

Física Más Allá del Modelo Estándar en la Geometría de Randall-Sundrum

*Seminario del CA de Partículas Campos y Relatividad General
FCFM-BUAP*

Alfonso Díaz Furlong

Asesor : Dr. J. Lorenzo Díaz Cruz

Doctorado en Ciencias (Física Aplicada)
P.U.E.R.Co. Collaboration



Contenido

- Antecedentes
 - Modelo Estándar
 - Éxitos del Modelo Estándar
 - Puntos Abiertos
 - Física Más Allá del Modelo Estándar.
- Dimensiones Extras
- Modelo de Randall-Sundrum
 - Generalidades
 - Localizaciones
 - Fermiones

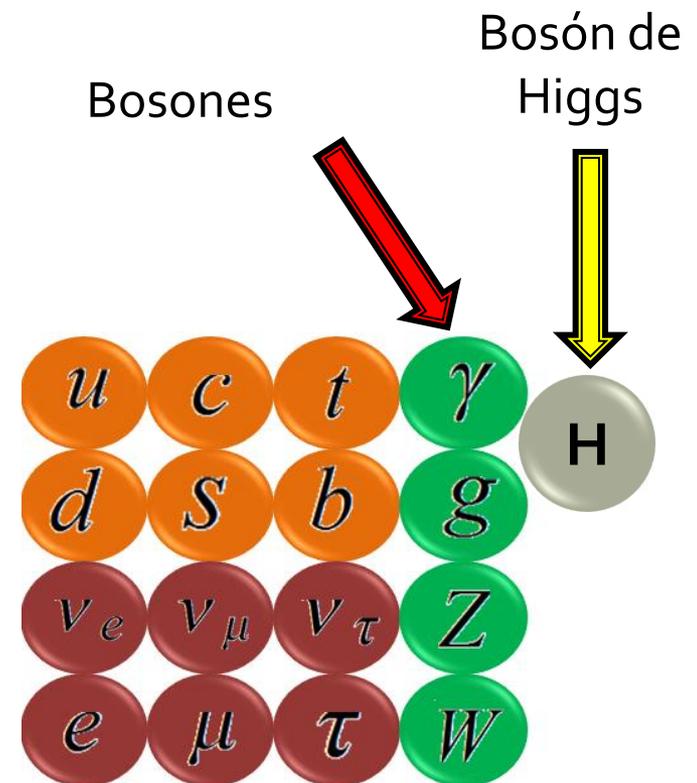
Antecedentes

- Sheldon Glashow, Steven Weinberg y Abdus Salam, unificaron la electrodinámica cuántica (QED) y las interacciones débiles en una sola teoría llamada la teoría electrodébil (EW), a la cual posteriormente se le agregó una teoría de norma de las interacciones fuertes, la llamada Cromodinámica Cuántica (QCD), para dar lugar al origen de una de las teorías más exitosas de los últimos tiempos el Modelo Estándar (ME).
- En el ME se describen los constituyentes elementales de la materia (fermiones) y tres de las interacciones fundamentales de la naturaleza, la fuerza electromagnética, la fuerza débil y la fuerza fuerte (el fotón (γ), los bosones de norma W^\pm y Z^0 y ocho gluones)
- En el ME el bosón de Higgs, induce el Rompimiento Espontáneo de la Simetría (SSB) del grupo de norma electrodébil, lo cual es necesario para generar las masas de los bosones de norma W^\pm y Z^0 , además de dar masa a los diferentes leptones y quarks.

Antecedentes

- Los fermiones se encuentran divididos en quarks y leptones, los cuales se agrupan en tres familias o generaciones con propiedades idénticas pero con masa diferente

Familias	Q	Masas	L	Masas
Primera	u	1.5 a 3.3 MeV	e	0.51099 MeV
	d	3.5 a 6 MeV	ν_e	~ 0
Segunda	c	$1.27^{+0.07}_{-0.11}$ GeV	μ	105.658 MeV
	s	105^{+25}_{-35} MeV	ν_μ	~ 0
Tercera	t	$171. \pm 1.1$ GeV	τ	1776.84 MeV
	b	$4.20^{+0.17}_{-0.07}$ GeV	ν_τ	~ 0

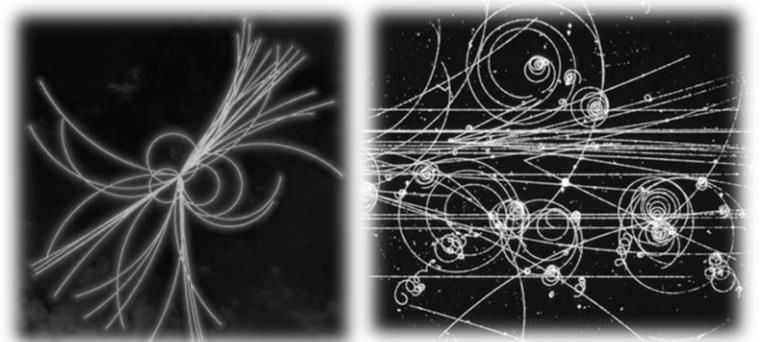


Éxitos del Modelo Estándar

- El ME ha superado todas las confrontaciones experimentales a las cuales ha sido sometido (excepto para la masa de los neutrinos).

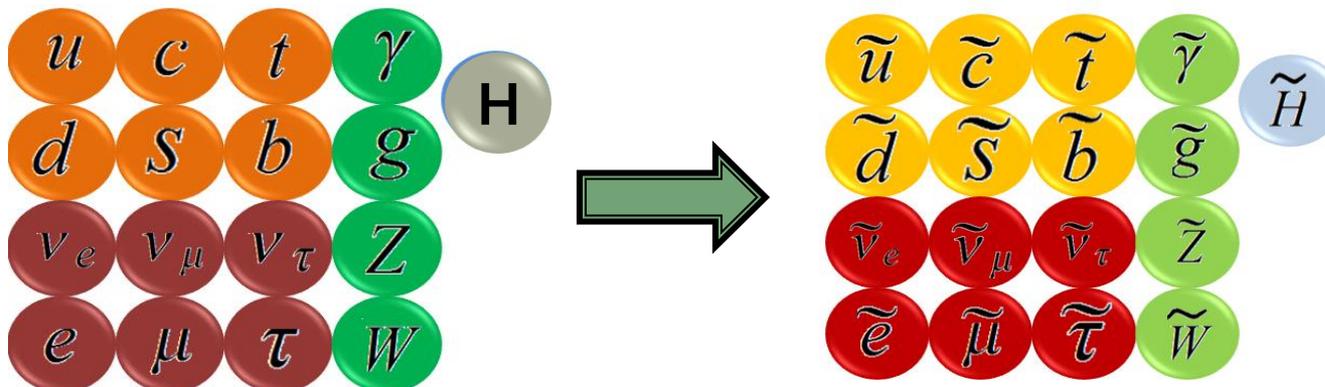
Puntos Abiertos

- Problema de jerarquía
- Tres generaciones de fermiones
- Masa del bosón de Higgs
- Masas y ángulos de mezcla de los fermiones
- Unificación de las fuerzas fundamentales de la naturaleza
- Violación de CP
- Materia oscura y la energía oscura
- Asimetría entre materia y antimateria
- Neutrinos masivos
- Interacciones gravitacionales



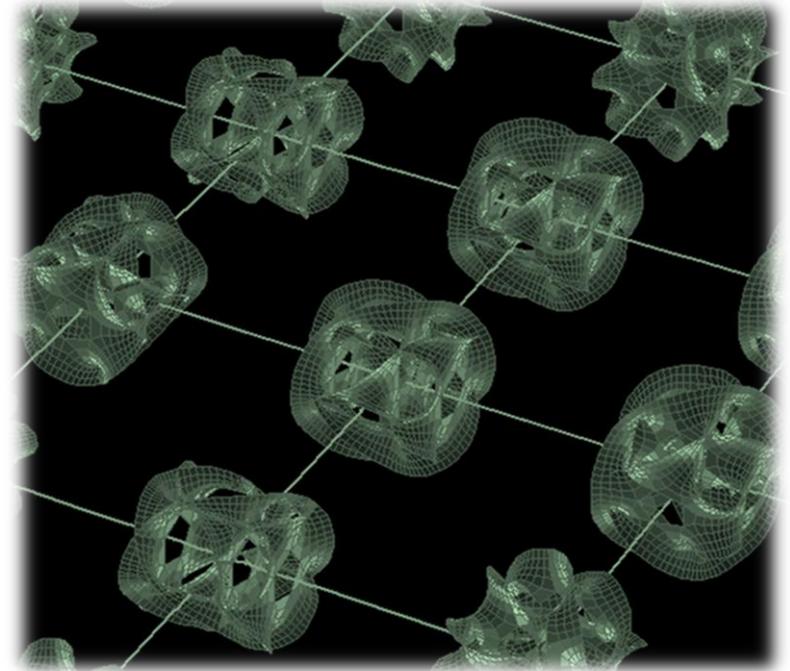
Modelos y escenarios de Física Más Allá del Modelo Estándar (BSM)

- Existen varios modelos y/o escenarios que han querido dar solución a uno o varios de los problemas del ME, por ejemplo:
 - Modelo de Dos Dobletes de Higgs
 - Supersimetría (SUSY) y Supergravedad (SUGRA)
 - SUSY \rightarrow simetría del espacio-tiempo que relaciona a partículas de diferente espín.



Modelos y escenarios de Física Más Allá del Modelo Estándar (BSM)

- Dimensiones Extras
 - Modelo ADD
 - UED
 - Randall-Sundrum (RS_1 y RS_2)
 - Marcos Duales BSM (AdS/CFT)



Dimensiones Extras: Historia

- Todo comenzó con los trabajos de Nordström, Kaluza y Klein en el primer cuarto del siglo XX.
- La idea de dimensiones extras resurgieron con el nacimiento de la Teoría de Supergravedad y Teoría de Cuerdas.
- Mundos Brana (DE a escalas de TeV's).
 - Arkani-Hamed, Dimopoulos y Dvali (ADD, 1998)
 - Lisa Randall y Raman Sundrum (RSI y II, 1999)



Generalidades del modelo RS

- En este modelo¹, un espacio-tiempo de Minkowski 4D (4-dimensional), se encuentra como una porción (rebanada) de un espacio 5D (5-dimensional), Anti de-Sitter (AdS_5) con curvatura k . La quinta dimensión se encuentra compactada en un segmento de línea, llamada orbifold (S^1/Z_2) de tamaño r descrito por la coordenada

$$\phi \in [-\pi, \pi]$$

- tal que los puntos

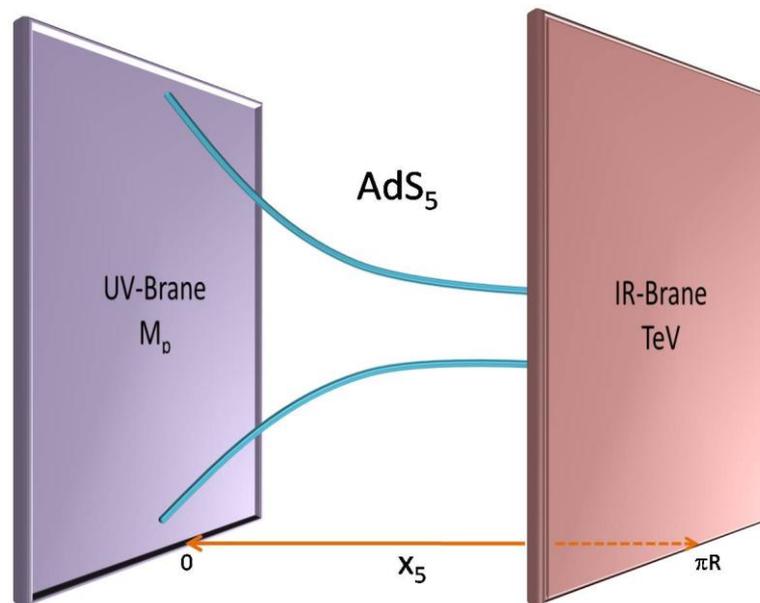
$$(x^\mu, \phi) \quad (x^\mu, -\phi)$$

- se encuentran identificados.

¹ Randall y Sundrum, 1999

Generalidades del modelo RS

- Dos 3-branas se localizan cada una en los puntos fijos del orbifold ($\phi=0,\pi$); en el punto $\phi=0$ se coloca una brana, llamada la brana de Planck o UV-brana, mientras que en el punto $\phi=\pi$ se tiene una brana llamada brana de TeV o IR-brana.



Modelo original de RS

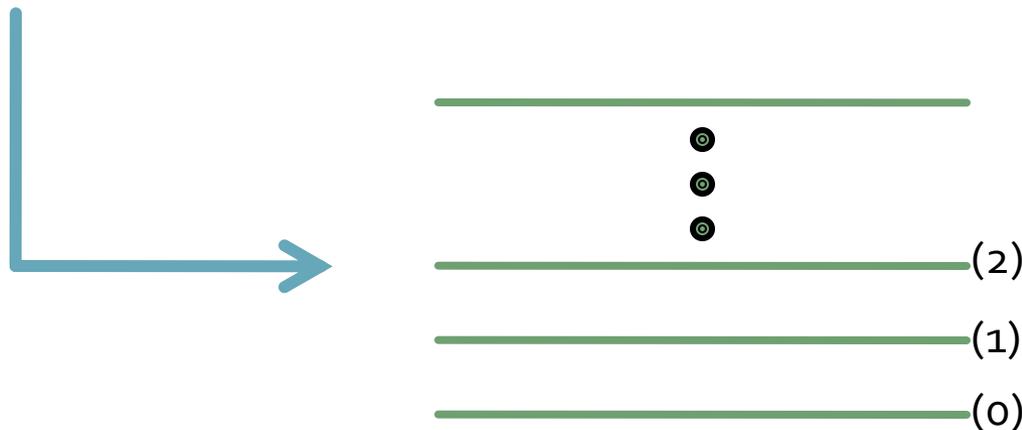
- En el modelo original sólo la gravedad puede propagarse en la dimensión extra.
- Los campos del ME se encuentran confinados a la brana IR.
- Sin embargo esto lleva a algunos problemas con operadores de dimensionalidad mayor a 4.

$$\frac{1}{M_{(5)}^2} \bar{\Psi}_i \Psi_j \bar{\Psi}_k \Psi_l \rightarrow \frac{1}{(M_{(5)} e^{-kr\pi})^2} \bar{\Psi}_i \Psi_j \bar{\Psi}_k \Psi_l$$

$$\frac{1}{M_{(5)}} \nu\nu HH \rightarrow \frac{1}{(M_{(5)} e^{-kr\pi})} \nu\nu HH$$

Modelo original de RS: Solución

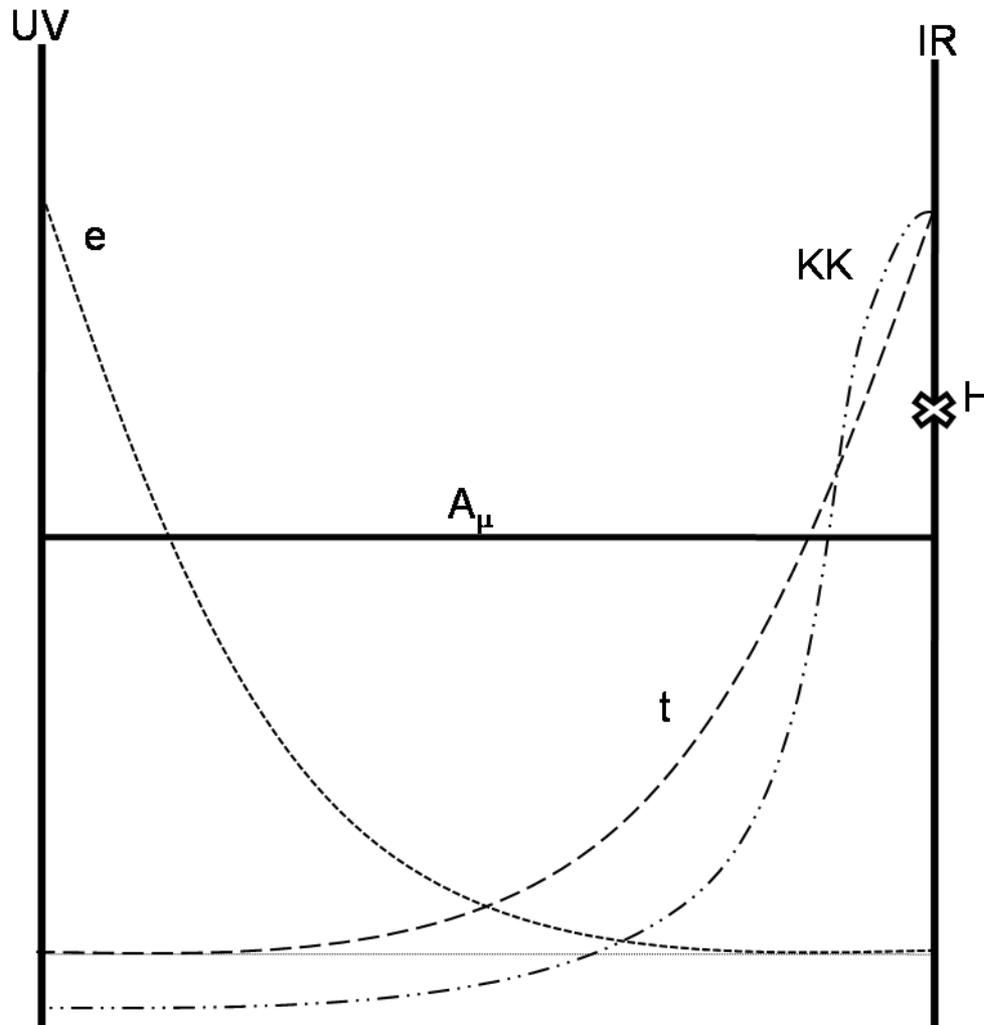
- Para resolver el problema de jerarquía se coloca al campo de Higgs en (o cerca) la IR-brana.
- Los demás campos del ME se colocan en el bulk².
- Surge una torre infinita de estados de Kaluza-Klein (KK) para los diferentes campos del bulk



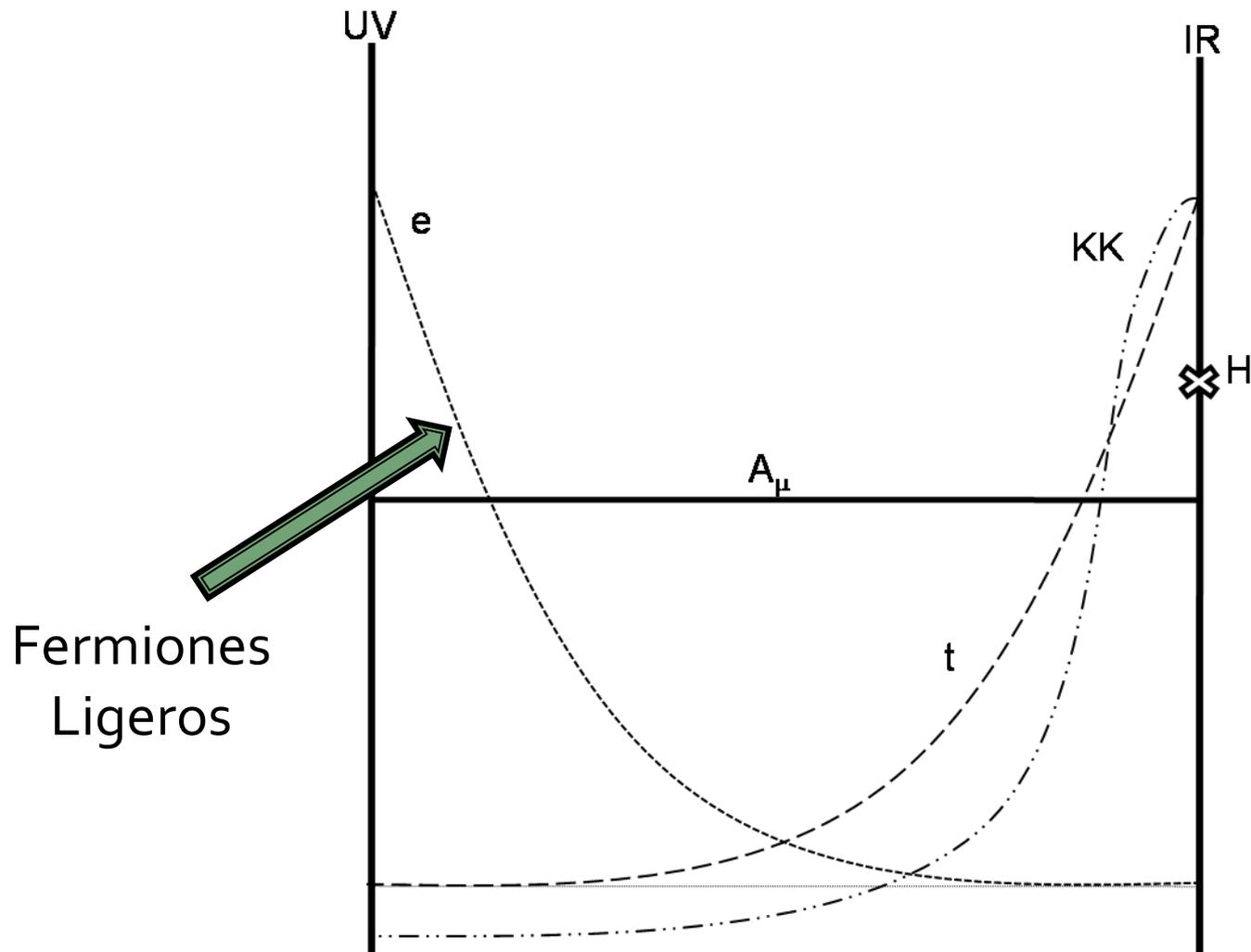
Localización de los Campos

- Para valores de $c_{L(R)}$ mayores (menores) que $1/2$ ($-1/2$) el modo cero se localiza cerca de la brana UV, mientras que para valores $c_{L(R)} < 1/2$ ($> -1/2$), implica que el modo cero se localiza cerca de la brana IR. Los modos de KK ($n > 0$) se localizan cerca de la brana IR.

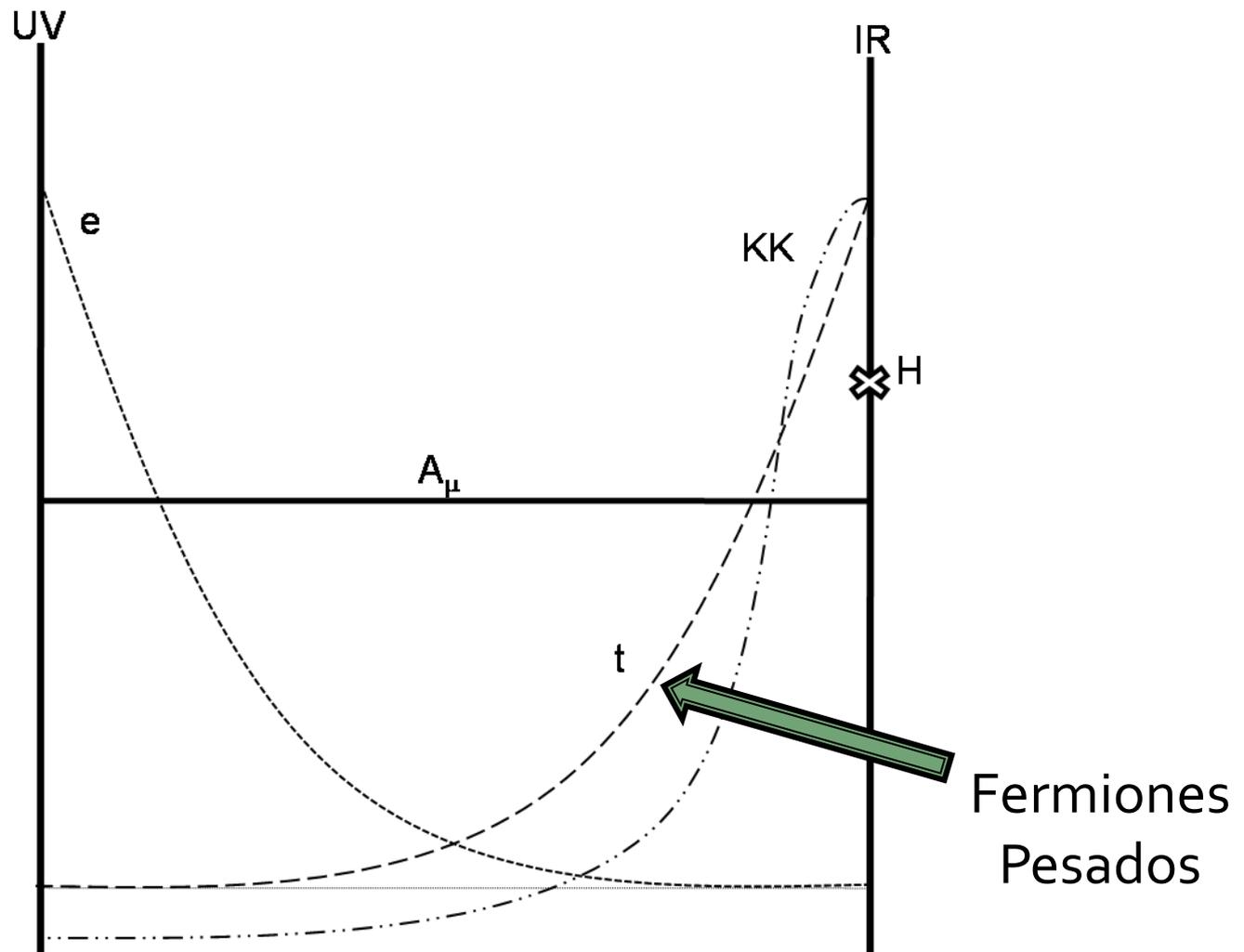
Localización de los Campos



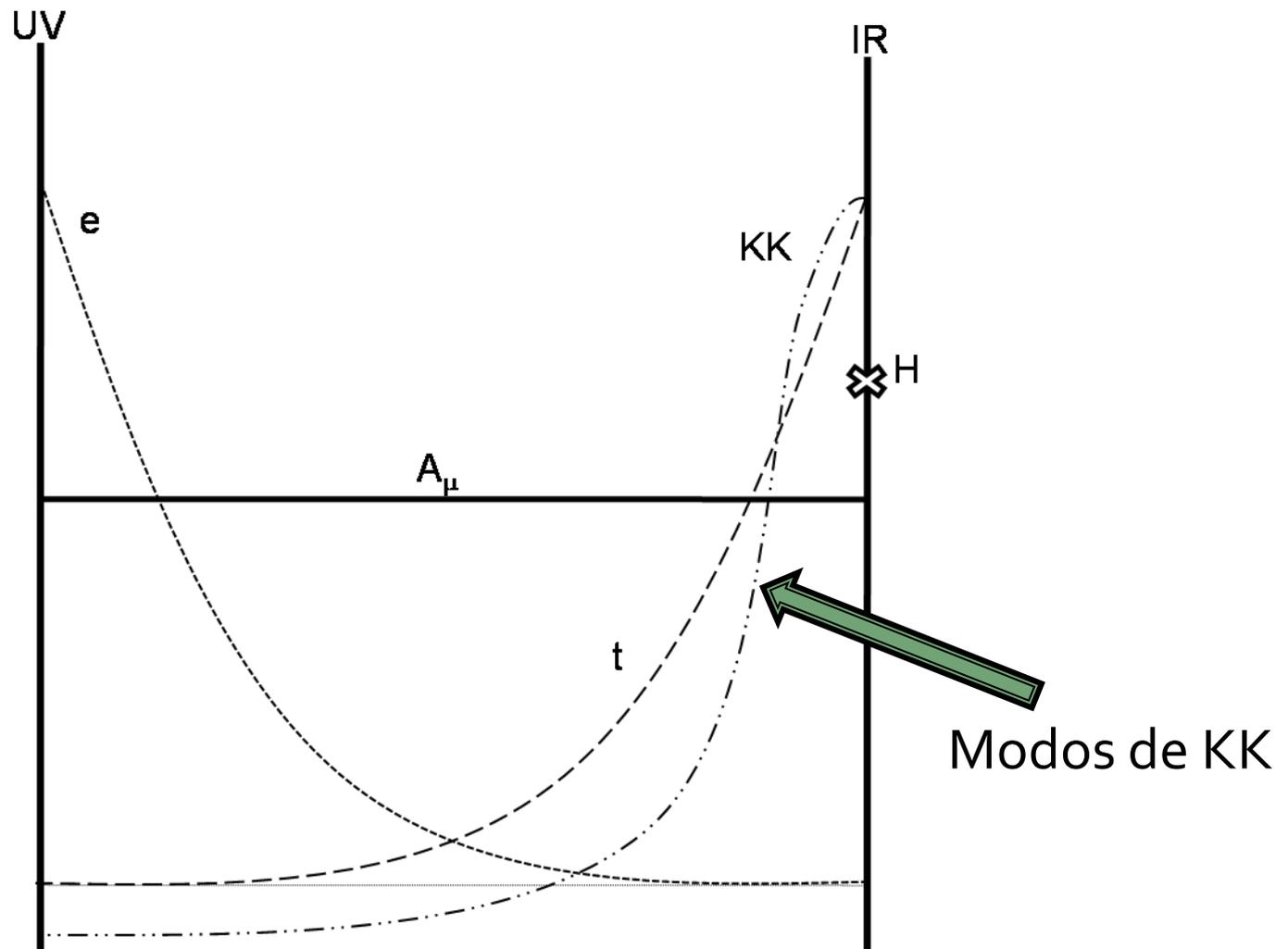
Localización de los Campos



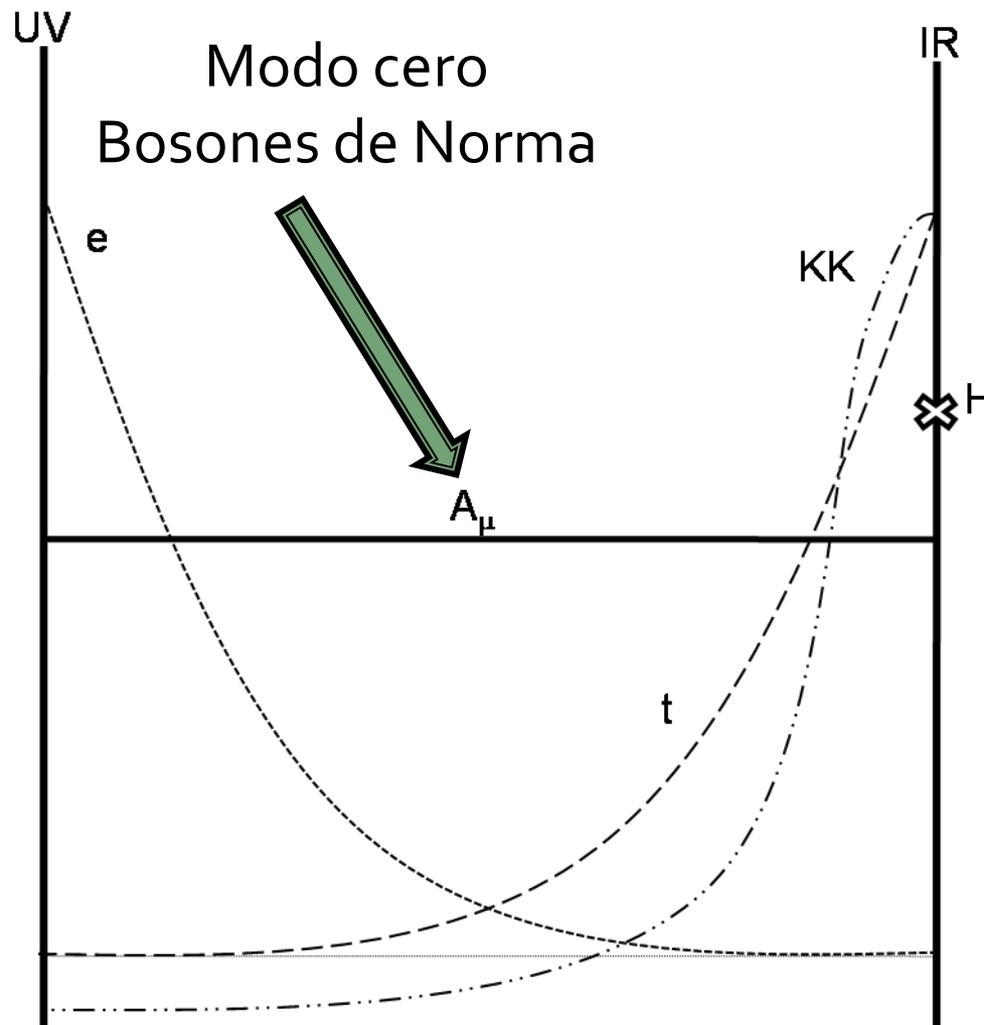
Localización de los Campos



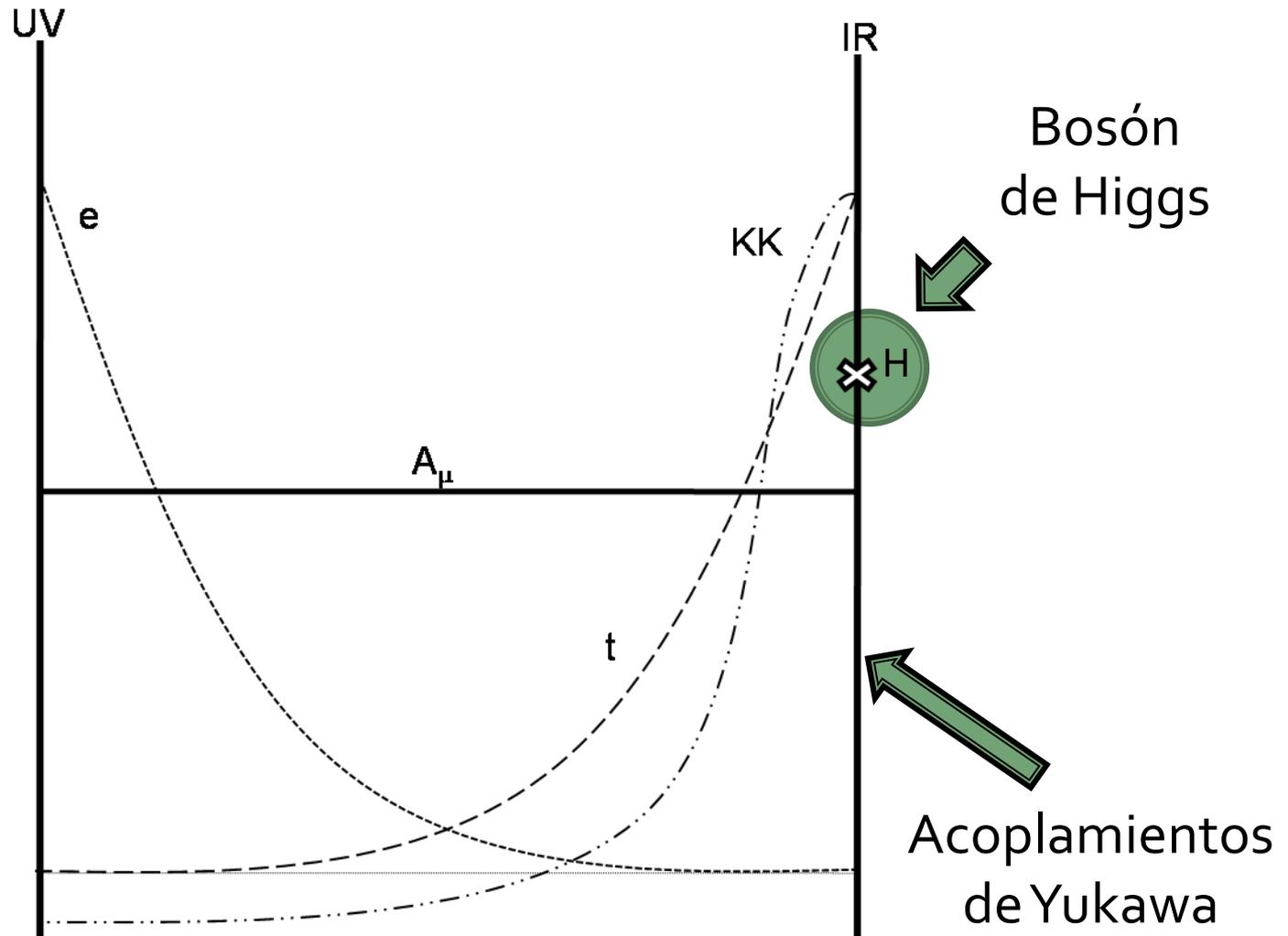
Localización de los Campos



Localización de los Campos



Localización de los Campos



Primeros Avances

- En 5D no hay fermiones quirales. Los fermiones 5D Ψ son de tipo vectorial y tienen una masa de Dirac de la forma³

$$\mathcal{L}_D = -i \sum_{\Psi} m_{\Psi} (\bar{\Psi}_L \Psi_R + \bar{\Psi}_R \Psi_L)$$

Primeros Avances

- En 5D no hay fermiones quirales. Los fermiones 5D Ψ son de tipo vectorial y tienen una masa de Dirac de la forma

$$\mathcal{L}_D = -i \sum_{\Psi} m_{\Psi} (\bar{\Psi}_L \Psi_R + \bar{\Psi}_R \Psi_L)$$

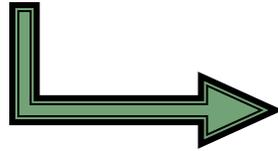

$\Psi = Q, U, D$

Primeros Avances

- En 5D no hay fermiones quirales. Los fermiones 5D Ψ son de tipo vectorial y tienen una masa de Dirac de la forma

$$\mathcal{L}_D = -i \sum_{\Psi} m_{\Psi} (\bar{\Psi}_L \Psi_R + \bar{\Psi}_R \Psi_L)$$

$$\Psi = Q, U, D$$



$$m_{\Psi} = c_{\Psi} \sigma', \quad \text{Masa de Dirac}$$
$$\sigma = k|y|.$$

Primeros Avances

- En 5D no hay fermiones quirales. Los fermiones 5D Ψ son de tipo vectorial y tienen una masa de Dirac de la forma

$$\mathcal{L}_D = -i \sum_{\Psi} m_{\Psi} (\bar{\Psi}_L \Psi_R + \bar{\Psi}_R \Psi_L)$$

$$\Psi = Q, U, D$$

$$m_{\Psi} = c_{\Psi} \sigma'$$

Parámetro de
masa en el bulk

Primeros Avances

- El contenido fermiónico en el modelo es

$$\text{Dobletes} \quad \longrightarrow \quad Q = \left\{ \begin{array}{l} Q_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \\ Q_R = \begin{pmatrix} \hat{u} \\ \hat{d} \end{pmatrix}_R \end{array} \right\},$$

Primeros Avances

- El contenido fermiónico en el modelo es

$$\text{Dobletes} \quad \longrightarrow \quad Q = \left\{ \begin{array}{l} Q_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \\ Q_R = \begin{pmatrix} \hat{u} \\ \hat{d} \end{pmatrix}_R \end{array} \right\},$$

$$\text{Singletes} \quad \longrightarrow \quad \mathcal{U} = \left\{ \begin{array}{l} u_R \\ \hat{u}_L \end{array} \right\}, \mathcal{D} \left\{ \begin{array}{l} d_R \\ \hat{d}_L \end{array} \right\}$$

Primeros Avances

- En este caso la descomposición de KK

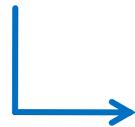
$$\Psi_{L,R}(x^\mu, y) = \frac{e^{2\sigma}}{\sqrt{2\pi R}} \sum_{n=0}^{\infty} \Psi_{L,R}^{(n)}(x^\mu) f_{L,R}^{(n)}(y)$$

Primeros Avances

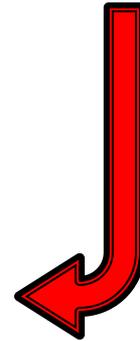
- En este caso la descomposición de KK

$$\Psi_{L,R}(x^\mu, y) = \frac{e^{2\sigma}}{\sqrt{2\pi R}} \sum_{n=0}^{\infty} \Psi_{L,R}^{(n)}(x^\mu) f_{L,R}^{(n)}(y)$$

$$f_{L,R}^{(0)} = \sqrt{\frac{(1 \mp 2c)\pi k R}{e^{(1 \mp 2c)\pi k R} - 1}} e^{\mp c\sigma}$$



Modo cero



Primeros Avances

- En este caso la descomposición de KK

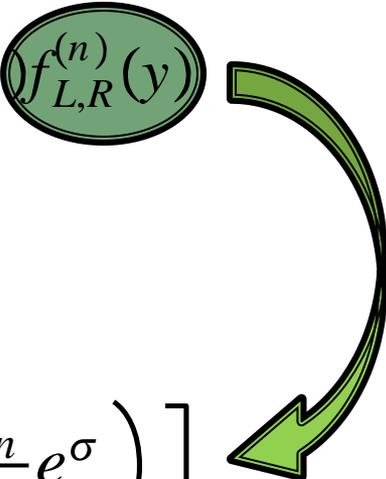
$$\Psi_{L,R}(x^\mu, y) = \frac{e^{2\sigma}}{\sqrt{2\pi R}} \sum_{n=0}^{\infty} \Psi_{L,R}^{(n)}(x^\mu) f_{L,R}^{(n)}(y)$$

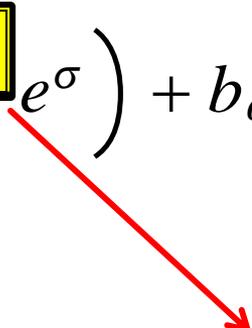
$$f_L^{(n)}(y) = \frac{e^{\sigma/2}}{N_n} \left[J_\alpha \left(\frac{M_n}{k} e^\sigma \right) + b_\alpha(m_n) Y_\alpha \left(\frac{M_n}{k} e^\sigma \right) \right]$$

 Modos de KK

Primeros Avances

- En este caso la descomposición de KK

$$\Psi_{L,R}(x^\mu, y) = \frac{e^{2\sigma}}{\sqrt{2\pi R}} \sum_{n=0}^{\infty} \Psi_{L,R}^{(n)}(x^\mu) f_{L,R}^{(n)}(y)$$


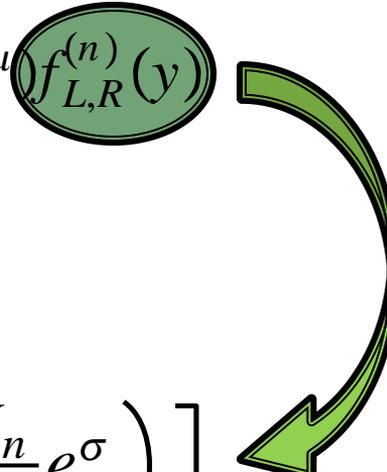
$$f_L^{(n)}(y) = \frac{e^{\sigma/2}}{N_n} \left[J_\alpha \left(\frac{M_n}{k} e^\sigma \right) + b_\alpha(m_n) Y_\alpha \left(\frac{M_n}{k} e^\sigma \right) \right]$$


La masa de las excitaciones
de KK

$$\Psi^{(n)}$$

Primeros Avances

- En este caso la descomposición de KK

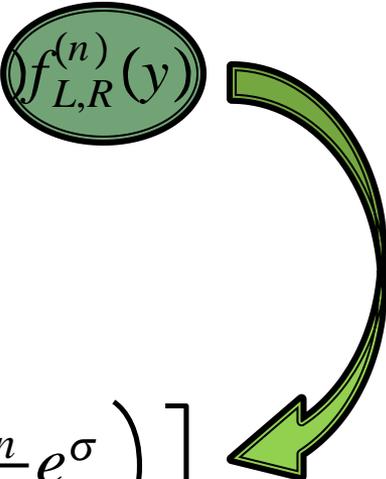
$$\Psi_{L,R}(x^\mu, y) = \frac{e^{2\sigma}}{\sqrt{2\pi R}} \sum_{n=0}^{\infty} \Psi_{L,R}^{(n)}(x^\mu) f_{L,R}^{(n)}(y)$$


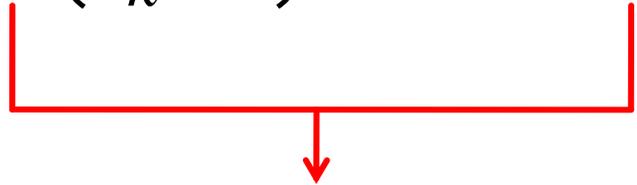
$$f_L^{(n)}(y) = \frac{e^{\sigma/2}}{N_n} \left[J_\alpha \left(\frac{M_n}{k} e^\sigma \right) + b_\alpha(m_n) Y_\alpha \left(\frac{M_n}{k} e^\sigma \right) \right]$$


funciones de Bessel de orden $\longrightarrow \alpha = |c \pm 1/2|$

Primeros Avances

- En este caso la descomposición de KK

$$\Psi_{L,R}(x^\mu, y) = \frac{e^{2\sigma}}{\sqrt{2\pi R}} \sum_{n=0}^{\infty} \Psi_{L,R}^{(n)}(x^\mu) f_{L,R}^{(n)}(y)$$


$$f_L^{(n)}(y) = \frac{e^{\sigma/2}}{N_n} \left[J_\alpha \left(\frac{M_n}{k} e^\sigma \right) + b_\alpha(m_n) Y_\alpha \left(\frac{M_n}{k} e^\sigma \right) \right]$$


funciones de Bessel de orden $\longrightarrow \alpha = |c \pm 1/2|$

Corresponden a $f_{L,R}^{(n)}$



Primeros Avances

- En el límite

$$M_n \ll k, \quad kR \gg 1,$$

$$M_n \simeq \left(n + \frac{\alpha}{2} - \frac{3}{4} \right) \pi k e^{-\pi k R}$$

- Para valores de $c_{L(R)}$ mayores (menores) que $1/2$ ($-1/2$) el modo cero se localiza cerca de la brana UV,

Primeros Avances

- En el límite

$$M_n \ll k, \quad kR \gg 1,$$

$$M_n \simeq \left(n + \frac{\alpha}{2} - \frac{3}{4} \right) \pi k e^{-\pi k R}$$

- Para valores de $c_{L(R)}$ mayores (menores) que $1/2$ ($-1/2$) el modo cero se localiza cerca de la brana UV, mientras que para valores $c_{L(R)} < 1/2$ ($> -1/2$), implica que el modo cero se localiza cerca de la brana IR. Los modos de KK ($n > 0$) se localizan cerca de la brana IR.

Primeros Avances

- La acción 5D que contiene las interacciones de Yukawa se puede escribir como

$$S_{Yuk} = -i \int d^4x \int dy \sqrt{-g} \left[\begin{aligned} & \lambda_{ij}^{u(5)} \overline{\mathcal{Q}}_i(x, y) \mathcal{U}_j(x, y) \tilde{\phi}(x) \\ & + \lambda_{ij}^{d(5)} \overline{\mathcal{Q}}_i(x, y) \mathcal{D}_j(x, y) \phi(x) \end{aligned} \right] \cdot \delta(y - \pi R)$$

Primeros Avances

- La acción 5D que contiene las interacciones de Yukawa se puede escribir como

$$S_{Yuk} = -i \int d^4x \int dy \sqrt{-g} \left[\begin{aligned} & \lambda_{ij}^{u(5)} \mathcal{Q}_i(x, y) \mathcal{U}_j(x, y) \tilde{\phi}(x) \\ & + \lambda_{ij}^{d(5)} \mathcal{Q}_i(x, y) \mathcal{D}_j(x, y) \phi(x) \end{aligned} \right] \cdot \delta(y - \pi R)$$

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$$

$$\tilde{\phi}(x) = \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix}$$

Primeros Avances

- Expandiendo los campos 5D en sus modos de KK e integrando sobre la dimensión extra, se encuentra, después de SSB un lagrangiano de masa 4D de la forma:

$$i\mathcal{L}_{masa}^{4D} = \sum_{n,m=0}^{\infty} \left[\lambda_{ij}^{u(n,m)} \bar{u}_L^{(n)i} u_R^{(m)j} + \lambda_{ij}^{d(n,m)} \bar{d}_L^{(n)i} d_R^{(m)j} \right] + h.c.$$

$$+ \sum_{n=0}^{\infty} \left[\begin{aligned} & M_i^{Q(n)} \begin{pmatrix} \bar{u}_L^{(n)i} \hat{u}_R^{(n)j} + \bar{\hat{u}}_R^{(n)i} u_L^{(n)j} \\ + \bar{d}_L^{(n)i} \hat{d}_R^{(n)j} + \bar{\hat{d}}_R^{(n)i} d_L^{(n)j} \end{pmatrix} \\ & + M_i^{u(n)} \begin{pmatrix} \bar{\hat{u}}_L^{(n)i} u_R^{(n)j} + \bar{u}_R^{(n)i} \hat{u}_L^{(n)j} \end{pmatrix} \\ & + M_i^{d(n)} \begin{pmatrix} \bar{\hat{d}}_L^{(n)i} d_R^{(n)j} + \bar{d}_R^{(n)i} \hat{d}_L^{(n)j} \end{pmatrix} \end{aligned} \right]$$

Primeros Avances

- Los "acoplamientos de Yukawa" son

$$\lambda_{ij}^{u(n,m)} = \lambda_{ij}^{u(5)} \frac{v}{\sqrt{2}} e^{\pi k R} \frac{f_{QL}^{(n)i}(\pi R) f_{uR}^{(m)j}(\pi R)}{2\pi} = \lambda_{ij}^u a_Q^{(n)i} a_u^{(m)j}$$

$$\lambda_{ij}^{d(n,m)} = \lambda_{ij}^{d(5)} \frac{v}{\sqrt{2}} e^{\pi k R} \frac{f_{QL}^{(n)i}(\pi R) f_{dR}^{(m)j}(\pi R)}{2\pi} = \lambda_{ij}^d a_Q^{(n)i} a_d^{(m)j}$$

- con

$$v \simeq 246 \text{ GeV}$$

Primeros Avances

- Los "acoplamientos de Yukawa" son

$$\lambda_{ij}^{u(n,m)} = \lambda_{ij}^{u(5)} \frac{v}{\sqrt{2}} e^{\pi k R} \frac{f_{QL}^{(n)i}(\pi R) f_{uR}^{(m)j}(\pi R)}{2\pi} = \underline{\lambda_{ij}^u} a_Q^{(n)i} a_u^{(m)j}$$

$$\lambda_{ij}^{d(n,m)} = \lambda_{ij}^{d(5)} \frac{v}{\sqrt{2}} e^{\pi k R} \frac{f_{QL}^{(n)i}(\pi R) f_{dR}^{(m)j}(\pi R)}{2\pi} = \underline{\lambda_{ij}^d} a_Q^{(n)i} a_d^{(m)j}$$

$$\underline{\lambda_{ij}^{u,d}} = \lambda_{ij}^{u,d(5)} \frac{v}{\sqrt{2}}$$

Primeros Avances

- Los "acoplamientos de Yukawa" son

$$\lambda_{ij}^{u(n,m)} = \lambda_{ij}^{u(5)} \frac{v}{\sqrt{2}} e^{\pi k R} \frac{f_{QL}^{(n)i}(\pi R) f_{uR}^{(m)j}(\pi R)}{2\pi} = \lambda_{ij}^u \underline{a_Q^{(n)i}} a_u^{(m)j}$$

$$\lambda_{ij}^{d(n,m)} = \lambda_{ij}^{d(5)} \frac{v}{\sqrt{2}} e^{\pi k R} \frac{f_{QL}^{(n)i}(\pi R) f_{dR}^{(m)j}(\pi R)}{2\pi} = \lambda_{ij}^d \underline{a_Q^{(n)i}} a_d^{(m)j}$$

$$a_Q^{(n)i} = e^{\frac{\pi k R}{2}} \frac{f_{QL}^{(n)i}(\pi R)}{\sqrt{2\pi}}$$

Primeros Avances

- Los "acoplamientos de Yukawa" son

$$\lambda_{ij}^{u(n,m)} = \lambda_{ij}^{u(5)} \frac{v}{\sqrt{2}} e^{\pi k R} \frac{f_{QL}^{(n)i}(\pi R) f_{uR}^{(m)j}(\pi R)}{2\pi} = \lambda_{ij}^u \underline{a_Q^{(n)i}} \underline{a_u^{(m)j}}$$

$$\lambda_{ij}^{d(n,m)} = \lambda_{ij}^{d(5)} \frac{v}{\sqrt{2}} e^{\pi k R} \frac{f_{QL}^{(n)i}(\pi R) f_{dR}^{(m)j}(\pi R)}{2\pi} = \lambda_{ij}^d \underline{a_Q^{(n)i}} \underline{a_d^{(m)j}}$$

$$\underline{a_Q^{(n)i}} = e^{\frac{\pi k R}{2}} \frac{f_{QL}^{(n)i}(\pi R)}{\sqrt{2\pi}} \quad \underline{a_{u,d}^{(m)j}} = e^{\frac{\pi k R}{2}} \frac{f_{u,dL}^{(m)j}(\pi R)}{\sqrt{2\pi}}$$

Primeros Avances

- Entonces considerando sólo el primer modo de KK, se obtienen las siguientes expresiones matriciales

$$\mathcal{M}^u = \bar{u}_L^{(0)} \begin{pmatrix} u_R^{(0)} \\ \lambda_{ij}^u a_Q^{(0)i} a_u^{(0)j} \end{pmatrix}$$

Primeros Avances

- Entonces considerando sólo el primer modo de KK, se obtienen las siguientes expresiones matriciales

$$\mathcal{M}^u = \begin{matrix} \bar{u}_L^{(0)} \\ \widehat{\bar{u}}_L^{(1)} \\ \bar{u}_L^{(1)} \end{matrix} \begin{matrix} u_R^{(0)} & u_R^{(1)} & \widehat{u}_R^{(1)} \\ \left(\begin{array}{ccc} \lambda_{ij}^u a_Q^{(0)i} a_u^{(0)j} & \lambda_{ij}^u a_Q^{(0)i} a_u^{(1)j} & 0 \\ 0 & M_i^{u(1)} \delta_{ij} & 0 \\ \lambda_{ij}^u a_Q^{(1)i} a_u^{(0)j} & \lambda_{ij}^u a_Q^{(1)i} a_u^{(1)j} & M_i^{Q(1)} \delta_{ij} \end{array} \right) \end{matrix}$$