

Bariogénesis a través de Leptogénesis

E. Cataño¹, R.E. Martínez¹

¹ Departamento de Física, Universidad Nacional de Colombia, Sede Bogotá.

Resumen

Al añadir neutrinos de Majorana derechos al modelo estándar, sus decaimientos fuera del equilibrio que violan el número leptónico combinados con procesos electrodébiles anómalos pueden generar la asimetría bariónica del Universo. Se hace una breve revisión de este modelo, incluyendo las secciones eficaces que ingresan en las ecuaciones de Boltzmann, y se hallan soluciones aproximadas a las mismas. Se determinan rangos plausibles que deben tener los parámetros para obtener una asimetría del orden de la observada, $Y_B \sim 10^{-11}$.

Palabras clave: Leptogénesis, asimetría bariónica, neutrinos de Majorana, ecuaciones de Boltzmann, esfalerones.

Abstract

By adding right-handed Majorana neutrinos to the standard model, their out of equilibrium decays, which violate lepton number, combined with anomalous electroweak processes, can generate the baryon asymmetry of the Universe. We briefly review this model, including the cross-sections which enter Boltzmann equations, and find approximate solutions to them. We also establish plausible ranks for the parameters to obtain an asymmetry of the same order of the one observed, $Y_B \sim 10^{-11}$.

Keywords: Leptogenesis, baryon asymmetry, Majorana neutrinos, Boltzmann equations, sphalerons.

A1. Cataño: ecatanom@unal.edu.co

A2. Martínez: remartinezm@unal.edu.co

1. Introducción

El problema de la bariogénesis se refiere al surgimiento de la asimetría bariónica en el Universo temprano. Observacionalmente, se sabe que las estructuras conocidas (planetas, estrellas, galaxias, cúmulos) están constituidas por materia, y que no hay una cantidad apreciable de antimateria en estas escalas [1]. Si la antimateria existiera en cantidades significativas en el universo, produciría una gran cantidad de radiación gamma al aniquilarse con la materia normal, pero no se han observado tales efectos a gran escala. Desde el punto de vista teórico, se encuentra muy difícil concebir un mecanismo que separe la materia y antimateria en el universo temprano de forma que no se aniquilen entre sí. Por lo tanto se concluye que en el universo no hay una cantidad significativa de antimateria. Esto significa que, en contraste con la casi perfecta simetría entre materia y antimateria en la teoría microfísica, el modelo estándar, cosmológicamente hay una casi perfecta asimetría entre estas dos.

Bajo la suposición de que todas las interacciones posibles existentes en el Universo temprano conservan el número bariónico (B) y los diferentes números leptónicos, entonces los valores observados actualmente serían consecuencia de condiciones iniciales aparentemente arbitrarias. De hecho, para explicar la asimetría observada actualmente, sería necesaria una condición de ajuste muy fino, tal que por cada 6000000 de antiquarks hubiesen 6000001 quarks [1]. Además, considerando un proceso de inflación en el Universo temprano, cualquier asimetríabariónica primordial habría sido diluída exponencialmente durante esta etapa. Entonces, es plausible pensar en cambio que el Universo inició con número bariónico igual a cero (igual que con la carga eléctrica), y que a través de ciertos procesos a altas temperaturas que violan B se genera la asimetría observada.

La asimetría bariónica puede representarse a través de parámetros que relacionan la diferencia entre las densidades de número de bariones y antibariones con la densidad de fotones, de entropía o densidad crítica del Universo (n_B , $n_{\bar{B}}$, n_γ , s , ρ_{crit}). En cuanto al valor numérico de la asimetría, se tienen dos formas independientes para determinarlo: a través de nucleosíntesis del Big Bang (BBN), y medidas de las anisotropías en la radiación cósmica de fondo.

La impresionante consistencia entre las restricciones sobre la densidad bariónica el universo encontradas constituye un triunfo de la cosmología del big bang caliente. En general, se utiliza [1]:

$$\eta \equiv \left. \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma} \right|_0 = (6,21 \pm 0,16) \times 10^{-10}, \quad (1)$$

$$Y_B = \left. \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{s} \right|_0 = (8,75 \pm 0,23) \times 10^{-11}, \quad (2)$$

relacionadas a través de

$$Y_B = \left(\frac{n_{\gamma 0}}{s_0} \right) \eta \simeq \frac{\eta}{7,04}, \quad (3)$$

donde el subíndice cero implica “en el tiempo presente”. Es conveniente calcular Y_B , la asimetría bariónica relativa a la densidad de entropía, porque esta última se conserva durante la expansión del universo.

Diversas teorías pueden explicar el surgimiento de la asimetría bariónica. Incluso el modelo estándar cuenta con los ingredientes necesarios para generar una pequeña asimetría, pero no del orden de magnitud apropiado. Entonces, es pertinente considerar modelos más allá del modelo estándar. En 1967, Andrei Sakharov publicó un artículo [2] en el que problematizó la cuestión de la asimetría materia–antimateria en el universo considerando en detalle qué criterios debería cumplir una teoría para ser capaz explicar la asimetría bariónica global. Estos criterios son necesarios pero no suficientes para crear la asimetría bariónica, y se denominan condiciones de Sakharov. Estas son:

1. *Violación del número bariónico*: requerida para evolucionar de un estado inicial con $Y_B = 0$ a uno con $Y_B \neq 0$.
2. *Violación de C y CP*: requerida para que los procesos que involucren bariones no ocurran a exactamente la misma tasa que sus conjugados C o CP que involucran antibariones, permitiendo que se genere la asimetría.

3. *Dinámica fuera del equilibrio:* en equilibrio químico, no hay asimetrías en números cuánticos que no son conservados (como B), y, además, se requiere para definir una flecha del tiempo.

Existen diferentes mecanismos posibles para bariogénesis; entre ellos, la bariogénesis GUT, la electrodébil, el mecanismo de Affleck-Dine y la leptogénesis. El modelo de leptogénesis fue propuesto por Fukugita y Yanagida en [3]. A través del mecanismo "see-saw" se introducen nuevas partículas, neutrinos singletes. Sus acoplamientos de Yukawa proveen la nueva fuente necesaria de violación de CP. La tasa de estas interacciones de Yukawa puede ser suficientemente lenta, es decir, más lenta que la tasa de expansión del universo (H) en el momento que se genera la asimetría, lo que significa que hay desviación del equilibrio térmico. La violación del número leptónico proviene de las masas de Majorana de esas nuevas partículas, y los procesos de esfalerones del modelo estándar se encargan de convertir la asimetría leptónica en una asimetría bariónica.

2. Modelo

2.1. Neutrinos de Majorana

Medidas de los flujos de neutrinos de distintas clases (solares, atmosféricos, de aceleradores, de reactores) son evidencia de que al menos dos de los neutrinos que interactúan débilmente tienen masas pequeñas [1]. Específicamente, se tienen dos diferencias al cuadrado [4]:

$$\Delta m_{21}^2 = (8,0 \pm 0,3) \times 10^{-5} eV^2, \quad (4)$$

$$|\Delta m_{32}^2| = (1,9 - 3,0) \times 10^{-3} eV^2. \quad (5)$$

El origen de esta pequeña masa es aún un misterio. Algunos modelos plantean que las masas de los neutrinos son una manifestación a bajas energías de física más allá del SM, y su magnitud se debe a una supresión generada por una nueva escala de altas energías, tal vez relacionada con la unificación de fuerzas [9]. Esto se logra, por ejemplo, con el mecanismo de see-saw, que presenta varias implementaciones.

El término de masa conecta un campo izquierdo con su compañero derecho, es decir, es el término que cambia la quiralidad de una partícula [8]. Existen dos términos de masa posibles: de Dirac,

$$m_D (\bar{\psi}_R \psi_L + h.c.) \quad (6)$$

y el de Majorana,

$$M (\bar{\psi}_L^C \psi_L + h.c.), \quad (7)$$

siendo $\psi^C = \psi \gamma^0 \psi^*$ el campo conjugado de carga de ψ y $\psi_L^C \equiv (\psi_L)^C = P_R \psi^C$ con quiralidad derecha. El término de Dirac es el que le da masa a los leptones cargados y los quarks. El término de Majorana viola el número leptónico en dos unidades, y hace que partícula y antipartícula sean indistinguibles. El neutrino es la única partícula para la cual puede existir término de masa de Majorana, y, cuando lo tiene, usualmente se denomina "neutrino de Majorana".

2.2. Esfalerones

Los números bariónico y leptónico son simetrías globales del modelo estándar, conservadas separadamente en el nivel perturbativo. Sin embargo, existen soluciones no perturbativas del SM denominadas esfalerones que violan tanto L como B pero conservan la combinación $B - L$ [10]. De hecho, la cantidad de violación del número bariónico (ΔB) y del número leptónico (ΔL) son iguales, y por lo tanto $\Delta(B - L) = 0$, pero $\Delta(B + L) = 2\Delta B = 2\Delta L \neq 0$. Esto está conectado con el hecho de que al nivel de un loop, las corrientes correspondientes a los números bariónico y leptónico tienen anomalías separadamente, pero la combinación B-L está libre de anomalías. Una anomalía es un efecto cuántico que rompe la simetría clásica de alguna teoría. En lenguaje de la teoría de campos, las anomalías corresponden a diagramas a un loop con contribuciones infinitas, tales que la posibilidad de renormalizar el sistema se pierde [11].

Estos procesos no son considerados relevantes físicamente a temperatura cero [8]. Sin embargo, pueden jugar un rol importante en el Universo temprano, específicamente a temperaturas $T \geq v_{wk}$,

siendo v_{wk} el parámetro de rompimiento de simetría del modelo estándar.

Teniendo en cuenta que las interacciones de esfalerones conservan $B - L$, pero violan $B + L$ de forma considerablemente rápida por encima de la temperatura electrodébil, esto sugiere que una teoría de bariogénesis no necesariamente debe violar B , sino que si hay una forma de generar asimetría leptónica, a través de los esfalerones se puede generar la asimetría bariónica.

La conexión entre la asimetría bariónica y una asimetría primordial ($B - L$) está dada por

$$Y_B = \left(\frac{8N_f + 4N_H}{22N_f + 13N_H} \right) Y_{B-L}, \quad (8)$$

donde N_f y N_H se refieren al número de familias de fermiones y Higgs del modelo, respectivamente. En el caso del modelo estándar,

$$Y_B = \frac{28}{79} Y_{B-L}. \quad (9)$$

2.3. Ecuaciones de Boltzmann

Las ecuaciones de Boltzmann permiten seguir la evolución microscópica de las funciones de distribución en el espacio de fase de determinadas especies de partículas, $f_a(\vec{p}, \vec{\tau}, t)$. En forma general, se pueden escribir como

$$L f_a = -\frac{1}{2} C_a[f], \quad (10)$$

siendo L el operador de Liouville, en este caso correspondiente a una métrica de Robertson-Walker, y $C_a[f]$ la “integral de colisión”. Esta ecuación permite conocer cómo es la evolución en el tiempo de f_a , teniendo en cuenta además la expansión del universo, y cómo se relaciona con los procesos permitidos en los cuales interactúan las partículas de la especie a .

En términos de la densidad de número de partículas,

$$n_a = \frac{g_a}{(2\pi)^3} \int d^3\vec{p} f_a(p), \quad (11)$$

y bajo la suposición de que las partículas siguen una distribución de Maxwell-Boltzmann,

$$f_a^{eq} = e^{-E_a/T}, \quad n_a^{eq} = \frac{g_a m_a^2 T}{2\pi^2} K_2\left(\frac{m_a}{T}\right),$$

se encuentra que

$$\dot{n}_a + 3Hn_a = - \sum_{aX_i \leftrightarrow X_f} \left(\frac{n_a n_{X_i}}{n_a^{eq} n_{X_i}^{eq}} \gamma(aX_i \rightarrow X_f) - \frac{n_{X_f}}{n_{X_f}^{eq}} \gamma(X_f \rightarrow aX_i) \right), \quad (12)$$

siendo

$$\begin{aligned} \gamma(a, b \rightarrow 1, 2) &= \int d\Pi_a d\Pi_b d\Pi_1 d\Pi_2 (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_a + P_b - P_1 - P_2) \\ &\times |\mathcal{M}(a, b \rightarrow 1, 2)|^2 f_a^{eq} f_b^{eq}. \end{aligned} \quad (13)$$

Para decaimientos y decaimientos inversos,

$$\gamma(a \rightarrow X_f) = n_a^{eq} \frac{K_1(m_a/T)}{K_2(m_a/T)} \Gamma(a \rightarrow X_f), \quad (14)$$

y para el caso de una dispersión $2 \rightarrow 2$,

$$\gamma(a, b \rightarrow 1, 2) = \frac{T}{64\pi^4} \int ds \sqrt{s} K_1\left(\frac{\sqrt{s}}{T}\right) \hat{\sigma}(s), \quad (15)$$

definiendo la sección transversal reducida adimensional como [6]

$$\hat{\sigma}(s) = 8\pi \Phi_2(s) \int d\Pi_1 d\Pi_2 (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P - P_1 - P_2) |\mathcal{M}|^2, \quad (16)$$

con

$$\Phi_2(s) = \int d\Pi_a d\Pi_b (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_a + P_b - P_1 - P_2). \quad (17)$$

$\hat{\sigma}$ cumple además que

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dt} = \frac{1}{8\pi s} |\mathcal{M}|^2. \quad (18)$$

Con frecuencia resulta útil describir la evolución del número de partículas en un volúmen cómovil. Introduciendo las nuevas variables:

$$Y_a \equiv \frac{n_a}{s}, \quad x \equiv \frac{m}{T}, \quad (19)$$

donde s es la densidad de entropía [7], y m una escala de masa apropiada, la ecuación de Boltzmann (12) puede reescribirse como

$$\dot{Y}_a = -\frac{x}{H(m)s} \sum_{aX_i \leftrightarrow X_f} \left(\frac{Y_a Y_{X_i}}{Y_a^{eq} Y_{X_i}^{eq}} \gamma(aX_i \rightarrow X_f) - \frac{Y_{X_f}}{Y_{X_f}^{eq}} \gamma(X_f \rightarrow aX_i) \right), \quad (20)$$

con

$$H(m) = 1,67 g_*^{1/2} \frac{m^2}{m_{Pl}}. \quad (21)$$

2.4. Anchos de decaimiento y secciones eficaces

Se considera el modelo estándar con la adición de tres generaciones de neutrinos derechos que son singletes de $SU(2)_W \times U(1)_Y$ [6]. Se supone tales neutrinos tienen masas de Majorana de orden $M_R \gg 100 \text{ GeV}$. Los neutrinos derechos interactúan con los leptones ordinarios a través del acoplamiento de Higgs Yukawa

$$\mathcal{L}_{int} = h_{jk} (\bar{L}_L)_j H) N_{Rk} + h.c., \quad (22)$$

donde L_L es el doblete leptónico habitual y H es el doblete Higgs. A menos que se especifique lo contrario, se trabaja en una base en que tanto las matrices de masa de Majorana ν y N son diagonales. La matriz de masa de Dirac es entonces $m_{Djk} = h_{jk} \nu / \sqrt{2}$, y no es diagonal en esta base. La interacción anterior es el único acoplamiento renormalizable que conecta los N con las partículas conocidas del modelo estándar.

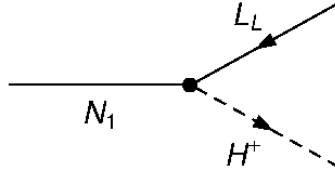


FIGURA 1. Diagrama a nivel árbol correspondiente al decaimiento de N_1 .

El neutrino derecho más ligero puede decaer a través del diagrama que se muestra en la figura 1. La tasa de decaimiento total a nivel de árbol es

$$\Gamma_D = \frac{(h^\dagger h)_{11} M_{N_1}}{16\pi}. \quad (23)$$

Si se tienen en cuenta los efectos de loop, se encuentra una asimetría CP en este decaimiento. Esta asimetría es parametrizada mediante un factor pequeño ε , definido por

$$\varepsilon = \frac{|T_{ij}|^2 - |T_{ji}|^2}{|T_{ij}|^2}. \quad (24)$$

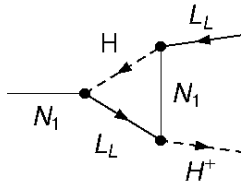


FIGURA 2. Diagrama a un loop que contribuye a la asimetría CP en el decaimiento de N_1 .

La contribución principal a ε proviene de la interferencia entre la amplitud a nivel árbol con amplitudes a un loop que contienen estados intermedios en la capa de masa. A un loop, la única contribución que viola CP proviene del diagrama de la figura 2. Se

encuentra

$$\varepsilon = \frac{1}{8\pi (h^\dagger h)_{11}} \sum_j \text{Im} \left\{ (h^\dagger h)_{1j} (h^T h^*)_{j1} \right\} f \left(\frac{M_{N_j}^2}{M_{N_1}^2} \right), \quad (25)$$

donde

$$f(x) = \sqrt{x} \left[1 - (x+1) \ln \left(\frac{x+1}{x} \right) \right] \quad (26)$$

$$\simeq \frac{-1}{2\sqrt{x}}$$

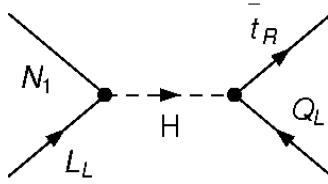


FIGURA 3. Diagrama que contribuye a procesos que violan L a través de intercambio de bosón Higgs en el canal s.

La interacción (22) también media procesos de dispersión que violan L a través del intercambio de un bosón Higgs. En el canal s (fig. 3), la sección transversal reducida queda

$$\hat{\sigma}_{H,s}(s) = \frac{m_t^2 (h^\dagger h)_{11}}{4\pi v^2} \left(\frac{s - M_{N_1}^2}{s} \right)^2; \quad (27)$$

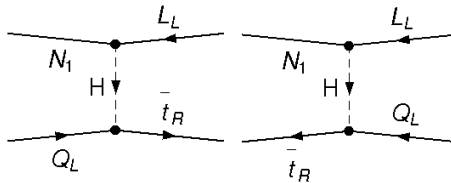


FIGURA 4. Diagramas que contribuyen a procesos que violan L a través de intercambio de bosón Higgs en el canal t.

Los procesos de intercambio de bosón Higgs en el canal t que se muestran en la figura 4 dan lugar a la sección transversal reducida

$$\hat{\sigma}_{H,t}(s) = \frac{m_t^2 (h^\dagger h)_{11}}{4\pi v^2 s} \left[s - M_{N_1}^2 - M_{N_1}^2 \ln \left(\frac{m_H^2 + s - M_{N_1}^2}{m_H^2} \right) \right] \quad (28)$$

donde m_H es la masa del escalar Higgs físico. Se ha mantenido sólo la dependencia logarítmica principal en m_H . Los resultados no son muy sensibles al valor exacto de m_H , y concretamente se utiliza $m_H = 800 \text{ GeV}$.

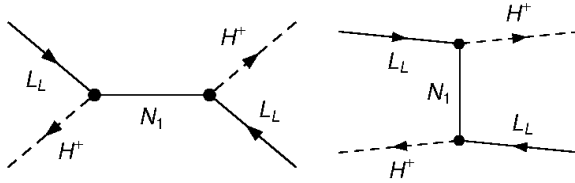


FIGURA 5. Diagrama que contribuye a procesos que violan L a través de intercambio de N_1 .

También hay procesos de dispersión que violan L relacionados con el intercambio de N , como se muestra en la figura 5. Suponiendo que la contribución dominante proviene del intercambio de N_j (para algún j fijo), la expresión se convierte entonces en [6]

$$\hat{\sigma}_{N_j} \simeq \frac{|(h^\dagger h)_{jj}|^2 M_{N_j}^2}{2\pi s} g_j \left(s/M_{N_j}^2 \right), \quad (29)$$

con

$$g_j(x) \equiv x + \frac{x}{D_j(x)} + \frac{x^2}{2D_j^2(x)} - \left(1 + \frac{1+x}{D_j(x)} \right) \ln(1+x) \\ \simeq \begin{cases} \frac{3}{2}x^2, & x \ll 1 \\ x, & x \gg 1 \end{cases} \quad (30)$$

y

$$\frac{1}{D_j(x)} \equiv \frac{x-1}{(x-1)^2 + \Gamma_{N_j}^2/M_{N_j}^2}. \quad (31)$$

3. Resultados

3.1. Restricciones sobre los parámetros

Antes de estudiar las soluciones de las ecuaciones de Boltzmann, es conveniente tratar de restringir los parámetros a partir de las tasas de las reacciones [5]. Para empezar, los neutrinos tienen que estar fuera del equilibrio cuando decaen, es decir, tienen que haberse desacoplado. Suponiendo que N_1 se acopla predominantemente al neutrino izquierdo ν_1 con masa de Dirac m_{D1} , la tasa de decaimiento es aproximadamente

$$\Gamma_D \sim \frac{m_{D1}^2 M_{N_1}}{16\pi v^2}; \quad (32)$$

entonces,

$$\begin{aligned} \Gamma_D (T = M_{N_1}) &< 3H (T = M_{N_1}) \\ \Leftrightarrow M_{N_1} (10^{11} GeV) &\left(\frac{m_{D1}}{1 GeV} \right)^2. \end{aligned} \quad (33)$$

Por otro lado, la asimetría en L debe ser generada antes de la transición de fase electrodébil, porque es necesario tener esfalerones, los cuales ya no están en equilibrio a temperaturas por debajo de 100 GeV. Como la transición de fase electrodébil ocurre 10^{-12} s después del big bang, el tiempo de vida de los neutrinos derechos debe ser menor. Esto lleva a la restricción

$$(h^\dagger h)_{11} v^2 > (20 eV)^2 \frac{(10^{10} GeV)}{M_{N_1}}. \quad (34)$$

Nótese que

$$\tilde{m}_1 := \frac{(h^\dagger h)_{11} v^2}{M_{N_1}} \quad (35)$$

es la masa del neutrino más ligero, si la matriz de masa de Dirac es aproximadamente diagonal.

Finalmente, las tasas de reacciones que violan el número leptónico mediadas por los neutrinos derechos no deben eliminar la asimetría

leptónica generada a bajas temperaturas. Esto lleva a la condición

$$\begin{aligned} \Gamma_N (T = M_{N_1}) &< 3H (T = M_{N_1}) \\ \Leftrightarrow \sum_j \tilde{m}_j^2 &< (7eV)^2 \frac{(10^{10} GeV)}{M_{N_1}}. \end{aligned} \quad (36)$$

3.2. Soluciones aproximadas

Para reducir el número de parámetros libres, es necesario hacer algunas consideraciones. En el denominado escenario de masa democrático [6], se supone que la base que diagonaliza M_N , la matriz de masa de los neutrinos derechos, no está correlacionada con la que diagonaliza m_D ; entonces, se espera que

$$m_{\nu_j} \simeq \frac{m_{D_j}^2}{M_{N_1}}, \quad (37)$$

donde m_{D_j} son los autovalores de m_D . En este caso, se puede tomar

$$(h^\dagger h)_{11} \simeq \frac{2m_{D_3}^2}{v^2}, \quad (38)$$

que controla tanto la tasa debida a intercambio de bosón Higgs como por intercambio de N (que se supone dominado por intercambio de N_1). El valor de ε es dominado por la contribución $j = 2$ (el término $j = 1$ es idénticamente nulo). Entonces, se estima

$$\varepsilon \simeq \frac{m_{D_3}^2}{\pi v^2} \frac{M_{N_1}}{M_{N_2}} \sin \delta, \quad (39)$$

donde δ es una fase que viola CP, y que en adelante se va a tomar $\sin \delta \simeq 1$ (máxima violación CP). Los parámetros importantes en este escenario son entonces M_{N_1} , m_{D_3} y el cociente M_{N_1}/M_{N_2} . Las masas muestran una jerarquía $m_{\nu_{j+1}}/m_{\nu_j} \sim \zeta^2$. Este escenario es el más mencionado en la literatura.

Por simplicidad, inicialmente se desprecian los decaimientos de los neutrinos derechos más pesados, considerando sólo el de N_1 . Además, se considera que las partículas del SM están en equilibrio

térmico, a diferencia de los N 's. En este caso, las ecuaciones de Boltzmann pueden escribirse como

$$\frac{dY_{N_1}}{dx} = -\frac{x}{s H(M_{N_1})} \left\{ \left(\frac{Y_{N_1}}{Y_{N_1}^{eq}} - 1 \right) [\gamma_D + 2\gamma_{H,s} + 4\gamma_{H,t}] \right\} \quad (40)$$

$$\frac{dY_{B-L}}{dx} = -\frac{x}{s H(M_{N_1})} \left\{ \varepsilon \left(\frac{Y_{N_1}}{Y_{N_1}^{eq}} - 1 \right) \gamma_D + \frac{Y_{B-L}}{Y_l^{eq}} \left[2\gamma_N + 2\gamma_{H,t} + \frac{Y_{N_1}}{Y_{N_1}^{eq}} \gamma_{H,s} \right] \right\}, \quad (41)$$

donde los factores 2 y 4 se deben a otros diagramas que contribuyen a la asimetría, cuyas secciones eficaces son iguales a las mencionadas anteriormente.

Las ecuaciones anteriores constituyen no sólo un sistema altamente no lineal, sino que además la presencia de las integrales correspondientes a los factores γ representan un costo computacional alto. Entonces, es conveniente utilizar una aproximación, que además provee un acercamiento a un entendimiento analítico del problema.

Suponiendo que sólo los términos de decaimiento son importantes, para $x \ll 1$, las ecuaciones de Boltzmann pueden escribirse como [6]

$$\frac{dY_{N_1}}{dx} = -(Y_{N_1} - Y_{N_1}^{eq}) K x^2, \quad \frac{dY_{B-L}}{dx} = -(Y_{N_1} - Y_{N_1}^{eq}) \varepsilon K x^2, \quad (42)$$

con

$$K = \frac{(h^\dagger h)_{11}}{32\pi} \frac{M_{N_1}}{H(M_{N_1})}. \quad (43)$$

Si $K \ll 1$, N_1 estará lejos del equilibrio cuando decae, por lo que se espera que este mecanismo de leptogénesis sea efectivo. Funciona incluso si $K \sim 100$ [6].

Las ecuaciones pueden resolverse escribiendo

$$Y_{N_1} = Y_{N_1}^{eq} (m = 0) (1 + \Delta), \quad (44)$$

donde Δ mide la desviación de Y_{N_1} del valor en equilibrio apropiado para una partícula de masa cero. Ahora, las ecuaciones quedan

$$\frac{d\Delta}{dx} = - \left(\Delta + \frac{x^2}{4} \right) K x^2, \quad \frac{dY_{B-L}}{dx} = Y_{N_1}^{eq}(m=0) \left(\Delta + \frac{x^2}{4} \right) \varepsilon K x^2; \quad (45)$$

el factor $x^2/4$ proviene de la diferencia $Y_{N_1}^{eq} - Y_{N_1}^{eq}(m=0)$. Para $\Delta \ll x^2/4$, se obtiene la solución

$$\Delta(x) = - \frac{Kx^5}{20}, \quad (46)$$

que es válida para $x^3 \ll 5/K$. En este caso,

$$Y_{B-L}(x) = \frac{9}{4\pi^2 g_*} \varepsilon K x^5. \quad (47)$$

Y_B se vuelve constante en la región en que la aproximación deja de ser buena, lo que ocurre cuando $Kx^5 \sim 20$; en este caso el B-L generado es

$$Y_{B-L} \sim \frac{\varepsilon}{g_*}, \quad (48)$$

el cual no depende de K .

Físicamente, lo que esta solución implica es que a altas temperaturas (x pequeño), la tasa de decaimiento es tan pequeña que Y_{N_1} es aproximadamente constante, mientras que $Y_{N_1}^{eq}$ cambia debido a efectos de la masa no nula de N_1 [6]. Esta pequeña desviación de equilibrio es suficiente para generar B-L.

En las figuras 6-8 se presentan soluciones típicas de las ecuaciones de Boltzmann, para distintas elecciones de parámetros. Se observa que a altas temperaturas (x pequeño) la variación en Y_{N_1} , es decir, en la densidad de número de neutrinos derechos (sobre la densidad de entropía) es prácticamente nula, y se mantiene cerca al valor en equilibrio (el valor que se da como condición inicial), y posteriormente decae rápidamente. A su vez, el valor de Y_B crece rápidamente (manteniendo la tendencia proporcional a x^5), y luego se congela la asimetría, debido a la disminución drástica en la densidad de N_1 .

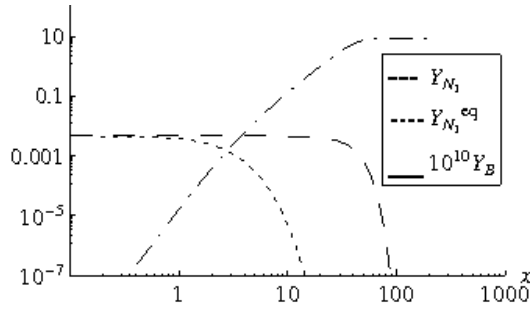


FIGURA 6. Solución de las ecuaciones de Boltzmann para el escenario de masa democrático, con $M_{N_1} = 5 \times 10^{15} GeV$, $m_{D_3} = 1 GeV$.

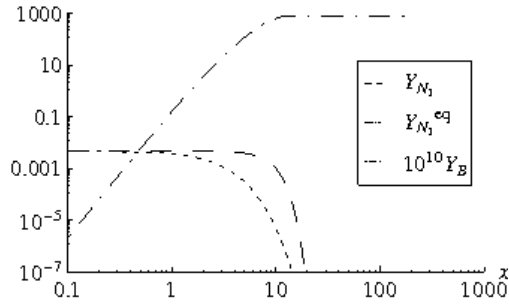


FIGURA 7. Solución de las ecuaciones de Boltzmann para el escenario de masa democrático, con $M_{N_1} = 5 \times 10^{15} GeV$, $m_{D_3} = 10 GeV$.

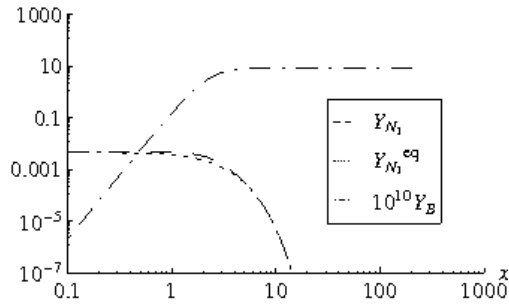


FIGURA 8. Solución de las ecuaciones de Boltzmann para el escenario de masa democrático, con $M_{N_1} = 5 \times 10^{11} GeV$, $m_{D_3} = 1 GeV$.

Una comparación entre las gráficas anteriores permite ver la dependencia que se tiene de los parámetros: el valor de m_{D_3} tiene un efecto directo en el valor de la asimetría bariónica observada; de acuerdo con el valor de M_{N_1} la función Y_{N_1} se acerca más a su valor en equilibrio, lo que implica que la asimetría se congela más rápidamente (a una temperatura más alta). En la figura 9, en la que se presenta la asimetría bariónica resultante en función de los distintos parámetros, también se puede observar la dependencia con el valor de m_{D_3} .

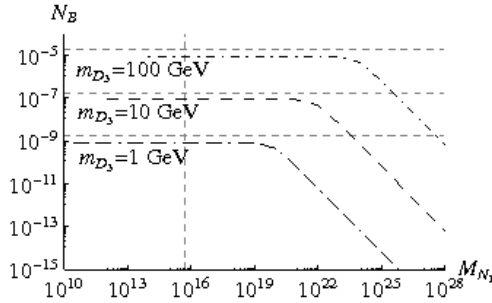


FIGURA 9. Asimetría bariónica generada como función de M_{N_1} (GeV) para distintos valores de m_{D_3} . Las líneas horizontales representan los valores dados por la aproximación $Y_B \sim (28/79) \varepsilon/g_*$, y la línea vertical corresponde a un valor típico de M_{N_1} para el cual el modelo funciona.

También se aprecia qué tan buena es la estimación (48). En un buen rango, la asimetría resultante se acerca a este valor, lo que implica que la dependencia de Y_B con ε es notable. Entonces, la violación de CP es fundamental para la obtención de la asimetría. En esta figura, además, se pueden establecer intervalos admisibles para los parámetros. Teniendo en cuenta que la asimetría esperada es del orden de 10^{-10} , se puede designar $m_{D_3} < 10 \text{ GeV}$, y $M_{N_1} < 10^{19} \text{ GeV}$. La restricción sobre K (ec. (43)) para que la aproximación sea válida impide comparar el comportamiento para masas del neutrino derecho más pequeñas. Estos límites se pueden tomar sólo para tener una idea de los órdenes de magnitud de las masas, ya que se han hecho sucesivas aproximaciones. Particularmente, la aproximación sin $\delta = 1$ en el cálculo de ε , que implica

violación máxima de CP, es probable que deba ser reconsiderada en cálculos más precisos, y conllevaría a una disminución de la asimetría. Sin embargo, es difícil que los valores aumenten notablemente, así que el modelo sí puede arrojar datos que expliquen la asimetría bariónica observada, consistentes además con modelos y observaciones cosmológicas y de física de altas energías.

4. Conclusión

La asimetría bariónica observada en el universo puede ser explicada agregando al modelo estándar neutrinos derechos con masas de Majorana grandes, tales que sus decaimientos fuera del equilibrio violen el número leptónico y luego, a través de procesos electrodébiles anómalos, generar $B \neq 0$. Este modelo de leptogénesis, que introduce una nueva interacción al lagrangiano del SM, no sólo satisface las condiciones de Sakharov, sino que se espera que la asimetría generada efectivamente esté dentro del rango de la medida a partir de datos de radiación cósmica de fondo y nucleosíntesis. Además, las grandes masas de los neutrinos derechos implican pequeñas masas para los neutrinos que interactúan débilmente, siendo entonces consistente con las medidas realizadas en esta área.

A pesar de que no se cuenta con todos los procedimientos experimentales apropiados para verificar directa o indirectamente algunas de las suposiciones hechas en leptogénesis, como la existencia de los neutrinos derechos, la violación de CP en sus decaimientos y la magnitud de los acoplamientos de Yukawa, y la naturaleza de las masas de los neutrinos, el hecho de que este modelo, que es una extensión sencilla del modelo estándar, sea suficiente para explicar dos cuestiones aún sin solución y aparentemente no conectadas directamente entre sí, hace que sea bastante atractivo. Aún hace falta un amplio margen de estudio, incluyendo modificaciones en la teoría y datos experimentales, para sacar conclusiones definitivas al respecto.

Referencias

- [1] S. Davidson, E. Nardi, Y. Nir, *Leptogenesis*, arXiv:hep-ph/0802.2962v3 (2008).

-
- [2] A.D Sakharov, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 5 (1967).
 - [3] M. Fukugita, T. Yanagida, *Baryogenesis without Grand Unification*, *Phys. Lett. B* 174 (1986).
 - [4] C. Amsler et al., *Review of Particle Physics*, *Phys.Lett. B* 667 (2008).
 - [5] M. Plümacher, *Baryogenesis and Lepton Number Violation*, *Z. Phys. C* 74, 549 (1997).
 - [6] M.A. Luty, *Baryogenesis via Leptogenesis*, *Phys. Rev. D* 45, 455 (1991).
 - [7] E.W. Kolb, M.S. Turner, *The Early Universe* (Westview Press, 1994).
 - [8] M. Fukugita, T. Yanagida, *Physics of Neutrinos and Applications to Astrophysics* (Springer Verlag, 2003).
 - [9] C. Giunti, C.W. Kim, *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics* (Oxford University Press, 2007).
 - [10] R.N. Mohapatra, P.B. Pal, *Massive Neutrinos in Physics and Astrophysics* (World Scientific Publishing, 2004).
 - [11] U. Sarkar, *Particle and Astroparticle Physics* (Taylor & Francis Group, 2008).