

# El universo temprano: Bariogénesis

G Alejandro García-Guerra.

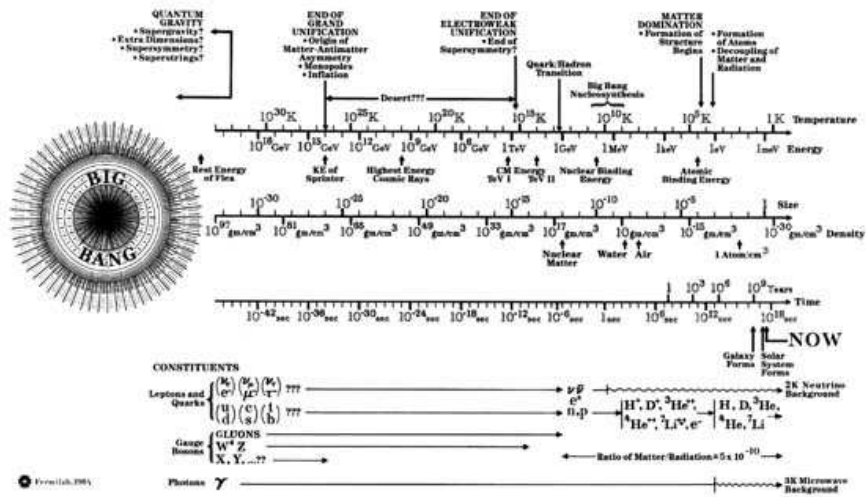
May 17, 2006

## 1 Breve historia térmica del universo.

La figura 1 muestra un pequeño resumen de la historia térmica del universo. En los tiempos tempranos ( $T \sim 10^{19}$  GeV,  $t = 5.3904 \times 10^{-44}$  s), el universo era un plasma de partículas relativistas, incluyendo quarks, leptones, bosones de norma y bosones de Higgs. Si las ideas actuales son correctas, debieron tener lugar un número de transiciones de fase de rompimiento espontáneo de la simetría a lo largo de la historia temprana del universo, entre la cuales figuran: por ejemplo, la transición de fase de la gran unificación ( $T \sim 10^{14} - 10^{16}$  GeV,  $t \sim 10^{-36} - 10^{-32}$  s) y la fase de transición del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil ( $T \sim 10^3$  GeV,  $t \sim 10^{12}$  s). Durante estas transiciones de fase de rompimiento espontáneo de la simetría, algunos bosones de norma y otras partículas adquirieron masa vía el mecanismo de Higgs y la teoría de una alta simetría se rompió para dar lugar a una teoría de baja simetría. Posteriormente a esta transición de fase, las interacciones mediadas por los bosones  $x$  que adquirieron masa, fueron caracterizadas por una fuerza de acoplamiento  $G_x$ , y las partículas que solamente interactúan por estos medios se desacoplaron del plasma a una temperatura  $T \sim G_x^{-2/3} m_{Pl}^{-1/3}$ . Finalmente, la época de nucleosíntesis se dio alrededor de  $t \sim 10^{-2}$  a  $10^2$  s y  $T \sim 10$  a 0.1 MeV.

## 2 El número de bariones en el Universo

La antimateria es rara en el universo. Existe en grandes cantidades ( $10^{11} \bar{p}$ 's  $\sim 10^{-13}$  g) solamente en los acumuladores de antiprotones en Fermilab y CERN, y fuera de éstos solamente existen antiprotones ( $\bar{p}$ ) en los productos resultantes de los rayos cósmicos ( $p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$ ) a una tasa de producción bien establecida. Numéricamente  $n_{\bar{p}}/n_p \sim 3 \times 10^{-4}$ . El hecho de que las misiones espaciales a la Luna hayan podido sobrevivir, es un indicativo de que ella está hecha de materia. El Sistema Solar está hecho en casi toda su totalidad de materia. Las imágenes de los exploradores espaciales han descubierto que las estrellas y demás cuerpos encontrados en el universo exterior, son de materia. Podemos entonces concluir que  $n_B \gg n_{\bar{B}}$ , por lo que  $n_{\Delta B} = n_B - n_{\bar{B}} \simeq n_B$ , donde  $n_B$  es la densidad de número de bariones. Para nuestros fines, usaremos la relación  $\eta = n_{\Delta B}/n_\gamma = (n_B - n_{\bar{B}})/n_\gamma$ , donde  $n_{\Delta B}$  es la densidad del número



Fermilab Photograph 85-138CN

Figure 1: La historia completa del universo.

de bariones y  $n_\gamma$  es la densidad del número de fotones existente en el universo. Esta cantidad es muy importante en nucleosíntesis, pero está fuera del alcance de este tratado. Sólo mencionaremos que una hipótesis que utilizaremos es que el valor de esta cantidad no ha cambiado desde la época de la nucleosíntesis.

Adicionalmente, y sólo por completéz, a continuación se muestra una tabla de bariones, donde la masa  $m$  se mide en  $\text{MeV}/c^2$ , el tiempo de vida  $\tau$  en segundos y la carga  $Q$  en unidades de la carga del protón[4].

Barión	Cont. quarks	$Q$	$m$	$\tau$	Barión $\rightarrow$
$p$	$uud$	1	938.280	$\infty$	-
$n$	$udd$	0	939.573	900	$pe\bar{\nu}_e$
$\Lambda$	$uds$	0	1115.6	$2.63 \times 10^{-10}$	$p\pi^-, n\pi^0$
$\Sigma^+$	$uus$	1	1189.4	$0.8 \times 10^{-10}$	$p\pi^0, n\pi^+$
$\Sigma^0$	$uds$	0	1192.5	$6 \times 10^{-20}$	$\Lambda\gamma$
$\Sigma^-$	$dds$	-1	1197.3	$1.48 \times 10^{-10}$	$n\pi^-$
$\Xi^0$	$uss$	0	1314.9	$2.90 \times 10^{-10}$	$\Lambda\pi^0$
$\Xi^-$	$dss$	-1	1321.3	$1.64 \times 10^{-10}$	$\Lambda\pi^-$
$\Lambda_c^+$	$udc$	1	2281	$2 \times 10^{-13}$	??

**Tabla 1.** Algunos bariones descubiertos. La segunda columna se refiere al contenido de quarks de los bariones. La última columna se refiere a los principales decaimientos para el barión.

Estudiemos ahora las condiciones que, suponemos, existieron al principio del universo. Definimos la densidad del número de bariones como

$$n_B := \frac{\rho_B}{m_B} \quad (1)$$

donde  $\rho_B$  es la densidad de energía de los bariones.

De resultados de física estadística [1], sabemos que la densidad del número de partículas de un gas con  $g$  grados internos de libertad está dado por

$$n = \frac{g}{2\pi^2} \int f(\mathbf{p}) d^3p \quad (2)$$

donde  $f(\mathbf{p})$  es la función de ocupación del gas, y está dada por

$$f(\mathbf{p}) = \frac{1}{\left[ e^{\frac{E-\mu}{T}} \pm 1 \right]} \quad (3)$$

Para una partícula de masa  $m$  y en términos de la energía, (2) se escribe como

$$n = \frac{g}{2\pi^2} \int_m^\infty \frac{(E^2 - m^2)^{1/2}}{\left[ e^{\frac{E-\mu}{T}} \pm 1 \right]} E dE \quad (4)$$

Considerando que los fotones obedecen la estadística de Bose-Einstein y además que  $m_\gamma = \mu_\gamma = 0$ , la densidad de ellos está dada por

$$n_\gamma = \frac{g_\gamma}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{E_\gamma^2 dE_\gamma}{e^{\frac{E_\gamma}{T}} - 1} \quad (5)$$

Sabiendo que  $g_\gamma = 2$  y usando la integral

$$\int_0^\infty \frac{x^{\nu-1}}{e^{\mu x} - 1} dx = \frac{\Gamma(\nu)\zeta(\nu)}{\mu^\nu} \quad (6)$$

donde  $\zeta(\nu)$  es la función zeta de Riemann, encontramos que

$$n_\gamma = \frac{2\zeta(3)}{\pi^2} T^3. \quad (7)$$

Algunas veces es útil describir la asimetría bariónica en términos de la cantidad  $\eta_B = n_{\Delta B}/s$  en lugar de  $\eta$ , donde  $s$  es la densidad de entropía. La utilidad de esta cantidad es el hecho de que la entropía por volumen comóvil es constante en el tiempo. Obtengamos la relación entre  $s$  y  $n_\gamma$  para una temperatura  $T \sim 1$  MeV. De (7)

$$s = \frac{2\pi^2}{45} g_{\text{eff}}(T) T^3 = \frac{\pi^4}{45\zeta(3)} g_{\text{eff}}(T) n_\gamma \quad (8)$$

donde  $g_{\text{eff}} = g_{\text{eff}_\gamma} + \left[\frac{T_\nu}{T_\gamma}\right]^3 g_{\text{eff}_\nu} = 3.91$ . Así

$$s = \frac{\pi^4}{45\zeta(3)} 3.91 n_\gamma = 7.04 n_\gamma. \quad (9)$$

Ahora, el valor de  $\eta$  se encuentra en el rango [5, p.223]

$$3.4 \times 10^{-10} \leq \eta \leq 6.9 \times 10^{-10} \quad (10)$$

por lo tanto

$$4.8 \times 10^{-11} \leq \eta_B \leq 9.8 \times 10^{-11} \quad (11)$$

Una consecuencia de la ecuación anterior es que **el universo era simétrico respecto a los bariones inicialmente**. Para ver esto un poco más claro observemos lo siguiente: supongamos que los nucleones son los bariones fundamentales. Para  $t < 10^{-6}$  s ( $T > 1$  GeV), los nucleones y los antinucleones estaban en equilibrio con los fotones, es decir,  $n_B \simeq n_{\bar{B}} \simeq n_\gamma$ . A este tiempo, el número de grados de libertad era de  $g_{\text{eff}}(T) \simeq 10^2$  y la densidad de entropía, ec. (8),

$$s \simeq g_{\text{eff}} n_\gamma \simeq g_{\text{eff}} n_B \simeq 10^2 n_B \quad (12)$$

por lo que para ese tiempo  $t$

$$\frac{n_{\Delta B}}{n_B} \simeq 10^2 \frac{n_{\Delta B}}{s} \simeq 10^{-9} \quad (13)$$

esto es, para cada  $10^9$  antibariones, existieron  $10^9 + 1$  bariones. Esta pequeñísima asimetría es la que propició la bariogénesis.

### 3 Bariogénesis

Como vimos en la sección anterior, bajo las hipótesis y condiciones establecidas, el universo era inicialmente simétrico respecto al número de bariones, aunque la asimetría de materia-antimateria sea demasiado marcada hoy en día ( $n_{\Delta B} \simeq n_B \gg n_{\bar{B}}$ ). Sin embargo, en 1967, A. D. Sakharov propuso que una cantidad pequeña de  $n_{\Delta B}$  pudo ser producida en el universo temprano llevando, después de la aniquilación  $p\bar{p}$ , al valor actual de  $\eta$ . Los tres ingredientes necesarios para la bariogénesis son [2]:

- *Interacciones que no conservan  $\mathcal{B}$ .* Interacciones que no conservan el número bariónico  $\mathcal{B}$  pueden mediar el decaimiento del protón; en ese caso las restricciones fenomenológicas están provistas de la medida de la vida media del protón  $\tau_P > (10^{30} - 3 \times 10^{32})$  yr.
- *Desvío del equilibrio térmico y químico.* Se dice que una especie de partículas está en equilibrio térmico si todas sus tasas de interacción,  $\Gamma$ , son mucho más grandes que la tasa de expansión del universo,  $H$ , es decir,  $\Gamma \gg H$ . Por otro lado, se tiene una desviación del equilibrio térmico siempre que la tasa de interacción sea menor que la tasa de expansión del universo, es decir,  $\Gamma \ll H$ . Las desviaciones del equilibrio térmico y químico no pueden ocurrir en un universo homogéneo e isotrópico que solamente contenga partículas sin masa ( $\gamma, \nu$ ): se necesitan especies masivas para que ocurra esta desviación.
- *Violación de  $C$  y  $CP$ .* La acción de  $C$  (conjugación de carga) y  $CP$  (conjugación de carga y paridad) intercambia partículas con antipartículas, cambiando para ello el signo de  $\mathcal{B}$ .

#### 3.1 Violación del número bariónico $\mathcal{B}$ .

En 1938, los físicos se hicieron la siguiente pregunta: por qué el protón es tan estable? Por qué, por ejemplo, no decae en un positrón y un fotón:

$$p \rightarrow e^+ + \gamma \quad (14)$$

Es claro que habría un problema si este decaimiento sucediera: todos los átomos se desintegrarían. Sin embargo, ese proceso no violaba ninguna de las leyes físicas conocidas hasta ese momento, pero aún así no sucede. Se propuso entonces que todos los bariones (que en esa época eran el protón y el neutrón) cumplieran **la ley de conservación del número bariónico**: se asignó a los bariones el número bariónico  $\mathcal{B} = 1$ , mientras que a los antibariones ( $\bar{p}$  y  $\bar{n}$ ),  $\mathcal{B} = -1$ ; así, el número bariónico total se conserva en cualquier proceso físico. Por ejemplo, con esta característica de la conservación del número bariónico se puede entender en parte el por qué está permitido el decaimiento beta negativo  $\beta^-$  ( $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ ) y la reacción en la cual fue vista el antiprotón por primera vez

$$p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p} \quad (15)$$

Pero el protón, el más ligero de los bariones ( $m_p = 938.29$  MeV), no tiene a dónde ir; la conservación del número bariónico  $\mathcal{B}$  (en el modelo estándar) garantiza su estabilidad.

Sin embargo, existen teorías de gran unificación en las cuales se permite la violación de  $\mathcal{B}$ , y en ellas, el protón puede ser inestable, aunque su vida media sea extremadamente grande ( $\tau \sim 10^{34}$  yr). En estas teorías se ha hecho mucho hincapié que la conservación de la carga y del color son, en cierto sentido, más fundamentales que la conservación de  $\mathcal{B}$  y del número leptónico  $\mathcal{L}$ , debido a que la carga es la “fuente” de la electrodinámica, mientras que el color es lo mismo para la cromodinámica. Sin embargo,  $\mathcal{B}$  y  $\mathcal{L}$  no funcionan como fuentes para ninguna interacción, y su conservación no tiene implicaciones dinámicas profundas. En teorías de gran unificación se contemplan nuevas interacciones, permitiendo decaimientos tales como

$$p \rightarrow e^+ + \pi^0, \quad p \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \pi^+ \quad (16)$$

en el cual, claramente, se viola la conservación de los números bariónico y leptónico. Muchos experimentos tratan de estudiar los decaimientos del protón; sin embargo, no se ha tenido éxito en ninguno de ellos.

### 3.2 Desviación del equilibrio termodinámico.

En general, si las especies  $A, B, C, D$  están en equilibrio químico a través de la reacción  $A + B \leftrightarrow C + D$  se cumple

$$\mu_A + \mu_B = \mu_C + \mu_D. \quad (17)$$

La densidad del número de partículas  $X$  en equilibrio térmico, para  $T \gg m_X$ , está dado por

$$n_X \approx g_{\text{eff}}(m_X T)^{\frac{3}{2}} \left(1 + \frac{\mu_X}{T}\right) \quad (18)$$

donde  $\mu_X$  es el potencial químico. Asimismo para las antipartículas  $\bar{X}$  tomando en cuenta que  $m_{\bar{X}} = m_X, \mu_{\bar{X}} = -\mu_X$ <sup>1</sup> es

$$n_{\bar{X}} \approx g_{\text{eff}}(m_X T)^{\frac{3}{2}} \left(1 - \frac{\mu_X}{T}\right) \quad (19)$$

Así

---

<sup>1</sup>La relación entre los potenciales químicos se obtiene de la reacción  $p + \bar{p} \rightarrow \gamma + \gamma$ , de la ecuación (17) y del hecho de que  $\mu_\gamma = 0$ .

$$\begin{aligned}
n_{\Delta B} &= (n_X - n_{\bar{X}}) \\
&= g_{\text{eff}}(m_X T)^{\frac{3}{2}} \left( 1 + \frac{\mu_X}{T} - 1 + \frac{\mu_X}{T} \right) \\
n_{\Delta B} &= 2g_{\text{eff}}(m_X T)^{\frac{3}{2}} \frac{\mu_X}{T}
\end{aligned} \tag{20}$$

Obsérvese que aún cuando  $X, \bar{X}$  experimenten reacciones que violan  $\mathcal{B}$ ,  $X + X \rightarrow \bar{X} + \bar{X}$  y  $\bar{X} + \bar{X} \rightarrow X + X$  se tiene que

$$\begin{aligned}
\mu_X + \mu_X &= \mu_{\bar{X}} + \mu_{\bar{X}} \\
&= -\mu_X - \mu_X \\
4\mu_X &= 0 \\
\mu_X &= 0
\end{aligned}$$

y por lo tanto  $n_{\Delta B} = 0$ . Solamente un desvío del equilibrio químico, es decir, de la ecuación (17), nos conducen a  $n_{\Delta B} \neq 0$ .

A temperaturas altas ( $T \gg m_X$ ), el equilibrio termodinámico se mantiene a través de procesos de decaimientos, decaimientos inversos (producción de partículas) y dispersiones. Mientras el universo se enfrió y se expandió ( $T \leq m_X$ ), las tasas de decaimiento fueron siendo cada vez más lentas en comparación con la tasa de expansión del universo, provocando que se perdiera el equilibrio termodinámico. En varias fases, dependiendo de las masas y las fuerzas de interacción, las diferentes especies de partículas se fueron desacoplando de la sopa primordial, provocando que existieran ciertas abundancias.

Para el decaimiento de una partícula  $X$ , la tasa de decaimiento está dada por

$$\Gamma_X \sim \alpha_X \frac{m_X^2}{[T^2 + m_X^2]^{1/2}} \tag{21}$$

donde  $m_X$  es masa de la partícula  $X$  y  $\alpha_X = f_X^2/4\pi$  es la medida de la fuerza de acoplamiento de la partícula  $X$  con los productos del decaimiento. Nótese que

$$\Gamma_X \approx \begin{cases} \alpha_X m_X & T \ll m_X \\ \alpha_X \frac{m_X^2}{T} & T \gg m_X \end{cases}$$

mientras que la tasa de expansión del universo está dada por

$$H \simeq g_{\text{eff}}^{1/2} \frac{T^2}{M_{Pl}}. \tag{22}$$

Para propósitos de la bariogénesis, la tasa más importante es la de decaimiento, puesto que los decaimientos son los procesos que regulan el número de partículas de  $X, \bar{X}$ . Es útil definir la cantidad [1, p.166]

$$K := \left( \frac{\Gamma}{2H} \right)_{T=m_X} = \frac{\alpha M_{Pl}}{3.3 g_{\text{eff}}^{1/2} m_X} \tag{23}$$

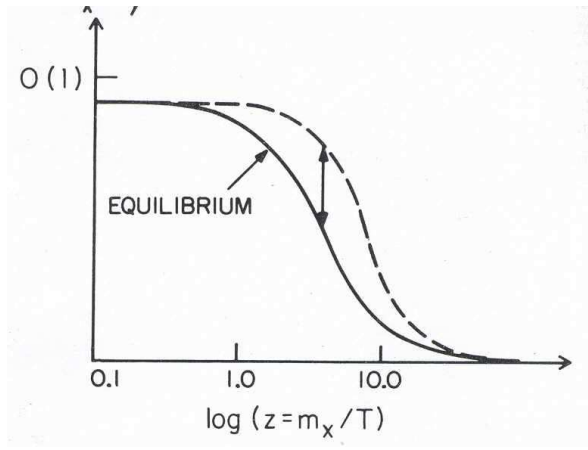


Figure 2: El número de partículas  $X, \bar{X}$  en equilibrio (línea sólida) y fuera del equilibrio (a trazos). Obsérvese que el desvío del equilibrio sucede cuando  $T \leq m_X$

que mide la eficacia de los decaimientos en la época crucial  $T \sim m_X$ , que es cuando las partículas deben de decrecer en número para poder estar en equilibrio. Si  $K \ll 1$ , entonces para  $T \sim m_X$  la tasa de decaimiento  $\Gamma$  es menor que la tasa de expansión del universo  $H$ , y  $X, \bar{X}$  están fuera del equilibrio (ver figura 2)

### 3.3 Violación de C y CP.

En esta subsección escribiremos lo básico para entender cómo trabajan los operadores de conjugación de carga y de paridad. Si se desea abundar más en cada tema, se puede consultar la bibliografía que se reporta al final de este documento.

#### 3.3.1 Conjugación de carga C.

La electrodinámica clásica es invariante bajo el cambio en el signo de todas las cargas eléctricas. En la física de partículas elementales, se introduce una operación que generaliza esta noción de “cambio del signo de la carga”, llamada conjugación de carga, C, y convierte cada partícula en su antipartícula:

$$C|p\rangle = |\bar{p}\rangle \quad (24)$$

La aplicación de este operador debe de hacerse con cierto cuidado, puesto que también se puede aplicar a una partícula neutra, como por ejemplo el neutrón, y cambia todos sus números cuánticos “internos” (carga, número bariónico, número bariónico, extrañeza, encanto, belleza, etc.) dejando sin cambio la masa, la energía, el momento y el espín.

#### 3.3.2 Paridad P.

Sea un operador  $P$  que denota una inversión y se llama “operador de paridad”. La acción de aplicar el operador  $P$  a un sistema de mano derecha es cambiarlo a un sistema de mano izquierda. Por ejemplo, si se aplica  $P$  a un vector  $\mathbf{a}$ , se obtiene

$$P(\mathbf{a}) = -\mathbf{a} \quad (25)$$

a este tipo de vectores se les llama vectores polares. Observemos ahora la aplicación de  $P$  a un producto cruz

$$P(\mathbf{a} \times \mathbf{b}) = (-\mathbf{a}) \times (-\mathbf{b}) = \mathbf{a} \times \mathbf{b} \quad (26)$$

es decir, no cambia el signo. A estos vectores se les llama pseudovectores. Procediendo de la misma manera, los escalares que no cambian de signo al aplicarles  $P$ , se les llama simplemente escalares; mientras que a los que sí cambian su signo se les llama pseudoescalares.

### 3.3.3 Conjugación de carga y Paridad $CP$ .

Consideremos al kaón neutro, esto es, consideremos al mesón pseudoescalar  $|K^0\rangle = |d\bar{s}\rangle$  y su antipartícula  $|\bar{K}^0\rangle = |\bar{d}s\rangle$ . Debido a la propiedad de pseudoescalar, al aplicar  $P$  se obtiene

$$P|K^0\rangle = -|K^0\rangle, \quad P|\bar{K}^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle \quad (27)$$

Si aplicamos ahora solamente  $C$ , obtenemos

$$C|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle, \quad C|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle \quad (28)$$

Al aplicar entonces  $CP$ , se obtiene

$$CP|K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle, \quad CP|\bar{K}^0\rangle = -|K^0\rangle \quad (29)$$

por lo tanto, los estados normalizados de  $CP$  son

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle), \quad |K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad (30)$$

con

$$CP|K_1\rangle = |K_1\rangle, \quad CP|K_2\rangle = -|K_2\rangle \quad (31)$$

Asumiendo que  $CP$  se conserva en interacciones débiles,  $K_1$  puede solamente decaer en estados con  $CP = 1$ , mientras que  $K_2$  debe decaer en estados con  $CP = -1$ . Típicamente, los kaones neutrales decaen en dos y tres piones. Según lo estudiado [4], la configuración de dos piones tiene  $CP = 1$ , mientras que  $CP = -1$ , por lo tanto,  $K_1$  debe decaer solamente en dos piones (nunca en tres), mientras que  $K_2$  debe decaer solamente en tres piones (nunca en dos). Sin embargo se ha encontrado que existen decaimientos de  $K_1$  ha decaído en tres piones y que  $K_2$  ha decaído en dos piones.

En particular, un resultado importante para los fines de la bariogénesis, y que involucra cálculos muy elaborados, es que la conservación de  $CP$  implica que

$$\frac{\Gamma(X \rightarrow a)}{\Gamma_X} = \frac{\Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{a})}{\Gamma_X} \quad (32)$$

Supongamos que  $X$  tiene dos canales de decaimiento  $a$  y  $b$  con números bariónicos  $\mathcal{B}_a$  y  $\mathcal{B}_b$ , respectivamente. Correspondientemente, los canales de

decaimiento  $\bar{X}$ ,  $\bar{a}$  y  $\bar{b}$ , tienen números bariónicos  $-\mathcal{B}_a$  y  $-\mathcal{B}_b$ , respectivamente. Sea  $r(\bar{r})$  la razón de decaimiento relativa de  $X(\bar{X})$  en el canal  $a(\bar{a})$ , y  $1-r(1-\bar{r})$  la razón de decaimiento relativa de  $X(\bar{X})$  en el canal  $b(\bar{b})$ , es decir,

$$\begin{aligned} r &= \frac{\Gamma(X \rightarrow a)}{\Gamma_X}, & \bar{r} &= \frac{\Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{a})}{\Gamma_X} \\ 1-r &= \frac{\Gamma(X \rightarrow b)}{\Gamma_X}, & 1-\bar{r} &= \frac{\Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{b})}{\Gamma_X} \end{aligned} \quad (33)$$

El número bariónico medio neto producido en los decaimientos de  $X$  es

$$\mathcal{B}_X = r\mathcal{B}_a + (1-r)\mathcal{B}_b \quad (34)$$

mientras que para  $\bar{X}$  se tiene

$$\mathcal{B}_{\bar{X}} = -\bar{r}\mathcal{B}_a - (1-\bar{r})\mathcal{B}_b \quad (35)$$

Finalmente, el número bariónico neto medio producido por los decaimientos de ambas partículas está dado por

$$\mathcal{B} = (r - \bar{r})\mathcal{B}_a + [(1-r) - (1-\bar{r})] = (r - \bar{r})(\mathcal{B}_a - \mathcal{B}_b) \quad (36)$$

$$\mathcal{B} = (r - \bar{r})(\mathcal{B}_a - \mathcal{B}_b) \quad (37)$$

La ecuación anterior puede ser generalizada al caso en el que  $X(\bar{X})$  puede decaer en un conjunto de estados finales  $f_n(\bar{f}_n)$  con números bariónicos  $\mathcal{B}_n(-\mathcal{B}_n)$ . En ese caso, el número bariónico neto medio por decaimiento es

$$\mathcal{B} = \sum_n \frac{\mathcal{B}_n [\Gamma(X \rightarrow f_n) - \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{f}_n)]}{\Gamma_X} \quad (38)$$

En particular, para (36), si se conservan C y CP,  $r = \bar{r}$ , por lo que el número bariónico neto medio es nulo. Así, podemos entonces observar que para tener el proceso de bariogénesis, se deben de tener proceso que violen C y CP.

## 4 Conclusiones.

Hemos hecho aquí un breve esquema de las condiciones de Sakharov según las cuales explican el por qué se tiene la asimetría materia-antimateria actual a partir de una (casi) simetría inicial. Para tener una violación del número bariónico, se deben de violar C y CP [eq. (36)]. Una vez verificado esto, se demostró que no basta solamente la violación del número bariónico, sino también un desvío del equilibrio químico y térmico [eqs. (20)]; por lo tanto, las tres condiciones de Sakharov se satisfacen y dan una explicación de la asimetría actual de materia y antimateria. El hecho de que pudieran haber existido procesos que violan la conservación de los números bariónico y leptónico pudieron propiciar el decaimiento del protón, que aún con las teorías de gran unificación que establecen un protón inestable, éste no se ha observado.

Es necesario remarcar aquí que el material de este tema puede ser suficiente para cubrir todo un curso, por lo que si se desea ahondar en él, se puede consultar la bibliografía utilizada para este trabajo.

## References

- [1] E W Kolb, M S Turner. “The Early Universe”. Frontiers in physics; v. 69. 1990.
- [2] R Domínguez-Tenreiro y M Quirós. “An introduction to Cosmology and particle physics”. World Scientific. 1988.
- [3] [http://arxiv.org/PS\\_cache/hep-ph/pdf/0302/0302020.pdf](http://arxiv.org/PS_cache/hep-ph/pdf/0302/0302020.pdf)
- [4] David Griffiths. “Introduction to Elementary Particles”. John Wiley and Sons. 1990.
- [5] “Particle Physics booklet”. Particle Data Group. Julio 2004. (<http://pdg.lbl.gov>)