

La asimetría materia-antimateria en el universo y los rayos cósmicos de alta energía

L. Masperi

Centro Latinoamericano de Física

Av. Venceslau Bráz 71 Fundos, 22290-140, Rio de Janeiro, RJ-Brasil

e-mail: masperi@cbpfsu1.cat.cbpf.br

Recibido el 30 de octubre de 1998; aceptado el 12 de noviembre de 1998

Se describen diferentes mecanismos para generar la asimetría materia-antimateria observada en el Universo con particular énfasis en los basados en cuerdas cósmicas. Se indica que éstas podrían ser también el origen de los rayos cósmicos de muy alta energía.

Keywords: Bariogénesis; rayos cósmicos; defectos topológicos

We describe different mechanisms to generate the matter-antimatter asymmetry observed in the Universe with particular emphasis in those based on cosmic strings. We remark that the latter might also be the origin of the very high-energy cosmic rays.

Descriptores: Baryogenesis; cosmic rays; topological defects

PACS: 95.30; 96.40

1. Introducción

Uno de los problemas fundamentales de la cosmología es explicar cómo se generó la asimetría materia-antimateria en el Universo, tal como es necesaria para la nucleosíntesis primordial. Todo parece indicar que para ello se requiere de una nueva física respecto de la determinada hasta el presente en el laboratorio.

La bariogénesis podría explicarse a través de las partículas superpesadas requeridas por las teorías de unificación de las interacciones electromagnéticas y nucleares, pero es difícil que el Universo haya alcanzado una temperatura tan alta como para producir las en número suficiente. La asimetría también podría haberse producido en la transición de fase de ruptura de la simetría electrodébil, en modelos supersimétricos, pero dicha transición no parece de primer orden como sería necesario.

Es así como las cuerdas cósmicas pueden ayudar a resolver la situación, tanto las ordinarias generadas a la escala de la Gran Unificación, como las subsiguientemente estabilizadas por corrientes superconductoras denominadas vortones y también las producidas cerca de la escala electrodébil.

Un fenómeno sorprendente ha sido la observación de rayos cósmicos de altísima energía. Si bien existe la posibilidad de explicarlos como originados en objetos astrofísicos extragalácticos, algunas características requerirían que estuvieran cerca de nosotros y otras por el contrario lejos.

Una salida para esta contradicción sería que los rayos cósmicos provinieran de las cuerdas cósmicas generadas a la escala de la Gran Unificación. Intriga observar que tanto las cuerdas ordinarias como los vortones que explicaban la bariogénesis pueden originar flujos de rayos cósmicos de alta energía del orden de los medidos.

2. Valor experimental de la asimetría materia-antimateria

No existe observación de antimateria en el Universo aparte de la producida como rayos cósmicos secundarios:

$$p + p \rightarrow 3p + \bar{p}.$$

Tampoco parece haber posibilidad de regiones con materia y otras con antimateria, ya que se produciría radiación gama difusa por la aniquilación en la interfase [1].

Para la nucleosíntesis primordial de núcleos livianos (deuterio, helio y litio) es necesaria una relación de densidades actuales bariónica y fotónica [2].

$$\eta = \frac{n_B}{n_\gamma} = (2-7)10^{-10}.$$

Es preferible usar la relación invariante respecto de la densidad de entropía

$$\frac{n_B}{s} = \frac{\eta}{7} \simeq 10^{-11} - 10^{-10}.$$

Una condición inicial con asimetría materia-antimateria no es natural, ya que sería incompatible con la inflación. En efecto, del valor actual de la densidad de materia bariónica se tendría un aumento exponencial yendo hacia atrás en el tiempo en la etapa inflacionaria que impediría la constancia de la densidad del universo durante los requeridos 60–70 tiempos de Hubble Ht . Por lo tanto hay que pensar que la asimetría fue creada.

3. Condiciones de Sakharov para la bariogénesis

Las condiciones para la producción de asimetría materia-antimateria son [3]:

- 1.- No conservación del número bariónico B , lo cual es obviamente necesario si la condición inicial es simétrica.
- 2.- Violación de conjugación de carga C y de su producto por la paridad CP . Esto es necesario, ya que B es impar ante ambas transformaciones, por lo que si C o CP fueran conservadas, la probabilidad de crear materia y antimateria sería igual.
- 3.- Etapa de equilibrio, ya que el potencial químico de una cantidad no conservada como B sería nulo en equilibrio térmico. Por lo tanto, la probabilidad estadística de materia y antimateria sería la misma.

Cualquier modelo de bariogénesis debe contener estas tres condiciones.

4. Posibles alternativas para la bariogénesis

Existen más de 300 modelos de bariogénesis. En cualquier caso se ha visto que es necesario ir más allá del modelo estándar de interacciones (SM).

Dentro de éstos, posiblemente los más atractivos sean los que se basan en la Gran Unificación (GUT) donde la no conservación del número bariónico es perturbativa, los que producirían la asimetría en la etapa electrodébil por ser más fácilmente comprobables en laboratorio y los que originan la bariogénesis en una previa leptogénesis.

De esta última alternativa diremos que la no conservación del número leptónico L proviene de términos de masa de Majorana, la violación de CP se produce en forma directa en el decaimiento de neutrinos pesados o en forma indirecta en los estados físicos, como en el caso de los kaones neutros, y el no-equilibrio se tiene porque el fenómeno ocurriría a temperaturas del orden de la escala de GUT cuando la velocidad de las reacciones entre partículas es menor que la expansión del Universo. Posteriormente la densidad leptónica sería convertida en bariónica mediante procesos que no conservan el número bariónico que están contenidos en la teoría electrodébil tal como veremos.

5. Bariogénesis en la Gran Unificación

Los bosones del GUT, denominados genéricamente X , pueden decaer con violación de número bariónico.

El ancho total de \tilde{X} es igual al de X por el teorema CPT, pero anchos parciales de canales particulares con no conservación de B pueden ser diferentes para dar

$$\frac{n_B}{s} = \varepsilon \frac{n_X}{g^* T^3} \sim 10^{-10}$$

si la densidad de X se toma como un modo de radiación, el número de modos de masa cero es $g^* \sim 100$ y la asimetría

por decaimiento es $\varepsilon \sim 10^{-8}$ por resultar de la interferencia de diagramas árbol y lazo [4].

Hay dos dificultades para este mecanismo. Una es que la asimetría puede ser borrada posteriormente por procesos que violan B conservando $B - L$, a menos que el GUT usado no conserve $B - L$, es decir que no puede ser SU(5).

Más seria es la dificultad de que para que X pueda considerarse como radiación la temperatura alcanzada por el universo después de la inflación debe haber sido mayor que 10^{15} GeV. Esto es difícil de lograr, y si el decaimiento de X se produce a temperaturas T menores su densidad se ve deprimida por el factor de Boltzmann $\exp(-m_x/T)$ donde $m_x \sim 10^{15}$ GeV, con la consiguiente disminución de la bariogénesis.

6. Bariogénesis electrodébil

Es atractiva porque se basa, casi, en el SM. Pero las tres condiciones de Sakharov no son evidentes o no son suficientemente fuertes. En efecto, la no conservación de B no es perturbativa, la violación de CP contenida en la matriz de Kobayashi-Maskawa es demasiado pequeña y el no equilibrio se basa en que la transición de fase electrodébil sea de primer orden lo cual no ocurre en el SM para la masa de Higgs en el rango experimentalmente aceptable.

Veamos con un poco de detalle estas cuestiones.

6.1. No conservación no perturbativa de B

Es posible por la estructura compleja del vacío electrodébil que corresponde a diferentes estados caracterizados por el número de Chern-Simons N_{CS} .

Debido a la anomalía [5] la divergencia de la corriente bariónica

$$\partial \cdot J_B \propto W \widetilde{W},$$

donde W es el campo de calibre. Por lo tanto, en una transición entre dos vacíos habrá un cambio de número bariónico:

$$\Delta B = \Delta N_{CS}.$$

Entre los dos vacíos hay una barrera denominada esfalerón, que para temperatura baja es del orden de

$$E_{sph} \sim 10 \text{ TeV}.$$

La probabilidad de atravesarla es por efecto túnel y resulta despreciable. Pero para temperaturas T no pequeñas, las excitaciones térmicas permiten superar la barrera con una probabilidad

$$\Gamma \propto e^{\left(\frac{-E_{sph}}{T}\right)}.$$

Por otra parte, en realidad la energía del esfalerón depende de T como

$$E_{sph} = \frac{m_w(T)}{\alpha_w},$$

donde m_w es la masa del bosón de calibre y α_w la constante de acoplamiento débil. Por lo tanto, en la fase de simetría electrodébil restablecida la barrera desaparece y la probabilidad de transición resulta mucho mayor:

$$\Gamma \sim (\alpha_w T)^4.$$

6.2. Violación de CP

Aparece en el SM a través de la fase en la matriz de Kobayashi-Maskawa que resulta de diagonalizar la matriz de masa de los quarks cuando hay tres generaciones. Pero el efecto es demasiado pequeño para la bariogénesis.

También el parámetro θ de la QCD es demasiado pequeño debido al vínculo dado por el momento dipolar eléctrico del neutrón. Por lo tanto hay que extender el SM introduciendo dos dobletes de Higgs. La fase θ entre ellos resulta acoplada, mediante el diagrama triangular con un fermión de masa m , con los campos de calibre W . En consecuencia aparecerá un potencial químico para el número bariónico

$$\mu_B = - \left(\frac{m}{T} \right)^2 \dot{\theta}.$$

6.3. Transición de fase electrodébil

Para que haya etapa de no equilibrio a la escala electrodébil es necesario que la transición de fase de ruptura de esa simetría sea de primer orden, es decir que se realice mediante burbujas.

En consecuencia se produce generación de materia, ya que

$$\frac{dn_B}{dt} = -\Gamma \frac{\mu_B}{T},$$

y el potencial químico es negativo cuando, por la expansión de la burbuja, un punto pasa de la fase simétrica a la con simetría rota.

La bariogénesis se produce en la cara externa de la burbuja, donde la fase es de alta temperatura por lo que los procesos de esfalerones son activos, dando

$$\frac{n_B}{s} = \frac{\alpha_w^4}{g^*} \left(\frac{m}{T} \right)^2 \Delta\theta.$$

Siendo $\alpha_w^2 \sim 10^{-3}$, un razonable $\Delta\theta \sim 10^{-2}$ da el valor esperado de la asimetría materia-antimateria.

Pero para este resultado es necesario que la transición de fase sea fuertemente de primer orden para que la asimetría no sea borrada en la cara interna de la burbuja. Para el SM la transición de fase no es de primer orden para masa de Higgs compatible con el límite experimental.

$$m_H > 89 \text{ GeV}.$$

Parece natural extender el SM incluyendo la supersimetría, ya que así se tienen los dos dobletes de Higgs requeridos por la violación de CP. Pero aún así las condiciones para

tener transición de fase fuertemente de primer orden son estrictas [6],

$$75 \text{ GeV} < m_h < 105 \text{ GeV}, \quad m_{\tilde{t}} < m_t,$$

para la masa del Higgs liviano y del stop. Ambas condiciones pueden entrar pronto en contradicción con los límites experimentales.

Para compensar la situación de que la transición de fase sea eventualmente débilmente de primer orden se ha visto que efectos no locales [7] pueden aumentar la bariogénesis. Éstos se refieren a que una asimetría CP difunda lejos de la pared de la burbuja y sea luego convertida en asimetría bariónica.

Las partículas que más difunden son los leptones y si su camino libre medio es mayor que el espesor de la pared, ésta puede considerarse como delgada. Puesto que el coeficiente de difusión es

$$D_L \sim \frac{1}{\alpha_w^2 T},$$

el efecto neto es que en la expresión de la bariogénesis se reemplaza

$$\alpha_w^4 \rightarrow \alpha_w^2.$$

Si en cambio el espesor de la pared de la burbuja debe considerarse grueso conviene utilizar un método adiabático por el que la fase del campo de Higgs cambia con el tiempo. Se produce así una dependencia del tiempo para el término de masa de los fermiones que puede ser eliminada mediante un cambio de fase de éstos que da lugar a un potencial químico bariónico. La consiguiente bariogénesis produce nuevamente un factor adicional ~ 100 .

7. Cuerdas cósmicas de Gran Unificación

Si la bariogénesis del GUT es suprimida por el factor de Boltzmann las cuerdas cósmicas pueden ayudar.

Estos defectos topológicos [8] se producen al romperse una simetría abeliana adicional al SM:

$$\text{SM} \times \tilde{U}(1) \rightarrow \text{SM}$$

y corresponden a un concentrado de campos de Higgs y de calibre del GUT.

A continuación las cuerdas pueden emitir estas partículas X dando lugar a bariogénesis

$$\frac{n_B}{s} = \int_{t_{\text{GUT}}}^{t_0} \frac{dn_x}{dt} \frac{\varepsilon}{s} dt$$

desde el tiempo del GUT hasta el actual t_0 .

El resultado depende de la dinámica de las cuerdas. Si las X son emitidas sólo cuando lazos colapsan [9] la densidad de eventos resulta

$$\frac{dn_x}{dt} \sim \frac{1}{t^4}$$

y la bariogénesis es demasiado pequeña.

Si en cambio la emisión de X es el canal dominante para la pérdida de energía de las cuerdas [10]

$$\frac{dn_x}{dt} \sim \frac{m_x}{t^3}.$$

La asimetría materia-antimateria es correcta si $\varepsilon \sim 10^{-5}$, pero esta alternativa parece demasiado extrema.

De cualquier manera el mérito de este mecanismo en el que las X están contenidas en cuerdas es que al bajar la temperatura la contribución a la bariogénesis en lugar de disminuir exponencialmente lo hace según una ley de potencias.

8. Bariogénesis a través del colapso de vortones

Cuerdas cerradas de GUT se hacen más estables si en su interior fluyen fermiones de masa nula [11] que, si son cargados, dan lugar a una corriente superconductor y que su variación es proporcional al campo eléctrico por bombeo desde el mar de Dirac:

$$\frac{dJ}{dt} \propto E.$$

Estos lazos de longitud ℓ se hacen clásicamente estables y se denominan vortones cuando alcanzan el mínimo de energía:

$$E_V = \mu\ell + \frac{N^2}{\ell}$$

por balance entre la energía por unidad de longitud μ de la cuerda GUT y la energía cinética de los N portadores.

Si los vortones consiguen formarse en la etapa de fricción de la cuerda su densidad en número es [12]

$$n_V \simeq \left(\frac{m_x}{m_{pl}}\right)^{3/2} T^3,$$

y se comportan como partículas no relativistas de masa $E_V \simeq Nm_x$, siendo los más abundantes los de $N \sim 10$.

En la transición electrodébil los fermiones dentro de la cuerda pueden dejar de tener masa nula y la mayoría de los vortones colapsan. Considerando la emisión de fermiones uno por uno durante este proceso de no equilibrio partiendo del radio inicial $R \sim N/m_x$, se produce una asimetría [13]

$$\varepsilon_V \simeq m_x^2 \Delta \int_0^R dr r \sqrt{1 - \nu^2} e^{-rm_x},$$

donde la probabilidad de emisión es calculada por efecto túnel. La velocidad de contracción ν resulta del balance de energía incluyendo el campo magnético producido por la corriente superconductor y el cambio Δ de la fase que viola CP proviene del mismo mecanismo de las burbujas aumentado por el campo eléctrico proveniente de la variación del magnético. Resulta $\varepsilon_V \sim 10^{-2}$ por lo que la asimetría es

$$\frac{n_B}{s} = \frac{n_V}{g^* T^3} \varepsilon_V \sim 10^{-10}.$$

Este mecanismo tiene dos problemas. Por un lado los vortones dominan la densidad del universo en la transición electrodébil por lo que su transformación instantánea en radiación elevaría la temperatura y diluiría la bariogénesis. Pero es evitado si, como es razonable, la temperatura se mantiene constante durante el colapso de los vortones con lo que la transición de fase debe durar $\sim 10^{-10}$ seg. Más sería es la cuestión de si los vortones pueden haberse formado en la etapa de fricción de las cuerdas de GUT ya que si lo hacen después su densidad sería considerablemente menor [14].

9. Cuerdas electrodébiles

Una forma de evitar el problema en la bariogénesis electrodébil de que la transición de fase no sea de primer orden es utilizar las cuerdas electrodébiles.

Las más simples son las cuerdas Z que se forman aunque la transición sea de segundo orden utilizando la componente neutra del doblete de Higgs. Pero no son clásicamente estables, y por lo tanto son poco relevantes, debido a la existencia de la otra componente del doblete.

Debería pensarse por lo tanto que las cuerdas se forman a una escala η un poco mayor que la electrodébil η_{EW} . Si al llegar a la transición electrodébil estas cuerdas están en la etapa de fricción la fracción del volumen que ocupan es [15]

$$SF \sim \left(\frac{\eta_{EW}}{\eta}\right)^{3/2}.$$

Al moverse las cuerdas producen asimetría materia-antimateria como en el caso de las burbujas pero multiplicada por el factor de supresión SF por lo que la bariogénesis puede ser pequeña.

Alternativamente las cuerdas electrodébiles pueden ser estabilizadas por los axiones, hipotéticas partículas constituyentes de la materia oscura, si adquieren una pequeña masa en la transición electrodébil por lo que prefieren refugiarse en el interior de la cuerda donde existe fase de alta temperatura [16]. Allí el campo del axión sería grande con lo que se tendría la ventaja adicional de que no serían necesarios dos dobletes de Higgs para lograr la necesaria violación de CP. De todos modos también en este caso la introducción del axión significa ir más allá del SM.

Para poder asegurar que este mecanismo permita obtener la asimetría deseada sería necesario conocer en detalle la dinámica de formación de las cuerdas con contenido axiónico. Debe además señalarse que la observación experimental está próxima a cerrar la posible ventana de masa del axión alrededor de

$$m_a \sim 10^{-5} \text{ eV}$$

y que en todo caso es probable que una masa relevante aparezca no en la escala electrodébil sino en la más baja de la QCD.

10. Rayos cósmicos de muy alta energía

Un fenómeno aparentemente separado del de la bariogénesis es el de rayos cósmicos de muy alta energía. Esto quiere decir energías de primarios mayores que 5×10^{18} eV, el llamado tobillo, donde parecería aparecer una nueva componente en el espectro. Luego para energía 5×10^{19} eV se debería tener un brusco descenso en el número de eventos si los rayos cósmicos se originan lejos de nuestra galaxia debido al corte GZK [17] correspondiente a la fotoproducción de piones por colisión con la radiación de fondo.

Sin embargo se han observado algunos eventos con energías mayores que 10^{20} eV, en particular dos muy bien estudiados [18] de 2 y 3×10^{20} eV.

En nuestra galaxia parece imposible que partículas cargadas hayan sido aceleradas hasta energías de 10^{20} eV. Fuentes extragalácticas que podrían originarlas son radiogalaxias y núcleos galácticos activos, pero los eventos observados no parecen provenir de tales objetos relativamente cercanos a nosotros. Por otra parte, si se originaran en fuentes a distancias mayores que 50 Mpc resulta difícil comprender cómo llegaron hasta nosotros sin degradar su energía por el efecto GZK.

Una forma de resolver este enigma es pensar que los rayos cósmicos de muy alta energía provengan del decaimiento de partículas X del GUT emitidas por objetos superpesados tales como cuerdas cósmicas. Estas pueden estar distribuidas en todo el espacio y en particular concentrarse en el halo galáctico, si se comportan como partículas no relativistas, evadiendo así al corte GZK.

11. Posible origen común de bariogénesis y rayos cósmicos de alta energía

Pensando que cada X dé lugar a N_C rayos cósmicos el flujo observado sobre la tierra sin tener en cuenta atenuación en la propagación y considerando distribución uniforme de cuer-

das es

$$F = \int_{t_i}^{t_0} N_C \frac{dn_x}{dt} \frac{a^3}{a_0^3} dt,$$

donde $t_i \sim t_{\text{eq}} \sim 10^3$ años para que por corrimiento al rojo se tenga energías de por lo menos 10^{19} eV y a y a_0 son las escalas del Universo en la emisión y actual, respectivamente.

Las dos leyes mencionadas para la dinámica de cuerdas normales de GUT y $N_C \sim 10$ dan un flujo respectivamente mucho menor y mucho mayor que el valor observado para 10^{19} eV que es de $1/(\text{km}^2 \cdot \text{año})$. Para obtener este valor hay que proponer [19]

$$\frac{dn_x}{dt} = \frac{\alpha}{t^3},$$

fijando $\alpha \sim 10^{36} \text{ seg}^{-1}$, con lo cual sin embargo es difícil alcanzar la bariogénesis deseada.

Alternativamente con los vortones [20] si se piensa que los largos N_L no colapsaron en la transición electrodébil y quedaron con una densidad

$$n_v(N_L) = bT^3,$$

donde $b \leq 10^{-27}/N_L$ por consistencia con la densidad crítica, el flujo de rayos cósmicos de alta energía resulta

$$F \leq 10^5 \frac{t_0}{t} \frac{N_C}{N_L} 1/(\text{km}^2 \text{ año}).$$

La vida media τ para la emisión de X por efecto túnel resulta no inferior a la edad del universo para $N_L \geq 150$.

La densidad de vortones largos en relación con la de los cortos es compatible con la probabilidad estadística de generación de lazos que luego son estabilizados por corrientes superconductoras.

Aun con las simplificaciones realizadas es sugestivo que dos fenómenos tan diferentes puedan ser explicados por la misma fuente actuando respectivamente en los primeros instantes del universo y próximo a nuestros días.

1. A.G. Cohen, A. De Rújula, and S.L. Glashow, astro-ph/9707087.
2. C.J. Coppi, D.N. Schramm, and M.S. Turner, *Science* **267** (1995) 192.
3. A.D. Sakharov, *JETP Lett.* **5** (1967) 24.
4. A.D. Dolgov, *Phys. Repts.* **222** (1992) 309.
5. G. 't Hooft, *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 8.
6. M. Carena, M. Quiros, and C.E.M. Wagner, hep-ph/9710401.
7. M. Trodden, hep-ph/9803479.
8. T.W.B. Kibble, *J. Phys.* **A9** (1976) 1387.
9. A.J. Gill and T.W.B. Kibble, *Phys. Rev. D* **50** (1994) 3660.
10. U.F. Wichoski, J.H. MacGibbon, and R. Brandenberger, hep-ph/9805419.
11. E. Witten, *Nucl. Phys.* **B249** (1985) 557.
12. R. Brandenberger, B. Carter, A.C. Davis, and M. Trodden, *Phys. Rev. D* **54** (1996) 6059.
13. L. Masperi and M. Orsaria, astro-ph/9806309.
14. C.J.A.P. Martins and E.P.S. Shellard, *Phys. Rev. D* **57** (1998) 7155.
15. R. Brandenberger and A. Riotto, hep-ph/9801448.
16. R. Fiore, L. Masperi, and A. Mégevand, *Mod. Phys. Lett.* **A11** (1996) 1847.
17. K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* **16** (1966) 748; G.T. Zatsepin and V.A. Kuzmin, *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **4** (1996) 114.
18. Pierre Auger Project Design Report, 1997.
19. P. Bhattacharjee, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 260.
20. L. Masperi and G. Silva, *Astropart. Phys.* **8** (1998) 173.