

## PRESENTACION INVITADA

### Investigaciones sobre cascadas electromagnéticas

Mariana Orellana<sup>1,2</sup>, Leonardo Pellizza<sup>1</sup>, Gustavo E. Romero<sup>1,2</sup>

(1) *Instituto Argentino de Radioastronomía CCT La Plata (CONICET)*

(2) *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata*

**Abstract.** Results from the latest generations of telescopes have revealed a rich sky at high and very high energies with more than a thousand sources at GeV energies and more than a hundred sources at TeV energies. The sources are galactic and extra-galactic natural particle accelerators where emission processes operate efficiently at the gamma-ray domain. The development of pair-photon cascades within the source or along the line of sight may modify the originally emitted spectrum. This effect should be included in our interpretation of the observations in order to progress in the understanding of the physical origin of the emission. Through numerical simulations, we follow the three-dimensional trajectories of such cascades. I here report on the status of our investigations, with focus on the propagation through the background photon fields.

**Resumen.** Los resultados de la última generación instrumental han revelado un cielo rico a altas y muy altas energías, con más de mil fuentes en el rango de los GeV, y un centenar en el rango TeV. Las fuentes son aceleradores naturales de partículas, ya sea galácticos o extra-galácticos, donde operan con eficiencia procesos de emisión de rayos gamma. El desarrollo de cascadas electromagnéticas en la fuente, o a lo largo de la visual, puede modificar el espectro originalmente emitido. Tal efecto debe ser incluido en nuestra interpretación de las observaciones para poder avanzar en el entendimiento del origen físico de la emisión. Hemos desarrollado un proyecto de investigación destinado a seguir el desarrollo tridimensional de tales cascadas a través de simulaciones numéricas. En este trabajo reportamos sobre el estado de nuestras investigaciones, enfocándonos en la propagación a través de los campos de fotones de la radiación de fondo.

## 1. Introducción

Durante las últimas dos décadas hemos aprendido que distintos tipos de sistemas y fenómenos astrofísicos emiten radiación gamma de muy alta energía (GeV – TeV) como resultado de procesos radiativos no-térmicos (ej. Nolan et al. 2012; Dermer 2013, para revisiones recientes). Entre las fuentes confirmadas se encuentran numerosos púlsares, muchos núcleos galácticos activos, cerca de una docena de remanentes de supernova, algunos sistemas binarios y unas pocas galaxias con brotes de formación estelar. La radiación gamma puede ser absorbida o disper-

sada por la materia, la radiación, y los campos magnéticos que se encuentran su camino. La absorción da lugar a la creación de pares electrón – positrón que, como resultado de la conservación de la energía, tienen movimientos relativistas y vuelven a emitir rayos  $\gamma$ . Los procesos se combinan en lo que llamamos una cascada electromagnética (Rossi & Greisen 1941), distribuyendo la energía inicial en numerosos fotones y pares  $e^\pm$ . Una vez iniciada la cascada se desarrolla hasta que la escala temporal de los procesos radiativos que producen fotones fuera del rango  $\gamma$  sea menor que la de los procesos que resultan en rayos  $\gamma$ . La cascada también se detiene si el tiempo de enfriamiento radiativo de las partículas excede el tiempo característico de las pérdidas no-radiativas o si la opacidad a la propagación de los fotones gamma cae por debajo de 1 (Aharonian 2004). Finalmente, el espectro y las distribuciones angular y temporal de los fotones que llegan al observador son diferentes a los emitidos: la radiación ha sido reprocesada.

Como ocurre en otros casos con el transporte radiativo, el problema del reprocesamiento es matemáticamente complejo por lo que requiere de técnicas numéricas para su solución (ej. Rutten 2003). Nos encontramos investigando este problema con el objetivo de generar un programa de simulaciones numéricas capaz de considerar diversos escenarios astrofísicos. La importancia de estas investigaciones radica en la potencial obtención de predicciones precisas de las propiedades observables de las fuentes gamma, las cuales permiten poner a prueba los modelos que describen su emisión (ej. Orellana et al. 2007, aplicado a microcuásares). Además, este tratamiento nos permitirá explorar indirectamente las propiedades de los campos responsables del reprocesamiento, aportando a la comprensión de su naturaleza.

Si consideramos las fuentes extragalácticas de radiación gamma (para una introducción básica, ver Pfrommer 2013), dada la proliferación de blazares detectados a muy altas energías (Ackermann et al. 2011; Stawarz et al. 2013), resulta factible realizar estudios sistemáticos sobre muestras más amplias y estadísticamente significativas, que para otras fuentes gamma. El reprocesamiento se debe en este caso a interacciones (creación de pares y Compton Inverso, IC) con los campos de radiación en el rango IR–UV provenientes de la emisión difusa total de las estrellas y el polvo que forman las galaxias (radiación extragaláctica de fondo, del inglés EBL); y con el campo de fotones de microondas que atestiguan el origen del Universo (radiación cósmica de microondas, del inglés CMB). Se han desarrollado modelos detallados de la dependencia funcional de la densidad de dichos fotones  $n_{\text{EBL}}(\epsilon, z)$ , entre los que podemos mencionar a Franceschini et al. (2008); Finke et al. (2010); Kneiske & Dole (2010) y Dwek & Krennrich (2013) por una revisión del tema. Teniendo en cuenta estos modelos, los estudios recientes de la opacidad del Universo a la propagación de rayos gamma establecen un horizonte más allá del cual no recibimos en forma directa los fotones  $\gamma$  de ciertas energías (Abdo et al. 2010). El satélite Fermi ha confirmado la presencia de este rasgo en el espectro observado, como un cambio de pendiente que se desplaza a energías  $\gamma$  menores con la distancia a la fuente (Ackermann et al. 2012). El estudio del reprocesamiento de la radiación es por tanto de máxima relevancia en este contexto. Como veremos a lo largo de este artículo, este interesante vínculo entre la astronomía gamma y la cosmología ha estimulado la

publicación de muchos nuevos estudios (Biteau 2013, y referencias).

En la Figura 1 mostramos las curvas de nivel de la profundidad óptica, y la atenuación calculada por Gilmore et al. (2012). En otros trabajos se suele mencionar a la curva de  $\tau = 1$  como la relación de Fazio-Stecker. La profundidad óptica es una integral de trayectoria dada por la expresión:

$$\tau(E_\gamma, z) = \int_0^z dz' \frac{dl}{dz}(z') \int_{-1}^1 d\mu(1-\mu) \int_{\epsilon_{\min}(E_\gamma, \mu, z')}^\infty d\epsilon n(\epsilon, z') \sigma_{\gamma\gamma}(\epsilon, (1+z') E_\gamma, \mu), \quad (1)$$

donde  $\mu$  es el coseno del ángulo con el cual interactúan (se aniquilan) los fotones. La distancia se relaciona con los parámetros cosmológicos mediante (ej. en un modelo  $\Lambda$ CMD)

$$dl/dz = c/H_0(1+z) \sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_m(1+z)^3}, \quad (2)$$

y la integral sobre la energía  $\epsilon$  de los fotones blanco (del CMB + EBL) tiene en cuenta la energía umbral por sobre la cual ocurre la creación de pares (Gould & Schröder 1967) que es inversamente proporcional a la del fotón  $\gamma$ :

$$\epsilon_{\min}(E_\gamma, \mu, z) = \frac{2(m_e c^2)^2}{E_\gamma(1-\mu)(1+z)}. \quad (3)$$

Esta última expresión es la que determina que para fotones con energías  $E_\gamma \leq 100$  TeV sea más relevante la absorción con el EBL. Cerca de ese valor la absorción ocurre con una alta eficiencia de transferencia de energía a un electrón o positrón líder, mientras que a energías menores, esa distribución es más *equitativa* y ambos elementos del par obtienen una energía cercana a la media  $\sim E_\gamma/2$ .

Asumiendo una ley de potencias para la emisión, en un dado rango de energías  $E_1$ – $E_2$ , se tiene

$$\Gamma_{\text{corr}} = \Gamma_{\text{obs}} + \frac{\tau(E_2) - \tau(E_1)}{\ln(E_2/E_1)}. \quad (4)$$

Este índice espectral corregido por atenuación, potencialmente un índice intrínseco, si no hubiera reprocesamiento, puede diferir notablemente del observado (ej. Inoue et al. 2013, y referencias). Por ejemplo en Aharonian et al. (2007) se pasa de  $\Gamma_{\text{obs}} = 2.5 \pm 0.19$  a un valor corregido  $\Gamma_{\text{corr}} = 1.58 \pm 0.22$ , para el blazar 1ES 0229+200 cuyo corrimiento al rojo se estima en  $z = 0.129$ .

### 1.1. Tratamiento de cascadas extragalácticas y resultados observacionales

Mucho esfuerzo se ha dedicado a la tarea de calcular el reprocesamiento por cascadas de la radiación gamma. Una posible aproximación al problema es resolver las ecuaciones cinéticas acopladas<sup>1</sup> que describen el comportamiento medio de

<sup>1</sup>Cuando la pérdida de energía por interacción es mucho menor que la energía de la partícula (baja elasticidad del proceso) podemos usar la ecuación diferencial de continuidad, y su solución

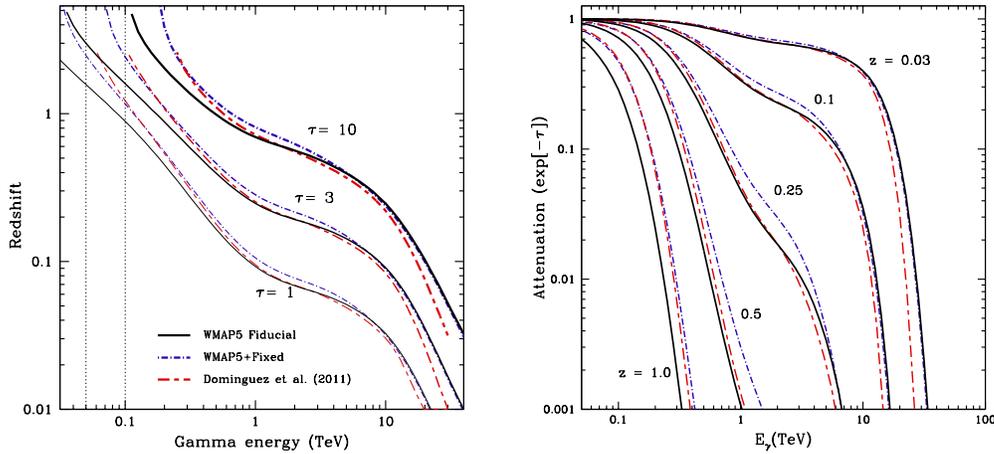


Figura 1. Izquierda: Curvas de nivel en el plano del corrimiento al rojo y energía, para los cuales la profundidad óptica  $\tau$  alcanza el valor indicado. Derecha: Curvas correspondientes al factor de atenuación  $e^{-\tau}$ . En ambos gráficos se incluyen en distinto trazo un par de modelos para el EBL. Ver detalles en Gilmore et al. (2012).

las poblaciones de partículas involucradas bajo la hipótesis de que las pérdidas de energía siguen funciones suficientemente suaves (Baring 1989; Aharonian & Pilyashnikov 2003; D'Ávezac et al. 2007; Kachelrieß et al. 2012). La complejidad de las ecuaciones requiere considerar cada escenario con sus detalles particulares.

Alternativamente el problema ha sido abordado mediante simulaciones numéricas basadas en el uso de técnicas Monte Carlo (MC) para tener en cuenta la naturaleza estocástica de la interacción entre partículas, en forma similar a cómo se estudia la propagación de los rayos cósmicos (ej. Grieder 2010; Rao & Sreekantan 1998). El empleo de MC (resumidamente, el muestreo al azar de las distribuciones de probabilidad que correspondan) permite incorporar expresiones analíticas exactas de las secciones eficaces y facilita la incorporación de espectros arbitrarios en los campos tanto iniciales como blancos. Este esquema ha sido usado por diversos autores en el pasado, usualmente limitándose a cascadas electromagnéticas en una aproximación unidimensional (un ejemplo detallado es Protheroe 1986) que puede justificarse en ausencia de campos magnéticos. Otras hipótesis simplificadoras incluyen la isotropización instantánea de las direcciones de movimiento de los leptones (Bednarek 1997, y trabajos relacionados), o aproximación de colisiones frontales para el IC. Roustazadeh & Böttcher (2010) han realizado un tratamiento tridimensional más completo, y más tarde incorporan-

---

a través de la función de Green (Ginzburg & Syrovatskii 1964). En el régimen de Klein-Nishina del IC ocurre justamente lo contrario: prácticamente toda la energía se transfiere del electrón (o positrón) al fotón gamma en lo que podemos llamar un régimen de pérdidas catastróficas. Es entonces inevitable plantear ecuaciones integro-diferenciales para describir las distribuciones tanto de los leptones como de los fotones  $\gamma$  (ver también Blumenthal & Gould 1970).

do las posibles pérdidas sincrotrón (Roustazadeh & Böttcher 2012), aunque no brindan detalles de la integración temporal y emplean una aproximación delta para elegir la dirección de movimiento de los fotones resultantes del IC. La falta de detalles técnicos sobre los programas implementados dificulta la comparación de los resultados obtenidos y estimación de la bondad de las aproximaciones utilizadas.

Siguiendo las ideas propuestas por Aharonian et al. (1994); Plaga (1995), contribuciones recientes como la de Elyiv et al. (2009) han incorporado el campo magnético extragaláctico (del inglés, EGMF) en las simulaciones. El valor de este campo se desconoce ya que es demasiado bajo para ser medido por los métodos usuales, pero se piensa que su intensidad puede valer entre  $10^{-17}\text{G}$  y  $10^{-9}\text{G}$ , quedando acotado su valor mínimo por modelos cosmológicos que predicen un valor muy pequeño del campo magnético primordial que permea el Universo a gran escala. Neronov & Vovk (2010) resumen las cotas observacionales disponibles a las cuales se suman las evidencias aportadas por unos pocos blazares para los cuales se han logrado observaciones simultáneas con Fermi y HESS. Por lo que hemos mencionado antes sobre la opacidad, ese estudio tiene la importante ventaja de haber detectado emisión que permite probar las ideas del reprocesamiento por cascadas. Los autores comprueban en Taylor et al. (2011); Neronov et al. (2013) que dependiendo de la intensidad del EGMF y de la escala de distancia en la cual mantiene una dirección coherente,  $\lambda_B$  (también llamada distancia de correlación o de turbulencia) la radiación secundaria puede observarse como extendida alrededor de la fuente puntual en el rango  $\text{TeV}^2$ . El rango de valores para  $\lambda_B$  también es muy amplio,  $10^{13}$  a  $10^{28}\text{cm}$  (Neronov et al. 2013). El origen de las turbulencias magnéticas y filamentos en el medio extragaláctico ha sido estudiado, por ejemplo, por Ryu et al. (2008). Estudios involucrando el desarrollo de cascadas en el CMB+EBL también pueden ser usados para estudiar sobre-densidades del EGMF (Dolag et al. 2011) fuera de las grandes regiones vacías. También debido al reprocesamiento, para ciertos valores del EGMF se espera que la fuente  $\gamma$  deje de ser puntual (ej. Eungwanichayapant 2003; Murase et al. 2008). Se encuentran en debate las evidencias de emisión extendida al sumar las imágenes de los AGNs detectados por Fermi (Neronov et al. 2011). Para una muestra de los más cercanos, Ando & Kusenko (2010) han reportado un *halo* de emisión secundaria con tamaño  $\sim 0.5^\circ - 0.8^\circ$ . Adicionalmente, un campo EGMF intenso que desvía a los leptones de la dirección del fotón  $\gamma$  original incrementando la distancia recorrida, ocasiona un retardo temporal de la emisión reprocesada que, dados los tiempos de integración de las observaciones, puede interpretarse como supresión de la cascada IC.

## 2. Resultados preliminares para fuentes con $z \ll 1$

En Pellizza et al. (2010) hemos presentado las ideas generales detrás del código que desarrollamos. Aquí lo aplicamos a la propagación de fotones  $\gamma$  emitidos en fuentes del Universo local, con  $z \ll 1$  de modo de simplificar el tratamiento,

---

<sup>2</sup>Y también dependiendo en alguna medida de las incertezas en las densidades de los campos de fotones del EBL. Ver también Aharonian et al. (1994).

aproximando  $n_{\text{EBL}}(\epsilon, z) \simeq n_{\text{EBL}}(\epsilon, 0)$  y adoptamos los valores modelados por Finke et al. (2010). En los resultados preliminares que mostraremos se consideraron ambos términos (CMB y EBL) en el campo de fotones blanco, el EBL es más importante para la absorción  $\gamma\gamma$  y el CMB, que es más denso, para el IC. Como caso extremo consideramos energías tan altas como  $E_0 = 1000$  TeV. Este valor no es testeable en forma observacional pero tampoco puede ser descartado si tenemos en cuenta que (a) se detectan rayos cósmicos hasta varios ordenes de magnitud más, los cuales pueden emitir fotones de muy alta energía<sup>3</sup> y (b) que para blazares firmemente establecidos como fuentes gamma, por ej. nuevamente 1ES 0229+200, el espectro corregido por atenuación no muestra indicios de un corte a las energías que han observado HESS o VERITAS (Cerruti et al. 2013).

Los resultados que mostramos en este trabajo corresponden a inyección monocromática de fotones cuya energía llamamos  $E_0$ . En el regimen de Klein-Nishina (energías de los electrones que son mayores a las del umbral  $\gamma\gamma$ ), los electrones radían preferentemente con un ángulo pequeño respecto de su dirección de avance. En la Figura 2 mostramos resultados para una cascada que se desarrolla a una distancia  $d = 100$  Mpc. En este ejemplo con campo magnético nulo los fotones llegan a alejarse unos  $\sim 500$  pc del eje, que equivale a una distancia angular de  $\sim 1$  sec del origen, quedando muy por debajo de la resolución angular de los instrumentos de altas energías: la fuente es puntual<sup>4</sup>.

A lo largo de nuestras simulaciones guardamos un registro de la energía total y cómo se vé distribuida en los diferentes canales. A modo de ejemplo, para las salidas del código que se usaron en la Figura 3 obtenemos que una fracción del 0.23% de la energía en fotones iniciales termina en los leptones. Casi la totalidad de la energía se distribuye en los fotones, para los cuales elegimos de antemano el rango de interés (100 MeV como mínimo). Los fotones para los cuales la energía cae por debajo de este valor no son seguidos por la simulación. Según nuestros resultados ellos representan una fracción muy pequeña ( $\sim 10^{-5}$ ) de la energía total inicial. Algo similar ocurre para otros valores testeados:  $B_{\text{EGMF}} = \{10^{-17}, 10^{-16}, 10^{-15}\}$  G. Estos resultados estan de acuerdo con los reportados por (Roustazadeh & Böttcher 2012), aunque no hemos realizado aún un análisis detallado de la distribución espectral a bajas energías. Al aumentar la magnitud de  $B_{\text{EGMF}}$  la deflexión lateral de los  $e^\pm$  aumenta, extendiendo la emisión procesada sobre un ángulo sólido mayor. Hemos considerado un modelo de celdas para el campo magnético extragaláctico (Elyiv et al. 2009), al cual fijamos la distancia de coherencia  $\lambda_B = 1$  Mpc. Esto es, en cada cubo de tamaño  $\lambda_B$  se fija en forma aleatoria la dirección del EGMF, y dentro de cada celda el campo es uniforme. La posición inicial dentro de la primer celda es fijada en forma aleatoria en cada corrida.

---

<sup>3</sup>Por interacción  $p\gamma$  con fotones del CMB+EBL que desencadenan diversas reacciones y decaimientos, ver (Murase et al. 2012; Takami et al. 2013).

<sup>4</sup>Aunque falta incorporar aquí el ángulo de apertura del hipotético jet donde son generados los fotones originales. Dejamos ese tratamiento para un futuro trabajo.

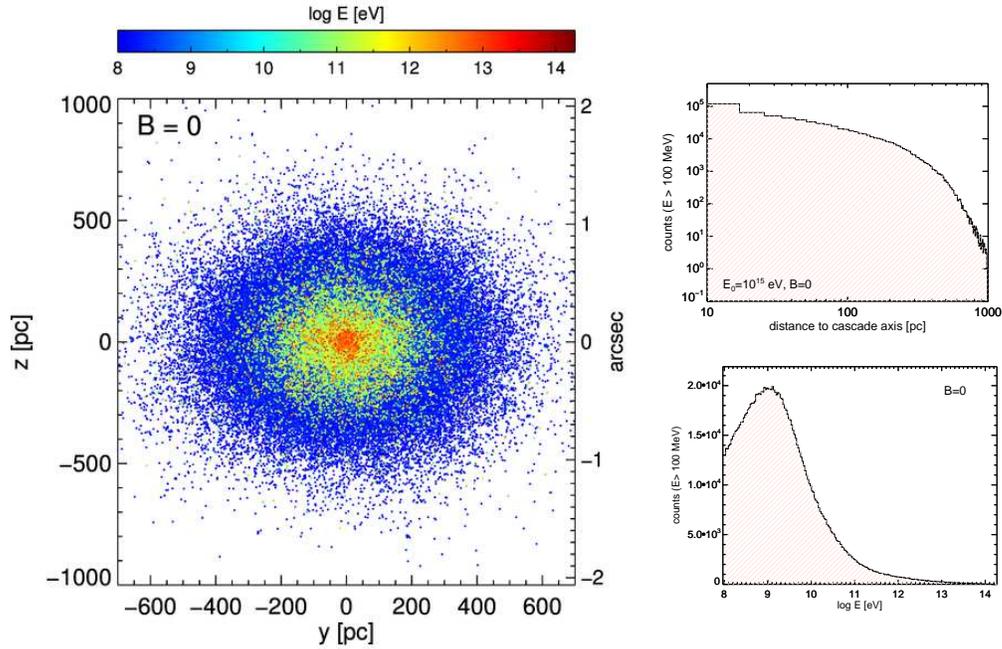


Figura 2. Fotones en el plano de detección, considerado perpendicular al eje de la cascada. Hemos considerado como límite de bajas energías 100 MeV. Aquí se muestra una fracción representativa de los resultados. Cada punto corresponde a un fotón. Esta simulación inicia con 1000 fotones de  $E_0 = 1000$  TeV, y termina con  $\sim 2 \times 10^6$  fotones. Los paneles de la derecha muestran histogramas de distancia al eje de propagación y de la energía de los fotones. El valor  $E_{\max}$  dónde se obtiene el máximo número de fotones depende de la distancia recorrida;  $d = 100$  Mpc en este ejemplo.

En la Figura 4 se muestra la distribución angular de la densidad de fotones que arriba al plano perpendicular al de propagación de la cascada. Tenemos pendiente incorporar a este resultado teórico la respuesta instrumental.

En la Figura 5 se muestran ejemplos de la SED reconstruida con los fotones de dos simulaciones. A valores de energía muy por debajo del umbral  $\gamma\gamma$  la emisión tiene mayores chances de ser isotropizada por los cambios de dirección que experimentan los electrones (la longitud de enfriamiento por IC es mucho mayor que el radio de Larmor), y se espera que el espectro resulte con  $\nu F_\nu \propto \nu^{1/2}$ .

### 3. Perspectivas

Por simplicidad se presentaron aquí estudios dónde los fotones iniciales son monoenergéticos y viajan en una misma dirección inicial. Hemos ido comentando varios de los aspectos que seguiremos explorando. Nuestros resultados concuerdan

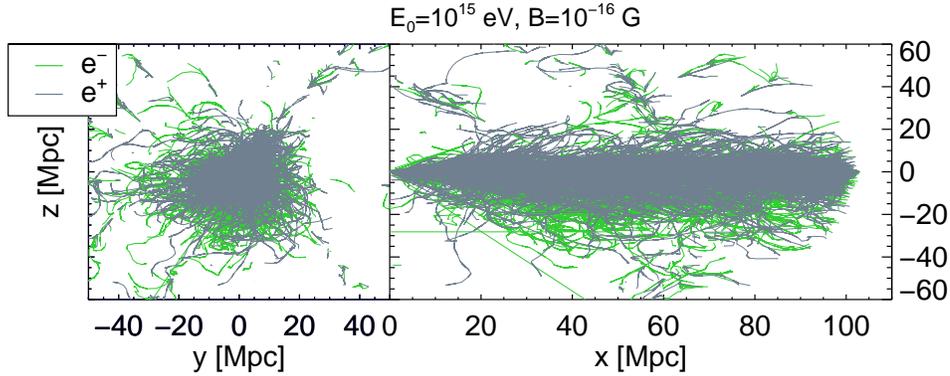


Figura 3. Movimientos de los electrones y positrones en el campo magnético turbulento del EGMF, para valores fijos de  $B_{\text{EGMF}} = 10^{-16}$  G y  $\lambda_B = 1$  Mpc. La energía  $E_0$  de los fotones que originan la cascada, la distancia recorrida  $d$ , y el límite de bajas energías son los mismos que en la Figura 2. Los  $\gamma$  originales se propagan en el eje  $x$ , y aquí se muestra un corte perpendicular (izquierda) y otro transversal (derecha) del movimiento de los leptones. Las posiciones, que en la simulación quedan discretizadas según el paso de integración temporal, han sido unidas para cada partícula. Si bien la cascada distribuye energía a numerosos pares  $e^\pm$  el enfriamiento radiativo de estos últimos finalmente los quita del rango energético de interés y muy pocos llegan a la distancia del observador.

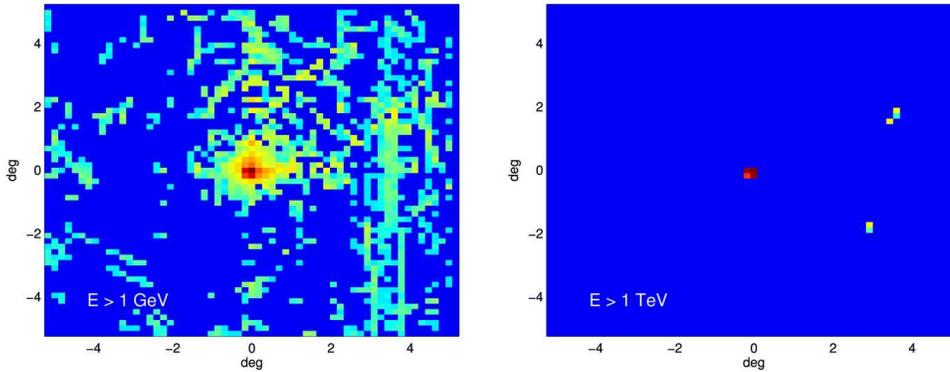


Figura 4. Fotonos en el plano de detección, resultado de simulaciones con  $B_{\text{EGMF}} = 10^{-15}$  G. Se muestran histogramas bidimensionales con bin  $\sim \theta_{\text{PSF}} = 0.1$  deg, un valor similar al de resolución angular de Fermi. La escala de colores es logarítmica.

con estudios previos que han llevado a proponer que el efecto del procesamiento por cascadas es equivalente a una disminución de la profundidad óptica que los fotones  $\gamma$  deben atravesar (Cerutti et al. 2010, ej, aplicado a fuentes galácticas), pero no se limita a ello solamente. Consideramos necesario enfatizar que, más allá del contexto, una corrección por atenuación del índice espectral observado no garantiza que podamos hablar del índice intrínseco y utilizarlo para ajustar

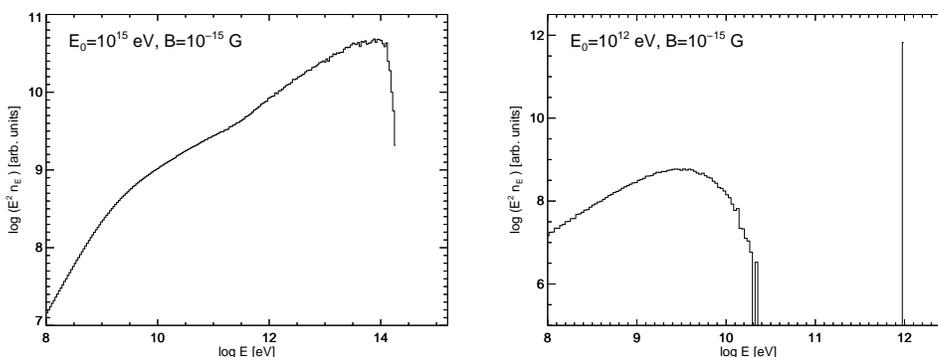


Figura 5. SED de la radiación reprocesada. Izquierda: para energía inicial  $E_0 = 10^{15}$  eV todos los fotones iniciales son reprocesados. Derecha: SED resultante cuando se inyectan fotones de 1 TeV. Como resultado de la baja profundidad óptica la mayoría de los fotones atraviesan el EBL sin ser absorbidos ( $\sim 89.5\%$ ), a ellos corresponde el máximo en  $E = E_0$ . En ambos gráficos el bin en energías es  $\Delta \log(E/eV) = 0.03$ .

el modelo de emisión de la fuente. Las perspectivas de realizar nuevos aportes en este sentido son buenas para nuestro código, ya que permite hacer un seguimiento detallado de la energética, con resolución tanto espacial como temporal.

El observatorio de rayos gamma CTA (Cherenkov Telescope Array), cuya construcción se prevé para un futuro cercano y que contará con una sensibilidad mejorada en un factor 10 con respecto a los instrumentos actuales, proveerá de una muestra estadísticamente importante de núcleos activos de galaxias a diferentes distancias (Reimer & Böttcher 2013; Sol et al. 2013), que esperamos provean mayores indicios sobre el problema de la propagación y reprocesamiento de la radiación gamma. Mientras tanto, tenemos mucho trabajo y preguntas concretas por delante.

**Agradecimientos.** La expositora agradece a la AAA por la invitación a presentar este trabajo. Las investigaciones fueron parcialmente financiadas con el subsidio PICT 2010-0213 de la ANPCyT.

## Referencias

- Abdo A. A., et al., 2010, ApJ, 723, 1082  
 Ackermann M., et al., 2011, ApJ, 743, 171  
 Ackermann M., et al., 2012, Science, 338, 1190  
 Aharonian F., et al., 2007, A&A, 475, L9  
 Aharonian F. A., 2004, Very high energy cosmic gamma radiation : a crucial window on the extreme Universe  
 Aharonian F. A., Coppi P. S., Voelk H. J., 1994, ApJ, 423, L5  
 Aharonian F. A., Plyasheshnikov A. V., 2003, Astroparticle Physics, 19, 525  
 Ando S., Kusenko A., 2010, ApJ, 722, L39

- Baring M. G., 1989, *A&A*, 225, 260  
Bednarek W., 1997, *A&A*, 322, 523  
Biteau J. f., 2013, ArXiv e-prints 1309.5738  
Blumenthal G. R., Gould R. J., 1970, *Reviews of Modern Physics*, 42, 237  
Cerruti M., et al., 2013, ArXiv e-prints 1307.8091  
Cerutti B., et al., 2010, *A&A*, 519, A81  
DÁvezac P., Dubus G., Giebels B., 2007, *A&A*, 469, 857  
Dermer C. D., 2013, *Sources of GeV Photons and the Fermi Results*  
Dolag K., et al., 2011, *ApJ*, 727, L4  
Dwek E., Krennrich F., 2013, *Astroparticle Physics*, 43, 112  
Elyiv A., Neronov A., Semikoz D. V., 2009, *Phys.Rev.D*, 80, 023010  
Eungwanichayapant A., 2003, PhD thesis, University of Heidelberg, Germany  
Finke J. D., Razzaque S., Dermer C. D., 2010, *ApJ*, 712, 238  
Franceschini A., Rodighiero G., Vaccari M., 2008, *A&A*, 487, 837  
Gilmore R. C., et al., 2012, *MNRAS*, 422, 3189  
Ginzburg V. L., Syrovatskii S. I., 1964, *The Origin of Cosmic Rays*  
Gould R. J., Schröder G. P., 1967, *Physical Review*, 155, 1404  
Grieder P. K., 2010, *Extensive Air Showers: High Energy Phenomena and Astrophysical Aspects - A Tutorial, Reference Manual and Data Book*. Springer, Berlin, Heidelberg  
Inoue Y., et al., 2013, *ApJ*, 768, 197  
Kachelrieß M., Ostapchenko S., Tomàs R., 2012, *Computer Physics Communications*, 183, 1036  
Kneiske T. M., Dole H., 2010, *A&A*, 515, A19  
Murase K., et al., 2012, *ApJ*, 749, 63  
Murase K., et al., 2008, *ApJ*, 686, L67  
Neronov A., et al., 2011, *A&A*, 526, A90  
Neronov A., et al., 2013, *A&A*, 554, A31  
Neronov A., Vovk I., 2010, *Science*, 328, 73  
Nolan P. L., et al., 2012, *ApJS*, 199, 31  
Orellana M., et al., 2007, *A&A*, 476, 9  
Pellizza L. J., Orellana M., Romero G. E., 2010, *International Journal of Modern Physics D*, 19, 671  
Pfrommer C., 2013, ArXiv e-prints 1308.6582  
Plaga R., 1995, *Nat*, 374, 430  
Protheroe R. J., 1986, *MNRAS*, 221, 769  
Rao V., Sreekantan B., 1998, *Extensive Air Showers*. World Scientific  
Reimer A., Böttcher M., 2013, *Astroparticle Physics*, 43, 103  
Rossi B., Greisen K., 1941, *Reviews of Modern Physics*, 13, 240  
Roustazadeh P., Böttcher M., 2010, *ApJ*, 717, 468  
Roustazadeh P., Böttcher M., 2012, *ApJ*, 750, 26  
Rutten R. J., 2003, *Radiative Transfer in Stellar Atmospheres*  
Ryu D., et al., 2008, *Science*, 320, 909  
Sol H., Zech A., CTA Consortium 2013, *Astroparticle Physics*, 43, 215  
Stawarz L., et al., 2013, ArXiv e-prints 1307.4823  
Takami H., Murase K., Dermer C. D., 2013, *ApJ*, 771, L32  
Taylor A. M., Vovk I., Neronov A., 2011, *A&A*, 529, A144

## PRESENTACION ORAL

### Neutron production in black hole coronae

F.L. Vieyro<sup>1,2</sup>, G.S. Vila<sup>1</sup> & G.E. Romero<sup>1,2</sup>

*(1) Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR, CCT La Plata, CONICET), C.C.5, (1984) Villa Elisa, Buenos Aires, Argentina*

*(2) Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Paseo del Bosque s/n, 1900, La Plata, Argentina*

**Abstract.** We study the injection of neutrons in the corona of Galactic black holes. Since neutrons are not coupled to the magnetic field, a fraction may escape and penetrate the base of the jet, later decaying to create protons. This is a possible mechanism to load Poynting-dominated outflows with protons. Additionally, since neutrons have a mean lifetime of  $\sim 880$  s, the most energetic neutrons can escape the binary system and inject a considerable amount of energy far from the source. We also investigate the fate of those neutrons and their impact on the interstellar medium.

**Resumen.** Se estudia la producción de neutrones en la corona de agujeros negros galácticos. Los neutrones no están acoplados al campo magnético, por lo que una fracción de neutrones puede escapar y penetrar la base del jet, donde decaen creando protones. Este es un posible mecanismo para cargar flujos de Poynting con protones. Por otro lado, dado que el tiempo de vida medio de los neutrones es de  $\sim 880$  s, los neutrones más energéticos pueden escapar del sistema binario e inyectar energía lejos de la fuente. De esta forma, también se estudia el destino de los neutrones que escapan del sistema y su impacto en el medio interestelar.

## 1. Introduction

There is clear evidence for the acceleration of relativistic particles in the vicinity of accreting Galactic black holes (Abdo et al. 2009; Tavani et al. 2009; Sabatini et al. 2010; Bodaghee et al. 2013). Some of these black holes are components of microquasars: X-ray binaries with relativistic jets. The content of such jets seems to include protons and nuclei (Migliari et al. 2002; Díaz et al. 2013).

Here, we study the production of neutrons in the corona of Galactic black holes. Since neutrons have not electric charge, they are not coupled to the magnetic field. Then, a fraction of these neutrons may escape and penetrate the base of the jet, later decaying to create protons. This is a possible mechanism to load Poynting-dominated outflows with protons. We study the characteristics of the proton distribution and the impact on the radiative spectrum of the jet. We also investigate the fate of those neutrons that escape the corona into the interstellar medium.

## 2. Basic scenario

The corona model we adopt is extensively described in Romero et al. (2010); Vieyro & Romero (2012). Table 1 summarizes the values of the relevant parameters of the model.

Table 1. Main parameters of the corona.

| Parameter  | Value                |
|--|----------------------|
| $R_c$ : corona radius [cm]                       | $\sim 10^7$          |
| $\epsilon_c$ : X-ray spectrum cut-off [keV]      | 150                  |
| $\alpha$ : X-ray spectrum power-law index        | 1.6                  |
| $B_c$ : magnetic field [G]                       | $5.7 \times 10^5$    |
| $n_i, n_e$ : plasma density [ $\text{cm}^{-3}$ ] | $6.2 \times 10^{13}$ |
| $kT$ : disk characteristic temperature [keV]     | 0.1                  |

## 3. Neutron injection

We consider that neutrons are injected isotropically by two mechanisms: photohadronic interactions and  $pp$  inelastic collisions.

$$Q_n(E) = Q_n^{(pp)}(E) + Q_n^{(p\gamma)}(E). \quad (1)$$

To estimate the neutron injection due to  $pp$  inelastic collisions and photohadronic interactions, we use the approximations presented in Sikora et al. (1989) and Atoyan & Dermer (2003), respectively.

The left panel of Fig. 1 shows the injection function of neutrons due to  $pp$  and  $p\gamma$  interactions. At low energies most neutrons are injected by  $pp$  inelastic collisions, whereas  $p\gamma$  is the responsible mechanism for the injection of neutrons at higher energies.

Once neutrons are injected in the corona they can interact, in the same way as protons do, with the ambient material through  $np$  inelastic collisions and with the photon field through photomeson production  $n\gamma$ .

The right panel of Fig. 1 shows the cooling rates together with the decay and escape rates for neutrons, in a medium characterized by the parameters of Table 1. As can be seen in the figure, the escape rate, which is basically the inverse of the crossing time of the corona  $t_{\text{cross}} = R_c/c$ , dominates over the radiative losses for neutrons, then radiative losses are not relevant for the transport of neutrons (Sikora et al. 1989).

## 4. Neutron transport

The mean lifetime of neutrons is  $\tau_0 = 881.5 \pm 1.5$  s, and then they decay according to

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (2)$$

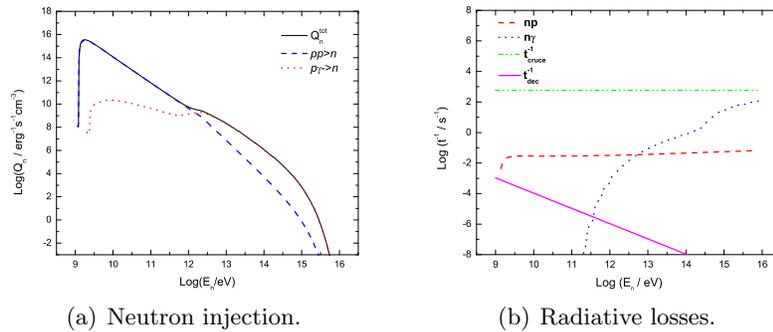


Figure 1. Neutron injection (left panel), and energy losses, decay and escape rate (right panel) in a corona characterized by the parameters on Table 1.

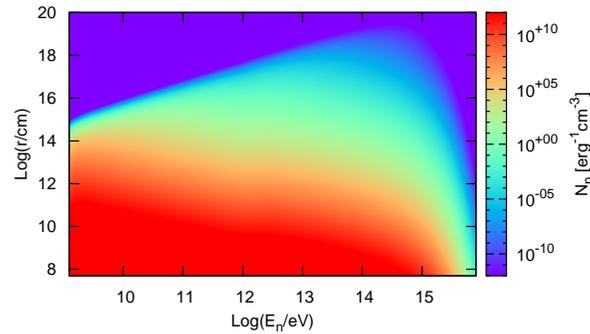


Figure 2. Neutron energy distribution at different values of  $r$ .

The distribution of neutron in steady state,  $N(E, r)$  (in units  $\text{GeV}^{-1}\text{cm}^{-3}$ ), is governed by an inhomogeneous transport equation:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 v(E) N(E, r))}{\partial r} + \frac{\partial(b(E) N(E, r))}{\partial E} + \frac{N(E, r)}{t_{\text{dec}}(E)} = Q(E, r). \quad (3)$$

Here,  $v(E)$  is the particle velocity,  $b(E)$  contains all the radiative losses and  $Q(E, r)$  is the neutron injection obtained in Sect. 3. for  $r < R_c$ , and  $Q(E, r) = 0$  for  $r > R_c$ .

Figure 2 shows the neutron distribution for different values of the parameter  $r$ , where it has been considered that neutrons escape the corona without losing energy.

## 5. Results

Figure 3 shows the spectrum of protons and electrons produced by the decay of neutron.

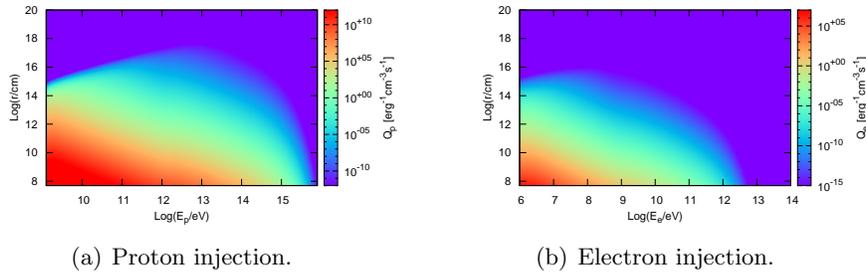


Figure 3. Injection function of protons as a result of neutron decay, at different values of  $z$ .

Approximately, 99.9% of the neutron energy goes into protons. The power injected in relativistic protons along the jet for our model results in  $\sim 10^{34}$  erg  $s^{-1}$ . Then, this mechanism can account only partially for the estimated baryon power in the jet of Cygnus X-1 (Gallo et al. 2005).

On the other hand, only 0.01% of the neutron energy goes into electrons and neutrinos; this results in a total power of  $10^{30}$  erg  $s^{-1}$  injected in relativistic electrons. Electrons injected within the binary system will interact with the magnetic field and the radiation field of the companion star. For typical values of a massive star,  $B \sim 100G$  and  $T_* \sim 10^4$  K, we roughly expect the formation of an extended radio synchrotron emission at  $\sim$  GHz frequencies. If most of the power injected in electrons were radiated through this channel, the emission would be detectable at the level of the mJy at 1 GHz for a source at 2 kpc. However, the cooling times are very long and the electrons will diffuse far from the site where they were created. A detailed calculation of the radiative spectrum of the electrons and of the morphology of the emission region must be carried out accounting for propagation effects.

## Acknowledgments

This work was partially supported by the Argentine Agencies CONICET (PIP 0078).

## References

- Abdo A. A., et al., 2009, *Science*, 326, 1512
- Atayan A. M., Dermer C. D., 2003, *ApJ*, 586, 79
- Bodaghee A., et al., 2013, *ApJ*, 775, 98
- Díaz María T., et al., 2013, *Nat*, 504, 260
- Gallo E., et al., 2005, *Nat*, 436, 819
- Migliari S., Fender R., Méndez M., 2002, *Science*, 297, 1673
- Romero G. E., Vieyro F. L., Vila G. S., 2010, *A&A*, 519, A109
- Sabatini S., et al., 2010, *ApJ*, 712, L10
- Sikora M., Begelman M. C., Rudak B., 1989, *ApJ*, 341, L33
- Tavani M., et al., 2009, *Nat*, 462, 620
- Vieyro F. L., Romero G. E., 2012, *A&A*, 542, A7