

Bariogénesis y leptogénesis bajo la mínima extensión más allá del modelo estándar.

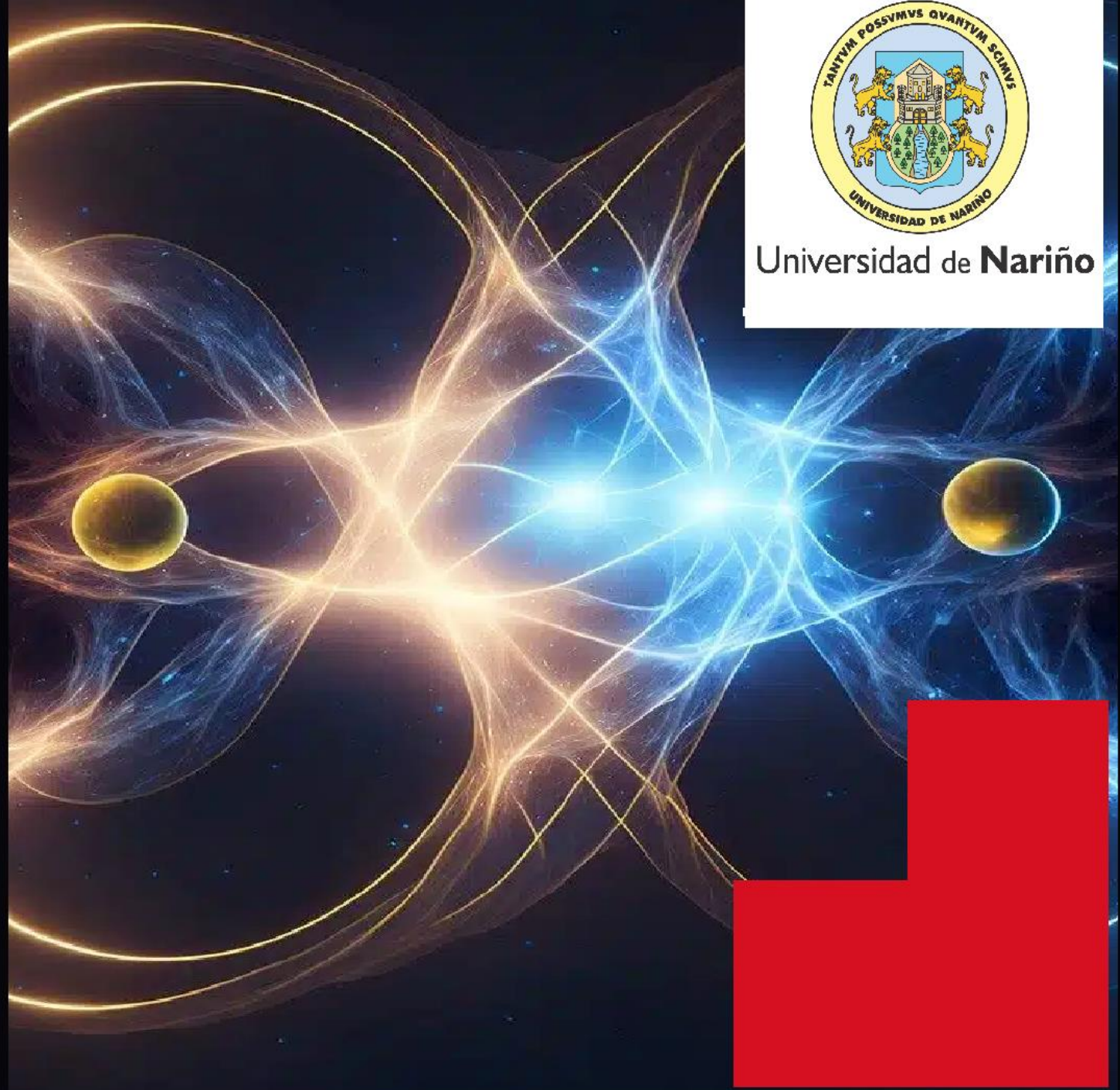
Isaac Mateo Garzón Muñoz

Facultad de ciencias exactas
y naturales,
Universidad de Nariño.

25/10/2024



Universidad de **Nariño**



*A quienes han caminado a mi lado en este
viaje a través del intelecto, el arte
y la curiosidad.*

*Y, en especial, a los gigantes que siempre estuvieron
ahí, invisibles pero constantes, inspirando
la búsqueda del conocimiento.*

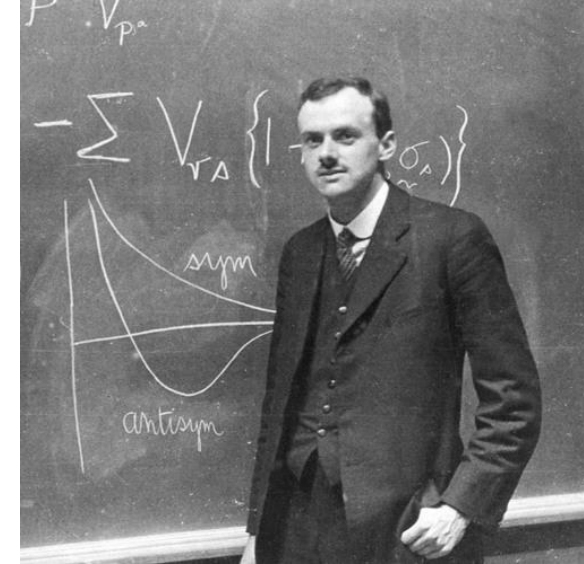
Bariogénesis y leptogénesis

En el universo se observa materia pero no antimateria. La explicación de esta observación es una de las preguntas mas importantes de la física actual.

La asimetría entre materia y antimateria está relacionada con las líneas de investigación conocidas como bariogénesis y leptogénesis en física de altas energías y en general con la física más allá del modelo estándar. Desde los años sesenta se conoce que para explicar satisfactoriamente el universo observado se requiere:

- La violación de simetrías discretas (CP)
- Una evolución térmica del universo fuera del equilibrio
- Violación del número bariónico.

Además de ser un tema fundamental en física de partículas también es de gran importancia para la cosmología.



Estructura

El documento consta de 160 páginas, conformado por:

- 10 capítulos
- 6 apéndices
- 26 citas bibliográficas



Universidad de Nariño
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Departamento de Física



Bariogénesis y leptogénesis bajo la mínima extensión
más allá del modelo estándar.

Isaac Mateo Garzón Muñoz
Director: Dr. Eduardo Rojas Peña.

San Juan de Pasto, 13 septiembre de 2024



Objetivo específico

Objetivos específico: Estudiar los formalismos de la teoría cuántica de campos y su aplicación al problema de la asimetría materia-antimateria. **Resultado esperado:** Descripción correcta de cómo el formalismo de la teoría cuántica de campos puede dar solución al problema de la bariogénesis y leptogénesis.

Anomalía quiral

Anomalía: se entiende como una simetría clásica que no se conserva a nivel cuántico.

Se reprodujo el formalismo de la demostración de la anomalía quiral bajo la derivación algebraica de Kazuo Fujikawa-1979, mostrando así que la corriente bariónica no se conserva.



$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma_{\mu}D^{\mu}\psi, \text{ donde, } D^{\mu} = \partial^{\mu} - igA^{\mu}, \quad (2.1)$$

Transformación quiral $\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha\gamma_5}\psi(x), \quad \bar{\psi}(x) \rightarrow \bar{\psi}(x)e^{i\alpha\gamma_5}, \quad (2.2)$

$$\delta S[\bar{\psi}, \psi, A_{\mu}] = \int d^4x \alpha(x) \partial^{\mu} j_{\mu}^5(x), \quad (2.5)$$

$$\partial^{\mu} j_{\mu}^5(x) = 0, \quad (2.7)$$

Anomalía quirial

$$t \rightarrow -i\tau, i\gamma^0 \rightarrow \gamma^4 \text{ y } A_0 \rightarrow iA_4. \quad i\gamma^\mu D_\mu \phi_n(x) = \lambda_n \phi_n(x), \quad (2.12)$$

$$\int \mathcal{D}\bar{\psi} \mathcal{D}\psi \rightarrow \int \mathcal{D}\bar{\psi} \mathcal{D}\psi e^{\frac{i}{16\pi^2} \int d^4x \alpha(x) \varepsilon^{\mu\nu\rho\beta} F_{\mu\nu} F_{\rho\beta}} \quad (2.41)$$

$$\langle \partial_\mu j_5^\mu(x) \rangle = \frac{\int \mathcal{D}\bar{\psi} \mathcal{D}\psi \mathcal{D}A_\nu \partial^\mu j_\mu^5(x) e^{i(S[\bar{\psi}, \psi, A_\nu] + \delta S + \frac{1}{16\pi^2} \int d^4x \alpha(x) \varepsilon^{\mu\nu\rho\beta} F_{\mu\nu} F_{\rho\beta})}}{\int \mathcal{D}\bar{\psi} \mathcal{D}\psi \mathcal{D}A_\nu e^{i(S[\bar{\psi}, \psi, A_\nu] + \delta S + \frac{1}{16\pi^2} \int d^4x \alpha(x) \varepsilon^{\mu\nu\rho\beta} F_{\mu\nu} F_{\rho\beta})}}, \quad (2.43)$$

$$\partial_\mu j_5^\mu(x) = -\frac{1}{16\pi^2} \varepsilon^{\mu\nu\rho\beta} F_{\mu\nu} F_{\rho\beta}, \quad (2.45)$$

Invarianza y violación de simetrías discretas

Simetría discreta: es una transformación del sistema que deja invariante la acción o el Lagrangiano, pero que solo puede tomar un conjunto finito de valores* .

Se desarrolló la fundamentación matemática en invarianza y violación de simetrías discretas en términos de las amplitudes de transición probando que la invarianza CP por teorema CPT y unitariedad,

$$\mathcal{M}(i \rightarrow j) = \mathcal{M}(\bar{j} \rightarrow \bar{i}), \text{ (Invarianza CPT), (2.46)}$$

$$\sum_j |\mathcal{M}(i \rightarrow j)|^2 = \sum_j |\mathcal{M}(j \rightarrow i)|^2, \text{ (Unitariedad), (2.48)}$$

$$\sum_j |\mathcal{M}(j \rightarrow i)|^2 = \sum_j |\mathcal{M}(\bar{i} \rightarrow j)|^2, \text{ (Unitariedad+CPT), (2.50)}$$

$$|\mathcal{M}(i \rightarrow j)|^2 = |\mathcal{M}(\bar{i} \rightarrow \bar{j})|^2 \equiv |\mathcal{M}(j \rightarrow i)|^2, \text{ (Invarianza CP), (2.51)}$$

Reglas de Feynman y Regla de oro de Fermi

Se desarrolló la teoría del cálculo de amplitudes relativistas introduciendo las variables de Mandelstam, esto con el fin de construir las herramientas necesarias para trabajar con las probabilidades de dispersión y decaimientos (sin hacer uso de unidades naturales) de partículas mediadas por una interacción a proponer.

$$\Gamma(1 \rightarrow 2, 3) = \frac{S|\mathcal{M}|^2|\mathbf{p}|}{8\pi\hbar m_1^2 c} = \frac{S|\mathcal{M}|^2\lambda(m_1, m_2, m_3)}{16\pi\hbar m_1^3}. \quad (2.102)$$

$$v\sigma(12 \rightarrow 34) = \frac{S\hbar^2 c^3}{2E_1 2E_2} \int \frac{d^3 p_3}{2E_3} \int \frac{d^3 p_4}{2E_4} \frac{\delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4)}{(2\pi)^2} |\mathcal{M}(12 \rightarrow 34)|^2. \quad (2.120)$$

$$\sigma = \int_{-s/c^2}^0 \frac{S\hbar^2}{16\pi s^2} |\mathcal{M}(12 \rightarrow 34)|^2 dt. \quad (2.145)$$

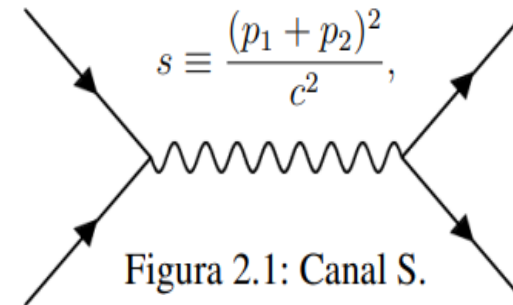


Figura 2.1: Canal S.

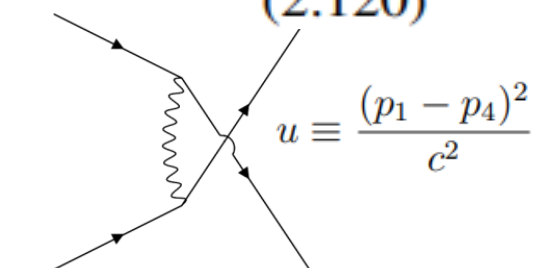


Figura 2.3: Canal u.

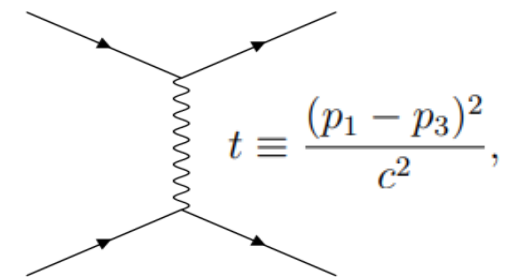
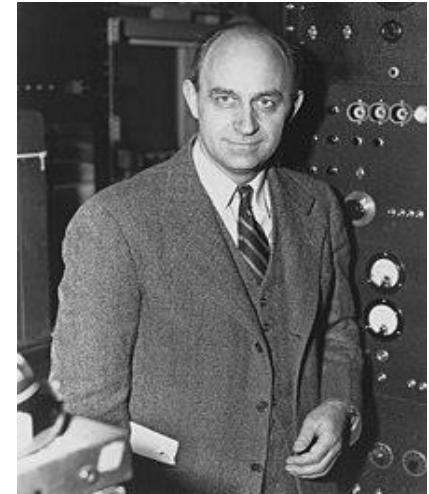
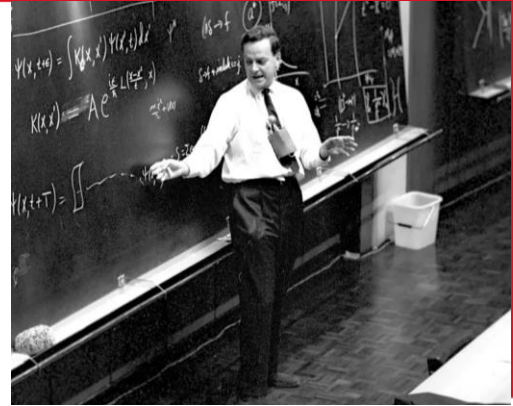


Figura 2.2: Canal t.



Reglas de Feynman y Regla de oro de Fermi

Como en el caso de las desintegraciones, el estado final de dos cuerpos es particularmente simple, en el sentido de que se puede llevar el cálculo hasta el final sin conocer la forma funcional explícita de $|\mathcal{M}|$.

- Dado que los tiempos de vida tienen dimensiones de tiempo (s segundos); los anchos de decaimiento ($\Gamma = 1/\tau$) se miden, por lo tanto, en segundos inversos (s^{-1}).
- Las secciones transversales tienen dimensiones de área generalmente medidas en centímetros cuadrados (cm^2), o, más convenientemente, en 'barns' ($1\text{ b} = 10^{-28}\text{ cm}^2$).
- Las secciones transversales diferenciales, $d\sigma/d\Omega$, se dan en barns por estereorradián o simplemente en barns (los estereorradiánes, al igual que los radianes, son adimensionales).
- La amplitud, $|\mathcal{M}|$, tiene unidades que dependen del número de partículas involucradas: si hay n líneas externas (entrantes más salientes), las dimensiones de $|\mathcal{M}|$ son las de momento elevado a la potencia $4 - n$,

$$[|\mathcal{M}|] = (mc)^{4-n}. \quad (2.146)$$

Aproximación de ancho estrecho - Narrow width approximation

Determina que, si el propagador del bosón X se escribe de la forma,

$$\frac{i}{q^2 - m_X^2 + i\varepsilon}, \quad \varepsilon \rightarrow 0, \quad (\text{D.45})$$

un método teóricamente consistente para extraer esta parte dominante de la amplitud lo proporciona la aproximación de ancho estrecho (en inglés NWA), donde,

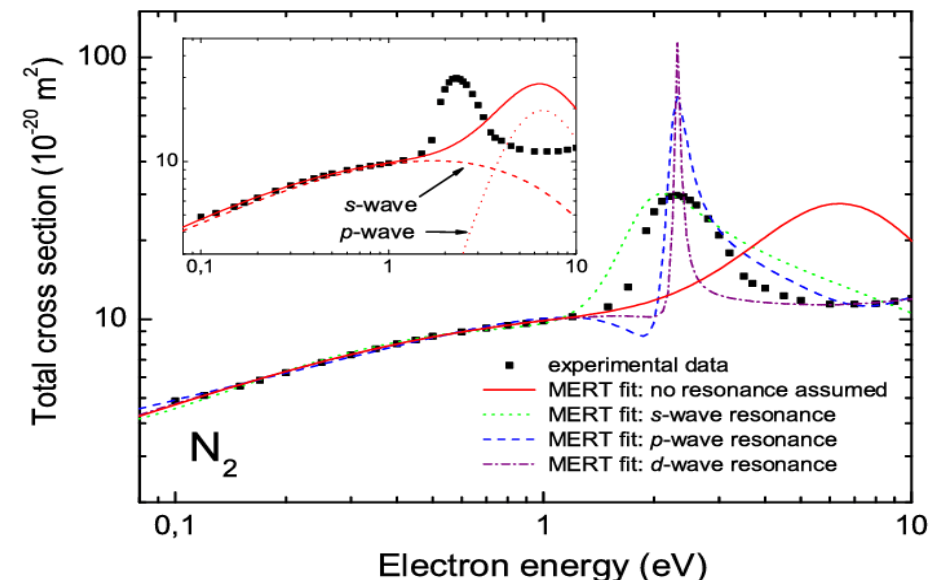
$$\varepsilon \sim \Gamma m_X. \quad (\text{D.47})$$

ocasionando que,

$$\left| \frac{i}{q^2 - m_X^2 + i\varepsilon} \right|^2 \simeq \frac{1}{\Gamma_X m_X} \pi \delta(q^2 - m_X^2), \quad (\text{D.53})$$

en un estado de resonancia el ancho de decaimiento Γ_X del bosón X es mucho menor que su masa m_X ,

$$\Gamma_X \sim \alpha m_X, \quad \alpha \ll 1 \quad (\text{D.46})$$



Violación CP

Se introduce un primer modelo simple a dos bosones,

$$\mathcal{L} = g_1 X i_2^\dagger i_1 + g_2 X i_4^\dagger i_3 + g_3 Y i_1^\dagger i_3 + g_4 Y i_2^\dagger i_4 + g_1^* X^\dagger i_2 i_1^\dagger + g_2^* X^\dagger i_4 i_3^\dagger + g_3^* Y^\dagger i_1 i_3^\dagger + g_4^* Y^\dagger i_2 i_4^\dagger, \quad (3.2)$$

El número bariónico neto medio producido por la desintegración de un bosón X y su antipartícula es,

$$\varepsilon_X = \sum_f B_f \frac{\Gamma(X \rightarrow f) - \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{f})}{\Gamma_X}, \quad (3.1)$$

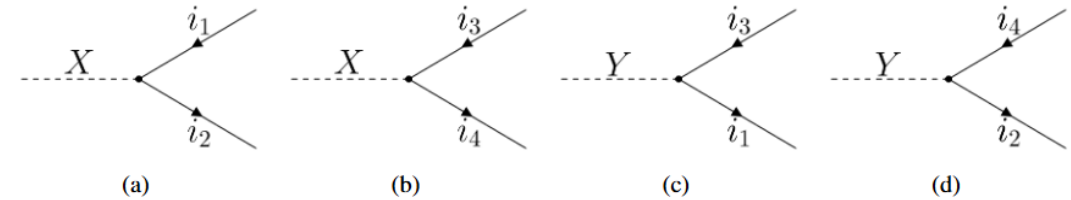


Figura 3.1: Diagramas de decaimiento para X e Y .

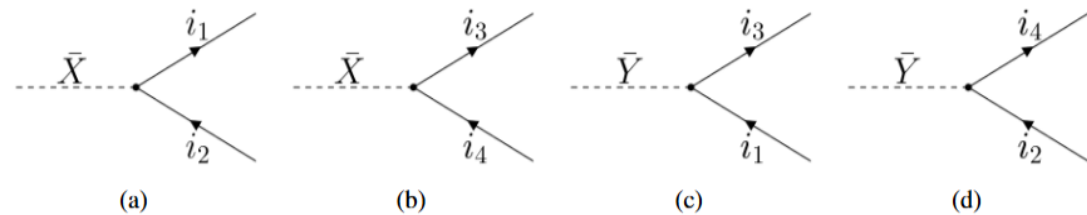


Figura 3.2: Diagramas de decaimiento conjugados para X e Y .

$$\begin{aligned} \Gamma(X \rightarrow \bar{i}_1 i_2) &= I_X^{12} |g_1|^2 & \Gamma(\bar{X} \rightarrow i_1 \bar{i}_2) &= I_{\bar{X}}^{12} |g_1^*|^2 \\ \Gamma(X \rightarrow \bar{i}_3 i_4) &= I_X^{34} |g_2|^2 & \Gamma(\bar{X} \rightarrow i_3 \bar{i}_4) &= I_{\bar{X}}^{34} |g_2^*|^2 \end{aligned}$$

$$I_X^{ij} = \frac{\lambda(m_X, m_i, m_j)}{16\pi \hbar m_X^3}$$

Violación CP

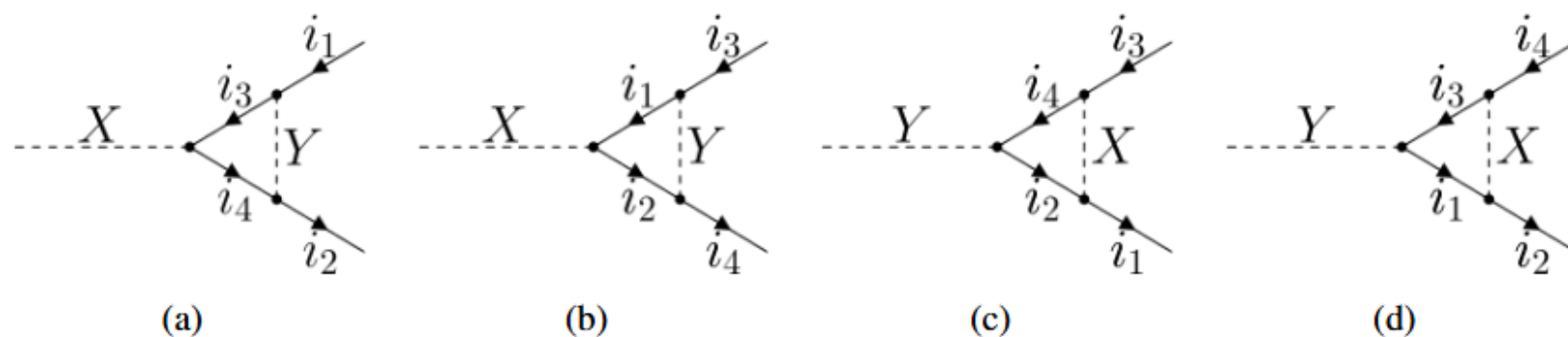


Figura 3.3: Diagramas de decaimiento conjugados para X e Y .

$$I_{XY}^{12} = \frac{-iS\lambda(m_X, m_1, m_2)}{(16)^2\pi^5\hbar m_X^3} L. \quad (3.8)$$

$$\Gamma(X \rightarrow \bar{i}_1 i_2) = I_X^{12} |g_1|^2 + I_{XY}^{12} g_1 g_2^* g_3 g_4^* + (I_{XY}^{12} g_1 g_2^* g_3 g_4^*)^*, \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} \Gamma(X \rightarrow \bar{i}_1 i_2) - \Gamma(\bar{X} \rightarrow i_1 \bar{i}_2) &= 2i I_{XY} \text{Im}[g_1 g_2^* g_3 g_4^*] - 2i I_{XY}^* \text{Im}[g_1^* g_2 g_3^* g_4] \\ &= -4 \text{Im}[I_{XY}] \text{Im}[g_1 g_2^* g_3 g_4^*]. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Violación CP

$$\begin{aligned}\varepsilon_X &= (B_{i_4} - B_{i_3}) \frac{\Gamma(X \rightarrow \bar{i}_3 i_4) - \Gamma(\bar{X} \rightarrow i_3 \bar{i}_4)}{\Gamma_X} + (B_{i_2} - B_{i_1}) \frac{\Gamma(X \rightarrow \bar{i}_1 i_2) - \Gamma(\bar{X} \rightarrow i_1 \bar{i}_2)}{\Gamma_X} \\ &= \frac{4}{\Gamma_X} \text{Im}[I_{XY}] \text{Im}[g_1 g_2^* g_3 g_4^*] [(B_{i_4} - B_{i_3}) - (B_{i_2} - B_{i_1})],\end{aligned}\tag{3.15}$$

1. El número bariónico debe violarse en la desintegración de X , ya que ε_X es proporcional a la diferencia entre los números bariónicos de los dos estados finales de la desintegración de X .
2. La partícula intercambiada en el bucle (en este caso, Y) también debe violar el número bariónico [11].
3. Los bosones X, Y deben ser más masivos que $m_3 + m_4$ y $m_1 + m_2$ para que I_{XY} tenga una parte imaginaria, mostrando que no necesariamente deberían ser partículas ligeras [12].
4. Algunas de las constantes de acoplamiento en el lagrangiano deben ser complejas dada la parte imaginaria.

Objetivo específico

Objetivos específico: Evaluar el modelo $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U_Y \otimes U_{B-L}^{\text{global}}$ mediante un análisis estadístico con las restricciones experimentales de la física de partículas y cosmología.

Resultado esperado: Un ajuste óptimo en el comportamiento del modelo con las restricciones experimentales de la física de partículas y de cosmología.

Densidad de energía y número efectivo de especies relativistas

Se tiene evidencias muy fuertes a nivel observacional (del espectro de cuerpo negro perfecto del CMB) de que el universo temprano estaba en equilibrio térmico local.

El número de partículas i por unidad de volumen:

$$n_i = g_i \int \frac{d^3\mathbf{p}}{(2\pi)^3} f_i(p), \quad (4.78)$$

La densidad de energía:

$$\rho = \frac{g}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{dp p^2 \sqrt{p^2 + m^2}}{\exp[\sqrt{p^2 + m^2}/T] \pm 1}, \quad (4.57)$$

Un sistema de partículas está en equilibrio cinético si las partículas intercambian energía y momento de manera eficiente:

$$f(p) = \frac{1}{e^{(E(p)-\mu)/T} \pm 1}, \quad (4.55)$$

$$x = m/T, \quad \xi = p/T,$$

$$\rho = \frac{gT^4}{2\pi^2} \int_0^\infty d\xi \frac{\xi^2 \sqrt{\xi^2 + x^2}}{\exp[\sqrt{\xi^2 + x^2}] \pm 1}, \quad (4.59)$$



Densidad de energía y número efectivo de especies relativistas

En el límite relativista, es decir, $x \rightarrow 0$,

$$\rho_{BE} = \frac{\pi^2}{30} g T^4, \quad \rho_{FD} = \frac{7}{8} \frac{\pi^2}{30} g T^4, \quad \rho = \frac{\pi^2}{30} g T^4 \begin{cases} 1 & \text{bosones} \\ \frac{7}{8} & \text{fermiones} \end{cases} \quad (4.61)$$

La densidad total de radiación es la suma de las densidades de energía de todas las especies relativistas:

$g^*(T)$ es el número efectivo de grados de libertad relativistas a la temperatura T .

$$\rho_r = \sum_i \rho_i = \frac{\pi^2}{30} g^*(T) T^4,$$

$$g_{th}^*(T) = \sum_{i=b} g_i + \frac{7}{8} \sum_{i=f} g_i. \quad (4.62)$$

Densidad de energía y número efectivo de especies relativistas

La temperatura del universo disminuye conforme se desarrolla su expansión, de la primera ecuación de Friedmann,

$$\frac{\dot{a}}{a} = \left(\frac{8}{3} \pi \rho \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{m_{\mathcal{P}}} = -\frac{\dot{T}}{T}, \quad (4.65)$$

esta dependencia en la temperatura se puede ver reflejada en la densidad de energía relativista,

$$\frac{\dot{a}}{a} = \left(\frac{4}{45} \pi^3 \right)^{\frac{1}{2}} \sqrt{g^*(T)} \frac{T^2}{m_{\mathcal{P}}} = \frac{T^2}{m_P}, \quad (4.67)$$

$$m_{\mathcal{P}} = G^{\frac{1}{2}} \simeq 1.2 \times 10^{19} \text{ GeV} \quad (4.53) \quad m_P \equiv \left(\frac{45}{4\pi^3} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{m_{\mathcal{P}}}{\sqrt{g^*(T)}}, \quad (4.66)$$



Ecuaciones de Boltzmann - Fuera del equilibrio

En ausencia de interacciones, la densidad del número de partículas de una especie i evoluciona como:

$$\frac{dn_i}{dt} + 3\frac{\dot{a}}{a}n_i = 0, \quad (4.69)$$

Para incluir los efectos de las interacciones, se añade un término de colisiones al lado derecho definiendo así la ecuación de transporte de Boltzmann formulada en 1872,

Si se está interesado en calcular la evolución en la densidad numérica, es evidente que la tasa de cambio en la abundancia de la especie 1 será descrita por la diferencia entre las tasas de producción y eliminación de la especie.

$$\frac{1}{a^3} \frac{d(n_i a^3)}{dt} = C_i\{n_j\}, \quad (4.70)$$

$$\frac{1}{a^3} \frac{d(n_1 a^3)}{dt} = -\langle v\sigma(12 \rightarrow 34) \rangle n_1 n_2 + \langle v\sigma(34 \rightarrow 12) \rangle n_3 n_4, \quad (4.71)$$

Ecuaciones de Boltzmann - Fuera del equilibrio

$$\begin{aligned} \langle v\sigma(12 \rightarrow 34) \rangle &= \\ &= \frac{S \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3\mathbf{p}_1}{2E_1} f_1(p_1) \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3\mathbf{p}_2}{2E_2} f_2(p_2) \int \frac{d^3\mathbf{p}_3}{2E_3} \int \frac{d^3\mathbf{p}_4}{2E_4} \frac{\delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4)}{(2\pi)^2} |\mathcal{M}(12 \rightarrow 34)|^2}{\frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3\mathbf{p}_1 f_1(p_1) \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3\mathbf{p}_2 f_2(p_2)}, \end{aligned} \quad (4.72)$$

definiendo así el operador integral,

$$\Lambda_{1,2}^{3,4} \equiv S \int \frac{d^3\mathbf{p}_1}{2E_1(2\pi)^3} \int \frac{d^3\mathbf{p}_2}{2E_2(2\pi)^3} \int \frac{d^3\mathbf{p}_3}{2E_3(2\pi)^3} \int \frac{d^3\mathbf{p}_4}{2E_4(2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4), \quad (4.75)$$

se obtuvo,

$$\frac{1}{a^3} \frac{d(n_1 a^3)}{dt} = \Lambda_{1,2}^{3,4} [-f_1(p_1) f_2(p_2) |\mathcal{M}(12 \rightarrow 34)|^2 + f_3(p_3) f_4(p_4) |\mathcal{M}(34 \rightarrow 12)|^2]. \quad (4.80)$$

Marco de trabajo

Las partículas neutrales (al menos en número bariónico) sin masa (denominadas genéricamente como γ) que comprenden una gran fracción del contenido del universo temprano, deberían distribuirse de acuerdo con Maxwell-Boltzmann en todo momento debido a sus interacciones, de modo que,

$$\begin{aligned} f_{\gamma}(p) &= e^{-\frac{E}{T}} = e^{-\frac{|\mathbf{p}|}{T}}, \\ n_{\gamma} &= \frac{T^3}{\pi^2}, \\ \rho_{\gamma} &= \frac{2}{\pi^2} T^4, \end{aligned} \tag{4.82}$$

Estadística de la generación del número bariónico

Para proponer la estadística de la generación del número bariónico se hace uso de una parametrización en términos ζ para las amplitudes de transición desarrolladas en el apartado de QFT, de partículas b casi sin masa que lleva el número bariónico $B = 1/2$ y su antipartícula, con $B = -1/2$, y φ siendo una partícula masiva con $\bar{\varphi} \equiv \varphi$.

$$|\mathcal{M}(bb \rightarrow \bar{b}\bar{b})|^2 = (1 + \zeta) \frac{1}{2} |\mathcal{M}_0|^2,$$

$$-1 < \zeta, \bar{\zeta} < 1$$

$$|\mathcal{M}(bb \rightarrow \varphi\varphi)|^2 = |\mathcal{M}(\varphi\varphi \rightarrow \bar{b}\bar{b})|^2 = (1 - \zeta) \frac{1}{2} |\mathcal{M}_0|^2,$$

$$|\mathcal{M}(\bar{b}\bar{b} \rightarrow bb)|^2 = (1 + \bar{\zeta}) \frac{1}{2} |\mathcal{M}_0|^2,$$

$$|\mathcal{M}(\bar{b}\bar{b} \rightarrow \varphi\varphi)|^2 = |\mathcal{M}(\varphi\varphi \rightarrow bb)|^2 = (1 - \bar{\zeta}) \frac{1}{2} |\mathcal{M}_0|^2,$$

Estadística de la generación del número bariónico

Las funciones de distribución de la materia bariónica y antibariónica en este límite relativista son:

$$\begin{aligned}
 f_b(p) &\simeq e^{-\frac{E-\mu}{T}}, \\
 f_{\bar{b}}(p) &\simeq e^{-\frac{E+\mu}{T}}, \\
 \frac{n_B}{n_\gamma} &\equiv \frac{n_b - n_{\bar{b}}}{n_\gamma} \simeq 2 \sinh\left(\frac{\mu}{T}\right),
 \end{aligned}
 \tag{5.3}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{dn_\varphi}{dt} + 3\frac{\dot{a}}{a}n_\varphi &= 2\Lambda_{12}^{34}[f_b(p_1)f_b(p_2)|\mathcal{M}(bb \rightarrow \varphi\varphi)|^2 + f_{\bar{b}}(p_1)f_{\bar{b}}(p_2)|\mathcal{M}(\bar{b}\bar{b} \rightarrow \varphi\varphi)|^2 \\
 &\quad - f_\varphi(p_1)f_\varphi(p_2)|\mathcal{M}(\varphi\varphi \rightarrow bb)|^2 - f_\varphi(p_1)f_\varphi(p_2)|\mathcal{M}(\varphi\varphi \rightarrow \bar{b}\bar{b})|^2], \quad (5.4a) \\
 \frac{dn_B}{dt} + 3\frac{\dot{a}}{a}n_B &= \Lambda_{12}^{34}[2f_{\bar{b}}(p_1)f_{\bar{b}}(p_2)|\mathcal{M}(\bar{b}\bar{b} \rightarrow bb)|^2 - 2f_b(p_1)f_b(p_2)|\mathcal{M}(bb \rightarrow \bar{b}\bar{b})|^2 \\
 &\quad + f_\varphi(p_1)f_\varphi(p_2)|\mathcal{M}(\varphi\varphi \rightarrow bb)|^2 - f_b(p_1)f_b(p_2)|\mathcal{M}(bb \rightarrow \varphi\varphi)|^2 \\
 &\quad - f_\varphi(p_1)f_\varphi(p_2)|\mathcal{M}(\varphi\varphi \rightarrow \bar{b}\bar{b})|^2 - f_{\bar{b}}(p_1)f_{\bar{b}}(p_2)|\mathcal{M}(\bar{b}\bar{b} \rightarrow \varphi\varphi)|^2], \quad (5.4b)
 \end{aligned}$$

Proponiendo la evolución temporal de la densidad del número de partículas con la ecuación de transporte de Boltzmann $n_B = n_b - n_{\bar{b}}$ y n_φ donde,

$$Y_A \equiv \frac{n_A}{n_\gamma}, \tag{5.6}$$

Estadística de la generación del número bariónico

La densidad de equilibrio para cualquier tipo de partícula en equilibrio es dada por:

$$n_{\varphi}^{eq} = \frac{T^3}{2\pi^2} x_A^2 K_2(x_A). \quad (5.11) \quad \text{Si } n_B/n_{\gamma} \ll 1,$$

$$f_b(p_1)f_b(p_2) \simeq f_{\varphi}^{eq}(p_1)f_{\varphi}^{eq}(p_2)(1 + Y_B), \quad (5.13a)$$

$$f_{\bar{b}}(p_1)f_{\bar{b}}(p_2) \simeq f_{\varphi}^{eq}(p_1)f_{\varphi}^{eq}(p_2)(1 - Y_B), \quad (5.13b)$$

Finalmente,

$$\frac{dY_{\varphi}}{dt} \simeq n_{\gamma} \langle v\sigma_0 \rangle \left\{ 2 \left[1 - \frac{\zeta + \bar{\zeta}}{2} \right] [(Y_{\varphi}^{eq})^2 - (Y_{\varphi})^2] - (\zeta - \bar{\zeta}) (Y_{\varphi}^{eq})^2 Y_B \right\}, \quad (5.16a)$$

$$\frac{dY_B}{dt} \simeq n_{\gamma} \langle v\sigma_0 \rangle \left\{ \frac{(\zeta - \bar{\zeta})}{2} [(Y_{\varphi})^2 - (Y_{\varphi}^{eq})^2] - \left[3 + \frac{\zeta + \bar{\zeta}}{2} \right] (Y_{\varphi}^{eq})^2 Y_B \right\}, \quad (5.16b)$$

Objetivo general

Objetivo general: Usar el modelo $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U_Y \otimes U_{B-L}^{\text{global}}$ de física más allá del modelo estándar para explicar la generación de número bariónico y número leptónico en el universo temprano. **Resultado esperado:** Un potencial escalar con una transición de fase de primer orden que satisfaga los criterios necesarios para que se pueda generar suficiente número bariónico o leptónico respecto al modelo usado.



Mecanismo de bariogénesis

Para el mecanismo de bariogénesis se tomó el mismo tipo de parametrización anterior siendo η el valor de la cantidad de violación CP presente en la evolución temporal de un sistema, ahora los bosones a tratar son X y el antibosón $\bar{X}$.

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}(X \rightarrow bb)|^2 &= |\mathcal{M}(\bar{b}\bar{b} \rightarrow \bar{X})|^2 = (1 + \eta) \frac{1}{2} |\mathcal{M}_0|^2, \\ |\mathcal{M}(X \rightarrow \bar{b}\bar{b})|^2 &= |\mathcal{M}(bb \rightarrow \bar{X})|^2 = (1 - \eta) \frac{1}{2} |\mathcal{M}_0|^2, \\ |\mathcal{M}(\bar{X} \rightarrow \bar{b}\bar{b})|^2 &= |\mathcal{M}(bb \rightarrow X)|^2 = (1 + \bar{\eta}) \frac{1}{2} |\mathcal{M}_0|^2, \\ |\mathcal{M}(\bar{X} \rightarrow bb)|^2 &= |\mathcal{M}(\bar{b}\bar{b} \rightarrow X)|^2 = (1 - \bar{\eta}) \frac{1}{2} |\mathcal{M}_0|^2, \end{aligned} \quad (6.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_X}{dt} + 3\frac{\dot{a}}{a}n_X &= \Lambda_{12}^X [-f_X(p_X)|\mathcal{M}(X \rightarrow bb)|^2 - f_X(p_X)|\mathcal{M}(X \rightarrow \bar{b}\bar{b})|^2 \\ &\quad + f_b(p_1)f_b(p_2)|\mathcal{M}(bb \rightarrow X)|^2 + f_{\bar{b}}(p_1)f_{\bar{b}}(p_2)|\mathcal{M}(\bar{b}\bar{b} \rightarrow X)|^2], \end{aligned} \quad (6.4)$$

$$f_X(p_X) \sim \exp \left[-\frac{(E_X - \mu_X)}{T} \right], \quad (6.3a)$$

$$f_{\bar{X}}(p_{\bar{X}}) \sim \exp \left[-\frac{(E_{\bar{X}} - \mu_{\bar{X}})}{T} \right]. \quad (6.3b)$$

Si $n_B/n_\gamma \ll 1$,

$$f_b(p_1)f_b(p_2) \simeq f_X^{eq}(p_X)(1 + Y_B), \quad (6.6a)$$

$$f_{\bar{b}}(p_1)f_{\bar{b}}(p_2) \simeq f_{\bar{X}}^{eq}(p_{\bar{X}})(1 - Y_B), \quad (6.6b)$$

Mecanismo de bariogénesis

$$\frac{dY_X}{dt} \simeq -\langle \Gamma_X \rangle \{ (Y_X - Y_X^{eq}) - \bar{\eta} Y_B Y_X^{eq} \}, \quad \frac{dY_{\bar{X}}}{dt} \simeq -\langle \Gamma_X \rangle \{ (Y_{\bar{X}} - Y_X^{eq}) - \eta Y_B Y_X^{eq} \},$$

(6.11)
(6.12)

$$\begin{aligned} \frac{dn_b}{dt} + 3\frac{\dot{R}}{R}n_b = & \Lambda_{12}^X [f_X(p_X) |\mathcal{M}(X \rightarrow bb)|^2 + f_{\bar{X}}(p_X) |\mathcal{M}(\bar{X} \rightarrow bb)|^2 \\ & - f_b(p_1)f_b(p_2) |\mathcal{M}(bb \rightarrow X)|^2 - f_b(p_1)f_b(p_2) |\mathcal{M}(bb \rightarrow \bar{X})|^2] \\ & + \Lambda_{12}^{34} [f_{\bar{b}}(p_1)f_{\bar{b}}(p_2) |\mathcal{M}'(\bar{b}\bar{b} \rightarrow bb)|^2 - f_b(p_1)f_b(p_2) |\mathcal{M}'(bb \rightarrow \bar{b}\bar{b})|^2], \end{aligned}$$

(6.14)

La amplitud para $bb \rightarrow \bar{b}\bar{b}$ debido al intercambio en el canal s de un solo X contiene dos términos,

$$|\mathcal{M}'(a_1 a_2 \rightarrow a_3 a_4)|^2 = |\mathcal{M}(a_1 a_2 \rightarrow a_3 a_4)|^2 - |\mathcal{M}_{RIS}(a_1 a_2 \rightarrow a_3 a_4)|^2,$$

(6.15)

Mecanismo de bariogénesis

$$\begin{aligned} \frac{dY_B}{dt} \simeq & \langle \Gamma_X \rangle \{ \eta Y_X - \bar{\eta} Y_{\bar{X}} + (\eta - \bar{\eta}) Y_X^{eq} - 2Y_B Y_X^{eq} \} - \frac{2}{n_\gamma} \Lambda_{12}^{34} e^{-(E_1+E_2)/T} [|\mathcal{M}'(b_1 b_2 \rightarrow \bar{b}\bar{b})|^2 \\ & - |\mathcal{M}'(\bar{b}_1 \bar{b}_2 \rightarrow bb)|^2] - \frac{2Y_B}{n_\gamma} \Lambda_{12}^{34} e^{-(E_1+E_2)/T} [|\mathcal{M}'(b_1 b_2 \rightarrow \bar{b}\bar{b})|^2 + |\mathcal{M}'(b_1 b_2 \rightarrow bb)|^2], \end{aligned} \quad (6.16)$$

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}'(b_1 b_2 \rightarrow \bar{b}\bar{b})|^2 - |\mathcal{M}'(\bar{b}_1 \bar{b}_2 \rightarrow bb)|^2 &= |\mathcal{M}_{RIS}(\bar{b}_1 \bar{b}_2 \rightarrow bb)|^2 - |\mathcal{M}_{RIS}(b_1 b_2 \rightarrow \bar{b}\bar{b})|^2 \\ &\simeq \frac{\pi(\eta - \bar{\eta}) |\mathcal{M}_0|^4}{m_X \Gamma_X} \delta((p_{b_1} + p_{b_2})^2 - m_X^2). \end{aligned} \quad (6.18)$$

$$\begin{aligned} \frac{dY_B}{dt} \simeq & \langle \Gamma_X \rangle \{ (\eta - \bar{\eta})(Y_+ - Y_+^{eq}) + (\eta + \bar{\eta})Y_- \} \\ & - 2Y_B \{ \langle \Gamma_X \rangle Y_+^{eq} + n_\gamma \langle v[\sigma'(bb \rightarrow \bar{b}\bar{b}) + \sigma'(\bar{b}\bar{b} \rightarrow bb)] \rangle \}, \\ Y_\pm &= \frac{1}{2}(Y_X \pm Y_{\bar{X}}), \end{aligned} \quad \begin{aligned} \frac{dY_+}{dt} &\simeq -\langle \Gamma_X \rangle \left\{ (Y_+ - Y_+^{eq}) + \left(\frac{\eta - \bar{\eta}}{2} \right) Y_B Y_+^{eq} \right\}, \\ \frac{dY_-}{dt} &\simeq -\langle \Gamma_X \rangle \left\{ Y_- - \left(\frac{\eta + \bar{\eta}}{2} \right) Y_B Y_+^{eq} \right\}, \end{aligned}$$

Lagrangiano del mecanismo

Se propone el modelo introduciendo la densidad Lagrangiana de un bosón escalar de la forma,

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu X)^2 - \frac{1}{2} m_X X^2 + g_X X b^\dagger b^\dagger + g_X X b b + g_{\bar{X}} X^\dagger b b + g_{\bar{X}} X^\dagger b^\dagger b^\dagger + \text{h.c.}, \quad (7.2)$$

reescribiendo en términos de las constantes de violación η y $\bar{\eta}$, en conjunto con la parametrización dispuesta en el mecanismo, la densidad Lagrangiana del modelo se define,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{eff}} = & \frac{1}{2} (\partial_\mu X)^2 - \frac{1}{2} m_X X^2 + g_X \left(\frac{1+\eta}{2} \right)^{\frac{1}{2}} X b^\dagger b^\dagger + g_X \left(\frac{1-\eta}{2} \right)^{\frac{1}{2}} X b b \\ & + g_{\bar{X}} \left(\frac{1+\bar{\eta}}{2} \right)^{\frac{1}{2}} X^\dagger b b + g_{\bar{X}} \left(\frac{1-\bar{\eta}}{2} \right)^{\frac{1}{2}} X^\dagger b^\dagger b^\dagger + \text{h.c.}, \quad (7.3) \end{aligned}$$

Lagrangiano del mecanismo

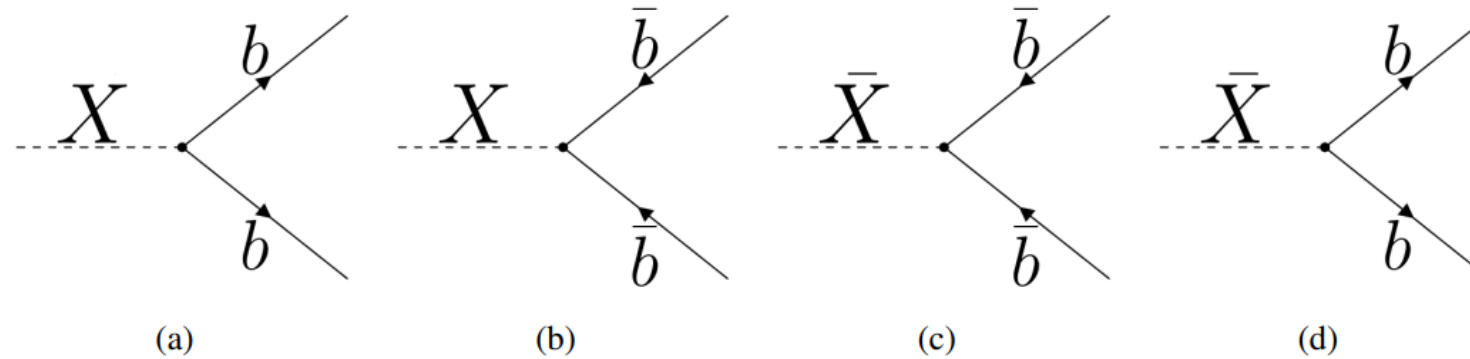


Figura 7.1: Diagramas de Feynman Lagrangiana.

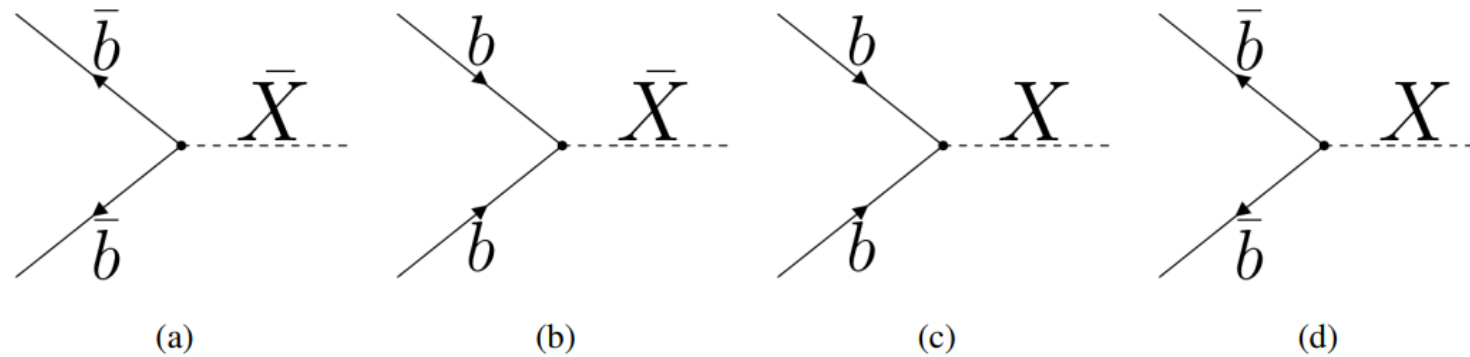


Figura 7.2: Diagramas de Feynman Lagrangiana conjugada.

Cross section total

Para la resolución de las ecuaciones de Boltzmann es necesario calcular la cross section descrita en el último término de la ecuación,

$$\begin{aligned} \frac{dY_B}{dt} &\simeq \langle \Gamma_X \rangle \{ (\eta - \bar{\eta})(Y_+ - Y_+^{eq}) + (\eta + \bar{\eta})Y_- \} \\ &\quad - 2Y_B \{ \langle \Gamma_X \rangle Y_+^{eq} + n_\gamma \langle v [\sigma'(bb \rightarrow \bar{b}\bar{b}) + \sigma'(\bar{b}\bar{b} \rightarrow bb)] \rangle \}, \\ v\sigma(bb \rightarrow \bar{b}\bar{b}) + v\sigma(\bar{b}\bar{b} \rightarrow bb) &= \frac{1}{32\pi s^2} \int_{-s}^0 |\mathcal{M}(b_1 b_2 \rightarrow \bar{b}\bar{b})|^2 + |\mathcal{M}(\bar{b}_1 \bar{b}_2 \rightarrow bb)|^2 dt, \end{aligned} \quad (7.9)$$

los términos de interferencia debido al producto entre los canales internos son mucho menores que la contribución del cuadrado de las amplitudes,

$$|\mathcal{M}(b_1 b_2 \rightarrow \bar{b}\bar{b})|^2 = |\mathcal{M}(\bar{b}_1 \bar{b}_2 \rightarrow bb)|^2 \simeq 4g_X^4 \left[\frac{s^2}{(s - m_X^2)^2} + \frac{t^2}{(t - m_X^2)^2} + \frac{u^2}{(u - m_X^2)^2} \right], \quad (7.13)$$

Cross section total

$$v\sigma(bb \rightarrow \bar{b}\bar{b}) + v\sigma(\bar{b}\bar{b} \rightarrow bb) =$$

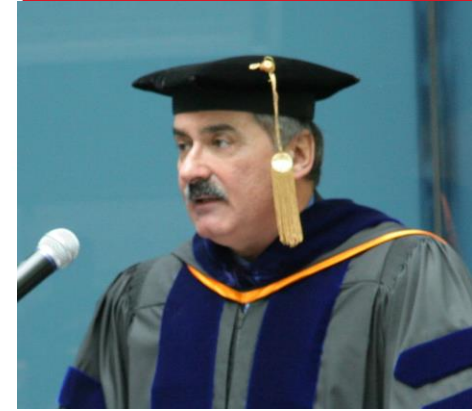
$$\frac{g_X^4}{4\pi s^2} \int_{-s}^0 \left[\frac{s^2}{(s - m_X^2)^2} + \frac{t^2}{(t - m_X^2)^2} + \frac{u^2}{(u - m_X^2)^2} \right] dt,$$

Dado que $u = -s - t$, $\alpha = \frac{g_X^2}{4\pi}$,

$$v\sigma(bb \rightarrow \bar{b}\bar{b}) + v\sigma(\bar{b}\bar{b} \rightarrow bb) =$$

$$\frac{8\pi}{s^2} \alpha^2 \left[\frac{s^3}{2(s - m_X^2)^2} + s + m_X^2 - \frac{m_X^4}{s + m_X^2} - 2m_X^2 \ln \frac{s + m_X^2}{m_X^2} \right],$$

se reprodujo una de las secciones transversales mostradas en «Baryon-number generation in supersymmetric unified models: The effect of supermassive fermions» para un intercambio escalar de este tipo.



Contribución de medios físicos

Se calculó una expresión para la sección transversal sobre la capa de masa,

$$|\mathcal{M}_{IRS}(b_1 b_2 \rightarrow \bar{b}\bar{b})|^2 + |\mathcal{M}_{IRS}(\bar{b}_1 \bar{b}_2 \rightarrow b b)|^2 = \frac{\pi |\mathcal{M}_0|^4 \epsilon^2}{4m_X \Gamma_X} \delta((p_{b_1} + p_{b_2})^2 - m_X^2). \quad (7.18)$$

$$\eta + \bar{\eta} = 2 \quad \eta - \bar{\eta} = \epsilon$$

$$v\sigma_{IRS}(bb \rightarrow \bar{b}\bar{b}) + v\sigma_{IRS}(\bar{b}\bar{b} \rightarrow bb) = \frac{8\pi^2 m_X \Gamma_X \epsilon^2}{s} \delta(s^2 - m_X^2). \quad (7.19)$$

$$\begin{aligned} v\sigma'(bb \rightarrow \bar{b}\bar{b}) + v\sigma'(\bar{b}\bar{b} \rightarrow bb) &= v\sigma_{(bb \rightarrow \bar{b}\bar{b})} + v\sigma_{(\bar{b}\bar{b} \rightarrow bb)} - v\sigma_{(bb \rightarrow \bar{b}\bar{b})}^{IRS} - v\sigma_{(\bar{b}\bar{b} \rightarrow bb)}^{IRS}, \\ &= \frac{8\pi}{s^2} \alpha^2 \left[\frac{s^3}{2(s - m_X^2)^2} + s + m_X^2 - \frac{m_X^4}{s + m_X^2} - 2m_X^2 \ln \frac{s + m_X^2}{m_X^2} - \frac{\pi m_X \Gamma_X \epsilon^2}{\alpha^2} \delta(s^2 - m_X^2) s \right]. \end{aligned} \quad (7.20)$$

Promedio sobre distribuciones iniciales de energía

Artículo	Promedio
Evolution of cosmological baryon asymmetries. I. The role of gauge bosons[21] II. The role of Higgs bosons[22]	$\langle \sigma(s) \rangle \simeq \frac{e^4 s}{(s+m^2)^2}, s \rightarrow T$
Baryon number generation in the early universe [11] Cosmological Baryon-Number Generation in GUM [23] Calculation of cosmological baryon asymmetry in GUGM [9]	$\langle \sigma(s) \rangle = \sigma(\langle s \rangle)$
Baryon-number generation in SSUM: The effect of supermassive fermions[20]	$\langle \sigma(s) \rangle$ en términos de K_n

Cuadro 7.1: Maneras de reescribir el promedio de la cross section.

$$\langle v[\sigma'] \rangle = \frac{1}{64T^2} \int_0^\infty ds \, v[\sigma'(s)] \left[\frac{s^{3/2}}{T^3} K_1 \left[\frac{\sqrt{s}}{T} \right] + 2 \frac{s}{T^2} K_2 \left[\frac{\sqrt{s}}{T} \right] \right], \quad (7.23)$$

Promedio sobre distribuciones iniciales de energía

Para este desarrollo se realiza la metodología actual tomando el valor principal del operador en s , con aproximación de ancho estrecho, teniendo en cuenta la contribución fuera de resonancia (off-shell),

$$v\sigma'(bb \rightarrow \bar{b}\bar{b}) + v\sigma'(\bar{b}\bar{b} \rightarrow bb) =$$

$$= \frac{8\pi}{s^2} \alpha^2 \left[\frac{s^3(s - m_X^2)^2}{2[(s - m_X^2)^2 + \Gamma_X^2 m_X^2]^2} + s + m_X^2 - \frac{m_X^4}{s + m_X^2} - 2m_X^2 \ln \frac{s + m_X^2}{m_X^2} \right],$$

(7.25)

$$\Gamma_X^2 = 10^{-5} m_X^2,$$

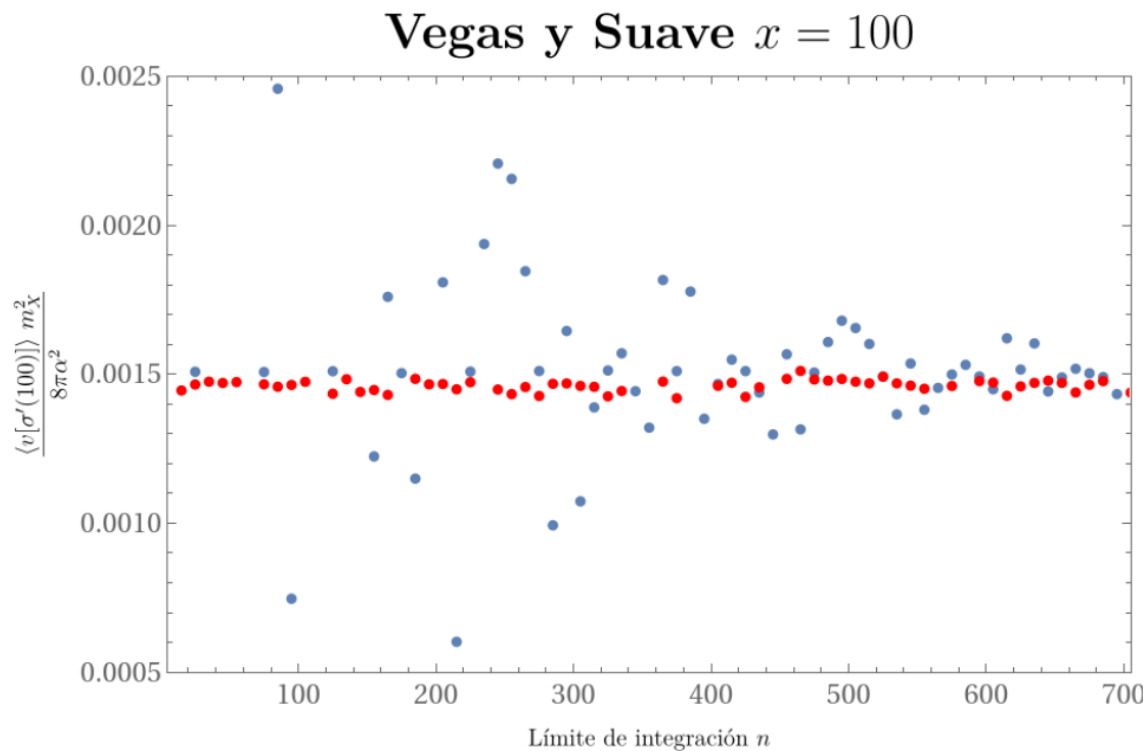
$$\frac{\langle v[\sigma'(x)] \rangle m_X^2}{8\pi\alpha^2} = \frac{x^2}{32} \int_0^n \frac{1}{y^3} \left[\frac{y^6[y^2 - x^2]^2}{2[(y^2 - x^2)^2 + 10^{-5}x^4]^2} + y^2 + x^2 \right.$$

$$\left. - \frac{x^4}{y^2 + x^2} - 2x^2 \ln \left(1 + \frac{y^2}{x^2} \right) \right] [y^3 \mathbf{K}_1[y] + 2y^2 \mathbf{K}_2[y]] dy.$$

(7.29)

CUBA

Librería especializada en integración numérica multidimensional con métodos (rutinas) Montecarlo.



Vegas presenta una variación máxima de entre 10^{-3} y 10^{-4} , de manera opuesta, la rutina Suave es bastante oscilante sin obtener un valor al cual converger, pero desde un inicio la integración se acota en una variación máxima de 10^{-3} .

Figura 7.5: Estabilidad numérica del valor máximo de x a tratar.

CUBA

Cross section promediada térmicamente

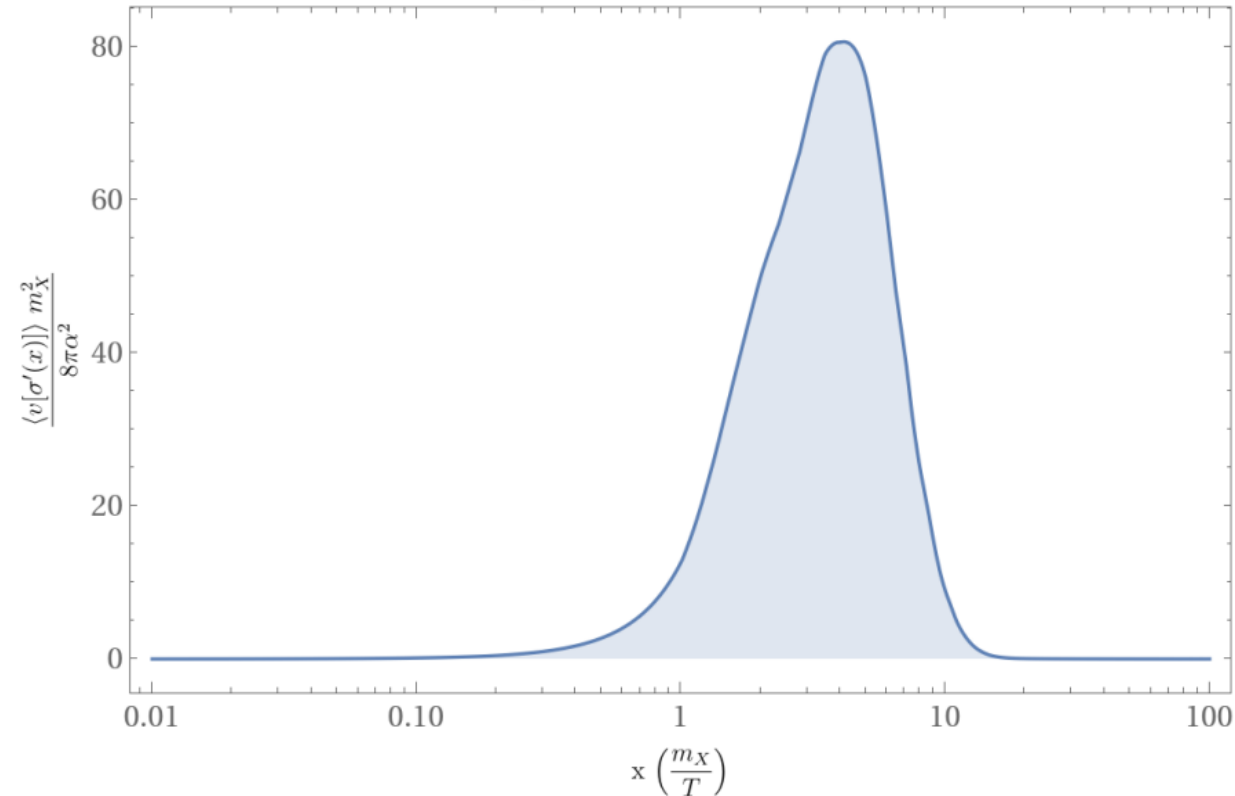


Figura 7.6: Rutina Vegas, 250000 evaluaciones iniciales y límite superior igual a 700.

Solución del mecanismo

En términos de las variables adimensionales y considerando,

$$x \equiv \frac{m_X}{T}, \quad x_P = \frac{m_X}{m_P}, \quad (8.1)$$

$$\frac{dY}{dx} = \frac{x}{m_X x_P} \frac{dY}{dt},$$

$$Y_+^{eq} = Y_X^{eq} = \frac{1}{2} x^2 K_2(x), \quad (8.6)$$

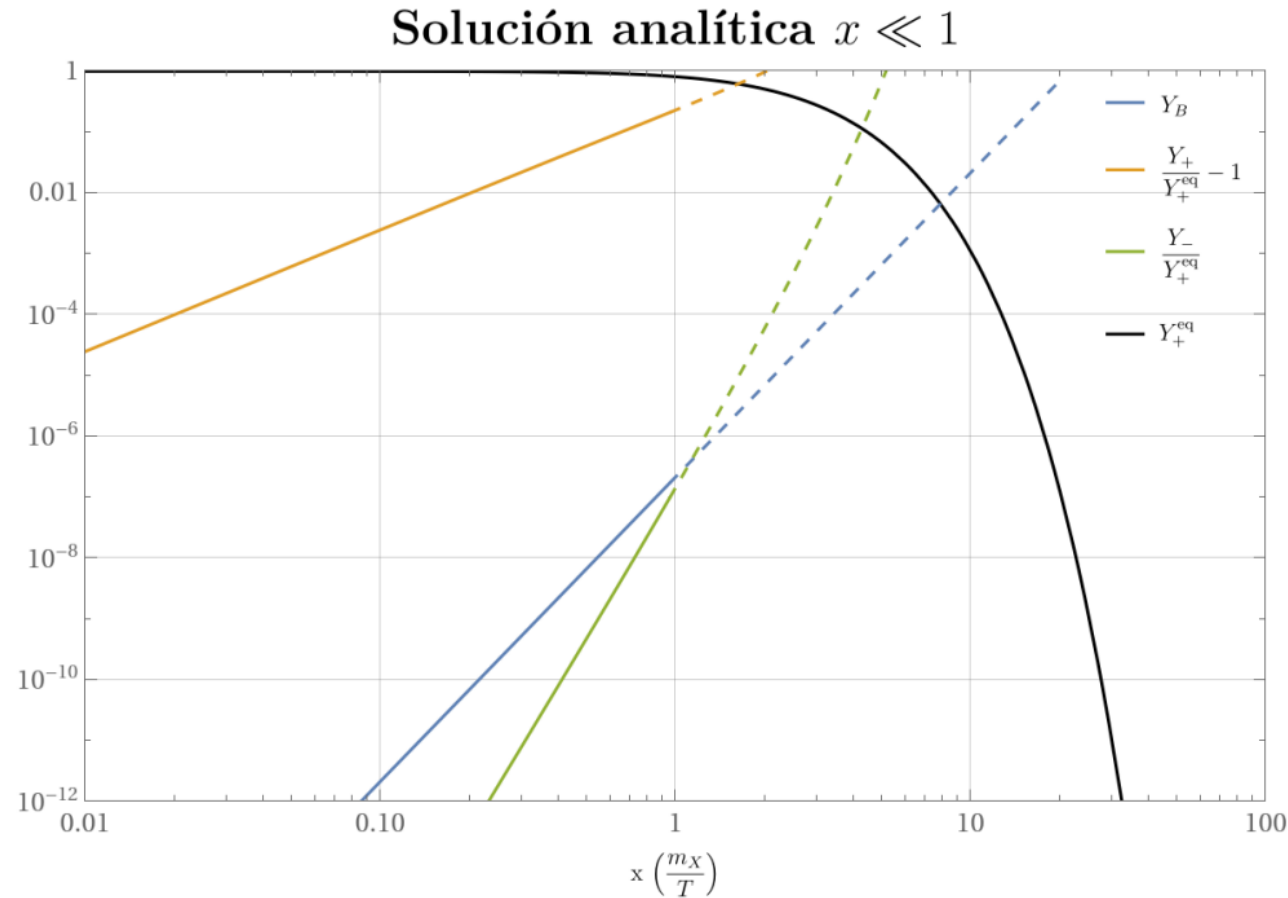
$$\Gamma_X = \frac{1}{4} m_X \alpha, \quad (8.8)$$

$$\begin{aligned} Y_+(x=0) &= Y_+^\infty = Y_+^{eq}(x=0) = 1, \\ Y_-(x=0) &= Y_-^\infty = 0, \\ Y_B(x=0) &= Y_B^\infty, \end{aligned} \quad (8.5)$$

$$\langle \Gamma_X \rangle = \left\langle \frac{m_X}{E_x} \right\rangle \Gamma_X = \frac{K_1(x)}{K_2(x)} \Gamma_X.$$

Solución del mecanismo

De manera analítica,



$$Y_+ \simeq 1 - \frac{1}{20} A' x^5 + \mathcal{O}(x^7 \log x),$$

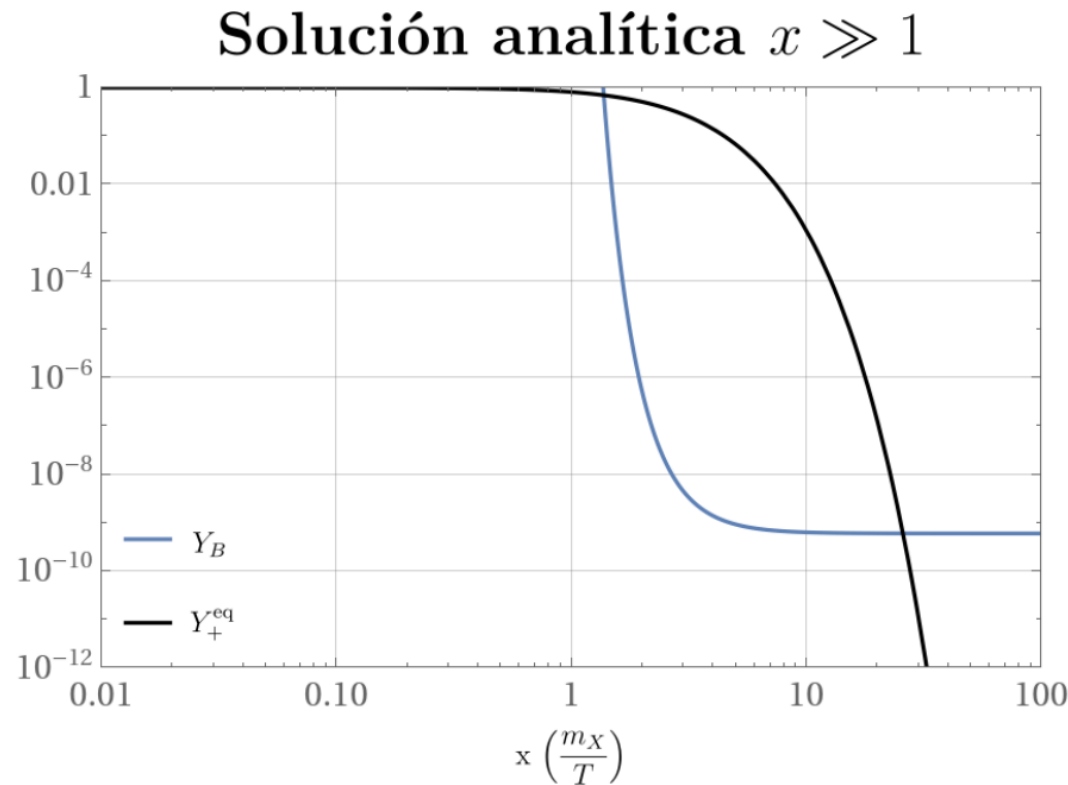
$$Y_- \simeq \frac{1}{160} \varepsilon A'^2 x^8 - \mathcal{O}(x^{11}),$$

$$Y_B \simeq \varepsilon \{1 - Y_+\} \simeq \frac{1}{20} \varepsilon A' x^5 + \mathcal{O}(x^7 \log x),$$

Figura 8.1: Solución analítica de las ecuaciones de Boltzmann, $m_X = 1 \text{ PeV}$, $\alpha = 1/40$.

Solución del mecanismo

De manera analítica,



$$\sigma(s) \simeq \frac{g_X e^4 s}{(s + m_X^2)^2}, \quad (8.13)$$

$$Y_B(x) = C \exp \left[1152 \frac{\alpha^2 m_P}{\pi m_X} \frac{1}{3x^3} \right], \quad (8.17)$$

Figura 8.2: Solución analítica de las ecuaciones de Boltzmann, $m_X = 1 \text{ PeV}$, $\alpha = 1/40$, $C = 6.04 \times 10^{-10}$.

Solución del mecanismo

Soluciones numéricas en términos de los parámetros adimensionales, ε , x_P y α ,

- En modelos unificados, las estimaciones sugieren que $m_X \simeq 10^{15} \text{GeV} = 1 \Pi \text{eV}$.
 - La constante de acoplamiento relevante g_X depende de la naturaleza precisa de X en el modelo. Un valor típico obtenido para esta constante de acoplamiento en el modelo SU(5) es $\alpha \sim \frac{1}{40}$, cómo en este caso X es un bosón escalar, la constante de acoplamiento debe ser ($\leq 10^{-2}$).
- El valor del parámetro de violación de CP es incierto, sin embargo, dadas las observaciones actuales del parámetro de asimetría bariónica que ha sido acotado por dos ordenes de magnitud se fija cómo estándar el valor $\varepsilon = 10^{-7}$ un orden de magnitud menor al que se usaba antes de 10^{-6} .

Solución del mecanismo

Soluciones numéricas en términos de los parámetros adimensionales, ε , x_P y α ,

- Se debe especificar la masa de Planck efectiva definida, que depende del número de especies $g^*(T)$ que contribuyen a la densidad de energía del universo a temperaturas $\sim m_X$ consideradas. m_P determina la tasa de expansión en el universo temprano.
- Finalmente, la cross section $2 \rightarrow 2$ mediada por los bosones X , tomará un papel clave a bajas temperaturas donde se desacopla el mediador pesado, siendo protagonistas los bosones virtuales del canal s generando el parámetro de asimetría bariónica actual.

Solución del mecanismo

De manera numérica,

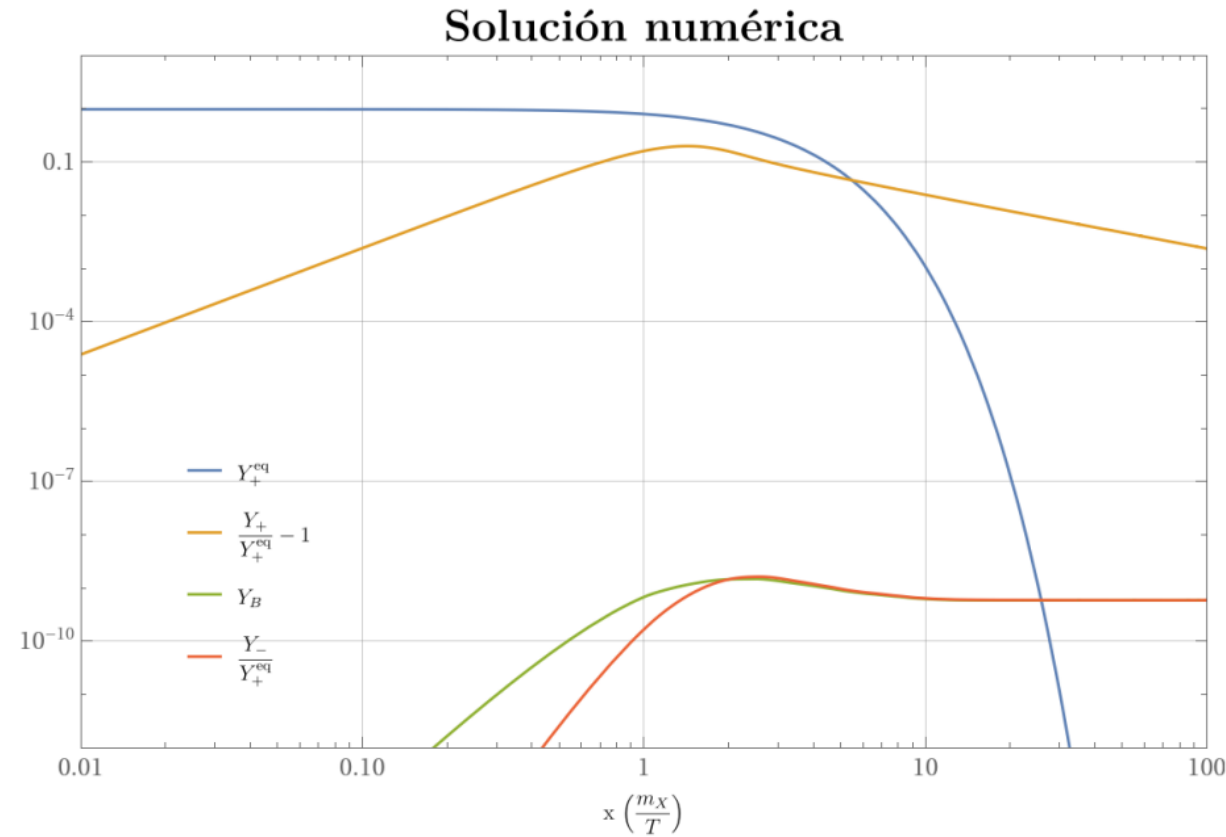


Figura 8.3: Solución numérica de las ecuaciones de Boltzmann, $m_X = 1 \text{ PeV}$, $\alpha \sim 1/40$, $\varepsilon = 10^{-7}$ y $g_*(X) = 106.75$.

Solución del mecanismo

De manera numérica,

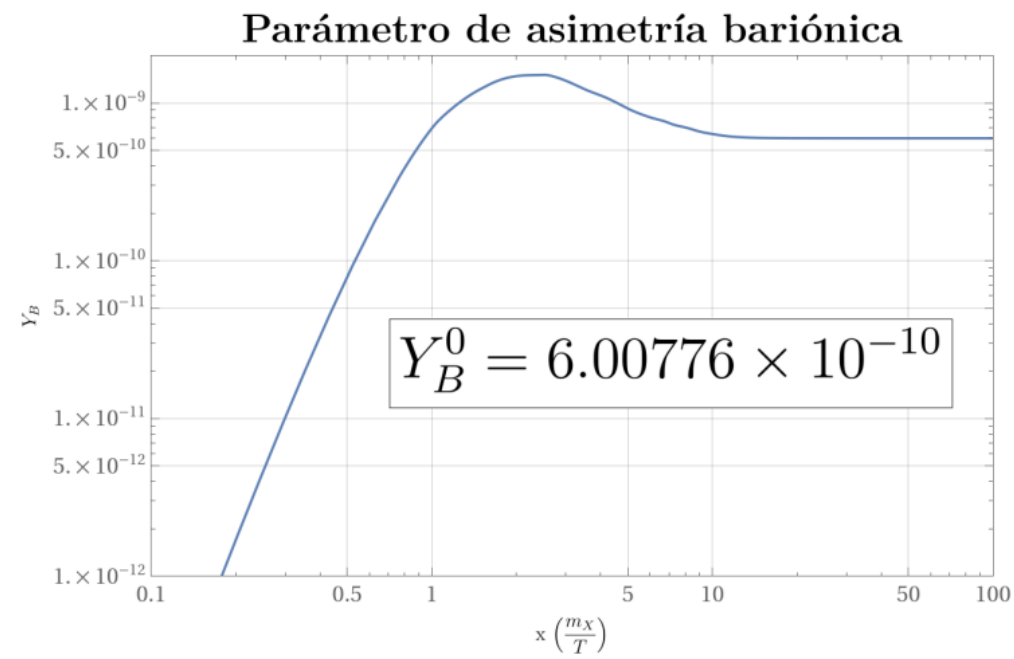


Figura 8.4: Parámetro de asimetría bariónica en función del enfriamiento del universo, $m_X = 1 \text{ PeV}$, $\alpha \sim 1/40$, $\varepsilon = 10 \times 10^{-7}$ y $g_*(X) = 106.75$.

Restricciones utilizadas	Media $10^{10}\eta$	Pico $10^{10}\eta$
Solo CMB	6.104 ± 0.055	6.104
BBN+ Y_p	$6.239^{+1.202}_{-2.741}$	5.031
BBN+D	6.042 ± 0.118	6.041
BBN+ Y_p +D	6.040 ± 0.118	6.039
CMB+BBN	6.124 ± 0.040	6.124
CMB+BBN+ Y_p	6.124 ± 0.040	6.124
CMB+BBN+D	6.115 ± 0.038	6.115
CMB+BBN+ Y_p +D	6.115 ± 0.038	6.115

Cuadro 8.1: Restricciones sobre la relación barión-fotón, utilizando diferentes combinaciones de restricciones observacionales. Se da tanto la media (y su incertidumbre) como el valor de η en el pico de la distribución.

Solución del mecanismo

De manera numérica,

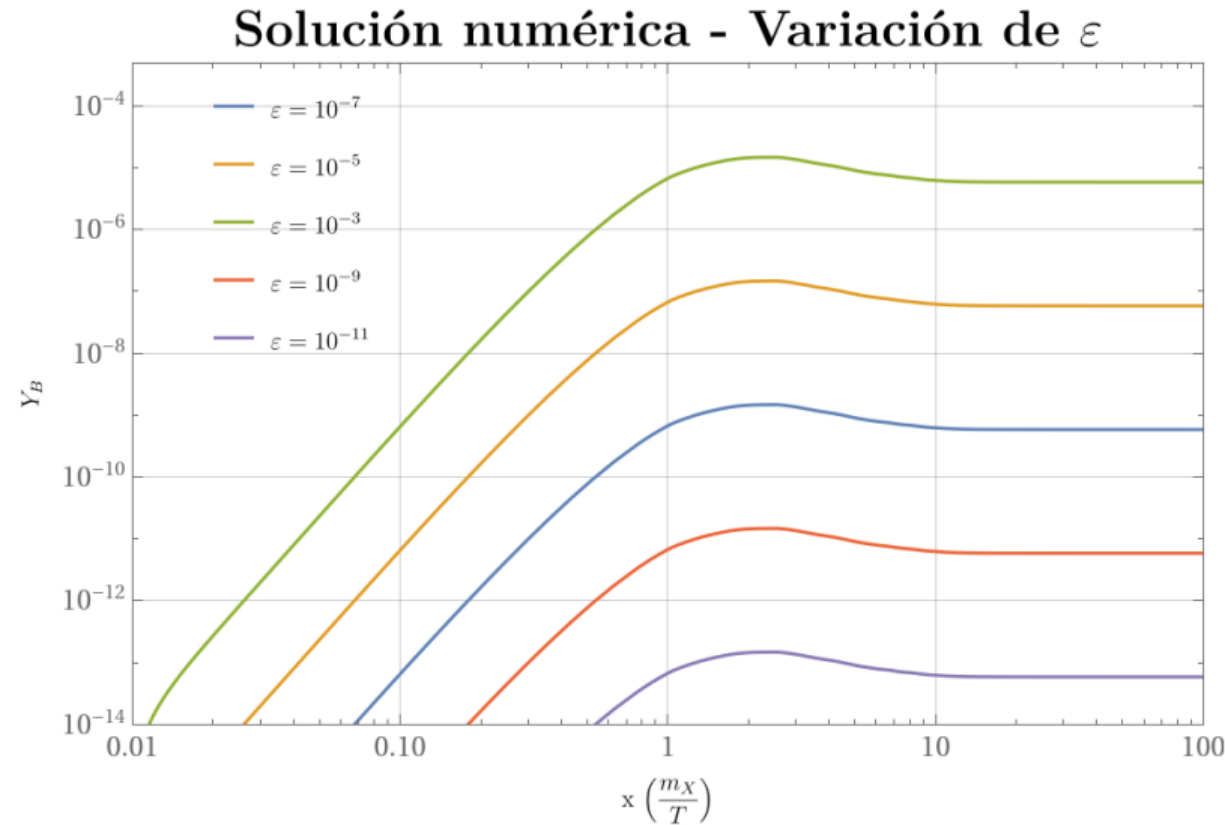


Figura 8.5: Solución numérica variando el parámetro de violación CP, $m_X = 1$ PeV, $\alpha \sim 1/40$ y $g_*(X) = 106.75$.

Solución del mecanismo

De manera numérica,

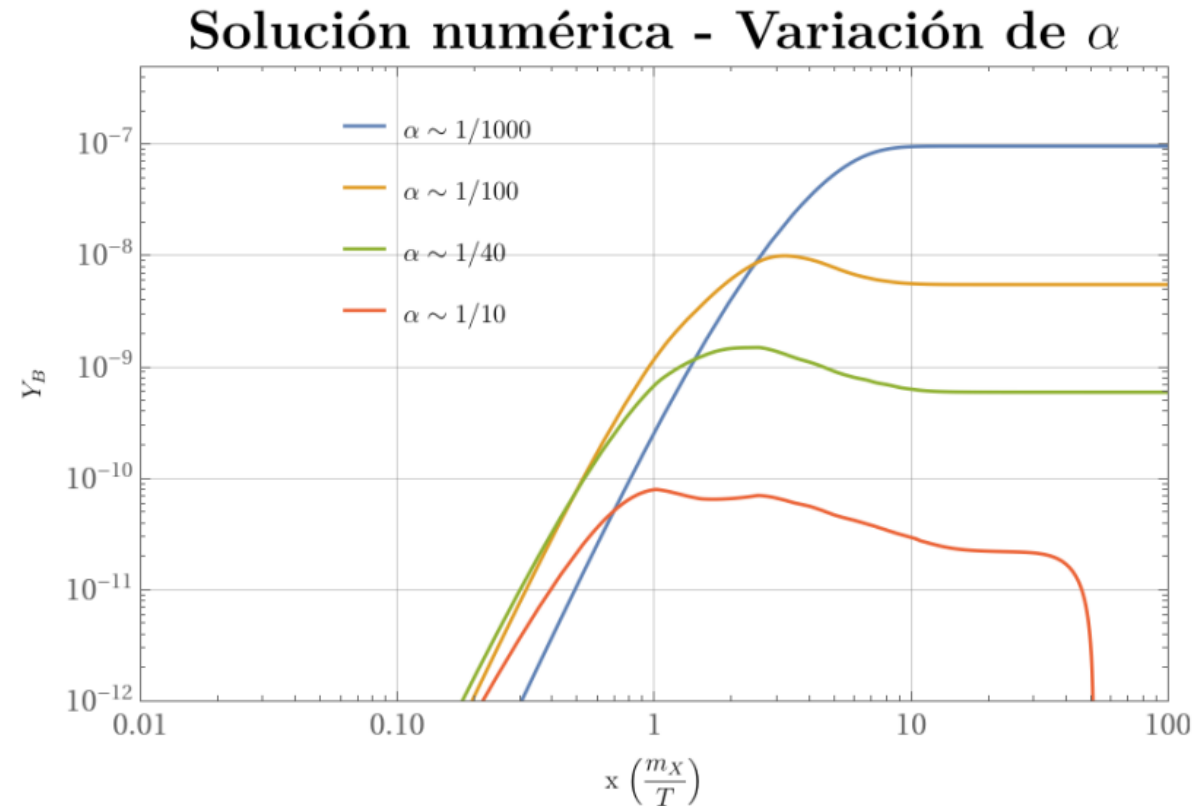


Figura 8.6: Solución numérica variando la constante de estructura fina, $m_X = 1 \text{ PeV}$, $\varepsilon = 10 \times 10^{-7}$ y $g_*(X) = 106.75$.

Solución del mecanismo

De manera numérica,

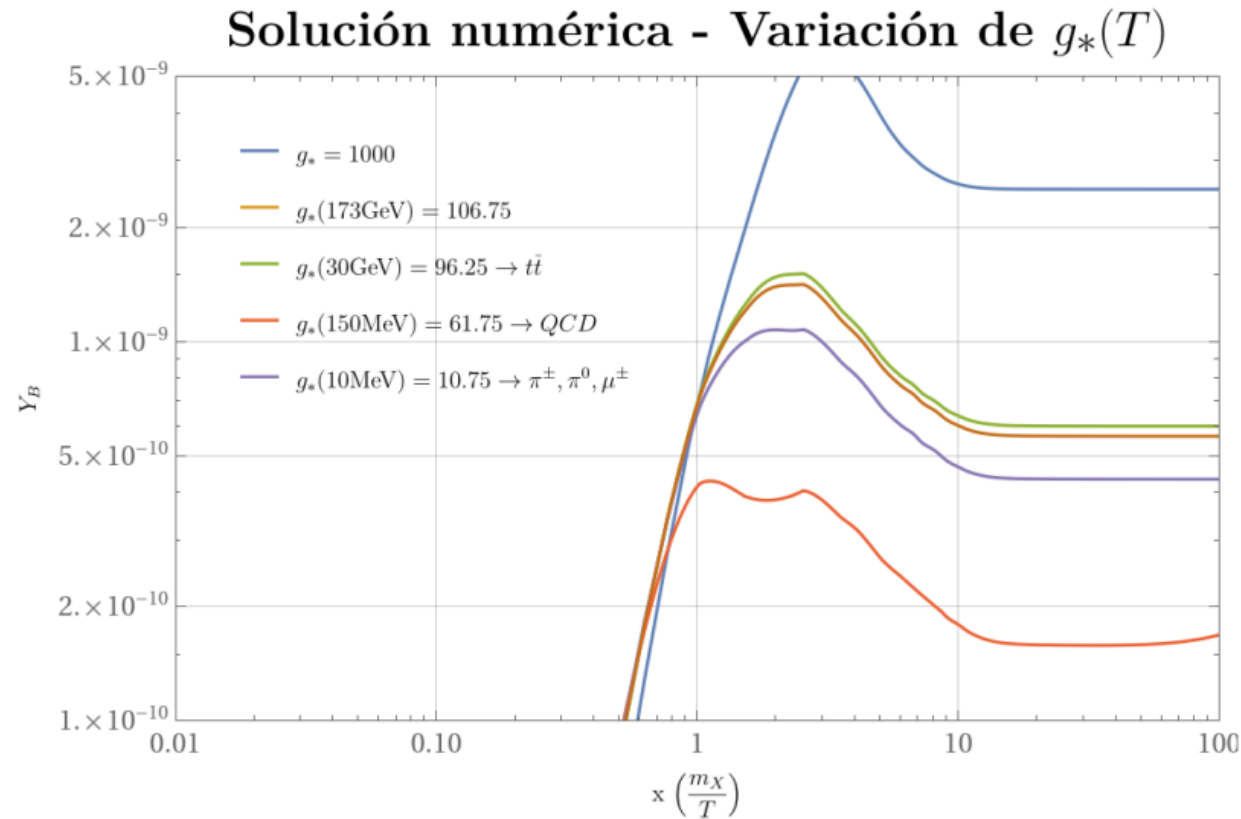


Figura 8.7: Solución numérica variando el número efectivo de especies relativistas, $m_X = 1 \text{ PeV}$, $\alpha \sim 1/40$ y $\varepsilon = 10 \times 10^{-7}$.

Solución del mecanismo

De manera numérica,

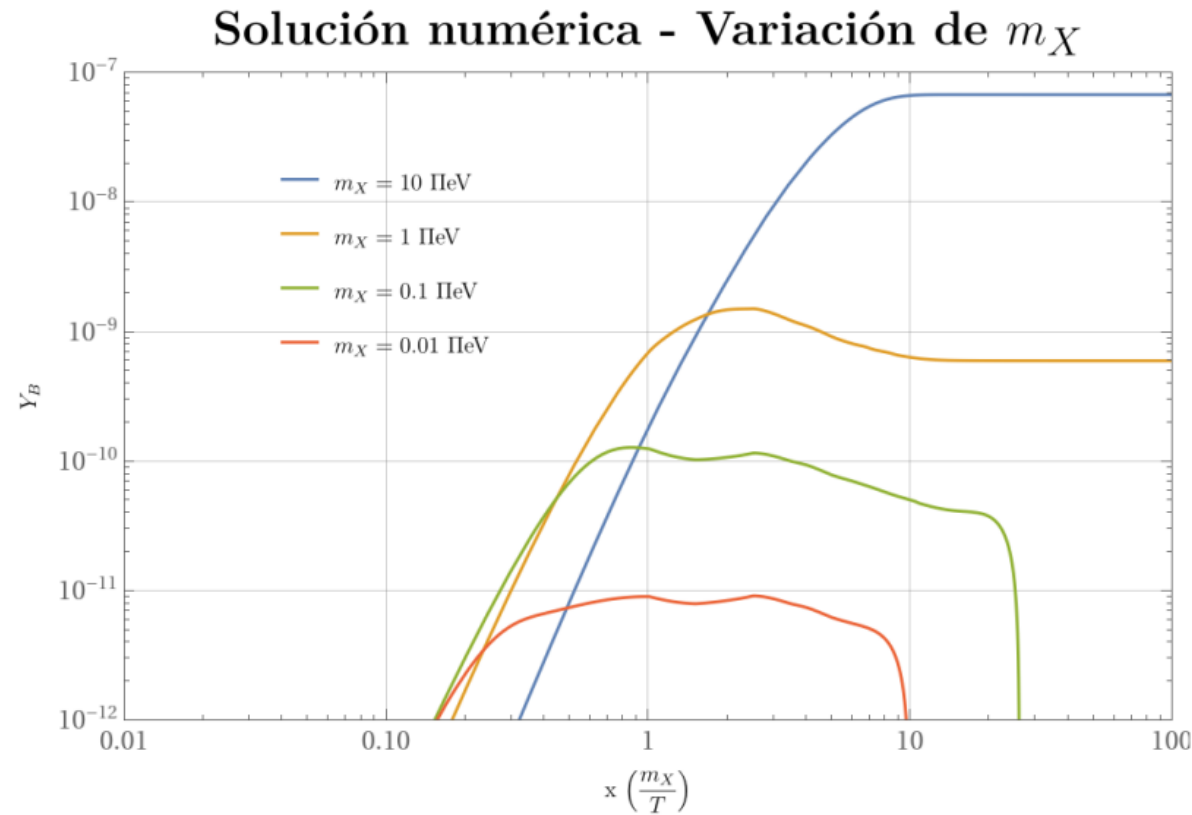


Figura 8.8: Solución numérica variando la masa del bosón m_X , $\alpha \sim 1/40$, $\varepsilon = 10 \times 10^{-7}$ y $g_*(X) = 106.75$.

Conclusiones

- **Conclusión 1:** La violación del número bariónico ocurre en órdenes superiores de la teoría de perturbaciones, ya que no se genera asimetría a tree-level. Los bosones masivos son esenciales para obtener una parte imaginaria en los factores cinemáticos, permitiendo la violación de CP.
- **Conclusión 2:** Los procesos fuera de equilibrio térmico, como la bariogénesis, explican la evolución del universo mediante las ecuaciones de transporte de Boltzmann. La aproximación de ancho estrecho revela cómo las resonancias afectan la dinámica a temperaturas comparables a la masa de los bosones mediadores.
- **Conclusión 3:** La generación del número leptónico a través de la conservación de $B - L$ es esencial para explicar la asimetría entre materia y antimateria en el universo temprano. Dado que la violación del número bariónico ocurre a órdenes superiores en la teoría de perturbaciones, la conservación de $B - L$ garantiza que cualquier violación en el número bariónico esté acompañada por una violación leptónica correspondiente, vinculando las asimetrías en ambos sectores.

Conclusiones

- **Conclusión 4:** Las resonancias en cross sections, con picos pronunciados en la probabilidad de interacción, se producen cuando la energía coincide con la masa de partículas intermediarias. La resolución de integrales oscilantes requiere librerías numéricas avanzadas, como CUBA, para asegurar resultados precisos cerca de la energía de resonancia.
- **Conclusión 5:** La asimetría bariónica depende del parámetro de violación CP y de la constante de estructura fina, que debe mantenerse en $\alpha \leq 10^{-2}$. El bosón involucrado en la bariogénesis debe tener una masa comparable a la escala de Planck para garantizar una ruptura adecuada de la simetría CP.