocidad, separación entre canales, cantidad de canales y tamaño de los archivos de salida en formato SD-FITS en las bandas de trabajo X y Ka de la DSA 3. Los tamaños de los archivos de salida son aproximados y corresponden a observaciones de 1 min de integración.

Las resoluciones espectrales usadas son mucho mayores a 10 Hz (la frecuencia de oscilación del diodo de ruido), por lo que no se detectará en los espectros de potencia calculados un pico en la frecuencia allí. Sin embargo, se espera encontrar una mayor potencia integrada en los segundos donde el diodo está en funcionamiento respecto de los segundos en los que no.

Se puede ver un ejemplo de los espectros de potencia calculados en la figura A.3 del Apéndice A.

4.3. Formato estándar astronómico

En esta sección se presentará en primer lugar la estructura general del formato FITS y luego, las convenciones del formato SD-FITS.

4.3.1. Formato FITS

FITS es un formato estándar comúnmente usado en astronomía para almacenar imágenes y tablas. Si bien originalmente fue diseñado para el transporte de imágenes de datos en cintas magnéticas, actualmente las capacidades del formato FITS le permiten acomodarse a estructuras de datos más complejas. Un aspecto importante es que su estructura está completamente especificada en documentos de libre acceso, lo cual hace accesible su decodificación y fija un estándar para el intercambio de datos astronómicos.

Estructura general [IFWG, 2016]:

1. Unidad de datos principal
2. Extensiones (opcional)
3. Otros registros especiales (opcional)

Cada unidad de datos (o HDU: *Header Data Unit*) puede ser tanto la unidad principal como otras unidades opcionales. Cada una de éstas posee un *header* o cabecera, donde hay información sobre dicha unidad. Cada cabecera debe constar de un número entero de bloques, donde cada bloque puede tener hasta 2880 bytes de longitud. Los bloques están constituidos por series de 80 caracteres, de forma que cada bloque puede tener 36 registros. Cada registro consiste en un *keyword*, es decir el nombre clave asociado a un parámetro que tiene una longitud de 8 bytes. Los restantes 72 caracteres del registro pueden usarse con el valor del keyword y un comentario. Los *keywords* de la tabla 4.2 son obligatorios para todo archivo FITS [IFWG, 2016].

4.3.2. Formato SDFITS

El formato SDFITS es una convención para el intercambio de datos en tablas binarias provenientes de antenas de disco simple en Radioastronomía.

SDFITS es un formato que surge luego de una reunión de partes interesadas en fijar una convención para el almacenamiento de tablas de datos provenientes de antenas radio-astronómicas de disco simple (*single dish*), realizada en octubre de 1998 en Green Bank, West Virginia (EE.UU.). El conflicto residía en que el formato necesario no encajaba con el de imágenes FITS, un problema que se repetía también en el almacenaje de datos obtenidos en rayos X. Poco antes de esto se había desarrollado el formato de tablas binarias en FITS, con lo cual al adoptarlo bastaría con fijar algunos estándares en la estructura de la cabecera [Liszt, 1995].

4. Reducción de los datos y su almacenamiento

<i>keyword</i>	valor	comentario
SIMPLE =	T	/El archivo sigue el estándar FITS (booleano, T ó F)
BITPIX =		/Bits por píxel (8, 16, 32, 64)
NAXIS =	N	/Cantidad de dimensiones que tiene la unidad de datos
NAXISn =		/ $n = 1, 2, \dots, N$. Tamaño de cada dimensión
.		
.		
(otros <i>keywords</i>)		
.		
.		
END		

Tabla 4.2. *Keywords* obligatorios para cualquier archivo FITS (cabecera principal). Tanto 'NAXIS' como 'NAXISn' toman valores naturales. Por ejemplo para una unidad de datos que es una imagen/matriz de 10×10 , entonces las dimensiones estarán definidas como indica la tabla 4.3. Si 'NAXIS' vale 0 significa que no hay una unidad de datos.

<i>keyword</i>	valor
NAXIS =	2
NAXIS1 =	10
NAXIS2 =	10

Tabla 4.3. Fragmento de *header* de un archivo FITS que almacena una matriz de 10×10 píxeles.

Un archivo en formato SDFITS es en esencia un archivo FITS cuyo contenido es una o más tablas binarias incluidas como extensiones. Además debe seguir una serie de convenciones que incluyen *keywords* obligatorios para la cabecera (principal o las cabeceras de las extensiones) y nombres para las columnas que determinan la estructura de las tablas, aunque no limitan el contenido del archivo ya que permiten incluir *keywords* y columnas adicionales, además de las recomendadas, que resultaran útiles para la descripción de los datos. El formato no restringe la cantidad de tablas que puede tener un archivo así como tampoco especifica un orden en el cual deban aparecer los *keywords*.

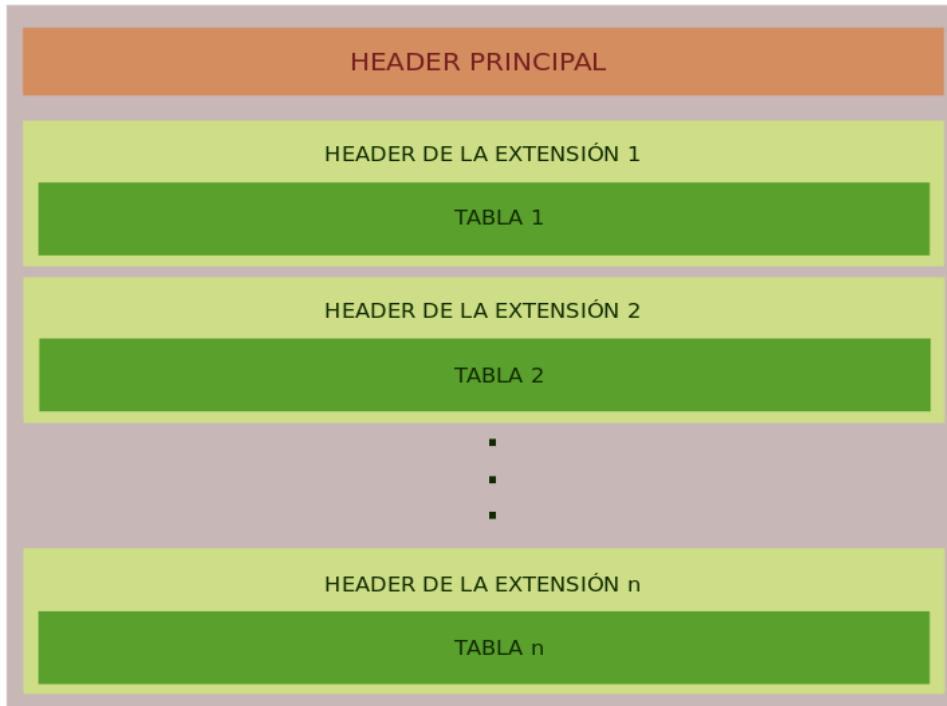


Figura 4.3. Estructura general de un archivo SDFITS. Al comienzo el *header* principal y luego las tablas binarias incluidas como extensiones, cada una con su respectivo *header*.

***Keywords* obligatorios**

Estas tablas binarias se almacenan como una extensión del archivo FITS, por lo tanto en la cabecera de la unidad principal de datos debe aparecer 'EXTEND=T', lo que indica que existen extensiones en el archivo, y 'NAXIS=0', la dimensión del bloque de datos principal es nula, es decir, no hay datos en esta sección (siempre y cuando no existan datos en la unidad principal).

El formato SDFITS agrega los *keywords* obligatorios y valores que toman por convención algunos de ellos en la cabecera de la extensión listados en la tabla 4.4 [Liszt, 1995].

Columnas de tablas SDFITS

Otros *keywords* típicos de este formato son aquellos que caracterizan y definen el tipo de contenido de las columnas de la tabla 4.5.

En la convención SDFITS hay un conjunto de columnas que deben ser incluidas obligatoriamente en cada tabla, llamadas *CORE columns* o columnas núcleo. Estas son BANDWID, DATA, DATE-OBS, EXPOSURE, OBJECT, TELESCOP y TSYS. Su descripción se explica en la tabla 4.6 [Garwood, 2000].

4. Reducción de los datos y su almacenamiento

<i>keyword</i>	valor	comentario
XTENSION=	'BINTABLE'	/ Extensión tabla binaria *
BITPIX =	8	/ Bits por byte *
NAXIS =	2	/ Número de dimensiones del arreglo *
NAXIS1 =	40	/ Largo de la dimensión 1
NAXIS2 =	68	/ Largo de la dimensión 2
PCOUNT =	0	/ Número de bytes de offset antes del conjunto de datos *
GCOUNT =	1	/ Número de grupos de datos *
TFIELDS =	7	/ Número de campos de la tabla
EXTNAME =	'SINGLE DISH'	/ Nombre de esta extensión tabla binaria *
NMATRIX =	1	/ Juego de datos por registro *

Tabla 4.4. *Keywords* de un archivo SDFITS (cabecera de la extensión). * *keywords* con valores obligatorios o recomendados.

<i>keyword</i>	valor	comentario
TTYPE _n =	'EXPOSURE'	/etiqueta del campo
TFORM _n =	'1D'	/formato permitido para el campo
TUNIT _n =	's'	/unidades de los valores correspondientes al campo

Tabla 4.5. *keywords* que describen los campos de las tabla. Donde 'n' es un número natural usado para identificar el campo.

Por otro lado, existen las llamadas *SHARED columns*, son aquellas columnas opcionales cuyos nombres están definidos por convención. Algunas de éstas son BACKEND, FREQRES, RESTFREQ, TIMESYS, SITELONG, SITELAT, SITEELEV, que serán usadas para describir los datos de la DSA 3 (Tabla 4.6).

Puede suceder que en una tabla el valor de algún campo sea siempre el mismo en cada registro, en estos casos se pueden usar columnas virtuales. Éstas consisten en ingresar el nombre de las columnas como *keywords* dentro de la cabecera de la extensión, acompañadas por el valor que tendrían en cada registro. Por ejemplo [TELESCOP = 'DSA 3'], ya que los datos procederán siempre del mismo telescopio.

El formato SDFITS permite la incorporación de columnas no definidas como *CORE* o *SHARED*, como es el caso de la columna CAL usada en el *Green Bank Telescope* para indicar si el calibrador está encendido o no. Ésta

también será incorporada en los FITS provenientes de la DSA 3, ya que posee un diodo calibrador.

4.4. Datos reducidos en formato SDFITS de la DSA3

Si bien los datos de la DSA 3 obtenidos de la reducción serán almacenados siguiendo el estándar SDFITS, es necesario definir en detalle la estructura general de los SDFITS que se generarán para la DSA 3.

Cabe aclarar que los SDFITS son generados usando como referencia el archivo de observación asociado a cada sesión de observación. Los datos necesarios para completar el *header* de cada archivo FITS creado serán tomados tanto de este archivo como de los *headers* de cada PRF, salvo los valores de la temperatura de sistema (*CORE keyword: TSYS*), que deberán ser suministrados en otro archivo.¹

En principio cada SDFITS estará formado una única tabla binaria cuyo contenido será el resultado de la reducción de las 8 sub-bandas durante una exposición. Cada registro de la tabla corresponderá a un segundo de integración coincidiendo cada uno con un PRF del formato inicial. Dado que la tabla y el formato de su contenido queda descrito por los *keywords* de la extensión, se exponen los mismos y una breve descripción de cada uno en la Tabla 4.6.

¹En los "archivos de observación" Delta-DOR que se disponen figura un error tanto en el nombre del objeto como su posición, por lo que estos datos fueron ingresados en un archivo separado.

4. Reducción de los datos y su almacenamiento

Columna	formato	descripción	Nota
<i>SDFITS CORE</i>			
BANDWID	real	Ancho de banda de trabajo [Hz].	virtual
DATE-OBS	caracter	Fecha de observación y hora en Tiempo Universal Coordinado (yyyy-doyThh:mm:ss).	virtual
EXPOSURE	real doble	Tiempo de exposición [s].	
OBJECT	caracter	Nombre del objeto.	virtual
TELESCOP	caracter	'DSA3', nombre del telescopio.	virtual
TSYS	real doble	Temperatura de sistema [K].	
<i>SDFITS DATA</i>			
TDIM	caracter	'(n,2)', donde n es la cantidad de canales en cada una de las polarizaciones.	
CTYPE1		'FREQ', dimensión de la frecuencia.	
CTYPE2		'STOKES', dimensión de la polarización.	
<i>SDFITS SHARED</i>			
SCAN	entero	Número de observación.	virtual
BACKEND	caracter	'TTCP'.	virtual
FREQRES	real	Separación entre muestras de frecuencia [Hz].	virtual
RESTFREQ	real	Frecuencia de reposo o central [Hz].	virtual
TIMESYS	real	Tiempo Universal Coordinado del registro [s].	
SITELONG	real	Longitud geográfica del sitio, en grados.	virtual
SITELAT	real	Latitud geográfica del sitio, en grados.	virtual
SITELEV	real	Altura sobre el nivel del mar del sitio, en metros.	virtual
Particulares de la DSA 3			
CAL	booleano	'True' si el calibrador está encendido durante la exposición, 'False' si no.	
FLAGGED	entero	Si es distinto de 0, se trata de un registro defectuoso.	
OBJ-RA	real	Ascensión recta del objeto en grados.	virtual
OBJ-DEC	real	Declinación del objeto en grados.	virtual
EQUINOX	caracter	'J2000.0', equinoccio al cual están referidas las coordenadas.	virtual

Tabla 4.6. Columnas de la extensión de un SDFITS de la DSA 3.

Capítulo 5

Experimentos de calibración

En este capítulo se estudiará el funcionamiento del diodo de ruido a partir de datos procedentes de la DSA 3 usando el TTCP. Teniendo en cuenta este análisis, se mediarán temperaturas de sistema y de antena. Finalmente, se intentará caracterizar el comportamiento de la antena a través de su apuntado y curvas de ganancia.

Las observaciones con las que se cuentan tienen cada una un tiempo de integración de 1 min. Los datos correspondientes a la banda X fueron tomados el día 6 de junio (o día 157 del año) de 2018 y aquellos que corresponden a la banda Ka, el día 12 de junio (o día 163 del año) del mismo año. En ambas bandas de frecuencias se realizaron observaciones de la fuente PKS 0521-365 (Fig. 5.1) ($\alpha = 05^h22^m57.98^s$ y $\delta = -36^\circ27'30.85''$, J2000) y de una porción de cielo cercano a la posición de esta ($\alpha = 05^h22^m57.98^s$ y $\delta = -37^\circ27'30.85''$, J2000), es decir observaciones *ON-OFF*. También se realizaron mapeos, estos consisten en observaciones en cuadrículas de 5×5 centradas en la misma fuente. Además, durante el día 157 se observó dicho cuasar a distintas elevaciones.

5.1. Observaciones del cuasar PKS 0521-365

Para realizar los experimentos se usaron observaciones realizadas durante junio del 2018 del cuasar PKS 0521-365 de coordenadas ecuatoriales celestes $\alpha = 05^h22^m57.98^s$ y $\delta = -36^\circ27'30.85''$, J2000. Este objeto es una fuente cercana ($z=0.055$) de baja luminosidad que en un primer momento fue clasificada como un objeto BL Lac por las características de su línea de emisión de [O III], pero posteriormente se lo clasificó como cuasar debido a su débil emisión

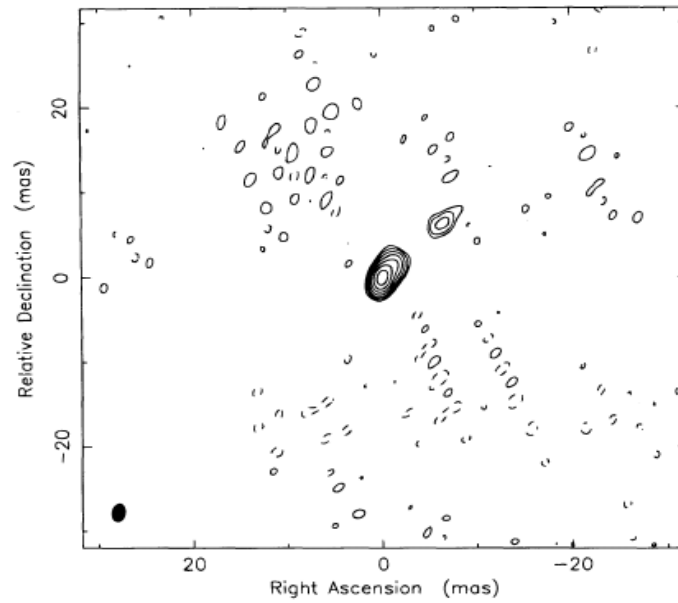


Figura 5.1. Imagen VLBI de la fuente PKS 0521-365 a 8.418 GHz del día 21 de octubre de 1993 [Tingay et al., 1996]. Se puede apreciar que el tamaño de esta fuente es del orden de milisegundos de arco, con lo cual será claramente puntual para la DSA 3, cuyos anchos a potencia mitad son $HPBW_X = 3.55$ arcmin y $HPBW_{Ka} = 0.94$ arcmin para sus dos bandas de trabajo.

en el continuo [Urry and Padovani, 1995].

La fuente PKS 0521-365 se usa como fuente calibradora aunque, debido a su naturaleza variable a lo largo del tiempo, es necesario contar con medidas de flujo confiables para distintas fechas. Para este trabajo se usó la base de datos de fuentes calibradoras ATCA (*Australia Telescope Compact Array*) teniendo en cuenta las fechas más cercanas a las observaciones que se tienen y las frecuencias de trabajo de la DSA 3.

Para la banda X se tuvieron en cuenta los datos de la tabla 5.1. A través de una aproximación lineal se obtuvo un flujo de $S_{\nu=8.45GHz} = 3.85$ Jy para el día 6 de junio, fecha de observación correspondiente a la banda X.

Fecha	$S_{\nu=8.45GHz}$	$\alpha_{\nu=8.45GHz}$
20/05/2018	$4.02 \pm 0.04 Jy$	0.172
11/06/2018	$3.81 \pm 0.07 Jy$	0.232

Tabla 5.1. Flujos e índices espectrales de la fuente PKS 0521-365 tabulados en la base de datos de calibradores ATCA.

Para la banda Ka el valor más reciente tabulado en la base de datos ATCA

es del año 2016 con un flujo de $S_{\nu=31.9GHz} = 4.04$ Jy y un índice espectral $\alpha_{\nu=31.9GHz} = -0.089$. Debido a la rápida variabilidad de la fuente se optó por usar los modelos de densidad de flujo tabulados correspondientes a una frecuencia menor ($\nu = 17GHz$) en fechas más cercanas a la observación para luego extrapolar el flujo a $\nu = 31.9GHz$. El modelo al que hacen referencia los coeficientes de la tabla 5.2 está dado por

$$\log(S[Jy]) = a_0 + a_1 \log(\nu[GHz]). \quad (5.1)$$

Fecha	$S_{\nu=17GHz}$	$\alpha_{\nu=17GHz}$	Coef. Modelo	
			a_0	a_1
21/05/2018	5.23 ± 0.06 Jy	-0.033	0.7589	-0.03313
30/09/2018	3.72 ± 0.02 Jy	0.215	0.3053	0.2151

Tabla 5.2. Flujos e índices espectrales de la fuente PKS 0521-365 tabulados en la base de datos de calibradores ATCA.

En primer lugar, se extrapoló el flujo de la fuente a la banda Ka para las fechas tabuladas, resultando en $S_{\nu=31.9GHz} = 5.117$ Jy para el 21 de mayo y $S_{\nu=31.9GHz} = 4.253$ Jy para el 30 de septiembre. Luego, se hizo una interpolación lineal entre los flujos obtenidos para estimar el flujo de la fuente para la fecha de observación. Se obtuvo $S_{\nu=31.9GHz} = 4.97$ Jy.

Una vez determinado el flujo de la fuente, se puede calcular la temperatura de brillo de la fuente en cada frecuencia según la ecuación 2.14 vista en el capítulo 2, en la que se supone una temperatura uniforme en el haz:

$$T_{MB} = \frac{S_{\nu} c^2}{2 \nu^2 k \Omega}. \quad (5.2)$$

Entonces las temperaturas de brillo asociadas a la fuente PKS 0521-365 resultan $T_{\nu=8.4GHz} = 1.45$ K y $T_{\nu=31.9GHz} = 1.87$ K.

5.2. Funcionamiento del diodo de ruido

Se estudiará cómo varía en el tiempo la potencia recibida. Para esto, debe considerarse que durante las observaciones se repite un ciclo de 4s de duración en el que se enciende el diodo calibrador y luego se apaga. Se sabe que el diodo de ruido funciona durante 2s de forma intermitente, teniendo efecto en una de las polarizaciones (RR), y se apaga en los siguientes 2s. Este

5. Experimentos de calibración

ciclo se repite durante todas las observaciones, tanto para aquellas que son sobre la fuente (*ON source*) como para aquellas que no (*OFF source*).

Por un lado, se calculará la potencia por segundo recibida durante la primera exposición de cada día. En este caso se calculó a partir de las muestras en el dominio del tiempo, según:

$$P = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N \|z_i\|^2$$

donde N es la cantidad de muestras en un segundo y z_i la muestra compleja i . Usando esta fórmula para cada segundo se generaron las gráficas de la figura 5.2.

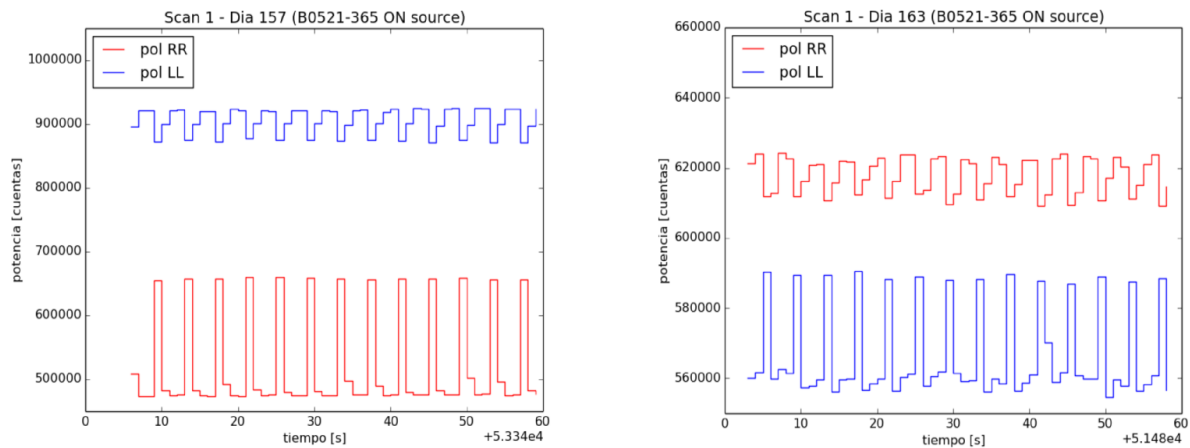


Figura 5.2. Potencia por segundo en función del tiempo para las primeras sub-bandas de cada polarización. A la izquierda, la primera observación del día 6 de junio (día 157 del año) en la banda X y a la derecha, la primera del día 12 de junio (día 163 del año) en la banda Ka. Ambas corresponden a la fuente PKS 0521-365.

Se observa que el comportamiento de polarización circular derecha (RR) del día 6 es similar a la polarización circular izquierda (LL) del día 12, y análogamente con las otras dos restantes. Aunque en teoría el diodo debería estar afectando a una única polarización, en los dos días se ve que ambas polarizaciones presentan variaciones periódicas de 4s en la potencia, por lo que es muy probable que se deban al diodo. Para cada día, en una de las polarizaciones se observa un aumento de potencia durante más de 2s: en la banda X esto se ve para la polarización LL mientras que en la Ka, para la RR.

Por otro lado, se consideró un único ciclo de 4s (Fig. 5.3). En las observaciones del día 157 resulta más sencillo identificar los intervalos de tiempo

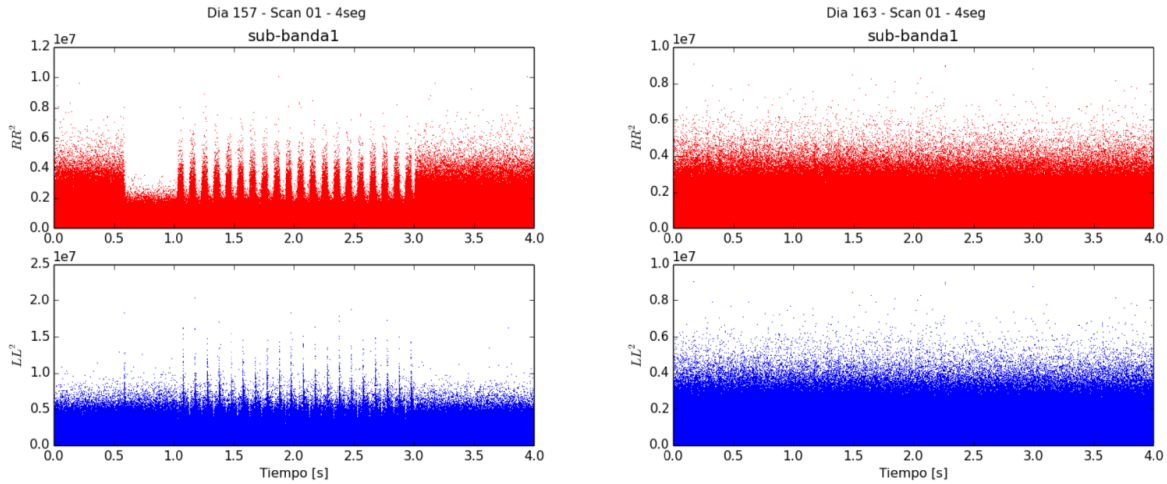


Figura 5.3. Primeros 4s de integración correspondientes a las primeras observaciones de los días 157 y 163. Se grafica el módulo al cuadrado de cada polarización (sólo la primer sub-banda). Ambas observaciones corresponden a la fuente PKS 0521-365.

donde el diodo está funcionando (intervalo 1-3 seg). Mientras que para el día 163 la amplitud del ruido parece similar en todo momento. Sin embargo, para la polarización RR del día 157, las intensidades observadas fuera del intervalo de intermitencia del diodo son, en general, superiores a los mínimos de dicho intervalo. Es decir que el diodo podría estar constantemente encendido fuera del intervalo de intermitencia. En la polarización LL del día 157, se ven picos de intensidad que coinciden temporalmente con las variaciones de intensidad de la polarización RR, tanto en las zonas de transición del intervalo de intermitencia del diodo como al instante 0.6 s.

En la figura 5.4 se grafican nuevamente las potencias en ambas polarizaciones para los primeros 4s de cada día de observación y se calcularon también los parámetros de Stokes I y V.

$$I = (LL)^2 + (RR)^2 \quad (5.3)$$

$$V = (LL)^2 - (RR)^2 \quad (5.4)$$

Usando como referencia las variaciones apreciables en la gráfica 5.3 correspondiente a la polarización RR del día 157, se consideró que el diodo funciona con una frecuencia de 10 Hz, tal que durante cada ciclo permanece apagado 37.25 ms, durante una transición de 12.75 ms alcanza el estado completamente encendido, en el que permanece 37.25 ms para luego apagarse en 12.75 ms. En las gráficas 5.4 se identifica con rojo y azul los intervalos en que se consideran con diodo encendido y apagado, respectivamente. Se compararon estos

5. Experimentos de calibración

estados “encendidos” y “apagados” con intervalos de 0.3 s de duración, fuera del estado de intermitencia del diodo, donde posiblemente el diodo queda constantemente encendido o apagado (en magenta y cian, respectivamente). Para el día 163 se usaron los mismos intervalos definidos antes, considerando un desfase de 1 s por lo observado en la figura 5.2. En la tabla 5.3 se detallan los valores medios y desviaciones estándar de los intervalos coloreados en las gráficas 5.4.

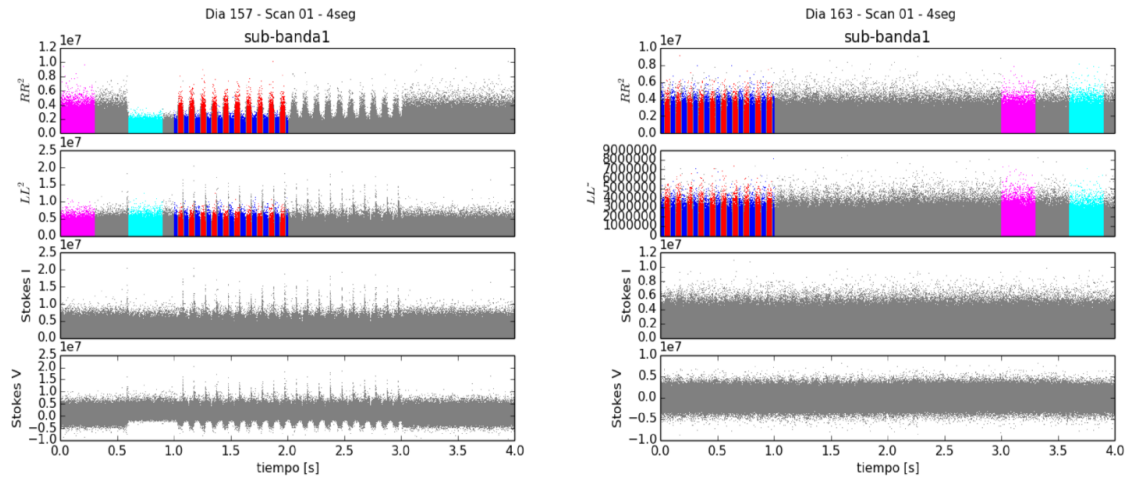


Figura 5.4. Primeros 4 s de integración correspondientes a las primeras observaciones de los días 157 y 163 en las bandas X y Ka, respectivamente. Ambas corresponden a la fuente PKS 0521-365. En los dos cuadros superiores se grafica el módulo al cuadrado de cada polarización (sólo la primer sub-banda), mientras que en los dos inferiores figuran los parámetros de Stokes I y V.

Si se calculan las diferencias relativas entre los valores medios de las potencias con diodo encendido/apagado en decibeles como

$$R = 10 \log_{10} \left(\frac{ON}{OFF} \right)$$

se obtiene la tabla 5.4.

Al haber un diodo que cambia de estado encendido/apagado resulta útil poder determinar en qué instantes se encuentra en cada estado. En la tabla 5.3 se puede ver que en todos los casos la relación señal a ruido es muy baja (~ 1), por lo que no se puede usar un criterio en base a la desviación estándar para determinar si una medida corresponde a un instante donde el diodo está encendido o no. Si bien en todos los casos los valores medios son menores fuera del intervalo de intermitencia, los intervalos propuestos como diodo encendido/apagado (cian y magenta) tienen potencias medias

Intervalo	media	std	media	std
Polarización RR	Día 157 (X)		Día 163 (Ka)	
Rojo (ON - con diodo)	657939	660706	612074	612322
Azul (OFF - con diodo)	300238	300953	623081	623156
Magenta (ON - “sin diodo”)	657361	656396	606680	605780
Cian (OFF - “sin diodo”)	296017	296681	618492	618565
Polarización LL	Día 157 (X)		Día 163 (Ka)	
Rojo (ON - con diodo)	877023	876529	592389	591786
Azul (OFF - con diodo)	924624	927265	525072	526568
Magenta (ON - “sin diodo”)	874532	874465	588602	590283
Cian (OFF - “sin diodo”)	914475	914694	518660	518747

Tabla 5.3.

Intervalo	ON/OFF [dB]	ON/OFF [dB]
Polarización RR	Día 157 (X)	Día 163 (Ka)
Rojo/Azul	3.41	-0.08
Magenta/Cian	3.46	-0.08
Polarización LL	Día 157 (X)	Día 163 (Ka)
Rojo/Azul	-0.23	0.52
Magenta/Cian	-0.19	0.55

Tabla 5.4.

de una similitud apreciable a los encendidos/apagados correspondientes al diodo. Esto se puede ver también en los resultados de la tabla 5.4.

Se puede ver con mayor detalle un ciclo del diodo (0.1 s) en las bandas X y Ka en la figura 5.5. En gris se ve el promedio de 20 intervalos de 0.1 s correspondientes a los primeros 2 segundos de funcionamiento del diodo de ruido, para la primera observación en cada banda. En rojo, el resultado de promediar de a 2000 muestras grises consecutivas y el error asociado. En la banda X se graficó para la polarización *RR*, mientras que para la banda Ka, para la *LL*. En la figura se puede ver que la dispersión es considerable, aún cuando se trata de un promedio de 20 ciclos. En la banda X, el efecto del diodo es claramente apreciable, mientras que en la banda Ka el efecto es muy sutil.

5. Experimentos de calibración

Se cuenta con poca documentación acerca del funcionamiento del diodo y ésta no coincide con las observaciones en algunos puntos. El documento [Noise Diodes] especifica que un ciclo de intermitencia del diodo comienza encendido, mientras que en las observaciones se encuentra que empieza apagado. También difieren en la frecuencia de intermitencia: la frecuencia esperada es de 20 Hz, mientras que la observada es de 10 Hz. Si bien, tanto en las observaciones como en el documento, la potencia relativa del diodo es menor en la banda Ka que en la banda X, no se encuentran los mismos valores: 3.4 dB en la banda X y 0.5 dB en la banda Ka (suponiendo que el diodo funciona correctamente en la polarización LL en lugar de la RR) a partir de las observaciones, mientras que en el documento especifica un exceso de 25–30 dB en la banda X y 20–27 dB en la banda Ka debido al diodo de ruido.

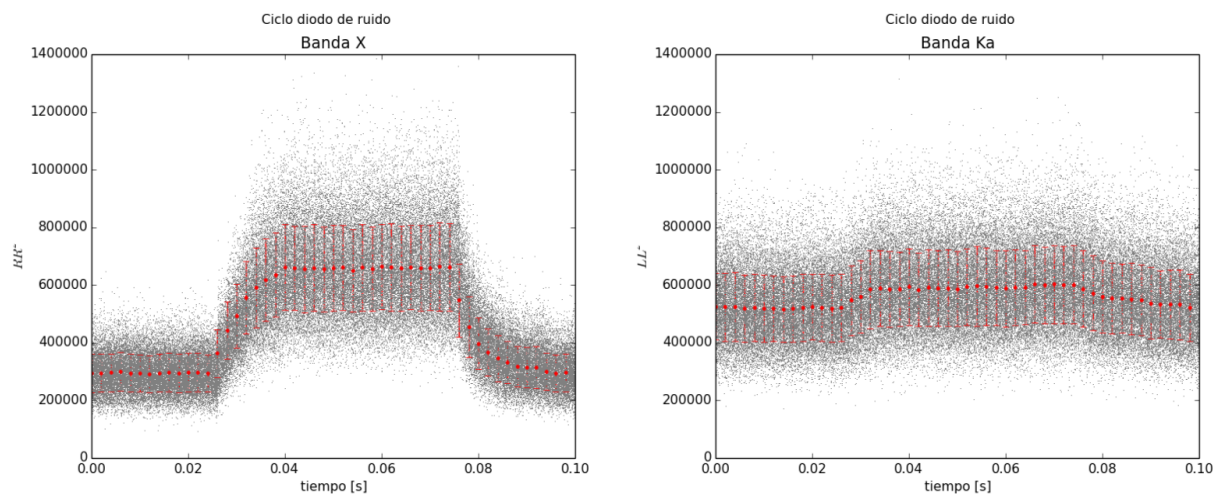


Figura 5.5. Ciclo del diodo de ruido en ambas bandas de trabajo de la DSA 3. Los datos corresponden al primer ciclo de intermitencia del diodo de la primera observación de cada día. En gris, el promedio de 20 intervalos consecutivos de 0.1 s cada uno, que ocurren durante los primeros 2 s en los cuales el diodo de ruido está funcionando. Cada punto rojo es el resultado de promediar 2000 muestras "grises".

5.3. Resultados con el diodo de ruido

Dado que los únicos datos que se comportan de la forma esperada (al menos durante el intervalo de intermitencia del diodo de ruido) son los de la banda X en la polarización RR , se trabajará con éstos durante los experimentos. Evidentemente resulta imposible separar los intervalos donde el

diodo está encendido de cuando está apagado en los datos convertidos al formato FITS ¹, por lo que se usarán los datos crudos seleccionando únicamente los intervalos con diodo intermitente y distinguiendo el estado encendido/apagado allí. De ahora en adelante se hablará de RR^2 como el promedio de la potencia encontrada en la polarización RR, con diodo encendido RR^2_{calON} o apagado RR^2_{calOFF} (Fig. 5.6).

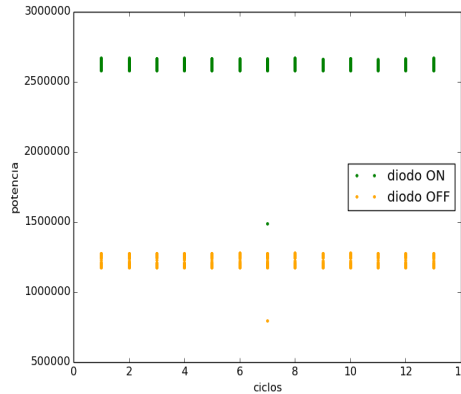


Figura 5.6. Potencia media ON (verde) y OFF(amarillo) por cada intervalo de funcionamiento del diodo en la polarización RR (RR^2) de todas las observaciones del 6 de junio (banda X). Hay una clara variación de potencia del orden de 2450000 cuentas entre los intervalos con diodo encendido y apagado. La variación parece permanecer constante en todos los ciclos de 4 segundos del diodo y en todas las observaciones. Sólo se encuentra un ciclo de una observación que se escapa del comportamiento general observado. Las diferencias de potencia entre observaciones es mucho menor a la potencia que introduce el diodo.

5.3.1. Temperatura de sistema

En los experimentos se calcularon temperaturas en función de las potencias observadas. Como se vio en el capítulo 2, para las frecuencias de trabajo de la antena vale la aproximación de Rayleigh-Jeans y en este límite la temperatura resulta proporcional a la potencia (o intensidad). Se consideró que la temperatura del diodo es $T_{cal} = 23K$ ya que se trata de observaciones en

¹Cada espectro de potencia almacenado en la tabla SDFITS corresponde a 1 s de integración. Sin embargo, se podrían extraer espectros de potencias de intervalos de tiempo menores, tales que correspondan a intervalos con el diodo encendido o apagado. Notar que el tiempo asociado a cualquiera de estos dos estados es de 37.25 ms, que es equivalente a 37250 muestras en tiempo. Mientras que los intervalos de cada periodograma requieren como máximo 512 muestras consecutivas en la banda X o 128 en la banda Ka, por lo que se podrían obtener espectros de potencia (por sub-banda) al promediar 72 o 291 periodogramas, respectivamente.

5. Experimentos de calibración

la banda X [Noise Diodes] y que afecta únicamente a la polarización RR . Entonces la temperatura que introduce el diodo es proporcional a la diferencia de potencia hallada entre los dos estados del diodo en dicha polarización:

$$T_{cal} = \beta(RR_{calON}^2 - RR_{calOFF}^2). \quad (5.5)$$

Donde RR_{calOFF}^2 y RR_{calON}^2 son los valores medios de potencia hallados en los dos estados del diodo, durante los intervalos de intermitencia de toda la observación y β es el factor que define la escala de temperaturas. Además, considerando que la señal es no polarizada, se debe satisfacer que $LL^2 = RR^2$, por lo que $2RR^2 = I$. Entonces resulta que:

$$T_{sis} = \beta I = \beta 2RR_{calON}^2. \quad (5.6)$$

Despejando β de la ecuación 5.5 y reemplazando en el miembro derecho de la ecuación 5.6 se obtiene:

$$T_{sis} = 2T_{cal} \frac{RR_{calOFF}^2}{RR_{calON}^2 - RR_{calOFF}^2}. \quad (5.7)$$

Esta relación fue usada para determinar las temperaturas de sistema de las observaciones.

Cabe aclarar que no se posee suficiente información sobre cómo se calcula la temperatura de sistema que proporciona el radiómetro de la Antena, si es que se calcula con el instrumento TTCP u otro, ya que repitiendo el procedimiento de la Ec. (4.1) (esto es, suponiendo que la temperatura del diodo de ruido es de 23K en la banda X [Noise Diodes]), no se obtienen los mismos resultados que los tabulados. Se obtiene para el primer ciclo de la primera observación en la banda X que $T_{sis} = 38.7K$ mientras que el valor calculado por el radiómetro para el mismo ciclo es $T_{sis} = 55.3K$.

5.3.2. Temperatura de antena

La temperatura de antena se calculó para observaciones ON_{source} respecto a una observación de referencia OFF_{source} con una dada T_{sis} [O'Neil, 2002], calculada según la fórmula anterior. Las medidas en este caso no deben estar afectadas por el diodo.

$$T_A = T_{sis} \frac{RR_{ON_{source-calOFF}}^2 - RR_{OFF_{source-calOFF}}^2}{RR_{OFF_{source-calOFF}}^2} \quad (5.8)$$

Se cuenta con 10 pares de observaciones ON/OFF para las que se midió una temperatura de sistema promedio $\langle T_{sis} \rangle$ y una temperatura de antena

promedio para la fuente PKS 0521-365 $\langle T_A^{inst} \rangle$ en la banda X. Se obtuvieron los valores medios: $\langle T_{sis} \rangle = 37.6 \pm 0.4K$ para las observaciones OFF_{source} y $\langle T_A^{inst} \rangle = 2.1K$.

Con estas observaciones también se estudió la relación entre el ruido que introduce el diodo cuando la observación es ON_{source} y cuando es OFF_{source} a través del cociente

$$comp = \frac{RR_{ON_{source}-calON}^2 - RR_{ON_{source}-calOFF}^2}{RR_{OFF_{source}-calON}^2 - RR_{OFF_{source}-calOFF}^2}. \quad (5.9)$$

Siendo $comp = 1$ cuando el diodo afecta de igual manera a las observaciones ON/OFF . Se obtendría $comp > 1$ cuando el diodo introduce un ruido mayor en observaciones ON_{source} y $comp < 1$ en el caso contrario. Se encontró que $comp = 0.94 \pm 0.02$, con lo que el diodo pareciera estar introduciendo un ruido ligeramente mayor en las observaciones OFF que en las ON . Notar que si $comp = 1$, entonces la temperatura de antena se puede obtener de forma equivalente a la ecuación 5.8 como

$$T_A = T_{sis(ON_{source}-calOFF)} - T_{sis(OFF_{source}-calOFF)}. \quad (5.10)$$

5.3.3. Apuntado

Un buen apuntado de una antena es fundamental para evitar una pérdida de ganancia del telescopio. Un pequeño desvío sistemático en el apuntado puede producir que la fuente entre sólo parcialmente en el haz de la antena (Fig. 5.7). En este caso la relación señal a ruido y el calibrado de la observación se verán afectados [O’Neil, 2002]. El haz de la antena queda caracterizado por su diagrama de irradiación, este es la representación gráfica de las características de irradiación de una antena según la dirección. Para la densidad de potencia, el diagrama de irradiación del lóbulo principal se puede aproximar por una gaussiana.

Un método confiable para determinar el apuntado del telescopio consiste en realizar observaciones recorriendo una cruz sobre una fuente puntual, brillante y de espectro continuo cuya posición se conoce con precisión. Donde la dirección de cada eje de la “cruz” se corresponde con un eje de las coordenadas usadas. Si el apuntado del telescopio es preciso, entonces el máximo se obtendrá en el centro de la cruz. Si no, el máximo se verá desplazado [O’Neil, 2002]. Para determinar cuantitativamente el desvío se realiza un ajuste gaussiano a las medidas en una y otra dirección de la cruz, tal que la posición media

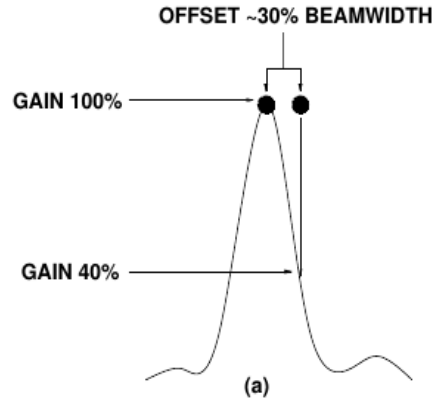


Figura 5.7. Esquema que muestra errores en el apuntado [O’Neil, 2002].

obtenida en cada conjunto indicará el corrimiento en cada eje

$$T_A(x) = A \exp\left(-\frac{(x - x_o)^2}{2\sigma^2}\right)$$

donde x representa la coordenada en cuestión.

Para este experimento se cuentan con observaciones del cuasar PKS 0521-365 en la banda X realizadas durante el día 6 de junio de 2018. Estas consisten en un mapeo de la fuente de 5×5 observaciones (Fig. 5.8), con una separación angular ~ 0.5 arcmin. En particular, el ajuste gaussiano se realizó con las 9 observaciones que forman una cruz en ascensión recta y declinación (Fig. 5.9). Se calculó la temperatura de antena para cada “píxel” según la ecuación 5.8 considerando una observación de referencia OFF_{source} inmediatamente anterior a la observaciones del mapeo, cuya $T_{sis} = 37.3$ K. Cabe destacar que en la banda Ka la separación angular entre observaciones es adecuada, ya que 0.5 armin es aproximadamente medio HPBW_{Ka}. Pero en la banda X esta separación entre muestras implica un sobremuestreo, ya que HPBW_X = 3.55 arcmin (notar que en este caso la fuente queda dentro del haz de la antena para cualquier “píxel” del mapeo).

A partir del ajuste se obtuvieron los siguientes valores:

$$\cos(\delta)(\alpha_o - \alpha_a) = 0.1185 \pm 0,0006 \text{ arcmin}$$

$$\sigma_{\alpha \cos \delta} = 0.4160 \pm 0,0006 \text{ arcmin}$$

$$\delta_o - \delta_a = 0.023 \pm 0,001 \text{ arcmin}$$

$$\sigma_{\delta} = 0.3763 \pm 0,0009 \text{ arcmin.}$$

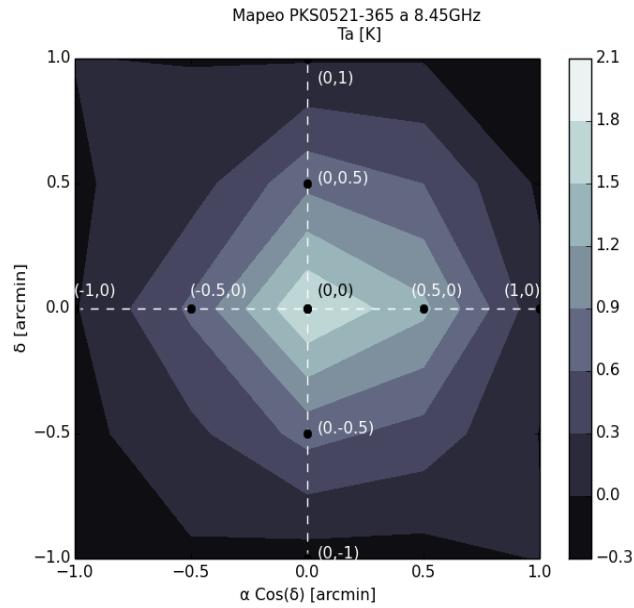


Figura 5.8. Mapeo de la fuente PKS 0521-365 en la banda X.

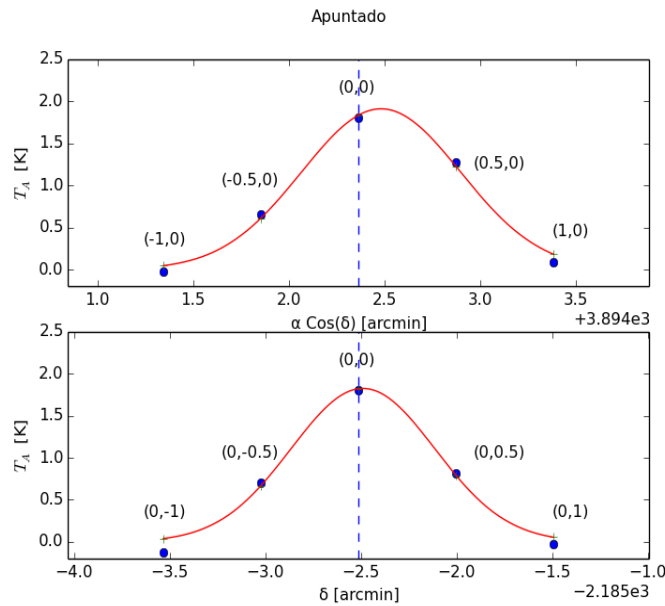


Figura 5.9. Ajuste Gaussiano a las observaciones de la fuente PKS 0521-365 en la banda X. La línea punteada indica la posición conocida de la fuente.

Como se puede apreciar tanto en la figura del mapeo (Fig. 5.8) como en la del ajuste (Fig. 5.9), el apuntado en declinación parece ser muy preciso. Por otro lado, en ascensión recta se ve que hay un pequeño desplazamiento debido a que la fuente se ve un tanto extendida en esta dirección. En los dos casos los desplazamientos son pequeños respecto a $HPBW_X$. En ningún caso

el parámetro σ supera 0.5 arcmin, si bien se esperaba que fuera del orden de medio HPBW_X (~ 1.7 arcmin). Se observan temperaturas negativas hacia los bordes, que no tienen sentido físico.

El parámetro de desvío menor al esperado y las temperaturas negativas hacia los bordes podrían deberse a que el diodo introduce mayor ruido a las observaciones OFF_{source} ($comp = 0.94$), por lo que las temperaturas de antena medidas podrían estar afectadas por este factor. Por otro lado, se midieron las temperaturas de antena respecto a una única observación OFF_{source} realizada previamente, pero para formar el mapeo, las observaciones tomaron ~ 50 min en completarse, por lo que es probable que otro factor de error sea que la contribución atmosférica haya cambiado durante ese intervalo para esa posición en el cielo.

5.3.4. Ganancia

Las curvas de ganancia contienen información de la respuesta del telescopio en función del ángulo de elevación. Estas curvas pueden ser de gran utilidad si la respuesta de un telescopio no es estable a lo largo del año o si su ganancia es distinta al apuntar en distintas direcciones sobre el horizonte. Esto puede deberse a distintos factores, por un lado, la atmósfera y por otro, factores que dependen propiamente de la antena. En general la corrección debida a éstos últimos se la conoce como ganancia de antena. Un telescopio con un reflector iluminado de forma pareja típicamente tiene una curva de ganancia que varía con el ángulo cenital. Sin embargo la ganancia puede ser difícil de predecir en casos en los que la apertura se ve bloqueada, la porción iluminada del reflector varía o cuando la contribución del suelo cambia. En estos casos es posible encontrar curvas de ganancia que dependen también del ángulo azimutal [O'Neil, 2002]. De no disponer de modelos teóricos, las curvas de ganancia pueden obtenerse a partir de observaciones de un gran número de fuentes calibradoras en las frecuencias de trabajo del telescopio y ubicadas en una región observable del cielo. Idealmente, este análisis debe repetirse durante distintas épocas del año.

Para este experimento se realizará un ajuste a una serie de observaciones del 6 de junio de 2018 de la fuente PKS 0521-365 en la banda X. En primer lugar, se corregirán las muestras instrumentales por atenuación atmosférica. Esta corrección produce un mayor aumento de las temperaturas de antena a elevaciones menores ya que se espera que allí el flujo del objeto se vea más atenuado debido a que la masa de aire que debe atravesar es mayor.

$$T_A^c = T_A^{inst} e^{\tau_o A} \quad (5.11)$$

Donde T_A^{inst} es la temperatura de antena instrumental y T_A^c la temperatura de antena corregida por efectos atmosféricos. En este caso se considera un modelo atmosférico de capas plano paralelas, entonces la masa de aire A depende de la elevación el [rad] como

$$A = \frac{1}{\text{Sen}(el)}. \quad (5.12)$$

La opacidad atmosférica cenital τ_o se obtuvo al ajustar el modelo de emisión de atmósfera plana a la temperatura de sistema de una serie de observaciones ON_{source} . Para esto, se partió de la definición de temperatura de sistema del capítulo 2

$$T_{sis} = T_s(\alpha, \delta) + T_{RX} + T_{gr}(el, az) + T_{atm}(el) + T_{CMB} + T_{BG}(\alpha, \delta)$$

donde se puede considerar que la contribución del suelo T_{gr} , del fondo cósmico de radiación en microondas T_{CMB} y la contribución debido a otras fuentes en la dirección de la fuente de interés T_{BG} es aproximadamente constante $T_c \simeq 3K$. En este caso, las observaciones son de la misma fuente, por lo que su temperatura es constante $T_s(\alpha, \delta) = T_{PKS0521-365}$. Estas temperaturas (salvo T_{gr}) están afectadas por atenuación atmosférica, por lo que cada uno de estos términos irá acompañado por un factor $e^{-\tau_o A}$, correspondiente a un modelo atmosférico de capas plano paralelas. Teniendo en cuenta el mismo modelo atmosférico, la contribución atmosférica será $T_{atm}(el) = T_{atm}^o(1 - e^{-\tau_o A})$. Entonces la temperatura de sistema se puede escribir como

$$T_{sis} = T_{RX} + T_{atm}^o(1 - e^{-\tau_o A}) + e^{-\tau_o A}(T_{PKS0521-365} + T_{CMB} + T_{BG}) + T_{gr}. \quad (5.13)$$

La temperatura resultante de sumar $T_{0521-365}$, T_{CMB} y T_{BG} será pequeña ($\sim 5K$), por lo que la corrección por atenuación para estas temperaturas resulta despreciable frente a los demás términos, es por esto que se las consideró constantes. En este caso será de interés la dependencia que tiene la temperatura de sistema con la elevación ya que se desea extraer la opacidad atmosférica. Entonces se puede considerar que la suma de T_{RX} , $T_{PKS0521-365}$, T_{gr} , T_{CMB} y T_{BG} es una temperatura resultante T_r que no depende de la elevación.

$$T_{sis} = T_r + T_{atm}^o(1 - e^{-\tau_o A}) \quad (5.14)$$

5. Experimentos de calibración

Una vez corregidas las temperaturas de antena por la absorción que produce la atmósfera, se suele encontrar que la relación G :

$$G = \frac{T_A^c}{S_\nu}$$

entre la temperatura de antena y el flujo de la fuente correspondiente no es constante a distintas elevaciones debido a la ganancia de antena. Estas curvas de ganancia se pueden estimar haciendo ajustes polinómicos a las temperaturas de antena corregidas por absorción atmosférica de fuentes puntuales brillantes con flujos conocidos.

A continuación se presentan los resultados obtenidos para este experimento. En la figura 5.10 se muestran las temperaturas de sistema medidas en función de la elevación y el ajuste realizado (Ec. 5.14). El comportamiento decreciente que se observa es consistente con que la temperatura de sistema es mayor a menores elevaciones producto de la mayor emisión atmosférica que se encuentra cuando la masa de aire es mayor. El ajuste simultáneo de los parámetros T_r , T_{atm}^o y τ_o es problemático debido a que existe una degeneración. Por lo que se asume $T_{atm}^o = 253$ K y se obtiene un $\tau_o = 0.0024 \pm 4 \times 10^{-8}$ y $T_r = 41.952 \pm 0.003$ K. En la figura 5.11 se muestran las temperaturas de sistema de las observaciones OFF_{source} en función de la elevación. En este caso no se ve el comportamiento esperado y serían necesarias nuevas observaciones para determinar un valor para la opacidad atmosférica.

En la figura 5.12 se ve la temperatura de antena instrumental y la corregida, considerando el valor encontrado para τ_o .

Sin embargo, las T_A^{inst} no tienen el comportamiento que se esperaba encontrar ya que disminuyen hacia el zenit en lugar de aumentar. Esto podría deberse a la ganancia de antena, ya que podría tener una forma decreciente hacia elevaciones mayores. Aunque lo más probable es que se deba a que las temperaturas de sistema de las observaciones OFF_{source} (siempre en la misma región del cielo) utilizadas para calcular las temperaturas de antena no tienen el comportamiento decreciente esperado con la elevación (Fig. 5.11).

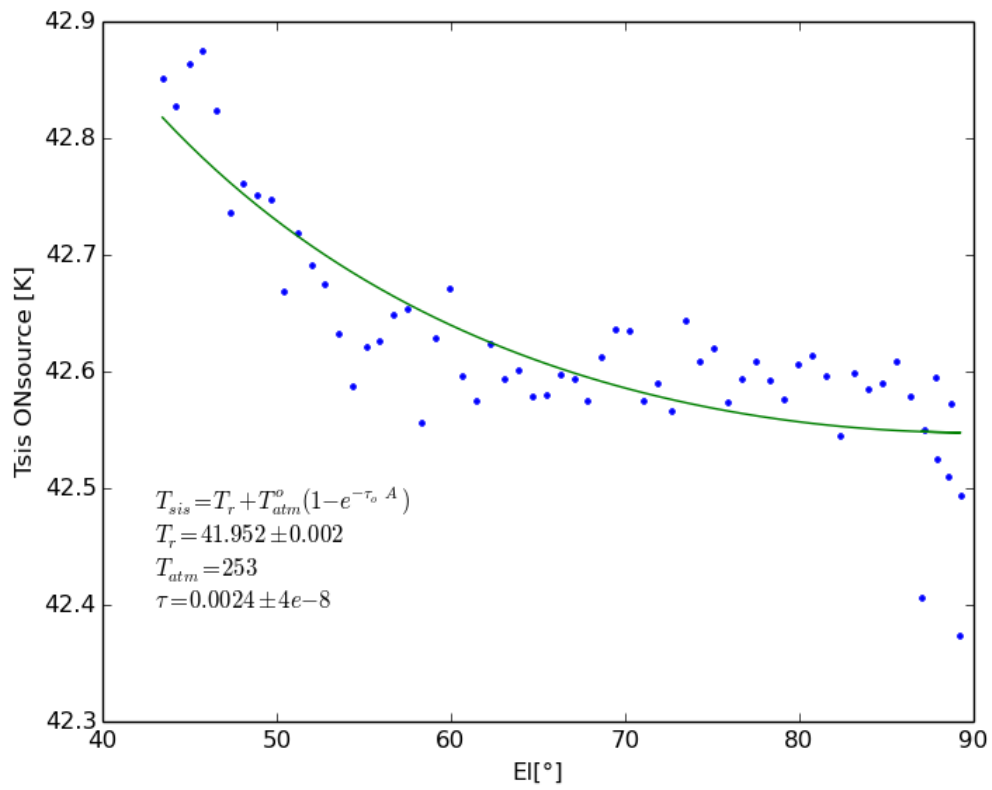


Figura 5.10. Temperatura de sistema en función de la elevación. Observaciones ON_{source} y ajuste de modelo atmosférico de capas planas paralelas.

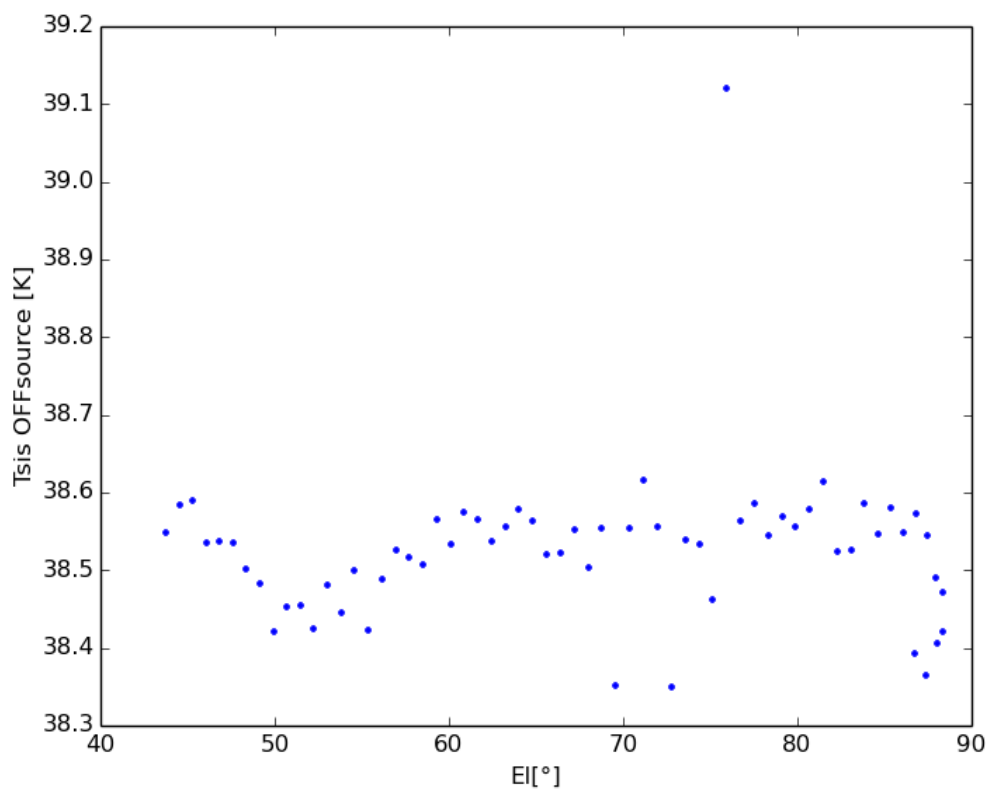


Figura 5.11. Temperatura de sistema en función de la elevación. Observaciones OFF_{source} .

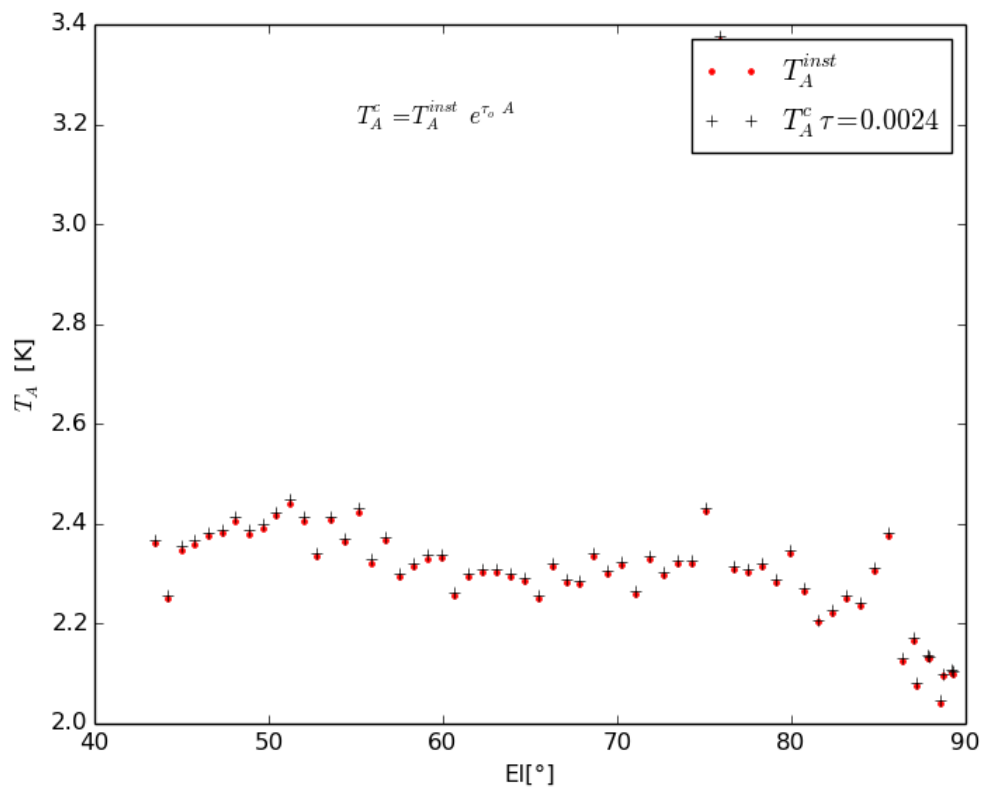


Figura 5.12. Temperatura de antena instrumental y corregida por efecto atmosférico en función de la elevación.

Capítulo 6

Conclusiones

6.1. Conversión de datos

Se desarrolló un programa en Python que permite leer y extraer los datos de los archivos de salida actuales de la DSA 3 usando la configuración TTCP, que se encuentran en el formato Delta-DOR. Además, este programa calcula la densidad espectral de potencias de la señal de forma que los datos son reducidos a un tamaño exportable y luego son almacenados al formato estándar astronómico FITS, siguiendo la correspondientes convenciones para radiotelescopios de disco simple. Para facilitar el uso de este programa, se creó una interfaz gráfica sencilla y su uso se explica en el Apéndice A de este trabajo.

En general, la reducción de los datos a espectros de potencia es un proceso que se puede realizar tanto por *hardware* como por *software*. En este caso se desarrolló un *software*, aunque sería recomendable reducir el tiempo de cómputo a través de un instrumento en la cadena de adquisición que realice esta tarea.

6.2. Calibración

Se llevaron a cabo distintos experimentos para estudiar el comportamiento de los datos y caracterizar el funcionamiento de la antena. Se sabe que la Antena continúa en modo de prueba, los resultados de los experimentos en este trabajo no son los esperables para un radiotelescopio funcionando correctamente.

6.2.1. Diodo de ruido

- En funcionamiento, el diodo completa ciclos de encendido y apagado con una frecuencia de 10 Hz.
- Afecta a ambas polarizaciones. En una de ellas parece tener el comportamiento esperado durante el intervalo de intermitencia, en la otra se observan aumentos de potencia durante los estados de transición entre encendido/apagado.
- En la banda X el comportamiento esperable de intermitencia se observa en la polarización RR , mientras que en la banda Ka, en la polarización LL .
- La relación entre las potencias con diodo encendido y apagado es de 3.4 dB en la banda X y de 0.5 dB en la banda Ka.
- Después de cada intervalo de intermitencia de 2 seg de duración el diodo continúa inyectando ruido durante ~ 1.6 seg.

6.2.2. Apuntado

En base al mapeo de la fuente PKS0521-365 en la banda X se puede afirmar que el apuntado de la antena es bueno, siendo más preciso en declinación que en ascensión recta: $\Delta\delta = 0.1185 \pm 0,0006$ arcmin y $\Delta\alpha \cos(\delta) = 0.023 \pm 0,001$ arcmin. El desvío estándar es de 0.4 arcmin en ambas direcciones, cuando se esperaba que fuera del orden de medio $HPBW_X \sim 1.7$ arcmin. Aunque los desplazamientos hallados en ambas coordenadas podrían ser de utilidad para caracterizar el apuntado de la antena, sería recomendable repetir este experimento con un muestreo espacial adecuado para la banda X. Corregir por el factor *comp* (Ec. 5.9) podría contribuir a encontrar parámetros σ más representativos.

6.2.3. Ganancia

No se logró determinar una curva de ganancia confiable para la banda X ya que las temperaturas de antena medidas dependen de observaciones OFF_{source} , que no tienen el comportamiento esperado. Sería útil repetir este estudio con observaciones que abarquen un rango mayor de elevaciones. Para calcular la opacidad atmosférica podrían realizarse observaciones como las propuestas en el trabajo de [Harper, 2016], donde τ_o se obtiene a partir de

una aproximación lineal para la relación entre voltaje y masa de aire (ver figura 6.1). Las observaciones en dicho trabajo consisten en múltiples *sky-dips* (barridos en elevación sin seguir una fuente en particular, es decir, observando el cielo), tal que con algunos pocos minutos de observación es posible extraer un τ_o .

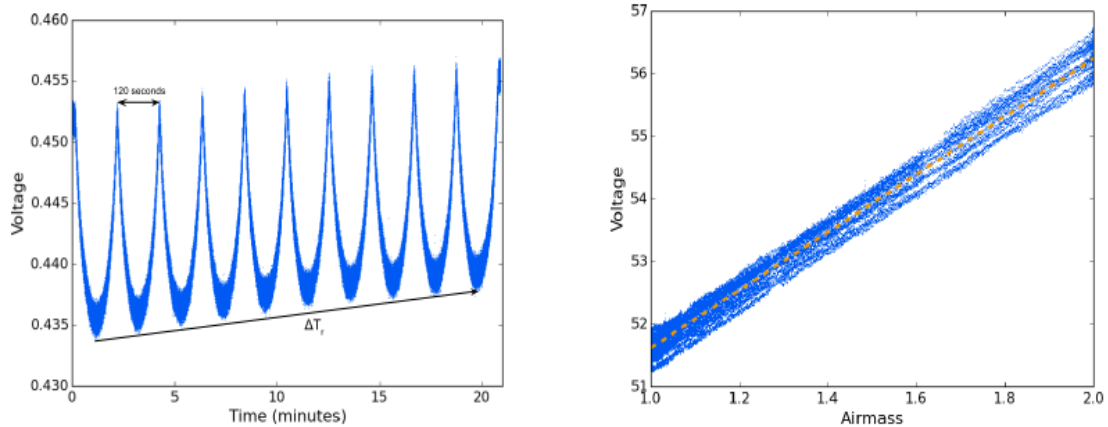


Figura 6.1. Izquierda: voltaje en función del tiempo de *sky-dips*. Derecha: voltaje en función de la masa de aire, se observa una dependencia lineal. [Harper, 2016]

Apéndice A

Manual de usuario

En esta sección se explicará, por un lado, el uso del programa de reducción y conversión de datos provenientes de la DSA 3 al formato FITS desarrollado para este trabajo (Fig. A.1). Por otro lado se mostrará otro código con el cual se ejemplifica la lectura y manejo de estos archivos.

A.1. Reducción de los datos y almacenaje en SDFITS

Para usar el programa de conversión de datos provenientes de la DSA 3 al formato FITS el usuario debe suministrar la siguiente información al mismo (Fig. A.2):

- El nombre del archivo asociado a cada sesión de observación (y su ubicación, se asume que el archivo asociado a cada sesión de observación se encuentra en el mismo directorio que los archivos correspondientes a las observaciones).
- Cuáles de las observaciones de la sesión serán transformadas al formato FITS y si serán agrupadas en un único archivo.
- La resolución que tendrán los espectros de salida (3 opciones).
- El nombre del archivo con las temperaturas de sistema, de existir.

Dado que los archivos Delta-DOR asociados a cada sesión de observación con los que se trabajó no contaban con la información de los nombres de los objetos ni sus coordenadas, fue necesario incluir otro archivo que detallara el plan de observación.

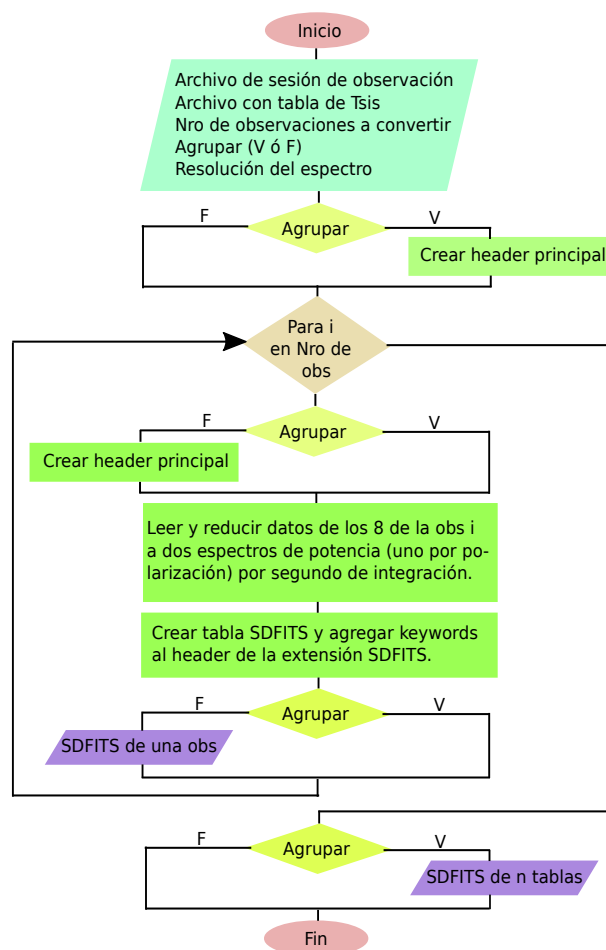


Figura A.1. Esquema del programa desarrollado para la conversión de datos a formato SDFITS.

El programa sólo aceptará como archivos de sesión de observación aquellos que tengan extensión “.obs“. Cada vez que se corra el programa, éste permitirá elegir un intervalo de observaciones a convertir (dentro de una única sesión). Los extremos de dicho intervalo fijados por el usuario pueden variar desde 1 hasta el total de observaciones, tal que es posible convertir una única observación tanto como una serie o el total de ellas en una corrida del programa. Además el usuario podrá elegir si dicho intervalo será almacenado en archivos SDFITS individuales o si serán agrupados en un único archivo. De no existir previamente un directorio de nombre ”fits”, el programa creará uno dentro del directorio donde se encuentran los archivos Delta-DOR. En este nuevo directorio se guardarán los archivos convertidos.



Figura A.2. Ventana de configuración para la conversión de datos en formato Delta-DOR al formato SDFITS. Esta interfaz permite buscar el archivo de sesión de observación necesario para la conversión. Una vez seleccionado el archivo, el usuario deberá elegir qué observaciones serán convertidas (por defecto, todas las correspondientes a la sesión de observación seleccionada, sin agrupar). Además podrá elegir la resolución del espectro de salida entre tres opciones (1 km/s, 0.5 km/s ó 0.1 km/s).

A.2. Lectura de un SDFITS en Python

En esta sección se dará una introducción para el uso de archivos SDFITS con Python a través de líneas de código.

El siguiente es el código de un programa en lenguaje Python. Este programa muestra por pantalla la información sobre el contenido del archivo 'nombre.fits' proveniente de la DSA 3, previamente convertido al formato FITS por el programa desarrollado para este trabajo. Además, grafica los espectros de potencias del registro correspondiente al 1^{er} registro en ambas polarizaciones. Se usaron los paquetes Numpy, Matplotlib y Astropy de Python. Los dos primeros son de amplio uso en ciencias para el manejo de arreglos numéricos y para generar gráficos, respectivamente. Se incluyó el módulo *fits* de Astropy ya que facilita en gran medida el uso de los archivos FITS.

```

1 import numpy as np                # Incluir paquete numpy.
2 from astropy.io import fits       # Incluir paquete fits de astropy.

```

```

3 import matplotlib.pyplot as plt          # Incluir paquete matplotlib.
4
5 hdul = fits.open('nombre.fits')        # Abrir archivo fits como lista HDU.
6 print hdul.info()                       # Mostrar por pantalla estructura
7                                         # del objeto.
8 print hdul[1].header                    # Mostrar por pantalla el header de
9                                         # la extension 1.
10
11 headext_1 = hdul[1].header              # Guardar header de la primera
12                                         # extension.
13 data_1 = hdul[1].data                   # Guardar contenido de la tabla de
14                                         # la primera extension.
15 frec_res = hdul[1].header['FREQRES']    # Guardar resolucion en
16                                         # frecuencia[Hz].
17 frec_cen = hdul[1].header['RESTFREQ']   # Guardar frecuencia central[Hz].
18 band = hdul[1].header['BANDWID']       # Guardar ancho de banda[Hz].
19 campo_data = data_1.field('DATA')      # Guardar columna con nombre 'DATA'
20                                         # en un array, es equivalente a
21                                         # escribir el numero del campo en
22                                         # lugar de 'DATA'.
23 RR_0, LL_0 = data_1[0]['DATA']         # Guardar los espectros
24                                         # correspondientes al 1er registro
25                                         # en dos arrays distintos.
26
27 # Generar array de frecuencias[Hz]:
28 frec = np.arange(frec_cen-band/2, frec_cen+band/2, frec_res)
29
30 # Graficar espectros de potencia:
31 plt.step(frec, RR_0, where='mid', label='RR', color='r')
32 plt.step(frec, LL_0, where='mid', label='LL', color='b')
33 plt.suptitle('Scan_01_06jun18_-_segundo_0-1')
34 plt.xlabel('Frecuencia [Hz]')
35 plt.ylabel('Densidad de potencia [cuentas/Hz]')
36 plt.legend()
37 plt.savefig('espectro_crudo.png')
38 plt.show()

```

En la figura [A.3](#) se ve la gráfica resultante del programa descrito en este anexo. En general, todos los espectros de potencias tabulados tendrán las siguientes características:

- Envoltente pasabanda: cada espectro tendrá una envoltente con el aspecto de 4 mesetas. Cada una se debe al filtro pasabanda asociado a cada sub-banda, por lo que el origen de esta envoltente es instrumental.
- Valor nulo central: cada espectro tendrá cuatro valores nulos en el centro de cada sub-banda, es decir, en las frecuencias (sea ν_0 la frecuencia

central del rango de observación):

$$\nu = \nu_o - 1.5 \text{ MHz}$$

$$\nu = \nu_o - 0.5 \text{ MHz}$$

$$\nu = \nu_o + 0.5 \text{ MHz}$$

$$\nu = \nu_o + 1.5 \text{ MHz}$$

Esto se debe a que los datos crudos son una secuencia temporal de valores complejos con media 0. Por lo que la potencia asociada a la frecuencia $\nu = 0 \text{ Hz}$ de cada sub-banda resulta 0.

Estas características son inherentes al proceso que da lugar a los espectros de potencias, aunque el aspecto general de estos últimos puede variar según la fuente que se observa, por ejemplo si presenta líneas de emisión o absorción en la banda observada.

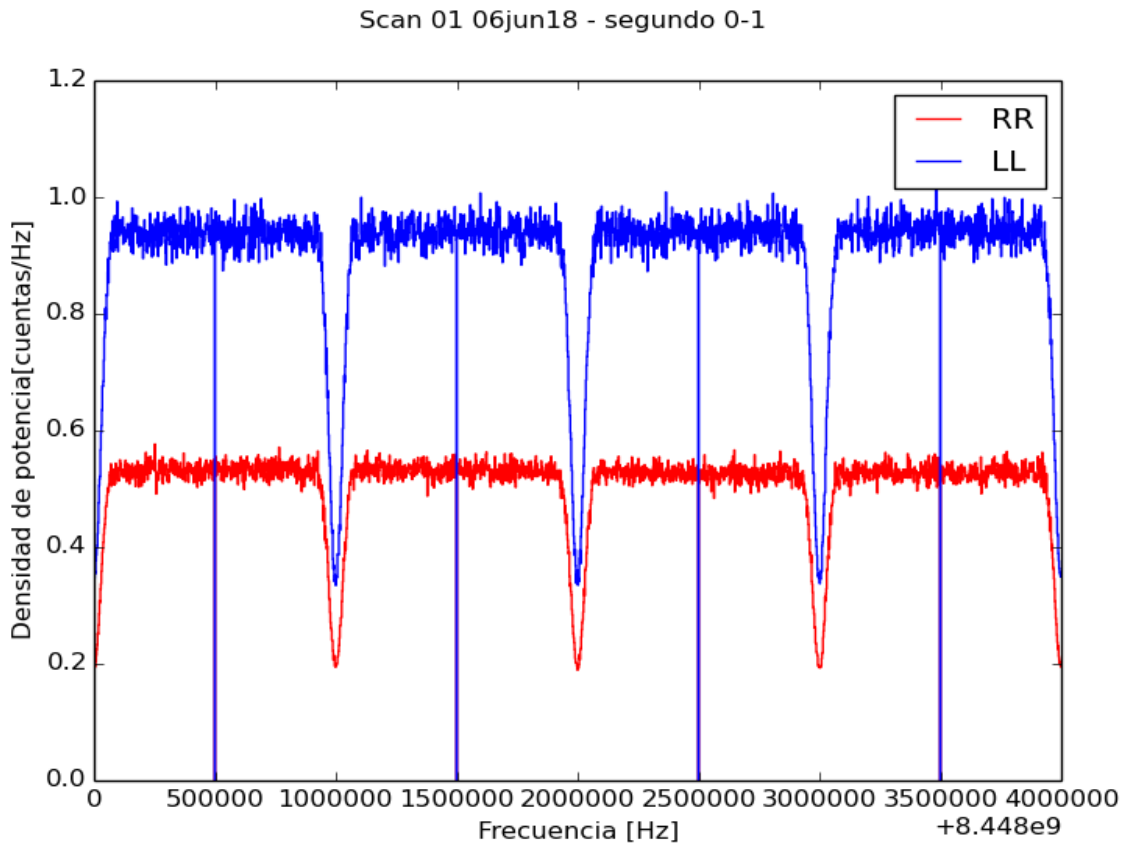


Figura A.3. Espectros de potencia en las polarizaciones RR y LL que son almacenados en un registro de tabla SDFITS de la DSA 3. Este espectro corresponde a una observación de la fuente PKS 0521-365 durante un segundo de integración en la banda X.

Bibliografía

- [Noise Diodes] "Noise Diodes", DSA3 internal memo. Unpublished paper.
- [Bell, 1978] Bell, A. R. (1978). The acceleration of cosmic rays in shock fronts. I. *MNRAS*, 182:147–156.
- [Benaglia et al., 2011] Benaglia, P., Casco, N., Cichowolski, S., Cillis, A., García, B., Ravnani, D., Reynoso, E. M., and de la Vega, G. (2011). The antenna DSA 3 and its potencial use for Radio Astronomy. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía*, 54:447–450.
- [Boaz, 1997] Boaz, P. (1997). *A course in digital signal processing*. John Wiley & sons, Inc.
- [Bridle et al., 1994] Bridle, A. H., Hough, D. H., and Lonsdale, C. J. (1994). Deep VLA imaging of twelve extended 3CR quasars. *The Astronomical Journal*, 108:766–820.
- [CCSS, 2013] CCSS. *Recommended Standard for Delta-DOR Raw Data Exchange Format*.
- [Condon and Ransom, 2016] Condon, J. J. and Ransom, S. M. (2016). *Essential Radio Astronomy*. Taylor & Francis.
- [Dugast, 2013] Dugast, M. (2013). *Complement to the ESA Tracking Station (ESTRACK) Facilities Manual (EFM), Section 6.10, Malargue (MLG) Station*. ESA.
- [Garwood, 2000] Garwood, R. W. (2000). SDFITS: A Standard for Storage and Interchange of Single Dish Data. *ASP Conference Series*, 216:243–246.
- [IFWG, 2016] Group, I. F. W. (2016). Definition of the Flexible Image Transport System (FITS).

- [Harper, 2016] Harper, S. (2016). *Single-Dish intensity mapping with the Quijote MFI and GBT*.
- [Karl, 1989] Karl, J. H. (1989). *An Introduction to Digital Signal Processing*. Academic Press, Inc. Harcourt Brace Javanovich.
- [Kembhavi and Narlikar, 1999] Kembhavi, A. K. and Narlikar, J. V. (1999). *Quasars and active galactic nuclei : an introduction*. Cambridge University Press.
- [Liszt, 1995] Liszt, H. S. (1995). A Binary Table Convention for Interchange of Single Dish Data in Radio Astronomy.
- [O’Neil, 2002] O’Neil, K. (2002). Single Dish Calibration Techniques at Radio Wavelengths. *ASP Conference Series*, 278:293–311.
- [Pacholczyk, 1970] Pacholczyk, A. G. (1970). *Radio astrophysics. Nonthermal processes in galactic and extragalactic sources*.
- [Perley and Meisenheimer, 2017] Perley, R. A. and Meisenheimer, K. (2017). High-fidelity of the VLA imaging of the radio structure of 3C 273. *A & A*, 601:A35–.
- [Peterson, 1997] Peterson, B. M. (1997). *An introduction to active galactic nuclei*. Cambridge University Press.
- [Protheroe, 1999] Protheroe, R. J. (1999). Acceleration and interaction of ultra high energy cosmic rays. In Duvernois, M. A., editor, *Topics in Cosmic-Ray Astrophysics*, volume 230, page 247.
- [Rybicki and Lightman, 1979] Rybicki, G. B. and Lightman, A. P. (1979). *Radiative processes in astrophysics*. Wiley-VCH.
- [Schmidt and Green, 1983] Schmidt, M. and Green, R. F. (1983). Quasar evolution derived from the Palomar bright quasar survey and other complete quasar surveys. *The Astrophysical Journal*, 269:352–374.
- [Tingay et al., 1996] Tingay, S. J., Edwards, P. J., Costa, M. E., and Lovell, J. E. J. (1996). VLBI Observations of southern EGRET identifications. I. PKS 0208-512, PKS 0521-365, and PKS 0537-441. *The Astrophysical Journal*, 464:179–176.

- [Urry and Padovani, 1995] Urry, C. M. and Padovani, P. (1995). Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 107:803–845.
- [Wilson et al., 2013] Wilson, T., Rohlf, K., and Huettemeister, S. (2013). *Tools of Radio Astronomy*. Springer.