ALEPH SUB – CERO
SERIE DE DIVULGACIÓN
$\aleph_0$ 2016 - I $\aleph_0$
pp. 56 - 72

DEL MECANISMO CACHUMBAMBÉ

(About the Seesaw Mechanism)

Adunador: **ALBERTO MEJÍAS**[*]

Recepción: Abril 2016. Revisión y aceptación: Junio 2016.

Resumen. Los neutrinos ofrecen el primer atisbo de la Física, más allá del Modelo Estándar (SM). La observación de la oscilación del neutrino conduce irrefutablemente, a la conclusión de que los neutrinos tienen masa aunque el Modelo Estándar lo prohíbe; por lo tanto, son necesarias nuevas teorías. Aquí se explica el mecanismo cachumbambé, que es un modelo genérico que se utiliza para entender los tamaños relativos de las masas de neutrinos observados, del orden de eV's; comparados con las de los quarks y las de los leptones cargados, que son millones de veces más pesados.

Descriptores. Teoría Quántica de Campos, partícula DIRAC, partícula MAJORANA, Neutrino, Modelo Estándar con Supersimetría Minimal.

Abstract. Neutrinos offer the first glimpse into Physics beyond the Standard Model. The observation of neutrino oscillation leads incontrovertibly to the conclusion that neutrinos have mass whereas the Standard Model forbids it; therefore new theories are necessary. Herein it is explained the seesaw mechanism, which is a generic model used to understand the relative sizes of the masses of neutrinos observed, of the order of eV's; compared with the quarks and the leptons-Laden, that are millions of times heavier.

Key words. Quantum Fields Theory, DIRAC particle, MAJORANA particle, Neutrino, Minimal Supersymmetric Standard Model

---

[*] ALBERTO R. MEJÍAS E. es Licenciado en Matemáticas, egresado de la Facultad de Ciencias de la Universidad de los Andes (ULA) Mérida-Venezuela. Es profesor emérito de Topología, jubilado por la Universidad de los Andes en 1999. alrame59@gmail.com

DEL MECANISMO CACHUMBAMBÉ

1 Contexto

Los neutrinos ofrecen el primer atisbo en la física, más allá del Modelo Estándar (SM). La observación de la oscilación del neutrino conduce irrefutablemente, a la conclusión de que los neutrinos tienen masa aunque el Modelo Estándar lo prohíbe; por lo tanto, son necesarias nuevas teorías.

En las Teorías de Gran Unificación (GUT) de la física de partículas y, en particular, en las teorías de las masas y de la oscilación de los neutrinos, el mecanismo cachumbambé (sube y baja, seesaw) es un modelo genérico que se utiliza para entender los tamaños relativos de las masas de neutrinos observados, del orden de eV's; comparados con las de los quarks y las de los leptones cargados, que son millones de veces más pesados.

Existen varios tipos de modelos, cada uno de los cuales extiende al Modelo Estándar (SM). La versión más simple, tipo 1, extiende al modelo estándar asumiendo dos o más campos neutrinos, adicionales, dextrosos (RH), inertes bajo las interacciones electrodébiles[1] y la existencia de una, muy grande, escala de masas. Esto permite la identificabilidad de la escala de masas, con la postulada escala de la gran unificación.

Puede parecer raro tener valores tan bajos para las masas de los neutrinos, cuando todas las otras partículas como electrones, quarks, etc. son mucho más pesadas, con sus masas agrupadas relativamente cerca. Dado que las partículas Obtienen masas vía el mecanismo HIGGS ¿Por qué, por ejemplo, debe ser el neutrino electrónico 10^5 veces o más, más liviano que el electrón, los quarks arriba y abajo. Es decir, ¿por qué el acoplamiento en el campo HIGGS sería muchos órdenes de magnitud menor?

Podría no ser muy sorprendente que el acoplamiento HIGGS fuera cero, dando lugar a masa cero. Además, tampoco sería muy sorprendente si el acoplamiento diera lugar a masas del orden de la escala de ruptura de la simetría HIGGS o, incluso, de la GUT.

Consideremos la posibilidad, bastante razonable, de que después de romper la simetría, existen dos tipos de neutrinos, uno con masa cero (sin acoplamiento HIGGS) y el otro con masa (grande) de la escala de la ruptura de simetría. Como se podrá ver, sucede que superposiciones razonables de estos campos pueden resultar en neutrinos ligeros (como los observados) y un neutrino muy pesado (de la escala de la ruptura de simetría, no observado)

[1] Es posible generar dos neutrinos livianos, pero másicos, con un único neutrino dextroso, pero los espectros resultantes generalmente, no son viables.

Adunador: **ALBERTO MEJÍAS**

0.1 2 Matemáticas Básicas, Subyacentes al Mecanismo Cachumbambé

Consideremos a un espacio real de dos dimensiones con una matriz (tensor) expresada en un conjunto de vectores ortonormales de la base (preparada) para ese espacio como

$$\tilde{\mathcal{M}} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 100 \end{bmatrix}. \tag{1}$$

Ahora, si tenemos en cuenta un nuevo conjunto de vectores de la base, rotados por un ángulo ϕ, de la base original, entonces, por supuesto, los componentes de la matriz cambian y se pueden encontrar por

$$\mathcal{M} = \begin{bmatrix} \cos\phi & \operatorname{sen}\phi \\ -\operatorname{sen}\phi & \cos\phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 100 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\phi & -\operatorname{sen}\phi \\ \operatorname{sen}\phi & \cos\phi \end{bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} 100\operatorname{sen}^2\phi & 0 \\ -100\cos\phi\operatorname{sen}\phi & 100\cos^2\phi \end{bmatrix} \tag{2}$$

Observemos cómo se ve esta matriz si ϕ es pequeño, digamos ϕ = 2°; se tiene: sen ϕ = .03490 y cos ϕ = .99939,

$$\mathcal{M} = \begin{bmatrix} .122 & 3.488 \\ -3.488 & 99.878 \end{bmatrix} \tag{3}$$

y obtenemos el término diagonal izquierdo superior casi 3 órdenes de magnitud más pequeño que el término derecho inferior, que es aproximadamente igual al original de tal término. Los términos fuera de la diagonal principal, igualan a la media geométrica de los términos de esa diagonal, es decir $\sqrt{(100\cos^2\phi)(100\operatorname{sen}^2\phi)}$ y no son tan pequeños como el término de la parte superior izquierda, pero significativamente menores que el de la inferior derecha.

El punto fundamental es que a partir de una matriz de la forma (1), transformándola a otra base mediante una rotación por un ángulo pequeño, de la original, obtenemos una matriz de la forma (3).

0.2 3 Términos de Masas DIRAC vs. MAJORANA, en el Lagrangeano

Experimentalmente, no sabemos mucho, sobre la masa del neutrino; pero, sobre bases teóricas generales, están permitidas dos clases distintas de términos másicos del neutrino, en el lagrangeano de las interacciones electrodébiles. Se denominan términos másicos DIRAC y MAJORANA, respectivamente.

Nótese que los términos másicos MAJORANA nada tienen que ver con la representación MAJORANA en un espacio espinorial. Se puede utilizar cualquier representación de los campos de los que se componen los términos másicos MAJORANA y DIRAC. Tampoco los términos másicos MAJORANA implican que las partículas/campos asociados, son fermiones MAJORANA, de los cuales usted puede haber tenido referencias. Los fermiones MAJORANA son sus propias anti-partículas. Más información al respecto en Sec. 5. Por ahora, asumiremos que los términos másicos DIRAC y MAJORANA contienen solamente partículas de tipo Dirac (en cualquier representación que prefiramos).

Los términos másicos DIRAC, que son los términos habituales en teoría cuántica de campos (QFT) introductoria, tienen la forma

$$-m_D\left(\bar{\nu}_L\nu_R+\bar{\nu}_R\nu_L\right), \tag{4}$$

y los términos másicos MAJORANA, que pueden parecer extraños para los no iniciados, tienen la forma

$$-\tfrac{1}{2}m_M^L\left(\bar{\nu}_L\nu_L{}^c+\bar{\nu}_L{}^c\nu_L\right)-\tfrac{1}{2}m_M^R\left(\bar{\nu}_R\nu_R{}^c+\bar{\nu}_R{}^c\nu_R\right), \tag{5}$$

donde los sub/superíndices L y R designan a la quiralidad levosa (de mano izquierda (LH)) o dextrosa (de mano derecha (RH)) y el superíndice c representa la conjugación de carga. Es decir,

ν_L destruye a un neutrino levoso y crea a un antineutrino dextroso,
$\bar{\nu}_L$ crea a un neutrino levoso y destruye a un antineutrino dextroso,
$\nu_L{}^c$ crea a un neutrino levoso y destruye a un antineutrino dextroso (al igual que $\bar{\nu}_L$),
$\bar{\nu}_L{}^c$ destruye a un neutrino levoso y crea a un antineutrino dextroso (igual que ν_L)
y para el subíndice R, intercambiar $L \leftrightarrow R$ en todo lo anterior.

Nótese que el subíndice siempre se refiere a partículas. Para un campo no conjugado, La ausencia de superrayado significa que destruye partículas, el superrayado significa que crea partículas y las acciones de las antipartículas para el mismo campo sólo invierten las acciones de la partícula (partícula ↔ antipartícula, LH ↔ RH, destruir ↔ crear).

La conjugación de carga de un campo, tiene el mismo efecto sobre la partícula/antipartícula y la creación/destrucción, que un superrayado (el superrayado, efectivamente, es una transposición del complejo conjugado [más una multiplicación por γ_0]). Es decir, el superrayado y el superíndice "c" tienen el mismo efecto. La conjugación de carga sólo nos permite tener el efecto de operador superrayado (fila) sobre un vector no superrayado (columna). De hecho, el símbolo $\nu_L\nu_L$ es utilizado por algunos por el término $\bar{\nu}_L{}^c\nu_L$ de (5), con cambios similares para otros términos, donde hay que tener en cuenta para tal notación, que el producto interno en el espacio espinorial, está implícito, aunque no haya ningún término obvio, transpuesto (vector fila a la izquierda), en $\nu_L \nu_L$.

Nótese que el primer término en (4) destruye a una partícula RH y crea a una LH. El diagrama FEYNMAN para este término, muestra a una partícula RH desapareciendo en un punto y a una partícula LH que aparece. Por tanto, no se conserva la carga débil (quiral), ya que un neutrino LH tiene carga débil +1/2 y un neutrino RH tiene carga débil cero. El número leptónico, sin embargo, se conserva, ya que empezamos con un neutrino (no un anti-neutrino) y terminamos con un neutrino.

De manera algo similar, el primer término de (5) crea dos neutrinos LH, del vacío y, por tanto, tampoco se conserva la carga débil. Pero, notablemente, no conserva al número leptónico (que los términos DIRAC sí lo hacen). Comenzamos con cero neutrinos y terminamos con dos neutrinos.

Tabla de integridad 1. Conservación de Carga Débil y del Número Leptónico

	Términos másicos Dirac	Términos másicos Majorana
¿Conservan carga débil?	No	No
¿Conservan número leptónico?	Sí	No

Matemáticamente, la conjugación de carga del campo, con C el operador de conjugación de carga, puede expresarse como

$$\nu^c = C\nu = i\gamma^2\nu^* \qquad \overline{\nu}^c = \nu^T C = \nu^T i\gamma^2, \tag{6}$$

que necesita algunos estudios en el espacio espinorial, para comprenderlo completamente, pero hacerlo así nos desviaría de nuestro propósito.

Con todo esto en mente, podemos entonces, expresar (4) y (5) en términos de una matriz de masas (escribiendo "h.c." para significar conjugado hermítico del término anterior), como

$$\mathcal{L}_{\substack{mass\\terms}} = -\frac{1}{2}\left(\overline{\nu}_L \overline{\nu}_R{}^c\right) \mathcal{M} \begin{pmatrix} \nu_L{}^c \\ \nu_R \end{pmatrix} + h.c. \tag{7}$$

con

$$\mathcal{M} = \begin{bmatrix} m_M^L & m_D \\ m_D & m_M^R \end{bmatrix}. \tag{8}$$

(Como veremos, la matriz en (8) es la análoga en el espacio de neutrinos, de la matriz (3) de Sección 2).

Los conjugados hermíticos de los campos son como sigue

$$\nu_L \xleftrightarrow{h.c.} \overline{\nu}_L \qquad \nu_R \xleftrightarrow{h.c.} \overline{\nu}_R \qquad \nu_L^c \xleftrightarrow{h.c.} \overline{\nu}_L^c \qquad \nu_R^c \xleftrightarrow{h.c.} \overline{\nu}_R^c,$$

así (7) se convierte (tomando el transpuesto del conjugado complejo del primer término en (7), para el segundo) en

$$\mathcal{L}_{\substack{mass\\terms}} = -\frac{1}{2}\left(\overline{\nu}_L \ \overline{\nu}_R{}^c\right)\mathcal{M}\begin{pmatrix}\nu_L{}^c\\ \nu_R\end{pmatrix} \ -\frac{1}{2}\left(\overline{\nu}_L{}^c \ \overline{\nu}_R\right)\mathcal{M}\begin{pmatrix}\nu_L\\ \nu_R{}^c\end{pmatrix}, \tag{9}$$

que, para nuestra identificación de los efectos de $\nu_L^c \nu_L^c$ y ν_R (ambos destruyen partículas RH y crean antipartículas LH), $\overline{\nu}_R^c$ y $\overline{\nu}_L$, ν_R^c y ν_L, $\overline{\nu}_L^c$ y $\overline{\nu}_R$, dan (4) y (5).

0.3 4Cachumbambeo

Supongamos, como se sugirió antes, que la ruptura de la simetría HIGGS o la GUT sólo da masa MAJORANA a los neutrinos. Es decir, que el acoplamiento al HIGGS (o los Higgses) no se hizo de una manera que llevara a términos de masa DIRAC. Así, la matriz de masas sería diagonal, a diferencia de (8), de la forma

$$\tilde{\mathcal{M}} = \begin{bmatrix} m_\nu & 0 \\ 0 & M \end{bmatrix}, \tag{10}$$

y nuestros términos másicos del lagrangeano lucirían como

$$\mathcal{L}_{\substack{mass\\terms}} = -\frac{1}{2}\left(\overline{\nu} \ \overline{N}\right)\tilde{\mathcal{M}}\begin{pmatrix}\nu\\ N\end{pmatrix} \ + \ h.c. \tag{11}$$

donde representamos a los campos directamente acoplados al HIGGS, por $(\nu \quad N)^T$. En otras palabras, ν y N son los estados propios másicos de nuestros neutrinos.

Por otra parte, los estados propios débiles ν_L y ν_R (y sus conjugados) (7), que son superposiciones lineales de ν y N, interactúan directamente mediante la fuerza débil y representan lo que detectamos en los experimentos sobre interacción débil (ignorando en este contexto, el hecho de que ν_R tiene carga débil cero y, por tanto, no interactúa de esa manera).

Determinar (10) a partir de (8) es sólo un problema de valores propios, con m_ν y M los valores propios. Esto es, podríamos considerar a nuestros campos de dos formas diferentes, pero esencialmente equivalentes: 1) una mixtura términos de masas MAJORANA y DIRAC, con el vector columna de los campos, en (7) ó 2) puros términos de masas MAJORANA, asociados a la matriz de masas de (10), cuyos campos asociados están representados por los diferentes vectores columna $(\nu \quad N)^T$.

Heurísticamente, encontrar $(\nu \quad N)^T$ a partir de $(\nu_L^c \quad \nu_R)^T$ puede considerarse como una "rotación" de nuestros vectores de la base de un espacio abstracto, hasta que demos con una alineación que dé a los campos vectoriales, los componentes $(\nu \quad N)^T$.

Suponiendo que ese es el caso en el mundo real (no tenemos manera de saberlo experimentalmente, hasta la fecha), ¿cómo se debería ver la matriz de masas (10) para que nos diera la clase de las masas (bien sea m_D o, tal vez, m_M^L) que apreciamos? Recuérdese que estamos en busca de una razón por la que la masa del neutrino es mucho menor que la de otras partículas.

Ese razonamiento postula que los componentes del campo del vector en (11) son los que directamente se acoplan al campo HIGGS. Funciona mejor si la masa $m_\nu = 0$, ya que eso significa que no hay acoplamiento HIGGS para el campo ν, pero si hay tal acoplamiento para el N (y (10) entonces se convierte en el análogo de (1) en la sección 2). Nótese que, si tomáramos $m_\nu \neq 0$, pero $m_\nu << M$, todavía tendríamos nuestro problema original, que es "¿por qué es una masa mucho más pequeña que las otras?". Tener masa cero (sin acoplamiento) es más fácil de explicar que una masa extremadamente pequeña (con acoplamiento extremadamente pequeño).

0.4 4.1 El Análisis de "Acceso Directo"

Teniendo en cuenta el tratamiento de la sección 2, inmediatamente podemos sacar conclusiones acerca de las magnitudes de los cuatro componentes de (8), dado (10) con el componente izquierdo superior, igual a cero y la base $(\nu \quad N)^T$ cercana de la base $(\nu_L^C \quad \nu_R)^T$. Es decir, tenemos la *jerarquía de masas* que necesitamos,

$$M \approx m_M^R >> m_D > m_M^L \approx 0, \tag{12}$$

donde la masa DIRAC m_D es la *media geométrica* de las masas MAJORANA a la izquierda y la derecha, los componentes de la diagonal de (8). Esto es

$$m_M^R m_M^L = m_D{}^2. \tag{13}$$

Adviértase que para un valor dado de m_D, un valor más alto para m_M^R significa un valor más bajo para m_M^L y viceversa. Esta es la razón para el nombre "*mecanismo cachumbambé* (*seesaw mechanism*)".

0.5 4.2 Análisis Formal del Valor Propio

El simple método de "deducción por analogía" de la sección anterior nos permite ver, de manera relativamente sencilla, la esencia del mecanismo cachumbambé. Pero, para cuantificarlo formalmente, tenemos el siguiente análisis, más riguroso.

La ecuación característica para la solución del problema de valores propios de (8), es

$$\left(m_M^L - \lambda\right)\left(m_M^R - \lambda\right) - \left(m_D\right)^2 = 0, \tag{14}$$

con valores propios,

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{2}\left(m_M^R + m_M^L\right) \pm \frac{1}{2}\sqrt{\left(m_M^R + m_M^L\right)^2 - 4\left(m_M^R m_M^L - m_D{}^2\right)}. \tag{15}$$

Para $\lambda_1 = m_\nu = 0$, debemos tener el signo menos en (15) y

$$m_M^R m_M^L = m_D{}^2, \tag{16}$$

que, no debe sorprender, es igual a (13).

Así, tendríamos, con el signo más en (15), para $\lambda_2 = M$,

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= m_\nu = 0 \\ \lambda_2 &= M = m_M^R + m_M^L . \end{aligned} \tag{17}$$

Calcularemos el vector propio N (para λ_2) expresado en la base $(\nu_L^c \quad \nu_R)^{\mathrm{T}}$ y dejamos el caso más simple del vector propio ν (para λ_1) al lector.

Del problema del valor propio de (7) y (8), con el valor propio λ_2 (17) obtenemos las dos ecuaciones

$$\begin{aligned} \left(m_M^L - \left(m_M^R + m_M^L\right)\right)\nu_L^c \quad + \quad m_D \nu_R &= 0 \\ m_D \nu_L^c \quad + \quad \left(m_M^R - \left(m_M^R + m_M^L\right)\right)\nu_R &= 0 . \end{aligned} \tag{18}$$

lo cual da

$$\nu_L^c = \frac{m_D}{m_M^R}\nu_R, \tag{19}$$

y un vector propio

$$N = \begin{bmatrix} \dfrac{m_D}{m_M^R}\nu_R \\ \nu_R \end{bmatrix}. \tag{20}$$

Hay que tener cuidado de notar que, aquí, el componente superior es, en realidad, el campo ν_L^c con el factor fraccionario indicando el tamaño del campo ν_L^c en comparación con el campo ν_R. Es decir, N es una superposición de los dos campos, tal que si ν_R tiene un coeficiente de uno en esa superposición, el campo ν_L^c tiene un coeficiente de m_D / m_M^R. En otras palabras, en (18), el símbolo ν_R realmente indica al coeficiente (efectivamente, la magnitud) del campo ν_R, no al campo mismo (al que denota su ubicación en el vector columna.)

Nótese también que, hasta aquí, hemos ignorado la mitad conjugada hermítica de (7), que tenemos que incluir. Así nuestro verdadero N incluirá eso también y, en términos de los campos mismos, en lugar de un vector de dos componentes, se expresa como

$$N = \left(\nu_R + \nu_R^c\right) + \frac{m_D}{m_M^R}\left(\nu_L + \nu_L^c\right). \tag{21}$$

Del mismo modo, se encuentra que el otro vector propio viene dado por

$$\nu = \left(\nu_L + \nu_L^c\right) - \frac{m_D}{m_M^R}\left(\nu_R + \nu_R^c\right). \tag{22}$$

Si ahora suponemos (lo cual justificaremos después) que

$$m_M^R >> m_D, \tag{23}$$

entonces, N se compone casi enteramente de ν_R (y su homólogo hermano ν_R^c); por (17) y (23), es muy pesado y, por tanto, es efectivamente estéril. Recíprocamente, ν_R puede considerarse como formado, casi en su totalidad, por N. Del mismo modo, ν está conformado casi en su totalidad ν_L (y ν_L^c) y, recíprocamente, ν_L está casi enteramente, compuesto del ingrávido ν.

De (16), se ve que, para un valor dado de m_D, un valor más alto para m_M^R significa un valor menor para m_M^L y viceversa y, de allí, el nombre "mecanismo cachumbambé". Además, por (21) y (22), cuanto mayor sea el valor de m_M^R, más $\nu_R \rightarrow N$ y $\nu_L \rightarrow \nu$.

Considerándolo de una manera diferente, dadas m_M^R y m_M^L, m_D será la media geométrica de las dos masas y, generalmente, estará más cerca de la menor de las dos. (Si m_M^R = 100 y m_M^L = 1, entonces m_D = 10). Además, si se cumple (23), por (16), tenemos

$$m_M^L \approx 0 \quad \text{(pero no 0)}, \tag{24}$$

y, por (17),

$$m_M^R \approx M. \tag{25}$$

Así, la jerarquía de masas aparece de forma natural, como

$$M \approx m_M^R >> m_D > m_M^L \approx 0. \tag{26}$$

Estos resultados coinciden con los del enfoque más simple de la sección 4.1.

La hipótesis $m_M^R >> m_D$

Un lector astuto, que no hubiera leído las secciones 2 y 4.1, podría cuestionar si hemos ganado algo. Originalmente, se buscó una razón por la que la conocida masa DIRAC m_D es tan pequeña, comparada con otras masas. Llegamos a eso mediante el análisis de valores propios anterior; pero en el proceso, tuvimos que hacer otra, aparentemente arbitraria, suposición (23). Con esta hipótesis, parece que simplemente, estamos sustituyendo un problema de jerarquía de masas, por otro. Es decir, ahora tenemos que preguntarnos por qué m_D resulta para ser mucho más pequeña que m_M^R.

La respuesta es esta. Si comenzamos con la matriz de masas (10) con un campo de masa cero (desacoplado a la(s) partícula(s) HIGGS),

$$\tilde{\mathcal{M}} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & M \end{bmatrix}, \tag{27}$$

y hacemos una ligera "rotación" en el espacio 2D de $(\nu \quad N)^{\mathrm{T}}$, terminamos con una matriz como (8), con la característica (23), que sirvió como nuestra hipótesis inicial, pero que se justifica si empezamos con (27). Nuestra hipótesis se reduce simplemente a asumir una pequeña transformación.

0.6 5 Distinción entre Términos de Masa MAJORANA, Partículas y Representación

El adjetivo «MAJORANA» se aplica a tres cosas muy diferentes, que tenemos que distinguir entre sí.

El primer uso que descubre a mayoría de la gente, de este término, es una de las tres representaciones de matrices y espinores DIRAC. Las tres representaciones son DIRAC-PAULI (representación estándar), WEYL y MAJORANA. Como se señaló al principio, este uso de «MAJORANA» nada tiene que ver con los términos de masa MAJORANA de este artículo. Todo el contenido en este artículo se puede hacer en cualquiera de las tres representaciones.

En este documento, hasta ahora hemos estado tratando con el segundo uso del término con respecto a los tipos de términos de masa MAJORANA vs. DIRAC, en el lagrangeano, es decir, (4) y (5). Los neutrinos y las matrices DIRAC en estos términos, se pueden representar por cualquiera de las tres representaciones anteriores.

El tercer uso del término se refiere al tipo de neutrino. Una *partícula* MAJORANA se define como una partícula que es su propia antipartícula. Por otra parte, una partícula DIRAC, tiene una antipartícula que es distintamente diferente de aquella. Por lo general, en casi todos los estudios de QFT, uno trata con partículas de tipo DIRAC.

Los neutrinos son las únicas partículas que pueden ser de los tipos DIRAC o MAJORANA. Todos los otros fermiones conocidos experimentalmente, son, exclusivamente, fermiones DIRAC. No se conocen experimentos hasta la fecha (enero de 2015) que hayan sido capaces de determinar si los neutrinos son partículas MAJORANA o DIRAC. Experimentos de doble decaimiento beta podrían un día ser capaces de hacer esto.

Por otra parte, las partículas MAJORANA son las más fáciles de manejar matemáticamente, en la representación MAJORANA.

Nótese que los neutrinos que consideramos en nuestros términos másicos pueden ser neutrinos DIRAC o MAJORANA, pero ambos tipos de términos másicos tendrían que referirse al mismo tipo de partícula. De (4) y (5), vemos que las partículas en cada tipo de términos, están representadas por los mismos símbolos; es decir, representan el mismo tipo de partícula (DIRAC o MAJORANA) en *ambos* tipos de términos másicos (DIRAC y MAJORANA).

Resumiendo, podemos tener

- Representación Majorana en un espacio espinorial (ella o una de las otras 2 representaciones puede utilizarse para todo lo que sigue).
- Términos másicos MAJORANA vs. DIRAC en el Lagrangeano (ambos juntos pueden utilizarse con cualquier tipo de partícula en lo que sigue).
- partículas de tipo MAJORANA vs. Dirac (las MAJORANA son sus propias antipartículas).

0.7 6 Comentarios sobre la Conservación del Número Leptónico

En cuanto a los tipos de los términos másicos MAJORANA vs. DIRAC en el lagrangeano, vimos (ver Tabla de Integridad 1, pág. 4) cómo ambos tipos de términos no conservan carga débil. También vimos que los términos másicos MAJORANA llevan a la no conservación del número leptónico, mientras que los términos másicos DIRAC, a la conservación del número leptónico. Estos resultados fueron específicamente para neutrinos DIRAC en ambos tipos de términos másicos, donde los neutrinos DIRAC tienen número leptónico +1 y los antineutrinos DIRAC tienen número leptónico –1.

Sin embargo, ¿qué pasaría si los neutrinos considerados en el experimento fueran realmente neutrinos MAJORANA? Entonces, los neutrinos y los antineutrinos tendrían el mismo número leptónico, puesto que son la misma partícula. Pero, este número tendría que ser su propio opuesto, ya que los números quánticos de las antipartículas tienen signo opuesto al de las partículas. Cero es el único número que funciona, por lo que podríamos concluir que las partículas MAJORANA tienen número leptónico cero.

Consecuentemente, para neutrinos MAJORANA de ambos tipos de términos másicos, ninguna de las interacciones de los términos másicos únicamente o de cualquier otra forma, darán lugar a cambio del número leptónico. Por lo tanto, si estamos tratando con neutrinos MAJORANA, el "No" que tenemos en la última fila, última columna de la Tabla de Integridad 1, cambiará a un "Sí". Previo a esto, habíamos supuesto que trabajábamos con neutrinos Dirac.

Sin embargo, consideremos a una interacción típica como

$$n \to p + e \ + \overline{\nu} \qquad \overline{\nu} = \nu \text{ : para el neutrino MAJORANA} \tag{28}$$

donde, lo que generalmente considerábamos un antineutrino DIRAC con número leptónico –1, es ahora un neutrino MAJORANA con número leptónico 0. Así, comenzamos con un neutrón de número leptónico cero, pero terminamos con productos que tienen un número leptónico neto +1 (del electrón en (28)). Concluimos que a pesar de que los neutrinos MAJORANA en los términos másicos del lagrangeano (ambos términos másicos DIRAC y MAJORANA) no darán lugar a la violación del número leptónico, las interacciones de los neutrinos Majorana si lo harán.

Así, tendremos no conservación del número leptónico para i) neutrinos DIRAC si, y sólo si, existen términos másicos MAJORANA en el lagrangeano o ii) los fermiones MAJORANA, independientemente de qué términos másicos estén en el lagrangeano.

0.8 Conclusión

Si el mecanismo cachumbambé existe, entonces tenemos ambos tipos de términos másicos de (4) y (5) y con

$$M \approx m_M^R >> m_D > m_M^L \approx 0, \tag{29}$$

y para los cuales podríamos tener, en un escenario, neutrinos DIRAC representados por ν_L y ν_R, si sólo existen neutrinos DIRAC. Alternativamente, en su lugar, podríamos tener neutrinos MAJORANA, representados por esos símbolos. En cualquier caso, nuestros términos de interacción incluirían a los símbolos ν_L y ν_R, junto con los campos vectoriales bosónicos intermedios.

Para m_D mucho mayor que m_M^L, el término másico m_D no desempeñaría ningún papel en la teoría a los niveles de energía actuales. Así que efectivamente veríamos a los neutrinos, sean DIRAC o MAJORANA, con masa m_M^L, es decir, con masa de los términos másicos MAJORANA en $\mathcal{L}$.

1 Referencias

[1] C. L. COWAN, et al. *Science* **124** (1956) 103.
[2] K. NAKAMURA et al. *J. Phys.* **G37** (2010) 075021.
[3] T. KAFKA et al. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **64** (2010) 181-183.
[4] P. Minkowski, Phys. Lett. B67 (1977) 421.
[5] M. P. GELL-MANN et al en **Supergravity**, Eds. P. van Nieuwenhuizen and D. Z. FREEDMAN (North-Holland, Amsterdam, 1979).

T. YANAGIDA, en **Proceedings of Workshop on Unified Theory and Baryon Number in the Universe**, Eds. O. Sawada and A. Sugamoto (KEK, Ibaraki, 1979).
[6] L. WOLFENSTEIN, *Phys. Rev.* **D17** (1978) 2369.
S. P. MIKHEEV and A. Yu. SMIRNOV, *Yad. Fiz.* **42** (1985) 1441; *Nuovo Cim.* **9C** (1986) 17.
[7] J. N. BAHCALL and M. H. PINSONNEAULT, *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 121301.
[8] B. T. CLEVELAND et al. *Astrophys. J.* **496** (1998) 505-526.
[9] W. Hampel et al. (GALLEX Collaboration), Phys. Lett. B447 (1999) 127-133.
M. ALTMANN et al. (GNO Collaboration), *Phys. Lett.* **B616** (2005) 174-190.
[10] J. N. ABDURASHITOV et al. (SAGE Collaboration), *Phys. Rev.* **C60** (1999) 055801.
[11] Y. FUKUDA et al. (Kamiokande Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 1683.
[12] S. FUKUDA et al. (Super-Kamiokande Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 5656-5660.
[13] J. BOGER et al. (SNO Collaboration), *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **A449** (2000) 172.
[14] B. AHARMIM et al. (SNO Collaboration), *Phys. Rev.* **C75** (2007) 045502.
[15] B. AHARMIM et al. (SNO Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 111301.
[16] B. AHARMIM et al. (SNO Collaboration), *Phys. Rev.* **C81** (2010) 055504.
[17] G. ALIMONTI et al. (Borexino Collaboration), *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **A600** (2009) 568.
[18] C. ARPESELLA et al. (Borexino Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 091302.
[19] G. BELLINI et al. (Borexino Collaboration), *Phys. Rev.* **D82** (2010) 033006.
[20] T. ARAKI et al. (KamLAND Collaboration), *Nature* **436** (2005) 499-503.
[21] G. BELLINI et al. (Borexino Collaboration), *Phys. Rev.* **B687** (2010) 299-304.
[22] Y. FUKUDA et al. (Super-Kamiokande Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 1562.
[23] Y. Ashie et al. (Super-Kamiokande Collaboration), *Phys. Rev.* **D71** (2005) 112005.
[24] Y. Ashie et al. (Super-Kamiokande Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 101801.
[25] R. WENDELL et al. (Super-Kamiokande Collaboration), *Phys. Rev.* **D81** (2010) 092004.
[26] M. APOLLONIO et al. (CHOOZ Collaboration), *Eur. Phys. J.* **C27** (2003) 331-

374.
[27] S. ABE et al. (KamLAND Collaboration), *Phys. Rev.* **C81** (2010) 025807.
[28] K. EGUCHI et al. (KamLAND Collaboration), *Phys. Rev. Lett*. **90** (2003) 021802.
[29] T. ARAKI et al. (KamLAND Collaboration), *Phys. Rev. Lett*. **94** (2005) 081801.
[30] A. GANDO et al. (KamLAND Collaboration), *Phys. Rev.* **D83** (2011) 052002.
[31] M. H. AHN et al. (K2K Collaboration), *Phys. Rev*. **D74** (2006) 072003.
[32] G. G. MICHAEL et al. (MINOS Collaboration), *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res*. **A596** (2008) 190.
[33] P. ADAMSON et al. (MINOS Collaboration), *Phys. Rev. Lett*. **106** (2011) 181801.
[34] P. ADAMSON et al. (MINOS Collaboration), *Phys. Rev. Lett*. **107** (2011) 021801.
[35] P. ADAMSON et al. (MINOS Collaboration), *Phys. Rev*. **D82** (2010) 051102.
[36] A. AGUILAR et al. (LSND Collaboration), *Phys. Rev.* **D64** (2001) 112007.
[37] B. ARMBRUSTER et al. (KARMEN Collaboration), *Phys. Rev.* **D65** (2002) 112001.
[38] A. A. AGUILAR-AREVALO et al. (MiniBooNE Collaboration), *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res*. **A599** (2009) 28.
[39] A. A. AGUILAR-AREVALO et al. (MiniBooNE Collaboration), *Phys. Rev. Lett*. **98** (2007) 231801; ibid. **102** (2009) 101802.
[40] A. A. AGUILAR-AREVALO et al. (MiniBooNE Collaboration), *Phys. Rev. Lett*. **105** (2010) 181801.
[41] K. Elsener (Ed.), The CERN neutrino beam to Gran Sasso (Conceptual Technical Design), CERN 98-02, INFN/AE-98/05 (1998).
R. BAILEY et al., The CERN neutrino beam to Gran Sasso (NGS) (Addendum to report CERN 98-02, INFN/AE-98/05), CERN-SL/99-034(DI), INFN/AE-99/05 (1999).
[42] N. AGAFONOVA et al. (OPERA Collaboration), *Phys. Lett*. **B691** (2010) 138-145.
[43] A. MENEGOLLI et al. (ICARUS Collaboration), *J. Phys. Conf. Ser*. **203** (2010) 012107.
[44] T. SCHWETZ et al., *New J. Phys*. **13** (2011) 062004.
[45] F. ARDELLIER et al. (Double Chooz Collaboration), arXiv:hep-ex/0606025.
[46] J. K. AHN et al. (RENO Collaboration), arXiv:hep-ex/1003.1391.
[47] X. GUO et al. (Daya Bay Collaboration), arXiv:hep-ex/0701029.
[48] K. ABE et al. (T2K Collaboration), *Nucl. Instrum. Meth*. **A659** (2011) 106.

[49] K. Abe et al. (T2K Collaboration), *Phys. Rev. Lett*. **107** (2011) 041801.
[50] D. KIELCZEWSKA et al. (T2K Collaboration), *Acta Phys. Polon*. **B41** (2010) 1565-1578.
[51] D. S. AYRES et al. (NO*v*A Collaboration), The NO*v*A Technical Design Report, FERMILAB-DESIGN-2007-01 (2007).
[52] J. BERNABEU et al., EURONU WP6 2009 yearly report: Update of the physics potential of Nufact, superbeams and betabeams [arXiv:1005.3146].
[53] C. KRAUS et al., *Eur. Phys. J*. **C40** (2005) 447-468.
V.N. ASEEV et al., *Phys. Rev*. **D84** (2011) 112003.
[54] A. MONFARDINI et al., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **A559** (2006) 346-348.
[55] A. OSIPOWICZA et al. (KATRIN Collaboration), arXiv:hep-ex/0109033.
[56] B. MONREAL and J. A. Formaggio, *Phys. Rev*. **D80** (2009) 051301.
[57] L. BAUDIS et al., *Phys. Rev. Lett*. **83** (1999) 41.
C. E. AALSETH et al. (IGEX Collaboration), *Phys. Rev.* **D65** (2002) 092007.
[58] H. V. KLAPDOR-KLEINGROTHAUS et al. *Mod. Phys. Lett*. **A16** (2001) 2409-2420.
[59] H. V. KLAPDOR-KLEINGROTHAUS et al. *Phys. Lett*. **B586** (2004) 198-212.
[60] H. V. KLAPDOR-KLEINGROTHAUS et al. *Mod. Phys. Lett*. **A21** (2006) 1547-1566.
[61] G. ZUZEL et al. (GERDA Collaboration), *Acta Phys. Polon*. **B41** (2010) 1469-1476.
[62] V. E. GIUSEPPE et al. (Majorana Collaboration), *Nucl. Phys*. (*Proc. Suppl*.) **B217** (2011) 44-46.
[63] T. BLOXHAM et al. (COBRA Collaboration), *Phys. Rev.* C76 (2007) 025501.
K. ZUBER, *Phys. Lett*. **B519** (2001) 1.
[64] E. ANDREOTTI et al. (CUORICINO Collaboration), *Astropart. Phys*. **34** (2011) 822-831.
C. Arnaboldi et al. (CUORICINO Collaboration), *Phys. Rev.* **C78** (2008) 035502.
[65] F. ALESSANDRIA et al. (CUORE Collaboration), *Astropart. Phys*. submitted [arXiv:1109.0494].
[66] C. KRAUS et al. (SNO+ Collaboration), *Prog. Part. Nucl. Phys*. **64** (2010) 273-277.
[67] A. TERASHIMA et al. (KamLAND Collaboration), *J. Phys. Conf. Ser.* **120** (2008) 052029.
M. KOGA et al., KamLAND double-beta decay experiment using ^{136}Xe, Int. Conf. on High Energy Physics (ICHEP), Paris, July 2010.
[68] M. BONGRAND et al. (NEMO-3 Collaboration), arXiv:1105.2435.
[69] C. MARQUET et al. (SuperNEMO Collaboration), *Proc. Sci.* PoS (ICHEP

2010) 307.
[70] C. Hall et al. (EXO Collaboration), Proc. Sci. PoS (ICHEP 2010) 300.
[71] F. Grafiena et. al. (NEXT Collaboration), arXiv:0907.4054.
[72] J. J. GOMEZ-CADENAS et. al., *J. Cosmol. Astropart. Phys*. **1106** (2011) 007.
[73] K. HIRATA et al., *Phys. Rev. Lett*. **58** (1987) 1490.
R. BIONTA et al., *Phys. Rev. Lett*. **58** (1987) 1494.
E. N. Alekseev et al., JETP Lett. 45 (1987) 589.
[74] C. LUNARDINI and A. Y. SMIRNOV, *J. Cosmol. Astropart. Phys*. **0306** (2003) 009.
[75] S. Choubey et al., arXiv:1008.0308.
[76] K. SCHOLBERG, *J. Phys. Conf. Ser*. **203** (2010) 012079.
[77] C. A. DUBA et al., *J. Phys. Conf. Ser*. **136** (2008) 042077.
[78] I. GIL-BOTELLA and A. Rubbia, *J. Cosmol. Astropart. Phys*. **0408** (2004) 001; ibid. **0310** (2003) 009.
A. BUENO, I. GIL-BOTELLA and A. RUBBIA, arXiv:hep-ph/0307222.
[79] P. ANTONIOLI et al., *New. J. Phys*. **6** (2004) 114.
[80] J. MARICIC, *J. Phys. Conf. Ser*. **259** (2010) 012038.
[81] K. NAKAMURA, *Int. J. Mod. Phys*. **A18** (2003) 4053.
[82] A. BELLEFON et al., arXiv:hep-ex/0607026.
[83] A. RUBBIA, *J. Phys. Conf. Ser.* **171** (2009) 012020.
[84] B. BALLER et al., LAr5 — A liquid argon neutrino detector for long baseline neutrino physics, FERMILAB-PROPOSAL-0982.
[85] T. Marrodan Undagoitia et al., J. Phys. Conf. Ser. 39 (2006) 278-280.
[86] J. MARICIC, *J. Phys. Conf. Ser.* **203** (2010) 012137.
[87] A. RUBBIA, *Acta Phys. Polon*. **B41** (2010) 1727-1732.
[88] D. AUTIERO et al., *J. Cosmol. Astropart. Phys*. **0711** (2007) 011.
[89] M. MALEK et al., *Phys. Rev. Lett*. **90** (2003) 061101.
[90] J. F. BEACOM, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci*. **60** (2010) 439-462.
[91] A. G. COCCO et al., *J. Cosmol. Astropart. Phys*. **0412** (2004) 002.
[92] C. L. COWAN, F. REINES, F. B. HARRISON, E. C. ANDERSON and F. N. HAYES, *Science* **124** (1956) 103.
[93] I. Gil-BOTELLA. arXiv:1504.03551v1 [hep-ph] 14 Apr 2015
[94] Maveric149 et al. https://es.wikipedia.org/wiki/Neutrino?oldid=87471804.
[95] C. GIUNTI and C. W. KIM, **Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics** (Oxford University Press, Oxford, 2007).
[96] M. C. GONZALEZ-GARCIA and M. MALTONI, *Phenomenology with massive neutrinos*, *Phys. Rept*. **460** (2008) 1.
K. ZUBER, **Neutrino Physics**, Series in High Energy Physics, Cosmology and

Gravitation, 2nd edn. (CRC Press, Boca Raton, FL, 2010).
[97] A. DE GOUVEA (Conv.) et al. Neutrinos. arXiv:1310.4340v1 [hep-ex] (2013).
[98] R. D. KLAUBER (2012). The Seesaw Mechanism. www.quantumfieldtheory.info.

References[edit]

Es posible generar dos neutrinos livianos pero másicos con un único neutrino dextroso, pero los espectros resultantes generalmente no son viables.

P. Minkowski (1977). "$\mu \to e\gamma$ at a Rate of One Out of 1-Billion Muon Decays?". Physics Letters B 67 (4): 421. Bibcode:1977PhLB...67..421M. doi:10.1016/0370-2693(77)90435-X.

M. Gell-Mann, P. Ramond and R. Slansky, in Supergravity, ed. by D. Freedman and P. Van Nieuwenhuizen, North Holland, Amsterdam (1979), pp. 315-321. ISBN 044485438X

T. Yanagida (1980). "Horizontal Symmetry and Masses of Neutrinos". Progress of Theoretical Physics 64 (3): 1103–1105. doi:10.1143/PTP.64.1103.

R. N. Mohapatra, G. Senjanovic (1980). "Neutrino Mass and Spontaneous Parity Nonconservation". Phys. Rev. Lett. **44** (14): 912–915.

Bibcode:1980PhRvL..44..912M. doi:10.1103/PhysRevLett.44.912.
J. Schechter, José W. F. Valle; Valle, J. (1980). "Neutrino masses in SU(2) ⊗ U(1) theories". Phys. Rev. 22 (9): 2227–2235. Bibcode:1980PhRvD..22.2227S. doi:10.1103/PhysRevD.22.2227.

R. D. Klauber (2012). The Seesaw Mechanism. www.quantumfieldtheory.info