
「ヘビークォークハドロンと原子核のスペクトルと構造」 研究会

日程：平成26年2月26日 (水)–28日 (金)

場所：KEK 2号館1階 大会議室

共催：KEK理論センターJ-PARC分室

東工大（基盤A：ヘビークォークで切り拓く新しいハドロンと原子核物理）

Web：http://j-parc-th.kek.jp/workshops/2014/02-26/HQ-Kakenhi_Feb2014.html

講義・セミナー

安井繁宏 “HQハドロンの物理”

吉田哲也 "クォークモデルによるP波バリオン"

瀧澤誠 "Belleにおけるヘビーハドロン物理"

野海博之 "J-PARCでのヘビーハドロン物理"

原田正康 “ヘビーハドロン有効理論”

兵藤哲雄 “ハドロンの構造と複合性”

滑川裕介 “格子QCDによるヘビーハドロン”

高橋徹 "Electromagnetic properties of charmed baryons in Lattice QCD"

池田陽一 “格子QCDによるチャーム・テトラクォークの探索”

入谷匠 “Lattice QCD analysis of partial restoration of chiral symmetry in flux-tube structure between quarks”

寺崎邦彦 “Hidden-Strangeness Partners of X(3872)”

大古田俊介 “ハドロン分子描像によるZbの崩壊の解析”

パネルディスカッション

“ヘビーハドロンの生成と崩壊”

(パネラー：保坂淳（座長），兵藤哲雄，中野貴志，永廣秀子）

"ヘビーハドロンスペクトロスコピーの課題”

(パネラー：岡真（座長），佐々木勝一，高橋徹，土手昭伸）

HQ ハドロンの物理

～ 重いハドロン原子核物理の面白さとは何か？ ～

安井 繁宏

東京工業大学

要約

重いクォークの対称性 (Heavy Quark Symmetry; HQS) は、重いクォークの極限 $m_Q \rightarrow \infty$ (m_Q は重いクォークの質量) において重要な対称性であり、チャームおよびボトムハドロンの物理を理解する上で有用である。重いクォークの対称性は、通常のハドロンのみならずハドロン分子やマルチクォークについても成り立つ一般的な対称性である。重いクォークの極限では、どのようなハドロンについても HQS 一重項あるいは HQS 二重項が存在することを議論する。さらに具体的にハドロン有効理論を用いてこれらの存在を示す。また $1/m_Q$ 展開の next-to-leading オーダーを考えて、ハドロン質量がグルーオンのダイナミクスと深く関連していることを議論する。

1 イントロダクション

近年実験研究によるチャームやボトムを含むエキゾチックなハドロン ($X, Y, Z, \dots$) の発見により、通常のバリオン (qqq) やメソン ($q\bar{q}$) とは異なる新たなハドロンの存在形態の可能性が注目を集めている。ハドロンを構成単位とするハドロン分子描像や多数のクォークがコンパクトに集まったマルチクォーク描像、あるいはクォークとグルーオンの両方を構成単位とするハイブリッド描像など多くの可能性が議論されている。とくに、電荷をもつクォークonium (Z_c や Z_b) は、重いクォーク $Q\bar{Q}$ のみならず軽いクォーク ($u\bar{d}$ など) も含むテトラクォーク状態 $Q\bar{Q}u\bar{d}$ であることを明確に示している。しかし、これらのエキゾチックハドロンの性質を系統的に理解するための統一的な視点はまだ得られていない。今回の発表では重いクォークの対称性 (スピン対称性) に着目して、エキゾチックなハドロン質量スペクトラムの一般的な規則について議論したい。

2 重いクォークの有効理論

重いクォークの有効理論 重いクォークの有効理論は QCD に基づいて定義される¹。重いクォークを含む QCD ラグランジアンは

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \sum_h \bar{Q}(i\not{D} - m_Q)Q + \mathcal{L}_{\text{light quark+gluon}} \quad (1)$$

である。第一項は質量 m_Q をもつ重いクォーク場 Q を含む部分であり、重いフレーバー h (チャームやボトムなど) について和を取る。 $D^\mu = \partial^\mu - ig_s A^\mu$ は共変微分である。 A^μ はグルーオン場であり、 g_s は結合定数である。第二項は軽いクォークとグルーオン部分である。ここで重いクォークの極限を考える。 $m_Q \rightarrow \infty$ として、重いクォークの運動量を

$$p^\mu = m_Q v^\mu + k^\mu \quad (2)$$

のように分離する。 $\mu = 0, 1, 2, 3$ はローレンツの足である。 v^μ は 4 元速度² ($v^2 = 1$) であり、 k は residual な運動量である。換言すると、第一項は on-mass-shell 部分を表し、第二項は off-mass-shell 部分を表す。 k^μ の大きさは m_Q に比べて十分に小さい量とする。ここで重要なことは、重いクォークが静止しているよう

¹文献として例えば [1, 2] を見よ。

²以下では単純に速度という。

に速度 v^μ をもつフレーム（座標系）を定義することができるということである。このような運動量の分離に従って、速度 v^μ のフレームにおける重いクォークの有効場を

$$Q_v(x) = e^{im_Q v \cdot x} \frac{1 + \not{v}}{2} Q(x) \quad (3)$$

と定義する。 $(1 + \not{v})/2$ は（速度 v^μ のフレームにおいて） $Q(x)$ の正エネルギー部分を取り出す演算子である。また、最初の因子 $e^{im_Q v \cdot x}$ は $Q(x)$ から $m_Q v^\mu$ のスケールを抜き出すことに対応しており、 $Q_v(x)$ は residual な運動量 k^μ しか持たないことになる。このとき、QCD ラグランジアン（1）は

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{HQET}} = & \sum_h \left[\bar{Q}_v v \cdot i D Q_v + \bar{Q}_v \frac{(i D_\perp)^2}{2m_Q} Q_v - c(\mu) g_s \bar{Q}_v \frac{\sigma_{\mu\nu} G^{\mu\nu}}{4m_Q} Q_v + \mathcal{O}(1/m_Q^2) \right] \\ & + \mathcal{L}_{\text{light quark+gluon}} \end{aligned} \quad (4)$$

のように書き直すことができる。ただし、 $D_\perp^\mu = D^\mu - v^\mu v \cdot D$ であり、 $G^{\mu\nu} = [D^\mu, D^\nu]/ig_s$ である。 $\sigma^{\mu\nu} = i[\gamma^\mu, \gamma^\nu]/2$ である。 $c(\mu)$ は Wilson 係数であり、エネルギースケール μ における QCD とのマッチングによって決められる。すなわち量子揺らぎを取り込むことに相当する。一方で [...] の中の第一項と第二項は量子揺らぎの効果は受けない。これは velocity-rearrangement 不変性（後述）が満たされていることから分かる。このようなラグランジアン（4）で記述される有効理論を重いクォーク場の有効理論（Heavy Quark Effective Theory: HQET）という。ここで重要なことは、重いクォークのラグランジアンが $1/m_Q$ のべき展開で与えられているということである。すなわち、 m_Q が十分に大きいとき、 $1/m_Q$ のオーダー毎による系統的な議論が可能となる。

重い質量の極限における重いクォークの対称性 $1/m_Q$ 展開の最も重要な項として主要項（leading order; LO）を考えよう。 $\mathcal{L}_{\text{HQET}}$ の重いクォーク部分について、 $1/m_Q \rightarrow \infty$ で残る項は、

$$\sum_h \bar{Q}_v v \cdot i D Q_v \quad (5)$$

である。この項は二つの重要な対称性をもつ。一つはスピン対称性であり、もう一つは重いフレーバー対称性である。スピン対称性については、 $v \cdot i D$ が Dirac 行列を含まないことより、 Q_v のスピン変換 $Q_v \mapsto S Q_v$ ($S \in \text{SU}(2)_{\text{spin}}$) に対して不変であることから分かる。重いフレーバーの対称性は、 $\bar{Q}_v v \cdot i D Q_v$ が重いフレーバーの種類に依存しないので、 $\sum_h$ について $v \cdot i D$ は単位行列とみなされることから分かる。したがって、スピン対称性と重いフレーバー対称性の両方を含む $\text{SU}(2N_h)$ 対称性をもつ。ただし、 N_h は重いフレーバーの種類数である³。重いフレーバーの対称性は弱い相互作用（例： $b \rightarrow c e \bar{\nu}_e$ など）を議論する際に用いられる。本稿では強い相互作用しか考えないので、今後は重いクォークの種類は一つ（ $N_h = 1$ ）としてスピンのみを含む $\text{SU}(2)$ 対称性を考えることにする。

NLO における重いクォークの対称性の破れ 重いクォークの対称性は重いクォークの極限のみで定義される対称性であり、現実的なクォークの有限質量 m_Q ではこの対称性は破れている。これを詳しく見るために、 $\mathcal{L}_{\text{HQET}}$ の重いクォーク部分について $1/m_Q$ の一次の項を考えよう。

$$\sum_h \left[\bar{Q}_v \frac{(i D_\perp)^2}{2m_Q} Q_v - c(\mu) g_s \bar{Q}_v \frac{\sigma_{\mu\nu} G^{\mu\nu}}{4m_Q} Q_v \right] \quad (6)$$

m_Q の値はフレーバーによって異なるので、重いフレーバーの対称性は破れている。すなわち、チャームの質量（ $m_Q = m_c$ ）とボトム質量（ $m_Q = m_b$ ）が異なるために、 $1/m_Q$ の項は重いフレーバーの変換について単位行列として不変ではない。また、第二項については $\sigma^{\mu\nu}$ は Dirac 行列を含むためにスピン変換（ $Q_v \mapsto S Q_v$ ）に対して不変ではない。したがって、スピン対称性も壊れていることが分かる。（ただし、第一項はスピン変換について不変なままである。）このようなスピン変換の破れは、電子などの QED における磁気モーメント相互作用によるスピン対称性の破れと本質的に同じ現象である。ゲージ場（QED のようにアーベリアンであろうと QCD のように非アーベリアンであろうと）を媒介とする場合、スピン対称性の破れは $1/m_Q$ 展開の NLO で現れる。

³チャームとボトムの両方を含むとき $N_h = 2$ であり、一方しか含まないときは $N_h = 1$ である

重いクォーク極限における Brown muck

さてもう一度重い質量の極限に戻ろう。すでに見たように、この極限では重いクォークのスピンは保存量である。ここで重いクォークを含むハドロン全体の全スピン（全角運動量）を

$$\vec{J} = \vec{S} + \vec{j} \quad (7)$$

としよう。ここで $\vec{S}$ は重いクォークのスピン（角運動量を含まない）であり、 $\vec{j}$ はそれ以外の軽い成分（u, d, s クォークおよび反クォークやグルーオン）の全角運動量である。ただし、軽い成分のダイナミクスは非常に非摂動的であることに注意する。例えば、 $Q\bar{q}$ メソンは、軽い成分について軽い反クォーク $\bar{q}$ だけではなく多数の軽いクォーク-反クォーク成分（ $\bar{q}q$ ）やグルーオン成分（ g ）を非摂動的に含む $Qq + Q\bar{q}qq + Q\bar{q}qqg + \dots$ のような構造をしている。ここで重要なことは、重いクォークの極限では $\vec{S}$ は保存しており、 $\vec{J}$ も保存しているので、結果として $\vec{j}$ も保存量となることである。すなわち、軽い成分の全スピンは（状態は非摂動的であるに関わらず）保存されているのである [1, 2]。このスピンの保存のために、 $j \geq 1/2$ のとき $J_+ = j + 1/2$ の状態と $J_- = j - 1/2$ の状態の質量は縮退する。このようなスピン縮退した状態を HQS ダブルレットという。一方で、 $j = 0$ のときは J_+ の状態しかないので、これを HQS シングレットという。重いクォークとしてチャームやボトムを考えると、 $j = 1/2$ に対応する状態は、 D^* メソンと D メソン（質量差約 140 MeV）や B^* メソンと B メソン（質量差約 45 MeV）である。つまり、これらの小さな質量差は、 (D^*, D) メソンや (B^*, B) メソンそれぞれは HQS ダブルレットに近いことを表している。

軽い成分の全スピンの保存は、その構造の詳細に関わらず（重いクォークの極限では）いつも成り立つ。このような軽い成分は “Brown muck” と言われている [2]。muck は「ゴミ」や「散らかったもの」などを意味する。おそらく、軽い成分について構造の詳細を問題としないという見方から発想された言葉だと思われる。しかし、次のセクションで見るように、実は軽い成分は興味深い様々な内部構造をもつことがわかる。これらについて詳しく議論しよう。

3 重いエキゾチックハドロンにおけるスピン縮退

重いエキゾチックハドロンにおけるスピン縮退 重いクォークを含むハドロン分子状態について Brown muck の構造を議論しよう。具体的に重い反クォーク $\bar{Q}$ とクォーク q を含む $\bar{Q}qqqq$ バリオンを考える。これは軽いクォークの個数は最低でも 4 個であるので、通常のバリオンではあり得ないエキゾチック（異状）ハドロンである。さて、このような状態がハドロン分子として実現されていると考えよう⁴。このとき、最も簡単な構成は $\bar{Q}q$ メソンと qqq バリオンの系である。 $\bar{Q}q$ メソンの軽い成分が $j = 1/2$ をもつので、 $\bar{Q}q$ メソンの全スピン $J_- = 0$ と $J_+ = 1$ より HQS ダブルレットをつくる。ここで $\bar{Q}q$ メソンを表す記法

$$\bar{P} = (\bar{Q}q)_{\text{spin } 0}, \quad \bar{P}^* = (\bar{Q}q)_{\text{spin } 1}, \quad (8)$$

を導入する [3]。重いクォークの極限では、この二つの状態は縮退していることに注意する。つまり、量子数スピン 0 と 1 以外の性質に違いはないのである。これは HQET からの帰結であるので、モデルに依らずに QCD から一般に結論される。

これを踏まえた上で、 $\bar{Q}q$ メソンと qqq バリオンの系について考えよう [4, 5, 6]。具体的に考えるために、全体のスピンとパリティが $J^P = 1/2^-$ と $3/2^-$ の状態を考える。それぞれの量子数の状態の粒子成分（基底）は

$$J^P = 1/2^- : \{ \bar{P}N(^2S_{1/2}), \bar{P}^*N(^2S_{1/2}), \bar{P}^*N(^4D_{1/2}) \} \quad (9)$$

$$J^P = 3/2^- : \{ \bar{P}N(^2D_{3/2}), \bar{P}^*N(^4S_{3/2}), \bar{P}N(^4D_{3/2}), \bar{P}^*N(^2D_{3/2}) \} \quad (10)$$

である。ただし、記法 $\bar{P}^{(*)}N(^{2S+1}L_J)$ については、 $\bar{P}^{(*)}$ と N のスピンの和 S について $(2S+1)$ はスピンの縮退度であり、 $L = S, D$ は $\bar{P}^{(*)}$ と N の相対軌道角運動量を意味する。ここで $\bar{P}^{(*)}$ と N の間の力として、最も長距離の力である 1 パイオン交換ポテンシャル（OPEP）を考えよう⁵。このときハミルトニアン

⁴ メソン交換力によって束縛状態や共鳴状態が存在すると予想されている。以下の議論を参照せよ。

⁵ 以下の議論は、本質的には重い他のメソン（ ω や ρ など）についても成り立つ。

は、式 (9) と (10) を基底として、次のような行列の形で与えられる：

$$H_{1/2^-} = \begin{pmatrix} K_0 & \sqrt{3}C & -\sqrt{6}T \\ \sqrt{3}C & K_0 - 2C & -\sqrt{2}T \\ -\sqrt{6}T & -\sqrt{2}T & K_2 + (C - 2T) \end{pmatrix}, \quad (11)$$

$$H_{3/2^-} = \begin{pmatrix} K_2 & \sqrt{3}T & -\sqrt{3}T & \sqrt{3}C \\ \sqrt{3}T & K_0 + C & 2T & T \\ -\sqrt{3}T & 2T & K_2 + C & -T \\ \sqrt{3}C & T & -T & K_2 - 2C \end{pmatrix}. \quad (12)$$

ここで、 $K_L = -(\partial^2/\partial r^2 + 2\partial/\partial r - L(L+1)/r^2)/2\mu$ は軌道角運動量 L についての運動エネルギー項、 r は $\bar{P}^{(*)}$ と N の相対距離、 $\mu = m_{\bar{P}^{(*)}}m_N/(m_{\bar{P}^{(*)}} + m_N)$ は換算質量である。 $m_{\bar{P}^{(*)}}$ および m_N はそれぞれ $\bar{P}^{(*)}$ メソンおよび核子の質量である。重いクォークの極限では $m_{\bar{P}} = m_{\bar{P}^*}$ であることに注意する。 $C(r)$ と $T(r)$ はそれぞれ中心力およびテンソル力を表す。(詳細については [4, 5, 6] を参照せよ。)

さてハミルトニアン (11) と (12) から何が分かるだろうか。一見この二つのハミルトニアンは異なった形をしているので、両者には何の関係もないように見える。しかし、興味深いことに、次のようなユニタリー変換 $U_{1/2^-}$ と $U_{3/2^-}$ を施すことによって、次のような部分対角化された形に書き直すことができる [7, 8]：

$$\begin{aligned} H_{1/2^-} &\rightarrow U_{1/2^-}^{-1} H_{1/2^-} U_{1/2^-} \\ &= \left(\begin{array}{c|cc} K_0 - 3C & 0 & 0 \\ 0 & K_0 + C & -2\sqrt{2}T \\ 0 & -2\sqrt{2}T & K_2 + (C - 2T) \end{array} \right), \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} H_{3/2^-} &\rightarrow U_{3/2^-}^{-1} H_{3/2^-} U_{3/2^-} \\ &= \left(\begin{array}{cc|cc} K_0 + C & 2\sqrt{2}T & 0 & 0 \\ 2\sqrt{2}T & K_2 + (C - 2T) & 0 & 0 \\ \hline 0 & 0 & K_2 - 3C & 0 \\ 0 & 0 & 0 & K_2 + (C + 2T) \end{array} \right). \end{aligned} \quad (14)$$

ここで $U_{1/2^-}$ と $U_{3/2^-}$ は

$$U_{1/2^-} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} & \frac{\sqrt{3}}{2} & 0 \\ \frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad U_{3/2^-} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{\sqrt{6}}{4} & \frac{1}{2} & \frac{\sqrt{6}}{4} \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ 0 & \frac{1}{2\sqrt{2}} & -\frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{2\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (15)$$

である。式 (13) の右下の部分行列と式 (14) の左上の部分行列は (非対角成分の符号を除いて) 同じである。したがって、 $H_{1/2^-}$ と $H_{3/2^-}$ は共通の固有値をもつことがわかる。したがって、 $J^P = 1/2^-$ と $3/2^-$ の状態は縮退していることが分かる。つまり、この二つの状態は HQS ダブルレットである⁶。

この縮退は偶然に存在するのだろうか？ 実は、この結果は、重いクォークの対称性から (OPEP のようなハドロン有効モデルを経由することなしに) 直接帰結されるのである。前の節で、重いクォークの極限では、HQS ダブルレットあるいはシングレットが存在することを議論した。この議論はハドロンモデルに依らずに一般的に成り立つので、 $\bar{P}^{(*)}N$ のようなハドロン分子系についても成り立つべきである。したがって、 $\bar{P}^{(*)}N$ は、普通のバリオンやメソンに比べて複雑な構造を持っているに関わらず、HQS ダブルレットであり得るのである [7, 8]。

さらに議論を拡張して、 $\bar{P}^{(*)}$ メソンが原子核に束縛されている状況を考えよう [9]。もっとも原子核中の $\bar{P}^{(*)}$ メソンのダイナミクスは、 $\bar{P}^{(*)}N$ に比べてさらに複雑である。しかし、重いクォークの極限では、HQS ダブルレットあるいはシングレットが存在するのである。実際に、バリオン数無限大の原子核として、

⁶これはユニタリー行列 (15) によって $\bar{P}$ と $\bar{P}^*$ が混合した状態である。

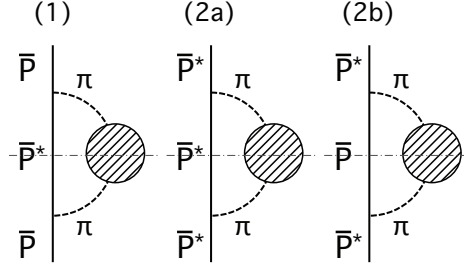


図 1: 核媒質中での $\bar{P}^{(*)}$ メソンの自己エネルギーのダイアグラムを示す [7]。斜線の入った円は核媒質中のパイオンの自己エネルギーである。水平な点破線は中間状態を表す。例えば、(1) について核媒質中で $\bar{P}$ が中間状態として $\bar{P}^*$ に変化することによって $\bar{P}$ と $\bar{P}^*$ の混合が実現されている。

核媒質中の $\bar{P}^{(*)}$ メソンが HQS ダブルレットであることが OPEP を用いて具体的に示された (図 1) ⁷[7]。また、バリオン数 2 の $\bar{P}^{(*)}$ 原子核として、 $\bar{P}^{(*)}NN$ の少数系が HQS ダブルレットであることも示された [10]。このように、重いクォークを含む様々な系においてスピン縮退は非常に一般的な現象であることが分かる⁸。

重いエキゾチックハドロンの内部構造 $\bar{Q}qqqq$ の状態について、Brown muck は $qqqq$ だけではなく $\bar{q}qqqq$ や $\bar{q}qqqqq$ などの複雑な成分を含む。これまでの基本的な考えは、このような Brown muck の構造は問題ではなく、その全角運動量 $\vec{j}$ が保存されていることが重要であるということであった。つまり、Brown muck というネーミングは「内部構造を問題としない」という発想から与えられたものである。

しかし、 $\bar{Q}qqqq$ の状態が $\bar{P}^{(*)}N$ のようなハドロ分子状態を作っている場合、Brown muck の構造も興味の対象となる。このとき、Brown muck はクォーク (q) とハドロ (N) の構成要素をもつ複合系である。そこで、このような構造をもつ Brown muck について、新しい用語として “Light spin-complex” (あるいは短く “Spin-complex”) と呼ぶことにする [7, 8]。 “light” は軽い成分、“spin” はスピン保存、“complex” はクォークとハドロンの複合状態を意味する。今まで見てきた例について、Spin-complex はそれぞれ

$$\bar{P}^{(*)}N : qN + \dots, \quad (16)$$

$$\bar{P}^{(*)}NN : qNN + \dots, \quad (17)$$

$$\text{核物質中の } \bar{P}^{(*)} : qNN^{-1} + \dots, \quad (18)$$

である。ここで N^{-1} は核物質中のホールを表し、“...” は qN などの以外の成分 ($\bar{q}qqN$ や $\bar{q}qqqN$ など) を表す。

Spin-complex は、クォークモデルにおけるクォークやハドロ分子モデルにおけるハドロとは異なる新しい (スピン空間における) 自由度である。重いクォークを含む系においては、クォークやハドロよりもむしろ Spin-complex が基本的な構成要素である。Spin-complex のダイナミクスを調べることは、今後のエキゾチックハドロ研究において重要な課題となるであろう。

$1/m_Q$ 展開における NLO 次に $1/m_Q$ 展開の next-to-leading オーダー (NLO) の効果を考えよう。 $1/m_Q$ 展開の分子にくる典型的なエネルギースケールは $\Lambda_{\text{QCD}} \simeq 200 - 300 \text{ MeV}$ なので、LO に対する NLO の寄与について大雑把な評価をすると、チャームについては $\Lambda_{\text{QCD}}/m_Q = 0.15 - 0.23$ ($m_c = 1.3 \text{ GeV}$) であり、ボトムについては $\Lambda_{\text{QCD}}/m_Q = 0.04 - 0.06$ ($m_b = 4.7 \text{ GeV}$) である。HQET における NLO の具体的な項は式 (6) で与えられる。それではハドロ有効ラグランジアンにおいて NLO はどのようにして与えられるのだろうか？ここでは議論の詳細に触れずに大まかなスケッチを与える。

⁷ $\bar{P}^{(*)}N$ のときと同様に、核媒質中でも $\bar{P}$ と $\bar{P}^*$ の混合が HQS ダブルレットの実現に重要な役割を果たす。

⁸ 最近、スピンとアイソスピンが相関をもつエキゾチックな核媒質でもスピン縮退が存在することが議論されている [11]。

質量 M をもつ重い粒子の運動量 p^μ について速度 v^μ のフレーム (v -フレーム) を与えて on-mass-shell 部分 (Mv^μ) と off-mass-shell 部分 (k^μ) を分離する⁹ ($p^\mu = Mv^\mu + k^\mu$)。しかし、 $1/M$ の一次のオーダーを含めて考えるとフレームの選び方は一意的ではない。つまり、 v^μ の代わりに速度 $w^\mu = v^\mu + q^\mu/M$ をもつフレーム (w -フレーム) を考えることもできる。ここで q^μ は小さな運動量であり $\mathcal{O}(v \cdot q) = q^2/M$ とする。このとき、 $w^2 = (v + q/M)^2 = v^2 + \mathcal{O}(1/M^2)$ なので、 $\mathcal{O}(1/M)$ では w^μ は v^μ と同じ規格化をもつことに注意する。このような変換を velocity-rearrangement という [15, 16]。 v -フレームで定義された重いハドロン場 $H_v(x)$ を考えよう。これは、 w -フレームで定義された $H_w(x)$ とローレンツ変換を通じて結ばれている。 $1/M$ 展開の NLO を含めたハドロン有効ラグランジアンは、 $\mathcal{O}(1/M)$ を含めたローレンツ変換に対する不変性 (velocity-rearrangement 不変性) によって制限される。これは非常に一般的な議論であり、場の形式 (スピンなど) に依存しない。したがって、重いクォークにおける HQET (4) についても成り立つ。

ただし、ハドロン有効理論について、NLO を含めた有効ラグランジアンの構築はそれほど単純ではない。というのは、 $H_v(x)$ と $H_w(x)$ のローレンツ変換はやや複雑な形をしているので、有効理論としてローレンツ不変な項を見つけることは容易ではないからである。例えば、 $Q\bar{q}$ メソンの場合、 $H_v(x)$ と $H_w(x)$ は

$$H_v(x) = \left(H_w(x) - \frac{1}{2M} [\not{q}, H_w(x)] \right) e^{-iq \cdot x} + \mathcal{O}(1/M^2), \quad (19)$$

のように関係しており、丸括弧中の第二項が存在するために velocity-rearrangement 不変な項を見つけるのは簡単ではない。そこで有用な方法として、 $H_v(x)$ や $H_w(x)$ の代わりに

$$\mathcal{H}_v = H_v + \frac{1}{2M} \left(i \overleftrightarrow{D} H_v - H_v i \overleftrightarrow{D} - 2v \cdot i D H_v \right) + \mathcal{O}(1/M^2). \quad (20)$$

を定義する。これは、 v -フレームから w -フレームへのローレンツ変換に対して、

$$\mathcal{H}_v = e^{-iq \cdot x} \mathcal{H}_w + \mathcal{O}(1/M^2), \quad (21)$$

のように位相 ($e^{-iq \cdot x}$) だけ変換するような共変性をもっている。この性質のために velocity-rearrangement 不変な有効ラグランジアンを簡単に構築することができる [15, 16]。

重いハドロンにおける $1/M$ 展開の NLO の項は、($\mathcal{O}(1/M)$ では) HQET における $1/m_Q$ 展開の NLO の項 (式 (6)) と対応する。このように $1/M$ 展開でスピンを破らない項および破る項はそれぞれグルーオンのカラー電場およびカラー磁場に対応している [12, 13, 14]。したがって、ハドロンの $1/M$ 展開の NLO の性質を詳しく調べることはグルーオンの理解に繋がるという意味でも興味深い課題である。(詳しい議論は [17] を参照せよ。)

4 チャームハドロン研究の展望 (チャームバリオンスペクトロスコピー)

これまで、重いクォークの対称性の観点から、 $\bar{Q}qqqq$ のようなエキゾチックなフレーバー構造をもつハドロンについて議論してきた。もちろん重いクォークの対称性はエキゾチックなハドロンのみならずノーマルなハドロンについても適用される。ここでは Qqq のような重いバリオンについて考えよう。このような単純な系を詳しく調べることは、今後のエキゾチックも含めた重いハドロンの研究の重要な基礎を与える。

重いバリオンの全スピンは重いクォークのスピンと軽い成分 (Brown muck; ここでは qq に対応) の全角運動量に分離される。この Brown muck はクォーク数 2 でありカラー $\bar{3}$ 表現なので “ダイクォーク” と呼ぶことにしよう。ただし、この “ダイクォーク” は通常のクォーク 2 個の状態とはやや異なることに注意する (図 2 を参照)。つまり、通常のダイクォークは二つのクォークの相対座標を変数とし、クォークモデルというところの ρ モードに対応する。一方で、Brown muck として定義される “ダイクォーク” は、 ρ モードのみならず λ モードも含んでいる。それどころか、クォークモデルでは通常存在しないクォーク-反クォーク成分 ($q\bar{q}$) やさらにグルーオンを含んだ成分 ($q\bar{q}g$) なども含んでいる。このように Brown muck は複雑な形態をもつにも関わらず、重いクォークの極限においてよく定義された状態としてダイクォークの姿を与えることができる。通常のダイクォークと区別するために、Brown muck で定義されたダイクォークを “ダイクォーク” のように “” を付けて表記する。

⁹ 式 (2) を参照せよ。

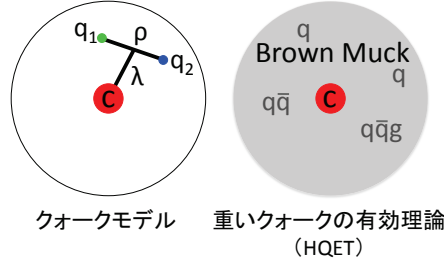


図 2: チャームバリオンについてクォークモデルと重いクォークの有効理論 (HQET) による描像の違い。

Brown muck として定義される“ダイクォーク”の質量スペクトラムを考えよう。HQET から重いハドロンの質量 $H(m_Q, J)$ は $1/m_Q$ 展開として与えられる [1, 2] :

$$H(m_Q, J) = m_Q + \bar{\Lambda} - \frac{\lambda_1}{2m_Q} + 4\vec{S} \cdot \vec{J} \frac{\lambda_2(\mu)}{2m_Q} + \mathcal{O}(1/m_Q^2). \quad (22)$$

ただし、 m_Q は重いクォークの質量、 $J = j \pm 1/2$ (j は Brown muck の全角運動量) はハドロンのスピンである。右辺の展開式において、 $\bar{\Lambda}$ は HQET の LO 項 (式 (5)) に、 λ_1 と $\lambda_2(\mu)$ は NLO 項 (式 (6)) に起因する定数であり、ハドロンの波動関数を用いて与えられる非摂動的な量である。Brown muck は重いクォークの極限 ($m_Q \rightarrow \infty$) で与えられるので、“ダイクォーク”の質量を (LO における) $\bar{\Lambda}$ で定義する。

原理的には $\bar{\Lambda}$ を QCD から計算することは可能であるが、ここでは異なるアプローチを考える。すなわち、式 (22) の左辺において、重いハドロンの質量 $H(m_Q, J)$ が与えられたとして、逆算より右辺の $\bar{\Lambda}$ を ($\mathcal{O}(1/M^2)$ の誤差を含めて) 求める。重いハドロンの質量として、理論としてクォークモデルで予言されている値と実験で測定されている値の二通りを考える [8]。ただし、クォークモデルの予言値については Roberts と Pervin による数値結果 [18] を用いる。

図 3 に示すように、クォークモデルの予言から様々な質量、全角運動量とパリティ j^P 、フレーバー構造¹⁰もつ多くの“ダイクォーク”が存在することがわかる。一方で、現在の実験の情報で同定される“ダイクォーク”の状態はごく僅かである。理論の議論の進展とともに今後の実験データの増加によって、“ダイクォーク”の構造が解明されることになるだろう¹¹。

同様の議論はエキゾチックバリオンについても適用可能である。 $\bar{P}^{(*)}N$ 分子に含まれる Spin-complex Nq についての質量スペクトラムを図 3 に示す。このように、重いハドロンに含まれるカラー非一重項の状態 (“ダイクォーク” qq や Spin-complex Nq など) の性質を詳しく調べることは重いハドロンの重要な研究課題の一つであろう。

5 まとめ

本発表では重いクォーク対称性に基づいて HQS ダブルレットおよびシングレットがどのようなハドロン状態 (ハドロン分子や核媒質中のハドロン) においても存在することを議論した。ハドロン有効理論の観点からは、 $\bar{Q}q$ メソンについて $\bar{P}$ メソンと $\bar{P}^*$ メソンの混合が HQS ダブルレットとシングレットの形成に重要な役割を果たす。重いクォークが QCD において果たす役割を追求することは、J-PARC や KEK-Belle(II) などの今後の実験研究との進展とともに今後のハドロン物理の重要な課題のひとつである。

¹⁰SU(3) フレーバーについて反対称表現 $[q_1 q_2]$ と対称表現 $(q_1 q_2)$ の二通りが考えられる。

¹¹例えば、クォークモデルのようなコンパクトなクォーク状態のみならずハドロン分子 ($D^{(*)}N$ など) のような広がった状態が混じる場合に、“ダイクォーク”の質量スペクトラムがどのように変わるのかを調べることは興味深い課題である。

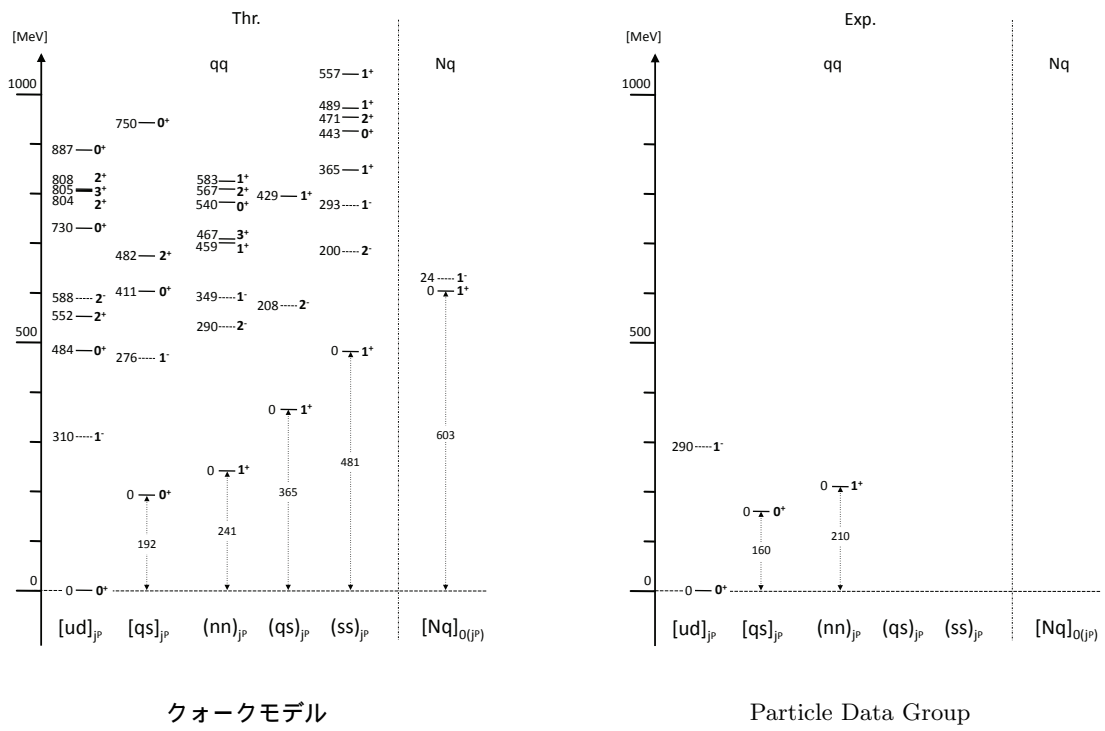


図 3: 重いバリオンにおける Brown muck としての “ダイクォーク” 質量スペクトラムを示す [8]。質量を表す横線の左の数字は質量 (MeV)、右側は全角運動量とスピン j^P を表す。クォークモデルについては Roberts and Pervin の数値結果 [18] を用いて $\bar{\Lambda}$ を求めた。 $\bar{P}^{(*)}N$ 分子における Nq についても同様に示す。

謝辞

本研究は保坂淳氏（阪大 RCNP）、須藤和敬氏（二松学舎大）、兵藤哲雄氏（京大基研）、大古田俊介氏（阪大 RCNP）、山口康宏氏（阪大 RCNP）との共同研究に基づきます。

References

- [1] A. V. Manohar and M. B. Wise, *Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol.* 10 (2000) 1.
- [2] M. Neubert, *Phys. Rept.* 245 (1994) 259.
- [3] R. Casalbuoni, A. Deandrea, N. Di Bartolomeo, R. Gatto, F. Feruglio and G. Nardulli, *Phys. Rept.* 281 (1997) 145.
- [4] S. Yasui and K. Sudoh, *Phys. Rev. D* 80 (2009) 034008.
- [5] Y. Yamaguchi, S. Ohkoda, S. Yasui and A. Hosaka, *Phys. Rev. D* 84 (2011) 014032.
- [6] Y. Yamaguchi, S. Ohkoda, S. Yasui and A. Hosaka, *Phys. Rev. D* 85 (2012) 054003.
- [7] S. Yasui, K. Sudoh, Y. Yamaguchi, S. Ohkoda, A. Hosaka and T. Hyodo, *Phys. Lett. B* 727 (2013) 185.
- [8] Y. Yamaguchi, S. Ohkoda, A. Hosaka, T. Hyodo and S. Yasui, *arXiv:1402.5222 [hep-ph]*.
- [9] S. Yasui and K. Sudoh, *Phys. Rev. C* 87 (2013) 015202.
- [10] Y. Yamaguchi, S. Yasui and A. Hosaka, *arXiv:1309.4324 [nucl-th]*.
- [11] D. Suenaga, B. -R. He, Y. -L. Ma and M. Harada, *arXiv:1403.5140 [hep-ph]*.
- [12] I. I. Y. Bigi, M. A. Shifman, N. G. Uraltsev and A. I. Vainshtein, *Phys. Rev. D* 52 (1995) 196.
- [13] I. I. Y. Bigi, M. A. Shifman and N. Uraltsev, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 47 (1997) 591.
- [14] M. Neubert, *Phys. Lett. B* 322 (1994) 419.
- [15] M. E. Luke and A. V. Manohar, *Phys. Lett. B* **286**, 348 (1992) [*hep-ph/9205228*].
- [16] N. Kitazawa and T. Kurimoto, *Phys. Lett. B* **323**, 65 (1994) [*hep-ph/9312225*].
- [17] S. Yasui and K. Sudoh, *Phys. Rev. C* 89 (2014) 015201.
- [18] W. Roberts and M. Pervin, *Int. J. Mod. Phys. A* 23 (2008) 2817.

Heavy Hadron Physics at Belle

昭和薬科大学 瀧澤 誠

Nuclear Physics Consortium

Belle Collaboration

1 Belle 実験

Belle 実験は 1999 年から 2010 年まで高エネルギー加速器研究機構の KEKB e^+e^- コライダーを用いて行われた。Belle 実験はこの加速器の衝突点を囲んで設置された Belle 検出器を用いて行う実験であり、このデータを解析をする国際共同研究の枠組みが Belle Collaboration である。(なお、Belle の発音はベレではなくベルである。)

KEKB e^+e^- コライダーは電子のエネルギーがおよそ 8GeV、陽電子のエネルギーがおよそ 3.5GeV という非対称エネルギー構成で、運動量を持った $\Upsilon(4S)$ 状態を生成するために設計されたコライダーである。 $\Upsilon(4S)$ は主に、 $B\bar{B}$ 中間子対に崩壊するので、この過程により、多数の B 中間子が生成される。Belle 実験は B 中間子を詳しく研究することによって CP 非保存の物理を探究することを主目的として始まった。

Belle 検出器は超伝導磁石により 1.5T の磁場がかけられており、 B 中間子の崩壊点を測定するための silicon vertex detector (SVD)、荷電粒子の飛跡をトラッキングする central drift chamber (CDC)、aerogel Cerenkov counter (ACC)、time-of-flight counter (TOF)、電磁シャワー測定用の CsI(Tl) crystal (ECL)、ミューオンと K_L 測定用の resistive plate counter (KLM)、超前方カロリメータである bismuth germanate oxide (BGO) crystal から構成されている。

実験では $\Upsilon(4S)$ のピーク点のみならず、 $\Upsilon(1S)$ 、 $\Upsilon(2S)$ 、 $\Upsilon(3S)$ 、のピーク点とそれぞれのピークから 60MeV 下のオフピーク点での測定および、 $\Upsilon(4S)$ から $\Upsilon(6S)$ の間のエネルギースキンの測定も行われた。蓄積されたデータ量はルミノシティで 1000 fb^{-1} を超え、生成された B 中間子ペアの数は 7 億個を超えている。

Belle 実験の成果については J. Brodzicka, et al, Prog. Theor. Expe. Phys. **2012**, 04D001 に詳しく報告されているので、興味のあるかたは、この論文を参照のこと。

2 Belle 実験におけるヘビーハドロンの物理

Belle 実験では、多数のボトムクォークを含む中間子やチャームクォークを含む中間子や重粒子が生成され、その性質を研究することが可能である。現在では、CP 非保存の物理の探求や New Physics の探索のみならず、ヘビーハドロンの物理の研究も 1 つの主要なテーマとなっている。B-factory は多数の B 中間子を生成して、B 中間子の性質を詳しく調べる事により、CP 非保存の物理を研究することを主目的にしているので、ボトムクォークを 1 つ含む中間子や、 $b\bar{b}$ 中間子に関しては幅広く研究されている。一方、ボトムバリオンは一番軽い Λ_b^0 でもその質量が約 5.62GeV なので、ボトムバリオンペアを作るには、11.24GeV 必要である。KEKB では、 $\Upsilon(5S)$ の質量が 10.88GeV なので、ボトムバリオンペアを生成するにはエネルギーが足りず、ボトムバリオンの研究はできない。

Belle 実験では、ボトムクォークだけでなく、チャームクォークも多数生成される。Belle 実験における、チャームクォークの生成過程を見てみよう。主に以下の 4 つのプロセスでチャームクォークペアは生成される。

1. B 中間子の弱崩壊: $b \rightarrow c\bar{c}s$ という過程を通して B 中間子は K 中間子と $c\bar{c}$ 中間子に崩壊する。
2. $\gamma\gamma$ 融合: 衝突点近傍で e^+ と e^- がそれぞれハード光子を放出し、その 2 つの光子が融合して、チャームクォークペアが生成される。
3. ISR (initial-state radiation): e^+ または e^- が対消滅する前にハード光子を放出してエネルギーが減少した状態で対消滅し、生成された仮想光子のエネルギーが 1^{--} の $c\bar{c}$ 中間子の閾値近傍になって、 1^{--} の $c\bar{c}$ 中間子が生成される。
4. J/ψ を伴った $c\bar{c}$ 生成: $e^+ + e^- \rightarrow c\bar{c} + gluon \rightarrow c\bar{c} c\bar{c}$ のプロセスで、最初に生成された c ($\bar{c}$) とハードグルーオンから生成された $\bar{c}$ (c) が J/ψ となり、残りの $c\bar{c}$ が η_c または χ_{cJ} になるという過程。

以上 4 つの過程を通して、Belle 実験では非常に多数で多種のチャームクォークを含むハドロンの生成される。実際、Belle 実験で多くの興味深いチャームクォークを含む状態が発見されている。特に 2003 年に発見された $X(3872)$ はエキゾチックハドロンとして非常に注目されており、この論文の引用数は 800 を超えている。

Belle 実験においてヘビーハドロンを研究するにおいて、Belle 測定器の高いエネルギーと運動量の分解能、詳細な衝突頂点の位置情報、広い立体角での高いアクセプタンス、KEKB 加速器による高統計のデータは大変有益である。

3 理論ハドロン物理屋が Belle データ解析に参加して

大規模な高エネルギー実験では、大きなグループの1つの駒として実験グループに貢献し、自分自身の興味で、好きな物理解析をすることができないのではと思われがちですが、Belle 実験では、新しい解析は自分の物理的な興味で自由に始める事ができ、大変フェアに運営されている。

実験解析は、理論屋が一人でいきなり始めることは事実上不可能で、すでに解析をしている方から、教わりながら始める必要があるが、ある程度慣れれば、理論屋でも解析を問題なく行う事が出来るようになる。

現在の Belle はすでに加速器が停止しており、現在は KEK Super B-factory へのアップグレード中である。そのため、データ解析をするのに、サービスタスクとして、シフトを取る必要はなく、すぐに、データ解析を始めることができる。(加速器運転中にシフトを取る経験も貴重で、一緒にシフトをとると、仲間と仲良くなれるのがよい。)

Belle のコラボレーションに入ると、今まで行われた解析のノートを自由に読む事ができるので、それを参考に解析を進める事ができる。2 週間に 1 度程度の割合で、物理的な内容で分かれた解析グループ (TDCPV, EWP, Charm, $\Upsilon(5S)$, Two photons, etc.) の電子会議があり、ここで、自分の解析について有益なコメントをもらう事ができる。インターナルレフェリーが1つの解析当り3人つくので、解析のクオリティは保証される。

理論物理の研究で使うツールと実験の解析で使うツールは異っており、実験解析で使う PAW や ROOT などを使いこなすにはそれなりに慣れが必要。理論屋は Ntuple や TTree といったデータ形式を扱ったことがないので、このようなデータの概念を最初に理解しておく事は重要だと思う。

理論屋が測定器の原理を理解した上でデータ解析を一度行くと、実験の論文を読んだ時の理解度が格段に上がる。これは、その後、理論物理の研究を続ける上でも、プラスになる。

理論屋は一般的に誤差の扱いが不得意である。特に、系統誤差の見積方を理解している人は、ほとんどいないと思う。系統誤差を押さえるために、理論の助けが必要な場合もあるので、理論屋は、系統誤差について、理解するように努めると良い。また、物理解析において、個別に理論的な解析が必要なケースは多々あるので、理論的な解析とデータ解析の両方を行うことが可能である。物理データ解析で出てくる問題を解決するには、自分の物理屋としてのすべての能力とセンスが問われるので、自分が鍛えられる。

物理データを解析するとき、イベントジェネレータを使って、モンテカルロデータを作成し、そのデータと比較することで、アクセプタンスを見積もる。今後、エキゾチックハドロンの解析を進める上ではそのような状態をイベントジェネレータに含める必要があり、理論的なサポートが必要である。また、一般的な意味でイベントジェネレータの精度を上げることは重要なので、ハドロンに生成過程やハドロン間相互作用の研究が必要である。

4 Hadron2013 で発表した NPC の Belle データの解析結果について

奈良で開催された Hadron2013 で報告した我々のグループ (NPC:Nuclear Physics Consortium) の Belle データ解析の結果を簡単に述べる。詳しくは会議の proceedings: PoS(Hadron2013)024 参照のこと。

我々は、ハイペロンとチャームバリオンの KEKB のオフレゾナンスデータすなわち $\sqrt{s} = 10.52 \text{ GeV}$ における生成率を測定した。このエネルギーでの積分ルミノシティは 79.366 fb^{-1} である。バリオンの生成率をそのバリオンの $2J+1$ で割ったものをバリオンの質量の関数として片対数でプロットした図を以下に示す。ここで J はバリオンのスピンを表す。この結果は暫定的なものであり、最終結果ではない。通常のバリオンはこのプロットが直線上に来ると考えられているが、それからずれたものは、そのバリオンがエキゾチックな構造をもっているのではないかと期待される。図 1 をみると、ハイペロンでは、 Ω の生成率が直線よりも下に来ている。一方、チャームバリオンでは、 $\Lambda_c(2625)$ と Ω_c が直線よりも上に来ている。生成率とハドロンの構造を議論する為には、 $\Lambda(1405)$ といったエキゾチックハドロンの候補者や他のチャームバリオンの生成率等の測定が重要であると考えられる。また、生成率とハドロンの構造との関係の理論的な研究も欠かせない。

5 まとめ

最近、 $Z_b^\pm$, $Z_c(3900)$ 等エキゾチックな状態が次々と見つかった。KEKB 加速器の運転はすでに 2010 年 6 月 30 日で停止しているが、これまでに測定した Belle データの中には、まだまだ、面白いヘビーハドロンの物理が眠っている可能性がある。特に、理論屋でも解析は可能なので Belle Collaboration への参加を求む。

ヘビーハドロンの励起状態の中には、量子数、生成率、崩壊率、状態の幅等がまだ測定されていないものが多数あるので、新たな状態を探すだけでなく地道に、このような量を測定することも重要である。

Super KEKB 加速器による Belle II 測定器を用いた実験が 2016 年に開始される予定である。ダブルチャームバリオン等、さらに高統計が必要な現象へのアプローチももうすぐ可能となる。Belle II 実験でのヘビーハドロン物理を楽しみましょう。

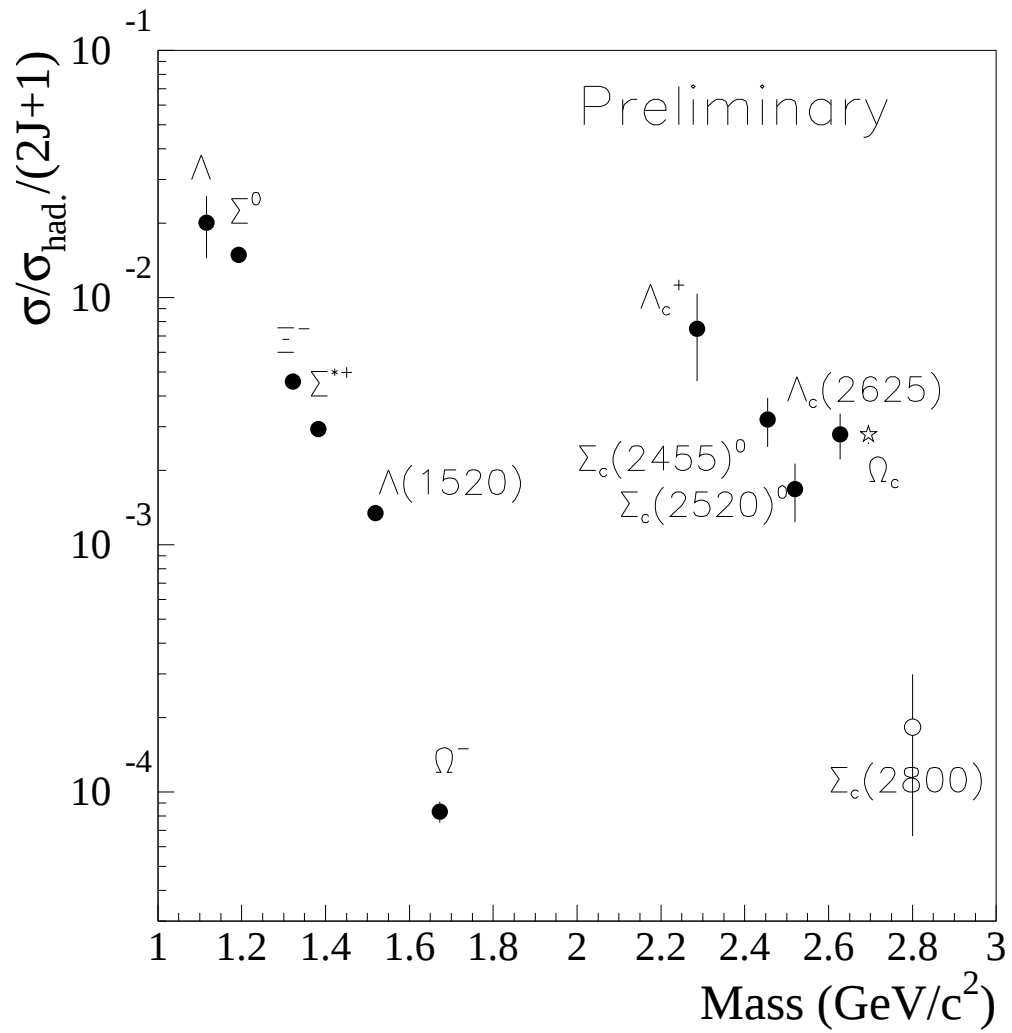


図1 バリオンの生成率をそのバリオンの $2J+1$ で割ったものをバリオンの質量の関数としてプロットした図

ハドロンの構造と複合性

兵藤哲雄¹

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²。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

¹e-mail address: hyodo@yukawa.kyoto-u.ac.jp

²3 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する。

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³。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 μ 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_{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れ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⁴。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

³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。

⁴ 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⁵。

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].

⁵ここではアイソスピン対称性の破れ、 Σ_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。

格子 QCD によるヘビーハドロン

滑川 裕介
筑波大学 計算科学研究センター

1 Introduction

格子場の理論とは、離散化された時空上で定義された場の理論である。紫外及び赤外発散は、格子間隔 a 及び格子サイズ L により、自然な形で正則化される。連続時空の理論は、 $L \rightarrow \infty, a \rightarrow 0$ の極限で再現される。格子場の理論における最大の利点は、コンピュータシミュレーションによる非摂動的解析である。格子場の理論に基づく数値シミュレーションを用いて、特に非摂動的効果が顕著な量子色力学 (QCD) において、種々の物理量が模型に依存することなく非摂動的に計算されている。

2 Recent development

格子 QCD シミュレーションにおける最近の進展として、計算機的能力向上及びアルゴリズムの改善により、極めて現実に近いシミュレーションが実行可能になった事が挙げられる。格子 QCD 計算におけるパイオン質量は、これまで非現実的な値を取らざるを得なかった。しかし、今やパイオン質量を現実の値である 135 MeV に取る格子 QCD シミュレーションが行われるようになった [1]。さらに、QCD に加え、QED 効果も含めたシミュレーションも実行されている [2]。

Year	Machine	Speed [TFlops]	m_π [MeV]
1996-2005	CP-PACS	0.6	700
2006-2011	PACS-CS	14	160
2008-2014	T2K(Tokyo,Tsukuba,Kyoto)	235	135
Experiment			135

Table 1: 格子 QCD 計算におけるパイオン質量の時間履歴

3 Recent results for heavy hadrons

格子 QCD シミュレーションは、チャームクォークを含むヘビーハドロン系の研究に有用である。格子 QCD により、未発見粒子の予言、未確定実験結果に対する判定、クォーク閉じ込めにより実験的に測定できないクォーク質量、Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) 行列要素の決定が可能である。

図 1(左図) は、格子 QCD により計算されたチャームバリオンスペクトルである [3]。既に発見されているチャームクォークを 1 つ含むチャームバリオンに関して、格子 QCD の計算結果と実験値 [4] は良く一致している。チャームクォークを 2 つ若しくは 3 つ含むチャームバリオンは、実験的に探索中である。格子 QCD 計算は、これら未発見チャームバリオンの予言値を与える。

図 1(右図) は、チャームクォーク 2 つとダウルクォークから成るチャームバリオン Ξ_{cc} の実験値と格子 QCD 計算結果の比較である [3]。 Ξ_{cc} は SELEX 実験により発見が報告された [5]。しかし、他の BABAR, BELLE, FOCUS 実験では、SELEX 実験値近傍にシグナルが確認されていない。SELEX 実験値は格子 QCD 計算結果とも明確な差が有る。格子 QCD 計算は SELEX 実験による Ξ_{cc} の質量値より 100 MeV 上に Ξ_{cc} のシグナルを予言する。このように、格子 QCD は未確定実験結果に対する正否判定の一助となれる。

図 2 は、格子 QCD シミュレーションにより求められたチャームクォーク質量及び Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) 行列要素である [6]。チャームクォーク質量は、格子正則化で求められた値を $\overline{MS}$ に変換し、図示している。CKM 行列要素は、純レプトン崩壊幅の実験値と格子 QCD で得られた崩壊定数を組み合わせて得られる。これらの例が示す通り、格子 QCD は実験的に直接観測できない物理量についても計算できる。

他にも、電磁形状因子計算 [7], $Y(4140)$ 検証 [8], T_{cc}, T_{cs} 探索 [9] といった様々な試みが格子 QCD を用いて実行されている。

References

- [1] S. Aoki *et al.* (PACS-CS Collab.), Phys. Rev. D81, 074503 (2010).
- [2] S. Aoki *et al.* (PACS-CS Collab.), Phys. Rev. D86, 034507 (2012).
- [3] Y. Namekawa *et al.* (PACS-CS Collab.), Phys. Rev. D87, 094512 (2013).

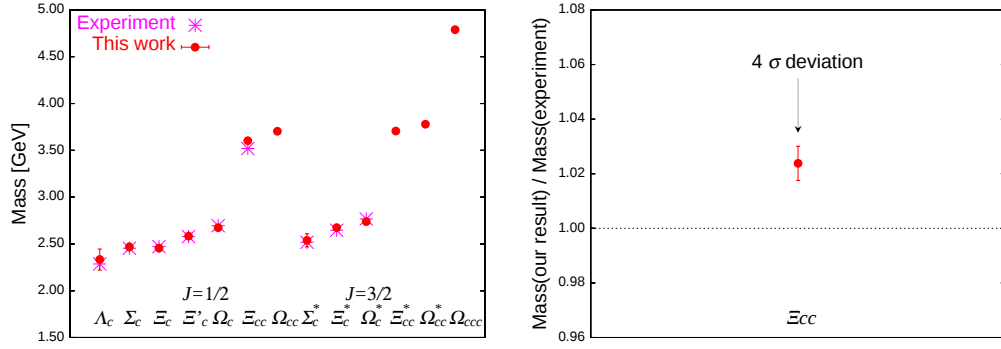


Figure 1: チャームバリオンスペクトルの格子 QCD 結果 [3] 及び実験値 [4]

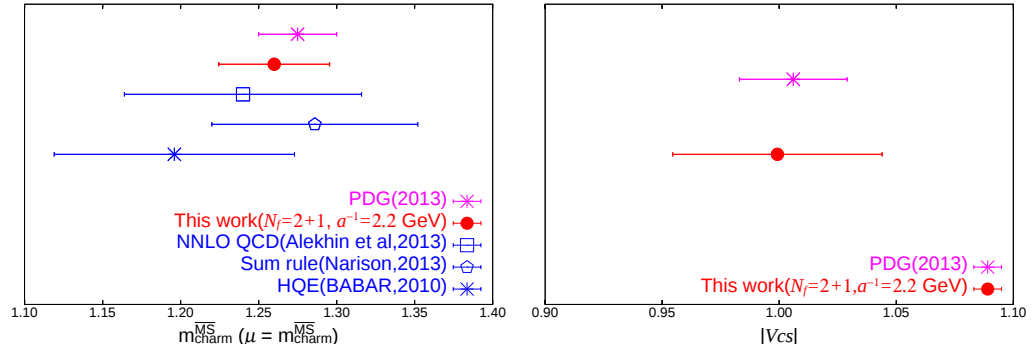


Figure 2: チャームクォーク質量 (左図) 及び CKM 行列要素 $|V_{cs}|$ (右図) [6]

- [4] J. Beringer *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D86, 010001 (2012).
- [5] M. Mattson *et al.* (SELEX Collab.), Phys. Rev. Lett. 89, 112001 (2002);
A. Ocherashvili *et al.* (SELEX Collab.), Phys. Lett. B628, 18 (2005).
- [6] Y. Namekawa *et al.* (PACS-CS Collab.), Phys. Rev. D84, 074505 (2011).
- [7] K.U. Can *et al.*, Phys. Lett. B719, 103 (2013); 本研究会報告 (高橋氏).
- [8] S. Ozaki and S. Sasaki, Phys. Rev. D87, 014506 (2013).
- [9] Y. Ikeda *et al.* (HAL Collab.), Phys. Lett. B729, 85 (2014); 本研究会報告 (池田氏).

格子QCDによるチャームクォークを含むハドロンの電磁形状因子の研究

群馬高専 高橋徹

共同研究者：岡真(東工大), U. Can(東工大), G. Erkol(Ozyegin)

— 概要 —

Belle などでの電子衝突や、LHC を始めとするハドロン実験で、クォークoniumの励起状態として、単純なクォーク・反クォーク対の束縛状態としては説明できない新しい状態が次々に発見された。X, Y, Z メソンなどと呼ばれるこれらの状態は、ハドロン分子共鳴状態やテトラクォーク状態の候補と目されている。また、Charm quark を含むハドロンのダイナミクスには、heavy quark(HQ)対称性など、これまでの軽いクォークのセクターにおけるハドロンの世界では見られなかった対称性が現れ、どのように励起状態スペクトルに影響するかなどの観点から、興味を引いている。本講演では、強い相互作用の第一原理計算である格子QCDを用いた、ヘビークォークと軽いクォークの複合系であるチャームメソンやバリオンの研究結果を報告する。スペクトル、電磁形状因子、内部波動関数等を計算して、ヘビークォークのダイナミクスがどのように反映しているかを解析する[1]。

— 手法 —

格子QCD計算において、ゲージ配位はPACS-CS collaborationの生成した2+1 flavor ゲージ配位を用いる[1, 2]。格子間隔は0.0907 fm (cut off は 2.176 GeV), 格子サイズは $32^3 \times 64$ である。Up, down クォークの Hopping parameter(クォーク質量に対応)は0.13700, 0.13727, 0.13754, 0.13770を採用する。対応するパイ中間子の質量は700 MeV から290 MeVとなる。Quark actionはWilson-Clover actionであり、gauge actionはIwasaki improved actionである。ハドロン質量は格子上の2点関数から、form factorは3点関数から求める。

— 問題点 —

Cut off artifact : Charm quark propagator を計算する際に問題となるのは、cut off effect である[3, 4]。Charm quark の質量は1.3 GeV程度と、格子 cut off と比較して無視できない値であり、cut off effect が強く現れると予想される。

計算量 : form factor の計算には格子上の3点関数を計算することになるが、通常のsequential source methodを用いると、3点関数を構成するpropagatorのうちbackward propagatorが計算するチャンネルに依存し、チャンネルごとに求めなおす必要があり、必然的に計算量が増える。

— 改善点 —

Cut off artifact : relativistic heavy quark action を用いることにより、cut off artifact の軽減を試みる。具体的には、fermilab method[5] に基づき、charmed hadron の dispersion relation を満たすよう、パラメータのチューニングを行った[1]。

計算量 : backward propagator の解き直しを避けるため、3 点関数を構成する sink operator(ハドロンの消滅演算子)に wall type の quark operator を採用する[1, 2]。これにより計算前に backward propagator を一度求めておけば、あらゆるチャンネルについて 3 点関数の計算が可能になる。デメリットとしては、空間的に広がった wall type の operator は基底状態ハドロンとのオーバーラップが小さく、シグナルが励起状態シグナルに影響を受けやすくなることである。

— 結果 —

・ハドロンスペクトル

表 1 は、格子 QCD 計算により得られた各種ハドロンの質量を示す[1]。「Ours」が我々の結果であり、「PACS-CS」は PACS-CS グループによる計算結果[3]、「Exp」は実験値である。今回用いた heavy quark action は PACS-CS グループが採用する action に比べ、パラメータ数も少なく、cut off effect が完全に切り除けたとはいえないが、しかしながら、実験値とのずれは数パーセントであり、比較的良いと考えられる。ハドロン中のバレンスチャームクォークの数が増すと、予想通り実験値とのずれは大きくなるが、これは今後の課題である。

・荷電半径、磁気能率等

表 2 は、左から、格子 QCD 計算により得られた各種チャームハドロンの Electric charge radii, Magnetic form factors at $Q^2=0$, Magnetic moments in nuclear magneton, Magnetic charge radii を表す[1]。単位は全て物理単位である。

荷電二乗半径の結果から、チャームハドロンは非常にコンパクトなハドロンであると言え、特に doubly charmed baryon のサイズが小さくなっている。(※ Ω_{cc} の荷電二乗半径がひととき小さいのは、s-quark の寄与が逆符号になるからであり、表 3 にあるように各クォークの荷電二乗半径への寄与を個別に見ると、 Ω_{cc} と Ξ_{cc} は大きな差は無い。) heavy-heavy-light quark の系では、軽いクォークの運動が積分され、cc 間の effective string tension を変化させた結果、effective な heavy quark 2 体系と見なすことができると予想される[6]が、これらの結果を charmonium やクォーク模型の結果と比較することにより、ハドロン内部の「閉じ込め力」の変化を調べるのも興味深い。

また、軽いクォークとチャームクォークの磁気能率等への寄与を個別に考察し、ハドロン内部でのクォークスピンの揃い方なども調べた。詳細は論文[1]を参照。

・磁気能率の値の比較

表 4 は、格子 QCD 計算から得られた磁気能率の値を、他のモデル計算の結果と比較したものである。(モデルの詳細は論文[1]を参照)

符号や絶対値は他のモデル計算とコンシステントな結果となっている。しかしながら、全体的にモデル計算より絶対値が小さくなる傾向にあり、今後の詳細な計算が待たれる。

— 図表等 —

	η_c	J/Ψ	D	D^*	D_s
Ours	2.977(4)	3.064(5)	1.893(9)	2.035(22)	2.022(7)
PACS-CS	2.986(1)(13)	3.094(1)(14)	1.871(10)(8)	1.994(11)(9)	1.958(2)(9)
Exp	2.980	3.097	1.865	2.007	1.968

	D_s^*	Σ_c	Ω_c	Ξ_{cc}	Ω_{cc}
Ours	2.156(13)	2.525(38)	2.740(67)	3.687(24)	3.791(36)
PACS-CS	2.095(3)(10)	2.467(39)(11)	2.673(5)(12)	3.603(15)(16)	3.704(5)(15)
Exp	2.112	2.455	2.695	3.519	-

表 1：各種チャームハドロンの質量の計算結果・実験値（単位は GeV）

	$\langle r_E^2 \rangle$	G_M	μ	$\langle r_M^2 \rangle$
Σ_c^{++}	0.234(37)	6.017(1385)	2.220(505)	0.696(153)
Σ_c^0		-2.891(736)	-1.073(269)	0.650(126)
Ξ_{cc}^{++}	0.165(12)	1.670(110)	0.425(29)	0.154(19)
Ω_{cc}	0.034(11)	1.662(87)	0.413(24)	0.148(21)
Ω_c		-1.903(276)	-0.639(88)	0.354(54)

表 2：格子 QCD 計算により得られた各種チャームハドロンの荷電半径等（全て物理単位）

	$\langle r_E^2 \rangle_q$	$\langle r_E^2 \rangle_Q$	$\langle r_M^2 \rangle_q$	$\langle r_M^2 \rangle_Q$
Σ_c^{++}	0.390(86)	0.066(32)	0.604(118)	0.236(183)
Ξ_{cc}^{++}	0.410(46)	0.095(9)	0.612(115)	0.089(11)
Ω_{cc}	0.422(51)	0.104(13)	0.534(72)	0.101(16)

表 3：軽いクォークとチャームクォークの荷電半径への寄与を個別に見たもの。(軽いクォークの寄与は q で、チャームクォークの寄与は Q で示される。)

	Our result		[16]	[17]	[18]	[19]	[20]	[21]	[22]	[23]	[24]
	Lin. fit	Quad. fit									
$\mu_{\Sigma_c^0}$	-0.875(103)	-1.117(198)	-1.78	-1.04	-	-1.043	-1.60	-1.391	-1.17	-1.015	-1.6(2)
$\mu_{\Sigma_c^{++}}$	1.499(202)	2.027(390)	3.07	1.76	-	1.679	2.20	2.44	2.18	2.279	2.1(3)
$\mu_{\Xi_{cc}^+}$	0.411(15)	0.425(29)	0.94	0.72	$0.785^{+0.050}_{-0.030}$	0.722	0.84	0.774	0.77	-	-
$\mu_{\Omega_c^0}$	-0.608(45)	-0.639(88)	-0.90	-0.85	-	-0.774	-0.90	-0.85	-0.92	-0.960	-
$\mu_{\Omega_{cc}^+}$	0.405(13)	0.413(24)	0.74	0.67	$0.635^{+0.012}_{-0.015}$	0.668	0.697	0.639	0.70	0.785	-

表 4 : 格子 QCD 計算、および、モデル計算により得られた各種チャームハドロンの磁気能率の値 (核磁子を基準とする)

- [1] arXiv:1310.5915, K.U. Can et al.
- [2] Phys.Lett. B719 (2013) 103-109, Phys.Lett. B726 (2013) 703-709, K.U. Can et al.
- [3] Phys.Rev. D84 (2011) 074505, PACS-CS Collaboration (Y. Namekawa et al.)
- [4] Phys.Rev. D87 (2013) 094512, PACS-CS Collaboration (Y. Namekawa et al.)
- [5] Phys. Rev. D55, (1997) 3933, A. X. El-Khadra et al.
- [6] Phys.Lett. B664 (2008) 129-132, Phys.Rev. D78 (2008) 014513, A. Yamamoto et al.

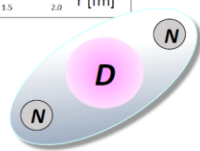
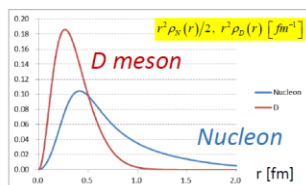
Λ_c hypernucleus は面白いのか？

K E K理論センター 土手昭伸

ここ数年、ハドロン物理業界では重いクォーク、特にチャームクォークの物理が盛り上がりを見せてつつある。チャームクォークを含むシングルハドロン (charmed meson, charmed baryon) の性質の理解が第一歩であり、そのような研究が理論・実験で展開されつつある。ここでは少し先走った感もあるが、チャームバリオンを含んだ多体系、具体的にはチャームバリオンの基底状態 Λ_c を一つ含んだ原子核 (Λ_c hypernucleus、 Λ_c ハイパー核) において、構造の観点から面白いことがあると思うか、簡単な考察してみたい。

Λ_c ハイパー核においては、言うまでもなくこれまでの NN・YN 相互作用とは違った相互作用が Λ_c と核子の間に働く。これにより面白い現象が生じることが考えられる。このことに加え、 **Λ_c が重い粒子である**という点も特徴的である。これまでのハイパー核で扱ってきたハイペロン Λ の質量は 1116 MeV であるのに対し、 Λ_c は 2246 MeV であり、核子 (939 MeV) の二倍以上の質量である。個人的には重い不純物である Λ_c が原子核に加わることで、原子核の構造、運動様式 (励起スペクトル) に何らかの影響を与えるのではないかと期待する。

構造 (one-body density)



先に行った D 中間子原子核の理論的研究[1]において、チャームクォークを持つ重い D 中間子による特徴的な性質を確認したので、参考として述べておく。D 中間子原子核とは、D 中間子 (= $c\bar{q}$) が束縛した原子核のことである。D 中間子は 1867 MeV とほぼ核子の 2 倍の質量を持つ。この D 中間子と二つの核子からなる DNN を調べた。DN 間相互作用に関しては賛否両論議論のあるところであるが、ここではこの点については触れない。変分計算の結果、DNN の構造は、系の中心付近に D 中間子が

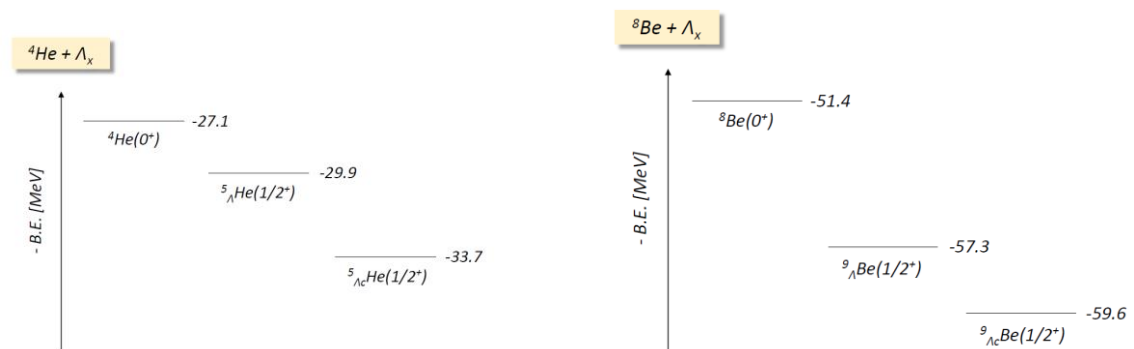
分布し、その周りに二核子が分布するというものであった。重い D 中間子の周りを核子が回っているような構造である。DNN のストレレンジネス版

エネルギー

である $K^{\text{bar}}NN$ とは逆である。反 K 中間子 ($K^{\text{bar}} = s\bar{q}$) は核子の約半分の質量と軽い。この場合 2 核子が芯となり、その周りに反 K 中間子が分布する。DNN において、D 中間子の周りを核子が回るといいう構造は、D 中間子が核子よりかなり重いことが原因である。またその後の考察により、DNN の深い束縛は、D 中間子が重い粒子であるために運動エネルギーが抑制されることにあることも分かった。

<u>DNN vs $K^{\text{bar}}NN$</u>		NN pot.: HN1R
	$K^{\text{bar}}N$ potential	DN potential
M_K	<u>$K^{\text{bar}}NN$</u> Total B.E. = 28 MeV Γ = 67 MeV	Total B.E. = 40 MeV Γ = 11 MeV
M_D	Total B.E. = 187 MeV Γ = 180 MeV	<u>DNN</u> Total B.E. = 225 MeV Γ = 26 MeV

このようにD中間子がチャームクォークを含むために重いということに起因し、最もシンプルなD中間子原子核 DNN にはストレンジネスの場合とは違った性質が現れる。そこで、同じくチャームクォークを持つバリオン Λ_c を含む多体系を考察する。ここでは Λ_c を一つ含む Λ_c ハイパー核 ${}^5_{\Lambda_c}\text{He}$ 、 ${}^9_{\Lambda_c}\text{Be}$ を考える。各々 ${}^4\text{He}$ 、 ${}^8\text{Be}$ に一つ Λ_c が加わった原子核である。 Λ_c の大きな質量の影響を考察することに集中するため、unknown な $\Lambda_c\text{N}$ 相互作用としては、 ΛN 相互作用をそのまま利用することにする。同様の考察は過去に坂東らによってクラスター模型を用いて行われている[2]。ここでは簡易版ではあるが反対称化分子動力学法（通称AMD法）[3]を用い、多体系を完全に微視的に取り扱った。NN有効相互作用は Volkov No. 1、 ΛN 有効相互作用は serber 型 one range Gaussian ポテンシャルを使用した。（[3]を参照）

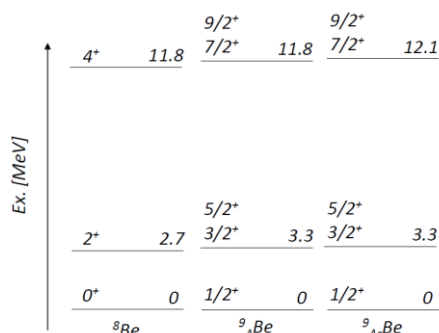


計算の結果であるが、 Λ が Λ_c に変わること基底状態の全束縛エネルギーは数 MeV 程度増加する： ${}^5_{\Lambda_c}\text{He}$ で約 4 MeV、 ${}^9_{\Lambda_c}\text{Be}$ で約 2 MeV。He の場合について詳細な結果を示した。（左下表） Λ を Λ_c に置き換えることで、より深い束縛になり、それに伴い系の平均二乗半径（Rrms [fm]）も若干小さくなる。一粒子を表現するガウス波束の広がりパラメータ ν も ${}^5_{\Lambda_c}\text{He}$ の方が大きくなっている。（ ν は fm^{-2} の次元を持ち、大きい値の方が分布のサイズが小さいことに対応）この表

	4He	Λ 5He	Λ_c 5He	Λ 5He'
Kinetic	50.0	68.5	69.4	70.9
NN pot.	-77.9	-81.8	-83.4	-83.4
NN Coul.	0.8	0.8	0.9	0.9
XN pot.	0.0	-17.4	-22.4	-18.1
XN Coul.	0.0	0.0	1.8	0.0
Rrms	1.45	1.39	1.37	1.37
ν	0.27	0.29	0.30	0.30

からは直接は読み取りにくい、 ${}^5_{\Lambda_c}\text{He}$ において DNN の場合と同様運動エネルギーの抑制が起きている。 ${}^5_{\Lambda_c}\text{He}$ は ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ に比べてコンパクトになっているが、もし ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ がこの ${}^5_{\Lambda_c}\text{He}$ のサイズであったら、エネルギーはどうなるであろうか？系のサイズを主に決める広がりパラメータ ν を人為的に

${}^5_{\Lambda_c}\text{He}$ のものに固定（ $\nu=0.3\text{fm}^{-2}$ ）に固定したまま ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ を計算した結果が、表の一番右列のもの（ Λ 5He'）である。運動エネルギーが ${}^5_{\Lambda_c}\text{He}$ に比べて 1.5 MeV 大きくなっている。つまり Λ_c が重いがために系のサイズを小さくしても運動エネルギーがそれほど増加せず、結果的に Λ の時に比べポテンシャルエネルギーを稼ぐように系のサイズを小さく出来たということになる。続いて ${}^9_{\Lambda_c}\text{Be}$ Be であるが、コア原子核である ${}^8\text{Be}$ は 2 α クラスター構造で有名な原子核である。そこに重い質量の Λ_c が加わることで、回転バンドに変化が生じるかと思われたが、実際に計算したところ ${}^9_{\Lambda}\text{B}$



e と同様、 ${}^8\text{Be}$ と全く同じ励起スペクトルであった。(本計算では ΛN 間のスピン依存力がないため $J \pm 1/2$ 状態が縮退)

確かに Λ ハイパー核に比べ全束縛エネルギーの増加、エネルギーの内訳に変化がある。しかし ${}^5_{\Lambda^c}\text{He}$ と ${}^9_{\Lambda^c}\text{Be}$ を比べて分かるように、変化の度合いは核子数が増えると小さくなっている。いくら Λ^c が核子の二倍もの質量を持つ

とは言え、不純物一つの影響は全体の粒子数が増えると、その効果はマスクされてしまう。また Λ^c は Λ と違い電荷を持っている。そのため ${}^9_{\Lambda^c}\text{Be}$ で顕著であるが、エネルギーの内訳をみると、 ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$ に比べて $\Lambda^c\text{N}$ ポテンシャルの引力の寄与が増加しているものの、ほとんどその分が Λ^c と陽子のクーロン斥力によってキャンセルされてしまっている。

今回の簡単な考察の結果では、 Λ^c が核子に比べ極端に重いということだけでは、残念ながら原子核において予想外な目新しい現象が起きそうには思えない。ただ冒頭で少し言及した $\Lambda^c\text{N}$ 相互作用の性質に関しては、ここでは完全に無視している。ストレンジネスセクターでは、 $\Lambda\text{N} - \Sigma\text{N}$ 混合がハイパー核において重要であることはよく知られているが、チャームセクターでも同様の混合が考えられる。しかも $\Sigma^c(1/2^+)$ と $\Sigma^c(3/2^+)$ の質量差が 70 MeV 程度しかないため、 Σ^c も混合に参加してくると考えられる。つまりチャームハイパー核では $\Lambda^c\text{N} - \Sigma^c\text{N} - \Sigma^c\text{N}$ 混合と言った、ハイパー核より多彩なチャネル結合が考えられる。この混合の重要性は二体系 $\Lambda^c\text{N}$ (charmed deuteron) において指摘されている [3]。またハイパー核ではアイソスピンの大きい原子核において混合の寄与が大きくなる coherent $\Lambda\text{N} - \Sigma\text{N}$ 混合がある [4]。同様の機構(coherent YcN 混合)がチャームハイパー核で働くのか？働くとしたら 3 チャネルにまたがっているのでその寄与はより大きいのか？等、この点は大変興味を持たれる。また先に述べたように Λ^c が Λ と違い正電荷をもつ。このことは束縛に関しては不利に働くが、構造や崩壊過程において面白いことを起こすかもしれない。このようにチャームハイパー核は興味の尽きない研究対象である。これまでに理論・実験両面から精力的に調べられてきたハイパー核と比較しつつ研究を進めることで、軽いストレンジネスの世界と重いチャームの世界の相違点・共通点が浮き彫りとなり面白いと思われる。

【参考文献】

- [1] M. Bayer, A. Dote, T. Hyodo, M. Oka, C. W. Xiao and E. Oset, PRC 86, 044004 (2012)
- [2] H. Bando and M. Bando, PLB 109, 164 (1982)
- [3] 木村真明、土手昭伸、大西明、松宮浩志、原子核研究 Vol. 53, Suppl. 2, 50 (2009)
- [4] M. Oka, Y.-R. Liu and W. Meguro, Few-Body Syst. 54, 1255 (2013)
- [5] Y. Akaishi, T. Harada, S. Shinmura and Khin Swe Myint, PRL 84, 3539 (2000)

Lattice QCD analysis of partial restoration of chiral symmetry in flux-tube structure between quarks

入谷 匠

KEK

ヘビークォークハドロンと原子核のスペクトルと構造

2014 年 2 月 26 ~ 28 日

概要

閉じ込め相では、カラー電荷間のカラー電束が 1 次元的に絞られ、カラー・フラックス・チューブが形成される。この 1 次元構造が閉じ込めを特徴付ける線形ポテンシャルを生み出す。この研究では、格子量子色力学を用いて、フラックス・チューブ内部でのカイラル凝縮を測定し、非摂動的真空の値と比較した。その結果、チューブ内部ではカイラル凝縮の絶対値が有為に減少することが明らかになった。これは、カイラル対称性がカラー・フラックス・チューブ内部で部分的に回復することを意味する。

1 クォークの閉じ込めとカラー・フラックス・チューブ構造

クォークoniumのスペクトルや格子量子色力学計算などから、クォーク間のポテンシャルは、以下のような Coulomb + linear 型であることが知られている。

$$V_{Q\bar{Q}}(R) = -\frac{A}{R} + \sigma R \quad (1.1)$$

閉じ込めを特徴付けるのは、クォーク間の線形ポテンシャルであり、その起源はカラー電磁場が 1 次元的に絞られ形成されたカラー・フラックス・チューブである。なお、フラックス・チューブは、静的なカラー電荷の周囲のアクション密度分布から調べることができる。具体的には、クォーク対に対応する Wilson loop $W(R, T)$ とアクション密度 $\rho(x)$ の相関関数

$$\langle \rho(x) \rangle_W \equiv \frac{\langle \rho(x) W(R, T) \rangle}{\langle W(R, T) \rangle} - \langle \rho \rangle \quad (1.2)$$

を測定すればよい。この解析を模式的に表したものが図 1.1(左) である。また、実際の解析結果の例が図 1.1(右) である。この図に示されるように、クォーク間のアクション密度は特徴的なチューブ構造を形成していることが分かる。

2 カラー・フラックス・チューブ内部でのカイラル凝縮の測定

本研究では、閉じ込めと関係するカラー・フラックス・チューブ構造とカイラル対称性の破れについて議論する。カイラル対称性の秩序変数は、カイラル凝縮であり、それは Dirac 演算子 $\mathcal{D}$ の固有値 λ から以下のように計算することができる。

$$\langle \bar{q}q \rangle = -\text{Tr} \frac{1}{\mathcal{D} + m} = -\frac{1}{V} \sum_{\lambda} \frac{1}{\lambda + m} \quad (2.1)$$

$$(2.2)$$

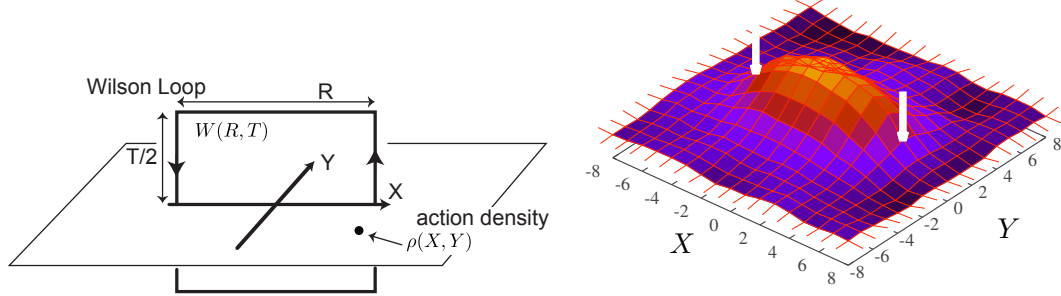


Fig.1.1 (左) カラー・フラックス・チューブ解析の模式図．ある時刻における Wilson loop とアクション密度の2点関数 $\langle W(R, T)\rho(x) \rangle$ を測定する．(右) アクション密度の空間分布の例．白棒の先がクォークの位置．クォーク間にチューブ構造が形成されている．

更に，Dirac 固有関数 $\psi_\lambda(x)$ を用いることで，カイラル凝縮は局所的なカイラル凝縮 $\bar{q}q(x)$ の空間平均として表すことができる．

$$\langle \bar{q}q \rangle = -\text{Tr} \frac{1}{\not{D} + m} \quad (2.3)$$

$$= -\frac{1}{V} \sum_\lambda \sum_x \frac{\psi_\lambda^\dagger(x) \psi_\lambda(x)}{\lambda + m} = \frac{1}{V} \sum_x \bar{q}q(x) \quad (2.4)$$

なお，固有関数 ψ_λ は次式を満たすものとする $\not{D}\psi_\lambda = \lambda\psi_\lambda$ ．

ここで，先ほどのフラックス・チューブの測定と同様にして，カラー電荷の基でのカイラル凝縮の空間分布の変化を解析する．

$$\langle \bar{q}q(x) \rangle_W \equiv \frac{\langle \bar{q}q(x) W(R, T) \rangle}{\langle W(R, T) \rangle} - \langle \bar{q}q \rangle$$

また，連続極限でのカイラル凝縮の定量的解析のため，カイラル凝縮の比を以下で定義する．

$$r(x) \equiv \frac{\langle \bar{q}q^{(\text{subt})}(x) W(R, T) \rangle}{\langle \bar{q}q^{(\text{subt})} \rangle \langle W(R, T) \rangle}$$

ここで，subtracted condensate $\bar{q}q^{(\text{subt})}$ は，紫外発散を取り除く為に，以下で定義する．

$$\langle \bar{q}q \rangle^{(N)} = \langle \bar{q}q^{(\text{subt})} \rangle + c_1^{(N)} m_q / a^2 + c_2^{(N)} m_q^3 \quad (2.5)$$

それぞれの係数 $\langle \bar{q}q^{(\text{subt})} \rangle$, $c_1^{(N)}$, $c_2^{(N)}$ は， m_q を変化させフィットすることで得られる [4]．

なお，今回の解析では，JLQCD Collaboration が生成した $N_f = 2 + 1$ dynamical overlap-fermion の配位を使用した．クォーク質量は $m_\pi \sim 300$ MeV， $m_K \sim 500$ MeV，格子サイズは $24^3 \times 48$ ，格子間隔は， $a^{-1} = 1.759(10)$ GeV である [3]．また，カイラル凝縮の評価には，160 個の低固有値状態を使用した．

2.1 クォーク・反クォーク系でのカイラル凝縮

図 2.1(左) はクォーク・反クォーク系での，カイラル凝縮の空間分布を示したものである．また，図 2.1(右) はカイラル凝縮の比の断面図である．なお，クォーク間の距離は $R \simeq 0.9$ fm である．これらの図が示すように，カイラル凝縮の値はクォーク間に形成されるフラックス・チューブ内部において，20% ほど減少する．これは，カラー電磁場の効果により，カイラル対称性が部分的に回復することを意味している．

また，クォークの距離を変化させた際の，カイラル凝縮の変化が図 2.2 である．これらの図が示すように，クォーク間の距離 R を離すほど，カイラル対称性の部分的回復は強くなる．フラックス・チューブが切断される典型的スケールである $R \sim 1$ fm 程度では，25% ほど回復する．

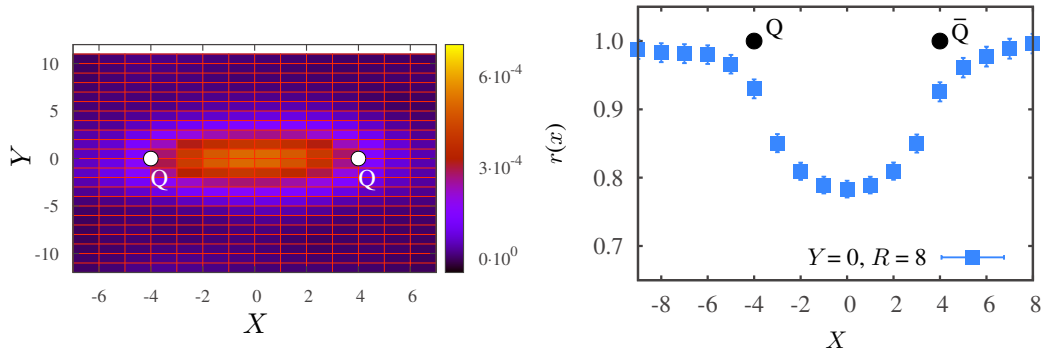


Fig.2.1 (左) カラー電荷間に形成されるフラックス構造．クォーク間では $\langle \bar{q}q(x) \rangle_W > 0$ となる．(右) カイラル凝縮の比の断面積．クォーク間ではカイラル凝縮の絶対値が2割程度減少し，カイラル対称性が部分的に回復している．

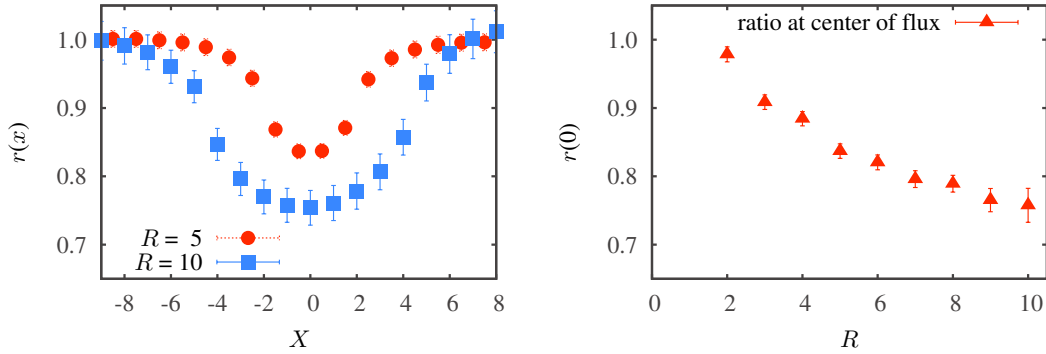


Fig.2.2 (左) クォーク間距離 $R = 5, 10$ の場合でのカイラル凝縮の比の比較． R が大きいほど，対称性の回復は大きくなる．(右) フラックス中心部でのカイラル凝縮の値のクォーク間距離 R 依存性． R と共に単調にカイラル凝縮の絶対値は減少する．

2.2 3クォーク系でのカイラル凝縮

また，カイラル凝縮の空間分布の解析は，クォーク・反クォーク系のみでなく，3クォーク系やテトラ・クォーク系などにも容易に拡張することができる．図 2.3 は，3クォーク系のカイラル凝縮の空間分布変化とその断面を图示したものである．クォーク・反クォーク系と同様に，フラックス内部ではカイラル対称性の部分的回復が起きている．

3 まとめと展望

今回の研究では，クォーク間に形成されるフラックス・チューブ構造と局所カイラル凝縮の相関を調べた．そして，フラックス内部ではカイラル対称性が部分的に回復することを，定量的に始めて明らかにした．

同様の手法で，フラックス内部でのクォーク数密度やエネルギー密度など様々な物理量の定量的評価が可能である．また，Wilson loop ではなく，Polyakov loop を用いてクォーク・グルーオン・プラズマ中でのカラー電荷の効果なども研究することができる．

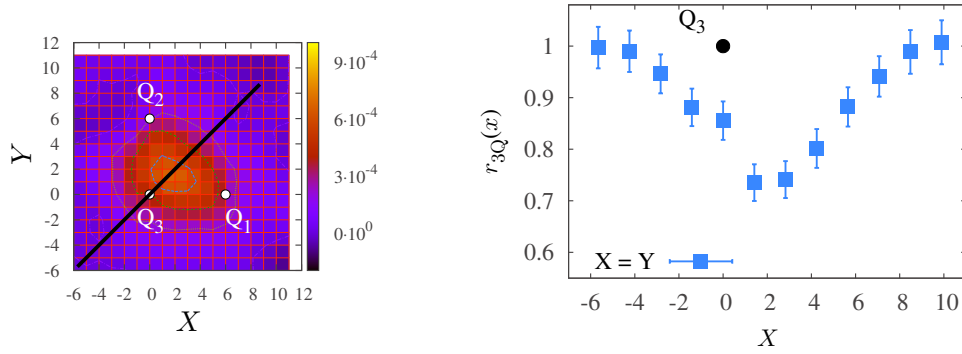


Fig.2.3 (左) 3 クォーク系でのカイラル凝縮の空間分布．カラー電荷は $(0,0)$, $(6,0)$, $(0,6)$ に設置．(右) 原点と3 クォーク系の重心に沿ったカイラル凝縮の比の断面積．中心部では3 割近く対称性が回復している．

参考文献

- [1] T. Iritani, G. Cossu and S. Hashimoto, “Lattice QCD study of partial restoration of chiral symmetry in the flux-tube,” PoS (Lattice 2013) 376, arXiv:1401.4293 [hep-lat].
- [2] T. Iritani, G. Cossu and S. Hashimoto, “Analysis of topological structure of the QCD vacuum with overlap-Dirac operator eigenmode,” PoS (Hadron 2013) 159, arXiv:1311.0218 [hep-lat].
- [3] S. Aoki et al. (JLQCD and TWQCD Collaborations), Prog. Theor. Exp. Phys. **2012** (2012) 01A106.
- [4] J. Noaki, T. W. Chiu, H. Fukaya, S. Hashimoto, H. Matsufuru, T. Onogi, E. Shintani and N. Yamada, Phys. Rev. **D81** (2010) 034502 [arXiv:0907.2751 [hep-lat]].

Hidden-Strangeness Partners of $X(3872)$

京都大学基礎物理学研究所 寺崎 邦彦

いわゆる diquarkonium 模型 [1, 2] と我々の単純な tetra-quark 模型 [3, 4] を比較しつつ、 $X(3872)$ とそのパートナーの崩壊の性質を研究する (詳細は、[5])。この研究では、軽いフレーバー界の low lying 擬スカラー中間子を除いて、常に ideal mixing が想定されている。

tetra-quark 状態は、フレーバー波動関数の対称性の違いによって、

$$\{qq\bar{q}\bar{q}\} = [qq][\bar{q}\bar{q}] \oplus \{[qq](\bar{q}\bar{q}) \oplus (qq)[\bar{q}\bar{q}]\} \oplus (qq)(\bar{q}\bar{q}), \quad (1)$$

の四つのグループに分類できる [3, 6] (この研究では、 $q = u, d, s, c$ を考える)。ここで、 $[]$ と $()$ は、それぞれ、その間のフレーバーの交換の下での反対称性と対称性を意味する。軽いフレーバー界 ($q = u, d, s$) では、 $(qq)(\bar{q}\bar{q})$ から生じ得るアイソスピン $I = 3/2$ のスカラー $K\pi$ 共鳴状態が、十分に広いエネルギー領域にわたって観測されていないので、この研究では、 $(qq)(\bar{q}\bar{q})$ については、議論しない。カラーの自由度に関しては、右辺の各項において、 $\bar{3}_c \times 3_c$ と $6_c \times \bar{6}_c$ が許され、両者の混合が、一般には生じ得るが、heavy meson 界では、その混合は小さいことが期待される。この研究では、より低位の状態として、 $\bar{3}_c \times 3_c$ が実現されているものとする [3]。このとき、 $[qq][\bar{q}\bar{q}]$ と $\{[qq](\bar{q}\bar{q}) \oplus (qq)[\bar{q}\bar{q}]\}$ のスピン (J) とパリティ (P) は、フレーバー対称の極限で、それぞれ、 $J^P = 0^+$ と $J^P = 1^+$ が許される [4]。しかし、一般には、フレーバー対称性は破れているので、 $[qq][\bar{q}\bar{q}]$ だけでも、 $J^P = 0^+, 1^+, 2^+$ を実現できる。ここで、二つの立場、(i) フレーバー対称性の破れを重視し、 $J^P = 0^+, 1^+, 2^+$ のすべての状態が、 $[qq][\bar{q}\bar{q}]$ によって実現されるものとする diquarkonium 模型と、(ii) フレーバー対称性は確かに破れてはいるが、対称性の極限でも生き残る成分がまず実現され、そのような状態が、現在観測されている (精度が上がると、その破れによって実現される状態が役割りを演じるようになる) と考える我々の単純な tetra-quark 模型、が考えられる。

ここで、 $X(3872)$ と、 $J^P = 0^+$ を持つパートナーを考察する。(i) の場合、大きなアイソスピン対称性の破れが考慮されたが、最近の実験結果は、アイソスピン対称性を支持している [7, 8]、さらに、 $X(3872)$ の電荷を持ったパートナーが観測されていない [9] ことから、ここでは、元々の模型を修正して、アイソスピン対称性はよく成立するものとする。この模型では、考えている質量最少の $I = 0$ スカラー粒子 (X_0 と命名されている) の質量は $m_{X_0} \simeq 3.7$ GeV と予想されている。中間子系では、それらを構成するクォークが同じであれば、 ω と ρ のように、アイソスピンの違いによる質量差は大きくないと期待される。他方、まだ、徴候の段階で、実験的証拠とは言えないが、 $\gamma\gamma \rightarrow \eta\pi^0$ 反応で、 $\eta\pi^0$ 不変質量分布の 3.2 GeV あたりに小さなピークが観測されていて [10]、その質量の値から、これは hidden-charm 状態と考えられ、その崩壊の終状態が $\eta\pi^0$ であることから、 $I = 1$ のスカラー中間子と考えられる。この観測が確立すると、上の m_{X_0} の値より約 500 MeV 程低く、 X_0 の $I = 1$ パートナーと同定することはできず、この模型は実験と矛盾することになる。(この模型では、もう一つ、 X_0 と同じ量子数を持つスカラー粒子の存在が、予想されているが、その質量は、 m_{X_0} より大きい。) 他方、(ii) の場合、 $J^P = 0^+$ と $J^P = 1^+$ の tetra-quark mesons のフレーバー波動関数の構造には、大きな差異がある。このため、 $X(3872)$ とそのスカラー $I = 1$ パートナー (この模型では、 $\hat{\delta}^c$ と命名される) の質量には大きな差異が許される。実際、 c -quark と s -quark の質量差 $\Delta_{cs} = m_c - m_s \simeq 1$ GeV と $D_{s0}^+(2317) \sim \{[cn][\bar{s}\bar{n}]\}_{I=1}$ [3] の質量 $m_{D_{s0}^+(2317)}$ をインプット・データとして、quark counting の処方を用いて $\hat{\delta}^c$ の質量を見積もると、 $m_{\hat{\delta}^c} \simeq 3.3$ GeV が得られる。これは、上の $\eta\pi^0$ ピークの観測を、かなりよく再現しているように思われる。このように、hidden-charm scalar 中間子系の観測は、模型の選択に重要な役割を担うものと思われる。

次に、 $J^P = 1^+$ を持った $X(3872)$ のパートナーとしての tetra-quark 中間子の崩壊を、上の (i) と (ii) の二つの模型を比較しつつ考察する。ここでは、(ii) の模型から始める。この模型では、荷電共役パリティ $C = \pm$ の hidden-charm 中間子は、 $X(\pm) \sim \{[cn](\bar{c}\bar{n}) \pm (cn)[\bar{c}\bar{n}]\}_{I=0}$ 、 $X_I(\pm) \sim \{[cn](\bar{c}\bar{n}) \pm (cn)[\bar{c}\bar{n}]\}_{I=1}$ 、それらの hidden-strangeness partners は、 $X^s(\pm) \sim \{[cs](\bar{c}\bar{s}) \pm (cs)[\bar{c}\bar{s}]\}$ のように与えられる。これらの tetra-quark 中

間子の、普通の low lying 中間子への崩壊を調べるために、参考文献 [6] で軽いフレーバーの tetra-quark 中間子で試みられたように、ここで考えられている重いフレーバーを含む tetra-quark 状態を $\{q\bar{q}\}$ の積の和に展開し、カラーを持たない $\{q\bar{q}\}_{1_c}$ を low lying meson に置き換える（たとえば、 $\{c\bar{c}\}_{1_c}^{1_s} \rightarrow \eta_c$, $\{c\bar{c}\}_{1_c}^{3_s} \rightarrow J/\psi$ 、ただし、 $\{c\bar{c}\}_{1_c}^{1_s(3_s)}$ の肩の $1_s(3_s)$ は、スピン $J=0(1)$ を意味する）。このようにして、

$$X(+) = \frac{1}{4}\sqrt{\frac{1}{3}}\left\{2[J/\psi\omega - \omega J/\psi] + [D^+D^{*-} + D^{*+}D^-] - [D^-D^{*+} + D^{*-}D^+]\right. \\ \left.+ [D^0\bar{D}^{*0} + D^{*0}\bar{D}^0] - [\bar{D}^0D^{*0} + \bar{D}^{*0}D^0]\right\} + \dots, \quad (2)$$

$$X(-) = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{6}}\left\{[\eta_c\omega - \omega\eta_c] - [\eta_0 J/\psi - J/\psi\eta_0]\right. \\ \left.+ [D^{*0}\bar{D}^{*0} - \bar{D}^{*0}D^{*0}] + [D^{*+}D^{*-} - D^{*-}D^{*+}]\right\} + \dots, \quad (3)$$

$$X_I^0(+) = \frac{1}{4}\sqrt{\frac{1}{3}}\left\{2[J/\psi\rho^0 - \rho^0 J/\psi] + [D^0\bar{D}^{*0} + D^{*0}\bar{D}^0] - [\bar{D}^0D^{*0} + \bar{D}^{*0}D^0]\right. \\ \left.- [D^+D^{*-} + D^{*+}D^-] + [D^-D^{*+} + D^{*-}D^+]\right\} + \dots, \quad (4)$$

$$X_I^0(-) = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{6}}\left\{[\eta_c\rho^0 - \rho^0\eta_c] - [\pi^0 J/\psi - J/\psi\pi^0]\right. \\ \left.+ [D^{*0}\bar{D}^{*0} - \bar{D}^{*0}D^{*0}] - [D^{*+}D^{*-} - D^{*-}D^{*+}]\right\} + \dots, \quad (5)$$

$$X^s(+) = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{6}}\left\{\sqrt{2}[J/\psi\phi - \phi J/\psi] + [D_s^+D_s^{*-} - D_s^-D_s^{*+} + D_s^{*+}D_s^- - D_s^{*-}D_s^+]\right\} + \dots, \quad (6)$$

$$X^s(-) = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{6}}\left\{[\eta_c\phi - \phi\eta_c] + [J/\psi\eta_s - \eta_s J/\psi] + \sqrt{2}[D_s^{*+}D_s^{*-} - D_s^{*-}D_s^{*+}]\right\} + \dots, \quad (7)$$

ただし、 $\dots$ は、カラーを持った $\{q\bar{q}\}_{8_c}$ と励起 $\{q\bar{q}\}_{1_c}$ 状態の寄与を含む。式 (2) は、 $X(+)$ を $X(3872)$ に同定すると、 $X(+)$ = $X(3872)$ の普通の中間子との必要な結合をすべて含んでいて、さらに、 $\mathcal{C}$ パリティの保存を壊すような不自然な結合は含まない。式 (5) をみると、 $\pi J/\psi$ チャンネルで観測された $Z_c(3900)$ [11] を $X_I(-)$ に同定する [12] と、 $X_I(-)$ = $Z_c(3900)$ は、確かに、 $\pi J/\psi$ との結合を含んでいて、その崩壊幅は、かなり大きくなることが予想される。後でわかるように、いくつかの仮定のもとで見積もられた $X_I(-)$ の崩壊幅は、測定された $Z_c(3900)$ の幅と矛盾しない。以下に見る (i) のモデルとは対照的に、ここで考えているすべてのパートナーが、不自然な結合を含むことは無い。

アイソスピン対称性を仮定するという修正を加えた (i) のモデルでは、 $X(3872)$ とその odd $\mathcal{C}$ パートナーは、 $\tilde{X}(\pm) \sim \{[cn]_0[\bar{c}\bar{n}]_1 \pm [cn]_1[\bar{c}\bar{n}]_0\}$ で与えられる、ただし、 $[qq]_{0,1}$ の脚 0, 1 は、そのスピンを表す。上のモデル (ii) の場合と同じ処方に従って、 $\tilde{X}(+)$ と $\tilde{X}(-)$ を分解すると、その結果は、

$$\tilde{X}(+) = \frac{1}{4}\sqrt{\frac{1}{3}}\left\{2[J/\psi\omega + \omega J/\psi] - \sqrt{2}[D^{*0}\bar{D}^{*0} + \bar{D}^{*0}D^{*0} + D^{*+}D^{*-} + D^{*-}D^{*+}]\right\} + \dots, \quad (8)$$

$$\tilde{X}(-) = \frac{1}{4}\sqrt{\frac{1}{3}}\left\{\sqrt{2}[\eta_c\omega + \omega\eta_c + J/\psi\eta_0 + \eta_0 J/\psi] - [D^0\bar{D}^{*0} + \bar{D}^0D^{*0}\right. \\ \left.+ D^{*0}\bar{D}^0 + \bar{D}^{*0}D^0 + D^+D^{*-} + D^-D^{*+} + D^{*+}D^- + D^{*-}D^+]\right\} + \dots, \quad (9)$$

のように与えられる。式 (8) から、このモデルで、 $X(3872)$ に同定される $\tilde{X}(+)$ は、 $J/\psi\omega$ に結合することができ、観測された $X(3872) \rightarrow J/\psi 3\pi$ 崩壊を再現できるように見えるが、 $D\bar{D}^* \oplus c.c.$ に結合しないので、 $X(3872) \rightarrow D^0\bar{D}^{*0} + c.c.$ 崩壊を再現できないことがわかる。さらに、 $\mathcal{C} = +$ をもつ $\tilde{X}(+)$ が、 S -波で (D -波でも) $\mathcal{C} = -$ をもつ $D^*\bar{D}^*$ と結合する。これは、不自然な結合といえる。また、 $\tilde{X}(-)$ が、 $\eta_c\omega$ や $J/\psi\eta_0$ (η_0 は、 η の $\{n\bar{n}\}$ 成分) に結合するのは自然であるが、 $D^0\bar{D}^{*0} + c.c.$ に結合することは、不自然である。もし、これが実現しているとする、 $D^0\bar{D}^{*0} + c.c.$ のチャンネルで観測された $X(3875)$ は、 $\tilde{X}(-)$ と同定されることになる。このとき、

$\tilde{X}(-)$ は、 $\eta_c\omega$ や $J/\psi\eta_0$ に結合し、 $\tilde{X}(-) \rightarrow J/\psi\eta$ と $\tilde{X}(-) \rightarrow \eta_c\omega$ は、大きな崩壊確率を持ち、したがって、 $\tilde{X}(-)$ の崩壊幅は、かなり大きくなることが予想され、観測された $X(3875)$ のような、幅の狭いレゾナンスと同定することには無理がある。(i) の模型では、 $\tilde{X}(\pm)$ の $I = 1$ パートナー $\tilde{X}_I(\pm)$ 、さらに、hidden-strangeness パートナー $\tilde{X}^s(\pm)$ の存在も予想されるが、いずれにおいても、上と類似の不自然な結合が含まれる。加えて、diquarkonium 模型では、上で見た $\tilde{X}(\pm)$, $\tilde{X}_I(\pm)$ 、 $\tilde{X}^s(\pm)$ だけでなく、 $\tilde{X}'(-) \sim \{[cn]_1[\bar{c}\bar{n}]_1\}_{I=0}$ 、 $\tilde{X}'_I(-) \sim \{[cn]_1[\bar{c}\bar{n}]_1\}_{I=1}$ 、 $\tilde{X}'^s(-) \sim [cs]_1[\bar{c}\bar{s}]_1$ の存在も予想されていて、これらも、上と同様に、不自然な結合を避けられない。

さて、ここで再び (ii) の模型に戻って、そこで存在が予想される $X(\pm)$ 、 $X_I(\pm)$ 、 $X^s(\pm)$ の崩壊確率を考える。そのために、まず、 $X(3872) \rightarrow D^0\bar{D}^{*0}$ の崩壊確率を現象論的に見積もる。 $X(3872)$ の全崩壊確率は、 $\Gamma_{X(3872)} \simeq \Gamma(X(3872) \rightarrow D^0\bar{D}^{*0} + c.c.) + \Gamma(X(3872) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 J/\psi) + \Gamma(X(3872) \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi)$ のように、近似的に飽和するものとし、崩壊確率の比、

$$\frac{\Gamma(X(3872) \rightarrow D^0\bar{D}^{*0} + c.c.)}{\Gamma(X(3872) \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi)} = 9.5 \pm 3.1 [13], \quad \frac{\Gamma(X(3872) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 J/\psi)}{\Gamma(X(3872) \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi)} = 0.8 \pm 0.3 [14],$$

および、 $X(3872) \rightarrow D^0\bar{D}^{*0} + c.c.$ を用いて測定された $X(3872)$ の崩壊幅、 $\Gamma_{X(3872)} = 3.9^{+2.8+0.2}_{-1.4-1.1}$ MeV [13] をインプット・データとして採用すると、 $\Gamma(X(3872) \rightarrow D^0\bar{D}^{*0})_{\text{ph}} = 0.81^{+0.72}_{-0.63}$ MeV が得られる。これは、まだ、大きな不確定さを内包しているとはいえ、独立に求められた $\Gamma(X(3872) \rightarrow D^0\bar{D}^{*0})_{\text{Renga}} \sim 1$ MeV [15] と矛盾していないように見える。さらに、Belle による分岐比の比のデータ [7, 16] から得られた、 $\Gamma(X(3872) \rightarrow \gamma J/\psi)/\Gamma(X(3872) \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi) = 0.22 \pm 0.09$ [12] も採用すると、 $\Gamma(X(3872) \rightarrow \gamma J/\psi)_{\text{ph}} = 0.075^{+0.069}_{-0.061}$ MeV が得られる。これらの結果は、後で、インプット・データとして用いられる。

次に、 $m_{X(3872)}$ と $m_{Z_c(3900)}$ をインプット・データとして用い、quark counting の処方を用いて $X(\pm)$ 、 $X_I(\pm)$ 、 $X^s(\pm)$ の質量を見積もる。 $\mathcal{C} = +$ の場合は、 $m_{X(+)} \simeq m_{X_I(+)} \simeq m_{X(3872)}$ 、 $m_{X^s(+)} \simeq m_{X(3872)} + \Delta_{sn}$ 、また、 $\mathcal{C} = -$ の場合は、 $m_{X(-)} \simeq m_{X_I(-)} \simeq m_{Z_c(3900)}$ 、 $m_{X^s(-)} \simeq m_{Z_c(3900)} + \Delta_{sn}$ のように与えられる、ただし、 $\Delta_{sn} \simeq 0.1$ GeV。それから、それぞれの tetra-quark 中間子と普通の中間子との結合の強さに対して $SU_f(4)$ 対称性を仮定する。また、 $\mathcal{C} = +$ の tetra-quark 状態と $\mathcal{C} = -$ の tetra-quark 状態の空間波動関数は互いに（近似的に）等しい（このことは、 $X_I(-)$ に同定される $Z_c(3900)$ の質量が、 $X(+)$ に同定される $X(3872)$ の質量に近いという事実から推測した）ということも仮定する。このような仮定の下では、それぞれの tetra-quark 中間子と普通の中間子との結合の強さの相対比は、式 (2) – (7) の分解における係数の比で（近似的に）決まる。このようにして、まだ大きな不確定性を含んではいるが、表 I のような 2 体崩壊確率が得られる。ここでは議論しなかったが、 $X(3872)$ の $I = 1$ パートナー $X_I(+)$ は、式 (4) に見られるように、 $J/\psi\rho$ との結合を含み、その崩壊幅が非常に大きくなることが予想され [17]、 $X_I(+)$ がまだ観測されていないという事実と整合している。

表 I. $X(-)$ 、 $X_I^0(-)$ and $X^s(-)$ の 2 体崩壊確率と $X^s(+)$ の輻射崩壊確率。インプット・データは、 $\Gamma(X(+) \rightarrow D^0\bar{D}^{*0})_{\text{ph}} = 0.81^{+0.72}_{-0.63}$ MeV、 $\Gamma(X(+) \rightarrow \gamma J/\psi)_{\text{ph}} = 0.075^{+0.069}_{-0.061}$ MeV

Decay	Rate (MeV)	Decay	Rate (MeV)
$X(-) \rightarrow \eta_c\omega$	38^{+34}_{-30}	$X(-) \rightarrow \eta J/\psi$	$24^{+22}_{-19} (*)$
$X_I^0(-) \rightarrow \eta_c\rho^0$	38^{+34}_{-30}	$X_I^0(-) \rightarrow \pi^0 J/\psi$	58^{+51}_{-45}
$X^s(-) \rightarrow \eta J/\psi$	$20^{+18}_{-15} (*)$	$X^s(-) \rightarrow \eta_c\phi$	33^{+29}_{-25}
$X^s(+)$	$0.12^{+0.11}_{-0.10}$	$X^s(+)$	$0.74^{+0.68}_{-0.62}$

(*) $\eta\eta'$ mixing with $\theta_P = -20^\circ$ [18]

diquarkonium 模型と比較しつつ、我々の単純な tetra-quark 模型における $X(3872)$ とそのパートナーの崩壊を研究した。後者においては、少なくとも、 $X(3872)$ と $Z_c(3900)$ に同定される $X(+)$ と $X_I(-)$ を見る限り、普通の中間子との必要な結合はすべて含まれていて、しかも、不自然な結合は含まれていないことが分かった。他の

パートナーはまだ観測されていないので、必要な結合が何かは不明であるが、少なくとも、 C パリティ保存を壊すような不自然な結合は含まれていない。他方、diquarkonium 模型においては、ここで用いた処方に従う限り、必要な結合の一部が欠落しており、さらに、 C パリティ保存を壊すような不自然な結合が含まれることが分かった。

また、表 I を見て分かるように、まだ大きな不確定さを含んでいるが、 $X(3872)$ の odd C パートナーは、いずれも、かなり幅が広く、 B 中間子の崩壊で観測するのは、現在の精度では困難かもしれない。 $Z_c(3900)$ の発見のように、なにか、 B 中間子の崩壊以外の過程での探査（この点については、講演の際に、Belle の上原氏からコメントをいただいた）を期待し、また、Belle の次期実験での観測を期待する。また、この研究の本題である $X^s(\pm)$ （これらの状態は、meson-meson molecular model では期待できず、tetra-quark model と meson-meson molecular model の違いが際立つ例で、興味深い。この点については、講演の際に、Belle の瀧澤氏からコメントをいただいた）の中で、 $X^s(-)$ は、上と同様に、かなり幅が広いことが予想される。他方、 $X^s(+)$ は、その推定された質量が、OZI-rule [19] で許される崩壊過程の閾値より低いので OZI-allowed の崩壊は期待できず、その幅は、狭いことが予想される。（OZI-suppressed 崩壊の例としては、 $\omega\phi$ 混合の idial mixing からの小さなずれを通しての $X^s(+)\rightarrow J/\psi\phi\rightarrow J/\psi\omega\rightarrow J/\psi3\pi$ が考えられる。）このため、 $X^s(+)$ の探査においては、表 I にみられる $X^s(+)\rightarrow\gamma J/\psi$ や $X^s(+)\rightarrow\gamma\phi$ のような輻射崩壊過程も一定の役割りを担うかもしれない。

参考文献

- [1] L. Maiani, F. Piccinini, A. D. Polosa and V. Riquer, Phys. Rev. D **71**, 014028 (2005).
- [2] R. Faccini, L. Maiani, F. Piccinini, A. Pilloni, A.D. Polosa and V. Riquer, arXiv:1303.6857 [hep-ph].
- [3] K. Terasaki, Phys. Rev. D **68** (2003), 011501(R); AIP Conf. Proc. **717**, 556 (2004).
- [4] K. Terasaki, Prog. Theor. Phys. **118**, 821 (2007); arXiv:0706.3944 [hep-ph].
- [5] K. Terasaki, arXiv:1312.5791 [hep-ph].
- [6] R. L. Jaffe, Phys. Rev. D **15** (1977), 267 and 281.
- [7] I. Adachi et al., Belle Collaboration, arXiv:0809.1224 [hep-ex].
- [8] V. Balagura, Belle Collaboration, Nucl. Phys. **B** (Proc. Suppl.) **181-182**, 338 (2008).
- [9] B. Aubert et al., Babar Collaboration, Phys. Rev. D **71**, 031501 (2005).
- [10] S. Uehara et al., Phys. Rev. D **80**, 032001 (2009).
- [11] M. Ablikim et al., BESIII Collaboration, arXiv:1303.5949 [hep-ex]; Z. Q. Liu et al., Belle Collaboration, arXiv:1304.0121 [hep-ex]; T. Xiao, S. Dobbs, A. Tomaradze and K. K. Seth, arXiv:1304.3036 [hep-ex].
- [12] K. Terasaki, arXiv:1304.7080 [hep-ph].
- [13] T. Aushev et al., Belle Collaboration, Phys. Rev. D **81**, 031103 (2010).
- [14] S.-K. Choi, hep-ex/1101.5691, and references quoted therein.
- [15] F. Renga, Int. J. Mod. Phys. **A26**, 4855 (2011); arXiv:1110.4151[hep-ph].
- [16] V. Bhardwaj et al., Belle Collaboration, Phys. Rev. Lett. **107**, 091803 (2011).
- [17] K. Terasaki, Prog. Theor. Phys. **127**, 577 (2012); arXiv:1107.5868 [hep-ph].
- [18] K. Nakamura et al., Particle Data Group, J. Phys. G **37**, 1 (2010).
- [19] S. Okubo, Phys. Lett. **5**, 165 (1963); G. Zweig, CERN Report No. TH401 (1964); J. Iizuka, K. Okada and O. Shito, Prog. Theor. Phys. **35**, 106 (1965).

ハドロン分子描像による Z_b 崩壊の解析

大古田俊介¹

¹ 東京工業大学, 東京都目黒区大岡山 2-12-1

E-mail: ohkoda@th.phys.titech.ac.jp

(Received April 5, 2014)

ボトムクォーク領域で発見されたエキゾチックハドロンである $Z_b(10610)$ と $Z'_b(10650)$ は、有力な $B^{(*)}\bar{B}^{(*)}$ 分子状態の候補である。本研究において我々は、 $Z_b^{(\prime)}$ をメソン分子状態と仮定して、ヘビーハドロンの有効理論を用いて、 $Z_b^{(\prime)\pm} \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+(n = 1, 2, 3)$ 崩壊について解析を行った。その結果、我々は実験値を定性的に再現することに成功した。また、この崩壊過程ではメソンループの効果と形状因子が重要な役割を果たしていることが分かった。さらに、近年発見されたチャーモニウムライクな粒子である Z_c の崩壊についても同様の解析を行い、 $Z_c \rightarrow J/\psi\pi^+(\psi(2S)\pi^+)$ の崩壊幅を見積もった。

1. 導入

ボトモニウムライクな対荷電共鳴である $Z_b(10610)$ と $Z'_b(10650)$ は $\Upsilon(5S) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ ($n = 1, 2, 3$) 及び、 $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(mP)\pi^+\pi^-$ ($m = 1, 2$) という過程で発見された [1, 2]。 $Z_b^{(\prime)}$ の量子数は $I^G(J^P) = 1^+(1^+)$ であり、特にアイソスピンが $I = 1$ であることは、少なくとも $Z_b^{(\prime)}$ は4クォーク状態でなければならないことを示している。実験によって測定された $Z_b^{(\prime)}$ の質量と崩壊幅は次のように与えられている。

$$M(Z_b(10610)) = 10607.4 \pm 2.0 \text{ MeV}, \quad \Gamma(Z_b(10610)) = 18.4 \pm 2.4 \text{ MeV}, \quad (1)$$

$$M(Z'_b(10650)) = 10652.2 \pm 1.5 \text{ MeV}, \quad \Gamma(Z'_b(10650)) = 11.5 \pm 2.2 \text{ MeV}. \quad (2)$$

これらの質量はそれぞれ $B\bar{B}^*(B^*\bar{B})$ と $B^*\bar{B}^*$ 閾値に非常に近い。以上、量子数と質量の測定結果は $Z_b^{(\prime)}$ がメソン分子状態的構造を有していることを強く示唆している [3, 4]。

さらに最近になって、Belle 実験グループによって $Z_b^{(\prime)}$ の崩壊分岐比が報告された [5](表 I 参照)。この結果もまた $Z_b^{(\prime)}$ の興味深い性質を浮き彫りにするものである。まず第一に注目するのはそれぞれオープンフレーバーチャネルへの崩壊が占有的であることである。実際、 $\text{Br}(Z_b^+ \rightarrow B^+\bar{B}^{*0} + B^{*+}\bar{B}^0) = 0.860$, $\text{Br}(Z_b^+ \rightarrow B^{*+}\bar{B}^{*0}) = 0.734$ であるが、このことは直感的に $Z_b^{(\prime)}$ がメソン分子状態であることと、矛盾していないように考えられる。次に注目する点は、 $h_b(mP)\pi^+(m = 1, 2)$ への崩壊が始状態からスピン反転が必要な過程であるにもかかわらず、 $\Upsilon(nS)\pi^+$ 崩壊に比べて抑制されていないことである。この問題はおそらく $Z_b^{(\prime)}$ のスピン構造と関係している [6]。本研究で注目する点は、 $\Upsilon(nS)\pi^+$ への崩壊が位相空間の大きさの違いを反映していないように見えることである。例えば、表 I を見ると $Z_b^{(\prime)+} \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+$ 崩壊が終状態 $\Upsilon(2S)\pi^+$ に比べて 10 倍程度抑制されていることが分かる。これは明らかに $\Upsilon(1S)\pi^+$ 崩壊の方が広い位相空間を持っていることと矛盾する。また、終状態 $\Upsilon(3S)\pi^+$ の崩壊は $\Upsilon(2S)\pi^+$ 崩壊に比べると小さいが、 $\Upsilon(1S)\pi^+$ ほど抑制を受けていないように思える。こういった $Z_b^{(\prime)}$ 崩壊の振る舞いは未だ完全に理解されているとはいいがたい。

そこで、本研究で我々は $Z_b^{(\prime)+} \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+$ に注目し、メソン分子状態の観点からこれらの崩壊幅を解析する。また、我々は同様の手法を用いてチャーモニウムライクなエキゾチック共鳴である $Z_c(3900)$ の崩壊についても解析を行う。

Table I. $Z_b(10610)$ と $Z'_b(10650)$ から種々のチャンネルへの崩壊分岐比 (Br) [5].

channel	Br of Z_b	Br of Z'_b
$\Upsilon(1S)\pi^+$	0.32 ± 0.09	0.24 ± 0.07
$\Upsilon(2S)\pi^+$	4.38 ± 1.21	2.40 ± 0.63
$\Upsilon(3S)\pi^+$	2.15 ± 0.56	1.64 ± 0.40
$h_b(1P)\pi^+$	2.81 ± 1.10	7.43 ± 2.70
$h_b(2P)\pi^+$	2.15 ± 0.56	14.8 ± 6.22
$B^+ \bar{B}^{*0} + B^{*+} \bar{B}^0$	86.0 ± 3.6	—
$B^{*+} \bar{B}^{*0}$	—	73.4 ± 7.0

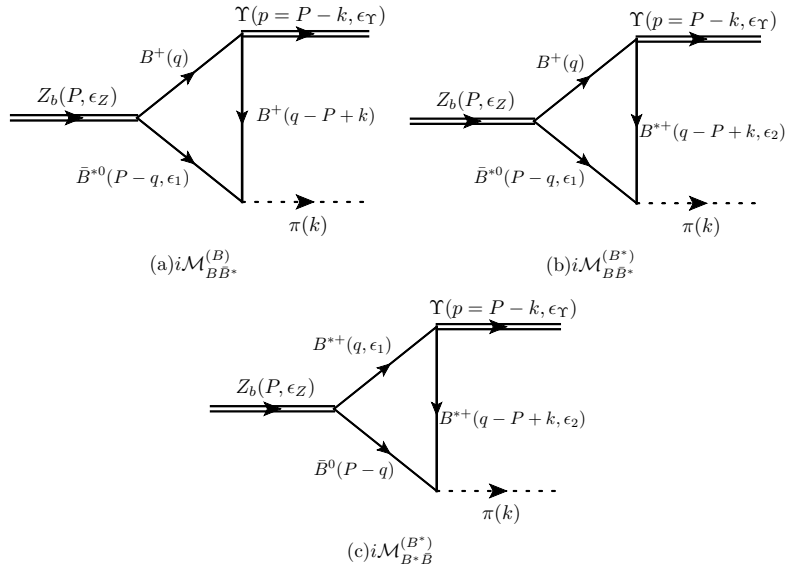


Fig. 1. $Z_b^+ \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+$ のダイアグラム.

2. 手法

Z_b を $B\bar{B}^*$ 及び Z'_b を $B^*\bar{B}^*$ のメソン分子状態と仮定すると、 $Z_b^{(\prime)+} \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+$ 崩壊に最低次項で寄与するダイアグラムは $B^{(*)}$ と $\bar{B}^{(*)}$ のメソンループを介したものになると考えられる。それぞれの寄与するダイアグラムを図1と図2に示す。図中の B^+ と $\bar{B}^0$ は交換可能であるので、全振幅は次のように与えられる。

$$\mathcal{M}_{Z_b} = 2(\mathcal{M}_{B\bar{B}^*}^{(B)} + \mathcal{M}_{B\bar{B}^*}^{(B^*)} + \mathcal{M}_{B^*\bar{B}}^{(B^*)}), \quad (3)$$

$$\mathcal{M}_{Z'_b} = 2(\mathcal{M}_{B^*\bar{B}^*}^{(B)} + \mathcal{M}_{B^*\bar{B}^*}^{(B^*)}). \quad (4)$$

これらのダイアグラムを計算するために我々はヘビーハドロン有効理論によって導出されるラグランジアンを用いた [7,8]。崩壊幅を計算するにあたって我々は相互作用のレンジの効果を反映した以下のように与えられるカットオフ $\mathcal{F}(\vec{q}^2, \vec{k}^2)$ を導入した。

$$\mathcal{F}(\vec{q}^2, \vec{k}^2) = \frac{\Lambda_Z^2}{\vec{q}^2 + \Lambda_Z^2} \frac{\Lambda^2}{\vec{k}^2 + \Lambda^2} \frac{\Lambda^2}{\vec{k}^2 + \Lambda^2}. \quad (5)$$

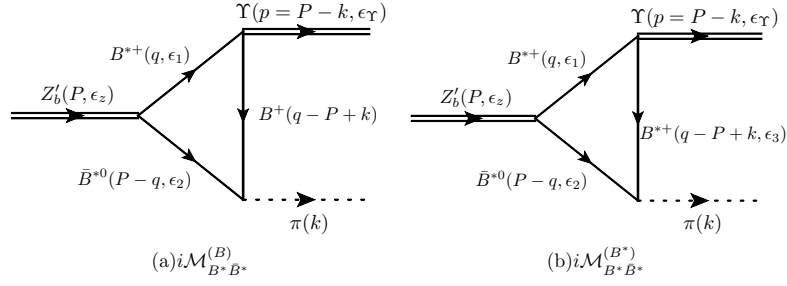


Fig. 2. $Z_b'^+ \rightarrow Y(nS)\pi^+$ のダイアグラム.

Table II. $Z_b(10610)^+$ の部分崩壊幅をいくつかのカットオフ Λ_Z の値ごとに示したもの. $\Lambda = 600\text{MeV}$ に固定している. 左から 2 番目の列は形状因子なしで計算した結果である. 単位は MeV .

Λ_Z	-	1000	1050	1100	1150	Exp.
$Y(1S)\pi^+$	96.3	0.074	0.079	0.083	0.087	0.059 ± 0.017
$Y(2S)\pi^+$	20.0	0.47	0.50	0.52	0.55	0.81 ± 0.22
$Y(3S)\pi^+$	0.498	0.14	0.14	0.15	0.15	0.40 ± 0.10

Table III. $Z_b(10650)^+$ の部分崩壊幅.

Λ_Z	-	1000	1050	1100	1150	Exp.
$Y(1S)\pi^+$	71.3	0.044	0.046	0.049	0.051	0.028 ± 0.008
$Y(2S)\pi^+$	17.6	0.31	0.33	0.34	0.36	0.28 ± 0.07
$Y(3S)\pi^+$	0.858	0.18	0.19	0.20	0.21	0.19 ± 0.05

3. 結果

我々は式 (3),(4) で与えられた振幅を計算することにより、崩壊幅を数値的に求めた [8]。数値計算におけるインプットとしてすべての粒子の質量は PDG [9] の値を採用している。結果は表 II と表 III にまとめられている。表 II は $Z_b(10610)$ の部分崩壊幅をチャンネルごとに記している。表 III は $Z_b'(10650)$ の部分崩壊幅を表したものである。それぞれの表、左から 2 番目の列は形状因子を考慮しなかった場合の結果である。また右端列は実験値を表している。この計算ではカットオフ $\Lambda = 600\text{MeV}$ で固定している。そしてカットオフ Λ_Z は 1000MeV から 1150MeV の範囲で変化させ、パラメータ依存性を確認できるようにした。この結果が示すように、形状因子を考慮しない場合の結果は大きく実験値から外れている。形状因子がない場合、結果は単純に終状態の粒子の運動量の 5 乗に比例する。このことから、最も位相空間の広い $Y(1S)\pi^+$ への崩壊がもっとも分岐比の高いモードとなる。物理的にはこれは形状因子を考慮しなかったことによるループ積分における高運動量の寄与が計算に含まれていることが原因である。

一方、形状因子を導入した場合の計算結果は Z_b' 崩壊の実験値を定性的に再現している。すなわち、 $Y(1S)\pi^+$ への崩壊は強く抑制され、 $Y(2S)\pi^+$ が最も高い分岐比を持ち、 $Y(3S)\pi^+$ は $Y(2S)\pi^+$ の半分程度の崩壊幅である。本解析によれば、 $Y(1S)\pi^+$ の非常に狭い崩壊幅は、形状因子による高い運動量の抑制が原因であることが考えられる。この形状因子の効果は $Y(3S)\pi^+$ においては比較的小さく、 $Y(2S)\pi^+$ 崩壊幅に比べ、狭い理由はその位相空間に由来すると考えられる。

我々は同様に $Z_c(3900)$ についても同様の解析を行った。図 IV がその結果である。ここで我々は推測値として、分岐比 $f(Z_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+) = 1.2 - 1.3 \%$ 及び $f(Z_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+) = 0.31 - 0.33$

Table IV. Z_c^+ の部分崩壊幅.

Λ_Z	-	1000	1050	1100	1150	Exp.
$J/\psi\pi^+$	39.0	0.66	0.69	0.71	0.73	-
$\psi(2S)\pi^+$	0.305	0.18	0.17	0.17	0.18	-

%という値を得た。 Z_c の場合 $Z_b^{(\prime)+} \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+$ 崩壊に見られたような強い抑制は見られない。これは、元からベクトルチャーモニウムの基底状態 J/ψ とオープンフレーバーチャネルの閾値とが、ボトムクォーク領域程離れていないことが原因である。

References

- [1] I. Adachi [Belle Collaboration], *Observation of two charged bottomonium-like resonances*, arXiv:1105.4583 [hep-ex].
- [2] A. Bondar *et al.* [Belle Collaboration], *Observation of two charged bottomonium-like resonances in $Y(5S)$ decays*, Phys. Rev. Lett. **108**, 122001 (2012) [arXiv:1110.2251 [hep-ex]].
- [3] A. E. Bondar, A. Garmash, A. I. Milstein, R. Mizuk and M. B. Voloshin, *Heavy quark spin structure in Z_b resonances*, Phys. Rev. D **84**, 054010 (2011) [arXiv:1105.4473 [hep-ph]].
- [4] S. Ohkoda, Y. Yamaguchi, S. Yasui, K. Sudoh and A. Hosaka, *Exotic Mesons with Hidden Bottom near Thresholds*, Phys. Rev. D **86**, 014004 (2012) [arXiv:1111.2921 [hep-ph]].
- [5] I. Adachi *et al.* [Belle Collaboration], *Study of Three-Body $Y(10860)$ Decays*, arXiv:1209.6450 [hep-ex].
- [6] S. .Ohkoda, Y. .Yamaguchi, S. .Yasui and A. .Hosaka, *Decays and productions via bottomonium for Z_b resonances and other $B\bar{B}$ molecules*, Phys. Rev. D **86**, 117502 (2012) [arXiv:1210.3170 [hep-ph]].
- [7] P. Colangelo, F. De Fazio and T. N. Pham, *Nonfactorizable contributions in B decays to charmonium: The Case of $B^- \rightarrow K^- h_c$* , Phys. Rev. D **69**, 054023 (2004) [hep-ph/0310084].
- [8] S. Ohkoda, S. Yasui and A. Hosaka, arXiv:1310.3029 [hep-ph].
- [9] J. Beringer *et al.* [Particle Data Group Collaboration], *Review of Particle Physics (RPP)*, Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012).