

# Perfil de cuerdas cósmicas no estándares

José Antonio García Hernández

Instituto de Ciencias Nucleares, UNAM

Seminario de estudiantes  
8 de diciembre, 2022

# Defectos topológicos

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

Muy estable.

Estudiamos la topología de la variedad de vacío  $\mathcal{M}$ .

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*).

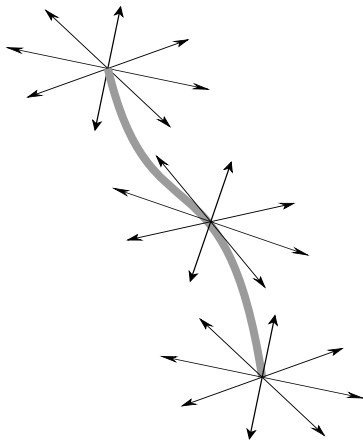
# Mecanismo de Kibble

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 $U(1)_{B-L}$

En el modelo estándar la simetría  $U(1)_{B-L}$  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

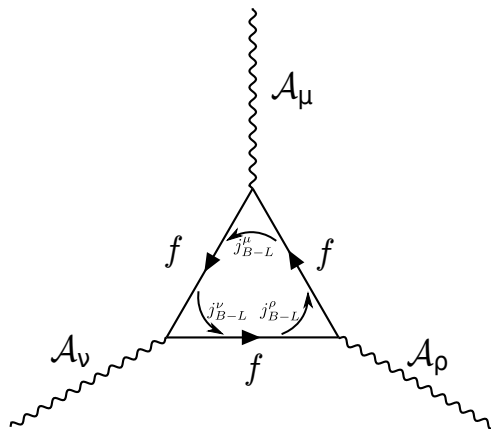
Promovemos  $U(1)_{B-L}$  global a  $U(1)_{B-L}$  local. La combinamos con  $U(1)_Y$ .

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  $U(1)_{Y'}$ .

# 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  $\nu_R$  ( $L = 1$ ) a cada generación.

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

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

con  $f_\nu$  un acoplamiento de Yukawa.

Sin promover  $U(1)_{B-L}$  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  $U(1)_{Y'}$ .

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

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

donde  $f_{\nu_R}$  es un acoplamiento de Yukawa.

Para preservar la invarianza de norma, el campo  $\chi$  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  $\chi$ .

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

$\chi$  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

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

- ▶  $\Phi = (\phi_+, \phi_0)^\top \in \mathbb{C}^2$
- ▶  $D_\mu\Phi = (\partial_\mu + ih\mathcal{A}_\mu)\Phi$
- ▶  $D_\mu\chi = (\partial_\mu + ih'\mathcal{A}_\mu)\chi$

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

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



# Ansatz

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

Solo consideramos la componente  $\phi_0$  del campo de Higgs  $\Phi$ .

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

$$\phi(0) = 0, \quad \lim_{r \rightarrow \infty} \phi(r) = v$$

$$\xi(0) = 0, \quad \lim_{r \rightarrow \infty} \xi(r) = v'$$

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

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

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

Escogimos  $v' \gg v$ .

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

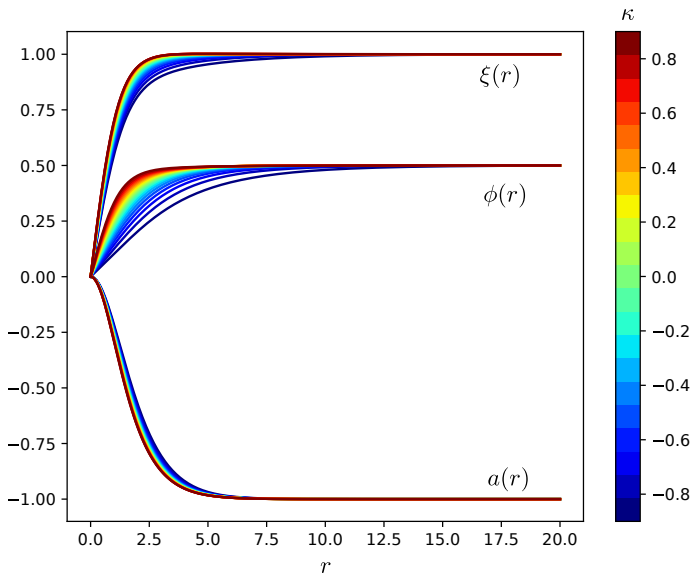


Figure:  $\nu = 0.5$ ,  $\nu' = 1$ ,  $n = n' = h = h' = \lambda = \lambda' = 1$ .

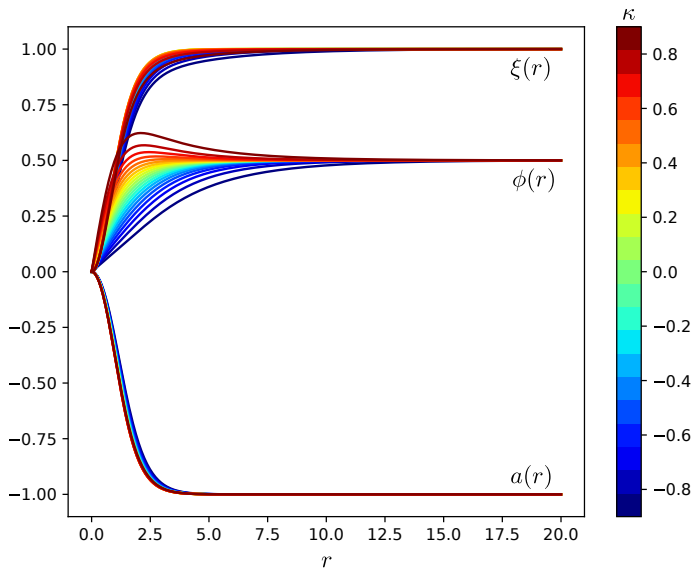
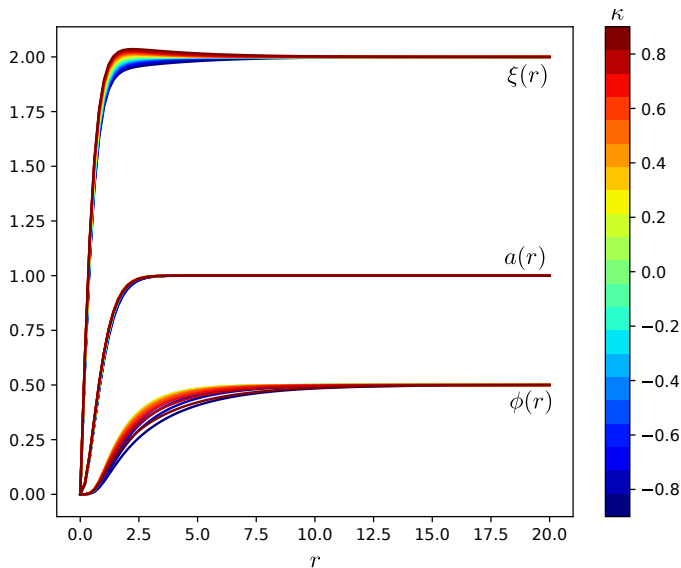


Figure:  $\nu = 0.5$ ,  $\nu' = 1$ ,  $n = 1$ ,  $n' = 2$ ,  $h = 1$ ,  $h' = 2$ ,  
 $\lambda = \lambda' = 1$ .



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

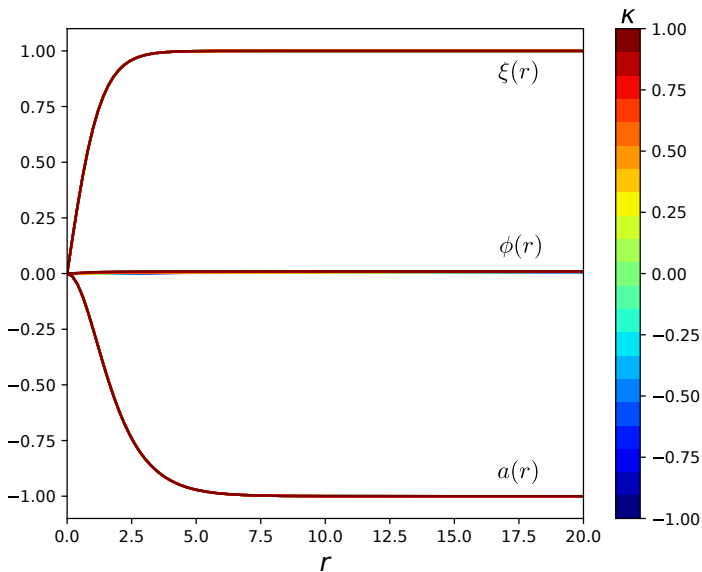


Figure:  $n = h = n' = h' = \lambda = \lambda' = 1$ ,  $\nu = 0.01$ ,  $\nu' = 1$ .

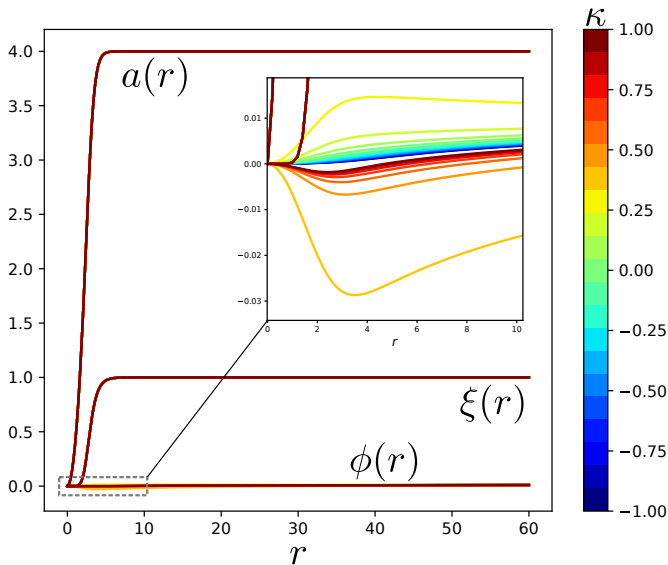


Figure:  $n = -2$ ,  $h = 0.5$ ,  $n' = 10$ ,  $h' = -2.5$ ,  $\lambda = 1$ ,  $\lambda' = 1$ ,  $\nu = 0.01$ ,  $\nu' = 1$ .



# Conclusiones

En esta extensión del MS hemos introducido

- ▶ Un nuevo acoplamiento de norma  $h'$
- ▶ Un neutrino derecho  $\nu_R$
- ▶ 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.