

# Gas de agujeros negros cosmológicos

E.M. Gutiérrez<sup>1</sup>, F.L. Vieyro<sup>1,2</sup>, G.E. Romero<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA, Argentina

<sup>2</sup> Institut de Ciències del Cosmos, Universitat de Barcelona, España

<sup>3</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contacto / egutierrezposse@gmail.com

**Resumen** / Agujeros negros de origen cosmológico, los llamados agujeros negros primordiales, podrían haberse formado en el universo temprano por diversos mecanismos. En este trabajo investigamos la evolución cósmica del universo temprano introduciendo una componente de agujeros primordiales que interactúan con el plasma cósmico. Considerando distribuciones de masa extendidas, en particular de tipo ley de potencia, encontramos escenarios en los que la evolución cosmológica difiere respecto a la estándar de un universo dominado por radiación.

**Abstract** / Black holes with a cosmological origin, the so-called primordial black holes, might have formed in the early Universe from different mechanisms. In this work, we investigate the cosmic evolution of the early Universe inserting a primordial black hole component which interact with the cosmic plasma. Considering extended mass functions, in particular power-law distributions, we find scenarios where the cosmic evolution results different from the standard radiation dominated one.

**Keywords** / cosmology: miscellaneous — early universe — stars: black holes

## 1. Introducción

Las condiciones extremas en el universo temprano permitirían la formación de agujeros negros mediante diversos mecanismos (Zel'dovich & Novikov, 1966; Hawking, 1971; Carr & Hawking, 1974). Estos hipotéticos objetos se conocen con el nombre de agujeros negros primordiales (PBHs, por sus siglas en inglés) y podrían jugar un rol importante en una gran variedad de procesos: nucleosíntesis primordial (Zeldovich et al., 1977; Vainer et al., 1978; Kohri & Yokoyama, 2000), bariogénesis (Barrow, 1980; Lindley, 1981; Barrow et al., 1991a; Hook, 2014), reionización del universo (Gibilisco, 1998), materia oscura (Carr et al., 2016), producción de ondas gravitacionales (Bird et al., 2016; Sasaki et al., 2016), entre otros.

Realizando un análisis simple de las densidades involucradas, puede estimarse que los PBHs formados a un tiempo cósmico  $t$  tendrían una masa del orden de la masa del horizonte de partículas:

$$M_{\text{PBH}}(t) \sim M_{\text{H}}(t) = \frac{c^3 t}{G} \sim 10^{15} \left( \frac{t}{10^{-23} \text{ s}} \right) \text{ g}, \quad (1)$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío y  $G$  es la constante gravitacional. Luego, a diferencia de los agujeros negros astrofísicos (estelares y supermasivos), los PBHs podrían tener masas lo suficientemente pequeñas para que su radiación de Hawking sea considerable (Hawking, 1974, 1975). Esto implica que al evaporarse aportarían energía al plasma cósmico primigenio (radiación). Adicionalmente, debido a las altas densidades en el universo temprano, los PBHs acretarían partículas de este plasma a una tasa elevada. La combinación de estos dos procesos de interacción podría modificar distintos aspectos de la evolución cosmológica del universo

en los instantes iniciales de su expansión.

En este trabajo modelamos escenarios de universo temprano con PBHs y estudiamos su evolución cósmica. Para ello consideramos que los PBHs se forman con una función inicial de masas (IMF por sus siglas en inglés) extendida. En particular, estudiamos IMFs tipo ley de potencia,

$$N(m) \propto m^{-\alpha}, \quad (2)$$

para distintos valores del índice espectral  $\alpha$ , como sería el caso si las fluctuaciones primordiales que dan lugar a la formación de PBHs fueran invariantes de escala (ver, e.g., Carr, 1975; Barrow et al., 1991b).

## 2. Gas de agujeros negros primordiales

Consideramos dos fluidos cósmicos perfectos en interacción, inmersos en un espacio-tiempo de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) plano,

$$ds^2 = -dt^2 + a(t)^2 [dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)]. \quad (3)$$

Aquí,  $a(t)$  es el factor de escala normalizado de la métrica. Como los fluidos interactúan entre sí, sólo la suma de sus tensores de energía-impulso se conserva:

$$\nabla_{\mu} [T_{(A)}^{\mu\nu} + T_{(B)}^{\mu\nu}] = 0. \quad (4)$$

Si la presión  $p$  y densidad de energía  $\rho$  de cada fluido satisfacen una ecuación de estado de la forma

$$p_{(i)} = w_{(i)}\rho_{(i)}, \quad (i = A, B), \quad (5)$$

con  $w_{(i)}$  constante, y si denotamos  $Q$  a la tasa de intercambio de energía entre los fluidos, de la Ec. 4 resultan dos ecuaciones:

$$\dot{\rho}_{(A)} + 3 \left( \frac{\dot{a}}{a} \right) [1 + w_{(A)}] \rho_{(A)} = Q, \quad (6)$$

$$\dot{\rho}_{(B)} + 3 \left( \frac{\dot{a}}{a} \right) [1 + w_{(B)}] \rho_{(B)} = -Q. \quad (7)$$

Elegimos que el fluido  $A$  represente a la radiación ( $w_R = 1/3$ ) y el fluido  $B$  a un gas de PBHs. Las propiedades de la radiación quedan completamente caracterizadas por su temperatura de equilibrio  $T_R$ . Por su parte, al gas de PBHs lo modelamos como polvo ( $w_{\text{PBH}} = 0$ ), y consideramos que sus constituyentes son agujeros negros de Schwarzschild. Luego, si  $N(t; m)$  es la densidad de PBHs por unidad de masa a tiempo  $t$ , la densidad de energía de este gas resulta:

$$\rho_{\text{PBH}}(t) = \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} N(t; m) E(m) dm, \quad (8)$$

donde  $E(m) = mc^2$  es la energía de un agujero negro de Schwarzschild de masa  $m$ , y  $M_{\min}$  y  $M_{\max}$  son las masas mínima y máxima de la distribución, respectivamente. De la misma manera, la densidad de entropía en PBHs es:

$$s_{\text{PBH}}(t) = \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} N(t; m) S(m) dm, \quad (9)$$

donde  $S(m) = 4\pi k_B G m^2 / \hbar c$  es la entropía de un agujero negro de Schwarzschild de masa  $m$ .

Cada agujero negro interactúa con la radiación acrentando y emitiendo partículas. La tasa de variación de masa que resulta de estos dos procesos es, según (Frolov & Zelnikov, 2011)

$$\frac{dM}{dt} = \frac{27\pi G^2}{c^5} \rho_R M^2 - \frac{1}{c^2} \Sigma_{\text{BH}} h_* \sigma T_{\text{BH}}^4, \quad (10)$$

donde  $\sigma$  es la constante de Stefan-Boltzmann,  $\rho_R$  es la densidad de energía de la radiación,  $h_*$  es el número de especies de partículas que emite el agujero negro, y  $\Sigma_{\text{BH}}$  es el área efectiva de la región donde estas partículas escapan. El primer término del miembro derecho representa el aumento de masa debido a la acreción de radiación, mientras que el segundo término representa la pérdida de masa por evaporación de Hawking.  $T_{\text{BH}}$  es la temperatura de un agujero negro de Schwarzschild (Hawking, 1975):

$$T_{\text{BH}} = \frac{\hbar c^3}{8\pi k_B G M}, \quad (11)$$

con  $\hbar$  la constante de Planck reducida y  $k_B$  la constante de Boltzmann. Si un PBH tiene masa  $m$  al tiempo  $t$ , y esta evoluciona a una masa  $m + dm$  al tiempo  $t + dt$ , entonces

$$N(t + dt; m + dm) = N(t, m). \quad (12)$$

Por lo que las variaciones de  $N(t; m)$  en  $m$  y  $t$  están relacionadas por medio de la Ec. 10:

$$\left. \frac{\partial N(t; m)}{\partial t} \right|_{\text{int}} = - \frac{\partial N(t; m)}{\partial m} \frac{dm}{dt}. \quad (13)$$

De esta manera podemos calcular la evolución temporal de la densidad de PBHs a una dada masa  $m$  debida a la interacción con la radiación calculando cómo varía la masa de PBHs individuales.

Agregando una de las ecuaciones de Friedmann a las Ecs. 7 aplicadas a nuestro sistema, resulta el siguiente sistema de ecuaciones para la evolución temporal de  $a(t)$ ,  $\rho_R(t)$  y  $\rho_{\text{PBH}}(t)$ :

$$\dot{\rho}_R + 4 \frac{\dot{a}}{a} \rho_R = - \left. \frac{d\rho_{\text{PBH}}}{dt} \right|_{\text{int}}, \quad (14)$$

$$\dot{\rho}_{\text{PBH}} + 3 \frac{\dot{a}}{a} \rho_{\text{PBH}} = \left. \frac{d\rho_{\text{PBH}}}{dt} \right|_{\text{int}}, \quad (15)$$

$$\left( \frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3c^2} (\rho_R + \rho_{\text{PBH}}), \quad (16)$$

donde la variación de masa está dada por la Ec. (10).

### 3. Resultados

Consideramos un tiempo inicial post-inflacionario,  $t_{\text{ini}} = 10^{-33}$ , ya que la densidad de PBHs formados en una época previa a la inflación resulta despreciable luego que esta ocurre. Calculamos la temperatura inicial de la radiación como (e.g Weinberg, 1972)  $T_R(t_{\text{ini}}) = 10^{10}(t_{\text{ini}}/\text{s})$  K, mediante lo cual quedan definidas las densidades de energía y entropía de la radiación. Para la IMF del gas de PBHs tomamos  $M_{\min} = 530m_P$ , con  $m_P = 2.18 \times 10^{-5}$  g la masa de Planck, correspondiente a PBHs con un tiempo de vida del orden de  $10^{-33}$  s, y  $M_{\max} = 10^6 M_\odot$ , correspondiente a agujeros negros supermasivos. Por último, definimos la densidad de energía inicial del gas de PBHs por medio de  $\rho_{\text{PBH}} := \beta \rho_R$ , donde  $\beta$  es un parámetro libre. Cabe mencionar, no obstante, que existen restricciones observacionales sobre la densidad inicial de PBHs que limitan el valor de  $\beta$  (ver, e.g, Carr et al., 2010). Para un estudio de la evolución cosmológica de un universo temprano con PBHs, considerando tales restricciones, ver Gutiérrez et al. (2018).

Fijadas las condiciones iniciales, resolvemos numéricamente el sistema de Ec. 14 para valores del índice espectral  $\alpha$  entre 2 y 3, y tomando  $\beta = 10^{-1}$ . En la Fig. 1 se muestra la evolución del factor de escala, del cociente de las densidades de energía de ambos fluidos y de la entropía en un volumen comóvil, para los casos  $\alpha = 2.1, 2.2, 2.4$  y  $2.5$ . Podemos notar que los cambios más significativos respecto a una evolución cosmológica estándar (dominada por radiación y con entropía constante) se producen para los espectros más duros ( $\alpha$  menor). En particular, para el caso  $\alpha = 2.1$  el factor de escala evoluciona en un estado intermedio entre los correspondientes a universos dominados por radiación y por materia. Por otra parte, notamos que la acreción no juega un rol preponderante en ninguno de los escenarios: si bien la densidad de energía del gas de PBHs aumenta por la acreción, este efecto termina diluyéndose con la expansión cósmica.

### 4. Conclusiones

Hemos estudiado la evolución cósmica de los primeros instantes post-inflacionarios incluyendo una componente de PBHs en el universo temprano. En particular, consideramos IMFs tipo ley de potencia para dicha compo-

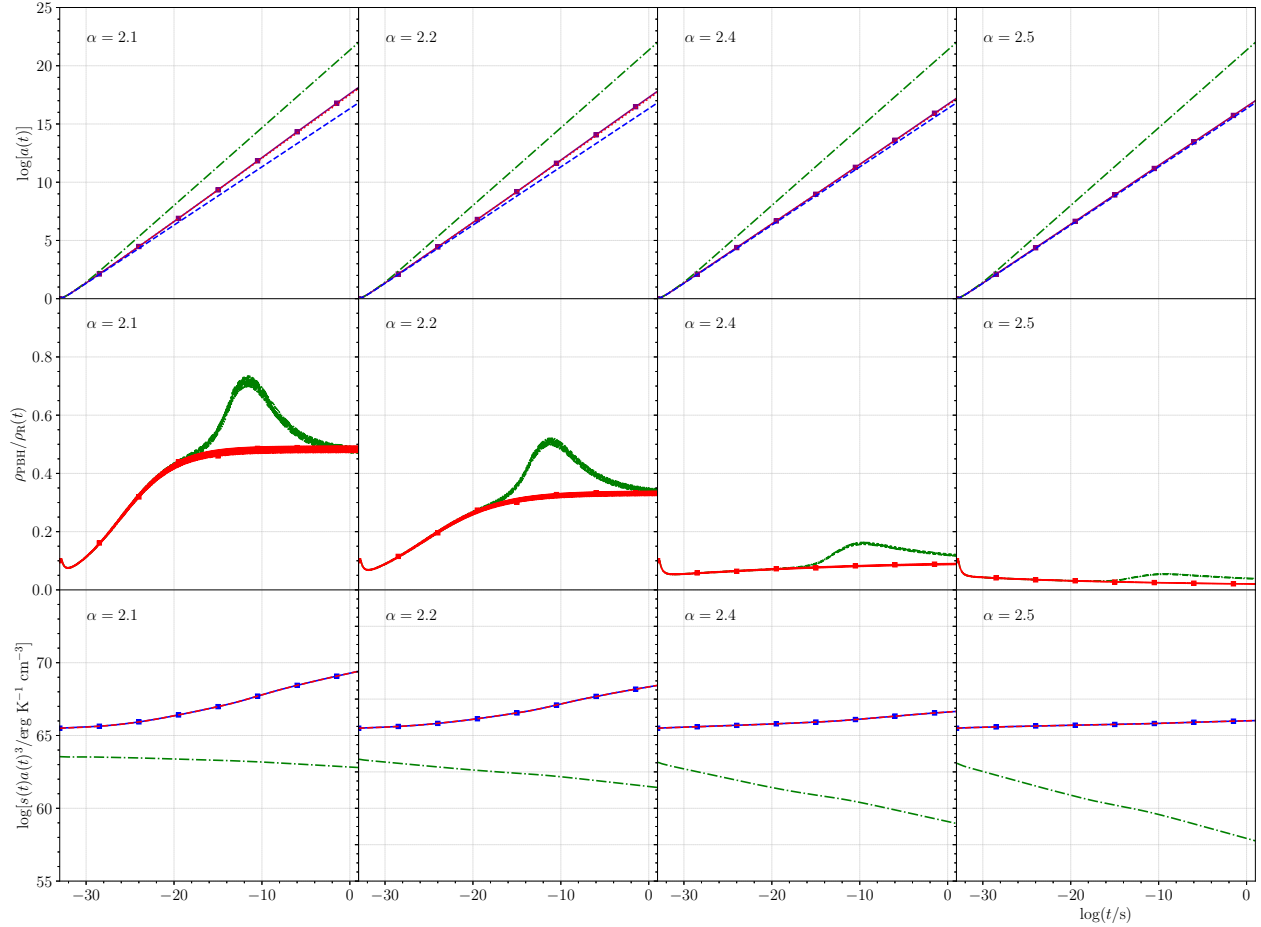


Figura 1: Evolución cosmológica del universo considerando distribuciones de masa tipo ley de potencia para el gas de PBHs,  $N(m) \propto m^{-\alpha}$ . De izquierda a derecha  $\alpha = 2.1, 2.2, 2.4, 2.5$ . En el panel superior se muestra el factor de escala para distintos modelos. Púrpura: nuestro modelo. Rojo: Nuestro modelo sin considerar la acreción. Azul: universo dominado por radiación. Verde: universo dominado por materia. En el panel central se muestra el cociente entre las densidades de energía del gas de PBHs y la radiación. Verde: con acreción. Rojo: sin acreción. En el panel inferior se muestra la entropía por unidad de volumen comóvil de los fluidos. Verde: PBHs. Rojo: Radiación. Azul: Total. Ver colores en versión electrónica.

nente. Encontramos que para los espectros más duros la evolución cosmológica difiere de la estándar. Adicionalmente, la entropía total del sistema aumenta durante toda la evolución. Por su parte, la acreción de radiación no parece jugar ningún rol importante en estos escenarios.

*Agradecimientos:* Este trabajo fue financiado por el CONICET mediante el PIP 2014-00338, y por el Ministerio de Economía y Competitividad Español (MINECO/FEDER, UE) bajo las becas AYA2013-47447-C3-1-P y AYA2016-76012-C3-1-P.

## Referencias

Barrow J. D., et al., 1991a, *Physical Review D*, 43, 984  
 Barrow J. D., Copeland E. J., Liddle A. R., 1991b, *MNRAS*, 253, 675  
 Barrow J. D., 1980, *MNRAS*, 192, 427  
 Bird S., et al., 2016, *Physical Review Letters*, 116, 201301  
 Carr B. J., Hawking S. W., 1974, *MNRAS*, 168, 399  
 Carr B. J., et al., 2010, *Physical Review D*, 81, 104019  
 Carr B. J., et al., 2016, *Physical Review D*, 94, 044029  
 Carr B. J., 1975, *ApJ*, 201, 1

Frolov V. P., Zelnikov A., 2011, *Introduction to black hole physics*. Oxford Univ. Press, Oxford  
 Gibilisco M., 1998, in Coccia E., Veneziano G., Pizzella G., eds., *Second Edoardo Amaldi Conference on Gravitational Wave Experiments*. p. 314  
 Gutiérrez E. M., Vieyro F. L., Romero G. E., 2018, *MNRAS*, 473, 5385  
 Hawking S., 1971, *MNRAS*, 152, 75  
 Hawking S. W., 1974, *Nature*, 248, 30  
 Hawking S. W., 1975, *Communications in Mathematical Physics*, 43, 199  
 Hook A., 2014, *Physical Review D*, 90, 083535  
 Kohri K., Yokoyama J., 2000, *Physical Review D*, 61, 023501  
 Lindley D., 1981, *MNRAS*, 196, 317  
 Sasaki M., et al., 2016, *Physical Review Letters*, 117, 061101  
 Vainer B. V., Dryzhakova O. V., Naselskii P. D., 1978, *Soviet Astronomy Letters*, 4, 185  
 Weinberg S., 1972, *Gravitation and cosmology: principles and applications of the general theory of relativity*. Wiley  
 Zel'dovich Y. B., Novikov I. D., 1966, *Astronomicheskii Zhurnal*, 43, 758  
 Zeldovich I. B., et al., 1977, *Pisma v Astronomicheskii Zhurnal*, 3, 208