

カイラル動力学に基づいたエキゾチックハドロンの研究

兵藤哲雄¹

Physik-Department, Technische Universität München, D-85747 Garching, Germany, and
Yukawa Institute for Theoretical Physics, Kyoto University, Kyoto 606-8502, Japan

要旨：非摂動的カイラル動力学の枠組みで s 波のハドロンの散乱を記述し、エキゾチックハドロンの動的生成される可能性を調べます。短いまとめは [1]、細かい計算は [2] にありますので、ここでは研究の背景や議論の物理的意義に重点をおいて解説します。

1 動機と背景

1.1 エキゾチックハドロンの

1964年に Gell-Mann は3フレーバーのクォーク $q = u, d, s$ を導入し、 qqq ($q\bar{q}$) の組み合わせで当時知られていた $1, 8, 10$ ($1, 8$) というパリアン (メソン) のフレーバー表現が記述できることを示しました [3]。現在では、強い相互作用の基礎理論として QCD が確立し、低エネルギーでは 300 種類ものメソンやパリアンの存在が明らかになっています [4]。ハドロンの動力学は非常に複雑ですが、観測されている粒子のフレーバー量子数には単純な経験則があり、Gell-Mann の示した $qqq, q\bar{q}$ で構成される量子数以外にはほとんど状態が確立されていません。通常のハドロンのような多クォークを必要とする状態はエキゾチックハドロンと呼ばれ、2003年のペンタクォークの存在を示唆する実験結果 [5] 以降、多くの理論的、実験的研究がなされています。

ここで注目すべきはエキゾチックハドロンのほとんど観測されないのは実験結果であって、理論的にはまったく自明ではない点です。強い相互作用の基礎理論である QCD に、クォーク 4 つ以上の状態を積極的に排除する理由はありません。様々な有効モデルがハドロンの物理の研究に用いられていますが、モデルの内部でエキゾチックハドロンの存在しないことを示すのは簡単ではなく、多くの場合通常のハドロンの計算の単純な一般化でエキゾチックハドロンの存在が自然に記述できます [6]。さらに、以下で述べる非摂動的カイラル動力学では、いくつかの既知のハドロンの励起状態で $qqq, q\bar{q}$ を超えた多クォーク成分が支配的であることが予想されています。このように、純粋に理論的な観点からは、多クォーク状態の一種であるエキゾチックハドロンの存在しないほうが不自然にも思えます。本稿では、エキゾチックハドロンの観測されない実験事実の背後に、カイラル動力学に基づく原理が潜んでいることを明らかにします [1, 2]。

1.2 カイラル対称性と低エネルギー定理

ハドロンの物理の研究の強力な指針になるのは QCD の持つカイラル対称性です [7]。低エネルギーではカイラル対称性の自発的破れに伴い南部・ゴールドストーンボソン (NG ボソン = π 粒子) があら

¹e-mail address: thyodo@ph.tum.de

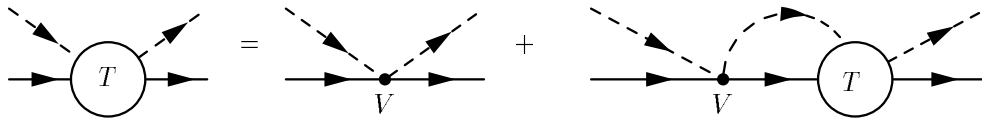


図 1: 散乱方程式のファインマン図。V、T はそれぞれ相互作用核と散乱振幅。

われ、カレント代数を用いて導かれる種々の低エネルギー定理が、NG ボソンの動力学を支配します。例えば、NG ボソンと任意の標的ハドロンの 2 体散乱には興味深い低エネルギー定理があり、散乱長の符号と大きさは標的ハドロンの群論的な性質のみで決まります。これはワインバーグ・友沢定理 [10] と呼ばれ、低エネルギー展開の最低次で模型に依存しない結果であり、 πN 散乱長の実験値を非常によく再現することが知られています。

低エネルギーの NG ボソン動力学を簡潔に記述するには、カイラル対称性の非線形表現に基づいた有効ラグランジアンが便利です。この方法で求めた散乱振幅は低エネルギー定理を自動的に満たすだけでなく、運動量展開に次数勘定 [8] が定義できるため系統的な計算が可能で、カイラル摂動論 [9] として広く応用されています。

1.3 非摂動的カイラル動力学

低エネルギー展開に基づいたカイラル摂動論は体系的で非常に強力ですが、NG ボソン以外のハドロンは物質場として手で導入する必要があります。言い換えれば、なぜそのハドロンが存在するかは理論の枠内で説明できません。基底状態のハドロンの存在を（例えばクォーク模型に基づいて）仮定したとしても、励起状態を研究する際には新たに状態を導入しなければなりません。ここではエキゾチックハドロンが存在するかどうか、という問いに対しては有効な解答を得られません。

しかし、ある種の場合には理論のラグランジアンに元々存在しない状態を動的に生成することが可能です。例えば、NG ボソンとハドロンの相互作用が強い引力の場合、非摂動的な足し上げ（ユニタリー化）を行うと、束縛状態や共鳴状態が散乱振幅の極としてあらわれます。ユニタリー化とは、直感的には図 1 のような散乱方程式を解くことに対応します。カイラル摂動論で s 波散乱の相互作用核を決定しチャンネル結合散乱方程式を解く、という非摂動的な枠組みはカイラルユニタリー模型と呼ばれ、標的ハドロンが基底状態の 8 重項バリオンの場合 [11, 12, 13]、NG ボソンの場合 [14]、基底状態の 10 重項バリオンの場合 [15]、重いフレーバーを含む場合 [16] と多くのセクターに適用され、散乱断面積などの観測量や共鳴状態である励起ハドロンの性質を非常に良く再現してきました。

まったく異なる環境にあるハドロン共鳴が単一の枠組みで記述できる背景には、ワインバーグ・友沢定理が支配する相互作用（WT 項）が共鳴状態を動的に生成する原動力であることが考えられます。実際に、カイラルユニタリー模型の散乱振幅の定性的な性質は、主要項である WT 項がほとんど決定しています。また、カイラルユニタリー模型では共鳴状態を標的ハドロンと NG ボソンの準束縛状態として記述するため、ナイーブには 5 クォークのバリオン（4 クォークのメソン）を記述していると期待されます²。つまり、カイラルユニタリー模型の成功は、いくつかの共鳴状態の支配的な成分が多クォーク状態であることを示唆していると言えます。

²実験と比較される共鳴はもちろんエキゾチックでない量子数を持っています。また、標的ハドロンは qqq バリオン（ $q\bar{q}$ メソン）だと暗に想定されています。

1.4 ユニタリー化の意義

S 行列のユニタリー性は確率の保存から導かれるので、理論が満たすべき性質の一つです。通常のカイラル摂動論はユニタリティ限界というスケールでこの性質を失うので、ユニタリー化した散乱振幅はより広い適用範囲をもつと言えます。さらに上述のように、散乱の共鳴状態として現実存在する励起ハドロンを記述できる利点もあります。一方で、カイラル摂動論の持っていたいくつかの良い性質は、ユニタリー化することで損なわれます。例えば、ユニタリー化は特定の図形のみを足し上げるので、次数勘定や交叉対称性が一般に失われます。次数勘定が破綻するとオーダーごとの繰り込み可能性も失われるので、カイラルユニタリーモデルは本質的にカットオフ理論になります。

ではそれらを犠牲にしてもユニタリー化する必要があるのはどういうときでしょうか。結論から述べると、WT 項の相互作用が強い引力の場合です。量子力学のポテンシャル散乱問題との類推で考えると³、カイラル摂動論はボルン近似などの摂動計算に、ユニタリー化はシュレディンガー方程式（リップマン・シュヴィンガー方程式）を解くことに対応します。与えられた相互作用（=ポテンシャル）が弱ければ摂動計算が適用できますが、束縛状態を作るほど強い引力がある場合はシュレディンガー方程式を解かないと正しい解が得られません。

つまり、カイラルユニタリーモデルとは、カイラル対称性がいくつかのチャンネルに要請する引力が摂動で扱えないほど強いので、シュレディンガー方程式を解いて散乱振幅を求める枠組みであると理解できます。興味のあるチャンネルでカイラル相互作用がそれほど強くなければ（例えば SU(2) の πN 散乱）次数勘定が定義できるカイラル摂動論を使う方が体系的に計算できますが⁴、強い引力がある場合（例えば $\bar{K}N$ 散乱）は非摂動的手法が必須です。この観点では、「ユニタリー化」とは何か特別な事をしているわけではなく、与えられた相互作用に適した手法を用いて問題を調べることが重要だと言えます。

1.5 本研究での課題

以上の背景を踏まえ、非摂動的カイラル動力学に基づく手法でエキゾチックハドロンが動的に生成される可能性を調べます。言い換えれば、エキゾチックでないハドロンの存在は仮定し、NG ボソンとのエキゾチックな散乱チャンネルに十分強い引力があるかどうかを調べます。ここで必要な手順をまとめると、

- s 波のカイラル相互作用（WT 項）の一般形を書き下し
- “エキゾチックチャンネル” を、群論の言葉で適切に表現し
- エキゾチックチャンネルにおける引力相互作用が“十分強い”かどうか調べる

ということになります。議論を簡略化するため、理想的なフレーバー SU(3) 対称極限をとります。この場合チャンネル間の結合がないので、散乱問題はフレーバー量子数ごとに独立な 1 チャンネル問題に帰着します。WT 項のモデルに依存しない性質を活用し、現実存在する粒子を個々に調べるのではなく、任意の標的ハドロンに適用できるような一般的な結論を導きます。

³実際 WT 項は 4 点の接触相互作用なので、エネルギー依存性を別にすれば 3 次元デルタ関数ポテンシャルとの比較が可能です。本稿の結果 (8) のように、3 次元デルタ関数は束縛状態を作る引力の強さに臨界値があることが示されます [2]。

⁴もちろんユニタリー化しても摂動の結果からのずれは小さいと期待されます。

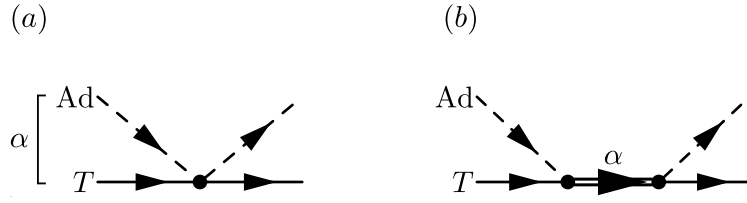


図 2: 散乱のファインマン図。(a): WT 項のフレーバー表現 α 、Ad、 T の表記。(b): ユニタリー化後の束縛状態ポール図。

2 s 波のカイラル相互作用

まず低エネルギー相互作用の一般形を以下の議論に見通しの良い形で与えます。フレーバー表現が T の標的ハドロンと Ad の NG ボソンを表現 α に組みあわせた s 波の散乱⁵を考えます (図 2(a) 参照)。散乱チャンネルの表現 α は、ユニタリー化して生成される束縛状態の量子数に対応します (図 2(b) 参照)。カレント代数に基づいて [1]、あるいはカイラル摂動論の最低次項から [2]、重心系のエネルギー \sqrt{s} での WT 項 $V_\alpha(\sqrt{s})$ は

$$V_\alpha(\sqrt{s}) = -\frac{\omega}{2f^2} C_{\alpha,T}, \quad (1)$$

と書けます。ここで $\omega(\sqrt{s})$ と f は NG ボソンのエネルギーと崩壊定数で、 $C_{\alpha,T}$ は群論的因子です。注目すべきは、相互作用に標的ハドロンの内部構造を反映する因子がないことで、標的の情報は群論的因子 $C_{\alpha,T}$ にのみ含まれます。これは、例えば p 波の散乱の主要項が軸性電荷 g_A を含む (つまり標的ハドロンの情報を含んでいる) ことと対比すると、非常に強い制約であると言えます。WT 項の特殊性は、カレント代数の言葉でいうと、軸性カレントの交換関係がベクトルカレントを生じ電荷の保存から形状因子の規格化が決まる、ということに起因し、カイラル摂動論の言葉では、物質場の運動項の共変微分から導出されるので低エネルギー定数を含まない、ということになります。

ベクトルカレント交換に起因する群論的因子 $C_{\alpha,T}$ は次のように計算されます：

$$C_{\alpha,T} = -2 \langle [\text{Ad}, T]_\alpha | \mathbf{F}_T \cdot \mathbf{F}_{\text{Ad}} | [\text{Ad}, T]_\alpha \rangle = C_2(T) - C_2(\alpha) + 3, \quad (2)$$

ここで \mathbf{F}_R 、 $C_2(R)$ は表現 R での SU(3) 生成子と 2 次のカシミア演算子です。2 つ目の等式では行列要素が QCD の 1 グルーオン交換図と同じようにカシミア演算子で書けること、及び随伴表現の値 $C_2(\text{Ad}) = 3$ を使いました。式 (2) は SU(3) 基底での表記ですが、SU(3) のクレブシュ・ゴルダン係数によって現象論的計算で使われるアイソスピンの基底へ変換できます [2]。また、フレーバー数が 3 以上の時は、バリオンの表現がカラー数 N_c に依存して変わる [17] ことから、式 (2) を用いて SU(3) バリオンに対する WT 項の非自明な N_c 依存性が導かれます [2, 18]。

SU(3) の任意の表現は 2 つのディンキン指数で指定されます。標的ハドロンのフレーバー表現を $T = [p, q]$ とした場合、 α の取りうる表現は $[p, q] \otimes [1, 1]$ の規約分解で与えられる (最大) 8 種類⁶です (表 1)。それぞれの α に対して式 (2) を評価することで、任意の標的ハドロンに対する低エネルギー s 波相互作用の一般形が得られます。表 1 に、各表現 α に対する相互作用の強さ、及びバリオン標的の場合の N_c 依存性を示します。

⁵フレーバー表現 T, α は 1 や 8 などの SU(3) 多重項を指定する量子数で、SU(2) のアイソスピンの大きさに対応します。

⁶ $\alpha = [p, q]$ は対称と反対称の 2 種類ありますが、相互作用の強さは同じなので表 1 ではまとめて書いてあります。

表 1: 標的ハドロン $T = [p, q]$ に対する WT 相互作用の性質。 α 、 $C_{\alpha,T}$ 、 $C_{\alpha,T}(N_c)$ 、 ΔE はそれぞれ散乱チャンネルのフレーバー表現、相互作用の強さ、任意の N_c での相互作用の強さ（標的がバリオンの場合）、 α と T のエキゾチックネスの差 ($E_\alpha - E_T$)。

α	$C_{\alpha,T}$	$C_{\alpha,T}(N_c)$	ΔE
$[p+1, q+1]$	$-p-q$	$\frac{3-N_c}{2} - p - q$	1 or 0
$[p+2, q-1]$	$1-p$	$1-p$	1 or 0
$[p-1, q+2]$	$1-q$	$\frac{5-N_c}{2} - q$	1 or 0
$[p, q]$	3	3	0
$[p+1, q-2]$	$3+q$	$\frac{3+N_c}{2} + q$	0 or -1
$[p-2, q+1]$	$3+p$	$3+p$	0 or -1
$[p-1, q-1]$	$4+p+q$	$\frac{5+N_c}{2} + p+q$	0 or -1

表 2: クォーク構成のフレーバー表現とエキゾチックネス E 。

	$E = 0$	$E = 1$...
qqq	1, 8, 10		
$qqqq\bar{q}$	1, 8, 10	$\bar{10}, 27, 35$	
$qqqq\bar{q}\bar{q}$	1, 8, 10	$\bar{10}, 27, 35$...
...			

3 エキゾチックネス量子数

式 (1) と表 1 で WT 相互作用の一般形がわかりましたが、これだけではどの表現がエキゾチック粒子に対応するのか明らかではありません⁷。そこで、任意の表現 R がどれだけエキゾチックかを示す指標として、 R に属するハドロンのクォーク構成をもとにエキゾチックネス量子数 E を導入します。具体例として、表 2 でバリオン数 $B = 1$ の場合のフレーバー表現をエキゾチックネスで分類しました。 qqq で実現可能な表現を $E = 0$ と定義し、5 クォークではじめて可能になる表現を $E = 1$ 、7 クォークを $E = 2$ 、としています。重いクォーク Q を含む場合も同様に、メソンは $q\bar{Q}$ 、バリオンは qqQ や qQQ で構成できる表現を $E = 0$ とし、任意の表現を構成するのに必要とされる余分な $q\bar{q}$ の数を E とします⁸。最小の価クォーク数が重要で、実際の状態がいくつかのクォークで構成されるかは問題でないこと、例えば 5 クォーク状態のバリオンが 8 表現に属することは可能であることに注意してください。

エキゾチックネス量子数に基づいてフレーバー表現を分類することで、クォーク数をあからさまに考えることなく、ハドロンの自由度を使ってエキゾチックハドロンの議論ができます。これは重要で、そもそも QCD のような場の理論では“クォークの数”は保存量でないので、厳密に定義できません。実験で観測されているハドロンの中にいくつかクォークがあるのかが分かっているわけではありませんし、現在の実験事実を表現するのに「クォーク 5 個の状態は観測されにくい」というのは正確ではありません。エキゾチックネスを導入することで、実験事実が「 $E = 0$ 以外の量子数を持った粒子は観

⁷実は式 (2) でも“定性的”な議論はできます。一般にエキゾチックハドロンは次元の大きい表現に属しますが、次元の大きい表現はカシミア因子も大きく、 $C_2(\alpha)$ は負号を伴うので斥力的な寄与が大きくなります。よって α がエキゾチックな場合は強い引力がなさそうです。以下の議論はこの予想の定量的な定式化です。

⁸群論の言葉では、基準となる表現 ($E = 0$) に随伴表現を何回かけて得られる表現かを E が示しています。

測されにくい」と正しく表現されます。ここで調べたいのは「 $E > 0$ の状態がカイラルユニタリー模型で動的に生成されるか」という問題です。

このように定義したエキゾチックネス量子数 E は、表現が $[p, q]$ でバリオン数が $B > 0$ の状態に対し、以下のように与えられます⁹：

$$E = \epsilon\theta(\epsilon) + \nu\theta(\nu), \quad \epsilon \equiv \frac{p+2q}{3} - B, \quad \nu \equiv \frac{p-q}{3} - B, \quad (3)$$

ここで $\theta(x)$ は階段関数です。また $B \rightarrow N_c B/3$ の置き換えで任意の N_c にも拡張できます。重いクォークを含むハドロンに対してはバリオン数 B は整数でなくなりますが¹⁰、可能な $[p, q]$ も表 2 と異なるトライアリティに属するので E は正しく整数になります。エキゾチックネス量子数の表式はカイラルクォークソリトン模型の研究で度々提案されましたが [19]、いずれも全ての $SU(3)$ 表現を分類するには不十分で、任意のバリオン数で正しい一般的な表式は論文 [1] ではじめて与えられました。

必要な準備が整ったので、エキゾチックチャンネルの低エネルギー相互作用を調べます。ここでエキゾチックチャンネルは、NG ボソンとの散乱で標的粒子より大きいエキゾチック量子数を作る組み合わせ、と定義します。つまり散乱チャンネル α と標的 T のエキゾチックネスの差 (ΔE) が正になるチャンネルで、表 1 の上から 3 行の α に可能性があります。ディンキン指数が非負整数であることに注意し、 $C_{\alpha, T} > 0$ が引力であることを考慮すると、表 1 より ほとんどのエキゾチックチャンネルの相互作用は斥力で、引力を持つ場合はその強さが

$$C_{\text{exotic}} = 1, \quad (4)$$

という普遍的な値に限定される ことがわかります。これは非常に一般的な結論で、標的のエキゾチックネスの絶対値によらずに成り立ちます。つまり、現実存在する $E = 0$ の粒子を標的として NG ボソンを散乱させた場合、 $E = 1$ の粒子のチャンネルで得られる引力の強さは (4) となりますし、もし仮に $E = i$ の粒子が存在したとしても、 $E = i+1$ を作るチャンネルの相互作用は、引力だとすると必ず (4) になります。もう少し丁寧に条件を吟味すると、引力相互作用 (4) は標的が $T = [p, 0]$ ($p \geq 3B$) で $\alpha = [p-1, 2]$ という場合のみ可能なことがわかります [1]。また、式 (2) あるいは表 1 から $C_{\alpha, T}$ は整数に限られるため、式 (4) の引力は可能な最小の大きさであることも興味深い点です。

4 相互作用の強さの判定

以上でエキゾチックチャンネルでの相互作用が明らかになりました。(ほとんどの) 斥力の場合には新たに状態を生成し得ないので興味がありませんが、引力の場合は相互作用 (4) が“十分強い”かどうかを判定する必要があります。まず、“十分強い”とは定量的にはどういうことでしょうか。現象をよく記述しているカイラルユニタリー模型で理想的な $SU(3)$ 極限を取ると、実験で観測される共鳴状態が全て閾値下の束縛状態になることが知られています。この事実は、 $SU(3)$ 極限での引力が束縛状態を作るほど強ければ、対称性が破れた現実の散乱振幅に影響のある共鳴状態があらわれる、ということを示唆しています。そこで、今考えている $SU(3)$ 対称極限で (4) の強さの相互作用をユニタリー化したときに散乱振幅に束縛状態があらわれるかを調べ、物理的に意味のある状態が生成されるかどうか(あるいは非摂動的手法が必要か)の判定に利用します。

⁹ p, q, B の間には $p+2q \equiv 3B \pmod{3}$ という関係があるので、独立な自由度 2 つで最小構成のクォークと反クォークの数を表現できます。 $B > 0$ のとき E は反クォークの数で与えられます。(論文 [2] の Appendix A)

¹⁰ フレーバーの表現を考えているので、ここでのバリオン数 B には軽いクォーク u, d, s の寄与のみを考慮します。

4.1 ユニタリー化

非摂動的に散乱振幅を求めるユニタリー化にはいくつかの手法がありますが、ここではN/D法 [12] を用いてユニタリー条件を満たす散乱振幅 $t(\sqrt{s})$ を書き下します：

$$t(\sqrt{s}) = \frac{1}{1 - V(\sqrt{s})G(\sqrt{s})} V(\sqrt{s}), \quad (5)$$

ここで V は低エネルギー相互作用の WT 項 (1) で、分散積分 G は中間状態の位相体積 $\rho(s)$ を使って

$$G(\sqrt{s}) = -\tilde{a}(s_0) - \frac{1}{2\pi} \int_{s_+}^{\infty} ds' \left(\frac{\rho(s')}{s' - s - i\epsilon} - \frac{\rho(s')}{s' - s_0} \right), \quad (6)$$

と与えられます。関数の虚部と解析性を考慮すると、 G は NG ボソン・標的ハドロンのループ積分を次元正則化で求めたものと同一視できます。このとき (5) は V を相互作用核とする図 1 のような散乱方程式の解とみなせます¹¹。分散積分 (6) の引き算定数 (ループ積分のカットオフに対応する不定パラメーター) は、次の繰り込み条件を用いて決定します：

$$G(\mu) = 0 \quad \Leftrightarrow \quad t(\mu) = V(\mu) \quad \text{at } \mu = M_T. \quad (7)$$

つまり、あるスケール μ (ここでは標的ハドロンの質量 M_T) で、散乱振幅 t が低エネルギー相互作用 V に一致することを要請しています。この繰り込み条件は論文 [13] で近似的な交叉対称性の議論でカイラルユニタリーモデルに導入されましたが、論文 [20] で議論されていたように、スケール μ で散乱振幅 t と低エネルギー相互作用 V をマッチングする条件とも理解できます。言い換えれば、低エネルギー定理に基づいた繰り込み条件になっています。

実は繰り込み条件 (7) はさらに深い意味を持っています。一般に、散乱振幅には、相互作用から動的に生成される状態以外に、動力学とは別の起源をもつ特異性 (CDD 極 [21]) が存在しえます。カイラルユニタリーモデルにおいて繰り込み条件 (7) を採用し相互作用を WT 項にとることで、散乱振幅から CDD 極の効果を排除して純粋に動力学的な状態の寄与を取り出す事が可能です。この事実を有効に利用し、観測されるハドロン共鳴の起源を調べる方法が最近の研究で提案されています [22]。

4.2 臨界結合定数

束縛状態はユニタリー化した散乱振幅の実軸上の極として表現されます。散乱振幅 t の式 (5) から、束縛状態のエネルギーは閾値 $\sqrt{s} = M_T + m$ 以下のエネルギーで分母の関数 $D(\sqrt{s}) = 1 - V(\sqrt{s})G(\sqrt{s})$ がゼロになる点です。任意の引力相互作用 $C_{\alpha,T} > 0$ に対し、閾値以下で V, G が実数で \sqrt{s} の単調減少関数であることと繰り込み条件 (7) を用いると、束縛状態を持つためには閾値での値 $D(M_T + m)$ が負、という条件が導かれます。これを相互作用の強さ $C_{\alpha,T}$ に対する条件として書き直すと、束縛状態を持つためには

$$C_{\alpha,T} > C_{\text{crit}} \equiv \frac{2f^2}{m[-G(M_T + m)]}. \quad (8)$$

となります。 C_{crit} は臨界結合定数で 系が束縛状態を持つための最小の引力の強さ をあらわします。

¹¹ 正確には質量殻上分離を施したベーク・サルピーター方程式の解です。

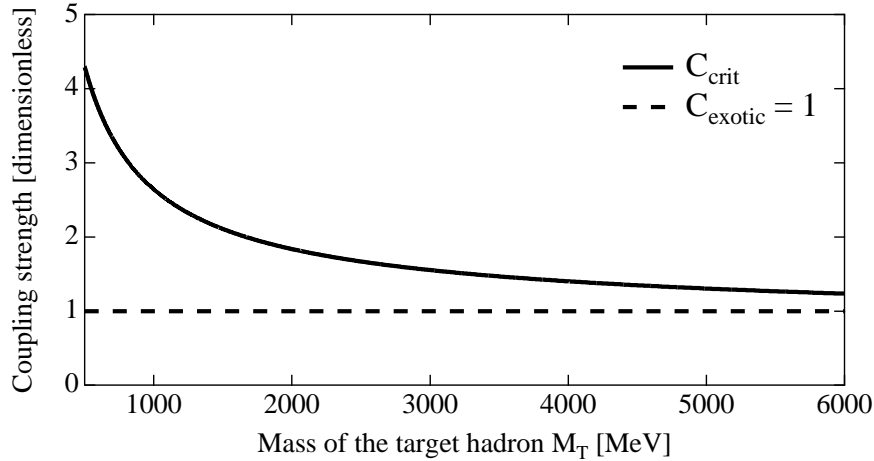


図 3: 標的ハドロン質量 M_T の関数としての臨界結合定数 C_{crit} (実線) とエキゾチックチャンネルに存在する引力の強さ $C_{\text{exotic}} = 1$ (破線)。

式 (8) より臨界結合定数は NG ボソンの質量 m と結合定数 f 、標的ハドロンの質量 M_T で決まります。NG ボソンの質量と崩壊定数を 3 フレーバーの擬スカラーメソン (π, K, η) の実験値の平均 $m = 368$ MeV、 $f = 93$ MeV としたときの臨界結合定数 C_{crit} を、標的ハドロン質量 M_T の関数として図 3 にプロットしました (実線)。基底状態の 8 重項バリオンを標的と考えると、 $M_T \sim 1.2$ GeV でエキゾチックでない $\alpha = 1, 8$ チャンネルの相互作用の強さは $C_{1,8} = 6$ 、 $C_{8,8} = 3$ となり、臨界結合定数 C_{crit} より大きいので束縛状態を作る事がわかります。

一方でエキゾチックチャンネルの引力の強さ $C_{\text{exotic}} = 1$ は図 3 の破線で示されます。存在が確立しているハドロンで、標的として扱えそうな比較的安定な粒子の質量は図に示された範囲 ($M_T < 6$ GeV) にあり¹²、この範囲で $C_{\text{exotic}} = 1$ は臨界結合定数 C_{crit} より常に小さいことがわかります。つまり、エキゾチックチャンネルの引力相互作用は、束縛状態をつくるほど強くないことが結論されます。

5 まとめと展望

カイラル対称性の低エネルギー定理に基づいて、NG ボソンと標的ハドロン間の模型に依存しない s 波の相互作用の一般形を導き、エキゾチックネス量子数を導入して SU(3) フレーバー表現を分類しました。結果として、エキゾチックチャンネルの相互作用はほとんどの場合斥力で、引力の場合は相互作用の強さが $C_{\text{exotic}} = 1$ に限定されることを示しました。さらに、非摂動的な枠組みで束縛状態を作る最小の引力の強さ (臨界結合定数 C_{crit}) を求め、現存するハドロンを標的にした散乱ではエキゾチックチャンネルに束縛状態を作れないこと ($C_{\text{crit}} > C_{\text{exotic}} = 1$) を示しました。この結果は実験でエキゾチックハドロンが観測されにくい事実を部分的に説明すると考えられます。

低エネルギー相互作用である WT 項は、非エキゾチックチャンネルではハドロン共鳴を動的に生成する原動力となっています。つまり、カイラルユニタリー模型 = 非摂動的カイラル動力学は、エキゾチックでない量子数のさまざまなハドロン励起状態の性質を再現し、かつエキゾチックハドロンは生

¹² Υ (や J/ψ) はフレーバー SU(3) の 1 重項なので NG ボソンとの散乱で $E = 1$ の状態は作れません。

成しないことを単一の枠組みで実現しています。有効模型が物理の記述に妥当であるか判断する際に、既知の粒子の性質を再現することはもちろんですが、見つかっていない状態は作らない、ということも重要ではないかと思います。

ここでの議論は SU(3) 対称極限で相互作用の主要項を評価した、いわば第零近似です。現実のハドロン散乱を記述する際には、SU(3) の破れの効果や低エネルギー展開の高次項が定量的な補正として入ってきます。また、当然ながらエキゾチックハドロンの存在を全て否定しているわけではなく、カイラルソリトン模型や構成的クォーク模型などで、カイラル動力学以外の機構によってエキゾチックハドロンを構成する可能性は排除していません。にもかかわらず、現実には通常のハドロンが 300 種も存在し、エキゾチックハドロンがほとんど観測されないという奇妙な事実が、カイラル対称性に基づく一般的な議論で定性的に理解できるのは非常に興味深い結果であると言えます。

途中で少し触れたように、論文 [1, 2] では WT 項の非自明な N_c 依存性が明らかになり、繰り込み条件の意義が詳細に考察されました。これらの結果は、動的に生成された $\Lambda(1405)$ の N_c 依存性からクォーク構成を調べる研究 [18] や、繰り込み条件を利用してハドロン共鳴の起源を調べる研究 [22] などに応用されています。エキゾチックネス量子数はフレーバー表現の分類法としても有用ですし、非摂動的カイラル動力学において共鳴が生成される機構の本質的な部分が明らかになったので、一般的な散乱問題とそこに現れる共鳴の性質の理解に対して、論文 [1, 2] の結果のさらに幅広い応用が期待されます。

謝辞

本稿の内容は慈道大介氏、保坂淳氏との共同研究の成果に基づくものです。本研究は日本学術振興会と科学研究費補助金 (No.17959600, 18042001, 16540252) の助成を一部受けて行われています。

参考文献

- [1] T. Hyodo, D. Jido and A. Hosaka, Phys. Rev. Lett. **97**, 192002 (2006).
- [2] T. Hyodo, D. Jido and A. Hosaka, Phys. Rev. D **75**, 034002 (2007).
- [3] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214 (1964).
- [4] W. M. Yao *et al.* [Particle Data Group], J. Phys. G **33**, 1 (2006).
- [5] T. Nakano *et al.* [LEPS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91**, 012002 (2003).
- [6] エキゾチックハドロンに関する研究は筆者の博士論文第 3 章と引用文献を参照して下さい。
兵藤哲雄, 博士論文, 大阪大学 (2006), 以下の url で閲覧可能:
<http://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/~hyodo/publication/proc.html#proc24>
- [7] A. Hosaka and H. Toki, *Quarks, baryons and chiral symmetry* (World Scientific, 2001).
- [8] S. Weinberg, Physica A **96**, 327 (1979).
- [9] J. Gasser and H. Leutwyler, Nucl. Phys. B **250**, 465 (1985).

- [10] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **17**, 616 (1966); Y. Tomozawa, Nuovo Cimento A **46**, 707 (1966).
- [11] N. Kaiser, P. B. Siegel and W. Weise, Nucl. Phys. A **594**, 325 (1995); E. Oset and A. Ramos, Nucl. Phys. A **635**, 99 (1998).
- [12] J. A. Oller and U. G. Meissner, Phys. Lett. B **500**, 263 (2001).
- [13] M. F. M. Lutz and E. E. Kolomeitsev, Nucl. Phys. A **700**, 193 (2002).
- [14] A. Dobado and J. R. Pelaez, Phys. Rev. D **56**, 3057 (1997), J. A. Oller, E. Oset and J. R. Pelaez, Phys. Rev. D **59**, 074001 (1999); Erratum-ibid. D **60**, 099906 (1999); D **75**, 099903 (2007).
- [15] E. E. Kolomeitsev and M. F. M. Lutz, Phys. Lett. B **585**, 243 (2004), S. Sarkar, E. Oset and M. J. Vicente Vacas, Nucl. Phys. A **750**, 294 (2005); Erratum-ibid. A **780**, 78 (2006).
- [16] M. F. M. Lutz and E. E. Kolomeitsev, Nucl. Phys. A **730**, 110 (2004); E. E. Kolomeitsev and M. F. M. Lutz, Phys. Lett. B **582**, 39 (2004); F. K. Guo, P. N. Shen, H. C. Chiang and R. G. Ping, Phys. Lett. B **641**, 278 (2006); D. Gamermann, E. Oset, D. Strottman and M. J. Vicente Vacas, Phys. Rev. D **76**, 074016 (2007).
- [17] G. Karl, J. Patera, and S. Perantonis, Phys. Lett. **B172**, 49 (1986); Z. Dulinski, Acta Phys. Polon. **B19**, 891 (1988);
- [18] T. Hyodo, D. Jido and L. Roca, arXiv:0712.3347 [hep-ph].
- [19] V. Kopeliovich, Phys. Lett. **B259**, 234 (1991); D. Diakonov and V. Petrov, Phys. Rev. D **69**, 056002 (2004); E. Jenkins and A. V. Manohar, Phys. Rev. Lett. **93**, 022001 (2004).
- [20] K. Igi and K. i. Hikasa, Phys. Rev. D **59**, 034005 (1999).
- [21] L. Castillejo, R. H. Dalitz and F. J. Dyson, Phys. Rev. **101**, 453 (1956).
- [22] T. Hyodo, D. Jido and A. Hosaka, *in preparation*. See also T. Hyodo, D. Jido and A. Hosaka, Prog. Theor. Phys. Suppl. **168**, 32 (2007); hep-ph/0612333; arXiv:0710.2853 [hep-ph].