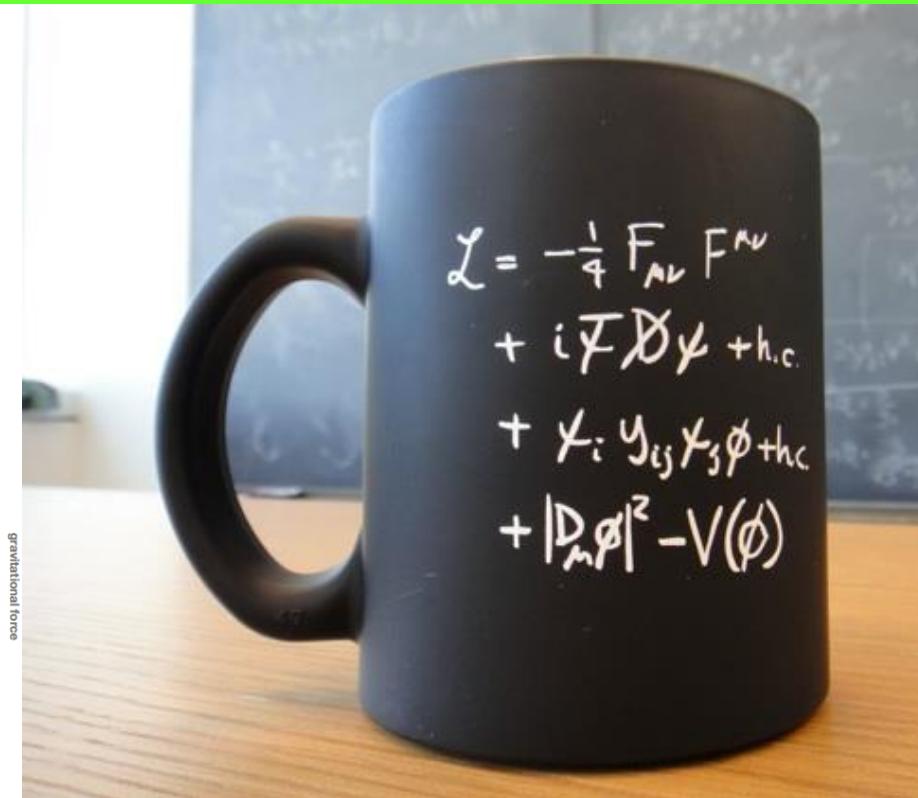
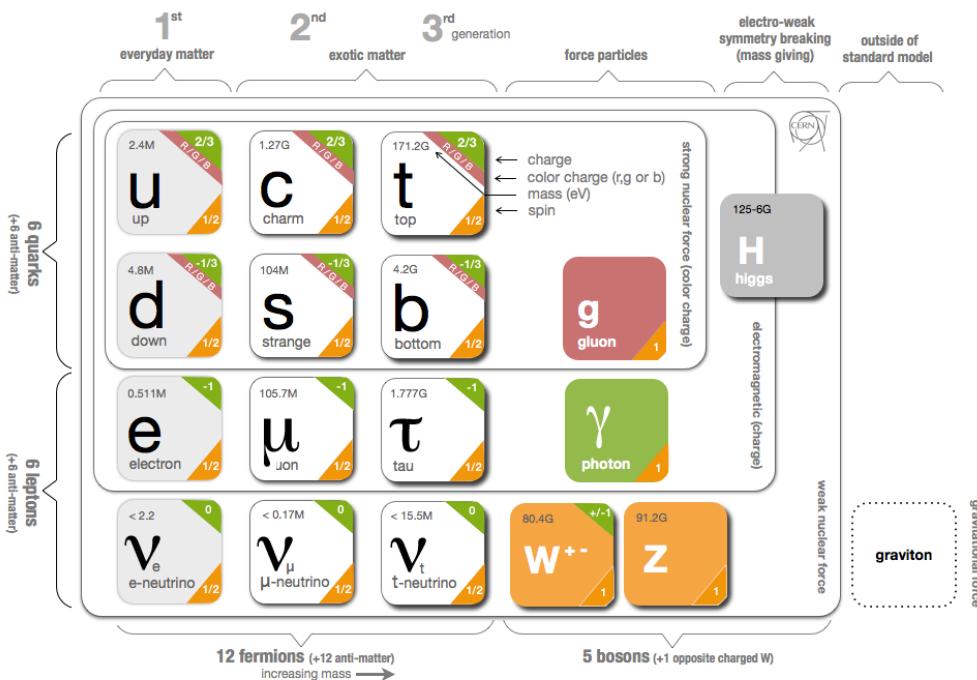
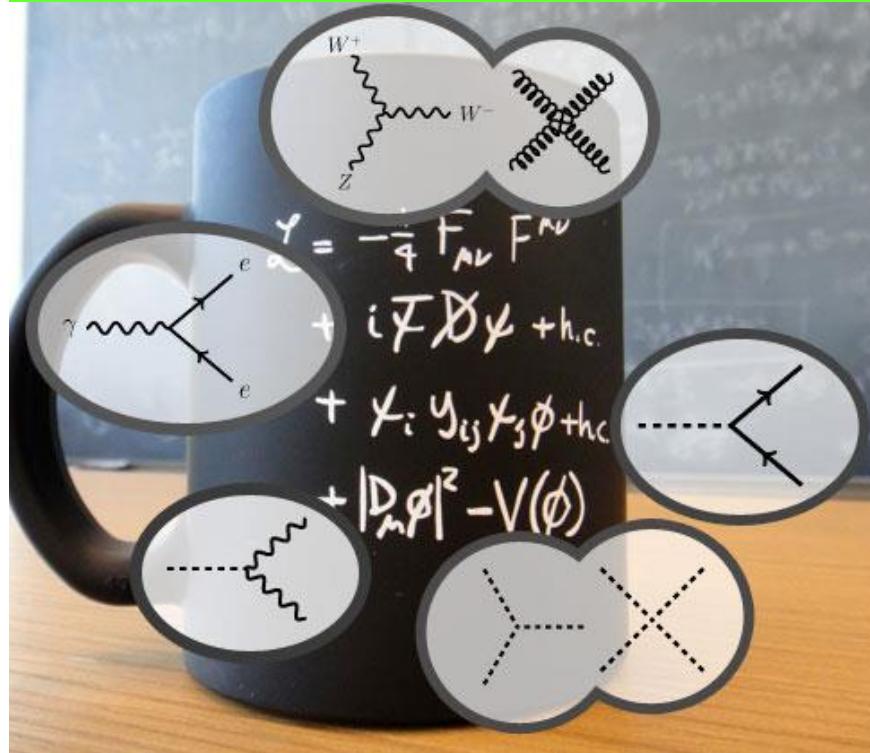
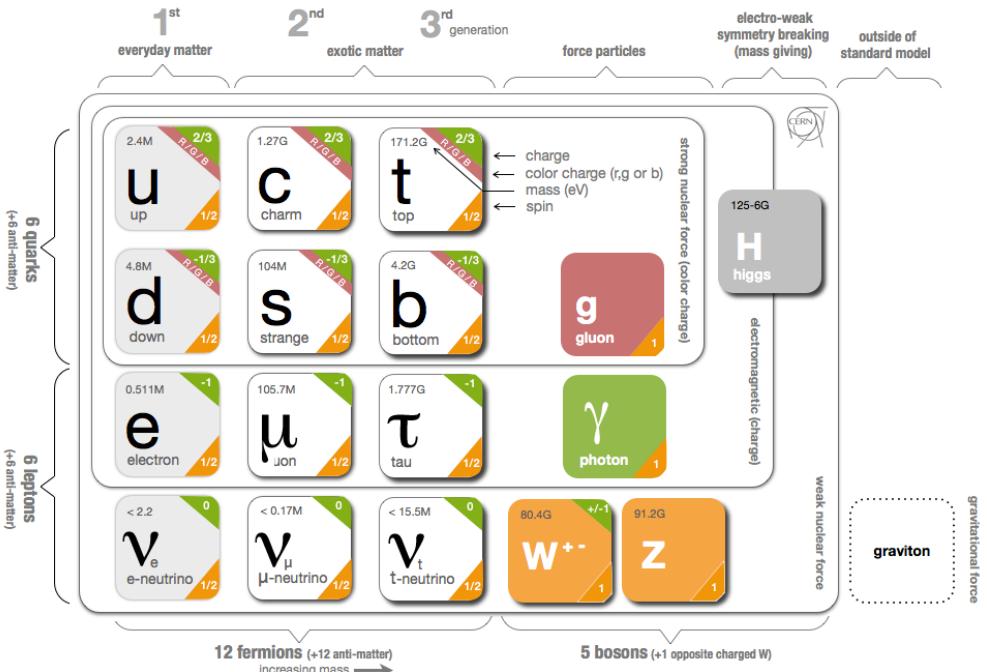


El Modelo Estándar (ME) de Física de Partículas elementales



XII Escuela de Física Fundamental
Universidad Autónoma del Estado de Hidalgo

Elementos del Modelo Estándar (ME) de Física de Partículas elementales



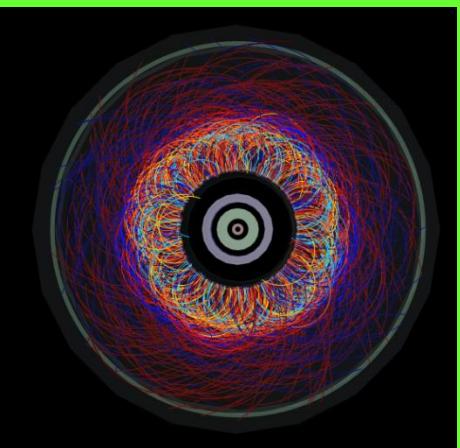
XII Escuela de Física Fundamental
Universidad Autónoma del Estado de Hidalgo

COMPLEMENTARIEDAD



TCC
Selim Gómez Ávila
(UAEH)

Astropartículas
Karen Caballero
(UACH)



QCD
Irais Bautista
(Conacyt-BUAP)

Neutrinos
Eduardo Peinado
(IF-UNAM)

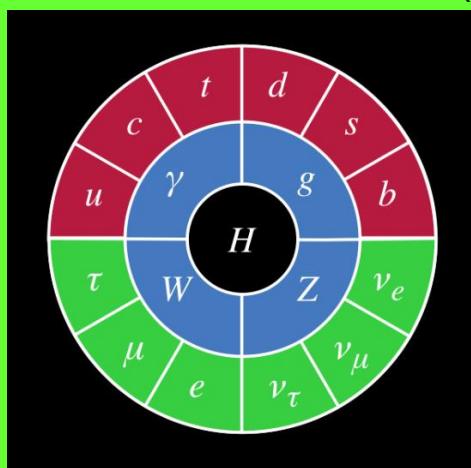


COMPLEMENTARIEDAD



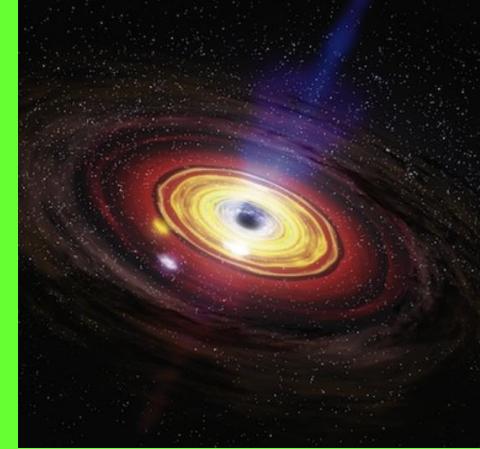
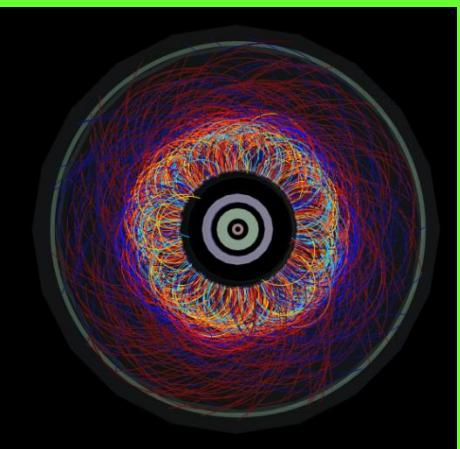
TCC
Selim Gómez Ávila
(UAEH)

Astropartículas
Karen Caballero
(UACH)



QCD
Irais Bautista
(Conacyt-BUAP)

Neutrinos
Eduardo Peinado
(IF-UNAM)



CONTENIDOS

- Introducción
- El camino hacia el ME
- La construcción del ME
- El Lagrangiano del ME
- Fenomenología del ME
- Más allá del ME

INTRODUCCIÓN

MECÁNICA CUÁNTICA Y RELATIVIDAD

	grande	pequeño
lento	Mecánica clásica	Mecánica cuántica
	Mecánica relativista	Teoría cuántica de campos
rápido		

Nota: Relatividad General siempre excluida de la discusión

MECÁNICA CUÁNTICA Y RELATIVIDAD

	grande	pequeño
lento	Mecánica clásica $\hbar=0, c=\infty$	Mecánica cuántica $\hbar\neq0$
rápido	Mecánica relativista $c\neq\infty$	Teoría cuántica de campos $\hbar\neq0, c\neq\infty$

Nota: Relatividad General siempre excluida de la discusión

MECÁNICA CUÁNTICA Y RELATIVIDAD

$$\hbar \equiv h/(2\pi) = 1.054\ 571\ 726(47) \times 10^{-34} \text{ J s} = 6.582\ 119\ 28(15) \times 10^{-22} \text{ MeV s}$$

Cuanto mínimo de acción: E,p,... cuantizados en uds. de \hbar .

MECÁNICA CUÁNTICA Y RELATIVIDAD

$$\hbar \equiv h/(2\pi) = 1.054\ 571\ 726(47) \times 10^{-34} \text{ J s} = 6.582\ 119\ 28(15) \times 10^{-22} \text{ MeV s}$$

Cuanto mínimo de acción: E, p, ... cuantizados en uds. de \hbar .

Variables clásicas → Operadores cuánticos (hermíticos) que pueden no commutar:

$$[x^i, p^j] = i \hbar \delta^{ij}, [t, E] = -i \hbar$$

Ppo. de incertidumbre de Heisenberg

MECÁNICA CUÁNTICA Y RELATIVIDAD

$$\hbar \equiv h/(2\pi) = 1.054\ 571\ 726(47) \times 10^{-34} \text{ J s} = 6.582\ 119\ 28(15) \times 10^{-22} \text{ MeV s}$$

Cuanto mínimo de acción: E, p, ... cuantizados en uds. de \hbar .

Variables clásicas → Operadores cuánticos (hermíticos) que pueden no commutar:

$$[x^i, p^j] = i \hbar \delta^{ij}, [t, E] = -i \hbar$$

Ppo. de incertidumbre de Heisenberg

$$\vec{p} = -i \hbar \vec{\nabla} \quad ; \quad E = i \hbar \frac{\partial}{\partial t} \quad + \quad E = \vec{p}^2 / (2m)$$

Ec. de Schrödinger

$$|\Psi(t, \vec{x})|^2 \longleftrightarrow \text{Probabilidad}$$

$$i \frac{\partial}{\partial t} \Psi(t, \vec{x}) = -\frac{\vec{\nabla}^2}{2m} \Psi(t, \vec{x})$$

MECÁNICA CUÁNTICA Y RELATIVIDAD

$$c = 299\ 792\ 458 \text{ m/s}$$

Velocidad máxima de propagación de la interacción + Leyes físicas universales 

MECÁNICA CUÁNTICA Y RELATIVIDAD

Velocidad máxima de propagación de la interacción + Leyes físicas universales 
 $c = 299\ 792\ 458 \text{ m/s}$

Dados $x_1^\mu \equiv (c t_1, \vec{x}_1)$ y $x_2^\mu \equiv (c t_2, \vec{x}_2)$, se puede construir el invariante

$$(x_1 - x_2)^2 \equiv c^2 (t_1 - t_2)^2 - (\vec{x}_1 - \vec{x}_2)^2 \equiv (x_1 - x_2)^\mu g_{\mu\nu} (x_1 - x_2)^\nu \equiv (x_1 - x_2)^\mu (x_1 - x_2)_\mu$$

$$g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1) \quad a_\mu = g_{\mu\nu} a^\nu, \quad a^2 = a_\mu a^\mu, \quad a \cdot b = a_\mu b^\mu = a^0 b^0 - \vec{a} \cdot \vec{b}$$

MECÁNICA CUÁNTICA Y RELATIVIDAD

Velocidad máxima de propagación de la interacción + Leyes físicas universales 
 $c = 299\ 792\ 458 \text{ m/s}$

Dados $x_1^\mu \equiv (c t_1, \vec{x}_1)$ y $x_2^\mu \equiv (c t_2, \vec{x}_2)$, se puede construir el invariante

$$(x_1 - x_2)^2 \equiv c^2 (t_1 - t_2)^2 - (\vec{x}_1 - \vec{x}_2)^2 \equiv (x_1 - x_2)^\mu g_{\mu\nu} (x_1 - x_2)^\nu \equiv (x_1 - x_2)^\mu (x_1 - x_2)_\mu$$

$$g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1) \quad a_\mu = g_{\mu\nu} a^\nu, \quad a^2 = a_\mu a^\mu, \quad a \cdot b = a_\mu b^\mu = a^0 b^0 - \vec{a} \cdot \vec{b}$$

$$p^\mu \equiv (p^0, \vec{p}) \equiv (E/c, \vec{p}) / p^\mu p_\mu = E^2/c^2 - \vec{p}^2 = m^2 c^2$$

Relación cuadrática !!

Posibilidad de creación (y destrucción) de partículas

$$\partial_\mu = \frac{\partial}{\partial x^\mu} = g_{\mu\nu} \partial^\nu, \quad \partial^\nu = \frac{\partial}{\partial x_\nu} \quad [\partial^0 = \partial_0, \quad \partial^k = -\partial_k]$$

$$\square = \partial_\mu \partial^\mu = \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta \quad (\square + m^2) \phi(x) = 0$$

Ec. de Klein-Gordon

MECÁNICA CUÁNTICA Y RELATIVIDAD

Velocidad máxima de propagación de la interacción + Leyes físicas universales 
 $c = 299\ 792\ 458 \text{ m/s}$

Dados $x_1^\mu \equiv (c t_1, \vec{x}_1)$ y $x_2^\mu \equiv (c t_2, \vec{x}_2)$, se puede construir el invariante

$$(x_1 - x_2)^2 \equiv c^2 (t_1 - t_2)^2 - (\vec{x}_1 - \vec{x}_2)^2 \equiv (x_1 - x_2)^\mu g_{\mu\nu} (x_1 - x_2)^\nu \equiv (x_1 - x_2)^\mu (x_1 - x_2)_\mu$$

$$g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1) \quad a_\mu = g_{\mu\nu} a^\nu, \quad a^2 = a_\mu a^\mu, \quad a \cdot b = a_\mu b^\mu = a^0 b^0 - \vec{a} \cdot \vec{b}$$

$$p^\mu \equiv (p^0, \vec{p}) \equiv (E/c, \vec{p}) / p^\mu p_\mu = E^2/c^2 - \vec{p}^2 = m^2 c^2$$

Relación cuadrática !!

Posibilidad de creación (y destrucción) de partículas

$$E = \pm \sqrt{(\vec{p} c)^2 + (m c^2)^2}$$

Las partículas de $E < 0$ son antipartículas de $E > 0$ (predicción de Dirac, '27, confirmada por Anderson '31 con el descubrimiento del positrón, e^+)



MECÁNICA CUÁNTICA Y RELATIVIDAD

Velocidad máxima de propagación de la interacción + Leyes físicas universales 
 $c = 299\,792\,458 \text{ m/s}$

Dados $x_1^\mu \equiv (c t_1, \vec{x}_1)$ y $x_2^\mu \equiv (c t_2, \vec{x}_2)$, se puede construir el invariante

$$(x_1 - x_2)^2 \equiv c^2 (t_1 - t_2)^2 - (\vec{x}_1 - \vec{x}_2)^2 \equiv (x_1 - x_2)^\mu g_{\mu\nu} (x_1 - x_2)^\nu \equiv (x_1 - x_2)^\mu (x_1 - x_2)_\mu$$

$$g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1) \quad a_\mu = g_{\mu\nu} a^\nu, \quad a^2 = a_\mu a^\mu, \quad a \cdot b = a_\mu b^\mu = a^0 b^0 - \vec{a} \cdot \vec{b}$$

$$p^\mu \equiv (p^0, \vec{p}) \equiv (E/c, \vec{p}) / p^\mu p_\mu = E^2/c^2 - p^2 = m^2 c^2$$

\downarrow

Posibilidad de creación (y destrucción) de (anti)partículas

$$\lambda = \hbar/p$$

Distancias subatómicas (subnucleares) requieren energías muy grandes: descripción mecano-cuántica y relativista

MECÁNICA CUÁNTICA Y RELATIVIDAD

Velocidad máxima de propagación de la interacción + Leyes físicas universales 
 $c = 299\,792\,458 \text{ m/s}$

Dados $x_1^\mu \equiv (c t_1, \vec{x}_1)$ y $x_2^\mu \equiv (c t_2, \vec{x}_2)$, se puede construir el invariante

$$(x_1 - x_2)^2 \equiv c^2 (t_1 - t_2)^2 - (\vec{x}_1 - \vec{x}_2)^2 \equiv (x_1 - x_2)^\mu g_{\mu\nu} (x_1 - x_2)^\nu \equiv (x_1 - x_2)^\mu (x_1 - x_2)_\mu$$

$$g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1) \quad a_\mu = g_{\mu\nu} a^\nu, \quad a^2 = a_\mu a^\mu, \quad a \cdot b = a_\mu b^\mu = a^0 b^0 - \vec{a} \cdot \vec{b}$$

$$p^\mu \equiv (p^0, \vec{p}) \equiv (E/c, \vec{p}) / p^\mu p_\mu = E^2/c^2 - p^2 = m^2 c^2$$

\downarrow

Posibilidad de creación (y destrucción) de (anti)partículas

$$\lambda = \hbar/p$$

Distancias subatómicas (subnucleares) requieren energías muy grandes: descripción mecano-cuántica y relativista

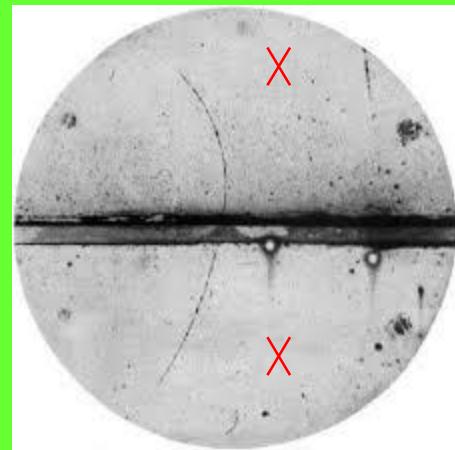
Ejercicio: Calcular valores típicos de las energías en ambos casos

Descubrimiento de la antimateria

(Anderson, 1932; PN 1936)

Cámara de niebla en
B
1.5 T

$$P = q B R/c$$



← Lámina de Pb de 6 mm

1.5 T

Emulsión fotográfica

Descubrimiento de la antimateria

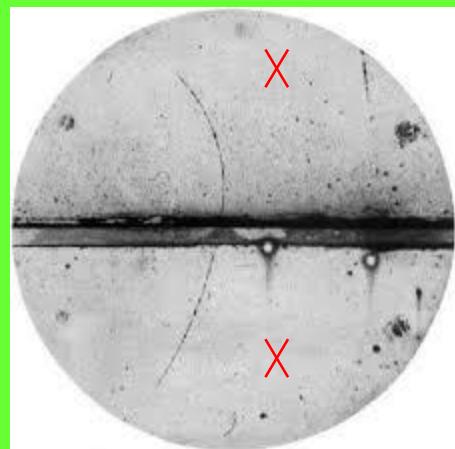
(Anderson, 1932; PN 1936)

- ¿Cómo sabemos que es un e y no un p?

$$P = q B R/c$$

Cámara de niebla en
B

1.5 T



1.5 T

Emulsión fotográfica

Descubrimiento de la antimateria

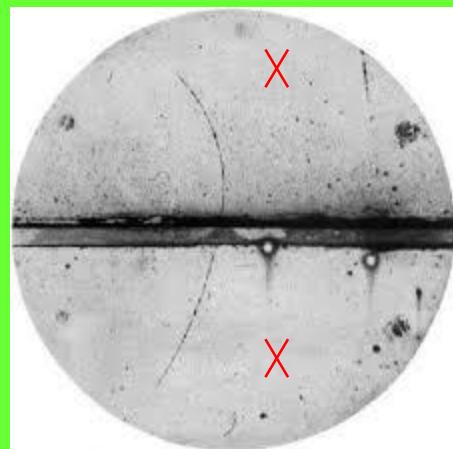
(Anderson, 1932; PN 1936)

- ¿Cómo sabemos que es un e y no un p?

$$P = q B R/c$$

Cámara de niebla en
B

1.5 T



← Lámina de Pb de 6 mm

- ¿Cómo sabemos que es un e^+ y no un e^- ?

1.5 T

Emulsión fotográfica

Descubrimiento de la antimateria

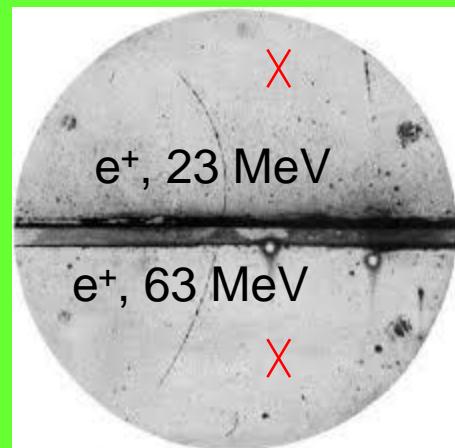
(Anderson, 1932; PN 1936)

- ¿Cómo sabemos que es un e y no un p?

$$P = q B R/c$$

Cámara de niebla en
B

1.5 T



Emulsión fotográfica

1.5 T

SISTEMA NATURAL DE UDS.

En el **sistema MKS**

$$1 \text{ fermi} \equiv 1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m},$$

$$1 \text{ barn} \equiv 1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2, \quad 1 \text{ nb} = 10^{-9} \text{ b} = 10^{-37} \text{ m}^2,$$

$$1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV} = 1.602\,176\,53\,(14) \times 10^{-13} \text{ J},$$

$$1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}, \quad 1 \text{ TeV} = 10^{12} \text{ eV},$$

.

SISTEMA NATURAL DE UDS.

En el **sistema MKS**

$$1 \text{ fermi} \equiv 1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m},$$

$$1 \text{ barn} \equiv 1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2, \quad 1 \text{ nb} = 10^{-9} \text{ b} = 10^{-37} \text{ m}^2,$$

$$1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV} = 1.602\,176\,53 (14) \times 10^{-13} \text{ J},$$

$$1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}, \quad 1 \text{ TeV} = 10^{12} \text{ eV},$$

En el **sistema natural** de uds.

$$\hbar = c = 1 \longrightarrow [\text{M}] = [\text{T}^{-1}] = [\text{L}^{-1}] = [\text{E}]$$

SISTEMA NATURAL DE UDS.

En el **sistema MKS**

$$1 \text{ fermi} \equiv 1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m},$$

$$1 \text{ barn} \equiv 1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2, \quad 1 \text{ nb} = 10^{-9} \text{ b} = 10^{-37} \text{ m}^2,$$

$$1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV} = 1.602 \, 176 \, 53 \, (14) \times 10^{-13} \text{ J},$$

$$1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}, \quad 1 \text{ TeV} = 10^{12} \text{ eV},$$

En el **sistema natural** de uds.

$$\hbar = c = 1 \longrightarrow [M] = [T^{-1}] = [L^{-1}] = [E]$$

$$E = m c^2 = m, \quad \hat{\lambda} = \hbar/(m c) = 1/m, \quad t = \hat{\lambda}/c = \hbar/(m c^2) = 1/m = \hat{\tau}$$

SISTEMA NATURAL DE UDS.

En el **sistema MKS**

$$1 \text{ fermi} \equiv 1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m},$$

$$1 \text{ barn} \equiv 1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2, \quad 1 \text{ nb} = 10^{-9} \text{ b} = 10^{-37} \text{ m}^2,$$

$$1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV} = 1.602 \ 176 \ 53 \ (14) \times 10^{-13} \text{ J},$$

$$1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}, \quad 1 \text{ TeV} = 10^{12} \text{ eV},$$

En el **sistema natural** de uds.

$$\hbar = c = 1 \longrightarrow [M] = [T^{-1}] = [L^{-1}] = [E]$$

$$E = m c^2 = m, \quad \lambda = \hbar/(m c) = 1/m, \quad t = \lambda/c = \hbar/(m c^2) = 1/m = \tau$$

Conversión: $\hbar c = 197. \ 326 \ 971 \ 88(44) \text{ MeV fm}$ ⁽¹²⁾

Ejercicio: Escribir Kg, m y s en uds. naturales

SISTEMA NATURAL DE UDS.

En el **sistema MKS**

$$1 \text{ fermi} \equiv 1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m},$$

$$1 \text{ barn} \equiv 1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2, \quad 1 \text{ nb} = 10^{-9} \text{ b} = 10^{-37} \text{ m}^2,$$

$$1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV} = 1.602 \ 176 \ 53 \ (14) \times 10^{-13} \text{ J},$$

$$1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}, \quad 1 \text{ TeV} = 10^{12} \text{ eV},$$

En el **sistema natural** de uds.

$$\hbar = c = 1 \longrightarrow [M] = [T^{-1}] = [L^{-1}] = [E]$$

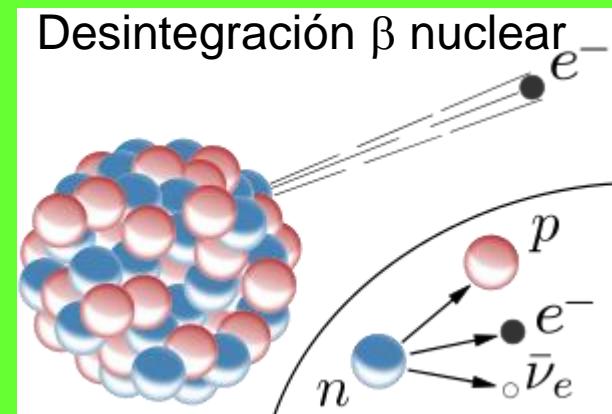
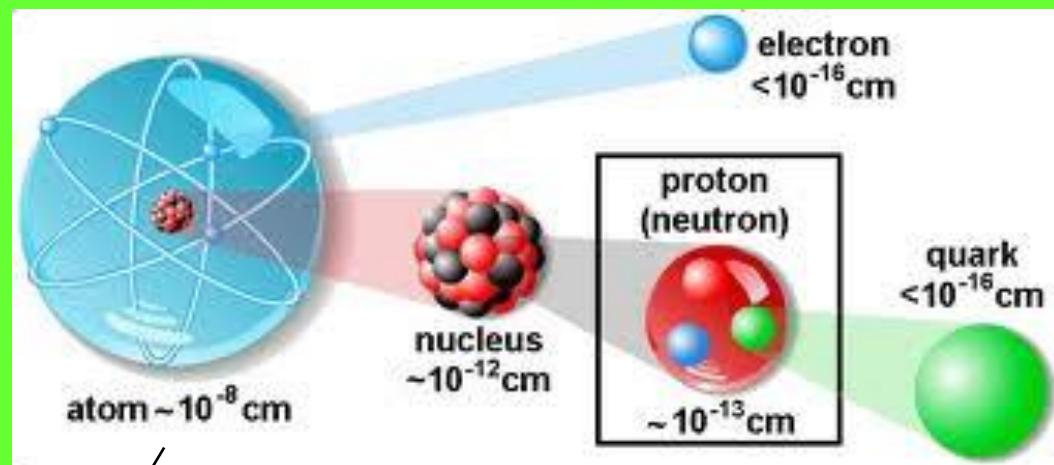
$$E = m c^2 = m, \quad \lambda = \hbar/(m c) = 1/m, \quad t = \lambda/c = \hbar/(m c^2) = 1/m = \tau$$

Conversión: $\hbar c = 197. \ 326 \ 971 \ 88(44) \text{ MeV fm}$ ⁽¹²⁾

Ejercicio: $Kg \approx 5.61 \times 10^{26} \text{ GeV}, m \approx 5.07 \times 10^{15} \text{ GeV}^{-1}, s \approx 1.52 \times 10^{24} \text{ GeV}^{-1}$

HACIA EL ME

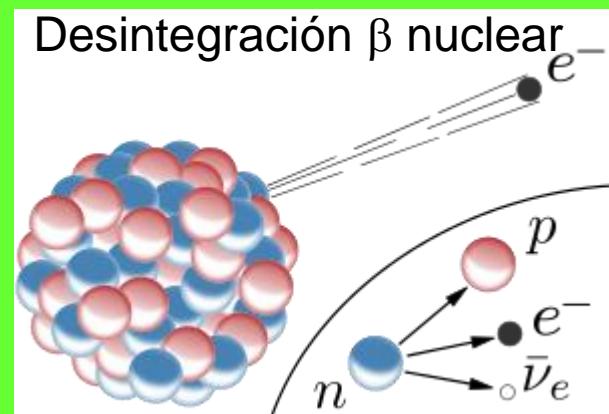
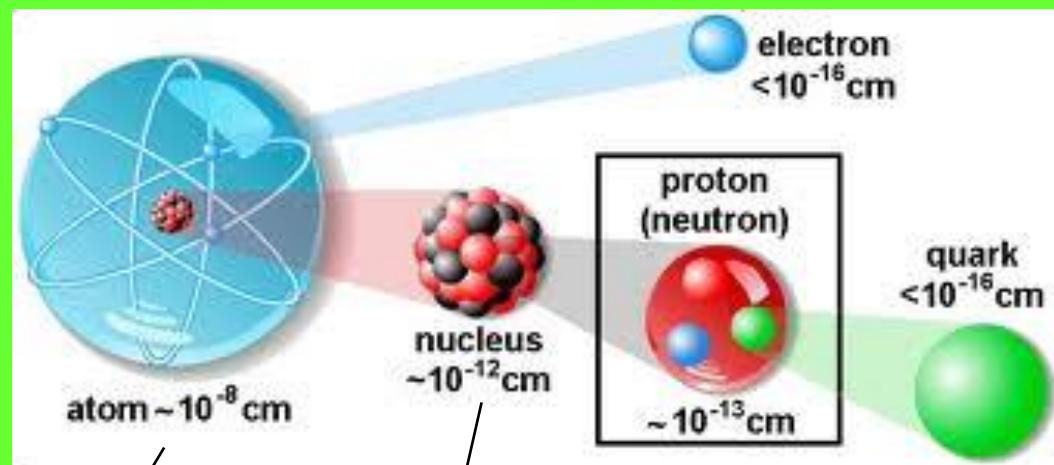
INTERACCIONES DE CORTO ALCANCE



Ligado por interacción Coulombiana: cuantos γ (cuerpo negro, ef. fotoeléctrico, Compton, etc.)

Alcance infinito \Leftrightarrow fotón sin masa ($\lambda \sim 1/m$) \Leftrightarrow Invariancia de norma U(1)

INTERACCIONES DE CORTO ALCANCE



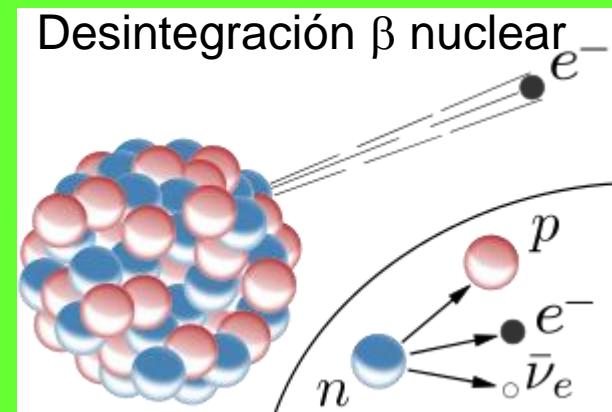
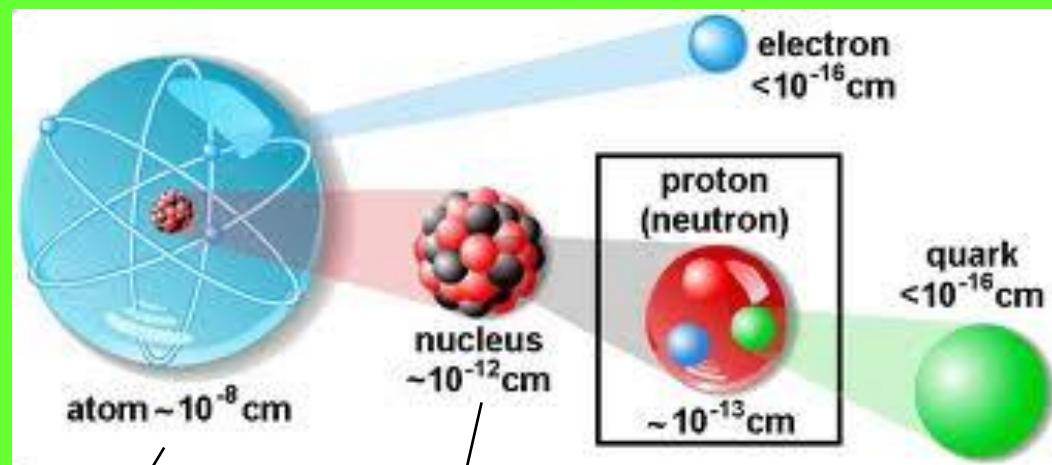
Ligado por interacción Coulombiana: cuanto γ (cuerpo negro, ef. fotoeléctrico, Compton, etc.)

Alcance infinito \Leftrightarrow fotón sin masa ($\lambda \sim 1/m$) \Leftrightarrow Invariancia de norma U(1)

Requiere la existencia de una fuerza de corto alcance y gran intensidad ("fuerza fuerte")

Alcance $\sim 1\text{ \AA} \rightarrow m \sim 200 \text{ MeV}$ (π como mediador efectivo entre n y p)

INTERACCIONES DE CORTO ALCANCE



Ligado por interacción Coulombiana: cuanto γ (cuerpo negro, ef. fotoeléctrico, Compton, etc.)

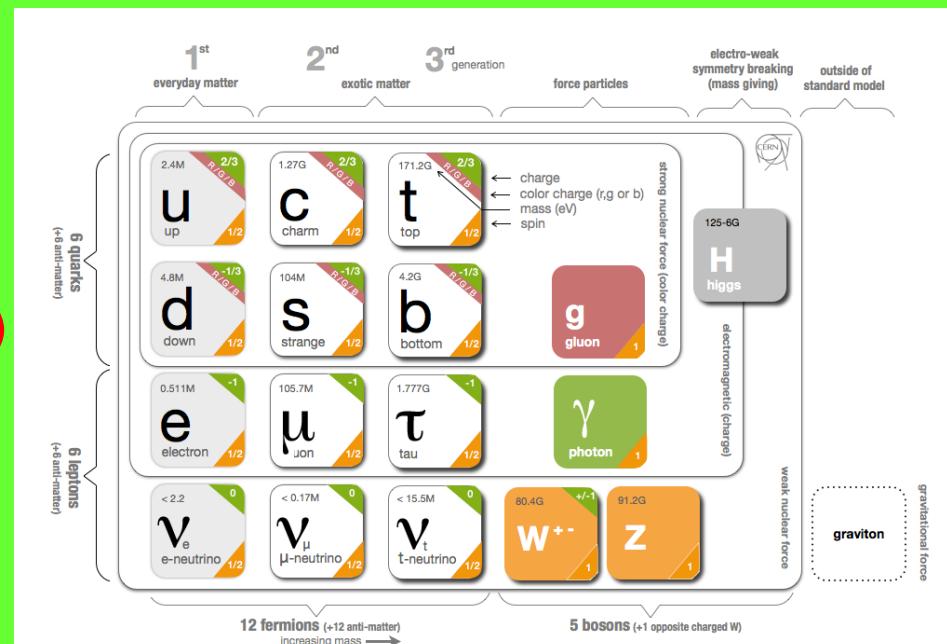
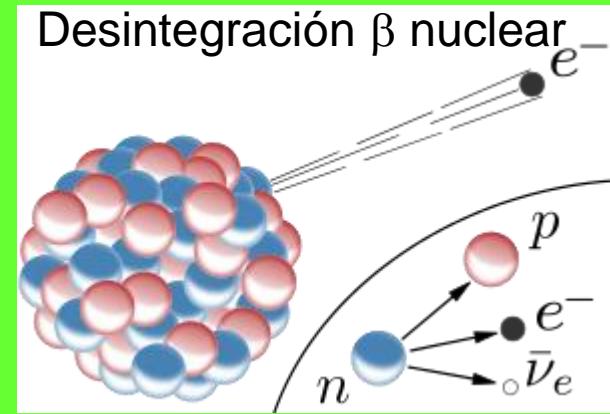
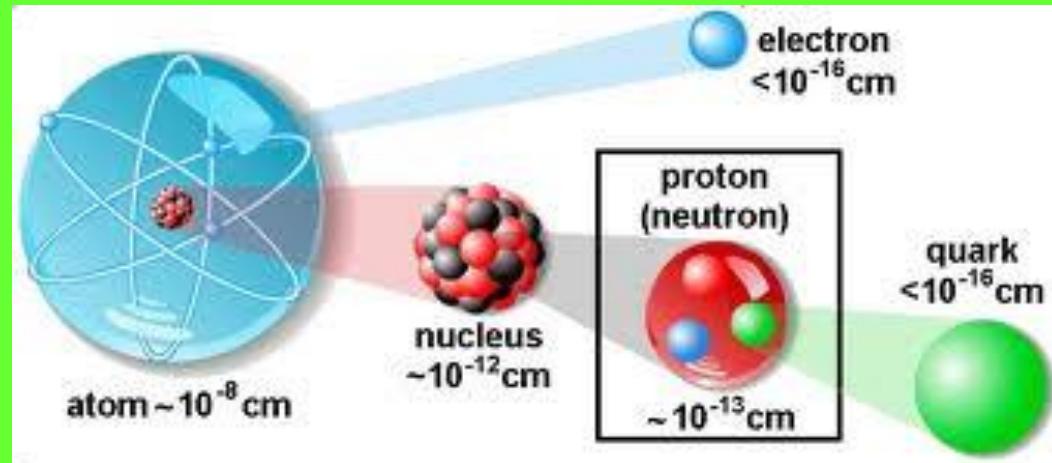
Alcance infinito \Leftrightarrow fotón sin masa ($\lambda \sim 1/m$) \Leftrightarrow Invariancia de norma U(1)

Requiere la existencia de una fuerza de corto alcance y gran intensidad ("fuerza fuerte")

Alcance $\sim 1\text{ \AA} \rightarrow m \sim 200 \text{ MeV}$ (π como mediador efectivo entre n y p)

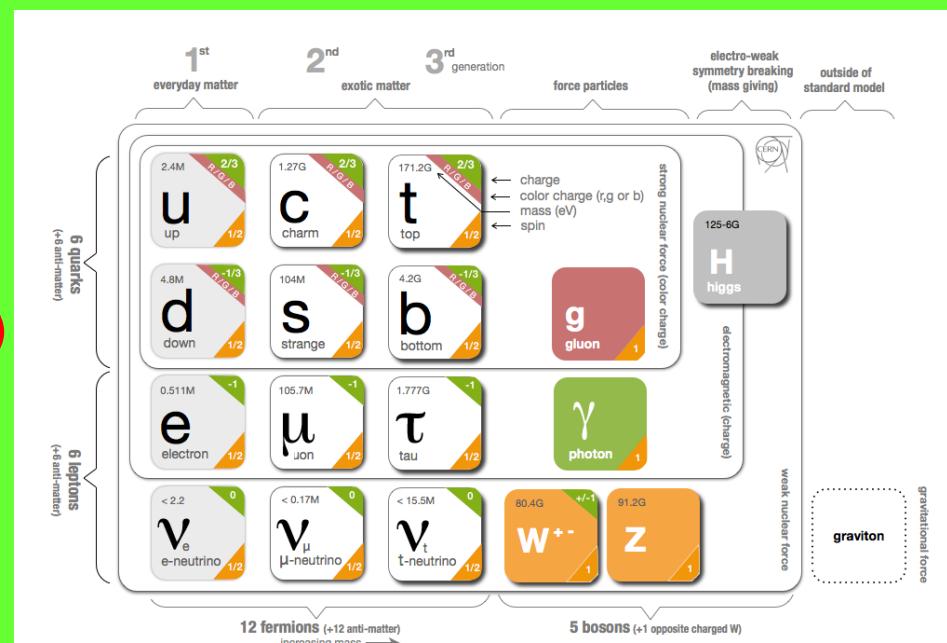
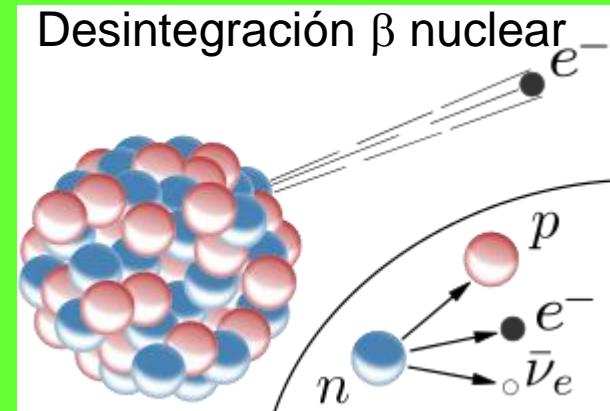
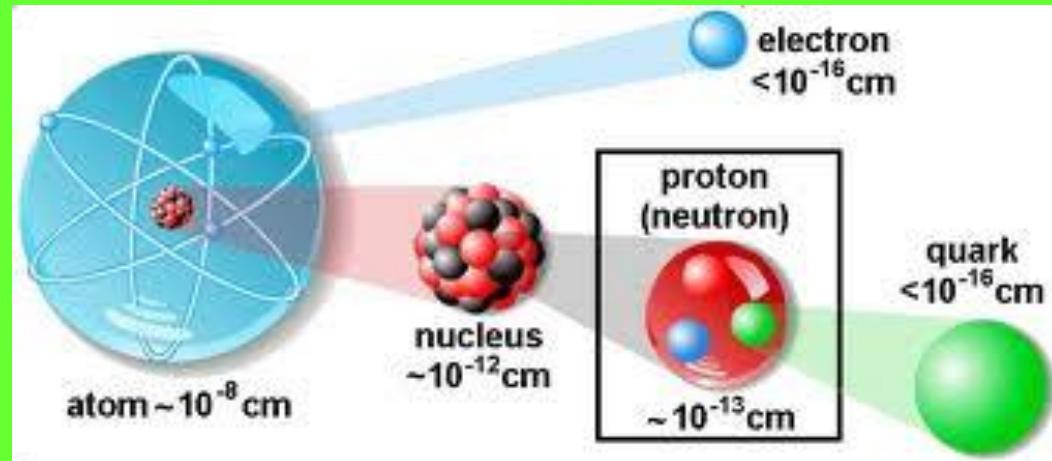
Su debilidad se explica por la masa del mediador $\sim 100 \text{ GeV} \gg M_p, M_n$

INTERACCIONES DE CORTO ALCANCE



El ME es la teoría de norma local (intercambio de campos de espín 1) $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ que describe estos procesos

INTERACCIONES DE CORTO ALCANCE

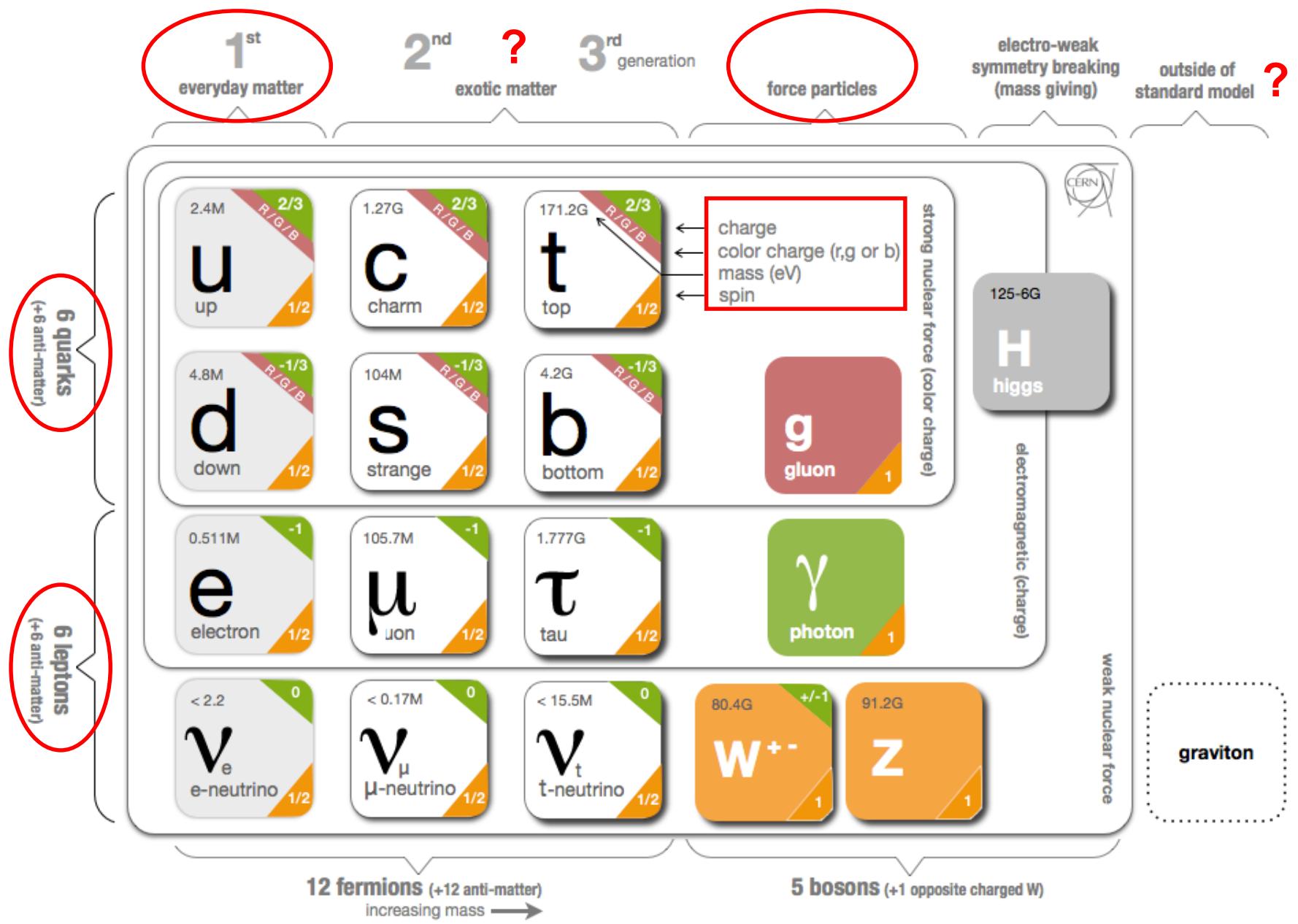


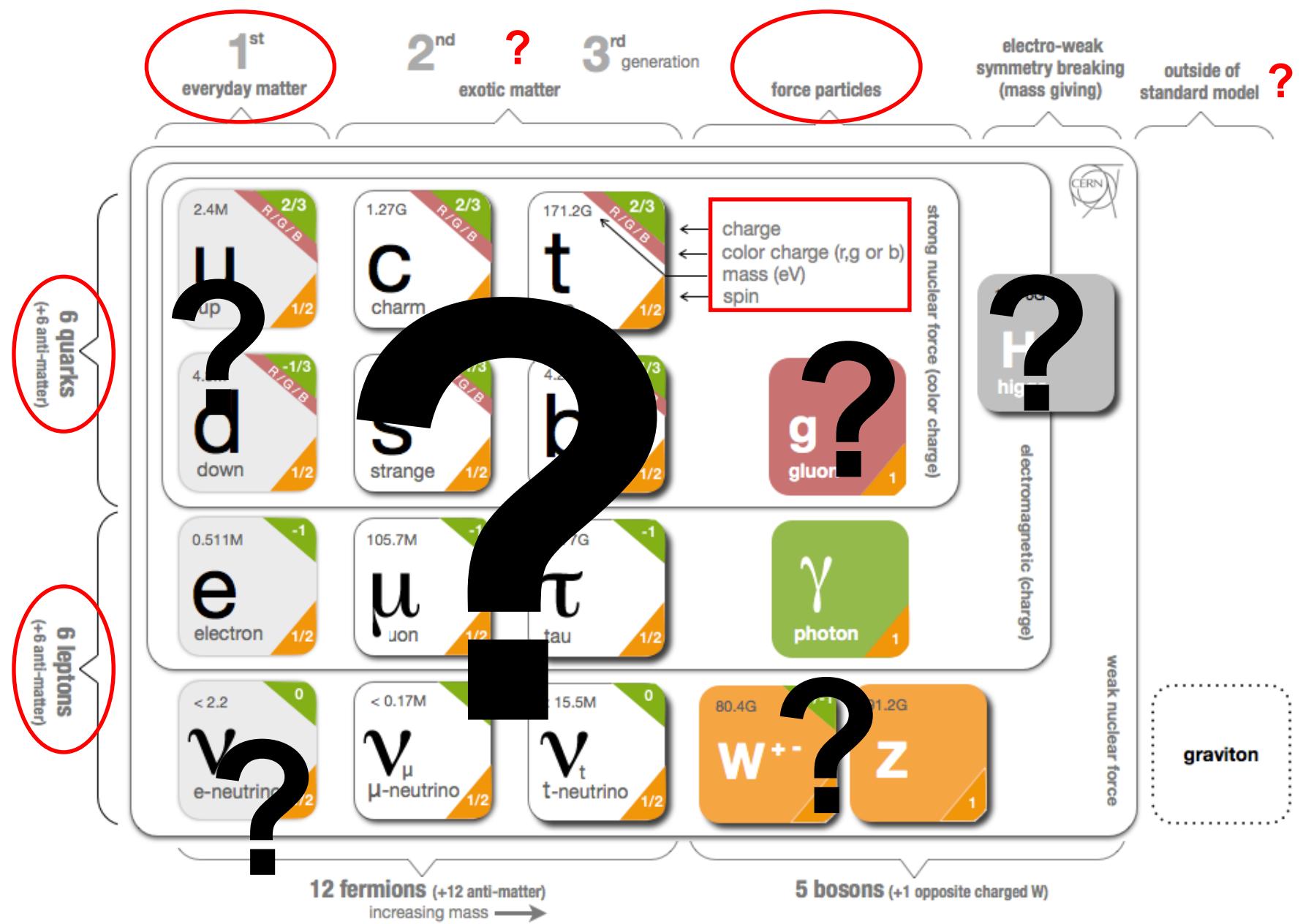
El ME es la teoría de norma local (intercambio de campos de espín 1) $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ que describe estos procesos

ME de Física de Partículas

Más allá del SM:
¿e/q compuestos?
¿Nuevas partículas?
¿Nuevas simetrías?
¿Nuevas interacciones?

Pablo Roig Garcés





CAMPOS EN EL ME

- Partículas de espín 0: Campos escalares $\phi(x)$
- Partículas de espín 1: Campos vectoriales $A_\mu(x)$
- Partículas de espín $\frac{1}{2}$: Campos espinoriales

$$\psi(x) = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix}$$

CAMPOS EN EL ME

- Partículas de espín 0: Campos escalares $\phi(x)$
- Partículas de espín 1: Campos vectoriales $A_\mu(x)$
- Partículas de espín $\frac{1}{2}$: Campos espinoriales

$\Psi = \Psi_L + \Psi_R$, con

$\Psi_L = P_L \Psi$, $\Psi_R = P_R \Psi$

$P_L = \frac{1}{2} (1 - \gamma_5)$, $P_R = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5)$

proyectores de quiralidad

$$\psi(x) = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix}$$

Si nada distingue izquierda y derecha, usar Ψ ó Ψ_L & Ψ_R es una convención!!

Ejercicio

Nota: Las matrices de Dirac, γ^μ , son necesarias para poder escribir la ec. de campo para un espinor:

$$(i \gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi(x) = 0 \quad \{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} \equiv \gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2 g^{\mu\nu}$$

$$\gamma_5 \equiv \gamma^5 \equiv i \gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3 \equiv -\frac{i}{4!} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\rho \gamma^\sigma \equiv \gamma_5^\dagger$$

CAMPOS EN EL ME

- Partículas de espín 0: Campos escalares $\phi(x)$
- Partículas de espín 1: Campos vectoriales $A_\mu(x)$
- Partículas de espín $\frac{1}{2}$: Campos espinoriales

$\Psi = \Psi_L + \Psi_R$, con

$\Psi_L = P_L \Psi$, $\Psi_R = P_R \Psi$

$P_L = \frac{1}{2} (1 - \gamma_5)$, $P_R = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5)$

proyectores de quiralidad

Lagrangiano: $\mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi)$

Acción: $S = \int d^4x \mathcal{L}(\phi(x), \dots)$

adimensional \longrightarrow D=4

$$\psi(x) = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix}$$

Invariantes Lorentz

CAMPOS EN EL ME

- Partículas de espín 0: Campos escalares $\phi(x)$
- Partículas de espín 1: Campos vectoriales $A_\mu(x)$
- Partículas de espín $\frac{1}{2}$: Campos espinoriales

$\Psi = \Psi_L + \Psi_R$, con

$\Psi_L = P_L \Psi$, $\Psi_R = P_R \Psi$

$P_L = \frac{1}{2} (1 - \gamma_5)$, $P_R = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5)$

proyectores de quiralidad

Lagrangiano: $\mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi)$

Acción: $S = \int d^4x \mathcal{L}(\phi(x), \dots)$

$$\psi(x) = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix}$$

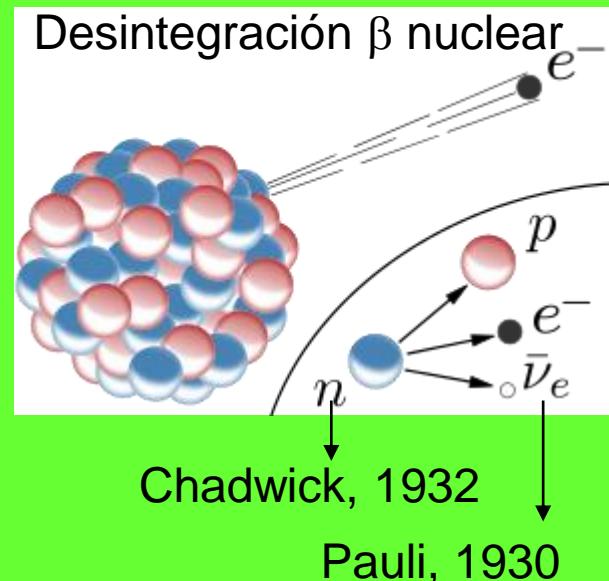
Invariantes Lorentz

Campos libres: Lagrangiano cuadrático en los campos: *propagadores*

Campos con interacción: potencias superiores en los campos: *vértices*

DESINTEGRACIÓN β

1930: La desintegración β del Tritio se pensaba que era ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^-$



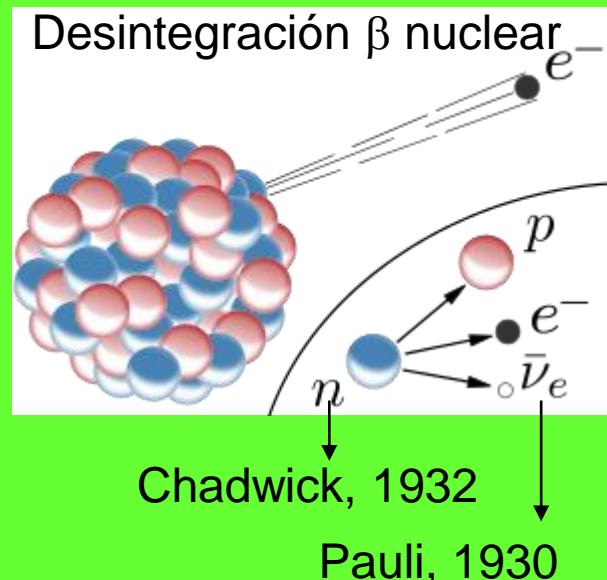
DESINTEGRACIÓN β

1930: La desintegración β del Tritio se pensaba que era ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^-$

En un proceso $A \rightarrow B + e^-$, las energías están fijadas:

$$E_e = (m_A^2 - m_B^2 + m_e^2)/(2 m_A)$$
. Sin embargo...

Ejercicio

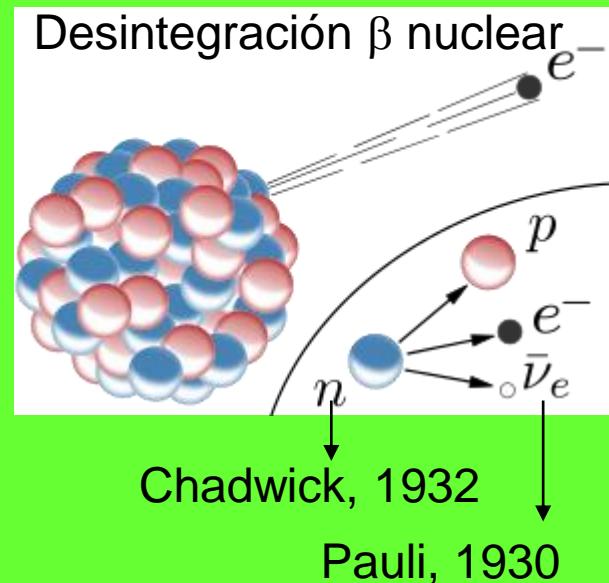
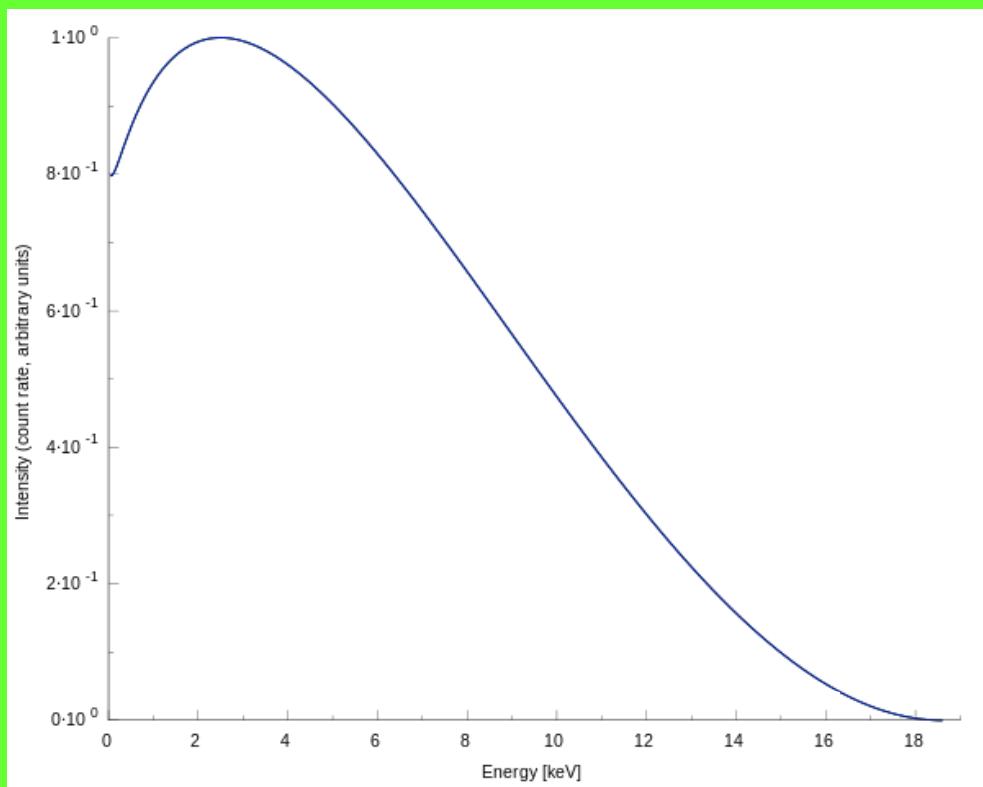


DESINTEGRACIÓN β

1930: La desintegración β del Tritio se pensaba que era ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^-$

En un proceso $A \rightarrow B + e^-$, las energías están fijadas:

$$E_e = (m_A^2 - m_B^2 + m_e^2)/(2 m_A)$$
. Sin embargo...



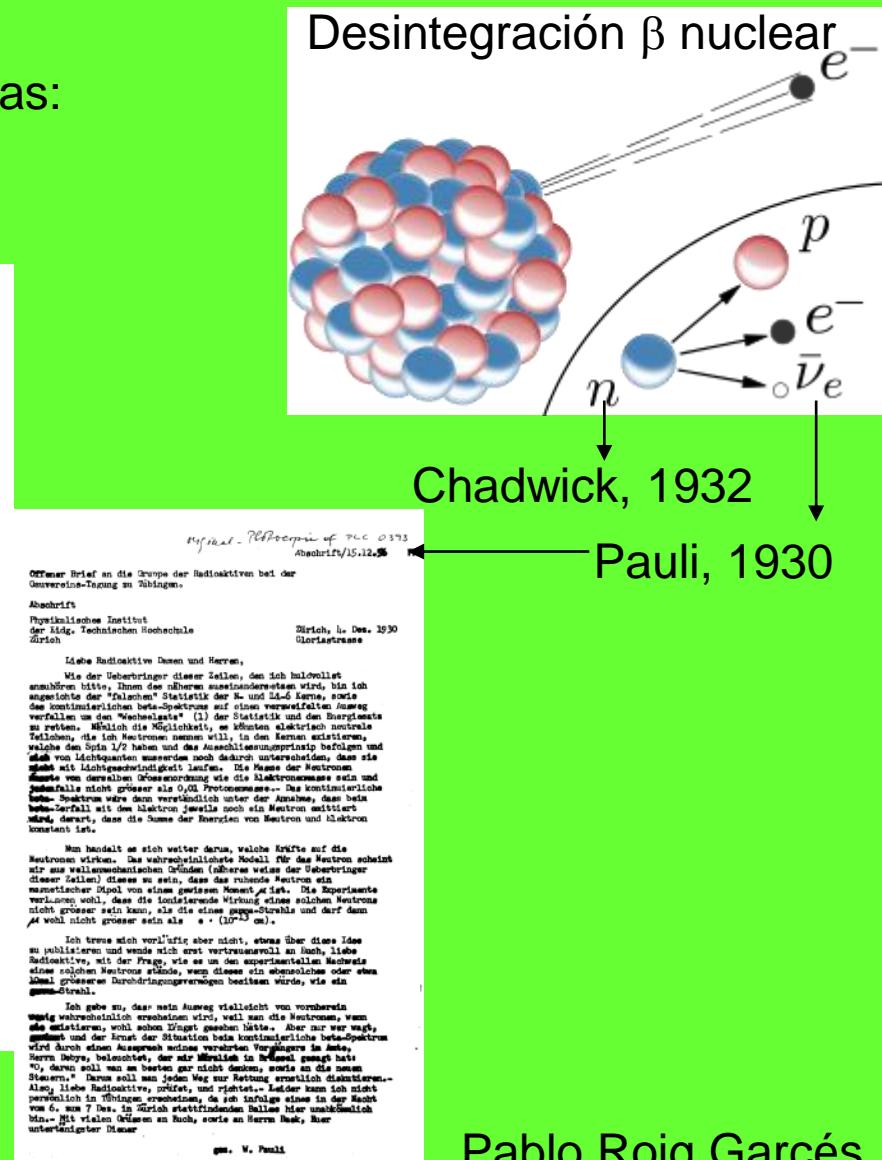
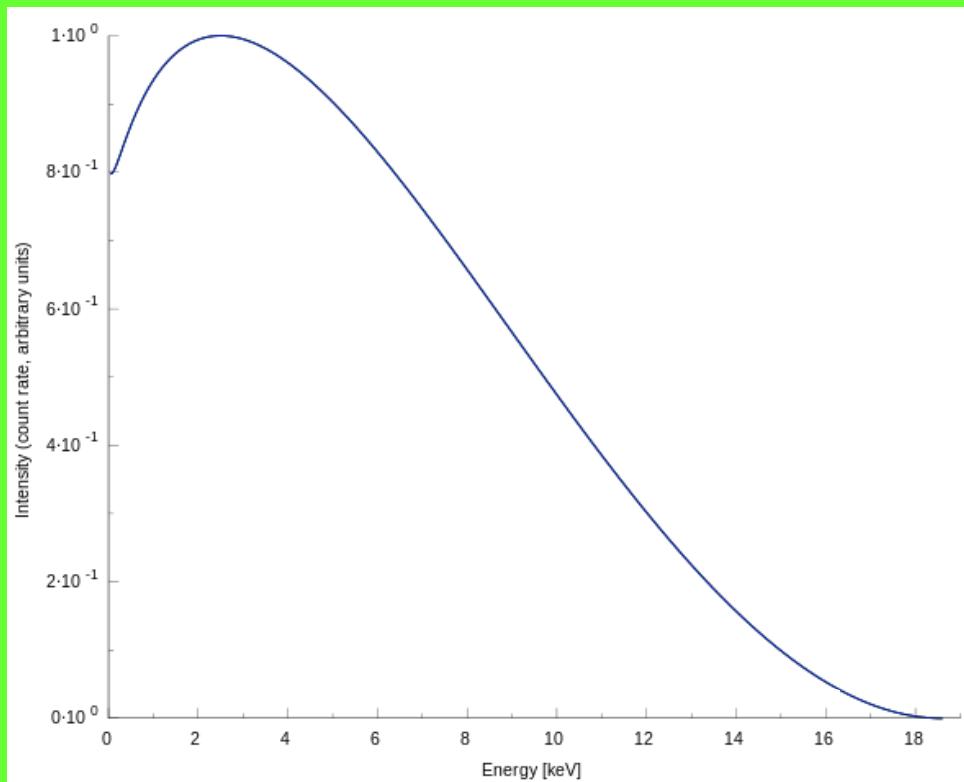
DESINTEGRACIÓN β

1930: La desintegración β del Tritio se pensaba que era ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^-$

En un proceso $A \rightarrow B + e^-$, las energías están fijadas:

$$E_e = (m_A^2 - m_B^2 + m_e^2)/(2 m_A)$$

Sin embargo...



[This is a translation of a machine-typed copy of a letter that Wolfgang Pauli sent to a group of physicists meeting in Tübingen in December 1930. Pauli asked a colleague to take the letter to the meeting, and the bearer was to provide more information as needed.]

Copy/Dec. 15, 1956 PM

Open letter to the group of radioactive people at the
Gauverein meeting in Tübingen.

Copy

Physics Institute
of the ETH
Zurich

Zurich, Dec. 4, 1930
Gloriastrasse

Dear Radioactive Ladies and Gentlemen,

As the bearer of these lines, to whom I graciously ask you to listen, will explain to you in more detail, because of the "wrong" statistics of the N- and Li-6 nuclei and the continuous beta spectrum, I have hit upon a desperate remedy to save the "exchange theorem" (1) of statistics and the law of conservation of energy. Namely, the possibility that in the nuclei there could exist electrically neutral particles, which I will call neutrons, that have spin 1/2 and obey the exclusion principle and that further differ from light quanta in that they do not travel with the velocity of light. The mass of the neutrons should be of the same order of magnitude as the electron mass and in any event not larger than 0.01 proton mass. - The continuous beta spectrum would then make sense with the assumption that in beta decay, in addition to the electron, a neutron is emitted such that the sum of the energies of neutron and electron is constant.

Now it is also a question of which forces act upon neutrons. For me, the most likely model for the neutron seems to be, for wave-mechanical reasons (the bearer of these lines knows more), that the neutron at rest is a magnetic dipole with a certain moment μ . The experiments seem to require that the ionizing effect of such a neutron can not be bigger than the one of a gamma-ray, and then μ is probably not allowed to be larger than $e \cdot (10^{-13} \text{ cm})$.

But so far I do not dare to publish anything about this idea, and trustfully turn first to you, dear radioactive people, with the question of how likely it is to find experimental evidence for such a neutron if it would have the same or perhaps a 10 times larger ability to get through [material] than a gamma-ray.

I admit that my remedy may seem almost improbable because one probably would have seen those neutrons, if they exist, for a long time. But nothing ventured, nothing gained, and the seriousness of the situation, due to the continuous structure of the beta spectrum, is illuminated by a remark of my honored predecessor, Mr Debye, who told me recently in Bruxelles: "Oh, It's better not to think about this at all, like new taxes." Therefore one should seriously discuss every way of rescue. Thus, dear radioactive people, scrutinize and judge. - Unfortunately, I cannot personally appear in Tübingen since I am indispensable here in Zurich because of a ball on the night from December 6 to 7. With my best regards to you, and also to Mr. Back, your humble servant

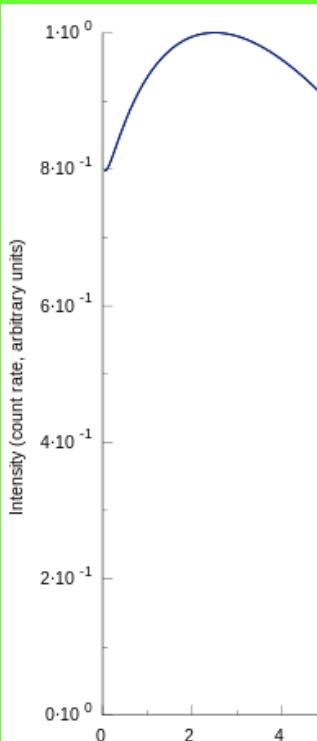
signed W. Pauli

[Translation: Kurt Riesselmann]

1930: La desintegración β

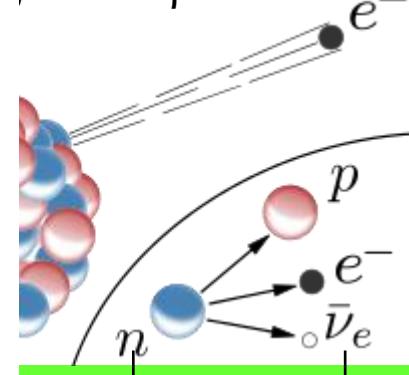
En un proceso A → B + e⁻

$$E_e = (m_A^2 - m_B^2 + m_e^2)^{1/2}$$



DESINTEGRACIÓN β

iración β nuclear



Chadwick, 1932

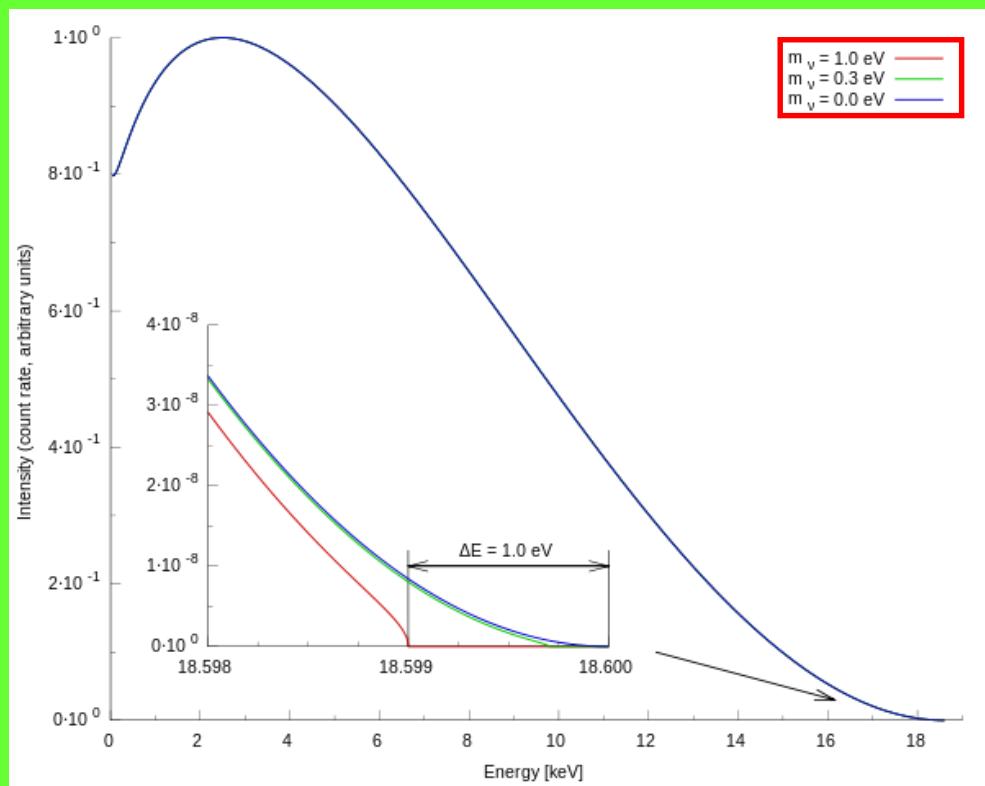
Pauli, 1930

DESINTEGRACIÓN β

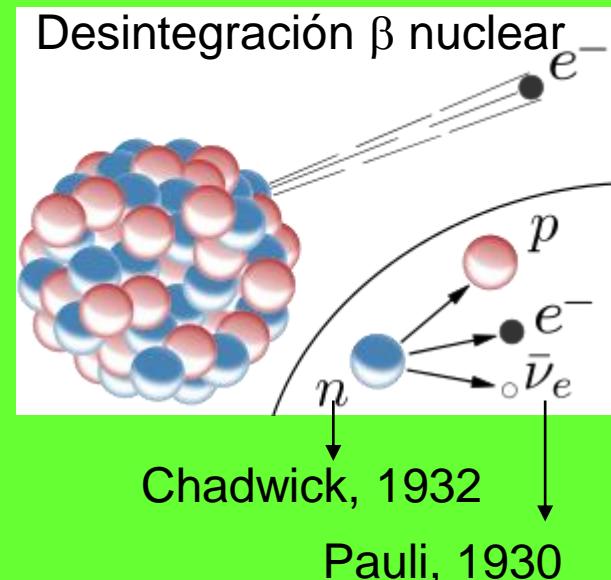
1930: La desintegración β del Tritio se pensaba que era ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$

En un proceso $A \rightarrow B + e^- + \bar{\nu}_e$, las energías están fijadas:

$$E_e = (m_A^2 - m_B^2 + m_e^2) / (2 m_A)$$
 Sin embargo...

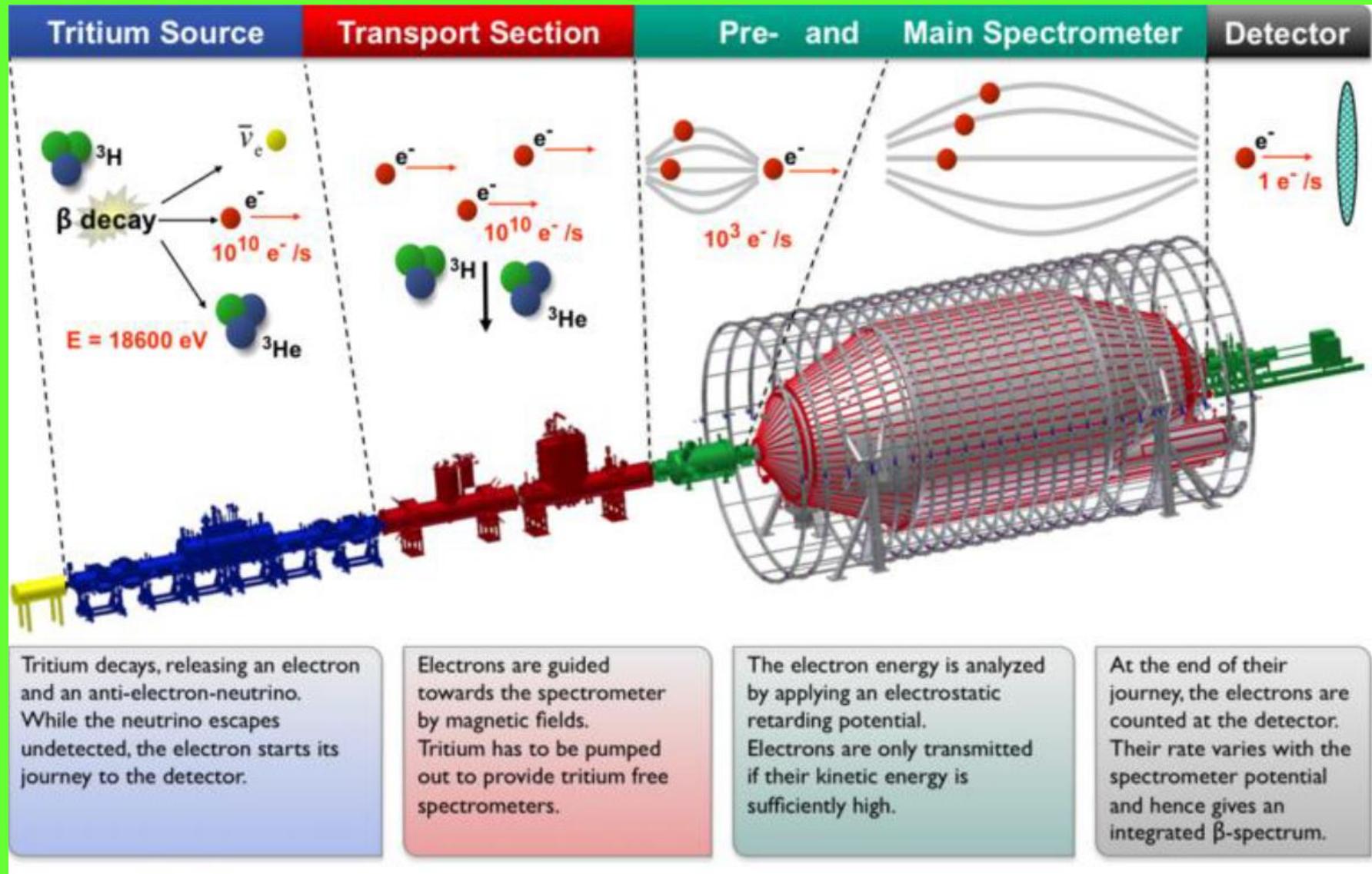


Resultado esperado en el experimento KATRIN

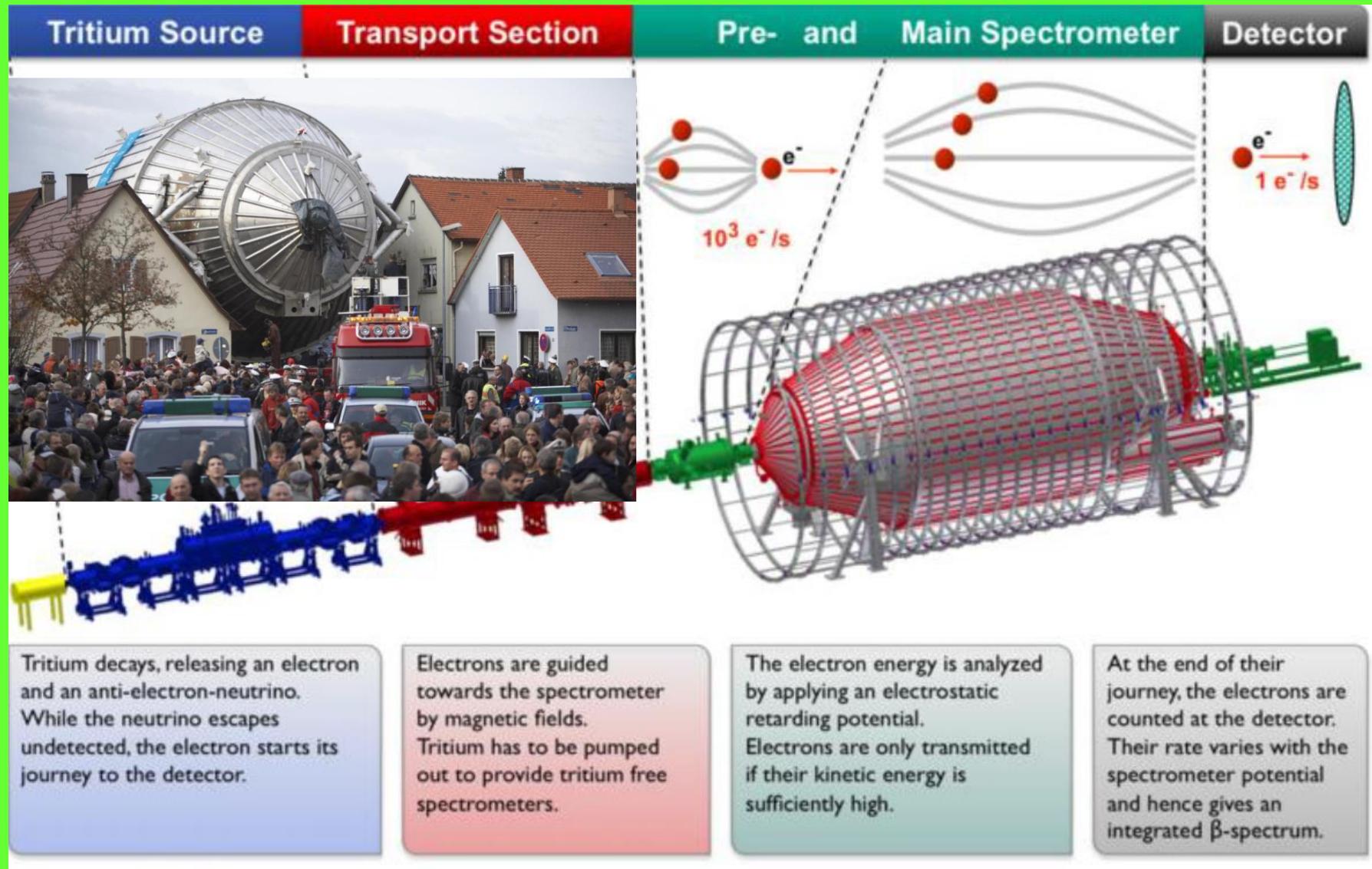


Nota: El neutrino no fue descubierto hasta 1956 (Cowan, Reines)

El experimento KATRIN



El experimento KATRIN



DESINTEGRACIÓN β

Aunque históricamente se debería tratar primero la desintegración β nuclear ($n \rightarrow p + \bar{\nu}_e$ y $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$) es más sencillo entender su análogo leptónico, la desintegración del μ :

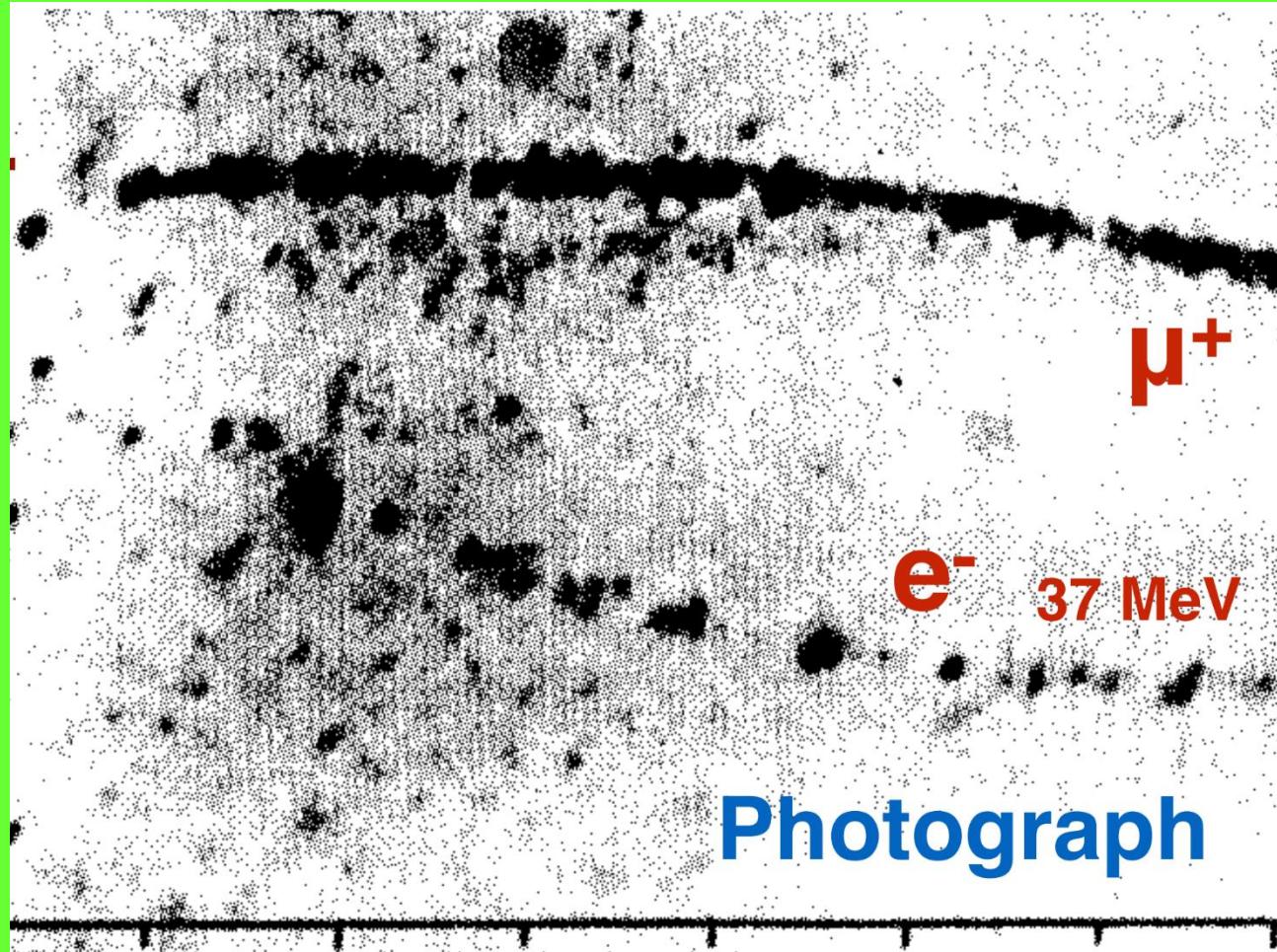
DESINTEGRACIÓN β

Aunque históricamente se debería tratar primero la desintegración β nuclear ($n \rightarrow p + \bar{\nu}_e$ y $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$) es más sencillo entender su análogo leptónico, la desintegración del μ :

DESCUBRIMIENTO DEL μ
Kunze (1932), Anderson &
Neddermeyer (1936)

Cámara de niebla en B

(+ en el curso de Karen)

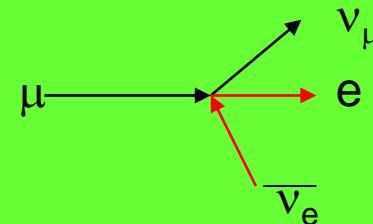


DESINTEGRACIÓN β

$\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu$ (y $\nu_\mu e \rightarrow \mu \bar{\nu}_e$) se pueden describir con la interacción entre 4 fermiones más general posible:

$$(\bar{e} \Gamma^n \nu_e) (\bar{\nu}_\mu \Gamma_n \mu) + \text{h.c.}$$

$$(I_4, i\gamma_5, \gamma^\mu, \gamma_5 \gamma^\mu, \sigma^{\mu\nu})$$



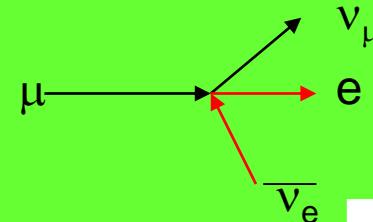
$$\sigma_{\mu\nu} \equiv \frac{i}{2} [\gamma_\mu, \gamma_\nu]$$

DESINTEGRACIÓN β

$\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu$ (y $\nu_\mu e \rightarrow \mu \bar{\nu}_e$) se pueden describir con la interacción entre 4 fermiones más general posible:

$$(\bar{e} \Gamma^n \nu_e) (\bar{\nu}_\mu \Gamma_n \mu) + \text{h.c.}$$

$$(I_4, i\gamma_5, \gamma^\mu, \gamma_5 \gamma^\mu, \sigma^{\mu\nu})$$



$$\sigma_{\mu\nu} \equiv \frac{i}{2} [\gamma_\mu, \gamma_\nu]$$

Experimentalmente se determina que la amplitud de desintegración sólo involucra fermiones izquierdos, con una interacción efectiva tipo V-A:

(Fermi, 1934,
con γ^μ)

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{e} \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) \nu_e] [\bar{\nu}_\mu \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \mu]$$

$$\frac{1}{\tau_\mu} = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192 \pi^3} f(m_e^2/m_\mu^2) r_{EW}$$

$$\tau_\mu = (2.196\ 981\ 1 \pm 0.000\ 002\ 2) \mu\text{s} \rightarrow G_F = (1.166\ 378\ 7 \pm 0.000\ 000\ 6) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

Ejercicio: Obtener la escala de masa asociada y discutir su significado (~ 300 GeV)

DESINTEGRACIÓN β

La desintegración β nuclear ($n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$ y $p \rightarrow n e^+ \nu_e$) se puede describir mediante el Lagrangiano efectivo

$$-G/\sqrt{2} [\bar{p}\gamma^\alpha (1 - \mathbf{g_A} \gamma_5) n] [\bar{e}\gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \nu_e] + \text{h.c.}$$

Con $G = 0.97425(22)$ G_F y $\mathbf{g_A} = 1.2723(23)$

DESINTEGRACIÓN β

La desintegración β nuclear ($n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$ y $p \rightarrow n e^+ \nu_e$) se puede describir mediante el Lagrangiano efectivo

$$-G/\sqrt{2} [\bar{p}\gamma^\alpha (1 - g_A \gamma_5) n] [\bar{e}\gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \nu_e] + \text{h.c.}$$

Con $G = 0.97425(22)$ G_F y $g_A = 1.2723(23)$

La interacción entre constituyentes fundamentales (corrientes de quarks y leptones) sí es universal (**V-A**):

$$-G/\sqrt{2} [\bar{u}\gamma^\alpha (1 - \gamma_5) d] [\bar{e}\gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \nu_e] + \text{h.c.}$$

Y g_A se entiende como una corrección de interacción fuerte (**QCD**)

DESINTEGRACIÓN β

La desintegración β nuclear ($n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$ y $p \rightarrow n e^+ \nu_e$) se puede describir mediante el Lagrangiano efectivo

$$-G/\sqrt{2} [\bar{p}\gamma^\alpha (1 - g_A \gamma_5) n] [\bar{e}\gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \nu_e] + \text{h.c.}$$

Con $G = 0.97425(22)$ G_F y $g_A = 1.2723(23)$

??

La interacción entre constituyentes fundamentales (corrientes de quarks y leptones) sí es universal (**V-A**):

$$-G/\sqrt{2} [\bar{u}\gamma^\alpha (1 - \gamma_5) d] [\bar{e}\gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \nu_e] + \text{h.c.}$$

Y g_A se entiende como una corrección de interacción fuerte (**QCD**)

DESINTEGRACIÓN β

La desintegración β nuclear ($n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$ y $p \rightarrow n e^+ \nu_e$) se puede describir mediante el Lagrangiano efectivo

$$-G/\sqrt{2} [\bar{p}\gamma^\alpha (1 - g_A \gamma_5) n] [\bar{e}\gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \nu_e] + \text{h.c.}$$

Con $G = 0.97425(22)$ G_F y $g_A = 1.2723(23)$

??

La interacción entre constituyentes fundamentales (corrientes de quarks y leptones) sí es universal (**V-A**):

(Fermi, 1934) (“Too remote from reality” — Nature)

$$-G/\sqrt{2} [\bar{u}\gamma^\alpha (1 - \gamma_5) d] [\bar{e}\gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \nu_e] + \text{h.c.}$$

Y g_A se entiende como una corrección de interacción fuerte (**QCD**)

DESINTEGRACIÓN β

La interacción entre constituyentes fundamentales (corrientes de quarks y leptones) sí es universal (**V-A**):

$$-G/\sqrt{2} [\bar{u} \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) d] [\bar{e} \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) v_e] + \text{h.c.}$$

Aunque el electromagnetismo no distingue izquierda y derecha, la interacción débil lo hace máximamente ($V-A \sim L$). Para el primero lo más natural sería utilizar el campo Ψ y para la segunda Ψ_L y Ψ_R .

DESINTEGRACIÓN β

La interacción entre constituyentes fundamentales (corrientes de quarks y leptones) sí es universal (**V-A**):

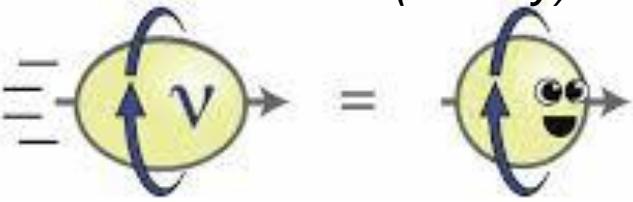
$$-G/\sqrt{2} [\bar{u} \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) d] [\bar{e} \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) v_e] + \text{h.c.}$$

Aunque el electromagnetismo no distingue izquierda y derecha, la interacción débil lo hace máximamente ($V-A \sim L$). Para el primero lo más natural sería utilizar el campo Ψ y para la segunda Ψ_L y Ψ_R .

Chirality and matter

Chirality depends on the reference frame;
but, nothing can move faster than light!

So for massless particles (moving with the speed
of light) chirality is conserved: *(helicity)*

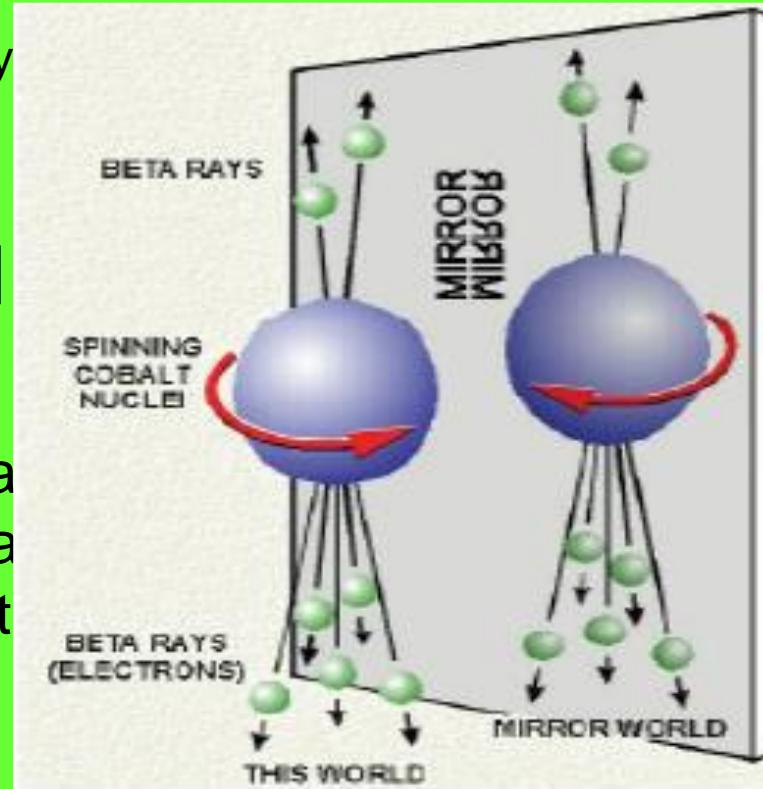


DESINTEGRACIÓN β

La interacción entre constituyentes universales (**V-A**):

$$-G/\sqrt{2} [\bar{u} \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) d]$$

Aunque el electromagnetismo es más fuerte, la interacción débil lo hace más natural.



(quarks y leptones) sí

da y derecha, la para el primero lo gunda Ψ_L y Ψ_R .

Nota: La violación de paridad (P) no se descubrió en este proceso, sino en la desintegración del ^{60}Co polarizado medido por Madame Wu motivado por el artículo de

Lee y Yang donde se ponía en duda la conservación absoluta de P (1956, P.N. 1957)

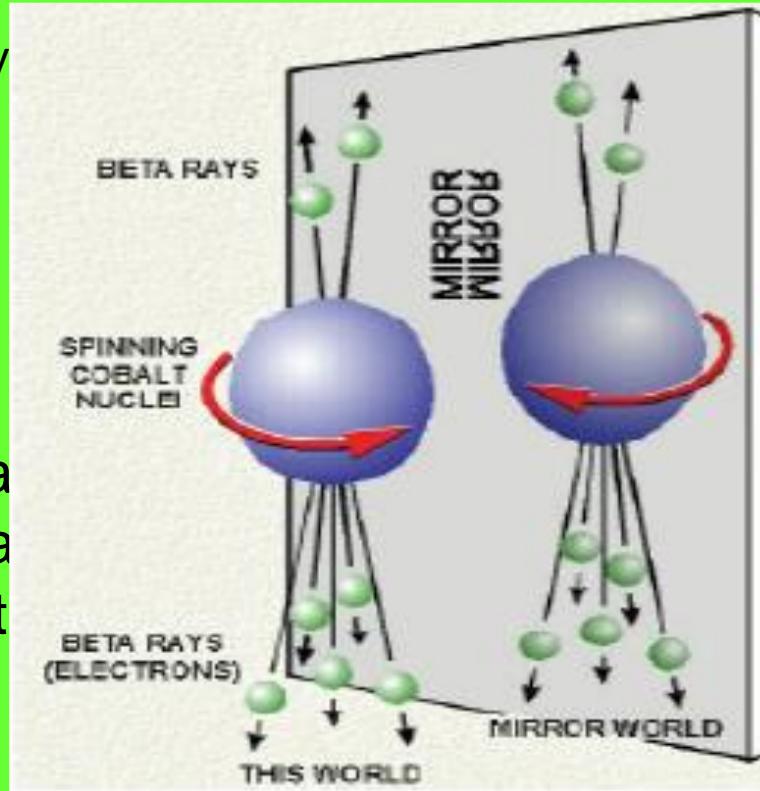
$$P \vec{x} \rightarrow -\vec{x}$$

DESINTEGRACIÓN β

La interacción entre constituyentes universales (**V-A**):

$$-G/\sqrt{2} [\bar{u} \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) d]$$

Aunque el electromagnetismo es más fuerte, la interacción débil lo hace más natural.



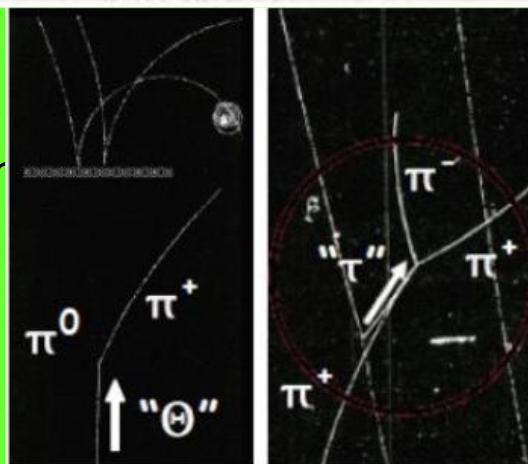
Nota: La violación de paridad en la desintegración del ^{60}Co polarizado

Lee y Yang donde se por

Capaz de explicar la paradoja $\theta - \tau$ (1954)

(quarks y leptones) sí

da y derecha, la para el primero lo gunda Ψ_L y Ψ_R .



te proceso, sino en la motivado por el artículo de 5n absoluta de P

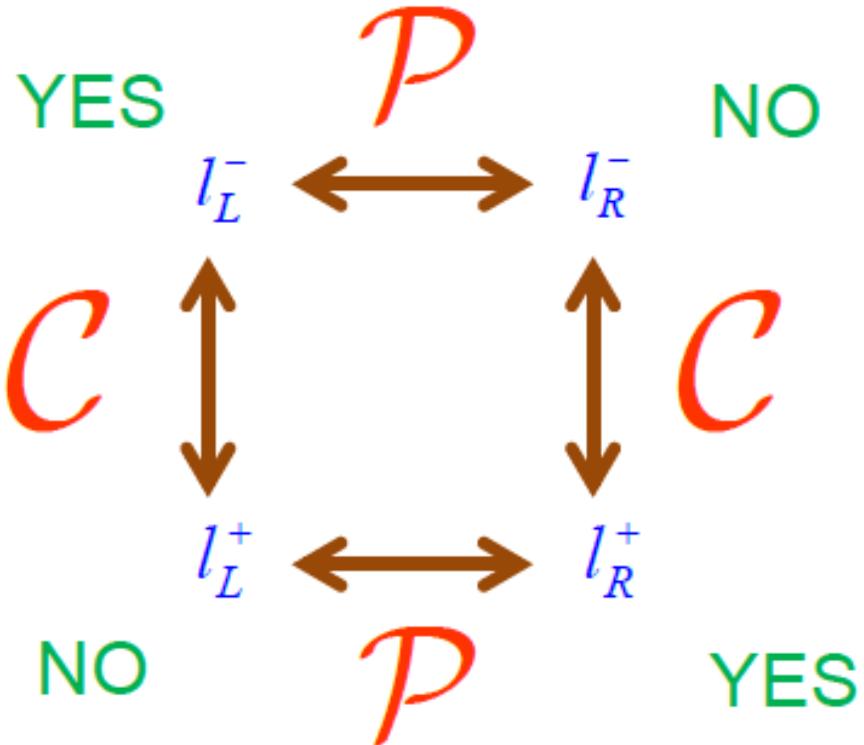
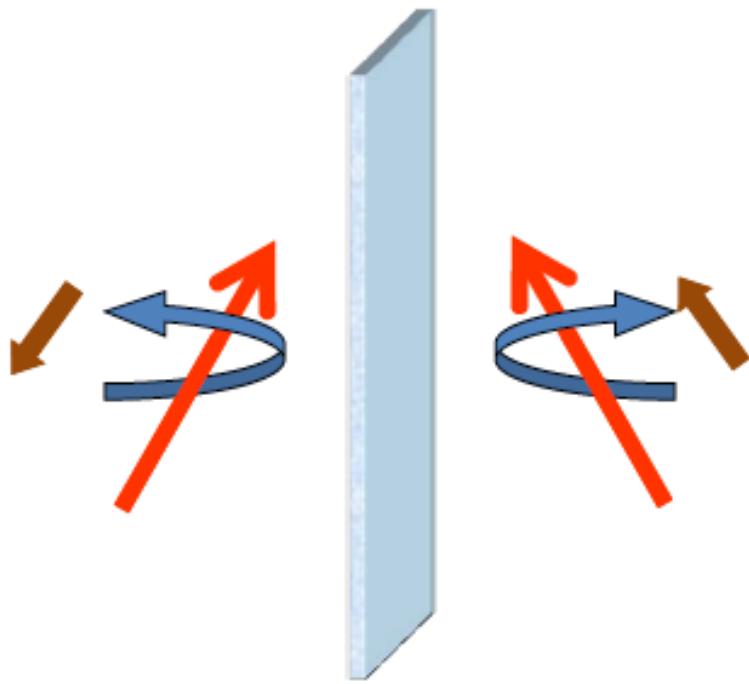
DESINTEGRACIÓN β

La interacción entre constituyentes fundamentales (corrientes de quarks y leptones) sí es universal (**V-A**):

$$-G/\sqrt{2} [\bar{u} \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) d] [\bar{e} \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) v_e] + \text{h.c.}$$

Aunque el electromagnetismo no distingue izquierda y derecha, la interacción débil lo hace máximamente ($V-A \sim L$). Para el primero lo más natural sería utilizar el campo Ψ y para la segunda Ψ_L y Ψ_R .

En resumen ...

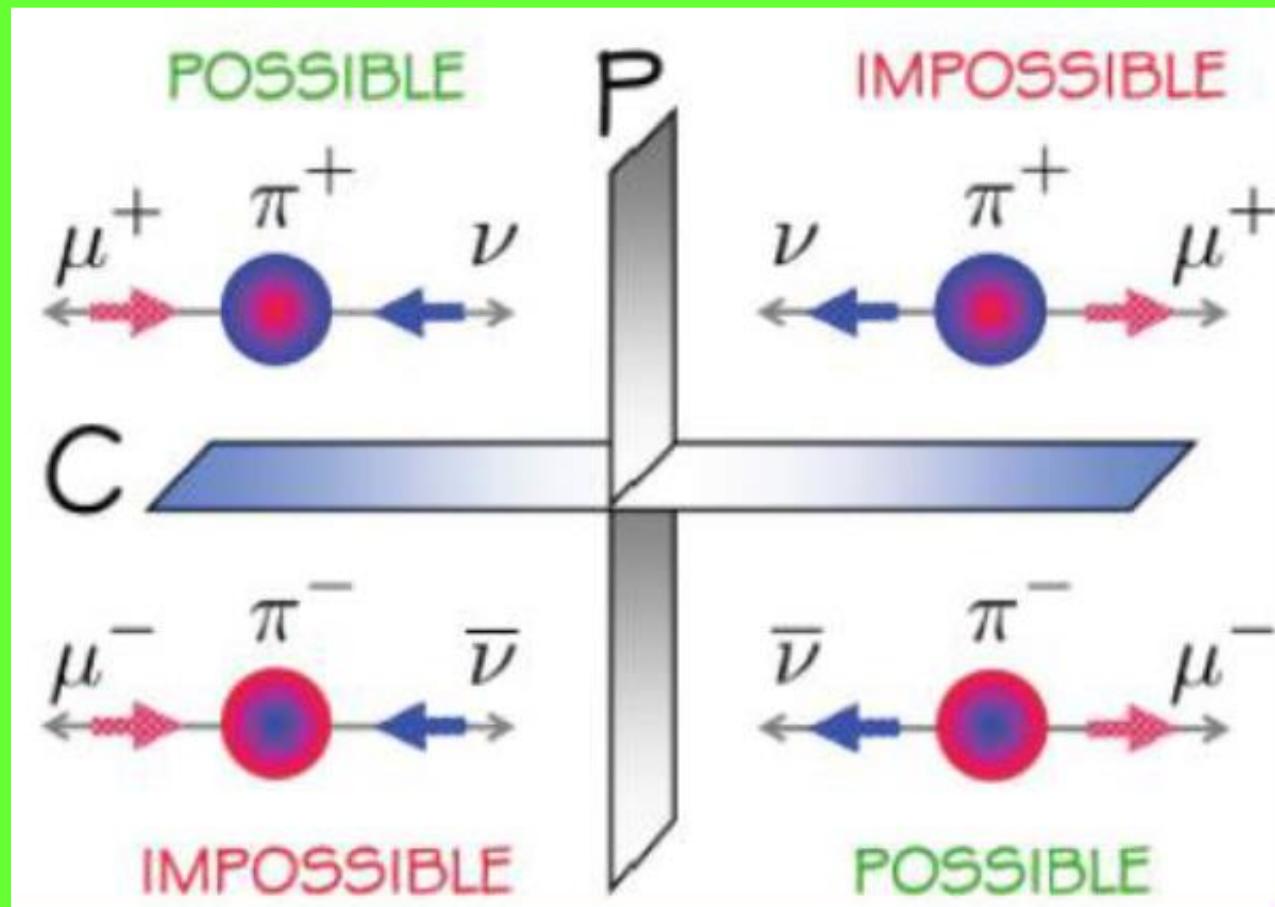


\mathcal{P} and C

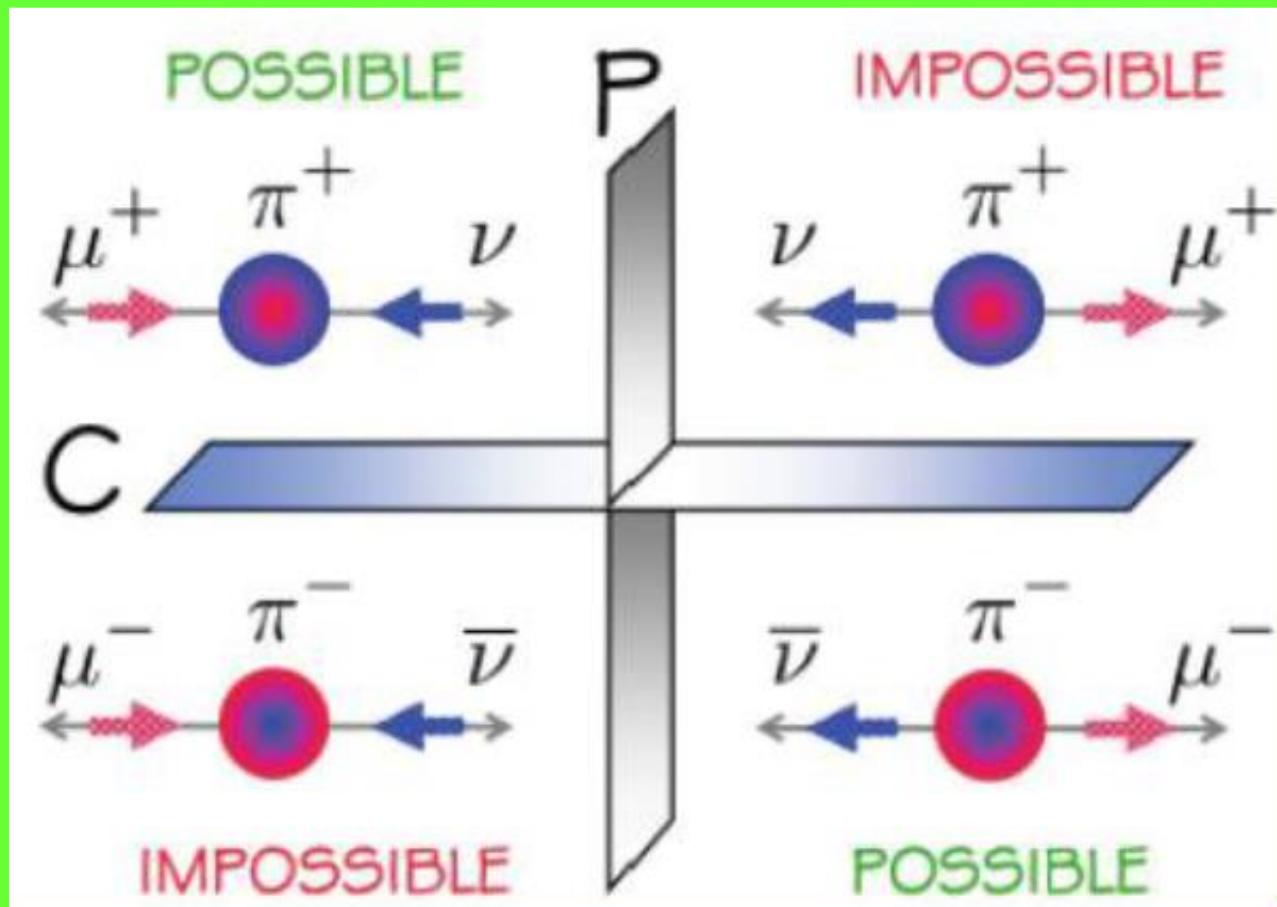
in Weak Interactions 100%

CP still a good symmetry (1 family)

Violación máxima de P en la int. débil

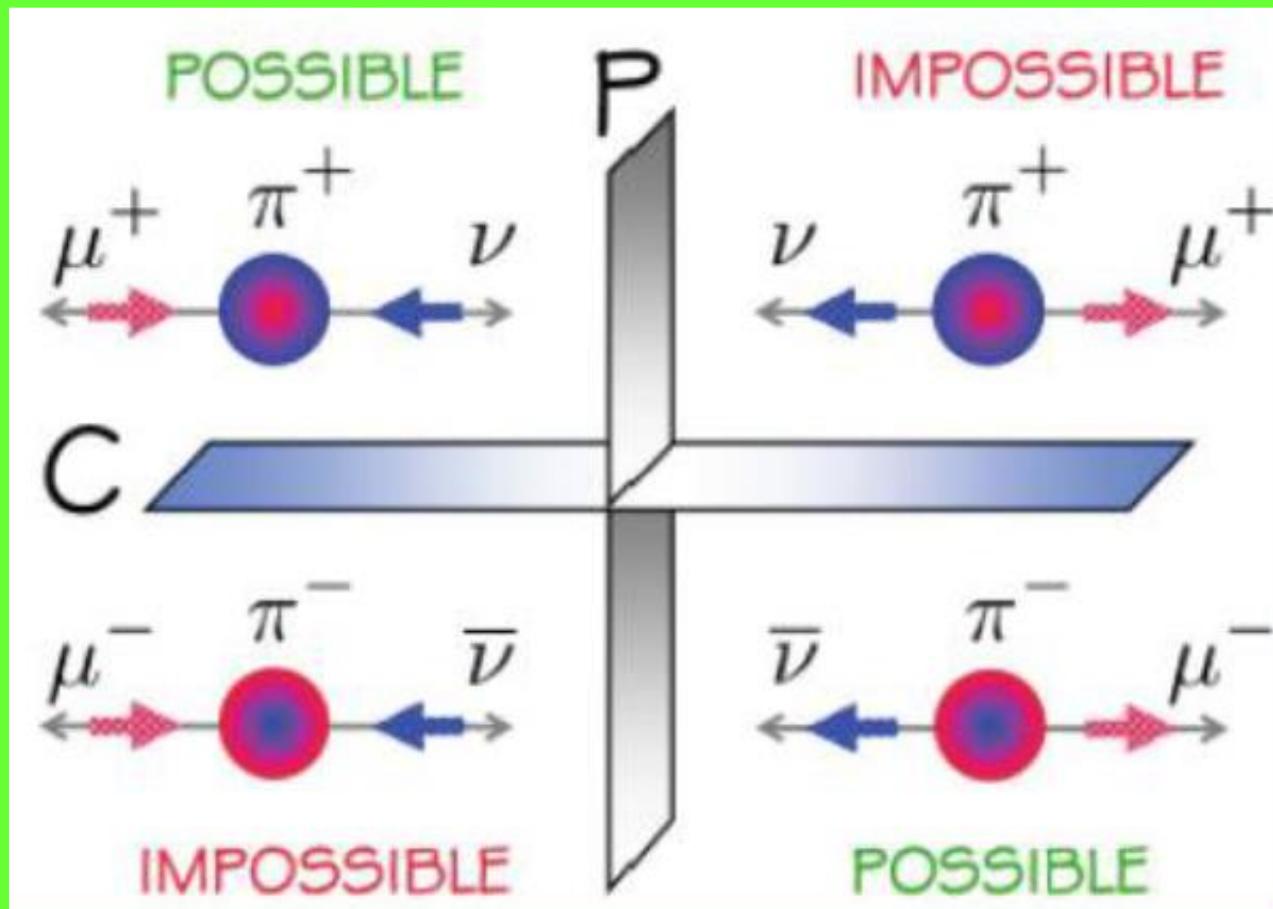


Violación máxima de P en la int. débil



En la excelente aproximación $m_\nu=0$ la quiralidad degenera en helicidad (proyección de espín sobre momento) y está fija

Violación máxima de P en la int. débil



En la excelente aproximación $m_\nu=0$ la quiralidad degenera en helicidad (proyección de espín sobre momento) y está fija

Ejercicio: Pensar qué sucede en $\pi \rightarrow e \nu_e$ para $m_e \approx 0$.

$|\Delta S| = 1$ Y SABORES DE vs

Heisenberg introduce el **isospín** para dar cuenta de la simetría aproximada entre p y n:

$$\begin{aligned} \mathbf{p} : (I, I_z) &= (\mathbf{1/2}, +\mathbf{1/2}) & \mathbf{n} : (I, I_z) &= (\mathbf{1/2}, -\mathbf{1/2}) \\ \pi^+ : (I, I_z) &= (\mathbf{1}, +\mathbf{1}) & \pi^0 : (I, I_z) &= (\mathbf{1}, \mathbf{0}) & \pi^- : (I, I_z) &= (\mathbf{1}, -\mathbf{1}) \end{aligned}$$

Idénticos si se ignora el electromagnetismo salvo pequeñas diferencias de masa

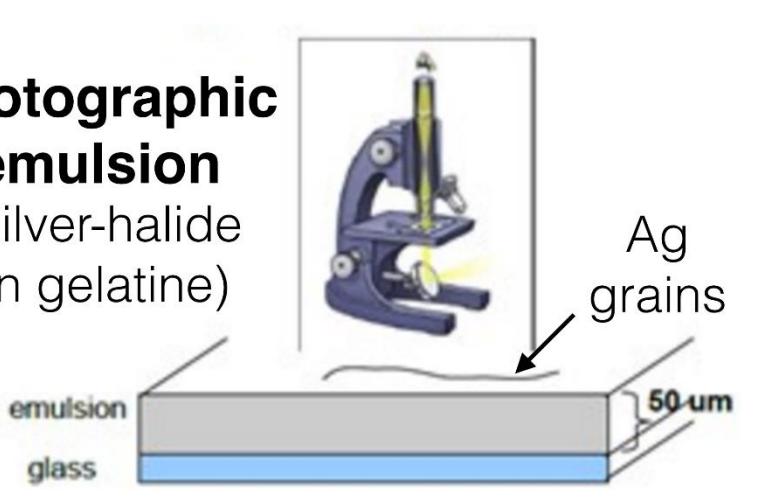
$|\Delta S| = 1$ Y SABORES DE vs

Heisenberg introduce el **isospín** para dar cuenta de la simetría aproximada entre p y n:

$$\begin{aligned} \mathbf{p} : (I, I_z) &= (1/2, +1/2) & \mathbf{n} : (I, I_z) &= (1/2, -1/2) \\ \pi^+ : (I, I_z) &= (1, +1) & \pi^0 : (I, I_z) &= (1, 0) & \pi^- : (I, I_z) &= (1, -1) \end{aligned}$$

Idénticos si se ignora el electromagnetismo salvo pequeñas diferencias de masa

Photographic emulsion
(Silver-halide on gelatine)



(C. Powell, 1947; P. N. 1950)

$|\Delta S| = 1$ Y SABORES DE vs

Heisenberg introduce el **isospín** para dar cuenta de la simetría aproximada entre p y n:

$$\begin{aligned} \mathbf{p} : (I, I_z) &= (\mathbf{1/2}, +\mathbf{1/2}) & \mathbf{n} : (I, I_z) &= (\mathbf{1/2}, -\mathbf{1/2}) \\ \pi^+ : (I, I_z) &= (\mathbf{1}, +\mathbf{1}) & \pi^0 : (I, I_z) &= (\mathbf{1}, \mathbf{0}) & \pi^- : (I, I_z) &= (\mathbf{1}, -\mathbf{1}) \end{aligned}$$

Idénticos si se ignora el electromagnetismo salvo pequeñas diferencias de masa

El descubrimiento de nuevas partículas con vida media larga (desintegración débil) producidas abundantemente (proceso fuerte) llevó a Gell-Mann y Nishijima a introducir un nuevo número cuántico: la **extrañeza**, conservada en interacciones fuertes (producción en pares), pero violada en interacciones débiles.

$|\Delta S| = 1$ Y SABORES DE vs

Heisenberg introduce el **isospín** para dar cuenta de la simetría aproximada entre p y n:

$$\begin{aligned} \mathbf{p} : (I, I_z) &= (\mathbf{1/2}, +\mathbf{1/2}) & \mathbf{n} : (I, I_z) &= (\mathbf{1/2}, -\mathbf{1/2}) \\ \pi^+ : (I, I_z) &= (\mathbf{1}, +\mathbf{1}) & \pi^0 : (I, I_z) &= (\mathbf{1}, \mathbf{0}) & \pi^- : (I, I_z) &= (\mathbf{1}, -\mathbf{1}) \end{aligned}$$

Idénticos si se ignora el electromagnetismo salvo pequeñas diferencias de masa

El descubrimiento de nuevas partículas con vida media larga (desintegración débil) producidas abundantemente (proceso fuerte) llevó a Gell-Mann y Nishijima a introducir un nuevo número cuántico: la **extrañeza**, conservada en interacciones fuertes (producción en pares), pero violada en interacciones débiles.



Las partículas con extrañeza se producen naturalmente en los rayos cósmicos y artificialmente en los aceleradores de partículas

$$|\Delta S| = 1$$

Heisenberg introduce el **isospin**

$$p : (I, I_z) = (1/2, 0)$$

$$\pi^+ : (I, I_z) = (1, +1)$$

Idénticos si se ignora el efecto de las diferencias de masa

El descubrimiento de nuevas partículas producidas abundantemente (producidas en p) llevó a introducir un nuevo número cuántico (S) (producción en paralelo)



$$E \equiv vS$$

aproximada entre p y n :

$$(1/2, -1/2)$$

$$(1, -1)$$

diferencias de masa

(desintegración débil)

y Nishijima a introducir interacciones fuertes débiles.



Las partículas con extrañeza se producen naturalmente en los rayos cósmicos y artificialmente en los aceleradores de partículas

$|\Delta S| = 1$ Y SABORES DE νs

Procesos con $|\Delta S| = 1$ [$K \rightarrow (\pi) + \bar{\nu}_l$, $\Lambda \rightarrow p + \bar{\nu}_e$, ...] muestran que:

- La interacción débil es **siempre** de tipo **V-A**.
- La **intensidad** es la misma en todas estas interacciones, pero **menor** que en procesos con $|\Delta S| = 0$: $G = 0.2253(8)$ G_F .
- Todas las desintegraciones satisfacen la regla $\Delta S = \Delta Q$

$|\Delta S| = 1$ Y SABORES DE νs

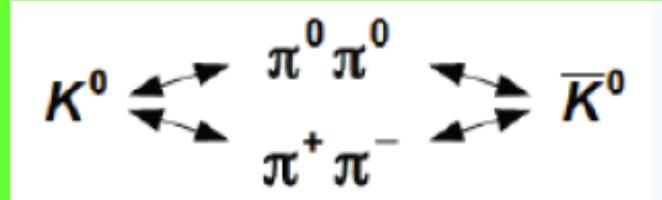
Procesos con $|\Delta S| = 1$ [$K \rightarrow (\pi) + \bar{\nu}_l$, $\Lambda \rightarrow p + \bar{\nu}_e$, ...] muestran que:

- La interacción débil es **siempre** de tipo **V-A**.
- La **intensidad** es la misma en todas estas interacciones, pero **menor** que en procesos con $|\Delta S| = 0$: $G = 0.2253(8)$ G_F .
- Todas las desintegraciones satisfacen la regla $\Delta S = \Delta Q$

$$[0.97425(22)]^2 + [0.2253(8)]^2 = ?$$

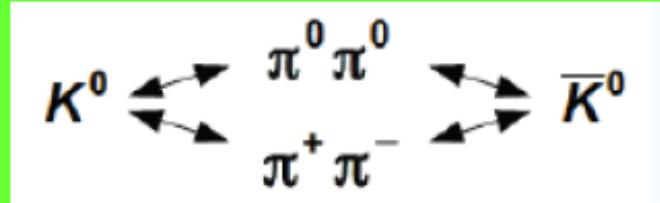
Ejercicio

Conservación (aprox.) de CP



Oscilaciones de Kaones neutros posibles porque la interacción débil viola extrañeza

Conservación (aprox.) de CP



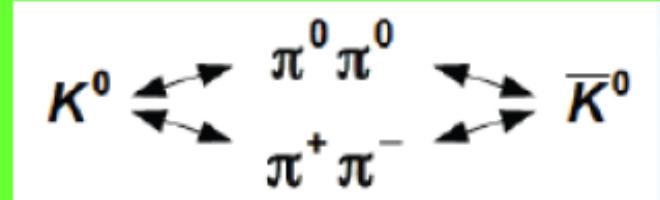
Oscilaciones de Kaones neutros posibles porque la interacción débil viola extrañeza

En la buena aproximación de que CP se conserva, se pueden definir dos estados ortogonales de CP opuestos: uno irá a $\pi\pi$ y el otro a $\pi\pi\pi$

$$\begin{aligned} |K_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) & \Rightarrow \quad CP |K_1\rangle &= + |K_1\rangle \\ |K_2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) & \Rightarrow \quad CP |K_2\rangle &= - |K_2\rangle \end{aligned}$$

Gell-Mann, Pais (PR 97 (1955) 1387))

Conservación (aprox.) de CP



Oscilaciones de Kaones neutros posibles porque la interacción débil viola extrañeza

En la buena aproximación de que CP se conserva, se pueden definir dos estados ortogonales de CP opuestos: uno irá a $\pi\pi$ y el otro a $\pi\pi\pi$

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \Rightarrow CP |K_1\rangle = + |K_1\rangle$$
$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \Rightarrow CP |K_2\rangle = - |K_2\rangle$$

Gell-Mann, Pais (PR 97 (1955) 1387))

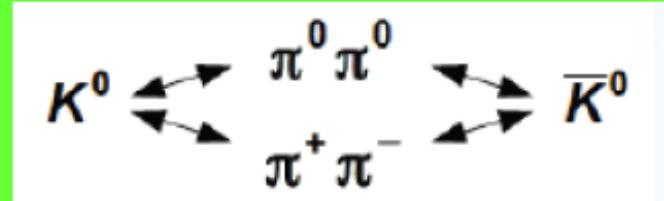
Consecuencia: K_2 debería tener vida media mucho mayor que K_1

$$(5.116 \pm 0.021) \times 10^{-8} \text{ s}$$



$$(8.954 \pm 0.004) \times 10^{-11} \text{ s}$$

Ligera violación de CP



Oscilaciones de Kaones neutros posibles porque la interacción débil viola extrañeza

En la buena aproximación de que CP se conserva, se pueden definir dos estados ortogonales de CP opuestos: uno irá a $\pi\pi$ y el otro a $\pi\pi\pi$

$$\begin{aligned} |K_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) & \Rightarrow \quad CP |K_1\rangle &= + |K_1\rangle \\ |K_2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) & \Rightarrow \quad CP |K_2\rangle &= - |K_2\rangle \end{aligned}$$

Gell-Mann, Pais (PR 97 (1955) 1387))

Consecuencia: K_2 debería tener vida media mucho mayor que K_1

$$(5.116 \pm 0.021) \times 10^{-8} \text{ s}$$

TAMBIÉN SE DESINTEGRAN
(OCASIONALMENTE) A ESTADOS DE
CP OPUESTO !!

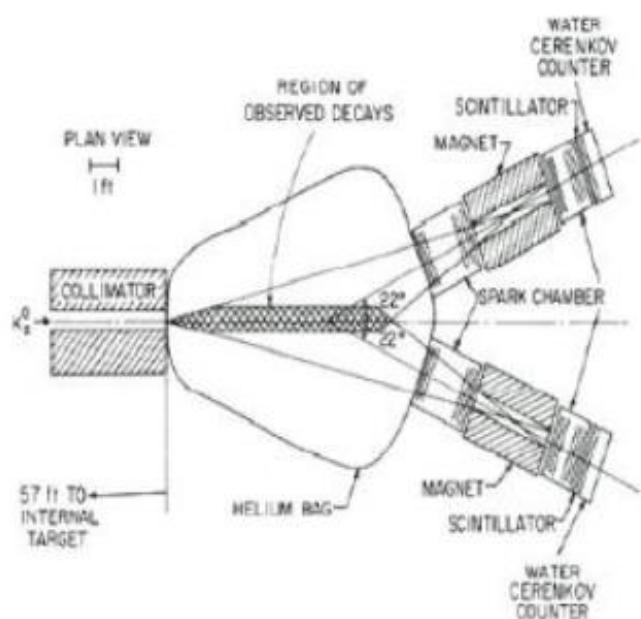


$$(8.954 \pm 0.004) \times 10^{-11} \text{ s}$$

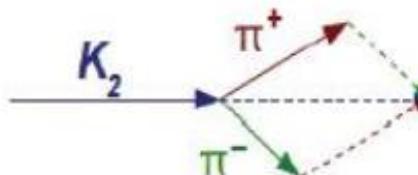
Ligera violación de CP

Christenson, Cronin, Fitch, Turlay (1964) observan $K_2 \rightarrow \pi\pi$

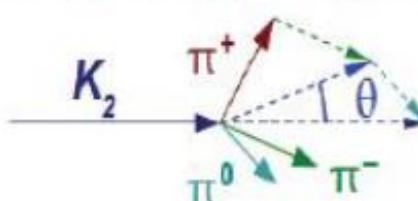
$$CP = -1 \rightarrow +1$$



2-body decay (signal):



3-body decay (background)



$$m(\pi^+\pi^-) < m(K^0)$$

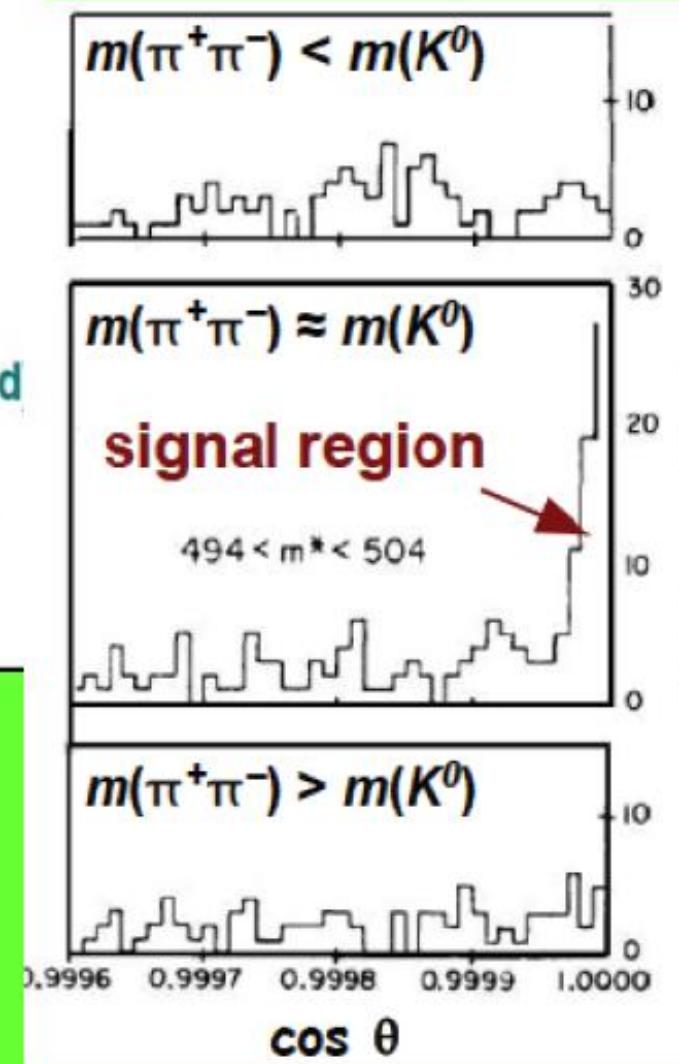
$$m(\pi^+\pi^-) \approx m(K^0)$$

signal region

$$494 < m^* < 504$$

$$m(\pi^+\pi^-) > m(K^0)$$

En la época no se entendía cómo fuera esto posible → "Modelos Superdébiles"



$|\Delta S| = 1$ Y SABORES DE ν s

Procesos con $|\Delta S| = 1$ [$K \rightarrow (\pi) + \bar{\nu}_l$, $\Lambda \rightarrow p + \bar{\nu}_e$, ...] muestran que:

- La interacción débil es **siempre** de tipo **V-A**.
- La **intensidad** es la misma en todas estas interacciones, pero **menor** que en procesos con $|\Delta S| = 0$: $G = 0.2253(8)$ G_F .
- Todas las desintegraciones satisfacen la regla $\Delta S = \Delta Q$

Sabores de neutrinos

$\bar{\nu}_\mu$ puede producir μ^+ pero nunca e^+

$$\bar{\nu}_\mu X \rightarrow \mu^+ X' \text{ OK, pero } \bar{\nu}_\mu X \not\rightarrow e^+ X'$$

$|\Delta S| = 1$ Y SABORES DE ν s

Procesos con $|\Delta S| = 1$ [$K \rightarrow (\pi) + \bar{\nu}_l$, $\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, ...] muestran que:

- La interacción débil es **siempre** de tipo **V-A**.
- La **intensidad** es la misma en todas estas interacciones, pero **menor** que en procesos con $|\Delta S| = 0$: $G = 0.2253(8)$ G_F .
- Todas las desintegraciones satisfacen la regla $\Delta S = \Delta Q$

Sabores de neutrinos

$\bar{\nu}_\mu$ puede producir μ^+ pero nunca e^+

$$\bar{\nu}_\mu X \rightarrow \mu^+ X' \text{ OK, pero } \bar{\nu}_\mu X \not\rightarrow e^+ X'$$

$\bar{\nu}_e$ puede producir e^+ pero nunca μ^+

Los ν 's compañeros de e y μ son partículas diferentes: $\nu_e \neq \nu_\mu$



Leptones y ν s

Anderson y Neddermeyer descubren el μ en **rayos cósmicos** en Caltech en 1936.

Como $m_\mu \approx m_\pi$, hasta 1947 no se entiende que es un “electrón pesado”.

I. Rabi: “Who ordered that?”

Leptones y $\bar{\nu}$ s

Anderson y Neddermeyer descubren el μ en **rayos cósmicos** en Caltech en 1936.

Como $m_\mu \approx m_\pi$, hasta 1947 no se entiende que es un “electrón pesado”.

I. Rabi: “Who ordered that?”

En 1930 **Pauli** propone la existencia del ν para explicar el **espectro continuo** de la desintegración β . Reines y Cowan, usando $\bar{\nu}$ s de reactores nucleares, demuestran su **existencia (1956)** usando la reacción inversa: $\bar{\nu}_e p \rightarrow n e^+$

Leptones y $\bar{\nu}$ s

Anderson y Neddermeyer descubren el μ en **rayos cósmicos** en Caltech en 1936.

Como $m_\mu \approx m_\pi$, hasta 1947 no se entiende que es un “electrón pesado”.

I. Rabi: “Who ordered that?”

En 1930 **Pauli** propone la existencia del ν para explicar el **espectro continuo** de la desintegración β . Reines y Cowan, usando $\bar{\nu}$ s de reactores nucleares, demuestran su **existencia (1956)** usando la reacción inversa: $\bar{\nu}_e p \rightarrow n e^+$

1962: Lederman, Schwartz & Steinberger descubren que **al menos hay 2 tipos de ν s** con propiedades diferentes. Usando $\pi \rightarrow \mu \nu_\mu$, observan interacciones del ν que producían μ , pero no e en estado final $\Leftrightarrow \nu$ en des. de π s no es el mismo que en des. β

Ejercicio: ¿Por qué se puede despreciar $\pi \rightarrow e \nu$?

Leptones y νs

Anderson y Neddermeyer descubren el μ en **rayos cósmicos** en Caltech en 1936.

Como $m_\mu \approx m_\pi$, hasta 1947 no se entiende que es un “electrón pesado”.

I. Rabi: “Who ordered that?”

En 1930 **Pauli** propone la existencia del ν para explicar el **espectro continuo** de la desintegración β . Reines y Cowan, usando νs de reactores nucleares, demuestran su **existencia (1956)** usando la reacción inversa: $\bar{\nu}_e p \rightarrow n e^+$

1962: Lederman, Schwartz & Steinberger descubren que **al menos** hay **2 tipos de νs** con propiedades diferentes. Usando $\pi \rightarrow \mu \nu_\mu$, observan interacciones del ν que producían μ , pero no e en estado final $\Leftrightarrow \nu$ en des. de πs no es el mismo que en des. β

Ejercicio: ¿Por qué se puede despreciar $\pi \rightarrow e \nu$?

El leptón τ fue descubierto en SLAC (Perl *et. al.*, '74-'77)

$e^+e^- \rightarrow e\mu + \geq 2 \text{ undetected.} \longrightarrow e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e\mu + 4\nu \quad m_\tau \sim 1.6-2 \text{ GeV.}$

Leptones y ν s

Anderson y Neddermeyer descubren el μ en **rayos cósmicos** en Caltech en 1936.

Como $m_\mu \approx m_\pi$, hasta 1947 no se entiende que es un “electrón pesado”.

I. Rabi: “Who ordered that?”

En 1930 **Pauli** propone la existencia del ν para explicar el **espectro continuo** de la desintegración β . Reines y Cowan, usando ν s de reactores nucleares, demuestran su **existencia (1956)** usando la reacción inversa: $\bar{\nu}_e p \rightarrow n e^+$

1962: Lederman, Schwartz & Steinberger descubren que **al menos** hay **2 tipos de ν s** con propiedades diferentes. Usando $\pi \rightarrow \mu \nu_\mu$, observan interacciones del ν que producían μ , pero no e en estado final $\Leftrightarrow \nu$ en des. de π s no es el mismo que en des. β

Ejercicio: ¿Por qué se puede despreciar $\pi \rightarrow e \nu$?

El leptón τ fue descubierto en SLAC (Perl *et. al.*, '74-'77)

$e^+e^- \rightarrow e\mu + \geq 2 \text{ undetected.} \longrightarrow e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e\mu + 4\nu \quad m_\tau \sim 1.6\text{-}2 \text{ GeV}$

El ν_τ fue observado por la Coll. DONUT en Fermilab en 2000.

Sabor leptónico

Lepton number (L)	Electron number (L _e)	Muon number (L _μ)
Leptons		
e^-	1	1
ν_e	1	0
μ^-	0	1
ν_μ	0	1
Antileptons		
e^+	-1	0
$\bar{\nu}_e$	-1	0
μ^+	0	-1
$\bar{\nu}_\mu$	0	-1

- L = L_e = L_μ = 0 for all other particles.

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

$$\begin{aligned} L: 0 &= 0 + 1 + -1 \checkmark \\ L_\mu: 0 &= 0 + 0 + 0 \checkmark \\ L_e: 0 &= -1 + 1 + -1 \checkmark \end{aligned}$$

$$\mu^- \not\rightarrow e^- + \gamma$$

$$L: 1 = 1 + 0 \checkmark$$

$$L_\mu: 1 = 0 + 0 \times$$

$$L_e: 0 = 1 + 0 \times$$

$$\bar{\nu}_e + n \not\rightarrow p + e^-$$

$$L: -1 + 0 = 0 + 1 \times$$

$$L_\mu: 0 + 0 = 0 + 0 \checkmark$$

$$L_e: -1 + 0 = 0 + 1 \times$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

$$L: 0 = 1 + -1 \checkmark$$

$$L_\mu: 0 = 1 + -1 \checkmark$$

$$L_e: 0 = 0 + 0 \checkmark$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

$$L: -1 = -1 + 1 + -1 \checkmark$$

$$L_\mu: -1 = 0 + 0 + -1 \checkmark$$

$$L_e: 0 = -1 + 1 + 0 \checkmark$$

EL MODELO V-A

Todos los hechos experimentales anteriores pueden describirse por medio de

$$\mathcal{L} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} J^\mu J_\mu^\dagger, \text{ con}$$

$$\begin{aligned} J^\mu &= \bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) [\cos \theta_C d + \sin \theta_C s] \\ &+ \bar{\nu}_e \gamma^\mu (1 - \gamma_5) e + \bar{\nu}_\mu \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \mu \end{aligned}$$

Ejercicio: Calcular las dimensiones de G_F

EL MODELO V-A

Todos los hechos experimentales anteriores pueden describirse por medio de

$$\mathcal{L} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} J^\mu J_\mu^\dagger, \text{ con}$$

$$\begin{aligned} J^\mu &= \bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) [\cos \theta_C d + \sin \theta_C s] \\ &+ \bar{\nu}_e \gamma^\mu (1 - \gamma_5) e + \bar{\nu}_\mu \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \mu \end{aligned}$$

Ejercicio: O, partiendo de las de G_F , verificar las del campo fermiónico

EL MODELO V-A

Todos los hechos experimentales anteriores pueden describirse por medio de

$$\mathcal{L} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} J^\mu J_\mu^\dagger, \text{ con}$$

$$\begin{aligned} J^\mu &= \bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) [\cos \theta_C d + \sin \theta_C s] \\ &+ \bar{\nu}_e \gamma^\mu (1 - \gamma_5) e + \bar{\nu}_\mu \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \mu \end{aligned}$$

Las desintegraciones débiles se producen mediante una **interacción universal** que involucra solamente **corrientes cargadas**.

La diferente intensidad de los procesos con $|\Delta S| = 0$ y $|\Delta S| = 1$ se parametriza por θ_C , con $\sin \theta_C \equiv G_{|\Delta S|=1}/G_F \approx 0.22$.

Describe correctamente las desintegraciones débiles $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$, $\pi^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l$ y, en particular, la fuerte *supresión de helicidad* de $l=e$ vs. $l=\mu$ en π_{l2} .

PROBLEMAS DEL MODELO V-A

- Unitariedad: $[G_F] = M^{-2} \rightarrow$ Las secciones eficaces crecen con E (**análisis dimensional**):

$$\sigma(\nu_\mu e^- \rightarrow \mu^- \nu_e) \approx G_F^2 s / \pi$$

PROBLEMAS DEL MODELO V-A

- Unitariedad: $[G_F] = M^{-2} \rightarrow$ Las secciones eficaces crecen con E (**análisis dimensional**):

$$\sigma(\nu_\mu e^- \rightarrow \mu^- \nu_e) \approx G_F^2 s / \pi$$

A s grandes, la **unitariedad** ($P \leq 1$) a nivel árbol se viola. La cota de unitariedad $\sigma \leq 2\pi/s$ $\rightarrow s \leq \sqrt{2}\pi/G_F \approx (600 \text{ GeV})^2$.

PROBLEMAS DEL MODELO V-A

- Unitariedad: $[G_F] = M^{-2} \rightarrow$ Las secciones eficaces crecen con E (**análisis dimensional**):

$$\sigma(\nu_\mu e^- \rightarrow \mu^- \nu_e) \approx G_F^2 s / \pi$$

A s grandes, la **unitariedad** ($P \leq 1$) a nivel árbol se viola. La cota de unitariedad $\sigma \leq 2\pi/s$ $\rightarrow s \leq \sqrt{2}\pi/G_F \approx (600 \text{ GeV})^2$.

- Renormalizabilidad: Los procesos a orden superior (**loops:lazos**) son divergentes y los ∞s asociados no pueden absorberse redefiniendo (**renormalizando**) los parámetros del Modelo. La teoría V-A no es renormalizable.

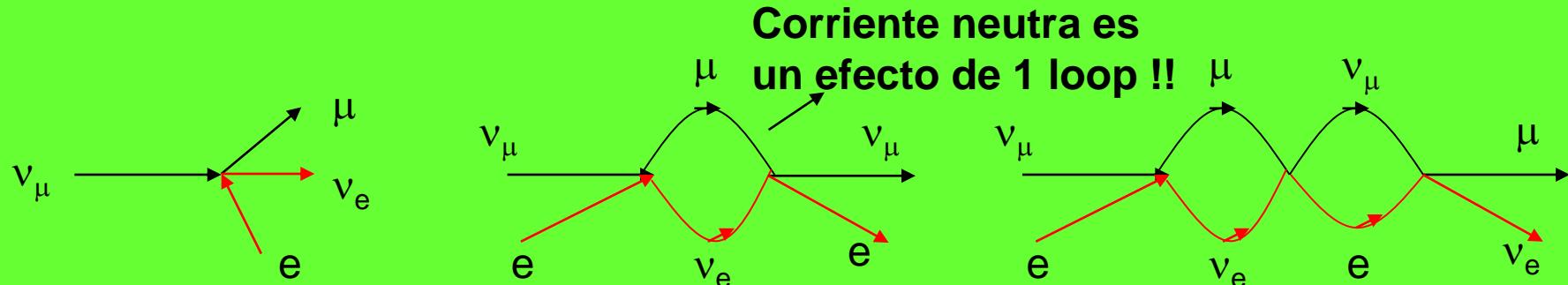
PROBLEMAS DEL MODELO V-A

- Unitariedad: $[G_F] = M^{-2} \rightarrow$ Las secciones eficaces crecen con E (**análisis dimensional**):

$$\sigma(\nu_\mu e^- \rightarrow \mu^- \nu_e) \approx G_F^2 s / \pi$$

A s grandes, la **unitariedad** ($P \leq 1$) a nivel árbol se viola. La cota de unitariedad $\sigma \leq 2\pi/s$ $\rightarrow s \leq \sqrt{2}\pi/G_F \approx (600 \text{ GeV})^2$.

- Renormalizabilidad: Los procesos a orden superior (**loops:lazos**) son divergentes y los ∞s asociados no pueden absorberse redefiniendo (**renormalizando**) los parámetros del Modelo. La teoría V-A no es renormalizable.



PROBLEMAS DEL MODELO V-A

- Unitariedad: $[G_F] = M^{-2} \rightarrow$ Las secciones eficaces crecen con E (**análisis dimensional**):

$$\sigma(\nu_\mu e^- \rightarrow \mu^- \nu_e) \approx G_F^2 s / \pi$$

A s grandes, la **unitariedad** ($P \leq 1$) a nivel árbol se viola. La cota de unitariedad $\sigma \leq 2\pi/s$ $\rightarrow s \leq \sqrt{2}\pi/G_F \approx (600 \text{ GeV})^2$.

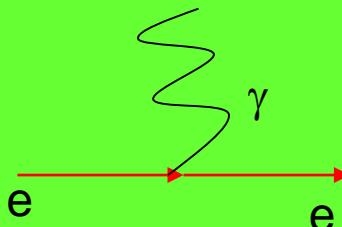
- Renormalizabilidad: Los procesos a orden superior (**loops:lazos**) son divergentes y los ∞s asociados no pueden absorberse redefiniendo (**renormalizando**) los parámetros del Modelo. La teoría V-A no es renormalizable.

→ **El exitoso modelo V-A solamente puede ser la descripción efectiva a bajas energías de una teoría más fundamental.**

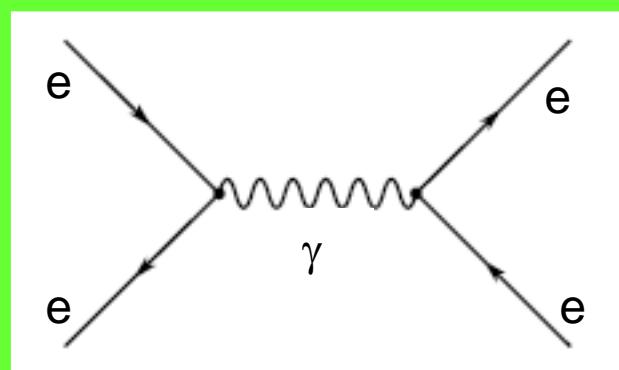
BOSÓN VECTORIAL INTERMEDIARIO

En QED la interacción fundamental $\bar{e}e\gamma e$ genera una interacción de largo alcance entre cuatro fermiones por intercambio de γ .

$$e (\bar{\psi} \gamma^\mu \psi) A_\mu \equiv e j^\mu A_\mu$$



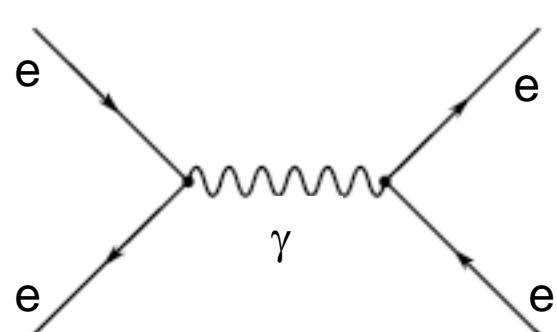
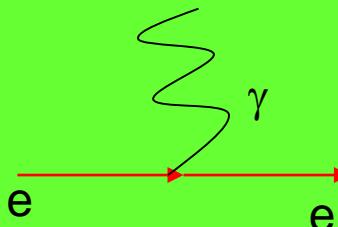
(Atractiva si e^+e^- ; repulsiva si e^-e^-)



BOSÓN VECTORIAL INTERMEDIARIO

En QED la interacción fundamental $\bar{e}e$ genera una interacción de largo alcance entre cuatro fermiones por intercambio de γ .

$$e (\bar{\psi} \gamma^\mu \psi) A_\mu \equiv e j^\mu A_\mu$$



QED es la teoría más exitosa que existe!!

$$\vec{\mu} = g_\mu \frac{e\hbar}{2m_\mu c} \vec{s} ; \quad g_\mu = 2(1 + a_\mu)$$

(1928)

Dirac:

Schwinger (1948)

$$g_\mu = 2 , \quad a_\mu = \frac{\alpha}{2\pi} + \dots$$

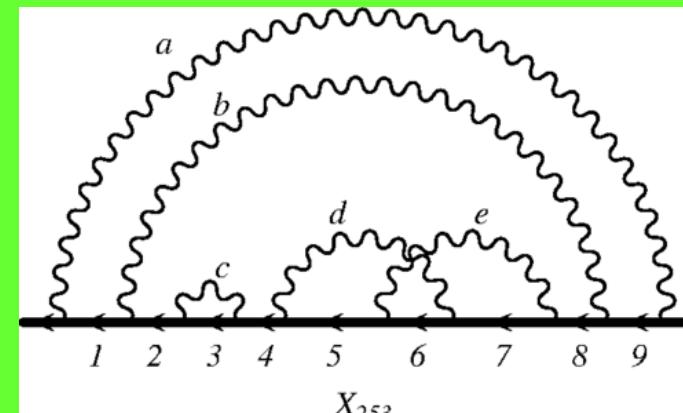
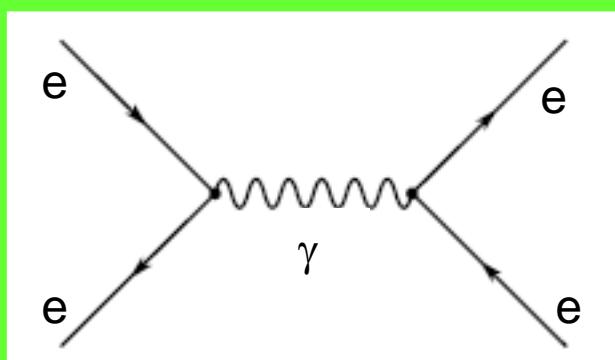
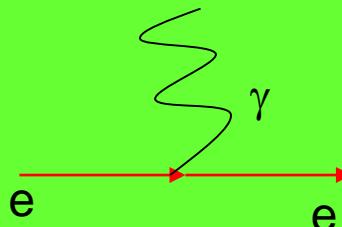
Responsable de la precesión de Larmor



BOSÓN VECTORIAL INTERMEDIARIO

En QED la interacción fundamental $\bar{e}e$ genera una interacción de largo alcance entre cuatro fermiones por intercambio de γ .

$$e (\bar{\psi} \gamma^\mu \psi) A_\mu \equiv e j^\mu A_\mu$$



Hoy día, cálculo a 5 lazos con precisión de $10^{-12}!!$

QED es la teoría más exitosa que existe!!

$$\mathcal{H} = -\vec{\mu}_m \cdot \vec{B} - \vec{d}_e \cdot \vec{E}$$

$$\vec{\mu} = g_\mu \frac{e\hbar}{2m_\mu c} \vec{s} ; \quad g_\mu = 2(1 + a_\mu)$$

(1928)

Dirac: $g_\mu = 2$, $a_\mu = \frac{\alpha}{2\pi} + \dots$

Schwinger (1948)

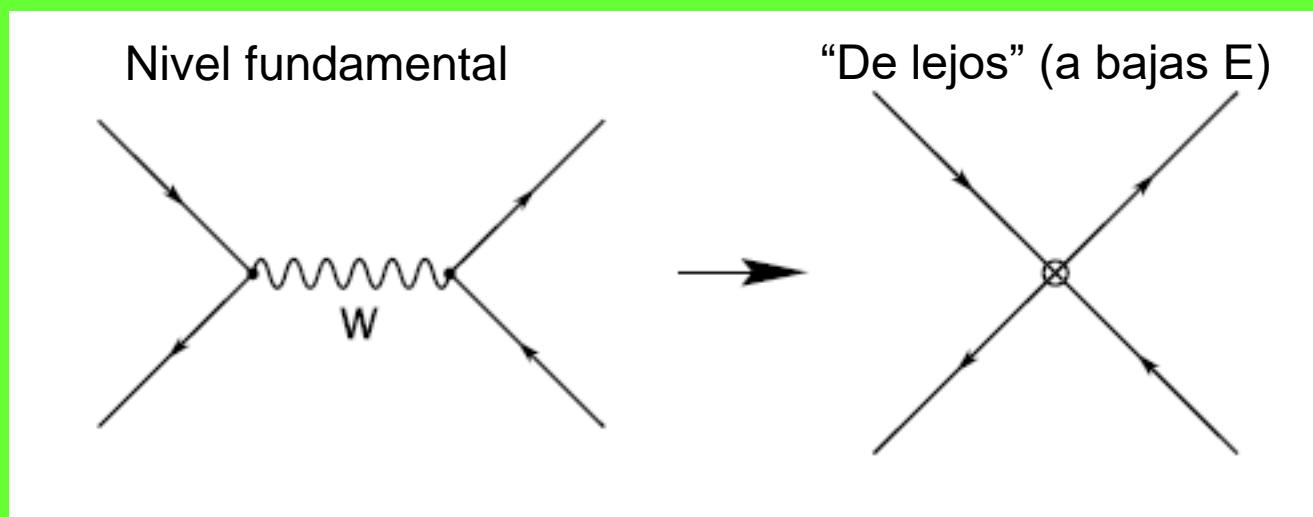


Responsable de la precesión de Larmor

BOSÓN VECTORIAL INTERMEDIARIO

En QED la interacción fundamental $\bar{e}e$ genera una interacción de largo alcance entre cuatro fermiones por intercambio de γ .

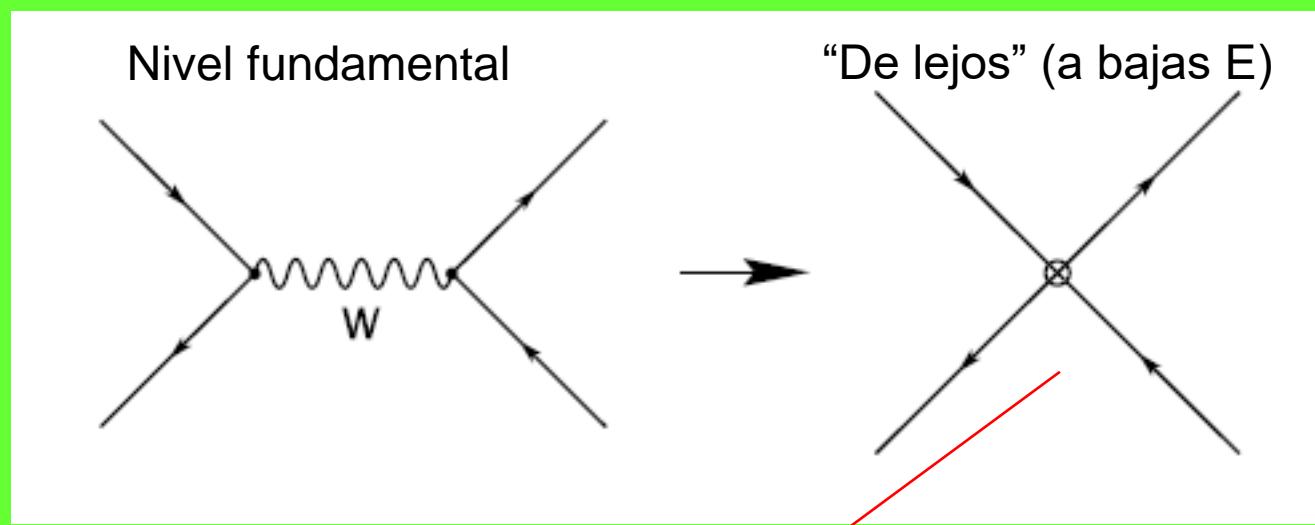
Parece natural intentar generar una interacción débil entre cuatro fermiones de manera análoga. Pero como las interacciones débiles son de **corto alcance**, el **bosón vectorial intermediario** debe ser (muy) **masivo**.



BOSÓN VECTORIAL INTERMEDIARIO

En QED la interacción fundamental $\bar{e}e$ genera una interacción de largo alcance entre cuatro fermiones por intercambio de γ .

Parece natural intentar generar una interacción débil entre cuatro fermiones de manera análoga. Pero como las interacciones débiles son de **corto alcance**, el **bosón vectorial intermediario** debe ser (muy) **masivo**.



Teoría efectiva: (Casi) todas las teorías lo son

BOSÓN VECTORIAL INTERMEDIARIO

Si la corriente vectorial se acopla a un campo vectorial masivo cargado W^μ ,

$$\mathcal{L}_{CC} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} \left\{ W_\mu^\dagger \underbrace{[\bar{u}\gamma^\mu(1-\gamma_5)d + \bar{\nu}_e\gamma^\mu(1-\gamma_5)e]}_{J_{ud}^\mu} + \text{h.c.} \right\}$$
$$J_e^\mu$$

la interacción V-A se genera por intercambio del W^\pm .

BOSÓN VECTORIAL INTERMEDIARIO

Si la corriente vectorial se acopla a un campo vectorial masivo cargado W^μ ,

$$\mathcal{L}_{CC} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} \left\{ W_\mu^\dagger \underbrace{[\bar{u}\gamma^\mu(1-\gamma_5)d + \bar{\nu}_e\gamma^\mu(1-\gamma_5)e]}_{J_{ud}^\mu} + h.c. \right\}$$

$$J_{ud}^\mu \quad J_e^\mu$$

la interacción V-A se genera por intercambio del W^\pm . A energías $\ll M_W$

$$\frac{-g_{\mu\nu} + q_\mu q_\nu/M_W^2}{q^2 - M_W^2} \quad q^2 \xrightarrow{\ll m_W^2} \frac{g_{\mu\nu}}{M_W^2}$$

Y las interacciones locales entre cuatro fermiones se obtienen mediante

$$\frac{g^2}{8M_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}, \quad g < 1 \implies M_W < 123 \text{ GeV} \quad M_W \sim 80 \text{ GeV}$$

Como consecuencia, mejora el comportamiento asintótico de la dispersión v e. Pero...

PROBLEMAS BVI

El mal comportamiento asintótico reaparece en procesos con W's en patas externas

$$\begin{aligned}\sigma(\nu_e \bar{\nu}_e \rightarrow W^+ W^-) &\xrightarrow{s \rightarrow \infty} G_F^2 s \\ \sigma(e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-) &\xrightarrow{s \rightarrow \infty} G_F^2 s\end{aligned}$$

PROBLEMAS BVI

El mal comportamiento asintótico reaparece en procesos con W's en patas externas

$$\sigma(\nu_e \bar{\nu}_e \rightarrow W^+ W^-) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} G_F^2 s$$

$$\sigma(e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} G_F^2 s$$

(En general)

El problema proviene de la parte longitudinal del propagador

$$\frac{-g_{\mu\nu} + q_\mu q_\nu / M_W^2}{q^2 - M_W^2}$$

PROBLEMAS BVI

El mal comportamiento asintótico reaparece en procesos con W's en patas externas

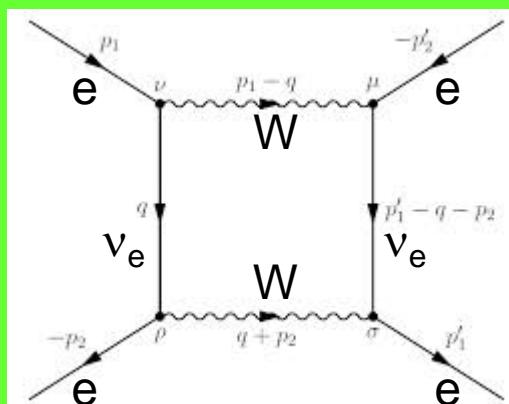
$$\sigma(\nu_e \bar{\nu}_e \rightarrow W^+ W^-) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} G_F^2 s$$

$$\sigma(e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} G_F^2 s$$

(En general)

El problema proviene de la parte longitudinal del propagador

$$\frac{-g_{\mu\nu} + q_\mu q_\nu / M_W^2}{q^2 - M_W^2}$$



Además, diverge fuertemente y no es renormalizable

PROBLEMAS BVI

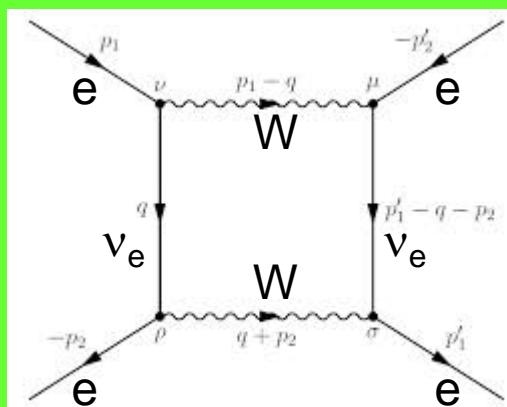
El mal comportamiento asintótico reaparece en procesos con W's en patas externas

$$\begin{aligned} \sigma(\nu_e \bar{\nu}_e \rightarrow W^+ W^-) & \xrightarrow{s \rightarrow \infty} G_F^2 s \\ \sigma(e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-) & \xrightarrow{s \rightarrow \infty} G_F^2 s \end{aligned}$$

(En general)

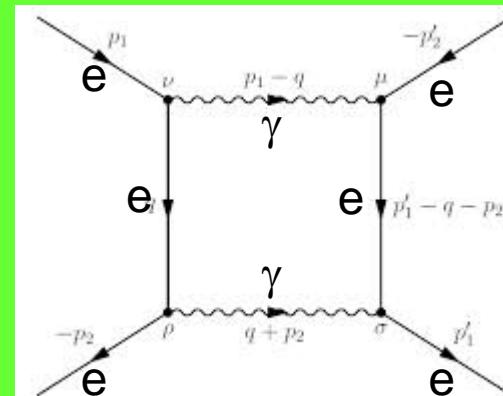
El problema proviene de la parte longitudinal del propagador

$$\frac{-g_{\mu\nu} + q_\mu q_\nu / M_W^2}{q^2 - M_W^2}$$



Además, diverge fuertemente y no es renormalizable

**Contribuciones semejantes en QED
renormalizables por inv.gauge !!**



PROBLEMAS BVI

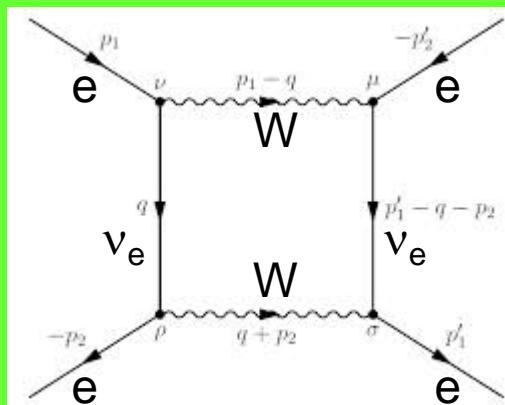
El mal comportamiento asintótico reaparece en procesos con W's en patas externas

$$\begin{aligned} \sigma(\nu_e \bar{\nu}_e \rightarrow W^+ W^-) & \xrightarrow{s \rightarrow \infty} G_F^2 s \\ \sigma(e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-) & \xrightarrow{s \rightarrow \infty} G_F^2 s \end{aligned}$$

(En general)

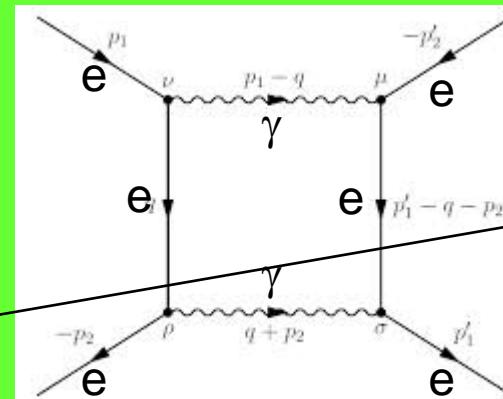
El problema proviene de la parte longitudinal del propagador

$$\frac{-g_{\mu\nu} + q_\mu q_\nu / M_W^2}{q^2 - M_W^2}$$



Además, diverge fuertemente y no es renormalizable

Contribuciones semejantes en QED
renormalizables por inv.gauge !!

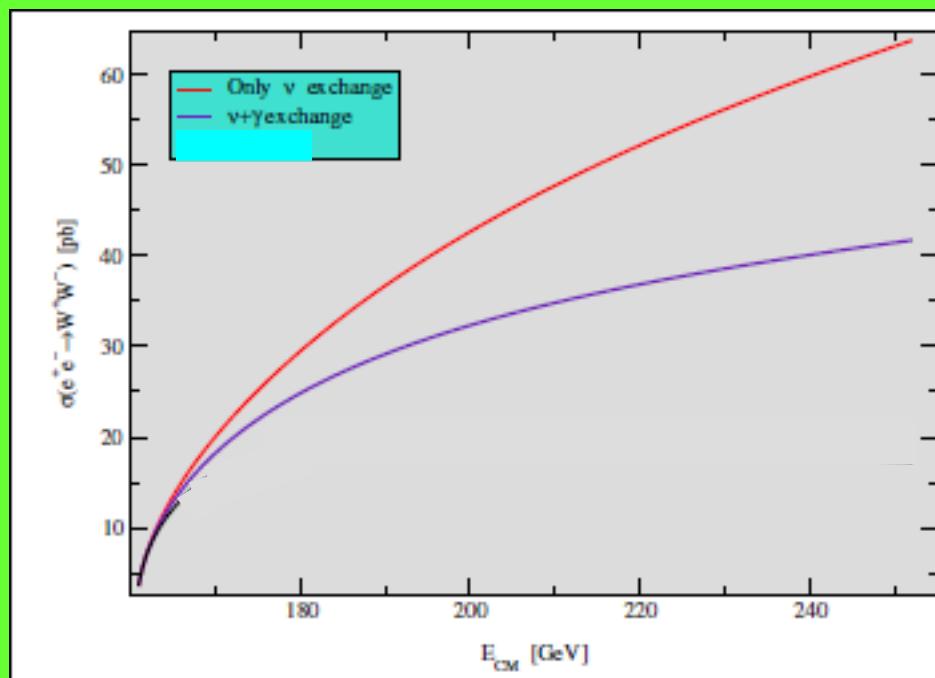
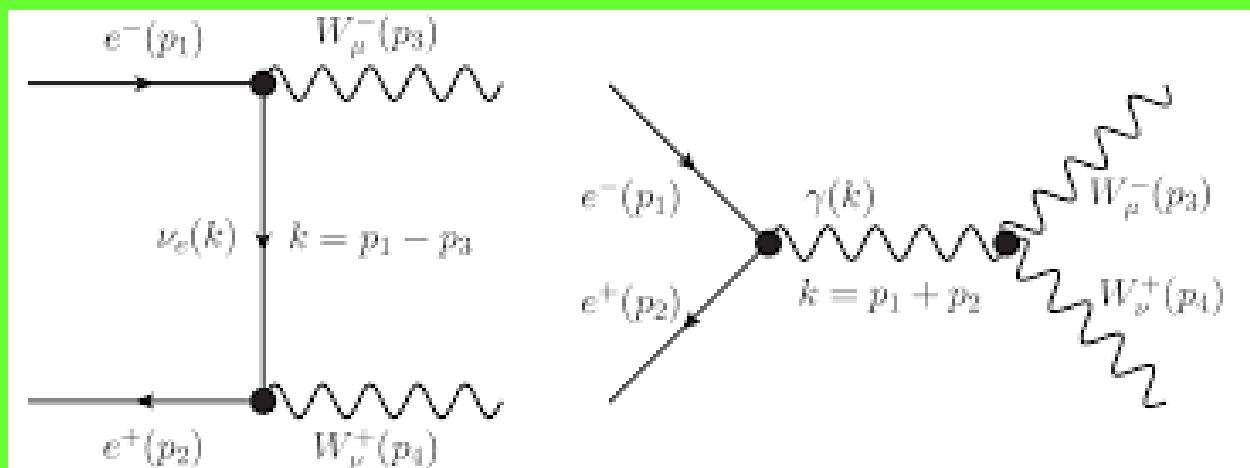


requiere γ sin masa (OK), pero el W tiene que ser (muy) masivo

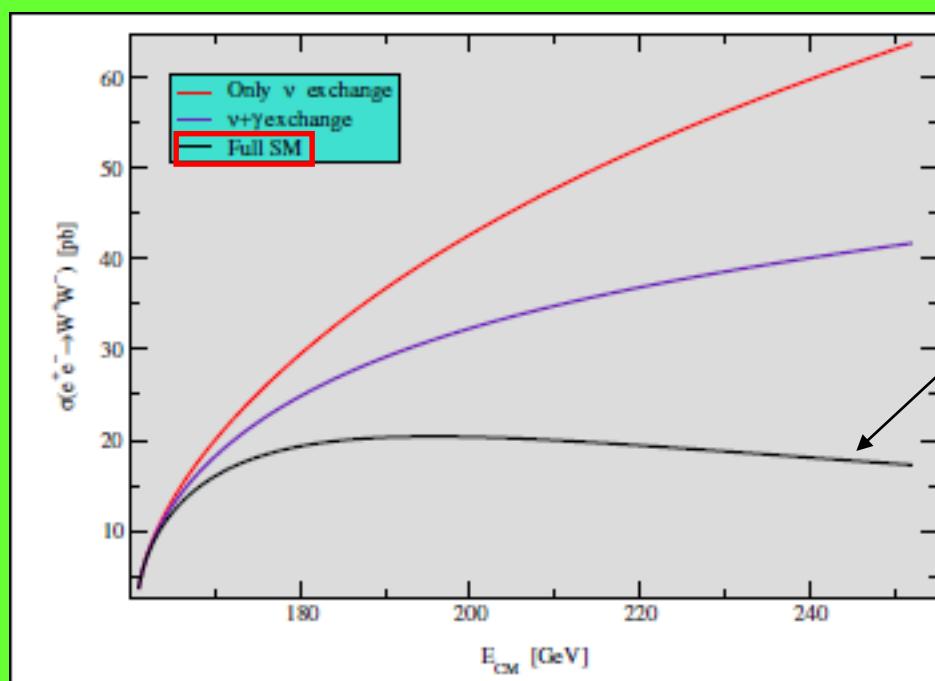
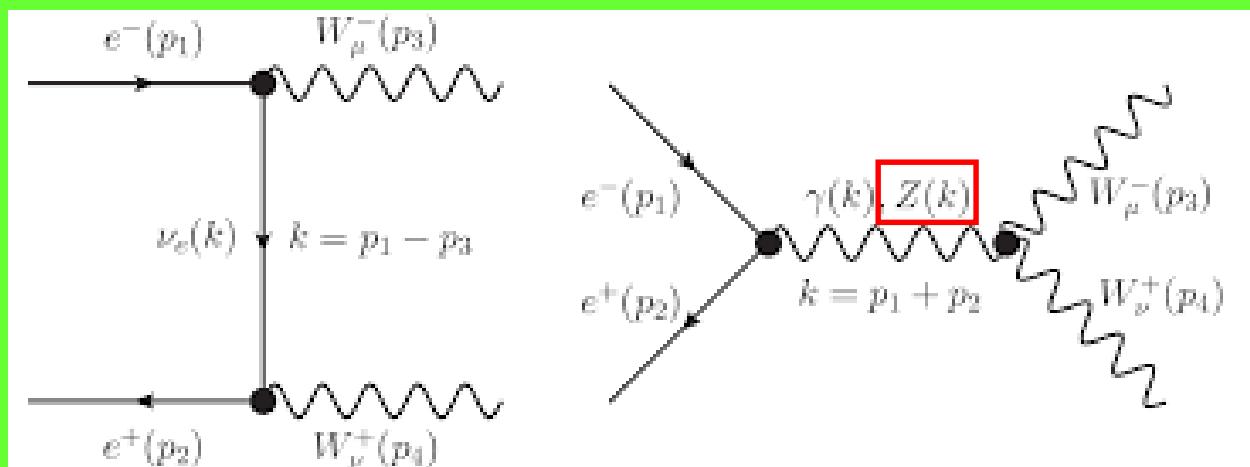
$M_W \sim 80$ GeV

Pablo Roig Garcés

PROBLEMAS BVI

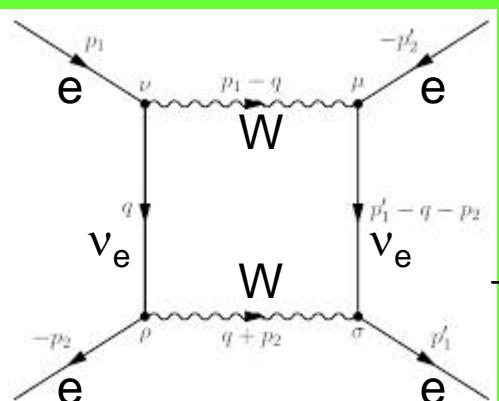
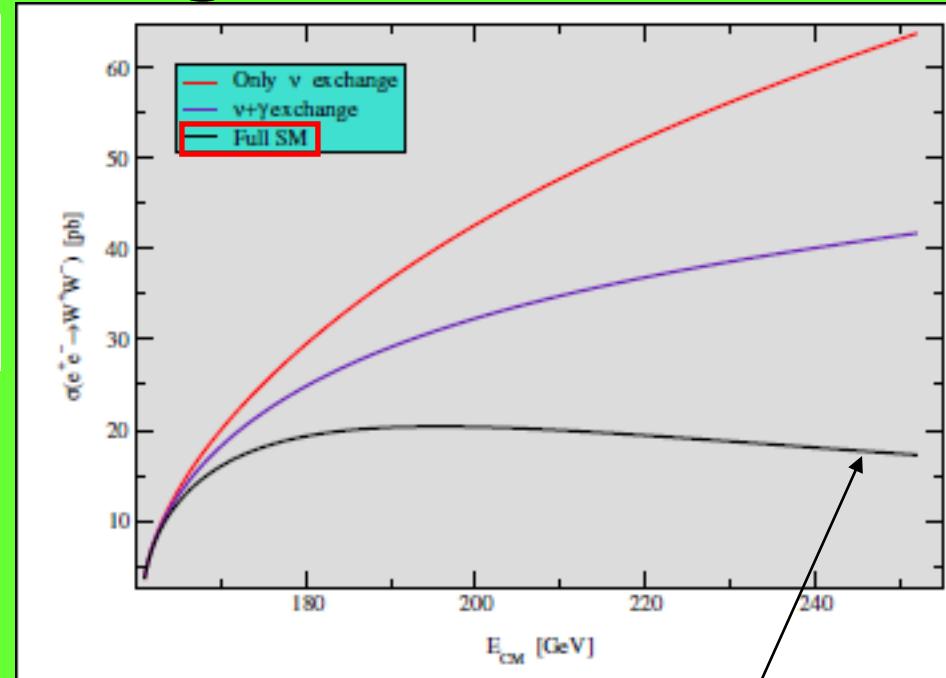
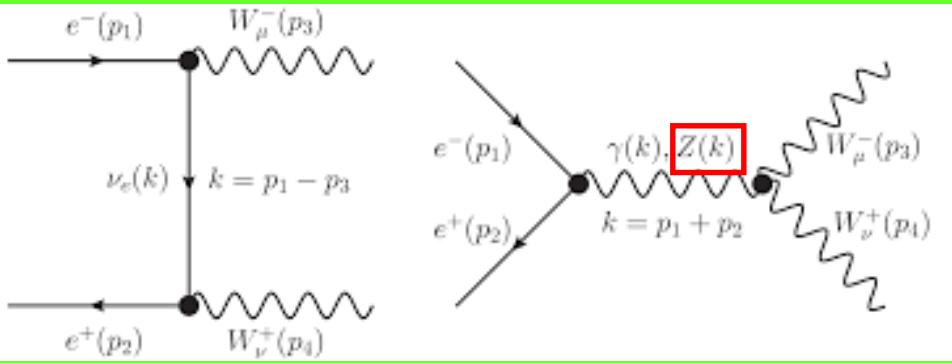


PROBLEMAS BVI



Buen
comportamiento
asintótico en
 $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$!!

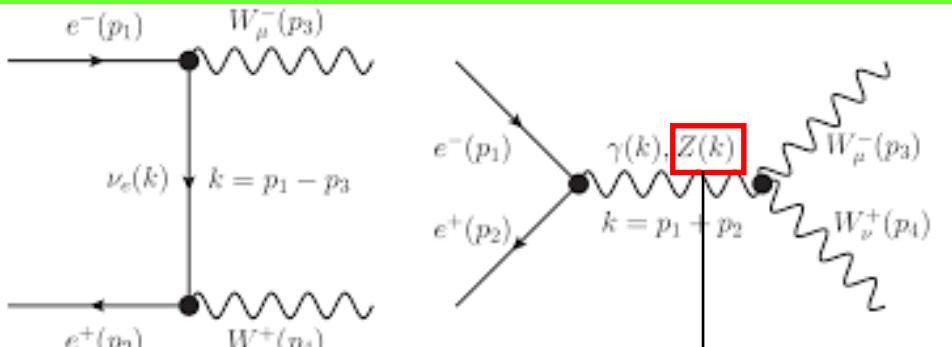
PROBLEMAS BVI



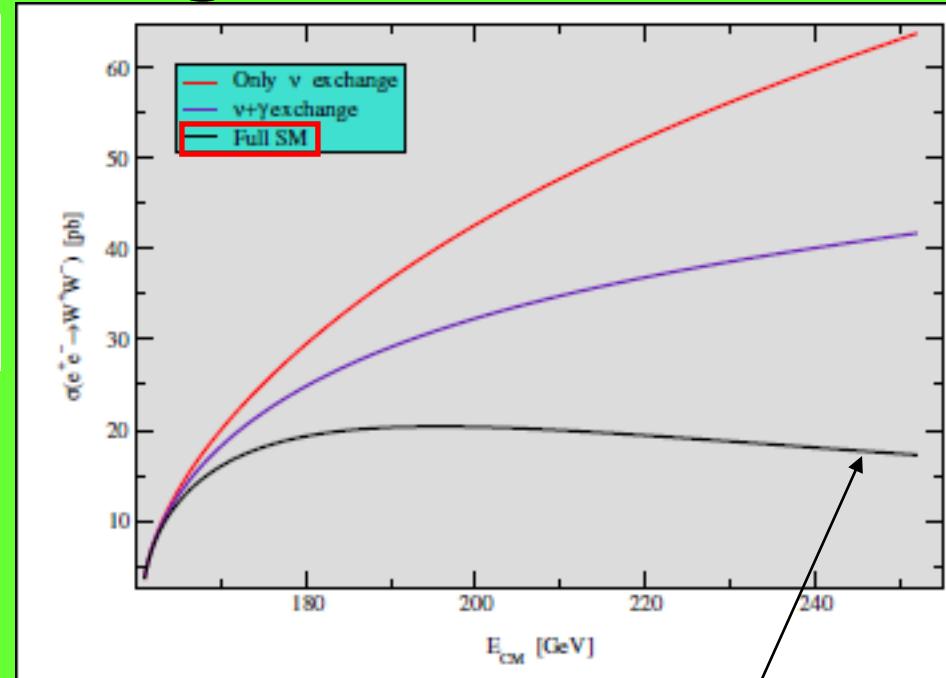
→ Para poder renormalizarlo se necesita una teoría invariantе de norma con BVI masivos!!

Buen comportamiento asintótico en $e^+e^- \rightarrow WW$!!

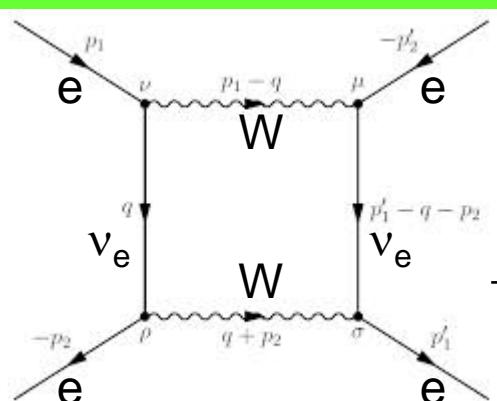
PROBLEMAS BVI



La existencia del Z tiene implicaciones profundas!!

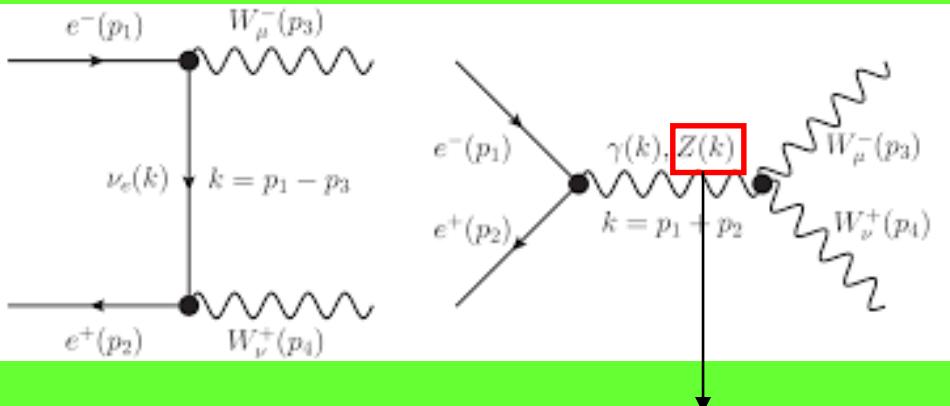


Buen comportamiento asintótico en $e^+ e^- \rightarrow W W$!!



→ Para poder renormalizarlo se necesita una teoría invariantante de norma con BVI masivos!!

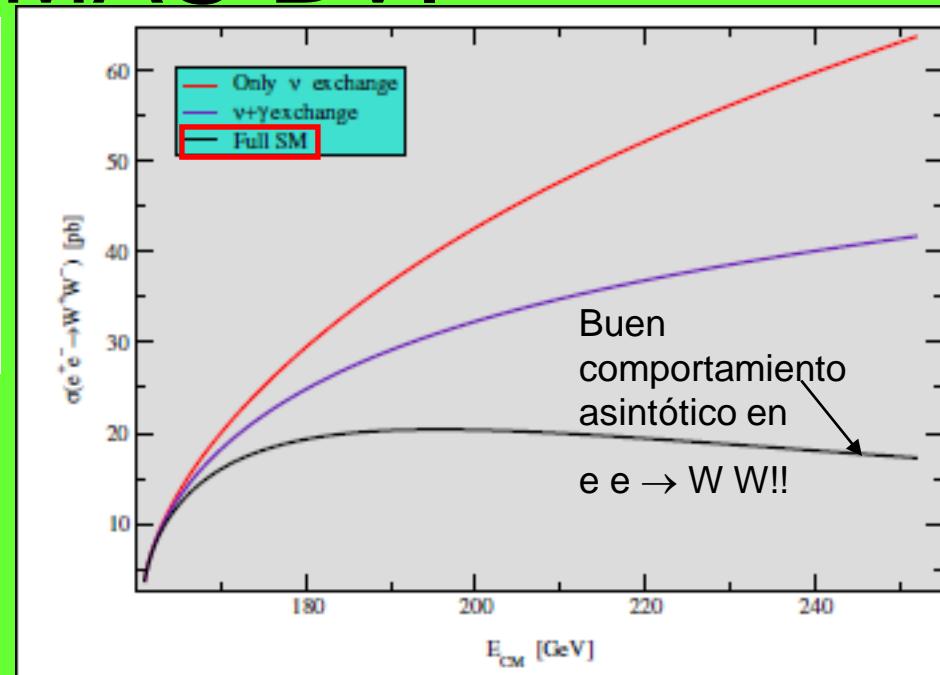
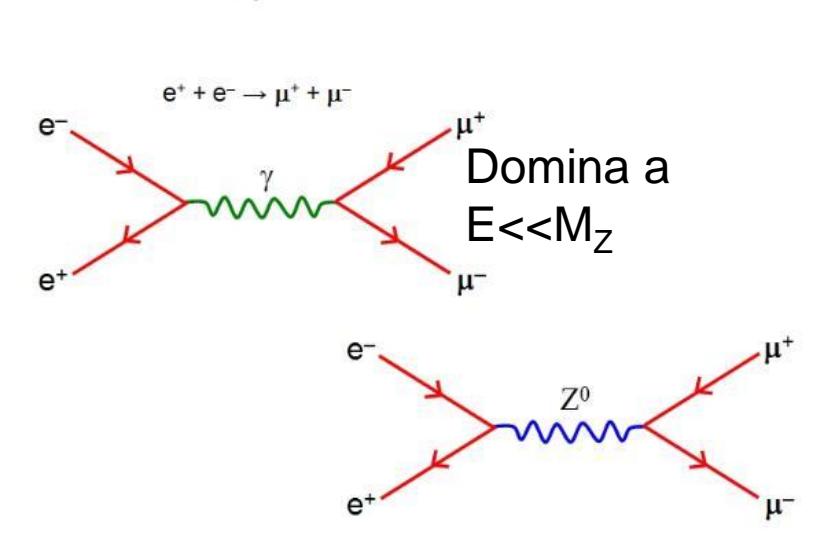
PROBLEMAS BVI



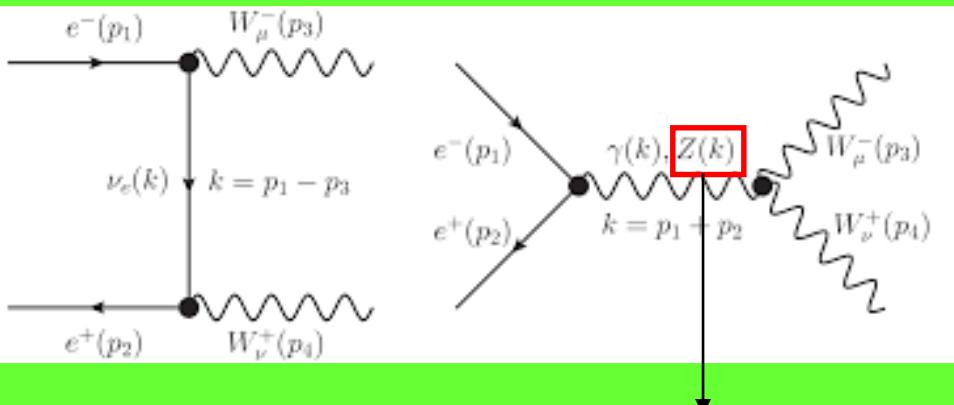
La existencia del Z tiene implicaciones profundas!!

Neutral Current reactions

These are mediated by the Z^0 boson.



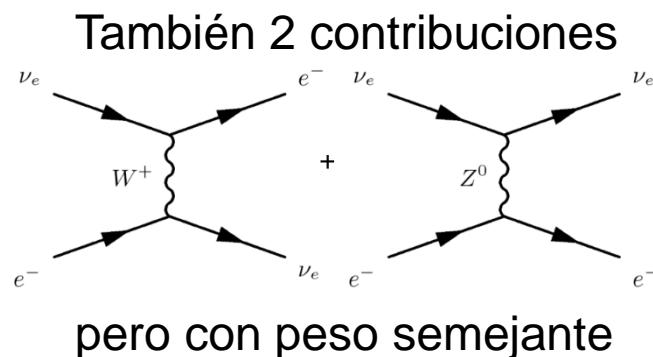
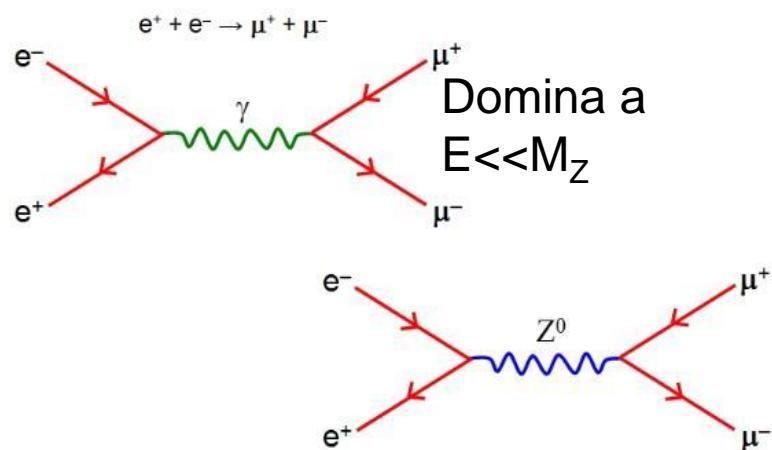
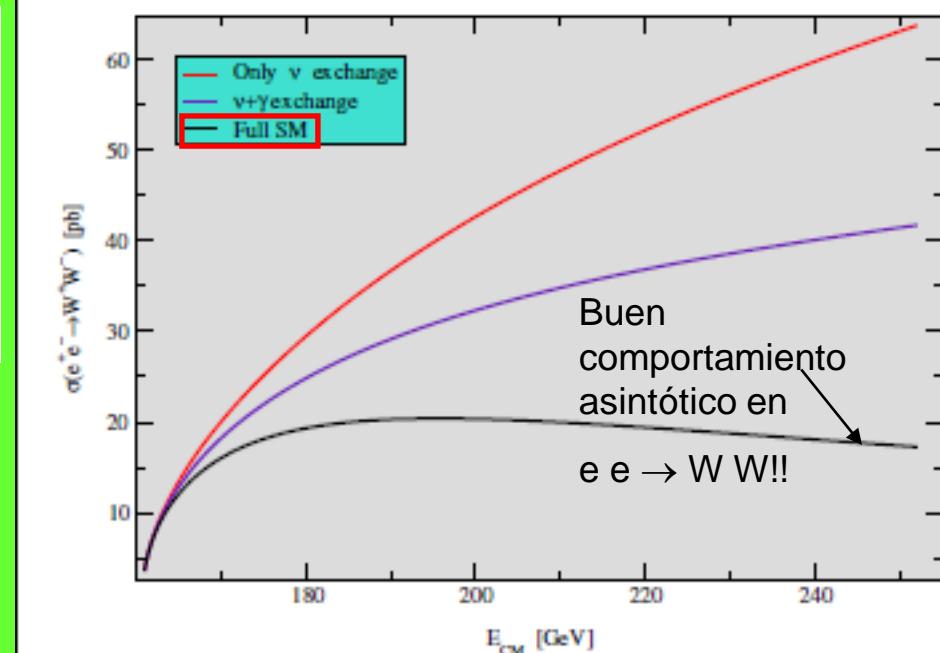
PROBLEMAS BVI



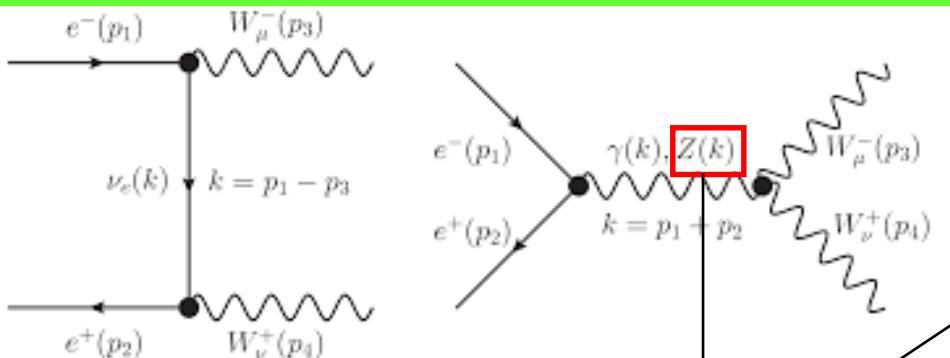
La existencia del Z tiene implicaciones profundas!!

Neutral Current reactions

These are mediated by the Z^0 boson.



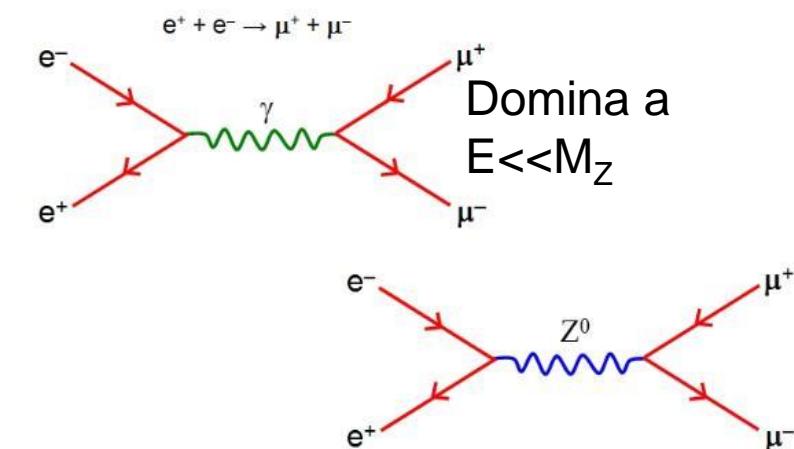
PROBLEMAS BVI



La existencia del Z tiene implicaciones profundas!!

Neutral Current reactions

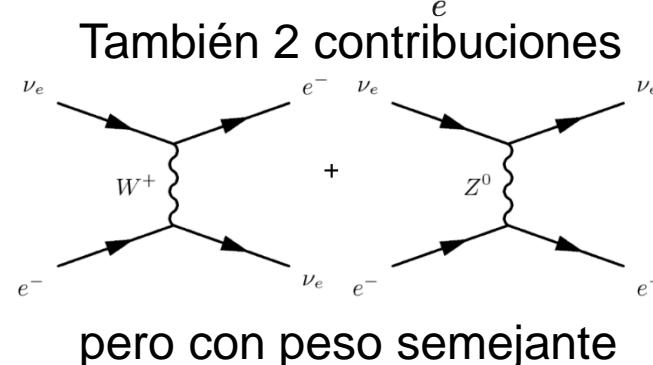
These are mediated by the Z^0 boson.



Buen comportamiento asintótico en $e^-e^- \rightarrow W^-W^+$!!



Posibles con distintos sabores de neutrino y leptón!!



INGREDIENTES TEORÍA (E)W

- γ sin masa y tres bosones masivos de espín 1: W^\pm & Z .

INGREDIENTES TEORÍA (E)W

- γ sin masa y tres bosones masivos de espín 1: W^\pm & Z .
- **Unificación EW:** $g_W \sim g_Z \sim 2\sqrt{2}e \rightarrow g^2/4\pi \sim 8\alpha$

$$m_W \sim \left(\frac{\sqrt{2}g^2}{8G_F} \right)^{1/2} \sim \left(\frac{4\pi\alpha\sqrt{2}}{G_F} \right)^{1/2} \sim 100 \text{ GeV}$$

INGREDIENTES TEORÍA (E)W

- γ sin masa y tres bosones masivos de espín 1: W^\pm & Z .
- **Unificación** EW: $g_W \sim g_Z \sim 2\sqrt{2}e \rightarrow g^2/4\pi \sim 8\alpha$

$$m_W \sim \left(\frac{\sqrt{2}g^2}{8G_F} \right)^{1/2} \sim \left(\frac{4\pi\alpha\sqrt{2}}{G_F} \right)^{1/2} \sim 100 \text{ GeV}$$

- **Universalidad** de los acoplamientos

INGREDIENTES TEORÍA (E)W

- γ sin masa y tres bosones masivos de espín 1: W^\pm & Z .
- **Unificación EW:** $g_W \sim g_Z \sim 2\sqrt{2}e \rightarrow g^2/4\pi \sim 8\alpha$

$$m_W \sim \left(\frac{\sqrt{2}g^2}{8G_F} \right)^{1/2} \sim \left(\frac{4\pi\alpha\sqrt{2}}{G_F} \right)^{1/2} \sim 100 \text{ GeV}$$

- **Universalidad** de los acoplamientos
- El W^\pm se acopla solamente a **componentes izquierdas**

INGREDIENTES TEORÍA (E)W

- γ sin masa y tres bosones masivos de espín 1: W^\pm & Z .
- **Unificación EW:** $g_W \sim g_Z \sim 2\sqrt{2}e \rightarrow g^2/4\pi \sim 8\alpha$

$$m_W \sim \left(\frac{\sqrt{2}g^2}{8G_F} \right)^{1/2} \sim \left(\frac{4\pi\alpha\sqrt{2}}{G_F} \right)^{1/2} \sim 100 \text{ GeV}$$

- **Universalidad** de los acoplamientos
- El W^\pm se acopla solamente a **componentes izquierdas**
- El Z tiene acoplos **diagonales en sabor**

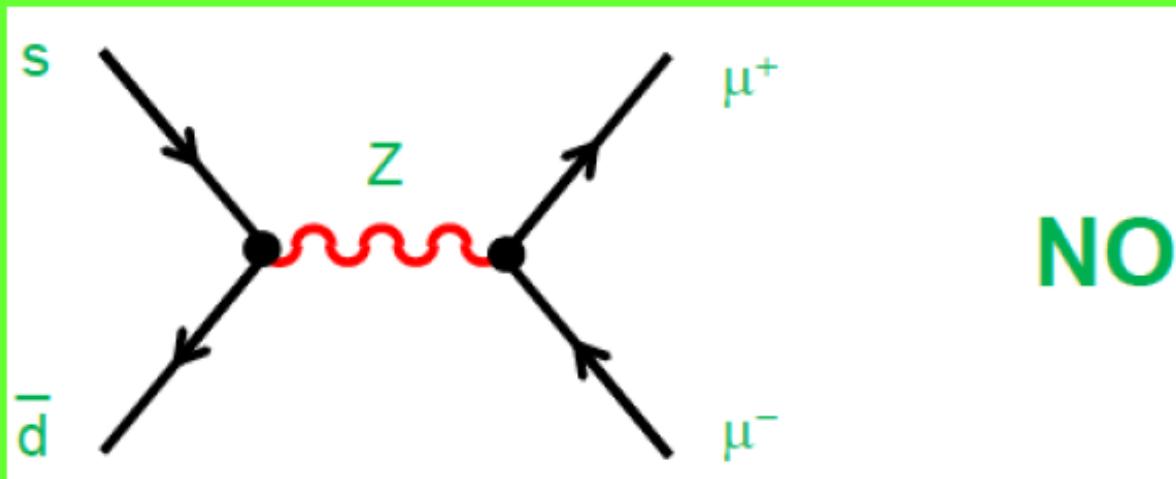
INGREDIENTES TEORÍA (E)W

- γ sin masa y tres bosones masivos de espín 1: W^\pm & Z .
- **Unificación EW:** $g_W \sim g_Z \sim 2\sqrt{2}e \rightarrow g^2/4\pi \sim 8\alpha$

$$m_W \sim \left(\frac{\sqrt{2}g^2}{8G_F} \right)^{1/2} \sim \left(\frac{4\pi\alpha\sqrt{2}}{G_F} \right)^{1/2} \sim 100 \text{ GeV}$$

- **Universalidad** de los acoplamientos
- El W^\pm se acopla solamente a **componentes izquierdas**
- El Z tiene acoplos **diagonales en sabor** (no $\mu^- \rightarrow e^- e^+ e^-$ ni $\mu \rightarrow e \gamma$)

MECANISMO GIM

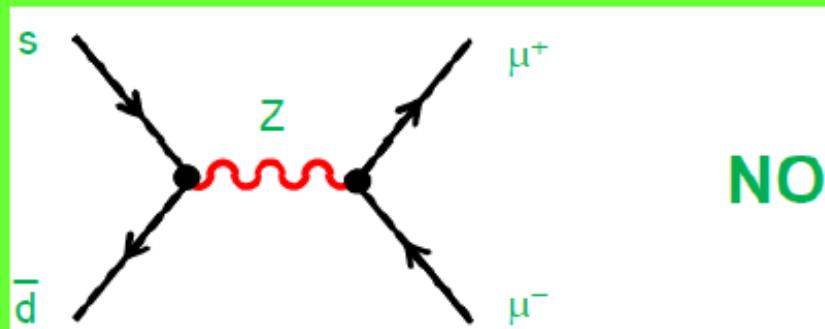


NO

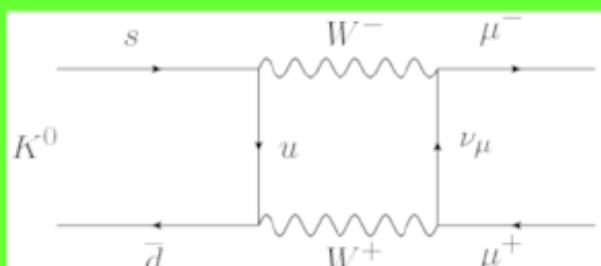
$$\text{Br}(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (6.84 \pm 0.11) \times 10^{-9}$$

MECANISMO GIM

u
d
s



$$\text{Br}(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (6.84 \pm 0.11) \times 10^{-9}$$



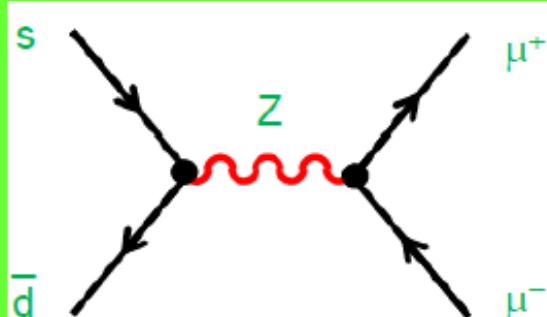
u se acopla a d' = $d \cos\theta_C + s \sin\theta_C$
Cabibbo '63 , $\theta_C \sim 13^\circ$

$$V_{us}V_{ud} + V_{cs}V_{cd} = 0$$

MECANISMO GIM

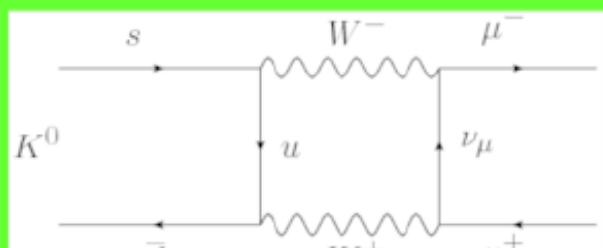
Glashow,
Iliopoulos,
Maiani '70

u c
d s



NO

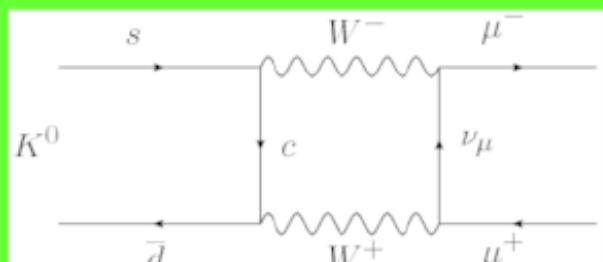
$$\text{Br}(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (6.84 \pm 0.11) \times 10^{-9}$$



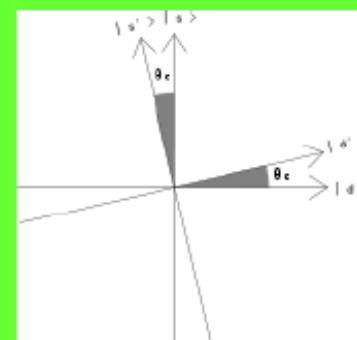
Ejercicio: ¿Por qué no es 0?

u se acopla a d' = d cos theta_C + s sin theta_C

Cabibbo '63, $\theta_C \sim 13^\circ$



c se acopla a s' = -d sin theta_C + s cos theta_C



OK with $m_c \sim 1 \text{ GeV}$
(1.27 en PDG'14)

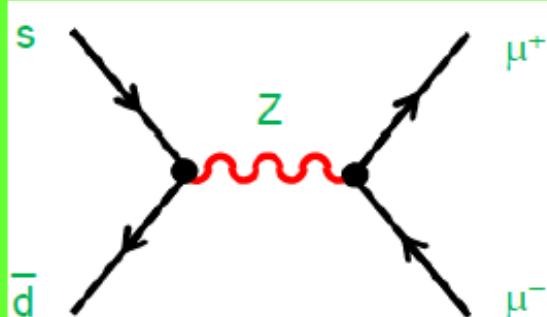
Gaillard & Lee '74

$$V_{us}V_{ud} + V_{cs}V_{cd} = 0$$

MECANISMO GIM

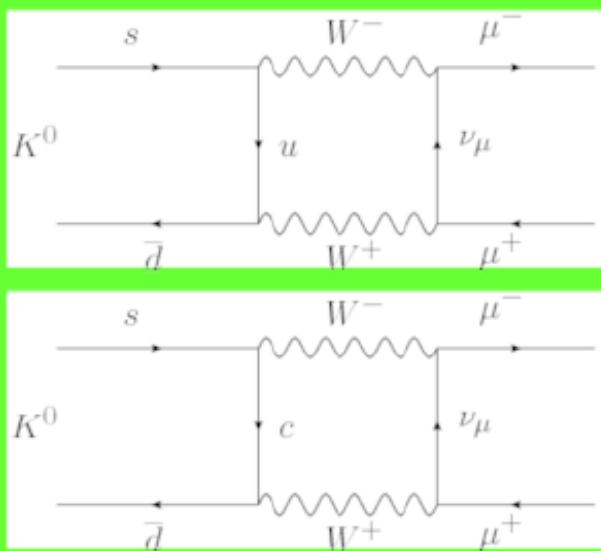
Glashow,
Iliopoulos,
Maiani '70

u c
d s



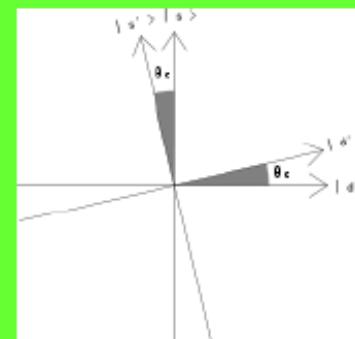
NO

$$\text{Br}(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (6.84 \pm 0.11) \times 10^{-9}$$



u se acopla a d' = d cosθ_C + s sinθ_C
Cabibbo '63, θ_C ~13°

c se acopla a s' = -d sinθ_C + s cosθ_C



La física de precisión
es predictiva !!

OK with $m_c \sim 1 \text{ GeV}$
(1.27 en PDG'14)

Gaillard & Lee '74

$V_{us}V_{ud}+V_{cs}V_{cd}=0$

MECANISMO GIM

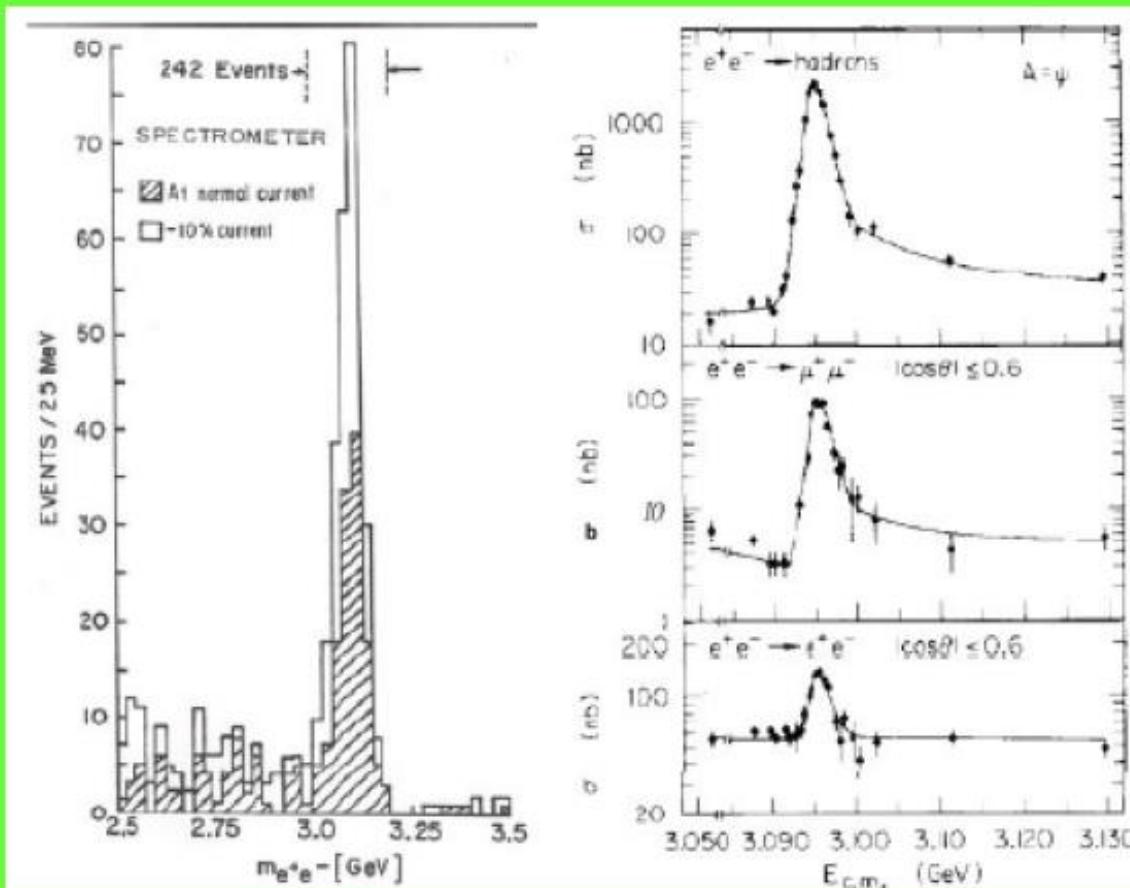
Glashow,
Iliopoulos,
Maiani '70

OK with $m_c \sim 1$ GeV (1.27 en PDG'14)

Gaillard & Lee '74

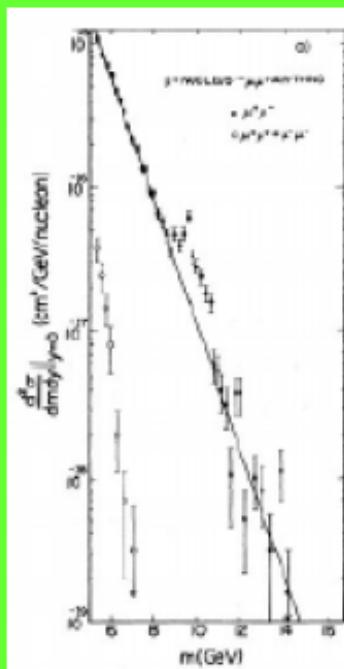
$(p+Be \rightarrow e^+e^-+X, Ting et al.)$ $(Richter et al.) e^+e^- \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$

Revolución de Nov. '74: BNL/SLAC descubren la J/Ψ ($c\bar{c}$)

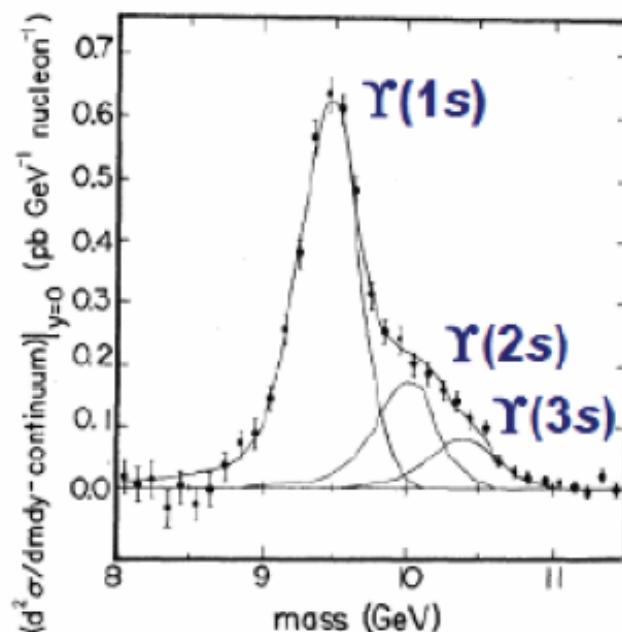


(post)MECANISMO GIM

Descubrimiento del Υ como $b\bar{b}$ en Fermilab '77



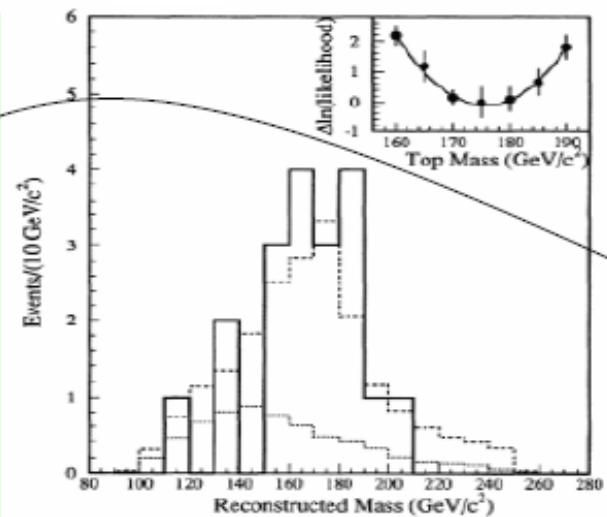
[PRL 39 (1977) 2521]



[PRL 42 (1979) 486]

Confirmado inmediatamente
descubrimiento estados + allá
del umbral de producción de b
libre

($b\bar{u}, b\bar{d}$
mesones B)



De acuerdo con ajustes de
precisión EW de LEP '90

Descubrimiento del top
en Fermilab '95

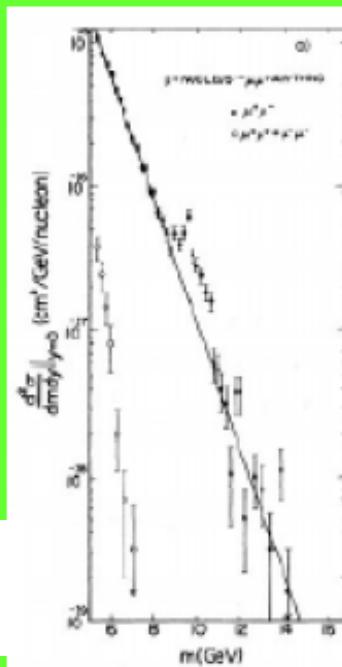
Predicho pesado por
oscilaciones de B's
(ARGUS '87)

Fenomenología del ME

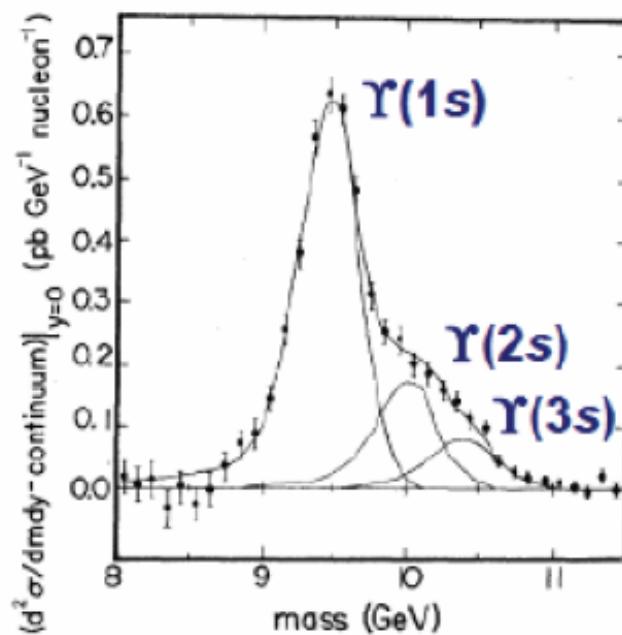
Pablo Roig Garcés

(post)MECANISMO GIM

Descubrimiento del Y como $\bar{b}\bar{b}$ en Fermilab '77



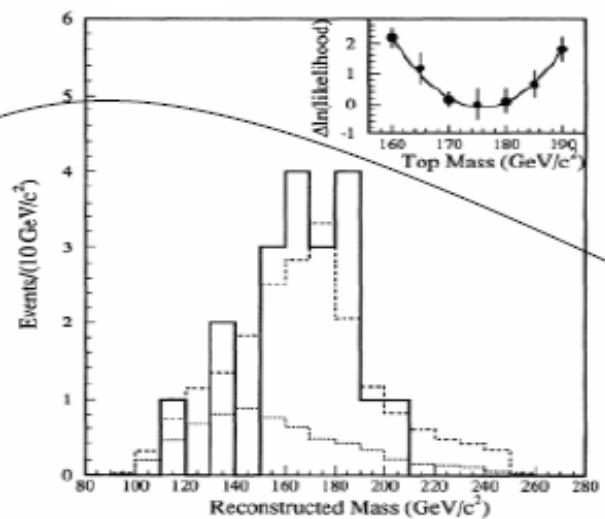
[PRL 39 (1977) 2521]



[PRL 42 (1979) 486]

Confirmado inmediatamente
descubrimiento estados + allá
del umbral de producción de b
libre

¿Por qué no hay
mesones "T"?



Descubrimiento del top
en Fermilab '95

Predicho pesado por
oscilaciones de B's
(ARGUS '87)

De acuerdo con ajustes de
precisión EW de LEP '90

Fenomenología del ME

Pablo Roig Garcés

INGREDIENTES TEORÍA (E)W

- γ sin masa y tres bosones masivos de espín 1: W^\pm & Z .
- **Unificación EW:** $g_W \sim g_Z \sim 2\sqrt{2}e \rightarrow g^2/4\pi \sim 8\alpha$

$$m_W \sim \left(\frac{\sqrt{2}g^2}{8G_F} \right)^{1/2} \sim \left(\frac{4\pi\alpha\sqrt{2}}{G_F} \right)^{1/2} \sim 100 \text{ GeV}$$

- **Universalidad** de los acoplamientos
- El W^\pm se acopla solamente a **componentes izquierdas**
- El Z tiene acoplos **diagonales en sabor** (no $\mu^- \rightarrow e^- e^+ e^-$ ni $\mu \rightarrow e \gamma$)
- El **número leptónico** parece **conservado**

INGREDIENTES TEORÍA (E)W

- γ sin masa y tres bosones masivos de espín 1: W^\pm & Z .
- **Unificación EW:** $g_W \sim g_Z \sim 2\sqrt{2}e \rightarrow g^2/4\pi \sim 8\alpha$

$$m_W \sim \left(\frac{\sqrt{2}g^2}{8G_F} \right)^{1/2} \sim \left(\frac{4\pi\alpha\sqrt{2}}{G_F} \right)^{1/2} \sim 100 \text{ GeV}$$

- **Universalidad** de los acoplamientos
- El W^\pm se acopla solamente a **componentes izquierdas**
- El Z tiene acoplos **diagonales en sabor** (no $\mu^- \rightarrow e^- e^+ e^-$ ni $\mu \rightarrow e \gamma$)
- El **número leptónico** parece **conservado**
- Debe permitir **violación de CP**

INGREDIENTES TEORÍA (E)W

- γ sin masa y tres bosones masivos de espín 1: W^\pm & Z .
- **Unificación EW:** $g_W \sim g_Z \sim 2\sqrt{2}e \rightarrow g^2/4\pi \sim 8\alpha$

$$m_W \sim \left(\frac{\sqrt{2}g^2}{8G_F} \right)^{1/2} \sim \left(\frac{4\pi\alpha\sqrt{2}}{G_F} \right)^{1/2} \sim 100 \text{ GeV}$$

- **Universalidad** de los acoplamientos
- El W^\pm se acopla solamente a **componentes izquierdas**
- El Z tiene acoplos **diagonales en sabor** (no $\mu^- \rightarrow e^- e^+ e^-$ ni $\mu \rightarrow e \gamma$)
- El **número leptónico** parece **conservado**
- Debe permitir **violación de CP**
- Debe ser **renormalizable** → **Teoría de norma local**

INGREDIENTES TEORÍA (E)W

- γ sin masa y tres bosones masivos de espín 1: W^\pm & Z .
- **Unificación EW:** $g_W \sim g_Z \sim 2\sqrt{2}e \rightarrow g^2/4\pi \sim 8\alpha$

$$m_W \sim \left(\frac{\sqrt{2}g^2}{8G_F} \right)^{1/2} \sim \left(\frac{4\pi\alpha\sqrt{2}}{G_F} \right)^{1/2} \sim 100 \text{ GeV}$$

- **Universalidad** de los acoplamientos
- El W^\pm se acopla solamente a **componentes izquierdas**
- El Z tiene acoplos **diagonales en sabor** (no $\mu^- \rightarrow e^- e^+ e^-$ ni $\mu \rightarrow e \gamma$)
- El **número leptónico** parece **conservado**
- Debe permitir **violación de CP**
- Debe ser **renormalizable** → **Teoría de norma local**

(con *ruptura espontánea de la simetría* para poder tener BVI masivos)

TEORÍA DE NORMA LOCAL (QED)

$\mathcal{L}_0 = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi$ para un fermión libre, con simetría **global** bajo

$\Psi \rightarrow \Psi'$, con $\Psi' = \Psi e^{i\alpha}$, $\alpha \in \text{Re}$

TEORÍA DE NORMA LOCAL (QED)

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi$$

para un fermión libre, con simetría **global** bajo

$$\Psi \rightarrow \Psi', \text{ con } \Psi' = \Psi e^{i\alpha}, \alpha \in \text{Re}$$

local

$$\Psi \rightarrow \Psi', \text{ con } \Psi' = \Psi e^{i\alpha(x)}, \alpha \in \text{Re} \rightarrow \text{Ya no es simetría del Lagrangiano}$$

$$\mathcal{L}_\psi \rightarrow \mathcal{L}'_\psi = \bar{\psi} (i\gamma^\mu (\partial_\mu + iQ\partial_\mu\alpha) - m) \psi$$

$Q = \text{cte.}$ x e es la carga del fermión

TEORÍA DE NORMA LOCAL (QED)

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi$$

para un fermión libre, con simetría **global** bajo

$$\Psi \rightarrow \Psi', \text{ con } \Psi' = \Psi e^{i\alpha}, \alpha \in \text{Re}$$

local

$$\Psi \rightarrow \Psi', \text{ con } \Psi' = \Psi e^{i\alpha(x)}, \alpha \in \text{Re} \rightarrow \text{Ya no es simetría del Lagrangiano, salvo que}$$

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$$

$$\psi' = e^{i\alpha(x)} \psi, \quad A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x)$$



Campo adicional

Predice la interacción

$$e (\bar{\psi} \gamma^\mu \psi) A_\mu \equiv e j^\mu A_\mu$$

Ejercicio: Verificar la ley de transformación de A_μ y la forma de la interacción

TEORÍA DE NORMA LOCAL (QED)

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi$$

para un fermión libre, con simetría **global** bajo

$$\Psi \rightarrow \Psi', \text{ con } \Psi' = \Psi e^{i\alpha}, \alpha \in \text{Re}$$

local

$$\Psi \rightarrow \Psi', \text{ con } \Psi' = \Psi e^{i\alpha(x)}, \alpha \in \text{Re} \rightarrow \text{Ya no es simetría del Lagrangiano, salvo que}$$

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$$

$$\psi' = e^{i\alpha(x)} \psi, \quad A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x)$$

Campo adicional

Predice la interacción

$$e (\bar{\psi} \gamma^\mu \psi) A_\mu \equiv e j^\mu A_\mu$$

Falta promover el campo del fotón a un campo dinámico:

$$\mathcal{L}_A = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \quad F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$$

TEORÍA DE NORMA LOCAL (QED)

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi$$

para un fermión libre, con simetría **global** bajo

$$\Psi \rightarrow \Psi', \text{ con } \Psi' = \Psi e^{i\alpha}, \alpha \in \text{Re}$$

local

$\Psi \rightarrow \Psi'$, con $\Psi' = \Psi e^{i\alpha(x)}$, $\alpha \in \text{Re} \rightarrow$ Ya no es simetría del Lagrangiano, salvo que

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu \quad \psi' = e^{i\alpha(x)} \psi, \quad A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x)$$

Campo adicional

Predice la interacción

$$e (\bar{\psi} \gamma^\mu \psi) A_\mu \equiv e j^\mu A_\mu$$

Falta promover el campo del fotón a un campo dinámico:

$$\mathcal{L}_A = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \quad F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$$

La invariancia de norma U(1) prohíbe $-mA^\mu A_\mu$. **QED es renormalizable y universal.**

TEORÍA DE NORMA LOCAL (QED)

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi$$

para un fermión libre, con simetría **global** bajo

$$\Psi \rightarrow \Psi', \text{ con } \Psi' = \Psi e^{i\alpha}, \alpha \in \text{Re}$$

local

$\Psi \rightarrow \Psi'$, con $\Psi' = \Psi e^{i\alpha(x)}$, $\alpha \in \text{Re} \rightarrow$ Ya no es simetría del Lagrangiano, salvo que

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu \quad \psi' = e^{i\alpha(x)} \psi, \quad A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x)$$

Campo adicional

Predice la interacción

$$e (\bar{\psi} \gamma^\mu \psi) A_\mu \equiv e j^\mu A_\mu$$

Falta promover el campo del fotón a un campo dinámico:



$$\mathcal{L}_A = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \quad F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$$

La invariancia de norma U(1) prohíbe $-mA^\mu A_\mu$. **QED es renormalizable y universal.**



TEORÍA DE NORMA LOCAL SU(N)

$$\psi \rightarrow \psi' = U\psi \quad \text{con} \quad U_1 U_2 \neq U_2 U_1$$

matrices

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \vdots \\ \psi_n \end{pmatrix}$$

espinor de Dirac de n componentes: U será nxn

$$a=1, \dots, n$$

$$U \equiv \exp [i T^a \alpha^a(x)]$$
$$[T^a, T^b] = i C^{abc} T^c$$

generadores
Ctes. de est^a

Más en los cursos de Selim e Irais...

TEORÍA DE NORMA LOCAL SU(N)

$$\psi \rightarrow \psi' = U\psi \quad \text{con} \quad U_1 U_2 \neq U_2 U_1$$

matrices

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \vdots \\ \psi_n \end{pmatrix}$$

espinor de Dirac de n componentes: U será nxn

$$a=1, \dots, n$$

$$U \equiv \exp [i T^a \alpha^a(x)]$$

$$[T^a, T^b] = i C^{abc} T^c$$

generadores
Ctes. de est^a

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - ig T^a A_\mu^a, \quad D_\mu \psi \longrightarrow (D_\mu \psi)' = U D_\mu \psi$$

$$T^a A_\mu^a \rightarrow T^a A_\mu^{a'} = U (T^a A_\mu^a + i/g \partial_\mu) U^{-1}$$

Más en los cursos de Selim e Irais...

TEORÍA DE NORMA LOCAL SU(N)

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - ig T^a A_\mu^a, \quad D_\mu \psi \longrightarrow (D_\mu \psi)' = U D_\mu \psi$$

$$T^a A_\mu{}^a \rightarrow T^a A_\mu{}^{a'} = U (T^a A_\mu{}^a + i/g \partial_\mu) U^{-1}$$

A partir de la derivada covariante, podemos generalizar el tensor intensidad de campo para el caso de simetrías no abelianas y escribir su término cinético

$$-ig T^a F_{\mu\nu}^a \equiv [D_\mu, D_\nu]$$

$$\mathcal{L}_A = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g C_{abc} A_\mu^b A_\nu^c$$

Más en los cursos de Selim e Irais...

TEORÍA DE NORMA LOCAL SU(N)

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - ig T^a A_\mu^a, \quad D_\mu \psi \longrightarrow (D_\mu \psi)' = U D_\mu \psi$$

$$T^a A_\mu{}^a \rightarrow T^a A_\mu{}^{a'} = U (T^a A_\mu{}^a + i/g \partial_\mu) U^{-1}$$

A partir de la derivada covariante, podemos generalizar el tensor intensidad de campo para el caso de simetrías no abelianas y escribir su término cinético

$$-ig T^a F_{\mu\nu}^a \equiv [D_\mu, D_\nu]$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g C_{abc} A_\mu^b A_\nu^c$$

$$\mathcal{L}_A = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}$$

Tal y como en U(1), un **término de masa** está **prohibido** para los $A_\mu{}^a$.

Más en los cursos de Selim e Irais...

TEORÍA DE NORMA LOCAL SU(N)

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - ig T^a A_\mu^a, \quad D_\mu \psi \longrightarrow (D_\mu \psi)' = U D_\mu \psi$$

$$T^a A_\mu^a \rightarrow T^a A_\mu^{a'} = U (T^a A_\mu^a + i/g \partial_\mu) U^{-1}$$

A partir de la derivada covariante, podemos generalizar el tensor intensidad de campo para el caso de simetrías no abelianas y escribir su término cinético

$$\begin{aligned} -ig T^a F_{\mu\nu}^a &\equiv [D_\mu, D_\nu] \\ F_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g C_{abc} A_\mu^b A_\nu^c \end{aligned} \quad \mathcal{L}_A = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}$$

Tal y como en U(1), un **término de masa** está prohibido para los A_μ^a .

Los bosones de norma SU(N) tienen **autointeracciones**

La interacción no abeliana **no** admite **distintos** valores de la **carga** asociada
(En QED, $Q = \text{cte.} \times e$ es la carga del fermión)

TEORÍA DE NORMA LOCAL SU(N)

Tal y como en U(1), un **término de masa** está prohibido para los A_μ^a .

Los bosones de norma SU(N) tienen **autointeracciones**

La interacción no abeliana **no admite distintos valores de la carga** asociada

Para describir las **interacciones débiles** hay que introducir el concepto de **ruptura espontánea de simetría** que debe sufrir SU(2) para poder tener BVI masivos.

Más en los cursos de Selim e Irais...

TEORÍA DE NORMA LOCAL SU(N)

Tal y como en U(1), un término de masa está prohibido para los A_μ^a .

Los bosones de norma SU(N) tienen autointeracciones

La interacción no abeliana **no admite distintos valores de la carga asociada**

Para describir las interacciones débiles hay que introducir el concepto de ruptura espontánea de simetría que debe sufrir SU(2) para poder tener BVI masivos.

El que la fuerza nuclear sea de corto alcance **no** es debido a un BVI masivo de la interacción fuerte. De hecho, la Cromodinámica Cuántica (**QCD**) es **SU(3)_C** exacta.

Más en los cursos de Selim e Irais...

TEORÍA DE NORMA LOCAL SU(N)

Tal y como en U(1), un **término de masa** está prohibido para los A_μ^a .

Los bosones de norma SU(N) tienen **autointeracciones**

La interacción no abeliana **no admite distintos valores de la carga** asociada

Para describir las **interacciones débiles** hay que introducir el concepto de **ruptura espontánea de simetría** que debe sufrir SU(2) para poder tener BVI masivos.

El que la fuerza nuclear sea de corto alcance no es debido a un BVI masivo de la interacción fuerte. De hecho, la **Cromodinámica Cuántica (QCD)** es $SU(3)_C$ exacta.

¿Por qué la interacción fuerte corresponde a SU(3)? (Curso de Irais)

Más en los cursos de Selim e Irais...

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIM^A

Los bosones de la interacción débil tienen que ser masivos, pero eso parece incompatible con la invariancia de norma local necesaria para que la teoría sea renormalizable.

Más en el curso de Selim...

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIM^A

Los bosones de la interacción débil tienen que ser masivos, pero eso parece incompatible con la invariancia de norma local necesaria para que la teoría sea renormalizable.

Afortunadamente, existen dos maneras de realizar una simetría:

- El Lagrangiano (la acción) y el vacío (estado de mínima energía) de la teoría comparten las mismas simetrías (**Wigner-Weyl**). En ese caso, la simetría es manifiesta en el espectro y hay multipletes degenerados que son irreps. de dicha simetría.

Más en el curso de Selim...

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIM^A

Los bosones de la interacción débil tienen que ser masivos, pero eso parece incompatible con la invariancia de norma local necesaria para que la teoría sea renormalizable.

Afortunadamente, existen dos maneras de realizar una simetría:

- El Lagrangiano (la acción) y el vacío (estado de mínima energía) de la teoría comparten las mismas simetrías (**Wigner-Weyl**). En ese caso, la simetría es manifiesta en el espectro y hay multipletes degenerados que son irreps. de dicha simetría.
- El Lagrangiano tiene un grupo de simetría G , mientras que la simetría del vacío es un subgrupo H de G (**Nambu-Goldstone**). La simetría manifiesta en el espectro es H y se dice que el grupo de simetría G se ha roto espontáneamente a H .

Más en el curso de Selim...

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIM^A

Los bosones de la interacción débil tienen que ser masivos, pero eso parece incompatible con la invariancia de norma local necesaria para que la teoría sea renormalizable.

Afortunadamente, existen dos maneras de realizar una simetría:

- El Lagrangiano (la acción) y el vacío (estado de mínima energía) de la teoría comparten las mismas simetrías (**Wigner-Weyl**). En ese caso, la simetría es manifiesta en el espectro y hay multipletes degenerados que son irreps. de dicha simetría.
- El Lagrangiano tiene un grupo de simetría G, mientras que la simetría del vacío es un subgrupo H de G (**Nambu-Goldstone**). La simetría manifiesta en el espectro es H y se dice que el grupo de simetría G se ha roto espontáneamente a H.

Se habla de T^{ma} de *Nambu-Goldstone* cuando la simetría rota espontáneamente es global (sim^a quiral) y de T^{ma} de *Higgs-Kibble* cuando es local (caso electrodébil).

Más en el curso de Selim...

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIM^A

Los bosones de la interacción débil tienen que ser masivos, pero eso parece incompatible con la invariancia de norma local necesaria para que la teoría sea renormalizable.

Afortunadamente, existen dos maneras de realizar una simetría:

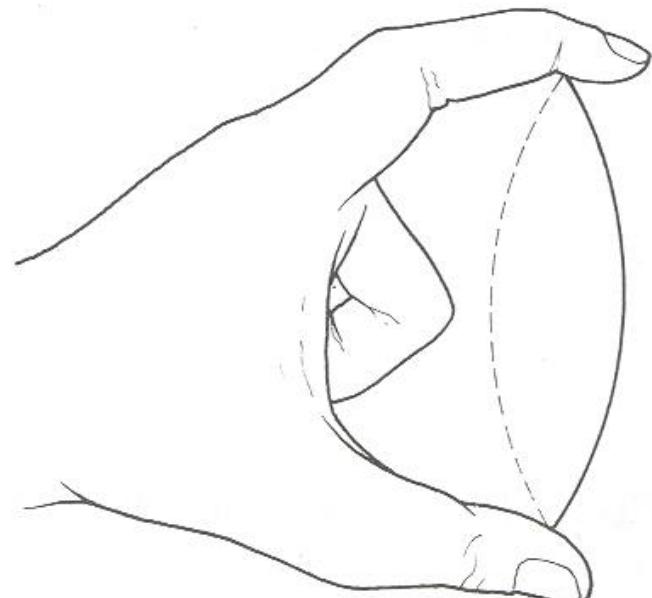
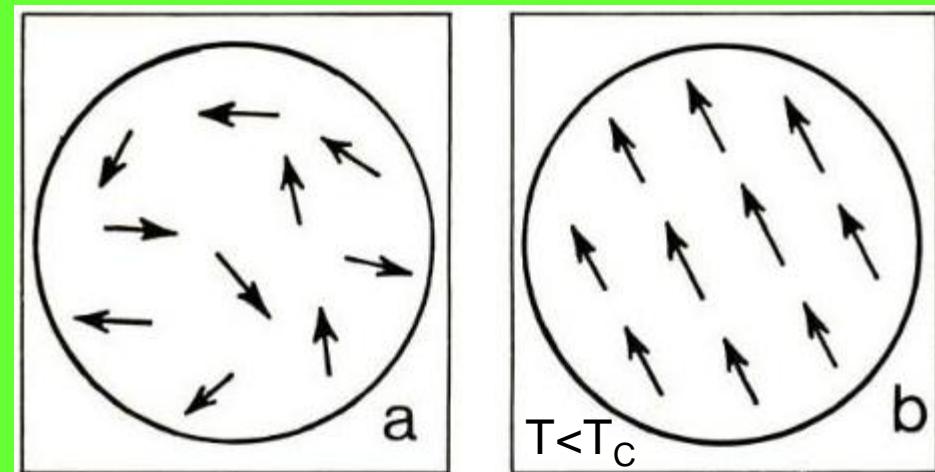
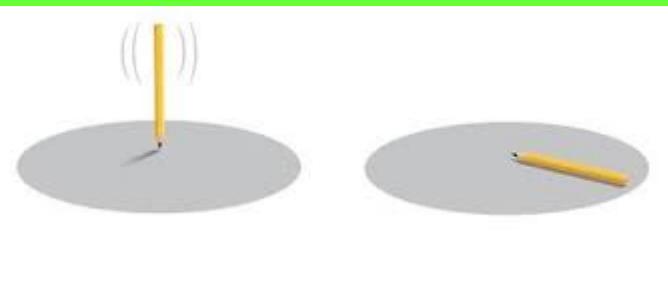
- El Lagrangiano (la acción) y el vacío (estado de mínima energía) de la teoría comparten las mismas simetrías (**Wigner-Weyl**). En ese caso, la simetría es manifiesta en el espectro y hay multipletes degenerados que son irreps. de dicha simetría.
- El Lagrangiano tiene un grupo de simetría G, mientras que la simetría del vacío es un subgrupo H de G (**Nambu-Goldstone**). La simetría manifiesta en el espectro es H y se dice que el grupo de simetría G se ha roto espontáneamente a H.

Se habla de T^{ma} de *Nambu-Goldstone* cuando la simetría rota espontáneamente es global (sim^a quiral) y de T^{ma} de *Higgs-Kibble* cuando es local (caso electrodébil).

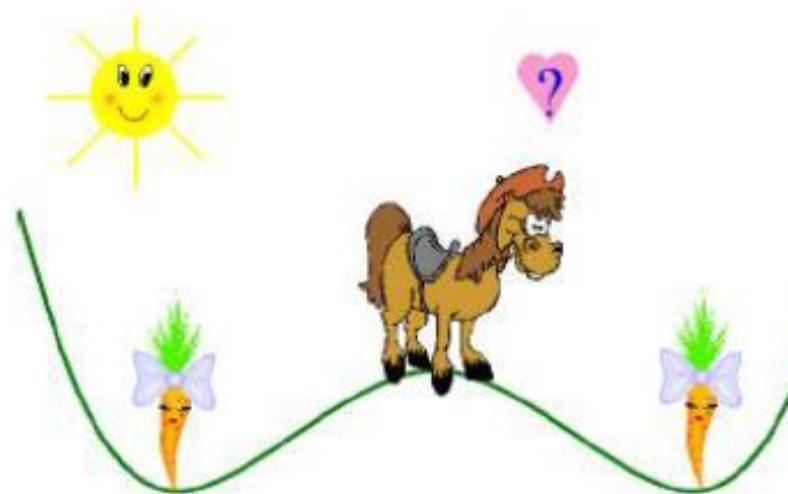
En la naturaleza hay muchos ejemplos de SSB

Más en el curso de Selim...

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIM^A



RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIMA



Caso discreto

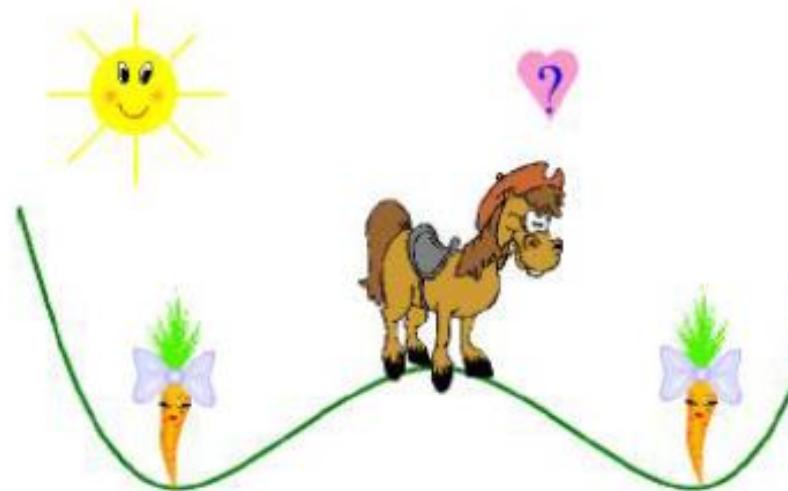


Caso continuo

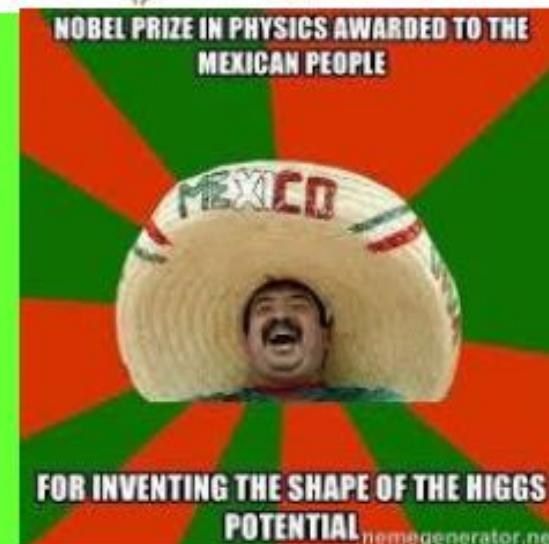


Más en el curso de Selim...

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIMA



Más en el curso de Selim...



RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIMÉTRIA

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V(\phi) \quad \text{con} \quad V(\phi) = \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda \phi^4$$

Es invariante bajo $\phi \rightarrow -\phi$

Más en el curso de Selim...

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIMA

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V(\phi) \quad \text{con} \quad V(\phi) = \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda \phi^4$$

Es invariante bajo $\phi \rightarrow -\phi$ ¿Lo es también el vacío de la teoría?

Más en el curso de Selim...

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIMÉTRIA

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V(\phi) \quad \text{con} \quad V(\phi) = \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda \phi^4$$

Es invariante bajo $\phi \rightarrow -\phi$ ¿Lo es también el vacío de la teoría?

Hay que minimizar \downarrow

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2} [(\partial_0 \phi)^2 + (\nabla \phi)^2] + V(\phi)$$

El mínimo, ϕ_0 , debe cumplir

$$\phi_0 (\mu^2 + \lambda \phi_0^2) = 0$$

Más en el curso de Selim...

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIM^A

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V(\phi) \quad \text{con} \quad V(\phi) = \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda \phi^4$$

Es invariante bajo $\phi \rightarrow -\phi$ ¿Lo es también el vacío de la teoría?

Hay que minimizar $\mathcal{H} = \frac{1}{2} [(\partial_0 \phi)^2 + (\nabla \phi)^2] + V(\phi)$

El mínimo, ϕ_0 , debe cumplir $\phi_0(\mu^2 + \lambda \phi_0^2) = 0$

$\lambda > 0$ para que haya un estado de mínima energía

Más en el curso de Selim...

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIMÉTRIA

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V(\phi) \quad \text{con} \quad V(\phi) = \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda \phi^4$$

Es invariante bajo $\phi \rightarrow -\phi$ ¿Lo es también el vacío de la teoría?

Hay que minimizar $\mathcal{H} = \frac{1}{2} [(\partial_0 \phi)^2 + (\nabla \phi)^2] + V(\phi)$

El mínimo, ϕ_0 , debe cumplir $\phi_0(\mu^2 + \lambda \phi_0^2) = 0$

$\lambda > 0$ para que haya un estado de mínima energía

————— $\mu^2 > 0 \rightarrow \phi_0 = 0$, invariante bajo $\phi \rightarrow -\phi$

Más en el curso de Selim...

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIMÉTRIA

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V(\phi) \quad \text{con} \quad V(\phi) = \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda \phi^4$$

Es invariante bajo $\phi \rightarrow -\phi$ ¿Lo es también el vacío de la teoría?

Hay que minimizar $\mathcal{H} = \frac{1}{2} [(\partial_0 \phi)^2 + (\nabla \phi)^2] + V(\phi)$

El mínimo, ϕ_0 , debe cumplir $\phi_0 (\mu^2 + \lambda \phi_0^2) = 0$

$\lambda > 0$ para que haya un estado de mínima energía

→ $\mu^2 > 0 \rightarrow \phi_0 = 0$, invariante bajo $\phi \rightarrow -\phi$

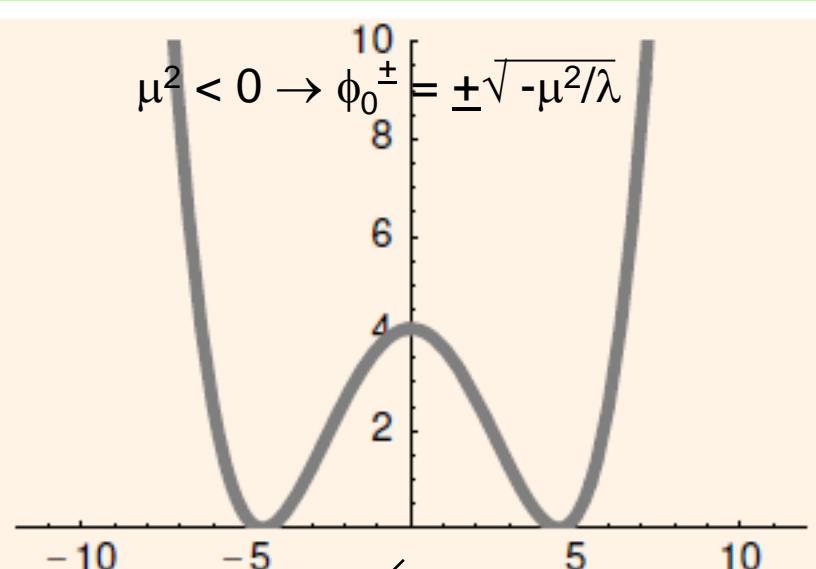
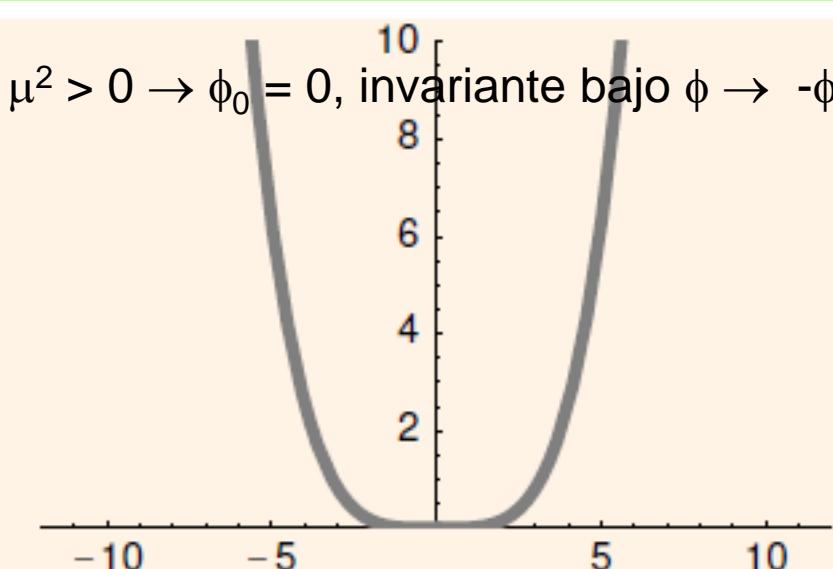
→ $\mu^2 < 0 \rightarrow \phi_0^\pm = \pm \sqrt{-\mu^2/\lambda}$,

Más en el curso de Selim...

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIM^A

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V(\phi) \quad \text{con} \quad V(\phi) = \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda \phi^4$$

Es invariante bajo $\phi \rightarrow -\phi$ ¿Lo es también el vacío de la teoría?



La elección de vacío entre ϕ_0^+ y ϕ_0^- es irrelevante, pero una vez se ha hecho, ha habido SSB: el Lagrangiano es invariante bajo $\phi \rightarrow -\phi$ y el vacío no.

Más en el curso de Selim...

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIMA

Hay que desarrollar la teoría de perturbaciones alrededor del verdadero mínimo. Así,

$$\phi' \equiv \phi - v$$

donde

$$v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$$

es el valor esperado del vacío.

Más en el curso de Selim...

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIMÉTRIA

Hay que desarrollar la teoría de perturbaciones alrededor del verdadero mínimo. Así,

$$\phi' \equiv \phi - v$$

donde $v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$ es el valor esperado del vacío.

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi' \partial^\mu \phi' - \frac{1}{2} \left(\sqrt{-2\mu^2} \right)^2 \phi'^2 - \lambda v \phi'^3 - \frac{1}{4} \lambda \phi'^4$$

Ejercicio

$$m_{\phi'} = \sqrt{-2\mu^2}$$

Obviamente, $\phi \rightarrow -\phi$ ya no es una buena simetría del Lagrangiano desarrollado a partir del verdadero vacío, v.

Simetría global discreta, ahora veremos el caso de simetría global continua

Más en el curso de Selim...

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIMA

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - V(\phi) \quad V(\phi) = \mu^2 (\phi^\dagger \phi) + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$$

Invariante bajo la t.d.f. global

$$\phi \rightarrow \exp(i\alpha Q)\phi$$

Más en el curso de Selim...

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIMA

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - V(\phi) \quad V(\phi) = \mu^2 (\phi^\dagger \phi) + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$$

Invariante bajo la t.d.f. global

$$\phi \rightarrow \exp(i\alpha Q)\phi$$

→ Para $\mu^2 > 0$, $|\phi_0| = 0$ y se tiene la teoría de perturbaciones usual.

Más en el curso de Selim...

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIM^A

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - V(\phi)$$

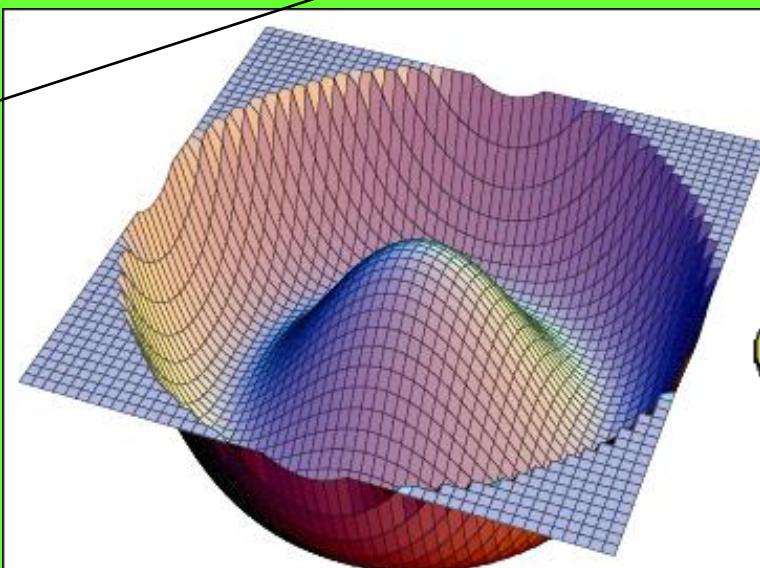
$$V(\phi) = \mu^2 (\phi^\dagger \phi) + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$$

Invariante bajo la t.d.f. global

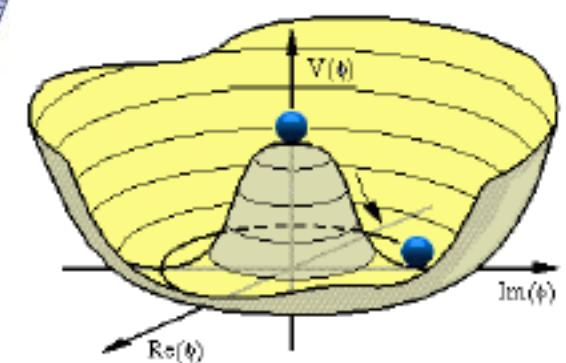
$$\phi \rightarrow \exp(i\alpha Q)\phi$$

- Para $\mu^2 > 0$, $|\phi_0| = 0$ y se tiene la teoría de perturbaciones usual.
- Para $\mu^2 < 0$, $|\phi_0| = \sqrt{-\mu^2/(2\lambda)}$ y el mín. es un continuo de estados degenerados

Hay que elegir “el” mínimo
(todos son equivalentes)



Más en el curso de Selim...



Pablo Roig Garcés

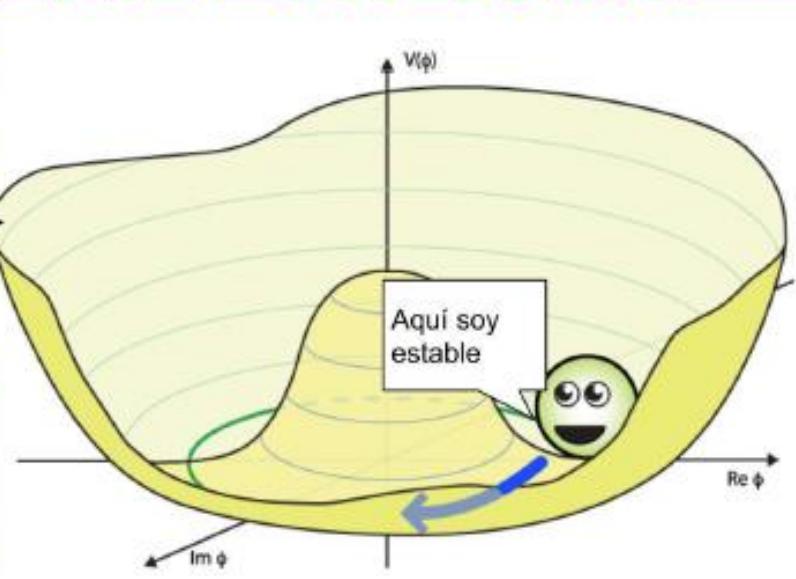
RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIM^A



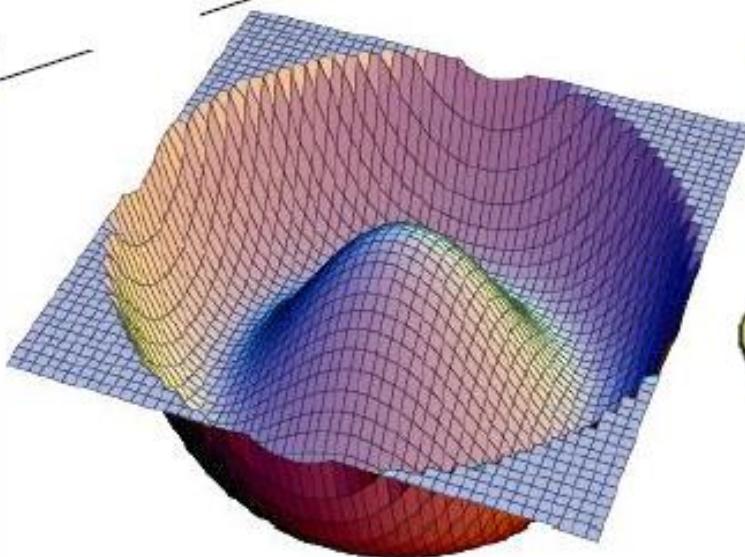
$$V(\phi) =$$

$$\phi \rightarrow$$

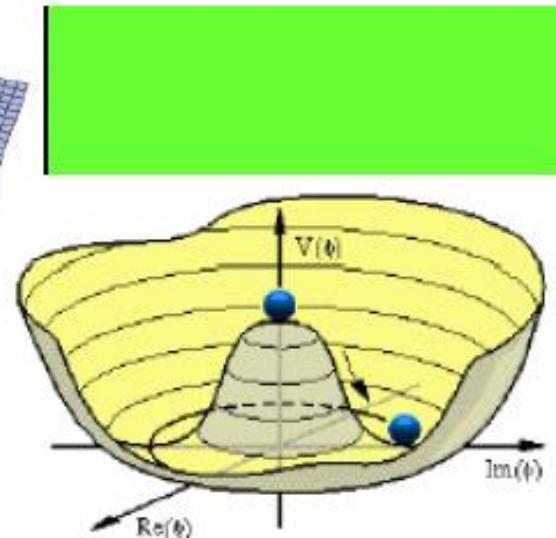
...ene la teoría
... y el mín. es



Hay que elegir "el" mínimo
(todos son equivalentes)



Más en el curso de Selim...



RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIMA

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - V(\phi) \quad V(\phi) = \mu^2 (\phi^\dagger \phi) + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$$

Invariante bajo la t.d.f. global

$$\phi \rightarrow \exp(i\alpha Q)\phi$$

- Para $\mu^2 > 0$, $|\phi_0| = 0$ y se tiene la teoría de perturbaciones usual.
- Para $\mu^2 < 0$, $|\phi_0| = \sqrt{-\mu^2/(2\lambda)}$ y el mín. es un continuo de estados degenerados

Podemos elegir

$$\phi = \frac{(v + \phi'_1 + i\phi'_2)}{\sqrt{2}}$$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi'_1 \partial^\mu \phi'_1 - \frac{1}{2} (-2\mu^2) \phi'^2_1 + \frac{1}{2} \partial_\mu \phi'_2 \partial^\mu \phi'_2 + \dots$$

Ejercicio

$$m_{\phi'_1} = \sqrt{-2\mu^2},$$

ϕ'_2 sin masa: **bosón de Goldstone**

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIMÉTRIA

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - V(\phi) \quad V(\phi) = \mu^2 (\phi^\dagger \phi) + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$$

Invariante bajo la t.d.f. global

$$\phi \rightarrow \exp(i\alpha Q)\phi$$

→ Para $\mu^2 < 0$, $|\phi_0| = \sqrt{-\mu^2/(2\lambda)}$ y el mím. es un continuo de estados degenerados

Podemos elegir

$$\phi = \frac{(v + \phi'_1 + i\phi'_2)}{\sqrt{2}}$$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi'_1 \partial^\mu \phi'_1 - \frac{1}{2} (-2\mu^2) \phi'^2_1 + \frac{1}{2} \partial_\mu \phi'_2 \partial^\mu \phi'_2 + \dots$$

Ejercicio

$$m_{\phi'_1} = \sqrt{-2\mu^2}$$

ϕ'_2 sin masa: **bosón de Goldstone**

T^{ma} de Goldstone: Tantos como generadores de la simetría rotos (en este caso 1)

Más en el curso de Selim...

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIM^A

Podemos elegir

$$\phi = \frac{(v + \phi'_1 + i\phi'_2)}{\sqrt{2}}$$

Parametrización lineal

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu\phi'_1\partial^\mu\phi'_1 - \frac{1}{2}(-2\mu^2)\phi'^2_1 + \frac{1}{2}\partial_\mu\phi'_2\partial^\mu\phi'_2 + \dots$$

$$m_{\phi'_1} = \sqrt{-2\mu^2},$$

ϕ'_2 sin masa: **bosón de Goldstone**

T^{ma} de Goldstone: Tantos como generadores de la simetría rotos (en este caso 1)

Más en el curso de Selim...

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIM^A

Alternativamente, podemos usar una parametrización no lineal de ϕ :

$$\begin{array}{ccc} \phi(x) = \eta(x)e^{i\theta(x)} & \longrightarrow & V(|\phi|) = V(\eta), \text{ con mínimo} \\ \text{Campos reales} & & \eta = v : V'(v) = 0, \quad V''(v) > 0 \end{array}$$

Más en el curso de Selim...

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIM^A

Alternativamente, podemos usar una parametrización no lineal de ϕ :

$$\phi(x) = \eta(x)e^{i\theta(x)} \rightarrow V(|\phi|) = V(\eta), \text{ con mínimo}$$

Campos reales

$$\eta = v : V'(v) = 0, V''(v) > 0$$

Si expandimos alrededor de $\eta = v$: $\eta(x) = v + \frac{1}{\sqrt{2}} H(x)$ Ejercicio

$$V(\eta) = V(v) + \frac{1}{2}V''(v) \cdot \frac{1}{2}H^2 + \dots$$
$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}|\partial_\mu H|^2 - \underbrace{\frac{1}{2}V''(v) \cdot \frac{1}{2}H^2}_{m_H^2 > 0, \text{ masa de } H} + v^2|\partial_\mu \theta|^2 + \dots$$

Campo de Goldstone, sin masa y sólo con acoplamientos derivativos

Más en el curso de Selim...

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIMA

Finalmente, veremos el caso de una simetría de norma local (Higgs-Kibble)

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)^+ (D^\mu \phi) - V(|\phi|) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \quad D_\mu = \partial_\mu - ie A_\mu$$

Invariante bajo t. d. f. locales U(1):

Ejercicio

$$\phi'(x) = e^{i\alpha(x)} \phi(x) = e^{i\alpha(x)} e^{i\theta(x)} \eta(x)$$

$$A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x)$$

Más en el curso de Selim...

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIMA

Finalmente, veremos el caso de una simetría de norma local (Higgs-Kibble)

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)^+ (D^\mu \phi) - V(|\phi|) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \quad D_\mu = \partial_\mu - ie A_\mu$$

Invariante bajo t. d. f. locales U(1):

$$\begin{aligned}\phi'(x) &= e^{i\alpha(x)} \phi(x) = e^{i\alpha(x)} e^{i\theta(x)} \eta(x) \\ A'_\mu(x) &= A_\mu(x) + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x)\end{aligned}$$

Eligiendo $\alpha(x) = -\theta(x)$:

$$\phi'(x) = \eta(x)$$

$$\mathcal{L} = |(\partial_\mu - ie A'_\mu) \eta|^2 - V(\eta) - \frac{1}{4} F'_{\mu\nu} F'^{\mu\nu}$$

Se elimina el campo no físico sin masa $\theta(x)$ y queda

Más en el curso de Selim...

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIMA

Finalmente, veremos el caso de una simetría de norma local (Higgs-Kibble)

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= |(\partial_\mu - ieA'_\mu)(\textcolor{red}{v} + \frac{1}{\sqrt{2}}H)|^2 - \frac{1}{4}F'_{\mu\nu}F'^{\mu\nu} - V \\ &= \underbrace{-\frac{1}{4}F'_{\mu\nu}F'^{\mu\nu}}_{\text{Campo A masivo, } m_A \sim e v} + \underbrace{\textcolor{red}{v}^2 e^2 A'_\mu A'^\mu}_{\frac{1}{2}[(\partial_\mu H)^2 - m_H^2 H^2]} + \dots\end{aligned}$$

Ejercicio

Campo A masivo, $m_A \sim e v$

Escalar neutro masivo

Más en el curso de Selim...

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIMA

Finalmente, veremos el caso de una simetría de norma local (Higgs-Kibble)

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= |(\partial_\mu - ieA'_\mu)(\textcolor{red}{v} + \frac{1}{\sqrt{2}}H)|^2 - \frac{1}{4}F'_{\mu\nu}F'^{\mu\nu} - V \\ &= \underbrace{-\frac{1}{4}F'_{\mu\nu}F'^{\mu\nu}}_{\text{Campo A masivo, } m_A \sim e v} + \underbrace{\textcolor{red}{v}^2 e^2 A'_\mu A'^\mu}_{\text{Escalar neutro masivo}} + \frac{1}{2}[(\partial_\mu H)^2 - m_H^2 H^2] + \dots\end{aligned}$$

Campo A masivo, $m_A \sim e v$

Escalar neutro masivo

En esta norma especial (**gauge unitario**): no hay bosones de Goldstone y conseguimos un campo de norma masivo preservando la invariancia gauge local del Lagrangiano

Más en el curso de Selim...

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIMA

Finalmente, veremos el caso de una simetría de norma local (Higgs-Kibble)

En esta norma especial (**gauge unitario**): no hay bosones de Goldstone y conseguimos un campo de norma masivo preservando la invariancia gauge local del Lagrangiano

two different gauges

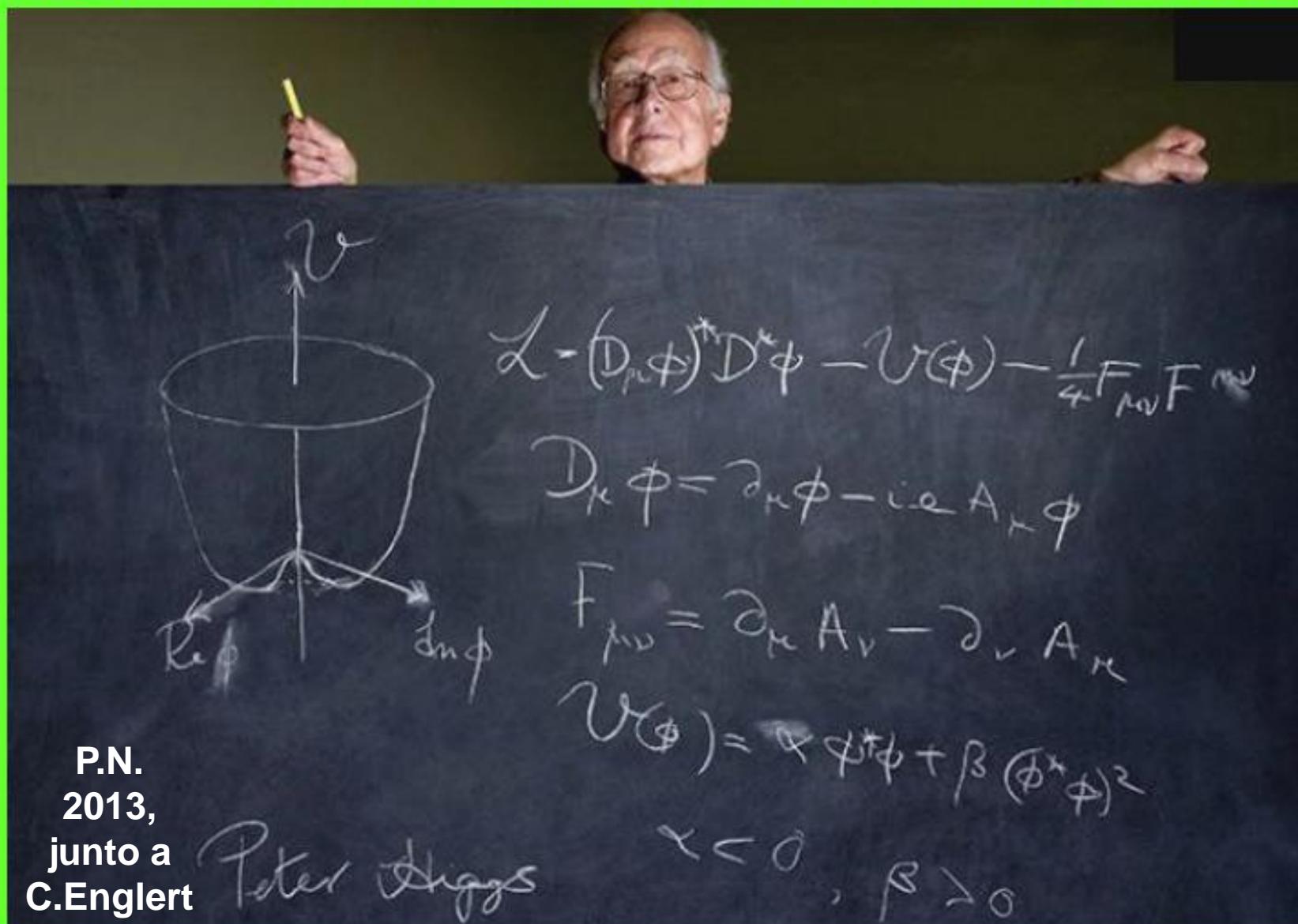
properties	ϕ field	A_μ field
symmetry manifest	H, θ	2 polarizations (transverse)
physics manifest	H	3 polarizations (2 transverse + 1 longitudinal)

Teorema de equivalencia

$\theta \rightarrow$ *longitudinal polarization of A_μ*

Más en el curso de Selim...

RUPTURA ESPONTÁNEA DE SIMA



LA CONSTRUCCIÓN DEL ME

(Sector EW, **QCD** con Irais)

ELECCIÓN DEL GRUPO DE NORMA

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow W_\mu{}^1, W_\mu{}^2, W_\mu{}^3; B_\mu$$

ELECCIÓN DEL GRUPO DE NORMA

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow W_\mu{}^1, W_\mu{}^2, W_\mu{}^3; B_\mu$$

El Lagrangiano de interacción se obtiene a partir del Lagrangiano libre promoviendo la derivada a derivada covariante

$$\partial_\mu \longrightarrow D_\mu = \partial_\mu - ig \vec{T} \vec{W}_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu$$

$$\begin{aligned}\vec{W}_{\mu\nu} &\equiv \partial_\mu \vec{W}_\nu - \partial_\nu \vec{W}_\mu + g \vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu \\ B_{\mu\nu} &\equiv \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu\end{aligned}$$



$$\mathcal{L}_{\text{gauge}} = -\frac{1}{4} \vec{W}_{\mu\nu} \vec{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$

ELECCIÓN DEL GRUPO DE NORMA

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \longrightarrow W_\mu{}^1, W_\mu{}^2, W_\mu{}^3; B_\mu$$

El Lagrangiano de interacción se obtiene a partir del Lagrangiano libre promoviendo la derivada a derivada covariante

$$\partial_\mu \longrightarrow D_\mu = \partial_\mu - ig \vec{T} \vec{W}_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu$$

$$\begin{aligned}\vec{W}_{\mu\nu} &\equiv \partial_\mu \vec{W}_\nu - \partial_\nu \vec{W}_\mu + g \vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu \\ B_{\mu\nu} &\equiv \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu\end{aligned}$$

$$\mathcal{L}_{\text{gauge}} = -\frac{1}{4} \vec{W}_{\mu\nu} \vec{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$



El acople del término $W^3 W^+ W^-$ resuelve exactamente los problemas del modelo BVI !!

ELECCIÓN DE IRREPS FERMIONES

Para una familia

				T_1^3	Y
Leptones	$\Psi_L^L =$	$\begin{pmatrix} \nu_e^L \\ e^L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu^L \\ \mu^L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau^L \\ \tau^L \end{pmatrix}$	$+\frac{1}{2}$ -1
	$\psi_l^R =$	e^R	μ^R	τ^R	$-\frac{1}{2}$ -1
Quarks	$\Psi_Q^L =$	$\begin{pmatrix} u^L \\ d^L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c^L \\ s^L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t^L \\ b^L \end{pmatrix}$	$+\frac{1}{2}$ $+\frac{1}{3}$
	$\psi_u^R =$	u^R	c^R	t^R	$-\frac{1}{2}$ $+\frac{1}{3}$
	$\psi_d^R =$	d^R	s^R	b^R	0 $+\frac{4}{3}$

ELECCIÓN DE IRREPS FERMIONES

Para una familia

Leptones

				T_1^3	Y	C
$\Psi_L^L =$	$\begin{pmatrix} \nu_e^L \\ e^L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu^L \\ \mu^L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau^L \\ \tau^L \end{pmatrix}$	$+\frac{1}{2}$	-1	1
	$\psi_l^R =$	e^R	μ^R	$-\frac{1}{2}$	-1	
$\Psi_Q^L =$	$\begin{pmatrix} u^L \\ d^L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c^L \\ s^L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t^L \\ b^L \end{pmatrix}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$	3
	$\psi_u^R =$	u^R	c^R	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$	
	$\psi_d^R =$	d^R	s^R	0	$+\frac{4}{3}$	
			b^R	0	$-\frac{2}{3}$	

- Se ha discutido la parte EW del ME. Queda la parte **SU(3)** de color (Irais)

ELECCIÓN DE IRREPS FERMIONES

Para una familia

				T_1^3	Y	C
Leptones	$\Psi_L^L =$	$\begin{pmatrix} \nu_e^L \\ e^L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu^L \\ \mu^L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau^L \\ \tau^L \end{pmatrix}$	$+\frac{1}{2}$	-1
	$\psi_l^R =$	e^R	μ^R	τ^R	$-\frac{1}{2}$	-1
Quarks	$\Psi_Q^L =$	$\begin{pmatrix} u^L \\ d^L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c^L \\ s^L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t^L \\ b^L \end{pmatrix}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$
	$\psi_u^R =$	u^R	c^R	t^R	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$
	$\psi_d^R =$	d^R	s^R	b^R	0	$+\frac{4}{3}$
				0	$-\frac{2}{3}$	1

- Se ha discutido la parte EW del ME. Queda la parte $SU(3)$ de color (Irais) (Eduardo)
- ν_R no se incluyeron al ser singletes bajo el grupo de norma $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$

ELECCIÓN DE IRREPS FERMIONES

Para una familia

Leptones

$$\Psi_L^L = \begin{pmatrix} \nu_e^L \\ e^L \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu^L \\ \mu^L \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau^L \\ \tau^L \end{pmatrix} \quad \begin{matrix} T_1^3 \\ Y \end{matrix} \quad \begin{matrix} +\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \\ 0 \end{matrix} \quad \begin{matrix} -1 \\ -1 \\ -2 \end{matrix}$$

Quarks

$$\Psi_Q^L = \begin{pmatrix} u^L \\ d^L \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c^L \\ s^L \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t^L \\ b^L \end{pmatrix} \quad \begin{matrix} T_1^3 \\ Y \end{matrix} \quad \begin{matrix} +\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \\ 0 \end{matrix} \quad \begin{matrix} +\frac{1}{3} \\ +\frac{1}{3} \\ +\frac{4}{3} \end{matrix}$$

$$\psi_u^R = u^R \quad c^R \quad t^R \quad \begin{matrix} T_1^3 \\ Y \end{matrix} \quad \begin{matrix} 0 \end{matrix} \quad \begin{matrix} -\frac{2}{3} \end{matrix}$$

$$\psi_d^R = d^R \quad s^R \quad b^R \quad \begin{matrix} T_1^3 \\ Y \end{matrix} \quad \begin{matrix} 0 \end{matrix} \quad \begin{matrix} -\frac{2}{3} \end{matrix}$$

C

1

3

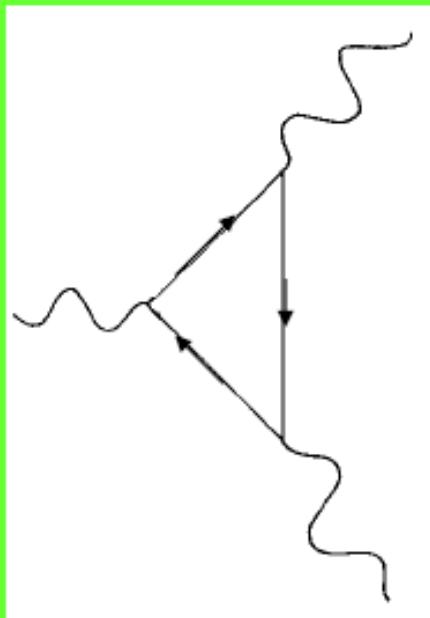
- Se ha discutido la parte EW del ME. Queda la parte $SU(3)$ de color (Iraís)

(Eduardo)

- ν_R no se incluyeron al ser singletes bajo el grupo de norma $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$

- Fijado el grupo de norma y las irreps de fermiones es inmediato construir el Lagrangiano del ME

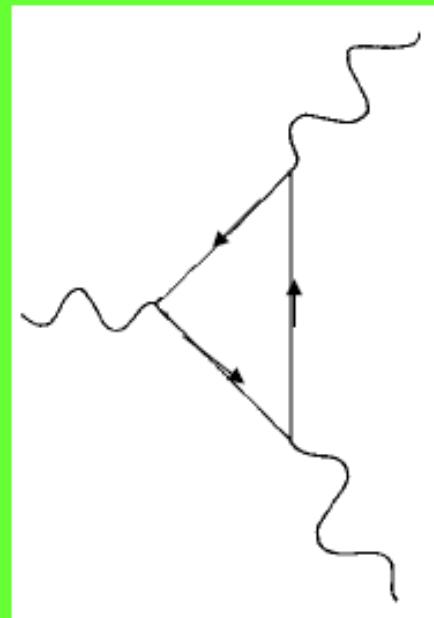
EVIDENCIAS DE COLOR



$$\mathcal{A}^{abc} = 0$$

Cancelación
de anomalías
en el SM

EJERCICIO



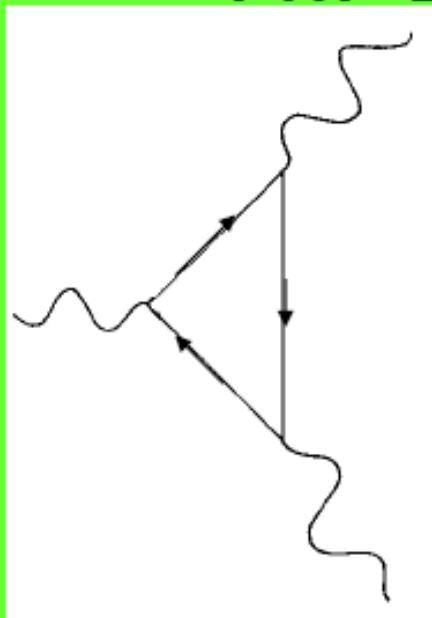
$SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ Bosones de norma en líneas externas: G_a , G_b & G_c

$$\mathcal{A}^{abc} = \text{Tr} \left(\{T^a, T^b\} T^c \right)_L - \text{Tr} \left(\{T^a, T^b\} T^c \right)_R \quad T^a = \sigma_a/2, Y$$
$$\text{Tr}(\sigma_k) = 0 \implies \text{Tr}(\{\sigma_i, \sigma_j\} \sigma_k) = 2 \delta^{ij} \text{Tr}(\sigma_k) = 0 \quad \text{and} \quad \text{Tr}(\{Y, Y\} \sigma_k) \propto \text{Tr}(\sigma_k) = 0$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Tr}(\{\sigma_i, \sigma_j\} Y) \\ \text{Tr}(Y^3) \end{array} \right\} \approx \text{Tr}(Q) \quad \sum_i Q_i = Q_e + Q_\nu + N_C (Q_u + Q_d) = -1 + \frac{1}{3} N_C = 0$$

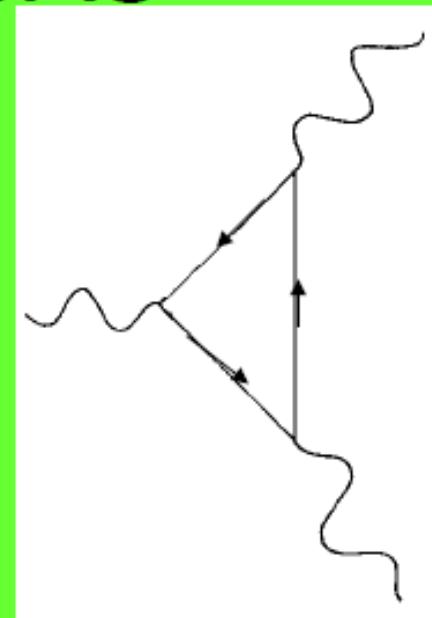
TEST DE LA ASIGNACIÓN DE HIPERCARGAS

$$Y_W \sim Q - T_Z$$



$\mathcal{A}^{abc} = 0$
Cancelación
de anomalías
en el SM

EJERCICIO



$SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ Bosones de norma en líneas externas: G_a , G_b & G_c

$$\mathcal{A}^{abc} = \text{Tr} \left(\{T^a, T^b\} T^c \right)_L - \text{Tr} \left(\{T^a, T^b\} T^c \right)_R \quad T^a = \sigma_a/2, Y$$

$$\text{Tr}(\sigma_k) = 0 \implies \text{Tr}(\{\sigma_i, \sigma_j\} \sigma_k) = 2 \delta^{ij} \text{Tr}(\sigma_k) = 0 \quad \text{and} \quad \text{Tr}(\{Y, Y\} \sigma_k) \propto \text{Tr}(\sigma_k) = 0$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Tr}(\{\sigma_i, \sigma_j\} Y) \\ \text{Tr}(Y^3) \end{array} \right\} \approx \text{Tr}(Q) \quad \sum_i Q_i = Q_e + Q_\nu + N_C (Q_u + Q_d) = \boxed{-1 + \frac{1}{3} N_C = 0}$$

EL LAGRANGIANO DEL ME

(Sector EW, **QCD** con Irais)

ANTES DEL SSB

$$\psi_i = (Q_L, d_R, u_R, L_L, e_R) \quad (\nu_R)$$

$$\mathcal{L}_0 = \sum_i i \bar{\psi}_i \gamma^\mu \partial_\mu \psi_i$$

Lagrangiano libre de fermiones simétrico $SU(2)_L \times U(1)_Y$

Prohibe términos de masa

$$m \bar{\psi} \psi = m (\overline{\psi^L} \psi^R + \overline{\psi^R} \psi^L)$$



ANTES DEL SSB

$$\psi_i = (Q_L, d_R, u_R, L_L, e_R) \quad (\nu_R)$$

$$\mathcal{L}_0 = \sum_i i \bar{\psi}_i \gamma^\mu \partial_\mu \psi_i$$

Lagrangiano libre de fermiones simétrico $SU(2)_L \times U(1)_Y$

Prohibe términos de masa

$$m \bar{\psi} \psi = m (\overline{\psi^L} \psi^R + \overline{\psi^R} \psi^L)$$

$SU(2)_L \times U(1)_Y$ local $\rightarrow \partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ig_2 T_1^a W_\mu^a + ig_1 \frac{1}{2} Y B_\mu$ A veces $g_1 \equiv g'$, $g_2 \equiv g$

$$D_\mu^L = \partial_\mu - \frac{ig_2}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & W_\mu^+ \\ W_\mu^- & 0 \end{pmatrix} - \frac{i}{2} \begin{pmatrix} g_2 W_\mu^3 - g_1 Y^L B_\mu & 0 \\ 0 & -g_2 W_\mu^3 - g_1 Y^L B_\mu \end{pmatrix}$$

$$D_\mu^R = \partial_\mu + ig_1 \frac{1}{2} Y^R B_\mu$$

Ejercicio

$$\mathcal{L}_\psi = \sum_i i \bar{\psi}_i \gamma^\mu D_\mu \psi_i$$

ANTES DEL SSB

$SU(2)_L \times U(1)_Y$ local \rightarrow

$$\mathcal{L}_\psi = \sum_i i \bar{\psi}_i \gamma^\mu D_\mu \psi_i$$

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ig_2 T_1^a W_\mu^a + ig_1 \frac{1}{2} Y B_\mu$$

A veces $g_1 \equiv g'$, $g_2 \equiv g$

$$D_\mu^L = \partial_\mu - \frac{ig_2}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & W_\mu^+ \\ W_\mu^- & 0 \end{pmatrix} - \frac{i}{2} \begin{pmatrix} g_2 W_\mu^3 - g_1 Y^L B_\mu & 0 \\ 0 & -g_2 W_\mu^3 - g_1 Y^L B_\mu \end{pmatrix}$$

$$D_\mu^R = \partial_\mu + ig_1 \frac{1}{2} Y^R B_\mu$$

Identificación del γ

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}, \quad c_W = \cos \theta_W$$

$$D_\mu^L \Big|_{A_\mu} = -\frac{i}{2} A_\mu \begin{pmatrix} -g_2 s_W - g_1 c_W Y^L & 0 \\ 0 & g_2 s_W - g_1 c_W Y^L \end{pmatrix} \stackrel{!}{=} ie A_\mu \begin{pmatrix} Q_1 & 0 \\ 0 & Q_2 \end{pmatrix}$$

$$Q_1 - Q_2 = 1 \quad \text{En un } \underline{2} \quad \rightarrow \quad g_2 = \frac{e}{s_W}$$

$$Q = T_1^3 + \frac{Y}{2} \leftrightarrow g_1 = \frac{e}{c_W}$$

Ejercicio

ANTES DEL SSB

$SU(2)_L \times U(1)_Y$ local \rightarrow

$$\mathcal{L}_\psi = \sum_i i \bar{\psi}_i \gamma^\mu D_\mu \psi_i$$

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ig_2 T_1^a W_\mu^a + ig_1 \frac{1}{2} Y B_\mu$$

A veces $g_1 \equiv g'$, $g_2 \equiv g$

$$D_\mu^L = \partial_\mu - \frac{ig_2}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & W_\mu^+ \\ W_\mu^- & 0 \end{pmatrix} - \frac{i}{2} \begin{pmatrix} g_2 W_\mu^3 - g_1 Y^L B_\mu & 0 \\ 0 & -g_2 W_\mu^3 - g_1 Y^L B_\mu \end{pmatrix}$$

$$D_\mu^R = \partial_\mu + ig_1 \frac{1}{2} Y^R B_\mu$$

Identificación del γ

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}, \quad c_W = \cos \theta_W$$

$$D_\mu^L \Big|_{A_\mu} = -\frac{i}{2} A_\mu \begin{pmatrix} -g_2 s_W & g_1 c_W Y^L \\ 0 & g_2 s_W - g_1 c_W Y^L \end{pmatrix} \stackrel{!}{=} ie A_\mu \begin{pmatrix} Q_1 & 0 \\ 0 & Q_2 \end{pmatrix}$$

$$Q_1 - Q_2 = 1 \quad \text{En un } \frac{1}{2} \quad \rightarrow \quad g_2 = \frac{e}{s_W}$$

$$Q = T_1^3 + \frac{Y}{2} \leftrightarrow g_1 = \frac{e}{c_W}$$

adquiere masa tras SSB (γ no)

SSB

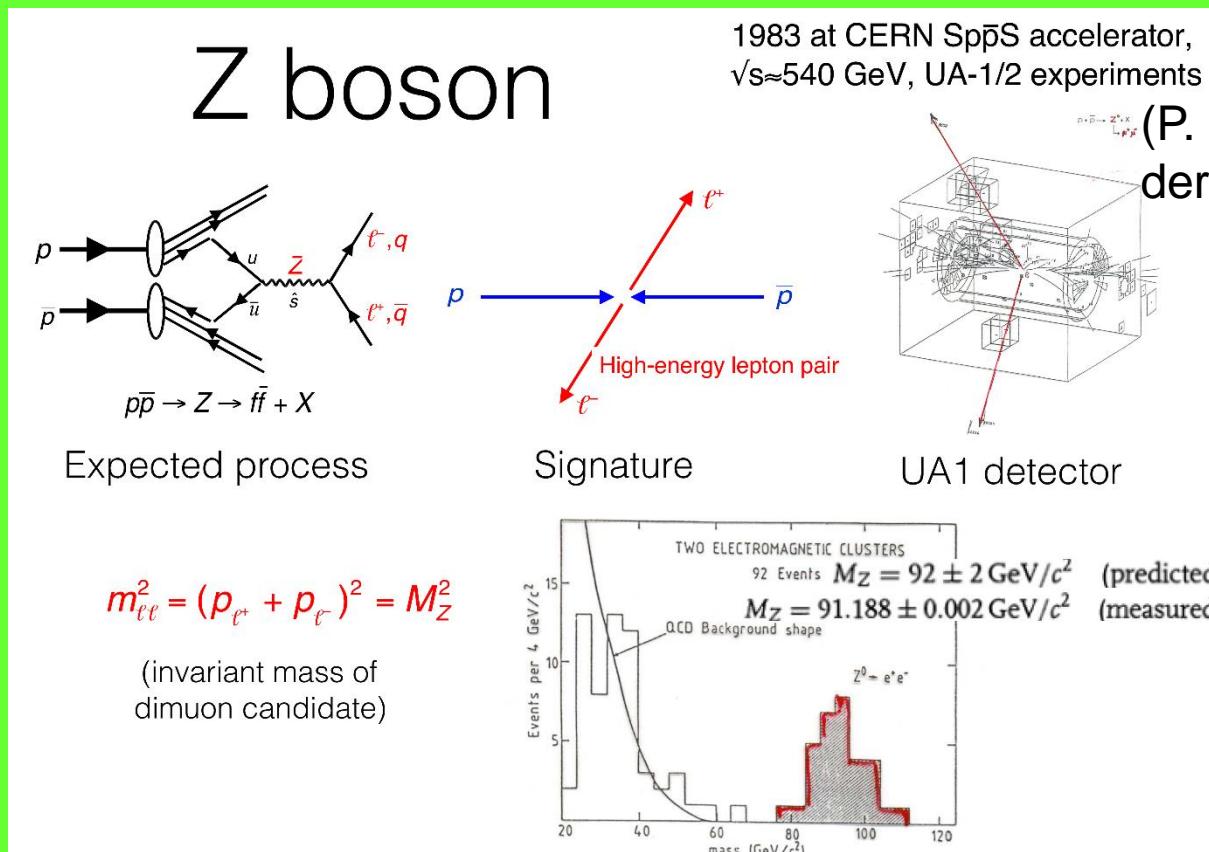
$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow{\text{SSB}} U(1)_Q$$

Necesitamos al menos **3 escalares reales** para que den masa a W^\pm y Z y otro más (**neutro**, para conservar Q) para que adquiera un vev no nulo tras el SSB.

SSB

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow{\text{SSB}} U(1)_Q$$

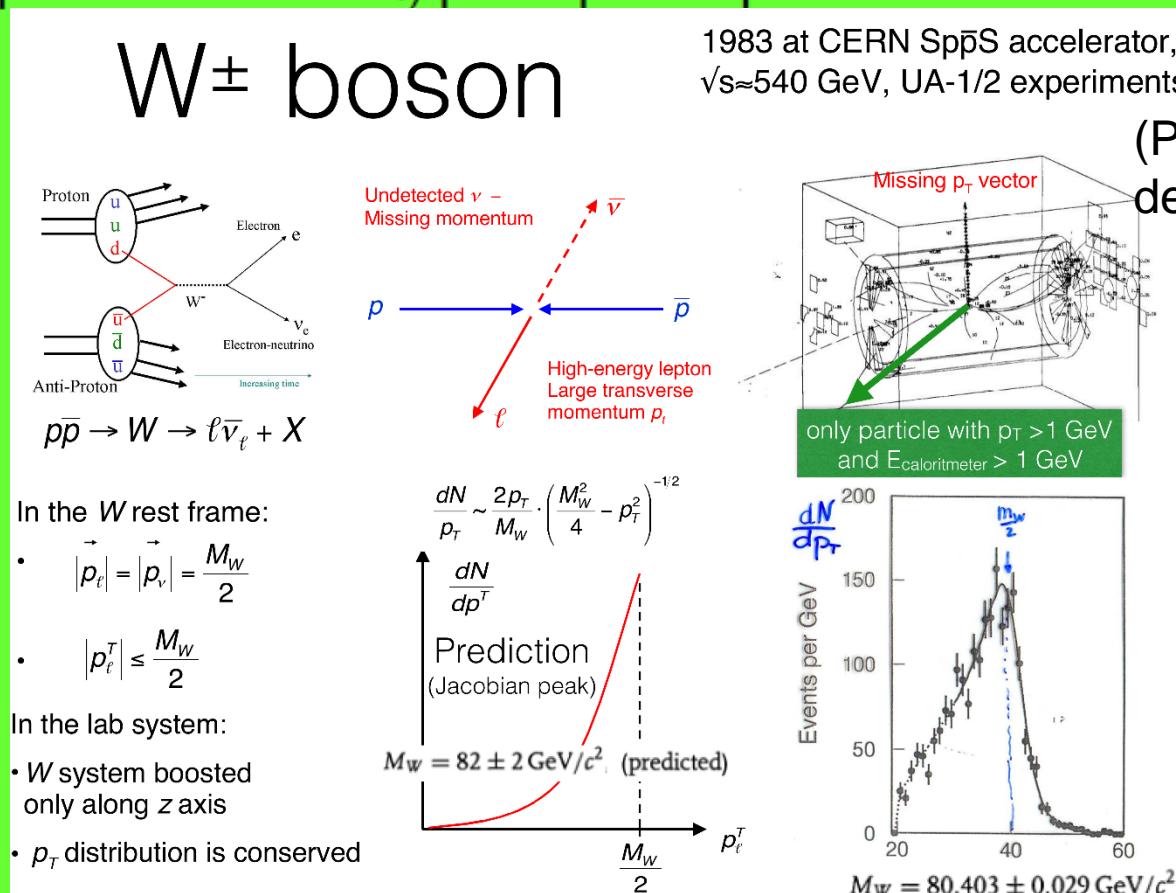
Necesitamos al menos **3 escalares reales** para que den masa a W^\pm y Z y otro más (**neutro**, para conservar Q) para que adquiera un vev no nulo tras el SSB.



SSB

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow{\text{SSB}} U(1)_Q$$

Necesitamos al menos **3 escalares reales** para que den masa a W^\pm y Z y otro más (**neutro**, para conservar Q) para que adquiera un vev no nulo tras el SSB.



SSB: sector de norma

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow{\text{SSB}} U(1)_Q$$

Necesitamos al menos **3 escalares reales** para que den masa a W^\pm y Z y otro más (**neutro**, para conservar Q) para que adquiera un vev no nulo tras el SSB.

También necesitamos dar masa a los fermiones. Como sus términos de masa son dobletes, un **doblete complejo** satisface todos los requisitos.

$$\Phi \equiv \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad Y(\Phi) = 1$$

$$\mathcal{L}_H = (\not{D}_\mu \Phi)^\dagger (\not{D}^\mu \Phi) - V(\Phi) \quad V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$$
$$\mu^2 < 0 \rightarrow \text{ssb}$$

SSB: sector de norma

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow{\text{SSB}} U(1)_Q$$

$$\Phi \equiv \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad Y(\Phi) = 1$$

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) \quad V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$$

$\mu^2 < 0 \rightarrow \text{SSB}$

$$\langle \Phi \rangle \equiv \langle 0 | \Phi | 0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}}$$

3 Goldstones
que darán masa
a W^\pm y Z

El gauge “físico”
corresponde a

$$\vec{\theta} = 0$$

$$\Phi = \frac{(v + H)}{\sqrt{2}} \exp \left(i \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{\theta} / v \right) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Campo de Higgs

SSB: sector de norma

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_\Phi &= \left| \left(\partial_\mu - ig \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{W}_\mu - i \frac{g'}{2} B_\mu \right) \frac{(v + H)}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right|^2 \\ &\quad - \mu^2 \frac{(v + H)^2}{2} - \lambda \frac{(v + H)^4}{4}.\end{aligned}$$

SSB: sector de norma

$$\mathcal{L}_\Phi = \left| \left(\partial_\mu - ig \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{W}_\mu - i \frac{g'}{2} B_\mu \right) \frac{(v + H)}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right|^2$$
$$- \mu^2 \frac{(v + H)^2}{2} - \lambda \frac{(v + H)^4}{4}.$$

$$m_H = \sqrt{-2\mu^2} = \sqrt{2\lambda} v$$

$$\mathcal{L}_M = \frac{v^2}{8} g^2 (W_\mu^1 W^{1\mu} + W_\mu^2 W^{2\mu})$$
$$+ \frac{v^2}{8} g^2 W_\mu^3 W^{3\mu} - 2gg' W_\mu^3 B^\mu + g'^2 B_\mu B^\mu$$

Ejercicio

SSB: sector de norma

$$\mathcal{L}_\Phi = \left| \left(\partial_\mu - ig \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{W}_\mu - i \frac{g'}{2} B_\mu \right) \frac{(v + H)}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right|^2$$

$$- \mu^2 \frac{(v + H)^2}{2} - \lambda \frac{(v + H)^4}{4}.$$

$$m_H = \sqrt{-2\mu^2} = \sqrt{2\lambda} v$$

$$\mathcal{L}_M = \frac{v^2}{8} g^2 (W_\mu^1 W^{1\mu} + W_\mu^2 W^{2\mu})$$

$$+ \frac{v^2}{8} g^2 W_\mu^3 W^{3\mu} - 2gg' W_\mu^3 B^\mu + g'^2 B_\mu B^\mu$$

SSB: sector de norma

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_M = & \frac{v^2}{8} g^2 (W_\mu^1 W^{1\mu} + W_\mu^2 W^{2\mu}) \\ & + \frac{v^2}{8} g^2 W_\mu^3 W^{3\mu} - 2g g' W_\mu^3 B^\mu + g'^2 B_\mu B^\mu\end{aligned}$$

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2) \quad \text{de Q definida}$$

SSB: sector de norma

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_M = & \frac{v^2}{8} g^2 (W_\mu^1 W^{1\mu} + W_\mu^2 W^{2\mu}) \\ & + \frac{v^2}{8} g^2 W_\mu^3 W^{3\mu} - 2g g' W_\mu^3 B^\mu + g'^2 B_\mu B^\mu\end{aligned}$$

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2)$$

de Q definida

$$\frac{v^2}{8} (W_\mu^3, B_\mu) \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}$$

$$\tan \theta_W = g'/g$$

Ejercicio

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix},$$

SSB: sector de norma

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix},$$

$$\mathcal{L}_M = m_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} m_Z^2 Z_\mu Z^\mu ,$$

$$m_W^2 = \frac{v^2}{4} g^2, \quad m_Z^2 = \frac{v^2}{4} (g^2 + g'^2) = \frac{v^2}{4} \frac{g^2}{\cos^2 \theta_W}$$

Ejercicio

SSB: sector de norma

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix},$$

$$\mathcal{L}_M = m_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} m_Z^2 Z_\mu Z^\mu ,$$

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1$$

$$m_W^2 = \frac{v^2}{4} g^2, \quad m_Z^2 = \frac{v^2}{4} (g^2 + g'^2) = \frac{v^2}{4} \frac{g^2}{\cos^2 \theta_W}$$

Relación precisa entre masas y θ_W consecuencia de una simetría accidental (**simetría custodial** de V_H para dobletes). $\rho \neq 1$ al incluir correcciones radiativas. (*en general*)

SSB: sector fermiónico

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = g_e [\overline{\psi^L} \Phi e_R + \overline{e_R} \Phi^\dagger \psi^L]$$

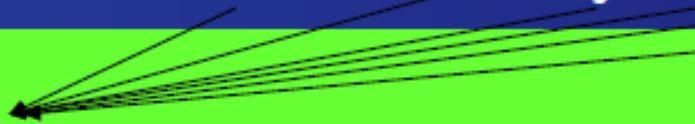
Tiene la estructura (LR+RL) de un término de **masa** (para **e**) y es invariante $SU(2)_L \times U(1)$

SSB: sector fermiónico

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = g_e [\bar{\psi}^L \Phi e_R + \bar{e}_R \Phi^\dagger \psi^L]$$

Tiene la estructura (LR+RL) de un término de masa (para e) y es invariante $SU(2)_L \times U(1)$

$$\mathcal{L}_Y = -\bar{L}_L Y_e \Phi e_R - \bar{Q}_L Y_d \Phi d_R - \bar{Q}_L Y_u \tilde{\Phi} u_R + \text{h.c.}$$



$$\tilde{\Phi} = i\tau_2 \Phi^* \quad Y(\tilde{\Phi}) = -1$$

Vectores en espacio
de generaciones
(e, μ, τ, \dots)

SSB: sector fermiónico

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = g_e [\bar{\psi}^L \Phi e_R + \bar{e}_R \Phi^\dagger \psi^L]$$

Tiene la estructura (LR+RL) de un término de **masa** (para e) y es invariante $SU(2)_L \times U(1)$

$$\mathcal{L}_Y = -\bar{L}_L [Y_e \Phi e_R - \bar{Q}_L Y_d \Phi d_R - \bar{Q}_L Y_u \tilde{\Phi} u_R] + \text{h.c.}$$

Vectores en espacio
de generaciones
(e, μ , τ , ...)

Matrices
en dicho
espacio

$$\tilde{\Phi} = i\tau_2 \Phi^* \quad Y(\tilde{\Phi}) = -1$$

SSB: sector fermiónico

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = g_e [\overline{\psi^L} \Phi e_R + \overline{e_R} \Phi^\dagger \psi^L]$$

Tiene la estructura (LR+RL) de un término de masa (para e) y es invariante $SU(2)_L \times U(1)$

$$\mathcal{L}_Y = -\bar{L}_L Y_e \Phi e_R - \bar{Q}_L Y_d \Phi d_R - \bar{Q}_L Y_u \tilde{\Phi} u_R + \text{h.c.}$$

Vectores en
de generació
(e, μ , τ , ...)

$$L_L \rightarrow U_L L_L, \quad e_R \rightarrow U_e e_R, \\ Q_L \rightarrow U_Q Q_L, \quad d_R \rightarrow U_d d_R, \quad u_R \rightarrow U_u u_R$$

Matrices
en dicho
espacio

Parte cinética invariante bajo $L_L \rightarrow U_L L_L$, $e_R \rightarrow U_e e_R$, $Q_L \rightarrow U_Q Q_L$, $d_R \rightarrow U_d d_R$, $u_R \rightarrow U_u u_R$

SSB: sector fermiónico

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = g_e [\overline{\psi^L} \Phi e_R + \overline{e_R} \Phi^\dagger \psi^L]$$

Tiene la estructura (LR+RL) de un término de masa (para e) y es invariante $SU(2)_L \times U(1)$

$$\mathcal{L}_Y = -\bar{L}_L Y_e \Phi e_R - \bar{Q}_L Y_d \Phi d_R - \bar{Q}_L Y_u \tilde{\Phi} u_R + \text{h.c.}$$

Vectores en espacio
de generaciones
(e, μ , τ , ...)

Matrices
en dicho
espacio

$$\tilde{\Phi} = i\tau_2 \Phi^* \quad Y(\tilde{\Phi}) = -1$$

Parte cinética invariante bajo $L_L \rightarrow U_L L_L$, $e_R \rightarrow U_e e_R$, $Q_L \rightarrow U_Q Q_L$, $d_R \rightarrow U_d d_R$, $u_R \rightarrow U_u u_R$

Pero la parte de Yukawa no lo es: $Y_e \rightarrow U_L^\dagger Y_e U_e$, $Y_d \rightarrow U_Q^\dagger Y_d U_d$, $Y_u \rightarrow U_Q^\dagger Y_u U_u$

SSB: sector fermiónico

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = g_e [\overline{\psi^L} \Phi e_R + \overline{e_R} \Phi^\dagger \psi^L]$$

Tiene la estructura (LR+RL) de un término de masa (para e) y es invariante $SU(2)_L \times U(1)$

$$\mathcal{L}_Y = -\bar{L}_L [Y_e \Phi e_R - \bar{Q}_L [Y_d \Phi d_R - \bar{Q}_L Y_u \tilde{\Phi} u_R] + \text{h.c.}]$$

Vectores en espacio
de generaciones
(e, μ , τ , ...)

Matrices
en dicho
espacio

$$\tilde{\Phi} = i\tau_2 \Phi^* \quad Y(\tilde{\Phi}) = -1$$

Parte cinética invariante bajo $L_L \rightarrow U_L L_L$, $e_R \rightarrow U_e e_R$, $Q_L \rightarrow U_Q Q_L$, $d_R \rightarrow U_d d_R$, $u_R \rightarrow U_u u_R$

Pero la parte de Yukawa no lo es: $Y_e \rightarrow U_L^\dagger Y_e U_e$, $Y_d \rightarrow U_Q^\dagger Y_d U_d$, $Y_u \rightarrow U_Q^\dagger Y_u U_u$

Puedo elegir las U

Y_e diagonal y > 0

Y_d hermítico

Y_u diagonal y > 0

SSB: sector fermiónico

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = g_e [\bar{\psi}^L \Phi e_R + \bar{e}_R \Phi^\dagger \psi^L]$$

Tiene la estructura (LR+RL) de un término de masa (para e) y es invariante $SU(2)_L \times U(1)$

$$\mathcal{L}_Y = -\bar{L}_L Y_e \Phi e_R - \bar{Q}_L Y_d \Phi d_R - \bar{Q}_L Y_u \tilde{\Phi} u_R + \text{h.c.}$$

Vectores en espacio
de generaciones
(e, μ , τ , ...)

Matrices
en dicho
espacio

$$\tilde{\Phi} = i\tau_2 \Phi^* \quad Y(\tilde{\Phi}) = -1$$

Parte cinética invariante bajo $L_L \rightarrow U_L L_L$, $e_R \rightarrow U_e e_R$, $Q_L \rightarrow U_Q Q_L$, $d_R \rightarrow U_d d_R$, $u_R \rightarrow U_u u_R$

Pero la parte de Yukawa no lo es: $Y_e \rightarrow U_L^\dagger Y_e U_e$, $Y_d \rightarrow U_Q^\dagger Y_d U_d$, $Y_u \rightarrow U_Q^\dagger Y_u U_u$
 Puedo elegir las U $(Y_e \text{ diagonal y } > 0)$ $(Y_d \text{ hermítico})$ $(Y_u \text{ diagonal y } > 0)$

Tras SSB:

$$\mathcal{L}_Y = -(1 + \frac{H}{v}) (e_L M_e e_R + \bar{d}_L M_d d_R + \bar{u}_L M_u u_R + \text{h.c.})$$

SSB: sector fermiónico

Tras SSB:

$$\mathcal{L}_Y = -(1 + \frac{H}{v}) (e_L M_e e_R + \bar{d}_L M_d d_R + \bar{u}_L M_u u_R + \text{h.c.})$$

$M_e = Y_e v/\sqrt{2}$, $M_u = Y_u v/\sqrt{2}$, $M_d = Y_d v/\sqrt{2}$ (hermíticas, pero no diagonales)

SSB: sector fermiónico

Tras SSB:

$$\mathcal{L}_Y = -(1 + \frac{H}{v}) (e_L M_e e_R + \bar{d}_L M_d d_R + \bar{u}_L M_u u_R + \text{h.c.})$$

$$M_e = Y_e v/\sqrt{2}, M_u = Y_u v/\sqrt{2}, M_d = Y_d v/\sqrt{2} \quad (\text{hermíticas, pero no diagonales})$$

Al no haber v_R se conserva el número leptónico por familia (accidente) ya que $L_L \rightarrow K_L L_L, e_R \rightarrow K_L e_R$, (K_L matriz de fases diagonal) es simetría del Lag. de Yukawa.

(+ en el curso de Eduardo)

SSB: sector fermiónico

Tras SSB:

$$\mathcal{L}_Y = -(1 + \frac{H}{v}) (e_L M_e e_R + \bar{d}_L M_d d_R + \bar{u}_L M_u u_R + \text{h.c.})$$

$$M_e = Y_e v/\sqrt{2}, M_u = Y_u v/\sqrt{2}, M_d = Y_d v/\sqrt{2} \quad (\text{hermíticas, pero no diagonales})$$

Al no haber v_R se conserva el número leptónico por familia (accidente) ya que
 $L_L \rightarrow K_L L_L, e_R \rightarrow K_L e_R$, (K_L matriz de fases diagonal) es simetría del Lag. de Yukawa.

↓
diagonalización

$$M_d = V D_d V^\dagger$$

SSB: sector fermiónico

Tras SSB:

$$\mathcal{L}_Y = -(1 + \frac{H}{v}) (e_L M_e e_R + \bar{d}_L M_d d_R + \bar{u}_L M_u u_R + \text{h.c.})$$

$$M_e = Y_e v/\sqrt{2}, M_u = Y_u v/\sqrt{2}, M_d = Y_d v/\sqrt{2} \quad (\text{hermíticas, pero no diagonales})$$

Al no haber v_R se conserva el número leptónico por familia (accidente) ya que $L_L \rightarrow K_L L_L, e_R \rightarrow K_L e_R$, (K_L matriz de fases diagonal) es simetría del Lag. de Yukawa.

diagonalización

$$M_d = V D_d V^\dagger$$

$$d_R \rightarrow V d_R, \quad d_L \rightarrow V d_L$$

Cancela V en corrientes neutras
(sin cambio de sabor)

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left\{ W_\mu^+ [\bar{u}_L \gamma^\mu \textcolor{red}{V} d_L + \bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L] + \text{h.c.} \right\}$$

No hay modo de eliminar $\textcolor{red}{V}$ del Lagrangiano: es **físico** (la **matriz CKM**)

Interacciones de cc

$$\mathcal{L} \rightarrow -g \bar{\psi}_1 \gamma^\mu \widetilde{W}_\mu \psi_1 - g' B_\mu \sum_{j=1}^3 y_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu \psi_j$$

$$\vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu = \widetilde{W}_\mu = \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & \sqrt{2} W_\mu^\dagger \\ \sqrt{2} W_\mu & -W_\mu^3 \end{pmatrix}$$

Interacciones de cc

$$\mathcal{L} \rightarrow -g \bar{\psi}_1 \gamma^\mu \widetilde{W}_\mu \psi_1 - g' B_\mu \sum_{j=1}^3 y_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu \psi_j$$

$$\vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu = \widetilde{W}_\mu = \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & \sqrt{2} W_\mu^\dagger \\ \sqrt{2} W_\mu & -W_\mu^3 \end{pmatrix}$$

Para una sola familia de quarks y leptones:

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left\{ W_\mu^+ [\bar{u}_L \gamma^\mu d_L + \bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L] + \text{h.c.} \right\}$$

Interacciones de cc

$$\mathcal{L} \rightarrow -g \bar{\psi}_1 \gamma^\mu \widetilde{W}_\mu \psi_1 - g' B_\mu \sum_{j=1}^3 y_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu \psi_j$$

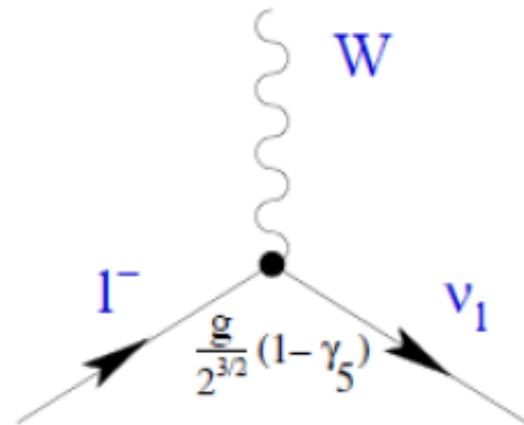
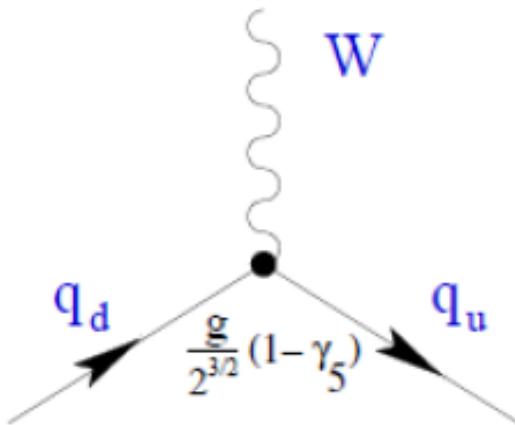
$$\vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu = \widetilde{W}_\mu = \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & \sqrt{2} W_\mu^\dagger \\ \sqrt{2} W_\mu & -W_\mu^3 \end{pmatrix}$$

Para una sola familia de quarks y leptones:

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left\{ W_\mu^+ [\bar{u}_L \gamma^\mu d_L + \bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L] + \text{h.c.} \right\}$$

- Precisamente, **el del modelo BVI !!**
- La **universalidad** de las interacciones de cc de quarks y leptones es una **consecuencia de la simetría de norma !!**

Interacciones de cc

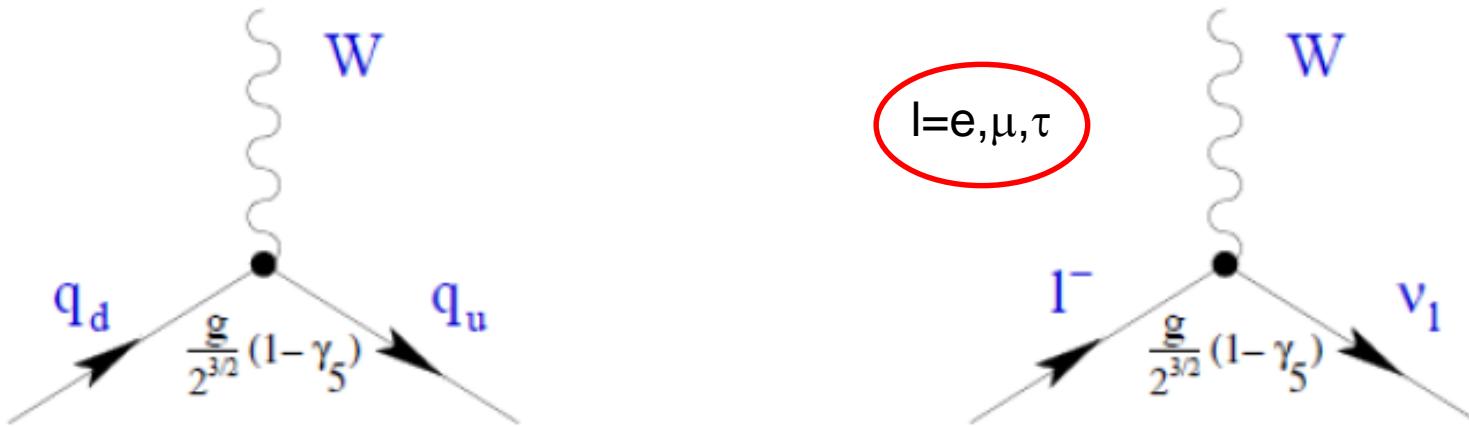


Para una sola familia de quarks y leptones:

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left\{ W_\mu^+ [\bar{u}_L \gamma^\mu d_L + \bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L] + \text{h.c.} \right\}$$

- Precisamente, **el del modelo BVI !!**
- La **universalidad** de las interacciones de cc de quarks y leptones es una **consecuencia de la simetría de norma !!**

Interacciones de cc



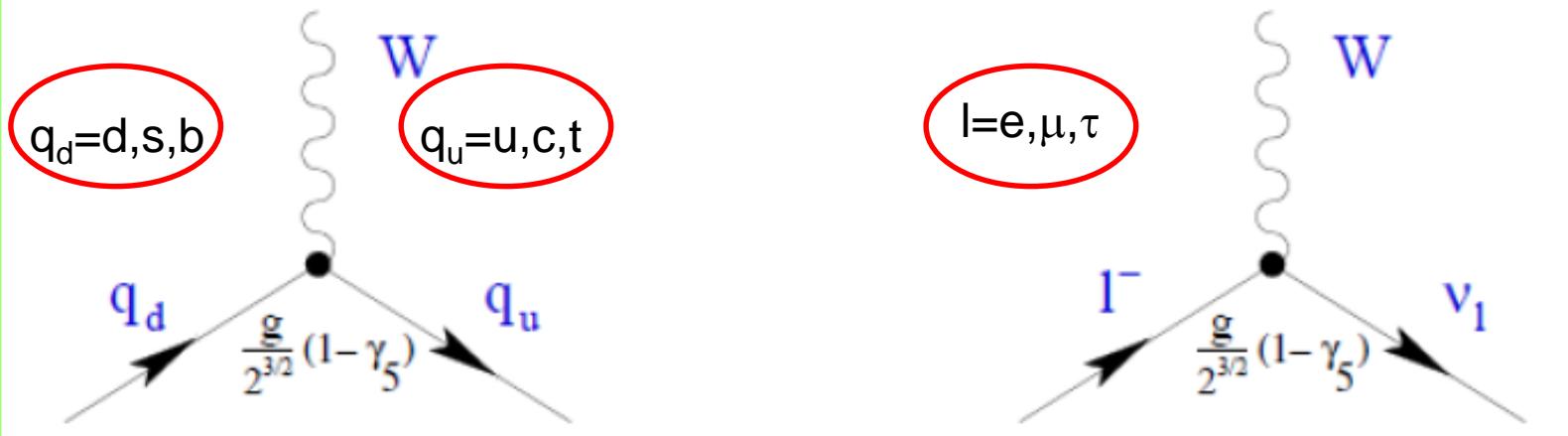
Para una sola familia de quarks y leptones:

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left\{ W_\mu^+ [\bar{u}_L \gamma^\mu d_L + \bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L] + \text{h.c.} \right\}$$

- Precisamente, **el del modelo BVI !!**
- La **universalidad** de las interacciones de cc de quarks y leptones es una **consecuencia de la simetría de norma !!**

Interacciones de cc

(Salvo
 V_{CKM})

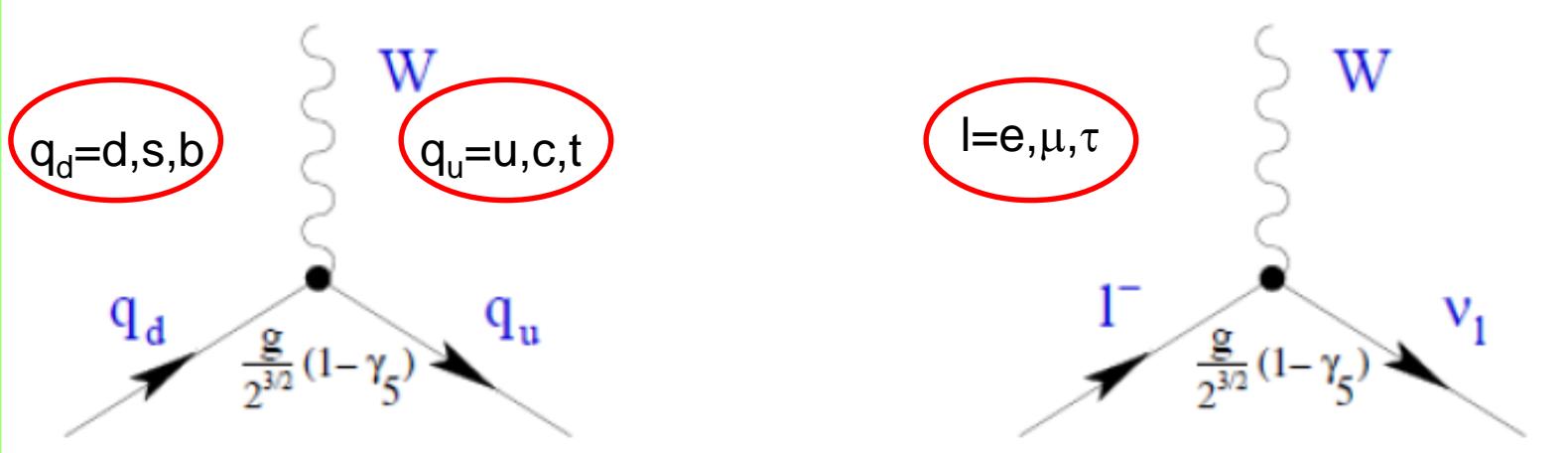


Para una sola familia de quarks y leptones:

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left\{ W_\mu^+ [\bar{u}_L \gamma^\mu d_L + \bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L] + \text{h.c.} \right\}$$

- Precisamente, **el del modelo BVI !!**
- La **universalidad** de las interacciones de cc de quarks y leptones es una **consecuencia de la simetría de norma !!**

Interacciones de cc



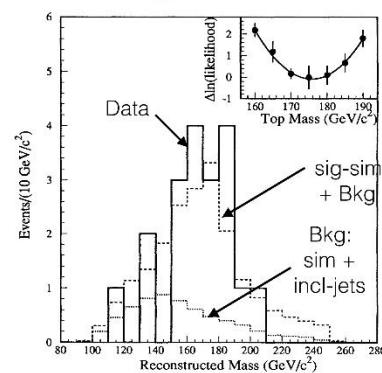
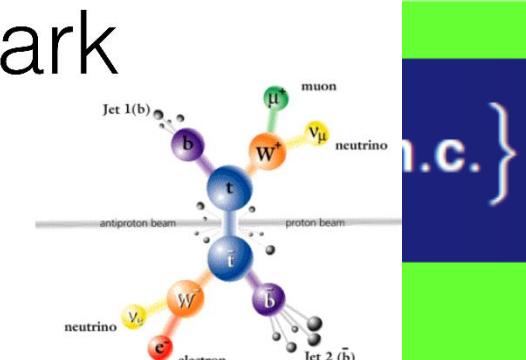
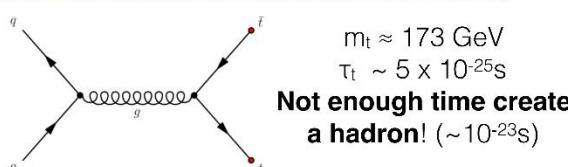
Top quark

$$\mathcal{L}_{CC} =$$

CDF and D0 Experiments
(Fermilab), $p\bar{p}$ $E_{CM} = 1.8$ TeV, ~4 mi
Tevatron collider, 1994



- La universidad de leptones es un hadrón



de quarks y de norma !!

Interacciones de cn

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{NC}} &= \sum_j \bar{\Psi}_j \gamma^\mu \left\{ A_\mu \left[\frac{g}{2} \tau_3 \sin \theta_W + \frac{g'}{2} Y_j \cos \theta_W \right] \right\} \Psi_j \\ &\quad + \sum_j \bar{\Psi}_j \gamma^\mu \left\{ Z_\mu \left[\frac{g}{2} \tau_3 \cos \theta_W - \frac{g'}{2} Y_j \sin \theta_W \right] \right\} \Psi_j\end{aligned}$$

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix},$$

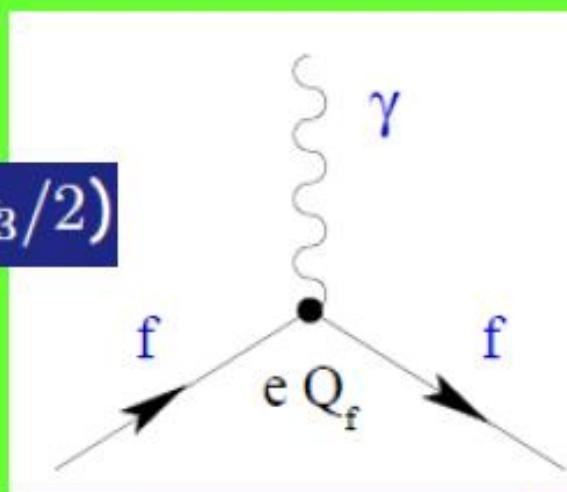
Interacciones de cñ

$$\mathcal{L}_{\text{NC}} = \sum_j \bar{\Psi}_j \gamma^\mu \left\{ A_\mu \left[\frac{g}{2} \tau_3 \sin \theta_W + \frac{g'}{2} Y_j \cos \theta_W \right] \right\} \Psi_j + \sum_j \bar{\Psi}_j \gamma^\mu \left\{ Z_\mu \left[\frac{g}{2} \tau_3 \cos \theta_W - \frac{g'}{2} Y_j \sin \theta_W \right] \right\} \Psi_j$$

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix},$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \tan \theta_W = g'/g \\ Q = T_3 + Y/2 \quad (T_3 = \tau_3/2) \end{array} \right.$$

$$\mathcal{L}_{\text{NC}} = \mathcal{L}_{\text{QED}} + \mathcal{L}_{\text{NC}}^Z$$



$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = e A_\mu \sum_j \bar{\Psi}_j \gamma^\mu Q_j \Psi_j$$

$\underbrace{\hspace{10em}}$ J_{em}^μ

$$e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W$$

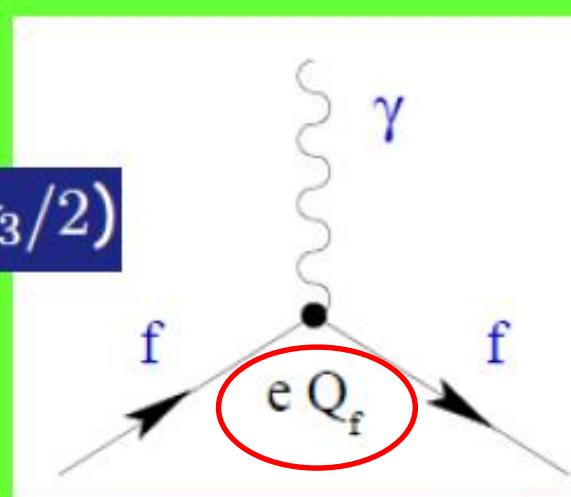
Interacciones de cñ

$$\mathcal{L}_{\text{NC}} = \sum_j \bar{\Psi}_j \gamma^\mu \left\{ A_\mu \left[\frac{g}{2} \tau_3 \sin \theta_W + \frac{g'}{2} Y_j \cos \theta_W \right] \right\} \Psi_j + \sum_j \bar{\Psi}_j \gamma^\mu \left\{ Z_\mu \left[\frac{g}{2} \tau_3 \cos \theta_W - \frac{g'}{2} Y_j \sin \theta_W \right] \right\} \Psi_j$$

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix},$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \tan \theta_W = g'/g \\ Q = T_3 + Y/2 \quad (T_3 = \tau_3/2) \end{array} \right.$$

$$\mathcal{L}_{\text{NC}} = \mathcal{L}_{\text{QED}} + \mathcal{L}_{\text{NC}}^Z$$



$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = e A_\mu \sum_j \bar{\Psi}_j \gamma^\mu Q_j \Psi_j$$

$\underbrace{\hspace{10em}}$ J_{em}^μ

$$e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W$$

Interacciones de cn

$$\mathcal{L}_{\text{NC}} = \sum_j \bar{\Psi}_j \gamma^\mu \left\{ A_\mu \left[\frac{g}{2} \tau_3 \sin \theta_W + \frac{g'}{2} Y_j \cos \theta_W \right] \right\} \Psi_j$$

$$+ \sum_j \bar{\Psi}_j \gamma^\mu \left\{ Z_\mu \left[\frac{g}{2} \tau_3 \cos \theta_W - \frac{g'}{2} Y_j \sin \theta_W \right] \right\} \Psi_j$$

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix},$$

$$\mathcal{L}_{\text{NC}} = \mathcal{L}_{\text{QED}} + \mathcal{L}_{\text{NC}}^Z$$



$$\mathcal{L}_{\text{NC}}^Z = \frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} J_Z^\mu Z_\mu$$

$$J_Z^\mu \equiv \sum_j \bar{\Psi}_j \gamma^\mu \left(\tau_3 - 2 \sin^2 \theta_W Q_j \right) \Psi_j$$

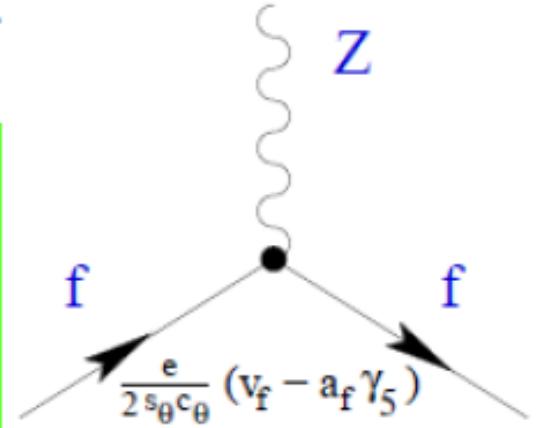
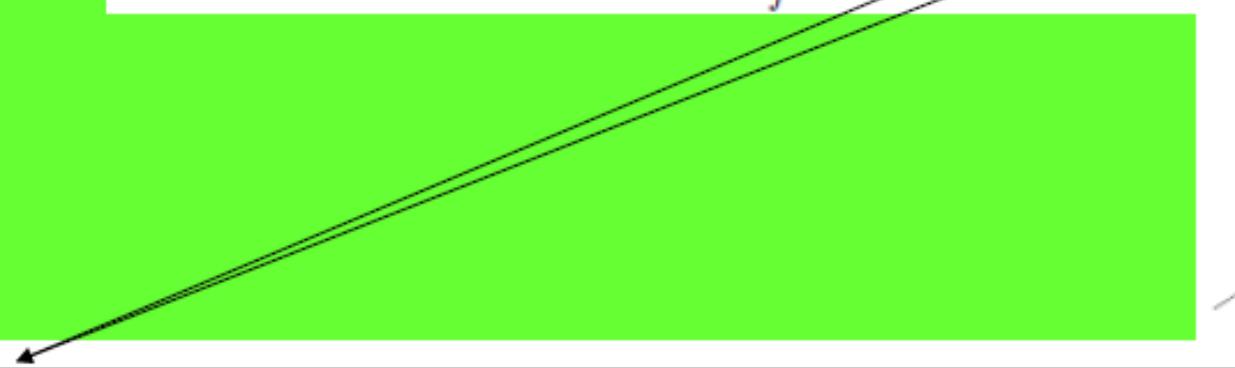
$$e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W$$

Interacciones de cn

$$\mathcal{L}_{\text{NC}}^Z = -\frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} J_Z^\mu Z_\mu$$

$$J_Z^\mu \equiv \sum_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu (\sigma_3 - 2 \sin^2 \theta_W Q_j) \psi_j = J_3^\mu - 2 \sin^2 \theta_W J_{\text{em}}^\mu$$

$$\mathcal{L}_{\text{NC}}^Z = -\frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} Z_\mu \sum_f \bar{f} \gamma^\mu (v_f - a_f \gamma_5) f$$



$u \quad d \quad \nu_e \quad e$

$$2 v_f \quad 1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W \quad -1 + \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W \quad 1 \quad -1 + 4 \sin^2 \theta_W$$

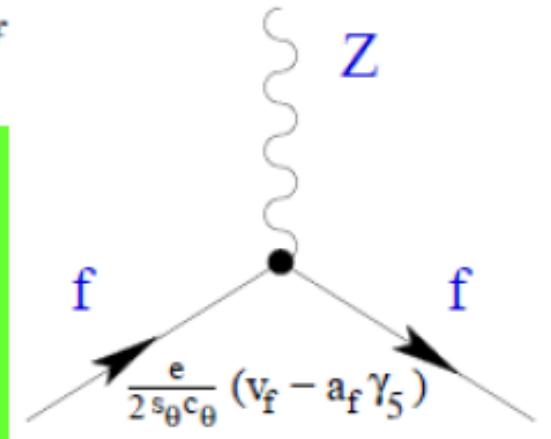
$$2 a_f \quad 1 \quad -1 \quad 1 \quad -1$$

Interacciones de cn

$$\mathcal{L}_{\text{NC}}^Z = -\frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} J_Z^\mu Z_\mu$$

$$J_Z^\mu \equiv \sum_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu (\sigma_3 - 2 \sin^2 \theta_W Q_j) \psi_j = J_3^\mu - 2 \sin^2 \theta_W J_{\text{em}}^\mu$$

$$\mathcal{L}_{\text{NC}}^Z = -\frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} Z_\mu \sum_f \bar{f} \gamma^\mu (v_f - a_f \gamma_5) f$$



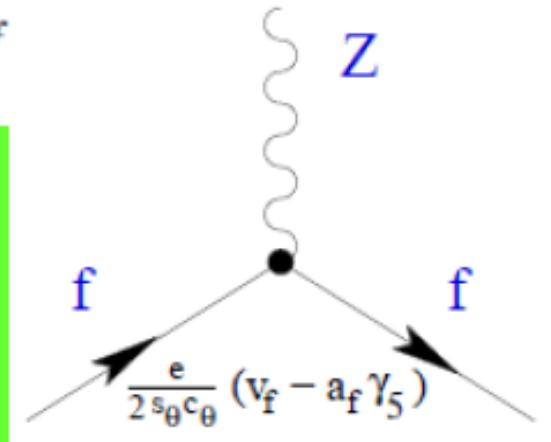
	u	d	ν_e	e
$2 v_f$	$1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W$	$-1 + \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W$	1	$-1 + 4 \sin^2 \theta_W$
$2 a_f$	1	-1	1	-1

Interacciones de cn

$$\mathcal{L}_{\text{NC}}^Z = -\frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} J_Z^\mu Z_\mu$$

$$J_Z^\mu \equiv \sum_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu (\sigma_3 - 2 \sin^2 \theta_W Q_j) \psi_j = J_3^\mu - 2 \sin^2 \theta_W J_{\text{em}}^\mu$$

$$\mathcal{L}_{\text{NC}}^Z = -\frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} Z_\mu \sum_f \bar{f} \gamma^\mu (v_f - a_f \gamma_5) f$$



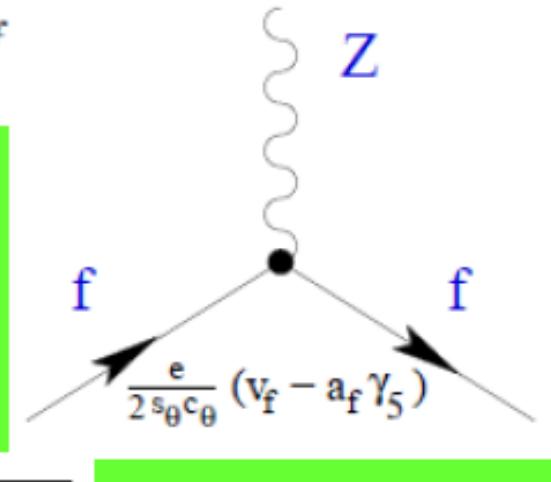
	u	d	ν_e	e
$2 v_f$	$1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W$	$-1 + \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W$	1	$-1 + 4 \sin^2 \theta_W$
$2 a_f$	1	-1	1	-1

Interacciones de cn

$$\mathcal{L}_{\text{NC}}^Z = -\frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} J_Z^\mu Z_\mu$$

$$J_Z^\mu \equiv \sum_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu (\sigma_3 - 2 \sin^2 \theta_W Q_j) \psi_j = J_3^\mu - 2 \sin^2 \theta_W J_{\text{em}}^\mu$$

$$\mathcal{L}_{\text{NC}}^Z = -\frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} Z_\mu \sum_f \bar{f} \gamma^\mu (v_f - a_f \gamma_5) f$$

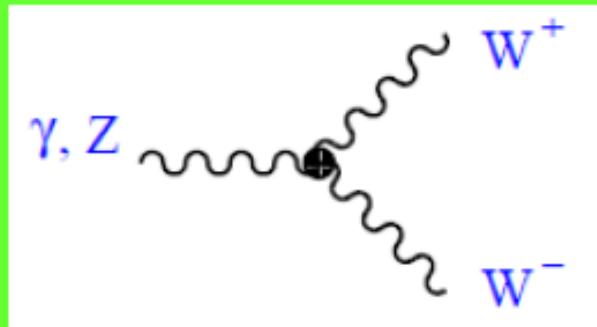


	u	d	ν_e	e	
$2 v_f$	$1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W$	$-1 + \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W$	1	$-1 + 4 \sin^2 \theta_W$	-0.075
$2 a_f$	1	-1	1	-1	

Autointeracciones de bosones de norma

Además de los términos cinéticos usuales, los términos no abelianos de la D_μ generan autointeracciones entre 3 y 4 bosones de norma:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_3 = ie \cot \theta_W & \left\{ (\partial^\mu W^\nu - \partial^\nu W^\mu) W_\mu^\dagger Z_\nu - \left(\partial^\mu W^{\nu\dagger} - \partial^\nu W^{\mu\dagger} \right) W_\mu Z_\nu + W_\mu W_\nu^\dagger (\partial^\mu Z^\nu - \partial^\nu Z^\mu) \right\} \\ & + ie \left\{ (\partial^\mu W^\nu - \partial^\nu W^\mu) W_\mu^\dagger A_\nu - \left(\partial^\mu W^{\nu\dagger} - \partial^\nu W^{\mu\dagger} \right) W_\mu A_\nu + W_\mu W_\nu^\dagger (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu) \right\};\end{aligned}$$



La simetría de norma prohíbe términos 3γ , $3Z$, γZZ , $\gamma\gamma Z$!!

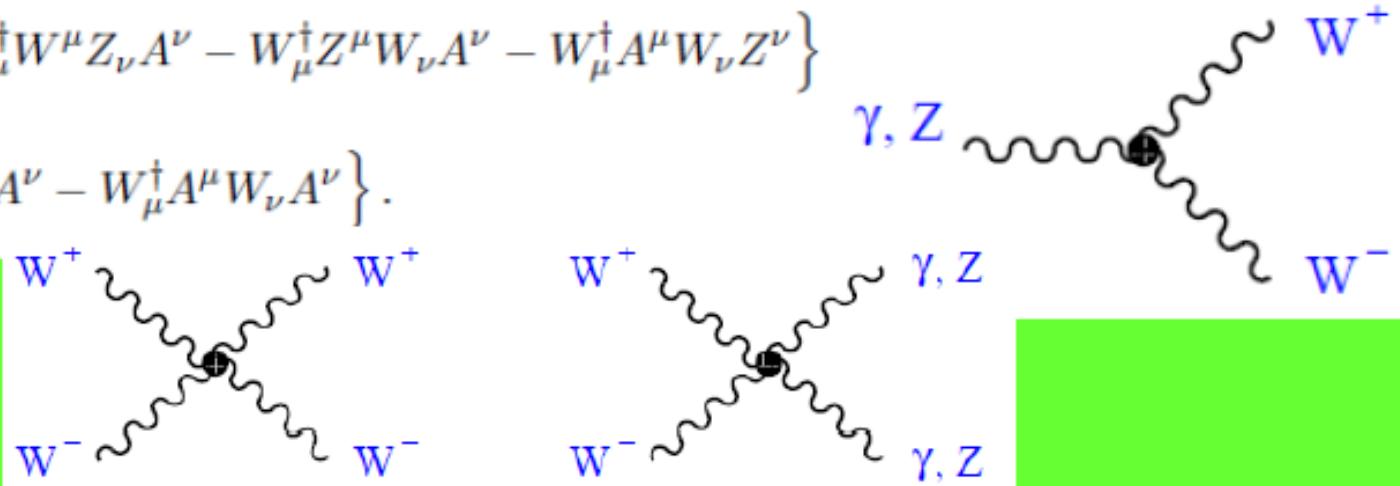
Autointeracciones de bosones de norma

Además de los términos cinéticos usuales, los términos no abelianos de la D_μ generan autointeracciones entre 3 y 4 bosones de norma:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_3 = ie \cot \theta_W & \left\{ (\partial^\mu W^\nu - \partial^\nu W^\mu) W_\mu^\dagger Z_\nu - \left(\partial^\mu W^{\nu\dagger} - \partial^\nu W^{\mu\dagger} \right) W_\mu Z_\nu + W_\mu W_\nu^\dagger (\partial^\mu Z^\nu - \partial^\nu Z^\mu) \right\} \\ & + ie \left\{ (\partial^\mu W^\nu - \partial^\nu W^\mu) W_\mu^\dagger A_\nu - \left(\partial^\mu W^{\nu\dagger} - \partial^\nu W^{\mu\dagger} \right) W_\mu A_\nu + W_\mu W_\nu^\dagger (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu) \right\};\end{aligned}$$

La simetría de norma prohíbe términos 4γ , $4Z$, $\gamma\gamma ZZ$!!

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_4 = & -\frac{e^2}{2 \sin^2 \theta_W} \left\{ (W_\mu^\dagger W^\mu)^2 - W_\mu^\dagger W^{\mu\dagger} W_\nu W^\nu \right\} - e^2 \cot^2 \theta_W \left\{ W_\mu^\dagger W^\mu Z_\nu Z^\nu - W_\mu^\dagger Z^\mu W_\nu Z^\nu \right\} \\ & - e^2 \cot \theta_W \left\{ 2W_\mu^\dagger W^\mu Z_\nu A^\nu - W_\mu^\dagger Z^\mu W_\nu A^\nu - W_\mu^\dagger A^\mu W_\nu Z^\nu \right\} \\ & - e^2 \left\{ W_\mu^\dagger W^\mu A_\nu A^\nu - W_\mu^\dagger A^\mu W_\nu A^\nu \right\}.\end{aligned}$$



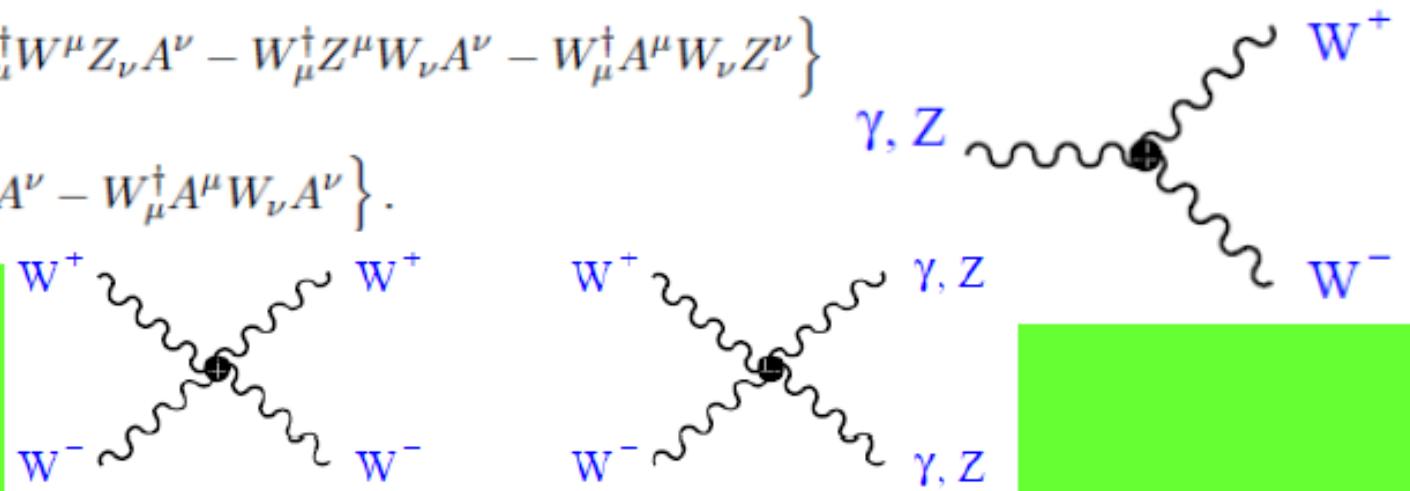
Autointeracciones de bosones de norma

Además de los términos cinéticos usuales, los términos no abelianos de la D_μ generan autointeracciones entre 3 y 4 bosones de norma:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_3 = ie \cot \theta_W & \left\{ (\partial^\mu W^\nu - \partial^\nu W^\mu) W_\mu^\dagger Z_\nu - \left(\partial^\mu W^{\nu\dagger} - \partial^\nu W^{\mu\dagger} \right) W_\mu Z_\nu + W_\mu W_\nu^\dagger (\partial^\mu Z^\nu - \partial^\nu Z^\mu) \right\} \\ & + ie \left\{ (\partial^\mu W^\nu - \partial^\nu W^\mu) W_\mu^\dagger A_\nu - \left(\partial^\mu W^{\nu\dagger} - \partial^\nu W^{\mu\dagger} \right) W_\mu A_\nu + W_\mu W_\nu^\dagger (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu) \right\};\end{aligned}$$

SU(2)_L no genera vértices neutros sin un par W⁺W⁻ !!

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_4 = & -\frac{e^2}{2 \sin^2 \theta_W} \left\{ (W_\mu^\dagger W^\mu)^2 - W_\mu^\dagger W^{\mu\dagger} W_\nu W^\nu \right\} - e^2 \cot^2 \theta_W \left\{ W_\mu^\dagger W^\mu Z_\nu Z^\nu - W_\mu^\dagger Z^\mu W_\nu Z^\nu \right\} \\ & - e^2 \cot \theta_W \left\{ 2W_\mu^\dagger W^\mu Z_\nu A^\nu - W_\mu^\dagger Z^\mu W_\nu A^\nu - W_\mu^\dagger A^\mu W_\nu Z^\nu \right\} \\ & - e^2 \left\{ W_\mu^\dagger W^\mu A_\nu A^\nu - W_\mu^\dagger A^\mu W_\nu A^\nu \right\}.\end{aligned}$$



Acoplos del Higgs

$$\mathcal{L}_S = (D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi - \mu^2 \phi^\dagger \phi - h (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (h > 0, \mu^2 < 0)$$

Acoplos del Higgs

$$\mathcal{L}_S = (D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi - \mu^2 \phi^\dagger \phi - h (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (h > 0, \mu^2 < 0)$$

En el gauge unitario

$$\mathcal{L}_H = \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H - \frac{1}{2} M_H^2 H^2 - \frac{M_H^2}{2v} H^3 - \frac{M_H^2}{8v^2} H^4,$$

$$\mathcal{L}_{HG^2} = M_W^2 W_\mu^\dagger W^\mu \left\{ 1 + \frac{2}{v} H + \frac{H^2}{v^2} \right\} + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu \left\{ 1 + \frac{2}{v} H + \frac{H^2}{v^2} \right\}$$

Ejercicio

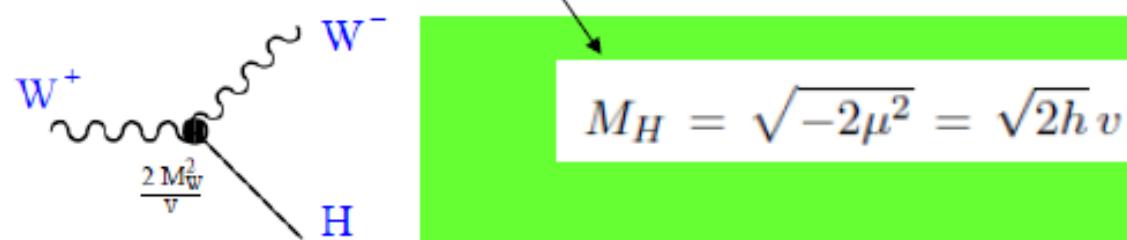
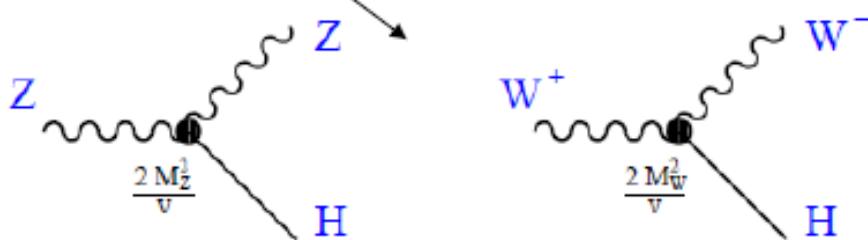
Acoplos del Higgs $\sim M_B^{-2}$

$$\mathcal{L}_S = (D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi - \mu^2 \phi^\dagger \phi - h (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (h > 0, \mu^2 < 0)$$

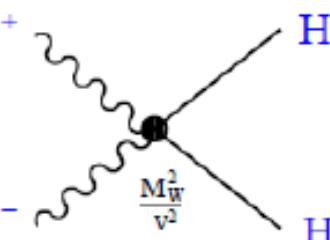
En el gauge unitario

$$\mathcal{L}_H = \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H - \frac{1}{2} M_H^2 H^2 - \frac{M_H^2}{2v} H^3 - \frac{M_H^2}{8v^2} H^4,$$

$$\mathcal{L}_{HG^2} = M_W^2 W_\mu^\dagger W^\mu \left\{ 1 + \frac{2}{v} H + \frac{H^2}{v^2} \right\} + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu \left\{ 1 + \frac{2}{v} H + \frac{H^2}{v^2} \right\}$$



$$M_H = \sqrt{-2\mu^2} = \sqrt{2h}v$$



Ejercicio

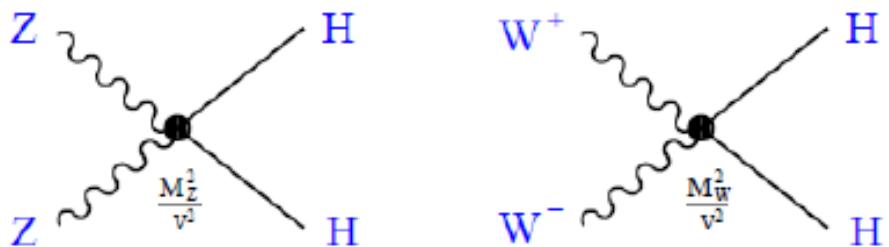
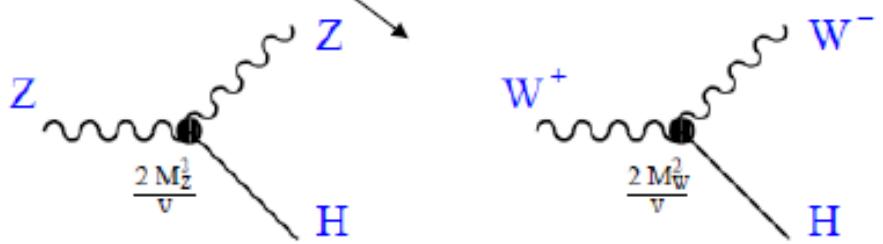
Acoplos del Higgs $\sim M_B^{-2}$

$$\mathcal{L}_S = (D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi - \mu^2 \phi^\dagger \phi - h (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (h > 0, \mu^2 < 0)$$

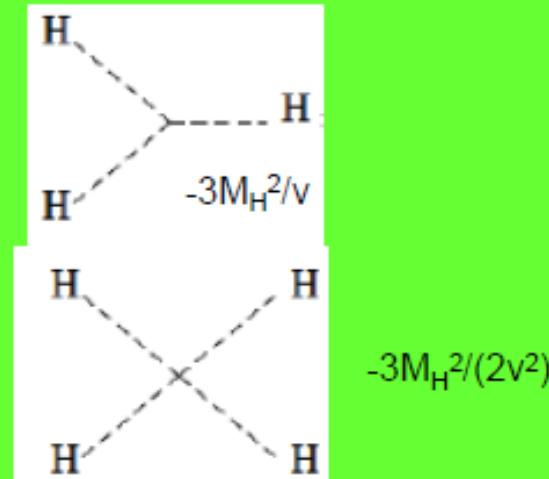
En el gauge unitario

$$\mathcal{L}_H = \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H - \frac{1}{2} M_H^2 H^2 - \frac{M_H^2}{2v} H^3 - \frac{M_H^2}{8v^2} H^4,$$

$$\mathcal{L}_{HG^2} = M_W^2 W_\mu^\dagger W^\mu \left\{ 1 + \frac{2}{v} H + \frac{H^2}{v^2} \right\} + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu \left\{ 1 + \frac{2}{v} H + \frac{H^2}{v^2} \right\}$$



$$M_H = \sqrt{-2\mu^2} = \sqrt{2h} v$$



Acoplos del Higgs

Masas de fermiones: Lagrangiano de Yukawa

Acoplos del Higgs

Masas de fermiones: Lagrangiano de Yukawa

$$\mathcal{L}_Y = -c_1 (\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} d_R - c_2 (\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^{(0)*} \\ -\phi^{(-)} \end{pmatrix} u_R - c_3 (\bar{\nu}_e, \bar{e})_L \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} e_R + \text{h.c.},$$
$$\phi^c \equiv i \sigma_2 \phi^*$$

Acoplos del Higgs

Masas de fermiones: Lagrangiano de Yukawa

$$\mathcal{L}_Y = -c_1 (\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} d_R - c_2 (\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^{(0)*} \\ -\phi^{(-)} \end{pmatrix} u_R - c_3 (\bar{\nu}_e, \bar{e})_L \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} e_R + \text{h.c.},$$

↓ Gauge unitario

$$\phi^c \equiv i \sigma_2 \phi^*$$

$$\mathcal{L}_Y = -\frac{1}{\sqrt{2}} (v + H) \{c_1 \bar{d}d + c_2 \bar{u}u + c_3 \bar{e}e\}$$

Acoplos del Higgs $\sim m_f$

Masas de fermiones: Lagrangiano de Yukawa

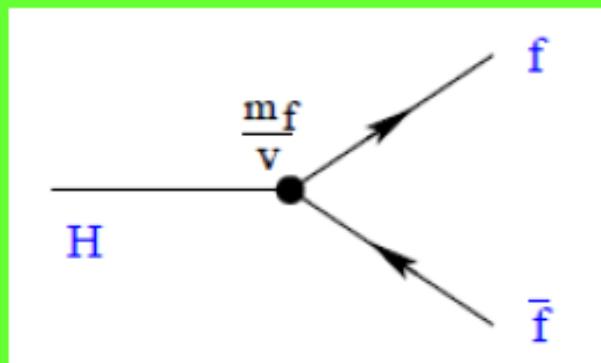
$$\mathcal{L}_Y = -c_1 (\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} d_R - c_2 (\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^{(0)*} \\ -\phi^{(-)} \end{pmatrix} u_R - c_3 (\bar{\nu}_e, \bar{e})_L \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} e_R + \text{h.c.},$$

↓ Gauge unitario

$$\phi^c \equiv i \sigma_2 \phi^*$$
$$\mathcal{L}_Y = -\frac{1}{\sqrt{2}} (v + H) \{c_1 \bar{d}d + c_2 \bar{u}u + c_3 \bar{e}e\}$$

De modo que el SSB también genera las masas de fermiones:

$$m_d = c_1 \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad m_u = c_2 \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad m_e = c_3 \frac{v}{\sqrt{2}}$$



Los parámetros del ME

El sector **escalar y de norma** contiene sólo 4 parámetros libres: g , g' , μ^2 y λ .

Los parámetros del ME

El sector **escalar y de norma** contiene sólo 4 parámetros libres: g , g' , μ^2 y λ .

Alternativamente, se pueden cambiar por G_F , α , M_Z y M_H .

+ física

+ formal

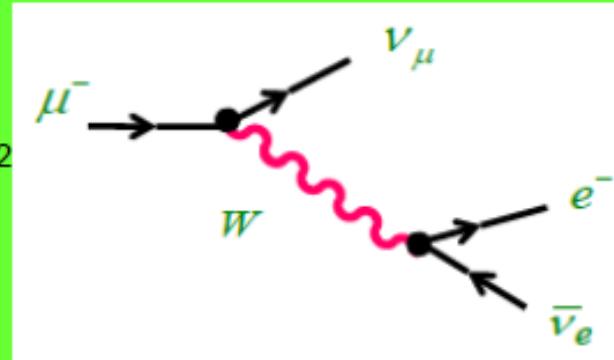
(Adicionalmente se tiene la cte. de acoplamiento fuerte α_S)

$$\alpha^{-1} = 137.035\ 999\ 074\ (44)$$

$$G_F = 1.166\ 378\ 7\ (6) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

$$M_Z = 91.1876\ (21) \text{ GeV}$$

$$M_H = 125.7(4) \text{ GeV}$$



$$\frac{1}{\tau_\mu} = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192 \pi^3} f(m_e^2/m_\mu^2) r_{EW} \quad \rightarrow \quad G_F = (1.166\ 378\ 8 \pm 0.000\ 000\ 7) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

$$r_{EW} = \left[1 + \frac{\alpha(m_\mu)}{2\pi} \left(\frac{25}{4} - \pi^2 \right) + C_2 \frac{\alpha(m_\mu)^2}{\pi^2} \right] = 0.9958$$

$$f(x) = 1 - 8x + 8x^3 - x^4 - 12x^2 \log x$$

Los parámetros del ME

El sector **escalar y de norma** contiene sólo 4 parámetros libres: g , g' , μ^2 y λ .

Alternativamente, se pueden cambiar por G_F , α , M_Z y M_H .

+ física

+ formal

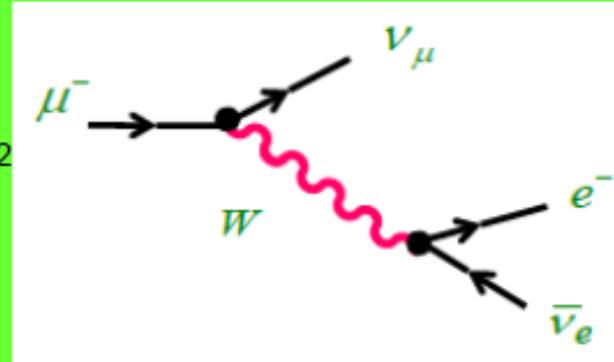
(Adicionalmente se tiene la cte. de acoplamiento fuerte α_S)

$$\alpha^{-1} = 137.035\ 999\ 074\ (44)$$

$$G_F = 1.166\ 378\ 7\ (6) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

$$M_Z = 91.1876\ (21) \text{ GeV}$$

$$125.09(24) \leftarrow M_H = 125.7(4) \text{ GeV}$$



$$\frac{1}{\tau_\mu} = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192 \pi^3} f(m_e^2/m_\mu^2) r_{EW} \quad \rightarrow \quad G_F = (1.166\ 378\ 8 \pm 0.000\ 000\ 7) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

$$r_{EW} = \left[1 + \frac{\alpha(m_\mu)}{2\pi} \left(\frac{25}{4} - \pi^2 \right) + C_2 \frac{\alpha(m_\mu)^2}{\pi^2} \right] = 0.9958$$

$$f(x) = 1 - 8x + 8x^3 - x^4 - 12x^2 \log x$$

Los parámetros del ME

El sector **escalar y de norma** contiene sólo 4 parámetros libres: g , g' , μ^2 y λ .

Alternativamente, se pueden cambiar por G_F , α , M_Z y M_H .

+ física

+ formal

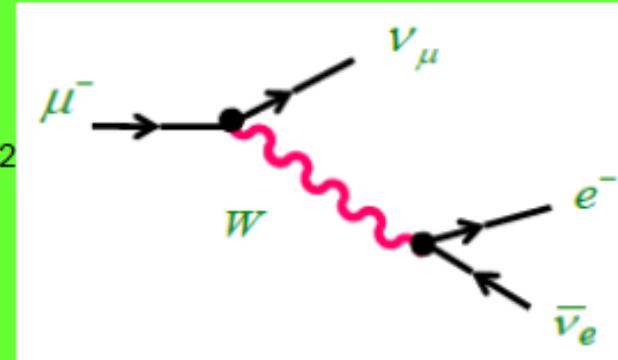
(Adicionalmente se tiene la cte. de acoplamiento fuerte α_S)

$$137.035\ 999\ 139\ (31) \leftarrow \alpha^{-1} = 137.035\ 999\ 074\ (44)$$

$$G_F = 1. 166\ 378\ 7\ (6) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

$$M_Z = 91.1876\ (21) \text{ GeV}$$

$$125.09(24) \leftarrow M_H = 125.7(4) \text{ GeV}$$



$$\frac{1}{\tau_\mu} = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192 \pi^3} f(m_e^2/m_\mu^2) r_{EW} \quad \rightarrow \quad G_F = (1.166\ 378\ 8 \pm 0.000\ 000\ 7) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

$$r_{EW} = \left[1 + \frac{\alpha(m_\mu)}{2\pi} \left(\frac{25}{4} - \pi^2 \right) + C_2 \frac{\alpha(m_\mu)^2}{\pi^2} \right] = 0.9958$$

$$f(x) = 1 - 8x + 8x^3 - x^4 - 12x^2 \log x$$

Los parámetros del ME

El sector **escalar y de norma** contiene sólo 4 parámetros libres: g , g' , μ^2 y λ .

Alternativamente, se pueden cambiar por G_F , α , M_Z y M_H .

+ física

+ formal

(Adicionalmente se tiene la cte. de acoplamiento fuerte α_S)

$$\alpha^{-1} = 137.035\ 999\ 074\ (44)$$

$$G_F = 1. 166\ 378\ 7\ (6) \times 10^{-5}\ \text{GeV}^{-2}$$

$$M_Z = 91.1876\ (21)\ \text{GeV}$$

$$M_H = 125.7(4)\ \text{GeV}$$

Se pueden escribir en términos de las anteriores usando

$$4\pi\alpha = (gg')^2/(g^2+g'^2), G_F^{-1} = \sqrt{2}v^2, M_Z^2 = v^2(g^2+g'^2)/4, M_H^2 = -2\mu^2$$

Cualquier otra cantidad se puede escribir en términos de uno u otro conjunto de 4 pars.

Los parámetros del ME

+ formal

El sector **escalar y de norma** contiene sólo 4 parámetros libres: \mathbf{g} , \mathbf{g}' , μ^2 y λ .

Alternativamente, se pueden cambiar por \mathbf{G}_F , α , \mathbf{M}_Z y \mathbf{M}_H . + física

Cualquier otra cantidad se puede escribir en términos de uno u otro conjunto de 4 pars.

A nivel árbol

$$m_W s_W = \sqrt{\frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G_F}} \equiv A_0, \quad c_W = \frac{m_W}{m_Z}$$

$$A_0 \equiv (37.2802 \pm 0.00012) \text{ GeV}^2$$

$$m_W = \frac{m_Z}{\sqrt{2}} \left\{ 1 + \sqrt{1 - \frac{4A_0^2}{m_Z^2}} \right\}^{1/2} \quad s_W^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \sqrt{1 - \frac{4A_0^2}{m_Z^2}} \right\}$$



80.939(2) GeV vs. 80.385 (15) GeV

Los parámetros del ME

+ formal

El sector **escalar y de norma** contiene sólo 4 parámetros libres: \mathbf{g} , \mathbf{g}' , μ^2 y λ .

Alternativamente, se pueden cambiar por \mathbf{G}_F , α , \mathbf{M}_Z y \mathbf{M}_H . + física

Cualquier otra cantidad se puede escribir en términos de uno u otro conjunto de 4 pars.

A nivel árbol

$$m_W s_W = \sqrt{\frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G_F}} \equiv A_0, \quad c_W = \frac{m_W}{m_Z}$$

$$A_0 \equiv (37.2802 \pm 0.00012) \text{ GeV}^2$$

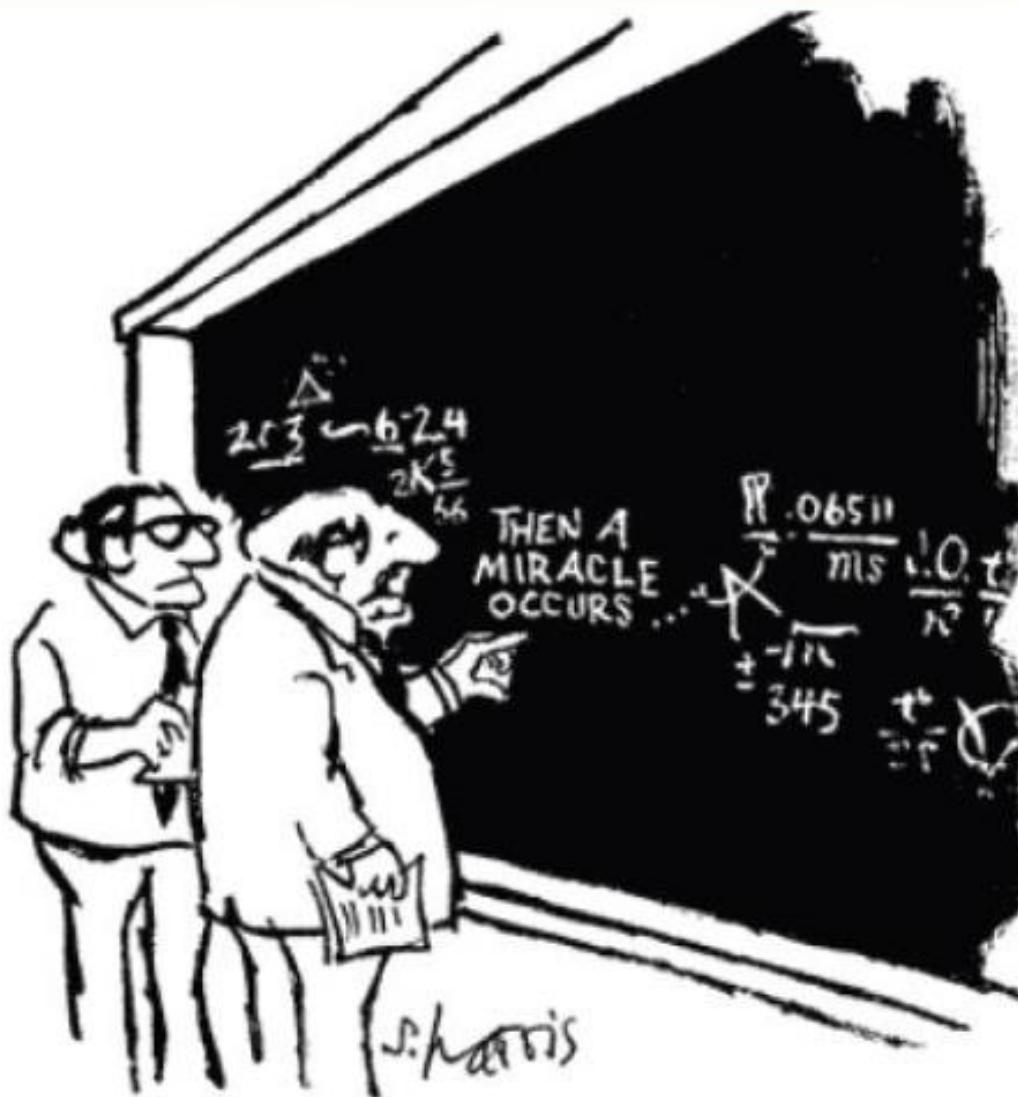
$$m_W = \frac{m_Z}{\sqrt{2}} \left\{ 1 + \sqrt{1 - \frac{4A_0^2}{m_Z^2}} \right\}^{1/2} \quad s_W^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \sqrt{1 - \frac{4A_0^2}{m_Z^2}} \right\}$$



80.939(2) GeV vs. 80.385 (15) GeV

Acuerdo bueno, pero no genial, ¿qué falta?

precise experiments need precise calculations



"I think you should be more explicit here in step two."

Correcciones radiativas

Podríamos utilizar el Lagrangiano para calcular los observables + interesantes: Γ_Z , Γ_W , $\sigma(e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow X)$, $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)$, ... a nivel árbol

Correcciones radiativas

Podríamos utilizar el Lagrangiano para calcular los observables + interesantes: Γ_Z , Γ_W , $\sigma(e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow X)$, $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)$, ... a nivel árbol

Sin embargo, la precisión experimental es tan grande que permite (obliga) verificar el ME a nivel de correcciones cuánticas (loops).

Correcciones radiativas

Podríamos utilizar el Lagrangiano para calcular los observables + interesantes: Γ_Z , Γ_W , $\sigma(e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow X)$, $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)$, ... a nivel árbol

Sin embargo, la precisión experimental es tan grande que permite (obliga) verificar el ME a nivel de correcciones cuánticas (loops).

Además, las **correcciones radiativas** tienen un interés añadido, ya que **dependen** fuertemente de m_t y M_H . Antes del descubrimiento del Higgs permitían predecir aproximadamente M_H y ahora verificar el ME con precisión.

Correcciones radiativas

Podríamos utilizar el Lagrangiano para calcular los observables + interesantes: Γ_Z , Γ_W , $\sigma(e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow X)$, $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)$, ... a nivel árbol

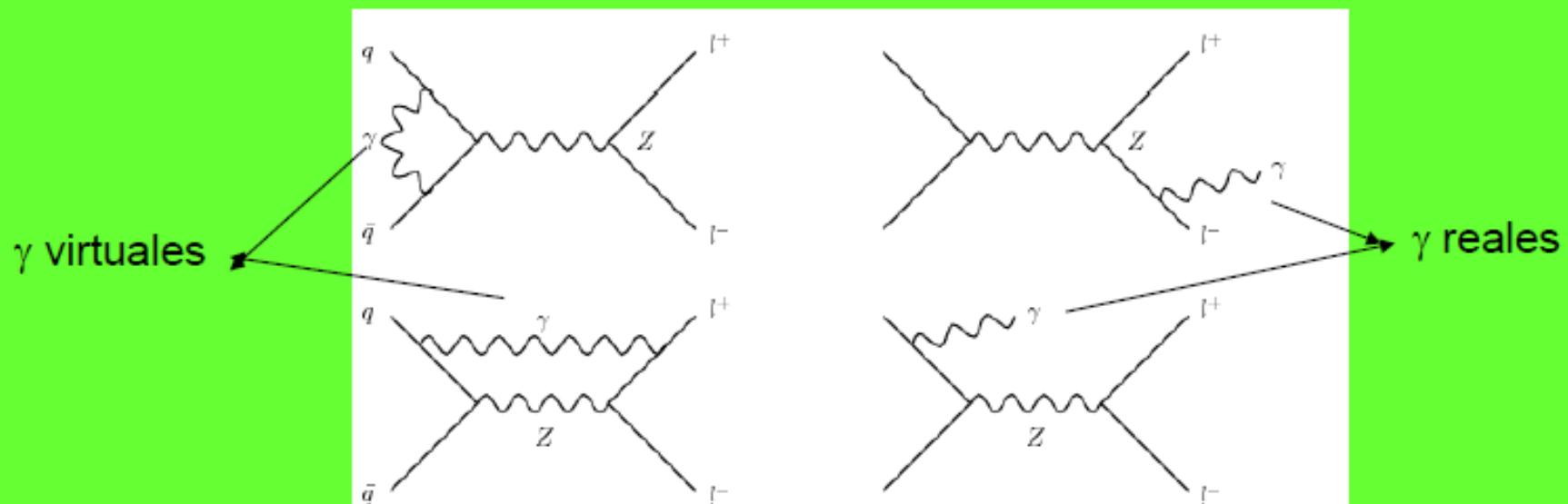
Sin embargo, la precisión experimental es tan grande que permite (obliga) verificar el ME a nivel de correcciones cuánticas (loops).

Además, las **correcciones radiativas** tienen un interés añadido, ya que **dependen** fuertemente de m_t y M_H . Antes del descubrimiento del Higgs permitían predecir aproximadamente M_H y ahora verificar el ME con precisión.

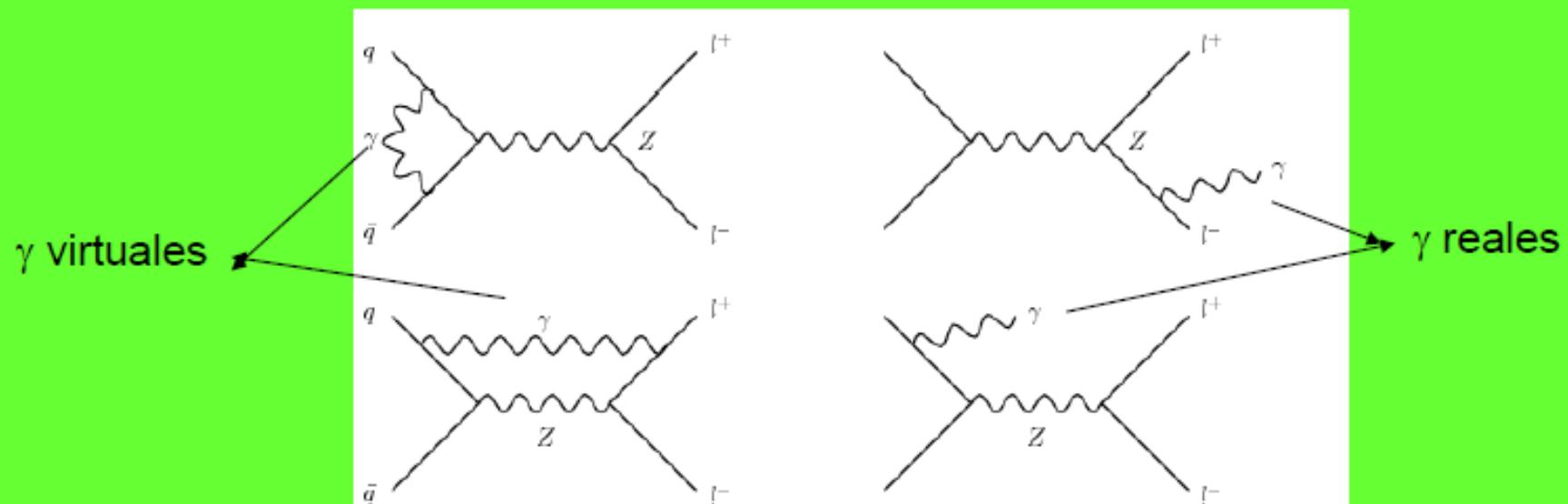
Antes del descubrimiento del H, el ME fue validado con precisión $\leq 1\%$ en LEP.

- Rad cor. {
- Correcciones fotónicas
 - Correcciones de **QCD**
 - Correcciones puramente **EW**

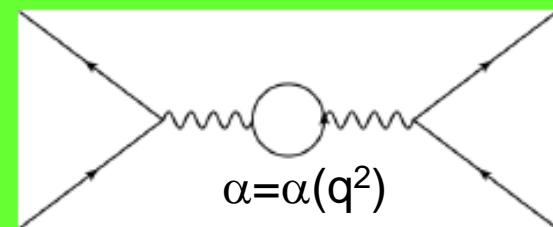
Correcciones fotónicas



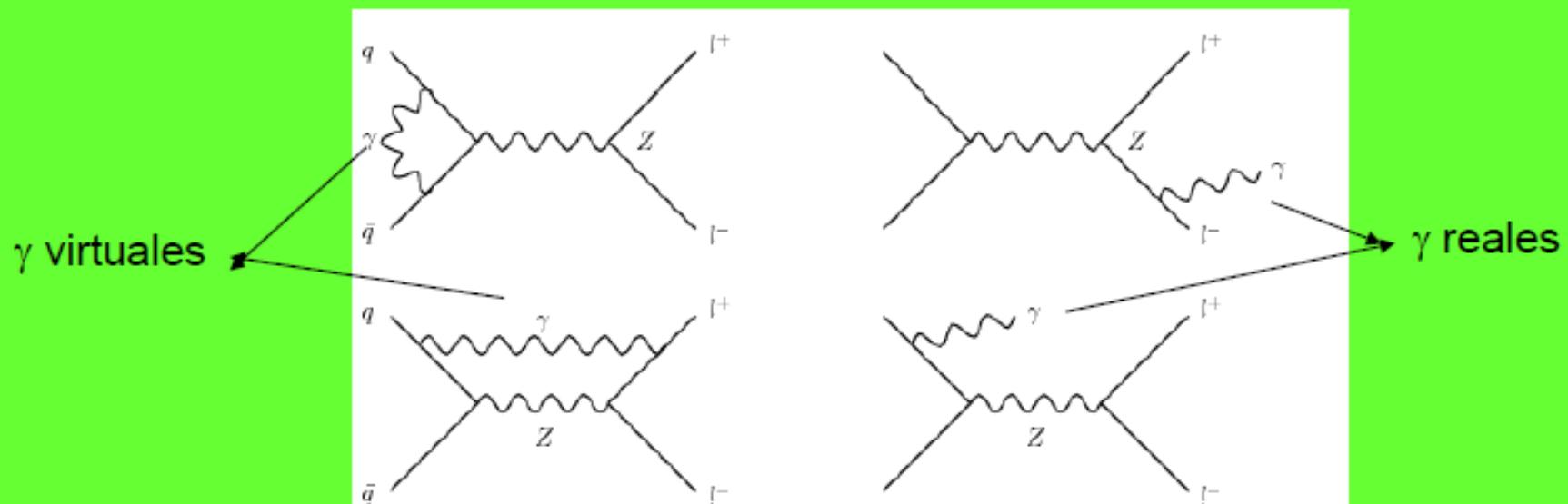
Correcciones fotónicas



Los diag. de polarización de vacío no se incluyen

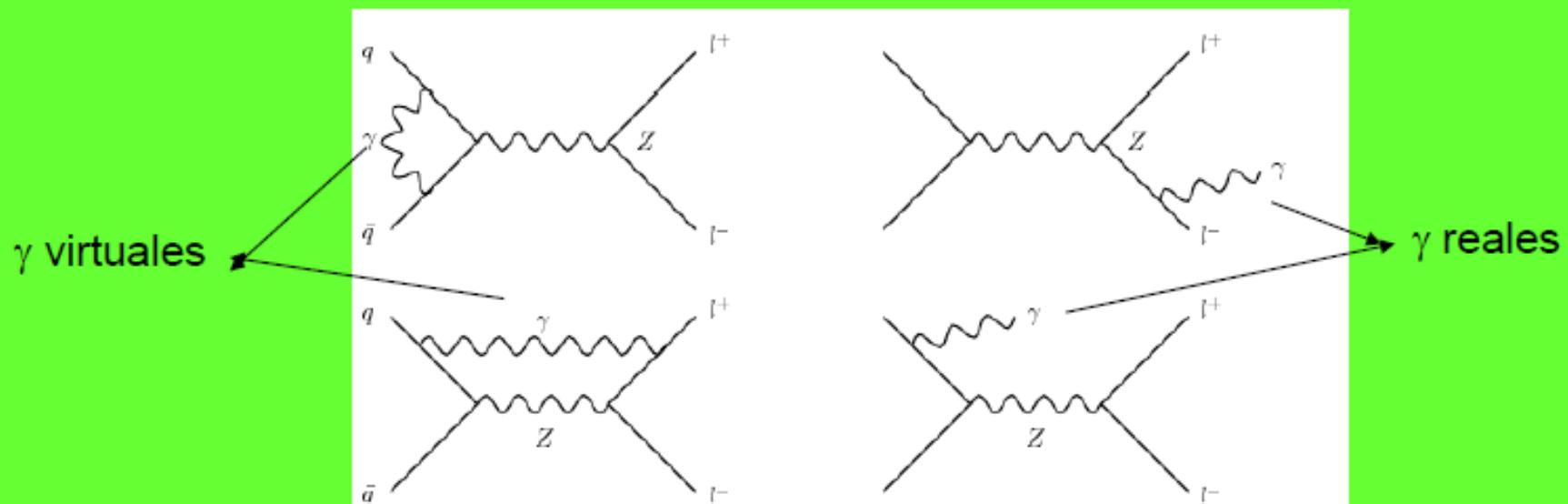


Correcciones fotónicas



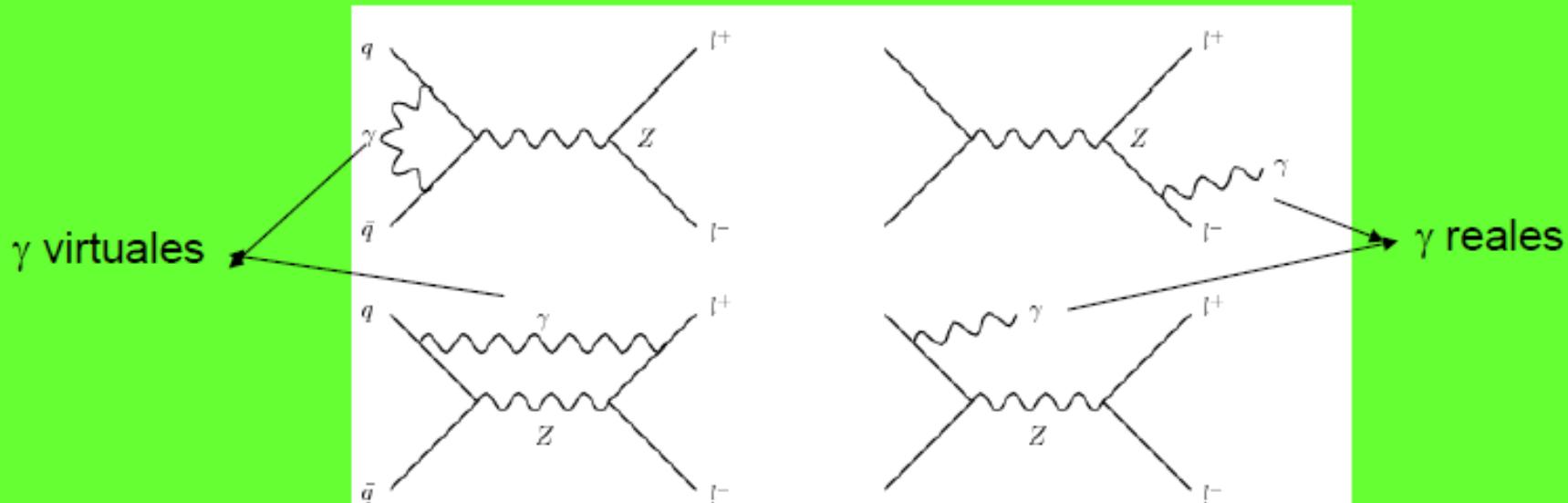
- Importantes numéricamente
- Llevan asociados problemas IR y dependen del experimento (cortes)

Correcciones fotónicas



- Importantes numéricamente
- Llevan asociados problemas IR y dependen del experimento (cortes)
- Normalmente, en los datos exp. ya se han removido correcciones fotónicas

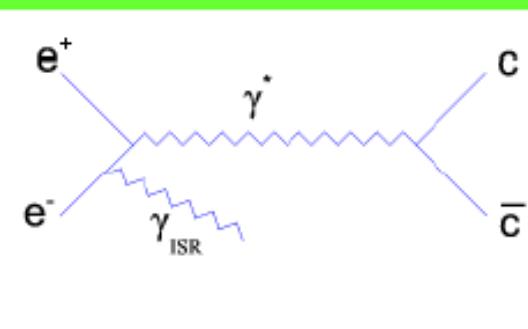
Correcciones fotónicas



- Importantes numéricamente
- Llevan asociados problemas IR y dependen del experimento (cortes)
- Normalmente, en los datos exp. ya se han removido correcciones fotónicas
 - Ya han sido sustraídas en la definición de G_F a partir de la des. del μ

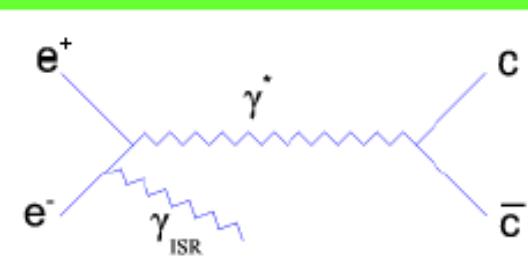
$$\frac{1}{\tau_\mu} \equiv \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} F\left(\frac{m_e^2}{m_\mu^2}\right) \left(1 + \frac{3}{5} \frac{m_\mu^2}{m_W^2}\right) \left[1 + \frac{\alpha(m_\mu)}{2\pi} \left(\frac{25}{4} - \pi^2\right)\right]$$

Correcciones fotónicas



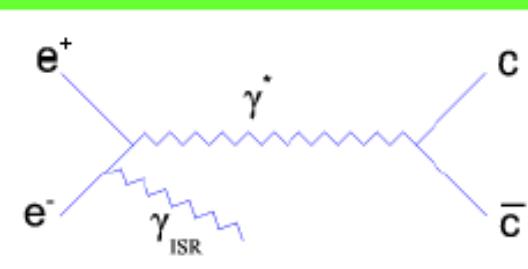
Si la energía del colisionador está sintonizada a una resonancia (ϕ , J/Ψ , Y , Z , ...) la **ISR** hace que no se alcance a excitar dicha resonancia.

Correcciones fotónicas



Si la energía del colisionador está sintonizada a una resonancia (ϕ , J/Ψ , Y , Z , ...) la **ISR** hace que no se alcance a excitar dicha resonancia. Por otro lado, permite explorar la física a energías menores a la M_R .

Correcciones fotónicas



Si la energía del colisionador está sintonizada a una resonancia (ϕ , J/Ψ , Y , Z , ...) la **ISR** hace que no se alcance a excitar dicha resonancia. Por otro lado, permite explorar la física a energías menores a la M_R .

La ISR se tiene en cuenta a través de la **función radiador**

$$\sigma(s) \approx \int_0^1 dk H(x) \sigma_0[x s]$$

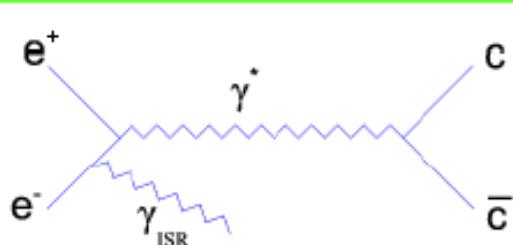
Con ISR

Fracción de momento de la ISR

Sin ISR

Emisión de γ virtuales y reales y resumación de γ suaves

Correcciones fotónicas



Si la energía del colisionador está sintonizada a una resonancia (ϕ , J/Ψ , Y , Z , ...) la **ISR** hace que no se alcance a excitar dicha resonancia. Por otro lado, permite explorar la física a energías menores a la M_R .

La ISR se tiene en cuenta a través de la **función radiador**

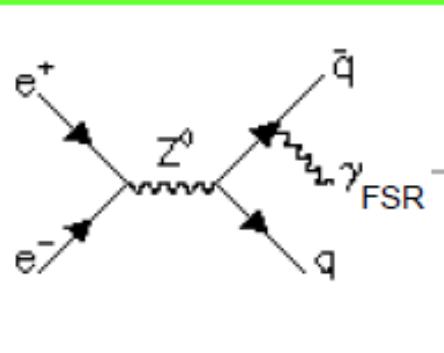
$$\sigma(s) \approx \int_0^1 dk H(x) \sigma_0[x s]$$

Con ISR

Fracción de momento de la ISR

Sin ISR

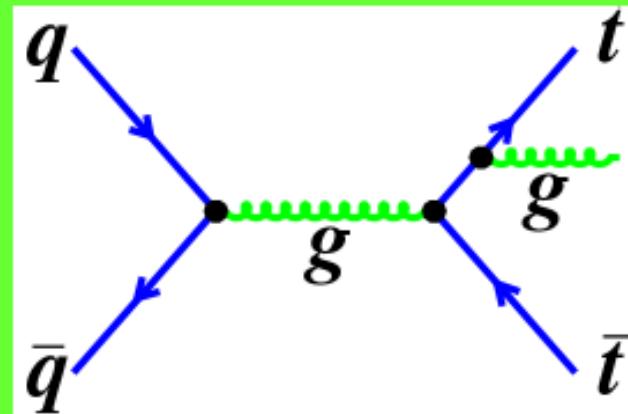
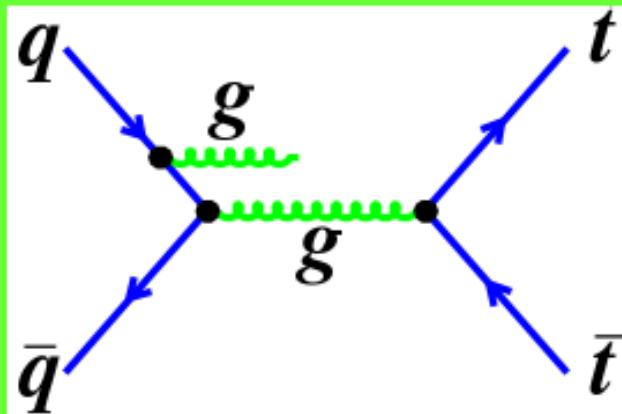
Emisión de γ virtuales y reales y resumación de γ suaves



La radiación de estado final se incluye mediante

$$\delta_{fQED} = \left(1 + \frac{3\alpha Q_f^2}{4\pi}\right) \simeq (1 + 0.002 Q_f^2)$$

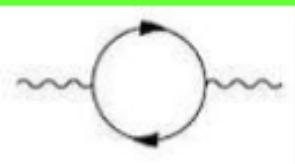
Correcciones de QCD



En los casos más sencillos (Γ_Z , Γ_W , $\sigma(e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow X)$, etc.) se pueden incluir a través del número de colores efectivo, $N_C = 3(1 + \dots)$

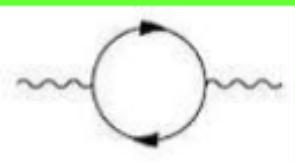
$$N_C \Rightarrow N_C \left\{ 1 + \frac{\alpha_s(s)}{\pi} + \dots \right\} \approx 3.115$$

Correcciones EW

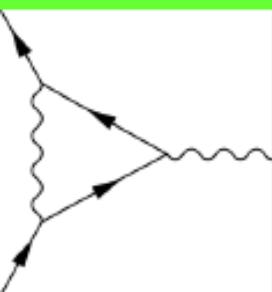


Oblicuas: Autoenergías de bosones de norma. Dominadas por el corrimiento de α

Correcciones EW

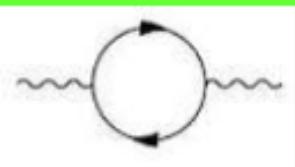


Oblicuas: Autoenergías de bosones de norma. Dominadas por el corrimiento de α

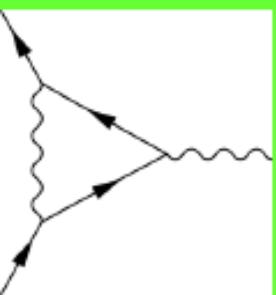


De vértice: En LEP eran pequeñas salvo por $Z\bar{b}b$

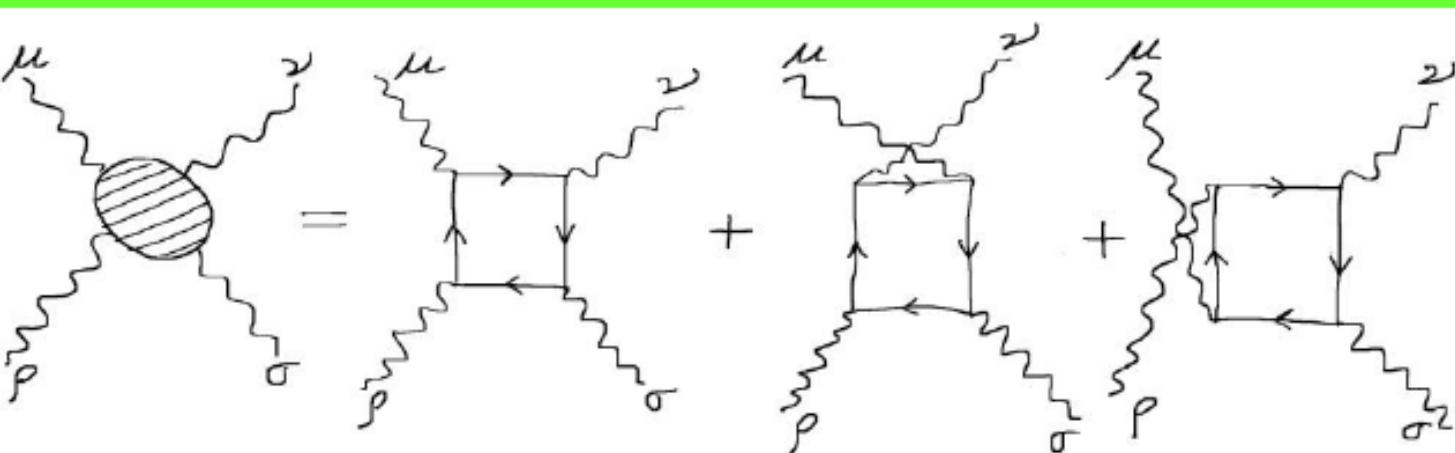
Correcciones EW



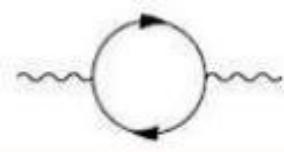
Oblicuas: Autoenergías de bosones de norma. Dominadas por el corrimiento de α



De vértice: En LEP eran pequeñas salvo por $Z\bar{b}b$



De caja: Despreciables en LEP (importantes en algunos procesos a bajas E)



Correcciones EW oblicuas

Oblicuas: Autoenergías de bosones de norma. Dominadas por el corrimiento de α

En el propagador del γ

$$\frac{e_0^2}{s} \longrightarrow \frac{e^2}{s [1 + \Pi_\gamma(s)]} \equiv \frac{e^2(s)}{s}$$

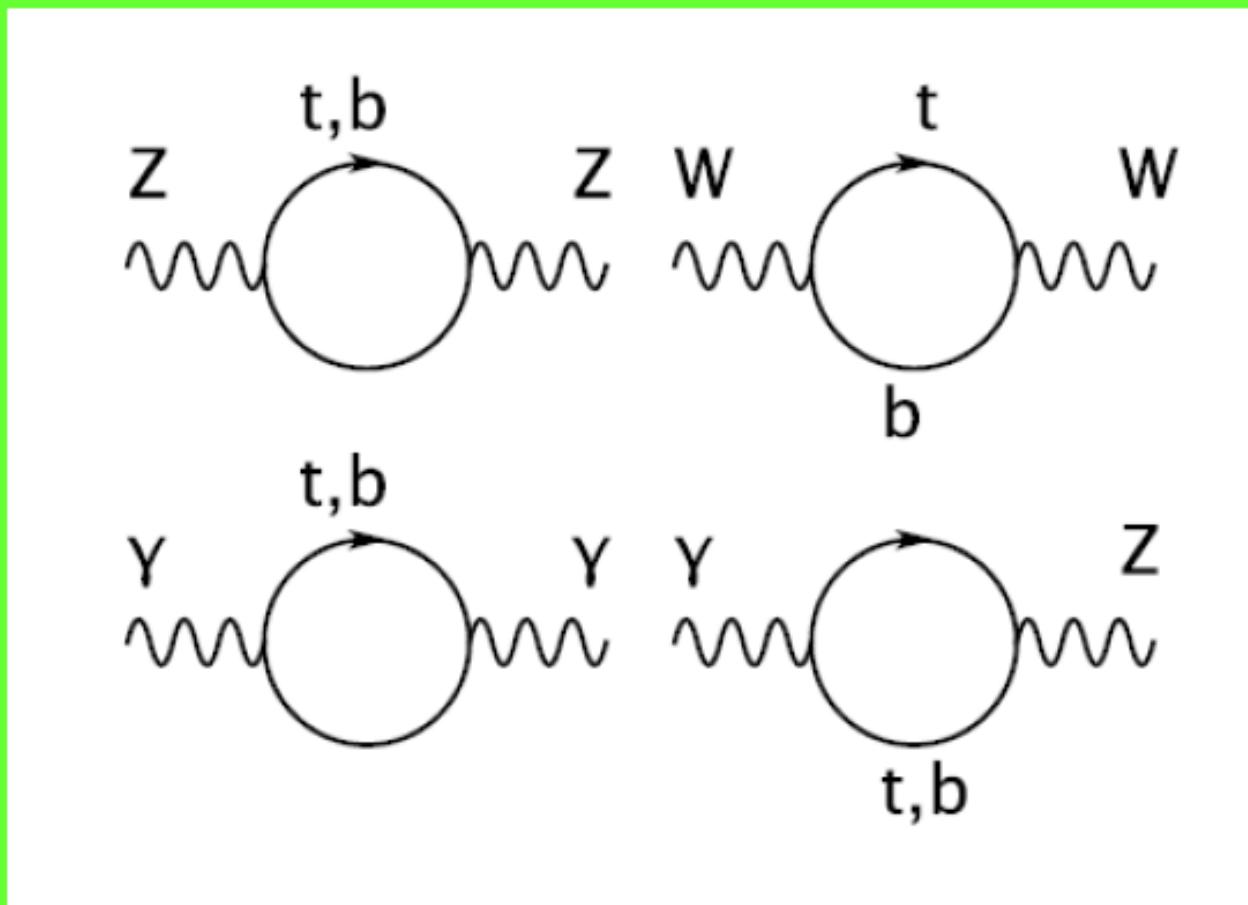
$$e^2(s) = \frac{e^2}{1 + \Pi_\gamma(s)}, \quad \Pi_\gamma(s) \sim -\frac{\alpha}{3\pi} Q_f^2 \log \frac{s}{m_f^2}, \quad s \gg m_f$$

$$s = m_Z^2 \longrightarrow \Delta\alpha \equiv 1 - \frac{\alpha}{\hat{\alpha}(m_Z)} = 0.0664$$

Es una corrección mucho mayor que la precisión que deseamos!!

Correcciones EW oblicuas

Oblicuas: Autoenergías de bosones de norma. Dominadas por el corrimiento de α .



(Para W's,Z's)

Dominan las contribuciones de los fermiones más pesados

Correcciones EW oblicuas

Oblicuas: Autoenergías de bosones de norma. Dominadas por el corrimiento de α .

$$\frac{g_{V0}^2 \text{ (Para W's,Z's)}}{s - m_V^2} \implies \frac{g_V^2(s)}{s - m_V^2 + im_V\Gamma_V(s)}$$
$$\text{Re } \Sigma_V(s) = (s - m_V^2)\Pi_V(s)$$

$$g_V^2(s) \equiv \frac{g_V^2}{1 + \Pi_V(s)}, \quad m_V\Gamma_V(s) \equiv \frac{\text{Im } \Sigma_V(s)}{1 + \Pi_V(s)} \approx \frac{\Gamma_V}{m_Z}s$$

Efecto dominante cerca del pico de la resonancia, $s \approx M_V^2 !!$

(Para W's,Z's)

Dominan las contribuciones de los fermiones más pesados

Resumen Rad Cor

- Todos los observables de LEP (salvo $Z \rightarrow b\bar{b}$) se pueden calcular en muy buena aproximación con fórmulas a nivel árbol usando s_Z , $\alpha(M_Z)$, $\alpha_S(M_Z)$ y M_Z .

$$s_Z = \sin\theta_W(M_Z)$$

Resumen Rad Cor

- Todos los observables de LEP (salvo $Z \rightarrow b \bar{b}$) se pueden calcular en muy buena aproximación con fórmulas a nivel árbol usando s_Z , $\alpha(M_Z)$, $\alpha_s(M_Z)$ y M_Z .
- En $Z \rightarrow b \bar{b}$ $a_b \rightarrow a_b + \delta a_b$, $v_b \rightarrow v_b + \delta v_b$

Resumen Rad Cor

- Todos los observables de LEP (salvo $Z \rightarrow b \bar{b}$) se pueden calcular en muy buena aproximación con fórmulas a nivel árbol usando s_Z , $\alpha(M_Z)$, $\alpha_s(M_Z)$ y M_Z .
- En $Z \rightarrow b \bar{b}$ $a_b \rightarrow a_b + \delta a_b$, $v_b \rightarrow v_b + \delta v_b$
- $1/\hat{\alpha}(m_Z) = 127.918$ con las RGE y datos de $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrones})$

Resumen Rad Cor

- Todos los observables de LEP (salvo $Z \rightarrow b\bar{b}$) se pueden calcular en muy buena aproximación con fórmulas a nivel árbol usando s_Z , $\alpha(M_Z)$, $\alpha_S(M_Z)$ y M_Z .
- En $Z \rightarrow b\bar{b}$ $a_b \rightarrow a_b + \delta a_b$, $v_b \rightarrow v_b + \delta v_b$
- $1/\hat{\alpha}(m_Z) = 127.918$ con las RGE y datos de $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrones})$

$$s_Z^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \sqrt{1 - \frac{4\pi\hat{\alpha}(m_Z)}{\sqrt{2}G_F m_Z^2 \hat{\rho}}} \right\} \xrightarrow{1.009}$$

$m_W^2 = \hat{\rho} c_Z^2 m_Z^2$

$s_Z^2 = 0.231$

vs. $80.385(15)$ GeV

En fits globales $s_Z^2 = 0.23120 \pm 0.00015$ $m_W = 80.377 \pm 0.020$ GeV

Resumen Rad Cor

- Todos los observables de LEP (salvo $Z \rightarrow b\bar{b}$) se pueden calcular en muy buena aproximación con fórmulas a nivel árbol usando s_Z , $\alpha(M_Z)$, $\alpha_S(M_Z)$ y M_Z .
- En $Z \rightarrow b\bar{b}$ $a_b \rightarrow a_b + \delta a_b$, $v_b \rightarrow v_b + \delta v_b$
- $1/\hat{\alpha}(m_Z) = 127.918$ con las RGE y datos de $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrones})$

$$s_Z^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \sqrt{1 - \frac{4\pi\hat{\alpha}(m_Z)}{\sqrt{2}G_F m_Z^2 \hat{\rho}}} \right\}$$

$$s_Z^2 = 0.231$$

$$m_W^2 = \hat{\rho} c_Z^2 m_Z^2$$

$$m_W = 80.34 \text{ GeV}$$

vs. $80.385(15) \text{ GeV}$

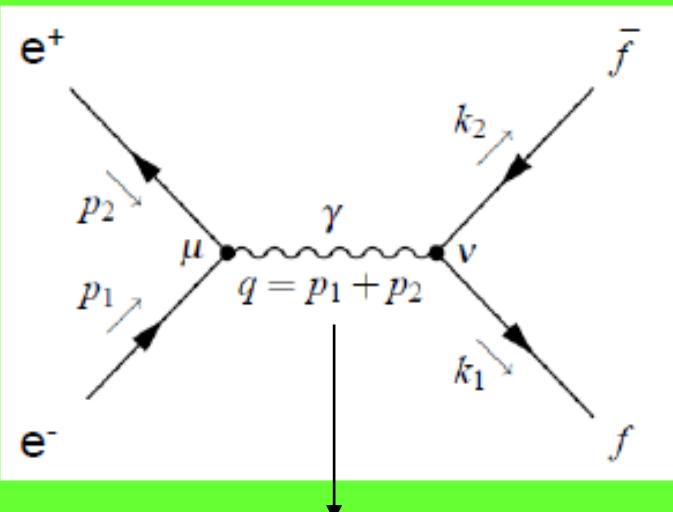
En fits globales $s_Z^2 = 0.23120 \pm 0.00015$

$m_W = 80.377 \pm 0.020 \text{ GeV}$

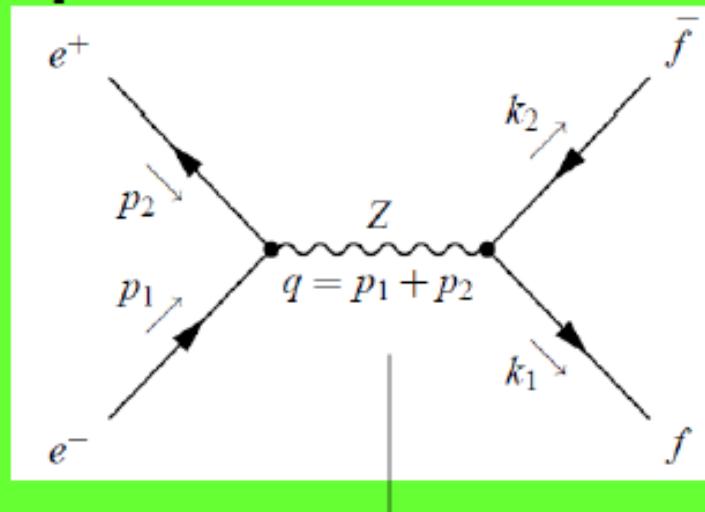
Donde sea necesario también se incluyen las correcciones de QED y QCD

FENOMENOLOGÍA DEL ME

Física en el pico del Z

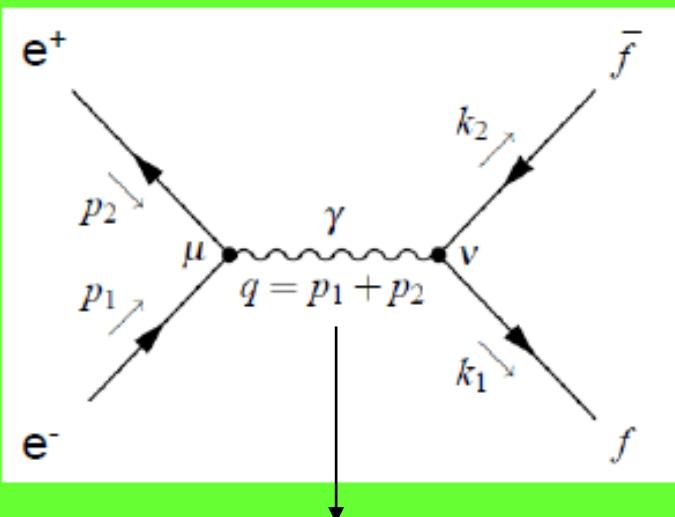


Domina completamente a bajas E

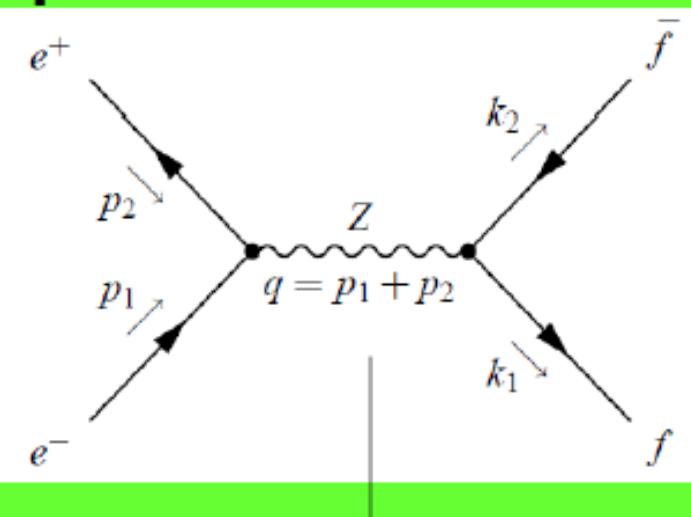


Domina completamente para $s \sim M_Z^2$

Física en el pico del Z



Domina completamente a bajas E



Domina completamente para $s \sim M_Z^2$

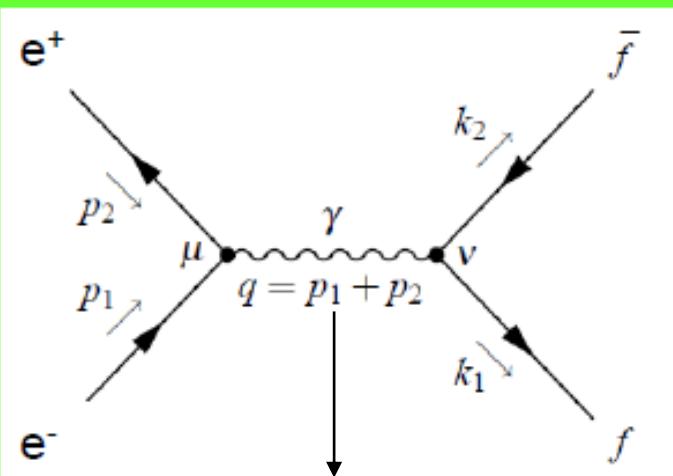
Ejercicio

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = F(s)(1 + \cos^2\theta) + G(s)\cos\theta$$

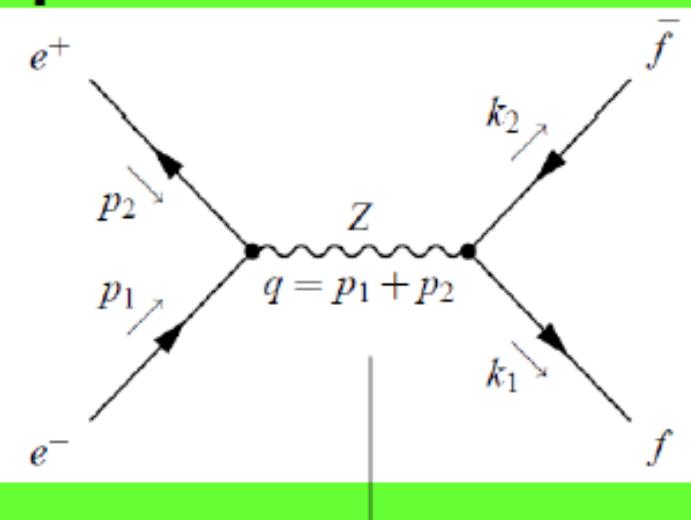
Incluyen
rad. cor.

$$\sigma(e^- e^+ \rightarrow f\bar{f}) = \frac{8}{3}F(s) = 12\pi \frac{s}{m_Z^2} \frac{\Gamma(Z \rightarrow e^- e^+) \Gamma(Z \rightarrow f\bar{f})}{(s - m_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 m_Z^2}$$

Física en el pico del Z



Domina completamente a bajas E
 Γ s incluyen rad. cor.



Domina completamente para $s \sim M_Z^2$

$$\sigma(e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}) = \frac{8}{3} F(s) = 12\pi \frac{s}{m_Z^2} \frac{\Gamma(Z \rightarrow e^-e^+) \Gamma(Z \rightarrow f\bar{f})}{(s - m_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 m_Z^2}$$

Al incluir ISR

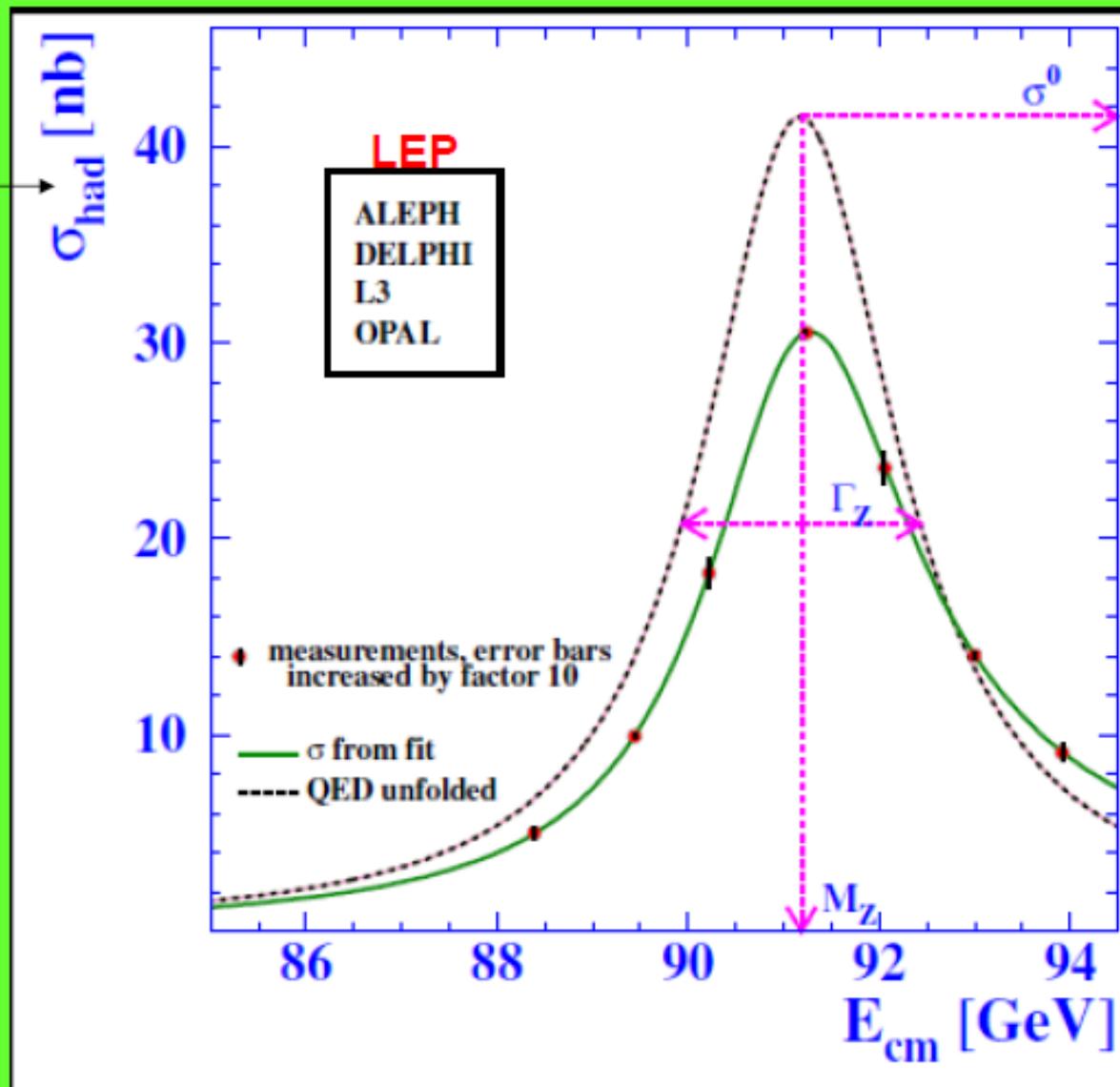
$$\sigma_{ISR}(s) \approx \left(1 + \frac{3}{4}\beta\right) \left(\frac{(s - m_Z^2)^2 + s^2 \Gamma_Z^2/m_Z^2}{s^2} \right)^{\beta/2} \sigma^0(s)$$

$$\beta = \frac{4\alpha}{\pi} \ln \frac{m_Z}{m_e}$$

Corrección 26% en $s \sim M_Z^2$!!

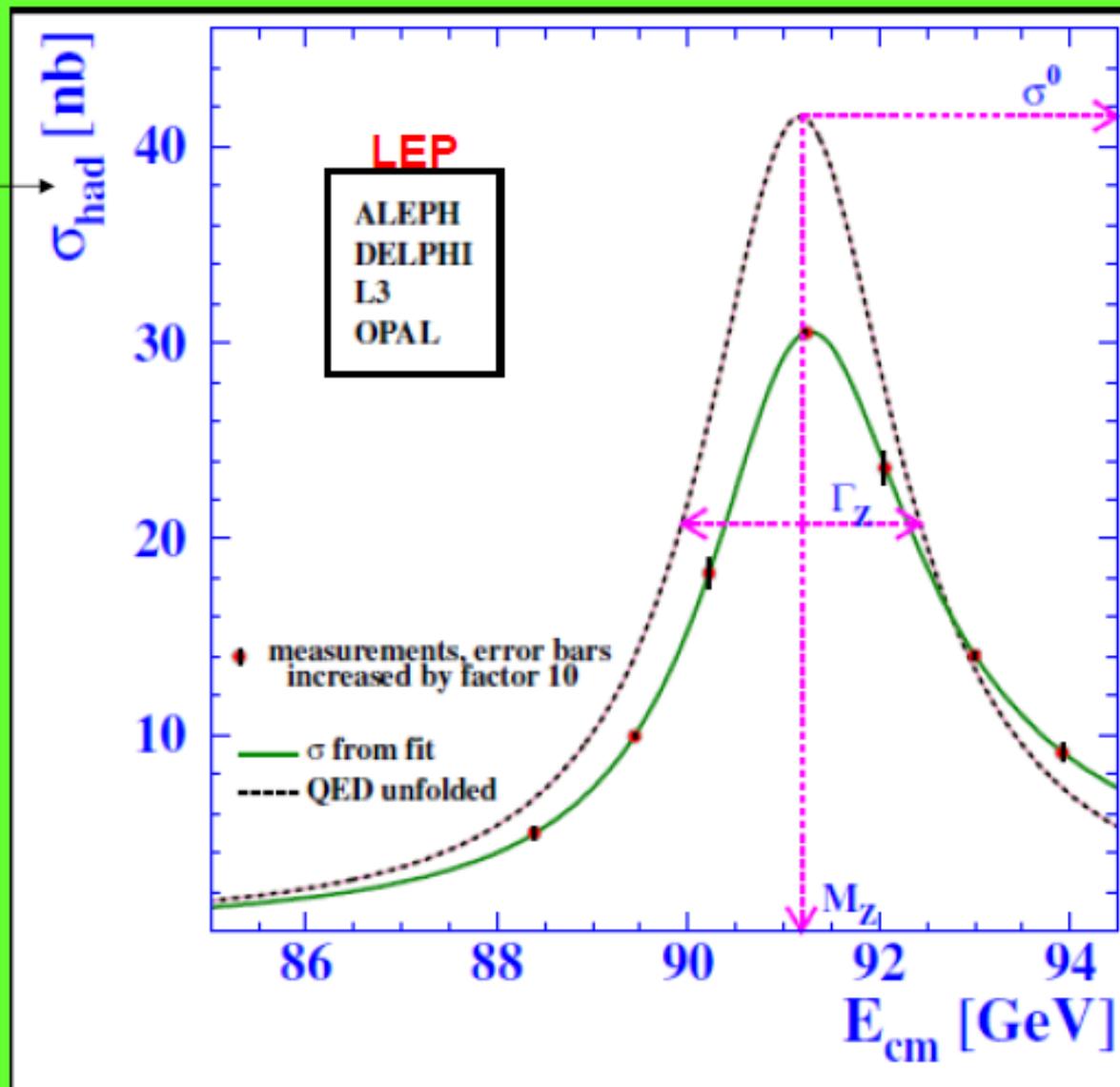
Física en el pico del Z

f, \bar{f} son
quarks



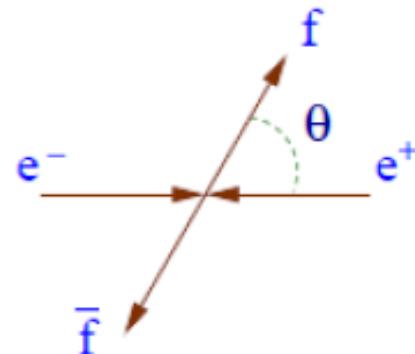
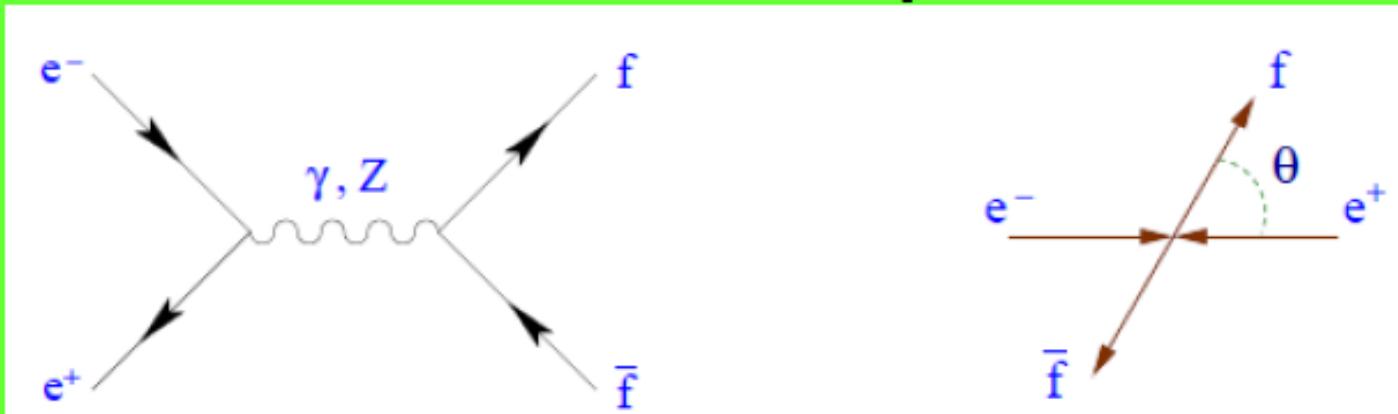
Física en el pico del Z

f, \bar{f} son
quarks



Asimetrías en el pico del Z

(Haces no polarizados)

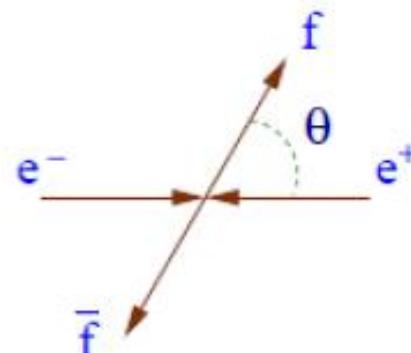
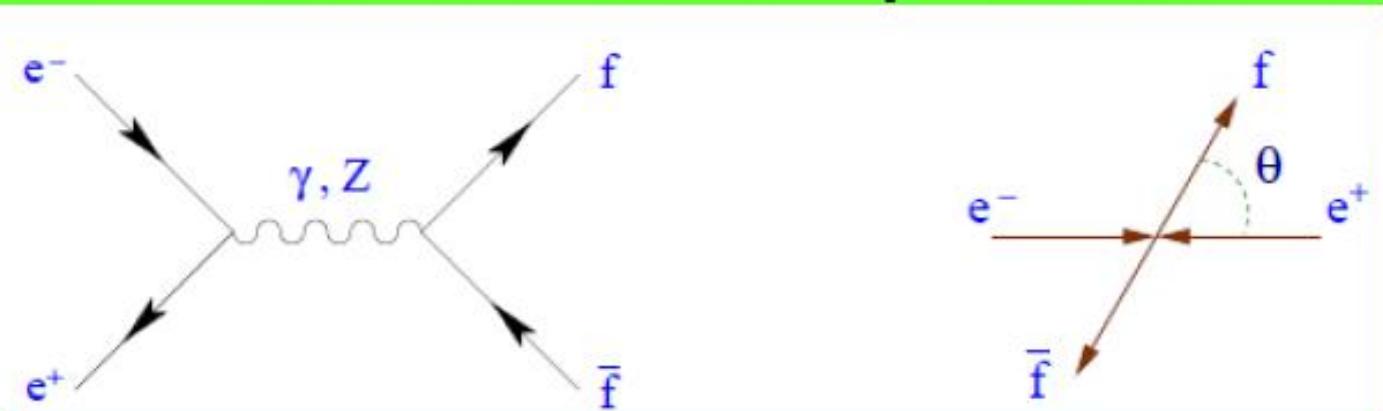


$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{8s} N_f \left\{ A (1 + \cos^2 \theta) + B \cos \theta - h_f [C (1 + \cos^2 \theta) + D \cos \theta] \right\}$$

$h_f = \pm 1$

Asimetrías en el pico del Z

(Haces no polarizados)



$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{8s} N_f \left\{ A(1 + \cos^2 \theta) + B \cos \theta - h_f [C(1 + \cos^2 \theta) + D \cos \theta] \right\}$$

$h_f = \pm 1$

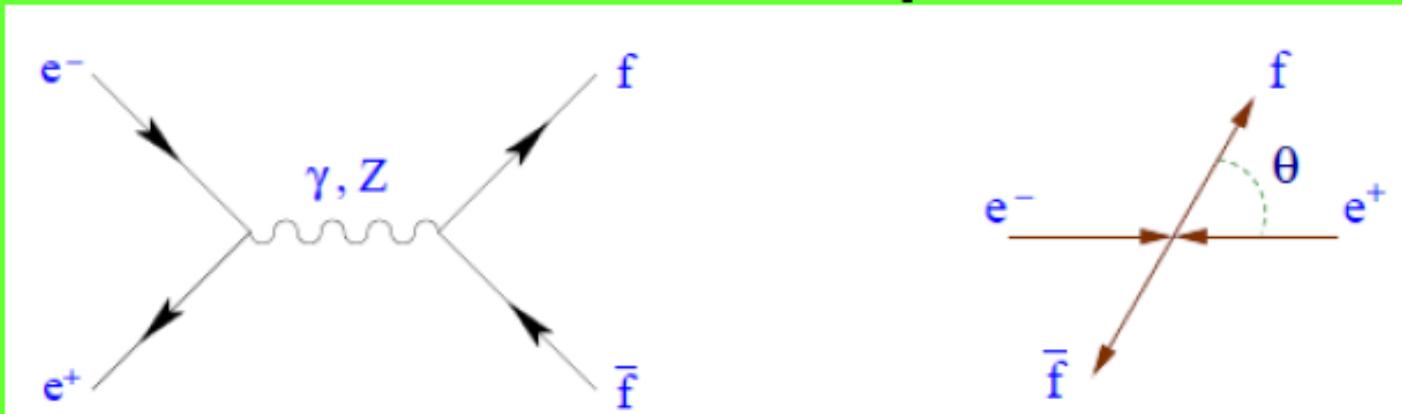
Se pueden medir !!

$$\begin{aligned} A &= 1 + 2 \underline{v_e v_f} \operatorname{Re}(\chi) + \underline{(v_e^2 + a_e^2)} \underline{(v_f^2 + a_f^2)} |\chi|^2, \\ B &= 4 \underline{a_e a_f} \operatorname{Re}(\chi) + 8 \underline{v_e a_e} \underline{v_f a_f} |\chi|^2, \\ C &= 2 \underline{v_e a_f} \operatorname{Re}(\chi) + 2 \underline{(v_e^2 + a_e^2)} \underline{v_f a_f} |\chi|^2, \\ D &= 4 \underline{a_e v_f} \operatorname{Re}(\chi) + 4 \underline{v_e a_e} \underline{(v_f^2 + a_f^2)} |\chi|^2, \end{aligned}$$

$$\chi = \frac{G_F M_Z^2}{2\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{s}{s - M_Z^2 + is\Gamma_Z/M_Z}$$

Asimetrías en el pico del Z

(Haces no polarizados)



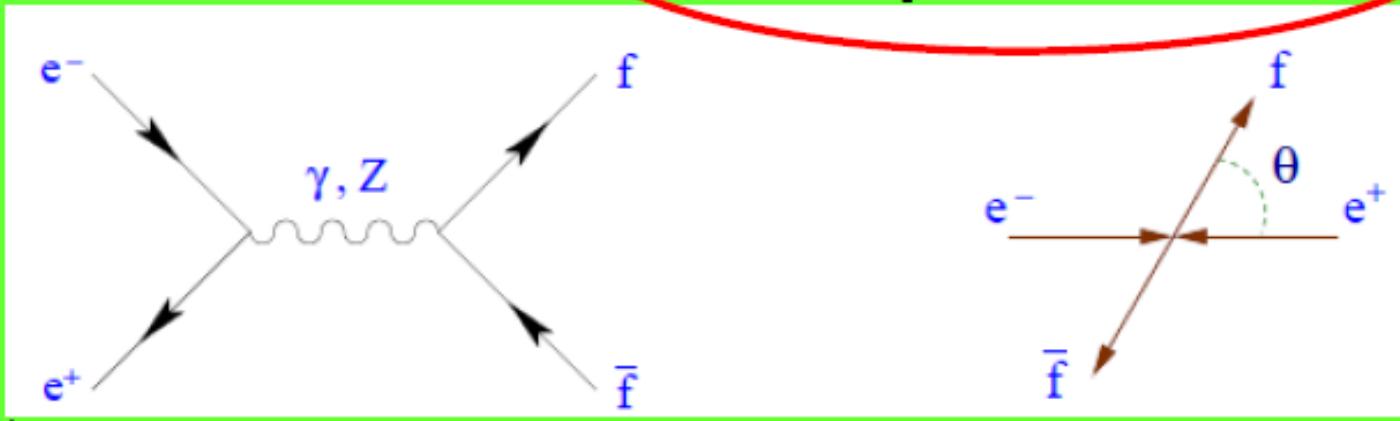
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{8s} N_f \left\{ A (1 + \cos^2 \theta) + B \cos \theta - h_f [C (1 + \cos^2 \theta) + D \cos \theta] \right\}$$

$$\sigma(s) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} N_f A, \quad \mathcal{A}_{\text{FB}}(s) \equiv \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B} = \frac{3}{8} \frac{B}{A},$$

$$\mathcal{A}_{\text{Pol}}(s) \equiv \frac{\sigma^{(h_f=+1)} - \sigma^{(h_f=-1)}}{\sigma^{(h_f=+1)} + \sigma^{(h_f=-1)}} = -\frac{C}{A},$$

$$\mathcal{A}_{\text{FB,Pol}}(s) \equiv \frac{N_F^{(h_f=+1)} - N_F^{(h_f=-1)} - N_B^{(h_f=+1)} + N_B^{(h_f=-1)}}{N_F^{(h_f=+1)} + N_F^{(h_f=-1)} + N_B^{(h_f=+1)} + N_B^{(h_f=-1)}} = -\frac{3}{8} \frac{D}{A}.$$

Asimetrías en el pico del Z



(Haces no polarizados)

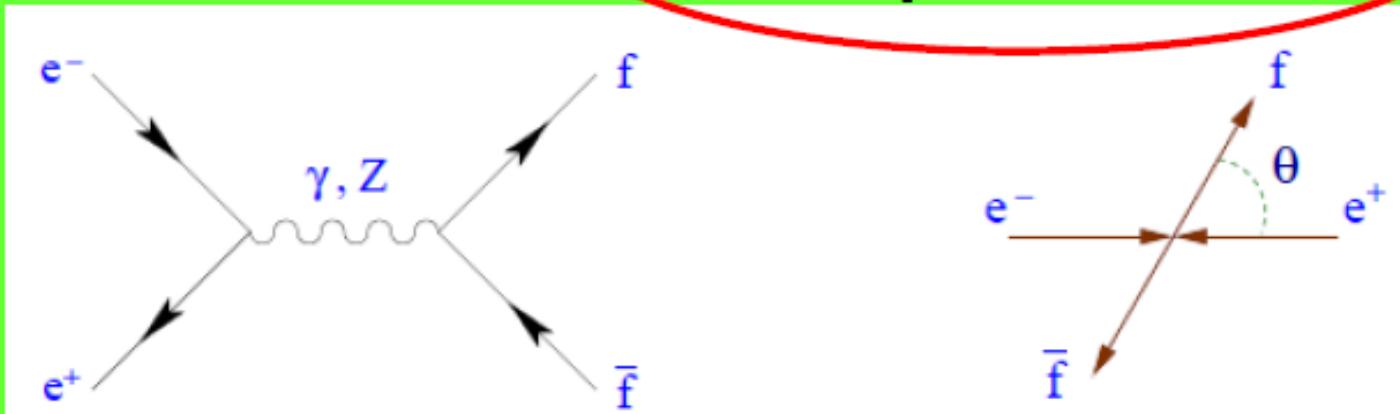
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{8s} N_f \left\{ A (1 + \cos^2 \theta) + B \cos \theta - h_f [C (1 + \cos^2 \theta) + D \cos \theta] \right\}$$

$$\sigma(s) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} N_f A, \quad \mathcal{A}_{\text{FB}}(s) \equiv \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B} = \frac{3}{8} \frac{B}{A},$$

$$\mathcal{A}_{\text{Pol}}(s) \equiv \frac{\sigma^{(h_f=+1)} - \sigma^{(h_f=-1)}}{\sigma^{(h_f=+1)} + \sigma^{(h_f=-1)}} = -\frac{C}{A},$$

$$\mathcal{A}_{\text{FB,Pol}}(s) \equiv \frac{N_F^{(h_f=+1)} - N_F^{(h_f=-1)} - N_B^{(h_f=+1)} + N_B^{(h_f=-1)}}{N_F^{(h_f=+1)} + N_F^{(h_f=-1)} + N_B^{(h_f=+1)} + N_B^{(h_f=-1)}} = -\frac{3}{8} \frac{D}{A}.$$

Asimetrías en el pico del Z



$$\sigma^{0,f} \equiv \sigma(M_Z^2) = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_e \Gamma_f}{\Gamma_Z^2},$$

$$\mathcal{A}_{FB}^{0,f} \equiv \mathcal{A}_{FB}(M_Z^2) = \frac{3}{4} \mathcal{P}_e \mathcal{P}_f,$$

$$\mathcal{A}_{Pol}^{0,f} \equiv \mathcal{A}_{Pol}(M_Z^2) = \mathcal{P}_f,$$

$$\mathcal{A}_{FB,Pol}^{0,f} \equiv \mathcal{A}_{FB,Pol}(M_Z^2) = \frac{3}{4} \mathcal{P}_e,$$

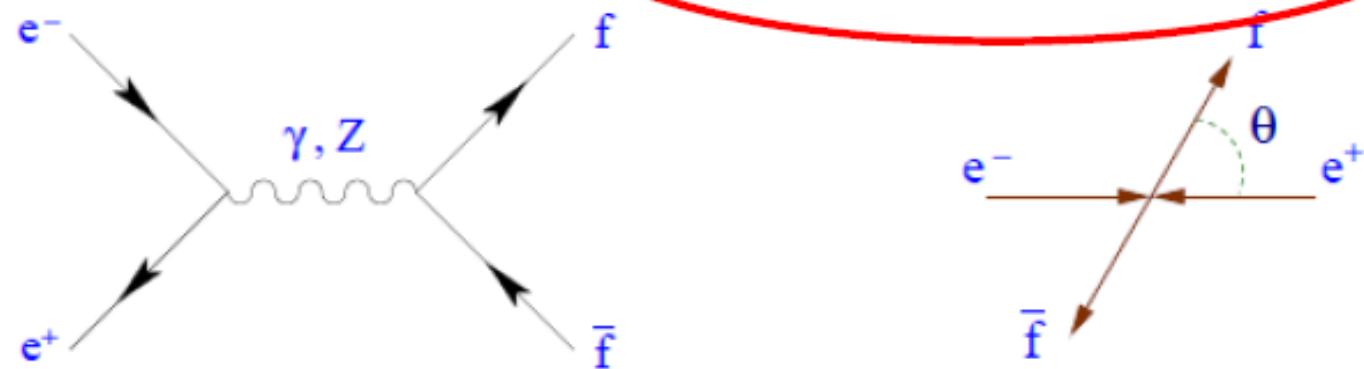
donde $\mathcal{P}_f \equiv -A_f \equiv \frac{-2 v_f a_f}{v_f^2 + a_f^2}$ es sensible a la \not{p}

→ Con haces polarizados, además

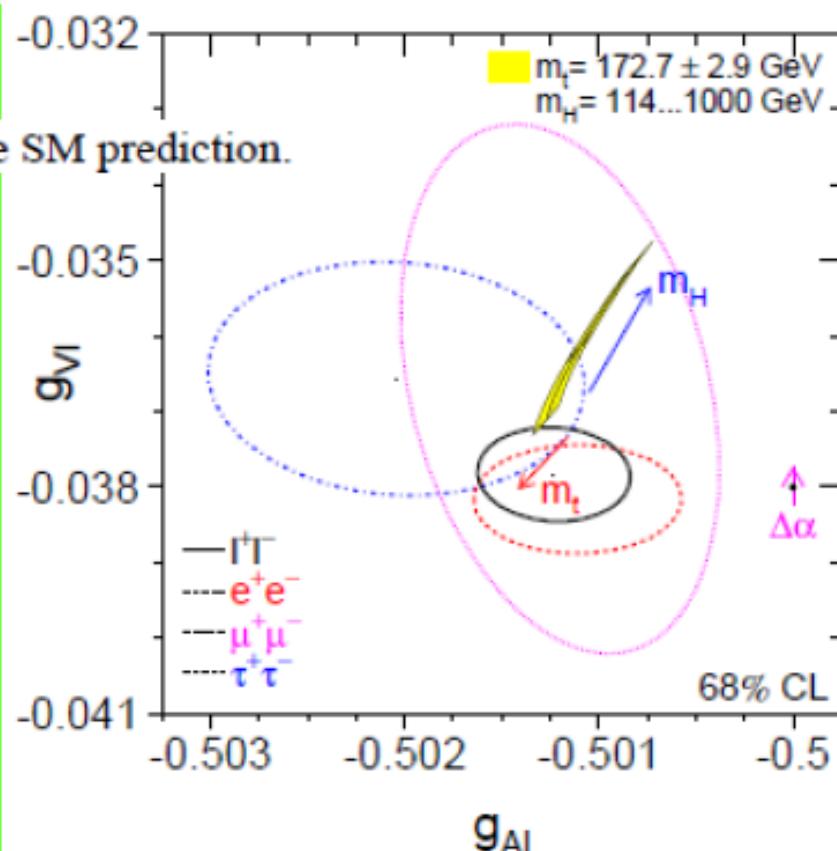
$$\mathcal{A}_{LR}^0 \equiv \mathcal{A}_{LR}(M_Z^2) = \frac{\sigma_L(M_Z^2) - \sigma_R(M_Z^2)}{\sigma_L(M_Z^2) + \sigma_R(M_Z^2)} = -\mathcal{P}_e$$

$$\mathcal{A}_{FB,LR}^{0,f} \equiv \mathcal{A}_{FB,LR}(M_Z^2) = -\frac{3}{4} \mathcal{P}_f$$

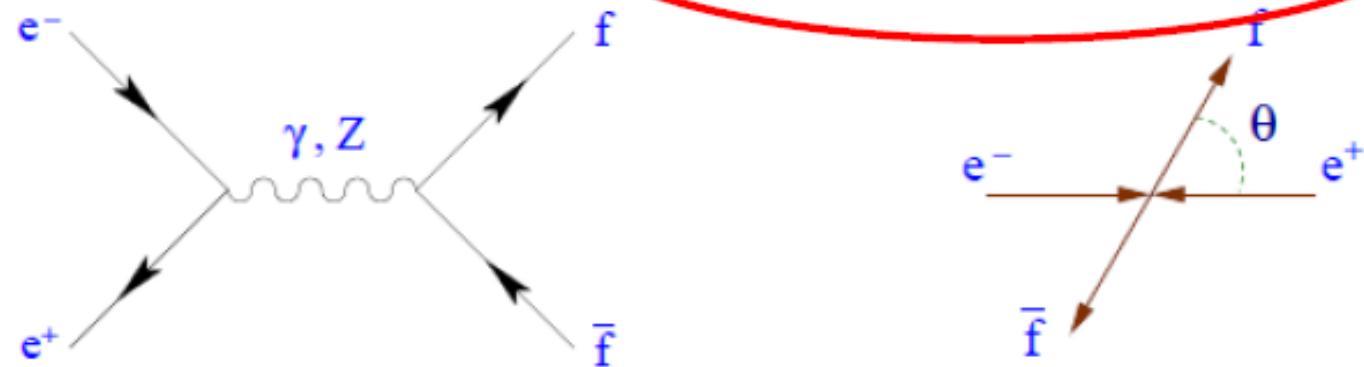
Asimetrías en el pico del Z



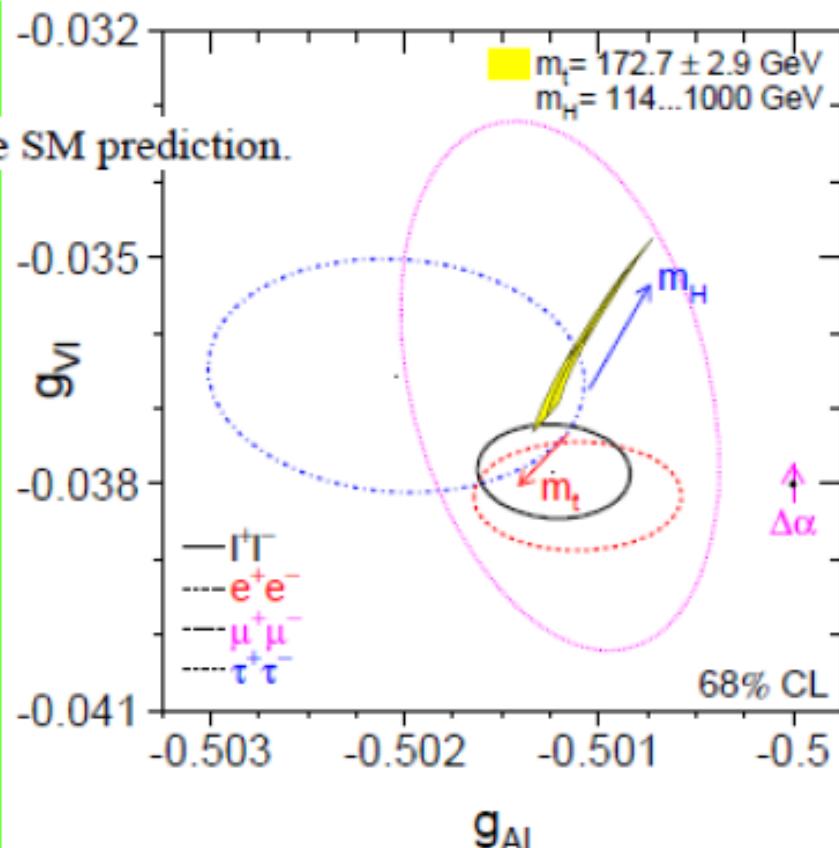
The shaded region shows the SM prediction.



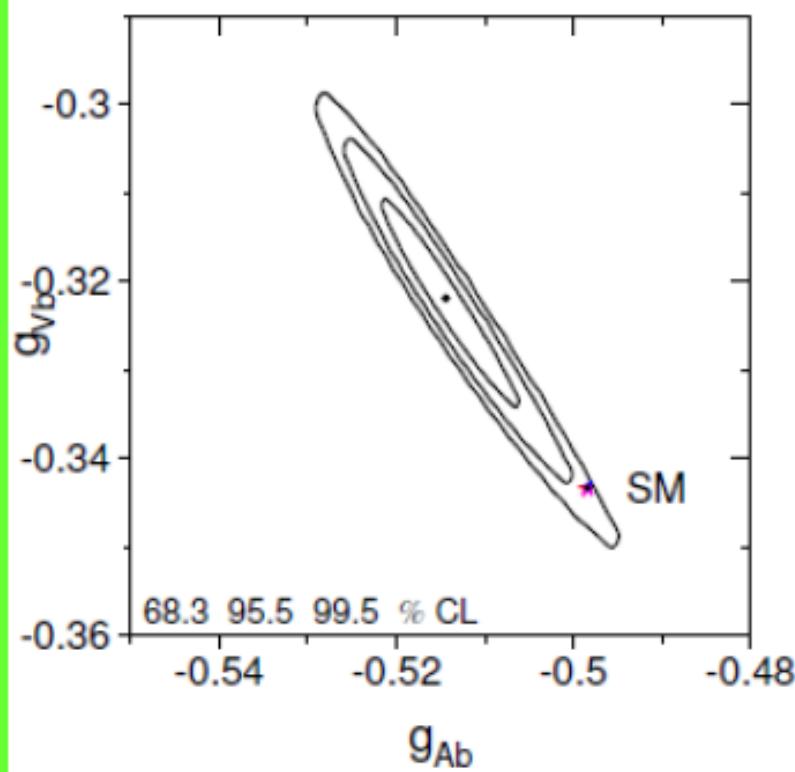
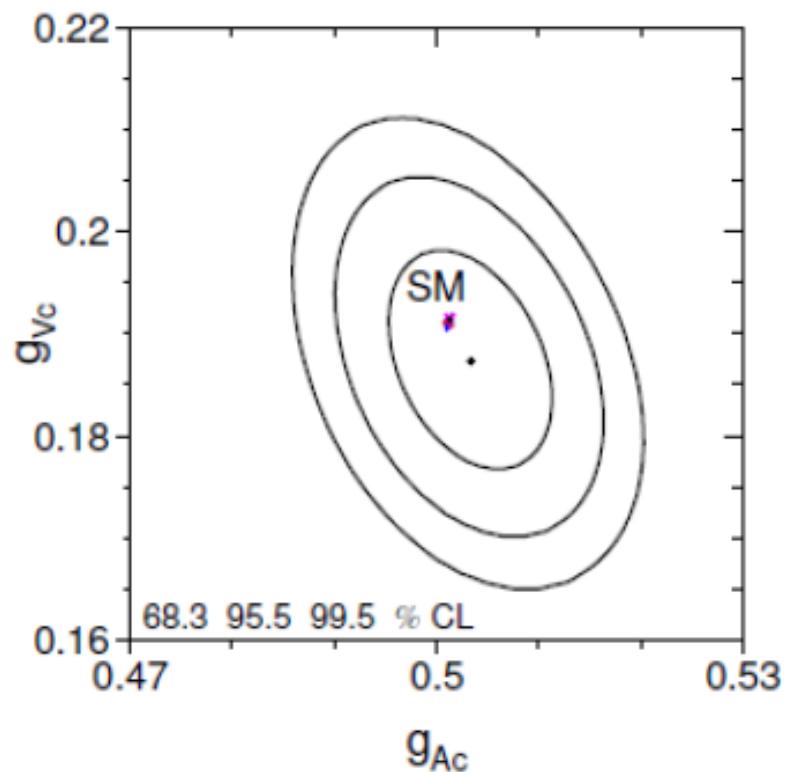
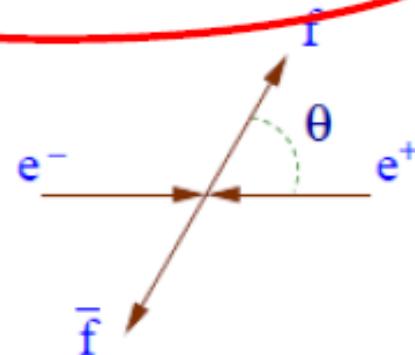
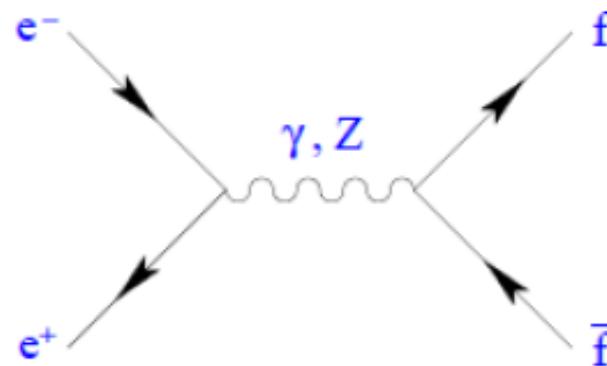
Asimetrías en el pico del Z



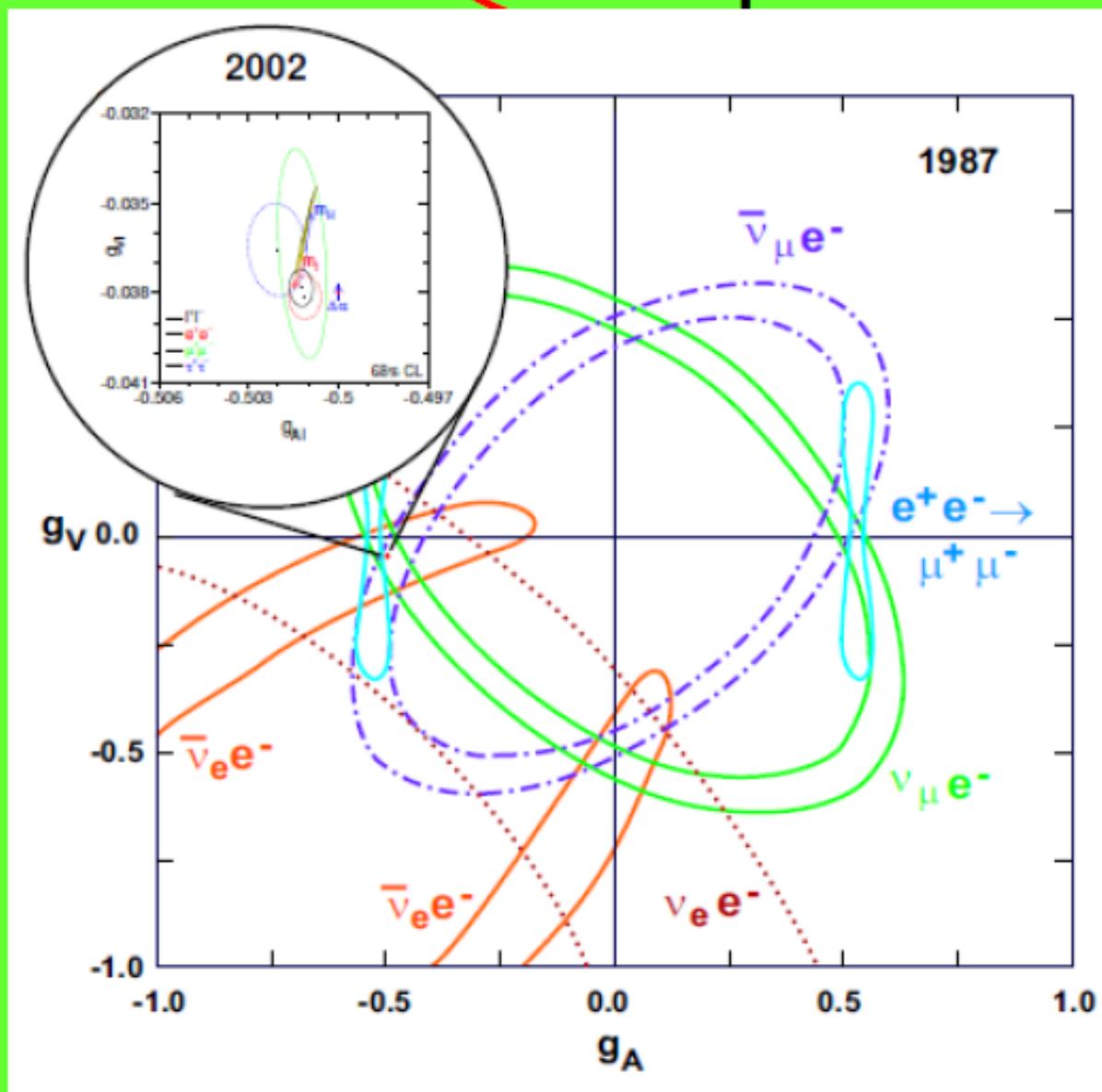
The shaded region shows the SM prediction.



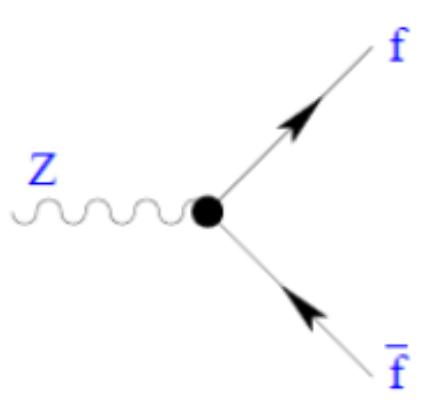
Asimetrías en el pico del Z



Asimetrías en el pico del Z



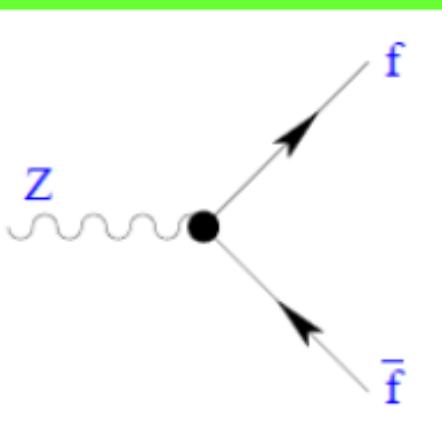
Ancho de los bosones de norma



$$\Gamma(Z \rightarrow \bar{f}f) = N_f \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} (|v_f|^2 + |a_f|^2)$$

$N_l = 1$ $N_q = N_C$

Ancho de los bosones de norma



$$\Gamma(Z \rightarrow f\bar{f}) = N_f \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} (|v_f|^2 + |a_f|^2)$$

$$N_l = 1 \quad N_q = N_C$$

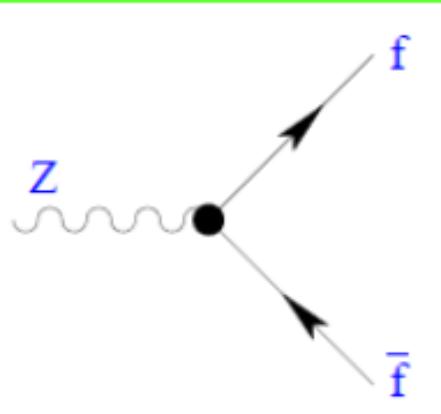
En función de s_Z

Y con correcciones radiativas

$$\delta_{f\text{QED}} = 1 + Q_f^2 3\alpha/(4\pi)$$

$$N_f = \begin{cases} \delta_{f\text{QED}} & \text{leptons} \\ 3(1 + \alpha_s(m_Z)/\pi + \dots) \delta_{f\text{QED}} & \text{quarks} \end{cases}$$

Ancho de los bosones de norma



$$\Gamma(Z \rightarrow \bar{f}f) = N_f \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} (|v_f|^2 + |a_f|^2)$$

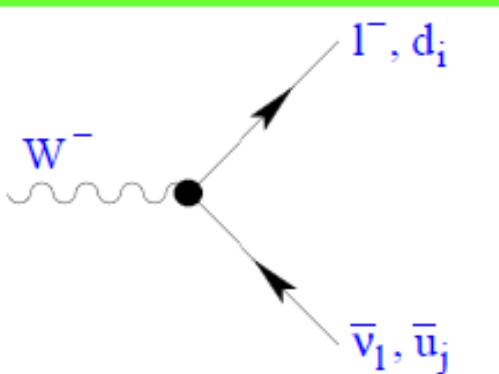
$$N_l = 1 \quad N_q = N_C$$

En función de s_Z

Y con correcciones radiativas

$$\delta_{f\text{QED}} = 1 + Q_f^2 3\alpha/(4\pi)$$

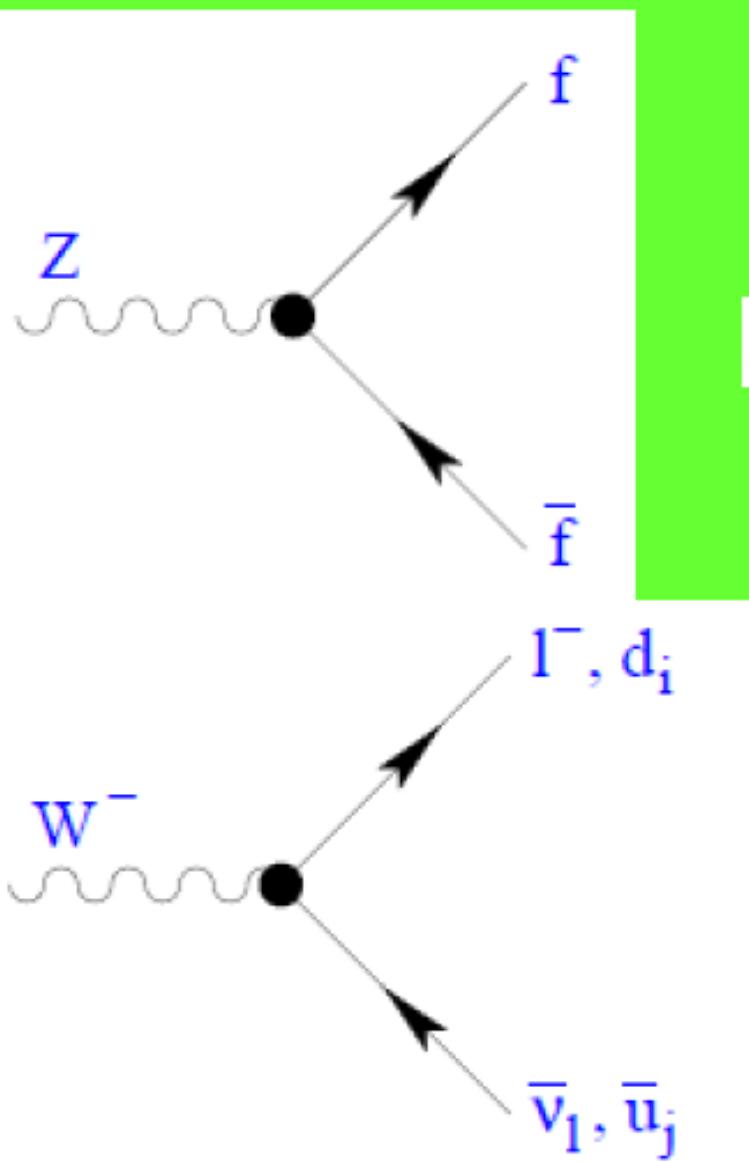
$$N_f = \begin{cases} \delta_{f\text{QED}} & \text{leptons} \\ 3(1 + \alpha_s(m_Z)/\pi + \dots) \delta_{f\text{QED}} & \text{quarks} \end{cases}$$



$$\Gamma(W^- \rightarrow \bar{\nu}_l l^-) = \frac{G_F M_W^3}{6\pi\sqrt{2}},$$

$$\Gamma(W^- \rightarrow \bar{u}_i d_j) = N_C |\mathbf{V}_{ij}|^2 \frac{G_F M_W^3}{6\pi\sqrt{2}}$$

Ancho de los bosones de norma



Teoría (ME)

Experimento

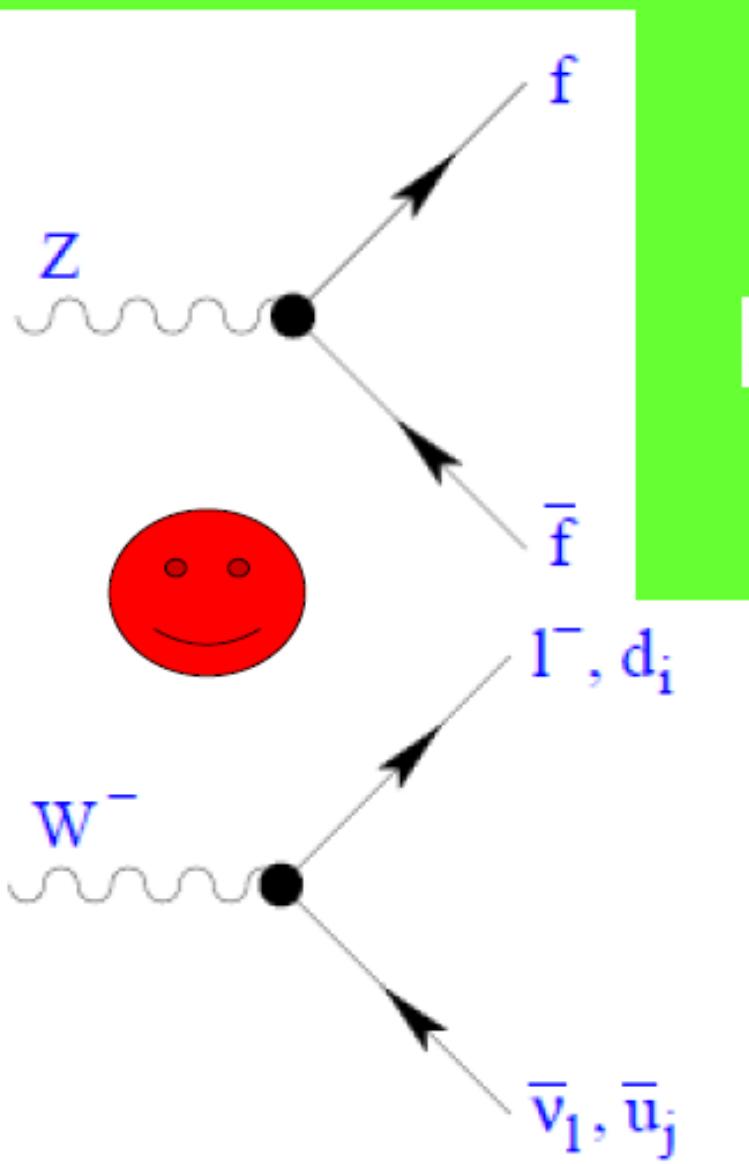
$$\Gamma_Z = 2.48 \text{ GeV}$$

$$\Gamma_Z = (2.4952 \pm 0.0023) \text{ GeV}$$

$$\Gamma_W = (2.085 \pm 0.042) \text{ GeV}$$

$$\Gamma_W = 2.09 \text{ GeV}$$

Ancho de los bosones de norma



Teoría (ME)

$$\Gamma_Z = 2.48 \text{ GeV}$$

Experimento

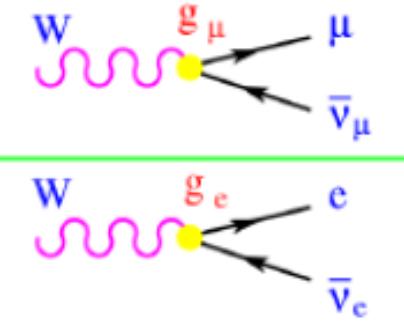
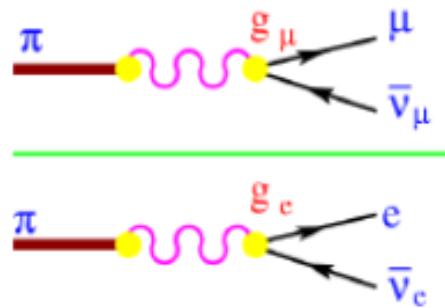
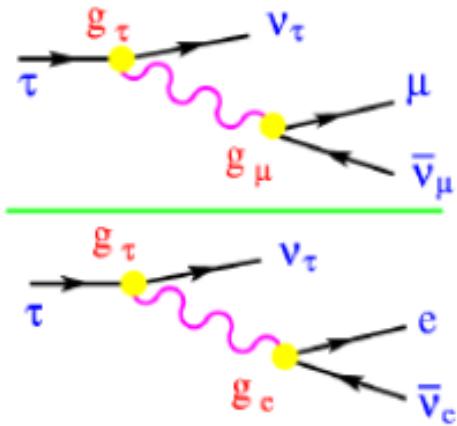
$$\Gamma_Z = (2.4952 \pm 0.0023) \text{ GeV}$$

$$\Gamma_W = (2.085 \pm 0.042) \text{ GeV}$$

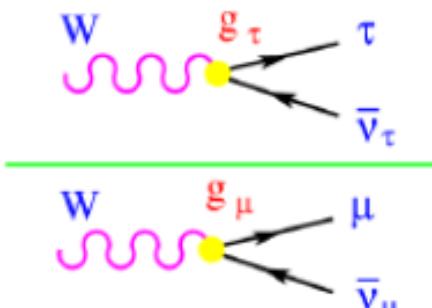
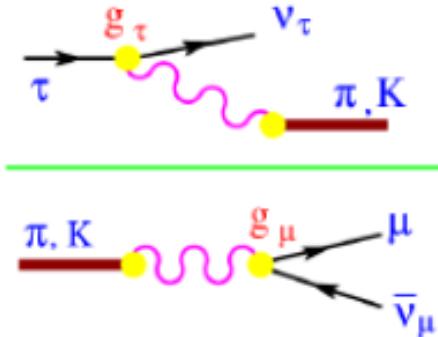
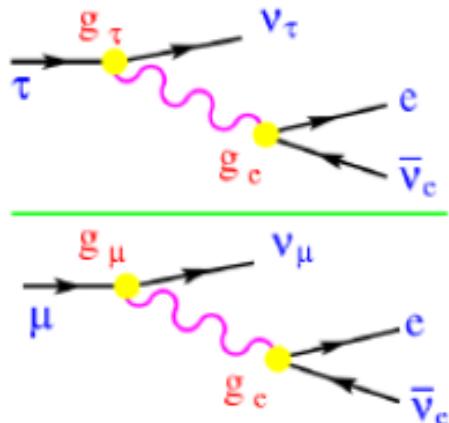
$$\Gamma_W = 2.09 \text{ GeV}$$

Universalidad leptónica

$$\frac{g_\mu}{g_e}$$



$$\frac{g_\tau}{g_\mu}$$



Universalidad leptónica

$$|g_\mu/g_e|$$

$B_{\tau \rightarrow \mu}/B_{\tau \rightarrow e}$	1.0018 ± 0.0014
$B_{\pi \rightarrow \mu}/B_{\pi \rightarrow e}$	1.0021 ± 0.0016
$B_{K \rightarrow \mu}/B_{K \rightarrow e}$	0.9978 ± 0.0020
$B_{K \rightarrow \mu \nu}/B_{K \rightarrow \pi e}$	1.0010 ± 0.0025
$B_{W \rightarrow \mu}/B_{W \rightarrow e}$	0.991 ± 0.009

$$|g_\tau/g_\mu|$$

$B_{\tau \rightarrow e} \tau_\mu/\tau_\tau$	1.0006 ± 0.0021
$\Gamma_{\tau \rightarrow \pi}/\Gamma_{\pi \rightarrow \mu}$	0.9956 ± 0.0031
$\Gamma_{\tau \rightarrow K}/\Gamma_{K \rightarrow \mu}$	0.9852 ± 0.0072
$B_{W \rightarrow \tau}/B_{W \rightarrow \mu}$	1.032 ± 0.012

$$|g_\tau/g_e|$$

$B_{\tau \rightarrow \mu} \tau_\mu/\tau_\tau$	1.0024 ± 0.0021
$B_{W \rightarrow \tau}/B_{W \rightarrow e}$	1.023 ± 0.011

Universalidad leptónica

$|g_\mu/g_e|$

$B_{\tau \rightarrow \mu}/B_{\tau \rightarrow e}$	1.0018 ± 0.0014
$B_{\pi \rightarrow \mu}/B_{\pi \rightarrow e}$	1.0021 ± 0.0016
$B_{K \rightarrow \mu}/B_{K \rightarrow e}$	0.9978 ± 0.0020
$B_{K \rightarrow \mu \mu}/B_{K \rightarrow \mu e}$	1.0010 ± 0.0025
$B_{W \rightarrow \mu}/B_{W \rightarrow e}$	0.991 ± 0.009



$|g_\tau/g_\mu|$

$B_{\tau \rightarrow e} \tau_\mu/\tau_\tau$	1.0006 ± 0.0021
$\Gamma_{\tau \rightarrow \pi}/\Gamma_{\pi \rightarrow \mu}$	0.9956 ± 0.0031
$\Gamma_{\tau \rightarrow K}/\Gamma_{K \rightarrow \mu}$	0.9852 ± 0.0072
$B_{W \rightarrow \tau}/B_{W \rightarrow \mu}$	1.032 ± 0.012

$|g_\tau/g_e|$

$B_{\tau \rightarrow \mu} \tau_\mu/\tau_\tau$	1.0024 ± 0.0021
$B_{W \rightarrow \tau}/B_{W \rightarrow e}$	1.023 ± 0.011

Universalidad leptónica

$|g_\mu/g_e|$

$B_{\tau \rightarrow \mu}/B_{\tau \rightarrow e}$	1.0018 ± 0.0014
$B_{\pi \rightarrow \mu}/B_{\pi \rightarrow e}$	1.0021 ± 0.0016
$B_{K \rightarrow \mu}/B_{K \rightarrow e}$	0.9978 ± 0.0020
$B_{K \rightarrow \mu \mu}/B_{K \rightarrow \mu e}$	1.0010 ± 0.0025
$B_{W \rightarrow \mu}/B_{W \rightarrow e}$	0.991 ± 0.009



$|g_\tau/g_\mu|$

$B_{\tau \rightarrow e} \tau_\mu/\tau_\tau$	1.0006 ± 0.0021
$\Gamma_{\tau \rightarrow \pi}/\Gamma_{\pi \rightarrow \mu}$	0.9956 ± 0.0031
$\Gamma_{\tau \rightarrow K}/\Gamma_{K \rightarrow \mu}$	0.9852 ± 0.0072
$B_{W \rightarrow \tau}/B_{W \rightarrow \mu}$	1.032 ± 0.012

$|g_\tau/g_e|$

$B_{\tau \rightarrow \mu} \tau_\mu/\tau_\tau$	1.0024 ± 0.0021
$B_{W \rightarrow \tau}/B_{W \rightarrow e}$	1.023 ± 0.011

Nota: En observables “sucios” se han encontrado indicios de LUV con significancias de 2-3 σ

Ajustes globales

Los observables se expresan en términos de

$$G_F, \hat{\alpha}(m_Z), m_Z, m_t, m_H, \alpha_s(m_Z)$$

$$\chi^2(\text{parameters}) = \sum_i \left(\frac{\mathcal{O}_{\text{th}}^i(\text{parameters}) - \mathcal{O}_{\text{exp}}^i}{\Delta \mathcal{O}^i} \right)^2$$

Ajustes globales

Los observables se expresan en términos de

$$G_F, \hat{\alpha}(m_Z), m_Z, m_t, m_H, \alpha_s(m_Z)$$
$$\chi^2(\text{parameters}) = \sum_i \left(\frac{\mathcal{O}_{\text{th}}^i(\text{parameters}) - \mathcal{O}_{\text{exp}}^i}{\Delta \mathcal{O}^i} \right)^2$$



Se predicen todos los demás observables no usados en el ajuste

$$\text{Pull}_i = \frac{\mathcal{O}_{\text{th}}^i(\text{fitted} - \text{parameters}) - \mathcal{O}_{\text{exp}}^i}{\Delta \mathcal{O}^i}$$

Compara las predicciones con las medidas teniendo en cuenta sus errores

Ajustes globales

Parameter	Input value	Free in fit	Fit Result	w/o exp. input in line	w/o exp. input in line, no theo. unc
M_H [GeV] ^(*)	125.14 ± 0.24	yes	125.14 ± 0.24	93^{+25}_{-21}	93^{+24}_{-20}
M_W [GeV]	80.385 ± 0.015	—	80.364 ± 0.007	80.358 ± 0.008	80.358 ± 0.006
Γ_W [GeV]	2.085 ± 0.042	—	2.091 ± 0.001	2.091 ± 0.001	2.091 ± 0.001
M_Z [GeV]	91.1875 ± 0.0021	yes	91.1880 ± 0.0021	91.200 ± 0.011	91.2000 ± 0.010
Γ_Z [GeV]	2.4952 ± 0.0023	—	2.4950 ± 0.0014	2.4946 ± 0.0016	2.4945 ± 0.0016
σ_{had}^0 [nb]	41.540 ± 0.037	—	41.484 ± 0.015	41.475 ± 0.016	41.474 ± 0.015
R_ℓ^0	20.767 ± 0.025	—	20.743 ± 0.017	20.722 ± 0.026	20.721 ± 0.026
$A_{FB}^{0,\ell}$	0.0171 ± 0.0010	—	0.01626 ± 0.0001	0.01625 ± 0.0001	0.01625 ± 0.0001
A_ℓ ^(*)	0.1499 ± 0.0018	—	0.1472 ± 0.0005	0.1472 ± 0.0005	0.1472 ± 0.0004
$\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\ell}(Q_{\text{FB}})$	0.2324 ± 0.0012	—	0.23150 ± 0.00006	0.23149 ± 0.00007	0.23150 ± 0.00005
A_c	0.670 ± 0.027	—	0.6680 ± 0.00022	0.6680 ± 0.00022	0.6680 ± 0.00016
A_b	0.923 ± 0.020	—	0.93463 ± 0.00004	0.93463 ± 0.00004	0.93463 ± 0.00003
$A_{FB}^{0,c}$	0.0707 ± 0.0035	—	0.0738 ± 0.0003	0.0738 ± 0.0003	0.0738 ± 0.0002
$A_{FB}^{0,b}$	0.0992 ± 0.0016	—	0.1032 ± 0.0004	0.1034 ± 0.0004	0.1033 ± 0.0003
R_c^0	0.1721 ± 0.0080	—	$0.17226^{+0.00008}_{-0.00008}$	0.17226 ± 0.00008	0.17226 ± 0.00006
R_b^0	0.21629 ± 0.00066	—	0.21578 ± 0.00011	0.21577 ± 0.00011	0.21577 ± 0.00004
\overline{m}_c [GeV]	$1.27^{+0.07}_{-0.11}$	yes	$1.27^{+0.07}_{-0.11}$	—	—
\overline{m}_b [GeV]	$4.20^{+0.17}_{-0.07}$	yes	$4.20^{+0.17}_{-0.07}$	—	—
m_t [GeV]	173.34 ± 0.76	yes	173.81 ± 0.85 ^(▽)	$177.0^{+2.3}_{-2.4}$ ^(▽)	177.0 ± 2.3
$\Delta\alpha_{\text{had}}^{(b)}(M_Z^2)$ ^(△)	2757 ± 10	yes	2756 ± 10	2723 ± 44	2722 ± 42
$\alpha_s(M_Z^2)$	—	yes	0.1196 ± 0.0030	0.1196 ± 0.0030	0.1196 ± 0.0028

(*) Average of the ATLAS and CMS measurements assuming no correlation of the systematic uncertainties.

(*) Average of the LEP and SLD A_ℓ measurements, used as two measurements in the fit.

(▽) The theoretical top mass uncertainty of 0.5 GeV is excluded.

(△) In units of 10^{-5} .

(△) Rescaled due to α_s dependence.

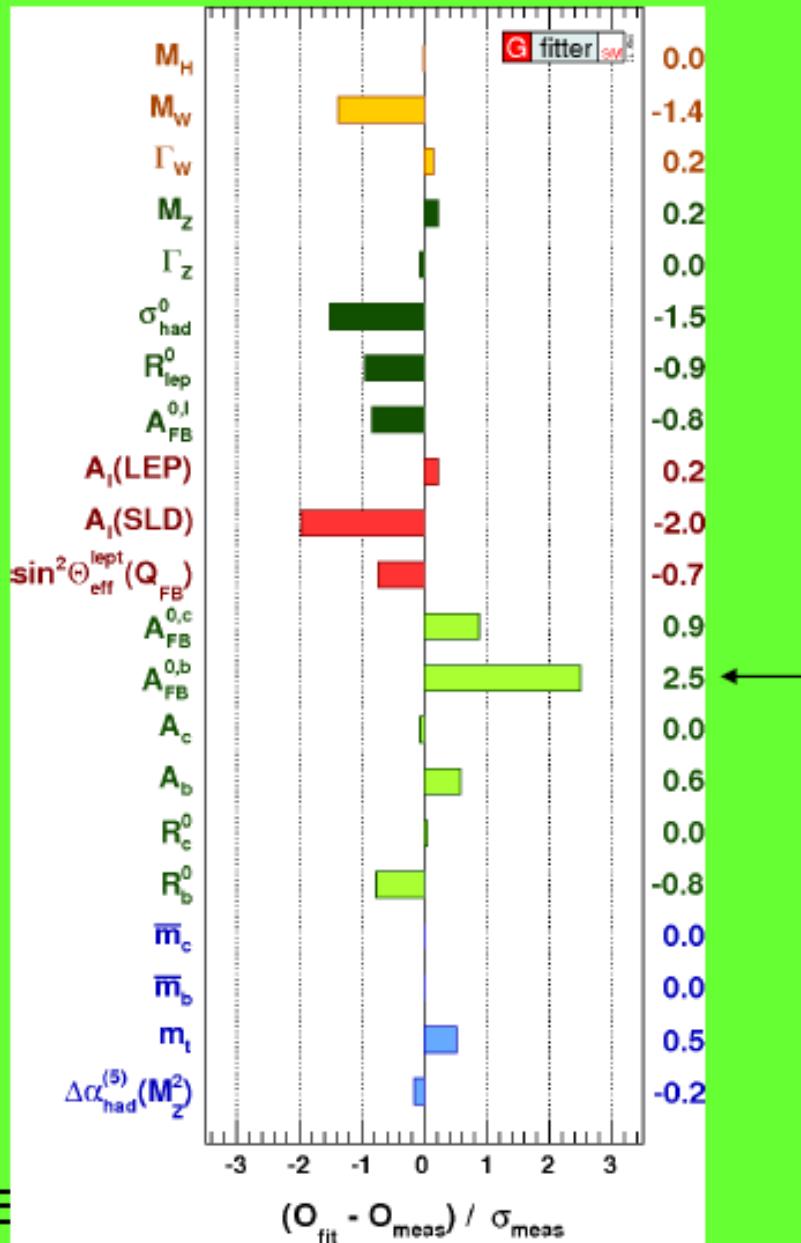


OK
con
LEP

vs.

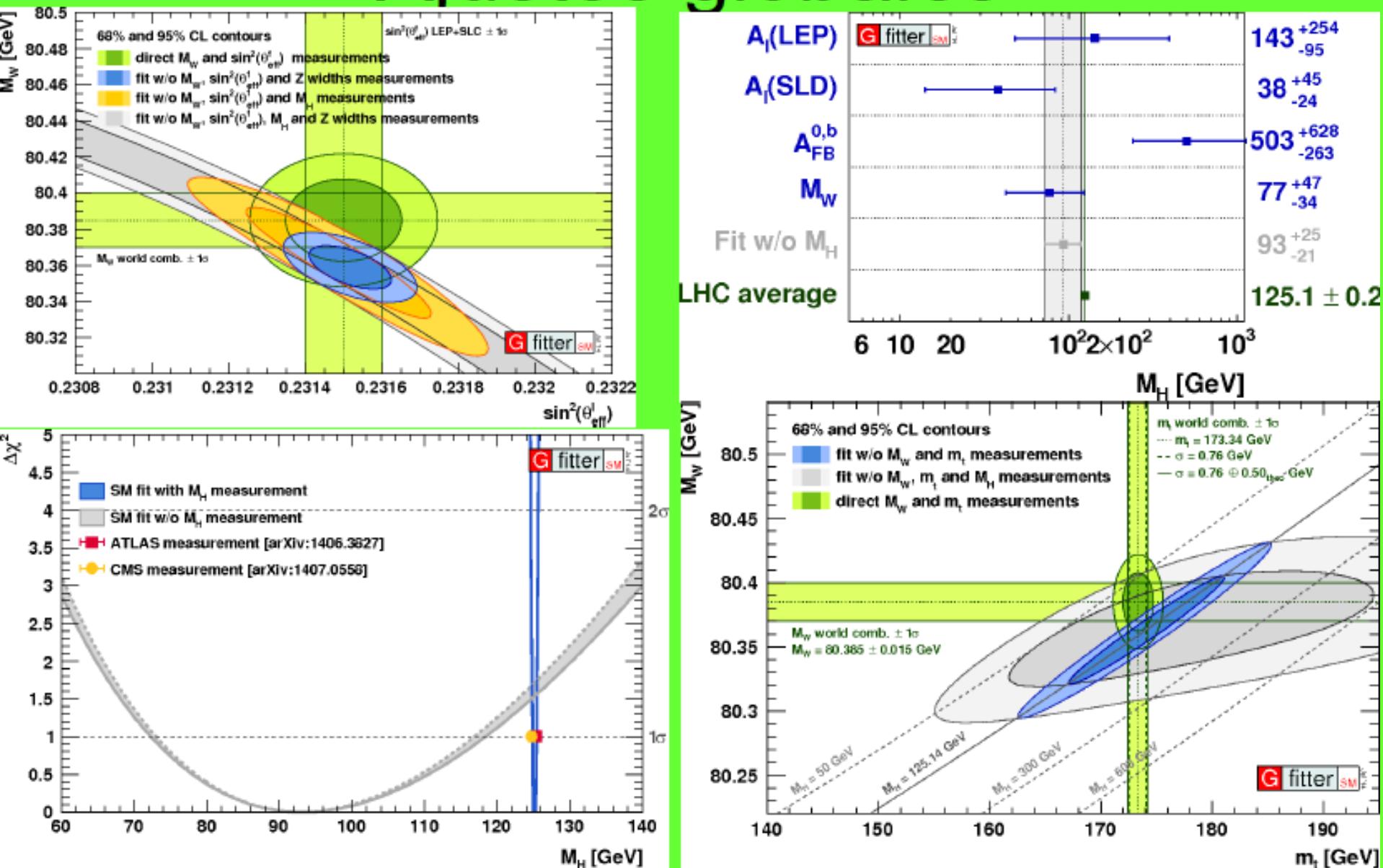
0.1190(28)
en LEP

Ajustes globales

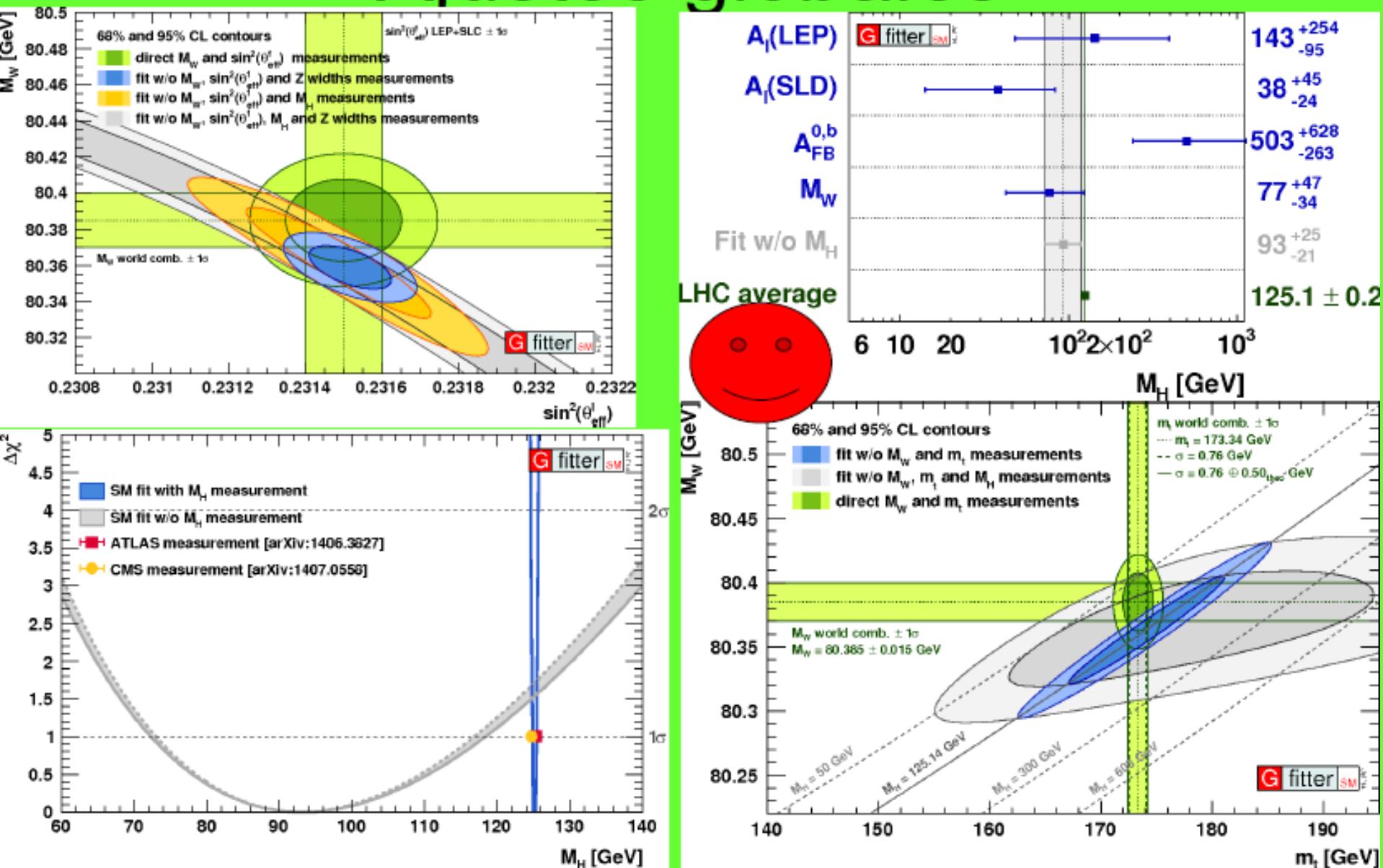


Que de unos 20 observables sólo haya 1 con pull superior a 2 muestra el buen estado del ME !!

Ajustes globales

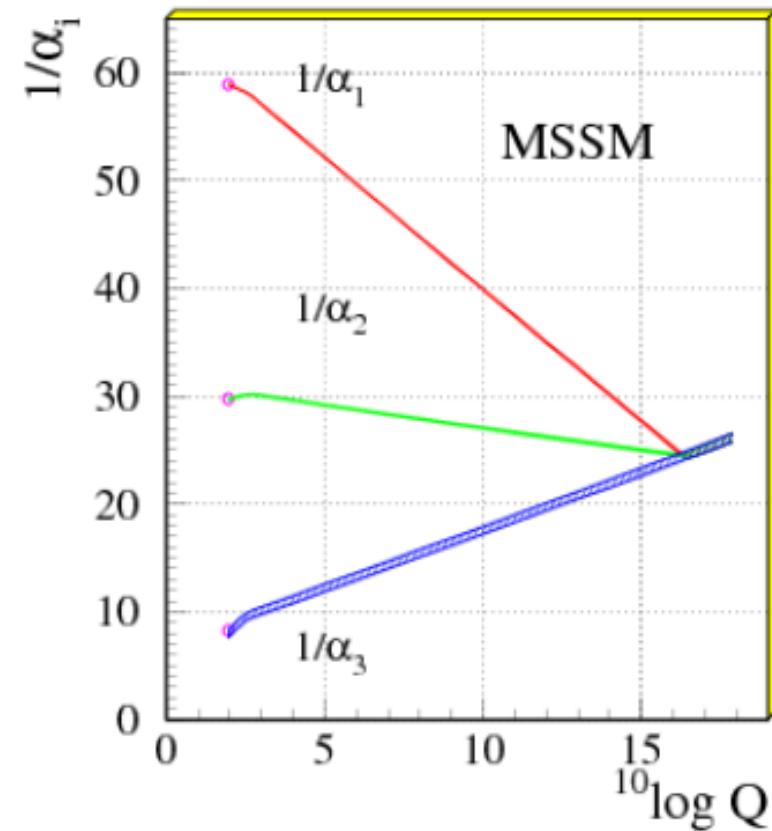
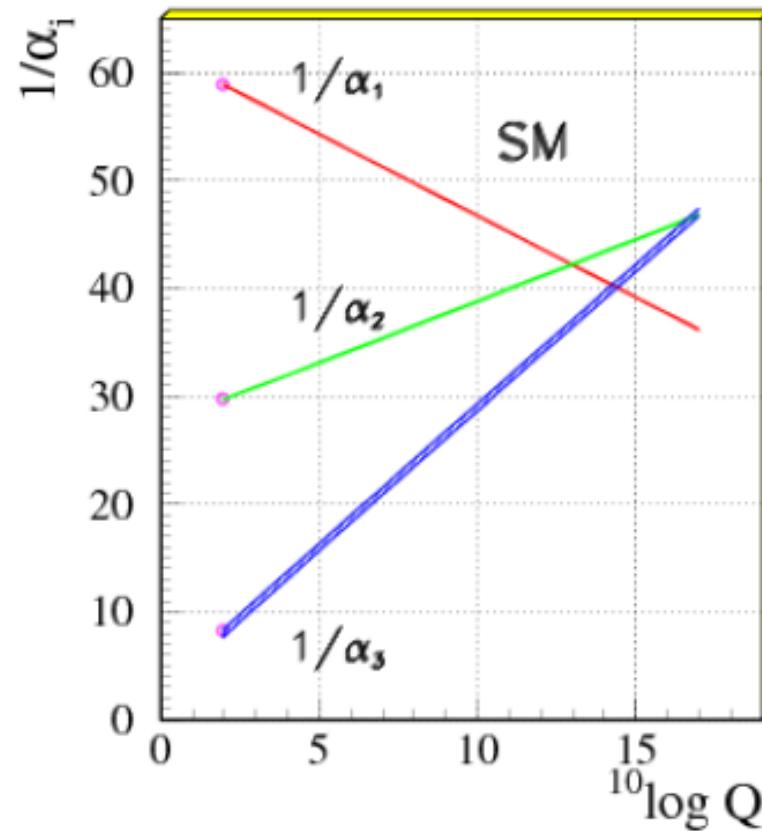


Ajustes globales



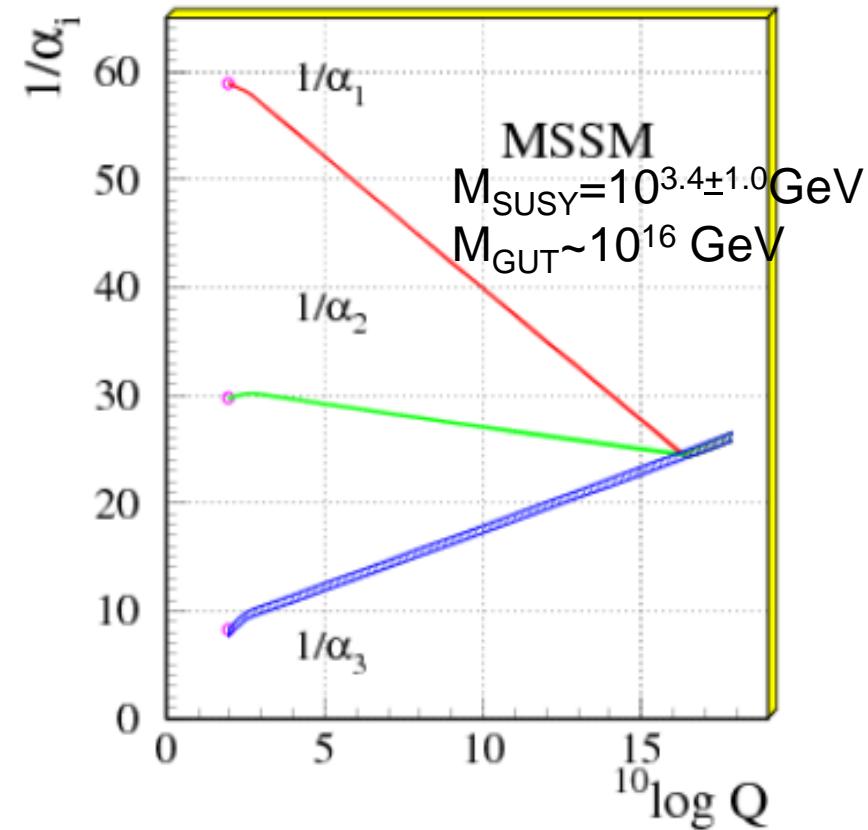
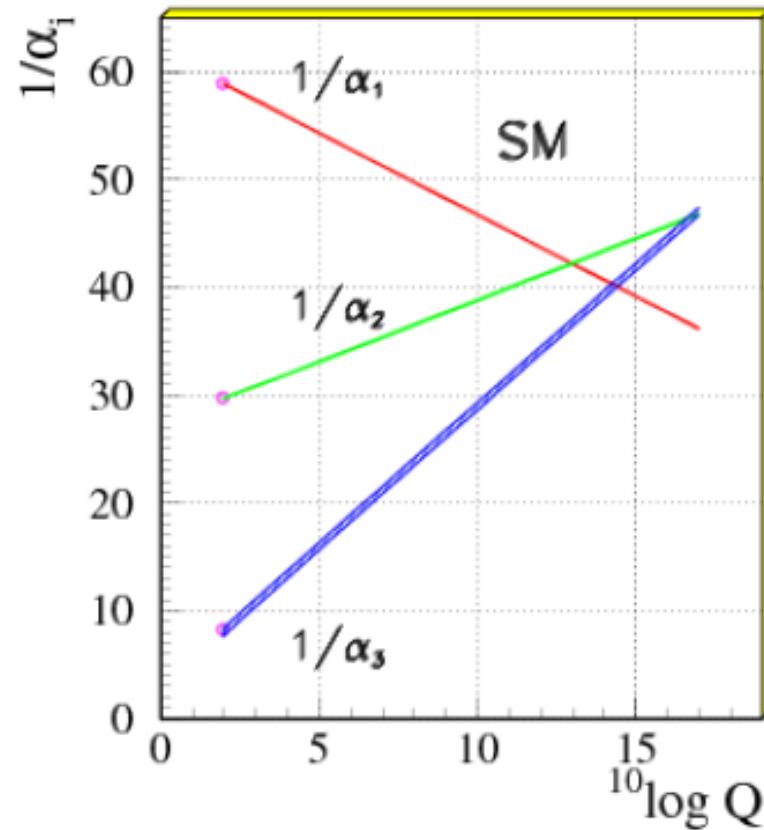
¿Una unificación mayor que la EW?

Unification of the Coupling Constants
in the SM and the minimal MSSM

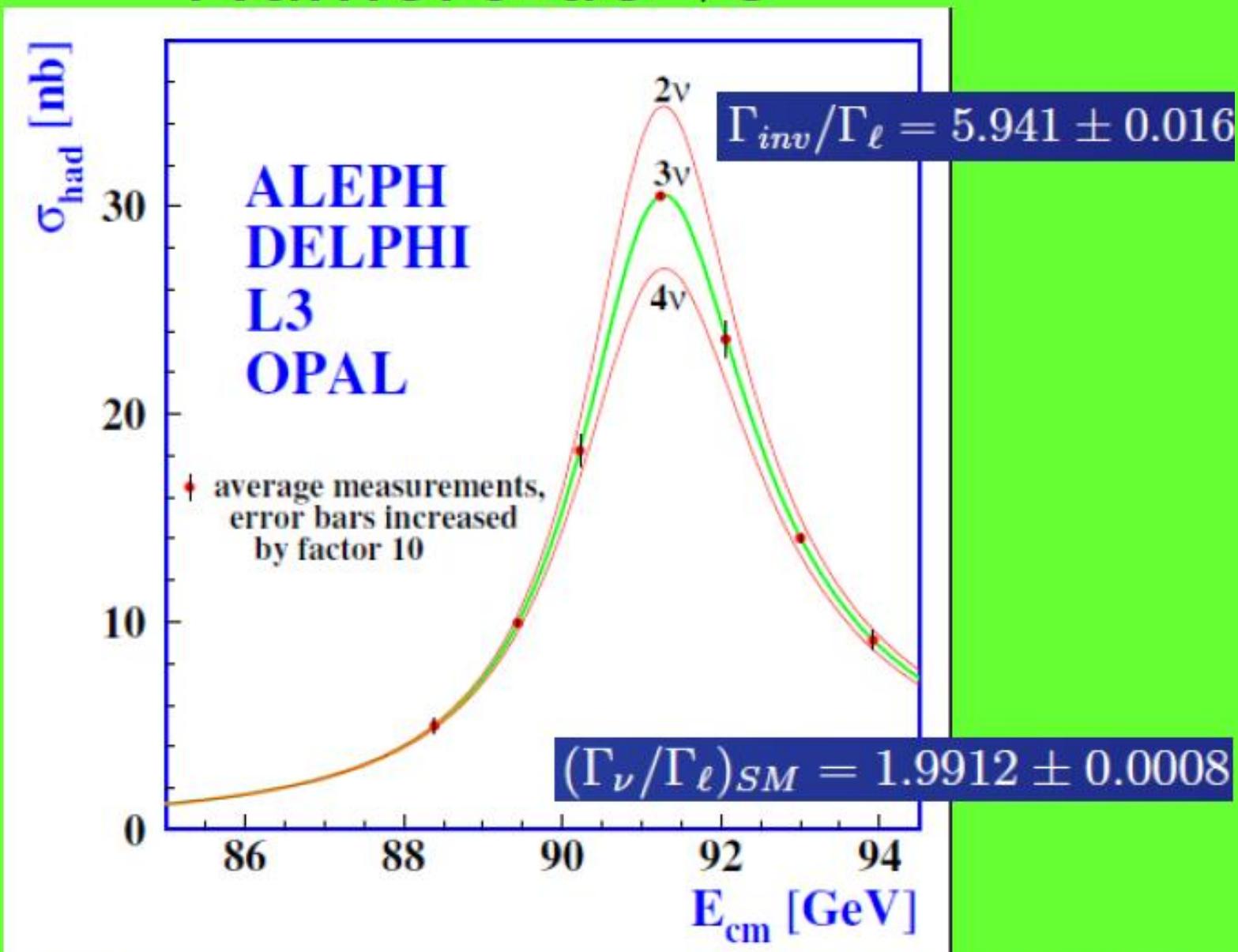


¿Una unificación mayor que la EW?

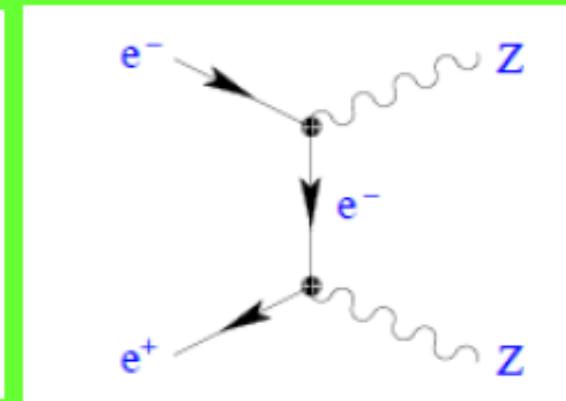
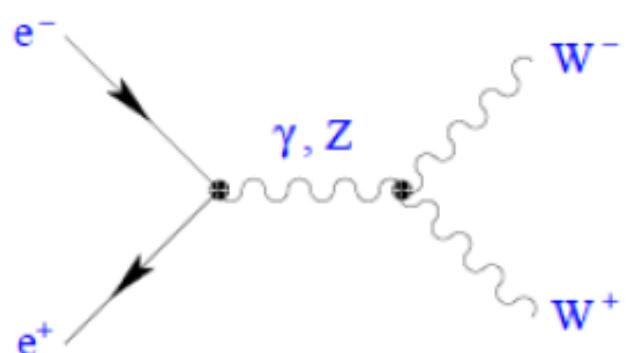
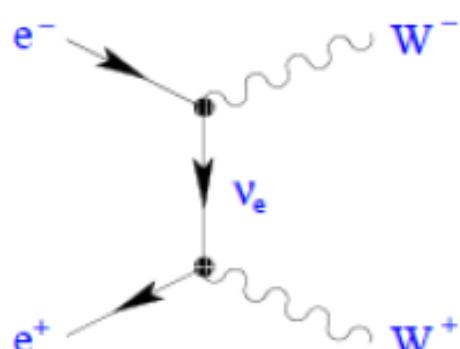
Unification of the Coupling Constants in the SM and the minimal MSSM



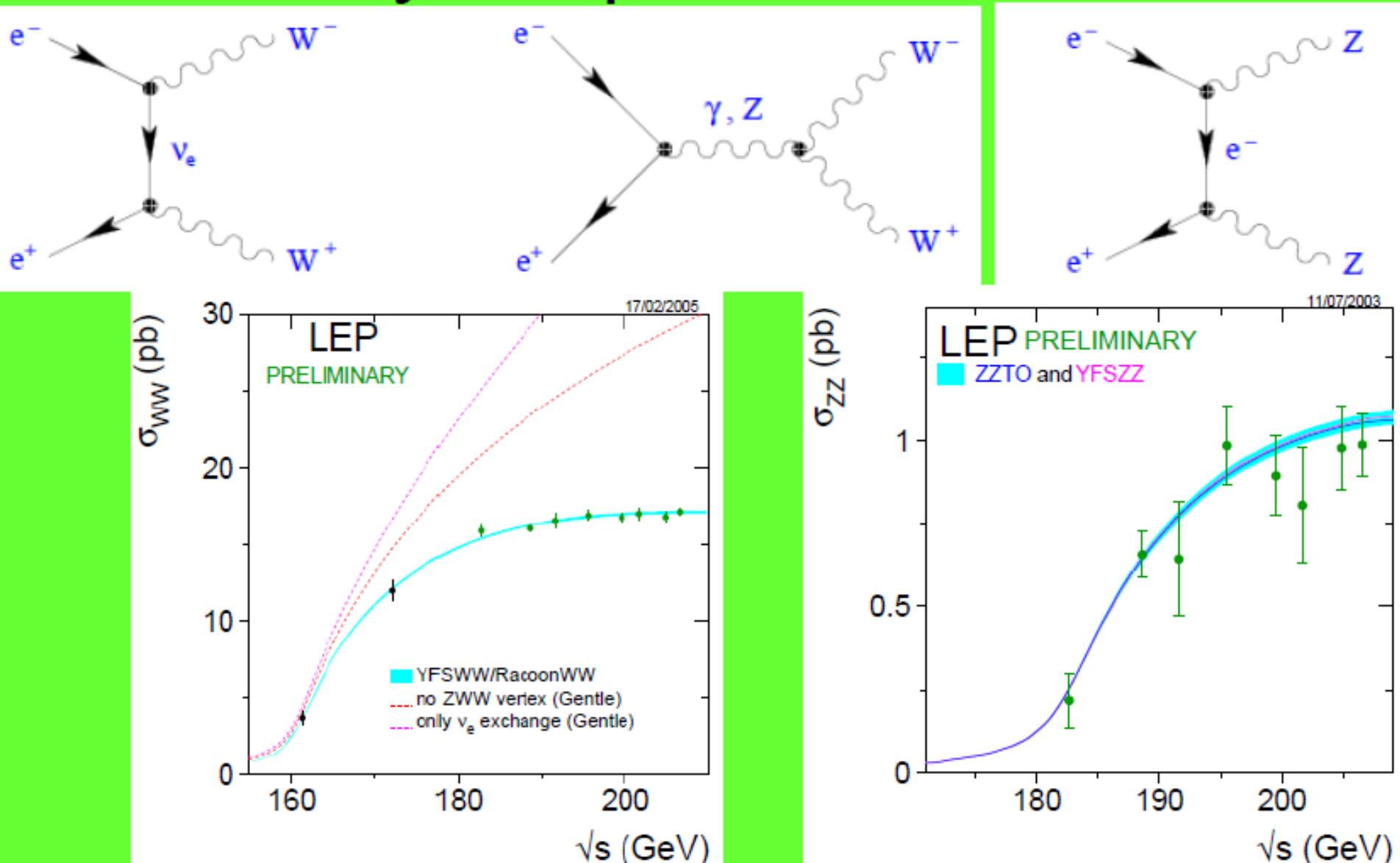
Número de νS



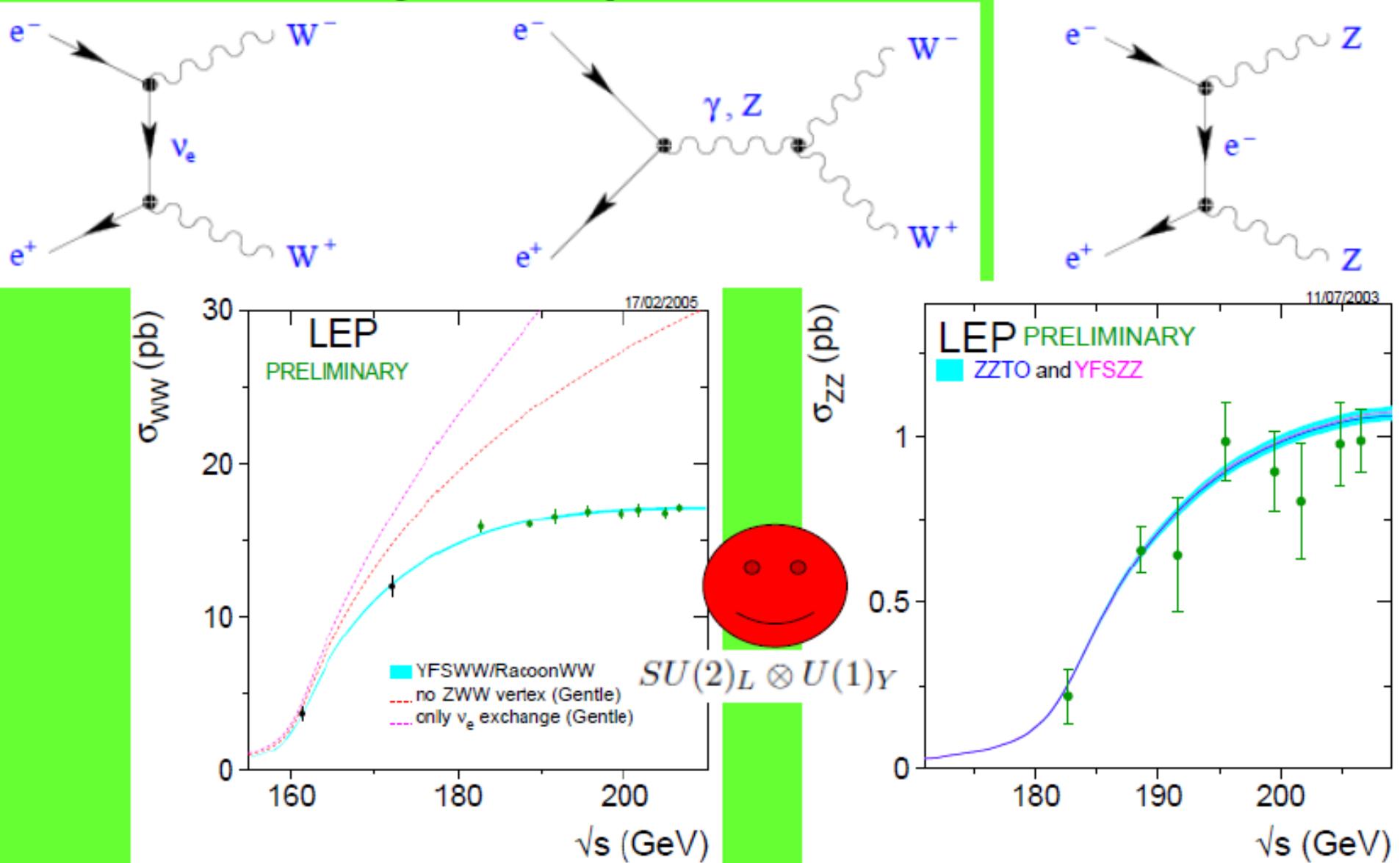
LEP-II y acoplos no abelianos



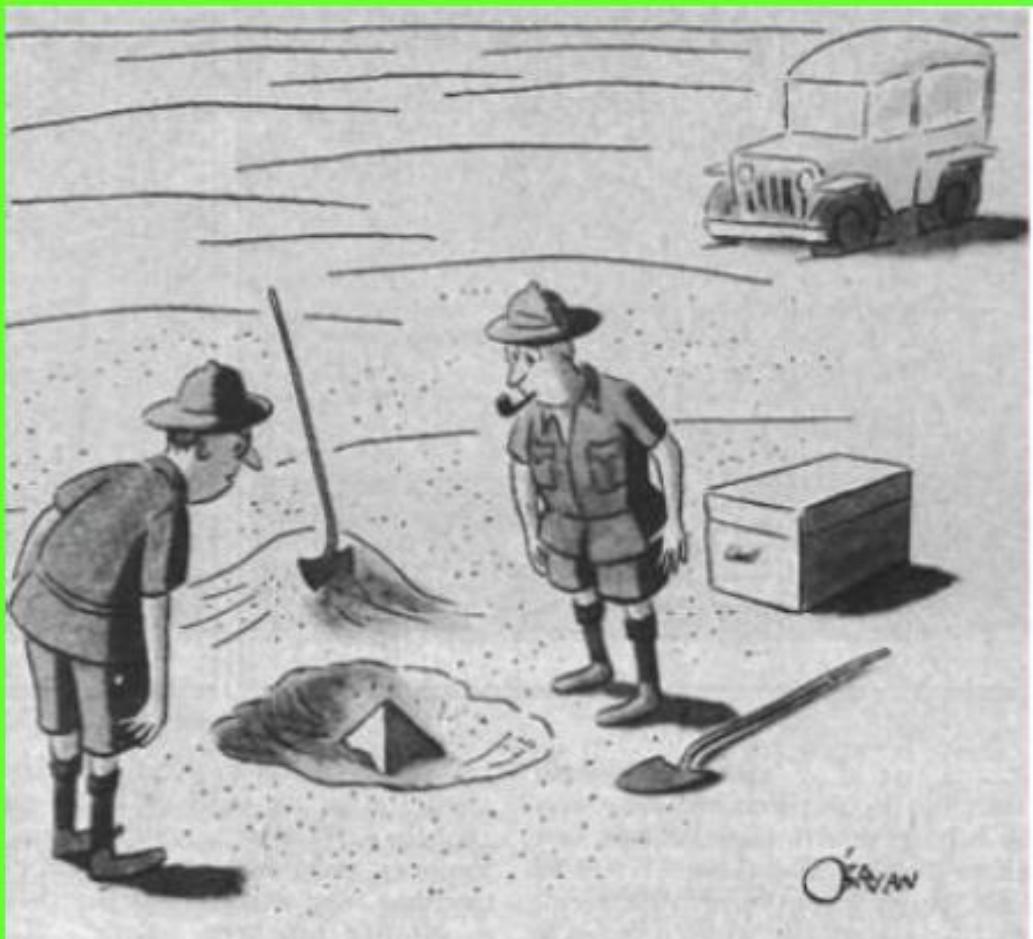
LEP-II y acoplos no abelianos



LEP-II y acoplos no abelianos



Física de Higgs



"This could be the discovery of the century. Depending, of course, on how far down it goes."

Física de Higgs

Se puede usar un Lagrangiano efectivo EW en fits globales

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = & \kappa_3 \frac{m_H^2}{2v} H^3 + \kappa_Z \frac{m_Z^2}{v} Z_\mu Z^\mu H + \kappa_W \frac{2m_W^2}{v} W_\mu^+ W^{-\mu} H \\ & + \kappa_g \frac{\alpha_s}{12\pi v} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} H + \kappa_\gamma \frac{\alpha}{2\pi v} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} H + \kappa_{Z\gamma} \frac{\alpha}{\pi v} A_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} H \\ & + \kappa_{VV} \frac{\alpha}{2\pi v} \left(\cos^2 \theta_W Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + 2 W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu} \right) H \\ & - \left(\kappa_t \sum_{f=u,c,t} \frac{m_f}{v} f \bar{f} + \kappa_b \sum_{f=d,s,b} \frac{m_f}{v} f \bar{f} + \kappa_\tau \sum_{f=e,\mu,\tau} \frac{m_f}{v} f \bar{f} \right) H\end{aligned}$$

Se usan factores de escala κ_i que modifican los acoplos del ME. Se pueden establecer relaciones entre ellos dependiendo del proceso.

Física de Higgs

Se puede usar un Lagrangiano efectivo EW en fits globales

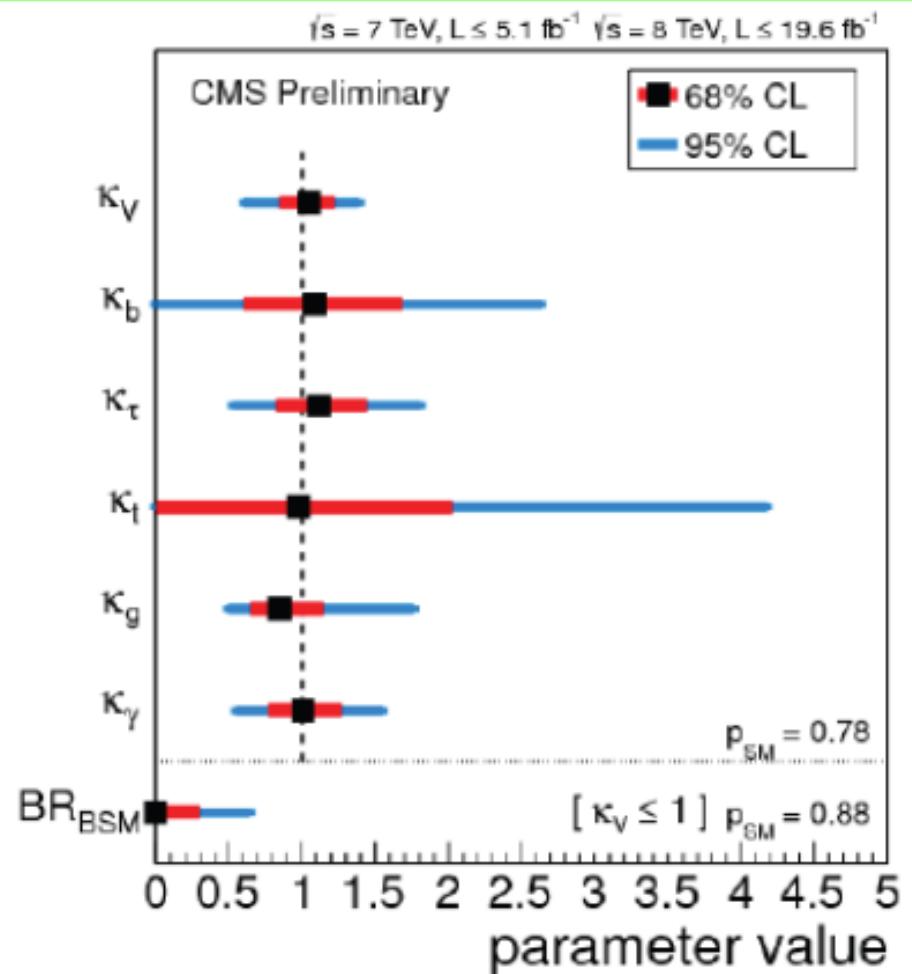
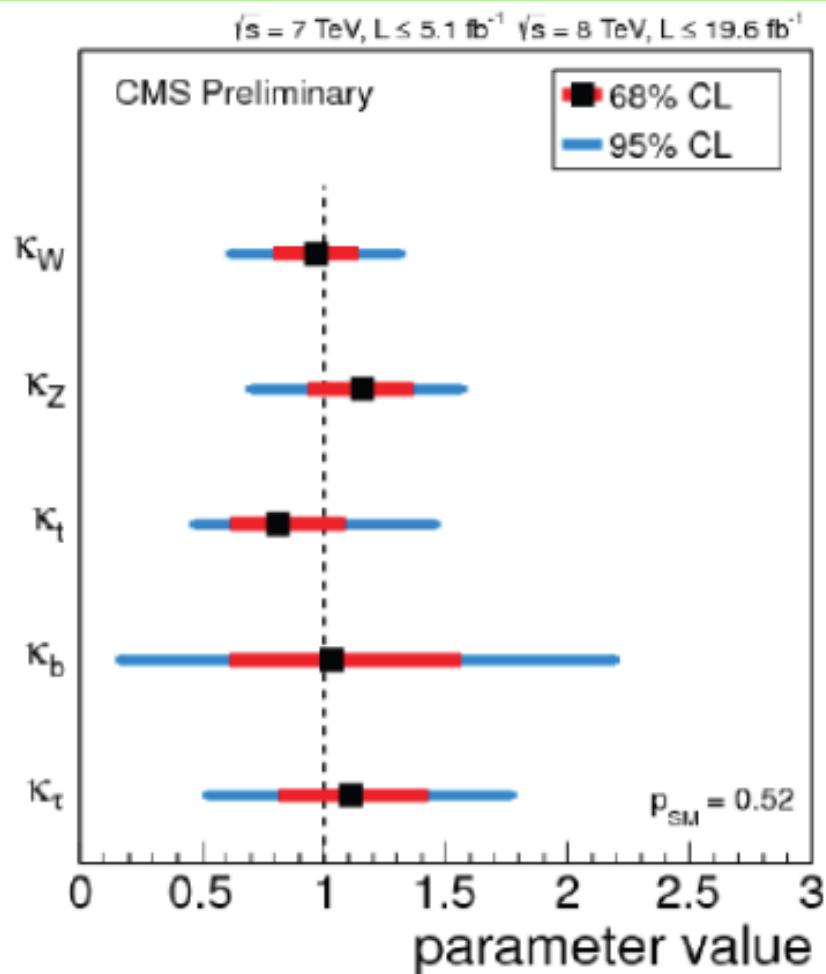
$$\begin{aligned}\mathcal{L} = & \kappa_3 \frac{m_H^2}{2v} H^3 + \kappa_Z \frac{m_Z^2}{v} Z_\mu Z^\mu H + \kappa_W \frac{2m_W^2}{v} W_\mu^+ W^{-\mu} H \\ & + \kappa_g \frac{\alpha_s}{12\pi v} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} H + \kappa_\gamma \frac{\alpha}{2\pi v} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} H + \kappa_{Z\gamma} \frac{\alpha}{\pi v} A_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} H \\ & + \kappa_{VV} \frac{\alpha}{2\pi v} \left(\cos^2 \theta_W Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + 2 W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu} \right) H \\ & - \left(\kappa_t \sum_{f=u,c,t} \frac{m_f}{v} f \bar{f} + \kappa_b \sum_{f=d,s,b} \frac{m_f}{v} f \bar{f} + \kappa_\tau \sum_{f=e,\mu,\tau} \frac{m_f}{v} f \bar{f} \right) H\end{aligned}$$

Se usan factores de escala κ_i que modifican los acoplos del ME. Se pueden establecer relaciones entre ellos dependiendo del proceso.

¿Qué acoplos “faltan”?

¿Qué acoplos “sobran”?

Física de Higgs



Se parece mucho al Higgs del ME !!

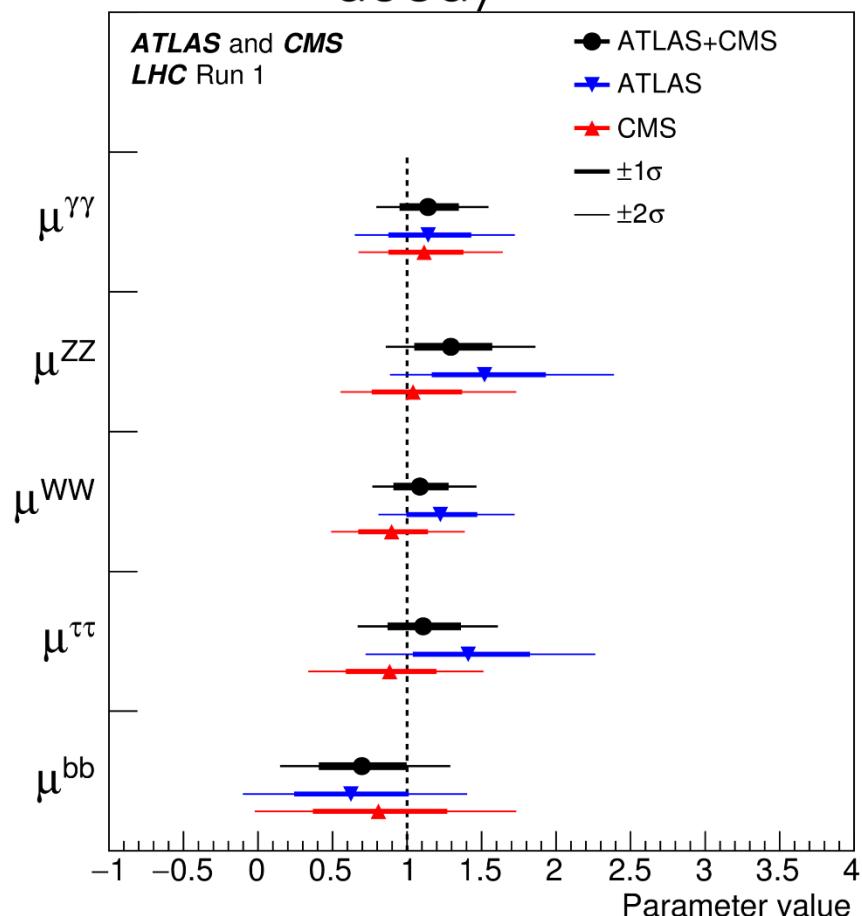
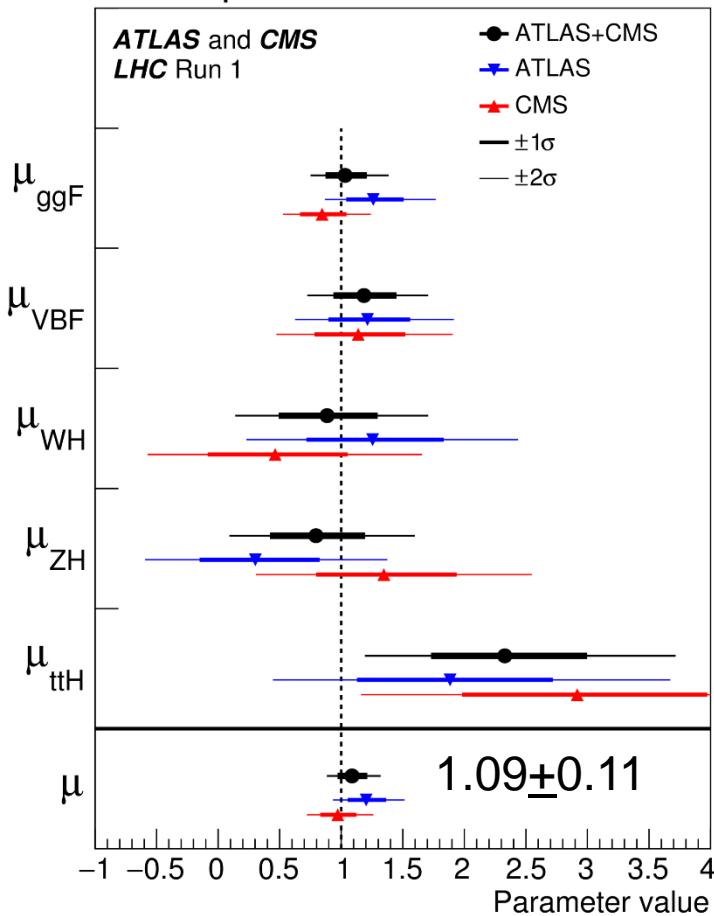
Física de Higgs

signal strength $\mu = \sigma/\sigma_{SM}$

production

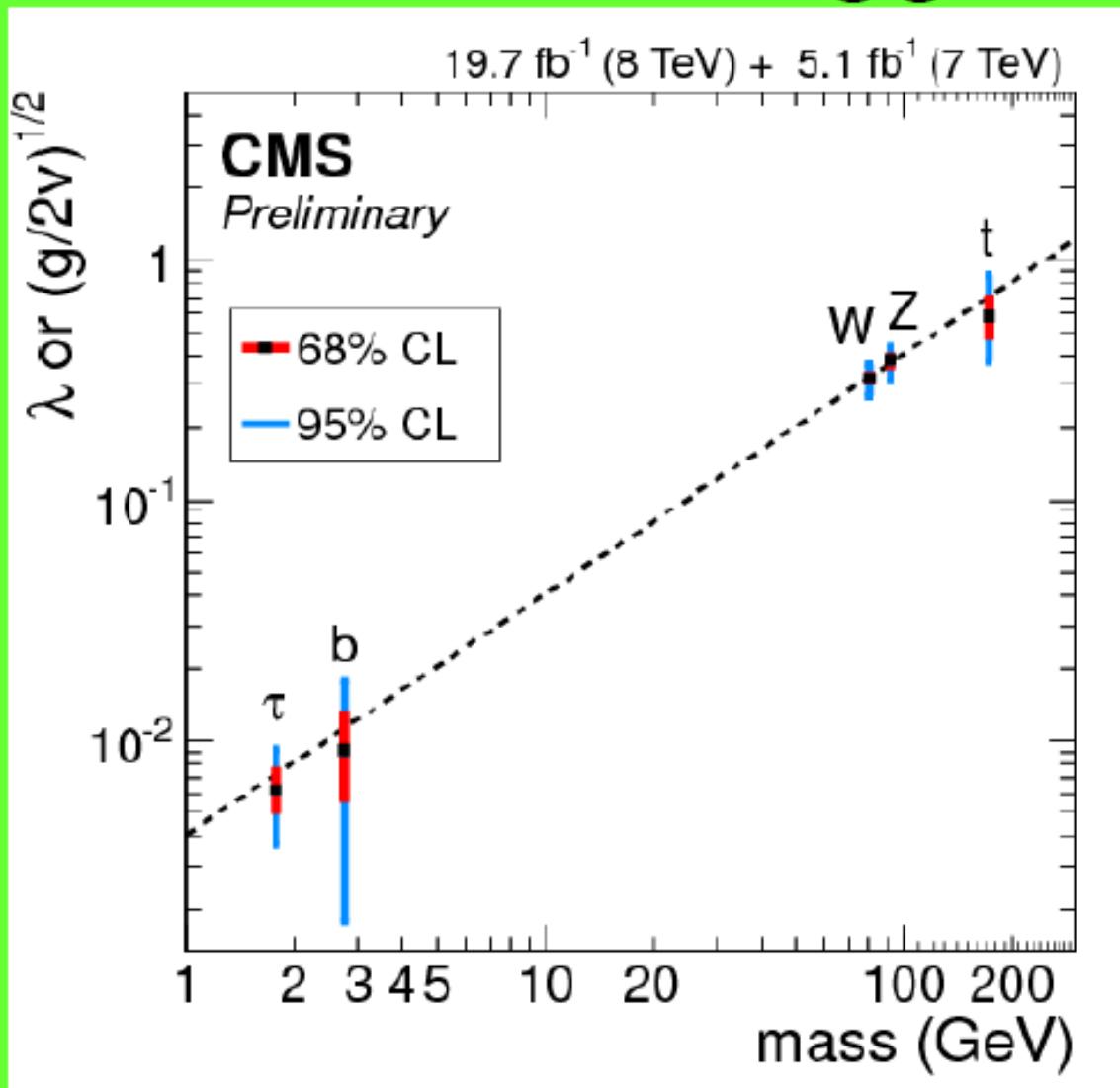
ATLAS+CMS JHEP 08 (2016) 045

decay



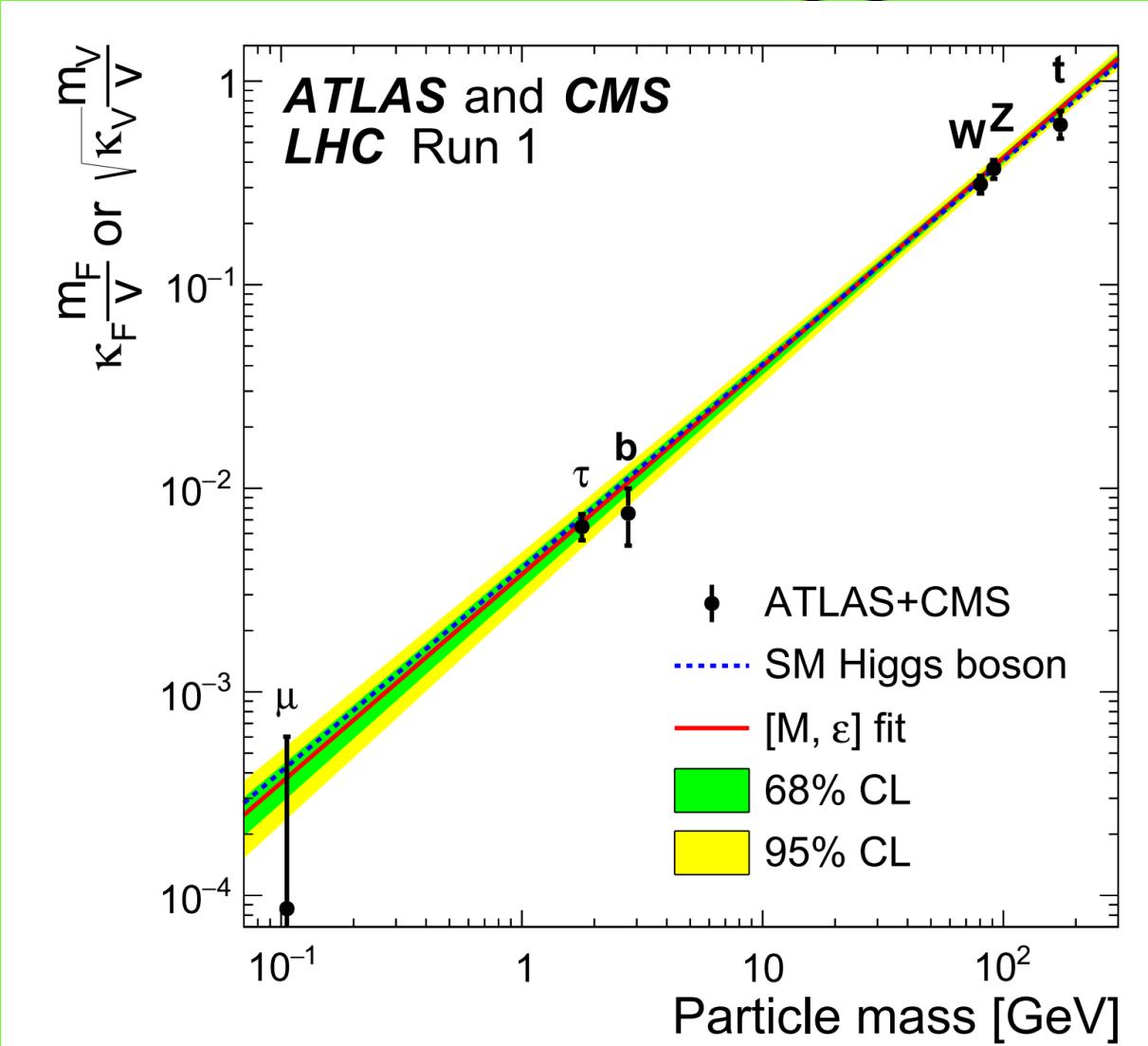
Se parece mucho al Higgs del ME !!

Física de Higgs



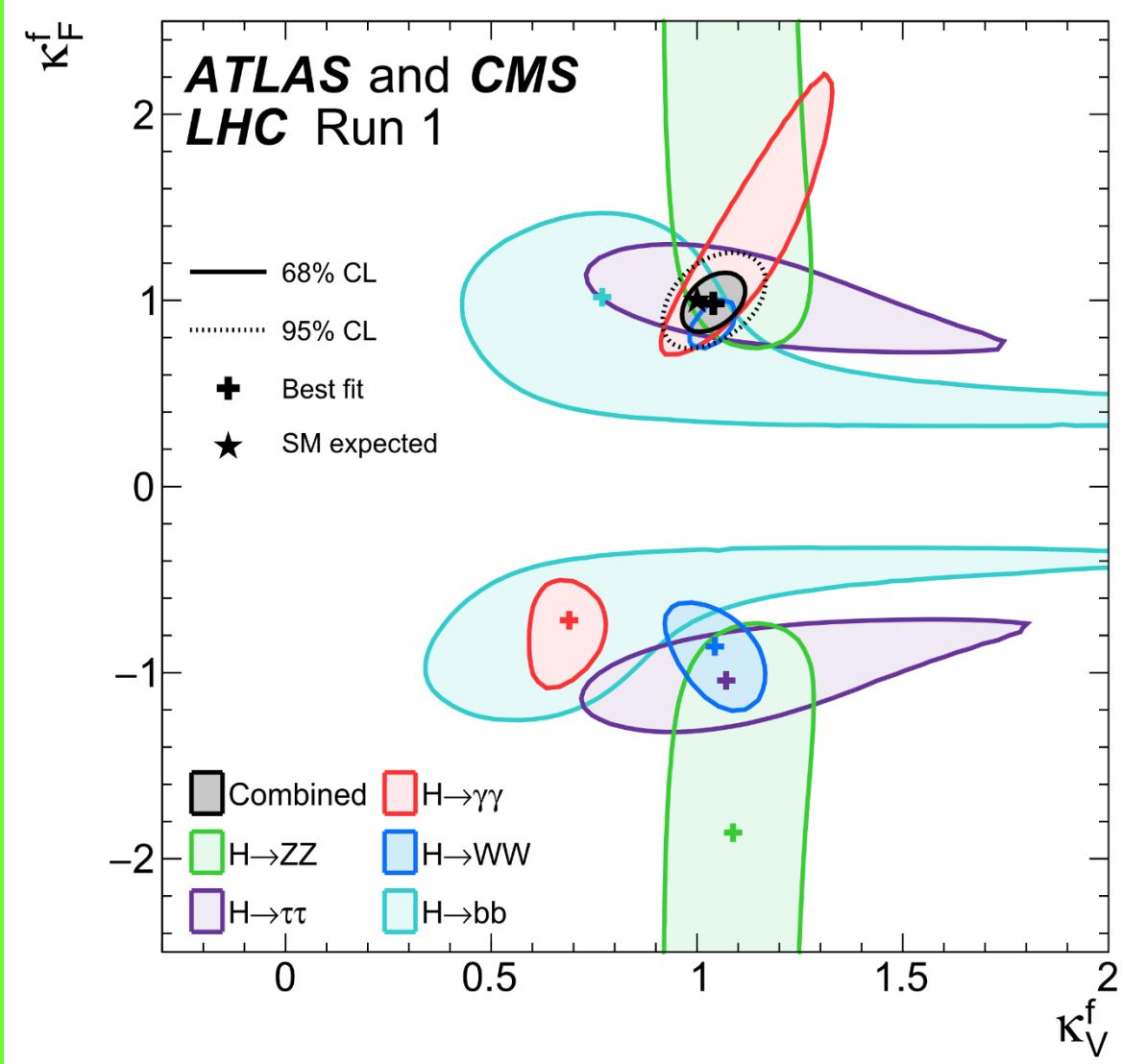
Se parece mucho al Higgs del ME !!

Física de Higgs



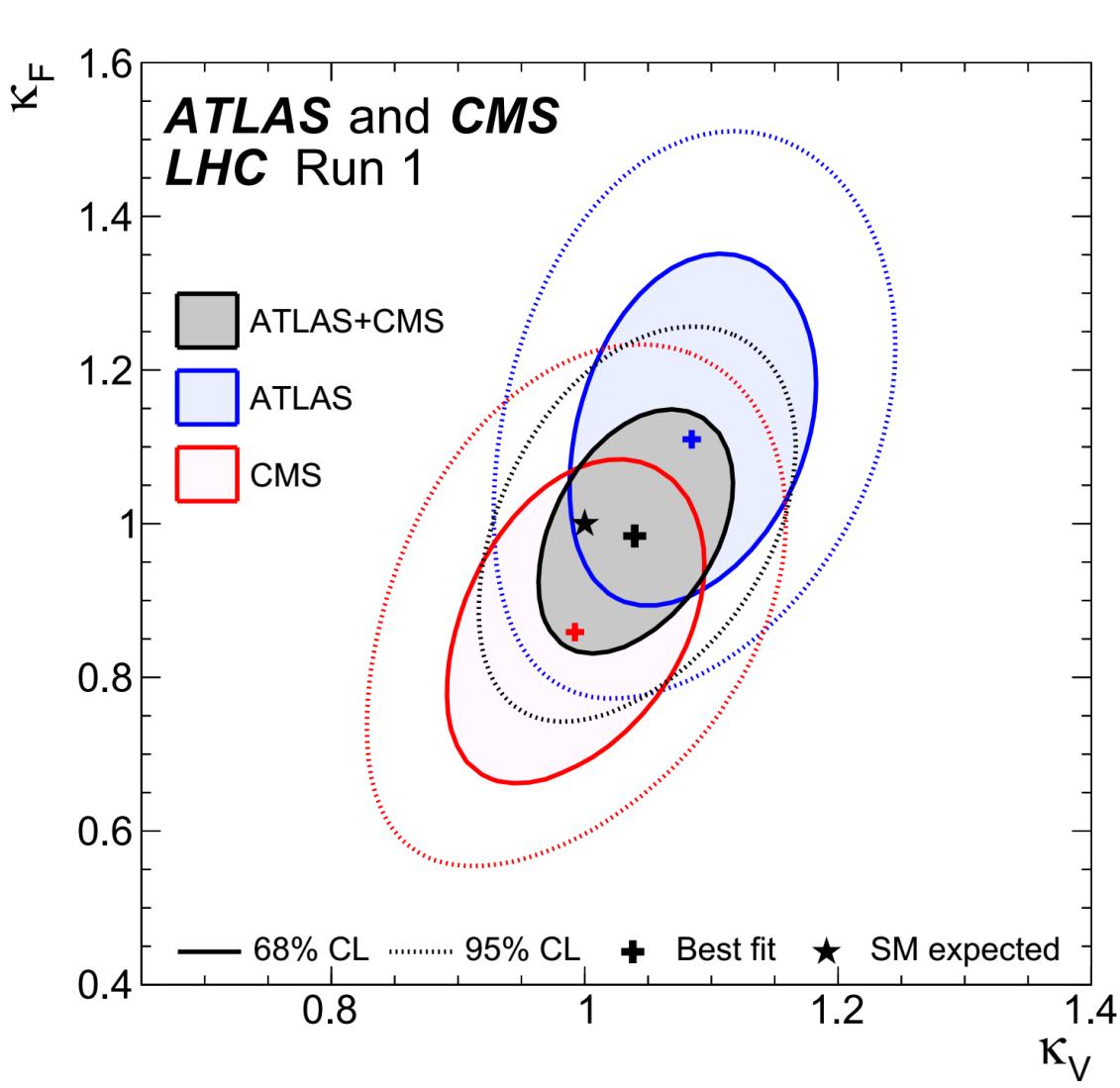
Se parece mucho al Higgs del ME !!

Física de Higgs



Se parece mucho al Higgs del ME !!

Física de Higgs



Se parece mucho al Higgs del ME !!

Física de Higgs

Loop constraints

Además de las cotas a M_H de $M < \Gamma$ y unitariedad a nivel árbol

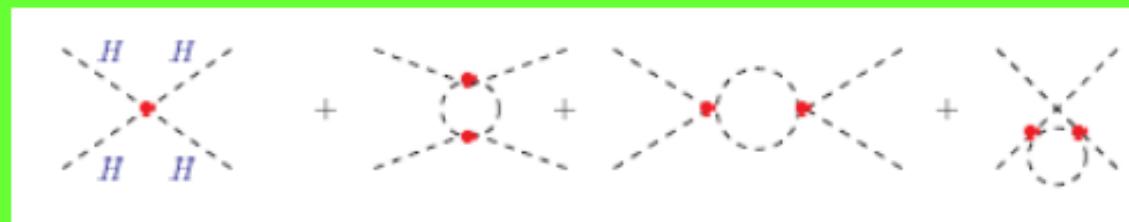
No perturbativo

$$\lambda(\Lambda) = \infty$$

$$\frac{d\lambda}{d \ln q^2} = \frac{3\lambda^2}{4\pi^2} + \dots$$

$$\lambda = G_F M_H^2 / \sqrt{2} \sim 0.129$$

$$\lambda(q^2) = \frac{4\pi^2}{3 \log(\Lambda^2/q^2)} \quad m_H^2 = 2\lambda(v^2)v^2 \approx \frac{4\pi^2}{3 \log(\Lambda^2/v^2)}$$



Física de Higgs

Loop constraints

Además de las cotas a M_H de $M < \Gamma$ y unitariedad a nivel árbol

No perturbativo

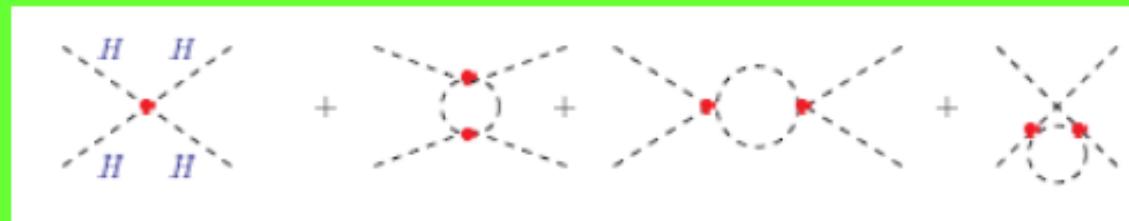
$$\lambda(\Lambda) = \infty$$

$$\frac{d\lambda}{d \ln q^2} = \frac{3\lambda^2}{4\pi^2} + \dots$$

$$\lambda = G_F M_H^2 / \sqrt{2} \sim 0.129$$

$$\lambda(q^2) = \frac{4\pi^2}{3 \log(\Lambda^2/q^2)} \quad m_H^2 = 2\lambda(v^2)v^2 \approx \frac{4\pi^2}{3 \log(\Lambda^2/v^2)}$$

$$m_H \leq \frac{4\pi^2}{3\sqrt{2}G_F \log(m_H^2/v^2)} \approx 850 \text{ GeV}$$



Física de Higgs

Loop constraints

Además de las cotas a M_H de $M < \Gamma$ y unitariedad a nivel árbol

No perturbativo

$$\lambda(\Lambda) = \infty$$

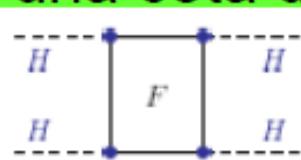
$$\frac{d\lambda}{d \ln q^2} = \frac{3\lambda^2}{4\pi^2} + \dots$$

$$\lambda = G_F M_H^2 / \sqrt{2} \sim 0.129$$

$$\lambda(q^2) = \frac{4\pi^2}{3 \log(\Lambda^2/q^2)} \quad m_H^2 = 2\lambda(v^2)v^2 \approx \frac{4\pi^2}{3 \log(\Lambda^2/v^2)}$$

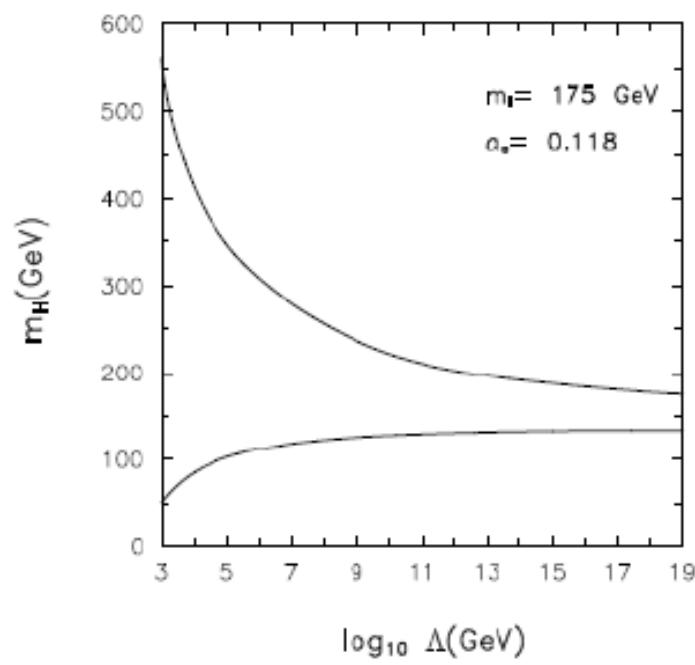
$$m_H \leq \frac{4\pi^2}{3\sqrt{2}G_F \log(m_H^2/v^2)} \approx 850 \text{ GeV}$$

Además, las rad. cor. alteran el $V(H)$ y pueden violar la existencia de un estado de mínima energía ($\lambda > 0$). Requeriendo que eso no pase a un lazo se obtiene una cota de estabilidad, $M_H \geq 100 \text{ GeV}$



Física de Higgs

Loop constraints



as a M_H de $M < \Gamma$ y unitariedad a nivel árbol

$$\frac{d\lambda}{\ln q^2} = \frac{3\lambda^2}{4\pi^2} + \dots$$

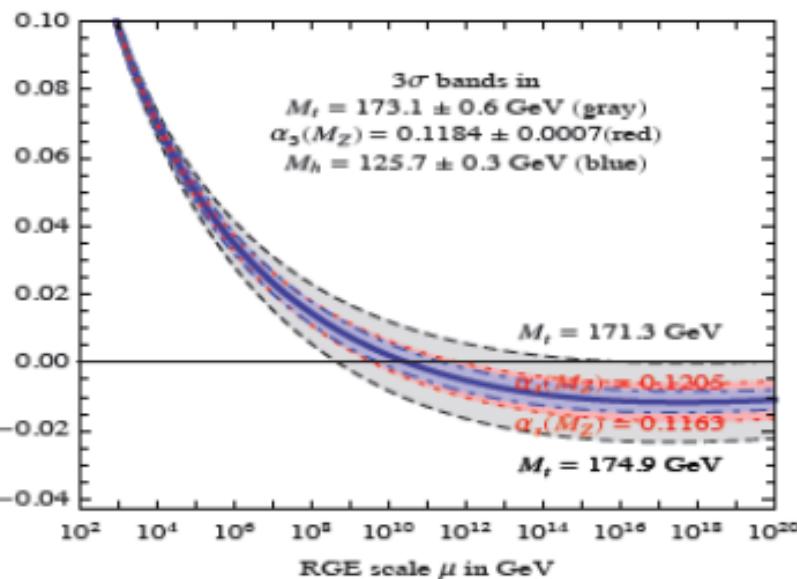
$$m_H^2 = 2\lambda(v^2)v^2 \approx \frac{4\pi^2}{3\log(\Lambda^2/v^2)}$$

$$m_H \leq \frac{4\pi^2}{3\sqrt{2}G_F \log(m_H^2/v^2)} \approx 850 \text{ GeV}$$

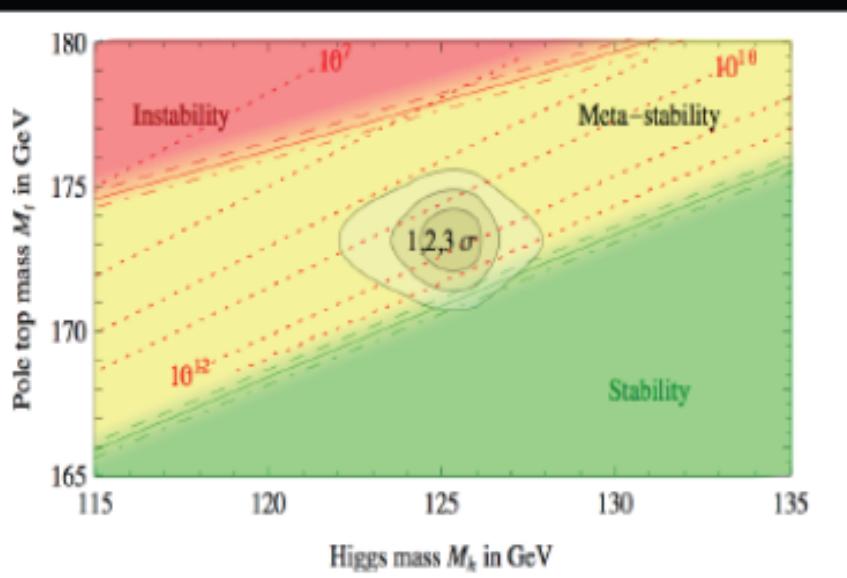
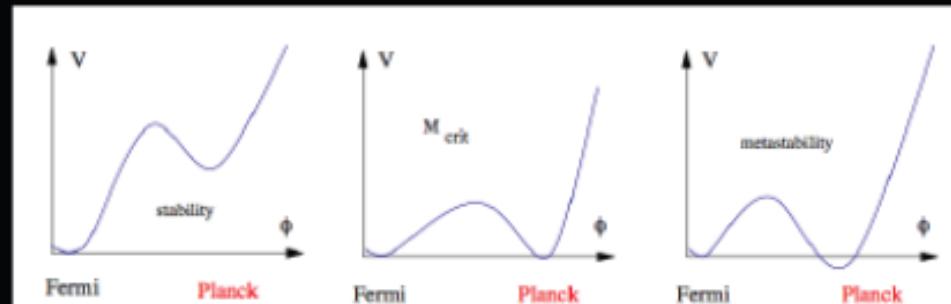
Además, las rad. cor. alteran el $V(H)$ y pueden violar la existencia de un estado de mínima energía ($\lambda > 0$). Requeriendo que eso no pase a un lazo se obtiene una cota de estabilidad, $M_H \geq 100 \text{ GeV}$

Física de Higgs

Loop constraints



$$\lambda(\Lambda) = \lambda(v) - \frac{3}{4\pi^2} y_t^2 \log \left(\frac{\Lambda^2}{v^2} \right)$$



What this really means ?

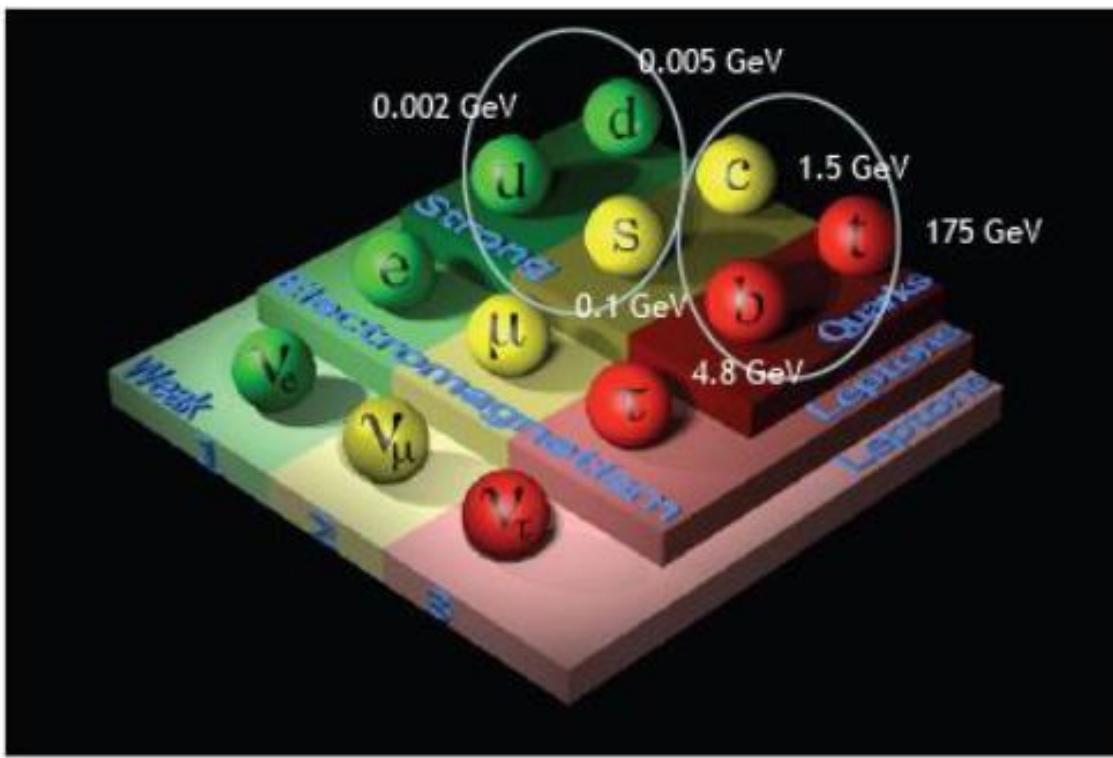
Large dependence on top and Higgs masses
Assumes no BSM physics enters in the RGE

This really means that the SM is consistent all the way to the Planck scale..

Do not worry .. Lifetime probably larger than the age of the Universe.

Masas y mezclas de fermiones

- Quark masses relative to $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 0.5 \text{ GeV}$:



For light quarks:

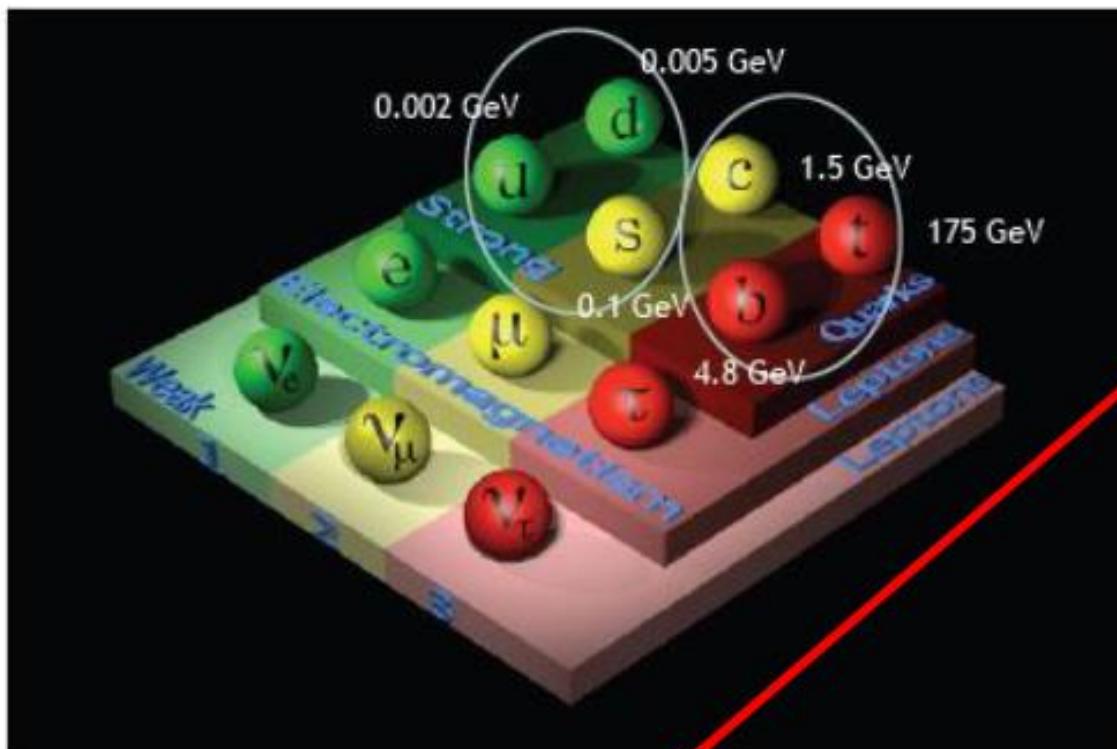
- approximate $SU(n_q)$ flavor symmetry
- spontaneously broken chiral symmetry
- chiral perturbation theory

For heavy quarks:

- approximate $SU(2n_Q)$ spin-flavor symmetry
- heavy-quark effective theory
- soft-collinear effective theory (large energy release in decays)

Masas y mezclas de fermiones

- Quark masses relative to $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 0.5 \text{ GeV}$:



For light quarks:

- approximate $SU(n_q)$ flavor symmetry
- spontaneously broken chiral symmetry
- chiral perturbation theory

For heavy quarks:

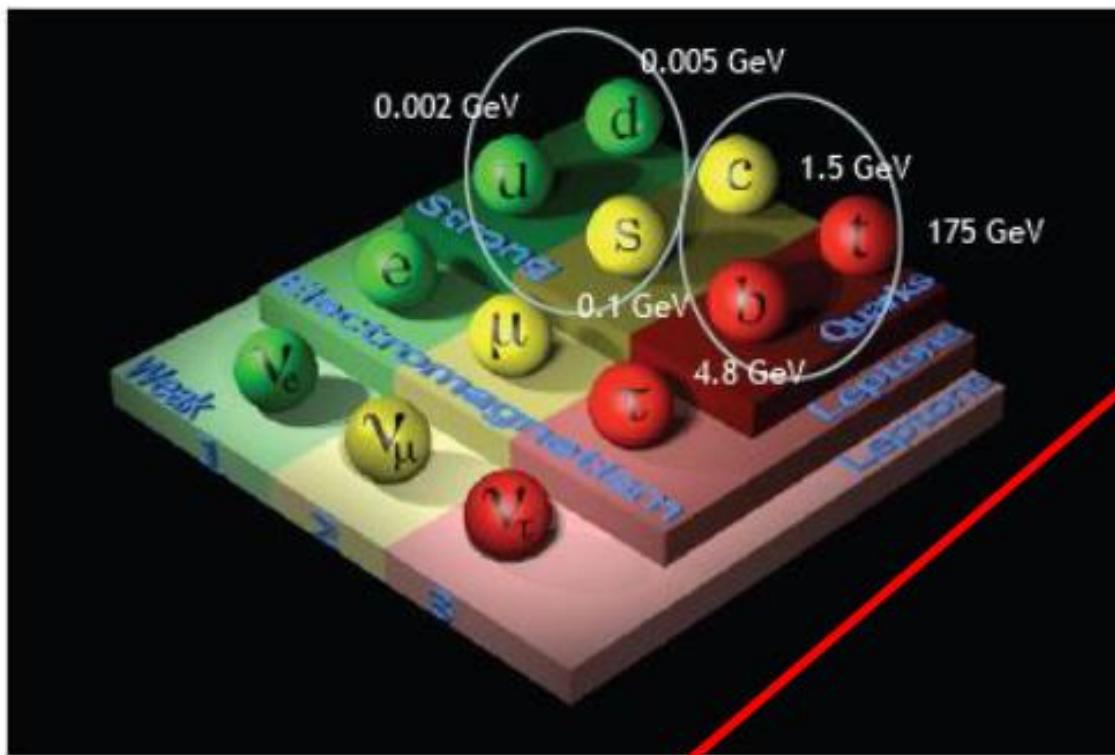
- approximate $SU(2n_Q)$ spin-flavor symmetry
- heavy-quark effective theory
- soft-collinear effective theory (large energy release in decays)

$$m_u \approx 3 \pm 1 \text{ MeV}, \quad m_d \approx 6 \pm 2 \text{ MeV}, \quad m_s \approx 110 \pm 30 \text{ MeV}$$

$$\mu = 2 \text{ GeV}$$

Masas y mezclas de fermiones

- Quark masses relative to $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 0.5 \text{ GeV}$:



For light quarks:

- approximate $SU(n_q)$ flavor symmetry
- spontaneously broken chiral symmetry
- chiral perturbation theory

For heavy quarks:

- approximate $SU(2n_Q)$ spin-flavor symmetry
- heavy-quark effective theory
- soft-collinear effective theory (large energy release in decays)

$$m_u \approx 3 \pm 1 \text{ MeV}, \quad m_d \approx 6 \pm 2 \text{ MeV}, \quad m_s \approx 110 \pm 30 \text{ MeV}$$

$2.2^{+0.6}_{-0.5}$

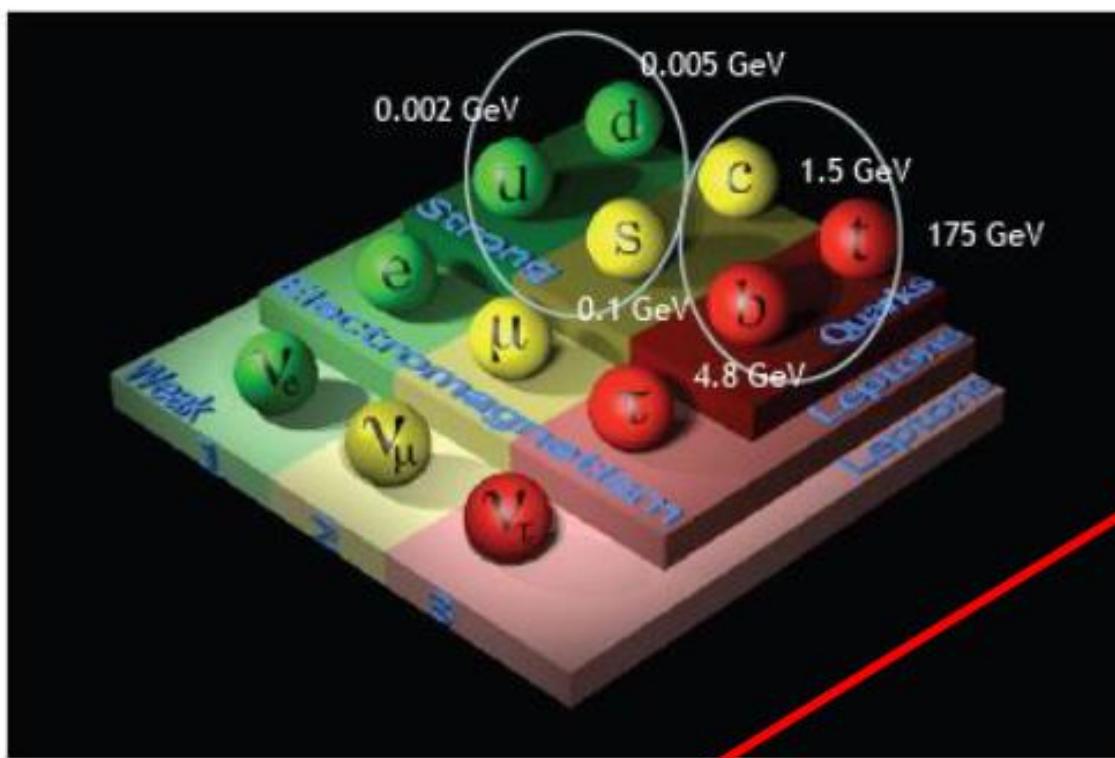
$\mu = 2 \text{ GeV}$

96^{+8}_{-4}

$4.7^{+0.5}_{-0.4}$

Masas y mezclas de fermiones

- Quark masses relative to $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 0.5 \text{ GeV}$:



For light quarks:

- approximate $SU(n_q)$ flavor symmetry
- spontaneously broken chiral symmetry
- chiral perturbation theory

For heavy quarks:

- approximate $SU(2n_Q)$ spin-flavor symmetry
- heavy-quark effective theory
- soft-collinear effective theory (large energy release in decays)

$$m_c \approx 1.3 \pm 0.1 \text{ GeV}, \quad m_b \approx 4.25 \pm 0.15 \text{ GeV}$$

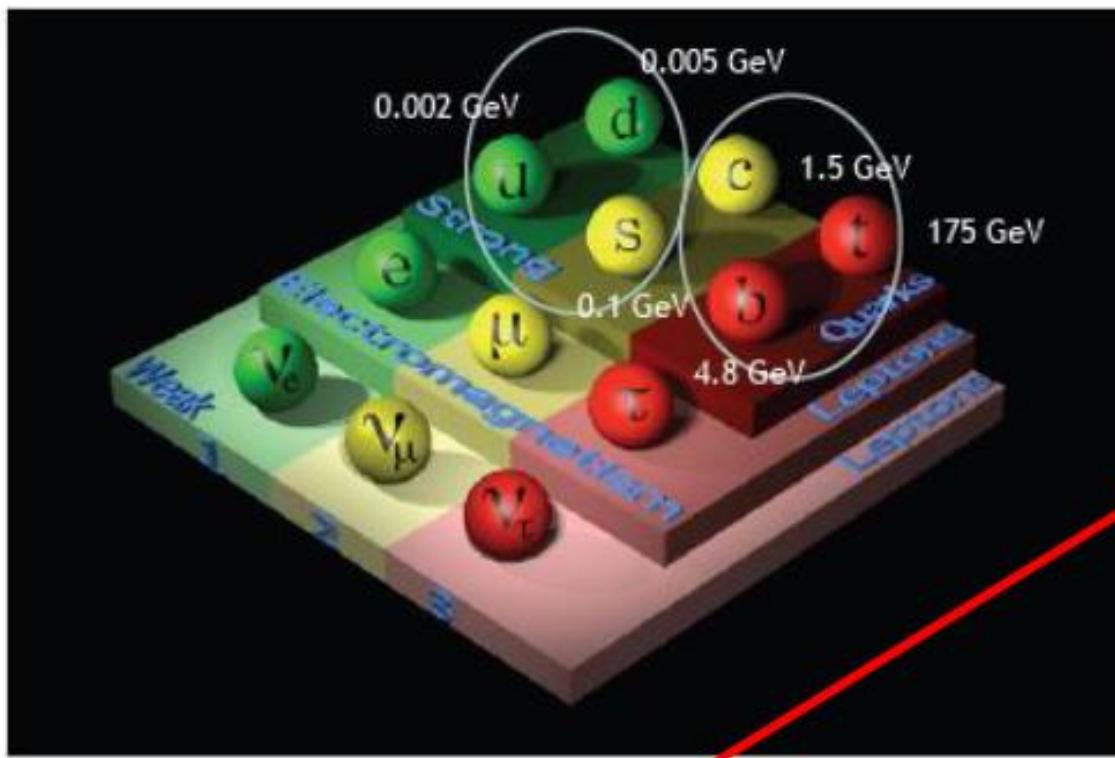
$$\bar{m}(\bar{m})$$

$$m_t \approx 175 \pm 5 \text{ GeV}$$

Producción directa (m_{polo})

Masas y mezclas de fermiones

- Quark masses relative to $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 0.5 \text{ GeV}$:



For light quarks:

- approximate $SU(n_q)$ flavor symmetry
- spontaneously broken chiral symmetry
- chiral perturbation theory

For heavy quarks:

- approximate $SU(2n_Q)$ spin-flavor symmetry
- heavy-quark effective theory
- soft-collinear effective theory (large energy release in decays)

$$1.27 \pm 0.03 \quad m_c \approx 1.3 \pm 0.1 \text{ GeV}, \quad m_b \approx 4.25 \pm 0.15 \text{ GeV} \quad \bar{m}(\bar{m})$$

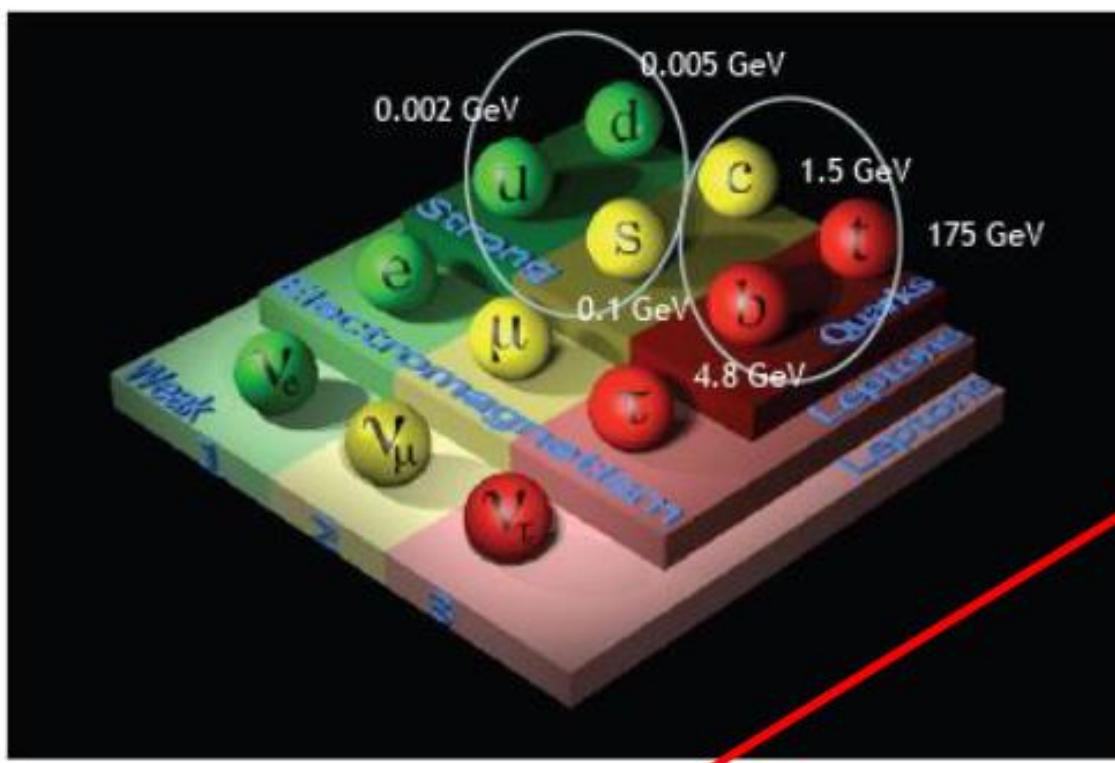
$$m_t \approx 175 \pm 5 \text{ GeV} \quad \rightarrow 4.18 \pm 0.03$$

Producción directa (m_{polo})

174.2 ± 1.4

Masas y mezclas de fermiones

- Quark masses relative to $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 0.5 \text{ GeV}$:



For light quarks:

- approximate $SU(n_q)$ flavor symmetry
- spontaneously broken chiral symmetry
- chiral perturbation theory

For heavy quarks:

- approximate $SU(2n_Q)$ spin-flavor symmetry
- heavy-quark effective theory
- soft-collinear effective theory (large energy release in decays)

$$m_c \approx 1.3 \pm 0.1 \text{ GeV}, \quad m_b \approx 4.25 \pm 0.15 \text{ GeV}$$

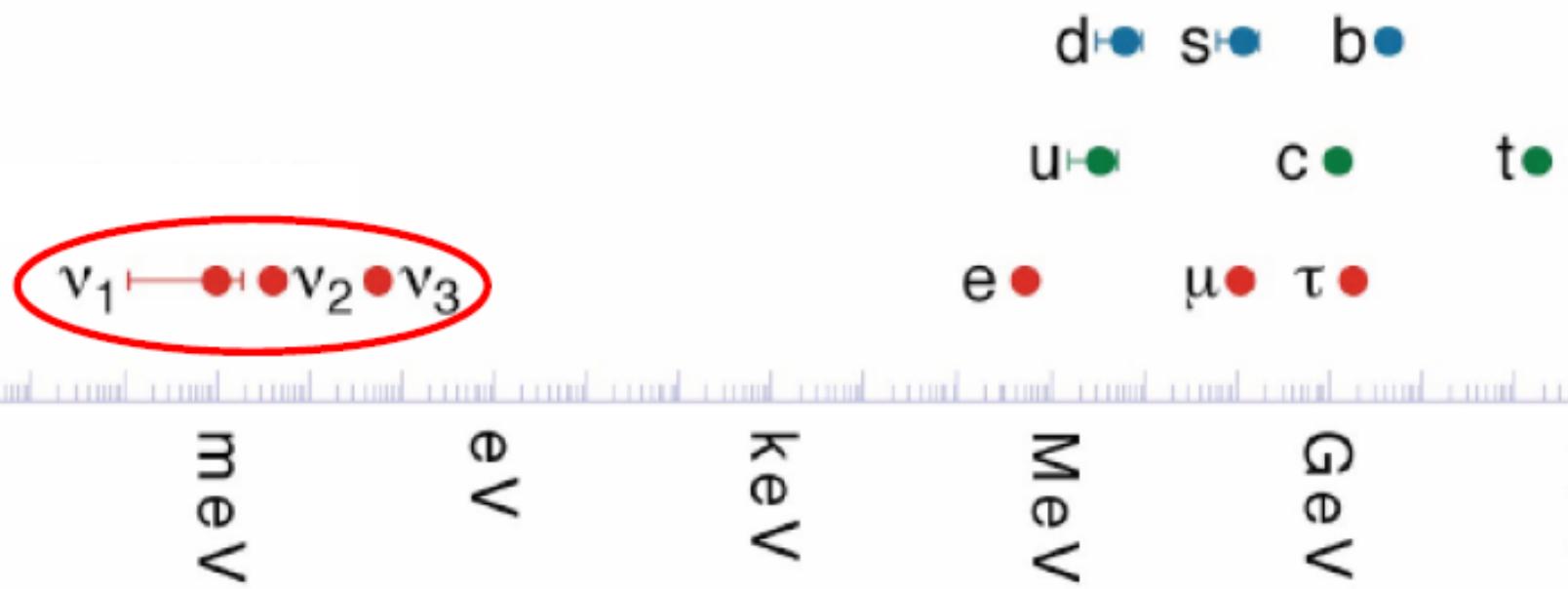
$$\bar{m}(\bar{m})$$

$$m_t \approx 175 \pm 5 \text{ GeV}$$

Producción directa (m_{polo})

Masas y mezclas de fermiones

Masses of quarks and leptons

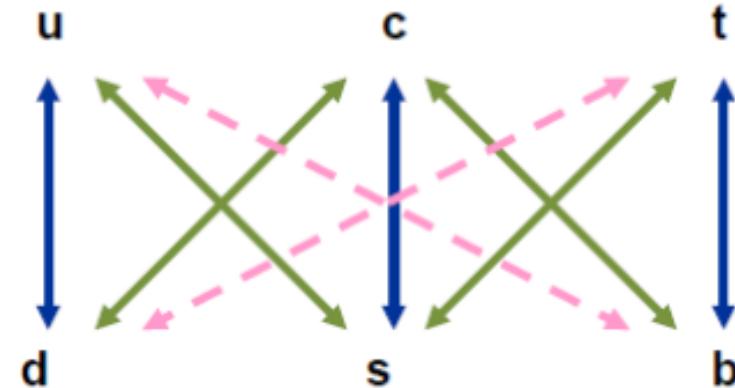
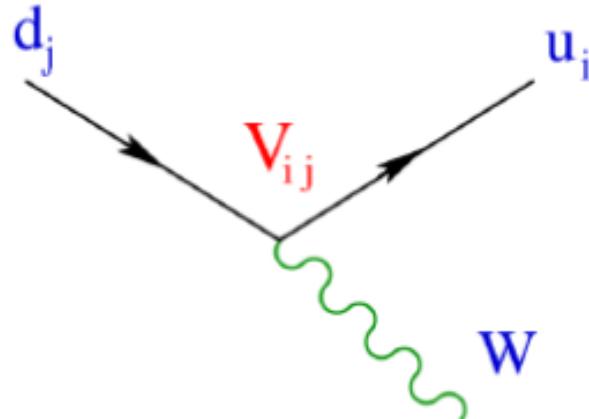


Masas y mezclas de fermiones

Flavour Changing Charged Currents

$$\mathcal{L}_{CC} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} W_\mu^\dagger \left[\sum_{ij} \bar{u}_i \gamma^\mu (1 - \gamma_5) V_{ij} d_j + \sum_l \bar{\nu}_l \gamma^\mu (1 - \gamma_5) l \right] + \text{h.c.}$$

$$(\bar{\nu}_l \equiv \bar{\nu}_i V_{ij}^{(l)})$$



Masas y mezclas de fermiones

- Unitary $N_G \times N_G$ Matrix: N_G^2 parameters

$$\mathbf{V} \cdot \mathbf{V}^\dagger = \mathbf{V}^\dagger \cdot \mathbf{V} = \mathbf{1}$$

- $2 N_G - 1$ arbitrary phases:

$$u_i \rightarrow e^{i\phi_i} u_i ; d_j \rightarrow e^{i\theta_j} d_j \quad \longrightarrow \quad V_{ij} \rightarrow e^{i(\theta_j - \phi_i)} V_{ij}$$



EJERCICIO

V_{ij} Physical Parameters:

$$\frac{1}{2} N_G (N_G - 1) \text{ Moduli} ; \quad \frac{1}{2} (N_G - 1) (N_G - 2) \text{ phases}$$

Masas y mezclas de fermiones

- $N_f = 2$: 1 angle, 0 phases (Cabibbo)

$$V = \begin{bmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{bmatrix} \quad \rightarrow \quad \text{No } CP$$

- $N_f = 3$: 3 angles, 1 phase (CKM) $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$; $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$

$$V = \begin{bmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta_{13}} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta_{13}} & s_{23} c_{13} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta_{13}} & -c_{12} s_{23} - s_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta_{13}} & c_{23} c_{13} \end{bmatrix}$$

$$\approx \begin{bmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A \lambda^3 (\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A \lambda^2 \\ A \lambda^3 (1 - \rho - i\eta) & -A \lambda^2 & 1 \end{bmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4)$$

$$\lambda \approx \sin \theta_c \approx 0.224 \quad ; \quad A \approx 0.82 \quad ; \quad \sqrt{\rho^2 + \eta^2} \approx 0.45$$

$$\delta_{13} \neq 0 \quad (\eta \neq 0) \quad \rightarrow \quad CP$$

Masas y mezclas de fermiones

- \mathcal{C}, \mathcal{P} : Violated maximally in weak interactions
- \mathcal{CP} : Symmetry of nearly all observed phenomena
- Slight ($\sim 0.2\%$) $\cancel{\mathcal{CP}}$ in K^0 decays (1964)
- Sizeable $\cancel{\mathcal{CP}}$ in B^0 decays (2001)
- Huge Matter–Antimatter Asymmetry
in our Universe \rightarrow Baryogenesis

CPT Theorem: $\cancel{\mathcal{CP}} \leftrightarrow \cancel{T}$

Thus, $\cancel{\mathcal{CP}}$ requires:

- Complex Phases
- Interferences

Masas y mezclas de fermiones

Standard Model \mathcal{CP} : 3 fermion families needed

$$\mathcal{CP} \iff \mathbf{H}(M_u^2) \cdot \mathbf{H}(M_d^2) \cdot \mathbf{J} \neq 0$$

$$\mathbf{H}(M_u^2) \equiv (m_t^2 - m_c^2) (m_c^2 - m_u^2) (m_t^2 - m_u^2)$$

$$\mathbf{H}(M_d^2) \equiv (m_b^2 - m_s^2) (m_s^2 - m_d^2) (m_b^2 - m_d^2)$$

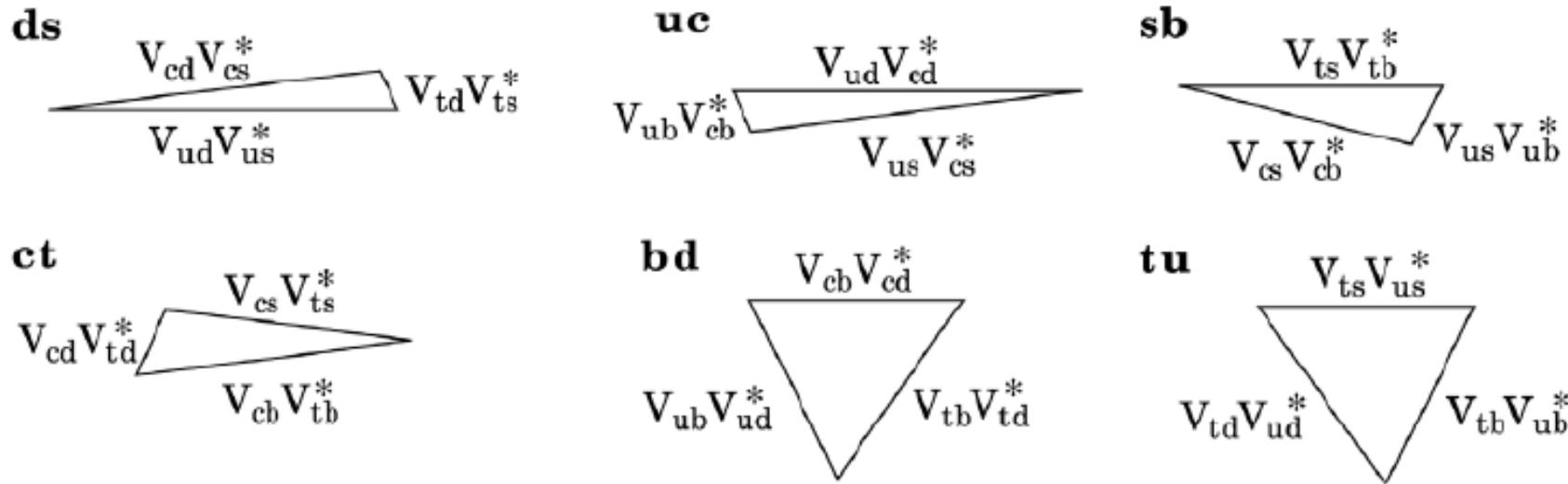
$$\mathbf{J} = c_{12} c_{13}^2 c_{23} s_{12} s_{13} s_{23} \sin \delta_{13} = |A^2 \lambda^6 \eta| < 10^{-4}$$

- Low-Energy Phenomena
- Small Effects $\sim \mathbf{J}$
- Big Asymmetries \iff Suppressed Decays
- B Decays are an optimal place for \mathcal{CP} signals

Masas y mezclas de fermiones

UNITARITY TRIANGLES

$$V_{ui} V_{uj}^* + V_{ci} V_{cj}^* + V_{ti} V_{tj}^* = 0 \quad (i \neq j)$$



$$\mathbf{V} \approx \begin{bmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{bmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4)$$

Masas y mezclas de fermiones

V_{ij} Determination

$(0^- \rightarrow 0^-)$

$K \rightarrow \pi |v, D \rightarrow K |v \dots$



$$\langle P'(k') | \bar{u}_i \gamma^\mu d_j | P(k) \rangle = C_{PP'} \left\{ (k+k')^\mu f_+(q^2) + (k-k')^\mu f_-(q^2) \right\}$$

$$\Gamma(P \rightarrow P' l \nu) = \frac{G_F^2 M_P^5}{192 \pi^3} |V_{ij}|^2 C_{PP'}^2 |f_+(0)|^2 I (1 + \delta_{RC})$$

$$I \approx \int_0^{(M_P - M_{P'})^2} \frac{dq^2}{M_P^8} \lambda^{3/2}(q^2, M_P^2, M_{P'}^2) \left| \frac{f_+(q^2)}{f_+(0)} \right|^2$$

$f_-(q^2)$ suppressed

$(m_{u_i} - m_{d_j}, m_l)$

- Measure the q^2 distribution $\rightarrow I$
- Measure Γ $\rightarrow f_+(0) |V_{ij}|$
- Get a theoretical prediction for $f_+(0) \rightarrow |V_{ij}|$

Theory is always needed: **Symmetries**

V_{ij}

D
E
T
E
R
M
I
N
A
T
I
O
N
S

CKM entry	Value	Source
$ V_{ud} $	0.97425 ± 0.00022 0.9773 ± 0.0017 0.9741 ± 0.0026	Nuclear β decay $n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$ $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$
$ V_{us} $	0.2238 ± 0.0011 0.2256 ± 0.0012 0.2173 ± 0.0012	$K \rightarrow \pi e^- \bar{\nu}_e$ $K / \pi \rightarrow \mu \nu$, Lattice τ decays
$ V_{cd} $	0.230 ± 0.011 0.229 ± 0.025	$v d \rightarrow c X$ $D \rightarrow \pi l \nu$, Lattice
$ V_{cs} $	1.006 ± 0.023	$D \rightarrow K l \nu$, $D_s \rightarrow l \nu$, Lattice
$ V_{cb} $	0.0396 ± 0.0009 0.0419 ± 0.0007 0.0409 ± 0.0011	$B \rightarrow D^* / D l \bar{\nu}_l$ $b \rightarrow c l \bar{\nu}_l$
$ V_{ub} $	0.00323 ± 0.00031 0.00441 ± 0.00032 0.00415 ± 0.00049	$B \rightarrow \pi l \bar{\nu}_l$ $b \rightarrow u l \bar{\nu}_l$
$ V_{tb} / \sqrt{\sum_q V_{tq} ^2}$	> 0.97 (95% CL)	$t \rightarrow b W / t \rightarrow q W$
$ V_{tb} $	0.89 ± 0.07	$p \bar{p} \rightarrow tb + X$

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 0.9993 \pm 0.0009$$

$$\sum_j (|V_{uj}|^2 + |V_{cj}|^2) = 2.002 \pm 0.027 \quad (\text{LEP})$$

V_{ij}

D
E
T
E
R
M
-
N
A
T
-
O
N
S

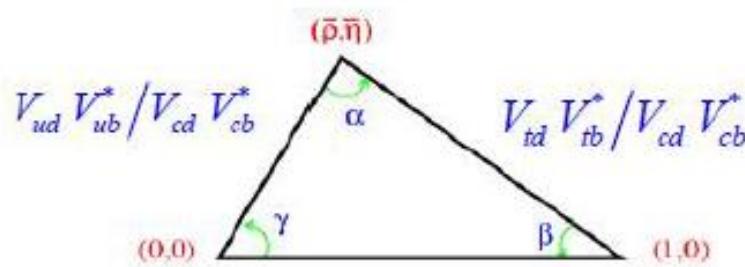
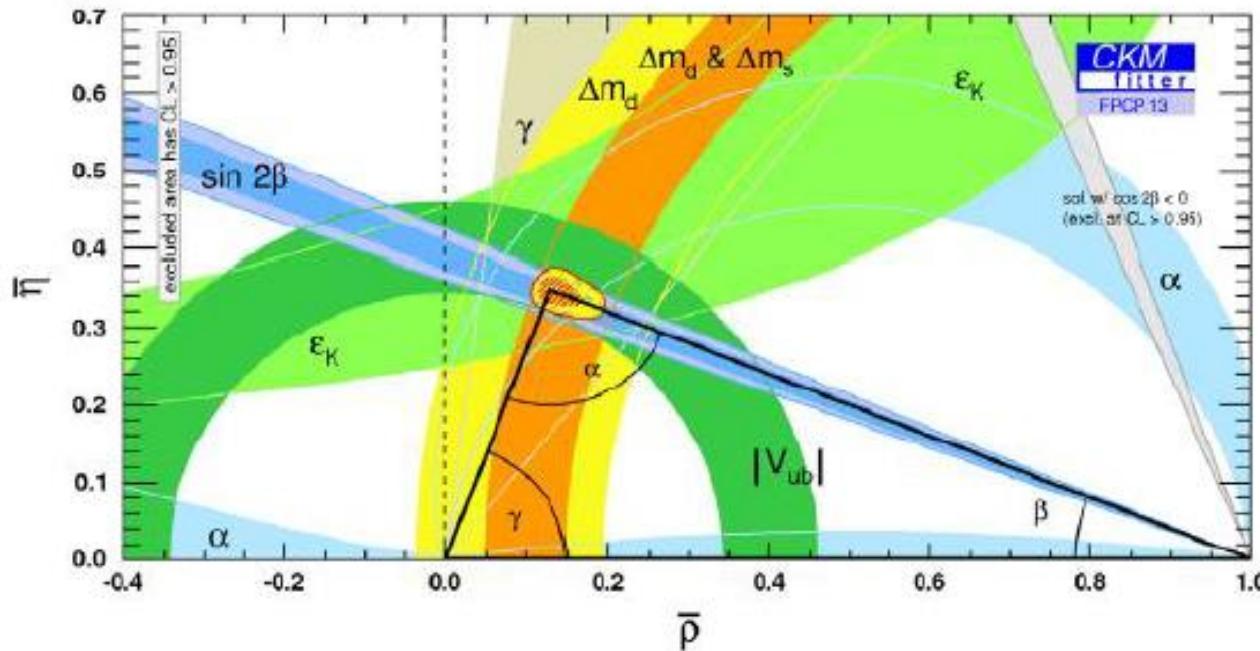
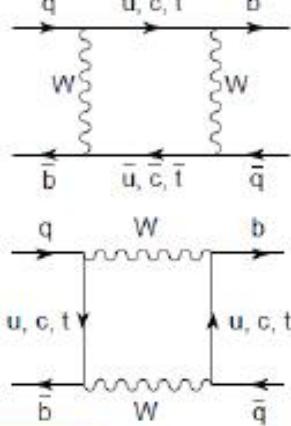
CKM entry	Value	Source
$ V_{ud} $ 0.97417(21)	0.97425 ± 0.00022 0.9773 ± 0.0017 0.9741 ± 0.0026	Nuclear β decay $n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$ $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$
$ V_{us} $ 0.2248(6)	0.2238 ± 0.0011 0.2256 ± 0.0012 0.2173 ± 0.0012	$K \rightarrow \pi e^- \bar{\nu}_e$ $K / \pi \rightarrow \mu \nu$, Lattice τ decays
$ V_{cd} $ 0.220(5)	0.230 ± 0.011 0.229 ± 0.025	$v d \rightarrow c X$ $D \rightarrow \pi l \nu$, Lattice
$ V_{cs} $ 0.995(16)	1.006 ± 0.023	$D \rightarrow K l \nu, D_s \rightarrow l \nu$, Lattice
$ V_{cb} $ 0.0405(15)	0.0409 ± 0.0011 0.0396 ± 0.0009 0.0419 ± 0.0007	$B \rightarrow D^* / D l \bar{\nu}_l$ $b \rightarrow c l \bar{\nu}_l$
$ V_{ub} $ 0.00409(39)	0.00415 ± 0.00049 0.00323 ± 0.00031 0.00441 ± 0.00032	$B \rightarrow \pi l \bar{\nu}_l$ $b \rightarrow u l \bar{\nu}_l$
$ V_{tb} / \sqrt{\sum_q V_{tq} ^2}$ 1.009(31)	> 0.97 (95% CL) 0.89 ± 0.07	$t \rightarrow b W / t \rightarrow q W$ $p \bar{p} \rightarrow tb + X$

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 0.9993 \pm 0.0009$$

$$\sum_j (|V_{uj}|^2 + |V_{cj}|^2) = 2.002 \pm 0.027 \quad (\text{LEP})$$

Masas y mezclas de fermiones

$$V_{ud} V_{ub}^* + V_{cd} V_{cb}^* + V_{td} V_{tb}^* = 0$$

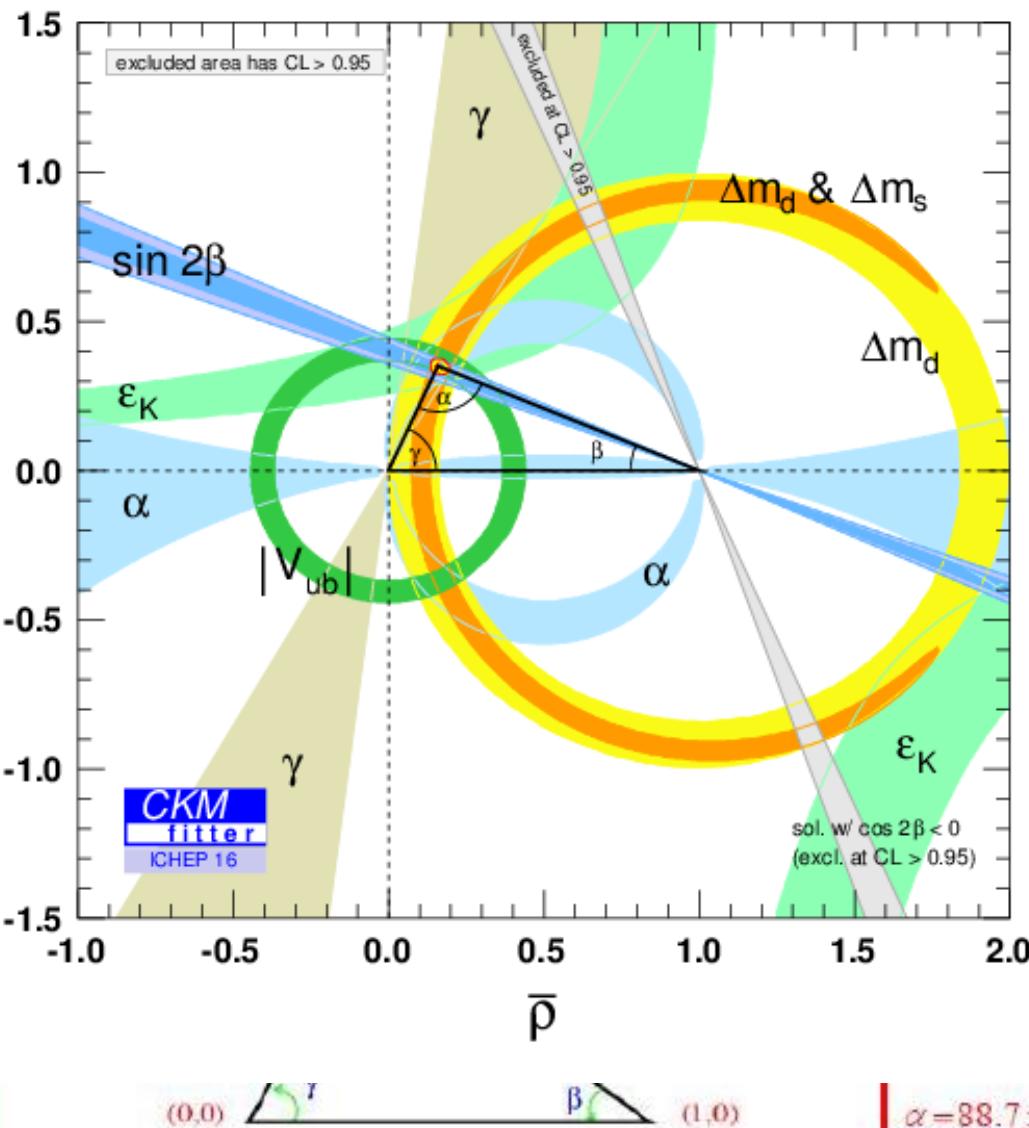


$$\text{UT}_{\text{fit}} \quad \bar{\eta} \equiv \eta \left(1 - \frac{1}{2}\lambda^2\right) = 0.350 \pm 0.014$$

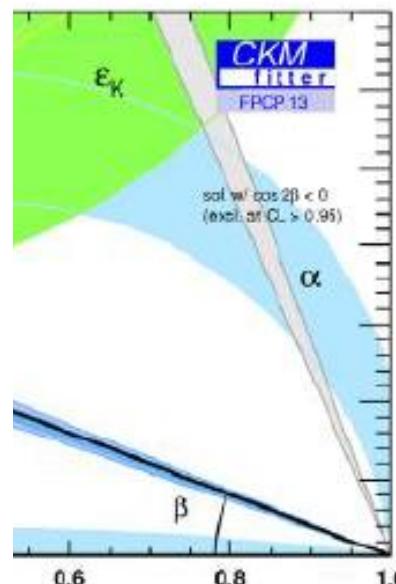
$$\bar{\rho} \equiv \rho \left(1 - \frac{1}{2}\lambda^2\right) = 0.132 \pm 0.021$$

$$\alpha = 88.7 \pm 3.1^\circ ; \beta = 21.95 \pm 0.86^\circ ; \gamma = 69.2 \pm 3.2^\circ$$

Masas y mezclas de fermiones



$$V_{tb}^* = 0$$



65.4 ± 1.1

$$\bar{\eta} \equiv \eta \left(1 - \frac{1}{2}\lambda^2\right) = 0.350 \pm 0.014$$

$$\bar{\rho} \equiv \rho \left(1 - \frac{1}{2}\lambda^2\right) = 0.132 \pm 0.021$$

$$\alpha = 88.7 \pm 3.1^\circ ; \beta = 21.95 \pm 0.86^\circ ; \gamma = 69.2 \pm 3.2^\circ$$

92.0 ± 1.2

22.60 ± 0.36

Pablo Roig Garcés

Evidencias de LFV

$$\mu \not\rightarrow e\gamma, \quad \tau \not\rightarrow \mu\gamma, \quad \mu \not\rightarrow ee\bar{e}, \quad \tau \not\rightarrow e\bar{e}\mu$$

Es una consecuencia directa de que no haya ν_R 's en el ME (M_e puede elegirse diag.)

Evidencias de LFV

$$\mu \not\rightarrow e\gamma, \quad \tau \not\rightarrow \mu\gamma, \quad \mu \not\rightarrow ee\bar{e}, \quad \tau \not\rightarrow e\bar{e}\mu$$

Es una consecuencia directa de que no haya ν_R 's en el ME (M_e puede elegirse diag.)

Sin embargo, existe un déficit de neutrinos “solares” (electrónicos) y de neutrinos “atmosféricos” (muónicos)

Evidencias de LFV

$$\mu \not\rightarrow e\gamma, \quad \tau \not\rightarrow \mu\gamma, \quad \mu \not\rightarrow ee\bar{e}, \quad \tau \not\rightarrow e\bar{e}\mu$$

Es una consecuencia directa de que no haya ν_R 's en el ME (M_e puede elegirse diag.)

Sin embargo, existe un déficit de neutrinos “solares” (electrónicos) y de neutrinos “atmosféricos” (muónicos)

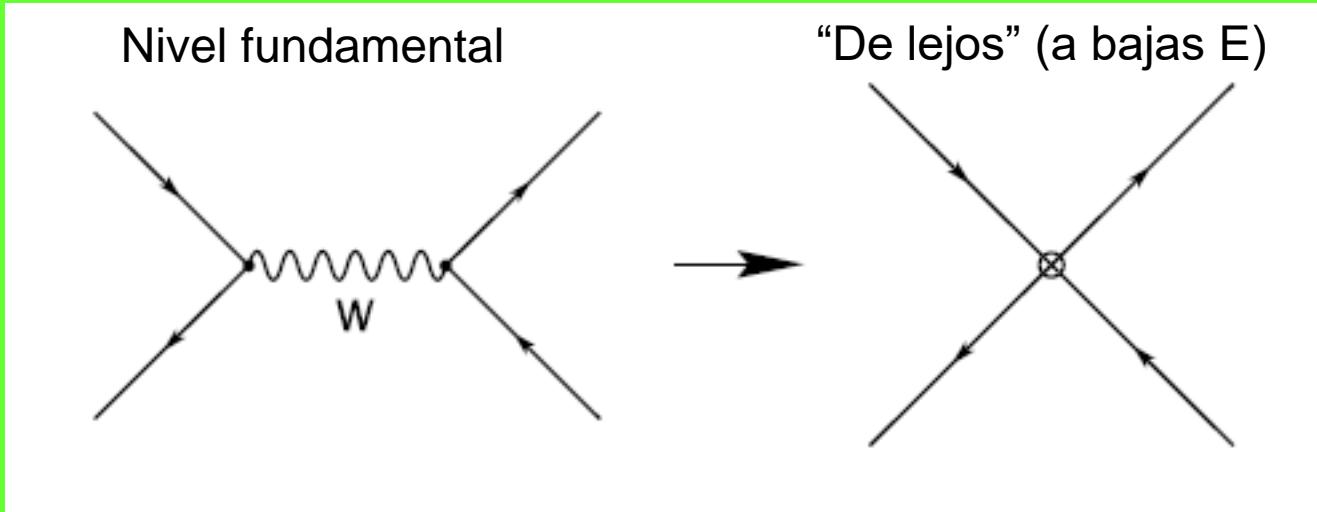
QUE SE EXPLICA A TRAVÉS DE OSCILACIONES DE NEUTRINOS (+ con Eduardo)

+ ALLÁ DEL ME

Problemas del ME



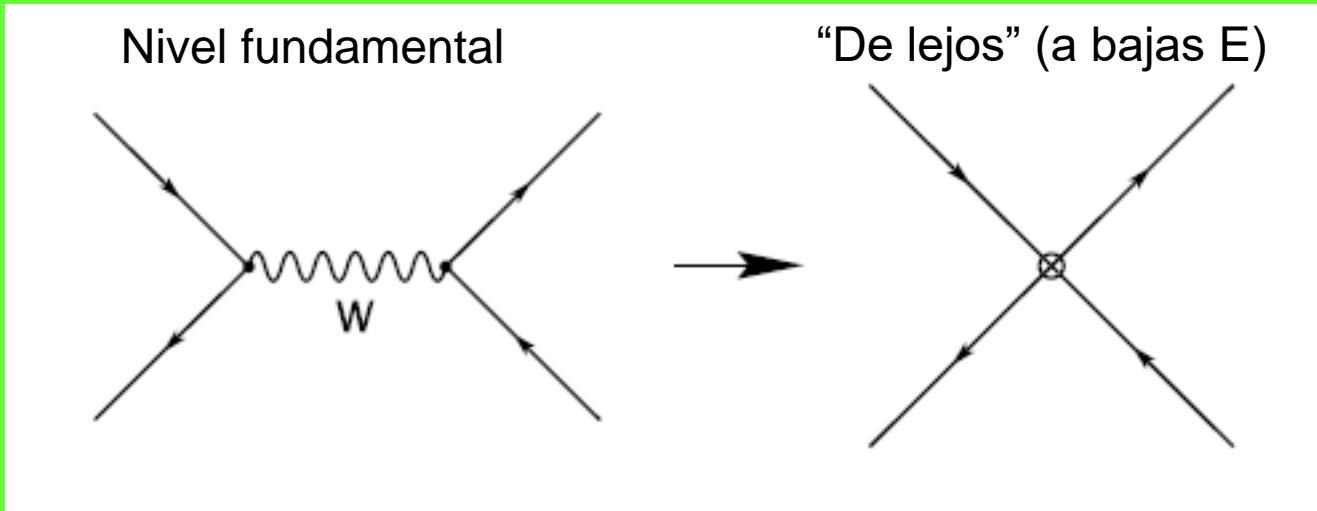
Problemas del ME



$$\mathcal{L} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} J^\mu J_\mu^\dagger$$

$$\begin{aligned} J^\mu &= \bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) [\cos \theta_C d + \sin \theta_C s] \\ &+ \bar{\nu}_e \gamma^\mu (1 - \gamma_5) e + \bar{\nu}_\mu \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \mu \end{aligned}$$

Problemas del ME



$$\mathcal{L}_{CC} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} \left\{ W_\mu^\dagger [\bar{u}\gamma^\mu(1-\gamma_5)d + \bar{\nu}_e\gamma^\mu(1-\gamma_5)e] + \text{h.c.} \right\}$$

Vud

$$\mathcal{L} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} J^\mu J_\mu^\dagger$$

$$\begin{aligned} J^\mu &= \bar{u}\gamma^\mu(1-\gamma_5)[\cos\theta_C d + \sin\theta_C s] \\ &+ \bar{\nu}_e\gamma^\mu(1-\gamma_5)e + \bar{\nu}_\mu\gamma^\mu(1-\gamma_5)\mu \end{aligned}$$

$$\frac{-g_{\mu\nu} + q_\mu q_\nu/M_W^2}{q^2 - M_W^2} \quad \xrightarrow{q^2 \ll m_W^2} \quad \frac{g_{\mu\nu}}{M_W^2}$$

$M_W \sim 80 \text{ GeV}$

$$\frac{g^2}{8M_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}$$

Problemas del ME

Effective field theory

- Standard Model is most successful effective field theory to date, even though it leaves open some questions:

$$\mathcal{L}_{\text{EFT}} = c^{(0)} M^4 + c^{(2)} M^2 O^{(d=2)} + \sum_i c_i^{(4)} O_i^{(d=4)} + \dots + \frac{1}{M} \sum_i c_i^{(5)} O_i^{(d=5)} + \frac{1}{M^2} \sum_i c_i^{(6)} O_i^{(d=6)} + \dots$$

Higgs mass (hierarchy problem)

cosmological constant

renormalizable quantum field theories
(SM)

neutrino masses
(see-saw mechanism)

possible effects of “new physics”,
proton decay, flavor physics, ...

Problemas del ME: m_ν (+ con Eduardo)

Weinberg

$$\mathcal{L}_{\text{neutrino mass}} = \frac{g}{M} (\tilde{l}_L^T \Phi^*) C(\tilde{\Phi} l_L) \quad D=5$$



SEWSB

$|\Delta L| = 2$

$$\mathcal{L}_{\text{neutrino mass}} = -\frac{v^2 g}{2M} \tilde{\nu}_L^T C \nu_L$$

$$m_\nu \sim v^2/M$$

$$M \sim 10^{14} \text{ GeV}$$

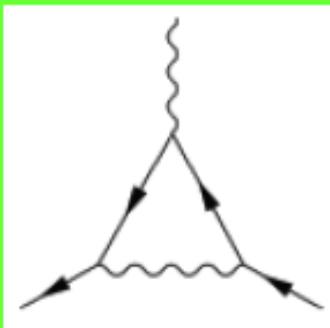
See-saw
mechanism



$M \approx M_{\text{GUT}}$

Problemas del ME: a_μ

$$\mu_e = \frac{g_e}{2m_e} , \text{ with } a_e = \frac{g_e - 2}{2} = \frac{\alpha}{2\pi} + \dots$$



Schwinger '48

$$\frac{gv}{M^2} \bar{\psi} \sigma_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \psi$$

D=5

$$a_e = \frac{\alpha}{2\pi} + \frac{gm_e v}{M^2} + \dots$$

Factor v por SEWSB

$$a_\mu^{\text{SM}} - a_\mu^{\text{exp}} \approx -2.8 \cdot 10^{-9}$$

Contiene factor de loop (es pequeño)

$$M \sim \sqrt{g} \times 100 \text{ TeV}$$

Problemas del ME: estabilidad p

$$\mathcal{L}_{\text{proton decay}} \sim \frac{g}{M^2} qqq\ell \quad D=6$$

$$\text{SU}(3)_c \otimes \text{SU}(2)_L \otimes \text{U}(1)_Y \quad (\text{No GUT}) \longrightarrow M \approx M_{\text{GUT}}$$

Problemas del ME: estabilidad p

$$\mathcal{L}_{\text{proton decay}} \sim \frac{g}{M^2} qqq\ell \quad D=6$$

$$SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (\text{No GUT}) \longrightarrow M \approx M_{\text{GUT}}$$

Si no supiéramos que el p es compuesto

$$\mathcal{L}_{\text{proton decay}} \sim g \pi \bar{\psi}_e \psi_p \quad D=4$$

PROHIBIDÍSIMO!!

Problemas del ME: jerarquía (M_H)

$$\mathcal{L}_{\text{proton decay}} \sim \frac{g}{M^2} qqq\ell \quad D=6$$

$$\text{SU}(3)_c \otimes \text{SU}(2)_L \otimes \text{U}(1)_Y \quad (\text{No GUT}) \longrightarrow M \approx M_{\text{GUT}}$$

Si no supiéramos que el p es compuesto

$$\mathcal{L}_{\text{proton decay}} \sim g \pi \bar{\psi}_e \psi_p \quad D=4$$

PROHIBIDÍSIMO!!

Visto al revés, una manera de resolver un problema de fine-tunning es postular que un campo no es elemental, sino compuesto !!

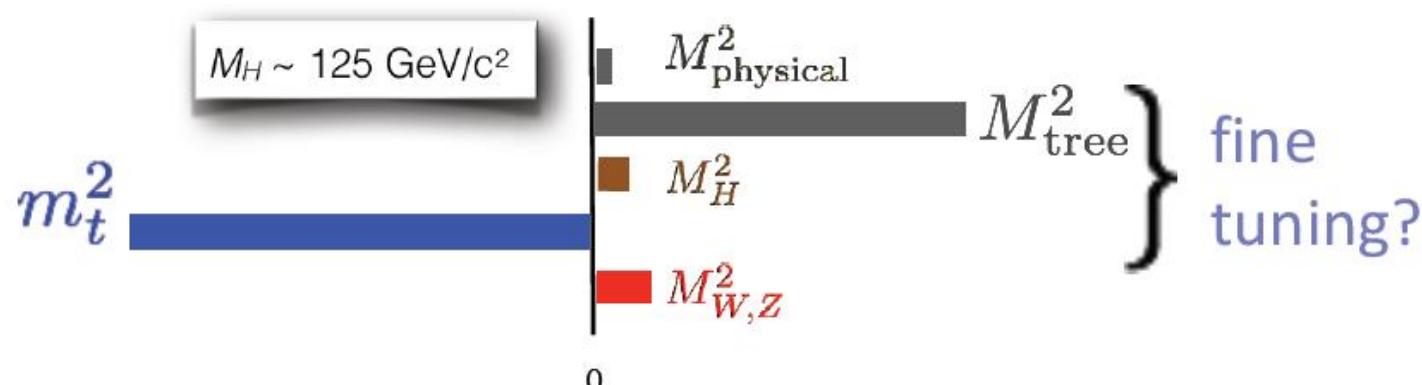
P. ej., como H^2 es $D=2$ (térnion de M_H), es muy sensible a la física EW ($M \geq M_H$) y no hay ninguna simetría que lo proteja. Si se supone que $H \sim \bar{\Psi}\Psi \rightarrow H^2 \sim (\bar{\Psi}\Psi)^2$, $D = 6$ y protegido por simetría quiral.

Problemas del ME (jerarquía en M_H)

The Higgs mass and fine-tuning

$$V = -\mu^2 H^\dagger H + \lambda(H^\dagger H)^2$$

$$M_H^2 = M_{\text{tree}}^2 + \left(\text{---} \begin{array}{c} H \\ H \end{array} \text{---} \right) + \left(\text{---} \begin{array}{c} t \\ t \end{array} \text{---} \right) + \left(\text{---} \begin{array}{c} W,Z \\ H \end{array} \text{---} \right)$$



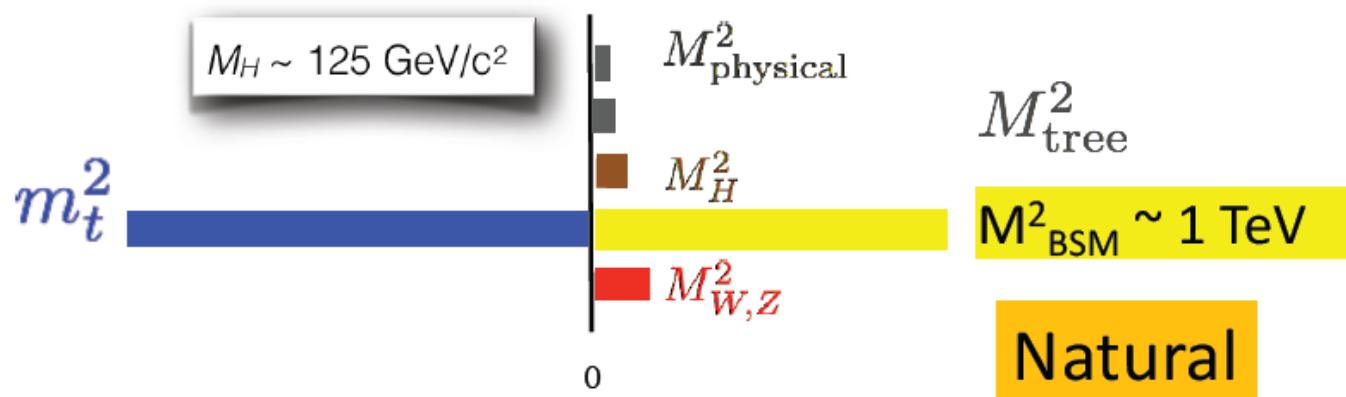
Problemas del ME (jerarquía en M_H)

Perhaps a huge hint?

■ of something “BSM”?

no shortage of ideas

$$M_H^2 = M_{\text{tree}}^2 + \left(\frac{H}{H} \right) + \left(\frac{t}{H} \right) + \left(\frac{W,Z}{H} \right) + \left(\text{--- BSM ---} \right)$$



Problemas del ME: Cte. cosmológica

Un término tipo M^4 en el ME actuaría como una cte. Cosmológica, Λ .

Problemas del ME: Cte. cosmológica

Un término tipo M^4 en el ME actuaría como una cte. Cosmológica, Λ .

Como el ME es (meta)estable hasta M_{Pl} , y no hay simetría que proteja Λ , puede ser

$$\Lambda \approx M_{\text{Pl}}$$

Problemas del ME: Cte. cosmológica

Un término tipo M^4 en el ME actuaría como una cte. Cosmológica, Λ .

Como el ME es (meta)estable hasta M_{Pl} , y no hay simetría que proteja Λ , puede ser

$$\Lambda \approx M_{\text{Pl}}$$

La medida cosmológica para $\langle E \rangle^4$ es 120 órdenes de magnitud menor (30 para optimistas)

Problemas del ME: Cte. cosmológica

Un término tipo M^4 en el ME actuaría como una cte. Cosmológica, Λ .

Como el ME es (meta)estable hasta M_{Pl} , y no hay simetría que proteja Λ , puede ser

$$\Lambda \approx M_{\text{Pl}}$$

La medida cosmológica para $\langle E \rangle^4$ es 120 órdenes de magnitud menor (30 para optimistas)

Esto es lo que se llama un problema de ajuste (MUY) fino

Problemas del ME: Cte. cosmológica

Un término tipo M^4 en el ME actuaría como una cte. Cosmológica, Λ .

Como el ME es (meta)estable hasta M_{Pl} , y no hay simetría que proteja Λ , puede ser

$$\Lambda \approx M_{\text{Pl}}$$

La medida cosmológica para $\langle E \rangle^4$ es 120 órdenes de magnitud menor (30 para optimistas)

Esto es lo que se llama un problema de ajuste (MUY) fino

De todas formas, dinámica desconocida a E inexploradas podría resolver el problema...

→ **La posible descripción unificada con Gravedad es un reto mucho mayor!!**

Problemas del ME: Asimetría bariónica del Universo (BAU)

$$\eta = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma}$$

Medida: $2,6 < \eta \times 10^{10} < 6,2$

Densidad de antibariones << la de bariones

Problemas del ME: Asimetría bariónica del Universo (BAU)

$$\eta = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma}$$

Medida: $2,6 < \eta \times 10^{10} < 6,2$

Densidad de antibariones << la de bariones

↓
Condiciones de Sakharov (1967)

- violación de número bariónico B ;
- violación de simetría C y simetría CP;
- interacciones fuera del equilibrio térmico.

Problemas del ME: Asimetría bariónica del Universo (BAU)

$$\eta = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma}$$

Medida: $2,6 < \eta \times 10^{10} < 6,2$

Densidad de antibariones << la de bariones

Condiciones de Sakharov (1967)

- violación de número bariónico B ;
- violación de simetría C y simetría CP;
- interacciones fuera del equilibrio térmico.

Efecto de anomalías

(no perturbativo)

El ME EW las da

Sucede en
evolución del
Universo

Problemas del ME: Asimetría bariónica del Universo (BAU)

Standard Model ~~CP~~: 3 fermion families needed

$$\mathcal{CP} \iff \mathbf{H}(M_u^2) \cdot \mathbf{H}(M_d^2) \cdot \mathbf{J} \neq 0$$

$$\mathbf{H}(M_u^2) \equiv (m_t^2 - m_c^2) (m_c^2 - m_u^2) (m_t^2 - m_u^2)$$

$$\mathbf{H}(M_d^2) \equiv (m_b^2 - m_s^2) (m_s^2 - m_d^2) (m_b^2 - m_d^2)$$

$$\mathbf{J} = c_{12} c_{13}^2 c_{23} s_{12} s_{13} s_{23} \sin \delta_{13} = |A^2 \lambda^6 \eta| < 10^{-4}$$

- Low-Energy Phenomena
- Small Effects $\sim \mathbf{J}$

Problemas del ME: Asimetría bariónica del Universo (BAU)

$$\eta = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma}$$

Medida: $2,6 < \eta \times 10^{10} < 6,2$

Densidad de antibariones << la de bariones

Condiciones de Sakharov (1967)

- violación de número bariónico B ;
- violación de simetría C y simetría CP;
- interacciones fuera del equilibrio térmico.

Efecto de anomalías
(no perturbativo)

El ME EW las da

Sucede en
evolución del
Universo

$J H(M_u^2) H(M_d^2)$

Se puede predecir la BAU en el ME a partir del invariante de Jarlskog, J

Reescalando J por potencias de la escala EW, la predicción para la BAU es $O(10^{-20})$

Esto es lo que se llama un problema de ajuste (muy) fino

Problemas del ME: Asimetría bariónica del Universo (BAU)

$$\eta = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma}$$

Medida: $2,6 < \eta \times 10^{10} < 6,2$

Densidad de antibariones << la de bariones

Condiciones de Sakharov (1967)

- violación de número bariónico B ;
- violación de simetría C y simetría CP;
- interacciones fuera del equilibrio térmico.

Efecto de anomalías
(no perturbativo)

El ME EW las da

Sucede en
evolución del
Universo

$J H(M_u^2) H(M_d^2)$

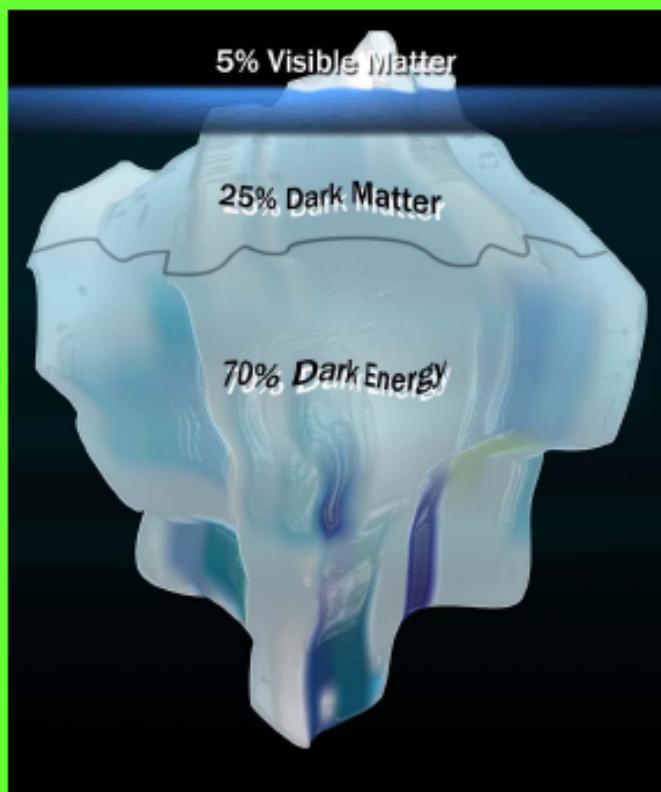
Se puede predecir la BAU en el ME a partir del invariante de Jarlskog, J

Reescalando J por potencias de la escala EW, la predicción para la BAU es $O(10^{-20})$

Esto es lo que se llama un problema de ajuste (muy) fino

→ CPV leptónica podría explicar B vía L (ej: ¿puede si los neutrinos son Dirac?)
(+ con Eduardo)

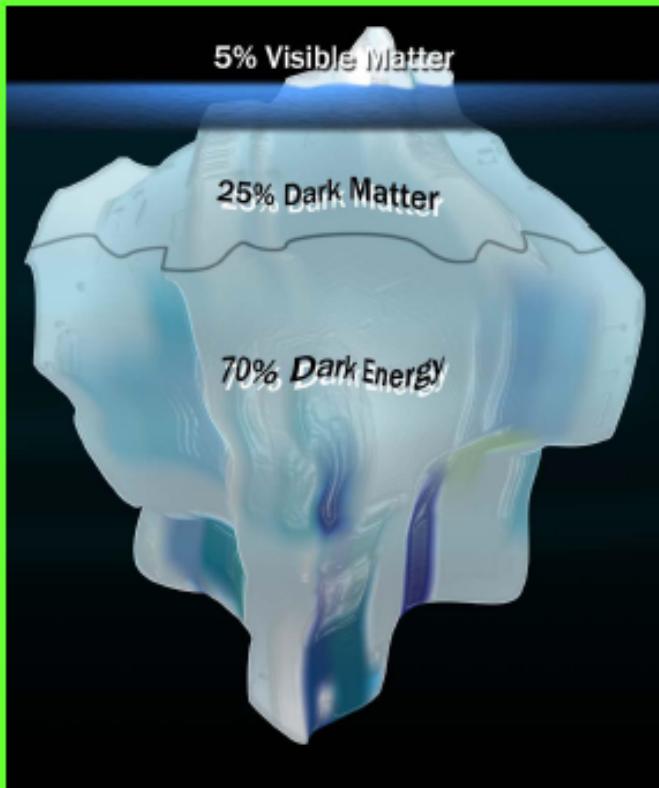
Problemas del ME: Materia oscura



→ME

(+ con Eduardo)

Problemas del ME: Materia oscura

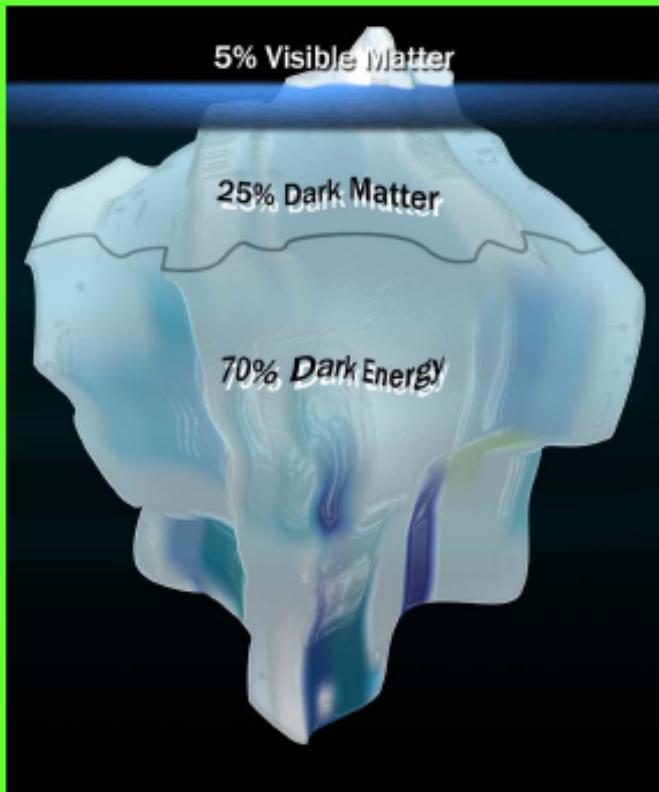


ME

(+ con Eduardo)

Es mucho más probable incluir la materia oscura en una extensión próxima del ME que la energía oscura

Problemas del ME: Materia oscura



ME

(+ con Eduardo)

Es mucho más probable incluir la materia oscura en una extensión próxima del ME que la energía oscura

(+ con Eduardo)

- Número excesivo de parámetros en sector fermiónico
- Entender la jerarquía de masas y mezclas fermiónicas
 - ¿Por qué $N_f = 3$?

Discoveries in particle physics

Facility	Original purpose, Expert Opinion	Discovery with Precision Instrument
P.S. CERN (1960)	πN interactions	Neutral Currents $\rightarrow Z, W$
AGS BNL (1960)	πN interactions	Two kinds of neutrinos Time reversal non-symmetry charm quark
FNAL Batavia (1970)	Neutrino Physics	bottom quark top quark
SLAC Spear (1970)	ep, QED	Partons, charm quark tau lepton
ISR CERN (1980)	pp	Increasing pp cross section
PETRA DESY (1980)	top quark	Gluon
Super Kamiokande (2000)	Proton Decay	Neutrino oscillations
Telescopes (2000)	SN Cosmology	Curvature of the universe Dark energy

**precision instruments are key to discovery
when exploring new territory**

La frontera de la intensidad/precisión ha predicho

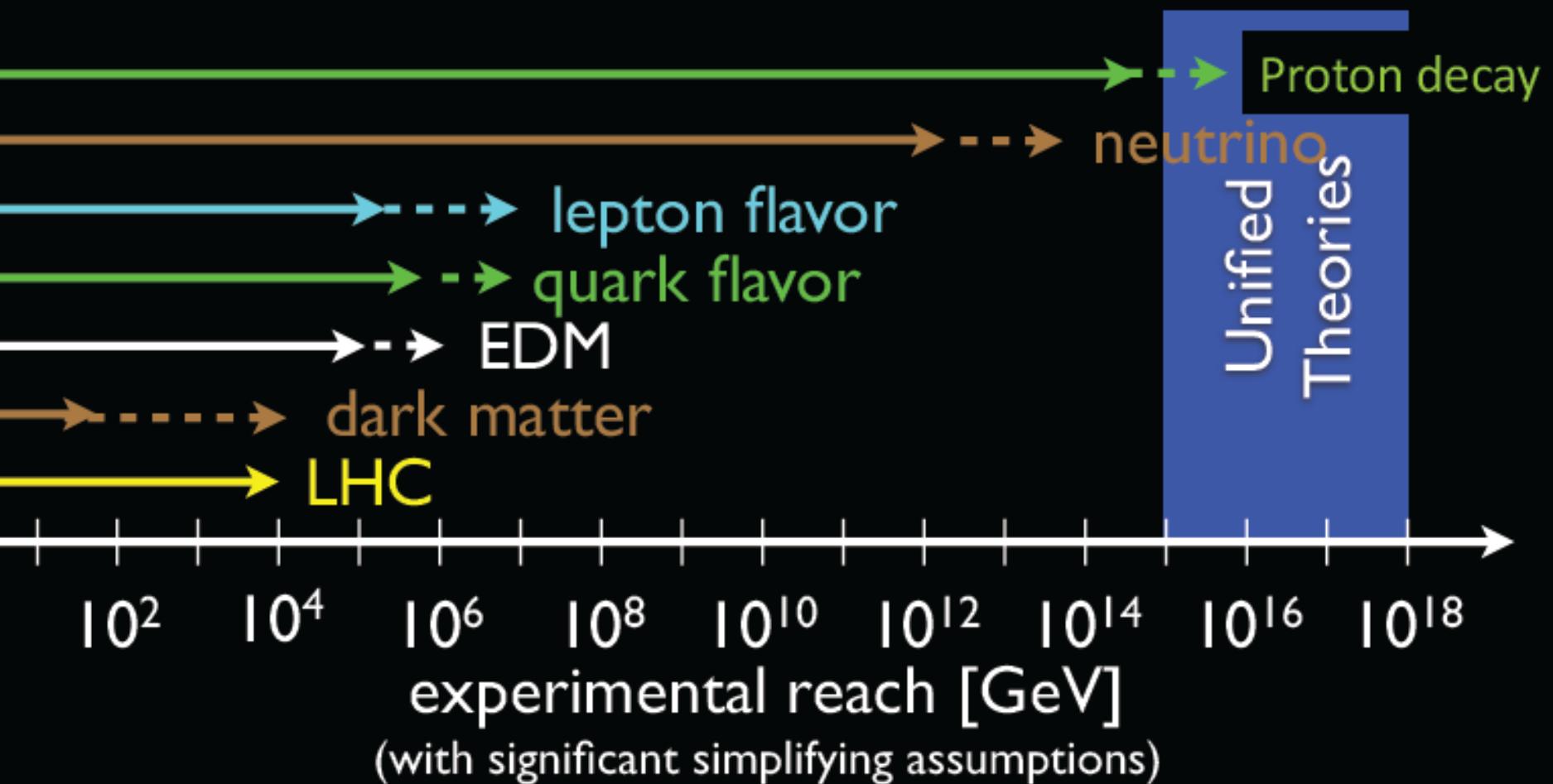
- La existencia del W (80 GeV) a partir de desintegraciones β a cientos de MeV.
- La existencia del charm (mecanismo GIM) a partir de física de kaones.
- CPV-CKM antes del descubrimiento de b y t.
- Corrientes neutras antes de descubrir el Z.

La frontera de la intensidad/precisión ha predicho

- La existencia del W (80 GeV) a partir de desintegraciones β a cientos de MeV.
- La existencia del charm (mecanismo GIM) a partir de física de kaones.
- CPV-CKM antes del descubrimiento de b y t.
- Corrientes neutras antes de descubrir el Z.

The power of quantum loops

The power of quantum loops



BIBLIOGRAFÍA

“The Standard Model of Electroweak Interactions”, A. Pich, arXiv:1201.0537

“Aspects of Quantum Chromodynamics”, A. Pich, hep/ph:0001118

“An Introduction to Quantum Field Theory” M. Peskin & D. Schroeder, ABP

“ The Standard Model and Beyond”, P. Langacker, CRC Press

“Introduction to Elementary Particles”, D. Griffiths, John Wiley & Sons

Diversos cursos del Taller de Altas Energías (TAE:2004-2015),
particularmente de A. Pich y A. Santamaría

BIBLIOGRAFÍA

Introduction to experimental particle Physics, course given by Iván Heredia@EAV'17

“The Standard Model of Electroweak Interactions”, A. Pich, arXiv:1201.0537

“Aspects of Quantum Chromodynamics”, A. Pich, hep/ph:0001118

“An Introduction to Quantum Field Theory” M. Peskin & D. Schroeder, ABP

“ The Standard Model and Beyond”, P. Langacker, CRC Press

“Introduction to Elementary Particles”, D. Griffiths, John Wiley & Sons

Diversos cursos del Taller de Altas Energías (TAE:2004-2015),
particularmente de A. Pich y A. Santamaría

MATERIAL ADICIONAL

Klein-Gordon real

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - m^2 \phi^2) = \frac{1}{2} \left(\dot{\phi}^2 - \left| \vec{\nabla} \phi \right|^2 - m^2 \phi^2 \right)$$



Ejercicio

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m^2) \phi = 0$$

$$\phi(\vec{x}, t) = \int \frac{d^3 \vec{p}}{(2\pi)^3} e^{i \vec{p} \cdot \vec{x}} \phi(\vec{p}, t), \longleftrightarrow \phi(\vec{p}, t) = \int d^3 \vec{x} e^{-i \vec{p} \cdot \vec{x}} \phi(\vec{x}, t)$$

Klein-Gordon real

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - m^2 \phi^2) = \frac{1}{2} \left(\dot{\phi}^2 - |\vec{\nabla} \phi|^2 - m^2 \phi^2 \right)$$

↓

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m^2) \phi = 0$$

Ejercicio

$$\phi(\vec{x}, t) = \int \frac{d^3 \vec{p}}{(2\pi)^3} e^{i \vec{p} \cdot \vec{x}} \phi(\vec{p}, t),$$

$$\phi(\vec{p}, t) = \int d^3 \vec{x} e^{-i \vec{p} \cdot \vec{x}} \phi(\vec{x}, t)$$

$$\ddot{\phi}(\vec{p}, t) + (|\vec{p}|^2 + m^2) \phi(\vec{p}, t) = 0 \quad \text{O.A.S. con}$$

$$E_p \equiv \sqrt{|\vec{p}|^2 + m^2}$$



$$\phi(\vec{p}, t) = \frac{1}{2E_p} (A(\vec{p}) e^{-iE_p t} + B(\vec{p}) e^{iE_p t})$$

Klein-Gordon real

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - m^2 \phi^2) = \frac{1}{2} \left(\dot{\phi}^2 - |\vec{\nabla} \phi|^2 - m^2 \phi^2 \right)$$

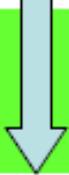


Ejercicio

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m^2) \phi = 0$$

$$\phi(\vec{x}, t) = \int \frac{d^3 \vec{p}}{(2\pi)^3} e^{i \vec{p} \cdot \vec{x}} \phi(\vec{p}, t), \quad \leftrightarrow \quad \phi(\vec{p}, t) = \int d^3 \vec{x} e^{-i \vec{p} \cdot \vec{x}} \phi(\vec{x}, t)$$

$$\ddot{\phi}(\vec{p}, t) + (|\vec{p}|^2 + m^2) \phi(\vec{p}, t) = 0 \quad \text{O.A.S. con} \quad E_p \equiv \sqrt{|\vec{p}|^2 + m^2}$$



$$\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$$

Operadores de destrucción y creación

$$\phi(\vec{p}, t) = \frac{1}{2E_p} (A(\vec{p}) e^{-iE_p t} + B(\vec{p}) e^{iE_p t})$$

$$a(\vec{p}) = A(\vec{p}) \quad a^\dagger(\vec{p}) = B(-\vec{p})$$

$$\phi(\vec{x}, t) = \int \frac{d^3 \vec{p}}{(2\pi)^3 2E_p} (a(\vec{p}) e^{-i \vec{p} \cdot \vec{x}} + a^\dagger(\vec{p}) e^{i \vec{p} \cdot \vec{x}})$$

TEORÍA CUÁNTICA DE CAMPOS

Klein-Gordon complejo

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - m^2 |\phi|^2$$

TEORÍA CUÁNTICA DE CAMPOS

Klein-Gordon complejo

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - m^2 |\phi|^2$$

Relación con 2 KG reales
de la misma masa

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi_1 + i\phi_2), \quad \phi^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi_1 - i\phi_2)$$

TEORÍA CUÁNTICA DE CAMPOS

Klein-Gordon complejo

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - m^2 |\phi|^2$$

Invariante bajo

$$\phi' = e^{i\alpha} \phi, \quad \phi'^\dagger = e^{-i\alpha} \phi^\dagger$$

TEORÍA CUÁNTICA DE CAMPOS

Klein-Gordon complejo

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - m^2 |\phi|^2$$

Invariante bajo

$$\phi' = e^{i\alpha} \phi, \quad \phi'^\dagger = e^{-i\alpha} \phi^\dagger$$

A partir de la cuantización
de cada campo de KG real

$$\phi(\vec{x}, t) = \int \frac{d^3 \vec{p}}{(2\pi)^3 2E_p} \left(a(\vec{p}) e^{-ip \cdot x} + a^\dagger(\vec{p}) e^{ip \cdot x} \right)$$

TEORÍA CUÁNTICA DE CAMPOS

Klein-Gordon complejo

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - m^2 |\phi|^2$$

Ejercicio

Invariante bajo

$$\phi' = e^{i\alpha} \phi, \quad \phi'^\dagger = e^{-i\alpha} \phi^\dagger$$

A partir de la cuantización
de cada campo de KG real

$$\phi(\vec{x}, t) = \int \frac{d^3 \vec{p}}{(2\pi)^3 2E_p} \left(a(\vec{p}) e^{-ip \cdot x} + a^\dagger(\vec{p}) e^{ip \cdot x} \right)$$

Se obtiene

$$\phi = \int \frac{d^3 \vec{p}}{(2\pi)^3 2E_p} \left(a(\vec{p}) e^{-ip \cdot x} + b^\dagger(\vec{p}) e^{ip \cdot x} \right)$$

TEORÍA CUÁNTICA DE CAMPOS

Klein-Gordon complejo

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - m^2 |\phi|^2$$

Ejercicio

Invariante bajo

$$\phi' = e^{i\alpha} \phi, \quad \phi'^\dagger = e^{-i\alpha} \phi^\dagger$$

A partir de la cuantización
de cada campo de KG real

$$\phi(\vec{x}, t) = \int \frac{d^3 \vec{p}}{(2\pi)^3 2E_p} \left(a(\vec{p}) e^{-ip \cdot x} + a^\dagger(\vec{p}) e^{ip \cdot x} \right)$$

Se obtiene

$$\phi = \int \frac{d^3 \vec{p}}{(2\pi)^3 2E_p} \left(a(\vec{p}) e^{-ip \cdot x} + b^\dagger(\vec{p}) e^{ip \cdot x} \right)$$

Cada campo destruye su partícula y crea su antipartícula

TEORÍA CUÁNTICA DE CAMPOS

Klein-Gordon complejo

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - m^2 |\phi|^2$$

Ejercicio

Invariante bajo

$$\phi' = e^{i\alpha} \phi, \quad \phi'^\dagger = e^{-i\alpha} \phi^\dagger$$

A partir de la cuantización
de cada campo de KG real

$$\phi(\vec{x}, t) = \int \frac{d^3 \vec{p}}{(2\pi)^3 2E_p} \left(a(\vec{p}) e^{-ip \cdot x} + a^\dagger(\vec{p}) e^{ip \cdot x} \right)$$

Se obtiene

$$\phi = \int \frac{d^3 \vec{p}}{(2\pi)^3 2E_p} \left(a(\vec{p}) e^{-ip \cdot x} + b^\dagger(\vec{p}) e^{ip \cdot x} \right)$$

Cada campo destruye su partícula y crea su antipartícula

Carga
conservada

$$Q = \int \frac{d^3 \vec{p}}{(2\pi)^3 2E_p} \left(a^\dagger(\vec{p}) a(\vec{p}) - b^\dagger(\vec{p}) b(\vec{p}) \right)$$

$$Q = N - \bar{N}$$

Cross sections and decay widths

scattering process: $a + b \rightarrow b_1 + b_2 + \dots + b_n$
 $|a(p_a), b(p_b)\rangle = |i\rangle, \quad |b_1(p_1), \dots, b_n(p_n)\rangle = |f\rangle$

matrix element = probability amplitude for $i \rightarrow f$:

$$S_{fi} = \langle f | S | i \rangle$$

for $i \neq f$: $S_{fi} = (2\pi)^4 \delta^4(P_i - P_f) \mathcal{M}_{fi} \left[\frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \right]^{n+2}$

$P_i = p_a + p_b = P_f = p_1 + \dots + p_n$ momentum conservation

factors $(2\pi)^{-3/2}$ from wave function normalization
(plane waves)

\mathcal{M}_{fi} from Feynman graphs and rules

probability for scattering into phase space element $d\Phi$:

$$dW_{fi} = |S_{fi}|^2 d\Phi, \quad d\Phi = \frac{d^3 p_1}{2p_1^0} \cdots \frac{d^3 p_n}{2p_n^0}$$

$$\frac{d^3 p_i}{2p_i^0} = d^4 p_i \delta(p_i^2 - m_i^2) \quad \text{Lorentz invariant phase space}$$

differential cross section:

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4}{4\sqrt{(p_a \cdot p_b)^2 - m_a^2 m_b^2}} |\mathcal{M}_{fi}|^2 (2\pi)^{-3n} \delta^4(P_i - P_f) \frac{d^3 p_1}{2p_1^0} \cdots \frac{d^3 p_n}{2p_n^0}$$

decay process: $a \rightarrow b_1 + b_2 + \cdots + b_n$

$$|a(p_a)\rangle = |i\rangle, \quad |b_1(p_1), \dots, b_n(p_n)\rangle = |f\rangle$$

$$S_{fi} = (2\pi)^4 \delta^4(p_a - P_f) \mathcal{M}_{fi} \left[\frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \right]^{n+1}$$

decay width (differential):

$$\boxed{d\Gamma = \frac{(2\pi)^4}{2m_a} |\mathcal{M}_{fi}|^2 (2\pi)^{-3n} \delta^4(p_a - P_f) \frac{d^3 p_1}{2p_1^0} \cdots \frac{d^3 p_n}{2p_n^0}}$$

special case: 2-particle phase space

$$a + b \rightarrow b_1 + b_2, \quad a \rightarrow b_1 + b_2$$

● cross section

in the CMS, $\vec{p}_a + \vec{p}_b = 0 = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$

$$\boxed{\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 s} \frac{|\vec{p}_1|}{|\vec{p}_a|} |\mathcal{M}_{fi}|^2}$$

$$d\Omega = d\cos\theta d\phi, \quad \theta = <(\vec{p}_a, \vec{p}_1)$$

$$s = (p_a + p_b)^2 = E_{\text{CMS}}^2$$

● decay rate

for final state masses $m_1 = m_2 = m$

$$\boxed{\frac{d\Gamma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 m_a} \sqrt{1 - \frac{4m^2}{m_a^2}} |\mathcal{M}_{fi}|^2}$$

Vector field for massive spin-1 particles

generic vector field $A_\mu(x)$, $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$

free Lagrangian $\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{m^2}{2} A_\mu A^\mu$

e.o.m. $[(\Box + m^2) g^{\mu\nu} - \partial^\mu \partial^\nu] A_\nu = 0$

solutions $\epsilon_\nu^{(\lambda)} e^{\pm ikx}$ with $k^2 = m^2$

3 orthogonal polarization vectors $\epsilon_\nu^{(\lambda)}$ with polarization sum

$$\sum_{\lambda=1}^3 \epsilon_\mu^{(\lambda)*} \epsilon_\nu^{(\lambda)} = -g_{\mu\nu} + \frac{k_\mu k_\nu}{m^2}$$

longitudinal polarization $\epsilon_\nu \simeq k_\nu/m$ for high momentum

propagator $D_{\rho\nu}(x - y)$

solution of $[(\square + m^2) g^{\mu\rho} - \partial^\mu \partial^\rho] D_{\rho\nu}(x - y) = g^\mu_\nu \delta^4(x - y)$

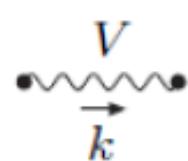
in momentum space

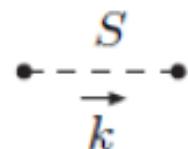
$$[(-k^2 + m^2) g^{\mu\rho} + k^\mu k^\rho] D_{\rho\nu}(k) = g^\mu_\nu$$

solution

$$D_{\rho\nu}(k) = \frac{1}{k^2 - m^2 + i\epsilon} \left(-g_{\nu\rho} + \frac{k_\nu k_\rho}{m^2} \right)$$

- elimination of mixing terms ($W_\mu^\pm \partial^\mu \phi^\mp$), ($Z_\mu \partial^\mu \chi$) in Lagrangian
 \hookrightarrow decoupling of gauge and would-be Goldstone fields (no mix propagators)
- boson propagators:

 $D_{\mu\nu}^{VV}(k) = -i \left[\frac{g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2}}{k^2 - M_V^2} + \frac{k_\mu k_\nu}{k^2} \frac{\xi_V}{k^2 - \xi_V M_V^2} \right], \quad V = W, Z, \gamma$

 $D^{SS}(k) = \frac{i}{k^2 - \xi_V M_V^2}, \quad S = \phi, \chi$

- important special cases:

- ◊ $\xi_V = 1$: ‘t Hooft–Feynman gauge
 \hookrightarrow convenient gauge-boson propagators $\frac{-ig_{\mu\nu}}{k^2 - M_V^2}$
- ◊ $\xi_W, \xi_Z \rightarrow \infty$: “unitary gauge”
 \hookrightarrow elimination of would-be Goldstone bosons

ELECCIÓN DEL GRUPO DE NORMA

ELECCIÓN DEL GRUPO DE NORMA

Consideremos sólo una generación de fermiones (ν , e, u, d). En el modelo BVI, sus interacciones electromagnéticas y débiles vienen dadas por

$$\mathcal{L} = \frac{g}{2\sqrt{2}} \left(J^\mu W_\mu^{(+)} + \text{h.c.} \right) + e J_\mu^{\text{em}} A^\mu ,$$

$$\begin{aligned} J_\mu &= 2 (\bar{\nu}_L \gamma_\mu e_L + \bar{u}_L \gamma_\mu d_L) \\ J_\mu^{\text{em}} &= -\bar{e} \gamma_\mu e + \frac{2}{3} \bar{u} \gamma_\mu u - \frac{1}{3} \bar{d} \gamma_\mu d \end{aligned}$$

que involucra a 3 bosones (W^\pm, γ) acoplados a 3 corrientes J^μ , $J^{\mu\dagger}$ y J^{μ}_{em} .

ELECCIÓN DEL GRUPO DE NORMA

Consideremos sólo una generación de fermiones (ν , e, u, d). En el modelo BVI, sus interacciones electromagnéticas y débiles vienen dadas por

$$\mathcal{L} = \frac{g}{2\sqrt{2}} \left(J^\mu W_\mu^{(+)} + \text{h.c.} \right) + e J_\mu^{\text{em}} A^\mu,$$

$$\begin{aligned} J_\mu &= 2 (\bar{\nu}_L \gamma_\mu e_L + \bar{u}_L \gamma_\mu d_L) \\ J_\mu^{\text{em}} &= -\bar{e} \gamma_\mu e + \frac{2}{3} \bar{u} \gamma_\mu u - \frac{1}{3} \bar{d} \gamma_\mu d \end{aligned}$$

que involucra a 3 bosones (W^\pm, γ) acoplados a 3 corrientes J^μ , $J^{\mu\dagger}$ y $J_{\mu\text{em}}$.

Los generadores del grupo deben ser las cargas asociadas a esas corrientes.

Se define la carga eléctrica $Q = \int d^3x J^0_{\text{em}}$ y las débiles $T_+ = \frac{1}{2} \int d^3x J^0$, $T_- = T_+^\dagger$

$$[T_+, T_-] = 2T_3, \quad [T_3, T_\pm] = \pm T_\pm \longrightarrow \text{Álgebra de SU}(2)$$

Ejercicio

ELECCIÓN DEL GRUPO DE NORMA

$$\begin{aligned} J_\mu &= 2 (\bar{\nu}_L \gamma_\mu e_L + \bar{u}_L \gamma_\mu d_L) \\ J_\mu^{\text{em}} &= -\bar{e} \gamma_\mu e + \frac{2}{3} \bar{u} \gamma_\mu u - \frac{1}{3} \bar{d} \gamma_\mu d \end{aligned}$$

que involucra a 3 bosones (W^\pm, γ) acoplados a 3 corrientes J^μ , $J^{\mu\dagger}$ y J^{μ}_{em} .

Los generadores del grupo deben ser las cargas asociadas a esas corrientes.

Se define la carga eléctrica $Q = \int d^3x J^0_{\text{em}}$ y las débiles $T_+ = \frac{1}{2} \int d^3x J^0$, $T_- = T_+^\dagger$

$$[T_+, T_-] = 2T_3, \quad [T_3, T_\pm] = \pm T_\pm \longrightarrow \text{Álgebra de SU(2)}$$

$$T_3 = \frac{1}{2} \int d^3x (\nu_L^\dagger \nu_L - e_L^\dagger e_L + u_L^\dagger u_L - d_L^\dagger d_L)$$

Ejercicio

$$J_\mu^{\text{em}} = J_\mu^3 + \frac{1}{2} J_\mu^Y \quad \rightarrow \quad Q = T_3 + \frac{Y}{2}$$

ELECCIÓN DEL GRUPO DE NORMA

$$\begin{aligned} J_\mu &= 2 (\bar{\nu}_L \gamma_\mu e_L + \bar{u}_L \gamma_\mu d_L) \\ J_\mu^{\text{em}} &= -\bar{e} \gamma_\mu e + \frac{2}{3} \bar{u} \gamma_\mu u - \frac{1}{3} \bar{d} \gamma_\mu d \end{aligned}$$

$$[T_+, T_-] = 2T_3, \quad [T_3, T_\pm] = \pm T_\pm \longrightarrow \text{Álgebra de SU(2)}$$

$$T_3 = \frac{1}{2} \int d^3x \left(\nu_L^\dagger \nu_L - e_L^\dagger e_L + u_L^\dagger u_L - d_L^\dagger d_L \right)$$

$$J_\mu^{\text{em}} = J_\mu^3 + \frac{1}{2} J_\mu^Y \quad \rightarrow \quad Q = T_3 + \frac{Y}{2}$$

$$\begin{aligned} J_\mu^Y &\equiv -(\bar{\nu}_L \gamma_\mu \nu_L + \bar{e}_L \gamma_\mu e_L) + \frac{1}{3} (\bar{u}_L \gamma_\mu u_L + \bar{d}_L \gamma_\mu d_L) \\ &\quad - 2\bar{e}_R \gamma_\mu e_R + \frac{4}{3} \bar{u}_R \gamma_\mu u_R - \frac{2}{3} \bar{d}_R \gamma_\mu d_R \end{aligned}$$

ELECCIÓN DEL GRUPO DE NORMA

$$\begin{aligned} J_\mu &= 2 (\bar{\nu}_L \gamma_\mu e_L + \bar{u}_L \gamma_\mu d_L) \\ J_\mu^{\text{em}} &= -\bar{e} \gamma_\mu e + \frac{2}{3} \bar{u} \gamma_\mu u - \frac{1}{3} \bar{d} \gamma_\mu d \end{aligned}$$

$$[T_+, T_-] = 2T_3, \quad [T_3, T_\pm] = \pm T_\pm \longrightarrow \text{Álgebra de SU(2)}$$

$$L \rightarrow T_3 = \frac{1}{2} \int d^3x (\nu_L^\dagger \nu_L - e_L^\dagger e_L + u_L^\dagger u_L - d_L^\dagger d_L)$$

V=L+R

$$J_\mu^{\text{em}} = J_\mu^3 + \frac{1}{2} J_\mu^Y \quad \rightarrow \quad Q = T_3 + \frac{Y}{2}$$

$$\begin{aligned} J_\mu^Y &\equiv -(\bar{\nu}_L \gamma_\mu \nu_L + \bar{e}_L \gamma_\mu e_L) + \frac{1}{3} (\bar{u}_L \gamma_\mu u_L + \bar{d}_L \gamma_\mu d_L) \\ &\quad - 2\bar{e}_R \gamma_\mu e_R + \frac{4}{3} \bar{u}_R \gamma_\mu u_R - \frac{2}{3} \bar{d}_R \gamma_\mu d_R \end{aligned}$$

ELECCIÓN DEL GRUPO DE NORMA

$$J_\mu = 2 (\bar{\nu}_L \gamma_\mu e_L + \bar{u}_L \gamma_\mu d_L)$$

$$J_\mu^{\text{em}} = -\bar{e} \gamma_\mu e + \frac{2}{3} \bar{u} \gamma_\mu u - \frac{1}{3} \bar{d} \gamma_\mu d$$

Traza
no nula

$$[T_+, T_-] = 2T_3, \quad [T_3, T_\pm] = \pm T_\pm \longrightarrow \text{Álgebra de } \mathbf{SU}(2)$$

$$\text{L} \rightarrow T_3 = \frac{1}{2} \int d^3x (\nu_L^\dagger \nu_L - e_L^\dagger e_L + u_L^\dagger u_L - d_L^\dagger d_L)$$

Traza
nula

V=L+R

$$J_\mu^{\text{em}} = J_\mu^3 + \frac{1}{2} J_\mu^Y \quad \rightarrow \quad Q = T_3 + \frac{Y}{2}$$

$$\begin{aligned} J_\mu^Y &\equiv -(\bar{\nu}_L \gamma_\mu \nu_L + \bar{e}_L \gamma_\mu e_L) + \frac{1}{3} (\bar{u}_L \gamma_\mu u_L + \bar{d}_L \gamma_\mu d_L) \\ &\quad - 2\bar{e}_R \gamma_\mu e_R + \frac{4}{3} \bar{u}_R \gamma_\mu u_R - \frac{2}{3} \bar{d}_R \gamma_\mu d_R \end{aligned}$$

ELECCIÓN DEL GRUPO DE NORMA

$$\begin{aligned} J_\mu &= 2 (\bar{\nu}_L \gamma_\mu e_L + \bar{u}_L \gamma_\mu d_L) \\ J_\mu^{\text{em}} &= -\bar{e} \gamma_\mu e + \frac{2}{3} \bar{u} \gamma_\mu u - \frac{1}{3} \bar{d} \gamma_\mu d \end{aligned}$$

Traza
no nula

$$[T_+, T_-] = 2T_3, \quad [T_3, T_\pm] = \pm T_\pm \rightarrow \text{Álgebra de } \mathbf{SU}(2)$$

$$L \rightarrow T_3 = \frac{1}{2} \int d^3x (\nu_L^\dagger \nu_L - e_L^\dagger e_L + u_L^\dagger u_L - d_L^\dagger d_L)$$

Traza
nula

V=L+R

$$J_\mu^{\text{em}} = J_\mu^3 + \frac{1}{2} J_\mu^Y \rightarrow Q = T_3 + \frac{Y}{2}$$

$Q \neq T_3 \rightarrow \exists$ bosón de gauge adicional W_3

ELECCIÓN DEL GRUPO DE NORMA

$$\begin{aligned} J_\mu &= 2 (\bar{\nu}_L \gamma_\mu e_L + \bar{u}_L \gamma_\mu d_L) \\ J_\mu^{\text{em}} &= -\bar{e} \gamma_\mu e + \frac{2}{3} \bar{u} \gamma_\mu u - \frac{1}{3} \bar{d} \gamma_\mu d \end{aligned}$$

Traza no nula

$$[T_+, T_-] = 2T_3, \quad [T_3, T_\pm] = \pm T_\pm \longrightarrow \text{Álgebra de } \mathbf{SU}(2)$$

L →

$$T_3 = \frac{1}{2} \int d^3x \left(\nu_L^\dagger \nu_L - e_L^\dagger e_L + u_L^\dagger u_L - d_L^\dagger d_L \right)$$

Traza nula

V=L+R

$$J_\mu^{\text{em}} = J_\mu^3 + \frac{1}{2} J_\mu^Y \quad \rightarrow \quad Q = T_3 + \frac{Y}{2}$$

$Q \neq T_3 \rightarrow \exists$ bosón de gauge adicional W_3

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}$$

Ya vimos que necesitábamos Z para respetar unitariedad en $WW \rightarrow WW$ ($I = e, \nu$)

$$[Y, T_\pm] = 0, \quad [Y, T_3] = 0 \longrightarrow SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

ELECCIÓN DE IRREPS FERMIONES

Para una familia

$$T_+ = \int d^3x (\nu_L^\dagger e_L + u_L^\dagger d_L) \quad T_- = (T_+)^{\dagger}$$

$$T_3 = \frac{1}{2} \int d^3x (\nu_L^\dagger \nu_L - e_L^\dagger e_L + u_L^\dagger u_L - d_L^\dagger d_L)$$

$$\begin{aligned} Y \equiv & \int d^3x \left[-(\nu_L^\dagger \nu_L + e_L^\dagger e_L) + \frac{1}{3} (u_L^\dagger u_L + d_L^\dagger d_L) \right. \\ & \left. - 2e_R^\dagger e_R + \frac{4}{3} u_R^\dagger u_R - \frac{2}{3} d_R^\dagger d_R \right] \end{aligned}$$

ELECCIÓN DE IRREPS FERMIONES

Para una familia

$$T_+ = \int d^3x (\nu_L^\dagger e_L + u_L^\dagger d_L) \quad T_- = (T_+)^{\dagger}$$

$$\text{L} \rightarrow T_3 = \frac{1}{2} \int d^3x (\nu_L^\dagger \nu_L - e_L^\dagger e_L + u_L^\dagger u_L - d_L^\dagger d_L)$$

$$\begin{array}{c} \text{L} \\ \hline \text{R} \end{array} Y \equiv \int d^3x \left[-(\nu_L^\dagger \nu_L + e_L^\dagger e_L) + \frac{1}{3} (u_L^\dagger u_L + d_L^\dagger d_L) \right. \\ \left. - 2e_R^\dagger e_R + \frac{4}{3} u_R^\dagger u_R - \frac{2}{3} d_R^\dagger d_R \right]$$

ELECCIÓN DE IRREPS FERMIONES

Para una familia

$$T_+ = \int d^3x (\nu_L^\dagger e_L + u_L^\dagger d_L) \quad T_- = (T_+)^{\dagger}$$

L →

$$T_3 = \frac{1}{2} \int d^3x (\nu_L^\dagger \nu_L - e_L^\dagger e_L + u_L^\dagger u_L - d_L^\dagger d_L)$$

L
R

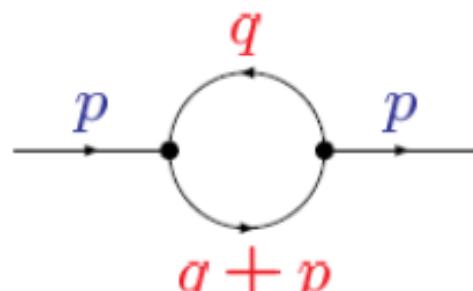
$$Y \equiv \int d^3x [-(\nu_L^\dagger \nu_L + e_L^\dagger e_L) + \frac{1}{3} (u_L^\dagger u_L + d_L^\dagger d_L)]$$

En un $\underline{2}$, con $Y=-1$

Singletes con $Y= -2 \quad \quad \quad 4/3 \quad \quad \quad -2/3$

$$-2e_R^\dagger e_R + \frac{4}{3}u_R^\dagger u_R - \frac{2}{3}d_R^\dagger d_R]$$

Example of loop integral:


$$\sim \int d^4q \frac{1}{(q^2 - m_1^2) [(q + p)^2 - m_2^2]}$$

$q \rightarrow \infty :$ $\sim \int^{\infty} \frac{q^3 dq}{q^4} = \int^{\infty} \frac{dq}{q} \rightarrow \infty$

⇒ integral diverges for large q

⇒ theory in this form not physically meaningful

needs (i) regularization

(ii) renormalization

Regularization:

theory modified such that expressions become mathematically meaningful

⇒ “regulator” introduced, removed at the end

e.g. cut-off in loop integral

$$\int_0^\infty d^4q \rightarrow \int_0^\Lambda d^4q; \quad \Lambda \rightarrow \infty \text{ at the end}$$

technically more convenient: dimensional regularization

$$\int d^4q \rightarrow \int d^D q, \quad D = 4 - \varepsilon; \quad D \rightarrow 4 \text{ at the end}$$

Renormalization:

- absorption of divergencies
- determination of physical meaning of parameters order by order in perturbation theory

add counterterms that absorb divergent parts

- parameters in \mathcal{L} are formal, “bare parameters”
 $g_0 = g + \delta g$ for a coupling, $m_0 = m + \delta m$ for a mass
- g, m are “physical”, i.e. measurable

mass renormalization, $m_0^2 = m^2 + \delta m^2$

Physical mass: pole of propagator

inverse propagator up to 1-loop order:

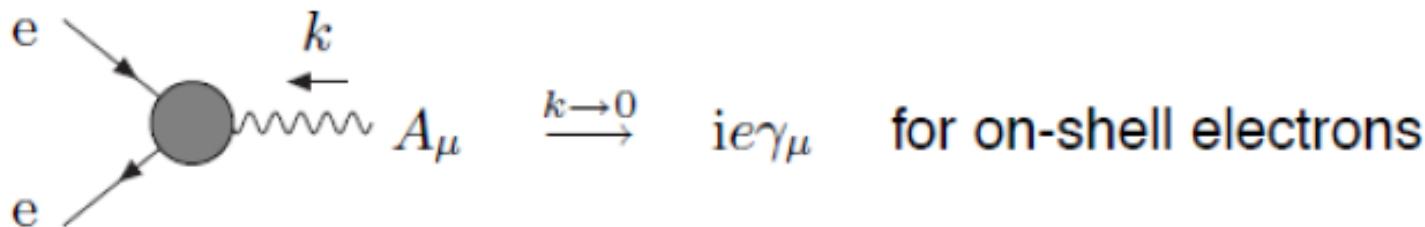
$$\text{---} + \text{---} \circ \text{---} + \text{---} \times \text{---} + \dots$$

$p^2 - m^2$ $\Sigma(p^2)$ $- \delta m^2$

on-shell renormalization: $\delta m^2 = \text{Re } \Sigma(m^2)$

charge renormalization: $e_0 = e + \delta e$

δe cancels loop contributions to $ee\gamma$ vertex in the Thomson limit



$\Rightarrow e = \text{elementary charge of classical electrodynamics}$

fine-structure constant $\alpha(0) = \frac{e^2}{4\pi} = 1/137.03599976$

δe contains photon vacuum polarization $\Pi^\gamma(k^2 = 0)$:

$$\Pi^\gamma(0) = \underbrace{\Pi^\gamma(0) - \Pi^\gamma(M_Z^2)}_{\text{non-perturbative}} + \underbrace{\Pi^\gamma(M_Z^2)}_{\text{perturbative}}$$

photon vacuum polarization



$$\Pi^\gamma(M_Z^2) - \Pi^\gamma(0) \equiv \Delta\alpha \quad \rightarrow \quad \alpha(M_Z) = \frac{\alpha}{1 - \Delta\alpha} \simeq \frac{1}{129}$$

$$\Delta\alpha = \Delta\alpha_{\text{lept}} + \Delta\alpha_{\text{had}},$$

$$\Delta\alpha_{\text{lept}} = 0.031498 \quad (\text{3-loop})$$

$$\Delta\alpha_{\text{had}} = 0.02750 \pm 0.00033$$

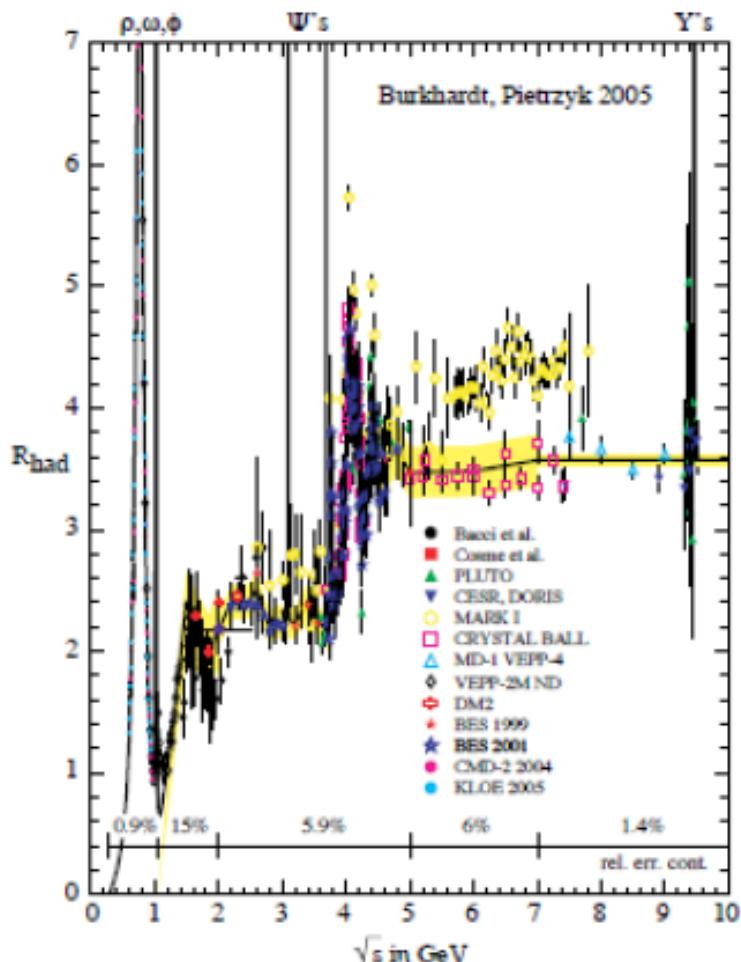
$$= 0.02757 \pm 0.00010$$

arXiv:1010.4180

$$\Delta\alpha_{\text{had}} = -\frac{\alpha}{3\pi} M_Z^2 \operatorname{Re} \int_{4m_\pi^2}^\infty ds' \frac{R_{\text{had}}(s')}{s'(s' - M_Z^2 - i\epsilon)}$$

$$R_{\text{had}} =$$

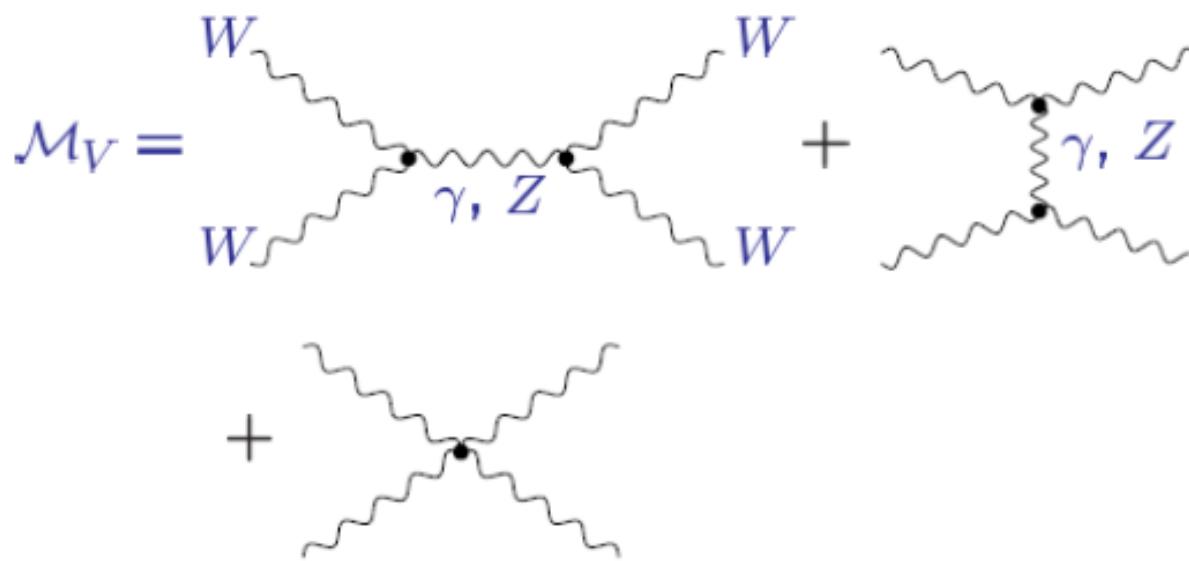
$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$



unitarity

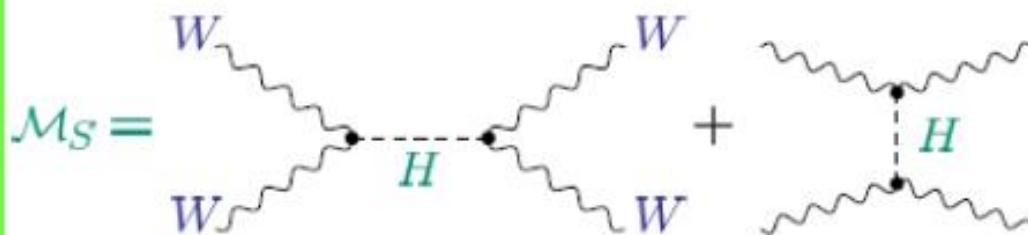
scattering of longitudinally polarized W bosons:

$$W_L W_L \rightarrow W_L W_L$$



$$= -g^2 \frac{E^2}{M_W^2} + \mathcal{O}(1) \quad \text{for } E \rightarrow \infty$$

Extra contribution from scalar particle:



$$= g_{WWH}^2 \frac{E^2}{M_W^4} + \mathcal{O}(1) \quad \text{for } E \rightarrow \infty$$

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_V + \mathcal{M}_S$$

⇒ terms with bad high-energy behavior cancel for

$$g_{WWH} = g M_W$$

for $s \gg M_W^2$, with $t = -\frac{s}{2}(1 - \cos \theta)$,

$$\mathcal{M} \approx \frac{M_H^2}{v^2} \left(2 + \frac{M_H^2}{s - M_H^2} + \frac{M_H^2}{t - M_H^2} \right)$$

partial wave expansion:

$$\mathcal{M}(s, t) = 8\pi \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\cos \theta) \color{red}{a_l}$$

unitarity condition: $|a_l| < 1$

project on $l = 0$ partial wave:

$$\begin{aligned}\color{red}{a_0} &= \frac{1}{16\pi} \int_{-1}^1 d\cos \theta \mathcal{M}(s, t) \\ &= \frac{M_H^2}{8\pi v^2} \left[2 + \frac{M_H^2}{s - M_H^2} - \frac{M_H^2}{s} \log \left(1 + \frac{s}{M_H^2} \right) \right] \\ &\approx \frac{M_H^2}{8\pi v^2} \quad \text{for} \quad s \gg M_H^2\end{aligned}$$

$$a_0 < 1 \quad \Rightarrow \quad M_H < 872 \text{ GeV}$$

$|V_{ud}|$

$$f_+(0) = 1 + O[(m_u - m_d)^2]$$

Superallowed Nuclear β Transitions ($0^+ \rightarrow 0^+$)

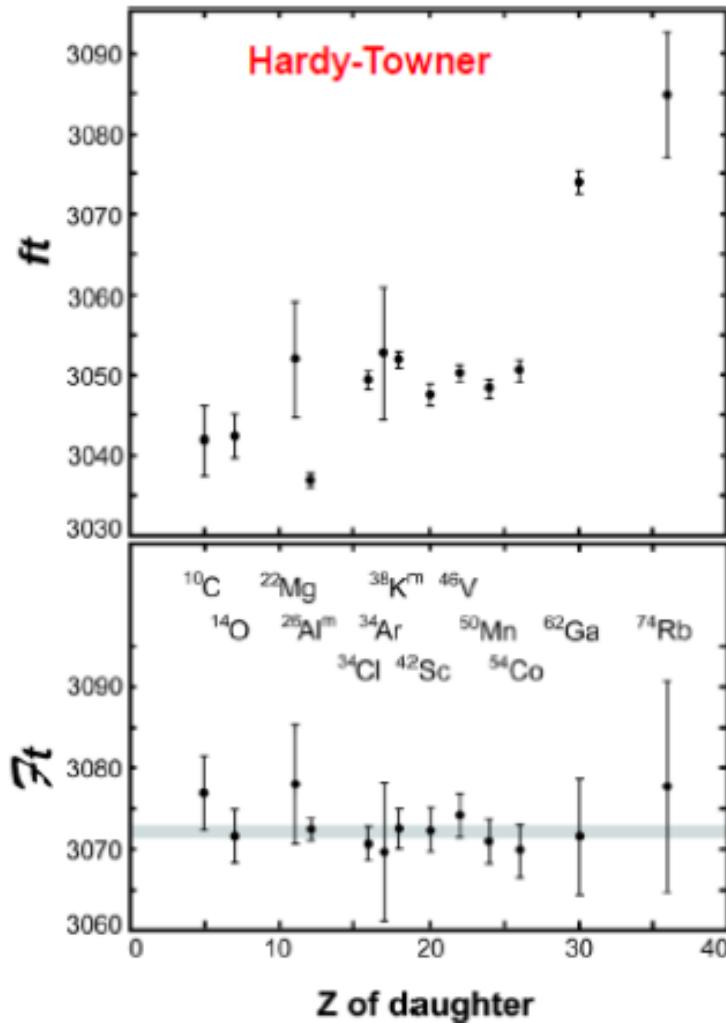
$$|V_{ud}|^2 = \frac{\pi^3 \ln 2}{ft G_F^2 m_e^5 (1 + \delta_{RC})} = \frac{(2984.48 \pm 0.05) s}{ft (1 + \delta_{RC})}$$

(Marciano – Sirlin)



$$|V_{ud}| = 0.97425 \pm 0.00022$$

$$|V_{ud}| = 0.97377 \pm 0.00027 \quad (\text{PDG 06})$$



● Neutron Decay:

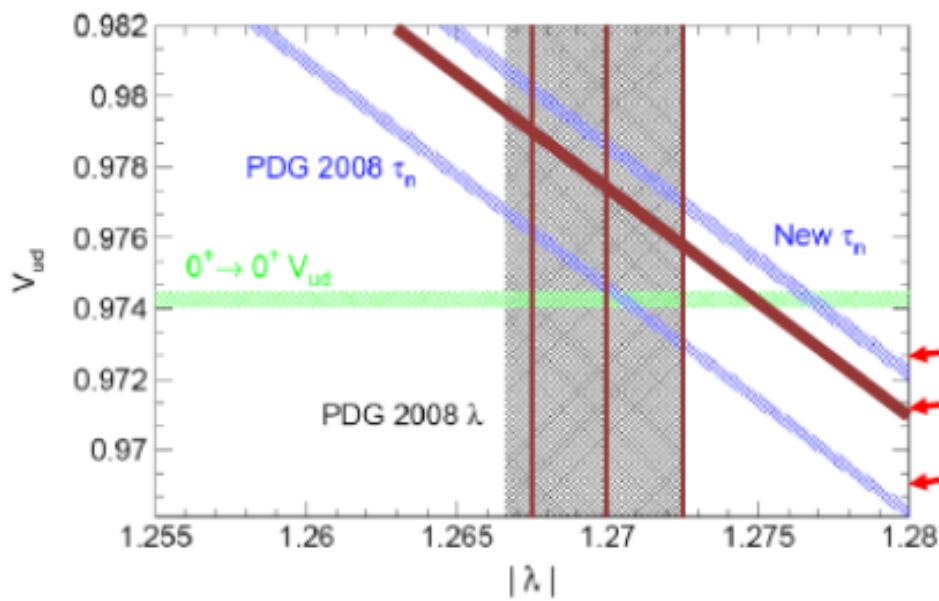
$$|V_{ud}|^2 = \frac{(4908.7 \pm 1.9) \text{ s}}{\tau_n(1 + 3\lambda^2)}$$

(Czarnecki – Marciano – Sirlin)

PDG10: $\tau_n = (885.7 \pm 0.8) \text{ s}$, $\lambda \equiv g_A/g_V = -1.2694 \pm 0.0028$

PDG12: $\tau_n = (880.1 \pm 1.1) \text{ s}$, $\lambda \equiv g_A/g_V = -1.2701 \pm 0.0025$

(880.3 ± 1.1)
PDG'14



$$|V_{ud}| = 0.9773 \pm 0.0017$$

$\tau_n = (878.5 \pm 0.7 \pm 0.3) \text{ s}$
(Serebrov et al, 2005)

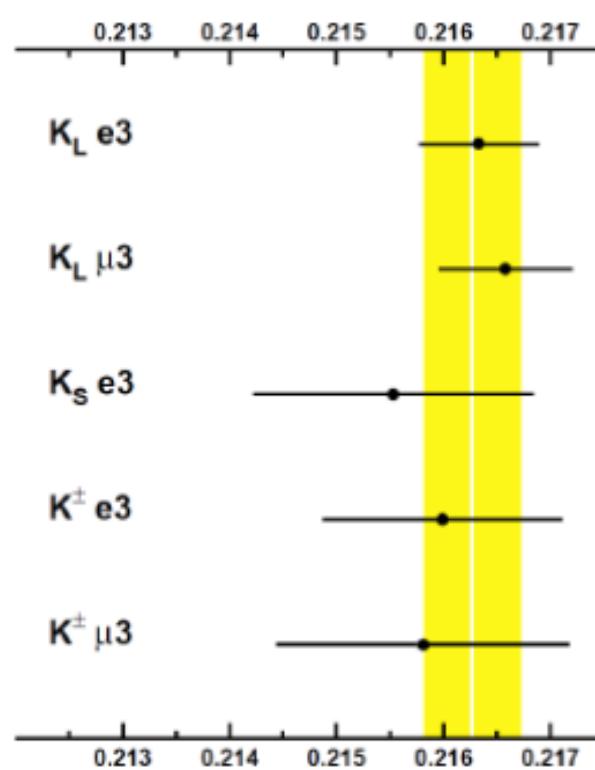
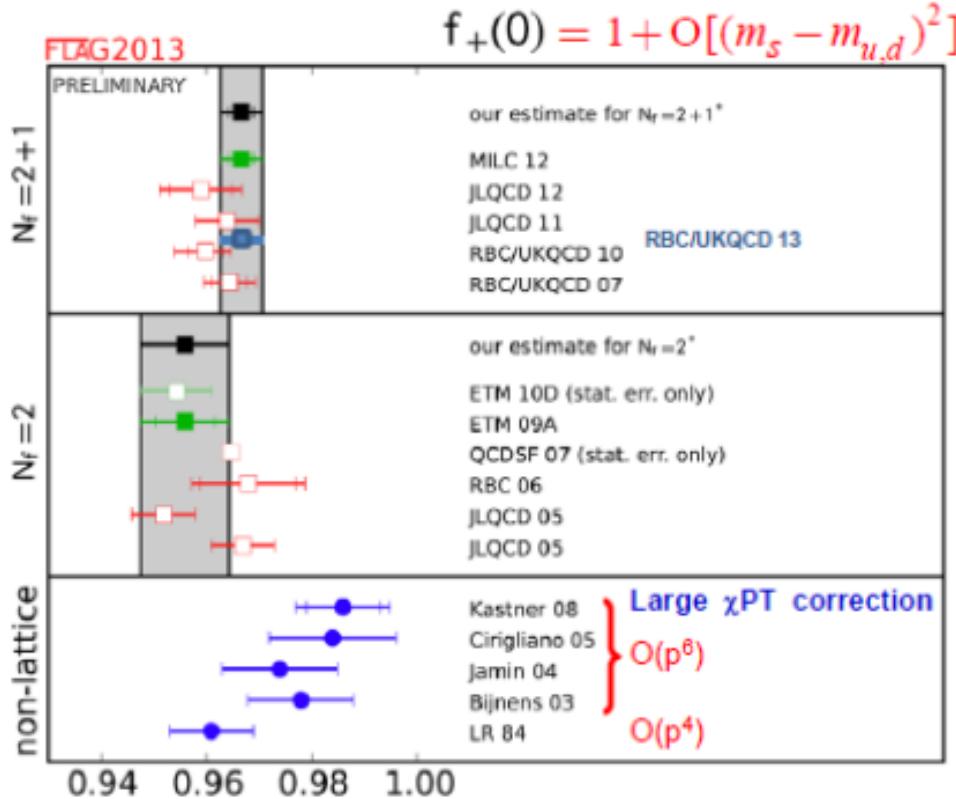
● Pion Decay:

$$\text{Br}(\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e) = (1.036 \pm 0.006) \times 10^{-8}$$

(PIBETA)

$$|V_{ud}| = 0.9741 \pm 0.0026$$

$K \rightarrow \pi l \bar{\nu}$ Decays



$$|f_+(0) V_{us}| = 0.2163 \pm 0.0005$$

2012: $f_+(0) = 0.959 \pm 0.005 \rightarrow |V_{us}| = 0.2255 \pm 0.0014$

2013: $f_+(0) = 0.967 \pm 0.004 \rightarrow |V_{us}| = 0.2238 \pm 0.0011$

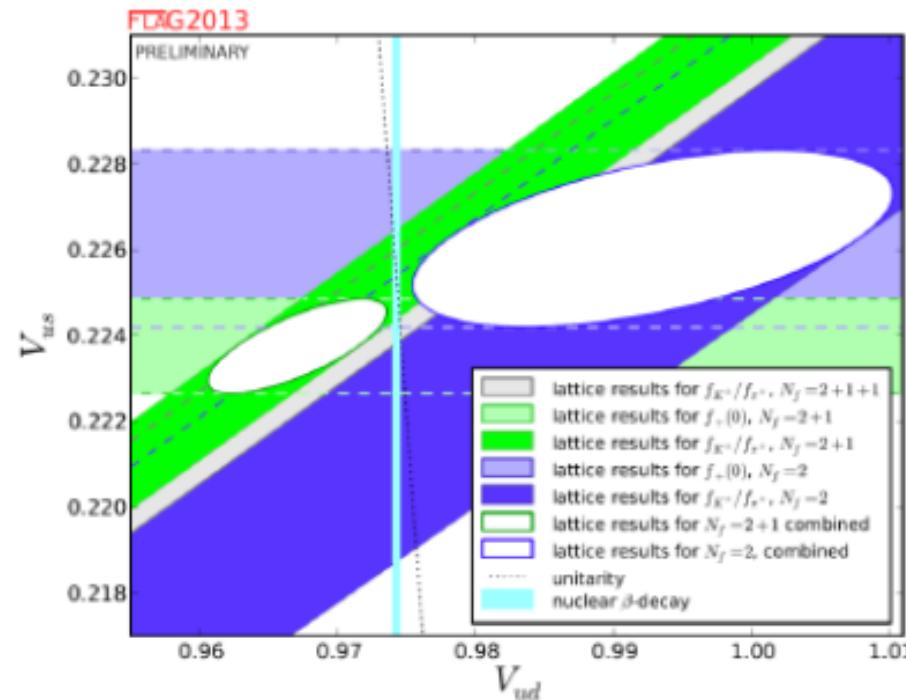
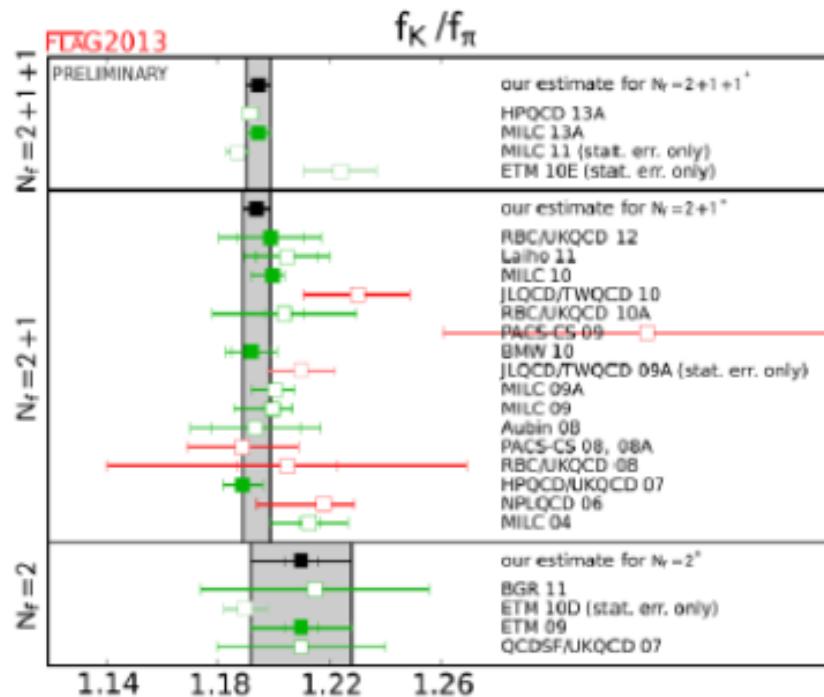
$$\Gamma(\text{K}^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) / \Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$$

$$\frac{f_K}{f_\pi} \frac{|V_{us}|}{|V_{ud}|} = 0.2763 \pm 0.0005$$



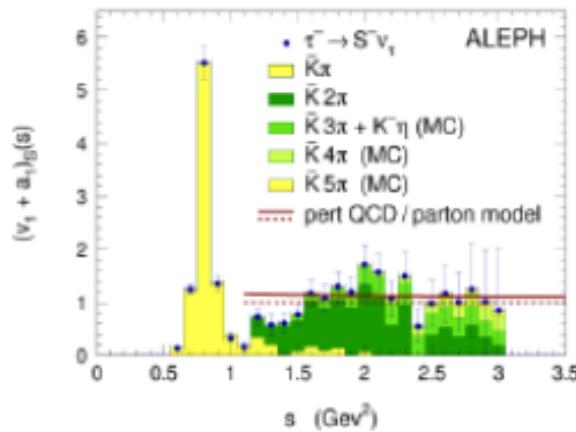
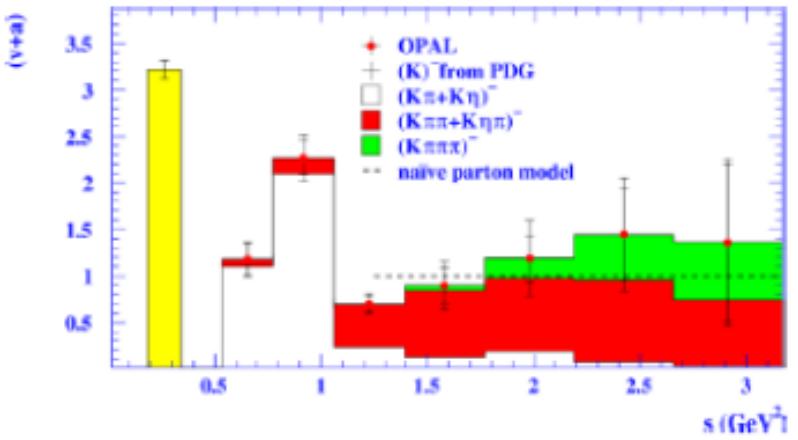
$$\frac{|V_{us}|}{|V_{ud}|} = 0.2314 \pm 0.0011$$

$$\langle 0 | \bar{d}_i \gamma^\mu \gamma_5 u_j | P(k) \rangle = i f_P k^\mu$$



$$f_K/f_\pi = 1.194 \pm 0.005 \quad (\text{FLAG 2013})$$

$$R_{\tau,S} = \Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau S^-) / \Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e)$$



$$\delta R_\tau \equiv \frac{R_{\tau,ud}}{|V_{ud}|^2} - \frac{R_{\tau,S}}{|V_{us}|^2} \approx 24 \frac{m_s^2(m_\tau^2)}{m_\tau^2} \Delta(\alpha_s)$$

$$|V_{us}|^2 = \frac{R_{\tau,S}}{\frac{R_{\tau,ud}}{|V_{ud}|^2} - \delta R_\tau^{\text{th}}} \quad \left. \right\}$$

$m_s(2 \text{ GeV}) = 94 \pm 6 \text{ MeV}$

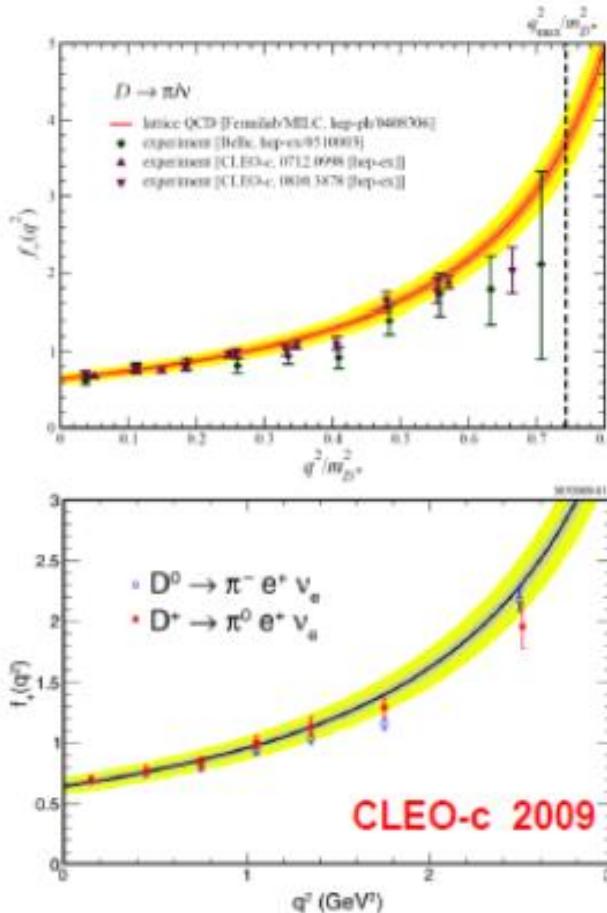
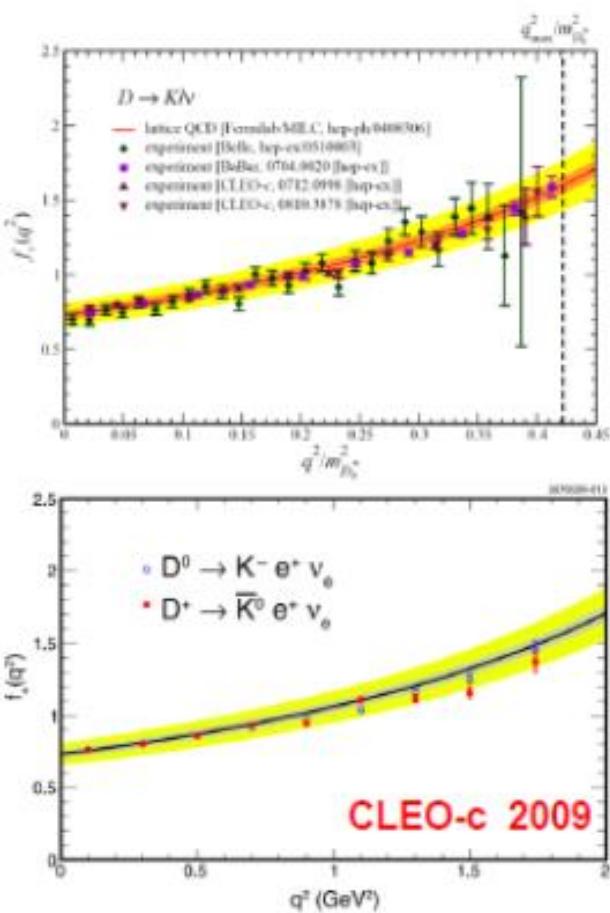
Gámiz-Jamin-Pich-Prades-Schwab

$$|V_{us}| = 0.2173 \pm 0.0020_{\text{exp}} \pm 0.0010_{\text{th}}$$

Simultaneous m_s & V_{us} fit possible with better data

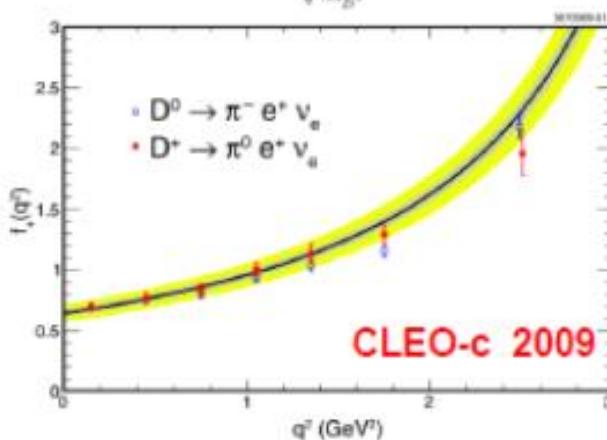
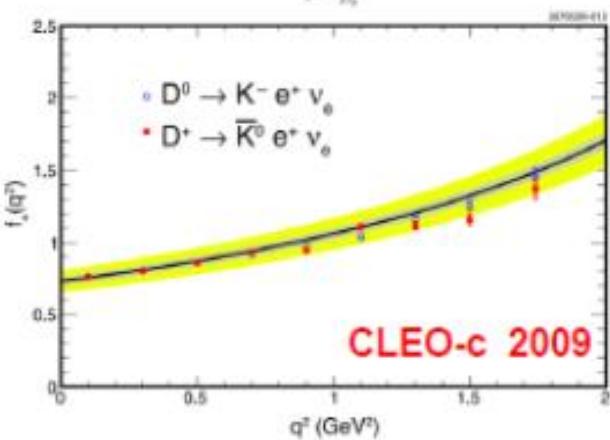
The τ could give the most precise V_{us} determination

$D \rightarrow K/\pi l\nu$



Lattice input

$$|V_{cs}|_{D \rightarrow Kl\nu} = 0.98 \pm 0.10$$



PDG 2012:

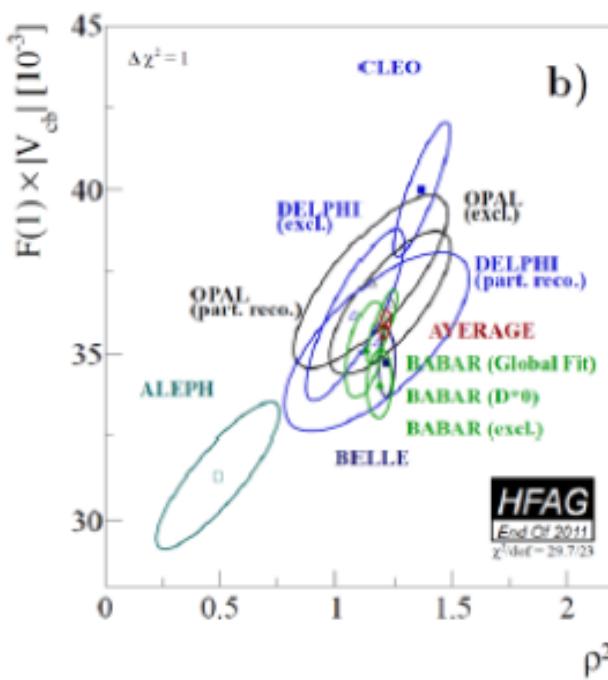
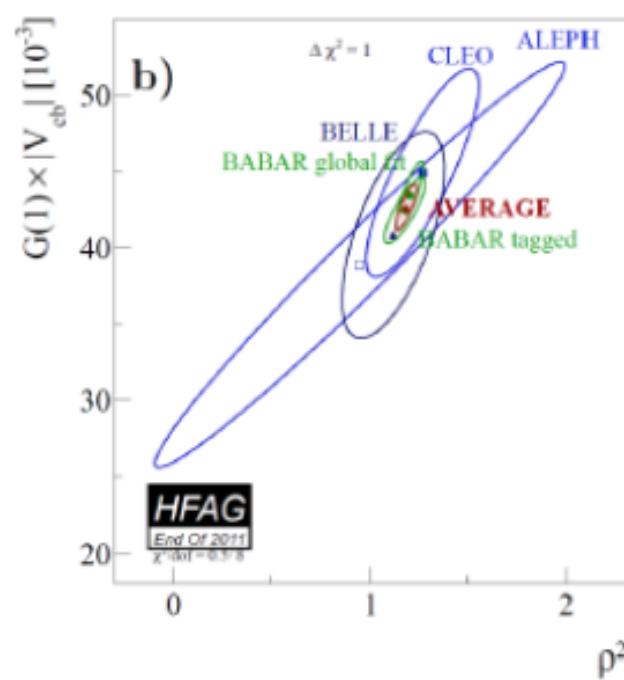
$$|V_{cd}|_{vd \rightarrow \mu c} = 0.230 \pm 0.011$$

$$|V_{cs}|_{D \rightarrow Kl\nu, D_s \rightarrow l\nu} = 1.006 \pm 0.023$$

QCD Symmetries at $1/M_Q \rightarrow 0$ HQET

$B \rightarrow D \mid \nu$

$B \rightarrow D^* \mid \nu$



$$G(1) = 1.074 \pm 0.024 \quad (\text{FNAL / MILC}) \quad \rightarrow \quad |V_{cb}| = (39.70 \pm 1.42_{\text{exp}} \pm 0.89_{\text{th}}) \cdot 10^{-3}$$

$$F(1) = 0.908 \pm 0.017 \quad (\text{MILC}) \quad \rightarrow \quad |V_{cb}| = (39.54 \pm 0.50_{\text{exp}} \pm 0.74_{\text{th}}) \cdot 10^{-3}$$

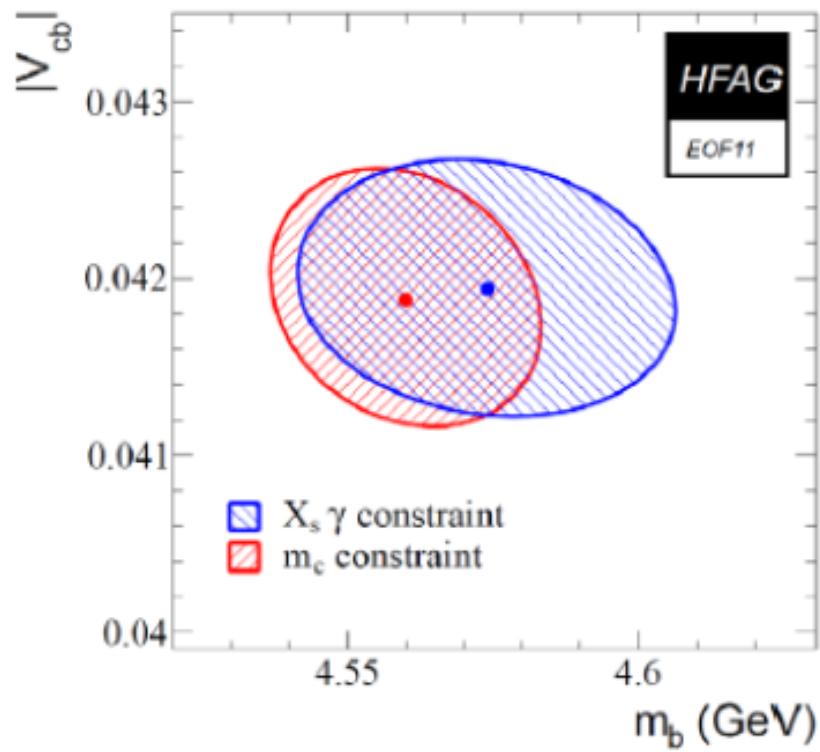


$|V_{cb}|_{\text{excl}} = (39.6 \pm 0.9) \cdot 10^{-3}$

Inclusive B Decays

(OPE, HQET)

$$\Gamma(\bar{B} \rightarrow X_c \ell \bar{\nu}) = \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2 m_b^5}{192\pi^3} \left\{ f(\rho) + k(\rho) \frac{\mu_\pi^2}{2m_b^2} + g(\rho) \frac{\mu_G^2}{2m_b^2} \right\}$$



Fits to lepton energy,
hadronic invariant mass and
photon energy moments

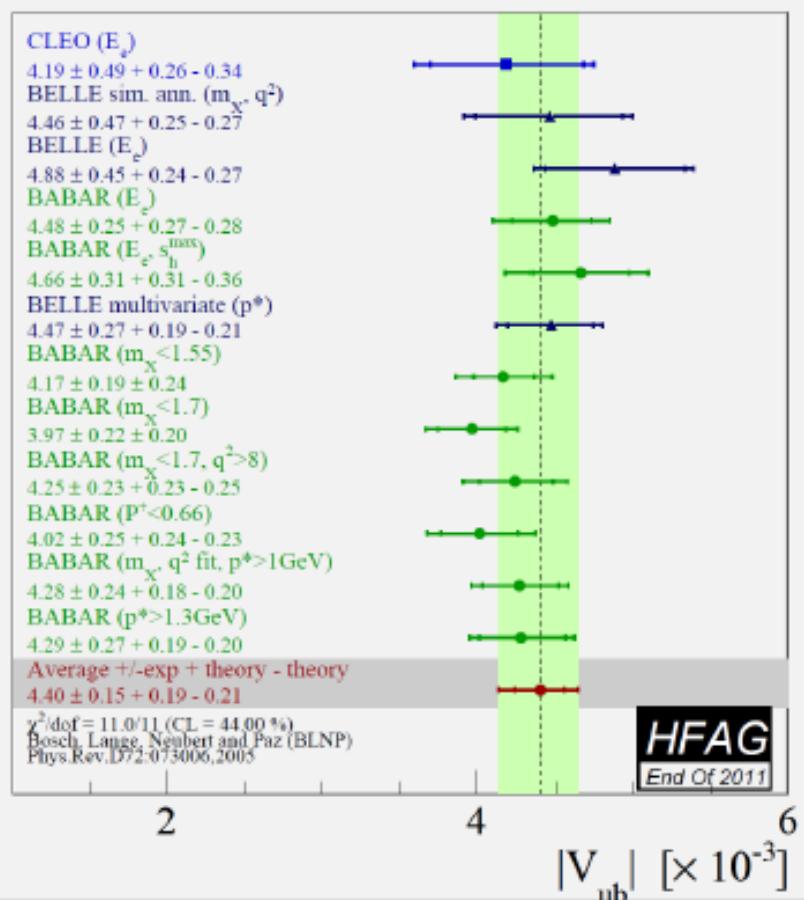
$$|V_{cb}|_{\text{incl}} = (41.9 \pm 0.7) \cdot 10^{-3}$$

1.9 σ discrepancy with
exclusive measurement



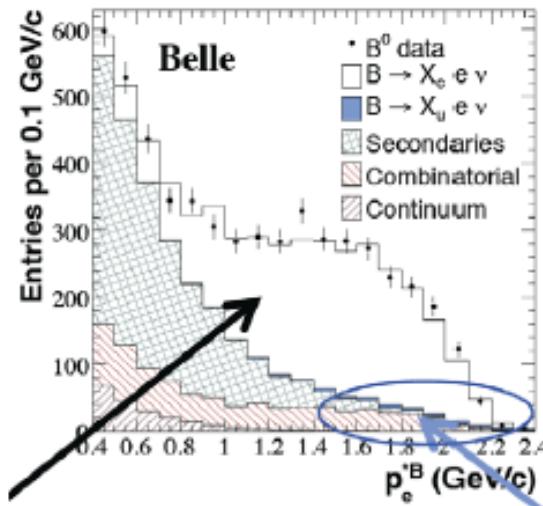
$$|V_{cb}| = (40.9 \pm 1.1) \cdot 10^{-3}$$

$B \rightarrow X_u \bar{v}$

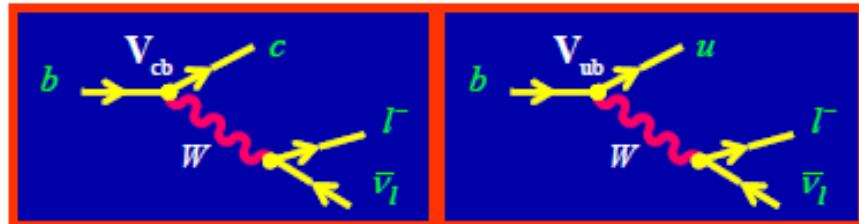


PDG 2012:

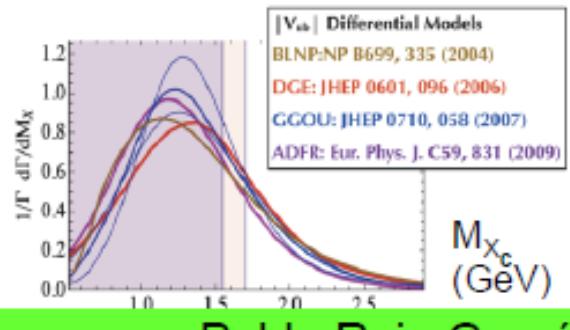
$$|V_{ub}|_{\text{incl}} = (4.41 \pm 0.15 {}^{+0.15}_{-0.17}) \cdot 10^{-3}$$



$$\left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right|^2 \approx \frac{1}{50}$$

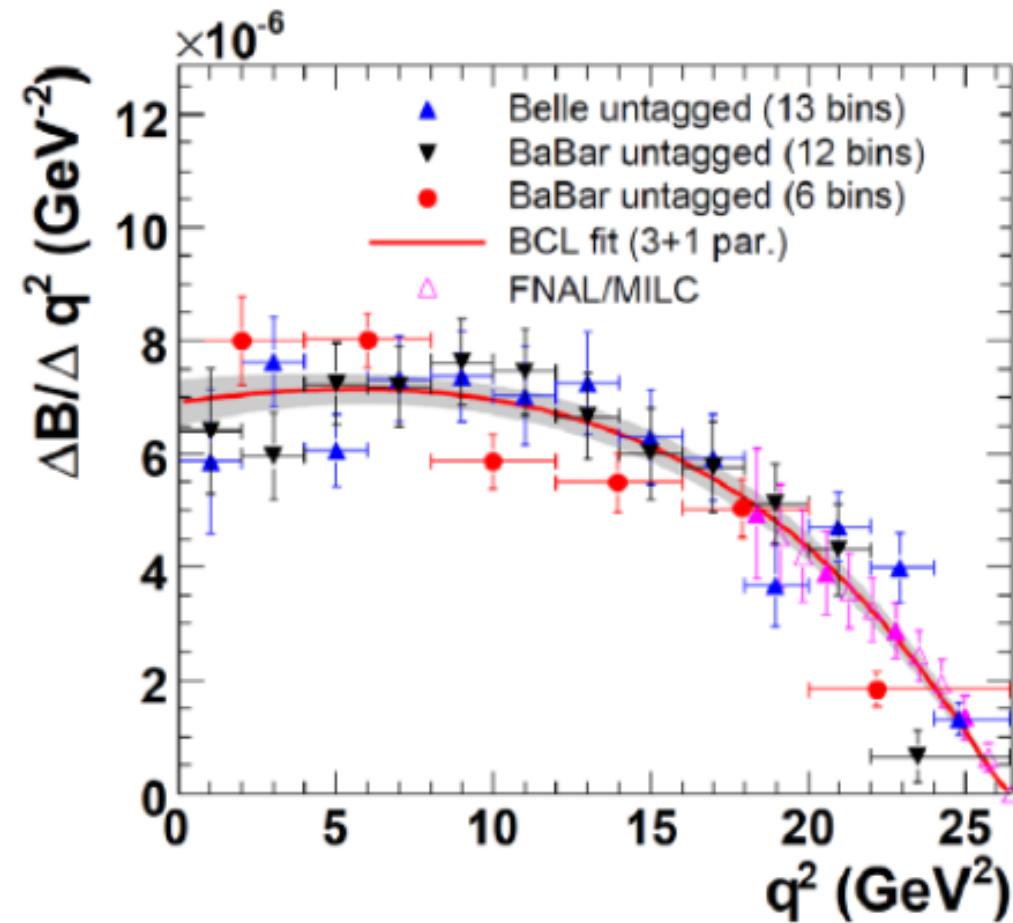


- Large backgrounds from $B \rightarrow X_c \bar{v}$
- Strong experimental cuts
- Large theoretical uncertainties



$B \rightarrow \pi \bar{\nu}$

Large theoretical uncertainties



PDG 2012:

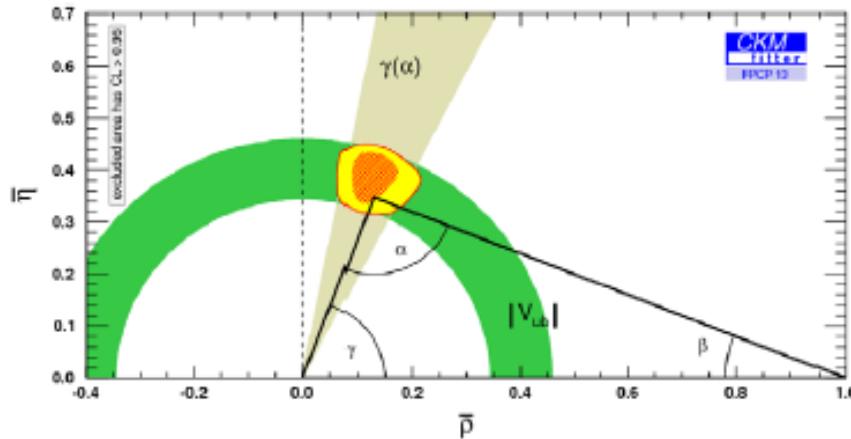
$$|V_{ub}|_{\text{excl}} = (3.23 \pm 0.31) \cdot 10^{-3}$$



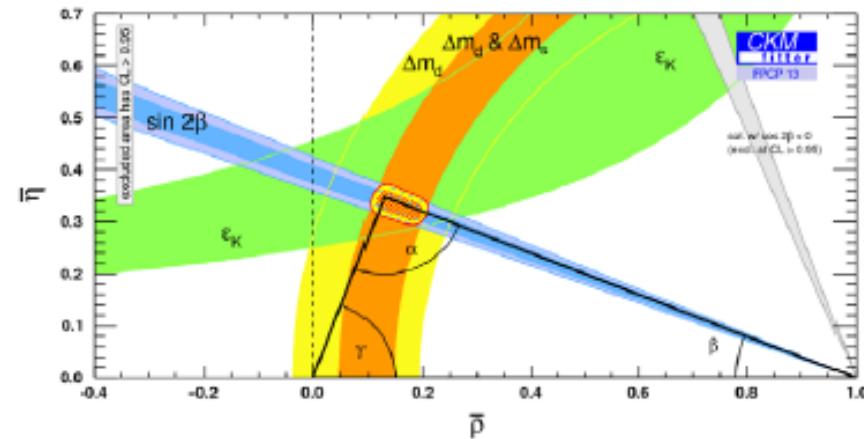
$$|V_{ub}| = (4.15 \pm 0.49) \cdot 10^{-3}$$

Masas y mezclas de fermiones

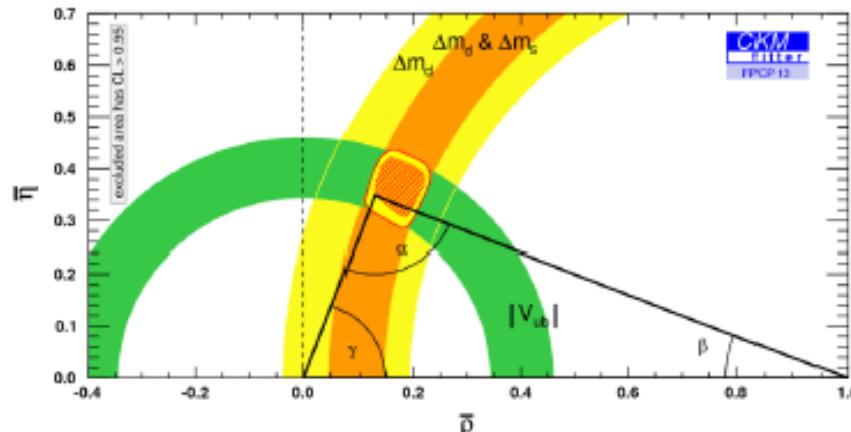
Tree-level determinations



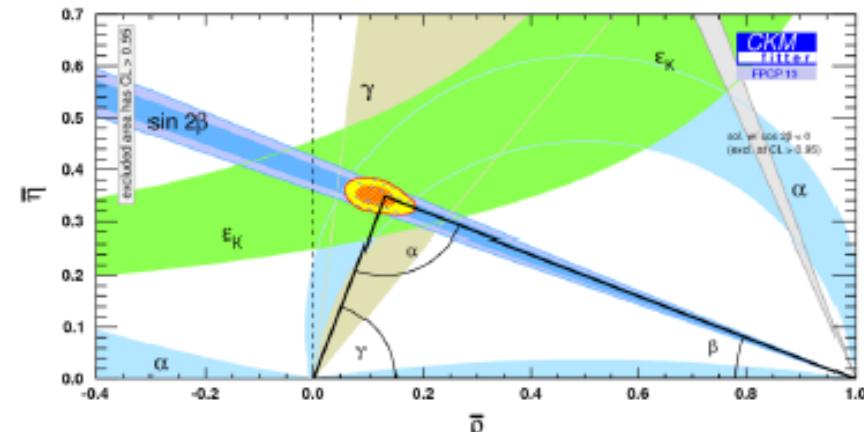
Loop processes



CP Conserving

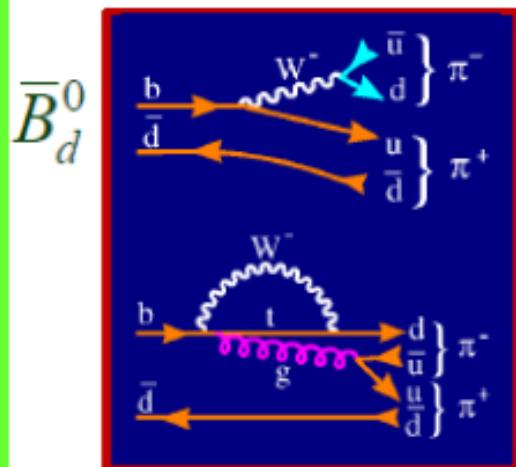


CP Violating



DIRECT*CP*

$$|T(P \rightarrow f)| \neq |T(\bar{P} \rightarrow \bar{f})|$$



$$T(P \rightarrow f) = T_1 e^{i\phi_1} e^{i\delta_1} + T_2 e^{i\phi_2} e^{i\delta_2}$$

\downarrow
CP

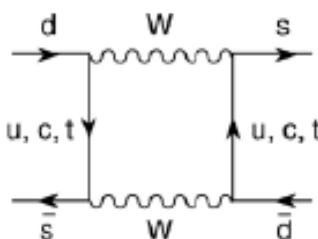
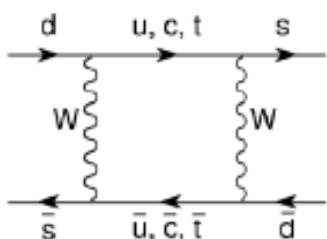
$$T(\bar{P} \rightarrow \bar{f}) = T_1 e^{-i\phi_1} e^{i\delta_1} + T_2 e^{-i\phi_2} e^{i\delta_2}$$

$$A_{P \rightarrow f}^{CP} \equiv \frac{\Gamma(P \rightarrow f) - \Gamma(\bar{P} \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(P \rightarrow f) + \Gamma(\bar{P} \rightarrow \bar{f})} = \frac{-2 T_1 T_2 \sin(\phi_2 - \phi_1) \sin(\delta_2 - \delta_1)}{T_1^2 + T_2^2 + 2 T_1 T_2 \cos(\phi_2 - \phi_1) \cos(\delta_2 - \delta_1)}$$

One needs:

- 2 Interfering Amplitudes
- 2 Different Weak Phases $[\sin(\phi_2 - \phi_1) \neq 0]$
- 2 Different FSI Phases $[\sin(\delta_2 - \delta_1) \neq 0]$

INDIRECT \mathcal{CP} : $K^0 - \bar{K}^0$ MIXING



$$|K_{S,L}^0\rangle \sim p |K^0\rangle \mp q |\bar{K}^0\rangle$$

$$q/p \equiv (1 - \bar{\varepsilon}_K)/(1 + \bar{\varepsilon}_K)$$

$$\langle \bar{K}^0 | \mathbf{H} | K^0 \rangle \sim \sum_{ij} \lambda_i \lambda_j S(r_i, r_j) \eta_{ij} \langle O_{\Delta S=2} \rangle$$

$$\langle O_{\Delta S=2} \rangle = \alpha_s(\mu)^{-2/9} \langle \bar{K}^0 | (\bar{s}_L \gamma^\alpha d_L)(\bar{s}_L \gamma_\alpha d_L) | K^0 \rangle \equiv \left(\frac{4}{3} M_K^2 f_K^2 \right) \hat{B}_K$$

$$\lambda_i \equiv V_{id} V_{is}^* \quad ; \quad r_i \equiv m_i^2 / M_W^2 \quad (i = u, c, t)$$

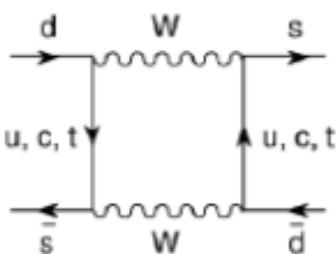
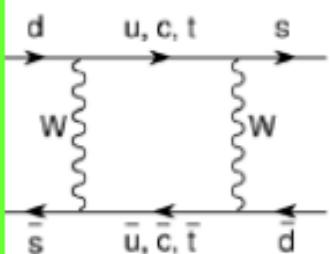
- **GIM Mechanism:** $\lambda_u + \lambda_c + \lambda_t = 0$

$$(M_{K_L} - M_{K_S})/M_{K^0} = (7.00 \pm 0.01) \times 10^{-15}$$

- \mathcal{CP} : $\text{Im } \lambda_t = -\text{Im } \lambda_c \simeq \eta \lambda^5 A^2$

- **Hard GIM Breaking:** $S(r_i, r_i) \sim r_i \rightarrow \text{t quark}$

INDIRECT \mathcal{CP} : $K^0 - \bar{K}^0$ MIXING



$$|K_{S,L}^0\rangle \sim p |K^0\rangle \mp q |\bar{K}^0\rangle$$

$$q/p \equiv (1 - \bar{\varepsilon}_K)/(1 + \bar{\varepsilon}_K)$$

$$\langle \bar{K}^0 | \mathbf{H} | K^0 \rangle \sim \sum_{ij} \lambda_i \lambda_j S(r_i, r_j) \eta_{ij} \langle O_{\Delta S=2} \rangle$$

$$\langle O_{\Delta S=2} \rangle = \alpha_s(\mu)^{-2/9} \langle \bar{K}^0 | (\bar{s}_L \gamma^\alpha d_L)(\bar{s}_L \gamma_\alpha d_L) | K^0 \rangle \equiv \left(\frac{4}{3} M_K^2 f_K^2 \right) \hat{B}_K$$

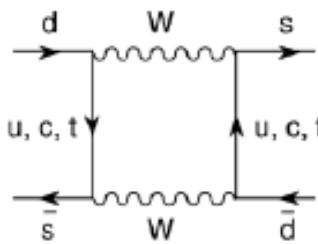
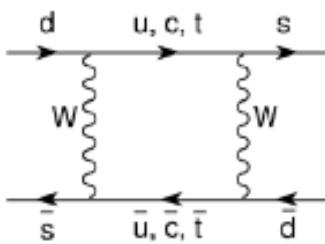
$$\lambda_i \equiv V_{id} V_{is}^* \quad ; \quad r_i \equiv m_i^2 / M_W^2 \quad (i = u, c, t)$$

$$\mathcal{C} |K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle \quad , \quad \mathcal{P} |K^0\rangle = -|K^0\rangle \quad , \quad \mathcal{CP} |K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle$$

$$|K_{1,2}^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle \mp |\bar{K}^0\rangle) \quad , \quad \mathcal{CP} |K_{1,2}^0\rangle = \pm |K_{1,2}^0\rangle$$

$$|K_S^0\rangle \simeq |K_1^0\rangle + \bar{\varepsilon}_K |K_2^0\rangle \quad , \quad |K_L^0\rangle \simeq |K_2^0\rangle + \bar{\varepsilon}_K |K_1^0\rangle$$

INDIRECT \mathcal{CP} : $K^0 - \bar{K}^0$ MIXING



$$|K_{S,L}^0\rangle \sim p |K^0\rangle \mp q |\bar{K}^0\rangle$$

$$q/p \equiv (1 - \bar{\varepsilon}_K) / (1 + \bar{\varepsilon}_K)$$

$$K^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l \quad (\bar{s} \rightarrow \bar{u}) \quad ; \quad \bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l \quad (s \rightarrow u)$$

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l) - \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l) + \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l)} = \frac{|p|^2 - |q|^2}{|p|^2 + |q|^2} = \frac{2 \operatorname{Re}(\bar{\varepsilon}_K)}{1 + |\bar{\varepsilon}_K|^2} = (0.332 \pm 0.006)\%$$

$$\Rightarrow \operatorname{Re}(\bar{\varepsilon}_K) = (1.66 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$$

$$\eta_{+-} \equiv \frac{T(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{T(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \approx \varepsilon_K$$

$$\eta_{00} \equiv \frac{T(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{T(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)} \approx \varepsilon_K$$

$$\varepsilon_K = (2.228 \pm 0.011) \cdot 10^{-3} e^{i\phi_\varepsilon}$$

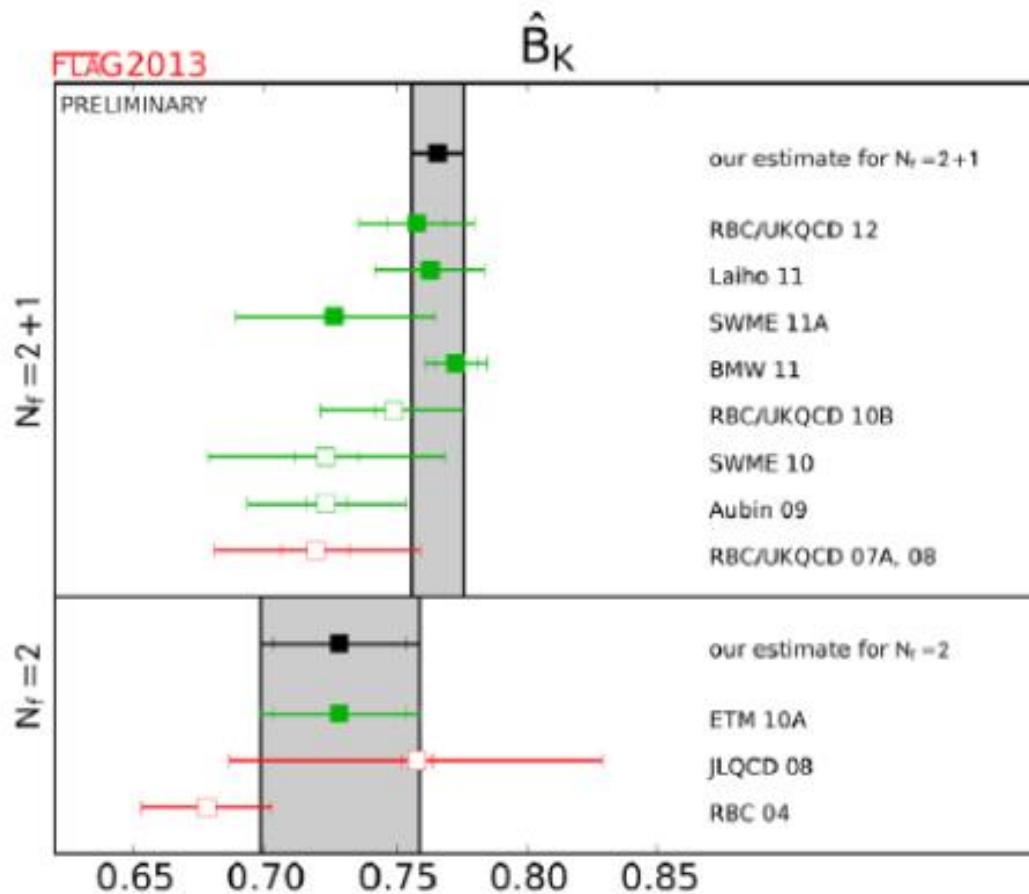
$$\phi_\varepsilon = (43.5 \pm 0.5)^\circ$$

$$\eta \left[(1 - \rho) A^2 + 0.22 \right] A^2 \hat{B}_K = 0.143$$

Buras et al

Lattice Results for \hat{B}_K

$$B_K^{\overline{\text{MS}}}(2 \text{ GeV}) = 0.560 \pm 0.007 \quad , \quad \hat{B}_K = 0.766 \pm 0.010$$



Flavianet Lattice Averaging Group

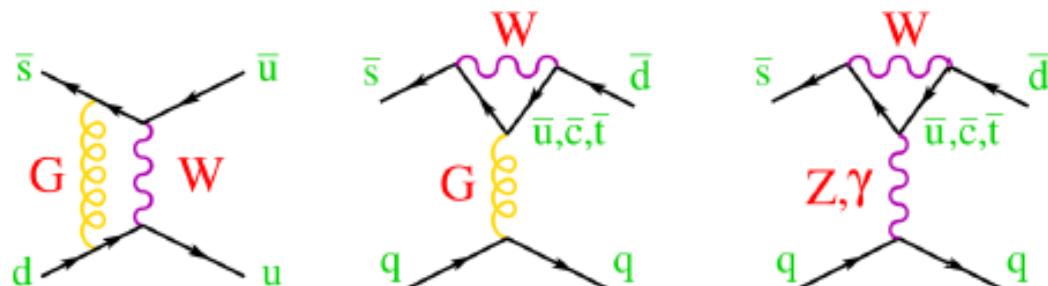
DIRECT \mathcal{CP} in $K \rightarrow \pi \pi$

$$\eta_{+-} \equiv \frac{T(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{T(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \approx \varepsilon_K + \varepsilon'_K$$

$$\eta_{00} \equiv \frac{T(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{T(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)} \approx \varepsilon_K - 2\varepsilon'_K$$

$$\text{Re}(\varepsilon'_K / \varepsilon_K) \approx \frac{1}{6} \left\{ 1 - \left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|^2 \right\} = (16.8 \pm 1.4) \cdot 10^{-4}$$

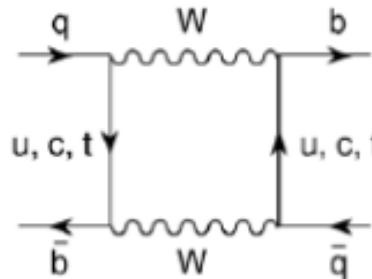
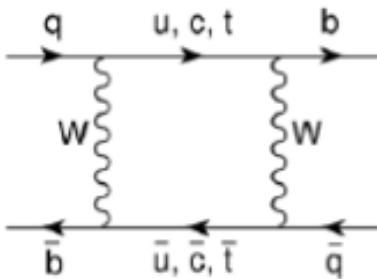
NA48, NA31
KTeV, E731



$$\text{Re}(\varepsilon'_K / \varepsilon_K)_{\text{Th}} = (19^{+11}_{-9}) \cdot 10^{-4}$$

- Short-distance OPE
Ciuchini et al, Buras et al
- Long-distance χ PT
Pallante-Pich-Scimemi
Cirigliano-Ecker-Neufeld-Pich

B⁰ – \bar{B}^0 MIXING



$$V_{ud} V_{ub}^* \sim V_{cd} V_{cb}^* \sim V_{td} V_{tb}^* \sim A \lambda^3$$

$$\langle \bar{B}^0 | H | B^0 \rangle \sim |V_{td}|^2 S(r_t, r_t) \left(\frac{4}{3} M_B^2 f_B^2 \right) \hat{B}_B$$

$$\Delta M_{B_d^0} = (0.510 \pm 0.004) \text{ ps}^{-1}$$



$$|V_{td}|$$

- $\Delta M_{B_d^0} / \Gamma_{B_d^0} = 0.775 \pm 0.006$
- $\Delta M_{B_s^0} = (17.768 \pm 0.024) \text{ ps}^{-1}$
- $\Delta \Gamma_{B^0} / \Delta M_{B^0} \sim m_b^2 / m_t^2 \ll 1$
- $\text{Re}(\varepsilon_{B_d^0}) = -0.0002 \pm 0.0007$

\cancel{CP} very small

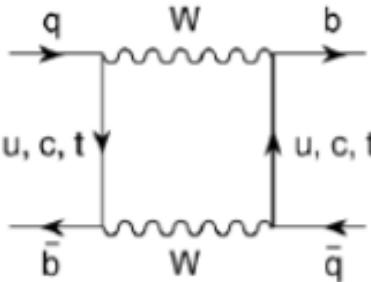
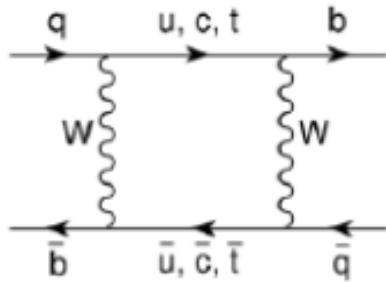
$$\Delta M_{B_s^0} / \Gamma_{B_s^0} = 26.74 \pm 0.22$$

$$|V_{ts}|^2 \gg |V_{td}|^2$$

$$\Delta \Gamma_{B_s^0} / \Gamma_{B_s^0} = -0.123 \pm 0.017$$

$$\text{Re}(\varepsilon_{B_s^0}) = -0.0043 \pm 0.0014$$

$$|q/p| - 1 \sim m_c^2 / m_t^2$$



$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} M & M_{12} \\ M_{12} & M \end{pmatrix} - \frac{i}{2} \begin{pmatrix} \Gamma & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12} & \Gamma \end{pmatrix}$$

$$|B_\mp^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} \left(p |B^0\rangle \mp q |\bar{B}^0\rangle \right) \quad , \quad$$

$$\frac{q}{p} \equiv \frac{1 - \varepsilon_B}{1 + \varepsilon_B} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} + \frac{i}{2}\Gamma_{12}}}^{1/2}$$

$$\Delta\Gamma/\Delta M \approx \Gamma_{12}/M_{12} \sim m_b^2/m_t^2 \ll 1$$



$$\left| \frac{q}{p} \right| \approx 1 + \frac{1}{2} \left| \frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \right| \sin \phi_{\Delta B=2} \quad , \quad \phi_{\Delta B=2} \equiv \arg(M_{12}/\Gamma_{12})$$

$$\Delta M \equiv M_{B_+} - M_{B_-}$$

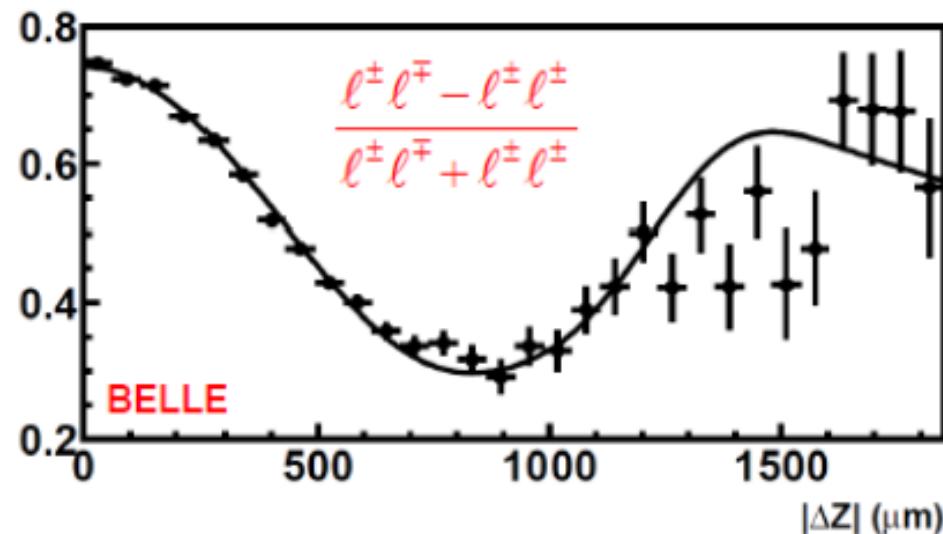
$$\Delta\Gamma \equiv \Gamma_{B_+} - \Gamma_{B_-}$$

$$\begin{pmatrix} |B^0(t)\rangle \\ |\bar{B}^0(t)\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} g_1(t) & \frac{q}{p}g_2(t) \\ \frac{p}{q}g_2(t) & g_1(t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |B^0\rangle \\ |\bar{B}^0\rangle \end{pmatrix} \quad , \quad$$

$$\begin{pmatrix} g_1(t) \\ g_2(t) \end{pmatrix} = e^{-iMt} e^{-\Gamma t/2} \begin{pmatrix} \cos \left[\left(\Delta M - \frac{i}{2}\Delta\Gamma \right) \frac{t}{2} \right] \\ -i \sin \left[\left(\Delta M - \frac{i}{2}\Delta\Gamma \right) \frac{t}{2} \right] \end{pmatrix}$$

Time Scales: Oscillation $\sim \sin[(x - iy)\Gamma t / 2]$

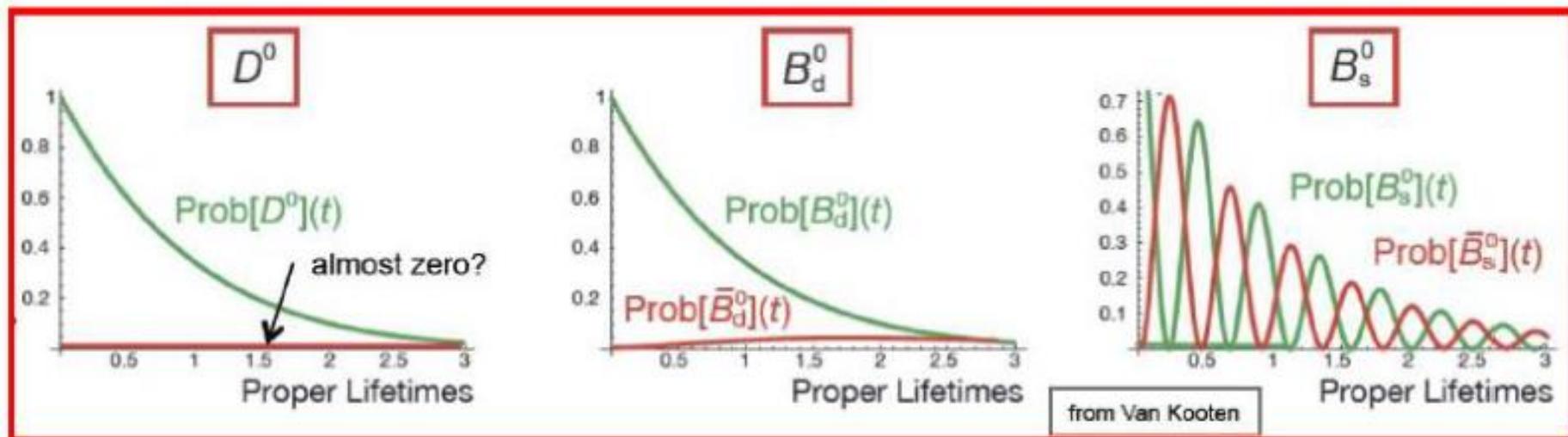
$$x \equiv \frac{\Delta M}{\Gamma} \quad , \quad y \equiv \frac{\Delta \Gamma}{2\Gamma}$$



- K^0 : $x \sim y \sim 1$
- D^0 : $x \sim y \sim 0.01$ Slow oscillation (decays faster)
- B_d : $x \sim 1$, $y \sim 0.01$
- B_s : $x \sim 25$, $y \leq 0.01$ Fast oscillation (averages out to 0)

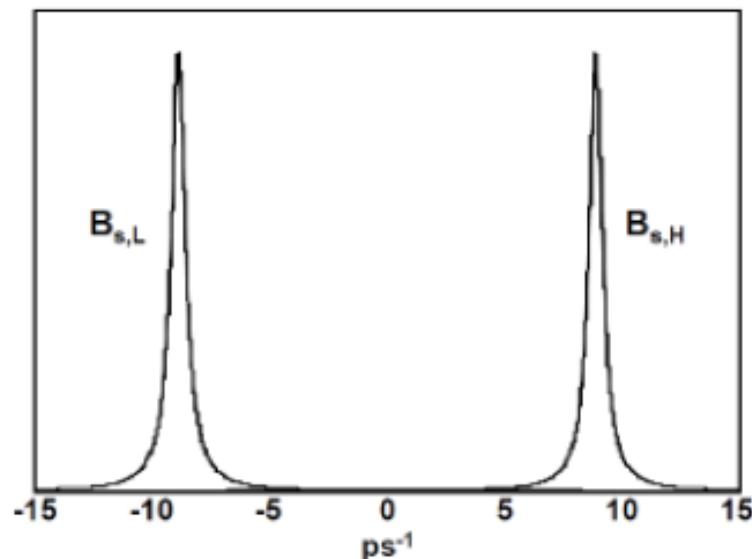
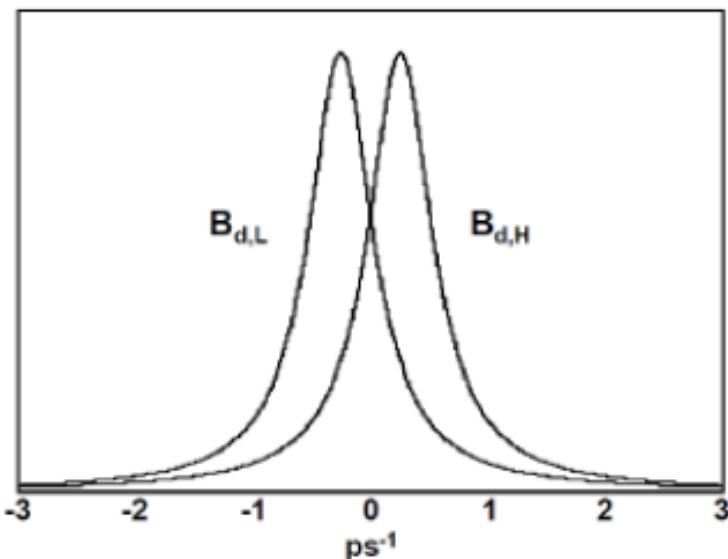
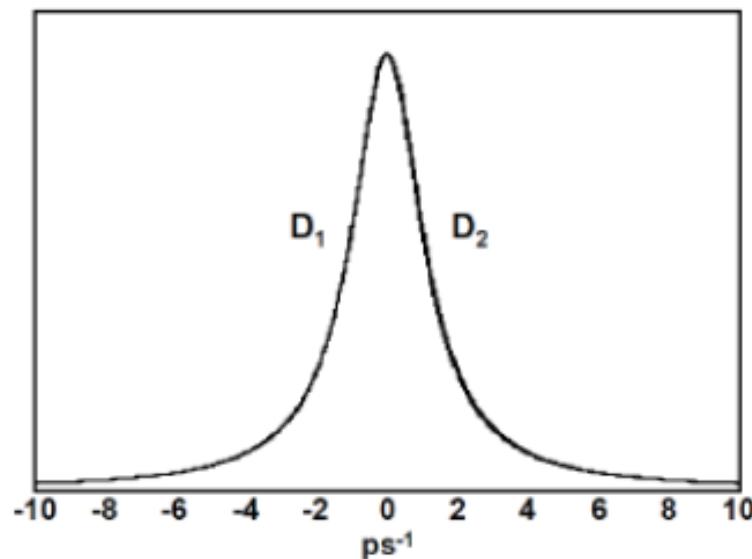
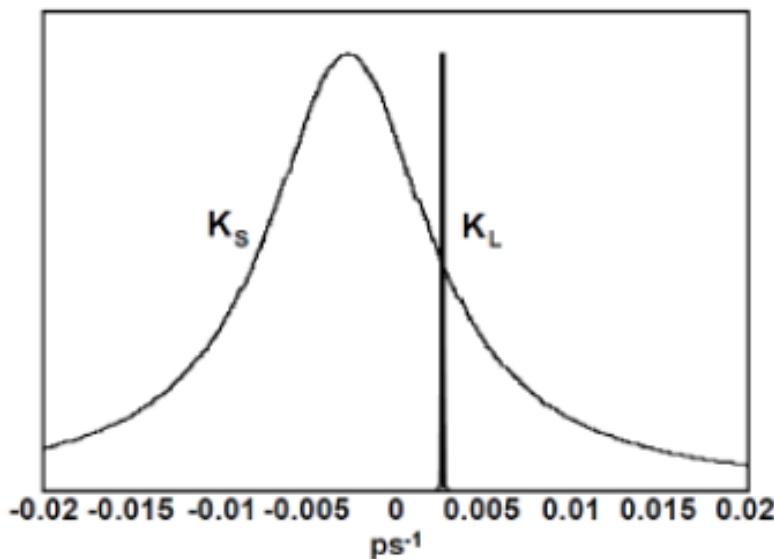
Time Scales: Oscillation $\sim \sin[(x - iy)\Gamma t / 2]$

$$x \equiv \Delta M / \Gamma \quad , \quad y \equiv \Delta \Gamma / 2\Gamma$$



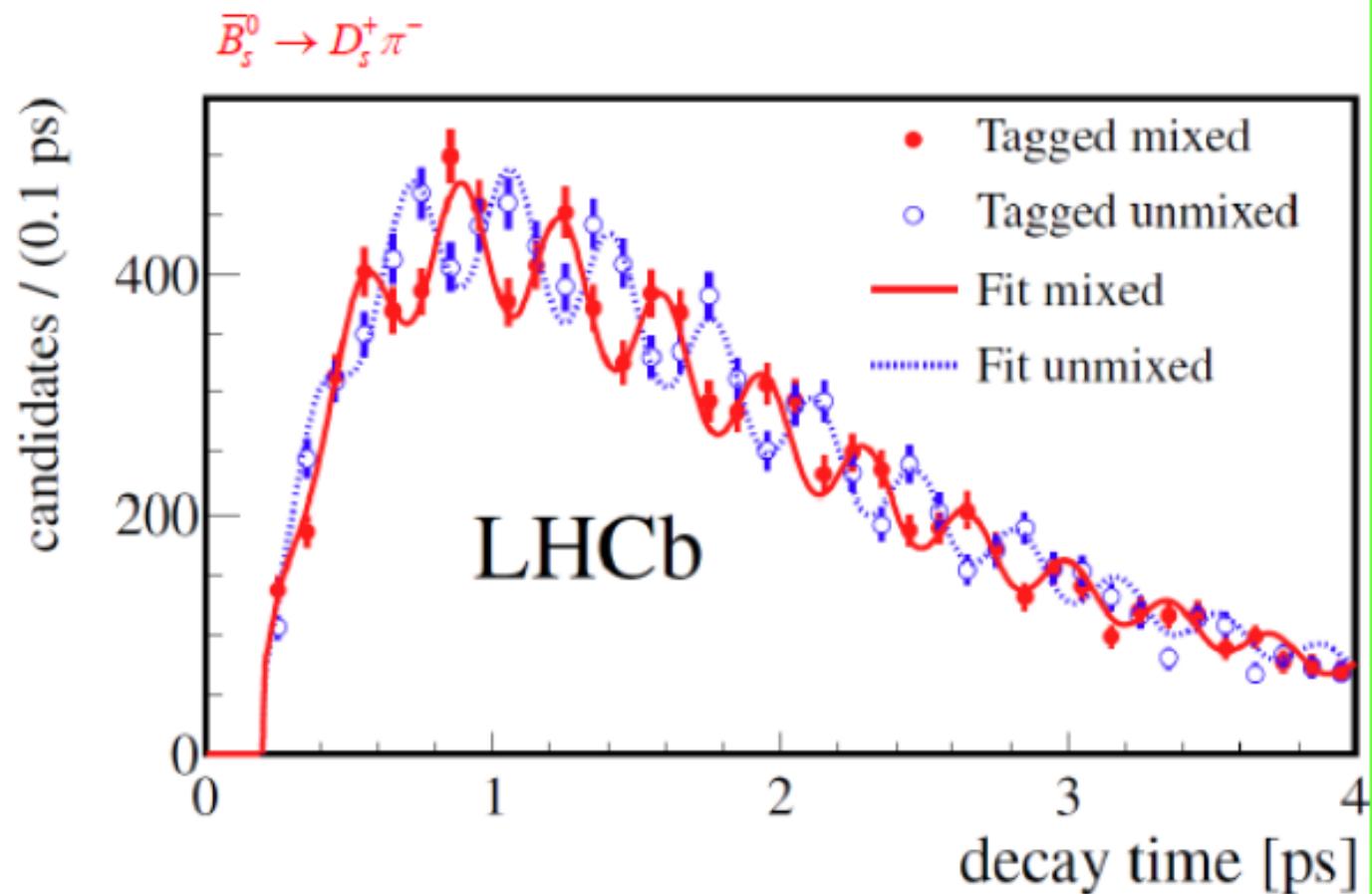
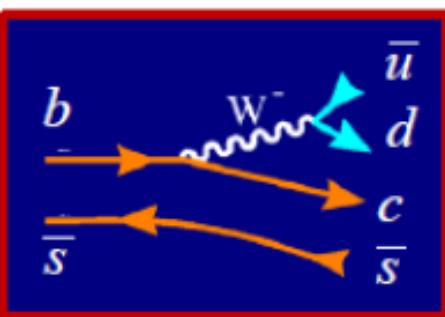
- **K⁰:** $x \sim y \sim 1$
- **D⁰:** $x \sim y \sim 0.01$ Slow oscillation (decays faster)
- **B_d:** $x \sim 1$, $y \sim 0.01$
- **B_s:** $x \sim 25$, $y \leq 0.01$ Fast oscillation (averages out to 0)

Widths & Mass Differences



M. Gersabeck

B_s Mixing @ LHCb

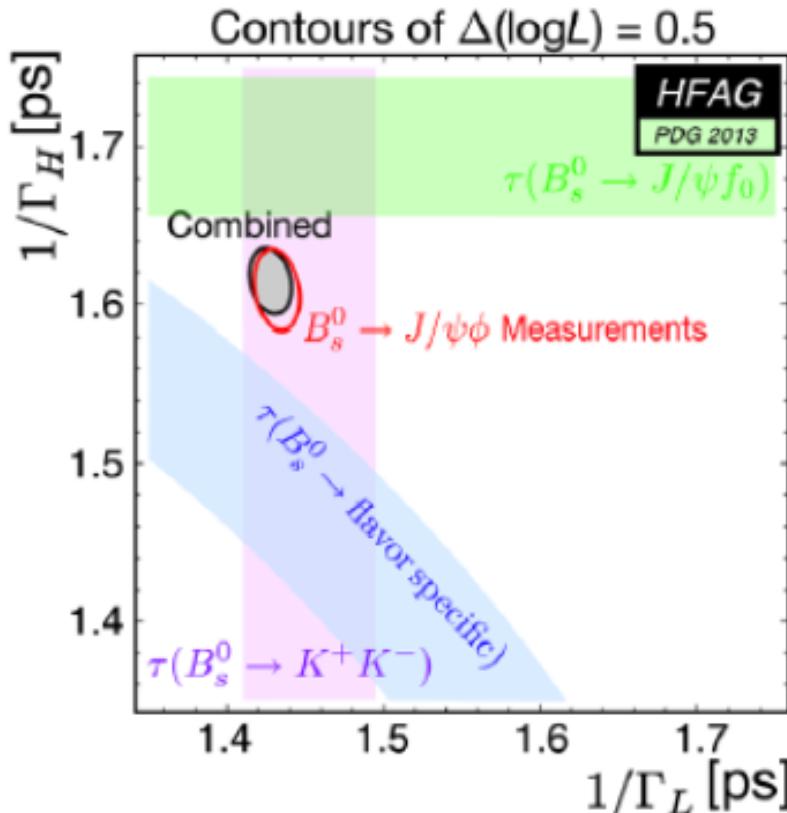
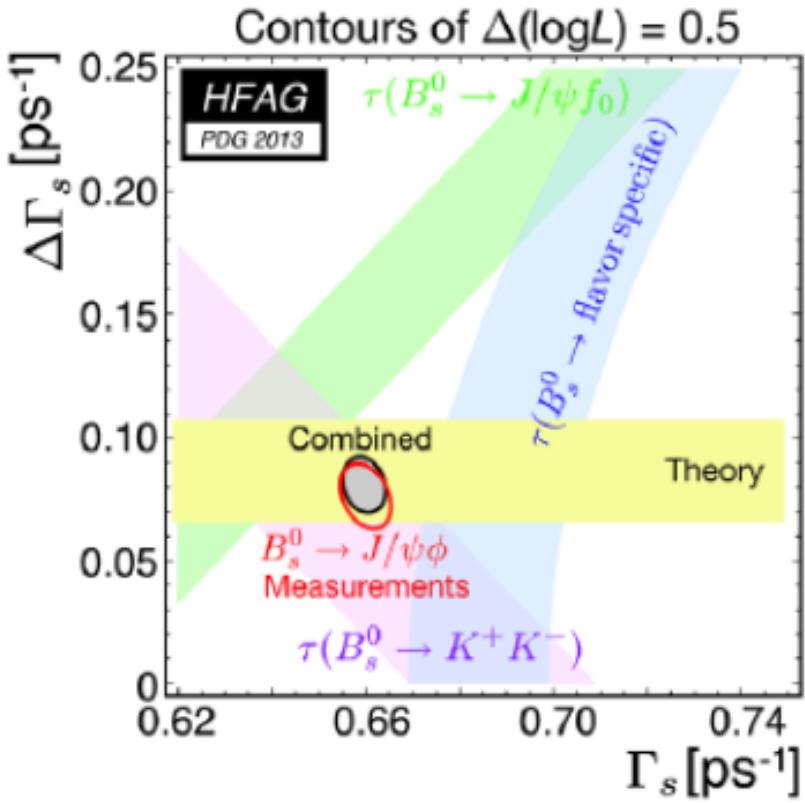


$$\Delta m_s = 17.768 \pm 0.023 \text{ (stat)} \pm 0.006 \text{ (syst)} \text{ ps}^{-1}$$

B_s Lifetimes

$$\Delta\Gamma \equiv \Gamma_L - \Gamma_H$$

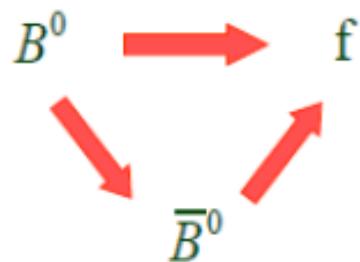
Γ_s	$0.6596 \pm 0.0046 \text{ ps}^{-1}$
$1/\Gamma_s$	$1.516 \pm 0.011 \text{ ps}$
$\tau_{\text{Short}} = 1/\Gamma_L$	$1.428 \pm 0.013 \text{ ps}$
$\tau_{\text{Long}} = 1/\Gamma_H$	$1.615 \pm 0.021 \text{ ps}$
$\Delta\Gamma_s$	$+0.081 \pm 0.011 \text{ ps}^{-1}$
$\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$	$+0.123 \pm 0.017$



CP (K^+K^-) = +

CP ($J/\psi f_0$) = -

$B^0 - \bar{B}^0$ MIXING AND DIRECT \mathcal{CP}



$$T_f \rightarrow T[B^0 \rightarrow f] ; \quad \bar{T}_f \rightarrow -T[\bar{B}^0 \rightarrow f] ; \quad \rho_f \equiv \bar{T}_f / T_f$$

$$T_{\bar{f}} \rightarrow T[B^0 \rightarrow \bar{f}] ; \quad \bar{T}_{\bar{f}} \rightarrow -T[\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f}] ; \quad \rho_{\bar{f}} \equiv T_{\bar{f}} / \bar{T}_{\bar{f}}$$

$$\mathcal{CP} \ B^0 = -\bar{B}^0 \quad ; \quad \mathcal{CP} \ f = \bar{f}$$

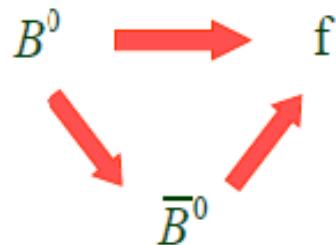
$$\Gamma[B^0(t) \rightarrow f] \sim \frac{1}{2} e^{-\Gamma t} \left(|T_f|^2 + |\bar{T}_f|^2 \right) \left\{ 1 + C_f \cos(\Delta M t) - S_f \sin(\Delta M t) \right\}$$

$$\Gamma[\bar{B}^0(t) \rightarrow \bar{f}] \sim \frac{1}{2} e^{-\Gamma t} \left(|\bar{T}_{\bar{f}}|^2 + |T_{\bar{f}}|^2 \right) \left\{ 1 - C_{\bar{f}} \cos(\Delta M t) + S_{\bar{f}} \sin(\Delta M t) \right\}$$

$$C_f \equiv \frac{1 - |\rho_f|^2}{1 + |\rho_f|^2} ; \quad S_f \equiv \frac{2 \operatorname{Im} \left(\frac{q}{p} \rho_f \right)}{1 + |\rho_f|^2} ; \quad C_{\bar{f}} \equiv -\frac{1 - |\rho_{\bar{f}}|^2}{1 + |\rho_{\bar{f}}|^2} ; \quad S_{\bar{f}} \equiv \frac{-2 \operatorname{Im} \left(\frac{p}{q} \rho_{\bar{f}} \right)}{1 + |\rho_{\bar{f}}|^2}$$

$$\Delta\Gamma \ll \Delta M \quad \rightarrow \quad \frac{q}{p} \approx \frac{\mathbf{V}_{tb}^* \mathbf{V}_{tq}}{\mathbf{V}_{tb} \mathbf{V}_{tq}^*} = e^{-2i\phi_M} \quad ; \quad \phi_M \approx \begin{cases} \beta & \left(B_d^0 \right) \\ -\beta_s \approx -\lambda^2 \eta & \left(B_s^0 \right) \end{cases}$$

$B^0 - \bar{B}^0$ MIXING AND DIRECT \mathcal{CP}



$$T_f \rightarrow T[B^0 \rightarrow f] ; \quad \bar{T}_f \rightarrow -T[\bar{B}^0 \rightarrow f] ; \quad \rho_f \equiv \bar{T}_f / T_f$$

$$T_{\bar{f}} \rightarrow T[B^0 \rightarrow \bar{f}] ; \quad \bar{T}_{\bar{f}} \rightarrow -T[\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f}] ; \quad \rho_{\bar{f}} \equiv T_{\bar{f}} / \bar{T}_{\bar{f}}$$

$$\mathcal{CP} \ B^0 = -\bar{B}^0 \quad ; \quad \mathcal{CP} \ f = \bar{f}$$

$$\Gamma[B^0(t) \rightarrow f] \sim \frac{1}{2} e^{-\Gamma t} \left(|T_f|^2 + |\bar{T}_f|^2 \right) \left\{ 1 + C_f \cos(\Delta M t) - S_f \sin(\Delta M t) \right\}$$

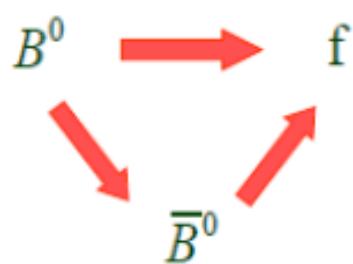
$$\Gamma[\bar{B}^0(t) \rightarrow \bar{f}] \sim \frac{1}{2} e^{-\Gamma t} \left(|\bar{T}_{\bar{f}}|^2 + |T_{\bar{f}}|^2 \right) \left\{ 1 - C_{\bar{f}} \cos(\Delta M t) + S_{\bar{f}} \sin(\Delta M t) \right\}$$

$$C_f \equiv \frac{1 - |\rho_f|^2}{1 + |\rho_f|^2} ; \quad S_f \equiv \frac{2 \operatorname{Im}\left(\frac{q}{p} \rho_f\right)}{1 + |\rho_f|^2} ; \quad C_{\bar{f}} \equiv -\frac{1 - |\rho_{\bar{f}}|^2}{1 + |\rho_{\bar{f}}|^2} ; \quad S_{\bar{f}} \equiv \frac{-2 \operatorname{Im}\left(\frac{p}{q} \rho_{\bar{f}}\right)}{1 + |\rho_{\bar{f}}|^2}$$

CP self-conjugate: $\bar{f} = \eta_f f$ \rightarrow $T_{\bar{f}} = \eta_f T_f$; $\bar{T}_{\bar{f}} = \eta_f \bar{T}_f$; $\rho_{\bar{f}} \equiv 1/\bar{\rho}_f$

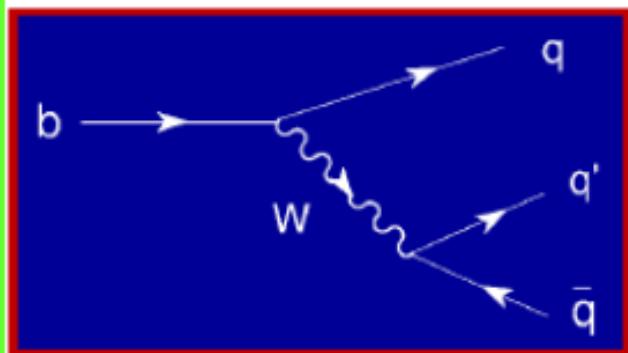
$$C_{\bar{f}} = C_f \quad ; \quad S_{\bar{f}} = S_f$$

$B^0 - \bar{B}^0$ MIXING AND DIRECT \mathcal{CP}



CP self-conjugate: $\bar{f} = \eta_f f$

$$\frac{q}{p} \approx \frac{\mathbf{V}_{tb}^* \mathbf{V}_{tq}}{\mathbf{V}_{tb} \mathbf{V}_{tq}^*} = e^{-2i\phi_M} \quad ; \quad \phi_M \approx \begin{cases} \beta & (B_d^0) \\ -\beta_s \approx -\lambda^2 \eta & (B_s^0) \end{cases}$$



Assumption: Only 1 decay amplitude

$$\frac{A_{b \rightarrow q\bar{q}q'}}{A_{\bar{b} \rightarrow \bar{q}q\bar{q}'}} = \frac{\mathbf{V}_{qb} \mathbf{V}_{qq'}^*}{\mathbf{V}_{qb}^* \mathbf{V}_{qq'}} = e^{-2i\phi_D}$$

$$\frac{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f}) - \Gamma(B^0 \rightarrow f)}{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f}) + \Gamma(B^0 \rightarrow f)} = -\eta_f \sin(2\phi) \sin(\Delta M t) \quad ; \quad \phi = \phi_M + \phi_D$$

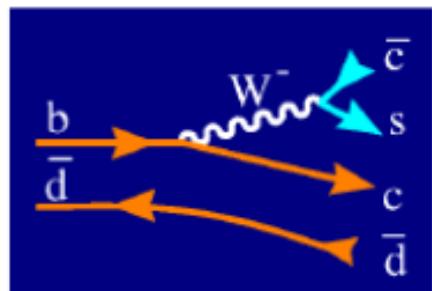
Direct information on the CKM matrix

$$\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0$$

$$\bar{B}_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

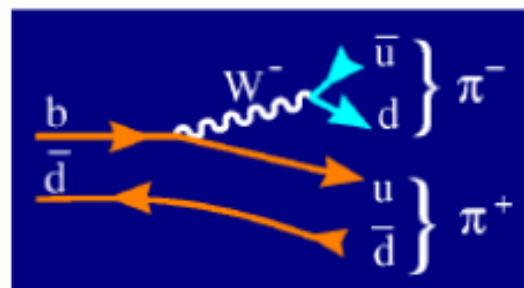
$$\bar{B}_s^0 \rightarrow \rho^0 K_S^0$$

$$\phi \simeq \beta$$



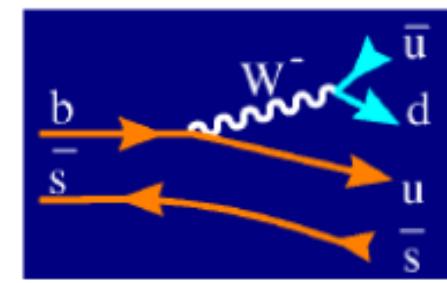
$$V_{cb} V_{cs}^* \sim A \lambda^2$$

$$\phi \simeq \beta + \gamma = \pi - \alpha$$

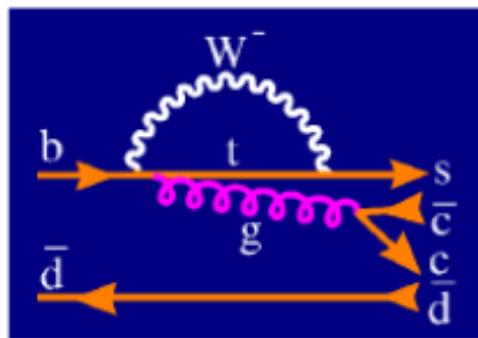


$$V_{ub} V_{ud}^* \sim A \lambda^3 (\rho - i \eta)$$

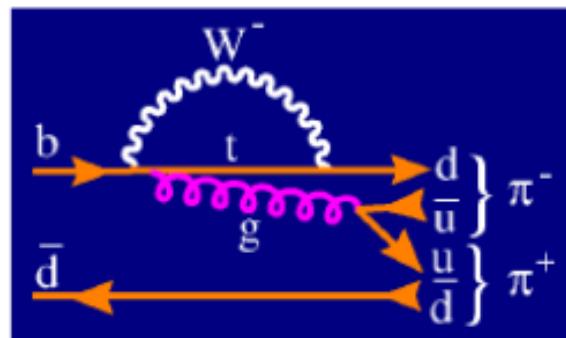
$$\phi \neq \gamma$$



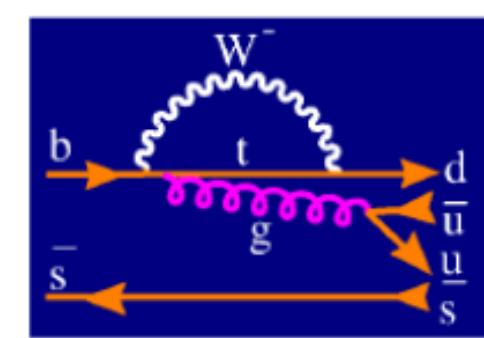
$$V_{ub} V_{ud}^* \sim A \lambda^3 (\rho - i \eta)$$



$$V_{tb} V_{ts}^* \sim -A \lambda^2$$



$$V_{tb} V_{td}^* \sim A \lambda^3 (1 - \rho + i \eta)$$

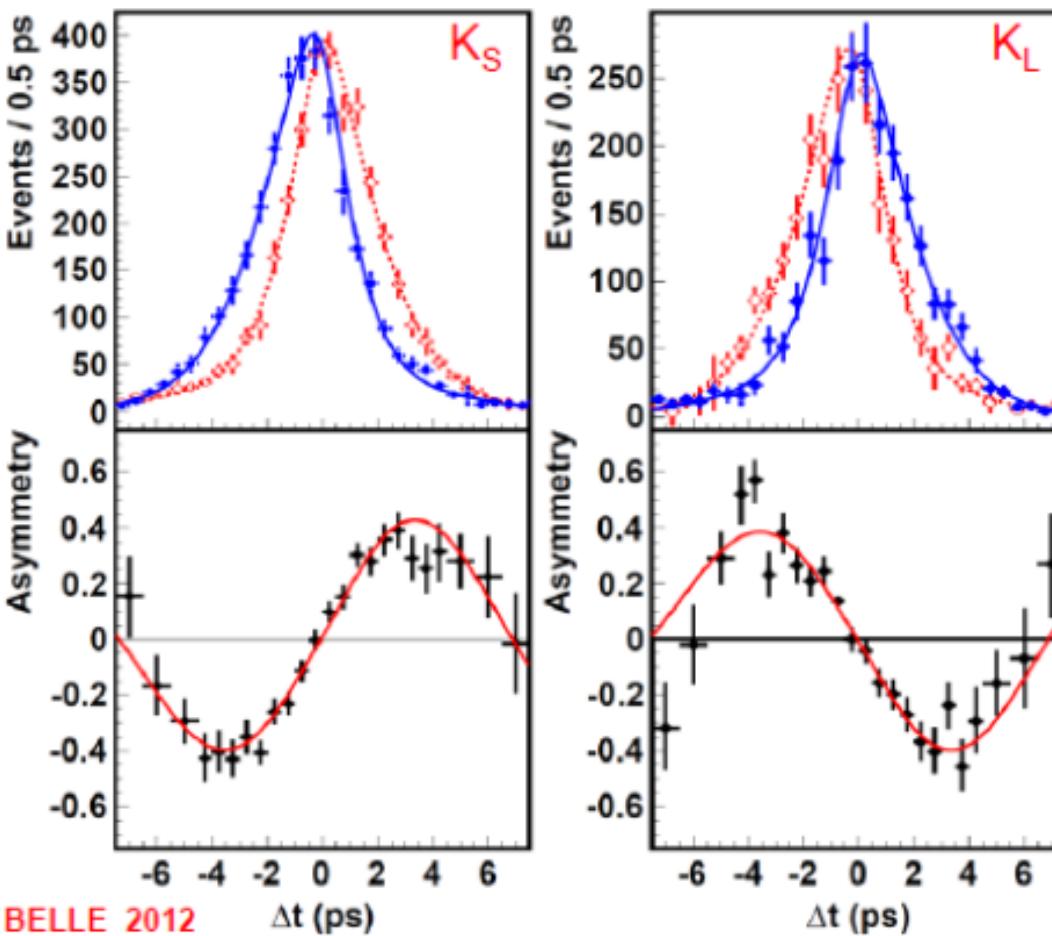


$$V_{tb} V_{td}^* \sim A \lambda^3 (1 - \rho + i \eta)$$

**

BAD

$$\frac{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_S) - \Gamma(B^0 \rightarrow J/\psi K_S)}{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_S) + \Gamma(B^0 \rightarrow J/\psi K_S)} = -\eta_f \sin(2\beta) \sin(\Delta M t)$$

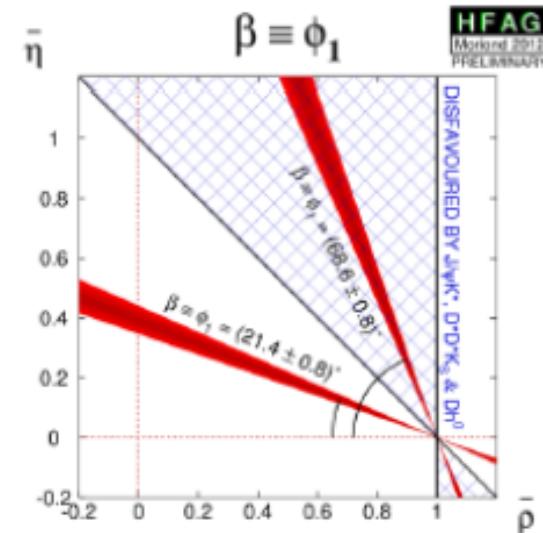


\mathcal{CP} Signal

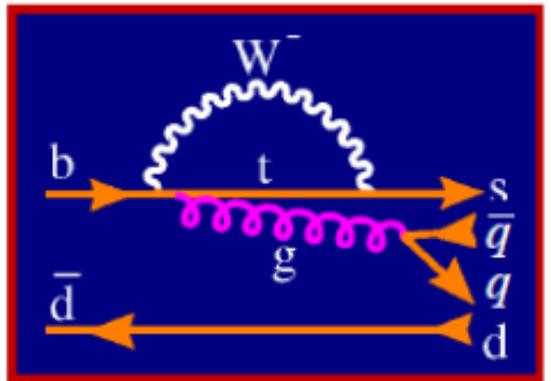
HFAG:

$$\sin(2\beta) = 0.682 \pm 0.019$$

$$B^0 \rightarrow J/\psi K_{S,L}, \psi(2S)K_S, \chi_c K_S, \eta_c K_S$$

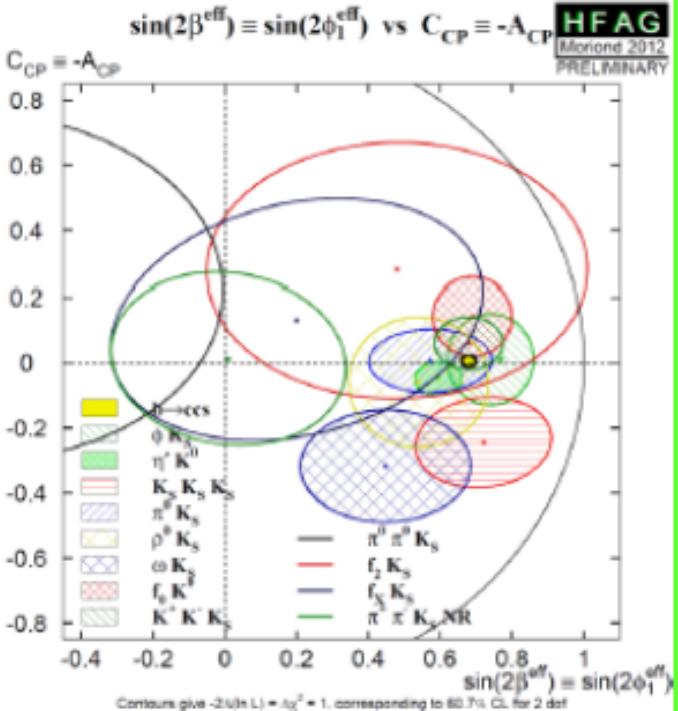


$b \rightarrow q\bar{q}s$



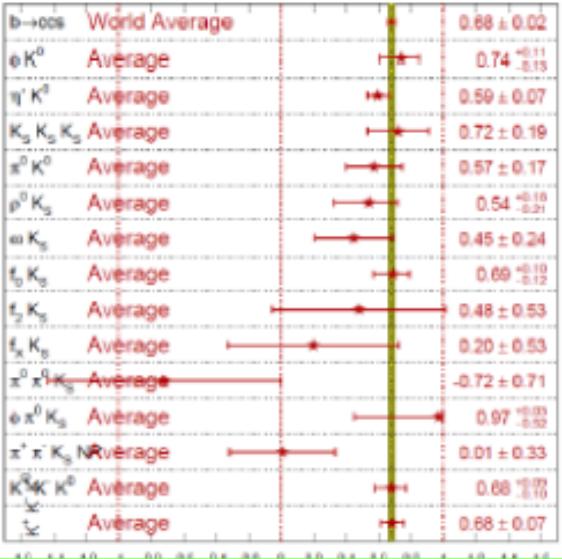
$$V_{tb} V_{ts}^* \sim -A \lambda^2$$

Sensitive to
New Physics in
Penguin diagram



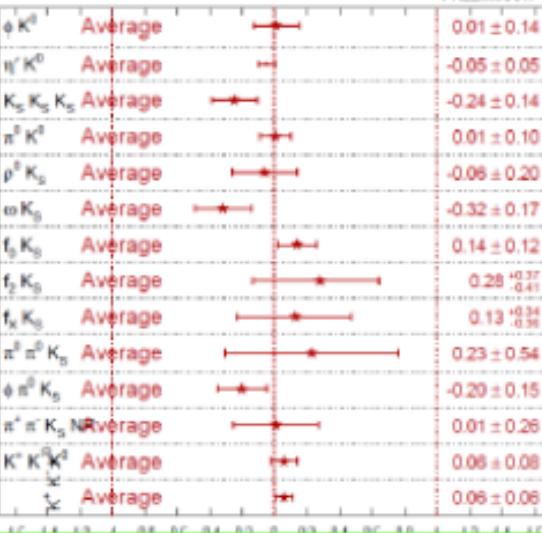
$$\sin(2\beta^{\text{eff}}) \equiv \sin(2\phi_1^{\text{eff}})$$

HFAG Monnier 2012 PRELIMINARY



$$C_f = -A_f$$

HFAG Monnier 2012 PRELIMINARY



Agreement with

$$B^0 \rightarrow J/\Psi K_S \quad (b \rightarrow c\bar{c}s)$$

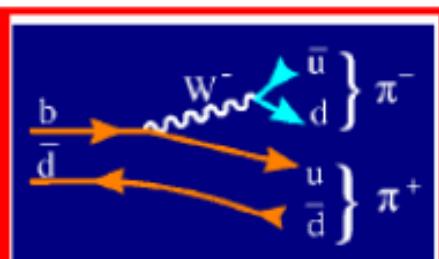
No signal of
direct \mathcal{CP}

\mathcal{CP}

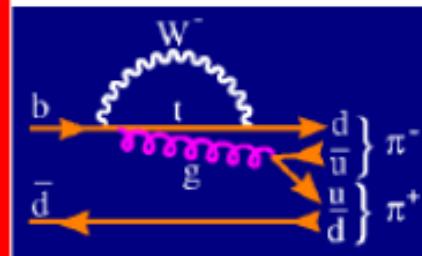
$$B^0 \rightarrow \pi\pi$$

$$\frac{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f}) - \Gamma(B^0 \rightarrow f)}{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f}) + \Gamma(B^0 \rightarrow f)} = -C_f \cos(\Delta M t) + S_f \sin(\Delta M t)$$

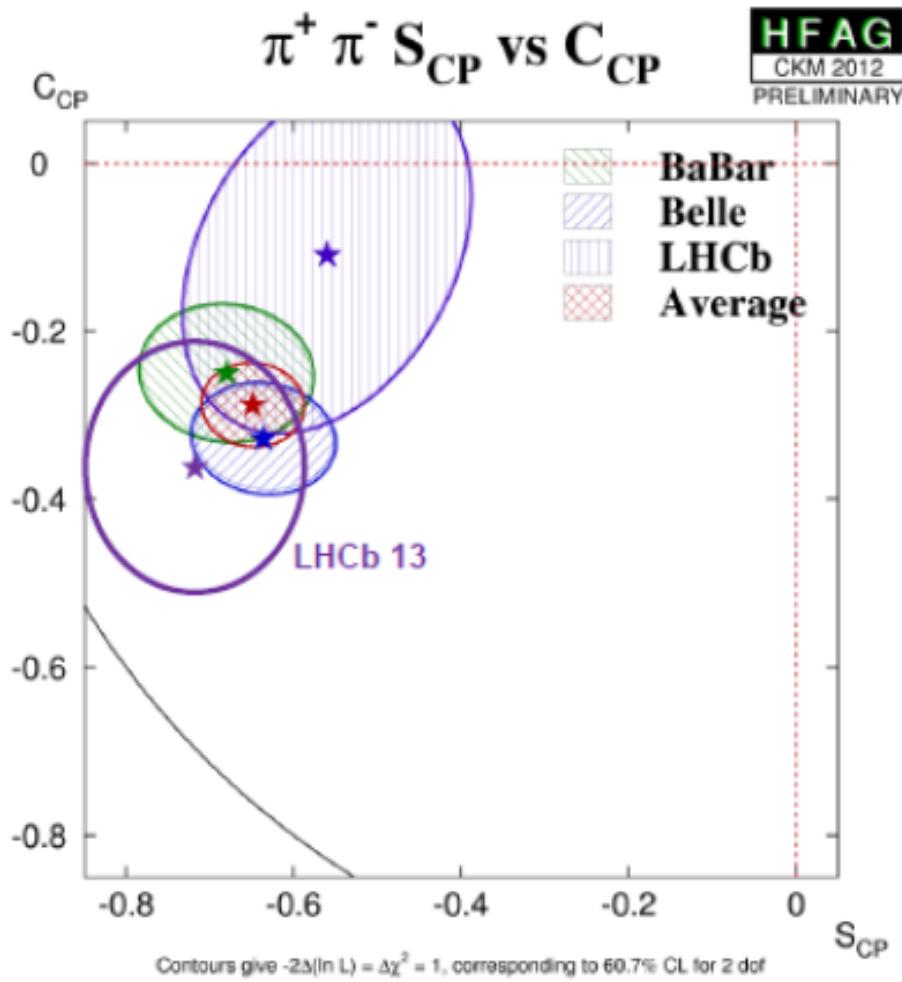
$$\alpha \equiv \arg \left[-\frac{V_{td} V_{tb}^*}{V_{ud} V_{ub}^*} \right]$$



$$V_{ub} V_{ud}^* \sim A \lambda^3 (\rho - i \eta)$$



$$V_{tb} V_{td}^* \sim A \lambda^3 (1 - \rho + i \eta)$$



$$C_f \equiv \frac{1 - |\bar{\rho}_f|^2}{1 + |\bar{\rho}_f|^2} \neq 0$$



Direct \cancel{CP}

Penguins



$$S_f \approx -\sin(2\alpha)$$

?

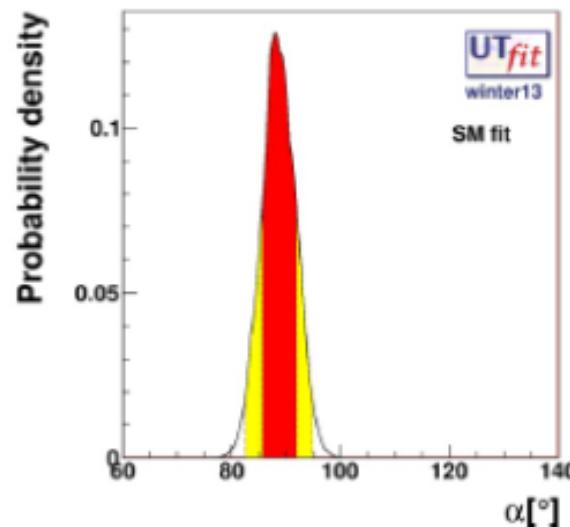
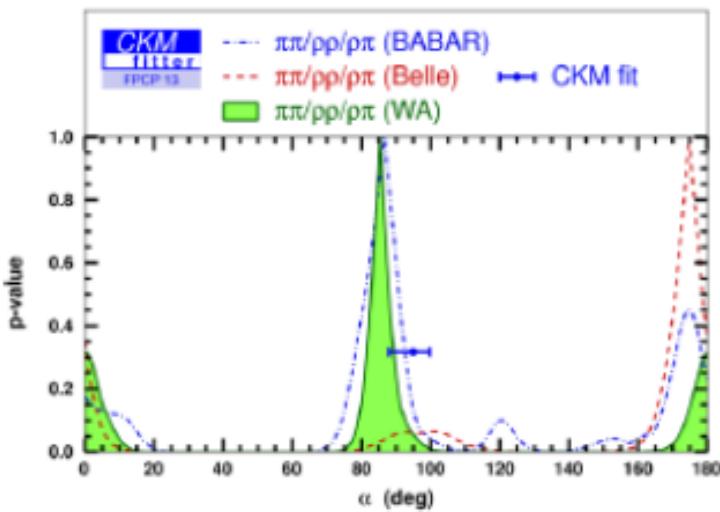
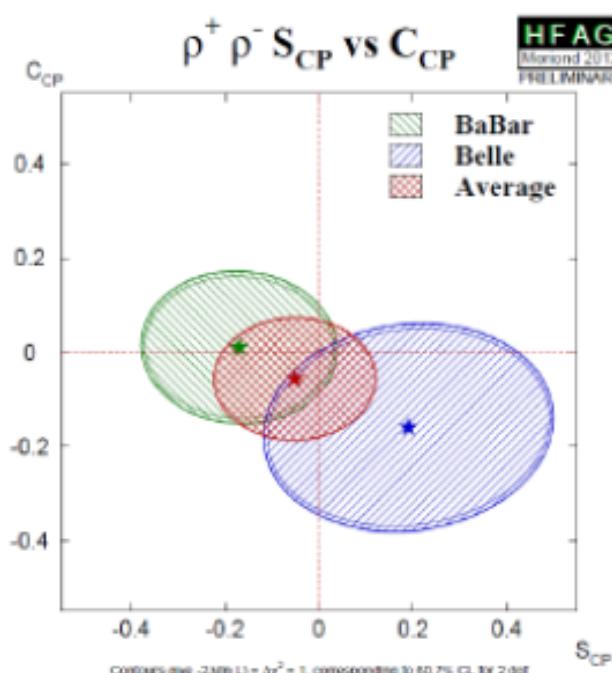
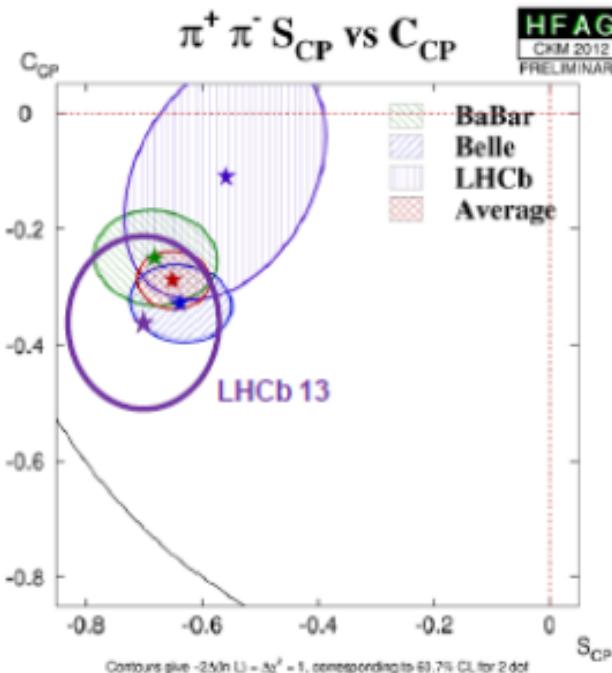
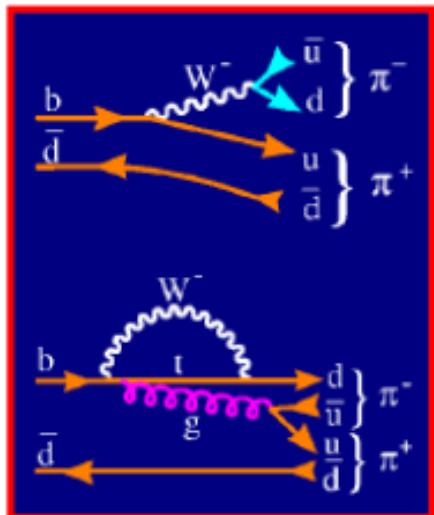
$$B^0 \rightarrow \pi\pi, \rho\rho, \rho\pi$$

$$C_f \equiv \frac{1 - |\bar{\rho}_f|^2}{1 + |\bar{\rho}_f|^2} \neq 0$$



Direct \mathcal{CP}

Penguins



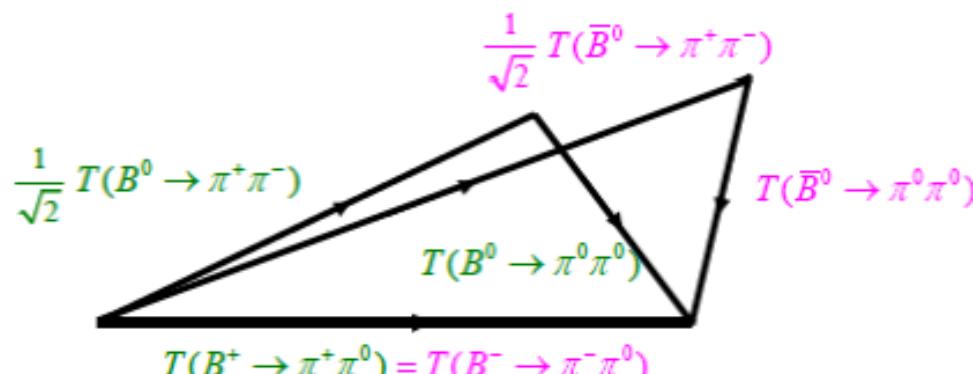
MEASURING HADRONIC CONTAMINATIONS

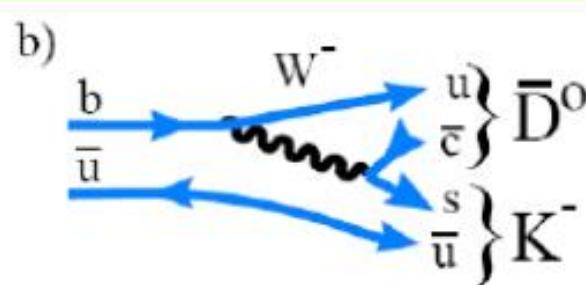
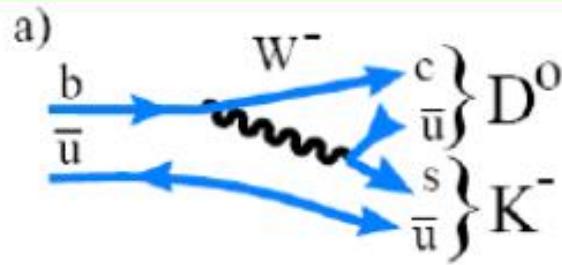
- Time Evolution
- Transversity Analysis: $B \rightarrow VV$
- Isospin Relations (Gronau-London)
- D^0 - \bar{D}^0 Mixing (Gronau-London-Wyler, Atwood-Dunietz-Soni)

$$\sqrt{2} T(B^+ \rightarrow D_+^0 K^+) = T(B^+ \rightarrow D^0 K^+) + T(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+)$$

$$\sqrt{2} T(B_d^0 \rightarrow D_+^0 K_S) = T(B^+ \rightarrow D^0 K_S) + T(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K_S)$$

- Dalitz Analysis
- SU(3) Relations: $B \rightarrow \pi K, \pi \pi, \dots$
- ...





D⁰- \bar{D}^0 Mixing

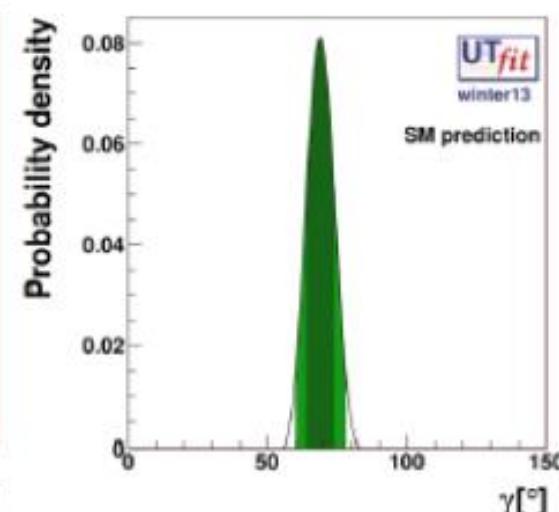
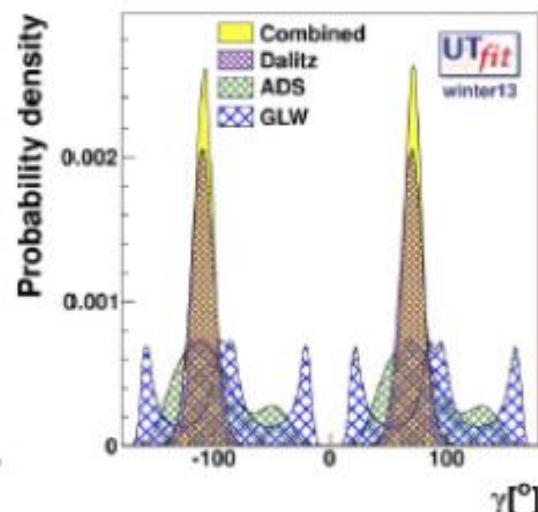
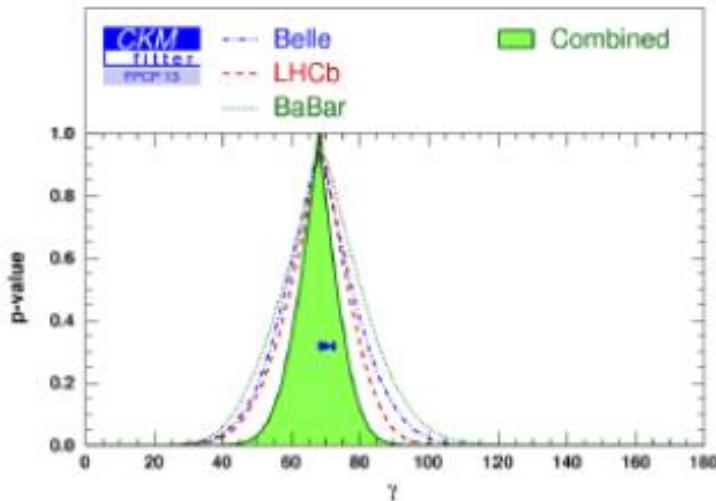
Gronau-London-Wyler
Atwood-Dunietz-Soni

$$\sqrt{2} T(B^+ \rightarrow D_+^0 K^+) = T(B^+ \rightarrow D^0 K^+) + T(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+)$$

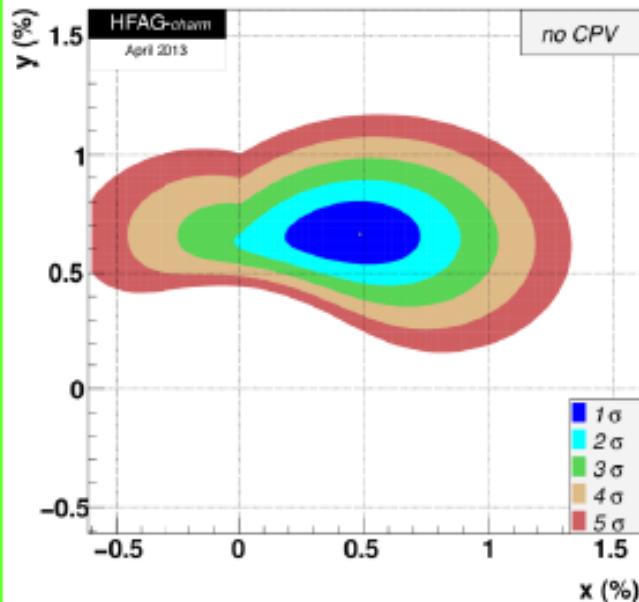
$$\sqrt{2} T(B_d^0 \rightarrow D_+^0 K_S) = T(B^+ \rightarrow D^0 K_S) + T(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K_S)$$



$$\gamma \equiv \arg \left[-\frac{\mathbf{V}_{ud} \mathbf{V}_{ub}^*}{\mathbf{V}_{cd} \mathbf{V}_{cb}^*} \right] = (68.0^{+8.0}_{-8.5})^\circ$$



$D^0 - \bar{D}^0$ MIXING

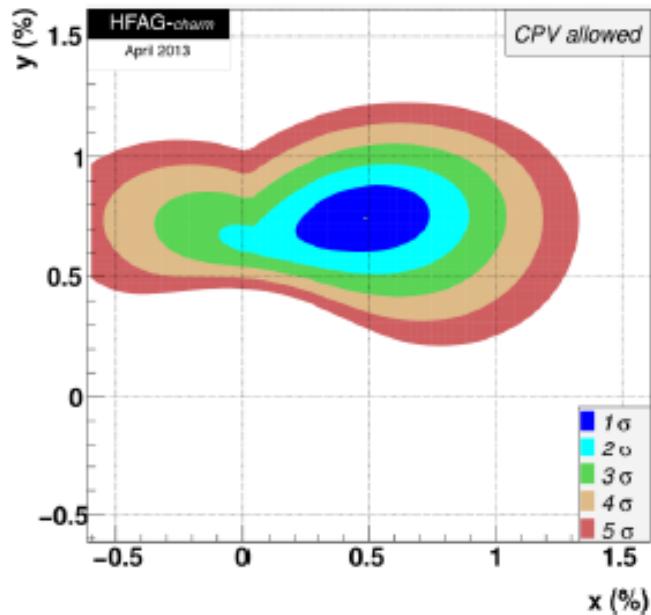


$$x = (0.49^{+0.17}_{-0.18})\%$$

$$y = (0.74 \pm 0.09)\%$$

$$|q/p| = 0.69^{+0.17}_{-0.14}$$

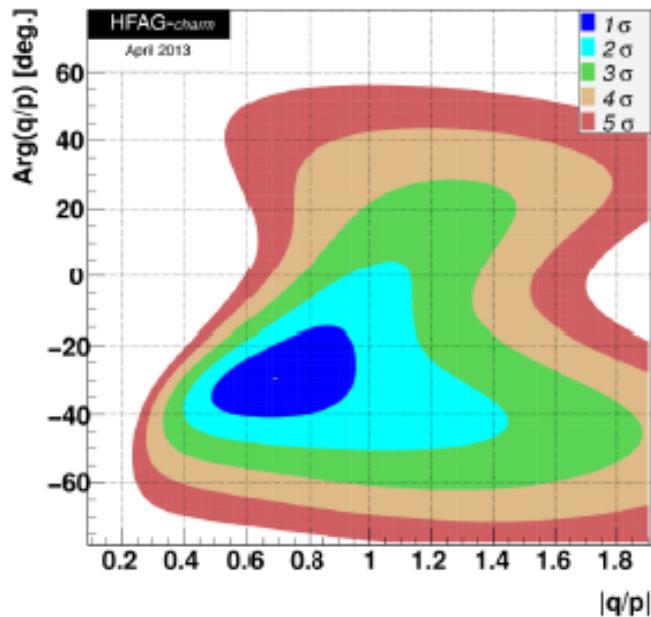
$$\phi = (-29.6^{+8.9}_{-7.5})^\circ$$



Long-distances Dominate

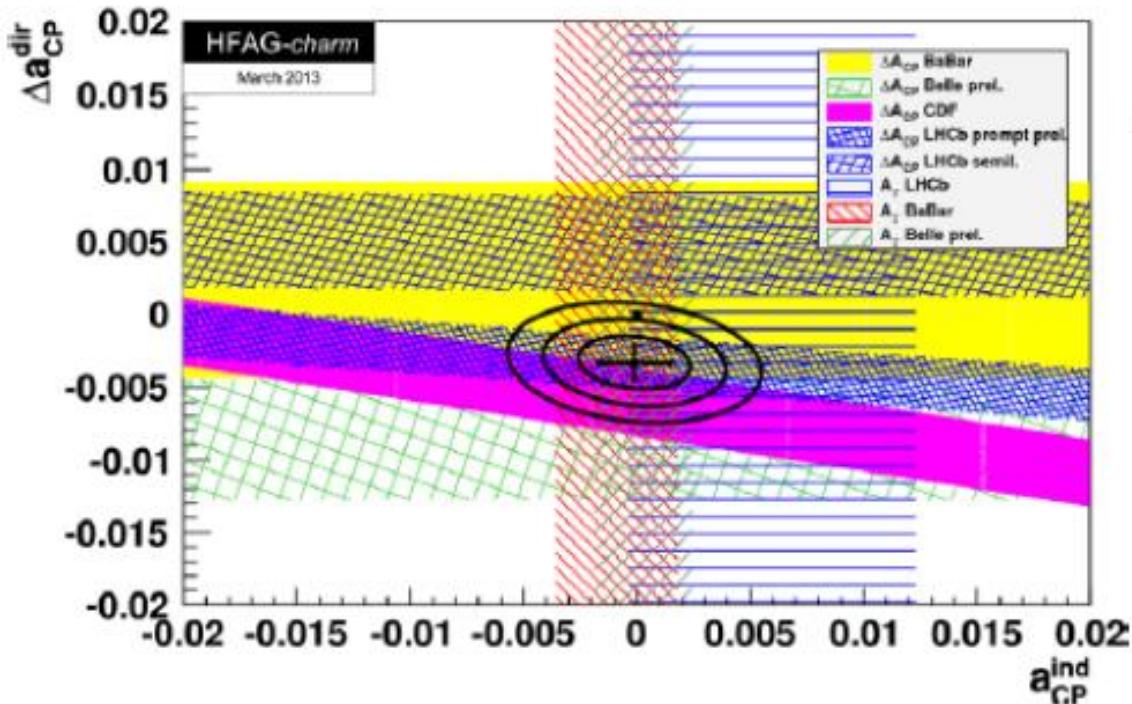
- No-mixing excluded at $> 5\sigma$
- $\tau_{D_-} < \tau_{D_+}$, $M_{D_-} > M_{D_+}$
- No evidence of \cancel{CP} in mixing

CP conservation disfavoured at 1.8σ



DIRECT \cancel{CP} in D decays

$$\Delta A^{CP} \equiv A_{D^0 \rightarrow K^+ K^-}^{CP} - A_{D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-}^{CP} = -0.0068 \pm 0.0016$$



$$\Delta A^{CP} = \Delta a_{CP}^{\text{dir}} \left(1 + y_{CP} \frac{\langle t \rangle}{\tau} \right) + a_{CP}^{\text{ind}} \frac{\Delta \langle t \rangle}{\tau}$$

$$\Delta a_{CP}^{\text{dir}} = (-0.329 \pm 0.121)\%$$

$$a_{CP}^{\text{ind}} = (-0.010 \pm 0.162)\%$$

LHCb 2013: $\Delta A^{CP} = -0.0015 \pm 0.0016$

$$A(\bar{B}_d^0 \rightarrow \pi^+ K^-) \equiv \frac{\text{Br}(\bar{B}_d^0 \rightarrow \pi^+ K^-) - \text{Br}(B_d^0 \rightarrow \pi^- K^+)}{\text{Br}(\bar{B}_d^0 \rightarrow \pi^+ K^-) + \text{Br}(B_d^0 \rightarrow \pi^- K^+)} = -0.087 \pm 0.008$$

$$A(B^- \rightarrow \pi^0 K^-) \equiv \frac{\text{Br}(B^- \rightarrow \pi^0 K^-) - \text{Br}(B^+ \rightarrow \pi^0 K^+)}{\text{Br}(B^- \rightarrow \pi^0 K^-) + \text{Br}(B^+ \rightarrow \pi^0 K^+)} = 0.037 \pm 0.021$$

$$A(\bar{B}_d^0 \rightarrow \pi^+ K^-) - A(B^- \rightarrow \pi^0 K^-) = -0.124 \pm 0.022$$

Difficult to accommodate in the Standard Model (but huge uncertainties)

$$A(\bar{B}_d^0 \rightarrow \pi^+ K^-) = \begin{cases} -0.080 \pm 0.008 & \text{LHCb 2013} \\ -0.083 \pm 0.013 & \text{CDF 2013} \end{cases}$$

DIRECT \mathcal{CP} in B_s Decays

6.5 σ signal

$$A(\bar{B}_s^0 \rightarrow \pi^- K^+) = \begin{cases} 0.27 \pm 0.04 \pm 0.01 & \text{LHCb 2013} \\ 0.22 \pm 0.07 \pm 0.02 & \text{CDF 2013} \end{cases}$$

$$\Delta \equiv \frac{A(\bar{B}_d^0 \rightarrow \pi^+ K^-)}{A(\bar{B}_s^0 \rightarrow \pi^- K^+)} + \frac{\Gamma(\bar{B}_s^0 \rightarrow \pi^- K^+)}{\Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow \pi^+ K^-)} = -0.02 \pm 0.05 \pm 0.04 \quad \text{LHCb 2013}$$

SM prediction (Lipkin): $\Delta \approx 0$

DIRECT

$$A_{\bar{B}_d^0 \rightarrow K^- \pi^+}^{CP} = -0.087 \pm 0.008$$

$$A_{\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} \eta}^{CP} = 0.19 \pm 0.05$$

$$A_{\bar{B}_d^0 \rightarrow K^{*-} \pi^+}^{CP} = -0.22 \pm 0.06$$

$$C_{B_d^0 \rightarrow \pi^- \pi^+} = -0.38 \pm 0.15$$

$$A_{B^- \rightarrow K^- \rho^0}^{CP} = 0.37 \pm 0.10$$

$$A_{B^- \rightarrow K^- \eta}^{CP} = -0.37 \pm 0.08$$

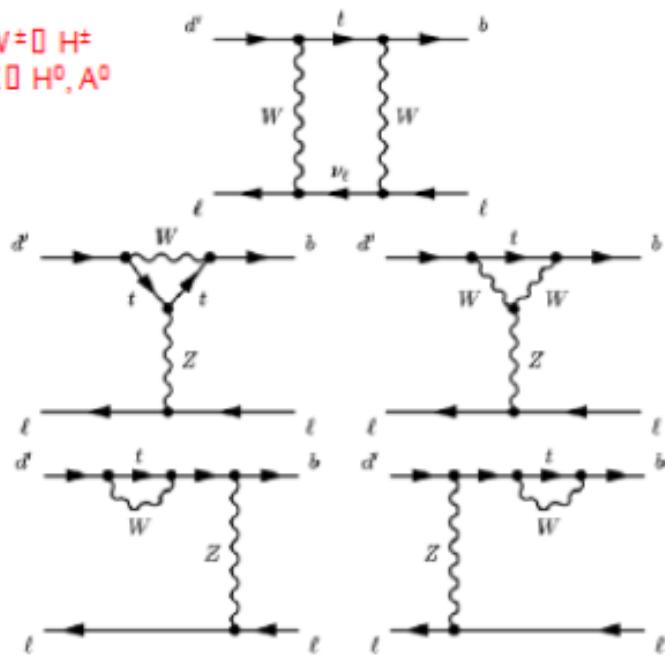
$$A_{B^- \rightarrow \pi^- \eta}^{CP} = -0.14 \pm 0.07$$

$$A_{B^- \rightarrow K^- D_{CP(+1)}}^{CP} = 0.170 \pm 0.0033$$

$$A_{B^- \rightarrow K^- f_2(1270)}^{CP} = -0.68 {}^{+ 0.19}_{- 0.17}$$

$$A_{B^- \rightarrow \pi^- f_0(1370)}^{CP} = 0.72 \pm 0.22$$

$W^\pm \square H^\pm$
 $Z \square H^0, A^0$



$B_{s,d} \rightarrow \mu^+\mu^-$

$$\mathcal{H}_{\text{eff}} = -\frac{G_F \alpha}{\sqrt{2}\pi} \left\{ V_{ts}^* V_{tb} \sum_i^{10,S,P} (C_i \mathcal{O}_i + C'_i \mathcal{O}'_i) + \text{h.c.} \right\}$$

SM: $C_{10} = -4.134$; $C'_i \approx C_{P,S} \approx 0$ (Buras et al)

$$\mathcal{O}_{10} = (\bar{s}\gamma_\mu P_L b)(\bar{l}\gamma^\mu\gamma_5 l), \quad \mathcal{O}'_{10} = (\bar{s}\gamma_\mu P_R b)(\bar{l}\gamma^\mu\gamma_5 l)$$

$$\mathcal{O}_S = m_b(\bar{s}P_R b)(\bar{l}l), \quad \mathcal{O}'_S = m_b(\bar{s}P_L b)(\bar{l}l)$$

$$\mathcal{O}_P = m_b(\bar{s}P_R b)(\bar{l}\gamma_5 l), \quad \mathcal{O}'_P = m_b(\bar{s}P_L b)(\bar{l}\gamma_5 l)$$

Sensitive to (pseudo) scalar contributions

$$\begin{aligned} \text{BR}(B_s \rightarrow \mu^+\mu^-)_{\text{SM}} &= \frac{\tau_{B_s}}{2} \langle \Gamma(B_s(t) \rightarrow \mu^+\mu^-) \rangle \Big|_{t=0} \\ &= \frac{\tau_{B_s} G_F^4 M_W^4 \sin^4 \theta_W}{8\pi^5} |C_{10}^{\text{SM}} V_{ts} V_{tb}^*|^2 F_{B_s}^2 m_{B_s} m_\mu^2 \sqrt{1 - \frac{4m_\mu^2}{m_{B_s}^2}} \end{aligned}$$

$$\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)_{\text{SM}} = (3.35 \pm 0.28) \cdot 10^{-9} \quad ; \quad \text{Br}(B_d^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)_{\text{SM}} = (1.07 \pm 0.10) \cdot 10^{-10}$$

Simultaneous fit to CMS and LHCb data presented at CKM2014 for the first time.

Assuming SM expect **7.6σ** sensitivity for B_s and **0.8σ** for B_d .

$$\text{BR}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (2.8^{+0.7}_{-0.6}) \times 10^{-9} \quad (6.2\sigma)$$

$$\text{BR}(B_d \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (3.9^{+1.6}_{-1.4}) \times 10^{-10} \quad (3.2\sigma)$$

The measured BRs are compatible with the SM predictions:

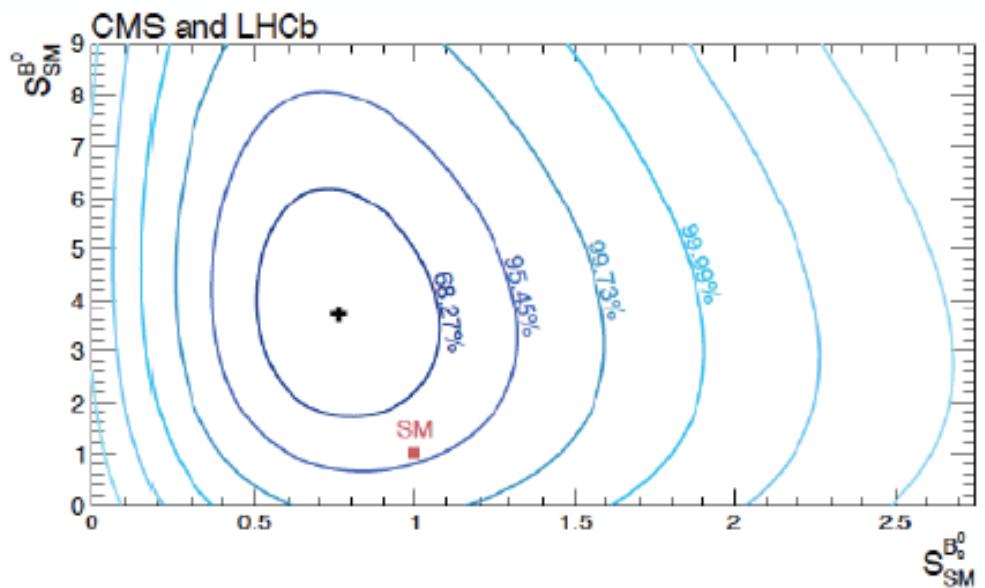
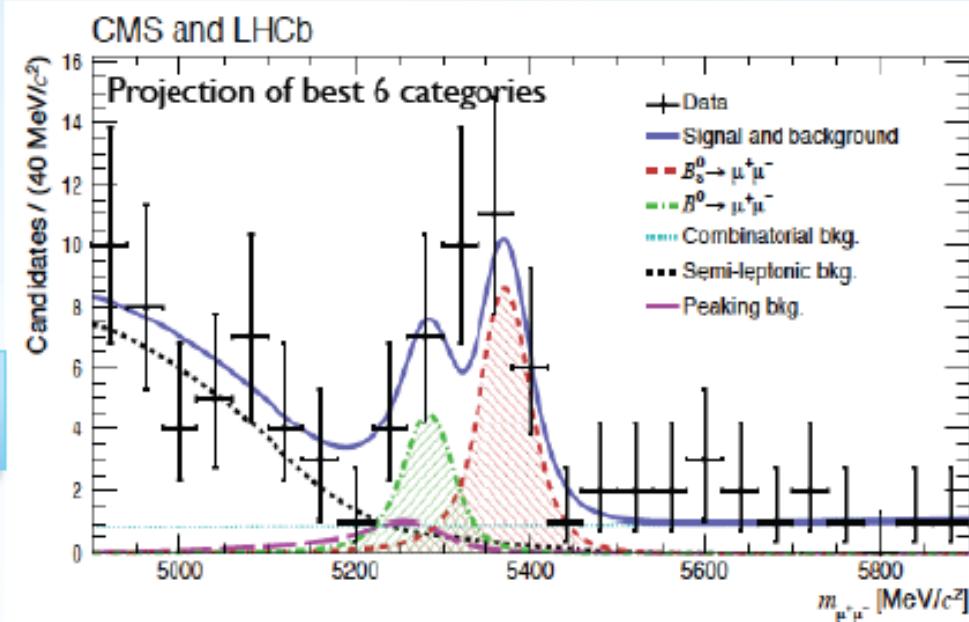
$$S_{\text{SM}}(B_s) = 0.76^{+0.20}_{-0.18} \quad (-1.2\sigma)$$

$$S_{\text{SM}}(B_d) = 3.7^{+1.6}_{-1.4} \quad (+2.2\sigma)$$

and its ratio, a clean test of MFV, is measured to be:

$$R = 0.14^{+0.08}_{-0.06} \quad (+2.3\sigma)$$

(including TH uncertainty).



Experimental Branching Ratio:

$$\Delta\Gamma_s/(2\Gamma_s) = 0.0615 \pm 0.0085$$

$$\overline{\text{BR}}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-) \equiv \frac{1}{2} \int_0^\infty \langle \Gamma(B_s(t) \rightarrow \mu^+ \mu^-) \rangle dt$$

(Fleischer et al)

$$\langle \Gamma(B_s(t) \rightarrow \mu^+ \mu^-) \rangle \equiv \Gamma(B_s^0(t) \rightarrow \mu^+ \mu^-) + \Gamma(\bar{B}_s^0(t) \rightarrow \mu^+ \mu^-)$$



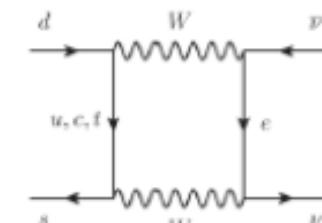
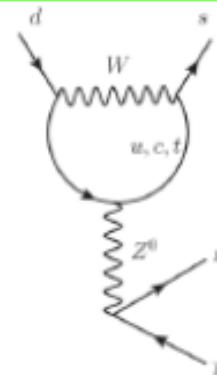
$$\overline{\text{Br}}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{\text{SM}} = (3.56 \pm 0.30) \cdot 10^{-9} ; \quad \text{Br}(B_d^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{\text{SM}} = (1.07 \pm 0.10) \cdot 10^{-10}$$

LHCb : $\overline{\text{Br}}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = \left(2.9^{+1.1}_{-1.0} \right) \cdot 10^{-9} ; \quad \text{Br}(B_d^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) < 7.4 \cdot 10^{-10} \quad (95\% \text{ CL})$

CMS : $\overline{\text{Br}}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = \left(3.0^{+1.0}_{-0.9} \right) \cdot 10^{-9} ; \quad \text{Br}(B_d^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) < 1.1 \cdot 10^{-9} \quad (95\% \text{ CL})$

$K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$

$$T \sim F\left(V_{is}^* V_{id}, m_i^2/M_W^2\right) (\bar{\nu}_L \gamma_\mu \nu_L) \langle \pi | \bar{s}_L \gamma_\mu d_L | K \rangle$$



$$\text{Br}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = (7.8 \pm 0.8) \times 10^{-11} \sim A^4 [\eta^2 + (1.4 - \rho)^2]$$

$$\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = (2.4 \pm 0.4) \times 10^{-11} \sim A^4 \eta^2$$

Buras et al

Long-distance contributions are negligible

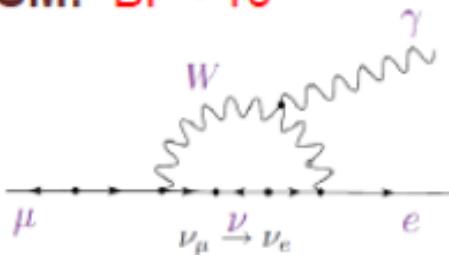
$$T(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \neq 0 \quad \rightarrow \quad \cancel{CP}$$

- BNL-E949: few events! $\rightarrow \text{Br}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = (1.73^{+1.15}_{-1.05}) \cdot 10^{-10}$
- KEK-E391a: $\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 2.6 \times 10^{-8}$ (90% C.L.)

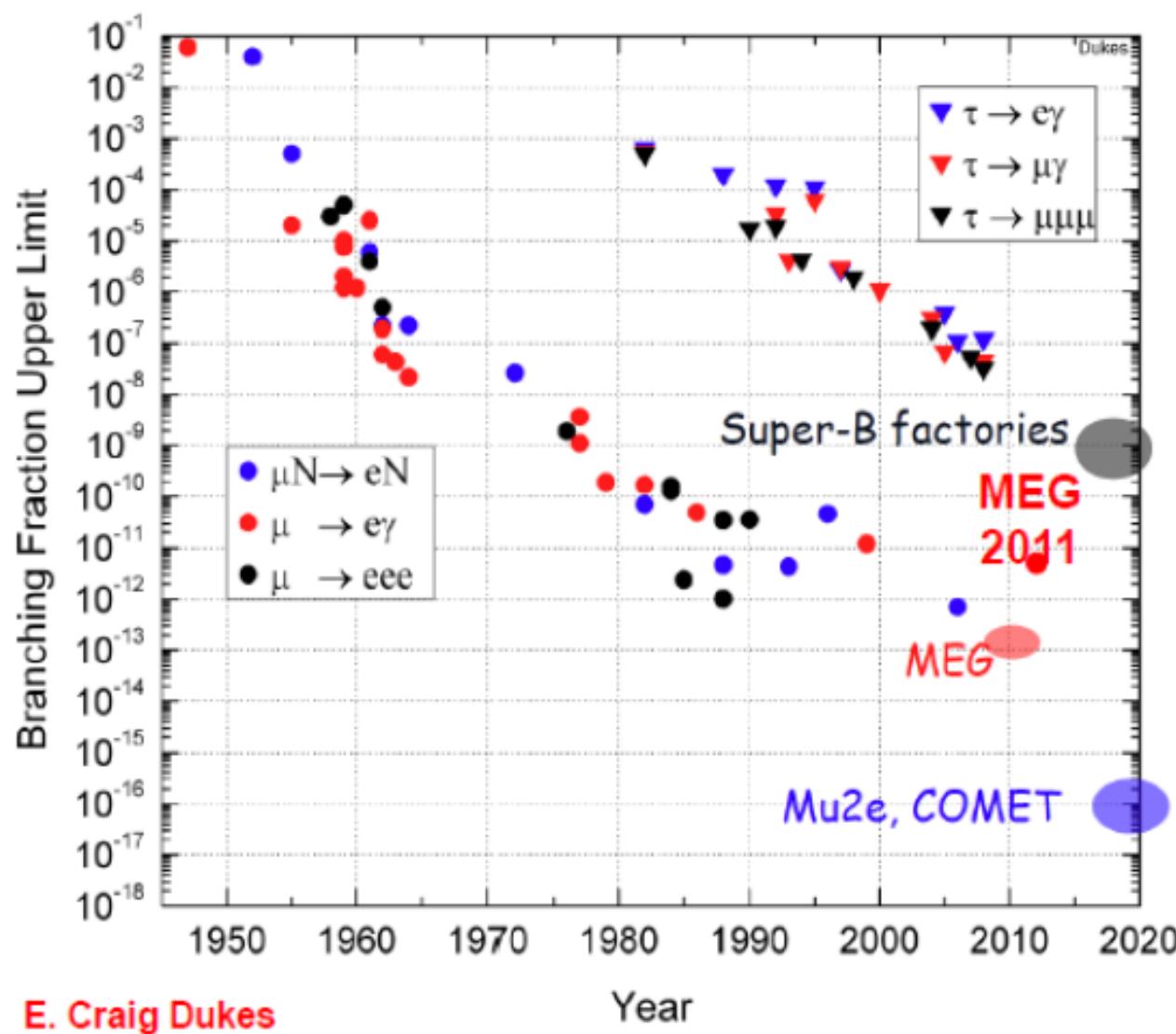
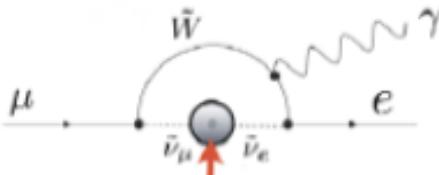
New Experiments Needed: NA62, K0TO (ORKA, Project-X)

Exciting Prospects

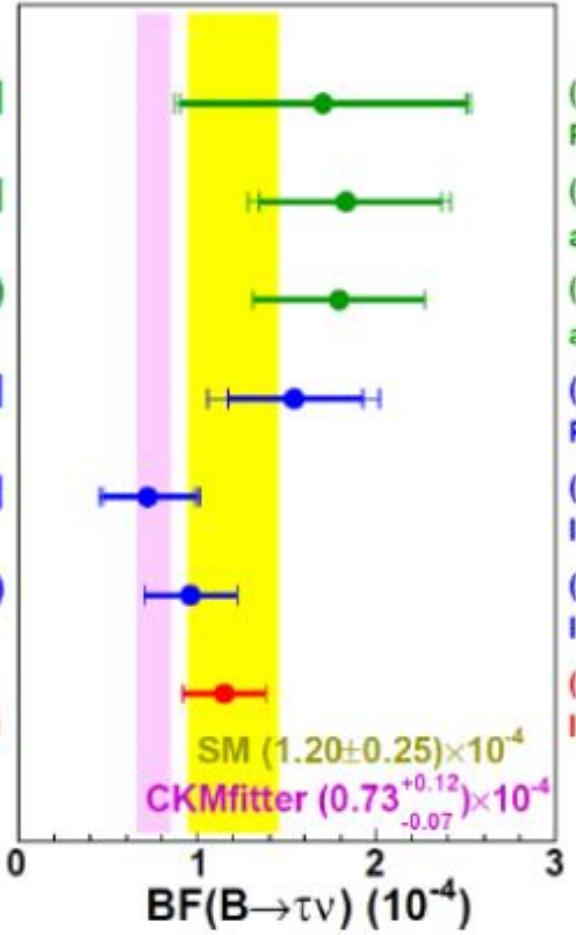
SM: $\text{Br} < 10^{-54}$



New Physics ?

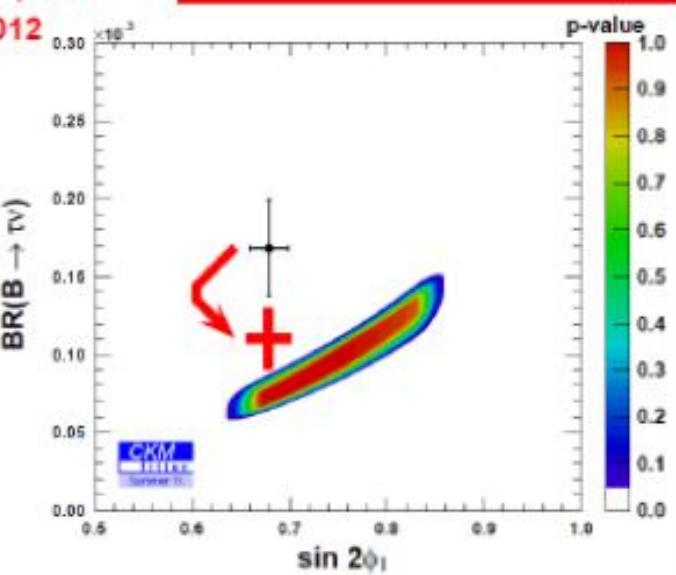
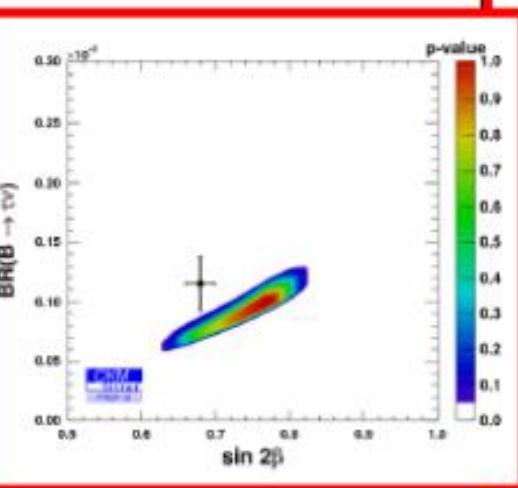


BaBar [468M]
(2010) semilep-tag
BaBar [468M]
(2012) hadronic-tag
BaBar (combined)
with correlations
Belle [657M]
(2010) semilep-tag
Belle [772M]
(2012) hadronic-tag
Belle (combined)
with correlations
W.A.
private average (MN)



Tension between $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu$
world average and CKM fit
becomes much smaller

$(1.70 \pm 0.80 \pm 0.20) \times 10^{-4}$
PRD81,051101
 $(1.83^{+0.53}_{-0.49}) \times 10^{-4}$
arxiv:1207.0698
 $(1.79 \pm 0.48) \times 10^{-4}$
arxiv:1207.0698
 $(1.54^{+0.38}_{-0.37}{}^{+0.29}_{-0.31}) \times 10^{-4}$
PRD82,071101
 $(0.72^{+0.27}_{-0.25}) \times 10^{-4}$
ICHEP 2012
 $(0.96 \pm 0.26) \times 10^{-4}$
ICHEP 2012
 $(1.15 \pm 0.23) \times 10^{-4}$
ICHEP 2012





Direct CP Asymmetry in τ Decay

$$A_\tau \equiv \frac{\Gamma(\tau^+ \rightarrow \pi^+ K_S \bar{\nu}_\tau) - \Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- K_S \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^+ \rightarrow \pi^+ K_S \bar{\nu}_\tau) + \Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- K_S \nu_\tau)} = (-3.6 \pm 2.3 \pm 1.1) \cdot 10^{-3}$$

BaBar'11
 $(\geq 0 \pi^0)$

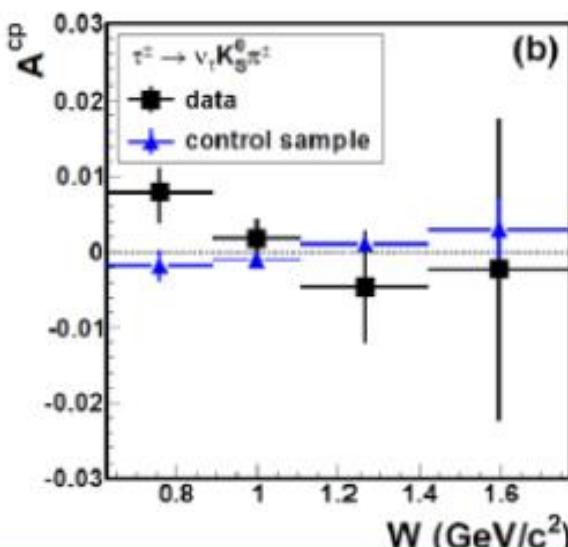
$$A_\tau^{\text{SM}}(\tau^+ \rightarrow \pi^+ K_S \bar{\nu}_\tau) = (3.6 \pm 0.1) \cdot 10^{-3}$$

2.8 σ discrepancy

Bigi-Sanda, Grossman-Nir



Belle does not see any asymmetry at the 0.2-0.3% level



$$A_i^{\text{CP}} \simeq \langle \cos \beta \cos \psi \rangle_i^\tau - \langle \cos \beta \cos \psi \rangle_i^+$$

bins (i) of $W = \sqrt{Q^2}$

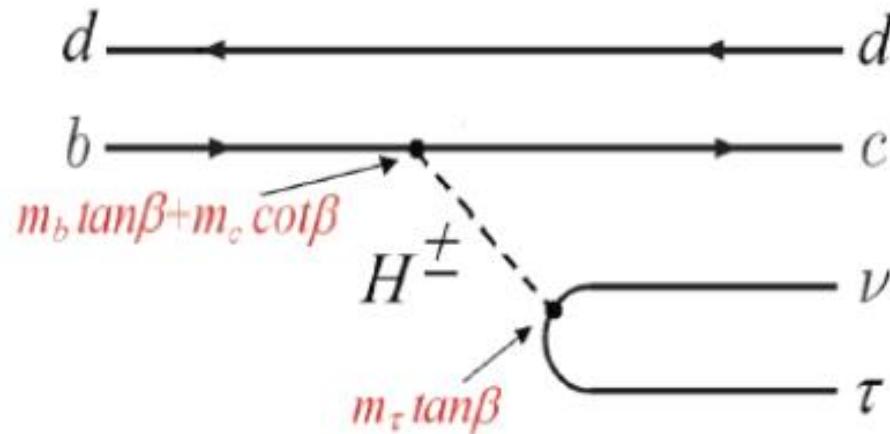
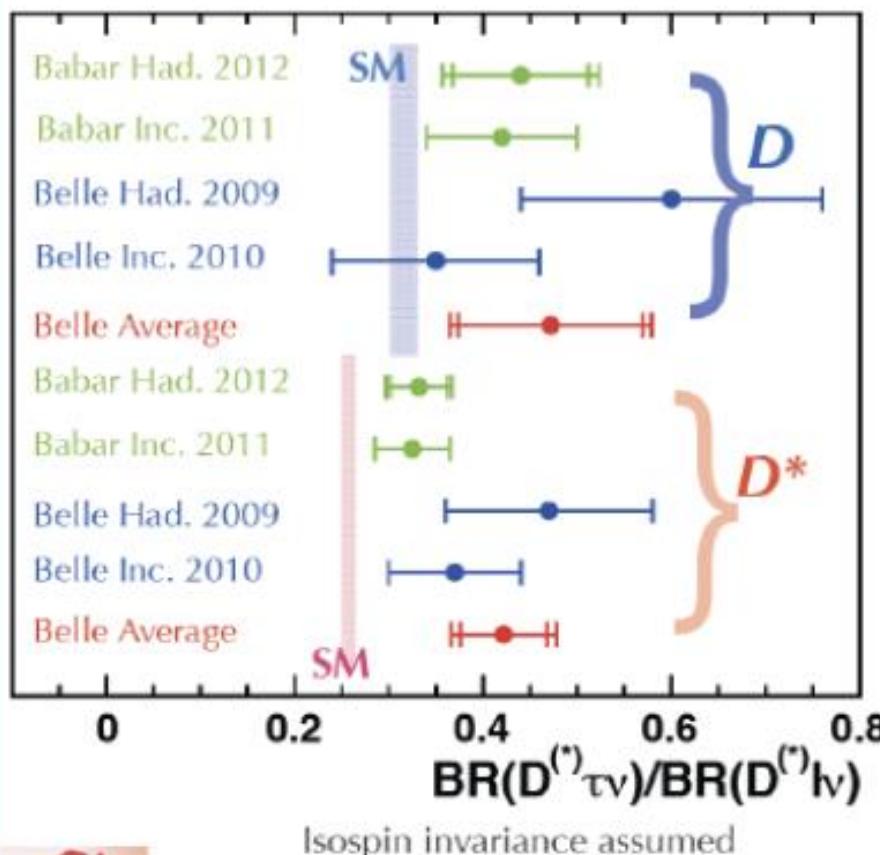
$\beta = K_S$ direction in hadronic rest frame

$\psi = \tau$ direction

A word on tauonic modes: $B \rightarrow D^{(*)} \tau^+ \nu_\tau$

- Higher values than expected from the SM

But, no indications in favour of a Type II charged Higgs.



Belle hadronic tag update coming soon!

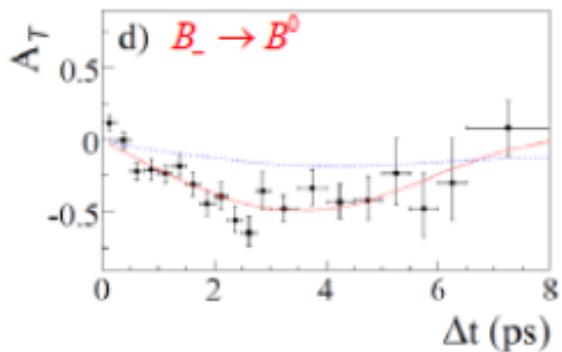
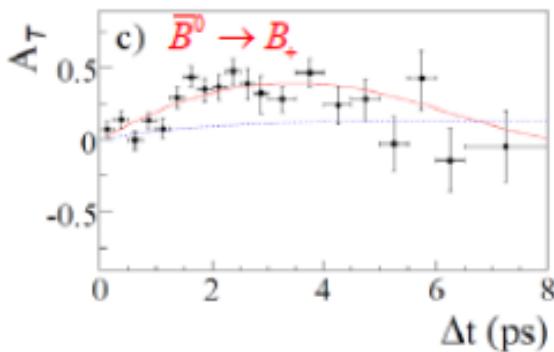
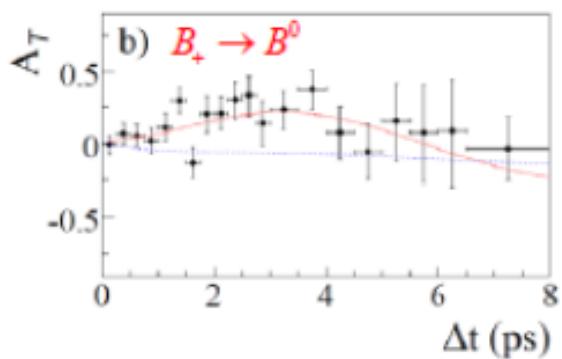
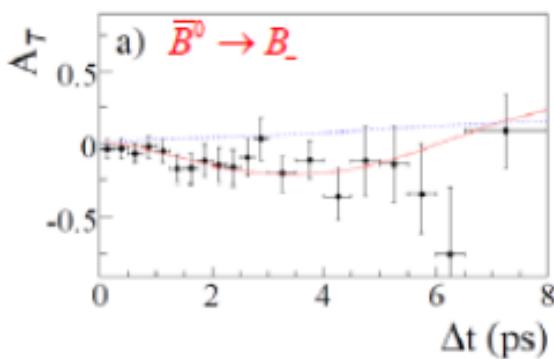
T Violation @ Babar

Quantum Entanglement

Flavour ($B^0 \rightarrow l^+ X$, $\bar{B}^0 \rightarrow l^- X$) and CP ($B_+ \rightarrow J/\psi K_L$, $B_- \rightarrow J/\psi K_S$) tags

(Bañuls-Bernabeu-Martínez-Villanueva)

$$e^+ e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow (B_1(t_1) \rightarrow f_1, B_2(t_2) \rightarrow f_2) \equiv (f_1, f_2); \quad t_2 > t_1$$



$$S_{B_- \rightarrow B^0} - S_{\bar{B}^0 \rightarrow B_-} = -1.37 \pm 0.14 \pm 0.06$$

$$S_{B^0 \rightarrow B_+} - S_{B_+ \rightarrow B^0} = 1.17 \pm 0.18 \pm 0.11$$

T established at 14σ

$B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^- \rightarrow K^+ \pi^- \mu^+ \mu^-$

$$\frac{1}{d\Gamma/dq^2} \frac{d^4\Gamma}{d\cos\theta_\ell d\cos\theta_K d\phi dq^2} = \frac{9}{32\pi} \left[\frac{3}{4}(1 - F_L) \sin^2\theta_K + F_L \cos^2\theta_K + \frac{1}{4}(1 - F_L) \sin^2\theta_K \cos 2\theta_\ell \right.$$

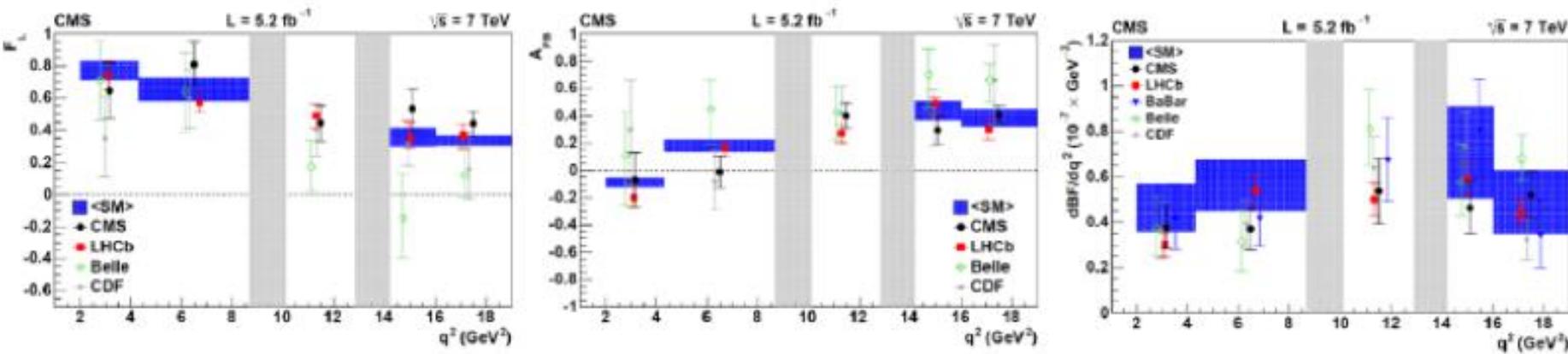
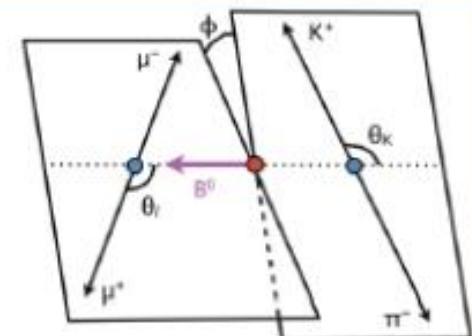
$$- F_L \cos^2\theta_K \cos 2\theta_\ell + S_3 \sin^2\theta_K \sin^2\theta_\ell \cos 2\phi$$

$$+ S_4 \sin 2\theta_K \sin 2\theta_\ell \cos\phi + S_5 \sin 2\theta_K \sin\theta_\ell \cos\phi$$

$$+ S_6 \sin^2\theta_K \cos\theta_\ell + S_7 \sin 2\theta_K \sin\theta_\ell \sin\phi$$

$$\left. + S_8 \sin 2\theta_K \sin 2\theta_\ell \sin\phi + S_9 \sin^2\theta_K \sin^2\theta_\ell \sin 2\phi \right]$$

$q^2 = s_{\mu^+\mu^-}$



Good agreement with SM

(Bobeth et al)

Large hadronic uncertainties

$$B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^- \rightarrow K^+ \pi^- \mu^+ \mu^-$$

$$\frac{1}{d\Gamma/dq^2} \frac{d^4\Gamma}{d\cos\theta_\ell d\cos\theta_K d\phi dq^2} = \frac{9}{32\pi} \left[\frac{3}{4}(1 - F_L) \sin^2\theta_K + F_L \cos^2\theta_K + \frac{1}{4}(1 - F_L) \sin^2\theta_K \cos 2\theta_\ell \right.$$

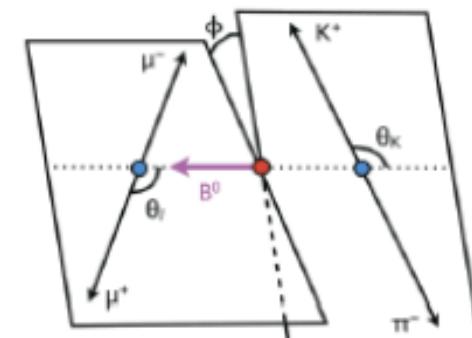
$$- F_L \cos^2\theta_K \cos 2\theta_\ell + S_3 \sin^2\theta_K \sin^2\theta_\ell \cos 2\phi$$

$$+ S_4 \sin 2\theta_K \sin 2\theta_\ell \cos\phi + S_5 \sin 2\theta_K \sin\theta_\ell \cos\phi$$

$$+ S_6 \sin^2\theta_K \cos\theta_\ell + S_7 \sin 2\theta_K \sin\theta_\ell \sin\phi$$

$$\left. + S_8 \sin 2\theta_K \sin 2\theta_\ell \sin\phi + S_9 \sin^2\theta_K \sin^2\theta_\ell \sin 2\phi \right]$$

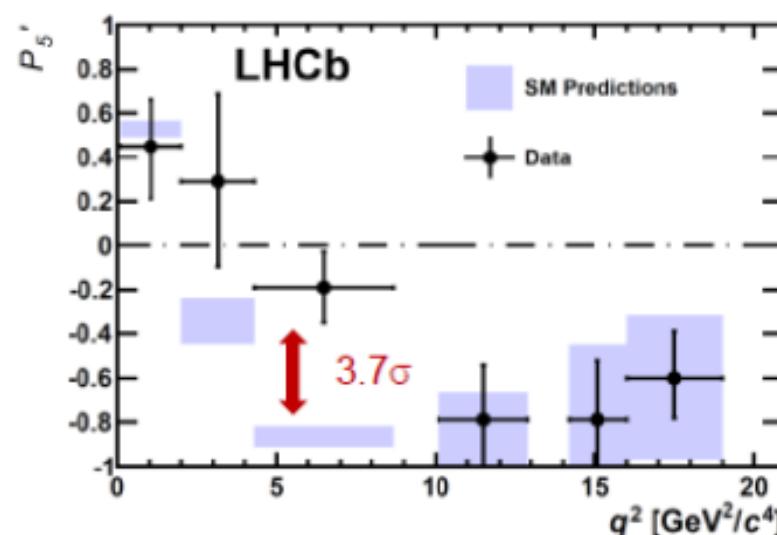
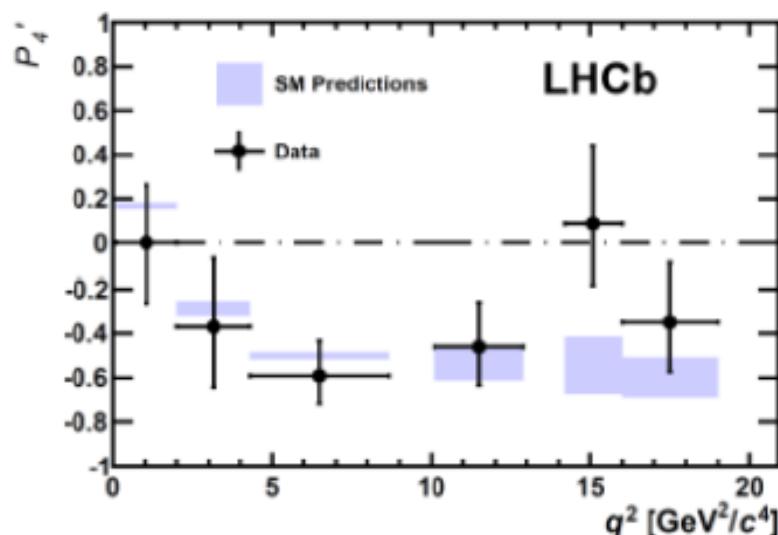
$q^2 = s_{\mu^+\mu^-}$



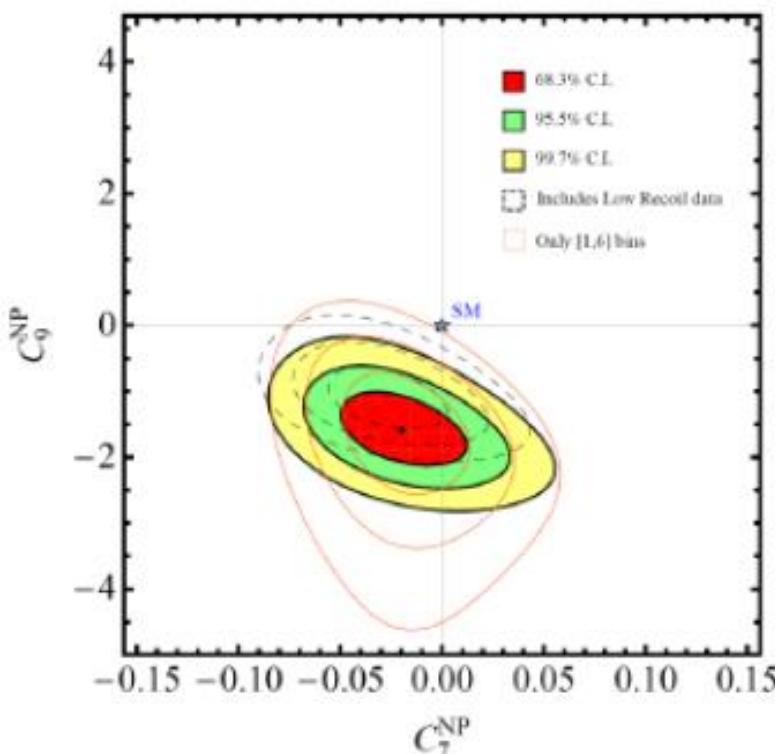
Improved observables (Descotes-Genon et al)

Largely free from FF uncertainties

$$P'_{i=4,5,6,8} = \frac{S_{j=4,5,7,8}}{\sqrt{F_L(1 - F_L)}}$$



23 of 24
measurem.
agree with
the SM

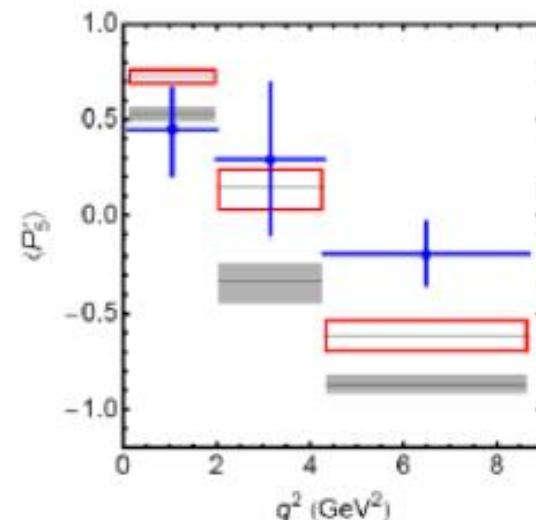
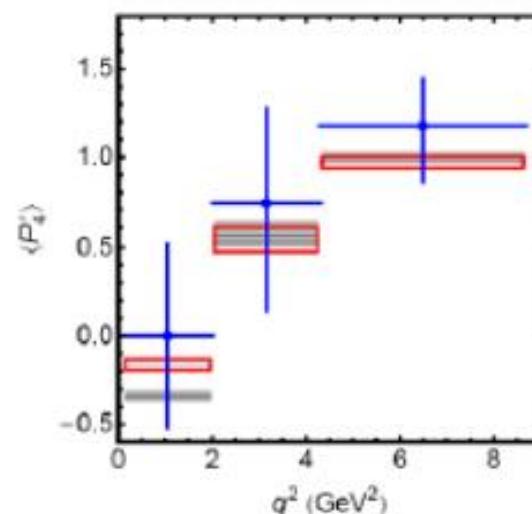
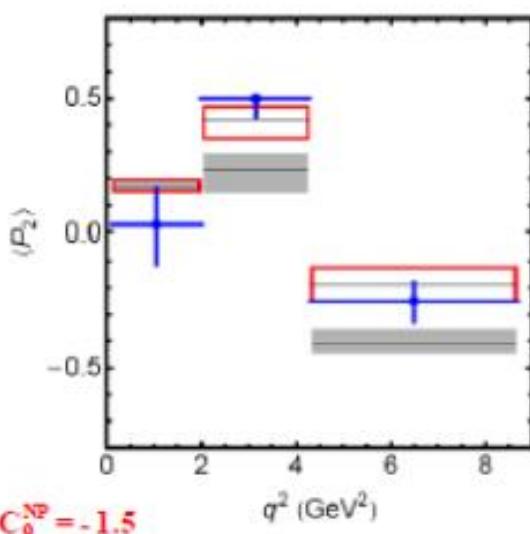


Observed pattern consistent with
New Physics contributions to $C_{7,9}$

$$\mathcal{O}_7 = e/(16\pi^2) m_b (\bar{s}\sigma_{\mu\nu} P_R b) F^{\mu\nu}$$

$$\mathcal{O}_9 = e^2/(16\pi^2) (\bar{s}\gamma_\mu P_L b)(\bar{\ell}\gamma^\mu \ell)$$

Z' boson ?



Main LHCb B decay anomalies

1. The 3.7σ deviation from SM predictions in the differential distribution of the $B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$ decay products.
2. The 2.6σ violation of LFU in $B^+ \rightarrow K^+ l^+ l^-$ decays.

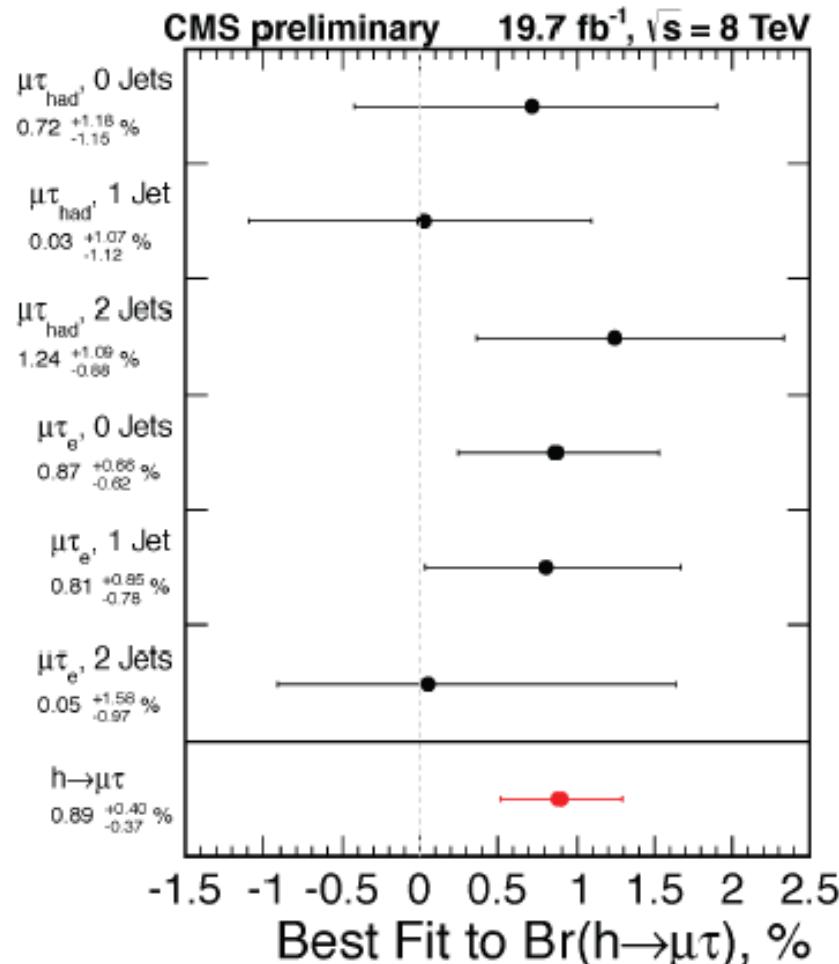
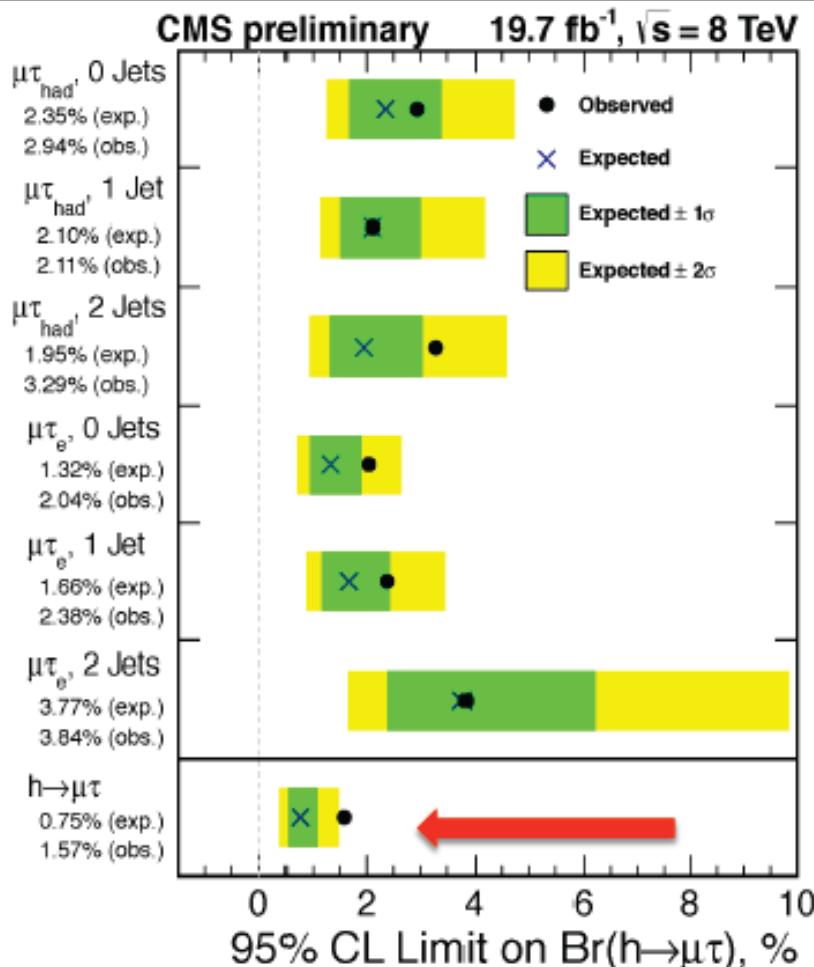
Could be explained with

$$\frac{1}{\Lambda^2} (\bar{b}_L \gamma_\rho s_L) (\bar{\mu} \gamma_\rho \mu)$$

with Λ of order 30 TeV.

This may come together with LFV (Glahosw et. al.) , so that $B \rightarrow K e \mu$ or $B \rightarrow K \mu \tau$ call for dedicated measurements!!

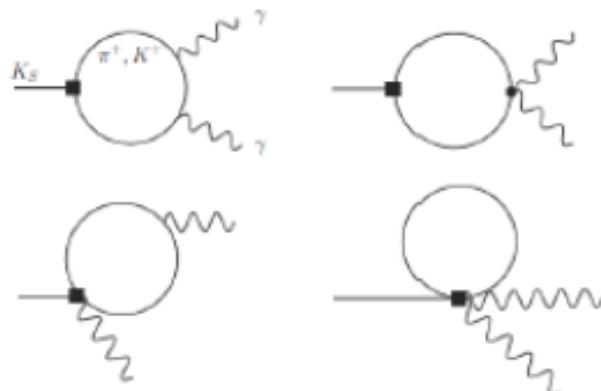
LVF Higgs $\rightarrow \mu\tau$



An excess at the level of 2.5σ

Rare K Decays

$$K^0 \rightarrow \gamma\gamma$$



Finite loop: $\text{Br}_{\text{LO}} = 2.0 \cdot 10^{-6}$
(D'Ambrosio-Espriu, Goity)

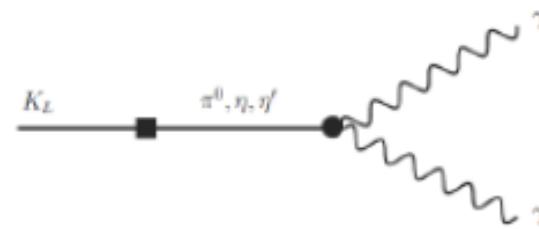
$$\text{Br}(K_S \rightarrow \gamma\gamma) = (2.63 \pm 0.17) \cdot 10^{-6}$$

Agreement at $\mathcal{O}(p^6)$ (FSI)

$$K_S \rightarrow \pi\pi \rightarrow \pi^+\pi^- \rightarrow \gamma\gamma$$

(Kambor-Holstein, Buchalla et al)

Long-distance dynamics



$$\text{Br}(K_L \rightarrow \gamma\gamma) = (5.47 \pm 0.04) \cdot 10^{-4}$$

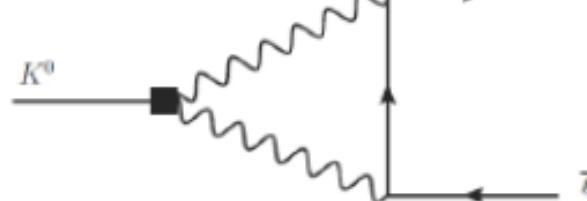
WZW Anomaly

$$\mathbf{T}_{\text{LO}} = \mathbf{0} \quad [\mathcal{O}(p^4), \text{ GMO cancel.}]$$

$\mathcal{O}(p^6)$: SU(3) breaking, $\eta-\eta'$ mixing

Well understood

$$K^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-$$



$$K_S \rightarrow \ell^+ \ell^-$$

Long-distance dynamics

Finite 2-loop amplitude: (Ecker-Pich)

$$\text{Br}(K_S \rightarrow e^+ e^-)_{\text{LO}} = 2.1 \cdot 10^{-14}$$

$$\text{Br}(K_S \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{\text{LO}} = 5.1 \cdot 10^{-12}$$

$$\text{Br}(K_S \rightarrow e^+ e^-)_{\text{exp}} < 9 \cdot 10^{-9}$$

$$\text{Br}(K_S \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{\text{exp}} < 3.2 \cdot 10^{-7} \quad (90\% \text{ CL})$$

$$K_L \rightarrow \ell^+ \ell^-$$

$$\text{Br}(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (6.84 \pm 0.11) \cdot 10^{-9}$$

$$\text{Br}(K_L \rightarrow e^+ e^-) = (9 \pm 6) \cdot 10^{-12}$$

Saturated by absorptive contrib.

Local counterterm \longleftrightarrow **SD**

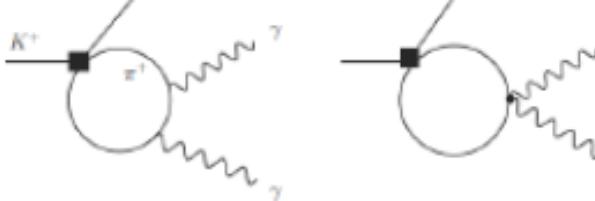
LD extracted from $\pi^0, \eta \rightarrow \ell^+ \ell^-$
(Gomez-Dumm, Pich)

Fitted SD contrib. agrees with SM

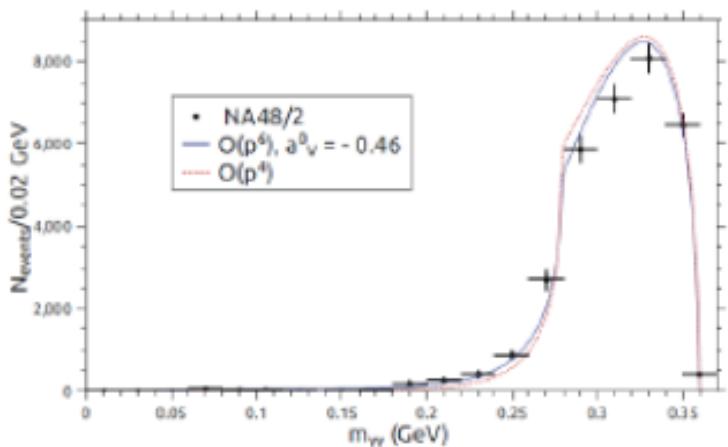
Longitudinal Polarization: (Ecker-Pich)

$$|\mathcal{P}_L| = (2.6 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$$

$K \rightarrow \pi\gamma\gamma$



$$\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 \gamma\gamma) = (1.27 \pm 0.03) \cdot 10^{-6}$$



Finite 1-loop amplitude [$\mathcal{O}(p^4)$]:

$$\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 \gamma\gamma)_{\text{LO}} = 6.8 \cdot 10^{-7}$$

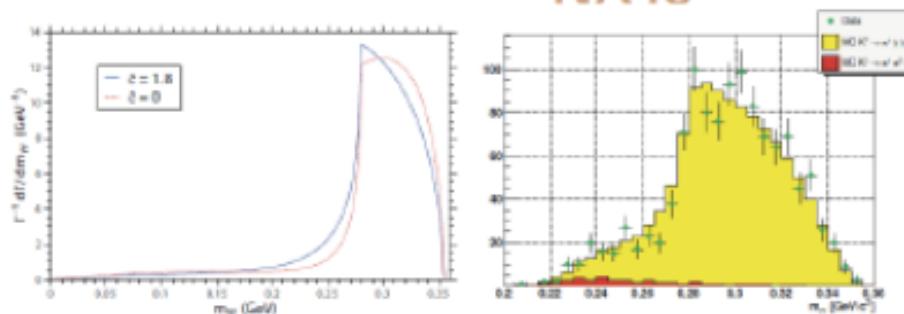
(Ecker-Pich-de Rafael, Cappiello-D'Ambrosio, Sehgal)

$\mathcal{O}(p^6)$ unitarity corrections needed

(Cohen et al, Cappiello et al, D'Ambrosio-Portolés)

$$\text{Br}(K^+ \rightarrow \pi^+ \gamma\gamma) = (1.1 \pm 0.3) \cdot 10^{-6}$$

(BNL-E787)



Local $\mathcal{O}(p^4)$ LEC:

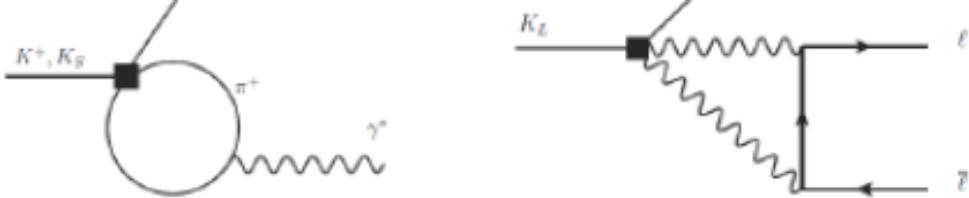
(Ecker-Pich-de Rafael)

$$\hat{c} = 1.6 (1.8) \pm 0.6 \quad \text{at } \mathcal{O}(p^4) \quad (p^6)$$

Small higher-order corrections

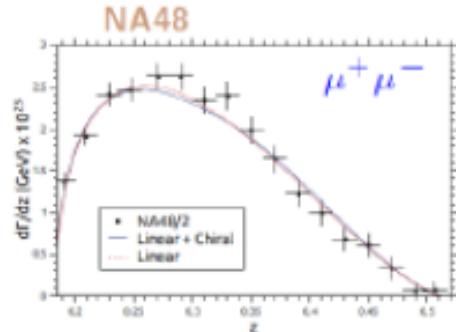
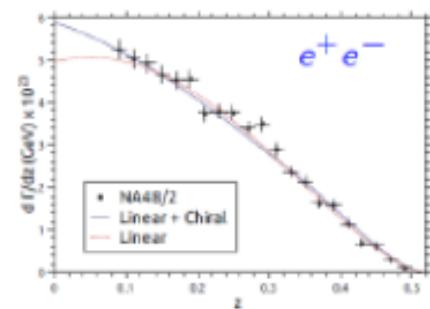
(D'Ambrosio-Portolés)

$$K \rightarrow \pi \ell^+ \ell^-$$



$$\text{Br}(K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-) = 3.14(10) \cdot 10^{-7}$$

$$\text{Br}(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \mu^+ \mu^-) = 9.62(25) \cdot 10^{-8}$$



Local $\mathcal{O}(p^4)$ LECs

(Ecker-Pich-de Rafael)

Electromagn. transition form factor
 $\mathcal{O}(p^6)$ corrections

(D'Ambrosio et al.)

$$\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) < 2.8 \cdot 10^{-10}$$

$$\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-) < 3.8 \cdot 10^{-10}$$

(KTeV, 90% CL)

3 contributions:

(Ecker-Pich-de Rafael)

- Direct \mathcal{CP}
- Indirect \mathcal{CP}
- CP conserving (2γ)

\mathcal{CP} dominates for $e^+ e^-$:

$$\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) = 3.1(0.9) \cdot 10^{-11}$$

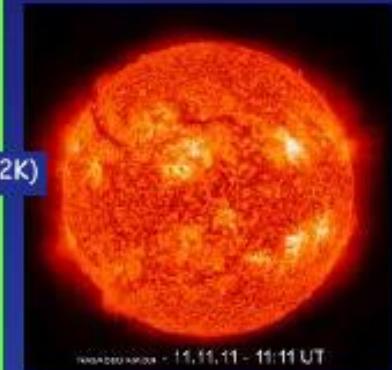
(Buchalla et al.)

Evidencias de LFV

$$\mu \not\rightarrow e\gamma, \quad \tau \not\rightarrow \mu\gamma, \quad \mu \not\rightarrow ee\bar{e}, \quad \tau \not\rightarrow e\bar{e}\mu$$

Es una consecuencia directa de que no haya ν_R 's en el ME (M_e puede elegirse diag.)

Sin embargo, existe un déficit de neutrinos “solares” (electrónicos) y de neutrinos



The Solar neutrino problem

- The Sun produces ν_e 's, whose flux can be calculated using solar models
- The flux of ν_e measured in the earth in all experiments reduced by a factor 0.3–0.5
- Explained by oscillations $\nu_e \rightarrow \nu_{\mu,\tau}$



The atmospheric neutrino problem

- π 's produced in the atmosphere should give a flux of ν_μ 's twice that of ν_e 's
- The observed flux of ν_μ 's is largely reduced
- Explained in terms of oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$

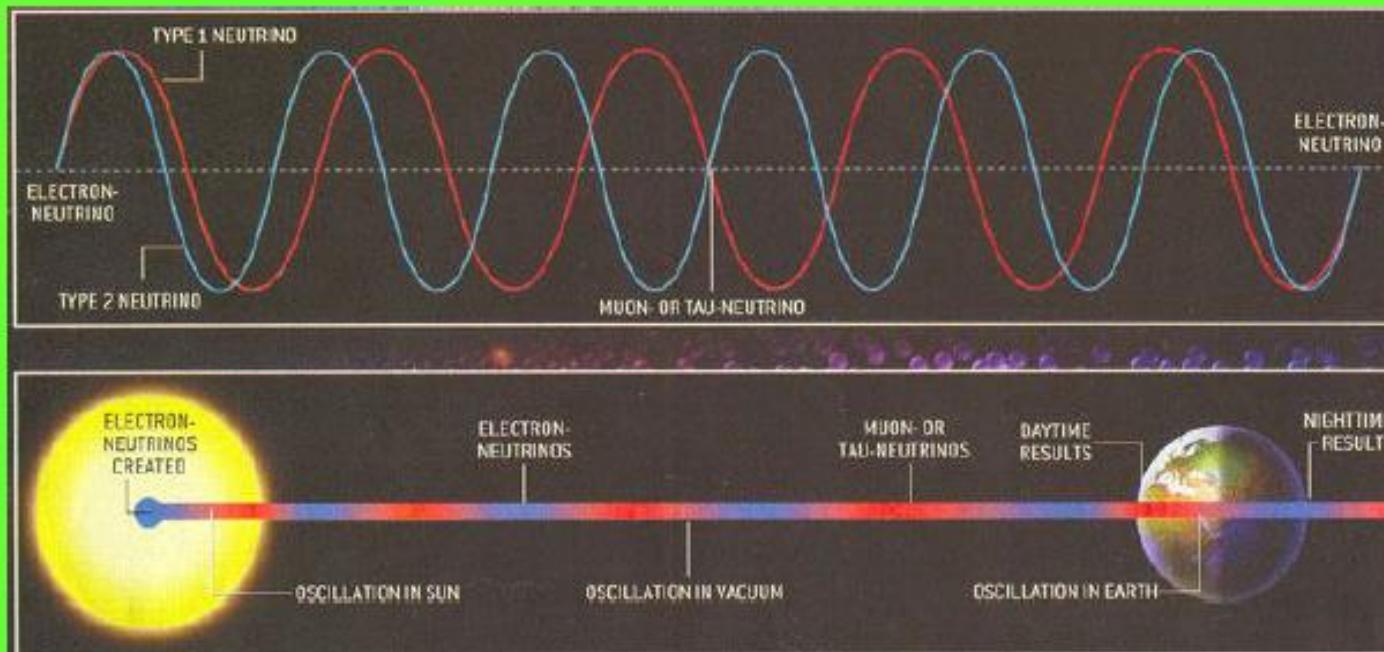


Evidencias de LFV

$$\mu \not\rightarrow e\gamma, \quad \tau \not\rightarrow \mu\gamma, \quad \mu \not\rightarrow ee\bar{e}, \quad \tau \not\rightarrow e\bar{e}\mu$$

Es una consecuencia directa de que no haya ν_R 's en el ME (M_e puede elegirse diag.)

Sin embargo, existe un déficit de neutrinos “solares” (electrónicos) y de neutrinos “atmosféricos” (muónicos)



Comprobado con aceleradores (K2K, 250Km) y reactores (KamLand, 180Km), resp.

Evidencias de LFV

Oscilaciones entre
2 sabores de ν's

$$|\nu_e\rangle = \cos\theta |\nu_1\rangle + \sin\theta |\nu_2\rangle$$

$$|\nu_\mu\rangle = -\sin\theta |\nu_1\rangle + \cos\theta |\nu_2\rangle$$

$$\cos\theta = \langle\nu_1|\nu_e\rangle = \langle\nu_2|\nu_\mu\rangle$$

$$\sin\theta = \langle\nu_2|\nu_e\rangle = -\langle\nu_1|\nu_\mu\rangle$$

Evidencias de LFV

$$|v_e\rangle = \cos \theta |v_1\rangle + \sin \theta |v_2\rangle$$

$$|v_\mu\rangle = -\sin \theta |v_1\rangle + \cos \theta |v_2\rangle$$

$$\cos \theta = \langle v_1 | v_e \rangle = \langle v_2 | v_\mu \rangle$$

$$\sin \theta = \langle v_2 | v_e \rangle = -\langle v_1 | v_\mu \rangle$$

$$|v_e, t\rangle = e^{-iE_1 t} \cos \theta |v_1\rangle + e^{-iE_2 t} \sin \theta |v_2\rangle$$

$$|v_\mu, t\rangle = -e^{-iE_1 t} \sin \theta |v_1\rangle + e^{-iE_2 t} \cos \theta |v_2\rangle$$

Oscilaciones entre
2 sabores de ν's

Evidencias de LFV

$$|v_e\rangle = \cos \theta |v_1\rangle + \sin \theta |v_2\rangle$$

$$|v_\mu\rangle = -\sin \theta |v_1\rangle + \cos \theta |v_2\rangle$$

$$\cos \theta = \langle v_1 | v_e \rangle = \langle v_2 | v_\mu \rangle$$

$$\sin \theta = \langle v_2 | v_e \rangle = -\langle v_1 | v_\mu \rangle$$

$$|v_e, t\rangle = e^{-iE_1 t} \cos \theta |v_1\rangle + e^{-iE_2 t} \sin \theta |v_2\rangle$$

$$|v_\mu, t\rangle = -e^{-iE_1 t} \sin \theta |v_1\rangle + e^{-iE_2 t} \cos \theta |v_2\rangle$$

$$P(v_e \rightarrow v_\mu; t) = |\langle v_\mu | v_e, t \rangle|^2 = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{(E_2 - E_1)t}{2}\right)$$

Ejercicio

Evidencias de LFV

Oscilaciones entre 2 sabores de ν's

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu; t) = |\langle \nu_\mu | \nu_e, t \rangle|^2 = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{(E_2 - E_1)t}{2}\right)$$

$$p \gg m_i \implies E_i = \sqrt{m_i^2 + p^2} \approx p + m_i^2/2p, L \approx t \quad | \quad p \approx E$$



$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(2\pi \frac{L}{\lambda}\right)$$

$$\lambda = \frac{2\pi(E/\text{GeV})}{1.27(\Delta m^2/\text{eV}^2)} \text{Km}, \quad \Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$$

Ejercicio

Evidencias de LFV

Oscilaciones entre 2 sabores de ν's

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu; t) = |\langle \nu_\mu | \nu_e, t \rangle|^2 = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(\frac{(E_2 - E_1)t}{2} \right)$$

$$p \gg m_i \implies E_i = \sqrt{m_i^2 + p^2} \approx p + m_i^2/2p, L \approx t \quad | \quad p \approx E$$



$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(2\pi \frac{L}{\lambda} \right)$$

$$\lambda = \frac{2\pi(E/\text{GeV})}{1.27(\Delta m^2/\text{eV}^2)} \text{Km}, \quad \Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$$

→ $L \gg \lambda$ → Oscilaciones muy rápidas: promedio

$$\langle P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu; t) \rangle = \frac{1}{2} \sin^2(2\theta)$$

→ $L \gg \lambda \frac{E}{\sigma}$ → Decoherencia

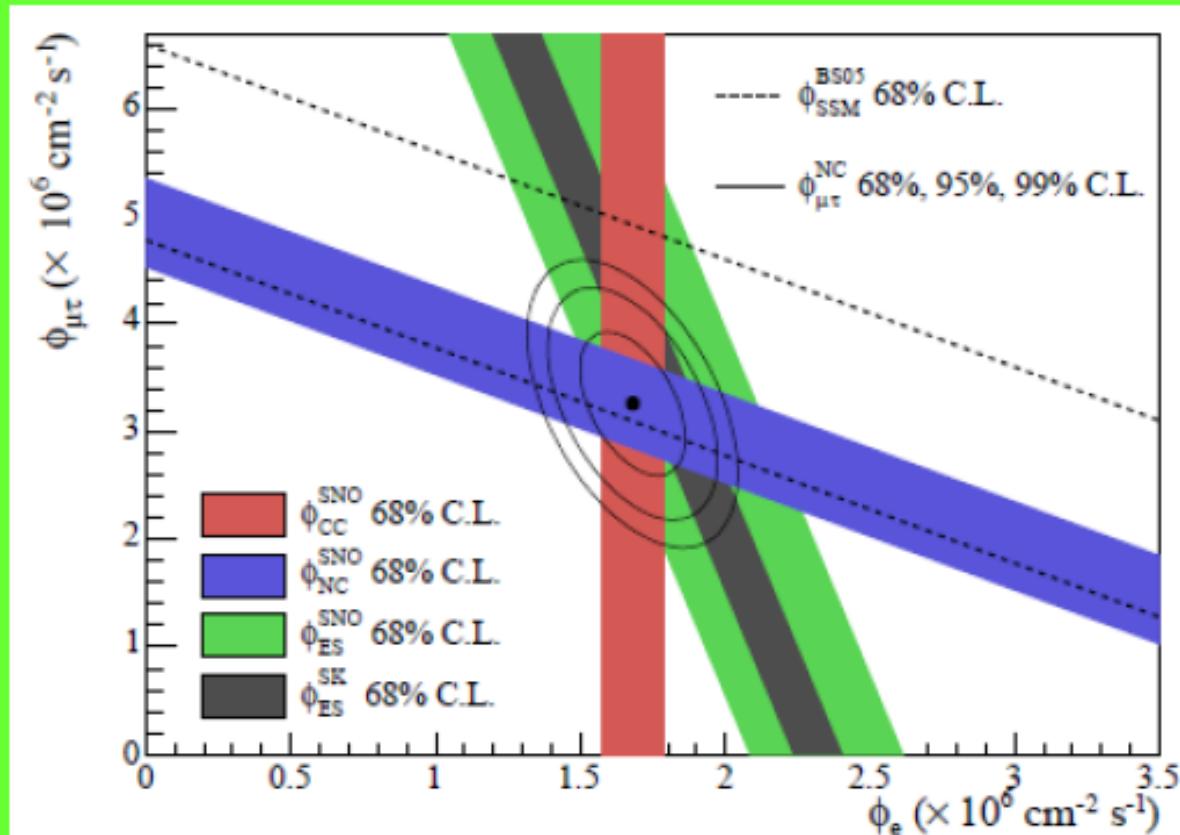
Ejercicio

Evidencias de LFV

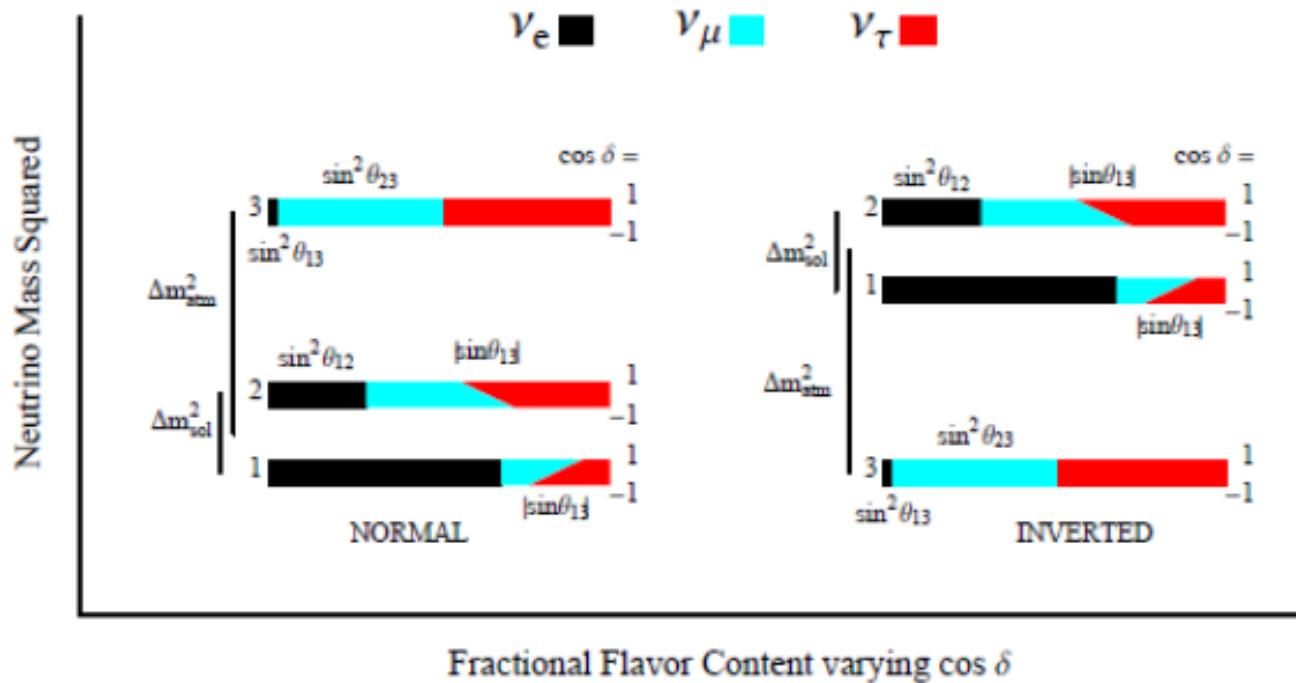
$$\mu \not\rightarrow e\gamma, \quad \tau \not\rightarrow \mu\gamma, \quad \mu \not\rightarrow ee\bar{e}, \quad \tau \not\rightarrow e\bar{e}\mu$$

Es una consecuencia directa de que no haya ν_R 's en el ME (M_e puede elegirse diag.)

Sin embargo, existe un déficit de neutrinos “solares” (electrónicos) y de neutrinos “atmosféricos” (muónicos)



Ajustes oscilaciones ν's



Octant ambiguity in θ_{23}

$$\Delta m_{21}^2 = 7.6 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad (2.5\%)$$

$$\Delta m_{31}^2 = \begin{cases} 2.48 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 & (2.5\%) \\ -2.38 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 & \end{cases}$$

Hints for $\delta \approx 3\pi/2$

$$\sin^2 \theta_{12} = 0.32 \quad (4\%)$$

$$\sin^2 \theta_{23} = 0.57 \quad (11\%)$$

$$\sin^2 \theta_{13} = 0.021 \quad (5\%)$$

Ajustes oscilaciones ν's

$\Delta m_{31}^2 \sim \pm 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	$\theta_{23} \sim 45^\circ$	Atmos,K2K,MINOS
$\Delta m_{21}^2 \sim 7.6 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$	$\theta_{12} \sim 35^\circ$	Solar, KamLAND
	$\theta_{13} \sim 9^\circ$	T2K,MINOS,Double Chooz Daya Bay,RENO
N_ν (active and light)	3	LEP
$m_{\beta\beta} = \sum_i V_{ei} ^2 m_{\nu_i} $	$\lesssim 0.2 \text{ eV}$	KamLAND-Zen,EXO,HM,IGEX,...
$m_{\nu_e} = \sum_i V_{ei} ^2 m_{\nu_i}^2$	$< 2.2 \text{ eV}$	Mainz and Troitsk
$\sum_i m_{\nu_i}$	$\lesssim 1 \text{ eV}$	Cosmology
$\text{sign}(\Delta m_{31}^2)$?	Nova,NF,BB,SB,...
CP, δ	$3\pi/2$?	Nova,NF,BB,SB,...
Dirac or Majorana? (α, β)	?	HM?, $0\nu\beta\beta$
N_s (light sterile)	1,2 ?	LSND,MiniBooNE,Cosmology
μ_ν/μ_B	$< 10^{-10}, 10^{-12}$	σ_ν , red giants
NSI	$\varepsilon \lesssim 0.01-10$	Sun,Atm,LSND,NF,...
LFV ($\mu \rightarrow e\gamma, \dots$)	$< 5.7 \times 10^{-13}$	MEG,COMET/Mu2e,...

3 neutrino oscillations

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; t) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha, t \rangle|^2 = \left| \sum_i e^{-iE_i t} \langle \nu_\beta | \nu_i \rangle \langle \nu_i | \nu_\alpha \rangle \right|^2$$

if $\langle \nu_\beta | \nu_i \rangle = V_{\beta i}$ and $E_i \approx E + m_i^2/(2E)$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; t) = \sum_{ij} e^{-i\Delta m_{ij}^2 t / 2E} V_{\beta i} V_{\alpha i}^* V_{\alpha j} V_{\beta j}^* =$$

$$= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \operatorname{Re}\{ V_{\beta i} V_{\alpha i}^* V_{\alpha j} V_{\beta j}^* \} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) +$$

$$+ 2 \sum_{i>j} \operatorname{Im}\{ V_{\beta i} V_{\alpha i}^* V_{\alpha j} V_{\beta j}^* \} \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E} \right)$$

Effective hamiltonian $H = M_V^\dagger M_V / (2E) = V M_{diag}^2 V^\dagger / (2E)$
Phases of Majorana irrelevant (oscillations conserve LN)

Neutrino oscillations in matter

$$\mathcal{L}_{\text{CC}} = -\sqrt{2}G_F (\bar{e}\gamma_\mu P_L \nu_e)(\bar{\nu}_e \gamma^\mu P_L e) \rightarrow -\sqrt{2}G_F n_e (\bar{\nu}_e \gamma^0 P_L \nu_e)$$

$$H = C_{\text{univ}} I + V \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\Delta m_{21}^2}{2E} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} \end{pmatrix} V^\dagger + \begin{pmatrix} \tilde{V} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$\tilde{V} = \pm b = \pm \sqrt{2}G_F n_e$ with + for ν 's and - for $\bar{\nu}$'s

For two generations

$$H = \begin{pmatrix} \sin^2 \theta + \frac{2E\tilde{V}}{\Delta m^2} & \sin \theta \cos \theta \\ \sin \theta \cos \theta & \cos^2 \theta \end{pmatrix} \frac{\Delta m^2}{2E} + \text{universal}$$

$$\sin 2\tilde{\theta} = \sin 2\theta \frac{\Delta m^2}{\Delta \tilde{m}^2}, \quad \Delta \tilde{m}^2 = \Delta m^2 \sqrt{1 + \left(\frac{2E\tilde{V}}{\Delta m^2}\right)^2 - 2 \cos 2\theta \frac{2E\tilde{V}}{\Delta m^2}}$$

Neutrino resonance

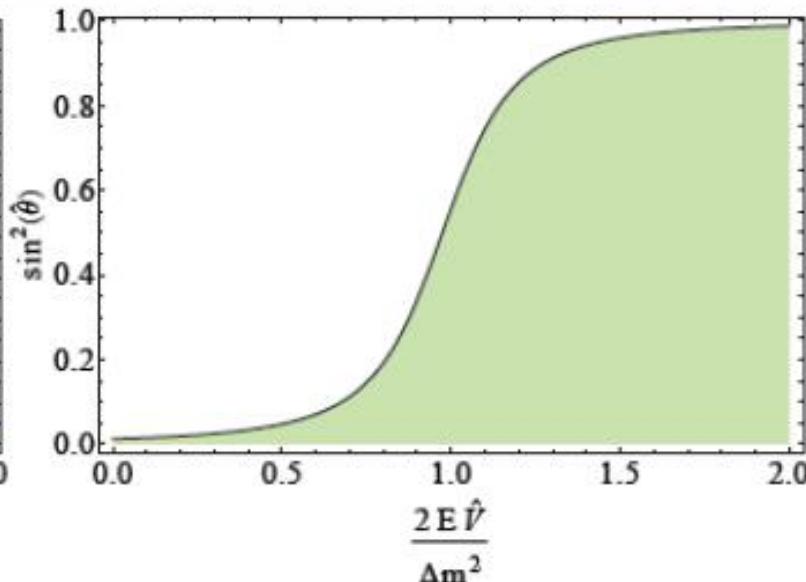
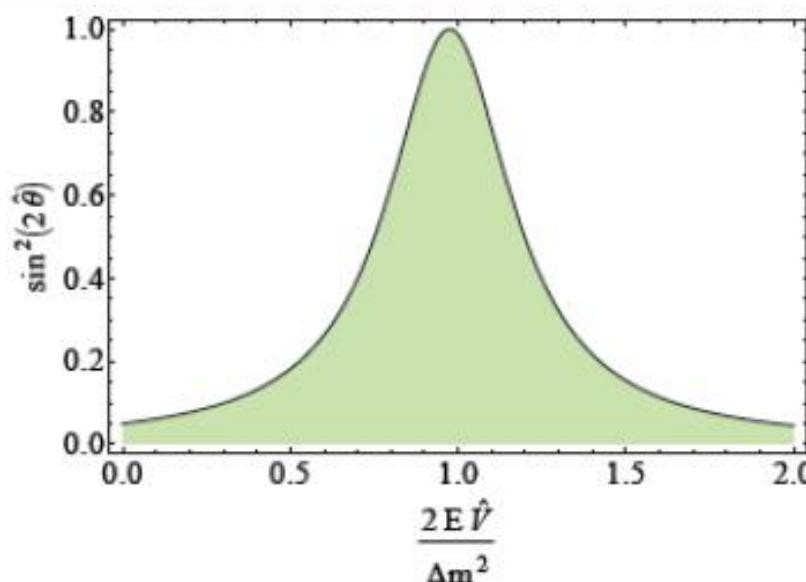
$$\Delta m^2 \cos 2\theta = \pm 2E\sqrt{2}G_F n_e \rightarrow \begin{cases} \Delta \tilde{m}^2 = \Delta m^2 \sin 2\theta \\ \sin^2 2\tilde{\theta} = 1 \end{cases}$$

$\Delta m^2 \cos 2\theta > 0$ for ν 's and $\Delta m^2 \cos 2\theta < 0$ for $\bar{\nu}$'s

Ordering of H eigenvalues such that $\Delta \tilde{m}^2 > 0$ implies

$$2E\tilde{V}/\Delta m^2 \ll 1, \Delta \tilde{m}^2 \approx \Delta m^2, \tilde{\theta} \approx \theta \text{ and } |\tilde{\nu}_2\rangle \approx |\nu_2\rangle$$

$$2E\tilde{V}/\Delta m^2 \gg 1, \Delta \tilde{m}^2 \gg \Delta m^2, \tilde{\theta} = \frac{\pi}{2} \text{ and } |\tilde{\nu}_2\rangle \approx |\nu_e\rangle$$



Aprox. adiabática en el Sol

If $n_e(x)$ changes slowly we can use the adiabatic theorem:

"If in $t = 0$ the system is in one of the instantaneous eigenstates of $H(t = 0)$, $H(t) |n, t\rangle = E_n(t) |n, t\rangle$ it will remain in the state $|n, t\rangle$ for $t > 0$ "

$$|\nu_e\rangle \xrightarrow{n_e \gg} |\tilde{\nu}_2\rangle \xrightarrow{\text{Adiabat}} |\tilde{\nu}_2, t\rangle \xrightarrow{\text{Adiabat}} |\nu_2\rangle = \sin \theta |\nu_e\rangle + \cos \theta |\nu_\mu\rangle$$

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = \sin^2 \theta = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos 2\theta$$

If $\theta \ll 1$ all the ν_e are transformed in ν_μ ! (MSW)

General case

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = \frac{1}{2} + \left(\frac{1}{2} - P_{\text{LZ}} \right) \cos 2\hat{\theta}_0 \cos 2\theta$$

$$P_{\text{LZ}} \approx e^{-\gamma}, \quad \gamma \equiv \frac{\pi \Delta m^2}{4E|(n'_e/n_e)_{\text{res}}|} \frac{\sin^2 2\theta}{\cos 2\theta}$$

TEORÍAS EFECTIVAS

- La Física a bajas energías no depende de la de altas energías.
- Descripción apropiada en un rango de energías dado (g.d.l.).
- “Energy gaps”: $0 \leftarrow m \ll E \ll M \rightarrow \infty$.
- Intercambios no locales de partículas pesadas \rightarrow interacciones locales entre partículas ligeras.
- Control de la incertidumbre: $(E/M)^{(d_i-4)} \gtrsim \epsilon \iff d_i \lesssim 4 + \frac{\log(1/\epsilon)}{\log(M/E)}$
- La Teoría efectiva reproduce el comportamiento a bajas energías de la teoría fundamental.
- Los remanentes de la Teoría fundamental en la efectiva se hallan en los acoplamientos y las simetrías.