



# Reionización por jets de núcleos galácticos activos

L.P. Garate Núñez<sup>1</sup>, G.J. Escobar<sup>2</sup>, L.J. Pellizza<sup>1</sup> & V. Bosch-Ramon<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

<sup>2</sup> Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA, Argentina

<sup>3</sup> Departament de Física Quàntica i Astrofísica, ICCUB, Universitat de Barcelona (IEEC-UB), España

Contacto / lgarate@iafe.uba.ar

**Resumen** / La naturaleza de las fuentes que reionizaron el universo es aún tema de debate. Las galaxias enanas son las candidatas preferidas debido a su intensa emisión ultravioleta. En trabajos recientes, los núcleos galácticos activos con *jets* son propuestos como fuentes adicionales de la reionización tardía (a redshift  $z \approx 6$ ). Estas fuentes inyectarían fotones ionizantes al medio intergaláctico, originados en la dispersión Compton inversa de electrones relativistas por el fondo cósmico de microondas. Consideraciones energéticas sugieren que este aporte es significativo, aunque un análisis más preciso de la capacidad ionizante de dichos fotones requiere del conocimiento de su espectro. En este trabajo presentamos resultados preliminares del mismo obtenidos a partir de simulaciones Monte Carlo del proceso. Encontramos que casi el total de la potencia de los electrones relativistas es depositada en fotones ionizantes.

**Abstract** / The nature of the sources responsible for the reionization of the universe is still uncertain. Dwarf galaxies, through their intense ultraviolet flux are considered as the main candidates. Recent works propose the active galactic nuclei with jets as additional sources of the late reionization (at redshift  $z \approx 6$ ). These sources would inject ionizing photons into the intergalactic medium through inverse Compton scattering of relativistic electrons off photons from the cosmic microwave background. Energetic considerations suggest that this input is significant. However, a precise knowledge of the spectral signatures is required to compute the ionizing power accurately. In this work we present preliminary results of Monte Carlo simulations that were used to compute the steady-state scattered photon spectrum. We find that essentially all the power from the electron population is deposited in ionizing photons.

**Keywords** / dark ages, reionization, first stars — galaxies: jets — intergalactic medium

## 1. Introducción

Durante las primeras etapas posteriores al *Big Bang*, el universo estaba compuesto por un plasma de partículas ionizado, denso y opaco. Este fluido atravesó un proceso de expansión y enfriamiento, dando lugar a transiciones de fase en las que los distintos componentes del plasma se recombinaron o desacoplaron. En la “época de recombinación”, los electrones libres se unieron a los protones para formar los primeros átomos de hidrógeno (H I) a  $z \approx 1100$ , formando así un plasma neutro (ver, p.ej., Peacock, 1999; Mukhanov, 2005). Esto redujo la sección eficaz de dispersión de fotones, permitiendo que éstos viajaran largas distancias y constituyendo el fondo cósmico de microondas (CMB, por sus siglas en inglés).

Luego de la época de recombinación, sin nuevas fuentes de luz el universo continuó en la “época oscura” hasta  $z \approx 20$ . Se cree que la causa del fin de esta época fue el colapso de las nubes de H I en objetos densos capaces de iniciar la fusión nuclear, dando origen a las primeras fuentes estelares de luz (Kohler, 2018), y al siguiente período, llamado “amanecer cósmico”. Las observaciones muestran que 1 Gyr después del *Big Bang* ( $z \approx 6$ ), el plasma que compone el Universo se encontraba nuevamente ionizado (Pritchard & Loeb, 2010). El período en que se produjo esta transición de fase se conoce como la “época de reionización” (EoR, por sus siglas en

inglés). Se supone que la reionización fue resultado del *feedback* energético de las fuentes estelares o galácticas creadas durante el “amanecer cósmico” sobre el medio intergaláctico (IGM, por sus siglas en inglés), pero no se conoce con certeza cuál fue la contribución de cada una de ellas (ver, p.ej., Barkana & Loeb, 2001).

La energía necesaria para ionizar un átomo de H I es de 13.6 eV. Las estrellas de gran masa poseen su máximo de emisión en esta región del espectro y habrían sido abundantes durante el “amanecer cósmico”, por lo que son consideradas principales fuentes de la reionización del IGM. Sin embargo, estudios detallados sugieren que el *feedback* de estas estrellas no sería suficiente para ionizar todo el IGM, especialmente a grandes distancias (p.ej., Stiavelli et al., 2004). Por este motivo se buscan posibles fuentes de radiación ionizante de mayor alcance, como los rayos X o los rayos cósmicos (p.ej., Lehnert & Bremer, 2003; Mirabel et al., 2011). Entre estas fuentes se encuentran los núcleos galácticos activos (AGN, por sus siglas en inglés; Fan et al., 2001; Madau & Haardt, 2015), que podrían tener un rol significativo en la reionización tardía ( $z \approx 6-7$ ). En particular, Bosch-Ramon (2018) propuso que los electrones relativistas presentes en los lóbulos de los *jets* de AGN producirían fotones ionizantes por dispersión Compton inversa (IC, por sus siglas en inglés) del CMB.

La contribución de los AGN a la reionización a través

del mecanismo propuesto por Bosch-Ramon (2018) depende de la eficiencia del proceso para transformar la energía de los electrones en fotones ionizantes. Ésta resulta de la competencia entre los distintos procesos por los cuales los electrones se aceleran o se enfrían (IC, pérdidas difusivas o advectivas, etc.), que determinan el espectro de fotones dispersados.

Nuestro objetivo es, en primer lugar, dar una descripción precisa del espectro de fotones dispersados por IC, para determinar la contribución de los AGN al flujo ionizante en el IGM, y en segundo lugar, analizar la propagación de dichos fotones para calcular el calentamiento y la ionización producida. Dada la complejidad del problema, utilizamos simulaciones numéricas para tratar los distintos procesos y calcular el espectro de fotones dispersados. En este trabajo presentamos el método y resultados preliminares de dichas simulaciones.

En la Sec. 2 describimos el escenario astrofísico considerado y el método utilizado. En la Sec. 3 presentamos los resultados obtenidos, y en la Sec. 4 discutimos los mismos y el trabajo futuro.

## 2. Marco teórico y simulaciones numéricas

En la Fig. 1 se muestra un esquema (no a escala) del escenario astrofísico sobre el que trabajamos. Los electrones relativistas son acelerados por el *jet* del AGN y se inyectan en el lóbulo a través de la región terminal del primero. Estos electrones dispersan fotones del CMB mediante interacciones IC, cediéndoles así parte de su energía. Los fotones dispersados escapan de la región y se propagan en el IGM, calentándolo e ionizándolo. Además, los electrones pueden perder energía por otros procesos al recorrer el lóbulo, y eventualmente escapan.

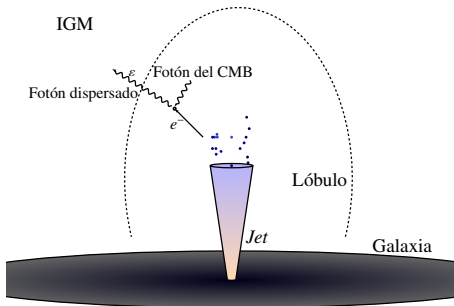


Figura 1: Escenario astrofísico de las interacciones entre los electrones del lóbulo del *jet* con los fotones del CMB.

Para calcular el espectro de fotones dispersados implementamos simulaciones numéricas de tipo Monte Carlo de la propagación y enfriamiento de electrones y fotones. Utilizamos el código numérico UTOPIA (Understanding Transport Of Particles In Astrophysics; Pellizza et al., 2010), que integra las ecuaciones de movimiento de un conjunto de partículas de prueba, incluyendo el efecto de los distintos procesos de pérdida de energía y escape. Nuestro primer objetivo es crear un modelo fiducial que solamente incluya el enfriamiento de una población de electrones por IC, para verificar la validez

del método y determinar el flujo ionizante en el mejor escenario posible. Realizamos simulaciones con 8000 electrones de prueba, adoptando para describir su espectro una ley de potencias con índice espectral  $\alpha$ , en el rango de energía cinética  $[E_{\min}, E_{\max}]$ . Adoptamos un tiempo de simulación pequeño comparado con la escala de tiempo de inyección y de pérdidas de energía, de modo calcular la emisión instantánea del conjunto de electrones simulados. Asumiendo un estado estacionario, lo que se justifica por la rapidez de las pérdidas IC, renormalizamos los espectros de fotones dispersados resultantes de modo que la potencia entregada a los fotones sea igual a la inyectada por los electrones,

$$L_{\text{jet}}Q\Delta t = \int \epsilon n(\epsilon) d\epsilon, \quad (1)$$

donde  $L_{\text{jet}}$  es la luminosidad del *jet*,  $Q$  es la fracción de potencia inyectada en la población de electrones relativistas,  $\Delta t$  es el tiempo de simulación,  $\epsilon$  es la energía de los fotones y  $n(\epsilon)$  es su distribución espectral. Para el escenario fiducial adoptamos  $E_{\min} = 1 \text{ MeV}$ ,  $E_{\max} = 1 \text{ TeV}$  y  $\alpha = 2$ . Además analizamos el efecto que se produce en el espectro de fotones al variar  $E_{\min}$ ,  $E_{\max}$  y  $\alpha$ . Construimos otros 22 modelos, variando cada parámetro independientemente dentro de un rango razonable para los mismos:  $E_{\min}$  en  $100 \text{ keV} - 10 \text{ MeV}$ ,  $E_{\max}$  en  $10 \text{ GeV} - 10 \text{ TeV}$  y  $\alpha$  en  $2 - 3$ .

## 3. Resultados

En la Fig. 2 mostramos la distribución espectral de energía de los fotones dispersados en el modelo fiducial, comparada con la producida por una distribución de electrones con un índice espectral y energía mínima mayores. Ambas responden a lo largo de al menos 8 décadas a una ley de potencias con el índice predicho por un cálculo analítico, lo cual valida nuestras simulaciones. Por otra parte, las simulaciones describen la desviación de la ley de potencias en ambos extremos del espectro, a altas energías por el cambio del régimen de dispersión Thomson al de Klein-Nishina, y a bajas energías por el corte en la distribución de energía de los electrones. El decrecimiento a bajas energías da al espectro una forma de campana, con un máximo pronunciado que se desplaza hacia energías mayores al crecer  $E_{\min}$ . En la mayoría de los modelos la energía de los electrones se transfiere casi completamente a fotones ionizantes. Para que esto no ocurra, el máximo espectral debe caer por debajo de la energía de ionización del H I, y el índice espectral ser suficientemente alto para que dominen los electrones de baja energía, que producen fotones no ionizantes.

En la Fig. 3 vemos la potencia total de fotones ionizantes ( $P_{\text{ion}}$ ) normalizada con la potencia en electrones relativistas inyectados por el *jet* ( $L_{\text{jet}}Q$ ) para distintos valores de los tres parámetros libres  $E_{\min}$ ,  $E_{\max}$  y  $\alpha$ . En los dos primeros paneles vemos que prácticamente toda la potencia de la población de electrones se traduce en fotones ionizantes, de modo que el efecto de variar las energías mínima y máxima es insignificante. En el tercer panel se observa que a medida que aumenta el índice espectral, la potencia ionizante disminuye. Esto se debe a que hay menos electrones de altas energías, que son los que dispersan fotones ionizantes.

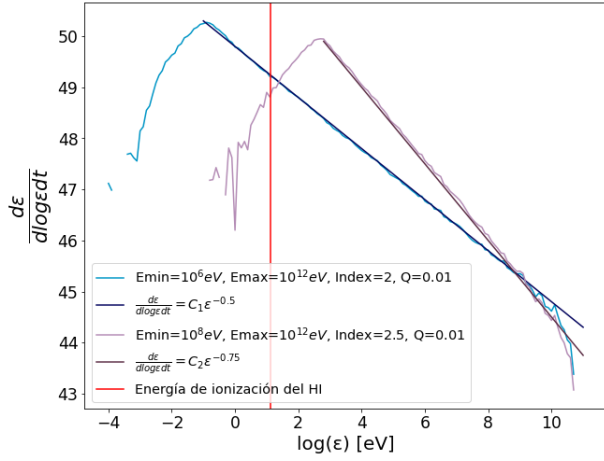


Figura 2: Espectros de fotones para dos distribuciones de electrones diferentes con sus correspondientes leyes de potencia calculadas en forma analítica. La recta vertical en rojo representa la energía de ionización del HI (13.6 eV).

#### 4. Discusión

En este trabajo mostramos mediante simulaciones que la dispersión IC de fotones del CMB con electrones energéticos acelerados en los *jets* de AGN es un mecanismo eficiente para la producción de fotones ionizantes. Prácticamente el 100% de la energía inyectada es transformada en fotones con  $\epsilon > 13.6$  eV. Este resultado es prácticamente independiente de los parámetros que describen la población no térmica de electrones. Considerando una potencia típica del *jet* de  $10^{44}$  ergs $^{-1}$  de la cual el 1% es depositada en electrones relativistas, la potencia de los fotones ionizantes es del orden de la provista por una galaxia de  $10^{10} L_{\odot}$  con una fracción de escape típica del 10%.

Trabajos recientes muestran que la población de AGN podría contribuir en las últimas etapas de la reionización (Bosch-Ramon, 2018; Torres-Albà et al., 2020). En particular, Torres-Albà et al. (2020) asumen que un 30% de la potencia del *jet* es inyectada en fotones ionizantes (este caso correspondería a  $Q = 0.3$  en nuestro modelo). Nuestros resultados indican que dicha hipótesis requiere una eficiencia alta para la aceleración de electrones relativistas. Con la hipótesis de dichos autores, los lóbulos de los *jets* de AGN podrían generar hasta  $\approx 20\%$  de los fotones necesarios para mantener el IGM ionizado a  $z = 6$  ( $\dot{n}_{\text{obs}} \approx 7 \times 10^{50}$  Mpc $^{-1}$ s $^{-1}$ ; Madau 2017). Adoptando la misma función de luminosidad de AGN de Torres-Albà et al. (2020), y suponiendo  $Q = 0.01$  para todas las fuentes, nuestros resultados predicen que el aporte de estas fuentes a la reionización tardía sería de alrededor del 0.6%. Sin embargo, las diferencias dependen enteramente del valor elegido para  $Q$ , que en nuestro caso es conservador. Aún así, dependiendo de la composición del *jet* y del régimen de aceleración, es posible que la contribución total de estas fuentes sea  $\gtrsim 1 - 10\%$ .

A diferencia de las galaxias, el *jet* del AGN provee fotones de muy alta energía (rayos X y  $\gamma$ ), que pueden inyectar energía en el IGM lejano (p.ej., Mirabel et al.,

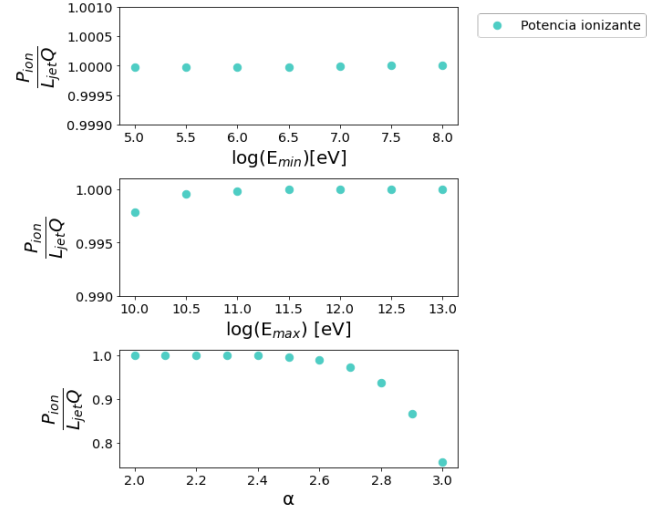


Figura 3: Potencia ionizante normalizada por la de los electrones relativistas en función de los parámetros libres  $E_{\text{min}}$  (panel superior),  $E_{\text{max}}$  (panel medio) y  $\alpha$  (panel inferior).

2011). En el futuro estudiaremos en detalle la ionización y calentamiento del IGM en función de la distancia al AGN con simulaciones de propagación de partículas, en forma similar a Douna et al. (2018). Por otra parte, los *jets* producen distintas poblaciones de hadrones relativistas. Si estas partículas son capaces de escapar del sistema, aportarían al calentamiento y la ionización del IGM (Leite et al., 2017), por lo que es necesario explorar también su contribución.

*Agradecimientos:* Este trabajo ha sido realizado en el marco del proyecto PIP 2014-0265 de CONICET. V.B.-R. agradece el apoyo del Ministerio de Ciencia e Innovación (MICINN) de España mediante el subsidio PID2019-105510GB-C31 y a través del premio ‘‘Centro de Excelencia María de Maeztu 2020–2023’’ al ICCUB (CEX2019-000918-M). V.B.-R. es Investigador Correspondiente de CONICET, Argentina, en el IAR.

#### Referencias

- Barkana R., Loeb A., 2001, PhR, 349, 125  
 Bosch-Ramon V., 2018, A&A, 617, L3  
 Douna V.M., et al., 2018, MNRAS, 474, 3488  
 Fan X., et al., 2001, AJ, 122, 2833  
 Kohler S., 2018, The Shape of Cosmic Dawn, AAS Nova Highlights  
 Lehnert M.D., Bremer M., 2003, ApJ, 593, 630  
 Leite N., et al., 2017, MNRAS, 469, 416  
 Madau P., 2017, ApJ, 851, 50  
 Madau P., Haardt F., 2015, ApJL, 813, L8  
 Mirabel I.F., et al., 2011, A&A, 528, A149  
 Mukhanov V., 2005, *Physical Foundations of Cosmology*  
 Peacock J.A., 1999, *Cosmological Physics*  
 Pellizza L.J., Orellana M., Romero G.E., 2010, Int. J. Mod. Phys. D, 19, 671  
 Pritchard J., Loeb A., 2010, Nature, 468, 772  
 Stiavelli M., Fall S.M., Panagia N., 2004, ApJL, 610, L1  
 Torres-Albà N., Bosch-Ramon V., Iwasawa K., 2020, A&A, 635, A57