



Neutrinos estériles en nucleosíntesis primordial

M.M. Sáez^{1,2}, M.E. Mosquera^{1,3,4}, O. Civitarese^{3,4}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (UNLP)

² Comisión de Investigaciones Científicas (CIC)

³ Departamento de Física (UNLP)

⁴ CONICET

Contacto/ MMS: manuelas89@gmail.com

Resumen / Estudiamos el efecto de la incorporación de neutrinos estériles masivos sobre las abundancias de los elementos primordiales producidos durante la etapa de nucleosíntesis primordial (BBN, por sus siglas en inglés). Para ello, calculamos los factores de ocupación de los neutrinos activos al incorporar neutrinos estériles. En el cálculo se han tenido en cuenta interacciones entre los neutrinos activos (potenciales efectivos), oscilaciones entre neutrinos activos, oscilaciones entre neutrinos activos y estériles y un factor de atenuación para neutrinos activos. Se calcularon las abundancias primordiales en función de los parámetros de mezcla entre neutrinos activos y estériles. Finalmente, comparamos las abundancias calculadas teóricamente con las observaciones y establecimos límites para los parámetros del modelo.

Abstract / We have studied the effect of the inclusion of massive sterile neutrinos upon primordial abundances of the elements produced during the stage of primordial nucleosynthesis (Big Bang Nucleosynthesis). We calculate the new active neutrino number densities by taking into account the interactions between active neutrinos (effective potential), the active neutrino oscillations, the active-sterile neutrino oscillations and a damping factor for active neutrinos. We computed the primordial abundances as functions of the active-sterile mixing parameters. Finally, we compared the abundances calculated theoretically with the observations to set constraints for the free parameters.

Keywords / cosmology: theory— early universe — cosmological parameters

1. Introducción

Las oscilaciones de neutrinos han sido observadas por numerosos experimentos (SNO, K2K, LSDN, Super-Kamiokande, Daya Bay, entre otros). En particular, los resultados de los análisis de las observaciones de LSND y MiniBooNe (Aguilar, 2001; Aguilar-Arevalo, 2013) muestran anomalías que pueden interpretarse como señales de una especie extra de neutrino. Este nuevo neutrino, llamado *estéril*, no interactúa con la materia leptónica, pero se mezcla con los estados activos de neutrinos (y antineutrinos).

El modelo que describe el proceso de BBN depende de un solo parámetro, la densidad bariónica η_B (que puede ser determinado con datos de WMAP y Planck (Bennett, 2013; Ade et al., 2014)). Según el valor de η_B observado, las abundancias de D y ^4He teóricas y observadas son consistentes, mientras que los datos del litio muestran incongruencias respecto de los valores teóricos. La presencia de neutrinos masivos (y los efectos asociados como las oscilaciones entre autoestados de sabor) afectan a los decaimientos beta, responsables de determinar el contenido inicial de neutrones en la etapa cosmológica previa a BBN. En este trabajo estudiamos el efecto de la incorporación de los neutrinos estériles durante el proceso de BBN a fin de establecer límites para los parámetros de oscilación involucrados.

2. Obtención de los factores de ocupación de neutrinos

La matriz densidad para el caso de 3 sabores de neutrinos (ν_e , ν_s y ν_μ) en términos de las matrices λ del grupo $\text{SU}(3)$ (Bell et al., 1999) resulta:

$$\langle \rho \rangle = \frac{1}{2} P_0 (1 + \lambda_i P_i) ,$$

donde P_0 y P_i son los coeficientes correspondientes a dicha expansión. La mezcla con ν_τ ha sido descartada debido a la jerarquía de masas, en la cual el acoplamiento prefiere a los dos estados más livianos. A su vez resultados recientes arrojan $\sin^2 \theta_{13} < 0.12$ (Cahn et al., 2013).

Los elementos de la diagonal están relacionados con los números de ocupación:

$$n_{\nu_e} = \frac{1}{2} P_0 \left(1 + P_3 + \frac{1}{\sqrt{3}} P_8 \right) n^{eq} ,$$

$$n_{\nu_s} = \frac{1}{2} P_0 \left(1 - P_3 + \frac{1}{\sqrt{3}} P_8 \right) n^{eq} ,$$

$$n_{\nu_\mu} = \frac{1}{2} P_0 \left(1 - \frac{2}{\sqrt{3}} P_8 \right) n^{eq} ,$$

con n^{eq} correspondiente a una distribución de Fermi-Dirac.

Para determinar los coeficientes P_i resolvemos las Ecuaciones para las Tasas de Ocupación Cuánticas (Quantum Rate Equations (QRE's)) (McKellar & Thomson, 1994):

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{P}}{dt} &= \mathbf{V} \times \mathbf{P} - D (P_1 \hat{x}_1 + P_2 \hat{x}_2 + P_6 \hat{x}_6 + P_7 \hat{x}_7) \\ &\quad - D' (P_4 \hat{x}_4 + P_5 \hat{x}_5) - C (\bar{P}_4 \hat{x}_4 - \bar{P}_5 \hat{x}_4) \\ &\quad - \left(\frac{P_1}{P_0} \hat{x}_1 + \frac{P_2}{P_0} \hat{x}_2 + \frac{P_4}{P_0} \hat{x}_4 + \frac{P_5}{P_0} \hat{x}_5 \right. \\ &\quad \left. + \frac{P_6}{P_0} \hat{x}_6 + \frac{P_7}{P_0} \hat{x}_7 \right) \frac{dP_0}{dt} \\ &\quad + \frac{2}{3} \left[\left(\frac{3}{2} - P_3 \right) \frac{R_e}{P_0} - P_3 \frac{R_\mu}{P_0} \right] \hat{x}_3 \\ &\quad + \frac{2}{3} \left[\left(\frac{\sqrt{3}}{2} - P_8 \right) \frac{R_e}{P_0} - (\sqrt{3} + P_8) \frac{R_\mu}{P_0} \right] \hat{x}_8 \\ &\quad + (-P_6 \operatorname{Re}(H) - P_7 \operatorname{Im}(H)) \hat{x}_1 \\ &\quad + (-P_6 \operatorname{Im}(H) + P_7 \operatorname{Re}(H)) \hat{x}_2 \\ &\quad + (-P_1 \operatorname{Re}(H) - P_2 \operatorname{Im}(H)) \hat{x}_6 \\ &\quad + (-P_1 \operatorname{Im}(H) + P_2 \operatorname{Re}(H)) \hat{x}_7, \\ \frac{dP_0}{dt} &= \frac{2}{3} (R_e + R_\mu), \end{aligned}$$

donde las componentes de \mathbf{P} son los parámetros P_i y \mathbf{V} es el potencial efectivo:

$$\begin{aligned} \mathbf{V} &= 2 \operatorname{Re}(E^{es}) \hat{x}_1 - 2 \operatorname{Im}(E^{es}) \hat{x}_2 + (E^{ee} - E^{ss}) \hat{x}_3 \\ &\quad + 2 \operatorname{Re}(E^{e\mu}) \hat{x}_4 - 2 \operatorname{Im}(E^{e\mu}) \hat{x}_5 + 2 \operatorname{Re}(E^{s\mu}) \hat{x}_6 \\ &\quad - 2 \operatorname{Im}(E^{s\mu}) \hat{x}_7 + \frac{1}{\sqrt{3}} (E^{ee} + E^{ss} - 2E^{\mu\mu}) \hat{x}_8, \end{aligned}$$

con

$$E^{\alpha\beta} = \left[\frac{1}{2p} U \operatorname{diag} (m_1^2, m_2^2, m_3^2) U^\dagger \right]^{\alpha\beta} + V^{\alpha\beta}.$$

En esta expresión m_1 , m_2 y m_3 corresponden a las masas de los autoestados y U es la matriz de mezcla

$$U = \begin{pmatrix} c_1 c - s_1 s_2 s & s_1 c_2 & c_1 s + s_1 s_2 c \\ -s_1 c - c_1 s_2 s & c_1 c_2 & s_1 s + c_1 s_2 c \\ -c_2 s & -s_2 & c_2 c \end{pmatrix}.$$

Llamamos $s_i = \sin \phi_i$, $c_i = \cos \phi_i$, $s = \sin \theta$ y $c = \cos \theta$. Los ángulos ϕ_1 y ϕ_2 corresponden a los ángulos de mezcla entre el estado estéril y los estados activos más livianos, mientras que θ es el ángulo de mezcla correspondiente a los estados activos.

Los términos diagonales del potencial resultan

$$V^{\alpha\alpha} = \frac{4\zeta(3)\sqrt{2}G_F T^3}{2\pi^2} \left[L^\alpha + A_\alpha \frac{Tp}{M_W^2} \right],$$

donde G_F es la constante de Fermi, T la temperatura, ζ la función de Reimann, p el momento del neutrino, M_W la masa del bosón W y L^α la asimetría leptónica (que hemos considerado nula pues estudiamos las oscilaciones activo-estéril). Además, $A_e \simeq 17$ y $A_{\mu\tau} \simeq 4.9$ (Bell et al., 1999). Los términos no diagonales del potencial resultan pequeños, por lo que han sido despreciados.

Las cantidades D y D' son los parámetros de atenuación:

$$\begin{aligned} D &= \frac{1}{2} G_F^2 T^5 y_e \frac{p}{\langle p_0 \rangle}, \\ D' &= \frac{1}{2} G_F^2 T^5 y_\mu \frac{p}{\langle p_0 \rangle}, \end{aligned}$$

donde $y_e = 4$, $y_\mu = 2.9$, y $\langle p_0 \rangle$ es el momento promedio para una distribución relativista de Fermi-Dirac con potencial químico nulo (Bell et al., 1999). El parámetro C acopla las matrices de densidad de neutrinos y antineutrinos y puede ser escrito como

$$C = 1.8 G_F^2 T^5.$$

Las funciones R_α son las funciones de repoblación, las cuales resultan despreciables frente a las funciones de damping, al igual que la función H (Bell et al., 1999).

3. Cálculo numérico de abundancias primordiales: incorporación al cálculo de las nuevas funciones de distribución.

Para calcular las abundancias de los elementos livianos producidos durante BBN, hemos utilizado el código numérico público desarrollado por Kawano (Kawano, 1992). Modificamos el código incluyendo los efectos de la presencia de neutrinos estériles a fin de obtener las abundancias primordiales en función de los ángulos de mezcla. Un cambio en los factores de ocupación de los neutrinos afectará directamente a las velocidades de las reacciones débiles. Estas reacciones son fundamentales para determinar la cantidad inicial de neutrones y protones antes del proceso de BBN (Mosquera & Civitarese, 2011, 2014).

Finalmente, realizamos un test de χ^2 para comparar los valores de las abundancias de D, ${}^4\text{He}$ y ${}^7\text{Li}$ obtenidos teóricamente, con los datos observacionales (Pettini & Cooke, 2012; Noterdaeme et al., 2012; Cooke et al., 2014; Fumagalli et al., 2011; Balashev et al., 2010; Pettini et al., 2008; O'Meara et al., 2006; Aver et al., 2013; Izotov et al., 2013; Peimbert et al., 2007; Aver et al., 2012; Villanova et al., 2009; Aver et al., 2010; Izotov & Thuan, 2010; Villanova et al., 2012; Sbordone et al., 2010; Lind et al., 2009; Monaco et al., 2012; Murcialrelli et al., 2012) de manera de obtener los valores más probables para los ángulos de mezcla ϕ_1 y ϕ_2 . En la tabla 1 y en las figuras 1 y 2 se muestran los resultados obtenidos al considerar todos los datos en el test y al eliminar los datos del ${}^7\text{Li}$. Casos similares, sumados a casos donde se permite la variación de un factor de renormalización para el factor de ocupación de los neutrinos estériles han sido estudiados en (Civitarese et al., 2014).

Tabla 1: Valores más probables de los ángulos de mezcla con sus respectivos errores (Civitarese et al., 2014).

	$\sin^2(2\phi_1)$	$\sin^2(2\phi_2)$	$\chi^2/(N-2)$
D + ${}^4\text{He}$ + ${}^7\text{Li}$	$0.019^{+0.026}_{-0.019}$	$0.076^{+0.054}_{-0.054}$	9.82
D + ${}^4\text{He}$	$0.024^{+0.026}_{-0.024}$	$0.093^{+0.059}_{-0.061}$	1.04

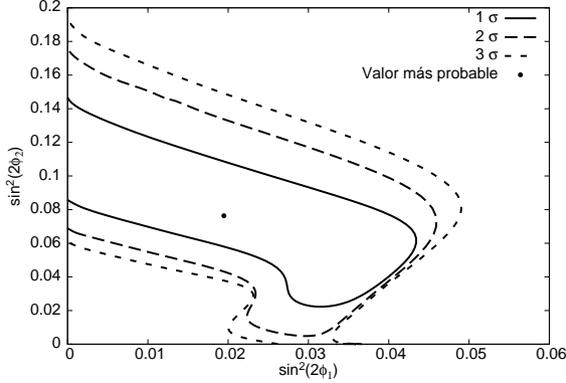


Fig. 1: Contornos de confianza para $\sin^2(2\phi_1)$ y $\sin^2(2\phi_2)$ para el caso en que se consideran todos los datos observacionales en el ajuste.

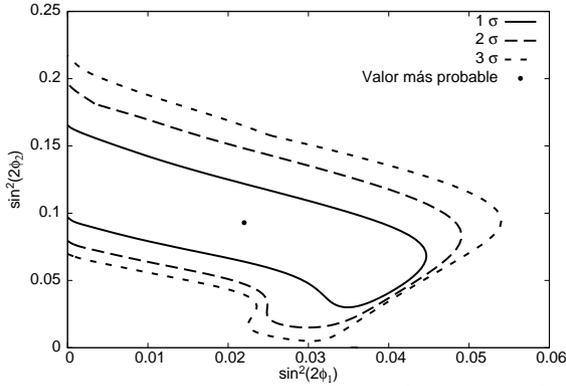


Fig. 2: Contornos de confianza para $\sin^2(2\phi_1)$ y $\sin^2(2\phi_2)$ para el caso en que no se consideran los datos observacionales de ${}^7\text{Li}$ en el ajuste.

Se puede observar que el ajuste realizado al considerar todos los datos en el análisis no resulta bueno, mientras que al eliminar los datos del litio, el valor del χ^2 se reduce drásticamente. Sin embargo, los valores de los parámetros en ambos casos son semejantes y se mantienen pequeños. En la tabla 2 se muestran las abundancias asociadas a los parámetros de oscilación hallados.

Casos	D	${}^4\text{He}$	${}^7\text{Li}$
\bar{X}_M	2.56×10^{-5}	2.55×10^{-1}	1.83×10^{-10}
Sin ν_s	2.57×10^{-5}	2.47×10^{-1}	4.50×10^{-10}
Con ν_s (D + ${}^4\text{He}$ + ${}^7\text{Li}$)	2.60×10^{-5}	2.54×10^{-1}	4.58×10^{-10}
Con ν_s (D + ${}^4\text{He}$)	2.61×10^{-5}	2.55×10^{-1}	4.59×10^{-10}

Tabla 2: \bar{X}_M corresponde al promedio pesado de las observaciones consideradas. La segunda fila contiene las abundancias sin contemplar oscilaciones de neutrinos. Las dos últimas filas corresponden a las abundancias asociadas a los parámetros de oscilación hallados.

4. Conclusiones

En este trabajo constatamos que el proceso de formación de núcleos livianos es también una herramienta útil para establecer cotas a teorías alternativas al Modelo Estándar de las Interacciones Fundamentales. A su vez, se corroboró que las abundancias primordiales se ven afectadas por la introducción de neutrinos estériles y la oscilación entre este tipo de neutrinos y los neutrinos activos.

Al realizar la comparación entre los datos observacionales y los resultados teóricos se encontró que el análisis estadístico favorece ángulos de mezcla pequeños. La inclusión de un neutrino estéril no permite reconciliar los datos teóricos y observacionales de la abundancia de litio.

Agradecimientos: El trabajo fue financiado por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina (CONICET). Los autores OC y MEM son miembros de la Carrera del Investigador Científico del CONICET, Argentina.

Referencias

- Ade P., et al., 2014, *Astron.Astrophys.*
 Aguilar A. e. a., 2001, *Phys. Rev. D*, 64, 112007
 Aguilar-Arevalo A. A. e. a., 2013, *Phys. Rev. Lett.*, 110, 161801
 Aver E., et al., 2013, *JCAP*, 1311, 017
 Aver E., Olive K. A., Skillman E. D., 2010, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2010, 003
 Aver E., Olive K. A., Skillman E. D., 2012, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2012, 004
 Balashev S., Ivanchik A., Varshalovich D., 2010, *Astron.Lett.*, 36, 761
 Bell N. F., Volkas R. R., Wong Y. Y., 1999, *Phys.Rev.*, D59, 113001
 Bennett C. L. e. a., 2013, *ApJS*, 208, 20
 Cahn R., et al., 2013
 Civitarese O., Mosquera M. E., Sáez M. M., 2014, *International Journal of Modern Physics E*, 23, 1450080
 Cooke R. J., et al., 2014, *The Astrophysical Journal*, 781, 31
 Fumagalli M., O'Meara J., Prochaska J., 2011, *Science*, 334, 1245
 Izotov Y., Stasinska G., Guseva N., 2013, *A&A*, 558, A57
 Izotov Y. I., Thuan T. X., 2010, *The Astrophysical Journal Letters*, 710, 67
 Kawano L., 1992
 Lind K., et al., 2009, *A&A*, 503, 545
 McKellar B. H. J., Thomson M. J., 1994, *Phys. Rev. D*, 49, 2710
 Monaco L., et al., 2012, *A&A*, 539, A157
 Mosquera M. E., Civitarese O., 2011, *Phys. Rev. C*, 84, 065803
 Mosquera M. E., Civitarese O., 2014, *International Journal of Modern Physics E*, 23, 1450014
 Murcialreli A., Salaris M., Bonifacio P., 2012, *Mem. S. A. It. Suppl.*, 22, 86
 Noterdaeme P., et al., 2012, *A&A*, 542, L33
 O'Meara J. M., et al., 2006, *Astrophys.J.*, 649, L61
 Peimbert M., Luridiana V., Peimbert A., 2007, *ApJ*, 666, 636
 Pettini M., Cooke R., 2012, *MNRAS*, 425, 2477
 Pettini M., et al., 2008, *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 391, 1499
 Sbordone L., et al., 2010, *A&A*, 522, A26
 Villanova S., et al., 2012, *ApJ*, 748, 62
 Villanova S., Piotto G., Gratton R. G., 2009, *A&A*, 499, 755