

日本の核物理の将来レポート

1 要旨

1.1. 本レポート作成の趣旨

21 世紀初頭、日本の核物理コミュニティは、長年にわたる先人の努力が結実して RIBF と J-PARC という世界最高性能の 2 種類の大型加速器を手に入れることができた。RCNP や ELPH 等の施設の整備もあいまって、日本の核物理は過去にない発展・成熟期を迎えようとしている。しかし、我々はこの最高の環境を享受するのみではなく、さらに今後 10 年、20 年、30 年先の核物理の進むべき方向を考えなければならない。J-PARC や RIBF の構想が 20 年以上前から議論されていたことを考えると、次の大規模計画の議論ももう始めるべきときだと考えられる。

もうひとつ気になることに、原子核分野の急速な広がりと専門化が挙げられる。現在、核物理コミュニティのメンバーが従事する研究内容は、クォークからハドロン、原子核、そして超新星や中性子星までを含む極めて広範な研究対象と、数 100 keV から数 100 GeV までの極めて広いエネルギー領域にわたっており、一人の研究者からはその全体像がなかなか見えないばかりか、それぞれの研究分野が専門化したために各研究者は原子核コミュニティ内の他の研究分野についてよく知らないことが多いという状況になってしまった。特に今後の原子核コミュニティを支える若い研究者は、新しい最先端施設を使いこなすデータを出すことに忙しいため、原子核の他の分野へ理解や関心が広がらないという状況に陥っている可能性がある。

このような状況を打開するためには、各分野で活躍する若手研究者が中心となって、自らの研究分野の今後 10 年、20 年、30 年の進むべき方向を議論してその将来像をもつとともに、他分野との議論を通じて原子核物理全体についての理解を深めてもらうことが肝要であると考えた。そこで核物理委員会は、2010 年 7 月に「核物理の将来」レポートの作成を提案し、核理論委員会の協力を得て、2010 年 9 月の核物理懇談会総会で核実験・理論合同のプロジェクトとしてこれがスタートした。以下に述べるように、日本の核物理研究者の活動状況と加速器・大型装置の使用状況によって「不安定核物理」「精密核物理」「ハイパー核・ストレンジネス核物理」「ハドロン物理」「高エネルギー重イオン衝突による物理」「核子構造の物理」「核物理的手法による基礎物理」「計算核物理」の 8 つの分野に分類し、それぞれについてワーキンググループを 10~20 名程度の主に 40 代以下の若手研究者によって組織し、研究会や検討会を通じて文章をまとめた。また、各分野の研究には理論家の先導やデータ解釈が不可欠であるため、各ワーキンググループには関連する理論家にも入っていただいた。

全体会合もたびたび開催して意見交換や内容のすりあわせを行った。最後にこの前文を田村裕和、中村隆司が執筆した。

1.2. 経緯

- 2010 年 7 月：核物理委員会において、田村裕和核物理委員長より「**核物理の将来レポート**」作成が**提案**される。
- 2010 年 9 月 13 日：九州工業大学(日本物理学会秋季大会)
核物理懇談会総会で実験核物理・理論核物理合同のプロジェクトとして承認される。8 つのワーキンググループ「不安定核物理」「精密核物理」「ハイパー核・ストレンジネス核物理」「ハドロン物理」「高エネルギー重イオン衝突による物理」「核子構造の物理」「核物理的手法による基礎物理」「計算核物理」を結成することが決まる。
ワーキンググループ全体の世話人として中村隆司核物理委員が承認される。
- 2010 年 11 月 3 日：理化学研究所仁科加速器研究センター
第一回タウンミーティング（全体会合、キックオフ会）を開催。ここで正式に 8 つのワーキンググループが発足、議論を開始。
- 2011 年 2 月 22 日：理化学研究所仁科加速器研究センター
第一回代表者会議を開催。進捗状況の確認。今後の進め方を議論。
- 2011 年 7 月 29・30 日：大阪大学核物理研究センター（参加者 72 名）
第二回タウンミーティング（全体会合）を開催。各グループ第一版のまとめに向けての進め方を確認
- 2011 年 9 月 15 日：第一版締め切り
- 2011 年 9 月 17 日：弘前大学（日本物理学会秋季大会）
実験核物理・理論核物理領域合同シンポジウム「日本の核物理の将来」を開催。各ワーキンググループ代表による発表。パネルディスカッション
- 2011 年 12 月 17 日：第二版締め切り
- 2011 年 12 月 17 日：高エネルギー加速器研究機構 KEK
第三回タウンミーティング（全体会合）を開催。最終版に向けた議論。数ワーキンググループ間での議論。
- 2011 年 12 月 28 日：第三版締め切り
- 2012 年 3 月 16 日：第四版締め切り
- 2012 年 3 月 25 日：関西学院大学（日本物理学会年会）
第二回代表者会議を開催。最終版についての確認。
- 2012 年 4 月：最終版締め切り
- 2012 年 8 月：脱稿

1.3. 本レポート作成の目的

- 日本の核物理の将来について、その方向性を示す。
- 核物理の将来像について、特に若手研究者が各自じっくり考え、議論する機会を

設ける。

- 日本の核物理に今どんな研究テーマがあって、それが今後どうなっていくのかを、研究者が互いに知る機会とし、各自が自分たちの研究や施設のみでなく、広い視野をもって核物理全体の将来を考えられるようにする。
- RIBF, J-PARC, RCNP, ELPH などの国内拠点施設や、その他の加速器施設の将来計画を合わせて考える機会とする。
- 他分野や一般市民に向けて我々の研究の意義と将来性をアピールできるようにする。
- 必要に応じて、原子核コミュニティの中で将来計画の優先度を議論できような土壌を作る。

1.4. 本レポートの今後の使われ方

- このレポートはあくまでも自分たちのためのレポートであり、外部向けのレポートではない。しかし、今後外部向けのレポートを作成する際の材料とはなりうる。
- 核物理分野に入ってくる新人に対して、この分野の現状や将来の展望を教える際の材料とする。

1.5. 核物理の現在と今後 (Big Picture)

現代の原子核物理学の使命

我々の身近な世界を満たす物質は原子からできているが、その性質を決定付けているのが原子核である。原子核の電荷と質量が原子の性質を決定付け、原子核の構造が宇宙の元素比率を決定付けている。原子核の理解は、物質を理解する上でもっとも重要な第一歩である。原子核は、素粒子クォークが強い相互作用によって結びついてできたクォーク多体系であることがわかっているが、クォークからハドロン、ハドロンから原子核が作られる仕組みを理解しなければ、物質のもとである原子核の起源を理解したことになる。さらには、宇宙初期には物質はクォーク・グルーオン・プラズマとして存在したと考えられ、また中性子星の内部にはストレンジネスを含む高密度核物質やクォーク物質が存在している可能性がある。これらの原子以外の物質を含む、宇宙における様々な「物質＝クォーク多体系」が、素粒子クォークからどのように生まれどういう性質を得たかを解明することが、現代の原子核物理学の使命である。

図 1-1 は、クォーク間の力である強い相互作用の基礎理論、QCD（量子色力学）から予想されるクォーク多体系の相図を簡略化して描いたものである。この相図上に予想される様々な形態のクォーク多体系のすべてが原子核物理の対象である。そしてこの様々なクォーク多体系とその関係を理解することは、現実の宇宙の時間発展とともにその中で進行した“物質”の進化の仕組みを理解することに他ならない。すなわち、宇宙における物質の進化の全体像を理解することが、原子核物理学の目的であるということができ

る。

宇宙における物質の進化と原子核物理学

これまでの QCD 理論と原子核物理学が予想する宇宙における物質の進化の過程は以下のとおりである。ビッグバンでクォークが生成し、初期宇宙では物質は高温のクォーク・グルーオン・プラズマの状態で存在したと考えられる。宇宙が膨張するとともに温度が下がり、クォークがハドロンとして閉じ込められるとともにカイラル対称性が自発的に破れて軽いクォークが大きな質量をもつ。こうしてできたハドロンのうち安定な「核子」は、単体（陽子）あるいは一部が軽い原子核となって、水素原子およびヘリウム原子の形で宇宙を満たすが、これらは重力で集まって恒星をつくり、恒星内部で核融合反応が進んでより重い原子核が合成される。鉄より重い原子核の生成は吸熱反応となる

ため特殊な条件が必要だが、とくにウランにいたる現在宇宙にあるすべての元素を合成するには、超新星爆発の瞬間に起こるとされる速い中性子捕獲過程が必要だと予想されている。超新星爆発の際に中心部が圧縮されて残る高密度の天体である中性子星の内部は、さまざまな密度とバリオン組成をもつ核物質であり、中性子のみからなる低密度の核物質からストレンジクォークを含む高密度の核物質まで存在すると予想されている。さらに高密度に圧縮されると、再び相転移を経てクォークが閉じ込めから開放されるとともに 2 個のクォークがペアを作って超伝導状態のクォーク物質が作られると予想されている。図 1-1 の相図の中に、こうした物質進化の道筋を示した。

クォーク間の力である強い相互作用の基礎理論 QCD は、漸近的自由という性質のため高エネルギーにおいては摂動論的に解くことができ、高エネルギーの実験結果との一致から QCD を疑う余地はない。しかし現在の低温の宇宙に満ちるハドロンや原子核を QCD から理解することはその非摂動性のため難しい。格子 QCD シミュレーションを上手に利用しつつ、QCD の有効理論やさまざまな模型を用いて物理的な理解を進める必要がある。

原子核物理学の分類とそれぞれにおける基本的“問い”

初期宇宙での高温の物質の状態は、宇宙における物質進化のスタート地点として理解

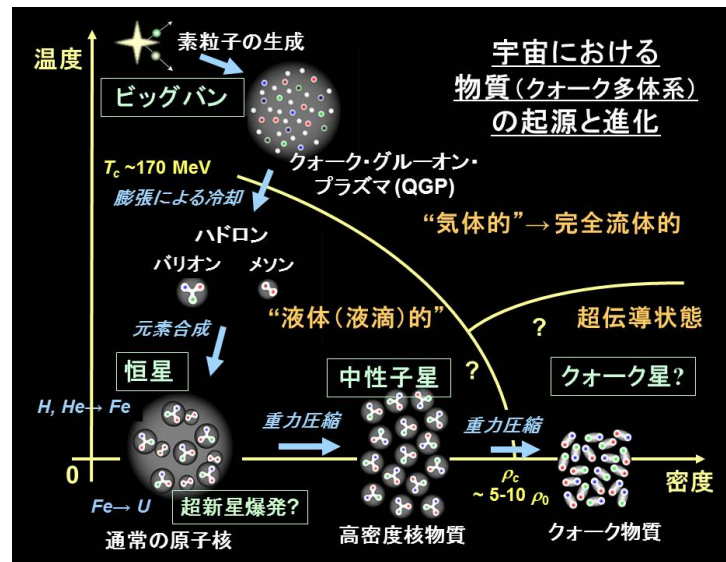


図 1-1: クォーク多体系の相図 (QCD の相図) に宇宙における物質の起源と進化を重ねて模式的に表したもの。

しなければならない重要テーマである。その状態は、QCD の予想ではクォークとグルーオンの非閉じ込め状態、クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) であると考えられる。QGP の探索は、ほぼ唯一の方法である高エネルギー重イオン衝突実験によって進められてきたが、近年の RHIC 実験によって、ジェット抑制事象や非等方的な楕円型フローのデータから、QGP の存在が確認されるとともにその性質が予測に反して完全流体的であることが明らかになった。また、その相転移温度や相転移の型も分かってきた。今後 RHIC とさらに高エネルギーの LHC での重イオン衝突実験によって、QGP の詳細な性質が解明されると期待される。また、QCD 相図の全体を決定することは極めて重要な目標であるが、そこに向けて RHIC/LHC によって高温部分を決定するとともに、より低いエネルギーでの衝突実験によって、少し低温でより高密度の領域を調べる研究も重要である。日本グループは RHIC の PHENIX 実験や LHC の ALICE 実験に多大の貢献をしており、今後も主導的役割が期待される。なお、本レポートでは、この分野を「高エネルギー重イオン衝突による物理」と呼ぶことにしている。

QGP からハドロンが生まれる際に起こるクォークの閉じ込めとカイラル対称性の自発的破れによるハドロンの質量獲得は、いずれも今後の解明が待たれる極めて重要な基本的問題である。前者は格子 QCD シミュレーションによって再現されているが、その物理的意味や定量的理解には至っていない。後者はカイラル対称性の破れ（南部理論）によって生じると考えられているが、その定量的で詳細な解明はこれからである。この両者が十分理解されていないために、我々の物質観は、クォークの世界と原子核から先の物質世界との間に断絶があるといわざるを得ない。さらに、ハドロンの構造についても、構成子クォーク模型が有効な基底状態のハドロンを除くと、我々はそれをどう理解すべきかがわかっていない。核内ハドロンの質量変化などの実験や、エキゾチックハドロンの探索、ハドロン励起状態の研究などを通してこれらの問題に取り組み、ハドロンの総合的な理解を進める必要がある。日本は世界最強のハドロン加速器である J-PARC と、SPRING-8/LEPS や ELPH という光子ビーム施設を擁しており、今後の大きな発展が期待される。本レポートでは、この分野全体を「ハドロン物理」と呼ぶこととした。

ハドロンの研究として重要なもうひとつのテーマに、核子のクォーク・グルーオン構造やスピンの起源の理解がある。レプトンの深部非弾性散乱実験によって現れたスピン・クライシスは、我々の世界にとってもっとも重要な「物質」である陽子の内部構造を我々がまったく理解していないことを露呈した。日本が主導した RHIC での偏極陽子衝突や、COMPASS, SeaQuest, Belle などの実験は、核子の内部構造に対しクォーク・グルーオンの運動量分布や偏極分布による理解を進めている。将来の偏極陽子及び重イオンと電子の衝突実験施設や、J-PARC でのハドロンビームの実験により軌道角運動量を含む核子の 3 次元的な構造の解明が期待される。この分野は、「ハドロン物理」とは別に「核子構造の物理」のグループとして分類した。

核子から合成されるさまざまな原子核は、核子という基本要素が核力で結びついた多

体系として扱うことができる。ただ、核力は現象論的にはよく知られているが、その物理的理解は難しい。カラー白色のバリオンの間の強い相互作用である核力は、中性分子間の分子間力に似て複雑であり、遠距離部分は中間子交換模型で理解できるものの、斥力芯などの近距離部分はクォーク・グルーオンの自由度による理解が望まれる。そのためにはストレンジクォークを含むバリオン間相互作用全体を調べるのが有効であり、これは「ハイパー核・ストレンジネス核物理」の重要テーマの一つである。また、核力からさまざまな原子核を構成するとともに、高密度での核物質の状態方程式を決定するために、核力の3体力のさらなる理解が不可欠である。本レポートでは、3体力などの核力の詳細を調べる研究は「精密核物理」分野に分類している。

こうして核子から構成される原子核は、現在では約8千種類が存在するといわれる。これらの存在範囲の確定と、そこでの多様な原子核の性質の理解、共通する普遍的な物理の抽出は、原子核物理学の基本的テーマである。従来は安定核とその周辺の核しか知られていなかったため、原子核は陽子・中性子がほぼ1対1の割合で、それぞれ相似な密度分布で混ざり合い、普遍的な魔法数をもったものである、という常識が作られた。しかし、中性子・陽子過剰核の研究の進展によりこれらの「原子核の常識」は覆され、より一般的、普遍的な原子核構造の理解が進められようとしている。こうした研究には、近年の不安定核ビーム生成・分離技術の向上と、本格的な不安定核ビーム施設の稼働が大きな役割を果たした。不安定核ビーム施設には、重イオンビームの飛行核破碎反応を利用したin-flight型と、高エネルギー陽子ビーム等による重標的の分解で生ずる不安定核を分離・収集するISOL型とがある。前者の発展には理化学研究所（理研）が大きな貢献をはたして来ており、現在では世界最高の性能を持つRIBFで世界を先導した研究が進んでいる。この分野を「不安定核物理」分野と名づけることとする。

不安定核研究のひとつの重要な目的は、恒星における元素合成の完全な理解である。我々は、地上にある元素の起源、すなわちさまざまな原子核が宇宙のどこでどのように造られたのかをまだ十分には理解していない。主系列星の内部で陽子やヘリウムから鉄までが発熱反応によって合成される過程や、鉄からより重い核が遅い中性子捕獲で合成される過程は、安定核とその周辺を経由するためおよそその道筋がわかっている。しかし超新星爆発の瞬間に一気に中性子を多数捕獲してウランまでの重い原子核が合成されるとする速い中性子捕獲過程では、きわめて中性子過剰な原子核を経由するため、それらの個々の性質や、中性子過剰領域での魔法数の変化などの理解が不可欠であり、その解明は核物理の最重要課題の一つである。RIBFとその将来計画によってその解明が飛躍的に進むものと期待される。さらに、恒星内の合成過程では届かないため地球上には存在しないが、ウランよりもずっと重い質量領域に（準）安定な原子核が存在する「安定の島」がある可能性がある。理研では $Z=113$ の発見で知られるように超重元素探索も進めているが、安定の島を調べるには新たな合成方法の開拓が必要であろう。この超重元素の分野は「不安定核物理」分野の一部として議論することにする。

原子核のアイソスピンを大きく変化させた中性子・陽子過剰核（不安定核と称する）において従来の常識を超える現象が見つかったのと同様に、励起エネルギーや角運動量を変化させた原子核には、加速器や検出器の高度化にともなって超変形状態や三軸非対称変形状態、アルファクラスターのボーズ凝縮状態のような従来の常識を超えたさまざまな原子核が発見されつつあり、原子核を支配する新たな対称性や、核構造を理解するための新たな概念の発見などを通して、原子核物理学を深化し発展させることとなろう。こうした研究では、励起状態を従来以上に精密・高感度に分光することがポイントであるため、これを「精密核物理」に含めることとした。「精密核物理」は阪大 RCNP リングサイクロトロンを中心として進展してきた分野でもある。

ストレンジネスを含むハイパー核の研究は、原子核の概念をバリオン多体系へと拡張するとともに、中性子星内部でハイペロンが発生すると考えられる高密度物質の理解に不可欠である。また、高密度核物質では K 中間子が凝縮する可能性もあり、K 中間子が束縛した原子核の研究が待たれる。これらのストレンジネスを含む核物理の研究は日本人が世界をリードしており、J-PARC により特に今後のさらなる発展が期待されている。この分野は「ハイパー核・ストレンジネス核物理」で議論される。

中性子過剰核やハイパー核の研究から、広い密度領域にわたりさまざまな陽子・中性子・ハイペロン比をカバーする核物質の状態方程式を決定することは極めて重要な課題であり、そこから中性子星内部を理解することができる。さらに、低温高密度で予想されるカラー超伝導状態のクォーク物質については、実験による直接的な研究は困難だが、高密度核物質の状態方程式の決定と中性子星の観測結果から、その間接的存在を示すことができよう。QCD に基づく理論研究の進展も期待される。これらは「不安定核物理」「ハイパー核・ストレンジネス核物理」「計算核物理」にまたがる分野である。

原子核の現象や知識、技術を用いて物理法則の基本的な対称性や素粒子物理学を研究する分野も原子核物理学の一部である。中性子や電子（原子）、ミュー粒子の電気双極子モーメント（時間反転対称性）の探索による宇宙の物質・反物質非対称性の理解や、反陽子を用いた CPT 対称性の検証、二重ベータ崩壊によるニュートリノのマヨラナ性の探索とその質量の測定など、物質存在の根本にかかわる研究の多くは原子核物理学の技術や理論に立脚している。こうした分野は「核物理的手法による基礎物理」と呼ぶことにする。

近年、スーパーコンピュータの高速化と計算手法の発展により、格子 QCD シミュレーションや、核力からの第一原理による少数系原子核の厳密計算、従来より大きな模型空間での殻模型などの核構造計算、汎関数法を用いた原子核の構造計算などが大きく進んできた。日本では、次世代大型計算機「京コンピュータ」のプロジェクトに関連して、活発に研究が進んでいる。本レポートは、大型の加速器や実験装置と関連付けて核物理の将来を議論することを念頭においているが、大型コンピュータは大型実験装置と同様に戦略的に導入・使用しなければならないため、「計算核物理」分野として、本レポー

トのサブグループとして取り上げることとした。

以上を簡潔にまとめると、原子核物理学が答えるべき基本的な問いとして以下のよう
なものがあげられる。

- クォーク・グルーオン・プラズマ相の性質の理解
- クォークの閉じ込め機構の理解
- ハドロンの質量獲得機構の詳細
- ハドロン（特に励起状態）の構造の理解とエキゾチックハドロンの存否
- バリオン間相互作用（核力）の理解
- ハドロン、とくに核子のクォーク・グルーオン構造やスピンの起源の理解
- 原子核の存在領域の確定と中性子・陽子過剰核をカバーする核構造の理解
- 原子核の様々な変形やクラスター構造などの多様な形態の探索とその理解
- 元素合成の全過程の解明。とくにウランに到る重元素の合成過程の理解
- 安定な超重元素の存否とその合成方法の探索
- 核力から広い範囲の原子核をできるだけ正確に記述する理論手法の確立
- 低密度から高密度、さまざまな中性子・陽子・ハイペロン比の核物質の状態方程式
の決定と中性子星の物質の全体的理解
- クォーク物質の存否とその性質
- クォーク多体系の相図の決定

図 1-2 には、以上のように
分類した核物理のサブグル
ープ(計算核物理を除く)の
研究が、図 1-1 の相図の上で
どの位置に対応するかを示
した。また、物質の起源・
進化の観点で重要な核物理
の基本的な謎も書き込んで
ある。

図 1-3 は、上記の研究がそ
れぞれどのような目標や夢
に向かって進んでいくかを
模式的にあらわしたもので
あり、学術会議の“理工学・
夢ロードマップ”として

2011 年 1 月に核物理委員会・核理論委員会で作成・承認したものである。8 つの研究分
野におおよそ対応する研究が、国内や国外の研究施設を利用しながら、進展してゆく様

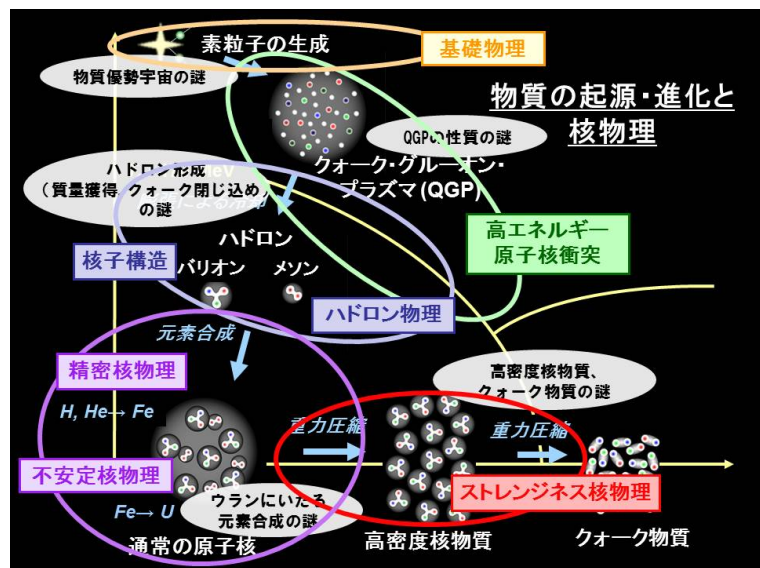


図 1-2: 図 1-1 の相図の中に、物質の起源・進化の観点で
重要な核物理の基本的な謎と、核物理の諸分野を示した。

子を示している。また、今回のレポートでは議論していないが、図 1-3 に示されているような核物理の工学的、医学的応用による社会への成果の還元もきわめて重要なテーマであり、われわれ研究者が日ごろ意識すべきことであろう。



図 1-3: 学術会議で作成した「科学・夢ロードマップ 原子核物理学」

1.6. 研究施設

1.6.1. 現在の施設

日本の核物理の研究施設としては、まず KEK・JAEA が共同運営する J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) と理化学研究所 RI Beam Factory (RIBF) の 2 つの世界最大級の施設がある。

J-PARC では 30 GeV の大強度陽子ビームから作られる中間子やミュオン、中性子などの二次粒子ビームによるハドロン物理、ストレンジネス核物理、基礎物理などを中心とした核物理の研究が進められている。J-PARC は素粒子物理や物質・生命科学にもまたがる広範なサイエンスを担っており、核物理は主に原子核素粒子実験施設（ハドロン実験施設）に引き出された連続陽子ビームをもとにした実験を行っている。原子核・素粒子の研究は、KEK によって世界に開かれた共同利用実験として行われている。

理研 RIBF は世界最大の超伝導サイクロトロンを擁する加速器群によりウランまでの

さまざまな重イオンビームを光速の約 70% (345 MeV/核子) まで加速し、多彩な不安定原子核ビームを高強度で生成して、陽子ドリップ線から中性子ドリップ線に至る広範囲の不安定核についてそのエキゾチックな核構造や核反応の研究、爆発的元素合成等に関連した天体核物理について最先端の研究が展開されている。世界では現在、次世代型とよばれる高強度の不安定核ビーム施設が建設されつつあるが、RIBF はその先頭を切って 2007 年に稼働を始めた。RIBF ではまた重イオンの線形加速器により超重元素の合成実験も行われており $Z=113$ の合成などの成果を生み出している。本施設は、理研仁科センターによって共同利用的な運営が行われており、世界的に多くのユーザーを抱える。

また、日本には大学共同利用機関・共同利用拠点である大阪大学核物理研究センター (RCNP) および 2011 年より大学共同利用拠点となった東北大学電子光物理学研究センター (ELPH, 旧東北大学原子核物理学研究施設) があり、共同利用実験を行っている。RCNP はリングサイクロトロンによる陽子や軽イオンビームによる精密核物理を中心とした研究を進めつつ、SPRING-8 の LEPS ビームラインで数 GeV の光子ビームによるハドロン実験が行われている。神岡実験室での基礎物理研究も行っている。ELPH は電子ライナックと 1.2 GeV シンクロトロンにより、主に 1 GeV 程度の光子ビームを用いたハドロン実験を行っている。

東京大学原子核科学研究センター (CNS) は、理研との密接な連携のもと全国共同利用を行っている。RIBF 内に設置した実験施設によって不安定核物理や精密核物理、とくに天体核反応に関する研究を行っている。

ほかにも、東北大学サイクロトロン RI センター、JAEA タンデム、筑波大学加速器センター、九州大学でも、中小規模の加速器によって不安定核物理や精密核物理、基礎物理などの研究が行われている。

一方、現在国内に関連する加速器施設がない分野もある。高エネルギー重イオン衝突では、日本人研究者は、実験の可能な施設である米国 BNL の RHIC 加速器と CERN の LHC 加速器において、国際共同研究として研究を推進している。核子構造についても、将来的には J-PARC で研究が提案されているが、現在は RHIC や LHC、さらには CERN や Fermilab の高エネルギーハドロンビームによって研究を進めている。また、それ以外の分野においても、国内の施設のみならず、海外の加速器施設も適宜用いて研究が行われている。よって、将来計画を議論する際には、国内のみならず世界の加速器計画の動向を十分に把握しておかねばならない。

それぞれの施設の概要や将来計画の詳細については、関連する WG の報告で述べられている。

1.6.2. 将来の施設へ

J-PARC は 2010 年に、RIBF は 2007 年に稼働してまだ日が浅く、当面は現施設から多くの成果を出すことがもっとも重要である。しかし、J-PARC では加速器ビームの強度

と質の問題や、ビームタイムの不足、ビームラインの本数や実験室スペースの不足が深刻であり、それらの解決がまずきわめて重要と考えられる。特にハドロン施設の拡充が強く要求されている。さらに将来に向けて、偏極陽子や重イオンなどの加速ビームの多様化や、エネルギーアップ、ストレッチャーリング敷設などの次のステップへの発展が議論されようとしている。RIBF については、周辺施設の整備は進んできているものの、ビームタイムの不足が深刻な状況にあり、早急な解決が必要である。その次の段階としては、重イオン加速器の増強や不安定核の再加速等によってビームの核種とエネルギーを多様化し、ビーム強度を大幅に増大させる RIBF の高度化計画の検討が進んでいる。また、RCNP のリングサイクロトロンや LEPS ビームラインの高度化は、「サブアトミック拠点」として一部予算化され、進行しているところである。

一方、さらに将来については、本レポートの報告をもとに議論し、我々の核物理コミュニティにとって 10~20 年後に必要な大型施設は何なのかを明確にしていく必要がある。多くのワーキンググループでは、必ずしもそのような施設の明確なイメージは示しておらず、現状の施設の高度化による現在の研究の発展の延長線上での将来計画が示されている。そのような着実な考え方は大切だが、我々は何のために原子核物理を研究するのか、本当に原子核物理学が解明すべき謎は何なのか、といったことを明確に意識しながら、必要な施設を具体化していく必要がある。そのような議論のための出発点として、今回のレポートをとらえてほしいと思う。

1.7. 核物理の将来レポートの概観

日本の核物理の将来レポートは、「不安定核物理」「精密核物理」「ハイパー核・ストレンジネス核物理」「ハドロン物理」「高エネルギー重イオン衝突による物理」「核子構造の物理」「核物理的手法による基礎物理」「計算核物理」の 8 ワーキンググループによって、2010 年 11 月より約 1 年半をかけて積み重ねられた議論に基づき、まとめられたものである。分野の分け方は他の方法もあるが、ここでは将来を考える上で鍵となる「施設」にも着目し、以下のような指針により 8 グループとした。

- **不安定核物理** — 不安定核ビームを用いた核子多体系・不安定核の研究に加え、超重元素の物理、宇宙核物理も含めた分野とした。関連施設は理研 RIBF 等
- **精密核物理** — 精密測定を駆使して核子多体系としての原子核を研究する分野とした。また、 γ 線精密核分光も含む。関連施設は RCNP 等
- **ハイパー核・ストレンジネス核物理** — ハイパー核、ストレンジネスの入った原子核を研究する分野。関連施設は J-PARC, J-Lab 等
- **ハドロン物理** — メソン・バリオンをクォーク多体系として QCD (Quantum Chromo Dynamics, 量子色力学) の立場で解析・探求する分野。関連施設は J-PARC, SPring-8/LEPS (RCNP), ELPH 等
- **高エネルギー重イオン衝突による物理** — 高エネルギーの重イオン衝突実験に

より、クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) などの高温高密度状態にある QCD 物質の物理を探究する分野。関連施設は RHIC, CERN/ALICE 等。

- **核子構造の物理** — 核子の内部構造を研究する分野。関連施設は RHIC, CERN/COMPASS, Fermilab/SeaQuest, KEK/Belle, J-PARC 等
- **核物理的手法による基礎物理** — 原子核的手法を駆使して標準理論を超える物理を探究する分野。関連施設は CERN/AD, RCNP, J-PARC, 各大学等
- **計算核物理** — 理論核物理。特にスーパーコンピュータなどの高速計算機を駆使して研究を進める分野。関連施設は「京」等

以上の分野について、まず、それぞれの概観を以下 (1.7.1–1.7.8 章) で述べ、さらに 2.1–2.8 章においては、各グループで議論された内容の詳細をレポートの形でまとめる。なお、2-1–2.8 章ではそれぞれの章が独立にも読めるように構成している。

1.7.1. 不安定核物理

原子核は中性子と陽子という 2 種類のフェルミオンからなる有限量子多体系であり、中性子数と陽子数という 2 つの自由度の上に多彩な秩序・構造を生み出す。現代核物理は、その研究対象を、中性子数と陽子数の組み合わせが限定された安定核から、多様な中性子数・陽子数比をもつ不安定核へと飛躍的に広げることによって、核物理の新パラダイムの構築が進みつつある。広義の不安定核物理は、重い原子核の極限にあたる超重元素の物理を含む。さらに不安定核構造や反応が大きな役割を果たす宇宙核物理分野も含め、2.1 章で本分野の将来について詳述する。

最近の進展

不安定核物理は、入射核破碎法による生成技術が確立した 1990 年代以降、理研、GSI (ドイツ)、GANIL (フランス)、MSU (米) の 4 研究所が競ってその研究を進めてきた。このなかで、魔法数の消失現象や新魔法数が軽い中性子過剰核に発見され、殻構造は中性子過剰度とともに進化 (Shell Evolution) していくことが、これまでの常識を覆して定説となりつつある。中性子ハローや中性子スキンなどの特異構造も明らかになり、そのダイナミクス (反応の特異性) の研究も進んだ。中性子過剰束縛極限 (中性子ドリップライン) の実験的確認は現在でも非常に困難であるが、ようやく酸素 ($Z=8$) まで到達し、Mg ($Z=12$) あたりまではドリップラインへの到達が見えてきた。ドリップライン近傍核は中性子・陽子の非対称度が特に大きく、弱束縛系であることから、新しい物理の展開が期待されている。超重元素は広義の不安定核ととらえられる。2004 年、理研では 113 番元素の合成に成功した。一方、ロシアの Dubna ではホット核融合法により 117 番元素の合成に成功している (ただし、この手法では原子番号の特定に不定性が残る)。天体内で起こっている元素合成プロセスの解明でも不安定核の研究は大きく貢献してきた。以上のように、ここ 20 年程で不安定核物理は核物理の主要分野の一つとなり、大きく進展した。

今後の展望

従来の不安定核の研究は、安定線より ± 10 個程度までの中性子過剰/陽子過剰の領域に主な研究対象が限られており、中性子側のドリップラインはようやく酸素に到達できたところである。今後はより重い領域、より中性子過剰（陽子過剰）な領域の研究が進展すると考えられる。2007 年には、理研に世界最大の超伝導サイクロトロン SRC が完成し、第三世代となる不安定核生成施設 RIBF（理研 RI ビームファクトリー）が本格稼働し始め、世界の拠点研究所となった。現在、同様の第三世代不安定核ビーム施設の建設が、GANIL (SPIRAL2), GSI (FAIR), MSU (FRIB) など世界的に進められており、この分野の急速な進展が期待される。今後数年に限ってみても RIBF において安定線から遠く離れた二重閉殻核 ^{78}Ni ($Z=28, N=50$) や、 ^{100}Sn ($Z=50, N=50$) の近傍核の研究が進展すると期待されている。以下に、今後解決すべき不安定核分野の基本問題を上げる。

- 存在限界と基礎量：原子核の存在限界（中性子・陽子過剰、超重元素）はどこにあるのか。超重元素の安定の島は存在するのか。
- 一粒子運動：殻構造は安定線から離れた領域でも原子核の基本構造たりうるのか。
- n 核子相関：核子相関は不安定核に新しい相をもたらすのか。
- 変形：自発的対称性の破れは原子核にどのような形を生み出すのか。
- 状態方程式：中性子物質は硬いのか、柔らかいのか。
- 宇宙核物理：我々の世界を形作る元素はどのようにして作られたのか。

こうした問題に具体的にどう取り組むのかが不安定核物理の課題であり、2.1 章ではそれを詳細に論じる。さらに近未来の RIBF, RCNP, CYRIC, JAEA についても論じる。

1.7.2. 精密核物理

中性子と陽子の多体系である原子核を精密測定することにより、核物理の本質を探究する分野を「精密核物理」とし、その現状と将来を 2.2 章で議論する。大阪大学核物理研究センター（RCNP）における高品質軽イオンビームによる原子核の高励起状態の研究や、高分解能・高立体角のゲルマニウム γ 線検出器による精密核分光をどう発展させ、核物理の未解決の問題に挑むかを論ずる。不安定核分野のワーキンググループと相補的であり、原子核の新パラダイム構築という観点では不安定核と目標が一致する。

最近の進展

原子核を理解するためには、その相互作用である核力の理解がまずは重要である。最も基本的な 2 体力については、1990 年代に実験データを高精度で再現する現実的核力が完成した。最近の大きな成果としては 3 体力の確立が挙げられ、3 体力効果を取りこむことによる核構造計算の精密化などの新たな潮流も生まれている。

原子核は有限多体系であり、その多くは球形ではない。多様な変形の存在が、高分解能 γ 線検出器による回転準位の測定などにより次々と明らかにされている。また、原子核は離散集合のダイナミクスが顕著に現れる多体系であり、高分解能の非弾性散乱によ

り、軽い安定核に出現する α クラスター状態の理解も進みつつある。

多核子系の極限が核物質であり、中性子星などの天体において実現していると考えられる。核物質の状態方程式 (Equation of State, EOS) の主要項である核物質の硬さ (非圧縮率 K_∞) は RCNP における α 非弾性散乱の系統的研究により精密に求めた ($K_\infty = 240 \pm 20$ MeV)。さらに、中性子星の場合に重要な非対称核物質 ($N > Z$) の非圧縮率の精度も徐々に向上しつつある ($K_T = -550 \pm 100$ MeV)。

今後の展望

精密核物理では、「核力の理解」「極限原子核の物性」「原子核の多様な相の起源」「ハドロン相の状態方程式の理解」「直接反応の真の理解」という 5 テーマを重点テーマとする。

「核力の理解」: QCD に基づく核力の真の理解を目指して、3 体力の短距離成分およびアイソスピン依存性や、媒質・密度による核力の変容などについて、その解明に取り組む。

「極限原子核の物性」: 変形と高スピンの極限を目指し、いまだ発見されていないハイパー変形やバナナ型変形のようなエキゾチック変形の探索を行い、変形進化のダイナミクスを解明する。さらには高速回転の極限において変形から核分裂に至るメカニズムを解明する。

「原子核の多様な相の起源」: 新たなクラスター凝縮状態を探索し、その特徴とされる核半径の増大を直接的に測定する。また、多様な相の起源である対相関やテンソル相関などの強い核子間相関を調べる。さらに、不安定核の巨大共鳴状態を探索する。

「ハドロン相の状態方程式の理解」: 不安定核の巨大共鳴の探索などを行い、中性子過剰核物質の EOS を決定する。一方で、原子核の励起状態に対応する、有限温度・有限密度における核物質の EOS の導出を目指す。これは、QCD 有効モデルを検証するためにも有用である。

「直接反応の真の理解」: 直接反応過程のうち、これまで定量的予言が困難であった多核子移行反応など比較的複雑な過程を定量的に理解する。これは上述の核子間相関などの新奇な構造を発見し、それを定量的に理解する上でも重要である。

以上の物理を推進する上で重要な施設計画が高強度・超高品質ビーム施設であり、RCNP の将来計画として提案している。その基幹装置の一つとして、励起状態の精密測定が可能な対象核種を飛躍的に増やす長寿命不安定核標的生成装置 (BRILLIANT) がある。これにより、巨大共鳴などの核構造のアイソスピン依存性や、天体核反応に重要な励起状態の高分解能測定などについて研究対象のフィールドを大幅に拡張することを目指している。その他、必要な加速器や高分解能検出器なども合わせ、2.2 章で本分野の現状と将来について詳述する。

1.7.3. ハイパー核・ストレンジネス核物理

ハイパー核・ストレンジネス核物理は、通常の核子がもつ u, d クォークに加え、 s クォーク（ストレンジネス）を含むクォーク・ハドロン多体系を主たる研究対象とする研究分野である。その目的の一つは、ストレンジネスをツールとして核物理の基本問題に挑むこと、すなわち、パウリの排他律の制約を受けないハイペロン（ストレンジネスを含む核子）を原子核深部のプローブとして、核媒質中でのハドロンの性質変化の問題にアプローチすることである。もう一つの目的は核物理を $SU(3)_f$ の世界に拡張し（ f : フレーバー）、それによって生まれる新たなクォーク・ハドロン多体系を調べることである。 s クォークを含むハドロン多体系は $SU(3)_f$ 対称性で取り扱える程度には軽く、その振る舞いは QCD のダイナミクスを強く反映する。したがって、本分野の研究は QCD と、豊富なデータの蓄積を有する低エネルギー核物理との橋渡しの役割も果たすと期待される。

最近の進展

本分野は、KEK-PS や JLab を中心としたハイペロンやハイパー核の実験により、最近大きく進展した。二体間力（YN 力、ここで Y はハイペロン）の導出を目的としたハイペロンの散乱実験では、シンチレーションアクティブ標的を用いて、散乱画像を記録する手法が開発され、 $\Sigma^+ p, \Sigma^- p$ の散乱事象に対して高運動量領域での散乱断面積が初めて導出された。中間子ビームによるハイパー核反応分光では、1990 年代に KEK-PS の超伝導スペクトロメータ SKS を用いた (π, K^+) 反応の高分解能実験が可能となり、 Λ 粒子の一粒子軌道描像が確立され、 Λ 粒子のポテンシャルの深さが確定した。JLab では高分解能 K 中間子スペクトロメータが導入され、電子ビームを用いたハイパー核の生成とその分光実験が本格的に行われるようになった。ここでは軽い核から中重核までの広範囲のハイパー核が約 500 keV という分解能で分光され、YN 相互作用における電荷対称性の破れ（Charge Symmetry Breaking, CSB）や、中重ハイパー核のコア励起状態に関する新たな知見が得られつつある。ハイパー核 γ 分光もその進展がめざましい。1998 年にハイパー核分光用 Ge 検出器群 Hyperball が建設され、KEK-PS と BNL-AGS での実験から、 Λ に起因する LS 力が小さいことなど ΛN スピン依存力が明らかとなった。また、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ ハイパー核で $B(E2)$ （電気四重極換算遷移確率）が初めて測定され、コア核が Λ によって 19% 程度縮んでおり、 Λ 粒子が原子核のバルクな性質を変容させることがわかった。 $S=-2$ のダブルハイパー核については、原子核乾板やシンチレーションファイバーなどを用いた新しい検出器技術が開発され、 $\Lambda\Lambda$ ハイパー核 (${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$: NAGARA 事象) が世界で初めて明確に同定されて、ここから $\Lambda\Lambda$ 相互作用が約 1 MeV の弱い引力であることがわかった。この発見は $\Lambda\Lambda$ より軽い H ダイバリオン ($uuddss$ 系) の存在を明確に否定した。

今後の展望

以上のように KEK, BNL, JLab を中心とした実験により最近の進展はめざましく、今

後 J-PARC や GSI, JLab などでの実験により本分野が飛躍的に進展すると期待されている。

今後解決すべきハイパー核・ストレンジネス核物理分野の基本問題を以下にあげる。

(カッコ内は今後行うべき研究課題)

- バリオン間の相互作用は理解できるか？
(YN 散乱実験 (偏極観測量測定を含む)、 $S=-2$, -3 系の研究、バリオン間の弱い相互作用等)
- 多体系におけるハドロンの振る舞いは裸のハドロンとどのように違うのか？
(ハイペロンの入った 3 体力、荷電対称性の破れ、媒質中でのハドロンの性質、中性子過剰ハイパー核等)
- 高密度核物質の性質は？
($S=-1$, -2 ハイペロンの相互作用、 $S=-2$, -3 系)

J-PARC の始動によって、本分野の進展が期待されており、 $S=-1$ のみならず $S=-2$ のハイパー核の生成とその理解などが大きく進展し、 $SU(3)_f$ の物理や中性子星の理解にも繋がる成果が出てくるものと期待される。さらに長期的には $S=-3$ のハイパー核もターゲットとなる。2.3 章では特にこの達成に必要な J-PARC のアップグレードも含め本分野の将来について詳述する。

1.7.4. ハドロン物理

ハドロン物理は強い相互作用で結合したメソン・バリオン (すなわちハドロン) をクォーク多体系として QCD の立場で解析する分野である。クォーク・グルーオンを支配する法則 QCD のもたらす現象はエネルギースケールによって大きく様相が変わり、高エネルギーにおいては漸近的自由度によって現象を摂動的に取り扱えるが、低エネルギーにおいては結合定数が大きくなるために非摂動的な現象が現れる。現代ハドロン物理の主要テーマは、この低エネルギーの非摂動的な現象の理解である。具体的には、QCD に付随する 3 つの対称性 (カラー、カイラル、フレーバー) のそれぞれについて「カラーの閉じ込め機構の解明」「カイラル対称性の自発的破れに伴うハドロンの質量獲得機構の解明」「ストレンジネス、チャーム、ボトムに至るフレーバーフロンティアの拡張」という 3 つの問題に取り組む。

最近の進展

「カラーの閉じ込めとハドロンの階層構造の探求」: 2003 年の SPring-8/LEPS におけるペンタクォークの発見はこのテーマの大きなハイライトであった。これが契機となり、その後多くの検証実験が世界中で行われたが、現在でもその存否は決着していない。一方、低エネルギースケールにおける QCD の検証に重要な役割を果たすバリオン共鳴は、光子ビーム、パイオンビームなどの実験によりデータの集積が急速に進んできている。

「ハドロンの質量獲得機構の解明」: GSI では負電荷のパイ中間子を原子核に束縛さ

せた π 中間子原子の生成に成功し、その精密核分光が進んでいる。その結果、 π -原子核間の強い相互作用に強い制限が与えられた。理論計算ではこれをカイラル対称性と関連付け、その破れによる質量獲得のシナリオを裏づける結果が得られている。一方、KEK-PS では核媒質中のベクトル中間子の質量が 1997~2002 年に測定され、その質量スペクトルの低エネルギー側に異常が観測され注目されている。これについては J-Lab で否定的なデータも出ており、今後の精密実験による決着が待たれるところである。

「フレーバーフロンティアの拡張」：チャームクォーク、ボトムクォークを含むハドロンの研究が加速度的に進展している。Belle 等で行った共鳴状態が次々と観測され、その中には質量がクォーク模型の予想からずれているものも見つかっており、その解明が待たれる。

今後の展開

「カラーの閉じ込めとハドロンの階層構造の探求」：SPring-8/LEPS で得られた中間子生成反応については、今後、生成過程、崩壊過程を精査し、構成子クォークに関する情報を引き出す必要がある。

「ハドロン質量獲得機構の探求」：パイ中間子原子の分光研究については、理研 RIBF における予備実験で GSI 実験の 10 倍の生成能力が確認されており、数年以内に高統計・高精度化が実現する見込みである。これにより、 π 中間子—原子核相互作用の精密決定、カイラル凝縮の大きさの密度依存性についての研究も大きく進展する。原子核中のベクトル中間子の質量については、有限密度核媒質中での質量スペクトルを確定させることが目標である。その速度依存性だけでなく、核標的サイズの依存性、衝突係数依存性も調べ、質量分布の核媒質中での変化の有無、さらにはそのメカニズムを明らかにする。J-PARC のハドロンホールで行う予定であるが、「高運動量ビームライン」の建設が不可欠である。

さらに、長期的には

- ストレンジネス $S=-2,-3$ を持つバリオン共鳴状態
- 原子核—基底状態バリオンの束縛系の高分解能スペクトロスコピー
- チャームクォークを含むバリオン共鳴の分光
- チャームクォークを含むメソン原子核相互作用の研究（チャームメソン原子核束縛状態）

といった、研究がまだ進んでいないテーマに重点的に取り組む。そのためには J-PARC, RIBF, 大強度光子ビーム (SPring-8) などを高度化する必要がある。こうした点も含め本分野の将来を 2.4 章で詳述する。

1.7.5. 高エネルギー重イオン衝突による物理

宇宙初期の高密度・高温状態で物質はどのような状態にあったのだろうか。高エネルギー重イオン衝突は、宇宙初期にのみ存在するような高温高密度状態にある QCD 物質

を生成できる唯一の実験手法である。最近、QGP (Quark Gluon Plasma) が実験的に確認され、精密科学としての QGP 科学がスタートしつつある。本ワーキンググループでは、

- 初期宇宙での極限物質の様相とその進化、物質創成の謎の解明
- 星の終焉での極限物質の様相、高密度 QCD 多体系の相構造の解明
- QCD 真空の構造、ハドロン質量の発現構造の解明
- 高強度ゲージ場と非平衡 QCD のダイナミクスの解明

の4つの夢を掲げる。具体的には「QGP 物性の精密研究、熱平衡化機構の研究」「有限密度 QCD 相構造の研究」「カイラル対称性の回復現象の研究」のテーマについて、それぞれの実験研究を推進する。

最近の進展

「QGP 物性の精密研究、熱平衡化機構の研究」：最近の大きな進展は、RHIC や LHC での研究を通じて、QGP 生成の確証が得られたことである。一連の研究により、エネルギー密度、運動学的凍結温度、化学的凍結温度が導出された。また、高横運動量パートンや重クォークの生成といったハード過程がプローブとして利用できるようになり、グルーオン密度、パートン阻止能、輸送係数といった力学量を議論できるようになった。初期到達温度や QGP の比粘性が導出され、後者からは生成された物質が関連の強い液体的なものであることが示唆されている。

「有限温度 QCD 相構造の研究」：極限状況下におけるハドロン多体系に関する重要な研究テーマの一つが有限温度・密度における QCD 相図の決定である。RHIC、CERN-SPS の実験によって、フリーズアウト特性、最高バリオン密度、ストレンジネス生成、フロアの振舞、揺らぎの測定、高次モーメントの測定などが行われた。

「カイラル対称性の回復現象の研究」：これまで、重イオン衝突等で低質量ベクトル中間子の性質変化を直接的に見る試みが行われてきた。しかし、いまだ統一的な見解が得られていない状況にあり、今後の研究の進展が待たれている。

今後の展望

「QGP 物性の精密研究、熱平衡化機構の研究」：これまでの研究は QGP の確立に重点が置かれていたが、今後は QGP 物性の精密研究へと軸足を移していく。そのため、様々なシステムでの高エネルギー重イオン衝突実験を遂行する。多くの測定量を異なる衝突条件下で集め、時空発展のダイナミクスを完成させ、物性量の温度や密度依存性を導出する。また衝突初期条件の定量的評価、衝突直後のダイナミクスの理解に向けて、高ラピディティでの粒子生成を測定する。この目標達成のため、現在の RHIC/LHC での研究を包括的に推進するとともに、s-PHENIX への展開、LHC-ALICE 実験増強計画の推進、さらには post LHC への展開など、アップグレードを進める。

「有限多体系 QCD 物質の相構造の研究」：RHIC, FAIR, J-PARC 加速器で実現される高・中間エネルギーの重イオン衝突を通じて、高バリオン密度状態を生成し、様々な有限密度をもつ QCD 物質相を生成し、その相構造の系統的な理解を目指す。

「カイラル対称性の回復現象の研究」：重イオン衝突を利用してカイラル対称性回復のシグナルを捉えるのは、大きな粒子多重度や複雑な動的時空発展のため、容易なことではない。そこで検出器のアップグレードや新たな解析手法の開発が求められている。また、低質量ベクトル中間子・レプトン対以外のプローブの測定も必要である。さらにカイラル磁気効果も有力である。RHIC/LHC での高温領域、FAIR/J-PARC での高密度領域での研究を順次進めて行く。

2.5 章では以上の点も含め本分野の将来について詳述する。

1.7.6. 核子構造の物理

核子は原子核の基本構成要素であり、本分野の目的はその内部構造を理解することである。実験手法としては、核子の高エネルギー散乱・衝突を用い、強い相互作用の基礎理論である QCD によって核子の物理的本質を理解することを目指している。低エネルギーでは核子は構成子クォーク描像で理解されるが、高エネルギー衝突実験から、核子の構造はより多様な内部構造を示し、特にグルーオンが大きな役割を果たすことなどが明らかになっている。今後は、まだ達成されていない核子スピン $1/2$ の起源の理解や、クォーク閉じ込めのメカニズム、パートン分布の 3 次元的理解などを目指す。

最近の進展

核子構造は、高エネルギー電子と核子との DIS (Deep Inelastic Scattering, 深部非弾性散乱) によって調べられてきた。これにより、核子のクォーク・パートン模型が確立し、非偏極では QCD で核子構造の大枠が説明できることがわかった。 x (Bjorken のスケリングパラメータ) が大きいところ ($x > 0.1$) では核子の運動量の大半を価クォークが担っており、一方 x の小さいところでは海クォークやグルーオン密度が極めて高くなっている。その後も多くの DIS 実験によって内部構造を記述する PDF (Parton Distribution Functions) の精密化が進められるとともに、Semi Inclusive DIS (SIDIS) 実験の結果からフレーバーを分離した PDF の精密化が行われている。一方、偏極を含む核子の理解としては、1988 年に CERN の EMC グループによるミュオン深非弾性散乱の実験により、核子スピン $1/2$ が核子中のクォークのスピンだけでは説明できないことがわかり (スピНКライシス)、以来、その解明に向けた研究が進んできた。最近、偏極陽子ビームや偏極陽子標的を用いた陽子・陽子散乱のデータが RHIC を中心に蓄積され、さらに SIDIS のメソン生成過程の実験などから、グルーオンの核子スピンへの寄与が明らかになりつつある。残りのクォーク・グルーオンの軌道角運動量による核子スピンへの寄与の解明は、今後の大きな課題となっている。また、核子構造に関する最近の重要課題の一つは横偏極現象の解明である。これは FNAL/RHIC の横偏極核子・核子の実験や、CERN/DESY の電子・核子衝突実験で観測された 30% におよぶ大きなシングルスピン非対称 (Single Spin Asymmetry: SSA) をどう理解するかという問題である。SSA は従来の pQCD やパートン模型ではほとんどゼロになるもので、その本格的な解明はこれからである。これ

らの問題に答えるべく、核子の三次元構造の記述に基づく理解が進められている。

今後の展望

核子構造の研究は高エネルギー（偏極）陽子ビームや電子、ミューオンビームを用いて、世界各国で行われてきた。今後は 1) 横偏極現象の解明、2) 核子の 3 次元構造と軌道角運動量の核子スピンへの寄与、3) PDF 測定の精密化、などを進めていく。1) 横偏極現象の解明は今後 10 年程度で進める。偏極陽子・陽子（反陽子）衝突での高精度な Drell-Yan 過程 ($q\bar{q} \rightarrow \ell\bar{\ell}$) の測定などを進めていく。2) 核子の 3 次元構造と軌道角運動量の寄与については、今後 20 年程度（～2030 年）をかけて進めていく。核子構造は「互いに独立なパートンからなる核子」という描像を超えていることが明らかになりつつあり「パートンの量子多体相関」を理解する必要がある。そのために核子の構造を 3 次元で精密に記述する GPD 関数の決定を目指す。GPD 関数は、DVCS (Deeply Virtual Compton Scattering) 過程、HEMP (Hard Exclusive Meson Production) 過程により測定する。2015 年以降 CERN/COMPASS 実験による DVCS/HEMP 実験、さらに 2020 年以降は EIC (LHeC) における衝突型加速器による実験を行う。3) PDF 測定の精密化では、より広い x 領域での構造関数を測定する。以上の実験計画も含め、本分野の将来について 2.6 章で詳述する。

1.7.7. 核物理的手法による基礎物理

本分野は、核物理の手法を用いて、現代物理学の根幹を形成している「素粒子標準理論」を超える物理の探索と理解を目標としている。それによって、宇宙はいかにして形成・進化してきたのかを解明する。具体的には、i) CPT 対称性はどこまで厳密に保たれているか、ii) CP 対称性の破れの起源は何か、基本相互作用の時間反転対称性は測定できるのか、iii) レプトンフレーバは破れているのか、大きなレプトン混合は存在するのか、iv) ニュートリノはマヨラナ粒子か、その質量構造はどうなっているか、v) 暗黒物質の正体は何か、などの基本的問いに答えることを目指す。そのため、それぞれについて、1) 反陽子の精密分光、2) EDM (Electric Dipole Moment 永久電気双極子) の測定、3) ミューオン異常磁気能率、ミューオン EDM、ミューオニウム微細構造分裂 (HFS) の精密測定、4) ニュートリノレス二重 β 崩壊、5) 暗黒物質探索等の研究を推進する。

最近の進展

1) 反陽子の精密分光による CPT 対称性検証実験： 主要テーマは「反水素原子のレーザー/マイクロ波高精度分光」「反水素原子の重力加速度の測定」「反陽子ヘリウム原子の高精度レーザー分光」である。物質と反物質の質量、電荷、磁気モーメントを高い精度で比較することによって CPT 定理を検証するという目的を持っている。最近、CERN の反陽子減速器 (AD) で供給される反陽子を用い、高度なレーザー技術を駆使することによって、反陽子/電子質量比を 10 桁の精度で測定することに成功した。また、反水素原子を磁気トラップ中に 1000 秒以上捕獲することにも成功している。

- 2) EDM の測定: EDM は時間反転対称性を調べるプローブである。中性子の EDM は、フランス ILL の原子炉中性子を用いた実験により $2.9 \times 10^{-26} \text{ e cm}$ の上限値が得られている。この測定には蓄積された超冷中性子 (UCN) を用いる手法がとられており、その技術について世界的な競争が起こっている。原子の EDM については Princeton 大、Washington 大グループの ^{199}Hg の実験による $3.1 \times 10^{-29} \text{ e cm}$ が現在の上限値となっている。これも世界各国で激しい競争となっているが、東工大グループはスピンメーザーを用いた ^{129}Xe の超高精度 EDM 測定に向け、世界記録を塗り替えるべく準備を進めている。
- 3) ミューオンの異常磁気能率・ミューオン EDM・ミューオニウム微細構造分裂の精密測定: ミューオンを利用して、標準模型で極めて高精度で予言される基礎物理量を精密測定することにより、標準理論を超える物理の探索、物質の起源・時空の対称性の解明を目指している。米国ブルックヘブン研究所で行われたミューオン $g-2$ の測定は標準模型の予想より 3.4σ ずれており、標準理論を超える現象を示唆するものとして注目されている。この追試が待たれている。
- 4) ニュートリノレス二重 β 崩壊実験: 本研究の目的はニュートリノがマヨラナ粒子であるか否かを検証することである。ニュートリノがマヨラナ粒子となればレプトン数が保存しないことになり、物質・反物質の非対称性を解くシナリオがレプトジェネシスである可能性が出てくる。また、ニュートリノレス二重 β 崩壊の寿命はニュートリノの質量を与える。現在 100 meV の感度での実験が国内外で進められている。日本では大阪大学の CANDLES 実験や、東北大学の KamLAND-ZEN 実験が行われていて、今後さらに感度の高い実験が進められる予定である。
- 5) 暗黒物質の探索: 暗黒物質は宇宙の全質量／エネルギーの約 23% を占めると考えられているが未だにその正体が判明していない。有力なものは WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) や axion である。WIMPs の探索では、WIMPs との弾性・非弾性散乱による検出器中の原子核の反跳信号を検出する。国内では液体キセノンを標的原子核とした東京大学の XMASS 実験が神岡鉱山内に建設され、まもなく測定が開始される。方向感度を持つ検出器としてフッ素化合物を用いた京大の NEWAGE 実験も準備を進めている。axion 探索についても検出器の R&D が進みつつある。

今後の展望

- 1) 反陽子の精密分光による CPT 対称性検証実験: CERN/AD に新型減速リング ELENA が 2011~2016 年をめどに増設される予定で、現在の約 100 倍の反水素原子が生成可能となる。反陽子・電子質量比で 2 桁以上の精度向上、反水素原子の超微細構造の測定、反水素原子の高効率での閉じ込めなどを実現させ、標準理論を超える物理の探索を行う。
- 2) EDM の測定: 「中性子 EDM»: 超冷中性子 (UCN) 密度の向上により 10 年後には 10^{-27} e cm の精度に到達すると期待される。「原子 EDM»: ^{129}Xe , ^{199}Hg などの原子でも精密

測定が期待される。0.1 pG の低磁場に抑えた環境の構築、高感度磁力計の開発によって 10 年後には 10^{-30} e cm 台の測定感度の実現され、超対称性模型などへの厳しい制限がかけられると期待される。「常磁性原子（電子）の EDM」：東北大サイクロトロン・ラジオアイソトープセンター（CYRIC）で ^{210}Fr を使った EDM 探索を進めている。20 年後には電子、原子核双方の研究が進み原子 EDM の起源の詳細が明らかになると期待される。

3) ミューオン：BNL、FNAL、J-PARC で $g-2$ を測定する実験が計画されている。J-PARC では超冷ミューオンを用いて $g-2$ が 0.1ppm で測定される見込みである。さらにミューオンの EDM 測定や、ミューオニウムの HFS の精密測定なども行い、標準理論を超える物理を探索する。

4) ニュートリノレス 2 重 β 崩壊実験：大幅な感度の向上をめざし、大深度地下での実験が進められている。日本では神岡鉱山を中心に阪大と東北大のグループが進めている。数年以内に 100 meV の感度（縮退領域）まで進む可能性があり、10 年程かけて 30~50 meV（順階層領域）の感度まで進める予定である。ここでは 2 重 β 崩壊をする同位体 ^{48}Ca , ^{150}Nd を大量に用意する必要があり、その濃縮法の開発などを進める。

5) 暗黒物質：WIMPs/axion について、検出器の大型化、S/N 比の向上を進める。

以上のように、核物理的手法を駆使し、それぞれのテーマについて精度を高め、標準理論を超えた物理を探索する。2.7 章ではそれぞれのテーマについて、その現状と将来を詳述する。

1.7.8. 計算核物理

原子核は強い相互作用によって核子が互いに結合した有限量子多体系である。核物理の理論研究はクォーク・グルーオンの力学を直接扱うものから少数核子多体系、安定核での魔法数の出現、クラスター物理、不安定核構造、高密度核物質（中性子星）、ストレンジネスを含む系など、強い相互作用にまつわる多様な物理現象を各階層に応じて多様な手法を駆使して進められている。近年のコンピュータの急速な発展と新しい計算アルゴリズムの開拓などに伴い、理論の精密化がおこなわれ、分野をまたいだ研究も活発に行われつつある。ここでは理論核物理を、高速計算機を駆使して研究を進める分野としてレポートにまとめる。こうした計算核物理の進むべき重要な方向の一つは、各階層をより密接にかつ定量的に紡いでいくことにより、QCD を基礎理論とした核子および核子多体系の理解を行うことである。すでに具体的な活動を開始した計算基礎科学連携拠点、HPCI (High Performance Computing Infrastructure) の戦略分野などの紹介も交えて 2.8 章で詳述する。

最近の進展

「クォーク・グルーオン多体系」：格子 QCD によるハドロン構造の計算が急速に進みつつある。最近、格子 QCD 計算によって、擬スカラー中間子、ベクトル中間子、バ

リオン 8 重項、10 重項などのハドロンの基底状態の質量が数%の精度で再現できるようになった。さらには核力ポテンシャルを引き出すことにも成功している。一方、格子 QCD 計算は高温状態における QCD 物性を導出するのにも成功しており、その解析法は高エネルギー重イオン衝突やそこで調べられる QGP の性質を調べる上で不可欠なツールとなっている。

「核子多体系」：核子多体系の第一原理計算については現実的核力（核子核子間力）をもとにした第一原理計算（アブイニシオ計算）がここ 10 年で大きく進歩し、質量数 12 程度までの原子核の基底状態が再現できるようになった。核力の完全理解にはまだ至っていないが、実験を再現する現実的 2 体力の精密化とそれに基づく多体計算、3 体力の計算なども進みつつある。クラスター模型の計算では AMD、ユニタリー相関演算子法などの計算が進歩し中性子過剰核のクラスター構造などが明らかになりつつある。中性子過剰核の反応の記述ではしばしば連続状態を扱う必要があるが、九州大学を中心に開発された CDCC（連続状態離散化チャネル結合法）が実験結果の解析に大きく貢献した。質量数 20 を超えるような重い原子核の構造については第一原理計算が未だ不可能であるが、殻模型と密度汎関数法による多体計算が最近大きく進展し、不安定核構造の計算に応用された。殻模型ではモンテカルロ殻模型法により直接対角化の限界を超えた計算がなされており、これは HPCI の戦略分野のひとつとして活動がすでに始まっている。一方、密度汎関数法を用いると原子核を包括的かつ定量的に記述することが可能であり、重い不安定核までを含めた広範囲の原子核の構造が計算できるようになる。現在のところ全核種の質量を平均 1 MeV 以下の誤差で再現する汎関数が報告されている。時間依存密度汎関数理論に基づく線形応答計算はここ数年でもっとも大きく進んだ研究分野のひとつで、大規模並列計算によって系統的な光吸収断面積の計算が進行中である。天体核物理についても、超新星爆発の計算などが進んでいるが未だに爆発メカニズムの解明にはいたっていない。以上のように理論核物理は計算コード・大型計算機の発展もあって大きく進展している。

今後の展望

近い将来（5～10 年）については、京コンピュータ等の次世代大型コンピュータも駆使し、「軽い原子核がクォーク・グルーオンの力学からいかにして創られるか」「原子核の基底状態および励起状態の第一原理計算」「高温・高密度 QCD の相構造・状態方程式の確立」「多次元シミュレーションによる爆発的天体現象」という原子核・ハドロン・天体核物理分野の最重要課題に取り組む。

さらに長期的には以下の課題に取り組む。すなわち、クォーク・グルーオン多体系に関しては、格子 QCD によってハドロン・核子、核子多体系（ハイパー核を含む原子核、エキゾチックハドロン）を理解することを目指す。ハドロン構造の精密化（格子 QCD による核子の静的な諸性質の再現）、格子 QCD による核子多体系の理解、格子 QCD によるエキゾチックハドロン・原子核の予言（さらに、その予言に基づいて実験での探索

を促す)、極限状態での QCD 物性などがそのプログラムに含まれる。通常の原子核については、軽い核の核反応の第一原理計算、核子以外の自由度および連続状態を考慮した軽い核の第一原理計算、クラスター状態とシェル状態の統一的理解、さらには核反応理論の融合、閉殻を仮定しない殻模型の適用領域の拡張、殻模型の精密化、核分裂等の大振幅集団運動の微視的記述等が解決すべき課題となる。天体核物理については、核力をもとにした計算から高密度天体・高エネルギーの爆発現象を理解すること、爆発的現象における重元素の起源の解明などが課題になる。こうした取り組むべき課題について 2.8 章において詳述する。

2. 核物理学の現状分析と将来

—各ワーキンググループによるレポート

日本の核物理学の将来について、「不安定核物理」「精密核物理」「ハイパー核・ストレンジネス核物理」「ハドロン物理」「高エネルギー重イオン衝突による物理」「核子構造の物理」「核物理的手法による基礎物理」「計算核物理」の8つの各ワーキンググループによるレポートを以下にまとめる。それぞれの章は独立にも読めるように記述されている。

2.1 不安定核物理

Physics of Unstable Nuclei

青井考	AOI Nori	代表、大阪大学・核物理研究センター
上坂友洋	UESAKA Tomohiro	副代表、理化学研究所・仁科加速器研究センター
今井伸明	IMAI Nobuaki	副代表、高エネルギー加速器研究機構・ 素粒子原子核研究所
延與佳子	KANADA-EN'YO Yoshiko	副代表、京都大学・理学研究科
浅井雅人	ASAI Masato	日本原子力研究開発機構・先端基礎研究センター
古川武	FURUKAWA Takeshi	首都大学東京・理工学系
井手口栄治	IDEGUCHI Eiji	東京大学・原子核科学研究センター
磯部忠昭	ISOBE Tadaaki	理化学研究所・仁科加速器研究センター
岩佐直仁	IWASA Naohito	東北大学・理学研究科
加治大哉	KAJI Daiya	理化学研究所・仁科加速器研究センター
光岡真一	MITSUOKA Shinichi	日本原子力研究開発機構・先端基礎研究センター
宮下裕次	MIYASHITA Yuji	理化学研究所・仁科加速器研究センター
森本幸司	MORIMOTO Kouji	理化学研究所・仁科加速器研究センター
王惠仁	ONG Hooi Jin	大阪大学・核物理研究センター
大田晋輔	OTA Shinsuke	東京大学・原子核科学研究センター
大津秀暁	OTSU Hideaki	理化学研究所・仁科加速器研究センター
嶋達志	SHIMA Tatsushi	大阪大学・核物理研究センター
炭竈聡之	SUMIKAMA Toshiyuki	東京理科大学・理工学部
寺西高	TERANISHI Takashi	九州大学・理学研究院
上野秀樹	UENO Hideki	理化学研究所・仁科加速器研究センター
山上雅之	YAMAGAMI Masayuki	会津大・コンピュータ理工学部
中村隆司	NAKAMURA Takashi	世話人、東京工業大学・理工学研究科

2.1.1 序

原子核は中性子と陽子という二種類のフェルミオンからなる有限量子多体系であり、中性子数と陽子数という二つの自由度の上に多彩な構造や現象を生み出す。1980 年代中葉までの研究は安定線近傍に沿ってすすめられ、いわば、安定線で切り取った一次元の像を見ていたことになる。この長らくとらわれていた安定線への束縛から解き放たれたのは、不安定核ビーム生成技術が劇的に進歩したごく最近のことであり、それによって二つの自由度の変化のもと、原子核本来の姿を垣間見ることができるようになってきた。これまでの不安定核実験は主として軽い質量領域の原子核に限定されていたが、そこでは中性子ハロー構造や魔法数の消失など安定核近傍で培われてきた原子核像の見直しを迫るような構造や現象が見出され、不安定核研究が爆発的に拡大するきっかけとなった。

安定線からなるべく遠く離れた不安定核の中に特異な構造を見出し、その発現機構を突き止めるという観点で始まった不安定核研究は、やがて、二種類の構成粒子からなる原子核という系をより根源的に理解するというもう一つの流れを生み、現在では二つのアプローチが車の両輪となっている。自由空間ではほぼ理解されている核力が、原子核という多体系にどのような構造をもたらすのか。この問いに答えるためには、安定核という特殊な系を見ているだけでは不十分で、より一般的な原子核に現れる多様な姿を見る必要がある。中性子数と陽子数を様々に変化させたり、それによって束縛エネルギーを変化させたりした場合に何が起こるのかという研究を通じて不安定核の姿を明らかにすることで、安定核の理解もまた塗り替えられようとしている。

不安定核の理解は、宇宙核物理にも進展をももたらそうとしている。星間ガスが集まり星が生まれ、様々な形態を経て一生を終えるまでの一連の過程では、原子核反応連鎖がエネルギーの供給源であり、新しい元素が次々と合成される場でもある。爆発的に起こる天体現象では、寿命が短い原子核も崩壊する前に次々と反応を続けるため、不安定核の反応や構造の理解が欠かせない。

不安定核の本格的な研究は、1980 年代中葉に、日本グループによるローレンスバークレイ国立研究所(米)での不安定核ビーム生成技術の発明とそれを利用した中性子ハロー構造の発見 [Tan85]によって始まった。その後 1990 年代以降に急激に発展し、理化学研究所、GANIL 研究所(仏)、ミシガン州立大学(米)、GSI 研究所(独)を中心とした各国重イオン加速器施設で競って研究がすすめられてきた。その成果によって不安定核研究の重要性の認識が増し、より広い核図表領域の原子核ビームをより強い強度で得られるような新世代不安定核実験施設を建設することへの期待が高まった。上に述べた各研究所は、次世代不安定核施設の建設計画の策定に着手し、ビームの核種と強度の大幅な増強を目指した。先頭走者である日本では、2007 年に新世代不安定核生成施設である RI ビームファクトリー(RIBF)[Yan07]が稼働を開始し、既に成果を出し始めている。SPIRAL2(仏)、FRIB(米)、FAIR(独)の各計画も進行中で、今後数年~10 年程度で始動する見通しである。今まさに、核図表の果てに広がる大海へ向けての航海に挑む好機にあると言える。

本報告書では、RIBF を中心に RCNP や CYRIC、JAEA など、日本で展開する不安定核研究を、現有の施設を最大限に生かした近未来の研究戦略と、その先での更なる研究の拡大に分けて展望したい。不安定核研究の分野は多岐にわたるため、6 つの視点から議論し、各々に基本問題を設定して研究戦略を議論する。

- 存在限界と基礎量: 原子核の存在限界はどこまで広がっているのか?

安定の島は存在するのか? 人類はそこに到達し得るのか?

- 一粒子運動: 殻構造は安定線から離れた領域でも原子核の基本構造たりうるのか?
- n 核子相関: 核子相関は不安定核に新しい相をもたらすか?
- 変形: 自発的対称性の破れは原子核にどのような形を生み出すのか?
- 状態方程式: 中性子物質は固いのか? 柔らかいのか?
- 宇宙核物理: 我々の世界を形作る元素はどのようにして作られたのか?

超重核も狭義の不安定核物理(中性子/陽子過剰核の物理)と本質的に興味が一致するため、ここでは併せて扱う。また、不安定核の構造や反応と密接に関係する宇宙核物理もここに含める。

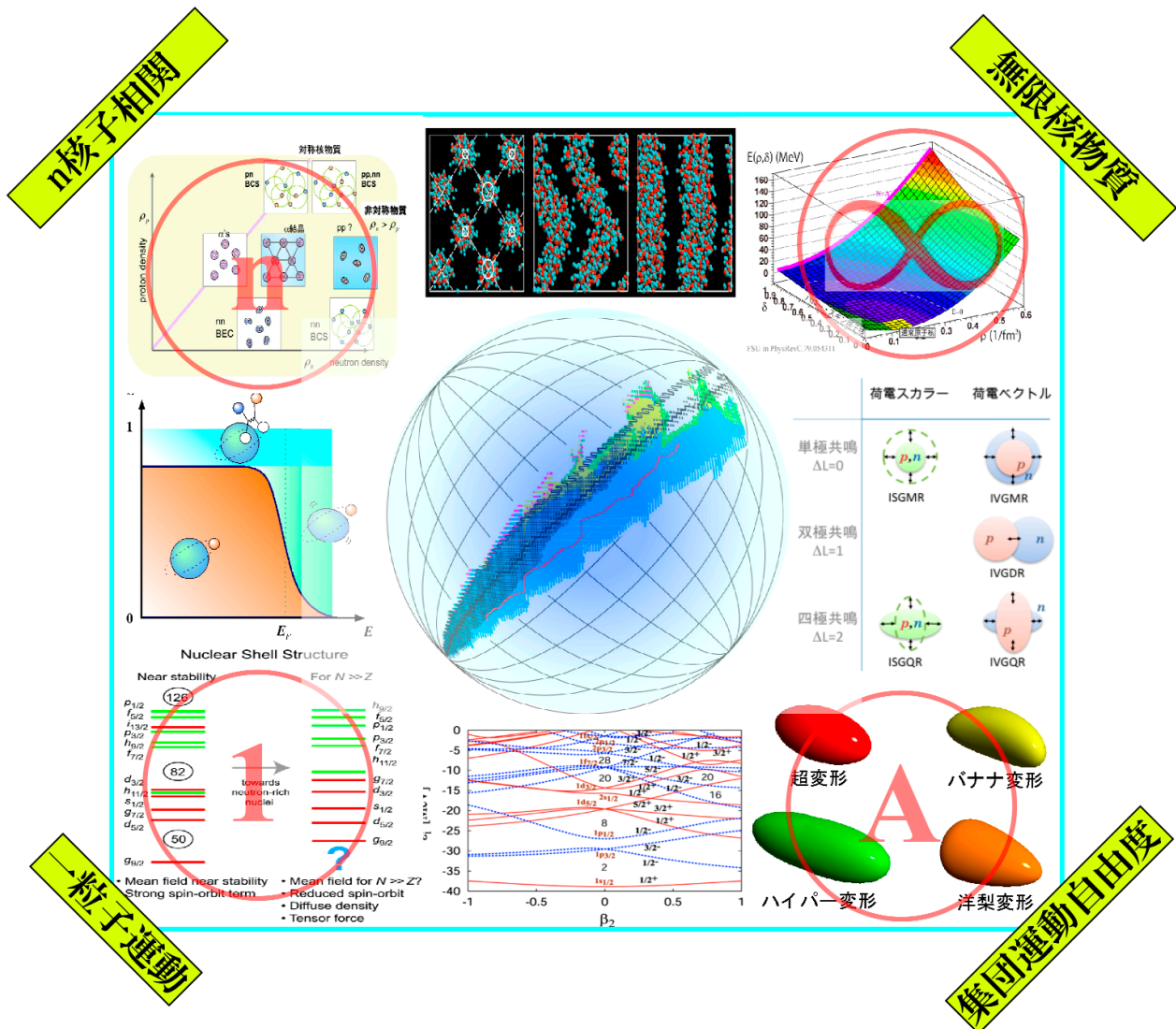


図 2.1.1: 不安定核分野を異なる「視点」から見た概観図。

図 2.1.1 は不安定核分野を各「視点」から見た場合の象徴的なテーマを図で示したものである。存在限界へ向けての挑戦を表した核図表を中心として、一粒子運動、 n 核子相関、変形、状態方程式が四隅に配置してある。背景にある $1, n, A, \infty$ はそれぞれ、関与する自由度を表している。宇

宙核物理では、全体で得られた核物理の理解を駆使して天体の理解に繋げる。

本節では以下に各視点での議論を概要し、2 節で各視点から見た研究の概要、最近の進展、今後の計画を考える。3 節では他のワーキンググループとの関連、4 節と 5 節で計画のタイムラインとリソースをまとめ、6 節でまとめと展望を述べる。

2.1.1.1 不安定核研究の 6 つの視点とそこでの基本問題

■視点の概説

① 存在限界と基礎量 ——— 未知の原子核の探索 ———

原子核の存在限界はどこにあるのか。どれだけ中性子と陽子のバランスがくずれても束縛されているのか。存在極限で原子核はどのような姿をしているのか。重い原子核の極限はどこにあるのか。人類は如何にすればそこにたどり着けるのか。核図表を拡大させ、新しい領域の原子核の質量や半減期などの基礎量を決めていくことは不安定核研究の基本であり、原子核研究のフロンティアを開拓していくものの使命である。

① 一粒子運動 ——— 魔法数の発現、消失機構の解明 ———

原子核が平均場中の一粒子軌道を独立に運動する核子の集まりであると近似的にみなせることは、複雑な系である原子核に殻構造などの簡明で美しい秩序をもたらしている。これまでの不安定核研究で、この殻構造が大きく変質することが分ってきたのは大きな驚きであった。その後の研究で、この他にも従来の魔法数が安定線から離れた領域で魔法性を失う例が多数見いだされ、また新しい魔法数が現れることも分かってきた。安定線からさらに離れたときに一粒子軌道はどう変化するのだろうか。そもそも殻構造は安定線から遠く離れた領域でも原子核の基本秩序たりうるのだろうか。一粒子軌道が変化するメカニズムを超重核も含めた核図表全域に渡って解明することは、不安定核物理の全領域と関わる最も根本的な課題である。

② n 核子間相関 ——— 新しい原子核相の探索 ———

一粒子運動をしている核子間にも実際には平均場で取り組むことのできない相関が働いており、このことが原子核に多彩な構造をもたらしている。超流動状態やクラスター状態がその例であり、時として核子対やアルファ粒子が構成要素であるかのように振る舞い、核子自由度を凍結する。通常の原子核では個体物理における BCS 状態のクーパー対に似ていた核子対が、低密度ではボース・アインシュタイン凝縮に似た状態に変化するなど、核子間相関は不変ではない。異なる相関の現れた状態、いわば原子核相が、励起エネルギーなど環境の微妙な変化で目まぐるしく変わるという予想もある。陽子数と中性子数が非対称な原子核で、特に弱束縛の環境ではどのような原子核相が現れるのだろうか。相転移を引き起こす機構の理解は、量子多体系である原子核を研究する上で最も興味深い問題の一つである。

③ 変形 ——— エキゾティック変形の探索と変形機構の解明 ———

原子核は孤立した有限多体系であるため表面が存在し、形という概念が生まれる。球対称な系であるにもかかわらず自発的に対称性を破り変形を引き起こし、様々な形状を取ることが理論的には予想されている。しかし、観測されている変形は大部分がプロレート（四重極変形）である。オブレート変形はほとんど知られておらず、空間反転対称性も破るバナナ型やテトラポット型などのエキゾチックな変形はいまだに確実な証拠が見つかっていない。中性子数と陽子数の組み合わせを選ぶことによって、こうした変形状態をとる原子核が存在すると考えられている。

原子核の変形には、形状が安定したいわば古典的な変形だけでなく、いくつかの（時には無数の）異なる形状が重なり合わさったような量子的な変形があることが分かってきた。束縛エネルギーやバレンス核子（価核子）の一粒子軌道を変化させることで、この原子核に特有な変形状態の機構を明らかにすると同時に、これまでにない新しい変形機構を探索したい。

☹ 状態方程式

—— 中性子物質の状態方程式の解明に向けて ——

無限核子系である核物質の理解は原子核物理の重要なテーマの一つである。マクロスコピックに見た場合に核子多体系はどのような状態方程式に従うのか。中性子過剰な核物質が従う状態方程式、特にその密度依存性はほとんど知られていない。中性子星の構造や超新星爆発のダイナミクスを理解する上でも不可欠な中性子過剰核物質の研究は不安定核物理分野の柱の一つである。

★ 宇宙核物理：

—— 爆発的元素合成シナリオの確立 ——

星の一生は原子核反応によって進行し、その間にエネルギーが放出され、元素が生成される。鉄よりも重い元素の生成には爆発的な天体現象が必要であるが、そのような現象では、短寿命の原子核が関与するため、その解明には不安定核の構造や反応の理解が必須である。我々の宇宙を形作っている元素はいかにして作られたのか。この問題に答えるための鍵の一つを不安定核物理が握っていると言える。

■異なる視点間の関連

上で述べたように、本報告書では不安定核分野を 6 つの視点に分類して研究戦略を議論するが、互いは強く関係しており、本来不可分のものである。核子間の短距離相関やテンソル相関は低励起の一粒子状態を高励起状態と結びつけ、いわゆる分光学的因子のクエンチングを引き起こしているが、この相関が弱束縛核で変化し、ドリップライン近傍核ではクエンチングした分光学的因子が回復しているという示唆がある。二核子間の対相関はクーパ対の凝縮という形で、また、2 体の四重極相関は変形という形で集団性を生むが、不安定核で二体相関が変化することで新しい集団性が生まれるのではないかと考えられている。巨大共鳴はバルクの性質としての状態方程式とともに、一粒子運動、核子間相関の全てに支配されている。このように、視点の間は有機的に結合しており、不安定核に発現する一つの変化がさまざまな形で多体系としての原子核自身に跳ね返り構造全体の変化として波及する。不安定核の物理の難しさであり面白さであろう。

2.1.1.2 現存の施設・検出器の概観

現在国内で不安定核ビームを用いた実験研究を行っている主要な施設について概要を述べる。ここにあげた以外にも、放医研 HIMAC や東北大 CYRIC、京大原子炉など、不安定核研究を行っ

ている施設はあるが、分量の制約から全ての施設をあげることができなかったことをお詫びする。装置の名称、略称に下線を引いた。次節以降で引用する場合もあるので参照していただきたい。

■理化学研究所・RI ビームファクトリー(RIBF) [Yan07]

新世代 RI ビーム施設として世界に先駆けて 2007 年に稼働を開始し、現在ビーム強度で世界最高性能を誇る施設である。重イオン加速器群により加速した重イオンの入射核破砕反応や飛行核分裂反応で得られた不安定核を超伝導 RI ビームセパレータ BigRIPS で収集、分離、分析し、二次ビームとして実験に供する。SPIRAL2(仏)、FRIB(米)、FAIR(独)などの新世代 RI 施設が完成し、本格稼働するまでの間、少なくとも 5~10 年間は RIBF がこの分野を牽引していくことになる。

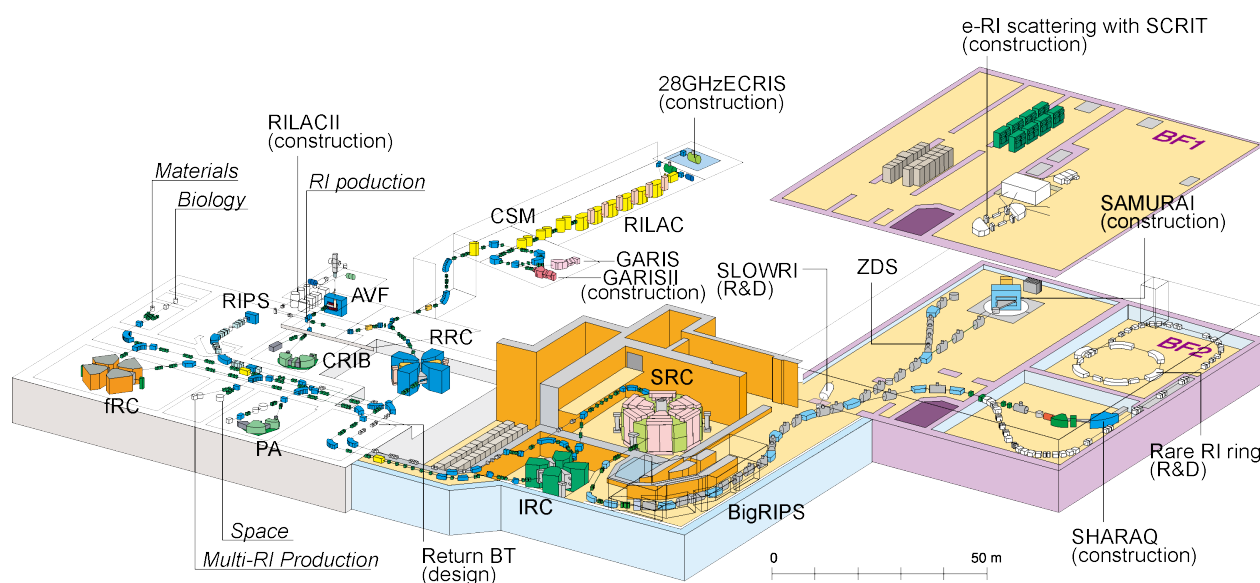


図 2-1-2: RIBF の鳥瞰図。

加速器群は入射用の AVF サイクロトロンと 2 台の線形加速器(RILAC/RILAC2)、常伝導リングサイクロトロン 3 台(RRC, fRC, IRC)及び超伝導リングサイクロトロン(SRC)からなり、組み合わせを変えて使用することで、水素からウランまで全ての元素のイオンを 3454MeV^1 に加速することができる。ビーム強度の設計性能は $1\mu\text{A}^2$ で、軽い核種(α , ^{18}O など)については既に達成している。BigRIPS は大きな角度アクセプタンス($80\text{mrad}(\text{H}) \times 100\text{mrad}(\text{V})$)と運動量アクセプタンス(6%)を持ち、ウランの核分裂片を数 10%もの効率で収集することができるため、強い一次ビームと相まって、得られる不安定核ビームの種類と強度は世界を凌駕している。

RIBF には大型の実験装置として以下のものがある。

a. ZeroDegree スペクトロメータ

不安定核ビームと二次標的との二次反応で生成された二次反応生成核を分析するための磁気スペクトロメータ。インビーム γ 線分光など、主として束縛状態の研究に使われる。

¹ Ar 程度までの軽い粒子は 4404MeV まで加速できる。

² Particle micro Ampere; ビーム電流を加速粒子の電荷数で割ったもので、イオンの種類によらず単位時間当たりの粒子数に比例する。 $1\mu\text{A} = (1\mu\text{C/s})/e \sim 6 \times 10^{12} \text{ counts/s}$ 。

b. SAMURAI スペクトロメータ

二次反応によって生成された複数の粒子(重イオン、陽子、中性子など)を同時に分析するための大口径スペクトロメータ。分解反応やロックアウト反応などによる非束縛状態を対象とした実験を行う。

c. 高分解能スペクトロメータ SHARAQ³[Ues12]

高分解能ビームラインと組み合わせることで運動量分散整合を行い、不安定核ビームでありながら高分解能を達成する。ビームとして供給される不安定核の構造を調べるという従来の手法だけでなく、不安定核ビームをプローブとして安定核を励起し、これまでに到達できなかった励起モードを探索するという新しい方向への研究展開も行っている。

d. SLOWRI

高エネルギーで生成された RI ビームをガス中で減速し冷却する装置。RF イオンガイドを世界で初めて導入することで、減速冷却収集の効率を劇的に向上させた。標的破碎型(核分裂も含む)の ISOL と違い、化学的な過程を用いないため、汎用性が高い。汎用の低速 RI 源として有望で、再加速型の RI 施設への発展計画もある。

e. 希少 RI リング

不安定核を蓄積するためのリングで、質量測定や β 崩壊半減期測定を主眼としている。安定線から遠く離れた希少な核を 1 つずつ蓄積し、周回するイオンからの信号を検出することで質量測定や崩壊事象の同定を行う。稀にしか生成できない安定線から遠く離れた超不安定を一つずつ蓄積するという新しい着想に基づく装置である。

f. CRIB³

AVF サイクロトロンからの 104MeV 程度の重イオンビームをもとに、核子移行反応などで生成した不安定核ビームが得られる。宇宙核物理研究に適したエネルギー領域で、CNO サイクルなどに関わる核反応研究が行われている。

g. 自己束縛不安定核標的 SCRIT [Wak04]

不安定核研究の大きな夢の一つである電子散乱を実現するための装置。電子蓄積リングのビームに沿って不安定核イオンを注入すると、イオンが電子ビームの負電荷によって蓄積されると同時に散乱標的ともなることを利用した革新的な装置である。安定核での散乱測定は実証されており、不安定核の散乱実験も近いうちに実現する見込みである。

h. 気体充填型反跳核分離装置 GARIS/GARIS2

核融合反応によって生成された低エネルギー重イオンを分離するための磁気分析装置。ガスを充填することにより、反応標的で生成された重イオンを、その価数に依らず収集が可能で、高い収集効率を実現している。113 番元素の合成が行われたことで有名である。

■大阪大学・核物理研究センター(RCNP)・サイクロトロン施設・EN コース[Mit96]

5~304MeV というユニークなエネルギー領域の比較的高品質な不安定核ビームが得られる。入射核破碎反応や飛行核分裂に基づく RI ビーム施設は高エネルギー化の方向にある一方、ISOL⁴再

³ SHARAQ と CRIB は東大 CNS と理研の共同事業である。

⁴ Isotope Separator On-Line。高エネルギーの陽子や中性子、電子などを標的に照射し、スプレーション反応や核分裂反応などで標的中に生成した不安定核を反跳エネルギーや熱運動を利用して取り出す方法。

加速型の施設は現在のところ数 AMeV にとどまっている。EN コースでは、その間隙にあるビームエネルギーを生かし、核子移行反応など安定核研究で確立された核構造研究の手法を適用した特徴的な研究が推進されている。

■高エネルギー加速器研究機構・TRIAC

ISOL 型再加速型のパイロット施設として ISOL イオン源、荷電増幅装置、線形加速器の開発研究が行われ、1.14MeV までの不安定核ビーム加速に成功した。ECR 荷電増幅器による荷電増幅は世界で初めての成果である。2005 年から 2011 年の間、全国共同利用に供され、核物理および物性研究が行われた。荷電増幅装置、線形加速器は韓国の KAERI へ委譲され、当地での RIB 施設計画 KoRIA のテスト機としてさらなる技術開発に供される。

■日本原子力研究開発機構

世界最大級のタンデム（最高約 19MV）と超伝導ブースターとの複合加速器により、陽子からビスマスまで 50 種以上の元素を、10MeV～1GeV までの連続エネルギーで加速でき、しかも核燃料・RI 標的を照射できる世界的に見てもユニークな実験環境を有する。これにより、重・超重元素領域の原子核反応や超変形状態等の原子核構造などの先端的な研究をはじめ、アクチノイド原子核の核分光実験や核分裂実験、代理反応による未知原子核の核データ測定が進められている。

2.1.1.3 新しい施設・検出器の建設の提案

2.1.1.1 節に述べたことを実現するために以下の施設の新設、更新を提案する。ここでは項目をあげるだけにとどめ、必要性および必要性能については次節で詳しく述べることにする。

A. 不安定核ビームの増強

1. RIBF での高エネルギー不安定核ビームの増強

一次ビーム強度の増強 (2017 年)

ISOL 又は SLOWRI を新設し、RI の再加速とその再破砕による RI ビーム生成 (2025 年)

2. 低エネルギー大強度不安定核ビームの開発

RIBF での Energy degraded beam (2012 年)

KISS による r 過程第 3 ピーク核の生成 (2012~2015 年)

ISOL / SLOWRI による低速(~10keV)ビーム (2015~2025 年)

ISOL / SLOWRI から再加速した大強度で良質な低エネルギー不安定核ビーム (2020 年)

B. 検出器/大型実験装置

1. 大型 γ 線検出器の新設

4 π LaBr₃ 検出器アレイ (2020 年)、4 π Ge 検出器アレイ (2025 年)、

2. 大型アクティブ標的の新設 (2015~2020 年)

3. 稀少 RI リングのアップグレード (2020 年)

4. SCRIT アップグレード (2030 年)

イオン化した後に、質量分離や再加速を行うことも多い。元素ごとに取り出しとイオン化の方法を最適化する必要があるなど高い技術を要するが、質のいいビームが得られる。

2.1.2.1 存在限界と基礎量

—— 原子核の存在限界はどこまで広がっているのか？

■概要

今まで到達できなかった核図表領域の奥深くで原子核は存在できるのか、存在できたとして、どのような姿をしているのであろうか。こうした疑問を探究するという、自然科学研究の最も根源的なアプローチで不安定核の物理に挑む。自然は人間の想像力を遥かに超えており、未踏の地 Terra Incognita には我々が考えもしなかった驚きが必ず待っているはずである。

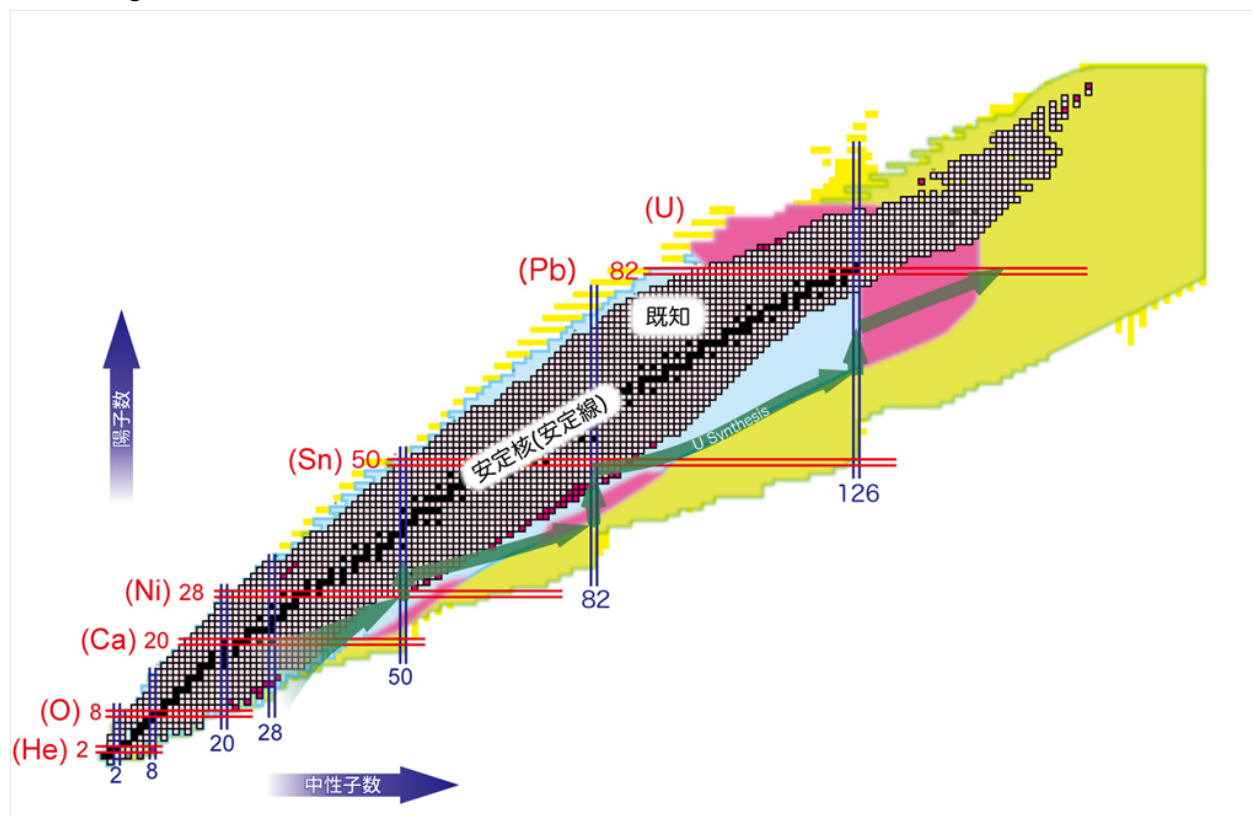


図 2.1.3: 核図表。黒が安定核、黒枠が既知核。赤が RIBF で発見された原子核。鶯色の範囲が KTUY 質量公式[Kou05]で予想される束縛核の領域。

原子核の「不安定さ」を表す指標には、安定線からの距離のほか、フェルミ面のずれ、中性子分離エネルギーなど様々なものがあり、それぞれ、質的に異なる構造変化を引き起こすと考えるべきである。比較的軽い原子核ではドリップラインに到達することが可能で、その外側の非束縛の原子核を共鳴状態として生成することすらできるため、弱束縛に起因する特殊構造の格好の研究の場である。Ca同位体中性子ドリップライン近傍では、かなり多数の中性子が弱束縛の一粒子軌道を運動していると考えられており、低密度環境での核子系に特有の新しい構造が現れるかもしれない。地上で中性子物質の性質を調べるのに理想的な環境でもある。一方、ある程度重い原子核の場合、バレンス核子が様々な一粒子軌道を占める長い同位体鎖に沿って構造の変化をみることができる。例えばSn同位体($Z=50$)の場合には ^{98}Sn から ^{140}Sn 程度まで、中性子数を40以上に

も渡って変化させて実験研究ができる。広い範囲にわたって中性子数を変化させた時に陽子軌道はどのように振る舞うのであろうか。我々の興味は、超重核領域にも広がっている。重い領域で殻構造はどうなっているのか、増え続けるクーロン斥力は核構造にどのような効果を生むのか。原子核の未踏領域への挑戦はさまざまな方向に広がる。

未踏の地への挑戦は原子核としての存在の確認からはじまる。特に軽い領域ではドリップラインに到達することが可能で、その位置の確定は、異常な核構造のシグナルの第一報である。次に、質量や半減期、核半径、偶偶核の第一 2^+ 状態のエネルギーなどの基礎量を測定する。こうした物理量は高効率で測定が行えるため、低いビーム強度でも測定ができうえ、明快な物理的な意味を持つため、異常構造の探索針として優れている。

本章では、中性子過剰核および陽子過剰核についての計画について述べ、超重核探索については節を改めて3.6節で述べる。

■最近の進展

RIBFの前身である理研加速器施設のRIPSフラグメントセパレータでは ^{48}Ca などの入射核破碎反応による新同位元素探索が行われ、二重魔法核であるはずの ^{28}O が存在せず酸素同位体の中性子ドリップラインが $N=16$ である ^{24}O にとどまっていること、それに陽子をつ一つけるだけで、ドリップラインが少なくとも中性子6個分のびて、 $N=22$ 核の ^{31}F が束縛していることが分った[Sak99]。この特徴的なドリップラインは核構造理論への大きな挑戦となり、テンソル力や三体力の重要性を再認識させることとなった。

RIBFの稼働によって、到達できる原子核領域が劇的に広がった。インフライト型の不安定核ビームラインBigRIPSにより、入射核破碎反応や飛行核分裂で不安定核を効率よく生成できる世界を圧倒的に凌駕する施設である。ウランの核分裂では、念願であった r 過程核にいよいよ手が届くようになった。これまでに、 r 過程核を含む47個の新同位元素を生成・確認した。18個の原子核で新たに測定した β 崩壊半減期は従来の理論で推定されていたよりも短く、 r 過程のシナリオに影響を及ぼす可能性がある。崩壊 γ 線測定では、低励起状態の励起エネルギーを決定したのに加え、 ^{108}Zr にアイソマー状態が見つかり、四面体変形が発現した可能性との関係など活発な議論が始まっている。

■今後の計画(10年)

原子核の存在限界を追求するためには、安定線から遠い原子核をなるべく効率よく作る方法を開発することが肝要である。その点で世界最高の能力を誇るRIBFにおいて、さらに広い質量領域と広いエネルギー領域に渡って最適なビーム生成方法を開拓していく。

質量数100程度以下の核は当面は従来通り入射核破碎反応を使うことになる。中性子過剰不安定核の生成には一次ビームとして安定核の中でも比較的中性子過剰な ^{18}O , ^{48}Ca , ^{76}Ge , ^{86}Kr を、陽子過剰不安定核には陽子過剰な ^{76}Kr , ^{124}Xe を用いることで、それぞれ得意とする領域をカバーする。まずは一次ビームを目標である $1\mu\text{A}$ の強度で得ることを目指す。

並行して post-RIBF 計画として現在検討が進んでいるアップグレードを推進する(図 2.1.4)。post-RIBF 計画とは、a) fRC の改造によりウランビームの大強度化を図る。b) ドライバー用の線形加速器を使った ISOL もしくは SLOWRI を新設し、大量に生成したウランの核分裂片を現存の加速器群に入射する、というものである。

a)は低い荷数のウランを加速できるように fRC を改造することで、従来直前にあった荷電変換膜を使用せずに加速を行うというものである。荷電変換によるビームのロス、荷電交換膜を通過する際のビームの質の劣化、荷電交換膜の寿命問題を解決し、大強度化、長期安定化が実現する。ウランの飛行核分裂は質量数 80 から 160 領域の中性子過剰核の生成に威力を発揮し、その領域の核図表を大きく広げる。 r 過程核もこの領域に含まれており、100 近くの新しい r 過程核の存在の確定、半減期測定などが実現するはずである。

b)により、0~345A MeV の不安定核ビームを安定核一次ビームと同じエミッタンスで得ることができる。直接使うことで、質の良い不安定核実験ができるだけでなく、再度入射核破砕反応を起こすことで、さらに中性子過剰な核を作ることでもある。 ^{94}Kr の破砕反応では Ar 程度までの中性子ドリップラインに到達することを目指す。

さらに重い質量数 200 近傍の中性子過剰核を得るために多核子移行反応を利用する KISS 計画が KEK グループにより推進されている。KISS 計画については 3.7 節のコラムで詳しく述べる。

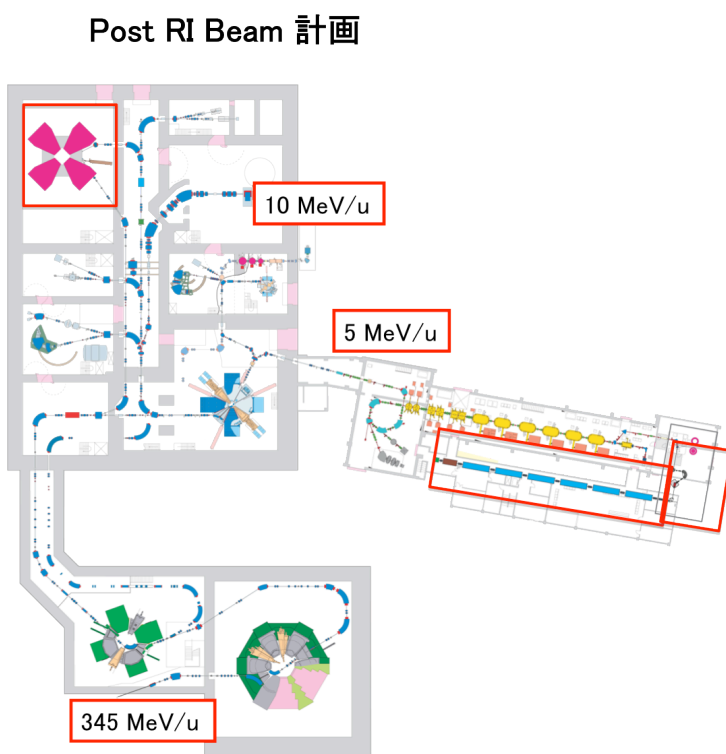


図 2.1.4: post-RIBF 計画

2.1.2.2 一粒子運動

——殻構造は安定線から離れた領域でも原子核の基本構造たりうるのか？

■概要

強い相互作用という極めて複雑な相互作用によって核子が自己束縛した系という一見手に負えないようにも思える原子核を、一粒子運動する核子の集まりというモデルで記述するという試みは、原子核の理解を大きく進展させることになった。Mayer と Jensen による強いスピン軌道結合の導入以来、殻模型が広い領域に渡って原子核の記述に成功を納めてきたのは、この描象の正当性を裏付けている。質量測定や中性子捕獲反応、核子移行反応などを用いた安定核の研究の結果、一粒子軌道に関する理解はほぼ完成されたと思われていたが、1990年代から精力的に行われた不安定核ビーム実験(主にガンマ線分光実験)によってその常識が覆された。

殻形成機構の理解は、魔法数の発現、中性子ドリップラインの位置、超重核領域における「安定性の島」の存在、など原子核の存在限界、存在形態を理解する上で必須のものである。一粒子軌道が変化するメカニズムを核図表全域に渡って解明することは、不安定核物理学の全領域と関わる最も根本的な課題である。

■最近の進展

ガンマ線分光などの実験で明らかになった中性子過剰核における殻構造の変容(殻進化)は、不安定核研究の黎明期におけるハイライトのひとつであり、その後の不安定核研究に多くの研究の種を蒔いた。

^{32}Mg 周辺核で見つかった中性子数 $N=20$ の魔法性喪失は、基底状態にあるはずの中性子閉殻配位と励起

状態にあるはずの2粒子-2空孔配位とが逆転した反転の島(Island-of-Inversion)を形成することが分かった[Mot95, Sor08](図2.1.5)。その後の研究で、魔法性の消失現象は $N=20$ だけに起こる特殊なものではなく、 $N=8$ や $28, 40$ においても生じていることが分かった。また逆に $N=16$ [Oza00] や $N=32$ などが中性子過剰領域で新たに魔法性を持つ例も発見された。このように、安定線から離れた領域での殻構造は、従来の研究で明らかになっている安定線近傍とは全く異なる様相を示していることが明らかになってきており、その背後で殻構造を支配するメカニズムの解明に視点が移行している。スピン・アイソスピン依存性をもつテンソル相互作用が原子核を構成する中性子数陽子数比の変化にともなうスピン軌道分裂の変化をもたらし、このことが広い核図表領域で系統的に起こる殻進化の要因の一つである事が分かりつつある[Ots05]。ドリップライン近傍核では価核子の弱束縛性によって一粒子運動が変化するためエネルギー準位が再構成され、殻構造の変化が生まれる[Boh69, Oza00]。殻進化はそれ自体が重要であるだけでなく、ハロー構造や変形の誘発、対相関の変容[Ber91, Mat05]など、安定核にない構造変化と相互に影響を及ぼし合う点でも注目されており、核構造研究に新しい展開をもたらしている。

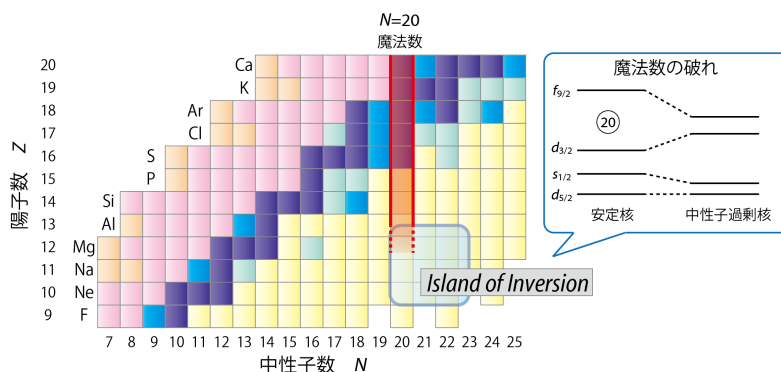


図 2.1.5: Island of Inversion 付近の核図表。

■今後の計画(10 年後)

RIBF など得られる大強度不安定核ビームを活用した実験により、殻構造変容機構をより統一的に核図表全体で説明する「標準模型」として確立するのが今後 10 年のゴールである(図 2.1.6)。これまでの研究から、急激かつ(おそらく)非単調な殻変化を司る機構の解明が必要であることが明らかになっている。安定線近傍での魔法数形成を内包する「標準模型」確立に向けて、実験と理論の両面から精力を傾ける。その際、軸となるのが、 $Z=28$ (Ni), 50 (Sn) の同位体鎖、 $N=40$, 50 , 82 同位体鎖の研究である。従来の理論で魔法数と考えられていたこれらの核子数が、不安定領域でどのようにふるまうかを調べることを研究の足がかりとする。

質量測定とガンマ線核分光は、今後もこれまで通りアイソスピンフロンティアでの異常構造探索手法であり、核構造研究の中心手法である。 ^{78}Ni , ^{132}Sn , $N=40$ 同位体などがここ 5 年の中心課題となるが、その先 ^{100}Sn , ^{48}Ni , $N=126$ 同位体、超重元素領域に豊かな成果が期待される。この領域にアプローチするためには実験効率を劇的に向上させる新しい装置(高機能標的、SHOGUN(3.4 節)など)が必要である。

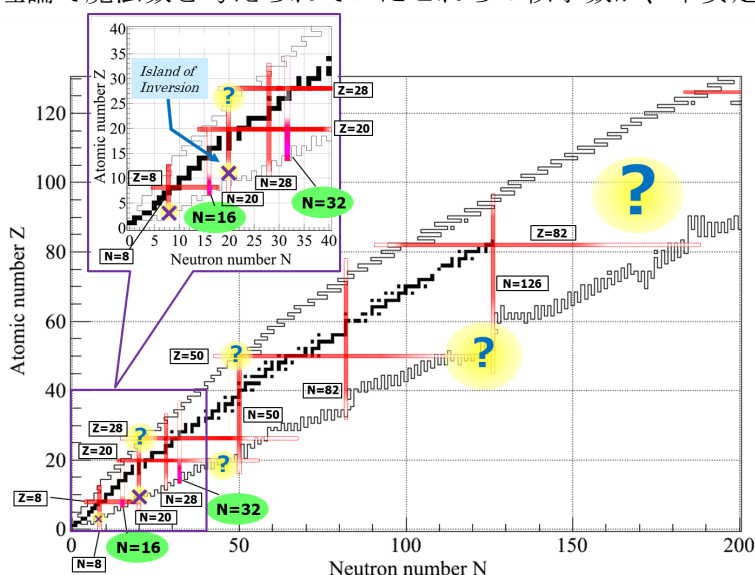


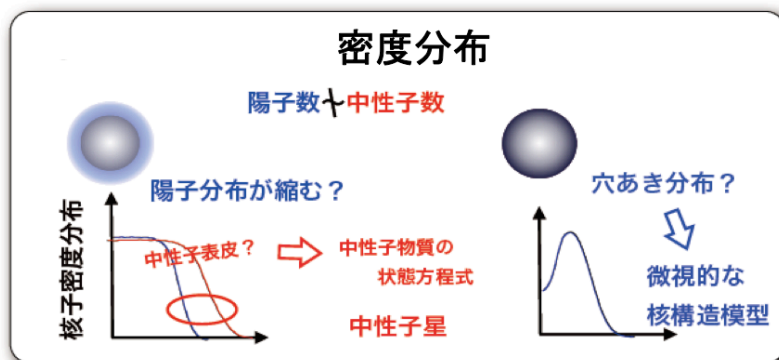
図 2.1.6: 全核図表領域での殻構造の理解。

不安定核の電子散乱 –SCRIT–

不安定核研究の幕開けは、全相互作用断面積から導出された中性子ハロー構造とスキン構造の発見であったが、その当時、半径の増大が本当に中性子のみによるものであるということを実験で直接証明したわけではなかった。現在に至っても、中性子分布半径と陽子分布半径を独立に測定した例は荷電半径がレーザー分光法によって測定されたわずかな核についてのみである。電子散乱が実現すれば電荷分布をモデルによらずに決定でき、相互作用断面積や陽子散乱から得られた密度分布と組み合わせ、中性子分布と陽子分布を独立に決定できる。

SCRIT(Self-Confining RI Ion Target)[Wak04]は電子蓄積リング中に不安定核をトラップし、自動的に電子散乱が測定できる新しい方法で、日本のグループによって発明され、開発が進んでいる。

今後10年間の間に、二重魔法核である ^{132}Sn とその周辺核の電荷密度分布を詳細に測定することを目指している。その後、ルミノシティを二桁以上あげる改造を行えば、非弾性散乱や核子ノックアウト反応へと測定を拡大することができる。



一粒子軌道状態の最も確立した研究手法は、核子移行反応 $[(d,p), (p,d)$ 反応など]である。逆運動学での実験が困難であったためこれまで不安定核に適応された例は少なかったが、アクティブ標的によって実現の道が開かれつつある。核子移行反応に適した10-30 MeV/uの不安定核ビームラインの整備も阪大RCNPで進んでおり、今後10年で飛躍的に発展していくことが期待される。

これらに加えて、核子ノックアウトや核子移行反応などの直接反応実験によって一粒子軌道変容の起源・機構に直接的アプローチする。RIBFでは、そのエネルギーの特徴を十二分に活かした (p,pN) 反応により一粒子ホール状態の分布を直接測定する研究が極めて有効である。東大CNS・理研グループが開発した偏極陽子固体標的と組み合わせることでスピン自由度の活用という新しい軸を実験研究にもたらす。不安定核の電子散乱実験を可能にしたSCRITを将来大規模にアップグレードし、 $(e,e'p)$ などの実験を実現することにも大きな期待が寄せられる。

一方、核モーメントは核配位を純粋に反映するという性質を持つため、核配位に現れる単一粒子状態の異常性の有無や、集団性の発達などを調べるのに適している。特に後者に関しては四重極モーメントが核変形（四重極変形）に高い感度があり、集団性の発達に伴う核変形を調べるのに最適なプローブの一つといえる。これまで用いられてきた核偏極法に加え、最近RIBFで開発された分散整合二段階偏極法や超流動ヘリウム・SLOWRIとレーザー照射を組み合わせた方法により、その適用範囲が大きく広がると期待できる。

以上の実験研究を通じて集積された広い領域での一粒子状態の知見は、「標準理論」に至る道筋を明確に示すはずである。一方理論も、極端に弱束縛な系での量子効果や、テンソル力により媒介される陽子と中性子の相互影響を明らかにすると同時に、三核子力の寄与などを明示的に取り扱った、より統一的な解明に向けて進んでいる。2.8 章で述べる京などの先端計算機を用いた大規模計算による進展も期待され、「殻構造は安定線から離れた領域でも原子核の基本構造たりうるのか?」という根本問題に対して、この10年で新たな光を当てる事ができると確信している。

■今後の計画(20 年後)

ルミノシティの向上は構造研究に質的な変化をもたらす。例えば、ルミノシティが三桁向上すれば、これまでに存在は確認されたものの分光学情報の得られていない超希少核(例えば ^{48}Ni)に対してガンマ線分光が行えるようになり、またガンマ線分光しかできなかった核(例えば ^{100}Sn 、 ^{78}Ni)の核反応研究が可能となるなど、研究領域が劇的に拡大する。

内部標的を備えたエネルギー補償型蓄積リング(図 2.1.7)は、ビーム量をそのままルミノシティ増強を可能にする夢の装置である。1～

10 mg/cm^2 の内部標的によるエネルギー損失を加速キャビティ(~ 100 kV)により補償することにより、一粒子に対して最大 $10^{24} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ のルミノシティを実現することを目指す。現在 RIBF に建設が予定されている稀少 RI リングを、将来エネルギー補償型蓄積リングにアップグレードする計画が現在検討されている。

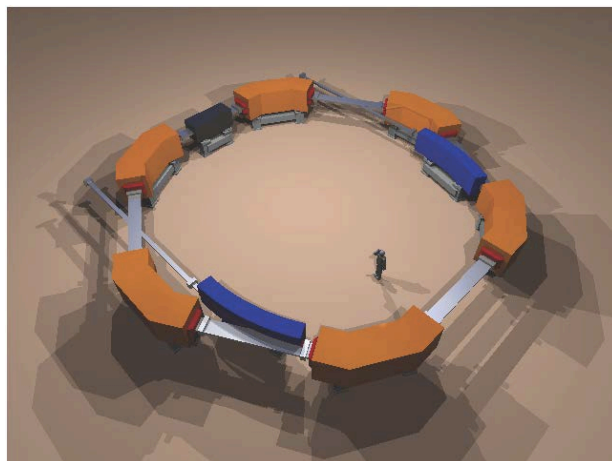


図 2.1.7: エネルギー補償型蓄積リングによる超希少核研究への挑戦。

2.1.2.3 n 核子相関:

—— 核子相関は不安定核に新しい相をもたらすか？

■ 概要

原子核は「核子」多体系であるが、時として強く相関した数個の核子でできた塊(クラスター)があたかもその構成要素のようにふるまう現象が生じる。独立粒子描像に基づく一粒子運動から、強い多核子相関をもつ状態への転換は、いわば原子核の「相転移」であり、原子核に豊かな構造をもたらしている。相関は空間的なものだけでなく、運動量空間や、スピン、アイソスピン空間におけるものなどもある。現れる相とその転移を引き起こす機構の解明は原子核の存在形態を支配する秩序を理解する上での鍵といえる。

核子間相関の重要性は安定核研究で大いに認識されているが、不安定核では、質的に異なる相関が現れ、核構造研究に新しい展開をもたらすと期待できる(図2.1.8)。例えば、最も基本的な相関である対相関は、安定核では運動量空間上で相関したBCS様の超流動状態を生みだすが、中性子過剰核の外縁部に現れるような低密度状態では空間的な相関に転換し、

中性子対がボース・アインシュタイン凝縮した状態に変化する可能性が指摘されている。このような状態が見つかれば低密度核物質の性質の理解や新現象の発見に新たな進展を与えるであろう。また、4体の相関によって現れた α クラスター状態は、余剰中性子を付加すると、分子状態やイオン状態を形作りさらに安定化する。 α クラスターが増えれば、結晶に対応する状態が現れる可能性があるなど、原子核の相図は一層多様化する。

核子系で忘れてはならない相関にテンソル相関がある。テンソル力は核力の主要な部分を占めるにもかかわらず、取り扱いが難しいため中心力やスピン・軌道力に頼り込むことで直接的な取り扱いが避けられてきた。最近になって実験理論両面の進歩により正面から取り組む機運が高まっており、様々な角度からの研究が活発化している。テンソル相関は同じ軌道をとる中性子と陽子間で最も強く働くため、軽い核では安定線($N \sim Z$)から離れることで減少する効果として顕在化すると考えられ、不安定核研究に大きな期待がかかっている。

相関に関する重要な課題に変形現象があるが、大きなテーマであるため、節を分けて述べる。

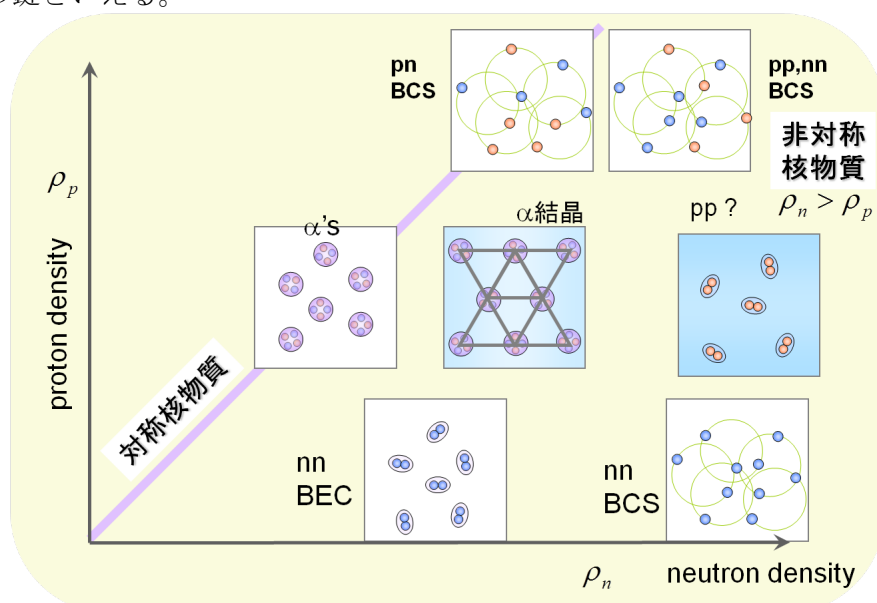


図 2.1.8: 中性子数と陽子数の変化によって出現する多様な原子核相。

■最近の進展

低密度状況で二中性子の空間的局在化（ダイニュートロン相関）が増大する可能性が指摘され、注目されている。例えばハロー原子核である ^{11}Li において弱く束縛された余剰中性子が強い空間的な相関をもつことが理論的に指摘されている[Ber91, Mat05]。 ^{11}Li のクーロン励起で得られている、低励起エネルギーに現れる強い電気双極子(E1)強度(ソフトダイポールモード)や低い相対運動量を持つ中性子対の存在はその証であると考えられている(図2.1.9参照)。

4核子相関に関しては、 ^{12}C や ^{16}O の励起状態に α クラスター気体という現象が予言され、理論・実験の両面で解明が進められている。この現象は、密度の低い環境下で4核子相関の極限的状況として実現しうる α 凝縮相と関連しており、核子多体系の新しい存在様式として重要な意義をもつ。その他にも、中性子過剰核での分子的構造など、顕著な多核子相関をもつ現象が様々な不安定核で発見されてきた。

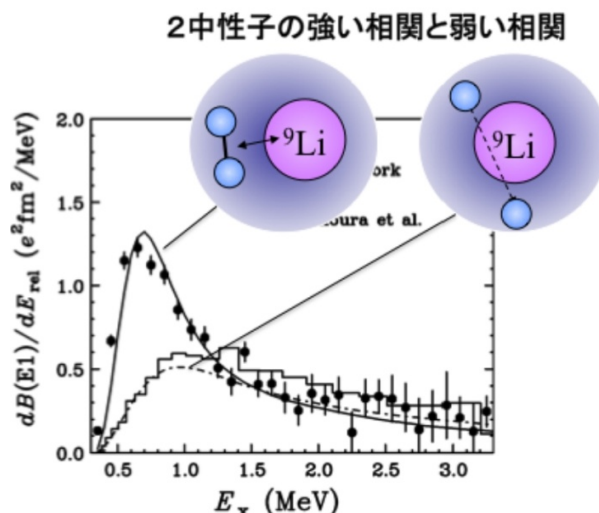


図 2.1.9: ^{11}Li のクーロン分解反応で得られた電気双極子(E1)遷移強度とハロー中性子の空間的な相関 [NAK06]。

ダイニュートロン相関と α 凝縮

粒子間力の弱いフェルミオン系では低温下でBCS相が出現するが、粒子間力が強く対の大きさが、核全体で平均した核子間距離と比べて十分小さくなると、一つの対があたかもボース粒子として振る舞い、ゼロ運動量状態に凝縮したボース・アインシュタイン凝縮(BEC)に転じると考えられている(BCS-BECクロスオーバー)。このようなBEC状態はフェルミオン系での新しい存在様式として興味を集めており、冷却原子系などで研究が進んでいる。

原子核の場合、核子間力は変化しないが、密度の変化で相関の強さが変化するため、低密度状態で同様の相変化が生じる可能性がある。安定核での核子間相関は、多くの場合 nn や pp などアイソスピン1の弱結合の対相関で、核子対が原子核の大きさほどに広がったBCSタイプの超流動状態をとっている。この相関は、密度が低下するにつれて、空間的に強く相関したBEC様の相関に転移するはずである[Ber91, Mat05]。中性子過剰核で発達する中性子スキンやハローはまさにこのような低密度環境であり、2中性子ハロー核である ^{11}Li に一つの中性子対が空間的に相関したダイニュートロン構造が見つかった。重い中性子ドリップライン近傍核では多数のダイニュートロンが凝縮したBEC相がある可能性が高く、その観測は今後の大きな課題である。

原子核におけるもう一つの重要な相関である α クラスターも低密度ではBEC相を生みだし、 α 粒子がボース凝縮した α 凝縮状態を作り出すであろう。最近安定核の研究が進み、 ^{12}C や ^{16}O に α 気体状態と考えられる励起状態が見つかっており[Toh01]、 α 凝縮と関連した状態として白熱した議論が展開されている。この延長線上にある重い na 核、例えば ^{100}Sn には、非常に多くの α 粒子が凝縮した状態があるかもしれない。

短距離斥力とテンソル相関

短距離相関やテンソル相関は最も強く、かつ、全ての原子核に存在するはずの相関である。これまでは、理論上の困難さから、中心力、スピン・軌道力及び密度依存力に繰り込んで記述され、実験データの解釈において一定の成功を収めてきた。しかし、本来短距離力やテンソル力は中心力やスピン軌道力の形で一体場に繰り込めるものではないはずで、実際、最近の中性子過剰核の研究からはこのアプローチでは説明できない事象が見つかってきている。今後の十年間、短距離斥力・テンソル力を陽に扱うことで核構造や反応を自然に記述し、実験で検証することが重要な課題となる。

テンソル相関は核内に重陽子様相関(スピン1、アイソスピン0の pn 対が異なる角運動量状態で混合する。図2.1.10参照。)を誘起する。そのため、分光学的因子のクエンチング問題、 pn 対相関や中性子星で生じるパイオン凝縮相の構造に大きな影響を与えるなど、広い領域の研究と密接に関連している。

核子間に働く短距離斥力及びテンソル力は、高い運動量を持った2核子が総運動量ゼロに組んだ対を原子核内にもたらす。最近、JLABやBrookhavenにおいて、 $(e,e'pN)$ [Sub08]や (p,ppN) [Pia06]反応を用いた実験が精力的に行われ、高運動量を持った pn 、 pp 対の測定から原子核内の核子間短距離相関及びテンソル相関について議論が展開されている。今後、RCNPでは、200～400 MeVの陽子ビーム及び偏極陽子ビームを用いた (p,pN) 、 (p,dN) 反応、また、RIBFでは、200～300 MeV/nucleonの不安定核ビーム及びSCRITを用いた (p,pN) 、 (p,dN) 、 $(e,e'pN)$ 反応等によって、テンソル相関・短距離相関の研究が一層進むと期待できる。

現実的核力から出発する第一原理計算及び短距離斥力・テンソル力を陽に取り扱うUCOM、TOSM等の理論の発展及び上述した実験が短距離相関・テンソル相関への理解を促進し、核構造の物理や中性子星の内部構造・ダイナミクス解明に新たな手掛かりを与えるであろう。

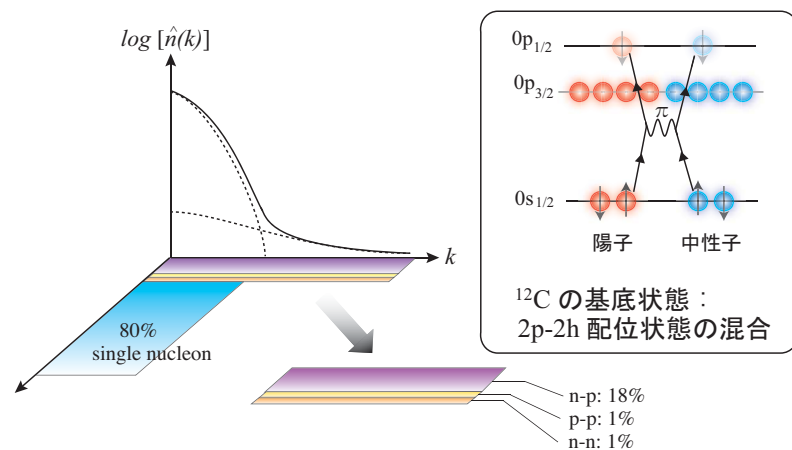


図 2.1.10: 原子核内の一核子の運動量分布並びに一粒子及び核子対の割合。テンソル相関により2粒子-2空孔配位状態が混合する。

■今後の計画（10年）

ダイニュートロン相関を示唆する現象と考えられている低エネルギーE1共鳴や低相対運動量中性子対を中性子過剰度や束縛エネルギーの関数として調べることにより、ダイニュートロン形成のメカニズムの理解を目指す。一方で、ダイニュートロン凝縮が示唆されている中性子スピン・ハローが発達した原子核でのE1共鳴の測定・中性子の運動量相関を見ることも重要である。

二核子移行反応 $[(t,p)$ や (p,t) など]や二核子ノックアウト反応は、対相関の情報より直接反映しており、ダイニュートロン相関のよいプローブである。まずはこのような反応を用いて基礎とな

るデータを十分に取得し、微視的反応理論の発展と相補的に展開することが必要である。実験上は、終状態を決めるのに、反跳粒子を測定する方法と、脱励起 γ 線を測定する方法がある。重い不安定核ビームと p や t などの軽い標的核との散乱は逆運動学条件になるため、散乱角度と Q 値(すなわち励起した状態の励起エネルギー)を精度よく測定するためには前者が有効である一方、後者は標的を厚くできるため、安定線から遠く離れた核を対象とした測定に向いている。

関連に関わる大問題に分光学的因子のクエンチングがある。前節で述べたように、原子核は一粒子運動する核子の集合体と第一近似としてはみなすことができるが、そのように記述できる成分は波動関数の6割程度で、残りの4割は関連によって高運動量成分に散逸していると考えられている。現在までのところこの効果は分光学的因子のクエンチングとして現象論的に扱うにとどまっているが、不安定核での相関の変化を手掛かりに、理解を深化できるであろう。これまでに、弱束縛核ではクエンチングが解消傾向にあるという示唆もあり[Gad08]、注目が集まっている。

α クラスタと元素合成

不安定核における α クラスタ共鳴状態は超新星爆発やX線バーストなどの高温環境での (α, n) 反応や (α, p) 反応の反応率を増大させる可能性がある。低エネルギーRIビームにより α 共鳴を測定する試みが始められたが、これまでのところ、陽子過剰核側ではCRIBなどで安定線に近い核に対して数例、中性子過剰側では国内外の施設で ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$ 反応が測定された程度である。今後、低エネルギーRIビームの大強度化と ${}^4\text{He}$ アクティブ標的の高度化により共鳴状態の探索や反応断面積測定が進展が期待される

■今後の計画(20 年)

不安定核ビームに対する核子移行反応の実験を行うためにはアクティブ標的が今後の主流になる。ガス検出器を散乱標的としても使用し、不安定核ビームとの散乱で反跳された粒子をその検出器自身で測定するものである。アクティブ標的は標的中で測定も行うため、散乱角が小さく反跳粒子のエネルギーが低い場合でも検出が可能で、超前方の測定には不可欠である。また、束縛状態も非束縛状態も区別なく測定できる点も大きな利点である。そのため、低励起状態から巨大共鳴までを一度に測定し、角度分布からスピンやパリティの情報を引き出すといった測定で大いに力を発揮する。大型化により標的厚を損なうことなくより低エネルギーの反跳粒子をとまう超前方測定を実現し、さらに磁場や高エネルギー反跳粒子検出器と組み合わせることにより、高分解能で広い励起エネルギーおよび散乱角度を同時に測定可能な大型アクティブ標的の開発を検討している。

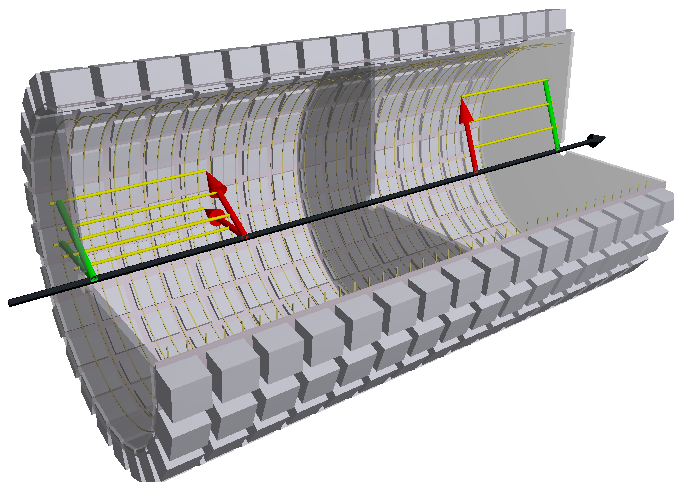


図 2.1.11: 大型アクティブ標的の概念図。

2.1.2.4 変形

—— 自発的対称性の破れは原子核にどのような形を生み出すのか？

■概要

孤立した自己組織化系である原子核は、等方的な空間にあるにもかかわらず対称性の良い球形ではなく、自発的に対称性を破った変形状態を取ることが多い(図2.1.12)。変形の大きさは広範囲にわたり、短軸と長軸の比が1:2の超変形といわれる原子核までもが発見されている[Sin02]。変形した原子核は対称性を取り戻すために回転運動を引き起こし、その回転運動は一粒子運動や表面振動とのカップリング等様々な量子現象の場ともなっている。

変形した原子核は多く見つかったが、これまでに知られている変形はほとんどがプロレート型の軸対称四重極変形である。理論的にはオブレート型や非軸対称な四重極変形だけでなく、八重極など高次の変形もあるとされているが、軽い核など特殊な例を除いて

実験で確証が得られたものはない。八重極変形は、球対称性だけでなく空間反転対称性をも破る変形で、その対称性を回復するためにアンモニア分子に似たパリティ二重項が現れるはずである。こうした変形を観測しその性質を調べることで、変形をつかさどる機構の本質を理解することを目指す。

原子核の変形に従来の変形概念と異なる「量子的変形」とでもいうべき奇妙な状態があることが分かってきた。原子核を変形させるのは殻効果であり、量子力学の帰結であるが、ひとたび変形が生じ安定化した場合には古典的な物体としての描像が良く成り立つことが多い。このいわば古典的変形に対して、量子的変形とは、ポテンシャル障壁で隔てられた複数の古典的変形が量子効果(量子ゆらぎやトンネル効果)で混合した状態である。数種類の形が混合する「変形混合」や、連続的に変化した形が無数に混合する「ソフト変形」などがある可能性がある。原子核物理の長年の難問である核分裂のダイナミクスを解く鍵ともなると期待している。

■最近の進展

不安定核における変形の研究は殻構造の変遷を調べるという観点で始まった。 ^{32}Mg 周辺核で見つかった変形状態[Mot95]は中性子数 $N=20$ の魔法性が喪失していることを示しており、不安定核で殻構造が変化することを決定づけた実験の一つである。強度が弱く質も悪い不安定核ビームでの実験が成立したのは、実験効率の高いインビームガンマ線核分光法によるクーロン励起を採用したためであり、世界に先んじて立教大学・理研が建設したNaI(Tl)シンチレータで構成された不安定核ビーム用の 4π γ 線検出器DALI/DALI2の大きな成果である。その後、東大CNSが分解能を

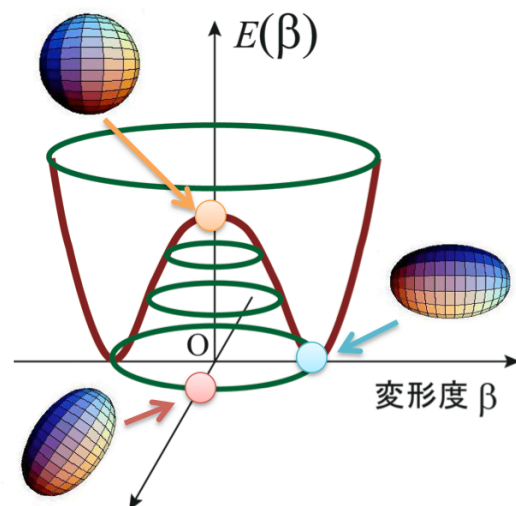


図 2.1.12: 自発的に対称性が破れて変形が発現する。

重視したGe半導体検出器アレイであるGRAPEを建設し[SHI04]、不安定核の殻構造研究の黎明期を支えた。

^{32}Mg 近傍核に関する研究はその後実験理論両面で進展し、この領域の変形は単に $N=20$ の殻間エネルギーが減少したために生じた単純なものではなく、球形の状態と強く変形した状態とを行き来する大振幅振動を伴った、不安定核で新しく発現する機構にともなうソフト変形である可能性が指摘されている[Hin11]。この現象は $N=20$ の殻間エネルギーが絶妙な値をとったために、球形状態と変形状態がほぼ縮退したことに加えて、フェルミ面近傍に $\Delta l=2$ で結ばれる2つの一粒子軌道があること、バレンス中性子軌道が弱束縛であるために一粒子状態、ひいてはそれらの対相関が変化したためであることなどが原因としてあげられている。中性子を2つ加えた ^{34}Mg ではもはやこの条件は満たされず、変形が安定化する。現在は、この研究を広大な核図表に広げ、殻間エネルギーや一粒子軌道の量子数や束縛エネルギーなどに関して様々な条件下での集団性の変化を調べることで、原子核が形状を決める機構を解明する研究が展開されようとしている。

殻進化と変形のInterplay

原子核は、全体が液滴のように振舞うと考える巨視的な描像と、構成粒子である核子が一体場中を一粒子運動していると考えerる微視的な描像との2つの側面を持つ。液滴としての原子核は常に球形を好むが、フェルミ面近傍に位置する核子の一粒子運動およびそこから生まれる相関は、準位密度や軌道の性質に応じて変形を促す。その反対に、変形は一粒子軌道の変化を生むという関係にもあり、原子核の変形は殻構造と表裏一体であるといつてよい。一粒子軌道の変化は、軌道間の相関に質的な変化をもたらし、プロレート変形、オブレート変形、三軸非対称変形、静的変形、動的変形など、様々な変形状態を誘起することが理論的に指摘されている[Uts12]。殻進化によって揺さぶられる原子核変形を明らかにすることは実験研究の当面の課題の一つである。

原子核の超変形状態は重い質量数領域で核融合反応を用いて研究が進められ、図2.1.13に示すように主として安定線より陽子過剰側で発見された。最近では軽質量数領域での探査が進み質量数40近傍の $N=Z$ 核である ^{40}Ca [Ide01]と ^{36}Ar [Sve00]で、更に中性子過剰側の ^{40}Ar で発見された[Ide10]。 ^{40}Ar の超変形は国内の実験で初めて観測された超変形である。特定の質量数領域に超変形原子核が点在しているという事実は超変形殻構造の存在を示唆しており、中性子過剰領域には更に超変形殻構造に起因した超変形原子核の存在が予言されており、将来の不安定核ビームを用いた研究で中性子過剰原子核での超変形殻構造が明らかになると期待される。

■今後の計画

RIBFにより到達可能な領域が劇的に拡大し、原子核の変形現象の理解を進展させる素地が整いつつある。これにより、研究が新しい局面を迎え、2つの方向で発展が推進されようとしている。

一つはエキゾチックな変形状態の探索である。四重極よりも高次の変形は、回転対称性のみならず空間反転対称性や更にアイソスピン対称性などの破れとも関連しており、その研究を通して「自発的対称性の破れは原子核に新しい形を生み出すのか?」「そもそも原子核はなぜ変形するのか?」という基本的な問いに答えることを目指す。具体的な対象としては、中性子過剰変形核でのバナナ型超変形、テトラヘドラル形や洋ナシ形、三角形の変形の探索が始まっている。

ービームを効率よく5-104MeVに減速する技術の開発が進んでおり、ISOLの再加速ビームと相補的な方法として期待が持てる。

奇妙な変形状態に関する γ 線の強度は全体の γ 線強度の1%以下であると考えられており、高分解能、高コンプトン抑制測定でS/N比の向上を図り、多重同時計測解析により、バックグラウンドに深く埋もれた信号を拾い出す必要がある。高分解能・高効率検出器による多重同時計測感度の向上が研究の死命を制するといえ、トラッキング型 4π Ge検出器が理想的である。これが実現すれば、これまで安定核ビームによる超変形研究を強力におしすすめたGammasphereやEuroballと比較しても1000倍にも及ぶ感度を持つため、 10^9 cps程度の一次ビームで行っていた一次ビームでの実験が 10^6 cps程度の二次ビームで行えることになる。

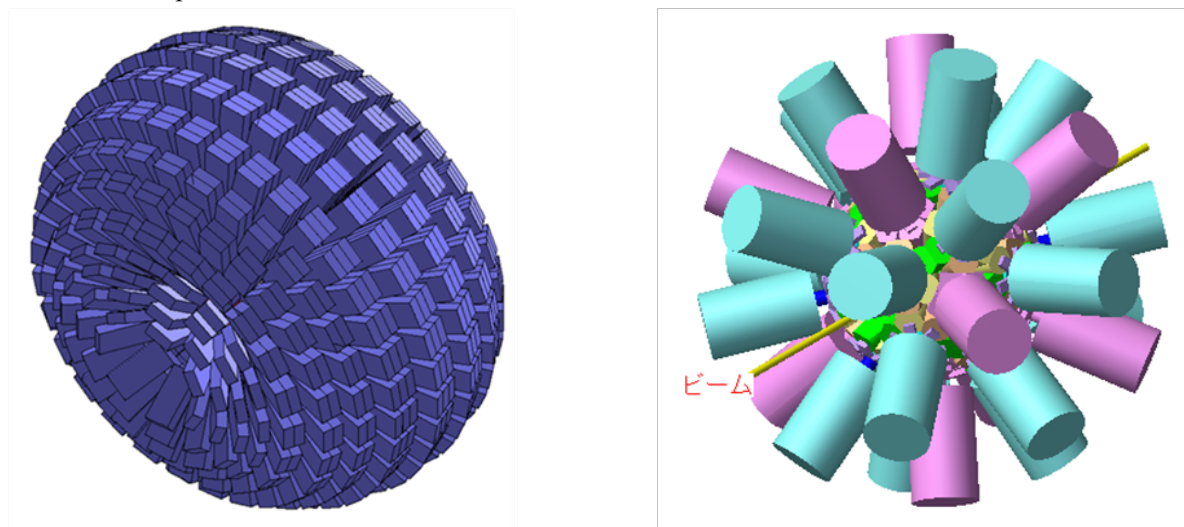
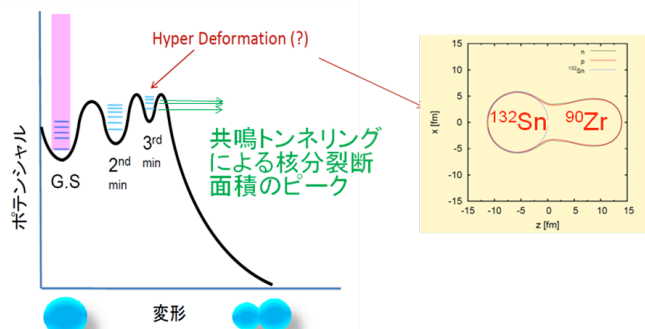


図 2.1.14: (左) SHOGUN (4π LaBr₃ シンチレータ)の構想図。(右)トラッキング型 4π Ge 検出器。

核分裂とハイパー変形

低エネルギー核融合や核分裂は、幅広いレンジの古典的変形が関与する大振幅な量子的変形である。散逸・非平衡系という観点も含め、量子多体系の物理におけるもっともチャレンジングな課題の一つとして研究を深化させる。応用面でも原子炉内の核ダイナミクスの包括的理解や日本における超重元素の合成にも資することをめざす。

一例としてハイパー変形した形状異性体（下図の 2nd minimum）が存在する場合、このポテンシャル中での振動状態と基底状態バンドとの結合により、核分裂閾値以下の励起エネルギーでも核分裂断面積の微細構造が共鳴状態として現れると期待され、ハイパー変形の存在を調べることも可能となる。実験的には J-PARC での大強度中性子を用いた飛行時間分析や、数 keV のエネルギー分解能での (d,p) 反応分析装置などの実験装置で測定可能と考えられる。



2.1.2.5 状態方程式

—— 中性子物質は固いのか? 柔らかいのか?

■ 概要

原子核のバルクとしての性質を考えると、密度(ρ)・中性子陽子非対称度($\delta = (\rho_n - \rho_p) / \rho$)・エネルギー(E)・温度(T)の関係を表す式を核物質の状態方程式(Equation of State, 以下EOS)と呼ぶ。EOSの解明は原子核物理全体にかかわる問題で、様々なエネルギー領域で様々な角度から研究が行われている。最近、 $\rho \sim 0$ で高温の状態(図2.1.15の赤い矢印)での研究がRHIC・LHC 加速器を用いて発展し、大きな成果を上げつつある。低エネルギー原子核研究では、 $T \sim 0$ のEOSを対象としており、以下に述べるようにここ10年余、非対称度がほぼゼロの対称核物質についての研究が進み、著しい理解の進展があった。

現在、興味の対象は中性子過剰核物質に移ってきている。核構造の理解のみならず、超新星爆発機構や中性子星の構造を解明する上で本質的に重要であるからである。中性子星は原子核対称度 δ が1に近く、密度 ρ が非常に大きい究極の非対称核物質で、その構造はEOSの対称エネルギーに強く依存している。実験室で δ を1に近い核物質を作ることはできないが、中性子過剰な原子核の反応や構造を通してEOSの情報を引き出す努力が始まっている。

■ 最近の進展

$T \sim 0$ での EOS(図 2.1.15 の密度-対称度面) は ρ と δ によって以下の様に記述される。

$$E(\rho, T=0, \delta)$$

$$= \varepsilon(\rho, \delta=0) + S(\rho) \delta^2$$

このうち、 $\varepsilon(\rho, \delta=0)$ は、飽和密度(0.17 fm^{-3})、飽和束縛エネルギー(核子当り 16 MeV)、荷電スカラー非圧縮率からほぼ確定されている。荷電スカラー

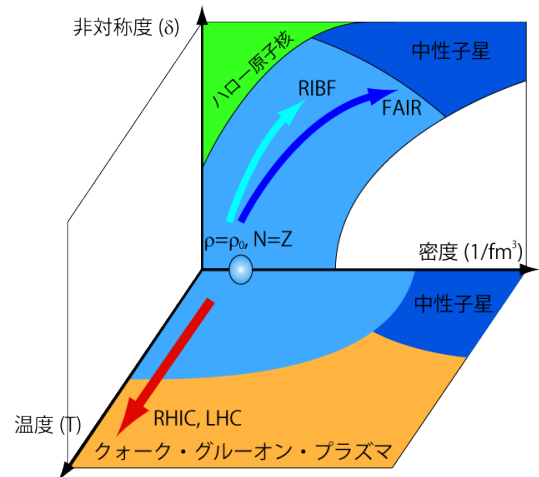


図 2.1.15: 物質相概観図(想像図)。
今後は δ の大きな領域を探索していく。

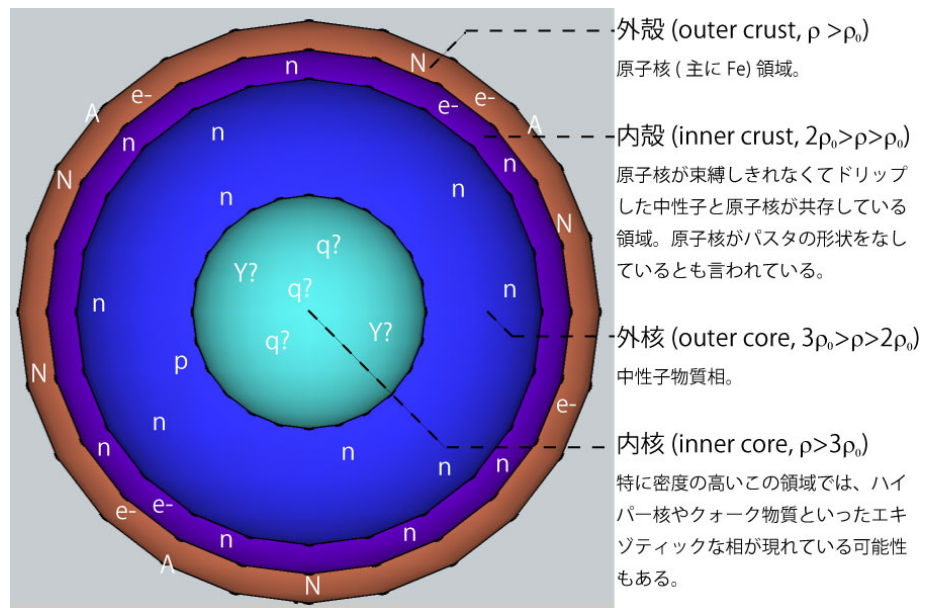


図2.1.16: 中性子星の内部構造の概念図。

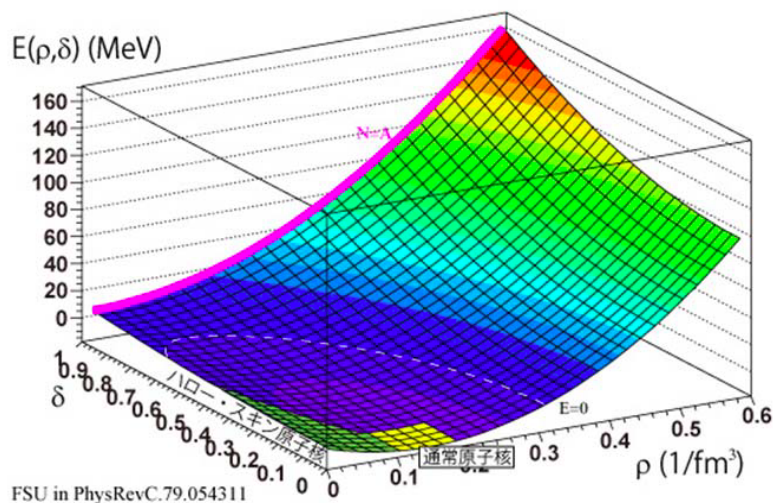


図 2.1.17: 状態方程式の例 [Pie09]。FSU と呼ばれるハイペロン構造を考慮していないもの。 $N=A$ 、 $\rho \gg \rho_0$ の領域については外挿で、不確定性が大きい。

られている情報をもとに構築されるEOSの例を示す。

天体中では実際に核物質の存在が実現していることから、その観測からEOS についての情報を引き出すことができるはずである。質量が太陽の約 2 倍である中性子星(図2.1.18中の J1614-2230)の観測が2010年10月に報告された[Dem10]。この事実は現在考えられているEOSに対し強い制限を与え、特に中性子コアでのハイペロン構造をもつEOSは全て除外される。2 倍太陽質量の中性子星を説明するには、3 体力(NNN はもちろんの事、 NNY 、 NYN)を考慮したEOSの理解がポイントであると考えられている。

■今後の計画(10 年)

究極的には T 、 ρ 、 δ 全ての依存性を考慮したEOSの確立が目標であるが、中短期的には対称エネルギー項の確立、長期的には高密度状態下でのハイペロン等新しい自由度の獲得を考慮したEOS の確立が展望される。以上をふまえ、これから将来的に実験研究が望まれる問題を以下にあげる。

1) 核構造研究による EOS の導出

核構造実験で検証可能な密度領域は、核密度の飽和性故に $\rho \sim \rho_0$ 程度か、もしくは中性子スピンやハロー構造に存在する希薄な $\rho < \rho_0$ 領域である。この密度領域で δ を変数とし、EOSの実験研究を進めていくことがこれからの目標とな

一非圧縮率の決定は数十年来の悲願であったが、阪大RCNPでの0度 α 非弾性散乱により信頼できる非圧縮率の値が得られたのはここ10年の大きな成果である。対称核物質に関する結果から、その状態方程式は図2.1.17中の $\delta=0$ ($N=Z$)の線になることが分かっている。一方原子核対称度(δ)に依存する最低次の項である $S(\rho)\delta^2$ 、すなわち対称エネルギーに関しては、研究が着手されたばかりと言ってよく、これからの発展が期待される。図2.1.17に現在得

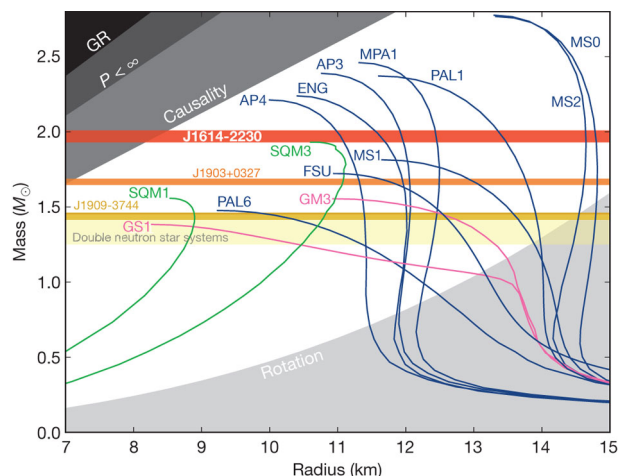


図2.1.18: 様々なEOSが予想する中性子星の質量と半径。青い線が中性子のみの場合、紫の線がハイペロン構造を考慮した場合、緑色の線が内部構造がクォークの場合を示す。[Dem10]

る。核構造研究にてEOS を決定していく上で主な観測対象は原子核の巨大共鳴状態である。これまでで $\delta \sim 0$ 原子核の共鳴状態の測定からEOSに対し、一次的制限を与えた。これをふまえ、次の短期・中期的なステップとして超中性子過剰核領域での共鳴状態の実験研究が展望される。特に、Pigmy双極子共鳴(PDR)や、中性子過剰核のモノポール巨大共鳴(GMR)は、 $\delta > 0$ 領域でのEOS を確立していく為に重要で、今後実験研究を推進していくべきである。

長期的にはより多くの中性子が関与した(擬)中性子物質の研究が望まれる。Ca同位体のドリップライン付近では多数の中性子がハローもしくはスキン構造を成している可能性があり、 $\delta > 0$ 領域でのEOS研究の格好の場となるかもしれない。ウランもしくはそれより重い超重原子核における核半径や中性子スキン厚の決定も実験における課題にあげられる。

2) 重イオン衝突実験による $\delta > 0$, $\rho \neq \rho_0$ 領域の実験的 EOS の導出

近年理研RIBFで高輝度RIビームの生成が可能となり、RIを用いた重イオン衝突実験に手が届きつつある。超新星爆発過程の計算で仮定されている $\delta = 0.25 \sim 0.35$, $\rho \sim 2\rho_0$ にも到達可能で、超新星爆発過程に重要な知見を与えると期待している。RIBF での代表的な重イオン衝突実験プログラムとしてSAMURAI-TPC計画が進行している(2014年実験開始予定)。この計画により、重イオン衝突における陽子中性子非対称度、荷電パイオン比、粒子非等方性、アイソスピン拡散が観測され、対称エネルギーに対して強い制限を与えることになる。初段階の実験としては $^{132}\text{Sn}(\delta = 0.24)$ ビームを用いた重RI 衝突実験を考えており、 $\delta > 0$, $\rho \neq \rho_0$ 領域におけるEOS を決定していく。

長期的な展望としては原子核非対称度の大きいRIビーム(例えば $^{78}\text{Ni}(\delta = 0.28)$)を用いた実験、もしくは高エネルギーRIビームによる高密度領域での実験が考えられるが、その為には現行の加速器のアップグレードが必要である。

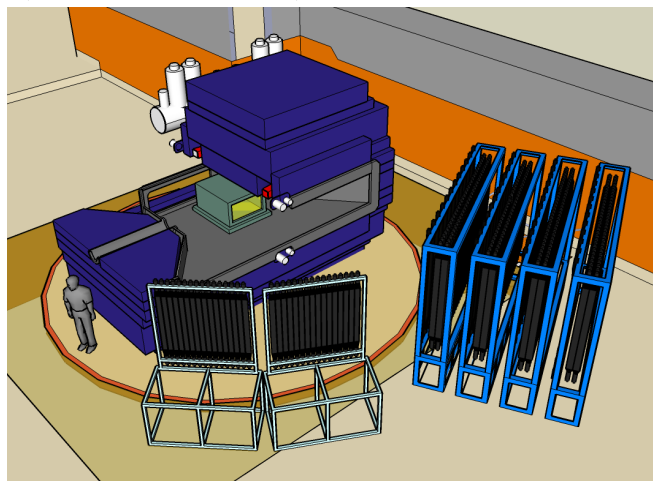


図 2.1.19: RIBF の SAMURAI スペクトロメータ。
中心に緑色で示したのが SAMURAI-TPC。

J-PARCでのハイパー核の研究結果によっては、中性子星の構造を明らかにするために、ハイペロン自由度を考慮したEOSの研究が必要になる可能性がある。中性子星でのコアで実現する様な $\rho > 3\rho_0$ の系ではハイペロンが生成される可能性があり、その場合、高密度領域ではEOS へのハイペロン項の導入が必要になってくる。J-PARC では基礎的なハイペロン相互作用の研究が発展するはずで、その基礎研究を基に新しいEOS が確立していくことが期待されている。ただし中性子過剰な条件でハイペロン自由度を導入した系のEOS を実験で確立していく為にはハイペロン生成に十分なエネルギーをもった中性子過剰核ビームが必要であり、その為にはRIBFの大幅な増強か新しい加速器施設が必要である。

2.1.2.6 存在限界と基礎量：超重核

—— 安定の島は存在するのか？人類はそこに到達し得るのか？

■概要

どこまで重い元素が存在しうるのだろうか。自然界に存在しない重い元素は、これまで原子炉や加速器等を使って人工的に合成されてきた。今日まで原子番号が 113 および 115 番を除き 116 番までが国際的に承認され、112 番までの元素に名前が付けられている。近年、理化学研究所での 113 番元素の合成が報告されており、我が国初の命名権取得に大きな期待がよせられている。

諸外国においては 118 番元素までの合成が報告されているが、理論的には原子核の存在限界は更に大きな原子番号まで広大に広がっていることが予測されている。質量公式の一つである KTUY 公式による予測(図 2.1.20)によれば、陽子数 126 と中性子数 228 に二重閉殻構造があり、比較的寿命の長い“安定の島”が存在する可能性がある。人類が到達しうる最も重い原子核を合成する試み(超重核探索)は、原子核物理学研究における最大の挑戦の一つである。

今後はこの超重核探索を主軸とし、より効率的に合成できる原子核反応の探索や核分裂など崩壊様式の研究を進め、新同位体の合成および原子核構造を明らかにするような超重核領域の総合的な研究を推し進めるべきである。

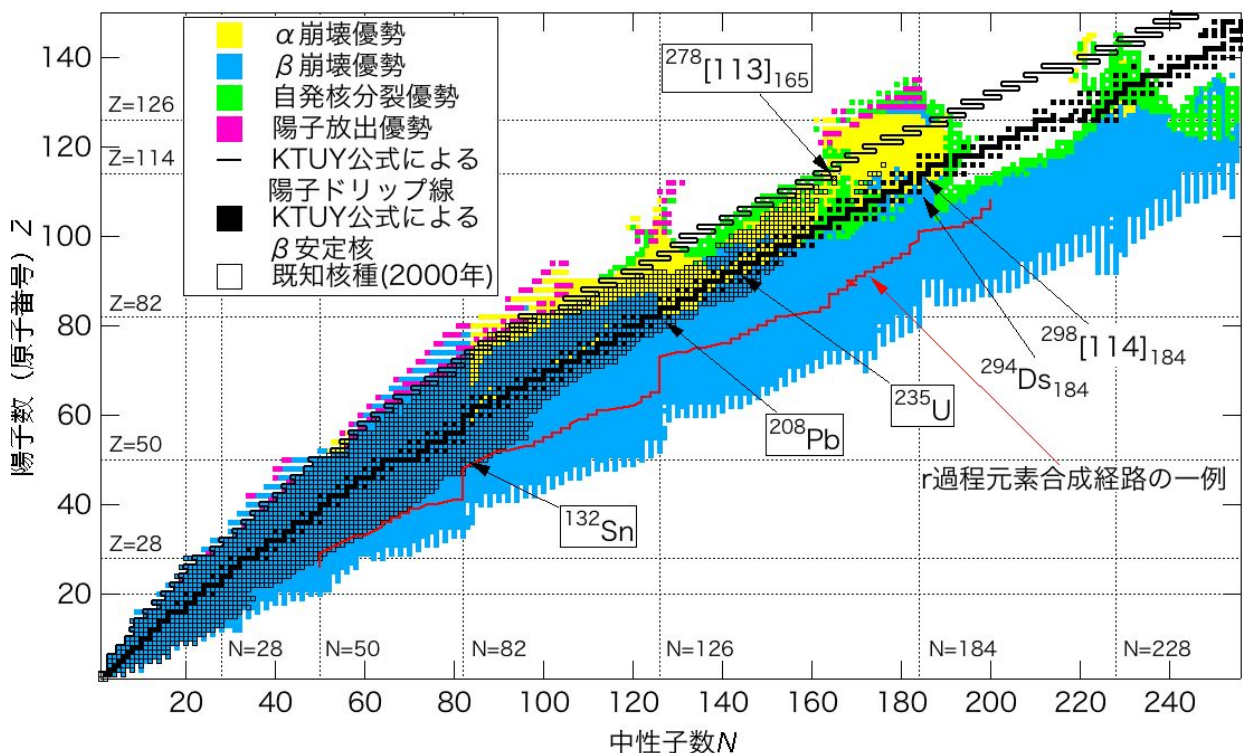


図 2.1.20: KTUY 質量公式による崩壊様式の予想図。

■最近の進展

最近のハイライトはなんと言っても 2004 年から 2005 年にかけて報告された理研における 113 番元素の合成であろう[Mor04](図 2.1.21)。重イオン線形加速器からの大強度 ^{70}Zn ビームを ^{209}Bi

■今後の計画(10 年)

現在合成が行われている領域の超重核生

理研での113番元素の合成は二重閉殻近傍核を標的とした「冷たい融合反応」によって行われ、Dubna(露)などでの118番元素までの合成は重い放射性同位体であるアクチノイド核を標的とした「熱い融合反応」によって行われてきた。熱い融合反応は一般に断面積が大きいいため、重い核を合成するのに有利である一方、合成される核が中性子過剰であるが故に、その崩壊により既知核へ到達しないために粒子識別に不定性が残るという重大な問題があった。理研が冷たい融合を選択してきたのはこのためである。

今後は熱い融合により超重核の到達領域を先に延ばしたうえで、 α 崩壊測定に代わる新しい粒子同定方法を開発していく。熱い融合に特化した反跳核分離装置(GARIS-II)を新設し、今まさに超重核探索に適用しようとしている。また、崩壊を待たずとも原子核の陽子数と質量数を直接測定する新しい手法として、 ΔE - E 法, GARIS+IGISOL 法, GARIS+TRAP法, 特性X線観測法などを開発している。今後広大な超重核領域の開拓が大きく進むと期待されるが、手始めとして人類未踏の120番元素の合成 $^{248}\text{Cm}(^{54}\text{Cr}, xn)^{302-x}120$ などへの挑戦を行っていく。

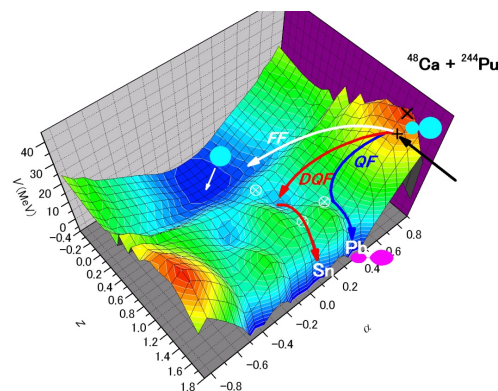
これまでは、他機関による追試をもって元素の命名権が認定されてきているが、113 番元素に
 関しては、生成断面積が極めて小さいため、他研究機関での再現実験は極めて困難である。IUPAP
 と IUPAC から結成 される委員会(JWP)は、同一研究機関からの実験であってもデータに“High
 degree of internal redundancy and of the highest quality” があれば評価するとしているため、まずは
 この基準のクリアを目指す。2009 年、娘核 ^{266}Bh および ^{262}Db の壊変特性を調査し113番元素
 同定の検証を深めた事により、今後は原子核 $^{278}113$ の観測量を増やす事により条件を満たすべ
 く全身全霊で生成実験を継続している。(2011年夏)

— 53 —

な展開が期待できる。超重核の寿命や α 崩壊エネルギーの値は、閉殻の位置や強さを明らかにする良い指標となる。また、超重核の生成断面積は核分裂障壁の高さと強い相関があり、そこからも超重核の殻構造に関する情報を得ることができる。一方、分光学的手法で超重核の基底状態や励起準位のエネルギー、スピン・パリティ、一粒子軌道配位を明らかに出来れば、より直接的且つ定量的に超重核の殻構造を明らかにできる。現在 JAEA では、 α 崩壊核分光と isomer- α 核分光によって 106 番元素まで核分光実験が行われているが、GARIS-II などで収量さえ増やすことができれば、同じ手法で $Z=114$ 近傍核の核分光実験も可能である。 $Z=114-120$ 領域の球形閉殻近傍の殻構造を直接核分光実験により明らかにすることを今後強力に推進すべきである。

核融合反応機構の解明に向けて

核融合反応機構の理解は、新しい超重核生成の鍵である。融合反応では、反応時間が長くなるに伴いより半古典的な描像で表現されると考えられていたが、実際は散逸過程などを含む複雑な量子多体問題であり、本質的な理解には至っていない。特に超重元素に関わるアクチノイド標的の場合は、クーロン斥力も大きく、入射核と標的核が接触した後の動的ダイナミクスに大きく依存するため、詳細なエネルギー関数や、多数の入射、標的核の組み合わせで理解を深める必要がある。これまで JAEA を中心としたグループが、エネルギーを keV 単位で微調整できるタンデム・ブースター加速器等を用いて融合反応における核の変形効果や融合障壁分布の測定などを行っており、核融合反応のメカニズムの理解進展に貢献することが期待されている。



一方、重核融合の競合過程である、核分裂反応の理解も重要である。融合反応と同様に、変形や対相関などの核構造因子が分裂確率や分裂片の分布に与える影響を明らかにするのが今後10年のゴールである。高励起状態からの脱励起は中性子放出に伴う場合が主なチャンネルなので、中性子放出の時間情報や、多重度、放出角度などを精密に調べる大がかりな実験装置ができれば、核分裂過程の理解が一層進むであろう。

■今後の計画(20 年)

原子番号 120 を大きく超え安定の島に到達することは、原子核物理学の夢である。そのためには、超重核の生成の鍵となる重イオンビーム強度の向上とそれに耐える標的システムの開発、高効率生成手法(反応)の開発、高感度・高選択性検出手法の開発が必要である。その魅力的でチャレンジングな開発要素のひとつとして、高強度の低エネルギー中性子過剰核ビームを用いた核融合反応がある。過剰中性子の蒸発により複合核の温度を効果的に下げ、生き残り確率をあげられることが期待される。さらに過剰中性子による付加的な複合核の生成確率増加も考えられ、中性子過剰核による低エネルギー核反応機構の理解が超重核合成の進展を大きく押し進める可能性がある。これにより、 $Z=100\sim120$ 領域での超重核構造研究も可能となると同時に、原子核物理学の枠を越えた「超重元素科学」創成への道が開けていくと期待できる。

2.1.2.7 宇宙核物理

—— 我々の世界を形作る元素はどこでどのようにして作られたのか？

■概要

宇宙核物理学の究極の目標は、自然界に見られる多様な元素や核種の起源を明らかにすることである。現在の中心課題は、

- ・ r 過程の現場となっている具体的な天体現象と r 過程の反応経路
- ・ 安定線よりも陽子過剰側に存在するため中性子捕獲では生成できない p 核の起源
- ・ 最高エネルギーの天体現象と見なされるガンマ線バーストでの元素合成

など、爆発的元素合成に関する問題である。またそれらの過程が進行する場としては重力崩壊型(II型)超新星爆発が有力されており、爆発機構自体の解明にあたっては、高密度での核物質の状態方程式(EOS)や、エネルギー輸送を支配するニュートリノ-原子核反応、大質量星の進化を支配する ${}^4\text{He}(2\alpha,\gamma){}^{12}\text{C}$ 、 ${}^{12}\text{C}(\alpha,\gamma){}^{16}\text{O}$ 反応率等、原子核の情報が必須となっている。

■最近の進展

安定核を標的とする反応について直接測定が達成されているのは、稀少な安定同位体の (n,γ) 断面積、閾値近傍での (γ,n) 断面積、一部の軽核が起こす反応のガモフエネルギー領域での断面積である。一方不安定核の反応については、CRIB や TRIAC などを用いて、軽い不安定核の反応測定が実現している。さらに最近、RIBF において質量数 110 近傍の中性子過剰核の β 崩壊半減期の系統的測定に成功し、 r 過程が従来の質量公式に基づく予想よりも速く進むことを示唆する結果として注目されている[NIS11]。

■今後の計画(10 年)

2010 年代は、次期 X 線天文衛星(ASTRO-H)や 30m 地上望遠鏡などによる精密観測や、次世代スーパーコンピュータ「京」などを用いた大規模シミュレーションが実現する。原子核物理学分野では、理研 RIBF や J-PARC 中性子源などの大強度ビーム源が運用を開始し、不安定核に関するデータを戦略的に収集する道が開かれた。今後 10 年間でそれらの分野での進歩が集約され、爆発的元素合成に関する定量的研究が進展すると期待される。

(1) r 過程研究

r 過程の解析には中性子過剰核の質量、半減期、中性子捕獲反応率等のデータが不可欠である。

RIBF/J-PARC



TMT



宇宙の進化

京



ASTRO-H



RIBF では、

- ・ RI ビーム停止実験による β 崩壊測定
- ・ 質量リング・SLOWRI+MRTOF による質量測定

により、第二ピークまでで重要な核種、特に中性子魔法数 50、82 に沿った滞留点近傍核の質量と半減期測定を行う。次に重要な中性子捕獲率は、 (n,γ) 反応を模倣する逆運動学(d,p)反応を用いた ANC 法によって得る。また大強度中性子源との併用による直接測定の試みも検討している。

(2) 超新星爆発機構に關与する物理量

重力崩壊型超新星の爆発機

構を支配する物理量のうち、

原子核が關与するものは、主

に i) 核物質の EOS(3.5 節参

照)、ii) ニュートリノ-原子核

反応率、iii) $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ 断面積、

である。このうち ii) について

は、安定核で確立したハドロン

反応によりスピン・アイソ

スピン応答を決定する実験が

中心となる。既に RIBF で実現

された (p,n) 反応に加え、

$(d,^2\text{He})$ 、 $(^7\text{Li},^7\text{Be})$ 反応実験によ

り多くの成果が得られると期

待される。また、J-PARC 3GeV

ブースターで生成されるニュートリノビームを用いた安定核標的の測定や、RCNP のミューオン

源を用いた不安定核による μ 粒子捕獲実験なども、弱い相互作用に対する応答を直接プローブす

る実験として検討されている。

iii) については、九州大学グループが反跳核測定法により、また、KEK グループが即発ガンマ

線測定法により重心系エネルギー 1MeV 以下での測定を目指している。

(3) p 過程研究

p 核の生成機構としては、従来から提案されている安定核を種とした光分解過程 (γ 過程) に加えて、II 型超新星爆発時に起きるニュートリノ誘起水素燃焼過程 (νp 過程) が最近提案された[FRO06,PRU06,WAN06,WAN11]。

νp 過程は、爆発初期の高温・高密度の陽子過剰物質流の中で起きると考えられている。また $p(\nu,x)n$ 反応により中性子も供給される。 νp 過程の流れを調べるには β 崩壊半減期、陽子過剰核の (p,γ) 反応と (n,p) 反応の断面積が必要である。 νp 過程の経路上には、半減期が長く (p,γ) 反応の Q 値が小さいかまたは負の滞留点近傍核 (^{56}Ni 、 ^{64}Ge 、 ^{68}Se 、 ^{72}Kr 等) があり、それらの反応率が最も重要である。 (p,γ) 反応率を決定する実験としては、RIBF に建設中の大立体核多重粒子磁気分析装置(SAMURAI)を用いたクーロン分解反応測定、および東大 CNS・CRIB を用いた逆運動学の

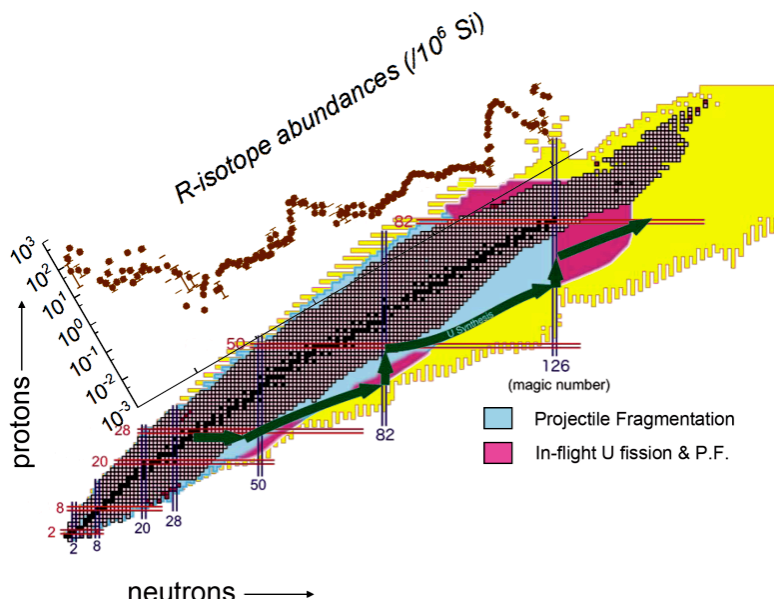


図 2.1.22: グリーン; 予想される r 過程経路。ピンク・ライトブルー; RIBF で 1 個/日以上生成率が期待される核種。

($^3\text{He}, d$)反応による陽子幅測定が進められている。(n,p)反応については、 d 等の核内中性子を標的とする方法を用いる。核子当たり数 MeV の高輝度不安定核ビーム発生装置と高分解能磁気スペクトロメータを用いて逆運動学の($d, 2p$)等の反応を測定する。現在 RIBF の BigRIPS と SHARAQ を用いた実験計画が検討されている。

KISS 計画:多核子移行反応による r 過程第三ピークへの挑戦 [Jeo10]

r 過程によって生成された元素の存在比に質量数80, 132, 196の3つのピークが存在している。その質量近傍の中性子過剰核が r 過程で合成された際に律速になっていたために存在量が多くなったのだと考えられている。従って、対応する r 過程経路上の原子核の寿命や質量は r 過程が進行する環境の中性子密度や、温度に関して大きな制約を与えることになる。既に第2ピークに位置する中性子過剰核までは、RIBFでUのinflight-核分裂反応を用いることで、手が届く範囲になってきた。実際、最近のRIBFでの一連の β 崩壊測定結果では、予想よりも元素合成の速度が速いことが分かっており、爆発モデルにも影響を与えと考えられる。

一方で、第3ピーク周辺の中性子過剰核は核分裂や破砕反応で生成することが困難で他の生成方法の検討が必要である。KEKグループはRIBFに同位体分離装置KISSを建設し、数MeV/uでの ^{136}Xe - ^{196}Pt 間の多核子移行反応によって r 過程第3ピーク核を生成する方法の開発を開始した。



■今後の計画(20 年)

2020 年代以降の展開としては、

- i) 光学観測によって爆発パラメータが推定可能な比較的標準的な超新星爆発については、爆発機構とそこで起きる元素合成がほぼ統一的に理解できるようになる
- ii) 爆発イベントごとの観測データから、複数の超新星の爆発パラメータ分布が把握できるようになる

iii) 特異的な爆発現象、元素合成（特に非熱的過程が関与するもの）に関する研究が進むなどが予想される。さらにひとつの未来形として、天体核物理的な考察を通して原子核の新しい姿を“見る”ということが考えられる。たとえばマグネターの観測から $\sim 10^{15}$ G という超強磁場中の原子核のふるまいを調べる、超新星ニュートリノのエネルギー／時間スペクトルから超高密度な核物質に関する情報を得ること、超高エネルギー重イオン宇宙線の観測から核子あたり数 TeV 以上での原子核反応を調べる等である。さらにそれらの間接的な知見は、加速器や検出器、標的等の技術発展にしたがって、順次地上実験で検証されてゆくものと考えられる。

2.1.3 他のワーキンググループとの連携

原子核物理の分野はハドロンから重イオンまで様々な対象を扱い、エネルギー領域も広範囲に渡るが、有限量子多体系の物理現象を解明するという点で共通の視点に立っている。クォークを構成要素と考えるハドロン物理や核子構造研究は、核子を構成要素と考える(狭義の)原子核物理と階層は違っていても多くの共通した多体効果、例えば三体力やテンソル力による相関を扱っており、原子核構造と平行して議論すべきものである。状態方程式はほとんどの分野が重要な問題として設定しており、それぞれがアクセスできるエネルギー範囲や密度範囲での状態方程式解明に挑む。ハドロン多体系の相図の完成には、全分野が一丸となって取り組む必要がある。

- 精密核物理

対象や物理的興味は共有しており、それを異なった視点で見ているという関係にある。本ワーキンググループは「不安定核物理」であるが、不安定核自体が最終的な目的ではなく、原子核の解明をするという目的のための道具と位置付けられる。その目的のためには安定核を精密に研究するというアプローチと組み合わせることも重要で、常に表裏一体となって強く連携していくことになる。なお、本ワーキンググループで提案しているトラッキング型 Ge 検出器アレイは精密核物理との共同提案である。

- ハイパー核

ハイパー核分野と不安定核分野は共通して、原子核に現れる多体効果を、その構成粒子を変化させることで研究している。ストレンジネスをプローブとすることにより、核子や電磁プローブでは見えない原子核の姿を捉えられると期待でき、同じ多体系を研究するものとして大いに注目している。

不安定核に現れる数々の特異現象には、アイソスピンあるいは、中性子数や陽子数の変化がそのまま原因となっているものの他、中性子数と陽子数のアンバランスの結果生じた弱束縛性が原因になっているものもある。例えば、殻構造の再編は、強いアイソスピン依存力による一粒子軌道の変化と弱束縛軌道のエネルギー変化の両者が関係しうる。ストレンジネスの注入により、アイソスピンを固定したまま束縛エネルギーを変化させることで両者の弁別が可能である。また、ストレンジネスの注入で原子核を安定化することで、ドリップラインを広げることができ、より広いアイソスピン領域の研究ができることも期待する。

高密度核物質ではストレンジネス自由度を考える必要があり、中性子星の理解には連携が必要である。

- ハドロン物理／核子構造

クォークを構成要素とするハドロン物理や核子構造研究は、核子を構成要素とする原子核物理と階層は違っていても多くの共通した多体効果、例えば三体力やテンソル力による相関を扱う。もち、原子核構造と平行して議論すべきである。

原子核中の核子構造の変化は原子核の構造を議論する際に重要であり、逆に、それを核子構造のプローブとできる可能性もある。

- 高エネルギー重イオン

広いハドロン相図をハイパー核物理との三者で解明していく。

- 基礎物理

基礎物理分野は原子核を実験室とした素粒子物理研究である。測定環境を与える原子核として、スピンやパリティ、束縛エネルギーなどの条件が最適なものを選ぶことで、自由空

間よりもはるかに高い感度を得ることができることを利用している。原子核の崩壊過程が重要であることも多く、寿命や崩壊分岐など、なるべく多くの選択肢の中から最適な原子核を選ぶことが研究の肝であるともいえる。不安定核の生成法やハンドリング方法など、不安定核で培った技術を応用できる場面も多く考えられ、連携して研究を進めていきたい。

- 計算核物理

実験と理論との強力な連携が不可欠であることは言うまでもない。大規模核構造計算が進展することで、より多くの原子核や物理量に対して、測定と理論との定量的比較が可能になり、原子核の理解が進むはずである。また、構造の情報を得るために、反応を利用することが多いが、得られた構造の情報の不定性を減らすには信頼のおける核反応理論が必要である。

2.1.4 タイムライン

不安定核の研究は曙を迎えたばかりで、今後本格的な段階に入る。様々な装置を駆使し、あらゆる角度から研究を進めることになる。本稿で述べた研究戦略と装置開発の時系列を図 2.1.23 にまとめる。

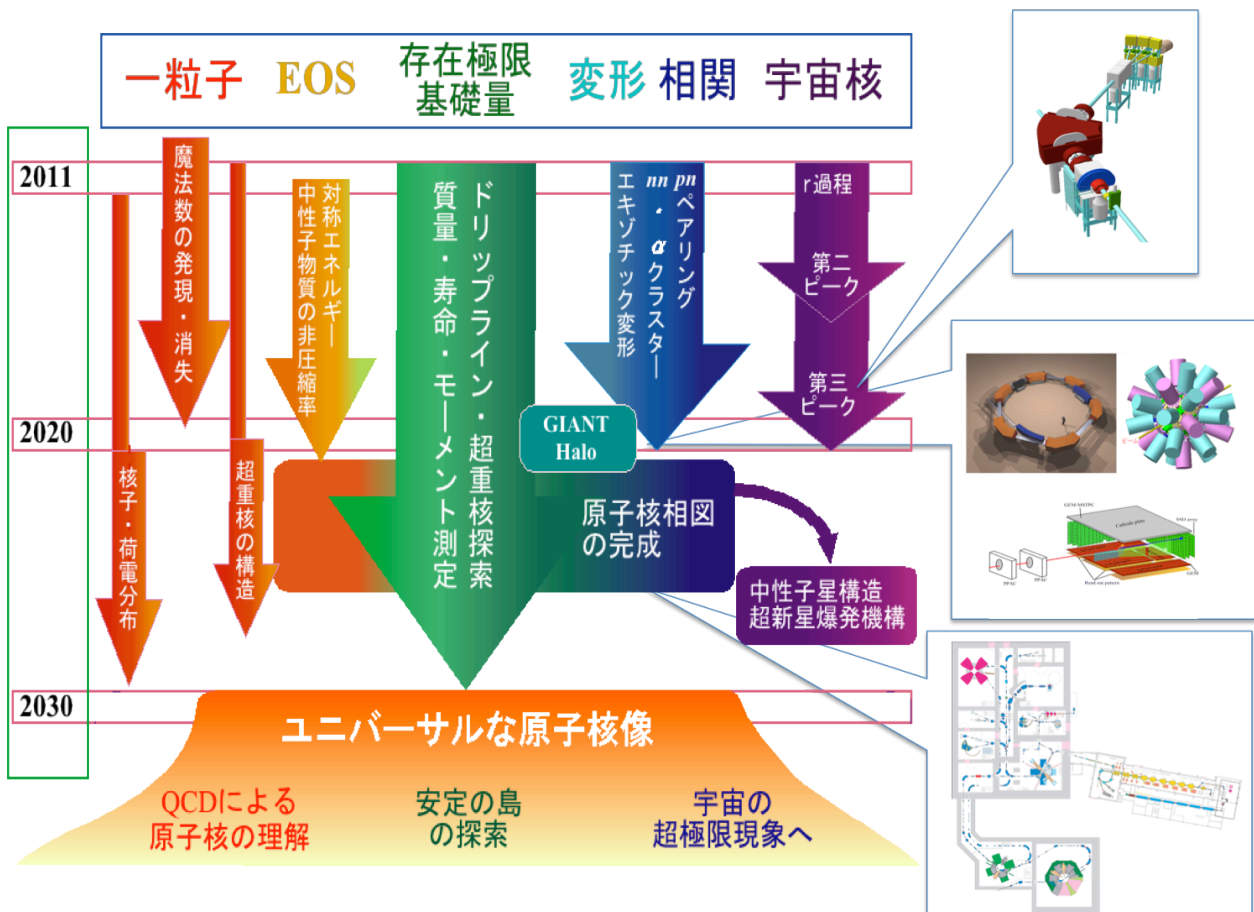


図 2.1.23: 不安定核研究タイムライン。

2.1.5 リソース

■関係する研究者概数

・施設ごとのユーザー数

RIBF	500 人(国内 400+国外 100)
RCNP EN コース	30 人
原研タンデム	30 人
NewSUBARU	6 人
J-PARC	7 人

・コミュニティ構成数(上とオーバーラップあり)

停止低速 RI の会	120 人
γ 線核分光の会	70 人 (国内のみ。国外も同数程度以上)

■本稿で提案した将来計画を実現するために必要な予算と人員数の概算を以下にまとめる。

		金額	人員	開発期間
エネルギー補償型蓄積リング		20 億円	10 名	6 年
γ 線検出器	$1\pi\text{Ge}$	12 億円	7 名	5 年
	$4\pi\text{Ge}$	+40 億円	7 名	+5 年
	$4\pi\text{LaBr}_3$	10 億円	5 名	5 年
アクティブ標的		15 億円	10 名	5 年
KISS		5 億円	7 名	5 年

2.1.6 まとめと展望

原子核研究が安定線から離れた領域に拡大をはじめ、安定核で築かれた常識が覆されるような“異常な”構造が次々と見つかった。しかし、原子核が中性子と陽子と言う二種類のフェルミオンからなる系であることを考えると、不安定核を特殊であると考えるのは適切ではない。安定核や不安定核という分類は便宜的でしかなく、両者を含めより一般的な核子多体系としての原子核を理解することがこれからの研究の大きな方向である。日本の原子核分野は新世代 RI ビーム施設として世界に先駆けて RIBF が稼働を開始し、アイソスピンフロンティアを大きく拡大し始めている。さらに RCNP や CYRIC, JAEA などの施設ではエネルギーや質量領域においてユニークな不安定核生成法を推し進めると同時に、不安定核ビーム実験と組み合わせて“原子核”を理解するための相補的な安定核ビーム実験を推進し、研究の幅を広げている。

本報告書では、こうした好機にある不安定核物理の今後の展開を以下の 6 つ「視点」に分類し、それぞれ基本問題を設定して研究戦略について議論した。

- 存在限界と基礎量: 原子核の存在限界はどこまで広がっているのか?
安定の島は存在するのか? 人類はそこに到達し得るのか?
- 一粒子運動: 殻構造は安定線から離れた領域でも原子核の基本構造たりうるのか?
- n 核子相関: 核子相関は不安定核に新しい相をもたらすか?
- 変形: 自発的対称性の破れは原子核にどのような形を生み出すのか?
- 状態方程式: 中性子物質は固いのか? 柔らかいのか?
- 宇宙核物理: 我々の世界を形作る元素はどのようにして作られたのか?

こうした研究を進めるための道具立てを、不安定核を供給する RI ビーム施設とそれを用いた実験を行うための実験装置に分けて考える。RIBF が稼働を開始し、これまで全く不可能であったような原子核領域の研究を世界で唯一進めることができる環境が整っていることを考えると、まずは実験装置の整備が急務である。具体的には以下の装置の建設が必要である。

- エネルギー補償型蓄積リング
- $4\pi\gamma$ 線検出器(LaBr3 ボール、トラッキング型 Ge ボール)
- アクティブ標的
- SCRIT の高輝度化

並行して、不安定核ビームのさらなる多様化を目指し、RIBF のアップグレード計画を推進する。これにより、得られる原子核種がさらに増加し、エネルギー領域も広がる。上で述べた実験装置と組み合わせることで研究が格段に豊かになる。

- 大強度低エネルギー不安定核ビームの開発

高エネルギーRI ビーム減速技術の開発

KISS による多核子移行反応を利用した r 過程第 3 ピーク核の生成

ISOL / SLOWRI による低速($\sim 10\text{keV}$)RI ビーム

ISOL / SLOWRI からのビームを再加速した大強度で良質な低エネルギー(数 MeV)不安定核ビーム。

- 高エネルギー不安定核ビームの増強

RIBF での一次ビーム強度の増強

ISOL/SLOWRI からの低エネルギービーム再加速とその再破碎反応による RI ビーム生成

さらに長期的には、低エネルギー($\sim 10\text{MeV}$)及び高エネルギー(1~数 10GeV)の大強度不安定核ビームを生成するための新しい加速器群の建設が必要である。技術的に越えなければならない壁も高く、世界の情勢を見ながら具体化していくことになる。

2.1.7 謝辞

本稿の執筆にあたり、ワーキンググループメンバー以外にも多数の方々に議論に参加していただいた。個々にお名前をあげることはできないが、深く感謝する。

参考文献

- [Ber91] G. F. Bertsch, and H. Esbensen, Ann. Phys. (New York) 209, 327 (1991).
- [Boh69] A. Bohr and B.R. Mottelson, Nuclear Structure Vol. 1 (W.A. Benjamin, 1969), Fig.2-30.
- [Dem10] P.B. Demorest et al., Nature 467 (2010) 1081.
- [Fro06] C. Frohlich et al., Astrophys. J. 637, 415 (2006).
- [Gad08] A. Gade et al., Phys. Rev. C 77, 044306 (2008).
- [Ham04] I. Hamamoto, Phys. Rev. C 69, 041306(R) (2004).
- [Hin11] N. Hinohara et al., Phys. Rev. C 84, 061302(R) (2011).
- [Ide01] E. Ideguchi et al., Phys. Rev. Lett. 87, 222501 (2001).
- [Ide10] E. Ideguchi et al., Phys. Lett. B 686, 18 (2010).
- [Jeo10] S.C. Jeong edit, “*KISS: KEK isotope separator system for β -decay spectroscopy*”, KEK report 2010-2 (2010).
- [Kou05] 小浦寛之、橘孝博、日本物理学会誌60、No. 9, (2005), p.717-724.
- [Mit96] S. Mitsuoka et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A372, 489 (1996).
- [Mor04] K. Morita et al., J. Phys. Soc. Jpn. 73 (2004) 2593.
- [Mat05] M.Matsuo, K.Mizuyama, Y.Serizawa, Phys. Rev. C 71, 064326 (2005).
- [Mot95] T. Motobayashi et al., Phys. Lett. B 346 (1995) 9.
- [Nak06] T. Nakamura et al. PRL96,252502(2006).
- [Nak92] T. Nakatsukasa et al., Prog. Theor. Phys. 87, 607 (1992).
- [Nis11] S. Nishimura et al., Phys. Rev. Lett. 106, 052502 (2011).
- [Ots05] T. Otsuka et al., Phys. Rev. Lett. 95, 232502 (2005).
- [Oza00] A. Ozawa et al., Phys. Rev. Lett., 84, 5493 (2000).
- [Pie09] J. Piekarewicz et al., PRC 79 (2009) 05431.
- [Pru06] J. Pruet et al., Astrophys. J. 644, 1028 (2006).
- [Shi04] S. Shimoura, Nucl. Instru. Meth. A525 (2004) 188.
- [Pia06] E. Piasetzky et al., Phys. Rev. Lett. 97, 162504 (2006).
- [Sin02] B. Singh, R. Zywna, R.B. Firestone, Nucl. Data Sheets 97, 241 (2002).
- [Sak99] H. Sakurai et al., Phys. Lett., 448B, 180(1999).
- [Sor08] O. Sorlin and M.-G. Porquet, Prog. Part. Nucl. Phys. 61, 602 (2008).
- [Sub08] R. Subedi et al., Science 320, 1476 (2008).
- [Sve00] C.E. Svensson et al., Phys. Rev. Lett. 85, 2693 (2000).
- [Tan85] I. Tanihata et al., Phys. Rev. Lett. 55, 2676–2679 (1985)
- [Toh01] A. Tohsaki et al., Phys. Rev. Lett. 87, 192501 (2001).
- [Ues12] T. Uesaka et al., Prog. Theo. Exp. Phys. 03C007(2012).

[Uts12] Y. Utsuno et al., Phys. Rev. C 86, 051301(R) (2012).

[Wan06] S. Wanajo, Astrophys. J. 647, 1323 (2006).

[Wak04] M. Wakasugi et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 532, 216 (2004).

[Wan11] S. Wanajo, H.-T. Janka and S. Kubono, Astrophys. J. 729, 46 (2011).

[Yan09] Y. Yano, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B 261(2007) 1009.

2.2 精密核物理

Precise Nuclear Physics

若狹智嗣	WAKASA Tomotsugu	代表、九州大学・大学院理学研究院
井手口栄治	IDEGUCHI Eiji	副代表、大阪大学・核物理研究センター
青井考	AOI Nori	大阪大学・核物理研究センター
秋宗秀俊	AKIMUNE Hidetoshi	甲南大学・理工学部
緒方一介	OGATA Kazuyuki	大阪大学・核物理研究センター
小田原厚子	ODAHARA Atsuko	大阪大学・大学院理学研究科
川畑貴裕	KAWABATA Takahiro	京都大学・大学院理学研究科
関口仁子	SEKIGUCHI Kimiko	東北大学・大学院理学研究科
民井淳	TAMII Atsushi	大阪大学・核物理研究センター
松尾正之	MATSUO Masayuki	新潟大学・大学院自然科学研究科
矢向謙太郎	YAKO Kentaro	東京大学・原子核科学研究センター
野呂哲夫	NORO Tetsuo	世話人、九州大学・大学院理学研究院

2.2.1 序

2.2.1.1 精密核物理分野の目標・将来計画

日本の核物理の将来目標として、

核物質の物性の理解

を精密核物理分野として掲げる。ここで「核物質」とは、核子 (陽子と中性子の総称) を構成要素とする系全体を指す。すなわち、少数核子系から、核子多体系である原子核、更には無限系である狭義の核物質までを統一的に扱うことを意味する。また「物性の理解」は、原子核物理学を構成する3つの要素である、構造・反応・相互作用を統合的に取り扱い、原子核というユニークな有限量子多体系に現れる多彩な現象を「励起エネルギー」を主軸に据えつつ統一的に理解することを意味する。

この目標に到達するために、

- 核力の理解
- 極限原子核の物性
- 原子核の多様な相の起源
- ハドロン相の状態方程式の理解
- 直接反応の真の理解

の5つを主要なテーマと定める。図 2.2.1 は精密核物理の目標とテーマを象徴的に示したものである。これらのテーマは相互に密接に関わり合っており、総体として原子核の統一理論の構築を通して、核物質の物性の理解を目指す。また、これらのテーマや目標は不安定核やストレンジネスといった核物理の他分野と密接に関わり合っているのみならず、宇宙物理や物性物理とも深い関わりがある。

精密核物理分野の、新世代加速器及び次世代検出器に関する将来計画は、

大強度・超高品質ビーム施設

であり、以下の三種の基幹装置、

- 新世代高温超伝導加速器 (高温超伝導加速器クラスター)
- 革新的ビーム発生装置 (ISOL 法による高品質不安定核ビームなど)
- 先進的検出器 (高効率・高精度崩壊粒子検出器など)

からなる (図 2.2.1 右側参照)。これらは、現在検討中の大阪大学核物理研究センターの将来計画である。共同利用研究施設として建設・整備することにより、国内外の大学・研究機関が協力して上記テーマの研究を推進するとともに、目標の達成を目指す。

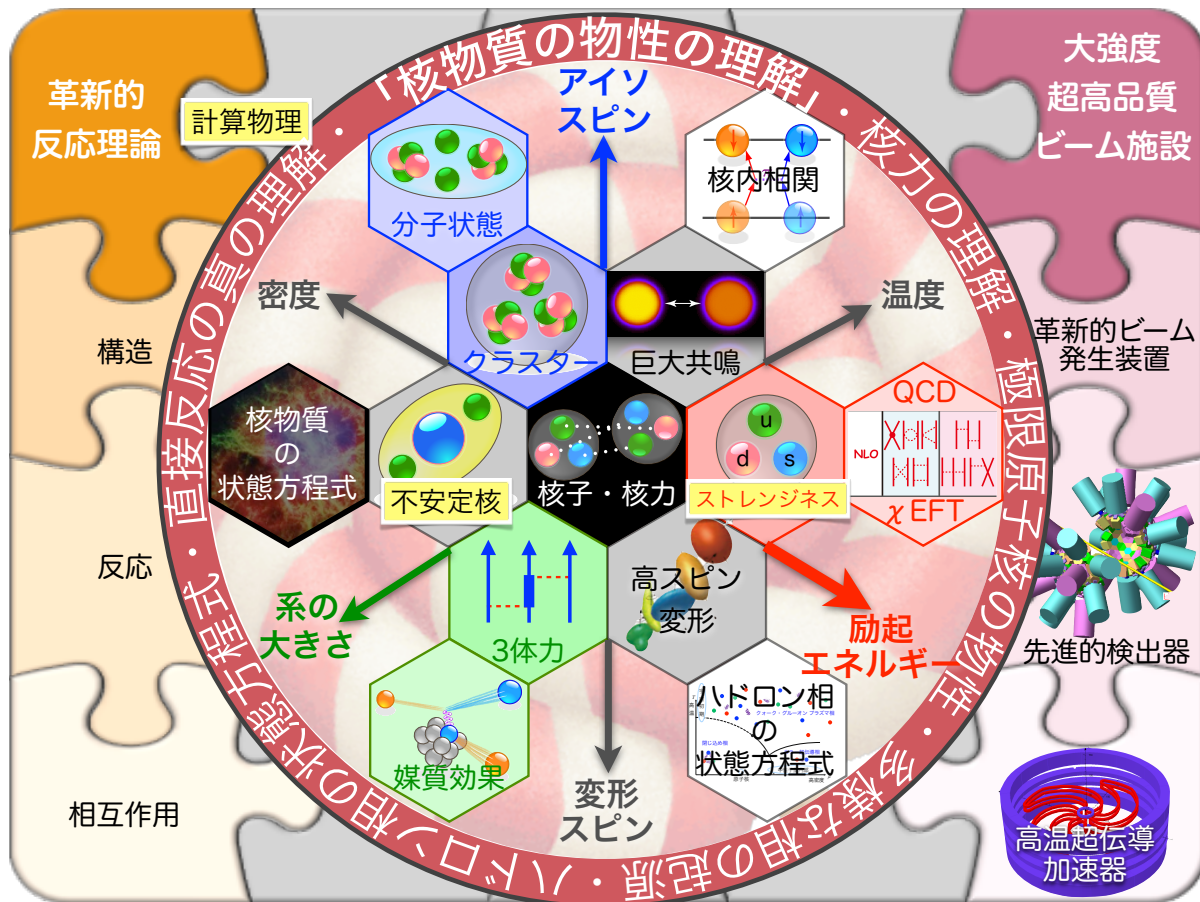


図 2.2.1: 精密核物理の将来図。「励起エネルギー」を主軸に据えつつ、アイソスピンや系の大きさ、更には温度・密度・スピンなどの軸に対する原子核の物性を統一的に理解する。新世代高温超伝導加速器からの大強度・超高品質ビームを革新的ビーム発生装置及び先進的検出器と組み合わせることにより、多彩な実験を可能にするとともに、直接反応の真の理解により定量的かつ統一的に理解する。

本白書では、まず精密核物理を概観し、課題と上記のテーマとの関連をまとめる。その上で、2.2.2 節で最近の進展を、2.2.3 節で今後の計画と将来計画を、2.2.4 節で他のワーキンググループ分野との関連を議論する。更に、2.2.5 節と 2.2.6 節でタイムラインとリソースを各々まとめた後、2.2.7 節でまとめと展望を述べる。

2.2.1.2 精密核物理分野の概要

原子核は核子の数が高々300個程度の有限量子多体系である。有限量子多体系としては他に、原子、分子、金属クラスターなどがあるが、原子核はスピンとアイソスピンという2つの内部自由度(他はスピン自由度のみ)を持ち、更に相互作用がこれら内部自由度に強く依存する点がユニークである。同じ多体系であっても、核子数を無限個と見なしてもよい巨視的な系と、3体や4体などの少数系ではその物理は大きく異なる。また、有限粒子数の多体系は、形状のような静的な様相のみならず、容易に離合集散することによりその動的な様相も極めて豊かである。

以下、これらの点について「精密核物理」の観点から概観し、その課題をまとめる [1]。

■核力の理解

少数系 – 精密二核子力と三核子力

原子核を理解するためにはその相互作用、すなわち強い力を源とする核力の理解が重要である。最も基本的な二体力 (二核子間力) については、1990 年代に実験データを高精度で再現する「現実的核力」が完成した。最近の核力に関する大きな成果として、三体力 (三核子間力) の確立が挙げられる (以下のコラム「三体力について」参照)。三体力の影響は、二体力の影響が相対的に小さくなる核子当たり 100–200 MeV での散乱実験データに顕著に現れると理論的に示唆された。実際、核子・重陽子弾性散乱の微分散乱断面積において二体力では説明できない増大が確認されるとともに、三体力効果によりその増大が見事に説明された。このことにより三体力が確立するとともに、三体力効果を取り込むことによる核構造計算の精密化などの新たな潮流も生み出している。しかしながら、1990 年代半ばから盛んに測定されたスピン観測量に関しては、従来の三体力モデルでは説明することができないことも明らかになった。

このことは、三体力の運動量やスピン・アイソスピン依存性といったダイナミカルな性質に対する理解が不完全であることを意味している。また最も基本的な二体力に対しても、その核媒質効果を明らかにするとともに、 Δ やストレンジネスなどの自由度を含む系へ拡張していく必要がある。そこで、実験・理論両面からの「核力の理解」をテーマの 1 つとし、核力場による核物質の統一的理解を目指す。

三体力について

三体力の存在は、湯川秀樹による中間子交換理論による二つの核子間に働く核力 (二体力) が唱えられた 1930 年代の頃より議論されている。原子核が長さのスケールにして数 fm という非常に空間的に狭い領域に沢山の核子が閉じ込められているシステムであることから、三つの核子が同時に相互作用する確率も大きいのではないのかと考えられたことによる。ここでの三体力とは、三つの核子の座標あるいは運動量を使わなければ表現できない「ポテンシャル」として定義される。

図 2.2.2 に 3 核子間の相関に関するファインマン図の例を示す。点線は π 中間子を表し、核子状態の太線部分は核子が励起状態にある事を示している。図 2.2.2(a) では核子 1 と核子 2 の間に π 中間子が交換され、続いて核子 2 と核子 3 の間にも π 中間子が交換される過程を表している。この場合、中間状態において核子 2 は単に元の核子として存在しているので、この様な三体相関は二体力の繰り返しとして組み立てる事ができる。一方、図 2.2.2(b) では中間状態において核子 2 が瞬間的に励起状態となっており、二体力の繰り返しとして表す事はできない。この様な 3 核子間の相互作用が三体力、又は三核子間ポテンシャルとして定義されるものである。図 2.2.2(b) において励起状態が Δ (仮想粒子としての Δ) となるような三体力は、藤田・宮沢型三体力と呼ばれ、三体力の主要成分と考えられている。

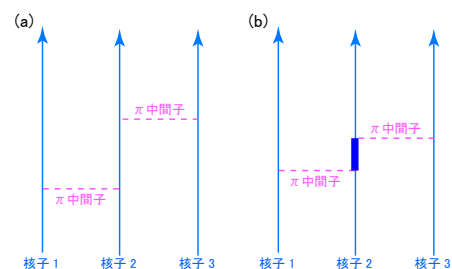


図 2.2.2: (a) 三体相関、(b) 三体力の例。

有限系 – 有効相互作用

有限量子系においては角運動量が良い量子数となり、動径方向の運動が有限領域に閉じ込められるために量子化され、エネルギー準位が離散的になり殻構造を必然的に持つ。殻構造の存在は魔法数という形で現れ、陽子あるいは中性子の数が 2, 8, 20 などが対応する。近年、中性子過剰な不安定核では 8 や 20 は魔法数になっておらず、新しい魔法数として 16 が発現していることが明らかにされた。このことは、平均場ポテンシャルの有り様などが、安定核と不安定核では異なることを示唆している。

実験的には、 $(e, e'p)$ 反応によるエネルギー準位とそれに対応する分光学的因子 (S 因子) の測定から、平均場ポテンシャルと残留相互作用に関する情報が精度良く得られている。最近、中間エネルギーでの $(p, 2p)$ 反応により同程度の精度で情報が得られることが明らかになり、不安定核への応用が進みつつある。他方、 $(p, 2p)$ や (p, pn) 反応 (図 2.2.3 参照) は原子核内での核子・核子散乱に対応するが、その偏極観測量 (散乱振幅) が真空中と異なるという核力に対する核媒質効果が定量的に明らかになりつつある。三体力に代表される多体効果と表裏一

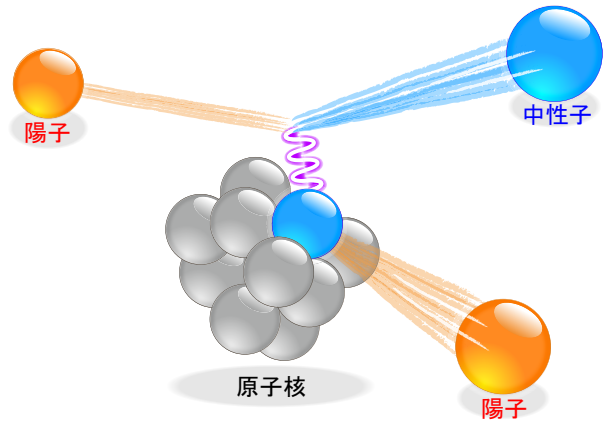


図 2.2.3: (p, pn) 反応の概念図。

体であるとともに、物理的起源としてカイラル対称性の部分的回復に関連している可能性もあり、「核力の理解」のみならず「ハドロン相の状態方程式の理解」において核媒質効果の理解は重要である。

■原子核の多様な相

静的性質 – 極限原子核の物性

原子核は孤立した有限多体系であり、スピン、アイソスピン角運動量、励起エネルギー、形状などが定義される。これらの極限がどのような属性をもち、どう規定されるか、が「極限原子核の物性」である。原子核の多くは球形ではなく、量子力学的回転運動による回転励起準位が普遍的に存在する。更に、楕円型変形や八重極型変形など多様な変形の存在が、ガンマ線核分光などにより明らかにされつつある。しかしながら、最も対称性が高い球形から何故歪むのか、また歪んだ結果どのような形が発現するかは、核子多体系の動力学の基本命題の 1 つでありいまだ明快な解答は得られていない。また、現在の高速回転のフロンティアは角運動量 $70\hbar$ 程度であるが、高速回転の極限は $100\hbar$ 程度と考えられており、この極限への到達を目指す。

動的性質 – 多様な相とその起源

有限粒子数の多体系の特徴として、離合集散が挙げられる。すなわち、より小さな粒子数の多体系に分解したり、より大きな粒子数の多体系に融合したりすることが可能である。原子核は、取り分け離合集散のダイナミクスが顕著に現れる多体系である。原子核は束縛エネルギーが飽和した液滴のようなものであるため、原子核を分割して小さな原子核の集合体に分解するのにほとんどエネルギーを必要としない。したがって、原子核はごく僅かなエネルギーによって容易に離合集散する。

1つの原子核が2つ以上の原子核に分解した上で弱い結合状態をなしているものをクラスター状態と呼ぶ。クラスター状態の中で代表的なものは、「 $\alpha + \alpha + n$ 」構造を持つ ${}^9\text{Be}(g.s.)$ や、「 $\alpha + \alpha + \alpha$ 」構造を持つ ${}^{12}\text{C}(0_2^+)$ (Hoyle 状態) が挙げられる (図 2.2.4 参照)。近年の (α, α') 反応による系統的な研究から、クラスター状態が軽い核では普遍的に存在することが明らかになるとともに、「 ${}^{12}\text{C} + \alpha$ 」などのようにより大きなクラスターを構成要素とするものの存在も明らかにされつつある。どれだけ大きな原子核が α クラスター構造を取り得るかというクラスター状態の存在限界や、不安定核の場合に期待されるエキゾチックなクラスター状態の探索などがチャレンジングな課題として挙げられる。

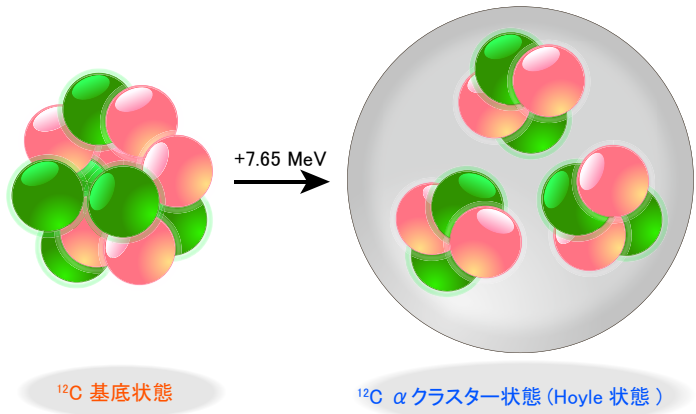


図 2.2.4: Hoyle 状態の概念図。

■無限系 – ハドロン相の状態方程式

多核子系の極限として想定される、無限質量数の原子核が狭義の核物質である。核物質という考え方は、原子核多体系において表面の存在に代表される有限性の効果を取り除いた上での多体系の性質を理解し、物性物理学で研究される巨視的な無限多体系と共通の基盤で研究することを可能にする。また、実体としても、中性子星 (不安定核物理の「状態方程式」の節参照) などの天体においては無限多体系としての原子核が重力の助けのもとに具現化していると考えられており重要である。

核物質の1核子当りの束縛エネルギーは、質量公式の中の実験値から分かるが、核物質の硬さ (非圧縮率) は質量公式からは分からない。核物質の硬さはその状態方程式の曲率に対応しており、原子核物理学において最も基礎的な物理量の1つであるが、その値は長らく決定に至っていなかった。21世紀に入り、原子核の硬さに直接関係する、原子核の膨張・収縮の振動運動 (図 2.2.5 参照) の精密測定により値が確定した。具体的には、振動エネルギーの質量数 A 依存性を測定し、その上で核表面の効果を排除するために $A \rightarrow \infty$ の外挿が行われ、 $K_\infty = 240 \pm 20 \text{ MeV}$ という極めて高精度の値が得られた。これに対して、中性子星に代表される陽子数 Z と中性子数 N が異なる核物質では、 $x^2 = [(N - Z)/A]^2$ に比例する非対称項 K_τ が重要となる。現在の K_τ の値は $K_\tau = -550 \pm 100 \text{ MeV}$ と K_∞ に比べ精度が悪い。

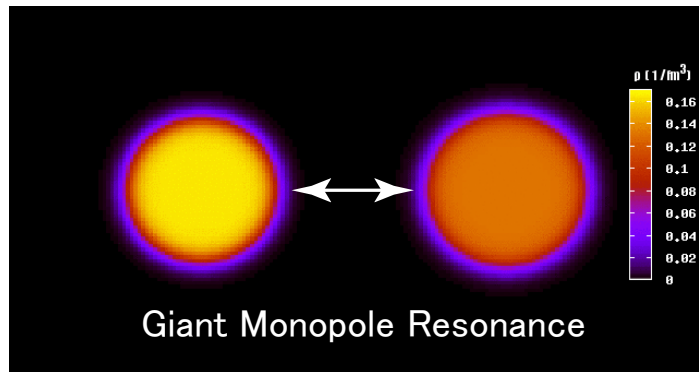


図 2.2.5: 原子核の膨張・収縮運動。

そこで、不安定核を用いてより x の広い領域に対して測定を行うことにより、 K_τ の精度を向上させ、「極限原子核の物性」及び「ハドロン相の状態方程式」を理解することをテーマとする。

2.2.2 最近の進展

2.2.2.1 核力の理解の深化

■三体力の確立

原子核を理解するためには、もともと強い力である核力の理解が必要である。核力は、核子と核子の間を中間子を媒介することにより説明される二体力(二核子間力)として説明されてきた。また、原子核の密集性から、核子が三つ同時に作用することによって生じる三体力(三核子力)の存在も長く予想されてきた[4]。二体力に関しては、1990年代にエネルギー 350 MeV までの核子-核子散乱の実験データを $\chi^2/\text{dof} \sim 1$ という精度で記述する「現実的核力」(CD Bonn, Argonne v_{18} , Nijmegen I, II など)が完成した。更に、この現実的核力を用いた三核子系散乱、原子核の結合エネルギー、核物質の状態方程式などの厳密理論計算が行われた。その結果、原子核の様々な性質が説明できないことが示され、三体力研究の重要性が指摘されるようになった。

三核子系散乱では、1998 年に H. Witała らが中間エネルギー領域 ($\gtrsim 100$ MeV/A) の重陽子-陽子弾性散乱の厳密理論計算 (Faddeev 理論計算) に成功し、微分断面積に三体力の効果が現れる可能性を指摘した [5]。この理論の示唆を受け、理化学研究所加速器施設 (RARF) において 135 MeV 重陽子-陽子の弾性散乱の高精度測定が行われ、微分断面積が最小値をとる角度において三体力が大きく寄与している証拠が示された (図 2.2.6 参照)[6]。更に、三体力のダイナミクスを研究することを目的として、三核子系散乱の高精度測定が精力的に行われている [6-9]。

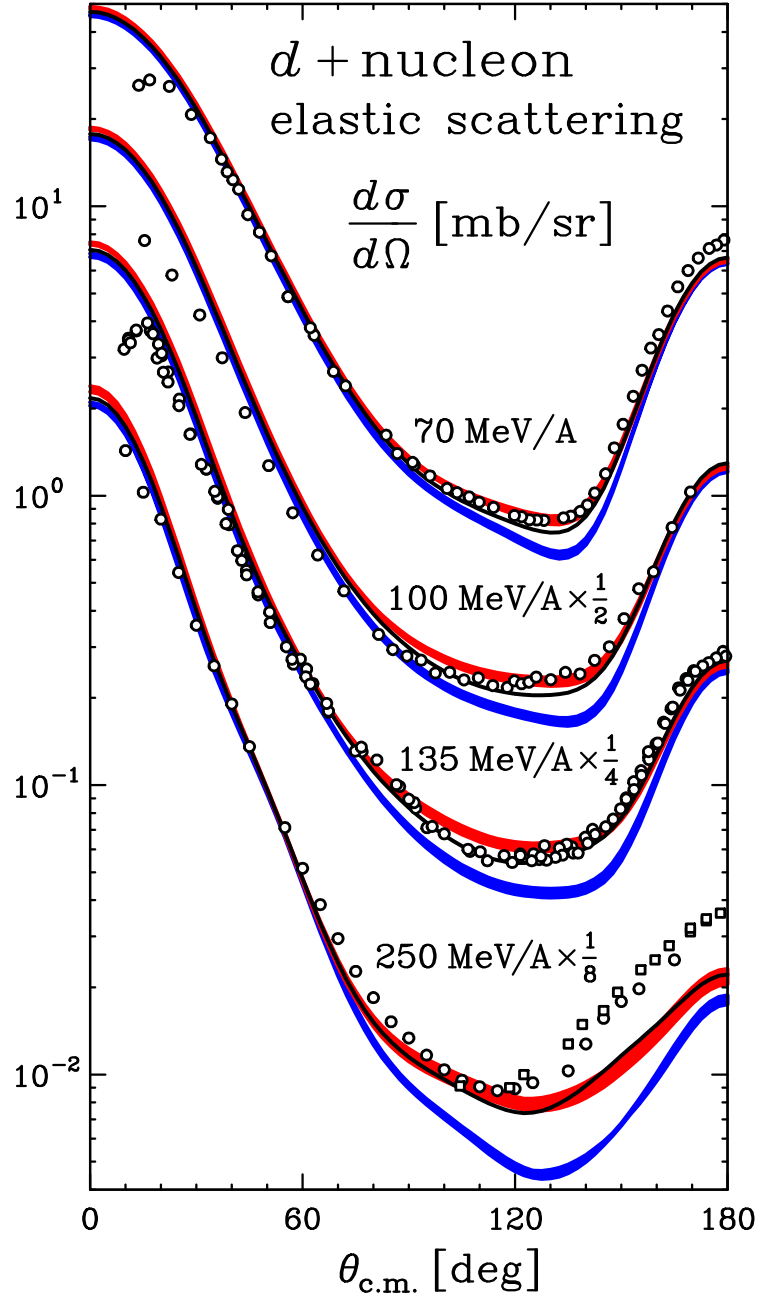


図 2.2.6: 70–250 MeV/A の陽子-重陽子弾性散乱。青い線束は現実的な核力を考慮した理論計算。赤い線束(実線)は、更に Tucson-Melbourne' [2] (Urbana IX [3]) 型三体力を考慮した理論計算。

■少数系厳密計算の展開

核構造においては、Green Function Monte Carlo (GFMC) 計算 [10, 11] や Non Core Shell Model (NCSM) 計算 [12] において、現実的核力を用いて比較的軽い原子核 ($A \leq 12$) の核構造の記述が可能になり、束縛エネルギーの記述において三体力の重要性が示された (図 2.2.7 参照)。特に p 殻核において、三核子系では見られなかった三体力のアイソスピン項 $T = 3/2$ の寄与が顕著に現れることが明らかにされ、核構造における三体力研究の特性を示すものとなった。

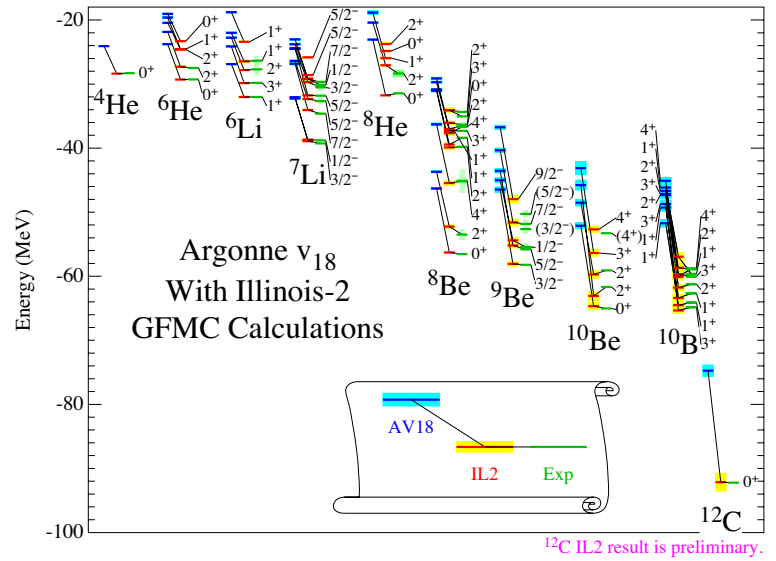


図 2.2.7: GFMC 計算の結果 [10, 11]。IL2 は、Argonne v_{18} に三体力を考慮した計算結果。

■カイラル有効場理論による核力の統一的理解

上記の結果を受け、二体力のみならず三体力を考慮して原子核の様々な性質を説明しようという研究が国内外で進められつつある。この動きの背景に、カイラル有効場理論 (χ EFT) の進展がある [13]。 χ EFT では、真の原理計算である QCD の困難を避け、エネルギースケールに応じて核力場が摂動的に展開され、二体力、三体力、それより高次の多体力が摂動展開の次数に応じて現れる。 χ EFT による核力の記述は、核子多体系の原子核を核力場で統一的に理解する一つの可能性を持っており、この χ EFT 核力による核構造計算ならびに少数核子散乱などの理論研究が進行中である。

■核力の媒質効果のアイソスピン依存性の発見

原子核中の核力が真空中に比べて変化していることは、 $(\bar{p}, 2p)$ 反応における偏極分解能の減少から分かっている。これに対して $(\bar{p}, pn)$ 反応における偏極分解能の測定が最近行われたが、偏極分解能の減少は観測されなかった [14]。このことは、原子核という媒質中で、核力の変化がアイソスピンに強く依存することを示すとともに、核力を媒介する中間子の性質の変化は Brown-Rho スケーリング則 [15]

$$\frac{m_{\sigma}^*}{m_{\sigma}} \simeq \frac{m_N^*}{m_N} \simeq \frac{m_{\rho}^*}{m_{\rho}} \simeq \frac{m_{\omega}^*}{m_{\omega}} \simeq \frac{f_{\pi}^*}{f_{\pi}} \simeq 0.8 \quad \text{at } \rho = \rho_0$$

のようなユニバーサルなスケーリング則を破っていることを意味する。

■ $(\bar{p}, 2p)$ 反応による平均一粒子軌道の測定

原子核の 1 粒子軌道の測定には $(e, e'p)$ 反応が標準的に用いられるが、軌道のスピン・パリティの同定に不定性が高いという問題がある。これに対して $(\bar{p}, 2p)$ 反応では、断面積と偏極分解能の反跳運

動量分布からスピン・パリティが明確に同定される。Ca 同位体に対して測定が行われ、 $d_{5/2}$ と $d_{3/2}$ の平均 1 粒子軌道エネルギーの同位体依存性に対するテンソル力の効果が議論された。

■ $(p, 2p)$ 反応による分光学的因子測定手法の確立

分光学的因子 (S 因子) は原子核の構造の理解において重要であり、今後進展する不安定核の研究においてますます重要となる。 S 因子の抽出には $(e, e'p)$ 反応が一般的に用いられるが、その断面積の小ささから不安定核における研究にはより感度の高いプローブが要求される。反応機構が単純な中間エネルギーにおける $(p, 2p)$ 反応の系統的研究が行われ、入射エネルギー依存性を除くと $(p, 2p)$ 反応から得られた S 因子は核反応の詳細によらないことが明らかにされた [16]。このことから、中間エネルギー領域においては $(p, 2p)$ 反応から $(e, e'p)$ 反応と同程度の精度で S 因子が抽出可能であることが示された。

2.2.2.2 原子核の形態に関する理解の深化

■ 変形と高スピンの極限

原子核の極限状態に対する基本的な問いとして、「原子核が核分裂を起こすことなくどれほど大きな変形を取り得るのか」、「原子核が分裂することなくどれほど高い角運動量 (高スピン) を持ちうるか」がある。特に極端な例として超変形状態 (長軸と短軸の比が 2:1 の変形) やハイパー変形 (3:1 の変形) がある。これらの極端に大きな変形状態はその慣性モーメントが大きいことから、高速回転した状態で最もエネルギーの低い準位 (イラスト準位) に現れるため、高スピン状態生成に適した核融合反

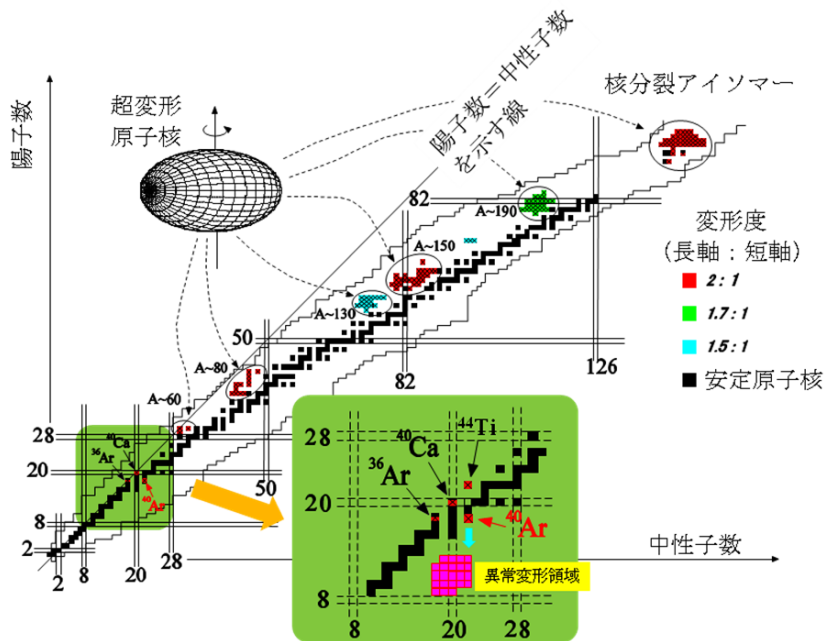


図 2.2.8: これまでに発見された超変形原子核。緑の領域は最近発見された質量数 40 領域の超変形原子核を示す。

応と大規模な Ge 検出器アレイを用いた高スピン γ 線核分光実験による研究が精力的に行われてきた。これまで最大 $70\hbar$ 程度までの高スピン状態が生成されて、幾つかの質量数領域で超変形状態が発見されたが、ハイパー変形状態はまだ発見されていない。最近の例では球形の二重閉殻として知られる ^{40}Ca でさえ少数の核子を励起させることにより超変形状態に遷移することが発見され (図 2.2.8 参照) [17]、その出現メカニズムを明らかにするために軽質量領域での超変形状態の研究が行われている。

■エキゾチック変形とその集団運動

三軸非対称変形 原子核の変形状態として、軸対称変形 (プロレートやオブレート変形) だけでなく、三軸非対称変形が可能である。最近、Lu や Ta 原子核で原子核の「ウォブリング」(首振り運動: 原子核の回転軸がある軸に対して歳差運動をしている描像) の回転バンドが確認され、安定な三軸非対称変形であることが示された [18]。

三軸非対称変形において、原子核の全角運動量が3軸すべてに同程度の成分を持つとき、回転は3次元的となり「カイラリティ」(回転系における右手系と左手系の区別) が現われる (図 2.2.9 参照)。実験室系では、2つの縮退した準位、カイラル2重項として現われ、

回転バンドを構成すると予想されている。最初に質量数 130 領域の奇奇核で、その後、他の質量数領域でも候補が発見された。しかしながら、安定なカイラルバンドではなくカイラル振動モードとも考えられるため、更なる研究が必要である [19]。

プロレート変形したスピン射影アイソマー (K アイソマー) の上に、数個の核子が励起した後に、多重 γ 振動を起こす「原子核の潮汐波」と呼ばれる現象が Os 原子核で発見された [20]。原子核が三軸非対称変形 (ガンマ変形) を大きくしながら γ 振動しているというモデルで説明されている。また、Ra や Th 原子核では、八重極変形 (西洋なし型) した鏡映非対称原子核の振動 (潮汐波) も観測されている [21]。

エキゾチック変形 高次の対称性を持つ原子核として、近年、「テトラヘドラル (正四面体型、ピラミッド型)」や「オクタヘドラル (正八面体型、ダイヤモンド型)」の原子核の存在が理論的に予言され、その探索実験が行われている。 ^{156}Gd 原子核が正四面体原子核の候補として挙げられているが確定されておらず、更なる調査が必要である。アクチノイド領域でもその存在が期待されている [22]。

■変形共存と変形の進化

変形共存 変形共存とは、ほぼ同じ励起エネルギー領域に球形、オブレート、プロレート、三軸非対称変形などの異なる原子核の変形状態が現れる現象を指す [23]。Kr や Se 原子核の低励起状態で、オブレートとプロレート変形の共存現象がよく知られている [24]。変形共存を示す証拠として、偶偶核では基底状態の性質とは異なる2番目の 0^+ 状態の低励起状態での存在が挙げられる。変形共存は、他の質量領域でも見つかっており、例えば、中性子数 20 近傍で陽子数 12 の Mg 原子核は island of inversion 領域核と言われ、魔法数 20 近傍であるにもかかわらず集団運動的な性質を示す。

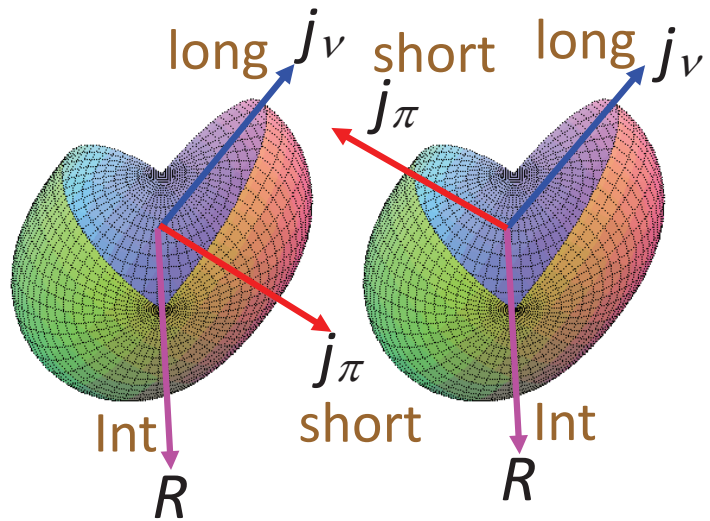


図 2.2.9: カイラリティに関する模式図。 j_ν 、 j_π 、 R はそれぞれ、最外殻の中性子和陽子の角運動量、コアの回転の角運動量を示す。

アイソスピン変化に伴う変形の進化 陽子数や中性子数が魔法数近傍であるような原子核の形は球形であり、魔法数から離れるにつれ変形する。陽子数が魔法数 28 である Ni 原子核は球形であるのに対し、34 や 36 個の Se や Kr 原子核は基底状態でオブレート変形し、38 個の Sr 原子核で最もプロレート変形する。更に陽子数が大きくなるにつれて、プロレート変形の度合いが小さくなる [25]。

角運動量（スピン）の変化に伴う構造

変化 アイソマーは通常より寿命が長い状態（核異性体）を指し、原子核構造の特徴的な変化により生じるため、実験的に構造の変化を研究する際の重要なプローブの一つである。

アイソマーの代表的なものとして、プロレート変形核で良い量子数であるスピンの対称軸方向への射影成分 K 値の K 選択則により、大きな K 変化のために遷移が難しくなって生じた「 K アイソマー」[26](図 2.2.10 参照)、準

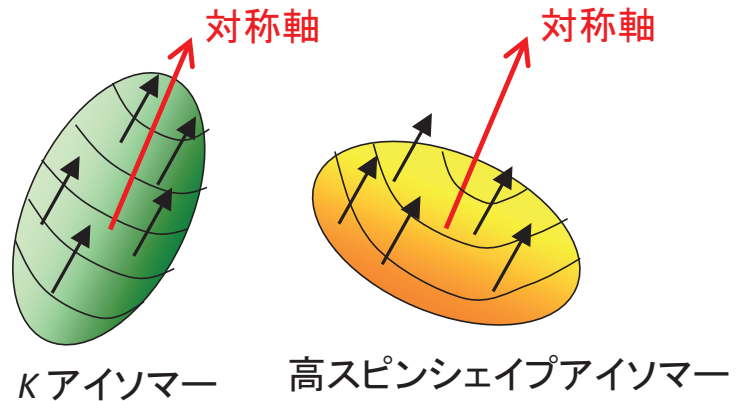


図 2.2.10: K アイソマーと高スピンシェイプアイソマーの概念図。

二重閉殻 ^{146}Gd (陽子数＝準魔法数 64、中性子数＝魔法数 82) 近傍の中性子数 83 原子核で高スピン状態でオブレート変形し、球形との大きな原子核の形のギャップにより生じた「高スピンシェイプアイソマー」(図 2.2.10 参照)[27]、大きなスピン変化による遷移抑制で生じた「スピングャップアイソマー」などがある。

2.2.2.3 原子核の多様な相とその起源

■クラスター状態の探索

原子核においては、しばしば複数個の核子が強く相関してクラスターを形成する。更に、このクラスターが緩く結合していると考えられるクラスター状態が、クラスター崩壊のしきい値近傍に現れる。これらのクラスター状態を探索することは原子核におけるクラスター相関の機構の解明に重要であるとともに、宇宙における元素合成過程を理解する上でも重要である。従来、クラスター状態の探索にはクラスター移行反応や低エネルギー共鳴散乱が広く用いられてきたが、反応機構の複雑さや励起エネルギー領域の制約などの問題点があった。

大阪大学核物理研究センターでは、 α 非弾性散乱の精密測定が原子核におけるクラスター状態を励起するのに有効な手法であることを示すと同時に、 ^{11}B 核に $2\alpha + t$ 配位を持つクラスター状態が存在することを発見した [28]。この状態は、クラスターガス状態として知られる ^{12}C の 0_2^+ 状態と類似の性質を持っており、クラスターガス状態が ^{12}C 以外の核にも普遍的に存在し得ることを示した。

また、多くの α クラスター模型がその存在を予言しているにも関わらず、実験的に存在が確認されていなかった ^{12}C の 2_2^+ 状態を初めて発見した [29]。この 2_2^+ 状態は、 ^4He から ^{12}C を合成する天体中での核反応率に大きな影響を与えるため、宇宙物理学的観点からも非常に重要な成果である。

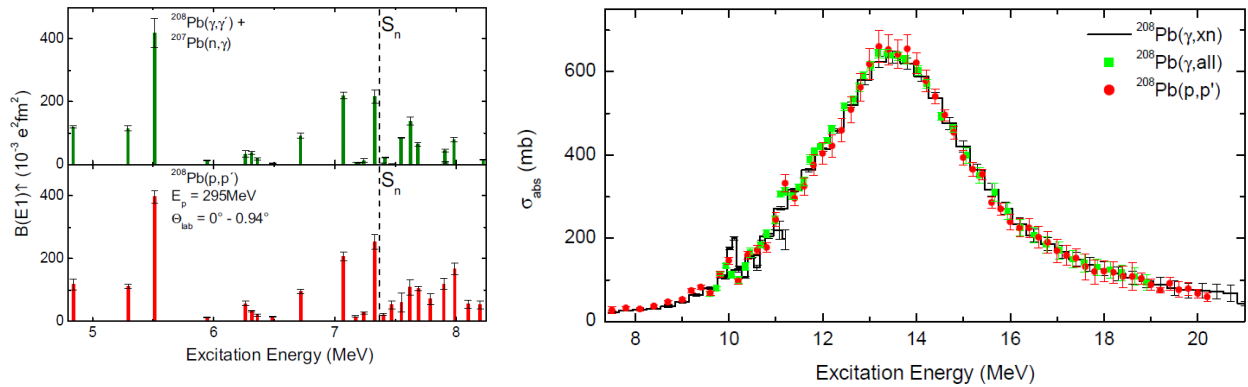


図 2.2.11: (a) ^{208}Pb の $E1$ 強度分布。(b) ^{208}Pb の光分解断面積。

■ $E1$ 遷移強度の包括的測定、ピグミー双極子共鳴

スピン・アイソスピン場に対する原子核の応答を理解する上で、 $E1$ 振動は最も基本的なモードである。原子核の電気双極子 ($E1$) 遷移強度の大部分は巨大双極子共鳴 (GDR) が担っているが、GDR の低励起エネルギー側の中性子しきい値近傍にも遷移強度が比較的まとまって存在することが明らかになってきた。この強度はピグミー双極子共鳴 (PDR) あるいは低エネルギー双極子共鳴と呼ばれ、中性子スキン (もしくは陽子スキン) とそれ以外のコアとの間の双極子振動であることが理論的に示唆されている。しかしながら、スキン振動という描像の妥当性や、集団運動と呼べるほどの集団性があるかどうかなど、多くの点において理論の見解が一致していない。実験的には、一部の原子核でその存在が示されてきた段階であり、遷移強度の系統的測定やアイソスピン依存性などの研究が必要である。

安定核の $E1$ 遷移強度は、主として (γ, γ') 反応と (γ, xn) 反応により、それぞれ中性子しきい値より下と上の遷移強度に関して独立に測定されてきたが、中性子しきい値近傍の測定精度や崩壊様式に対する依存性などに問題があった。

大阪大学核物理研究センターでは、偏極陽子非弾性散乱の超前方測定を用いることにより、 ^{208}Pb 核の $E1$ 励起強度分布を決定することに成功し、中性子しきい値近傍の $E1$ 強度を初めて精度よく明らかにした (図 2.2.11 参照)。他の安定核についても同様の手法を適用した実験を行っており、PDR の全貌を理解する上で重要なステップとなると期待される [30–33]。

また、広い励起エネルギー全体に渡って $E1$ 遷移強度分布を包括的かつ高分解能で測定することが可能となったため、遷移強度の和則値の精密決定が可能となった。これにより ^{208}Pb 核の双極分極能などの原子核の巨視的性質として重要な量が精密に得られた [33]。双極分極能は中性子スキン厚とも深く関係しており、PDR 遷移強度など $E1$ 遷移強度分布と合わせて、原子核の状態方程式、特に対称エネルギー項の決定に大きな役割を果たすと考えられる。

■高分解能測定による巨大共鳴の微視的理解

原子核の集団的運動が質量数とともにどのように発達するかは重要な問いである。大阪大学核物理研究センターで、前方散乱角での高分解能荷電交換反応 ($^3\text{He}, t$)、非弾性散乱 (p, p') 測定の技術が開発され、これとレーザーコンプトン γ 線の手法を組み合わせ、エネルギー分解能数 10 keV で、 $M1$ 、 $E1$ 、ガモフ・テラー (GT) 励起などを微視的に調べることが可能になった。

図 2.2.12 は $N - Z = 2$ の fp -殻核を標的とした ($^3\text{He}, t$) スペクトルである [34]。質量数を増すにつれて GT 遷移強度が分散すること、粒子-空孔残留相互作用が斥力であることを反映して遷移強度が 7–12 MeV の高励起領域に押し上げられることが確認された。また、新たに GT 共鳴や巨大双極子共鳴 (GDR) などの巨大共鳴に 100 keV 程度の幅の微細構造があることが明らかになった。この微細構造は、1 粒子 1 空孔状態が多粒子多空孔状態と混合することによる分散効果と、個々の状態の崩壊幅によって説明されると期待される。実験データから、自己相関関数やウェーブレット解析などの統計的手法を用いて、特徴的な幅 (スケール) や準位密度を引き出す試みが行われている。準位密度は、2.2.3.4 節に示すように、系の基本的な熱力学的情報と結びついており、これらの研究から、有限温度における核物質の状態方程式等の理解の進展が期待される。

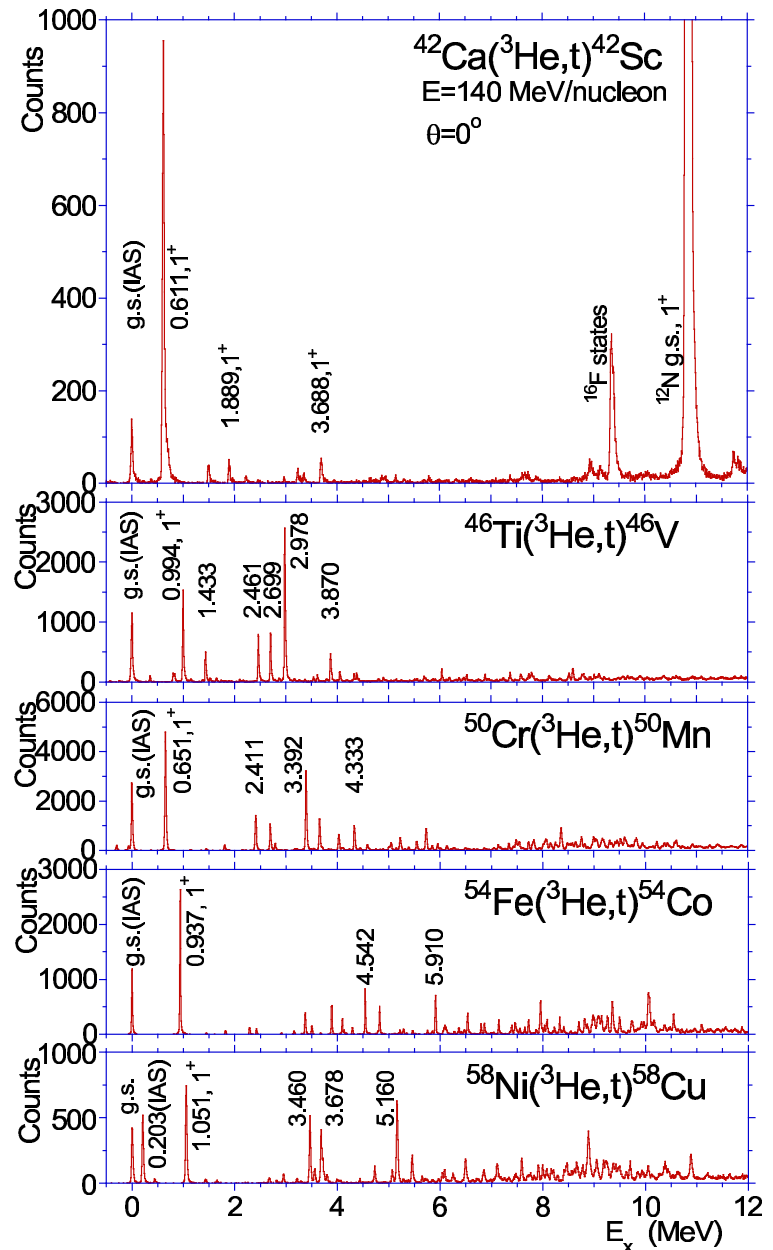


図 2.2.12: fp 殻核の 0 度 ($^3\text{He}, t$) スペクトル [34]。 $\Delta E \sim 30$ keV。

■実光子による光核反応

実光子を入射粒子として用いる光核反応は、その励起のモードが $E1$ 、 $M1$ 、 $E2$ などの低次の多重極度に制約されるという欠点を持つ一方、反応機構による不定性を持たないという特徴をもち、重イオン反応によるクーロン励起、軽イオン反応による非弾性散乱と相補的な関係にある。近年実用化された 1 GeV 程度の蓄積リングとレーザー光を用いたレーザーコンプトン散乱による γ 線源 (LCS γ 線源)[35] は準単色で 100%偏光した γ 線が得られ、低いバックグラウンドで励起関数の測定が効率よく行える。これらの特徴を生かし、 $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)$ 反応と放射化法による $^{180}\text{Ta}^m$ への部分断面積の測定 [36]、しきい値近傍での光核分解反応断面積の精密測定による Zr 同位体の $E1$ 、 $M1$ 遷移強度の測定 [37]、重水素の光核分解反応断面積の精密測定 [38] など多岐にわたる研究が行われている。

■集団励起モードにおけるテンソル相関の発見

テンソル力は不安定核 (中性子過剰核) における 1 粒子軌道の変化などを引き起こし、理論・実験両方において研究が盛んである。しかしながら、集団励起モードのようなダイナミクスに対してテンソル力がどのような効果を及ぼすかについては解明されていなかった。最近、 $^{208}\text{Pb}(p, n)$ 反応のスピノ観測の完全測定によりスピノ双極子共鳴 (スピノ・パリティ $= 0^-, 1^-, 2^-$) をスピノ・パリティ毎に分離することに世界で初めて成功した。実験結果を Skyrme 力を用いた HF+RPA 理論計算と比較した結果、 1^- についてはソフトニングが、 2^- についてはハードニングが観測された。これらの変化は、原子核のダイナミクスに対するテンソル力の効果として理解された [39]。

■スピノ・アイソスピノ応答の大局的理解

スピノ・アイソスピノ応答のうち、GT 共鳴状態について、 (p, n) 反応では和則値の 50–60%しか遷移強度が観測されないという「GT 遷移強度の抑制問題」が存在した。この問題に解答を与えるべく、核内 Δ 励起を取り入れた $\pi + \rho + g'$ 模型でのスピノ・アイソスピノ応答の統一的な理解が試みられた。 $^{90}\text{Zr}(p, n)$ 、 $^{90}\text{Zr}(n, p)$ 反応から得た運動量移行 $q = 0 \text{ fm}^{-1}$ の GT 遷移強度分布と、 $q \simeq 1.7 \text{ fm}^{-1}$ の応答である ^{12}C 、 $^{40}\text{Ca}(p, n)$ 準弾性散乱データが包括的に解析され、ランダウ・ミグダル係数 $g'_{\text{NN}} = 0.6\text{--}0.7$ 、 $g'_{\text{N}\Delta} = 0.2\text{--}0.4$ が求められた [40]。この値をもとに、中性子物質における π 中間子凝縮相の臨界密度を見積もると $2\rho_0$ となり、質量 $1.4M_\odot$ 程度の中性子星でも π 中間子凝縮相が出現し、中性子星の冷却シナリオに寄与している可能性が指摘された。

■高スピノ状態の対相関

原子核の基底状態の対相関ギャップ・エネルギーは、偶奇質量偏差から実験的に直接求めることができる。最近、中性子数 83 の原子核の結合エネルギーと高スピノアイソマーの励起エネルギーを用いることにより、励起状態である高スピノ状態に対して対相関ギャップ・エネルギーが初めて導出された。高スピノ状態で対相関は消失するという従来の常識とは異なり、高スピノ状態でも基底状態と同程度の対相関作用が存在することが明らかになった。

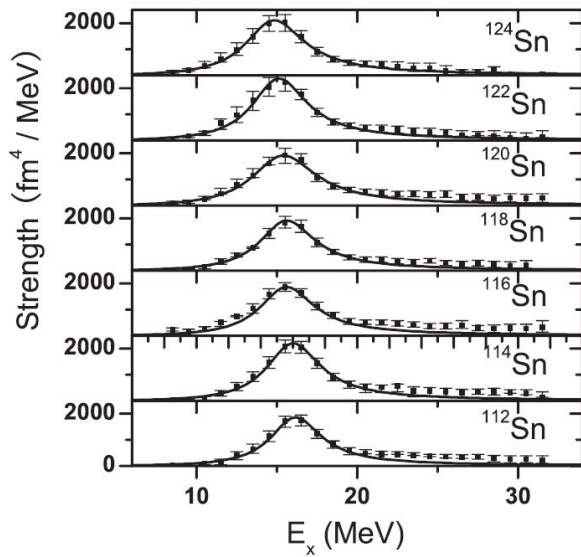
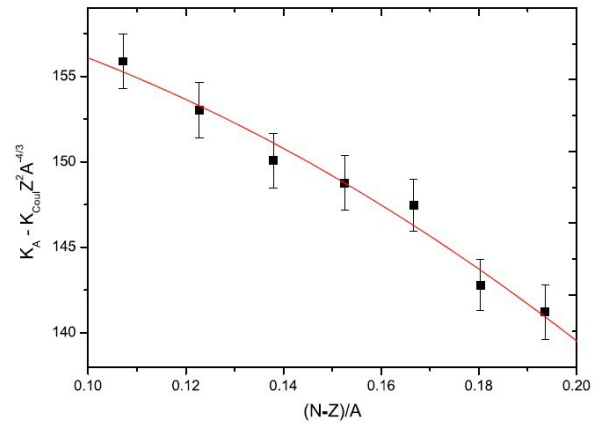


図 2.2.13: Sn 同位体の GMR 励起強度分布 [44]。

図 2.2.14: GMR の有効平均励起エネルギーと Sn 同位体における非対称度 $[(N - Z)/A]$ の比較 [44]。

■ π 中間子やテンソル力の核構造計算への取り込み

原子核の束縛エネルギーの大部分 (70~80%) は π 中間子交換による相互作用からきており、強いテンソル力を持つ。しかしこれまでの伝統的な殻模型や平均場計算では、テンソル力 (π 中間子) による寄与はあらわには取り入れられず、残留相互作用や粒子・空孔相互作用などへの部分的導入に限られていた。テンソル力は高運動量を持つ核子の成分を強く巻き込むため、殻模型で正確に記述するためには非常に高い軌道成分まで取り入れる必要がある。

最近、テンソル力 (π 中間子) の隠された役割を明らかにし、テンソル力や高運動量成分をあらわに取り入れた新しい核構造計算の構築が進められている。テンソル力最適化殻模型 (TOSM) では、 p 殻程度までの安定核や不安定核の構造の予言において既に成果を上げつつある。平均場計算では、 π 中間子をあらわに取り入れた平均場計算の取り組みや、テンソル力を含む準現実的核力を用いた研究が進められており、粒子軌道の核依存性や魔法数の変化が説明されつつある [41–43]。

2.2.2.4 状態方程式

■ 核物質における非圧縮率の精密測定

核物質における非圧縮率は、核物質の状態方程式を構築する上で最も基本的な物理量であり、原子核物理学の観点のみならず超新星爆発や中性子星など天体核現象の観点からも非常に重要である。核物質における非圧縮率を決定するためには、原子核における圧縮性励起モードである巨大単極子共鳴 (GMR) を系統的に測定し、その励起強度分布を知る必要がある。大阪大学核物理研究センターでは、高品質 α ビームを用いることにより、0 度を含む超前方角度における α 非弾性散乱の精密測定に成功し、GMR の系統的研究がなされた。その一例として、Sn 同位体において測定された GMR 励起強度分布と有効平均励起エネルギーを図 2.2.13 及び図 2.2.14 に示す [44]。これら一連の測定から、核物質の非圧縮率及びその非対称項が各々 $K_\infty = 240 \pm 20$ MeV、 $K_\tau = -550 \pm 100$ MeV と決定された。

陽子弾性散乱による核内中性子分布の測定

原子核内における核子分布は、原子核の性質を理解する上で最も基本的な観測量である。核内陽子分布が相互作用の不定性がない電子散乱を用いて精密に決定されている一方で、核内中性子分布は、これまで十分な精度で決定されていなかった。大阪大学核物理研究センターでは、陽子弾性散乱の高精度測定を行い、 ^{58}Ni のデータをもとに相対論的インパルス近似による理論計算の妥当性を確立した上で、Pb 同位体のデータを用いて核内中性子分布の決定に成功した [45]。図 2.2.15 に ^{204}Pb , ^{206}Pb , ^{208}Pb に対する陽子弾性散乱の断面積ならびに偏極分解能の測定値と相対論的インパルス近似計算との比較を示す。この情報から、Pb 同位体における中性子分布が図 2.2.16 のように決定された。中性子分布半径と陽子分布半径の差 (中性子スキン厚) は、核物質の対称エネルギーの密度依存性に対して敏感な観測量であることが理論的に指摘されており、決定された中性子分布から核物質の状態方程式を構築する上で重要な対称エネルギーについての知見が得られた。

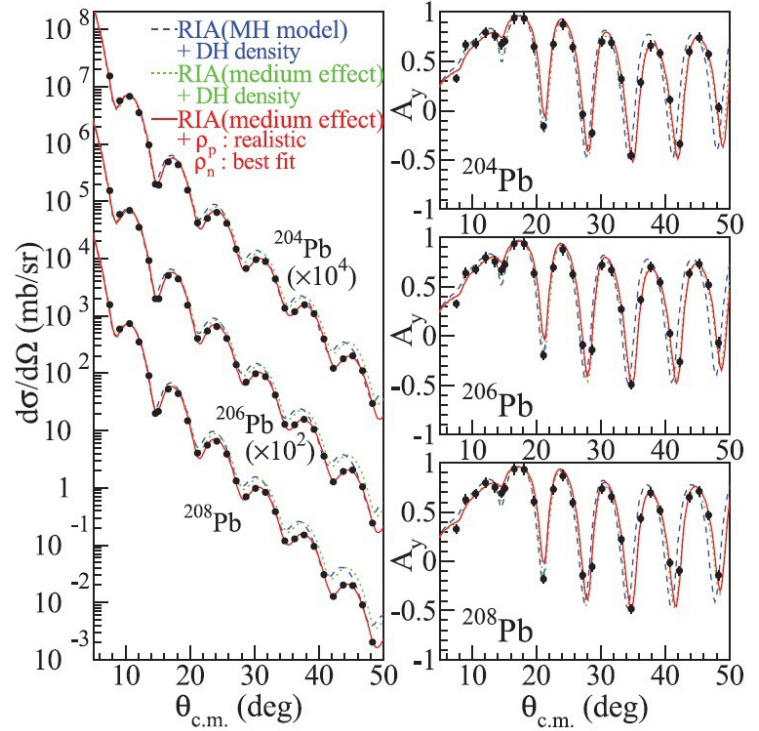


図 2.2.15: ^{204}Pb , ^{206}Pb , ^{208}Pb に対する陽子弾性散乱の断面積ならびに偏極分解能の測定値と相対論的インパルス近似計算との比較 [45]。

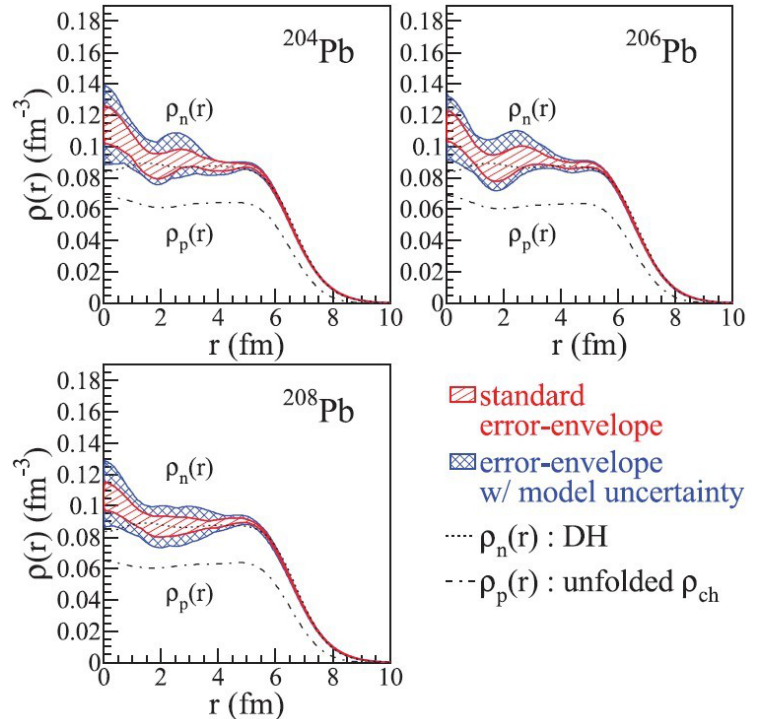


図 2.2.16: 陽子弾性散乱によって決定された Pb 同位体における中性子密度分布 [45]。

2.2.2.5 核反応論の進展

近年、原子核反応論は目覚ましい発展を遂げている。特に重要な進展として、従来の現象論的相互作用を用いたアプローチから、2核子間有効相互作用を基礎として核反応を記述する微視的なアプローチへの転換がなされたことが挙げられる。ごく一部の軽い原子核の反応については、現実的核力を用いたいわゆる *ab initio* の反応計算も実現しており、高い成功を収めている。これは、有効相互作用をベースとする微視的核反応論の堅固な足場であるとも言える。また、これまで無視されてきた高次の反応自由度を取り入れる研究も大きく進展し、理論計算の定量性が飛躍的に向上している。高い信頼性と定量性を有する核反応計算は、実験で直接測定することが難しい反応の研究などにおいて絶大な威力を発揮している。更にごく最近、3つの粒子が同時に衝突・融合するという、全く新しい反応描像に基づいた核反応計算が遂行され、既存の炭素 12 生成シナリオとは大きく異なる結果が理論的に予言されている。このように、これまでの研究では解明できなかった原子核(系)の静的・動的性質が次々と明らかになっており、以下、特に重要と思われる研究成果について掘り下げて解説を行う。

■核反応に対する微視的アプローチ

従来、原子核反応の記述は、現象論的に決定された一体ポテンシャル中における量子力学的散乱現象という描像を基礎としてきた。このようなアプローチは、最も基礎的な反応である弾性散乱の実験観測量が豊富に存在する場合には極めて有効であり、軽イオン(質量数 4 以下の粒子)と安定核の反応に関しては、事実高い成功を収めている。しかし弾性散乱の情報が乏しい重イオン-重イオン反応や、天然に存在しない不安定核が関与する反応については、現象論的なアプローチの信頼性は大きく損なわれてしまう。

そこで近年、原子核の反応を、核子-核子間相互作用をベースとして理論的に記述する試みが精力的に行われている。特に近年発展が目覚ましいのは、反応の描述に陽に取り入れる空間(P空間)とそ

れ以外の空間(Q空間)の相関に起因する、原子核間ポテンシャルの虚数部の理論的な導出である。これにより、核子-原子核及び原子核-原子核反応について、今やほぼ予言性のある記述が可能となっている(図 2.2.17 参照)[46]。

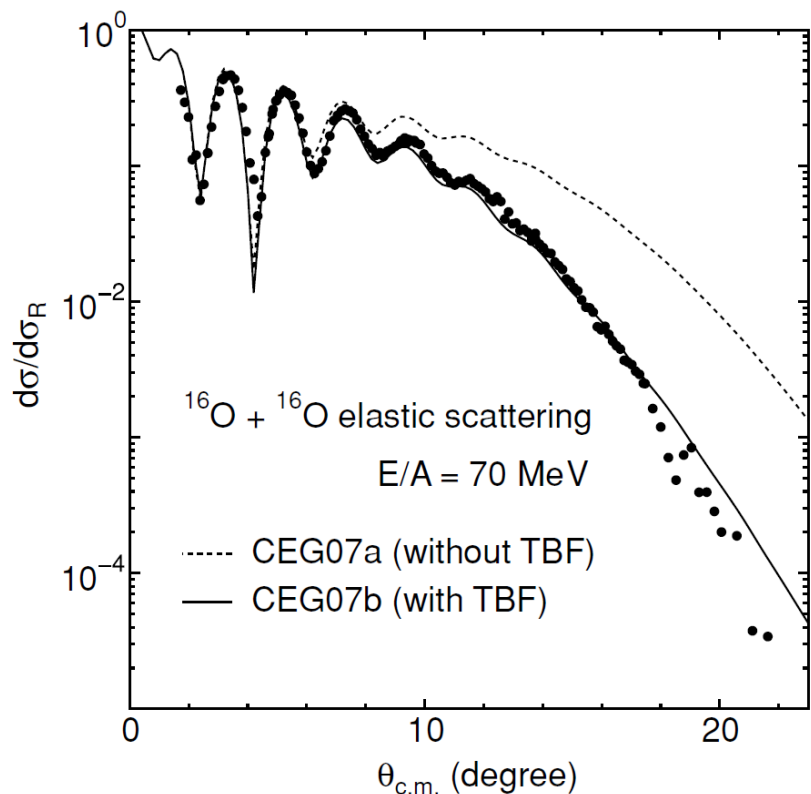


図 2.2.17: 酸素 16 と酸素 16 の弾性散乱断面積の角度分布 [46]。実線(点線)が三体力の効果を取り入れた(取り入れない)理論計算。いずれも調整パラメータなし。

この微視的核反応論は、精度の高い核構造計算との連携により、原子核の性質の実証に威力を発揮する。例えば最近、 ^{31}Ne は中性子ハロー構造と大きな変形状態が共存した原子核である事が確定した [47] が、これは微視的核反応論の重要な成果である。調整パラメータを含まない理論計算は、弾性散乱に留まらず、様々な散乱観測量の予言を可能とする。そのような予言を実験により検証するという流れは、今後、原子核物理学のひとつの標準的なスタイルになっていくものと期待される。

■分解反応の理論解析に基づく恒星内核融合反応率の決定

直接測定することが困難な天体核反応の断面積を間接的に測定する手段として、仮想光子を用いた分解反応が活用されている [48]。その一例が、 ^{208}Pb による ^8B の分解反応解析から、 ^7Be と陽子の融合反応確率 (天体核物理因子 S_{17}) を決定する試みである。この反応を、光による分解反応 (光子吸収反応) とみなし、時間を逆にたどれば、 ^7Be と陽子の融合反応と解釈することができる。すなわち、地上で測定された分解反応の結果から、恒星内での核融合反応の断面積を求めることができる。

ところが 2003 年、このようにして得られた S_{17} と、 ^7Be と陽子の融合反応を直接測定して得られた S_{17} が大きく食い違うことが指摘された [49]。両者の不一致は、天体核物理学に留まらず、原子核物理学全体にとって重大な問題とされた。この問題を解決するため、 ^8B の分解反応を非摂動的に記述する大規模反応計算 (軌道角運動量を 10,000 程度まで考慮) が遂行された。分析の結果、 S_{17} の直接測定値と間接測定値の差は、上述の高次の反応自由度によって完全に説明されることが明らかになった (図 2.2.18 参照)[50]。

この結果は、精密な反応解析を行いさえすれば、天体核物理学において重要な反応の反応率を、分解反応実験によって正確に決定できることを示しており天体核反応の間接測定法に対して、明確な定量的信頼性を付与した重要な成果であると考えられる。

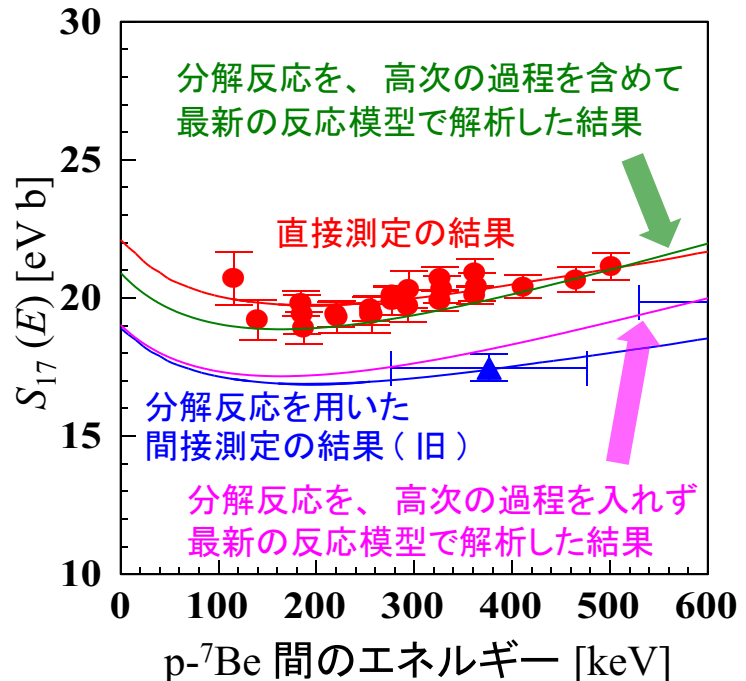


図 2.2.18: ^7Be と陽子の融合反応確率。

■ 3 粒子融合過程の量子力学的記述 (炭素 12 生成の新しい理解)

従来の宇宙進化における元素合成研究では、3 粒子が同時に衝突して元素を形成する過程の寄与が本質的に見落とされてきたという問題がある。

この問題は、人類にとって最も重要な原子核とも言える炭素 12 (^{12}C) 原子核の生成反応と直結している。この反応はこれまで、 ^8Be 及び ^{12}C のホイル状態を経由する、連続して起きる 2 つの 2 粒子融合反応という描像に基づいて理解されてきた。しかし環境の温度が低い場合、この反応は、3 つの α 粒子が直接融合する過程、すなわち 3 粒子融合過程へと移行する (図 2.2.19 参照)。この反応は、入射状態に 3 つの粒子を含むため、その定式化は長く困難な状況にあった。

そのような中、2009 年、離散化チャネル結合法と呼ばれる反応モデルを抜本的に拡張・改良することにより、3 粒子融合過程 (Ternary Fusion Process; TFP) の純量子力学的な定式化がなされた [51]。この描像に基づいて得られた ^{12}C の生成反応率は、既存の反応率を劇的に上回っており、 ^{12}C 生成反応における TFP の本質的な重要性が明らかになった (図 2.2.20 参照)。

本研究の結果は、従来の ^{12}C 形成シナリオを根本から覆す結果であるだけでなく、TFP という、原理的には元素合成のシナリオ全体に影響する、普遍的で新しい反応描像の重要性を強く示唆する結果であると考えられる。

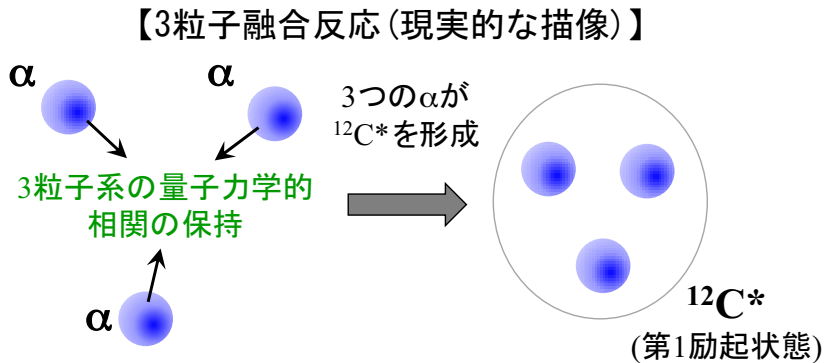


図 2.2.19: 3 粒子融合反応の描像。

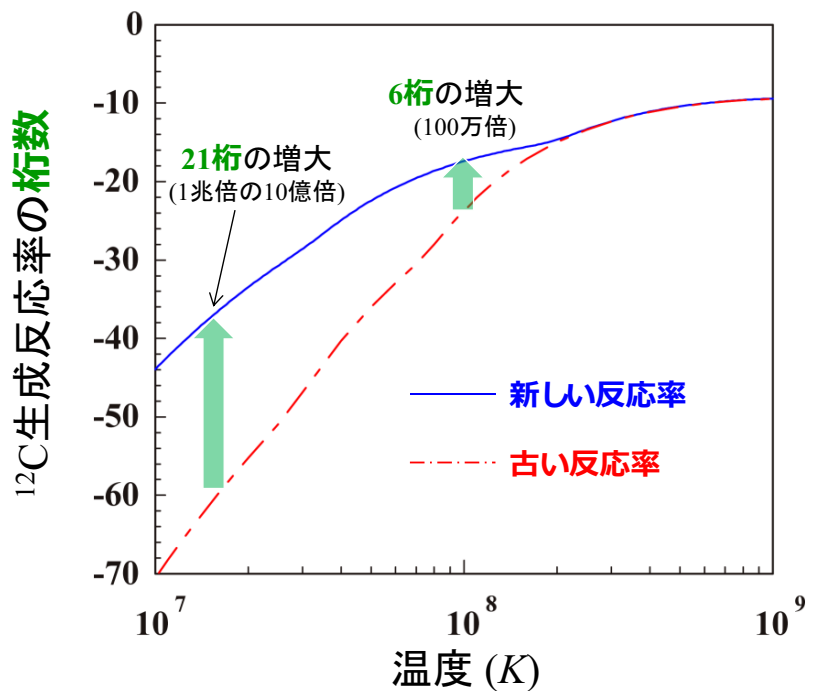


図 2.2.20: 3 粒子融合過程による ^{12}C 生成反応率。

2.2.3 今後の計画

5つの柱の今後の計画を議論した後、将来計画について2.2.3.6節と2.2.3.7節で述べる。

2.2.3.1 核力の理解

高精度二体力の完成と三体力の確立を受け、今後は核力場で統一的に原子核を記述するという夢の実現を目指し、(i) アイソスピン、(ii) 高運動量領域、(iii) 媒質・密度による変質、をキーワードとして以下のように研究を推進する。

■三体力の精緻化

三体力のアイソスピン依存性 三核子系散乱は三体力のスピン・運動量依存性を調べる上で良いプローブであるが、アイソスピン依存性は基本的に $T = 1/2$ に限定される。GFMC 計算結果などから示唆されているように、中性子過剰核などの非対称核では三体力のアイソスピン $T = 3/2$ の項が大きく寄与すると予想される [10]。 $T = 3/2$ 三体力へのアプローチは、少数核子系散乱における3中性子状態、3陽子状態のダイナミクスの研究、また将来的に第一原理計算が可能となると予想される比較的軽い原子核の同位体の性質を系統的に研究することが要になる。

実験的には、クーロン力を考慮せずに済む中性子ビームの開発や、中性子過剰な三重水素ビームを用いた高精度実験の実現が鍵となる。

三体力の高運動量領域の研究 三体力の重要性は核物質の状態方程式の記述においても指摘されており [52]、中でもその高運動量成分が重要な役割を果たすと考えられている。核子-重陽子弾性散乱、及び分解反応などの三核子系散乱は、この研究に適したプローブである。現在、核子-重陽子弾性散乱の後方散乱角度では、エネルギーが高くなるほど藤田-宮沢型の 2π 中間子交換型三核子力 [4] だけでは実験値が説明できないことが明らかになっている。今後、後方弾性散乱の反応を出発点に、高運動量領域における三体力を含む核力の研究を推進する。そのために、様々な運動学を押さえるための 4π 型粒子検出器や、スピン観測量を測定するための偏極度計の整備を行う。

■核力の媒質効果のアイソスピン依存性の解明

$(\vec{p}, \vec{n}p)$ 反応 (原子核中での陽子・中性子散乱) の偏極移行量の測定を行い、 $(\vec{p}, \vec{p}'p'')$ 反応 (原子核中での陽子・陽子散乱) との比較から、核力の媒質効果のアイソスピン依存性を解明する。偏極移行量により、核力の各項 (中心力・テンソル力など) を実験的に決定するとともに、核力の中間子交換描像に基づき、中間子の性質が核密度やオフシェル性の関数としてどのように変化するかを明らかにする。

■ Δ 自由度をあらわに扱った核力

350 MeV までの二体力については高精度模型が存在し、精密核力のフロンティアは三体力と 350 MeV 以上のエネルギー領域における二体力に移りつつある。両者を統一的に理解するには、 Δ の自由度をあらわに扱った核力モデルが必要である。その記述精度の向上には、 Δ 励起のエネルギー付近での πN 散乱の精密データが重要である。

2.2.3.2 極限原子核の物性

■変形と高スピンの極限

原子核の変形と高スピンの極限に到達しその物性を解明するためには、原子核の究極の高速回転状態を生成し、その性質を精密に調べることが鍵となる。変形に関しては、いまだ発見されていない長軸と短軸の比が3:1のハイパー変形状態や、バナナ型変形のようなエキゾチック変形の探索を行い、変形進化のダイナミクスを解明する。また、原子核のイラスト線沿いの構造変化を精密に調べることで、高速回転の極限において変形から核分裂に至る機構を解明する(図 2.2.21 参照)。

実験的には、高スピンアイソマーや中性子過剰核をビームとする核融合を用いることで、更なる高スピン状態や中性子過剰原子核の高スピン状態を生成する。また、微弱なピークを高い信号雑音比で選別するために、トラッキング型の次世代ガンマ線検出器を開発する(2.2.3.6 節参照)。

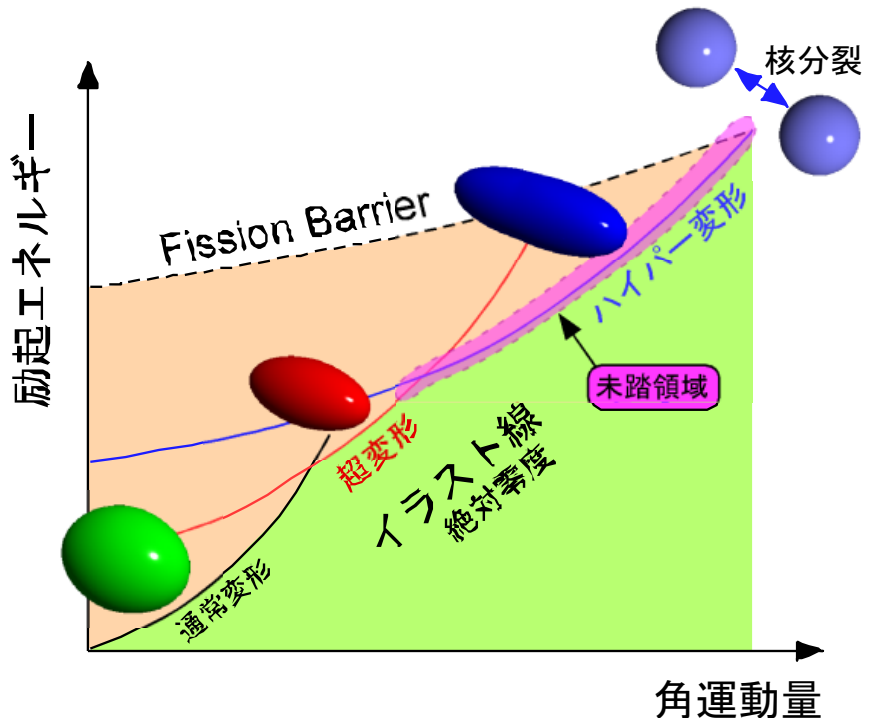


図 2.2.21: 角運動量と励起エネルギーの相関図。

■エキゾチック変形とその集団運動

エキゾチック変形とそれにより引き起こされる集団運動は、原子核という量子多体系に実現する多彩な構造を明らかにする上で重要である。未発見のエキゾチック変形として、原子核の超変形状態の上に立つ八重極振動モード(バナナ型)、正四・正八面体原子核、オブレート型原子核の超変形状態などがある。三軸非対称変形に関しては、安定な三軸非対称変形を発見するためのウォブリングバンド、カイラル対称性を示す原子核、原子核の潮汐波モードなどの探索を行う。

集団運動に関しては、例えばアイソマービームのクーロン励起では、電氣的放射で遷移可能な状態のみが励起され、この選択性を利用することにより、未発見のエキゾチック変形の集団運動などの発見を目指す。また高スピンアイソマービームにより、ビームの高スピン状態と標的の基底状態間の核子移行反応や、高スピン状態の上に形成される巨大共鳴など新たな現象が観測可能となり、高スピン環境下での原子核の反応や応答の機構を解明する。

■変形共存と変形の進化

中性子過剰核や陽子過剰核、更には、超重元素などの新たな質量領域において、変形共存や変形の進化の探査を行う。これらの領域では、従来の球形・プロレート・オブレート変形の変形共存だけではなく、これらの変形と三軸非対称変形や正四面体などのエキゾチック変形との変形共存など未知の変形共存が予測されるため、変形共存の機構解明に重要である。変形進化に関しては、安定線から離れた領域での魔法数の安定性 (変形に伴う魔法数の消失など) を解明する必要があり、球形の魔法数 (二重閉殻である ^{78}Ni , ^{100}Sn , ^{132}Sn など) 近傍でのアイソマー探査を行う。究極のアイソマーとして、中性子や陽子ドリップラインを超えた原子核の探査が考えられる。陽子や中性子崩壊に対して基底状態は安定ではないが、遠心力ポテンシャルによりアイソマーが束縛状態として存在する可能性があり、原子核のアイソスピンに対する存在限界を知る上で重要な情報となり得る。

2.2.3.3 原子核の多様な相の起源

■クラスター構造

クラスター凝縮状態の探索 ^{12}C の 0_2^+ 状態は 3 つの α 粒子が最低エネルギーを持つ s 軌道を占有したクラスター凝縮状態であり、 α クラスターの運動量分布はデルタ関数的なシャープな分布となる一方、半径が増大し密度分布は希薄化していると考えられている。直交条件模型計算によると、 0_2^+ 状態の内部では標準核子密度の $1/4$ – $1/5$ という顕著な希薄が生じている。そのため、3 つの α 粒子が互いに弱く相互作用しながら比較的自由に運動している「希薄ガス状態」が生じていると考えられ、密度の飽和性ゆえに「液滴」と形容される通常の原子核との対比において非常に興味深い。

同様のクラスター凝縮状態は $A = 40$ 程度までの原子核に存在すると予言されているが、実験的には全く確認できていない。クラスター凝縮状態は、 $N\alpha$ 崩壊によってクラスター凝縮状態を経由しつつ崩壊すると期待されるので、 α 非弾性散乱とその後の $N\alpha$ 崩壊を同時計測することによってクラスター凝縮状態の探索を行う。

クラスター凝縮状態の半径測定 クラスター凝縮状態では半径が増大していると考えられているが、その半径を決定する手法は確立されていない。クラスター凝縮状態を励起した場合、終状態と始状態の歪曲ポテンシャルが著しく異なるため、歪曲の効果を通して、励起状態の半径の情報が α 非弾性散乱の角度分布に反映するという示唆がある。しかし、現状では歪曲の効果に比べて理論計算の不定性が大きく、励起状態の半径の決定には至っていない。反応模型の進歩により定量性のある理論計算が確立すれば、精密測定による実験データとの比較から励起状態の半径が決定できると期待される。

励起状態の半径測定の他の可能性として、クラスター凝縮状態から放出される α 粒子の間の量子力学的相関 (HBT 相関) を測定して、 α 粒子の放出源の半径を決定する方法がある。HBT 相関を用いた半径測定は、すでに重イオン衝突において試みられて一定の成果を挙げており、これをクラスター凝縮状態に適用すれば、クラスター凝縮状態の半径が決定できると期待される。

クラスター分子状態の探索 中性子過剰核におけるクラスター構造は、クラスター構造の生成と消滅の機構の解明に重要である。 $n\alpha$ クラスター状態に余剰中性子を付加すると、 α クラスター間に形成された分子軌道を占有して結合エネルギーを獲得し、クラスター分子状態が発現すると期待されている。

る。更に余剰中性子を付加すると、クラスター間の結合エネルギーが増加に伴い波動関数の空間的な重なりが増大するために、クラスター構造が消失し、平均場的な状態へ回帰すると予想されている。

そこで、中性子過剰な不安定核からの α 非弾性散乱を測定して、クラスター分子状態の探索を行う。通常、安定核を用いた散乱実験は、研究の対称となる安定核を標的として用いる順運動学条件下において実施するが、不安定核実験では、不安定核を標的にすることが難しいので、不安定核をビームとして用いる逆運動学条件下において測定を行わなければならない。逆運動学条件下における励起エネルギーの決定には、不変質量法が広く用いられるが、不変質量法では、崩壊の多重度が高いと期待されるクラスター状態を探索することは困難だと予想されるので、新たにアクティブ標的を開発して、低エネルギー反跳粒子測定による質量欠損分光法を確立する。

■巨大共鳴

不安定核における巨大共鳴状態の探索と状態方程式 過去に、 N/Z 比が固定されている安定核においては、巨大共鳴状態の探索が精力的に行われてきたが、 N/Z 比が安定線から逸脱している不安定核における巨大共鳴の研究はほぼ手つかずの状態にあると言ってよい。特に、中性子過剰核における巨大単極子共鳴 (GMR) は、非対称核物質の非圧縮率を決定する上で非常に重要である。超新星爆発や中性子星など、中性化が進んだ核物質の挙動を明らかにするためには、非対称核物質の状態方程式を確立する必要がある、非対称核物質の非圧縮率は非常に重要な情報を与えるものと期待される。

原子核の集団励起測定の開拓 原子核の励起状態の性質や、その遷移強度を高分解能にて調べる上で、順運動学による質量欠損法は極めて強力な研究方法の1つである。将来計画の1つである長寿命不安定核標的生成装置 (BRILLIANT) により、 $N = Z$ 核は ^{64}Ge まで、鉛 (錫) のアイソトープでは190-214(106~130)の質量領域、アイソマーは310核種、奇奇核標的は330核種、標的的最大スピンは37/2まで拡張される(2.2.3.6節参照)。これにより、励起状態の核構造のアイソスピン依存性、核変形やその励起状態、遷移強度の和則の系統的測定、スピンの大きい基底状態核から生成される励起状態、ベータ崩壊やアイソマー崩壊の強い相互作用による誘起、基底状態とアイソマーの双方からの単一状態の励起測定、天体核反応に重要な励起状態の高分解能測定など、研究対象を大幅に拡張する。

広い励起エネルギー領域でのスピン・アイソスピン全応答の決定 原子核反応の断面積の運動量移行分布は移行角運動量 L に特徴的であり、このことを用いて多重極展開がなされ $L = 0$ のガモフ・テラー型遷移強度の抽出などで成果を取っている。この展開法を発展させ、スピン・パリティに敏感な偏極観測を組み合わせるにより、スピン・パリティ毎に分離する手法を確立する。更に、コヒーレント π 中間子生成の観測などもあわせて、 Δ 励起を含む原子核の広い励起エネルギー領域に対して、その応答を完全に理解することを目指す。

■核内相関

原子核の2体密度行列の測定 原子核の陽子及び中性子密度分布 (局所1体密度行列) については、電子散乱、陽子弾性散乱、核子放出反応などにより研究が進んできている。一方で核内の核子は独立ではなく、ペアリング、テンソル力、短距離斥力などによる強い核子間相関があるため、1核子の状態

を固定した場合の他の核子の密度分布は、通常の1体核子密度分布とは異なる。この効果は、原子核の2体密度行列として一般に理解され得るものである。

原子核の2体密度行列を得ることができれば、核内核子相関に関する定量的な情報を引き出すことができる。実験では核内運動量の関数としての局所2体密度行列の情報を引き出すことを目指す。具体的には2核子叩き出し反応における運動量相関やスピン観測量、2核子移行反応などが挙げられる。

高運動量成分で見る核構造 原子核構造におけるテンソル力及び π 中間子の隠された役割を解明するために、影響が顕著に現れる高運動量成分に着目して研究を推進する。これにより、これまで常識的であると考えられていた核構造の視点とは全く異なる視点からの理解を押し進める。また、高運動量成分は、核内のアルファークラスター構造や核内での局在した密度分布の理解においても重要である。

理論的には、高運動量成分及びテンソル力を正しく取り扱う理論の構築、更には高運動量移行を取り扱える反応理論の開発が必要である。実験的には、高運動量成分をうまく引き出す実験手法の開発が必要であり、中高エネルギー領域での核子移行反応の利用が検討されている。また、2核子放出反応における2核子間高相対運動量成分の抽出、同反応でのスピン相関の測定、 (p, π) 反応測定なども候補として挙げられる。

2.2.3.4 ハドロン相の状態方程式の理解

状態方程式は、系の熱力学的な情報を記述する、最も基礎的な方程式のひとつである。原子核物理学の分野で特に注目されているのが、無限に広がった核物質のエネルギーと核密度の関係式である。密度の飽和性は原子核の最も基本的な性質であるが、その飽和密度は、状態方程式でエネルギーの最低点を与える核密度に他ならない。

状態方程式に残された大きな課題のひとつは、いわゆる非対称核物質の状態方程式の理解であり、これは、不安定核の網羅的研究によって著しい進展が見込まれている。本研究では、もうひとつの課題である、有限温度の状態方程式の策定を目指す。これは図 2.2.22 の QCD 相図で言えば、有限密度(原子核標準密度)・有限温度のハドロン相(閉じ込め相)における状態方程式の策定を目指す計画である。この状態方程式は、QCD 有効模型の有限密度・有限温度における有効性を検証するためにも極めて有用であると考えられる。

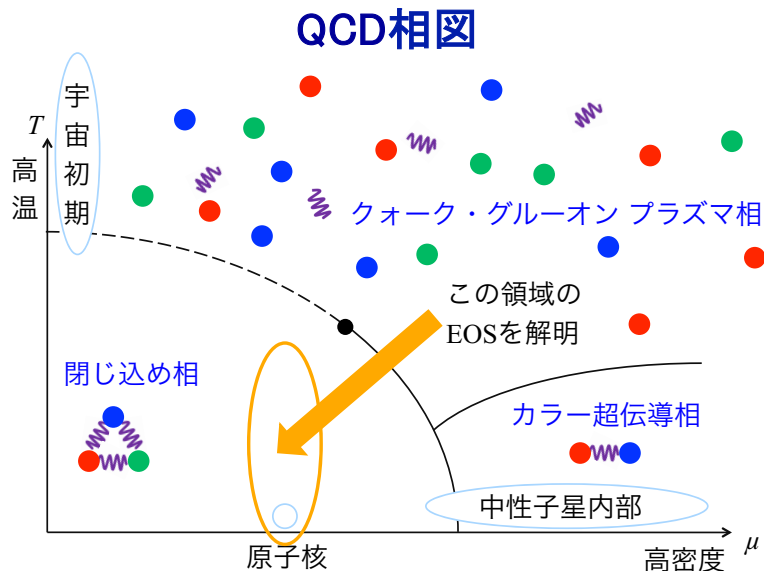


図 2.2.22: QCD 相図。

この状態方程式を策定するためには、原子核の高い励起状態の準位密度を系統的に測定・取得する必要がある。様々な原子核に対する準位密度を集約し、ある種の平均を取ることによって、原子核の個性をならし、平均的な準位密度を得ることができる。準位密度は大分配関数とラプラス変換で結び付いているため、前者から系(有限の空間内に存在する核子系)の熱力学的な情報を得ることができる。そこから核物質の状態方程式を引き出すためには、更に有限系の効果を差し引く必要がある。その方法の考案は、理論に課せられた重要な課題のひとつであろう。

核物質ではなく、あくまで有限核子系としての相構造を研究することもまた、重要なテーマである。原子核は平均して核子あたり約 8 MeV のエネルギーで束縛されているため、8 MeV $\times$ 核子数のエネルギーを与えれば、原理的にはすべての核子がバラバラになった状態への遷移を観測することができる。これは、量子液体である原子核の基底状態から、核子の自由ガス状態への相転移として捉えることができる。更にこの相転移の途中には、原子核の様々な自由度が開くしきい値が多数存在する。このしきい値を境として、核子系の熱量曲線はその振る舞いを変えるはずである。このいわば過渡現象は原子核に特有のものであり、量子多体系の相転移現象として、極めて興味深い研究対象である。QCD 相図では単一の相として理解されるハドロン相の中に、核子多体系としての相図を描くことは、原子核物性の解明にとって極めて重要な一歩であると考えられる。

また、原子核の準位密度の測定自体、重要な意味を持つ。特に核データや天体物理学では、準位情報は基本的なインプットであり、その整備が強く要請されている。また、低励起状態から高励起状態に行くにつれて、準位密度のゆらぎが秩序型からカオス型へと変化することが知られているが、その移行の過程は全く理解されていない。その解明も、準位密度研究の重要なテーマのひとつである。

2.2.3.5 直接反応の真の理解

直接反応とは、反応系の自由度のうち、少数のものだけが励起される反応を指す。直接反応(あるいは直接過程)は、系のすべての自由度が励起し尽くされる複合核過程の対極として位置づけられており、その“シンプルさ”故に、これまでの研究によって非常に多くのことが解明されている。しかし、たとえ反応に関与する自由度が少数であったとしても、その自由度の関与の仕方がシンプルであるとは限らない。事実、入射チャネル(状態)と放出チャネルとの結合が強い場合には、両者の間の遷移は無限回発生する。また近年では、入射粒子自体が反応の途中で分解する自由度が重要視されており、連続無限個の状態が強く結合した反応の記述が必要となっている。このような「複雑な直接過程」の定量的な分析は、ごく最近、ようやく可能となったばかりである。

一方、原子核の構造に関して、近年次々に新しい知見が得られている。特に高い注目を集めているのが、 π 中間子の擬スカラー性に起因するテンソル型 2 核子間力(テンソル力)の役割である。テンソル力は、不安定核の魔法数の変化や、核物質としての原子核の飽和曲線に強く影響することが示唆されており、このテンソル力に起因する核子相関の実証は、原子核物理学の極めて重要な課題である。これを遂行するため、テンソル力を取り入れた原子核反応研究を推進する。特に、テンソル相関の実証法として注目されている、中間エネルギーにおける (p, d) 反応(陽子入射・中性子捕獲反応)の定量的記述を行う。テンソル力は重陽子の束縛エネルギーの大半を担う重要な成分であり、原子核反応におけるその役割の解明は、直接反応の真の理解に向けた、本質的な一歩であると言える。

この目的の遂行にあたって最も重要なことは、テンソル力を取り入れた原子核の波動関数の情報を、正確に核反応計算に取り入れることである。核構造計算と核反応計算の接続は、これまでも数多くなされているが、そのほとんどにおいて、木に竹を接ぐ処理が行われているのが現状である。本研究では、重なり関数と呼ばれる、原子核という核子多体系の情報をすべて含んだ量を直接計算し、これを反応計算に取り入れることによって、核構造論(+核子間相互作用)と真に一体化した反応理論研究を遂行する(図 2.2.23 参照)。このような、核構造論と一体化した核反応研究の体制を構築することは、テンソル力研究に限らず、原子核物理学の様々な研究を遂行する上で、本質的な役割を果たすと考えられる。

核反応機構の面では、移行反応の定量的理解が重要な課題である。移行反応は、座標の組み替えが起きる、直接反応の中では最も記述が困難な反応過程である。近年特に注目されているのが、多核子(多粒子)移行反応である。多核子移行反応では、核子ひとつひとつが別々に移行する過程と、多核子が纏まって移行する過程とが混在し、一般に両者は同等の寄与を与えることが知られている。更に、入射原子核から1つの核子がはぎ取られた系に束縛状態が存在しない場合、連続無限個の組み替えチャネルが強く結合することになる。このような反応を非摂動的に取り扱う枠組みの構築は、直接過程研究のひとつの究極目標といっても過言ではない。

ここで留意すべきは、上述のテンソル相関や中性子相関は、核物理の理解にとって極めて重要であるが、その実証は基本的に困難であるということである。原子核の高い励起状態に出現が予想されている新奇な状態(ガス状態や特殊な変形状態)もまた同様である。端的に言えば、今後我々が解明を目指すものは、原子核の“隠れた本質”であると言って良い。したがって原子核反応を用いてそのような物理を展開する場合、極めて高い定量性が要求される。これは、核反応現象の定性的(または半定量的)な理解に基づいて推進されてきた従来の原子核研究とは一線を画するものと言える。その要求に耐え得る原子核反応・構造論の構築は、まさに精密核物理研究の本筋であり、原子核物理学の発展にとって欠くべからざるものであると言える。重要なことは、これによって解明が進む原子核の性質は、反応に関与する個々の原子核に閉じたもの(静的性質)としてではなく、反応系全体の動的な性質として捉えるべきであり、それにより我々は直接反応の真の理解に到達できるものと考えられる。

最後に、定量的原子核理論の構築は、様々な周辺分野にとっても本質的に重要である。原子力や医療の分野において、信頼性の高い核データが必要であることは言うまでもない。また宇宙物理学(特に恒星進化や元素生成)も、正確な核反応率に支えられている。このような研究分野に対して、原子核物理学として責任を持って物理量を提供することも、精密核物理の重要な役割である。

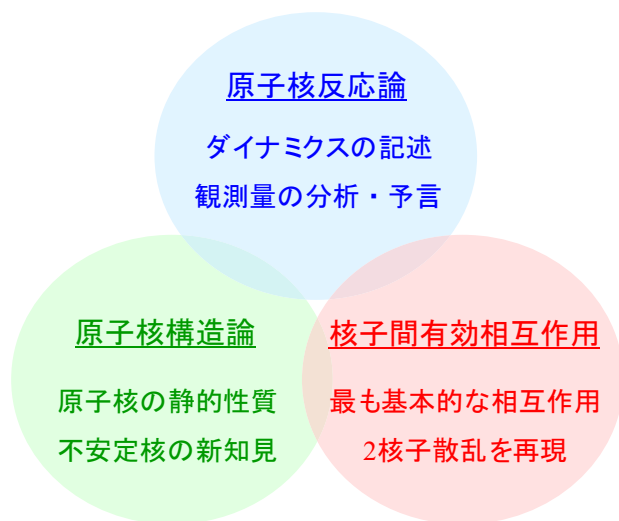


図 2.2.23: 反応理論研究の概念図

2.2.3.6 将来計画 (RCNP)

精密核物理の将来目標である「核物質の物性の理解」へ向けて前節までで説明した5つのテーマを推進するために、共同利用研である大阪大学核物理研究センターの将来計画として、

大強度・超高品質ビーム施設

の建設・整備を目指す (図 2.2.24 参照)。本計画は、下記で説明する三種の基幹装置からなる。これにより、励起エネルギー軸に沿った精密測定を不安定核にも拡大し、「核物質の物性の理解」及び「究極の原子核モデルの構築」を目指す。

■新世代高温超伝導加速器

励起エネルギー-アイソスピン平面上の未開拓領域に対する精密核分光を可能とするためには、今までの高品質ビーム生成技術を更に発展させ、下記の要求を満たす必要がある。

超高品質軽イオン ($p, d, {}^3\text{He}, \alpha$) ビーム

- エミッタンス: $0.1\pi\text{ mm} \cdot \text{mrad}$ 以下かつビーム強度: 1 pA 以上。
- ビームエネルギー: 精密核分光に最適な $K = 400\text{ MeV}$ をカバー (可能なら $K \sim 800\text{ MeV}$)。

大強度陽子ビーム

- 核破砕型 ISOL・中性子源などの駆動に適した、メガワット級大強度・高エネルギー陽子ビーム
- 誘起核分裂型 ISOL の駆動に適した、大強度・低エネルギー陽子ビーム

大強度重イオンビーム

- Xe 同位体までの、大強度・低エネルギー ($\sim 10\text{ MeV/u}$) 重イオンビーム
- Ge 同位体までの、大強度・高エネルギー ($\sim 60\text{ MeV/u}$) 重イオンビーム (可能なら $\sim 140\text{ MeV/u}$)

そこで、超高品質軽イオンビームを得るために、軽イオン専用の $K = 140\text{ MeV}$ 超伝導リングサイクロトロン入射器を建設する。ハイパワー加速空洞と高調波加速空洞の導入により、ビームの大強度化と超高品質化を行う。また、本加速器は、後述の誘起核分裂型 ISOL の駆動にも利用する。

主加速器は、既存のリングサイクロトロンの主コイルを超伝導化し、高エネルギー重イオンにも対応した $K = 800\text{ MeV}$ 汎用主加速器としてアップグレードする。入射器と同様の加速空洞の導入により、ビームの大強度化と高品質化をはかるとともに、陽子ビームについて MW 級の出力を実現する。

重イオンの入射器は、既存の AVF サイクロトロンの主コイルを超伝導化し、 $K = 200\text{ MeV}$ 重イオン専用加速器としてアップグレードする。本加速器は、単独で大強度低エネルギー重イオンビームを供給するためにも用いる。

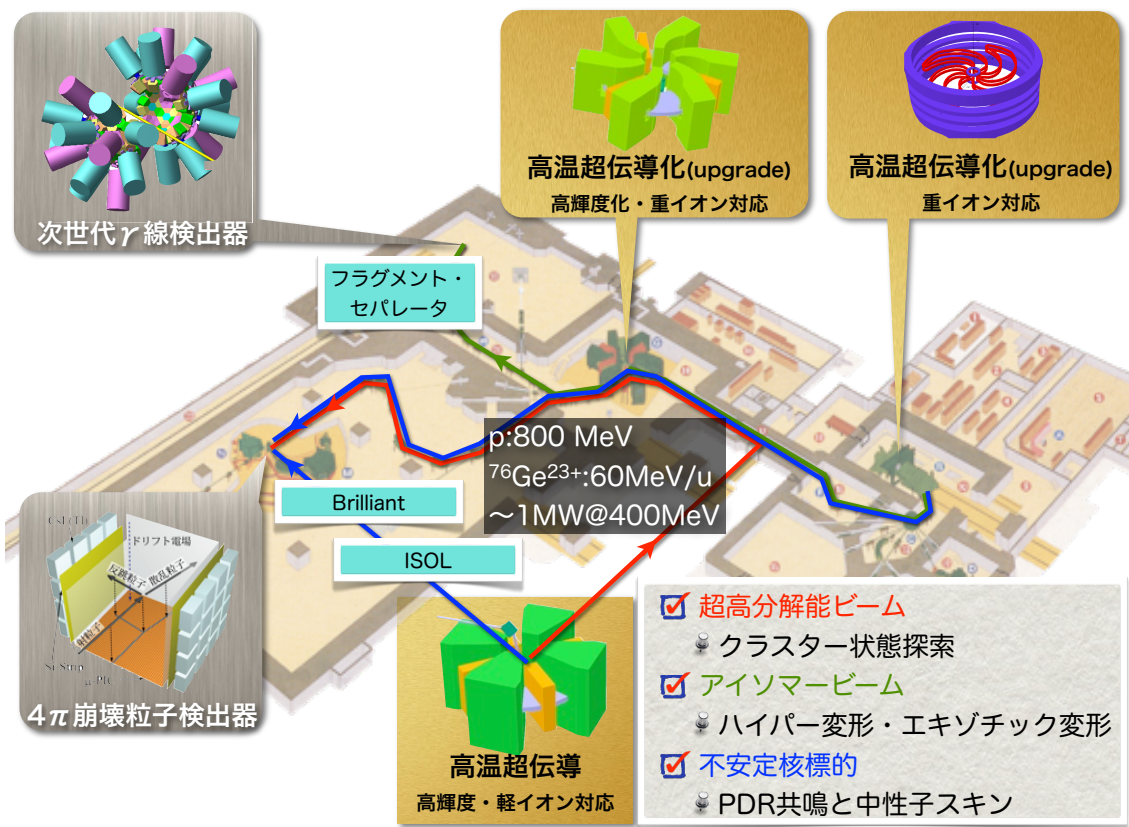


図 2.2.24: 大阪大学核物理研究センター将来計画概略図。

■革新的ビーム発生装置

オンライン不安定核生成・同位体分離・イオン化装置 (ISOL) 一般に不安定核ビームは二次ビームとして生成されるため、エミッタンスが大きく、このことが γ 線計測や散乱実験において大きな制約となっている。しかし、核破碎反応や誘起核分裂により生じた不安定核を収集・同位体分離した上でイオン化し（このような装置をISOLという）、加速すれば、一次ビームと同様の低エミッタンスの不安定核ビームが得られる。ISOLにおける不安定核イオンの収量は元素の種類に強く依存するが、すでに表面電離型イオン源を用いて毎秒 10^{11} 個が実現されている。そこで、ISOLの開発・整備により高品質の不安定核ビームを実現し、不安定核の γ 線分光や次項で述べる BRILLIANT に供する。

長寿命不安定核標的生成装置 (BRILLIANT) 原子核の励起状態の性質や、その遷移強度を高分解能で調べる上で、順反応条件下における質量欠損法は極めて強力な手法である。この測定方法を寿命1分以上の不安定核標的にまで拡張するのが、長寿命不安定核標的生成装置 (BRILLIANT: Beam system for Reaction of Isotopes of Long-life with Light-Ions Applying Normal kinemaTics) である。BRILLIANTでは、融合反応やISOL法を用いて生成した不安定核をオンラインにて効率よく分離し、直径 $10\mu\text{m}$ の大きさでインプラント標的に打ち込んで停止させる。この標的に、新加速器から供給される大強度・高品質軽イオンビームを照射すれば、質量欠損法に基づく高分解能測定が実現できる。

アイソマービーム生成装置 ビーム生成・輸送時間よりも長い ($\gtrsim 100$ ns) 寿命を持つ高スピンアイソマーは、これをビームとして用いることができる。高スピンアイソマービームは、ビーム自身が大きな角運動量を持つため、ハイパー変形やエキゾチック変形状態など、従来のビームでは励起できない極限状態における原子核の物性研究を可能にする。そこで、高スピンアイソマービームを生成するために、目的のアイソマーを他の核反応生成物から分離するフラグメントセパレータを建設する。

超高分解能ビームライン 原子核のクラスター状態は、液相から気相への相転移の機構解明などにおいて重要であるが、一般に準位密度の高い励起エネルギー領域に存在する。したがって、状態を分離・同定するためには、数 keV というこれまでの高分解能 (20–40 keV) を更に超える超高分解能が必要とされる。そこで、新加速器によりビームエミッタンスを従来の 1/10 に制限した上で分散整合技術を用いることにより、数 keV というガンマ線分光に匹敵する新次元の超高分解能測定を実現する。そのために、分散整合ビームラインを改良するとともに、 $\sim 100 \mu\text{m}$ の収束を診断する検出器を開発する。

■先進的検出器

次世代ガンマ線検出器 ハイパー変形やエキゾチック変形原子核の励起状態から放出される微弱な多重ガンマ線を選別し、励起準位構造を解明するためには、高いエネルギー分解能を保持したまま従来の検出感度と信号雑音比を大幅に改善する必要がある。そのために、電極分割された Ge 検出器で構成されるトラッキング型の次世代ガンマ線検出器を開発する。標的を見込む立体角の増大により検出効率を 40% 程度にまで増加させるとともに、ガンマ線のトラッキングにより信号雑音比を向上させ、1000 倍程度の感度の向上を目指す。それによりアイソマービーム等の強度の低い不安定核ビームを用いた実験を遂行可能とし、また、大強度ビームの利用のために、高レート耐性と高時間分解能も達成する。本検出器は、不安定核分野と共同で開発・整備・利用を推進する。

4 π 荷電粒子検出器 4 π 荷電粒子検出器は、励起状態からの崩壊粒子測定により、励起状態の微視的構造を解明するために必要である。例えば、より軽い娘核のアルファ凝縮状態への逐次 α 崩壊を測定することにより、親核のアルファクラスター凝縮状態を同定できる。また、不安定化核ビームを用いた逆運動学実験における反跳粒子検出器としても利用でき、質量欠損法により不安定核の励起スペクトルを崩壊の多重度の制限無く測定できる。必要な高エネルギー・角度分解能を実現するため、ストリップ幅 $100 \mu\text{m}$ のシリコン検出器と CsI 検出器を組み合わせたものを開発する。

2.2.3.7 将来計画 (RCNP 以外)

■レーザーコンプトン γ 線施設の将来計画

産業総合研究所電子蓄積リング TERAS は日本の MeV 領域の γ 線発生施設の中心的な役割を担ってきたが 2011 年度をもってシャットダウンする。代って兵庫県立大学高度産業科学技術研究所の新世代電子蓄積リング NewSUBARU がその役割を担うことが期待される。NewSUBARU は、top-up 入射により安定した強度、エネルギー、エミッタンス、高い偏光度の γ 線が生成でき、世界的にもユニークな実験施設である。更に高出力の連続波長可変レーザーを導入すれば、任意のエネルギーの γ 線が生成でき、光核分解反応断面積の精密測定に大きく貢献すると期待できる。

2.2.4 他のWGとの連携

他のワーキンググループとの連携や関連性を図 2.2.25 にまとめる。不安定核分野及びハイパー核・ストレンジネス分野とは、将来目標である「核物質の物性の理解」のためには密接に連携し包括的に研究を推進する必要がある。また、原子核物質の状態方程式や核媒質効果については、高エネルギー重イオン分野 (高温・高密度)、ハイパー核・ストレンジネス分野 (高密度)、不安定核分野 (高アイソスピン) と分野横断的な連携が必要である。

以下個別に、他分野との関連性や連携の重要性について述べる。

2.2.4.1 不安定核分野

不安定核の基本問題と、精密核物理の将来の研究テーマは以下のように深く関連しており、相互に連携しながら研究を推進する。

殻構造は安定線から離れた領域でも原子核の基本構造たりうるのか？

- 三体力のアイソスピン依存性の研究。
- 高運動量成分で見る核構造の研究・テンソル力を取り入れた核反応計算の実現。
- 1 粒子軌道の変化と集団励起状態 (巨大共鳴) の変化の研究。

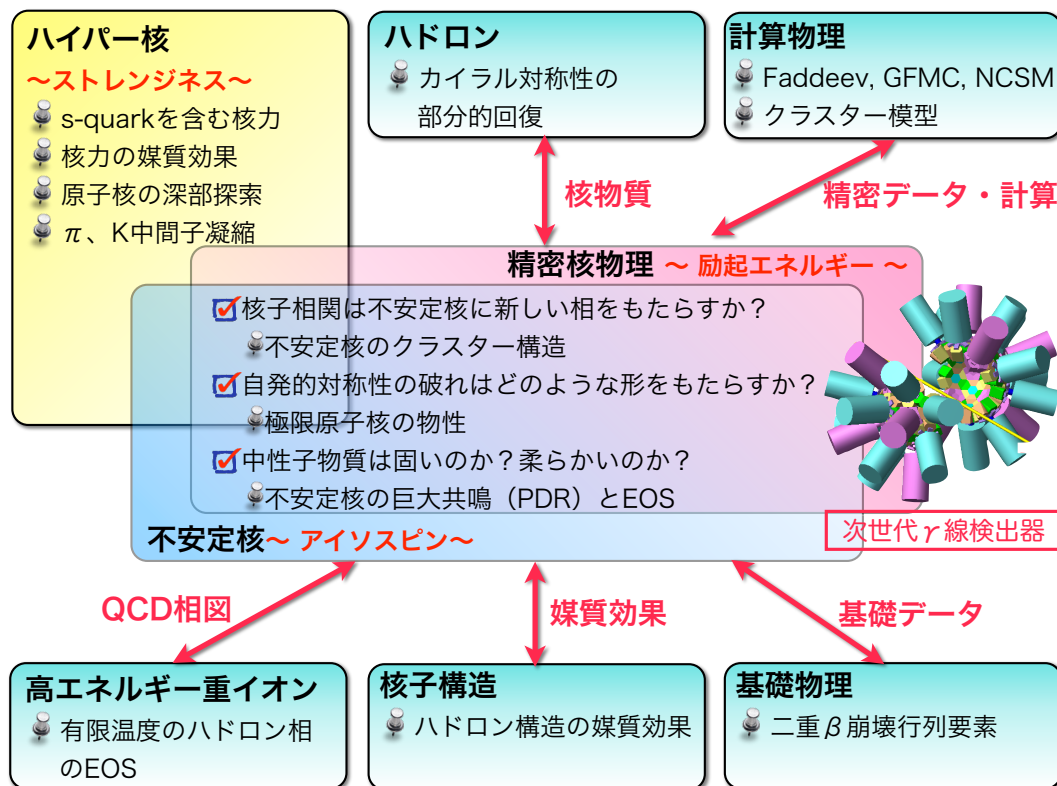


図 2.2.25: 精密核物理分野と他のワーキンググループとの連携や関連性。

核子相関は不安定核に新しい相をもたらすか?

- 核内相関の研究。
- 不安定核のクラスター構造の研究。

自発的対称性の破れは原子核にどのような形を生み出すのか?

- 極限原子核の物性の研究。

中性子物質は固いのか?柔らかいのか?

- 不安定核における巨大共鳴の探索と状態方程式の研究。

2.2.4.2 ハイパー核・ストレンジネス核物理分野

- ストレンジネスを付与することにより、核力は、SU(2) 中性子-陽子系から SU(3) へ拡張される。これにより、精密核物理分野が達成する SU(2) における核力場による統一的理解が、ストレンジネスを含む SU(3) の系の真の理解へと発展していくことが期待される。
- ラムダ-シグマ間の質量差 (80 MeV) が核子- Δ 間の質量差 (300 MeV) よりも小さいため、ストレンジネスを含む系では三体力がより強いことが示唆される。両者を比較することにより、三体力の精密な記述とその起源の理解の深化が期待される。
- 中性子星などの核物質では π 中間子やストレンジネス凝縮が発現している可能性があり、高密度核物質の相転移の理解には横断的な連携が重要である。
- ハイパー核プローブは原子核の深部の探索が可能な点で重要である。例えば、ストレンジネスの混入による核の変形度の変化は、変形メカニズム (自発的対称性の破れ) の理解に重要である。

2.2.4.3 計算核物理分野

関連性が特に強い研究テーマとして、以下のものが挙げられる。

- 少数系精密計算 (構造・反応)。グリーン関数モンテカルロ法、コアなし殻模型、クラスター模型。
- 連続状態離散化チャネル結合法 (Continuum-Discretized Coupled-Channels method; CDCC) を始めとする核反応模型の改善。多核子移行反応の記述の改善。
- 陽に Δ を入れた精密核力模型の構築と、多体力の起源の解明。
- 核物質の状態方程式。中性子星の相。

2.2.4.4 基礎物理分野

- ゼロニュートリノ二重ベータ崩壊の寿命とマヨラナニュートリノ有効質量を結び付ける核行列要素は核構造計算から求めるが、理論に不定性がある。二重ベータ崩壊核に関する精密核のデータとの比較により核構造の記述精度を高め、実験の解釈をより高信頼度で行うことが可能となる。

2.2.5 タイムライン

2.2.5.1 ロードマップ

精密核物理の将来のロードマップを図 2.2.26 に示す。次世代ガンマ線検出器 (トラッキング型 Ge アレイ)、長寿命不安定核標的生成装置 (BRILLIANT) などの測定器の開発・整備をしつつ、5つの柱の研究テーマを推進する。更に、新世代高輝度・高品質ビーム施設を早期に実現し、「核物質の物性の理解」へ向け研究を発展させる。

2.2.5.2 フラッグシップ実験

新世代加速器施設・実験装置を用いて行われるフラッグシップ実験を、短期～中期と中期～長期の期間に分けて以下にまとめる。



図 2.2.26: 精密核物理の将来のロードマップ。

■短期～中期

アイソスピン $T = 3/2$ -三体力の研究 不安定核や中性子星といった非対称核物質の記述にはアイソスピン $T = 3/2$ -三体力の情報が不可欠である。そこで、3 中性子 (または 3 陽子) 状態の高精度測定と厳密計算を組み合わせることにより、3 中性子状態 (または 3 陽子状態) のダイナミクスを解明し、非対称核物質を核力場により統一的に理解する。

ハイパー変形の探索 原子核構造研究の初期から予言されていたが未発見の長軸と短軸の比が 3:1 のハイパー変形核を探索する。従来の限界を突破するため、次世代ガンマ線検出器により感度を 1000 倍以上向上させるとともに、大きな角運動量を持つ高スピンアイソマービームを実現する。これにより、高スピンの極限領域 ($\sim 100\hbar$) における原子核の変形の極限を探索する。

クラスター凝縮状態の探索 $A \lesssim 40$ の $A = 4n$ 核に準安定的に存在が予言されているクラスター凝縮状態を探索し、原子核におけるクラスター・ガス相が普遍的に存在するか否かを解明する。窓無ガス標的と 4π 荷電粒子検出器を組み合わせることにより、崩壊アルファ粒子のエネルギーが低く且つ多重度が大きいという困難を克服する。

PDR 共鳴と中性子スキンの発達 陽子魔法核である鉛のアイソトープに着目し、質量数 190 から 214 に渡る広い範囲において、 $E1$ 応答を精密に測定する。それにより、PDR 共鳴と中性子スキンの発達を解明し、核物質の状態方程式の対称項や表面項を高精度で決定する。

■中期～長期

エキゾチック変形の探索 超変形状態からバナナ型のエキゾチック変形状態への形状相転移を探索する。理論的には超変形の 2 重閉殻に複数のバレンス中性子が付与することにより、形状が不安定化しバナナ型に形状転移することが示唆されており、変形状態のダイナミクスの解明の鍵となる。実験的には、次世代ガンマ線検出器と不安定核ビームの組み合わせにより初めて実現可能となる。

励起状態の半径測定 原子核の最も基本的な物理量である半径を、励起状態に対して、(i) 励起状態からの崩壊粒子を 4π 検出器により測定し、放出粒子間の相関係数から空間分布を求める、(ii) 微分断面積の精密測定と反応理論計算の高精度化により、角度分布から励起状態の半径を求める、により測定する。

高スピン状態の上に作られる巨大共鳴の探索 高スピン状態且つオブレート変形した原子核の上に構築される巨大双極子共鳴 (GDR) を、高スピンアイソマービームを用いて探索する。巨大共鳴の変形度、温度、スピンなどに対する依存性を明らかにし、原子核の多様な相の起源に迫る。

3 粒子融合反応率の定量的測定 3 粒子融合反応計算 (2.2.2.5 節参照) は、天体中の核反応の計算のみならず、幅広い量子力学系の計算に影響を及ぼす。したがって、この計算の検証は極めて重要であり、

3 粒子直接反応測定、逆反応測定、連続励起状態の精密測定、波動関数の精密測定、核分裂反応の精密測定、天体観測との比較

など、 3α 系に限らず様々な系を想定して検証を目指す。

2.2.6 リソース

2.2.6.1 新世代加速器・次世代検出器に必要なリソース

精密核物理の将来計画である、大阪大学核物理研究センターの「大強度・超高品質ビーム施設」計画の実現に必要なリソースを表 1 にまとめる。既存加速器のリユースや高温超伝導化による低電力化・低コスト化を進めつつ、新世代の大強度・超高品質ビーム施設を目指す。また、測定器の開発・整備に関しては国内外の大学や研究機関と協力しながら推進する。

2.2.6.2 RCNP のリソース・共同利用の現状

大阪大学核物理研究センター (RCNP) のリソースは、

職員数 約 50 名 (ポスドク・技術職員・技術補佐員含む)

年間予算 約 10 億円 (スーパーコンピュータ関連含む)

であり、これは、リングサイクロトロン実験施設のみならず、LEPS 施設なども含む。将来計画の加速器施設や検出器の建設時には、特に人的リソースの集中が必要であると考ええる。

リングサイクロトロン実験施設は共同利用実験施設として、

研究者数 約 500 名 (延べ人数)

参加機関 48 機関 (国内：22 大学、4 研究機関、4 企業。国外：18 大学・研究機関)

稼働日数 約 260 日 (実験：130 日、開発・調整：130 日)

と極めて活発に利用されており、将来計画により、共同利用実験施設としての更なる発展を目指す。

新世代加速器	仕様	金額	人員	協力機関
入射器 (高輝度・高品質)	軽イオン加速器 (K140 高温超伝導・リング)	50 億	スタッフ×8 技術職員×6	理研仁科センター J-PARC 原研 PSI
	重イオン加速器 (K200 高温超伝導・AVF)	25 億 (upgrade)		
主加速器 (高輝度・高品質)	リングサイクロトロン (K800 高温超伝導)	40 億 (upgrade)		
革新的ビーム	仕様	金額	人員	協力機関
ISOL 法による 高品質不安定核ビーム	オンライン不安定核生成装置 同位体分離・イオン化装置	20 億	3 名	
	Brilliant (長寿命不安定核標的生成)	10 億	スタッフ×3 PD・技術職員×5	
アイソマービーム	フラグメント・セパレータ	2.5 億	3 名	阪大
	生成標的装置	0.5 億	2 名	
超高品質ビーム	高品質ビームライン・診断系	2 億	スタッフ×1 PD・技術職員×2	京大 九大
先進的検出器	仕様	金額	人員	協力機関
高効率・高精度 崩壊粒子検出器	次世代ガンマ線検出器 トラッキング Ge-1 π (-4 π)	12 億 (+40 億)	スタッフ×3 PD・技術職員×4	東大 CNS 理研仁科センター
	4 π 荷電粒子検出器	3 億	スタッフ×1 PD×1	京大 東北大
超高分解能測定装置	超高分解能焦点面検出器	1 億	スタッフ×1 PD×1	京大 九大

表 1: 将来計画の実現に必要なリソース。他に、 μ 粒子生成装置や小型中性子源などがある。

2.2.7 まとめと展望

精密核物理分野では、「核力の理解」、「極限原子核の物性」、「原子核の多様な相の起源」、「ハドロン相の状態方程式の理解」、「直接反応の真の理解」の5つのテーマに対して研究を展開し、将来目標である、

核物質の物性の理解

を目指す。そのために、大阪大学核物理研究センターの将来計画として、「新世代高温超伝導加速器」、「革新的ビーム発生装置」、「先進的検出器」からなる、

大強度・超高品質ビーム加速器施設

の実現を目指す。

精密核物理の更なる将来展望としては、ストレンジネスを含む核力場による統一的理解、QCDに基づく多体力や媒質効果の理解、更には励起エネルギーとアイソスピンの軸の統合による中性子・陽子ドリップラインより先の原子核の物性の理解などが挙げられる。

参考文献

- [1] 堀内昶, 「21世紀、物理はどう変わるか」日本物理学会編 (裳華房, 2002) p. 162.
- [2] S. A. Coon and H. K. Han, *Few Body Syst.* **30**, 181 (2001).
- [3] B. S. Pudliner, *Phys. Rev. C* **56**, 1720 (1997).
- [4] J. Fujita and H. Miyazawa, *Prog. Theor. Phys.* **17**, 360 (1957).
- [5] H. Witała *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1183 (1998).
- [6] K. Sekiguchi *et al.*, *Phys. Rev. C* **65**, 034003 (2002).
- [7] K. Hatanaka *et al.*, *Phys. Rev. C* **66**, 044002 (2002).
- [8] Y. Maeda *et al.*, *Phys. Rev. C* **76**, 014004 (2007).
- [9] K. Sagara, *Few Body Syst.* **48**, 59 (2010).
- [10] S. C. Pieper *et al.*, *Phys. Rev. C* **66**, 044310 (2002).
- [11] S. C. Pieper, *Nucl. Phys. A* **516c**, 2005 (2005).
- [12] P. Navrátil and W. E. Ormand, *Phys. Rev. C* **68**, 034305 (2003).
- [13] E. Epelbaum, H.-W. Hammer, and U.-G. Meißner, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1773 (2009).
- [14] Y. Yamada, Doctoral dissertation, Kyushu University, 2010.
- [15] G. E. Brown and M. Rho, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2720 (1991).
- [16] H. Yoshida, Doctoral dissertation, Kyushu University, 2010.
- [17] E. Ideguchi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 22501 (2001).
- [18] D. J. Hartley *et al.*, *Phys. Rev. C* **83**, 064307 (2011), and references therein.
- [19] T. Koike, *Nucl. Phys. A* **834**, 36c (2010), and references therein.
- [20] D. M. Cullen *et al.*, *J. Phys. G* **31**, S1709 (2005).
- [21] W. Reviol *et al.*, *Acta Phys. Pol. B* **42**, 671 (2011).
- [22] D. Curien *et al.*, *Int. J. Mod. Phys.* **20**, 219 (2011), and references therein.

- [23] K. Heyde and J. L. Wood, Rev. Mod. Phys. **83**, 1467 (2011), and references therein.
- [24] N. Hinohara *et al.*, Phys. Rev. C **82**, 064313 (2010).
- [25] C. J. Lister *et al.*, Phys. Rev. C **42**, R1191 (1990).
- [26] P. Walker and G. Dracoulis, Nature **399**, 35 (1999).
- [27] A. Odahara *et al.*, Phys. Rev. C **72**, 061303 (2005).
- [28] T. Kawabata *et al.*, Phys. Lett. B **646**, 6 (2007).
- [29] M. Itoh *et al.*, Phys. Rev. C **84**, 054308 (2011).
- [30] P. Adrich *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 132501 (2005).
- [31] D. Savran *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 172502 (2006).
- [32] O. Wieland *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 092502 (2009).
- [33] A. Tamii *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 062502 (2011).
- [34] Y. Fujita, B. Rubio, and W. Gelletly, Prog. Part. Nucl. Phys. **66**, 549 (2011).
- [35] H. Ohgaki *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A **455**, 54 (2000).
- [36] S. Goko *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 192501 (2006).
- [37] H. Utsunomiya *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 162502 (2008).
- [38] K. Y. Hara *et al.*, Phys. Rev. D **68**, 072001 (2008).
- [39] C. L. Bai *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 072501 (2010).
- [40] M. Ichimura, H. Sakai, and T. Wakasa, Prog. Part. Nucl. Phys. **56**, 446 (2006).
- [41] H. Toki *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **59**, 209 (2007).
- [42] T. Myo *et al.*, Phys. Rev. C **76**, 024305 (2007).
- [43] Y. Ogawa *et al.*, Phys. Rev. C **73**, 034301 (2006).
- [44] T. Li *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 162503 (2007).
- [45] J. Zenihiro *et al.*, Phys. Rev. C **82**, 044611 (2010).
- [46] T. Furumoto, Y. Sakuragi, and Y. Yamamoto, Phys. Rev. C **79**, 011601(R) (2009).
- [47] K. Minomo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 052503 (2012).
- [48] T. Motobayashi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73**, 2680 (1994).
- [49] A. R. Junghans *et al.*, Phys. Rev. C **68**, 065803 (2003).
- [50] K. Ogata *et al.*, Phys. Rev. C **73**, 024605 (2006).
- [51] K. Ogata, M. Kan, and M. Kamimura, Prog. Theor. Phys. **122**, 1055 (2009).
- [52] A. Akmal *et al.*, Phys. Rev. C **58**, 1804 (1998).

2.3 ハイパー核・ストレンジネス核物理

Hypernuclei, Strangeness Nuclear Physics

ハイパー核・ストレンジネス核物理ワーキンググループ¹

実験

高橋 俊行	TAKAHASHI Toshiyuki	KEK 素核研 (代表)
中村 哲	NAKAMURA Satoshi N.	東北大 (副代表)
味村 周平	AJIMURA Shuhei	大阪大 RCNP
佐久間 史典	SAKUMA Fuminori	理研
鈴木 隆敏	SUZUKI Takatoshi	東京大
三輪 浩司	MIWA Koji	東北大
藤岡 宏之	FUJIOKA Hiroyuki	京都大
高橋 仁	TAKAHASHI Hitoshi	KEK 素核研
谷田 聖	TANIDA Kiyoshi	ソウル大

理論

肥山 詠美子	HIYAMA Emiko	理研
土手 昭伸	DOTE Akinobu	KEK 素核研

世話人

永江 知文	NAGAE Tomofumi	京都大
-------	----------------	-----

¹e-mail address: np_strange.wg@scphys.kyoto-u.ac.jp

2.3.1 序

2.3.1.1 ストレンジネス核物理研究とその目的

u, d クォークを構成要素とする陽子・中性子 (核子) からできた原子核により我々の物質世界が形づくられている。核物理は、原子核の研究を通じて我々の世界の物質の起源・宇宙の進化などを明らかにする学問である。ハイパー核・ストレンジネス核物理は、 u, d クォークの他に新たに s クォーク (ストレンジネス) を加え、ストレンジネスを持ったクォーク・ハドロン多体系を主たる研究対象とする核物理の研究分野である。

ストレンジネス核物理の研究目的は2つある。ひとつは、ストレンジネスという異物をツールとして、原子核物理の基本的問題に挑むことである。ストレンジネスを持つハイペロンは、通常の原子核を構成する核子とは異なる粒子のため、核子によるパウリ排他律の制約を受けない。そのため、原子核深部に入れることができ、原子核深部を探るプローブとなりうる。また、ハイペロンは他の核子とは区別可能であるので、原子核深部でのハイペロンの性質を観測することにより、核媒質中でのハドロンの性質変化の問題に関する研究が可能となる。さらには、不純物としてのハイペロンが元の原子核の性質を変えることも期待されている。

ふたつめとして、核物理をアイソスピン二重項 $SU(2)_f$ の世界からストレンジネスを含めた $SU(3)_f$ の世界に拡張し、それによって生まれる新たなクォーク・ハドロン多体系を調べることである。6種類あるクォークの中で、重い t, b, c クォークと違い、比較的質量の軽い s クォークは我々の周囲の世界を構成している u, d クォークと $SU(3)_f$ 対称性の下で統一的に取り扱うことが可能である。 u, d クォーク間に働く核力をこの対称性の下でバリオン間力に拡張することにより、 $SU(2)_f$ 世界で研究されてきた核物理を、 $SU(3)_f$ の世界に拡張し、それにより生まれる新たな多体系の理解へと展開することができる。また、新たな $SU(3)_f$ 世界への展開を通して、もとの $SU(2)_f$ 世界の理解を深めることが可能となる。

s クォークの質量は、 $SU(3)_f$ 対称性で取り扱う程度には軽く QCD のカットオフエネルギー (Λ_{QCD}) 程度の領域に存在し、 s クォークを含む多体系は、QCD のダイナミクスを強く反映する。従って、その研究は摂動領域における QCD と豊富なデータに裏打ちされた低エネルギーの核力・核物理の橋わたしを行うことが可能である。

この分野は、日本の研究者が中心となって KEK 12-GeV PS や BNL AGS で最先端の研究を発展

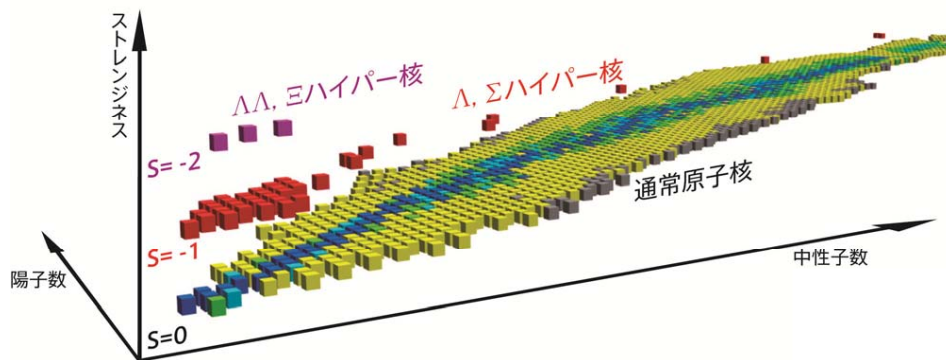


図 2.3.1: ストレンジネス自由度を加えた三次元核図表。

させてきた。その成果も大きな要因となって、J-PARC の建設につながった。J-PARC が完成した現在、研究の飛躍的な進展が期待されている。

2.3.1.2 基本的な問い

1 バリオン間の相互作用を理解できるか？－ 相互作用の構成要素としてのストレンジネス－

バリオン間 ($NN, YN, YY \dots$) の強い相互作用を QCD の第一原理から定量的に導き出すことはもちろん重要であるが、なぜ、そうなるのかを明確な物理描像を伴って理解することがさらに重要である。第一原理計算である格子 QCD では明確な物理的描像を得ることは困難なので、物理的描像を伴う理論模型の精密化も必要である。

$SU(3)_f$ に拡張した八重項バリオン間相互作用は、対称性により次の項に分解される。

$$8 \otimes 8 = 27 \oplus 8_s \oplus 1 \oplus \overline{10} \oplus 10 \oplus 8_a$$

ここで、**27** 重項および **10** 重項は、 NN 間相互作用 ($SU(2)_f$ の世界) にも存在する多重項であり、

(トピックス) $SU(3)_f$ に拡張された核力とは？

原子核は、核力の遠距離での引力と近距離での斥力芯の神秘的ともいえるバランスの上で成り立っている。特に2核子が重なり合うような近距離での斥力芯にはクォーク自由度が重要な役割を果たしていると考えるのが自然である。ストレンジクォークを入れることによって初めて現れる相互作用を調べることによって、クォーク自由度が陽に役割をはたす近距離力、中間子が役割を果たす中・遠距離力を理解したい。クォーク模型に基づいたバリオン間相互作用模型では、カラー磁気相互作用とクォーク間のパウリ効果による斥力が斥力芯を構成する上で重要な役割を果たすことが予想されている。例えば、4つの u クォークを含む $\Sigma^+ p$ チャンネルではクォーク間のパウリ効果による強い斥力芯が预言されている。また $\Lambda\Lambda$ や $\Xi^- p$ に含まれる $SU(3)_f 1$ 重項では、カラー磁気相互作用が引力的になることもあり、近距離で引力芯となると预言されている。この引力芯のため、6つのクォーク ($uuddss$) からなる H ダイバリオンが注目をあつめ、様々な実験が行われて来た。近年、格子 QCD の著しい発展によって、第一原理計算からも、 $SU(3)_f$ 対称性が厳密に成り立っている極限で、拡張されたバリオン間力に特徴的な振る舞いが定性的に検証されている。図 2.3.2 に格子 QCD で求められたポテンシャル (ΣN チャンネルに含まれる多重項 (a)(b) および 1 重項 (c)) を示す。実験によって $SU(3)_f$ 対称性とその破れの立場からこれらを検証し、バリオン間力を理解することが重要である。

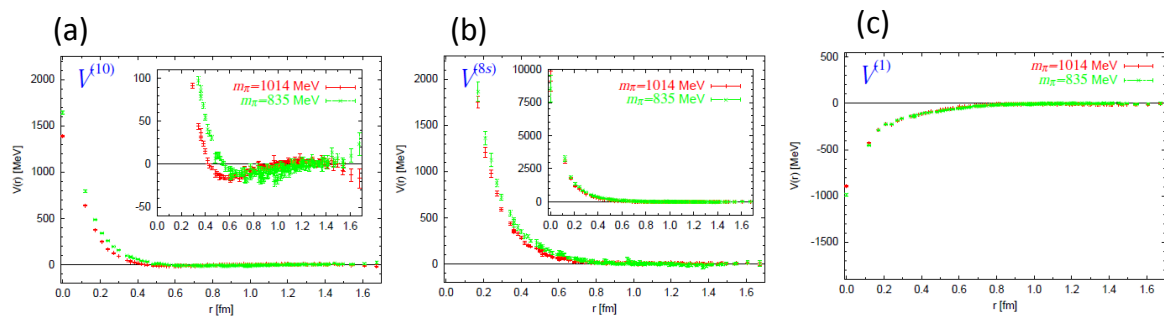


図 2.3.2: 格子 QCD によるバリオン間相互作用ポテンシャルの計算結果 [1]。 (a) 10 重項。 (b) 8_s 重項。 (c) 1 重項。

核子の散乱実験によって、少なくとも現象論的には詳しく分かっている。残りの項は、ストレンジネスが加わったことで現れ、特に 1 重項は $S=-2$ の系にのみ現れる。これらの $SU(3)_3$ の世界で新たな現れた項を調べ、統一した枠組みの中で NN 間相互作用も含めてバリオン相互作用を理解する。特に、原子核を構成する上で重要な斥力芯とスピン軌道 (LS) 力を理解することは重要である。

また、強い相互作用に隠されて研究の難しいバリオン間の弱い相互作用についても、その性質を理解したい。

2 多体系におけるハドロンの振る舞いは裸のハドロンとどのように違うのか？－プローブとしてのストレンジネス－

原子核中でのハドロンの振る舞いを理解するためには、二体間相互作用の単純な重ね合わせでは記述できないため多体間力の導入とその理解が重要である。さらに、媒質中では、ハドロンの性質も変化する可能性もあるため、二体間核力自体も変化することも考えなければならない。

ストレンジネスを原子核に入れると不純物効果で原子核自体の性質も変わることも指摘されている。

3 高密度核物質の性質は？－高密度状態とストレンジネス－

強い相互作用を考えるとストレンジネスを含む物質 (strange hadronic matter) が存在するのが自然である。特に、中性子星内部のような高密度状態では、フェルミエネルギーを稼ぐことができるので、ストレンジネスが現れるのがむしろ当然とさえ言える。(高密度での) 核物質の状態方程式を考える上で、ストレンジネスを含むハドロン間の相互作用の大きさ、その性質の理解は不可欠となる。

2.3.2 これまでの進展

以下にこれまでの研究の進展をまとめる。各項目が基本的問いのどれにどの程度関係するかを問いの番号と文字の大ききで示す。

2.3.2.1 ハイペロン散乱実験 <<1>>

二体間核力 (NN 間相互作用) をもとに原子核構造を理解してきたように、ハイペロン核子間力 (YN 間相互作用) は、ハイパー核構造を調べる上で非常に重要な基礎データである。しかし、散乱実験の困難さからデータが非常に乏しいのが現状である。そのため、 NN 間核力から $SU(3)_F$ 対称性をもとに拡張した理論模型を作り、逆に多体系の計算を通じてハイパー核分光のデータと比較することにより、 YN 間相互作用を決めてきた。

一方、乏しいながらも散乱実験のデータが存在し、 YN 相互作用に対する貴重な直接的情報を与えている。これらハイペロン核子散乱実験は 1970 年代に水素泡箱を用いて行われた。効率的にハイペロンビームを生成するために K^- ビームを水素泡箱中に静止させ、そこから生じるハイペロンと陽子との散乱のトポロジーを画像解析することによって断面積を測定した。静止 K^- から生成したハイペロンを用いたことから、ビーム運動量が 200 MeV/c 以下の低エネルギー領域でのデータに限られている。さらに泡箱ではトリガーが出来ないことやビーム強度を上げることが出来なかったために統計が十分ではない。

近年に行われた KEK-PS の実験では、トリガー可能なシンチレーションアクティブ標的を用いて、 (π, K^+) 反応事象をスペクトロメータで同定し、散乱画像を記録する手法が開発された。

KEK-PS E251 および E289 実験では Σ^+p , Σ^-p 散乱事象に対して、400–800 MeV/c での高運動

(トピックス) 中性子星とストレンジネス

「原子核をどこまで大きくできるのか？」という問いは興味深い。構成要素を陽子と中性子に限るかぎり、電荷を中性にできないため、その大きさには限度がある。しかし、ストレンジネスも考慮した場合、電荷を中性に保ったまま、バリオン数を無限大にすることも可能である。そのような物質として、 u, d, s クォークが等量となった、強い相互作用に対して安定な strange hadronic matter が予言されている。そのような物質はおそらく通常核密度よりも高密度であろう。また、この宇宙には中性子星コアのように高密度となっている場所が存在する。このような場所では、ストレンジネス生成による質量増加を充分補償できるほどに新自由度発生によるフェルミエネルギーの減少があるため、当然ストレンジネスが出現していると考えられる (図 2.3.3)。しかし、その出現形態、すなわち、どのようなバリオンやメソンとしてか？あるいは閉じ込めが破れたクォーク物質として存在か？また、その割合はどうか？といった疑問に答えるには、バリオン間あるいはメソンバリオン間の二体相互作用の大きさやバリオンやメソンの原子核中、より正確には、中性子核物質中での相互作用 (ポテンシャル) の実験的決定が必要である。特に負電荷をもつ Σ^- , Ξ^- , K^- の相互作用の測定は重要である。

最近、従来のストレンジネスが発現する状態方程式ではナイブには説明できない太陽質量の 1.97 倍の質量を持つ中性子星が発見された [4]。そのため、ストレンジネスが発現する状態方程式は必要ない、との主張もある。しかし、フェルミエネルギーを考えるとストレンジネスが中性子星深部で発現するのはある意味必然であり、もしストレンジネスが中性子星深部に存在しないのであれば、なぜ発現しないのかを説明する必要がある。あるいは、ストレンジネスを含んだ上で重い中性子星を支えるためにハドロン相からクォーク相に変化するような新しいメカニズムを考える必要があるかも知れない。この重い中性子星の発見により、高密度下におけるストレンジネスの役割を探る研究はより重要性を増したといえる。

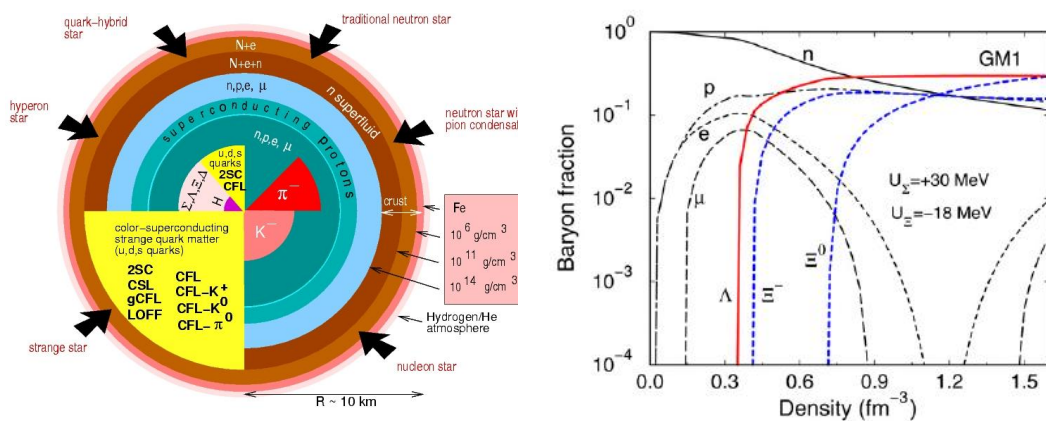


図 2.3.3: (左) F. Weber による中性子星内部構造 [2]。どのような模型 (状態方程式) をとるかによって、コアの物質形態は異なる。(右) GM1 セットをもちいた平均場計算による中性子星物質中でのバリオン及びレプトンの存在割合と密度の関係。ハイペロンのポテンシャルは $-29 \text{ MeV}(\Lambda)$, $+30 \text{ MeV}(\Sigma)$, $-18 \text{ MeV}(\Xi)$ で、 YY 間相互作用は小さいと仮定している [3]。

量領域での散乱断面積を初めて導出した [5]。

また、KEK-PS E452 実験では、 Σ^+p のスピン軌道 (LS) 力を導出するために偏極した Σ^+ ビームから散乱された陽子の左右非対称度を導出した [6]。

大きな進展があったものの、ハイペロンの短い寿命による実験の困難さから統計が未だに不十分と言わざるを得ない。今後の研究の進展が期待される。

2.3.2.2 中間子ビームによる Λ, Σ ハイパー核分光研究 <<1,2,3>>

In-flight (K^-, π^-) 反応によって Λ 核を生成する場合、運動量移行が小さいため、いわゆる substitutional states の断面積が大きい。また、(π, K^+) 反応による Λ 核生成は、運動量移行が大きいため、断面積は小さいが、いわゆる spin-stretched states や深く束縛された状態をも生成するという特徴がある。これらの特徴を生かして、 $S=-1$ の Λ 核の生成および分光研究が行われてきた。

カウンターによるハイパー核研究は、1970 年代に CERN で ($K^-_{\text{stopped}}, \pi^-$) 反応に始まった [7]。その後には、反跳の小さい Λ を生成する in-flight (K^-, π^-) 反応が開発され、 p 殻領域の Λ 核が盛んに研究された。その結果、通常核とは違い Λ の spin-orbit splitting が小さい、すなわち、 ΛN 間の LS 力が小さいことがわかった [8]。さらに BNL-AGS で始まった (π^+, K^+) 反応を用いた手法 [9] が、1990 年代に大立体角・高分解能の超伝導スペクトロメータ SKS [10] で 1.5 MeV (FWHM) の分解能を達成したことにより、KEK-PS で大きく進展した。

E140a 実験では、 p 殻領域から Pb に至るまでの広い領域における Λ 核の励起スペクトルを測定

し、 Λ 粒子のポテンシャル内での 1 粒子軌道描像を確立し、ポテンシャルの深さが核子の 50 MeV に対して 30 MeV と、核子に比べ Λ の相互作用が弱いことを明らかにした (図 2.3.4) [11]。

また、 $^{12}_\Lambda\text{C}$ に関しては、その高分解能分光により初めて、コア原子核の励起状態に Λ 粒子が結合した状態が観測され、その励起エネルギーの変化やその強度などから、状態結合やそれを引き起こす Λ 核子相互作用の詳細についての重要な知見が得られた [12]。その後の E336 実験では、理論で予言されていた、通常核ではパウリ排除律によって禁止される軌道に Λ 粒子が入ったハイパー核特有の “genuine hypernuclear states” が $^9_\Lambda\text{Be}$ において観測された [13]。また、分解能を向上させた E369 実験では、中重 Λ 核、 $^{51}_\Lambda\text{V}$, $^{89}_\Lambda\text{Y}$ を測定し、特に $^{89}_\Lambda\text{Y}$ においては、 Λ が s, p, d, f -軌道に入った状態の幅が角運動量が高いほど太く観測され、最も太い f 状態は 2 つのピークに分離された [14]。これは当初 Λ の LS ポテンシャルによる spin-orbit splitting と解釈されたが、 γ 線分光から求められた非常に小さい LS 力とは矛盾すること、2 つのピークの生成比が説明できないことから、この構造は、コア原子核の様々な励起状態の混合によるものと現在では考えられている。

Σ 核については、BNL-AGS E905 実験において $^4\text{He}(K^-, \pi^\pm)$ 反応スペクトルの比較により、4 体系 Σ 核は $T=1/2$ 状態 ($^4_\Sigma\text{He}$) のみ束縛し、 Σ -原子核ポテンシャルには強いアイソスピン依存項が存在することがわかった [15]。重い Σ 核については、SKS を用いて (π^-, K^+) 反応スペクトルを C, Si,

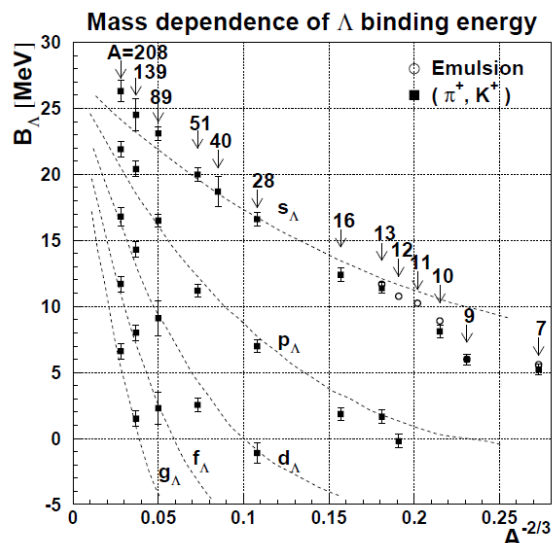


図 2.3.4: Λ 束縛エネルギーの質量数依存性。

Ni, In, Bi 標的で測定し、 Σ -原子核ポテンシャル及びその基となる（スピン・アイソスピンで平均した） ΣN 相互作用が斥力であることが確定した [16]。

ハイパー核生成においてはその生成断面積と二次粒子ビーム強度から 1 g/cm^2 オーダー以上の標的物質が必要であり、使用できる標的核種は限られる。 (K^-, π^-) , (π^+, K^+) 反応は電荷の変化の無い反応であり、これらの反応を用いた軽いハイパー核分光では、対象が陽子・中性子数のほぼ等しい Λ 核に限られる。ところが、KEK-PS では電荷を 2 つ変える (π^-, K^+) 反応を用いての $^{10}_{\Lambda}\text{Li}$ の分光に成功した [17]。ハイパー核の生成断面積は (π^+, K^+) 反応に比べておよそ $1/1000$ ではあるが、 (π^-, K^+) 反応では、中性子数の多い Λ 核の生成、研究が可能である。中性子過剰 Λ 核の研究を通じて、高密度核物質である中性子星コアのような中性子過剰の環境下での Λ の相互作用の情報が得られる。

2.3.2.3 電子ビームによる Λ ハイパー核分光研究 <<1,2>>

Λ 核は従来 π , K といった中間子ビームを用いて生成、研究されてきた。二次粒子である中間子ではなく、一次ビームとして得られる強度・エミッタンス等のビーム品質について有利な電子線を用いてハイパー核を電磁生成し、精密分光を行うというアイデア自体は 20 年以上昔にまで遡ることができる。しかし、電子ビームを用いて、つまり素過程反応 $p(e, e' K^+) \Lambda$ を用いて Λ を生成し、missing mass spectroscopy を行うためには散乱電子 e' と生成された K^+ の同時計測が必要であり、連続ビームが必須である。また大強度ビーム環境下では大量の電子によるバックグラウンドが予想され、その中から生成断面積が非常に小さいハイペロン電磁生成反応に関与した電子を選び出すのは実験的に極めて難しいと考えられていた。

この研究手法が可能である、ということを証明したのは 2000 年に米国ジェファーソン研究所 (JLab) Hall-C 実験室において行われた E89-009 実験 (HNSS) [18] である。この実験では $(e, e' K^+)$ ハイパー核分光実験の原理を実証するため JLab に既存の K 中間子スペクトロメータ (SOS) と ENGE split-pole スペクトロメータを組み合わせそれぞれ K^+ と e' を測定した。200 MHz という測定限界に近い散乱電子計数率の下、S/N や分解能に改良の余地を残すものの $^{12}_{\Lambda}\text{B}$ の測定に成功し、高品質の連続電子線ビームが得られれば $(e, e' K^+)$ 反応を用いたハイパー核研究が 1 MeV (FWHM) を切る高分解能で可能であることが証明された。

この第一世代実験の経験を活かして散乱電子の計数率を圧倒的に抑制する散乱電子スペクトロメータの

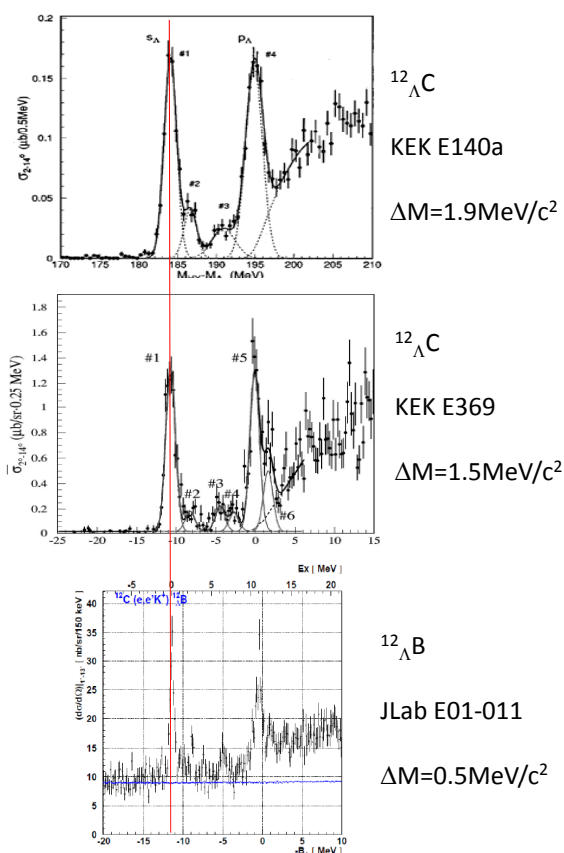


図 2.3.5: 分解能向上により、測定スペクトルがどのように変わるかを示す図。どれも $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ を標的とした Λ ハイパー核の生成スペクトルである。(上) (π^+, K^+) 反応による $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ スペクトル。分解能は $1.9 \text{ MeV}/c^2$ (FWHM) [12]。(中) (π^+, K^+) 反応による $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ スペクトル。分解能は $1.5 \text{ MeV}/c^2$ (FWHM) [14]。(下) $(e, e' K^+)$ 反応による $^{12}_{\Lambda}\text{B}$ スペクトル。分解能は $0.5 \text{ MeV}/c^2$ (FWHM) [19]。

設置法 (tilt 法) および $(e, e'K^+)$ 実験に特化した高分解能 K 中間子スペクトロメータ HKS が導入され、2005 年には E01-011 (HKS@Hall-C) が行われた [19]。同時期に、独立した実験グループにより JLab Hall-A においても $(e, e'K^+)$ 反応を用いたハイパー核実験がより高いエネルギーのビームを用いて行われ (E94-107@Hall-A)[20]、Hall-C の実験と相補的なデータを収集した。これら第二世代の実験により $(e, e'K^+)$ 反応による Λ 核電磁生成分光という研究手法が確立した。その後、HKS と整合する散乱電子スペクトロメータとして高分解能電子スペクトロメータ HES が導入され 2009 年に第三世代実験 E05-115 (HKS- HES@Hall-C) が行われた。分光実験において測定分解能の向上が如何にインパクトのあることかは、図 2.3.5 を見れば理解できよう。

JLab における三世代に渡る実験により、 Λ , Σ^0 生成素過程、 ${}^7_\Lambda\text{He}$, ${}^9_\Lambda\text{Li}$, ${}^{10}_\Lambda\text{Be}$, ${}^{12}_\Lambda\text{B}$, ${}^{16}_\Lambda\text{N}$, ${}^{28}_\Lambda\text{Al}$, ${}^{52}_\Lambda\text{V}$ と素過程から $Z \sim 50$ という中重 Λ 核に渡る広い質量領域において 500 keV (FWHM) 以上の分解能で研究が進んでいる。sub-MeV の高分解能と $p(e, e'K^+)\Lambda$, Σ^0 反応を用いて原子核乾板実験とは独立に絶対質量スケールを較正できるという特徴を活かして、軽い Λ 核に対する精密クラスター計算との比較からハイペロン-核子間力の電荷対称性の破れ (CSB)、また中重 Λ 核に対する精密殻模型計算との比較から Λ をプローブとする中重 Λ ハイパー核のコアの励起状態に関する新たな知見が得られつつある [21]。

2.3.2.4 ハイパー核 γ 線分光 <<1,2>>

γ 線分光は、通常核の研究において強力な手段である。ハイパー核の研究においては、1980 年代までは分解能に劣る NaI 検出器による測定例が数例あるのみであったが、1990 年代後半以降ゲルマニウム検出器を使う技術が確立し、 γ 線放出を伴う崩壊が起きる粒子束縛の状態に限られるものの、(励起) エネルギー分解能は、これまでの反応分光での MeV オーダーに対して数 keV にまで向上するなど、長足の進歩が見られた。

1998 年にハイパー核研究のためのゲルマニウム検出器システム Hyperball が建設され、それ以来、数多くの p 殻 Λ ハイパー核 (${}^7_\Lambda\text{Li}$ [22, 23, 24, 25], ${}^9_\Lambda\text{Be}$ [26], ${}^{11}_\Lambda\text{B}$ [27, 28], ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ [28], ${}^{15}_\Lambda\text{N}$ [29], ${}^{16}_\Lambda\text{O}$ [29]) の γ 線が測定された。これらの結果は、特に閉殻に近い核 (${}^7_\Lambda\text{Li}$, ${}^9_\Lambda\text{Be}$, ${}^{15}_\Lambda\text{N}$, ${}^{16}_\Lambda\text{O}$) については 2 体の ΛN 間有効相互作用に基づいて理解することができる [30]。その特徴として挙げられるのは、 Λ のスピンに依存する LS 力が非常に小さい (NN 間の LS 力の 1/100 程度) 一方で、核子スピンに依存する LS 力はある程度大きく (NN 間の LS 力の 1/10 程度)、 NN 間相互作用にはない反対称 LS ($LS(-)$) 力が大きな役割を果たしている。なお、この傾向については、Hyperball の実験結果だけでなく、NaI によって測られた ${}^{13}_\Lambda\text{C}$ の γ 線 [31] から同様の結論が得られている。

しかし、この議論では、 ${}^{11}_\Lambda\text{B}$, ${}^{12}_\Lambda\text{C}$, ${}^{10}_\Lambda\text{B}$ の準位構造はうまく説明できない [32]。 $\Lambda NN3$ 体力が重要な役割を果たしているなどの可能性が指摘されており、今後の課題になっている。

他の興味深いトピックとしては以下のことがあげられる。 ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の $B(E2)$ 測定により、ハイパー核の大きさがコア原子核 ${}^6\text{Li}$ に対して、19%縮んでいることが明らかになった [23]。また、弱崩壊後の娘核の γ 線観測により、弱崩壊の分岐比を測定することで、 ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の基底状態のスピン・パリティを決定した [33]。

2.3.2.5 実光子によるストレンジネス生成の研究 <<1>>

実光子による K 中間子生成の研究は、K 中間子の生成に十分なエネルギーを発生できる 1 GeV 超のエネルギーまで加速できる電子線加速器が建設されるようになった 1950 年代後半より行われてお

り、ストレンジネス生成機構の解明、バリオンスペクトロスコピー [34, 35]、核媒質効果の解明 [36] を主たる目的として研究が発展している。陽子を標的とした K^+ 生成反応の実験は SAPHIR-Bonn, CLAS-JLab が精度の高いデータを報告している。また、陽子を標的とした K^0 生成反応についても SAPHIR のデータが存在する。その一方で、中性子を標的とした K 中間子生成反応については、東北大学 LNS における NKS の測定結果まではデータが報告されていなかった。

東北大学 LNS(現 ELPH) においては、1.2 GeV STB リングに標識化光子発生装置を設置し、中性 K 中間子スペクトロメータ (NKS) によって炭素標的、重水素標的を用いた $\gamma + n \rightarrow K^0 + \Lambda$ 反応の断面積の測定が行われた [37, 38]。その後、2005 年に NKS2 へとアップグレードされ生成した Λ の $\Lambda \rightarrow \pi^- + p$ 崩壊によって放出される π^- と陽子の検出効率を高めた測定が可能となった [39]。

2.3.2.6 Λ ハイパー核弱崩壊の研究 <<1,2>>

ハイパー核研究が始まった当初より弱崩壊に関して精力的に研究されてきた。強い相互作用に対して安定な Λ 核が現在まで唯一の弱崩壊研究の対象である。 Λ 核の弱崩壊では主に 2 つの崩壊様式がある。一つは自由 Λ 粒子の崩壊が核内で起こる中間子崩壊 ($\Lambda \rightarrow N\pi$) であり、他方は核内核子と相互作用し崩壊する非中間子崩壊である ($\Lambda N \rightarrow nN$)。中間子崩壊は、自由 Λ 粒子崩壊により崩壊過程がよくわかっているため、崩壊の始状態における Λ 粒子を見る良いプローブとなっている。実際、中間子崩壊は古くから 4 体系での Λ 粒子の核内ポテンシャルの決定や、軽いハイパー核の基底状態のスピン・パリティを決定するのに用いられてきた。一方、非中間子崩壊では中間子崩壊とは異なり、崩壊過程そのものに興味がある。核子間弱相互作用は、例えば散乱実験においては、強い相互作用による散乱に隠されてしまい、パリティを破る散乱振幅のみが（非常に小さい効果であるが）測定可能である。しかし、非中間子崩壊はストレンジネスが変化する過程であるため、パリティ保存・非保存両方の崩壊振幅が測定可能である。そのため、 Λ 核の非中間子崩壊はバリオン間弱い相互作用の研究で重要な手段である。

非中間子崩壊で重要な観測量は、(1) 崩壊分岐比 ($\Lambda n \rightarrow nn$, $\Lambda p \rightarrow np$)、(2) 偏極 Λ に対する非対称度、の 2 つである。崩壊分岐比（両モードの比を取ったいわゆる np 比）は崩壊過程のアイソスピン構造を強く反映する。終状態において、 nn 状態はアイソスピンが 1 のみ許される一方、 np 状態では 0 と 1 の両方が許されるためである。1990 年代までは、実験結果が終状態アイソスピン 1 の大きな寄与を示唆する一方、中間子交換模型を基にした理論計算では強い π 交換の寄与のためアイソスピン 0 の優位を予測し、理論・実験で大きな相違があった。2000 年代に入り、実験においては崩壊核子を完全に同時計測することで、終状態相互作用及び 3 体崩壊 ($\Lambda NN \rightarrow NNN$) の寄与を排除した計測がなされた [40, 41]。また、理論モデルの改良もなされ、現在は np 比における理論・実験の不一致は見かけ上解消されている。

崩壊分岐比がアイソスピン構造を反映するのに対して、非対称度はスピン・パリティ構造を反映する。パリティを保存・非保存する崩壊振幅間の干渉により、 Λ の偏極に対して非対称な崩壊をする。 Λ 粒子の偏極量を中間子崩壊の非対称角分布により測定することで、理論モデルに依存しない非中間子崩壊の非対称度の測定がなされた [42, 43]。実験結果は、崩壊分岐比をよく説明する理論計算と大きく隔たる。クォーク交換模型、多中間子交換模型などの導入により非対称度の理論的再現の努力が続けられているが、解明のため更なる実験情報が必要であり、 np 比に代わって新たな未解明問題として残されている。

また、最近の実験結果より、非中間子崩壊として3体崩壊 ($\Lambda NN \rightarrow NNN$) の寄与が大きく、その分岐比は非中間子崩壊全体に対して約30%であることが明らかになっている [44]。強い相互作用で束縛されたクォーク多体系であるバリオンがどのように弱い相互作用を感じるか解明するために、3体崩壊を含め非中間子崩壊の実験情報を更に積み上げる必要がある。

2.3.2.7 ダブルストレンジネス系の研究 <<1,3>>

ハイペロン同士の散乱実験は非常に困難であるため、ダブルハイパー核の観測が事実上唯一のハイペロン-ハイペロン間相互作用の測定方法となる。実験的にダブルハイパー核の研究が始まったのは今から半世紀前の1960年代である。M. Danysz らは、 K^- ビームを照射した原子核乾板中に連続弱崩壊のトポロジーを持った事象を発見し、 ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ 、もしくは ${}_{\Lambda\Lambda}^{11}\text{B}$ と同定した [45]。その後の再解析では、 ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ である可能性が最も高く、 $\Lambda\Lambda$ 間の相互作用は約4 MeV の比較的強い引力であるとされた。Danysz らの報告があつて間もなく、D. J. Prowse によって ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ の発見の報告がなされた [46] が、第三者による乾板写真の確認がなくその信憑性が疑問視された。それから20年以上空白の期間が流れた後、KEK-PS で行われたE176実験において新たな事象が発見された。この実験では原子核乾板にカウンター類を組み合わせたハイブリッド・エマルジョン法という手法によって入射 K^- と散乱 K^+ を同定し、統計とデータの信頼性を飛躍的に高めることに成功した。しかし、そこで見つかった事象は ${}_{\Lambda\Lambda}^{13}\text{B}$ もしくは ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ の2通りの解釈が残り、それによって $\Lambda\Lambda$ 間相互作用は引力にも斥力にもなり得るという結果となった [47]。

このように、 $\Lambda\Lambda$ 核の研究は決定打の無い状況が長く続いたが、それを打破したのが、同じく KEK-PS で行われたE373実験である。E373実験では、原子核乾板への照射方法の改良、ダイヤモンド標的使用、シンチレーティング・ファイバー検出器の採用等により、E176実験の10倍の統計を実現し、これまでに7つの $\Lambda\Lambda$ 核を発見した。その中でも NAGARA と名付けられた事象では、励起状態の不定性もなく一意的に ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ と同定され、 $\Lambda\Lambda$ 間相互作用は約1 MeV の弱い引力であることが決定された [48]。しかし、その他の事象では一意的な解釈が難しく、束縛エネルギーの核種依存性等を議論するには全く実験データが足りないのが現状である。

一方、原子核乾板を用いないカウンター実験では、BNL-AGS で行われたE906実験で ${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{H}$ の2重 π 崩壊を観測した [49] が、束縛エネルギーの測定までは至っておらず、さらなる検証が必要である。

$\Lambda\Lambda$ 核と密接な関係にあるのが H ダイバリオン ($uuddss$) である。NAGARA 事象の観測により、 H ダイバリオンの質量には、 2Λ 閾値よりわずか $7.7 \text{ MeV}/c^2$ だけ軽い $2223.7 \text{ MeV}/c^2$ という下限が与えられた。安定な H ダイバリオンを探索する実験はいくつも行われてきたが、証拠は見つかっていない。一方、KEK-PS で行われたE224実験及びE522実験では、 ${}^{12}\text{C}(K^-, K^+\Lambda\Lambda)X$ 反応における $\Lambda\Lambda$ 不変質量分布の閾値近傍にエンハンスがあり、これが H 共鳴である可能性がある [50]。しかし、統計が不十分であり確定的な結論を得るには至っていない。一方、最近の格子QCD計算では、非常に浅く束縛された H の存在が示唆されており [51, 52]、 H ダイバリオンはなお興味深い研究対象となっている。

ΞN 間相互作用については、さらに乏しい実験結果しか得られていない。KEK-PS E224実験やBNL-AGS E885実験において、 ${}^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ の missing mass スペクトルで明確なピークまでは見えなかったものの Ξ 核束縛領域にシグナルが得られ、 Ξ -核ポテンシャルは弱い引力であることが示唆された [53, 54]。 Ξ 吸収から同時に2個の Λ 核が放出されるツイン・ハイパー核事象がE176とE373実験の原子核乾板中に複数見つかっているが、原子核束縛状態からの Ξ 吸収であると一意的に同定された事象はなく、 Ξ 核の束縛エネルギーを決めるには至っていない。

2.3.2.8 重イオンビームによるハイパー核生成 <<2>>

高エネルギー重イオン衝突によるハイパー核生成は、陽子(中性子)過剰ハイパー核や多重ハイパー核など、多様なハイパー核を生成できる可能性があること、相対論的ブーストを利用してハイパー核の磁気モーメントを測定できる可能性があること、などから、新しいハイパー核生成法として期待されている。また、その生成機構についても coalescence モデル などとの比較において興味もたれている。

しかし、実験的には大量のバックグラウンドの中から少ない信号を探さなくてはならないため、これまでに行われた実験は数少ない。2000 年までには、Berkeley で行われた実験 [55] 及び Dubna で行われた実験 [56] の 2 例の報告があるのみであった。近年では、少しずつ報告が増えてはいるものの、まだハイパー核研究の主流と呼ぶには程遠いという状況は変わっていない。2004 年には、AGS-E864 が 11.5A GeV/c の Au ビームと Pt 標的で ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の生成に成功したとの報告を行っている [57] が、バーテックスの測定を行わず、S/N が悪いことなどから、統計的に確実なものとは言えない。

このような状況で、2009 年に RHIC の STAR 実験によって ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ とその反ハイパー核 ($\bar{{}^3_{\Lambda}\text{H}}$) を観測したとの報告 [58] があり、注目を集めている。さらには、GSI において重イオン衝突によるハイパー核生成に特化した実験 (HypHI 実験 [59]) が開始され、最初のデータ収集を 2010 年に行った。HypHI 実験は今後も規模を拡大しつつデータ収集を続けることを予定しており、その成果が期待される。

2.3.2.9 $\bar{K}N$ 間相互作用と $\bar{K}$ 原子核束縛系の研究 <<3>>

カイラル対称性の自発的破れによるハドロンの質量の獲得機構の観点から、核媒質中の中間子の振舞いは重要な問題である。特にストレンジネス $S=-1$ の系では、 $\bar{K}$ -原子核間の強い引力のため深く束縛された $\bar{K}$ 原子核状態の存在、またそれによる中性子星コアに匹敵する高密度状態の形成可能性が指摘されており、 $\bar{K}N$ 相互作用及び $\bar{K}$ 原子核束縛系の研究が近年その重要度を増している。

$\bar{K}N$ 間相互作用と K^- 原子

低エネルギー $\bar{K}N$ 相互作用は低エネルギー $\bar{K}N$ 散乱と K^- 水素原子の $1s$ 状態の測定によって研究されてきた。昔に行われた三つの独立な K^- 水素原子測定実験の結果は全てが引力的シフトを示す一方、散乱実験データの解析では散乱長 [60] は斥力的であった (“ K^- 水素原子パズル”)。この問題は 1997 年に KEK-PS E228(KpX) 実験 [61] により K^- 水素原子の決定的なデータが得られたことで解決された。換算された散乱長は散乱長解析と良い一致を示し、エネルギー閾値での K^-p 間の相互作用は斥力的であることが確定した。そして 2010 年 DAΦNE (LNF, Italy) での SIDDHARTA 実験によって更に精密な測定が行われ、 $1s$ 状態のレベルシフト ϵ_{1s} 及び崩壊幅 Γ_{1s} はより小さい誤差で決定された： $\epsilon_{1s} = -283 \pm 36(\text{stat}) \pm 6(\text{syst})$ eV, $\Gamma_{1s} = 541 \pm 89(\text{stat}) \pm 22(\text{syst})$ eV [63]。

他方重い原子核に対しては K^- 原子の X 線測定によって古くは 1960 年代より研究が行われてきている。 $K^-{}^4\text{He}$ 原子のような少数の例外を除き、それらの結果は π^- 原子の場合と同様に光学模型の枠組みで理解することが出来た。Batty, Friedmann, Gal によって Li から U までの K^- 原子データから現象論的な K^- -原子核間ポテンシャルが求められたが、最もデータの再現性の良いものは約 200 MeV もの深さを持ち吸収性は弱いものであった [62]。

このような引力的ポテンシャルは殆どの K^- 原子のレベルシフトは斥力的という観測事実に矛盾する。しかし原子核束縛状態が形成される場合には波動関数の直交性から、原子状態のレベルは斥力的にシフトすることが説明できる。従って、約 200 MeV にも達する引力ポテンシャルの深さとも合

わせて K^- 原子の系統的研究は K^- の原子核束縛状態の存在を示唆していた。最も単純な K^-p 二体系では、 $\bar{K}N$ の閾値の下に存在する $S = -1$ バリオン共鳴状態 $\Lambda(1405)(I(J^\pi) = 0(1/2^-))$ が、原子核束縛状態であると考えられる。 $\Lambda(1405)$ は3つの構成子クォーク状態としては記述しがたいことが知られており [64]、 $\bar{K}N$ の束縛状態と考えることで、E228(KpX) 実験により確立した K^- 水素原子の $1s$ 状態の斥力的シフトを無矛盾に理解できる。

$\bar{K}$ 原子核束縛系

$\bar{K}$ 原子核の研究であるが、中重核に関して岸本は前述した Batty-Friedmann-Gal の深い光学ポテンシャルに基づき、深く束縛した $\bar{K}$ 原子核束縛状態の可能性を指摘した。更には in-flight の (K^-, N) 反応により BNL-AGS や KEK-PS にて生成・探索可能であることを示した [65]。この予言に基づき、BNL-AGS E930 実験では $^{16}\text{O}(K^-, n)$ 反応が測定された。その missing mass 分布の束縛領域に大きなスペクトル強度が観測されたほか、束縛エネルギー 90 MeV 近辺に $\bar{K}$ 原子核の p 状態と同定され得る幅の狭いピーク構造の存在が示唆された [66]。さらに KEK-PS E548 実験では統計精度を向上し、 (K^-, p) 反応も合わせて行われた。狭いピーク構造こそ再現されなかったものの、測定された束縛領域のスペクトル形状から得られたポテンシャルは Batty-Friedmann-Gal の深い光学ポテンシャルと矛盾していなかった。また (K^-, p) 及び (K^-, n) 反応の比較により、各反応で生成される束縛状態における $I = 0$ の $\bar{K}N$ 対の数に整合したアイソスピン依存性が観測された [67]。

一方軽い $\bar{K}$ 原子核の研究も進められた。赤石・山崎は $\Lambda(1405)$ を $I = 0$ の $\bar{K}N$ の準束縛状態と見なし、その質量及び幅、そして Martin の $\bar{K}N$ 散乱長を再現する $\bar{K}N$ ポテンシャルを構築した。彼らはこのポテンシャルを $\bar{K}$ -軽核系に適用し、「深い束縛・狭い幅・通常核の数倍の高密度状態」が実現することを予言した [68]。 $(^3_K\text{H}^{T=0} = K^-ppn)$ では束縛エネルギー 108 MeV、全崩壊幅 32 MeV。 $(^2_K\text{H}^{T=1/2} = K^-pp)$ では束縛エネルギー 48 MeV、中間子崩壊幅 61 MeV [69]。また $(^3_K\text{H}^{T=0})$ を観測するために $^4\text{He}(K^-_{\text{stopped}}, n)$ 反応での生成率を議論した [68]。このような K^-ppn 状態を探索するため、KEK-PS E471 実験では $^4\text{He}(K^-_{\text{stopped}}, N)$ 反応が測定され [70]、さらに統計・分解能を上げた E549 実験が行われた。その結果、3200 MeV/ c^2 以下の質量領域 (束縛エネルギー 110 MeV 以上の領域) における幅 20 MeV 以下の狭い状態に関して静止 K^- 当たり 0.1 ~ 1% 未満という生成率の上限が与えられた [71]。

DAΦNE の FINUDA 実験で 2003 年に取得されたデータでは、 $^6/7\text{Li}$ と ^{12}C 標的上の静止 K^- 反応から back-to-back に放出される Λ と p の不変質量分布上のピーク構造として、予言値を大きく上回る束縛エネルギー ~120 MeV、幅 ~70 MeV を持つ K^-pp 束縛状態が示唆された [72]。 K^-pp は最も軽い $\bar{K}$ 原子核でありその重要性は明らかだが、当時は K^- の2核子吸収過程 $K^-NN \rightarrow YN$ の実験的な情報の不足から、2核子吸収過程と残留核との再散乱によるものとの解釈もあった。その後に取得されたデータでは、この解釈とも合致しない事実もあり、最終的な結論は得られていない。

また 2010 年には pp 衝突実験から K^-pp 生成を示唆する結果が報告された [73]。過去に SATURNE 加速器 (Saclay, France) で行われた DISTO 実験 $p + p \rightarrow p + \Lambda + K^+$ (2.85 GeV) のデータを再解析したところ、 K^+ の missing-mass 分布、 Λp の不変質量分布それぞれに K^-pp の存在を示唆するシグナルが得られた。 K^-pp であると仮定すれば、その束縛エネルギーは 103 MeV、崩壊幅は 118 MeV である。この場合、大きな生成断面積及び広い崩壊幅はコンパクトな K^-pp が生成されたためである、との解釈もあり興味深い (通常原子核中での平均核子間距離が 2.2 fm に対して、 K^-pp のサイズは 1.7 fm 以下 [73])。

以上のように、 $\bar{K}$ 原子核の存在の決定的な実験的観測は今のところ存在しない。理論研究におい

ても、 K^-pp 系ですら様々な計算の結果が一致せず統一見解が得られていない [74]。実験・理論両者において、更なる $\bar{K}$ 原子核研究が不可欠である。

2.3.2.10 核媒質中でのハドロンの性質変化 <<2>>

s クォークを含むハドロンをプローブとした核媒質中でのハドロン性質探求は、 u/d クォークで構成される通常の原子核媒質中には s クォークは通常存在しないため、実験的に明快である。特に、 s クォークを含むハドロンのうち、 ϕ 中間子 (1^{--} 、主に $s\bar{s}$ で構成されるベクター中間子) は核媒質中での質量・崩壊幅などの変化が見やすいであろうと予想される粒子の 1 つである。特筆すべき点として、そのレプトン対崩壊をプローブとする方法は媒質中での ϕ 中間子の性質をほぼそのままの形で観測出来るという最大の利点がある。しかしながら、(1) ϕ 中間子の生成断面積が小さい。(2) レプトン対崩壊への崩壊幅が小さい。(3) レプトン対測定 of 技術的困難さ、等から高精度での ϕ 中間子のレプトン対崩壊測定は 20 世紀末に始まったばかりである

いくつかの ϕ 中間子に関する実験のうち、特に KEK-PS E325 実験は通常原子核密度下での ϕ 中間子の質量変化を観測した初めての実験である。E325 実験では $pA \rightarrow \phi X$ 反応で原子核中に生成した ϕ 中間子の電子対崩壊に対して、質量分解能 1% で ϕ 中間子の質量を測定し、そのスペクトル上で質量が通常原子核密度下換算にして 3% 減少していることを見いだした [75]。レプトン対崩壊測定が非常に有効であることを確かめた実験例の 1 つである。一方、CERN/BNL 等で行われている重イオン衝突を用いた比較的高温側の測定では、このような質量変化は見いだせておらず、環境の違いによるかどうか議論の余地が残る。また、核媒質中で ϕ 中間子または K 中間子の質量が変化すると ϕ 中間子のレプトン対崩壊と K 中間子対崩壊への崩壊幅の変化として見える、という ϕ 中間子に関するもう 1 つ興味深い予想がある。これらの測定も E325/CERN/BNL 等で行われてきたが、現在のところ崩壊幅の有意な変化を示す測定結果は報告されていない。さらには、基本的な量である ϕN 相互作用の強さを、生成断面積の原子核依存性から導き出す試みも日本を含む世界各地で行われており、 ϕN 相互作用は相当大きいのではないかと報告がなされている。しかし、未だ矛盾のない解釈にはたどり着いておらず、これからの進展が期待される。

2.3.3 研究計画

2.3.3.1 バリオン間の相互作用を理解できるか?

YN 散乱実験

クォーク描像に立ったモデルによると、斥力芯の源は、クォーク間のグルーオン交換によるカラー磁気相互作用 (color-magnetic interaction) とクォーク間に働くパウリ原理 (quark Pauli 効果) によると考えられている。核子間の斥力は主にカラー磁気相互作用によると考えられているため、この項に関してはある程度の情報は得られている。一方で、quark Pauli 効果は YN 相互作用で初めてあらわに現れるため、この斥力の強さを定量的に調べることは、斥力芯の起源を調べる上でも重要である。この quark Pauli 効果による斥力の強さを実験で定量的に調べるため、この効果が顕著に期待されるチャンネルを重点的に散乱実験を行う。低エネルギーで重要な S 波で考えると、 Σ^+p の 1S_0 状態は $NN(I=0)$ と同じ 27 重項に属し、 3S_1 状態は quark Pauli 効果が強く効く (almost Pauli forbidden である) 10 重項に属している。 NN 散乱の位相差が 700 MeV/c 付近で 0 であることから、この付

近での（微分）断面積測定により、10 重項の寄与だけを抜き出すことが出来る。斥力芯の拡がりを実験的に測定するには、位相差のエネルギー依存性を見る必要がある。位相差を求めるには、部分波解析が必要となるが、統計的に困難が予想されるため、まずは 90° の微分断面積から位相差を求めることから始める。 90° での微分断面積の測定は、高次の波の寄与が少ないため、斥力の強さを示す S 波の位相差に非常に敏感な観測量となるためである。

これまでの散乱実験では、画像記録とその解析を主たる手法としていたため、使用するビーム強度が限られていた。また、ハイペロンの生成及び散乱は、主として炭素標的からの準自由過程で生じたものであり、運動学が決まらずそれらの事象が解析に使えなかったため、統計が限られていた。そこで、生成及び散乱標的には、液体水素を採用し、二体運動学から生成・散乱事象を同定する新たな手法を使う。クリーンに識別可能な $1.3\text{--}1.4\text{ GeV}/c$ での $p(\pi^+, K^+)\Sigma^+$ 反応で前方に放出される K^+ で生成を捉えることにより、 $0.4\text{--}0.7\text{ GeV}/c$ の Σ^+ ビームが標識化できる。十分な統計を得るためには、 10^7 Hz 以上の π ビームを扱う必要があり、そのための R&D も進められている。また、散乱事象は液体水素標的の周囲に設置したトラックー及びカロリメータで同定する。生成ビームとして π^+ の代わりに π^- を用いると、 Σ^- ビームを生成することができる。 $\Sigma^-p(I=1/2, J=0)$ には、quark Pauli 効果の強く効く 8_s 重項が含まれる。また、 Σ^- ビームでは、粒子の種類を変化させる $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ の測定も同時に可能であり、系統的な ΣN 散乱の研究となる (J-PARC E40 実験)。

散乱実験における偏極観測量測定

偏極観測量は、角運動量の偶奇の項の干渉から生じるものであり、原子核の魔法数を説明するスピン軌道 (LS) 力とも関連している。クォーク描像の模型によると 8_s 重項と 8_a 重項の間を結ぶ $LS(-)$ 力の大きさは LS 力の起源とも絡んで興味を持たれている。ハイペロンは弱い相互作用で崩壊するので、その崩壊を測定することによりその偏極がわかる。つまり、十分な統計さえあれば、散乱後の偏極 (polarization) が測定できる。また、生成の運動学によっては偏極したハイペロンを生成できるので、散乱の左右非対称度 (analyzing power) も測定可能である。まずは、上記の Σp 散乱実験で、断面積の他に偏極観測量を測定することを行う。

ダブルストレンジネス系の研究

一方、 $S=-2$ の 1 重項、いわゆる H -チャンネルは、quark Pauli 効果が働かないこととカラー磁気相互作用による強い引力によって、斥力芯がないどころか引力芯が予想されている。 $uuddss$ の 6 つのクォークで構成される H ダイバリオンの存在確認が预言の検証となる。また、二体のバリオン間相互作用でみると、この項は $\Lambda\Lambda$, $\Xi^-p(\Xi^0n)$, $\Xi^-p \rightarrow \Lambda\Lambda$ のチャンネルに寄与する。これらの散乱実験は非常に難しいため、 $\Lambda\Lambda$ 核や Ξ 核の分光、 Ξ^- 原子の X 線分光などの $S=-2$ 多体系の研究を通じて調べることになる。 $S=-2$ 多体系の研究計画については別のところで述べる。

その後の YN/YY 散乱実験

$S=-1$ の ΣN の散乱実験では、 $\sim 1.1\text{ GeV}/c$ の $(K^-, \pi^\pm)$ 反応を用いると、 $1\text{ GeV}/c$ までの Σ ビームを生成できる。ただし、散乱角度の大きな (40° より後方) の $\pi^\pm$ を捉える必要がある。また、前述したように生成の運動学を選ぶことにより偏極した Σ ビームが生成可能である。そのような実験を行うセットアップとして、双極電磁石中に TPC を設置した大立体角スペクトロメータが考えられる。前方へ放出された π は、トリガー段階で落とし、興味のある高エネルギーの Σ を生成した事象を効率良く取得する。これによりより広いエネルギー領域において、断面積、偏極観測量を測定し、位相差のエネルギー依存性を求める。

$LS(-)$ 力に関連して、 ΣN 閾値領域での Λp 散乱の analyzing power (または induced polarization)

に関心がもたれている。ただし、 Λ を生成する場合には、原子核中の中性子を標的とするため、散乱前の Λ の運動量は生成反応の測定のみでは分からず、散乱後の p 及び $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ のすべてを使って決定する必要がある。大立体角スペクトロメータを用いれば、このようなことが可能となる。

$S=-2$ の散乱実験については、 $\sim 1.8 \text{ GeV}/c$ の $p(K^-, K^+)\Xi^-$ 反応で Ξ^- を生成することにより、 Ξ^-p チャンネルの測定が可能かもしれない。ただし、この場合には、 Ξ^- の運動量は $600 \text{ MeV}/c$ 以上となる。 H チャンネルの研究についていえば、低エネルギーの $\Xi^-p \rightarrow \Lambda\Lambda$ が興味深い。生成標的と散乱標的との間にディグレーダーをうまく配置した大立体角スペクトロメータを使って、液体水素中での静止 Ξ^- 事象を測定する。

バリオン多体系を形成する核力という意味では、低エネルギーの YN 散乱実験も興味深い。DAΦNE のような施設で $\phi \rightarrow K^+ K^-$ からの低エネルギーの K^- を高圧水素 TPC(要開発、R&D) 中で止め、バイアス無しにその反応を記録する最新版泡箱検出器のようなシステムで測定可能かもしれない。

$S=-3$ の相互作用

ΩN 相互作用は、十重項バリオンと八重項バリオンとの相互作用であり、これまで研究されてきた八重項バリオン同士の相互作用の枠組みに収まらない全く新しい相互作用である。 Ω^- は十重項バリオンの中で唯一の強い相互作用における安定粒子であり、原理的にその相互作用を直接測定することが可能な唯一のメンバーである。十重項バリオンと核子の相互作用の中でも ΔN 相互作用は、 2π 交換型 3 体力など従来の核力研究において重要なウェイトを占めてきた。十重項-八重項バリオン相互作用の理論的な枠組みの構築と ΩN 相互作用の直接測定が進めば、核力研究に対して新しいインプットを与えられる可能性がある。

測定方法としては、原子核乾板中に Ω^- を静止吸収させる実験や、 Ω 核スペクトロスコピー、 ΩN 散乱実験、 Ω 原子の X 線測定等が考えられる。中でも、 Ω 原子 X 線測定は、 Ω -核ポテンシャルと同時に、 Ω^- 自身の電気四重極モーメントを測定することができるという点で非常に興味深い (Ω^- はスピンが $3/2$ なので、電気四重極モーメントを持つ)。

また、 $S=-3$ のハイパー核には他にも $\Xi\Lambda$ 核、 $\Xi\Sigma$ 核、 $\Lambda\Lambda\Lambda$ 核などがあり、これらの測定によって、 $\Xi\Lambda$, $\Xi\Sigma$ など YY 相互作用の情報が得られると期待される。

バリオン間の弱い相互作用

バリオン間の弱い相互作用については、 Λ 核の非中間子崩壊により調べることができる。相互作用のスピン・アイソスピン構造を決定することが今後の課題である。始状態アイソスピンは $I=1/2$ であり、 S 状態のみを考えると、以下の 6 つの振幅がある。

- $^1S_0 \rightarrow ^1S_0(a), ^3P_0(b)(I=1),$
- $^3S_1 \rightarrow ^1S_1(c), ^3D_1(d), ^1P_1(e)(I=0),$
- $^3S_1 \rightarrow ^3P_1(f)(I=1)$

また、中間子崩壊においては、崩壊前後でのアイソスピンの変化が $1/2$ である反応が起こりやすい ($\Delta I=1/2$ ルール) ことが知られているが、非中間子崩壊において同様なのは自明ではない。4,5 体系 Λ 核での np 比を精密に測定することにより、6 つの振幅の関係と $\Delta I=1/2$ の成立の可否がわかる。 $^5_\Lambda\text{He}$ での np 比はすでに測定されているので、 $^4_\Lambda\text{He}$ での np 比の測定を行い、 $\Delta I=1/2$ を仮定した場合でのアイソスピン構造の決定を行う。

その後、 $\Delta I=1/2$ の検証のため、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ での np 比を測定する。 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ を生成するためには ${}^4\text{He}(\pi^+, K^0)$ や ${}^4\text{He}(K^-, \pi^0)$ 反応のような荷電交換反応を用いるか、 ${}^4\text{He}(e, e'K^+)$ 反応のように電子ビームを用いる。中間子ビームを用いる場合は、 π^0 スペクトロメータあるいは K^0 スペクトロメータが必要となる。また、電子ビームでの生成は生成断面積が小さく、それを補償するため大強度ビームすなわち高バックグラウンド環境下での測定となる。どの反応で行うのが最適なのか検討が必要である。

2.3.3.2 多体系におけるハドロンの振る舞いは裸のハドロンとどのように違うのか？

荷電対称性の破れの効果

NN の世界では、 pp 、 nn 間相互作用の違いである荷電対称性の破れの効果は、 ${}^3\text{He}$ と ${}^3\text{H}$ の束縛エネルギーの精密理論研究から、非常に小さいことが分かっている。しかし、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ 、 ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ の束縛状態のエネルギーの違いは 350 keV と Coulomb 力の違いを考慮しても大きい。また、両者の $1^+ \rightarrow 0^+$ 遷移 γ 線を NaI(Tl) 検出器を測定して得られた準位間隔は 1.04 ± 0.04 MeV (${}^4_{\Lambda}\text{H}$) と 1.15 ± 0.04 MeV (${}^4_{\Lambda}\text{He}$) と大きく違い [77]、 ΛN 間の荷電対称性の破れ (CSB) として、依然、未解決の問題である。

まずは、過去の実験データの見直しが考えられている。J-PARC E13 では、 ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ の $1^+ \rightarrow 0^+$ 遷移をゲルマニウム検出器 Hyperball-J で分解能、統計精度を向上した測定をする。一方、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ についても、JLab や Mainz などでも $(e, e'K^+)$ 反応分光による準位間隔や励起エネルギーの測定が考えられている。

CSB の研究には、 s 殻 Λ 核に限らず、 p 殻のミラー Λ 核の束縛エネルギーや準位間隔の測定、比較も重要である。

状態混合と3体力

多数の核子が存在する原子核内では、 ΛN - ΣN 結合相互作用を ΛN 有効2体力と ΛNN の3体力に分けて考えることができる。このような3体力は、通常核でも (Δ 励起を通して) 存在し、中性子星の研究においても重要な役割を果たしている。 Λ 核の場合は、 Λ と Σ の質量差が 80 MeV と通常原子核の場合の $m_{\Delta} - m_N \sim 300$ MeV に比べて小さいため、この結合による3体力や Λ 状態と Σ 状態の混合が大きいと考えられる。

ΛNN 3体力の寄与の可能性は、これまでの p 殻 Λ 核での γ 線分光で指摘されていたが、J-PARC E13 実験では、 ${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$ 、 ${}^{11}_{\Lambda}\text{B}$ の γ 線分光を行い、さらに詳細に調べる。他方、中性子過剰 Λ 核では ΛN - ΣN 結合による ΛNN 3体力がコヒーレントに効くため、顕著に現れると期待される。従って、その系統的な研究が重要になってくる。中性子過剰 Λ 核は $(e, e'K^+)$ 反応や (π^-, K^+) 反応で作られるが、J-PARC E10 実験では、 ${}^9\text{Be}(\pi^-, K^+){}^9_{\Lambda}\text{He}$ お

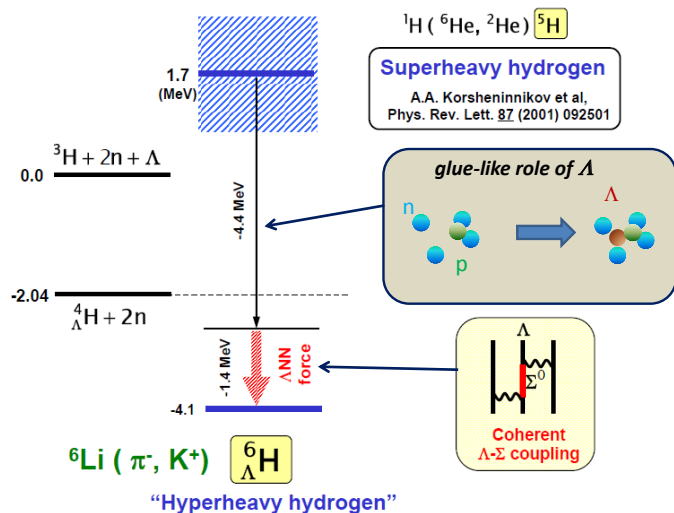


図 2.3.6: ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ 基底状態のエネルギー。非束縛のコア核 ${}^5\text{H}$ に Λ を加えると Λ の glue-like role とコヒーレント ΛN - ΣN 結合で ~ 4 MeV の束縛となる [76]。

よび ${}^6\text{Li}(\pi^-, K^+) {}^6_\Lambda\text{H}$ 反応を測定する。特に ${}^6_\Lambda\text{H} = ({}^5\text{H} + \Lambda)$ は、1.7 MeV 非束縛のコア核に Λ が入ると、 Λ の glue-like role により 2.6 MeV 程度束縛し、コヒーレント ΛNN 3 体力の効果によってさらに 1.4 MeV の束縛エネルギーを稼ぐとの理論計算もあり [76]、興味深い (図 2.3.6)。

媒質中でのハドロンの性質

束縛された Λ 粒子の g -factor を、 Λ が spin-flip する M1 遷移強度 ($B(M1)$) を測ることにより求めることが計画されている。弱結合模型によると、 Λ 核の Λ の spin-flip による $J_{\text{up}} \rightarrow J_{\text{down}}$ の $B(M1)$ は、コア核のスピンの J_c 、 g_c 、 Λ の g -factor を g_Λ とすると、(ここで $J_{\text{up}} = J_c + 1/2$ および $J_{\text{down}} = J_c - 1/2$ に注意して)

$$B(M1) = \frac{3}{8} \pi \frac{2J_{\text{down}} + 1}{2J_c + 1} (g_c - g_\Lambda)^2$$

となる。 $B(M1)$ は、ドップラーシフト減衰法により寿命を測定することで測定できる。J-PARC E13 では、 ${}^7_\Lambda\text{Li}(3/2^+ \rightarrow 1/2^+)$ の測定を行う。他に ${}^{11}_\Lambda\text{B}(7/2^+ \rightarrow 5/2^+)$ 、 ${}^{19}_\Lambda\text{F}(3/2^+ \rightarrow 1/2^+)$ などの可能性も検討されている。

一方、J-PARC E16 実験では、原子核中における ϕ 中間子の電子対崩壊を測定することによって、媒質中でのハドロンの性質を直接調べる。この実験は KEK-PS E325 実験で初めて得られた ϕ 中間子質量スペクトラムの変化を、さらなる高精度かつ高統計で確立することが目標である。軽い陽子 (p) から重い鉛 (Pb) 等までの様々な原子核標的を用いて系統的な研究を進め、また、質量変化の運動量依存性 (分散関係) を導出する。さらには、E325 実験で得ることの出来なかった詳細な電子対崩壊と K 中間子崩壊の比較を行うべく、K 中間子スペクトロメーターの追加導入が現在考えられている。E16 実験は、核物質効果の理論予想に対する決定力を向上させ、電子対測定によるベクトル中間子測定の決定的実験となるであろう。その他、 $\bar{p}A \rightarrow \phi\phi X$ 反応を用いて ϕA 束縛状態を探索する J-PARC E29 実験や、SPRING-8 LEPS/LEPS2 実験においては $\gamma A \rightarrow \phi X$ 反応を用いて ϕN 相互作用を詳細に調べることが計画されている。また、高温状態下でのハドロンの性質は、引き続き BNL-RHIC/CERN-LHC/GSI-FAIR などの重イオン衝突実験によってこれからも研究が進むことが期待されている。

ハイパー核の様々な生成・同定手法の確立

図 2.3.7 にこれまで研究、または近い将来に研究されるであろう $S = \pm 1$ の (反) Λ ハイパー核の核図表を生成・研究手法とともに示す。多体系としてのハイパー核の研究には、それに適した多様なハイパー核生成や研究手法の開拓が非常に重要となる。これらの手法や技術・ノウハウの開発・蓄積を各種実験や R&D の中で着実に進めていく必要がある。(反) Λ ハイパー核およびその励起状態の生成・同定法として検討されている新しい手法を挙げる。

● Decay Pion Spectroscopy

Λ 核の弱崩壊 π^- の測定自体は古くから行われているが、 $(e, e'K^+)$ 反応により薄い標的を用いたハイパー核生成手法が確立したことにより、直接あるいはフラグメントとして生成され静止した Λ 核の 2 体中間子崩壊からの単色 π^- の測定を精度良く行い、これらの Λ 核の基底状態のエネルギーを 100 keV 以下の精度で測定することができると期待されている。本手法の分解能は主に π^- 検出器と標的厚で決まるが、ストレンジネス生成を保証するための K^+ 同定および高品質大強度の電子線を必要とする。Mainz (KaoS project) および JLab (E10-011) 実験として計画、予備実験が進んでいる。

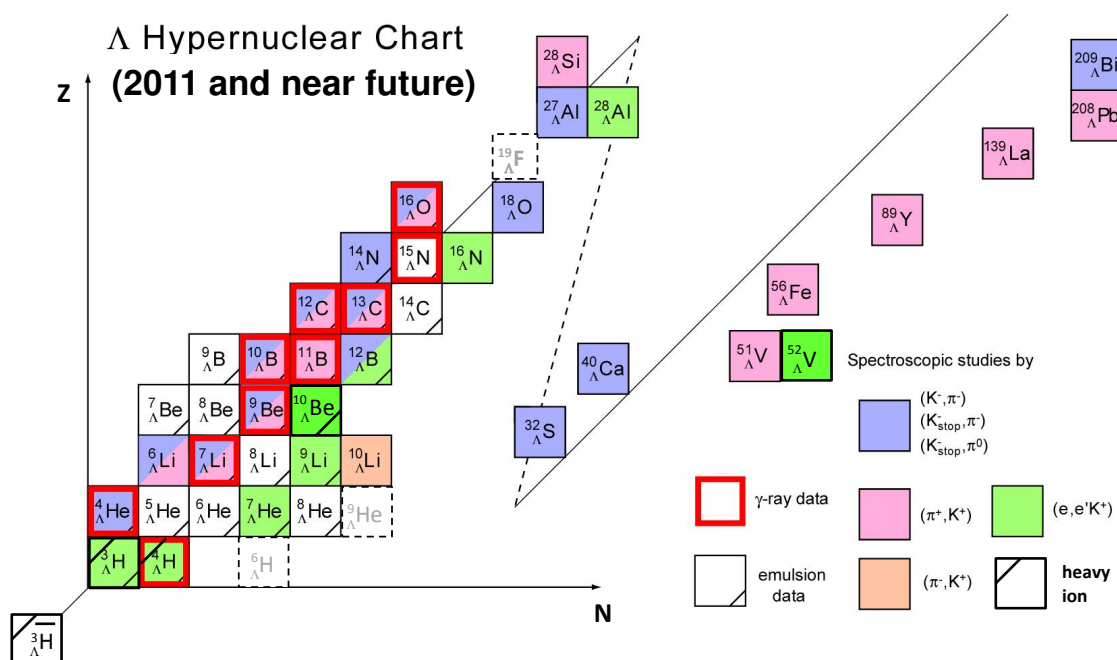


図 2.3.7: これまでに確認、研究された Λ ハイパー核の核図表。生成や調べられた反応も図中に示してある。 ${}^6_\Lambda\text{H}$, ${}^9_\Lambda\text{He}$, ${}^{19}_\Lambda\text{F}$ については近未来に測定が予定されている。

● Auger Neutron Spectroscopy

ハイパー核の中には核子を放出することによりより安定なハイパー核へと崩壊する励起状態を持つものがある。このような核子非束縛領域にあるハイパー核のエネルギー準位は核子崩壊に対し不安定であるとはいえ、寿命は比較的長く崩壊幅は数 100 keV よりも細い。ここで放出される 1–10 MeV 程度のエネルギーを持つ中性子を 100 keV 程度のエネルギー分解能で測定することができれば、核子非束縛領域のハイパー核の分光研究が可能になる。

これを実現するためには高バックグラウンド下で動作する大立体角、高時間分解能の中性子カウンターを開発する必要があり、現在、そのような基礎研究が進んでいる。

● 重イオンビームによるハイパー核生成

HypHI 実験の発展。Invariant mass spectroscopy という手法上、陽子のドリップライン側のハイパー核、すなわち、(軽い) 陽子過剰 Λ 核の研究に有利である。相対論的ブーストを利用したハイパー核磁気モーメント測定に向けての基礎的な研究としても重要である。

● γ -Weak Decay Coincidence 法

γ 線分光において、 $\gamma\gamma$ 同時測定手法は非常に強力である。ハイパー核 γ 線分光においては、弱崩壊で放出される π^- , π^0 , p と γ 線の同時計測も可能で、核種同定に有効な手段となりうる。

中性子過剰 Λ 核

ストレンジネス注入による原子核の変化として興味深い対象の一つは、中性子過剰 Λ 核である。 Λ の glue-like role により、中性子過剰核の非束縛状態に Λ を加えるとその状態は束縛することができる。また、中性子ハロー構造が消失することなどが期待される。パリティ反転が起きている中性子

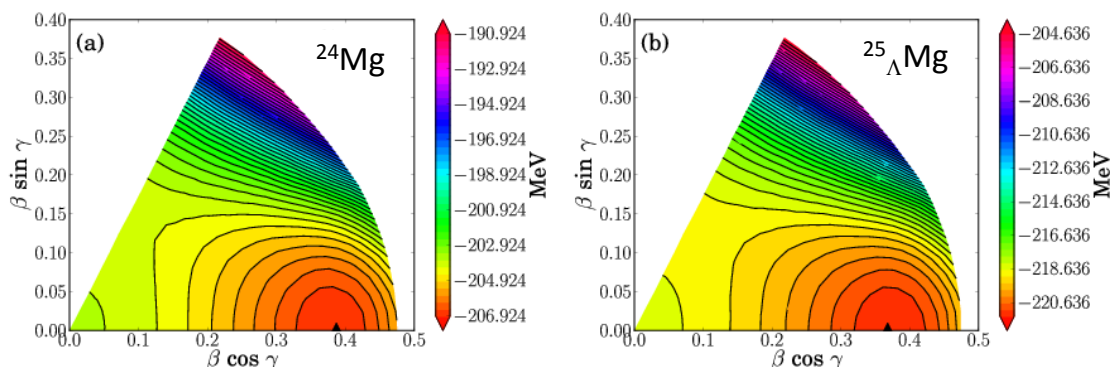


図 2.3.8: Skyrme Hartree-Fock + BCS 計算による ^{24}Mg 及び $^{25}_{\Lambda}\text{Mg}$ の Potential Energy Surface (PES)[78]。この図において、動径は、 β 方向の変形度、偏角は γ 方向の変形度を表す。ポテンシャル極小値を三角印で示す。 Λ 粒子が加わることで、極小値が β の小さい値にシフトし、PES が γ 方向にソフト化している。

過剰核 ^{11}Be に Λ を加えた $^{12}_{\Lambda}\text{Be}$ をはじめとする中性子過剰 Λ 核の系統的な分光を行う。生成反応には $(e, e'K^+)$ 反応や (π^-, K^+) 反応が考えられるが、特に後者の (π^-, K^+) 反応は生成断面積が小さいので、分散整合を用いてビーム粒子の測定を不要にし、 $10^8\text{--}10^9$ Hz のビームを扱うことを可能にする high-intensity high-resolution (HIHR) ビームラインが必要である。HIHR では、 ~ 100 keV (FWHM) の分解能が達成可能である。

中重～重い Λ 核高分解能分光

HIHR での (π^+, K^+) 反応や JLab での $(e, e'K^+)$ 反応を用いての中重～重い Λ 核の反応スペクトルを ~ 100 keV (FWHM) の分解能で測定する。また、 $p_{\Lambda} \rightarrow s_{\Lambda}$ 遷移 γ 線の測定などから、重い Λ 核の spin-orbit splitting の精密測定など精密な構造研究を行う。

γ 線分光による $B(M1), B(E2)$ の系統的測定

原子核の大きさが縮む現象については、既に実証されているが、このような現象は、ある種のクラスターが発達した原子核で起こりやすいと考えており、様々な Λ 核での E2 遷移強度 ($B(E2)$) の系統的な測定から結論が得られるかもしれない。様々な核種での $B(M1)$, $B(E2)$ の系統的測定を行う。

Λ をプローブとした原子核の変形構造の研究

原子核の基底状態には変形を伴った核が多く存在する。そのような変形した核子多体系の構造は、核子の集団運動が顕在化した素励起を γ 線分光で測定することで、調べることが可能である。特に、異粒子である Λ を混在させ、コア原子核の応答を調べることで、コア原子核自体の構造について新しい知見が得られる。例えば、 sd 殻領域で変形が顕著な偶偶核である ^{24}Mg の 2_1^+ , 4_1^+ , 2_2^+ 状態に対応する $^{25}_{\Lambda}\text{Mg}$ の状態のエネルギーを測定することで、 Λ が引き起こす変形度の変化を変形パラメータ (β, γ) の 2 つの自由度について求めることができる (図 2.3.8)。このような変化は $^{25}\text{Mg}(=^{24}\text{Mg}+n)$ 、つまり最外殻に中性子を加える場合とは違い、 s 軌道に Λ を加えることにより、深部から変化がもたらされる。これから、 ^{24}Mg の基底状態での変形において、 γ 変形 (3 軸非対称変形) が果たす役割が判る。

ハイパー核の磁気モーメントの測定

具体的な測定方法に関しては検討はされているものの、今のところ確とした答えはない。しかしながら、 Λ 核の磁気モーメントの測定は非常に重要で面白い。 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$, ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$, ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$ などでは、コア核が磁気モーメントを持たないので、 ΛN - ΣN 混合の影響や媒質効果を受けた (束縛された) Λ の磁気モーメントが測定できる。

2.3.3.3 高密度核物質の性質は？

$S=-1$ のハイペロンの相互作用

$S=-1$ のハイペロンの相互作用として、中性子が多い環境下での Λ と Σ^- の相互作用あるいはポテンシャルの決定が重要となる。 Σ^-n 間相互作用は、これまでの研究で斥力であることはわかっているが、もっと定量的な大きさは、前述の Σ^+p 散乱実験により決定できる。一方、 Λ のポテンシャルについては、中性子過剰 Λ ハイパー核の研究、特に、系統的なデータが集まる中で明らかになっていくと思われる。

$S=-2$ の相互作用とダブルストレンジネス系の研究

$S=-2$ の相互作用の大きさの測定は重要で、特に、 $\Lambda\Lambda$ 間相互作用、 Ξ^- -原子核ポテンシャル (これは、 ΞN ($I=0,1$) の相互作用をその原子核のスピン・アイソスピンで平均化したもの)、さらには $\Xi N \rightarrow \Lambda\Lambda$ (これは Ξ^- -原子核ポテンシャルの虚部に相当する) の情報が不可欠である。これらは J-PARC K1.8 ビームラインにおいてダブルストレンジネス系の研究プログラムの様々な実験で測定される。既に実験提案が認められ近い将来に走るであろう 3 つの実験をあげる。

まず第一に、ハイブリッド・エマルジョン実験 (J-PARC E07) があげられる。これまでダブルストレンジネス系の研究で大きな成果を上げてきた手法を更に発展させ、 $\Lambda\Lambda$ 核 (図 2.3.9) を KEK-PS E373 実験の 10 倍にあたる 100 事象発見し、また、ゲルマニウム検出器 (Hyperball 検出器) で Ξ^- 吸収に伴う Ξ^- 原子の X 線を測定する。さらに、カウンター系による (K^-, K^+) 反応を要求せず、全自動システムを使って、原子核乾板のスキャンを行う (general scan) ことにより 1000 事象の $\Lambda\Lambda$ 核を発見することを目指している。 $\Lambda\Lambda$ 核の核種同定は困難ではあるが、これだけの事象数があれば 10 核種程度の同定は期待される。そうなれば、 Λ 粒子 2 つの束縛エネルギー ($B_{\Lambda\Lambda}$) の核種依存性がわかり、より詳しい $\Lambda\Lambda$ 相互作用がわかる。

ΞN 相互作用については、 Ξ^- 原子 X 線測定でレベルシフトを見ることにより、また、 Ξ^- 吸収の後にシングル Λ 核が 2 つ生じるツイン・ハイパー核事象の解析によっても、核表面付近の Ξ^- -原子核ポテンシャルが測定でき、情報が得られる。

他には、 $\Lambda\Lambda$ 核の弱崩壊モードの分岐比の測定があげられる。通常考えられる非中間子崩壊モードは、 $\Lambda\Lambda \rightarrow \Lambda N$ であるが、安定な H 粒子は、 $H \rightarrow \Sigma^- p$ のような崩壊をされると言われているので、 $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma N$ のようなモー

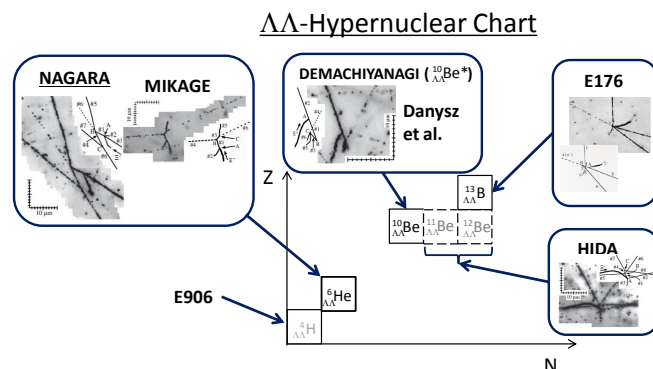


図 2.3.9: $\Lambda\Lambda$ 核の核図表。実験で曖昧さなく同定されているのは、NAGARA と名付けられた事象 (${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$) のみである。

ドの分岐比が大きければ、核内の $\Lambda\Lambda$ は H 粒子となっている可能性がある。

第二として、 Ξ^- -Fe 原子の X 線をゲルマニウム検出器である Hyperball-J 検出器で測定する実験 (J-PARC E03) があげられる。 Ξ^- -Fe 原子の $(n, l) = (5, 4)$ の状態は Ξ^- の原子核ポテンシャルによる強い相互作用の影響で位置、幅が変化する。これを $(6, 5) \rightarrow (5, 4)$ 遷移の X 線を測定し、 Ξ^- の核表面付近での原子核ポテンシャルを求めるもので、原子核内部のポテンシャルの情報が得られる Ξ 核の分光と相補的な実験である。

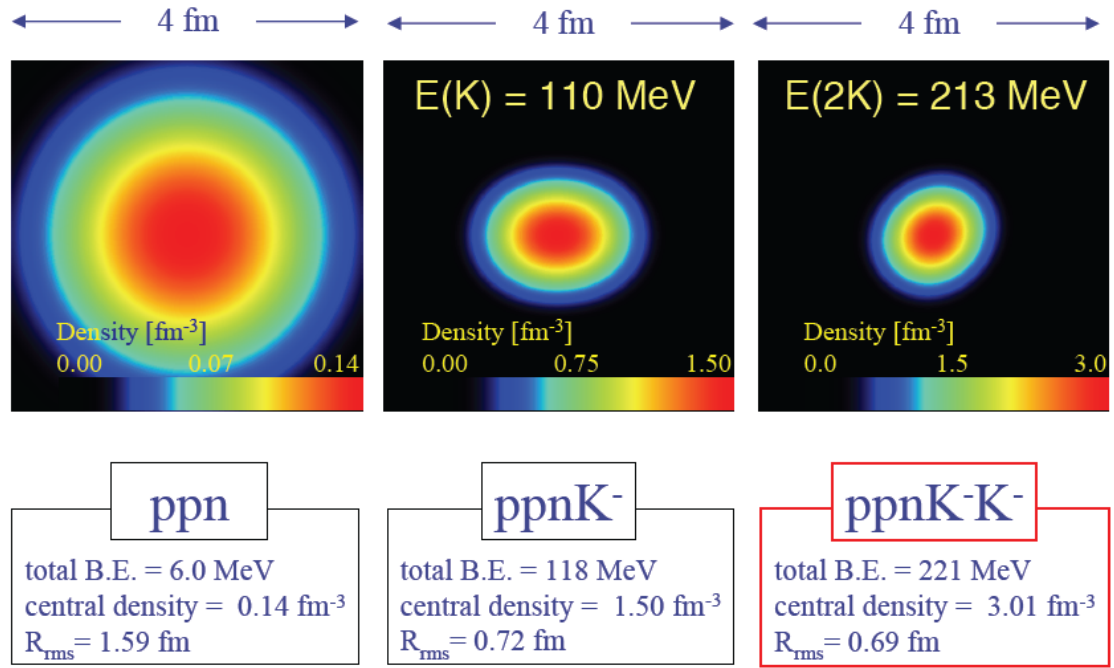
第三番目は (K^-, K^+) 反応による Ξ 核分光である。前述したように、測定器の分解能や統計の問題で Ξ 核状態をピークとして観測したことはなく、 Ξ 核の存在はまだ確立していない。そこで、ビーム・散乱側双方に分解能の良いスペクトロメータを採用し J-PARC の大強度 K^- ビームを用いて、 ~ 3 MeV (FWHM) の分解能で Ξ 核を初めて観測しようとするものである。 Ξ 核状態のエネルギーや幅から、 Ξ -原子核ポテンシャルの実部と虚部の大きさやその基となる二体相互作用、 ΞN , $\Xi N \rightarrow \Lambda\Lambda$ の情報が得られる。最初の実験としては、散乱粒子スペクトロメータとして、SKS 電磁石の入口に D 電磁石を追加した立体角 30 msr の *SksPlus* を用いて、 ^{12}C を標的とした $^{12}_{\Xi}\text{Be}$ を測定する (J-PARC E05)。 (K^-, K^+) 反応分光のためのより分解能がよく立体角の大きいスペクトロメータ *S-2S* を建設する計画も認めれた (特別推進研究「マルチ・ストレンジネス多体系の精密分光」H23-27) ので、実験の時期によっては、*S-2S* を用いての実験となるかも知れない。

Ξ の束縛状態が存在し、かつ、分光が成り立つ程度に状態の幅が狭いかどうかは、その後の Ξ 核分光実験の方向性を決定づける。幅が広い、すなわち、 Ξ ポテンシャルの虚部が大きい場合には、 ΞN - $\Lambda\Lambda$ 結合を通じて $\Lambda\Lambda$ 核が生成され、 (K^-, K^+) 分光により測定可能であることが期待されている。ただし、 $\Lambda\Lambda$ 核の基底状態 (2つの Λ が s 状態に入った状態) は生成できず、1つの Λ は p 状態にある励起状態を生成すると考えられており、 $\Lambda\Lambda$ 核の励起状態を調べる有力な手法となりうる。手法の確立も兼ねて、 ^{12}C , ^{16}O 標的で、 $^{12}_{\Xi}\text{Be}$, $^{12}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$, $^{16}_{\Xi}\text{C}$, $^{16}_{\Lambda\Lambda}\text{C}$ を研究する。 $\Lambda\Lambda$ 核の励起状態の系統的なデータがそろえば、 s 状態の Λ と p 状態の Λ 間の有効相互作用の大きさが分かるであろう。

Ξ 核の分光が成立することがわかれば、次のステップとして2つの方向が考えられる。まず1つは、広い質量数領域での Ξ 核の分光を行い、質量数依存性を調べることである。 Λ 核分光で行ったように Ξ の (その原子核で) 平均したポテンシャルや殻構造などが明らかになる。また、 Ξ^- は、負電荷をもつため、いわゆる coulomb-assisted bound states が生じる。それらがどのように現れるかも興味深い。

2つめとしては、スピン、アイソスピンチャンネル毎の ΞN 相互作用を知りたい。そのためには、スピン、アイソスピンのチャンネルを制御して、 Ξ ハイパー核分光を行うことである。スピンとアイソスピンで平均化された相互作用をみるには、 $^5_{\Xi}\text{H}=(\alpha\Xi^-)$ がよいが、 (K^-, K^+) 反応で直接生成できない。代わりに、 $^7_{\Xi}\text{H}=(\alpha\Xi^-nn)$ や $^{10}_{\Xi}\text{Li}=(\alpha\alpha\Xi^-n)$ を測定するアイデアが出されている [79]。

次には、 (K^-, K^0) 反応による Ξ 核生成及び分光である。 (K^-, K^+) 反応は、必ずアイソスピンを1変える ($\Delta I=1$) に対して、 (K^-, K^0) は、 $\Delta I=0$ の状態も励起できる。そのためには、 $K_s \rightarrow \pi^+\pi^-$ を検出する $K0$ スペクトロメータが必要である。ここで検討すべき点が2点ある。まずは、分光実験に十分な分解能をどのようにして達成するかという点である。次には、 K_s を検出するだけでは、目的としている (K^-, K^0) 反応かそれとも単なる荷電交換反応 $(K^-, \bar{K}^0)$ か区別がつかないことである。そのためには次に示す LAHDS との組み合わせて (あるいは、 $K0$ スペクトロメータと一体化した LAHDS で)、生成したハイパー核からの崩壊粒子も検出し、ストレンジネスの生成を同定する手法が必要である。

図 2.3.10: AMD 計算による $\bar{K}$ 原子核の密度分布 [82]。

これまでのダブルストレンジネス系の研究では、得られるビーム強度と検出器系、データ収集系等の許容される計数率で、その統計が決まってきた。研究を飛躍的に発展させるには、これらの制約から脱却する必要がある。これまでの原子核乾板やシンチレーティング・ファイバー検出器に代わる検出器として、トリガーによる動作が可能なタイムプロジェクションチェンバー (TPC) を中心とした大立体角のハイペロン崩壊検出器 (Large-Acceptance Hyperon Decay Spectrometer, LAHDS) を開発する。これまでの (K^-, K^+) 反応同定用のスペクトロメータ系と組み合わせる (散乱 K^+ スペクトロメータは LAHDS と一体化する可能性もあり得る) ことにより、 $\Lambda\Lambda$ 相関を調べ、共鳴状態の H ダイバリオンの探索とその研究を行う。また、この検出器を用いた系統的な実験で $\Lambda\Lambda$ 相互作用の原子核依存性などを調べると原子核中と真空中での $\Lambda\Lambda$ 相互作用の違いがわかるかもしれない。さらに、この検出器では、連続して起こる中間子弱崩壊事象を検出することにより、 $\Lambda\Lambda$ 核事象を発見できる可能性もある。

$\bar{K}$ 原子核の研究

高密度核物質が実現される可能性として、 $\bar{K}$ が注目されているが、未だに $\bar{K}$ 原子核の存在は確定していない。まずは、 $\bar{K}$ 原子核で一番単純な K^-pp の束縛状態の存在を確認することが非常に重要である。そのような実験がいくつも計画されている。

- $K^-(\text{in-flight}) + {}^3\text{He} \rightarrow K^-pp + n, K^-pp \rightarrow p + \Lambda \rightarrow p + p + \pi^-$ (J-PARC E15)
- $\pi^+ + d \rightarrow K^-pp + K^+, K^-pp \rightarrow p + \Lambda \rightarrow p + p + \pi^-$ (J-PARC E27)
- $p + p \rightarrow \Lambda + p + K^+$ (GSI FOPI)
- $K^-(\text{stopped}) + {}^{3/4}\text{He} \rightarrow \Lambda + p + n \text{ etc.}$ (AMADEUS, J-PARC LoI)

- $\gamma + d \rightarrow K^- pp + K^*(K + \pi)$ (LEPS, LEPS-2)

これらの実験の特徴は、生成反応と崩壊反応の両方を検出する実験であり、殊に終状態粒子の全てを検出する完全実験 (E15, FOPI, AMADEUS) が望ましい。E27 実験では、終状態粒子のうち 2 つの陽子を検出し、バックグラウンドを落とす。また、その変種として (K^-, π^-) 反応を用いて $K^- pp$ 系を生成することも考えられる。それぞれの反応での運動量移行の大きさは違っている。単純には運動量移行が小さい方が有利と思われるが、高密度状態が生成している場合は、運動量移行が大きいほど断面積が大きいとの議論もあり、これらの反応の比較により密度 (大きさ) に関して何らかの議論ができるかもしれない。

$K^- pp$ の束縛状態の存在が確認された後には、(1) この系を更に詳しく調べる。(2) 重い $\bar{K}$ 核を探索する。(3) 二重 $\bar{K}$ 核を探索する。ことが考えられる。

(1) まずは、 $K^- pp$ 系の中間子崩壊分岐比と非中間子崩壊の分岐比を測定する。中間子崩壊 ($\pi \Sigma N_s$, $\pi \Lambda N_s$) の測定で、スペクテータ N_s の運動量分布から、系の大きさが推測できる。また、崩壊後の Λ と p の偏極の同時測定ができれば、スピンやパリティが決定できる可能性がある。

(2) $K^- pp$ がきれいに見えた反応を用いて、標的を変えて重い $\bar{K}$ 核を探索する。ただし、きれいな二重崩壊モードは期待できない。また、 $K^- ppn(K^- ppp) \rightarrow \Lambda + p + n(p)$ の Dalitz plot から $\bar{K}$ 核の大きさが見積もられる可能性も議論されている [81]

(3) 図 2.3.10 に示すように、AMD 計算によると、1 つの $\bar{K}$ の注入で上がる密度が 2 つ $\bar{K}$ の注入でさらに上昇する [82]。また、一番単純な系 $K^- K^- pp$ は $\Lambda^* \Lambda^*$ でもあり、 H ダイバリオンの励起状態とも捉えることができる。 $\bar{K} \bar{K}$ 相互作用など、 K 凝縮との関連もあり、興味深い対象である。一番単純な系が H ダイバリオンの励起状態とみなせることから分かるように二重 $\bar{K}$ 核は三核よりはるかに励起した状態であり、その生成には三核の生成に用いた (K^-, K^+) , (K^-, K^0) 反応が使える。ただし、崩壊粒子の検出は必須である。他には、反陽子ビームを用いた反応 ($\bar{p} + {}^3/4\text{He}$) や p - p , p - A 衝突による生成が提案、検討されている。

トリプルストレンジネス多体系の研究

さらにストレンジネスを加えた $S=-3$ のバリオン多体系は色々な意味で興味深い。一例をあげると $\Lambda \Lambda \Lambda$ 核である。基底状態の核では、3 番目の Λ はパウリ効果を受けて、 s 状態には入れず、 p 状態に入るのだろうか? Λ の一体場ポテンシャルは他の Λ との $\Lambda \Lambda$ 相互作用やパウリ効果の影響を受けているのだろうか? などの疑問が浮かぶ。 $\Lambda \Lambda$ 間の LS 力も測定できるかも知れない。 $S=-3$ ハイパー核は Λ が 3 つも入ったことにより、陽子、中性子と本当の意味で対等になった $SU(3)_f$ 原子核である。

$S=-3$ 原子核を生成、観測する方法として Ξ^- を介して $S=-2$ 原子核を生成したように Ω^- を原子核乾板に静止させ、原子核乾板中で 4 つの崩壊バーテックスを持つ事象を探す方法が考えられる。 Ω^- の生成反応には、 K^- ビームを用いる場合と $\bar{p}$ ビームを用いる場合があり、ビーム運動量とその断面積は、以下の通りである。

- $K^- p \rightarrow \Omega^- X$: 5–10 GeV/ c , 1–4 μb [80]
- $\bar{p} p \rightarrow \bar{\Omega}^+ \Omega^-$: 5–7 GeV/ c , 0.1 μb 以下

どちらの反応を用いるにせよ、10 GeV/ c の mass-separated ビームラインが必要であり、 K^- ビームの場合はビームラインの長さを可能な限り短くしたいので、静電セパレータによる質量分離ではなく、RF セパレータが必要になるであろう。また、生成される Ω^- ビームの運動量は、 Ξ^- の時より高いので、原子核乾板へ静止させる収量をあげる方法の検討が必要である。

他のアイデアは、高エネルギー重イオン衝突で coalescence で生じる多重ストレンジネスハイパー核を探す方法である。coalescence factor は 0.01 程度とされている。さらには、反重陽子をビームとして使うアイデアもある。対消滅により、 ~ 4 GeV ものエネルギーが解放されるので、ストレンジネスの生成が集中し、多重ストレンジネスの生成に有利かもしれない。

2.3.4 他のワーキンググループとの連携

図 2.3.11 にハイパー核・ストレンジネス核物理ワーキンググループを中心とした他ワーキンググループとの連携を示す。

ハドロン物理ワーキンググループとは、研究目的、対象が非常に近く、研究手法や実験装置、施設も共通している。原子核中でのハドロンの性質や $\bar{K}$ 原子核などは、ハドロン物理でも関心のある研究テーマであろう。ストレンジネス物理では、特に「ストレンジネスをツールとして」との観点でこの報告書をまとめたので、不純物としてのストレンジネスの延長であるチャーム自由度によるハドロン、原子核の研究などは本報告書では触れなかった。ハドロン物理ワーキンググループでの議論に期待するとともに、今後、合同で議論を深めていく必要がある。

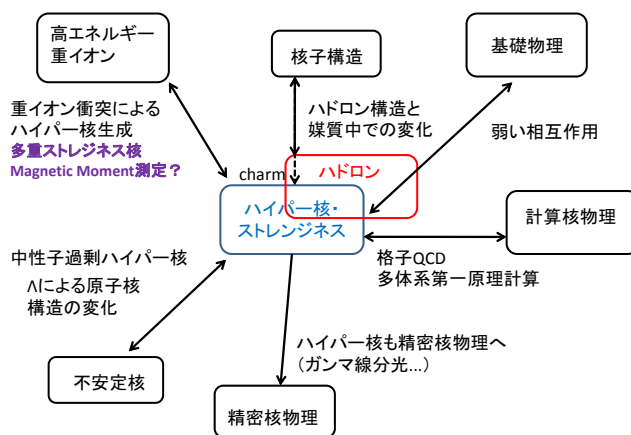


図 2.3.11: 他のワーキンググループとの関係図。

核子構造ワーキンググループとは、ハドロンの構造やその構造が原子核などの多体系でどのように変化するかとの点で共通の関心があるだろう。

不安定核物理ワーキンググループとは、今後連携を深めていく必要が大いにある。中性子過剰 Λ 核の研究がその接点となる。中性子過剰核で見られるような中性子のハロー構造などが Λ の注入によりどうなるかは、ストレンジネス物理として興味深いテーマである。一方、中性子過剰核では、粒子束縛にはならず γ 線分光などが行えない状態が、 Λ の glue-like role により粒子束縛になり、核構造を調べることが可能になるなど、ハイパー核物理の手法が不安定核研究の手段として応用できる可能性がある。

重イオン反応は、中性子過剰あるいは陽子過剰ハイパー核や多重ストレンジネスハイパー核の生成反応として重要である。更に、とくに高エネルギー重イオン反応では、相対論的な速度をもったハイパー核を生成でき、ハイパー核の磁気モーメント測定などが可能になるかも知れないとの期待もある。また、ハドロン相領域の状態方程式には、ストレンジネスを持つバリオン間相互作用が大きく関与しており、有限密度・高温領域への展開には、ストレンジネスの理解が欠かせず、連携して問題にあたっていく必要がある。

計算核物理の進展は、いうまでもなく、ストレンジネス核物理の研究にとっても重要である。特に、格子 QCD によるバリオン間相互作用の導出は重要で、特徴的なチャンネルでの実験との比較でその正しさが証明された後には、ある種の実験データとして、多体系計算の基礎となる情報を与えて

くれる。また、第一原理による多体系の計算は、実験データの解析や解釈に関して大きな助けとなるだろう。

2.3.5 タイムライン

図 2.3.12 に研究テーマ及び施設のアップグレードのタイムラインを示す。相互作用の研究としての散乱実験は、10 年をめどに ΣN 散乱実験を完了し、 $S=-2, -3$ の系の散乱実験を展開していく。 $S=-1$ の多体系の研究については、すでに精密な構造研究の段階に入っており、今後 10 年で更に進展させ、そのなかのいくつかのテーマは、独立した研究テーマとして発展していくことを期待している。 $S=-2$ の研究は現状では相互作用中心であるが、10 年後には対象核種の増大や測定の精密化によって、相互作用研究のみならず多体系物理としての研究興味も生まれ、その観点での研究が展開されることを期待する。 $S=-3$ の研究では、ハドロンホール拡張後から、実験装置・手法の研究・確立をすすめ、20 年後に展開ができることを期待している。

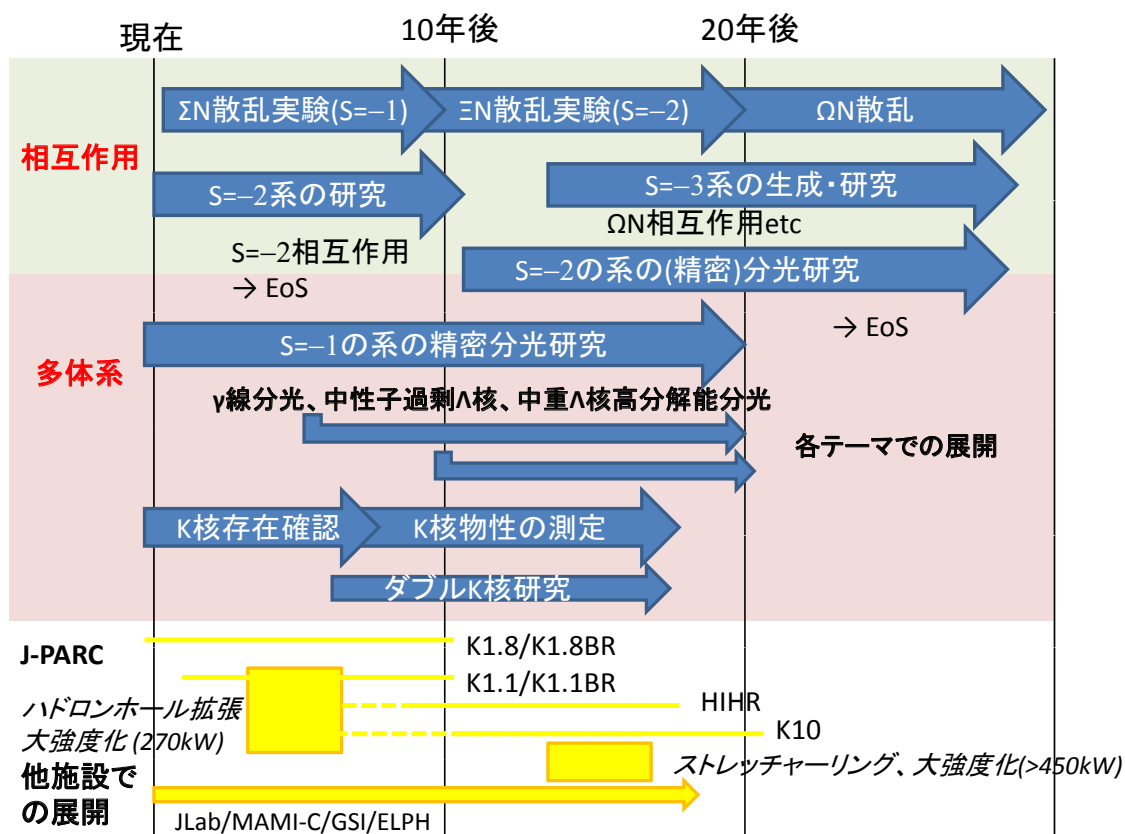


図 2.3.12: 研究計画のタイムライン。

2.3.6 研究に必要な装置およびリソース

2.3.6.1 J-PARC

J-PARC の現状と課題

図 2.3.13 に現在の J-PARC ハドロン実験ホールを示す。現在の MR のビームエネルギーは 30 GeV で、1 つの生成標的から、4 本の二次ビームラインが伸びている。

K1.8 ビームラインは、2 台の静電セパレータを持ち、最大 2 GeV/c の質量分離された二次ビームを輸送できる。最下流部には高分解能ビームスペクトロメータが設置され、また、散乱粒子の測定のため、大立体角かつ高分解能の SKS スペクトロメータが設置されており、ハイパー核、特に、ダブルストレンジネス系の研究に最適である。

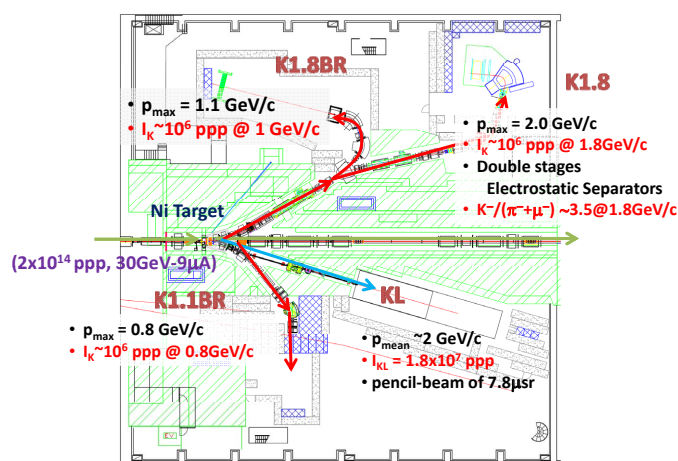


図 2.3.13: 2011 年現在の J-PARC ハドロン実験ホール。

K1.8BR ビームラインは K1.8 ビームラインの途中から分岐し、最大 1.1 GeV/c の二次粒子を輸送できるビームラインで、 $\bar{K}$ 原子、 $\bar{K}$ 原子核束縛系研究のためのソレノイドスペクトロメータが設置されている。K1.1BR ビームラインは、K1.8 と反対方向に伸びるビームラインで、1 台の静電セパレータを持つ質量分離された 1 GeV/c の二次ビームラインである。KL ビームラインは、中性 K 中間子ビームラインで中性 K 中間子の稀崩壊を測定する実験が行われる。

現状の問題として、(1)MR 加速器からのビーム強度が 5 kW と非常に弱いこと。(2)電源のリップルに起因して取り出しビームの時間構造が非常に悪いこと (spill 内 duty factor で 15% 程度)。(3)ビームラインの数が少ないこと、があげられる。

MR の性能向上

● ビームパワーの増強

所期性能である 270 kW (30 GeV-9 μA) の早期の実現。さらに、線形加速器 (LINAC) のエネルギー回復 (181 MeV $\rightarrow$ 400 MeV、2013 年度に予定) によって 15 μA が原理的には実現可能となり、30 GeV-15 μA (450 kW) が視野に入ってくる。しかし、現状においてはビーム取り出し機器部でのビームロス並びにそれによって誘起される残留放射線レベルの問題などがビーム強度を制限しており、今後とも着実な技術開発の継続により目標とするビームパワーの早期実現が必要である。合わせて加速器関係者との率直な意見交換が原子核研究の推進のために不可欠である。

● MR 高繰り返し化によるビームパワー増強

ビームパワー増強の手段の 1 つとしては、ビームの高繰り返し化があげられる。そのために、立ち上がり・立ち下がり速い電源を開発し、現在の電源と入れ替える。遅い取り出しビームに対しては、ビーム加速時間などを短くすることからの cycle duty の向上が期待される。さ

らに重要なことは、入れ替える電源を低リップルなものにすることにより、現在、問題となっている電源リップルから来る取り出しビーム構造 (spill 内 duty factor) の大幅な改善が期待される。しかしながら、高繰り返し電源と低リップル電源は自動的に両立するものではないことを強く認識し、ユーザーとして注視し続けていく必要がある。

● ビームの質の向上

Spill 内 duty factor 100%の連続ビームの実現。まずは、既存電源の改善、リップル制御等による spill 内 duty factor の改善が求められる。次のステップとしては、問題となっている電源の交換が検討されるべきである。

Cycle duty の向上、ニュートリノビーム (速い取り出し) 運転との同時運転によるビーム利用時間の増大が期待できるストレッチャーリングが検討されている。既存施設との整合性を考えると、既存の MR トンネル内に 2 階建ての形で設置する方法が望ましい。

新しいビームラインとハドロンホールの拡張

J-PARC に今後建設されることが望ましいビームラインとしては、以下があげられる。

● K1.1 ビームライン

Λ 核の γ 線分光や、 YN 散乱実験を行うのに最適な ~ 1.1 GeV/ c の K^- のビームライン。

● 高運動量ビームライン

30(50) GeV 一次陽子ビームや ~ 10 GeV/ c の二次粒子ビームを 10^{12} ppp 程度輸送できる高運動量ビームラインは J-PARC の建設当初から要求されていた。現在、このビームラインの建設のための努力 (概算要求) が続けられている (約 20 億円)。

● High-Intensity High-Resolution (HIHR) ビームライン

質量分離された 2 GeV/ c まで荷電粒子を輸送できるビームライン。ビームおよび散乱スペクトロメータの分散整合をとることにより、ビーム粒子の測定が不要なため、 10^8 – 10^9 Hz の強度のビームが扱える。また、 ~ 100 keV という高分解能での分光実験が可能であり、 (π^-, K^+) 反応による中性子過剰 Λ 核分光や (π^+, K^+) 反応による中重～重い Λ 核分光やその同時計数実験などを行う。スピンの決定などを行うには、角度分布測定が必要である。そのため、散乱スペクトロメータは、 20° 程度まで回転できるのが望ましい。

● 高運動量 Mass-separated(K10) ビームライン

5–10 GeV/ c の K^- や $\bar{p}$ ビームを使って、 $S=-3$ 多体系の研究やチャーム多体系の研究を行う。

● 反重水素ビーム

$\bar{d}$ の生成率は、 $\bar{p}$ の 10^{-5} であり、実現には解決すべき課題が多い。しかし、対消滅で非常に高いエネルギー (~ 4 GeV) を発生するため、多重ストレンジネスなど、エキゾチック状態の生成反応として期待される。

これらのビームラインの大半は到底現在のハドロンホールに収まらないため、ハドロンホール拡張計画も検討されている。この計画は、J-PARC の第二期計画として考えられていたものであるが、現在では当初計画より多少規模の大きなものが考えられている。現在、拡張計画の技術的な検討を

行っているチーム (ハドロンホールユーザー会、Hadron Hall Users Association, HUA に了承された J-PARC (KEK, JAEA)、理研、大阪大学のメンバーによるチーム) で構想している案は、以下の通りである。

- ホールを下流に 105 m 延長し、第 2, 第 3 の生成標的を作る。
- 第 2 標的からは、低エネルギー K 中間子ビームライン (K1.1/K0.8 ビームライン)、高運動量 mass-separated (K10) ビームラインを建設する。
- 第 3 標的からは、HIHR ビームラインと中性 K 中間子 (KL) ビームラインを建設する。
- 各ビームラインでは、分岐構造等を作り、建設や実験の進行状況に合わせて様々な実験プログラムが実施できるようにする。

以上の拡張計画では、ホールや附帯建屋、電力・冷却水設備、主要なビームラインの建設にかかる費用は 110–130 億円と見積もられている。

2.3.6.2 海外施設

今後 10–20 年間は K , π ビームを用いたストレンジネス研究は J-PARC を中心に発展することになるので、海外施設では相補的に電子、光子ビーム、重イオン (HI) ビームを用いたストレンジネス研究を展開していく必要がある。

JLab では $(e, e'K^+)$ 実験に必要な HKS, HES スペクトロメータが存在しているが、電磁生成したハイパー核の崩壊 π 中間子分光に必要な高分解能 π スペクトロメータを別途用意する必要がある。また、マインツ大 MAMI-C においては Kaos スペクトロメータを用いた $(e, e'K^+)$ 実験がスタートしようとしているが K arm の検出器は高レートに耐えず、新たな高レート下で動作する GeV 領域の K 中間子検出器を新規に開発する必要がある。一方、マインツにおいては高分解能の π スペクトロメータは実績のある Spek-A, C スペクトロメータが存在しており、ハイパー核崩壊 π 中間子分光を始める上では有利な部分もある。

さらに、GSI における HI ビームを用いたハイパー核研究 HypHI プロジェクトでは現在 phase 0 実験 (proof of principle) のデータ収集が終了したところであるが、今後 phase 1,2 と研究を展開し、将来の FAIR における研究に繋げるためには、ハイパー核崩壊から生じる数 GeV 領域の粒子を高計数率下において高効率で測定する検出器群を開発する必要がある。

2.3.6.3 今後建設が必要な検出器

既に研究計画のところで述べた複数の実験で利用できる検出器をリストアップする。個々の検出器の詳細については、研究計画を参照のこと。

- Large-Acceptance Hyperon Decay Spectrometer (LAHDS)
- K0 スペクトロメータ
- π^0 スペクトロメータ

- 4π Ge 検出器

- 高速、省電力 回路系、ASIC

どのような実験の遂行や検出器の建設を考えても、回路系などの更新や新技術の導入は不可欠である。今後は、高速化、省電力化、小型化などが必須であり、共通で利用できる ASIC などの技術や回路など開発を、原子核分野にとどまらず、関連研究分野と協力して進めていく必要がある。

2.3.6.4 リソース

ハドロン物理分野も含めた J-PARC ハドロン実験施設での研究者、サポートスタッフの概数として、以下にあげる (学生は含まず)。

KEK	22 名
JAEA	4 名
理研	20 名
大学 (国内)	40 名
国外	30 名

また、大学院博士課程以上を含めた各実験施設毎のユーザー数の概算をあげる。

J-PARC(国内外含む)	200 名
JLab(日本人のみ)	10 名
Mainz(日本人のみ)	10 名
GSI(HypHI)(日本人のみ)	10 名
東北大学 ELPH	20 名

J-PARC 運転経費は、KEK/JAEA 分を合わせて、2011 年度の概算要求額として 150 億円。ほぼフルの運転 (年間 9? サイクル運転) での経費は約 180 億円と見積もられている。

検出器などの実験装置の建設は、科研費をはじめとする競争的資金など、ユーザーの自助努力に頼っており、この傾向は今後更に強まると思われる。分野をあげて、大型科研費などの獲得をして、大型検出器の製作を行い、研究をすすめていく必要がある。

2.3.7 まとめと展望

まとめと展望として、ストレンジネス核物理研究の今後の発展を図 2.3.14 に示す。

参考文献

- [1] T. Inoue *et al.*, Prog. Theor. Phys. 124, 591 (2010).
- [2] F. Weber, Prog. Part. Nucl. Phys. 54, 193 (2005).
- [3] J. Schaffner-Bielich, Nucl. Phys. A 804, 309 (2008).
- [4] P.B. Demorest *et al.* Nature 467, 1081-1083 (2010).

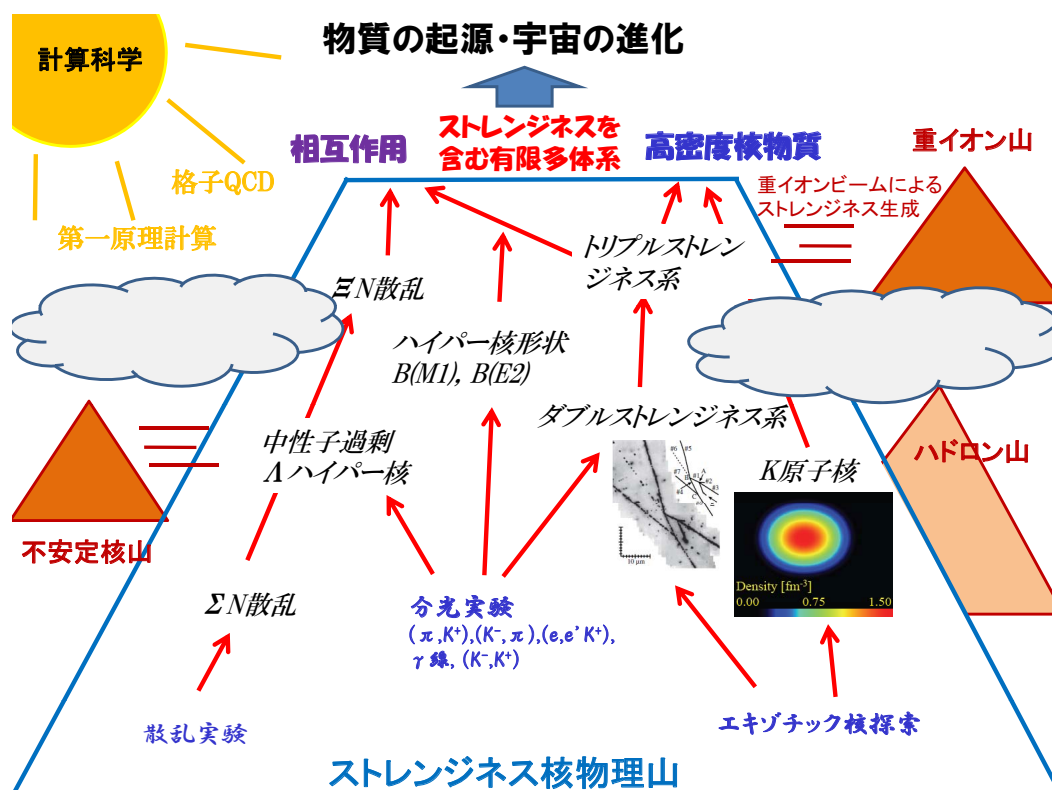


図 2.3.14: ストレンジネス核物理の今後の発展を示す図。

- [5] J.K. Ahn *et al.*, Nucl. Phys. A 648, 263 (1999); Y. Kondo *et al.*, Nucl. Phys. A 676, 371 (2000); J.K. Ahn *et al.*, Nucl. Phys. A 761, 41 (2005).
- [6] T. Kadowaki *et al.*, Eur. Phys. J. A 15, 295 (2002).
- [7] M.A. Faessler *et al.*, Phys. Lett. B 46, 468 (1973).
- [8] W. Brückner *et al.*, Phys. Lett. B 79, 157 (1978).
- [9] C. Milner *et al.*, Phys. Rev. Lett. 54, 1237 (1985); P.H. Pile *et al.*, Phys. Rev. Lett. 66, 2585 (1991).
- [10] T. Fukuda *et al.*, Nucl. Inst. Meth. A 361, 485 (1995).
- [11] T. Hasegawa *et al.*, Phys. Rev. C 53, 1210 (1996).
- [12] T. Hasegawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. 74, 224 (1995).
- [13] H. Noumi *et al.*, Nucl. Phys. A 691, 123c (2001).
- [14] H. Hotchi *et al.*, Phys. Rev. C 64, 044302 (2001).
- [15] T. Nagae *et al.*, Phys. Rev. Lett. 80, 1605 (1998).
- [16] P.K. Saha *et al.*, Phys. Rev. C 70, 044613 (2004).
- [17] P.K. Saha *et al.*, Phys. Rev. Lett. 94, 052502 (2005).
- [18] T. Miyoshi *et al.*, Phys. Rev. Lett. 90, 232502 (2003).
- [19] O. Hashimoto *et al.*, Nucl. Phys. A 835, 121 (2010).
- [20] F. Cusanno *et al.*, Nucl. Phys. A 835, 129 (2010).
- [21] F. Garibaldi *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. 299, 012013 (2011).
- [22] H. Tamura *et al.*, Phys. Rev. Lett. 84, 5963 (2000).
- [23] K. Tanida *et al.*, Phys. Rev. Lett. 86, 1982 (2001).
- [24] M. Ukai *et al.*, Phys. Rev. C 73, 012501(R) (2006).

- [25] K. Tanida *et al.*, Nucl. Phys. A 721, 999c (2003); K. Miwa *et al.*, Nucl. Phys. A 754, 80c (2005).
- [26] H. Akikawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. 88, 082501 (2002); H. Tamura *et al.*, Nucl. Phys. A 754, 58c (2005).
- [27] Y. Miura *et al.*, Nucl. Phys. A 754, 75c (2005).
- [28] Y. Ma *et al.*, Eur. Phys. J. A 33, 243 (2007).
- [29] M. Ukai *et al.*, Phys. Rev. Lett. 93, 232501 (2004); M. Ukai *et al.*, Phys. Rev. C 77, 054315 (2008); M. Ukai *et al.*, Eur. Phys. J. A 33, 247 (2007).
- [30] D.J. Millener, Nucl. Phys. A 754, 48c (2005).
- [31] S. Ajimura *et al.*, Phys. Rev. Lett. 86, 4255 (2001); H. Kohri *et al.*, Phys. Rev. C 65, 034607 (2002).
- [32] D.J. Millener, Nucl. Phys. A 835, 18 (2010).
- [33] J. Sasao *et al.*, Phys. Lett. B 579, 258 (2004).
- [34] S. Capstick and W. Roberts, Phys. Rev. D 49, 4570 (1994).
- [35] S. Capstick and W. Roberts, Phys. Rev. D 58, 074011 (1998).
- [36] T.-S. H. Lee, Z. Y. Ma, B. Saghai, and H. Toki, Phys. Rev. C 58, 1551 (1998).
- [37] T. Watanabe *et al.*, Phys. Lett. B 651, 269 (2007).
- [38] K. Tsukada *et al.*, Phys. Rev. C 78, 014001 (2008); K. Tsukada *et al.*, Phys. Rev. C 83, 039904 (2011).
- [39] K. Futatsugawa *et al.*, EPJ Web of Conferences 20, 02005 (2012).
- [40] B.H. Kang *et al.*, Phys. Rev. Lett. 96, 062301 (2006).
- [41] M.J. Kim *et al.*, Phys. Lett. B 641, 28 (2006).
- [42] S. Ajimura *et al.*, Phys. Rev. Lett. 84, 4052 (2000).
- [43] T. Maruta *et al.*, Eur. Phys. J. A 33, 255 (2007).
- [44] S. Okada *et al.*, Phys. Lett. B 597, 249 (2004).
- [45] M. Danysz *et al.*, Nucl. Phys. 49, 121 (1963).
- [46] D.J. Prowse, Phys. Rev. Lett. 17, 782 (1966).
- [47] S. Aoki *et al.*, Prog. Theor. Phys. 85, 1287 (1991).
- [48] H. Takahashi *et al.*, Phys. Rev. Lett. 87, 212502 (2001).
- [49] J.K. Ahn *et al.*, Phys. Rev. Lett. 87, 132504 (2001).
- [50] C.J. Yoon *et al.*, Phys. Rev. C 75, 022201(R) (2007).
- [51] T. Inoue *et al.*, Phys. Rev. Lett. 106, 162002 (2011).
- [52] S. R. Beane *et al.*, Phys. Rev. Lett. 106, 162001 (2011).
- [53] T. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. C 58, 1306 (1998).
- [54] P. Khaustov *et al.*, Phys. Rev. C 61, 054603 (2000).
- [55] K.J. Nield *et al.*, Phys. Rev. C 13, 1263 (1976).
- [56] S. Avramenko, *et al.*, Nucl. Phys. A 547, 95c (1992).
- [57] T.A. Armstrong *et al.*, Phys. Rev. C 70, 024902 (2004).
- [58] STAR collaboration, Science 328, 58 (2009).
- [59] T.R. Saito *et al.*, Nucl. Phys. A 835, 110 (2010).
- [60] A.D. Martin, Nucl. Phys. B 179, 33 (1981).
- [61] T.M. Ito *et al.*, Phys. Rev. C 58, 2366 (1998).
- [62] C.J. Batty, E. Friedman, and A. Gal, Phys. Rept. 287, 385 (1997).
- [63] M. Bazzi *et al.*, Phys. Lett. B 704, 113 (2011).
- [64] N. Isgar and G. Karl, Phys. Rev. D 18, 4187 (1978).
- [65] T. Kishimoto, Phys. Rev. Lett. 83, 4701 (1999).

- [66] T. Kishimoto *et al.*, Nucl. Phys. A 754, 383 (2005).
- [67] T. Kishimoto *et al.*, Prog. of Theor. Phys. 118, 181 (2007).
- [68] Y. Akaishi and T. Yamazaki, Phys. Rev. C 65, 044005 (2002).
- [69] T. Yamazaki and Y. Akaishi, Phys. Lett. B 535, 70 (2002).
- [70] T. Suzuki *et al.*, Phys. Lett. B 597, 263 (2004).
- [71] M. Sato *et al.*, Phys. Lett. B 659, 107 (2008).
- [72] M. Agnello *et al.*, Phys. Rev. Lett. 94, 212303 (2005).
- [73] T. Yamazaki *et al.*, Phys. Rev. Lett. 104, 132502 (2010).
- [74] A. Gal, Prog. Theor. Phys. Suppl. 186, 270 (2010).
- [75] R. Muto *et al.*, Phys. Rev. Lett. 98, 042501 (2007).
- [76] K.S. Myint and Y. Akaishi, Prog. Theor. Phys. Suppl. 146, 599 (2002).
- [77] M. Bedjidian *et al.*, Phys. Lett. B 83, 252 (1979).
- [78] Myaing Thi Win, K. Hagino and T. Koike, Phys. Rev. C 83, 014301 (2011).
- [79] E. Hiyama *et al.*, Phys. Rev. C 78, 054316 (2008).
- [80] D. Aston *et al.* Phys. Rev. D 32, 2270 (1985).
- [81] P. Kienle *et al.* Phys. Lett. B 632, 187 (2006).
- [82] A. Dote *et al.* Phys. Lett. B 587, 167 (2004).

2.4 ハドロン物理

Hadron Physics

大西宏明	OHNISHI Hiroaki	代表、理化学研究所・仁科加速器研究センター
石川貴嗣	ISHIKAWA Takatsugu	副代表、東北大学・電子光物理学研究センター
小沢恭一郎	OZAWA Kyoichiro	高エネルギー加速器研究機構・素粒子原子核研究所
新山雅之	NIIYAMA Masayuki	京都大学・大学院理学研究科
成木恵	NARUKI Megumi	高エネルギー加速器研究機構・素粒子原子核研究所
武藤亮太郎	MUTO Ryotaro	高エネルギー加速器研究機構・素粒子原子核研究所
江角晋一	ESUMI Shinichi	筑波大学・数理物質科学研究科
板橋健太	ITAHASHI Kenta	理化学研究所・仁科加速器研究センター
菅谷頼仁	SUGAYA Yorihiro	大阪大学・核物理研究センター
森野雄平	MORINO Yuhei	大阪大学・核物理研究センター
住浜水季	SUMIHAMA Mizuki	岐阜大学・教育学部
安井繁宏	YASUI Shigehiro	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	JIDO Daisuke	京都大学・基礎物理学研究所
中野貴志	NAKANO Takashi	世話人、大阪大学・核物理研究センター

2.4.1 序

2.4.1.1 はじめに

ハドロン物理とは、ハドロンの世界を記述する有効自由度 (内部自由度) は何なのか? ハドロン間相互作用は如何に記述されているのか? を明らかにし、低エネルギーのクォーク・グルーオン多体系の織りなす現象を量子色力学 (QCD) を礎に理解してゆく物理である。

ハドロン物理の歴史は、1930 年の中性子発見、1947 年の π メソン発見、さらには 1974 年のチャームクォークの発見から始まり、これまでに 140 種類以上のバリオンの、180 種類以上のメソンという大量のハドロンが発見されてきた。その後、これら数多く発見されたハドロンの特性を如何に理解していくのかという問いに応えるべく、導出されたモデルが構成子クォーク模型 (constituent quark model [1]) である。この構成子クォーク模型は群論であるフレーバー SU(3) を使い、ストレンジクォークを含むハドロンを美しく分類することに成功、ハドロン形成の背後に存在する対称性の存在を明らかにしてきた。

さらに、構成子クォーク間に有効引力ポテンシャルとカラーสปิน相互作用を導入することで、チャームクォーク、ボトムクォークまで含む実に様々なハドロンの質量スペクトルが再現できる。このように、**構成子クォーク模型はハドロンの性質の理解に大きな成功を収めて来た**と言える。

しかしながら、ハドロンの励起状態の中の単純な構成子クォーク模型では理解できない状態の発見、 σ , κ , $a_0(980)$, $f_0(980)$ 等のスカラーメソンの内部構造の問題、負パリティバリオンの質量スペクトルの問題、核子の動径励起状態である $N(1440)$ の内部構造の問題などについて、様々な理論的アプローチがあるものの実験データによる決着が付けられていない。また、構成子クォーク模型では存在の予言がされているが、未だ実験的に確認されていない励起バリオンも数多くある。これらの事実は構成子クォークはもはや質量スペクトル全体に現れる普遍的なものではなく、ある限られた条件の下でのハドロンを記述する有効自由度と考えられ、**ハドロン画像の再構成**が必要となってきた。さらに、量子数を構成するのに 4 個以上のクォークが必要なマルチクォーク状態が存在するのかどうかはカラーの閉じ込め機構と密接に関連した重要な問題でもある。どのエネルギーにどのような特徴を持ったハドロンが存在するかを明らかにし、その背後にある閉じ込めの機構を解明することは現在のハドロン物理の最重要課題である。そのために、ハドロンスペクトルの大域的構造だけでなく、特徴的なハドロンの性質を調べあげることで、**ハドロン内部構造や相互作用を記述するための有効自由度は何か**を個々のハドロンで明らかにし、その有効自由度を決定するメカニズムを解明していく必要がある。その突破口となる実験結果が、SPRING-8/LEPS におけるペンタクォークバリオン候補の発見、さらには Belle/KEKB で大量に生成された B メソン崩壊の中から発見されたテトラクォークメソン候補の発見などである。また、メソンやバリオンを構成要素とする、メソン・メソン束縛状態やメソン・バリオン束縛状態等、これまでの枠組みを超えた新たなハドロン共鳴の可能性も多く指摘されてきている。

一方、上述のハドロンの構造・有効自由度の理解と不可分な問題としてハドロン間相互作用の理解が挙げられる。ハドロン間相互作用を通じて、ハドロン物理で重要な役割を果たすカイラル対称性とその自発的破れについて理解を深めることを目的に実験的・理論的研究が活発に進められている。ハドロン間相互作用は現象論的なメソン交換模型やカイラル摂動論等の低エネルギー有効理論・有効模型などを用いて記述されてきた。また、真空中での相互作用については格子 QCD による直接計算も急速に発展している。カイラル摂動論は QCD の持つカイラル対称性とその破れを反映した低エネル

ギー有効理論として確立し、さまざまなハドロン反応の記述に応用されてきた。さらに、カイラル有効理論は、低エネルギー定理を内包し QCD の基本物理量であるクォーク質量やカイラル凝縮をハドロン観測量と関係づけ、それらの現象論的な値の決定に寄与してきた。近年、カイラル有効理論は、核子間相互作用にも応用され、核子-核子散乱の位相差などを定量的に再現している。これらの成功により、この（カイラル）有効理論は核力の現代的記述の基礎を与え、ハイペロンを含む一般化された核力へと発展している。また、カイラル有効理論に基づく核物質の記述や核物質中のメソンの性質など核子多体系へも応用され成功を収めつつある。

このように、カイラル対称性の自発的あるいは動的な破れという現象に基礎づけられたカイラル有効理論によって、ハドロン動力学が記述され理解されようとしている。すなわち、QCD からハドロン間相互作用の理解への筋道がカイラル対称性の視点から理論的に示されつつある。さらに、対称性の自発的破れが相転移現象である事に注目すると、環境変化に伴う自発的破れの変化を確認することで、カイラル対称性が実際に自発的に破れているという実験的確認を得ることができる。つまり、温度や密度の異なる環境下で対称性の回復を確認するか、回復をさせないまでも部分的に回復している証拠を提示することで、真空中での対称性の自発的破れを実証することができる。それらを示すためには、秩序変数であるカイラル凝縮が原子核中で減少している証拠を得て、その減少の効果がさまざまな系で見えることを系統的に確認する必要がある。具体的には、真空中のハドロン反応や原子核中のハドロンの質量スペクトラム、原子核からのハドロン生成を丹念に調べ、ハドロン間相互作用を実験的に明らかにしていくこと、さらにはハドロン物理量を QCD と関連づける理論の整備が必要である。カイラル対称性部分的回復に関する重要な実験結果としては、ドイツ GSI や RIBF を中心に行われている π メソン原子スペクトルの精密測定や、KEK-PS で行われた原子核中での ϕ メソン質量減少の観測などを挙げることができる。

本レポートでは、ハドロン物理の目標を再確認するべく、これまでに行われてきた実験事実をまとめ、その背後に存在する物理は何であるのか？に注目した議論を展開する。

2.4.1.2 ハドロン物理の目標

自然界の 4 つの力のうちハドロンや原子核に働く力は「強い相互作用」である。さらにハドロンや原子核の構成要素であるクォーク・グルーオンを支配する法則は「量子色力学 (Quantum Chromodynamics; QCD)」である。量子色力学において、クォークは 3 つの色電荷 (カラートリプレット) をもち、グルーオンは 8 つの色電荷 (カラーオクテット) をもつ。その結果、局所的ゲージ対称性によって色電荷をもつもの同士にグルーオンが交換されて強い力が生じる。QCD の基本方程式は簡単に書くことができるにもかかわらず、QCD のもたらす現象はエネルギースケールによって大きく様相を変える。高エネルギーにおいては漸近的自由性によって QCD の結合定数は小さく、クォークとグルーオンのダイナミクスを摂動的に理解することができる。一方、低エネルギーにおいては結合定数が大きくなるために非摂動的な現象が現れる。現代ハドロン物理における重要な研究テーマは、低エネルギー QCD のもたらす非摂動的な現象であり、実際の世界では複雑に絡み合っている。QCD における 3 つの対称性— カラー対称性、カイラル対称性、フレーバー対称性 — に対応して様々な低エネルギー現象が知られている。それぞれの対称性に深く関わる次の問題、(1) カラーの閉じ込め機構、(2) カイラル対称性の自発的破れとその部分的回復、(3) ストレンジネス・チャーム・ボトムに至るフレーバーフロンティアの拡張、の 3 つの問題を中心としてハドロン物理の現状を整理するとともに 10 年後に問題

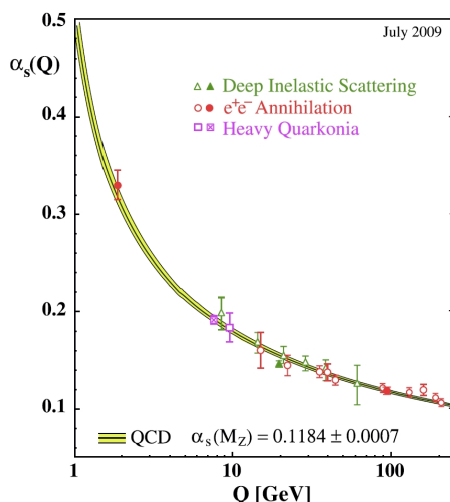


図 2.4.1: エネルギースケールと QCD 結合定数。高エネルギー極限では結合定数は小さくなっていく [2]。

としているべき研究課題について議論する。

一方、発展がすさまじい格子 QCD 計算において、近年ハドロン質量といった基本特性や、核力ポテンシャルの導出といった原子核物理の基本的な性質までも QCD から直接評価することが可能となってきた。この格子 QCD 計算によって QCD からハドロンを直接導く、すなわち素粒子であるクォーク・グルーオン相互作用からハドロンを QCD 多体系として表現できるようになった。しかしながら、クォーク・グルーオンの世界とハドロンの世界の間には存在するかも知れない特徴的なエネルギースケールを予言するものではなく、

我々の考えるハドロン物理の追求している目的は、ただ QCD の検証を行っていることではなく、QCD 多体系としての物質の性質について理解することであると考える。そのために低エネルギー QCD の世界の有効自由度が顕著に現れる現象を実験データから明らかにし、有効理論や格子 QCD 計算によって理解を深めて行くことが重要である（図 2.4.3 参照）。

2.4.1.3 カラーの閉じ込め研究とスペクトロスコピー

低エネルギーにおいて QCD はどのような姿を現しているのだろうか。閉じ込め相では全てのオブジェクトは色電荷をもたない（カラーシングレット）のでグルーオンの直接的な交換は存在しない。ではカラーシングレットであるハドロンや原子核において強い相互作用はどのように存在するのだろうか。そもそもカラーシングレットのオブジェクトは QCD のどのような機構によって出来上がるのだろうか。今知られているハドロン以外にカラーシングレットのオブジェクトは存在するのだろうか。このような問いに大きなヒントを与えるのがハドロンの質量スペクトロスコピーである。

QCD ラグランジアンにおける“裸のクォーク”は近似的にゼロ質量とみなすことができるので、カイラル対称性がよい近似として成り立つ。しかし、QCD 真空は低エネルギーであるためにクォーク同士の力が強く働くことによって、クォークと反クォークが対を形成してクォーク凝縮を起こす。このときダイナミカルにカイラル対称性は失われ、カイラル対称性は自発的に破れる。（詳しくは 2.2 節

で述べる。) このためクォークはゼロ質量ではなく大きな質量をもつ。このようにダイナミカルに質量を獲得したクォークはダイナミカルなクォーク (あるいは構成子クォーク) と言われており、その質量はおよそ $m_u \simeq m_d \simeq 400 \text{ MeV}/c^2$, $m_s \simeq 500 \text{ MeV}/c^2$ 程度であると考えられている。ハドロンはダイナミカルなクォークを構成要素として形成されていると考えることができる。メソンはクォーク-反クォークの2体系、バリオンは3つのクォークの3体系であるとして、閉じ込めを現象論的に考慮したポテンシャル (線形ポテンシャル) を用いることで、基底状態のハドロンの多くの性質 (質量、スピン、パリティ、磁気モーメントなど) が再現されるとともに、いくつかの励起状態のハドロンの性質も再現することに成功した (図 2.4.2)。これがクォークモデルという考え方である。さらにチャーモニウム ($\bar{c}c$) やボトモニウム ($\bar{b}b$) の質量スペクトラムについてはクォークモデルはよい精度で成り立つことが示され、閉じ込めポテンシャルの解明に大きな役割を果たした。($D\bar{D}$ あるいは $B\bar{B}$ 閾値以上については 2.3 節で述べる。)

しかし、クォークモデルは全てのハドロンの励起状態を説明するわけではない。例えば、 u 、 d 、 s クォークで構成されるスピン・パリティ $1/2^-$ の最低質量バリオンである $\Lambda(1405)$ に代表されるようなバリオン励起状態の質量は必ずしも再現することはできない。またクォークモデルでは予言されているが未だ発見されていない励起状態も数多く存在する。この問題は、

- ダイナミカルなクォークはハドロンを記述する有効自由度として本質的なのか?
- 励起状態において、クォークモデルを適用することができない新しい有効自由度が発現したのか?
- QCD においてハドロンを記述する有効自由度を決定するメカニズムは何なのか?

という新たな問題につながる。

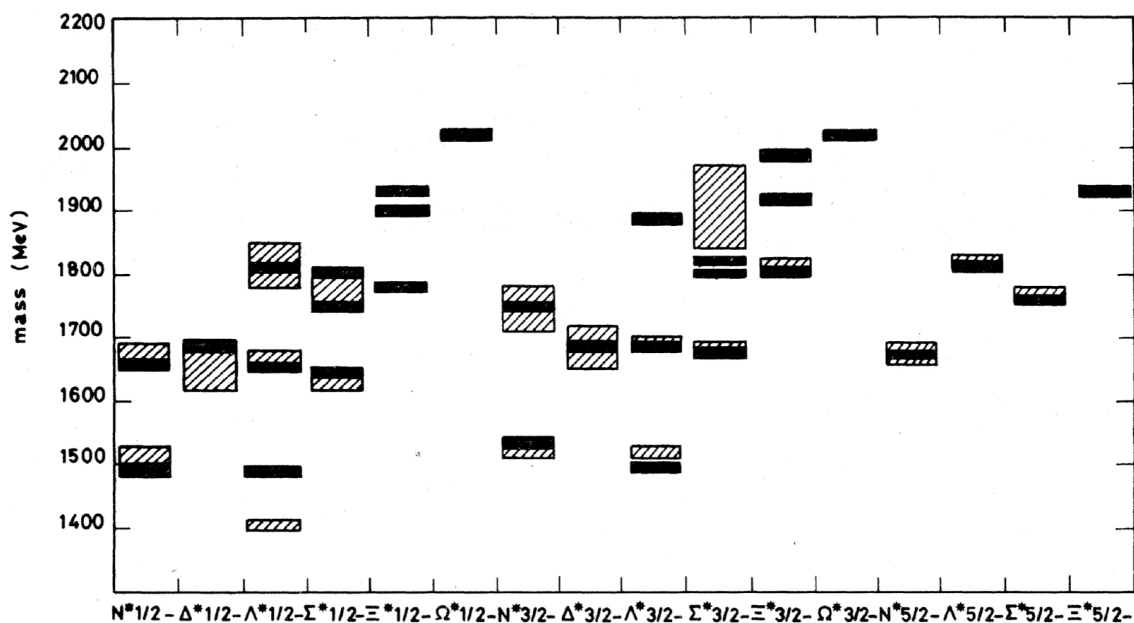


図 2.4.2: バリオンの負パリティの励起状態の質量スペクトラム。斜線の部分は実験値であり、黒い部分はクォークモデルによる理論値である [3]。

一方、ハドロンの基底状態を基本となる有効自由度と見なして、ハドロンの励起状態の構造や相互作用を記述する枠組み（ここではハドロンモデルと呼ぶ）がある。ハドロンモデルでは、ハドロン間の相互作用によってハドロンの励起状態はダイナミカルに生成され则认为られる。例えば、 $\Lambda(1405)$, $f_0(600)$, $f_0(980)$, $a_0(980)$ はそれぞれ $\bar{K}N$ と $\pi\Sigma$, $\pi\pi$, $\bar{K}K$ 束縛状態/共鳴状態と仮定することで実験事実をよく再現することが知られている。

これまでのクォークモデルあるいはハドロンモデルの成功は、ハドロンの構造と相互作用について、低エネルギーにおいて裸のクォークとは異なる有効自由度が存在する可能性を示唆している。しかし、どのようなエネルギースケールにおいてどのような有効自由度（クォークモデルにおけるダイナミカルなクォークやハドロンモデルにおけるハドロンなど）が現れるのか、有効自由度はどのような機構を通して現れるのかという問いは、QCD によって完全に解明されているわけではない。この問いはクォークの閉じ込めと密接に関係しており、将来における重要な課題として残されている。実験手段として、ハドロンの質量スペクトロスコピーは、クォークの閉じ込めの理解に大きな役割を果たしており、ハドロンの有効自由度の探索においても強力なツールであり続けるであろう。近年のエキゾチックなハドロン（ペンタクォークやテトラクォーク）の候補の実験による発見は、低エネルギーのスケールにおけるクォーク・グルーオンの世界とハドロンの世界の境界において新たな物質階層（クォーク状態とハドロン分子の混合状態など）が出現している可能性を示唆している。今後のエキゾチックなハドロンの物理の発展は、ハドロン内部の有効自由度の解明に繋がるとともに、その背後に潜むカラー閉じ込め機構の起源の探求の突破口になることが期待される。

2.4.1.4 カイラル対称性の部分的回復

カイラル対称性の自発的破れは、強い相互作用の織りなす多彩な現象のひとつである。このような相転移現象が実際に起きていることを実験的に確認することは QCD の真空構造を理解する基礎を与える。また、カイラル対称性の破れの機構を理解することはハドロン構造・動力学を明らかにするために重要である。したがって、核物質中でカイラル対称性が部分的に回復していることを実験的に証明し、定量的にどの程度回復しているかを示すことは、ハドロン物理にとって重要な課題である。そのためには、原子核中でのハドロンの性質の変化をさまざまな系で系統的に観測し分析することによって、クォーク凝縮等の相構造に直接関係する普遍的な物理量を引き出す必要がある。

カイラル対称性は、クォークの右巻き成分と左巻き成分をフレーバー空間で独立に回転させる対称性で、QCD はクォーク質量がゼロの極限（カイラル極限）で厳密にこの対称性を持つ。現実のクォークは有限な質量を持つが、アップ、ダウン、ストレンジクォークの質量は QCD の典型的な質量スケールより小さいので、カイラル対称性が厳密に成り立つカイラル極限はよい議論の出発点となる。カイラル対称性はクォーク質量が有限であればあらわに破れる一方で、低エネルギーでは強い相互作用により、物理状態によって**カイラル対称性が自発的に破れる**。このような対称性の自発的破れという QCD の非摂動的現象は、低エネルギーのハドロン構造や動力学を理解する上で重要な概念となっている。例えば、カイラル対称性の自発的破れに伴って、 π メソン、 K メソンや η メソンが**南部-Goldstone ボゾン**として現れ、これらが他のハドロンと比べて小さい質量を持つことが説明される。また、クォークが数百 MeV の質量を獲得し、核子などのハドロンの質量生成機構を与え则认为られている。

カイラル対称性が存在し低エネルギーで自発的に破れているという事実は、ハドロン観測量を特徴づける重要な結論を導く。例えば、 π メソンの質量と崩壊定数をクォーク凝縮と結び付ける Gell-Mann

Oakes Renner 関係式、 π メソン・核子結合定数と核子の軸性電荷を結びつける Goldberger-Treiman 関係式などの低エネルギー定理が挙げられる。さらに、カイラル対称性が自発的破れていることを積極的に利用し、南部-Goldstone ボゾンを特別な自由度とみなすことで、**カイラル摂動論**という南部-Goldstone ボゾンとハドロンの相互作用を系統的に記述する理論体系が得られる。

カイラル対称性の自発的破れを特徴付ける物理量の一つとして、**クォーク凝縮** $\langle \bar{q}q \rangle$ があげられる。ハドロン反応によって行われる実験では、クォークはハドロン内部に閉じ込められているので、観測量はハドロン物理量で得られ、クォーク凝縮等のクォーク・グルーオンに関する量を直接実験から得ることはできない。従って、クォーク・グルーオンによって表される QCD 物理量の値を現象論的に実験から評価するには、それらをハドロン物理量と関係付けるため、低エネルギー定理や有効理論などを用いた理論的考察が必要不可欠である。近年では、格子 QCD によって直接計算もなされている。

カイラル対称性の自発的破れは相転移現象であるので、破れた対称性は高温や高密度などの環境下で回復すると考えられている。カイラル対称性が完全に回復するような極限的な状況にならなくても、原子核密度程度の有限密度系では、**カイラル対称性が部分的に回復**しクォーク凝縮の大きさが顕著に小さくなることが予想されている。実際、線形密度（低密度）近似に基づく関係式と低エネルギー πN 散乱データを用いると、核物質中でクォーク凝縮の大きさが3割から4割程度小さくなることが理論的に示唆されている。異なる環境下でカイラル対称性が部分的にでも回復することを実験的に示すことによって、真空中でのカイラル対称性の自発的破れを実証することでき、南部理論が正しいことを示す直接的な実験的証拠となる。このようなクォーク凝縮の変化等 QCD におけるより本質的な現象は、実際の反応実験ではハドロン物理量の変化として観測される。

核密度程度の有限密度系は原子核中に実現されており、地上実験で容易に用意することができる。原子核中におけるハドロンの生成過程を観測することで、ハドロンの核媒質中での性質の変化を実験的に知ることができる。ハドロンの原子核中での性質を観測する方法としては、原子核標的を用いて陽子や π メソンビームなどで原子核中にハドロンを生成し、そのハドロンを崩壊粒子の不変質量スペクトルで観測する方法や、移行反応を用いて原子核中にハドロンの束縛状態を生成し、射出粒子の質量欠損分光により観測する方法などがある。観測されたスペクトラムから、ハドロンの性質の原子核中での変化、すなわちハドロンと原子核の相互作用を得ることができる。そこから、より基本的・普遍的な物理量に還元するためには、低エネルギー定理や有効理論を用いた理論的考察が必要である。

2.4.1.5 フレーバーフロンティアの拡張：

ストレンジネスクォークからチャーム・ボトムクォークへの拡張

これまでの議論はアップ・ダウン・ストレンジクォークの世界、すなわちフレーバー SU(3) 対称性に注目し行なってきたものであった。ここで、近年 KEK の Belle で数多く発見されてきたチャームクォーク・ボトムクォークを含むテトラクォーク候補の発見を契機とするチャームクォーク・ボトムクォークを含むようなエキゾチックハドロンについて考えてみる。QCD の非相対論的な議論によると、ハドロンの内部構造を決めるスピン・カラー相互作用はクォーク質量 m_q の逆数の2乗、 $1/m_q^2$ 、に比例する。このように、重いクォークについてはスピンの変化は質量の逆数の強さで抑制されるので、重いクォークを含むハドロンのスペクトロスコピーは軽いクォークだけを含む時と大きく異なっている可能性がある。

ハドロンの質量スペクトルにおいて、重いクォークを含むハドロンのスペクトルの変化が閾値付近

で起きるとき、ハドロンの質量が崩壊閾値よりも下に潜り込むことによって崩壊チャンネルが閉じるかもしれない。したがって、重いクォークの世界には新しいエキゾチックハドロンが存在する可能性がある。これは、チャーム・ボトムクォークを通してエキゾチックハドロンの世界をより深く理解するための突破口を開く可能性を示唆するものである。チャーム・ボトムクォークの大きな質量を典型的なエネルギースケールとして QCD の有効理論 (Heavy Quark Effective Theory (HQET), Non-Relativistic QCD (NRQCD), potential Non-Relativistic QCD (pNRQCD) など) の構築が行われてきた。これらの有効理論を使うことで、重いクォークを含むハドロンについてクォーク・グルーオンのダイナミクスを議論することが可能となる。重いクォークを含むエキゾチックなハドロンおよびハドロン多体系の構造をクォーク・グルーオンレベルから解明することが今後の重要な課題の一つとなるだろう。

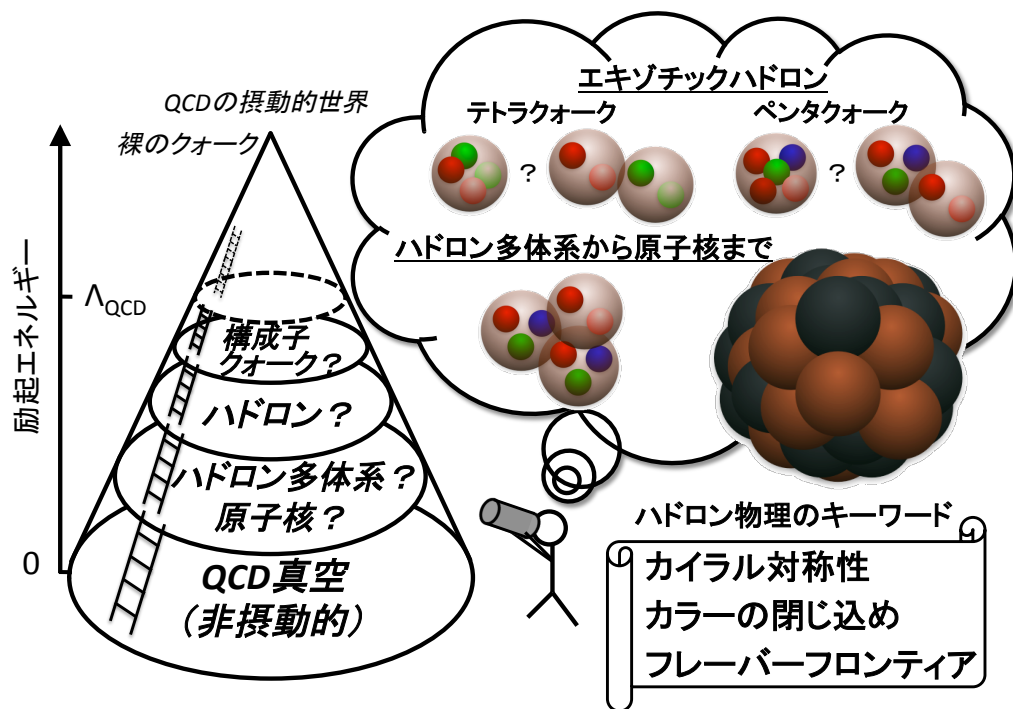


図 2.4.3: ハドロン物理とは何か? QCD はエネルギースケールによって異なる様相を表す。QCD 真空からの励起エネルギーで特徴づけられる階層構造 (QCD 真空、ハドロン多体系、ハドロン、構成子クォーク、裸のクォーク) を理解することが重要である (本文参照)。

2.4.2 最近の進展

2.4.2.1 “カラー閉じ込め”と“ハドロンの階層構造”の探求

カラーの閉じ込めを研究する上で最も基本的で重要な測定量はハドロンの質量スペクトルである。ハドロンのスピン・フレーバーに着目して質量スペクトルを整理することで構成子クォーク間の相互作用や閉じ込めポテンシャルの理解が進んできた。また、構成子クォーク模型の予想から外れたハドロンの性質から単純な**構成子クォーク以外の有効自由度の出現**を研究する事ができる。近年の理論研究の発展から、構成子クォーク以外の有効自由度としてメソン・メソンやメソン・バリオンといった自由度によるハドロン構造の理解も進んでいる。さらに、2003 年以降、4 つ以上のクォークが閉じ込められたマルチクォークハドロンの探査が急速に発展してきた。このようなマルチクォークハドロンの内部構造から**ダイクォーク相関などのハドロン内の有効自由度の階層構造**を研究することができる。

この節では、フレーバー量子数により最小で5つのクォークで構成されるペンタクォーク (Θ^+) の探査、構成子クォーク模型の予想から外れたバリオン、メソンの研究について述べる。チャーム・ボトムクォークを含むエキゾチックメソンの研究については 2.3 節で詳しく述べる。

ペンタクォーク

構成子クォーク模型ではクォークのもつカラー荷を R 、 G 、 B で表し、これらが全体として一重項（無色）となるときのみハドロンとして存在できる。バリオンは RGB の組み合わせ、メソンでは $\bar{R}R + \bar{G}G + \bar{B}B$ の組み合わせで無色としている。カラーを無色にするだけであれば

テトラクォーク : クォーク 2 つと反クォーク 2 つ

ペンタクォーク : クォーク 4 つと反クォーク 1 つ

ダイバリオン : クォーク 6 つ

といったバリオンやメソン以外のハドロン、つまり異種ハドロン（エキゾチックハドロン）も存在してよい。これらの粒子を探索する数多くの実験が行われたが、はっきりとした証拠は見つかってこなかった。とくに精力的に探索実験が行われたのは $uudds$ で表される H ダイバリオンである。メソンやバリオンに分類されている粒子でも $f_0(980)$ や $\Lambda(1405)$ などテトラクォーク、ペンタクォークの可能性が指摘されているものもあった。これらは同じフレーバーのクォーク・反クォークを含んでおりエキゾチックハドロンの決定的な証拠とはならなかった。

2003 年、大型放射光施設 SPring-8 のレーザー電子光施設 LEPS で $S = 1$ の量子数をもつバリオンが発見された。プラスチックシンチレータ中の中性子を標的とした $\gamma n \rightarrow K^- K^+ n$ 反応の測定から、フェルミ運動量の補正を行うことで $K^+ n$ の不変質量分布で質量 1535 MeV、幅 25 MeV 以下の細いピークが観測された [4]。このバリオンは $S = +1$ という量子数をもっており、このハドロンを表現するためには少なくとも $uudd\bar{s}$ の 4 つのクォークと反クォークが必要である。また測定された幅は通常のバリオン共鳴の幅 100 MeV 程度に比較して随分細い。このことから発見された状態はペンタクォークとして期待され、 Θ^+ と名付けられた。 Θ^+ は 1997 年にロシアの Diakonov、Petrov、Polyakov によって予言されたクォーク 4 つと反クォーク 1 つの反十重項の中で最も軽い粒子と解釈できる [5]。2003 年の SPring-8/LEPS の実験結果は衝撃的であり、世界各国の研究施設で既に別の目的で取得されたデータを解析することで Θ^+ の探索が行われた。

米国 Jefferson 国立研究所の CLAS スペクトロメータでの光子ビーム [6]、日本の高エネルギー加速器研究機構 KEK での π^- ビーム [7]、ドイツの COSY-TOF [8] での陽子ビームを使った実験で

は、ひとたび Θ^+ の存在が報告されたが、統計量を上げた再実験ではいずれも Θ^+ のピークが確認されなかった [9, 10]。また多くの高エネルギー e^+e^- 衝突実験あるいは重イオン衝突実験で測定された K^0p の不変質量分布には Θ^+ は見られなかった。これらの実験での分解能は非常によく、データの統計量が多いにも関わらずである。そんな中 2009 年には再び SPring-8/LEPS での実験で Θ^+ のピークが報告された。今度は重水素標的を使った $\gamma d \rightarrow K^+K^-pn$ 反応における K^+n の不変質量分布において Θ^+ ピークが観測された [11]。LEPS と CLAS では同じ光子ビームを使っているといっても覆っている運動学的領域が大きく異なるので必ずしも矛盾しているとは言えない。いずれにしても Θ^+ がもし存在すれば生成過程に強く依存して見えたり見えなかったりし、 $K^*(892)N$ との結合が小さく、崩壊幅が数 MeV/c^2 以下と極めて細い、ということが現在までに言われている。 Θ^+ の精度のよい幅の直接測定としてはロシアのキセノンの泡箱を使った DIANA 実験があげられる。DIANA では $K^+Xe \rightarrow K^0pX$ 反応での K^0p 不変質量分布で Θ^+ ピークを観測しており、統計的な有意性がそれほどあるわけではないが幅は $0.36 \pm 0.11 \text{ MeV}/c^2$ と結論づけられている。

反十重項のペンタクォークの他のメンバーに目を向けると、 $\Xi^{--} (ddss\bar{u})$ が欧州合同原子核研究機構 (CERN) における高エネルギー重イオン衝突実験 NA49 で $1862 \pm 2 \text{ MeV}/c^2$ と報告されている [12]。しかしながらこの状態は、その後探索が行われた DESY/HERA-B [13] や CERN/WA89 [14] では存在しないと報告されている。

また、ストレンジネスを持たないメンバーでは $\gamma n \rightarrow \eta n$ 反応で 1670 MeV 付近にピークをもつピークが観測されている。このピークは $\gamma p \rightarrow \eta p$ 反応では観測されないことから、 U スピン¹の保存と絡めて反十重項のメンバーの可能性が指摘されている。このピークに関しては、 $\bar{s}s$ を含んでいるので、ペンタクォークと結論づけることはできず、通常のバリオン共鳴である可能性もある。

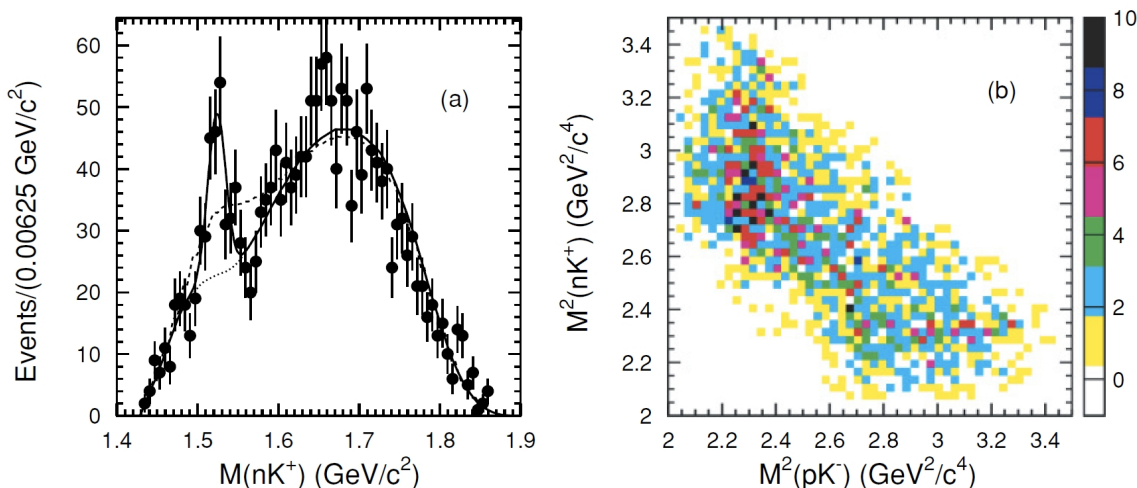


図 2.4.4: SPring-8/LEPS 実験で発見・確認されたペンタクォーク候補。左は崩壊粒子の K^+ メソンと中性子から再構成した質量分布であり、右は pK^- と nK^+ の二乗質量の相関である。 Θ^+ の質量に対応する $1535 \text{ MeV}/c^2$ 付近にピークあるいはイベントの集積が見られる [11]。

¹ u - d クォークの交換に対する対称性のアイソスピン (I スピン) に対して、 d - s クォークの交換に対する対称性を U スピンと言う。

バリオン共鳴の研究

現在まで、80 種類以上のバリオンの存在が報告されているが、個々のバリオン共鳴の質量、幅、分岐比、電磁結合定数、形状因子といった性質は低エネルギースケールでの QCD によって決定されている。バリオン共鳴の質量は構成子クォーク模型による説明で一定の成功を収めているが、その他の性質は統一的な理解には至っていない。ハドロンの励起状態は単純な 1 クォーク励起の自由度では理解しきれない点が現象の複雑さと豊かさを生んでいると言えよう。すなわち、バリオンの励起エネルギーは真空中からのクォーク・反クォーク対生成のエネルギーと同程度であり、メソン・バリオン分子やダイクォーク相関などの自由度が重要な役割を果たすと考えられる。このようなハドロンの性質を詳細に測定し、クォーク模型やハドロン分子模型、格子 QCD による計算を通して低エネルギー QCD の現象を理解することがバリオン共鳴の研究の目的である。バリオン共鳴の時間スケールは短く、生成・崩壊過程の始状態・終状態粒子との結合と切り離す事ができない。そのため、 π メソンビーム、陽子ビーム、光子ビーム等複数のチャンネルの反応微分断面積や偏極量の情報を総合して理解を進める必要がある。また、陽子標的と比べ中性子標的からのバリオン生成は十分には調べられておらず、近年の測定から重要な発見がなされている。特に、2.1.1 節で挙げたペンタクォーク候補 $N(1670)$ は中性子標的からの η メソン光生成というアイソスピンと U -スピンを選択した反応で観測されていることは、様々な始状態、終状態での測定の重要性を示している。

序論 2.4.1.1 でも述べたがバリオン共鳴のスペクトルにはナイーブなクォーク模型では理解できていない問題が残っている。構成子クォーク模型では、軌道角運動量 $L = 1$ の状態が最も軽い励起状態であるが、実験で発見された $L = 1$ の粒子は $N(1535)$ で、予言に反してその質量は $N(1440)$ よりも重い。また、重いストレンジクォークを含んだ $L = 1$ の励起である $\Lambda(1405)$ が $N(1535)$ よりも軽いことも単純なクォーク模型では説明できない。これらの現象はバリオン共鳴が単純な 1 クォーク励起ではなく、付加的なクォーク・反クォーク対との混合が重要であることを示している。すなわち、 $N(1535)$ は $uud[s\bar{s}]$ 、 $N(1440)$ は $uud[d\bar{d}]$ 、 $\Lambda(1405)$ は $uds[u\bar{u}]$ 状態との混合があり、バリオン内のクォーク相関やメソン・バリオン分子状態などの構造が重要な役割を果たしていると予想される [15]。

$\Lambda(1405)$ は発見当初から uds の 3 クォーク共鳴ではなく、 $\bar{K}$ メソンと核子との分子状態であることが示唆されて来た [16]。これは構成子クォーク以外の有効自由度が顕著に現れているバリオンとして非常に興味深い。また、近年活発に探索されている $\bar{K}$ メソン束縛原子核の理論予想は $\Lambda(1405)$ が $\bar{K}N$ 束縛状態であるという議論と密接に関係し、 $\Lambda(1405)$ の内部構造や質量 ($\bar{K}N$ 束縛エネルギー) に大きな興味もたれている。国内での研究成果としては SPring-8/LEPS での光生成が挙げられる。これは $\Lambda(1405)$ の光生成としては初めての測定であり、生成閾値近傍で予想外に大きな生成断面積を観測した [17]。今後詳細な研究が必要であるが、 $\Lambda(1405)$ の内部構造の特異性を示唆している。

次に、SPring-8/LEPS での η メソン光生成反応の興味深い結果について述べる。 η メソンの光生成微分断面積にのみ観測されたバリオン共鳴と考えられる構造 [18] は、 η メソンに強く結合すること、2150 MeV と非常に重たい粒子であることから、ストレンジ・反ストレンジクォーク対を含む構造を持つ共鳴状態と解釈できる。また、 π^0 メソン光生成反応でも 2400 MeV 近傍に共鳴状態と考えられる構造が観測されている [19]。これらの実験事実は、クォーク・反クォーク対などを含むクラスター構造をもつ励起状態が存在することを示唆する。

スカラーメソンの研究

2.4.1.1 節でも触れたように、スカラーメソンの内部構造は十分には理解されていない。スカラー

メソンは2つの擬スカラーメソンとの結合が強く、また寿命が短いために実験的な同定が難しい。特に、 σ メソンや κ メソン等は π メソン、 K メソンのカイラルパートナーとなる重要な粒子であるが、その質量や幅は実験的には長い間不確定であった。近年の海外の研究成果として、 $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$ 崩壊 [20]、及び、 $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ 崩壊 [21] の $\pi^+\pi^-$ 対の不変質量分布の測定による σ メソンの同定、さらに $D^+ \rightarrow K^-\pi^-\pi^+$ 崩壊の $K\pi$ 対からの κ メソンの測定 [22] が挙げられる。これらは始状態、終状態のスピン・アイソスピンを絞った非常にクリーンな測定であり、 σ メソン、 κ メソンの質量と崩壊幅の決定に重要な役割を果たした。一方、国内での進展としては SPring-8/LEPS 実験での $\vec{\gamma}p \rightarrow K^*(892)\Sigma^+$ 反応のメカニズムから κ メソンの寄与を探った研究 [23] が挙げられる。この測定では直線偏光線の偏光方向に対する $K^*(892)$ メソンの崩壊異方性から t -channel に κ メソンを交換する反応を同定した。いずれの研究も σ 、 κ メソンの質量や幅などの基本的な物理量を測定したものであり、その内部構造の理解へどのようにアプローチするか、理論・実験ともに今後の進展が望まれる。

σ メソン、 κ メソンについて軽いスカラーメソンが $f_0(980)$ と $a_0(980)$ である。これらのメソンは質量が2つの K メソンの和に近く、 K メソン・ $\bar{K}$ メソン分子状態である可能性が示唆されてきた。これらの内部構造を探る実験の進展として、KEK Belle 実験での $\gamma\gamma$ 部分崩壊幅 ($\Gamma_{\gamma\gamma}$) の測定 [24, 25] が挙げられる。 $\Gamma_{\gamma\gamma}$ はメソンの形状因子を反映し内部構造がクォーク・反クォーク対か、4つのクォークから構成されるかという情報が得られる。Belle 実験の測定では $f_0(980)$ について $\Gamma_{\gamma\gamma} \sim 205$ eV と非常に狭く、4クォーク仮説と無矛盾な結果が得られている。 $a_0(980)$ についても系統誤差が大きいものの、 $f_0(980)$ と同程度の狭い $\gamma\gamma$ 部分崩壊幅が得られている。

さらに、これらのスカラーメソンがメソン・メソン分子のような空間的に広がった状態か、コンパクトな4クォーク束縛状態か、という難しい問題に答える興味深い手法が理論研究から提示されている [26]。この研究では重イオン衝突からのハドロン生成について、クォーク物質層でのコアレスセンス²とハドロン物質層でのコアレスセンスとを考察し、ハドロンの生成率の系統的な比較からハドロンの内部構造の情報を得る手法が提案された。彼らの研究では、米国 BNL STAR 実験での $f_0(980)$ 、 π 、 ρ^0 メソンの生成率の比較から $f_0(980)$ がコンパクトな4クォーク状態だけで構成されるのではなく、空間的に広がった分子的な状態を多く含むと主張している。今後、CERN LHC での重イオン衝突実験のデータからもこのような視点でのハドロンの内部構造に関する系統的な研究が期待される。

2.4.2.2 カイラル対称性の部分的回復

原子核とハドロンの相互作用の実験的観測は、ハドロンの核媒質中での性質を調べるために有力な手段である。媒質中でのハドロンの性質の変化は、より微視的には有限密度中でのクォーク・グルーオンの性質によって記述される（ハドロン・クォーク双対性）。したがって、ハドロン性質の変化を丹念に系統的に調べることは、有限密度での QCD の性質を理解することにつながる。その中でも最も重要なのが、原子核中でカイラル対称性が部分的に回復していることを実験的に示すことである。これまでに、通常原子核密度（原子核中）において、クォーク凝縮 $\langle \bar{q}q \rangle$ の変化に起因する現象の観測を試みる実験が行われてきた。特に大きい成果を挙げた実験としてドイツ GSI 研究所で行われた深い原子軌道に束縛された π^- メソンの束縛エネルギーと吸収幅の測定実験と原子核内で崩壊するベクターメソン不変質量測定実験（電子・陽電子対測定）を挙げることができる。

²複数の粒子（クォークレベルにおいてメソンの場合は $\bar{q}$ と q 、バリオンの場合は3つの q など）が確率的に同じ位相空間中に存在したとき、束縛状態を形成するというモデル。

π メソン原子分光研究の成果

負電荷の π メソンがクーロン相互作用により原子核に束縛された状態を π メソン原子と呼ぶ。その π メソンの軌道半径を原子核の半径と比べると、例えば炭素や窒素のような軽い原子核の場合は、前者が大きい。錫や鉛のような重い原子核の場合両者は同程度で、 π メソンの軌道は一部原子核に“めり込んで”いる。これら比較的重い原子核に対して π メソン原子のエネルギー準位を分光する事によって、 π メソンの原子核物質中での“ふるまい”についての情報が引き出されてきた。その中でも特に原子核のような高密度中でカイラル凝縮の大きさが減少している事を実験データに基づく解析で示した点は重要である [27]。

π メソン原子の研究は、標的物質中に負電荷 π メソンを静止させ準位間の遷移 X 線を測定する手法で行われてきた。この手法では π メソンと原子核が接近し、X 線遷移より原子核吸収が大きくなる最終準位以降の準位は生成できない。そこで、原子核反応を用いた π メソン原子の直接励起の手法が考案され様々な試行の末、鉛 208 を標的として $(d, {}^3\text{He})$ 反応を用いた π メソン鉛 207 原子の生成観測に成功した。これは、原子核の基底状態から 140 MeV 程度という高い励起状態を生成観測した事に相当する (図 2.4.5 参照) [28]。この手法の特徴は、入射重陽子ビームの運動量を反応運動学的に π

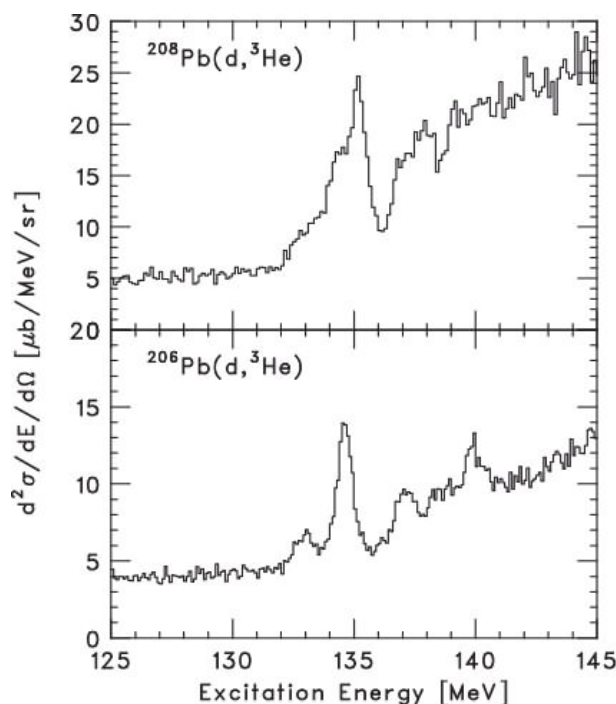


図 2.4.5: GSI で確認された π メソン鉛 207 原子 [28]

メソンが運動量を持ち出さない魔法運動量付近に設定する事で π メソン原子生成の断面積を極大化出来る点にある。実験はドイツ国立重イオン研究所 (GSI) の重イオンシンクロトロン施設と破砕核分離装置を用いて行われ、 $(d, {}^3\text{He})$ 反応の Q 値を計測する事で、 π メソン鉛 207 原子のエネルギースペクトルが計測された。スペクトル上では π メソンの 2p 状態がピークとして観測された。1s 基底状態は続く鉛 206 を標的とした実験で、 π メソン鉛 205 原子として観測された [29]。

これらの観測により、 π メソン・原子核の強い相互作用には強い制限が与えられ、それまでの理論の一部は棄却された。さらに、 π メソン・原子核の相互作用をより精密に調べるため、 π メソン錫同位

体原子の系統的な観測実験が行われ、錫 116, 120, 124 の三同位体を標的とした実験が行われた [27]。

一方で、真空中の π メソン-核子相互作用を決定する実験にも大きな進展があった。スイス・ポールシュラー研究所 (PSI) で行われた実験では湾曲回折格子と荷電結合素子を用いたシステムにより、 π メソン水素原子と重水素原子の高精度分光計測が行われた [30]。

こらら一連の実験と平行して理論研究も進展した。特に重要な研究が、 π メソン-原子核の荷電ベクトル散乱長とカイラル凝縮の大きさを関連づけたものである [31]。そこでは、荷電ベクトル散乱長は、友澤・ワインバーク関係式を有限密度に拡張する事で、カイラル対称性の破れの大きさと関係づけられる [31]。その結果、カイラル凝縮の大きさは、原子核の飽和密度において約 30 % 減少しているという結果が得られた [27]。このように実験データを基にカイラル対称性の破れを定量的に評価したのは初めての事であり、原子核中におけるカイラル対称性の部分的回復を裏付ける極めて重要な結果となった。

原子核中のベクターメソン質量測定

原子核中でのベクターメソンの質量変化を検出することを目的として KEK-PS E325 実験が遂行された。通常原子核密度、つまり原子核の内部においては $\langle \bar{q}q \rangle$ が減少し、これに伴ってベクターメソンの質量も原子核内で減少する、という理論的予言が初田・Lee らによってなされている。E325 実験では、標的原子核内にベクターメソンを生成し、その崩壊生成物である電子陽電子対をとらえ、ベクターメソンの質量分布を再構成した。電子は強い相互作用をしないため、原子核物質を通り抜けてくる際の擾乱がほとんど無視できる。このことがベクターメソンを用いる最大の利点である。

生成したベクターメソンが原子核内で崩壊する確率は、寿命、運動量、そして原子核の大きさによって変わってくる。 ρ メソンは寿命が短く ($c\tau \sim 1.3$ fm) 原子核内で崩壊しやすいが、幅が広い (~ 150 MeV/ c^2) ため質量分布の変化が検出しにくい。寿命の長い ω メソン ($c\tau \sim 23$ fm, $\Gamma \sim 8.5$ MeV/ c^2) や ϕ メソン ($c\tau \sim 45$ fm, $\Gamma \sim 4.3$ MeV/ c^2) については原子核内崩壊確率を増やすために、大きな原子核標的を用い、速度の小さいベクターメソンを効率よく収集する必要がある。このため E325 実験ではダブルアーム型の大立体角スペクトロメータを建設し、1997 年から 2002 年までデータ収集を行った。原子核の大きさに対する依存性を見るために C と Cu を原子核標的として用いた。この結果、 ρ , ω メソンの質量領域においても [32]、 ϕ メソンの質量領域においても [33]、真空中での質量分布では説明できない収量の増大が低質量側に観測された。特に ϕ メソンについては、大きな原子核標的 (Cu) を用いて、小さな速度をもった ϕ メソンを選んだ場合のみ、収量の有意な増加が観測された (図 2.4.6 参照)。この結果は、 ϕ メソンの質量変化が原子核中で起こっていることを示唆するものである。この増加量について、原子核密度中でベクターメソンの質量が減少し幅が広がる、というモデルによる再現を試みた。その結果、 ρ , ω メソンは幅は広がらないが質量が通常原子核密度で 9 % 減少するという結論を得た [32]。一方、 ϕ メソンについては通常原子核密度で質量が 3.4 % 減少し幅が約 3.6 倍に広がるという結論を得た [33]。得られた質量の減少値は、初田・Lee による理論予想と無矛盾である [34]。しかし、観測された質量変化を $\langle \bar{q}q \rangle$ の減少に結びつけるには、さらに系統的な研究が必要である。上記の KEK-PS E325 実験では、ベクターメソンの生成に陽子ビームを用いた。一方、J-Lab における CLAS g7 実験では、光子ビームを用いてベクターメソンを生成し、同じく電子・陽電子対を用いて質量分布を測定している。この実験では質量分布の原子核中での変化は見えていない [35]。

一方、崩壊生成物から直接質量分布を測定するのではなく、ベクターメソンの生成量の原子核標的

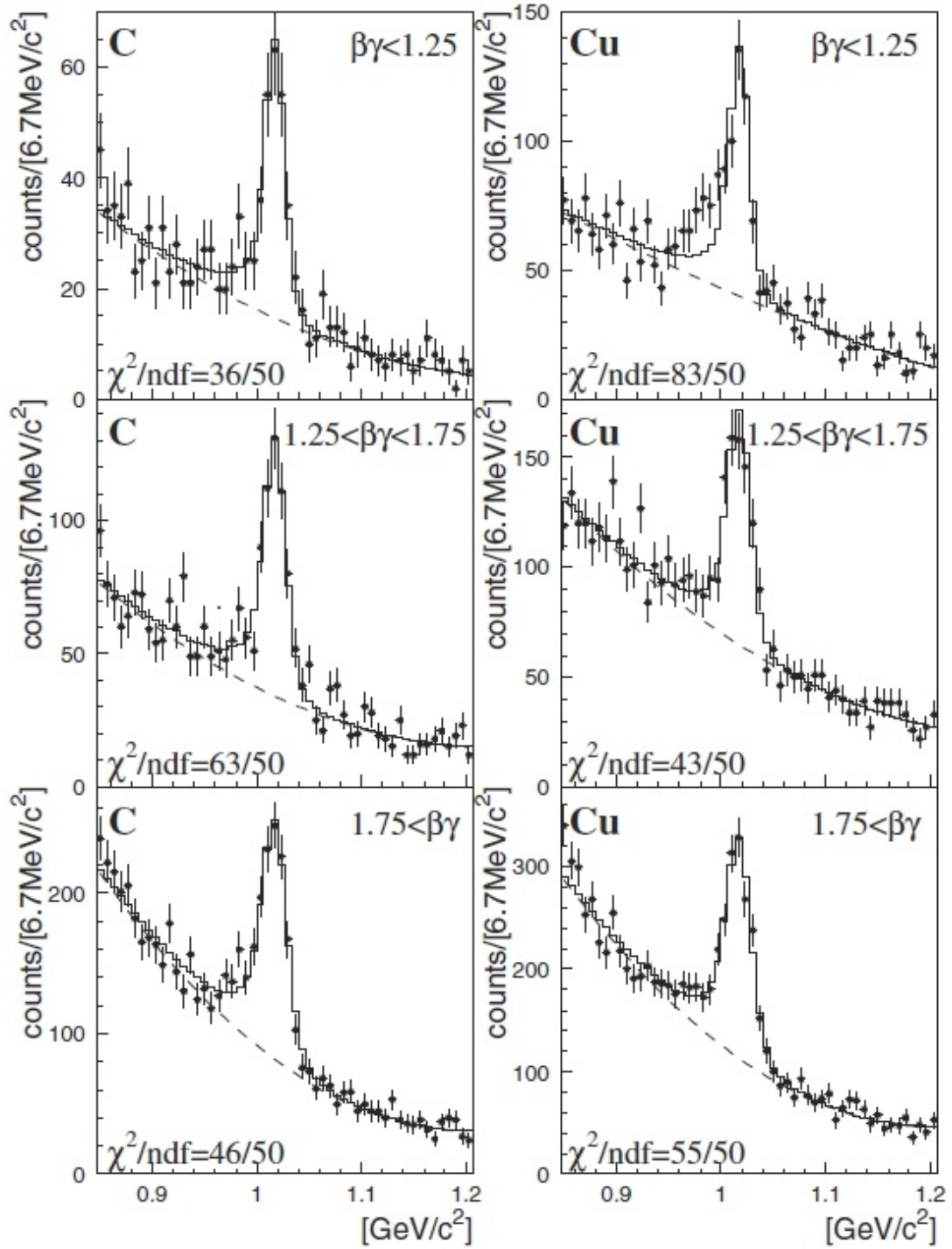


図 2.4.6: KEK-PS/E325 の実験結果 [33]。大きな原子核標的 (Cu) の結果において、速度の違い ($\beta\gamma$ が小さい) ϕ メソンの質量分布の低質量側に真空中での質量分布では説明できない収量の増加を観測した。

依存性から、原子核物質内でのベクターメソンに関する情報を引き出す試みも行われている。光子ビームを使っている実験グループ (LEPS [36]、CBELSA/TAPS [37]、CLAS g7 [38]) からは、大きな標的原子核において、原子核物質の効果を仮定しない計算結果よりも生成量が減っているという結果が報告されており、このような実験結果は原子核内でベクターメソンの幅が大きく広がっていることを示していると解釈することもできる。また、 ϕ メソン生成閾値領域での陽子・原子核反応実験 COSY-ANKE から原子核内でベクターメソンの幅が大きく広がっていることを示唆する結果が報告されている [39]。

ただし、そのようにして引き出された幅の広がり値は、KEK-PS E325 実験における質量分布測定より得られた値よりはるかに大きい。これらの結果に対する統一的な説明は得られておらず、これは今後明らかにしなければならない課題である。

2.4.2.3 フレーバフロンティアの拡張：

ストレンジネスクォークからチャーム・ボトムクォークへの拡張

チャームクォークは質量が $1.25 \text{ GeV}/c^2$ と非常に重く、チャームクォーク・反チャームクォーク対を真空から生成するためには大きなエネルギーが必要であり、ハドロン内でのエネルギーの揺らぎでは生成されない。そのためチャームクォークの数は近似的に良い量子数となり、チャームクォークを含むメソンのスペクトルはクーロンと線形な閉じ込めポテンシャルで非常に良く再現されてきた。結果、長い間チャームメソンのスペクトロスコピーは完結したと考えられていた。2003 年の BaBar での $D_{sJ}(2317)$ の発見 [40]、Belle での $X(3872)$ の発見 [41] は、いずれも質量がクォーク模型の予想と大きくずれていることから世界中の驚きと注目を集めた。以降、Belle, BaBar, CLEO, CDF でのチャー

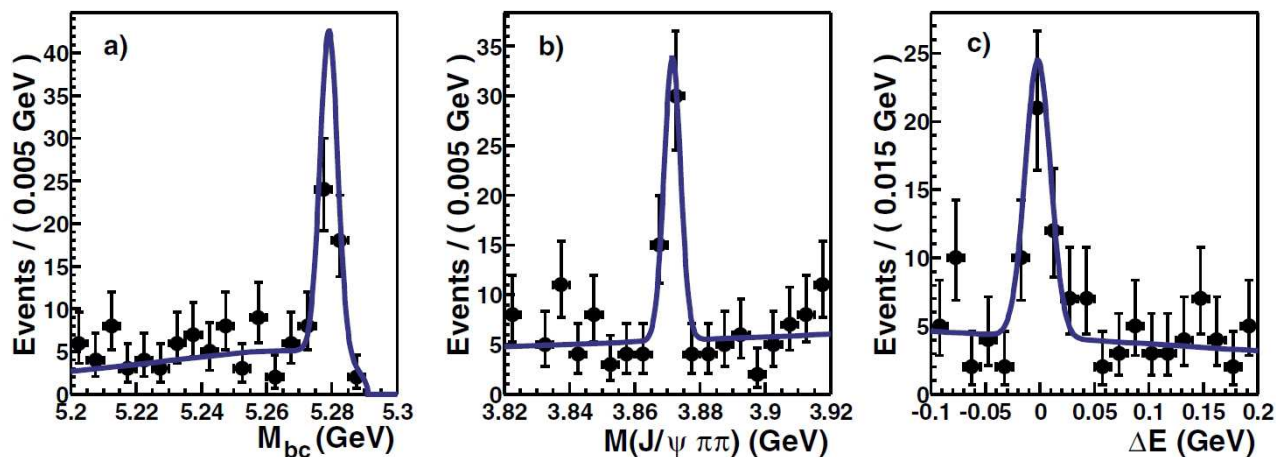


図 2.4.7: KEKB/Belle で発見された $X(3872)$ (中図)。

ムメソンのスペクトロスコピーは加速度的に発展し、 X , Y , Z メソンと命名される予想外の共鳴状態が驚くほど数多く発見されてきた。特に Belle で報告された $Z(4430)$ [42]、 $Z_b(10610)$ $Z_b(10650)$ [43] はチャーム・反チャームクォーク対、ボトムクォーク・反ボトムクォーク対を含む荷電粒子であり、最小でも 4 つのクォークで構成される極めて興味深い粒子である。いずれも、Belle 実験以外での追認が必要であり、さらに Belle II の高統計のデータが望まれる。

D_s , X , Y , Z メソンのいずれも D メソン・ K メソン、或は、 D メソン・ $\bar{D}$ メソン等の閾値以上の励起状態として観測されていることが特徴である。励起エネルギーから軽いクォーク・反クォーク対の自由度が生じ、テトラクォークやメソン・メソン分子のような内部構造が形作られていると予想される。現在は次々に見つかった X , Y , Z メソンの博物学的な分類から、その内部構造の理解に向けて研究が進みつつある状態と言える。多数の X , Y , Z メソンのうち、 $X(3872)$ は多くの実験で追認されており、最も研究が進んでいる。 $X(3872)$ の内部構造を探る研究の一例として、 $X(3872) \rightarrow \psi'\gamma$ 崩壊の探査が挙げられる。 $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$ 崩壊は Belle, BaBar とともに測定されてきた。 $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$ 崩壊は Q 値³が大きく ρ メソン経由などのベクタードミナンス模型が寄与するのに比べ、 $X(3872) \rightarrow \psi'\gamma$ 崩壊では軽いクォーク・反クォーク対消滅が主要なプロセスとなる。軽いクォーク・反クォークが同じ閉じ込めバッグに含まれるテトラクォーク状態であれば $X(3872) \rightarrow \psi'\gamma$ 崩壊分岐比が大きくなるという理論予想がなされている [44]。BaBar では $X(3872) \rightarrow \psi'\gamma$ 崩壊が $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$ 崩壊の約 3 倍あると報告しているが [45]、Belle では $X(3872) \rightarrow \psi'\gamma$ 崩壊が見つかっていない [46]。このような矛盾も、今後 Belle II 実験などの高統計のデータで解決されるであろう。また、 X , Y , Z メソンの内部構造を実験的に判別するために何を測定して行くか、理論と実験の協力体制で取り組んでいくべき問題である。

2.4.3 今後の計画

2.4.3.1 “カラー閉じ込め”と“ハドロンの階層構造”の探求の将来

2.4.2.1 節、2.4.2.3 節ではマルチクォークハドロンの研究について、 u , d , s クォークの世界とチャーム・ボトムクォークを含む世界とに分けて紹介した。これらの研究は、マルチクォークハドロンの質量スペクトルや内部構造からクォークの閉じ込めやクォーク間の相関等の統一的な理解を目指している。どちらの研究でもペンタクォークやテトラクォークの候補の確立が短期・中期的な最重要課題であり、国内では J-PARC, SPring-8/LEPS, LEPS II 及び、KEKB, superKEKB が重要な研究拠点となる。この節では u , d , s クォークの世界での研究計画について述べ、チャーム・ボトムクォークについては 2.4.3.3 節で述べる。

メソン・バリオンスペクトロスコピーの将来

まず、ペンタクォークバリオン Θ^+ の存否は LEPS 実験での再確認が急務である。目下、LEPS では高統計での Θ^+ 探査のデータ解析が進められており、結果の報告が待たれている。また、 Θ^+ が存在するならば、何故米国 Jefferson 研究所の CLAS 実験で観測されないのか、という疑問について答えなくてはならない。そのためには LEPS 実験が測定している超前方から CLAS 実験の測定する大散乱角領域まで Θ^+ 粒子の探査を行う必要がある。現在解析中の LEPS のデータで Θ^+ が確認され次第、新たに建設中の LEPS II 実験の大立体角検出器でこのような探査が行われる予定である。

一方で、 $\Lambda(1405)$ や $a_0(980)$, $f_0(980)$ 等の構成子クォーク模型の予言から外れたハドロンについては、その内部構造の情報を多角的に得ることが重要である。例えば、 $\Lambda(1405)$ をメソン・バリオン分子とする理論計算では $\bar{K}N$ と $\pi\Sigma$ のそれぞれに結合した異なる質量ピークがあると予言されてお

³反応後に放出されるエネルギーであり、標的原子核の質量変化 (励起エネルギー) に対応する。

り [47]、J-PARC や LEPS II での確認実験が予定されている。また、 $\Lambda(1405)$ の形状因子の測定なども今後の研究が期待される。

また、SPRING-8/LEPS で得られた π^0 , η , ω , η' メソン生成反応のデータは、それぞれ特徴的な振る舞いを示しているが理論的に解明されていない。メソンの光生成反応の場合、終状態として様々なチャンネルがあるので、それらすべてを説明するモデルが要求される。まずは、部分波解析を用いた系統的な研究によるバリオン共鳴の同定が必要だが、生成や崩壊過程からバリオン内部のクォーク構成に関する情報を引き出すことが重要課題である。

ストレンジネス $S = -2, -3$ のバリオンのスペクトロスコピー

ストレンジネスを含まないバリオン共鳴は質量が重くなると多くのバリオン共鳴が反応に寄与するため (特に 2 GeV 以上の質量では)、個々のバリオン共鳴の性質の情報を引き出すことは困難である。一方、ストレンジネスあるいはチャームがはいったバリオン共鳴では終状態の粒子が限定されるため共鳴状態の寿命が長くなることが期待され、個々のバリオン共鳴の識別がしやすくなる。今後、バリオンの質量スペクトロスコピーを押し進め、カラーの閉じ込め等の理解を進めるためにはマルチストレンジネスをもつバリオン共鳴を研究することが重要である。

現在まで、ストレンジネス $S = -2$ のバリオンについては、 Ξ バリオンの基底状態 Ξ^0 , Ξ^- , Ξ^+ と、第一励起状態である $\Xi(1535)$ の 4 種類のみが確立している。それ以外の励起状態は兆候はあるが、未だ確定されていない。また、 Ξ バリオン励起状態のなかに、ペンタクォーク候補が存在する可能性もある [5, 12]。 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。必要な K^- メソンの運動量としては、4 GeV/c 以上、生成可能な Ξ バリオンの質量として 2.5 GeV/c² 以上が目標となる。

さらに、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。どのような励起状態が存在するのかが興味深い課題である。 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^+) 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。そのためには 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が必要である。

2.4.3.2 カイラル対称性の部分的回復

前述のように、原子核中でのカイラル対称性の部分的回復を裏付ける重要な実験結果が深く束縛された π メソン原子系において得られた。また、原子核中でのベクターメソンの質量変化を示唆する実験結果も得られた。今後は、これらの実験結果をより確固たるものにし定量的に精密化するとともに、その他のメソン・原子核系においても系統的に調べていく必要がある。

一般に、ハドロン多体系として、原子核メソン系を調べることは、強い相互作用をするメソンの物性として興味深い。特に、強い相互作用によるメソンと原子核の束縛状態は確定的なものが未だに見つかっておらず、存在するかどうか基本的な問いとなっている。今後も様々なメソンに対して、束縛状態の有無やスペクトル、メソンの崩壊などを直接的に測定することで、メソンの寿命、質量分布などの原子核中での性質が分かり、原子核という媒質中でのメソン性質の変化が明らかにされる。このように、個々のメソンに対して、媒質効果がどのようなものであるかを知ることができる。一方で、

原子核中のハドロン性質に対する情報を積み重ねることによって、カイラル対称性の部分的回復など媒質そのものの性質を明らかにすることができる。

原子核中でカイラル対称性は部分的に回復することが強く示唆されている。今後は、核物質中での回復の度合いが、クォーク凝縮の大きさの減少として、定量的にどれくらいになるか、あるいは、どのような密度依存性を持つかを解明していくことへと発展させる必要がある。そのためには、関連する理論の整備も必要である一方で、 π メソン原子系の精密実験による詳細なデータが望まれる。特に、角度依存性や励起状態のスペクトルなど新たな情報を元に、カイラル対称性の部分的回復を定量的に評価する。さらに、原子核中のカイラル対称性の部分的回復の帰結として生じる現象を調べることで、原子核中で部分的回復が起きていることを系統的に実証する。

以下に、原子核中でカイラル対称性の部分的な回復を観測する手段として、

- (A) 擬スカラーメソン (π, η, η') メソンをプローブとしたアプローチ
- (B) ベクターメソン (ω, ϕ) をプローブとしたアプローチ
- (C) バリオンをプローブとしたアプローチ

の3つの方向について述べる。

(A) 擬スカラーメソンをプローブとしたアプローチ

ここでは、擬スカラーメソン・原子核系の生成実験を行い、メソンの生成時に束縛状態の束縛エネルギーなどを欠損質量から間接的にカイラル対称性は部分的に回復現象の測定にアプローチするプロジェクトの概要を紹介する。

π メソン原子分光の高精度化

2010 年から GSI での実験を改良し、より高精度で系統的な測定を目指した実験が理化学研究所 RIBF 施設で始まった。最初の実験として錫 122 を標的としたパイロット実験が行われ、GSI での計測時間の 1/10 の時間で、GSI に匹敵する統計精度と分光分解能を達成した。また、RIBF 施設のスペクトロメーターが大立体角である事を活かし、世界で初めて原子核反応による π メソン原子生成断面積の角度依存性を計測した。

今後、RIBF 施設の大強度重陽子ビームを用いた系統的な研究により、 π メソン原子分光研究は飛躍的な進歩を遂げる事になる。同時に、逆運動学を用いた π メソン・不安定核束縛状態の分光研究も予備的な研究が始まっており、 π メソン・原子核相互作用のより精密な決定や、カイラル凝縮の大きさの密度依存性について研究が進展する事が期待されている。

原子核中の η メソン

η メソンは中性粒子であるため原子核とは強い力をもって相互作用をする。 η メソンと核子の相互作用は引力であるので、 η メソンが原子核中に束縛することが予想されている [48]。原子核が源となる短距離の強い相互作用による引力であるので、 η メソンは、原子核サイズ程度の領域に束縛されることになり、クーロン相互作用による原子状態より強く核媒質効果を受ける。一方で、 η メソンは π メソンと同様に南部－Goldstone ボゾンの一つであるため、 η メソンの質量への媒質効果は小さいと

予想されている。 η メソンと核子の引力は、この 2 体系が強く結合する $N(1535)$ 核子励起状態が η 核子系の閾値より上に存在することから生じる。核媒質中ではこの効果は η メソンによる N^* -空孔励起として引力を与える。従って、 η メソン原子核の束縛系を理解する上で、原子核中の $N(1535)$ の性質がたいへん重要である。

$N(1535)$ は負パリティを持つ核子励起状態で η 核子系とは S 波で結合する。 $N(1535)$ は、核子と同じスピンを持ち反対のパリティを持つ最も低い状態であるので、核子のカイラルパートナーと予想されている [49, 50]。カイラルパートナーとはカイラル対称性が回復した極限で縮退をする粒子対である。原子核中でカイラル対称性が部分的に回復した際には、カイラルパートナー間の質量差は、真空中に比べて小さくならないといけない。従って、 $N(1535)$ が核子のカイラルパートナーであるならば、カイラル対称性の部分的回復の影響を受けて、 $N(1535)$ と核子の質量差は減少するはずである [51]。この質量差の減少は、核媒質中では N^* -空孔励起エネルギーの減少と等価であり、核密度でカイラル凝縮が 30 % 程度減少しているとすると、低密度では η メソン質量より上にあった N^* -空孔励起モードが、核密度では η メソンモードより下に来ることが期待される [52]。このような原子核中のレベル交差の影響は、 η メソン原子核の生成スペクトルに顕著な構造をもたらすことが知られており、原子核の η メソンの性質から核子におけるカイラル対称性の役割を調べることでできると期待されている。

原子核中の η メソンのスペクトラムを測定する方法としては、炭素とリチウム標的による (π^-, n) X 反応が J-PARC での実験として提案 (LoI) されている。この実験では、前方の中性子を観測することによる missing mass 分光で原子核中の η メソン生成スペクトルを測定し、横方向に出てくる核子励起状態からの $p\pi^-$ の不変質量を測る。

原子核中の η' メソン

η' はフレーバー SU(3) の 1 重項の擬スカラーメソンである。しかしその質量は約 $958 \text{ MeV}/c^2$ と大きく、カイラル対称性の自発的破れとクォーク模型だけでは説明する事ができない。 η' の質量は、現在の理解においては、 $U_A(1)$ 対称性を陽に破る効果 ($U_A(1)$ アノマリー) に起因するものとされている [53]。フレーバー SU(3) 極限では、カイラル対称性が回復すると η' は 8 重項メソン (π, K, η) と縮退する [54] ので、 η' の質量に対する $U_A(1)$ アノマリーの効果はカイラル対称性の破れを通してのみ現れる [55]。したがって、有限密度や高温状態でカイラル対称性が回復するのに伴って、 η' 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' の質量変化の大きさとして現れるはずなので、やはり η' 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' 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 [56]。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' 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' の質量の測定も行われようとしている。 η' 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' を効率良く測定す

するためには、低反跳の運動学で η' を生成する事が重要である。核中での η' の質量測定の難しさは η' の同定方法にある。核中で生成された η' 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 $C(p, d)X$ 反応のスペクトロスコピー等が提案されている。また、現在、SPRING-8 での新ビームライン (LEPS II) による高強度の 3 GeV γ 線ビームと東北大学電子光理学研究センター (ELPH) で開発が進められている BGO クリスタルの 4π 電磁カロリメーターを用いることで、 η' の原子核内部での質量測定に最適な環境を用意することが可能であり、2012 年度にも実験がスタートしようとしている。この実験結果によって、核物質中での η' の質量変化が測定されれば、 $U_A(1)$ アノマリーの有限密度での振る舞いについて知見が得られる。

(B) ベクターメソンをプローブとしたアプローチ

ベクターメソンは、その崩壊幅が非常に小さいという特徴をもつ。そこで、原子核内でのベクターメソン崩壊幅の精密測定を通して、ベクターメソンの核内での性質を直接的に調べるというプロジェクトが進行中である。一方、擬スカラーメソンを用いた測定で紹介したように、原子核中にベクターメソンを“静止”させて原子核束縛状態を作り、その束縛状態の束縛エネルギーや崩壊幅から質量や幅に対する媒質効果を系統的に観測し、媒質そのものの性質が明らかするというプロジェクトも計画中である。

以下に現在計画中の実験的研究の概要を示す。

原子核中のベクターメソン質量精密測定

KEK-PS E325 実験は、 ρ , ω , ϕ メソンの電子・陽電子対崩壊を用いて、原子核密度中でのベクターメソンの質量分布の変化を観測した。この変化が原子核内で崩壊したベクターメソンによるものであることを確定し、さらには有限密度中での質量分布とその運動量依存性を引き出すことを目的として、さらなる高精度・高統計実験が J-PARC ハドロンホールにて計画されている (J-PARC E16 実験)。この実験は E325 実験の約 100 倍の統計量を達成するべく設計され、現在検出器の R&D が進行中である。また、E16 実験はベクターメソンの生成に 30 GeV の 1 次陽子を使用する計画であるため、加速器から取り出された陽子ビームを直接実験エリアに導く「高運動量ビームライン」の建設が必須であり、この設計および建設予算獲得の努力も進められている。

原子核中の ω メソン

原子核中での質量変化や束縛状態の測定を行う有効な方法として崩壊幅が十分に細い ω をプローブとする実験をあげることができる。これは、生成量の原子核依存性や、閾値近傍での生成量の振る舞いなど、多様な測定を可能としている。さらに、 $\pi^0\gamma$ 崩壊という比較的大きな分岐比を持つ電磁崩壊モードを持っていることは重要である。実験的に、十分な収量を得ながら、ハドロンの終状態相互作用 (FSI) の影響を制御しやすい利点を生んでいる。ここでは ω メソンを用いた 3 方向から原子核中でカイラル対称性は部分的に回復現象へのアプローチする試みを紹介する。

[1] Missing Mass 法による束縛状態の測定

原子核標的において ω メソンが静止して生成する運動量を注意深く選び、前方に放出される中性子、または、陽子を用いて測定を行う。 ω メソンへの運動量移行を最小にするためには、前方0度での測定が重要であり、そのためには中性子測定が適している。しかし、中性子測定により束縛状態の有無が判明した後、より精度の高い実験として off beam に飛ぶ陽子を狙った実験も必要となる。

[2] ω メソンの崩壊測定による核内性質の直接測定

原子核内での崩壊を用いて、 ω メソンの核内での性質を直接的に調べる測定である。ハドロンの終状態相互作用 (FSI) を考慮すると、レプトン対崩壊を用いることが適している。また、前項の束縛状態の測定と同時に行うことで、 ω メソンが核内に存在することに限定した実験を行うことが可能となる。この場合、十分な収量を得るためには $\pi^0\gamma$ 崩壊などを用いることが必要となる。ただし、将来的に十分な量のビームが得られれば、この限定実験もレプトン対崩壊を用いて行うこととなる。

[3] 生成量の原子核依存性

ω メソンの生成量を原子核の大きさの関数で測定することで、 ω メソンと原子核との相互作用を導き出すことが可能となる。特に、主に測定できるメソンが原子核外で崩壊したメソンである場合、生成のモデルを考慮することでメソンの核内での吸収長を評価することができる。

[4] 閾値近傍での生成量変化

ω メソンの原子核中での質量変化に着目した場合、質量減少や幅の広がりといった質量変化を原因として、閾値近傍では ω メソンの生成量に変化が現れることが予想されている。実験的には、すべての効果を積分した形の測定量ではあるが、比較的容易な測定であるため、様々なビームと核種を用いた実験を行い、基礎的なデータとして測定することが可能である。その後、モデル計算により検討を行う。

以上のような測定は、J-PARC において網羅的に行われるべきものであり、LEPS II、ELPH においても同様の測定が可能となる。J-PARC においては、E16 実験、E26 実験が採択されている。

原子核中の ϕ メソン

ϕ メソンも、 ω メソン同様に真空中の反クォーク・クォーク対凝縮と強く結びついていることが理論的に予想されている。すなわち、原子核中のような高密度状態でカイラル対称性の部分的回復に伴う反クォーク・クォーク対凝縮期待値の減少が直接その質量減少に結びつく可能性が十分に高い。この ϕ メソン質量の原子核中での減少は、KEK-PS E325 実験において観測されているが、未だ理論的に議論が続いている課題である。この問題を系統的に解決しようというのが先に議論されている J-PARC E16 実験である。一方、ここでは、原子核中の ϕ メソンについて少し違った見方を考える。KEK-PS E325 実験では原子核中で崩壊する遅く動いている ϕ メソンに対してその質量減少効果が観測されている。では究極的に遅い ϕ メソン、すなわち ϕ メソンを原子核中に束縛させることが出来るかどうか？を考えてみる。 ϕ メソンの質量が核物質中で減少するということは、 ϕ メソンー原子核の間に引力が働いているということを意味している。これまで、 ϕ メソンー核子相互作用については、sub threshold エネルギー領域⁴での ϕ メソン光生成、 ϕ メソン光生成断面積の原子核依存性などで議論されているが、まだ十分に議論され尽くしたとは言い難い。そこで、 ϕ メソンー原子核間相互作用に関する情報を引き出すために、 ϕ メソン原子核束縛状態の生成実験を J-PARC (E29 実験) として実行する計画が進行中である。この実験では、 ϕ メソン生成素過程として反陽子ビームを使った p

⁴ 始状態の全エネルギーが ϕ メソン生成閾値直下のエネルギー領域。

($\bar{p}, \phi$) ϕ 反応を使い、前方に放出される ϕ メソン測定から Missing mass 法で束縛状態の同定を行うという実験である。本測定において得られる束縛エネルギーや崩壊幅という情報は、ストレンジネスセクターにおける原子核中でのカイラル対称性の自発的破れの部分的な回復の実証を可能とする。

(C) バリオンをプローブとしたアプローチ

原子核 — 基底状態バリオン束縛系の高分解能スペクトロスコピー

ハイパー核の研究より Λ 粒子は原子核の奥深くまでもぐりこんで長時間滞在する（幅の狭い、深い束縛状態の存在）ことが知られている。これは、 Λ 粒子は核物質をその内部から探るよいプローブの役割を果たすことを示唆している。これまでは、軽いハイパー核からフレーバー SU(3) の核力の姿を明らかにする研究が進められてきた。一方で、大きいバリオン数の Λ ハイパー核における Λ の単一粒子軌道のエネルギー準位や各 Λ 軌道の LS 分離エネルギーの精密測定は原子核の密度やその変化の詳細を反映している。また、高密度核物質中における Λ 粒子の磁気モーメントといった電磁氣的性質の変化を詳細に調べることができる。このことは有限密度下におけるハドロンの性質に光をあてることにより、クォークの閉じ込めやハドロンの質量獲得機構の解明につながる。

そのためには、これまで行われているハイパー核分光の分解能 $2 \text{ MeV}/c^2$ を十分凌駕する分解能と、高いビーム強度でのハイパー核大量生成が必要である。本研究を達成するには、大強度高分解能ビームラインスペクトロメータの建設が必要不可欠である。この課題は、ハイパー核で展開する物理と非常に密接にかかわる課題である。

2.4.3.3 フレーバーフロンティアの拡張：ストレンジネスからチャーム・ボトムまで

チャームハドロンの質量スペクトロスコピー

チャーム・ボトムクォークセクターでのハドロン物理の今後の進展として、大量に発見されたエキゾチックメソン候補の存否の確定と内部構造の解明が挙げられる。特に、Belle 実験が報告した $Z^+(4430)$ 、 $Z_b^+(10610)$ 、 $Z_b^+(10650)$ は他の実験では確認されておらず、Belle II や LHCb 実験等での高統計データによる追認が必要である。また、 $Z^+(4430)$ 等がテトラクォークのメソンであればその中性パートナーが存在すると予想されており、さらなる高統計データでの探査が望まれている。Belle II 実験は Belle 実験の 50 倍のデータを収集する見込みであり、チャームクォークやボトムクォークを含むエキゾチックハドロンの物理を牽引してゆくと期待される。

チャームハドロンの研究は、アップ、ダウン、ストレンジネスからフレーバーを単純に拡張するという以上の大きな意義を持つ。アップ、ダウン、ストレンジネスで出来ているハドロン内部の軽いクォークは QCD 真空中の軽いクォークと強く混じり合う。このため、ハドロンの単体としての性質と QCD 真空の性質を分離して議論することは困難である。軽いクォークに比べてチャームクォークは QCD 真空において密度が少ないので、ハドロン内部のチャームクォークと QCD 真空中のチャームクォークの混合の度合いは小さいと考えられる。したがって、チャームクォークを多く含む場合、ハドロン単体の性質を QCD 真空の性質を分離して研究することが可能である。

チャームハドロンは質量スペクトロスコピーの観点からも興味深い。ハドロン質量のスピン分離を決めるスピン・カラー相互作用はクォークの質量 m_q の逆数の 2 乗 ($1/m_q^2$) に比例するため、軽いクォー

クの間に強い相関を与える。カイラル対称性が破れた世界では、 u, d, s クォークは同程度の質量を持つので、 us クォーク対、 ds クォーク対、 su クォーク対それぞれの相関の強弱は見えにくい。しかし、ハドロンの中にチャームクォークを導入することでスピン・カラー相互作用は必然的に小さくなるので、チャームクォークと軽いクォークの相関は自然に断ち切られる。その結果、チャームハドロンの質量スペクトロスコーピーにおいて軽いハドロンでは見られなかった新しいパターンが見られるはずである。つまり、チャームハドロン質量スペクトルを詳細に研究することでハドロン内部のクォークのダイナミクスについて重要な情報が得られると期待される。また、チャーム量子数を2つ含むテトラクォーク状態 (T_{cc} ($\bar{c}cud$) など) の存在が理論的に予想されており [57]、実験において確認されればクォーク間の相互作用の理解に大きく貢献すると考えられている。このような新しいエキゾチックハドロンの探査は Belle II 実験や LHCb 実験などの重要なテーマの一つである。

チャームハドロンー原子核の相互作用の研究

核物質中のカイラル対称性の自発的破れの部分的な回復をチャームハドロンを通して新しい視点から検証する。具体的には、原子核中での $\bar{D}$ メソンあるいは D メソンの質量の減少の測定 [58] (u, d クォークのカイラル対称性の破れの部分的回復)、原子核中でのチャーモニウム (J/ψ , ψ' など) の質量の減少あるいは原子核とチャーモニウムの束縛状態の観測などを挙げるができる。チャーモニウムはグルーオン交換を通して原子核と相互作用を行うので、核物質中のグルーオン凝縮の探索に適していると考えられる。 Λ_c などのチャームバリオンの束縛状態の研究も興味深い。

核物質中において軽いクォークとチャームクォークの役割の本質的な違いは次の点である。 π 、 ρ 、 ω のような軽いクォーク ($q = u, d, s$) を含むハドロンは両方とも軽いクォーク-反クォークのペア ($q\bar{q}$) である。したがって、 $q\bar{q}$ メソンは、核物質における不純物効果としてフェルミ球の核子内部のクォーク (q) のみならず QCD 真空中の反クォーク ($\bar{q}$) と複雑に絡み合っている。一方、重いクォーク ($Q = c, b$) は QCD 真空のダイナミクスに影響されにくい。例えば $\bar{Q}q$ メソンの核物質中の不純物効果として、重いクォーク ($\bar{Q}$) の変化を無視して軽いクォーク (q) のダイナミクスの変化のみを見ることができる。 $Q\bar{q}$ メソンや Qqq バリオン、 QQq バリオンなどについても同様である。

ここで $\bar{Q}q$ メソンと $Q\bar{q}$ メソンの役割の違いに注意しよう。真空中では $\bar{Q}q$ メソンと $Q\bar{q}$ メソンはお互いに反粒子なので両者の性質は電荷を除いて同じである。しかし、核物質中では有限バリオン密度のために両者の性質は大きく異なる。大雑把に考えると、 $\bar{Q}q$ メソンはクォーク (q) を含むので核物質のフェルミ球の物理に密接に関係し、さらに $Q\bar{q}$ メソンは反クォーク ($\bar{q}$) を含むのでフェルミ球のみならず QCD 真空の物理にも深く関係すると予想される。このように $\bar{Q}q$ メソンと $Q\bar{q}$ メソンを使い分けることによって、

- (i) $\bar{Q}q$ メソンにおけるクォークの自由度 (q) を通じて核物質のフェルミ多体系としての性質（フェルミ液体など）を探ること
- (ii) $Q\bar{q}$ メソンにおける反クォークの自由度 ($\bar{q}$) を通じて、フェルミ球から QCD 真空を含めた広いエネルギースケールをプローブして、核物質におけるカイラル対称性の破れの部分的回復を解明すること

を別々に議論することが可能である。軽い $q\bar{q}$ メソンの場合はクォーク (q) と反クォーク ($\bar{q}$) を同時に含むので、フェルミ球の物理と QCD 真空の物理を明確に分離して議論することは困難である。原子核はカイラル対称性の破れが部分的に回復した場であるだけでなく、高角運動量成分や表面振動・

回転運動などの多様なモードが複雑に結合したシステムである。このようなフェルミ多体系にチャームハドロンを混入させて不純物効果を調べることは、QCD 真空の解明と同時にフェルミ多体系の新しい側面を理解することにも繋がる。

チャームを含む原子核を作るために最も有効な手法として高エネルギー反陽子ビームを使う実験が最も有効であると考えられる。少なくとも運動量 $6 \text{ GeV}/c$ 以上の大強度反陽子ビームが必要となる。

2.4.3.4 国外におけるハドロン物理研究の現状

現在、世界的に進行中の大型プロジェクトとしては、米国 Jefferson Laboratory 12 GeV electron、ドイツ FAIR・GSI を挙げることが出来る。またこれ以外に、高エネルギー重イオン衝突実験である RHIC/BNL や LHC/CERN などにおいても精力的なハドロン物理が展開されている。ここではそれぞれの施設で展開されているハドロン物理について簡単に紹介する。

米国 Jefferson Laboratory (JLab) 12 GeV electron

既存の最高到達エネルギー 6 GeV を有する電子シンクロトロン CEBAF の到達エネルギーを 12 GeV までアップグレードする計画が現在進行中である。計画では 2015 年からの本格稼働を計画している。JLab では大強度電子ビームから制動輻射で得られる高輝度 γ 線ビームを用いたハドロン物理が展開される。特に、クォークのハドロン内閉じ込め機構解明を目的としたメソン・バリオンのスペクトロスコピー、エキゾチック粒子探索及び、陽子・中性子、さらには原子核内部のクォーク構造関数の決定など幅広い研究が行われる予定である。

ドイツ FAIR・GSI

現在ドイツ GSI では、重イオン加速器 (SIS100) および反陽子実験施設 (FAIR) が建設中である。特に FAIR では反陽子ストレージリングを建設し、反陽子運動量 $2 \text{ GeV}/c$ から $15 \text{ GeV}/c$ までの内部標的を用いた固定標的実験 PANDA が計画されている。PANDA では、ストレージリングでビームを何回も繰り返し使えることから来るメリットである高いルミノシティを背景にチャームクォークを含むメソン、特に J/ψ をはじめとするチャームモニウムの精密測定、グルーオンのみを構成子として持つ新種の粒子や、マルチクォーク状態の探索などを通し、クォーク間に働く力、さらにはその閉じ込めの機構に迫る測定が予定されている。また、内部標的として原子核を使い D メソンなどチャームクォークを含むメソンを使い、チャームメソンと原子核の相互作用から原子核内でのカイラル対称性部分的な回復現象測定も計画されている。

RHIC/BNL および LHC/CERN

これらは、既に建設が終了、実際に多くのデータが収集されている高エネルギー重イオン衝突実験施設である。近年、RHIC や LHC における高エネルギーでの重イオン衝突において、高温のクォーク・グルーオンのスープ・クォークグルーオンプラズマ (QGP) が生成されたということは疑う余地がない。QGP 中において、多数存在するクォークのハドロン化の段階でどのようにエキゾチック粒子が生成されるのかは非常に興味研究課題である。また QGP の存在とカイラル対称性の部分的回復の関係など、ハドロン物理にとって重要な課題が今後達成されていくと期待される。

2.4.4 ハドロン物理研究の推進のために必要な将来施設

ハドロン物理の目標、今後解決すべき課題について述べてきたわけであるが、その中で、現存の研究施設では達成できない研究課題が多数存在する。それらをここでまとめる。

- ストレンジネス $S = -2, -3$ を持つバリオン共鳴状態やエキゾチック粒子の探索

(K^-, K^+) 反応を用いたミッシングマススペクトロスコピー。質量 2.5 GeV 以上の粒子探索のためには運動量 4 GeV/c 以上の大強度 K^- ビームが必要である。また、ストレンジネス $S = -3$ のバリオンである Ω バリオンの励起状態探索のためには、 K^- メソンビームを使う ($K^-, K^+ K^+$) 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。そのためには 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が必要である。

- チャームクォークを含むバリオン共鳴の分光

チャームクォークを含むバリオン共鳴の研究はハドロンの内部有効自由度に対する重要な情報を与える。したがって、今後必要となるのは、高分解能チャームバリオンスペクトロスコピーである。その方法として、高分解能 (π, D) 反応を用いたミッシングマススペクトロスコピーを挙げることができる。チャームバリオンの生成断面積は小さい (~ 10 nb 以下) ということを考えると、生成閾値を考慮すると、チャームバリオン探索には高分解能・高運動量の大強度 π メソンビームが必要不可欠である。チャームバリオン 3.5 GeV/c² までの領域を探索したい場合、 π メソンの運動量は最低 15 GeV/c 必要である。

- チャームクォークを含むメソン-原子核相互作用の研究

D メソンをはじめとするチャームメソンはその中に軽い u あるいは d クォークをひとつ持っているため、原子核中でのカイラル対称性の部分的な回復に敏感なプローブとなりうることが期待される。チャームメソンと原子核の相互作用研究に最も有効な手法として高エネルギー反陽子ビームを使う実験が考えられる。反陽子・陽子反応における D メソンペアの生成閾値は 6.4 GeV/c であるので少なくとも運動量 6 GeV/c 以上の大強度反陽子ビームが必要となる。

以上のことより、今後ハドロン物理を推進のために必要な基幹施設は大強度・高運動量ビームラインである。さらに J-PARC で現在推進されている低運動量 K^- 、反陽子ビームを使った実験の更なる充実が必要である。そのためには、大規模な J-PARC ハドロンホール拡張が必要不可欠である。

J-PARC ハドロンホール拡張計画

先に述べた物理課題を達成し、次世代ハドロン物理を牽引するための重要なステップとして既存 J-PARC ハドロンホールの拡張が必要不可欠である。そこで必要な基幹設備として以下の施設整備が必要であると考えられる。

1. 現在行なっている物理の系統的展開のための大強度低エネルギー (~ 1 GeV/c) K メソンビームラインの建設
2. 大強度高運動量ハドロンビームライン
 - 10 GeV/c 以上の π メソンビームライン

- 10 GeV/c までの K メソン、反陽子ビームライン

3. 大強度高分解能ビームライン

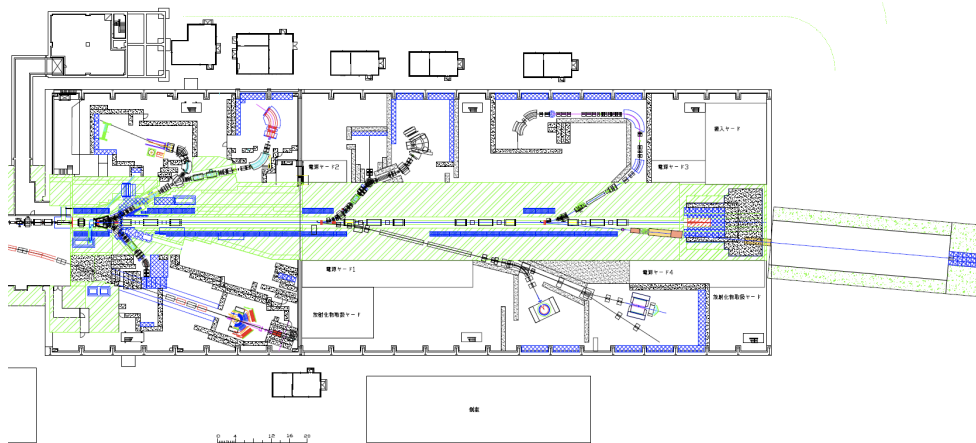


図 2.4.8: J-PARC ハドロンホール拡張

2.4.5 他の WG との連携

先にも述べてきたとおり、ハドロン物理の究極の目標は、低エネルギー領域において QCD 多体系が織り成す物理現象を、カラーシングレットであるハドロン自身、またはその相互作用を通して理解することと言える。そのひとつの手法として、ハドロンの存在する“環境”つまり温度や密度を変化させ、その存在形態が変化するのか？また、どのように変化するのか？を系統的に検証していく必要がある。この観点から、他の WG との関係を考えていく。

2.4.5.1 ハドロン WG とハイパー核・ストレンジネス核物理 WG の関係

ハイパー核・ストレンジネス核物理研究では、ストレンジネス (s) を含む Λ 粒子や $\bar{K}$ メソンを原子核中に埋め込み、核構造の変化、バリオン間相互作用 (核力) を理解するという研究がすすめられてきている。ハイパー核を、“原子核”という高密度核物質中に Λ 粒子が埋め込まれた状態として解釈することができる。核媒質中での“ Λ ”の性質が真空の場合に比べてどのように変化するのか？を理解することは、ハドロン物理の基本問題である。特に重いハイパー核研究を通し、核物質中の Λ の特性を如何に導き出していくのか？というのはハドロン物理の課題の一つ“核物質中でのハドロンの質量”と非常に深く結びつく課題と言える。

一般に、ハドロン多体系としてどのようなものが存在するのだろうか？ハドロン多体系は、通常の原子核やハイパー核とどのように繋がっているのだろうか？このようなハドロンの多様な物質の世界を理解することによって、低エネルギーの世界における強い相互作用の本質を明らかにし、クォークからハドロン、さらにハドロンからハドロン多体系までの重層的な階層構造を解明することが今後のハドロン物理の大きな目標になるだろう。

ハドロンの励起状態の物理の大きな特徴は、いろいろなモードについて様々な結合チャンネルを考慮しなければならないことである。これが励起状態の複雑さを生み出している一つの原因である。一方、原子核も様々なモードが絡んだ複雑な量子系であることが知られている。その結果として原子核において多様な励起モードや集団モード、クラスター構造が生成されることが原子核物理の豊かさの一つの源となっている。このように複数のチャンネルが結合して多様性を生み出すという意味では、ハドロン物理と原子核物理は一つの共通点をもっている。ただし、大きく異なる点は、ハドロン物理においては粒子の保存は成り立たず、粒子の変換も含めたチャンネルが絡み合うことである。このようなハドロンの多体系について、今まで知られていなかった励起状態や集団状態あるいはクラスター構造などが形成されて、新しい物質構造が存在することが予想される。様々なハドロン質量スペクトルを得ることはハドロン同士の相互作用について重要な情報を与える。今後は、ハドロン多体系における様々な粒子変換と様々なハドロン存在状態の結合を理解し、低エネルギー QCD において強い相互作用が生み出す新しい世界を解明することが、ハドロン物理の重要な課題の一つである。

2.4.5.2 ハドロン WG と高エネルギー重イオン衝突 WG の関係

近年の RHIC・LHC 等の研究成果では、高エネルギー重イオン衝突により生成される高温核物質中において、クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) 状態が生成されているという証拠を与えている。この高温核物質中でのハドロン、特にベクトルメソンの質量分布の精密測定は、原子核中での測定と異なり、高温・高密度という環境下でのカイラル対称性の回復に関する情報を解明する、関連性の高い研究課題である。高エネルギー重イオン衝突実験では QGP というカラー場の中に存在するベクトルメソンを測定するため、直接カイラル対称性の部分的回復といった効果を測定できる可能性がある反面、QGP というカラー場は急激に膨張、そしてハドロンへとフリーズアウトするという環境が急激に変化しているという複雑な系の上での観測となる。

一方、これまで議論してきた原子核中にベクトルメソンを埋め込む研究では、場となる高密度核物質＝原子核は静的であることや、 (π, n) 反応など素過程を選ぶことにより測定したい粒子 (ベクトルメソン) を選択的に生成することにより、生成と反応を分離した測定可能である反面、測定量がどのようにカイラル対称性の部分的回復に結びついて行くのか？について理論的な指標が必要である。以上のことから、これらの研究は“カイラル対称性自発的破れとその回復”の物理を追求するための相補的な研究と言える。

一方、QGP という“クォークスープ”が出来ることに注目し、QGP 中でのクォークのコアレシエンスでのエキゾチックハドロンの生成の可能性に言及した理論的研究が発表されている。この QGP 中でのエキゾチックハドロン探索はハドロン物理と強い関連のある興味深い研究課題である。

2.4.5.3 ハドロン WG と核子構造 WG の関係

QCD の教えるところでは、観測するエネルギースケールの違いによりハドロンの記述は違ってくる。核子構造研究の舞台である高エネルギー領域では、ハドロンはパートンの集合体として表される。一方で、低エネルギーではハドロンは構成子クォークや、メソン・バリオン分子状態といった自由度を使って理解、記述できることが知られている。では、高エネルギー領域から低エネルギー領域にかけてどのようにつながっていくのか？というのは究極の課題ではあるが未だ明確な指標はない。この

つながりの解明は QCD 多体系としてハドロンをどのように理解していくのか？につながっていくと考える。

2.4.6 タイムライン

今後 5 年間は既存の施設である J-PARC・LEPS・ELPH さらには現在建設中の LEPS II が主な実験の実施場所となる。LEPS・LEPS II・ELPH などにおけるメソン・バリオンのスペクトロスコピーおよび J-PARC における原子核中でのカイラル対称性部分的回復の観測を目的としたメソン・原子核相互作用研究が中心的な課題となる。この 5 年の後半には、J-PARC に高運動量ビームラインが建設される予定であるので、第一期チャームバリオンスペクトロスコピーが開始される。

一方、原子核コミュニティーにとって J-PARC ハドロンホールの拡張、新規ビームライン建設は重要な課題である。2014 年着工、2017 年実験開始に向け現在準備がすすめられている。この新施設の基幹ビームラインは前述の大強度・高運動量の粒子識別可能ビームラインおよび高分解能ビームラインである。

これらのアクティビティーとは独立に、新種ハドロン、特にチャームクォークやボトムクォークを持つような新粒子探索が高ルミノシティ実験である Belle II で実施される。以下にタイムラインを示す。

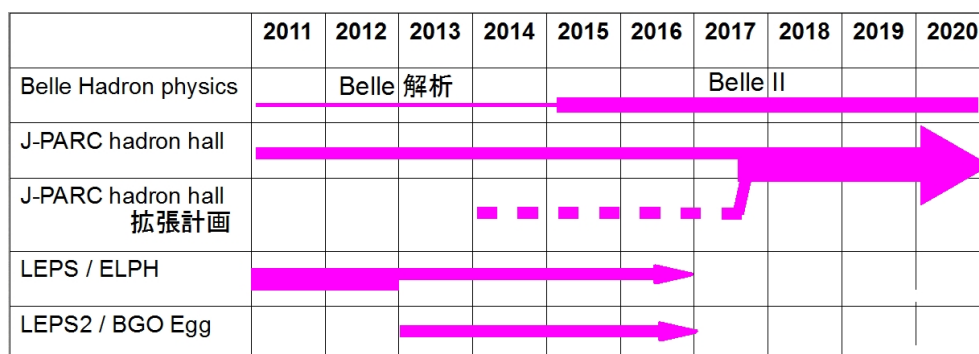


図 2.4.9: 2020 年前後までに予想される国内施設整備計画タイムライン

2.4.7 リソース

以下にハドロン物理に携わる人的なリソース及び予算規模を実験を実施している施設ごとに分けてまとめる。

人的なリソース

J-PARC 関係	100 名
ELPH	50 名
LEPS	80 名
Belle ハドロン	20 名

予算規模

施設整備

J-PARC high-p line 建設	20 億円
J-PARC ハドロンホール拡張	160 億円

運営経費

ELPH	2 億円/年
J-PARC	10 億円/年
各施設での実験実施	5 億円/年

2.4.8 まとめと展望

近年の LEPS におけるペンタクォーク候補および、KEKB・Belle における新粒子の発見は、ハドロン物理の課題の一つ**閉じ込め機構の解明**に関する重要な第一歩を与える実験結果であったと言える。一方で、 π メソン原子分光実験における原子核中でのカイラル対称性の部分的な回復を裏付けるような実験結果や、原子核中で ϕ メソンの質量が軽くなることを示す実験結果などは、**カイラル対称性の自発的な破れ**がハドロン質量を作り出す源であるという理論的な予測を実証するための第一歩であると言える。

今後、これまで明らかになってきた証拠を確固たるものとすべく、国内既存施設、東北大・電子光理学研究センター、SPring-8/LEPS、J-PARC、RIBF、KEKB/Belle など幅広い実験施設での新規実験の実行により、今まさに新しい実験結果が生み出されようとしているところである。

さらに将来の実験プログラム遂行のためにはより多くの実験を効率よく行うための J-PARC 拡張計画を含む新施設の建設は急務である。それとともに、現在ハドロン物理に興味を持っている研究者のみならず、多くの研究者と連携し、共同で実験実施に当たることが絶対に必要である。

2.4.9 謝辞

本レポートをまとめるにあたり、ワーキンググループメンバー以外の方々にも積極的に議論に参加していただきました。すべてのみなさまにこの場をかりて深く感謝致します。

参考文献

- [1] F.E. Close. AN INTRODUCTION TO QUARKS AND PARTONS. 1979.
- [2] Siegfried Bethke. The 2009 World Average of α_s . *Eur.Phys.J.*, C64:689–703, 2009.
- [3] Nathan Isgur and Gabriel Karl. P Wave Baryons in the Quark Model. *Phys.Rev.*, D18:4187, 1978.
- [4] T. Nakano et al. Evidence for a narrow $S = +1$ baryon resonance in photoproduction from the neutron. *Phys.Rev.Lett.*, 91:012002, 2003.
- [5] Dmitri Diakonov, Victor Petrov, and Maxim V. Polyakov. Exotic anti-decuplet of baryons: Prediction from chiral solitons. *Z.Phys.*, A359:305–314, 1997.
- [6] S. Stepanyan et al. Observation of an exotic $S = +1$ baryon in exclusive photoproduction from the deuteron. *Phys.Rev.Lett.*, 91:252001, 2003.
- [7] K. Miwa et al. Search for Θ^+ via $\pi^- p \rightarrow K^- X$ reaction near production threshold. *Phys.Lett.*, B635:72–79, 2006.
- [8] M. Abdel-Bary et al. Evidence for a narrow resonance at 1530-MeV/ C^2 in the $K^0 p$ system of the reaction $pp \rightarrow \Sigma^+ K^0 p$ from the COSY-TOF experiment. *Phys.Lett.*, B595:127–134, 2004.
- [9] B. McKinnon et al. Search for the Θ^+ Pentaquark in the Reaction $\gamma d \rightarrow K^- K^+ n$. *Phys. Rev. Lett.*, 96:212001, 2006.
- [10] M. Abdel-Bary et al. Improved study of a possible Θ^+ production in the $pp \rightarrow p K^0 \Sigma^+$ reaction with the COSY-TOF spectrometer. *Phys. Lett. B*, 649:252–257, 2007.
- [11] T. Nakano et al. Evidence of the Θ^+ in the $\gamma d \rightarrow K^+ K^- pn$ reaction. *Phys.Rev.*, C79:025210, 2009.
- [12] C. Alt et al. Observation of an exotic $S = -2$, $Q = -2$ baryon resonance in proton proton collisions at the CERN SPS. *Phys.Rev.Lett.*, 92:042003, 2004.
- [13] K.T. Knopfle, M. Zavertyaev, and T. Zivko. Search for Θ^+ and $\Xi^{--}(3/2)$ pentaquarks in HERA-B. *J.Phys.G*, G30:S1363–S1366, 2004.
- [14] Gerald A. Miller. Even parity Θ pentaquark and stable strange nuclear matter. *Phys.Rev.*, C70:022202, 2004.
- [15] B.S. Zou. Strangeness in the proton and $N^*(1535)$. *Nucl.Phys.*, A790:110–115, 2007.
- [16] R.H. Dalitz. *Eur.Phys.J.*, C15:748, 2000.
- [17] M. Niiyama, H. Fujimura, D.S. Ahn, J.K. Ahn, S. Ajimura, et al. Photoproduction of $\Lambda(1405)$ and $\Sigma^0(1385)$ on the proton at $E_{\gamma} = 1.5$ -2.4 GeV. *Phys.Rev.*, C78:035202, 2008.
- [18] M. Sumihama et al. Backward-angle η photoproduction from protons at $E_{\gamma} = 1.6$ - 2.4 GeV. *Phys.Rev.*, C80:052201, 2009.
- [19] M. Sumihama, J.K. Ahn, H. Akimune, Y. Asano, W.C. Chang, et al. Backward-angle photoproduction of π^0 mesons on the proton at $E_{\gamma} = 1.5$ -2.4 GeV. *Phys.Lett.*, B657:32–37, 2007.
- [20] E.M. Aitala et al. Experimental evidence for a light and broad scalar resonance in $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ decay. *Phys.Rev.Lett.*, 86:770–774, 2001.
- [21] M. Ablikim et al. The sigma pole in $J/\psi \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-$. *Phys.Lett.*, B598:149–158, 2004.
- [22] E.M. Aitala et al. Dalitz plot analysis of the decay $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ and indication of a low-mass scalar $K \pi$ resonance. *Phys.Rev.Lett.*, 89:121801, 2002.
- [23] S.H. Hwang, K. Hicks, J.K. Ahn, T. Nakano, D.S. Ahn, et al. Spin-Density Matrix Elements for $\gamma p \rightarrow K^* \Sigma^+$ at $E_{\gamma} = 1.85$ -3.0 GeV with Evidence for the $\kappa(800)$ Meson Exchange. *Phys.Rev.Lett.*, 108:092001, 2012.
- [24] T. Mori et al. High statistics study of $f_0(980)$ resonance in $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^-$ production. *Phys.Rev.*, D75:051101, 2007.
- [25] S. Uehara et al. High-statistics study of $\eta\pi^0$ production in two-photon collisions. *Phys.Rev.*, D80:032001, 2009. 25 pages 16 figures.
- [26] Sungtae Cho et al. Studying Exotic Hadrons in Heavy Ion Collisions. *Phys.Rev.*, C84:064910, 2011. 18 pages, 2 figures.
- [27] K. Suzuki, M. Fujita, H. Geissel, H. Gilg, A. Gillitzer, 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.
- [28] K. Itahashi, K. Oyama, R.S. Hayano, H. Gilg, A. Gillitzer, et al. Deeply bound π^- states in ^{207}Pb formed in the $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})$ reaction Part II: Deduced binding energies and widths and the pion-nucleus interaction. *Phys.Rev.*, C62:025202, 2000.
- [29] H. Geissel, H. Gilg, A. Gillitzer, R.S. Hayano, S. Hirenzaki, et al. Deeply bound 1s and 2p pionic states in ^{205}Pb and determination of the S wave part of the pion nucleus interaction. *Phys.Rev.Lett.*, 88:122301, 2002.
- [30] Th. Strauch, F.D. Amaro, D. Anagnostopoulos, P. Buhler, D.S. Covita, et al. Pionic deuterium. *Eur.Phys.J.*, A47:88, 2011.
- [31] Evgeni E. Kolomeitsev, N. Kaiser, and W. Weise. Chiral dynamics of deeply bound pionic atoms. *Phys.Rev.Lett.*, 90:092501, 2003.
- [32] M. Naruki, H. Funahashi, Y. Fukao, M. Kitaguchi, M. Ishino, et al. Experimental signature of the medium modification for rho and omega mesons in 12-GeV $p + A$ reactions. *Phys.Rev.Lett.*, 96:092301, 2006.
- [33] R. Muto et al. Evidence for in-medium modification of the ϕ meson at normal nuclear density. *Phys.Rev.Lett.*, 98:042501, 2007.
- [34] Tetsuo Hatsuda and Su Houn Lee. QCD sum rules for vector mesons in nuclear medium. *Phys.Rev.*, C46:34–38, 1992.
- [35] M.H. Wood et al. Light Vector Mesons in the Nuclear

- Medium. *Phys.Rev.*, C78:015201, 2008.
- [36] T. Ishikawa, D.S. Ahn, J.K. Ahn, H. Akimune, W.C. Chang, et al. ϕ photo-production from Li, C, Al, and Cu nuclei at $E_\gamma = 1.5 \text{ GeV} - 2.4 \text{ GeV}$. *Phys.Lett.*, B608:215–222, 2005.
- [37] M. Kotulla et al. Modification of the ω -Meson Lifetime in Nuclear Matter. *Phys.Rev.Lett.*, 100:192302, 2008.
- [38] T. Mibe et al. First measurement of coherent phi-meson photoproduction on deuteron at low energies. *Phys.Rev.*, C76:052202, 2007.
- [39] M. Hartmann, Yu.T. Kiselev, A. Polyanskiy, E. Ya. Paryev, M. Buescher, et al. Momentum dependence of the ϕ -meson nuclear transparency. 2012. Long author list - awaiting processing.
- [40] Bernard Aubert et al. Observation of a narrow meson decaying to $D_s^+ \pi^0$ at a mass of $2.32\text{-GeV}/c^2$. *Phys.Rev.Lett.*, 90:242001, 2003.
- [41] S.K. Choi et al. Observation of a narrow charmonium-like state in exclusive $B^{+-} \rightarrow K^{+-} \pi^+ \pi^- J/\psi$ decays. *Phys.Rev.Lett.*, 91:262001, 2003.
- [42] R. Mizuk et al. Dalitz analysis of $B \rightarrow K \pi^+ \psi'$ decays and the $Z(4430)^+$. *Phys.Rev.*, D80:031104, 2009.
- [43] A. Bondar et al. Observation of two charged bottomonium-like resonances in $Y(5S)$ decays. 2011.
- [44] Eric S. Swanson. Diagnostic decays of the $X(3872)$. *Phys.Lett.*, B598:197–202, 2004.
- [45] Bernard Aubert et al. Evidence for $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ in $B^{+-} \rightarrow X(3872)K^{+-}$ decays and a study of $B \rightarrow c\bar{c}\gamma K$. *Phys.Rev.Lett.*, 102:132001, 2009.
- [46] V. Bhardwaj et al. Observation of $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$ and search for $X(3872) \rightarrow \psi'\gamma$ in B decays. *Phys.Rev.Lett.*, 107:091803, 2011.
- [47] D. Jido, J.A. Oller, E. Oset, A. Ramos, and U.G. Meissner. Chiral dynamics of the two $\Lambda(1405)$ states. *Nucl.Phys.*, A725:181–200, 2003.
- [48] Q. Haider and L. C. Liu. Formation of an eta mesic nucleus. *Phys. Lett.*, B172:257–260, 1986.
- [49] Carleton E. Detar and Teiji Kunihiro. Linear sigma model with parity doubling. *Phys. Rev.*, D39:2805–2808, 1989.
- [50] Daisuke Jido, Makoto Oka, and Atsushi Hosaka. Chiral symmetry of baryons. *Prog. Theor. Phys.*, 106:873–908, 2001.
- [51] D. Jido, H. Nagahiro, and S. Hirenzaki. Medium effects to $N(1535)$ resonance and eta mesic nuclei. *Phys. Rev.*, C66:045202, 2002.
- [52] D. Jido, E. E. Kolomeitsev, H. Nagahiro, and S. Hirenzaki. Level crossing of particle-hole and mesonic modes in eta-mesonic nuclei. *Nucl. Phys.*, A811:158–178, 2008.
- [53] Steven Weinberg. The $U_A(1)$ Problem. *Phys.Rev.*, D11:3583–3593, 1975.
- [54] Su H. Lee and T. Hatsuda. $U_A(1)$ symmetry restoration in QCD with N_f flavors. *Phys. Rev.*, D54:1871–1873, 1996.
- [55] Daisuke Jido, Hideko Nagahiro, and Satoru Hirenzaki. Nuclear bound state of $\eta'(958)$ and partial restoration of chiral symmetry in the η' mass. *Phys. Rev. C*, 85:032201(R), 2012.
- [56] R. Vertesi, T. Csorgo, and J. Sziklai. Significant in-medium η' mass reduction in $\sqrt{s_{NN}}=200 \text{ GeV}$ Au+Au collisions at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider. *Phys.Rev.*, C83:054903, 2011.
- [57] Su Hounng Lee, Shigehiro Yasui, Wei Liu, and Che Ming Ko. Charmed exotics in Heavy Ion Collisions. *Eur.Phys.J.*, C54:259–265, 2008.
- [58] Kazuo Tsushima, Ding-Hui Lu, Anthony William Thomas, K. Saito, and R.H. Landau. Charmed mesic nuclei. *Phys.Rev.*, C59:2824–2828, 1999.

コラム1

カイラル対称性

保坂淳・大阪大学核物理研究センター

2008年に南部先生がノーベル物理学賞を受賞された。報道では受賞理由のキーワード「自発的対称性の破れ」を説明するのに手こずっていた。確かに文字通りの内容を説明するのには準備が必要だが、その帰結はむしろ容易である。質量の起源と世の中の多様性を説明する理論、とすればたいはいの人は納得してもらえらると思う。

自然法則はより基本的なところでは単純なものであると信じられている。ところが現実には、我々は複雑な世界に住んでいる。例えば、自然界の4つの力、重力、弱い力、電磁気力、強い力は、宇宙開びやく直後には同一のものであったが、膨張し冷えていくにつれて分かれた（複雑になった）と考えられている。物理学の目的には、より高い階層での単純な法則を追求することに加え、現在の多彩な様相がいかにして出来上がったかを明らかにすることがある。自発的対称性の破れはそのメカニズムにヒントを与えたのである。

ハドロン物理で興味があるのは強い相互作用である。クォークを基本構成要素とし、グルーオンが力を媒介する量子色力学(QCD)がその性質を記述する。原子の質量の大部分をになう原子核を作る核子や中間子は、クォークや反クォークが結合して出来上がっている。ところがグルーオンの力は「強い」ために、QCDを解くことは数学的にも難しい問題の一つとされ、クォークの閉込めとともに、カイラル対称性の自発的破れと質量起源の問題を明らかにすることが、ハドロン物理学の課題となっている。

さて以上を導入とし、カイラル対称性を説明しよう。u, d, s クォークは質量が軽い。簡単のために質量をゼロとすると、それらは常に光速で運動している。スピンに着目すると、クォークのスピン $1/2$ の成分は運動方向かその逆方向の2通りをとることが出来る。前者を「右巻」き、後者を「左巻」きという。右左の性質はクォークが光速で運動し続ける限り絶対的な意味を持ち、このような状況が実現されている世界にはカイラル対称性があるという。ところがグルーオンの複雑な性質（非摂動効果）のため、現在の世界では、右巻きと左巻きが混ざるようになると考えられている。そのため、右巻きと左巻きはもはや独立には考えることが出来ずカイラル対称性が破れ、その結果クォークには質量が生成されることになる。このシナリオは超伝導状態にエネルギーギャップが生じるのと似ている。クーパー対が凝縮するのに対応して、ハドロンの世界ではクォーク反クォーク対が凝縮し、対称性の破れの秩序変数となる。南部先生はこの考え方を、QCDが発見されるずっと以前にハドロンの世界に持ち込んだのである。

有限の質量をもったクォークが3つ集まると、その3倍程度の質量をもった核子ができあがる。これが重い原子核、そして物質の質量の源になっている。さらにクォークと反クォークが結合して中間子ができる。素朴には中間子の質量は核子の質量の $2/3$ 程度と予想される。しかし、それより遥かに軽いパイ中間子が存在することを我々は知っている。湯川が核力を説明するために予言した粒子である。この「軽さ」を説明するのが、クォークに質量をもたらしただと同じ右巻きと左巻きを混ぜる力である。この力が2倍のクォークの質量を厳密に帳消しにしてくれて、パイ

中間子の質量はゼロとなる。これは南部-Goldstone の定理として知られている。

パイ中間子はまさにカイラル対称性の申し子である。対称性はパイ中間子と他の粒子との相互作用をも予言し、低エネルギー定理として確立されてきた。しかしその対称性はあらわには見えず、特にパイ中間子はその質量をとっても、他の粒子とは大きく性質を異にしている。対称性が破れる（失われる）ことによって、世の中に多様性が生まれることになる。

ここまでで対称性が自発的に破れるためには力が必要となることをみた。ところが例えば温度を上げるとどうなるだろうか。当然クォークは熱運動を始めるが、それが力を打ち負かすようになると、右巻きと左巻きの混合はもはや断ち切れ、もとの対称性の回復した世界に戻ることが予想される。高温（あるいは高密度）の世界では、対称性の破れを引き起こす力の効果が無視できて自然法則は単純になるのである。世の中が冷めて力の効果が顕著になると、対称性が破れ多彩な世の中が生まれるということである。異なる対称性をもつ真空に移り変わることは、相転移現象として記述される。その際によく用いられるのが、秩序変数の関数として書かれた有効ポテンシャルである。カイラル対称性の相転移の場合は、クォークと反クォークの対凝縮が秩序変数となる。有効ポテンシャルは温度の変化に伴い、図 C.1.1 になる。

物質の温度や密度を変化させて、実験室で破れた対称性を回復させる試みが続けられている。まだその確固とした証拠は見つかっていないが、これを確立することで QCD の理解につながるだけでなく、自然法則のより一般的な仕組みの解明にも役立つことが期待できる。これからのハドロン物理学の重要な課題である。

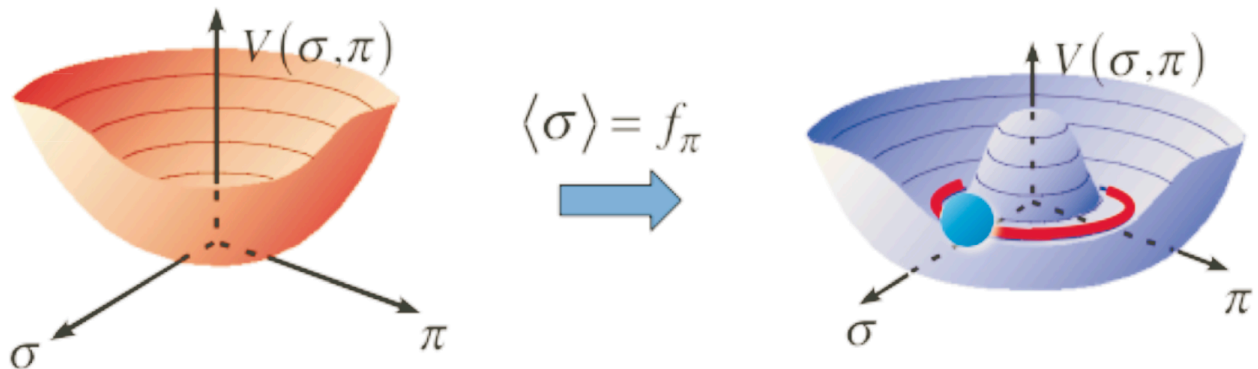


図 C.1.1:カイラル対称性の特徴を表わす有効ポテンシャル。詳しくは文献[Tok11]を参照。

参考文献

[Tok11]土岐博、保坂淳

「相対論的多体系としての原子核 —相対論的平均場理論とカイラル対称性—」

大阪大学出版会 (2011).

2.5 高エネルギー重イオン衝突による物理

Physics of High Energy Heavy Ion Collisions

高エネルギー重イオン衝突による物理ワーキンググループメンバー¹

実験

郡司 卓	GUNJI Taku	代表、東京大学原子核科学研究センター
中條 達也	CHUJO Tatsuya	副代表、筑波大学
江角 晋一	ESUMI ShinIchi	筑波大学
大山 健	OYAMA Ken	Heidelberg University
坂井 信吾	SAKAI Shingo	Lawrence Berkeley National Laboratory
坂口 貴男	SAKAGUCHI Takao	Brookhaven National Laboratory
志垣 賢太	SHIGAKI Kenta	広島大学
下村 真弥	SHIMOMURA Maya	Iowa State University
鳥井 久行	TORII Hisayuki	東京大学原子核科学研究センター
蜂谷 崇	HACHIYA Takashi	理化学研究所

理論

平野 哲文	HIRANO Tetsufumi	上智大学
福島 健二	FUKUSHIMA Kenji	慶応大学

世話人

早野 龍五	HAYANO Ryugo	東京大学
-------	--------------	------

¹email address: wg04_hehic@cns.s.u-tokyo.ac.jp

2.5.1 序

2.5.1.1 高エネルギー重イオン衝突の夢

原子核素粒子物理学の永きに亘る大きな目標として、自然を支配する基本法則、物質を構成する究極の基本要素および、ビッグバンから始まる宇宙の進化と物質創成機構の解明が挙げられる。これらの中にあって、高エネルギー重イオングループは、以下の夢を掲げて研究を推進する。

1. 物質創成機構の解明。初期宇宙での極限物質の様相とその進化の理解
2. 高密度 QCD 多体系の相構造の解明。高密度極限における物質の様相
3. QCD 真空の構造、ハドロン質量の発現機構の解明
4. 高強度ゲージ場と非平衡 QCD のダイナミクスの解明

図 2.5.1 に温度とバリオン化学ポテンシャルを変数にとった QCD 物質の相図 (理論予想) を示す [1]。QCD 真空はクォークとグルーオンが複雑に凝縮した状態である。QCD 真空は、高温高密度という極限状況下で様々な相転移を起こすことが示唆されている [1, 2]。格子 QCD 第一原理計算によれば、 1.5×10^{12} K 以上の超高温状態では QCD 真空がクロスオーバーを起こし、「クォークの非閉じ込め」と「カイラル対称性の回復」が実現したクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) が生成されると考えられている [3]。QGP はビッグ・バンから $10\mu\text{sec}$ 程度経った世界に存在していた極限物質状態であり、その後の初期宇宙の進化や物質創成を理解する上で非常に重要な相である。また、様々な有効理論計算によれば、有限密度下における QCD 物質は、QCD 臨界点 (線)、非一様相、非閉じ込め相転移とカイラル相転移の乖離、ダイクォーク凝縮相、クォークイオン相などという非常に豊かな相構造を持つことが示唆されている。これらの相構造の解明は、中性子星やクォーク星といったコンパクト星の内部構造、これらの生成プロセス、宇宙における物質の起源や星の進化の理解に非常に重要である。また、ハドロンがどのような機構で質量を得るのか？という問いに対して、未だ実験的検証は十分でなく、この問いに答えることも大きな夢である。これらの研究には、高エネルギー重イオン衝突が最適な実験的手法である。RHIC や LHC 加速器を用いた近年の高エネルギー重イオン衝突反応では、非常に短いタイムスケールでの局所熱平衡化が示唆されている。このような早い熱化を理解するためには高強度ゲージ場からの QCD 物質生成や平衡化過程の複雑なダイナミクスを解明する必要がある。

2.5.1.2 高エネルギー重イオン衝突の歴史

高エネルギー重イオン衝突は、高温高密度 QCD 物質を作り出す唯一の実験的手法である。1970 年代半ばの BEVALAC 加速器 (米国ローレンスバークレイ研究所、実験室系エネルギー 2GeV/核子) にて原子核衝突の先駆的研究が行われて以来、1980 年代の AGS 加速器 (米国ブルックヘブン国立研究所、実験室系エネルギー 10-20GeV/核子) や SPS 加速器 (欧州 CERN 研究所、実験室系エネルギー 160-200GeV/核子) における中間エネルギー重イオン衝突を経て、現在はブルックヘブンの RHIC 加速器 (2000 年～、重心系エネルギー 200GeV/核子) や CERN の LHC 加速器 (2009 年～、重イオンは 2010 年～、重心系エネルギー 2.76, 5.5TeV/核子) での高エネルギー重イオン衝突が研究の中心となっ

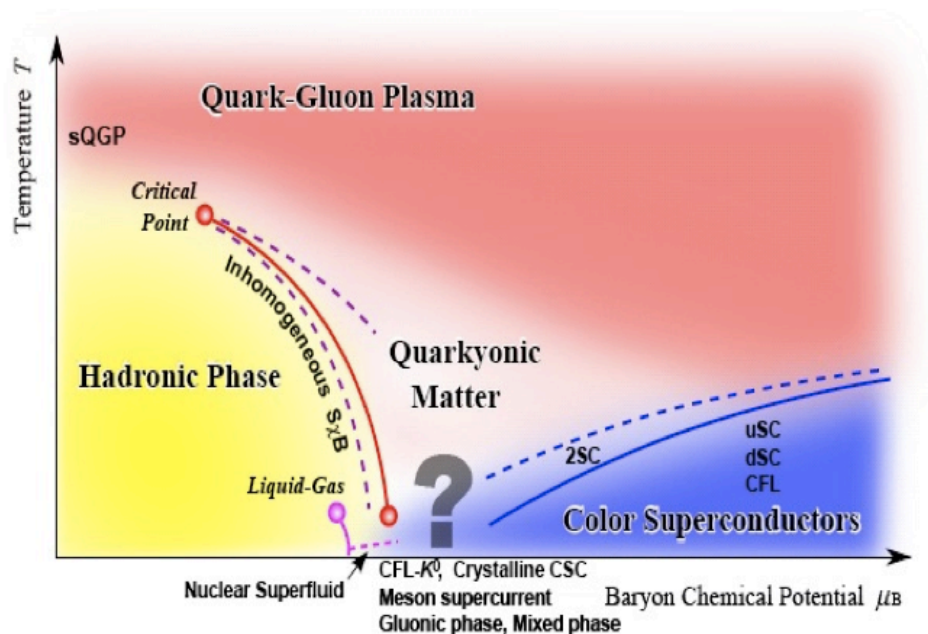


図 2.5.1: QCD 相図の温度やバリオン化学ポテンシャル依存性 [1]

ている [4]。また、将来計画の一つとして、高密度 QCD 相構造研究に向けた高・中間エネルギー重イオン衝突も、ドイツの GSI 重イオン研究所の FAIR 加速器およびロシアの JINR の NICA 加速器にて計画されている [5]。

2.5.1.3 日本グループの貢献

日本グループは BEVALAC 加速器から AGS そして SPS 加速器における重イオン衝突実験に参画し、長年に亘りこの分野を牽引してきた。現在は、京都大学、高エネルギー加速器研究機構 (KEK)、筑波大学、東京大学、東京工業大学、長崎総合科学大学、広島大学、理化学研究所、立教大学が、RHIC で行われている国際共同大型実験 PHENIX 実験²に参加しており、RHIC における QGP 物理やスピンの物理を先導している [6]。筑波大学、東京大学、広島大学の日本グループは CERN-LHC で行われている国際共同大型実験 ALICE 実験³に参加し、LHC エネルギーでの重イオン衝突を通じた QGP の物性研究を展開している [7]。

理論においても日本の研究者は QGP や重イオン衝突の物理に多大な寄与をしてきた。南部による対称性の自発的破れと核子の質量獲得機構は、現代的な観点では QCD のカイラル対称性の動的破れと構成子クォークの質量獲得と解釈できる。1980 年代に初田と国広は、この観点から QCD 物性論の幕開けとなる先駆的研究を展開した。その後、QCD 相図上に臨界点が存在する可能性を最初に指摘

²13ヶ国、60 研究機関、600 研究者が参加。PHENIX 実験の成果として、これまで 100 本以上の学術論文を出版し、総引用数は 1 万件を超える。また、100 本以上の博士論文が提出されている

³33ヶ国、113 研究機関、1000 研究者が参加。

したのは浅川と矢崎である。歴史的には 1970 年代初めにクォーク物質が中性子星内部に存在し得ることを予言した一人が伊藤である。まだ大型加速器もなく、宇宙線における多重発生現象を解析していた 1950 年代、磯、森、並木はランダウ流体モデルの場の理論的基礎づけを行った。1980 年代以降、重イオン衝突における QGP 生成のシグナルとして、松井と Satz は J/ψ 粒子の抑制現象を提案し、これは現在も QGP をプローブする強力な手段である。橋本、宮村、広瀬、神吉も同時期に有限温度媒質中での J/ψ の質量変化を提案し、ハドロンスペクトルの変化の先駆的な研究を行った。

2.5.1.4 研究テーマ, Key Figure

上記で掲げた夢を受けて、以下のテーマに関する実験研究を推進する。

- QGP 物性の精密研究、熱平衡化機構 (ゲージ場のダイナミクス) の研究
- 有限密度 QCD 相構造の研究
- カイラル対称性の回復現象の研究

高エネルギー重イオングループの将来計画の Key Figure を図 2.5.2 に示す。エネルギーフロンティア (RHIC/LHC) では、QGP 物性の精密研究、高強度ゲージ場のダイナミクスの研究やカイラル対称性の回復現象の研究を推進する。高インテンシティ重イオン衝突 (RHIC/FAIR/J-PARC) では、有限密度 QCD 相構造の研究やカイラル対称性の回復現象の研究を推進する。他のワーキンググループ (WG) で議論される物理との関連性を QCD 相図上に示したものを図 2.5.3 に示す。高エネルギー重イオン WG は、極限状態における QCD 多体系の物性研究に特化することで、他の WG とは独立したユニークな立場を取っている。

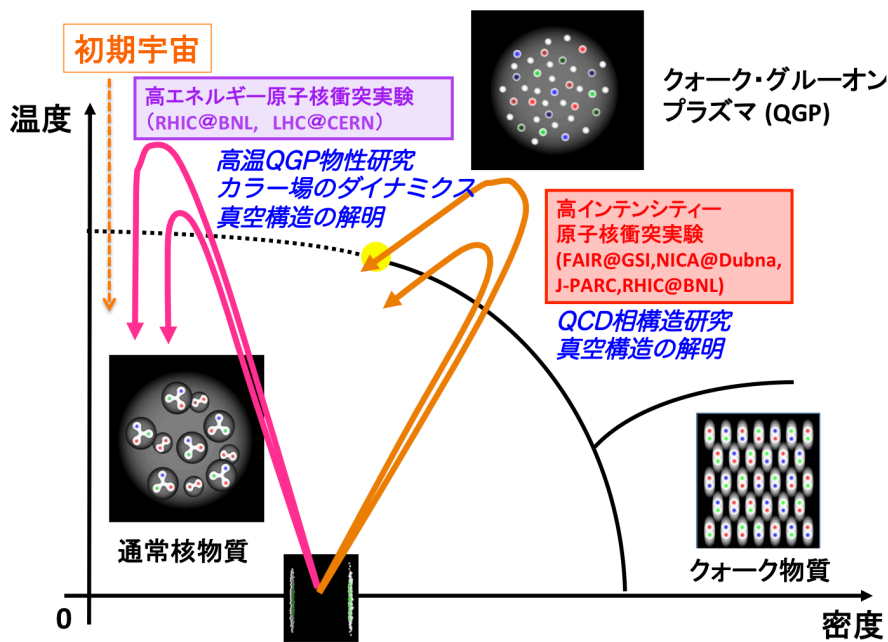


図 2.5.2: 高エネルギー重イオングループの Key Figure。



これまで QGP 探索を目的として AGS/SPS/RHIC 加速器で高エネルギー重イオン衝突実験が行われてきた。次の「研究の現状」で述べる通り、様々な測定量を通じて、QGP 生成に対する実験的証拠が得られている。様々な衝突エネルギー、衝突核種などの系統性や、以下に挙げるような物理量の精密測定を通じた QGP 物性の包括的理解へと進むべき段階にきており今後は QGP の「発見」から「精密研究」へと展開すべきである。そのためには QGP の生成機構、熱平衡化機構の理解を深めることも重要である。QGP 物性の精密研究の目標は、QGP 物性量 (粘性、輸送係数、阻止能、遮蔽長、相関長など) の密度、温度依存性を明らかにすることである。熱平衡化機構の研究目標は、衝突初期に現れる高強度カラー場のダイナミクスの理解を通じて QGP への熱平衡化機構を解明することである。

高エネルギー重イオン衝突は非常に複雑な時空発展を伴う極めて動的な過程である。その中から QGP 物性の物理量を引き出すには、高エネルギー重イオン反応のダイナミクスを定量的に記述する理論的枠組みが必要である。その枠組みとして、状態方程式を与える格子 QCD 計算、熱平衡化以降の時空発展を記述する相対論的流体力学、高エネルギー QCD 反応や熱化のダイナミクスに不可欠な グルーオン発展方程式、また高グルーオン密度状態を記述するカラーガラス凝縮の理論などがある。また実験的プローブとして有効なハード過程の記述に摂動的 QCD(pQCD) 計算も欠かせない。さらに、強結合系プラズマ物性に対してゲージ理論と重力理論との双対関係 (AdS/CFT 対応) の有用性も

近年では盛んに議論されている。QGP 物性の定量的理解や熱化機構の解明には、実験結果と共に、これらの理論的・現象論的な発展が必要不可欠である。

研究の現状

2000 年に RHIC が稼働して以来、RHIC では核子あたりの重心系エネルギー ($\sqrt{s_{NN}}$) が 200GeV, 130GeV, 62.4 GeV, 39 GeV, 11GeV, 7.7GeV の金・金衝突や銅・銅衝突、これらの比較対象実験として $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ の重陽子・金衝突が行われてきた。LHC では 2010 年に $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ の最初の鉛・鉛衝突が行われた。ここでは、QGP 物性研究への足がかりとして、QGP 生成の根拠となる実験結果を挙げる。

- エネルギー密度

重イオン衝突における Bjorken エネルギー密度は、全横方向エネルギー (dE_T/dy) の測定から求められてきた。この決定には他の因子として QGP の生成時間 (τ_0) が必要であり、この値は未だ正確には決まっていないが RHIC エネルギーで $\tau_0 = 0.2 - 0.6 \text{ fm}/c$ と考えられている (図 2.5.7 参照)。これを基に、エネルギー密度は RHIC では $9\text{--}27 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ 、LHC では $27\text{--}80 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ と求められている [9, 10]。格子 QCD 計算から得られた非閉じ込めクロスオーバーの臨界エネルギー密度 ($1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$) より十分に大きなエネルギー密度が達成されており、QGP 生成に必要な条件が満たされている。

- 運動学的凍結、動径方向のフロー

運動学的凍結とは、系の時空発展途上で生成されたハドロン間の弾性散乱が終わり、ハドロンの運動量分布が固定されることである。 $\pi^\pm/K^\pm/p^\pm$ の横運動量分布を Blast wave model(熱平衡分布に動径方向への膨張を入れたモデル)で同時フィットをすることで、運動学的凍結時の温度と動径方向のフローを決めることができ、RHIC の中心衝突では凍結温度=100 MeV、動径方向フローの速度 $\langle v/c \rangle = 0.60$ となっている。一方、終状態のハドロン分布をよく再現する流体計算からは、凍結温度は 110-120 MeV 程度、フローの速度は 0.5 程度が得られている [9]。LHC では凍結温度は同様であるが、動径方向のフローは $\langle v/c \rangle = 0.66$ と RHIC より大きなフローが観測されている [11]。このような集団運動の発見は、少なくともハドロン相まで冷えた時点で熱平衡に達していることを意味する。

- 化学的凍結

化学的凍結とは、QGP からハドロンが生成され、ハドロン間の非弾性散乱が終わり、ハドロンの粒子数・組成比が固定されることである。高エネルギー重イオン衝突におけるハドロン生成比は統計モデル (パラメタ:化学凍結温度、バリオン化学ポテンシャル) で非常によく記述することができ、化学凍結温度は 160-180 MeV 程度、バリオン化学ポテンシャルは 10-25MeV 程度と分かっている。

この結果から、系の時空発展上で少なくとも系の平均温度として 160-180MeV 以上の物質が出来ていることが明らかになった。これは QGP の臨界温度とほぼ同程度の温度である。また、RHIC エネルギーでは、初めてストレンジネスを含むハドロンも化学平衡に達していることが明らかになっており [9]、そのための物理的機構として、QGP 中のグルーオンからストレンジクォーク対を生成する ($gg \rightarrow ss$) 反応などが考えられている。

- 高横運動量ハドロンの収量抑制とグルーオン密度、阻止能、輸送係数

RHIC/LHC での QGP 物性研究では、AGS/SPS では非現実的であった、高横運動量パートンや重クォークといったハード過程が、プローブとして利用できることが分かった。RHIC や LHC での重イオン衝突では、高横運動量のハドロン、重クォーク、ジェットの収量が、陽子・陽子衝突から予想される収量よりも大きく抑制されること、またジェット対相関が、高エネルギー重イオン衝突で出来た物質との相互作用により変化を受けることが、明らかになった (図 2.5.4, 図 2.5.5)。

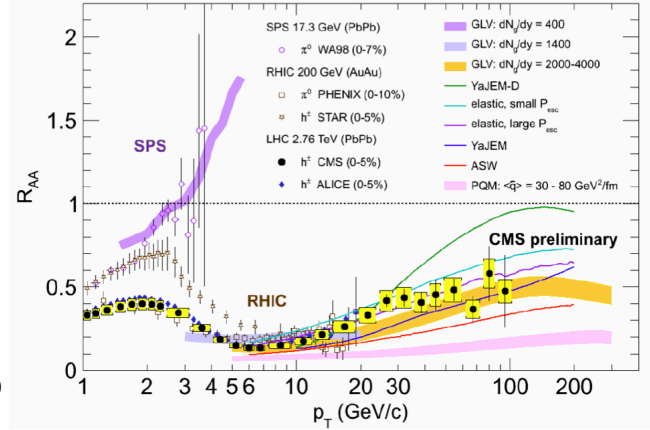
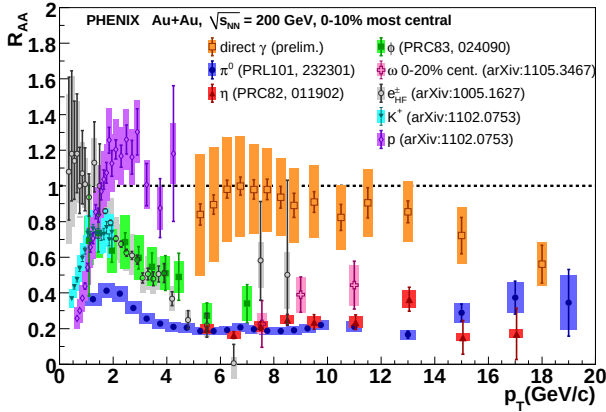


図 2.5.4: RHIC-PHENIX 実験で測定された様々な粒子に対する R_{AA} ⁵ の横運動量 (p_T) 依存性 横運動量依存性

これは重陽子・金衝突では見られなかった現象であり、このことから、収量抑制は衝突始状態ではなく、衝突後の物質生成に伴う効果であることが結論付けられた。また、衝突初期のハード過程に由来する直接光子に対しては、収量抑制は見られなかった。観測された高横運動量ハドロンの収量抑制 (jet quenching) を説明するためには、高エネルギーパートンが高密度物質中でグルーオン制動放射や衝突過程を通じてエネルギー損失する効果を取り入れた解析が必要であり、このことはカラー自由度が解放された高密度物質の生成を意味する。抑制量から高密度物質中のグルーオン数密度、パートン阻止能や輸送係数といった力学量を議論できるようになり、様々な実験結果 (収量抑制量の中心衝突度依存性、横運動量依存性、飛距離依存性、対相関 away-side 収量) を再現するには、弱結合から期待される輸送係数ではなく、強結合系での輸送係数が必要であることまでは分かっているが、エネルギー損失機構が十分に解明されていないことや QGP 初期時間の不定性により、輸送係数を定量的に推定することは現状では難しい [12, 13, 14, 15]。LHC では、高横運動量ハドロン測定に加えて、初めて重イオン衝突においてジェットの再構成と収量測定が行われ [16]、ALICE/CMS では、100-200 GeV のジェットに対して $R_{AA} = 0.5$ の抑制を測定した。CMS では、ジェットとハドロンの相関を測定し、ジェットによって失われたエネルギーが大角度方向のソフト粒子生成に使われていることが分かった。エネルギー損失機構の理解に更なる進展が期待される。

⁵ 金・金衝突における粒子収量を陽子・陽子衝突における収量 $\times$ 平均核子衝突回数で割ったもの。1 と無矛盾であれば、収量は陽子・陽子衝突の重ね合わせで記述される。1 より小さければ、収量が抑制されていることを示す。

- クォーコニウム収量抑制

QGP 生成の有力な証拠と考えられてきたのが、 J/ψ , Υ などのクォーコニウム (重い同種クォーク・反クォークからなる中間子) の抑制である [17]。 J/ψ や Υ は質量が大きいため反応初期にのみ生成され、大きな結合エネルギー故にハドロンとの相互作用では容易に分解しない。しかし、QGP が形成されれば、媒質中のデバイ遮蔽効果によって、 J/ψ や Υ が結合状態として存在できなくなり、結果として収量が抑制される。その抑制開始温度はクォーコニウム系の半径、束縛エネルギーに依存するため、様々なクォーコニウムを測定することで QGP の到達温度を検証することが出来る。RHIC の金・金中心衝突では、陽子・陽子衝突から予想される収量の 1/4 まで J/ψ 収量が抑制されていることが分かり、LHC では加えて $\Upsilon(2S + 3S)$ の大きな抑制も確認されている [18, 19]。この抑制量は原子核核子内のグルーオン分布の変化では説明することができず、高温・高密度の QGP 生成を強く示唆している。しかし QGP 中のクォーコニウム抑制温度の理論計算に関しては、ゼロ温度で大きな成功を収めているポテンシャル模型が役に立たないことが格子 QCD 計算から分かっており、定量性を高めるためには理論の進展が不可欠である。

- 熱的光子測定と初期温度

QGP の温度を測るプローブとして、熱的光子や熱的電子対が挙げられる。熱的光子の発生量とそのエネルギー分布は、系の自由度や生成された物質温度の時空発展を反映する。RHIC エネルギーにおいては、PHENIX 実験が高エネルギー光子の電子・陽電子への内部変換過程を利用して熱的光子由来の電子対を測定した。光子の横運動量分布から平均温度を見積もると約 220 MeV であることがわかり、格子 QCD 計算で知られている臨界温度 150 MeV を十分に超えている。(図 2.5.6 参照) [20]。また、流体計算を基にしたモデル計算を用いて、系の初期温度と生成時間の相関を出すことに成功した (図 2.5.7 参照)。今後は熱的光子の方位角異方性 (v_2) の測定から QGP 生成機構や初期状態について更なる理解が進むものと期待されている [21]。

- 集団的フローの測定と粘性比 (ずれ粘性とエントロピー密度との比、 η/s)

衝突反応面に対する粒子の集団的フロー⁶の測定を通じて、QGP の比粘性を算出する試みが行われて来た [9]。RHIC の金・金衝突では、非常に大きな楕円フローが測定され、その運動量依存性はハドロンの構成クォーク数でスケールしていることが分かり、集団運動がハドロンレベルでなくパートンレベルで起こっていることが明らかになった (図 2.5.8、図 2.5.9)。楕円フローの大きさは、QGP 物質の比粘性に強く依存し、その大きさは、比粘性が小さい理想流体を仮定した計算結果と良い一致を示した (図 2.5.8) [9]。これは、生成された物質の性質を明確な形で示した最初の例であり、生成された物質が、理想気体的なものではなく、むしろ相関の強い流体的なものであることを示している。楕円フローの測定から、 $\eta/s = (1 - 2.4) \times \hbar/4\pi k_B$ と推定されているが、正確な値は衝突初期条件に強く依存することが分かっている [22]。現在、 v_2 やより高次 (v_3, v_4) 成分の角度分布の系統的な測定が進められ、異なる理論的シナリオに基いた初期条件を用いた流体計算との比較・検証が進められている [23, 24]。

LHC でも、楕円フローや高次フローの測定が進められている。楕円フローの p_T 依存性は RHIC と殆ど同じであることが分かった。

⁶ このフローは衝突反応面に対する放出粒子の角度分布 $dN/d\phi \propto (1 + 2v_2 \cos(2\phi) + 2v_3 \cos(3\phi) + 2v_4 \cos(4\phi) \dots)$ の高次フーリエ成分 (v_n) で検証されてきた。 $n = 2$ が楕円フローであり、現在は高次フロー ($n = 3, 4, 5, 6, \dots$) の解析が進んでいる。

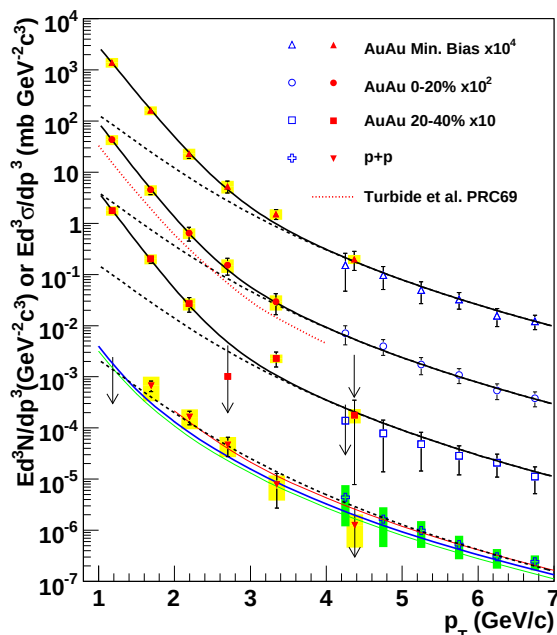


図 2.5.6: 仮想光子崩壊からの電子対測定で得られた光子の横運動量分布 [20]

上述の高次フローは、ラピディティ方向への長相関であるリッジ現象や2粒子相関における away-side の2ピーク構造、および、LHCでの高多重度陽子・陽子衝突におけるリッジ現象との関連性においても、重要な測定量である。

図 2.5.10 は様々な測定を通じて推定された η/s であり、図 2.5.11 は色々な物質における η/s の相転移近傍での振舞である。

以上の結果を基に、QGP生成のチェックリストとして重要な、“非閉じ込め臨界点を越えるエネルギー密度/温度が達成されているか(全横エネルギー測定、クォーコンニウム測定、光子測定、高横運動量ハドロン測定)”、“衝突エネルギーが熱エネルギーに転化しているか(粒子生成比)”、“局所熱平衡系が作られているか(集団的フロー測定、相対論的流体力学による記述)”、の全てが実験的に確認されたと結論される。

2.5.2.2 有限密度 QCD 相構造の研究

研究の目標

極限状況下でのハドロン多体系に関する重要な研究テーマの一つが有限温度や有限密度における QCD 相図の決定である。RHIC や LHC で実現される高温・低バリオン密度領域における QCD 物質の静的性質は格子 QCD 計算で検証可能であるが、高密度側では、例えば QCD 臨界点の存在をとっても、様々な有効模型によってその存在が議論されているものの、第一原理から出発する格子ゲージ理論による検証は、深刻な符号問題のために確定的段階に至っていない。様々な有効模型によれば、QCD 臨

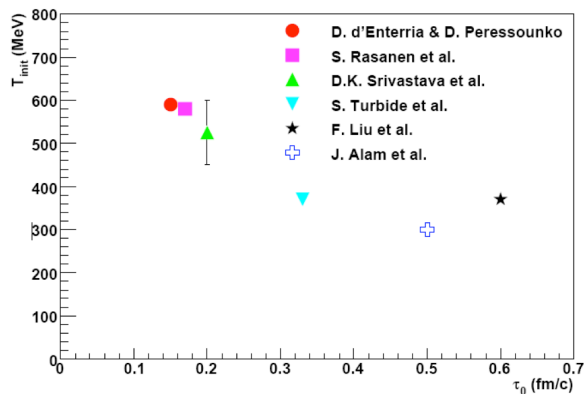


図 2.5.7: 熱的光子測定により制限された初期温度と初期時間

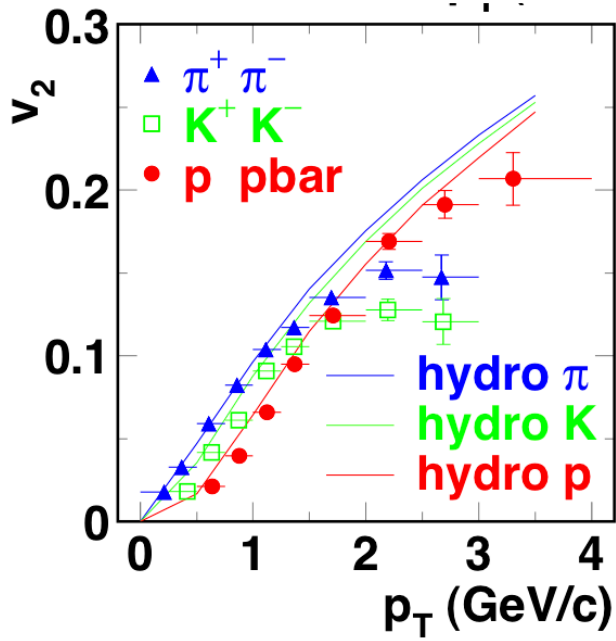
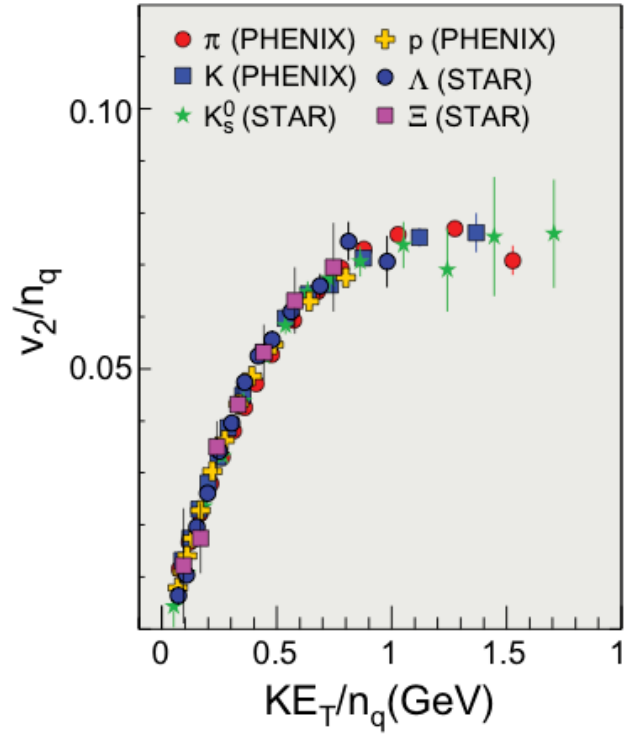
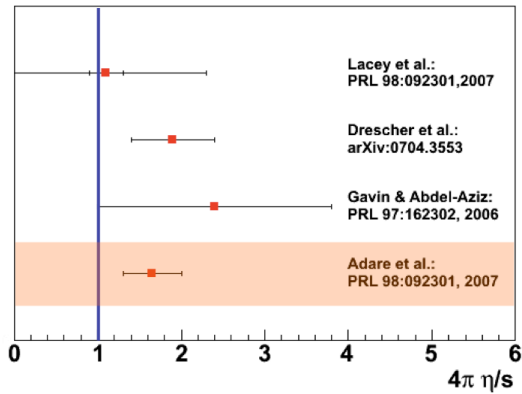

 図 2.5.8: v_2 の p_T 依存性と流体モデル計算 [9]

 図 2.5.9: v_2 のハドロン構成数でのスケールリング [9]


図 2.5.10: 色々な測定を通じて推定された比粘性 [23]

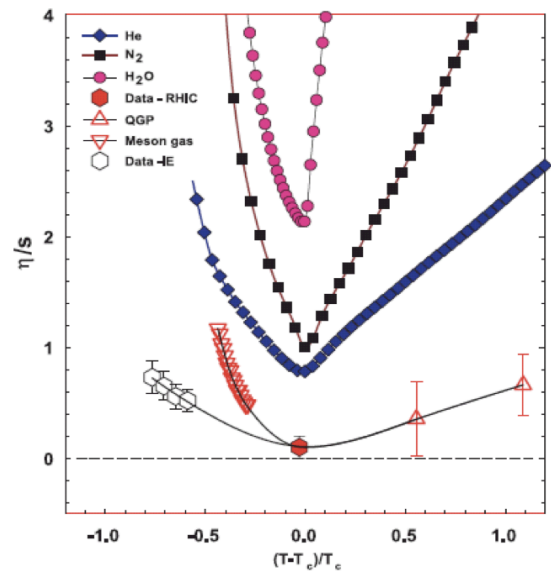


図 2.5.11: 色々な物質相に対する、比粘性の相転移温度での振舞. 赤の六角形が RHIC での実験データ

界点(線)、非一様相、非閉じ込め相転移とカイラル相転移の乖離、ダイクォーク凝縮、ダイクォーク励起、クォークイオン相などという多様な相構造の存在が示唆されている [1]。このように、有限密度における QCD 物性や QCD 物質の相構造は、未知なる研究テーマの沃野であり、実験的研究がこれらの理解に重要な指針を与える。重イオン衝突の衝突エネルギーを変化させることによって、生成される QGP 中のバリオン数密度をコントロールすることができる。この性質を利用し、温度と密度平面における QCD 相構造を実験的に走査することが可能である。本研究の目標は、RHIC 加速器、FAIR 加速器や J-PARC 加速器で実現される高・中間エネルギーの重イオン衝突を通じて、高バリオン密度状態を生成し、衝突エネルギーを変えることで様々な有限密度 QCD 物質相を生成し、その相構造の系統的な理解を目指す。

研究の現状

これらの系統的な実験研究には、最も高いバリオン密度を達成できる中間エネルギー ($\sqrt{s_{NN}} = 1 - 50$ GeV) での重イオン衝突が有効である。これまで RHIC-AGS 加速器や CERN-SPS 加速器を使い、核子あたりの重心系エネルギー 5-20 GeV で重イオン実験が行われてきた (E802, E866, NA44, NA49 実験) [4]。これら一連の実験は QGP 探索を意図したもので、必ずしも QCD 相図の解明を主眼にした実験ではないものの、今後の指針に影響を与える重要な実験成果を出してきた。現在、QCD 臨界点の探索、1 次相転移に伴う混合相の探索などを目的として、CERN-SPS で NA61(SHINE) 実験が進行中である [34]。

RHIC 加速器でも、QCD 臨界点の探索を目的にした中間エネルギー重イオン衝突が行われている (核子対あたりの衝突エネルギー 62.4 GeV, 39 GeV, 27 GeV, 19.6 GeV, 11.5 GeV, 7.7 GeV)。今後は RHIC 加速器の高輝度化のもと、様々な衝突エネルギーで重イオン衝突を継続する予定である。

これまでに得られた、高・中間エネルギー重イオン衝突実験の成果を纏める [9, 35, 40, 36]。

- フリーズアウト特性

様々な衝突エネルギーでの重イオン衝突で測定された粒子生成比と統計モデルより算出した化学凍結温度とバリオン化学ポテンシャルが図 2.5.12 に示されている [35]。これは、重イオン衝突によりプローブ可能な密度領域や温度領域をを予想する上で重要なインプットである。また、AGS エネルギー以下では化学凍結温度と運動学的凍結温度が同じであるが、それ以上では両凍結温度に違いが出てくる (図 2.5.13 参照) [36]。

- 高バリオン密度物質の生成

図 2.5.14 は、陽子-反陽子多重度分布のラピディティ依存性である [37] RHIC エネルギー領域では、衝突する 2 つの原子核中のバリオンが互いにほとんどすり抜け、中央ラピディティ領域にはバリオン密度がほとんどゼロの QGP を生み出すことが出来るのに対し、AGS/SPS のエネルギーでは、中央ラピディティ付近に高いバリオン密度の状態を作ることが出来る。これは、高密度 QCD 物質生成に向けた足がかりとして重要な実験結果である。

- ストレンジネス生成

図 2.5.15 に K^+/π^+ 収量比の重心系エネルギー依存性を示す [38]。AGS エネルギー ($\sqrt{s_{NN}} \sim 10$ GeV) から K^+/π^+ 収量比が急激に増える。

理論的解釈はまだ完全に分かっていないが、 K^- にはこのようなピーク構造は見えておらず、またネットなストレンジネスはゼロであることから、 K^+/π^+ 収量比増大は、系のバリオン数密度

によって誘起される。逆に K^+/π^+ の測定から、高密度 QCD 物質の相状態について新しい知見が得られる可能性も議論されている [39]。

- フローの振舞

図 2.5.16 は、荷電粒子に対する $\sqrt{s_{NN}} = 39, 62, 200$ GeV の $v_n (n = 2, 3, 4)$ の横運動量依存性を示す。39 GeV 以上ではフロー強度の衝突エネルギー依存性はほとんど見られない [24]。図 2.5.17 は、 p_T で積分した v_2 の重心系エネルギー依存性である [40]。高いエネルギー領域では平均 p_T の上昇に伴って積分 v_2 も大きくなるが、AGS のような低いエネルギー領域では楕円的異方性の符号反転 (out-of-plane から in-plane へ放出粒子方位角の変化)(図 2.5.17) が起こる。

- 揺らぎの測定、高次モーメントの測定

QGP 相転移の次数やその相構造の情報が、高次モーメントを含めたバリオン数の揺らぎを測定することで得られる可能性が検討されてきた。RHIC におけるエネルギー走査実験を通じて、陽子数の揺らぎの測定が行われているが、測定が陽子に限られてしまっているため、相転移に付随する揺らぎの異常な振る舞いを何も見つけられていないのが現状である [41]。

また、SPS の NA49 実験が、重心系エネルギーにして 5 GeV 付近に K^+/π^+ 比やその揺らぎに大きな変化を測定しているが、RHIC での実験との再現性などを含め、確定的な結論に至っていないのが現状である [41, 42]。

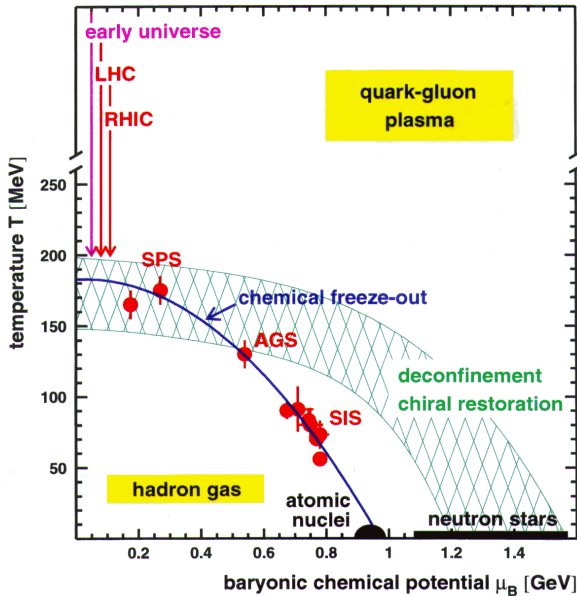


図 2.5.12: 粒子比と統計モデルで決定された化学凍結温度とバリオン化学ポテンシャル [35]

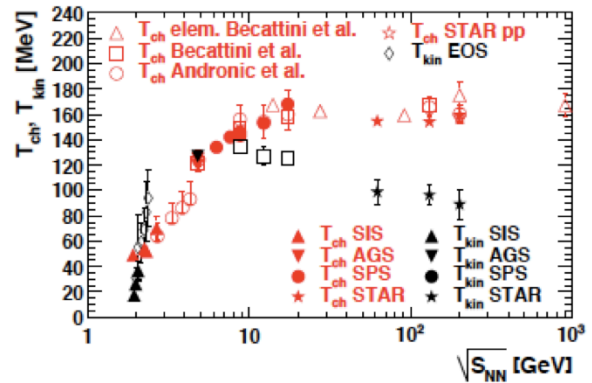


図 2.5.13: 化学凍結温度 (赤)、運動学的凍結温度 (黒) の衝突エネルギー依存性 [36]

臨界点や相転移に付随する事象の測定には、系の化学凍結が相転移近傍で起こる必要がある。化学凍結前の系の動的な時空発展が相転移点近傍を通過する可能性も考慮して、今後は、バリオン数揺らぎ、フロー、粒子多重度のようなグローバルな測定量だけでなく、グローバルな測定量に基づく事象選択の下で、衝突初期に作られる重クォークなどの稀事象にも注目し、バリオン密度の大きな超前方

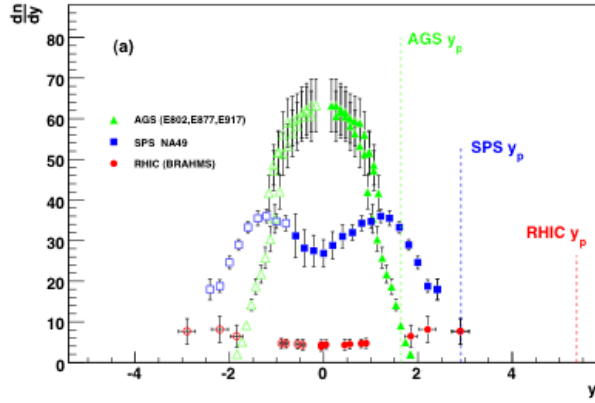


図 2.5.14: AGS/SPS/RHIC における net proton のラピディティ分布 [9, 37]

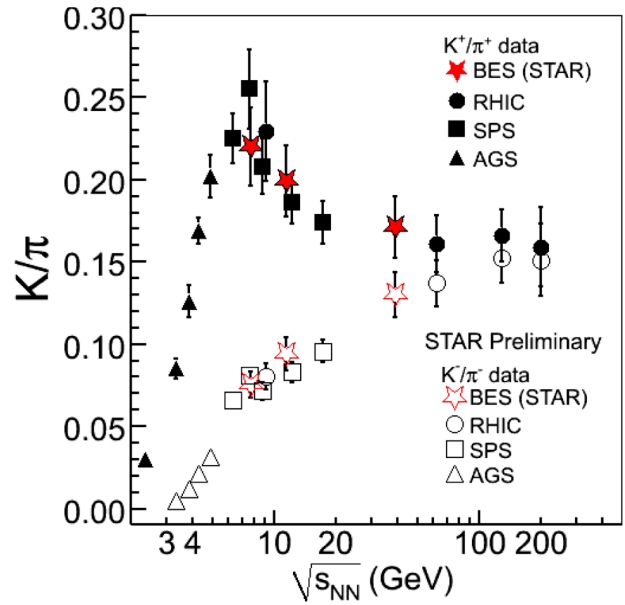


図 2.5.15: K/π 粒子比の重心系エネルギー依存性 [38]

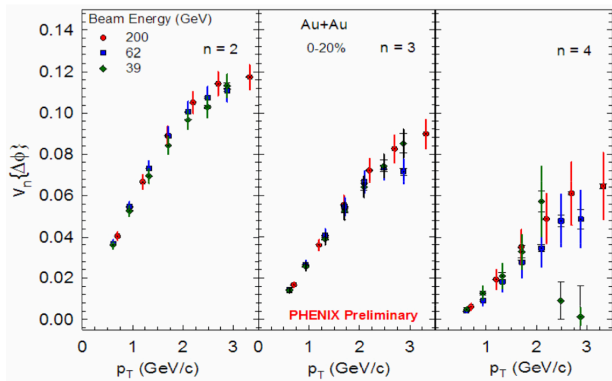


図 2.5.16: RHIC のビームエネルギースキャンにおける v_n ($n = 2, 3, 4$) の横運動量依存性と衝突エネルギー依存性 [24]

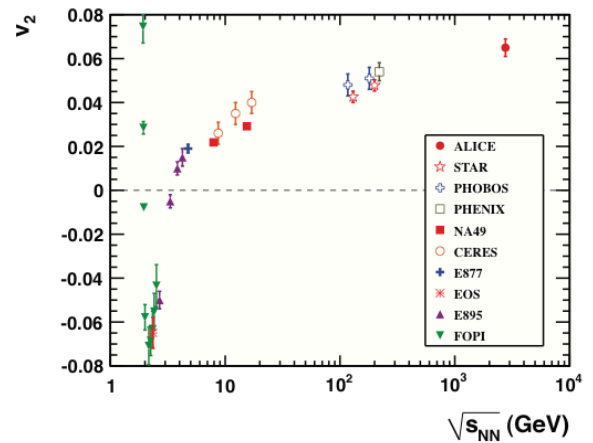


図 2.5.17: 方位角異方性の衝突エネルギー依存性 [40]

ラピディティでの測定なども含め、総合的なデータの積み上げを目指して実験遂行に当たって行くことが必要だと考えている。

2.5.2.3 カイラル対称性の回復現象に関する研究

研究の目標

QCD 真空の構造解明とカイラル相転移時の構造変化の解明は、長年に亘る QCD 物理の重要な研究テーマである。非閉じ込め相転移とカイラル相転移は低バリオン密度ではほぼ同温度で起こることが分かっており、高エネルギー重イオン衝突はカイラル対称性の破れ/回復機構の研究に有効である。原子核内部でのカイラル対称性の”部分的”回復現象の探求と異なり、高エネルギー重イオン衝突は、動的な時空発展が解析を複雑にするものの、高温非閉じ込め相や、後に言及する高強度背景場の効果が、カイラル対称性の破れ/回復に大きな影響を及ぼす。特にカイラル対称性は、インスタントンに代表される QCD 真空構造と密接な関係を持っており、非閉じ込め相という極限的狀況下を考えることによって、実験的に QCD 真空構造に対する知見が得られるものと期待されている。また、様々な中間エネルギーにおける重イオン衝突実験により、カイラル対称性の回復現象をバリオン数密度の関数として走査することは、前述の QCD 相構造研究にとって不可欠である。高・中間エネルギー重イオン衝突を通じて、カイラル対称性のより完全な回復現象に迫り、QCD 真空構造やハドロン質量の発現機構を探求することが本研究の目標である。

研究の現状

これまで、重イオン同士や陽子・重イオン衝突において、レプトン対崩壊の測定を通じて、低質量ベクトル中間子の性質変化を直接的に見る試みが行われてきた [43]。原子核物質中での実験的研究として、陽子・原子核反応や光子・原子核反応を通じて、原子核内でベクトル中間子を作り、その核内崩壊を見る実験が核研 TAGX($\gamma + A$)、ELSA-TAPS($\gamma + A$)、KEK-E325($p + A$)、Spring8-LEPS($\gamma + A$)、JLab-CLAS($\gamma + A$) で行われてきた⁷。KEK-E325 は、 ω/ρ より低質量側に優位な超過収量を測定し、 ϕ 質量付近は、低い $\beta\gamma$ 成分に対して低質量側に超過収量が測定された。結果は初田・Lee の予想するベクトル中間子の質量変化と無矛盾であった [44, 45]。その一方で、JLAB-CLAS 実験はベクトル中間子の質量変化を棄却し、質量幅の変化を主張する実験結果を報告した。残念ながら、統一的な見解がないのが現状であり、今後は高統計による測定、様々な運動学依存性、反応学依存性を通じた系統的な研究が必要であると考えられる。

SPS や RHIC の高エネルギー重イオン衝突でも、精力的に低質量レプトン対の測定が行われてきた。SPS-CERES 実験では、重イオン同士衝突において電子対の低質量領域で大きな収量増大が測定されている [46](図 2.5.18、図 2.5.19 参照)。また SPS-NA60 実験においても、インジウム同士の衝突において収量増大が測定されている [47]。RHIC-PHENIX 実験からも、低質量領域に通常のハドロン崩壊からでは記述できない異常収量を測定している [48](図 2.5.20 参照)。CERES での結果は、 $\pi^+\pi^- \rightarrow \rho \rightarrow e^+e^-$ の過程でかつ ρ の幅が物質中で大きく広がっているというシナリオと無矛盾であるが、質量変化に関しては、議論できる統計精度がないのが現状である。PHENIX 実験で測定された異常収量は、熱的光子からの内部変換による電子対の寄与や ρ メソンの質量・幅の変化を考慮した様々なモデル計算をもってしても、完全に記述されるに至っていない。

⁷原子核中におけるカイラル対称性の部分的回復研究は、ハドロン物理 WG の主研究テーマの一つである。詳細はハドロン WG のレポートを参照されたい。

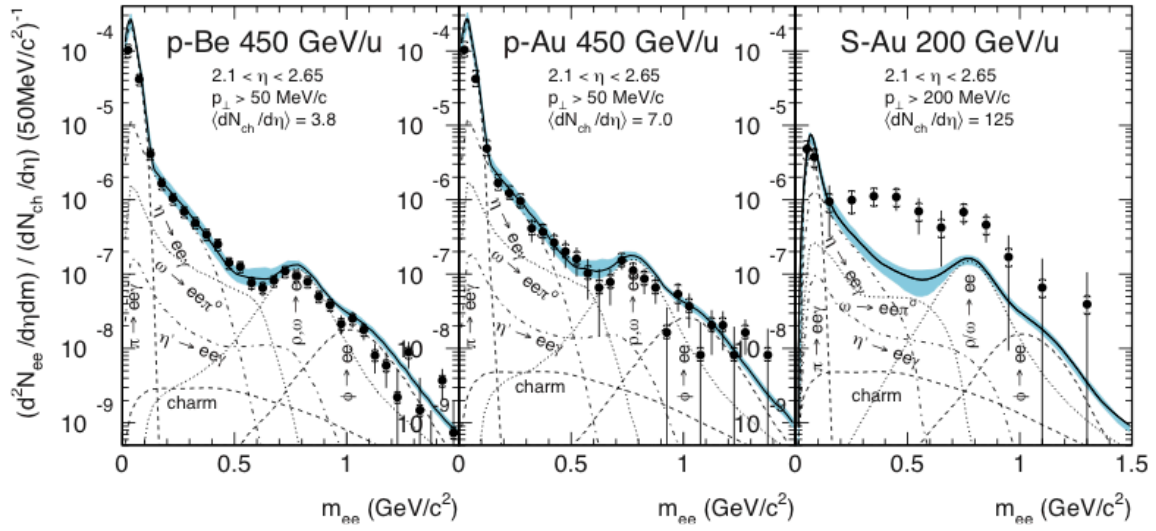


図 2.5.18: CERES 実験で測定された、様々な衝突系に対する電子対質量分布 [46]

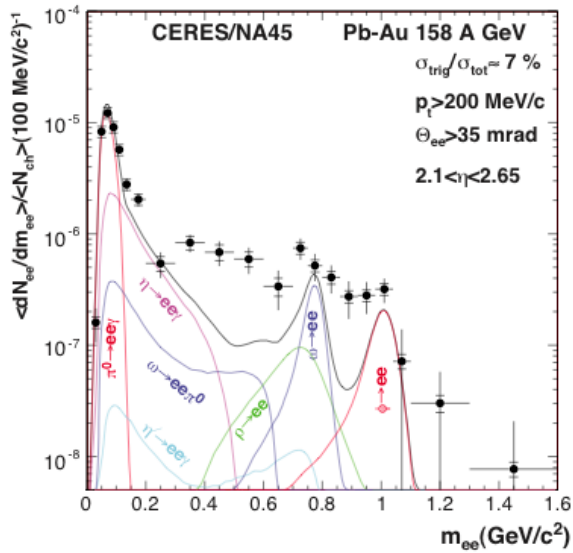


図 2.5.19: CERES 実験で測定された、Pb+Au 衝突における電子対質量分布 [46]

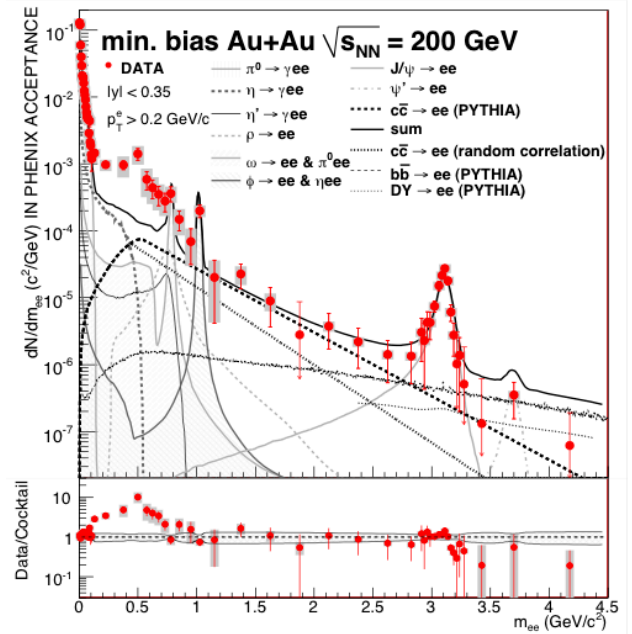


図 2.5.20: RHIC-PHENIX 実験の Au+Au 衝突における電子対質量分布 [48]

2.5.3 今後の展望

この章では、前章の最近の進展状況を踏まえ、今後の展望や取るべき方向性について纏める。

2.5.3.1 QGP 物性の精密研究、熱平衡化機構の研究

- 衝突初期条件の解明

比粘性が小さいという定性的な知見は得られたものの、その定量性は、衝突前の系の初期条件に強く依存する。流体計算の初期条件 (初期エネルギー密度分布) には、大きく分けて、反応関数核子数を用いてパラメタ化する Glauber 初期条件か、高エネルギー極限 ($\text{small } x, x \sim p_T/\sqrt{s} \leq 10^{-2}$) で顕在化するであろうグルーオン飽和状態からパラメタ化するカラーグラス凝縮 (CGC) 初期条件が用いられている。 η/s の決定には系の初期条件の確定が必須であるが、現在の RHIC での実験結果の解析では初期条件を確定するに至っていない。

高エネルギー重イオン衝突における衝突初期条件は原子核内のパートン分布によって決定される。深非弾性散乱実験で測定された陽子内のパートン分布関数によれば、高エネルギー散乱で重要となる $\text{small } x$ 領域においてはグルーオン分布がクォーク分布を凌駕する [25]。LHC で到達できる小さい x 領域 ($x(\text{LHC}) \sim x(\text{RHIC}) \times 10^{-2}$) では、より大きなグルーオン密度のために非線型性が大きくなり、グルーオン飽和状態が実現し易いと考えられている [26]。グルーオン飽和に関する定量的研究を実験的・理論的に進め、初期条件を確定することが重要である。

- 熱化機構の解明

衝突後、局所熱平衡状態が形成されるまでのダイナミクスは完全には理解されていない。流体モデル計算によれば、QGP 形成時間 (τ_0) は 0.2 - 0.6 fm/c と考えられているが、多重ハードパートンの散乱で平衡状態に達するボトムアップ的なシナリオでは、この早期熱平衡化は説明できない。衝突後のダイナミクスや早期熱平衡化の有力なシナリオの一つが、(カラー) 荷電粒子と (カラー) 磁場とのフィードバックで生じるプラズマ不安定性と呼ばれる現象である。また同様の不安定性は CGC 初期条件においても発現する。即ち、まず衝突軸方向に高強度カラー電磁場が形成され、その背景場の効果でラピディティ依存の揺らぎが不安定性を生じ、結果として系の運動量分布を等方的にし、熱化を早めるというものである [27, 28]。この高強度カラー場のダイナミクスと QGP への早期熱平衡化の解明は、重イオンの時空発展の理解と強相関 QGP 物性の起源の解明に重要である。また、LHC では RHIC と異なり初期ハード散乱過程が非常に優位である。衝突直後に生成されるジェットと衝突直後のカラー場との相互作用および、その熱化への寄与は、高エネルギージェットの収量抑制、失われたエネルギーの振舞の理解にも重要である。

- 時空発展ダイナミクスの精密化

これまで適用されてきた流体計算の初期エネルギー・エントロピー密度は Glauber 初期条件や CGC 初期条件に基づいた空間的に滑らかなものであった。しかし実際の高エネルギー重イオン衝突では、これらの密度分布は衝突イベント毎に空間的な揺らぎを持っており、この揺らぎは終状態の高次フローとして観測にかかる。現在、イベント毎に揺らぎを取り入れた流体計算 [29] や有限の比粘性値を入れた粘性流体計算 [30] の開発が進んでいる。実験結果との比較という観

点から、衝突初期や熱化機構を取り入れたイベント毎の粘性流体の発展と、QGP からハドロン相の転移 (流体描像からハドロンカスケード、平衡化の破れ) を正確に記述する、理論モデルや現象論の充実が必要不可欠である。そのためには、系統的な実験研究が必須である。

これらの課題を受けて、以下の実験的取り組みを実行する。

- 様々な衝突システムでの高エネルギー重イオン衝突

様々な衝突エネルギーや衝突核種を用いた重イオン衝突を遂行する。多くの測定量を異なる衝突条件下で集め、時空発展のダイナミクスを完成させ、物理量の温度や密度依存性を算出することで、包括的な QGP の物性研究を展開する。

RHIC 加速器での重イオン衝突、特に $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ GeV から 200 GeV までの衝突エネルギーにて、金・金衝突、ウラン・ウラン同土衝突や金・ウラン衝突を行い、同時にビームの高輝度化へのアップグレードを推進する。また、LHC での最高エネルギー重イオン衝突も同時に進め、 $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV/5.5 TeV の鉛・鉛衝突や陽子・鉛衝突、軽い原子核衝突実験を遂行する。これらの研究と並行して物理測定強化のための実験アップグレード計画を進める。

- 大きなラピディティ範囲での実験測定

衝突初期条件の定量的な評価や衝突直後のダイナミクスの理解に向けて、大きなラピディティ領域における粒子生成の測定を進める [31]。 $x \leq 10^{-2}$ での原子核中グルーオン分布の評価とラピディティ方向 (Δy) の長距離粒子相関を通じた衝突直後 ($\tau \sim \tau_0 \exp(-\Delta y/2)$) のダイナミクス研究を進める。

- 類似プローブ、時間断片撮像的なプローブの活用

QGP 物性の研究や時空発展の完全理解に、異なる重心系エネルギーと異なる衝突システムにおいて、類似なプローブを使った比較測定が重要である。RHIC と LHC で類似プローブを用いた測定を進めるべく、RHIC-PHENIX 実験の次期計画 [32] や LHC-ALICE のアップグレード計画 [33] に参与する。

これまで色々なプローブを使って物性研究を進めてきたが、多くのプローブは最終的には系の時空発展の影響を色濃く受けてしまう。これに対し、時間断片的に QGP が撮像できれば、QGP 物性の詳細下とその時空発展を直接的に議論することができ、非常に有意義である。時空発展の各ステージに起源を持ち、系に対して透過的なレプトンや光子を軸とした測定を進めたい。

2.5.3.2 有限多体系 QCD 物質の相構造の研究

この研究には、幅広い衝突エネルギーの下で重イオン衝突を行うことが重要である。理論的にも実験的にも未踏の地である高密度 QCD 物質の探索を目的として、AGS-SPS あたりの衝突エネルギーが重要であり、RHIC 加速器 (BNL)、NICA 加速器 (JINR)、FAIR 加速器 (GSI)、J-PARC 加速器が主要研究施設となる。各々がカバーできる衝突エネルギーとフリーズアウト時の (T, ρ) をプロットしたのが図 2.5.21 である [49]。このうち、RHIC と NICA は衝突型加速器で、FAIR と J-PARC は固定標的型加速器である。RHIC や NICA では、衝突エネルギーを走査しながらグローバルな測定を中心

的に進め、FAIR や J-PARC では、ビームの大輝度性を生かした稀事象を含む包括的な測定を進めていく。

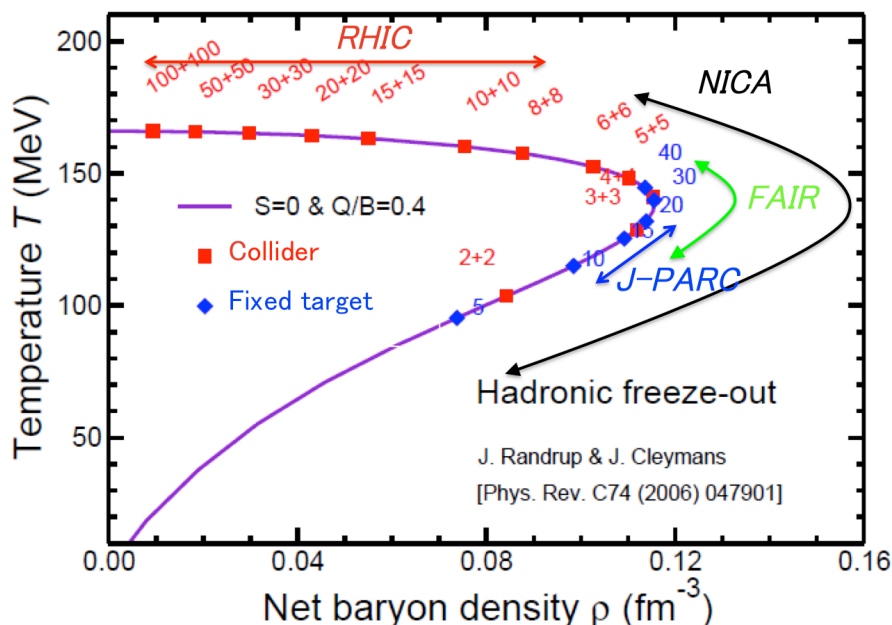


図 2.5.21: 様々な衝突エネルギーにおけるフリーズアウト時の温度と net バリオン密度の相関図。RHIC, NICA, FAIR, J-PARC がカバーできる衝突領域も示している [49]

本研究を展開する上で重要な問題が「何を測定すればいいのか？それを測定すると何が分かるか？」という問いに対して、明確な理論的回答を与えることが困難な点である。事象毎のバリオン数などの揺らぎや揺らぎの高次モーメントの測定などが有力なシグナルとして盛んに研究されているものの、これらを明確な信号として捉えるには、系の化学凍結と相転移点（線）との相対位置関係が重要である。FAIR や J-PARC のエネルギーはまさに SPS や AGS のエネルギーであり、これまでの先行研究と異なる新たな視点が必要である。従来の AGS での実験結果は、低運動量ハドロン測定が主であり、系の初期状態に敏感な稀少プローブや透過プローブを使った実験は存在しない。しかし、その後の SPS/RHIC での実験結果から、ハード過程やレプトン測定といった稀少プローブの重要性が明らかとなっている。図 2.5.22 と図 2.5.23 は、様々な衝突エネルギー（実験室系、固定標的）における系の時空発展の予想ラインである [50, 51]。衝突後の時空発展上で多様な QCD 相構造が顕在化する可能性があるため、衝突初期に生成され、その後のダイナミクスを反映するプローブや、光子・レプトンなどの透過的なプローブを利用することで、新しい物質相や相構造の研究に実験的な筋道を与える可能性がある。FAIR や J-PARC の高いルミノシティを活かし、SPS や AGS で出来なかった希少・透過プローブの測定を進めたい。

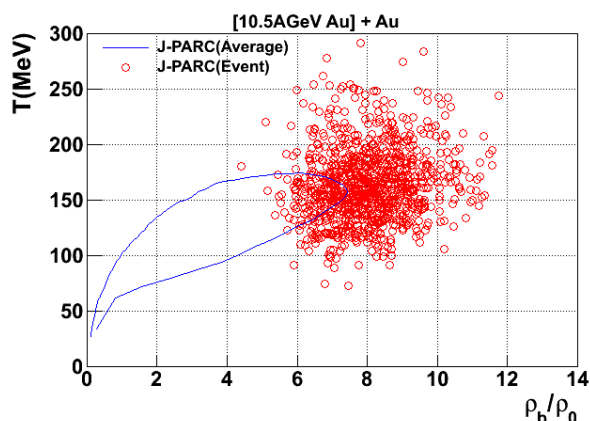
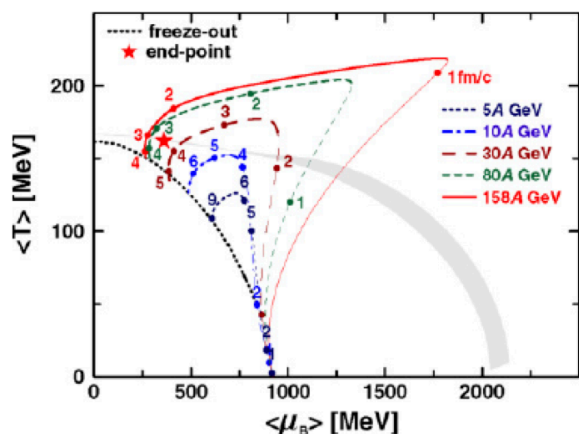


図 2.5.22: 様々な衝突エネルギーにおける系の時 図 2.5.23: J-PARC エネルギーにおける系の時空発展
空発展予想 [50] のシミュレーション結果 [51]

2.5.3.3 カイラル対称性の回復現象に関する研究

カラー自由度が解放される非閉じ込めと大きく異なるところは、カイラル対称性の回復は系の状態方程式を大きく変化させない、ということである。従ってカイラル対称性について調べるためには、系全体のバルクな量ではなく、ハドロンスペクトルなど系の中の励起の変化に注目する必要がある。低質量ベクトル中間子やレプトン対の測定が有力なシグナルとして盛んに研究されてきたが、高エネルギー重イオン衝突において、カイラル対称性回復のシグナルを捉えるには、膨大なバックグラウンドを棄却した上でこれらの測定を進めることが必要である。また、高エネルギー重イオン衝突というユニークさを生かした新たな測定量を検証することも非常に重要である。前者に向けた展開案としては、膨大なバックグラウンド棄却能力を持つ検出器アップグレード計画が挙げられる。RHIC-PHENIX 実験では Dalitz 崩壊電子の除去を目的として、Hadron Blind 検出器 (HBD) が導入され、現在は HBD を用いたデータ解析が進行中である。この結果が今後の指針の一つを与えると期待される。その一方で、SPS で成功を収めたミュオン対を利用することも重要である。既存の PHENIX/ALICE 実験でミュオン対を使った研究はバックグラウンドの低減や運動量分解能の向上に改善の余地がある。PHENIX の次期計画や ALICE の検出器アップグレード計画を推進し、研究遂行に当たることが有意義である。

後者としては、クォーク準粒子スペクトルの変化 [52] など理論的には様々な可能性が議論されており、最近のアイデアの一つ採り上げるなら、カイラル磁気効果の検証が有力であると考えられている [53]。非中心衝突では、正電荷を持つ粒子がほぼ光速ですれ違うため、衝突部分に強い外部磁場が作られる。理論計算によると、もしも衝突で生成される高温物質中に、トポロジック的グルーオン励起と、カイラル対称性の回復した (ほぼ) ゼロ質量クォークがあれば、カイラル磁気効果 (Chiral Magnetic Effect) によって、パリティと荷電パリティを破る電荷非対称度が誘起される。そのため、カイラル磁気効果は QCD 真空のトポロジック的な性質と、カイラル対称性の回復を同時に検証できるシグナルとして期待されている。カイラル磁気効果を検証するために荷電粒子の衝突上半面・下半面における多粒子相関の測定が注目されており、また最近ではカイラル磁気効果と関連して、カイラル磁気波動 (Chiral Magnetic Wave) が実験と無矛盾であるとの報告もなされている [54]。また強磁場の効果に

よって生成される光子数が増大するなど、磁場による新奇現象の可能性も指摘されている [55]。

2.5.4 他の WG との連携

2.5.4.1 ハドロン WG

ハドロン WG が掲げるエキゾチックハドロン探索は、クォーク閉じ込め機構の理解という観点から我々の WG と共通点が大きい。エキゾチックハドロン探索手法として、高エネルギー重イオン衝突におけるペンタクォークや H ダイバリオン、 $\Lambda(1405)$ 等のエキゾチックハドロン生成に期待が持たれている [56]。特に LHC 等の高エネルギー領域では、重いクォークの生成断面積が大きいいため、チャームやボトムクォークを含むエキゾチックハドロン探索が期待される。現在までに測定されたハドロン生成や原子核生成は、化学熱平衡統計モデルでの記述以外に、近い位相空間において複数のバリオンが結合し生成されるモデル (coalescence model) も存在し、どちらも同様の収量を記述できることが知られている。4 個以上のクォークからなるハドロンの収量からこれらのモデルの選別が可能で有ることが示唆されており、重いハドロン生成機構の解明にも役立てることができる。また、楕円型フロー (v_2) の構成クォーク数スケーリング則を利用することにより、生成されたハドロンに含まれるクォーク数の直接測定も可能である。他にも、従来の 2Λ HBT 相関と同様の手法を用いて、 Λ 間相互作用についての知見が得られることが期待されている。重イオン衝突を用いて反原子核を大量生成し、反原子核ビームとすることで新たなハドロン物理の開拓に広がる可能性が示唆されている。RHIC 加速器の STAR 実験において、陽子から He まで、更に反陽子から反ヘリウムまでの測定が行われ、化学熱統計モデルによる予想と無矛盾な結果が示された [57]。重イオン衝突により生成されるエキゾチックハドロンや反原子核を利用した新しい可能性については、まだまだ議論し始めたばかりである。今後の将来計画へどう盛り込んでいくのか議論を続けていきたい。高エネルギー重イオン WG が掲げる重要な研究テーマの一つとして、高温クォーク物質中におけるカイラル対称性の自発的破れの回復を通したハドロンの質量発現機構の解明がある。ハドロン WG もまた、この研究課題を掲げ、通常原子核を用いたカイラル対称性部分回復の実験的探索を提案している。このアプローチは、時間的に安定で量子数の定まった状態を用いる利点がある一方で、核子について成立しているポテンシャル描像とカイラル対称性回復描像の実験的区別が困難という問題を抱える。他方、高エネルギー重イオン衝突ではより複雑な時空発展を経るが、高温高強度の非閉じ込め場の存在が確立しており、両者は単なる量的差異ではなく質的に異なる条件下という意味で相補的な物理意義を持つ。今後、どのように連携を取りこの関連性と相補性を発展させていくか、議論を継続していきたい。

2.5.4.2 ストレンジネス WG

化学熱平衡統計モデルによると、重イオン中心衝突においては $\sqrt{s_{NN}}=4\text{GeV}$ 以上において s クォークは、u,d クォークと正準平衡化することが知られている。この衝突エネルギーは J-PARC の重イオン衝突で達成可能であり、J-PARC や FAIR 重イオン衝突では、ストレンジネスを含むハドロンの大量生成が期待される。特に、このエネルギー領域では、ストレンジネスを含むハイパー核生成収量が最大になることが予想されている [59]。2つのラムダを含む原子核生成、例えば ${}^5_{\Lambda\Lambda}H$ などは、 10^6 個の重イオン中心衝突に対しておよそ 5 個生成されると予想されており、重イオン衝突はハイパー核探

素に有用である。ハイパー核の mesonic Decay の測定は、重イオン衝突から出てきた ${}^3_{\Lambda}H$ の崩壊幅 (崩壊長) の測定を通して既に行われており、過去のデータと無矛盾な結果が得られている [60]。真空中 Λ の崩壊長とは誤差の範囲で一致しており、今後、J-PARC や FAIR エネルギー領域においての高統計の測定が期待される。さらに、重イオンを利用してハイパー核ビームを発生させ、ターゲットとの衝突により新たな研究手法が期待できる。今後、J-PARC や FAIR における研究展開を計画の一つとして取り入れていきたい。

2.5.4.3 核子構造 WG

RHIC や LHC での高エネルギー重イオン衝突では、衝突初期条件の解明、衝突直後の高強度ゲージ場のダイナミクスや早期熱平衡化機構の解明が強く求められている。高エネルギー重イオン衝突のリファレンスとして、陽子・陽子衝突や (重) 陽子・原子核衝突も重要であり、高エネルギー QCD 反応の素過程の理解も必須である。衝突初期条件は原子核内核子のパートン分布で決定されるため、この研究は核子構造との繋がりが非常に深い。今後、核子構造 WG との共同研究として、例えば、RHIC の将来計画である電子・陽子衝突、電子・原子核衝突を推進し、陽子や原子核核子内のパートン分布の精密研究、small x におけるグルーオン場のダイナミクスの研究を進めていきたいと考えている。また、LHC の長期将来計画にも電子・陽子、電子・原子核衝突が考えられており、こちらへの積極的な展開を検討していきたい。

2.5.4.4 計算物理 WG

QCD の非摂動的効果が顕著に、かつ、動的に現れる高エネルギー重イオン衝突反応の理論計算は大規模な数値計算を必要とする。現状では、第一原理である有限温度格子 QCD 数値計算で得られた QGP の状態方程式をインプットとして、相対論的流体数値シミュレーションが行われ、高エネルギー重イオン衝突反応における QGP の時空発展が記述されている。今後、計算物理との関わりとして、本 WG の観点から二つの大きな方向性が考えられる。一つは第一原理計算自身の発展、もう一つは現象論的アプローチである流体数値シミュレーションの発展である。前者では、実験結果の物理的解釈をする上で、有限温度におけるスペクトル関数や輸送係数の導出、有限密度系における相構造や状態方程式などを得ることが重要となる。ただし、すでに述べた通り、有限密度系では符号問題のため実際の計算にはブレイクスルーを要する。後者では、揺らぎの入ったイベント毎流体シミュレーションを行う枠組みを作り、流体力学を基礎としたイベントジェネレータを構築することが QGP の精密物理を展開する上で必須となる。実験と同程度のイベントを貯めるための流体モデルの定式化と同時に、その大規模数値計算も実行する必要がある。QGP を理解する上では、高エネルギー重イオン衝突反応と有限温度密度格子 QCD 計算は、相補的な手段である。そのため、今後、計算物理 WG と連携していくことが必要である。

2.5.5 タイムライン

前に述べた、今後の展望や方向性を受けて、以下のタイムラインでの研究遂行が望まれる。

2.5.5.1 QGP 物性の精密研究、熱平衡化機構の研究

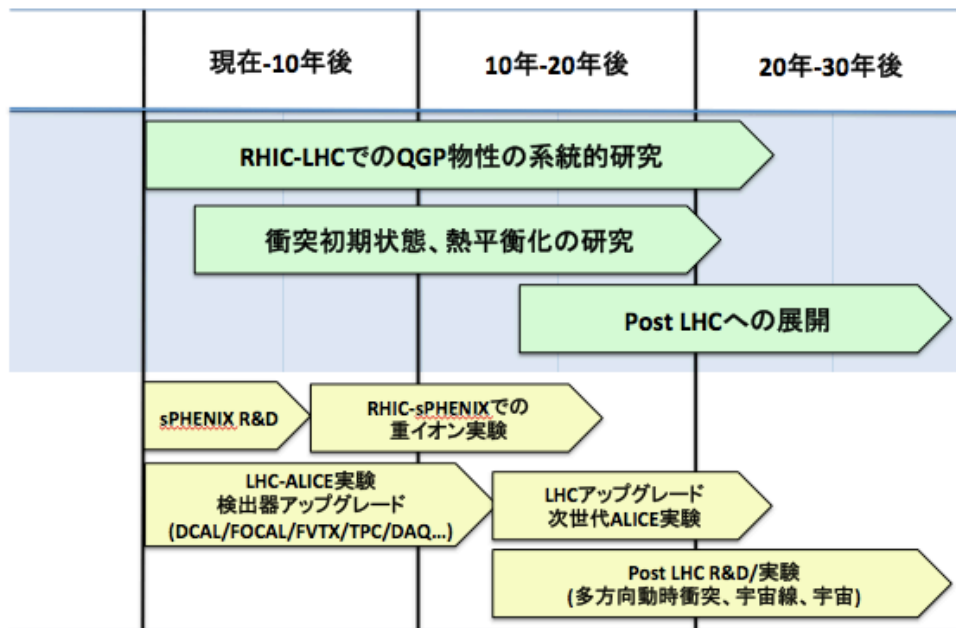


図 2.5.24: 研究遂行へのタイムライン

1. RHIC-LHC に渡る包括的な QGP 物性研究

- RHIC/LHC での高エネルギー重イオン衝突の遂行
様々な衝突システム (エネルギー、衝突核種) にて、多くの系統的な測定を進め、時空発展のダイナミクスの理解とともに、物性量の温度・密度依存性を導出する。継続的に行われる実験データの物理解析に尽力する。
- 次世代 RHIC-PHENIX 実験 (sPHENIX) への展開
PHENIX の次期計画である sPHENIX 計画への展開をはかる。LHC と相補的な測定を進めるために、高横運動量ハドロンやジェットの測定、大きな運動学領域での粒子相関測定、大きなアクセプタンスの基で光子・レプトン測定を推進したい。高横運動量ハドロン、ジェット測定において、RHIC では未測定な 50GeV 以上のジェットを測定し、支配的なクォークジェットのエネルギー損失、そのフレーバー依存性を検証することにより、QGP の物性研究に迫る。
- LHC-ALICE 実験増強計画の推進
ALICE 実験では段階的なアップグレード計画が進行している。ジェット対測定に特化した電磁カロリメータやハドロンカロリメータを建設し、ジェットのエネルギー損失や失ったエネルギーの伝搬の検証を通じて QGP の物性研究を行う。ALICE の他のアップグレード計画としては、マイクロパターンガス検出器を読み出しに用いたタイムプロジェクションチェンバー、重クォークの QGP 中での振舞 (特に低運動量) を検証する最内層シリコンピ

クセル検出器の建設、高横運動量ハドロン識別の PID 検出器の建設や前方シリコン検出器の建設がある。

LHC で支配的なグルオンジェットのエネルギ損失、失ったエネルギーの伝搬に関する系統的な研究は、広い運動量領域で飛跡検出・粒子同定可能な ALICE 実験が最適である。RHIC と並行して、比較・包括的にジェットを使った QGP 物性を推進する。(対) ジェット測定のアクセプタンスやエネルギー分解能を向上する目的で、電磁カロリメータやハドロンカロリメータの建設を進めたい。また、高輝度下と高レートでのデータ取得に向けて、マイクロパターンガス検出器を読み出しに用いたタイムプロジェクションチェンバーの開発も進める。また、最内層シリコンピクセル検出器の建設も同時に進めることが重要である。これにより、重クォークと含むメソン・バリオンの系統的な測定が高統計で可能となり、また、低質量レプトン対の統計精度も向上する。

- 次世代 ALICE 実験の立案。時間断片プローブの測定

時間スライスに敏感なプローブを考案し、QGP の時間断片撮像をとり、QGP 物性の時空発展の直接検証を行いたい。どんなプローブをどのように測定すればいいのかに関して詳細な議論が必要であるが、光子やレプトンの透過的なプローブを、大きなアクセプタンス、高い検出効率、大きなバックグラウンド除去能を持つ検出器群の中で測定したい。現在の ALICE はこれらの測定に特化しておらず、次世代 ALICE 検出器として提言すべく、R&D を進めたい。

2. 衝突初期状態の研究、QGP の熱平衡化機構の解明

- RHIC/LHC での高エネルギー重イオン衝突の遂行

陽子・重イオン衝突を遂行し、大きなラピディティ領域での粒子生成を測定することで、原子核中のグルーオン分布を定量的に評価する。また、重イオン同士衝突を遂行し、大きなラピディティ範囲での多粒子相関を通じて衝突直後のダイナミクスの理解に迫りたい。

- LHC-ALICE 実験実験増強計画の推進

衝突初期状態として重要なグルーオン飽和の定量的研究や、熱平衡化までのダイナミクスの理解を目的とし、ALICE 検出器アップグレード計画を推進する。特に、前方ラピディティ ($2.5 \leq \eta \leq 4.5$) に電磁カロリメータを建設し、直接光子、中性 π 中間子やレプトン対の測定を行う。また、長期アップグレード計画として、更に前方ラピディティ ($4.5 \leq \eta \leq 6$) にスペクトロメータを建設する。これにより、RHIC では未踏である超広範囲における粒子生成相関を通じて、衝突初期のダイナミクスの理解へを進める。

3. post LHC への展開

現在の RHIC-LHC の高エネルギー重イオン衝突で到達できる最高温度は $4T_c (\leq 800 \text{ MeV})$ 程度である。QGP の強結合性は相転移温度付近に強く現れると考えられており、超高温の極限では弱結合 QGP が実現すると考えられる。 $T \geq 10\text{--}100T_c$ スケールでの QGP 物性研究は非常に興味深い。この超高温を実現するには LHC 以上の超大型加速器でも十分ではなく、例えば、多方向の同時衝突によって温度を上げるなどの新しいアイデアと技術革新が必要である。また、宇宙線を使った検証、スペクトロメータを宇宙に打ち上げるなどのアイデアにも目を向け、超高温 QGP への研究展開を実現させたい。

現在-10 年の取り組み

LHC では最初の 10 年に、鉛・鉛衝突実験 ($\sqrt{s_{NN}} = 2.76, 5.5 \text{ TeV}$) や原子核効果の検証に陽子・鉛衝突実験 ($\sqrt{s_{NN}} = 8.8 \text{ TeV}$)、軽い原子核を用いた衝突実験 (Ar+Ar) が予定されている。物理解析を行い、光子・レプトン対を用いた QGP の初期温度測定、ジェットや高横運動量ハドロンエネルギー損失によるパートン密度や阻止能の測定、重クォークやクォークonium測定による輸送係数や遮蔽長・クォーク間ポテンシャルの測定を通じた QGP 物性の性質解明にあたる。

物理解析研究と並行して ALICE 実験の検出器アップグレード計画を進める。ジェット対測定用の電磁カロリメータ (DCAL) や前方方向細分型電磁カロリメータ (FOCAL) の開発・建設を進め、新規提案検出器としてハドロンカロリメータや高レート耐性に優れたガス電子増幅器を読み出しに用いたタイムプロジェクションチェンバーなど物理戦略に基づく新たな増強計画を提案する。

RHIC では今後 5-10 年を目処に、金・金衝突 ($\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$)、ウラン衝突、銅・金非対称衝突や衝突エネルギースキャンが行われる予定である。PHENIX 実験は重クォーク崩壊点測定用シリコン検出器を 2010 年に建設し、今後の 2-3 年にチャームとボトムの独立測定による QGP の物性研究を行う。この物理解析と並行して、次世代 PHENIX アップグレード計画を推進する。高エネルギーパートンと QGP との相互作用機構については、クォーク・グルーオンジェット、ダイジェット、重クォークジェット、直接光子とジェットの同時生成過程についての精密測定が重要である。熱的光子の方位角異方性や熱的電子対の測定 (質量、方位角異方性、横運動量分布の同時測定) は時空発展の詳細に敏感であるため、系の時空発展に対して透過的なプローブである光子・レプトンの精密測定も重要である。既存のシリコン検出器を生かし、新たに $|\eta| \leq 1$ と全方位角を覆う、複数層のシリコン飛跡検出器、プレシャワー検出器、電磁カロリメータとハドロンカロリメータ、粒子同定検出器、前方方向スペクトロメータ (small x の物理) を組み合わせた図 2.5.26 の sPHENIX 検出器の建設を進める。また、長期計画として、最外層にミュオン検出器を建設し、重クォーク物理の強化と熱的レプトン対の測定を進める。

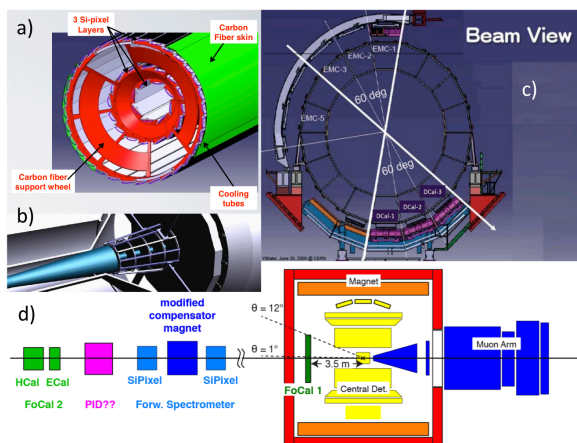


図 2.5.25: ALICE upgrade 計画. a) 最内層 vtx 検出器、b) 前方 vtx 検出器、c)DCAL, d)FoCAL と前方スペクトロメータ [33]

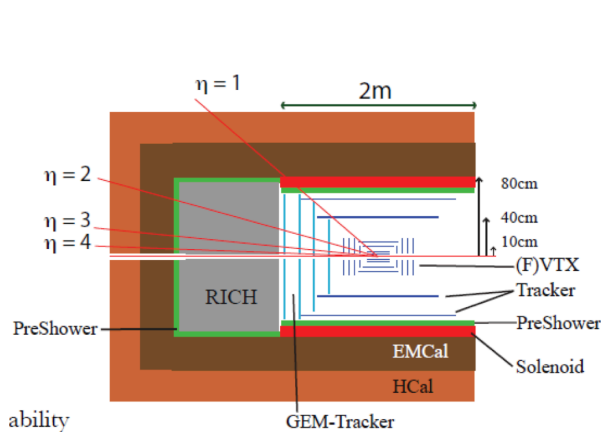


図 2.5.26: 次世代 PHENIX 検出器 (sPHENIX) の計画 [32]

10-20 年の取り組み

LHC の 10 年間の成果を精査し、次世代 ALICE 実験に向けた検出器 R&D を推進する。特に現在の ALICE 実験では十分な精度で測定することが出来ないであろう、低・中間質量レプトン対 (低質量ベクトル中間子、熱的電子対、仮想光子からの崩壊電子対)、低エネルギー光子測定や時間スライスに敏感なプローブの測定を目指して、高輝度性、高バックグラウンド除去性能に優れた次世代 ALICE 実験検出器群の開発・建設を進め、15 年を目処に次世代 ALICE 実験を遂行する。

その一方で、相補的に RHIC エネルギーでの sPHENIX 実験を遂行する。透過的なプローブを通じて物性量の衝突後時間依存性や、ジェットを用いた QGP とパートンの相互作用を通じて RHIC で達成できる温度領域 ($T_c - 2T_c$) における熱力学量の温度依存性を検証する。衝突エネルギースキャンに際し、電子冷却法によるビーム輝度の向上を活用し、上記の稀少事象を様々な衝突エネルギーのもとで検証する。

20 年以降の取り組み

post LHC への取り組みを実現させ、多方向同時衝突、宇宙線観測実験や実験を宇宙の場に移し、超高温度 QGP 物質の物性研究を可能にしたい。強結合 QGP から弱結合 QGP まで、幅広く物性研究を展開し、統一的な理解を得て、高温領域における QCD 物性研究を終了させる。

2.5.5.2 有限多体系 QCD 物質の相構造の研究

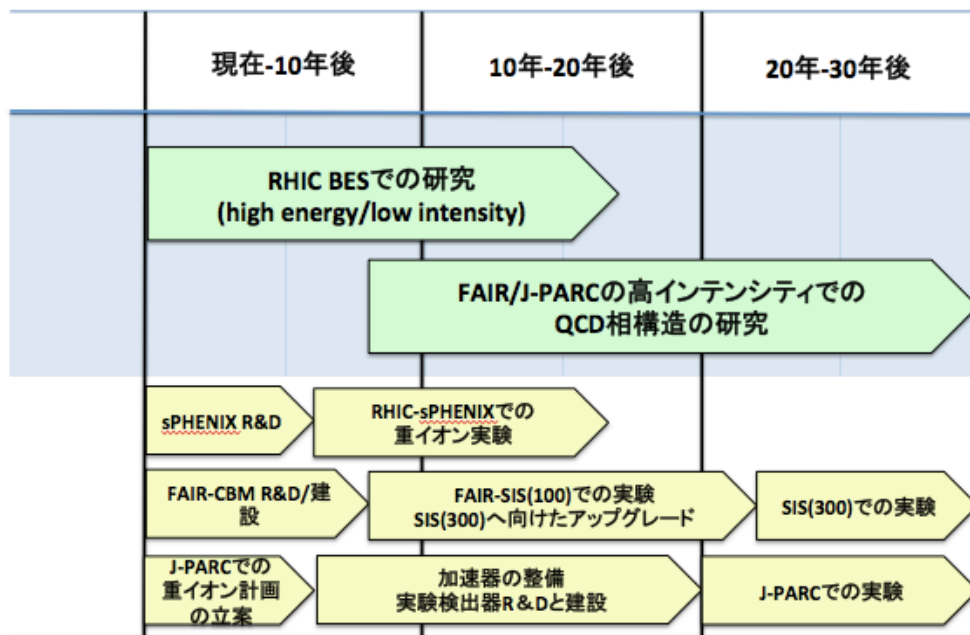


図 2.5.27: 研究遂行へのタイムライン

1. RHIC の beam energy scan (BES) の遂行

RHIC では $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV の金・金衝突を継続する一方で、衝突エネルギーのスキャン ($\sqrt{s_{NN}} = 7.7, 18, 27, 39$ GeV) が今後 5 年間を中心に行われる予定である。現在のルミノシティ

では測定量がグローバルな観測量に制限されてしまうものの、粒子多重度、バリオン数比、平均横運動量 (横エネルギー)、粒子密度相関長などの揺らぎや、その高次モーメントの測定を通じて QCD 臨界点の探索を進める。その一方で、電子冷却法によるビーム輝度の向上を活用し、光子・レプトン対やハードな過程を通じた検証を進めたい。レプトン対の測定は高密度状態におけるカイラル凝縮やダイクォーク凝縮の検証に有益であると考えられるため、RHIC のビーム輝度の向上に並行し、レプトン対に対して大きなアクセプタンスを持つ次世代 PHENIX 実験検出器 (sPHENIX) の建設を行う。

2. FAIR/J-PARC の高インテンシティ重イオン衝突実験の遂行⁸

FAIR の SIS100/300 では重イオンを核子あたり 15GeV/45GeV まで加速可能である。現在は SIS100 を使って、2018-2019 年の実験開始を目指している。FAIR での実験研究を進める一方で、その後約 10-20 年をかけて SIS300 へのアップグレード建設を目指す。

J-PARC では、30(50)GeV の 1 次陽子ビームを得られることから、重イオンビームを J-PARC のメインリングに入射することが出来れば、核子あたり 12(20)GeV のビームエネルギーが得られる。この領域での重イオン衝突では、通常原子核密度の 5-10 倍の密度が達成できると考えられ、バリオン密度が最も大きくなることが過去の実験からも分かっている [51]。

SIS100 のエネルギーは J-PARC のエネルギーとほぼ同じであり、研究の推進には工夫が必要である。SIS100 での 30GeV 陽子強度 10^{13} proton/sec と比較すると、J-PARC では 50GeV の陽子の強度として一桁大きい 10^{14} proton/sec を目指しており、重イオンのビーム強度に関して言えば FAIR よりも J-PARC の方が優位であることが予想される。今後、J-PARC における重イオン加速を視野に入れた長期総合研究計画の立案を考えていきたい [61]。また、現在ロシアの JINR (Joint Institute for Nuclear Research) 研究所では、核子あたりの衝突重心系エネルギー 2-11GeV の重イオン衝突実験が計画されている [62]。現存する Nucletron 重イオン加速器を拡張してコライダー型の NICA 加速器を作り、2016 年くらいから MPD 実験 (Multi-Purpose-Detector) が開始される予定である。こちらへの参画も今後検討を重ねて行く。

現在-10 年の取り組み

RHIC のビームエネルギースキャン ($\sqrt{s_{NN}} = 7.7, 18, 27, 39$ GeV) を遂行し、グローバルな観測量 (ハドロンの横運動量分布、方位角異方性、粒子多重度とラピディティ相関、揺らぎや高次モーメントの測定) を通じて、臨界点や混合相に関する研究を行う。その一方で、RHIC が高密度 QCD 相探索の中心的施設となるように電子冷却技術を用いたビーム輝度向上を推進する。sPHENIX 実験での実験遂行、特に稀少・透過的プローブを用いた新しい QCD 相探索実験に向けた検出器 R&D や建設を進める。RHIC でのエネルギー走査実験が FAIR/J-PARC での実験展開に重要なインプットを与える為、RHIC の実験結果を精査し、FAIR/J-PARC での研究展開案を具体化する。

FAIR 加速器を用いた本研究に直結する実験として CBM 実験があげられる⁹ [63]。予算状況から CBM 実験の検出器建設は段階に分けて進めることが決まっている。CBM は図 2.5.28 に示された通り、ハドロンの電子・光子測定に特化した検出器群とミューオン測定に特化した 2 通りのプランがある。レプトン対や光子の測定を目指し、高インテンシティ重イオン衝突下で十分な性能を持つ

⁸FAIR/J-PARC を同時に遂行する意義、現実性、その戦略は今後の綿密な議論の基に決定していきたい。本レポートでは実験研究の方向性に関する優先順位付けは考えない。

⁹現在では、15ヶ国、51 機関、400 人以上の参加がある

RICH/EMCAL/VTX 検出器の R&D や建設を行う。また、高ルミノシティ下で、高多重度中の稀事象を探すために、事象選択のトリガーロジック・早い読出回路の開発や DAQ の開発を進める。これは J-PARC での重イオン実験にも必須な技術である。

重イオンを J-PARC で加速・利用するためには、イオン源や速い繰り返しの 3GeV シンクロトロン (RCS) の代わりとなるインジェクター (例えば FFAG) が必要である。また、重イオンビームに対する要求としては、重イオンの核種とエネルギーを柔軟にかえられること (QCD 相のマッピング)、大強度であること (稀少プローブへのアクセス)、衝突技術のブレークスルー (より高密度状態形成の為に多方向原子核衝突の実現可能性など) などが挙げられる。20 年後の重イオン衝突実験開始を目指し、重イオン加速に向けた加速器設備の考案を進め、J-PARC での重イオン物理の更なる検討、実験立案、プロポーザルを行い検出器 R&D を開始する。

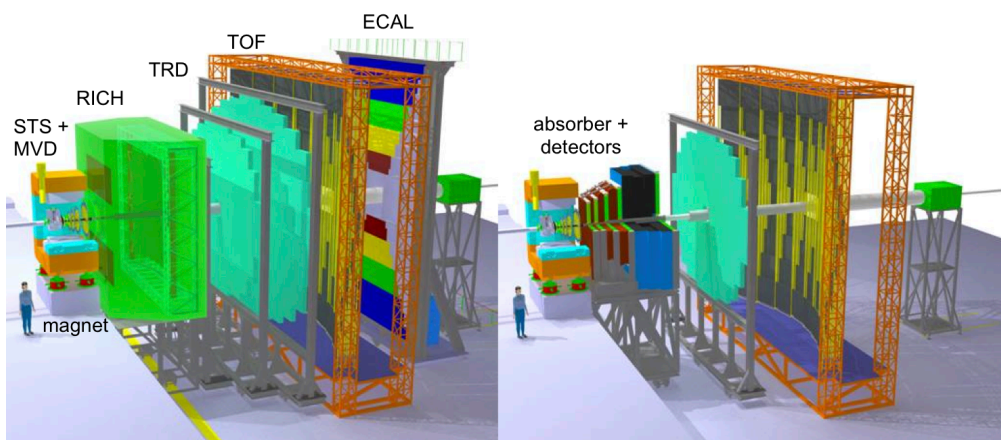


図 2.5.28: CBM 実験の検出器群の 2 候補 [63]

10-20 年の取り組み

電子冷却技術によるビーム輝度の向上を受け、RHIC の衝突エネルギースキャンを実行し、sPHENIX 実験で稀少・透過的プローブを用いた高密度 QCD 相解明の検証を継続する。

FAIR では、CBM 実験用検出器の建設を終え、SIS100 での実験遂行やデータ解析にあたる。また、SIS300 に向けた検出器アップグレード計画を推進する。検出器をより高いエネルギーでより高い多重度下での測定に対応できるようにアップグレードを行っていく。

J-PARC では、重イオン加速器の整備や実験にむけた検出器 R&D を進める。

20 年以降の取り組み

SIS300 に向けた検出器建設と実験準備を経て、SIS300 での重イオン衝突実験を行う。さらに J-PARC での系統的な重イオン実験 (原子核同士衝突、陽子・原子核衝突) を継続する。SIS300 と J-PARC での早期結果を精査し、高密度 QCD 相構造研究を解明し (臨界点、閉じ込め相転移線、カイラル相転移線など)、更なる詳細研究に向けた加速器の高輝度化、加速エネルギーの広範囲化を目指し、それに追従する実験アップグレード計画を策定する。

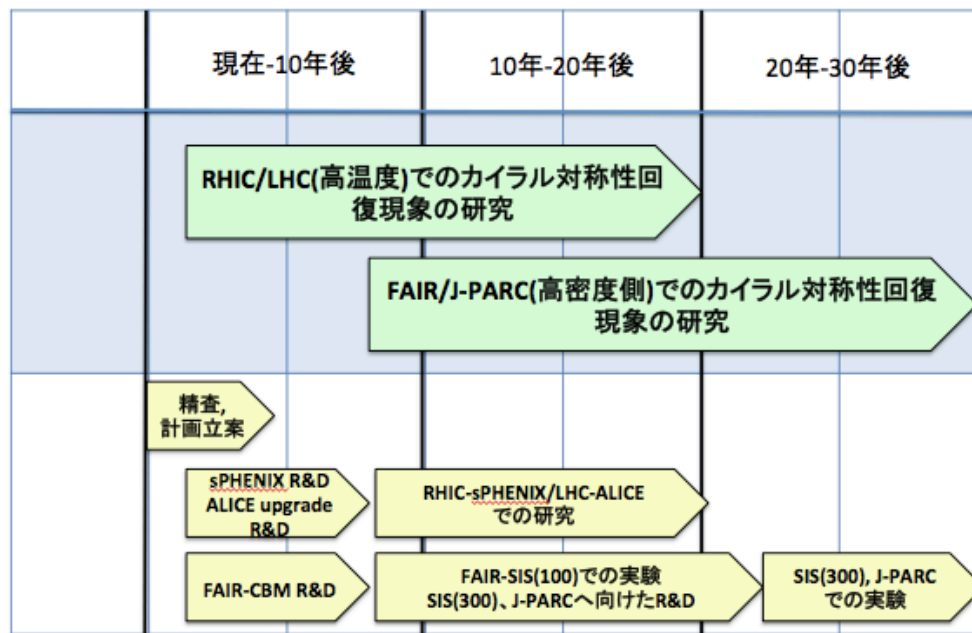


図 2.5.29: 研究遂行へのタイムライン

2.5.5.3 カイラル対称性の回復現象に関する研究

1. RHIC/LHC の高温領域での研究

高温領域では、非閉じ込め状態への相転移とほぼ同時にカイラル対称性が回復すると考えられている。従って、RHIC や LHC で実現される QGP は、カイラル対称性が回復した世界として非常にユニークな場である。要検討事項は、高エネルギー重イオン衝突という高粒子多重度中で、カイラル対称性の回復の指標となるクォーク対凝縮の情報を得る為に、何を測定するのがベストなのか、ということである。低質量ベクトル中間子 (ρ , ω , ϕ) の電子対測定は、質量・巾の変化とその運動学依存性の議論に最適であるが、現行の RHIC・LHC での実験では、粒子多重度と中性 π 中間子の Dalitz 崩壊や外部変換からの電子対が大きなバックグラウンドとなっており、精密な測定段階に至っていない。従って、バックグラウンドの改善に向けた既存実験の検出器増強計画、新たなプローブの可能性や新規実験計画の策定を最初の数年で進めたい。低質量領域のレプトン対測定に関しては、PHENIX/CERES 実験が低質量領域に既存のハドロン崩壊成分以上の超過収量を測定してきたが、ここから低質量ベクトル中間子の質量・巾の変化を引き出すには、QGP やハドロンガスからの熱的電子対の寄与を正確に押さえる必要があり、その検証には、高エネルギー重イオンの時空発展の理解が必須である。QGP 物性の精密研究と並行して進めて行きたい。

2. FAIR/J-PARC の高密度領域での研究

高密度領域では必ずしも非閉じ込め相転移とカイラル相転移が同時に起こるとは限らないが、CERES や HADES 実験での先行研究より、高密度側でのカイラル対称性の回復現象のヒントが得られつつある。FAIR や J-PARC エネルギー領域での高エネルギー重イオン衝突で達成さ

れる高バリオン密度領域で、低質量ベクトル中間子、レプトン対、擬スカラー中間子や σ 中間子などを様々な崩壊モードで系統的に測定し、カイラル対称性の回復現象の完全理解を目指す。また、 $p+A$ 衝突を用いた通常原子核密度におけるカイラル対称性の部分的回復研究も同様に推進したい。

現在-10 年の取り組み

PHENIX 実験では 2007-2010 年に HBD 検出器を使った低質量レプトン対測定に特化した実験を行ってきた。金・金衝突における HBD 検出器の性能は高粒子多重度下における電子対測定に重要な指針を与える為、現在までに取得されたデータの解析を継続する。そして、その中で判明した問題点の改善と他のプローブ測定 (ミューオン対、 σ 中間子など) を含めた検出器建設計画を策定し、ALICE 実験や sPHENIX 実験での研究を行う。ALICE 実験では前方シリコンピクセル検出器の建設計画があり、ミューオン対の質量分解能の向上が期待できるため、このアップグレード計画への参画を考えたい。

FAIR 実験で金・金衝突における低質量レプトン対や様々な崩壊モードで低質量ベクトル中間子を測定することを目指して、高粒子多重度中でも十分な性能を持つカロリメータや電子同定用 RICH の開発を行う。J-PARC での実験遂行を目指し、加速器の整備と並行して、最適なプローブの選定、測定に向けた実験案の策定や R&D を進めたい。

10-20 年の取り組み

sPHENIX や ALICE アップグレード・次世代 ALICE 実験の下での実験を進め、様々なシステムでの系統的な測定を通じて、高温側のカイラル対称性の回復現象研究を終える。FAIR での SIS(100) での重イオン衝突を遂行し、高密度下での研究をスタートさせ、 $p+A$ 衝突や核種変更を通じて低質量レプトン対や低質量ベクトル中間子の系統的な測定を行う。J-PARC での実験遂行に向けた、検出器、高速読出回路や DAQ の R&D を行い、本格的な建設を開始する。

20 年以降の取り組み

J-PARC や FAIR-SIS300 での実験の遂行。高バリオン密度中でのレプトン対、 σ などの系統的測定を行い、高密度中でのカイラル対称性回復の実験研究を進める。高密度下でのカイラル対称性の回復現象の研究を終える。

2.5.6 研究に必要な装置、リソース

ここでは、研究遂行に関連する実験施設や実験増強計画を纏める。

2.5.6.1 加速器施設や検出器

LHC 加速器と LHC-ALICE 実験

今後 10-20 年は、1-2 年間のシャットダウンが数回はあるものの、 $\sqrt{s_{NN}}=5.5$ TeV の重イオン衝突ランが予定されている。現在の予定では、LHC オペレーション期間のうち 1 カ月程度が重イオン衝突に充てられている。今後 10-20 年で、鉛・鉛衝突、陽子・鉛衝突や軽い系の Ar・Ar 衝突が行われる予定である。その一方で、10 年後を目処にした LHC のルミノシティ増強計画や、20 年後を目処にしたエネルギー増強計画が立案されている。その先は、電子・陽子、電子・原子核衝突に向けた LHeC の建設が考案されている。現在、LHC-ALICE 実験の増強計画として、ジェット対測定用の電磁カロリ

メータ、グルーオン飽和研究用の前方飛跡検出型カロリメータ、高レートでのデータ取得を目指すタイムプロジェクションチェンバーや最内層シリコン検出器、前方シリコン検出器、高横運動量粒子同定検出器などが挙げられている。

RHIC 加速器と RHIC-PHENIX 実験

RHIC ではルミノシティのアップグレード計画と共に、電子・陽子や電子・原子核衝突の為の電子加速器の建設計画が進行中である。また、RHIC-PHENIX 実験では、これまでの研究成果を基にした次世代 PHENIX 実験 (sPHENIX) の建設計画が立案されており、5-10 年を目処に建設を進めて行く予定である。

FAIR 加速器

2011 年の 12 月に正式な建設プロジェクトとなり、2018-2019 年に SIS100 での実験をスタートさせる予定である。SIS300 へのアップグレード用予算の目処は未だ立っていない。FAIR では高密度 QCD 相探索を目的とした CBM 実験が予定されている。現在は、CBM 実験の検出器を建設する予算や人的資源が不足しており、前実験の HADES 実験検出器を基盤として、徐々に CBM の検出器を建設して行く予定である。

J-PARC 加速器

J-PARC における重イオン衝突は、最高バリオン密度近くの高密度 QCD 物質の研究に有益である。J-PARC の長期計画の一つに重イオン加速の可能性が考えられており、10-20 年程度のタイムラインで加速器施設の準備が可能であると考えられる。重イオン加速に向けてイオン源や MR へのインジェクターを整備する必要がある。この推進は、我々のコミュニティからの強力な指針、戦略があつてこそであり、積極的なコミットメントを考えたい。

検出器

今後の研究を展開する上で、R&D が必要となるであろう検出器を以下に列挙する。これらの検出器開発を、原子核分野にとどまらず、関連研究分野と協力して進めていきたい。

- ジェット測定用電磁カロリメータ

LHC-ALICE 実験のアップグレードや sPHENIX 実験でのジェット測定に向けた電磁カロリメータの開発が必要である。

開発費用:0.4 億円/年, 建設費用:2 億円/年, メンテナンス費用:0.4 億円/年

- 飛跡検出型 W+Si の電磁カロリメータ

LHC-ALICE 実験のアップグレードや sPHENIX 実験へ向け、前方方向用の細分化型飛跡検出用電磁カロリメータの開発が必要である。

開発費用:0.5 億円/年, 建設費用:3 億円/年, メンテナンス費用:0.5 億円/年

- ハドロンカロリメータ

ジェットエネルギー測定の精密化にハドロンカロリメータの開発が必要である。

開発費用:0.2 億円/年, 建設費用:1 億円/年, メンテナンス費用:0.2 億円/年

- シリコンピクセル検出器

次世代 ALICE 実験や sPHENIX 実験など高粒子多重度下での飛跡再構成や重クォークの崩壊点再構成に優れた細かい読み出しを持つシリコンピクセル検出器の開発が必要である。

開発費用:0.5 億円/年, 建設費用:2 億円/年, メンテナンス費用:0.5 億円/年

- マイクロパターンガス検出器をもつタイムプロジェクションチェンバー

LHC 高輝度下を受け、高レートデータ取得可能なタイムプロジェクションチェンバーの開発を進める。レート耐性やイオンフィードバックに優れたマイクロパターンガス検出器を読み出しの持つタイムプロジェクションチェンバーの開発を行う。

開発費用:0.2 億円/年, 建設費用:2 億円/年, メンテナンス費用:0.2 億円/年

- 高速読み出し回路、ASIC、高速トリガー、DAQ

高レート下 (LHC, RHIC, FAIR, J-PARC) でのデータ収集に向けた、高速読み出し回路システム (ASIC, フロントエンド、バックエンド、パイプラインシステム) の開発が必須である。

開発費用:0.5 億円/年, 建設費用:2 億円/年, メンテナンス費用:0.5 億円/年

- FAIR/J-PARC での実験に向けたスペクトロメータ開発

開発費用:1 億円/年, 建設費用:2 億円/年, メンテナンス費用:0.5 億円/年

2.5.6.2 リソース

資金、人的資源

以上の研究計画を遂行するにあたり、必要となるであろう資金・マンパワーを下に示す。コミュニティの現状を踏まえ、この資金とマンパワーを得ることは非常に難しいと言える。研究組織の拡充化を目指す一方で、現在の資源をどのように生かすべきか、将来の資金をどのように調達すべきか、コミュニティで物理戦略や研究題目の順位付けの議論を行い具体的な指針を策定していく。

新しい研究組織の確立

RHIC における QGP 生成を受け、LHC の稼働とともに、今後は LHC-RHIC という広いエネルギー範囲に渡る QGP 物性が花開くものと期待される。その一方で、RHIC のエネルギーキャン、10 年後に始動する FAIR や J-PARC での高・中間エネルギーでの重イオン衝突は、高密度 QCD 物質の相構造研究に新展開を齎すものと期待される。

高エネルギー重イオン衝突を通じた QCD の物性研究の発展には、状態方程式などの静的な性質を与える格子 QCD 計算、グルーオン飽和という small x における核子構造や熱平衡化過程の記述に必要な非平衡 QCD、それらをインプットにした相対論的 (粘性) 流体計算、強結合状態を記述するゲージ・重力対応 [64]、など様々な理論体系が必要である。また、QCD 相構造の研究には依然として信頼する理論計算が必要である。これらの理論体系との密なる連携は本研究の推進に必要不可欠である。

これら理論グループとの連携を含む高エネルギー重イオンの物理で繋がる新しい研究組織の確立を考えて行きたい。例えば、QGP 物性を「強結合多体系の物理」で括り、半導体中の高密度電子正孔系に見られる強相関や相構造 [65]、完全流体として振る舞う極低温強結合 Fermi ガス [66] と関連して研究を展開するのが一案である。また原子核コミュニティのみならず、素粒子・物性も含む、掲げる物理 (強結合物性系、高強度場の物理、初期宇宙、高密度天体) や最先端検出器の開発で繋がる、新しい融合的な研究コミュニティの立ち上げを実現したいと考えている。

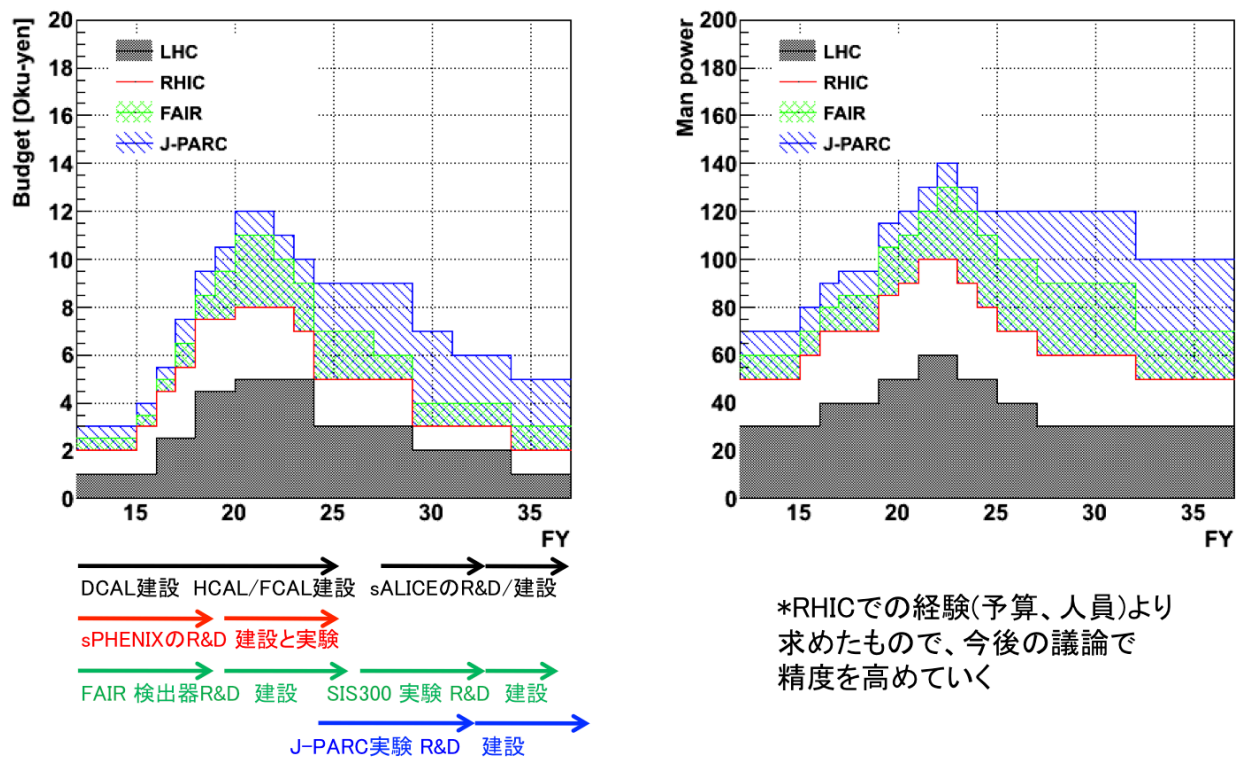


図 2.5.30: 研究遂行に必要な資金 (左) とマンパワー (右). J-PARC 加速器建設に関わる経費は計上していない。

2.5.7 まとめと展望

ハドロン物質の新しい存在形態として初期宇宙にも重要な QGP の生成を目指し、様々な大型加速器施設を用いた高エネルギー重イオン衝突実験が精力的に行われて来た。長年に渡る実験成果を受けて、QGP の生成は実験的に確実なものとなった。QGP 生成から QGP の物性研究への展開は、宇宙初期での極限物質の様相とその進化、物質創成の謎、高温領域における QCD 真空構造に関する知見を与えてくれる。また、QGP 研究における、早期熱平衡化機構の解明は非平衡 QCD のダイナミクス研究に繋がる重イオン物理の新基軸として重要である。また、エネルギーフロンティアを目指す一方で、固定標的中間エネルギー重イオン衝突を通じたルミノシティフロンティアへの取り組みも重要である。高ルミノシティでの中間エネルギー重イオン衝突により、星の終焉での極限物質の様相、高密度 QCD 多体系の相構造の解明を目指す。これらの研究に向け、現行の RHIC-PHENIX/LHC-ALICE 実験での先導的な実験遂行と、新たな視点とその先を見据えた実験アップグレード計画 (sPHENIX、次世代 ALICE 実験) や新たな大型加速器施設 (FAIR 加速器、J-PARC 加速器、多方向同時衝突、レーザー物理) での研究展開を進める予定である。これらの研究推進には、より具体的な物理展開、研究遂行案の策定や研究推進の母体である大規模なリソースの獲得が重要である。掲げる物理で繋がる大規模組織の確立や他分野との密なる連携を図り、本研究を遂行させて行きたい。

参考文献

- [1] K. Fukushima and T. Hatsuda, Rep. Prog. Phys. **74**, 014001 (2011).
- [2] N. Cabibbo, G. Parisi, Phys.Lett. **B59**:67-69,1975; G. Baym, NSAC (1983), Long Range Plan; L. McLerran, Nucl. Phys. **A830**, 709c-712c (2009).
- [3] F. Karsh, Lect. Notes Phys. **583**, 209 (2002).
- [4] R. Stock, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 30 S633; H. Satz, Phys.Rept. 403-404, 33-50 (2004); <http://www.bnl.gov/rhic/>; <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>
- [5] http://www.gsi.de/portrait/fair_e.html
- [6] <http://www.phenix.bnl.gov/>
- [7] <http://aliweb.cern.ch/>
- [8] 第 21 期日本学術会議物理学委員会素粒子原子核物理分科会 田村裕和氏「J-PARC での原子核物理」 <http://hep.phys.s.u-tokyo.ac.jp/SCJ/20090601.htm>
- [9] BRAHMS Collaboration, Nucl. Phys. **A**, **757**, 1-27 (2005); PHENIX Collaboration, Nucl. Phys. **A**, **757**, 184-283 (2005); PHOBOS Collaboration, Nucl. Phys. **A**, **757**, 28-101 (2005); STAR Collaboration, Nucl. Phys. **A**, **757**, 102-183 (2005).
- [10] A. Toia for the ALICE Collaboration, arXiv:1107.1973.
- [11] M. Floris for the ALICE Collaboration, arXiv:1108.3257.

- [12] N. Armesto *et al.* J. Phys. **G 37**, 025104 (2010).
- [13] J. Jia, R. Wei, Phys. Rev. **C 82**, 024902 (2010).
- [14] A. Adare *et. al.*, (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 172301 (2007).
- [15] Y. Akamatsu *et. al.*, Phys. Rev. **C 80**, 031901 (2009).
- [16] K. Aamodt *et al.* for the ALICE Collaboration, Phys. Lett. **B 696**, 30-39 (2011); G. Aad *et al.*, for the ATLAS Collaboration, Phys. Rev. Lett **105**, 252303 (2010); A. Angerami *et al.*, for the ATLAS Collaboration, arXiv:1108.5191; S. Chatrchyan *et al.*, for the CMS Collaboration, Phys. Rev. **C 84**, 024906 (2011); C. Roland *et al.*, for the CMS Collaboration, arXiv:1107.3106.
- [17] T. Masui and H. Satz, Phys. Lett. **B178**, 416 (1986).
- [18] A. Adare *et al.* for the PHENIX Collaboration, Phys. Rev. Lett. **98**, 232301 (2007).
- [19] P. Pillot *et al.*, for the ALICE Collaboration, arXiv:1108.3795; C. Silvestre *et al.*, for the CMS Collaboration, arXiv:1108.5077.
- [20] A. Adare, *et. al.*, (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. **C 81**, 034911 (2010).
- [21] A. Adare, *et. al.*, (PHENIX Collaboration, arXiv:1105.4126.
- [22] T. Hirano *et al.*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **34**, S879 (2007); P. Romatschke, *et al.*, Phys. Rev. **C 78**, 034915 (2008).
- [23] R. Averbeck *et al.*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **35** 104115 (2008); R. Lacey *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 092301 (2007); H.-J. Drescher *et al.*: arXiv:0704.3553; S. Gavin and M. Abdel-Aziz, Phys. Rev. Lett **97**, 162302 (2006).
- [24] R. Lacey *et al.*, for the PHENIX Collaboration, arXiv:1108.0457; J. Jia *et al.*, for the ATLAS Collaboration, arXiv:1107.1468; R. Snellings *et al.*, for the ALICE Collaboration, arXiv:1106.6284.
- [25] Altarelli G and Parisi G, Nucl. Phys. **B 126**, 298 (1977); Kuraev E A, *et al.*, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **72**, 3 (1977); Balisky I I, *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **28**, 822 (1978).
- [26] L.D. McLerran and R. Venugopalan, Phys. Rev. **D 49**, 2233 (1994); Y.V. Kovchegov, Phys. Rev. **D 54**, 5463 (1996); I. Balisky, Nucl. Phys. **B 463**, 99 (1996).
- [27] R. J. Fries, J. I. Kapusta and Y. Li, arXiv:nucl-th/0604054; T. Lappi and L. McLerran, Nucl. Phys. **A772**, 200 (2006).
- [28] P. Arnold, G. Moore, and L. Yaffe, Phys. Rev. **D 72**, 054003 (2005); H. Fujii, K. Itakura, Nucl. Phys. **A809**, 88 (2008); A. Dumitru, Y. Nara and M. Strickland, Phys. Rev. **D75**, 025016 (2007).

- [29] Y. Hama, *et al.*, J.Phys. 35, 24 (2005); R. Andrade, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 202302 (2006); R. Andrade *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 112301 (2008); H. Petersen *et al.*, Phys. Rev. **C79**, 054904 (2009), Phys. Rev. **C81**, 044906 (2010); K. Werner *et al.*, arXiv:1004.0805 [nucl-th]; H. Holopainen, *et al.*, arXiv:1007.0368 [hep-ph].
- [30] H. Song, *et al.*, Phys.Lett. **B658**, 279-283 (2008), Phys.Rev. **C77**, 064901 (2008), Phys.Rev. **C78**, 024902 (2008); C. Shen, *et al.*, Phys.Rev. **C82**, 054904 (2010).
- [31] A. Dumitru *et al.*, Nucl.Phys. **A810**, 91-108 (2008).
- [32] A. Sickles, *et al.*, for the PHENIX Collaboration, arXiv:1107.2035.
- [33] T. Peitzmann, *et al.*, for the ALICE Collaboration, arXiv:1106.5807.
- [34] <https://na61.web.cern.ch/na61/xc/index.html>
- [35] K. Redlich, J. Phys.: Conf. Ser. **5**, 162 (2005).
- [36] B.I. Abele, *et al.*, (STAR), Phys.Rev. **bf C79**, 034909 (2009).
- [37] E802 Collab., L. Ahle *et al.*, Phys. Rev. **C 60**, 064901 (1999); E877 Collab., J. Barette *et al.*, Phys. Rev. **C 62**, 024901 (2000); E917 Collaboration, B.B. Back *et al.*, Phys. Rev. **C 66**, 054901 (2002); NA49 Collab., H. Appelshauser *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 2471 (1999); BRAHMS Collab., I.G. Bearden *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 102301 (2004).
- [38] L. Kumar, *et al.*, for the STAR Collaboration, arXiv:1106.6071.
- [39] A. Andronic, *et al.*, arXiv:0911.4806.
- [40] K. Aamodt, *et al.*, (ALICE), Phys. Rev. Lett. **105**, 252302 (2010).
- [41] B. Mohanty, *et al.*, (STAR), J. Phys. G **G38**, 124023 (2011).
- [42] M. Mitrovski, *et al.*, (NA49), J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **37**:094003 (2010).
- [43] Review として, R. S. Hayano and T. Hatsuda, Rev. Mod. Phys. Vol. 82, (2010), 2949.
- [44] T. Hatsuda, S. H. Lee, Phys. Rev. **C 46**, 34-38 (1992).
- [45] M. Naruki, *et al.*, Phys.Rev.Lett. **96**, 092301 (2006); R. Muto *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 042501 (2007).
- [46] A. Agakichiev *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 1272 (1995). A. Agakichiev *et al.*, Eur. Phys. J. **C4**, 231 (1998).
- [47] R. Arnaldi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 162302 (2006). R. Arnaldi *et al.*, Eur. Phys. J. **C64**, 1 (2009).
- [48] A. Adare *et al.*, Phys. Rev. **C 81**, 034911 (2010).

- [49] J. Randrup and J. Cleymans, Phys. Rev. **C 74**, 047901 (2006).
- [50] Yu. B. Ivanov, *et al.*, Phys. Rev. **C 73**, 044904 (2006).
- [51] Y. Nara *et al.*, Phys. Rev. **C 61**, 024901 (2000), 1-19; <http://nuclth.kek.jp/jhf02/ohnishi.pdf>;
<http://indico.cns.s.u-tokyo.ac.jp/conferenceDisplay.py?confId=64>
- [52] F. Karsch, M. Kitazawa, Phys.Rev. **D 80**, 056001 (2009).
- [53] D. Kharzeev, *et al.*, Nucl. Phys. **A803**, 227 (2008); H. Warringa, J. Phys. G35, 104012 (2008);
K. Fukushima, *et al.*, Phys. Rev. **D 78**, 074033 (2008).
- [54] Y. Burnier, D. Kharzeev, J. Liao, H.U. Yee, Phys.Rev.Lett. **107**, 052303 (2011).
- [55] K. Itakura, K. Hattori, arXiv:1206.3022.
- [56] S. Cho *et al.* (ExHIC Collaboration), Phys. Rev. Lett. **106**, 212001 (2011).
- [57] STAR Collaboration, Nature 473, 353-356 (2011).
- [58] J. H. Chen *et al.*, (STAR collaboration), Nucl. Phys. **A 835**, 117-120 (2010).
- [59] A.Andronic and P.Braun-Munzinger *et.al.*, Phys. Lett. **B 697**, 203 (2011).
- [60] STAR Collaboration, Science 328, 58 (2010).
- [61] http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/~jparchua/share/jparc_propsepcts.pdf
- [62] <http://nica.jinr.ru/>
- [63] http://www.gsi.de/forschung/fair_experiments/CBM/index_e.html; CBM Physics Book
http://www.gsi.de/forschung/fair_experiments/CBM/PhysicsBook_e.html
- [64] P.Kovtun, D.T.Son, A.O.Starinets, hys.Rev.Lett. **94**, 111601 (2005).
- [65] T. Suzuki and R. Shimano, Phys. Rev. Lett. **103**, 057401 (2009).
- [66] J. E. Thomas, Nucl. Phy. A **830**, 665c (2009).

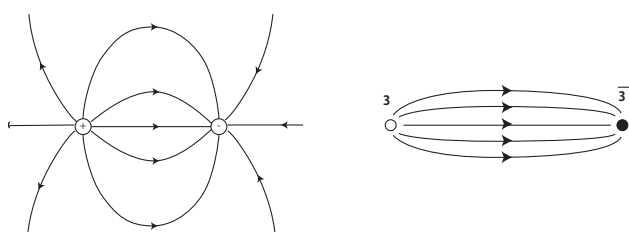
コラム 2

クォークの閉じ込め

岡 真・東京工業大学

強い相互作用の基礎理論である量子色力学(QCD)のラグランジアン構成要素はクォークとグルーオンであるが、これらの“素粒子”は実験室では観測できない。これは、クォークやグルーオンがSU(3)対称性に基づく電荷(カラー)を持ち、カラー電荷が0(SU(3)の1重項)のハドロン中に閉じ込められているからである。真空中ではクォークもグルーオンも、さらに一般にカラーが0でない状態は、単体では存在できない。よく似たゲージ場の理論で、電磁場と通常の電荷を持つ粒子の運動を記述する量子電気力学(QED)では、電荷を持った粒子(例えば電子)が単体でも観測される。これは、図C.2.1(左)のように電荷によって作られる電場が周囲に拡がっていくために、電荷間に働くクーロン力が遠方では0になるからである。一方で、QCDでは、カラー電荷によって作られるカラー電場が棒状のフラックスとなって拡がらないために、力が距離によらずほぼ一定となる。長距離ではカラー電場のエネルギーがカラー電荷間の距離に比例して増大するため、カラー電荷が離れることが出来ない。

このQEDとQCDの違いは、媒質(真空)の性質の違いと考えられる。すなわち、QCD真空は、カラー電場を小さい体積に閉じ込めようとして、カラーフラックスが棒状に配置する。類似の現象は電磁場の場合も超伝導体中でマイスナー効果による磁場フラックスの閉じ込めとして起こる。QCD真空では、電場に対してこれが起こるため、双対マイスナー効果と呼ばれる。



図C.2.1: (左) 正電荷(+)と負電荷(-)によって作られる電場の電気力線。(右) カラー電荷: クォーク3と反クォーク $\bar{3}$ によって作られるカラー電場。

これが真空(基底状態)の性質を反映していることは、媒質の温度や化学ポテンシャルなどの外部変数を変えることによって明らかになる。QCDでは、低温・低密度ではクォークやグルーオンなどのカラーはハドロン中に閉じ込められているが、宇宙の初期(ビッグバン直後)に存在したような高温高密度媒質中では、ハドロンの密度が高くなって、クォークやグルーオンが個々のハドロンから解放されてばらばらになって飛び回るプラズマ状態が出現すると予想されている。実際、RHICやLHC加速器において行われた高エネルギー重イオン衝突実験において、高温高密度の新しい物質状態が生まれているとする証拠が得られつつある。また、高密度天体(中性子星等)の中心部などにも、カラー閉じ込めから解放されたクォーク・グルーオン物質が存在する可能性があると考えられている。

このような基底状態の性質の温度・密度依存性は相転移現象と考えられるが、その相転移を特徴づける物理量は、ポリヤコフループとカイラル凝縮の2種類である。ポリヤコフループは(重い)カラー電荷の自由エネルギーで与えられる量で、カイラル凝縮は軽いクォークのカイラル対

称性の自発的破れに対応する量である。有限温度で QCD の基底状態を計算した格子 QCD 計算の結果によると、図 C.2.2 に示すように、これらがほぼ同じ温度で急激に変化し、基底状態の性質が大きく変わっていることを示している。

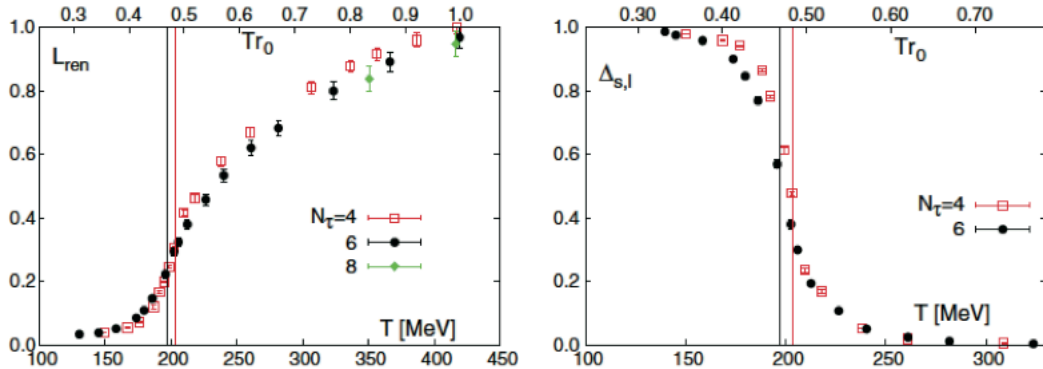


図 C.2.2: 格子 QCD 計算による (左) ポリヤコフープ (右) カイラル凝縮の温度変化 (M. Cheng et al., Phys. Rev. D77, 014511 (2008)より転載)。

クォークをハドロンの中に閉じ込める力は、カラー電場が棒状に分布することから、長距離で距離 r に比例する線型のポテンシャルであることが予想される。実際に格子 QCD によって計算された、固定したクォークと反クォーク間のポテンシャルエネルギーは、図 C.2.3 に示すように、線型ポテンシャルと短距離で強くなるクーロン引力($\propto 1/r$)の和で良く表される。すなわち、クォークと反クォークから作られるメソン (中間子) は、このようなポテンシャルによる束縛問題の解として得られると考えて良い。このポテンシャルを用いて計算されたメソンのスペクトルは、チャームやボトムなど QCD のエネルギースケール(~ 200 MeV)より質量の大きいクォークの系で良く実験値を再現している。

一方で、軽いクォークから作られたメソンやバリオンでは、カラー電場がクォーク対生成を起こして切れる効果や、カイラル対称性とその破れの影響のため、静的なポテンシャル描像ではスペクトルを完全には再現できない。とりわけ、軽いメソンやバリオンのクォーク構造、ハドロン間の相互作用における閉じ込め力の役割、4 個以上のクォークあるいはグルーオンを頭わに含むエキゾチックハドロンが存在するかどうかの問題と多クォーク系での閉じ込め力の関係、有限温度、有限密度における非閉じ込め相転移の仕組みなど、いまだに解明されていない多くの課題があり、これらは現在のハドロン物理の重要課題と位置づけられている。

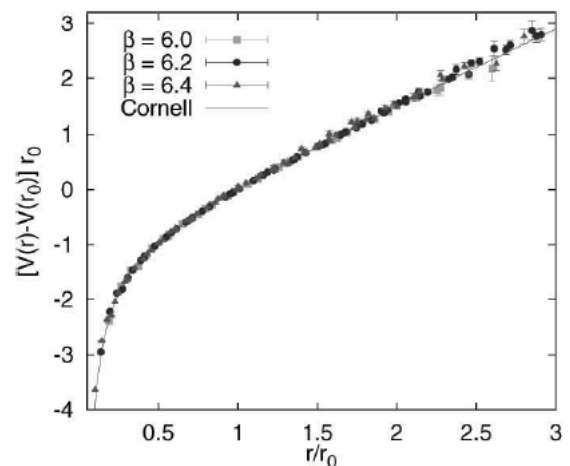


図 C.2.3: 格子 QCD 計算による (重い) クォーク間ポテンシャル (G.S. Bali, Phys. Rep. 343 1(2001)より転載)。

クォークやグルーオン (カラー) の閉じ込めは、格子 QCD による数値シミュレーションによ

ってほぼ確実であると考えられているが、その理論的な理解は必ずしも十分ではない。QCD の基本要素であるクォークやグルーオンが単独粒子として現れないことの解析的な意味やその証明は完全には行われていない。これは数理論物理学の問題「Yang-Mills 理論におけるカラー閉じ込め（質量ギャップの存在）の証明」の問題として、ポアンカレ予想やリーマン予想などと共に、クレイ数学研究所が懸賞（100 万ドル）を付けた 21 世紀に残された数学の重要問題の 1 つとして未解決のままとなっている。

2.6 核子構造の物理

Physics of Nucleon Structure

後藤 雄二	GOTO Yuji	代表、理化学研究所
小池 裕司	KOIKE Yuji	副代表、新潟大学
宮地 義之	MIYACHI Yoshiyuki	副代表、山形大学
大谷 宗久	OHTANI Munehisa	杏林大学
川村 浩之	KAWAMURA Hiroyuki	高エネルギー加速器研究機構
熊野 俊三	KUMANO Shunzo	高エネルギー加速器研究機構
近藤 薫	KONDO Kaori	山形大学
サイデル ラルフ	SEIDL Ralf	理化学研究所
齋藤 晃一	SAITO Koichi	東京理科大学
澤田 真也	SAWADA Shinya	高エネルギー加速器研究機構
田中 和廣	TANAKA Kazuhiro	順天堂大学
谷田 聖	TANIDA Kiyoshi	ソウル大学
堂下 典弘	DOSHITA Norihiro	山形大学
中川 格	NAKAGAWA Itaru	理化学研究所
中野 健一	NAKANO Kenichi	東京工業大学
八田 佳孝	HATTA Yoshitaka	筑波大学
平井 正紀	HIRAI Masanori	東京理科大学
深尾 祥紀	FUKAO Yoshinori	高エネルギー加速器研究機構
ベンツ ヴォルフガング	BENTZ Wolfgang	東海大学
若松 正志	WAKAMATSU Masashi	大阪大学
齊藤直人	SAITO Naohito	世話人、高エネルギー加速器研究機構

2.6.1 序

2.6.1.1 核子構造研究の目的と意義

原子核物理学において核子（およびハドロン）は原子核の基本的構成要素である。我々は高エネルギー散乱・衝突を手法として用い、強い相互作用の基礎理論である量子色力学（QCD）を適用して核子の内部構造の理解を目指している。高エネルギー散乱・衝突では、核子はクォーク・グルーオン描像により表すことができる。そして核子は、閉じ込められたクォーク、グルーオンの力学を研究できる最も基本的な無限多体系である。

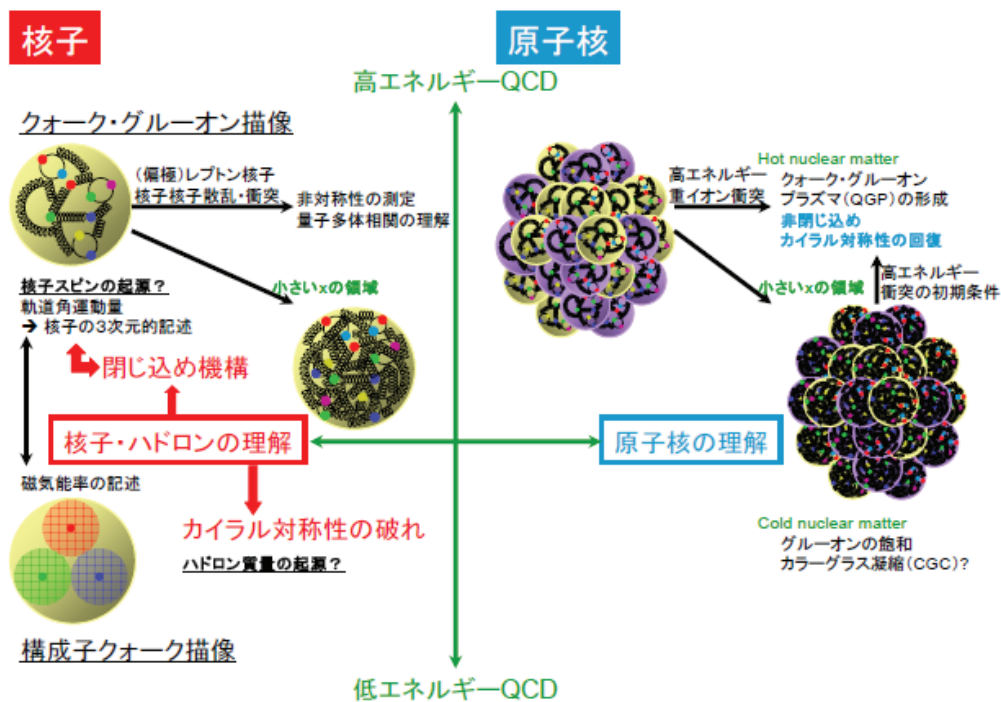


図 2.6.1: クォーク・グルーオン描像による核子・ハドロンおよび原子核の理解。

図 2.6.1 はこの描像での核子と原子核を模式的に示す。低エネルギーにおける核子は構成子クォーク描像で記述され、磁気能率など多くの性質を上手く説明することができる。しかし、高エネルギー散乱・衝突では、クォークだけでは核子のスピンを説明できない。高エネルギーでは核子はより多様な内部構造を示すことが知られており、そこで重要な役目を果たすのはグルーオンであり、またクォーク・グルーオンの軌道運動である。我々はこの手法により、軌道角運動を含む核子内部に閉じ込められたクォーク、グルーオンの3次元的分布を実験により決定し、量子的多体相関を研究することにより、核子内部のクォーク閉じ込めの機構を解明することを目指す。

この核子・ハドロンに対する理解は原子核に対しても適用され、原子核のクォーク・グルーオン描像による新たな理解へもつながる。ここで興味深いのは小さい x の領域と呼ばれる運動学的領域であり、小さい運動量の比を担うグルーオンは核子や原子核内部で飽和していると考えられている。この領域を実験により決定することは、高エネルギー重イオン衝突で生成される非閉じ込め状態のクォーク・グルーオンプラズマ (QGP) 生成の初期条件を理解するためにも重要である。

多くの目的に対し、互いに独立（非コヒーレント）なクォーク、グルーオンから成る核子という単純な描像が十分良い記述を与えている。ここで、核子中のクォーク、グルーオン（合わせてパートンと呼ぶ）の分布はパートン分布関数（PDF = Parton Distribution Function）という関数で表される。パートン分布関数は、粒子のビーム軸、衝突軸を表す “縦” 方向に対して定義され、その方向の核子の運動量に対してパートンが担う運動量の比である x という変数で表される。このパートン分布関数が誤差付きで与えられれば、核子をクォーク、グルーオンの単純なソースとして用いる高エネルギー実験では十分であると考えられている。

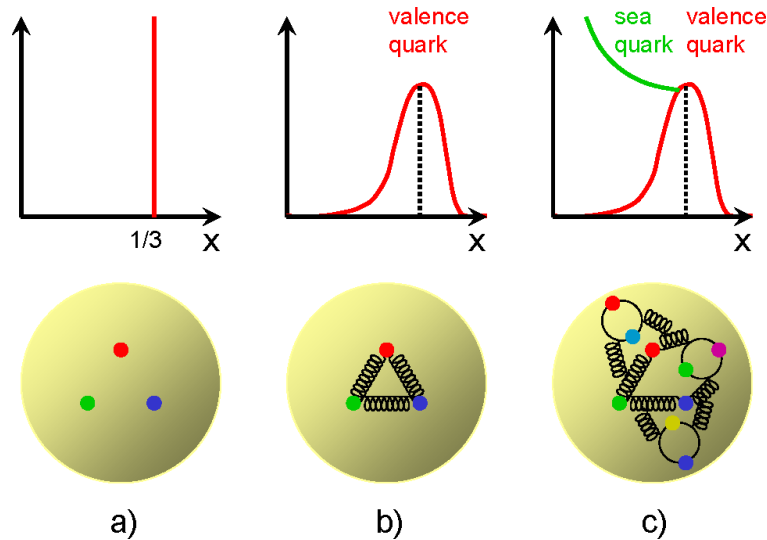


図 2.6.2: 互いに独立なパートンから成る核子の描像。 x はいわゆる Bjorken の x で、縦（ビーム軸、衝突軸）方向のパートンの運動量の割合を表す。

もし核子が相互作用しない3つのクォークだけから成り立っているとすると、クォークのパートン分布関数は $x = 1/3$ にデルタ関数的なピークをもつことになる（図 2.6.2 a)）。実際はクォーク間はグルーオンを媒介として相互作用をしており、ピークは幅を持つことになる（図 2.6.2 b)）。さらにグルーオンがクォーク、反クォークの対に分裂すると、小さい x の成分が出てきて（図 2.6.2 c)）、これが実験データとして得られるクォークのパートン分布関数の形となる。

しかし、この「互いに独立なパートンから成る核子」という描像では理解できない多くの現象も我々はすでに知っている。核子のスピンの理解、偏極現象に対して、この描像は十分な記述を与えない。そのひとつは横偏極現象である。現象については後に述べるが、これを説明するためには、核子内部のパートン間の相互作用、量子多体相関の理解が必要となる。パートンは核子内部で運動（軌道運動）をしている。また、核子スピンの $1/2$ はクォークのスピンのみとグルーオンのスピンだけでは説明できない。クォークとグルーオンの軌道角運動量も含めないと辻褄が合わない。

このどちらのためにも核子に対する新たな記述とその確立が求められている。それは、核子の構造を x 方向だけでなく、3次元で記述する方法である。これは既存のパートン分布関数による記述を拡張、一般化することにより行われており、ビーム軸、衝突軸に垂直な “横” 方向の分布を表す。図 2.6.3 に、横方向の分布をトモグラフィー的に表した例を示す。拡張、一般化したパートン分布関数の測定は始まっていて、先駆的な結果は得られているが、それを確立することが核子構造研究の将来計画の

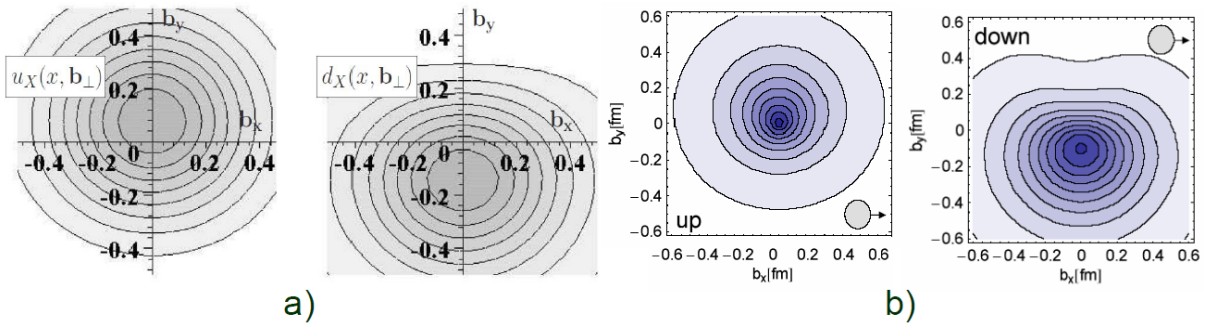


図 2.6.3: 核子内部のパートン分布を横方向の空間分布としてトモグラフィー的に表したパートン分布関数の拡張の例。紙面を貫く方向が縦方向であり、 b_x 軸方向に偏極した核子内部の分布を表す。a) 一般化された分布関数を用いた現象論的模型、b) Lattice QCD による計算で、それぞれ左図はアップクォークに対する分布、右図はダウンクォークに対する分布を示す。

柱となっている。

2.6.1.2 歴史と概観

核子の内部構造に関する研究は、1960年代のSLACにおける形状因子の測定に始まる。散乱される電子からの4元運動量移行 q の2乗 $Q^2 = -q^2 (> 0)$ の関数として測定された形状因子は、広がりを持った核子中の電荷分布と磁気能率分布を露わにした。核子の内部構造は、1969年のMIT-SLACによるレプトン核子深非弾性散乱 (DIS=Deep Inelastic Scattering) 実験、 $ep \rightarrow eX$ によりさらに明らかにされていった。DIS 実験で測定される核子の構造関数は、運動学的には Q^2 と $\nu = P \cdot q$ (P は核子の4元運動量) の2変数関数であるが、 Q^2 と ν がともに数 GeV^2 以上の領域では、両者の比 $x_{Bj} = Q^2/2\nu$ のみの1変数関数のように振る舞い、 Q^2 への依存性は極めて弱いことが明らかにされた。この振る舞いはBjorken スケーリングと呼ばれ、電子の核子からの散乱が、互いに相互作用をしていない点状の粒子からの非コヒーレントな散乱として引き起こされている結果であり、この点状の粒子は「パートン」と名づけられた。しかも、構造関数の間に成り立っている関係 (Callan-Gross の関係) から、パートンもまたスピン 1/2 の粒子であることが明らかになった。ここに至って、パートンはハドロンの構成子として提案されていた「クォーク」と同一視されるようになり、高エネルギー過程を記述する Bjorken-Feynman の「クォーク・パートン模型」が確立した。さらに、1973年に発見された非可換ゲージ理論の「漸近的自由性」が Bjorken スケーリングに相応しいことから、クォークの動力学を $\text{SU}(3)$ ゲージ理論で記述する研究が始まった。ここに現れるクォーク間の力を媒介するゲージ粒子はグルーオンと呼ばれ、この理論は量子色力学 (QCD) として発展していった。漸近的自由性のため高エネルギー (短距離) でのクォーク・グルーオンの相互作用は強結合定数に関する摂動として計算が可能となるが、この摂動論的 QCD により構造関数に見られた弱い Q^2 依存性 (「スケーリング則の破れ」) は見事に説明され、強い相互作用の基礎理論としての QCD の地位は揺るぎないものとなった。

このパートン模型と摂動論的 QCD を組み合わせた枠組みでは、核子の内部構造は各パートンのパートン分布関数 $f_a(x, \mu)$ ($a = u, \bar{u}, d, \bar{d}, \dots, g$) で表される。ここで、 x はパートンの縦運動

量割合、 μ はそのパートン分布関数が測定されるエネルギースケールである。 μ 依存性は DGLAP (=Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) 発展方程式により記述される。1970年代以降には SLAC、CERN、DESY などにより広範な運動学領域で DIS 実験が行われ、パートン分布関数に関する知識が蓄積されていった。また、DIS 実験のみならず、終状態に π 中間子などのハドロンも捕らえる半包括 DIS 実験や陽子- (反) 陽子衝突における高横運動量ジェット生成、ハドロン生成 ($pp(p\bar{p}) \rightarrow hX$)、光子の直接生成 ($pp(p\bar{p}) \rightarrow \gamma X$)、Drell-Yan レプトン対生成 ($pp(p\bar{p}) \rightarrow \ell^+ \ell^- X$)、さらには W ボソン生成 ($pp(p\bar{p}) \rightarrow W^\pm(Z^0)X$) などの各プロセスもパートン模型と摂動論的 QCD により記述され、同時にパートン分布関数はより高い精度で決められていった。これらによると、クォーク・反クォークとグルーオンは数 GeV のエネルギースケールで、核子の運動量をそれぞれ 50% ずつ運んでいること、 x の大きな領域 ($x > 0.1$) では核子の運動量は価クォークにより運ばれているが、小さな領域では海クォークやグルーオンの密度が増し、特に、 $x \rightarrow 0$ ではグルーオン密度が極めて高い状態になっていることなどが明らかにされた。また、反クォーク分布のフレーバー対称性は破れており、反アップクォークと反ダウンクォークの分布は大きく異なっている。そして、パートン間のハード断面積に対する摂動論的 QCD による高次補正項の計算もすすめられた。 $x \rightarrow 0$ や $x \rightarrow 1$ などの x 領域や、終状態に観測する粒子の横運動量の小さい領域など、位相空間の端で起こる (対応する運動学変数についての) 大きな対数的寄与については、摂動論の全次数で足し上げる再足し上げ理論 (Resummation) が発展した。これら精密化されたパートン分布関数と摂動論的 QCD の計算技術は、QCD に基づいた現象の定量的説明を与えると同時に、LHC などで行っている New Physics 探索のための必要不可欠な道具にもなっている。

一方、実験技術の進歩により、スピン偏極したレプトンと核子を用いた実験も行われるようになった。こうしたスピン依存過程には、核子内で各パートンが担っている「スピンの分布」を表す偏極パートン分布関数が寄与する。1988年には、CERN の EMC グループが核子のスピン依存構造関数に関するデータを報告し、その後の多くの実験に基づき、核子中のクォークのスピンが担う核子のスピンの割合は 25% 程度にすぎないことが示された。これは、バリオンの磁気能率等の多くのハドロンの性質を上手く説明してきたクォーク模型に基づいた核子の描像から大きくはずれた結果であり、核子の「スピンの起源」を探る研究へと発展していった。核子は、クォークとグルーオンの束縛状態なので、残りの 75% はグルーオンのスピンあるいはクォークやグルーオンの軌道角運動量によって運ばれているはずである。一方で、そもそも、QCD から核子のスピンをこのように各成分に分解できるのか、また、できるとしたら各成分は実験的にどのように測定されるかについて研究がすすめられた。最近の研究によると、核子のスピンはクォークとグルーオンのそれぞれについてゲージ不変なスピンと軌道角運動量に分解され、しかも、各成分が実験観測と結び付けられることが明らかになった。グルーオン・スピンの寄与を表す偏極グルーオン分布 $\Delta G(x)$ については、偏極 DIS 実験のみならず、終状態に大きな横運動量を持ったハドロン対や重いクォークを含む中間子の生成を伴う半包括 DIS 過程 (i.e., $e\bar{p} \rightarrow eh_1h_2X$ や $e\bar{p} \rightarrow eJ/\psi X$ など)、偏極陽子同士の散乱におけるジェット生成 ($p\bar{p} \rightarrow \text{jet}X$) やパイオン生成 ($p\bar{p} \rightarrow \pi X$) 過程などの実験を通じて研究がすすめられている。クォークの軌道角運動量の寄与は、深仮想コンプトン散乱 (DVCS=Deeply Virtual Compton Scattering) 過程や電子散乱におけるベクトル中間子のハードな排他的生成 (HEMP=Hard Exclusive Meson Production) 過程に現れる一般化されたパートン分布 (GPD=Generalized Parton Distribution) 関数の測定を通じて知ることができる。GPD 関数が提供する核子の 3 次元構造の解明と合わせ今後の大きな課題である。

スピン偏極現象は、核子スピンの起源のみならず、QCD の動力学と核子構造の新側面を切り開い

ている。横偏極核子と無偏極な電子もしくは核子との衝突におけるハドロン生成過程で見られている大きなシングルスピン非対称 (SSA=Single Spin Asymmetry) は、これまでに大きな成功を治めてきた摂動論的 QCD とパートン模型ではほとんどゼロになるスピン非対称である。SSA は、従来のパートン模型には含まれていないパートンの「固有横運動量」やパートン間の「量子的多体相関」を直接反映しているからである。高エネルギー過程におけるこれらの効果の解析は、理論的には「横運動量依存 (TMD=Transverse Momentum Dependent) 因子化」や「高次ツイスト効果」の定式化を必要とし、ハード過程研究の中で一大潮流を形成している。SSA は半包括 DIS 過程や核子核子衝突過程の断面積に様々な方位角非対称として現れるため、その起源を明らかにすべく、世界各地で測定が進行している。

2.6.2 最近の進展

2.6.2.1 スピンパズルの解明

■因子化とパートン分布関数

ここでは、まず高エネルギー包含過程を解析する枠組みである「因子化定理」について述べる。[1, 2] この定理は、「パートン模型」に QCD からの基礎を与え、QCD の高次補正を取り込んだ系統的解析を可能にする。この定理によると、高エネルギーハドロンはパートン (クォークとグルーオン) のビームとみなされ、反応は個々のパートンからのインコヒーレントな散乱の重ね合わせとして記述される。終状態にもハドロンを観測する場合には、ハドロンはパートンから破碎した結果としてみなされる。このとき、散乱断面積は、摂動論的 QCD で計算可能な「短距離部分 (ハードパート)」と、閉じ込めなどの非摂動力学を反映した「長距離部分 (ソフトパート)」とに分離され散乱断面積はこれらの因子の積として記述される。レプトン核子散乱において終状態にハドロンを捕らえる半包括 DIS 過程、 $ep \rightarrow ehX$ (h はパイオンなど終状態に観測されるハドロン、 X は観測されないハドロン群全体) を例にとって因子化定理を見てみよう。終状態ハドロンの入射ビーム方向に対する横方向の運動量が観測されないか、大きい値で観測される場合には、パートンの運動として重要なのはハドロンの運動方向に沿った (Collinear な) 成分のみであり、この過程の反応断面積 $\sigma^{ep \rightarrow ehX}$ は、分布関数 $f_a(x, \mu)$ 、破碎関数 $D_{h/b}(z, \mu)$ と、パートン間のハード断面積 $\hat{\sigma}^{\gamma^* a \rightarrow b}(x, z, Q, \mu)$ の積として表され、図 2.6.4 のように模式的に示される。ここで $f_a(x, \mu)$ は核子中でのパートン a (フレーバー q のクォーク、あるいはグルーオン g) の運動量割合 x についての「分布関数」、 $D_{h/b}(z, \mu)$ は、パートン b からハドロン h が運動量割合 z を受け取って生成される「破碎関数」であり、上記反応の長距離部分である。 $\hat{\sigma}^{\gamma^* a \rightarrow b}(x, z, Q, \mu)$ はパートン間のハード断面積を表す短距離部分である。 μ は長距離部分と短距離部分の分離スケール、 Q は関与する高運動量移行を象徴的に示した。 x, z などは、パートンが運ぶ“縦運動量割合”¹である。このため、上のような因子化は Collinear 因子化と呼ばれている。Collinear 因子化は、仮想光子の運動量移行や終状態ハドロンの衝突軸に対する横運動量が同じオーダーのハードスケールとみなされるときに有効であり、この枠組みでは、終状態ハドロンの横運動量 p_{hT} はパートン間のハードな散乱により生成される。分布・破碎関数は分離スケール μ に対数的に依存し、その依存性は斉次のくりこみ群方程式 (DGLAP 発展方程式) によって記述される [3]。以下この報告書では、分布・破碎関数の μ 依存性は必要な場合を除いて省略する。

¹パートンの運動量については、ハドロンの運動量の方向を“縦”、それと垂直方向を“横”と呼ぶ。

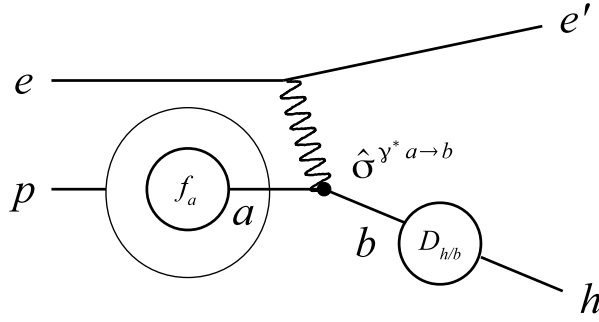


図 2.6.4: 半包括 DIS 過程

分布関数や破砕関数はハドロンやパートンの種類およびそれらのスピンの状態に依存するが、各ハドロンごとにそれらのスピン状態に基づいて分類された完全系が定義される。それらは、クォーク・グルーオン場のゲージ不変な積のハドロンによる行列要素として表現される。また、Collinear 因子化に表れる分布・破砕関数は物理的過程によらない「普遍性」を持っているため、摂動論的 QCD で計算されたハードパートと組み合わせた実験データのグローバル解析をすることでそれら関数を決めることができ、同じ関数が表れる他の過程に対する予言が可能となる。

一般に、ハード過程の断面積に $(M/Q)^{t-2}$ (M は核子の質量) のオーダーで寄与する分布・破砕関数は「ツイスト t 」の関数と呼ばれる。高エネルギーで主要項として効くツイスト 2 の分布・破砕関数は、1 体の確率分布関数としての意味を持ち、対応する短距離部分を摂動論的 QCD の最低次 (LO) で計算したものが、ファインマンの「パートン模型」である。ツイストが 3 以上の分布・破砕関数の寄与は「高次ツイスト効果」と呼ばれる。それらは、パートン間の量子的多体相関の効果であり、確率解釈を持った 1 体のパートン分布関数の寄与とは本質的に異なる。このように、断面積に対するパートン模型の寄与への QCD からの補正としては、NLO (Next-to-Leading Order) 以上の摂動的補正と、 M/Q の逆幂で効く運動学的な標的質量補正と高次ツイスト補正がある。

高エネルギーで重要になるのはツイスト 2 の寄与であるが、核子中のクォークの Collinear ツイスト 2・パートン分布関数としては、各フレーバー q ($q = u, d, s, \bar{u}, \bar{d}, \bar{s}, \dots$) に対して定義される無偏極核子中の無偏極クォークの分布関数 $q(x)$ (あるいは $f_1^q(x)$ と書く)、縦編極核子中における縦編極クォークのスピン非対称 (Helicity 非対称) の分布 $\Delta q(x)$ (あるいは $g_1^q(x)$)、横編極核子中における横編極クォークのスピン非対称の分布 (Transversity 分布) $\delta q(x)$ (あるいは $h_1^q(x)$) の 3 個で完全系をなす。ツイスト 2・グルーオン分布としては、無偏極核子中の無偏極グルーオン分布 $G(x)$ 、縦編極核子中の Helicity 非対称分布 $\Delta G(x)$ の 2 つで完全系をなす。

短距離効果の摂動論的 QCD 計算では、端的に言って、LO (パートン模型) が断面積のオーダーの評価を与え、NLO が断面積の定量的評価を、NNLO (Next-to-Next-to-Leading Order) が断面積の誤差の評価を可能にする。Collinear 因子化に基づく多数のハード過程は、ツイスト 2 の寄与に対しては、スピンに依存する場合も含め、NLO 以上で扱われている。高次ツイスト効果に対してはほとんどが LO で扱われているのが現状である。

このように、Collinear 因子化の枠組みで記述される反応断面積や構造関数だけをとって見ても、非常に多くの実験データが蓄積されており、それらは QCD の力学や核子中における運動量分布・スピ

ン分布・パートン間相関などについて多様な情報を提供している。

■スピンパズル

Collinear 因子化の枠組みで解析可能な最も簡単な過程は、序章で述べた DIS 過程、 $ep \rightarrow eX$ である。これは、終状態に電子のみを捕らえる過程であるため、破碎関数は寄与しない過程である。非偏極の核子とレプトンを用いた DIS には、核子の $q(x)$ と $G(x)$ が寄与する。この過程には多くの実験データが存在するが、それらは摂動論的 QCD により非常によく記述され、これらパートン分布関数も高い精度で決められている。

縦偏極核子による偏極 DIS 過程で測定される $g_1(x_{Bj}, Q^2)$ 構造関数には、 $\Delta q(x)$ と $\Delta G(x)$ が寄与する。これらは核子スピン構造に対するクォーク・グルーオンスピンの役割に関する情報を含み、特にそれらの 1 次モーメント、 $\Delta q = \int_0^1 dx \Delta q(x)$ 、 $\Delta G = \int_0^1 dx \Delta G(x)$ 、は核子スピンに対するクォークやグルーオンのスピンの割合を示す指標となる。1988 年には、CERN の EMC グループが陽子の構造関数 $g_1^p(x_{Bj}, Q^2)$ に関する測定を行い、クォークスピンの和 $\Delta \Sigma = \sum_i \Delta q_i$ が $0.120 \pm 0.094 \pm 0.138$ である事を報告した [4, 5]。これは、『クォークが陽子スピンに寄与していない』事を示し、核子のスピンの起源について大きな話題を引き起こした (スピンパズル)。「スピンパズル」の提起をうけ、CERN、SLAC、DESY、JLab で偏極 DIS 実験がすすめられてきた。陽子に加え、重陽子、中性子のスピン構造関数の測定も行われ、陽子・中性子の間での構造関数の積分値の差 (Bjorken 和則) から軸性結合定数 $|g_A/g_V| = 1.28 \pm 0.07 \pm 0.10$ が決定されている [6]。これは β 崩壊による測定結果 1.2694 ± 0.0028 [7] とよい一致を示している。

■偏極クォーク、反クォーク、グルーオン分布

DIS 過程では散乱レプトンを測定する事で、レプトンとパートンとの散乱に関する運動学的変数が散乱事象毎に明確に定まる。その一方で、レプトンとクォーク間の電磁相互作用を利用するため包括測定ではクォークと反クォークを区別出来ない。異なる標的による測定等からクォークフレーバーに関する情報は得られるが、荷電対称性、フレーバー SU(3) 対称性等の仮定を必要とする。この仮定のもと β 崩壊等から求められる軸性行列要素を利用して、HERMES 実験の重陽子構造関数の測定から $\Delta \Sigma = 0.330 \pm 0.04$ 、フレーバー毎の成分 $\Delta u + \Delta \bar{u} = 0.842 \pm 0.013$ 、 $\Delta d + \Delta \bar{d} = -0.427 \pm 0.013$ 、 $\Delta s + \Delta \bar{s} = -0.085 \pm 0.0018$ が得られた [8]。

フレーバー情報を得る手段として半包括 DIS 過程がある。固定標的の場合、生成されるハドロンは数 GeV/c～十数 GeV/c の運動量をもつ。この運動量領域での π 中間子・ K 中間子・陽子識別は、リングイメーシングチェレンコフ検出器等の実験技術の発展により実現に至った。HERMES・COMPASS は、半包括 DIS 過程でのハドロン生成断面積スピン非対称度より、陽子スピンへの寄与をクォークフレーバー毎に明らかにした [9, 10]。COMPASS による測定結果は $\Delta u = 0.69 \pm 0.04$ 、 $\Delta d = -0.33 \pm 0.05$ 、 $\Delta \bar{u} = 0.02 \pm 0.02$ 、 $\Delta \bar{d} = -0.05 \pm 0.04$ 、 $\Delta s = \Delta \bar{s} = -0.01 \pm 0.01$ を示した [10]。アップ・ダウンクォークの結果が包括測定との良い一致を見せる反面、海クォーク、特にストレンジクォークが陽子スピンの方向に対しほぼ無偏極であるという包括測定とは反する結果を示した。半包括 DIS 過程の結果に基づく解析はフレーバー SU(3) 対称性を必要としないため、その違いは核子内部での対称性の破れを示唆しているとも考えられる。一方で、解析に利用するハドロン破碎関数、測定領域外からの寄

与等の系統的不定性もある。特に、 π 中間子に比べて K 中間子の破碎関数の不定性が大きく [23, 24]、 $\Delta\bar{s}(x)$ の明確な決定は未だに難しい状況にある [25]。そのため、偏極陽子衝突実験での W ボソン生成、Drell-Yan 反応によるレプトン対生成等のハドロン破碎を含まない別過程による検証が求められる。

偏極陽子衝突実験での W ボソン生成過程では、W ボソンのパリティの破れを利用し、フレーバーを選択した $\Delta q(x)$ 、 $\Delta\bar{q}(x)$ 測定ができる。これは DIS 過程とは独立な測定結果をより高いエネルギースケール (m_W^2) で与える。2009 年、BNL の RHIC 実験において $\sqrt{s} = 500$ GeV で、最初の測定が行われ、その結果は [15, 16] に発表されている。2011 年より本格的データ収集が開始された。

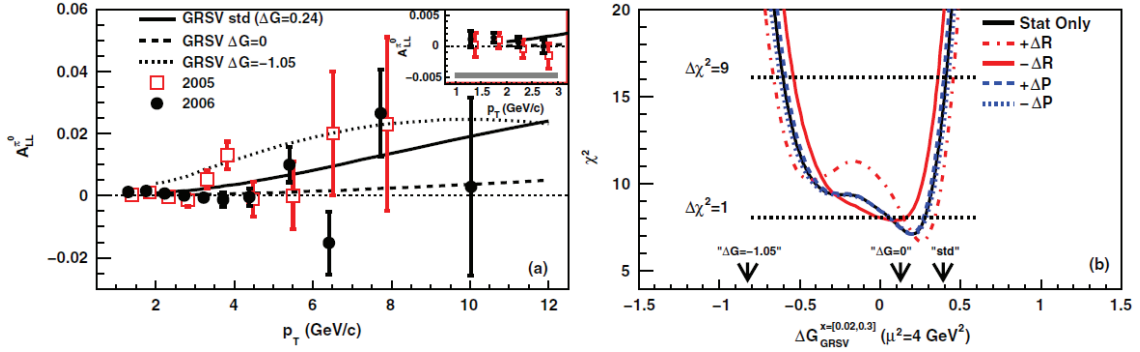


図 2.6.5: PHENIX 実験で測定された π^0 の A_{LL} と、GRSV 計算に基づく ΔG の値に対する χ^2 評価。 $\Delta G = 0.4$ の GRSV-standard 計算は、 3σ 以上で却下される。

偏極陽子衝突実験の大きな目的は、 $\Delta G(x)$ の測定である。このためには縦偏極陽子衝突において、double-helicity asymmetry (A_{LL}) を測定する。2つの最も優れたチャンネルは光子の直接生成過程と重いフレーバー生成過程である。光子の直接生成はグルーオン Compton 散乱過程 ($q + g \rightarrow q + \gamma$)、重いフレーバー生成過程はグルーオン融合過程 ($g + g \rightarrow Q + \bar{Q}$) と、これらの過程は寄与するチャンネルがはっきりしているが、生成断面積が小さく、統計的に制限される。RHIC では、 π^0 やジェットの非対称を測定し高統計で $\Delta G(x)$ を調べる。これらのチャンネルは $g + g$ 、 $g + q$ 、 $q + q$ 散乱の混合であるが、割合は断面積測定からわかっている。中央 Rapidity における、PHENIX 実験の π^0 の A_{LL} 測定 [13] と、STAR 実験のジェットの A_{LL} 測定 [14] から $\Delta G = \int_0^1 \Delta G(x, Q^2 = 1 \text{ GeV}^2) = 0.4$ の GRSV-standard 計算は、 3σ 以上で却下され、グルーオンスピンの寄与に対しておおきな制限が与えられた。図 2.6.5 に PHENIX 実験の π^0 の A_{LL} 測定に対する結果を示す。同様の結果は QCD グローバル解析からも与えられ、 $0.05 < x < 0.2$ の範囲で $\Delta G(x)$ に大きな制限が与えられている。

DIS 過程では仮想光子をプローブとするために、電荷を持たないグルーオンと直接散乱する事ができない。しかし終状態のハドロン計測により、グルーオンが散乱に寄与する過程を測定できる場合がある。大きな横運動量を持つハドロン対やチャームクォークを価クォークとして持つメソンの生成等は、グルーオンにより対生成されたクォークとの散乱として理解される。SMC、HERMES、COMPASS で上記過程に関する測定が行われた。その結果たとえばそれぞれの過程について $\Delta G/G(0.22, 1.35 \text{ GeV}^2) = 0.049 \pm 0.034 \pm 0.010^{+0.126}_{-0.099}$ [11]、 $\Delta G/G(0.11, 13 \text{ GeV}^2) = -0.49 \pm 0.27 \pm 0.11$ [12] が報告されている。

パートン分布関数の持つ普遍性を基礎に、様々な実験データの総合的な解析を通じ、非摂動的な物理量であるパートン分布関数を決定できる (グローバル解析)。グルーオンは DIS 過程での構造関

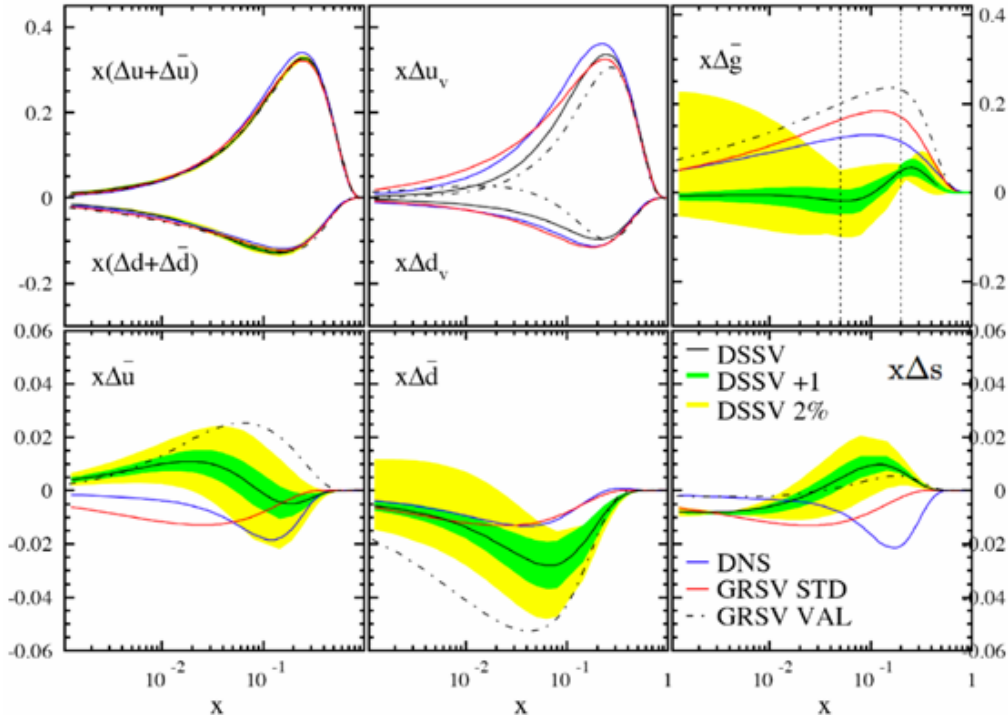


図 2.6.6: QCD グローバル解析の結果得られている偏極クォーク、反クォーク、グルーオン分布関数。

数に対し摂動論的 QCD 高次補正を与える。非偏極パートン分布関数グローバル解析では、電子・陽子衝突実験と固定標的実験からの広範な運動学的領域にわたる DIS 過程のデータによりグルーオン分布 $G(x)$ が定められた。しかしながら、偏極電子・陽子衝突実験は未だ実現しておらず、現在測定されている $g_1(x_{Bj}, Q^2)$ のみから得られる $\Delta G(x)$ の不定性は極めて大きく、その符号すら明らかでない [17, 18, 19]。

陽子・陽子衝突の場合、比較的小さい横運動量 p_T の領域における π^0 中間子生成やジェット生成では、グルーオン・グルーオン散乱が主な過程となる。これらに対する RHIC での測定結果を含める事により、グローバル解析での $\Delta G(x)$ 決定精度が向上した。しかしこれらの過程では微分断面積に対してグルーオン分布の積が寄与するため、 ΔG の符号の決定は難しい [20, 21]。そのため、クォーク・グルーオン散乱が主な寄与となる光子の直接生成過程や中間子生成過程における $\pi^+ - \pi^-$ のスピン非対称度を用いた解析が必要とされている [22]。現時点の実験値で決定できる $\Delta G(x)$ の x 領域は狭く、特に小さい x 領域の振る舞いを正確に決定しなければ 1 次モーメントの確定は難しい。例えば偏極電子・陽子衝突実験のようなより広い x 領域をカバー出来る実験が求められている。

2.6.2.2 横偏極現象の解明

■シングルスピン非対称 (SSA) の物理

横偏極現象は「互いに独立なパートンからなる核子」という描像では理解することができない未解決の問題である。スピンが（進行方向に対し）横偏極した核子と無偏極な電子あるいは核子との衝突において、終状態にハドロン (π , K , η , D , J/ψ 中間子等) や (仮想) 光子を生成する反応で、生成

断面積が入射核子のスピンの向きに依存する現象をシングルスピン非対称 (SSA) と呼ぶ。これまでに Fermilab[26, 27, 28]、BNL-RHIC[29, 30, 31, 32] が核子-核子衝突において、DESY[33, 34, 35]、CERN[36, 37, 38] などが電子・核子衝突で最大 30% もの大きな SSA を報告している。図 2.6.7 に Fermilab-E704 実験、STAR 実験、PHENIX 実験により測定された π^0 の SSA の結果を示す。

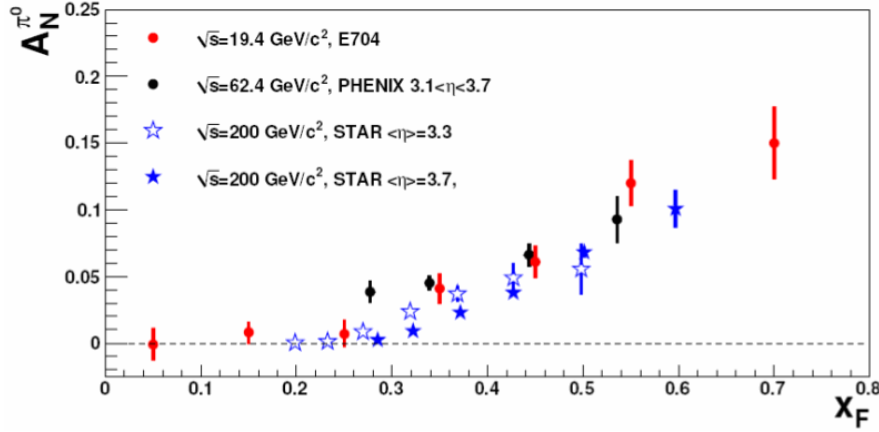


図 2.6.7: Fermilab-E704 実験、STAR 実験、PHENIX 実験により測定された π^0 の SSA の結果。

高エネルギー包含過程の記述に成功してきたパートン模型 (「ツイスト 2」の摂動論的 QCD) では、SSA は $\alpha_s m_q / Q$ (α_s は強結合定数、 m_q は u 、 d クォークの質量、 Q は 1 GeV 以上の高エネルギースケール) 程度の無視できる SSA しか与えないので、大きな SSA の記述には無力である [39]。現象としては極めて単純な SSA であるが、その発生機構を QCD から解明するためには、散乱過程を解析する理論的枠組みの拡張が必要である。それにより単純なパートン描像を超えたハドロン構造が明らかになる。この発展により示された核子構造で重要な要素は、特に、核子内部でのパートン間の相互作用、パートンの量子多体相関である。パートンは核子内部で運動 (軌道運動) をしており、軌道角運動量を含めなくては核子のスピンの理解も不可能である。SSA の解明に向けた理論研究は、90 年代から始められ、最近 10 年程の間に飛躍的な進歩を遂げたが、未だ、未解決な問題も多く発展途上である。

これまでの研究により、大きな SSA を可能にする 2 つのメカニズムが提案されている。その 1 つは、TMD 因子化の枠組み [2] で定義される “T-odd” 分布・破砕関数により SSA を記述するものである。もう 1 つは、Collinear 因子化の枠組みで、パートンの量子的多体相関の結果現れるツイスト 3 観測量 [40, 41] として SSA を記述する (ツイスト 3 機構) ものである。以下、これらについて説明する。

■横運動量依存 (TMD) 因子化

終状態ハドロンの横運動量 p_{hT} が小さい領域 ($\Lambda_{\text{QCD}} \leq p_{hT} \ll Q$) では、パートンの縦運動量成分のみならず、横運動量成分も観測される効果をもたらす。このような過程では、断面積 $\sigma^{ep \rightarrow ehX}$ はパートンの固有横運動量 $k_\perp$ を含めた形として、分布関数 $f_a(x, k_\perp)$ 、破砕関数 $D_b(z, k'_\perp)$ と、パートン間のハード断面積 $\hat{\sigma}^{\gamma^* a \rightarrow b}$ の積として表される。このような因子化は TMD 因子化と呼ばれ、その正当性は e^+e^- 衝突における back-to-back 2-jets 生成過程における方位角非対称、Drell-Yan 過程、半包括 DIS 過程について示されている。

		クォークの偏極		
		U	L	T
核子の 偏極	U	f_1		$h_1^\perp$
	L		g_1	$h_{1L}^\perp$
	T	$f_{1T}^\perp$	g_{1T}	$h_1^\perp h_{1T}^\perp$

表 2.6.1: ツイスト 2 のクォーク TMD 分布関数。U、L、T はそれぞれ無偏極、縦偏極、横偏極を表す。

このようにして得られるツイスト 2 の TMD 分布関数を表 2.6.1 に示した。(例えば、[42] の 2 章参照) 一般に、クォークのスピンが、無偏極、縦偏極、横偏極に対応して分布関数は、 f 、 g 、 h で区別される。分布関数の下付き添字 “1” は、それらが $1/Q$ で抑制されない (ツイスト 2) こと、下付き添字の “L”、“T” はそれぞれ親の核子が縦偏極と横偏極であることを示す。上付き添字の “ $\perp$ ” はそれらの定義が露わに固有横運動量に依存することを示す。テーブル中、太字で書いた f_1 、 g_1 、 h_1 は、Collinear パートン分布を $k_\perp \neq 0$ に一般化したものであり、前節に導入した Collinear パートン分布関数と $q(x) = \int d^2\vec{k}_\perp f_1^q(x, k_\perp)$ 、 $\Delta q(x) = \int d^2\vec{k}_\perp g_1^q(x, k_\perp)$ 、 $\delta q(x) = \int d^2\vec{k}_\perp h_1^q(x, k_\perp)$ の関係がある。これら 3 個以外のものは、クォークもしくは核子のスピンと固有横運動量との相関を表している。

表中の $f_{1T}^\perp$ は、横偏極核子中での無偏極クォークの横運動量分布の核子スピンの向きに関する非対称分布を表している。この関数は、発見者の名にちなんで Sivers 分布関数 [43] とよばれており、通常のパイオンの破碎関数と対をなすことで、SSA を記述することができる。しかしながら、このような関数がゲージ不変に、かつ、QCD の時間反転不変性と無矛盾に存在し得るためには、ゲージリンク $W_\eta(0, z)$ の存在が不可欠であることが知られている [44]。このため、Sivers 分布関数はしばしば、“T-odd” 分布関数と呼ばれている。そのことは、Sivers 分布関数の「過程依存性」など大きな問題を引き起こし、近年活発に研究がおこなわれている。たとえば、半包括 DIS 過程と Drell-Yan 過程に対する Sivers 分布関数は互いに逆符号であることが知られており、このことを実験的に検証することは、TMD 因子化のテストとして極めて重要である。表中において Sivers 分布関数と同様な過程依存性を持つ他の “T-odd” 分布関数としては、無偏極核子中における横偏極クォークの横運動量のクォークスピンの向きについての非対称度を表す Boer-Mulders 分布関数 $h_1^\perp$ がある [45]。

表中他の TMD 分布関数は “T-even” である。 $h_{1T}^\perp$ は、クォークの横運動量の互いに垂直な方向に偏極した核子の横偏極スピンとクォークの横偏極スピンの相関を表し、“Pretzelosity” 分布と呼ばれている。 $g_{1T}^\perp$ と $h_{1L}^\perp$ は、核子とクォークのスピンと偏極が縦と横の組み合わせなので “Worm gear” 分布と呼ばれている。

TMD 破碎関数も場の相関関数として定義される。特に重要なのは、transversity 分布 $\delta q(x)$ と対をなすことで SSA を引き起こす終状態相互作用を記述する Collins 破碎関数 $H_1^\perp(z, k_\perp)$ である [46]。これは、横偏極したクォークから、パイオンなどの (無偏極) ハドロンがクォークスピンと垂直方向の横運動量を伴って生成される際の、クォークスピンと横運動量との相関を表している関数である。これも “T-odd” の関数であるが、これまでの解析によると、 $f_{1T}^\perp$ や $h_1^\perp$ などの “T-odd” な分布関数と異なり、過程には寄らないと考えられている。

上で述べた、Sivers 分布関数 $f_{1T}^\perp(x, k_\perp)$ と Collins 破碎関数 $H_1^\perp(z, k_\perp)$ は、終状態に生成される粒子の横運動量が小さな領域 ($\Lambda_{\text{QCD}} \leq p_T \ll Q$) での SSA を効率よく記述し、ほぼ、 $\sim p_T/M_N$ のように振る舞う SSA を引き起こす。

核子中のパートンの運動は本来 3 次元的であるはずなので、TMD 分布・破碎関数は、Collinear なパートン分布・破碎関数の自然な拡張としてかなり古くからその存在が認識されていた。しかしながら、特に注目されるようになったのは比較的最近であり、その背景には、上述した大きな SSA の発見がある。因子化の可能性や TMD 関数の過程依存性などについてまだ理論的な研究の余地があるが [2]、TMD 分布関数は、核子中におけるクォーク分布の運動量空間における 3 次元構造を表している点でおおきな関心を集め、その測定が進行している。

■ SSA と偏極破碎関数の測定

横偏極半包括 DIS 過程の微分断面積は、仮想光子と核子の運動量が Collinear な座標系において、レプトン平面とハドロン平面の間の方位角 ϕ_h とレプトン平面から測定した核子のスピンベクトルの方位角 ϕ_S への依存性により 5 個の異なる構造関数に分解される。各構造関数は、特定の TMD 分布・破碎関数のたたみ込みとして表されるためそれらに関する情報が得られる。Sivers 分布関数は非偏極破碎関数との対として $\sin(\phi_h - \phi_S)$ 成分に、Transversity 分布・Collins 破碎関数対が $\sin(\phi_h + \phi_S)$ 成分に、pretzelosity 分布・Collins 破碎関数対が $\sin(3\phi_h - \phi_S)$ 成分として現れる。他の 2 つの構造関数はツイスト 3 の寄与となる。

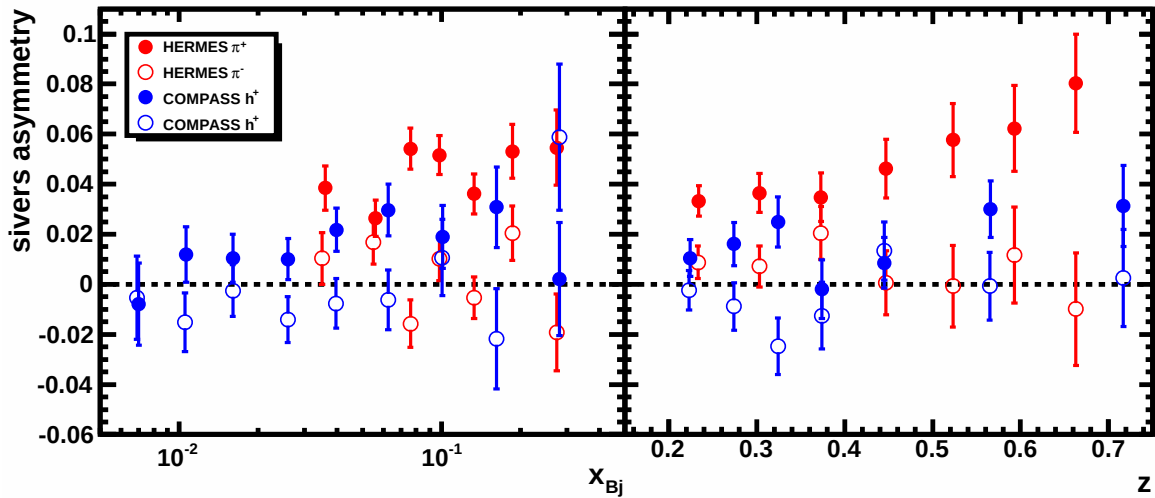


図 2.6.8: HERMES、COMPASS 実験で得られた Sivers 非対称度

横偏極陽子・重陽子標的を利用した、SSA 測定による TMD 研究が HERMES、COMPASS 実験で進められた。HERMES で得られた Sivers 非対称度が π^+ 中間子が正、 π^0 中間子が小さいながらも若干正の値を示しているのに対し、 π^- 中間子については測定誤差の範囲内で有意な非対称度が得られなかった。また、 K^+ 中間子が π^+ 中間子と同等かさらに大きな非対称度を示しており、陽子スピンの方向に対し、海クォークがより大きな相関をもって存在する可能性を示唆している [56](図 2.6.8)。Collins 非対称度は π^+ 、 π^- 中間子がそれぞれ正、負の非対称度を示す一方、 π^0 中間子については有意な非対称度が得られなかった。また K^+ 中間子はどちらも π^+ と同程度の正の非対称度が得られた(図 2.6.9)。 K^- 中間子は有意な非対称度を示していない。特に負の大きな π^- 中間子の非対称度は、

Collins 破砕過程において、unfavored 破砕関数が favored と逆符号で大きな値を持つ可能性を示した [57]。COMPASS は粒子識別されていない正・負の電荷を持つハドロンについて、同様な測定結果を報告している [58]。COMPASS では横偏極重陽子標的による測定も行われたが、重陽子標的による測定ではどの中間子でも測定精度内では有意な Sivers・Collins 非対称度が得られていない。フレーバー間で非対称度が相殺されたものと推測されている。また、 $\sin(3\phi_h - \phi_S)$ 成分も大きな非対称を示しており、Pretzelosity がゼロでない事が明らかになってきた。

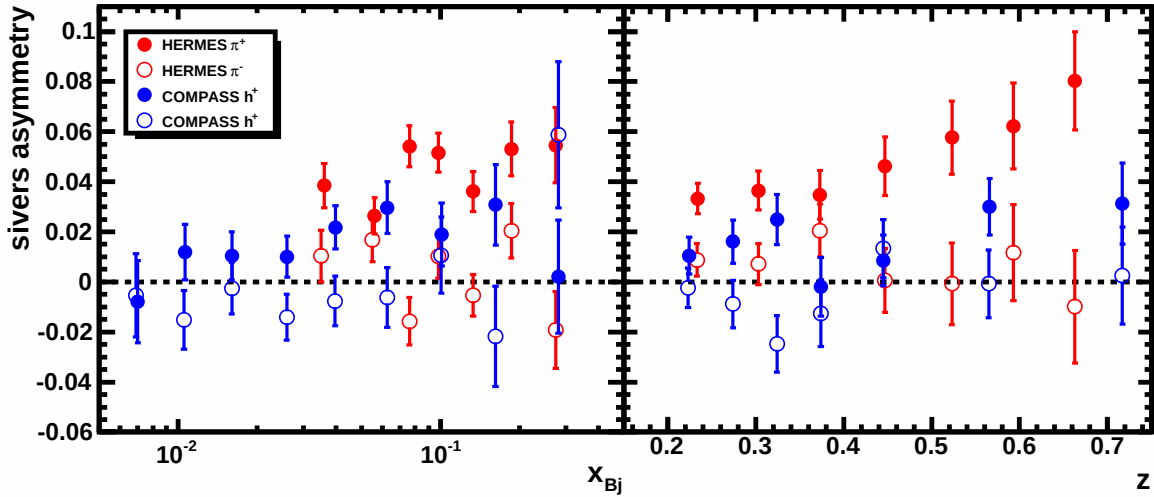


図 2.6.9: HERMES、COMPASS 実験で得られた Collins 非対称度

カイラル奇である Transversity 分布関数 $\delta q(x)$ は、他のカイラル奇の関数との対で、カイラル偶の測定可能量となる。カイラル奇の破砕関数は、クォークの始状態の横スピンを観測される終状態のハドロンに対する何らかの依存性に関連付ける。Collins 非対称度の他には、Interference 破砕関数 [61] との対によるハドロン対生成の方位角依存性が測定されている [72]。また、横偏極 Λ 粒子生成でのスピン非対称度も横偏極 Λ 粒子破砕関数との対により生じるが、この破砕関数はまだ測定されたことがない [59]。

分布関数・破砕関数対が現れる DIS 過程や pp 衝突でのハドロン生成過程とは異なり、 e^+e^- 消滅でのハドロン生成過程では破砕関数のみが現れる。ただし、カイラル奇破砕関数により生じるスピン依存性測定のためには、クォーク・反クォークから生じるハドロン対を同時に測定しなければならない。そのような測定は Collins 破砕関数に対しては Boer [62] により、Interference 破砕関数に対しては Artru, Boer ら [63, 64] により提案された。Collins 破砕関数は始状態のクォークのスピンと運動量の方向に対する、観測される終状態のハドロンの一様でない方位角の変調として記述される。変調は正弦変調として記述されるが、 e^+e^- 実験の場合は反対方向に生成された二つのハドロン、レプトン軸とクォーク軸で張られる生成平面（ほぼスラスト軸に等しい）に対する二つの角の和の余弦変調となる。荷電 π 中間子対に対する最初の結果として、Collins 破砕関数がゼロでない値を持つことが Belle 実験で示され [65]、後に、より大量の統計により高精度化され [66]、ごく最近、Babar 実験によっても確認が行われた [67]。Belle 実験の結果は、HERMES・COMPASS による Collins 非対称度 [68, 69] とともに、グローバル解析が行われ、最初の u -クォークと d -クォークの Transversity 分布が得られて

いる [70]。

もう一つのカイラル奇破碎関数である Interference 破碎関数も e^+e^- 消滅によりきれいに得ることができ、半包括 DIS 実験や pp 衝突実験で Transversity 分布を測定するために用いられる。終状態ハドロンの横運動量依存性を持つ Collins 破碎関数とは異なり、Interference 破碎関数は異なる電荷を持つ二つの終状態ハドロンの張られる平面の方位角方向に対して感度が高く、横運動量に対しては積分される。このため、Interference 破碎関数は QCD 発展が知られていて扱いやすい。Belle 実験は荷電パイ中間子対に対する Interference 破碎関数を測定し [71]、これと HERMES 実験の結果 [72] を合わせて同様に Transversity 分布が導出されており、その結果は Collins 破碎関数による結果と一致しているようである。

■ツイスト3機構による SSA と TMD 因子化との関係

終状態ハドロンの横運動量 p_T が大きな領域 ($p_T \sim Q \gg \Lambda_{\text{QCD}}$) では、Collinear 因子化が有効であり、この領域では SSA はツイスト3物理量として現れるため、SSA は $\sim M_N/Q$ ($Q = p_T, \sqrt{s}$ など) のように振る舞う。ハドロンの放出された余分なグルーオンが、パートンレベルの散乱に直接関与するため、ソフトパート (ハドロンの行列要素) としては、パートンの多体相関関数が寄与する。それらは、「ツイスト3相関関数」と総称されるが、代表的なものとして、横偏極核子中の「クォーク・グルーオン相関関数」[40, 41] や純粋にグルーオン間の相関を表わす「3グルーオン相関関数」[47, 48, 49]、及びパートンからハドロンの破碎過程に現れる「ツイスト3破碎関数」[50, 51, 52] などである。ツイスト3相関関数は、縦運動量割合2個の関数として $G^{(3)}(x_1, x_2)$ などと表現され、すべて過程によらないハドロンの固有な普遍的な関数である。 $x_1, x_2 - x_1$ はそれぞれ核子から出る、クォーク、グルーオンの縦運動量割合を表している。

上記2つの機構は、異なる運動学領域の SSA を記述する点で互いに相補的である一方で、互いに深い関係がある。まず、分布関数の関係として、Sivers 分布関数の $k_\perp$ についての特定のモーメント ($= \int dk_\perp k_\perp^2 f_{1T}^\perp(x, k_\perp)$) がクォーク・グルーオン相関関数の対角成分 $G^{(3)}(x, x)$ と関係づけられることが知られており、このことは2つの機構が関係していることを示唆する。両者がともに有効な p_T の中間領域 ($\Lambda_{\text{QCD}} \ll p_T \ll Q$) では、半包括 DIS 過程における特定の構造関数と Drell-Yan 過程について、横偏極核子中の Sivers 分布関数とクォーク・グルーオン相関関数による SSA の記述が等価であることが示されている [53, 54, 55]。しかも、Sivers 分布関数がこれら2つの過程で互いに符号が逆であることもコンシステントである。

TMD 因子化における Collins 破碎関数と同様に、ツイスト3機構においても、破碎過程における SSA を引き起こすクォーク・グルーオン相関がある。これは、「ツイスト3破碎関数」として表現され、カイラル奇であるため、横偏極核子中の Transversity 分布と対をなして SSA を引き起こす。このツイスト3破碎関数と Collins 破碎関数の関係も研究されており、たとえば、半包括 DIS 過程で Collins 破碎関数が主要項となる構造関数については、 p_T の中間領域においてツイスト3破碎関数が等価な SSA を与えることが示されている [51]。

これらのことは、2つの機構が p_T の全領域で SSA を記述する QCD に基づいた唯一の枠組みであることを意味している。半包括 DIS 過程に現れる他の構造関数や他の過程における2つの機構の関係を明らかにすることは今後の課題である。

ツイスト2のレベルの Collinear 因子化 (パートン模型と摂動論的 QCD) による高エネルギー包含

過程のグローバル解析が、核子中の「パートン密度」についての知見を与えたのと同様、SSA のグローバル解析は SSA の発現機構を解明し、パートンの「固有横運動量分布」や「パートン間多体相関」といったハドロン構造の新側面を切り拓いている。

2.6.2.3 核子の 3 次元構造と軌道角運動量

■一般化されたパートン分布 (GPD) 関数と J_i のスピン和則

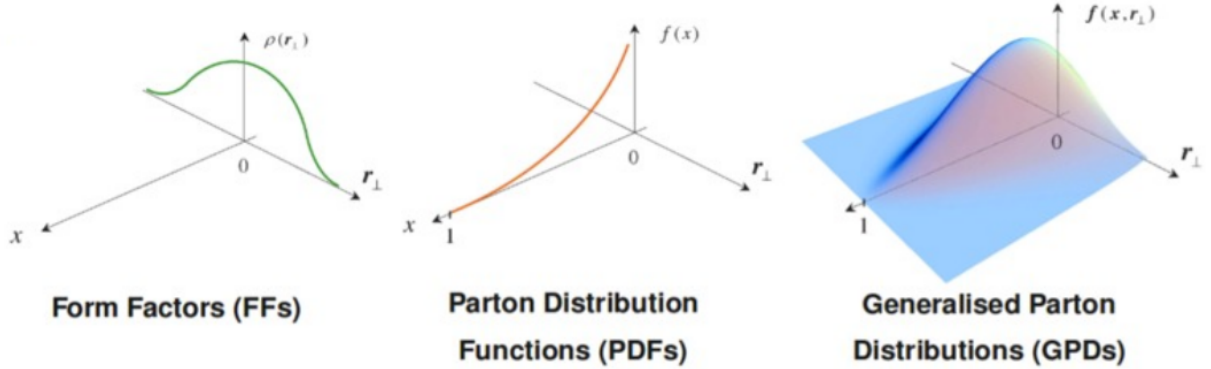


図 2.6.10: GPD 関数とパートン分布関数・形状因子

核子構造は、包含過程のみならず、排他的過程においてもプローブされる。包含過程に対するパートン分布関数は、対応する場の積の核子による前方行列要素であった。これは、因子化が断面積に対して行われたことによる。これに対し、核子の形状因子がそうであるように、排他的過程の記述に現れる核子の行列要素は非前方行列要素である。仮想光子による核子からの DVCS 過程 ($ep \rightarrow e'\gamma^{(*)}p$) や HEMP 過程 ($ep \rightarrow e'Mp$) には、GPD 関数 $H_q(x, y, \Delta^2)$, $E_q(x, y, \Delta^2)$ が寄与する [73]。ここで、 $\Delta = P' - P$ は核子の運動量移行、 $\bar{P} = (P + P')/2$ は散乱前後の平均運動量で $y = -\Delta^+/(2\bar{P}^+)$ である。これより、GPD 関数は $\Delta \rightarrow 0$ の極限で Collinear なパートン分布関数に移行する量である。すなわち、 $H_q(x, 0, 0) = q(x)$ である。また、 x で積分すると、核子の形状因子へと移行する。すなわち、 $\int_{-1}^1 dx H_q(x, y, \Delta^2) = F_1^q(\Delta^2)$ (Dirac 形状因子) と $\int_{-1}^1 dx E_q(x, y, \Delta^2) = F_2^q(\Delta^2)$ (Pauli 形状因子) の関係が成立している。このように、GPD 関数は形状因子とパートン分布関数を統一し一般化した関数といえる。Ji が論文 [73] において、GPD 関数の 2 次のモーメントが、クォークのスピンと軌道角運動量を合わせた核子スピンへのクォークの全寄与を表していることを示して以来、「核子スピンの謎」を解明する鍵として、GPD 関数に対する関心が大いに高まった。この関係により、 $J_q - \int_0^1 dx \Delta q(x)$ は、クォークの軌道角運動量の核子スピンへの寄与を表していることになる。

もちろん、核子のスピン・コンテンツの情報と関係するのは、2 次のモーメントという GPD 関数の 1 側面に過ぎず、GPD 関数自体は、TMD 分布関数と同様に、パートンの 3 次元的情報を含むより豊富な物理量である。上述した、パートン分布関数や形状因子との関係の他、GPD 関数の空間座標へのフーリエ変換である衝突係数依存パートン分布は、空間座標における確率密度としての解釈を有し、通常のパートン分布関数の自然な 3 次元の拡張になっていることが Burkardt によって示されている [74]。また、GPD 関数は Collinear 因子化の枠組みで解析可能であり、摂動論的 QCD の最低次

で既に因子化が証明されているなど、様々な原理的な問題が残されている TMD 分布関数に比べると、GPD 関数の理論は既に成熟したレベルにある。

■深仮想コンプトン散乱 (DVCS) とハードな排他的中間子生成 (HEMP)

DVCS 過程の断面積は HERA 等での測定が行われてきた。断面積には GPD 関数中の H 関数が主な役割を果たす。一方で、固定標的による実験では DVCS 過程と同じ終状態を持つ Bethe-Heitler (BH) 過程 (入射または散乱電子による実光子輻射) がより支配的となるため、直接的な DVCS 過程の断面積測定は現実的ではない。スピン非対称度やビーム電荷非対称度には、BH-DVCS 干渉項が電子散乱平面と実光子生成平面のなす方位角 ϕ への依存性を持ってあらわれるため、これらの非対称度測定に基づく GPD 研究が可能となる。半包括 DIS 過程による TMD 研究と同様に、非対称度方位角分布のそれぞれのフーリエ係数に対し、対応する核子形状因子と GPD 関数との積が知られている。

2001 年に HERMES と CLAS 実験により主に $H(x, y, \Delta^2)$ に依存する DVCS 過程のビームスピン非対称度 $A_{LU}^{\sin \phi}$ の存在が報告された [75, 76]。以来、Ji 和則によるクォーク全角運動量の決定を目指し、HERMES や JLab での実験で DVCS 過程の測定が精力的に行われてきた。特に HERMES はビーム粒子に電子、陽電子を利用できるため、 $H(x, y, \Delta^2)$ の情報をビーム電荷非対称度 $A_C^{\cos \phi}$ 測定からも得る事が出来る。Ji 和則の決定には $E(x, y, \Delta^2)$ が必要である。 $E(x, y, \Delta^2)$ の情報は横偏極標的による DVCS 過程の測定、例えば標的スピンの方位角 ϕ_S に対する依存性から標的スピン非対称度 $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S) \cos \phi}$ の測定から得られる。例えば、HERMES からは上記の非対称度について、 $A_{LU,I}^{\sin \phi} = -0.224 \pm 0.028 \pm 0.020$ [77]、 $A_C^{\cos \phi} = 0.055 \pm 0.009 \pm 0.004$ [77]、 $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S) \cos \phi} = -0.164 \pm 0.039 \pm 0.023$ [78] が報告されている。HERMES、JLab で測定された非対称度から、陽子内でのアップ、ダウクォークのもつ全角運動量の推定も行われ、GPD 関数に対する理論的モデルの仮定のもとで $J_u + J_d/2.8 = 0.49 \pm 0.17$ [78]、 $J_u + J_d/5.0 = 0.18 \pm 0.14$ [79] が得られている。

実光子の代わりに中間子を終状態に持つ HEMP 過程に関する測定も並行して進められてきた。中間子の同定により、関連する GPD 関数を Helicity 依存性、そして散乱に寄与するパートンの種類 (クォークフレーバー、クォーク・グルーオン) により選別する事が可能となり、GPD 関数のより詳細な情報を得る事が出来る。縦偏極標的、横偏極標的等による HEMP 実験は HERMES、JLab 等で積極的に行われている。横偏極陽子標的による ρ 中間子生成で得られる標的スピン非対称度は、アップ・ダウクォークの E 関数が直接関与するため、それらの全角運動量決定に重要な役割を果たす。HERMES は $A_{UT}^{LL, \sin(\phi-\phi_S)} = -0.035 \pm 0.103$ を報告している [80]。いくつかの GPD 模型による J_u 、 J_d 依存性が計算されており、今後の精密測定が望まれる。横偏極陽子標的による π^+ 中間子の HEMP 過程では $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)}$ が GPD 関数の $\tilde{H}$ と $\tilde{E}$ の積に関係する事が知られている。HERMES での横陽子標的による測定結果は、運動量移行の小さい領域 ($-t \sim 0.1 \text{ GeV}^2$) で有意に負の値 $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)} \sim 0.3$ を持つことを示しており $\tilde{E}$ の存在を示唆するものであった [81]。

■核子スピンの分解

GPD 関数の物理に関係して最近大きな進展があったのが、「核子スピンの完全分解は可能か？」という問題である。核子スピンをクォークとグルーオンの固有スピンと軌道角運動量の寄与に完全分解できるか否かという問題は、EMC グループによる「核子スピンの謎」の提出直後に出版された Jaffe

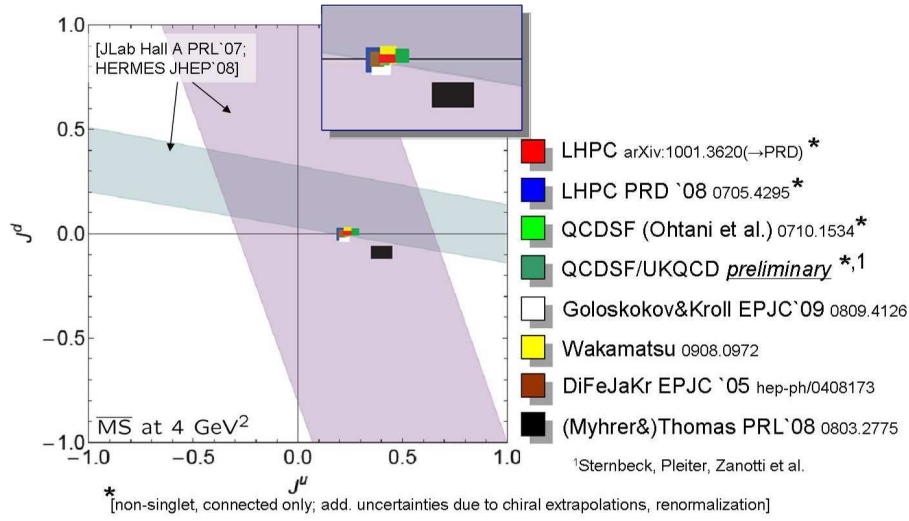


図 2.6.11: 核子内でのアップクォーク・ダウンクォーク全角運動量 [42]。

と Manohar の有名な論文における問題提起以来、ずっと未解決の難しい問題であった。世の中に広く知られた核子スピン分解に、Jaffe-Manohar 分解と Ji 分解という 2 つがあって、その優劣について長い間論争が続いて来た [82, 73]。Jaffe-Manohar の分解の短所は、分解の各項が別々にゲージ不変性を満たしていないことであり、観測量はゲージ不変でなければならないというゲージ原理の立場からいうとこれは大変不満足なことであった。一方、Ji の分解の各項はゲージ変換の下で不変であるという望ましい性質を満たしているのであるが、グルーオンの全スピンを、その固有スピンと軌道角運動量の寄与に分解することは不可能であるとされていた。中でも次の事実は、長い間この分野の研究者を困惑させてきた。すなわち、2 つの分解で、クォークの固有スピンの部分 $\frac{1}{2} \Delta \Sigma$ は共通なのであるが、クォークの軌道角運動量部分が異なるので、Jaffe-Manohar の分解のグルーオンの固有スピンの寄与 ΔG と軌道角運動量の寄与 $\mathcal{L}^g$ を足したものは、Ji の分解におけるグルーオンの全角運動量 J^g とは一致しないという事実である (図 2.6.12 参照)。

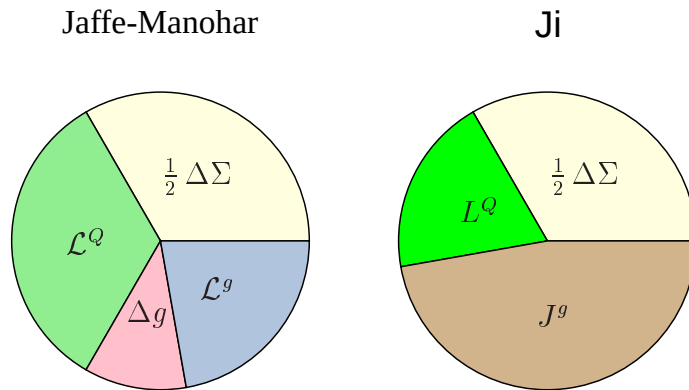


図 2.6.12: Jaffe-Manohar 分解と Ji 分解

最近、Chen らは、核子スピンのゲージ不変な完全分解が可能であると主張して論争を引き起こした [83, 84, 85, 86, 87, 88, 89, 90, 91]。その後、Chen らの論文に啓発された Wakamatsu の一連の仕事によって核子スピンの完全分解の問題は肯定的に解決された [85, 86, 87]。これによると、核子スピンのクォークとグルーオンの固有スピンと軌道角運動量へのゲージ不変な分解は確かに存在する。ただし、この分解は一意的ではなく、Chen らの分解とは異なるもう一つのゲージ不変な分解（これは Ji の分解を含んでいる）が存在する。後者は、Chen らの分解とは、軌道角運動量部分が本質的に異なり、その分解の著しい利点は、分解の各項の寄与が全て、高エネルギー DIS 過程の観測量（具体的には非偏極 GPD 関数の 2 次のモーメントと縦偏極分布関数の 1 次のモーメント）に対応づけられることである。これによって、相対論的複合粒子である核子のスピンの内訳（起源）を、純粋に実験的に決定するための理論的基盤が得られたことになる。したがって、残る問題は、実験に関するもので、GPD 関数とグルーオン偏極を如何に精度よく引き出せるか否かだけになった。複合粒子のスピン分解が、純粋に観測量のみを通じて可能であるということが如何に稀有なことであるかは、例えば、原子核のスピンの果たす構成子の軌道角運動量という概念が根本的に模型に依存する概念であり、いかなる直接の観測量にも対応しないことを思い出せば明らかである。

2.6.2.4 非偏極測定

■反クォーク分布のフレーバー非対称性

Drell-Yan 反応は、クォークと反クォークが対消滅して仮想光子となり、それがレプトン対に崩壊する過程である。非偏極の実験であっても、Drell-Yan 実験のような生成断面積の小さな反応に対しては、大強度ビームを必要とする。Fermilab-E866 実験は Tevatron 加速器から取り出された大強度陽子ビームを用い、Drell-Yan 反応によるミュオン対の測定を陽子標的と重陽子標的を用いて行い、反クォーク分布のフレーバー非対称性を高統計で得た。そこでは反アップクォークと反ダウンクォークの分布は著しく異なることが示された。Fermilab-E906/SeaQuest 実験が Tevatron 加速器より低いエネルギーの Main Injector 加速器から取り出される大強度陽子ビームを用いて開始される。陽子標的と重陽子標的を用いて反クォーク分布のフレーバー非対称性をより高い運動学的領域で高精度で測定する。また角分布測定により TMD 分布関数のひとつである Boer-Mulders 分布関数を得る。

■小さい x 領域の構造関数

核子の DIS 過程において、小さなブジョルケン x の領域はマンデルスタム変数では $1 \ll s/|t|$ の超前方散乱の領域に対応する。そこでは構造関数が $x^{-\lambda(Q)}$ のような x の逆べきで急激に上昇することが HERA などの実験で観測されている [92]。そういった振る舞いの起源として、ハドロンのソフトな前方散乱の記述に用いられる Regge 理論に現れるソフト・ポメロンの寄与や、ハードなグルーオン交換に由来するハード・ポメロンの寄与などが議論されている。特に後者については BFKL (=Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov) 方程式やその改良などを用いて、この領域で重要となる $\log(x)$ の冪で表わされる対数補正を摂動の全次数にわたって足し上げる試みがなされているが、HERA の運動学的領域では非対数補正も無視できないため [93]、現象論的にはあまり成功しているとは言えない。一方で偏極 DIS 過程などの偏極過程においては $(\alpha \ln^2 x)^n$ のタイプの二重対数補正が現れることが知られており、高エネルギー発展方程式による足し上げが議論されている [94, 95]。一方で現在観測されている小さ

な x 領域での構造関数の急激な上昇は、いずれは核子中のパートン（おもにグルーオン）密度が飽和することによって抑えられ、その結果ユニタリティが保たれると考えられている。そのような領域ではパートンは互いに重なり合い、個別のパートンによる非コヒーレントな散乱という従来のパートン描像は成立しなくなる。パートン飽和を実現するモデルとしてカラー二重極描像でのパートン飽和モデルやパートンの再結合効果を取り入れた非線形方程式である BK (=Balitsky-Kovchegov) 方程式、高密度 QCD を一般的に取り扱う有効理論であるカラー・グラス凝縮 (CGC) などが議論されている [96]。それらのモデルによると、 x と Q^2 の組み合わせとして表される（パートンの重なり度を表す） τ という量のみで DIS 過程の断面積が表される（幾何学的スケーリング：GS）ことが示され [97, 98]、実際に HERA 等の実験結果でよく成立している [99]。一方で、この GS は従来の DGLAP 方程式で適当な鞍点近似を取るによっても導かれ [100]、必ずしも GS がすでに HERA でパートン飽和が観測されている証拠とは言えない。最近のモデルによらない解析から [101]、小さな x 領域での構造関数が DGLAP 方程式のみでは精度よく記述できないことが示唆されており、どのようなダイナミクスが GS に効いているかは一般に運動学的領域によると考えられる。いずれにせよ、これらパートン飽和の物理を明らかにするには理論・実験の両方でより広範囲で精密なスタディが必要である。特にパートン飽和については F_2 構造関数より F_L 構造関数に表れやすいことがモデル計算により示唆されている [102]。また、小さな x 領域における構造関数の振る舞いはそれ自体興味深いだけでなく、構造関数のモーメントと実験データや格子 QCD の結果を比較する際などに重要となるものである。

小さい x 領域での構造関数と関連が深いものとして、ep 散乱における forward jet や pp 散乱における forward-central jet などの 2 ジェット生成過程や、大きな Rapidity ギャップを伴う Diffractive 過程などがある。前者は 2 つのジェットの相関などから BFKL 等の摂動的なダイナミクスの詳細を調べるのに適しており、これまでも HERA や Tevatron、LHC などで測定が行われてきた。後者はレッジ粒子の交換やカラー二重極モデルなど、小さい x 領域での構造関数の解析と共通の理論的枠組みが用いられる。包括過程である Diffractive DIS 過程で測定される構造関数は、核子構造に関して DIS 過程で測定される構造関数とは独立な情報を与える。これまでの HERA における Diffractive DIS 過程の測定結果は、陽子がポメロンを放出し、そのポメロンを構成するパートンが散乱されるというポメロン・バーテックス因子化の描像がよく成り立つことを示している [103]。エキスクルーシブな過程としては Diffractive 過程におけるベクトル中間子生成などにおいてカラー二重極モデルの応用などが議論されている [104]

このように、small- x の物理は摂動計算の足し上げ、Regge 理論に基づく非摂動論的 QCD、摂動領域ではあるが CGC などの新しい理論的枠組みで記述されるパートン飽和などの豊富な物理を含んでいる。それらの物理の探索には、DIS 過程のみでなく Diffractive 過程やジェット生成過程などと組み合わせることが重要で、LHC、LHeC、EIC などにおける広い運動学的領域をカバーする実験により、摂動論的 QCD と核子構造の新たな側面が理解できると期待される。

■大きい x 領域の構造関数

DIS 過程による核子構造関数の研究は、摂動論的 QCD の確立と核子構造の非摂動論的側面の理解に寄与してきた。大きい x 領域の構造関数は主に JLab で研究されているが未だに十分大きい不変質量のデータは得られておらず、12 GeV 電子加速器完成後の主要研究課題の一つである。 $x = 1$ はレプトン・核子弾性散乱を意味し、この過程を記述する理論的指針として摂動論的 QCD に基づく計数

則の描像がある。弾性散乱は、3つのクォーク間のハード・グルーオン交換により記述できると考えれば、構造関数およびクォーク分布関数の x 依存性は $q(x) \sim (1-x)^{2n-3}$ となる [105]。ここで、 n は価クォーク数である。JLab 実験の場合、例えば不変質量 $W^2 > 4$ (3) GeV^2 領域は $x < 0.6$ (0.7) に対応し、まだ非常に大きい x 領域まで到達していない。また、 d クォークの分布を決定するために中性子の構造関数が必要であるため重陽子標的を用いた実験を行う。重陽子実験から中性子の構造関数を取り出すには原子核補正を行う必要があり、短距離相互作用を含む重陽子構造の詳細が必要になる問題がある。この原子核補正の問題の研究とともに、構造関数における計数則の検証が進められている [106]。

■ 破砕関数の測定

ジェット測定を除けば少なくともひとつの終状態ハドロンの観測を行う半包括 DIS 実験や pp 衝突実験は、非偏極な破砕関数の精密な知識を必要とする。他のいくつかの e^+e^- 実験もあるが、主な破砕関数の知識は 90-GeV スケールの LEP 実験から得られている [7]。比較的精度のよい中間 x 領域の非偏極分布関数の知識により、半包括 DIS 実験や pp 衝突実験のハドロン生成断面積をグローバル解析に用いて最近、破砕関数の導出が行われた [23, 24]。しかしながら、重要な欠けている情報は、核子のスピン構造を得るための偏極測定に近いスケール、特に高いエネルギー比、 $z > \sim 0.7$ 付近での破砕関数の知識である。これらの領域は、大部分が高い z の粒子を選択する RHIC におけるグルーオンスピンの測定にとって特に重要である。 e^+e^- 実験からのグルーオン破砕関数は、大きな Q 領域を覆う必要がある DGLAP 発展方程式を通した方法で得られる。 $\sim 10\text{-GeV}$ のスケールの Belle 実験はこれを与え、グルーオン破砕関数の不確定性を減少させる。 π 中間子、 K 中間子、陽子への破砕関数の測定は現在行われており、もうすぐ結果が得られる。さらに Belle 実験と Babar 実験はいくつかのチャームハドロンへの破砕関数の測定を行っており [107]、それらはチャームハドロンを用いた構造関数の測定に対してとても重要である。

■ 形状因子の測定

核子の弾性電磁形状因子の研究は電子加速器のエネルギーの拡張と共に、より高い移行運動量領域での測定が行われ、核子中間子の描像からクォーク=グルーオンの自由度による記述へと幅広いスケールで核子構造の理解が試みられてきている。80~90 年代頃には入射エネルギー 50GeV の SLAC 実験により陽子の弾性形状因子測定の Q^2 は 30GeV^2 に達し、摂動論的 QCD による記述に期待が高まった。一方加速器の輝度や偏極ビーム、偏極標的、recoil polarimeter 等の測定技術の向上により、ジェファソン研究所が立ち上がった 90 年代から精密測定による再評価の側面も顕著になった。

精密測定により、SLAC の測定では見落としていた現象も見つかっている。陽子の電荷分布と磁化分布の比 G_E/G_M が Q^2 と共に 1 からずれていくという興味深い現象が高精度の反跳陽子偏極測定実験により明らかになった。この現象は従来 1 光子交換近似がよいとされてきた電子散乱事象に対し、高い Q^2 では必ずしもよい近似ではなくなる事を示唆した。現在 2 光子交換による記述が精力的に検証されている。

また中性子電磁形状因子の測定も精度の向上とともに、より高い Q^2 へ測定範囲も広がっている。そもそも広範囲の Q^2 を統一的に記述する手だてがない事と、さらに中性子と陽子の 4 つの電磁形状因

子を同時に矛盾なく記述するのは現状では非常に難しい。一方実験精度の向上と共に、こうした座標空間に於ける電荷分布といった従来の一次元の記述に留まらず、GPD 関数の枠組みで核子内クォークの運動量、座標、そしてスピン構造の相関を求め核子構造を 3 次元的に理解する新しい試みが始まっている。[108]

2.6.2.5 QCD 非摂動論

■格子 QCD

核子の電荷分布等の情報を担う形状因子は、クォークの局所演算子を、異なる運動量を持つ核子状態ではさんだ非前方行列要素として定義される。一方、DIS などの過程において、核子の非摂動的側面を記述するパートン分布関数は、非局所演算子の前方行列要素として定義される。この両者の概念を包含し、より詳細な核子構造の情報を担う非局所演算子の非前方行列要素として定義される量が、GPD 関数である。

格子 QCD シミュレーションは、強い相互作用の非摂動的動力学を時空の離散化によって第一原理から計算する手法であり、これを用いて GPD 関数のモーメント (一般化形状因子) が計算できる。核子の形状因子より、荷電半径や異常磁気能率などが得られ、その前方極限值から、軸性結合定数 g_A やテンソル結合定数 g_T 、クォークのスピン $\Delta\Sigma$ といった諸量が算出される。また、2.6.2.3 節で述べた J_i のスピン和則と呼ばれる関係式により、GPD 関数の 2 次のモーメントからクォークが担う全角運動量が計算できるため、スピンの情報を勘案すれば、クォークの軌道角運動量の寄与も格子 QCD によって評価できる。

格子上でのクォークの定式化にはいくつか方法があり、計算量の違いやカイラル対称性との整合性、考慮する動的なクォークの数などに差がある。核子構造の計算には、国内外の異なる研究グループが、様々なクォークの定式化を用いて、シミュレーションが行われている [109]-[116]。

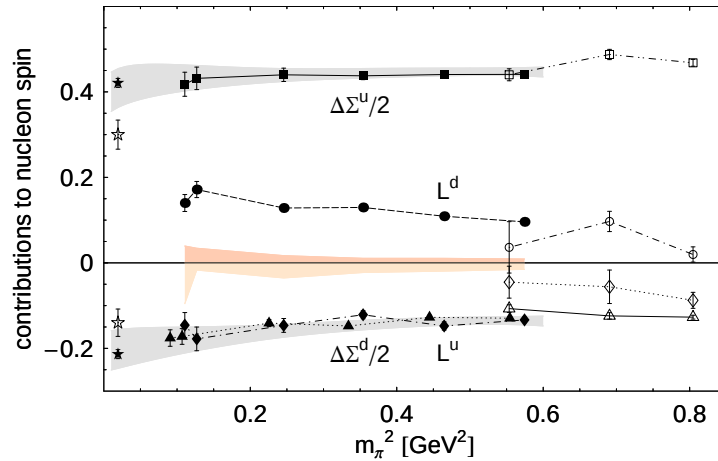


図 2.6.13: 核子におけるクォーク角運動量のパイ中間子質量依存性 [116]。スピンの寄与 $\Delta\Sigma$ および軌道角運動量 L を、フレーバー毎に表示。非結合ダイアグラムからの寄与が取り入れられていない点に注意が必要。

格子 QCD シミュレーションを用いた核子構造に関する研究として、クォークのエネルギー運動量テンソルと擬ベクトル流演算子の核子行列要素の計算が代表的な例として挙げられる。この結果に上述の J_i のスピン和則を適用することにより、クォーク角運動量の寄与を格子上のパイ中間子質量の関数として示したものが、図 2.6.13 である。現段階では、アイソスカラーチャンネルに対して非結合ダイアグラムからの寄与が取り入れられていないため、この寄与を考慮したときにフレーバー分解に対してどの程度の影響が生じるかについては、今後慎重に検討する必要がある。

近年の進展としては、場の境界値に複素位相などを乗じるといった境界条件に工夫をして、前方極限値の系統誤差を抑制する試みや [117]、運動量移行に対するフーリエ変換による、パートン分布の衝突径数依存性などの評価 [118]、格子上で非局所演算子を直接構成し、その行列要素を計算することで、TMD 分布を算出する試み [119] などがなされている。ただし、格子上における非局所演算子に定義に際しては、リンク変数の積分路の取り方などに問題があり、定量的な評価には至っていないのが現状である。また、確率的因子を利用した非結合ダイアグラムからの寄与の評価や、核子スピンの対するグルーオンからの寄与を評価する試みなどもなされつつある。これらの寄与の評価には、通常の GPD 関数のモーメントの計算と比べて、膨大な計算コストが必要となり、系統誤差を抑えた有意な値を得るには、さらなる計算手法の開発が望まれる。

GPD 関数のモーメントに関しては、擬スカラー中間子の質量が重い領域でしか格子計算がなされておらず、カイラル摂動論によるカイラル外挿の妥当性を注意深く検討する必要がある。また、連続極限をとる際の系統誤差や、有限体積効果を抑制するためにも、カイラル対称性との整合性の高いフェルミオンの定式化を用いた、現実的なパイ中間子質量を再現するような設定で、多数の格子点と十分な統計量を用いた大規模な計算が、GPD 関数の評価にあたって不可欠である。

このような観点からも、汎用京速計算機をはじめとするスーパーコンピュータの開発と効率的な運用が、長期的な視点を持って計画・実行されることが望まれる。

■有効理論、有効模型

高エネルギー DIS 過程を扱うための基本的理論枠組みである摂動論的 QCD の基礎をなすのが、因子化定理であり、それは、散乱断面積を、摂動論的に扱えるハードパートと、非摂動論的な核子の内部構造（パートン構造）を含むソフトパートの積に因子化できることを主張する。このソフトパートに含まれるのが、核子中のクォーク分布関数やグルーオン分布関数である。純粹に摂動論的 QCD の立場に立つならば、この部分は理論的予言の対象ではなく、DIS 過程の断面積の解析から引き出す量と考えるのであるが、我々が知りたいパートン分布を引き出すために必要十分な情報を実験が提供できない状況はしばしば起きる。また、実験的にパートン分布の形が決められたとしても、なぜそれがそのような形をとるのかを理解することも重要な物理的課題である。ここで出番となるのが、QCD の有効理論、有効模型や、格子ゲージ理論である。今でこそ、高エネルギー DIS 過程の物理においてそれが果たす役割の重要性が認められている低エネルギー有効理論であるが、初めからそうではなかったことは強調しておきたい。摂動論的 QCD の立場では、核子中の海クォークは、DGLAP 発展方程式で記述されるスケール発展の過程で輻射的に生成される。そこでは、核子中の海クォークは、親となるクォークからのグルーオン輻射を通じて常にクォーク・反クォークの対として生成される。ところが、グルーオンはフレーバー量子数をもたない粒子（または、flavor blind な粒子）なのでここで生成されるクォークと反クォークは同じフレーバーを持つことになる。したがって、QCD のスケール発

展の機構によって核子中の海クォーク分布にフレーバー非対称性が生じることはあり得ない。高エネルギー DIS 過程は摂動論的 QCD で記述できるという考えに過度に支配されていたために、本来ソフトパートであるパートン分布は、摂動論的 QCD の守備範囲を超える対象であるにもかかわらず、核子中の海クォーク分布はフレーバー対称であろうと信じられていたのである。この理由のない神話を打ち破ったのが 1991 年の NMC グループの実験であり、この実験により、陽子中の $\bar{u}$ -クォークと $\bar{d}$ -クォークの分布の明らかな非対称性が確立された [120]。この非対称性は、少なくとも定性的にはパイ中間子雲の効果として説明できることが知られている。それがなぜ重要かという点、低エネルギー領域の QCD ではその本質的重要性が認識されていたにもかかわらず、高エネルギー領域の散乱現象とはあまり関係がないものと思われていた QCD のカイラル対称性とその自発的破れが、DIS 過程の物理においても極めて重要な役割を果たすことをはっきりと認識させてくれたからである。これを契機として、未だ実験的な情報が少ない縦偏極海クォーク分布のフレーバー非対称性、核子中のストレンジ・クォーク分布と反ストレンジ・クォークの非対称性、核子のスピン構造に関して縦偏極分布とは独立の情報を含む transversity と呼ばれる分布関数、核子スピンの内訳等々に対する低エネルギー有効模型の予言に対して、DIS 過程の物理の専門家からも強い関心を寄せるようになった。

ソフトパートを調べるのに有効模型に頼らざるを得ない理由は、我々が、QCD を非摂動論的に扱える解析的手法を知らないからである。現在、格子ゲージ理論で扱えるのはパートン分布関数や GPD 関数の低次のモーメントのみであり、分布関数自体（つまりその x_{Bj} 依存性）は計算不可能なのである。モーメントは分布関数の重要な情報の一つではあるが、この x 依存性にこそ非常に豊富な物理が含まれている。その x 依存性について興味深い予言ができることが、有効模型の格子ゲージ理論に対する大きな優位性と言える。さらに、現段階の格子ゲージ理論には、現実的なパイ中間子質量でのシミュレーションの困難、有限体積の効果から来る不定性等、まだまだ問題も多い。また、得られた結果の物理的解釈が容易ではないことなどを考えると、有効理論、有効模型の果たす役割は非常に大きい。

有効模型は、核子中のクォーク分布だけでなく、原子核内のクォーク分布についても、スピンに依存する分布関数を含めて、有用な予言を与えて来た。例えば、原子核内の核子の内部構造が単独の核子のそれから変化する可能性を取り入れることで、通常の EMC 効果を定量的に説明することが可能であり、またそれと同時に、スピンに依存する「偏極 EMC 効果」に対する予言が与えられている [123]。

また、有効模型は QCD の非摂動効果を含んだ破碎関数の計算にも応用されている。例えば、多重破碎プロセスを取り入れたジェット模型の考えに基づき、生成されたハドロンの縦運動量分布関数が求められ、半包括反応の実験データの解析から得られた経験的な破碎関数との比較も行われている [124]。有効模型による破碎関数の計算は、核子のみならず、原子核標的に対する破碎過程の記述に拡張することができる。最近、HERMES および JLab (CLAS) の実験 [125, 126] で、レプトン・原子核の半包括散乱過程におけるハドロンの縦運動量分布が測定され、より詳しい測定は現在計画中の Electron Ion Collider (EIC) [127] での重要な研究課題として取り上げられている。

次のステップとしてはレプトン・原子核の半包括散乱過程におけるハドロンの横運動量分布関数の解析を行うことも可能である。それに関する重要な観測量は、生成されたハドロンの横運動量分布幅の増加 (transverse momentum broadening) であり [128]、主に媒質中のクォークの多重散乱の効果に対する重要な知見を与えるものと期待される。

■ AdS/CFT からのアプローチ

1998 年に Maldacena によって提唱された AdS/CFT 対応は、AdS（アンチドジッター）空間における超弦理論と共形なゲージ理論との間の双対性（等価性）に関するものである [129]。これは共形対称性を持つゲージ理論の低エネルギー（非摂動論）領域の様々な物理量が弦理論、重力理論を用いて古典論的に計算できるという画期的な提案であり、現在の素粒子論における大きな流れの一つとなった。近年では QCD のように閉じ込めを持つ理論への拡張も議論され、強く結合したクォークグルーオンプラズマなどの現象論への応用も積極的になされている。核子構造、高エネルギーハドロン衝突に関しても、分布関数のように本質的に非摂動的な量や散乱振幅の計算に AdS/CFT が新たな知見を与えることが期待できる [130, 131, 132]。実際これまでに、DIS 過程、電子陽電子消滅 ($e+e-$ annihilation) 過程、DVCS 過程、陽子衝突、原子核衝突等さまざまな過程が AdS/CFT を用いて解析されており、予言を含むいくつかの結果（ポメロン、オデロンなどのレグジェ粒子や、陽子スピンの分解など）は実験の観点からも大変興味深い。今後の課題は定性的から定量的に移行することである。このためには AdS 空間を変形した（閉じ込め、カイラル対称性の破れの効果や現実的なフレーバーの導入など）、より QCD に近い弦理論から出発し、超重力近似を超えた計算を行うことが必要である。DIS 過程に関してはいくつかの仕事で実験との比較がなされているが、まだ改良の余地が大きい。構造関数、破碎関数、陽子スピンの分解、GPD 関数など将来計画に沿った物理量への応用が望まれる。

2.6.3 将来の目標

2.6.3.1 目標

■横偏極現象の解明

横偏極現象の解明は、今後 5 年から 10 年の間の核子構造研究分野の中心課題である。pp 衝突における前方の粒子生成に対する大きな SSA は Sivers 効果、Collins 効果、高次ツイスト効果等による説明がなされているが、これらの効果の寄与を分離して理解する必要がある。

Sivers 効果を表す Sivers 分布関数は HERMES 実験や COMPASS 実験の半包括 DIS 過程による測定結果がある。ここで、Sivers 効果と Transversity 分布関数と Collins 破碎関数に起因する Collins 効果は、異なる方位角分布を持つことにより区別される。どちらの実験においても、パートンの核子に対する運動量比で $0.005 < x < 0.3$ の範囲で 1% 以下の精度のレベルの値が複数点で測定されている。そしてその測定値を基にした QCD グローバル解析がいくつかの理論グループにより行われ、Sivers 分布関数が得られている。

Drell-Yan 過程は核子中のパートン分布を調べるために理想的な過程のひとつである。この過程はクォークと反クォークが対消滅して、そこからレプトン対が生成するという簡単な理解が可能な過程である。半包括 DIS 過程や pp 衝突でのハドロン生成過程は、比較的悪い精度でしか知られていないハドロンへの破碎過程に起因する不確定性の影響を受けるが、Drell-Yan 過程はそのような終状態での不確定性を避けることができる。偏極陽子ビームを用いた Drell-Yan 過程の測定は、核子の偏極パートン分布のユニークな情報を得るために非常に重要である。しかし、高精度での Drell-Yan 過程の測定は反応断面積が比較的小さいため、実験としては困難だがやりがいのある測定となる。

Sivers 分布関数のひとつの重要な性質は、Sivers 分布関数の持つ「非普遍性」である。半包括 DIS 過程で測定される Sivers 分布関数と Drell-Yan 過程で測定される Sivers 分布関数は異なる符合を持つことが理論的に示されている。この「非普遍性」はゲージ普遍性に基づく QCD の原理的な要請であり、この関係を実験的に示すことは、ハドロン物理分野の重要なマイルストーンのひとつである。このため、Drell-Yan 過程における Sivers 分布関数を測定し、半包括 DIS 過程での測定と比較し、この「非普遍性」を検証することは、ハドロン物理における世界的な優先課題のひとつである。

Drell-Yan 過程において、Sivers 分布関数は SSA の測定により行われる。半包括 DIS 過程の場合に Sivers 効果と Collins 効果を区別したのと同様に、Drell-Yan 過程においては、Sivers 分布関数に起因する効果と Transversity 分布関数と Boer-Mulders 分布関数に起因する効果を、異なる方位角分布を用いて区別する。また、非偏極の pp 衝突における Drell-Yan 過程の方位角分布からは Boer-Mulders 分布関数の測定が行われる。

experiment	particles	energy	x_1 or x_2	luminosity
COMPASS	$\pi^\pm + p \uparrow$	160 GeV $\sqrt{s} = 17.4$ GeV	$x_2 = 0.2 - 0.3$	$2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
PAX	$p \uparrow + \bar{p}$	collider $\sqrt{s} = 14$ GeV	$x_1 = 0.1 - 0.9$	$2 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
PANDA (low mass)	$\bar{p} + p \uparrow$	15 GeV $\sqrt{s} = 5.5$ GeV	$x_2 = 0.2 - 0.4$	$2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
NICA	$p \uparrow + p$	collider $\sqrt{s} = 20$ GeV	$x_1 = 0.1 - 0.8$	$10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
PHENIX/STAR /AnDY	$p \uparrow + \bar{p}$	collider $\sqrt{s} = 500$ GeV	$x_1 = 0.05 - 0.5$	$2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
SeaQuest Polarized Beam	$p \uparrow + p$	120 GeV $\sqrt{s} = 15$ GeV	$x_1 = 0.3 - 0.9$	$2 \times 10^{36} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
RHIC Internal Target	$p \uparrow + p$	250 GeV $\sqrt{s} = 22$ GeV	$x_1 = 0.2 - 0.6$	$3 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
J-PARC	$p \uparrow + p$	50 GeV $\sqrt{s} = 10$ GeV	$x_1 = 0.5 - 0.9$	$10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

表 2.6.2: Comparison with other experiments.

これらの偏極（または非偏極）での Drell-Yan 過程の高精度での測定を目指して、世界中で多くの計画や準備中の実験がある。これらの実験の比較を表 2.6.2 に示す。

上述した TMD 因子化に基づく横偏極現象の解析は、 $e^+e^- \rightarrow h_1 h_2 X$ 、Drell-Yan 過程、半包括 DIS 過程などに有効である。これら過程に対する実験データの精密化に伴い、TMD 分布関数のスケール依存性や高次補正を取り入れた解析が必要となるが、それらの定式化や公式の導出は今後の理論の課題として残されている。また、 $p_T \ll Q$ の領域で有効な TMD 因子化による SSA に対する解析公式は、 p_T のより大きな領域で、Collinear 因子化でのツイスト 3 機構に基づく公式に接続するはずである。このためには、 p_T の全領域で有効な理論公式を導出する必要がある。

他方、

pp 衝突におけるハドロン生成過程 ($pp \rightarrow hX$, $pp \rightarrow \text{jet } X$, $pp \rightarrow h_1 h_2 X$, $pp \rightarrow \text{jet}_1 \text{jet}_2 X$ など) に対しては、TMD 因子化が成立しないことが知られている。このような過程に対する SSA の QCD に基づいた解析は、 p_T の大きな領域でツイスト 3 機構を基に行う必要がある。Fermilab や RHIC で観測された $pp \rightarrow hX$ に対する大きな SSA には、

「クォークグルーオン相関関数」、「3 グルーオン相関関数」、「ツイスト 3 破碎関数」の寄与があるが、それらの分離には、Drell-Yan 過程や EIC 実験における半包括 DIS 過程の方位角非対称の測定が必要となる。これらの過程は、 p_T の大きな領域で SSA の発現機構を明らかにし、パートンの量子的多体相関を露わにすることになり、パートンの横運動量分布と相補的な核子構造に対する知見を与える。

■核子の 3 次元構造と軌道角運動量

核子の 3 次元構造の解明は、今後 20 年以内、2030 年頃までの核子構造研究分野の中心課題となる。核子構造は「互いに独立なパートンからなる核子」という理解では全く理解することができない多様な現象を示す。このような理解を超えた「核子内部のパートンの量子多体相関」の理解をしないくは、核子スピンへの軌道角運動量の寄与を知ることもできない。このためには、核子の構造を 3 次元で精密に記述することが必要であり、今後 20 年以内の中心課題として、この方法の確立を行う。

核子構造を 3 次元で記述するために、既存のパートン分布関数による記述を拡張し、一般化したものが GPD 関数であり、これは形状因子とパートン分布関数を包含した概念である。GPD 関数は普遍性を持ち、QCD で厳密に取り扱うことができる。そして J_i の和則により核子スピンへの軌道角運動量の寄与を曖昧さなく導くことができる。GPD 関数は DVCS 過程と HEMP 過程により測定が行われる。HERA (H1/ZEUS/HERMES) や JLab (CLAS/Hall-A) では既に先駆的な GPD 関数の測定実験が行われているが、将来のレプトン-核子散乱実験では GPD 関数の精密測定を行い、核子構造の 3 次元的記述を確立する。

2015 年以降、CERN/COMPASS 実験や 12GeV ヘアアップグレードした JLab において固定標的による DVCS/HEMP 実験が行われる。固定標的実験は衝突エネルギーは低いため運動学的領域は限られるが、高い輝度による測定を行うことができる。2020 年以降は EIC (および LHeC) において衝突型加速器による実験が計画されている。ここでは HERA での衝突型の実験に匹敵する運動学的領域を 100 倍程度の輝度で測定することができる。図 2.6.14 に固定標的実験と HERA および EIC の運動学的領域の比較を示す。EIC 実験では HERA では行うことができなかった、偏極陽子および原子核とのレプトン散乱実験を行うことができる。

■パートン分布関数測定の精密化

核子スピンに対するグルーオンスピンの寄与 ($\Delta G(x)$)、クォーク・反クォークスピンの寄与 ($\Delta q(x) \cdot \Delta \bar{q}(x)$)、フレーバー依存性のより精密な測定は、今後も継続的な課題として行なわれる。 $\Delta G(x)$ 、 $\Delta q(x)$ 、 $\Delta \bar{q}(x)$ は互いに QCD の発展方程式によって結びついているので、このうちのひとつの精度の向上は、それ以外の分布の精度の向上にも寄与する。

COMPASS 実験や JLab-12GeV における偏極 DIS 実験からは、より広い x 領域で、より精密な g_1 構造関数の測定が行なわれ、クォーク・反クォークスピンの核子スピンに対する寄与の測定精度が向上する。JLab-12GeV では、Hall-C や CLAS12 実験から x の上限 0.8-0.9 までの g_1^p 、 g_1^n の測定が行

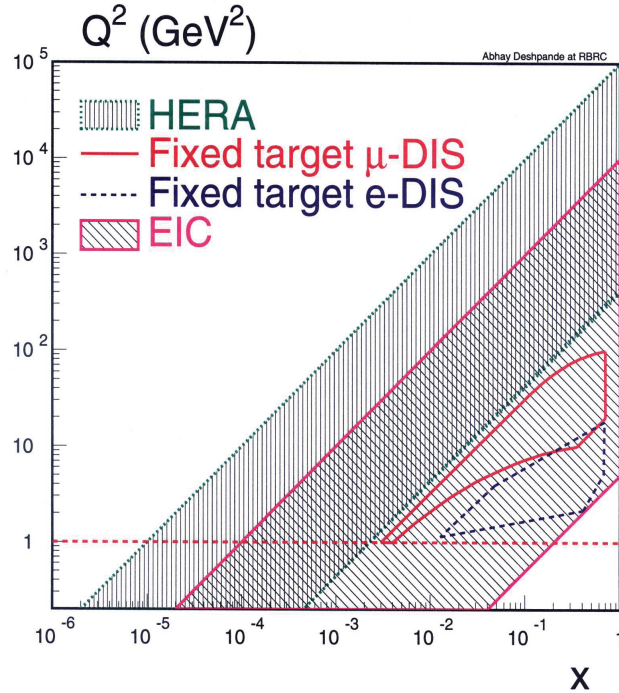


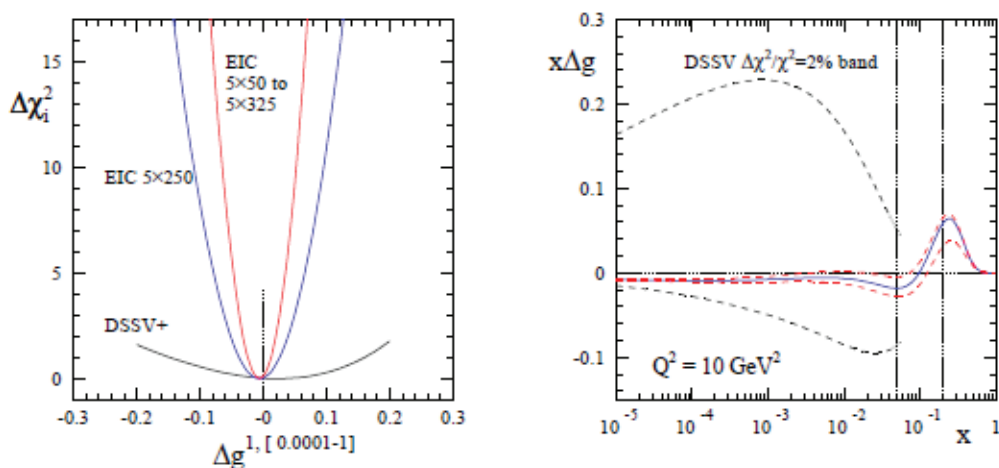
図 2.6.14: 固定標的実験と HERA および EIC の運動学的領域の比較。

なわれる。また、偏極半包括 DIS 実験からは、クォーク・反クォークの核子スピンに対する寄与のフレーバー依存性がより精密に測定される。

RHIC 実験においては、より多くの粒子生成過程（ジェット、ハドロン、光子、レプトン）を用い、広い x 領域での核子スピンに対するグルーオンスピンの寄与の測定が系統的に行われる。より広い x 領域をカバーするためには異なる衝突エネルギーでの実験と、検出器の Rapidity 領域を広げる、特に前方に広げることが行なわれる。また、2 粒子生成の相関の測定により、 x の決定精度を向上させることも今後進められる。RHIC 実験ではまた、W ボソン生成過程による核子スピンに対するクォーク・反クォークスピンの寄与のフレーバー依存性の測定が行なわれる。

非偏極の反クォーク分布のフレーバー非対称性 ($\bar{d}-\bar{u}$) の測定は、SeaQuest 実験において、Drell-Yan 過程を用いて行なわれる。この実験では、以前行なわれた Tevatron 加速器から取り出された 800GeV の陽子ビームを用いた実験で得られた結果よりも大きい x 領域を、Main Injector 加速器から取り出された 120GeV の陽子ビームを用いることにより測定する。将来計画として偏極標的または偏極ビームを用いることにより、反クォークの偏極分布のフレーバー非対称性 ($\Delta\bar{d}-\Delta\bar{u}$) が考えられている。

さらに将来として、EIC 実験では偏極 DIS 実験で x の下限として 10^{-4} に達する範囲で $\Delta G(x)$ 、 $\Delta q(x)$ 、 $\Delta\bar{q}(x)$ の精密測定が行なわれる。これにより、 $\Delta G(x)$ 分布は図 2.6.15 のように大幅な精度向上が望まれる。

図 2.6.15: EIC で得られる $\Delta G(x)$ の精度。

■その他の目標、より将来の目標

横偏極現象の解明に、Sivers 分布関数や Boer-Mulders 分布関数に加えて重要な測定は Collins 効果を表す Transversity 分布関数や Collins 破砕関数の測定である。Transversity 分布関数は Drell-Yan 過程では上述の SSA 測定において Boer-Mulders 分布関数との組み合わせで測定されるのに加え、二重横スピン非対称度 (A_{TT}) 測定での Transversity 分布関数同士の積という形でも測定される。Transversity 分布関数はまた、Interference 破砕関数と組み合わせで測定する方法もある。Collins 破砕関数や Interference 破砕関数は Belle 実験における e+e-衝突データから測定される。

2.6.3.2 実験計画

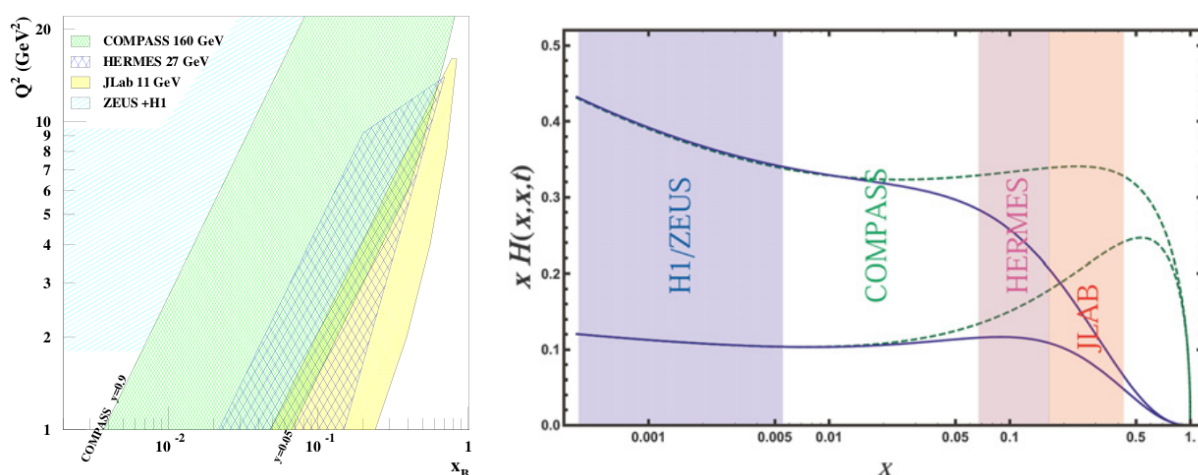


図 2.6.16: DVCS 実験での運動学的測定領域

■ CERN/COMPASS

偏極 Drell-Yan 実験、GPD 関数測定を含めた新たなプロポーザルが 2010 年に CERN で承認された。

COMPASSII の偏極 Drell-Yan プログラムでは、2014 年に 190GeV/c の π -粒子ビームと偏極固体陽子標的を用いて $x_{Bj} > 0.1$ における横スピン非対称度を測定し、Sivers 分布関数、Boer-Mulders 分布関数や Transversity 分布関数などを抽出する。また、T-odd である Sivers 分布関数や Boer-Mulders 分布関数が半包括 DIS 過程から求められたものと符号が反転することを実験的に検証する。

COMPASSII の GPD プログラムでは、2015、2016 年に 160GeV/c の互いに偏極方向が反対の偏極 μ^+ と μ^- 粒子と液体水素標的を用いて DVCS 過程を通して GPD 関数の H を抽出する。測定できる運動学的領域は、 $0.005 < x_{Bj} < 0.1$ であり HERA での実験と HERMES 実験での領域の中間に当たる。また、 $0.03 > x_{Bj}$ においては、Bethe-Heitler 過程からの寄与があまりないので核子の横方向サイズを測定することができる。

■ RHIC

RHIC での pp 衝突における当面の最優先事項は $\sqrt{s} = 500$ GeV での W ボソンのパリティの破れた非対称度測定によるフレーバーを選択したクォーク、反クォークの偏極の測定である。2009 年に最初の測定が行われ、2011 年より本格的なデータ収集が開始された。PHENIX 実験では 2011 年より W ボソンの崩壊による前方のミューオンを捕らえるトリガーシステムが運用を開始し、STAR 実験でも 2012 年より前方の電子、陽電子の電荷を区別するための GEM 検出器の設置が始まる。これにより前方と中央 Rapidity 双方での W ボソン測定が行われる。

グルーオン偏極の測定としては、低い x 、高い x の領域に測定範囲を広げる。低い x 領域ではグルーオン密度が高いため、この領域でのグルーオンの偏極は小さい値であっても重要な測定である。また、高次ツイストの効果が大きければ大きな偏極を持っている可能性もある。低い x での測定はより高いエネルギーである $\sqrt{s} = 500$ GeV での π 中間子やジェットの前対称度の測定によっても行われるが、より前方での測定によっても達成される。これらの測定は、測定される非対称度が 0.01% 程度と小さい値が予想されるため、すべての系統的誤差をそのレベルでコントロールすることが要求される。一方、高い x 領域での測定は低いエネルギー、例えば $\sqrt{s} = 62$ GeV での測定により行われる。 x 領域の拡張も重要だが、異なる終状態での非対称度の測定も同様に重要である。これは例えば、終状態として π 中間子、 η 中間子、荷電ハドロン、重いフレーバーを持つ中間子やジェットでの測定を指す。これらの測定は、生成断面積が比較的小さい場合は統計精度が上がらないが、異なる系統誤差を持つため比較測定を行うことが重要である。さらに生成過程として最も単純なものとして、光子の直接生成過程や重いフレーバーの生成過程に対する非対称度の測定を目指す。

横偏極に対する測定として重要な課題は、前方の粒子生成に対する非対称度の p_T 依存性を明らかにすることである。高い p_T での非対称度はツイスト 3 の効果を表すことが期待される。重いクォークの生成はグルーオン融合過程に起因するため、この非対称度の測定は核子中のグルーオンの寄与に対する感度が高い。従って J/ψ 粒子やチャーム中間子の崩壊レプトンに対する非対称度の測定は、グルーオンに対する Sivers 分布関数を測定するユニークな方法である。さらに前述の Interference 破砕関数を用いた Transversity 分布関数の測定も重要な課題である。

2016 年頃までの期間の最優先課題は $\sqrt{s} = 500$ GeV の縦偏極ビームを用いた W ボソン測定によるクォーク・反クォークスピンの核子スピンに対する寄与のフレーバー依存性測定である。この間、重

イオン物理 ($\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV) に対する参照データとして $\sqrt{s} = 200$ GeV の衝突も行われる。この $\sqrt{s} = 200$ GeV の衝突は横偏極にすることにより Drell-Yan 過程の SSA 測定に対する先駆的研究を行うことができる。RHIC 加速器としては 2014 年頃に電子レンズの設置が予定されており、p+p 衝突に対し最大 2 倍の luminosity 増加が見込まれている。

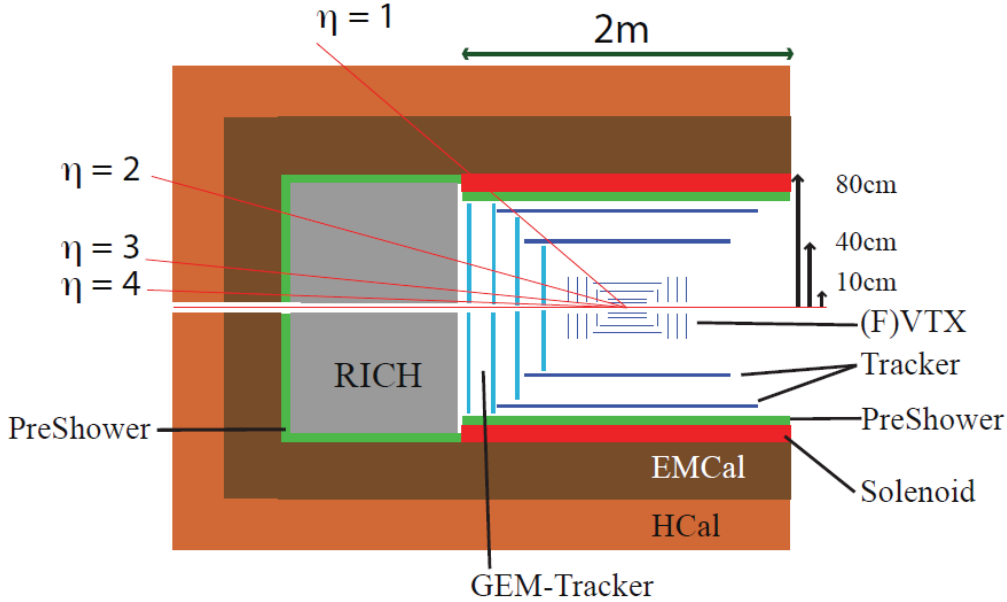


図 2.6.17: PHENIX 実験の検出器高度化の計画 (sPHENIX 計画)。

2017 年以降の物理に向けて、現在 PHENIX 実験では検出器の高度化の計画 (sPHENIX 計画) が行われている。この計画では PHENIX 検出器の中央領域と片方の前方領域は、図 2.6.17 に示すように、コンパクトな電磁およびハドロンカロリメータを備えた Hermetic な検出器に置き換えられる。

偏極核子構造研究としての重点は前方検出器の高度化にある。より前方をよりフレキシブルな検出器で置き換えることにより、より低い x 領域をより多くの物理過程を用いて探索することが可能となる。 x 領域の拡大とともに、2 粒子相関などを用いて終状態を押さえ、 x 領域を特定することも重要である。物理トピックとして最も重要なのは Drell-Yan 過程の横偏極非対称性の測定であり、Sivers 分布関数および TMD 因子化のフレームワークの検証が行われる。これに加え、横偏極ビームによる低い x 領域での Collins 効果、Transversity 分布関数の測定、縦偏極ビームによる低い x 領域の偏極分布関数の測定が行われる。

RHIC 加速器では新たなイオン源である EBIS からの偏極ヘリウム 3 ビームや、磁場強度を上げて $\sqrt{s} = 650$ GeV での衝突の可能性も議論されている。sPHENIX 検出器で偏極ヘリウム 3 ビームを用いた Drell-Yan 過程や他の過程を測定することにより、中性子の偏極構造を知り、核子の偏極およびフレーバー構造に対して大きな進展が得られる。

さらに将来、eRHIC 加速器が実現した際には、sPHENIX 検出器は偏極 e+p 衝突や e+A 衝突を考慮した高度化を加え、ePHENIX 検出器として、初期の eRHIC 計画の物理を達成するために用いられることが検討されている。

■ Fermilab-E906/SeaQuest 実験

Main Injector からの 120 GeV 陽子ビームを用いた Drell-Yan 実験が実施・計画されている。現在の理論的フレームワーク (TMD 因子化) を検証する手法として Drell-Yan 反応は重要性が近年高まっており、その初手として行なわれる実験が Fermilab の E906/SeaQuest 実験である。

SeaQuest 実験はビーム、標的ともに非偏極の実験である。2011 年 11 月からビーム実験を開始し、1 年弱の加速器シャットダウンを挟んで 2013 年の末までデータを収集する。第一の実験目的は反クォーク分布量のフレーバー非対称性 $\bar{d}/\bar{u}$ を高 x_{Bj} 領域で測定する事である。同等の測定を行なえる実験は存在せず、本実験の遂行は核子構造の解明に欠かせない。更に同一のデータから Boer-Mulders 分布関数を導出する事が可能である。Drell-Yan 過程は特に反クォークの Boer-Mulders 関数に対して感度が高く、半包括 DIS 過程の測定結果と合わせてフレーバー依存性を検証可能にする。又、原子核標的でのデータも測定して EMC 効果、エネルギー減衰の測定も行なう。

SeaQuest 実験が完了した後は偏極 Drell-Yan 実験を推進する。検出器とビームは既存のまま、偏極標的を開発・導入して偏極実験を実施し、比較的短期で偏極実験データを収集する。ビームを偏極させる手法も検討されている。同時に、SeaQuest 実験での知見は BNL (RHIC) や J-PARC での次期実験にも重要である。次期実験はスペクトロメータの設計方針や一部検出器を SeaQuest 実験から引き継ぐ予定であり、SeaQuest 実験の測定結果 (検出器の性能、シグナルやバックグラウンドの空間分布、等) は検討材料として次期実験の早期開始に貢献する。次期実験により異なるビームエネルギーや偏極状態での測定データ (Boer-Mulders 分布関数、Sivers 分布関数、Transversity 分布関数) を得る。

■ Belle

日本の理研、RBRC、東工大グループおよび、イリノイ大、インディアナ大のグループは Belle 実験データからのスピン依存および非偏極の破碎関数の導出を続けると同時に、より高いルミノシティを要求する終状態を得るための Belle2 実験の準備に参加している。次は、 π 中間子、 K 中間子、陽子への非偏極破碎関数の結果がもうすぐ得られる。その結果得られる粒子誤識別の知識により、少なくともひとつの K 中間子を終状態に含む Collins 破碎関数や Interference 破碎関数を求めることができるようになる。これらのチャンネルはすでに HERMES 実験により測定が行われており、COMPASS 実験では解析中である。さらに JLab-12GeV や EIC でも計画されており、クォークの Transversity 分布に対するストレレンジネスを含む完全なフレーバー分解のグローバル解析が可能となる。さらに得られる他のチャンネルとしては、中性ハドロン (中性 π 中間子、 η 中間子) に関する Collins 破碎関数、Interference 破碎関数、非偏極破碎関数が導出される。これらは現在のところ、 x や z が大きい前方 Rapidity での中性ハドロン崩壊が好まれているチャンネルであり、ゼロでない SSA が測定されている RHIC スピン実験にとって特に関心が高い。ベクトル中間子 (ρ 、 K^* 、 ϕ) の Collins 非偏極度も研究が行われており、横偏極した Λ 粒子への破碎関数の測定も可能性がある。全ての TMD 分布関数および破碎関数に対してさらなる興味を持たれているのは、非偏極破碎関数および Collins 破碎関数の横運動量依存性である。Sivers 分布関数や Collins 破碎関数のグローバル解析では、今までのところ依然 Gaussian が関数形として仮定されている。これが正しいのか、またさらなる z 依存性があるのかを調べることにより、今のところわかっていない関数の導出に対する不確定性が著しく減少される。 e^+e^- 実験のきれいな始状態により、ほぼスラスト軸に対応するクォーク・反クォーク軸に対する横運動量依存性を得ることが可能である。全く異なるトピックとして、RHIC の重イオン衝突で見られた

のと同様の QCD の局所的なパリティの破れの研究が e^+e^- 実験においても進んでいる。これらの多くの研究に対して、 $\Upsilon(4S)$ および $\Upsilon(5S)$ 共鳴付近ではほぼ 1-ab^{-1} を蓄積すれば十分であり、これらの解析の進展は主にはマンパワーと、必要性の増す完全な検出器のシミュレーションを用いたバックグラウンドの理解により制限される。いくつかの参加グループは Belle2 実験にも参加しており、もしより統計量が必要であれば、そこでそのような統計が得られる。

■ Jlab-12GeV

90年代半ばにスタートした実験はすでに140を越え、核子や原子核の構造、反応の理解に貢献してきた。JLabでは更なる詳細研究のため、現行のビームエネルギー6GeVから12GeVへのアップグレード計画が進行中である。すでに新しい実験 Hall-D の建設が始まっており、6GeV ビームによる実験も12年には完了予定である。その後3年のシャットダウン期間を授け、2つのリニアックセクションにそれぞれ5基の加速管を追加、アークセクションに5番目のパスを設置する。また3つの実験 Hall-A,B,C の検出器群にも、それぞれ12GeVに適したデザインへのアップグレードが行われる。2013年からコミッショニングを始め、15年に実験が再開される予定である。

12GeV アップグレード後の核子構造実験プログラムとしては大きく分けて以下の3つのテーマが軸になると考えられる。1) 形状因子、2) 高 x_{Bj} 価クォーク構造、3) ハードな排他的散乱過程。ここでは核子の3次元を描像を測定する3)のDVCS過程について述べる。

DVCS 実験では競合する BH 過程からのバックグラウンドを差し引く必要があるが、12GeV のアップグレードにより BH 振幅と DVCS 振幅はほぼ同程度となり、6GeV の場合と比べて DVCS 過程に対する感度が増す傾向になる。HERMES や COMPASS に比べて入射レプトンビームのエネルギーとしては低い、一方で圧倒的に高い輝度を持つ事で、その運動学には特徴を持つ。

■ EIC

EIC は電子と原子核、そして偏極電子と偏極核子の衝突実験を行う新たな計画である。この計画の実現により、ハドロン物理、核子構造および原子核構造の研究は大きく進展する。原子核中のクォーク、グルーオンの分布の精密な測定では、特にパートン密度が高くなる領域において、新たな性質を示すグルーオン物質が形成されることが予想されている。また、偏極電子・核子の衝突では、現在では調べることができない領域の核子の Helicity (縦方向の) 分布や、横方向の分布を含む核子の3次元構造を調べることができる EIC における物理を箇条書きにして下にまとめる。

- 核子のスピン、フレーバー構造
 - － DIS 過程のスケールリング則の破れを用いた ΔG の測定
 - － 半包括 DIS 過程による $\Delta q(x)$ 、 $\Delta \bar{q}(x)$ のフレーバー依存性の測定
 - － 電弱構造関数の測定
- 核子（および原子核）の3次元構造
 - － 半包括 DIS 過程による TMD 分布関数の測定
 - － DVCS 過程、HEMP 過程 (J/ψ 、 ρ 、 ϕ 等) による GPD 関数の測定

- QCD 物質
 - F_2 、 F_L 測定、dihadron/dijet 相関、Diffractive ベクトル中間子生成 (J/ψ 等) による高密度グルーオン物質、saturation の研究
 - エネルギー減衰、破碎関数による cold nuclear matter (CNM) の研究
- 電弱物理、標準模型を超えた物理
 - 電弱構造関数の測定
 - weak mixing angle の測定
 - $e - \tau$ conversion

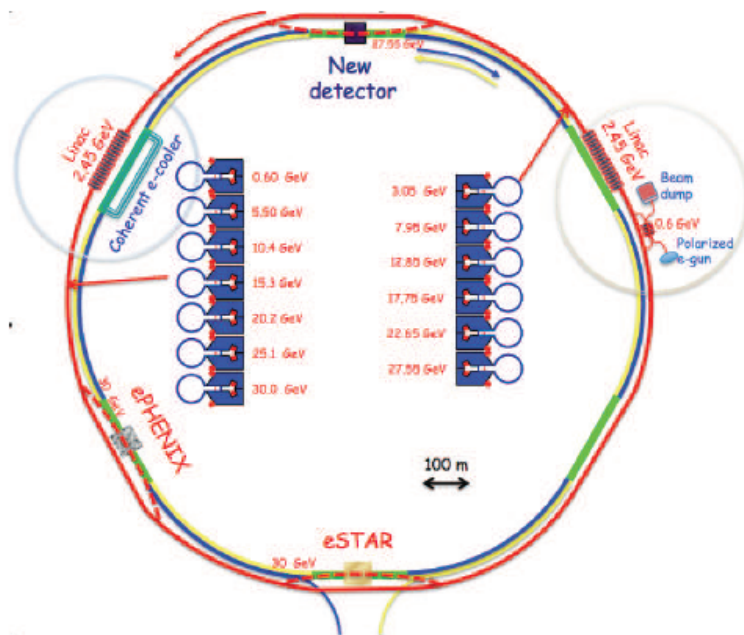


図 2.6.18: eRHIC の見取り図。

EIC はブルックヘブン国立研究所（BNL）における eRHIC と JLab における MEIC から計画の選択が今後行なわれる。eRHIC は BNL の RHIC 加速器を基にした EIC（Electron-Ion Collider）の計画である（図 2.6.18）。この現存する重イオン（100 GeV/u）および偏極陽子（250 GeV）の加速器に 5-30 GeV の偏極電子加速器を加え、衝突型加速器を建設する。電子加速器は multi-pass のエネルギー回復型線形加速器（ERL）であり、衝突型加速器としての luminosity は $10^{33} - 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ に達する。ERL は最初のステージとして 2 体の線形加速器による 5 GeV のものを建設し、加速キャビティを順に加えていき、最終的に 30 GeV を達成する。

■ J-PARC

J-PARC は、最大エネルギーが 50 GeV と低めであるが、大強度ビームが得られるという利点があり、それを活かした研究が可能である。その 1 つは SeaQuest と同様の Drell-Yan 実験（J-PARC P04）であ

り、さらに高い x 領域 ($0.25 < x < 0.6$) の探査が期待できる。Fermilab-E866 実験の結果を外挿すれば、この領域において $\bar{d}(x) < \bar{u}(x)$ となっている可能性がある。反クォーク分布が $\bar{d}(x) > \bar{u}(x)$ となるのは pion cloud 模型などによる理解が可能であるが、これらの模型では、大きな x 領域で $\bar{d}(x) < \bar{u}(x)$ となることは説明できない。したがって、もし実験的に $\bar{d}(x) < \bar{u}(x)$ (for $x > 0.2$) が確認されれば、核子構造について新たな問題が投げかけられることになる。他にも、大きな x ($x > 0.6$) における $d(x)/u(x)$ 比の測定に興味もたれている。 $x \rightarrow 1$ の極限におけるこの比は、単純な SU(6) クォーク模型の予言では $1/2$ だが、他の模型では 0 や $1/5$ などの値が予言されており、興味深い。J-PARC では $u(x)$ を $x \sim 0.9$ まで測定することができ、この問題に対して貴重なデータを提供することができる。偏極陽子（ビームおよびターゲット）の利用も J-PARC における重要なテーマである。RHIC などでの Drell-Yan 実験と同様に、SSA を通した Sivers 分布関数の測定、 A_{LL} を通した helicity 分布の測定、 A_{TT} を通した Transversity 分布関数の測定があげられる。RHIC よりも高い x 領域での測定が可能であり、RHIC での Drell-Yan 測定と相補的な情報が得られる。

重陽子などのスピン 1 粒子には、スピン $1/2$ の核子とは異なるテンソル偏極分布関数が存在する。この分布は構成粒子が S 状態であれば存在しないため、ハドロンの動力学性質を特徴づける物理量であり、またクォークの自由度によるテンソル構造の記述を目指す上でも重要である。テンソル構造関数 b_1 の実験は 2005 年 HERMES によって行われ、その結果の解析によれば予期しなかった有限な反クォークテンソル偏極が示唆されている。この反クォーク分布は J-PARC において偏極重陽子標的を用いた Drell-Yan 実験で特定することが可能である。他方、JLab において b_1 の実験が検討されており、2011 年の JLab-PAC-37 で letter of intent が好評価を得たため現在実際の実験提案を準備中であり、これから研究が盛んになることが予想される。

J-PARC の特徴を活かした測定としては、ニュートリノ弾性散乱を利用した Δs の測定が挙げられる。この測定は、 $Q^2 \rightarrow 0$ における Axial form factor が Δs と結びついていることを利用したもので、いかに低い Q^2 (weak force では Q^2 が小さくなるほど断面積が小さくなる) まで測定が行えるかが鍵となる。J-PARC ではニュートリノ振動実験のために 1 GeV 以下のニュートリノを大量に取り出すビームラインが既に存在しており、実験環境としては最適である。この実験がうまくいけば、ストレンジクォークの偏極という長年の問題に終止符をうつことが期待されている。

2.6.4 タイムライン

図 2.6.19 に将来の核子構造研究の目指す方向をタイムラインとして示す。

3.1 章に述べたように、横偏極現象の解明が今後 5 年から 10 年の間の中心課題である。その中で最も優先度の高い課題は偏極 Drell-Yan 実験を実現し、Sivers 分布関数の持つ「非普遍性」を実験的に確かめることである。

このための偏極 Drell-Yan 実験は、まずは固定標的実験として行われる。日本の核子構造研究グループが進めるのは、COMPASS-II 実験と SeaQuest 実験である。COMPASS-II 実験は 2014 年に偏極 Drell-Yan 実験を行う。SeaQuest 実験は 2014 年まで非偏極 Drell-Yan 実験を行った後、偏極陽子ビームまたは偏極陽子標的を用いた偏極 Drell-Yan 実験を行うことを目指している。その後、RHIC での偏極 p+p 衝突実験においても高精度な偏極 Drell-Yan 実験を行うことを大きな目的のひとつとして、加速器及び検出器のアップグレードの計画を進めている。

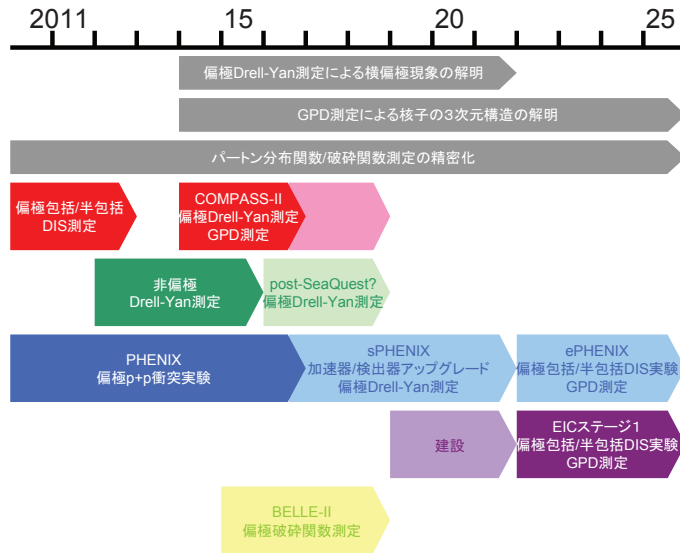


図 2.6.19: 今後の実験計画のタイムライン。

その先 2030 年頃までの核子構造研究の中心課題は、3.2 章に述べた核子の 3 次元構造と軌道角運動量の測定に移る。互いに独立なパートンからなる核子という理解では記述できない多様な現象を、核子の 3 次元構造の記述を確立することにより明らかにする。核子の 3 次元構造の記述により、内部のパートンの量子多体相関を理解し、核子スピンに対する軌道角運動量の寄与を知る。

このための GPD 関数の測定についても、まずは固定標的実験での先駆的な測定が、運動学的領域は限られるが行われる。日本グループが進めるのは、COMPASS-II 実験であり、2015-16 年に GPD 関数測定の非偏極実験を行う。2020 年以降、GPD 関数の精密測定のため、EIC における衝突型加速器による実験の計画を行っている。

COMPASS-II、SeaQuest、RHIC においてはこれまで同様、非偏極及び偏極の DIS 過程及び p+p 衝突の実験を続け、パートン分布関数の精密化を行う。また、Belle 実験では蓄積された実験データからの偏極破砕関数の導出を続け、より高い輝度を要求する終状態を得るために BELLE-II 実験の準備に参加している。

2.6.5 リソース

現状のリソースを箇条書きで示す。

- COMPASS 実験

- 約 10 名が山形大、宮崎大より参加
- 科研費その他で運営

- RHIC 実験

- 約 30 名（学生+ポスドクが 10 名、スタッフが 20 名）が理研、理研 BNL 研究センター、京都大、東工大、立教大、KEK より参加
- 理研から約 2 億円/年で、実験全体の約 5%を担ってきた

- SeaQuest 実験

- 約 10 名が東工大、理研、山形大、KEK より参加
- 科研費、大学運営費、その他、約 2000 万円/年で運営

- Belle 実験（破碎関数）

- 数名が理研、東工大より参加
- 科研費で運営

オーバーラップを考えると現状の人数は 40 名程度である。次期計画の EIC 実験のためには、現状の人数維持、予算維持は不可欠である。さらに偏極 $e+p$ 実験および $e+A$ 実験として、高エネルギー重イオンなどの他のワーキンググループや他の分野との協力を必要とし、現状の RHIC 実験と同様の構造が維持されることが重要である。国際協力実験に対する日本の寄与の議論（予算獲得、段階的実現の可能性）が行われている。

2.6.6 他の WG との連携

2.6.6.1 高エネルギー重イオン物理

これまでも RHIC で共同実験を行ってきたように、高エネルギー QCD 実験として共通のエネルギー・運動量領域に興味を持つ。核子構造は重イオン衝突による QGP 生成を理解するために不可欠の知識であり、陽子衝突実験は重イオン衝突実験と直接比較対照するデータとして基礎を成すものである。将来の EIC 実験もまた、小さい x 領域の核子及び原子核構造を明らかにし、QGP 生成の初期状態を理解するものとして重要なものである。宇宙の歴史から見るとハドロンは QGP を経て生成されたものであり、RHIC/LHC 実験で生成された QGP からのハドロン生成の理解は核子構造に取っても重要な知識である。今後も技術的な協力を含み、RHIC での共同実験と同様の協力体制を維持し、高エネルギー QCD 分野の活性化を図りたい。

2.6.6.2 ハドロン物理

ハドロンを対象とする点は共通だが、ハドロン物理グループによる研究は低エネルギーでの QCD の振舞いを対象とし、理論的基盤は異なる。しかし当然 QCD の持つカラー閉じ込め機構やカイラル対称性の破れの問題は共通する究極の研究対象である。低エネルギーでの性質に接続する非摂動論領域における QCD によるハドロン・核子の共通の理解を得ることは非常に重要な将来の目標である。実験技術としては共通性が多く、J-PARC での協力、共同実験の可能性や、heavy-flavor 物理など共通のプローブを用いた協力を行いたい。

2.6.6.3 ストレンジネス核物理、不安定核物理、精密核物理

ハドロン物理と同様、低エネルギーでの原子核物理であるこれらのグループとは理論的基盤がかなり異なる。しかし、短距離における核力や相関においてグルーオンの交換を考えることも可能であり、その際グルーオン反応の知識が必要とされる

2.6.6.4 計算核物理

低エネルギーから高エネルギー、核子と原子核を結びつけるためには、QCD や原子核物理の理論計算に頼らなければならない。格子 QCD に基づく核子・ハドロン・原子核構造や QGP などのクォーク・グルーオン物質に対する計算は、多様な QCD に基づく現象を統合的に理解する重要な手段である。今後の計算機の高性能化と効率的で汎用性のあるコードの開発を期待する。

2.6.6.5 基礎物理

基礎物理の多くの実験においてハドロン反応は主要なバックグラウンドや不定性の原因となる。核子構造やハドロン生成を測定として確立することは、基礎物理に対する大きな寄与となる。また、Belle でのハドロン生成や将来の EIC 実験で基礎物理に対する重要な情報を得られる可能性もあるので、基礎物理に対して常に感度を持つことは重要である。

参考文献

- [1] J. Collins, D. Soper, G Sterman, in *Perturbative Quantum Chromodynamics* (ed. A. Mueller, World Scientific, 1989)
- [2] J. Collins, *Foundation of Pertubative QCD* (Cambridge, 2011)
- [3] V.N. Gribov and L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 438; L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **20** (1975) 95; G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298; Yu.L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641.
- [4] J. Ashman *et al.* [European Muon Collaboration], Phys. Lett. B **206**, 364 (1988).
- [5] J. Ashman *et al.* [European Muon Collaboration], Nucl. Phys. B **328**, 1 (1989).

- [6] M. G. Alekseev *et al.* [COMPASS Collaboration], Phys. Lett. B **690**, 466 (2010) [arXiv:1001.4654 [hep-ex]].
- [7] C. Amsler *et al.* [Particle Data Group], Phys. Lett. B **667**, 1 (2008).
- [8] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], Phys. Rev. D **75**, 012007 (2007) [arXiv:hep-ex/0609039].
- [9] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], Phys. Rev. D **71**, 012003 (2005) [arXiv:hep-ex/0407032].
- [10] M. G. Alekseev *et al.* [COMPASS Collaboration], Phys. Lett. B **693**, 227 (2010) [arXiv:1007.4061 [hep-ex]].
- [11] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], JHEP **1008**, 130 (2010) [arXiv:1002.3921 [hep-ex]].
- [12] M. Alekseev *et al.* [COMPASS Collaboration], Phys. Lett. B **676**, 31 (2009) [arXiv:0904.3209 [hep-ex]].
- [13] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **103**, 012003 (2009) [arXiv:0810.0694 [hep-ex]].
- [14] M. Sarsour [STAR Collaboration], AIP Conf. Proc. **1149**, 389 (2009) [arXiv:0901.4061 [hep-ex]].
- [15] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **106**, 062001 (2011) [arXiv:1009.0505 [hep-ex]].
- [16] M. M. Aggarwal *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **106**, 062002 (2011) [arXiv:1009.0326 [hep-ex]].
- [17] Y. Goto *et al.* (Asymmetry Analysis Collaboration (AAC)), Phys. Rev. D **62**, 034017 (2000); M. Hirai, S. Kumano, and N. Saito (AAC), Phys. Rev. D **69**, 054021 (2004).
- [18] J. Blümlein and H. Böttcher, Nucl. Phys. B **841**, 205 (2010).
- [19] E. Leader, A. V. Sidorov, and D. B. Stamenov, Phys. Rev. D **82**, 114018 (2010).
- [20] M. Hirai, S. Kumano, and N. Saito (AAC), Phys. Rev. D **74**, 014015 (2006); M. Hirai and S. Kumano (AAC) Nucl. Phys. B **813**, 106 (2009).
- [21] D. de Florian, R. Sassot, M. Stratmann, and W. Vogelsang, Phys. Rev. D **80**, 034030 (2010).
- [22] M. Hirai and K. Sudoh, Phys. Rev. D **71**, 014022 (2005)
- [23] D. de Florian, R. Sassot, M. Stratmann, Phys. Rev. D **75**, 114010 (2007). [hep-ph/0703242 [HEP-PH]].

- [24] M. Hirai, S. Kumano, T. -H. Nagai, K. Sudoh, Phys. Rev. **D75**, 094009 (2007). [hep-ph/0702250].
- [25] E. Leader, A. V. Sidorov, and D. B. Stamenov, Phys. Rev. D **84**, 014002(2011).
- [26] D. L. Adams, et al., Fermilab E704 Collaboration, Phys. Lett. B 261 (1991) 201.
- [27] D. L. Adams, et al., Fermilab E704 Collaboration, Phys. Lett. B 264 (1991) 462.
- [28] D. L. Adams, et al., Fermilab E704 Collaboration, Nucl. Phys. B 510 (1998) 3.
- [29] J. Adams, et al., STAR Collaboration, Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 171801.
- [30] S. S. Adler, et al., PHENIX Collaboration, Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 202001.
- [31] B. I. Abelev, et al., STAR Collaboration, Phys. Rev. Lett. 101 (2008) 222001.
- [32] I. Arsene, et al., BRAHMS Collaboration, Phys. Rev. Lett. 101 (2008) 042001.
- [33] A. Airapetian, et al., HERMES Collaboration, Phys. Rev. D 64 (2001) 097101.
- [34] A. Airapetian, et al., HERMES Collaboration, Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 012002.
- [35] A. Airapetian, et al., HERMES Collaboration, Phys. Rev. Lett. 103 (2009) 152002.
- [36] V. Y. Alexakhin, et al., COMPASS Collaboration, Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 202002.
- [37] E. Ageev, et al., COMPASS Collaboration, Nucl. Phys. B 765 (2007) 31.
- [38] M. Alekseev, et al., COMPASS Collaboration, Phys. Lett. B 673 (2009) 127.
- [39] G.L. Kane, J. Pumplin, W. Repko, Phys. Rev. Lett. **41** 1689 (1978).
- [40] J. Qiu, G. Sterman, Nucl. Phys. B 378 (1992) 52.
- [41] H. Eguchi, Y. Koike, K. Tanaka, Nucl. Phys. B 763 (2007) 198.
- [42] D. Boer *et al.*, arXiv:1108.1713 [nucl-th].
- [43] D. Sivers, Phys. Rev. D 41 (1990) 83; Phys. Rev. D 43 (1991) 261.
- [44] J. C. Collins, Phys. Lett. B 536 (2002) 43.
- [45] D. Boer and P. J. Mulders, Phys. Rev. D **57**, 5780 (1998).
- [46] J. C. Collins, Nucl. Phys. B396 (1993) 161.
- [47] H. Beppu, Y. Koike, K. Tanaka and S. Yoshida, Phys. Rev. D 82 (2010) 054005.
- [48] Y. Koike, K. Tanaka and S. Yoshida, Phys. Rev. D **83**, 114014 (2011).
- [49] Y. Koike and S. Yoshida, Phys. Rev. D **84**, 014026 (2011).

- [50] Y. Koike, AIP Conf. Proc. **675**, 449 (2003) [hep-ph/0210396].
- [51] F. Yuan and J. Zhou, Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 052001.
- [52] Z.-B. Kang, F. Yuan, J. Zhou, Phys. Lett. B **691** (2010) 243.
- [53] X. Ji, J.-W. Qiu, W. Vogelsang, F. Yuan, Phys. Rev. D **73** (2006) 094017.
- [54] X. Ji, J. W. Qiu, W. Vogelsang and F. Yuan, Phys. Lett. B **638** (2006) 178.
- [55] Y. Koike, W. Vogelsang and F. Yuan, Phys. Lett. B **659** (2008) 878.
- [56] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], Phys. Rev. Lett. **103**, 152002 (2009) [arXiv:0906.3918 [hep-ex]].
- [57] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], Phys. Lett. B **693**, 11 (2010) [arXiv:1006.4221 [hep-ex]].
- [58] M. G. Alekseev *et al.* [The COMPASS Collaboration], Phys. Lett. B **692**, 240 (2010) [arXiv:1005.5609 [hep-ex]].
- [59] R. L. Jaffe, X. -D. Ji, Phys. Rev. Lett. **71**, 2547-2550 (1993). [hep-ph/9307329].
- [60] J. C. Collins, Nucl. Phys. B **396** (1993) 161.
- [61] J. C. Collins, S. F. Heppelmann and G. A. Ladinsky, Nucl. Phys. B **420**, 565 (1994).
- [62] D. Boer, Nucl. Phys. B **806**, 23-67 (2009). [arXiv:0804.2408 [hep-ph]].
- [63] X. Artru and J. C. Collins, Z. Phys. C **69**, 277 (1996).
- [64] D. Boer, R. Jakob and M. Radici, Phys. Rev. D **67**, 094003 (2003).
- [65] R. Seidl *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **96**, 232002 (2006).
- [66] R. Seidl *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. D **78**, 032011 (2008).
- [67] Isabella Garzia [Babar Collaboration], presented at the Transversity 2011 workshop
- [68] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], Phys. Rev. Lett. **94**, 012002 (2005).
- [69] V. Y. Alexakhin *et al.* [COMPASS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **94**, 202002 (2005).
- [70] M. Anselmino, M. Boglione, U. D'Alesio, A. Kotzinian, F. Murgia, A. Prokudin and C. Turk, Phys. Rev. D **75**, 054032 (2007).
- [71] A. Vossen *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **107**, 072004 (2011). [arXiv:1104.2425 [hep-ex]].
- [72] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], JHEP **0806**, 017 (2008).

- [73] X. Ji, Phys. Rev. Lett. **78**, 610 (1997).
- [74] M. Burkardt, Phys. Rev. **D62**, 071503, Erratum-ibid. **D66**, 119903 (2002).
- [75] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], Phys. Rev. Lett. **87**, 182001 (2001) [arXiv:hep-ex/0106068].
- [76] S. Stepanyan *et al.* [CLAS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **87**, 182002 (2001) [arXiv:hep-ex/0107043].
- [77] A. Airapetian *et al.* [HERMES collaboration], JHEP **0911**, 083 (2009) [arXiv:0909.3587 [hep-ex]].
- [78] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], JHEP **0806**, 066 (2008) [arXiv:0802.2499 [hep-ex]].
- [79] M. Mazouz *et al.* [Jefferson Lab Hall A Collaboration], Phys. Rev. Lett. **99**, 242501 (2007) [arXiv:0709.0450 [nucl-ex]].
- [80] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], Phys. Lett. B **679**, 100 (2009) [arXiv:0906.5160 [hep-ex]].
- [81] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], Phys. Lett. B **682**, 345 (2010) [arXiv:0907.2596 [hep-ex]].
- [82] R.L. Jaffe and A. Manohar, Nucl. Phys. **B337**, 509 (1990).
- [83] X.S. Chen, X.F. Lü, W.M. Sun, F. Wang, and T. Goldman, Phys. Rev. Lett. **100**, 232002 (2008).
- [84] X.S. Chen, X.F. Lü, W.M. Sun, F. Wang, and T. Goldman, Phys. Rev. Lett. **103**, 062001 (2009).
- [85] M. Wakamatsu, Phys. Rev. **D81**, 114010 (2010).
- [86] M. Wakamatsu, Phys. Rev. **D83**, 14012 (2011).
- [87] M. Wakamatsu, Phys. Rev. **D84**, 037501 (2011).
- [88] Y.M. Cho, M.L. Ge, and P. Zhang, arXiv:1010.1080[nucl-th].
- [89] E. Leader, Phys. Rev. **D83**, 096012 (2011).
- [90] Y. Hatta, Phys. Rev. **D84**, 041701(R) (2011).
- [91] Y. Hatta, arXiv:1111.3547[hep-ph].
- [92] F. D. Aaron *et al.*, Eur. Phys. J. C **71** (2011) 1579 [arXiv:1012.4355 [hep-ex]].

- [93] J. A. M. Vermaseren, A. Vogt and S. Moch, Nucl. Phys. B **724** (2005) 3 [arXiv:hep-ph/0504242].
- [94] J. Blumlein and A. Vogt, Phys. Lett. B **386** (1996) 350 [arXiv:hep-ph/9606254].
- [95] J. Blumlein and A. Vogt, Acta Phys. Polon. B **27** (1996) 1309 [arXiv:hep-ph/9603450].
- [96] J. P. Blaizot, Nucl. Phys. A **854** (2011) 237 [arXiv:1101.0260 [hep-ph]], and references therein.
- [97] K. J. Golec-Biernat and M. Wusthoff, Phys. Rev. D **59** (1998) 014017 [arXiv:hep-ph/9807513].
- [98] K. J. Golec-Biernat, L. Motyka and A. M. Stasto, Phys. Rev. D **65** (2002) 074037 [arXiv:hep-ph/0110325].
- [99] A. M. Stasto, K. J. Golec-Biernat and J. Kwiecinski, Phys. Rev. Lett. **86**, 596 (2001) [arXiv:hep-ph/0007192].
- [100] F. Caola and S. Forte, Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 022001 [arXiv:0802.1878 [hep-ph]].
- [101] F. Caola, S. Forte and J. Rojo, Phys. Lett. B **686** (2010) 127 [arXiv:0910.3143 [hep-ph]].
- [102] J. Bartels, K. Golec-Biernat and L. Motyka, Phys. Rev. D **81** (2010) 054017 [arXiv:0911.1935 [hep-ph]].
- [103] F. D. Aaron *et al.*, Eur. Phys. J. C **71** (2011) 1578 [arXiv:1010.1476 [hep-ex]].
- [104] H. Kowalski, L. Motyka and G. Watt, Phys. Rev. D **74** (2006) 074016 [arXiv:hep-ph/0606272].
- [105] V. A. Matveev, R. M. Muradian and A. N. Tavkhelidze, Lett. Nuovo Cim. **7** (1973) 719; S. J. Brodsky and G. R. Farrar, Phys. Rev. Lett. **31**, 1153 (1973); Phys. Rev. D **11**, 1309 (1975); F. E. Close, *An Introduction to Quarks and Partons* (Academic Press, London, 1979); R. G. Roberts, *The Structure of the Nucleon* (Cambridge University Press, 1993).
- [106] J. Arrington, J. G. Rubin and W. Melnitchouk, arXiv:1110.3362 [hep-ph] and references therein.
- [107] R. Seuster *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. **D73**, 032002 (2006). [hep-ex/0506068].
- [108] “Nucleon Form Factors - A Jefferson Lab Perspective” J. Arrington, Kees de Jager, and C. F. Perdrisat, J. of Phys: Conference Series **299** (2011) 012002.
- [109] C. Alexandrou, G. Koutsou, J. W. Negele and A. Tsapalis, Phys. Rev. D **74**, 034508 (2006) [arXiv:hep-lat/0605017].
- [110] H. W. Lin, T. Blum, S. Ohta, S. Sasaki and T. Yamazaki, Phys. Rev. D **78**, 014505 (2008) [arXiv:0802.0863 [hep-lat]].
- [111] M. Gockeler, R. Horsley, D. Pleiter, P. E. L. Rakow and G. Schierholz [QCDSF Collaboration], Phys. Rev. D **71**, 114511 (2005) [arXiv:hep-ph/0410187].

- [112] R. G. Edwards *et al.* [LHPC Collaboration], Phys. Rev. Lett. **96**, 052001 (2006) [arXiv:hep-lat/0510062].
- [113] A. A. Khan *et al.*, Phys. Rev. D **74**, 094508 (2006) [arXiv:hep-lat/0603028].
- [114] T. Yamazaki *et al.* [RBC+UKQCD Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100**, 171602 (2008) [arXiv:0801.4016 [hep-lat]].
- [115] Y. Aoki *et al.*, Phys. Rev. D **82**, 014501 (2010) [arXiv:1003.3387 [hep-lat]].
- [116] Ph. Hagler *et al.* [LHPC Collaborations], Phys. Rev. D **77**, 094502 (2008) [arXiv:0705.4295 [hep-lat]].
- [117] M. Gockeler *et al.* [QCDSF and UKQCD Collaborations], PoS **LATTICE2008** (2008) 138.
- [118] D. Brommel *et al.* [QCDSF Collaboration and UKQCD Collaboration], Phys. Rev. Lett. **101**, 122001 (2008) [arXiv:0708.2249 [hep-lat]].
- [119] B. U. Musch, P. Hagler, J. W. Negele and A. Schafer, Phys. Rev. D **83**, 094507 (2011) [arXiv:1011.1213 [hep-lat]].
- [120] NMC Collaboration : P. Amaudruz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **66**, 2712 (1991).
- [121] M. Wakamatsu, Phys. Rev. **D71**, 057504 (2005).
- [122] NNPDF Collaboration : R.D. Ball *et al.* Nucl. Phys. **B838**, 136 (2010).
- [123] I. C. Cloet, W. Bentz, A. W. Thomas, Phys. Lett. **B642** (2006) 210-217. [nucl-th/0605061].
- [124] H.H. Matevosyan, A.W. Thomas, W. Bentz: Monte-Carlo Simulations of Hadronic Fragmentation Functions using NJL-Jet Model. Phys. Rev. **D 83**, 114010 (2011).
- [125] A. Airapetian *et al.*: Multidimensional Study of Hadronization in Nuclei. Eur. Phys. J. **A 47**, 113 (2011).
- [126] W.K. Brooks, H. Hakobyan: Experimental Studies of Hadronization and Parton Propagation in Space-Time Domain. Nucl. Phys. **A 830**, 361c (2009).
- [127] (Some reference for the Electron-Ion Collider project at JLab.)
- [128] A. Airapetian *et al.*: Transverse Momentum Broadening of Hadrons produced in Semi-inclusive Deep-inelastic Scattering on Nuclei. Phys. Lett. **B 684**, 114 (2010).
- [129] J. M. Maldacena, Adv. Theor. Math. Phys. **2**, 231 (1998) [Int. J. Theor. Phys. **38**, 1113 (1999)] [hep-th/9711200].
- [130] J. Polchinski and M. J. Strassler, JHEP **0305**, 012 (2003) [hep-th/0209211].
- [131] Y. Hatta, E. Iancu and A. H. Mueller, duality: The Saturation line,” JHEP **0801**, 026 (2008) [arXiv:0710.2148 [hep-th]].

- [132] Y. Hatta, T. Ueda and B. -W. Xiao, JHEP **0908**, 007 (2009) [arXiv:0905.2493 [hep-ph]].

2.7 核物理的手法による基礎物理

Fundamental Physics

北口雅暁	KITAGUCHI Masaaki	代表、京都大学・原子炉実験所
小川泉	OGAWA Izumi	副代表、福井大学・理学研究科
堀正樹	HORI Masaki	Max Planck Institute
三部勉	MIBE Tsutomu	高エネルギー加速器研究機構・ 素粒子原子核研究所
山中長閑	YAMANAKA Nodoka	大阪大学・理学研究科
吉見彰洋	YOSHIMI Akihiro	岡山大学・極限量子研究コア
岸本忠史	KISHIMOTO Tadafumi	世話人、大阪大学・核物理研究センター

2.7.1 序

現代物理学は、自然の基本的な相互作用とはどのようなものか、という問いに答えようと発展してきた。20 世紀物理学の一つの完成形「素粒子標準理論」は Weinberg-Salam 理論と量子色力学の組み合わせによって様々な素粒子反応を説明することに成功した。しかし現在において「標準理論」は、基本的な 4 つの相互作用のエネルギーが大きく異なり統一されていないこと、基本的対称性の破れの起源を説明しないこと、また多くのパラメータを必要とするなど、満足いく理論ではないと考えられるようになった。更にニュートリノに質量があることがわかるなど、標準理論を破る実験結果も報告されている。「素粒子標準理論を超える物理とは何か？」は 21 世紀物理学の最も重要な課題の一つである。

宇宙論的にも、現在の物質優勢の宇宙はいかにして形成・進化してきたか、という疑問に対して、基本的対称性の破れやダークマターの理解が与える影響は大きい。つまりここで言う基礎物理研究の成果は、核物理のみならず素粒子物理、宇宙物理に対して極めて大きなインパクトを持ちうる。ひいては素粒子標準理論を超える物理として提唱されている超対称性理論や余剰次元モデルなどの検証に大きな影響を与える。

そしてこの基礎物理を研究するのに原子核物理は強力な手段である。中でも

1. CPT 対称性はどこまで厳密に保たれているか？
2. CP の破れの起源は何か？基本相互作用の時間反転対称性は破れているのか？
3. レプトンフレーバーは破れているのか？大きな荷電レプトン混合は存在するのか？
4. 粒子数は破れているのか？ニュートリノはマヨラナ粒子か？その質量は？
5. 暗黒物質 (Dark Matter; DM) の正体は何か？

といったテーマは核物理的手法が発展に大きく貢献しうる (図 2.7.1)。巨大加速器を用いて高エネルギー反応を直接観測する「高エネルギーフロンティア」に対し、核物理的手法による基礎物理実験は対称性の破れや高次ループで現れる微小な効果を高統計実験や精密測定によって調べる「インテンシティ・精密測定フロンティア」にあたる。高エネルギーフロンティアが巨大化・長期化する中、精密測定による早期の成果が世界的にも期待されている。例えば、強い相互作用

(QCD) における CP の破れが不自然なまでに小さい事が知られており (Strong CP 問題)、これは様々な超対称性模型に厳しい制限を与えている。これは過去 60 年間、小規模な実験が中性子 EDM を $3 \times 10^{-26} e \text{ cm}$ にも及ぶ感度で探索した結果、解明された事実である。この問題を解決する一つの理論的シナリオとして Peccei-Quinn 機構が提唱されており、その自発的対称性の破れによって現れる

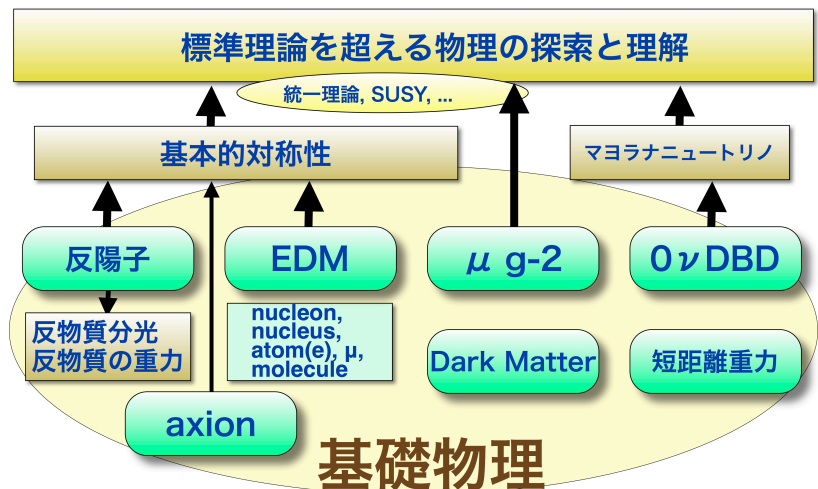


図 2.7.1 : 基礎物理の目標と、それに至る各種実験

axion 粒子は、暗黒物質の候補の一つにもなっているなど、多くの物理に関係している。

現在日本のグループは、(1)反陽子の精密分光による CPT 対称性検証実験、(2)各種粒子の EDM 測定による時間反転対称性検証・標準理論を超える物理の探索、(3)ミューオン異常磁気能率・ミューオンウム微細構造分裂の精密測定による標準理論の検証と標準理論を超える物理の

探索、(4)ニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊 ($0\nu\text{DBD}$) 探索によるマヨラナ性検証とニュートリノ質量測定実験、(5)DM 探索実験、などを主導して推進している。今後高エネルギー物理や宇宙物理分野の研究者とも連携して推進して行くことが重要である(図 2.7.2)。

基礎物理・精密測定の実験は、理論の予言による目標精度があるとはいえ、どのエネルギースケールにどのような形で新物理が現れるかは原理的には分からない。実際に新しい発見があるまで測定感度を向上し続ける必要がある。高エネルギー実験や宇宙観測とは互いに制限を与え合う関係にあり、いずれかの実験で制限が更新されたとしてもさらにその先の精度を狙う意義は薄れない。広いエネルギースケールを様々な手法で探索し、いざ発見の際にはそれに注力する、という戦略でなければならない。真に新しい発見に至るには複数の実験が必要であり、一つの実験で「新しい発見」がなされた後も複数の実験が互いにその無矛盾性を検証する重要性は変わらない。

この章では前述した 5 つの実験テーマに分けて、その現状と展望をそれぞれまとめる。

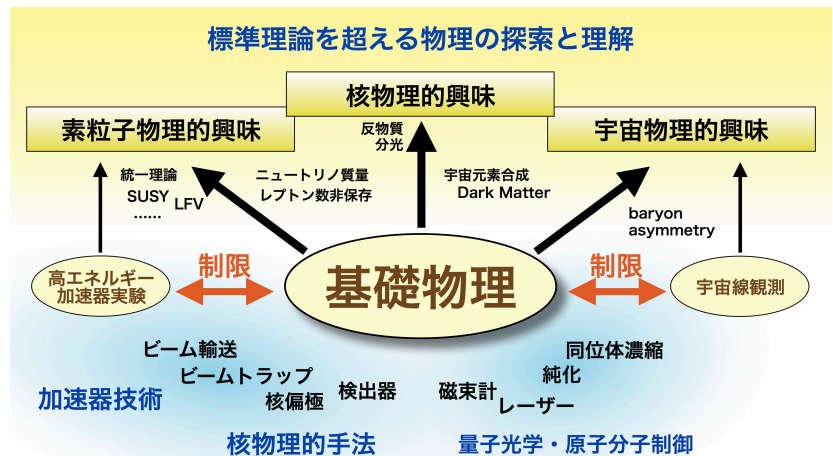


図 2.7.2：基礎物理における核物理の役割

2.7.2 反陽子の精密分光による CPT 対称性検証実験

2.7.2.1 概要

低速反陽子分野の主要な研究テーマは、1. 反水素原子のレーザーまたはマイクロ波高精度分光、2. 反水素原子の重力加速度の測定、3. 反陽子ヘリウム原子（反陽子と電子とヘリウム原子核から構成される特異原子）の高精度レーザー分光である。これらは、物質と反物質の質量、電荷、あるいは磁気モーメントを高い精度で比較することによって、CPT 定理を検証するという目的をもっている。これらの実験によって標準理論を超えるような現象が発見されれば、反陽子はそのプローブとしてより重要性を増す。また、QED の三体問題についての新たな知見、原子核と反陽子の散乱断面積などの原子核物理の興味、反物質で構成された非中性プラズマの研究など、様々な分野に通ずる幅広いテーマを持っている。

2.7.2.2 現状

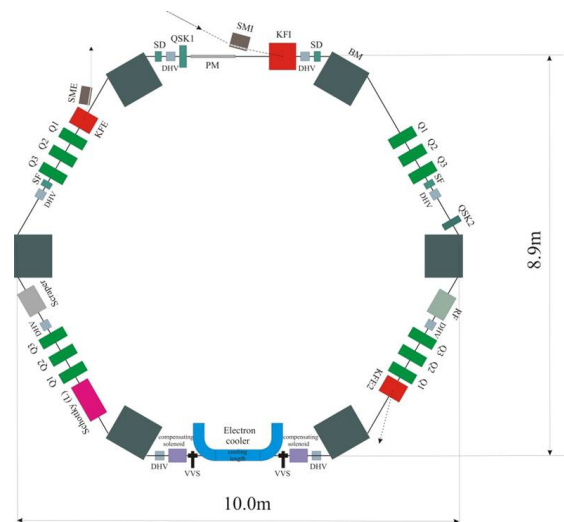
反陽子の実験は技術的には様々な困難があり、その捕獲や冷却について 25 年の間基礎的な実験が繰り返されている。近年のレーザー技術の進歩を応用することによって、反陽子を含む原子の遷移エネルギーを 10 桁以上の精度で測定することが可能になった。さらに高精度のレーザー分光を実現するために開発・研究が続けられている。

反陽子の実験は、欧州合同原子核研究機構(CERN)の反陽子減速器 Antiproton Decelerator (AD) で行われている。AD は毎分 3×10^7 個の反陽子で運動エネルギーが 5MeV のビームを供給しているが、現在 4 つの実験がこのビームを 8 時間交代で毎年数ヶ月間使っている。平均して毎分数万個の反陽子をペニングトラップで捕獲して、数百個の反水素原子を合成している。

1997 年に発足した ASACUSA 実験は、日本グループを中心として、デンマーク、イギリス、イタリア、オーストリア、ハンガリー、ドイツの研究者が 40 人ほど参加する国際コラボレーションである。日本の原子核分野の研究者による実験成果としては、反陽子ヘリウムのサブドブラー二光子レーザー分光測定によって、反陽子と電子の質量比を 1.4×10^{-9} の精度で決定した[1]。陽子と電子の質量比は、自然界で高い精度で測定できる無次元の基本的物理定数の一つである。今後、さらにレーザー装置や実験手法の高度化によって、12 桁程度まで実験精度を改善できる可能性がある。反水素原子については、究極的には $1s2s$ 二光子遷移を 14 桁以上の精度で測定することが可能である。また、カスプトラップや超伝導ポールトラップなどを用いて、 $1s$ 状態の超微細構造をマイクロ波分光で測定する実験も計画されている[2]。さらに、世界に先駆けて反陽子を高い効率で減速する四重極子減速器 RFQD も CERN と共同開発した。同じ研究施設で推進されている ALPHA と ATRAP の両実験は最近、反水素原子を磁気トラップ中で 1000 秒以上捕獲することに成功した[3]。ALPHA はさらに反水素の超微細構造をマイクロ波分光法で 3×10^{-4} の精度で測定した。反水素原子をレーザー冷却して落下させて、反物質の重力加速度を測定する実験施設も建設されている。

2.7.2.3 展望

AD 施設に新型減速リング ELENA を増設して、運動エネルギー 100keV の大強度反陽子ビームを生成する計画が CERN の 2011-2016 中期計画として承認された。これは直径 10 メートルの小型リングで、電子ビーム冷却装置を搭載している(図 2.7.3)。現在の 100 倍の反水素原子が生成できることが期待される。ELENA の建設費のうちの一部は日本グループが負担するが、とくに引き出しビームラインとビーム検出器群の開発について中心的な役割を果たす予定である。反陽子業界に対する日本のコントリビューションは高く評価されており、次期プロジェクトにおける現地での発言権も強い(執



筆者の一人は、加速器開発のコアメンバー）。

ドイツでは、反陽子を用いた原子核物理で残された最大のテーマは、チャームを含む中間子のスペクトロスコピーであると考えられている。これは GSI FAIR の PANDA 実験で追求される予定である。GSI は低速反陽子施設に必要な減速リング群（RSR, NESR, USR）を建設するかどうかという判断を第二期以降（2020 年以降着工予定、財源は未定）まで大幅に延期したので、当分は反陽子を用いた実験は CERN の AD-ELENA で続ける予定である。

ASACUSA 実験は、国内の大学の研究者を中心に、年間合計数千万円～1 億円程度の科研費で運営してきた（装置の建設費、現地の消耗品代、2～3 人のポスドクの給料、学生の滞在費込み）。今後も同程度の予算で実験を続けたいと考えているが、特にポスドクの給料と次世代の研究者のポストの確保は重大な問題だとグループは認識している。このように外国の施設で行われる国際共同プロジェクトを競争資金に頼って推進する場合、日本国内の原子核、素粒子、原子物理、レーザーなどの幅広い分野の理解が不可欠である。引き続き原子核物理として強く推進することが重要である。

2.7.3 各種粒子の EDM 測定による時間反転対称性検証・標準理論を超える物理の探索

2.7.3.1 概要

CP 対称性の破れの起源・機構の解明は、現代物理学の本質的な理解において重要なテーマである。基本的粒子の電気双極子モーメント（EDM）の存在は、即座に時間反転対称性を破る。CPT 定理を仮定すれば、CP が破れているので T も破れていなければならないが、様々な実験にもかかわらず EDM は未だ測定されていない。EDM の探索・測定は T の破れの機構、すなわち CP の破れの機構解明に重要な役割を持っている。また EDM の探索・測定は、現在の素粒子標準理論を超える物理の探索とその機構解明にとって強力なプローブとなる。標準理論では EDM は高次ループを経なければならないため現状の技術では測定できないほど小さい。一方 SUSY や multi-Higgsなどを仮定すると大きな EDM を自然な形で導出できる。

現在、EDM は中性子、原子核、電子、ミュオン、原子など、様々な系において調べられており、それぞれは複雑に基本スケールにおける P および CP 対称性の破れに依存している[4]。中性子や原子核の EDM はクォークの EDM やクォーク多体間の P, CP 対称性を破る相互作用をはじめとした多くのクォークに関連する（ハドロンセクターの）P, CP 対称性の破れの機構に感度がある。

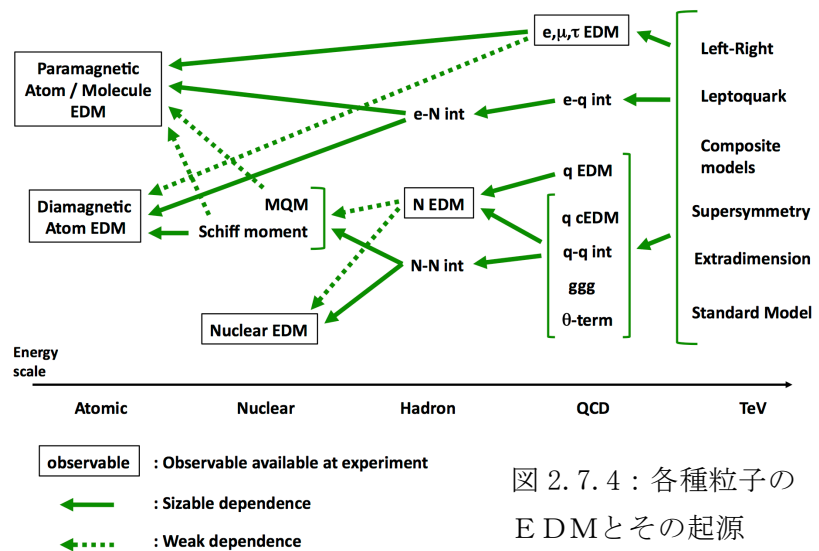


図 2.7.4：各種粒子の EDM とその起源

レプトンにおける CP 対称性の破れは電子やミューオンの EDM の直接測定から情報を得ることが可能である。また、ハドロンとレプトンの複合系である原子の EDM の測定も重要である。原子は常磁性原子と反強磁性原子に分類することが出来、常磁性原子(Tl, Fr など)は電子の EDM に特に感度がある。反磁性原子(Hg, Xe, Ra など)はハドロンセクターの CP 対称性の破れに対する感度が高い。また、両者ともに P および CP を破る電子-クォーク相互作用に感度があり、これは原子の EDM の特徴である。以上のようにそれぞれの系の EDM は基本スケールの P、CP 対称性の破れに対して固有の依存性を持っている (図 2.7.4)。標準模型を超えた物理の候補は基本スケールにおいてそれぞれ異なった P、CP 対称性の破れを与えるので、上述の系どれか一つの EDM を測定すればよいというものではなく、**多くの系の EDM を測定することが基本スケールの CP 対称性の破れの解明において極めて重要である**ことがわかる。日本国内にはこれら全ての研究グループが存在する非常に充実した状況にある。ここでは特に 1. 中性子 EDM と 2. 原子 EDM について述べる。上述したがレプトンセクターの CP の破れを直接測定するミューオン EDM はこれらと相補的な関係にあるが、次章で g-2 実験などとともに詳しく述べる。

2.7.3.2 現状

2.7.3.2.1. 中性子 EDM

中性子の EDM は、フランス・ILL の原子炉中性子を用いた実験による $2.9 \times 10^{-26} \text{e cm}$ が現在の上限である[5]。この測定には運動エネルギーの極端に小さい超冷中性子 (UCN) が用いられた。UCN は物質の実効ポテンシャルによって容器内に閉じ込め、蓄積することができる。そこに電場と磁場を印加し、磁場によるスピン歳差回転の、電場の向きによる変化を測定する。現在の測定では、印可した磁場の不確かさが最も大きな系統誤差の要因になっている。磁場に不均一があるとスピン歳差回転が変化し、見かけの EDM が現れてしまう。磁場の一様性を高めるためその領域を小さくする。一方、容器を小さくすることで統計を減少させないためには、容器に蓄積する UCN の個数を保つ必要がある。つまり UCN の空間密度が重要であり、現状の 10UCN/cc から 1000UCN/cc を一つの目標とした密度向上のために、新しい UCN 源の開発が世界的に進められている。

スイス・PSI では大強度サイクロトロンからの陽子ビームを専用ターゲットに入射し核破砕によって中性子を発生させ、固体重水素の非弾性散乱によって UCN に変換する[6]。一方、阪大 RCNP と KEK のグループは超流動ヘリウムによる非弾性散乱を用いた高密度 UCN 源を計画している[7]。既に RCNP サイクロトロンの陽子ビームを用いて発生させた中性子を超流動ヘリウムを用いて UCN に変換し、容器に蓄積して歳差回転を観測することに成功している。超流動ヘリウム内では UCN 寿命が長いので連続して中性子を供給し続け UCN 密度を上げることができる。同グループはカナダ・TRIUMF に前述の装置を建設しようと計画をしている。また原理的には超流動ヘリウム内でスピン歳差回転・測定まで行うのが効率が良い。アメリカ・SNS では超流動ヘリウムで満たされた EDM 測定容器を計画している。ここでは偏極ヘリウム 3 も同時に入れ、中性子のスピン偏極と偏極解析も容器内で行うことで中性子のロスをなくす[8]。一方 KEK、京大を中心としたグループは、J-PARC の大強度ビームによる UCN 生成と EDM 測定を計画している。J-PARC の大強度陽子ビームは瞬間強度が強く、直接 UCN を生成した時点では非常に高い密度を達成している。一般的

に UCN は発生位置からガスのように拡散し蓄積容器に到達するものを用いるだけだったが、同グループは高性能中性子光学デバイスを用いて UCN を高効率で輸送し EDM 測定容器内の UCN 密度を向上させることを計画している[9]。

系統誤差のもう一つの大きな要因である磁場の一様性・測定精度に関しては、原子 EDM 実験と共通しており、共同して高精度の磁束計の開発が進められている。

2.7.3.2.2. 原子 EDM

トラップされた原子は長時間電磁場と相互作用させることができ、EDM 測定に適している。この場合原子の種類によって、主に原子核の EDM を増幅する反磁性原子を用いた実験と、電子の EDM に感度の高い常磁性原子を用いた実験がある。両者ともに P および CP を破る電子-クォーク相互作用に感度がある。

反磁性原子を用いた原子 EDM 実験は、Princeton 大・Washington 大のグループの ^{199}Hg を用いた実験による $3.1 \times 10^{-29} \text{ e cm}$ が現在の上限である[10]。実験手法としては原子のガスをセルに封入しレーザーポンピングによりスピン偏極させ、電磁場中でのスピン歳差位相をプローブレザー等によって解析する。中性子と違い安定なので長時間連続観測が可能であり、セル内に高密度の原子 ($10^{14} \sim 10^{18} / \text{cm}^3$) を封入することができる。長時間観測の特徴を生かせる原子系としては核スピン 1/2 の ^{129}Xe と ^{199}Hg があり、これらは上記の比較的高い原子密度において数百秒以上のスピンコヒーレンス時間を達成できる。そのため EDM 測定に必要なスピン歳差周波数の高感度測定を行うことが可能になる。

Michigan 大学のグループは ^{129}Xe の核スピンメーザー実験を行い、 $4.0 \times 10^{-27} \text{ e cm}$ の上限値を報告している[11]。また、Princeton 大のグループは高精度 EDM 探索に向けて、液体状態での偏極 ^{129}Xe のスピン歳差測定実験を現在行っている[12]。一方国内では磁場変動による系統誤差の抑制を目指し、東工大・理研のグループが ^{129}Xe 低周波核スピンメーザーの開発を行ってきた[13]。現在 45,000s 間の連続メーザー発振において、5 nHz のスピン歳差周波数決定精度を実現していて、これは ^{129}Xe 原子 EDM に対する感度としては $5.0 \times 10^{-28} \text{ e cm}$ である (印可電場強度 $E=10 \text{ kV/cm}$ を仮定) (図 2.7.5)。未だどの系においても有限の値の EDM は測定にかかってはいないが、 ^{199}Hg の 10^{-29} e cm という極めて小さい上限値からは、単純な SUSY 模型における CP 非保存位相に既に厳しい制限を付けているという指摘がある。

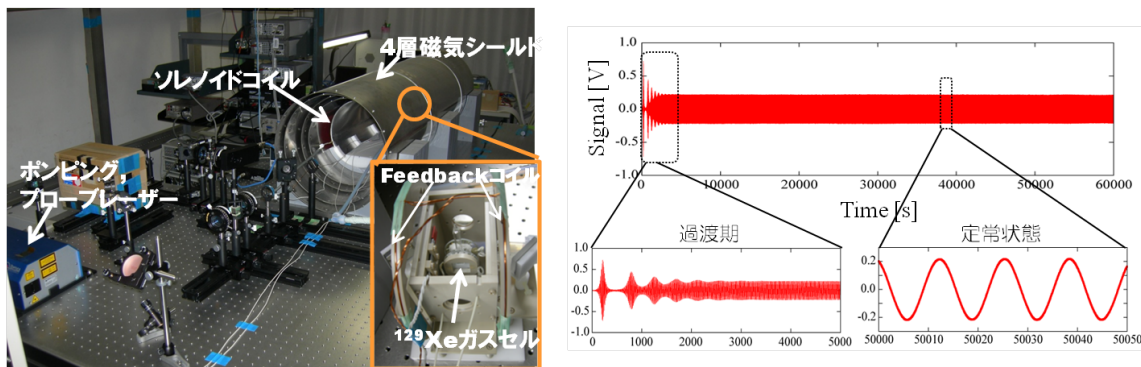


図 2.7.5: 左: 東工大グループで行われている ^{129}Xe 原子 EDM 探索を目指した核スピンメーザー装置。右: 観測されているスピンメーザー発振信号。

常磁性原子による電子 EDM 実験は、セル中に閉じ込めた Cs 等の安定原子や、Tl 等の原子線を用いて進められてきた[14]。しかし測定領域の電場・磁場の非一様性から EDM の探索精度は 10^{-28}e cm の限界を超えることは困難な状況となっている。標準模型を超える様々な理論の枠組みが予想する 10^{-29}e cm から標準模型が予想する $\sim 10^{-40} \text{e cm}$ までの未探索領域に CP 非保存の起源に関わる多くの情報があると予想されており、この測定感度を超えるために、測定精度を決める各要素であるスピン偏極保持時間、電子 EDM の増幅度、印加電場強度等をさらに大きくするための工夫が検討されている。電場・磁場の非一様性から生じる系統誤差を抑え、長いスピン-電場相互作用時間・スピン偏極保持時間を実現するため、レーザーを用いた冷却・トラップ技術を駆使した局在捕捉原子による EDM 探索が Cs 原子を中心に米国、また国内では Fr 原子 EDM 探索実験のプロジェクトが東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセンターを中心に進められている（詳しくは後述）。またここ最近では極性分子内で大きく増幅された内部電場を利用することで EDM 測定感度を格段に高める実験が進んでおり、様々な極性分子生成による電子 EDM 探索が検討されている。特に 2011 年に英国のグループによって発表された YbF 分子を用いた EDM 測定ではこれまでの電子 EDM の上限値を更新し ($|d_e| < 10.5 \times 10^{-28} \text{e cm}$) [15]、注目を集めている。

2.7.3.3 展望

2.7.3.3.1. 中性子 EDM

上述したように、UCN 密度の向上が鍵であり、5 年を目標に高密度 UCN 源の開発が計画されている。阪大 RCNP と KEK のグループが、超流動ヘリウムを用いた UCN 源を 2015 年にカナダ・TRIUMF に設置する計画を進めている。TRIUMF の大強度ビームと、超流動ヘリウムによるロスのない UCN 変換により、高密度 UCN を達成する。UCN 変換部から取出しまでを超流動ヘリウムで満たすことで UCN のロスを抑える。そのため大きな系全体を安定して冷却させる必要があり、開発が続いている。国内では KEK と京大を中心としたグループが J-PARC LINAC 直下に専用 UCN 発生施設を建設する計画を J-PARC に正式に提案した (J-PARC PAC P33)。こちらは固体重水素による UCN 変換を用いる。J-PARC のパルス瞬間強度の強い陽子ビームから UCN を発生させ、ロスする前に固体重水素から取り出し、輸送する。輸送にはパルス状の中性子の速度を制御し、拡散する UCN を測定装置位置で空間的に再集束させる (図 2.7.6)。このような高性能中性子光学デバイスの開発に関して日本は世界をリードしており、現在 R&D と設計が進められている。

中性子 EDM 実験は UCN 源が加速器に依存している以上、比較的大型にならざるを得ない。ビームラインの設計や大強度ビームを受け入れるターゲット、コンバーターの開発など、継続的な開発研究が必要である。またコン

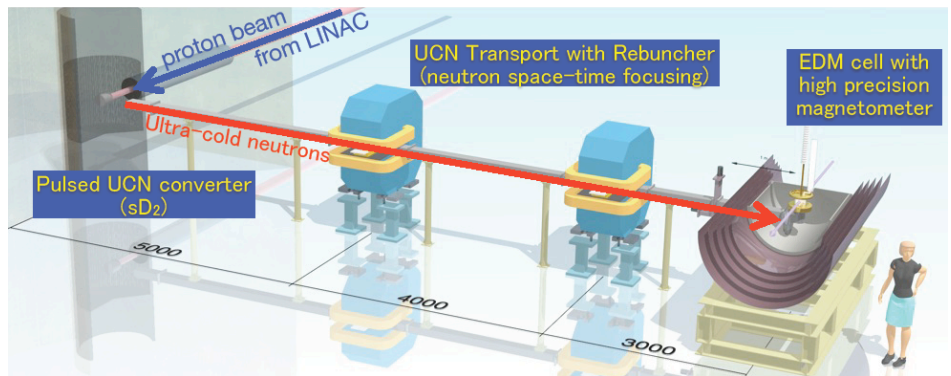


図 2.7.6 : J-PARC UCN 源と EDM 測定装置の配置

バーターの冷却系や中性子輸送系の表面、蓄積容器の表面の物性、高精度磁場測定など、物性物理を含む様々な領域の技術を組み合わせる必要がある。特に磁束計開発においては、後述する原子を用いた EDM 測定のグループとも連携して研究を進めることが重要である。10 年後までには新しい UCN 源とその他要素技術の組み合わせ・最適化が行われ、 10^{-27} e cm の精度に到達するだろう。さらにその先 10^{-28} e cm の精度に至るには、加速器の大強度化だけでなく、系統誤差のさらなる低減のために輸送や蓄積の際の中性子の挙動を高度に制御する必要がある。これら複合技術としての中性子研究組織を今後 20 年間にわたって育成・継続する必要があるだろう。

2.7.3.3.2. 原子 EDM

原子核内の P, T を破る効果を見ることができる反磁性原子の中で、精密測定が期待できる電子スピンのゼロで核スピンの $1/2$ の系に限ると、これからも対象原子はまずは ^{129}Xe と ^{199}Hg であると思われる (^3He は reference 原子として用いられる)。単純なモデルでは Z の大きな ^{199}Hg の方が大きな原子 EDM が期待できるが、現在でも核構造の違い等を反映したより信

頼度の高い理論計算の研究が行われている。これらの原子系での EDM 測定においては磁場変動による系統誤差をいかに抑制するかが重

要である。 ^{199}Hg 、 ^{129}Xe 実験ともに歳差周波数変動に関する調査研究、磁場変動を抑制する新たな手法・装置の開発が現在行われている。現状では多くの分離された 1 回数百秒程度の測定を積算した全データから、結果的に 0.1 pG 以下の磁場変動に抑えている (^{199}Hg 実験) と結論付けているが、今後は常に 0.1 pG 以下に抑えながら測定を続けられる実験手法の確立が重要だと考えられる。そのため、原子スピンを利用した高感度磁力計の開発、また磁力計を EDM 測定セル内でオペレートする comagnetometer の研究がより重要になってくる。その他磁気遮蔽の改善、レーザーの高度安定化、スピン緩和抑制のための表面物理研究も必要である。特にスピン緩和抑制の研究は EDM 感度、磁力計の感度に直接関わる点であり、重要な研究開発事項である。今後 10 年間は上記開発研究が行われ、 10^{-30} e cm 台の EDM 測定感度の実現が期待できる。これによって有限の EDM の測定が現実的になり、たとえ上限値しか決まらないとしても、SUSY 模型等における CP 非保存位相への厳しい制限から標準模型を超える物理に対する理解が深まることは間違いない。また観測される原子 EDM と核子間 P, T-odd 相互作用または核子 EDM を結びつける理論的研究もより近代的な計算手法により発展することが期待できる。上記反磁性原子 EDM の実験研究は大型施設を必要としないが、原子分子物理から素粒子物理に渡る異分野間の横断が必要であり、高精度測定が要求されるため、長年の技術の蓄積、熟練した実験者、コンスタントな予算獲得は必要である。

一方、重い不安定元素では Ra や Rn などのように、対称性の破れが 2-3 桁ほど増幅されて大きな原子 EDM が期待される原子系も存在する。これらはアメリカ・Argonne (^{225}Ra)、カナダ・

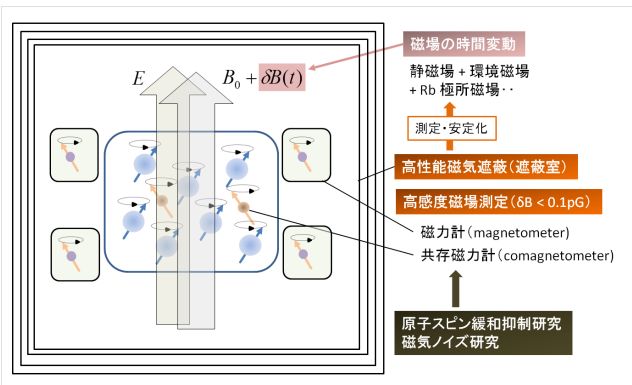


図 2.7.7：反磁性原子 EDM 実験で今後必要になる要素。

TRIUMF (^{223}Rn) にて計画されていて、最終的には 10^{-28}e cm 台の原子 EDM が目標であり、CP 非保存パラメータへの感度において Xe, Hg の実験と同等レベルに達すると予想される。特に ^{225}Ra は核スピンの $1/2$ で、寿命も 15 日と長いことから期待がもてる。またもうひとつの方向として、蓄積リングにおける荷電粒子系の EDM 測定も計画案が検討されており（アメリカ・BNL における陽子、重陽子 EDM 実験等）、これから多くの R&D が必要ではあるが、この系では軌道電子による遮蔽が無く電場と EDM の相互作用を直接見ることができることから、将来の展開が期待される。今後 10 年は現在提唱されている装置の改良・新たな実験手法・系統誤差抑制のための R&D、および EDM 実験、が上記の色々な系について行われ、安定核については系統的に測定上限値が下がっていき、不安定核・イオン系については実験データが得られ始めることが期待される。

常磁性原子を用いた実験に関しては、電子 EDM の増幅度が極めて高くなる重い放射性元素を EDM 探索対象にすることが考えられる。国内には多くの特徴をもった中小規模加速器施設が存在し、様々な放射性元素を大強度で生成する可能性を秘めている。東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセンター (CYRIC) では、原子量最大のアルカリ原子である放射性元素 ^{210}Fr を生成し、オンラインで引き出してレーザー冷却・トラップすることでレーザー冷却不安定原子に対する EDM 探索を進めている。Fr は大強度重イオン源からの ^{18}O ビームと ^{197}Au 標的による融合反応により生成し、高強度レーザーにより生成 Fr の冷却・トラップ、光格子中への蓄積を行って EDM を測定する。CYRIC で保有するビーム回転電磁石 (Swinger 磁石) を活用し、一次ビームを上方から標的に照射することで、ターゲットを融点以上に維持したまま液体の状態で Fr を生成・引き出すという特徴ある方法を確立し、カナダ・TRIUMF、イタリア・LNL 等の加速器施設と同程度の Fr 生成量 $\sim 10^6\text{Fr}^+/\text{s}$ を実現している。さらに一次ビーム強度を増強することで、 $\sim 10^7\text{Fr}^+/\text{s}$ の収量を得る予定である。これは、世界最高強度を誇る CERN・ISOLDE の $10^8\sim 10^9\text{Fr}^+/\text{s}$ には及ばないものの、ISOLDE では原子核構造研究の実験プログラムが極めて多いことから、長期のビームライン占有を必要とする基本対称性・相互作用の実験を行うことは、現状では非常に厳しい状況であり、CYRIC は専用ビームラインを備えた大強度 Fr 源を有する国際的な基礎物理研究拠点となり得る状況である。なお、TRIUMF、LNL では年間ビームタイムの兼ね合いから、長期の実験が必要な EDM を視野からはずし、核子間における弱い相互作用の伝播機構を探るためのアナポールモーメント測定等、比較的短期間での実験を視野において研究を進めており、相補的に研究協力体制を整えている。

冷却不安定原子 (Fr) による基礎物理研究は、5 年程度の短期的には光格子中にトラップした冷却 Fr 原子による電子 EDM 探索を推進し、10 年程度の中期計画としては、レーザー冷却トラップ Fr 原子数を格段に増強することで、①Fr のボーズ・アインシュタイン凝縮状態の実現による更なる高精度 EDM 探索の遂行、および、②フェッシュバッハ共鳴による原子間力制御を用いた Fr-Sr 極性分子生成による超高感度 EDM 探索の 2 つを推進する。これらの系統的な研究により、レプトンセクターにおける CP の破れに関して理解を深める。さらに長期的視野においては、サイクロトロンから供給される一次ビームの強度・種類を増強し、生成・冷却・トラップする不安定原子・放射性元素の種類を拡充することで、電子とともに原子核の EDM 増幅度の大きい元素に対して EDM の測定を行う。

20 年後には、原子核、電子双方の研究が進み、原子 EDM の起源の詳細（核子間 P, T-odd ポテンシャル、核子 EDM、電子-核子 P, T-odd ポテンシャルが各々どのように原子系に現れるかを定量的に）について研究することが可能になると思われる。また、高エネルギー物理実験における新粒子データ、暗黒物質・エネルギーに関する研究データと突き合わせて、統合的な物理法則・宇宙の理解を深めることができる。

2.7.4 ミューオン異常磁気能率・ミューオン EDM・ミューオニウム微細構造分裂の精密測定による標準理論の検証と標準理論を超える物理の探索

2.7.4.1 概要

ミューオンを用いた精密測定の研究テーマは、標準模型から極めて高精度で予測することができる基礎定数を精密測定することによる、物質の起源・時空の対称性の解明である。

ミューオンの異常磁気能率 ($g-2$)、EDM および荷電レプトン数非保存過程はいずれも双極子能率として表現され、量子ループの効果として多様な物理過程が現れる物理量である。超対称性粒子などの未知の粒子・相互作用が量子ループとして顕著に現れることが予想されている。

$g-2$ はすべての相互作用の量子ループ効果が包含されるため、従来 QED や電弱相互作用の精密検証のベンチマークとして用いられてきた。近年は、実験精度および標準理論の計算精度が向上し、すでに未知の粒子・相互作用に感度を持つレベルに達している。

荷電レプトン数非保存過程は標準模型では禁止されているため、クリーンな環境で未知の粒子・相互作用を探索することができる。この過程は $g-2$ に比して、荷電レプトン数を変化させる過程を含むため、 $g-2$ の測定と合わせてフレーバー構造に関する知見を得ることができる。

また、ミューオンが EDM を有すると、レプトンセクターにおいて CP 非対称が存在することを直接示すことができる。ミューオンの EDM はレプトンセクターの CP の破れを直接探索できるという点で、原子核やハドロンをプローブとした EDM や CP 非保存現象の測定に比べて相補的である。 $0\nu\text{DBD}$ 探索でレプトン数の非保存が発見されると、レプトンセクターでの CP 非保存は、レプトジェネシスシナリオにおける宇宙の物質・反物質の非対称を解明する手掛かりになる。

2.7.4.2 現状

米国ブルックヘブン国立研究所で行われた E821 実験では直径 14m のミューオン蓄積リングを用いてミューオン $g-2$ を世界最高精度 (0.54ppm) で測定することに成功し、 $g-2$ が標準模型の予想から 3.4σ 大きいと報告された[16]。このズレを自然に説明できる理論として超対称性理論が有力である。この結果は標準模型のほころびを示唆し得るものであるにもかかわらず、追試した実験はまだなく、独立な実験による検証が望まれている。同様にミューオニウム微細構造分裂 (HFS) も標準模型から精度良く予想することができる。HFS の実験精度は超対称性粒子などの効果が表れるところまで至っていないが、標準模型の予測値を $g-2$ と独立に検証できる物理量として重要である。

E821 実験の結果を契機に $g-2$ の標準模型による理論計算の精度が年々上がってきている。 $g-2$

の計算において、光子がハドロンと結合する項の不定性は実験データの精度によって決まっているが、近年アメリカ・SLAC やイタリア・INFN・DAΦNE などの高ルミノシティ陽子・陽電子衝突実験によってこの不定性を減らす試みがなされてきた。今後は新しい B ファクトリー（日、伊）や低エネルギー陽子・陽電子衝突実験（ロシア・VEPP2000、中国・BES-III）でさらに精度の高いデータが得られると予想される。また、量子電磁気学（QED）の高次の補正項についても年々継続して計算結果が発表されている。

また近年はスイス・PSI において荷電レプトン数の非保存過程 $\mu \rightarrow e \gamma$ 崩壊の探索実験 (MEG 実験) が進んでいる。MEG 実験は、すでに前人未踏の感度に達しており、荷電レプトン数の非保存過程がいつ発見されてもおかしくない状況にある。これに合わせて相補的な物理量であるミュオン $g-2$ や EDM の測定精度を向上させることで、より効率的に研究が展開できると考えられている。次世代の荷電レプトン数の非保存過程の探索実験として、原子核を用いたミュオン電子変換過程の探索実験 COMET、DEEME（大阪大学・KEK）や $\mu e 2e$ （アメリカ・FNAL）などが計画されている。

2.7.4.3 展望

前セクションで述べたミュオン基礎物理を巡る新たな動向を受け、米国ではブルックヘブン国立研究所にあるミュオン蓄積リングをフェルミ国立研究所に移動し、E821 実験と同じ手法を踏襲することで $g-2$ を 0.14ppm の精度で測定する計画が提案されている (FNAL $g-2$ 実験) [17]。EDM も同時に探索することができ、その測定感度は E821 実験の 100 倍に向上する見込みである。

一方、日本では J-PARC の物質生命科学実験施設のミュオン実験装置が稼働を始め、世界最大強度のパルスミュオンビームが供給されている。

KEK・理化学研究所などを中心として、J-PARC において、E821 実験や FNAL $g-2$ 実験とは全く異なる手法を用いてミュオン $g-2$ ・EDM の精密測定を行う計画が進行している（図 2.7.8）。数～5 年間の間に新しいビームラインおよび実験装置の準備・建設を行い、約 1 年間 (10^7 秒) の測定で $g-2$ のズレの検証、および EDM の探索を行う計画である。

J-PARC ではレーザー共鳴解離法によって超冷ミュオンビームを生成し、直径 66cm の超精密磁場中に蓄積、シリコン飛跡検出器で崩壊を捉えることにより、ミュオン $g-2$ を 0.1ppm の精度で測定する。一様磁場中で歳差運動するミュオンは、運動方向に対するスピン歳差運動の周期が $g-2$ と磁場に比例することが知られている。スピン偏極したミュオンは崩壊時にそのスピンに沿って高いエネルギーを持つ陽電子を放出するので、高いエネルギーの陽電子の時間分布を測定し、かつ磁場を精密に制御することにより $g-2$ を測定することができる。

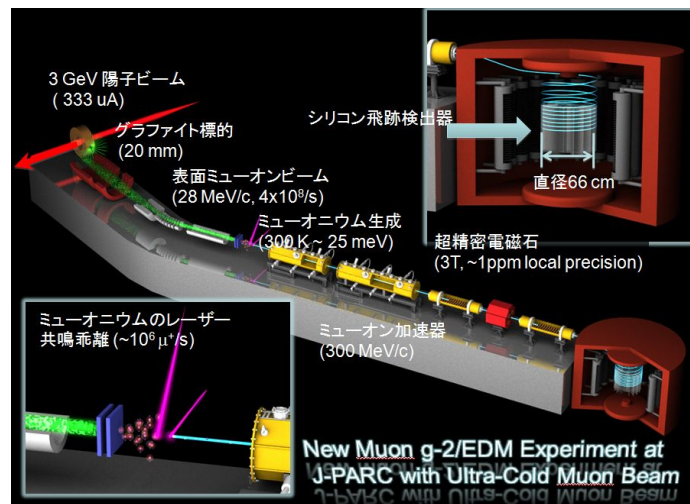


図 2.7.8: J-PARC ミュオン異常磁気能率の精密測定・EDM の探索

また、ミューオンのスピンは EDM によっても回転し得るが、その回転軸は $g-2$ とは直行しているため、 $g-2$ 歳差運動との分離が可能であり、実験では崩壊の上下非対称を測定することにより探索できる。今後は F_r を用いた電子 EDM の測定などと連携することで、レプトンセクターの CP の破れに関する研究が前進することが予想される。

ミューオン $g-2$ /EDM 精密測定実験は、平成 21 年 12 月に実験提案書[18]、平成 23 年 12 月には実験概念設計報告書が J-PARC 原子核素粒子共同利用実験審査委員会へ提出され、現在採択審議が行われている。

同じく J-PARC においてミューオニウムの HFS を精密測定する実験計画が進行中である。この測定ではミューオニウムを精密磁場中で生成させ、RF を用いて HFS の遷移を誘導し、スピン共鳴による崩壊角度分布の変化を測る。J-PARC の大強度表面ミューオンビームラインを用いると、ロスアラモス国立研究所で行われた先行実験に比して 300 倍の統計量を取得できる見込みである。 $g-2 \cdot \text{EDM}$ の測定と同じビームライン設備を共用できること、極めて精密な磁場制御技術を要すること、など $g-2 \cdot \text{EDM}$ の測定と共通する R&D 項目が多いことに加え、 $g-2$ 測定で用いる NMR 磁場測定値を校正するために必要なパラメータである μ_μ/μ_p も精密に決定できるため、 $g-2 \cdot \text{EDM}$ 測定と密接に関連している実験である。数年の間に J-PARC に新しいビームラインを建設し HFS 測定実験を開始し、段階的に $g-2 \cdot \text{EDM}$ の測定へシフトすることが検討されている。

2.7.5 $0\nu\text{DBD}$ 探索によるマヨラナ性検証とニュートリノ質量測定実験

2.7.5.1 概要

$0\nu\text{DBD}$ 実験の第一の目標は、ニュートリノがマヨラナ粒子であるか否かを検証することである。 $0\nu\text{DBD}$ が観測されれば、ニュートリノがマヨラナ粒子であることを意味し、レプトン数の非保存を示すことになる。これは、「現在の宇宙における物質・反物質の非対称性問題」を解くシナリオが、レプトジェネシスであることを強く示唆することになる。また、 $0\nu\text{DBD}$ の寿命を測定することにより、ニュートリノの質量（有効マヨラナ質量； $\langle m_\nu \rangle$ ）を与えることができる。

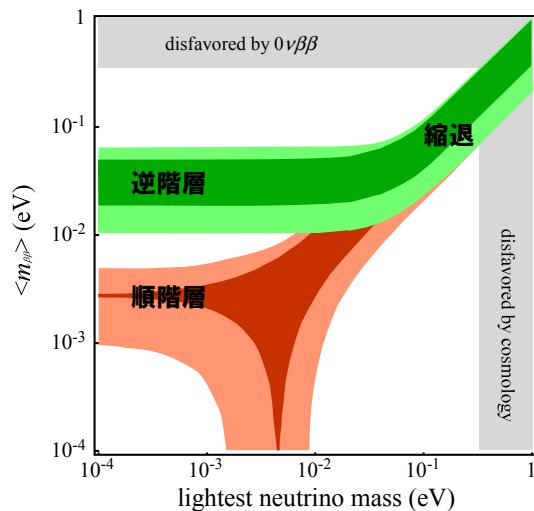


図 2.7.9：ニュートリノ質量の階層モデル。横軸は最も軽いニュートリノの質量で、縦軸はマヨラナニュートリノ質量である。ニュートリノ振動実験の結果から、色付きの領域に制限されている。緑の帯が逆階層、赤の帯が順階層、両者が重なっている部分が縮退型である。

2.7.5.2 現状

$0\nu\text{BD}$ 実験は、基本的には標的核を多数用意し、崩壊が観測されるのを待つ ($T_{1/2} \geq 10^{26}\text{yr}$)。目標感度は、 $\langle m_\nu \rangle$ を使って表すことが多いが、ニュートリノの質量の階層モデルによって次の3つになる。1) 縮退型； $\langle m_\nu \rangle \geq 100\text{meV}$ 、2) 逆階層型； $\langle m_\nu \rangle \sim 30\text{--}50\text{meV}$ 、3) 順階層型； $\langle m_\nu \rangle \leq 3\text{--}5\text{meV}$ 。現在、日本を含め世界中で $0\nu\text{BD}$ 実験が行われ、あるいは計画されている。現在稼働中、もしくは1年程度以内に稼働する予定の装置は1) が目標感度であり、数～10年後の稼働を予定する計画は、2) を目標として装置のR&Dを行っている。最終的には3) を目指す必要がある。

$0\nu\text{BD}$ を起こす可能性のある原子核は多数あるが、観測のバックグラウンド(BG)となる環境放射能の影響を避けるため、反応のQ値を考慮すると、現実的な候補核としては約10種類程度に絞られる。これら候補核とその特徴に合った実験技術とを組み合わせる計画が立案されている。一方で、観測値である寿命から $\langle m_\nu \rangle$ を求める際に使用される核行列要素に理論的な不定性があるため、実験的にも複数の原子核を標的として実験を行うことが要請される。また実験手法としては、検出器中に標的原子核を含み、検出効率は高いが、BG弁別能は低い熱量計タイプと、フォイル状にした標的原子核をトラッキング検出器で挟み込んだ、検出効率は低いがBG事象の弁別能力に優れたトラッキングタイプの2種類がある。

日本では、大阪大学の一連のELEGANT装置などによって、いくつかの標的核で $0\nu\text{BD}$ 実験が行われてきた。ここ数年程度では大阪大学CANDLES実験(^{48}Ca)と東北大学KamLAND-Zen実験(^{136}Xe)がある。この2つの実験はいずれも熱量計タイプで、岐阜県飛騨市の神岡鉱山内の地下実験室に建設が進められている。また、KEKのDCBA実験(^{150}Nd 他)が比較的大型のプロトタイプ装置(トラッキング型)を製作している他、いくつかの計画がR&Dをすすめている。また、海外の稼働中の実験(NEMO-3実験；トラッキング型)や計画(SuperNEMO実験など)に参加している研究者もいる。いずれの計画も感度向上のために、大量の標的原子核を用意し(検出器の大型化)、検出器のBGの低減を図っている。

2.7.5.3 展望

$0\nu\text{BD}$ 実験は宇宙線や環境放射線が測定 BG となる。それ故、実験装置は、宇宙線や宇宙線由来の放射能の影響を避けるべく地下実験室内に、環境放射線に対する遮蔽(鉛・銅・水など)を備えて設置する必要がある。日本で、原子核実験分野で使用されている地下実験室としては、先述の神岡地下実験室と奈良県にある大塔コスモ観測所がある。後者はアクセス性や実験室の大きさなどから、比較的小型のR&D実験などに適しており、一方で、現在の目標感度に必要な大型実験装置を設置可能な施設としては前者になる。

神岡鉱山内の地下実験室は、現在は東京大学・東北大学の2大学によって運営されており、実験所としてのインフラは十分に整っている。海外では、エレベータによる垂直アクセスが必要な地下実験室も多い中、神岡は水平アクセスが可能な点が大型装置の建設・運営に当たっては大きな利点となる。他に $0\nu\text{BD}$ 実験のような稀現象実験に関連する点を列挙すると、1)宇宙線遮蔽の指標となる深度は2,700m水深相当、2)実験室内に滞留するラドンガス対策として、抗外空気導入とラドンフリーエアの供給、3)安価で大量の遮蔽材として利用可能な十分な湧水の存在、

などがある。また、実験装置自体に含まれる放射性不純物も BG の原因となるが、材料の不純物を分析する装置などの環境も整備されつつある。

新たに大型実験装置を設置する際には、現在の実験室を再利用するか、それが手狭な場合は鉱山内に新たに実験室を掘削することも可能である。実際に暗黒物質探索実験や重力波観測実験などの利用も増えており、実験室は拡張が進んでいる。一方で、断層などの地盤の問題や湧水などの存在により、掘削可能な場所はある程度限られており、より大型の装置が必要になってくる中で、適地が減りつつあるのもまた事実である。また一般的にはより高感度の実験にはより大深度の実験室が必要になる。

海外では、欧州にいくつかの地下実験室があり、多くの成果を上げてきた。日本の研究者も参加している NEMO-3 実験はフランスの LSM (4,800m 水深相当) に設置されている。イタリアの LNGS (3,800m 水深相当) は非常に大体積の実験室を持っており、大型の実験装置の設置が可能である。またカナダには現時点で最深度の実験室を持つ SNOLab (6,000m 水深相当) がある。さらに米国や中国でこれらと同程度か、超える深さを持つ地下実験室の建設が進められている。特に中国では水平アクセスが実現されている。

ニュートリノ質量の階層構造が 3 つのうちのいずれであるかは、現時点ではわかっていないため、0 ν BD 実験は運が良ければ、ここ数年以内に縮退領域で観測ができるかもしれない。そうでない場合には、最終的には順階層領域まで探索を広げる必要がある。ここ数~10 年程度の縮退・逆階層型質量を目標感度とした実験では、神岡地下実験室を積極的に利用していくが、将来の順階層型までの高感度実験を考えると、国内での（神岡の拡張も含めた）より大深度実験室の整備か、海外の地下実験室の利用を視野に入れる必要がある。

また、最終的な順階層領域までの実験を行う上では、大量の標的原子核を用意する必要がある。これは実験装置の大型化と、同位体濃縮による。特に現在国内で行われている実験のうち、 ^{136}Xe は常温で気体であるため同位体濃縮が容易で、KamLAND-Zen 実験は現時点で濃縮されたものを使用する。一方、 ^{48}Ca と ^{150}Nd は、今のところ大量生産可能な濃縮法が見つかっていない。しかし反応の Q 値は候補原子核中で最大 ($Q(^{48}\text{Ca}) = 4.3\text{MeV}$) とそれに続く 2 番目 ($Q(^{150}\text{Nd}) = 3.3\text{MeV}$) であり、BG 低減という面では非常に大きなポテンシャルを秘めている。 ^{48}Ca の自然存在比約 0.2% というのは実験上の弱点ではあるが、見方を変えれば、同じ検出器サイズ（すなわち同一の BG レベル）で 500 倍の感度の改善の余地がある、ということであり、適切な同位体濃縮法の確立によって、感度が飛躍的に向上する可能性がある。

^{48}Ca , ^{150}Nd とともに、常温で気体の物質によく利用される遠心分離法による濃縮が行えないため、別の手法を探る必要がある。 ^{48}Ca に関しては、国内でクラウンエーテルを使用した化学的手法とレーザーを用いた光学的手法で R&D が行われており、特に前者は実験室レベルでの濃縮に成功している。後者に関しては韓国で商業レベルでの生産（1kg 程度）を行うことを計画しているようである。上記以外の手法も含めた R&D を進め、濃縮度・量などに応じて最適な手法を組み合わせることにより、大量生産手法の確立が望まれる。最終的に 10kmol の ^{48}Ca を生産する場合、原料として少なくとも 250 トンの $^{\text{nat}}\text{Ca}$ が必要になるため、工場レベルの生産設備を用意する必要がある。これらを設置可能で、かつ、濃縮度や不純物濃度の測定装置などの R&D 設備を伴った実験

施設が望まれる。

将来計画と予算について述べる。前述のように、0 ν DBD 研究では目標とするニュートリノ質量の階層モデルに応じて段階的に感度向上を図っていく。感度向上のためには標的原子核の増量と BG の低減を同時に進める必要がある。また核行列要素の不定性を考慮して複数の原子核を標的として実験を進める必要もある。これらを国内外で相互に競争・協力関係のもと、分担して行っていくことになる。

計画・予算について CANDLES 計画を例として話を進める。CANDLES 計画の次のステップとしては、数トン～10 トンクラスの $^{\text{nat}}\text{CaF}_2$ を主検出器とした装置を建設し測定を行うとともに、並行して大量生産可能な同位体濃縮（数%）法の R&D を進める。同位体濃縮法が確立すれば、 $^{48}\text{CaF}_2$ シンチレータを順次作成し、 $^{\text{nat}}\text{CaF}_2$ との入れ替えを進める。さらに R&D が進み、濃縮度が向上（10～数十%）すれば、同様に入れ替えを行っていく。

予算としては、 $^{\text{nat}}\text{CaF}_2$ シンチレータを主とした検出器の建設に 10 億円前後（ CaF_2 結晶のコストに依存する）を想定する。一方、同位体濃縮に関しては、最終的に採用する手法に依存するが、仮に化学的手法を採用するとして、主たるコストはクラウンエーテルであり、これを現在の数分の 1 程度に抑える（中国での生産など）ことが可能になると数十億円程度と見積もられる。

2.7.6 DM 探索実験

2.7.6.1 概要

DM とは宇宙の全質量／エネルギーの内、23 %程度を占めると考えられているが、未だにその正体が判明していない物質のことである。その正体としてはいくつかの候補が考えられており、その中でも有力なものは 1) WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles)、2) axion である。前者はさらに細分することができ、超対称性理論から存在を予言されている LSP (Lightest Supersymmetric Particle) と、余剰次元理論から予言されている LKP (Lightest Kaluza-Klein Particle) と、その他に分類できる。後者は強い相互作用における CP の破れの問題 (Strong CP problem) を解決する理論によって予言されている粒子である。

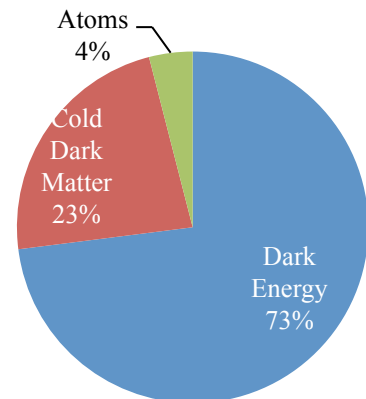


図 2.7.10：宇宙背景放射の精密測定、その他の結果から求められた宇宙のエネルギー物質構成図。宇宙はそのほとんどが未知（暗黒エネルギー；73%、暗黒物質；23%）であることがわかる。

2.7.6.2 現状

ダークマター探索実験は、ダークマターが WIMPs あるいは axion からなっていると仮定し、何らかの手法でその存在の証拠を掴むことを目標としている。原子核分野に関連が深い実験は、我々の銀河系のハローがダークマターから構成されていると仮定して得られる地球近傍でのダ

ークマター密度に対して、直接検出する（直接実験）ことを目指している。この他に地球・太陽・銀河系中心などに重力的に捕獲されたダークマターの対消滅の痕跡を探す間接実験もあるが、ここでは直接実験に絞る。以下 1) WIMPs 探索、2) axion 探索について、述べていく。

WIMPs 探索では、WIMPs との弾性／非弾性散乱による、検出器中の原子核の反跳信号を検出する[20]。そのエネルギーは低く（数～数十 keV 程度）、また稀であるため、超低放射性雑音環境中に大量の標的原子核を用意する必要がある。そのため、地下実験室に放射性不純物の少ない大型の検出装置を設置する必要がある。また、信号が WIMPs 由来であることの証拠として、年周変化／日周変化を調べる必要がある。前者は、銀河系の重力に捕捉された WIMPs の「海」の中を太陽が進み、地球はその周りを公転していることに伴って起こる信号スペクトルの変化である。夏・冬の信号スペクトルの微妙な違いが判別できるだけの大統計が必要になる。後者は、地球の自転に伴うもので、信号の反跳方向を測定できる検出器が必要になる。

日本国内では、液体キセノンを標的原子核とした東京大学の XMASS 実験が岐阜県飛騨市神岡鉱山内の地下実験室に建設され、測定が開始された。一方、方向感度を持つ検出器として、気体のフッ素化合物を標的原子核とした京都大学の NEWAGE 実験が同様に神岡実験室内で R&D を進めており、比較的小型の装置を用いて方向感度型検出器としては世界最高感度の結果を報告している。また名古屋大学は原子核乾板の技術を応用したダークマター探索実験の準備を進めており、徳島大学では、WIMPs と原子核の非弾性散乱に注目した PICO-LON 実験の R&D を行っている。

axion 探索では、強磁場中でのプリマコフ効果を利用し、axion を光子に転換してその光子を検出するか、レーザー光子を axion に転換しその影響を検出することになる[21]。前者はさらに、銀河ハロー axion を強磁場中に設置された共振空洞中でマイクロ波に転換し、そのマイクロ波を検出するもの（axion haloscope）、太陽中心で生成された axion を太陽に向けた磁場中で X 線に転換し、その X 線を検出するもの（axion helioscope）に分けられる。マグネットを利用する代わりに結晶格子の電場を利用する実験もある。後者については、強磁場中にレーザーを通し、axion と光子との結合によってレーザーの偏光度等の変化を調べる実験や、強磁場中でレーザー光を axion に転換し、壁を突き抜けた axion を再度強磁場中で光子に転換する実験などがある。

日本国内では、axion haloscope 実験として、Rydberg 原子を利用して転換マイクロ波光子の単光子検出を行う京都大学の CARRACK 実験が R&D を進めている。また axion helioscope 実験では、東京大学の SUMICO 実験が結果を出している。レーザー実験については、KEK のグループが取り組みを始めているところである。

2.7.6.3 展望

WIMPs 探索実験においては宇宙線や環境放射線が測定の BG となる。それ故、実験装置は、宇宙線や宇宙線由来の放射能の影響を避けるべく地下実験室内に、環境放射線に対する遮蔽（鉛・銅・水など）を備えて設置する必要がある。地下実験室の現状については、二重ベータ崩壊の物理の項を参照のこと。

axion 探索実験においては、特殊な実験環境は必要としない。強いて言えば、比較的広い実験室とマグネット・レーザー等の運転が可能な電源などの環境、低温寒剤の入手が容易（axion

haloscope の場合) といった点が挙げられる。

将来計画と予算について述べる。WIMPs 探索実験においては、理論モデルから予想される WIMPs - 核子間の結合の強さに応じた感度を持つ実験を行うことにより、発見ないしはモデルの排除を進めていくことになる。発見能力としては、大型装置による年周変化の観測が優れているが、ダークマターであることの確認や、その性質を調べるにあたっては方向感度を持つ検出器による観測も不可欠である。感度向上については、必要な統計量を得るための大型化と S/N 比の向上を同時に進めていく必要がある。後者に関しては、特に粒子弁別能力を高めること、あるいは β/γ 線に感度のない検出器を採用することといった R&D が世界的にも盛んにおこなわれており、研究の進展が望まれる。

axion 探索実験においては、理論的なモデルはほぼ 2 つに絞られており、その中で結合の弱い (より高感度実験が必要な) DFSZ モデルを検証するに十分な感度の実験を行うことを目標としている。一方で、axion の質量は理論的にはフリーパラメータであり、現在は実験と宇宙・天体物理学的議論によって制限を受けてはいるが、4 桁 ($10^{-6} \leq m_a \leq 10^{-2}$ eV 及び 1 eV 付近) にわたる広い領域に可能性が残っている。axion helioscope とレーザー実験は重い質量領域を、haloscope 実験は軽い質量領域を得意領域としており、相補的に実験を進めていく。ダークマターとしての axion を探す halo-scope 実験では、探索する axion の質量に応じて磁場中の空洞の共振周波数を変えていく必要があり、 $m_a \sim 10^{-3}$ eV 付近では、共振空洞の大きさが小さくなりすぎてしまう。この質量領域での探索には何らかの新しいアイデアが必要である。

2.7.7 高エネルギー実験との関連

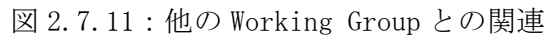
現在 LHC において標準理論を超える物理に現れる粒子の質量スペクトルの直接探索が行われている。標準理論を超える物理の質量パラメータの決定あるいは制限を与えることが期待されている。一方 EDM 探索実験は標準理論を超える物理の CP 位相のパラメータを観測しようとするものである。質量と CP 位相は互いに独立なパラメータであり、両実験は標準理論を超える物理の理解のためには相補的である。また、ニュートリノのマヨラナ性の検証は加速器実験では感度がなく、原子核物理による実験が唯一の方法である。

これまで見てきたように原子核物理による基礎物理実験は標準理論を超える物理の探索・研究にとって強力な手段になる。高エネルギー加速器実験の結果、さらに理論のサポートにより、標準理論を超える物理の総合的な理解が得られることが期待される。

2.7.8 他の Working Group との関連

繰り返しになるが、基礎物理実験は最先端の核物理的手法を最大限利用する。大強度ビーム源、高精度ビーム制御、標的原子核の偏極、高性能検出器など、いずれも原子核実験の他の分野でも重要な開発要素である。基礎物理実験と他の核物理実験とはお互いに実験技術を高めあう関係にある。不安定原子核を用いることで効果が増倍する系を探したり、核子構造や反応行列の理解に

想定される各実験の計画を年表にまとめる。いずれの探索実験もどこかで「新しい発見」があった場合はその詳細な測定に移行し、他の実験はその検証としての意味を持つことになる。



核や偏極ターゲットに応用され、中性子過剰核や精密核物理の研究に利用されている。他のグループと相互に協力して研究を進めていくことが期待される。

想定される各実験の計画を年表にまとめる。いずれの探索実験もどこかで「新しい発見」があった場合はその詳細な測定に移行し、他の実験はその検証としての意味を持つことになる。

想定される各実験の計画を年表にまとめる。いずれの探索実験もどこかで「新しい発見」があった場合はその詳細な測定に移行し、他の実験はその検証としての意味を持つことになる。

2.7.10 リソース

必要となる施設、人員をまとめる。

	施設	予算	人員
反陽子	ELENA建設 (CERN) 既にCERNで建設許可、予算承認	科研費 2 億 年間 数千万円	10人規模
E D M	UCN源建設 (J-PARC) 磁束計高度化、原子トラップ増加 東北大CYRIC高強度化、ビームライン建設	30億円 年間 数千万円 10億円	実働 1 8 人・年 × 5 年～ 小数だがコンスタ ントな人員確保
μ	μ ビームライン建設 (J-PARC)	30億円	1 0 0 人 (2012年現在91人)
0 ν D B D	地下大実験実 nat.CaF ₂ シンチレータ検出器 同位体 ⁴⁸ Ca濃縮工場	100億円 10億円 数10億円	2 0 ～ 3 0 人 4 0 ～ 5 0 人 (技術者含む)
DM	WIMPs axion	10億円 (大規模実験) 数億円 (R&D) 10億円 (haloscope) 2億円 (helioscope) 2億円 (laser R&D)	2 0 ～ 3 0 人 計 1 5 人

2.7.11 まとめ

原子核物理における基礎物理は、今日までに蓄積された最先端の核物理的手法を高度に統合し、「素粒子標準理論を超える物理とは何か？」という 21 世紀物理学最大のテーマに挑むものである。実験技術や理論面で核物理の他の分野、さらには高エネルギー物理や宇宙物理分野の研究者とも連携して、強力に推進して行くべきである。

各種 EDM 実験の一覧

粒子	現状		計画	
	手法	上限値 [e cm]	手法	目標感度
中性子	超冷中性子蓄積	2.9×10^{-26}	高密度超冷中性子蓄積	$10^{-27 \sim -28}$
原子核	Hg原子セル	3.1×10^{-29}	Xe原子セル/不安定原子核ビーム	10^{-30}
電子	Tl 原子ビーム	1.6×10^{-27}	中性 Fr 原子トラップ	$10^{-27 \sim -28}$
μ	磁気蓄積リング	1.9×10^{-19}	高精度磁気蓄積	10^{-22}
τ	$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$	3.1×10^{-16}		10^{-20}
電子 (分子)	YbF分子	10.5×10^{-28}	YbF/ThOなど	10^{-29}
陽子/重陽子	Tlスピン共鳴	(p) 5.4×10^{-24}	蓄積リング	10^{-29} (d)

各種 0ν DBD 実験の一覧

標的核	実験名	質量 (kg)	手法	場所	状態
^{48}Ca	CANDLES III	0.35	Scint. Crys.	Kamioka	稼働
^{76}Ge	GERDA I/II	15/35	Ionization	LNGS	稼働
	Majorana	30	Ionization	SUSEL	建設中
^{82}Se	SuperNEMO	100	Track./Calo.	LSM	R&D
	Lucifer		Bolom.+Scint.	(未定)	R&D
^{100}Mo	MOON	30	Track./Calo.	(未定)	R&D
^{116}Cd	COBRA		Ionization	LNGS	R&D
^{130}Te	CUORE	200	Bolometer	LNGS	稼働
^{136}Xe	KamLAND-Zen	400	Liquid Scint.	Kamioka	稼働
	EXO200	200	Liquid TPC	WIPP	稼働
	NEXT	100	Gas TPC	LSC	R&D
	XMASS		Gas scint.	Kamioka	R&D
^{150}Nd	DCBA	32	Tracking	(未定)	R&D
	SNO+	44	Liquid Scint.	SNOLab	建設中

各種 DM 実験の一覧

Target	場所		地下実験室	計画名
WIMPs	アジア	日本	神岡	XMASS, NEWAGE
			大塔	PICO-LON
		韓国	Yangyang	KIMS, TEXONO
		中国	CJPL	CDEX
	欧州	France	LSM	EDELWEISS, EURECA
			LSBB	SIMPLE
		Italy	LNGS	DAMA/LIBRA, XENON100, CRESST, WARP
		Spain	LSC	ANAIIS, ROSEBUD, ArDM
		UK	Boulby	ZEPLIN III, DRIFT II
	北米	USA	Soudan	CDMS, CoGENT
			SUSEL	LUX, LZ
		Canada	SNOLab	DEAP, miniCLEAN, PICASSO, COUPP, DarkSide, SuperCDMS

参考文献

- [1] M. Hori et al., *Nature* **475**, 484 (2011).
- [2] Y. Enomoto et al., *Phys. Rev. Lett.* **105**, 243401 (2010).
- [3] G.B. Andresen et al., *Nature Physics* **7**, 558 (2011).
- [4] J.S.M.Ginges, V.V.Flambaum, *Phys. Rep.* **397**, 63 (2004).
- [5] C. A. Baker et al., *Phys. Rev. Lett.* **97**, 131801 (2006).
- [6] <http://ucn.web.psi.ch/>
- [7] <http://nuclear.uwinnipeg.ca/ucn/triumf/>
- [8] <http://p25ext.lanl.gov/edm/edm.html>
- [9] Measurement of Neutron Electric Dipole Moment, P33 proposal submitted to J-PARC (2009).
http://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac_1001/pdf/KEK_J-PARC-PAC2009-11.pdf
- [10] W.C.Griffith et. al, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 101601 (2009).
- [11] M.A.Rosenberry and T.E.Chupp, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 22 (2001).
- [12] M.P. Ledbetter and M.V.Romalis, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 287601 (2002).
- [13] A. Yoshimi, T. Inoue et al, *Phys. Lett. A* **376**, 1924 (2012).
- [14] M.V.Romalis, W.C.Griffith, J.P.Jacobs, E.N.Fortson, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2505, (2001).
- [15] J.J. Hudson et. al., *Nature* **473** (2011) 493.
- [16] BNL E821 experiment, *Phys. Rev. D* **73**, 072003 (2006).
- [17] New muon g-2 experiment at Fermi lab, <http://gm2.fnal.gov/>
- [18] Muon g-2 experiment at J-PARC, P34 proposal submitted to J-PARC PAC (2009).
http://j-parc.jp/NuclPart/pac_1001/pdf/KEK_J-PARC-PAC2009-12.pdf
- [19] F.T. Avignone III, S.R. Elliott and J. Engel, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 481 (2008).
- [20] G. Bertone, D. Hooper and J. Silk, *Phys. Rep.* **405**, 279 (2005).
- [21] L.J. Rosenberg and K.A. van Bibber, *Phys. Rep.* **325**, 1 (2000).

2.8 計算核物理

Computational Nuclear Physics

根村英克	NEMURA Hidekatsu	代表、筑波大学・数理物質科学研究科
清水則孝	SHIMIZU Noritaka	副代表、東京大学・原子核科学研究センター
阿部喬	ABE Takashi	東京大学・原子核科学研究センター
江尻信司	EJIRI Shinji	新潟大学・自然科学研究科
古本猛憲	FURUMOTO Takenori	理化学研究所・仁科加速器研究センター
堀内渉	HORIUCHI Wataru	北海道大学・大学院理学研究院
板垣直之	ITAGAKI Naoyuki	京都大学・基礎物理学研究所
藏増嘉伸	KURAMASHI Yoshinobu	筑波大学・数理物質科学研究科
中務孝	NAKATSUKASA Takashi	理化学研究所・仁科加速器研究センター
佐々木勝一	SASAKI Shoichi	東北大学・理学研究科
住吉光介	SUMIYOSHI Kosuke	沼津工業高等専門学校・教養科
大西明	OHNISHI Akira	京都大学・基礎物理学研究所

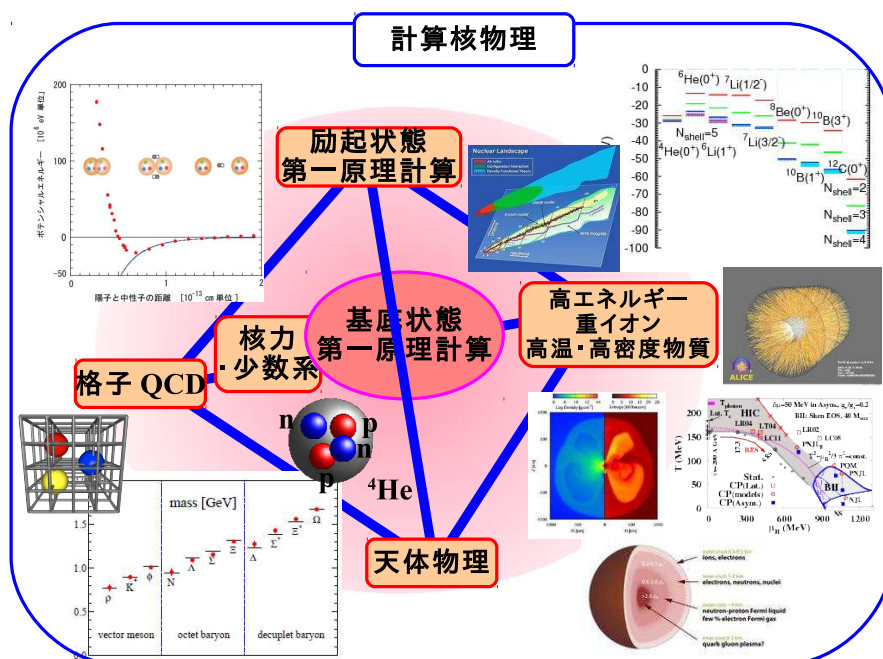


図 2.8.1: 計算核物理が対象とする研究領域とそれぞれの相互の関係を模式的に示す。なかにはめ込んだる図は、文献 [3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10] から引用。

2.8.1 はじめに

原子核は、強い相互作用によって核子が互いに結合した有限量子多体系である。低エネルギー領域の原子核物理は、核子を基本的な自由度として記述する枠組みが伝統的に取られており、大きな成功をおさめている。一方で、重イオン衝突など高エネルギー領域の実験の解析から、量子色力学 (QCD) が強い相互作用の基礎理論であることは疑いのないものとなっている。原子核物理の理論的研究は、クォーク・グルーオンの力学を直接扱うものから少数核子多体系、安定核での魔法数の出現、クラスター物理、中性子・陽子過剰核 (不安定核) の存在、高密度核物質 (中性子星)、ストレンジネスなど、強い相互作用にまつわる多様な現象を、各階層に応じて多様な手法を駆使して進められてきた。

近年コンピューターの急速な発展と新しい計算アルゴリズムの開拓などに伴い、各分野の研究は、精密化の方向に進むとともに、各分野を横断した研究も活発に行われつつある。今後の計算核物理が進むべき重要な方向のひとつは、こうした各階層での物理現象を、より密接にかつ定量的に紡いでいくことによる、QCD を基礎理論とした核子および核子多体系の理解を通じて、宇宙の進化における元素合成や超新星爆発現象の理解を確立していくことにある。この報告書では、とりわけ日本で活躍する研究者を中心とした視点で、現在および将来の原子核物理の理論的研究の動向を検討した内容を示す。まず 2.8.2 節では現状分析を行い、2.8.3 節において今後 5~10 年の間に特に推進すべき課題を 4 つの小区分に分けて挙げ、続く 2.8.4 節ではそれ以外の推進すべき課題を、やや長期的視野で取り組むべき課題も含めて示していく。2.8.5 節では、今後の研究に必要な計算機資源の見積りに加えて、高性能計算機を活用して研究成果を継続的にあげていくための、研究体制の整備、構築の必要性について、計算基礎科学連携拠点 (JICFuS)[1]、京計算機の稼働と共に開始された革新的ハイパフォーマ

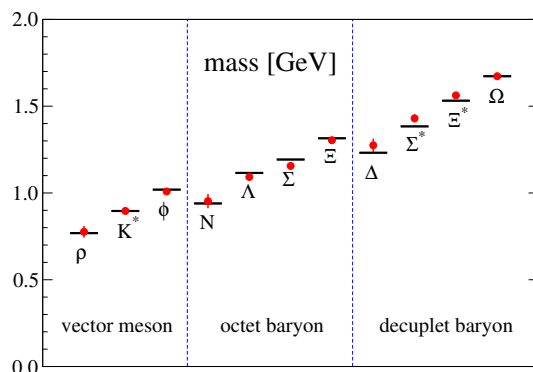


図 2.8.2: 筑波大学 PACS-CS グループによる 2 + 1 フレーバ格子 QCD 計算による軽いハドロンの特クトルの結果。 m_π, m_K, m_Ω の実験値をインプットとして使っている。文献 [3] より引用。

ンス・コンピューティング・インフラストラクチャ(HPCI) の構築事業の一部をなす HPCI 戦略分野 5 などの紹介も交えて報告する。最後に 2.8.6 節でまとめと今後の展望を述べる。

2.8.2 現状分析

2.8.2.1 クォーク・グルーオン多体系

■ 格子 QCD によるハドロン構造

原子核を束縛させている相互作用の基礎はクォークとグルーオンの力学を記述する量子色力学 (QCD) であると考えられている。高エネルギーの原子核反応における QCD の摂動的解析の成功に対して、原子核の基底状態近傍の現象に対する QCD の直接的な解析は、摂動論が使えないために非常に難しい。そのため、低エネルギーの原子核現象を理論的に調べるためには、有効模型もしくは QCD 和則、格子 QCD 計算が用いられる。このうち、格子 QCD は Wilson によって提案された、QCD を解析する強力な手法である。ミンコフスキー 4 次元連続時空上の非可換ゲージ理論である QCD を、ユークリッド化した 4 次元格子点上のクォーク場とその格子点をつなぐリンク上にゲージ場を配置することにより、ゲージ対称性を保持した有限自由度の場の理論として定式化する。こうして QCD が正則な理論として定義されるだけでなく、経路積分法により非摂動的な計算を可能とした。その一つの重要な応用が、高性能の計算機を駆使することによって様々な物理量を QCD を基礎として数値解析することである。この節ではこの格子 QCD 計算の最近の成果を概説する。

格子 QCD の作用

格子 QCD の作用は、格子間隔ゼロの極限においてもとの QCD に一致するように与えられる。これまでにさまざまな定式化が提案されているが、中でもスタaggered フェルミオンによる作用は理論的には問題が指摘されているが数値コストが小さく、古くから用いられてきた。最近ではウィルソン型フェルミオンによる作用を用いた計算が多くなっており、よりカイラル対称性を尊重したオーバーラップフェルミオン [11] やドメインウォールフェルミオン [12, 13] による作用を用いた計算なども、数値計算のコストがウィルソン型に比べ 5 倍から 10 倍にはなるが、進められている。

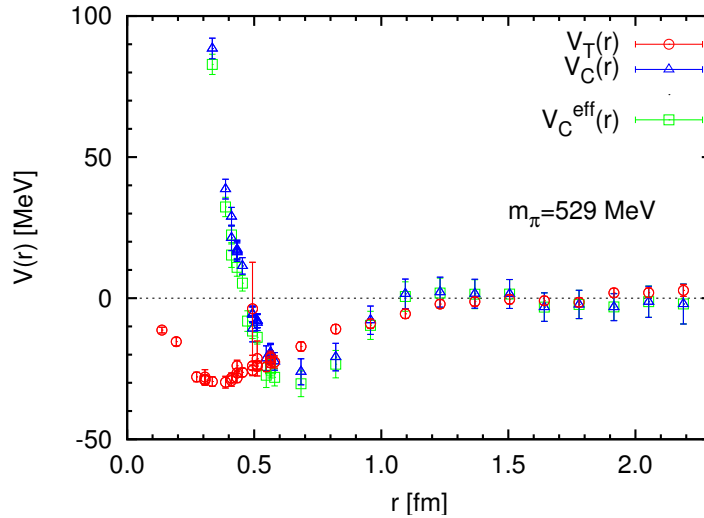


図 2.8.3: π 中間子の質量が 529 MeV に相当するクォーク質量での、クエンチ近似の格子 QCD 計算で得られた、スピン三重項状態に対する核力ポテンシャル。三角が中心力、丸がテンソル力であり、四角はテンソル力を繰り込んだ場合の有効中心力ポテンシャル。文献 [26] より引用。

格子 QCD の具体的な数値計算を実行するためには、いくつか克服すべき課題がある。(i) 計算機の演算速度及びメモリ容量の制限から、時空点の数 (格子サイズ) を大きくとることができない。(ii) クォーク伝搬関数を求めるための線型方程式の解の収束性を良くするため (条件数を大きくしないため) クォーク質量を軽くすることができない。(iii) 動的クォーク (クォークの真空偏極) の効果を正しく評価するためには数値計算のコストがかかる。¹これらの課題は、様々な工夫を凝らすことにより、次第に克服されて、現在では、ストレンジ (s) クォーク質量を現実の値 (物理点) に固定し、アップ (u)・ダウン (d) クォーク質量は s クォークよりも軽くかつ互いに等しいとし、これらのクォークの真空偏極も正しく評価した 2+1 フレーバ格子 QCD 計算が主流となっている。例えば、物理的な空間サイズ約 2 ~ 3 fm (格子間隔を 0.1 fm 程度としたときは格子点の数は 16^3 から 32^3 程度に相当する)、 u 、 d クォークを π 中間子の質量に換算して 200 ~ 300 MeV 程度の軽さまで近づけた先駆的なシミュレーションが 2006 年の時点で筑波大学のグループにより報告されている [2, 3]。さらに、最近では、 u 、 d クォークの質量差まで考慮し、3 種類の動的クォーク u 、 d 、 s を全て物理的なクォーク質量上 (物理点) で扱ったシミュレーションも可能となりつつある [14]。

こうした格子 QCD の大規模数値計算が掲げる大きな課題のひとつは、原子核を構成する核子や中間子などのハドロン粒子の基本的な性質を QCD に基づいて再現することである。現在、擬スカラー中間子やベクター中間子、並びに重粒子 8 重項、10 重項などの比較的に質量の軽いハドロンの基底状態に関して、その質量を格子 QCD 計算によって数%の精度で実験値を再現されることが示されており、QCD がその低エネルギー領域においても、強い相互作用の基礎理論として検証されるに至った。

さらにハドロンの質量のみならず、例えば、中間子の弱崩壊に関するハドロン遷移行列 (π 、 K 中間子のレプトン崩壊や非 CP 対称な弱崩壊に関係する中性 K 中間子の非レプトン崩壊) においては、非常に高い精度で実験値との比較もなされている [15, 16]。また小林-益川理論のユニタリティの精密検証に

¹このコストを削減するためにこれまでよく用いられてきたのがクエンチ近似計算である。

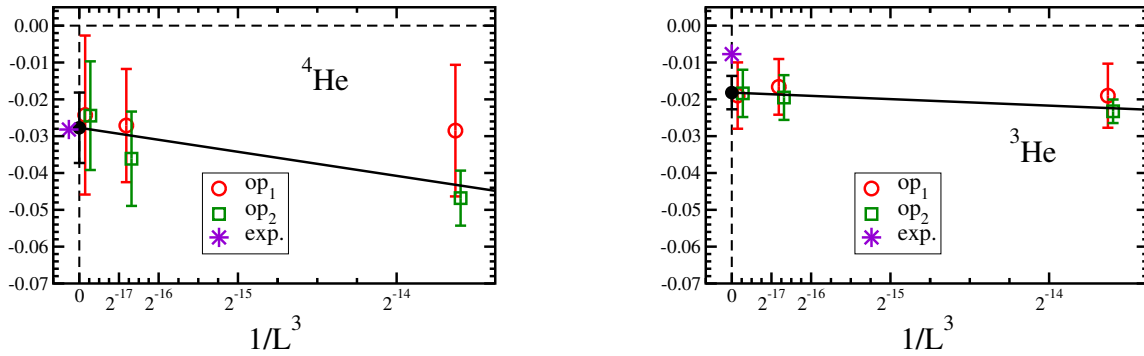


図 2.8.4: クエンチ近似の格子 QCD 計算による軽い原子核、 ${}^4\text{He}$ (左図) と ${}^3\text{He}$ (右図)、の束縛エネルギーの計算。図では、原子核に対するエネルギーシフト $\Delta E_n = M({}^n\text{He}) - nM(N)$ [GeV] の空間体積 L^3 依存性を 2 種類の生成演算子に対してプロットしている。黒丸と星印はそれぞれ空間体積無限大極限への外挿値と実験値を表す。文献 [27] 参照。

においても格子 QCD 計算の結果が決定的な役割を果たしている [17, 18]。中間子系に並ぶ精度には至っていないが、核子やその他の重粒子の構造に関する研究も、着実に成果をあげている [19, 20, 21]。

■ 格子 QCD によるハドロン少数多体系

ハドロンには多様な励起状態がこれまで実験で観測されてきたが、最近では通常のクォーク模型 [22] によって分類できないようなエキゾチックなハドロンの存在も実験的に報告されている。このようなエキゾチックなハドロンも含めて、ハドロンの励起状態の研究においては、これまでの基底状態の研究のように、単なるハドロン 1 粒子状態に留まらず、ハドロン 2 粒子の共鳴状態として取り扱う、より複雑な解析方法が必要となる。もちろん、ハドロン 2 粒子の共鳴状態の生成の有無は、考えているハドロン 2 粒子間に働くハドロン間相互作用に強く支配されており、QCD に基づくハドロン間相互作用の理解の深化は、自ずと格子 QCD を用いたハドロン少数多体系を対象とする研究への発展に繋がるものである。まず、ハドロン 2 粒子からなる系については、有限体積中での 2 粒子系の相対エネルギーの有限サイズ効果から 2 粒子間の散乱位相を求めることが可能であり [23, 24]、筑波大グループを初めとして日本の研究者によって精力的に行われ、現在では世界中のグループでも行われるようになっている。最近の特筆すべき発展としては、 ρ 中間子を強い相互作用で 2 つの π 中間子に崩壊する不安定粒子 (共鳴状態) として取り扱い、その崩壊幅を計算することにも成功している [25]。

また別の発展としては、ハドロン 2 粒子の南部・ベータ・サルペーター散乱振幅から定義される波動関数を格子 QCD により数値的に求め、その波動関数からハドロン間相互作用のポテンシャルを引き出す方法が提唱され、実際に格子 QCD 計算から核力ポテンシャルを引き出すことに成功している [4]。この方法で得られた核力ポテンシャルは、従来の現象論的ポテンシャルの形を定性的に再現し、中心力およびテンソル力はクォーク質量を軽くする (現実に近い) と相互作用が強くなる (テンソル力も増大する) 傾向を示している。エネルギー依存性や角運動量依存性に加えて、三体力への試みもすでに計算が進められている。とりわけ、ストレンジネスを含んだハイペロン力への拡張はハイペロン散乱実験が困難であるだけに、大きな期待が寄せられている。

さらに最近では、QCD に基づく原子核の直接構成とその諸性質の解明に向けた研究も始まってい

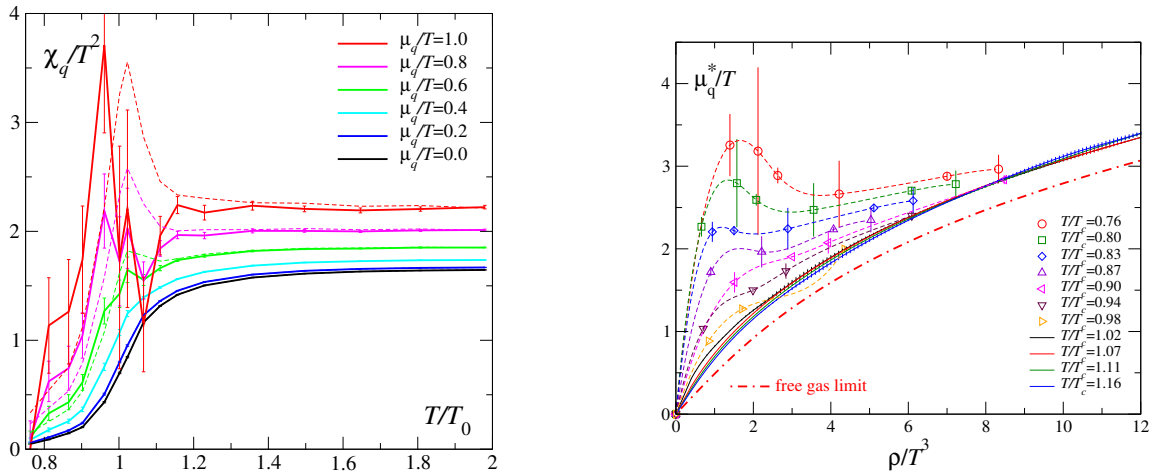


図 2.8.5: (左図) 級数展開法で計算したクォーク数の揺らぎの温度 (T) 依存性 [28]。有限化学ポテンシャル (μ_q) での臨界点でこの量は発散すると考えられている。実線は $O(\mu_q^4)$ まで、破線は $O(\mu_q^2)$ まで考慮。 T_0 は $\mu_q = 0$ での相転移温度。(右図) カノニカル分配関数から計算した化学ポテンシャル μ_q^* とクォーク数密度 ρ の関係。温度が低いところでは一つの化学ポテンシャルに対して密度は複数の値を取りえることを示している。これは一次相転移点での二相共存に対応し、低温高密度領域に一次相転移があることを示唆している [29]。

る。2010 年筑波大グループは 原子核構造論において最も基本となる ^4He 原子核の格子 QCD による直接構成に世界で初めて成功している [27]。

■ 高温高密度での QCD 物性

QCD の極限状態に目を転じてみると、QCD の有限温度相転移の解明を目指した高エネルギー重イオン衝突実験が現在ブルックヘブンの RHIC や CERN の LHC で行われている。そこで得られた実験データを曖昧さ無く解析するためには、QCD の相転移に関する、理論計算による基本的な情報が不可欠である。まずは、これまでの格子 QCD の数値シミュレーションによる研究によって、着実な成果をあげてきている高温ゼロ密度での QCD 物性について述べる。初期の研究段階では、クエンチ近似計算や現実よりも重いクォーク質量領域での研究が多く行われたが、最近ではスタッガード型クォーク作用を用いた計算が、すでに現実世界とほぼ同じクォーク質量を用いて行われている [30]。そのため、相転移温度や状態方程式 (熱力学量間の関係式) の計算は十分に精密物理と言えるものになり、ウィルソン型クォークによる研究を進めることにより、格子上での異なるクォークの定式化による系統誤差を検証すべき段階にある。また、より進んだ研究として、ハドロンの質量スペクトルの温度変化や [31]、QCD 物質の流体力学的性質を決める輸送係数 (ずり粘性や体積粘性など) [32, 33] の計算も現在行われている。これらは、計算コストなどの理由で今のところクエンチ近似による研究段階に留まっているが、計算機性能のさらなる向上に伴い現実世界に近い計算が可能となれば、今後の研究の進展が多いに期待される分野である。

一方、高エネルギー重イオン衝突反応過程で生成された物質は、それ自体が時空発展する動的な系なので、虚時間を用いた有限温度定式化を利用した格子 QCD に基づく第一原理計算だけでは、直接記述

するのは難しい。そのため、まずは格子 QCD からは、静的な情報である状態方程式を決定し、その情報を元に現象論として相対論的流体力学を介して、実験結果の解析を行ってきた。従来、流体数値シミュレーションは重イオン衝突反応で生成された局所熱平衡物質の平均的な振る舞いを記述してきており、計算時間はそれほどかからなかった。しかし、近年、RHIC や LHC で測定された生成粒子の方位角分布の揺らぎの実験結果は、事象ごとの揺らぎを含む流体数値シミュレーションの必要性を示唆している [34, 35]。今後、極限状態、特に RHIC や LHC で達成されるような高温低密度における QCD 物質の精密物理を展開するためには、揺らぎ入りの流体数値シミュレーションの定式化を行い、実験と同程度のイベントを貯めるための大規模数値計算が必要になる。

前述の高温ゼロ密度領域の進展と比べると、高密度領域での QCD 物性の理解はまだ進んでいない。これまでの現象論的な研究から、図 2.8.6 の QCD 物質の相図にあるような高密度での臨界点の存在や、複雑な相構造が予想されている [36, 37]。もし臨界点が存在すれば、高エネルギー重イオン衝突実験で観測されるはずである。また、そういった高密度の QCD 相転移の詳細な情報は、超新星の爆発メカニズムの解明や中性子星のような超高密度天体の内部の状態を知るために不可欠である。このように高密度状態の QCD 物性研究のための第一原理計算が期待されているが、高温状態の研究とは対照的に、本格的な研究はまだ始まったばかりである。QCD のシミュレーションの基礎であるモンテカルロ法には、クォークの化学ポテンシャル μ_q の導入により符号問題を引き起こすという根源的問題が内在している。その難問を克服するためにいろいろな計算方法が試されている [38]。動的クォークの効果を取り入れた計算はコストがかかるため、これまでは、様々な試行錯誤による計算方法の開発自体が難しい状態にあったが、最近になって低密度領域から徐々に研究を進めることができるようになった。図 2.8.5 に示した結果はその例である。現在広く用いられている方法の一つは、 $\mu_q = 0$ の周りで μ_q について級数展開をして物理量を評価する方法である [28]。しかしながら、この方法は収束半径の制約によって低密度領域でしか有効な方法とならない。謎の多い QCD の高密度領域を研究するためには新しい計算方法の開発が不可欠である。それが確立されれば物理学の新しい研究領域が立ち上がると期待される。

2.8.2.2 核子多体系

■ 第一原理計算

前節で述べたように、原子核およびその構成要素である陽子や中性子 (核子) を、格子 QCD の方法

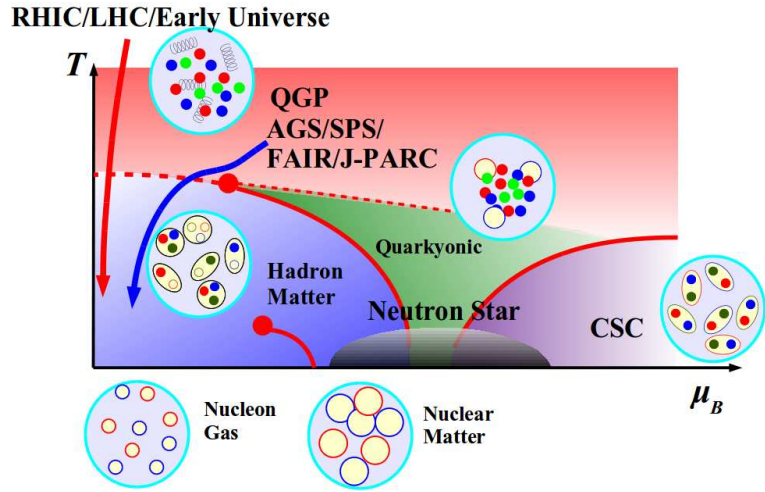


図 2.8.6: QCD 物性で議論されている相構造を横軸を化学ポテンシャル、縦軸を温度として模式的に描いたもの。文献 [8] より引用。

を使って、クォークやグルーオンの力学に基づいて記述する試みが進められつつあるが、計算できる領域は He 以下の軽い質量領域に限られている。そもそも、クォークは単体では取り出すことができないので、構造や反応など、低エネルギー領域での原子核の現象の見通しの良い記述としては、常にクォーク・グルーオンの自由度をあからさまに持ち込むよりも、核子を基本的な自由度として考え、その量子力学的多体系として原子核を扱う枠組が、有効である。即ち、原子核理論の重要な研究課題として、核子間の相互作用 (核力) を高い精度で記述する枠組みを構築すること、およびその上でそのような高精度の核力の観点から、原子核の性質を、核子多体系として理解すること、を挙げることができる。このような核子多体系の統一的理解には、理論に確かな実験再現性およびそれに伴う予言力が期待されるが、そのような多粒子系の量子力学的状態を精度良く求めることは、核力の複雑さに加え多体問題の難しさを克服する必要がある。ここでは、まず核力の理解の現状、および比較的少数の核子多体系の原子核の研究の現状について述べる。

核力の理解は、歴史的には、短距離部分を除いてそのクォークによる内部構造には目をつむり、核子の中間子の交換によって核力を記述することによって進められてきた。これまでの研究で、核力の構造は、その 2 核子間の距離によって分類することが有効であるとされており、とりわけ、遠方での振る舞いは湯川秀樹博士のパイ中間子交換理論による説明が確立していると言ってよい。一方多重パイ中間子交換やより重い中間子の交換が効くような中短距離部分は、現在でも完全には理解されておらず、模型に依存している。今日、膨大な核子-核子散乱の実験データを非常に高い精度で再現し、重陽子の束縛エネルギー、半径、電気四重極モーメントなどを再現する 2 核子間力の模型が提唱されている。これらはその精度の高さからいわゆる現実的核力と呼ばれ、その代表的な例として、CD-Bonn、Nijmegen、Argonne といったポテンシャル模型や、カイラル有効場の理論に基づくものがある。

近年の計算機の性能向上および計算手法の開発によって、こうした現実的核力を用いた核構造・核反応の計算が、精力的に行われるようになってきている。3(4) 核子系の場合には、厳密解を求める処方箋として Faddeev (Faddeev-Yakubovsky) 方程式が知られており、その計算を具体的に実行するために、(特に四核子系を解くために) 高性能の計算機が用いられている。また、束縛状態の計算では各種の変分法も有効な手法であり、 ^4He 原子核の場合には、現実的核力のうち特に重要な成分を抜き出した Argonne v8' ポテンシャルを用いて、様々な方法で (Faddeev-Yakubovsky 方程式を解いた場合とほぼ同じ) 精度の高い解が得られることがベンチマーク計算 [39] によって示されている。

現実的核力は核子-核子散乱や重陽子などの 2 核子系の実験データを再現するように決められているが、これだけで 3 核子系以上の原子核の性質が正確に再現できるかどうかは自明ではない。特に、上で述べた核力の長距離部分がパイ中間子交換によって記述できることを基礎として、3 核子が互いに長距離にあるときに 2 核子間の核力に加えて余計な引力 (藤田宮沢型三体力) が働くことが指摘されている [41]。実際に、これまでの 3 核子系・4 核子系の精密計算と実験データとの比較が、Faddeev 法もしくは変分法による束縛状態の計算や、Faddeev 法による核子・重陽子反応など 3 体散乱問題の分析などによって行われ、 ^3He や ^3H 、 ^4He 原子核の束縛エネルギーに関して、3 核子系で数百 keV、4 核子系で数 MeV の引力的効果を与える 3 核子間力の存在が必要であることが確認されている。また、陽子・重陽子散乱においては、弾性散乱断面積や偏極分解能などの直接測定が可能な領域における実験値との比較が行われ、入射粒子のエネルギーが高くなるにつれて三体力の重要性が明らかになりつ

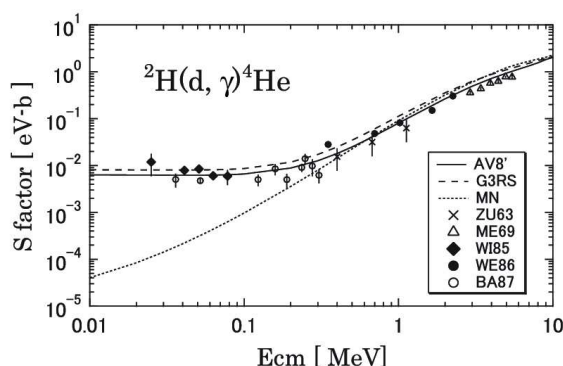


図 2.8.7: 現実的核力 (AV8' および G3RS) を用いて計算された ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$ 反応の宇宙物理学的 S 因子を、実験値と比較した図、有効中心力のみを含む核力ポテンシャル (MN) を用いた場合と比べて、低エネルギー領域で S 因子がほとんど減少せず、水平になっていることがわかる。文献 [40] から引用。

つある [42, 43]。² ここまで述べた原子核の第一原理計算では、束縛状態についてはエネルギーだけでなく波動関数も求められるため、各種物理量を計算したり、軽い複合核の反応計算などに用いることができる。最近の軽い複合核の反応計算では、テンソル力による D 波の混合を考慮しなければ宇宙物理学的 S 因子の実験結果を全く再現しないことが明らかになった (図 2.8.7)。観測量におけるテンソル力の痕跡を調べるため、さらに重い核を含んだ反応解析の発展が期待されている。しかしながら、四核子を越えた質量数の原子核の第一原理計算では、フェルミ粒子の多体系では粒子数 A に対して反対称化のために $A!$ 個の置換を扱う必要があり、計算を困難にしている。グリーン関数モンテカルロ法、閉殻を仮定しない殻模型、カイラル有効場の理論による格子計算手法などがあるが、これらの手法では、核子数 12 程度の p 殻近傍の原子核まで構造計算が行われており、多くの成果を挙げている。また、結合クラスター法では、 ${}^{16}\text{O}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{56}\text{Ni}$ など、閉殻やその近傍の原子核を中心に計算が行われている手法もあり、今後、さらなる発展が期待される。さらに、閉殻を仮定しない殻模型では、原子核反応論へも応用され、原子核構造と反応の統一的研究に向け注目を集めている [44]。

引き続いて、現実的核力に基づく有効相互作用を用いた手法の発展について述べる。自由空間で決められた核力 (生の核力) は、一般に短距離部分に強い斥力を持つが、短距離での強い斥力を正確に扱うには、模型空間に高い運動量成分を含めねばならず、そのままでは扱いづらい。強い斥力の効果を、ユニタリー変換 (Lee-鈴木変換)[45] などにより、物理量を変えずに保ちながら、模型空間に繰り込むことにより、もともと短距離部分にあった強い斥力を弱めた有効核力が導出される。このようなソフトな (高い運動量成分を繰り込むことによって得られた) 有効核力を用いる利点は、短距離での強い斥力を直接扱わない点で、閉殻を仮定しない殻模型では、模型空間に対する計算の収束性が生の核力を直接用いた計算と比較して非常によくなる。一方、核反応計算でいえば、現実的核力から導出された

²ここでは正味の引力を与える三体力について述べたが、これは 3 核子が互いに比較的離れていて、3 核子中の任意の 2 核子間の相互作用としてパイ中間子交換描像が有効な場合に寄与する力と考えられている。中距離、短距離での 2 核子力がまだ完全には理解されていないように、3 核子がより近づいている状況での 3 核子力も、まだ良くわかっていない。現象論的には、たとえば核物質の性質を再現するためや、観測されている中性子星の質量を説明するためには、短距離で斥力的に働く三体力が必要であると考えられている。

複素 G 行列有効核力を用いて、パウリの排他律や三体力などの効果を密度依存性として有効核力に繰りこみ、微視的核反応模型に適用することで、一定の成果を挙げている [46]。

ラムダ (Λ) 粒子をはじめとするハイペロンを含む原子核 (ハイパー核) の研究の現状について、ここで簡単に触れておく。上で述べたような (通常核についての) 研究を、ストレンジネスを含めた原子核へと拡張することにより、一般化された核力ならびにそれに基づくよりひろい原子核の統一的記述を目指すことができればよいが、このような拡張を進める上での大きな障害は、ハイペロン散乱実験が難しいために散乱データの情報が限られていることである。これは、現実的核力模型の構築において、豊富な実験データの蓄積を利用できることとは対照的である。ストレンジネスを含む中間子やハイペロンの関係する相互作用に現れる結合定数などのパラメータをフレーバ対称性を手がかりに決めることや、ハイパー核のガンマ線分光実験などのデータと多体の核構造論を組み合わせ、そこから間接的にハイペロン核子相互作用の情報を引き出し、現実的核力をハイペロンを含むように拡張する試みもなされているが、まだまだ発展途上中である。この分野は、むしろ、格子 QCD によるハイペロンポテンシャルの導出や、最大質量の観測データについて近年話題 [47] となっている中性子星の内部構造の解明などと密接に関連しており、今後の飛躍的発展が期待される分野である。

■ クラスター模型

比較的軽い質量領域の核構造理論の長年のテーマとして、クラスター構造のようなエキゾチックな構造の研究を挙げることができる。さらに、中性子過剰核に特徴的な現象である一粒子準位の異常や逆転といった、最近実験サイドからも大きな興味が持たれている物理現象に対しては、従来提案されてきた模型に改善の余地がある。第一原理的な計算手法によっていかにしてクラスター構造などのエキゾチックな構造を記述できるかは、大きなオープンプロブレムになっている。なぜならば、現実的な核力は原点付近に強い斥力コアを持つために大変扱いが難しく、単純な一粒子波動関数の積 (スレーター行列式) では核子間の相関を取り扱えない。前述のように Lee-鈴木変換による有効核力を用いた、芯を仮定しない殻模型計算 (模型空間が数学的に明確に定義されている) においても、クラスター構造が顕著であると思われる状態のエネルギースペクトルの記述には成功しておらず、この困難は解消されていない。そのため、これまでの多くの原子核模型では、この斥力コアの効果および原子核の核内媒質効果をたくみに繰り込んだ、より扱いやすい有効核力を核構造計算に用いてきた。

クラスターのような、強く相関したいくつかの核子が空間的に局在した構造を記述するには、核子をローカルガウスで記述するのが効果的である。しかしながら、この場合模型空間を厳密に定義するのが難しい。そのため、現実的核力を模型空間における核力へと、Lee-鈴木変換のように厳密にマッピングするのではなく、核力の斥力コアを処理するような幾分現象論的なユニタリー変換を導入する必要がある。このような考え方に基づく、ドイツで発達しつつあるユニタリ相関演算子法は、ローカルガウス基底に対する現実的核力の適用を可能とし、幅広い質量数領域のクラスター構造を研究できる現在ほとんど唯一の方法である。しかしそのユニタリー変換は、上記の理由により一意的に定まる厳密なものではなく、さらに、ユニタリー変換されたハミルトニアンをどう簡単な既存の演算子で表現するかについても、特にそのテンソル相関の部分に関してはまだ改善の余地が残されている。このように、現実的核力を用いたクラスターの構造の研究には、方法論の開拓が重要である。同時に、ひとたび相互作用が設定された後でも、ハミルトニアンの行列要素の計算に膨大な数値計算が必要となる。

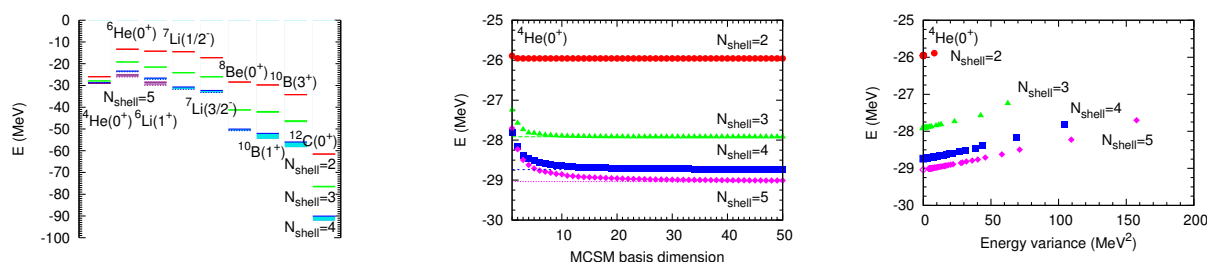


図 2.8.8: (左図) モンテカルロ殻模型を用いた第一原理計算による軽核のエネルギーのベンチマーク。実線がモンテカルロ殻模型計算、バンドがエネルギー分散による外挿からくる補正、点線が厳密解。 N_{shell} は模型空間の大きさを示す。文献 [6] 参照。(中央図) モンテカルロ殻模型計算によるエネルギーと基底数の関係。典型例としてヘリウム 4 原子核の基底状態 (0^+) を示す。点線は厳密解。(右図) 中央図の例に対応した基底数によるエネルギー分散の変化。エネルギー分散が 0 のところにある白抜きのシンボルは厳密解を示す。

また中性子過剰核においては、中性子数の変化とともに原子核がどのようなクラスター・シェル競合を見せるのかを明らかにすることが物理の課題として重要であり、さらに、原子核の基底状態ではシェル模型の成分が優勢な場合でも、励起状態にはクラスター構造が現れる可能性もあり、統一的な模型の構築が求められている。

これらの核構造情報は、核反応理論を通じて直接実験結果と比較される。特に、励起状態や共鳴状態にクラスター構造が発達する原子核においては、それらの状態がさまざまな観測量にダイナミカルに影響を与えられることが知られる。そのために、励起状態のみならず閾値を超えた連続状態を精密に取り扱う必要がある。それらの状態を核反応の観点から精密に取り扱うために、連続状態離散化チャネル結合 (CDCC) 法が九州大学のグループを中心に開発されてきた。この CDCC 法は、先の Faddeev 方程式のように完全な厳密解を与えるものではないが、クラスターに分解するような反応を取り扱うときには非常に良い精度で反応現象を記述することが可能である。さらに、近年では非常に大きな模型空間をとることも可能となり、核反応分析を行う模型としては非常に精度の高い核反応模型である。

また、発達したクラスターの一部がビーム・標的核で移行するような多核子移行反応も話題として取り上げられる。しかし、現段階において日本国内では、直接反応過程としての核子移行反応計算は不十分なものがあり、今後の発展・改善が必要である。

■ 殻模型

質量数 20 を超えるようなより重い原子核では、現象論的補正なしの第一原理計算は困難となるため、原子核殻模型計算と密度汎関数法による計算が選択肢としてあげられるが、この節では、原子核殻模型計算の話題を挙げる。

原子核殻模型計算では、まず、核子多体系を魔法数をもつ閉殻と、バレンス殻内のバレンス核子の運動に分離する。バレンス核子の波動関数を、取り得る全ての多粒子配置を表現するスレータ行列式 (配位) の線形結合によって記述することにより、設定した模型空間の配位混合を完全に取り入れた高精度の計算を可能とする。バレンス殻内のバレンス核子のすべての配位で張られるヒルベルト空間

を模型空間と呼ぶ。通常 1 主殻をバレンス殻ととり、模型空間外からの寄与は、有効相互作用理論によって、バレンス核子間の残留相互作用に繰り込まれる。この手法により、閉殻近傍の原子核の低エネルギースペクトルを精度良く再現することができ、ガンマ線分光によって得られた励起エネルギー、遷移確率、磁気能率などの多数の実験値と、広範な質量領域で簡便に比較することができる理論計算手法であり、有用性は確立されている。また、理論的にも、有効相互作用の構築に実験値による現象論的補正が必要なため、実験と理論の二人三脚ですすんできた手法である。

この模型には、主に 2 つの現実的な制限がある。一つは、模型空間の指数関数的増加であり、中重核領域では対角化すべきハミルトニアン行列の次元が 10^{10} を超えることも珍しくない。通常この行列の直接対角化はランチョス法を用いておこなわれ、最新の並列計算機を用いても 10^{11} 次元程度が限界となる。今の計算機の発展を外挿すると 10 年後にはおよそ 10^{14} 次元のハミルトニアン行列が対角化可能となるが、質量数 100 を超える重核領域の原子核構造を計算するには不十分であり、なんらかの形の近似が必要となる。さまざまな手法が試みられているが、日本ではモンテカルロ殻模型法により直接対角化の限界を超えた計算が行われている [48]。このような模型空間の指数関数的増加による制限は閉殻を仮定しない殻模型による第一原理計算についても同様で、閉殻を仮定する殻模型とともにモンテカルロ殻模型法を用いた研究が、京計算機を活用した HPCI 戦略分野の一部としての活動が平成 23 年度から始まっている。(図 2.8.8) 今後 10 年で外挿法など、近似手法のさらなる発展も見込まれ、計算機の発展と両輪をなし、殻模型計算の適用範囲を大きく広げていくと期待される。

もう一つの制限は有効相互作用における現象論的補正である。核子間の核力から出発して模型空間内における有効相互作用を求めるのが理想ではあるが、現在の閉殻を仮定した殻模型計算ではそのような精度に達していない。この原因に 3 体力の効果や連続状態との結合が考えられ、これらの寄与の定量的な評価が始まっている。近年発展がみられるユニタリー模型演算法 (UMOA) や媒質内相似性くりこみ群法 (IM-SRG) などの有効相互作用理論の発展と組み合わせることにより、現象論的補正を必要としない有効相互作用の構築という理想に近づいていくであろう。

■ 密度汎関数

密度汎関数理論は、厳密かつ普遍的汎関数の存在定理 (Hohenberg-Kohn) と実用的汎関数の構成を可能にする Kohn-Sham の方法によって基礎づけられた理論である。原子核においては、その発展の歴史的経緯から平均場模型とも呼ばれるが、原子核のバルクな特徴である飽和性を再現するためには、密度依存有効核力が必要であり、密度汎関数理論と同一のものと考えてよい。密度汎関数理論の大きな特徴の一つとして、特定の原子核 (質量領域) を記述する模型ではなく、すべての原子核を包括的かつ定量的に記述することが可能であることがあげられる [49]。

この普遍的な汎関数の存在は原理的には保障されている。しかし実際にどうこの厳密な汎関数を構成するかは自明でなく、我々がこれまで手にしたものはすべて近似的であり、Kohn-Sham の方法に基づくものである。Kohn-Sham 法は、運動エネルギーにおける量子的効果をうまく取り込むスキームを与えており、結果的には平均場理論に類似した自己無撞着な非線形方程式となる。特に、基底状態においてもフェルミ運動が重要な役割を担うフェルミ粒子多体系に対しては、Kohn-Sham スキームに基づく汎関数の構成法が現在のところほぼ唯一の方法といって良いであろう。

現在、全核種の質量を平均 1 MeV 以下の誤差で再現する汎関数が報告されているが、その精度をさらに向上させる研究は精力的に行われている [50]。質量について言えば、閉殻配位の原子核と開殻

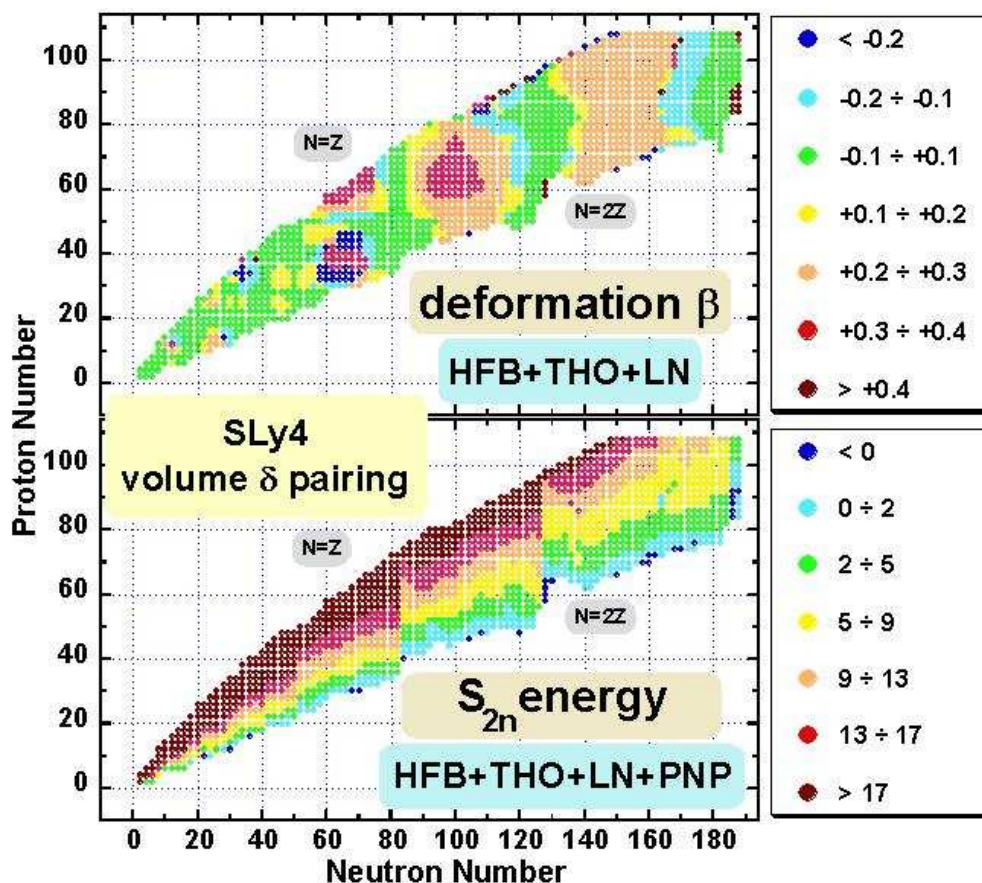


図 2.8.9: 汎用コード HFBTHO を用いた偶々核の四重極変形度 β (上のパネル) と二中性子分離エネルギー S_{2n} (数値の単位は MeV) (下のパネル) (文献 [63] より引用)

配位の原子核との質量の系統的な差、特定の原子核における特殊な相関 (例えば $N = Z$ 核のウィグナー・エネルギー)、偶核と奇核の対相関の違いなどが未解決である。これらの問題は、現在のエネルギー汎関数に明らかに欠けている相関の存在を示しているが、その取り込みの方法については多くの研究がある中、決定的なものがまだ現れていない。解決に向けて、汎関数の最適化に向けた新たな研究が進められており、第一原理計算を用いて汎関数の形を探索するなど、他のアプローチによる大規模核構造計算との共同研究も進められている [5]。

通常の密度汎関数計算では、一体密度 $\rho(\vec{r})$ が多体系を記述するので、計算量はだいたい M^3 のオーダーに比例する。ここで、 M は一粒子状態を記述する空間の次元。質量数 A に対して M はだいたい線形に依存すると考えてよいので、計算量は質量数に対して A^3 で増加する。通常の高次元系の量子力学の計算量と比較すれば、圧倒的にゆるやかな粒子数依存性であり、これが大きな原子核を扱うことを容易にしている。密度汎関数理論を用いた通常の計算 (Kohn-Sham-Bogoliubov) に対しては、汎

用的なプログラムも開発・公開されており、これを用いて、原子核基底状態の質量・半径等を求め、自発的な核変形を決定することができる。図 2.8.9 は、基底状態の変形に軸対称性を仮定した HFBTHO と呼ばれる公開コードに粒子数射影を組み合わせた計算例である。HFBTHO は調和振動子基底を用いているが、連続状態との結合効果をより正確に扱う上でより優れた実空間基底でのコード開発も進んでいる [51, 52, 53]。

時間依存密度汎関数理論に基づく線形応答計算は、最近数年でもっとも大きく進んだ研究分野の一つである [54, 55, 56, 57, 58, 59]。日本と欧米の複数のグループが、変形した基底状態上の線形応答計算を可能にする計算コード開発にしのぎを削り、いくつかのコードが既に完成している。通常の線形応答計算では、 M^6 の計算量と M^4 のメモリ容量が必要とされ、一つの原子核の応答を調べるのに、一万コア程度のプロセッサを用いた大規模並列計算が行われている。しかし、最近国内で開発された有限振幅法 [51] では、 M^3 の計算と M^2 のメモリで同一の計算が可能である。この手法の優位性を生かした系統的な光反応断面積の計算が現在進行中である [60, 61, 62]。

2.8.2.3 天体核物理

クォーク・ハドロン・原子核における計算手法の発展とともに、原子核物理の成果を活かした天体・宇宙物理学の諸問題への取り組みが進みつつある。核構造・反応における一貫した枠組みの確立は、ビックバン・星の進化・爆発天体での元素合成過程において鍵となる原子核データの整備に繋がっている。また、第一原理計算から求められた核力から出発した核子多体理論による核物質状態方程式の構築の取り組み [65] や、高温高密度における QCD 物性の探求 [66] は、中性子星内部や超新星ダイナミクスを探ることに繋がっている。天体や宇宙における極限状態は、中性子過剰・高密度・高温と地上実験では達することのできない領域であり、最新の原子核実験データに基づいて精査した理論計算手法による探求が欠かせない。その領域はクォーク・ハドロン・原子核から星と広いスケールに渡る。

超新星爆発は極限状況における原子核物理が本質的な役割を果たす課題の代表格であるとともに、天体核物理における代表的な未解決課題でもある。超新星爆発は、大質量星の進化の最期に起こる爆発現象であり、そこでは中性子星・ブラックホールが誕生し、重元素合成が行われ、物質がまき散らされて次の星の誕生の源となり、銀河と物質の進化の基礎となっている。宇宙物理学の重要な課題であり、40 年以上に渡る長い間の多岐にわたる研究にもかかわらず、現在でも爆発メカニズムの解明には至っていない。

未解決である原因は、極限状態における原子核・ニュートリノ物理を与えることが難しいこと、および数値シミュレーションが非常に大規模なものとなるという両面の困難にある。前者では超新星コアにおける高温高密度での状態方程式 [67] やニュートリノ反応、後者では 3 次元空間における一般相対論・流体力学・ニュートリノ輻射輸送・電磁気学を組み合わせた統合計算が課題である [68]。数値シミュレーションによって爆発を再現することだけでなく、観測に対応して中性子星が誕生する様子や、超新星ニュートリノの放出、爆発で外部に放出される物質のダイナミクスを解明することが肝要である。こうした際には、中性子星内部の核物質・エキゾチック物質の解明や、元素合成過程で経由する広い核種範囲にわたる原子核の質量・核反応データを網羅する必要がある。近年の原子核実験・理論の進展および計算機環境の発展はめざましく、上記の難問を解決する道のりにおいて、計算核物理は大きな役割を果たし、超新星の爆発現象を解明する道のりに貢献してきた。

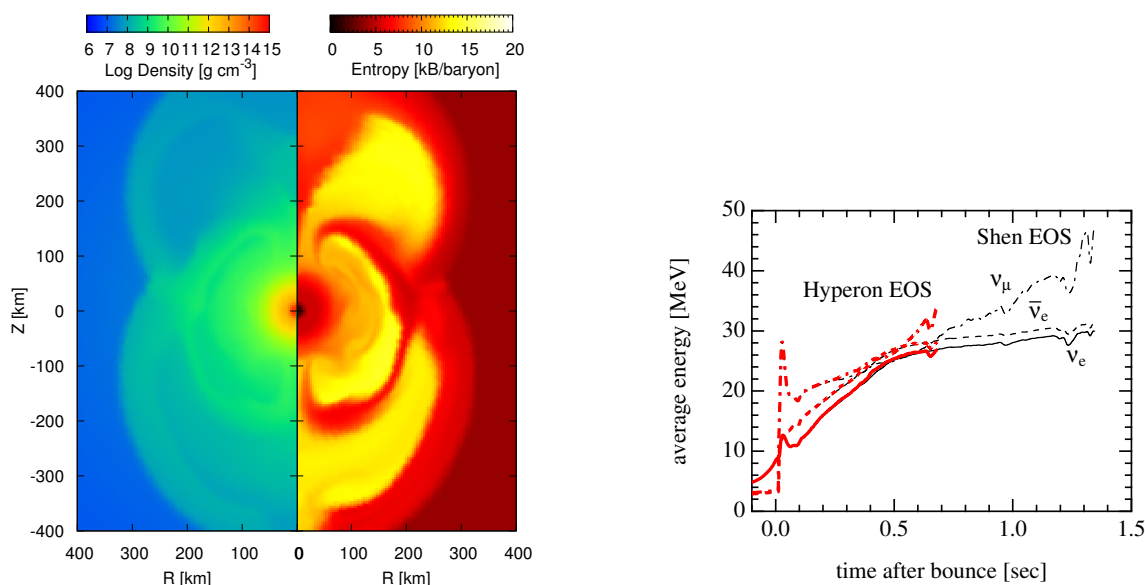


図 2.8.10: (左図) 2 次元 (軸対称) の超新星数値シミュレーションにおける爆発の例を密度・エントロピーのカラーマップで示した。流体不安定性との組み合わせでニュートリノ加熱の効果があがり、コアバウンス後の長い時間を経てから爆発に至る計算例が示された。([9] 参照。図は諏訪雄大氏提供。) (右図) 大質量星の重力崩壊からブラックホールに至るまでに放出されるニュートリノの平均エネルギーの時間変化を示した。核子物質 (Shen EOS) とハイペロン混入物質 (Hyperon EOS) の状態方程式を用いた数値シミュレーションでは、ニュートリノ放出の継続時間に大きな違いがあり、観測によりハイペロン出現をプローブできる可能性がある。([64] 参照。)

中でも 1990 年代より理化学研究所を代表とする不安定原子核ビーム実験により、宇宙物理における核データ研究が大きく進展したことは特筆すべきである。安定線から離れた領域で不安定核の質量・半径・反応の系統的な測定がなされ、中性子過剰な領域での核子間相互作用・核構造・反応率についての理解が進んだ。実験をもとに中性子過剰な核物質の状態方程式や不安定核における核反応レートなどの理論研究が精力的に行われ、理論と実験による連携した取り組みが行われてきた。不安定核データが中性子星・超新星・元素合成の研究において果たす役割が明らかになり、原子核物理が宇宙・星で活躍する道筋が具体的に作られた。また、KEK や BNL 等において行われてきたストレンジネス原子核実験研究の進展により、中性子星コア等の高密度領域におけるハイペロン出現について実験データに基づく議論が可能となってきた。ハイパー核や K 中間子核について実験・理論が協力して研究が進み、 Λ についてはスピン依存相互作用まで精密な議論が行われるとともに、 Λ 以外の粒子についても核物質中でのポテンシャルの深さが明らかになりつつある。現在、高密度領域におけるエキゾチック物質出現の研究はより定量的な議論へと進み、天体現象においてエキゾチック相探索が可能であることが示されている [64, 69]。

一方、理論研究では、計算機性能の向上とともに、以前は現実的でなかった原子核多体問題の第一原理的計算が可能となった。第一原理計算による核子多体系へのアプローチ [39, 70, 71]、殻模型による大次元計算による核構造反応の解明 [72]、微視的核子多体理論による核物質飽和性の理解 [73] が進

み、天体核物理への応用が現実的なものとなっている。密度汎関数法（平均場近似を含む）による核図表上の広範囲な原子核構造の系統的な予測 [60, 82] は、 r プロセス元素合成を初めとする爆発的元素合成過程の解明に貢献し始めている。重い原子核の電子捕獲・光分解・ニュートリノ反応などの反応率計算も可能となり、核データの提供を通じて天体核物理に貢献している。不安定核や核子多体理論の発展とともに高温・高密度領域における状態方程式の研究が行われ、超新星シミュレーションに用いる状態方程式データテーブル構築 [67] へと繋がっている。こうした微視的情報を取り入れた状態方程式は様々な天体数値シミュレーションに用いられ、高温高密度核物質の果たす役割が定量的に議論されるようになった。最近発見された 2 倍の太陽質量をもつ中性子星 [47] は、核子以外のハドロン自由度を考慮した従来の状態方程式の多くを棄却し、原子核多体問題においても中心課題となりつつある 3 体力等の多体力をハイペロン等にも拡張して考える必要性を示しており、今後の進展が期待される。さらに、クォーク・ハドロン物理の研究成果が中性子星や超新星での現象に直接適用されるようになり、天体観測から QCD 相転移を探る道筋も明確になりつつある [74]。

さらに、天体数値シミュレーションの発展もめざましい。核図表上の数千種類の核種を結ぶ、原子核反応ネットワークの計算は頻繁に行われるようになり、個々の原子核反応の影響や、系統的な構造予測の影響が定量的に吟味されるようになってきた。一般相対論を数値シミュレーションにより扱うことで、中性子星合体やブラックホール形成の計算も可能となり、状態方程式が重力波放出に及ぼす影響が解明されている [75]。超新星爆発メカニズム解明には、上述のように得られた原子核・ニュートリノ物理を詳細につぎ込んだ大規模な数値シミュレーションが必要である。近年では計算機能力の向上により、球対称の範囲では一般相対論のもとでニュートリノ輻射流体計算が行なわれるようになり、ダイナミクスとしては第一原理計算を行なうことが可能になってきたため、核物理の詳細な検証が可能になってきた [76]。日本を含む世界の数グループの計算結果により、実験データで検証された範囲での核物理を用いた上で、球対称計算では爆発しない、ということが判ってきた。このため、衝撃波を後押しするニュートリノ加熱という効果に加えて、多次元的な効果（流体不安定性など）が爆発メカニズムとして必要であると考えられている [9]。しかし、2 次元 3 次元では、大規模計算によるシミュレーション結果は一握りしかなく、爆発メカニズムは諸説に分かれている。また、ニュートリノ輻射輸送の扱いは近似的な方法に依っていて、系統的な研究および近似のないニュートリノ輻射流体計算による研究が待たれている。

2.8.3 今後 5～10 年の間に特に推進すべき日本の核物理の課題

この 2.8.3 節および次の 2.8.4 節では、将来にわたっての日本の計算核物理の研究が進む方向について議論した内容について報告する。まずこの節では、比較的近い将来 (5～10 年後程度) について、特に推進すべき日本の核物理の課題として挙げられた課題を 4 つの小区分に分けて示す。

5～10 年後程度の時間間隔の計画としては、次世代大型計算機（京速コンピュータ）の共用開始に伴って計画されている研究や、さらにその先（次々世代）の大型計算機利用を見据えた活動が既に始まっており [77]、ここで示す課題もそれらと重なっているものがあるが、ここでは必ずしもこれら既存の計画に捕らわれず、日本の核物理の将来に関して、計算核物理 WG として推進したい課題を挙げる。

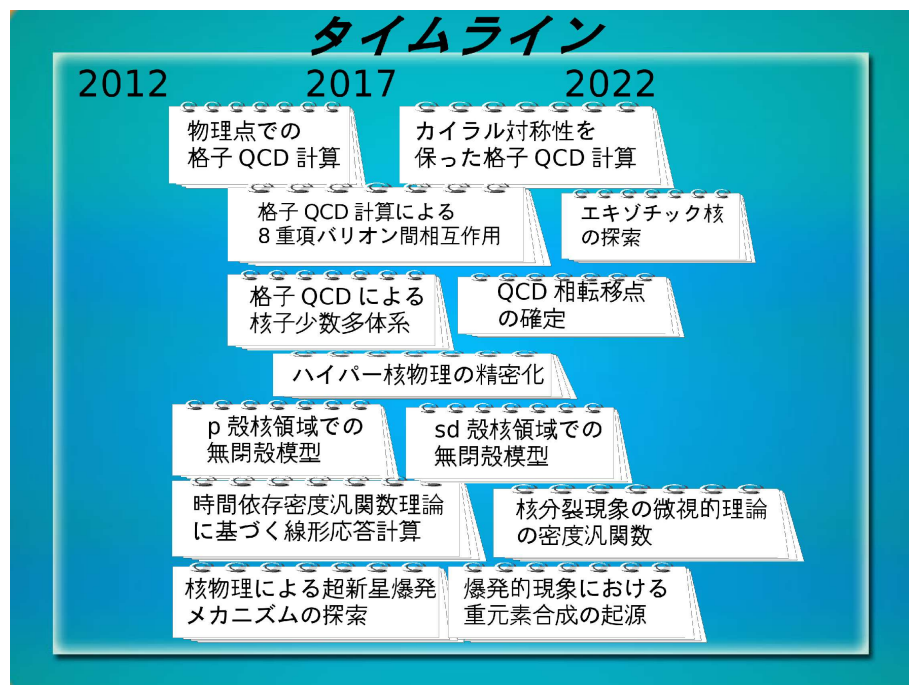


図 2.8.11: 計算核物理で将来の課題として掲げた各課題のタイムラインを示す。

2.8.3.1 軽い原子核がクォーク・グルーオンの力学からいかにして創られるか?

現状分析で紹介したように、格子 QCD 計算は、これまでの主に単一ハドロンの性質を対象とする研究から、複数のハドロン間の相互作用や、そういったハドロンの複合系の性質を直接解き明かそうとする時代に入ってきている。そのような時代の到来を象徴する課題のひとつが、ヘリウム原子核などの軽い原子核を、クォーク・グルーオンの力学に基づいていかに創り出せるか、を解明することである。現在既に行われている研究から予想すると、この課題には二種類の手法がとられるであろう。

ひとつは、重陽子やヘリウム原子核など、軽い原子核を格子 QCD 計算で直接構成する方法である。現状分析で紹介したように、2010 年筑波大グループは、 ^4He 原子核の格子 QCD による直接構成に世界で初めて成功している [27]。この計算は、クエンチ近似（動的クォークを無視する近似）が用いられ、かつ重いクォーク質量で行われている。そのため、そういった現実とは異なる近似計算を行っていることから来る系統誤差を排除することができない。従って、現実的な（より軽い）クォーク質量でのフル QCD 計算を実行し、これらの系統誤差を取り除いていくことが重要であり今後の計算が期待されている。なお、この方法で原子核を直接構成するためには、解決すべき格子 QCD に特有の問題がある。有限体積の箱の中に引力相互作用を行う 2 粒子が閉じ込められている場合、束縛状態であっても散乱状態であっても負のエネルギーシフトを生じる。両者を区別するものは、エネルギーシフトの空間体積依存性である。束縛状態の場合は負のエネルギーシフトが空間体積無限大の極限でも有限の値で残るが、散乱状態の場合はエネルギーシフトが空間体積の逆数に比例し、空間体積無限大の極限で消失してしまう。束縛状態と散乱状態を区別するためには空間体積依存性を調べなければならず、そのための計算コストは大きい。この問題はペタスケールからエクサスケールへと計算機の能力が増大していくことによって解決していくと予想される。

もうひとつの方法は、核力ポテンシャルを格子 QCD 計算から引き出し、そのポテンシャルによる少数多体問題を解くというものである。現在までに行われている計算では、現実よりもクォーク質量が重い世界での、偶パリティの中心力およびテンソル力ポテンシャルが得られている。この核力ポテンシャルは、まだ現実のものよりも弱い引力となっており、特にスピン三重項チャネルでの重陽子の束縛状態は得られていない。ただし、 u, d クォーク質量を現実よりも重いクォーク質量領域から徐々に軽くしていくと、それに伴って得られた核力ポテンシャルの引力は徐々に強くなっていく傾向を示している。特に、原子核を束縛させるために欠かせないと考えられているテンソル力もクォーク質量の減少とともに強くなっていく傾向が見えており、近い将来ほぼ現実のクォーク質量を用いた格子 QCD 計算が行われれば、重陽子を再現できる核力ポテンシャルが得られるのではないかという期待が高まっている。重陽子にとどまらず、 ^4He など、より質量数の大きな原子核の性質を再現するためには、三体力や奇パリティ状態の核力、とりわけスピン・軌道力ポテンシャルなども得られなければならないが、現在すでにこういった核力ポテンシャルの各主要部分を具体的にどうやって格子 QCD 計算から引き出せば良いかの研究が進展しつつある。

2.8.3.2 原子核の基底状態および励起状態の第一原理計算

核子を基本自由度として原子核構造や反応を第一原理的に理解しようとする試みは、反応については3核子もしくは4核子系まで、構造については12体程度までが限界である。従ってそれより質量数の大きな原子核領域を研究するためには、核子自由度を自由空間において扱ったのと全く同じようにあからさまに扱うのではなく、系を記述するのにより適した自由度を持つモデルを導入して原子核を記述することが必要となる。第一原理計算とモデル計算がともに有効な境界領域の質量数の原子核で両者の計算を実行することは、質量数の増加とともに系を記述するために本質的な自由度がどのように現れるかを理解し、このようなモデルの基礎付けを与えるために、必要な課題である。将来的には、密度汎関数計算については、重いアイソトープ領域のドリップラインを予言できるような精度の向上を目指す。

■ クラスターを含む励起状態の第一原理計算

宇宙の進化における元素合成を真に理解するためには、原子核が織り成す階層構造を基本原理から導き出すことが重要である。具体的には、恒星内部での水素の燃焼からヘリウムが作られる課程 (CNO サイクル) にとっては、炭素の存在が必要である。ビッグバン直後の炭素がほとんど存在しない時代から、CNO サイクルが可能となる恒星が誕生するまでに、 3α の反応によって炭素が大量に生成されたと考えられている。Hoyle 状態と呼ばれる ^{12}C の励起状態が $^8\text{Be} + \alpha$ 閾値付近に存在すると予言され、実験的には見つかっている。しかしながら、この状態を核子12体系のダイナミクスとして理論的に導き出すことには、まだ成功していない。核子を基本自由度とした第一原理計算において、この Hoyle 状態を正確に導出することは、原子核の階層構造を正確に理解し、元素合成や宇宙の進化のモデルに確実な根拠を与える上で、非常に重要な課題である。スーパーコンピュータを使うことによってこの問題を解決しようとしている研究が既に発表される段階に入っており、この課題は、喫緊に進展することが求められている。

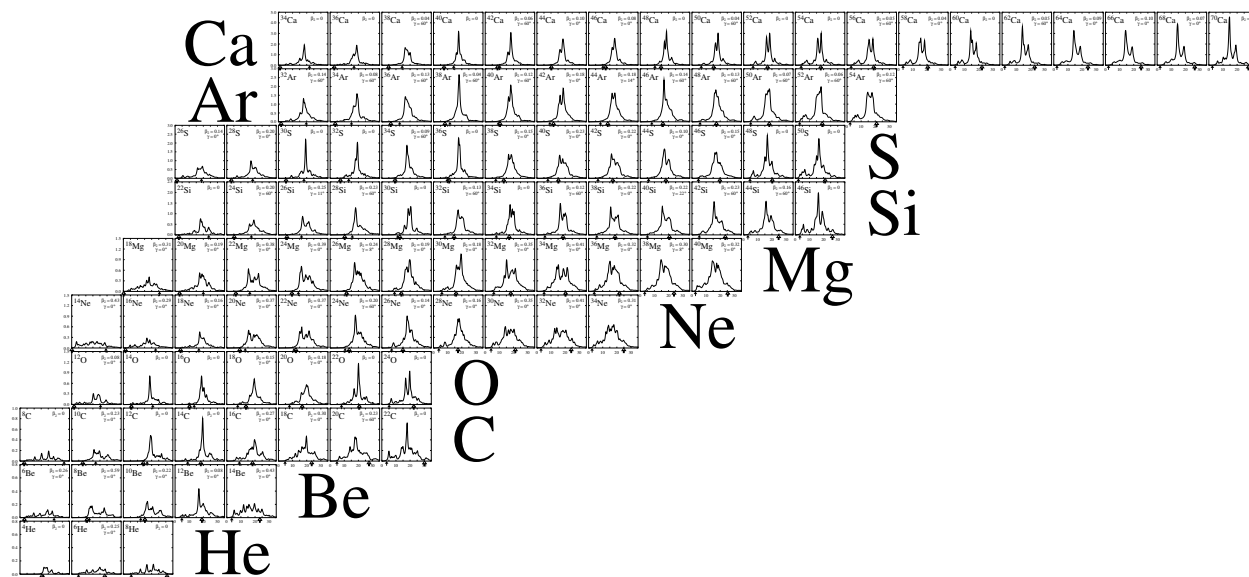


図 2.8.12: 原子核の光応答に関する有限振幅法を用いた系統的な計算。エネルギー汎関数 SkM*を用いている。(文献 [90] より引用)

■ 密度汎関数理論による系統的な応答関数計算

2.8.2.2 節で述べたように、密度汎関数理論の強みの一つは、特定の原子核 (質量領域) を記述する模型ではなく、すべての原子核を定量的に記述できることである。この強みと有限振幅法 [51] による計算コストの削減を生かすことで、核図表全体に渡っての系統的な計算が可能である。

既に、Kohn-Sham(-Bogoliubov) レベルでの基底状態に対する系統的計算は世界の標準になりつつあり、今後は、Kohn-Sham (平均場) レベルを越えた相関を取り入れる方向への拡張と、励起状態や時間依存現象などのダイナミクスを扱う方向への拡張が中心的なトレンドになるであろう。国内では、このうち後者において世界的に注目された研究がいくつもあり、今後5年程度で大きな発展が期待される。具体的には、時間依存密度汎関数理論に対する実時間アプローチ [91, 84, 85]、グリーン関数を用いて連続状態を厳密に扱う乱雑位相近似理論 [86, 91]、有限振幅法を利用することで計算量・メモリ量を大幅に削減した線形応答計算 [51, 61]、2体密度まで拡張された乱雑位相近似理論 [87] などがあり、それぞれ成果をあげている。この中から、汎用コード、あるいは基盤ルーチンなどが公開されるものが近い将来現れると予想される。

また、さらに理論を拡張して、陽子・中性子混合を取り入れた密度汎関数理論とそれに基づくダイナミクスの解析によって、荷電移行反応や核・ニュートリノ反応などに対してさらに信頼度の高い計算が可能になる。このような理論の拡張においても国内の研究グループは指導的な役割を果たしており、近い将来において、不安定核におけるエキゾチックな励起モードの予言・解析、系統的な振る舞いから予想される核応答の特徴的な性質の解明などが期待される。また、実験では届かない領域の原子核に対しても定量的な予言を与えることができるため、応答関数に関する計算核データを整備し、元素合成や爆発天体シミュレーションへの微視的物理のインプットを与えることも重要な課題である。

2.8.3.3 高温高密度 QCD の相構造・状態方程式の確立へ

符号問題のないゼロ密度系では、すでによく研究されているスタaggerド型クォーク作用の計算に加えて、ウィルソン型クォーク作用での有限温度領域の計算がすすめられようとしている。今後は、その2つのクォークの定式化による結果を比較しながら計算を進め、格子 QCD 計算の系統誤差の評価がより精密となり、高い精度の熱力学量 (状態方程式) や相転移温度の研究が期待される。

さらに、有限密度系の計算方法に関して、いろいろなアイデアが提案されている。低密度領域の計算では化学ポテンシャルによるテイラー展開の係数をゼロ密度で計算する方法が有効で、この領域は、計算機の性能の進歩に合わせて着実に研究が進むことが期待される。高密度領域の研究に関しても、符号問題を解決するための試みがなされ、近い将来、高密度での計算が可能になることを期待する。それによって高温高密度 QCD の相構造を明らかにし、中性子星・超新星超爆発など高密度天体現象の解明に必要な、高密度領域での状態方程式の確立につなげたい。

2.8.3.4 多次元シミュレーションによる爆発的天体現象

超新星爆発の研究は、2次元や3次元における数値シミュレーションが初期研究のメカニズム探索から、定量的な解明を目指す本格的な時代に突入しつつある。その理由は、まず第一に、球対称のもとで一般相対論的ニュートリノ輻射流体計算という第一原理計算が行われた結果、最新の原子核物理データのもとで、超新星爆発が起きないことが明白となったことが挙げられる。さらに、爆発の鍵となるニュートリノ加熱メカニズムは多次元的な流体不安定性と共に効果的に働くことが2次元 (軸対称) の数値シミュレーションで示されている。また、球対称より2次元、2次元よりも3次元の方が爆発を起こしやすいという、研究成果もあり、定量的な議論ができる緻密な多次元数値シミュレーションを行うことが急務となっている。

現在までの計算は2次元においては、ニュートリノ輻射輸送を近似的に扱ったものであり、その範囲で、爆発を起こす数例が知られている。3次元においては、ニュートリノの扱いはさらに単純化されており、ようやく最初の本格計算の成果が出始めた所である。今後、5～10年の課題は、このニュートリノ輻射の扱いにおける近似を取り除いて、段階的に厳密計算へ近づけて行く事がもっとも重要な事となる。同時に、初期モデル (親星の質量など)・状態方程式・ニュートリノ反応などの違いによる相違を明らかにする系統的な爆発シミュレーション計算も、メカニズム探索を明確なものとするために必要不可欠である。

ニュートリノ輻射輸送は、超新星コアの中心に溜まったニュートリノが拡散現象としてじわじわとしみ出してやがて星の外層に達するまでの、ニュートリノ伝搬・放出・吸収・散乱を記述するものである。超新星の問題では、中心部は高温高密度で拡散近似が良く、外層では自由伝搬近似が良いが、爆発メカニズムの鍵を握るのはその中間領域である。コアバウンスで発生した衝撃波が伝搬途中で停滞しまうのだが、その領域では、どちらの近似も正しくない。そのため、いわゆるボルツマン方程式を解いて、伝搬と衝突による影響を一貫して扱う必要がある。

現在から数年先までに行われるのは、3次元での超新星計算であるが、ニュートリノ輻射輸送を近似的に扱う手法によるものである。流体計算は3次元であるが、ニュートリノ輻射輸送は、ray-by-ray 近似という半径方向の一次元計算を各方向独立に行う。この近似のもとでも計算資源は膨大なものとなるが、日本のグループは、京コンピュータの計算資源により解像度を最大限にとった超新星シミュ

レーションを行っていく予定である。その後、ニュートリノ輻射輸送を近似の無い扱い、ボルツマン方程式を直接解く方法、へ置き換えた計算を行っていく計画である [78, 79]。

こうした将来の大規模計算においても数値シミュレーションに組み込まれる核物理が重要な鍵を握っている。巨大計算は時として唯一つの数値シミュレーションしか行うことができない場合もあり、その時点でベストな核物理を組み込むことが肝要である。その意味で、将来に渡って可能となる原子核構造反応計算や多体理論計算により、高温高密度核物質の状態方程式、原子核の電子捕獲反応、ニュートリノ核反応などの一貫した核物理データを構築することが課題である。

2.8.4 5～10年後の展望・さらに将来の展望

前節に引き続き、ここでは、日本の核物理の将来に関して、計算核物理 WG で議論された将来の課題について、前節で取り上げなかったけれども 5～10 年で進めるべき課題や、進めるべきであるが 10 年以上の長期的視野で取り組むべき課題などを、クォーク・グルーオン多体系、原子核、天体核物理の各分野において示す。

2.8.4.1 クォーク・グルーオン多体系

■ 格子 QCD によるハドロン構造の精密化

ハドロン原子核分野に関連して「ハドロン 1 粒子系」の物理として残された課題の一つは、格子 QCD による核子の静的な諸性質の再現である。現状では核子の質量を除いて格子 QCD 計算が実験値を再現できているとは言い難い。中間子系の研究において弱崩壊に関する遷移行列計算がすでに大きな成功を収めているのに対して、重粒子系において相当する弱崩壊の遷移行列、例えば中性子 β 崩壊に伴う軸性電荷 g_A において格子 QCD 計算が実験値を精密に再現するには至っていない。これは核子などの重粒子の計算が π 、 K 中間子など計算に比べてより高い統計精度を必要とするという技術的な問題ばかりでなく、重粒子が中間子よりもクォーク多体系の複合粒子として、その構造が複雑であることと密接に関係していると思われる。

特に現在深刻な問題として、現時点で核子の平均二乗半径に対して格子 QCD 計算が実験値の約 75% 程度しか再現できない、「核子の大きさの問題」が挙げられる。現象論的には所謂 π 中間子の雲の効果と直接関係していると考えられる。実際、核子を含むカイラル摂動論において、核子の平均二乗半径が π 中間子の質量が零となるカイラル極限で対数赤外発散することが知られている。つまりこの問題の解決にはカイラル対称性とその自発的破れが大きく関わっていると思われる。格子上での厳密なカイラル対称性を保持できる、オーバーラップ形式やドメインウォール形式のカイラルフェルミオンによる格子 QCD 計算が最も望ましいが、まず当面はより軽いクォーク質量 (π 中間子の質量で 200 MeV 以下) でより大きな空間サイズ (4 fm 以上) の格子 QCD 計算が必要不可欠である。

現在、いくつかの研究グループにおいてカイラルフェルミオンよりも計算コストがかからない、ウィルソン型によるそのような QCD ゲージ配位の生成が始まり、かなり近い将来、核子系の物理量においても、カイラル摂動論などとの整合性なども含め、より精密な実験値との比較が可能となることが予測される。また今後は、ハドロン構造の包括的な理解のために、実験で観測できる物理量のみを格子 QCD 計算の研究対象とするに留まらず、カイラル摂動論を代表とした有効理論のアプローチ (QCD 和則や重いクォークの有効理論などを含む) において、これまで実験からしか決めることのできなかつ

た有効理論内のパラメータなどの格子 QCD による精密決定など、より広範な格子 QCD 計算の活用が望まれる。そのためにも、厳密なカイラル対称性を保持したカイラルフェルミオンでかつ、軽いクォーク u, d, s が全て物理的なクォーク質量上で扱った格子 QCD 計算が待たれるところである。

■ 格子 QCD による核子多体系への展開

2.8.3.1 節では格子 QCD 計算によって開かれる原子核物理の象徴的課題として、物理点における軽原子核の構成を挙げた。このような、ハドロン 1 粒子系の計算よりもはるかに計算資源を必要とするハドロン少数多体系の研究分野のさらに長期的展望を考えると、 ^4He よりも重い原子核の、格子 QCD による直接構成が挙げられる。そこで掲げられる目標は、クォーク・グルーオンの力学に基づく魔法数の導出である。ただし、そのような ^4He よりも重い原子核を直接扱おうとすれば、2.8.3.1 節で述べた空間体積依存性の検証のための困難に加えて、もう一つの大きな課題であるクォーク・ダイアグラムの数をどう扱うかを考えねばならない。格子 QCD ではクォーク場を用いて原子核の量子数を持つ生成・消滅演算子を組み、その縮約を取ったクォーク・ダイアグラムを考えるが、質量数が多くなるにつれて縮約の“場合の数”は急激に増大する。例えば炭素 ^{12}C の場合は u クォーク 18 個、 d クォーク 18 個から構成されるので、単純に考えればクォーク・ダイアグラムの数は $(18!)^2 \sim 4 \times 10^{31}$ という天文学的数字となる。この膨大な数のダイアグラムをどのようにして計算するかという問題が、QCD を用いて原子核を取り扱う場合の大きな困難である。この点に関してはアルゴリズム的に解決するためのアイデアが必要である³。更にその先の展望としては、実験的に生成困難な中性子過剰核などを格子 QCD で直接取り扱うことを目指したい。

■ 格子 QCD からのエキゾチックハドロン・原子核（ストレンジネスを含むもの）の探索

格子 QCD から通常核の構成に道が開かれた暁には、格子 QCD を用いて大きく進展が期待される研究分野として、ストレンジネスを含む原子核の研究が挙げられる。これまでは、実験の難しさから、ハイペロンを含む広義の核力の性質は明らかでなかったが、今後の格子 QCD 計算によって、そのスピン・フレーバ構造の全体像が明らかになると期待される。さらにこれらの成果から大きな波及効果が期待できるのが、ハイパー核の分野である。ラムダハイパー核についてはその結合エネルギーなどのデータが利用できるので、現実的クォーク質量での格子 QCD 計算から求められたポテンシャルについて、(NN や ΛN 、 ΣN など)2 体散乱実験と比較するだけでなく、通常核に加えてハイパー核についても実験を再現できるかどうかを検証することができる。実験を再現することが確かめられれば、これらのハイペロンポテンシャルを用いることにより、エキゾチック原子核の存在の可能性やその質量、構造などについて、従来よりも信頼性の高い計算を行うことができるものと期待される。さらにまだ見つかっていない、(例えばストレンジネスを複数含んだ)エキゾチックな原子核の存在の可能性を従来よりも高い精度で調べることが可能となり、J-PARC で計画されているグザイハイパー核探索実験などをサポートしていくような研究が期待される。

また、格子 QCD 計算においても共鳴状態の研究は非常に難しいが、 $K\pi$ 散乱をはじめとして、今後具体的な研究が進むと予想される。現在盛んに議論されている $\Lambda(1405)$ 状態とそれに関連するエキゾチックな状態の研究は、J-PARC での新たな実験による進展が期待され、そのような実験の進展を

³実際には様々な対称性を駆使して独立なクォーク・ダイアグラムの数を減らすことが可能であるが、困難の度合いは本質的には変わらない。

理論的に解釈するための手法として、格子 QCD による共鳴状態の研究は重要な研究テーマになっていると予想される。

■ 極限状態での QCD 物性

数値シミュレーションによる格子 QCD の研究は計算機の性能によってできることが決まる。現実世界と同じクォーク質量をもつウィルソン型クォークによるゼロ温度の研究が、現在、筑波大学を中心とするグループによって行われている。その延長として、ウィルソン型クォークによる有限温度、現実のクォーク質量の研究も始まる予定である。重イオン衝突実験で興味がある低密度領域に限れば、温度を変えてシミュレーションを繰り返すことと、有限密度の効果を取り入れることを考慮して、必要な計算時間は現在行われているゼロ温度の研究の 100 倍程度で、近い将来、十分に実現可能な計算である。ウィルソン型とスタガード型を比較しながら、今後も熱力学量や相転移温度の研究の精度が向上するはすである。また、有限温度でのハドロンスペクトルや輸送係数の研究についても、困難の源となっているものは格子間隔の粗さと統計誤差であるため、計算機の性能の進歩によって改善されるはずである。クエンチ近似を取り除き、LHC での重イオン衝突実験の結果が出そろうまでに、ある程度の結果を出さなければならない。

さらに、質的な進歩が期待される研究は有限密度での QCD 物性の研究である。標準的なモンテカルロ法が有限密度では使えないため、いろいろな試行錯誤が必要である。以前は動的クォークの効果を取り入れた計算自体にコストがかかるためできなかったが、最近になって、有限密度の計算方法の開発にも時間をさけるようになった。計算機の性能の向上は、計算精度を高めるだけでなく、試行錯誤を要する方法の開発の速度をあげ、適用できる計算方法の幅も広げる。実際、今までの格子 QCD の研究の歴史を見ても、計算機の性能に合わせて新しい計算法が開発され、一昔前には考えられなかったような計算ができるようになってきている。

重イオン衝突実験が進行中の現在、格子 QCD の研究者に期待されていることは、実験結果をどう理解すべきか議論するときに必要な基礎的かつ正確な理論からの情報を提供することである。高温高密度 QCD 物性の研究には長い研究の歴史があるが、ついに理論を実験で検証できるかもしれない時期にきている。

2.8.4.2 原子核

質量数の軽い原子核から重い領域までのそれぞれでの今後の研究の方向性を述べる。

■ 軽い核の核反応の第一原理計算

質量数の軽い原子核領域では、連続状態を含んだ核子多体系の記述の進展が期待される。軽い核に限られてはいるが、現実的核力から出発した波動関数が得られるようになった。それらの多くは 2 乗可積分関数から得られており、そのまま連続状態へ適用することは難しいが、近年 2 乗可積分関数の散乱問題への適用が活発に行われている。2 乗可積分関数で模型空間を張る方法は比較的取扱いが容易で、束縛状態を解く計算コードが利用できるという大きな利点がある。そのような低エネルギー核反応理論の開発にも取り組む。これらの少数多体系の成果は、精密な波動関数を扱えるという利点があり、10 年後の研究計画として、精密核構造、反応理論を駆使した不安定核の予言、実験の困難な宇宙核物理学 (ニュートリノ反応、中性子捕獲等の原子核データライブラリの整備) への応用が期待さ

れる。

このような軽い核の第一原理精密計算が発展することで、より精度の高いエネルギー密度汎関数の構築にも大きな貢献が期待される。様々な環境 (外場) の下での密度とエネルギーの厳密計算は、実験データ以上に、エネルギー汎関数へ強い制約を与え、これによって汎関数の改良が大幅に進むと期待される。厳密計算を重い原子核にまで推し進めることは不可能であるが、間接的なアプローチとして大きな役割を果たすであろう。これによって、これまで不可能とされてきた「原子核の存在限界の確定」、特に安定線からはるかに離れた中性子ドリップラインを確定することが期待される。これはまた、非対称核物質の精密計算にもつながり、核物質の状態方程式や中性子星の構造の決定、爆発天体現象の解明などにも貢献する。

■ 核子以外の自由度および連続状態を考慮した軽い核の第一原理計算

強い斥力芯を持つような核力ポテンシャルを直接扱える少数系では、核子数を増やしていくことが考えられる。複雑な相互作用を用いた多体方程式の精度のよい解を得るには、あらわに相関した基底での変分計算が有効である。しかしながら基底関数の反対称化操作が粒子数の階乗に比例するため、核子数を増やすのは困難である。そこで反対称化操作をうまく処理する方法や、相関基底に対して効率的な有効相互作用の開発を行うことが必要となる。また、これまでの研究において、3核子以上の原子核の束縛エネルギーを再現するためには、現状の2体力だけでは不十分であり、三体力が必要なことがわかっている。現実的核力は核子-核子散乱を再現するが、起源の違うポテンシャル模型 (例えばクォーク模型ポテンシャル) を用いると、必要な三体力の強さは伝統的なポテンシャルと異なる。多体力の定量的な議論に向けて、様々なポテンシャル模型を用いて4体系以上の計算を行うことは興味深い。また Δ 粒子を含んだヒルベルト空間に拡張し、様々な角度から多体力の起源を調べることも必要である。このような研究の進展は、格子 QCD 計算からの新しい結果をよってより信頼性の増した、ハイペロン力の理解に基づいたハイパー核の研究と並行して進んでいくことが期待される。すなわち、ハイパー核では ΛN - ΣN 結合のようなチャネル結合が重要であり、これが模型空間の選択によっては三体力的效果の起源となっていると考えられているが、これらのより定量的な理解が今後進むであろう。さらに結合チャネルを直接扱った少数多体問題を p 殻ハイパー核にまで適用できるような方法の確立が期待される。

■ クラスター状態とシェル状態の統一的理解および核反応理論の融合

現状分析で述べたように、原子核物理においてクラスターの構造は、現象論的には重要な概念であるが、現実的核力を用いてクラスターの構造を研究するには、新しい計算手法の開拓が必要である。同時に、ひとたび相互作用が設定された後でも、ハミルトニアン行列要素の計算に膨大な数値計算が必要となる。また中性子過剰核においては、中性子数の変化とともに原子核がどのようなクラスター・シェル競合を見せるのかを明らかにすることが物理の課題として重要であり、さらに、原子核の基底状態ではシェル模型的成分が優勢な場合でも、励起状態にはクラスター構造が現れる可能性もあり、統一的な模型の構築が求められている。

このような核構造情報を精密に核反応データから引き出す、または直接測定可能な物理量を预言するために、微視的核反応模型の改良が必要となる。現在進められている現実的核力に基づいた微視的核反応模型の構築はすでに多くの成果を挙げているが、これまでの核反応理論研究として掲げてきた “

精密核物理”の立場からすればまだ十分とは言えない。そのため、現在進められている現実的核力に基づいた微視的核反応模型のさらなる改良・精密化が第一にすべき研究計画である。例えば、重心の扱いの問題のためにこれまで困難であった密度汎関数計算で得られた原子核の状態を核反応理論と融合させた新しい理論・計算手法の開発が考えられる。特に量子性が際立つ低エネルギーにおける精密な構造計算に基づく核反応理論の開発が重要である。

核反応物理学として期待されることは、第一に不安定核特有の反応現象は存在するのか？という点である。不安定核ならではの反応現象としてすでに弱束縛系による分解反応が分かっているが、今後他にどのような反応現象が観測、または、予言されるかが期待される。第二に、エネルギー依存性である。核反応は閾値を超えたエネルギー領域における現象であるが、そのエネルギー領域は核構造と違い制限がない。すでに少数粒子系の陽子-重水素弾性散乱ではエネルギー依存性と三体力の関係が問題になりつつある。この問題は重イオン核反応でも起きると予想され、三体力の本質的理解と共に新たな核反応物理の発展に繋がると期待される。

■ 閉殻を仮定しない殻模型の適用領域の拡張

続いて、閉殻を仮定しない殻模型による第一原理計算に焦点を絞って今後5～10年にわたる将来について概観する。現在、p殻核までは、安定核において基底状態や低励起状態の束縛エネルギー、半径、電磁気モーメント、遷移確率などの物理量に関して計算が行われている。ただし、p殻核でも重い方の原子核では、さらに模型空間を広げた計算を行い、より収束した解を得る必要がある。

今後、安定核近傍では、sd殻核のようにより重い原子核へと殻模型による第一原理計算が適用されていくものと思われる。また、現状では、安定核近傍の原子核までしか適用されていないが、今後、中性子過剰核や陽子過剰核のような不安定核での計算も期待される。さらに、励起状態にみられるクラスター的な状態に関しても ^{12}C のHoyle状態だけでなく ^{16}O の励起状態など、殻模型などによる第一原理計算による理解が必要とされている。

このように、さらに重く、安定線から離れた原子核へ、また、励起状態にみられるクラスター的なエキゾチックな状態の解明へと第一原理計算の適用領域が拡大していくことが考えられる。このような第一原理によるアプローチは、従来の模型に対する裏付けを与えるだけでなく、新たな模型の提唱にも貢献すると期待される。今後の課題としては、いかに殻模型による第一原理手法で不安定核にみられるハロー構造や励起状態にみられるクラスター構造を効果的に記述できるのかという、手法自体のブレイクスルーが不可欠である。

■ 閉殻を仮定した殻模型の精密化と適用領域の拡張

従来の閉殻を仮定した原子核殻模型計算の将来については、取り扱い可能な模型空間の拡大による重い原子核への適用領域の拡張と、有効相互作用の精密化が期待される。

現象論的に得られた、あるいは格子QCD計算から得られた3核子間力を用いた有効相互作用の構築と検証が進められると期待できる。3核子間力を陽に取り入れることや、2主殻以上にまたがる近似なしの有効相互作用理論の構築は、現在やむをえずおこなっている現象論的補正をとりのぞくために必要不可欠なステップである。これらをクリアすることで、より第一原理的なアプローチに近づくことができる。

また、計算機能力の向上と、外挿法を含めた殻模型計算の方法論の進展によって殻模型計算の適用

領域を広げていくであろう。二重ベータ崩壊の研究や放射性廃棄物への応用が期待される質量数 100 前後の核種や、理論計算がすすんでいない元素合成 r 過程上の第 3 ピークへいたる核種のより精密な殻模型計算も期待される。特に、2 重ベータ崩壊の核行列要素の計算は、乱雑位相近似、相互作用するボゾン模型、殻模型計算の 3 つの手法によって得られた値が提示されているが、模型によって一致せず議論的であった。特に殻模型計算では、模型空間の小ささが問題とされるが、スピン軌道パートナーも含んだより精密な計算に到達することが期待でき、定量的な議論が可能となるであろう。

■ 核分裂等の大振幅集団運動の微視的記述に向けた密度汎関数理論の発展

多粒子が関与する大振幅集団的運動は、原子核理論における最大の難問の一つである。量子性、非調和性、非断熱性など、多くの理論的困難を伴う低エネルギー核反応の代表として核分裂反応が挙げられる。その微視的な記述は非常に困難であり、ポテンシャルエネルギーの計算以外、これまで巨視的（マクロ）な模型による記述がほとんどである。核分裂には、中性子や光によって引き起こされる誘起核分裂と、有限の寿命で自ら壊れる自発核分裂とがあるが、双方ともに現在密度汎関数理論によって微視的にそのダイナミクスを記述しようとする試みが活発化しており、5 年から 10 年くらいで大きなブレイクスルーが期待される分野である。

核分裂の巨視的模型には、いくつかの重要なパラメータがあり、これらの微視的な決定には大規模計算が必要とされる。分裂経路の確定、ポテンシャルエネルギー、集団質量パラメータ、散逸係数などを時間依存密度汎関数理論を用いて決定できる理論の開発が国内で進められており [88, 89]、この応用によって自発核分裂のダイナミクスに対する理解が将来格段に進歩する可能性が大いにある。また、同時に、実時間計算のコード開発も進められており [84, 85]、誘起核分裂現象を直接的にシミュレーションするツールも整備されつつある。また、米国 SciDAC プロジェクト (UNEDF)[5] においても、計算機科学の研究者と核理論研究者との大規模な協力によって、大規模並列計算用の実時間コードが最近開発され [92]、この分野は世界的な競争の中、大きく発展する可能性が高い。

核分裂は原子核集団運動理論の長年の目標であり、散逸、チャネル分岐、多体量子トンネル現象など困難かつ興味深い課題が複雑に絡み合う現象である。大規模計算と新たな理論・アルゴリズム開発を通して、これらの問題を克服できるチャンスが次第に現実味を帯びてきている分野である。

2.8.4.3 天体核物理

■ 核力から高密度天体・高エネルギー爆発現象へ

先に述べたように、爆発的天体現象の解明においては、極限状況における核物質や核構造・反応の理論的な予測がますます重要なものとなる。これらの極限原子核の物理は、中性子星・元素合成過程の解明においても重要な役割を担っており、大規模計算による系統的な核データ整備が課題である。実験的には、核図表の広い範囲での、中性子過剰核の半径・非圧縮率の系統的な測定や不安定核の弱い相互作用探求（ニュートリノ・電子捕獲反応）などが行われれば、理論解析とともに天体核物理に大きく貢献するであろう。

格子 QCD 計算を基に核力、特に核子三体力、ハイペロン間の相互作用などが明らかになれば、それを基にバリオン多体系理論計算を行い、核物質状態方程式を確立することが中性子星・超新星爆発などの高密度天体現象の理解へ大きく寄与する道筋となる。また有限密度格子 QCD が進展し、クォーク物質への相転移線が明らかになれば、ブラックホールや中性子星合体を含む高密度天体の解明が進

むであろう。数値一般相対論計算の進展により、ニュートリノ輻射を組み込んだ数値シミュレーションが行われるようになり、中性子星合体や星の重力崩壊によるブラックホール形成、ガンマ線バーストの起源などの解明が期待される。こうした高エネルギー天体現象においても核物理が果たす役割は同様に重要である。

最終的な爆発メカニズムの確定には、高温高密度での核データを可能な限り信頼できるものにする、そして、それらをシミュレーションに組み込み3次元ニュートリノ輻射流体計算を行なうことが必要である。これらの両者が今後10年、20年の課題となる。近年の計算技術の発展により、多次元での系統計算や3次元での輻射流体計算が可能になると予測する。その際には、インプットとなる核物質状態方程式や核図表の広い範囲におけるニュートリノ核反応のデータを確立しておくことが重要である。例えば、中性子過剰核の半径・非圧縮率の系統的な測定や不安定核のニュートリノ電子捕獲反応などを通じて、原子核ハドロン分野による実験と理論解析の最先端成果をつぎ込むことが将来的な課題となる。また、核物質状態方程式を確立するための三体力の解明や核子多体理論計算の発展、クォーク物質への相転移などの物理も高密度天体の理解に必要不可欠である。

今から10年スケール以降の間には天体観測の大型計画（超新星ニュートリノ Hyper-Kamiokande、重力波 LCGT、超大型望遠鏡 TMT など）も進行しており、観測による天体核物理への知見にも大きな進展が期待される。すなわち、今から10～20年後には観測データとの比較を通じ、核物理への制限が現実のものとなる時代がやってくるであろう。超新星が爆発するかどうかの議論を越えて、爆発エネルギーの定量的理解とともに高密度状態方程式・ニュートリノ核反応・不安定核での魔法数変化等、核物理の大きな課題を解くための手段としても爆発天体現象の研究が進むであろう。中性子星の質量や半径の系統的測定や冷却過程の観測は、高密度物質やエキゾチック相への制限となり、中性子星合体による重力波放出は、高密度ハドロン物質（あるいはクォーク物質）の状態方程式の情報を引き出す重要な役割を果たしているであろう。このように原子核・核物質の性質と観測データをつなぐ上で、核多体問題と爆発現象シミュレーションの両面において計算核物理の果たす役割は本質的である。

■ 核データから爆発的現象における重元素起源へ

鉄よりも重い元素のなかで、金・プラチナ・ウランなどの一連の重元素は高速中性子捕獲反応という、爆発的元素合成で作られることが判っている。しかし現在でも、rプロセス元素合成がどこで行われているのかは、未解決の問題である。非常に古い星（金属超欠乏星）の観測が進んでおり、そのデータからは超新星爆発が有力な候補とされているが、超新星爆発のモデル計算では、rプロセス元素合成に必要な中性子過剰な物質放出は見つからず、むしろ陽子過剰な状況が発見されている。そのため、中性子星合体やガンマ線バーストなどのよりエキゾチックな環境が候補として研究されている。超新星爆発については、数値シミュレーションにおいて爆発過程が明らかにならなければ、重元素合成についての詳細が明確になることはなく、将来の大規模計算による爆発メカニズム解明が待たれる。この時、rプロセスに至る物質放出の割合は、全体のなかでも非常に小さいと考えられるので、多次元計算において高い空間解像度が必要とされる。また、rプロセス元素がいつどこで生成されたか、宇宙・銀河の進化における履歴を明らかにするには、親星の質量や金属量の関数としてrプロセス元素合成量を求める必要があり、爆発的天体現象の系統的な数値シミュレーションが不可欠である。このため、上述の超新星3次元計算よりも更に先の計算機資源が想定される。

中性子星合体による物質放出やガンマ線バーストによるジェット放出などのシナリオにおいて、rプ

プロセスに繋がる物質放出を追うには、一般相対論でのニュートリノ輻射流体計算に状態方程式やニュートリノ反応を組み込んでメカニズムを解明した上で、(微量重元素の放出を記述するため) 数値計算における空間的な解像度が高いことが要求され、将来の計算機資源による大規模な数値シミュレーションが必要とされる。どのシナリオにおいても、高密度や中性子過剰といった極限状況を経て、rプロセスに繋がることは間違いなく、ここでも理論計算による核物理データの系統的な整備が求められる。従って、様々な核物理計算手法の進展は、いずれ明らかになる r プロセス元素合成天体環境の解明を、元素組成比の観測データに繋ぐ上で不可欠なものである。密度汎関数法などの核図表上の核種を広く扱える手法を用いて、質量・ベータ崩壊・中性子捕獲・光分解などの一貫した核データを計算し、元素合成計算の基礎データとして与えることが将来にわたる課題である。核データの不定性が小さくなれば、元素合成が行われる場所を特定する際に大きく貢献することとなる。天体現象のダイナミクス解明と、極限状態での原子核構造反応の系統的解明とを、計算科学的なアプローチにより密接に連携させて取り組んで行く事が、元素の起源の解明に大きな役割を果たすことであろう。

2.8.5 今後の研究に必要な計算機資源の見積り

ここでは、他の WG のように将来の研究課題のために必要な予算を示す代わりに、まず現在の原子核物理の研究で使われている大型計算機について、性能およびユーザー数についてリストアップし、前節で掲げた将来の研究計画について、既存の大型計算機が更新⁴されたものを使うと想定して、必要とされる計算機の性能を示す。また、高性能計算機を用いた現在の計算核物理が直面しつつある問題と、それに関連した JICFuS の活動について紹介する。

2.8.5.1 共同利用されている大型計算機の基本性能および利用者数

原子核理論の研究で使われている、共同利用されている大型計算機について、その基本性能および利用者数を以下にまとめる。⁵ なお、利用者数に関して、2010 年度の NTJ-L 名簿をもとに本ワーキンググループにおいて各分野の研究者数を大まかに数えたところでは、クォークグルーオン多体系分野約 200 人、核子多体系約 200 人、天体核物理約 30 人である。(一人の研究者が複数の分野にわたる研究をしている場合には、重複して数えた。)

大型計算機	基本性能 (Flops) ⁶	利用者数	
京速	11.28 P	36	ユーザ数はまだ公開されていないので、分野 5 の課題 1-4 のメンバの数を示す。
TSUBAME2 (東工大)	2.4 P	5	正確には共同利用ではないが、必要な手続きを踏めば、学外からの利用が可能。
HA-PACS (筑波大)	802 T		2012 年 2 月より運用開始。

⁴ムーアの法則を信じれば、向こう 10 年でコンピューターの性能向上も 100 倍程度見込まれる。

⁵利用者数は、各計算機の管理、運営に関わっておられる研究者の方々に協力して頂き、回答として得られたものをそのまま掲載している。従って、公開されている報告書(必ずしもすべての利用者が報告書を提出しているわけではない)から人数を数えたものや、ある年度の登録ユーザ数を数えたもの、年間のヘビーユーザ数を数えたものなど、掲載した数字は数え方の基準が統一されてるわけではないので、注意してほしい。

KEK	684 T	69	平成 21 年度採択課題報告書より。 http://ohgata-s.kek.jp/H21/index.html 19 人は、報告書に掲載されている研究者数および 本 WG で把握できた研究者数を合計したもの。 (t2k(東京) では、必ずしも、すべての利用者の成果が 報告書に掲載されているわけではないので、 実際の人数はこれより多い可能性がある)
t2k(東大)	140 T	19	
t2k(筑波)	95 T	16	平成 23 年度学際共同利用ユーザ数。
PACS-CS (筑波)	14.3 T	16	平成 23 年度学際共同利用ユーザ数。
基研	90.3 T	11	(年間 1000 時間以上使用しているユーザ数)
RCNP (阪大)	768 G	107	(2010 年度に (素粒子原子核宇宙を含む広い意味での) 原子核理論分野でユーザアカウントを持っている人の数)
九大	25.3 T	10	素粒子・原子核・宇宙線・宇宙物理分野の利用者数

2.8.5.2 必要とされる計算機の性能

■ 今後の格子 QCD 計算に必要な計算機の性能

格子 QCD 計算に必要な計算性能は、格子間隔（どれだけ連続理論に近い）と格子点の数（どれだけ物理的な空間サイズが大きい）とクォーク質量の大きさの 3 つの要素で大雑把には決まる。ここでクォーク質量に関しては、前述のようにすでに物理的なクォーク質量上（物理点）でのシミュレーションが現在までに可能となった。そこで物理点での計算機性能の見積もりを行なうために、これまで PACS-CS グループによって行なわれてきたウィルソン型のフェルミオンを用いた計算 [3] をベースに、今後必要となる格子 QCD 計算の規模を大まかに見積もることとする。

まず、現状の PACS-CS グループの計算を例に挙げると、格子点の数が $32^3 \times 64$ 、格子間隔が $a = 0.0907 \pm 0.0013$ fm の計算が今までに行なわれてきた。これは空間サイズが一辺が約 2.9 fm の箱での計算に相当する。今後 5-10 年の間に特に推進すべき格子 QCD の課題として挙げた、バリオン間相互作用や軽い原子核の直接構成を研究する場合、現状の空間サイズでは十分に大きな物理的な空間サイズとは言えない。安定な原子核の半径は A をその質量数とすると大まかには $1.3 \times A^{1/3}$ fm 程度であることが知られている。例えば、宇宙初期における元素合成を考える上で重要な事実である、質量数 $A = 8$ の安定な核種が存在しないことを格子 QCD を使って検証するためには周期境界条件も考慮して、だいたい 2.6 fm の 4 倍程度の大きさ、つまり一辺 10 fm 程度以上の箱を用意すればよいと見積もられる。

現在の PACS-CS グループの計算と同じ程度の格子間隔を維持するとして将来期待される計算の規模は、格子間隔 $a \approx 0.1$ fm で格子サイズ $128^3 \times 128$ 程度となる。さらに、2.8.3.1 節で取り上げたような軽原子核の直接構成では、扱うクォークの数に応じたクォーク伝搬の縮約の数を考慮する必要がある。相対的に計算量の軽い、同じく 2.8.3.1 節で述べたポテンシャルを求める方法の場合と比

⁶P:peta(10^{15}), T:tera(10^{12}), G:giga(10^9)

較しながら評価してみると、ポテンシャルの場合には、全空間体積の畳み込み積分に高速フーリエ変換を利用して計算量を抑えることができる。いっぽう軽原子核の直接構成では、 ${}^4\text{He}$ であれば縮約の数は単純に数えれば $6! \times 6! = 518400$ であるが、実際には対称性を利用して共通部分をくり出すことがことができ、1107 個ですむ [27]。これらの事情を考慮すると、 ${}^4\text{He}$ の直接構成ではポテンシャルの方法の計算量の約 2 ～ 3 倍の計算量を要すると見積られる。これらの計算量が、現在利用可能な計算機で行われている計算の計算量から単純に格子点の数でスケールできるとすれば、その約 100 ～ 200 ($\times 2 \sim 3$) 倍規模の計算資源が必要となることになる。即ち、現在の計算規模を単純に外挿すると、 $5 \text{ TFlops} \times 700 \text{ hours} \times 128 (\times 2 \sim 3) \Rightarrow \sim 10 \text{ PFlops} \times 400 \text{ hours} (\times 2 \sim 3)$ となる。

さらに、同じ規模（物理点で同じ空間サイズ）の計算をカイラル対称性を保持したオーバーラップ形式などのカイラルフェルミオンの定式化を用いた計算に移行していくとすると、ウィルソン型のフェルミオンの計算コストに対して約 10 倍程度に増えると思込まれる。

有限温度系の計算では、時間方向に周期的境界条件を課した長さが温度の逆数になるので、時間方向の格子数を変化させることによって温度を変化させる。同じ格子間隔、同じクォーク質量、同じ空間サイズのゼロ温度シミュレーションと比べると、格子数が少ないため、温度一点あたりの計算コストは少なくなるが、相転移点付近では統計数が多く必要になるので、温度によってはゼロ温度よりコストがかかる場合もある。さらに、低密度領域の状態方程式をテイラー展開法で計算する場合、テイラー展開の係数の計算コストは配位の生成と同じ程度かそれ以上である。ゼロ温度の研究がすでに完了しているパラメーターで計算を始めて物理量の温度依存性を調べる場合、有限温度ゼロ密度、低密度領域と研究を進めるためには、ゼロ温度の 100 倍程度の計算量が必要となる。

■ クラスタを含む軽い原子核の第一原理計算

クラスタを含む原子核の基底状態および励起状態の構造計算には、これまでローカルガウス基底を用いた分子動力学的手法が発達してきた。最近基研の SR16000 を用いた ${}^{28}\text{Si}$ の 7α のガスの (Hoyle 的) 状態の計算では、1200 次元の基底から作られるハミルトニアン行列要素の計算 (パリティ・角運動量射影を含む) には約 30 TFlops で 12 時間程度を要している。しかし、これは Brink 模型と呼ばれる純粋なクラスタ模型であり、厳密な意味ではシェル模型的な 1 粒子状態との結合が評価されていない。こうした α 粒子の崩れの効果を評価するためには、それぞれの核子の自由度を独立に扱う必要があり、ハミルトニアン行列要素の評価が約 $4^4 = 256$ 倍遅くなる。また、こうした自由度の増加によりハミルトニアンの固有値を収束させるために必要となる基底関数の次元数も 20 倍程度増加し、このために 400 倍程度の計算時間が必要となる。この両方の効果を考慮すると、 ${}^{28}\text{Si}$ のシェル模型的状态・クラスタ的状态の競合、およびガスのクラスタ状態の評価には 10 PFlops を用いても 20 日程度の膨大な計算が必要となる。しかもここまでは、非常に単純な現象論的 2 核子間相互作用を計算に用いた場合の見積もりである。計算に用いる核力を生の核力から出発したもの、例えば UCOM などを用いた場合、さらに 10 倍程度の計算が必要であり、三体力効果の評価まで見積もると、優に Exa-scale の領域の課題となる。

■ 原子核殻模型計算

殻模型計算による構造計算は、定義された模型空間における全ての配位を陽に取り扱った配位混合による計算をおこなうことにより、全ての相関を取り込んだ計算をおこなう。前述の通り、従来型の

直接対角化法は指数関数的な配位の増加という困難があるため、ここでは、計算方法はモンテカルロ殻模型 (MCSM) 法を想定する。この手法では、波動関数を角運動量射影した変形スレーター行列式の線形結合で記述し、その変分パラメータを変分原理にもとづいて決定する。計算量は、模型空間の一粒子状態数 (N_{sp}) と張られるスレーター行列式数 (N_b) の関数として、 $O(N_{sp}^{3-4} N_b^2)$ と見積もることができる。閉殻を仮定しない殻模型計算の場合、 N_{sp} は主殻数の 2 乗に比例する。 N_b は十分な精度が得られるまで増やす必要があり、求めるべき波動関数の性質に依存するため、理論的な見積もりは難しいが、経験的には質量数を A として、 $A^{1.5-2.5}$ 程度の比較的緩やかな傾向を示している。トータルで A^{3-5} の依存性を示し、直接対角化法における A^{18-20} に比較して緩やかであり、今後の発展が期待できる [6, 93]。

これらの傾向を外挿すると、Exa-scale 計算機を用いることによって、模型空間の一粒子軌道は調和振動子の主殻にして、6 主殻から 8 主殻をとることができると期待でき、粒子数 30 程度原子核の第一原理計算が可能となると期待できる。

■ 密度汎関数理論に基づく核分裂の微視的記述における計算量見積り

+ 実時間・実空間 TDDFT シミュレーション計算

時間依存密度汎関数理論を用いた、誘起核分裂を対象にしたシミュレーションを想定する。重い原子核において重要な核子超流動性を扱う対密度を入れた密度汎関数を用いて、実空間格子表示によって準粒子軌道を表現し、実時間発展を計算する。必要とされるサイズは、空間格子点、準粒子数、時間ステップ数がそれぞれ 10^5 程度と考えられる。理想的な並列化効率が得られれば演算量はこれらと比例関係にあり、現行の計算 [85, 91] からスケールすると、約 10 TFLOPS*year に相当すると予想される。さらに将来的には、これに確率的分岐の効果を導入した計算を目指すとして、1 ~ 10 PFLOPS*year の演算量になると考えられる。現時点での問題は、計算が並列数に対して理想的な（線形の）スケールを示さないことであり、 10^3 程度の並列で性能が頭打ちになることである。この点について今後の改善が必要とされる。

+ 核分裂模型パラメータの微視的計算

核分裂の記述において現在主流なアプローチは巨視的模型アプローチであり、ポテンシャルや集団質量がそのインプットである。拘束条件付平均場 (CHFB) と局所準粒子乱雑位相近似 (LQRPA) [89] のアプローチを採用して、核分裂の記述に必要なとされる変形 5 次元空間上で LQRPA 方程式を解き、これらのパラメータを微視的に決定する。核変形 5 次元空間中の 10^3 点で CHFB 計算を実行し、その上で LQRPA 計算を実行。準粒子を表現するヒルベルト空間の次元は実空間表示とすれば約 10^5 次元であり、不定性があるものの CHFB+LQRPA を 1 点で収束させるのに 1 PFLOPS*hour 程度が必要。したがって、全体でおよそ 100 TFLOPS*year の演算量と考えられる。空間点の数を増やしてこれをさらに精密化した計算、変形空間の次元数を増やす計算等は、さらに将来の課題となるであろう。

■ 爆発的天体現象

超新星爆発の解明には、流体力学とニュートリノ輻射輸送を組み合わせる解く枠組みに、詳細の原子核物理データ（状態方程式・ニュートリノ反応率・電子捕獲反応など）を組み込んだ数値シミュレーションを行うことが必須である。流体力学の計算手法は 3 次元であっても既に発展してきているので、

今後必要になるのは、核物理・ニュートリノ輻射輸送の記述のレベルを挙げつつ、空間2次元（軸対称）・3次元において、爆発メカニズムの探索を系統的に行うことである。

先に述べた様に、計算の中では、ニュートリノ輻射輸送の計算ロードが大きく、メモリ・計算速度共に大きな計算資源を必要とする。近似的なニュートリノ輸送（ray-by-ray 近似）であっても、3次元流体と組み合わせて行うには、京コンピュータ・クラスのスーパーコンピュータの計算資源を要する。特に、爆発が成功するかどうかは、バウンス後の超新星コアの時間発展を長く追い衝撃波が復活するかどうかを見定めなければいけない。さらに、親星・モデル・状態方程式・ニュートリノ反応率の相違による爆発への影響を定量的に明らかにして、爆発メカニズムの理解を確固たるものとするには、多数のモデルを系統的に実行することが不可欠である。

ニュートリノ輻射輸送を厳密に追う計算手法による多次元計算では、空間次元の他、ニュートリノエネルギー1次元、ニュートリノ角度2次元の位相空間を記述するため、2次元（軸対称）計算において、やや粗い解像度であってもメモリ 1TB を要する大規模疎行列を解くため、すでに莫大な計算量となる。このため、京コンピュータをもってしても、ニュートリノ輻射輸送の厳密計算による爆発計算は、3次元計算による部分的な解析にとどまる程度で、2次元の長時間発展が可能になる範囲と予想される。3次元ニュートリノ輻射流体計算による長時間発展を行うには、次世代スーパーコンピュータで想定される Exa-scale のスペックを越えた計算資源が必要となる。

■ 天体核物理

+ r プロセス元素合成の詳細なダイナミクスの解明

r プロセス元素合成の詳細なダイナミクスの解明には、上述の超新星爆発メカニズムの数値シミュレーションによる解明の他、連星中性子星合体・ガンマ線バーストなど様々な爆発的天体現象におけるダイナミクスを総合的に解明することが必要である。連星中性子星合体・ガンマ線バーストについては、数値相対論による流体計算にニュートリノ輻射輸送を組み込んだ計算を行うため、超新星爆発計算と同程度以上の計算資源が必要である。爆発天体現象における元素合成を扱うためには、空間領域を広げて扱うこと、空間解像度を上げる事、時間発展を長く追う事が必要となる。このため、通常の超新星計算に比べて例えば 100 倍程度の計算コスト増加が見込まれる。r プロセスに繋がる物質放出を解明することは理論計算による核データ整備と共に長期的な課題である。

2.8.5.3 高性能計算機を利用した計算核物理の現状と今後の研究体制の整備・構築について

2005 年まで、CPU はシングルコアの性能を高める方向で進化してきており、これはプログラムがそのままだでもハードウェアの進化によって「待っていれば」パフォーマンスの向上が得られてきた。しかしながら、動作周波数の向上は 3GHz 前後でとまり、マルチコア化へと向かうことになる。PC クラスターの流行、GPGPU の登場もあり、計算物理のアプリケーションも並列効率を意識して構築することが当然の状況となっている。ハイエンド領域においては京コンピュータでは 8 万 8 千 CPU、70 万コアにも達し、この性能をひきだすためには、さらなる並列度の向上が求められる。大規模並列にむけてスムーズにアプリケーションを開発するには、通常、個人用 PC、研究室用 PC クラスター、各地の計算機センターのスーパーコンピュータ、という階層をたどっていくことになるため、各計算機センターが今後ますます重要な位置を占めると考える。また、言語環境においては、High Performance Fortran のような並列計算用高級言語の開発もなされているが、普及にいたっておらず、2012 年現在

においても 1992 年に策定された MPI(Message Passing Interface) によるライブラリを用いたプログラム開発や、MPI に OpenMP を組み合わせたハイブリッド並列が主流であり、並列化にともなう通信、ロックなどの機能の実現はユーザー側にまかされている。また、メモリーから CPU へのデータ転送能力は、演算性能の向上に比して貧弱となりつつあり、それに配慮したプログラミングが必須となりつつある。これらの要因により、最新の超並列計算機を有効に使いこなすアプリケーションの構築は非常に複雑になり、多大な時間と労力を要し、原子核物理学研究者各個の自助努力の限界を超えつつある。これらの問題を解決し、計算物理学を軸とした素粒子・原子核・宇宙分野の連携によって新しい研究領域を切り開くため、2008 年度から新学術領域研究「素核宇宙融合による計算科学に基づいた重層の物質構造の解明」が始まり、2009 年 2 月に計算基礎科学連携拠点が立ち上げられ、この連携拠点を運営母体として 2011 年度から HPCI 戦略プログラム分野 5「物質と宇宙の起源と構造」(以下「HPCI 分野 5」) が開始されている。

HPCI 分野 5 の主な活動は、「京」コンピュータを用いた研究活動の振興と、研究支援体制の構築である。研究支援体制にはユーザー支援やデータグリッド構築が含まれており、この分野における人材育成の一端を担っている。これらの活動を通して素粒子・原子核・宇宙の分野横断や計算機科学との連携を計っている。しかしながら、HPCI 戦略プログラムは 5 年間のプロジェクトであり、多数の参加研究者は期限付き雇用となっている。計算科学による基礎科学研究はまだ新しい分野であり、研究者のキャリアパスは確立していない。この分野の継続的な振興と優秀な人材の確保のためには、キャリアパスの確保が重要な課題であろう。

2.8.6 まとめ

本稿では計算核物理における現在までの成果について WG メンバー等の業績を中心に紹介し、今後の課題について展望した。それぞれの章で述べたように、計算核物理はそれぞれの階層における基本的な相互作用・微視的入力から出発し、量子論的多体問題・大規模非線形多体問題を解き明かすことにより現象を理解する段階の課題が中心となっている。このような課題の研究が進むことにより、クォーク・グルーオン、ハドロン、有限核子多体系、核物質、コンパクト天体現象という核物理が対象とする階層の連結の理解が現実的なものとなりつつあるといえるだろう。一方で有限密度格子 QCD における符号問題や(生成された、あるいは生の)多体核力等、原理的、あるいは概念的な飛躍が求められている課題も残っている。それぞれの階層での研究が進むにつれて、新たに飛躍を必要とする課題も現れると考えられる。計算機の進展と研究者のたゆまぬ努力により、着実な研究の進展が期待できるとともに、大きな発展がある可能性もあるという、充実した研究ステージにあると判断できる。

こうした計算核物理、より広くは大きな計算機を用いた物質科学を推し進めていく上では、新たな計算機の建設などのハードの進展が欠かせない。これは、物質科学の理解の上で、一般には「詳細」と考えられる点が背景となる理論を識別する上で重要であり、かつ大きな飛躍を生み出すための突破点となるためであり、定量的に信頼できる計算結果を出すためには精密な計算が欠かせないためである。一方で研究者組織などのソフト面での持続的発展は、むしろハード面以上に重要である。計算機科学は多くの若手研究者により支えられており、こうした研究者の多くはプロジェクトに付随する任期付の研究職についている。プロジェクトの継続・更新、あるいは各大学・研究所における計算科学

研究者ポストの確保がなければ、優秀な研究者を保持することは困難であり、ひいては計算科学分野の延びの鈍化・より発展した計算機開発への動機の減少、そして国力の衰退につながりうる。計算核物理 WG としては、個別課題の研究推進の重要性とともに、新計算機開発・計算科学の諸分野の研究者の連携・HPCI に代表される研究者組織の継続的発展も重要な側面であることをアピールしたい。

参考文献

- [1] 革新的ハイパフォーマンスコンピューティングインフラ戦略プログラム分野 5 「物質と宇宙の起源と構造」 [<http://www.jicfus.jp/field5/jp/>]; 計算基礎科学連携拠点 (Joint Institute for Computational Fundamental Science) [<http://www.jicfus.jp/jp/>].
- [2] Y. Kuramashi *et al.* [PACS-CS Collaboration], PoS **LAT2006**, 029 (2006) [arXiv:hep-lat/0610063].
- [3] S. Aoki, *et al.* [PACS-CS Collaboration], Phys. Rev. D **79**, 034503 (2009) [arXiv:0807.1661 [hep-lat]].
- [4] N. Ishii, S. Aoki and T. Hatsuda, Phys. Rev. Lett. **99**, 022001 (2007) [arXiv:nucl-th/0611096]; 「原子核の中にある“強い力”の起源を解明」プレスリリース, 東京大学 大学院理学系研究科・理学部 (2007)[<http://www.s.u-tokyo.ac.jp/ja/press/2007/10.html>].
- [5] SciDAC-2 UNEDF project [<http://www.unedf.org/>].
- [6] T. Abe, *et al.*, AIP Conf. Proc. **1355** (2011) 173 [arXiv:1107.1784 [nucl-th]].
- [7] “CERN completes transition to lead-ion running at the LHC”, Press Release, Cern (2010), [<http://press.web.cern.ch/press/pressreleases/releases2010/PR21.10E.html>].
- [8] A. Ohnishi, Prog. Theor. Phys. Suppl. **193**, 1 (2012) [arXiv:1112.3210 [nucl-th]].
- [9] Y. Suwa, *et al.*, Publ. Astron. Soc. Jap. **62**, L49 (2010) [arXiv:0912.1157 [astro-ph.HE]].
- [10] “Neutron star”, Wikipedia, [http://en.wikipedia.org/wiki/Neutron_star].
- [11] H. Fukaya, *et al.* [JLQCD collaboration], Phys. Rev. Lett. **104**, 122002 (2010) [Erratum-ibid. **105**, 159901 (2010)] [arXiv:0911.5555 [hep-lat]].
- [12] C. Allton *et al.* [RBC-UKQCD Collaboration], Phys. Rev. D **78**, 114509 (2008) [arXiv:0804.0473 [hep-lat]].
- [13] Y. Aoki *et al.* [RBC Collaboration and UKQCD Collaboration], Phys. Rev. D **83**, 074508 (2011) [arXiv:1011.0892 [hep-lat]].
- [14] N. Ukita [PACS-CS Collaboration], PoS **LATTICE2011**, 144 (2011) [arXiv:1111.6380 [hep-lat]]; S.Aoki *et al.* [PACS-CS Collaboration], Phys. Rev. D **81**, 074503(2010).

- [15] Y. Aoki *et al.*, Phys. Rev. D **84**, 014503 (2011) [arXiv:1012.4178 [hep-lat]].
- [16] D. J. Antonio *et al.* [RBC Collaboration and UKQCD Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100**, 032001 (2008) [arXiv:hep-ph/0702042].
- [17] P. A. Boyle *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 141601 (2008) [arXiv:0710.5136 [hep-lat]].
- [18] C. Albertus *et al.*, Phys. Rev. D **82**, 014505 (2010) [arXiv:1001.2023 [hep-lat]].
- [19] Y. Aoki *et al.*, Phys. Rev. D **82**, 014501 (2010) [arXiv:1003.3387 [hep-lat]].
- [20] T. Yamazaki *et al.*, Phys. Rev. D **79**, 114505 (2009) [arXiv:0904.2039 [hep-lat]].
- [21] T. Yamazaki *et al.* [RBC+UKQCD Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100**, 171602 (2008) [arXiv:0801.4016 [hep-lat]].
- [22] J. Beringer *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012) [<http://pdg.lbl.gov/>].
- [23] M. Luscher, Commun. Math. Phys. **105**, 153 (1986).
- [24] M. Luscher, Nucl. Phys. B **354**, 531 (1991).
- [25] S. Aoki *et al.* [PACS-CS Collaboration], Phys. Rev. D **84**, 094505 (2011) [arXiv:1106.5365 [hep-lat]].
- [26] S. Aoki, T. Hatsuda and N. Ishii, Prog. Theor. Phys. **123**, 89 (2010) [arXiv:0909.5585 [hep-lat]].
- [27] T. Yamazaki, Y. Kuramashi, A. Ukawa, Phys. Rev. D **81**, 111504(R) (2010) [arXiv:0912.1383 [hep-lat]].
- [28] C.R. Allton, *et al.*, Phys. Rev. D **68**, 014507 (2003); C.R. Allton, *et al.*, Phys. Rev. D **71**, 054508 (2005).
- [29] S. Ejiri, Phys. Rev. D **78**, 074507 (2008).
- [30] K. Kanaya, PoS (LATTICE 2010) 012 (2010).
- [31] M. Asakawa, T. Hatsuda, Phys. Rev. Lett. **92**, 012001(2004).
- [32] A. Nakamura, S. Sakai, Phys. Rev. Lett. **94**, 072305 (2005).
- [33] H.B. Meyer, Phys. Rev. D **76**, 101701 (2007); Phys. Rev. Lett. **100**, 162001 (2008).
- [34] T. Hirano and Y. Nara, Phys. Rev. C **79**, 064904 (2009).
- [35] B. Schenke, S. Jeon and C. Gale, J. Phys. G **38**, 124169 (2011).

- [36] K. Yagi, T. Hatsuda and Y. Miake, “*Quark-Gluon Plasma*” (Cambridge University Press, Cambridge, 2005).
- [37] K. Fukushima, T. Hatsuda, Rept. Prog. Phys. **74**, 014001 (2011).
- [38] 中村純, 日本物理学会誌 **66**(1), 6 (2011).
- [39] H. Kamada *et al.*, Phys. Rev. C **64**, 044001 (2001) [arXiv:nucl-th/0104057].
- [40] K. Arai, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 132502 (2011).
- [41] J. Fujita and H. Miyazawa, Prog. Theor. Phys. **17**, 360 (1957).
- [42] K. Sekiguchi *et al.*, Phys. Rev. C **65**, 034003 (2002).
- [43] K. Sekiguchi *et al.*, Phys. Rev. C **83**, 061001(R) (2011).
- [44] S. Quaglioni and P. Navratil, Phys. Rev. Lett. **101**, 092501 (2008) [arXiv:0804.1560 [nucl-th]].
- [45] S. Y. Lee and K. Suzuki, Phys. Lett. **91B**, 173 (1980); K. Suzuki and S. Y. Lee, Prog. Theor. Phys. **64**, 2091 (1980).
- [46] T. Furumoto, Y. Sakuragi and Y. Yamamoto, Phys. Rev. C **79**, 011601 (2009).
- [47] P. Demorest, *et al.*, Nature **467**, 1081 (2010) [arXiv:1010.5788 [astro-ph.HE]].
- [48] N. Shimizu, *et al.*, Phys. Rev. C **82**, 061305(R) (2010) [arXiv:1012.1167 [nucl-th]].
- [49] M. Bender, P. H. Heenen and P.-G. Reinhard, Rev. Mod. Phys. **75**, 121 (2003).
- [50] D. Lunney, J. M. Pearson and C. Thibault, Rev. Mod. Phys. **75**, 1021 (2003).
- [51] T. Nakatsukasa, T. Inakura and K. Yabana, Phys. Rev. C **76**, 024318 (2007).
- [52] H. Oba and M. Matsuo, Phys. Rev. C **80**, 024301 (2009).
- [53] K. Yoshida and N. Van Giai, Phys. Rev. C **78**, 014305 (2008); Phys. Rev. C **78**, 064316 (2008).
- [54] I. Daoutidis and P. Ring, Phys. Rev. C **83**, 044303 (2011).
- [55] M. Martini, S. Péru and M. Dupuis, Phys. Rev. C **83**, 034309 (2011).
- [56] H. Nakada *et al.*, Nucl. Phys. A **828**, 283 (2009).
- [57] K. Yoshida and T. Nakatsukasa, Phys. Rev. C **83**, 021304 (2011).
- [58] H. Shimoyama and M. Matsuo, Phys. Rev. C **84**, 044317 (2011).
- [59] J. Terasaki and J. Engel, Phys. Rev. C **84**, 014332 (2011).

-
- [60] T. Inakura, T. Nakatsukasa and K. Yabana, Phys. Rev. C **80**, 044301 (2009) [arXiv:0906.5239 [nucl-th]]; Phys. Rev. C **84**, 021302 (2011).
 - [61] P. Avogadro and T. Nakatsukasa, Phys. Rev. C **84**, 014314 (2011).
 - [62] M. Stoitsov *et al.*, Phys. Rev. C **84**, 041305 (2011).
 - [63] M. V. Stoitsov, J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, S. Pittel and D. J. Dean, Phys. Rev. C **68**, 054312 (2003) [arXiv:nucl-th/0307049].
 - [64] K. Sumiyoshi, *et al.*, Astrophys. J. Lett. **690**, 43 (2009).
 - [65] H. Kanzawa, *et al.*, Nucl. Phys. A **791**, 232 (2007).
 - [66] A. Ohnishi, *et al.*, Phys. Lett. B **704**, 284 (2011) [arXiv:1102.3753 [nucl-th]].
 - [67] H. Shen, *et al.*, Astrophys. J. Suppl. **197**, 20 (2011) [arXiv:1105.1666 [astro-ph.HE]]; C. Ishizuka, *et al.*, J. Phys. G **35**, 085201 (2008) [arXiv:0802.2318 [nucl-th]].
 - [68] K. Kotake, K. Sato and K. Takahashi, Rept. Prog. Phys. **69**, 971 (2006) [arXiv:astro-ph/0509456].
 - [69] K. Nakazato, *et al.*, Phys. Rev. D **78**, 083014 (2008) [Erratum-ibid. D **79**, 069901 (2009)]; Phys. Rev. D **81**, 083009 (2010).
 - [70] Y. Suzuki and K. Varga, Lect. Notes Phys. **M54**, 1 (1998).
 - [71] K. Ogata, M. Kan and M. Kamimura, Prog. Theor. Phys. **122**, 1055 (2009) [arXiv:0905.0007 [astro-ph.SR]].
W. Horiuchi and Y. Suzuki, Phys. Rev. C **78**, 034305 (2008); W. Horiuchi, Y. Suzuki and K. Arai, Phys. Rev. C **85**, 054002 (2012) [arXiv:1202.0368].
 - [72] K. Langanke and G. Martinez-Pinedo, Rev. Mod. Phys. **75**, 819 (2003).
 - [73] R. Brockmann and R. Machleidt, Phys. Rev. C **42**, 1965 (1990).
 - [74] T. Hatsuda, Mod. Phys. Lett. **A2**, 805 (1987); I. Sagert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 081101 (2009).
 - [75] K. Hotokezaka, *et al.*, Phys. Rev. D **83**, 124008 (2011) [arXiv:1105.4370 [astro-ph.HE]].
 - [76] K. Sumiyoshi, *et al.*, Astrophys. J. **629**, 922 (2005).
 - [77] 「今後のハイパフォーマンス・コンピューティング技術の研究開発について」の報告書のとりまとめ、文部科学省; [http://www.mext.go.jp/b_menu/houdou/23/07/1308508.htm].

- [78] T. Takiwaki, K. Kotake and Y. Suwa, *Astrophys. J.* (2012) in press [arXiv:1108.3989 [astro-ph.HE]].
- [79] K. Sumiyoshi and S. Yamada, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **199**, 17 (2012) [arXiv:1201.2244 [astro-ph.HE]].
- [80] 青木慎也, 日本物理学会誌 **66**(7), 547-552 (2011).
- [81] Janka et al. *Physics Reports* 442 (2007) 38. 諏訪雄大, 天文月報 2011 年 6 月号 pp.276-284.
- [82] M. Arnould, S. Goriely, K. Takahashi *Physics Reports* 450 (2007) 97 - 213.
- [83] 戦略分野 5:物質と宇宙の起源と構造—分野融合研究を目指して- 青木慎也日本物理学会誌、2011 年、第 66 巻第 7 号、page 547-552
- [84] Y. Hashimoto and K. Nodeki, arXiv:0707.3083 (2007).
- [85] S. Ebata et al., *Phys. Rev. C* **82**, 034306 (2010).
- [86] M. Matsuo, *Nucl. Phys.* **A696**, 371 (2001).
- [87] M. Tohyama, *Phys. Rev. C* **75**, 044310 (2007); M. Tohyama and P. Schuck, *Eur. Phys. J. A* **32**, 139 (2007).
- [88] M. Matsuo, T. Nakatsukasa, and K. Matsuyanagi, *Prog. Theor. Phys.* **103**, 959 (2000).
- [89] N. Hinohara et al., *Phys. Rev. C* **82**, 064313 (2010).
- [90] T. Nakatsukasa, P. Avogadro, S. Ebata, T. Inakura and K. Yoshida, *Acta Phys. Polon. B* **42**, 609 (2011) [arXiv:1101.3106 [nucl-th]].
- [91] T. Nakatsukasa and K. Yabana, *Phys. Rev. C* **71**, 024301 (2005) [arXiv:nucl-th/0409013].
- [92] I. Stetcu, A. Bulgac, P. Magierski and K. J. Roche, *Phys. Rev. C* **84**, 051309 (2011) [arXiv:1108.3064 [nucl-th]].
- [93] T. Abe, P. Maris, T. Otsuka, N. Shimizu, Y. Utsuno, and J. P. Vary, to be submitted.