

BARIOGÉNESIS EN UNA TRANSICIÓN DE FASE ELECTRODÉBIL SUPER FRÍA Y SU RELACIÓN CON LA MATERIA OSCURA

Laura Catalina Arboleda (1), David Yves Ghislain Delepine (2)

1 [Licenciatura en Astronomía y astrofísica, Universidad de Antioquía] | Dirección de correo electrónico: lauracrb849@gmail.com

2 [Departamento de Física, División de Ciencias e Ingenieras, Campus León, Universidad de Guanajuato] | Dirección de correo electrónico: delepine@fisica.ugto.mx

Resumen

Las observaciones astrofísicas más recientes han establecido un exceso de bariones en el universo del orden de 10^{-10} . De acuerdo con estas observaciones la cantidad de bariones supera la de antibariones. La fuente de la asimetría bariónica es uno de los mayores desafíos para la física actualmente. Una de las propuestas es que debe existir entonces un mecanismo dinámico que genere dicha asimetría después de la inflación. Con base a esto surge el mecanismo de bariogénesis electrodébil, el cual es una alternativa muy prometedora para explicar la asimetría materia-antimateria. En este trabajo nos basamos en la idea de transición de fase electrodébil. Se asume un modelo de potencial con dos campos escalares, $V(\phi, \sigma, T)$, se estudia la contribución a este potencial a temperatura cero y a temperatura finita, para lo cual se encuentran las masas de los campos, una de ellas correspondiente a la masa del Higgs. Con el fin de entender como la temperatura influye en la transición de fase electrodébil y determinar el orden de la transición, debemos analizar el comportamiento del potencial $V(\phi, \sigma, T)$, el cual contiene información sobre la dependencia del valor esperado del vacío con la temperatura. Se encuentra que a altas temperatura, el valor esperado del vacío es cero, y por tanto el estado fundamental del sistema obedece las simetrías originales del potencial.

Abstract

The most recent astrophysical observations have established a baryon excess in the universe. According to these observations the baryon density excess that of antibaryons. The source of the baryon asymmetry is one of the biggest challenges for physics now. One option is that should be a dynamic mechanism that generates that asymmetry after inflation. Based on this, baryogenesis electroweak mechanism is proposed, which is a very promising alternative to explain the matter-antimatter asymmetry. In this work, we rely on the idea of electroweak phase transition. We assume a model for the effective potential with two scalar fields, $V(\phi, \sigma, T)$. We study the contribution of V at zero temperature and at finite temperature, for which we find the fields masses, one of them associated to the Higgs field. In order to understand how temperature affects the electroweak phase transition and to determinate the order of the transition, we must analyze the behavior of the potential $V(\phi, \sigma, T)$ because this contains information about vacuum's expectation value dependence on temperature. We found that at high temperature, the vacuum's expectation value is zero, and therefore the system's ground state obeys the original symmetries of V .

Palabras Clave

Bariogénesis, transición de fase, violación de CP, equilibrio termodinámico, número bariónico B.

INTRODUCCIÓN

De acuerdo con el Modelo Estándar, las partículas elementales (que no poseen estructura interna) son los leptones y quarks. Las partículas que sí tienen estructura interna se llaman hadrones, y pueden ser bariones (formados por tres quarks) o mesones (formados por un par quark-antiquark). La materia y antimateria no puede coexistir pues su encuentro produce la aniquilación de ambas partículas y por tanto parece que estamos en un universo en el que predomina la materia bariónica.

De observaciones astrofísicas como la radiación cósmica de fondo y la abundancia de elementos ligeros (nucleosíntesis primordial [2]), parece no haber evidencia de materia antibariónica en el universo con lo que surge el problema de cómo explicar la densidad de bariones que observamos. El exceso de bariones respecto al número de fotones, η , que medimos de las observaciones, es distinto de cero, y está dado por [3]:

$$\eta = \frac{\eta_B - \bar{\eta}_B}{\gamma} \approx 6 \times 10^{-10}$$

Con lo que concluimos que para el universo observable $B > 0$.

El proceso por el cual esta asimetría es generada se conoce como bariogénesis. Existen tres condiciones que debe cumplir un modelo para tener un mecanismo de bariogénesis, las cuales fueron postuladas por el físico Andrei Sakharov en 1967:

- Violación del número bariónico (B): Las interacciones que llevan el universo de un estado simétrico a uno anti simétrico respecto al número de bariones deben cumplir esta condición, pues si el número bariónico es cero, no existiría ninguna asimetría. Las interacciones que violan B median el decaimiento del protón, y aunque nuevas teorías físicas han propuesto que el tiempo de vida medio de este barión debe ser mayor incluso a la edad del universo, la violación del número bariónico debe ser pequeña tal que el protón no se vuelva inestable inhibiendo así la existencia de estructuras en el tiempo (como nosotros mismos).
- Violación de CP: La conjugación de carga, C, transforma una partícula en su correspondiente

antipartícula. Que un sistema tenga simetría C implica que éste permanece invariable si la carga de sus partículas se invierte. En el Modelo Estándar los fermiones tienen distintas quiralidades: izquierda y derecha. La acción de la paridad P transforma un fermión izquierdo en su correspondiente fermión derecho; por lo tanto, CP transforma un fermión izquierdo en su antifermión derecho. Si no existiera la violación de CP, las partículas se comportarían igual que sus antipartículas, con lo que no se generaría una asimetría bariónica.

- No-equilibrio termodinámico: Las interacciones que violan B y CP deben ocurrir fuera del equilibrio termodinámico. Esto se debe a que la simetría CPT es exacta en el estado de equilibrio termodinámico, por tanto un sistema en dicho equilibrio tendría el mismo número de bariones que de antibariones ($B=0$). En los inicios del universo ocurrían reacciones de desintegración de partículas y antipartículas en sus constituyentes (quarks) y otros productos, pero además ocurría el proceso inverso mediante el cual los quarks se unen para crear bariones. Para que se mantenga la asimetría bariónica es necesario que se reduzca la tasa de ocurrencia del proceso inverso. Esto se traduce en que el ritmo de interacción entre las partículas debe ser mucho menor a la tasa de expansión del universo, y ya que una partícula está en equilibrio térmico si la tasa a la que interactúa con el resto de las partículas es mayor a la tasa de expansión del universo, se deduce que las reacciones deben ocurrir fuera del equilibrio termodinámico.

En este proyecto nos enfocaremos en el mecanismo de generación de asimetría bariónica denominado bariogénesis electrodébil (BED). Dentro de este esquema la asimetría en la densidad de bariones ocurre durante la transición de fase electrodébil.

En el universo temprano, la temperatura era muy alta, y el universo se encontraba en una fase simétrica. A medida que se expandía, se enfriaba, hasta que alcanzó una temperatura por debajo de cierta temperatura crítica, éste sufrió transiciones de fase que rompieron la simetría inicial. Tales transiciones de fase pudieron ser de primer orden o de segundo orden. Las transiciones de primer orden

se caracterizan por la existencia de calor latente. En las de segundo orden, la transición entre las dos fases se realiza de forma continua.

El modelo de bariogénesis electrodébil, dicha temperatura crítica corresponde a la escala electrodébil ($T \lesssim 100$ GeV). Para que este mecanismo sea exitoso se requiere una transición de fase de primer orden. La BED está estrechamente ligada a la dinámica de la transición de fase. Al incorporar efectos de temperatura en el modelo, puede ocurrir que por encima de una temperatura crítica T_c , el valor preferido del campo escalar sea el origen, a pesar de que al analizar el potencial sea un punto inestable. Para $T > T_c$, la simetría es restaurada y para $T < T_c$ la simetría está rota. En $T = T_c$ ocurre una transición de fase.

Las condiciones para la bariogénesis electrodébil están contenidas en el modelo estándar, sin embargo, sin una extensión de este modelo, el mecanismo de BED no es exitoso, debido, por ejemplo, a que la transición de fase dentro del modelo estándar es de primer orden sólo si la masa del bosón de Higgs es menor a los 70 GeV, lo cual está en desacuerdo con la evidencia experimental, que establece la masa para el bosón de Higgs en los 125 GeV [4].

En este proyecto se busca entender la problemática de la asimetría bariónica del universo, entender las condiciones de Sakharov para producir dicha asimetría y entender la noción de rompimiento de simetría, y con estos conocimientos estudiar la posibilidad de obtener una temperatura para la transición de fase electrodébil a través de un modelo en el que se introduce un campo escalar nuevo en el potencial del modelo estándar que interactúa con el campo de Higgs. Se pretende estudiar el comportamiento del potencial dependiente de dos campos escalares y la temperatura [5]: $V(\phi, \sigma, T)$, de tal forma que variando los parámetros podamos ver cómo se mueve el valor esperado del vacío y por consiguiente el rompimiento de simetría en la transición de fase electrodébil.

MATERIALES Y MÉTODOS

Modelo de potencial con dos campos escalares a temperatura finita.

Queremos encontrar la temperatura crítica de la transición de fase electrodébil en un modelo con dos campos escalares (ϕ y σ), para a partir de ésta estudiar cuando la simetría de la teoría persiste y cuando se rompe. Para ello sabemos de Dolan y R. Jackiw que el potencial tendrá una contribución a $T=0$, que es donde ocurre el rompimiento de simetría y otra a T finita:

$$V(\phi, \sigma, T) = V(\phi, \sigma) + V_T(M_1^2) + V_T(M_2^2)$$

Estudiaremos primero el rompimiento espontáneo de simetría, a temperatura cero. En este modelo la contribución del potencial a $T=0$ está dada por:

$$V(\phi, \sigma) = \frac{1}{2}(-\mu^2 - g\sigma^2)\phi^2 + \frac{\lambda}{4}\phi^4 - \frac{\mu_\sigma^2}{2}\sigma^2 + \frac{\lambda_\sigma}{4}\sigma^4(1)$$

Los valores de ϕ y σ para los cuales el potencial es mínimo están dados por:

$$\frac{\partial V(\phi, \sigma)}{\partial \phi} = 0 \Rightarrow \phi^2 = \frac{\mu^2 + g\sigma^2}{\lambda}$$

$$\frac{\partial V(\phi, \sigma)}{\partial \sigma} = 0 \Rightarrow \sigma^2 = \frac{\mu_\sigma^2 + g\phi^2}{\lambda_\sigma}$$

La estructura de este potencial está descrita por fases diferentes. Si se asume $\lambda > 0$, luego, para $\mu^2 < 0$ nos encontramos en una fase simétrica con el mínimo en el origen ($\phi = \sigma = 0$). Si $\mu^2 > 0$, para uno de los campos o para ambos, estos pueden adquirir un valor esperado.

Diagonalizamos la matriz de las derivadas segundas del potencial evaluado en su mínimo verdadero, y los autovalores serán los valores del cuadrado de las masas de los campos. El valor mayor del cuadrado de la masa corresponderá a la masa del Higgs. Una vez conocidas las masas podemos calcular la contribución a $T \neq 0$, de la expansión de Dolan y R. Jackiw [5], dada en (3.16):

$$V(M, T) = \frac{-\pi^2}{90\beta^4} + \frac{1}{24\beta^2}M^2 - \frac{1}{12\pi\beta}M^3 - \frac{1}{64\pi^2}M^4 \ln M^2 \beta^2 + \frac{C}{64\pi^2}M^4 + O(M^6 \beta^2)$$

en donde $\beta = 1/kT$.

Esta expansión es válida para altas temperaturas, en donde esperamos que la simetría persista.

Inclusión de la temperatura en el modelo del potencial.

Para ver como evoluciona el valor del vacío de la teoría en función en la temperatura estudiaremos el potencial dado por:

$$V(\varphi, \sigma, T) = \frac{1}{2}(\mu_\varphi^2 - g\sigma^2 + \alpha T^2)\varphi^2 + \frac{\lambda_\varphi}{4}\varphi^4 - (\mu_\sigma^2 - \beta T^2)\frac{\sigma^2}{2} + \frac{\lambda_\sigma}{4}\sigma^4 + \delta\varphi^3 T$$

en donde α , β y δ son parámetros positivos.

Veremos el comportamiento del potencial a T cero y a T diferente de cero, variando los parámetros.

1. Asumiremos $\delta = 0$, con lo que $V(\phi, \sigma, T)$ es simétrico bajo la transformación $\phi \rightarrow -\phi$. A lo largo de este análisis se mantendrán constantes y mayores que cero λ_ϕ , λ_σ , μ_ϕ , μ_σ , g , con $g < \lambda_\phi$, λ_σ y $\mu_\phi < \mu_\sigma$. En este caso se observa el rompimiento de simetría cuando la temperatura es cero o cercana a cero. En la *figura 1* se pueden observar cuatro mínimos, en color azul; los cuales se presentan en valores de $\phi = \pm \phi_0$ y $\sigma = \pm \sigma_0$ (dados por $\partial V/\partial \phi = 0$ y $\partial V/\partial \sigma = 0$, respectivamente). A medida que la temperatura aumenta, la forma del potencial $V(\phi, \sigma, T)$ cambia y a una temperatura suficientemente alta, el mínimo global del potencial se encuentra en $\phi \approx 0$ y $\sigma = 0$; vemos entonces que se restaura la simetría, decimos que el sistema se encuentra en un estado simétrico. Esto se puede observar en la *figura 2*. En el universo temprano, la temperatura era alta, y éste se encontraba en la fase simétrica. A medida que la temperatura descendía (hasta un cierto valor crítico), el universo sufre una transición de fase. Tal transición de fase puede ser de primer o segundo orden, como veremos en el caso $\delta \neq 0$.

2. Para el caso $\delta \neq 0$, el término cúbico en ϕ rompe la simetría $\phi \rightarrow -\phi$. A lo largo de este análisis se mantendrán constantes y mayores que cero λ_ϕ , λ_σ , μ_ϕ , μ_σ , g , con $g < \lambda_\phi$, λ_σ y $\mu_\phi < \mu_\sigma$. Además los parámetros a y b cumplen que $a, b > 0$.

Cuando la temperatura empieza a descender, la presencia del término cúbico hace que solamente existan dos vacíos, en lugar de cuatro, como en el caso anterior (ver *figura 3*). Cuando la temperatura caer por debajo de cierto valor, los campos se mueven de nuevo hacia valores cercanos al mínimo en la fase rota (ϕ_0 , σ_0). Antes de que esto ocurra el campo permanece un tiempo en la fase simétrica ($\phi = \sigma = 0$) debido a la existencia de barreras de potencial que separan los mínimos. Decimos

entonces que el estado $\phi = 0$ y $\sigma = 0$ (en donde hay simetría) es metaestable. El campo ϕ salta la barrera de potencial debido a fluctuaciones térmicas o a el efecto túnel. Las paredes de las burbujas corresponden a las fronteras entre una fase y otra; allí, los campos adquieren valores tales que estos se mueven de una fase simétrica a una fase rota. En este proceso se crean burbujas de la nueva fase hasta que gradualmente la fase rota llena el espacio.

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

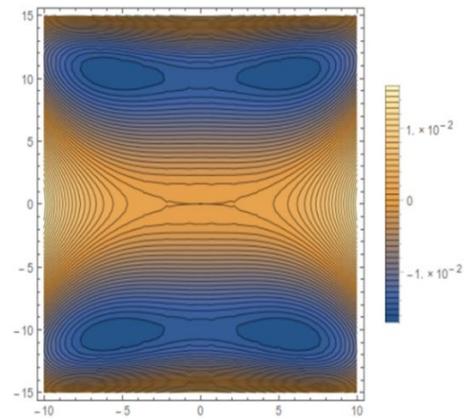


Figura 1. Gráfica del comportamiento del potencial como función de los campos cuando $T=0$ y $\delta=0$. Se observa un rompimiento de simetría, con 4 mínimos del potencial representados en color azul.

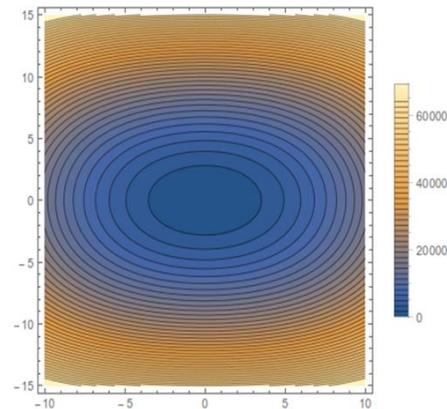


Figura 2. Gráfico del comportamiento de V manteniendo $\delta=0$ cuando la temperatura es alta. Se restablece la simetría y solo se observa un mínimo global ubicado en $(0,0)$.

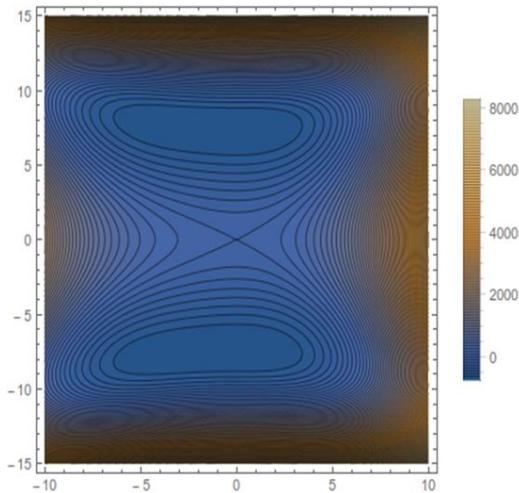


Figura 3. Gráfico del comportamiento del potencial V cuando se disminuye la temperatura. Como $\delta \neq 0$ el término cúbico en el campo Φ es responsable de la aparición de dos mínimos que rompen la simetría.

CONCLUSIONES

1. Concluimos que tanto para $\delta \neq 0$ como para $\delta = 0$, a temperaturas suficientemente altas, el estado fundamental del sistema (mínimo absoluto) se encuentra en $\Phi = \sigma = 0$, y en ese caso la simetría se restaura.
2. Cuando la temperatura disminuye por debajo de cierto valor, se produce una transición de fase desde $\Phi = \sigma = 0$ a $\Phi = \pm \Phi_0$ y $\sigma = \pm \sigma_0$. Concluimos que se ha producido un rompimiento espontáneo de simetría. La transición de fase ocurre siguiendo el camino de mínima energía.
3. Concluimos que para el caso $\delta \neq 0$, al descender la temperatura, los campos pasan desde un estado metaestable a uno en el que adquieren un valor esperado Φ_0 y σ_0 , superando las barreras de potencial. No es una transición de fase de segundo orden, pues en este tipo de transiciones no hay estados metaestables, y lo que se observaría es que la transición ocurre de manera continua.

AGRADECIMIENTOS

A la Universidad de Guanajuato por hacer posible mi participación en el verano de investigación y a el

profesor David Delepine por su apoyo en este proceso.

REFERENCIAS

- [1] Carl D. Anderson, (1933). The Positive Electron. Physical Review, Volumen 43, doi: 10.1103/PhysRev.43.491
- [2] Keith A. Olive, Gary Steigman, Terry P. Walker, (2000). Primordial nucleosynthesis: theory and observations. Physics Reports, Volumen 333-334, pp 389-407. doi:10.1016/S0370-1573(00)00031-4
- [3] Dennis V. Perepelitsa, (2008). Sakharov Conditions for Baryogenesis.
- [4] K. Kajantie, M. Laine, K. Rummukainen, M. Shaposhnikov, (1997). A non-perturbative analysis of the finite-T phase transition in $SU(2) \times U(1)$ electroweak theory. Nuclear Physics, Volumen 493, Pages 413–438, doi:10.1016/S0550-3213(97)00164-8
- [5] L. Dolan and R. Jackiw, (1974). Symmetry behavior at finite temperature. PHYSICAL REVIEW D, Volumen 9, doi:10.1103/PhysRevD.9.3320