

## POTENCIAIS NUCLEARES DEVIDOS A TROCA DE PIONS\*

Manoel Roberto Robilotta

Instituto de Física, Universidade de São Paulo

C.P. 20516, São Paulo, SP, Brasil

Os potenciais devidos à troca de pions entre dois, tres e quatro nucleons podem ser calculados de modo preciso por meio de simetria quiral. A comparação dos conteúdos dinâmicos desses potenciais permite-nos compreender a origem geométrica da hierarquia existente entre eles.

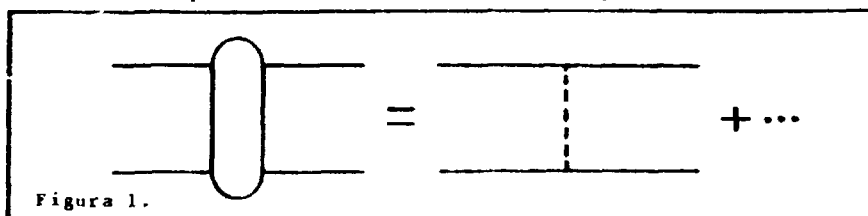
The two, three and four nucleon potentials due to the exchange of pions can be accurately calculated by means of chiral symmetry. The comparison of the dynamical content of these potentials allows us to understand the geometrical origin of the hierarchy existing among them

Cálculos precisos das propriedades de sistemas de poucos corpos mostraram que elas não podem ser inteiramente atribuídas à interação nucleon-nucleon. De fato, várias técnicas de cálculo empregando forças realísticas de dois corpos levam a resultados que discordam consistentemente de valores experimentais. A atual compreensão teórica do problema sugere que parte desta discrepância pode ser explicada por meio de forças de muitos corpos<sup>(1,2)</sup>.

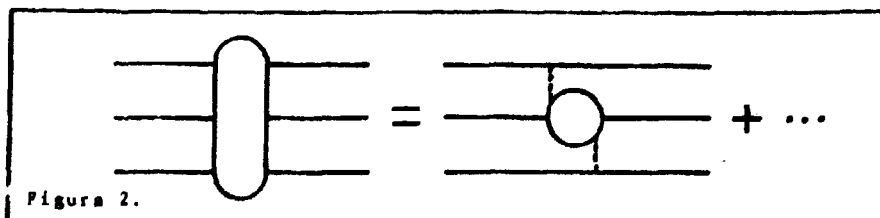
---

\* Trabalho parcialmente financiado pela FAPESP.

As forças de muitos corpos de maior alcance são aquelas devidas a trocas de pions. Num sistema de quatro corpos, tal como a partícula alfa, por exemplo, essas forças são o resultado de interações próprias entre dois, tres ou quatro nucleons. Por interações próprias referimo-nos a processos em que não existem nucleons intermediários se propagando para a frente no tempo. A parte do potencial entre dois nucleons devida à troca de um pion (OPEP, em inglês) é mostrada na figura 1, que representa uma situação em que o méson virtual emitido por um dos nucleons é absorvido pelo outro.



A força de tres corpos devida à troca de dois pions, por sua vez, corresponde ao diagrama da figura 2, onde o pion virtual emitido por um dos nucleons é espalhado por um outro e absorvido pelo terceiro. Nos tratamentos teóricos mais precisos desta força, a amplitude pion-nucleon intermediária é descrita por meio de simetria quiral (3,4), já que as interações de pions com outros hadrons são aproximadamente invariantes por transformações do grupo  $SU(2) \times SU(2)$ . Essa simetria é um ingrediente fundamental no cálculo da força, porque ela produz uma amplitude pion-nucleon que é consistente com os dados experimentais na camada de massa e é adequada também para pions virtuais.



O potencial de quatro corpos devido à troca de pions, por outro lado, é relacionado a tres tipos diferentes de processos intermediários: espalhamento pion-pion, produção de pions e respalhamento pion-nucleon, como mostra a figura 3. O primeiro deles corresponde à interação dos pions virtuais trocados entre diferentes pares de nucleons. A amplitude para produção de pions contribui no caso em que o pion virtual emitido por um nucleon interage com um outro nucleon, produzindo dois pions, que são absorvidos pelos nucleons remanescentes. Finalmente, no terceiro tipo de processo, um nucleon emite um pion que é espalhado por dois outros nucleons sucessivamente e absorvido pelo quarto.

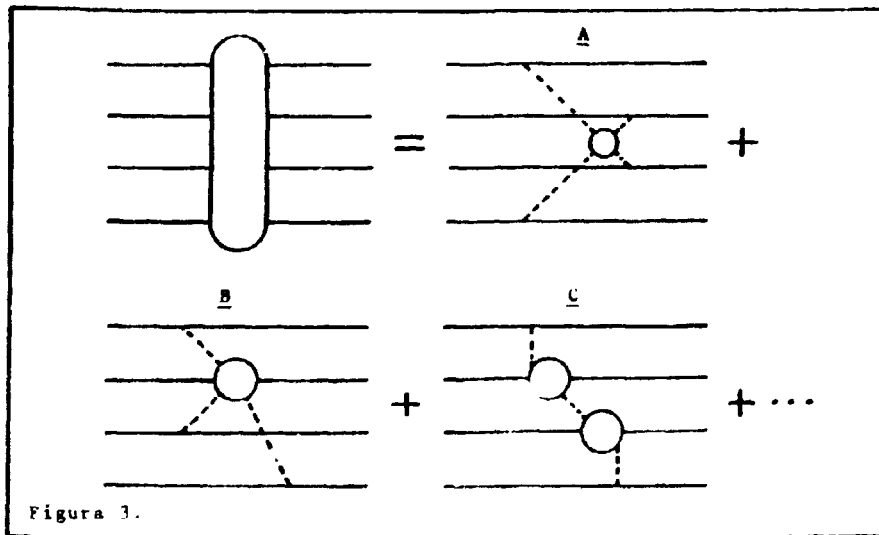
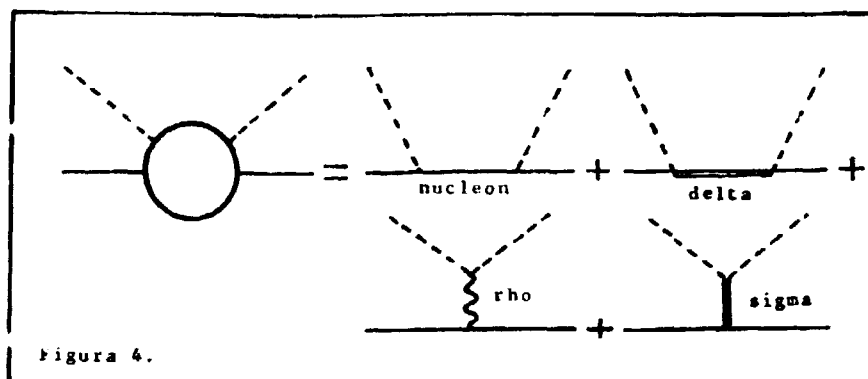


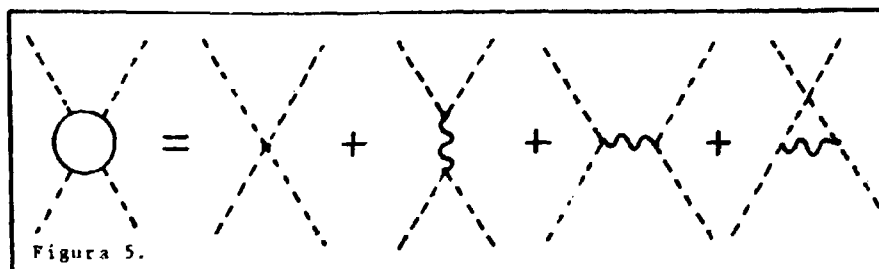
Figura 3.

A equação precedente mostra que os potenciais de tres e quatro nucleons dependem de tres amplitudes intermediárias, para pions fora da camada de massa. Todas essas amplitudes podem ser calculadas por meio de simetria quiral. A figura 4 mostra o conteúdo dinâmico da amplitude para o espalhamento pion-nucleon elástico. O diagrama

descrevendo a propagação de um nucleon para a frente no tempo representa uma iteração do potencial de dois corpos e não deve ser considerado nos potenciais de tres e quatro corpos. Nesta figura, todos os diagramas contribuem para a onda P, enquanto apenas a troca do sigma contribui para a onda S.



No caso do espalhamento elástico de pions, os processos relevantes são os da figura 5, representando um termo de contato e tres trocas de mésons rho.



A reação de produção de pions a baixas energias corresponde aos diagramas mostrados na figura 6. O primeiro diagrama representa o polo do pion e não pode ser incluído no potencial de quatro corpos, pois isso significaria a dupla contagem do espalhamento pion-pion.

Os diagramas entre parênteses também não devem ser incluídos no potencial de quatro corpos porque eles contêm propagadores de nucleons e, por isso, correspondem a iterações dos potenciais de dois e tres corpos. Os demais diagramas representam um termo de contato (seagull, em ingles) e os polos simples e duplo da ressonância delta.

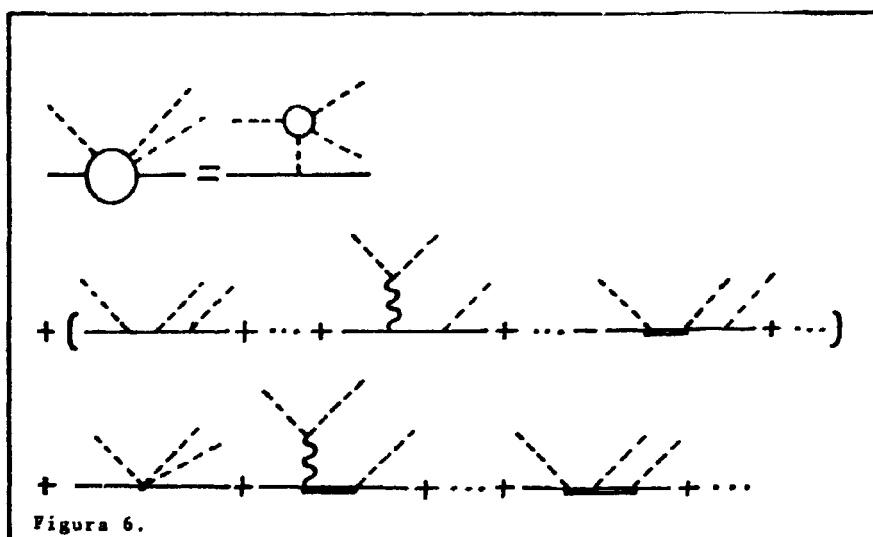


Figura 6.

As expressões relativísticas correspondentes aos processos das figuras 1, 2 e 3 são denotadas por  $T_{2N}$ ,  $T_{3N}$  e  $T_{4N}$ . Elas podem ser encontradas nas referências 4 e 5 e não serão reproduzidas aqui. O conceito de potencial é significativo para nucleons não relativísticos. Por isso o potencial de  $x$  corpos no espaço dos momentos é definido por

$$\langle \vec{p}_1 \dots \vec{p}_x | W_{xN} | \vec{p}_1 \dots \vec{p}_x \rangle = -(2\pi)^3 \delta^3(\vec{p}_f - \vec{p}_i) t_{xN} / (2m)^x$$

onde  $t_{xN}$  é o limite não relativístico de  $T_{xN}$ .

A forma final do potencial de  $x$  corpos no espaço de configuração é obtida a partir da transformada de Fourier da expressão

sema. A estrutura matemática dos diversos potenciais, como pode ser constatado nas referências 4 e 5, é tal que cada um de seus termos pode ser escrito como um produto de um parâmetro de intensidade com dimensão de energia ( $C$ ), um operador no espaço de isospin ( $\hat{I}$ ) e um operador de spin acoplado a gradientes ( $\hat{O}$ ) que age sobre funções de Yukawa ( $U$ ). Essas funções de Yukawa representam os propagadores dos pions no espaço de configuração.

O potencial nucleon-nucleon, por exemplo, é dado por

$$W_{2N} = C_{OPEP} (\hat{I}_{OPEP}) (\hat{O}_{OPEP}) U$$

O parâmetro de intensidade vale

$$C_{OPEP} = \left( \frac{1}{4\pi} \right) \left( \frac{g\mu}{2m} \right)^2 \mu = 11.02 \text{ MeV}$$

onde  $\mu$  e  $m$  são as massas do pion e do nucleon e  $g$  é a constante de acoplamento pion-nucleon.

O potencial de tres corpos deduzido na referência 4 tem tres termos, cujas estruturas são dadas por

$$W_{3N}^a = C_{3N}^a (\hat{I}_{3N}^a) (\hat{O}_{3N}^a) U U' \quad , a=1,2,3.$$

Os coeficientes dessa força são os seguintes:

$$C_S = \left( \frac{1}{4\pi} \right)^2 \left( \frac{g\mu}{2m} \right)^2 \left( \frac{g_\sigma}{\mu^2} \right) \mu^4 = 0.92 \text{ MeV}$$

$$C_P = - \left( \frac{1}{4\pi} \right)^2 \left( \frac{g\mu}{2m} \right)^2 \left( \frac{8g_\Delta^2}{9(M_\Delta - m)} - g_\sigma \right) \mu^4 = -2.01 \text{ MeV}$$

$$C_P' = - \left( \frac{1}{4\pi} \right)^2 \left( \frac{g\mu}{2m} \right)^2 \left( \frac{1}{2f_\pi^2} \frac{(1+\mu_p - \mu_n)}{2m} + \frac{2g_\Delta^2}{9(M_\Delta - m)} \right) \mu^4 = -0.67 \text{ MeV}$$

Os índices  $s$  e  $p$  nos coeficientes descrevem as ondas parciais na amplitude pion-nucleon intermediária. Os parâmetros com índices  $s$  e  $p$  no lado direito dessas equações têm origem nos processos envolvendo o sigma e o delta na figura 4. O termo  $(1 + \frac{\mu_p - \mu_n}{2m})$  representa o momento magnético do nucleon e está associado à troca de um rho.

Finalmente, o potencial de quatro corpos tem 10 termos, cujas estruturas têm a seguinte forma :

$$V_{4N}^{b,c} = C_{4N}^b (\hat{I}_{4N}^b) (\hat{O}_{4N}^b) U U' U'' \quad , \quad b=1, \dots, 10.$$

Os parâmetros de intensidade dessa força são

$$C_{(A)} = C_{(B,S)} \equiv \left(\frac{1}{4\pi}\right)^3 \left(\frac{g\mu}{2m}\right)^4 \frac{1}{2f_\pi^2} \mu^2 = 0.0779 \text{ MeV}$$

$$C_{(B,\Delta)} \equiv \left(\frac{1}{4\pi}\right)^3 \left(\frac{g\mu}{2m}\right)^3 \frac{4\gamma_\sigma \gamma_\Delta g_\Delta}{9m_\rho^2 (M_\Delta - m)} \mu^6 = 0.0111 \text{ MeV}$$

$$C_{(B,\Delta\Delta)} \equiv \left(\frac{1}{4\pi}\right)^3 \left(\frac{g\mu}{2m}\right)^3 \frac{g_\Delta^2 C_{\pi\Delta\Delta}}{3(M_\Delta - m)^2} \mu^6 = 0.0230 \text{ MeV}$$

$$C_{(C,\sigma-\sigma)} \equiv \left(\frac{1}{4\pi}\right)^3 \left(\frac{g\mu}{2m}\right)^2 \left(\frac{\alpha_\sigma}{\mu^2}\right)^2 \mu^7 = 0.0769 \text{ MeV}$$

$$C_{(C,\sigma-\Delta\sigma)} \equiv \left(\frac{1}{4\pi}\right)^3 \left(\frac{g\mu}{2m}\right)^2 \left(\frac{\alpha_\sigma}{\mu^2}\right) \left(\frac{8g_\Delta^2}{9(M_\Delta - m)} - \beta_\sigma\right) \mu^7 = 0.1677 \text{ MeV}$$

$$C_{(C,\Delta\sigma-\Delta\sigma)} \equiv \left(\frac{1}{4\pi}\right)^3 \left(\frac{g\mu}{2m}\right)^2 \left(\frac{8g_\Delta^2}{9(M_\Delta - m)} - \beta_\sigma\right)^2 \mu^7 = 0.3661 \text{ MeV}$$

$$C_{(C,\sigma-\nu\nu)} = \left(\frac{1}{4\pi}\right)^3 \left(\frac{g\mu}{2m}\right)^2 \left(\frac{\alpha_\sigma}{\mu^2}\right) \left(\frac{1}{2f_\pi^2} \frac{(1 + \frac{\mu_p - \mu_n}{2m})}{2m} + \frac{2g_\Delta^2}{9(M_\Delta - m)}\right) \mu^7 = 0.0561 \text{ MeV}$$

$$C_{(C, \Delta\sigma-\Delta\sigma)} \equiv \left(\frac{1}{4\pi}\right)^3 \left(\frac{g\mu}{2m}\right)^2 \left(\frac{8g_{\Delta}^2}{9(M_{\Delta}-m)} - B\right) \left[\frac{1}{2f_{\pi}^2} \frac{(1+\mu_p-\mu_n)}{2m} + \frac{2g_{\Delta}^2}{9(M_{\Delta}-m)}\right] \mu^7 = 0.1225 \text{ MeV}$$

$$C_{(C, \rho\Delta-\rho\Delta)} \equiv \left(\frac{1}{4\pi}\right)^3 \left(\frac{g\mu}{2m}\right)^2 \left[\frac{1}{2f_{\pi}^2} \frac{(1+\mu_p-\mu_n)}{2m} + \frac{2g_{\Delta}^2}{9(M_{\Delta}-m)}\right]^2 \mu^7 = 0.0410 \text{ MeV}$$

Os índices A, B, C indicam a origem do coeficiente na figura 3, enquanto que os outros indicam os diversos processos dinâmicos nas figuras 4, 5 e 6. Os parâmetros de intensidade associados ao reaparelhamento pion-nucleon intermediário sugerem que este processo seja o responsável pelas contribuições dominantes ao potencial de quatro corpos.

Uma estimativa grosseira da importância relativa das forças de dois, tres e quatro nucleons pode ser feita comparando-se suas intensidades. Os coeficientes mostrados acima indicam que os parâmetros da força de quatro corpos são uma ordem de grandeza menores que os da de tres corpos. Estes, por sua vez, são uma ordem de grandeza menores que o da força de dois corpos. Essa comparação sugere uma hierarquia entre as diversas forças. De modo geral, um potencial corresponde a uma sucessão de vértices, que descrevem as interações, e propagadores de pions. Estes últimos são representados no espaço de configuração por um termo  $\left(\frac{1}{4\pi} U(r)\right)$  para cada pion, onde  $U(r)$  é uma função de Yukawa. Os vértices, por outro lado, produzem os demais fatores dos coeficientes.

No caso geral, a intensidade de um potencial de vários corpos deve depender do número de seus vértices e propagadores. Entretanto, a inspeção dos parâmetros de intensidade dos potenciais de dois, tres e quatro nucleons permite-nos concluir que as contribuições dos vértices são aproximadamente independentes do seu número, desde que a



massa do pion seja adotada como unidade para os momentos dos nucleons. Isto significa que a propagação dos pions é o fator dominante na determinação da intensidade do potencial. Esta influência é sentida tanto através da variação radial da função de Yukawa como através dos fatores  $(1/4\mu)$ . As diversas potências deste último determinam as diferentes ordens de grandeza dos parâmetros de intensidade dos potenciais de dois, tres e quatro nucleons.

#### REFERÊNCIAS:

1. J.L.Friar, B.F.Gibson e G.L.Payne - *Comm.Nucl.Part.Phys.* 11(1983) 51;
2. B.H.J.McKellar e W.Glöckle - *Nucl.Phys.* A (1984) ;
3. S.A.Coon, H.D.Scadron, P.C.McNamee, B.R.Barret, D.W.Blatt, B.H.J.McKellar - *Nucl.Phys.* A317 (1979) 242;
4. H.T.Coelho, T.K.Oas e M.R.Robilotta - *Rev. Bras.Física*, vol. esp. *Física En.Int.* (maio 1982) 19; - *Phys.Rev.* C28 (1983) 1812;
5. M.R.Robilotta - preprint IFUSP/P-448.