



Neutrinos estériles en nucleosíntesis primordial

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

¹Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas (UNLP), ² Comisión de Investigaciones Científicas (CIC),
³Departamento de Física (UNLP), ⁴ CONICET

Resumen

En este trabajo estudiamos el efecto de la incorporación de neutrinos estériles masivos sobre las abundancias de los elementos primordiales producidos durante la etapa de nucleosíntesis primordial. Para ello, calculamos los factores de ocupación de neutrinos activos al incorporar neutrinos estériles masivos. En el cálculo se han tenido en cuenta las interacciones entre los neutrinos activos (potenciales efectivos), las oscilaciones entre los neutrinos activos (cuyos parámetros de mezcla son conocidos), las oscilaciones entre neutrinos activos y estériles y un factor de damping para los neutrinos activos. Una vez obtenidas las funciones de distribución se procedió al cálculo de las abundancias primordiales utilizando el código numérico público (código de Kawano) modificado. Finalmente, comparamos las abundancias calculadas teóricamente, para diferentes valores de los parámetros de mezcla entre neutrinos activos y estériles, con las observaciones y establecimos límites para estos parámetros.

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 LSDN y MiniBooNe [1, 2] indican anomalías que pueden ser asociadas a 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 nucleosíntesis primordial depende de un solo parámetro, la densidad bariónica η_B (que puede ser determinado con datos de WMAP y Planck [3, 4]). 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 con los valores teóricos. En este trabajo estudiamos el efecto de la incorporación de los neutrinos estériles durante el proceso de nucleosíntesis primordial a fin de reconciliar los datos observacionales y teóricos del ⁷Li.

Obtención de los factores de ocupación de neutrinos

La matriz densidad para el caso de 3 sabores de neutrinos (ν_s, ν_e y ν_μ) en términos de las matrices λ del grupo SU(3)[5] 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.

Los elementos de su diagonal están relacionados con los números de ocupación correspondientes a los sabores que estamos considerando:

$$\begin{aligned} n_{\nu_e} &= \frac{1}{2} P_0 \left(1 + P_3 + \frac{1}{\sqrt{3}} P_8 \right) n^{eq} \\ n_{\nu_\mu} &= \frac{1}{2} P_0 \left(1 - \frac{2}{\sqrt{3}} P_8 \right) n^{eq} \\ n_{\nu_s} &= \frac{1}{2} P_0 \left(1 - P_3 + \frac{1}{\sqrt{3}} P_8 \right) n^{eq} \end{aligned}$$

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

Para determinar los P_i resolvemos las Ecuaciones para las Tasas de Ocupación Cuánticas (Quantum Rate Equations (QRE's)) [6].

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

$$\frac{dP_0}{dt} = \frac{2}{3} (R_e + R_\mu)$$

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

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

con

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

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

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

hemos llamado: $s_i = \sin \phi_i$, $c_i = \cos \phi_i$, $s = \sin \theta$ 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

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

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 $A_{\mu\tau} \simeq 4.9$ [5]. Los términos no diagonales del potencial resultan muy pequeños, con lo cual han sido despreciados. Las cantidades D y D' son los parámetros de Damping,

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

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 [5].

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 y H resulta pequeño comparado con las funciones de Damping [5].

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

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 nucleosíntesis primordial. Por lo tanto, una modificación en estas velocidades de reacción afecta directamente a las abundancias primordiales [7, 8]. Modificamos el código público para incluir los efectos de la inclusión de neutrinos estériles y obtener las abundancias primordiales en función de los ángulos de mezcla. Determinamos los valores más probables para los ángulos de mezcla ϕ_1 y ϕ_2 al comparar los valores teóricos obtenidos con los datos observacionales.

Resultados

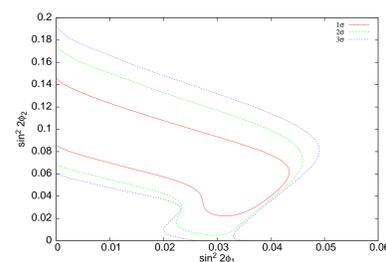


Figura: Contornos de confianza en función de $\sin^2(2\phi_1)$ y $\sin^2(2\phi_2)$ para el caso en que se consideran los datos observacionales de ⁷Li.

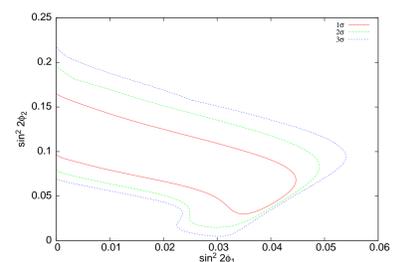


Figura: Contornos de confianza en función de $\sin^2(2\phi_1)$ y $\sin^2(2\phi_2)$ para el caso en que no se consideran los datos observacionales de ⁷Li.

	$\sin^2(2\phi_1)$	$\sin^2(2\phi_2)$	$\chi^2/N - 2$
Considerando ⁷ Li	0.019 ^{+0.026}	0.076 ^{+0.054}	9.82
Sin considerar ⁷ Li	0.024 ^{+0.026}	0.093 ^{+0.059}	1.04

Cuadro: Valores más probables de los ángulos de mezcla con sus respectivos errores

Conclusiones

- Encontramos 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.
- Se encontró que el análisis estadístico favorece ángulos de mezcla pequeños. El análisis muestra que el ángulo de mezcla correspondiente a la mezcla entre el neutrino estéril y el autoestado de masa más liviano es consistente con cero a una desviación estándar, mientras que el segundo ángulo es consistente con cero a dos desviaciones estándar.
- Constatamos que el proceso de formación de núcleos livianos no es sólo es una herramienta importante para verificar la teoría del Big Bang, sino también para establecer cotas a teorías alternativas al Modelo Estándar de las Interacciones Fundamentales.

Referencias

- [1] LSND collaboration, A. Aguilar et al. Phys. Rev. D **64**, 112007 (2001).
- [2] MiniBooNE Collaboration, A.A. Aguilar-Arevalo et al. Phys. Rev. Lett. **110**, 161801 (2013)
- [3] Nasa, "Nine-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations: Cosmological parameters results" <http://map.gsfc.nasa.gov/news/>.
- [4] Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters, arXiv:1303.5076 (2013).
- [5] N. F. Bell, R. R. Volkas and Y. Y. Y. Wong, Phys. Rev. D **59**, 113001 (1999).
- [6] B. H. J. McKellar and M. J. Thomson, Phys. Rev. D **49**, 2710 (1994).
- [7] M. E. Mosquera and O. Civitarese, Phys. Rev. C **84** (2011) 065803.
- [8] Mosquera, M. E. and Civitarese, O., Int. J. Mod. Phys. E **23** (2014), 1450014.