カイラル動力学に基づく $\Lambda(1405)$の構造

兵藤 哲雄

東京工業大学 理工学研究科

supported by Global Center of Excellence Program
“Nanoscience and Quantum Physics”

2009, Aug. 5th

目次

- カイラル動力学
  - ハドロン物理におけるカイラル対称性
  - 低エネルギー定理とハドロン相互作用
  - S行列のユニタリー性と散乱振幅
- $\bar{K}N$散乱とΛ(1405)共鳴
- Λ(1405)共鳴の構造
  - 動力学的状態かCDD極（クォーク起源）か？
  - カラー数Nc依存性とクォーク構造
  - 電磁気的性質と内部構造
- まとめ

カイラル対称性

カイラル対称性：無質量フェルミオンの対称性

$$\mathcal{L} = \bar{q}(i\partial\!\!\!/ - m)q$$

射影演算子と右巻き、左巻きフェルミオン

$$P_L = \frac{1}{2}(1-\gamma_5), \quad P_R = \frac{1}{2}(1+\gamma_5), \quad q_L \equiv P_L q, \quad q_R \equiv P_R q$$

ラグランジアンの右巻き、左巻き成分への分解

$$\mathcal{L} = \bar{q}_{\underline{L}} i\partial\!\!\!/ q_{\underline{L}} + \bar{q}_{\underline{R}} i\partial\!\!\!/ q_{\underline{R}} - \bar{q}_{\underline{L}} m q_{\underline{R}} - \bar{q}_{\underline{R}} m q_{\underline{L}}$$

m=0のとき右巻き、左巻き場はそれぞれ独立に

大域的対称性（位相変換、フレーバー変換）を持つ：

$$q_R \to \exp\{i\sum_{a=0}^{N_F} t^a \theta_R^a\} q_R, \quad q_L \to \exp\{i\sum_{a=0}^{N_F} t^a \theta_L^a\} q_L$$

$$\begin{aligned} G &= U(N_F)_R \otimes U(N_F)_L \\ &= U(1)_V \otimes U(1)_A \otimes \boxed{SU(N_F)_R \otimes SU(N_F)_L} \end{aligned}$$

カイラル対称性

QCDとカイラル対称性の破れ

QCDでu, d, sクォークが軽い => クォーク質量が零の極限で

ラグランジアンは３フレーバーのカイラル対称性を持つ

$$G = SU(3)_R \otimes SU(3)_L$$

カイラル対称性は２通りに破れている：

- 自発的な破れ
- クォーク質量による明白な破れ（小さいので摂動で扱う）

カイラル対称性の自発的破れ：ラグランジアンの対称性が

真空によって破られている（c.f.ワインボトル型ポテンシャル）

$$\langle 0 | \bar{q}q | 0 \rangle = \langle 0 | \bar{q}_L q_R + \bar{q}_R q_L | 0 \rangle = v \neq 0$$

凝縮はカイラル不変でない（u,dに対し -(250 MeV)³ 程度）

$$SU(3)_R \otimes SU(3)_L \to \boxed{SU(3)_V}$$

フレーバー対称性

ハドロン物理におけるカイラル対称性の破れ

破れているのになぜ重要なのか？

カイラル対称性の自発的破れの帰結（ハドロン物理）：

- Nambu-Goldstone (NG) ボソンの出現

  $m_\pi \sim 140\ \mathrm{MeV}$

- ハドロン質量の生成

  $M_p \sim 1\ \mathrm{GeV} \sim 3M_q, \quad M_q \sim 300\ \mathrm{MeV} \quad v.s. \quad m_q \sim 3\text{-}7\ \mathrm{MeV}$

- ハドロンとNGボソンの相互作用を規定

  低エネルギー定理 <-- カレント代数の方法

  体系的な低エネルギー展開：カイラル摂動論（ChPT）

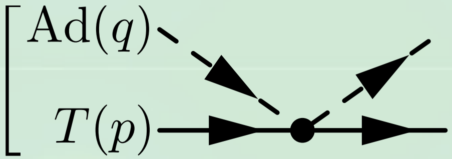
カイラル対称性とその破れ

$$SU(3)_R \otimes SU(3)_L \to SU(3)_V$$

基礎理論であるQCD <==> 観測される多様なハドロン現象

s波の低エネルギー相互作用

NGボソン(Ad)-標的ハドロン(T)散乱に対する低エネルギー定理

α


$$= \frac{1}{f^2}\frac{p\cdot q}{2M_T}\langle \boldsymbol{F}_T\cdot\boldsymbol{F}_{\mathrm{Ad}}\rangle_\alpha + \mathcal{O}\left(\left(\frac{m}{M_T}\right)^2\right)$$

s波へ射影：Weinberg-Tomozawa項

Y. Tomozawa, Nuovo Cim. 46A, 707 (1966); S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 17, 616 (1966)

$$V_{ij} = -\frac{C_{ij}}{4\boxed{f^2}}\boxed{(\omega_i+\omega_j)}$$

πのエネルギー

π崩壊定数 (gV=1)

$$C_{ij} = \sum_\alpha C_{\alpha,T}\begin{pmatrix} 8 & T & \Big\| & \alpha \\ I_{M_i},Y_{M_i} & I_{T_i},Y_{T_i} & \Big\| & I,Y\end{pmatrix}\begin{pmatrix} 8 & T & \Big\| & \alpha \\ I_{M_j},Y_{M_j} & I_{T_j},Y_{T_j} & \Big\| & I,Y\end{pmatrix}$$

$$C_{\alpha,T} = \langle 2\boldsymbol{F}_T\cdot\boldsymbol{F}_{\mathrm{Ad}}\rangle = C_2(T) - C_2(\alpha) + 3$$

標的の群論的性質とフレーバーSU(3)対称性が符号と強さを決定

低エネルギー定理：カイラル摂動論の主要項に対応

カイラル動力学：概観

ハドロン-NGボソン散乱と共鳴状態の記述

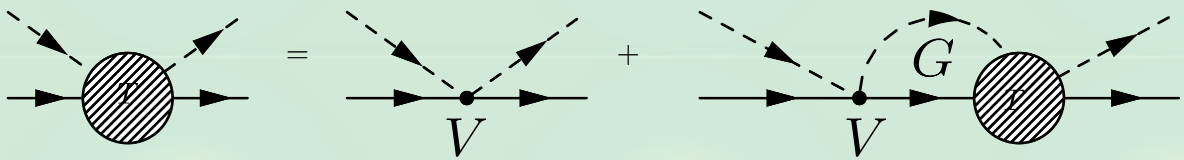
- 相互作用 <-- カイラル対称性

Y. Tomozawa, Nuovo Cim. 46A, 707 (1966); S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 17, 616 (1966)

- 散乱振幅 <-- 多チャンネルでのユニタリー性

R.H. Dalitz, T.C. Wong, G. Rajasekaran, Phys. Rev. 153, 1617 (1967)

$$T = \frac{1}{V^{-1} - G}$$



摂動 -> 散乱方程式へ：相互作用が強い、共鳴が存在

N. Kaiser, P. B. Siegel, W. Weise, Nucl. Phys. A594, 325 (1995);
E. Oset, A. Ramos, Nucl. Phys. A635, 99 (1998);
J. A. Oller, U. G. Meissner, Phys. Lett. B500, 263 (2001);
M.F.M. Lutz, E. E. Kolomeitsev, Nucl. Phys. A700, 193 (2002); .... many others

メソン-バリオン散乱、メソン-メソン散乱、重いクォークを含むセクターでの散乱と共鳴状態の性質を非常に良く記述する

ユニタリー性と散乱振幅

ユニタリー性：光学定理

$$\mathrm{Im}\,[T^{-1}(s)] = \frac{\boxed{\rho(s)}}{2}$$ ２体散乱の位相体積

分散関係を使ってユニタリー性と無矛盾な振幅の一般形を書く

$$T^{-1}(\sqrt{s}) = \boxed{\sum_i \frac{R_i}{\sqrt{s}-W_i} + \tilde{a}(s_0)} + \frac{s-s_0}{2\pi}\int_{s^+}^{\infty} ds' \frac{\rho(s')}{(s'-s)(s'-s_0)}$$

R_i, W_i, a は散乱理論では決まらない <- カイラル相互作用

分散積分 = ループ関数 G とみなし、残りの寄与を V^{-1} とする。

$$\boxed{T(\sqrt{s}) = \frac{1}{V^{-1}(\sqrt{s}) - G(\sqrt{s};a)}}$$ **散乱振幅**

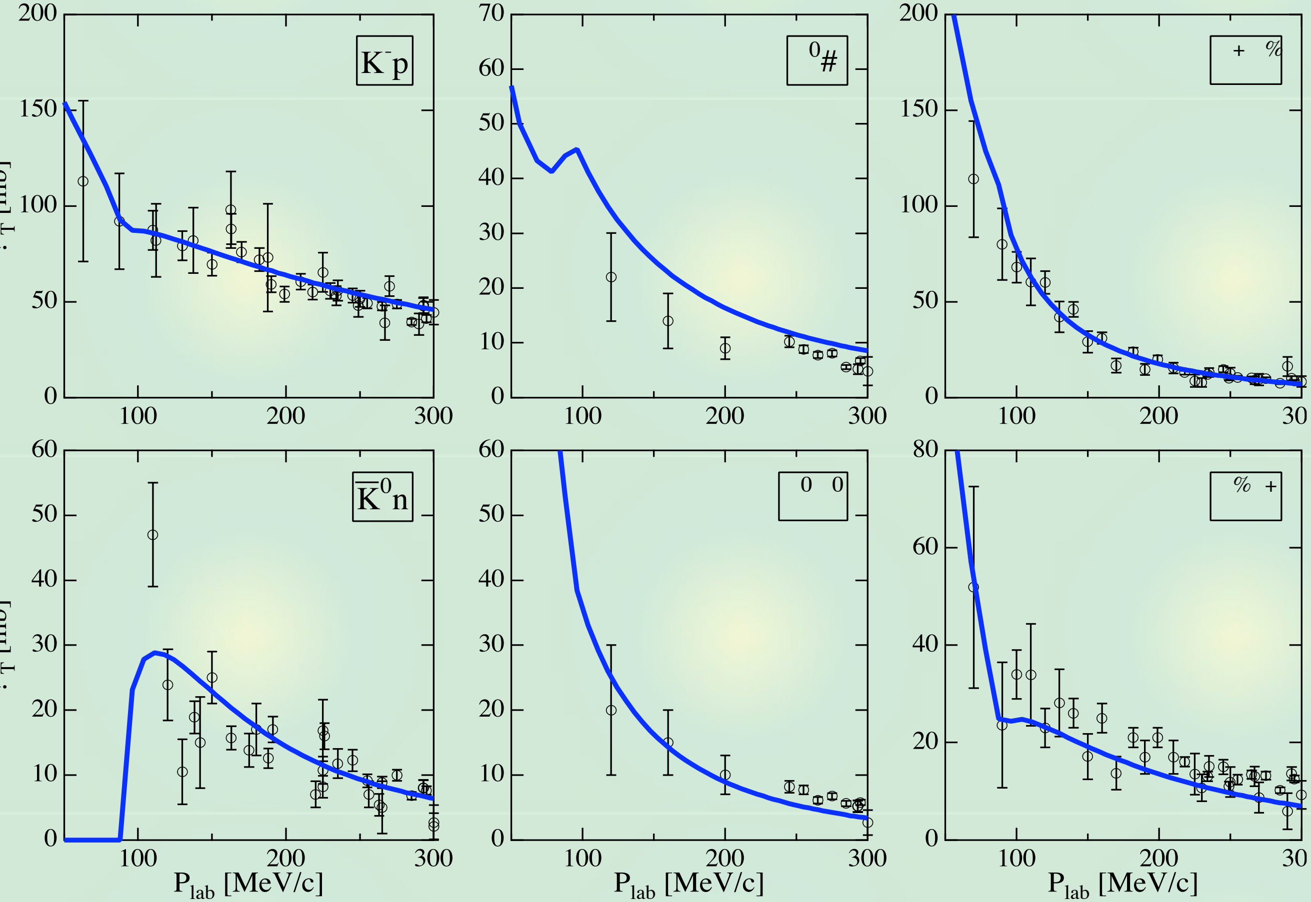
V の決定：T を低エネルギー展開してカイラル摂動論と比較

$$T^{(1)} = V^{(1)}, \quad T^{(2)} = V^{(2)}, \quad T^{(3)} = V^{(3)} - V^{(1)}GV^{(1)}, \ \ldots$$

カイラル対称性＋ユニタリー性と無矛盾な散乱振幅 T

$\bar{K}$N散乱：実験データとの比較

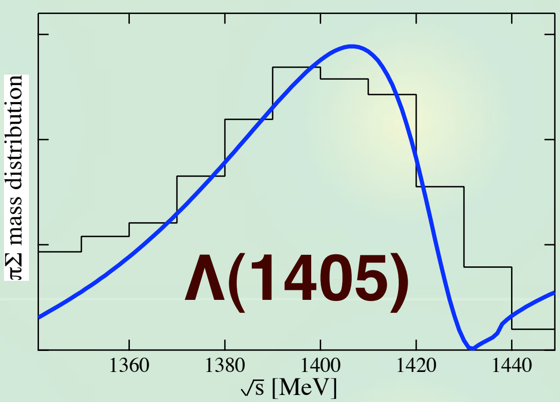
K-p散乱の全断面積



閾値分岐比

	γ	R_c	R_n
exp.	2.36	0.664	0.189
theo.	1.80	0.624	0.225

πΣ質量分布



T. Hyodo, S.I. Nam, D. Jido, A. Hosaka, Phys. Rev. C68, 018201 (2003);
T. Hyodo, S.I. Nam, D. Jido, A. Hosaka, Prog. Theor. Phys. 112, 73 (2004)

$\bar{K}$N閾値の上下のエネルギーで実験と良い一致

$\bar{K}$N散乱とΛ(1405)

$$\Lambda(1405) : J^P = 1/2^-, I = 0$$

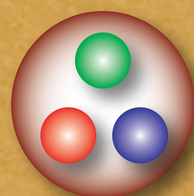
(PDG)

質量：1406.5 ± 4.0 MeV、崩壊幅：50 ± 2 MeV

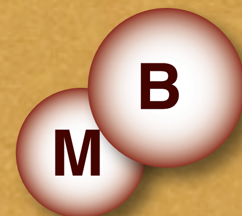
崩壊モード：$\Lambda(1405) \rightarrow (\pi\Sigma)_{I=0}$ 100%

構成的クォーク模型

p波励起 ~1600 MeV?



N. Isgur, G. Karl, PRD18, 4187 (1978)



チャンネル結合

散乱方程式

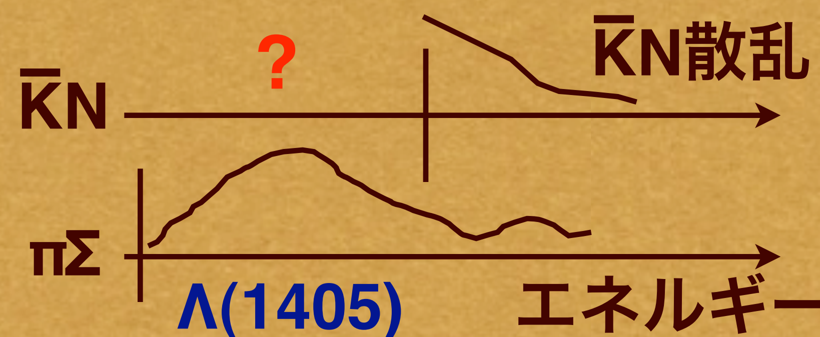
R.H. Dalitz, T.C. Wong,
G. Rajasekaran, PR153, 1617 (1967)

閾値以下の$\bar{K}$N相互作用

T. Hyodo, W. Weise, PRC 77, 035204 (2008)

--> $\bar{K}$Nポテンシャル、$\bar{K}$原子核

A. Dote, T. Hyodo, W. Weise,
NPA804, 197 (2008); PRC 79, 014003 (2009);
Talk by 池田さん（今日の午後）

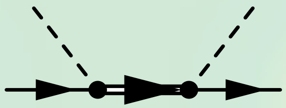


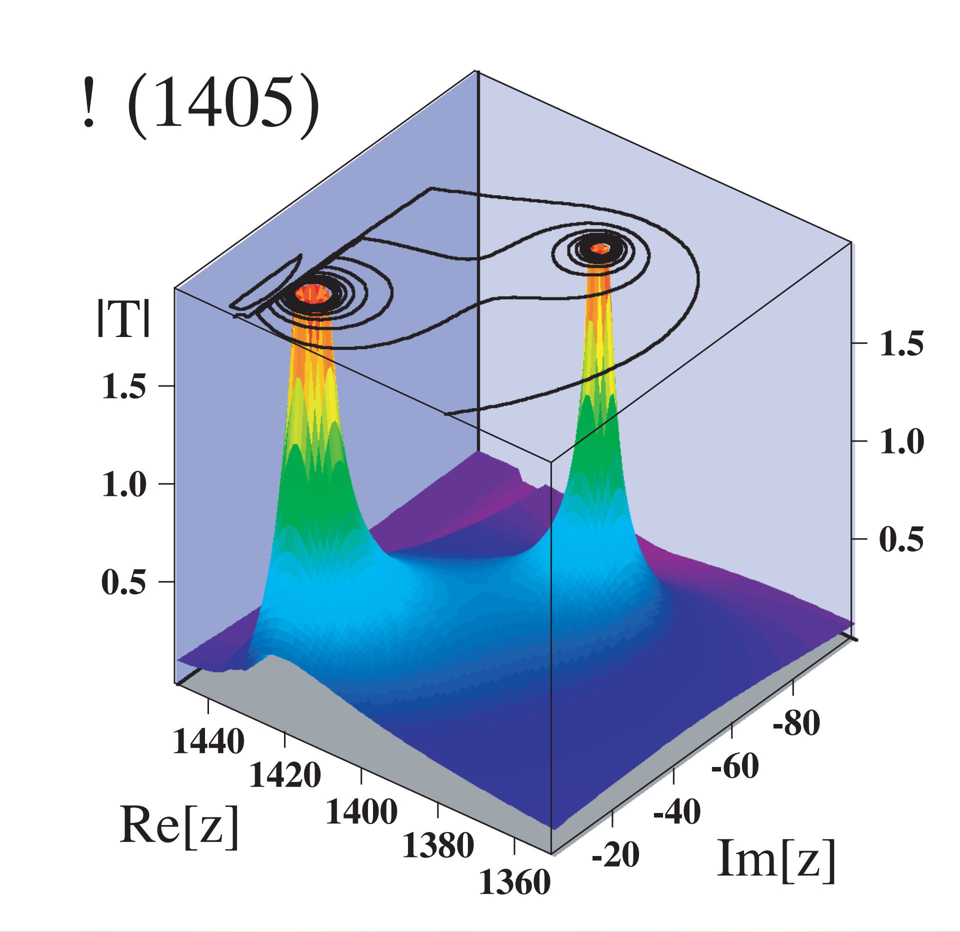
１つの共鳴に２つの極

複素エネルギー平面上の散乱振幅の極：共鳴状態

$$T_{ij}(\sqrt{s}) \sim \frac{g_i g_j}{\sqrt{s} - M_R + i\Gamma_R/2}$$

$\sim$





実部	質量
虚部	崩壊幅/2
留数	結合定数

同じ量子数の２つの極が生成

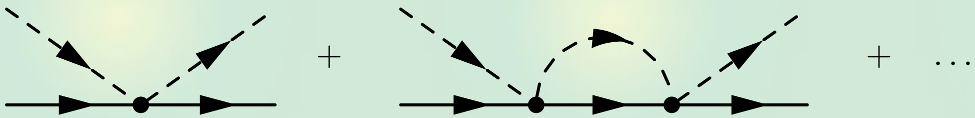
物理的な“Λ(1405)”が２つの状態の重ね合わせである可能性

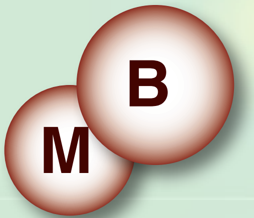
D. Jido, J.A. Oller, E. Oset, A. Ramos, U.G. Meissner, Nucl. Phys. A 723, 205 (2003);
T. Hyodo, W. Weise, Phys. Rev. C 77, 035204 (2008)

動的状態とCDD極の寄与

相互作用の情報（ポテンシャル）と散乱の実験データ（断面積など）がある場合の２体散乱での共鳴状態の分類

(a) 動的な状態：２体の分子的状態、準束縛状態、、

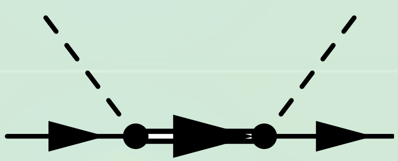


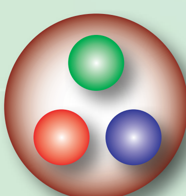


... 今の場合はメソン-バリオンの分子的な状態

(b) CDD極の寄与：独立粒子、散乱以外の動力学で生成、、

L. Castillejo, R.H. Dalitz, F.J. Dyson, Phys. Rev. 101, 453 (1956)





... 今の場合は3クォーク状態など

カイラル動力学での共鳴 -> (a) 動的な状態？

CDD極の寄与と共鳴の性質

カイラル動力学模型での散乱振幅

$$T = \frac{1}{\boxed{V^{-1}} - \boxed{G}}$$

V：相互作用、**G**：ループ関数

Vの中に（のみ）CDD極の寄与が入ることが知られていた。

繰り込みの解析よりGにもCDD極の寄与があることを指摘し、

ループGからCDD極を排除する「自然な繰り込み」を提案した。

T. Hyodo, D. Jido, A. Hosaka, Phys. Rev. C78, 025203 (2008)

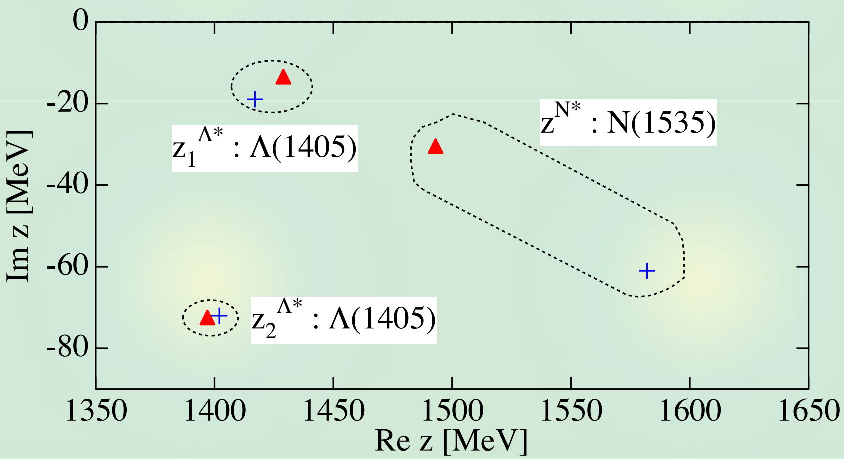
現象論的な振幅とCDD極を完全に排除した振幅を比較

$\bar{K}$N散乱のΛ(1405)：ほぼ同じ

--> 動的成分が支配的

πN散乱のN(1535)：ズレが生じる

--> 動的＋CDD極



Ncスケーリングとクォーク構造

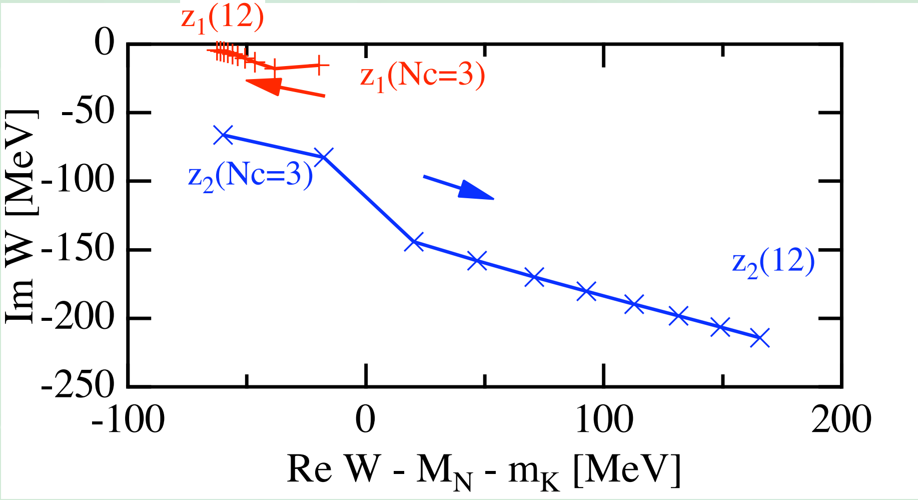
Nc：QCDのカラーの数

ハドロンの有効理論において、クォーク構造の情報を担う

一般的な議論から物理量のNc依存性が知られているので、

模型にNc依存性を導入し共鳴の性質の応答を調べる。

J.R. Pelaez, Phys. Rev. Lett. 92, 102001 (2004)



qqqバリオンのNcスケーリング

$$M_R \sim \mathcal{O}(N_c), \quad \Gamma_R \sim \mathcal{O}(1)$$

カイラル動力学の結果

$$\Gamma_R \neq \mathcal{O}(1)$$

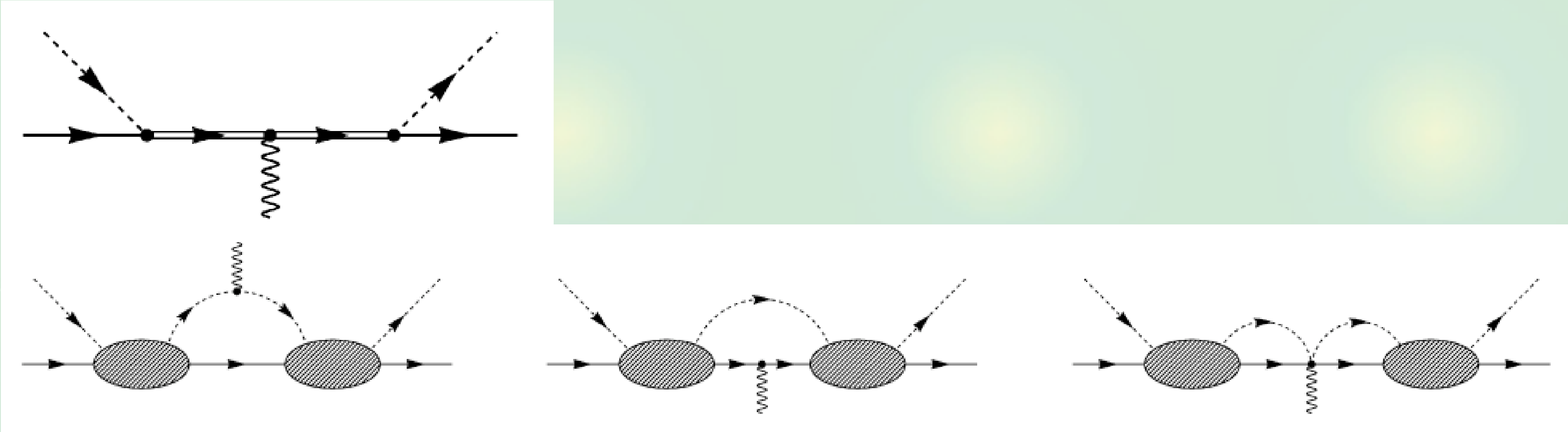
--> Λ(1405)は非-qqq成分が支配的。有力な候補として動的状態

T. Hyodo, D. Jido, L. Roca, Phys. Rev. D77, 056010 (2008);
L. Roca, T. Hyodo, D. Jido, Nucl. Phys. A809, 65-87 (2008)

電磁気的性質の測定

電磁気的な性質：内部構造を反映

<-- 光子を結合させた振幅を評価し、形状因子などを引き出す



平均２乗半径の結果

$$|\langle r^2 \rangle_{\mathrm{E}}| = 0.33 \ [\mathrm{fm}^2]$$

Λ(1405)の大きな電磁気的サイズ　c.f. 中性子：-0.12 [fm^2]

--> メソン-バリオン分子的な描像を支持

T. Sekihara, T. Hyodo, D. Jido, Phys. Lett. B669, 133-138 (2008);

T. Sekihara, T. Hyodo, D. Jido, in preparation

まとめ：カイラル動力学

QCDのカイラル対称性と自発的破れの重要性と、S行列のユニタリー性を考慮したカイラル動力学の枠組みを解説した。

- カイラル対称性を通じて、観測されるハドロン現象を、基礎理論であるQCDから理解することができる。
- カイラル動力学：

  カイラル相互作用 + チャンネル結合ユニタリー条件

  => メソン-バリオン散乱とバリオン共鳴の統一的記述

  e.g. $\bar{K}$N散乱におけるΛ(1405)共鳴

- 最近の発展：散乱にあらわれる共鳴状態の内部構造の解明が可能になりつつある。

まとめ：Λ(1405)共鳴の構造

カイラル動力学に基づく３種の解析でΛ(1405)の構造を調べた。

- 動的状態かCDD極の寄与か？

  => メソン-バリオン成分が支配的 T. Hyodo, D. Jido, A. Hosaka

- Ncスケーリングの研究

  => qqq成分はほとんどない T. Hyodo, D. Jido, L. Roca

- 電磁気的性質の研究

  => 電磁気的なサイズは大きい T. Sekihara, T. Hyodo, D. Jido

- ３種の独立な解析が矛盾なくΛ(1405)の

  メソン-バリオン分子的な構造を示唆している。