

BARIOGENESIS POR DISIPACION DE VORTONES

L. Masperi

Centro Atómico Bariloche e Instituto Balseiro
8400 S.C. de Bariloche, Argentina
masperi@cab.cnea.edu.ar

M. Orsaria

Instituto Nacional de Tecnología Industrial y
Universidad de Buenos Aires, Buenos Aires, Argentina
orsaria@tandar.cnea.edu.ar

Los vortones pueden perder su propiedad superconductoras al bajar la temperatura del universo hasta la correspondiente a la transición electrodébil. Considerando que la desaparición de los vortones da lugar a los bosones de gran unificación que contienen, la asimetría materia - antimateria producida resulta demasiado pequeña. Se muestra con un modelo simplificado que si en cambio el decaimiento del vortón se realiza mediante la emisión de un portador por vez, la situación de no equilibrio correspondiente a la contracción del lazo hasta su colapso da una bariogénesis que puede ser compatible con la observada. La contracción del vortón es analizada clásicamente y la probabilidad de emisión del portador estimada por efecto túnel.

Vortons may lose their superconducting property when the temperature of the universe decreases down to the electroweak transition one. Considering that the disappearance of vortons gives way to the grand unification bosons that they contain, the produced matter - antimatter asymmetry turns out to be too small. It is shown with a simplified model that if the vorton decay proceeds instead through the emission of one carrier at a time, the non - equilibrium stage corresponding to the loop contraction up to its collapse gives a baryogenesis which may be consistent with the observed one. The vorton contraction is analyzed classically and the probability of carrier emission estimated by tunnel effect.

I. INTRODUCCION

La explicación de la asimetría materia - antimateria observada en el universo es uno de los problemas fundamentales de la cosmología. Las condiciones para que esa asimetría se haya generado fueron establecidas por Sakharov: no conservación del número bariónico, violación de la simetría conjugación de carga por paridad y etapa de no equilibrio termodinámico ⁽¹⁾.

Si bien estas condiciones pueden ser satisfechas en el marco del modelo estándar de las interacciones fundamentales, la bariogénesis producida es insuficiente. Es necesario por lo tanto ir más allá del modelo estándar. La extensión más inmediata corresponde a las teorías de gran unificación (GUT) que prevén partículas muy pesadas (genéricamente llamadas X) cuyo decaimiento en la etapa inicial del universo puede producir la asimetría requerida. Sin embargo, ésta puede ser borrada dependiendo de los modelos, antes de llegar a la temperatura de transición correspondiente a la ruptura de la simetría electrodébil. Esto ha llevado a considerar mecanismos para la bariogénesis durante la transición electrodébil que involucran la inclusión de partículas adicionales respecto de las del modelo estándar ⁽²⁾.

Una alternativa es pensar que las partículas X de GUT son conservadas en el interior de cuerdas cósmicas superconductoras estabilizadas por su impulso angular, denominadas vortones. Al enfriarse el universo hasta la temperatura electrodébil, puede suceder que los vortones pierdan su propiedad superconductoras y por lo tanto decaigan. Sin embargo si se considera la asimetría materia - antimateria

producida por las partículas X contenidas en los vortones, ésta resulta cuantitativamente insuficiente ⁽³⁾.

En el presente trabajo se explora la posible mayor bariogénesis producida por el decaimiento del vortón mediante la emisión de un portador de su corriente por vez con simultánea contracción de la cuerda circular hasta su colapso. El no equilibrio producido por la velocidad de contracción da lugar a un saldo neto de emisión de partículas frente a la de antipartículas.

En la Sección II se describe un modelo simplificado en el que, ignorando los detalles de la teoría GUT subyacente, se supone que al llegar a la temperatura electrodébil, el vortón posee una tensión constante hasta su colapso mientras emite una partícula por vez con conservación de impulso angular. Se estima la asimetría materia - antimateria por vortón mediante la velocidad de contracción y la probabilidad de emisión hasta el colapso. La primera es calculada clásicamente en forma aproximada teniendo en cuenta efectos relativistas en la contracción del lazo, y la segunda es estimada semiclásicamente por el efecto túnel correspondiente a la extracción de un portador de la cuerda con el consiguiente aumento de su masa afuera de la misma. Teniendo en cuenta la densidad de vortones considerados como estables hasta la temperatura electrodébil ⁽⁴⁾, la bariogénesis total producida puede ser del orden de la observada en el universo.

En la Sección III se dan algunas conclusiones y comentarios respecto de los refinamientos del modelo, necesarios para un cálculo más preciso que permita concluir si este mecanismo para la bariogénesis es viable.

II. CONTRACCION Y DECAIMIENTO DE VORTONES

La densidad de número bariónico (materia - antimateria) relacionada con la densidad de entropía en el universo está determinada por la nucleosíntesis primordial como

$$\frac{n_B}{s} = 10^{-10} - 10^{-11} \quad (1)$$

Una forma de explicar esta relación es por el decaimiento de partículas X de GUT a una temperatura $T \sim 10^{15}$ GeV para la cual su densidad es del tipo de un modo de radiación $n_X \cong T^3$. Puesto que la densidad de entropía está dada por todos los modos de masa cero $s \cong g^* T^3$ donde a esa temperatura $g^* \sim 10^2$ y la asimetría materia - antimateria producida en el decaimiento de una partícula X es $\epsilon \sim 10^{-8}$, resulta

$$\frac{n_B}{s} = \frac{n_X}{s} \epsilon \sim 10^{-10} \quad (2)$$

Pero, según sean los modelos GUT, puede suceder que esta asimetría sea borrada antes que el universo se haya enfriado hasta la temperatura de la transición electrodébil $T \sim 10^2$ GeV, a la cual las partículas normales adquieren masa, mediante procesos del modelo estándar que contienen esfalerones que varían el número bariónico.

Una posible solución es que las partículas X sean conservadas dentro de cuerdas cósmicas hasta la temperatura electrodébil, ya que al decaer entonces la asimetría materia - antimateria no es borrada por ser los procesos debidos a esfalerones muy lentos a baja temperatura.

Cuerdas cósmicas particularmente estables son los vortones, lazos en los cuales circulan corrientes superconductoras, cuya densidad a temperaturas superiores a la electrodébil es

$$n_V = \left(\frac{m_X}{m_{PL}} \right)^{3/2} T^3 \quad (3)$$

donde la masa de la partícula X es $m_X \cong 10^{15}$ GeV; y la masa de Planck $m_{PL} = 10^{19}$ GeV.

A la temperatura electrodébil, dependiendo de los modelos, puede suceder que los vortones pierdan su propiedad superconductoras y dejen de ser estables apareciendo una tensión que los hace contraer. Si se supone que los vortones colapsan instantáneamente dando lugar a N partículas X donde en promedio $N \sim 10$, resulta

$$\frac{n_B}{s} = \frac{n_V}{s} N \epsilon \sim 10^{-15} \quad (4)$$

que es una asimetría muy pequeña.

Como mecanismo alternativo proponemos tener en cuenta la probabilidad de emisión de un portador bariónico (o antibariónico) durante la etapa de contracción del lazo. Puesto que este proceso es de no equilibrio, aparecerá un potencial químico para el número bariónico que dependerá de los detalles de la configuración del vortón pero que deberá ser proporcional

a la velocidad de contracción v. Esto hace que, si la probabilidad por unidad de tiempo de emisión de un barión es Γ , la asimetría generada por un vortón será

$$\epsilon_V \cong \int_0^{t_c} dt v \Gamma \quad (5)$$

donde t_c es el tiempo de su colapso, que debe ser pequeño frente al intervalo necesario para que la temperatura baje apreciablemente de la transición electrodébil. La asimetría materia - antimateria total sea

$$\frac{n_B}{s} = \frac{n_V}{s} \epsilon_V \quad (6)$$

donde para estar de acuerdo con (1), es necesario que $\epsilon_V \sim 10^{-3}$.

La probabilidad de emisión Γ depende en principio de la velocidad de contracción tanto por estar relacionada con el radio del lazo como por la corrección relativista por estar éste en movimiento. Por lo tanto es necesario calcular la evolución de v hasta el momento del colapso del vortón en un punto.

Para temperaturas mayores que la electrodébil el vortón es estable porque a la energía por unidad de longitud μ se agrega la energía cinética de N fermiones, que en su interior tienen masa nula, que es inversamente proporcional al radio del lazo. Es decir que la energía de un vortón de radio R es

$$E = 2\pi R \mu + \frac{1}{2} \frac{N^2}{R} \quad (7)$$

con $\mu \sim m_X^2$.

La minimización de E respecto de R da un radio óptimo $R \sim N/m_X$ y una correspondiente energía, o masa del vortón, $m_V \sim N m_X$.

Al llegar a la temperatura electrodébil suponemos que desaparece la acción estabilizadora de los fermiones por lo que la cuerda siente una tensión μ que la hace contraer. Como consecuencia el problema puede ser considerado como unidimensional con una fuerza radial μ constante durante la contracción.

Tomamos como condiciones iniciales para la velocidad de contracción, masa y radio del vortón $v_i = 0$, $m_V = N m_X$, $R = N/m_X$.

Si la masa de la cuerda fuera constante resultaría

$$v = \frac{\mu}{m_V} t, \quad R - r = \frac{\mu}{m_V} \frac{t^2}{2} \quad \text{y} \quad t_c = \sqrt{2} \frac{N}{m_X}$$

en correspondencia con $r = 0$, notándose que el tiempo de colapso es mucho menor que el intervalo característico de la transición electrodébil $\sim 10^{-10}$ seg. Para t_c la velocidad $v = \sqrt{2} > 1$, a causa de lo esquemático del modelo.

Pero la masa del lazo varía debido a que se va deshaciendo de las partículas que contiene y por otra parte se corrige relativísticamente por su velocidad. Consistentemente

con que la masa en reposo en cada instante sea proporcional a su longitud se tendrá la masa en movimiento

$$m = m_v \frac{r}{R} \frac{1}{\sqrt{1-v^2}} \quad (8)$$

Ahora resulta, para velocidad pequeña,

$$v = \int dt \frac{\sqrt{1-v^2}}{r}, \quad R-r = \int dt v \quad (9)$$

Mediante el método por iteración, introducimos las expresiones para masa constante a fin de calcular la velocidad

$$v = \frac{m_x}{N} \int \frac{dt}{1 - \frac{1}{2} (m_x t/N)^2} \sqrt{1 - (m_x t/N)^2} \quad (10)$$

Esta integral puede resolverse usando:

$$\int \frac{d\theta}{P+Q \cos 2\theta} = \frac{1}{2\sqrt{P^2-Q^2}} \ln \left| \frac{\operatorname{tg} \theta + \sqrt{Q+P/Q-P}}{\operatorname{tg} \theta - \sqrt{Q+P/Q-P}} \right|$$

$$\int \frac{d\theta}{P+Q \sec 2\theta} = \frac{\theta}{Q} - \frac{P}{Q} \int \frac{d\theta}{P+Q \cos 2\theta}$$

de donde se obtiene

$$v = \frac{1}{\sqrt{2}} \operatorname{arctg} \left(\frac{\sqrt{2} N}{m_x t} \left[1 - \left(\frac{m_x t}{N} \right)^2 \right]^{1/2} \right) + 2 \operatorname{arc} \operatorname{sen} \left(\frac{m_x t}{N} \right) - \frac{3}{2\sqrt{2}} \ln \left(\left| \frac{m_x t + \sqrt{2} N \left[1 - (m_x t/N)^2 \right]^{1/2}}{m_x t - \sqrt{2} N \left[1 - (m_x t/N)^2 \right]^{1/2}} \right| \right) - \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \quad (11)$$

Integrando esta expresión de v , lo cual deberá hacerse numéricamente, resultará el radio r del vortón a cada instante, que para $r = 0$ dará el tiempo de colapso t_c corregido. Puede observarse que la velocidad (11) comienza siendo nula para $t = 0$ y luego crece hasta un tiempo que debe ser inferior a N/m_x , ya que si no superaría netamente la velocidad de la luz. Esto indica que el tiempo de colapso resultará ser menor que en el caso de masa constante, lo cual aparece como lógico.

Para calcular la probabilidad de emisión de un portador al comienzo de la contracción, debemos reconocer que se debe superar una barrera. En efecto, al poner el portador inmediatamente fuera de la cuerda debe tener el mismo impulso que tenía adentro para conservar el impulso angular. Pero puesto que adentro tenía masa en reposo nula y afuera adquiere un valor m_x , la energía de la configuración se incrementa en $\Delta E \sim m_x$ que es por lo tanto la altura de la barrera.

Además se debe evaluar el ancho de la barrera. Este corresponde al desplazamiento ΔR del portador tal que la energía de la nueva configuración sea igual a la inicial. Para que esto se haga con conservación de impulso angular, el nuevo impulso p' del portador extraído se debe relacionar con el que tenía dentro de la cuerda, p , mediante

$$pR = p' (R+\Delta R) \quad (12)$$

donde $p = N/R$ es el mayor impulso de un fermión dentro de la cuerda, por lo que es el más fácilmente extraíble.

El balance de energía entre la cuerda inicial con N portadores y el estado final de una cuerda con $N-1$ portadores más una partícula emitida es

$$\sqrt{m_x^2 + \left(\frac{N}{R+\Delta R} \right)^2} + a(N-1)m_x = aNm_x \quad (13)$$

donde de la expresión de la energía de un vortón (7) es claro que la constante $a > 1$. En consecuencia

$$\sqrt{m_x^2 + \left(\frac{N}{R+\Delta R} \right)^2} = am_x$$

y puesto que el segundo miembro no depende de N mientras que $R \cong N/m_x$, es necesario que también $\Delta R \sim N/m_x$ para que tampoco el primer miembro dependa de N .

En consecuencia podemos estimar la probabilidad por unidad de tiempo de emisión de un portador por parte de un vortón en reposo con masa m_v mediante la expresión semiclassical

$$\Gamma \sim m_v e^{-\Delta E \Delta R} \sim Nm_x e^{-N} \quad (14)$$

Para encontrar el orden de magnitud del efecto, si se supone que esta probabilidad se mantiene constante durante la contracción del lazo, la asimetría (5) resulta

$$\epsilon_v \cong \int_0^{N/m_x} dr' \sim N^2 e^{-N} \quad (15)$$

lo cual es fácil ver que coincide con el caso de masa constante. Hay que notar que (15) podrá ser aproximadamente válida sólo si t_c es corto, es decir que requerirá velocidad de contracción en promedio grande. En consecuencia para $N \sim 10$, $\epsilon_v \sim 10^{-3}$ lo cual es compatible con la asimetría observada según (6).

En realidad un cálculo más cuidadoso requiere tener en cuenta que la probabilidad de decaimiento del vortón en reposo Γ_0 irá aumentando con la contracción debido a que N disminuye, pero aclarando que la expresión (14) no es válida para N pequeño. Además la probabilidad Γ para el vortón en movimiento de contracción será menor debido a la dilatación del tiempo según

$$\Gamma = \Gamma_0 \sqrt{1-v^2} \quad (16)$$

que debe introducirse en (5) para el cálculo de ϵ_v . Esto implicaría una expresión para la asimetría por vortón del tipo de

$$\epsilon_v \approx m_x^2 \int_0^{t_c} dt v r \sqrt{1-v^2} e^{-m_x r} \quad (17)$$

que requiere conocer no sólo v sino también la evolución del radio r con el tiempo.

Es esperable que, debido al aumento de la probabilidad de decaimiento del vortón cuando su radio se hace pequeño, el resultado del cálculo de la asimetría según (17) no será inferior al orden de magnitud estimado.

III. CONCLUSIONES

En este trabajo se muestra que la disipación de vortones a la temperatura de la transición de fase electrodébil puede ser un mecanismo para generar la asimetría materia - antimateria del universo. Es interesante señalar que esto ocurre aún cuando la transición de fase electrodébil sea de segundo orden lo cual sucede en el modelo estándar con partícula de Higgs no demasiado liviana.

La mayor bariogénesis respecto de la estimada anteriormente por aniquilación instantánea de los vortones se debe a seguir el proceso de no equilibrio correspondiente a la contracción de los lazos, lo cual origina una preferencia en la emisión de bariones frente a la de antibariones.

Una prueba de consistencia del mecanismo de contracción del vortón propuesto, al menos al comienzo del

proceso, la ofrece el hecho que el relativo aumento de energía con la velocidad es compensado por la disminución de la energía magnética asociada al momento de la espira. De aquí surge una ley de incremento de la velocidad compatible con la estimación realizada.

Si bien el orden de magnitud de la asimetría generada parece ser el adecuado, una conclusión definitiva respecto del mecanismo presentado sólo podrá obtenerse de un análisis más detallado de la configuración que presenta el vortón. Esto permitirá determinar la dinámica del lazo durante la contracción así como el potencial químico que hace más probable la emisión de bariones que la de antibariones y que depende de la magnitud de la violación de CP contenida en el modelo. Será también necesario evaluar más cuidadosamente la probabilidad de efecto túnel correspondiente a la emisión de un portador, especialmente en la etapa final de la contracción cuando el radio del lazo se ha hecho suficientemente pequeño como para ser del orden del espesor de la cuerda.

Referencias

- 1 - E. W. Kolb y M. S. Turner, *The Early Universe*, Addison Wesley Pu (1992).
- 2 - A. Cohen, D. Kaplan y A. Nelson, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 43, 27 (1993), R. Fiore, L. Masperi y A. Mégevand, *Mod. Phys. Lett. A* 11, 1847 (1996).
- 3 - A. - C. Davis y W. B. Perkins, hep - ph / 9612208.
- 4 - R. Brandenberger, B. Carter, A. - C. Davis y M. Trodden, *Phys. Rev. D* 54, 6059 (1996).