

Hadronic Weak Interactions and Chiral Perturbation Theory

Claudio M. Maekawa
Departamento de Física - FURG

May 2, 2007

1 Introdução

Física de Partículas e suas Interações :

Modelo Padrão: $SU(3)_c \otimes SU(2)_f \otimes U(1)_Y$

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{EMF} + \mathcal{L}_{QCD}$$

$$\text{Famílias} \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$
$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$$

Bósons de Gauge: γ, g, W^\pm, Z^0

O Modelo Padrão descreve a maioria dos dados experimentais.

O sucesso ocorre quando é possível separar os efeitos das interações Eletro-Fracas dos efeitos da interação Forte

Interações Eletro-Fracas

- . As constantes de acoplamentos são pequenas
A teoria de perturbação é aplicável.

Interação Forte: Dois regimes de energias

Altas: {
Liberdade assintótica - teoria de perturbação
na interação qq ,
Efeitos Não-perturbativos \rightarrow Factorização
Mod. Fenomen.

Quando não é possível separar os efeitos?

Regime de energias baixas.

O setor não-leptônico sem mudança de estranheza.

Sistema para teste do Modelo Padrão: núcleons.

Dificuldades:

1) Relação entre as interações forte e fraca. O caroço repulsivo forte \rightarrow núcleons longe \rightarrow impede a troca dos bósons de gauge da interação fraca.

2) A teoria de perturbação não é aplicável à interação forte.

3) Graus de Liberdade: núcleons e mésons.

4) Como obter a interação NN a partir do Modelo Padrão?

Abordagens: $\left\{ \begin{array}{l} \text{Modelos Fenomenológicos} \\ \text{Teorias Efetivas de Campo} \end{array} \right.$

Modelos de Interação NN.

- Argumentos fenomen. → as contribuições para $V_{NN}(r)$
- Vários modelos: Argone V18, Reid, Paris, Bonn.
- Confrontação com dados experimentais não decide entre os modelos
- Relação com o Modelo Padrão?
- Valores dos parâmetros muda um pouco conforme o processo a ser descrito.
- Modelos concordam: Longo alcance $r > 1$ fm é o V_{OPEP} Potencial de Yukawa
- Discordam: Médio e curto alcance $r < 1$ fm
Trocas de multi- π , outros mésons,...

Teoria Efetiva de Campos - Teoria de Perturbação Quiral (TP χ)

1) Adequado quando há escalas.

$$\begin{array}{l} \text{Física Nuclear} \\ \text{contém Escalas} \end{array} \rightarrow \begin{array}{l} \Lambda_\chi \sim 1 \text{ GeV} \\ M_{nuc} \sim 0,1 \text{ GeV} \end{array}$$

2) Graus efetivos de liberdade.

3) Segue princípios fundamentais.

$$\text{Simetria Quiral} \rightarrow \begin{array}{l} \text{Expansão Quiral em } (Q/\Lambda_\chi)^\Delta \\ \mathcal{L} = \sum_{\Delta} L^\Delta \end{array}$$

4) Precisão devido à expansão quiral

2 TP_χ e as interações fortes

- Sistema só com píons:

- espalhamento $\pi\pi$: G. Colangelo, J. Gasser, H. Leutwyler, Nucl.Phys.B603:125-179,2001

- Sistema píon-núcleon.

- espalhamento πN : N. Fettes, Ulf-G. Meissner, Nucl.Phys.A693:693-709,2001; id biden, Phys.Rev.C63:045201,2001; N. Fettes, Ulf-G. Meissner, S. Steininger, Nucl.Phys.A640:199-234,1998

- produção de píons: $\pi N \rightarrow \pi\pi N$: N. Fettes, V. Bernard, Ulf-G. Meissner, Nucl.Phys.A669:269-330,2000

- Sistema com 1 núcleon:

- Fator de Forma EM: J. Gasser, M. E. Sainio, A. Svarc Nucl.Phys.B307:779, 1988; V. Bernard, N. Kaiser, J. Kambor, Ulf-G. Meissner, Nucl.Phys.B388:315, 1992

- Sistema com 2 núcleons:

- Interação NN: S. Weinberg, Nucl.Phys.B363:3, 1991; C. Ordóñez. L. Ray and U. van Kolck, Phys.Rev. Lett.72, 1982, 1994; Phys.Rev.C53, 2086, 1996; U. van Kolck, Prog. in Part and Nucl. Phys., 43, 337 (1999).
- espalhamento πD : S. Weinberg, Phys. Lett.B295, 114 (1992); S. Beane, V. Bernard, T.-S.H. Lee and Ulf-G. Meissner, Phys.Rev.C57, 424, 1998;

- Sistema com 3 núcleons:

- Interação NNN: S. Weinberg, Phys. Lett.B295, 114 (1992); U. van Kolck, Phys.Rev.C49, 2932, (1994)

3 Setor da interação Fraca

O Modelo Padrão: Setores onde a interação fraca está isolada da interação forte:

Leptônico, Semileptônico $c/ \Delta S = 0, 1$, Não-leptônico
 $c/ \Delta S = 1$.

Facilitou a verificação das previsões do Modelo Padrão nesses setores.

3.1 O Setor Não-Leptônico $c/ \Delta S = 0$

- Sistema de núcleons: neutrons e prótons
- Ambas interações: forte e fraca, $V_{fraca}/V_{forte} \simeq 10^{-7}$.
- repulsão forte →
 - dist. entre N s muito grande
 - p/ trocas de bósons de gauge.
 - Graus de liberdade efetivos:
núcleons e mésons
- Testes de simetrias CPT
 - Potencial NN com P-ímpar
 - Quebra de P → Fator de Forma de Anapolo do núcleon
Momento de Anapólo
 - 1) Potencial NN com P e T ímpar,
 - 2) Momento de Dipólo Elétrico d
 - Quebra de P e T: Conexão com SUSY → $d_n \lesssim 10^{-29}$ e-cm
Modelo Padrão → $d_n \simeq 10^{-34}$ e-cm
Experim. → $d_n \simeq 10^{-29} - 10^{-28}$ e-cm

4 SUSY e TP_χ : Hierarquia de massas

Porque há um padrão hierárquico para as massas das partículas?

Física além do Modelo Padrão. \rightarrow GUT+ SUSY e Extensões do SM.

Modelos para a Hierarquia de massas:

1) Hierarquia horizontal - GUT+SUSY, SM+ G_f

$$\begin{aligned} m_t : m_c : m_u &\sim 1 : \varepsilon_u : \varepsilon_u^2 & \varepsilon_u &\simeq 500^{-1} \\ m_b : m_s : m_d &\sim 1 : \varepsilon_d : \varepsilon_d^2 & \varepsilon_d &\simeq 50^{-1} \\ m_\tau : m_\mu : m_e &\sim 1 : \varepsilon_e : \varepsilon_e^2 & \varepsilon_e &\simeq 50^{-1} \end{aligned}$$

2) Modelo usado na TP χ : Escala quiral $\Lambda_\chi \sim 1\text{GeV}$.

Quarks leves: $m_q < \Lambda_\chi$: $m_u \sim 1 - 5 \text{ MeV}$ $m_d \sim 3 - 9 \text{ MeV}$, $m_s \sim 75 - 170 \text{ MeV}$

Quarks pesados $m_q \gtrsim \Lambda_\chi$: $m_c \sim 1,15 - 1,35 \text{ GeV}$ $m_t \sim 174 \text{ GeV}$, $m_b \sim 4,0 - 4,4 \text{ GeV}$.

Os termos de massa dos quarks quebra
aproximadamente a Simetria Quiral

Descrição baseada nesse padrão:

MSSM + Paridade R + mecanismo de geração radiativa

MSSM = Supersimetria Mínima + Modelo Padrão

A Simetria Quiral é quebrada em diferentes níveis

Os quarks pesados adquirem massa no nível de árvore.

Os quarks leves adquirem massa no nível de loop.

Relaciona as massas dos quarks com as das
superpartículas

Descreve a matriz CKM.

Matém sob controle o problema de violação de sabor:

evita o decaimento do próton e oscilação
nêutron-antinêutron

(C. M. Maekawa e M.C. Rodriguez, JHEP 0604,031 (2006))

5 Setor não-leptônico $c/ \Delta S = 0$ e TP_χ

5.1 Interação NN com violação P.

Objetivo: Obter o Potencial V_{NN}

$$\hat{H} |\psi\rangle = E |\psi\rangle, \quad \hat{H} = \hat{T} + V_{NN} \quad (1)$$

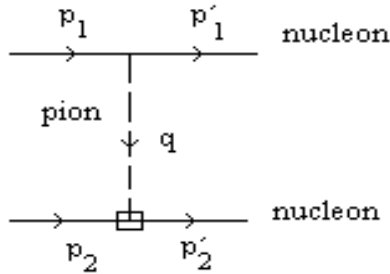
Método: Constrói a Lagrangian πN que viola a paridade

$$L_{\pi N, PV}^{(-1)} = -i \frac{h^1_\pi}{\sqrt{2}} \bar{N} (\vec{\tau} \times \vec{\pi}) N + \dots \quad (2)$$

e obtém o vértice πN

$$\Gamma_{\pi N}^{PV} = \frac{ih^1_{\pi NN}}{\sqrt{2}} [\tau^b, \tau^3].$$

Constroi o diagrama para P -ímpar OPEP:



Guiado pelo diagrama constrói-se a amplitude

$$iT = \bar{N} \Gamma_{\pi N}^{PV} N D_{\pi}(q^2) \bar{N} \Gamma_{\pi N}^{PC} N \quad (3)$$

e se obtém o Potencial P -ímpar OPEP:

$$V_{1\pi}^{PV}(\vec{q}) = -\frac{g_A h_{\pi}}{2\sqrt{2}F_{\pi}} i\epsilon^{ab3} \tau_1^a \tau_2^b \frac{(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \cdot \vec{q}}{q^2 + m_{\pi}^2}. \quad (4)$$

O Potencial P -ímpar TPEP:

$$V_{2\pi}^{PV}(\vec{q}) = -\frac{1}{\Lambda_{\chi}^3} \left\{ \tilde{C}_2^{2\pi, Loop}(q) \frac{\tau_1^z + \tau_2^z}{2} i(\vec{\sigma}_1 \times \vec{\sigma}_2) \cdot \vec{q} + C_6^{2\pi, Loop}(q) i\epsilon^{ab3} \tau_1^a \tau_2^b (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \cdot \vec{q} \right\} \quad (5)$$

(S-L. Zhu, C. M. Maekawa, B. R. Holstein, M. J. Ramsey-Musolf, U. van Kolck, NPA 748, 435 (2005))

5.2 Violação de T e P: EDM

O momento de dipólo elétrico de partículas elementares.

Na Mec. Quântica o operador é

$$\vec{d} = \sum_i \vec{r}_i e_i, \quad (6)$$

i = índice da partícula, e_i carga da partícula i , \vec{r}_i vetor distância entre as cargas.

Para partículas elementares o único vetor que temos disponível para representar \vec{d} é o momento angular \vec{J} , então

$$\langle N, s | \vec{d} | N, s \rangle = C \langle N, s | \vec{J} | N, s \rangle \quad (7)$$

Sob a ação das simetrias P e T temos que:

$$\begin{aligned} P \vec{d} P^{-1} &= -\vec{d}, & T \vec{d} T^{-1} &= \vec{d}, \\ T \vec{J} T^{-1} &= -\vec{J}, \end{aligned}$$

assim se P e T são uma boa simetria deve ocorrer que $C = 0$, i.e., partículas elementares não tem momento de dipólo elétrico.

Limite experimental para o nêutron

$$d_n < (-1.0 \pm 3.6) 10^{-26} e - cm \quad (8)$$

P. G. Harris et al, Phys. Rev. Lett. 82, 904 (1999).

Próxima rodada de experimentos

$$d_n < 10^{-28} e - cm \quad (9)$$

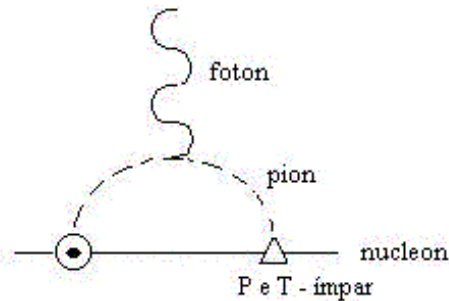
Laboratórios LANL, PSI, ILL e experimentos de anéis de armazenamento.

Cálculos em $TP\chi$

A Lagrangiana de interação πN que viola T e P :

$$L_{TP}^{(-1)} = \frac{\bar{g}_0}{D} \bar{N} \vec{\tau} \cdot \vec{\pi} N, \quad (10)$$

O diagrama



A corrente J^μ é dada por:

$$J^\mu = 2 \left[F^{(0)}(q^2) + F^{(1)}(q^2) \tau_3 \right] (S^\mu v \cdot q - S \cdot q v^\mu)$$

onde $S^\mu = 4 - spin$, $v^\mu = 4 - velocidade$, $F^{(0)}(q^2)$ FF iso-escalar, $F^{(1)}(q^2)$ FF iso-vectorial,

Em ordem quiral líder

$$F^{(1)}(0) = d_n^{(1)} = \frac{eg_A \bar{g}_0}{8\pi^2 f_\pi} \quad (11)$$

onde $g_A = 1,25$ é a constante πN axial, $f_\pi = 93,2$ const. de decaimento do pión.

\bar{g}_0 é a constante do acoplamento πN que viola T e P .

a partir da medida de d_n obtemos \bar{g}_0 .

Em ordem quiral sub-líder, obtemos

$$F^{(0)}(0) = d_n^{(0)} = \frac{3\pi m_\pi eg_A \bar{g}_0}{4m 8\pi^2 f_\pi} \quad (12)$$

onde m_π é a massa do pión e m é a massa do núcleon.

(W. H. Hockings, U. van Kolck, *Phys. Lett.* **B605**, 273, (2005). W. H. Hockings, C. M. Maekawa, U. van Kolck, work in progress).

6 Conclusão

Para uma descrição consistente com os princípios do Modelo Padrão, tanto a interação forte como a interação fraca entre os núcleons é descrita usando uma descrição unificada baseada na Teoria de Perturbação Quiral. Isso elimina as ambiguidades dos modelos que utilizam critérios fenomenológicos para determinar quais são as contribuições relevantes. Esses critérios variam de sistema para sistema, de modelo para modelo.