

5 ハドロン物理

Hadron Physics

石川 貴嗣	東北大学・電子光理学研究センター
板橋 健太	理化学研究所・仁科加速器研究センター
内田 誠	東京工業大学・理学院
江角 晋一	筑波大学・数理物質科学研究科
大西 宏明	東北大学・電子光理学研究センター
小沢 恭一郎	高エネルギー加速器研究機構・素粒子原子核研究所
加藤 悠司	名古屋大学・素粒子宇宙起源研究所
澤田 真也	高エネルギー加速器研究機構・素粒子原子核研究所
慈道 大介	東京工業大学・理学院
白鳥 昂太郎	大阪大学・核物理研究センター
菅谷 頼仁	大阪大学・核物理研究センター
住浜 水季	岐阜大学・教育学部
谷田 聖	日本原子力研究開発機構・先端基礎研究センター
時安 敦史	東北大学・電子光理学研究センター
成木 恵	京都大学・大学院理学研究科
新山 雅之	京都産業大学・理学部
野海 博之	大阪大学・核物理研究センター
藤岡 宏之	東京工業大学・理学院
武藤 亮太郎	高エネルギー加速器研究機構・素粒子原子核研究所
森野 雄平	高エネルギー加速器研究機構・素粒子原子核研究所
安井 繁宏	慶應義塾大学・自然科学研究教育センター

5.1 ハドロン物理とは

宇宙開闢、すなわちビッグバン直後、素粒子であるクォークが大量に生成された。その後、宇宙は膨張により冷え、クォークは陽子、中性子といったバリオンや、核力の媒介粒子として導入されたメソンといったハドロンの中に閉じこもる。そして、軽い原子核が合成される。ビッグバンからわずか3分間の間に我々の世界を構成する基本的な構成要素である陽子や中性子、原子核などがなどが形作られた。

そもそもハドロンは素粒子クォークの複合体として記述される。このクォーク間のダイナミクス、すなわち強い相互作用を記述する理論が量子色力学 (QCD) である。QCD によると、バリオンはクォーク3つから、またメソンはクォークと反クォークの束縛状態として記述される。これまでに160種類以上のバリオン、200種類以上のメソンが発見、確認されてきた [1]。しかしながら、既知のメソン、バリオン以外に分類されるようなハドロンの候補、例えば、クォーク5つからなるバリオン ($qqqq\bar{q}$) やクォーク4つを構成要素とするようなメソン ($qq\bar{q}\bar{q}$) (これらをエキゾチックハドロンと呼ぶ) の候補は10個程度しか確認されていない。エキゾチックハドロンはQCDによって必ずしも否定されるわけではないが、なぜ自然がエキゾチックハドロンの存在を好まないのかは未だ明らかにされていない。さらに興味深い問題としてハドロンの質量を挙げることができる。例えば、陽子の質量のうち、構成要素たるクォークの質量の占める割合は高々3%である。では残りの97%はどのように獲得されるのか？それは、我々の真空が持つ「カイラル対称性の自発的破れ¹」により獲得される、と考えられている。すなわち、ハドロンの質量のほとんどが真空、特にQCDで記述される真空 (QCD 真空) からダイナミカルに生成されてくるということである。しかしながら、ハドロン質量の源と言えるQCD 真空の構造は、その複雑さから明確に理解されていない。

ハドロン物理の最も基本的な課題はなんであるのか？それは、なぜ多種多様なハドロンが存在するのか、カイラル対称性は本当に自発的に破れているのか、対称性の破れの帰結としてどのように質量が生成されているか、といった問題である。

これらの課題に如何にして答えていくのか？そのヒントはハドロンの多様性である。それは、ハドロンがQCD ラグランジアンに出てくるクォークにより単純にハドロンを構成されるのではなく、ハドロンを構成するクォークやグルーオンが絡まり合って合成された内部要素である“素”がエネルギースケールにより異なった形で存在して、発現してくることにある。ここで“素”とは、クォークやグルーオンそのものではなく、QCD の非摂動性により生成される“衣をまとった”粒子 (準粒子)

¹厳密に成立するローレンツ対称性、スピン対称性、ゲージ対称性に対して、フレーバー対称性、アイソスピン対称性、カイラル対称性は近似的にしか成り立っていない。このカイラル対称性は比較的軽いクォークから構成されるハドロンの理解に重要な役割を果たす。ここで少しカイラル対称性について考える。カイラリティ (質量を持たない粒子に対してはヘリシティと同じ) を指標に左巻き成分と右巻き成分に分け、各成分での位相変換を考える。QCD のラグランジアンは、運動エネルギー項で不変だが、質量項では不変とならない。そのためクォークの質量が0であれば左巻きと右巻きの成分の期待値 (クォーク凝縮) は0だが、そうでないときには有限の値をとる。現実の世界ではクォークの質量が0でないため、カイラル対称性は破れており、クォーク凝縮は有限の値となる。この凝縮がハドロンに質量を与えている。さらに、高温や高密度状態環境下でのクォーク凝縮は、自由空間でのそれに比べて減少するため、自由空間とは異なった環境でのハドロンの性質を調べることができる。このクォーク凝縮が自由空間での値から減少している環境を**カイラル対称性の部分的回復**と呼ぶ。クォーク凝縮をパラメータとしてハドロンの性質の変化を調べることでカイラル対称性、あるいはクォーク凝縮がハドロンの性質に与える影響について深い理解が得られるものと考えられる。クォーク質量が0の時には、バリオン演算子とベクトル (軸性ベクトル) カレントの電荷は可換 (反可換) である。このことは質量、スピンの同じパリティが反対のカイラルパートナーと呼ばれる粒子対が存在することを意味する。ただし現実の世界ではクォーク質量は0でないため、カイラルパートナーが存在しないかもしれないし、質量が大きく変わってしまっているかも知れない。すなわち、カイラルパートナーの同定および、有限密度、有限温度環境下でのカイラルパートナー同士の質量変化に関する研究は非常に興味深い研究課題の一つといえる。

を意味する。すなわち、そのハドロンの“素”、言い換えればハドロンの内部自由度を明確にすることで、どのようなハドロンが存在するのか、また、ハドロンの存在限界はどこにあるのかという疑問を解明することができる。そのためには、ハドロンの構成要素であるクォーク・グルーオンのダイナミクスをつまびらかにする必要があるが、クォークの閉じ込めのため、ハドロン内部のダイナミクスを直接実験的に取り出すことができない。我々が観測できるのはハドロンのみであるので、我々の行うべきことは、ハドロン反応を用いて、各チャンネルでどのようなエネルギー（質量と幅）にどのようなハドロンが存在するか（あるいは存在しないか）を実験的に特定し、そのハドロン状態の性質に関する観測量（崩壊モードや分岐比、角度分布など）をより正確に把握することである。しかしながら、大多数のハドロンは強い相互作用で崩壊する共鳴状態であるので、共鳴状態は直接検出することができず、崩壊物より共鳴状態を再構成する必要がある。また、一つのハドロン反応の中で状態の生成と崩壊が同時に起こるため、状態の特定には高度な実験技術と理論的分析が必要となる。ハドロン共鳴状態の質量と性質を特定し、系統的にそれらを分析することで、個々のハドロンの構造を理解し、ハドロンを記述する有効自由度を明らかにすることにつながる。

カイラル対称性の自発的破れの実験的実証は、環境を変えることによる破れた対称性の変化（回復）を見ることで行うことができる。例えば、高エネルギー重イオン衝突実験などで実現できる高温状態に於いてカイラル対称性は回復すると考えられている。一方、その相補的な方法として、完全な回復を実証するまでもなく、通常存在するもっとも高密度物質であると言える原子核中でカイラル対称性が部分的（不完全）に回復していることを示すことが提案されている。そのためには、原子核中で（カイラル対称性の自発的破れの秩序変数の一つである）クォーク凝縮の大きさが有為に小さくなっていることを実証する必要があるが、クォーク凝縮は直接の観測量ではないので、原子核中でのハドロンの性質（質量や崩壊定数など）の変化から部分的回復を明らかにする。つまり、ハドロンをプローブとしてQCD真空の構造を探るのである。そのためには、まず、カイラル対称性の自発的破れと密接に関係している π メソンを核媒質中に入れて、カイラル対称性の自発的破れの秩序変数であるクォーク凝縮の核媒質中での変化から実際に部分的回復が起こっていることを実証し、さらに回復の規模がどれくらいかを定量的に明らかにする必要がある。また、様々なハドロン（ ϕ メソン、 ω メソン、 η メソン、 η' メソン、 K メソンなど）について、部分的回復によって起こるべき性質の変化を系統的に検証することが必要である。それは、ハドロン物理においては、“この信号を捕まえればQCD真空は理解できる”といった明確なものは存在しないため、系統的な観測から総合的に判断することが必要となる。

これらの課題を解明する有力な手法として、重いクォーク（ c クォークや b クォーク）を含むハドロン（重いハドロン）に関する研究が議論されている。近年、重いクォークを含むハドロンの実験データが多く得られるようになった。重いハドロンのエネルギースペクトルより、ハドロン中での重いクォークの性質や役割を研究することができるだけでなく、カイラル対称性は軽いクォークの物理であるために、重いクォークを含むハドロンと比較検討を行うことでカイラル対称性の自発的破れの役割を明らかにすることができる。また、重いクォークを持つバリオンでは、重いクォークはカラーソースとなり軽いクォークの2体相関（ダイクォーク相関）を浮き彫りにする。このような観点で c クォークや b クォークという重いクォークをもつバリオンが、軽いクォーク同士の相互作用やハドロン中の軽いクォークの性質の研究するための手段として捉えることができる。今後、積極的に重いクォークを含むメソンやバリオン自身、およびこれらメソンやバリオンと原子核との相互作用の研究の重要性が増していくと考えられる。

QCDにおいて魅力的な非摂動現象が多くあるにも関わらず、QCDを直接解析的に解くことは非

常に困難である。この困難を克服する有力な方法が格子 QCD 計算である。近年、多くの理論研究家の努力とスーパーコンピューター京 (あるいは富岳) に代表される計算機技術の進歩により、QCD ラグランジアンを出発点としたハドロンの質量スペクトルや、ハドロン-ハドロン相互作用の計算が可能になってきた。しかしながら、ハドロン励起状態や核子-核子散乱に関する計算などにおける精度は依然実験データを超えるものではない。また、有限密度系は信頼できる議論ができるような状況ではない。このように、格子 QCD による数値計算は将来的にはハドロン物理において有力な情報を提供することが期待できるが、現時点では実験的研究が主要なアプローチとなる。

これまで述べられたハドロンの世界を含めて、QCD 多体系は非常に豊かな物質状態を作ることができる。例えば、

- ハドロン共鳴状態に見る多様性
- 核物質中のハドロンに対する多様性
- 物質相 (クォーク・グルーオンプラズマ (QGP)、カラー超伝導) の多様性

などを挙げるができる。ハドロンがどのように QGP やカラー超伝導状態へ相転移していくのかは非常に興味深い問いと言える [2]。QGP に関しては高エネルギー重イオン衝突実験がその答えを与えてくれるであろう。超高密度核物質については、原子核中のハドロンの性質の変化がそのヒントを与えてくれることに期待する。

一般的に自然界の階層世界において、生物、細胞、原子、原子核、素粒子と物質を構成する要素をより細かく見るとき、それぞれの階層でそれぞれの構成要素の集合体が重要な役割を果たしている。そして他の階層がその階層に与える影響はそれほど大きくないように見える。原子あるいは分子の世界の現象を記述するのに原子核の自由度を取り入れる必要はほとんどないし、ましてや素粒子の自由度を取り入れる必要性はない。この中で原子核の階層と素粒子の階層の分かれ目は曖昧である。一方で、素粒子の複合体であるハドロンが原子核と素粒子の間の階層をなしているのか、そうでないか、あるいは階層をなしているのであればどのような機構で階層をなすのかをきちんと理解することが、ハドロン物理の最終目標であろう。

以上をまとめると、ハドロン物理の目標とは、QCD を基にクォーク、グルーオンからハドロンがどのように形成されていくのかを解明していく事のみならず、QCD が織りなす多彩な多体現象をハドロン自身を使いながら検証して理解するというに他ならない。

5.2 ハドロン実験施設の現状

ハドロンを記述する有効な自由度は何であるのか？ハドロン質量はどのように獲得されているのか？というハドロン物理の 2 大問題を解決するための実験的研究が、これまで国内外の加速器施設で広く展開されてきた。ここでは、まず国内および国外の研究の動向を簡単にまとめる。実験の物理的背景の詳細については 3 章で議論する。

5.2.1 国内施設

KEKB/Belle 実験施設

KEK の KEBK[3]/Belle[4] 実験では、重心系エネルギーをボトモニウムの励起状態 $\Upsilon(4S)$ の質量で

ある約 $10.58 \text{ GeV}/c^2$ に等しく設定した e^+e^- 衝突型実験が行われている。この $\Upsilon(4S)$ はほぼ 100% の分岐比で B メソンと \bar{B} メソンの対に崩壊する。このようにして生成された B メソンと \bar{B} メソンの精密測定による CP 対称性の破れの測定や、標準模型を超える物理現象の探索等を主眼とした実験である KEKB/Belle 実験は、後述する BaBar 実験 [5] と共に B -factory 実験と総称されている。最近、CP 対称性の破れの測定だけでなく、高エネルギー e^+e^- 衝突で大量に生成されるハドロンに注目した研究が盛んに行われて、数多くのハドロンが発見されている。

Belle 実験及び国外実験施設で述べる LHCb, BaBar, PANDA, BES III のような衝突型加速器実験に共通する点として多くの B メソンの崩壊を利用して豊富な統計量と汎用検出器である点が挙げられる。この2つの長所が、素粒子領域だけでなく、ハドロン物理の領域（特に c や b を含むハドロン）においても重要な成果を挙げた大きな要因であると言える。現在、KEKB/Belle 実験でのデータ収集は終了し、既存のデータの解析が進行している段階である。

J-PARC

ハドロンビームを使った実験に関しては、大強度陽子加速器施設 J-PARC が稼働し、大強度 π^\pm メソン²や K^\pm メソンを利用したハドロン物理が成果をあげている。現在、J-PARC はハドロンホールでは、 $1 \text{ GeV}/c$ までの二次粒子 (π^\pm, K^\pm, p 及び \bar{p}) の利用可能な K1.8BR ビームラインと、 $2 \text{ GeV}/c$ までの二次粒子利用可能な K1.8 ビームラインという2本のビームラインがフル稼働状態にあり、ハドロンビームを用いた素粒子、ハドロン、原子核物理が推進されている。また、近々、 $1 \text{ GeV}/c$ までの二次粒子利用可能なビームライン、K1.1、および 30 GeV 一次陽子ビームや $20 \text{ GeV}/c$ までの高運動量 π メソンが利用可能な高運動量ビームラインの稼働が予定されている。これまでの成果として、ペンタクォーク探索実験 (J-PARC 実験課題番号: E19)、 K^-pp 束縛状態探索実験 (E15, E27) などを挙げることができる。これ以外にも、ハイパー核実験が多数行われているが、この事項の詳細に関しては、ハイパー核物理の将来計画の章を参照していただきたい。

ELPH/SPring-8 LEPS、LEPS2

光子ビームを使った実験施設、東北大学電子光理学研究センター (ELPH) および SPring-8/LEPS の両施設が現在稼働中である。ELPH では、 1.3 GeV 電子シンクロトロンから生成される最大 1.3 GeV のエネルギー標識化光子ビーム [6, 7] によるメソン生成反応実験を推進している。大立体角電磁カロリメータ³FOREST [8] では、中性子標的でのメソンの生成や複数メソン同時生成による中間状態として現れるストレンジネス $S=0$ のバリオン共鳴状態を研究している。もう一本の光子ビームライン [9] では大口径磁気スペクトロメータ NKS2 [10] を使って、主として荷電粒子を放出する反応過程でバリオン共鳴状態を研究している。

また、大型放射光施設レーザー電子光ビームライン (SPring-8/LEPS) では 2000 年から SPring-8 電子蓄積リングとレーザー光との逆コンプトン反応で生成する 1.5 から 2.9 GeV のガンマ線ビームを用いたストレンジクォークを含むメソン、バリオンの光生成を研究してきた。特に、 ϕ メソンの光生成に対するグルーオンの寄与 (グルーボール) の研究や、ペンタクォーク粒子の発見、ハイペロン光生成のメカニズムやメソン・核子分子状態の研究などの成果を挙げている。また、2015 年に BGO 結晶を用いた大立体角電磁カロリメータ (BGOegg 検出器) を新しい逆コンプトンガンマ線ビーム

² π^+ メソンと π^- メソンを総称して π^\pm メソンのように表す。 K^\pm メソンも同様である。

³電子・陽電子対生成と制動放射 (ガンマ線の生成) が連続的に起こる電磁シャワー過程を利用した主としてガンマ線のエネルギー測定用の検出器群を電磁カロリメータと呼ぶ。

LEPS2 ビームラインに建設した。現在、直線偏光 γ 線の偏光面に対するメソンの生成角分布の異方性の測定からメソン生成過程や、超後方のメソン生成断面積のメカニズムなどの研究が進んでいる。

理研 RIBF、大阪大学 RCNP

理研 RI ビームファクトリー (RIBF) や大阪大学核物理センター (RCNP) においては、これらの施設が有する大強度ビームおよび高分解能スペクトロメーターを使った原子核中でのクォーク凝縮の減少に関する先駆的研究をさらに進めた π メソン原子に関する精密測定が展開されている。

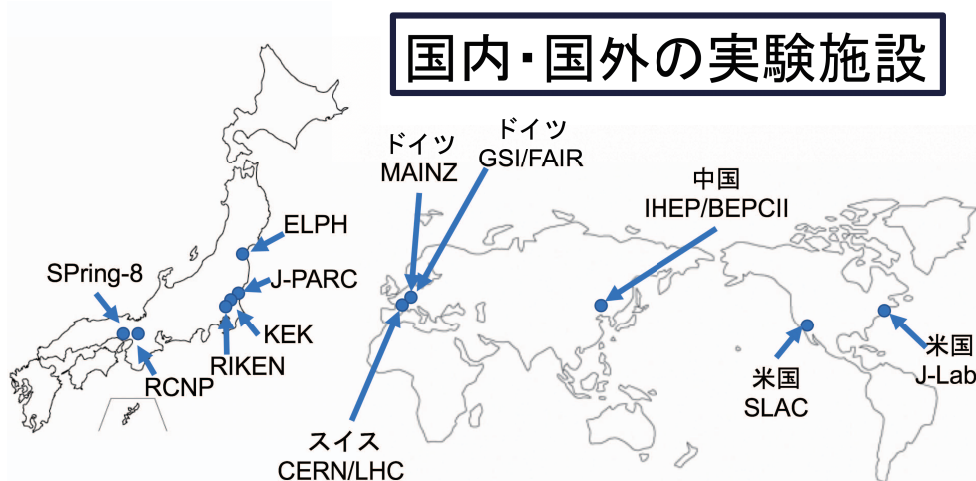


図 5.1: 国内、国外でハドロン物理が展開されている研究施設

5.2.2 国外施設

衝突型加速器実験施設

世界的に見ても、衝突型加速器によるハドロンスペクトロスコピーの果たす役割は大きい。データ収集は終わってしまったが、SLAC 国立研究所の PEP-II/BaBar 実験は KEKB/Belle 同様多くのハドロン励起状態を発見して来た。それに加え、現在稼働中の、欧州合同原子核研究機関 (CERN) での陽子-陽子衝突実験の一つとして、LHCb 実験におけるチャームクォークを含むペンタクォーク状態、 Ω_c バリオン励起状態および、チャームクォークを二つもつバリオン Ξ_{cc} の発見など多くの成果を挙げている。また、北京 BESIII 実験に於いてもチャームを含むメソンの研究や、最近では反陽子-陽子束縛状態の存在を示唆するデータを公表するなど、多くの興味深い結果が得られている。

米国ジェファーソン研究所

米国ジェファーソン研究所では、これまで 6 GeV であった Continuous Electron Beam Accelerator Facility (CEBAF) を 12 GeV にアップグレードする計画が実行された。このプロジェクトでは、一次ビームのエネルギーが大幅に上がることで、核子構造のさらなる解明、チャームクォークを持つハドロン of 光生成などの物理が展開されることとなる。また、これまで存在していた 3 つの実験施設 (Hall-A, Hall-B, Hall-C) に加え、グルーボールやハイブリットメソンなどの探索を目的として大立体角スペクトロメータ (GlueX) を擁する Hall-D が新設された。現在、徐々に最初の物理成果が出て

きている段階である [11]。また、この Hall D では、大強度のガンマ線を利用して生成した大量の K_L^0 メソン⁴ビームを用いて、ストレンジネス $S = -1$ や $S = -2$ を持つバリオンのスペクトロスコピー研究を行う計画が議論されている。

国際反陽子重イオン研究施設

ドイツでは、国際反陽子重イオン研究施設 (FAIR) の建設がドイツ国立重イオン研究所 (GSI) を中心として進められている。2017 年 3 月時点で、2022 年以降のビーム加速・取り出し、および実験開始を見込んでいる。FAIR においては、新設される SIS-100/300 シンクロトロンで加速した陽子から重イオンまでのビームを用いた実験が行われる。ハドロン物理に深く関わる実験プロジェクトとしては PANDA⁵, CBM⁶, NUSTAR⁷ の 3 つを上げることができる。

PANDA

PANDA 実験は強い相互作用の非摂動論的ふるまいを呈するクォークとグルーオンによる様々な現象を広範に観測することで総合的な理解をめざす実験プロジェクトである。陽子ビームから生成した 1.5 GeV/c から 15 GeV/c までの反陽子を冷却・蓄積するリング HESR と、HESR 上に配置されるクラスター標的またはペレット標的によって高分解能 (ビームの運動量分解能 $0.4 - 2.0 \times 10^{-4}$) かつ高いルミノシティ ($< 2 \times 10^{32}/\text{cm}^2/\text{s}$) で、チャームやストレンジネスの入ったハドロン生成反応をはじめ、さまざまな反陽子-原子核反応を計測する。20 MHz に及ぶ反応レートで動作可能で広範な終状態を計測可能な多目的検出器システムは、ソレノイド型磁石と円筒形の荷電粒子及び光子検出器、前方の磁気スペクトロメータとミュオン検出器を含む検出器群からなる。主なトピックとしては、エキゾチックハドロンを含むハドロン生成と、それらの内部構造の解明、タイムライクな電磁プローブによる形状因子の計測を通じた核子構造研究、カイラル対称性の破れに関連する核物質中のハドロン生成およびハドロンスペクトロスコピーである。さらに、ハイパー核生成およびそのスペクトロスコピー研究の実施も計画されている。

CBM 実験

CBM 実験では、SIS-100/300 から取り出した入射エネルギー 30/90 GeV の陽子ビームまたは重イオンビームを用いて標的を変えながら系統的な計測を行うことで、原子核密度の 5 倍を超える高密度物質を生成し、クォークの閉じ込めやカイラル対称性に関する研究を行うことを目標とする。また、中性子星のコアと同程度の密度における状態方程式についても知見を得ることを目標としている。CBM の検出器は、多目的に利用出来るよう複数の検出器からなる複合的なシステムになっており、100 kHz から 10 MHz という高いイベントレート⁸での計測が可能である。ベクトルメソンのレプトン対への崩壊事象の計測では、例えば J/ψ メソンに対しては、 $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ と $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ 両チャンネルの計測が可能である。

NUSTAR

NUSTAR は、破砕核分離装置 Super-FRS を利用して実施する様々な実験からなる実験グループで、主に原子核構造、原子核反応を研究するプロジェクトから構成される。ハドロンの研究が NUSTAR で実施する実験としてとりあげられることは少ないが、Super-FRS を高精度スペクトロメータとし

⁴ K^0 メソンと \bar{K}^0 メソンは混合しており寿命が長い K_S^0 メソンと寿命が長い K_L^0 メソンとして存在する。このため $S = \pm 1$ のどちらかは反応過程における他の粒子から判定しなければならない。

⁵The antiProton ANnihilations at DArmsstadt

⁶The Compressed Baryonic Matter experiment

⁷Nuclear Structure, Astrophysics and Reactions

⁸ハドロン実験におけるイベントレートは現在のところ数 kHz 程度といったところが多い。

て利用することで、 $p+A$ 、 $\pi+A$ または $A+A$ 反応を用いたハドロン原子核束縛系の質量分光計測や、破砕核中のラムダハイパー核の分光実験が計画されている。

5.3 展開されている物理課題

このセクションでは、現在実施されているハドロン物理に関する研究課題を、5.3.1「ハドロンを記述する有効的な自由度」、5.3.2「ハドロン相互作用」、5.3.3「原子核中でのハドロン性質とカイラル対称性の部分的回復」三つの観点から最新の研究成果を含め解説する。

5.3.1 ハドロンを記述する有効的な自由度

5.3.1.1 概要 – マルチフレーバーの広がり –

イントロダクションで述べられたように、これまでに数百種にのぼるハドロン (バリオンやメソン) が観測されてきたわけであるが、その構造に関しては未だ明らかになっていないとは言い難い。特に、核子 (陽子や中性子) の励起状態では、崩壊幅が広く、また多くの励起状態が重なり合い、バリオンの背後にある構造が非常に掴みづらい。このような複雑な系を理解する上で近年非常に注目されてきた手法の一つが重いクォーク (チャーム、ボトム) を含むハドロンのスペクトロスコピーである。重いクォークを含むハドロンの世界では、重いクォークスピン対称性 (Heavy Quark Spin Symmetry: HQSS) がよく成り立っている。これはクォーク間相互作用の一つである色磁気相互作用の強さが関与するクォーク質量の逆数に比例する (クォークの質量を m_q とした時、 $F \propto 1/m_q$ となる) ということに起因している。すなわち、アップクォーク (u) やダウンクォーク (d) に比べ十分に重いチャームクォーク ($m_c = 1.3 \text{ GeV}/c^2$) やボトムクォーク ($m_b = 4.2 \text{ GeV}/c^2$) が相互作用に関与すると、スピンの依存するクォーク間相互作用は近似的に“ゼロ”となる。例えば、重いクォークを一つもつバリオンの場合 (Q : 重いクォーク、 q : 軽いクォーク)、 Q - q 間相互作用が極端に弱まり、相対的に q - q 間相互作用が強くなる。このことは、バリオン内部に軽い2つのクォークの準粒子的な状態であるダイクォーク相関が現れてくるということを示唆する。すなわち、重いクォークを含むバリオンの励起スペクトルは、構成子としてのクォークのみならずダイクォーク相関の特徴を反映したスペクトルを示すはずである。例えば、重いクォークを含むバリオン (Qqq) において、ダイクォーク (qq) と重いクォーク (Q) が相対的に運動している励起状態と、ダイクォークの内部励起状態の二つを分離して観測することができるだろう。これらは、重いクォークを含むバリオンの励起状態に表れる特徴的な状態である。まず重いチャームクォークを一つ持つバリオンにおいてダイクォーク相関などの特徴を押さえ、軽いクォークのセクター (u, d, s) の中でもっとも重いストレンジクォークの世界、即ち、 $S = -1$ や $S = -2$ を持つバリオンの励起状態の理解へと研究を進めていくことが必要である。

QCD において単体の取り出すことができるハドロンとして、バリオンメソンが知られていた。これまで、バリオン数 0 のメソン、1 のバリオン、あるいはこれらの反粒子がハドロンとして知られている。しかしながら、最近の研究では、メソン (バリオン数 0) の中でその構成要素が $qq\bar{q}\bar{q}$ となるテトラクォークやバリオン (バリオン数 1) で $qqqq\bar{q}$ を構成子としてもつペンタクォークの候補というべき状態が多く発見されて来た。さらにバリオン数 2 ($qqqqqq$) のハドロンはダイバリオンと呼ばれ、その内部構造として6つのクォークがコンパクトに束縛された系なのか、2つのバリオンの分子状態なのかについて議論が進んでいる。これらについては、3.1.2 で詳しく述べる。

以下、進展が目覚ましいチャーム、ボトムクォークを含むメソン、バリオンのスペクトロスコピーの結果、および最近発見されたストレンジクォークを含まない ($S = 0$)、もしくは含む ($S = -1$) ダイバリオン状態の結果について紹介する。

5.3.1.2 チャーム、ボトムクォークを含んだハドロンの分光

近年、 e^+e^- 衝突型実験である KEK の KEKB/Belle 実験および SLAC 国立加速器研究所の PEP-II/BaBar 実験や欧州合同原子核研究機構 (CERN) の LHCb 実験と言った大型衝突型加速器実験から多くのハドロンスペクトロスコピーの成果が公表され、その解釈をめぐり盛んに議論が進められている [12]。

特に重要な成果としてまず挙げられるのは、‘XYZ’ と総称される J/ψ 等のチャーモニウム ($c\bar{c}$ の束縛状態) を崩壊に含む共鳴状態の発見である。これらの状態はチャーモニウムを終状態粒子に含むため、 $c\bar{c}$ をその構成要素として含んでいるはずである。しかし、それら共鳴状態の質量はクォーク模型で予言される質量に合致しない。また、例えば崩壊パターンの異常性や共鳴状態が電荷を持つ等様々な理由から、単純な $c\bar{c}$ 状態と解釈するのは難しく、クォーク模型では予言できない粒子、すなわちエキゾチックハドロンの候補とされている。ここでは多くの共鳴状態が見つまっているため、いくつかの代表的なものに絞って紹介する。

Belle 実験で B メソンの崩壊から発見された $X(3872)$ [13] は質量が $D\bar{D}^*$ に非常に近く、崩壊がアイソスピンを破り、量子数が $J^{PC} = 1^{++}$ であるといった事実から、 $D\bar{D}^*$ の分子状態の成分を強く持つと考えられている。BaBar 実験によって発見された $Y(4260)$ [14] は、電子または陽電子が衝突前に光子を放出し、重心系エネルギーが下がった状態で衝突する過程 (Initial state radiation 過程) から生成されており、光子や J/ψ と同じ $J^{PC} = 1^{--}$ を持つ。 $Y(4260)$ はその質量が $D\bar{D}$ 閾値を超えているにも関わらず、 $D\bar{D}$ ではなく $J/\psi\pi^+\pi^-$ に大きな分岐比を持つ点が他のチャーモニウムに比べて特異である。極めつけは Belle 実験で発見された $Z(4430)^+$ [15] で、 $\psi(2S)\pi^+$ に崩壊し電荷を持っているため、 $c\bar{c}$ を含むとすると構成子として最低でも 4 つのクォークが必要になる。 XYZ 分光において LHCb 実験は、 $X(3872)$ と $Z(4430)$ の量子状態 J^P を決めたこと、また $Z(4430)$ の振幅がアーガン図において反時計回りの位相変化したこと、すなわち共鳴状態であることを示すという重要な役割を果たしている [16, 17]。更に、Belle 実験は重いボトモニウム励起状態 $\Upsilon(5S)$ の崩壊から電荷を持ったボトモニウムの $Z_b^\pm(10610)$ と $Z_b(10650)^\pm$ の発見 [18] も報告している。

また、チャームクォークを 1 つ含んだメソン (D, D_s 等) の励起状態も数多く発見されてきた。 B -factory 以前には幅が狭い 2 つの状態しか見つかっていなかったが、Belle 実験により、幅の広い 2 つの状態 $D_0^*(2400)$ と $D_1(2430)$ が発見され [20]、これらの状態の性質がクォーク模型の予想と無矛盾であることが示された。一方、 D_s に関しても同様に 2 つの状態しか見つかっていなかったが、BaBar 実験により $D_{s0}^*(2317)^+$ が、CLEO 実験により $D_{s1}(2460)^+$ が発見された [21, 22]。ところが、これらの状態の質量はクォーク模型による予言より $100 \text{ MeV}/c^2$ 程度小さく、単純な $c\bar{s}$ 状態と解釈するのは難しい。テトラクォーク状態や D メソンと K メソンの分子状態など様々なシナリオが考えられているが、決着は付いていない。また、更にエネルギーの高い励起状態も主に BaBar, LHCb 実験により多数発見されている。

チャームバリオンは、バリオン内における‘ダイクォーク相関’の研究のために有力なプローブである。 B -factory 実験ではこれまでに複数のチャームバリオンの励起状態を発見して、 J^P の決定や

崩壊分岐比の測定など様々な成果を挙げてきた [23]。また、LHCb 実験では、5 つの $\Omega_c(css)$ 励起状態の存在を報告している。さらに、本稿を執筆中に LHCb 実験によってダブルチャームバリオン Ξ_{cc}^{++} が $\Lambda_c K^- \pi^+ \pi^+$ 崩壊により発見された [24]。このダブルチャームバリオンの発見はチャームバリオンのスペクトロスコピーにとって大きな一歩である。今後どのような励起状態が発見されてくるかは非常に興味深い。

最後に、LHCb 実験で $\Lambda_b \rightarrow J/\psi K^- p$ 崩壊において $J/\psi p$ に崩壊する 2 つの共鳴状態 $P_c^+(4380)$ 、 $P_c^+(4450)$ が発見された [19]。 $J/\psi p$ に崩壊する共鳴状態は $c\bar{c}$ を含み、かつバリオン数 1 なのでペンタクォーク状態であると考えるのが最も自然である。 $P_c^+(4450)$ に関しては幅が 40 MeV と細く、はっきりとしたピーク構造として観測され、 $P_c^+(4380)$ に関しては幅が 200 MeV 程度と広く、不変質量分布だけを見たのでははっきり分からないが、部分波解析でのフィットでデータを再現するために必要とされている。 P_c に関する理論的な研究は文献 [25] に詳しい。

現在、KEKB/Belle 実験の後を受け、超高統計データによる精密測定を通して標準模型を超

える物理の探索を主目的とした SuperKEKB[26]/Belle II[27] 実験の稼働が開始され、遂に 2018 年 4 月に電子陽電子の初衝突を観測した。SuperKEKB 加速器は KEBK の約 40 倍の瞬間ルミノシティを達成することを目指しており、最終的に積分ルミノシティについて Belle 実験の 50 倍である 50 ab^{-1} のデータを取得する予定である。Belle II 検出器はそれによって増大するビームバックグラウンドに対応し、更に測定精度を改善するために様々なアップグレードが行われている。また、Belle II 実験では膨大な量のデータを保存し、タイムリーにデータ解析を遂行するために、日本で行う素粒子実験としては初めて世界中の計算機をネットワークで繋いだ分散コンピューティングモデル [28] を採用する等、様々な先端技術が用いられている。統計量を増やすことで様々な物理成果が期待できる。

今後、今までに見つかったハドロンをより深く理解していくことも重要である。例えば、 $X(3872)$ は 3.1 節で述べた通り $D\bar{D}^*$ 分子の成分を強く持つと予想されているが、重心系エネルギー 1.9 TeV の $p\bar{p}$ 衝突実験である米国、フェルミ国立研究所で行われた CDF 実験で B メソンを介さない非常に大きい生成断面積 [29] が示されており、単純な緩く束縛された分子的状态ではなく、 $c\bar{c}$ である $\chi_{c1}(2P)^9$ の成分も持つとされている。これを更に実験的に検証するには、質量やスピン・パリティといった静的な情報だけではなく、生成・崩壊といった動的な情報を集める必要がある。Belle II の統計を活かし、様々な崩壊モードを系統的に高精度で測定していくことが重要である。

XYZ の様々な観点でのパートナー粒子 (電荷パートナーなど) の探索も面白い。 $\Upsilon(4S)$ だけでなく、より重い $\Upsilon(6S)$ 等のエネルギー領域でデータを取ることで¹⁰、 $X(3872)$ のボトムパートナーの探索も可能になる [30]。また、Initial State Radiation で $J/\psi K^+ K^-$ 終状態を研究することで、 $Y(4260)$ のストレンジパートナーの探索が可能である。

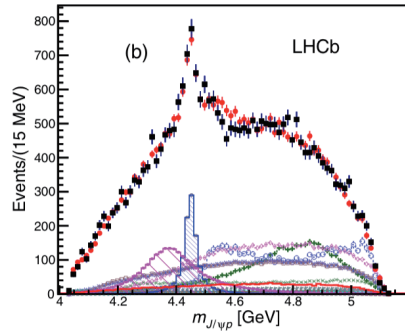


図 5.2: CERN LHCb 実験で観測された J/ψ - p 不変質量分布 [19]。実験結果を再現するためには、幅の細い $P_c(4450)$ と、広い $P_c(4380)$ の 2 つの状態の仮定が必要があることが示されている。

⁹ここで、"2P"は主量子数 $n = 2$ 、角運動量 $L = 1$ の量子数を表す。

¹⁰Belle II 実験でどこまでエネルギーを上げられるかは現在も議論が続いている。

一方、現在建設中の J-PARC 高運動量ビームラインにおいて大強度二次粒子ビームを使用した高分解能チャームバリオンスペクトロスコピーを行う実験 (J-PARC E50 実験 [31, 32]) 計画が進行中である。この計画では、20 GeV/c の高運動量 π メソンビームを用いた $\pi^- p \rightarrow Y_c^{*+} D^{*-}$ 反応によってチャームバリオン (Y_c^{*+}) を生成し、ミッシングマススペクトロスコピーにて Y_c^{*+} の質量を測定する。ミッシングマススペクトロスコピーの特徴は終状態に依らずに包括的に励起状態を測定できる点である。特に生成断面積の情報は生成する Y_c^{*+} の内部構造に強く依存し、チャームクォークがあることで顕在化すると予想されるダイクォーク相関を反映して基底状態の Λ_c^+ と励起状態の生成率が顕著に異なると予想されている [33]。これは生成反応によってダイクォーク相関を調べることができるユニークなアプローチである。崩壊粒子測定においては崩壊チャンネルの崩壊幅の絶対値の測定が可能である。実験によって質量と幅、崩壊粒子の測定だけでなく、ミッシングマススペクトロスコピーにより生成断面積の情報を得ることで、ハドロンの性質を決めるダイクォーク相関を明らかにすることを目指し、大立体角磁気スペクトロメータ用の検出器やトリガーレス高速 DAQ システムの開発が進行している。

チャームバリオンの励起状態は *B*-factory や LHCb の実験によって多くの状態が発見され、それらの質量と幅、スピン・パリティなど情報が決定されている。これらコライダー実験の測定に対して J-PARC のミッシングマススペクトロスコピー実験によってさらに生成率を測定できる点が新たなアプローチである。また、励起状態の崩壊分岐比について生成を捉えることで絶対値を決定することができ、チャームバリオン分光にとって重要な定量的情報を与えることができる。したがって、ミッシングマススペクトロスコピーを用いることはコライダー実験と相補的な研究を可能とし、ハドロン内部有効自由度と考えられるダイクォーク相関の研究を推進する重要な実験手法である。

5.3.1.3 ストレンジクォークを含んだハドロンの分光

J-PARC 高運動量ビームライン E50 実験のスペクトロメーターを使えば、チャームバリオンだけでなくストレンジクォークを含むバリオン励起状態の分光研究が可能である。チャームバリオンと同様の軽いクォーク 2 つと重いクォーク 1 つを持つバリオン (qqQ) である $S = -1$ のストレンジバリオン (Λ や Σ) の励起状態は、ストレンジクォークを重いクォークとみなすことで、チャームバリオン励起状態と類似した特徴を持つと考えられている。すなわち、ストレンジネス - チャームのフレーバー依存性を観測して、バリオン内部の構造の解明につなげる。また、フラックスチューブ模型や格子 QCD 計算から、重いクォークが 2 つ入った Ξ バリオンのような系では、クォーク間のチューブの張力が弱まる結果が得られている。このことから、バリオンの内部で実現しているクォーク間力、特に強い引力が働く軽いクォーク間の相互作用を調べるのに、重いクォークを含む重いバリオンをプローブとして用いる可能性が注目されている。 Ξ バリオン励起状態の崩壊幅は数十 MeV と比較的狭いと考えられており、軽いバリオンのような部分波解析まで至らずとも、ミッシングマススペクトロスコピーや不変質量スペクトル解析によって比較的簡単に状態分離が可能である。

5.3.1.4 $S = 0$ ダイバリオン

1964 年に Dyson-Xuong [34] はスピン-アイソスピン $SU(4)$ の枠組みの中でストレンジネス数がゼロでバリオン数が 2 の状態をスピン-アイソスピンで分類し、6 通りの組み合わせの存在を予言した。彼らはこれらの状態を I をアイソスピン、 J をスピンとして、 D_{IJ} と表記した。存在が知られて

いるものは重陽子 (D_{01}) および、 $I = 1$ の 2 核子系 (D_{10}) である。その他、 D_{12} 、 D_{21} 、 D_{03} 、 D_{30} が予言され、これらの質量として $M = A + B[I(I + 1) + J(J + 1)]$ という公式が示された。彼らは、当時発見されたと考えられていた D_{12} の質量 $2160 \text{ MeV}/c^2$ をもとに、 $A = 1878 \text{ MeV}/c^2$ 、 $B = 47 \text{ MeV}/c^2$ という係数も示した。

実験的には、まずスウェーデンのウプサラ大学に建設された冷却リング CELSIUS での大型検出器 WASA において、 $pn \rightarrow \pi^0\pi^0d$ 反応に見られる $d\pi^0\pi^0$ 不変質量のピークが 2009 年に報告された。その後、WASA 検出器はドイツの冷却リング COSY に移設され、高精度高統計で行った pn 衝突反応実験においても同様のピークが大統計ではっきりと観測された。このピークは、終状態 $\pi^0\pi^0d$ のみならず $\pi^+\pi^-d$ 、あるいは他の終状態でも見られた。一方このピークが観測されるのはアイソスピンが 0 のときだけである。この新しい状態は、質量 $2380 \text{ MeV}/c^2$ 、幅 70 MeV と発表された。このピークはヘキサクォーク (6 クォーク束縛状態) ないし $\Delta\Delta$ 準束縛状態の可能性があるとし、複合粒子 $d^*(2380)$ として注目を浴びている。またこの $d^*(2380)$ は、1960 年に報告された ABC 効果 [35, 36] とよばれる $pd \rightarrow \pi\pi^3\text{He}$ 反応でのアイソスピン 0 の $\pi\pi$ 不変質量分布が $\pi\pi$ の静止質量の和付近で増大する現象と深く関係するという点でも注目されている。

高エネルギー重イオン衝突におけるレプトン対の不変質量で ω メソンあるいは ρ メソンの低質量側に既存の反応過程では説明できないイベント収量の増加が報告されている [37, 38, 39]。この現象は、 ρ メソンが核物質中で質量が減少した効果、あるいは、 ρ メソンの二次生成といった可能性が考えられてきた [40]。ところが中間状態として $d^*(2380)$ が現れ、これが崩壊してレプトン対が生成されることにより、この収量の増加を説明できるという議論が存在する [41]。 $d^*(2380)$ の特性に関する詳細な情報が必要である。

この $d^*(2380)$ がどのような構造となっているかは未だに議論され続けているが、 $\Delta\Delta$ 準束縛状態の可能性についてよく議論されている。 $d^*(2380)$ の質量が Dyson-Xuong による D_{03} の質量 $2348 \text{ MeV}/c^2$ に類似していること、また $\bar{n}p$ 散乱の偏極分解能によって見出された $d^*(2380)$ の量子数 $J^P = 3^+$ であることがその理由である。 D_{03} は二つの Δ 粒子の束縛状態ではあるが、 Δ 自体が核子の共鳴状態であり幅を持っているので、準束縛状態、まさに Dyson-Xuong が予言した D_{03} 状態とよばれている。 $\gamma d \rightarrow \pi^+\pi^-d$ 反応では、 π^+d あるいは π^-d 不変質量分布で N と Δ の質量和よりやや低いところにピークが見られており、これらが D_{12} に対応するのでは、と目されている。この $N\Delta$ 準束縛状態については、準自由過程における核子標的での Δ 生成と区別できず、混沌としていた状態である。この状況に対する糸口として光生成反応が期待される。

日本では、ELPH において $d^*(2380)$ の問題に取り組んでいる。荷電粒子識別スペクトロメータ NKS2 を使った $\gamma d \rightarrow \pi^+\pi^-d$ 反応を測定する実験において探索が進められている。現状では質量 $2380 \text{ MeV}/c^2$ に対応する光子ビームのエネルギー 570 MeV を覆っての実験はなされていないが、それより高いエネルギーの実験では D_{12} に対応するピークが観測されている。また、選択的にアイソスピン 0 となる $\gamma d \rightarrow \pi^0\pi^0d$ 反応については同じく ELPH の電磁カロリメータ FOREST で調べられている。しかし、 $d^*(2380)$ に対応するピークははっきりと観測できず、全断面積の上限値として 33.6 nb (90%CL) が与えられたのみである。 $d^*(2380)$ は pn 衝突のみで観測された。また D_{12} は光生成反応で初めて状態として観測されたものである。これらの構造についての知見を得るためには他の反応での観測が今後必要となる。

ELPH のダイバリオン状態の研究は重陽子 (d) 標的でのコヒーレントな¹¹ダブルメソン光生成反応

¹¹実験的には、反応の終状態が始状態と同じ原子核となる反応を意味する。

を利用している。高エネルギー光子ビームの照射では、重陽子全体ではなく、核子からメソンが放出されやすい。しかしながら終状態に重陽子の検出を要求するコヒーレントな反応では、実験的に得られた重陽子の角分布は、核子からメソンが放出される場合と全く異なっており、中間状態としてダイバリオンが生成されていると考えられる。 $\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^0 d$ 反応では Dyson-Xuong が予言した D_{03} と目される $d^*(2380)$ 共鳴の生成断面積、あるいは $\pi^0 \pi^0 d$ 系の順次崩壊で現れる $\pi^0 d$ 系における D_{12} の候補が観測されている。さらに $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ 反応でも $\pi^0 \eta d$ に崩壊するダイバリオン、あるいは ηd に崩壊するダイバリオンが期待でき、これらを詳細に調べているところである。とくに $\gamma d \rightarrow \pi^0 \eta d$ 反応はエネルギーは震災前の最大 1.2 GeV の光子ビームより、1.3 GeV の光子ビームの方が位相空間が大きくなっている分見えやすくなると期待される。また、LEPS2でも $\gamma d \rightarrow \eta \pi d$ 反応でダイバリオン研究が可能となると考えられる。

5.3.1.5 $S = -2$ ダイバリオン, H ダイバリオン

1977年、R.L. Jaffe はストレンジクォークを含む6クォーク ($uuddss$ 状態) がコンパクトにまとまった粒子が存在することを示唆した [42]。この状態は、H ダイバリオンと呼ばれ、メソン-バリオンの枠を超えた新しい粒子状態として非常に興味を持たれた。これまで多くの実験的検証が行われてきた [43] が、明確な存在の証拠を確認されていない。最近新たに、KEKB/Belle 実験においても、軽いボトモニウムである $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ と重陽子を終状態に持つ崩壊への分岐比が多いことから、その崩壊を用いて H ダイバリオンの探索も行われたが [44] 発見には至らなかった。しかしながら、格子 QCD 計算の結果から H ダイバリオンの存在を示唆する重要な成果が発表されている [45]。H ダイバリオンの存否は、今なお注目されている研究の一つである。

現在、J-PARC では、大強度 K^- ビームを用い、ダイヤモンド標的を用いた H ダイバリオンの探索実験 (J-PARC E42 実験 [46]) が準備中である。この実験では、標的周りに大立体角スペクトロメータを設置し、H ダイバリオン状態の崩壊粒子である $2\pi^- 2p$ を全て捉え、その不変質量からその存否を確定しようとするものである。

5.3.1.6 ペンタクォーク, 様々なバリオン共鳴,

SPRING-8/LEPS では 2000 年から逆コンプトンガンマ線ビームを用いたハドロン物理を展開してきた。2002 年に世界に先駆けてペンタクォーク ($\Theta^+ = uudds$) の存在を示唆するデータを公表して以来、その存在を確実にするための更なる研究が行われて来た。本研究の鍵は、 $\gamma d \rightarrow K^- \Theta^+ p_{spectator}$ 事象を如何に選別するかということにある。2013-2014 年にかけて、重陽子の中の陽子反事象を効率よく検出するための実験の改良が行われた実験が実施され、想定通り、更新した検出器により陽子反事象の選別ができることが確認できている。近い将来、最新の結果が公表されることが期待されている [47]。

また、 $\gamma p \rightarrow \phi p$ 反応における 0 度 ϕ メソン生成微分断面積のエネルギー依存性における $E_\gamma \sim 2$ GeV 近辺のバンプ構造の起源に関する研究が進んでいる。可能なシナリオとして、同じ終状態 ($K^+ K^- p$) を取る $\Lambda(1520)$ 生成事象との干渉効果が考えられていた。そこで、 $\gamma p \rightarrow K^+ K^- p$ 反応において運動学的に干渉可能な領域、不可能な領域に分けた解析をすることから干渉効果の影響を調べ、有意な干渉効果の存在を確認したが、その効果は観測されていた 0 度 ϕ メソン生成微分断面積のバンプ構造を全て説明するほど大きいものではないことを確認した [48]。

一方、ELPH に於いては、中性子標的でのメソンの生成や複数メソン同時生成による中間状態として現れる $S = 0$ のバリオン共鳴状態研究が推進中である。中性子標的での反応としては、 $\gamma n \rightarrow \eta n$ 、 $\gamma n \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応の重心エネルギー $W = 1.68$ GeV 付近に現れるピークの状態を調べている。このピークは SPring-8/LEPS の実験で報告された Θ^+ と同じ反十重項に属するバリオンとも考えられる。

SPring-8、LEPS2 ビームラインに於いて、現在大型ソレノイド電磁石を中心とした荷電粒子と γ 線を同時測定可能な検出器が建設中である。この LEPS2 ソレノイド実験はペンタクォーク探査や Λ (1405) の構造解明、 K^- メソン束縛核の探査を主な目的としており、現在検出機群の建設を行なっている。特にペンタクォーク探査については米国ジェファーソン研究所で大散乱角領域では信号が観測されていないため、LEPS1 が信号を測定した超前方領域から大散乱角領域まで広い角度領域での探査が重要である。データ取得が開始されようとしている。

5.3.2 ハドロン相互作用

ハドロン・核子相互作用は、原子核あるいは様々なハドロンの構造において重要な役割を担っている。 π メソンと核子 (πN) の相互作用についてはかなりわかっているが、 s を含むメソンと核子の相互作用は実験データも少なく理論的にも不定性が大きい。特に中性メソン-核子の相互作用は、(1) 中性メソンビームが生成できないため散乱実験ができないこと、(2) 中性メソンを束縛する原子が存在しえないため X 線測定による準位決定ができない、といった理由から間接的にしか調べられておらず、定量的な議論となっていない。また、バリオン間相互作用もまた核子・核子を越えて s クォークを含むハイペロンも含めて考えるとほとんどわかっていない。核子間相互作用で見られた短距離に見られる強い斥力、メソン交換で表される中距離の領域がどの程度の範囲か、など不明な点が多い [49, 50]。

5.3.2.1 光生成反応によるハドロン相互作用

重陽子標的に光子ビームを照射し、荷電粒子を前方に放出した反応は、これまで実験的に難しかった中性ハドロン同士の相互作用の研究に適している。ここでは、 $\gamma d \rightarrow p(\eta n)$ 反応における、 ηn 相互作用研究について議論する。

η メソンと核子 N (ηN) の相互作用は、 η メソンと N の閾値近傍に存在する S 波の核子共鳴 $N(1535)(S_{11}$ 共鳴) の構造の理解にも重要である。特に $N(1535)$ が注目される理由として、まず核子のカイラルパートナーと目されていることが挙げらる。カイラル対称性が完全に回復した世界では、この $N(1535)$ と核子は縮退して区別できなくなると期待される。 $N(1535)$ が ηN に崩壊する分岐比が異様に大きく、 S_{11} の中に $\bar{s}s$ の成分が存在することが考えられる。この ηN の相互作用の散乱長 $a_{\eta N}$ は、これまで $\pi N \rightarrow \eta N$ 、 $\gamma N \rightarrow \eta N$ 、 $\pi N \rightarrow \pi N$ 、 $\gamma N \rightarrow \pi N$ 反応の断面積に対して、理論的にチャンネル結合解析をすることで間接的に求められてきた。どの反応も $\eta N \rightarrow \eta N$ 散乱を露わに含まないため、実部の不定性が大きく 0.2–1.1 fm の範囲でしか決まっていない [51]。

ηN 相互作用の直接的な測定 [52, 53]、および Λn 相互作用の決定 [54] を目的とする実験が、震災からの復興に伴い、1.2 GeV から 1.3 GeV に電子シンクロトロンエネルギーが向上した ELPH において計画されている。スペクトロメーターはすでに完成し、2017 年末より本格的なデータ収集を断続的に行っている。

5.3.2.2 ハドロンビームを使ったハドロン間相互作用

KEK で行われた $\Sigma^{\pm}p$ 散乱実験をより高精度に測定する実験が J-PARC で計画されている [55]。ハイパー核の準位測定で間接測定されているはずの ΛN 相互作用についてもまだまだ分からないことが多い。近年、ハイパー核の準位の測定から Λp と Λn 相互作用も異なること (荷電対称性の破れ) が示唆された [56]。 Λp 相互作用については $pp \rightarrow K^+\Lambda p$ 反応の解析で調べられており、散乱長に対してある程度の制限が与えられている [57]。一方で Λn 相互作用に対する情報は乏しい。どのように高精度で Λn 相互作用を決定するのは、大きな課題の一つと言って良い。

5.3.3 原子核中でのハドロン性質とカイラル対称性の部分的回復

さまざまな環境下での QCD 真空構造の解明は、現在の原子核物理において最も重要な研究課題の一つである。高温状態では、クォークやグルーオンは閉じ込めから解放されプラズマ状態になることが理論的にも実験的にも示唆されている。高温ないし高密度の状況では、自発的に破れたカイラル対称性は回復することが予想され、高密度の状況ではカラー超伝導状態となることが理論的に期待されている。そのような状況の中、QCD 真空でのカイラル対称性の自発的破れの機構を理論的に解明すること、実験的に検証することは現代ハドロン物理学の重要な課題の一つと言える。対称性の破れの機構を解明する方法の一つは、高温・高エネルギー状態での相転移現象の直接観測であるが、対称性を完全に回復させなくとも、対称性が回復しつつあることを示すことによって、対称性の回復や破れの機構を調べることができる。そのようなカイラル対称性が部分的 (不完全) に回復する状況は、原子核密度程度でも起こることが分かっており、原子核中のハドロンの性質を研究することで、対称性の自発的破れの機構に対する知見が得られる。このような静的な方法は、重イオン衝突のような動的で時間発展をする系の研究と相補的である。

現時点では、深く束縛された π 中間子原子のエネルギースペクトル (後述) [58] や低エネルギー π メソン原子核弾性散乱の微分断面積の実験データ [59] と線形密度近似を仮定した理論的解析から [60, 61]、カイラル対称性の自発的破れの秩序変数の一つであるクォーク凝縮の大きさは原子核中で 30% 程度減少していることが示唆されている [58, 61]。つまり、原子核中でのカイラル対称性の部分的回復は実験的に確立しつつある。そのような状況の中、原子核中におけるカイラル対称性の部分的な回復がどれくらい起こっているかを、定量的に明らかにすること (定量的精密化) と、核物質中でカイラル対称性の部分的回復が起こっているとしたら、核媒質中のハドロンの性質にどのような影響があるかを理論的・実験的に検証すること (系統的検証) が求められている。定量的精密化には、精密な議論が行うことができる π メソン-原子核系において、より詳細な測定を行うこと、および現象と QCD を結びつける理論を発展させる必要がある。また、系統的検証方法として、 π メソン以外の擬スカラーメソン (η および η') やベクトルメソン (ϕ , ω , ρ など) に関する核媒質効果 (質量変化、幅の変化、崩壊過程の変化など) を観測することが考えられる。

5.3.3.1 核物質内の π メソン

深く束縛された π メソン原子の分光測定では、原子核密度における媒質効果による π -原子核低エネルギー相互作用の変化を実験的に捉える事ができ、そこから原子核中でのカイラル対称性の部分的回復を定量的に議論することができる [58]。理論的には、媒質効果による波動関数くりこみと、 π メ

ソーン-原子核の低エネルギーにおけるアイソベクトル斥力相互作用の変化がモデルに依存しない形で議論されており、カイラル対称性の部分的回復と直接的に関係づけられる [61]。πメソン原子のエネルギー準位のシフトと幅は、πメソン-原子核の相互作用を反映する。主に遷移 X 線測定の結果をグローバルフィットして決めた現象論的ポテンシャルはデータを良く再現するが [62]、低エネルギーの相互作用に大きな感度を持つのは、深く束縛された π 中間子原子であるが、束縛された π 中間子の強い相互作用による吸収が大きいため、これは遷移 X 線では測定できない [63]。

深く束縛された πメソン原子の生成・分光手法は、原子核反応を用いた直接生成の反応 Q 値を計測する方法が確立している [64]。Q 値は反応生成物である πメソン原子の量子状態を反映し、スペクトル上にピークとして同定可能である [65]。既に GSI での一連の研究により深く束縛した πメソン原子の分光実験の結果は、クォーク凝縮の定量評価に結びついている [58]。現在、分光測定は、高精度・系統的測定に向かっており、RIBF では大強度ビームによる ($d, {}^3\text{He}$) 反応により、πメソン錫原子の $1s$, $2p$ 状態が同時に同定された (図 5.3) [66]。これにより、測定にまつわる系統誤差を評価・抑制でき、データの信頼性や精度が向上した。分散整合光学系を適用した計測では、分光分解能が飛躍的に改善し、自然幅の決定精度も向上した [67]。近い将来最新の結果が公表されることが期待される。

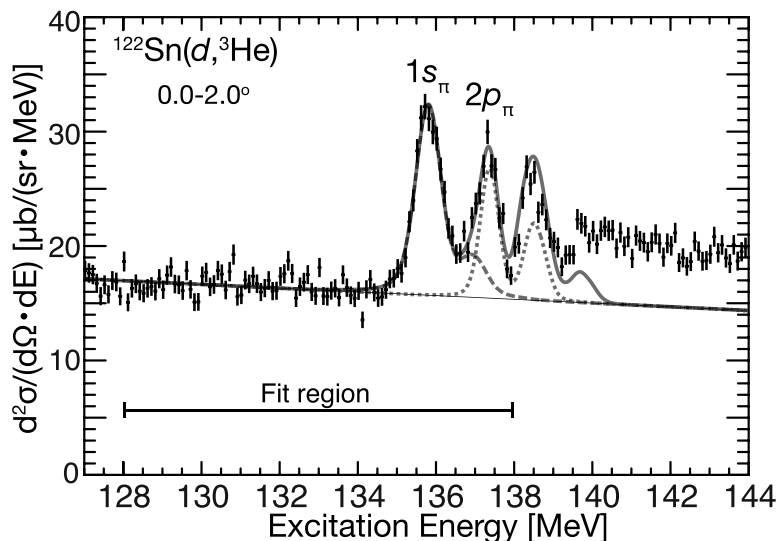


図 5.3: RIBF で計測された ${}^{122}\text{Sn}(d, {}^3\text{He})$ 反応の励起エネルギースペクトル [66]。横軸は、錫 121 の基底状態から計った反応生成物の励起エネルギー。中央の三つのピークのうち左側が πメソン $1s$ 状態、中が $2p$ 状態、右は複数からなる。

πメソン原子生成機構の理解も進みつつある。πメソン原子の生成断面積は、($d, {}^3\text{He}$) 反応の素過程にあたる $n(d, {}^3\text{He})\pi^-$ 反応の断面積と、反応に関与する中性子の寄与を積算する方法 [68] と、グリーン関数による方法 [69] の二通りで計算され、結果はほぼ一致する。断面積の絶対値は、実験と比べると、 $1s$ の場合 5 倍程度過大評価となっているものの $2p$ ではほぼ一致した。実験では、BigRIPS の大きな角度アクセプタンスを利用して生成断面積の反応角度依存性も計測されており、角度依存性は理論と良く一致する [66]。

π メソン原子の研究は、次のステップとしてクォーク凝縮の密度依存性の導出に向かう [70]。深く束縛された π メソン原子の π メソンと原子核の波動関数の重なりは、原子核飽和密度の 60% 付近で最大となる。これを実効密度 ρ_e と定義すると、錫の場合 ρ_e は同位体によって系統的に数%程度変化する。この変化を利用して、クォーク凝縮の密度依存性を導出するためには、さらなる高精度の分光測定が必要である。また、錫原子核の核子分布密度の精密決定も必要不可欠で [71]、反応機構を含め原子核についての総合的な知識が重要となる。

生成反応については、RCNP で $(p, {}^2\text{He})$ 反応による実験も実施されており [72]、例えばガス標的を用いるなど標的選択の多様性や実験実施機会の面で、RIBF との相補的な役割が期待される。また、逆運動学による反応も重要である [73]。順運動学では標的として使用しにくい物性をもつ物質でもビームとして用いることができれば、計測可能な物質の範囲は大きく広がる。重水素標的を用いた $(d, {}^3\text{He})$ 反応の逆運動学については、現実的な実験セットアップを用いたシミュレーションにより、高い分解能を得られる可能性が示されている。将来の不安定核 π メソン原子分光実験の可能性を視野に入れた開発が進んでいる [74, 75]。

5.3.3.2 核物質内の \bar{K} メソン

J-PARC における実験から $S = -1$ を持つ 2 核子系である $\bar{K} NN$ 束縛状態について、興味深い結果が報告された。一つは J-PARC E27 実験 [76] による $d(\pi, K)$ 反応を用いた研究、もう一つは J-PARC E15 実験 [77] における ${}^3\text{He}(K^-, n)\Lambda p$ という Exclusive 測定の結果である。双方、 K^-pp を閾値とした時、そのエネルギーよりも低い方 (bound region) に優位な構造があることが確認されている。E27 の実験結果では束縛エネルギー ~ 100 MeV の非常に深い状態、E15 の実験結果は束縛エネルギー ~ 20 MeV の浅い束縛状態であるということを示唆している。これらの 2 つの状態がどのような関係にあるのかについては、さらなる検証が必要ではある。 K^-pp 閾値以下に束縛状態と思える構造、 $S = -1$

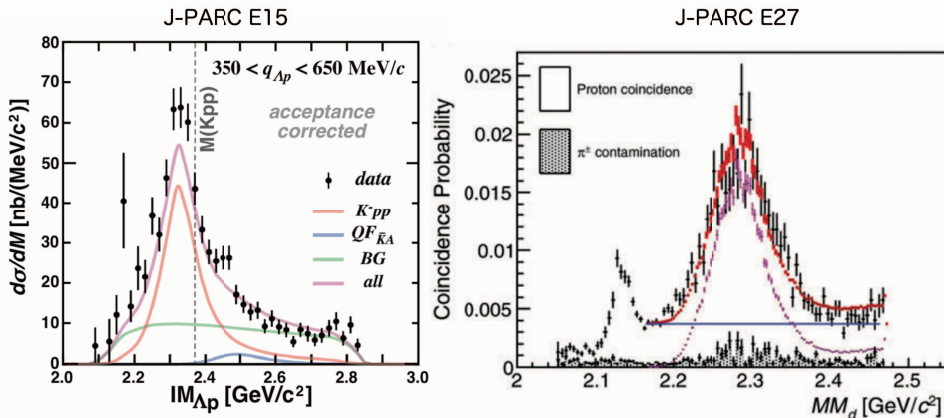


図 5.4: $\bar{K} NN$ 束縛状態に関する最新の結果。左: J-PARC E15 実験 [77]、および 右: J-PARC E27 実験 [76]。明確な構造が $\bar{K} NN$ 生成閾値 ($2370 \text{ MeV}/c^2$) 以下に存在していることを示している。

のダイバリオン状態が存在するであろうことは疑う余地は少ない。まず重要なことは、J-PARC E15 および E27 で観測された状態がどのような関係にあるのかについて明確にすることである。そのた

めには、観測されたそれぞれの状態の量子数（スピン、パリティ）の決定が必要不可欠であると考えられる。また、 K^-pp 束縛状態の存在は、 \bar{K} と核子間に働く強い引力に起因する。すなわち、現在観測されている2核子系以上の束縛状態の存在可能性、さらには \bar{K} を複数個持つような \bar{K} メソン原子核（例えば K^-K^-pp 束縛状態など）の探索 [78] が重要であると考えられる。

5.3.3.3 核物質中のベクトルメソン

原子核や高エネルギー重イオン衝突で実現される有限密度・有限温度媒質中において、カイラル対称性の秩序変数である反クォーク・クォーク凝縮量を定量的に評価することは、媒質とハドロン質量の獲得過程の関係を定量的に明らかにするために重要である。特に、有限密度においては、格子QCD計算においても符合問題と呼ばれる困難が存在し、特殊な取り扱いを要するため、有限密度下でのカイラル対称性の回復現象に対しては、実験的な情報が待ち望まれている。

反クォーク・クォーク凝縮量を定量的に評価するために提案されているのが、ベクトルメソン (ρ , ω , ϕ) の質量分布を用いるものである。これは、ベクトルメソンの質量分布の重み付き平均と反クォーク・クォーク凝縮量との関係が理論的に示唆されているためである。このため、これまで陽子-原子核反応や、高エネルギー重イオン衝突で生成される媒質中でのベクトルメソンの質量分布の測定が多く試みられている。これまでに、KEK E325 実験 [79] において、 ρ メソンや ω メソンの、またSPS-NA60 実験 [80] による測定で ρ メソンの質量分布の変化を明確に捉えている。現在、さらに多くの統計を収集するために性能を向上した次期実験が準備中である。また、RHIC エネルギー領域においては、PHENIX 実験と STAR 実験の間の実験結果の差異が解消され [81]、カイラル対称性の回復による ρ メソンの質量変化と矛盾しない実験結果が示されている。低エネルギー領域においては、GSI-HADES 実験による結果が示され、 ρ メソン質量分布の変化に対する励起核子の影響が示唆されている。このため、GSI-HADES 実験においては、 π メソンビームを用いたデータ収集を行っている。

有限密度媒質としての原子核を標的とした実験としては、核内の質量分布に感度のある十分な収量を得るためには、ハドロンビーム、特に、高輝度の陽子ビームを用いた実験が必須である。質量分布の変化を明確に捉えるために、幅が狭く、他の共鳴状態の影響が少ない ϕ メソンに的を絞った測定が望まれている。しかし、幅が狭く寿命が比較的長くなるため、核内で崩壊する確率は小さくなる。また、ハドロンの終状態相互作用を避けるために、陽電子・電子対崩壊を測定する必要があり、その崩壊比も 10^{-4} レベルと非常に小さい。さらに、標的による電子散乱を避けるために、標的は非常に薄くする必要がある。これらの条件を満たしたうえで、十分な収量を得るためには、高輝度陽子ビームを用いた実験が必須であり、これはJ-PARCでしか実現できない。J-PARCでの実験は準備段階であり、検出器開発が終了し建設中であり、2020年にはデータ収集を開始する予定である。さらに、その将来の計画として、カイラル対称性の回復現象を定量的に議論するためには、ベクトルメソンのカイラルパートナーである軸性ベクトルメソンの原子核中での性質を測定する必要がある。カイラルパートナーとは、スピンの同じでパリティの違う粒子のことで、カイラル対称性が回復した状態では、同じエネルギー準位を持つと想定されるものである。カイラル対称性の回復による質量変化は、片方の質量減少ではなく、パートナー間の質量差の減少が本質的であると考えられている。そのため、媒質中でのカイラル対称性の回復を研究するためには、ベクトルメソンのみではなく、軸性ベクトルメソンの測定も行うことが重要となる。軸性ベクトルメソンの質量分布の直接測定は、分布の幅が大きいため、困難である。そこで、原子核中での測定は、ベクトルメソンと軸性ベクトルメソンの

混合を通じてベクトルメソンに現れる質量分布の微小な変化を捉えることを目指す。

5.3.3.4 η' メソン原子核束縛状態

η' メソンはフレーバー SU(3) の 1 重項の擬スカラーメソンである。その質量は約 $958 \text{ MeV}/c^2$ と大きく、カイラル対称性の自発的破れだけでは説明する事ができない。 η' メソンの質量の大部分は、現在の理解においては、 $U(1)_A$ 対称性を陽に破る効果 ($U(1)_A$ アノマリー) に起因するものとされている。't Hooft-Kobayashi-Maskawa の 6 クォーク頂点関数 (det 項) の議論によると、 η' メソンの質量に対する $U(1)_A$ アノマリーの効果はカイラル対称性の破れを通して現れる [82]。したがって、有限密度や高温の状態でカイラル対称性が回復するのに伴って、 η' メソンの質量は大きく減少していく事が予想されている。また、アノマリーの強さ自体がカイラル対称性が部分的に回復している環境下でどのような振る舞いを示すかは理解されておらず、それは η' メソンの質量変化の大きさとして現れるはずなので、やはり η' メソンの質量変化を調べることは重要である。現時点では、直接的な手法で η' メソンの質量変化を捉えた実験結果は知られていない。間接的には、RHIC において、高エネルギー重イオン衝突での実験結果を η' の質量変化と結びつけるシナリオがある [83]。重イオン衝突では π メソン対の相関長を測定することで π メソンが衝突後短時間で生成されたか、長寿命粒子の崩壊で生じたかを知ることができる。RHIC の高温状態から生成された低運動量 π メソンの起源を調べたところ、 π メソンの長寿命の共鳴状態由来の成分が増加するという傾向がみられた。この原因を η' メソンの質量が減少したと仮定して説明するものである。信頼できる実験結果として、質量の直接的な測定をすることが期待されるが、重イオン衝突では、多大なバックグラウンドと生成粒子の運動量分布から、測定は非常に困難である。一方、低温の原子核内部での η' メソンの質量の測定も行われようとしている。 η' メソンの崩壊長 $c\tau$ は約 1 pm と比較的長く、原子核内部で崩壊する η' メソンを効率良く測定するためには、低反跳の運動学で η' メソンを生成する事が重要である。核中での η' メソンの質量測定の難しさは η' メソンの同定方法にある。核中で生成された η' メソンは周囲の核子と相互作用し吸収されるため、真空中の崩壊モードは強く制限されると予想できる。このため、原子核中で崩壊した η' メソンを真空中と同じ崩壊モードで測定するには大量の η' メソン生成が必要となる。核内での η' メソンの質量測定方法として、 η' メソン束縛原子核の探索と、 η' メソンの核中での不変質量の測定の 2 つの方法が挙げられる。

η' メソン束縛原子核の探索は GSI での $C(p, d)X$ 反応を用いた質量スペクトロスコピー等が提案されている。2014 年に実施された同実験では質量スペクトルに束縛状態生成を示すピーク構造は発見されなかったが、その高精度スペクトルにより η' メソンと原子核の相互作用に厳しい制限を与えることに成功した [84]。

また、SPRING-8/LEPS2-BGOEgg 実験に置いても、 η' メソン生成の素過程として (γ, p) 反応を使い、前方 0 度に放出される陽子測定から得られる質量欠損法を使った η' 原子核束縛状態の探索実験が進行中である。同時に、 $\eta' \rightarrow \gamma\gamma$ を BGOEgg 電磁カロリメーターで捕え、その不変質量分布から核中の η' メソンのスペクトル関数の測定も行っている。

5.3.3.5 チャームハドロン-原子核相互作用

ハドロン分子状態を形成する上でハドロン間の相互作用は非常に重要な情報である。ハドロンが原子核内部に有効自由度として存在することができる場合、そのようなハドロンの性質を探ることは核媒質を探る上で重要なプローブとしての役割を期待することができる。実際に、 π , η , ρ , ω , ϕ , \bar{K} ...あるいは Δ , Λ , Σ , Ξ , ...などの軽いハドロンについては、原子核内部でのハドロンの性質について実験と理論の両面からの研究が発展中である。また、ストレンジバリオン(ハイペロン)が含まれる原子核はハイパー核と呼ばれ、 \bar{K} メソンを含む原子核は \bar{K} メソン原子核と呼ばれており、ストレンジネスを含まない通常の原子核とは異なる核構造をもつことが議論されている。そこでフレーバーをチャームクォークやボトムクォークに拡張して、チャームクォークやボトムクォークを含むチャーム原子核およびボトム原子核を考えることは自然な流れであるが、重いクォーク対称性により単純な延長にとどまらない新たな分野を切り開く可能性がわかってきた。

重いハドロンの種類を大雑把に分類すると、クォークonium, heavy-light メソン, 重いバリオンに分けられる。これらを原子核に入れるとハドロンの構造を反映したハドロンと核子の相互作用が現れる。それぞれの相互作用は次のような特徴的な性質を持つ。以下、 q は軽いクォーク、 Q は重いクォークを表す。

- **クォークonium ($Q\bar{Q}$)-核子相互作用：**

クォークoniumと核子は共通のクォークを含まないので、軽いクォークの直接的な交換は存在しない。そこでクォークoniumと核子の間のグルーオンの直接交換が支配的であると考えられる [85]。 J/ψ について、 J/ψ と核子の高エネルギー散乱における Reggeon 交換からグルーオンの力の強さを評価して、畳み込みポテンシャルを用いて少数核子系を調べた結果、数バリオン数以上の原子核において束縛状態があることが示された。その後、QCD 和則による解析が行われ、核媒質中の J/ψ は数 MeV の束縛エネルギーで束縛することが示された [86]。このときグルーオン凝縮が支配的な役割を果たすことがわかった。また、最近は格子 QCD による J/ψ と核子のポテンシャルの解析が行われている [87, 88, 89, 90]。HAL QCD グループによる解析の結果、 J/ψ と核子の間の力は引力であり、核媒質中の束縛エネルギーは数 10 MeV であると評価された [87]。

- **Heavy-anti-light ($\bar{q}Q$) メソン-核子相互作用：**

$\bar{q}Q$ メソンの中の \bar{q} クォークと核子の中の q クォークの間には強い引力が働くので、 $\bar{q}Q$ メソンと核子の相互作用は強い引力であると考えられる。具体的には D メソンあるいは \bar{B} メソンである。 $\bar{q}Q$ メソンは重いクォークを含むため、力学的エネルギーが小さく、大きな束縛エネルギーを持つ束縛状態の存在が期待される。

- **Anti-heavy-light ($q\bar{Q}$) メソン-核子相互作用：**

$q\bar{Q}$ メソンは $\bar{q}Q$ メソンの荷電共役状態である。真空においては荷電共役の対称性のために、真空において $q\bar{Q}$ メソンと $\bar{q}Q$ メソンは電荷を除いて同じ性質をもつ。しかし、核媒質は荷電対称性を破るので、 $q\bar{Q}$ メソンは $\bar{q}Q$ メソンと異なる性質をもつ。重いクォークのスピン対称性があるとすると、擬スカラーメソン (\bar{D} あるいは \bar{B}) だけではなくベクトルメソン (\bar{D}^* あるいは B^*) も有効な自由度になる (Heavy Quark Symmetry 二重項)。このとき、 $\bar{D}N \leftrightarrow \bar{D}^*N$ あるいは $BN \leftrightarrow B^*N$ による混合効果によって強い引力が生じる可能性がある。ただし、 $\bar{q}Q$ メソ

ンの場合とは異なって、 $q\bar{Q}$ メソンの場合は核子と同じクォーク q が存在するので、短距離における強い斥力が存在する可能性がある。

● **重いバリオン (qqQ)-核子相互作用：**

ストレンジネスを含むバリオン qq_s をチャームクォークやボトムクォークを含むバリオンに拡張することは自然な発想であり、ハイパー核物理が始まった 1970 年代にすでにチャームバリオンが束縛された原子核の存在の可能性が議論されていた。最近では重いクォークのスピ対称性の観点から qqQ バリオンと核子の相互作用が議論されている。とくに、 qqQ 中の qq ダイクォークがスピン 1 である場合、 qqQ のスピン 1/2 の状態 (Σ_c バリオンあるいは Σ_b バリオン) とスピン 3/2 の状態 (Σ_c^* バリオンあるいは Σ_b^* バリオン) は HQSS 二重項なので、両方のスピンの自由度を同時に考慮する必要がある。このとき、 $\Sigma_c N \leftrightarrow \Sigma_c^* N$ あるいは $\Sigma_b N \leftrightarrow \Sigma_b^* N$ による混合効果で強い引力が生じる可能性がある。また、長距離ではパイオン交換があり、テンソル力による強い引力も期待することができる。最近 HAL QCD グループによって Λ_c バリオンと核子のポテンシャルが計算された [91]。引力ではあるものの 2 体の束縛状態を作るほど強いものではない。しかし、バリオン数を多くしていくと束縛状態が存在することが議論されている。最近の QCD 和則による解析でも核物質中の Λ_c バリオンは束縛されることが示されている [92]。

これまで、重いハドロン-核子または原子核間相互作用に関する系統的な研究はなされてこなかった。今後の重要な研究課題の一つであるといえる。

5.4 今後の研究展開に必要となる研究施設

チャームバリオンスペクトロスコーピー、 $S = -1$ や $S = -2$ を持つバリオンのスペクトロスコーピーは今後も既存の J-PARC、SPring-8、ELPH、また多くの衝突型加速器実験で継続的に研究が進んで行くことは間違いない。

ここでは、今後新規開拓されて行くべき課題について議論する。前章で述べたとおり、チャームクォークやボトムクォークなどを含む重いハドロンでは、それぞれの種類において相互作用の性質が異なり、原子核中において特徴的な質量スペクトラムを持つことが期待される。また、実験的にチャーム・ボトム原子核を生成するためには、単純な構造が期待できる少数バリオン数の原子核を考えることが現実的である。実際に、1 つの重いハドロンと 2 つの核子の 3 体系として $J/\psi NN$ ($\eta_c NN$) [93], DNN [94], $\bar{D}NN - \bar{D}^* NN$ [95], $\Lambda_c NN - \Sigma_c NN - \Sigma_c^* NN$ [96] などの質量スペクトラムについて理論計算が行われている。この研究を推進して行くためには、大量のチャームクォーク生成可能な高エネルギーのハドロンビームが必要である。しかしながらそのような実験施設は国内にはない。

また、チャームクォークのみならず、ボトムクォークを含むメソンやバリオン、特に高い励起状態を含む状態のスペクトロスコーピーを解析するためには、更なる高エネルギー衝突型加速器での研究推進が必要である。以上の観点から、今後のハドロン物理の新展開には以下に示すような施設が必要であると考える。

5.4.1 拡張後の J-PARC ハドロンホール

現在国内では J-PARC、KEKB/BelleII、SPring-8/LEPS、LEPS2 および ELPH においてハドロン物理を展開している。これらの施設では主にアップ (u)、ダウン (d)、ストレンジ (s)、チャーム (c)、ボトム (b) クォークに注目したバリオンのスペクトロスコーピーおよび、メソン-メソン相互作用の研究が展開されている。しかしながら、チャームハドロンと原子核相互作用などが実現できる環境は整備されていないのが現状である。

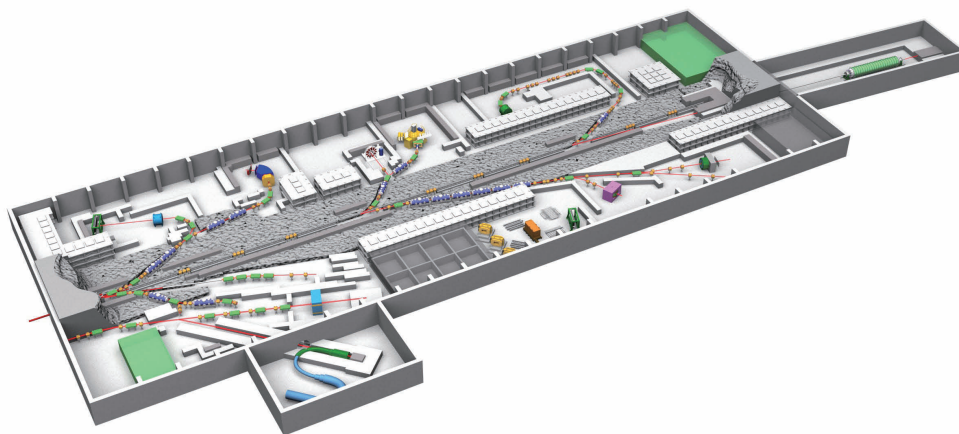


図 5.5: 現在計画中の J-PARC ハドロンホール拡張計画の全体図

現在、核物理コミュニティで議論されている J-PARC ハドロンホール拡張計画では、10 GeV/ c までの粒子識別された大強度 2 次粒子 (π^\pm , K^\pm , p および \bar{p}) が利用可能となる K10 ビームラインの建設が計画されている。反陽子ビームを使った $\bar{p} + p$ 反応の場合、チャームクォークペアの生成閾値は ~ 7 GeV/ c である。K10 で利用可能な反陽子ビームの強度を使えば、チャームハドロンと原子核相互作用を研究することは十分可能である。特に 4–6 GeV/ c 反陽子ビームを使った J/ψ , ψ' などチャームニウム生成断面積および、8 GeV/ c 反陽子ビームでの $D\bar{D}$ メソンペア生成断面積の標的原子核依存性などの測定から、QCD 真空構造に関する知見を得ることができると期待する。

また、このビームラインで利用できる大強度 K^- ビームを用いれば、ストレンジクォーク $S = -2, -3$ のバリオンのスペクトロスコーピーも可能となる。 $S = -2$ を持つ Ξ バリオンはその基底状態 Ξ^0, Ξ^\pm 、および第一励起状態である $\Xi(1535)$ の 2 種類のみが確立している [1]。 Ξ バリオン励起状態を研究する最も有効な手法として、高運動量 K^- メソンビームを用いたスペクトロスコーピーが考えられる。生成断面積が小さいストレンジネス $S = -2$ のバリオンを生成する必要があるため、J-PARC 等での大強度ビームが必要である。4 GeV/ c までの K^- メソンビームを使うことで、質量として 2.5 GeV/ c^2 までの Ξ バリオン励起状態の探索が可能となる。ストレンジネス $S = -3$ のバリオンについては、 Ω バリオンの基底状態以外は観測されていない。 Ω バリオンの生成方法としては、 K^- メソンビームを使う ($K^-, K^+ K^+ \pi^-$) 反応を用いる方法や、反陽子ビームを使った反陽子・陽子消滅反応での $\Omega \bar{\Omega}$ 対生成を用いる方法が考えられる。4–10 GeV/ c の K^- メソンビームもしくは 6 GeV/ c 以上の反陽子ビームを使うことで Ω バリオン励起状態の探索も可能となる。

また、本拡張計画では、大強度高分解能ビームライン (HIHR) の建設も計画されている。このビームラインでは、 $2 \text{ GeV}/c$ 以下の運動量を持つ荷電 π メソンを従来の 100 倍以上の強度で、10 倍優れた運動量分解能で利用できるように設計されているビームラインである。この大強度、高分解能の特徴を生かし、 (π^+, p) 反応を使った、 η メソン原子核や η' メソン原子核に関する研究の提案がなされている。このチャンネルでのメソン原子核探索が可能なのは、世界的に大強度 π メソンビームが利用可能な J-PARC のみである。一つの現象を多角的に観測することが不可欠なハドロン物理において、本ビームラインの建設は非常に重要な一歩となる。

これらハドロンホール拡張計画は J-PARC ハドロンホールユーザー会のもと組織された「ハドロン実験施設拡張検討委員会」によって、「J-PARC ハドロン実験施設の拡張計画」としてまとめられている [97]。興味を持たれた読者は一読願いたい。

5.4.2 国際リニアコライダー (ILC)

チャームバリオンの研究を進める上で強力な武器となってきた B -factory では、エネルギーが足りないためにチャームクォークを複数個持つバリオンやボトムクォークを持つバリオンを研究することができなかった。この困難を克服するためには、よりエネルギーの高いエネルギーでの衝突実験が最適である。そのような実験環境として現在稼働中の LHC での実験、LHCb 実験をあげることができる。まさに、LHCb からチャームクォークを二つ持つバリオンが初めて観測されたことは記憶に新しい [24]。

一方現在、重心系エネルギーとして 250 GeV を目標として建設計画が立案されている e^+e^- コライダー、国際リニアコライダー (ILC) [98] について考えていく。まず、 e^+e^- コライダーの利点としては、1つはバックグラウンドが少なく、バリオン励起状態の探索に有利であることが挙げられる。もう1つ重要な利点は生成されたクォークが最初から偏極していることである。 Z 粒子の崩壊で生成されたボトム (チャーム) クォークは 90% (60%) 程度偏極しており、この特徴を活かしてパリティを決めたり、スピン構造を議論したりすることが可能になる。偏極を活かして、重いクォークを持つバリオンのスピン構造を調べることができる。本測定は非常に ILC ならではのものである。ナイーブな描像では、バリオンのスピン (ヘリシティ) に占めるクォークのスピンの割合と、偏極クォークからフラグメンテーションによって直接生じるバリオンへの偏極移行は等しい [99]。 Z の崩壊によって生じるクォークの偏極度は標準模型によって精度よく計算できるので、後は終状態のバリオンの偏極度を測れば偏極移行を計算することができ¹²、ひいてはバリオンのスピンに占めるクォークのスピンの割合を見積もることができる。陽子においては、「陽子スピンの危機 (パズル)」として良く知られているように、この割合はクォークモデルによる見積もりよりも圧倒的に小さい。重いクォークを持つバリオンの場合がどうなっているかは面白い問題であるが、陽子に対して行われているようなレプトン深部非弾性散乱による測定ができないため、このようなアプローチが唯一のものとなる。

また、ILC 計画では、実験の大半は Z 粒子の質量よりさらに高いエネルギーで行われる予定であるが、ここではトップクォークの崩壊を利用してまだ見つかっていない重いクォークを2つ以上含むようなバリオンを探ることが可能である。トップクォークの主要な崩壊モードは $t \rightarrow b W^+$ で、さらに W^+ が $c \bar{s}$ に崩壊するモードも CKM favored モードである。従って、 b と c を空間的に非常に

¹²ただし、バリオンが直接生成されない場合、つまり、別のバリオンが一回できてその崩壊で生成されるような寄与などについては別に差し引く必要がある。

近い場所で生成できる。このとき、 b と c が同じ方向に飛ぶとして計算すると、これらのクォークの持つラピディティーの差は0.1以下と小さい。つまり、 b と c は phase space 上近くにいたので、束縛状態、すなわち Ξ_{bc} を形成することが期待できる。

5.5 他のワーキンググループ (WG)、他分野との連携

すでに述べてきた通り、ハドロン物理の目標は強い相互作用の基礎理論である QCD により、如何に物質が形成されていくのかについて理解を深めていくことである。クォークが閉じ込められハドロンを形成し、ハドロンの中でもバリオンが集まり原子核を作る。さらに原子核が集まり、星が形成される。また、その一部は自分の重力で中性子星となる。これらの状態は全て強い相互作用により形作られたものである。クォークから如何にハドロンが形成されていくのか？という課題を、高エネルギー重イオン衝突実験における QGP からハドロンへの相転移を通して、またバリオン-メソンのスペクトロスコピーから理解していこうという試みが続いている。また、中性子星内部の状態である高密度核物質に関する研究は、ハイパー核研究、および、原子核密度を超える高密度物質生成の可能性が示唆されているメソン原子核束縛状態生成を通してのアプローチが行われている。

5.6 最後に

これまでに、ハドロンを記述する有効な自由度を解き明かすことを目的としたハドロンのスペクトロスコピー実験、QCD 真空の構造の理解を目標として展開してきた原子核中のメソンスペクトルの測定実験、および、基本的なハドロン-ハドロン相互作用の精密測定を目的としたハドロン散乱実験を多種多様なビームを使い全世界的に展開してきた。今まさに、これまでに我々の得た結果を再度見直す必要がある。本レポートがその一助となる事を期待する。また、本格稼動がはじまった J-PARC や Belle II、また、これから稼動が始まる FAIR など新しい施設からどのような成果が生まれてくるかは非常に興味深い。中でも、高エネルギービームを利用することにより実現できるチャーム、ボトムクォークといった重いクォークを使った研究の新展開を期待する。この研究では、重いクォークのスピ対称性を使うことにより、これまでは観測が難しかった、軽いアップ、ダウン、ストレンジ (u, d, s) クォークがハドロンの世界で果たす役割について新しい情報を与えると期待する。我々は新しい局面、「フレーバーフロンティア」に立っているといえることができる。

ハドロン物理研究はハドロン反応を系統的に研究することが求められる。素粒子論で展開されている標準模型を超えた物理などにおいても、強い相互作用が関与する観測においては、必ず強い相互作用の物理やハドロン反応の知識が必要となる。そのような分野に対しても、有益な情報を提供することができる。

本レポートでは、最新のハドロン物理に関するできるだけ多くのトピックスを網羅するよう心がけて制作してきたが、残念ながら全てのプロジェクトを紹介できたわけではない。また、多くの読者には物足りない内容になったかもしれない。そこで、有用と思われるレビュー論文を以下に列挙する。参考にしていただきたい。

- ダイバリオンに関するレビュー論文 [100]
- X,Y,Z ハドロンに関するレビュー論文 [101]

- チャーモニウムにおけるグルーオンの役割に関する資料 [102]
- X,Y,Z ハドロンに関する包括的レビュー論文 [103, 104]
- チャームペンタクォーク P_c とテトラクォークについてのレビュー論文 [105]
- KEK-Belle で発見された X, Y, Z ハドロンに焦点が置かれたレビュー論文 [106]
- 軽いメソンも含めたハイブリッドメソンについて [107]
- 重イオン衝突実験におけるエキゾチックハドロン生成 [110]
- 原子核中の重いハドロンについて [111]
- $\Lambda(1405)$ に関するレビュー論文 [112]
- 原子核、核媒質中の軽いハドロン [113, 114, 115]
- メソン原子核に関する教科書 [116]

参考文献

- [1] M. Tanabashi *et al.* [Particle Data Group], *The Review of Particle Physics (2018)*, Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018).
- [2] K. Fukushima, and T. Hatsuda, *The phase diagram of dense QCD*, Rept. Prog. Phys. **74**, 014001 (2011).
- [3] T. Abe *et al.*, *Achievements of KEKB*, Prog. Theo. Exp. Phys. **2013**, 03A001 (2013). doi:10.1093/ptep/pts102
- [4] A. Abashian *et al.*, *The Belle Detector*, Nucl. Instrum. Meth. A **479**, 117 (2002). doi:10.1016/S0168-9002(01)02013-7
- [5] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], *The BABAR Detector: Upgrades, Operation and Performance*, Nucl. Instrum. Meth. A **729**, 615 (2013) doi:10.1016/j.nima.2013.05.107 [arXiv:1305.3560 [physics.ins-det]].
- [6] T. Ishikawa *et al.*, *The second GeV tagged photon beamline at ELPH*, Nucl. Instrum. Meth. A **622**, 1 (2010).
- [7] T. Ishikawa *et al.*, *A fast profile monitor with scintillating fiber hodoscopes for high-intensity photon beams*, Nucl. Instrum. Meth. A **811**, 124 (2016).
- [8] T. Ishikawa *et al.*, *The FOREST detector for meson photoproduction experiments at ELPH*, Nucl. Instrum. Meth. A **832**, 108 (2016).
- [9] H. Yamazaki *et al.*, *The 1.2 GeV photon tagging system at LNS-Tohoku*, Nucl. Instrum. Meth. A **536**, 70 (2005).
- [10] M. Kaneta *et al.*, *Neutral Kaon Spectrometer 2*, Nucl. Instrum. Meth. A **886**, 88 (2018).
- [11] H. Al Ghouli *et al.* [GlueX Collaboration], *Measurement of the beam asymmetry Σ for π^0 and η photoproduction on the proton at $E_\gamma = 9$ GeV*, Phys. Rev. C **95**, no. 4, 042201 (2017) doi:10.1103/PhysRevC.95.042201 [arXiv:1701.08123 [nucl-ex]].
- [12] A.J. Bevan *et al.* [BaBar and Belle Collaborations], *The Physics of the B Factories*, Eur. Phys. J. C **74**, 3026 (2014).
- [13] S.K. Choi *et al.* [Belle Collaboration], *Observation of a narrow charmonium-like state in exclusive $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- J/\psi$ decays*, Phys. Rev. Lett. **91**, 262001 (2003).
- [14] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], *Observation of a broad structure in the $\pi^+ \pi^- J/\psi$ mass spectrum around 4.26 GeV/ c^2* , Phys. Rev. Lett. **95**, 142001 (2005).
- [15] S. K. Choi *et al.* [Belle Collaboration], *Observation of a resonance-like structure in the $\pi^\pm \psi'$ mass distribution in exclusive $B \rightarrow K \pi^\pm \psi'$ decays*, Phys. Rev. Lett. **100**, 142001 (2008).
- [16] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], *Determination of the $X(3872)$ meson quantum numbers*, Phys. Rev. Lett. **110**, 222001 (2013).
- [17] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], *Observation of the resonant character of the $Z(4430)^-$ state*, Phys. Rev. Lett. **112**, 222002 (2014).
- [18] A. Bondar *et al.* [Belle Collaboration], *Observation of two charged bottomonium-like resonances in $\Upsilon(5S)$ decays*, Phys. Rev. Lett. **108**, 122001 (2012).
- [19] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], *Observation of $J/\psi p$ Resonances Consistent with Pentaquark States in $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^- p$ Decays*, Phys. Rev. Lett. **115**, 072001 (2015).
- [20] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], *Study of $B^- \rightarrow D^{*0} \pi^-$ ($D^{*0} \rightarrow D^{(*)+} \pi^-$) decays*, Phys. Rev. D **69**, 112002 (2004).
- [21] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], *Observation of a narrow meson decaying to $D_s^+ \pi^0$ at a mass of 2.32 GeV/ c^2* , Phys. Rev. Lett. **90**, 242001 (2003).

- [22] D. Besson *et al.* [CLEO Collaboration], *Observation of a narrow resonance of mass 2.46 GeV/c² decaying to D⁺(s) π⁰ and confirmation of the D^{*}(sJ)(2317) state*, Phys. Rev. D **68**, 032002 (2003); *ibid.* **75**, 119908 (2007).
- [23] 加藤 悠司, *Belle* 実験でのダブルチャームバリオンの探索とチャームバリオン崩壊分岐比の決定, 原子核研究 **62**, Vol. 1, 42 (2017).
- [24] “Observation of the doubly charmed baryon Ξ_{cc}^{++} ,” website: (<http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb-public/Images2017/LHCb-PAPER-2017-018.pdf>).
- [25] 兵藤 哲雄, and 安井 繁宏, チャームペンタクォーク $P_c^+(4380)$ と $P_c^+(4450)$ によるエキゾチックハドロン研究の新しい展開, 原子核研究 **60**, Vol. 2, 122 (2016).
- [26] Y. Ohnishi *et al.*, *Accelerator design at SuperKEKB*, Prog. Theo. Exp. Phys. **2013**, 03A011 (2013). doi:10.1093/ptep/pts083
- [27] T. Abe *et al.* [Belle-II Collaboration], *Belle II Technical Design Report*, arXiv:1011.0352 [physics.ins-det].
- [28] T. Hara [Belle II computing Group], *Computing at the Belle II experiment*, J. Phys. Conf. Ser. **664**, no. 1, 012002 (2015). doi:10.1088/1742-6596/664/1/012002
- [29] A. Abulencia *et al.* [CDF Collaboration], *Analysis of the quantum numbers J^{PC} of the X(3872)*, Phys. Rev. Lett. **98**, 132002 (2007)
- [30] M.B. Voloshin, *Radiative transitions from Upsilon(5S) to molecular bottomonium*, Phys. Rev. D **84**, 031502 (2011)
- [31] H. Noumi *et al.*, *Charmed Baryon Spectroscopy via the (π, D^{*-}) reaction*, J-PARC E50 proposal (2012).
- [32] K. Shirotori *et al.*, *Charmed Baryon Spectroscopy Experiment at J-PARC*, JPS Conf. Proc. **8**, 022012 (2015).
- [33] S.H. Kim, A. Hosaka, H.C. Kim, H. Noumi, and K. Shirotori, *Pion-induced reactions for charmed baryons*, Prog. Theo. Exp. Phys. **2014**, 103D01 (2014).
- [34] F.J. Dyson, and N.-H. Xuong, *$Y = 2$ states in $SU(6)$ theory*, Phys. Rev. Lett. **13**, 815 (1964).
- [35] A. Abashian, N.E. Booth, and K.M. Crowe, *Possible anomaly in meson production in $p + d$ collisions*, Phys. Rev. Lett. **5**, 258 (1960).
- [36] N.E. Booth, A. Abashian, and K.M. Crowe, *Anomaly in meson production in $p + d$ collisions*, Phys. Rev. Lett. **7**, 35 (1961).
- [37] G. Agakichiev *et al.*, *Enhanced Production of Low-Mass Electron Pairs in 200 GeV/Nucleon S-Au Collisions at the CERN Super Proton Synchrotron* Phys. Rev. Lett. **75**, 1272 (1995).
- [38] G. Agakichiev *et al.*, *Low-mass e^+e^- pair production in 158 A GeV Pb-Au collisions at the CERN SPS, its dependence on multiplicity and transverse momentum*, Phys. Lett. **422**,(1998), 405
- [39] R. Arnaldi *et al.*, *First measurement of the rho spectral function in high-energy nuclear collisions*, Phys. Rev. Lett. **96**, 162302 (2006).
- [40] R. Rapp, *Dileptons and Medium Effects in Heavy-Ion Collisions*, Nucl. Phys. A **782**, 275c (2007).
- [41] M. Bashkanov, and H. Clement, *On a possible explanation of the DLS puzzle*, Eur. Phys. J. A **50**, 107 (2014).
- [42] R.L. Jaffe, *Perhaps a Stable Dihyperon*, Phys. Rev. Lett. **38**, 195 (1977).
- [43] S. Aoki *et al.*, *Search for the H dibaryon in (K^-, K^+) reactions*, Phys. Rev. Lett. **65**, 1729 (1990).
- [44] B. H. Kim *et al.* [Belle Collaboration], *Search for an H-dibaryon with mass near $2m_\Lambda$ in $\Upsilon(1S)$ and $\Upsilon(2S)$ decays*, Phys. Rev. Lett. **110**, 222002 (2013)

- [45] T. Inoue *et al.*, *Bound H-dibaryon in Flavor SU(3) Limit of Lattice QCD*, Phys. Rev. Lett. **106**, 162002 (2011).
- [46] J.K. Ahn *et al.*, *Search for H-Dibaryon with a Large Acceptance Hyperon Spectrometer*, J-PARC E40 proposal (2012).
- [47] T.Nakano, *Recent Results from LEPS*, JPS Conf. Proc. **13**, 010007(2017)
- [48] S.Y. Ryu *et al.* [LEPS Collaboration], *Interference effect between ϕ and $\Lambda(1520)$ production channels in the $\gamma p \rightarrow K^+ K^- p$ reaction near threshold*, Phys. Rev. Lett. **166**, 232001 (2016).
- [49] Y. Kondo *et al.* [KEK-PS E289 Collaboration], *$\Sigma^- p$ elastic-scattering in the region of $400 < P_{\Sigma^-} < 700$ MeV/c with a scintillating-fiber active target*, Nucl. Phys. A **676**, 371 (2000).
- [50] J.K. Ahn, H. Kanda *et al.* [KEK-PS E289 collaboration], *$\Sigma^+ p$ elastic scattering cross sections in the region of $350 \leq P_{\Sigma^+} \leq 750$ MeV/c with scintillating fiber active target*, Nucl. Phys. A **761**, 41 (2005).
- [51] Q. Haider, and L.C. Liu, *Eta-mesic nuclei: Past, present, future*, Int. J. Mod. Phys. E **24**, 1530009 (2015).
- [52] T. Ishikawa *et al.*, *ηn scattering length from the $\gamma d \rightarrow p \eta n$ at $E_\gamma \sim 0.9$ GeV*, JPS Conf. Proc. **13**, 020031 (2017).
- [53] S.X. Nakamura, H. Kamano, and T. Ishikawa, *Low-energy η -nucleon interaction studied with η photo-production off the deuteron*, Phys. Rev. C **96**, 042201 (R) (2017).
- [54] T. Ishikawa *et al.*, *FOREST 超前方荷電粒子検出で拓く物理*, ELPH-2844 proposal (2016).
- [55] K. Miwa *et al.*, *Measurement of the cross sections of Σp scatterings*, J-PARC P40 proposal (2010), website:
(http://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac.1101/pdf/KEK_J-PARC-PAC2010-12.pdf).
- [56] T.O. Yamamoto *et al.*, *Observation of spin-dependent charge symmetry breaking in ΛN interaction: gamma-ray spectroscopy of $^4_\Lambda\text{He}$* , Phys. Rev. Lett. **115**, 222501 (2015).
- [57] A. Gasparyan, J. Haidenbauer, and C. Hanhart, *Extraction of scattering lengths from final-state interactions*, Phys. Rev. C **72**, 034006 (2005).
- [58] K. Suzuki *et al.*, *Precision spectroscopy of pionic 1s states of Sn nuclei and Evidence for partial restoration of chiral symmetry in the nuclear medium*, Phys. Rev. Lett. **92**, 072302 (2004).
- [59] E. Friedman *et al.*, *The in-medium isovector πn amplitude from low-energy pion scattering*, Phys. Rev. Lett. **93**, 122302 (2004).
- [60] E.E. Kolomeitsev, N. Kaiser, and W. Weise, *Chiral dynamics of deeply bound pionic atoms*, Phys. Rev. Lett. **90**, 092501 (2003).
- [61] D. Jido, T. Hatsuda, and T. Kunihiro, *In-medium pion and partial restoration of chiral symmetry*, Phys. Lett. B **670**, 109 (2008).
- [62] C.J. Batty, E. Friedman, and A. Gal, *Strong interaction physics from hadronic atoms*, Phys. Rept. **287**, 385 (1997).
- [63] K. Itahashi *et al.*, *Deeply bound π^- states in ^{207}Pb formed in the $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})$ reaction. II. Deduced binding energies and widths and the pion-nucleus interaction*, Phys. Rev. C **62**, 025202 (2000).
- [64] T. Yamazaki *et al.*, *Discovery of deeply bound π^- states in the $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})$ reaction*, Z. Phys. **A355**, 219 (1996).
- [65] H. Gilg *et al.*, *Deeply bound π^- states in ^{207}Pb formed in the $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})$ reaction. I. Experimental method and results*, Phys. Rev. C **62**, 025201 (2000).
- [66] T. Nishi *et al.* [piAF Collaboration], *Spectroscopy of pionic atoms in $^{122}\text{Sn}(d, ^3\text{He})$ reaction and angular dependence of the formation cross sections*, Phys. Rev. Lett. **120**, 152505 (2018).

- [67] T. Nishi, *Precision spectroscopy of deeply bound pionic states in $^{121,116}\text{Sn}$* , Ph.D. thesis, Univ. Tokyo (2016).
- [68] N. Ikeno *et al.*, *Precision spectroscopy of deeply bound pionic atoms and partial restoration of chiral symmetry in medium*, Prog. Theor. Phys. **126**, 483 (2011).
- [69] N. Ikeno *et al.*, *Formation spectra of pionic atoms in the Green's function method*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2015**, 033D01 (2015).
- [70] K. Itahashi *et al.*, *High precision spectroscopy of pionic atoms in isotopes by ($d, ^3\text{He}$) reactions*, RIBF NP1512-RIBF135 proposal (2016).
- [71] S. Terashima *et al.*, *Proton elastic scattering from tin isotopes at 295 MeV and systematic change of neutron density distributions*, Phys. Rev. C **77**, 024317 (2008).
- [72] Y.N. Watanabe *et al.*, *Spectroscopy of deeply bound pionic states in the $^{124}\text{Sn}(p, ^2\text{He})$ reaction*, RCNP E483 proposal (2016).
- [73] K. Okochi, *Feasibility Study of Pionic Atom Spectroscopy in the $d(\text{HI}, ^3\text{He})$ Reaction*, Master thesis, Univ. Tokyo (2013).
- [74] Y.N. Watanabe, *Detector development for pionic atom spectroscopy in inverse kinematics*, Master's thesis, Univ. Tokyo (2015).
- [75] Y.K. Tanaka, and K. Itahashi, private communication (2017).
- [76] Y. Ichikawa *et al.*, *Observation of the " K^-pp "-like structure in the $d(\pi^+, K^+)$ reaction at 1.69 GeV/c*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2015** (2015) 021D01.
- [77] S. Ajimura, M. Iwasaki *et al.* K^-pp , a \bar{K} -meson nuclear bound state, observed in $^3\text{He}(K^-, \Lambda p)n$ reactions, [J-PARC E15 Collaboration], arXiv:1805.12275 (2018).
- [78] F. Sakuma *et al.*, *Double anti-kaon production in nuclei by stopped anti-proton annihilation*, J-PARC Letter of Intent (2009),
website: <https://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac.0907/pdf/LOI.Sakuma.pdf>
- [79] M. Naruki *et al.*, *Experimental signature of medium modifications for ρ and ω mesons in the $12\text{ GeV } p + A$ reactions*, Phys. Rev. Lett. **96**, 092301 (2006).
- [80] R. Arnaldi *et al.*, *First measurement of the ρ spectral function in high-energy nuclear collisions*, Phys. Rev. Lett. **96**, 162302 (2006).
- [81] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], *Detailed measurement of the e^+e^- pair continuum in $p + p$ and $\text{Au} + \text{Au}$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{ GeV}$ and implications for direct photon production*, Phys. Rev. C **81**, 034911 (2010);
L. Adamczyk *et al.* [STAR Collaboration], *Measurements of dielectron production in $\text{Au} + \text{Au}$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{ GeV}$ from the STAR experiment*, Phys. Rev. C **92**, 024912 (2015);
A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], *Dielectron production in $\text{Au} + \text{Au}$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{ GeV}$* , Phys. Rev. C **93**, 014904 (2016).
- [82] T. Kunihiro, *X Meson aka η' and Kobayashi-Maskawa-'t Hooft Six-quark Vertex*, Prog. Theor. Phys. **122**, 255 (2009).
- [83] R. Vertesi, T. Csorgo, and J. Sziklai, *In-medium reduction of the η' mass in $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{ GeV Au} + \text{Au}$ collisions*, EPJ Web Conf. **13**, 149 (2011).
- [84] Y.K.Tanaka *et al.* [η -PRiME/Super-FRS Collaboration], *Measurement of excitation spectra in the $^{12}\text{C}(p, d)$ reaction near the η' emission threshold*, Phys. Rev. Lett. **117**, 202501 (2016).
- [85] S.J. Brodsky, I.A. Schmidt, and G.F. de Teramond, *Nuclear Bound Quarkonium*, Phys. Rev. Lett. **64**, 1011 (1990).

- [86] F. Kingl *et al.*, *J/ψ and η_c in the nuclear medium: QCD sum rule approach*, Phys. Rev. Lett. **82**, 3396 (1999); *ibid.* **83**, 4224 (1999).
- [87] T. Kawanai, and S. Sasaki, *Charmonium-nucleon potential from lattice QCD*, Phys. Rev. D **82**, 091501 (2010).
- [88] K. Yokokawa, S. Sasaki, T. Hatsuda, and A. Hayashigaki, *First lattice study of low-energy charmonium-hadron interaction*, Phys. Rev. D **74**, 034504 (2006).
- [89] L. Liu, H. W. Lin and K. Orginos, *Charmed Hadron Interactions*, PoS(Lattice2008)112 (2008).
- [90] T. Kawanai and S. Sasaki, *Charmonium-nucleon interaction from lattice QCD with a relativistic heavy quark action*, PoS(Lattice2010)156 (2010).
- [91] T. Miyamoto *et al.* [HAL QCD Collaboration], *The coupled channel approach to the Λ_cN – Σ_cN system in lattice QCD*, PoS(Lattice2016)117 (2017).
- [92] K. Ohtani, K. j. Araki, and M. Oka, *Charmed Baryon Λ_c in Nuclear Matter*, Phys. Rev. C **96**, 055208 (2017).
- [93] A. Yokota, E. Hiyama, and M. Oka, *Possible existence of charmonium–nucleus bound states*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2013**, 113D01 (2013)
- [94] M. Bayar, C. W. Xiao, T. Hyodo, A. Dote, M. Oka, and E. Oset, *Energy and width of a narrow I = 1/2 DNN quasibound state*, Phys. Rev. C **86**, 044004 (2012).
- [95] Y. Yamaguchi, S. Yasui, and A. Hosaka, *Exotic dibaryons with a heavy antiquark*, Nucl. Phys. A **927**, 110 (2014).
- [96] S. Maeda, M. Oka, A. Yokota, E. Hiyama and Y. R. Liu, *A model of charmed baryon–nucleon potential and two- and three-body bound states with charmed baryon*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2016**, 023D02 (2016).
- [97] *J-PARC* ハドロン実験施設の拡張計画, ハドロン実験施設拡張検討委員会 (2016); website: (<http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/~jparchua/share/WhitePaperJ160827.pdf>).
- [98] International Linear Collider, website: (<http://www.linearcollider.org/ILC>).
- [99] C. Boros, and Liang Zuo-tang, *Spin content of Λ and its longitudinal polarization in e⁺e⁻ annihilation at high energies*, Phys. Rev. D **57**, 4491 (1998).
- [100] H. Clement, *On the History of Dibaryons and their Final Observation*, Prog. Part. Nucl. Phys. **93**, 195(2017).
- [101] E.S. Swanson, *The new heavy mesons: A status report*, Phys. Rep. **429**, 243 (2006).
- [102] M.B. Voloshin, *Charmonium*, Prog. Part. Nucl. Phys. **61**, 455 (2008).
- [103] N. Brambilla *et al.*, *Heavy quarkonium: progress, puzzles, and opportunities*, Eur. Phys. J. C **71**, 1534 (2011).
- [104] N. Brambilla *et al.*, “QCD and strongly coupled gauge theories: challenges and future perspectives”, Eur. Phys. J. C **74**, 2981 (2014).
- [105] H.-X. Chen, W. Chen, X. Liu, S.-L. Zhu, *The hidden charm pentaquark and tetraquark states*, Phys. Rep. **639**, 1 (2016).
- [106] A. Hosaka, T. Iijima, K. Miyabayashi, Y. Sakai, and S. Yasui, *Exotic hadrons with heavy flavors: X, Y, Z, and relates states*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2016**, 062C01 (2016).
- [107] C.A. Meyer and E.S. Swanson, *Hybrid Mesons*, Prog. Part. Nucl. Phys.**82**, 21 (2015).
- [108] R.F. Lebed, R.E. Mitchel, and E.S. Swanson, *Heavy-Quark QCD Exotica*, Prog. Part. Nucl. Phys. **93**, 143 (2017).

- [109] A. Esposito, A. Pilloni, and A.D. Polosa, *Multiquark resonances*, Phys. Rep. **668**, 1 (2017).
- [110] S. Cho *et al.* [ExHIC collaboration], *Exotic hadrons from heavy ion collisions*, Prog. Part. Nucl. Phys. **95**, 279 (2017).
- [111] A. Hosaka, T. Hyodo, K. Sudoh, Y. Yamaguchi, and S. Yasui, *Heavy hadrons in nuclear matter*, Prog. Part. Nucl. Phys. **96**, 88 (2017).
- [112] T. Hyodo, and D. Jido, *The nature of the $\Lambda(1405)$ resonance in chiral dynamics*, Prog. Part. Nucl. Phys. **67**, 55 (2012).
- [113] R.S. Hayano and T. Hatsuda, *Hadron properties in the nuclear medium*, Rev. Mod. Phys. **82**, 2949 (2010).
- [114] V. Metag, M. Nanova, and E.Ya. Paryev, *Meson-nucleus potentials and the search for meson-nucleus bound states*, Prog. Part. Nucl. Phys. **97**, 199 (2017).
- [115] S. Leupold, V. Metag, U. Mosel, *HADRONS IN STRONGLY INTERACTING MATTER*, Int. J. Mod. Phys. E **19**, 147 (2010).
- [116] 比連崎 悟, 中間子原子の物理—強い力の支配する世界—, 基本法則から読み解く物理学最前線 **15**, 共立出版 (2017).

