

Capítulo 1

Resultados

En este capítulo presentamos los resultados obtenidos a partir del modelo de emisión desarrollado en el capítulo anterior. En particular, mostramos los mapas de emisión sintéticos y el ajuste de los parámetros del modelo para el caso de Cen A, basado en los datos observacionales disponibles.

En primer lugar, describimos los valores adoptados para las condiciones iniciales del *jet*, determinados a partir de restricciones observacionales reportadas en la literatura. A continuación, presentamos los resultados correspondientes a la distribución espectral de energía (SED), tanto para la emisión por celda como para la emisión integrada a lo largo del *jet*. Realizamos un análisis de la forma espectral resultante.

Luego, mostramos mapas proyectados de temperatura de brillo en el plano del cielo, con el fin de compararlos con las observaciones interferométricas. Se estudia el efecto de distintos parámetros del modelo sobre la morfología y se analiza el impacto de la convolución con diferentes haces gaussianos sobre el aspecto final del mapa.

Finalmente, presentamos el perfil de temperatura de brillo en función de la altura, junto con el perfil observado por [Janssen et al. \(2021\)](#). Se analiza la influencia de los parámetros del modelo en la forma y posición del máximo en el perfil y se discute el grado de acuerdo entre el modelado y las observaciones.

1.1 Parámetros y condiciones iniciales.

Los valores iniciales de los parámetros dinámicos, geométricos y radiativos del modelo fueron determinados combinando restricciones teóricas con observaciones del objeto analizado. Elegimos estos parámetros de manera que el modelo reproduzca tanto la potencia total observada del *jet* como las características del espectro en radio.

Para Cen A consideramos que la fuente se encuentra a una distancia de $d = 3.8$ Mpc ([Harris et al., 2010](#)) de la Vía Láctea, el núcleo de la galaxia contiene un SMBH de $M_{\text{BH}} = 5.5 \cdot 10^7 M_{\odot}$ ([Neumayer, 2010](#)) y posee una inclinación entre el eje del *jet* y la visual al observador de $\theta = 48^\circ$ ([Müller et al., 2011](#)). La emisión predicha por nuestro modelo es radiación sincrotrón, considerando SSC despreciable. Integraremos la emisión del *jet* hasta $z < z_{\text{max}} \sim 10^4 R_g$.

Para el ajuste de radios, así como el parámetro de apertura que determina la estructura parabólica del *jet*, utilizamos las observaciones de [Janssen et al. \(2021\)](#). Por medio del perfil de colimación obtenido en dicho trabajo, fijamos el parámetro de apertura $w = 0.33$ en la Ec. (??), tanto para el radio interno como para el externo.

La velocidad del flujo está mediada por el factor de Lorentz en función de la altura, Ec. (??), donde tomamos el *jet* casi no relativista en la base (ver Sec. ??). Para el valor del factor de potencias tomamos $g = 0.13$.

1. Resultados

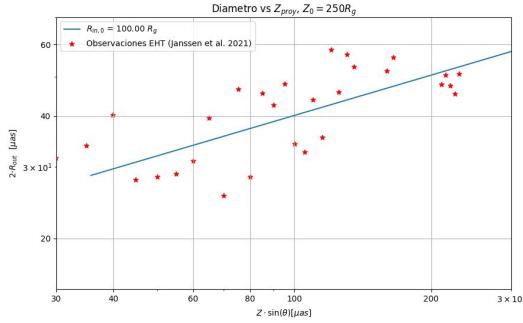


Figura 1.1. Diámetro del radio interior del *jet* contra la altura proyectada en el cielo. Puntos rojos representan observaciones de Janssen et al. (2021).

No estoy seguro que mas decir aca. Quiza los parametros finales? Pero mas adelante hablo un poco de como los parametros afectan a cada grafico, asi que quiza vaya despues de eso

1.2 Distribución espectral de energía.

Para caracterizar la emisión del *jet* modelado calculamos el flujo en función de la altura para cada frecuencia, según lo descrito en la Sección ???. Luego, integrando las Ecuaciones (??),(??), (??) en la altura del *jet* podemos calcular el flujo total en función de la frecuencia.

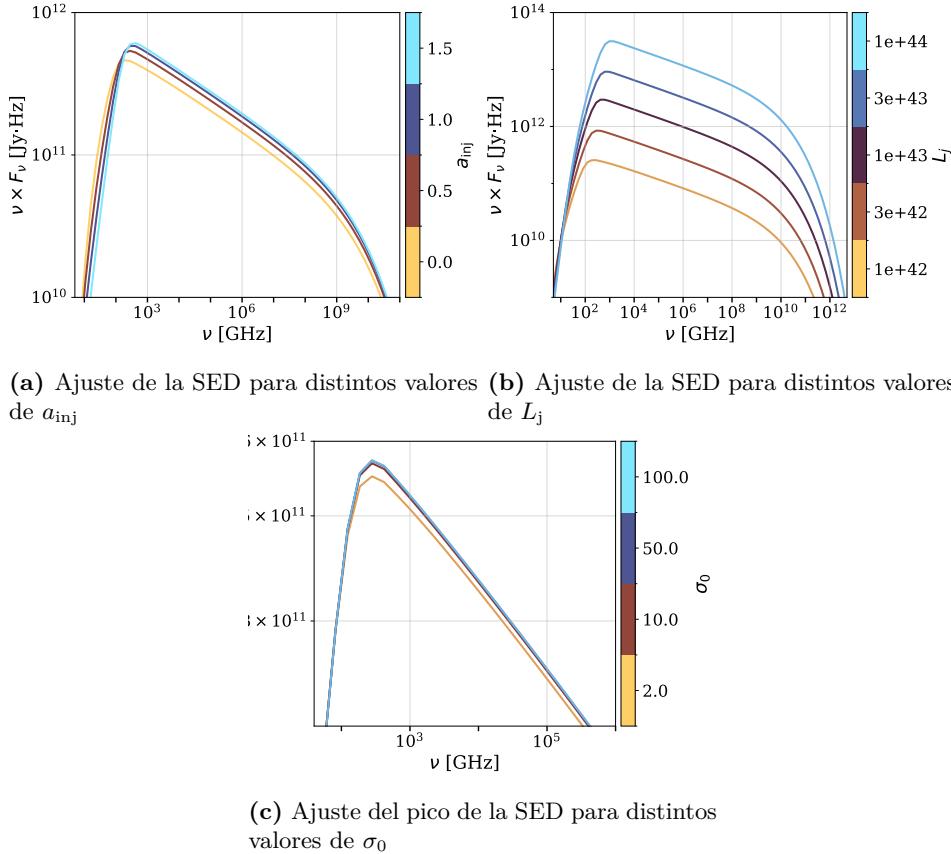


Figura 1.2. Pruebas de ajuste de parámetros para la SED.

Podemos ver en la Figura 1.2 distintas curvas correspondientes al valor de $\nu \cdot F_\nu$ en función

de la frecuencia para diversas combinaciones de parámetros del modelo. En particular, en la Figura 1.2a observamos que, a medida que el parámetro a_{inj} aumenta, la tasa de potencia inyectada decrece más rápidamente con la altura (ver Ec. (??)). Como consecuencia, el pico espectral se incrementa ligeramente y se desplaza hacia frecuencias más altas, lo que indica un aumento del flujo total del *jet*.

Por otro lado, en la Figura 1.2b se aprecia que mayores valores de la potencia total del *jet* producen un incremento significativo de la emisión en todo el rango de frecuencias. Además, el pico espectral se desplaza levemente hacia frecuencias más altas, reflejando que, con una mayor energía disponible, los electrones pueden alcanzar energías más elevadas.

Finalmente, la Figura 1.2c muestra el efecto de la magnetización inicial σ_0 sobre el pico de emisión del espectro. Se observa que una mayor magnetización inicial produce un aumento en la intensidad del pico, como resultado de la presencia de campos magnéticos más intensos que incrementan la eficiencia del proceso sincrotrón, sin modificar de manera sustancial la forma global del espectro.

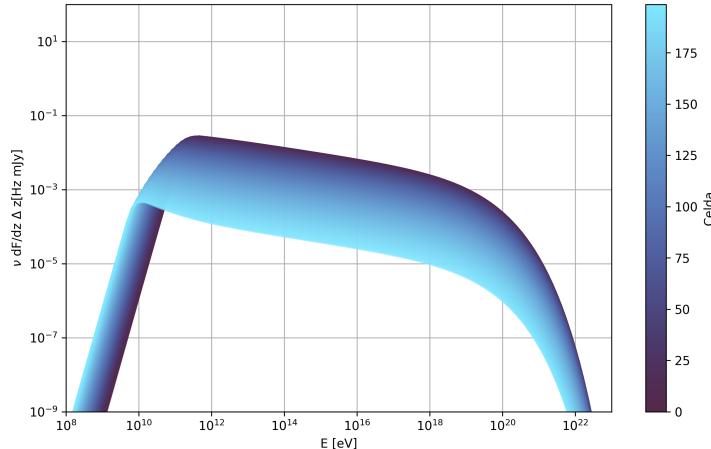


Figura 1.3. Flujo emitido por celda en función de la frecuencia.

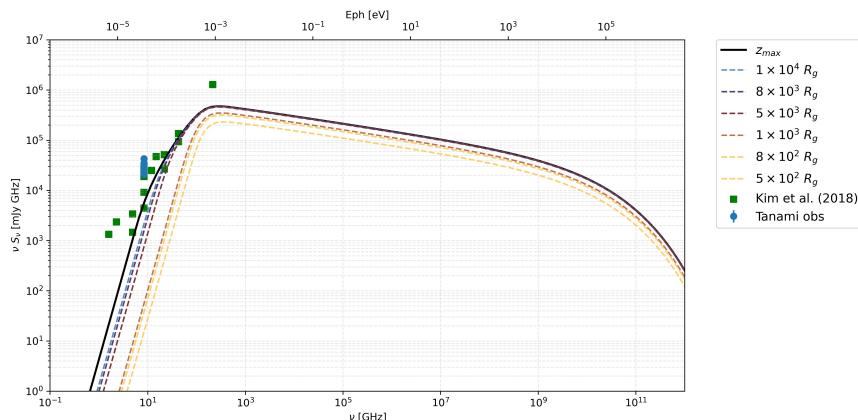


Figura 1.4. Flujo integrado hasta distintas alturas a lo largo del *jet*, en función de la frecuencia. En verde se muestran las observaciones compiladas por Kim et al. (2018); en azul las observaciones por Muller et al. (2014). **Todavia tengo que ver el tema de EHT**

En las Figuras 1.3 y 1.4 se muestra la distribución espectral de energía (SED, por sus

1. Resultados

siglas en inglés) por celda del *jet*, así como el flujo total integrado a lo largo de su eje, respectivamente. Ambas figuras fueron obtenidas mediante el modelo de emisión sincrotrón desarrollado en el capítulo anterior. Dicho modelo reproduce adecuadamente las observaciones en radio de [Kim et al. \(2018\)](#), [Muller et al. \(2014\)](#) representadas en la figura.

Esta emisión se origina a partir de la distribución de partículas en función de la energía y la altura en el *jet*, $N(E, z)$, la cual se calcula a partir de la Ecuación ???. Para ello, se adopta una función de inyección de partículas según la Ecuación ???, con un índice espectral $p = 2.3$. Podemos ver en la Figura 1.4 que, a frecuencias más altas, el flujo presenta una caída con pendiente de ~ -1.15 . Este valor de pendiente es consistente con el esperado para una población de partículas con un índice de energía $p \simeq 2.3$, en concordancia con la función de inyección adoptada en el modelo.

En la Figura 1.3 se observa que el pico de emisión se desplaza hacia frecuencias progresivamente más bajas al aumentar la altura en el *jet* (ver Fig.1.5). Este comportamiento resulta acorde con el hecho de que al expandirse el fluido la densidad disminuye, y el flujo se vuelve ópticamente delgado a frecuencias cada vez mas bajas.

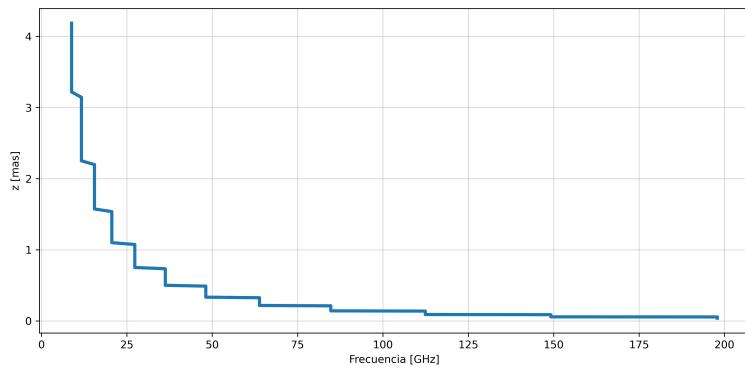


Figura 1.5. Grafico de ν correspondiente al máximo de $dF/dz \Delta z$ para cada dada altura z del *jet*

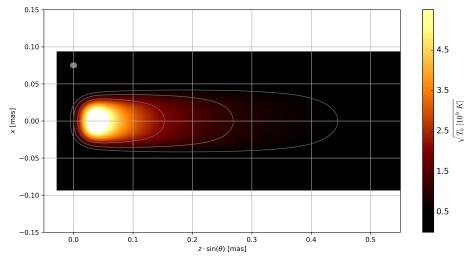
1.3 Mapa de temperatura de brillo en el cielo.

Adicionalmente realizamos un mapa de temperatura de brillo en función de las coordenadas en el plano del cielo (x, y) para nuestro modelo. En el caso de fuentes resueltas, como Cen A, este tipo de mapas sintéticos constituye una herramienta complementaria para contrastar los resultados del modelo con los mapas de flujo observados y evaluar la validez de los parámetros físicos adoptados.

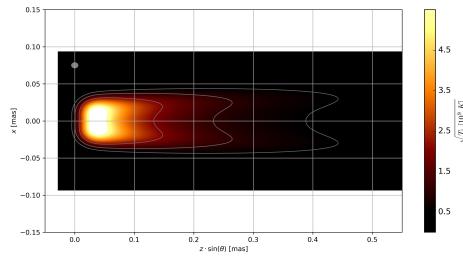
La Figura 1.6 presenta los mapas obtenidos para distintos valores de $R_{in,0}$ y $R_{out,0}$. En particular, la Figura 1.6a muestra el caso de un *jet* completamente lleno en su base (sin cavidad interna). La emisión resultante es simétrica en torno al eje, con un máximo de brillo localizado muy cerca de la base y un decaimiento progresivo a lo largo del eje del flujo.

En contraste, las Figuras 1.6b, 1.6c y 1.6d corresponden a modelos con distintos cocientes $R_{out,0}/R_{in,0}$. En la Figura 1.6b comienza a observarse la aparición de una zona central menos brillante, lo que sugiere un *jet* parcialmente hueco. A medida que el cociente $R_{out,0}/R_{in,0}$ disminuye, el brillo máximo tiende a concentrarse en una capa externa, dando lugar a una morfología en la que la emisión se confina a una franja delgada alrededor del eje. En estos casos, la temperatura de brillo máxima disminuye ligeramente, lo que indica una redistribución del flujo radiado. Finalmente, en la Figura 1.6d la emisión central prácticamente desaparece

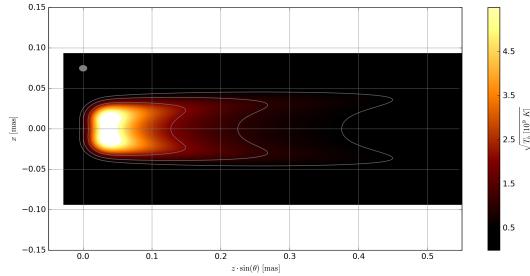
1.3. Mapa de temperatura de brillo en el cielo.



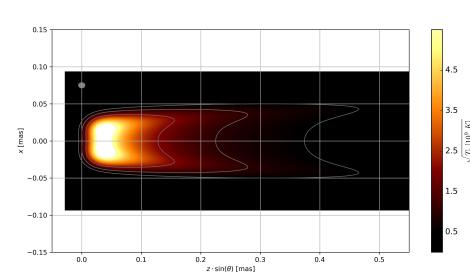
(a) Mapa de temperatura de brillo en el cielo, $R_{\text{in},0} = 0$



(b) Mapa de temperatura de brillo en el cielo, $R_{\text{out},0} = 135R_g$ $R_{\text{in},0} = 75R_g$



(c) Mapa de temperatura de brillo en el cielo, $R_{\text{out},0} = 135R_g$ $R_{\text{in},0} = 100R_g$



(d) Mapa de temperatura de brillo en el cielo, $R_{\text{out},0} = 135R_g$ $R_{\text{in},0} = 130R_g$

Figura 1.6. Mapas de temperatura de brillo para diversos valores de $R_{\text{out},0}$, $R_{\text{in},0}$

y el perfil longitudinal se extiende más en altura, aunque con una intensidad total menor.

En la Figura 1.7 se presenta un mapa sintético de la emisión del *jet* a 230 GHz, en concordancia con las observaciones reportadas por Janssen et al. (2021). Para obtener dicho mapa, integramos la emisión del *jet* proyectada en el plano del cielo y posteriormente convolucionamos con un haz gaussiano (ver Sec. ??), reproduciendo así las condiciones de observación interferométrica. El haz utilizado posee valores de ancho a media altura (FWHM) de 0.0168 mas en la dirección x y 0.0259 mas en la dirección y , aproximados por las observaciones de Janssen et al. (2021).

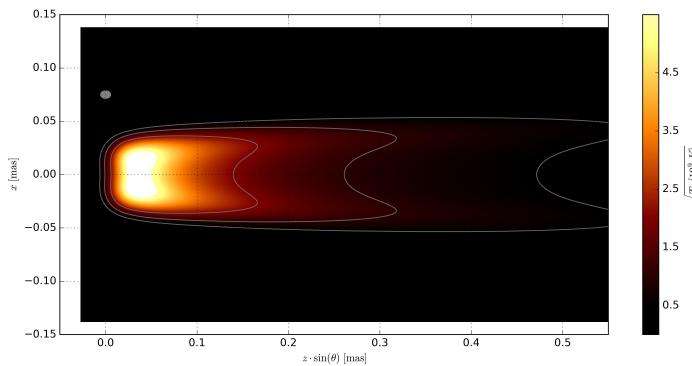


Figura 1.7. Mapa de temperatura de brillo proyectado en coordenadas x y z en el plano del cielo, obtenido a partir del ajuste al modelo para las observaciones de Cen A. El suavizado se realizó mediante un haz gaussiano con anchos a media altura (FWHM) de 0.0168 mas en la dirección x y 0.0259 mas en la dirección y .

1. Resultados

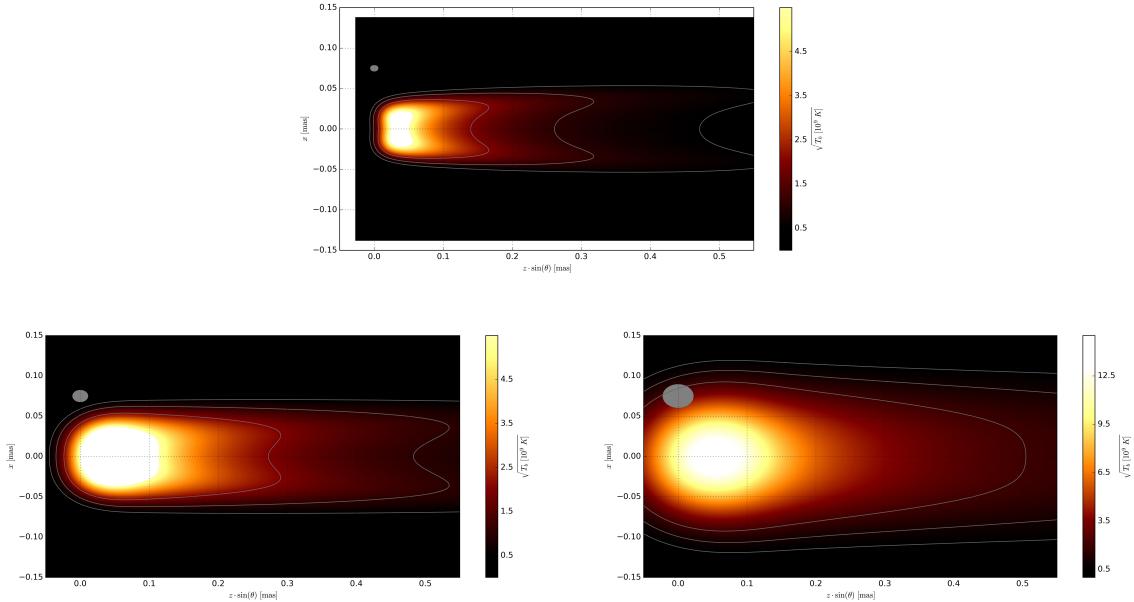


Figura 1.8. Mapas de temperatura de brillo para diversos haces gaussianos de convolución. El haz utilizado para la convolución se encuentra representado por la elipse gris en la esquina superior izquierda de cada mapa. **Figura superior:** Se utiliza un haz gaussiano con valores de FWHM 0.0168 mas y 0.0259 mas para x,y respectivamente. **Figura izquierda:** Se utiliza un haz gaussiano con valores de FWHM 2 veces los de la figura superior. Figura derecha: Se utiliza un haz gaussiano con valores de FWHM 4 veces los de la figura superior.

Se observa en la figura que el fenómeno de bordes brillantes mencionado en la Sec. ???. Los bordes del *jet* presentan una temperatura de brillo distinta a la de la región interior, con un incremento notable en el límite del borde interno.

Es importante considerar el tamaño del haz gaussiano utilizado para el modelado de la observación, ya que este puede modificar fuertemente el mapa resultante (ver Fig. 1.8). Al utilizar un haz gaussiano con mayores valores de FWHM podemos observar que el mapa se suaviza, ocultando estructura de menor temperatura de brillo hacia la región central del *jet*.

1.4 Perfil de temperatura de brillo.

Finalmente, a partir de los valores de temperatura de brillo proyectados en el plano del cielo, construimos un perfil de temperatura de brillo máxima en función de la altura del *jet*. En la Figura 1.9 podemos ver diversos perfiles correspondientes a distintos ajustes de los parámetros del modelo. Dicha figura incluye ajustes para el cociente entre el radio interno y externo (Fig. 1.9a), pruebas en variación de parámetros en z (Fig. 1.9b), ajuste de la potencia total del *jet* (Fig. 1.9c) y pruebas de ajuste en el parámetro a_{inj} de la Ecuación (???) (Fig. 1.9d).

El cociente $R_{\text{out},0}/R_{\text{in},0}$ determina el grosor de la envoltura del *jet* a lo largo de z . Dado que adoptamos un mismo parámetro de apertura w para R_{out} y R_{in} en la Ec. (??), este cociente permanece constante en toda la extensión del *jet*. Como se muestra en la Fig. 1.9a, los modelos con valores pequeños de $R_{\text{out},0}/R_{\text{in},0}$ producen un *jet* más estrecho, con un pico de emisión más compacto e intenso, ya que la radiación se concentra en una región central más densa y caliente. Por el contrario, al aumentar $R_{\text{out},0}/R_{\text{in},0}$ el *jet* se ensancha y la emisión se distribuye sobre un área mayor, lo que disminuye el brillo máximo y suaviza el perfil transversal. El mejor ajuste a las observaciones se obtiene para valores de $R_{\text{out},0}/R_{\text{in},0}$ cercanos a 1.5, lo que sugiere una estructura del *jet* moderadamente ancha en su base.

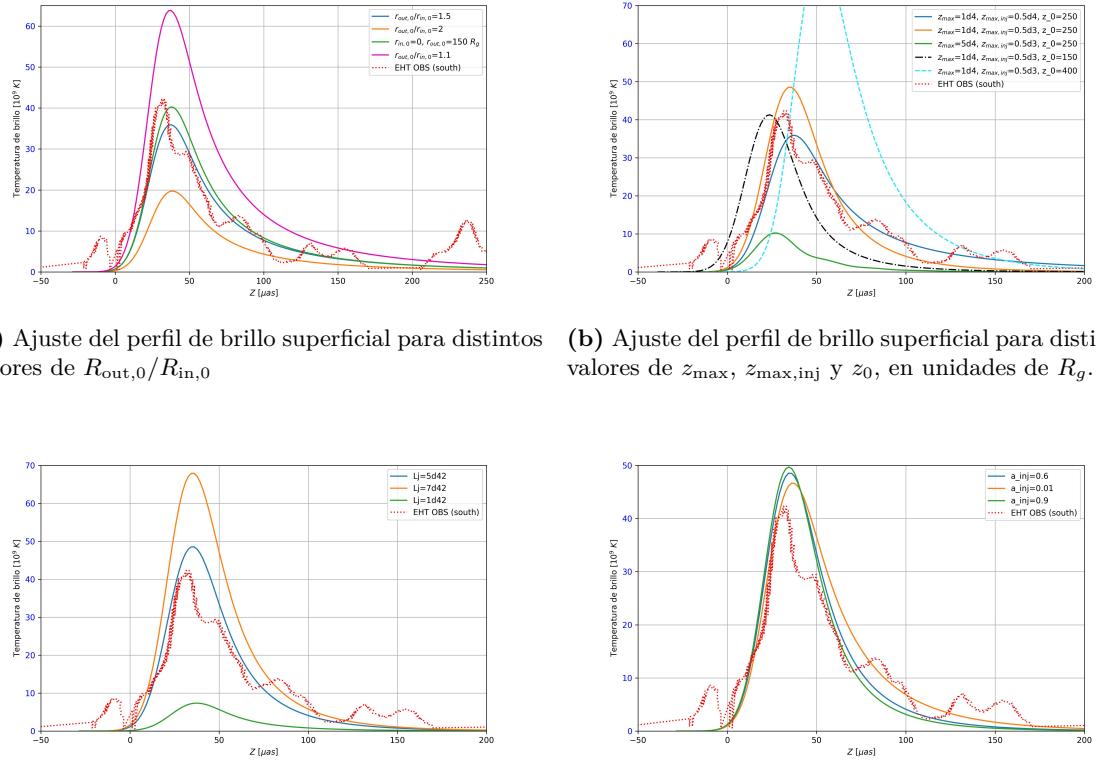


Figura 1.9. Pruebas de ajuste de parámetros para el perfil de temperatura de brillo.

La Figura 1.9b muestra el perfil de temperatura de brillo en función de la altura para distintos ajustes de los parámetros que describen la estructura longitudinal del jet, tales como la altura máxima del jet, la altura máxima de la región de inyección y la posición correspondiente a la base del jet. Observamos que estos parámetros ejercen una influencia significativa sobre la ubicación del máximo en el perfil de temperatura de brillo. En particular, la altura z del máximo coincide aproximadamente con el valor z_0 adoptado en el modelo, con una ligera dependencia adicional de z_{max} . Asimismo, el parámetro z_{max} afecta de manera notable la magnitud de la temperatura de brillo: jets más extendidos tienden a presentar valores de temperatura de brillo más bajos debido a la mayor dispersión de la emisión a lo largo del eje. Por último, $z_{max,inj}$ modula la pendiente de ascenso del perfil: para valores más pequeños de este parámetro, la emisión se concentra en regiones cercanas a la base del jet, dando lugar a un pico más agudo seguido de un descenso más pronunciado.

Finalmente, las Figuras 1.9c y 1.9d muestran el ajuste del perfil de temperatura de brillo para distintos valores de la potencia total del jet, L_j (ver Ec. (??)), y del parámetro a_{inj} , respectivamente. Se observa de manera directa que la magnitud del máximo del perfil posee una fuerte dependencia con el valor de L_j , mientras que muestra una dependencia más débil respecto a a_{inj} . El parámetro a_{inj} , a su vez, presenta una relación con la posición del máximo de emisión, de forma tal que a mayores valores de a_{inj} tenemos un ligero corrimiento del pico a menores z . Esto posiblemente resulta una consecuencia de que, para valores mayores de a_{inj} , la tasa de inyección de energía por unidad de altura, dL_{inj}/dz , decrece más rápidamente con z . En consecuencia, la mayor parte de la energía se deposita en regiones más próximas a la base del jet, concentrando la emisión en zonas internas y desplazando el máximo del perfil

1. Resultados

hacia alturas menores. Por el contrario, valores más pequeños de a_{inj} implican una inyección más extendida a lo largo del *jet*, lo que da lugar a un perfil de emisión más amplio y con un pico desplazado hacia alturas mayores.

En la Figura 1.10 se muestra el perfil de temperatura de brillo máxima en función de la altura obtenido para Cen A. Se observa un buen acuerdo con las observaciones hasta $z \sim 250 R_g$, a partir de lo cual la temperatura de brillo observada disminuye rápidamente con la altura. Este comportamiento se condice con lo mostrado en la Figura ??, que ilustra las observaciones del EHT.

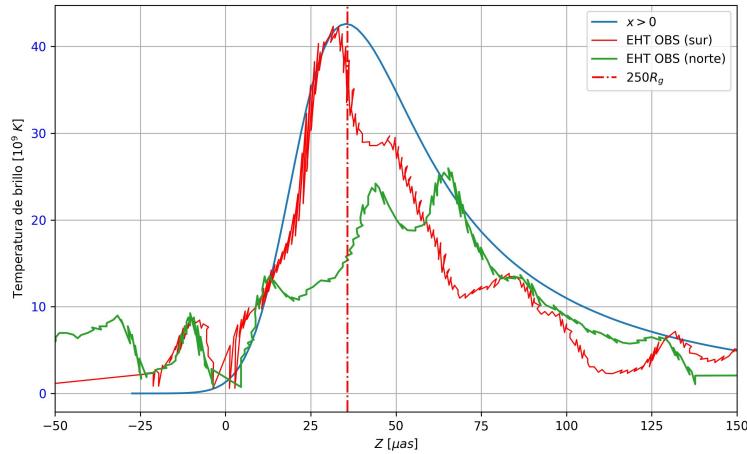


Figura 1.10. Perfil de temperatura de brillo T_b en función de la altura del *jet* ajustado a las observaciones de Cen A. En rojo las observaciones del *jet* realizadas por Janssen et al. (2021). En verde las observaciones del contra-*jet*.

En contraste, el perfil modelado posee un exceso sistemático en la temperatura de brillo predicha con respecto de los datos. Esta discrepancia podría estar asociada a la presencia de perturbaciones o inestabilidades a lo largo del *jet* que no son consideradas en el modelo actual.

Bibliografía

- G. L. H. Harris, M. Rejkuba, and W. E. Harris. The distance to ngc 5128 (centaurus a). *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 27:457–462, 2010.
- M. Janssen et al. Event Horizon Telescope observations of the jet launching and collimation in Centaurus A. *Nature Astronomy*, 5:1017–1028, July 2021. doi: 10.1038/s41550-021-01417-w.
- J. Kim, D. P. Marrone, A. L. Roy, J. Wagner, K. Asada, C. Beaudoin, J. Blanchard, J. E. Carlstrom, M.-T. Chen, T. M. Crawford, G. B. Crew, S. S. Doeleman, V. L. Fish, C. H. Greer, M. A. Gurwell, J. W. Henning, M. Inoue, R. Keisler, T. P. Krichbaum, R.-S. Lu, D. Muders, C. Müller, C. H. Nguyen, E. Ros, J. SooHoo, R. P. J. Tilanus, M. Titus, L. Vertatschitsch, J. Weintraub, and J. A. Zensus. The 1.4 mm Core of Centaurus A: First VLBI Results with the South Pole Telescope. *ApJ*, 861(2):129, July 2018. doi: 10.3847/1538-4357/aac7c6.
- C. Muller, M. Kadler, R. Ojha, M. Perucho, C. Grossberger, E. Ros, J. Wilms, J. Blanchard, M. Bock, B. Carpenter, M. Dutka, P. G. Edwards, H. Hase, S. Horiuchi, A. Kreikenbohm, J. E. J. Lovell, A. Markowitz, C. Phillips, C. Plotz, T. Pursimo, J. Quick, R. Rothschild, R. Schulz, T. Steinbring, J. Stevens, J. Trustedt, and A. K. Tzioumis. VizieR Online Data Catalog: TANAMI monitoring of Centaurus A. (Muller+, 2014). VizieR On-line Data Catalog: J/A+A/569/A115. Originally published in: 2014A&A...569A.115M, July 2014.
- C. Müller et al. Cen a monitoring with tanami: parsec-scale radio jets and multiwavelength correlations. *Astronomy and Astrophysics*, 530:L11, 2011.
- N. Neumayer. Supermassive black hole mass measurements in centaurus a. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 27:449–456, 2010.