

カイラル擾動論から見た核力

柄沢 真太郎 (京大理)

D.R.Entem and R.Machleidt PRC68 (2003) のreview

Introduction

古くから核子間に働く力(核力)を知ろうとする試みがなされてきた(中間子理論 etc...)

Introduction

古くから核子間に働く力(核力)を知ろうとする試みがなされてきた(中間子理論 etc...)

- 本論文では、カイラル対称性とその破れから構成された有効場を運動量次数による展開(ChPT)し、高次の寄与まで考えることで核力を再現し、核力に対する物理的描像を与える

1: 有効場の理論

強い力はQCDによって記述されているが、低エネルギー領域では閉じ込めが起きているために、直接観測されるのはHadron

1: 有効場の理論

強い力はQCDによって記述されているが、低エネルギー領域では閉じ込めが起きているために、直接観測されるのはHadron

→ QCDの持つ対称性に着目してHadronを直接記述する理論を構成する方が便利

有効場の構成

Mass less QCD Lagrangian

$$L = \bar{q} i \not{D} q - \frac{1}{4} (F_{\mu\nu})^2$$

(近似的)対称性は

- カイラル対称性とその破れ
- P対称性、C対称性

これらを**物理的**要請として作用を作る

非線形表現

カイラル対称性の自発的破れ

$$SU(2)_R \times SU(2)_L \rightarrow SU(2)_V \quad (G \rightarrow H)$$

→ $\dim(G/H)$ 個のNG boson (pion)

系としてカイラル対称性を保ちつつ、場を記述する粒子はpionを用いたい

→ NG粒子場を G/H の元に対応させ、その G 変換性を決定し、カイラル、CP不変になるようにLagrangianを構成

非線形表現

Pion場： $U = \exp[i\pi^a(x)T^a / F_0]$

$$U \xrightarrow{G} U' = g_R U g_L^\dagger \quad g_{RL} \in SU(2)_{RL}$$

核子場： $N \xrightarrow{G} N' = KN \quad K \in H$

example

$$L_{\pi\pi}^{(2)} = (F_0^2 / 4) \text{tr}(\partial_\mu U \partial^\mu U^\dagger)$$

$$L_{\pi N}^{(1)} = \bar{N} (i\not{D} - M_N - (g_A / 2) \gamma_5 \not{\psi}) N$$

2 : ChPT

非線形表現によるLagrangianの構成法は、無限個の相互作用項を持つ

⇒通常の意味では繰り込み不可能理論

2 : ChPT

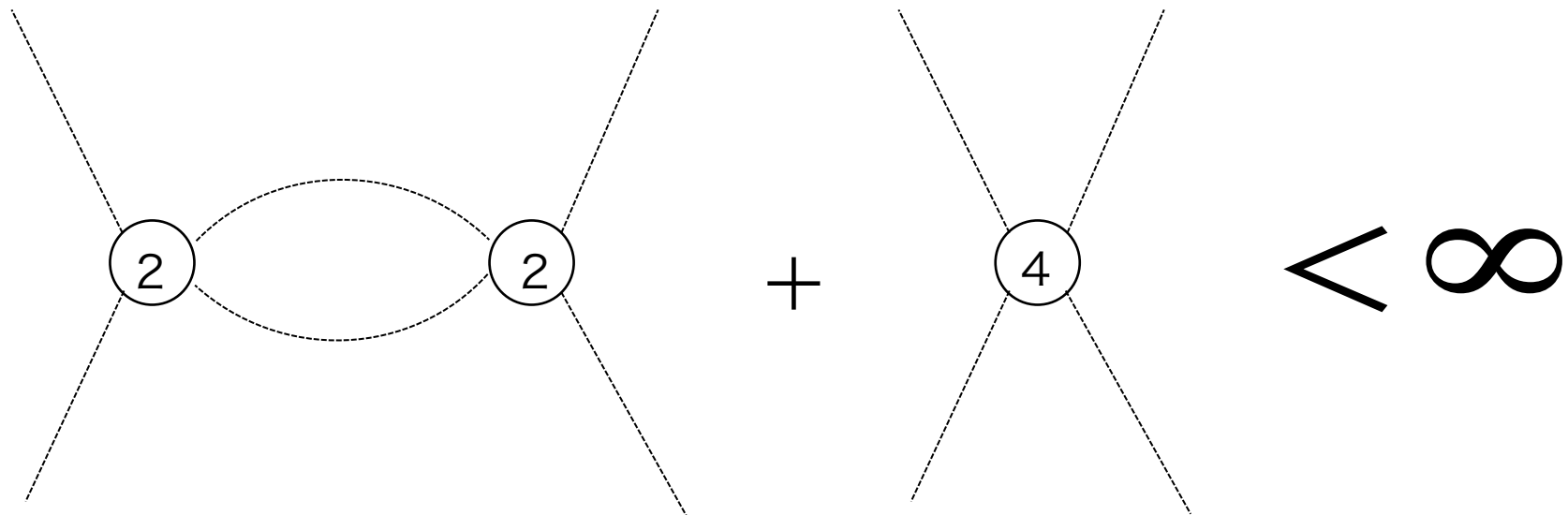
非線形表現によるLagrangianの構成法は、無限個の相互作用項を持つ

⇒通常の意味では繰り込み不可能理論

→ 低エネルギー領域で、**運動量による摂動展開**を行う

⇒order by orderで発散は除去される

loopが打ち消しあっている例



(頂点の数字は頂点を持つ運動量次数)

Power countingによれば、これらのグラフの運動量次数は等しいことがわかる

Power counting

ChPTは運動量次数による展開

→ 各グラフが持つ運動量次数を簡単に調べる方法が欲しい

Scale変換 $p_i \mapsto tp_i$ $M_\pi^2 \mapsto t^2 M_\pi^2$ による定義

$$M(p_i, M_\pi^2) \mapsto M(tp_i, t^2 M_\pi^2) = t^D M(p_i, M_\pi^2)$$

D : 運動量次数

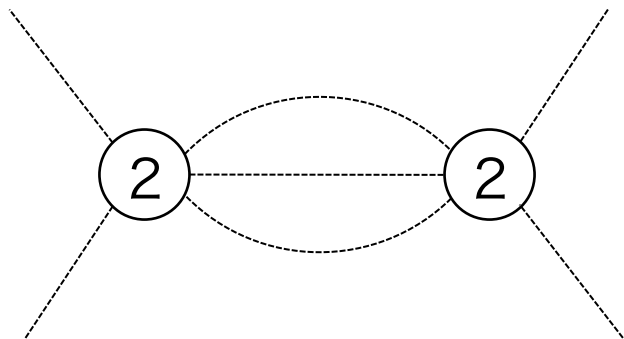
Power counting

$$D = 4N_L - 2N_I + \sum_{k=1} 2kN_{2k}$$

N_L : number of loops







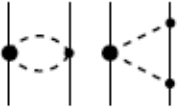
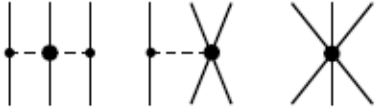

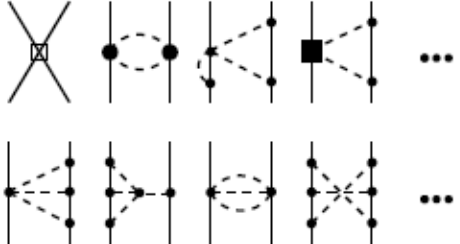

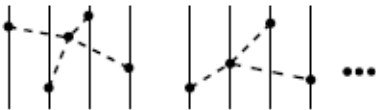
N_I : number of internal lines

N_{2k} : number of vertices at order $2k$



$$D = 4 \times 2 - 2 \times 3 + 2 \times 2 = 6$$

diagramの例

	2N force	3N force	4N force
LO			
NLO			
N ² LO			
N ³ LO			

Accurate Charge-dependent NN potential at 4th order of ChPT

以上のことを元にNN potentialの実験値とChPTから
得られたpotentialを比較

有効場を構成するにあたり、charge-dependence
を考慮

→ $L_{\pi N}$ を構成する際にゲージ化する

Accurate Charge-dependent NN potential at 4th order of ChPT

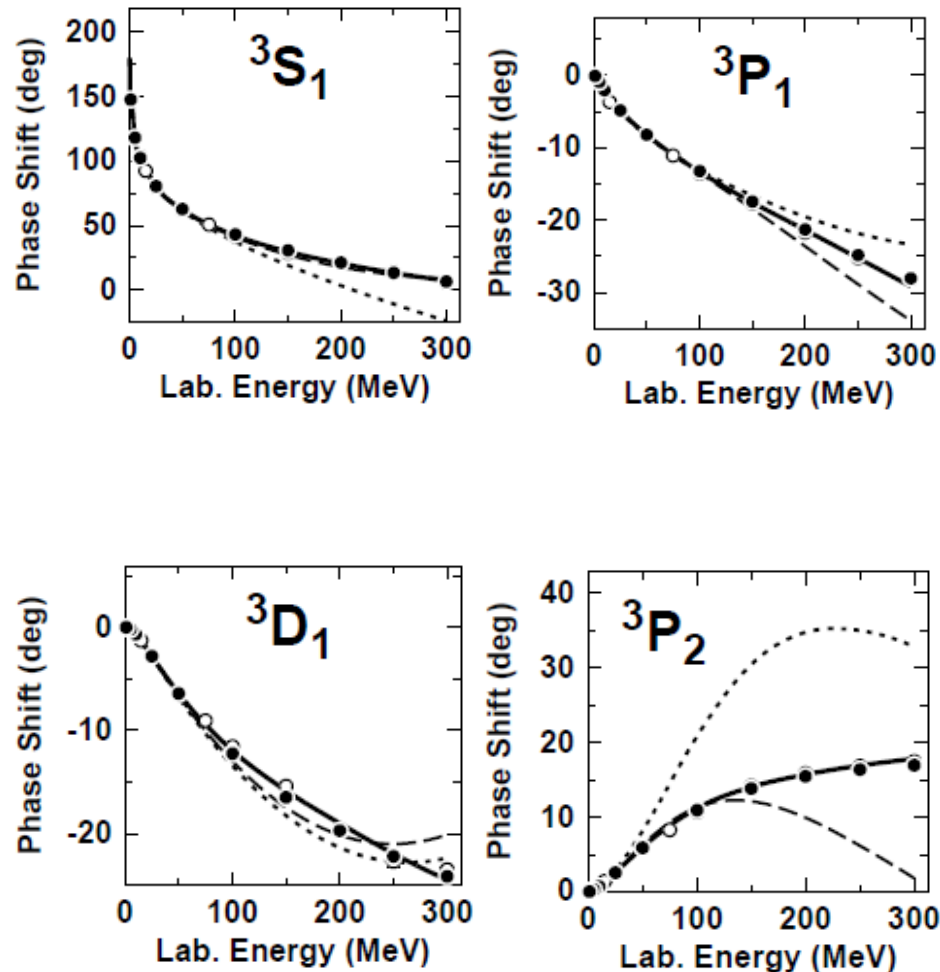


TABLE IV. Scattering lengths (a) and effective ranges (r) in units of femtometer. (a_{pp}^C and r_{pp}^C refer to the pp parameters in the presence of the Coulomb force. a^N and r^N denote parameters determined from the nuclear force only and with all electromagnetic effects omitted.)

	N^3LO^a	Experiment ^b
		1S_0
a_{pp}^C	-7.8188	-7.8196 ± 0.0026
r_{pp}^C	2.795	2.790 ± 0.014
a_{pp}^N	-17.083	
r_{pp}^N	2.876	
a_{nn}^N	-18.900	-18.9 ± 0.4
r_{nn}^N	2.838	2.75 ± 0.11
a_{np}	-23.732	-23.740 ± 0.020
r_{np}	2.725	2.77 ± 0.05
		3S_1
a_t	5.417	5.419 ± 0.007
r_t	1.752	1.753 ± 0.008

高エネルギー領域まで
十分に一致！

まとめ

- NN potential を pion exchange の立場から記述するために有効場の理論を非線形表現を用いて構成した。
- 構成された有効場は繰りこみ不可能理論であったので、ChPT の考え方にに基づき有効場を運動量次元で摂動展開し、order-by-order で diagram を書き下した。
- charge-dependence を考慮した有効場を ChPT の 4th order まで展開して作られた NN potential は、実験と非常に一致していることを見た。

予備のページ

3 : potentialの構成

ChPTから得られたmatrix elementを用いて
実際にNN potentialを構成する。

3 : potentialの構成

ChPTから得られたmatrix elementを用いて実際にNN potentialを構成する。

→ Schrödinger方程式の核子部分を形式的に解き、摂動展開すればよい。

Tamm-Dancoff approximation

Schrödinger 方程式

$$H |\Psi\rangle = (H_0 + H_I) |\Psi\rangle = E_i |\Psi\rangle$$

を核子のみ状態とその他の状態に分けて書く。

$$|\Psi\rangle = \eta |\psi\rangle + \lambda |\phi\rangle \quad |\psi\rangle \in H_\eta \quad |\phi\rangle \in H_\lambda$$

η, λ : projection operator

$|\psi\rangle$: 核子のみ状態 $|\phi\rangle$: others

$$\begin{aligned} \rightarrow E_i |\psi\rangle &= \eta H \eta |\psi\rangle + \eta H \lambda |\phi\rangle \\ E_i |\phi\rangle &= \lambda H \eta |\psi\rangle + \lambda H \lambda |\phi\rangle \end{aligned}$$

Tamm-Dancoff approximation

方程式を $|\phi\rangle$ に関して形式的に解く。

$$\lambda |\phi\rangle = \frac{1}{E_i - H_0 - \lambda H_i} \lambda H_i \eta |\psi\rangle$$

方程式に再び代入して整理すると

$$E_i |\psi\rangle = (H_0 + V_{eff}) |\psi\rangle$$

$$V_{eff} = H_I \frac{1}{E_i - H_0} R \quad , \quad R = H_I + \frac{\lambda}{E_i - H_0} H_I R$$

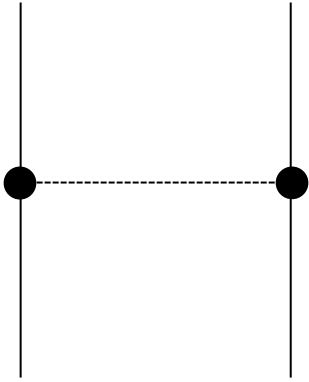
実際は波動関数の規格化の問題などがあり、TD法をさらに改良したUT法が用いられる。

ChPTとの対応

UT法の摂動展開で、運動量による展開を考える。

→ UT法のpotentialにChPTで得られるdiagramを対応させる。

H_I はChPTのvertexに相当する。

$$-\eta H^{(1)} \frac{\lambda}{\omega} H^{(1)} \eta = \text{diagram}$$


ω : pion free energy