

# 精密核物理分野

精密核物理ワーキンググループ

青井 考<sup>a</sup>、秋宗 秀俊<sup>b</sup>、井手口 栄治<sup>c</sup>、緒方 一介<sup>a</sup>、小田原 厚子<sup>d</sup>、川畑 貴裕<sup>e</sup>、関口 仁子<sup>f</sup>、  
民井 淳<sup>a</sup>、野呂 哲夫<sup>g1</sup>、松尾 正之<sup>h</sup>、矢向 謙太郎<sup>i</sup>、若狭 智嗣<sup>g</sup>

阪大 RCNP<sup>a</sup>、甲南大理工<sup>b</sup>、東大 CNS<sup>c</sup>、阪大院理<sup>d</sup>、京大院理<sup>e</sup>、  
東北大院理<sup>f</sup>、九大院理<sup>g</sup>、新潟大院理<sup>h</sup>、東大院理<sup>i</sup>

## 1 精密核物理分野の目標・テーマ

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
- 革新的反応理論

の5つを主要なテーマと定める。図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あっており、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あ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。

---

<sup>1</sup>世話人

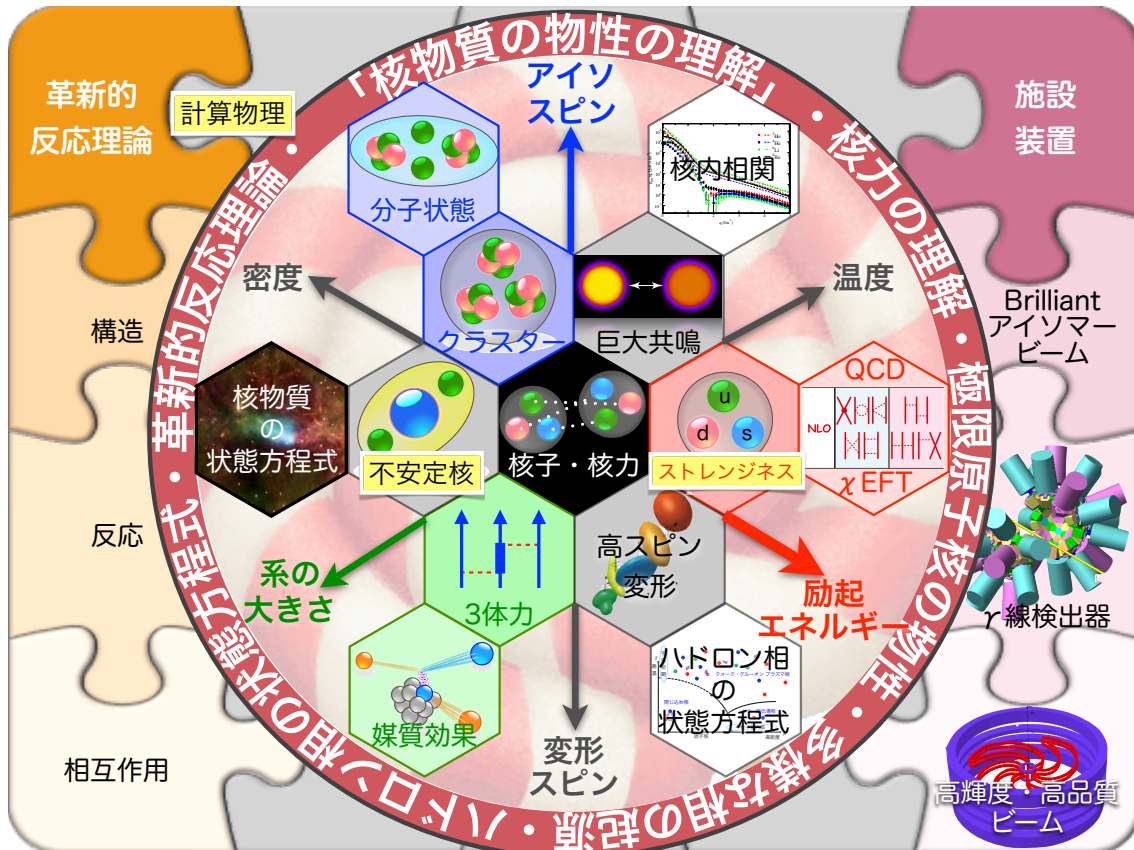


図 1: 精密核物理の将来図。「励起エネルギー」を主軸に据えつつ、アイソスピンや系の大さ、更には温度・密度・スピンなどの軸に対する原子核の物性を統一的に理解する。新世代 MW 高品質ビーム施設及び次世代ガンマ線検出器や Brilliant(オンライン・オフラインインプラント標的システム) 等により多彩な実験を可能にすると共に、革新的反応理論により定量的かつ統一的に理解する。

次節で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、3 節で最近の進展を、4 節で今後の計画を、5 節で将来計画と共にそのロードマップ及びリソース、更には他のワーキンググループ分野との関係について詳しく述べる。

#### ■参考文献について

紙面の制約上、参考文献は必要最小限となっています。参考文献に関するより詳しい情報は、本レポートの初版に掲載されています。初版は、

<http://indico.riken.jp/indico/conferenceDisplay.py?confId=561>

からダウンロード下さい。

## 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、金属クラスター等があるが、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事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]。

### 2.1 少数系・核力の理解

原子核を理解するにはその相互作用、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。ここで三体力とは、3つの粒子の座標あるいは運動量を用いなければ表現することができない「力(ポテンシャル)」として定義される。三体力の代表的なものとして、藤田と宮沢により提唱された $2\pi$ 交換型の三体力がある(図2参照)。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共に、三体力効果によりその増大が見事に説明された。この事により三体力が確立すると共に、三体力効果を取り込む事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出来ないことも明らかになった。

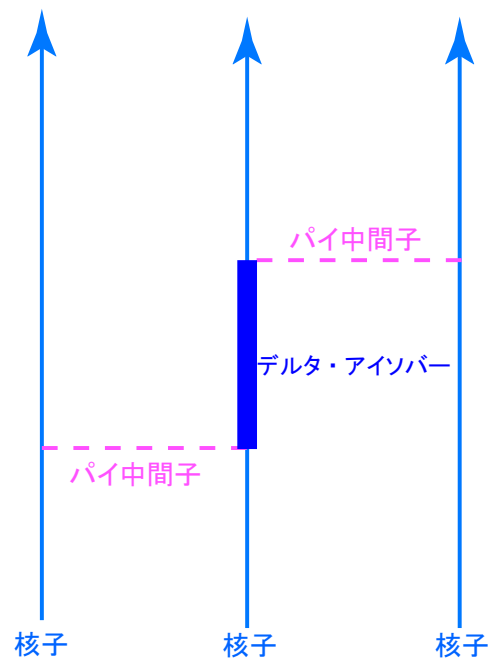


図 2:  $2\pi$  交換型の三体力。

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事を意味している。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共に、デルタ・アイソバー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。

## 2.2 無限系・核物質の状態方程式

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わかるが、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3参照)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取り除くために $A \rightarrow \infty$ の外挿が行われ、 $K_\infty = 216 \pm 6 \text{ MeV}$ 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、 $x^2 = [(N - Z)/A]^2$ に比例する対称エネルギー項 $K_\tau$ が重要となる。現在の $K_\tau$ の値は $K_\tau = -550 \pm 100 \text{ MeV}$ と精度が悪い。

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等により $K_\tau$ の精度向上等を通して、「極限原子核の物性」および「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。

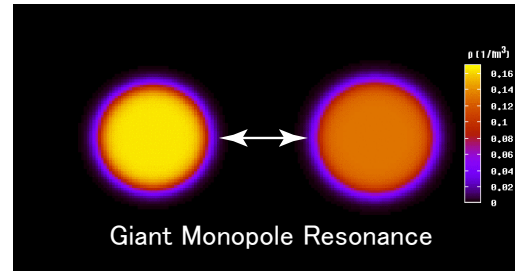


図3: 原子核の膨張・収縮の振動運動。

## 2.3 有限系・多様な相や極限原子核の理解

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、原子核の場合は陽子あるいは中性子の数が2、8、20、28、50、82、126が対応する。この魔法数は平均場ポテンシャルに依存するが、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が発現している事が明らかにされた。この事は、平均場ポテンシャルや残留相互作用の有り様が、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 $(p, 2p)$ 反応を用いる事により、 $(e, e'p)$ 反応と同程度の精度でエネルギー準位や分光学的因子の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4参照)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

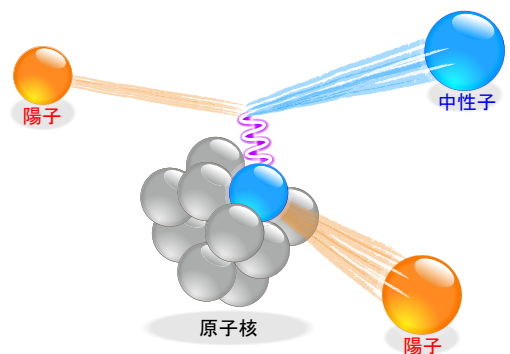


図4:  $(p, pn)$ 反応の概念図。

なりつつある。三体力に代表される多体効果と媒質効果は表裏一体であると共に、物理的起源としてカイラル対称性の部分的回復が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」に重要である。

有限多体系である原子核の多くは球形ではないので、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。原子核においては、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つであり未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  $60\hbar$  であるが、高速回転の極限は  $90\hbar$  と考えられており、この極限への到達を目指す。

## 2.4 離合集散のダイナミクス・クラスター

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事が可能である。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。

原子核の大きな特徴として、密度とエネルギーの飽和性が挙げられる。密度の飽和性は、原子核の密度がその質量数に依らずほぼ一定であることを意味し、エネルギーの飽和性は、核子当たりの束縛エネルギーがその質量数に依らずほぼ一定であることを意味する。実際、図に示すように、原子核の核子当たりの束縛エネルギーは、軽い核を除きほぼ  $8 \text{ MeV}$  という一定の値をとる。このことは、原子核が木の葉のできる露のような液滴のようなものとして理解出来ることを意味する。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。従って、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 (下図参照)。近年の  $(\alpha, \alpha')$  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事が明らかになると共に、「 ${}^{12}\text{C} + \alpha$ 」等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  $\alpha$  クラスタ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。

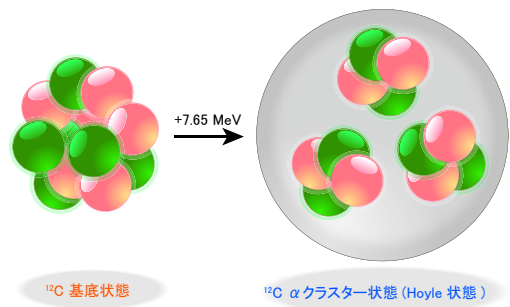


図 5: Hoyle 状態の概念図。

### 3 最近の進展

#### 3.1 核力の理解の深化

##### 3.1.1 三体力の確立

原子核はフェルミオンである核子が非常に狭い空間に密集している核子多体系である。原子核を理解する為には、もとなる強い力である核力の理解が必要である。核力は、湯川秀樹の中間子論を基礎に、核子と核子の間を中間子を媒介する事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。原子核の密集性から、核子が三つ同時に作用する事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が[4]、実際に三体力の定量的な議論が可能となり、その重要性が指摘される様になったのは、21世紀に入ってからの事である。

1990年代、核力研究は一つの転機を迎える。二体力の完成である。ここでの完成とは、二体力がエネルギー350MeVまでの約4,000に及ぶ核子-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までに至ったということの意味している。CD Bonn, Argonne  $v_{18}$ , Nijmegen I, II, などがそれであり、現実的な核力と呼ばれている。これにコンピューターの飛躍的な高速化に伴い、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において二体力を用いた厳密理論計算が発表されるようになった。この結果、原子核の様々な性質が二体力のみでは実験値を説明出来ない事が示され、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(入射粒子のエネルギーが核子当たり約100MeV付近)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のではないかと指摘した[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を行ったところ、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[6](図6参照)。この結果を機に、三体力のダイナミクスの研究する事を目的として、中間エネルギー領域を中心とする三核子系散乱の高精度測定が精力的に行われる様になった[6-9]。

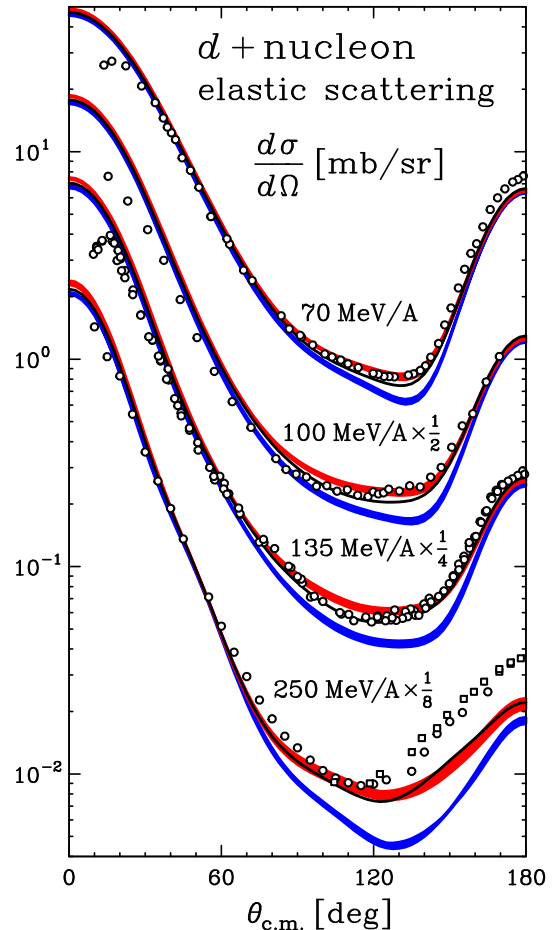


図6: 70-250MeV/nucleonの陽子-重陽子弾性散乱の角度分布。青い線束は現実的な核力(CDBonn, Argonne  $v_{18}$ , Nijmegen I,II)を考慮したFaddeev理論計算。赤い線束は、現実的な核力(CDBonn, Argonne  $v_{18}$ , Nijmegen I,II)にTuscon-Melbourne'(TM')型三体力[2]を考慮したFaddeev理論計算。実線は、Argonne  $v_{18}$ にUrbana IX型三体力[3]を考慮したFaddeev理論計算。TM'型三体力、Urbana IX型三体力共に、藤田・宮沢型三体力[4]を主要成分とする三体力である。

### 3.1.2 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、まず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  $T = 3/2$  の寄与が顕著にあらわれる事が明らかにされ、核構造における三体力研究の特性を示すものとなったことが注目される。

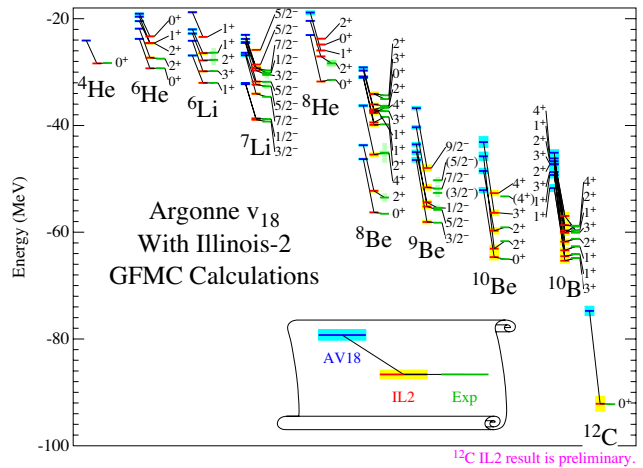


図7: GFMC 計算の結果。IL2 は、AV18 に藤田・宮沢型三体力を含む三体力を考慮した計算結果。

### 3.1.3 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。この動きのもう一つの背景に、カイラル有効場理論 ( $\chi$ EFT) の進展がある [13]。 $\chi$ 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。 $\chi$ 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理解する一つの可能性を持っており、現在は、この  $\chi$ 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。

### 3.1.4 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事は、 $(\bar{p}, 2p)$  反応 (原子核中での陽子・陽子散乱) 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 (原子核中での陽子・中性子散乱) 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 (図8)[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事を意味する。また核力の中間子交換描像に立つと、原子核中での中間子の性質の変化は Brown-Rho スケーリング則のようなユニバーサルなスケーリング則を破っている事を意味する

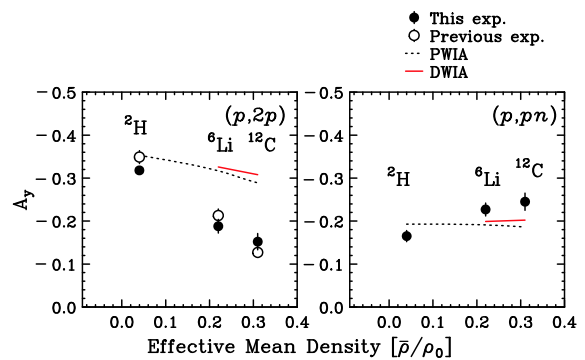


図8:  $(p, np)$  反応 (左図) 及び  $(p, np)$  反応 (右図、中性子が前方放出) の偏極分解能  $A_y$  の有効核子密度  $\rho/\rho_0$  ( $\rho_0$  は飽和密度) 依存性。

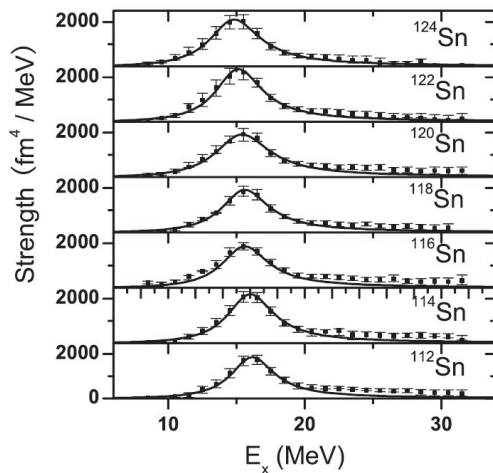


図 9: Sn 同位体における GMR の励起強度分布 [15]。

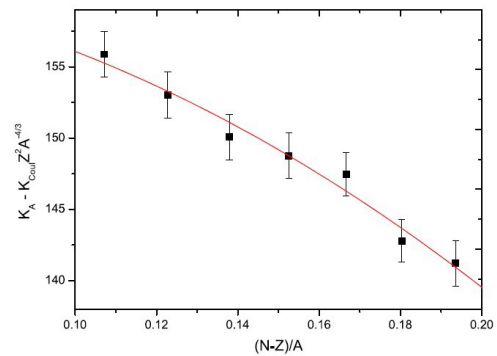


図 10: クーロン力の影響を除いた GMR の有効平均励起エネルギーと Sn 同位体における非対称度  $[(N - Z)/A]$  の比較 [15]。

## 3.2 原子核の状態・状態方程式

### 3.2.1 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。GMR の励起強度測定には、自然パリティ遷移に対して選択性を持つ  $\alpha$  非弾性散乱を、 $\Delta L = 0$  の励起モードに対する断面積が最大となる 0 度を含む超前方角度において測定することが本質的に重要である。しかし、超前方角度における非弾性散乱測定は、ビームハローやクーロン多重散乱によって生じるバックグラウンドの影響をうけるため、非常に難しい実験となる。大阪大学核物理研究センターでは、高品質  $\alpha$  ビームを用いることによって、0 度を含む超前方角度における  $\alpha$  非弾性散乱の精密測定に成功し、巨大単極子共鳴 (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 9 および図 10 に示す [15]。これら一連の測定から、核物質の非圧縮率が  $K_{\text{inf}} = 240 \pm 10$  MeV と決定され、さらに、非圧縮率の非対称項が  $K_{\tau} = 550 \pm 100$  MeV と決定された。

### 3.2.2 陽子弾性散乱核物質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、 $^{58}\text{Ni}$  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 [16]。図 11 に  $^{204,206,208}\text{Pb}$  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



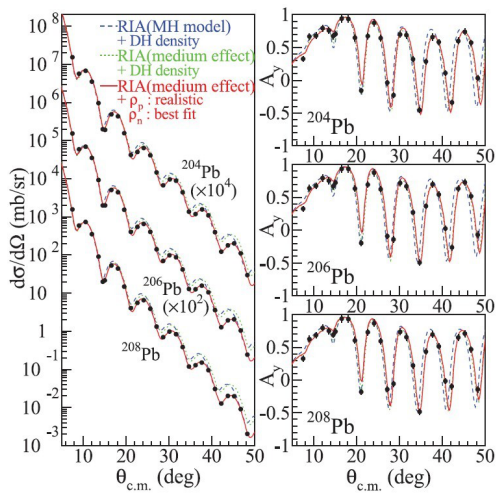


図 11:  $^{204,206,208}\text{Pb}$  に対する陽子弾性散乱の断面積ならびに偏極分解能の測定値と相対論的インパルス近似計算との比較 [16]。

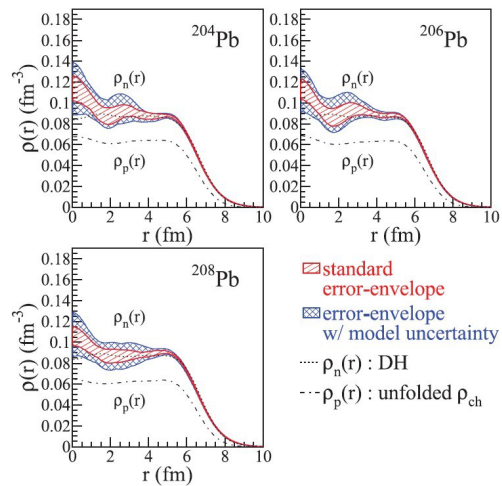


図 12: 陽子弾性散乱によって決定された Pb 同位体における中性子密度分布 [16]。

す。この情報から、Pb 同位体における中性子分布が図 12 のように決定され、核物質の状態方程式を構築する上で重要な情報である核物質の対称エネルギーについての重要な知見が得られた。

### 3.2.3 ピグミー双極子共鳴

原子核の  $E1$  遷移強度の大部分は巨大双極子共鳴 (GDR) が担っている。この GDR の低励起エネルギー側の中性子閾値近傍に、 $E1$  遷移強度が比較的まとまって存在することが分かってきた。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る。その全貌は明らかになっていないが、中性子過剰核をはじめ比較的多くの核で普遍的に存在している可能性がある。GDR が陽子と中性子の間の双極子振動としてよく記述されるのに対して、PDR は中性子スキン (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として理解されるという理論的示唆がある。ただし、スキン振動という理論的解釈の妥当性や、集団励起モードと呼べるかどうか、軽核で見られるソフト双極子共鳴と同じ枠組みで捉えられるかどうかなど、多くの点で理論の見解が一致していない。PDR は中性子閾値近傍に存在することが多いため、その遷移強度分布は天体核反応計算においても大きな影響を与える。

実験では一部の安定核や不安定核など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、殻構造依存性、変形依存性など多くの点がまだ未調査である。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、 $^{208}\text{Pb}$  核の  $E1$  励起強度分布を決定することに成功し、中性子閾値近傍の  $E1$  強度を初めて精度よく明らかにした。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。[17–20]

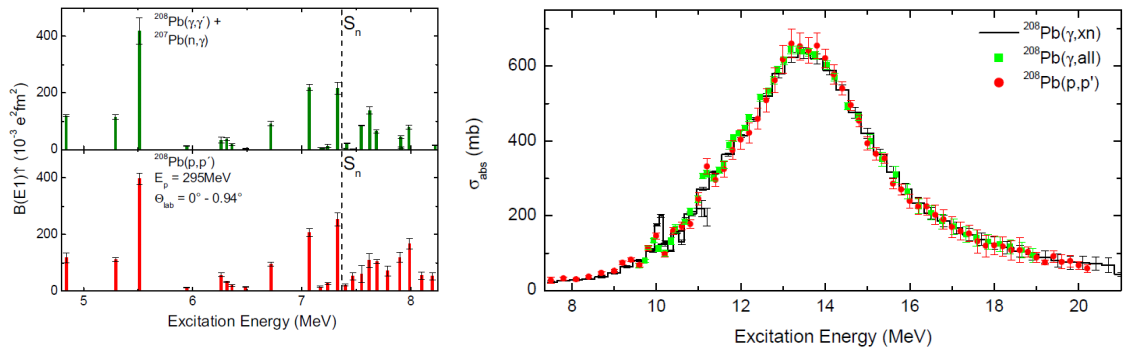


図 13: (a)  $^{208}\text{Pb}$  の  $E1$  強度分布。(b)  $^{208}\text{Pb}$  の光分解断面積。

### 3.2.4 $E1$ 遷移強度の包括的測定

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、電気双極子 ( $E1$ ) 振動はもっとも基本的なモードである。従来主として  $(\gamma, \gamma')$  反応と  $(\gamma, xn)$  反応により、それぞれ中性子閾値より下と上の遷移強度が独立に測定されてきた。しかし、これまでの測定ではバックグラウンドが大きく、 $E1$  強度の  $(\gamma, n)$  閾値近傍での振る舞いに必ずしも興味を持たれていなかったため、測定精度に問題がある。

大阪大学核物理研究センターでの偏極陽子非弾性散乱の超前方測定による質量欠損測定を用いることにより、中性子閾値や崩壊様式に寄らずに  $E1$  遷移強度を包括的かつ高分解能で測定することが可能となった。この方法を用いた最初のケースとして、 $^{208}\text{Pb}$  核が調べられ、他の実験結果と合わせることで 140 MeV までの全  $E1$  遷移強度の包括的測定が成された [20]。得られた結果から、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、理論モデルの妥当性に強い制限を加えることが可能になった。 $E1$  遷移強度分布は中性子スキン厚さと深く関係しており、PDR 遷移強度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。

### 3.2.5 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コンプトン散乱による  $\gamma$  線源 (LCS  $\gamma$  線源) [21] は準単色で 100% 偏光した  $\gamma$  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、 $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)$  反応と放射化方による  $^{180}\text{Ta}^m$  への部分断面積の測定 [22]、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 [23]、重水素の光核分解反応断面積の精密測定 [24] など多岐にわたる研究が行われてきた。

### 3.3 1 粒子軌道・分光学的因子・高分解能

#### 3.3.1 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。阪大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 ( $p, p'$ ) 測定が技術が開発され、これとレーザー逆コンプトン  $\gamma$  線の手法を組み合わせ、エネルギー分解能数 10 keV で、 $M1$ 、 $E1$ 、GT 励起などを微視的に調べることが可能になった。

図 14 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 [25]。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、統計的手法、例えば自己相関関数やウェーブレット解析などを用いて、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 [26, 27]。しかしながら、観測された微細構造の幅や準位密度分布を理論から定量的に説明するには至っていない。

準位密度分布の理解に向けて、巨大共鳴状態の高次の分散を取り扱う理論モデルの発展が望まれる。その為には、実験データを系統的に取得すると同時に、測定の高分解能化、スペクトルを統計的に取り扱う手法の開発が必要である。これらの研究の進展から、量子統計におけるカオス状態や、有限温度での核物質の状態方程式の理解の発展が期待される。

#### 3.3.2 ( $\bar{p}, 2p$ ) 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大き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。

#### 3.3.3 ( $p, 2p$ ) 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

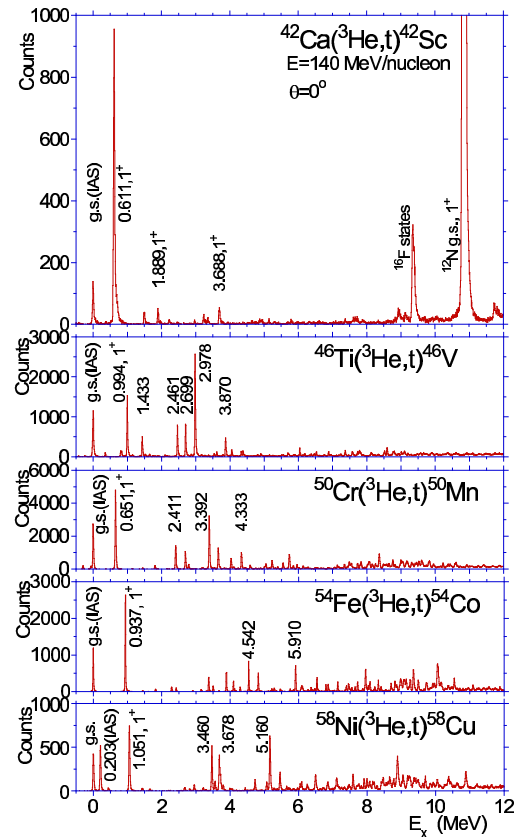


図 14:  $N - Z = 2$  核の 0 度 ( ${}^3\text{He}, t$ ) スペクトル。エネルギー分解能は 30 keV。

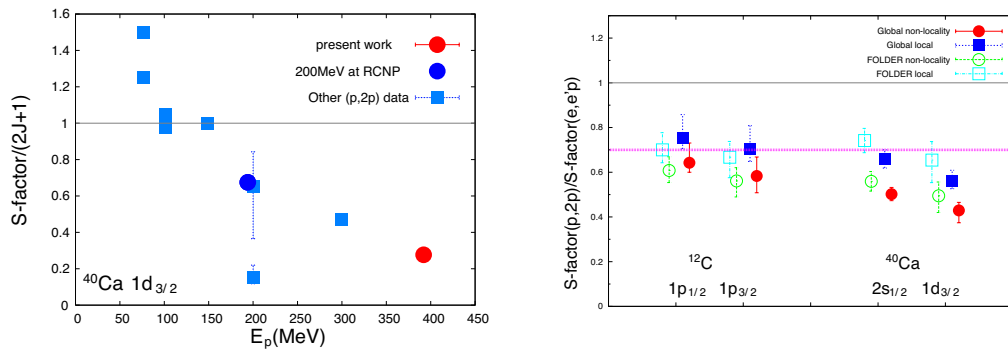


図 15: 左図:  $(p, 2p)$  反応から求めた  $^{40}\text{Ca}$  の  $1d_{3/2}$  軌道の  $S$  因子の入射エネルギー依存性。右図:  $(p, 2p)$  反応と  $(e, e'p)$  反応から求めた  $S$  因子の比を、 $^{12}\text{C}$  と  $^{40}\text{Ca}$  の各軌道に対して求めた結果。

エネルギーにおける  $(p, 2p)$  反応の系統的研究が行われ、図 15 に示すように、入射エネルギー依存性を除くと  $(p, 2p)$  反応から得られた  $S$  因子は核構造の詳細によらない事が明らかにされた [28]。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。

### 3.4 クラスタ関連・核内相関

#### 3.4.1 クラスタ状態の探索

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を形成する。さらに、このクラスタが緩く結合していると考えられるクラスタ状態が、クラスタ崩壊の閾値近傍に現れる。これらのクラスタ状態を探索することは原子核におけるクラスタ相関の機構を明らかにする上で重要であり、また、宇宙における元素合成過程を理解する上でも貴重な情報をもたらすものと期待される。従来、クラスタ状態の探索実験はクラスタ移行反応や低エネルギー共鳴散乱の手法が広く用いられてきたが、これらの手法はクラスタ状態に対する一定の選択性を持つという利点がある反面、反応機構の複雑さや測定可能な励起エネルギー領域に制約があるなどの問題点も抱えていた。

大阪大学核物理研究センターでは、 $\alpha$  非弾性散乱の精密測定が原子核におけるクラスタ状態を励起するのに有効な手法であることを示すとともに、 $^{11}\text{B}$  核に  $2\alpha + t$  配位をもつクラスタ状態が存在することを発見した [29]。この状態は、クラスタガス状態として知られる  $^{12}\text{C}$  の  $0_2^+$  状態と類似の性質を持っており、クラスタガス状態が  $^{12}\text{C}$  以外の核にも普遍的に存在しうるとを示した。

また、多くの  $\alpha$  クラスタモデル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  $^{12}\text{C}$  の  $2_2^+$  状態を初めて発見した [30]。この  $2_2^+$  状態は、 $^4\text{He}$  から  $^{12}\text{C}$  を合成する天体中での核反応率に大きな影響を与えることが知られており、この状態が発見されたことは、原子核物理学的観点からだけでなく、宇宙物理学的観点からも非常に重要な成果である。

#### 3.4.2 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、 $^{208}\text{Pb}(p, n)$  反応のスピンの観

測定の完全測定によりスピン双極子共鳴 (スピン・パリティ=0<sup>-</sup>, 1<sup>-</sup>, 2<sup>-</sup>) をスピン・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<sup>-</sup> についてはソフトニングが、2<sup>-</sup> 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 [31]。

### 3.4.3 スピン・アイソスピン応答の大局理解

スピン・アイソスピン応答のうち、ガモフ・テラー (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 π+ρ+g' 模型でのスピン・アイソスピン応答の統一的な理解が試みられた [32]。<sup>90</sup>Zr(p, n)、<sup>90</sup>Zr(n, p) 反応から得た GT 遷移強度分布は運動量移行 0 fm<sup>-1</sup> のスピン・アイソスピン応答を与えるが、これに加えて、運動量移行 1.7 fm<sup>-1</sup> の応答である、<sup>12</sup>C, <sup>40</sup>Ca(p, n) 準弾性散乱データ (図 16)、が解析された。その結果、ランダウ・ミグダル係数、 $g'_{NN} = 0.6-0.7$ 、 $g'_{N\Delta} = 0.2-0.4$  が求められた [32]。この値をもとに、中性子物質における π 粒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 粒子凝縮相が出現し、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。

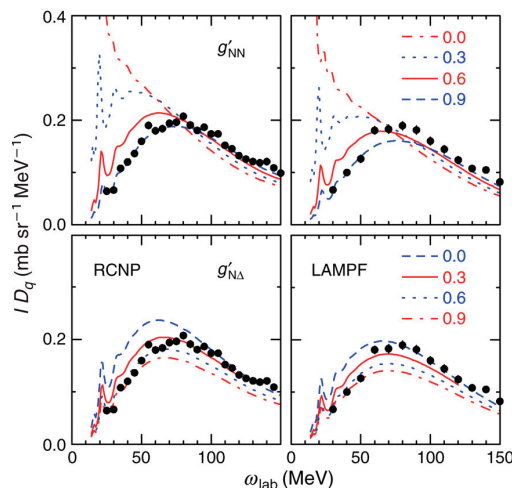


図 16: <sup>40</sup>Ca(p, n) 反応の縦スピン断面積  $ID_q$ 。左は RCNP、右は LAMPF のデータであり、曲線は π+ρ+g' 模型による g' 依存性である。

### 3.4.4 高スピン状態の対相関

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、高スピン状態に対して対相関ギャップ・エネルギーを初めて直接導出することに成功した [33]。中性子数 83 の原子核の結合エネルギーと、系統的にこれらの核で知られている高スピンアイソマーの励起エネルギーを用い、基底状態と同様の方法で求められた。高スピン状態で対相関は消失するという従来の常識とは異なり、高スピン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。

### 3.4.5 パイ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%) はパイ中間子交換による相互作用からきており、その相互作用は強いテンソル力を持つ。従って原子核の構造の主体はテンソル力によって形作られていると考えるべきである。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 (パイ中間子) による寄与が一体場ポテンシャルや平均場に顕わに取り入れられておらず、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。テンソル力はその性質から高運動量を持つ核子の成分を強く巻き込むため、殻模型では非常に高い軌道成分まで計算に入れなければ正しい記述が可能な

い。また波動関数の空間的広がりが核全体よりも小さい成分を生むため、従来の殻模型の方法ではうまく取り入れることができない。

このようなテンソル力(パイ中間子)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顕わに取り入れた新しい核構造計算を構築する試みが進められている。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、パイ中間子を顕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子核子間相互作用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。[34-36]

### 3.5 原子核の形態に関する理解の深化

数個から数百個のフェルミオンで構成された量子多体系である原子核は、独立粒子的、または、集団運動的、もしくは、その両方を組み合わせた描像で、その形状や運動などが良く説明されてきた。近年の加速器や検出器の発展により、角運動量(スピン)、励起エネルギー、中性子と陽子の数のバランス(アイソスピン)が安定核から大きく離れた原子核の研究が可能となり、非常に多様な核物性を示すことがさらに明らかになりつつある。最近の進展を4つの項目に分けて紹介する。

#### 3.5.1 変形と高スピンの極限

極限状態にある原子核の形態について幾つかの局面からの研究が行われてきた。一つは変形と高スピンの極限であり、「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」といった基本的な疑問に答えるためのチャレンジが続けられている。特に極端な例として超変形状態(長軸と短軸の比が2:1に変形した状態)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応と大規模なGe検出器アレイを用いた高スピン $\gamma$ 線核分光実験による研究が精力的に行われてきた。核融合反応によりこれまで最大 $70\hbar$ 程度までの高スピン状態が生成されている。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 $^{40}\text{Ca}$ でさえ少数の核子を励起させる事により超変形状態に遷移する事が発見され(図17参照)[37]、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。

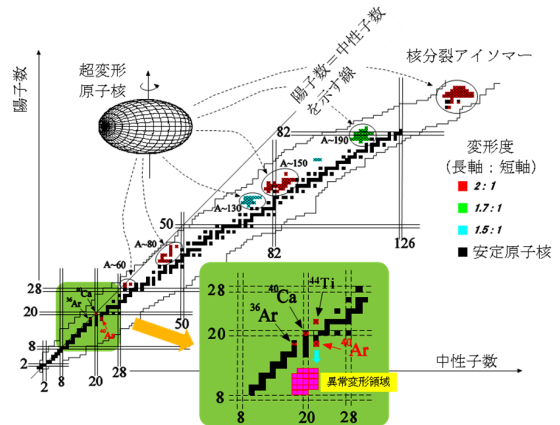


図 17: これまでに発見された超変形原子核。緑の領域は最近発見された質量数 40 領域の超変形原子核を示す。

#### 3.5.2 エキゾチック変形とその集団運動

**三軸非対称変形** 軸対称変形(プロレートやオブレート変形)した原子核だけではなく、三軸非対称変形した原子核が存在可能である。これまでは、観測が困難であったが、近年の検出器の発展に伴い、

様々な現象が発見されつつある。

質量数 170 領域の Lu 原子核で三軸非対称大変形 (TSD) と考えられる回転バンドが数十本確認されている。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 [38]。

三軸非対称変形をした原子核では長軸、中軸、短軸のお互いに直交する 3 つの主軸が定義できる。核の全角運動量が、3 軸全てに同程度の成分を持つとき、回転は 3 次元的となり、核と共に回転する系においては、右手系と左手系の区別、**カイラリティ**が現われる。このような機構は、例えばある奇々核のフェルミレベルが、最外殻の陽子を粒子的に中性子を空孔的に振舞わせ、コアの偶々核が 3 軸非対称変形していた場合に実現する可能性がある。それぞれが持つ角運動量が、短軸、長軸、中軸に各々傾くことで系のエネルギーを最小にした帰結である。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 (図 18 参照)。最初に中性子数 75 個の質量数 130 領域の奇奇核で候補が発見された。その後、質量数 100、130、190 の原子核でも、奇奇核だけではなく、奇核、偶偶核でも候補が発見されたが、安定なカイラルバンドというよりは、カイラル振動モードと考えられ、今後、詳しい探査が必要である [39]。

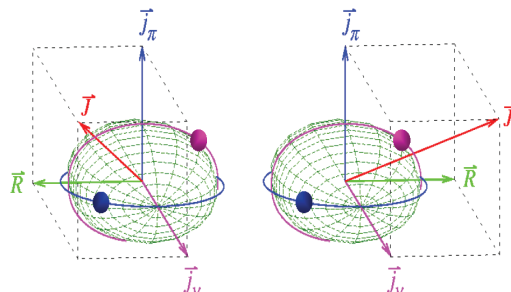


図 18: カイラル対称性の破れに関する模式図 [39]。  $\vec{j}_\nu$ 、 $\vec{j}_\pi$ 、 $\vec{R}$ 、 $\vec{J}$  はそれぞれ、最外殻の中性子と陽子の角運動量、コアの回転の角運動量、全角運動量を示す。

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  $\gamma$  振動を起こす、**原子核の潮汐波** と呼ばれる現象が陽子数 76 個、質量数 180 近傍の Os 原子核で発見された [40]。原子核が三軸非対称変形 (ガンマ変形) を大きくしながら  $\gamma$  振動しているというモデルで説明されている。陽子数が 90 近傍で質量数が 220 近傍の Ra や Th の原子核では、八重極変形 (西洋なし型) した原子核、つまり、鏡映非対称原子核の振動 (潮汐波) が観測されている [41]。

**エキゾチック変形** 原子核の多くで四重極変形がよく観測されているが、例えば八重極変形等の多重極変形も可能であり、最近になって研究が盛んになってきた。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、前者の探索実験が行われている。 $^{156}\text{Gd}$  原子核が正四面体原子核の候補としてあげられているが、まだ確定できておらず、今後さら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 [42]。

### 3.5.3 変形共存と変形の進化

原子核は、核子数や角運動量の変化と共に変形する。また、異なる変形状態が同じ励起エネルギーに現れる変形共存と呼ばれる現象は、有限量子多体系である原子核固有のものである。

**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 [43]。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 [44]。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あげられる。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。

**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。例として、中性子と陽子数が等しい原子核で知られており、陽子数が魔法数 28 である Ni 原子核で球形、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し、さら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 [45]。

**角運動量（スピン）の変化に伴う構造の変化** 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 [46](図 19 参照)、準二重閉殻  $^{146}\text{Gd}$  (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 19 参照)[33]、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等がある。

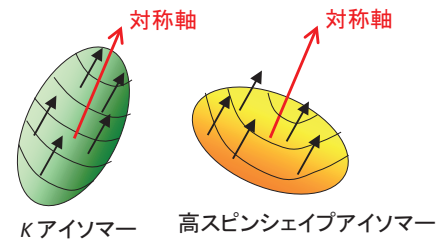


図 19:  $K$  アイソマーと高スピンシェイプアイソマーの概念図。

### 3.5.4 新領域超重元素の核構造

原子核の形態の別な極限として、「原子核はどれほど大きな電荷（陽子数）を持ちうるか」という問題があり、それに答えるために、超重元素の探査が行われている。超重領域原子核の安定性は殻構造によりもたらされると考えられているが、それを明らかにするためにガンマ線核分光および電子分光により奇核の励起準位構造や高い軌道角運動量の (High- $J$ ) 軌道の出現に伴う  $K$  アイソマーの研究が進められている。これまでに  $^{254}\text{No}$  ( $Z = 102$ )[47, 48] や  $^{257}\text{Rf}$  ( $Z = 104$ ),  $^{261}\text{Sg}$  ( $Z = 106$ )[49] など幾つかの超重領域原子核で  $K$  アイソマーとその崩壊様式が明らかにされて励起状態の配位が決定されている。それにより、超重領域での殻構造の理解が進みつつあるが、未知の超重原子核の安定の島に辿りつくためには、今後更に重い原子核での核分光研究が重要になる。

## 3.6 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。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。これら 2 つの進展に伴って、



今や予言力を持った核反応計算が可能となりつつある。このことは、定量性が重視される核データ研究や天体核反応研究にとって本質的に重要である。特に実験で直接測定することが難しい反応の研究において、最新の核反応論は絶大な威力を発揮している。さらにごく最近、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、高い信頼性と定量性を有した核反応理論により、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いる。以下、特に重要と思われるいくつかの研究成果について、掘り下げて解説を行う。

### 3.6.1 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、事実高い成功を取っている。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。この微視的なアプローチの進展により、核子-原子核および原子核-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20参照)[50]。

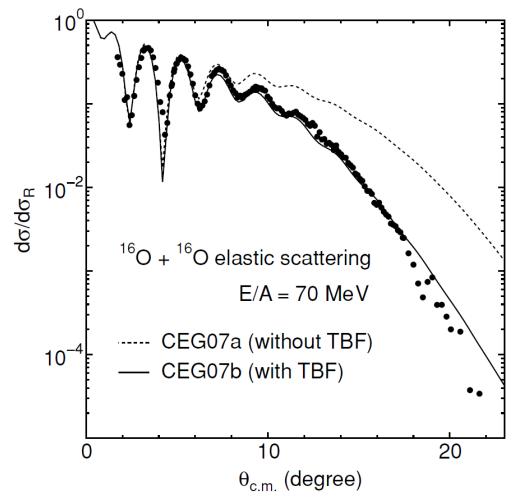


図20: 酸素16と酸素16の弾性散乱断面積の角度分布[50]。実線(点線)が三体力の効果を取り入れた(取り入れない)理論計算。いずれも調整パラメータなし。

### 3.6.2 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[51]。その一例が、 $^{208}\text{Pb}$ による $^8\text{B}$ の分解反応解析から、 $^7\text{Be}$ 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、 $^7\text{Be}$ と陽子の融合反応と解釈することができる(図21参照)。すなわち、地上で測定された分解反応の結果から、星の中で起こっている核融合反応の断面積を求めることができると考えられている。

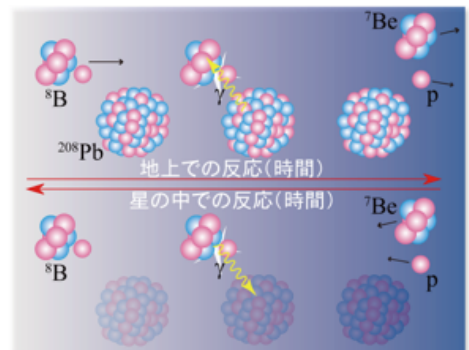


図21: 地上と星の中での反応の対応。

ところが2003年、このようにして得られた  $S_{17}$  と、 ${}^7\text{Be}$  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 [52]。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、 ${}^8\text{B}$  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 22 参照)[53]。

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。

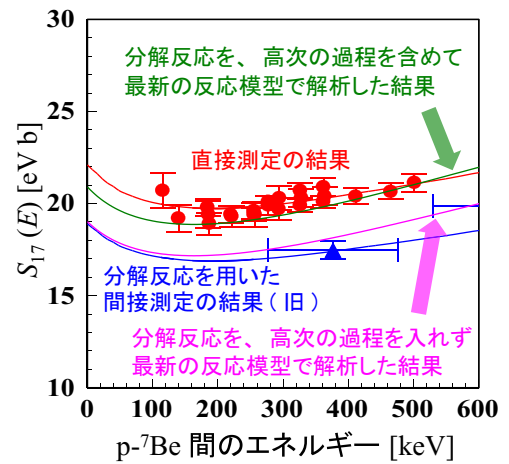


図 22:  ${}^7\text{Be}$  と陽子の融合反応確率。

### 3.6.3 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 ( ${}^{12}\text{C}$ ) 原子核の生成反応と直結している。この反応はこれまで、 ${}^8\text{Be}$  及び  ${}^{12}\text{C}$  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  $\alpha$  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 23 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 [54]。この描像に基づいて得られた  ${}^{12}\text{C}$  の生成反応率は、既存の反応率を劇的に上回っており、 ${}^{12}\text{C}$  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 24 参照)。

本研究の結果は、従来の  ${}^{12}\text{C}$  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。

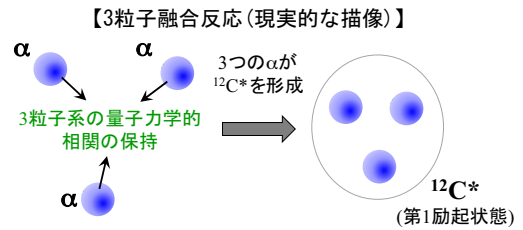


図 23: 3 粒子融合反応の描像。

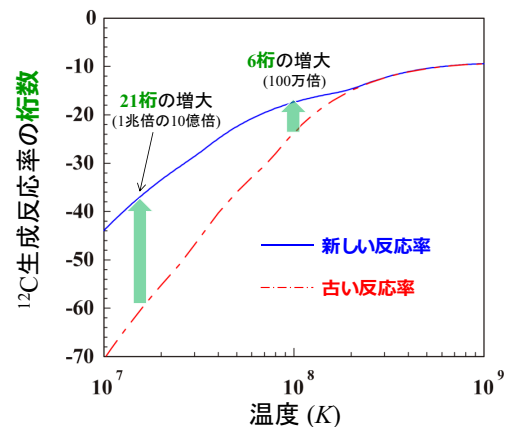


図 24: 3 粒子融合過程による  ${}^{12}\text{C}$  生成反応率。

## 4 今後の計画

### 4.1 核力の理解

原子核物理学において、二体力(二核子間力)、また多体力の素過程(発芽)である三体力(三核子力)を考慮した核力による原子核の記述は重要な課題の一つである。

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原子核物理学者の長年の夢を実現に向けて、研究が進展して行くであろう。その様な中、三体力の発現機構、また三体力を素過程とする多体力を含む核力の研究は更に重要性を増し、(i) 高運動量領域、(ii) アイソスピン、(iii) 媒質・密度による変質、をキーワードとして研究は進められることになる。

#### 4.1.1 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の依存性、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 計算結果等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ってく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事が要になる。

**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 [55]、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  $2\pi$  交換型三核子力だけでは実験値が説明出来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が期待される。

#### 4.1.2 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共に、核力の間接交換描像に基づき、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。

#### 4.1.3 $\Delta$ 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モデルが存在し、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、 $\Delta$  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、 $\Delta$  励起のエネルギー付近での  $\pi N$  散乱の精密データが重要である

#### 4.1.4 三体力の理解に必要な検出器

三体力のダイナミクス (運動量依存性、スピン依存性、アイソスピン依存性) の精査は、少数核子系の高精度測定によって展開されてゆくであろう。そこで想定される実験装置は、様々な運動学を押さえ得る  $4\pi$  型検出器、またスピン観測の測定のための二回散乱用の偏極度計が必要である。

また、これまでは比較的实验が行いやすい陽子、重陽子などのビーム、及び標的によって実験が行われてきたが、クーロン力を考慮せずに済む中性子ビーム、三重水素ビームを用いた高精度実験の開発も重要になってくると考えられる。

三体力の議論には厳密理論計算を欠かす事はできない。これまで三核子系反応は広いエネルギー領域において Faddeev 理論計算が行われ、十分な発展を遂げてきている。その一方、四核子系反応は 10MeV 付近のエネルギー領域に限られてきた。三核子系反応において三体力効果が顕著に現れたのが中間エネルギーであった事から類推すれば、四核子系反応における三体力効果は同じエネルギー領域で展開される事になるであろう。より高いエネルギー領域における四核子系反応の理論的な研究の進展も必須である。

## 4.2 極限原子核の物性

### 4.2.1 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事が鍵となる。変形に関しては、未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事により、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 25 参照)。

これらの研究を実現するには反応と検出器の二つの研究・開発が必要となる。反応については従来の安定核ビームを用いた核融合ではなく、不安定核ビームによる核融合を用いる事で更なる高スピン状態の生成や中性子過剰原子核の高スピン状態生成が実現でき、従来の壁を突破出来る。具体的には高スピン状態にあるアイソマーを用いた核融合や中性子過剰核ビームを用いた核融合が考えられる。そのために大強度の低エネルギー不安定核ビームが必要となる。検出器については超高スピン領域に現れる微弱なピークを高い  $S/N$  比で選別するために時間分解能が非常に良く、かつ高いエネルギー分解能が必要になる。また大強度ビームの使用に耐えられる高レート耐性も必要となる。これまでは Gammasphere などの大型のコンプトン抑止器付き Ge 検出器アレイが超変形状態の研究に使用されていたが、ガンマ線トラッキング型の Ge 検出器で標的を見こむ立体角を増大させて検出効率を 40%程度まで増やし、かつ 100 keps 程度までの高計数率に耐えられる検出器アレイを開発すれば、1000 倍程度の感度の向上が

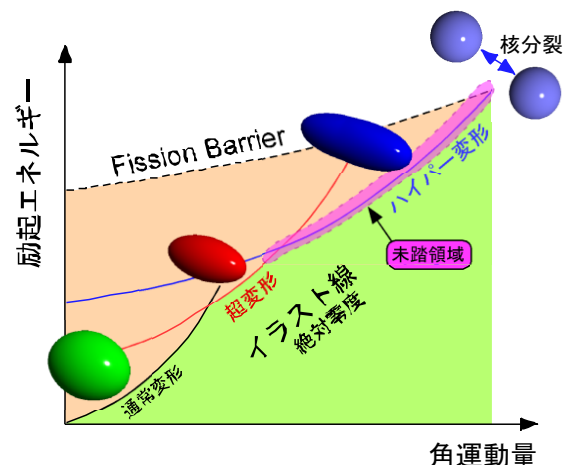


図 25: 角運動量と励起エネルギーとの相関図。超変形、ハイパー変形がイラスト準位に現れると考えられているが、超変形からハイパー変形、核分裂までに至る領域はまだよく分かっていない。

見込めるため、大強度の1次ビームを用いたハイパー変形原子核の探索が可能になると考えられる。また1000倍の感度増強により高スピン原子核の研究に通常使用される $10^9$  ppsのビーム量に比べて3桁低い $10^6$ 程度の二次ビームを使用した研究も可能となり、中性子過剰核ビームを用いた中性子過剰領域でのバナナ型超変形状態の探索も実現できると期待される。

#### 4.2.2 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。不安定核ビームを用いることで、研究対象となる原子核の質量領域が大きく広がり、検出器の発展により、原子核のイラスト状態だけではなく、ノンイラスト状態も広く観測できるならば、理論的に予測されながら、まだ観測されていないエキゾチック変形した原子核が発見できる可能性が高い。今後、研究されるべき例として、三軸非対称変形では、安定な三軸非対称変形した原子核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の探査、などがあげられる。また、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)、正四面体・正八面体原子核、オブレート型原子核の超変形状態、等の探査があげられる。

#### 4.2.3 変形共存と変形の進化

変形共存や変形の進化は、これまで観測されてきた質量領域だけではなく、未探索の広い質量領域で見つかる可能性がある。また、様々な角運動量領域でも生じると考えられる。特に、今後期待される具体的な研究課題としては次のものが考えられる。

まず、中性子過剰核や中性子不足核、さらに、超重元素などの新たな質量領域での変形共存や変形の進化の探査があげられる。次に、様々な変形状態との共存の探査があげられる。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新しいタイプの変形モードとの変形共存が期待できる。さらに、中性子過剰核や中性子不足核の質量領域に現れる球形の魔法数近傍でのアイソマー探査があげられる。例えば、二重閉殻である $^{78}\text{Ni}$ (陽子数28、中性子数50)、 $^{100}\text{Sn}$ (陽子数50、中性子数50)、 $^{132}\text{Sn}$ (陽子数50、中性子数82)近傍でアイソマー探査を行い、魔法数の安定性の議論が可能となる。最後に、中性子や陽子ドリップラインを超えた原子核の探査があげられる。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って、アイソマーが束縛状態として存在できるかもしれない。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るであろう。

#### 4.2.4 超重元素領域の原子核の構造

「原子核はどれほど大きな電荷(陽子数)を持ちうるか」、「超重核領域での新たな安定な島が存在するのか」は原子核の存在限界についてのもう一つの基本的な問いである。超重領域の原子核を安定させるのは殻構造であると考えられており、そこには $LS$ 力が大きく関係する。幾つかの理論モデルによりシェルギャップの存在が予言されているが、モデルにより異なっており、例えば $Z = 114$ と $N = 184$ [56, 57]、 $Z = 124, 126$ と $N = 184$ [58, 59]、あるいは $Z = 120$ と $N = 184$ [60]が挙げられて

いる。それら予想された原子核はいずれもかなり中性子過剰な領域にある。従って中性子過剰領域の殻構造について実験による研究が必要であるが、それを実現するには大強度の不安定核ビームを使用して核融合反応や多核子移行反応により中性子過剰超重核の励起状態を生成し、ガンマ線や内部転換電子を測定する事により励起準位構造を精密に調べる事が不可欠である。検出器については大強度のビームに高い耐性を持ち、低いエネルギーのガンマ線を検出できる高分解能の Ge 検出器アレイおよび内部転換電子を測定するための電子スペクトロメーターが必要となる。

#### 4.2.5 今後の計画のために必要となるビーム、装置、実験手法

**質量領域の拡大** 安定線から遠く離れた中性子過剰核や中性子不足核を生成するには、不安定核ビーム生成装置が不可欠である。現在、理化学研究所の RI ビームファクトリーの BigRIPS[61] などが稼働中であり、成果が出始めている。さらに、中性子や陽子ドリップライン近傍の原子核を生成するには、より生成量が小さくなるため、大強度ビームの加速器や新たなタイプの不安定核ビーム分離装置の開発が必要となる。さらに、2回の核破碎反応を用いる方法のような、新たな不安定核ビーム生成法の開発が必要であろう。

**高スピン領域の拡大** 安定核ビームと安定核ターゲットの組み合わせの核融合反応では、安定核や、安定核から遠く離れた中性子過剰核、中性子不足核の高スピン状態を生成することは難しい。そこで、この領域の高スピン状態を研究するためには、不安定核ビームを用い、その核融合反応や深部非弾性散乱、クーロン励起実験を行う必要がある。

**低エネルギー不安定核ビーム** 安定核ビームと安定核ターゲットの組み合わせで生成することが難しい原子核の高スピン状態を低エネルギー不安定核ビームの核融合反応を用いて生成し、ガンマ線核分光実験を実施することが可能である。理化学研究所の RI ビームライン (RIPS)[62] では、核破碎反応で生成した数十 MeV/u の不安定核ビームをエネルギー減衰板を通して数 MeV/u までビームエネルギーを下げ、核融合反応させることで、安定核近傍の Ti 原子核の高スピン状態の構造を明らかにした [63]。低エネルギー 1 次ビームの直接反応過程や核融合反応過程で低エネルギー不安定核ビームを生成する手法は、東京大学の低エネルギー 2 次ビーム生成分離器 (CRIB)[64] や大阪大学核物理研究センターの 2 次ビームライン (EN ビームライン) [65, 66] で開発された。

**不安定核ビームと組み合わせた検出器システム** 不安定核ビームはビーム強度が小さく、また、目的の原子核の収量が小さい場合、 $S/N$  の良い測定が重要である。収量の少ない目的核や目的核から放出される粒子、ガンマ線、ベータ線等を測定するためには、検出効率を最大限に上げ、 $S/N$  を可能な限り高めなければならない。そのためには、不安定核ビームと次のような検出器の組み合わせからなる高感度高効率検出器システムが必須である。例えば、次世代高検出効率のゲルマニウム検出器アレイ、蒸発粒子測定用検出器 (シリコン検出器アレイ、中性子検出器アレイ)、核融合反応後の反応生成物反跳核分離装置、反応粒子飛跡検出器、高感度ベータ線検出器システム、などである。

**ビーム量の小さい不安定核ビームの新しい利用法** 安定核から遠く離れれば離れるほど、不安定核の生成量は減少する。そこで、生成した不安定核を蓄積リングや FFAG のような加速器などで繰り返し

周回させるシステムを提案する。実際の不安定核ビームのビーム量は小さいかもしれないが、その少ないビームを無駄なく繰り返し使用することで、実質的な反応の回数を大きくすることができる。

**高スピンアイソマービームの開発** 高スピンアイソマーを不安定核ビームとして開発し、理化学研究所の RIPS を用いてクーロン励起や核融合反応実験が行われた [67, 68]。高スピンアイソマービームの今後の可能性について以下に提案する。

例えば、クーロン励起は、アイソマーの上の電氣的放射で遷移可能な状態を選択的に励起する。この性質を利用して、イラストではない集団運動を選択的に励起でき、いまだ未発見のエキゾチック変形の集団運動等を観測できる可能性がある。また、サインも含めた  $Q$  モーメントの測定より、アイソマーの変形状態の情報を得ることができる。核融合反応は、ビーム自身が高スピンであるため、通常よりさらに高スピンのイラスト状態を生成できる可能性があり、例えば、長軸と短軸の比が 3:1 の極超変形 (hyper deformation) の回転バンドを励起できる可能性がある。直接反応は、ビームの高スピン状態とターゲットの基底状態間での核子移行反応や高スピン状態の上に形成される原子核の巨大共鳴など、通常ビームでは生成できなかった現象が観測可能となる。その新たな反応生成機構の研究の可能性が期待できる。

## 4.3 原子核の多様な相の起源

### 4.3.1 クラスタ構造

**クラスタ凝縮状態の探索**  $^{12}\text{C}$  の  $0_2^+$  状態は 3 つの  $\alpha$  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凝縮状態であると考えられている。クラスタ凝縮状態における  $\alpha$  クラスタ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、密度分布は希薄化し半径が増大する。Yamada と Schuck による直交条件模型計算によると、 $^{12}\text{C}$  の基底状態の平均自乗半径が 2.4 fm であるのに対し、 $0_2^+$  状態の平均二乗半径は 4.3 fm にも及んでおり、 $0_2^+$  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ことになる。 $0_2^+$  状態の内部では、3 つの  $\alpha$  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と考えられ、 $0_2^+$  状態は  $\alpha$  粒子の希薄が状態と言える。原子核における希薄ガス状態の存在は、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。クラスタ凝縮状態は、 $N\alpha$  崩壊によってクラスタ凝縮状態を経由しつつ崩壊すると期待されるので、 $\alpha$  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凝縮状態の探索を行う。

**クラスタ凝縮状態の半径測定** クラスタ凝縮状態では、半径が増大して密度の希薄化が生じていると期待されているが、これらのクラスタ状態は励起状態として存在するために、これまで半径を決定する手法が確立されていない。 $\alpha$  非弾性散乱によってクラスタ凝縮状態を励起した場合、終状態の歪曲ポテンシャルが始状態の歪曲ポテンシャルと著しく異なるため、歪曲の効果を通して、励起状態の半径の情報が  $\alpha$  非弾性散乱の角度分布に変化を与える可能性が指摘されている。しかし、現状では歪曲波ボルン近似計算におけるモデルの不定性に比べ、歪曲ポテンシャルの変化に伴う微分断面積の変化は小さく、現時点において、歪曲ポテンシャルの変化を用いて励起状態の半径を決定する試

みは成功していない。将来、反応模型の進歩によって理論計算の信頼性が向上すれば、精密測定による実験データと比較することによって、励起状態の半径を決定する手法が確率できると期待される。

理論計算の進歩によらない半径測定の可能性としては、クラスター凝縮状態から放出される  $\alpha$  粒子の間の量子力学的相関 (HBT 相関) を測定して、 $\alpha$  粒子の放出源の半径を決定する方法が考えられる。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を決定できるものと期待される。

**クラスター分子状態の探索**  $n\alpha$  クラスター状態に余剰中性子を付加した中性子過剰核におけるクラスター構造は、将来のクラスター核物理における重要な課題である。 $n\alpha$  状態に余剰中性子を付加した場合、余剰中性子が  $\alpha$  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。また、さらに余剰中性子を付加していけば、クラスター間の結合エネルギーが増加し、ついには、各  $\alpha$  クラスターの波動関数の空間的な重なりが増大することで、クラスター構造を消失して、平均場的な状態へ回帰することも予想される。

そこで、中性子過剰な不安定核からの  $\alpha$  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。不安定核を用いた散乱実験は逆運動学条件下で測定を行わなければならない。従来の不変質量法では、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。

#### 4.3.2 巨大共鳴

**不安定核における巨大共鳴状態の探索と EOS** 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 (EOS) を確立する必要があり、非対称核物質の非圧縮率は非対称核物質の状態方程式に対して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展開** 原子核の励起状態には、巨大共鳴状態などの集団励起状態をはじめ、多種多様な原子核の状態が存在する。励起状態の性質や、基底状態からの遷移強度分布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。従来この順運動学による測定は安定核標的に限られていたが、これを寿命1分以上の不安定核標的にまで拡張するのが、不安定核停止標的による順運動学測定計画 (BRILLIANT) である。

励起状態の精密測定が可能な対象核種を飛躍的に増やし、巨大共鳴をはじめとする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、従来行われていた研究も含めた研究対象のフィールドを大幅に拡張する。

Fusion Evaporation 法や、Induced-Fission による 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。そこに、陽



子や ${}^3\text{He}$ などの高強度イオンビームを照射し、散乱粒子をスペクトロメータにて高分解能で測定する。また、励起状態からの崩壊核子や核、ガンマ線の同時測定を行う。20 keV程度の分解能を実現する。

この手法により、 $N = Z$ 核の測定範囲は ${}^{64}\text{Ge}$ 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。

**△領域のスピン・アイソスピン励起** 核子の最も簡単な励起状態である $\Delta$ 粒子は、 $\pi$ 中間子が生成するエネルギー領域のみならず、それより低いエネルギーでも二体力や三体力の起源という観点から基本的な構成要素である。スピン・アイソスピン励起の視点からは、原子核のガモフ・テラー巨大共鳴からランダウ・ミグダル係数 $g'_{NN}$ が決まるのと同様、原子核中での $\Delta$ 励起から、 $\Delta$ 粒子-空孔間相互作用 $g'_{\Delta\Delta}$ が得られる。80年代後半から90年代にかけて、 $(p, n)$ 、 $(d, {}^2\text{He})$ 、 $({}^3\text{He}, t)$ 反応で、 $\Delta$ 励起が研究され、核子標的と原子核標的とで $\Delta$ 共鳴エネルギーが異なることから $\Delta$ 粒子-空孔相関と媒質効果が議論された。さらに、核束縛と媒質効果の区別を通して解釈の精度を上げるべく、 $\Delta$ 粒子の崩壊( $\Delta^0 \rightarrow p + \pi^-$ )までを押さえる実験などが行われた[69]。しかし、データの解釈には、 $\pi$ -原子核( $\pi\text{A}$ )終状態相互作用など、高精度の理論が必要となり、データの充実と理論の進展が待たれている。

これらの現象を理解するため、数 GeV の加速器を用いて $\pi\text{A}$ 散乱の高精度に理解すると共にスピン観測量や重イオン反応を用いた $\Delta$ 励起スペクトルのスピン応答の研究が必要である。また、 $\Delta$ 粒子の媒質効果の理解には、コヒーレント $\pi$ 中間子生成の観測も重要である。

**広い $E_x$ 領域での原子核のスピン・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めている。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量を組み合わせることにより、スピン・パリティ毎に分離する手法を確立する。これにより、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が可能となる。

### 4.3.3 核内相関

**原子核の2体密度行列の測定** 原子核の陽子および中性子密度分布(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量、2核子移行反応などが挙げられる。

この実験を行うためには、高エネルギー陽子(もしくは電子)ビーム、励起状態をタグするための散乱粒子スペクトロメータ、標的からの多放出核子の運動量およびスピンを高効率で同時測定する検出器が必要である。

**高運動量成分で見る核構造** 3.4.5 節で議論したように、テンソル力およびパイ粒子の役割を頭に取り入れた核構造モデルを構築する試みが進められている。実験によって核内テンソル力の隠された役割を明らかにしていくことが重要である。テンソル力はその性質から高運動量を持つ核子の成分を強く巻き込むため、高運動量成分に着目して核構造を調べることは有力な手法である。

今後の核物理の展開において、特に高運動量成分に着目して核構造情報を引き出すことにより、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。核内のアルファクラスター構造も同様に高運動量成分を引き起こす。高運動量成分は、核内での局在した密度分布とも密接に関係している。この研究の進展には、高運動量成分をうまく引き出す実験手法の開発、高運動量成分およびテンソル力を正しく取り扱う理論の構築、さら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。

実験手法としては、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。他に 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、 $(p, \pi)$  反応測定などが候補として挙げられる。

#### 4.4 ハドロン相の状態方程式の理解

状態方程式 (Equation of State; EOS) 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、EOS でエネルギーの最低点を与える核密度に他ならない (ただし有限系と無限系の差を考慮した比較が必要である)。

EOSに残された大きな課題のひとつは、陽子密度と中性子密度が著しく異なった、いわゆる非対称核物質の EOS の理解である。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 EOS の策定を目指す。これは図 26 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 EOS 策定を目指す計画である。この EOS 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。

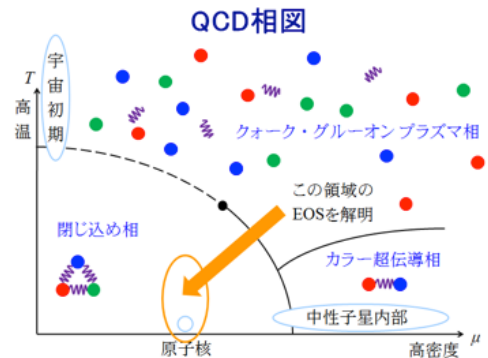


図 26: QCD 相図。

この EOS 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 EOS を引き出すためには、さら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 × 核子数のエネルギーを与えれば、原理的には全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。さらにこの相転移の途中には、原子核の様々な自由度が開く閾値が多数存在する。この閾値を境として、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。特に軽い原子核に対しては、100 MeV 付近までの高励起状態を測定することによって、この相転移の全貌を明らかにできる可能性がある。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事は、原子核物性の解明にとって極めて重要な一步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。

#### 4.5 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、系の全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、入射チャンネル(状態)と放出チャン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、 $\pi$  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、本質的な一步であると言える。

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全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 27 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

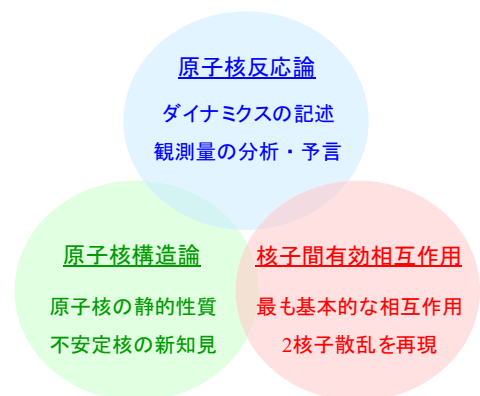


図 27: 反応理論研究の概念図

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(図 28 参照)。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。さらに、入射原子核から1つの核子の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ン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。

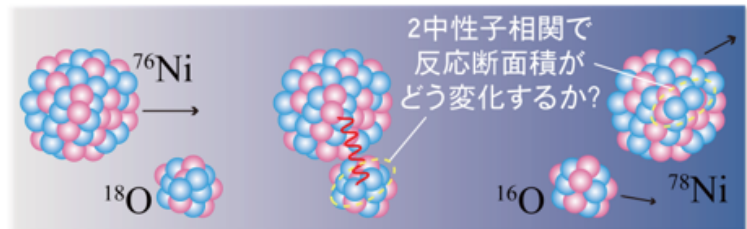


図 28: 多核子移行反応の概念図。

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。従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とは必然である。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だろう。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るということである。そのようにして初めて、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、原子核物理学のみならず、様々な周辺分野にとっても本質的に重要である点に言及しておく。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。

## 5 将来計画・まとめ

### 5.1 将来計画

#### 5.1.1 大強度・高品質ビーム施設 (RCNP 将来計画)

RCNP はこれまで  $K = 400$  MeV リングサイクロトロンによって供給される高品質ビームを駆使して、主に安定核の精密核分光によって様々な成果を挙げしてきた。RCNP は精密核物理分野にとって、もっとも重要な研究施設の一つであり、RCNP の将来計画と精密核物理分野の将来は密接に関連している。

これまで RCNP では、安定核を主な研究対象とし、その励起エネルギー軸上に現れる様々な励起状態の精密測定を実施してきた。今後は、その研究対象を不安定核にも拡大し、核物質・原子核物性の精密理解を目指す。理化学研究所 RIBF に代表される既存の不安定核ビーム施設では、安定線から遠くはなれたアイソスピンフロンティアを開拓し、その基底状態や低励起状態の性質を明らかにしようとする実験が行われている。RCNP における将来計画では、アイソスピン軸に沿った研究対象の拡大を指向しつつも、アイソスピンフロンティアを目指すのではなく、励起エネルギー軸に沿って研究の展開を図り、従来培ってきた精密測定技術を活用して究極の原子核モデルの構築を目指す。

RCNP の新施設では、精密核分光を行うための大強度・高品質軽イオンビームと、不安定核生成のための大強度重イオンビームを生成可能な 2 系統のサイクロトロンと下記の基幹測定器群を建設して、原子核物理学の新しい展開を図る。

- 次世代ガンマ線検出器
- 超高分解能測定装置
- 順運動学反応による長寿命不安定核分光装置 (BRILLIANT: Beam System for Reaction of Isotopes of Long-Life with an Ion Beam Applying Normal Kinematics)
- 高スピンアイソマービームの生成装置
- $4\pi$  粒子検出器
- $\mu$  粒子生成装置
- ISOL
- 小型中性子源

#### 5.1.2 次世代ガンマ線検出器

原子核の極限状態にある未知の構造を明らかにして、そこでの極限原子核の物性を理解するためには、従来の限界を突破する必要がある。そのために不安定核ビームを用いる事で安定核よりもアイソスピンが大きく異なる原子核の生成領域が広がりつつあり、また大強度ビームを用いる事で超重元素領域の開拓が進みつつある。それらの極限状態にある原子核の性質を理解するには、核反応で生成された励起状態からのガンマ線を検出して励起準位構造を明らかにする事が有効である。しかし、不安定核ビームを用いた実験ではビーム強度の低さ、超重原子核生成には断面積の低さが障害となっていた。

それを克服するためにガンマ線の検出感度を大幅に改善し、同時に信号雑音比の高いガンマ線検出器を構築して測定に使用する。エキゾチック変形原子核の励起状態から放出される多重ガンマ線を選別して励起準位構造を明らかにするには、多重ガンマ線を高い分解能で同時計数する事が必要となる。また大強度ビームを用いて生成された超重原子核の励起準位からのガンマ線を測定するには、反応で作られる目的外の原子核から放出される大強度の多重ガンマ線を選別して、目的とする超重原子核からのガンマ線を選別しなければならない。高レート耐性と高い時間分解能を持ち、数 10 keV から 10 MeV 程度までのエネルギー領域を高い分解能で検出できるトラッキング型の Ge 検出器のアレイによりそれらの条件を達成できると考えられる。

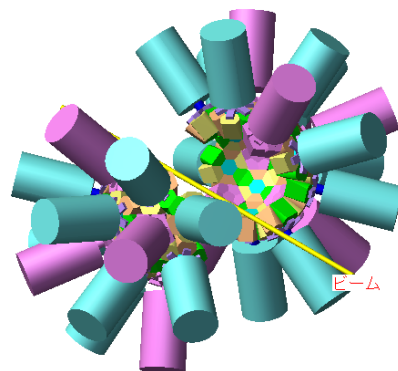


図 29: トラッキング型 Ge 検出器アレイの概念図。

### 5.1.3 レーザーコンプトン $\gamma$ 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  $\gamma$  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 がその役割を担う事が期待される。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  $\gamma$  線が生成でき、世界的にもユニークな実験施設である。さら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  $\gamma$  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。

## 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、以下にまとめる。

### 5.2.1 核力の理解

☆ 3 陽子状態によるアイソスピン  $T = 3/2$ -三体力の研究(短期～中期)

★ クーロンフリーな少数核子系散乱による 3 中性子状態のダイナミクスの研究(中期～長期)

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、少数核子系から中性子星に代表される非対称核物質の極限までを核力場により統一的に理解する。アイソスピン  $T = 1/2$ -三体力は、現実的な核力を用いた Faddeev 理論計算と 3 核子系散乱との実験との比較により確立した。最近では、原子核構造の記述においても三体力の重要性が盛んに議論されているが、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事により、アイソスピン  $T = 3/2$ -三体力のダイナミクスを解明する。

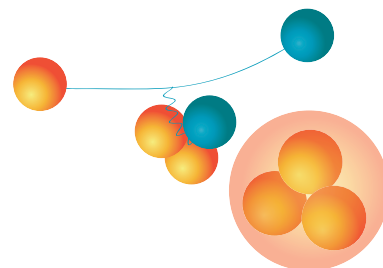


図 30:  $3n$  状態生成の概念図。

## 5.2.2 極限原子核の物性

### ☆ ハイパー変形の探索(短期～中期)

$^{70}\text{Zn}(^{70}\text{Zn}, 4n)^{136}\text{Nd}$  反応及び  $^{36}\text{S}(^{147\text{m}}\text{Gd}, 3n)^{180}\text{Hg}$  反応 (図 31 参照) により、原子核構造研究の初期から予言されていたながら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為、次世代型ガンマ線検出器である Ge トラッキングアレイを用いる事により感度を 100 倍以上向上させると共に、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。

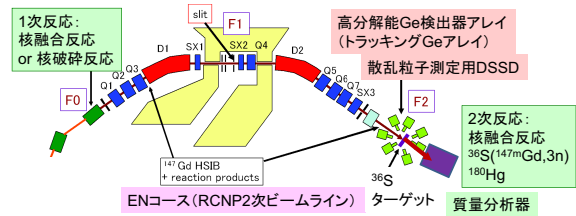


図 31: ハイパー変形探索実験の概念図。

### ★ エキゾチック変形の探索(中期～長期)

$^{150}\text{Nd}(^{16}\text{C}, 6n)^{160}\text{Dy}$  反応により、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事により、形状が不安定化しバナナ型に形状転移する事が示唆されており、変形状態のダイナミクスの解明の鍵となる (図 32 参照)。実験的には、次世代型ガンマ線検出器である Ge トラッキングアレイ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。

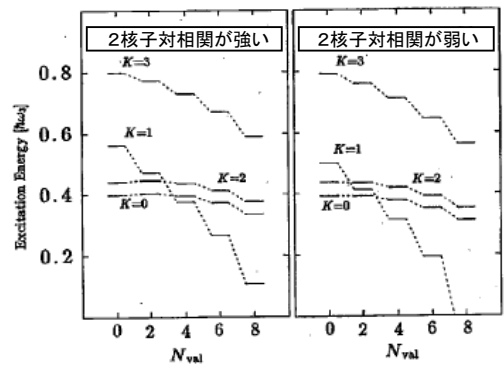


図 32: 超変形状態における負パリティ振動励起エネルギーのバレンス核子依存性。

## 5.2.3 原子核の多様な相の起源

### ☆ クラスタ凝縮状態の探索(短期～中期)

$A \lesssim 40$  の  $A = 4n$  核に準安定的に存在が予言されているクラスタ凝縮状態を探索する (図 33 参照)。 $^{12}\text{C}(n = 3)$  核に対してはクラスタ凝縮状態の存在はほぼ確立しているが、 $A \lesssim 40$  における実験的検証は、原子核におけるガス相が普遍的に存在するか否かを知る上で重要である。窓無ガス標的と  $4\pi$  粒子検出器を組み合わせる事により、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。

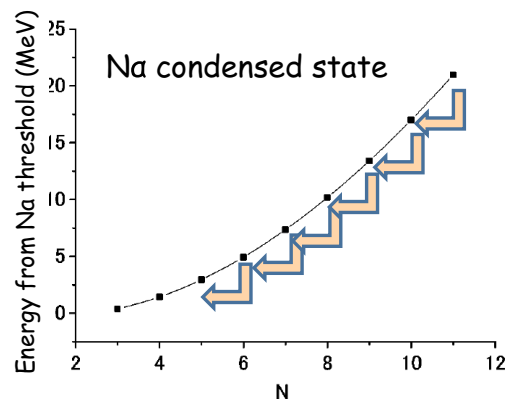


図 33:  $A = 4n$  核におけるクラスタ凝縮状態の予測。凝縮状態は  $\alpha$  粒子を放出し、より軽い凝縮状態に逐次崩壊する。

☆ PDR 共鳴と中性子スキンの発達(短期～中期)

鉛アイソトープを標的としたピグミー双極子共鳴 (PDR) と中性子スキンの発達を調べる。原子核の  $E1$  応答を精密に測定することにより、巨大双極子共鳴 (GDR) と PDR 強度分布および双極分極能を決定することができる。これらは原子核の基底状態での中性子・陽子密度分布と中性子スキンに敏感な測定量であり、核物質の状態方程式の対称項や表面項を決める上で決定的な役割を果たす。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ことで、PDR 共鳴と中性子スキンの発達を調べ、核物質の状態方程式の主要項を決定する。

★ 励起状態の半径測定(中期～長期)

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、

- 励起状態からの崩壊粒子を  $4\pi$  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 (図 34 参照)
- 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

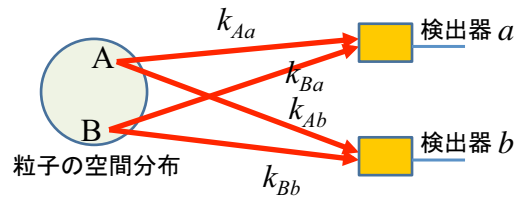


図 34: HBT 強度干渉実験の概念図。

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(中期～長期)

$p(^{147m}\text{Gd}, \gamma)^{147}\text{Gd}$  反応により、高スピン状態且つオプ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) を探索する。巨大共鳴の変形度、温度、スピン等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。

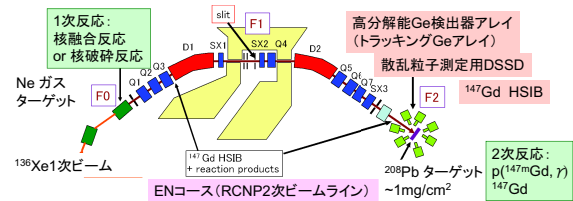


図 35: 高スピンアイソマー  $^{147m}\text{Gd}$  上の GDR 探索実験の概念図。

5.2.4 革新的反応理論

★ 3 体融合反応率の定量的測定(中期～長期)

3.6.3 節で議論した 3 体融合反応計算 [54] は、天体中の核反応の計算に極めて大きな影響を及ぼす。これまで標準的と考えられていた恒星の進化のシナリオを覆し、赤色巨星の存在を理論的に示せなくなるという報告が出ている。しかし、この計算の意味するところはそれにとどまらない。これまでの 3 体以上の反応や、3 体以上の崩壊反応の理論的取り扱いに根本的な修正を迫るものであり、融合反





図 36: 精密核物理の将来のロードマップ。

応、核分裂反応から、化学反応計算、触媒反応などの広い量子力学系の計算に影響を及ぼす可能性がある。この計算の検証は極めて重要であり、

3体直接反応測定、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

等、 $3\alpha$ 系に限らず様々な系を想定して検証を目指す。

### 5.3 ロードマップ

精密核物理の将来のロードマップを図 36 に示す。次世代ガンマ線検出器 (Ge トラッキングアレイ)、Brilliant(オフラインインプラント標的) 等の測定器の開発・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 MW 高品質ビーム施設を早期に実現し、「核物質の物性の理解」へ向け研究を更に発展させる。

### 5.4 リソース

精密核物理の将来計画の実現に必要なリソースを図 37 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、RCNP の将来計画として MW 級高品質加速器施設を目指す。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。

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	阪大
	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	
	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 崩壊粒子検出装置	次世代ガンマ線検出器 トラッキングGe-1 $\pi$ (-4 $\pi$ )	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 $\pi$ 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

図 37: 精密核物理の将来計画の実現に必要なリソース。表に挙げたもの以外に、 $\mu$  粒子生成装置や小型中性子源などがある。

## 5.5 他のWG分野との関係

精密核物理分野と不安定核分野は、将来目標である「核物質の物性の理解」の為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/ストレンジ分野(高密度)、不安定核(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について述べる。

### 5.5.1 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様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。
- 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。
- 高運動量成分で見る核構造の研究。

#### 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 EOS の研究。

### 5.5.2 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。

- 3 体系、4 体系の精密計算 (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。
- 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。
- 陽にデルタ粒子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。

### 5.5.3 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事が期待される。
- ラムダ-シグマ間の質量差 (80 MeV) が核子-デルタ粒子間の質量差 (300 MeV) よりも小さいため、ストレンジ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パイ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を見ること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り核の変形度がどのように影響を受けるかは、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。

### 5.5.4 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ために必要な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計算核物理の大規模計算とを比較する事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事が可能となる。

## 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] T. Li *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 1652503 (2007).
- [16] J. Zenihiro *et al.*, *Phys. Rev. C* **82**, 044611 (2010).
- [17] P. Adrich *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 132501 (2005).
- [18] D. Savran *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 172502 (2006).
- [19] O. Wieland *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 092502 (2009).
- [20] A. Tamii *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 062502 (2011).
- [21] H. Ohgaki *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* **455**, 54 (2000).
- [22] S. Goko *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 192501 (2006).
- [23] H. Utsunomiya *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 162502 (2008).
- [24] K. Y. Hara *et al.*, *Phys. Rev. D* **68**, 072001 (2008).
- [25] Y. Fujita, B. Rubio, and W. Gelletly, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **66**, 549 (2011).
- [26] A. Shevchenko *et al.*, *Phys. Rev. C* **79**, 044305 (2009).
- [27] Y. Kalmykov *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 202502 (2007).
- [28] H. Yoshida, Doctoral dissertation, Kyushu University, 2010.
- [29] T. Kawabata *et al.*, *Phys. Lett. B* **646**, 6 (2007).
- [30] M. Itoh *et al.*, Submitted to *Phys. Rev. C*.
- [31] C. L. Bai *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 072501 (2010).
- [32] M. Ichimura, H. Sakai, and T. Wakasa, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **56**, 446 (2006).
- [33] A. Odahara *et al.*, *Phys. Rev. C* **72**, 061303 (2005).
- [34] H. Toki *et al.*, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **59**, 209 (2007).
- [35] T. Myo *et al.*, *Phys. Rev. C* **76**, 024305 (2007).
- [36] Y. Ogawa *et al.*, *Phys. Rev. C* **73**, 034301 (2006).
- [37] E. Ideguchi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 22501 (2001).
- [38] D. J. Hartley *et al.*, *Phys. Rev. C* **83**, 064307 (2011), and references therein.

- [39] T. Koike, Nucl. Phys. A **834**, 36c (2010), and references therein.
- [40] D. M. Cullen *et al.*, J. Phys. G **31**, S1709 (2005).
- [41] W. Reviol *et al.*, Acta Phys. Pol. B **42**, 671 (2011).
- [42] D. Curien *et al.*, Int. J. Mod. Phys. **20**, 219 (2011), and references therein.
- [43] K. Heyde and J. Wood, Rev. Mod. Phys. (to be published), and references therein.
- [44] N. Hinohara *et al.*, Phys. Rev. C **82**, 064313 (2010).
- [45] C. J. Lister *et al.*, Phys. Rev. C **42**, R1191 (1990).
- [46] P. Walker and G. Dracoulis, Nature **399**, 35 (1999).
- [47] R. D. Herzberg *et al.*, Nature **442**, 896 (2006).
- [48] R. M. Clark *et al.*, Phys. Lett. B **690**, 19 (2010).
- [49] J. S. Berryman *et al.*, Phys. Rev. C **81**, 064325 (2010).
- [50] T. Furumoto, Y. Sakuragi, and Y. Yamamoto, Phys. Rev. C **79**, 011601(R) (2009).
- [51] T. Motobayashi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73**, 2680 (1994).
- [52] A. R. Junghans *et al.*, Phys. Rev. C **68**, 065803 (2003).
- [53] K. Ogata *et al.*, Phys. Rev. C **73**, 024605 (2006).
- [54] K. Ogata, M. Kan, and M. Kamimura, Prog. Theor. Phys. **122**, 1055 (2009).
- [55] A. Akmal *et al.*, Phys. Rev. C **58**, 1804 (1998).
- [56] P. Möller and J. R. Nix, J. Phys. G **20**, 1681 (1994).
- [57] A. Baran *et al.*, Phys. Rev. C **72**, 044310 (2005).
- [58] S. Cwiok *et al.*, Nucl. Phys. A **611**, 211 (1996).
- [59] A. T. Kruppa *et al.*, Phys. Rev. C **61**, 034313 (2000).
- [60] S. K. Patra *et al.*, Nucl. Phys. A **651**, 117 (1999).
- [61] T. Kubo *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B **204**, 97 (2003).
- [62] T. Kubo *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B **70**, 309 (1992).
- [63] M. Niikura *et al.*, Eur. Phys. J. A **42**, 471 (2009).
- [64] S. Kubono *et al.*, Eur. Phys. J. A **13**, 217 (2002).
- [65] T. Shimoda *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B **70**, 320 (1992).
- [66] A. Odahara *et al.*, Mod. Phys. Lett. A **25**, 1951 (2010).
- [67] T. Morikawa *et al.*, Phys. Lett. B **350**, 169 (1995).
- [68] T. Kishida *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A **484**, 45 (2005).
- [69] T. Nagae *et al.*, Phys. Lett. B **191**, 31 (1987).