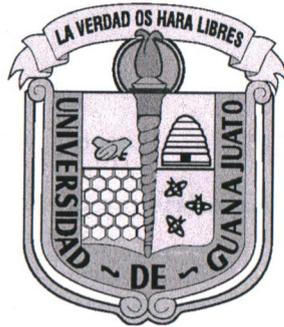


Universidad de Guanajuato
División de Ciencias e Ingenierías



LA ASIMETRÍA BARIÓNICA DEL UNIVERSO EN UNA
EXTENSIÓN CON CUATRO GENERACIONES DEL MODELO
ESTÁNDAR MÍNIMO SUPERSIMÉTRICO

Alumno: Benjamin Raziel Jaramillo Avila

Asesor: David Y.G. Delepine

TESIS
para obtener el grado de
MAESTRO EN FÍSICA

Índice general

1. Introducción y motivaciones	4
2. Modelo estándar mínimo supersimétrico	9
2.1. Contenido de partículas	10
2.2. El superpotencial	14
2.3. Rompimiento suave de supersimetría	16
3. Bariogénesis	19
3.1. Evidencia de la asimetría bariónica del universo	19
3.2. Generación de la asimetría bariónica del universo	21
3.3. Condiciones de Sakharov	21
3.4. Escenarios para generar la asimetría bariónica del universo	23
3.5. Violación de número bariónico y leptónico	24
3.6. La asimetría bariónica y leptónica del universo durante la transición de fase electrodébil	28
4. Potenciales efectivos y transiciones de fase	30
4.1. Fuerza de la transición de fase electrodébil	30
4.2. Potencial efectivo del MEMS	33
4.2.1. Potencial efectivo a nivel de árbol	34
4.2.2. Correcciones a un lazo	34
4.2.3. Las correcciones de temperatura	37
4.2.4. El mínimo del potencial a temperatura cero	38
4.3. Análisis del potencial efectivo del MEMS en cuatro generaciones	40
4.3.1. Cantidades indeterminadas en el potencial	41
4.3.2. Casos de la transición de fase electrodébil	43
4.3.3. Conclusiones del análisis	50
5. Ecuaciones de difusión en la transición de fase electrodébil	51
5.1. Introducción	51
5.2. Las densidades de <i>quarks</i> y leptones	52
5.3. Sistema de ecuaciones de difusión en la transición de fase electrodébil	53
5.3.1. Consideraciones sobre las ecuaciones de difusión	55

5.4. Las ecuaciones de difusión en una sola variable	55
5.4.1. Combinaciones lineales de las ecuaciones de difusión .	56
5.4.2. Consideraciones sobre los coeficientes Γ	57
5.5. Solución de las ecuaciones de difusión	62
5.6. Ecuación de difusión para el número bariónico	62
5.7. Conclusiones	63
6. Conclusiones	64

Capítulo 1

Introducción y motivaciones

La evidencia en favor de la teoría del Big Bang como el origen del universo se ha acumulado: el fondo de radiación de microondas y el acuerdo entre las predicciones¹ y las observaciones de las abundancias relativas de núcleos atómicos ligeros son ejemplos de esto.

Las mediciones del fondo de radiación de microondas también dan apoyo a la idea de que el universo es isotrópico a grandes escalas, esta es evidencia en favor de un principio ampliamente aceptado en la cosmología: que el universo es homogéneo e isotrópico a grandes escalas.

Sin embargo la descripción de la vida del universo a través del Big Bang tiene varios problemas sin resolver: el tamaño y la densidad de materia del universo. Otro de estos problemas consiste en explicar por qué el universo tiene más materia que antimateria. Este trabajo está centrado en éste problema.

La evidencia señala que la densidad de materia en el universo es mucho mayor que la densidad de antimateria².

Una manera de explicar la densidad de materia comparada con la de antimateria es mediante un mecanismo que pase de un universo con densidades iguales de materia y antimateria a un universo dominado por materia. A este proceso se le llama bariogénesis.³ De existir una diferencia inicial en las densidades de materia y antimateria esta diferencia habría sido borrada en una etapa temprana del universo llamada inflación. De ahí la necesidad de tener un mecanismo que pase un universo con iguales cantidades de materia y antimateria a un universo dominado fuertemente por materia y que este mecanismo ocurra después de la inflación.

¹Estas predicciones se hacen usando dinámica contenida en el modelo estándar de las partículas elementales y asumiendo que los núcleos atómicos se forman conforme se enfría el universo después del Big Bang, a este proceso se le llama nucleosíntesis.

²Véase la sección 3.1.

³La gran mayoría de la masa en los átomos está en el núcleo; protones y neutrones, que son partículas llamadas bariones, por eso un mecanismo que genere una asimetría de bariones sobre antibariones se le llama bariogénesis.

Para cuantificar la asimetría de materia y antimateria se usan dos cantidades, la densidad de número bariónico y la densidad de número leptónico. Para la materia formada en átomos la masa está en los protones y neutrones, que contribuyen al número bariónico y en los electrones, que contribuyen al número leptónico.

Entonces que el universo esté dominado por materia y no antimateria se traduce en que éste tenga densidad de número bariónico y leptónico diferente de cero.

Existen cuatro condiciones necesarias para generar dinámicamente una asimetría bariónica y leptónica, estas condiciones fueron planteadas por Sakharov en 1967 [1]. Las cuales se discutirán en la sección 3.3.

1. Existencia de procesos que no conserven número bariónico y leptónico.
2. Violación de la simetría de conjugación de carga, C .
3. Violación de la simetría de conjugación de carga-paridad, CP .
4. Desviación del equilibrio térmico.

Es importante mencionar que estas condiciones son necesarias, pero que la dinámica de una teoría las cumpla no implica que esta teoría pueda explicar la asimetría bariónica y leptónica del universo.

El modelo estándar y las condiciones de Sakharov

La dinámica del modelo estándar de las partículas elementales cumple con todas estas condiciones.

Mediante una anomalía, véase sección 3.5, el modelo estándar viola número bariónico y leptónico. Nunca se ha observado directamente un proceso que viole número bariónico o leptónico, sin embargo la vida media de estos procesos a temperaturas cercanas a la del universo actual es mayor que la edad del universo, la cual es una predicción del modelo estándar. Sin embargo para temperaturas más altas, como las que ocurrieron la principio del universo estos procesos podrían haber ocurrido con mucha mayor frecuencia.

El modelo estándar tiene un parámetro que asociado a la violación de CP , el invariante de Jarlskog, con este parámetro se puede describir la mayor parte de la violación de CP observada en aceleradores hasta ahora [2]. Alguna de la violación de CP observada en sistemas de mesones B si parece alejarse de las predicciones del modelo estándar, pero estas predicciones no toman en cuenta los efectos de hadronización en los estados finales [3].

Además del término que produce violación de CP el modelo estándar tiene términos que violan P , estos términos también producen violación de C .

Un sistema con la dinámica del modelo estándar sufre una transición de fase, cuando se eleva la temperatura del sistema arriba de un cierto valor crítico todos los valores de expectación en el vacío para los campos de Higgs se vuelven cero, arruinando el mecanismo de Higgs. Si la transición de fase es de primer orden, entonces el sistema se encuentra fuera del equilibrio térmico en ese momento.

La transición de fase de los valores de expectación en el vacío de los campos de Higgs es un escenario que podría servir para generar la asimetría bariónica y leptónica del universo si el mecanismo de Higgs tiene algo de correcto y la predicción de la teoría térmica de campo sobre que todos los valores de expectación en el vacío son cero arriba de cierta temperatura. Durante esta transición de fase, llamada transición de fase electrodébil, no solo el universo se encuentra fuera del equilibrio térmico; la temperatura es tan alta que los procesos de violación de número bariónico y leptónico podrían ser mucho más relevantes que en el universo actual.

A continuación se describe el mecanismo general que produce la asimetría bariónica y leptónica del universo en la transición de fase electrodébil. Este mecanismo puede usar la dinámica del modelo estándar o de alguna extensión de éste.⁴

Durante la transición de fase se forman regiones en el espacio de la fase con rompimiento electrodébil, estas regiones son similares a las burbujas de vapor en un recipiente con agua que se calienta hasta la temperatura de ebullición. A estas regiones también se les llama burbujas y la idea es que se expanden y se juntan hasta ocupar todo el universo que al final de la transición debe quedar en la fase rota.

Para que la asimetría bariónica y leptónica generada durante la transición de fase no sea borrada en el tiempo por los procesos que no conservan número bariónico o leptónico, que crearon la asimetría en primer lugar, es necesario que estos procesos casi no sucedan en la fase rota. Este requerimiento se traduce en que la transición de fase debe ser fuerte, el brinco del parámetro de orden de la transición de fase, los v.e.v. del Higgs debe ser grande.

Las partículas sufren difusión entre las fases rota y no rota, la violación de CP afecta las densidades de *quarks*⁵ y leptones produciendo un exceso de *quarks* y leptones izquierdos en la fase no rota, lo que alimenta los procesos de violación de número bariónico y leptónico resultando en una asimetría de estos números que finalmente se difunde a la fase rota también. Los números

⁴Una extensión del modelo estándar debe seguir teniendo un mecanismo de Higgs y por lo tanto una posible transición de fase electrodébil; además también debe poder producir violación de número bariónico y leptónico, posiblemente mediante la misma anomalía que el modelo estándar; debe tener violación de C de la misma manera que el modelo estándar; debe incluir a las mismas fuentes de violación de CP que el modelo estándar y posiblemente otras.

⁵En este trabajo se usará el anglicismo *quark*, por ser mucho más común que cuark.

bariónico y leptónico se congelan a partir de ese momento.

Vemos como en este escenario se usan claramente la desviación del equilibrio térmico del sistema y la existencia de procesos que violan los números bariónico y leptónico y CP .

Entonces para averiguar si el modelo estándar o alguna extensión puede explicar la asimetría bariónica del universo se debe verificar que la transición de fase es suficientemente fuerte y se deben resolver ecuaciones de difusión para las densidades de *quarks* y leptones izquierdos entre las dos fases y ver si las densidades finales corresponden a las observaciones.

Se ha estudiado la transición de fase en el modelo estándar y el resultado es que ésta no es lo suficientemente fuerte para evitar que la asimetría se mantenga constante después de la transición de fase [4, 5]. Para tener una transición de fase suficientemente fuerte en el modelo estándar el Higgs debería tener una masa menor a ~ 60 GeV, situación descartada experimentalmente.

Además la violación de CP en el modelo estándar parece ser demasiado pequeña para producir las densidades de *quarks* y leptones correctas [6, 7, 8].

Un candidato a extensión al modelo estándar que puede explicar la asimetría bariónica y leptónica del universo a través de la transición de fase electrodébil es el modelo estándar mínimo supersimétrico. Este modelo es un candidato a extensión del modelo estándar por varias razones no relacionadas con la bariogénesis. Una de estas razones es que introducir compañeros supersimétricos para las partículas de una teoría produce una cancelación entre los términos de correcciones radiativas de cada partícula y su compañero supersimétrico.⁶ Otra de estas razones es que el modelo estándar mínimo supersimétrico presenta entre su contenido de partículas candidatos a materia oscura del tipo WIMP⁷.

Una característica del modelo estándar mínimo supersimétrico importante para bariogénesis es que este modelo tiene un contenido de partículas que puede dar más fuerza a la transición de fase comparado con el modelo estándar. A pesar de que el contenido de partículas del modelo estándar mínimo supersimétrico es mayor que el del modelo estándar el número de familias o generaciones se mantiene igual, en tres.

Además el modelo estándar mínimo supersimétrico puede alojar más fuentes de violación de CP que el modelo estándar esencialmente debido a los términos de rompimiento suave de supersimetría.

Una de las desventajas del modelo estándar mínimo supersimétrico es precisamente que estos términos, de rompimiento suave de supersimetría, introducen una enorme cantidad de parámetros libres en la teoría.

La bariogénesis dentro del MEMS⁸ se ha estudiado y es todavía una

⁶Véase el capítulo 1, Introducción y motivación, de [32, 33].

⁷Partículas masivas débilmente interactuantes.

⁸MEMS quiere decir modelo estándar mínimo supersimétrico.

alternativa posible.

Para algunos valores de sus parámetros el MEMS es capaz de producir una transición de fase suficientemente fuerte. Un ejemplo de esto es escenario con un $stop^9$ ligero, en este escenario se fija la masa del compañero supersimétrico del top^{10} izquierdo unos pocos GeV mayor que la masa del top y un compañero supersimétrico de top derecho de unos 500 GeV mayor que la masa del top [9].

También se han planteado y resuelto ecuaciones de difusión para las densidades de *quarks* y leptones entre las dos fases de la transición para el modelo estándar mínimo supersimétrico [27].

En este trabajo se considera la bariogénesis dentro de un modelo estándar mínimo supersimétrico con cuatro generaciones. Introducir una cuarta generación da nuevos parámetros a la teoría que son relevantes para la transición de fase. Las partículas de la cuarta generación cambian de forma importante la fuerza de la transición de fase. Se debe recalcar que ya se ha tratado de explicar la asimetría bariónica del universo mediante la transición de fase electrodébil del modelo estándar mínimo supersimétrico con tres generaciones [9, 10, 27, 28].

Debe notarse que solo agregar una cuarta generación al modelo estándar (sin usar una extensión supersimétrica) puede aumentar la violación de CP , pero no puede producir una transición de fase más fuerte que en el caso de tres generaciones, pues no se introducen campos bosónicos adicionales, véase sección 4.1.

⁹*Stop* se refiere al supercompañero del *quark top*, también conocido como *quark cima*.

¹⁰El *quark top*, también conocido como *quark cima*, es el campo de la tercera generación en la primera componente del doblete de norma de $SU(2)_L$.

Capítulo 2

Modelo estándar mínimo supersimétrico

En este trabajo se usa una extensión supersimétrica del modelo estándar con una cuarta generación, por esa razón en este capítulo se discute un poco cómo es una extensión supersimétrica del modelo estándar.

Fermiones y bosones en una teoría supersimétrica

Una teoría supersimétrica requiere que en su contenido de partículas por cada partícula de espín s exista otra, solo una, con espín $s \pm \frac{1}{2}$ con la misma masa y los mismos números cuánticos debidos a simetrías internas, a esta otra partícula se le llama compañero supersimétrico de la primera. Como cada partícula debe tener solo un compañero supersimétrico en la teoría hay el mismo número de bosones que de fermiones.

Supercampos

Para hacer una extensión supersimétrica del modelo estándar es necesario introducir nuevas partículas, compañeros supersimétricos de las partículas en el modelo estándar pues no hay manera de acomodar la partículas que ya aparecen en el modelo estándar como compañeros supersimétricos entre sí. Esto ocurre porque no hay partículas con los mismos números cuánticos de norma pero espines diferentes en el contenido de partículas del modelo estándar.

Una partícula y su compañero supersimétrico se acomodan en un objeto que las contiene a ambas llamado supercampo. Usaremos dos tipos de supercampo:

- Supercampos formados por un fermión que aparece en el modelo estándar, este fermión es llamado campo quiral o campo de materia, Ψ y su compañero supersimétrico $\tilde{\Psi}$. Este supercampo será denotado $\hat{\Psi}$. Los

fermiones del modelo estándar tienen espín $\frac{1}{2}$ y se elegirán compañeros supersimétricos escalares. Todas las partículas en estos supercampos pertenecen a la representación fundamental de algún grupo de norma o son singletes de este grupo.

- Supercampos formados por un bosón de norma del modelo estándar y su compañero supersimétrico. Al supercampo correspondiente a un bosón de norma A^μ se le llamará \hat{A}^μ y a su compañero supersimétrico se le llamará \tilde{A}^μ . Los bosones de norma tienen espín uno y se elegirán compañeros supersimétricos de espín $\frac{1}{2}$ y serán fermiones de Majorana. Todas las partículas de estos supercampos pertenecen a la representación adjunta de algún grupo de norma o son singletes de este grupo.

Rompimiento de supersimetría

No se ha observado directamente, hasta ahora, ninguna partícula que sea candidato a ser compañero supersimétrico de algún componente del modelo estándar, entonces no es posible describir toda la física de partículas que se observa actualmente mediante teorías supersimétricas. Si en efecto hay compañeros supersimétricos de las partículas del modelo estándar entonces es necesario explicar porqué no se han detectado estos compañeros supersimétricos, la explicación más simple es que estas partículas hipotéticas tienen masa mayor que las partículas del modelo estándar. En este caso no se trabaja con una teoría supersimétrica exacta, se trabaja con una teoría supersimétrica rota.

En este trabajo se comenzará con una densidad lagrangiana con supersimetría exacta y luego se agregan términos extra de masa, que rompen supersimetría, para dar en total una masa distinta a partículas y sus compañeros supersimétricos. A estos términos extra se les llama términos de rompimiento suave de supersimetría y se discutirán en una sección posterior.

2.1. Contenido de partículas

En esta sección se habla del contenido de partículas de la extensión supersimétrica más simple del modelo estándar, el modelo estándar mínimo supersimétrico (MEMS), antes del mecanismo de Higgs. Los campos espinoriales que aparecen en el MEMS son de dos componentes, espinores de Weyl.

En el MEMS el sector de Higgs es ampliado respecto al del modelo estándar. En este caso aparecen dos dobletes del grupo de norma $SU(2)$ en vez de uno, \hat{H}_1 y \hat{H}_2 . Uno de estos dobletes, \hat{H}_1 , es usado para dar masa

a los leptones cargados y a los *quarks* tipo *d* (*down*¹). El mecanismo para dar masa es muy similar al del modelo estándar, los términos de masa de los leptones y *quarks* no son invariantes de norma y entonces estos términos de masa aparecen a partir de un término de interacción con más de dos campos, término de Yukawa, cuando uno de los campos en el término de Yukawa toma un valor de expectación en el vacío v.e.v..

\hat{H}_1 toma un valor de expectación en el vacío diferente de cero solo en uno de sus componentes en los índices de norma. El Higgs en el modelo estándar también es un doblete de $SU(2)$ y solo una de sus componentes de norma toma un valor de expectación en el vacío no cero. El doblete \hat{H}_2 se usa para dar términos de masa a los *quarks* *u* (up^2) pues toma su v.e.v. diferente de cero en la componente del índice de norma donde el v.e.v. de \hat{H}_1 es cero. Para dar masa a los *quarks* *u* en el modelo estándar no supersimétrico basta con tomar un término de Yukawa con u_R , u_L y $\sigma^2\psi^*$ donde σ^2 es la segunda matriz de Pauli y ψ es el doblete de Higgs del modelo estándar³.

Las partículas de espín $\frac{1}{2}$ en el modelo estándar mínimo supersimétrico son fermiones de Weyl. Es posible usar solo fermiones de Weyl izquierdos (o solo derechos) para construir una teoría.

En las tablas 2.1, 2.2 y 2.3 se muestra el contenido de partículas del modelo estándar supersimétrico que se transforman bajo la representación fundamental (o antifundamental). Los campos aparecen dentro de supercampos. Los *quarks* con sus compañeros supersimétricos, los *squarks*; los leptones y los sleptones; el sector de Higgs compuesto de escalares y sus compañeros supersimétricos, los shiggs, que tienen espín $\frac{1}{2}$ ⁴.

Algunas de las partículas que aparecen en las tablas 2.1, 2.2, 2.3 son multipletes de $SU(2)_L$ y $SU(3)_C$. La dimensión de la representación de $SU(2)_L$ y $SU(3)_C$ aparece bajo las columnas $SU(2)_L$ y $SU(3)_C$ como un número en negritas. Bajo la columna $Y/2$ aparecen las hipercargas del grupo de norma $U(1)_Y$.

El supercampo \hat{Q}_L es el doblete de $SU(2)_L$ que contiene al supercampo del *quark up* izquierdo y al supercampo del *quark down* izquierdo. El supercampo \hat{U}_L es de el *quark up* derecho y \hat{D}_L es el supercampo del *quark down* derecho. Estos supercampos, de *quarks*, son también tripletes de $SU(3)_C$, pues tienen un grado de libertad de color, que no se ha escrito hasta ahora.

¹El *quark down*, también conocido como *quark* abajo, es el campo de la primera generación en la segunda componente del doblete de norma de $SU(2)_L$. Por *quarks* tipo *down* nos referimos a los *quarks* en la misma representación del grupo de norma de todas las generaciones.

²El *quark up*, también conocido como *quark* arriba, es el primer campo del doblete de *quarks* de la primera generación del grupo de norma $SU(2)_L$. Por *quarks* tipo *up* nos referimos a los *quarks* en la misma representación del grupo de norma de todas las generaciones.

³Por supuesto el índice de columna de la matriz de Pauli está contraído con el índice de norma del doblete de Higgs.

⁴Para una discusión más detallada: [32, 33].

El supercampo \hat{L}_L representa un doblete de $SU(2)_L$ compuesto del supercampo del neutrino izquierdo⁵, $\hat{\nu}_L$, y el supercampo del leptón cargado izquierdo, $\hat{\ell}_L$. El supercampo $\hat{\ell}_R$ es el supercampo del leptón cargado izquierdo⁶.

En el modelo estándar los *quarks* derechos aparecen en la representación fundamental de los grupos de norma: **2** de $SU(2)_L$; **3** de $SU(3)_C$. Además tienen un cierto valor de hipercarga. Entonces en el modelo estándar los conjugados de carga de estos campos se transforman en la representación antifundamental de $SU(2)_L$, $\bar{\mathbf{2}}$; de $SU(3)_C$, $\bar{\mathbf{3}}$ y su hipercarga tiene el signo contrario respecto a las partículas de las que son conjugados de carga. En cambio en el MEMS los conjugados de carga de los *quarks* derechos se transforman en la representación antifundamental $\bar{\mathbf{3}}$ de $SU(3)_C$ y tienen la hipercarga con el signo opuesto a los *quarks* derechos. Pero los conjugados de carga de los *quarks* derechos se transforman en la representación fundamental, **2**, de $SU(2)_L$.

De nuevo en el modelo estándar los leptones derechos (cargados) se transforman en la rep. fundamental de $SU(2)_L$, **2**, y sus conjugados de carga se transforman en la representación antifundamental de $SU(2)_L$, $\bar{\mathbf{2}}$, y tienen la hipercarga del signo contrario.

Para cambiar la representación antifundamental por la fundamental de $SU(2)$ para los conjugados de carga de los *quarks* derechos y los leptones cargados derechos es necesario introducir un producto de dobletes invariante de $SU(2)$:

$$(\Xi^{(a)})^T \epsilon \Xi^{(b)} = \begin{pmatrix} \Xi_1^{(a)} & \Xi_2^{(a)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Xi_1^{(b)} \\ \Xi_2^{(b)} \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

La matriz $\epsilon_{2 \times 2}$ es el símbolo de Levi-Civita.

También se pueden encontrar los dos nuevos dobletes de $SU(2)$ del sector de Higgs, \hat{H}_1 y \hat{H}_2 . Ambos pertenecen a la representación fundamental de $SU(2)$. A diferencia de el Higgs del modelo estándar la componente que tomará un v.e.v. en \hat{H}_1 será la primera componente en los índices de norma. Esto es porque el producto de dos dobletes de $SU(2)$ ahora se hace a través de una matriz antisimétrica, ϵ entonces es necesario hacer este cambio para que los nuevos términos de Yukawa del MEMS produzcan términos de masa⁷.

Ahora en la tabla 2.5 podemos encontrar las partículas que se transforman dentro de las representaciones adjuntas de los grupos de norma. Los campos del supermultiplete \hat{g} se transforman en la representación adjunta de $SU(3)$ y por supuesto son singletes ante el resto de los grupos de norma. Esta representación de $SU(3)$ tiene dimensión 8, igual que el número

⁵Igual que en el modelo estándar en el MEMS no hay neutrinos derechos.

⁶Leptones cargados se refiere a los leptones con carga eléctrica, el electrón y sus análogos de otras generaciones.

⁷En algunas referencias a el doblete de Higgs \hat{H}_1 se le llama \hat{H}_d y a \hat{H}_2 se le llama \hat{H}_u .

Cuadro 2.1: Campos de materia del MEMS: *quarks*

<i>Quarks</i>	espín 0	espín 1/2	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$Y/2$
$\hat{Q}_L = \begin{pmatrix} \hat{u}_L \\ \hat{d}_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tilde{u}_L \\ \tilde{d}_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	3	2	1/3
$\hat{U}_R = \hat{\tilde{U}}_L$	$\tilde{u}_L = \tilde{u}_R^\dagger$	$\bar{u}_L = (u_R)^{C.C.}$	$\bar{\mathbf{3}}$	1	-2/3
$\hat{D}_R = \hat{\tilde{D}}_L$	$\tilde{d}_L = \tilde{d}_R^\dagger$	$\bar{d}_L = (d_R)^{C.C.}$	$\bar{\mathbf{3}}$	1	1/3

Cuadro 2.2: Campos de materia del MEMS: *leptones*

<i>Leptones</i>	espín 0	espín 1/2	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$Y/2$
$\hat{L}_L = \begin{pmatrix} \hat{\nu}_L \\ \hat{\ell}_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tilde{\nu}_L \\ \tilde{\ell}_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_L \\ \ell_L \end{pmatrix}$	1	2	-1/2
$\hat{\ell}_R = \hat{\tilde{\ell}}_L$	$\tilde{\ell}_L = \tilde{\ell}_R^\dagger$	$\bar{\ell}_L = (\ell_R)^{C.C.}$	1	1	1

Cuadro 2.3: Campos de materia del MEMS: *Higgs*

<i>Higgs</i>	espín 0	espín 1/2	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$Y/2$
$\hat{H}_1 = \begin{pmatrix} \hat{H}_1^0 \\ \hat{H}_1^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tilde{H}_1^0 \\ \tilde{H}_1^- \end{pmatrix}$	1	2	-1/2
$\hat{H}_2 = \begin{pmatrix} \hat{H}_2^+ \\ \hat{H}_2^0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tilde{H}_2^+ \\ \tilde{H}_2^0 \end{pmatrix}$	1	2	1/2

Cuadro 2.4: Campos de materia del modelo estándar

	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$Y/2$
<i>Quarks</i>			
$Q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	3	2	1/6
u_R	3	1	2/3
d_R	3	1	-1/3
<i>Leptones</i>			
$L_\ell = \begin{pmatrix} \nu_L^\ell \\ \ell_L \end{pmatrix}$	1	2	-1/2
ℓ_R	1	1	-1
<i>Higgs</i>			
$H = \begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix}$	1	2	1/2

Cuadro 2.5: Campos de norma del MEMS

	espín 1/2	espín 1	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$Y/2$
Bosones de norma					
$\hat{g}^{1,\dots,8}$	$\hat{g}^{1,\dots,8}$	$\hat{g}^{1,\dots,8}$	8	1	0
$\hat{W}^{1,2,3}$	$\hat{W}^{1,2,3}$	$\hat{W}^{1,2,3}$	1	3	0
\hat{B}	\hat{B}	B	1	1	0

Cuadro 2.6: Campos de norma del modelo estándar

	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$Y/2$
Bosones de norma			
$g^{1,\dots,8}$	8	1	0
$W^{1,2,3}$	1	3	0
B	1	1	0

de generadores de $SU(3)$ y por eso hay ocho gluones. Los campos en \hat{W}^i , con $i = 1, 2, 3$, son los bosones de norma de $SU(2)$ y sus compañeros supersimétricos, hay tres bosones de norma pues tres es el número de generadores de $SU(3)$. El campo B es el bosón de norma de $U(1)$, su hipercarga es cero, y se transforma en la representación adjunta de $U(1)$.

Existe la convención de agregar el sufijo *ino* a el nombre de cada bosón de norma para llamar a su compañero supersimétrico. De este modo a los compañeros supersimétricos de los gluones se les llama gluinos, a los compañeros supersimétricos de los bosones W^i se les llama winos y a el compañero supersimétrico del bosón B se le llama bino.

2.2. El superpotencial

En esta sección nos ocuparemos de los términos del MEMS que respetan supersimetría. El rompimiento de supersimetría en el MEMS se lleva a cabo simplemente introduciendo términos que no respetan la supersimetría. A este tipo de rompimiento de supersimetría se le llama suave⁸ y a diferencia de un rompimiento espontáneo de simetría, como el mecanismo de Higgs, donde nunca se introducen términos que no respeten la simetría, esta solo se oculta a través de una redefinición de campos cuando hay un vacío degenerado.

Un superpotencial especifica la densidad lagrangiana de una teoría supersimétrica a través de ciertos procedimientos. En este trabajo no se discutirá como obtener las reglas para escribir un superpotencial. Solamente se presentará el superpotencial del modelo estándar mínimo supersimétrico.

Con los campos introducidos en la sección 2.1 el superpotencial W_{MEMS} en (2.2) permite especificar la densidad lagrangiana del modelo estándar

⁸En la sección 2.3 se discutirá un poco mas de esto.

mínimo supersimétrico:

$$\begin{aligned}
W_{\text{MEMS}} = & \epsilon_{ab} [h_U^{ij} \hat{Q}_{L,i}^a \hat{U}_{R,j} \hat{H}_2^b + h_D^{ij} \hat{Q}_{L,i}^b \hat{D}_{R,j} \hat{H}_1^a + h_\ell^{ij} \hat{L}_{L,i}^b \hat{\ell}_{R,j} \hat{H}_1^a - \mu \hat{H}_1^a \hat{H}_2^b] \\
& + \epsilon_{ab} [\alpha_1^{ijk} \hat{Q}_{L,i}^a \hat{L}_{L,j}^b \hat{D}_{R,k} + \alpha_2^{ijk} \hat{L}_{L,i}^a \hat{L}_{L,j}^b \hat{\ell}_{R,k} + \alpha_4^{ijk} \hat{D}_{R,i}^a \hat{D}_{R,j}^b \hat{U}_{R,k}] \\
& + \alpha_3^i \hat{L}_{L,i}^a \hat{H}_2^b. \tag{2.2}
\end{aligned}$$

Los índices $a, b = 1, 2$ etiquetan las componentes de norma en los dobletes de $SU(2)$. Los índices i, j, k son índices de generación o de familia, van de 1 a n_g . En este trabajo se usará n_g para el número de generaciones cuando no sea necesario discutir un caso en particular.

Los objetos: $h_U^{ij}, h_D^{ij}, h_\ell^{ij}, \mu, \alpha_1^{ijk}, \alpha_2^{ijk}, \alpha_3^i, \alpha_4^{ijk}$ son números complejos.

Los tres primeros términos del primer renglón se relacionan con los términos de Yukawa del modelo estándar no supersimétrico.

- El término del superpotencial W_{MEMS} : $\epsilon_{ab} h_U^{ij} \hat{Q}_{L,i}^a \hat{U}_{R,j} \hat{H}_2^b$ es parecido al término de Yukawa que da masa a los *quarks up* en la densidad lagrangiana del modelo estándar:

$$\begin{aligned}
\epsilon_{ab} h_U^{ij} \hat{Q}_{L,i}^a \hat{U}_{R,j} \hat{H}_2^b &= h_U^{ij} \begin{pmatrix} \hat{u}_{L,i} & \hat{d}_{L,i} \end{pmatrix} \hat{U}_{R,j} \begin{pmatrix} \hat{H}_2^0 \\ -\hat{H}_2^+ \end{pmatrix} \\
&= h_U^{ij} (\hat{u}_{L,i} \hat{U}_{R,j} \hat{H}_2^0 - \hat{d}_{L,i} \hat{U}_{R,j} \hat{H}_2^+). \tag{2.3}
\end{aligned}$$

- El término $\epsilon_{ab} h_D^{ij} \hat{Q}_{L,i}^b \hat{D}_{R,j} \hat{H}_1^a$ es parecido al término de Yukawa que le da masa a los *quarks* tipo *down* en el modelo estándar:

$$\begin{aligned}
\epsilon_{ab} h_D^{ij} \hat{Q}_{L,i}^b \hat{D}_{R,j} \hat{H}_1^a &= h_D^{ij} \begin{pmatrix} \hat{u}_{L,i} & \hat{d}_{L,i} \end{pmatrix} \hat{D}_{R,j} \begin{pmatrix} -\hat{H}_1^- \\ \hat{H}_1^0 \end{pmatrix} \\
&= h_D^{ij} (-\hat{u}_{L,i} \hat{D}_{R,j} \hat{H}_1^- + \hat{d}_{L,i} \hat{D}_{R,j} \hat{H}_1^0). \tag{2.4}
\end{aligned}$$

- El término $\epsilon_{ab} h_\ell^{ij} \hat{L}_{L,i}^b \hat{\ell}_{R,j} \hat{H}_1^a$ es parecido al término de Yukawa que le da masa en el modelo estándar a los leptones de cargados⁹:

$$\begin{aligned}
\epsilon_{ab} h_\ell^{ij} \hat{L}_{L,i}^b \hat{\ell}_{R,j} \hat{H}_1^a &= h_\ell^{ij} \begin{pmatrix} \hat{\nu}_{L,i} & \hat{\ell}_{L,i} \end{pmatrix} \hat{\ell}_{R,j} \begin{pmatrix} -\hat{H}_1^- \\ \hat{H}_1^0 \end{pmatrix} \\
&= h_\ell^{ij} (-\hat{\nu}_{L,i} \hat{\ell}_{R,j} \hat{H}_1^- + \hat{\ell}_{L,i} \hat{\ell}_{R,j} \hat{H}_1^0). \tag{2.5}
\end{aligned}$$

Debemos notar que en los tres puntos anteriores se compararon términos del superpotencial W_{MEMS} con términos de una densidad lagrangiana (del modelo estándar), pero un superpotencial no aparece como un término completo en la densidad lagrangiana. Algunos términos de un superpotencial

⁹Cargados se refiere a la carga eléctrica.

aparecen en la densidad lagrangiana superisométrica derivada de ese superpotencial con los supercampos reemplazados por solo uno de los campos de cada supercampo.

Los términos del superpotencial que se compararon con términos de la densidad lagrangiana se escriben de forma muy parecida a los términos de Yukawa para los leptones y *quarks* (de espín $\frac{1}{2}$). Los términos de Yukawa de los sleptones y los *squarks* deben ser distintos pues el mecanismo de Higgs da masas proporcionales a el valor de expectación en el vacío del Higgs y los términos de masa para partículas escalares, como los sleptones y *squarks*, tienen como coeficiente la masa al cuadrado. Los términos de masa en la densidad lagrangiana para estas partículas deben aparecer multiplicando a más de un campo de Higgs para que durante el rompimiento espontáneo de simetría aparezcan coeficientes proporcionales al cuadrado del valor de expectación en el vacío del Higgs.

- El término del superpotencial $-\epsilon_{ab\mu}\hat{H}_1^a\hat{H}_2^b$ producirá los términos de masa del sector de Higgs:

$$\begin{aligned} -\epsilon_{ab\mu}\hat{H}_1^a\hat{H}_2^b &= -\mu \begin{pmatrix} \hat{H}_1^0 & \hat{H}_1^- \\ \hat{H}_2^0 & -\hat{H}_2^+ \end{pmatrix} \\ &= -\mu(\hat{H}_1^0\hat{H}_2^0 - \hat{H}_1^-\hat{H}_2^+). \end{aligned} \quad (2.6)$$

No se han discutido los términos del superpotencial (2.2) con coeficientes: α_1^{ijk} , α_2^{ijk} , α_3^i , α_4^{ijk} . Cada uno de estos términos producen violación de número bariónico o número leptónico. Entonces estos coeficientes están fuertemente acotados y en este trabajo se les fija como cero¹⁰.

Los términos del superpotencial

2.3. Rompimiento suave de supersimetría

Los términos de rompimiento de supersimetría están dados en términos de los compañeros supersimétricos de las partículas del modelo estándar convencional. Estos términos le dan masa mayor a los compañeros supersimétricos en comparación con la masa de las partículas del modelo estándar¹¹.

Estos términos dan masas mayores a los compañeros supersimétricos del modelo estándar. De esta manera se explica por qué no se han observado compañeros supersimétricos hasta ahora. Los términos de rompimiento suave de supersimetría no vienen del superpotencial. Se agregan a la densidad lagrangiana para tener un acuerdo con la fenomenología observada hasta ahora y no respetan la supersimetría.

¹⁰Para una discusión detallada de estos términos [34].

¹¹Los términos de rompimiento suave de supersimetría para el MEMS están en términos de los escalares de Higgs.

Estos términos no aparecen mediante un mecanismo de rompimiento espontáneo de simetría, como ocurre cuando algún campo adquiere un valor de expectación en el vacío y por esta razón a este tipo de rompimiento de simetría se le llama rompimiento suave de simetría.

El término de la densidad lagrangiana que rompe supersimetría y es invariante de norma será dividida en cinco términos:

1. Términos de masa de los *squarks*:

$$- \left(m_{\tilde{Q},ij}^2 \tilde{Q}_{L,i} \tilde{Q}_{L,j} + m_{\tilde{d},ij}^2 \tilde{d}_{L,i} \tilde{d}_{L,j} + m_{\tilde{u},ij}^2 \tilde{u}_{L,i} \tilde{u}_{L,j} \right). \quad (2.7)$$

2. Términos de masa de los leptones cargados:

$$- \left(m_{\tilde{L},ij}^2 \tilde{L}_{L,i} \tilde{L}_{L,j} + m_{\tilde{\ell},ij}^2 \tilde{\ell}_{L,i} \tilde{\ell}_{L,j} \right). \quad (2.8)$$

3. Términos bilineales de los Higgs:

$$- \left(m_{H_1}^2 [H_1 H_1] + m_{H_2}^2 [H_2 H_2] + (b [H_2 H_1] + \text{H.C.}) \right). \quad (2.9)$$

4. Términos de masa de los gauginos:

$$\frac{1}{2} \left(m_{\tilde{g},a}^2 [\tilde{g}^a \tilde{g}^a] + m_{\tilde{W},b}^2 [\tilde{W}^b \tilde{W}^b] + m_{\tilde{B}}^2 \tilde{B} \tilde{B} + \text{H.C.} \right), \quad (2.10)$$

donde el índice a va de $1, \dots, 8$, los ocho gluinos; el índice b va de 1 a 3 , que son los generadores de $SU(2)$.

5. Acoplamiento trilineales:

$$a_{ij}^u \tilde{u}_{L,i} [\tilde{Q}_{L,j} \tilde{H}_2] + a_{ij}^d \tilde{d}_{L,i} [\tilde{Q}_{L,j} \tilde{H}_1] - a_{ij}^{\ell} \tilde{\ell}_{L,i} [\tilde{L}_{L,j} \tilde{H}_2]. \quad (2.11)$$

En los cinco casos anteriores los índices i, j son índices de generación. Las matrices $m_{\tilde{Q},ij}^2, m_{\tilde{d},ij}^2, m_{\tilde{u},ij}^2, m_{\tilde{L},ij}^2, m_{\tilde{\ell},ij}^2$ son hermitianas.

Los términos de rompimiento suave de supersimetría para el modelo estándar mínimo supersimétrico son¹²:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{SUSY B.}} = & - \left(m_{\tilde{Q},ij}^2 \tilde{Q}_{L,i} \tilde{Q}_{L,j} + m_{\tilde{d},ij}^2 \tilde{d}_{L,i} \tilde{d}_{L,j} + m_{\tilde{u},ij}^2 \tilde{u}_{L,i} \tilde{u}_{L,j} \right) \\ & - \left(m_{\tilde{L},ij}^2 \tilde{L}_{L,i} \tilde{L}_{L,j} + m_{\tilde{\ell},ij}^2 \tilde{\ell}_{L,i} \tilde{\ell}_{L,j} \right) \\ & - \left(m_{\tilde{H}_1}^2 [\tilde{H}_1 \tilde{H}_1] + m_{\tilde{H}_2}^2 [\tilde{H}_2 \tilde{H}_2] + (b [H_2 H_1] + \text{H.C.}) \right) \\ & - \frac{1}{2} \left(m_{\tilde{g},a}^2 [\tilde{g}^a \tilde{g}^a] + m_{\tilde{W},b}^2 [\tilde{W}^b \tilde{W}^b] + m_{\tilde{B}}^2 [\tilde{B} \tilde{B}] + \text{H.C.} \right) \\ & + a_{ij}^u \tilde{u}_{L,i} [\tilde{Q}_{L,j} \tilde{H}_2] + a_{ij}^d \tilde{d}_{L,i} [\tilde{Q}_{L,j} \tilde{H}_1] - a_{ij}^{\ell} \tilde{\ell}_{L,i} [\tilde{L}_{L,j} \tilde{H}_2]. \end{aligned} \quad (2.12)$$

¹²SUSY B. en $\mathcal{L}_{\text{SUSY B.}}$ para la parte izquierda de la ecuación (2.12) son las quieren decir *supersymmetry breaking*, rompimiento de supersimetría.

En los términos de rompimiento suave de supersimetría introducen una cantidad considerable de parámetros libres a la densidad lagrangiana de el modelo estándar mínimo supersimétrico.

- Se introdujeron tres matrices hermitianas de $n_g \times n_g$ en los términos de masa de los *squarks*¹³ que tienen $3n_g^2$ parámetros libres reales.
- Dos matrices hermitianas de $n_g \times n_g$, $2n_g^2$ parámetros libres reales.
- Tres coeficientes en los términos bilineales de Higgs, tres parámetros más.
- Los términos de masa de los gauginos vienen de una matriz hermítica de 8×8 ; una matriz hermítica de 3×3 ; una constante real. Esto incluye $64 + 9 + 1 = 74$ parámetros libres.
- Tres matrices de $n_g \times n_g$ en los acoplamientos trilineales, $6n_g^2$ parámetros reales.

Podemos ver ahora que la cantidad de parámetros libres es muy grande. Sin embargo no todos estos parámetros son importantes para este trabajo.

¹³ n_g es el número de generaciones.

Capítulo 3

Bariogénesis

3.1. Evidencia de la asimetría bariónica del universo

La existencia de antimateria yace en las bases de la teoría cuántica de campo, fundamento teórico usado para describir interacciones incorporando la naturaleza cuántica de los fenómenos y los efectos de la relatividad especial.

La teoría cuántica de campo trata con objetos llamados campos. Los campos se identifican con las especies de partículas. Hay campos para los cuales existe otro campo con el mismo espín, pero con los números cuánticos asociados a simetrías internas, cargas, de signo opuesto.

Los *quarks* que forman los núcleos atómicos y los electrones ligados a estos núcleos pertenecen a especies de partículas que tienen antipartículas.

Si un átomo hecho de electrones y *quarks* entrase en contacto con un átomo de positrones y *antiquarks* se aniquilarían, electrones con positrones y *quarks* con *antiquarks*. Por esta razón la materia para ser estable debe estar separada de la antimateria.

Hay razones para pensar que el universo completo está formado de materia y no de antimateria. Antes de discutir cuáles son estas razones es conveniente introducir dos cantidades que son importantes para este trabajo:

1. Número bariónico, \mathfrak{B} , una cantidad que es $+1/3$ por cada *quark* y $-1/3$ por cada *antiquark*. Entonces cada nucleón, neutrón o protón, está compuesto de tres *quarks*, de esta manera cada átomo tiene un número bariónico de $\#protones + \#neutrones$.
2. Número leptónico, \mathfrak{L} , $+1$ por cada leptón y -1 por cada antileptón. Cada átomo tiene número leptónico $\#electrones$.

Al decir que en el universo hay mas materia que antimateria queremos decir que el universo tiene numero bariónico y leptónico total diferente de

cero. A esto nos referimos como la asimetría bariónica y leptónica. A continuación se discuten las evidencias de esta asimetría.

- Pensamos que el sistema solar y sus inmediaciones están formados de átomos de materia, no de antimateria, pues creemos que el sistema solar tiene un origen común.
- La Tierra es bombardeada constantemente por protones y antiprotones, sin embargo la cantidad de antiprotones que llegan a la Tierra es muy inferior a la cantidad de protones:

$$\frac{\bar{p}}{p} \sim 10^{-4}. \quad (3.1)$$

- Otra razón para pensar que el universo está formado solamente por materia es que usando la dinámica del modelo estándar es posible calcular la proporción de núcleos atómicos ligeros respecto a la abundancia de núcleos de hidrógeno ^1H . Las abundancias que se han determinado son el deuterio, ^2H ; el helio ^3He y ^4He ; el litio ^6Li , ^7Li . El cálculo de estas abundancias relativas se conoce como nucleosíntesis del Big Bang y depende de un parámetro, el cociente de la densidad de bariones, n_{B} , sobre la densidad de fotones, n_{γ} , en el momento en que se formaron los núcleos atómicos, η :

$$\eta = \frac{n_{\text{B}}}{n_{\gamma}}. \quad (3.2)$$

Las abundancias de ^2H , ^3He , ^4He , ^6Li y ^7Li respecto al ^1H también se han determinado experimentalmente, entonces es posible ajustar η de tal manera que las abundancias calculadas se ajusten a los valores experimentales. Esto nos da un valor de:

$$\eta_{\text{nucleosíntesis}} = (6.28 \pm 35) \times 10^{-10}. \quad (3.3)$$

Estos valores son para la medición más precisa de una abundancia relativa, la de ^2H , pero son consistentes con el resto de las abundancias relativas de elementos ligeros excepto desviaciones para ^7Li ¹.

- Una manera independiente de nucleosíntesis para determinar η viene de las mediciones de la radiación de fondo de microondas del universo por la sonda WMAP². Los tamaños relativos de los picos de la

¹A las inconsistencias en la abundancia relativa de ^7Li se les conoce como el problema del litio.

²Esta sonda hace mediciones de radiación electromagnética en la región de microondas observando en todas las direcciones del espacio. Al espectro de radiación de cada dirección le corresponde una temperatura y entonces los datos de WMAP permiten asignar una temperatura a cada dirección del espacio. De esta asignación se observa que la temperatura es casi la misma en todas las direcciones del espacio, pero hay pequeñas fluctuaciones de una dirección a otra que se asocian con fluctuaciones en la densidad de materia en las etapas tempranas del universo. A esta asignación de temperaturas se le llama anisotropía de temperaturas del universo.

anisotropía de temperatura son sensibles a η cuando la radiación se desacopló de la materia, después de la nucleosíntesis.

$$\eta_{\text{WMAP}} = (6.14 \pm 25) \times 10^{-10}. \quad (3.4)$$

Los datos de WMAP nos dan el valor más preciso hasta ahora de η .

Las evidencias que se acaba de presentar corresponden a una asimetría de número bariónico, pero no se mencionó el número leptónico. Sin embargo para la materia formada en átomos, que por lo tanto es en total eléctricamente neutra, una asimetría en la densidad de número bariónico implica una asimetría en el número leptónico pues por cada protón debe haber un electrón.³

3.2. Generación de la asimetría bariónica del universo

La evidencia en favor de la idea de que el universo ha evolucionado desde el Big Bang se ha vuelto cada vez más fuerte. Describir esta evolución es una parte importante de la física actual. Un problema abierto en esta parte de la física es explicar la asimetría de materia y antimateria del universo. La explicación más simple sería suponer que el universo siempre ha tenido esta asimetría y olvidarse del problema, sin embargo se cree que durante un periodo en la historia del universo llamado inflación cualquier asimetría de materia-antimateria sería borrada y al final de la etapa de inflación el universo sería simétrico en términos de materia y antimateria.

Entonces para explicar la asimetría bariónica y leptónica en el universo se busca un mecanismo que sea capaz de generarla dinámicamente a través de procesos que no conserven número bariónico o leptónico después de la etapa de inflación.

3.3. Condiciones de Sakharov

Hay cuatro condiciones necesarias, pero no suficientes, para generar dinámicamente la asimetría bariónica del universo. Estas condiciones fueron enunciadas por primera vez en 1967 por Andrei Sakharov [1].

1. Violación de número bariónico, \mathfrak{B} .⁴
2. Violación de la simetría de conjugación de carga, C .

³De hecho es posible que tengamos asimetrías bariónica y leptónica iguales, $n_{\mathfrak{B}} = n_{\mathfrak{L}}$.

⁴Para generar una asimetría de \mathfrak{B} y \mathfrak{L} también es necesario que haya violación de número leptónico.

3. Violación de la simetría de conjugación de carga-paridad, CP .
4. Desviación del equilibrio térmico.

Veamos ahora por qué estas condiciones son necesarias para generar una asimetría de número bariónico y leptónico del universo.⁵

Violación de \mathfrak{B} y \mathfrak{L}

Es evidente que para pasar de un sistema con $\mathfrak{B}_{\text{tot}} = 0$ y $\mathfrak{L}_{\text{tot}} = 0$ a un sistema con $\mathfrak{B}_{\text{total}} \neq 0$ y $\mathfrak{L}_{\text{total}} \neq 0$ es necesario que existan algunos procesos que violen \mathfrak{B} y algunos que violen \mathfrak{L} .

Violación de C

Consideremos un proceso que viola número bariónico o leptónico $X \rightarrow Y$ donde X es el conjunto de partículas iniciales y Y es el conjunto de partículas finales. Entonces si hay simetría de conjugación de carga C y asumimos densidades iniciales iguales para X y \bar{X} :

$$\Gamma(X \rightarrow Y) = \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{Y}). \quad (3.5)$$

Si $X \rightarrow Y$ produce un cambio $\Delta\mathfrak{B}$ o $\Delta\mathfrak{L}$ entonces $\bar{X} \rightarrow \bar{Y}$ produce un cambio $-\Delta\mathfrak{B}$ o $-\Delta\mathfrak{L}$.

Aparte de eso las tazas de violación de \mathfrak{B} y \mathfrak{L} van como:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathfrak{L}_{\text{tot}}}{dt} &\propto \sum_{\mathfrak{L}} \Gamma_{\mathfrak{L}}(X \rightarrow Y) - \Gamma_{\mathfrak{L}}(\bar{X} \rightarrow \bar{Y}), \\ \frac{d\mathfrak{B}_{\text{tot}}}{dt} &\propto \sum_{\mathfrak{B}} \Gamma_{\mathfrak{B}}(X \rightarrow Y) - \Gamma_{\mathfrak{B}}(\bar{X} \rightarrow \bar{Y}). \end{aligned} \quad (3.6)$$

Donde $\sum_{\mathfrak{L}}$ ó $\sum_{\mathfrak{B}}$ representan la suma sobre todos los procesos que violan \mathfrak{L} ó \mathfrak{B} .

Si C es una simetría del sistema la ecuación (3.5) se cumple para todos los procesos y entonces no puede haber un cambio en $\mathfrak{B}_{\text{tot}}$ ni en $\mathfrak{L}_{\text{tot}}$, pues sus derivadas en el tiempo son siempre cero.

En conclusión para generar dinámicamente una asimetría bariónica o leptónica es necesario que C no sea conservado.

Violación de CP

Supongamos que CP es una simetría en un sistema y que hay un proceso que viola número bariónico: $X \rightarrow q_L^a, q_L^b, Y$. Es decir los estados iniciales X decaen en un par de *quarks* izquierdos: q_L^a, q_L^b y otros estados Y . Entonces

⁵En [11] se discuten estas condiciones.

aunque C sea una simetría de la dinámica del sistema, la simetría de CP implica:

$$\Gamma(X \rightarrow q_L^a, q_L^b, Y) = \Gamma(X_{CP} \rightarrow \bar{q}_R^a, \bar{q}_R^b, Y_{CP}). \quad (3.7)$$

Donde X, Y_{CP} son los conjugados de CP de X e Y .

Si el decaimiento $X \rightarrow q_L^a, q_L^b, Y$ está permitido entonces el proceso $X \rightarrow \bar{q}_R^a, \bar{q}_R^b, Y$ también lo está. De nuevo, la simetría de CP y la hipótesis de que las densidades iniciales de X y X_{CP} son iguales implican:

$$\Gamma(X \rightarrow q_R^a, q_R^b, Y) = \Gamma(X_{CP} \rightarrow \bar{q}_L^a, \bar{q}_L^b, Y_{CP}). \quad (3.8)$$

La tasa de cambio de \mathfrak{B} debida solo a este proceso es:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathfrak{B}_{X \rightarrow q^a, q^b, Y}}{dt} &\propto \Gamma(X \rightarrow q_L^a, q_L^b, Y) + \Gamma(X \rightarrow q_R^a, q_R^b, Y) \\ &\quad - [\Gamma(X_{CP} \rightarrow \bar{q}_R^a, \bar{q}_R^b, Y_{CP}) + \Gamma(X_{CP} \rightarrow \bar{q}_L^a, \bar{q}_L^b, Y_{CP})] \\ &= 0. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Si CP es una simetría de la dinámica del sistema entonces ningún proceso que tenga como estados finales *quarks* podrá producir un cambio en \mathfrak{B}_{tot} .

Desviación del equilibrio térmico

Si un sistema se encuentra en equilibrio térmico la tasa a la que ocurre cualquier proceso $X \rightarrow Y$ es la misma para el proceso inverso:

$$\Gamma(X \rightarrow Y) = \Gamma(Y \rightarrow X). \quad (3.10)$$

Si un sistema tiene inicialmente la misma densidad de bariones y antibariones, aún con la presencia de procesos que violen \mathfrak{B} , C y CP , no se puede generar un cambio en \mathfrak{B} total pues el cambio debido a algún proceso en promedio es cancelado por ese proceso inverso. Entonces para generar la asimetría bariónica del universo es necesario que este se encuentre fuera del equilibrio térmico.

3.4. Escenarios para generar la asimetría bariónica del universo

Diversos mecanismos se han propuesto para tratar de explicar (generar) la asimetría bariónica del universo. Esta asimetría debe haber sido generada en el universo temprano, pues como vimos en la sección 3.1 ya estaba presente cuando se formaron los núcleos atómicos. Cuando esto sucedió la temperatura del universo era ~ 1 MeV.⁶ Cuando esto sucedió el universo tenía unos pocos segundos de vida [12, 13].

Entre los escenarios usados para explicar la asimetría bariónica del universo existen:

⁶1 MeV es la energía típica de ligadura de los protones y neutrones en un núcleo.

- Gran unificación: Se usa una teoría con un grupo de norma que contenga como subgrupos al grupo de norma del modelo estándar. Mediante algún mecanismo de rompimiento de simetría estas teorías quedan solo con las simetrías de norma del modelo estándar después de el rompimiento de simetría electrodébil. Estas teorías incluyen procesos que violan número bariónico o leptónico pues se acoplan leptones y bariones en un mismo multiplete de norma. El problema con estas teorías que la posibilidad de verificarlas experimentalmente es lejana.
- Bariogénesis electrodébil: El modelo estándar tiene interacciones que violan número bariónico y leptónico. Sin embargo las tasas de reacción de estos procesos son muy pequeñas a la temperatura actual del universo y nunca han sido observados procesos que de este tipo. El modelo estándar también tiene violación de C y de CP y la no conservación de C y CP observada hasta ahora es consistente con el modelo estándar. El modelo estándar también tiene desviación del equilibrio térmico durante la transición de fase electrodébil. La transición de fase electrodébil es esencialmente el momento en el que el universo pasó de una temperatura que no permite valores de expectación en el vacío diferentes de cero para los campos de Higgs a una temperatura que si los permite. La transición de fase debe haber ocurrido a temperaturas mayores que la nucleosíntesis y por lo tanto antes. La transición de fase electrodébil es un candidato importante para explicar la asimetría bariónica del universo, sin embargo ahora se sabe que la dinámica del modelo estándar no es capaz de explicar la asimetría bariónica del universo durante la transición de fase. Una opción es tratar de explicar esta asimetría mediante la dinámica y el contenido de partículas de alguna extensión del modelo estándar. En eso se concentra este trabajo.

3.5. Violación de numero bariónico y leptónico

El lagrangiano clásico, no cuántico, del modelo estándar contiene simetrías globales que producen ecuaciones de conservación. Dos de estas simetrías producen la conservación de número bariónico, \mathfrak{B} , y número leptónico, \mathfrak{L} . Estas simetrías se asocian con la invariancia de la densidad lagrangiana ante transformaciones de $U(1)$. La asignación de cargas de $U(1)_{\mathfrak{B}}$ y $U(1)_{\mathfrak{L}}$ es:

$$\begin{array}{c|cccc}
 & q & \bar{q} & \ell & \bar{\ell} \\
 \hline
 \mathfrak{B} & \frac{1}{3} & -\frac{1}{3} & 0 & 0 \\
 \mathfrak{L} & 0 & 0 & 1 & -1.
 \end{array} \tag{3.11}$$

q denota a cualquier *quark* L o R , u o d de cualquier generación y ℓ denota a cualquier leptón.

Las corrientes asociadas a estas simetrías son:

$$\begin{aligned} j_{\mu}^{\mathfrak{B}}(x) &= \frac{1}{3} \sum_q \bar{q}(x) \gamma_{\mu} q(x), \\ j_{\mu}^{\mathfrak{L}}(x) &= \sum_{\ell} \bar{\ell}(x) \gamma_{\mu} \ell(x). \end{aligned} \quad (3.12)$$

Las simetrías $U(1)_{\mathfrak{L}}$ y $U(1)_{\mathfrak{B}}$ del lagrangiano clásico implican.

$$\begin{aligned} \partial_{\mu} j_{\mathfrak{B}}^{\mu}(x) &= 0, \\ \partial_{\mu} j_{\mathfrak{L}}^{\mu}(x) &= 0. \end{aligned}$$

Las cargas asociadas a estas ecuaciones de continuidad son:

$$\begin{aligned} \hat{\mathfrak{B}} &= \int d^3x j_{\mathfrak{B}}^0, \\ \hat{\mathfrak{L}} &= \int d^3x j_{\mathfrak{L}}^0. \end{aligned} \quad (3.13)$$

la ecuación (3.13) implica que:

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{d}{dt} \left[\int d^3x j_{\mathfrak{B}}^0 \right] = \frac{d\hat{\mathfrak{B}}}{dt}, \\ 0 &= \frac{d}{dt} \left[\int d^3x j_{\mathfrak{L}}^0 \right] = \frac{d\hat{\mathfrak{L}}}{dt}. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Sin embargo las correcciones cuánticas de la teoría producen [14, 15, 16]:

$$\begin{aligned} \partial_{\mu} j_{\mathfrak{B}}^{\mu}(x) &= \frac{n_g g_{SU(2)}^2}{32\pi^2} F_{\mu\nu}^a \tilde{F}^{a\mu\nu}, \\ \partial_{\mu} j_{\mathfrak{L}}^{\mu}(x) &= \frac{n_g g_{SU(2)}^2}{32\pi^2} F_{\mu\nu}^a \tilde{F}^{a\mu\nu}. \end{aligned} \quad (3.15)$$

En la ecuación (3.15) los tensores $F_{\mu\nu}^a$ corresponden a los campos de norma de $SU(2)_L$ solamente y g es la constante de acoplamiento de ese mismo grupo de norma.

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_{\mu} W_{\nu}^a - \partial_{\nu} W_{\mu}^a - g_{SU(2)} f^{abc} W_{\mu}^b W_{\nu}^c. \quad (3.16)$$

Además tenemos $\tilde{F}_{\mu\nu}^a = \epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} F^{a\lambda\sigma}$.

De (3.15) se puede ver que aunque no necesariamente hay conservación de número bariónico o leptónico la corriente $j_{\mathfrak{B}-\mathfrak{L}}^{\mu}$ si obedece la ecuación de continuidad.⁷ Sin embargo el número bariónico + el número leptónico no necesariamente son conservados:

$$\partial_{\mu} j_{\mathfrak{B}+\mathfrak{L}}^{\mu}(x) = \frac{n_g g_{SU(2)}^2}{16\pi^2} F_{\mu\nu}^a \tilde{F}^{a\mu\nu}. \quad (3.17)$$

⁷ $j_{\mathfrak{B}+\mathfrak{L}}^{\mu} \equiv j_{\mathfrak{B}}^{\mu} \pm j_{\mathfrak{L}}^{\mu}$

Calculemos ahora:

$$\begin{aligned}
& \int d^4x [\partial_\mu j_{\mathfrak{B}+\mathfrak{L}}^\mu(x)] = \sum_{a=0}^4 \int d^3x_{x \neq x^a} \left[\int dx^a \frac{\partial}{\partial x^a} (j_{\mathfrak{B}+\mathfrak{L}}^a) \right] \\
& = \sum_{a=0}^4 \int d^3x_{x \neq x^a} \left[-(j_{\mathfrak{B}+\mathfrak{L}}^a) \right] \Big|_{x^a=-\infty}^{x^a=\infty} = \int d^3x \left[-(j_{\mathfrak{B}+\mathfrak{L}}^0) \right] \Big|_{x^0=-\infty}^{x^0=\infty} \\
& = (\hat{\mathfrak{B}} + \hat{\mathfrak{L}})|_{t=\infty} - (\hat{\mathfrak{B}} + \hat{\mathfrak{L}})|_{t=-\infty} = \Delta(\hat{\mathfrak{B}} + \hat{\mathfrak{L}}). \tag{3.18}
\end{aligned}$$

El término $\Delta(\hat{\mathfrak{B}} + \hat{\mathfrak{L}})$ en la ecuación (3.18) da el cambio en la suma del número bariónico más el número leptónico. En (3.18) se relaciona esta cantidad con la divergencia de la cuadracorriente de el número bariónico más el número leptónico, $j_{\mathfrak{B}+\mathfrak{L}}^\mu(x)$. Si esta divergencia fuese cero en todas partes, se diría que $j_{\mathfrak{B}+\mathfrak{L}}^\mu$ es una corriente conservada y $\Delta(\hat{\mathfrak{B}} + \hat{\mathfrak{L}})$ sería cero.

Ahora consideremos el lado derecho de la ecuación (3.17):

$$\begin{aligned}
& F_{\mu\nu}^a \tilde{F}^{a\mu\nu} \\
& = (\partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g_{SU(2)} f^{abc} W_\mu^b W_\nu^c) \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \\
& * (\partial^\alpha W_\beta^a - \partial_\beta W_\alpha^a - g_{SU(2)} f^{ade} W_\alpha^d W_\beta^e) \\
& = (2\partial_\mu W_\nu^a - g_{SU(2)} f^{abc} W_\mu^b W_\nu^c) \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} (2\partial^\alpha W_\beta^a - g_{SU(2)} f^{ade} W_\alpha^d W_\beta^e) \\
& = \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} [4(\partial_\mu W_\nu^a)(\partial_\alpha W_\beta^a) - 2g_{SU(2)} (\partial_\mu W_\nu^a) f^{ade} W_\alpha^d W_\beta^e \\
& - 2g_{SU(2)} (\partial_\alpha W_\beta^a) f^{abc} W_\mu^b W_\nu^c + g_{SU(2)}^2 f^{abc} f^{ade} W_\mu^a W_\nu^c W_\alpha^d W_\beta^e] \\
& = \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} [4(\partial_\mu W_\nu^a)(\partial_\alpha W_\beta^a) - 4g_{SU(2)} (\partial_\mu W_\nu^a) f^{abc} W_\alpha^b W_\beta^c \\
& + g_{SU(2)}^2 (\delta^{bd}\delta^{ce} - \delta^{be}\delta^{cd}) W_\mu^a W_\nu^c W_\alpha^d W_\beta^e] \\
& = 4\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} [(\partial_\mu W_\nu^a)(\partial_\alpha W_\beta^a) - \frac{1}{3}g_{SU(2)} f^{abc} \partial_\mu (W_\nu^a W_\alpha^b W_\beta^c)] \\
& = 4\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \partial_\mu [W_\nu^a (\partial_\alpha W_\beta^a) - \frac{1}{3}g_{SU(2)} f^{abc} W_\nu^a W_\alpha^b W_\beta^c]. \tag{3.19}
\end{aligned}$$

En (3.19) se reescribió $F_{\mu\nu}^a \tilde{F}^{a\mu\nu}$ como una derivada total, para hacer esto se usó la forma de las constantes de estructura de $SU(2)$: $f^{abc} = -\epsilon^{abc}$.

Podemos definir K^μ mediante:

$$\partial_\mu K^\mu = \frac{g_{SU(2)}^2}{32\pi^2} F_{\mu\nu}^a \tilde{F}^{a\mu\nu}. \tag{3.20}$$

Y también se define la carga:

$$N_{CS}(t) = \int d^3x K^0, \tag{3.21}$$

donde $N_{CS}(t)$ depende de los campos de norma y se le llama número de Chern-Simons.

De manera similar a (3.18) tenemos que:

$$\int d^3x \int_{t_i}^{t_f} \partial_\mu K^\mu = N_{\text{CS}}(t_f) - N_{\text{CS}}(t_i) = \Delta N_{\text{CS}}. \quad (3.22)$$

Por otra parte usando la ecuación (3.17):

$$\begin{aligned} \int d^4x [\partial_\mu j_{\mathfrak{B}+\mathfrak{L}}^\mu(x)] &= 2n_g \frac{g^2}{32\pi^2} \int dx^4 F_{\mu\nu}^a \tilde{F}^{a\mu\nu} \\ &= 2n_g N_{\text{CS}}. \end{aligned} \quad (3.23)$$

De la ecuación (3.23) podemos ver que $\Delta(\mathfrak{B} + \mathfrak{L}) = 2n_g N_{\text{CS}}$, usando $\Delta\mathfrak{B} = \Delta\mathfrak{L}$ podemos ver que:

$$\begin{aligned} \Delta\mathfrak{B} &= n_g N_{\text{CS}}, \\ \Delta\mathfrak{L} &= n_g N_{\text{CS}}. \end{aligned} \quad (3.24)$$

De la ecuación (3.17) sabemos que ΔN_{CS} es un invariante de norma, pues es igual a una cantidad invariante de norma, sin embargo $N_{\text{CS}}(t)$ no es invariante de norma. Una teoría que incluya a $SU(2)$ como grupo de norma puede tener un número infinito de vacíos cuyas configuraciones de campos de norma tengan valores de N_{CS} diferentes.

Siempre que solo aparezcan pequeñas fluctuaciones cuánticas en los campos de norma ΔN_{CS} será cero y habrá conservación de \mathfrak{B} y \mathfrak{L} . Sin embargo existen campos de norma con $\Delta N_{\text{CS}} \neq 0$ que producen transiciones entre estados con diferente número bariónico y leptónico. Estas transiciones se producen mediante efecto túnel entre diferentes vacíos que tienen valores de N_{CS} diferentes.

A temperatura $T = 0$ transiciones con $\Delta\mathfrak{B} = \Delta\mathfrak{L} = n_g$ son inducidas por campos de norma, llamados instantones, que conectan dos vacíos con $\Delta N_{\text{CS}} = \pm 1$ [17].

De (3.24) podemos ver que estos cambios son proporcionales a el número de generaciones en la teoría.

A temperatura cero la tasa a la que ocurren procesos de este tipo es extremadamente pequeña [14]:

$$\sigma_{\mathfrak{B}+\mathfrak{L}} \propto e^{-16\pi^2/g_{SU(2)}^2} \simeq e^{-146} \simeq 10^{-63}. \quad (3.25)$$

Sin embargo para temperaturas diferentes de cero la situación cambia. La barrera de energía entre dos vacíos con N_{CS} diferentes para un modelo estándar con rompimiento espontáneo de simetría [18, 19]:

$$E(T) = \frac{4\pi}{g_{SU(2)}} h_{\min}(T) f, \quad (3.26)$$

donde $1.6 \leq f \leq 2.7$ es una constante que depende del acoplamiento cuártico del Higgs. $h_{\min}(T)$ es el valor de expectación en el vacío del campo de Higgs a

temperatura T , para $h_{\min}(T=0) = 246 \text{ GeV}$ tenemos: $8 \text{ TeV} \lesssim E(T)|_{T=0} \lesssim 13 \text{ TeV}$.

Entonces la tasa a la que ocurren estos procesos a temperatura finita siempre y cuando la energía de la barrera sea mayor que la temperatura y haya rompimiento espontáneo de simetría debe ser proporcional al factor de Boltzmann:

$$e^{-E(T)/T}. \quad (3.27)$$

La energía de la barrera $E(T)$ corresponde a la energía de configuraciones de los campos de norma que son soluciones a las ecuaciones clásicas de campo y separan a dos configuraciones de vacío con números de Chern-Simons diferentes. A estas soluciones inestables se les conoce como esfalerones [20].

Entonces al substituir el tamaño de la barrera de energía en (3.26) en el argumento del factor de Boltzmann vemos que el factor $h_{\min}(T)/T$ puede hacer despreciable al exponencial si:

$$\frac{h_{\min}(T)}{T} \gtrsim 1, \quad (3.28)$$

de tal manera que los procesos que violan \mathfrak{B} y \mathfrak{L} sean despreciables cuando hay un valor de expectación en el vacío del Higgs diferente de cero.

En caso de que no haya rompimiento de simetría electrodébil se estima en base a un análisis dimensional que la tasa de transición de procesos que violan \mathfrak{B} y \mathfrak{L} debe ser proporcional a T^4 [21]. Se verá como la tasa de procesos que violan número bariónico y leptónico puede ser importante durante etapas tempranas del universo, donde la temperatura del universo era mucho mayor que ahora.

Un resumen de la violación de \mathfrak{B} y \mathfrak{L} en el modelo estándar o sus extensiones se puede encontrar en la referencia [21].

3.6. La asimetría bariónica y leptónica del universo durante la transición de fase electrodébil

En la sección 3.4 se discutió la generación de la asimetría bariónica del universo durante la transición de fase electrodébil. Los procesos que violan números bariónico y leptónico en estos escenarios aparecen a través de la anomalía discutida en la sección 3.5. Estos procesos violan $\mathfrak{B} + \mathfrak{L}$ pero conservan $\mathfrak{B} - \mathfrak{L}$. Esta última cantidad permanece constante desde el Big Bang hasta el universo actual a menos que existan otros procesos que violen \mathfrak{B} o \mathfrak{L} . La existencia de otros procesos de este tipo podría relajar una asimetría bariónica, entonces se cree que todos los procesos que violan \mathfrak{B} y \mathfrak{L} son irrelevantes desde la transición de fase hasta ahora.

Dos ingredientes son importantes para calcular la densidad de bariones y leptones después de la transición de fase electrodébil:

1. La fuerza de la transición de fase: hay una condición sobre la fuerza de la transición de fase, ecuación (3.28), sección 3.5, si no se cumple esta condición la asimetría bariónica y leptónica del universo generada durante la transición de fase electrodébil se relajaría con el tiempo.
2. Las ecuaciones de difusión para las densidades de *quarks* y leptones. Estas ecuaciones de difusión deben considerar términos de violación de *CP*.

Durante la transición de fase se forman regiones en el espacio donde el valor de expectación en el vacío de los campos de Higgs no es cero. A estas regiones se les llama fase rota. Las regiones en el espacio donde los v.e.v. de los campos de Higgs son cero se les llama fase no rota. Las fases rotas se expanden. Cuando ocupan todo el espacio la transición de fase termina.

A las regiones de la fase rota se les llama burbujas. Son similares a las burbujas de vapor en un volumen de agua en ebullición, otra transición de fase.

La dinámica no es igual en las dos fases:

- En la fase no rota no hay mecanismo de Higgs: los *quarks* y leptones no tienen masa y tampoco los bosones del grupo de norma $SU(2)_L \times U(1)_Y$.
- La violación de *CP* que aparece mediante la matriz de CKM no ocurre si no hay mecanismo de Higgs.
- En la fase rota los procesos $\mathcal{B} + \mathcal{L}$ son irrelevantes. Se exige que la transición de fase sea de esta manera, véase sección 3.5. En la fase no rota si ocurren estos procesos.

La materia en el universo sufre difusión entre las dos fases. La violación de *CP* aumenta las densidades de *quarks* y leptones izquierdos en la fase no rota. En esta fase están activos los procesos de $\mathcal{B} + \mathcal{L}$. Esto produce la asimetría bariónica y leptónica del universo.

Las ecuaciones de difusión para las densidades de *quarks* y leptones que se usen para calcular las densidades de número bariónico y leptónico deben incluir entonces términos de violación de *CP* para alimentar los procesos de violación de número bariónico y leptónico. Claramente se requieren también términos que tomen en cuenta estos últimos procesos.

Estas ecuaciones de difusión deben tomar en cuenta que las burbujas se expanden. La velocidad con la que se expanden las burbujas es una cantidad importante en las ecuaciones de difusión.

Podemos ver cómo esta manera de explicar la asimetría bariónica y leptónica del universo usa la dinámica de la teoría que cumple las condiciones de Sakharov.

Capítulo 4

Potenciales efectivos y transiciones de fase

4.1. Fuerza de la transición de fase electrodébil

Consideremos un sistema cuya dinámica es descrita por una densidad lagrangiana que usa el mecanismo de Higgs.

El mecanismo de Higgs requiere que los valores de expectación en el vacío de los campos de Higgs sean diferentes de cero. Estos valores de expectación en el vacío corresponden a la localización de los mínimos del potencial efectivo de los campos clásicos de Higgs, que llamaremos genéricamente h .

El potencial efectivo de los campos de Higgs es una cantidad real que depende de los parámetros y el contenido de partículas de cada modelo, se puede calcular a partir del potencial a nivel de árbol y sumar términos de corrección que corresponden a diagramas con partículas virtuales y cuádrimomentos indeterminados. Un término con cuádrimomentos indeterminados requiere que se integre sobre el cuádrimomento indeterminado. En este caso tomamos diagramas con un solo cuádrimomento indeterminado. A esto nos referimos como expansión a un lazo.¹

El potencial efectivo también depende de la temperatura, entonces los valores de expectación en el vacío cambian con la temperatura al cambiar los mínimos del potencial efectivo. Sabemos que en el modelo estándar a temperatura cero el potencial efectivo tiene un mínimo donde alguno de los campos clásicos de Higgs tiene un valor diferente de cero, pues el mecanismo de Higgs funciona a esa temperatura. Sin embargo las correcciones térmicas son tales que para temperaturas mayores que un cierto valor crítico, T_c , solo hay un mínimo del potencial efectivo localizado donde todos los valores de expectación en el vacío de los campos de Higgs son cero, entonces para temperaturas mayores a T_c no hay mecanismo de Higgs.

¹Un diagrama de κ momentos indeterminados es un diagrama de κ -lazos.

Consideremos un sistema cuya dinámica es descrita por una densidad lagrangiana que usa el mecanismo de Higgs. Si el sistema pasa de una temperatura mayor a T_c a una menor, el sistema pasa de un estado sin mecanismo de Higgs a un estado con mecanismo de Higgs. Este cambio en el sistema es una transición de fase. Si hay un cambio discontinuo en algún parámetro del modelo, por ejemplo el valor de expectación en el vacío de algún campo de Higgs,² entonces la transición de fase es de primer orden. Al parámetro discontinuo se le llama parámetro de orden. Si no hay un cambio discontinuo en ningún parámetro del modelo, la transición es de segundo orden. A esta transición de fase le llamamos transición de fase electrodébil.³ En la figura 4.1 podemos ver un ejemplo de un potencial con transición de fase de primer y otro de segundo orden.

Es importante notar que un sistema que sufre una transición de fase de segundo orden no necesariamente se encuentra fuera del equilibrio térmico, sin embargo un sistema que sufre una transición de fase de primer orden debe estar fuera del equilibrio térmico.

Las interacciones entre partículas elementales, salvo la gravedad, están gobernadas por la dinámica del modelo estándar en el universo actual. La dinámica del modelo estándar que se ha observado a sido siempre a temperaturas mucho menores a la temperatura crítica del modelo estándar o sus posibles extensiones supersimétricas. Sin embargo la dinámica del modelo estándar describe correctamente algunos fenómenos en etapas más tempranas del universo, por ejemplo la nucleosíntesis.⁴ Entonces es posible que la dinámica del modelo estándar o alguna extensión de este estuviese vigente en el universo temprano.

La teoría del Big Bang permite temperaturas arbitrariamente grandes para el universo si se escoge una edad del universo suficientemente pequeña. Entonces en etapas tempranas el universo se encontraba a una temperatura enorme, mayor que la temperatura crítica del modelo estándar, o sus extensiones supersimétricas. Sin embargo el universo se ha expandido desde el Big Bang, disminuyendo su temperatura y es posible que el universo haya sufrido una transición de fase electrodébil.

Se cree que la asimetría bariónica del universo se pudo haber generado durante la transición de fase electrodébil. Durante la transición de fase electrodébil en el universo coexisten dos fases. Una fase donde funciona el

²Si el valor de expectación en el vacío de algún campo de Higgs cambia de manera discontinua entonces las masas de algunas partículas también lo hacen, pues dependen linealmente de algún v.e.v. del Higgs.

³Se le llama de esta manera pues el mecanismo de Higgs produce las interacciones electrodébiles.

⁴Nucleosíntesis es el proceso de formación de núcleos atómicos y el modelo estándar sirve para predecir las abundancias relativas de diferentes tipos de núcleos.

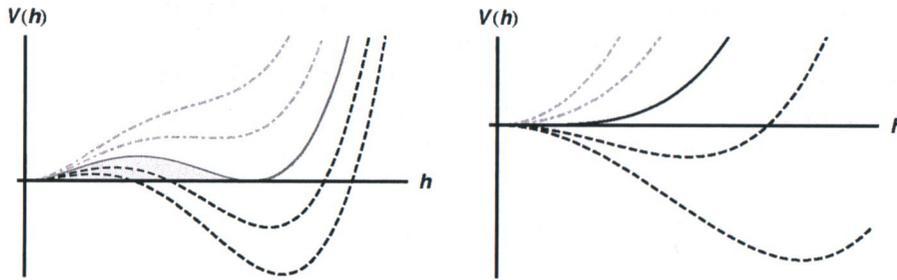


Figura 4.1: **Izquierda:** Potencial efectivo con una transición de fase de primer orden. Las líneas más oscuras, formada por rayas, son a temperaturas menores que T_c ; la línea continua es para $T = T_c$; las líneas más claras, formada con puntos y rayas, son para $T > T_c$. Nótese que para el potencial a la temperatura crítica hay dos mínimos, uno con $h = 0$ y otro con $h \neq 0$, separados por una barrera (la región coloreada) que produce la discontinuidad en el parámetro de orden $h_{\min}(T)$. En este ejemplo la barrera aparece debido a que hay un término h^3 en el potencial además de términos h^2 y h^4 . **Derecha:** Potencial efectivo con una transición de fase de segundo orden. Las líneas más oscuras, formadas por rayas, son a temperaturas menores que T_c ; la línea continua es para $T = T_c$; las líneas más claras, formadas con puntos y rayas, son para $T > T_c$. En este caso el potencial solo tiene contribuciones de la forma h^2 , h^4 y por eso no puede formar una barrera de potencial con dos mínimos en h a la temperatura crítica.

mecanismo de Higgs, llamada fase rota, y una fase donde el mecanismo de Higgs no funciona, llamada fase no rota.⁵

Explicar la asimetría de bariones y leptones del universo a través de la transición de fase electrodébil requiere procesos que no conserven número bariónico y leptónico. Se cree que estos procesos existen en el modelo estándar y sus extensiones supersimétricas.

Sin embargo para explicar la asimetría bariónica del universo a través de estos procesos durante la transición de fase electrodébil es necesario que estos procesos sean activos en la fase no rota pero casi no se lleven a cabo dentro de la fase de simetría electrodébil rota. De lo contrario la asimetría de materia-antimateria generada durante la transición de fase se relajaría con el tiempo y no sobreviviría hasta el universo actual.

Que los procesos que no conservan número bariónico y leptónico sean despreciables después de la transición de fase impone un requerimiento sobre la transición de fase. Este requerimiento se traduce en:

$$\frac{h_{\min}(T_c)}{T_c} \geq 1. \quad (4.1)$$

Donde T_c es la temperatura a la que ocurre la transición de fase y $h_{\min}(T_c)$ es el mínimo del potencial a la temperatura crítica.

4.2. Potencial efectivo del MEMS

Algunas partículas del modelo estándar mínimo supersimétrico producen términos de corrección a un lazo para el potencial efectivo del modelo.

Para el MEMS con cuatro generaciones las partículas que son relevantes en el potencial efectivo son:

1. Los *quarks* de la cuarta generación y sus compañeros supersimétricos.
2. El *quark top* y su compañero supersimétrico.
3. Los leptones de la cuarta generación y sus compañeros supersimétricos.
4. Los bosones W^\pm y Z .

Las correcciones del potencial efectivo son funciones de una variable real h que se asocia con los escalares de Higgs del modelo, esta variable aparece porque los términos de masa de las partículas dependen de esta cantidad h .

Usaremos el potencial efectivo a un lazo con correcciones a la temperatura que depende de h .

⁵Estos nombres se deben a que el mecanismo de Higgs "rompe" (oculta) la simetría de norma electrodébil $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

Cada partícula en el modelo da un término de corrección al potencial efectivo, la corrección total es la suma de las correcciones para cada partícula. Las contribuciones a un lazo para alguna partícula X se pueden separar en un término independiente de la temperatura V_X^1 y un término que depende de la temperatura $\Delta V_{X,T}^1$ y que se anula para $T = 0$. Los términos independientes de temperatura son idénticos a los términos de corrección a un lazo obtenidos por la teoría de campo a temperatura cero [22].

4.2.1. Potencial efectivo a nivel de árbol

El potencial efectivo tiene una parte de nivel de árbol que también es función de la variable h :

$$V^0(h) = \frac{1}{2}\mu^2 h^2 + \frac{1}{32}(g_{U(1)}^2 + g_{SU(2)}^2) \cos^2(2\beta) h^4. \quad (4.2)$$

Donde $g_{U(1)}$ y $g_{SU(2)}$ son las constantes de acoplamiento los grupos de norma $U(1)_Y$ y $SU(2)_L$ respectivamente. Además $\tan \beta = v_2/v_1$, donde v_1 y v_2 son los valores de expectación en el vacío de los campos H_1^0 y H_2^0 a temperatura cero. Definimos también $v^2 = v_1^2 + v_2^2$.

4.2.2. Correcciones a un lazo

Corrección a un lazo de los bosones W^\pm

La contribución de los bosones W^\pm para temperatura cero es:

$$V_{W^\pm}^1 = \frac{6}{64\pi^2} \mu_W^4(h) \left[\log \left(\frac{\mu_W^2(h)}{\Lambda^2} \right) - \frac{3}{2} \right]. \quad (4.3)$$

La corrección de temperatura es:

$$\Delta V_{W^\pm,T}^1 = \frac{2T^4}{\pi^2} \int_0^\infty dx \left\{ x^2 \log \left(1 - e^{-\sqrt{x^2 + (\mu_W(h)/(T))^2}} \right) \right\}. \quad (4.4)$$

Debemos notar que la masa de los bosones W^\pm es $\mu_W(h)|_{h=v}$ con $\mu_W^2(h) = g_{SU(2)}^2 h^2/4$. Entonces obtenemos:

$$V_{W^\pm}^1 = \frac{6}{64\pi^2} \frac{g_2^4 h^4}{4^2} \left[\log \left(\frac{g_{SU(2)}^2 h^2}{4\Lambda^2} \right) - \frac{3}{2} \right] \quad (4.5)$$

y

$$\Delta V_{W^\pm,T}^1 = \frac{2T^4}{\pi^2} \int_0^\infty dx \left\{ x^2 \log \left(1 - e^{-\sqrt{x^2 + (g_{SU(2)} h / (2vT))^2}} \right) \right\}. \quad (4.6)$$

Corrección a un lazo del bosón Z

La contribución de el bosón Z para temperatura cero es:

$$V_Z^1 = \frac{3}{64\pi^2} \mu_Z^4(h) \left[\log \left(\frac{\mu_Z^2(h)}{\Lambda^2} \right) - \frac{3}{2} \right]. \quad (4.7)$$

La corrección de temperatura para el bosón Z a un lazo es:

$$\Delta V_{Z,T}^1 = \frac{T^4}{\pi^2} \int_0^\infty dx \left\{ x^2 \log \left(1 - e^{-\sqrt{x^2 + (\mu_Z(h)/T)^2}} \right) \right\}. \quad (4.8)$$

La masa del bosón Z es $\mu_Z(h)|_{h=v}$ con $\mu_Z^2(h) = (g_{U(1)}^2 + g_{SU(2)}^2)h^2/4$. Entonces podemos reescribir:

$$V_Z^1 = \frac{3}{64\pi^2} \frac{(g_{U(1)}^2 + g_{SU(2)}^2)^2 h^4}{4^2} \left[\log \left(\frac{(g_{U(1)}^2 + g_{SU(2)}^2)h^2}{4\Lambda^2} \right) - \frac{3}{2} \right] \quad (4.9)$$

y

$$\Delta V_{Z,T}^1 = \frac{T^4}{\pi^2} \int_0^\infty dx \left\{ x^2 \log \left(1 - e^{-\sqrt{x^2 + ((g_{U(1)}^2 + g_{SU(2)}^2)^{1/2} h / (2T))^2}} \right) \right\}. \quad (4.10)$$

Correcciones a un lazo de *quarks* y *leptones*

Las contribuciones a un lazo para un *quark* o leptón cualquiera, que denotaremos a y sus compañeros supersimétricos dependen de el acoplamiento de Yukawa de esa partícula y de los dos términos de rompimiento suave de supersimetría $\tilde{m}_{a,L}$ y $\tilde{m}_{a,R}$. Proporcional a todas las contribuciones aparece una cantidad N_c^a , multiplicar por este factor es considerar las contribuciones de los *quarks* de cada color. Entonces $N_c^{\text{lepton}} = 1$ y $N_c^{\text{quark}} = 3$.

A continuación escribiremos las correcciones para los *quarks* y leptones de espín $\frac{1}{2}$ y luego las contribuciones para los *quarks* y leptones escalares.

- **Espín $\frac{1}{2}$:** Las contribuciones del *quark* o leptón de espín 1/2 son:

$$V_a^1 = -\frac{N_c^a}{16\pi^2} (\mu_a(h))^4 \left[\log \left(\frac{\mu_a^2(h)}{\Lambda^2} \right) - \frac{3}{2} \right]. \quad (4.11)$$

La corrección de temperatura es:

$$\Delta V_{a,T}^1 = \frac{2N_c^a T^4}{\pi^2} \int_0^\infty dx \left\{ x^2 \log \left(1 + e^{-\sqrt{x^2 + (\mu_a(h)/T)^2}} \right) \right\}. \quad (4.12)$$

La masa del *quark* o leptón a es $\mu_a(h)|_{h=v}$ donde $\mu_a(h) = g_a h/\sqrt{2}$. Entonces:

$$V_a^1 = -\frac{N_c^a}{16\pi^2} \left(\frac{g_a h}{\sqrt{2}} \right)^4 \left[\log \left(\frac{(g_a h/\sqrt{2})^2}{\Lambda^2} \right) - \frac{3}{2} \right] \quad (4.13)$$

y

$$\Delta V_{a,T}^1 = \frac{2N_c^a T^4}{\pi^2} \int_0^\infty dx \left\{ x^2 \log \left(1 + e^{-\sqrt{x^2 + (g_a h / (\sqrt{2}T))^2}} \right) \right\}. \quad (4.14)$$

- **Escalares:** Las contribuciones para el compañero supersimétrico escalar derecho, R , de a son:

$$V_{a,R}^1 = \frac{1}{2} \frac{N_c^a}{16\pi^2} (\mu_{a,R}(h))^4 \left[\log \left(\frac{\mu_{a,R}^2(h)}{\Lambda^2} \right) - \frac{3}{2} \right]. \quad (4.15)$$

La corrección de temperatura es:

$$\Delta V_{a,R;T}^1 = \frac{N_c^a T^4}{\pi^2} \int_0^\infty dx \left\{ x^2 \log \left(1 + e^{-\sqrt{x^2 + (\mu_{a,R}(h)/T)^2}} \right) \right\}. \quad (4.16)$$

La masa del compañero supersimétrico derecho de a es $\mu_{a,R}^2(h)|_{h=v}$ donde $\mu_{a,R}^2(h) = g_a^2 h^2/2 + \tilde{m}_{a,R}^2$, entonces tenemos:

$$V_{a,R}^1 = \frac{1}{2} \frac{N_c^a}{16\pi^2} \left(\left(\frac{g_a h}{\sqrt{2}} \right)^2 + \tilde{m}_{a,R}^2 \right)^2 \left[\log \left(\frac{\left(\frac{g_a h}{\sqrt{2}} \right)^2 + \tilde{m}_{a,R}^2}{\Lambda^2} \right) - \frac{3}{2} \right] \quad (4.17)$$

y

$$\Delta V_{a,R;T}^1 = \frac{N_c^a T^4}{\pi^2} \int_0^\infty dx \left\{ x^2 \log \left(1 + e^{-\sqrt{x^2 + \left(\left(\frac{g_a h}{\sqrt{2}} \right)^2 + \tilde{m}_{a,R}^2 \right) / T^2}} \right) \right\}. \quad (4.18)$$

El compañero supersimétrico escalar izquierdo, L , de a contribuye de manera muy similar a el compañero derecho, simplemente se reemplaza L por R en las ecuaciones (4.15)-(4.18) y en la expresión para la masa.

Por cada leptón o *quark* hay tres parámetros libres: un acoplamiento de Yukawa, g y los términos de rompimiento suave de supersimetría izquierdos y derechos, \tilde{m}_R , \tilde{m}_L , respectivamente. La masa de los compañeros supersimétricos de *quarks* y leptones tiene términos adicionales, llamados términos D , que dependen de las constantes de acoplamiento $g_{U(1)}$ y $g_{SU(2)}$. Los términos D se ignoran en este trabajo⁶.

⁶Estos términos D tienen un factor de orden $g_{U(1)}$ ó $g_{SU(2)}$ donde el resto de los términos tienen un factor de acoplamiento de Yukawa, por esta razón estos términos son despreciables comparados a los demás.

4.2.3. Las correcciones de temperatura

Las integrales:

$$f_{\pm}(y) \equiv \int_0^{\infty} dx \left\{ x^2 \log \left(1 \pm e^{-\sqrt{x^2+y^2}} \right) \right\} \quad (4.19)$$

aparecen en las correcciones de temperatura para el potencial efectivo. No tenemos la forma explícita de $f_{\pm}(y)$ pero es posible evaluar estas funciones para algún valor de y integrando numéricamente. Además de eso es posible conocer el comportamiento para $f_{\pm}(y)$ cuando $y \rightarrow \infty$ e $y \rightarrow 0$.

Cuando $y \rightarrow \infty$, $e^{-\sqrt{x^2+y^2}} \rightarrow 0$, el argumento del logaritmo tiende a 1 y entonces:

$$\lim_{y \rightarrow \infty} f_{\pm}(y) = 0. \quad (4.20)$$

Para obtener el comportamiento de f_{\pm} cerca de cero podemos hacer una expansión de Taylor de $g_{\pm}(z) \equiv f_{\pm}(\sqrt{z})$ en la variable z alrededor de $z_0 = 0$. Los coeficientes de estas series de Taylor están en términos de integrales en x .

Las aproximaciones que se obtienen para $f_{\pm}(y)$ son [23]:

$$f_{+}(y)|_{y \rightarrow 0} \simeq \frac{7\pi^4}{360} - \frac{\pi^2 y^2}{24} - \frac{y^4}{32} - \frac{c_F y^4}{32} - \frac{y^4}{32} \log(y^2) + \mathcal{O}(y^6) \quad (4.21)$$

y

$$f_{-}(y)|_{y \rightarrow 0} \simeq -\frac{\pi^4}{45} + \frac{\pi^2 y^2}{12} - \frac{\pi y^3}{6} + \frac{c_B y^4}{32} - \frac{y^4}{32} \log(y^2) + \mathcal{O}(y^6). \quad (4.22)$$

Donde $c_F = 2\gamma - 3/2 - 2 \log \pi \simeq -2.64$ y $c_B = 3/2 + 2 \log 4\pi - 2\gamma \simeq 5.41$. γ es la 0-ésima constante de Stieltjes⁷.

En la figura 4.2 se comparan estas aproximaciones para temperatura baja y las funciones f_{\pm} evaluadas a través de integrales numéricas.

Es importante notar que las correcciones de $f_{-}(y)$ para y que aparecen en las correcciones de temperatura diferente de cero para partículas de espín entero tienen un término cúbico que no aparece en $f_{+}(y)$ ni en las correcciones a temperatura cero. Entonces de manera similar a el ejemplo de la figura 4.1 los términos de temperatura diferente de cero para bosones son necesarios para producir una barrera entre dos mínimos del potencial a la temperatura crítica y de esta manera tener una transición de fase de primer orden.

⁷Las constantes de Stieltjes son los coeficientes de una expansión para la función Zeta de Riemann alrededor de 0.

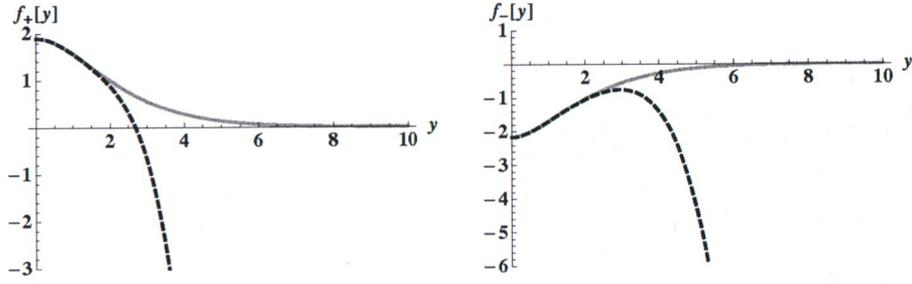


Figura 4.2: **Izquierda:** f_+ evaluada a través de integrales numéricas, línea gris y continua, y su aproximación para $y \rightarrow 0$, línea negra y punteada. **Derecha:** f_- evaluada a través de integrales numéricas, línea gris y continua, y su aproximación para $y \rightarrow 0$, línea negra y punteada.

4.2.4. El mínimo del potencial a temperatura cero

El coeficiente proporcional a h^4 en el potencial a nivel de árbol se conoce a partir de datos experimentales. Sin embargo el término μ^2 , proporcional a h^2 no se ha fijado. Para hallar μ^2 imponemos:

$$\left. \frac{\partial}{\partial h} \left[V^0(h) + V^1(h) \right] \right|_{h=246\text{GeV}} = 0. \quad (4.23)$$

Es decir: hacemos que el potencial efectivo total a temperatura cero evaluado en $h = 246$ GeV sea un mínimo del potencial. Entonces fijamos $v = 246$ GeV. Esto es equivalente a fijar la masa de las partículas de Higgs en el modelo estándar mínimo supersimétrico.

Sabemos que el potencial del modelo estándar mínimo supersimétrico va

como:

$$\begin{aligned}
& V^0(h) + V^1(h) \\
&= \frac{1}{2}\mu^2 h^2 + \frac{1}{32}(g_{U(1)}^2 + g_{SU(2)}^2) \cos^2(2\beta) h^4 \\
&+ \frac{6}{64\pi^2} \frac{g_2^4 h^4}{4^2} \left[\log \left(\frac{g_{SU(2)}^2 h^2}{4\Lambda^2} \right) - \frac{3}{2} \right] \\
&+ \frac{3}{64\pi^2} \frac{(g_{U(1)}^2 + g_{SU(2)}^2)^2 h^4}{4^2} \left[\log \left(\frac{(g_{U(1)}^2 + g_{SU(2)}^2) h^2}{4\Lambda^2} \right) - \frac{3}{2} \right] \\
&+ \sum_a \frac{N_c^a}{16\pi^2} \left[- \left(\frac{g_a h}{\sqrt{2}} \right)^4 \left[\log \left(\frac{(g_a h/\sqrt{2})^2}{\Lambda^2} \right) - \frac{3}{2} \right] \right. \\
&+ \frac{1}{2} \left(\left(\frac{g_a h}{\sqrt{2}} \right)^2 + \tilde{m}_{a,R}^2 \right)^2 \left[\log \left(\frac{(\frac{g_a h}{\sqrt{2}})^2 + \tilde{m}_{a,R}^2}{\Lambda^2} \right) - \frac{3}{2} \right] \\
&\left. + \frac{1}{2} \left(\left(\frac{g_a h}{\sqrt{2}} \right)^2 + \tilde{m}_{a,L}^2 \right)^2 \left[\log \left(\frac{(\frac{g_a h}{\sqrt{2}})^2 + \tilde{m}_{a,L}^2}{\Lambda^2} \right) - \frac{3}{2} \right] \right]. \quad (4.24)
\end{aligned}$$

Donde \sum_a indica suma sobre *quarks* y leptones que tienen espín 1/2 y sus supercompañeros escalares.

Entonces:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial h} \left[V^0(h) + V^1(h) \right] = \\
&+ \mu^2 h + \frac{1}{8}(g_{U(1)}^2 + g_{SU(2)}^2) \cos^2(2\beta) h^3 \\
&+ \frac{6}{16\pi^2} \frac{g_2^4 h^3}{4^2} \left[\log \left(\frac{g_{SU(2)}^2 h^2}{4\Lambda^2} \right) - 1 \right] \\
&+ \frac{3}{16\pi^2} \frac{(g_{U(1)}^2 + g_{SU(2)}^2)^2 h^3}{4^2} \left[\log \left(\frac{(g_{U(1)}^2 + g_{SU(2)}^2) h^2}{4\Lambda^2} \right) - 1 \right] \\
&+ \sum_a \frac{N_c^a}{4\pi^2} \left[- \left(\frac{g_a}{\sqrt{2}} \right)^4 h^3 \left[\log \left(\frac{(g_a h/\sqrt{2})^2}{\Lambda^2} \right) - 1 \right] \right. \\
&+ \frac{1}{2} \left(\frac{g_a}{\sqrt{2}} \right)^2 h \left(\left(\frac{g_a h}{\sqrt{2}} \right)^2 + \tilde{m}_{a,R}^2 \right) \left[\log \left(\frac{(\frac{g_a h}{\sqrt{2}})^2 + \tilde{m}_{a,R}^2}{\Lambda^2} \right) - 1 \right] \\
&\left. + \frac{1}{2} \left(\frac{g_a}{\sqrt{2}} \right)^2 h \left(\left(\frac{g_a h}{\sqrt{2}} \right)^2 + \tilde{m}_{a,L}^2 \right) \left[\log \left(\frac{(\frac{g_a h}{\sqrt{2}})^2 + \tilde{m}_{a,L}^2}{\Lambda^2} \right) - 1 \right] \right]. \quad (4.25)
\end{aligned}$$

Usando la ecuación (4.23) en (4.25) obtenemos:

$$\begin{aligned}
\mu^2 = & - \frac{v^2}{8} (g_{U(1)}^2 + g_{SU(2)}^2) \cos^2(2\beta) \\
& - \frac{6}{16\pi^2} \frac{g_2^4 v^2}{4^2} \left[\log \left(\frac{g_{SU(2)}^2 v^2}{4\Lambda^2} \right) - 1 \right] \\
& - \frac{3}{16\pi^2} \frac{(g_{U(1)}^2 + g_{SU(2)}^2)^2 v^2}{4^2} \left[\log \left(\frac{(g_{U(1)}^2 + g_{SU(2)}^2) v^2}{4\Lambda^2} \right) - 1 \right] \\
& - \sum_a \frac{N_c^a}{4\pi^2} \left[- \frac{m_a^4}{v^2} \left[\log \left(\frac{m_a^2}{\Lambda^2} \right) - 1 \right] \right. \\
& + \frac{1}{2} \frac{m_a^2}{v^2} m_{a,R}^2 \left[\log \left(\frac{m_{a,R}^2}{\Lambda^2} \right) - 1 \right] \\
& \left. + \frac{1}{2} \frac{m_a^2}{v^2} m_{a,L}^2 \left[\log \left(\frac{m_{a,L}^2}{\Lambda^2} \right) - 1 \right] \right]. \tag{4.26}
\end{aligned}$$

De esta manera se escribe el potencial efectivo del MEMS para cualquier número de generaciones en función de una variable h y fijando el mínimo de h a temperatura cero en 246 GeV.

4.3. Análisis del potencial efectivo del MEMS en cuatro generaciones

En esta parte del trabajo se estudia la transición de fase electrodébil con la dinámica del modelo estándar mínimo supersimétrico con cuatro generaciones de *quarks* y leptones.

La forma del potencial efectivo de este modelo fue discutida en la sección 4.2 y se enumeraron las partículas cuya contribución se toma en cuenta en este trabajo.

El potencial efectivo resulta entonces:

$$\begin{aligned}
V_{\text{tot}} = & V^0(h) \\
& + V_{W^\pm}^1(h) + \Delta V_{W^\pm, T}(h) + V_Z^1(h) + \Delta V_{Z, T}(h) \\
& + \sum_a V_a^1(h) + \Delta V_{a, T}(h) + V_{a, L}^1(h) + \Delta V_{a, L, T}(h) \\
& + V_{a, R}^1(h) + \Delta V_{a, R, T}(h) \tag{4.27}
\end{aligned}$$

La suma sobre a va para t, u, d, ν, ℓ que son los *quarks* y leptones que tienen acoplamientos de Yukawa importantes y se tomaron en cuenta las contribuciones para *quarks* y leptones fermiónicos y sus compañeros supersimétricos.

Sabemos que un potencial siempre debe ser acotado por abajo. Entonces V_{tot} debe ser finito o tender a $+\infty$ para cualquier valor de h . En este caso las correcciones térmicas no producen divergencias⁸. Las correcciones de un lazo a temperatura cero para cada partícula tienen un término dominante proporcional a $h^4 \log(h^2 + \mathfrak{M}^2)$, donde \mathfrak{M} es una constante finita. Un término de esta forma no produce divergencias para valores finitos de h pero es importante verificar que la suma de estos términos dominantes produce un término que no tiende a $-\infty$ cuando $h \rightarrow \pm\infty$.

El signo del término dominante para cada partícula depende de su espín⁹ y para $h \rightarrow \pm\infty$ los términos \mathfrak{M}^2 que aparecen en el argumento del logaritmo, términos de rompimiento suave de supersimetría, se vuelven despreciables y las contribuciones para cada *quark* o leptón de espín 1/2 de quiralidad izquierda y derecha son canceladas por sus dos compañeros supersimétricos escalares.

Sin embargo las contribuciones de un lazo no solo incluyen *quarks*, leptones y sus compañeros supersimétricos, también aparecen los bosones mediadores W^\pm y Z pero no sus compañeros supersimétricos.¹⁰

Entonces los términos dominantes de las contribuciones a un lazo tienen signo positivo pues se trata de bosones y entonces el potencial $\rightarrow \infty$ cuando $h \rightarrow \pm\infty$.

Para el caso de cero lazos el potencial también es acotado por abajo debido al signo del coeficiente de h^4 , ecuación (4.2), salvo para $\beta = \pi/4$, caso que no es considerado en este trabajo.

4.3.1. Cantidades indeterminadas en el potencial

El potencial (4.27) depende de algunas cantidades aparte de h :

- Las constantes de acoplamiento de $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$.
- La masa y el acoplamiento de Yukawa del *quark top*.
- β , donde $\tan \beta = v_2/v_1$, es decir $\tan \beta$ es el cociente de los valores de expectación en el vacío a temperatura cero de los dos campos de Higgs.
- Las masas y los acoplamientos de Yukawa de la cuarta generación.
- Los términos de rompimiento suave de supersimetría de los *squarks* y *sleptones* de la cuarta generación.

⁸Las integrales que son proporcionales a las correcciones térmicas, $f_\pm(y)$, tienen valores finitos para todo y y tienden a cero para $y \rightarrow \infty$. En este caso $y \propto h$.

⁹Positivo para bosones y negativo para fermiones.

¹⁰Las contribuciones de los compañeros supersimétricos de los bosones mediadores de las interacciones no se toman en cuenta pues se asume que tienen términos de masa debido al rompimiento suave de supersimetría muy grandes comparados con la escala de rompimiento electrodébil y por lo tanto estas partículas se desacoplan del resto de las partículas en la transición de fase electrodébil y no juegan un papel importante.

- Los términos de rompimiento suave de supersimetría del *quark top*.

Las dos primeras cantidades en la lista anterior tienen valores conocidos de los experimentos. Las constantes de acoplamiento de $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$: $g_{SU(2)}$ y $g_{U(1)}$ determinan las masas de los bosones W^\pm y Z que se han medido¹¹:

$$\begin{aligned} \frac{g_{SU(2)}h}{2} \Big|_{h=h_{\min}(T=0)} &= m_W \simeq 80 \text{ GeV}. \\ \frac{h\sqrt{g_{SU(2)}^2 + g_{U(1)}^2}}{2} \Big|_{h=h_{\min}(T=0)} &= m_Z \simeq 91 \text{ GeV}. \end{aligned} \quad (4.28)$$

En este trabajo se fijó $h_{\text{extmin}}(T=0)$ en 246 GeV. Entonces podemos determinar los valores de $g_{SU(2)}$ y $g_{U(1)}$.

La masa del *quark top* también se ha determinado experimentalmente, se tiene¹²:

$$m_t \simeq 172 \text{ GeV}. \quad (4.29)$$

Como se fijó el valor de $h_{\min}(T=0)$ y se conoce la masa del *quark top* se puede determinar su acoplamiento de Yukawa:

$$g_t = \frac{\sqrt{2}m_t}{h_{\min}(T=0)}. \quad (4.30)$$

El resto de las cantidades, además de h , que son necesarias para evaluar el potencial efectivo no tienen un valor determinado:

- El parámetro β aparece por considerar una extensión supersimétrica del modelo estándar. β no tiene un valor determinado¹³, sin embargo existe una región de valores para β que han sido descartados experimentalmente. En general se consistencia con mediciones actuales requiere [26]:

$$\tan \beta > 2. \quad (4.31)$$

Como se verá más adelante esta restricción es importante para la transición de fase electrodébil.

- Las masas de la cuarta generación corresponden a partículas que nunca se han observado y podrían no existir. Sin embargo se pueden relacionar sus acoplamientos de Yukawa con sus masas de la misma forma que para el *quark top*. Las masas de estas cuatro partículas son entonces parámetros libres en el potencial efectivo de este modelo.

¹¹En realidad se tiene $m_W = 80.399 \pm 0.023 \text{ GeV}$ y $m_Z = 91.1876 \pm 0.0021$ [24].

¹²La medición directa más precisa nos da $m_t = 172.0 \pm 0.9 \pm 1.3$ [25].

¹³De hecho puede ser que no existan dos dobletes de Higgs y que este parámetro no tenga sentido.

- Los términos de rompimiento suave de supersimetría para las masas de los *quarks* y fermiones de la cuarta generación también son parámetros libres. Como hay dos términos de rompimiento suave de supersimetría por cada fermión, *quark* o leptón, hay ocho de estos parámetros libres.
- Los dos términos de rompimiento suave de supersimetría para la masa del *quark top*.

Tenemos entonces quince parámetros libres en el potencial efectivo.

4.3.2. Casos de la transición de fase electrodébil

Para determinar si la transición de fase electrodébil cumple con la condición (4.1) evaluamos el potencial dando valores para los parámetros libres que corresponden a distintos escenarios.

Una vez que se fijan los parámetros libres del potencial efectivo podemos ver si se cumple la condición (4.1). Para verificar esto necesitamos encontrar la temperatura crítica y el valor de h en el mínimo del potencial.

Para una temperatura, T , menor que T_c tenemos que:

$$V_{\text{tot},T}(h)|_{h=0} > V_{\text{tot},T}(h_{\text{min}}). \quad (4.32)$$

Entonces para encontrar T_c se puede comenzar con una temperatura cualquiera T_{ini} y ver si se cumple la ecuación (4.32) con $T = T_{\text{ini}}$. Si se cumple, entonces $T_{\text{ini}} < T_c$. Se puede incrementar $T_{\text{ini}} \rightarrow T_{\text{ini}} + \Delta T$ y probar de nuevo. Si se repite este paso hasta que se encuentra una temperatura T_z para la cual no se cumple (4.32), entonces $T_z > T_c$.

Conforme aumenta la temperatura para $T < T_c$, $h_{\text{min}}(T)$ es decreciente.

Para temperaturas mayores pero cercanas a T_c en una transición de fase de primer orden todavía hay un mínimo local cerca de $h_{\text{min}}(T_c)$, pero $h_{\text{min}}^{\text{local}}(T \gtrsim T_c) < h_{\text{min}}(T_c)$. Entonces si llamamos a la temperatura mas grande que sabemos satisface la condición (4.32) T_y , tenemos que:

$$\frac{h_{\text{min}}^{\text{local}}(T_z)}{T_y} < \frac{h_{\text{min}}(T_c)}{T_c}. \quad (4.33)$$

Entonces podemos encontrar el lado izquierdo de (4.33) y si $h_{\text{min}}^{\text{local}}(T_z)/T_y > 1$ entonces el potencial efectivo con esos valores de parámetros cumple la condición (4.1).

Caso 1

En este caso se fijan todos los parámetros libres menos dos:

- La masa del leptón cargado de la cuarta generación se varió: $140 \text{ GeV} \leq m_{\ell 4} \leq 400 \text{ GeV}$.

- β se varió de $\text{ArcTan}(2) \sim 1.11$ hasta $\text{ArcTan}(6) \sim 1.41$.

Se fijaron todos los valores de los parámetros de masa de rompimiento suave de supersimetría de *quarks* y leptones derechos en un valor pequeño comparado con el resto de las masas en el potencial efectivo, 2 GeV.

$$\begin{aligned}
\tilde{m}_{t,R} &= 2 \text{ GeV} \\
\tilde{m}_{\nu 4,R} &= 2 \text{ GeV} \\
\tilde{m}_{\ell 4,R} &= 2 \text{ GeV} \\
\tilde{m}_{u 4,R} &= 2 \text{ GeV} \\
\tilde{m}_{d 4,R} &= 2 \text{ GeV}.
\end{aligned} \tag{4.34}$$

Los parámetros de masa de rompimiento de supersimetría de *quarks* y leptones izquierdos se fijaron en un valor mayor que el resto de las masas en el potencial: 500 GeV para los leptones de la cuarta generación y el *quark* top; 1000 GeV para los *quarks* de la cuarta generación.

$$\begin{aligned}
\tilde{m}_{t,L} &= 500 \text{ GeV} \\
\tilde{m}_{\nu 4,L} &= 500 \text{ GeV} \\
\tilde{m}_{\ell 4,L} &= 500 \text{ GeV} \\
\tilde{m}_{u 4,L} &= 1000 \text{ GeV} \\
\tilde{m}_{d 4,L} &= 1000 \text{ GeV}.
\end{aligned} \tag{4.35}$$

Las masas de la cuarta generación se fijaron cerca de sus valores permitidos experimentalmente más pequeños:

$$\begin{aligned}
m_{\nu 4} &= 110 \text{ GeV} \\
m_{u 4} &= 360 \text{ GeV} \\
m_{d 4} &= 320 \text{ GeV}.
\end{aligned} \tag{4.36}$$

De la manera que se describió en la sección: 4.3.2 se encontró una cota inferior para $h_{\min}(T_c)/T_c$, ahora se muestran los resultados en la figura 4.3.

Podemos ver que en este caso la dependencia en h_{\min}/T_c es mucho mas fuerte en β que en $m_{\ell 4}$ y solo los valores más pequeños de β permiten que se cumpla con la condición (4.1).

Caso 2

En este caso, igual que en el caso anterior se fijaron todos los parámetros libres salvo dos, se varían la masa del *quark* tipo *u* de la cuarta generación

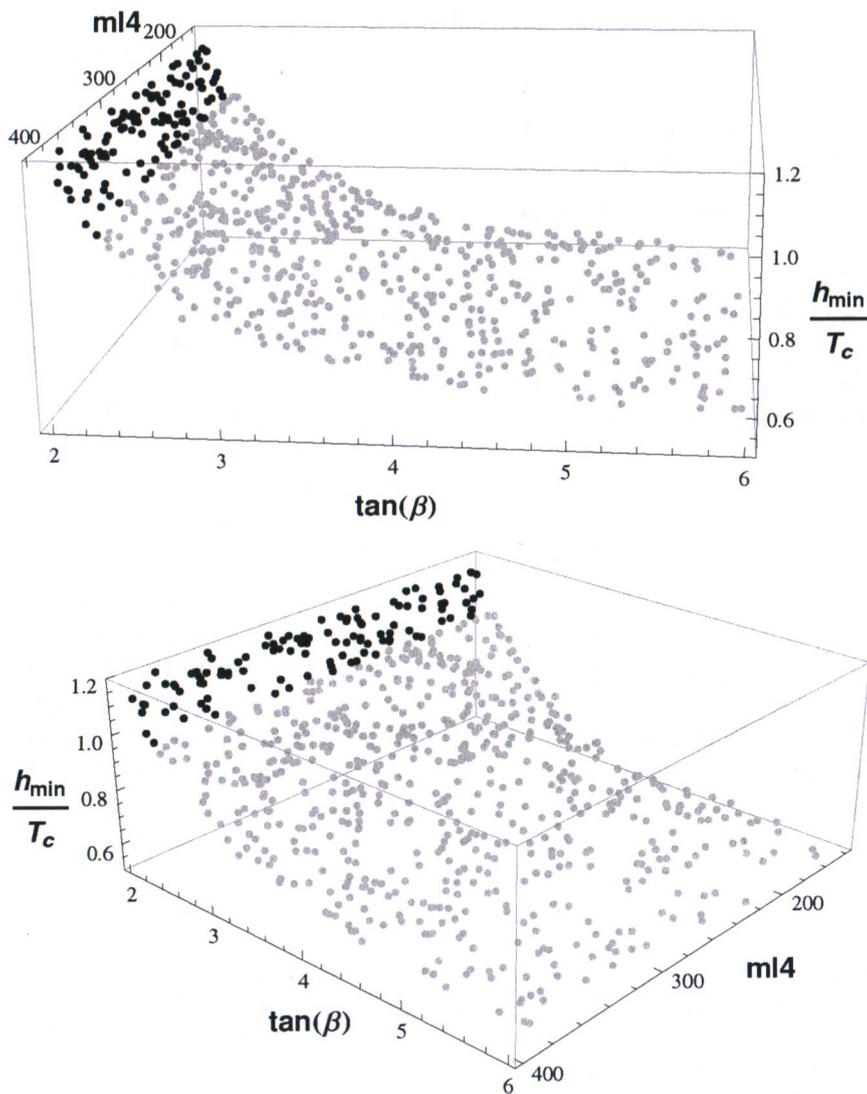


Figura 4.3: En los ejes horizontales se muestran los parámetros que se varían: ml_4 y β . En el eje vertical aparece nuestra aproximación, discutida al inicio de la sección 4.3.2, de h_{\min}/T_c . Los puntos que producen $h_{\min}/T_c > 1$ son negros y los puntos claros producen $h_{\min}/T_c < 1$.

y el ángulo β . Este caso no corresponde a un escenario con un término de rompimiento suave de supersimetría derecho para el top ligero; a diferencia del caso anterior, donde se tiene $\tilde{m}_{t,R} \simeq 2$ GeV y un término izquierdo pesado, $\tilde{m}_{t,L} \simeq 500$ GeV.

Los términos de rompimiento suave de supersimetría izquierdos para los *quarks* y leptones que aparecen en el potencial efectivo, los *quarks* y leptones de la cuarta generación y el *quark* top, se fijan en valores grandes ≥ 500 GeV.

$$\begin{aligned}
\tilde{m}_{t,L} &= 500 \text{ GeV} \\
\tilde{m}_{\nu 4,L} &= 500 \text{ GeV} \\
\tilde{m}_{\ell 4,L} &= 500 \text{ GeV} \\
\tilde{m}_{u 4,L} &= 1000 \text{ GeV} \\
\tilde{m}_{d 4,L} &= 1000 \text{ GeV}.
\end{aligned} \tag{4.37}$$

En este caso se fijan los términos de rompimiento suave derechos para los leptones y *quarks* de la cuarta generación pesados. El término de rompimiento suave derecho para el *quark* top se fija pesado:

$$\begin{aligned}
\tilde{m}_{t,R} &= 500 \text{ GeV} \\
\tilde{m}_{\nu 4,R} &= 2 \text{ GeV} \\
\tilde{m}_{\ell 4,R} &= 2 \text{ GeV} \\
\tilde{m}_{u 4,R} &= 2 \text{ GeV} \\
\tilde{m}_{d 4,R} &= 2 \text{ GeV}.
\end{aligned} \tag{4.38}$$

Además las masas se fijaron en:

$$\begin{aligned}
m_{\nu 4} &= 110 \text{ GeV} \\
m_{\ell 4} &= 140 \text{ GeV} \\
m_{d 4} &= 360 \text{ GeV}.
\end{aligned} \tag{4.39}$$

Además se variaron:

- La masa del *quark* tipo *u* de la cuarta generación se varió: $300 \text{ GeV} \leq m_{u 4} \leq 700 \text{ GeV}$.
- β se varió de $\text{ArcTan}(2) \sim 1.11$ hasta $\text{ArcTan}(6) \sim 1.41$.

De la manera que se describió en la sección: 4.3.2 se encontró una cota inferior para $h_{\min}(T_c)/T_c$, ahora se muestran los resultados en la figura 4.4.

De forma muy similar al caso anterior podemos ver que la dependencia en h_{\min}/T_c es mucho mas fuerte en β que la masa de *quarks* y leptones. Solo los valores más pequeños de β permiten que se cumpla con la condición (4.1).

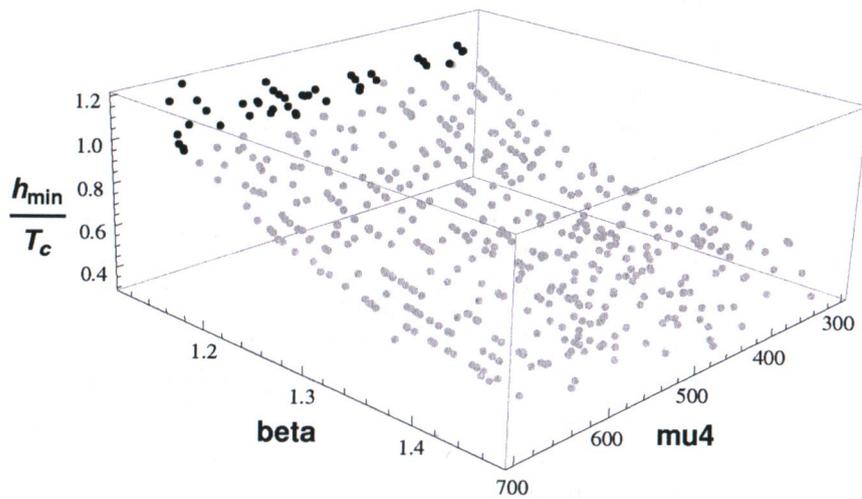


Figura 4.4: En los ejes horizontales se muestran los parámetros que se variaron: m_{u4} y β . En el eje vertical aparece nuestra aproximación, discutida al inicio de la sección 4.3.2, de h_{\min}/T_c . Los puntos que producen $h_{\min}/T_c > 1$ son negros y los puntos claros producen $h_{\min}/T_c < 1$.

Caso 3

En este caso se fijaron todos los parámetros libres salvo dos, se varían la masa del *quark* tipo *u* de la cuarta generación y el ángulo β . De nuevo este caso el término de rompimiento suave de supersimetría derecho para el *top* no es ligero.

Los términos de rompimiento suave de supersimetría izquierdos para los *quarks* y leptones que aparecen en el potencial efectivo, para los *quarks* y leptones de la cuarta generación y el *quark top*, se fijan en valores grandes ≥ 500 GeV.

$$\begin{aligned}
 \tilde{m}_{t,L} &= 500 \text{ GeV} \\
 \tilde{m}_{\nu 4,L} &= 500 \text{ GeV} \\
 \tilde{m}_{\ell 4,L} &= 500 \text{ GeV} \\
 \tilde{m}_{u 4,L} &= 1000 \text{ GeV} \\
 \tilde{m}_{d 4,L} &= 1000 \text{ GeV}.
 \end{aligned} \tag{4.40}$$

En este caso se fijan los términos de rompimiento suave derechos pesados para los leptones, 500 GeV, y ligeros para los *quarks* de la cuarta generación. El término de rompimiento suave derecho para el *quark top* se fija pesado:

$$\begin{aligned}
 \tilde{m}_{t,R} &= 500 \text{ GeV} \\
 \tilde{m}_{\nu 4,R} &= 500 \text{ GeV} \\
 \tilde{m}_{\ell 4,R} &= 500 \text{ GeV} \\
 \tilde{m}_{u 4,R} &= 2 \text{ GeV} \\
 \tilde{m}_{d 4,R} &= 2 \text{ GeV}.
 \end{aligned} \tag{4.41}$$

Además las masas se fijaron en:

$$\begin{aligned}
 m_{\nu 4} &= 110 \text{ GeV} \\
 m_{\ell 4} &= 140 \text{ GeV} \\
 m_{d 4} &= 360 \text{ GeV}.
 \end{aligned} \tag{4.42}$$

Además se variaron:

- La masa del *quark* tipo *u* de la cuarta generación se varió: $300 \text{ GeV} \leq m_{u 4} \leq 700 \text{ GeV}$.
- β se varió de $\text{ArcTan}(2) \sim 1.11$ hasta $\text{ArcTan}(6) \sim 1.41$.

De la manera que se describió en la sección: 4.3.2 se encontró una cota inferior para $h_{\min}(T_c)/T_c$, ahora se muestran los resultados en la figura 4.5.

De forma muy similar al caso anterior podemos ver que la dependencia en h_{\min}/T_c es mucho mas fuerte en β que en $m_{u 4}$ y solo los valores más pequeños de β permiten que se cumpla con la condición (4.1).

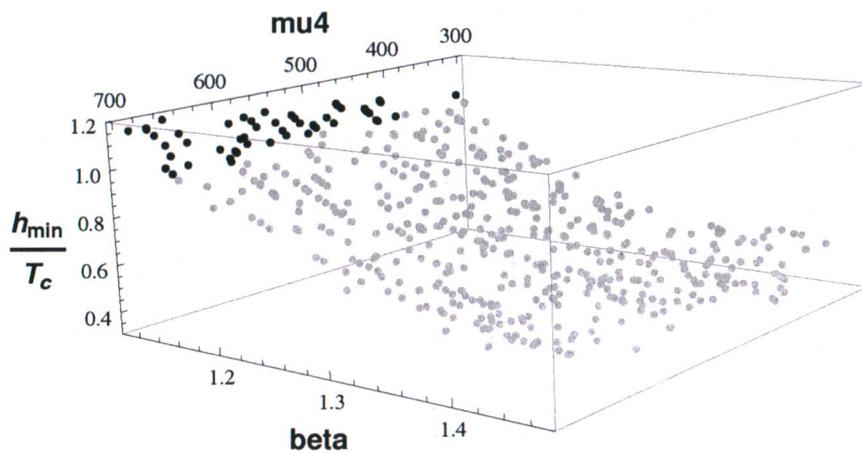


Figura 4.5: En los ejes horizontales se muestran los parámetros que se variaron: m_{u4} y β . En el eje vertical aparece nuestra aproximación, discutida al inicio de la sección 4.3.2, de h_{\min}/T_c . Los puntos que producen $h_{\min}/T_c > 1$ son negros y los puntos claros producen $h_{\min}/T_c < 1$.

4.3.3. Conclusiones del análisis

Para los casos analizados se encontraron pequeñas regiones donde la transición de fase es suficientemente fuerte como para explicar la asimetría bariónica del universo a través de la transición de fase electrodébil. El ángulo β es en el que se muestra una dependencia más fuerte en la transición de fase, pero se debe recordar que los valores pequeños de β , $\tan \beta < 2$ se encuentran descartados experimentalmente.

También es importante notar que aunque existen valores de los parámetros con el MEMS de cuatro generaciones no descartados experimentalmente que producen una transición de fase electrodébil que cumple con la condición (4.1) esto no es suficiente para explicar la asimetría bariónica del universo mediante la transición de fase electrodébil, es necesario tomar en cuenta otros aspectos de la dinámica para explicar esta asimetría, por ejemplo no se han considerado fenómenos con violación de CP , que son necesarios para generar la asimetría.

Una manera de proceder es plantear y resolver ecuaciones de difusión entre las fases en la transición de fase para las densidades de *quarks* y leptones tomando en cuenta procesos que no conservan CP ni número bariónico¹⁴ para averiguar si se producen las densidades correctas de número bariónico durante la transición de fase. Que se cumpla la condición (4.1) garantiza que la asimetría generada en la transición de fase no sea borrada con el tiempo.

¹⁴La tasa a la que ocurren estos procesos puede depender de en que fase se encuentra pues los v.e.v. de los campos de Higgs son diferentes en las dos fases y esto afecta a los procesos. Por ejemplo los procesos que violan número bariónico solo deben aparecer en la fase no rota.

Capítulo 5

Ecuaciones de difusión en la transición de fase electrodébil

5.1. Introducción

Determinar la densidad de número bariónico¹, $n_{\mathfrak{B}}$, después de la transición de fase electrodébil de alguna extensión del modelo estándar nos permite determinar si este modelo es capaz de explicar la asimetría bariónica del universo generándola durante la transición de fase electrodébil. Para encontrar $n_{\mathfrak{B}}$ es necesario resolver una ecuación de difusión que considera la violación de número bariónico en la fase no rota. Esta ecuación solo considera los procesos que violan $\mathfrak{B} + \mathfrak{L}$ y no otros procesos presentes.

Se resuelve la ecuación de difusión para $n_{\mathfrak{B}}$ en la fase no rota, pero no en la fase rota, pues en esta última es constante.

Además la ecuación de difusión de $n_{\mathfrak{B}}$ depende de la densidad de *quarks* y leptones izquierdos en la fase rota. Es necesario determinarla para poder resolver la ecuación de difusión de $n_{\mathfrak{B}}$.

Encontrar la densidad de *quarks* izquierdos requiere resolver ecuaciones de difusión para las densidades de *quarks* y leptones. Estas ecuaciones de difusión no consideran procesos que violen número bariónico o leptónico, sin embargo si consideran procesos que violan CP .

Es importante decir que la ecuación de difusión para $n_{\mathfrak{B}}$ toma en cuenta la violación de número bariónico y las ecuaciones de difusión para las densidades de *quarks* y leptones izquierdos toman en cuenta procesos que violan CP . Debido a la naturaleza quiral del modelo estándar y sus extensiones tenemos violación de C . Además la condición de que el número bariónico y

¹Como se consideran solamente procesos que violan $\mathfrak{B} + \mathfrak{L}$ pero conservan $\mathfrak{B} - \mathfrak{L}$ tenemos $n_{\mathfrak{B}} = n_{\mathfrak{L}}$.

leptónico sean constantes en la fase rota implica que la transición de fase es de primer orden y por lo tanto hay desviación del equilibrio térmico.

5.2. Las densidades de *quarks* y leptones

La densidad de *quarks* y leptones izquierdos, n_L , es la suma de las densidades de:

$$n_L = \sum_{j=1}^{n_g} [n_{\hat{U},j;L} + n_{\hat{D},j;L} + n_{\hat{\ell},j;L} + n_{\hat{\nu},j;L}]. \quad (5.1)$$

j es un índice que va sobre todas las generaciones de *quarks* y leptones, $1 \dots n_g$.

Debe notarse que se sumaron la densidades de *quarks* y leptones izquierdos de espín 1/2, pero también de sus supercompañeros escalares.

Para todas las generaciones se tiene:

$$n_{\hat{U},j;L} + n_{\hat{D},j;L} + n_{\hat{U},j;R} + n_{\hat{R},j;R} = 0 \quad (5.2)$$

y

$$n_{\hat{\nu},j;L} + n_{\hat{\ell},j;L} + n_{\hat{\nu},j;R} + n_{\hat{\ell},j;R} = 0. \quad (5.3)$$

Además se define:

$$n_{\hat{Q},j;L} = n_{\hat{U},j;L} + n_{\hat{D},j;L} \quad (5.4)$$

y

$$n_{\hat{L},j;L} = n_{\hat{\ell},j;L} + n_{\hat{\nu},j;L}. \quad (5.5)$$

Los procesos de esfalerón fuerte son los únicos que producen cantidades significativas de *quarks* de las dos primeras generaciones, entonces tenemos:

$$n_{\hat{Q},1;L} = n_{\hat{Q},2;L}, \quad (5.6)$$

$$n_{\hat{U},1;R} = n_{\hat{D},1;R} = n_{\hat{U},2;R} = n_{\hat{D},2;R} = n_{\hat{D},3;R}. \quad (5.7)$$

Las densidades que tienen cambios debido a otros procesos además de los esfalerones fuertes son las que tienen acoplamientos de Yukawa fuertes, es decir: las de los *quarks* y leptones de la cuarta generación; el *quark top* y los campos de Higgs.

Combinando (5.4) con (5.7) se obtiene:

$$-2n_{\hat{D},3;R} = n_{\hat{Q},1;L} = n_{\hat{Q},2;L}. \quad (5.8)$$

Esta relación entre las densidades de *quarks* será útil mas adelante, pues las densidades de *quarks* izquierdos de las dos primeras generaciones son importantes pero estas relaciones son suficientes para determinarlas a partir de las densidades de *quarks* de la tercera y cuarta generación.

Se asume que todos los *quarks* tienen aproximadamente la misma constante de difusión D_q ; también se asume que todos los leptones izquierdos tienen una constante de difusión $D_{l,L}$ y todos los leptones derechos tienen constante de difusión $D_{l,R}$. La constante de difusión para la densidad de campos de Higgs, n_H , es D_h .

5.3. Sistema de ecuaciones de difusión en la transición de fase electrodébil

Quarks de la cuarta generación: Las ecuaciones de difusión para las densidades de *quarks* de la cuarta generación son:

$$\begin{aligned} \partial_t(n_{\hat{Q},4;L}) &= D_q \nabla^2 n_{\hat{Q},4;L} - \Gamma_y^{U4} N_y^{U4} - \Gamma_y^{D4} N_y^{D4} - \Gamma_m^{U4} N_m^{U4} \\ &\quad - \Gamma_m^{D4} N_m^{D4} - 6\Gamma_{ss} N_{ss} - \gamma_{U4} - \gamma_{D4}, \end{aligned} \quad (5.9)$$

$$\begin{aligned} \partial_t(n_{\hat{U},4;R}) &= D_q \nabla^2 n_{\hat{U},4;R} + \Gamma_y^{U4} N_y^{U4} + \Gamma_m^{U4} N_m^{U4} + 3\Gamma_{ss} N_{ss} \\ &\quad + \gamma_{U4}, \end{aligned} \quad (5.10)$$

$$\begin{aligned} \partial_t(n_{\hat{D},4;R}) &= D_q \nabla^2 n_{\hat{D},4;R} + \Gamma_y^{D4} N_y^{D4} + \Gamma_m^{D4} N_m^{D4} + 3\Gamma_{ss} N_{ss} \\ &\quad + \gamma_{D4}. \end{aligned} \quad (5.11)$$

Donde:

$$N_y^{U4} = \frac{n_{\hat{Q},4;L}}{k_Q} - \frac{n_H}{k_H} - \frac{n_{\hat{U},4;R}}{k_q}, \quad (5.12)$$

$$N_y^{D4} = \frac{n_{\hat{Q},4;L}}{k_Q} - \frac{n_H}{k_H} - \frac{n_{\hat{D},4;R}}{k_q}, \quad (5.13)$$

$$N_m^{U4} = \frac{n_{\hat{Q},4;L}}{k_Q} - \frac{n_{\hat{U},4;R}}{k_q}, \quad (5.14)$$

$$N_m^{D4} = \frac{n_{\hat{Q},4;L}}{k_Q} - \frac{n_{\hat{D},4;R}}{k_q}. \quad (5.15)$$

Leptones de la cuarta generación: Las ecuaciones de difusión para las densidades leptones de la cuarta generación son:

$$\begin{aligned} \partial_t(n_{\hat{L},4;L}) &= D_{l,L} \nabla^2 n_{\hat{L},4;L} - \Gamma_y^{\nu 4} N_y^{\nu 4} - \Gamma_y^{\ell 4} N_y^{\ell 4} - \Gamma_m^{\nu 4} N_m^{\nu 4} \\ &\quad - \Gamma_m^{\ell 4} N_m^{\ell 4} - \gamma_{\nu 4} - \gamma_{\ell 4}, \end{aligned} \quad (5.16)$$

$$\partial_t(n_{\hat{\nu},4;R}) = D_{l,R} \nabla^2 n_{\hat{\nu},4;R} + \Gamma_y^{\nu 4} N_y^{\nu 4} + \Gamma_m^{\nu 4} N_m^{\nu 4} + \gamma_{\nu 4}, \quad (5.17)$$

$$\partial_t(n_{\hat{\ell},4;R}) = D_{l,R} \nabla^2 n_{\hat{\ell},4;R} + \Gamma_y^{\ell 4} N_y^{\ell 4} + \Gamma_m^{\ell 4} N_m^{\ell 4} + \gamma_{\ell 4}. \quad (5.18)$$

Donde:

$$N_y^{\nu 4} = \frac{n_{\hat{\mathcal{L}},4;L}}{k_{\mathcal{L}}} - \frac{n_H}{k_H} - \frac{n_{\hat{\nu},4;R}}{k_l}, \quad (5.19)$$

$$N_y^{\ell 4} = \frac{n_{\hat{\mathcal{L}},4;L}}{k_{\mathcal{L}}} - \frac{n_H}{k_H} - \frac{n_{\hat{\ell},4;R}}{k_l}, \quad (5.20)$$

$$N_m^{\nu 4} = \frac{n_{\hat{\mathcal{L}},4;L}}{k_{\mathcal{L}}} - \frac{n_{\hat{\nu},4;R}}{k_l}, \quad (5.21)$$

$$N_m^{\ell 4} = \frac{n_{\hat{\mathcal{L}},4;L}}{k_{\mathcal{L}}} - \frac{n_{\hat{\ell},4;R}}{k_l}. \quad (5.22)$$

Quarks de la tercera generación: Las ecuaciones de difusión para las densidades de *quarks* de la tercera generación son:

$$\begin{aligned} \partial_t(n_{\hat{Q},3;L}) &= D_q \nabla^2 n_{\hat{Q},3;L} - \Gamma_y^{U3} N_y^{U3} - \Gamma_m^{U3} N_m^{U3} \\ &\quad - 6\Gamma_{ss} N_{ss} - \gamma_{U3}, \end{aligned} \quad (5.23)$$

$$\begin{aligned} \partial_t(n_{\hat{U},3;R}) &= D_q \nabla^2 n_{\hat{U},3;R} + \Gamma_y^{U3} N_y^{U3} + \Gamma_m^{U3} N_m^{U3} \\ &\quad + 3\Gamma_{ss} N_{ss} + \gamma_{U3}. \end{aligned} \quad (5.24)$$

Donde:

$$N_y^{U3} = \frac{n_{\hat{Q},3;L}}{k_Q} - \frac{n_H}{k_H} - \frac{n_{\hat{U},3;R}}{k_q}, \quad (5.25)$$

$$N_m^{U3} = \frac{n_{\hat{Q},3;L}}{k_Q} - \frac{n_{\hat{U},3;R}}{k_q}. \quad (5.26)$$

Higgs: Finalmente una ecuación de difusión para la densidad de los campos de Higgs:

$$\begin{aligned} \partial_t(n_H) &= D_h \nabla^2 n_H + \Gamma_y^{U4} N_y^{U4} + \Gamma_y^{D4} N_y^{D4} + \Gamma_y^{\nu 4} N_y^{\nu 4} + \Gamma_y^{\ell 4} N_y^{\ell 4} \\ &\quad + \Gamma_y^{U3} N_y^{U3} - \Gamma_h \frac{n_H}{k_H}. \end{aligned} \quad (5.27)$$

Los procesos de esfalerón fuertes en las ecuaciones de difusión: Los términos que acoplan los diferentes procesos en las ecuaciones de difusión $N_{y,m}$ ya se definieron en términos de las densidades de *quarks*, leptones y Higgs, sin embargo N_{ss} no se ha definido.

$$\begin{aligned} N_{ss} &= \frac{1}{k_q} [n_{\hat{Q},1;L} + n_{\hat{Q},2;L} + n_{\hat{Q},3;L} + n_{\hat{Q},4;L} \\ &\quad - n_{\hat{U},1;R} - n_{\hat{U},2;R} - n_{\hat{U},3;R} - n_{\hat{U},4;R} \\ &\quad - n_{\hat{D},1;R} - n_{\hat{D},2;R} - n_{\hat{D},3;R} - n_{\hat{D},4;R}]. \end{aligned} \quad (5.28)$$

Usando (5.7) y (5.8) se obtiene $-n_{\hat{Q},1;L} - n_{\hat{Q},1;L} + n_{\hat{D},1;R} + n_{\hat{U},1;R} + n_{\hat{D},2;R} + n_{\hat{U},2;R} = 8n_{\hat{D},3;R}$. Usando (5.2) se obtiene $n_{\hat{D},3;R} = -n_{\hat{U},3;R} - n_{\hat{Q},3;L}$. Entonces:

$$\begin{aligned} N_{ss} &= \frac{1}{k_q} [n_{\hat{Q},3;L} + n_{\hat{Q},4;L} - n_{\hat{U},3;R} - n_{\hat{U},4;R} \\ &\quad - 9(-n_{\hat{U},3;R} - n_{\hat{Q},3;L}) - n_{\hat{D},4;R}]. \end{aligned} \quad (5.29)$$

Se reescribió un término en las ecuaciones diferenciales que depende de las densidades de *quarks* de las dos primeras generaciones, para estas densidades no se escribirán ecuaciones de difusión, en términos de las densidades de *quarks* de la cuarta generación, para las cuales si hay ecuaciones de difusión.

5.3.1. Consideraciones sobre las ecuaciones de difusión

Si se ignora la curvatura de la burbuja² entre las dos fases de la transición electrodébil el problema se simplifica pues solo aparece una variable: $z = r + v_w t$, donde r es el eje radial a la burbuja y v_w es la velocidad de la burbuja. Si además uno se coloca en el marco de reposo de la pared entre las dos fases entonces las densidades en las ecuaciones de difusión serán solo función de z y para una función arbitraria $f(z)$:

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t} f(z) &= v_w \frac{d}{dz} f(z), \\ \nabla^2 f(z) &= \frac{d^2}{dz^2} f(z).\end{aligned}\quad (5.30)$$

5.4. Las ecuaciones de difusión en una sola variable

Las ecuaciones de difusión se reescriben con una sola variable de acuerdo a (5.30):

Quarks de la cuarta generación:

$$\begin{aligned}0 &= D_q \frac{d^2}{dz^2} n_{\hat{Q},4;L} - v_w \frac{d}{dz} n_{\hat{Q},4;L} - \Gamma_y^{U4} N_y^{U4} - \Gamma_y^{D4} N_y^{D4} - \Gamma_m^{U4} N_m^{U4} - \Gamma_m^{D4} N_m^{D4} \\ &\quad - 6\Gamma_{ss} N_{ss} - \gamma_{U4} - \gamma_{D4},\end{aligned}\quad (5.31)$$

$$\begin{aligned}0 &= D_q \frac{d^2}{dz^2} n_{\hat{U},4;R} - v_w \frac{d}{dz} n_{\hat{U},4;R} + \Gamma_y^{U4} N_y^{U4} + \Gamma_m^{U4} N_m^{U4} \\ &\quad + 3\Gamma_{ss} N_{ss} + \gamma_{U4},\end{aligned}\quad (5.32)$$

$$\begin{aligned}0 &= D_q \frac{d^2}{dz^2} n_{\hat{D},4;R} - v_w \frac{d}{dz} n_{\hat{D},4;R} + \Gamma_y^{D4} N_y^{D4} + \Gamma_m^{D4} N_m^{D4} \\ &\quad + 3\Gamma_{ss} N_{ss} + \gamma_{D4}.\end{aligned}\quad (5.33)$$

²En vez de una burbuja que se expande solo se considera una pared plana entre las dos fases de la transición.

Leptones de la cuarta generación:

$$0 = D_{l,L} \frac{d^2}{dz^2} n_{\hat{L},4;L} - v_w \frac{d}{dz} n_{\hat{L},4;L} - \Gamma_y^{\nu 4} N_y^{\nu 4} - \Gamma_y^{\ell 4} N_y^{\ell 4} - \Gamma_m^{\nu 4} N_m^{\nu 4} - \Gamma_m^{\ell 4} N_m^{\ell 4} - \gamma_{\nu 4} - \gamma_{\ell 4}, \quad (5.34)$$

$$0 = D_{l,R} \frac{d^2}{dz^2} n_{\hat{\nu},4;R} - v_w \frac{d}{dz} n_{\hat{\nu},4;R} + \Gamma_y^{\nu 4} N_y^{\nu 4} + \Gamma_m^{\nu 4} N_m^{\nu 4} + \gamma_{\nu 4}, \quad (5.35)$$

$$0 = D_{l,R} \frac{d^2}{dz^2} n_{\hat{\ell},4;R} - v_w \frac{d}{dz} n_{\hat{\ell},4;R} + \Gamma_y^{\ell 4} N_y^{\ell 4} + \Gamma_m^{\ell 4} N_m^{\ell 4} + \gamma_{\ell 4}. \quad (5.36)$$

Quarks de la tercera generación:

$$0 = D_q \frac{d^2}{dz^2} n_{\hat{Q},3;L} - v_w \frac{d}{dz} n_{\hat{Q},3;L} - \Gamma_y^{U3} N_y^{U3} - \Gamma_m^{U3} N_m^{U3} - 6\Gamma_{ss} N_{ss} - \gamma_{U3}, \quad (5.37)$$

$$0 = D_q \frac{d^2}{dz^2} n_{\hat{U},3;R} - v_w \frac{d}{dz} n_{\hat{U},3;R} + \Gamma_y^{U3} N_y^{U3} + \Gamma_m^{U3} N_m^{U3} + 3\Gamma_{ss} N_{ss} + \gamma_{U3}. \quad (5.38)$$

Higgs:

$$0 = D_h \frac{d^2}{dz^2} n_H - v_w \frac{d}{dz} n_H + \Gamma_y^{U4} N_y^{U4} + \Gamma_y^{D4} N_y^{D4} + \Gamma_y^{\nu 4} N_y^{\nu 4} + \Gamma_y^{\ell 4} N_y^{\ell 4} + \Gamma_y^{U3} N_y^{U3} - \Gamma_h \frac{n_H}{k_H}. \quad (5.39)$$

Se tiene un sistema de nueve ecuaciones diferenciales acopladas en una sola variable con derivadas de hasta segundo orden.

5.4.1. Combinaciones lineales de las ecuaciones de difusión

Es posible sumar y restar algunas de las ecuaciones (5.31)...(5.27) para eliminar la dependencia en algunas de las cantidades N y Γ .

Si se suman (5.31)+2×(5.32)+2×(5.33)

$$0 = D_q \frac{d^2}{dz^2} [n_{\hat{Q},4;L} + 2n_{\hat{U},4;R} + 2n_{\hat{D},4;R}] - v_w \frac{d}{dz} [n_{\hat{Q},4;L} + 2n_{\hat{U},4;R} + 2n_{\hat{D},4;R}] + \Gamma_y^{U4} N_y^{U4} + \Gamma_y^{D4} N_y^{D4} + \Gamma_m^{U4} N_m^{U4} + \Gamma_m^{D4} N_m^{D4} + (4 \times 3 - 6)\Gamma_{ss} N_{ss} + \gamma_{U4} + \gamma_{D4}. \quad (5.40)$$

Ahora sumando (5.40)+(5.37):

$$0 = D_q \frac{d^2}{dz^2} [n_{\hat{Q},4;L} + 2n_{\hat{U},4;R} + 2n_{\hat{D},4;R} + n_{\hat{Q},3;L}] - v_w \frac{d}{dz} [n_{\hat{Q},4;L} + 2n_{\hat{U},4;R} + 2n_{\hat{D},4;R} + n_{\hat{Q},3;L}] + \Gamma_y^{U4} N_y^{U4} + \Gamma_y^{D4} N_y^{D4} + \Gamma_m^{U4} N_m^{U4} + \Gamma_m^{D4} N_m^{D4} - \Gamma_y^{U3} N_y^{U3} - \Gamma_m^{U3} N_m^{U3} + (4 \times 3 - 6 - 6)\Gamma_{ss} N_{ss} + \gamma_{U4} + \gamma_{D4} - \gamma_{U3}. \quad (5.41)$$

Si se suma (5.41)-(5.34):

$$\begin{aligned}
0 = & \frac{d^2}{dz^2} [D_q(n_{\hat{Q},4;L} + 2n_{\hat{U},4;R} + 2n_{\hat{D},4;R} + n_{\hat{Q},3;L}) - D_{l,L}n_{\hat{L},4;L}] \\
& - v_w \frac{d}{dz} [n_{\hat{Q},4;L} + 2n_{\hat{U},4;R} + 2n_{\hat{D},4;R} + n_{\hat{Q},3;L} - n_{\hat{L},4;L}] \\
& + \Gamma_y^{U4} N_y^{U4} + \Gamma_y^{D4} N_y^{D4} + \Gamma_m^{U4} N_m^{U4} + \Gamma_m^{D4} N_m^{D4} - \Gamma_y^{U3} N_y^{U3} - \Gamma_m^{U3} N_m^{U3} \\
& + \Gamma_y^{\nu4} N_y^{\nu4} + \Gamma_y^{\ell4} N_y^{\ell4} + \Gamma_m^{\nu4} N_m^{\nu4} + \Gamma_m^{\ell4} N_m^{\ell4} \\
& + \gamma_{U4} + \gamma_{D4} - \gamma_{U3} + \gamma_{\nu4} + \gamma_{\ell4} + (4 \times 3 - 6 - 6) \Gamma_{ss} N_{ss}. \quad (5.42)
\end{aligned}$$

La ecuación (5.42) es una ecuación con los términos de fuentes para todas las densidades de *quarks* y leptones: γ .

5.4.2. Consideraciones sobre los coeficientes Γ

Hacer consideraciones sobre la magnitud de algunas tasas de reacción de algunos procesos en las ecuaciones de difusión permite obtener relaciones aproximadas entre las densidades de *quarks*. Estas relaciones no involucran derivadas de las densidades y se pueden usar para simplificar el sistema de ecuaciones diferenciales de difusión.

Relaciones aproximadas entre las densidades de leptones de la cuarta generación: Se obtendrá una relación entre las densidades en $N_y^{\nu4}$ y $N_m^{\nu4}$ y otra relación entre las densidades en $N_y^{\ell4}$ y $N_m^{\ell4}$. Se comienza sumando (5.34)+(5.36):

$$\begin{aligned}
0 = & \frac{d^2}{dz^2} [D_{l,L}n_{\hat{L},4;L} + D_{l,R}n_{\hat{\nu},4;R}] - v_w \frac{d}{dz} [n_{\hat{L},4;L} + n_{\hat{\nu},4;R}] - \Gamma_y^{\nu4} N_y^{\nu4} - \Gamma_m^{\nu4} N_m^{\nu4} \\
& - \gamma_{\nu4}. \quad (5.43)
\end{aligned}$$

Si $D_{l;R,L}\Gamma_y^{\nu4}, D_{l;R,L}\Gamma_m^{\nu4} \gg v_w^2$ y $\Gamma_m^{\nu4}/\Gamma_y^{\nu4} = \mathcal{O}(1)$ entonces (5.43) implica:

$$N_y^{\nu4} + (\Gamma_m^{\nu4}/\Gamma_y^{\nu4})N_m^{\nu4} = \mathcal{O}(1/\Gamma_y^{\nu4}) \sim 0. \quad (5.44)$$

Se define $\eta_{\nu4} \equiv \Gamma_m^{\nu4}/\Gamma_y^{\nu4}$ y substituyendo (5.19) y (5.21) en (5.44):

$$0 \sim (1 + \eta_{\nu4}) \frac{n_{\hat{L},4;L}}{k_L} - \frac{n_H}{k_H} - (1 + \eta_{\nu4}) \frac{n_{\hat{\nu},4;R}}{k_l}. \quad (5.45)$$

Sumando (5.34)+(5.35):

$$\begin{aligned}
0 = & \frac{d^2}{dz^2} [D_{l,L}n_{\hat{L},4;L} + l, Rn_{\hat{\ell},4;R}] - v_w \frac{d}{dz} [n_{\hat{L},4;L} + n_{\hat{\ell},4;R}] - \Gamma_y^{\ell4} N_y^{\ell4} - \Gamma_m^{\ell4} N_m^{\ell4} \\
& - \gamma_{\ell4}. \quad (5.46)
\end{aligned}$$

Si $D_{l;R,L}\Gamma_y^{\ell4}, D_{l;R,L}\Gamma_m^{\ell4} \gg v_w^2$ y $\Gamma_m^{\ell4}/\Gamma_y^{\ell4} = \mathcal{O}(1)$ entonces (5.46) implica:

$$N_y^{\ell4} + (\Gamma_m^{\ell4}/\Gamma_y^{\ell4})N_m^{\ell4} = \mathcal{O}(1/\Gamma_y^{\ell4}) \sim 0. \quad (5.47)$$

Se define $\eta_{\ell 4} \equiv \Gamma_m^{\ell 4} / \Gamma_y^{\ell 4}$ y substituyendo (5.20) y (5.22) en (5.4.2):

$$0 \sim (1 + \eta_{\ell 4}) \frac{n_{\hat{\mathcal{L}},4;L}}{k_{\mathcal{L}}} - \frac{n_H}{k_H} - (1 + \eta_{\ell 4}) \frac{n_{\hat{\ell},4;R}}{k_l}. \quad (5.48)$$

Usando (5.3) en (5.45) se obtiene:

$$0 \sim (1 + \eta_{\nu 4}) \frac{n_{\hat{\mathcal{L}},4;L}}{k_{\mathcal{L}}} - \frac{n_H}{k_H} - (1 + \eta_{\nu 4}) \frac{n_{\hat{\ell},4;R} - n_{\hat{\mathcal{L}},4;L}}{k_l}. \quad (5.49)$$

Ahora sumando $(1 + \eta_{\ell 4}) \times (5.49) - (1 + \eta_{\nu 4}) \times (5.48)$:

$$0 \sim (\eta_{\nu 4} - \eta_{\ell 4}) \frac{n_H}{k_H} + (1 + \eta_{\ell 4})(1 + \eta_{\nu 4}) \frac{n_{\hat{\mathcal{L}},4;L}}{k_l}. \quad (5.50)$$

Despejando $n_{\hat{\mathcal{L}},4;L}$ de la ecuación anterior, (5.50), y substituyendo en (5.45) se obtiene:

$$0 \sim \frac{k_l(\eta_{\ell 4} - \eta_{\nu 4})}{k_{\mathcal{L}}(1 + \eta_{\nu 4})} \frac{n_H}{k_H} - \frac{n_H}{k_H} - (1 + \eta_{\nu 4}) \frac{n_{\hat{\nu},4;R}}{k_l}. \quad (5.51)$$

Ahora substituyendo $n_{\hat{\mathcal{L}},4;L}$ de (5.50) en (5.48):

$$0 \sim \frac{k_l(\eta_{\ell 4} - \eta_{\nu 4})}{k_{\mathcal{L}}(1 + \eta_{\ell 4})} \frac{n_H}{k_H} - \frac{n_H}{k_H} - (1 + \eta_{\ell 4}) \frac{n_{\hat{\ell},4;R}}{k_l}. \quad (5.52)$$

Despejando $n_{\hat{\mathcal{L}},4;L}$, $n_{\hat{\nu},4;R}$ y $n_{\hat{\ell},4;R}$ de (5.50), (5.51) y (5.52) respectivamente se obtiene:

$$n_{\hat{\mathcal{L}},4;L} \sim k_l(\eta_{\ell 4} - \eta_{\nu 4}) k_H (1 + \eta_{\ell 4})(1 + \eta_{\nu 4}) n_H, \quad (5.53)$$

$$n_{\hat{\nu},4;R} \sim \frac{k_l^2(\eta_{\ell 4} - \eta_{\nu 4})}{k_{\mathcal{L}}(1 + \eta_{\nu 4})^2} \frac{n_H}{k_H} - \frac{k_l n_H}{k_H(1 + \eta_{\nu 4})}, \quad (5.54)$$

$$n_{\hat{\ell},4;R} \sim \frac{k_l^2(\eta_{\ell 4} - \eta_{\nu 4})}{k_{\mathcal{L}}(1 + \eta_{\ell 4})^2} \frac{n_H}{k_H} - \frac{k_l n_H}{k_H(1 + \eta_{\ell 4})}. \quad (5.55)$$

Las ecuaciones (5.53), (5.54) y (5.55) permiten eliminar las densidades de leptones de la cuarta generación en términos de la densidad de campos de Higgs.

Relaciones aproximadas entre las densidades de quarks de la cuarta generación: A continuación se obtendrán dos relaciones aproximadas entre algunas cantidades que aparecen en N_y^{U4} , N_m^{U4} , N_y^{D4} y N_m^{D4} . La primera de estas relaciones se obtiene de sumar (5.31)+(5.33)-(5.37)-(5.38) se obtiene:

$$\begin{aligned} 0 = & D_q \frac{d^2}{dz^2} [n_{\hat{Q},4;L} + n_{\hat{D},4;R} - n_{\hat{Q},3;L} - n_{\hat{U},3;R}] \\ & - v_w [n_{\hat{Q},4;L} + n_{\hat{D},4;R} - n_{\hat{Q},3;L} - n_{\hat{U},3;R}] \\ & - \Gamma_y^{U4} N_y^{U4} - \Gamma_m^{U4} N_m^{U4} - \gamma_{U4}. \end{aligned} \quad (5.56)$$

Entonces de $D_q \Gamma_y^{U4}, D_q \Gamma_m^{U4} \gg v_w^2$ y $\Gamma_m^{U4}/\Gamma_y^{U4} = \mathcal{O}(1)$ y la ecuación (5.56) se obtiene:

$$N_y^{U4} + (\Gamma_m^{U4}/\Gamma_y^{U4})N_m^{U4} = \mathcal{O}(1/\Gamma_y^{U4}) \sim 0. \quad (5.57)$$

Se define $\eta_{U4} \equiv \Gamma_m^{U4}/\Gamma_y^{U4}$ y substituyendo (5.12) y (5.14) en (5.57):

$$0 \sim (1 + \eta_{U4}) \frac{n_{\hat{Q},4;L}}{k_Q} - \frac{n_H}{k_H} - (1 + \eta_{U4}) \frac{n_{\hat{U},4;R}}{k_q}. \quad (5.58)$$

De sumar (5.31)+(5.32)-(5.37)-(5.38) se obtiene:

$$\begin{aligned} 0 = & D_q \frac{d^2}{dz^2} [n_{\hat{Q},4;L} + n_{\hat{U},4;R} - n_{\hat{Q},3;L} - n_{\hat{U},3;R}] \\ & - v_w [n_{\hat{Q},4;L} + n_{\hat{U},4;R} - n_{\hat{Q},3;L} - n_{\hat{U},3;R}] \\ & - \Gamma_y^{D4} N_y^{D4} - \Gamma_m^{D4} N_m^{D4} - \gamma_{D4}. \end{aligned} \quad (5.59)$$

Entonces de $D_q \Gamma_y^{D4}, D_q \Gamma_m^{D4} \gg v_w^2$ y $\Gamma_m^{D4}/\Gamma_y^{D4} = \mathcal{O}(1)$ y la ecuación (5.59) se obtiene:

$$N_y^{D4} + (\Gamma_m^{D4}/\Gamma_y^{D4})N_m^{D4} = \mathcal{O}(1/\Gamma_y^{D4}) \sim 0. \quad (5.60)$$

Se define $\eta_{D4} \equiv \Gamma_m^{D4}/\Gamma_y^{D4}$ y substituyendo (5.13) y (5.15) en (5.60):

$$0 \sim (1 + \eta_{D4}) \frac{n_{\hat{Q},4;L}}{k_Q} - \frac{n_H}{k_H} - (1 + \eta_{D4}) \frac{n_{\hat{D},4;R}}{k_q}. \quad (5.61)$$

Usando (5.2) en (5.58) se obtiene:

$$0 \sim (1 + \eta_{U4}) \frac{n_{\hat{Q},4;L}}{k_Q} - \frac{n_H}{k_H} - (1 + \eta_{U4}) \frac{n_{\hat{D},4;R} - n_{\hat{Q},4;L}}{k_q}. \quad (5.62)$$

Ahora sumando $(1 + \eta_{D4}) \times (5.62) - (1 + \eta_{U4}) \times (5.61)$:

$$0 \sim (\eta_{U4} - \eta_{D4}) \frac{n_H}{k_H} + (1 + \eta_{D4})(1 + \eta_{U4}) \frac{n_{\hat{Q},4;L}}{k_q}. \quad (5.63)$$

Despejando $n_{\hat{Q},4;L}$ de la ecuación anterior, (5.63), y substituyendo en (5.58) se obtiene:

$$0 \sim \frac{k_q(\eta_{D4} - \eta_{U4})}{k_Q(1 + \eta_{U4})} \frac{n_H}{k_H} - \frac{n_H}{k_H} - (1 + \eta_{U4}) \frac{n_{\hat{U},4;R}}{k_q}. \quad (5.64)$$

Ahora substituyendo $n_{\hat{Q},4;L}$ de (5.63) en (5.61):

$$0 \sim \frac{k_l(\eta_{D4} - \eta_{U4})}{k_Q(1 + \eta_{D4})} \frac{n_H}{k_H} - \frac{n_H}{k_H} - (1 + \eta_{D4}) \frac{n_{\hat{D},4;R}}{k_q}. \quad (5.65)$$

Despejando $n_{\hat{Q},4;L}$, $n_{\hat{U},4;R}$ y $n_{\hat{D},4;R}$ de (5.63), (5.64) y (5.65) respectivamente se obtiene:

$$n_{\hat{Q},4;L} \sim k_q(\eta_{D4} - \eta_{U4})k_H(1 + \eta_{D4})(1 + \eta_{U4})n_H, \quad (5.66)$$

$$n_{\hat{U},4;R} \sim \frac{k_q^2(\eta_{D4} - \eta_{U4})n_H}{k_Q(1 + \eta_{U4})^2 k_H} - \frac{k_q n_H}{k_H(1 + \eta_{U4})}, \quad (5.67)$$

$$n_{\hat{D},4;R} \sim \frac{k_q^2(\eta_{D4} - \eta_{U4})n_H}{k_Q(1 + \eta_{D4})^2 k_H} - \frac{k_q n_H}{k_H(1 + \eta_{D4})}. \quad (5.68)$$

Las ecuaciones (5.66), (5.67) y (5.68) permiten eliminar las densidades de leptones de la cuarta generación en términos de la densidad de campos de Higgs.

Relaciones aproximadas entre las densidades en N_{ss} : se obtendrá una relación aproximada entre las densidades de campos, en este caso solo *quarks*, que aparecen en N_{ss} . Se comienza sumando (5.37)+(5.38) se obtiene:

$$0 = D_q \frac{d^2}{dz^2} [n_{\hat{Q},3;L} + n_{\hat{U},3;R}] - v_w \frac{d}{dz} [n_{\hat{Q},3;L} + n_{\hat{U},3;R}] - (6 - 3)\Gamma_{ss} N_{ss}. \quad (5.69)$$

Si $D_q \Gamma_{ss} \gg v_w^2$ de (5.69) se obtiene:

$$N_{ss} = \mathcal{O}(1/\Gamma_{ss}) \sim 0. \quad (5.70)$$

Usando la ecuación (5.29) se obtiene:

$$0 \sim n_{\hat{Q},3;L} + n_{\hat{Q},4;L} - n_{\hat{U},3;R} - n_{\hat{U},4;R} - 9n_{\hat{D},3;R} - n_{\hat{D},4;R}. \quad (5.71)$$

Relaciones aproximadas entre las densidades de *quarks* de la tercera generación: a continuación se obtendrá una relación entre las densidades de campos, *quarks* y Higgs, que aparecen en N_y^{U3} y N_m^{U3} . Sumando ahora (5.37)+2×(5.38):

$$0 = D_q \frac{d^2}{dz^2} [n_{\hat{Q},3;L} + 2n_{\hat{U},3;R}] - v_w \frac{d}{dz} [n_{\hat{Q},3;L} + 2n_{\hat{U},3;R}] + \Gamma_y^{U3} [N_y^{U3} + (\Gamma_m^{U3}/\Gamma_y^{U3})N_m^{U3}] + \gamma_{U3}. \quad (5.72)$$

Si $D_q \Gamma_y^{U3}, \Gamma_m^{U3} \gg v_w^2$ y $\Gamma_m^{U3}/\Gamma_y^{U3} = \mathcal{O}(1)$ de (5.72) se obtiene:

$$N_y^{U3} + (\Gamma_m^{U3}/\Gamma_y^{U3})N_m^{U3} = \mathcal{O}(1/\Gamma_y^{U3}) \sim 0. \quad (5.73)$$

Se define $\eta_{U3} \equiv \Gamma_m^{U3}/\Gamma_y^{U3}$ y substituyendo (5.25) y (5.26) en (5.73):

$$0 \sim (1 + \eta_{U3}) \frac{n_{\hat{Q},3;L}}{k_Q} - \frac{n_H}{k_H} - (1 + \eta_{U3}) \frac{n_{\hat{U},3;R}}{k_q}. \quad (5.74)$$

Se puede usar la relación (5.71) obtenida de considerar $D_q \Gamma_y^{D4}, D_q \Gamma_m^{D4} \gg v_w^2$ y $\Gamma_m^{D4}/\Gamma_y^{D4} = \mathcal{O}(1)$ eliminando la dependencia de $n_{\hat{Q},4;L}, n_{\hat{U},4;R}, n_{\hat{D},4;R}$ y junto con (5.74) obtener $n_{\hat{U},3;R}$ y $n_{\hat{Q},3;L}$ en términos de n_H .

Substituyendo (5.54), (5.66), (5.67), (5.68) en (5.71):

$$\begin{aligned}
0 \sim & n_{\hat{Q},3;L} + 9(n_{\hat{U},3;R} + n_{\hat{Q},3;L}) - n_{\hat{U},3;R} \\
& + \left[k_q(\eta_{D4} - \eta_{U4})k_H(1 + \eta_{D4})(1 + \eta_{U4}) \right. \\
& - \frac{k_q^2(\eta_{D4} - \eta_{U4})}{k_Q(1 + \eta_{U4})^2} \frac{1}{k_H} + \frac{k_q}{k_H(1 + \eta_{U4})} \\
& \left. - \frac{k_q^2(\eta_{D4} - \eta_{U4})}{k_Q(1 + \eta_{D4})^2} \frac{1}{k_H} + \frac{k_q}{k_H(1 + \eta_{D4})} \right] n_H. \quad (5.75)
\end{aligned}$$

Para eliminar $n_{\hat{Q},3;L}$ se suma $-10k_Q/(1 + \eta_{U3}) \times (5.74) + (5.75)$:

$$\begin{aligned}
n_{\hat{U},3;R} \sim & \frac{-1}{10k_Q/k_q + 8} \left[\frac{10k_Q}{(1 + \eta_{U3})} \frac{n_H}{k_H} \right. \\
& + \left[k_q(\eta_{D4} - \eta_{U4})k_H(1 + \eta_{D4})(1 + \eta_{U4}) \right. \\
& - \frac{k_q^2(\eta_{D4} - \eta_{U4})}{k_Q(1 + \eta_{U4})^2} \frac{1}{k_H} + \frac{k_q}{k_H(1 + \eta_{U4})} \\
& \left. \left. - \frac{k_q^2(\eta_{D4} - \eta_{U4})}{k_Q(1 + \eta_{D4})^2} \frac{1}{k_H} + \frac{k_q}{k_H(1 + \eta_{D4})} \right] n_H \right]. \quad (5.76)
\end{aligned}$$

La ecuación anterior, (5.76), da de manera aproximada $n_{\hat{U},3;R}$ en términos de n_H . Ahora substituyendo en (5.74):

$$\begin{aligned}
n_{\hat{Q},3;L} \sim & \frac{k_Q n_H}{k_H(1 + \eta_{U3})} \\
& - (1 + \eta_{U3}) \left(\frac{k_Q}{k_q(1 + \eta_{U3})} \right) \left(\frac{1}{10k_Q/k_q + 8} \right) \\
& \times \left[\frac{10k_Q}{(1 + \eta_{U3})} \frac{1}{k_H} \right. \\
& + k_q(\eta_{D4} - \eta_{U4})k_H(1 + \eta_{D4})(1 + \eta_{U4}) \\
& - \frac{k_q^2(\eta_{D4} - \eta_{U4})}{k_Q(1 + \eta_{U4})^2} \frac{1}{k_H} + \frac{k_q}{k_H(1 + \eta_{U4})} \\
& \left. - \frac{k_q^2(\eta_{D4} - \eta_{U4})}{k_Q(1 + \eta_{D4})^2} \frac{1}{k_H} + \frac{k_q}{k_H(1 + \eta_{D4})} \right] n_H. \quad (5.77)
\end{aligned}$$

Ahora se tienen todas las densidades de *quarks* y leptones en términos de n_H ; (5.53), (5.54), (5.55), (5.66), (5.67), (5.68), (5.77) y (5.76). Estas ecuaciones se obtuvieron mediante una aproximación. Se pueden usar estas relaciones aproximadas para obtener una ecuación diferencial solo para n_H eliminando el resto de las densidades.

5.5. Solución de las ecuaciones de difusión

Las ecuaciones de difusión para las densidades de *quarks*, leptones y Higgs, (5.31), ..., (5.39), forman un sistema de ecuaciones diferenciales acopladas en una sola variable. El sistema de ecuaciones tiene términos no lineales debidos a las fuentes $\gamma_{U4}, \gamma_{D4}, \gamma_{\ell4}, \gamma_{\nu4}, \gamma_{U3}$. Salvo estos términos el sistema de ecuaciones diferenciales es lineal.

Si se determinan los términos de fuentes que cuantifican la violación de *CP* en el sistema, entonces se tienen todos los valores numéricos que aparecen en las ecuaciones de difusión, entonces es posible resolver el sistema de ecuaciones (5.31), ..., (5.39) de manera numérica.

Otra alternativa es usar las relaciones (5.53), (5.54), (5.55), (5.66), (5.67), (5.68), (5.76), (5.77), obtenidas de manera aproximada, para simplificar el sistema de ecuaciones diferenciales. Se pueden usar estas relaciones para convertir por ejemplo a la ecuación (5.42) en una ecuación solo para la función $n_h(z)$ que incluya a todos los términos de fuente de violación de *CP*. Lo que se obtiene es una ecuación de la forma:

$$0 = \mathfrak{A}_1 \frac{d^2 n_h}{dz^2} + \mathfrak{A}_2 \frac{dn_h}{dz} + \mathfrak{A}_3 n_h + \mathfrak{A}_4. \quad (5.78)$$

Una vez que se resuelve (5.78) se tiene un valor para n_h se pueden usar de nuevo las relaciones (5.53), (5.54), (5.55), (5.66), (5.67), (5.68), (5.76), (5.77) para obtener las densidades de *quarks* y leptones y además un valor para la densidad de *quarks* y leptones izquierdos $n_L(z)$.

5.6. Ecuación de difusión para el número bariónico

Hasta ahora se han escrito ecuaciones de difusión para densidades de *quarks*, leptones y Higgs, (5.31), ..., (5.39), que toman en cuenta procesos debidos a los acoplamientos de Yukawa, los procesos asociados con los esfalerones fuertes; procesos debidos a los autoacoplamientos de Higgs y procesos que violan *CP* debido a los términos de fuentes en las ecuaciones de difusión. Hasta ahora no se han tomado en cuenta los procesos de esfalerón débil, que son necesarios para producir la asimetría bariónica del universo. La densidad de número bariónico se estima mediante:

$$v_w \frac{dn_{\mathfrak{B}}}{dz} = -\theta(-z) [n_g \Gamma_{ws} n_L(z) + \Gamma_R n_{\mathfrak{B}}(z)]. \quad (5.79)$$

En la ecuación (5.79) el término $\theta(-z)$ es la función teta de Heaviside o función escalón con argumento $-z$. Esta función aparece porque el número bariónico solo cambia en la fase no rota $z < 0$. Para la fase rota $z > 0$ la derivada de $n_{\mathfrak{B}}$ es cero y entonces $n_{\mathfrak{B}}$ es constante.

La tasa de los procesos asociados a los esfalerones débiles es:

$$\Gamma_{ws} \simeq 120 \alpha_w^5 T. \quad (5.80)$$

Además Γ_R es la tasa de relajamiento [31]:

$$\Gamma_R = \frac{5}{4} n_g \Gamma_{ws}. \quad (5.81)$$

La ecuación (5.79) puede ser resuelta para $n_{\mathfrak{B}}(z)$ si se conoce $n_L(z)$ para $z < 0$.

$$\begin{aligned} v_w \frac{dn_{\mathfrak{B}}}{dz} &= -\theta(-z) [n_g \Gamma_{ws} n_L(z) + \Gamma_R n_{\mathfrak{B}}(z)] \Rightarrow \\ \frac{d}{dz} \left[e^{\Gamma_R z / v_w} n_{\mathfrak{B}}(z) \right] &= -\frac{n_g \Gamma_{ws}}{v_w} e^{\Gamma_R z / v_w} n_L(z). \end{aligned} \quad (5.82)$$

Entonces:

$$n_{\mathfrak{B}}(z=0) = -\frac{n_g \Gamma_{ws}}{v_w} \int_{-\infty}^0 e^{\Gamma_R z / v_w} n_L(z) dz, \quad (5.83)$$

lo cuál produce un resultado para $n_{\mathfrak{B}}(z=0)$.

Como los procesos que no conservan el número bariónico son procesos que conservan $\mathfrak{B} - \mathfrak{L}$, después de la transición de fase electrodébil se tiene que: $n_{\mathfrak{B}} = n_{\mathfrak{L}}$, pero estas cantidades solo pueden ser determinadas cuando se conoce la densidad de *quarks* y leptones izquierdos en la fase no rota.

5.7. Conclusiones

Las ecuaciones de difusión entre las fases para los *quarks* y leptones son necesarias para determinar la densidad de número bariónico después de la transición de fase, sin embargo los términos de fuentes de violación de *CP* son necesarios, de acuerdo a las condiciones de Sakharov sin violación de *CP* es imposible generar la asimetría bariónica del universo.

Capítulo 6

Conclusiones

Se estudió un mecanismo para explicar la asimetría bariónica del universo durante la transición de fase electrodébil. La dinámica que se usó corresponde a un modelo estándar supersimétrico con cuatro generaciones. La fuerza de la transición de fase, el potencial efectivo de los campos de Higgs y la violación de CP son factores importantes para tratar de explicar la asimetría durante la transición de fase.

Para explicar la asimetría bariónica durante la transición de fase es necesario que un v.e.v. del Higgs tenga una discontinuidad mayor que la temperatura crítica cuando la transición sucede. Esta es una condición sobre la fuerza de la transición de fase pues se pide que el parámetro de orden (el v.e.v. del Higgs) tenga una discontinuidad grande. ¿Cuáles son las consecuencias de que se cumpla o no esta condición?

- Si no se cumple esta condición una asimetría bariónica generada durante la transición de fase tendería a cero al pasar el tiempo, haciendo difícil que esta asimetría sobreviviera hasta ahora.
- Si se cumple esta condición la asimetría bariónica se congelaría después de la transición de fase.

Averiguar si se verifica o no esta condición se puede hacer una vez que se conoce el potencial efectivo, por esta razón se calculó el potencial efectivo de este modelo para estudiar la transición de fase.

El contenido de partículas del modelo afecta al potencial efectivo y a la fuerza de la transición de fase. Los *quarks*, *squarks*, leptones y sleptones de la cuarta generación tienen contribuciones importantes al potencial efectivo. Sus masas son parámetros indeterminadas y son importantes para la fuerza de la transición de fase.

El potencial efectivo también depende del ángulo β . La tangente de este ángulo es el cociente de los dos v.e.v. de Higgs que se requieren en cualquier versión supersimetrizada del modelo estándar.

Se calcularon la temperatura crítica y la discontinuidad en el v.e.v. del Higgs para algunas regiones del espacio de parámetros del potencial efectivo. Se encontraron regiones que producen una transición de fase electrodébil suficientemente fuerte para congelar la asimetría bariónica.

Se encontró además que la fuerza de la transición de fase depende fuertemente del ángulo β . En general las transiciones de fase más fuertes aparecen para valores pequeños de β , sin embargo es importante notar que los valores de β con $\tan\beta < 2$ se encuentran descartados experimentalmente.

Las restricciones experimentales sobre β son importantes y si estas restricciones crecen se podrían excluir experimentalmente las regiones que dan una transición de fase suficientemente fuerte que fueron encontradas en este trabajo.

Otras restricciones experimentales que afectan a los resultados de este trabajo son sobre las masas de las partículas de la cuarta generación. Si se encuentran restricciones sobre las masas de las partículas de la cuarta generación más fuertes que las usadas en este trabajo se podrían descartar algunos de los valores de parámetros que se exploraron.

No sabemos de ningún trabajo anterior donde se haya estudiado la transición de fase electrodébil de un modelo estándar supersimétrico con cuatro generaciones donde se tomen en cuenta a los *quarks* y leptones.

Que la transición de fase sea fuerte no es suficiente para explicar la asimetría bariónica durante la transición de fase. Este requisito solo garantiza que la asimetría que se genere durante la transición de fase no será borrada en el tiempo.

También es necesario generar la asimetría correcta. Para estimar la asimetría generada durante la transición de fase es necesario tomar en cuenta procesos con violación de número bariónico, leptónico y de *CP*. Esto se puede hacer considerando ecuaciones de difusión para las densidades de *quarks* y leptones entre las fases de la transición de fase.

En este trabajo se planearon ecuaciones de difusión para estimar la asimetría generada. Las ecuaciones planteadas no fueron resueltas. Para resolverlas es necesario introducir términos de fuentes que cuantifican la violación de *CP*. La violación de *CP* en una extensión supersimétrica del modelo estándar depende de más parámetros libres que el modelo estándar. Entonces para resolver estas ecuaciones de difusión es necesario fijar estos parámetros y calcular los términos de fuente de violación de *CP*.

Una característica importante de una extensión con cuatro generaciones para el modelo estándar es que permite más violación de *CP*, incluso sin supersimetrizar la teoría, lo cuál podría explicar una medición de violación de *CP* que puede ser difícil de explicar con física del modelo estándar [3].

En trabajos anteriores se han planteado las ecuaciones de difusión de las densidades de *quarks* y leptones durante la transición de fase electrodébil para el modelo estándar mínimo supersimétrico con tres generaciones [9, 10, 27, 28]. No se encontró en la bibliografía un trabajo donde se plantearan

estas ecuaciones para un modelo con cuatro generaciones.

Explicar la asimetría bariónica del universo no es la única motivación para buscar extensiones al modelo estándar que describan adecuadamente los componentes de la materia y sus interacciones. Una característica muy importante de las extensiones supersimétricas del modelo estándar es que las densidades lagrangianas de estos modelos (supersimétricos) tienen parámetros que no cambian bruscamente cuando se introducen correcciones de uno o más lazos a la densidad lagrangiana con un corte en las integrales de lazo. Estos cambios bruscos en los parámetros son indeseables porque requieren que otros parámetros sean ajustados con muchas cifras de precisión para que ocurran cancelaciones entre varios términos a una escala y sobrevivan términos a otra escala muchos órdenes de magnitud menor.

Entonces las extensiones supersimétricas del modelo estándar tienen consecuencias para la física de altas energías en general y no solo para la física del universo temprano.

La extensión al modelo estándar que se explora en este trabajo podría ser probada por el Gran Colisionador de Hadrones que explorará física a energías comparables con las masas de las partículas de estos modelos.

Bibliografía

- [1] A.D. Sakharov, "Violation of CP Invariance, C Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe," *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **5**, 23-35 (1967). Este artículo se ha reimpresso en varias ocasiones: *JETP Lett.* **5**, 24-27 (1967). *Sov. Phys. Usp.* **34** 392-393 (1991).
- [2] Particle Data Group, "Review of Particle Physics," (2010), sección *CP violation in meson decays*, página 154.
- [3] The Belle Collaboration, "Difference in direct charge-parity violation between charged and neutral B meson decays," *Nature* **452**, (2008) 332-335.
- [4] M.E. Carrington, "The Effective potential at finite temperature in the Standard Model," *Phys. Rev. D* **45**, (1992) 2933-2944.
- [5] W. Buchmuller, Z. Fodor, T. Helbig and D. Walliser, "The Weak - electroweak phase transition," *Annals Phys.* **234**, (1994) 260-299. hep-ph/9303251.
- [6] M.B. Gavela, P. Hernandez, J. Orloff y O. Pene, "Standard model CP violation and baryon asymmetry," *Mod. Phys. Lett. A* **9**, (1994) 795-810. hep-ph/9312215.
- [7] M.B. Gavela, P. Hernandez, J. Orloff y O. Pene, "Standard model CP violation and baryon asymmetry. Part 2: Finite temperature," *Nucl. Phys. B* **430**, (1994) 382-426. hep-ph/9406289.
- [8] P. Huet y E. Sather, "Electroweak baryogenesis and standard model CP violation," *Phys. Rev. D* **51**, (1995) 379-394. hep-ph/9404302.
- [9] D. Delepine, J.M. Gerard, R. Gonzalez Felipe y J. Weyers, "A Light stop and electroweak baryogenesis," *Phys. Lett. B* **386**, (1996) 183-188. hep-ph/9604440.
- [10] M. Carena, G. Nardini, M. Quiros y C.E.M. Wagner, "The Baryogenesis Window in the MSSM," *Nucl. Phys. B* **812**, (2009) 243-263. arXiv:0809.3760.

- [11] J.M. Cline, “Baryogenesis,” hep-ph/0609145.
- [12] E.W. Klob y M.S. Turner, “The Early Universe,” véanse la sección 3.5 y el capítulo 4.
- [13] A. Liddle, “An Introduction to Modern Cosmology,” segunda edición. Capítulo 12.
- [14] G. 't Hooft, “Symmetry Breaking through Bell-Jakiw Anomalies,” Phys. Rev. D **37**, (1976) 8-11.
- [15] J.S. Bell y R. Jackiw, “A PCAC puzzle: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ in the sigma model,” Nuovo Cim. A **60**, (1969) 47-61.
- [16] S.L. Adler, “Axial-Vector Vertex in Spinor Electrodynamics,” Phys. Rev. **117**, (1969) 2426-2438.
- [17] A.A. Belavin, A.M. Polyakov, A.S. Shvarts y Y.S. Tyupkin, “Pseudoparticle Solutions of the Yang-Mills Equations,” Phys. Lett. B **59**, (1975) 85-87.
- [18] V.A. Kuzmin, V.A. Rubakov y M.E. Shaposhnikov, “On the Anomalous Electroweak Baryon Number Nonconservation in the Early Universe,” Phys. Lett. B **155**, (1985) 36.
- [19] P. Arnold y L.D. McLerran, “Sphalerons, Small Fluctuations and Baryon Number Violation in Electroweak Theory,” Phys. Rev. D **36**, (1987) 581.
- [20] F.R. Klinkhamer y N.S. Manton, “A saddle-point solution in the Weinberg-Salam theory,” Phys. Rev. D **30**, (1984) 2212-2220.
- [21] W. Bernreuther, “CP violation and baryogenesis,” Lect. Notes Phys. **591**, (2002) 237-293. hep-ph/0205279. Sección 4. Este artículo es da una revisión general de bariogénesis y la transición de fase electrodébil.
- [22] S. Coleman y E. Weinberg, “Radiative Corrections as the Origin of Spontaneous Symmetry Breaking,” Pyh. Rev. D **7**, (1973) 1888-1910.
- [23] L. Dolan y R. Jackiw, “Symmetry behavior at finite temperature,” Phys. Rev. D **9**, (1974) 3320-3341.
- [24] Particle Data Group, “Review of Particle Physics,” (2010), sección *Summary Tables of Particle Properties*, página 25.
- [25] Particle Data Group, “Review of Particle Physics,” (2010), sección *Quark Summary Table*, página 30.
- [26] Particle Data Group, “Review of Particle Physics,” (2010), sección *Supersymmetric Particle Searches*, página 1312.

- [27] D. Delepine, R. Gonzalez Felipe, S. Khalil y A.M. Teixeira, "Flavor dependent CP violation and electroweak baryogenesis in supersymmetric theories," *Phys. Rev. D* **66**, (2002) 115011. hep-ph/0208236.
- [28] P. Huet y A.E Nelson, "Electroweak baryogenesis in supersymmetric models," *Phys. Rev. D* **53**, (1996) 4578-4597. hep-ph/9506477.
- [29] A.G. Cohen, D.B. Kaplan y A.E. Nelson, "Diffusion enhances spontaneous electroweak baryogenesis," *Phys. Lett. B* **336**, (1994) 41-47. hep-ph/9406345.
- [30] M. Joyce, T. Prokopec y N. Turok, "Nonlocal electroweak baryogenesis. Part 1: Thin wall regime" *Phys. Rev. D* **53**, (1996) 2930-2957. hep-ph/9410281.
- [31] M.E. Shaposhnikov, "," *Nucl. Phys. B* **287**, (1987) 757.
- [32] Ian J. R. Aitchison, "Supersymmetry in particle physics."
- [33] Ian J. R. Aitchison, "Supersymmetry and the MSSM," arXiv:hep-ph/0505105v1.
- [34] Stephen P. Martin, "A supersymmetry primer," arXiv:hep-ph/9709356.



Universidad
de Guanajuato

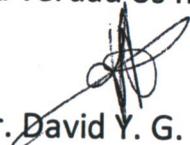
Lunes 10 de Enero 2011

Dr. Miguel Sabido
Coordinador de posgrados de la DCI- Campus León.

Estimado Dr. Sabido,

Por la presente confirmo haber revisado el trabajo con título "La asimetría barionica del Universo en el modelo estándar mínimo supersimetrico con cuatro generaciones" presentado por el L. F. Benjamín Raziel Jaramillo Ávila para la obtención del grado de maestría en física. El trabajo cumple con todos los requisitos de calidad que se requiere para la obtención del grado de maestría en física.

Atentamente,
"La verdad os hará libres"



Dr. David Y. G. DELEPINE
Profesor Titular "B"

DIVISION DE CIENCIAS E INGENIERÍAS, CAMPUS LEÓN

Loma del Bosque 103, Fracc. Lomas del Campestre C.P. 37150 León, Gto., Ap. Postal E-143 C.P. 37000 Tel. (477) 788-5100
Fax: (477) 788-5100 ext. 8410, <http://www.fisica.ugto.mx>





Universidad
de Guanajuato

"2010. Año del Bicentenario de la Independencia Nacional
y del Centenario de la Revolución Mexicana"

León, Guanajuato, a 13 de enero de 2011

Dr. Miguel Sabido,
Coordinador de Docencia
DCI-Campus León

Por medio de la presente deseo manifestar mi aprobación para que el trabajo presentado por el alumno **Benjamín Raziel Jaramillo Avila** sea aceptado como Tesis de Maestría en Física.

El trabajo que presenta el Fis. Jaramillo, contempla una propuesta para la solución del problema de asimetría de materia y antimateria, usando una extensión supersimétrica del modelo estándar con 4 familias. Dicho trabajo no es solo novedoso, sino que contempla una gama de conocimientos extensa.

Como miembro del comité sinodal, he estado en constante contacto con Benjamín, por lo que me he asegurado que sus conocimientos y capacidades en la investigación están bien fundamentados.

Por todo lo anterior, doy mi aprobación para que el alumno B. R. Jaramillo Avila, continúe con su proceso de titulación.

Sin más por el momento, aprovecho para enviarle un cordial saludo.

Atentamente,

Dr. Oscar Gerardo Loaiza Brito
Departamento de Física,
División de Ciencias e Ingeniería,
Campus León.
Ext: 8459

c.c.p. archivo

DEPARTAMENTO DE FÍSICA, DIVISION DE CIENCIAS E INGENIERÍAS, CAMPUS LEÓN

Loma del Bosque 103, Fracc. Lomas del Campestre C.P. 37150 León, Gto., Ap. Postal E-143 C.P. 37000 Tel. (477) 788-5100, Fax: (477) 788-5100 ext. 8410, <http://www.fisica.ugto.mx>

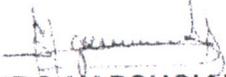
León Gto., a 24 de Enero del 2011

DR. MIGUEL SABIDO MORENO
COORDINADOR DE DOCENCIA
DIVISIÓN DE CIENCIAS E INGENIERÍAS
P R E S E N T E

Por este conducto le informo que he leído detenidamente el trabajo de tesis titulado "*La asimetría bariónica del universo en el Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico con cuatro generaciones*" que para obtener el grado de Maestro en Física ha desarrollado el L. F. Benjamin Raziel Jaramillo Ávila. Las correcciones sugeridas han sido incorporadas al texto por lo cual tiene mi autorización para efectuar la defensa de tesis.

Sin otro particular, reciba un cordial saludo

ATENTAMENTE
"LA VERDAD OS HARÁ LIBRES"


DR. MAURO NAPSUCIALE MENDÍVIL
SINODAL

C.c.p. Archivo



Enero 20, 2011

A quien corresponda:

Por medio del presente oficio deseo informar que he leído y analizado la tesis de maestría titulada "La asimetría bariónica del universo en una extensión del modelo estándar mínimo supersimétrico", presentada por el Lic. Benjamín Raziel Jaramillo Ávila, de la Universidad de Guanajuato.

Considero que tanto el tema de investigación como su desarrollo y los resultados obtenidos son apropiados para su nivel. Por lo anterior recomiendo la defensa de dicha tesis para optar por el grado de Maestro en Física, con la condición de que el Lic. Jaramillo Ávila revise cuidadosamente los errores tanto semánticos como gramaticales que le he señalado.

Atentamente

Dra. Lilia Velasco Sevilla

CINVESTAV