

Introdução à Física de Partículas



G. Alves
Lafex/CBPF

Parte II Sumário

- I - Simetrias e Leis de Conservação
- II - Cálculo de Feynman
- III - Equação de Dirac

SU(3) λ Matrices

$$\lambda^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda^4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda^5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda^6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda^7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda^8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}$$

The structure functions $f^{\alpha\beta\gamma}$ are defined by the commutators of the λ matrices:

$$[\lambda^\alpha, \lambda^\beta] = 2i \sum_{\gamma=1}^8 f^{\alpha\beta\gamma} \lambda^\gamma$$

Of the $8^3 = 512$ structure functions, only 54 are non-zero:

$$f^{123} = 1,$$

$$f^{147} = f^{246} = f^{257} = f^{345} = f^{516} = f^{637} = \frac{1}{2}, \text{ and}$$

$$f^{458} = f^{678} = \frac{\sqrt{3}}{2}.$$

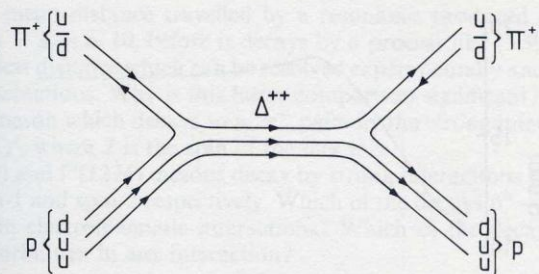


Fig. 5.10 Quark diagram corresponding to the formation and decay of the Δ^{++} resonance in π^+p elastic scattering.

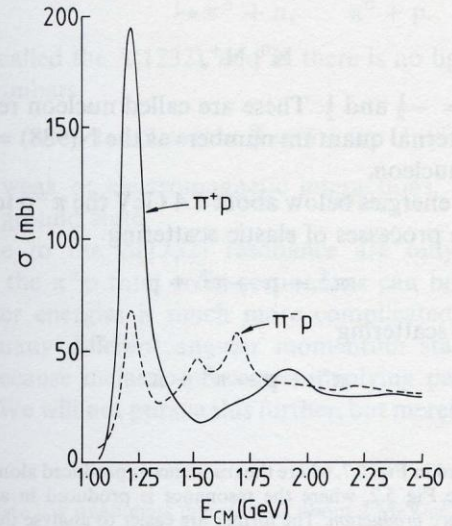


Fig. 5.6 Total cross-sections for $\pi^\pm p$ scattering as a function of the total centre-of-mass energy E_{CM} .

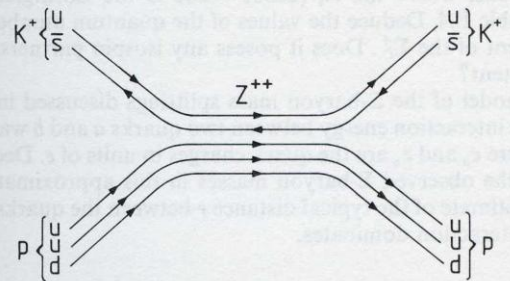


Fig. 5.11 Quark diagram for the formation and decay of a hypothetical exotic resonance Z^{++} in K^+p elastic scattering.

130 Hadrons: quantum numbers and excited states Chap. 5

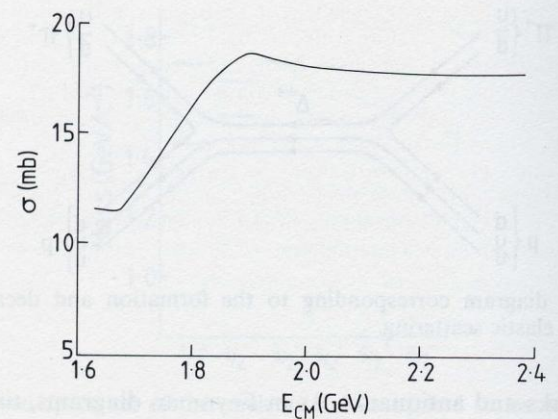
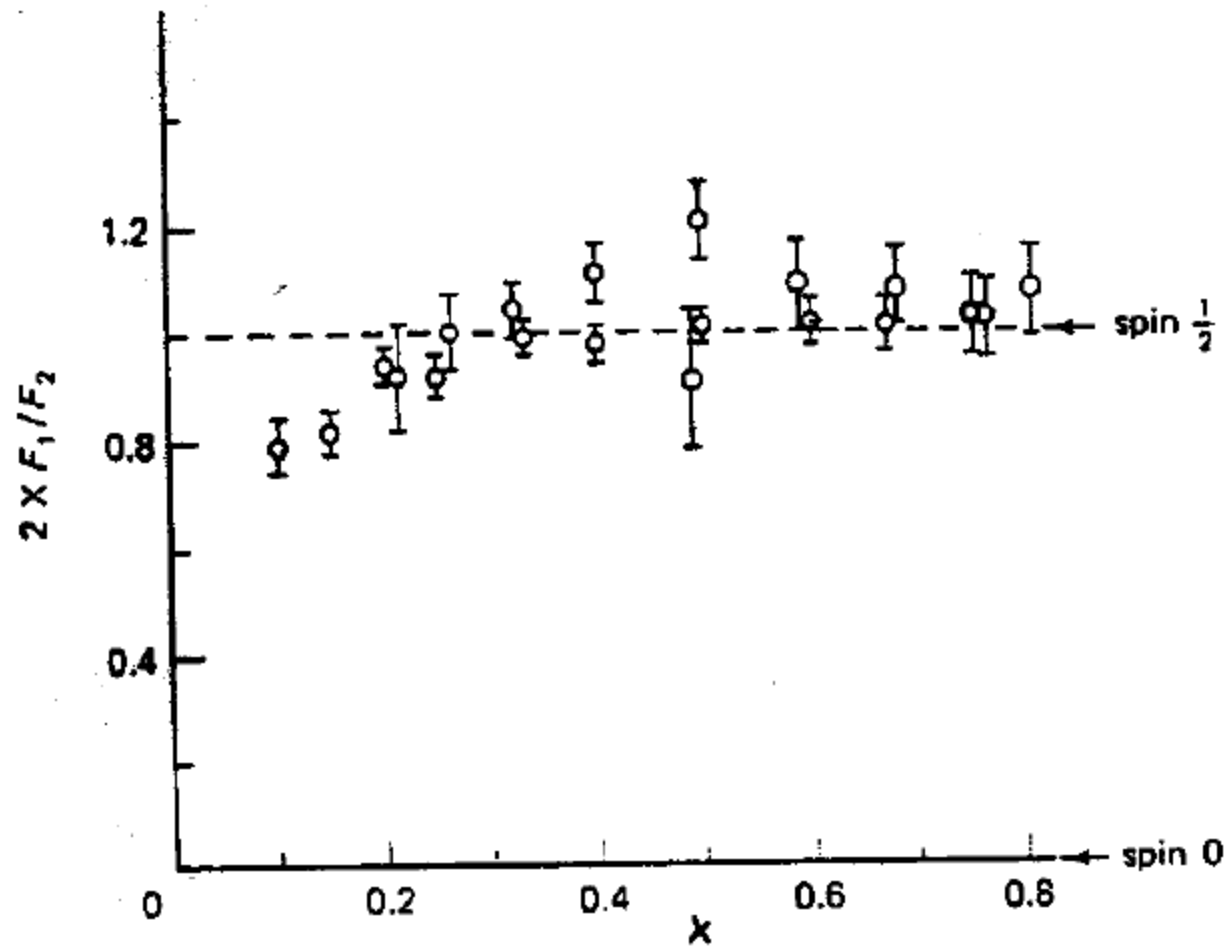
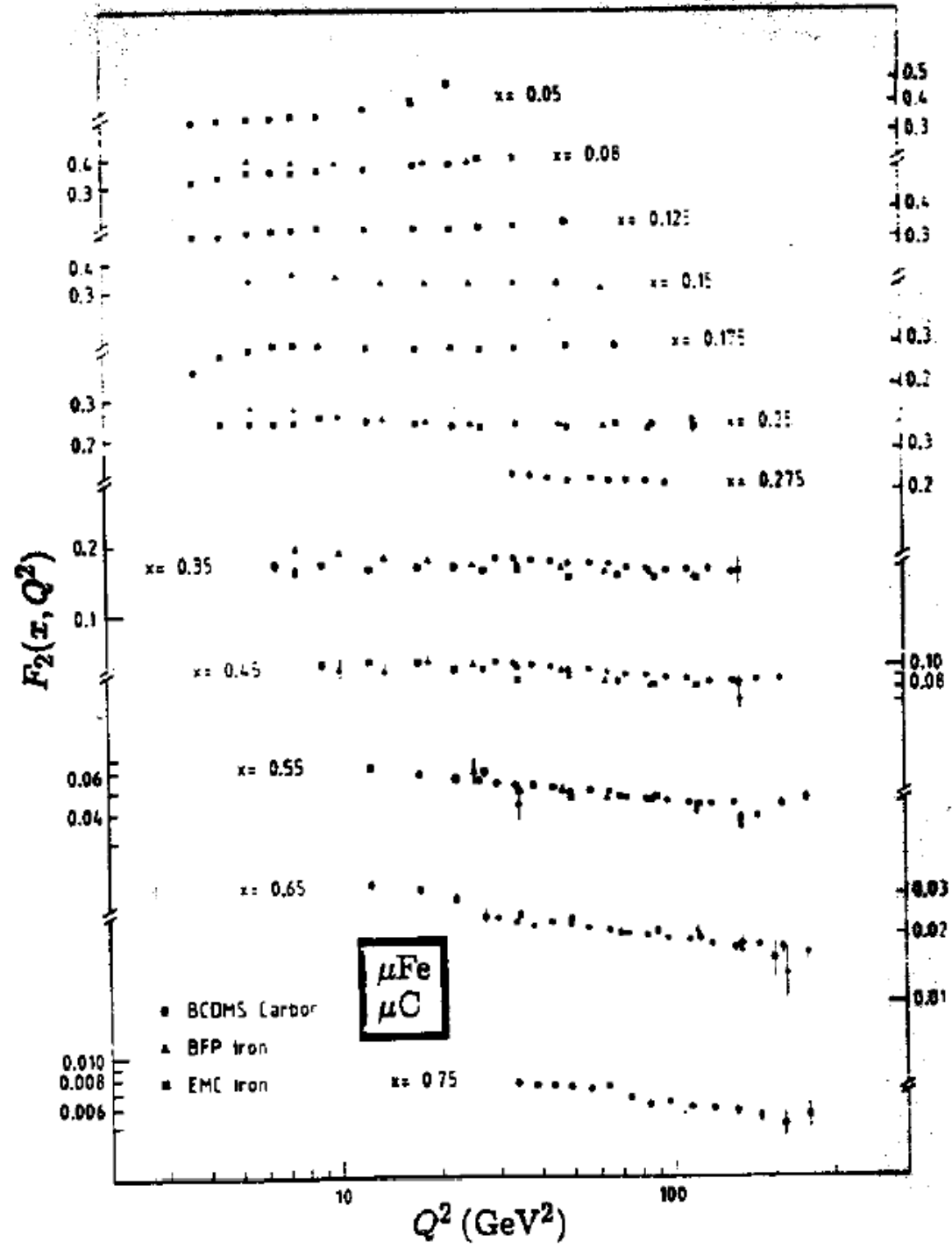
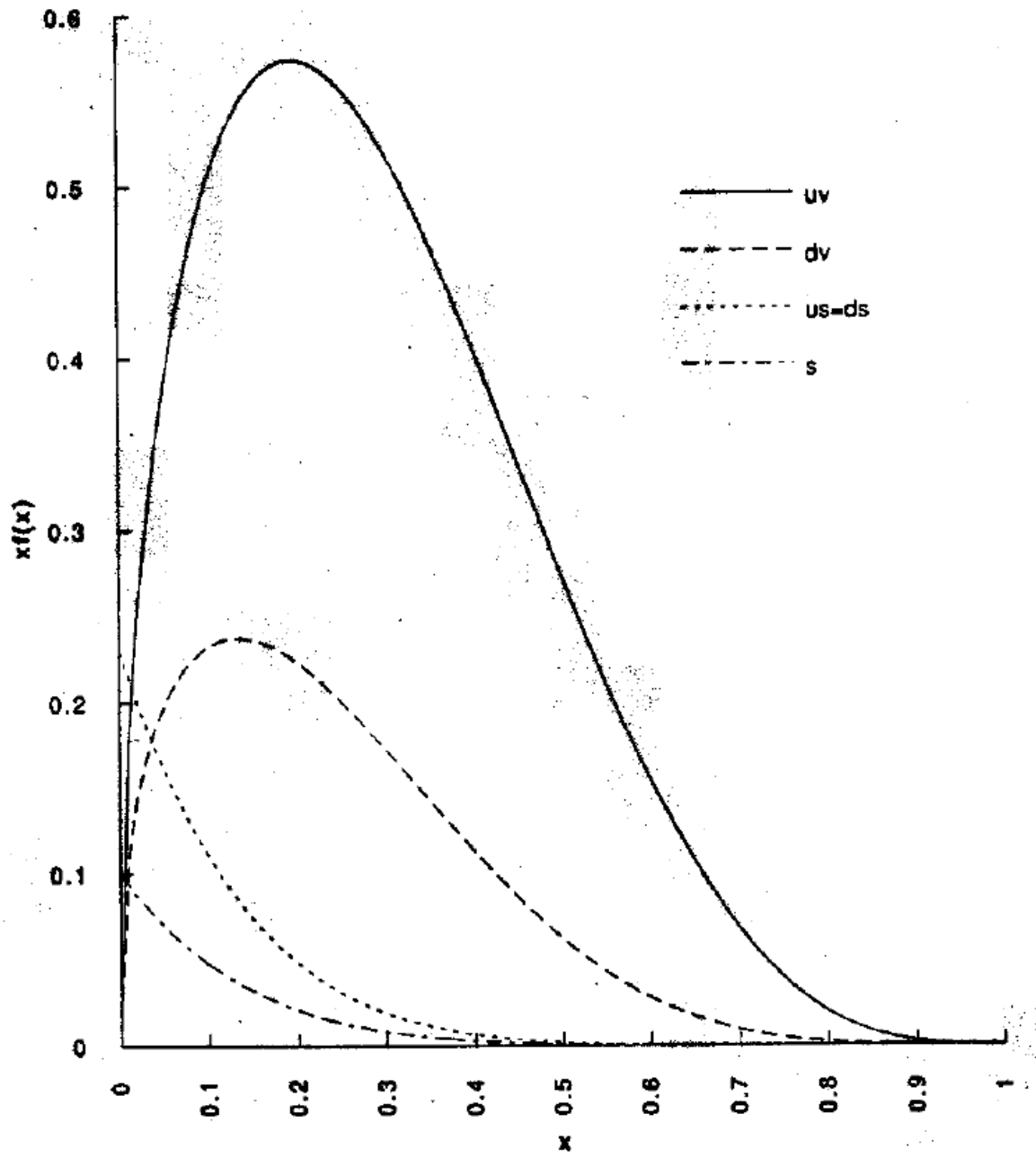


Fig. 5.12 Total cross-section for K^+p scattering as a function of the total centre-of-mass energy E_{CM} .











Quark Distribution Functions for a Proton



O que sabemos sobre a matéria

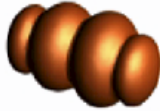
Leptons

Tau		-1	0		Tau Neutrino
Muon		-1	0		Muon Neutrino
Electron		-1	0		Electron Neutrino


Electric Charge

Strong


Glucos (8)




Quarks



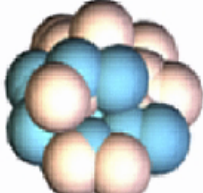
Mesons



Baryons

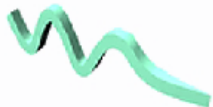


Nuclei

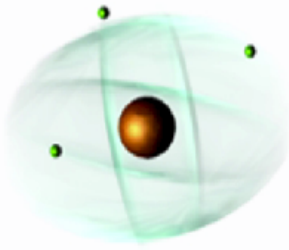


Electromagnetic

Photon



Atoms



Light
Chemistry
Electronics

Quarks


Bottom		-1/3	2/3		Top
Strange		-1/3	2/3		Charm
Down		-1/3	2/3		Up

Electric Charge


each quark: R, B, G 3 colors

Gravitational

Graviton ?




Solar system
Galaxies
Black holes

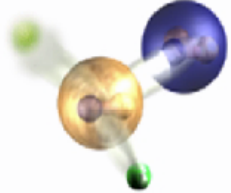


Weak

Bosons (W,Z)



Neutron decay
Beta radioactivity
Neutrino interactions
Burning of the sun

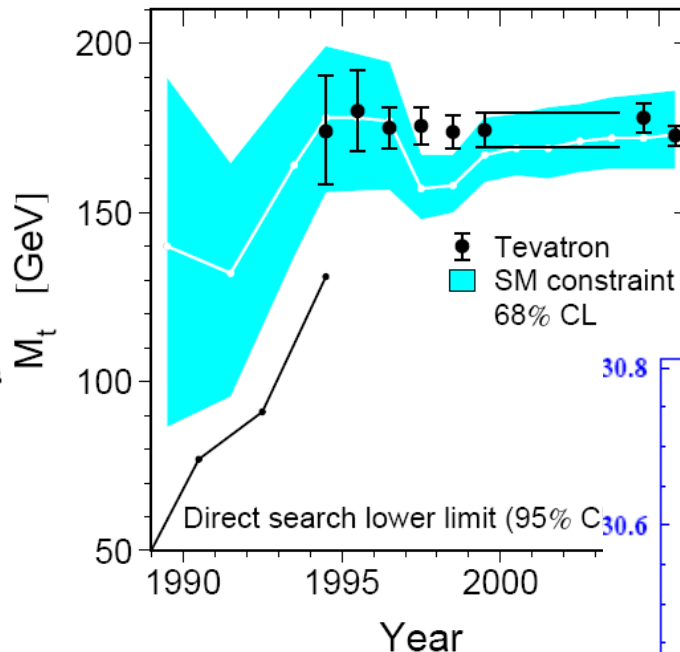




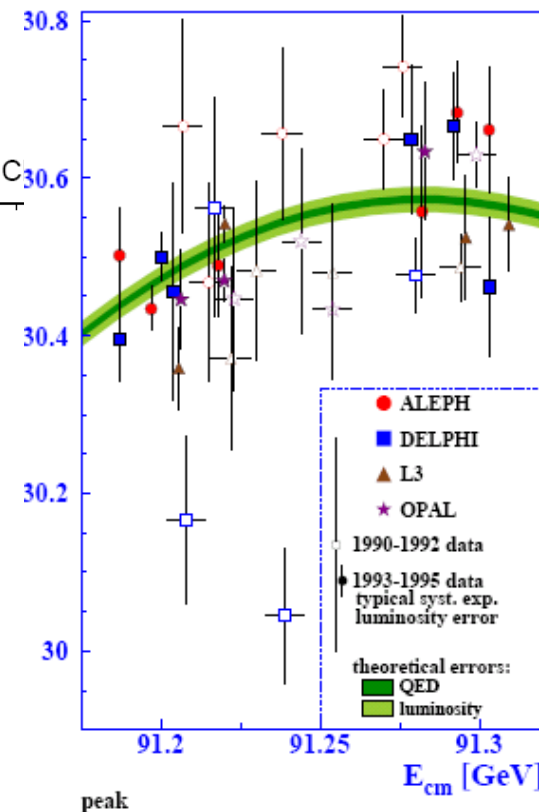
O Modelo Padrão é um marco da Física Moderna

■ Impressionante acordo com dezenas de medidas experimentais

- Incluindo a massa do top
- Produção de quarks pesados
- Jatos
- Assimetrias W, Z
- ...



	Measurement	Fit	$\frac{ O_{meas} - O_{fit} }{\sigma_{meas}}$
$\Delta\alpha_{had}^{(5)}(m_Z)$	0.02758 ± 0.00035	0.02766	0.1
m_Z [GeV]	91.1875 ± 0.0021	91.1874	0.05
Γ_Z [GeV]	2.4952 ± 0.0023	2.4957	0.2
σ_{had}^0 [nb]	41.540 ± 0.037	41.477	1.7
R_l	20.767 ± 0.025	20.744	0.9
$A_{fb}^{0,l}$	0.01714 ± 0.00095	0.01640	0.8
$A_l(P_\tau)$	0.1465 ± 0.0032	0.1479	0.4
R_b	0.21629 ± 0.00066	0.21585	0.8
R_c	0.1721 ± 0.0030	0.1722	0.05
$A_{fb}^{0,b}$	0.0992 ± 0.0016	0.1037	2.8
$A_{fb}^{0,c}$	0.0707 ± 0.0035	0.0741	1.0
A_b	0.923 ± 0.020	0.935	0.6
A_c	0.670 ± 0.027	0.668	0.05
$A_l(SLD)$	0.1513 ± 0.0021	0.1479	1.7
$\sin^2\theta_{eff}^{lept}(Q_{fb})$	0.2324 ± 0.0012	0.2314	0.9
m_W [GeV]	80.392 ± 0.029	80.371	0.7
Γ_W [GeV]	2.147 ± 0.060	2.091	1.0
m_t [GeV]	171.4 ± 2.1	171.7	0.1





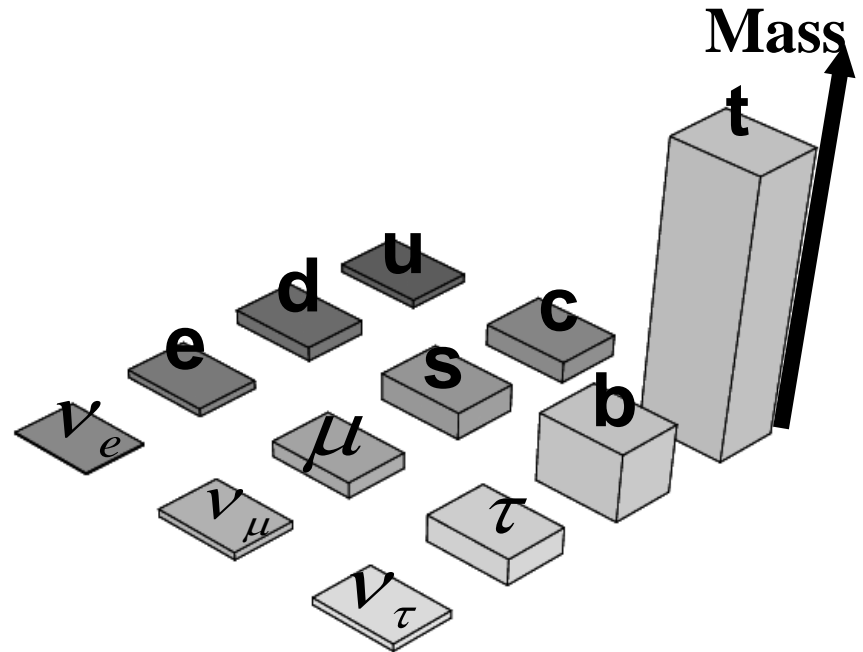
Mas as partículas não teriam massa...

Fundamental para previnir anomalias.

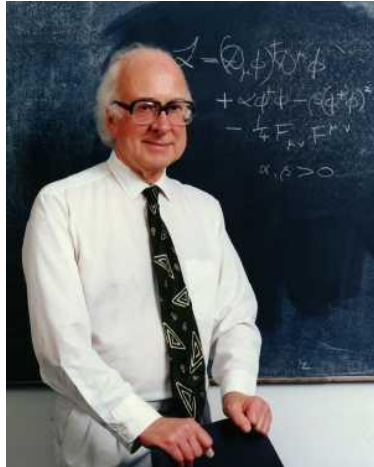
Como o fóton (sem massa) e o bóson W (~80 GeV) mediam a interação eletrofraca?

Solução mais simples (Higgs, Brout, Englert & Kibble)

Novo campo escalar permeia o universo \leftrightarrow partículas interagem com este campo



O Mecanismo de Higgs



No Modelo Padrão as partículas adquirem massa pela interação com o campo de Higgs (do físico britânico Peter Higgs). Excitações do campo \rightarrow bóson de Higgs.

O que é o bóson de Higgs? Cartoon baseado na explicação de David Miller ao Ministro de Ciência britânico em 1993.





A observação de oscilação (portanto massa) em neutrinos é uma das maiores descobertas da física de partículas dos últimos tempos (comparável com a dos W e Z)

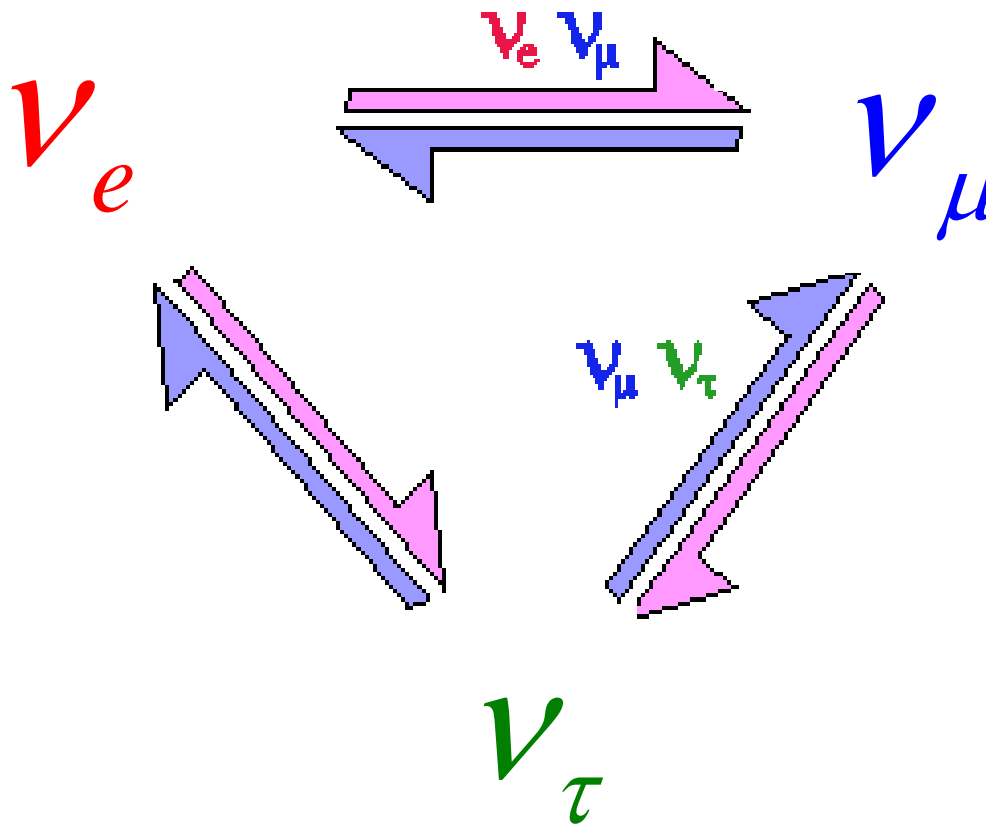
No modelo padrão neutrinos são sempre levógiros, não interagindo com o campo de Higgs.



Isso implica necessariamente Física Além do Modelo Padrão!

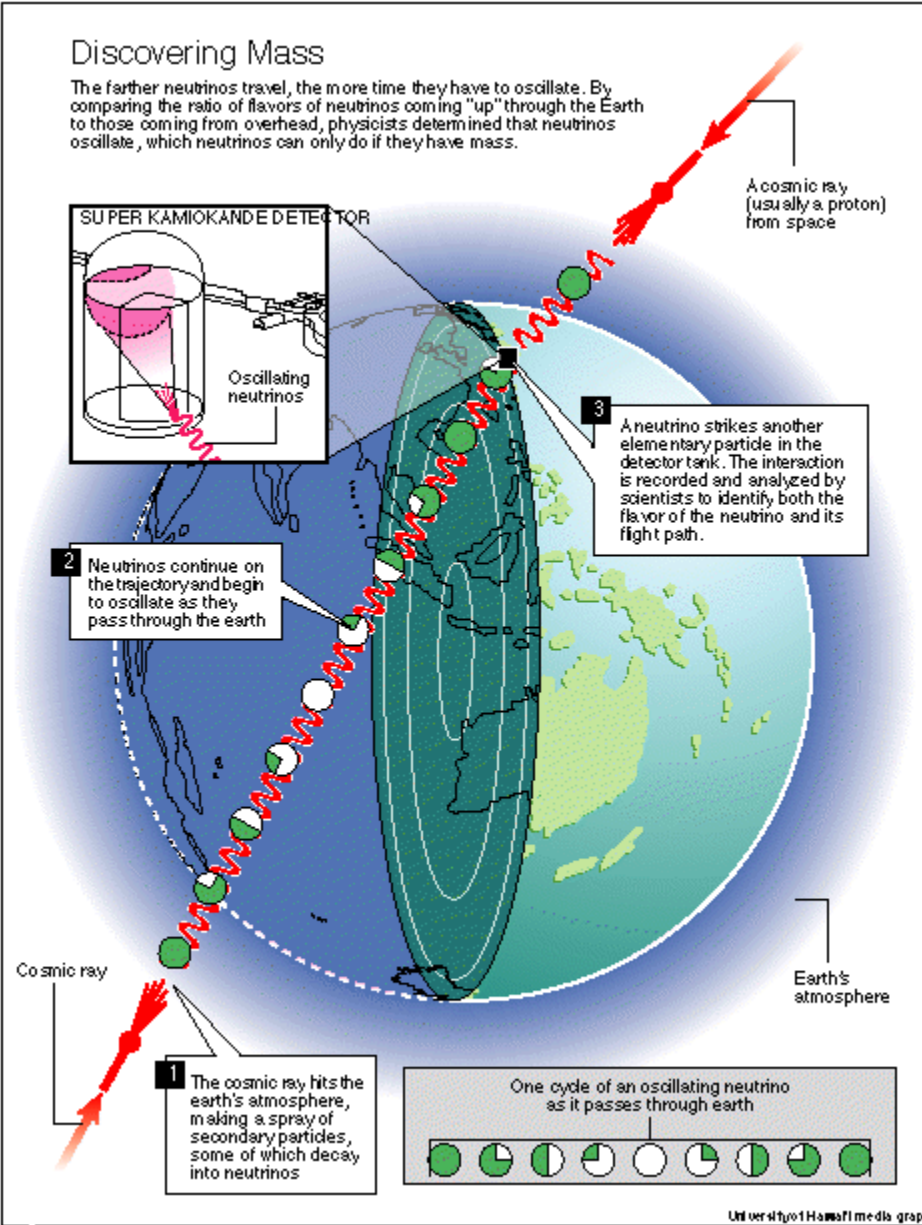
Oscilação de Neutrinos

(Neutrinos precisam ter massa)



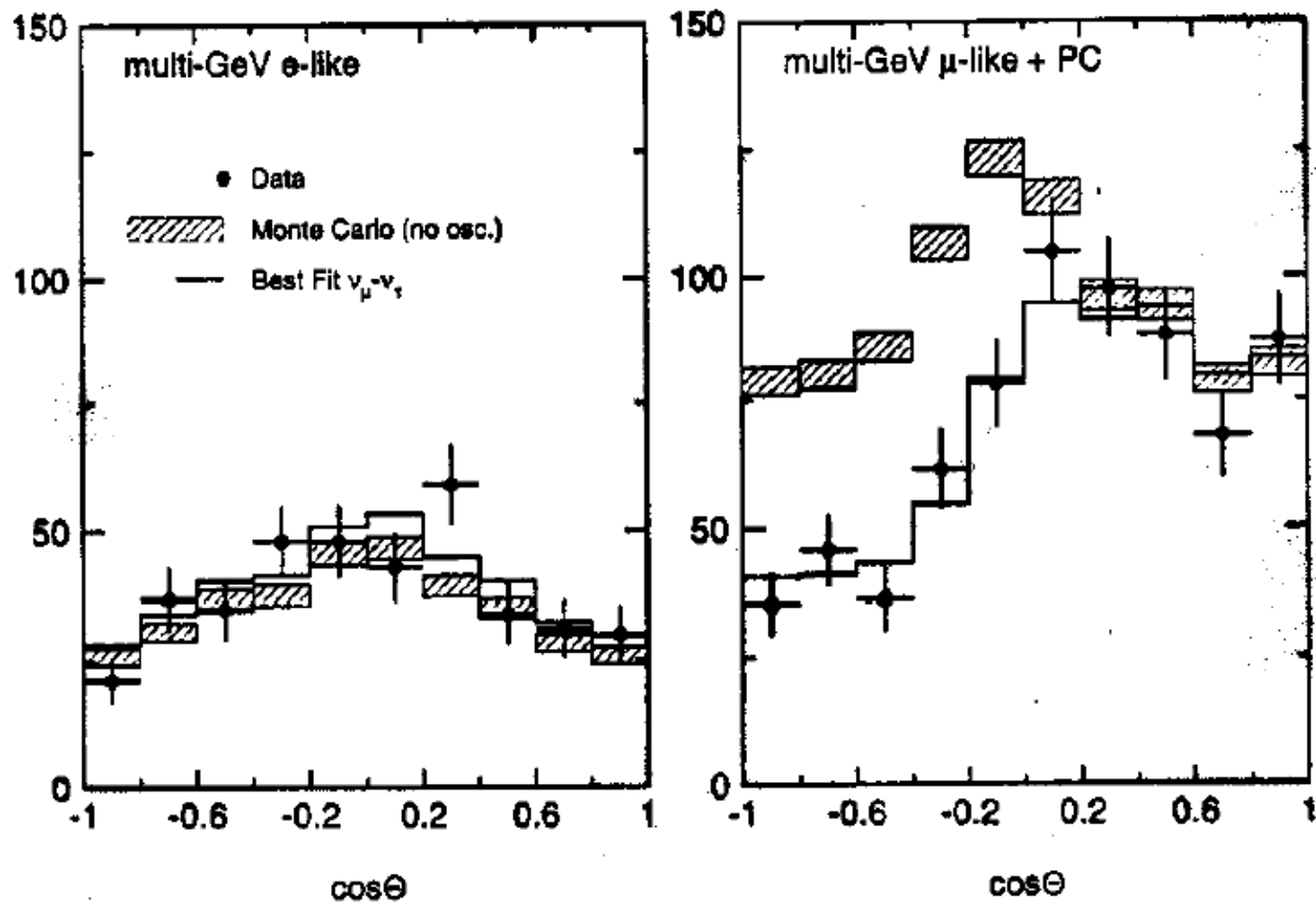


Oscilações $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ são observadas na atmosfera

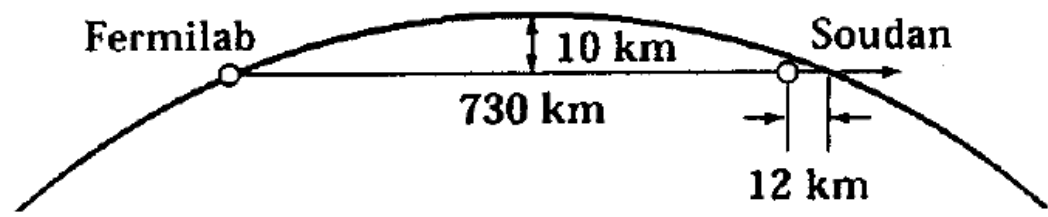
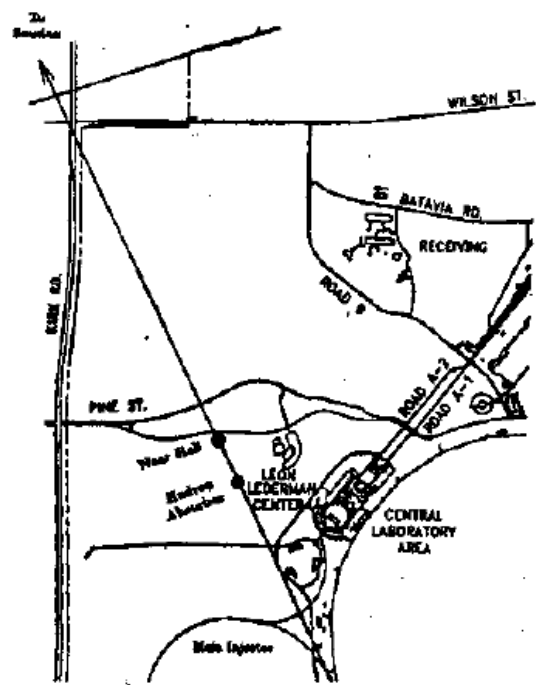
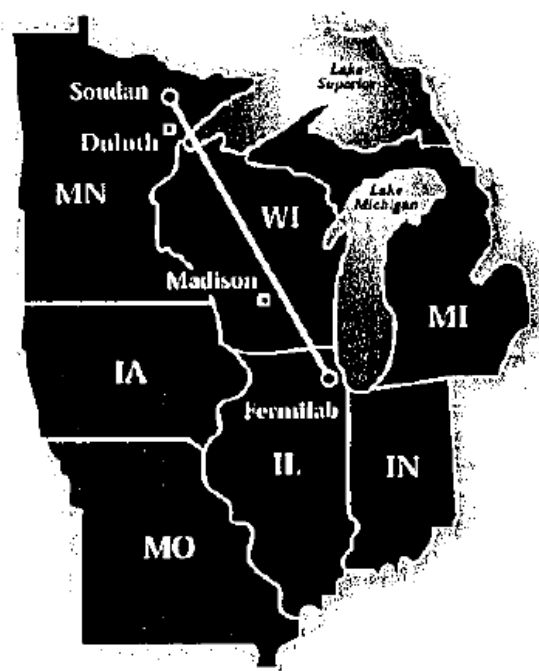


10-Bin Angular Distributions

For $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations.

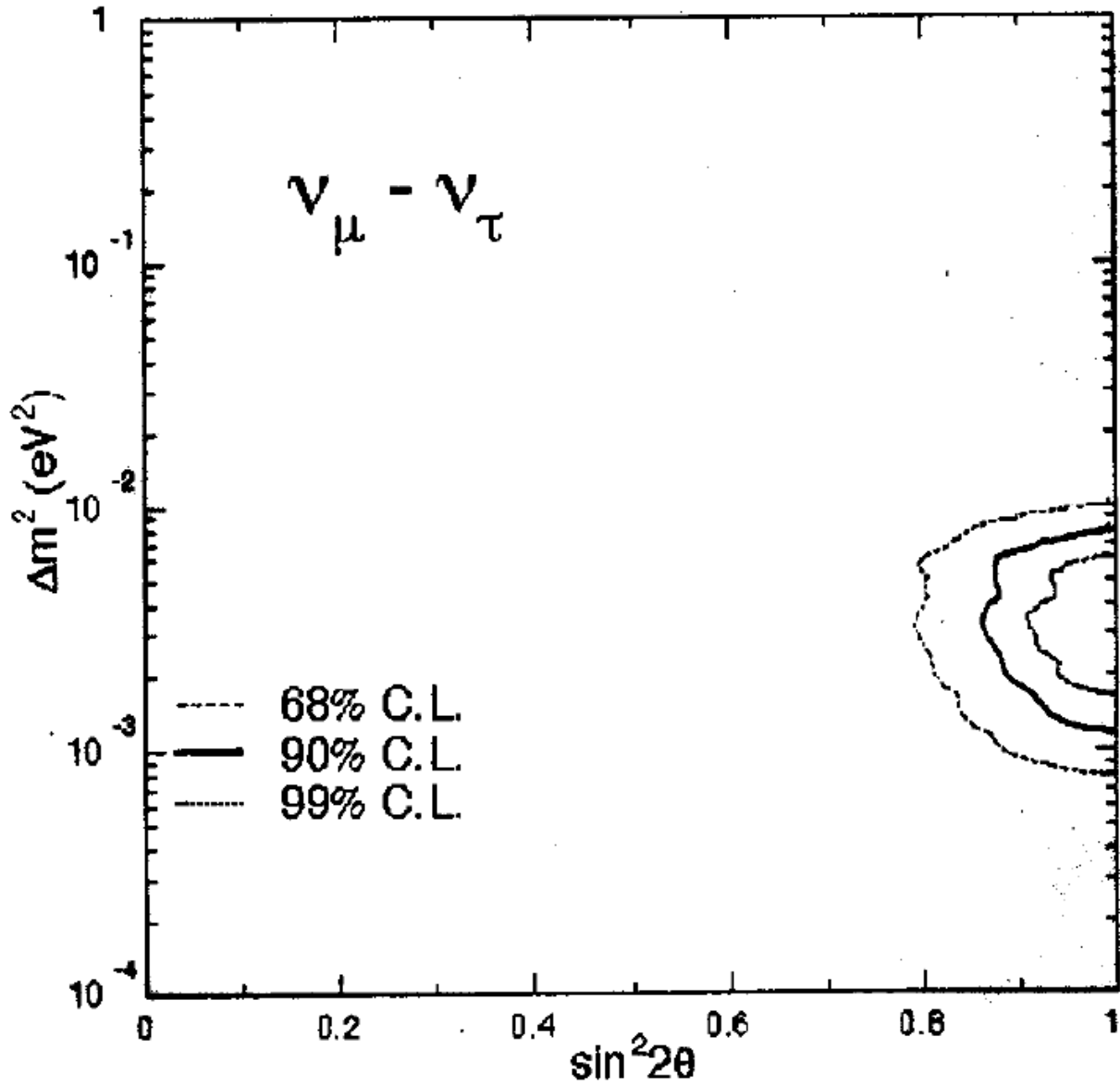


MINOS Sites



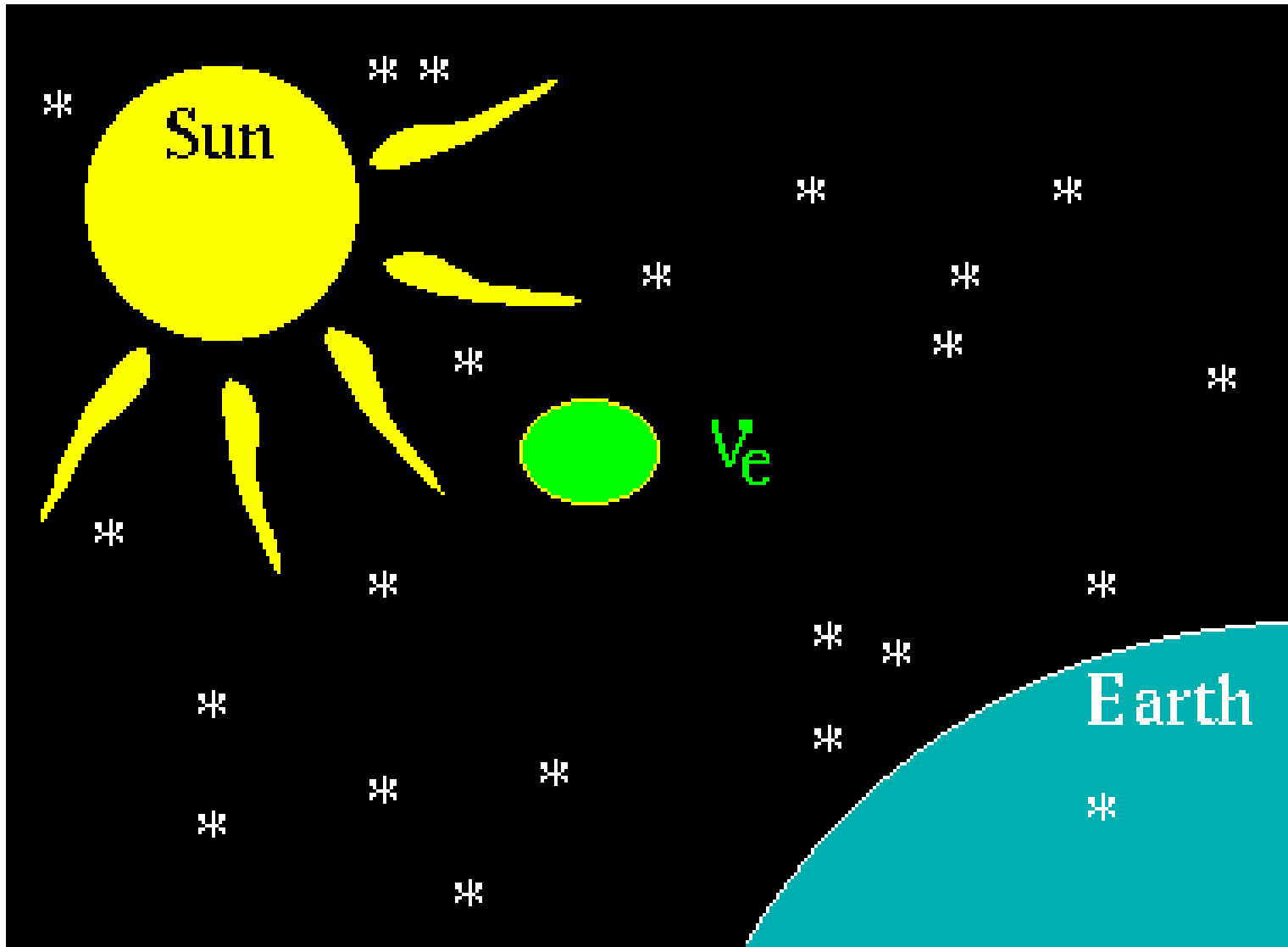
SuperK Atmospheric Allowed Region

Super-Kamickande Preliminary: 736 days FC+ 685 days PC



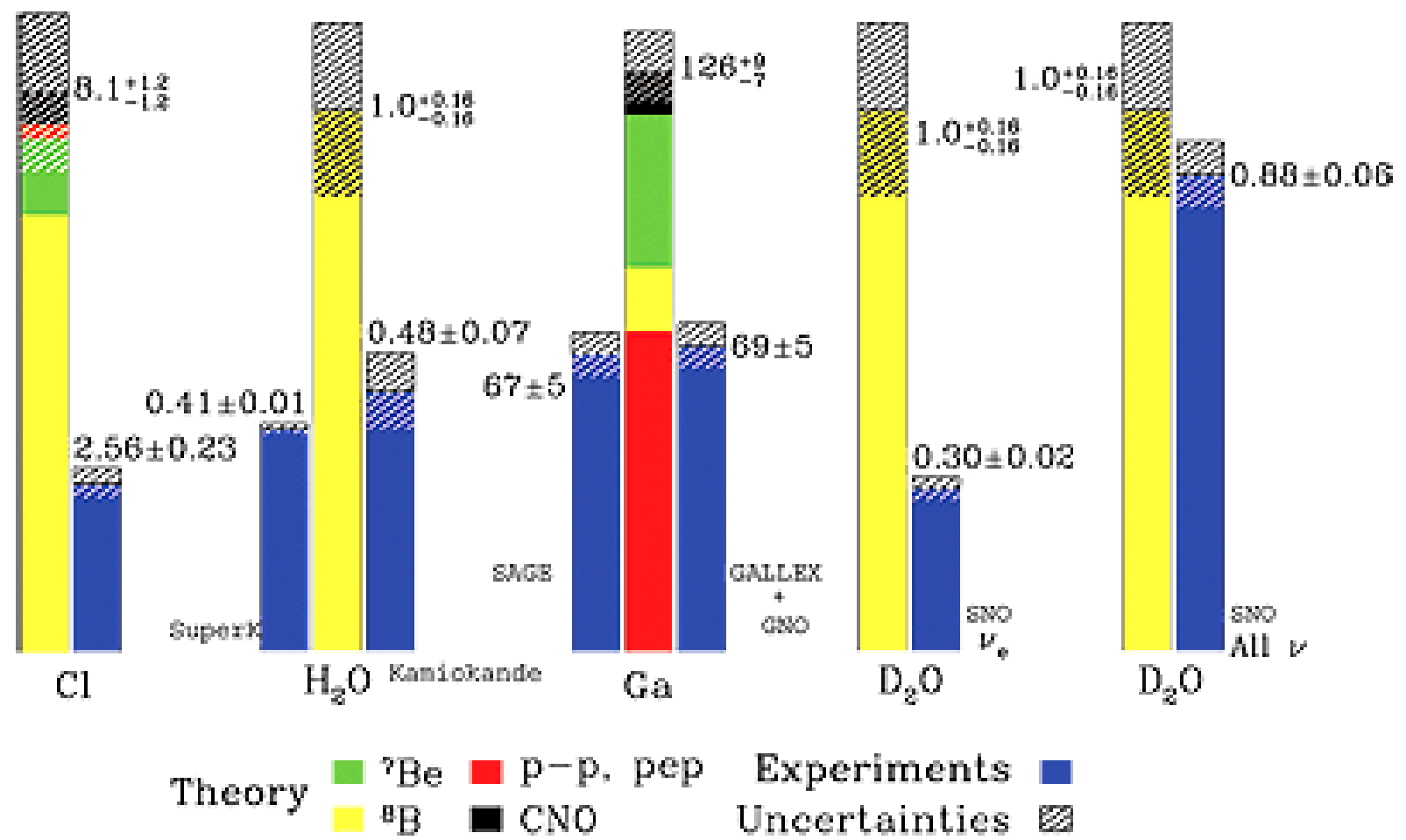


Oscilações $\nu_e \rightarrow \nu_\mu + \nu_\tau$ vindos do Sol



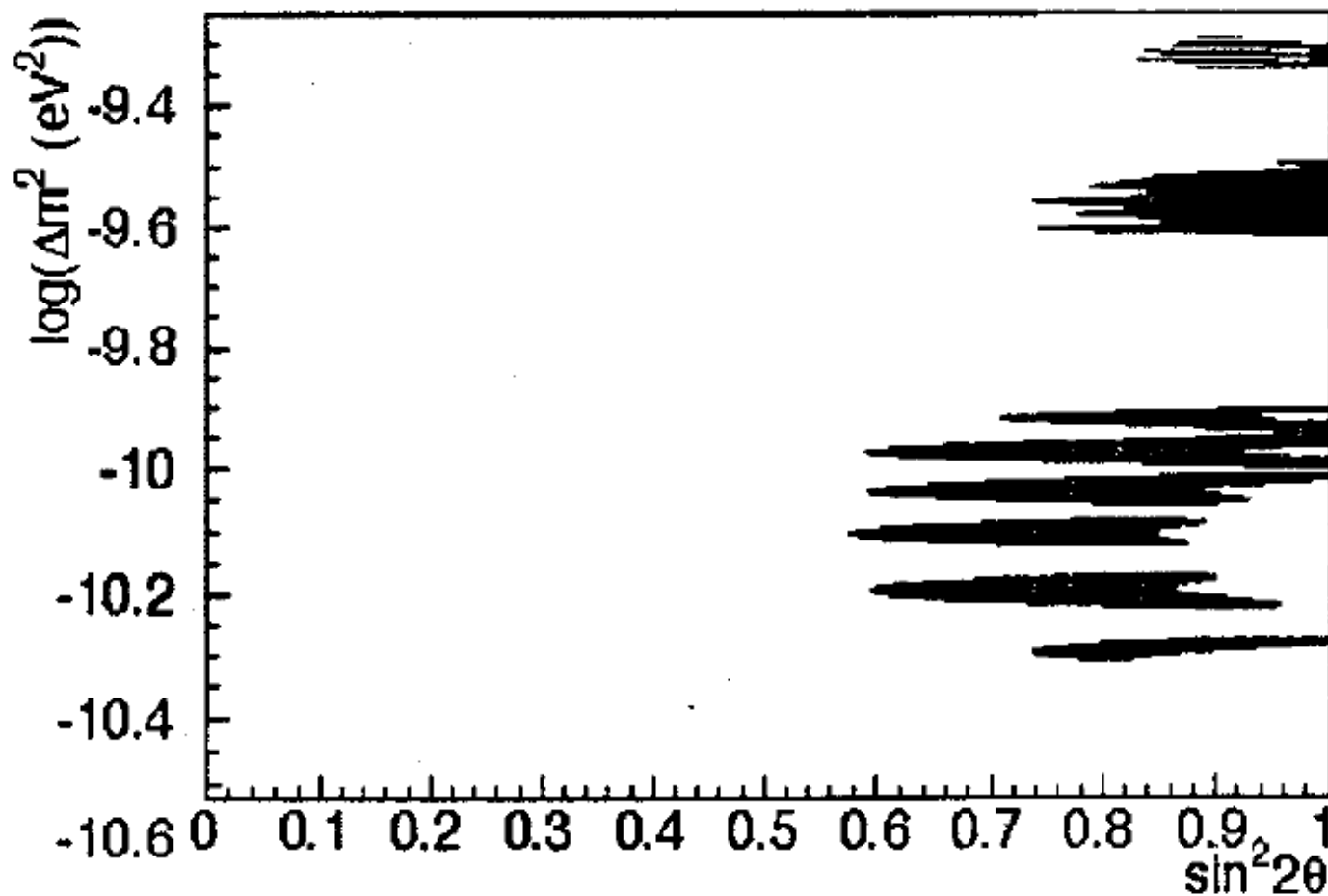
Total Rates: Standard Model vs. Experiment

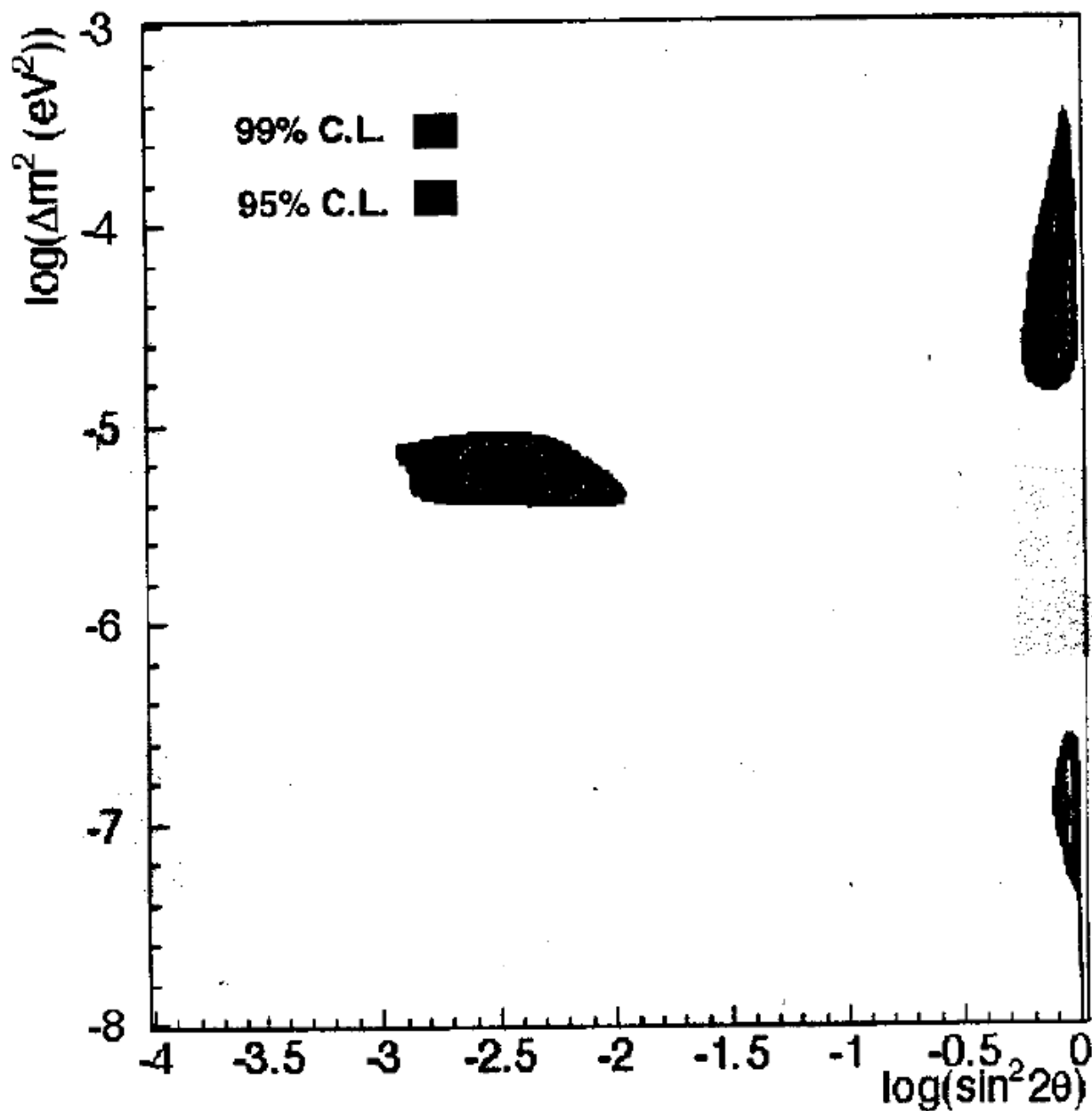
Bahcall-Serenelli 2005 [BS05(OP)]



SuperK Fits to Ga+Cl+SK Rates

99% Confidence Level





Neutrinos de Dirac no M. P.

Introduzimos os neutrinos de helicidade Right no Modelo Padrão

$$\nu_L = \begin{pmatrix} \nu_{1L} \\ \nu_{2L} \\ \nu_{3L} \end{pmatrix}, \quad \nu_R = \begin{pmatrix} \nu_{1R} \\ \nu_{2R} \\ \nu_{3R} \end{pmatrix}$$

Matriz complexa de 3×3

No calibre unitário o termo de massa para os neutrinos de Dirac é

$$\mathcal{L}^D = - \left[\overline{\nu_R} \mathbf{M} \nu_L + \overline{\nu_L} \mathbf{M}^\dagger \nu_R \right]$$



$$VV^\dagger = V^\dagger V = I$$

$$UU^\dagger = U^\dagger U = I$$

A matriz M pode ser diagonalizada por uma transformação bi-unitária

$$M^D = VMU^\dagger$$

A matriz de troca de base U relaciona a base de massa com a base de sabor, tem uma estrutura mais complicada por causa da mistura introduzida por neutrinos carregados

então, a Lagrangeana de massa resulta

$$\mathcal{L}^D = -\sum_j m_j \bar{\nu}_j \nu_j$$

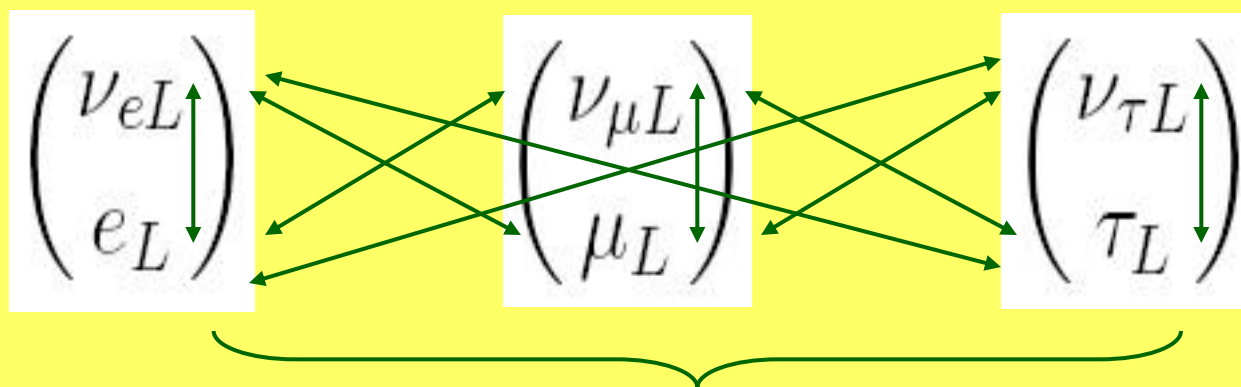
Tudo é uma repetição exata do que é feito para dar massa aos quarks

$$U' = A_L U_L$$

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U' \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$



conseqüências



com mistura entre famílias leptônicas

decaimento β sem neutrinos) são proibidos

A matriz de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata

$$U' = A_L U_I$$

Descreve os auto-estados de massa como superposição de auto-estados de interação

Matriz de $SU(3)$ e uma fase

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} \\ 0 & \sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos \theta_{23} & 0 & \sin \theta_{23} \\ 0 & \cos \theta_{23} & -\sin \theta_{23} \\ \sin \theta_{23} & 0 & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & e^{i\delta} \sin \theta_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -e^{i\delta} \sin \theta_{13} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \times$$

A matriz de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata para os léptons é equivalente à matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa para os quarks

A Lagrangeana Eletrofraca

- O setor com invariância $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ pode ser subdividido como

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{Gauge}^{[G-G]} + \mathcal{L}_{Fermion}^{[G-F]} + \mathcal{L}_{Scalar}^{[G-S]} + \mathcal{L}_{Yukawa}^{[S-F]}$$

- A invariância local de gauge traz como derivada covariante

$$D_\mu = \partial_\mu + i \frac{g'}{2} B_\mu Y + i \frac{g}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{A}_\mu$$

onde os sub-grupos isovetorial ($SU(2)_L$) com bosons de gauge \vec{A}_μ e isoescalar ($U(1)_Y$) com bosons de gauge B_μ tem respectivamente constantes de acoplamento g and g' .

- E a forma geral de uma lagrangeana G-invariante,

$$\mathcal{L}_{Gauge}^{[G-G]} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^{\vec{}} \cdot F_{\mu\nu}^{\vec{}} - \frac{1}{4} f_{\mu\nu} f_{\mu\nu}$$

onde $F_{\mu\nu}^i = \partial_\mu A_\nu^i - \partial_\nu A_\mu^i + c^{ijk} [A_\mu^j, A_\nu^k]$

O Setor Escalar e a *EWSB*

- Introduz-se um iso-dubleto escalar complexo $\phi(x)$ com $Y = 1$ cujo potencial de auto interação é dado por

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

onde $\mu^2 < 0$ and $\lambda > 0$, e lagrangeana

$$\mathcal{L}_{Scalar}^{[G-S]} = (D^\mu\phi)^\dagger(D_\mu\phi) - V(\phi^\dagger\phi)$$

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$$

$$\phi^+ = \phi_1 + i\phi_2$$

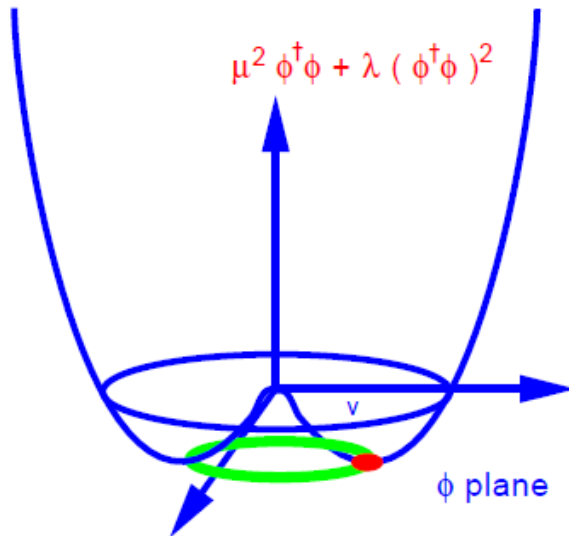
$$\phi^0 = \phi_3 + i\phi_4$$

$$\mu^2 < 0 \quad \dim[M]$$

$$\lambda > 0 \quad \text{adim.}$$

$$v^2 = \frac{-\mu^2}{\lambda}$$

$v/\sqrt{2} \equiv \text{Vacuum Expectation Value}$



cujo estado de vácuo é multi-degenerado com uma simetria $O(4)$

$$\phi^\dagger\phi = \frac{\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2}{2} \equiv \frac{v^2}{2}$$

A Quebra Espontânea

- Uma escolha específica de configuração para o estado de vácuo $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$ quebra (não! esconde...) a simetria original de \mathcal{L}

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} ; \langle \phi_0 \rangle = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} ; \phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}$$

- O “**mecanismo de Higgs**” (vários autores)

Se a lagrangeana completa é re-escrita com esta escolha particular de vácuo do setor escalar, os campos ϕ_1, ϕ_2, ϕ_4 são absorvidos como componentes longitudinais dos bosons eletrofracos, e o restante ϕ_3 torna-se um campo observável – o boson de Higgs $H(x)$.

$$\phi_3 \equiv \frac{v + H(x)}{\sqrt{2}}$$

Cargas, Massas...

- A simetria $U(1)$ do eletromagnetismo permanece intacta.
 - note que a escolha de vácuo foi tal que apenas um escalar *neutro* (ϕ_3) ganhou VEV.

$$Q\phi^0 \equiv (T_3 + Y/2)\phi^0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = 0$$

- se a escolha de vácuo fosse sobre uma componente carregada (ϕ_1 ou ϕ_2), teríamos um VEV para a carga elétrica e o fim da sua conservação...
- Na lagrangeana completa os bosons W^\pm e Z^0 ganham termos de massa (quadráticos nos campos) e componentes longitudinais.

$$\begin{array}{lll}
 M_W = \frac{1}{2} v g & g = \frac{e}{\sin \theta_W} & M_W = M_Z \cos \theta_W \\
 M_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g^2 + g'^2} & g' = \frac{e}{\cos \theta_W} & g' = g \tan \theta_W
 \end{array}$$

- Dos fenômenos eletrofracos (p.ex. muon decay) extrai-se

$$\langle \phi_0 \rangle = (G_F \sqrt{8})^{-1/2} \approx 174 \text{ GeV} \quad ; \quad v = \sqrt{2} \langle \phi_0 \rangle \approx 246 \text{ GeV}$$



- Da mesma forma, um termo $(\lambda v^2 H^\dagger H)$ gera a massa $M_H^2 = 2\lambda v^2$ para o boson escalar observável
- Apenas $v = 246$ GeV é vinculado pela fenomenologia atual
 $\Rightarrow \lambda$ qualquer $\Rightarrow M_H$ qualquer...(onde procurar?)
- EWSB necessariamente implica na existência do boson de Higgs mas não prevê um valor para sua massa...



- Note-se que o setor de Higgs foi *postulado*, sem qualquer associação com uma dinâmica subjacente.
- Efetivamente, o universo é permeado por um campo escalar, auto-interagente, com VEV não nulo.

E a massa dos fermions ?



- Note-se que $\mathcal{L}_{Fermi}^{G-F}$ (p.21) não admite termo de massa, sem a quebra da invariância de gauge (termos do tipo $\bar{L}[\gamma^\mu D_\mu - m_f]L$)
- O fato que fermions tem massa já implica numa quebra de simetria, mas o mecanismo de EWSB *não é condição suficiente* para gerar massas fermiônicas
- No entanto, EWSB fornece um “meio” para este “fim”;
 - acoplamentos tipo Yukawa entre fermions e o boson de Higgs
 - o quarto e último termo em nossa lagrangeana eletrofraca
- Nota: tais acoplamentos não explicam a dinâmica responsável pelas misturas *CKM* entre os auto estados de massa dos quarks

O Termo de Yukawa

- Introduz-se uma interação escalar-fermion pontual que completa o cenário eletrofraco, *mas sem poder de previsão*. (veja no entanto as consequencias p.ex. em $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ mais tarde...)

$$\mathcal{L}_{Yukawa}^{[S-F]} = -G_Y^f (\bar{R} (\phi^\dagger L) + (\bar{L}\phi) R)_f$$

e substituindo-se o valor de ϕ por seu VEV $\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix}$

obtemos uma série de termos de massa $m_f \bar{f} f$,
 e de interação $\frac{m_f}{v} \bar{f} f h$, onde para cada fermion $G_Y^f = \sqrt{2}m_f/v$,
 (i.e. cada fermion tem sua própria massa como *input*)

- **Satisfatório ?** ... cada massa é um parâmetro adicional,
 e mais, com dados de hoje, $G_Y^{top} \approx 10^6 \times G_Y^e \approx 10^{10} \times G_Y^{\nu_e}$