

# ¿POR QUÉ EXISTIMOS? POR QUÉ EL UNIVERSO ESTÁ CONSTITUIDO DE MATERIA Y NO DE ANTIMATERIA

Cervantes Martínez Jorge Luz (1), David Yves Ghislain Delepine (2)

1 [Licenciatura en Física, División de Ciencias e Ingenierías, Campus León, Universidad de Guanajuato] | [cervantesmj2012@licifug.ugto.mx]

2 [Departamento de Física, División de Ciencias e Ingenierías, Campus León, Universidad de Guanajuato] | [delepine@ugto.mx]

## Resumen

En física existe un problema sin resolver muy importante la llamada asimetría bariónica, que es el hecho de que existe más materia bariónica (básicamente protones y neutrones) que antibariónica esta asimetría es del orden de  $10^{-10}$ , el mecanismo que explica esta asimetría es la bariogénesis y tiene que cumplir con las condiciones de Sakharov, existen varias formas de explicar la bariogénesis la más común es la bariogénesis electrodébil, consiste en que conforme el universo se fue enfriando este llegó a una temperatura crítica en la cual ocurrió una transición de fase y dado que se cumplieran las condiciones de Sakharov se llegó a una asimetría bariónica, esto se puede observar desde un potencial que se asocia a un campo  $\phi$ , este potencial requiere de correcciones para que sea consistente con las observaciones, las correcciones son realizadas a un loop a temperatura finita distinta de cero. En este artículo se revisan las correcciones sobre el potencial debido a los fermiones, suponiendo que el acoplamiento de Yukawa es función del campo  $\phi$  supondremos distintas funciones para analizar cualitativamente como estas afectan el potencial.

## Abstract

In physics there is a very important unresolved problem called the baryonic asymmetry, which is the fact that there is more baryonic matter (basically protons and neutrons) than antibaryonic this asymmetry is on the order of  $10^{-10}$ , the mechanism that explains this asymmetry is baryogenesis and has to meet the conditions of Sakharov, there are several ways to explain baryogenesis the most common is electroweak baryogenesis, consists in that as the universe cooled it reached a critical temperature in which a phase transition occurred and as the conditions of Sakharov were met there was a baryonic asymmetry, this can be observed from a potential that is associated to a field  $\phi$ , this potential requires corrections so it's consistent with the observations, the corrections are made to one-loop at non-zero temperature, in this article we review the corrections on the potential due to fermions (quark top), assuming that Yukawa's coupling is a function of the field  $\phi$  we will assume different functions to analyze qualitatively how these affect the potential.

### Palabras Clave

Equilibrio termodinámico; Bariogénesis; Transición de fase; Potencial efectivo; Temperatura finita.

## INTRODUCCIÓN

### Bariogenesis.

La bariogénesis es el mecanismo que explica la asimetría bariónica en el universo, que es el desequilibrio que hay entre los bariones y antibariones, esta asimetría se puede caracterizar por el siguiente parámetro,

$$\eta = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma}$$

lo que significa que por cada diez mil millones de bariones que se aniquilan con diez mil millones de antibariones hay un barión de más.

Existen distintas formas de explicar la bariogénesis, la revisada en este artículo es la bariogénesis electrodébil (EWB por sus siglas en inglés), que se fundamenta en la teoría cuántica de campos, para que ocurra la bariogénesis se tienen que cumplir las condiciones de Sakharov, siendo estas las siguientes:

- Violación de número bariónico (B), esta condición nos dice que en una interacción el número de bariones finales es diferente al número de bariones iniciales, esta condición es la más obvia puesto que si deseamos pasar de un universo con la misma cantidad de bariones y antibariones a uno con más bariones se tienen que producir más de estos.
- Violación de C, CP, para explicar esta condición es necesario introducir el concepto de conjugación de carga (C) que es cambiar una partícula por su respectiva antipartícula y la conjugación de paridad (P), para esto tenemos que saber que en el modelo estándar de partículas elementales los fermiones tienen dos quiralidades la izquierda y la derecha, de modo que al aplicar conjugación de paridad a una partícula con quiralidad izquierda obtendremos su respectiva partícula con quiralidad derecha, es posible aplicar la conjugación de carga-paridad (CP), si aplicamos (CP) a una partícula izquierda obtendremos la respectiva antipartícula con quiralidad derecha, esto es relevante dado que las

interacciones entre las partículas dependen de su quiralidad.

- Sistema fuera de equilibrio termodinámico, esta condición es la más importante dado que si el sistema está en equilibrio las interacciones descritas anteriormente tiene la misma posibilidad de ocurrir en el sentido inverso, eliminando así la violación al número bariónico, C y CP, dado que deseamos que estos procesos tengan un sentido preferente es necesario que el sistema salga del equilibrio termodinámico esto se puede caracterizar por las siguientes expresiones,

$\Gamma \gg H \rightarrow$  Sistema en equilibrio.

$\Gamma \ll H \rightarrow$  Sistema fuera de equilibrio.

donde  $\Gamma$  es el ritmo de interacción entre las partículas y  $H$  es el ritmo de expansión del universo.

### Potencial efectivo a temperatura finita.

Nos centraremos en tercera condición. Conforme el universo se expandía este disminuía su temperatura hasta alcanzar una temperatura crítica ( $T_c$ ) en la cual ocurrió una transición de fase, el modelo de transición de fase electrodébil (EWFT por sus siglas en inglés) la temperatura crítica es del orden de  $T_c \approx 100 \text{ MeV}$ . Para que la EWB pueda ocurrir se necesita que la transición de fase sea de primer orden lo que significa que la derivada del potencial no es continua.

Estas condiciones están en desacuerdo con las mediciones experimentales, por lo que necesario realizar correcciones al potencial para que la temperatura crítica concuerde con la masa del Higgs, por lo que el potencial efectivo será una suma de sus correcciones,

$$V_{eff} = V_0(\phi) + V_1^\beta(\phi)$$

Donde  $\phi$  es el campo y temperatura va como  $\beta = 1/T$ , las correcciones de lazo (loop corrections) se calculan integrando los propagadores [1]. El potencial a temperatura cero a zero-loop está dado por,

$$V_0(\phi) = \frac{1}{2}m^2\phi^2 + \frac{\lambda}{4!}\phi^4$$

como se observa este potencial es independiente de la temperatura, al introducir correcciones de one-loop con un potencial dependiente de la temperatura, obtenemos,

$$V_1^\beta(\phi_c) = \frac{1}{2\beta} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \log(\omega_n^2 + \omega^2)$$

donde  $p$  es el propagador para los bosones,  $\omega_n$  son las frecuencias de Matsubara para un campo bosónico y  $\omega = \vec{p}^2 + m^2(\phi_c)$ , esta ecuación la podemos llevar a,

$$V_1^\beta(\phi_c) = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \left[ \frac{\omega}{2} + \frac{1}{\beta} \log(1 - e^{-\beta\omega}) \right]$$

esta la podemos separar en una parte dependiente de la temperatura y una independiente, la parte dependiente se conoce en inglés como thermal bosonic function  $J_B$ ,

$$J_B[m^2\beta^2] = \int_0^\infty dx x^2 \log \left[ 1 - e^{-\sqrt{x^2 + \beta^2 m^2}} \right]$$

esta función se puede aproximar a,

$$J_B(m^2/T^2) = -\frac{\pi^4}{45} + \frac{\pi^2 m^2}{12 T^2} - \frac{\pi}{6} \left( \frac{m^2}{T^2} \right)^{3/2} - \frac{1}{32} \frac{m^4}{T^4} \log \frac{m^2}{a_b T^2} - 2\pi^{7/2} \sum_{\ell=1}^{\infty} (-1)^\ell \frac{\zeta(2\ell+1)}{(\ell+1)!} \Gamma\left(\ell + \frac{1}{2}\right) \left( \frac{m^2}{4\pi^2 T^2} \right)^{\ell+2}$$

donde  $\log a_b = 5.4076$  y  $\zeta$  es la función zeta de Riemann, estas correcciones están realizadas sobre un campo escalar es posible realizar correcciones sobre un campo fermiónico que interactúe con el campo escalar, el proceso es análogo al anterior solo se cambian los propagadores por los del fermión, obteniendo así[2],

$$V_1^\beta(\phi_c) = -\frac{2\lambda}{2\beta} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \log(\omega_n^2 + \omega^2)$$

en este caso  $\omega_n$  son las frecuencias de Matsubara para un campo fermiónico y  $\omega = \vec{p}^2 + m_f^2$ , de forma similar a lo anterior podemos encontrar una thermal fermionic function,

$$J_F(m^2/T^2) = \frac{7\pi^4}{360} - \frac{\pi^2 m^2}{24 T^2} - \frac{1}{32} \frac{m^4}{T^4} \log \frac{m^2}{a_f T^2} - \frac{\pi^{7/2}}{4} \sum_{\ell=1}^{\infty} (-1)^\ell \frac{\zeta(2\ell+1)}{(\ell+1)!} (1 - 2^{-2\ell-1}) \Gamma\left(\ell + \frac{1}{2}\right) \left( \frac{m^2}{\pi^2 T^2} \right)^{\ell+2}$$

donde  $\log a_f = 2.6351$ . En este análisis nos centraremos en la contribución al potencial debido a las correcciones en el campo fermiónico (quark top) variando los acoplamientos de Yukawa.

## MATERIALES Y MÉTODOS

Este proyector está inspirado el trabajo de Iason Baldes, Thomas Konstandin y Geraldine Servant [3], donde el acoplamiento de Yukawa en la masa del fermión está dado como función del campo  $\phi$ .

$$m_f = \frac{y(\phi)\phi}{\sqrt{2}}$$

$$y(\phi) = \begin{cases} y_1 \left( 1 - \left[ \frac{\phi}{v} \right]^n \right) + y_0 & \text{for } \phi \leq v, \\ y_0 & \text{for } \phi \geq v. \end{cases}$$

Partiendo de esto hemos propuesto un par de funciones más, siendo estas,

$$y_1(\phi) = \begin{cases} y_1 \left( \log \left( \frac{|\phi|}{v} \right) \right) + y_0 & \text{si } \phi \leq v \\ y_0 & \text{si } \phi \geq v \end{cases}$$

$$y_2(\phi) = \begin{cases} y_1 \sum_{i=0}^j \left( 1 - \left( \frac{\phi}{v} \right)^{0.1i} \right) + y_0 & \text{si } \phi \leq v \\ y_0 & \text{si } \phi \geq v \end{cases}$$

después las graficamos para observar de manera cualitativa su comportamiento respecto a la propuesta en [3], para graficar se utilizó el potencial,

$$V_f^T(\phi, T) = -\frac{gT^4}{2\pi^2} J_f \left( \frac{m_f(\phi)^2}{T^2} \right),$$

para esto utilizamos el segundo término de  $J_f$  dado que el primero es muy pequeño y suponemos que la temperatura es mucho mayor que la masa por lo que los demás términos son despreciables. Los valores de  $y_0 = 0.02$ ,  $y_1 = 2$ ,  $g = 60$  y  $n = 1$ [3], y los respectivos valores para la masa del Higgs  $m_H = 125MeV$  y su valor de expectación en el vacío  $v = 246MeV$  y  $\lambda$  que vale 2 para un fermión de Dirac y 1 para un fermión de Weyl.

Para puntualizar, lo que se desea lograr es que la corrección modifique el potencial para que se logre tener un mínimo local y uno global de tal modo que se genere una barrera de potencial entre ambos y al pasar del mínimo local al global ocurra una transición de fase de primer orden, esto usando distintos acoplamientos de Yukawa.

## RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Podemos observar que introduciendo los acoplamientos de Yukawa propuestos logramos un efecto similar al que se usó en [3], obteniendo una barrera de potencial entre el mínimo local y el global (ver figura 1).

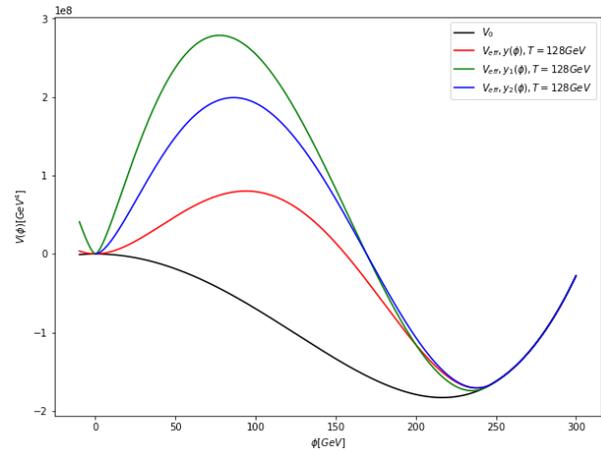


Figura 1. Gráfica de los potenciales a una temperatura de 128 GeV.

En la Figura 1. Se fijó la temperatura a 128 GeV dado que esta es la temperatura crítica para el potencial efectivo con  $y(\phi)$ [3]. Es conveniente observar cómo varían los potenciales propuestos respecto al revisado variando la temperatura, ya que estos deben aproximarse al potencial sin correcciones.

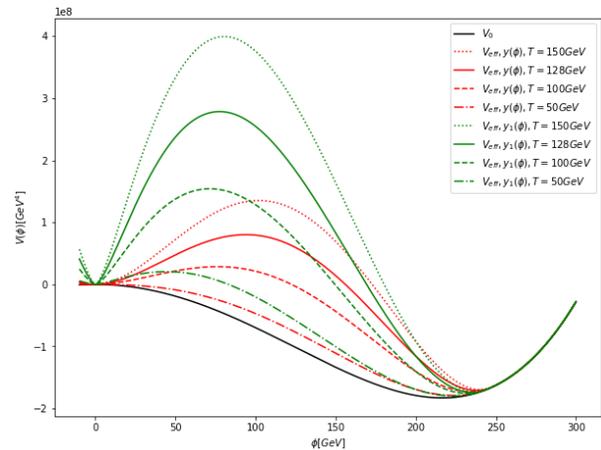
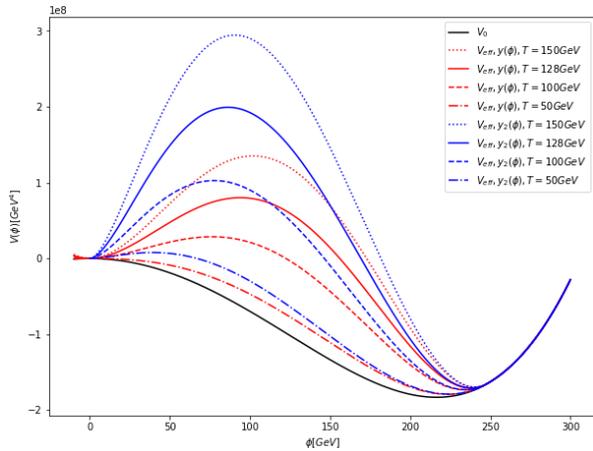


Figura 2. Gráfica del potencial efectivo usando  $y(\phi)$  y  $y_1(\phi)$  variando la temperatura.

En la Figura 2. observamos el potencial con el acoplamiento de Yukawa propuesto  $y_1(\phi)$  se aproxima el potencial  $V_0$  conforme la temperatura disminuye al igual que el potencial con un acoplamiento  $y(\phi)$ .



**Figura 3. Gráfica del potencial efectivo usando  $y(\phi)$  y  $y_2(\phi)$  variando la temperatura.**

En la Figura 3. de igual forma observamos como este tiene un comportamiento similar al potencial revisado y converge al potencial sin correcciones.

## CONCLUSIONES

Los acoplamientos de Yukawa propuestos pueden ser buenas alternativas al usado en [3] para obtener una transición de fase de primer orden.

El acoplamiento  $y_1(\phi)$  es de interés dado que es simétrico alrededor de cero.

Un análisis para encontrar la temperatura crítica para cada acoplamiento propuesto es necesario dado que este cambia con cada acoplamiento.

Es necesario añadir corrección a loop de orden mayor al potencial dado que hay problemas de ajuste fino y esto podría solucionarlo.

## REFERENCIAS

[1] L. Dolan and R. Jackiw, (1974). Symmetry behavior at finite temperature. PHYSICAL REVIEW D, Volumen 9, doi:10.1103/PhysRevD.9.3320

[2] Mariano Quiros, (1999). Finite temperature field theory and phase transitions., arXiv:hep-ph/9901312 [hep-ph].

[3] Iason Baldes, Thomas Konstandin, Geraldine Servant, (2016). A First-Order Electroweak Phase Transition in the Standard Model from Varying Yukawas., arXiv:1604.04526v1 [hep-ph].

[4] Joseph I. Kapusta, Charles Gale, (1989). Finite-Temperature Field Theory Principles and Applications, United Kingdom, Cambridge University Press