Perfil de cuerdas cósmicas no estándares

José Antonio García Hernández

Instituto de Ciencias Nucleares, UNAM

Seminario de estudiantes
9 de marzo, 2023

Defectos topológicos

Defecto topológico: singularidad que no puede ser removida sin afectar el campo a largas distancias.

Muy estables.

En física de la materia condensada existen varios ejemplos de defectos topológicos

- Líneas de flujo magnético en superconductores de tipo II
- Líneas de vórtices cuánticos en helio superfluido
- Vórtices en nemáticos
- etc.

Sin embargo, en la física del univeso temprano aún son objetos hipotéticos

Variedad de vacío $\mathcal{M}$: conjunto de puntos de vacío degenerados de la teoría.

Estudiar la topología de la variedad de vacío $\mathcal{M}$ nos permite ver que tipo de defectos topológicos pueden existir.

Grupo de homotopía $\pi_n(\mathcal{M})$: contiene informacion de las singularidades de un espacio.

Estudiamos sus grupos de homotopía $\pi_n(\mathcal{M})$.

Si $\pi_n(\mathcal{M}) \neq I \Rightarrow$ defectos topológicos.

Si $\pi_n(\mathcal{M}) = \mathbb{Z} \Rightarrow$ carga topológica (*winding number*).

Mecanismo de Kibble

Se cree que hubo transiciones de fase en el universo temprano, en las cuales se crearon defectos topológicos.

Ejemplos:

- $\pi_0(\mathcal{M}) \neq I \Rightarrow$ Pared de dominio (domain wall).
- $\pi_2(\mathcal{M}) \neq I \Rightarrow$ Monopolo
- $\pi_1(\mathcal{M}) \neq I \Rightarrow$ Vórtice (2d), cuerdas cósmicas (3d)

Cuerdas Cósmicas

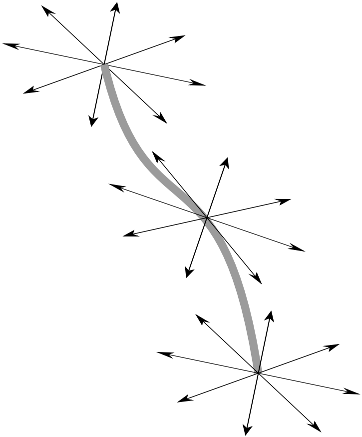

Figure: Vórtices de dos dimensiones uno encima de otro, formando una cuerda en tres dimensiones.

Simetría global exacta $\mathrm{U}(1)_{B-L}$

En el modelo estándar la simetría $\mathrm{U}(1)_{B-L}$ es global y exacta. B número bariónico, L número leptónico.

Extraño: una simetría exacta solo es natural cuando es local, i.e una simetría de norma.

Simetría de norma

Promovemos $\mathrm{U}(1)_{B-L}$ global a $\mathrm{U}(1)_{B-L}$ local. La combinamos con $\mathrm{U}(1)_Y$.

Introducimos un nuevo acoplamiento de norma h'. Definimos a la nueva carga como

$$Y' = 2hY + \frac{h'}{2}(B - L).$$

Tomamos como grupo de norma a $\mathrm{U}(1)_{Y'}$.

Anomalía de norma

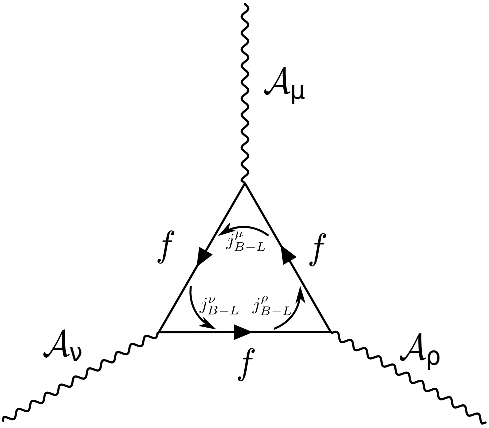

Figure: En cada vértice los quarks de una generación contribuyen con $B = 4$, y los leptones con $L = 3$. $B - L \neq 0$.

Anomalía de norma. Se cura añadiendo un neutrino derecho ν_R ($L = 1$) a cada generación.

Podemos dar masa a los neutrinos con un término masa de Dirac

$$f_\nu \left[\bar{\nu}_R \begin{pmatrix} -\Phi_0 & \Phi_+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \bar{\nu}_L & \bar{e}_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\Phi_0^* \\ \Phi_+^* \end{pmatrix} \nu_R \right],$$

con f_ν un acoplamiento de Yukawa.

Sin promover $\mathrm{U}(1)_{B-L}$ a una simetría de norma podemos dar masa a los neutrinos con un término de masa de Majorana

$$M\bar{\nu}_M\nu_M.$$

Sin embargo, en nuestro escenario, este término está prohibido ya que rompe la simetría $\mathrm{U}(1)_{Y'}$.

Para introducir un término de masa tipo Majorana solo para ν_R, independiente de ν_L, introducimos un nuevo campo de Higgs $\chi \in \mathbb{C}$

$$f_{\nu_R} \nu_R^T \chi \nu_R + \text{c.c.},$$

donde f_{ν_R} es un acoplamiento de Yukawa.

Para preservar la invarianza de norma, el campo χ debe tener una carga $B - L = 2$.

Generamos la masa de Majorana por el mecanismo de Higgs usando el nuevo campo de Higgs $\chi \in \mathbb{C}$.

Llamamos v' al valor esperado del vacío de χ.

χ genera una masa de Majorana para el neutrino derecho $M = f_{\nu_R} v'$.

χ se introduce en el Lagrangiano con

$$V' = \frac{m'^2}{2}\chi^*\chi + \frac{\lambda'}{4}(\chi^*\chi)^2.$$

Es natural incluir un término mixto del tipo

$$\frac{\kappa}{2}\Phi^\dagger\Phi\chi^*\chi.$$

Asumimos $v' \gg v$.

Y también $f_{\nu_R} \simeq O(1)$ que da una masa grande al neutrino derecho.

Lagrangiano

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L} \; = \; & \frac{1}{2}(D^\mu \Phi)^\dagger D_\mu \Phi - \frac{m^2}{2}\Phi^\dagger \Phi - \frac{\lambda}{4}(\Phi^\dagger \Phi)^2 - \frac{\lambda}{4} v^4 \\
& + \frac{1}{2}(D^\mu \chi)^* D_\mu \chi - \frac{m'^2}{2}\chi^* \chi - \frac{\lambda'}{4}(\chi^* \chi)^2 - \frac{\lambda'}{4} v'^4 \\
& - \frac{\kappa}{2}\Phi^\dagger \Phi \chi^* \chi - \frac{\kappa}{2} v^2 v'^2 - \frac{1}{4}\mathcal{F}^{\mu\nu}\mathcal{F}_{\mu\nu},
\end{aligned}
$$

- $\Phi = (\phi_+, \phi_0)^\mathsf{T} \in \mathbb{C}^2$
- $D_\mu \Phi = (\partial_\mu + ih\mathcal{A}_\mu)\Phi$
- $D_\mu \chi = (\partial_\mu + ih'\mathcal{A}_\mu)\chi$

Para que el potencial esté acotado por abajo necesitamos que

$$\lambda > 0, \quad \lambda' > 0, \quad \kappa^2 < \lambda\lambda',$$

y para que ocurra un rompimiento espontáneo de simetría

$$m^2 = -\kappa v'^2 - \lambda v^2 < 0, \quad m'^2 = -\kappa v^2 - \lambda' v'^2 < 0.$$

Ecuaciones de movimiento

$$
\begin{aligned}
D^\mu D_\mu \Phi &= -m^2\Phi - \lambda(\Phi^\dagger\Phi)\Phi - \kappa\Phi\chi^*\chi \\
D^\mu D_\mu \chi &= -m'^2\chi - \lambda'(\chi^*\chi)\chi - \kappa\chi\Phi^\dagger\Phi \\
\partial^\lambda \mathcal{F}_{\lambda\nu} &= -\frac{ih}{2}\left[(D_\nu\Phi)^\dagger\Phi - \Phi^\dagger(D_\nu\Phi)\right] \\
&\quad -\frac{ih'}{2}\left[(D_\nu\chi)^*\chi - \chi^*(D_\nu\chi)\right]
\end{aligned}
$$

Ansatz

$\mathcal{M} = \mathrm{U}(1) \Rightarrow \pi_1(\mathrm{U}(1)) = \mathbb{Z} \Rightarrow$ cuerdas cósmicas.

Solo consideramos la componente ϕ_0 del campo de Higgs Φ.

Ansatz cilíndrico y estático

$$\begin{aligned} \phi_0(r,\varphi) &= \phi(r)e^{in\varphi} \\ \chi(r,\varphi) &= \xi(r)e^{in'\varphi} \\ \mathcal{A}(r) &= \frac{a(r)}{r}\hat{\varphi}. \end{aligned}$$

Ecuaciones de movimiento

$$\partial_r^2\phi + \frac{1}{r}\partial_r\phi - \frac{(n+ha)^2}{r^2}\phi - m^2\phi - \lambda\phi^3 - \kappa\phi\xi^2 = 0$$

$$\partial_r^2\xi + \frac{1}{r}\partial_r\xi - \frac{(n'+h'a)^2}{r^2}\xi - m'^2\xi - \lambda'\xi^3 - \kappa\xi\phi^2 = 0$$

$$\partial_r^2 a - \frac{1}{r}\partial_r a - h(n+ha)\phi^2 - h'(n'+h'a)\xi^2 = 0.$$

Condiciones de frontera

$$\phi(0) = 0, \qquad \lim_{r\to\infty}\phi(r) = v$$

$$\xi(0) = 0, \qquad \lim_{r\to\infty}\xi(r) = v'$$

$$a(0) = 0, \quad \lim_{r\to\infty} a(r) = -\frac{n}{h} = -\frac{n'}{h'}.$$

Problema con condiciones a la frontera, soluciones numéricas con el método de Newton amortiguado.

Las soluciones están definidas de manera única al definir v, v', λ, λ', h, h', n y n'.

Escogimos $v' \gg v$.

$v = 246$ GeV se usa para convertir a todas las variables adimensionales a unidades físicas.

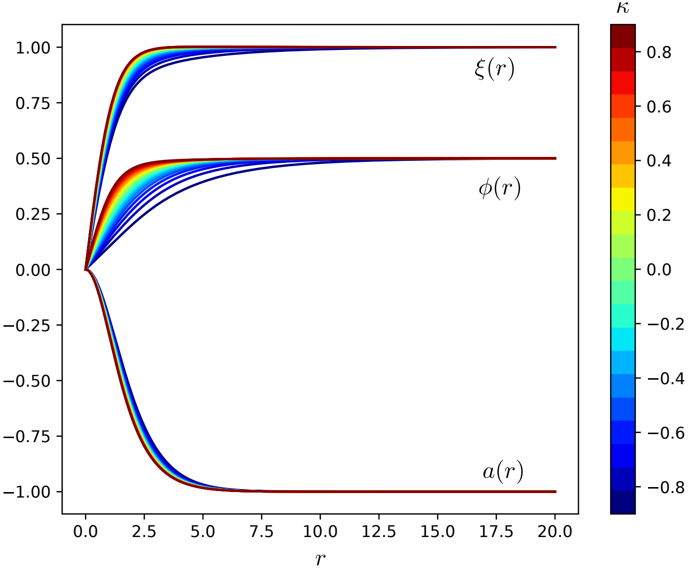

Figure: $v = 0.5,\ v' = 1,\ n = n' = h = h' = \lambda = \lambda' = 1.$

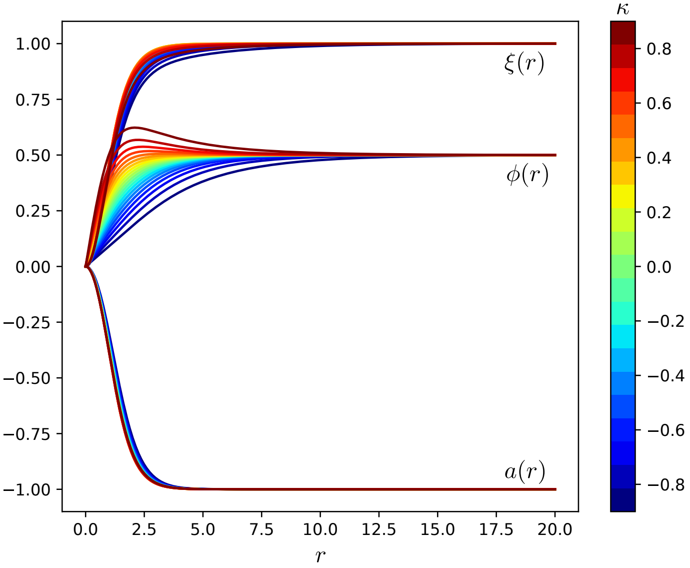

Figure: $v = 0.5,\ v' = 1,\ n = 1,\ n' = 2,\ h = 1,\ h' = 2,$
$\lambda = \lambda' = 1.$

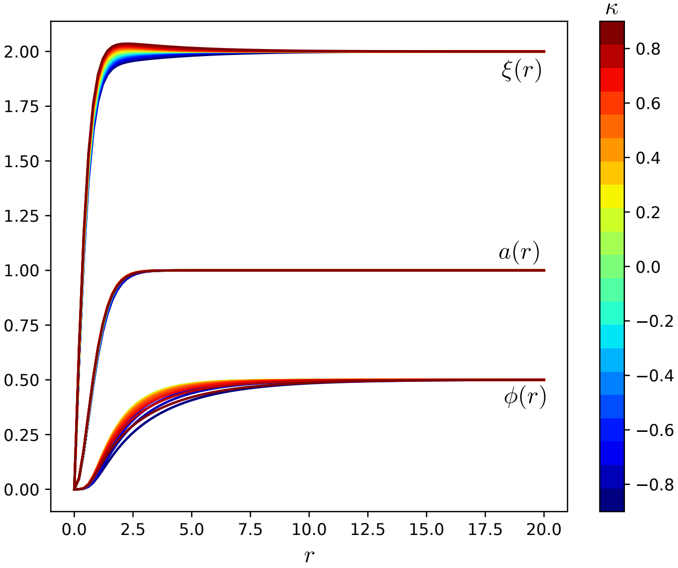

Figure: $v = 0.5$, $v' = 2$, $n = -5$, $n' = -1$, $h = 5$, $h' = 1$, $\lambda = \lambda' = 1$. This is an example from the SO(10) model.

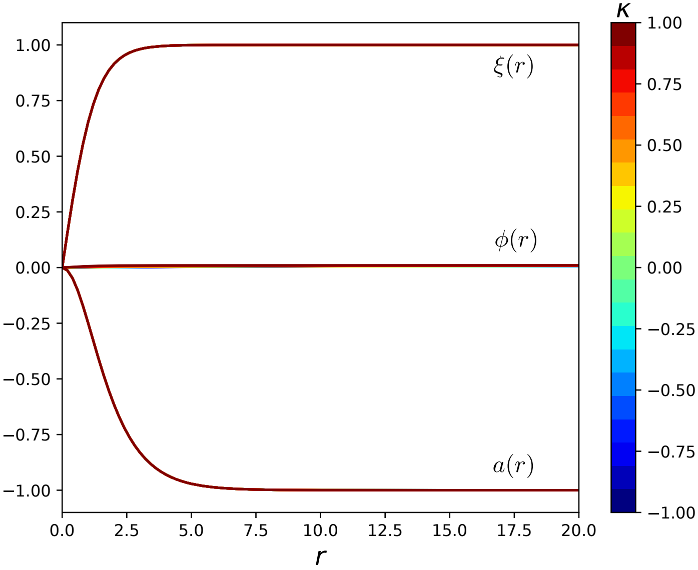

Figure: $n = h = n' = h' = \lambda = \lambda' = 1,\ v = 0.01,\ v' = 1.$

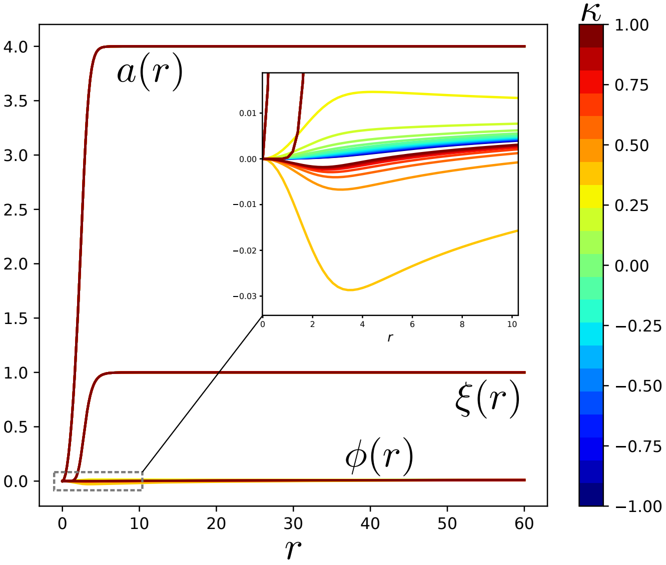

Figure: $n = -2,\ h = 0.5,\ n' = 10,\ h' = -2.5,\ \lambda = 1,\ \lambda' = 1,\ v = 0.01,\ v' = 1.$

Conclusiones

En esta extensión del MS hemos introducido

- Un nuevo acoplamiento de norma h'
- Un neutrino derecho ν_R
- Un nuevo campo de Higgs $\chi \in \mathbb{C}$

A larga distancia no afecta a la física conocida.

No observado pero en principio detectable.

Es un escenario posible sin contradicciones a la física del modelo estándar.