

# ハドロンの構造と複合性

兵藤哲雄<sup>1</sup>

Yukawa Institute for Theoretical Physics, Kyoto University, Kyoto 606-8502, Japan

要旨：近年、構成子クォーク模型の描像を超えたエキゾチックなハドロン構造が興味を持たれている。しかし、モデルを使ったハドロン構造の議論は、モデルに含まれるパラメーターの起源が不明瞭であり、使用している模型空間と記述される状態が必ずしも対応しない。ハドロンの構造について信頼しうる結論を導くには、モデルに依存しない構造の定義が必要とされている。ここではハドロンの複合性の概念に焦点をあて、閾値近傍のハドロン共鳴状態の構造を検証する方法を議論する。

## 1 ハドロンの構造とモデル計算

高エネルギー実験の進展などにより、重いクォークセクターを中心に多くの新奇なハドロンが見つかっている。通常の構成子クォーク模型の分類を逸脱した性質を説明するため、ハドロン分子やマルチクォークなど、様々なエキゾチックな構造が提案されている。これらのハドロンの構造を検証するには、どのような方法があるだろうか？

従来は、異なる模型空間を用いたモデル計算と実験データを比較し、実験データをよく再現するモデルの構造が支配的である、といった議論が行われてきた。例として、ストレンジネス  $S = -1$ 、スピン・パリティ  $J^P = 1/2^-$  を持つ  $\Lambda(1405)$  共鳴を考える [1]。構成子クォーク模型では、角運動量  $l = 1$  を持つ  $uds$  3クォーク状態として記述されるが、他の負パリティ励起バリオンを記述する相互作用では  $\Lambda(1405)$  の質量を再現しない [2]。一方で、チャンネル結合メソンバリオン散乱モデルでは、 $\pi\Sigma$  スペクトルのピーク位置と幅が実験データとよく一致する [3]。これらの結果から、 $\Lambda(1405)$  は3クォーク状態というよりはメソンバリオン分子的な状態であろう、と解釈される。

この議論は一見もっともらしいが、それぞれのモデルは結合定数やカットオフなどのパラメーターを含んでいる点に注意が必要である。一般に、パラメーターの値は実験データを再現するように調整される。仮に多くのパラメーターを導入して模型の改良を行えば、どんなモデルでも原理的に  $\Lambda(1405)$  の記述は可能であろう。そのような改良モデルで記述された状態は、模型空間の構造を反映しているというよりは、模型空間に含まれない効果がパラメーターに押し込められたと考える方が自然である。つまり、3クォーク（メソンバリオン）の模型を使っても、有効的にメソンバリオン（3クォーク）の寄与を取り込んで状態を記述することが可能であり、模型空間と記述される状態の構造は一般に対応しない<sup>2</sup>。このように、モデル計算はハドロンの構造を明らかにする上で必ずしも有効ではない。

## 2 ハドロン束縛状態の複合性

ハドロンの構造をモデルに依存しない形で議論する方法として、束縛状態の複合性を、束縛エネルギーが小さい極限で考える方法がある [4]（詳細はレビュー論文 [5] も参照）。ある2体閾値近くに束縛

<sup>1</sup>e-mail address: hyodo@yukawa.kyoto-u.ac.jp

<sup>2</sup>3クォークとメソンバリオン両方の自由度を持ったモデルを作ればよい、という話ではない。模型の中で決まるそれぞれの成分の割合は、導入したパラメーターの値や数に依存するため、模型の改良により割合も変化しうる。

エネルギー  $B$  を持つ状態  $|B\rangle$  が存在し、より低エネルギーの崩壊チャンネルは無い状況を考える。非相対論的に取り扱うことが可能な閾値近傍の低エネルギー領域で、系を記述するハミルトニアン  $H$  を自由項と相互作用項に分割する ( $H = H_0 + V$ )。自由項  $H_0$  の固有状態として、運動量  $p$  でラベルされる連続固有値を持つ 2 体散乱状態  $|p\rangle$  と、離散固有値を持つ bare な 1 粒子状態  $|B_0\rangle$  を用意し、これらが完全系をなすとする<sup>3</sup>。このとき、物理的な束縛状態  $|B\rangle$  の規格化条件は

$$1 = Z + X, \quad Z = \langle B|B_0\rangle\langle B_0|B\rangle, \quad X = \int dp \langle B|p\rangle\langle p|B\rangle \quad (1)$$

と書ける。ここで  $Z$  ( $X$ ) は、物理的な状態  $|B\rangle$  と bare 状態  $|B_0\rangle$  (散乱状態  $|p\rangle$ ) との重なりであり、 $|B\rangle$  の素粒子性 (複合性) を表現している。束縛状態の場合、 $Z$  と  $X$  がともに実数で非負であることが保証されるので、それぞれを確率として解釈できる。

$Z$  や  $X$  を実際に計算するには相互作用  $V$  を決定する必要があるので、一般に束縛状態の構造は  $V$  の選び方 ( $H_0$  と  $V$  の分割の方法) に依存する。しかし、束縛エネルギーが小さい極限を考えると、 $Z$ 、 $X$  は散乱長  $a$ 、有効レンジ  $r_e$  と

$$a = \frac{2X}{X+1}R = \frac{2(1-Z)}{2-Z}R, \quad r_e = \frac{X-1}{X}R = \frac{-Z}{1-Z}R \quad (2)$$

と関係することが示される [4]。ここで  $R = (2\mu B)^{-1/2}$  は束縛エネルギーで決まる長さスケールで  $\mu$  は散乱状態の換算質量である。これらの関係式には相互作用の典型的長さスケールで決まる補正  $\mathcal{O}(R_{\text{typ}})$  があり、 $R$  が  $R_{\text{typ}}$  に比べて十分大きくなるような弱束縛の場合に式 (2) は有効である。抽象的に定義された  $Z$  や  $X$  が実験データと直接関係するので、式 (2) は模型に依存しない構造の定義である。

重陽子にこの議論を適用すると、 $X \sim 1$  で複合性が大きいので、重陽子は 2 核子の準束縛状態成分が支配的であるという結果が得られる。結論自体は原子核物理でよく知られていることであるが、上記の議論は核力ポテンシャルや重陽子の波動関数を用いることなく、実験で観測される束縛エネルギー、散乱長、有効レンジだけで構造が決定できる点が重要である。一般にハドロン間の相互作用が核力のように精密に分かっている場合はほとんど無いので、この方法はハドロン系への応用にも有用であることが期待される。

### 3 共鳴状態への拡張

ほとんどのエキゾチックハドロンの候補は、強い相互作用で崩壊し、有限の崩壊幅を持った共鳴状態であるので、残念ながら前節の議論を直接適用できない。共鳴状態に対して複合性の定義を拡張すると、 $Z$  や  $X$  が一般に複素数になり [6]、確率として解釈できなくなる<sup>4</sup>。これは共鳴状態の波動関数が通常の意味で規格化できず、式 (1) で絶対値 2 乗であった  $Z$  や  $X$  が、共鳴状態では複素数の 2 乗となることに起因する [5]。このように、共鳴状態に関しては、 $Z$  や  $X$  以外の複合性の指標が必要である。

ここで、共鳴状態が閾値近傍にあらわれる場合に注目すると、弱束縛極限と同様の議論を行うことができる [7]。この場合も  $Z$  や  $X$  は複素数であるが、最低エネルギー閾値を考える限り散乱長  $a$  と有

<sup>3</sup>この定義より、 $|B_0\rangle$  は、より高エネルギーの散乱状態や複数ある bare 状態など、 $|p\rangle$  に含まれない状態の寄与全てを表現していることになる。以下で“素粒子的”という際には、そのような寄与を含むことに注意。

<sup>4</sup> $Z$  や  $X$  の虚部が小さい場合に、それぞれの絶対値または実部を“amount”とする解釈はあるが、理論的に厳密な根拠は現時点では得られていない。

有効レンジ  $r_e$  は実数である。式 (2) より、 $Z \rightarrow 1$  のとき有効レンジは  $r_e \rightarrow -\infty$  となるので、有効レンジが負で大きな値を持つ場合には、複合性は小さく素粒子的な性質を持つと考えられる。

有効レンジ展開の係数  $a$  と  $r_e$  を決定するには、閾値近傍での散乱振幅に関する制限が 2 つ与えられれば良い。共鳴状態のポール位置は質量と幅という 2 つの情報を持っているので、束縛状態の場合と異なり、ポール位置のみから状態の構造を調べる事ができる [7]。例として  $\pi\Sigma_c$  閾値近傍の  $\Lambda_c(2595)$  の構造を考える。実験的に知られている励起エネルギー 0.67 MeV と崩壊幅 2.59 MeV を使って有効レンジ展開の係数を求めると

$$a = -10.5 \text{ fm}, \quad r_e = -19.5 \text{ fm} \quad (3)$$

となる。有効レンジの値は負で、絶対値は散乱長やハドロン相互作用の典型的スケール  $\sim 1 \text{ fm}$  より優位に大きい。よって、 $\Lambda_c(2595)$  の主成分は  $\pi\Sigma_c$  分子的構造では無い事が結論される<sup>5</sup>。

## 4 まとめ

モデル計算とデータの比較によるハドロンの構造の研究は、議論の出発点としての意味はあるが、パラメーターの起源が不明瞭であり、厳密な意味で構造を決定することはできない。ここでは、閾値近傍の束縛状態の複合性 / 素粒子性が、散乱長と有効レンジからモデルに依存せず議論できることを紹介した。さらに、閾値近傍の共鳴状態の構造は、ポール位置のみから構造の情報を引き出せることを示した。構造の定義は具体的な模型に依存しておらず、散乱長や有効レンジは原理的には実験または格子 QCD で決定できる観測量なので、ハドロン構造を模型に依存せず決定できることになる。現時点で適用できる系は閾値近傍の状態に限られているので、より一般の状態について適用範囲を拡張することが今後の重要課題となる。

## 参考文献

- [1] T. Hyodo and D. Jido, Prog. Part. Nucl. Phys. **67**, 55 (2012)
- [2] N. Isgur and G. Karl, Phys. Rev. D **18**, 4187 (1978).
- [3] R. H. Dalitz, T. C. Wong and G. Rajasekaran, Phys. Rev. **153**, 1617 (1967).
- [4] S. Weinberg, Phys. Rev. **137**, B672 (1965).
- [5] T. Hyodo, Int. J. Mod. Phys. A **28**, 1330045 (2013), arXiv:1310.1176 [hep-ph].
- [6] T. Hyodo, D. Jido and A. Hosaka, Phys. Rev. C **85**, 015201 (2012) arXiv:1108.5524 [nucl-th].
- [7] T. Hyodo, Phys. Rev. Lett. **111**, 132002 (2013), arXiv:1305.1999 [hep-ph].

<sup>5</sup>ここではアイソスピン対称性の破れ、 $\Sigma_c$  の崩壊幅、 $\Lambda_c(2595) \rightarrow \pi\pi\Lambda_c$  の 3 体崩壊の効果などは考慮されていない。また、 $\pi\Sigma_c$  でない成分は  $|B_0\rangle$  であるが、その起源が何であるか (3 クォークなのか、 $\pi\Sigma_c^*$  分子状態なのか、他のチャンネルの寄与なのか、等) まではこの議論は特定しない。