RIBF 理論研究推進会議・理研仁科センターRIBF 研究部門　主催

RIBF 理論若手放談会：
エキゾチック核物理の広がり

平成 29 年７月３１日ー8 月２日
理研神戸キャンパス・融合連携イノベーション推進棟

世話人

阿部　喬（東大理），上坂友洋（理研仁科），上野秀樹（理研仁科），木村真明（北大理），
櫻井博儀（東大理/理研仁科），初田哲男（理研 iTHEMS/仁科），堀内　渉（北大理），
松本琢磨（九大理），吉田賢市（京大理）

はじめに

RIBF 理論研究推進会議では，10–15 年後 RIBF（の名前は変わっているかもしれませんが）に目指して欲しい物理を，2020 年頃までに提言すべく定期的な活動を行なっています。具体的には，元素合成・状態方程式・超重核・集団運動・多体相関のワーキンググループにおいて，それぞれのテーマで課題を検討するとともに，それらにまたがる物理についての議論を行っています。また，我々の活動を通して，学生を含めた若い人に不安定核物理の面白さを伝えることも会議の重要な役割であると考えています。

上の 5 つのテーマのうち，集団運動・多体相関に関しては，何か一つの目的に向かって皆で力を合わせるというよりも，新しいタイプの多体相関・集団運動の発現可能性を色々考える，というものです。これは，原子核物理の醍醐味の一つである「多様性」の探究と，それを生み出すメカニズムの「普遍性」の追究に直結するものであり，階層性を越えた広く多体系の物理の中心的課題でもあります。推進会議委員だけでは尽くすことのできない新しい物理があるはずですので，今回，若い人たちに将来の物理に対する思いをざっくばらんに語り合っていただこうと「放談会」を企画しました。若い人が将来について色々語っていることが，学生の方々に少しでも刺激になれば良いとも考えました。

15 年後にはエキゾチック核物理の研究対象が，核子の自由度以外からなる多体系にも広がっているかもしれません。そこで，原子核構造・反応分野のみならずハイパー核やハドロン物理も含めた 14 名の理論研究者（推進会議委員も含む）を招待いたしました。また，「核物理の将来レポート」改訂に際し不安定核班の取りまとめを行なっている東大・CNS 今井伸明さんに，これまで議論してこられた不安定核物理の将来について講演をお願いしました。

RIBF理論若手放談会：エキゾチック核物理の広がり

平成29年7月31日～8月2日＠理研神戸イノベーション推進棟8階講堂

7月31日

9:00				受付
9:30	9:40	0:10	吉田(賢)	趣旨説明
座長：吉田(賢)				
9:40	10:20	0:40	松本	中性子過剰核における励起共鳴状態及び励起モードの研究に向けて
10:20	11:00	0:40	菊地	崩壊粒子の運動量分布から見る中性子過剰核の構造
11:00	11:20	0:20		(休憩)
座長：阿部				
11:20	12:00	0:40	渡邉	構造・反応の両面から探る変形ハローとその展望
12:00	12:40	0:40	角田(佑)	モンテカルロ殻模型による原子核形状の研究
12:40	13:00	0:20	江幡	量子多体相関を示唆する四重極変形と八重極変形
13:00	14:30	1:30		(昼食休憩)
座長：松本				
14:30	15:10	0:40	吉田(賢)	多体相関と外場で誘起される集団運動
15:10	15:30	0:20	鷲山	原子核の形の揺らぎと大振幅集団運動
15:30	15:50	0:20	Ni	対相関による大振幅集団運動への理論的アプローチ
15:50	16:10	0:20		(休憩)
座長：阿部				
16:10	16:50	0:40	日野原	不安定核での変形、対相関による大振幅集団運動
16:50	17:30	0:40	谷村	集団自由度の揺らぎを取り入れた微視的反応理論とその応用
18:00	20:00	2:00		(懇親会)

8月1日

座長：堀内				
9:30	10:10	0:40	角田(直)	核力と中性子過剰核の構造
10:10	10:30	0:20	宮城	中重核における3体力の効果
10:30	10:50	0:20	阿部	モンテカルロ殻模型による第一原理計算の現状と今後の展望
10:50	11:10	0:20		(休憩)
11:10	11:30	0:20	吉田(聡)	中性子過剰核におけるベータ崩壊と陽子－中性子相関
11:30	12:10	0:40	富樫	現実的核力に基づく核物質状態方程式の研究と今後の展望
12:10	14:00	1:50		(昼食休憩)
座長：木村				
14:00	14:40	0:40	堀内	核力による多核子相関、核構造・反応、核物質へ
14:40	15:20	0:40	古本	光学ポテンシャルのこれまでとこれから
15:20	15:40	0:20		(休憩)
15:40	16:20	0:40	井坂	ハイパー核構造研究の展開と核子・ハイペロン多体系の物理
16:20	17:00	0:40	関原	核子多体系からハドロン多体系へ --- まずは2、3体系から
17:00	17:20	0:20	安井	チャーム原子核の物理

8月2日

座長：松本

9:30	10:10	0:40	須原	凝縮状態における平均場の変形とクラスターの変形
10:10	10:30	0:20	馬場	炭素同位体における直鎖クラスター構造とその崩壊モード
10:30	10:50	0:20		(休憩)
10:50	11:30	0:40	今井	将来計画WG不安定核班第2期からの報告
11:30	13:00	1:30		(昼食休憩)

座長：阿部

13:00	14:00	1:00	木村	総括

「中性子過剰核における励起共鳴状態及び励起モードの研究に向けて」

松本　琢磨（九大理）

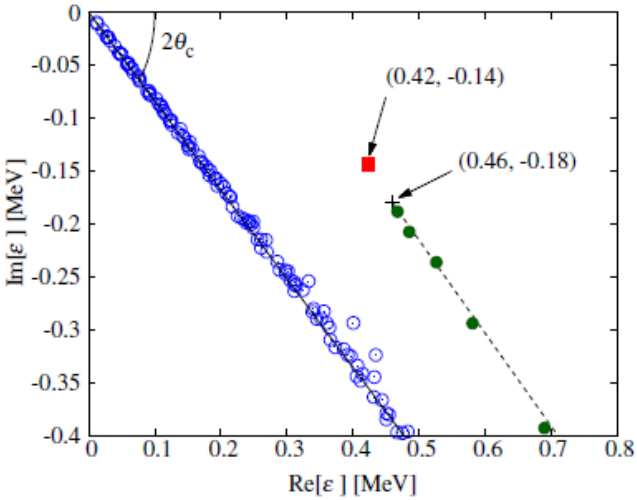
加速器技術の発展により原子核物理は、地上に存在する安定な原子核から原子核としての存在限界（ドリップライン）近傍にまで研究範囲が広がっている。特に比較的軽い領域では、中性子過剰原子核のドリップラインおよびそれを越えた非束縛原子核まで研究が進んでおり、中性子が薄く広がったハロー構造を持つ原子核、大きく変形した原子核など安定核では確認されていない新奇な構造が発見されている。現在の原子核研究は、その不安定核の構造の理解が重要課題の一つとなっている。

不安定核は 2 次ビームとして生成され、安定な標的核との衝突による原子核反応によって、その構造の探索が行なわれる。これまでの研究では、標的核との反応による反応断面積（または相互作用断面積）の解析が精力的に行なわれている。不安定核研究の先駆である ^{11}Li の 2 中性子ハロー構造も、相互作用断面積の解析により発見された。反応断面積、相互作用断面積は、その不安定核と標的核の大きさに関係しており、その解析から中性子過剰原子核の半径の研究が進められている。最近では、比較的に重い Ne や Mg 同位体の中性子過剰核の反応断面積の系統的解析が行なわれ、^{31}Ne や ^{37}Mg が変形したハロー構造を持つことが示唆された。また、中性子剥離断面積の解析においても同様の結論が得られている。このように、中性子過剰核の基底状態の構造の性質は理解が進んでいる。

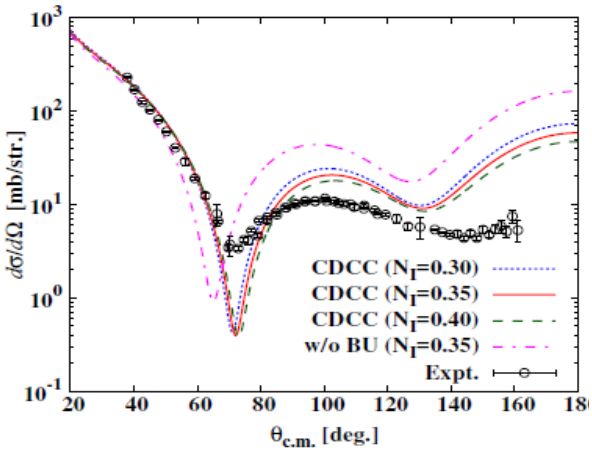
近年、中性子過剰核の励起状態の探索も精力的に進められている。特に、2 中性子ハロー核は、基底状態として束縛状態をもち、その励起状態は粒子の崩壊閾値を越え共鳴状態となる。共鳴状態は、量子多体系に現れる普遍的な状態で、原子核物理だけでなく、ハドロン物理、原子分子物理の分野においても重要な状態である。原子核物理の分野では、^{12}C に現れる 3α の閾値を越えて、ガス的な共鳴状態、Hoyle 状態、直鎖状態など、特殊な共鳴状態が予言され注目されている。このように共鳴状態では多様な構造が発見されており、中性子過剰核の共鳴状態にどのような新しい構造が現れるかが、今後の不安定核物理の主要テーマの一つとなると考えられる。

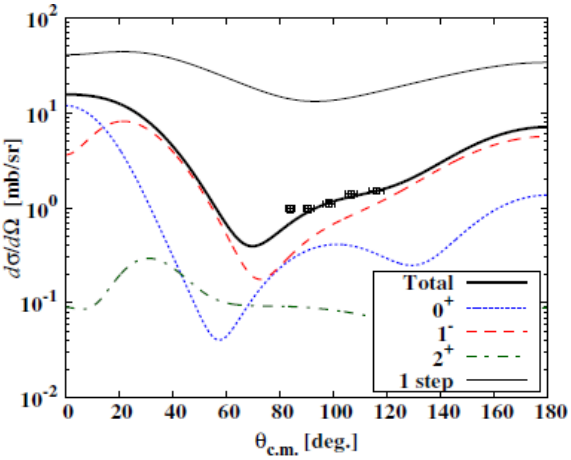
今回の講演では、最近測定された ^{11}Li(p,p')反応の ^{11}Li 励起エネルギースペクトルの 4 体 CDCC 解析から、2 中性子ハロー核 ^{11}Li の励起共鳴状態の存在について議論を行なった。2 中性子ハロー核の励起共鳴状態については、これまでに ^{6}He の 2+状態については確認されているが、^{11}Li についてはその存在の有無については解決していない問題である。今回の解析では ^{11}Li を ^{9}Li+n+n の 3 体系として記述し、陽子標的との間の相互作用を核子-核子有効相互作用による畳み

込み模型により微視的に求めたものを用いた。さらに ^{11}Li の共鳴状態を調べる為に複素スケーリング法を用い、その結果、^{11}Li のスピンパリティが 1-の状態に、エネルギー0.42MeV、崩壊幅 0.28MeV の ^{11}Li の共鳴状態が得られた(右図)。



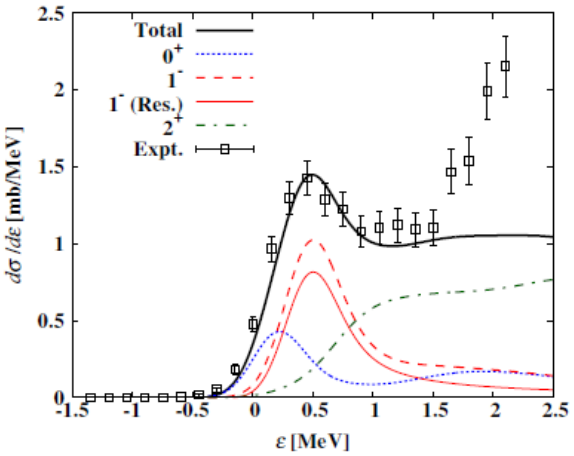
続いて、今回得られた ^{11}Li の共鳴状態及び非共鳴連続状態が、^{11}Li(p,p')反応の弾性散乱微分断面積、分解断面積にどのような影響を与えるかを調べた。どちらの断面積も実験と良い一致を得られ（下図)、今回の反応では分解チャネルの結合が強いことが示された。同様に、^{11}Li の励起エネルギー分布も 1.5MeV 以下のピーク構造は、1$^-$共鳴状態を反映しており主要な要素であるが、0$^+$や 2$^+$の非共鳴連続状態もピーク幅の生成には重要である。このように、エネルギー分布の再現には、共鳴状態だけでなく非共鳴連続状態も重要であること、また角度分布の再現には、それらの状態間の結合など、動的な反応過程を精密に取り扱う反応理論が必要不可欠である。

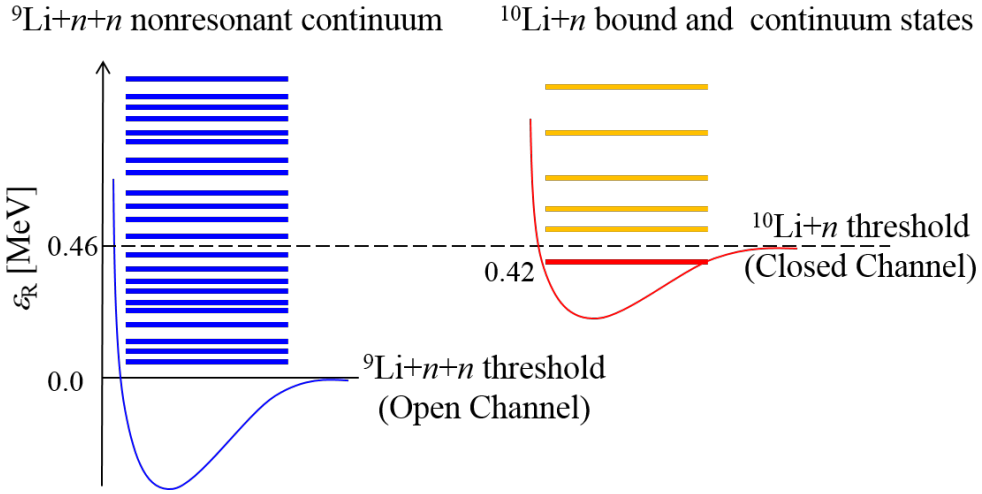




今回得られた ^{11}Li 共鳴状態とその部分系の ^{10}Li 共鳴状態の関係を調べると、^{10}Li の共鳴エネルギー近傍、^{11}Li 系では ^{10}Li+n の閾値近傍に現れることが分かった。これは ^{11}Li 共鳴状態が ^{10}Li 共鳴状態と強く結びついており、また、^{11}Li 共鳴エネルギーが ^{10}Li に比べ小さく、^{11}Li が ^{10}Li+n の束縛状態として存在する。これは連続状態に埋まった束縛状態として考えられ、いわゆる Feshbach 共鳴にあたる。^{11}Li 共鳴のスピンパリティ 1-および ^{10}Li 共鳴のスピンパリティ 1/2-

を考慮すると、^{10}Li-n 間の軌道角運動量は s-wave であると考えられ、^{10}Li-n 間の s-wave 相互作用が束縛状態を作るくらい強いものになっている。また、Feshbach 共鳴で考えると、^{9}Li+n+n の閾値が open channel、^{10}Li+n の閾値が closed channel となり、3 体閾値が一番下にあること（下図）は Borromean 構造の特徴であることから、この ^{11}Li 共鳴を Borromean Feshbach 共鳴と呼ぶ。





最後に、不安定核研究においてその基底状態の構造だけでなく、励起共鳴状態の構造の解明が主要な研究課題となると期待される。今回の研究で、2 中性子ハロー核 ^{11}Li の励起共鳴状態に特殊な Borromean Feshbach 共鳴の存在の可能性を示唆することができた。これは単純な構造計算だけでなく、その構造の情報と反応の動的過程を考慮した反応計算により、実験データを再現することで確認できた。不安定核反応の多くは核力をプローブとするため、微視的な核子-核子相互作用から構築する反応計算が必要とされる。今後の課題としては、他の 2 中性子ハロー核にも Borromean Feshbach 共鳴が存在するか、また、その共鳴が実験的観測量にどのように反映されるかを明らかにすることが重要となる。

放出粒子の運動量分布から見る中性子過剰核の構造

菊地　右馬
大阪市立大学　理学研究科

1. 中性子過剰核の構造を調べるために

近年の実験技術の進展により中性子過剰核をはじめとした不安定核の構造が調べられるようになってきた。中性子過剰核は弱束縛であるため、基底状態においても連続状態との結合が重要であり、励起することで容易に粒子崩壊を伴って分解する。このことから中性子過剰核においては構造の静的な性質と崩壊などの動的な性質との結合が本質的に重要であると考えられる。中性子過剰核の構造を調べるためには、そのような静的な核構造と動的な崩壊過程の結合を陽に考慮することが必要である。

一方で、容易に分解するという中性子過剰核の性質は、その放出粒子が原子核内部の情報を持ち出すため、放出粒子の運動量などから原子核構造についてより深い理解を得られる可能性がある。中性子過剰核の理解を深めるためにも、放出粒子の運動量分布などの観測量から原子核構造の情報がどのように抽出できるかを理論的に調べることが重要となってくる。

先行研究において、２中性子ハロー核 ^{6}He の基底状態におけるダイニュートロン相関をクーロン分解反応から調べた[1]。得られた結果から ^{6}He のクーロン分解反応においては ^{5}He の共鳴状態を経由した順次崩壊過程が支配的であり、基底状態の空間的相関であるダイニュートロンの直接観測は困難であることを示した。これはクーロン分解反応が低エネルギー移行反応であるため終状態での粒子間の相互作用が非常に強く、基底状態の情報がマスクされてしまうことが原因である。

^{6}He のクーロン分解反応で見られたように、静的な核構造と動的な崩壊過程が結合する中性子過剰核ではその構造と崩壊過程での粒子間の相関が競合し、構造を調べる上で困難さをもたらす場合がある。ここでは２中性子ハロー核を例に構造を調べる際にどのようにその困難を解決するか、どのような点に注意をすべきかを議論したい。

2. 高エネルギー移行反応で見る基底状態の構造

中性子過剰核の基底状態の構造を調べるためには、終状態相互作用の効果を最小化し、放出粒子が基底状態の情報を反映する反応を選ぶことが重要である。終状態相互作用の効果を最小化するためには高エネルギー移行反応が有用である。その中でノックアウト反応は安定核の場合に同様に、中性子過剰核においても一粒子軌道など原子核構造を調べる有効な手段となりうる。

特に２中性子ハロー核のようなボロミアン核ではノックアウト反応後の残留核が非束縛であるため、ノックアウト粒子だけでなく残留核からの放出粒子も測定が可能である。ここで重要なことはノックアウト過程と残留核の崩壊過程のタイムスケールが大きく異なるという点である。このことはノックアウトが起こった時点で残留核の角運動量やエネルギーなどの量子状態が固定されることを意味しており、原子核内部で持っていたノックアウト粒子との量子的な相関を残留核からの放出粒子から押さえることができる。ノックアウト粒子と残留核からの放出粒子の同時測定を行うことでそれら粒子間

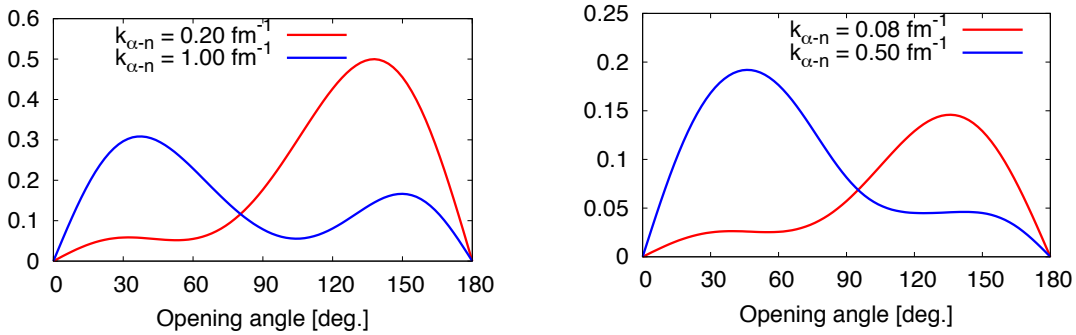


図 1: ^{6}He の基底状態におけるハロー中性子が持つ運動量の角度相関(左)とノックアウト反応における放出中性子運動量の角度相関(右)。詳細は文献[2]参照のこと。

の量子的な相関を直接観測から明らかにすることは中性子過剰核の性質を調べる上で有用な手段になると考えられる。

3. 低エネルギー移行反応で見る励起状態の構造

高エネルギー移行反応は終状態相互作用を最小化できるため、中性子過剰核の基底状態においては構造を調べるのに有用である。一方、励起状態は低エネルギー移行反応で生成される状態であるため、基底状態と同様の分析は難しい。中性子過剰核において励起状態は粒子崩壊を伴う共鳴状態として存在するため、一般には分解反応などの断面積の励起エネルギー分布において特定の幅を持ったピークとして観測される。

しかしながら、断面積のピーク＝励起状態という理解が成り立たない場合があることに注意しなくてはならない。最もよく知られた例は中性子ハロー核のクーロン分解反応である。^{11}Be や ^{6}He などのハロー核は断面積のピーク付近にクーロン分解反応で励起される励起状態が存在せず、非共鳴の連続状態への遷移によって断面積にピークが作られる。

断面積のピーク＝励起状態が成り立つ場合でも状態を特定する際に注意が必要な場合がある。例として、理論計算によって ^{22}C の分解反応では励起状態があるもののピーク位置と実際の励起状態のエネルギーが大きくずれることが報告されている[3]。このような現象は励起状態の崩壊幅が広く連続状態との干渉がある場合に一般的に起こりうる。また、このような干渉がある場合には励起状態のエネルギーの前後に断面積が干渉によって生じる強度を持つ場合がある点も注意が必要である。

中性子過剰核の励起状態の特定について励起状態からの放出粒子の観測が有用である。特に多粒子放出を伴う励起状態の場合には、状態が生成されてから全系のエネルギーが変化しないために一部の崩壊過程がエネルギー的に抑制され、励起状態特有の崩壊モードが存在することがある。例えば、^{6}He では核力分解反応で励起された 2^{+}状態からの崩壊 2 中性子の相対運動量分布にクーロン分解反応では観測されない特異な強度が存在し、その強度が 2^{+}状態におけるダイニュートロン相関と関係があると考えられる [4]。断面積のピークを観測するだけでなく、放出粒子の運動量分布の測定から各部分系の相関を押さえることで励起状態をより厳密に特定し、特有の崩壊モードから励起状態の構造を議論することがより深い中性子過剰核の理解に重要であると考えられる。

4. まとめと展望

放出粒子の運動量分布は中性子過剰核の構造をより詳細に理解する上で有用な観測量である。高エネルギー移行の反応においては基底状態における中性子相関の定量的な分析が可能にあることが期待される。一方で、低エネルギー移行反応では励起状態の特定に有用であるほか、特有の崩壊モードが観測できれば励起状態の構造を理解する上で有益な情報を与えてくれるだろう。このような分析は理化学研究所の SAMURAI が得意とするところであり、今後実験と理論で議論が進められていくことを期待している。

また、これらの分析を行う際には、静的な核構造と動的な崩壊過程の結合を陽に考慮し、構造由来の情報がどのような運動学の下で観測されるかを理論的に調べることが重要である。現在のところ、中性子過剰核の標的核との散乱を扱う離散化連続チャネル結合法(CDCC)などの反応模型と中性子過剰核そのものの崩壊過程を記述する複素座標スケーリングされた Lippmann-Schwinger 方程式の解を組み合わせることで、中性子過剰核の分解反応を定量的に記述し、運動量分布からどのような構造の情報が引き出せるか議論が可能となった。

これまでは核構造という静的側面から中性子過剰核を議論してきた。しかしながら、中性子過剰核においては静的な核構造と動的な崩壊過程の結合が本質的に重要である。中性子過剰核の動的側面からのアプローチとして、反応過程においてそのような結合がどの程度重要であるかを調べることは面白い問題であると考えている。反応過程において共鳴状態が様々な崩壊チャネルとどのように動的に結合し、その結合がどのような観測量に反映されるかを明らかにすることで、中性子過剰核の包括的な理解を進めていくという方向性も考えられるのではないだろうか。

現状、既存の反応模型では様々な崩壊チャネルを個別に分類し、共鳴状態とそれらチャネル間の結合を議論することは難しい。そのような問題を解決するには、複素座標スケーリング法によって連続状態の崩壊チャネルごとに分類して CDCC などの反応模型を組み合わせるなど、理論的枠組みの拡張が不可欠である。今後、そのような理論的枠組みの拡張と中性子過剰核の動的側面からの理解を進めていければと考えている。

参考文献

[1] Y. Kikuchi, K. Kato, T. Myo, M. Takashina, and K. Ikeda, Phys. Rev. C**81**, 044308 (2010).

[2] Y. Kikuchi, K. Ogata, Y. Kubota, M. Sasano, and T. Uesaka, Prog. Theor. Exp. Phys. **2016**, 103D03 (2016).

[3] K. Ogata, T. Myo, T. Furumoto, T. Matsumoto, and M. Yahiro, Phys. Rev. C**88**, 024616 (2013).

[4] Y. Kikuchi, T. Matsumoto, K. Minomo, and K. Ogata, Phys. Rev. C**88**, 021602(R) (2013).

構造・反応の両面から探る変形ハローとその展望

渡邉 慎[1A]
岐阜工業高等専門学校

1985 年に ^{11}Li のハロー構造が発見されて以来、現在では、^{31}Ne (^{30}Ne + n) や ^{37}Mg (^{36}Mg + n) といった重い原子核までハロー核として確認されている。このように新たに発見されたハロー核は、いわゆる「変形ハロー」と呼ばれ、そのコア核 (^{30}Ne や ^{36}Mg) が大きく変形していることが予想されている。変形ハロー核は、核内でコア核が変形に伴う回転励起（コア励起）を起こしており、様々なコア状態の重ね合わせによって基底状態と励起状態（連続状態）が形成される。これはコア励起がハロー核の構造にもたらす静的効果といえる。一方で変形ハロー核を入射核とした反応を考えた場合、コア核は散乱過程で励起・脱励起を繰り返すことになる。これはコア励起が核反応に与える動的効果といえ、その結果として観測量である断面積が得られる。本講演ではコア励起をテーマに研究の展望を述べる。

1 模型の設定

コア核が変形した projectile (p) と target (t) の系全体のモデルハミルトニアンを

$$H_{\rm tot} = K_{\boldsymbol{R}} + V_{vt}(R_{vt}) + V_{ct}(\boldsymbol{R}_{ct}, \hat{\boldsymbol{\xi}}) + h_p \tag{1}$$

$$h_p = K_{\boldsymbol{r}} + V(\boldsymbol{r}, \hat{\boldsymbol{\xi}}) + h_c(\hat{\boldsymbol{\xi}}) \tag{2}$$

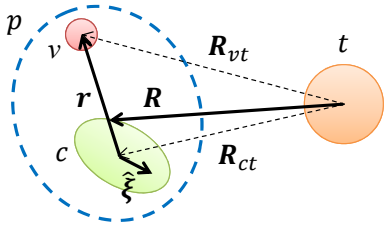


図 1: 座標の取り方

と設定する。座標については図 1 を参照。ここで $K_{\boldsymbol{R}}$ は運動エネルギー、V_{vt}, V_{ct} は valence(v)-target(t) 間および core(c)-target(t) 間のポテンシャルで、それぞれ中心力、非中心力となっている。h_p は projectile の内部ハミルトニアンで、運動エネルギー $K_{\boldsymbol{r}}$、valence(v)-core(c) 間相互作用 V、コア核の内部ハミルトニアン $h_c(\hat{\boldsymbol{\xi}})$ からなる。座標 $\hat{\boldsymbol{\xi}}$ はコア核の角度であり、コア核は単純なローター ($\epsilon_I = I(I+1)/2\mathcal{J}$) を仮定する。仮に、座標 $\hat{\boldsymbol{\xi}}$ がコア核の核子自由度全てを取り扱うのであれば、それは微視的理論に他ならない。将来的には微視的反応理論によってこのような連続状態の記述も含めて行われていくことが理想であるが、入射核のチャネル数が莫大になり、現段階ではとても現実的な計算とは言えない。従って本研究では、コア励起の自由度を残しつつ、それが反応過程でどのように断面積に影響を与えるかに注目する。分解反応を記述する模型として CDCC があるが、まずはその一次近似に対応する DWBA での記述を試みる。近年、A. M. Moro and R. Crespo [1] によって、DWBA はコア励起を考慮した模型 XDWBA (X=eXtended) まで拡張されている。XDWBA は RIBF の目指す高エネルギー領域においてよく機能すると期待できる。

projectile (p) と target (t) 間の遷移行列は

$$T_{pt}^{J'M',JM}(\boldsymbol{K}', \boldsymbol{K}) = \left\langle \chi_{\boldsymbol{K}'}^{(-)}(\boldsymbol{R})\Psi_{J'M'}^{f}(\boldsymbol{r}, \hat{\boldsymbol{\xi}}) \middle| V_{vt}(R_{vt}) + V_{ct}(\boldsymbol{R}_{ct}, \hat{\boldsymbol{\xi}}) \middle| \chi_{\boldsymbol{K}}^{(+)}(\boldsymbol{R})\Psi_{JM}^{i}(\boldsymbol{r}, \hat{\boldsymbol{\xi}}) \right\rangle \tag{3}$$

[1]e-mail address: s-watanabe@gifu-nct.ac.jp

と書ける。ここで、Ψ^i_{JM} ($\Psi^f_{J'M'}$) は入射核の始状態 (終状態) 波動関数、JM は全角運動量とその z 成分、$\chi^{(+)}_{\boldsymbol{K}}$, ($\chi^{(-)}_{\boldsymbol{K}'}$) は始状態に対する外向き歪曲波（終状態に対する内向き歪曲波）である。V_{ct} の多重極展開を行うと、式 (3) は

$$T_{pt}^{J'M',JM}(\boldsymbol{K}',\boldsymbol{K}) = T_{\rm val}^{J'M',JM}(\boldsymbol{K}',\boldsymbol{K}) + T_{\rm corex}^{J'M',JM}(\boldsymbol{K}',\boldsymbol{K}) \tag{4}$$

のように、valence 励起項[2]と core 励起項[3]に分けることができる。断面積は $\sum_{MM'}\left|T_{pt}^{J'M',JM}\right|^2$ に比例することから、これらの項は互いに干渉する。

具体例として、^{11}Be + p at 63.7 MeV/nucl. の共鳴分解反応の角分布を図 2 に載せた。実際に用いたハミルトニアンは文献 [1] を参照。^{11}Be は ^{10}Be + n の閾値を基準として 1.2 MeV のところに共鳴を持ち、本計算では、離散化された連続状態 (pseudostate) への遷移を計算している。実線が得られた分解断面積で、その内訳をみると $T_{\rm val}$（点線）と $T_{\rm corex}$（鎖線）が強く干渉して、最終的な断面積が得られていることが分かる。これは、コア励起を明示的に扱う必要性を示唆している。

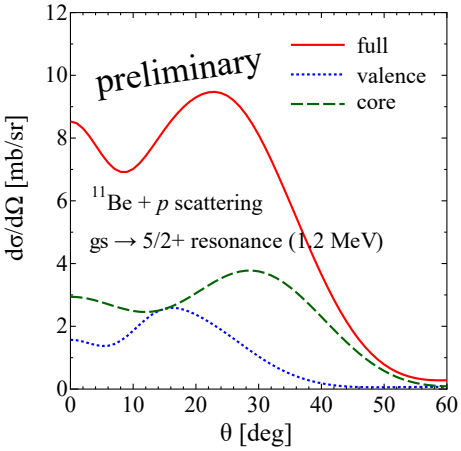


図 2: 共鳴分解断面積の角分布

2　今後の課題

2.1　コア励起した分解断面積

図 3 に様々な分解チャンネルを示した。(i) 3 体 CDCC の場合、分解チャンネルは ^{11}Be → ^{10}Be+n の 1 つに限られる。(ii) 一方でコアの励起をあからさまに考えた場合、^{11}Be → ^{10}Be(0+) + n 以外にも ^{11}Be → ^{10}Be(2+) + n というチャンネルが当然ながら存在する。これらのチャネルは分解過程で競合し、最終的にはコア核が 0^+ の分解断面積 ($\sigma_{\rm BU}^{(0+)}$) や 2+ の分解断面積 ($\sigma_{\rm BU}^{(2+)}$) として観測される。$\sigma_{\rm BU}^{(0+)}$ や $\sigma_{\rm BU}^{(2+)}$ は実験的には区別されるものであるが、projectile の波動関数を基底関数展開法を用いて計算した場合、$\sigma_{\rm BU}^{(0+)}$ や $\sigma_{\rm BU}^{(2+)}$ が一定の割合で混ざった断面積が計算されることになる。実験データとの比較には断面積の分離が必要であり、その方法の 1 つとして正確な散乱波を用いる方法がある。

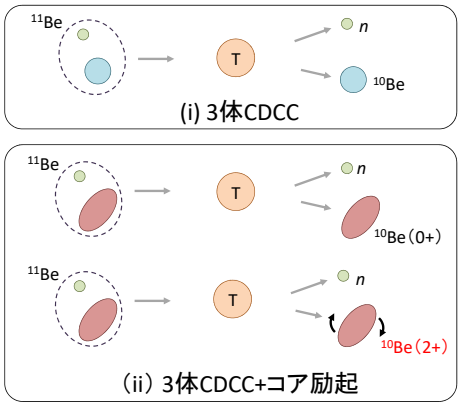


図 3: 様々な分解チャネル

[2] これまでの反応理論で扱われていた分解に相当する。
[3] 反応過程で直接的にコアを励起する過程に相当する。これはコア励起が核反応に与える動的な効果といえる。

2.2　様々なチャネルの混在（GEM 波動関数と Exact 波動関数）

本研究では、ガウス基底展開法 (GEM) を用いてハミルトニアン行列（式 (2)）を対角化することで、projectile の基底状態と離散化された連続状態 (pseudostate) を得た。ガウス基底を重ね合わた後、projectile の波動関数は

$$\Psi^{(n)}_{JM}(\boldsymbol{r},\hat{\boldsymbol{\xi}}) = \sum_{I\ell j} R^{(n)}_{I\ell j}(r)[I\otimes \ell j]_{JM} \tag{5}$$

と展開できている。ここで $[I\otimes \ell j]_{JM}$ はローターの波動関数と一粒子波動関数の角度部分を全角運動量 JM に結合した波動関数を表す。I はローターの角運動量、ℓj は座標 $\boldsymbol{r}$ に対する軌道角運動量と全角運動量である。$R^{(n)}_{I\ell j}$ は一粒子波動関数の動径成分であり、(n) は状態を区別するための通し番号として付けた。

以下では具体例として $5/2^+$ 状態を考える。説明を簡単にするため、文献 [1] に倣って $I\leq 2, \ell \leq 2$ という小さな模型空間を用いる。すると $[I\otimes \ell j]_{5/2}$ として可能な組み合わせは、$[0\otimes d_{5/2}]$, $[2\otimes s_{1/2}]$, $[2\otimes d_{3/2}]$, $[2\otimes d_{5/2}]$ に限られる。すなわち projectile の波動関数は

$$\Psi^{(n)}_{5/2^+} = R^{(n)}_{0d_{5/2}}(r)[0\otimes d_{5/2}] + R^{(n)}_{2s_{1/2}}(r)[2\otimes s_{1/2}] + R^{(n)}_{2d_{3/2}}(r)[2\otimes d_{3/2}] + R^{(n)}_{2d_{5/2}}(r)[2\otimes d_{5/2}] \tag{6}$$

と書ける。このように、コア励起を考慮すれば各状態にコア励起成分が自然に混ざることになり、Spectroscopic Factor は必要なくなる。これはコア励起が核構造に与える静的効果といえる。

図 4 に得られたエネルギースペクトルと対応する波動関数のいくらかを示した。エネルギースペクトルは ^{10}Be(0+) + n の閾値を 0 MeV として描いており、$5/2^+$ に $\varepsilon < 0$ の状態 (束縛状態) は存在しない。波動関数としては $n = 3,\ 5,\ 7,\ 8$ のガウス基底展開法 (GEM) の結果を点線で示した。参考のため、正確な波動関数 (Exact) も実線で示してある[4]。まず、^{10}Be(2+) + n の閾値 ($\varepsilon_{\rm th} = 3.368$ MeV) 以下のエネルギーを見ると、$n = 3$（共鳴）でも $n = 5$（非共鳴）でも、r の小さい領域で GEM と Exact がほとんど一致していることが分かる。これは $\varepsilon < \varepsilon_{\rm th}$ では、^{10}Be(0+) + n に崩壊する波しか存在しないことに起因する[5]。一方、$\varepsilon > \varepsilon_{\rm th}$ では GEM と Exact を直接比較することはできない。例えば $\varepsilon = 3.643$ MeV ところにたまたま $n = 7$ と $n = 8$ の pseudostate 2 個がほぼ縮退して存在するが、このエネルギー 1 点において、Exact な波動関数は ^{10}Be(0+) + n に崩壊する波（1 個）と ^{10}Be(2+) + n に崩壊する波（3 個）の 4 個が独立に存在する。基底展開法を用いて対角化するとこれらがランダムに重ね合わさったものとして得られてしまい、最終的に計算される断面積も色々なチャネルが混ざったものとして得らるだけである。

2.3　断面積の分離と連続化

現在の模型の場合、projectile は高々2 体問題であるため、Exact な波動関数を容易に求めることが出きる（図 4）。Exact な波動関数があれば、それと GEM 波動関数のオーバーラップを取ることによって、分解断面積を分離したり ($\sigma_{\rm BU} \to \sigma^{(I=0)}_{\rm BU} + \sigma^{(I=2)}_{\rm BU}$)、離散化された分解断面積の連続化を行ったり ($\sigma^{(n)}_{\rm BU} \to d\sigma_{\rm BU}/d\varepsilon$) できる [2]。これで実験データ [3] との比較が可能になるほか、「どのチャネル

[4] 正確な波動関数はガウス基底展開法の結果を再現するよう適当にノーマライズしてプロットした。

[5] $n = 3$ や $n = 5$ の図中に $[2\otimes s_{1/2}]$, $[2\otimes d_{3/2}]$, $[2\otimes d_{5/2}]$ の振幅も存在しているように見えるが、これらは遠方で減衰するチャネル (閉じたチャネル) であり、終状態としては観測されない。しかしながら図 2 で示したように、閉じたチャネルの結合からくるコア励起は重要である。

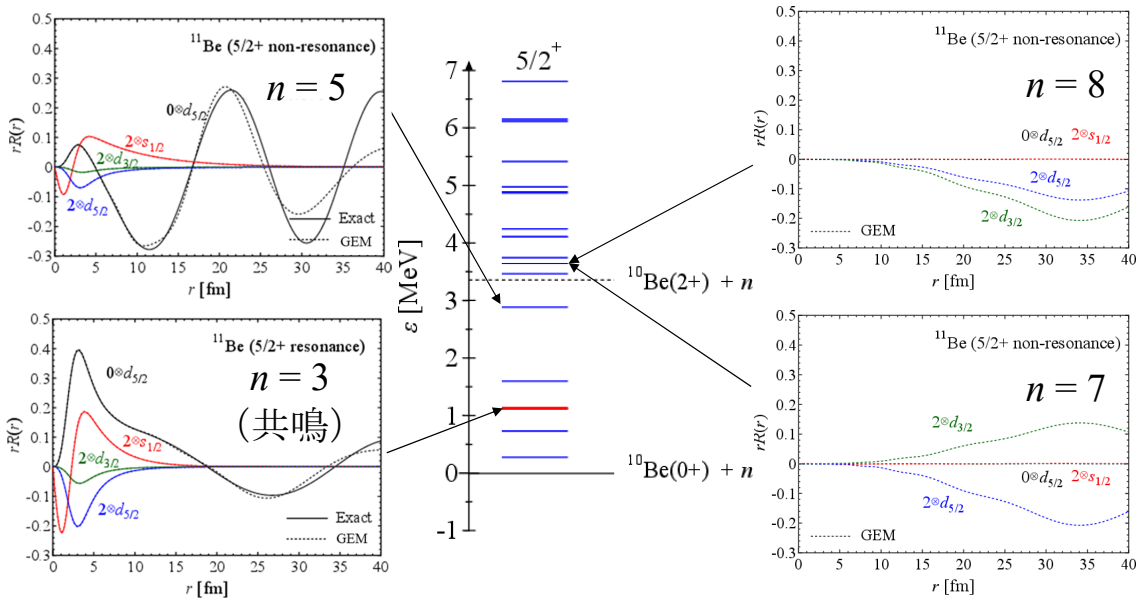


図 4: ^{11}Be(5/2$^+$) のエネルギースペクトルと波動関数

が好まれるか」といった反応機構を探ることもできる。筆者自身、4 体 CDCC を ^{6}Li 散乱 ($n + p + \alpha$ + T) に適用して反応機構の解明を行ってみたが、図 4 の Exact に対応する波動関数を得ることが難しく、近似的な解析しかできていない [4]。本研究で「チャネルが開く」という自由度を残しつつ精密に反応計算を行うことで、反応機構の一般的理解に迫れるかもしれない。また、本講演では「変形ハロー」を一例として取り上げたが、将来的にはコア励起が絡む「非束縛核」や「クラスター物理」への適用も期待している。

参考文献

[1] A. M. Moro and R. Crespo, Phys. Rev. C 85, 054613 (2012).

[2] T. Matsumoto *et al.*, Phys. Rev. C 68, 064607 (2003).

[3] Y. Satou *et al.*, Phys. Lett. B **660**, 320 (2008).

[4] S. Watanabe *et al.*, Phys. Rev. C 92, 044611 (2015).

モンテカルロ殻模型による原子核形状の研究

東京大学大学院理学系研究科附属原子核科学研究センター
角田 佑介

原子核は球形、オブレート変形、プロレート変形などの様々な形状を持っており、一部の核種では、異なる形状を持つ固有状態が近いエネルギーで現れる変形共存という現象を起こすことが知られている。例えば、^{186}Pb では球形、オブレート変形、プロレート変形の三種類の形状に対応する状態が低いエネルギーで現れる [1]。陽子、中性子の一方が閉殻に近い領域の核種で変形共存が見られ、変形共存は殻構造とも関係している [2]。本講演では、モンテカルロ殻模型 (MCSM) 計算の結果に基づいて Ni ($Z = 28$)[3, 4]、Zr ($Z = 40$)[5]、Sm ($Z = 62$) 同位体の原子核形状を中心に議論した。

殻模型で原子核の変形を十分に記述するためには、広い模型空間をとることが必要となる。Ni、Zr、Sm 同位体についてそれぞれ異なる模型空間を用い、陽子、中性子とも 1.5 主殻程度の軌道を用いた。このような広い模型空間では、殻模型のハミルトニアン行列の次元が大きすぎるため、工夫なしに固有状態を求めることができない。本研究ではモンテカルロ殻模型を用いることで、広い模型空間での殻模型計算を近似的に行った。モンテカルロ殻模型の波動関数 $|\Psi\rangle$ は、MCSM 基底 $P^{J\pi}_{MK}|\psi_n\rangle$ の線形結合として

$$|\Psi\rangle = \sum_n \sum_{K=-J}^{J} f_{nK} P^{J\pi}_{MK} |\psi_n\rangle \tag{1}$$

と表される。ここで、$|\psi_n\rangle$ は Slater 行列式、$P^{J\pi}_{MK}$ は角運動量・パリティ射影演算子、f_{nK} は MCSM 基底で張られる部分空間でハミルトニアン行列を対角化することで得られる係数である。エネルギー固有値を最小化するように MCSM 基底を変分することで波動関数を求める。モンテカルロ殻模型は単なる近似手法ではなく、モンテカルロ殻模型の性質を活用した T-plot という図を用いることで、原子核の形状について議論することができる [4]。T-plot は四重極変形のエネルギー面上に MCSM 基底に対応する丸をプロットした図で、一例として ^{68}Ni の T-plot を図 1 に示す。T-plot の丸の位置は射影前の MCSM 基底の四重極変形度に対応し、丸の大きさは固有状態の波動関数と MCSM 基底とのオーバーラップに対応している。各固有状態に対応する T-plot で大きい丸がどのように分布しているかを見ることで、各状態がどのような変形状態であるかを知ることができる。

Ni 領域の MCSM 計算 [3, 4] による成果の一つとして、図 1 の T-plot を用いた計算結果の解析から ^{68}Ni における球形、オブレート変形、プロレート変形の変形共存が予言された。この変形共存のメカニズムは、第二種殻進化 [3, 7] という概念を用いることで説明できる。異なる核種で陽子数や中性子数が変化することによる殻構造の変化を第一種殻進化と呼び、一つの核種で核子が別の軌道へと励起し配位が変化することによる殻構造の変化を第二種殻進化と呼ぶ。両種の殻進化は、一粒子軌道に入る核子の数によって殻構造が変化するという点で共通している。^{68}Ni では、$0f_{5/2}$ 軌道の中性子が $0g_{9/2}$ 軌道へと励起することで、陽子-中性子間のテンソル力の効果によって陽子の $0f_{7/2}$-$0f_{5/2}$ 軌道間のギャップが狭まる。殻ギャップが狭まることで変形が起こりやすくなり、変形状態のエネルギーが下がる。一方、閉殻の配位に対応する球形状態も存在するため、異なる配位に対応する球形状態と変形状態が共存していると考えられる。

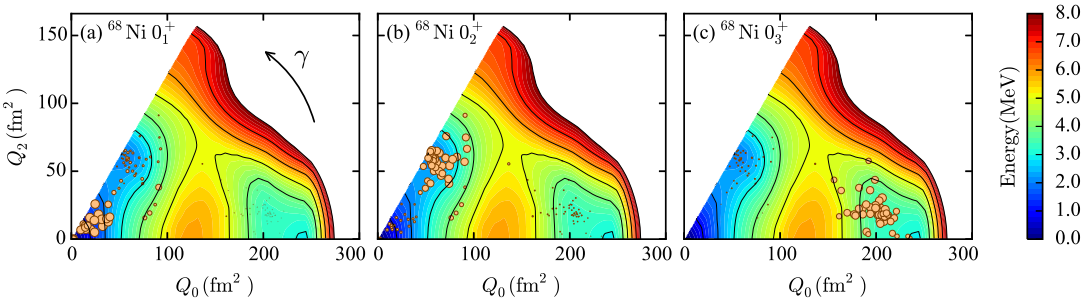


図 1: ^{68}Ni の 0^+ 状態の T-plot。参考文献 [6] の Fig. 6 より改変引用。

Zr 同位体では ^{98}Zr から ^{100}Zr で 2^+ 状態の励起エネルギーが急激に減少し、球形相から変形相への量子相転移と考えることができる。Zr 同位体の MCSM 計算 [5] によって、Zr 同位体での球形から変形への変化が記述された。球形状態に比べて変形状態では陽子が $0g_{9/2}$ に多数励起しており、陽子-中性子間の相互作用によって中性子の有効一粒子軌道エネルギーが変化することで軌道間のギャップが縮まっている。

Sm 同位体は中性子数が 82 で魔法数の ^{144}Sm から中性子数が増加すると、2^+ 状態の励起エネルギーが減少し、球形から変形へと変化する。Zr 同位体での急激な変化とは異なり、Sm 同位体ではより緩やかに変形度が増加する。Sm 同位体の preliminary な MCSM 計算では、2^+ 状態の励起エネルギーや四重極モーメントなどの実験値が再現できている。

将来の展望としては、核図表の広い領域が研究されることで様々な新しい現象が見つかると期待されるため、殻模型計算で記述できる範囲を広げていきたいと考えている。殻模型計算で大変形状態や八重極変形などを記述するには広い模型空間をとる必要があり、計算が困難となるが、MCSM のような工夫された手法と性能の向上していくスーパーコンピュータを用いることで計算を実現できると期待している。また、十分な精度で殻模型計算ができたとしても、現実の物理を記述できるかどうかは有効相互作用の精度によって決まる。現象論的補正によって精度を向上させた有効相互作用では実験データが存在しない領域での予言能力に限界があるが、有効相互作用の理論が発展して微視的有効相互作用を高精度に計算できるようになれば、殻模型計算の予言能力が向上すると期待される。

参考文献

[1] A. N. Andreyev *et al.*, Nature **405**, 430 (2000).

[2] K. Heyde and J. L. Wood, Rev. Mod. Phys. **83**, 1467 (2011).

[3] Y. Tsunoda, T. Otsuka, N. Shimizu, M. Honma, and Y. Utsuno, Phys. Rev. C **89**, 031301(R) (2014).

[4] N. Shimizu, T. Abe, M. Honma, T. Otsuka, T. Togashi, Y. Tsunoda, Y. Utsuno, and T. Yoshida, Phys. Scr. **92**, 063001 (2017).

[5] T. Togashi, Y. Tsunoda, T. Otsuka, and N. Shimizu, Phys. Rev. Lett. **117**, 172502 (2016).

[6] F. Flavigny *et al.*, Phys. Rev. C **91**, 034310 (2015).

[7] T. Otsuka and Y. Tsunoda, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **43**, 024009 (2016).

量子多体相関を示唆する四重極変形と八重極変形

江幡 修一郎
北海道大学 理学研究院 原子核反応データベース研究開発センター

原子核物理学の大きな目的は“核力”が働く有限量子多体系である原子核の構造を理解する事である。系の構成粒子とその数、そして系のエネルギーに応じて多様な構造が現れる。各々の原子核の様相を理解する為に、系に適した自由度を仮定した理論模型が用意され、実験結果と共に両輪となって原子核物理学は発展してきた。理化学研究所の RIBF では非常に高い強度の不安定核ビームを生成可能で、不安定核研究を大きく促進させている。一方、理論研究においては計算機資源が潤沢になった背景を十分に活用した場合、原子核の新しい構造をどの様に記述出来るだろうか。基礎的概観を俯瞰し、古くて新しい物理量に注目した。

原子核の変形は Bohr, Mottelson 等によって、内部粒子と平均場の形との相関によって誘起される事が示された。自己無撞着に決定される有限量子多体系の相関が、系の非対称性を誘起する自発的対称性の破れとして解釈される。多体系における相互作用の進化を観察する上で、質量領域上における変形核種の分布は非常に重要である。

広範な質量領域の原子核を調べる方法の一つに平均場模型がある。有効相互作用にはエネルギー密度汎関数法を基礎とする Skyrme 力や Gogny 力などを利用して、実際に全質量領域を対象とした平均場研究が行われている。本講演では原子核の変形に注目して、Skyrme 相互作用(SkM*)のもと、自己無撞着な三次元座標空間表示(3D)のハートレーフォック BCS 模型(HF+BCS)を使って、四重極変形だけでなく八重極変形核種の分布を調べた。

$Z = 6 - 92$ を持つ約 1,000 核種の偶偶核を調べたところ、先行研究で予想されていた四重極変形の分布とプロレート変形優勢が本研究結果でも得られ無矛盾であった。そして八重極変形の分布は多極子残留相互作用の模型で示唆された様に、陽子と中性子が 56($h_{11/2}\rightarrow d_{5/2}$), 88($i_{13/2}\rightarrow f_{7/2}$), 134($j_{15/2}\rightarrow g_{9/2}$)近辺の数を持つ核種が八重極変形を基底状態に持つ事が分かった。但し、34($g_{9/2}\rightarrow p_{3/2}$)を持つ八重極変形核種は現れなかった。また本研究で現れた八重極変形核は洋ナシ型(β_{30})と呼ばれる変形のみであった。加えて本研究では拘束付き 3D HF+BCS を使って、希土類金属(^{144}Ba)と重い核種(^{220}Rn)の八重極変形相関の差を β_{3m}: m=0,1,2,3 に関するポテンシャル面で調べた。その結果 ^{144}Ba では β_{30} のみで極小値を持つが、^{220}Rn は $\beta_{30,31,32}$ で極小値を持つことが分かった。

そして最後に Skyrme 相互作用の違いから八重極変形相関の変化を Xe, Ba, Ce のアイソトープで調べた。SLy4 の結果を同様に用意して比較したところ、Ba アイソトープ(N= 86,88,90)において大きな差は認められないが、SkM*の ^{142}Xe には β_{30} の基底状態は現れないが SLy4 では現れる。Ce アイソトープではその相関の大きさが倍程度異なる。

多体系における相互作用の決定は未だに難しい問題を抱えている。平均場模型の相互作用を決める事が最終的な答えにはならないが、包括的な変形核種の領域特定は多体相関の進化に強い拘束を与える。まだパリティ射影、角運動量射影など考慮すべき事が多くあるが、実際に SkM*と SLy4 の結果において差が出ている事が示され、八重極変形の自由度もまた、強い拘束になる事が示唆される。今回の結果が与える励起バンドを具体的にする事が今後の発展につながる。

多体相関と外場と集団運動

吉田　賢市
京都大学大学院理学研究科

放談会の趣旨である１０〜２０年後の不安定核物理の将来を考えるにあたっては，そもそも根本的な不安定核研究の動機とは何であったかという初心・原点に立ちかえるのが良いと思う。そうすることで，どこまで分かっていて，何が分かっていないのかが，見えてくるはずである。

不安定原子核を研究するのは，多体問題の観点からは，スピン・アイソスピンの内部自由度をもつ量子多体系が作り出す現象の多様性を追求し，その発現機構を解明するためであると思う。そのような観点から，本講演では次の二つを議論した：

1. 複数の変数空間での核物性の解明
2. 束縛状態と連続エネルギー状態のクロスオーバーがもたらす新奇現象の探求

以下，それぞれについて概要を述べる。

1. 複数の変数空間での核物性の解明

アイソスピンを自由に操作することで，中性子数・陽子数という２次元の広い平面上での原子核の性質を調べることが可能になってきた。現在の実験的研究は基底状態近傍に重きがおかれているが，安定核の場合にもそうであるように，回転や励起エネルギーによっても構造が変化し得るはずである。そして，それらの構造は基底状態のそれと大きくかけ離れているとなお面白い。したがって，究極的には複数の変数を自在に操り，それら多次元の変数空間での原子核の性質を理論的・実験的に調べたい。多変数空間での原子核の “相図”が描ければ，状態の多様性を分類しやすくなるとともに，相関を生み出すメカニズムのより一般的・普遍的理解へと進むことができる。

さて，少しずつ議論を定量的にする必要があるが，ゼロ温度の場合を考える。つまり，イラスト状態を真空と定義し，アイソスピンと回転角速度（スピン）を変化させた時の真空の構造変化を調べるわけである。真空の構造を特徴付けるのは秩序変数であり，相図を描くなど定量的な議論に際して重要な量であるが，有限系では厳密なものではなく観測量でもない。しかし，相関が十分強いという状況，あるいは破れた対称性を回復する時間スケールが十分遅いと見なせる状況では，観測とよく結びついており核子多体相関の直感的な理解に有用である。

ここでは，代表的な多体相関である核変形（回転対称性の破れ）を例として取り上げる。中性子過剰核での球形魔法数の破れと変形の発達というテーマは，現在の不安定核の構造研究の中心課題である。これは,「原子核はなぜ変形するのか？」という基本的な問いに挑戦しているわけである。ちなみに中性子数・陽子数ともに球形魔法数である二重閉殻の不安定核は，標準的なエネルギー密度汎関数 (EDF) を用いた理論計算では球形であると予測されている [1]。もし，これに反する実験データが出てくれば，現在よく使われている EDF には大きな見落としがある，ということになり理論へのインパクトが大きい。

中性子数または陽子数のいずれかのみが球形魔法数である不安定核では，例えば $^{32}_{12}\mathrm{Mg}_{20}$ 近傍の island of inversion と呼ばれる原子核での四重極相関の発達が話題となっている。^{24}Mg は大き

く変形していることから，陽子数 $Z = 12$ は変形魔法数である。中性子数は球形魔法数である一方で，陽子数が変形魔法数であるということが，^{32}Mg において大きな揺らぎが生じる一つの要因と考えられる。一方が球形を好み，他方が変形を好むという frustration がある系において多体相関が強くなるということが正しいのであれば，$^{74}_{24}\mathrm{Cr}_{50}$ が次にこの種の状況が期待できる候補である。なお，$^{40}_{12}\mathrm{Mg}_{28}$ はドリップ線に近く，連続エネルギー状態との結合という不安定核で初めて見られる効果も相まって，変形相関がより強くなっている。

ここまでは，中性子数が球形魔法数であるにも関わらず，陽子数が変形魔法数であるために形の揺らぎが大きくなっている，あるいは変形が大きくなっている可能性を述べたが，その逆もありうる。Fm 同位体は大きく変形していることが知られているが，100 は変形を好む核子数である。そのため，$^{150}_{50}\mathrm{Sn}_{100}$ 近傍の Sn 同位体では変形している可能性がある [1]。さらに，回転効果で四重極変形度 $\beta_2 \sim 1.0$ のハイパー変形状態が，励起状態に現れる可能性も計算で示されている [1]。すなわち，球形魔法数 50 をもつ Sn 同位体において，高スピン・高アイソスピンの領域で，ハイパー変形状態がイラスト状態になる可能性がある。

このように，変形という多体相関のみに着目しても，アイソスピン・回転スピンという二つの変数空間の中で，原子核系は多様な相構造をもつことが期待できる。変形度という秩序変数は直接の観測量ではないが，変形した原子核には，変形の大きさやその形，シェル構造などの真空の性質に依存して多彩な励起モードが発現する。そのような励起モードを実験的に観測する，つまり原子核に対する多重極応答を調べることで真空の構造が分析できる。

2. 束縛状態と連続エネルギー状態のクロスオーバーがもたらす新奇現象の探求

形が揺らぐメカニズムや超流動性あるいは低励起モードの発現とその性質には，主にフェルミ面付近にある核子（軌道）が重要な役割を果たしている。したがって，中性子ドリップ線に近い原子核では，束縛状態のみならず連続エネルギー領域にある共鳴状態や散乱状態が新しい相関・励起モードを生み出すことが期待できる。例えば，低エネルギー領域に現れる双極子励起モードの形成には，原子核表面の外側まで大きく広がった中性子が重要な役割を果たしており，中性子スキンや中性子ハローなどの新しい自由度に伴う励起モードである可能性が議論されている。大きくはない $E1$ の遷移強度のみでは分からない低励起双極子モードの空間的な特徴は，遷移密度分布を通して初めて見えるようになる。あるいは，複数の多重極演算子に対する遷移強度分布の組み合わせによりスピン・アイソスピン構造を調べることで，励起モードの性質を紐解いていく必要がある。

講演では，他に弱束縛中性子の超流動性が関与する励起モードのユニークな性質を議論した。フェルミ面付近に異なるパリティの軌道が存在し，二粒子励起（粒子－粒子・空孔－空孔的励起）がコヒーレンスを持っているとき，空間的に局在化したクーパー対が作られる [2]。特に，それらの軌道が弱束縛状態あるいは連続エネルギー状態にあるときは，原子核表面の外側で amplitude が増大し di-neutron 相関という新しいタイプの空間的相関が現れる [3]。「di-neutron 相関の観測量は何か？」というのは現在活発に研究が進められている重要な課題である。その一つに，対移行反応での遷移強度の増大が指摘されている [4]。連続エネルギー状態との強い結合により，対遷移密度分布が原子核表面で増大し，さらに原子核の外側まで大きく広がっているためである。遷移強度という積分量のみならず遷移密度分布を測定することができれば，di-neutron 相関を見ることができる。ただし，反応機構の理解すなわち，中性子ペアが同時に移行する場合と中性子が一つずつ移行する場合，さらにそれらの干渉を考慮に入れた二中性子移行反応の定量的記述が求められる。

超流動状態にある原子核では，核子対の励起モード（粒子－粒子・空孔－空孔的励起）と平均場の振動励起モード（粒子－空孔的励起）が混ざり合う。したがって，低励起の多重極応答を通して対相関を調べることも可能である。特に単極型ペアの相関を見るために，soft monopole モードの発現可能性と di-neutron 相関の関係を調べるのも面白い。あるいは，励起 0^+ 状態は，四重極振動モードと単極対振動モードの two-phonon 状態が重なり合った状態としても現れるので，中性子ドリップ線近傍核の励起 0^+ 状態は特徴的な性質を持っているかもしれない。

なお，超流動状態にある原子核が変形すると one-phonon 状態であるベータ振動モードと対振動モードが混ざり合った励起 0^+ 状態が低エネルギー領域に現れる。^{40}Mg などのドリップ線近傍にある変形核においても di-neutron 相関が調べられているが [5]，励起 0^+ 状態への四重極遷移強度と対移行遷移強度が大きいことが予言されている [6]。この励起エネルギーは二中性子分離エネルギーよりも高いため，そこからの自発的な二中性子崩壊パターンを見ることで di-neutron 相関の強さを調べることができるかもしれない。

時間の都合で割愛したが，$N \sim Z$ の重い陽子過剰核では，スピン三重項対相関が見える可能性があり，スピン空間でも変形した原子核が存在するかもしれない。また，スピン三重項超流動状態への相転移に際してのソフトモードとして，新しいタイプの集団運動が発現する可能性も議論されている [7]。

まとめ

原子核は，スピン・アイソスピン自由度をもつ核子からなる系でかつ有限系であるから，スピン空間・アイソスピン空間・実空間・ゲージ空間で同時に変形しうる，すなわち多彩な相構造をもちうる極めてユニークな多体系である。しかも，それが実験的に観測できることが大きな魅力である。そのためにも様々な量子数を選択的に励起できる手法の開発が求められる。理論的・実験的に有限系における相転移現象を詳しく調べることで，相転移に関するより一般的な理解あるいは概念に到達できれば，多体系の物理の発展に大きく貢献できる。

参考文献

[1] 例えば，Gogny 型エネルギー密度汎関数を用いた密度汎関数計算: `http://www-phynu.cea.fr/science_en_ligne/carte_potentiels_microscopiques/carte_potentiel_nucleaire_eng.htm`

[2] F. Catara, A. Insolia, E. Maglione, and A. Vitturi, Phys. Rev. C **29**, 1091 (1984).

[3] G. F. Bertsch and H. Esbensen, Ann. of Phys., **209**, 327 (1991).

[4] H. Shimoyama and M. Matsuo, Phys. Rev. C **88**, 054308 (2013).

[5] M. Yamagami and Y. R. Shimizu, Phys. Rev. C **77**, 064319 (2008).

[6] K. Yoshida and M. Yamagami, Phys. Rev. C **77**, 044312 (2008).

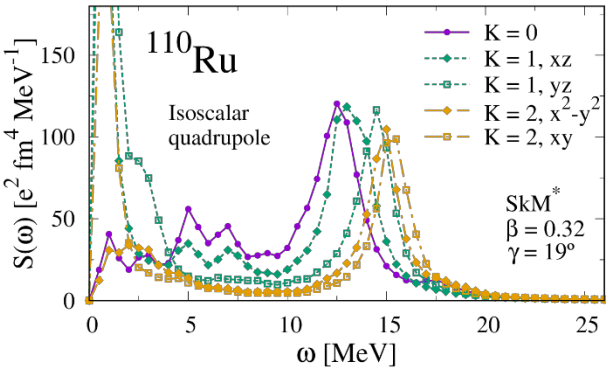
[7] K. Yoshida, Phys. Rev. C **90**, 031303R (2014).

原子核の形の揺らぎと大振幅集団運動

筑波大学計算科学研究センター　鷲山広平

私は原子核の形の揺らぎや複数の変形状態が低励起エネルギーに現れる変形共存現象に興味がある。これらの現象は中性子数や陽子数の変化とともに基底状態が球形から変形状態に遷移する遷移領域に存在する原子核の励起スペクトルや状態遷移確率などから見て取れる。遷移領域は中性子過剰核にも広く存在するであろう。原子核の形の揺らぎが織りなす現象を大振幅集団運動の観点から理解したいと考えている。

講演では原子核の形の揺らぎに伴う大振幅集団運動を記述する手法として β–γ変形上の 5 次元四重極集団模型を紹介した。この模型では、β–γ四重極変形空間内の大振幅集団運動を各 β–γ変形上のポテンシャルと集団慣性関数から構築する。我々の目標は Skyrme 型の密度汎関数法に基づく局所準粒子乱雑位相近似（Local QRPA）から集団慣性関数を導いて集団ハミルトニアンを構築することである。β–γ変形上で密度汎関数法に基づく QRPA 計算を実行する手法がまだないため、有限振幅法を用いて 3 次元 Skyrme 型密度汎関数 QRPA を解く計算コードを開発した。有限振幅法は巨大な QRPA 行列を計算せずに外場に対する強度関数を得る手法である。開発したコードにより先行研究で得られた軸対称核の多重極モードの強度関数を再現することを確認した後、非軸対称核の四重極モードに応用した。図は非軸対称核 ^{110}Ru (β=0.32, γ=19°) のアイソスカラー型四重極強度関数 S を励起エネルギー ω の関数として示している。非軸対称核のためそれぞれの K 量子数に対応する 5 本に分離した強度関数を得た。また ω=0 近傍に x, y, z 軸周りの回転に対応する 3 本の spurious モードを得た。上記結果はそれぞれの K 量子数毎に 100 ω 点で約 140CPU 時間、使用メモリ 2.5GB 程度の比較的少ない計算資源で得られた。詳しくは [1] を参照。



図：非軸対称核 ^{110}Ru に対するアイソスカラー型四重極強度関数 [1]。

このようにして β–γ変形上で Skyrme 型密度汎関数 QRPA 計算が実行可能となった。今後はこの手法を各 β–γ変形上での Local QRPA に応用し、Skyrme 型の密度汎関数法にもとづく 5 次元四重極集団ハミルトニアンの構築と応用を行なう。講演中の議論で、「回転の spurious モードが ω=0 からずれているが、回転に対する慣性質量の評価に影響があるか？」という指摘があったが（この指摘に講演中は答えられなかったが）、たとえ spurious モードが ω=0 からずれても有限振幅法の枠組みで ω=0 の強度関数から回転の慣性質量（Thouless-Valatin inertia）が非常に良い近似で得られることが示されているため [2]、慣性質量の評価に影響はないと考える。

[1] K. Washiyama, T. Nakatsukasa, arXiv:1708.06878
[2] N. Hinohara, Phys. Rev. C **92**, 034321 (2015)

（付記）本研究は、総合科学技術・イノベーション会議が主導する革新的研究開発推進プログラム（ImPACT）の一環として実施したものです。

対相関による大振幅集団運動への理論的アプローチ

筑波大学　倪 放

対相関は原子核中でもっとも重要な性質の 1 つであり、基底状態では同種粒子同士が対を組むことでエネルギーを稼ぎ、超流動状態になる。中重核領域でのペアリングギャップが 1～2MeV 程度であるので、原子核が低励起状態にあるとき、対を組んだ状態で集団励起することになる。一方で、超流動原子核が四重極変形を伴っている場合がほとんどであり、対相関と四重極相関がお互いに競合し、低励起状態でも運動モードが非常に複雑であると考えられる。このような特徴を持つ原子核の低励起状態は調和近似で記述することができない。例えば、レアアース領域の原子核の β 振動や γ 振動モードのエネルギーについて、QRPA で求めた値が実験値から大きくずれている[1]。もし平均場の枠組みから原子核の低励起状態を理解しようとすると、大振幅集団運動理論を用いる必要がある。しかしながら、対相関の自由度を取り入れた大振幅集団運動理論の枠組みが整っておらず、理論の構築が最優先である。

今後の 10 年では、原子核中の低励起状態の解明を最終目標として、理論の枠組みを整えることから始める。大振幅集団運動を記述するには、集団運動のハミルトニアン(例：ボーアハミルトニアン)を用いることが有効である。そこで必要な理論の枠組みは、①対相関の自由度を取り入れた集団ハミルトニアンの構築と、②構築した集団ハミルトニアンを再量子化する手法の確立である。集団ハミルトニアンを構築するとき、断熱的自己無撞着集団座標の方法(ASCC)が有効である。ASCC 法は既に文献[2]で定式化されており、それに従って、対相関を記述する集団的自由度を抽出する。現段階では、対相関模型に対して対振動方向の集団的自由度を抽出することに成功しており、ペアリングギャップを拘束条件とした変分計算より定性的であることを確認した。また、量子状態を得るためには集団ハミルトニアンを再量子化する必要があるが、再量子化の仕方によって結果が大きく変化する。なぜなら、本質ではないゼロ点振動の出現、境界条件の選び方、遷移演算子の再量子化などといった問題が現れるからである。これらの問題を回避するためには、経路積分の半古典近似[3]を用いればよい。試しに対相関模型の二準位系に対して正準量子化と半古典近似を比較すると、エネルギー準位、特に 2 粒子移行の遷移強度に関して、半古典近似が明らかに定性的かつ定量的であることを確認した。

現実的な系に向けて次に行うべきことは、①と②を組み合わせる理論を構築することである。半古典近似は可積分系で実行可能のため、TDHFB 位相空間から可積分系を見つけなければならない。一方で、ASCC 法から 1 次元の集団経路を抽出した系は必ず可積分系になるので、①と②を組み合わせることが可能である。現在では①と②との間を橋渡しする変換式を導出し、その検証を行っている段階である。

参考文献

[1] J. Terasaki and J. Engel, Phys. Rev. C 84, 014332 (2011)
[2] T. Nakatsukasa, Prog. Theor. Exp. Phys. 2012, 01A207 (2012)
[3] T. Suzuki and Y. Mizobuchi, Prog. Theor. Phys. 79, 480 (1988)

不安定核での変形、対相関による大振幅集団運動

日野原　伸生
筑波大学計算科学研究センター

本講演では平均場描像に基づいた大振幅集団運動として、不安定核でどのようなタイプのものが起こりうるか、またそれを理論的にどのように記述するかについて議論を行った。特に、四重極変形に関する大振幅集団運動と、対相関による集団運動、およびそれらのや不安定核での性質について議論した。

1　はじめに

原子核が基底状態あるいは励起状態においてどのような形をしているのかを明らかにすることは原子核構造の基本的なテーマである。有限孤立系で外場のない状態にある原子核ではハミルトニアンが回転対称性をもつことから、そのエネルギー固有状態は回転対称になっている。原子核の変形は、平均場近似によって一体場を導入することによって初めて概念として現れる。一体場の範囲内で元々の二体あるいは多体相互作用で書かれるハミルトニアンをよりよく近似するためには自発的にハミルトニアンの持つ対称性を破った一体場を考えることが有効であり、このとき初めて原子核の変形が一体場ポテンシャルあるいは密度の変形として導入される。平均場近似とは複雑な量子多体問題に対するアプローチの一つというだけではなく、変形といった原子核の基本的な性質を議論するうえで本質的であることをここで強調しておきたい。

平均場による描像は基底状態のみならず励起状態の性質を議論する上でも有効である。微視的には構成要素である中性子あるいは陽子の一粒子一空孔あるいは二準粒子励起によって平均場の励起は摂動的に記述できるが、これらのコヒーレントな重ね合わせは平均場自体の集団的な励起となる。そのような平均場の集団運動として解釈される量子状態は巨大共鳴のみならず低励起状態にも現れ、平均場が振動あるいは回転した状態と解釈される。核分裂に代表されるような大振幅集団運動とは平均場の集団運動でありながら、ダイナミクスの最中において平均場が平衡状態から大きく変化し、摂動的に取り扱えないものを指す。

2　四重極変形に関する大振幅集団運動

四重極変形は核図表のあらゆる領域で見られる原子核の最も重要な集団的相関である。基底状態での変形が発達し、よく確立されている領域に加え、粒子数とともに球形からプロレート変形になだらかに形が変化する変形転移や、異なった変形状態に対応する平均場解が共存する変形共存などが存在する。このような状態では基本的に一体場近似があまりよくなく、一体場近似では取り込めない大振幅のゆらぎが大きくなり、それが本質的となる。

大振幅集団運動を記述する理論の構築は原子核理論で古くからある重要なテーマであるが、小振幅近似である準粒子乱雑位相近似 (QRPA) を超えた理論は複数あるものの、確立していない。その中の一つである自己無撞着集団座標法 [1, 2] はダイナミクスに関与する自由度自体を決定する理論である

が、これを四重極の自由度に限ることによって以下の形の 5 次元四重極集団ハミルトニアンを導出することができ [3]、低励起状態での断熱的四重極大振幅集団運動の議論に用いられる。

$$\mathcal{H}_{\rm coll} = \frac{1}{2}M_{\beta\beta}(\beta,\gamma)\dot{\beta}^2 + M_{\beta\gamma}(\beta,\gamma)\dot{\beta}\dot{\gamma} + \frac{1}{2}M_{\gamma\gamma}(\beta,\gamma)\dot{\gamma}^2 + \sum_{k=1}^{3}\frac{1}{2}\mathcal{J}_k(\beta,\gamma)\omega_k^2 + V(\beta,\gamma) \qquad (1)$$

ここではじめの 3 項は四重極変形に関する集団振動運動のエネルギー、次の項は回転運動のエネルギー、最後の項は四重極変形に関するポテンシャルである。自己無撞着集団座標法からの導出での重要な点はこの振動および回転の慣性関数 M と $\mathcal{J}$ である。慣性関数はクランキング公式などの様々な表式で求めることができるが、残留相互作用の効果を取り入れて定量的にダイナミクスを取り扱うためには、自己無撞着集団座標法では QRPA を非平衡平均場に拡張した方程式によってこの慣性関数を求めることが重要である。

これまでに 5 次元四重極集団ハミルトニアンを用いて不安定核の様々な大振幅四重極集団運動の記述を行ってきた。本講演では、陽子過剰不安定核の ^{68}Se のオブレート・プロレート変形共存現象での波動関数での変形の混合や、安定核 ^{78}Se の非調和振動スペクトル、中性子過剰不安定核 ^{32}Mg 近傍での変形相転移、励起 0^+ の性質などを、実験データを説明しつつ議論できることを紹介した。

このような四重極変形の自由度に関する大振幅集団運動は安定核・不安定核にかかわらず核図表の様々な領域で見られる。5 次元四重極集団ハミルトニアンの方法が今後も新しい実験データの解釈を与えるという点で重要な役割を果たすのは間違いないと考えられる。しかしながら、未知の領域である不安定核領域での大振幅集団運動を議論する場合は以下の二つの拡張が重要となると考えられる。一つは有効相互作用である。現状 Pairing+Quadrupole 模型をベースに 5 次元四重極集団ハミルトニアンを構築しているが、この相互作用には質量領域に依存するパラメターがあり、また取りうる一粒子模型空間も、数主殻程度と小さめである。このような取扱では既知の実験データが乏しい未知の質量領域での定量性・予言性には疑問が残る。全質量領域で現象論的・大域的に結合定数が決められている原子核密度汎関数理論などをベースに 5 次元四重極集団ハミルトニアンを構築することで定量的な計算ができるようになるであろう。実際に、振動の慣性関数に対してクランキング近似を用いたそのような計算は世界中で現在のスタンダードとなっているが、自己無撞着集団座標法の観点からは残留相互作用の効果を QRPA によって取り入れた慣性関数を用いるべきである。本研究会で鷲山氏が講演された、有限振幅法を用いた三軸非軸対称原子核の効率的な QRPA 計算 [4] はそのための重要な成果であり、近い将来には Skyrme エネルギー密度汎関数に基づいた 5 次元四重極集団ハミルトニアンを自己無撞着集団座標法から構築することが可能になると思われる。

もう一つの問題は、未知のダイナミクスに対して果たして 5 次元四重極集団ハミルトニアンがどこまで有効なのかということである。この方法では系統的な集団低励起状態の議論ができる一方で、自由度を四重極相関に限っており、不安定核領域での真に未知の現象に対する有効性には疑問が残る。そもそも自己無撞着集団座標法は自由度そのものを求める微視的理論であり、自己無撞着集団座標法自体を発展させ、不安定核の現象に適用してゆくことが、理論の発展という観点からも、現象の解明という観点からも大事である。そのような自己無撞着集団座標法の最近のダイナミクスへの応用としては Wen 氏らによるものが挙げられる [5]。

3　対相関による集団運動

続いて対相関について述べる。対相関を平均場近似で取り込むためにはゲージ対称性を破り、対ポテンシャルを導入する必要がある。このような一体平均場は超伝導状態となり、粒子数保存を破るため、異なる粒子数固有状態の重ね合わせとなる。対相関が原子核で重要な役割を担っていることにはよく知られているものの、原子核の空間変形に比べて超伝導性の議論は少ない印象を受ける。

対相関の指標となる量は一中性子 (陽子) 分離エネルギーに見える odd-even staggering (OES) であり、これから対相関の大きさを見積もることができる。自発的対称性の破れという観点からは、対相関はゲージ対称性の破れをもたらし、それに伴って対回転モードと呼ばれる南部・ゴールドストーンモード (ゲージ空間での位相の回転運動) が発生する。南部・ゴールドストーンモードはゼロエネルギー解であるが、有限核では有限の励起エネルギーをもち、近傍の偶々核との二重束縛エネルギー差から対回転の慣性モーメントを定義することができる。慣性モーメントは実験的にも理論的にも一意に定義され、時間反転対称性を破る OES よりも優れた対相関の集団性の指標となる [6]。

対回転の慣性モーメントはこれまでほとんど議論されてこなかった量であったが、その逆数はシェルギャップとして知られており、閉殻付近で値が大きくなり、その値が魔法数でのギャップエネルギーに対応することが知られていた。対回転による解釈ではその逆数は、開殻の超伝導状態においては対回転の慣性モーメントとなっており、すなわち対相関の集団性の指標となる。特に、Ca 中性子過剰核においては対相互作用の密度依存性によって慣性モーメントの理論計算値に違いが見えることを指摘し、中性子過剰核の精密質量測定を通じて原子核の対相関の性質が明らかになる可能性を指摘した。

不安定核領域を含めた広い領域で対回転の慣性モーメントがどのような振る舞いを示すのかを解析することは原子核の対相関の大局的な性質を明らかにする上で非常に有効な方法であろう。このような分析はシェルギャップと殻模型的な観点からはすでに行われているであろうが、対相関という観点からこれを見直すことにより、対相関の集団性に関して新たな知見が得られるのではないかと考えられる。また、本講演では対振動や対回転といった、対相関の小振幅集団運動を議論したが、本放談会で倪氏が講演したような対相関の大振幅集団運動はその先の課題であり、いったいどのようなものであるのか、また実験的にはどのような量にその手がかりが見えるのかを考える必要がある。

4　まとめと展望

本講演では変形と対相関という、原子核の低エネルギー領域において本質的な集団的相関を、対称性を自発的に破った平均場近似という観点から議論し、その集団運動として未知の不安定核領域でどのようなものが起こりうるのか、またそれを記述するために理論に何が求められるのかを議論した。将来的には集団自由度を仮定しない理論が求められており、これに基づいて両者の集団運動を統一的に理解できるようになればさらに未知の現象の解明への第一歩を踏み出せるのではないかと考えられる。

参考文献

[1] T. Marumori, T. Maskawa, F. Sakata, and A. Kuriyama, Prog. Theor. Phys. **64**, 1294 (1980).

[2] M. Matsuo, T. Nakatsukasa, and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. **103**, 959 (2000).

[3] N. Hinohara, K. Sato, T. Nakatsukasa, M. Matsuo, and K. Matsuyanagi, Phys. Rev. C **82**, 064313 (2010).

[4] K. Washiyama and T. Nakatsukasa, arXiv:1708.06878.

[5] K. Wen and T. Nakatsukasa, Phys. Rev. C **94**, 054618 (2016).

[6] N. Hinohara and W. Nazarewicz, Phys. Rev. Lett. **116**, 152502 (2016).

集団自由度の揺らぎを取り入れた微視的反応理論とその応用

谷村雄介 (東北大学)

本講演では、時間依存密度汎関数理論 (Time-Dependent Density Functional Theory, TDDFT) のある種の拡張である確率論平均場 (Stochastic Mean-Field, SMF) 理論を用いることにより、TDDFT には欠けている原子核の集団自由度の揺らぎの効果を取り入れる方法と、それを核分裂現象に応用した結果を紹介した。

核分裂は、“fission cycle” による r-過程における元素生成に対する関与、実験装置を用いた超重元素や中性子過剰核の合成、またエネルギー生産等において重要な役割を果たす現象である [1]。したがって、核分裂現象の正確なデータの収集や高精度の理論的な予言を可能にすることは非常に重要であり、数多くの実験や理論計算が長年にわたり行われてきた [2, 3]。

核分裂の従来の理論的記述において主流であったやり方は、1) まず核分裂の記述に適した集団自由度を選択し、2) 巨視的 (液滴) 模型及び殻補正を用いて計算したポテンシャルエネルギー等に基づき、3) 集団自由度が従う運動方程式を解いたり統計模型を用いることにより分裂片の質量分布や運動エネルギー分布等の観測量を求める、といった過程をとるものであった。一方で、近年の計算機性能の向上に伴って、巨視的模型の代わりに微視的模型を用いることにより、より少ない現象論的なパラメータや仮定の下で核分裂を記述するための試みも数多くなされている。微視的模型のうち動力学的な系の発展を記述するものとして有力なもののひとつに TDDFT が挙げられる。従来の方法に対する TDDFT の利点のひとつは、核分裂において「適切な」集団自由度を前もって選ぶ必要がないことである。

そこで我々は、TDDFT のある種の拡張である、SMF 理論 [4] を核分裂の記述に応用した。この方法では、多数の初期状態をある確率分布から無作為に抽出し、各々を TDDFT に従って時間発展させることにより、集団座標空間における量子的な波束の時間発展が表現される (図 1)。これは、多数の TDDFT 軌道からなる集団を用いることにより、TDDFT には欠けている、集団自由度の量子的または熱的な揺らぎや分裂過程における対称性の破れを取り入れ、現実的な観測量の揺らぎを再現することを可能にするものである。この SMF 理論を ^{258}Fm 核の自発核分裂に適用し、核分裂の重要な観測量、特に分裂片の運動エネルギーのデータを分布の幅も含めてうまく再現することに成功した (図 2, 文献 [5])。この研究は、大振幅の集団運動である核分裂現象に SMF 理論を初めて応用し、その有用性を示した。したがって本研究は、核分裂の微視的

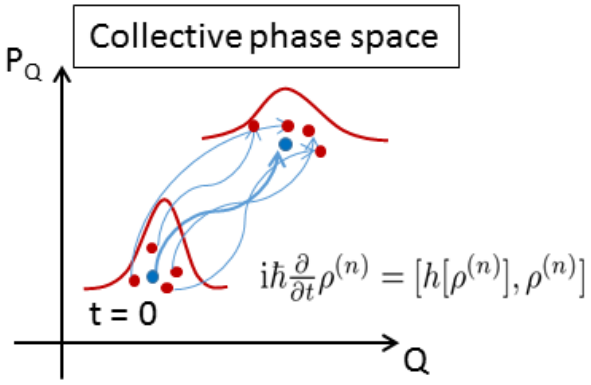


Figure 1: Schematic picture of SMF. Ensemble of TDHF trajectories, which simulates evolution of a quantum wave packet in collective phase space, is represented by arrows.

理論の進歩に寄与をしただけでなく、平均場理論とその拡張による原子核の集団運動の研究に発展をもたらす可能性がある有意義なものである。

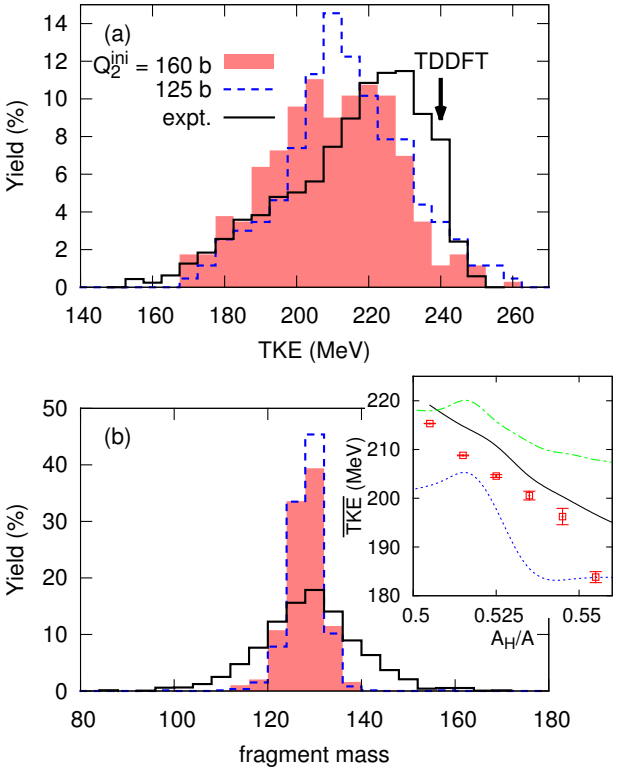


Figure 2: ^{258}Fm の自発核分裂における分裂片の (a) 運動エネルギー分布と (b) 質量分布の、SMF 計算の結果と実験データとの比較。文献 [5] より引用。

References

[1] G. Seaborg and W. Loveland, The Elements beyond Uranium (Wiley-Interscience, New York, 1990), C. E. Rolfs and W. S. Rodney, *Cauldrons in the Cosmos* (Chicago Press, Chicago, 1988).

[2] K.-H. Schmidt *et al.*, Nucl. Phys. **A665**, 221 (2000), K.-H. Schmidt, J. Benlliure, A.R. Junghans, Nucl. Phys. **A693**, 169 (2001), P.G. Thirolf and D. Habs, Prog. Part. Nucl. Phys. **49**, 325 (2002), J. E. Escher, J. T. Burke, F. S. Dietrich, N. D. Scielzo, I. J. Thompson, and W. Younes,

Rev. Mod. Phys. **84**, 353 (2012), A. N. Andreyev, and M. Huyse and P. Van Duppen, Rev. Mod. Phys. **85**, 1541 (2013).

[3] H. J. Krappe and K. Pomorski, *Theory of Nuclear Fission*, (Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2012), N. Schunck, L. M. Robledo, Rep. Prog. Phys. **79**, 116301(2016).

[4] Sakir Ayik, Phys. Lett. **B658**, 174 (2008).

[5] Yusuke Tanimura, Denis Lacroix, and Sakir Ayik, Phys. Rev. Lett, **118**, 152501 (2017).

核力と中性子過剰核の構造

角田直文
東京大学大学院理学系研究家原子核科学研究センター

2017 年 9 月 22 日

概要

この講演録は、2017 年 7 月 31 日から 8 月 2 日にかけて行われた「RIBF 理論若手放談会：エキゾチック核物理の広がり」で、著者が行った講演についてまとめたものである。近年の理論と計算機性能の向上により、核力から出発した殻模型有効相互作用を用いて、中性子過剰核の性質を研究することが可能になってきた。このようなフロンティアでは、原理的なものを道しるべとすることにより、新たな知見が得られる可能性がある。本講演では、その具体的な例として、特に $N = 20$ の shell gap の破れが有名な逆転の島において、既存の相互作用に比べて多くの核子が $N = Z = 20$ を跨いで励起する形で実験データを再現できることを示した。

1　核力から出発した中性子過剰核の計算の重要性

近年の実験技術の発展はめざましく、不安定核のフロンティアは年々広がりを見せており、この傾向が今後も続いていくことも明らかである。しかし当然のことながら、このようなフロンティアでは原子核の一部の性質だけが解明されたり、既存の理論からは予想ができないようなことが観測されることがある。このような時にこそ、より原理的なものが道しるべになると考えるのは自然であり、重要なアプローチである。そこで、本講演では、核力から多体摂動論を用いて殻模型有効相互作用を導出し、大規模殻模型計算により $N = 20$ の shell gap が破れているとされる「逆転の島」の物理を論じた。

2　KK 法と EKK 法

核力から出発する多体摂動論は、Krenciglowa と Kuo により、KK 法として提唱された [1]。KK 法での有効相互作用は以下の式 (1) で与えられ、P-space での有効相互作用を核力から導出することができる [1, 2]。

$$
\begin{aligned}
V_{\rm eff}^{(n)} &= \hat{Q}(\epsilon_0) + \sum_{k=1}^{\infty} \hat{Q}_k(\epsilon_0)\{V_{\rm eff}^{(n-1)}\}^k, \\
\hat{Q}(E) &= PVP + PVQ\frac{1}{E - QHQ}, \quad \hat{Q}_k(E) = \frac{1}{k!}\frac{{\rm d}^k\hat{Q}(E)}{{\rm d}E^k}.
\end{aligned} \tag{1}
$$

式 (1) の ϵ_0 は、P-space での非摂動のエネルギーを表すが、これが ϵ_0 の一変数として与えられているのは、理論の仮定に P-space が非摂動の模型空間で縮退しているとしているためである。これを非縮退の模型空間で扱うと、理論の仮定に反するだけでなく、$\hat{Q}$ が発散し、式 (1) を計算することができないというのが長年の問題であった。

非縮退の模型空間を扱うために、EKK 法が提唱され [3]、著者はそれを原子核の場合に応用した [4]。

$$
\begin{aligned}
H_{\rm eff} &= H_{\rm BH}(E) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k!}\frac{{\rm d}^k\hat{Q}(E)}{{\rm d}E^k}\{H_{\rm eff} - E\}^k. \\
H_{\rm BH}(E) &= PHP - PVQ\frac{1}{E - QHQ}QVP.
\end{aligned} \tag{2}
$$

EKK 法では、式 (1) に代わって式 (2) を用いる。式 (2) の E はエネルギーの次元を持つ任意のパラメーターで、結果は E の選び方には依らないことが示されている。E を導入することで、KK 法の仮定を取り除くと同時に、$\hat{Q}$ を発散させない E を選ぶことを可能としている。

本研究ではこれに、三体力の効果として藤田宮沢相互作用 [5] を有効二体力化したものを加える。

3　逆転の島への適用

著者は [6] で、2 で求めた殻模型有効相互作用を用いて、逆転の島とその周辺の原子核を、大規模殻模型計算によって計算した。$N = 20$ の shell gap について論じるため、模型空間は陽子・中性子ともに $sd + pf$ 殻とした。図 1(a,b) から、核力から出発した計算で、実験結果がよく再現されているのが見て取れる。ま

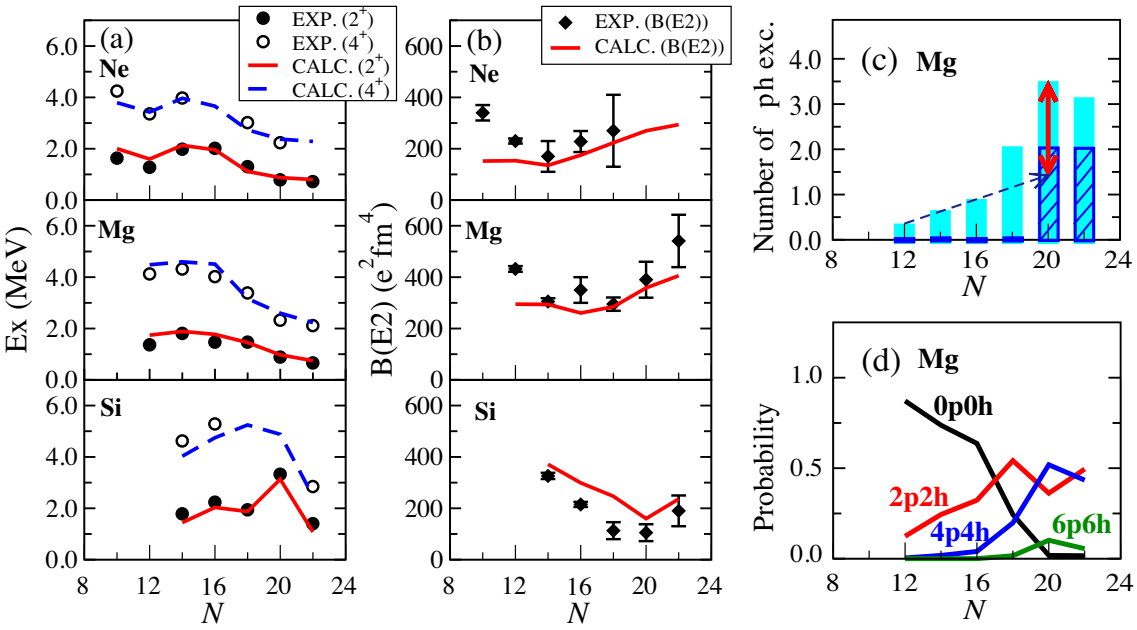


図 1　逆転の島とその周辺の原子核の、(a) $2_1^+, 4_1^+$ 状態の励起エネルギー、(b) E2 遷移強度、(c) Mg 同位体の $N = 20$ の shell gap をまたぐ平均核子励起数 (水色が本研究、青網掛が [7] で示されている数)、(d) Mg 同位体の波動関数の $N = 20$ の shell gap をまたぐ核子励起数が、それぞれ $0, 2, 4, 6$ 個の状態の確率振幅。[6] の原著論文より引用。

た、$N = 20$ での 2^+ の励起エネルギーに注目すると、$N = 20$ の shell gap が Ne, Mg で破れていて、Si では復活している。図 1(c) では、平均でいくつの核子が $N = Z = 20$ をまたいで励起しているかを示していて、本研究の計算では今まで考えられていたよりも多くの核子が励起していることが分かる。図 1(d) を見ると、^{32}Mg では 4 つの粒子が励起している状態が最も支配的であり、これは今までには得られなかった新しい知見である。

図 2 では、そのような波動関数が他の物理をも同時に合理的に説明できるということを示すために、^{31}Mg の励起エネルギーを計算した。この原子核は、低励起状態に正負パリティが同時に現れるため、逆転の島の端かそれに近い原子核であると考えられるが、ごく最近まで励起エネルギーは測定できていなかった。(b-e) の理論計算の中で、本研究が最もよく実験結果を再現していることが分かり、波動関数の妥当性を担保する。

4　結論と展望

本講演では、核力から出発して中性子過剰核を計算する方法について論じ、特に逆転の島の物理への応用について議論した。講演では他に、^{30}Mg の最新の実験、^{31}Mg のより新しい実験結果などとの比較ついて

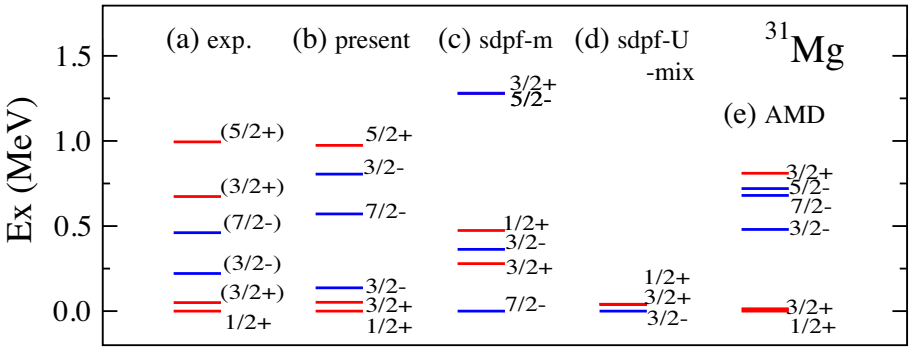


図 2　^{31}Mg の低励起状態のエネルギー準位。(a) 実験値、(b) 本研究、(c-e) 先行研究。[6] の原著論文より引用。

も論じ、図 1(c,d) に示される波動関数の妥当性について論じた。^{30}Mg の実験では、^{31}Mg の基底状態との間の S-factor が測定され、本研究の結果と良い一致を見せた。また、^{31}Mg は、図 2 で示されたものよりも高い励起状態に至るまで数多くの状態のエネルギー、スピンパリティ、^{31}Na からのベータ崩壊の寿命などが測定され、理論計算はこれと比較的良く一致した。このような新しい意外な知見は、原理的なものから出発して初めて得られたものであり、この方法論の可能性と重要性を示すものであり、逆転の島以外への応用も十分に期待できる。

今後の発展として、方法論のさらなる精密化の方向もある。現状の三体力は藤田宮沢相互作用であるが、二体力とよりマッチすると考えられているカイラル有効場理論の三体力を用いることができる。本講演では、この精密化の方法について、現在進行中の事項についても議論した。

5　謝辞

この研究は、大塚孝治氏、清水則孝氏、高柳和雄氏、鈴木俊夫氏、Morten Hjorth-Jensen 氏、宮城宇志氏との共同研究によるものである。また、ポスト京重点課題 9 サブ課題 B「物質創成史の解明と物質変換」の一環として行われている研究成果である。

参考文献

[1] E M Krenciglowa and T. T. S. Kuo. Convergence of effective hamiltonian expansion and partial summations of folded diagrams. *Nuclear Physics A*, Vol. 235, No. 1, pp. 171–189, 1974.

[2] Thomas Kuo and Eivind Osnes. Folded-diagram theory of the effective interaction in nuclei, atoms and molecules. *Lecture Notes in Physics*, Vol. 364, No. Chapter 1, pp. 1–170, 1990.

[3] Kazuo Takayanagi. Effective interaction in non-degenerate model space. *Nuclear Physics A*, Vol. 852, No. 1, pp. 61–81, 2011.

[4] Naofumi Tsunoda, Kazuo Takayanagi, Morten Hjorth-Jensen, and Takaharu Otsuka. Multi-shell effective interactions. *Physical Review C*, Vol. 89, No. 2, p. 024313, February 2014.

[5] Anthony M Green. Nucleon Resonances in Nuclei. *Rept. Prog. Phys.*, Vol. 39, No. 12, pp. 1109–1190, 1976.

[6] Naofumi Tsunoda, Takaharu Otsuka, Noritaka Shimizu, Morten Hjorth-Jensen, Kazuo Takayanagi, and Toshio Suzuki. Exotic neutron-rich medium-mass nuclei with realistic nuclear forces. *Physical Review C*, Vol. 95, No. 2, p. 021304, February 2017.

[7] EK Warburton, JA Becker, and BA Brown. Mass systematics for A=29-44 nuclei: The deformed A32 region. *Physical Review C*, Vol. 41, No. 3, pp. 1147–1166, March 1990.

RIBF 理論若手放談会：エキゾチック核物理の広がり

中重核における 3 体力の効果

東大 CNS 宮城宇志

原子核物理の基本的な目標の一つは、原子核の構造を核子間に働く相互作用にも続いて理解することである。この目標に向けた研究を行う上で重要な課題となるのが、核子間の相互作用とそれによって構成される量子多体問題を解くことである。本講演では、原子核構造の第一原理的な計算の現状と今後の展望について議論した。

核子間の相互作用、特に、核子-核子相互作用については Argonne v18[1], CD-Bonn[2]ポテンシャルなど、2 核子系の物理量を高精度で再現する相互作用が構築されている。しかし、核子の少数系から無限系まで、2 核子相互作用のみではそれらの性質が十分再現できないことも古くから知られており、その問題の解決のために 3 核子相互作用を考慮する必要があることが分かっていた。しかし、3 核子相互作用を決定は容易ではなく、特に 2 核子相互作用との関係が明らかではなかった。3 核子相互作用はそれ単体で求められるものではなく、2 核子相互作用に付随して決まるものであり、2 核子相互作用との整合性は配慮すべき点である。この点において、カイラル有効場理論(χEFT)の解析が大きな進展を与えている[3,4]。χEFT では 2 核子相互作用と 3 核子相互作用が系統的に取り扱うことが可能であり、第一原理的な数値計算ではこれらを使用することが標準になりつつある。しかし、得られたハミルトニアン直接多体計算の手法に適用することは難しい。一般的に、核力には強い短距離相関が見られ、この効果を取り込むためには模型空間を非現実的な範囲まで広げなければならない。この困難を避けるために、相似くりこみ群(SRG)[5]という手法を使用する。SRG 変換によって、核力の強い短距離相関を取り除くことができる。ただし、SRG 変換によって多核子相互作用が誘起される点には注意が必要である。現段階では、3 核子相互作用まで系統的な変換によって得られている。

得られた相互作用を用いて多体計算を行う。本講演では、筆者がこれまでに使用してきた手法、ユニタリ模型演算子法(UMOA)による結果を主に紹介した。UMOA ではユニタリ変換によって有効ハミルトニアンを構築する。このユニタリ変換は、ハミルトニアンが 1 粒子-1 空孔励起, 2 粒子-2 空孔励起を起こさないという条件を課して行う。これによって、少なくとも基底状態エネルギーについては、多体相関の大部分を尽くすことができる。

本講演では、酸素同位体、カルシウム同位体の基底状態エネルギーにおける 3 核子相互作用の効果について議論した。酸素、カルシウムの両方の領域において 3 核子相互作用は引力的な効果を与え、酸素領域において実験値を非常によく再現することができた。しかしながら、カルシウム領域については系統的に over bound し、これはχEFT 核力の改善の必要性を示しており、今後の課題である。

最後に計算手法を UMOA に限らず、第一原理的な原子核構造の数値計算の現状と展望について紹介した。現状、χEFT による 2 核子相互作用と 3 核子相互作用から出発して、sd-shell[6],

pf-shell[7], 錫領域[8]について主に基底状態エネルギーの計算が行われている。今後は対象が励起状態や重元素に移っていき、また、エネルギー以外の観測量についても本格的な計算が行われていくと予想される。また、現在使用しているχEFT 相互作用に変わるものとして、格子 QCD による核力の発展とそれによる原子核の第一原理計算の進展もまた期待される。

参考文献

[1] R. B. Wiringa, V. G. J. Stoks, and R. Schiavilla, Phys. Rev. C **51**, 38 (1995).
[2] R. Machleidt, Phys. Rev. C **63**, 024001 (2001).
[3] E. Epelbaum, W. Glöckle, and U.-G. Meißner, Nucl. Phys. A **747**, 362 (2005).
[4] R. Machleidt and D. R. Entem, Phys. Rep. **503**, 1 (2011).
[5] S. K. Bogner, R. J. Furnstahl, and R. J. Perry, Phys. Rev. C **75**, 061001 (2007).
[6] S. R. Stroberg, H. Hergert, J. D. Holt, S. K. Bogner, and A. Schwenk, Phys. Rev. C **93**, 051301 (2016).
[7] S. R. Stroberg, A. Calci, H. Hergert, J. D. Holt, S. K. Bogner, R. Roth, and A. Schwenk, Phys. Rev. Lett. **118**, 032502 (2017).
[8] S. Binder, J. Langhammer, A. Calci, and R. Roth, Phys. Lett. B **736**, 119 (2014).

モンテカルロ殻模型による第一原理計算の現状と今後の展望

阿部　喬
（東京大学大学院理学系研究科物理学専攻）

ここ１０-２０年における計算機性能の向上　[1] と数値計算手法の発展 [2] により、３，４体系の少数厳密計算を越えて、より多数の核子からなる核子多体系における第一原理計算が可能となった。本報告書では計算基礎科学連携拠点 [3] のプロジェクトの下に行われている軽い核に適応可能な第一原理計算手法である無芯殻模型に我々のグループで独自に開発されたモンテカルロ殻模型 [4] を適応する試みについて現状を概観し、今後１０年でどこまで計算可能かについて将来を展望する。

モンテカルロ殻模型は既存の閉殻を仮定する殻模型計算で多くの成功を収めた手法である [4]。モンテカルロ殻模型では対象とする状態の物理を記述するのに重要な基底を選び出すことにより既存のランチョス法による直接対角化による殻模型計算と比較してより大次元の行列の固有値を近似的に求めることができる。このモンテカルロ殻模型を無芯殻模型に適用する試みはここ５-１０年間、取り組まれており、現在、京コンピュータを用いたモンテカルロ殻模型による第一原理計算で２０体系まで基底状態の物理量の計算が進んでいる [4]。今後、さらなる計算機性能の向上により、１０年後には４０体系まで進み、他の閉殻近傍に適応可能な第一原理計算手法とのベンチマークが可能になると思われる。これにより様々な近似を含む多体計算手法に依らない核力に基づいた原子核多体系の解析が可能になるとともに、核子多体系から核力を知る手段にもなりえる。なお、現在の枠組みでは二体力のみでなおかつ束縛状態のみ取り扱い可能である。今後、三体力の導入、連続状態との結合を取り入れる必要があるが、これらの課題は今後１０年で解決されるものと期待される。

さらに、実際の物理への応用については、原子核の基礎的な描像のひとつである原子核のクラスター構造に現在、着目している。モンテカルロ殻模型による第一原理計算により得られた波動関数を用いて物体固定座標系での原子核の密度を描けることを利用し、現在、ベリリウム同位体での α クラスター構造や分子軌道構造の解析が進んでいる [4]。原子核のクラスター構造に関する研究では α クラスターを仮定したり有効相互作用を用いた解析が主流だが、このように現実的核力に基づいて α クラスター構造が何も仮定なしに発現する様子を記述できたことはクラスター模型を裏付ける意味でも大きな進展といえる。なお、他にも現実的核力に基づいてクラスター構造を研究する手法としてグリーン関数モンテカルロ法や分子動力学法などがある。今後、ベリリウムだけでなく、炭素、ネオンなどのより重い原子核での α クラスター構造の発現・消滅を第一原理計算により解析することにより、クラスター構造の存在限界を探ることに貢献できるであろう。

以上のように、ここ１０年近くはモンテカルロ殻模型による第一原理計算の手法の確立に重点が置かれて研究が進んできたが、今後１０年でこの手法を物理に応用する研究に重点が推移するものと思われる。その際は、RIBF で探索される物理とより接点のある研究が行われるようになり、核力に基づく原子核構造の解明へ直截的に寄与するものと期待される。

参考文献

[1] LINPACK benchmark, TOP500 project, http://top500.org

[2] W. Leidemann and G. Orlandini, Prog. Part. Nucl. Phys. **68**, 158 (2013) and references therein.

[3] Joint Institute for Computational Fundamental Science (JICFuS), http://jicfus.jp/field5/

[4] N. Shimizu *et al.*, Phys. Scr. **92**, 063001 (2017) and references therein.

中性子過剰核におけるベータ崩壊と陽子-中性子相関

東大理, 原子力機構先端基礎 [A], **東大** CNS[B], **理研** [C]
吉田 聡太, 宇都野 穣 ,[A,B] **清水 則孝** ,[B] **大塚 孝治** [C,B]

講演では、質量数 35-52 の中性子過剰核のベータ崩壊に関する計算結果を報告した。$sd+pf$ 殻領域の核構造の記述に実績のある相互作用 [1,2] を用いた大規模殻模型計算による $Q(\beta^-)$ 値やベータ崩壊半減期、遅発中性子放出確率の結果を紹介し、現存の実験結果も非常に高精度に再現されることを報告した (図 1)。さらに中性子過剰核で第一禁制遷移の効果が大きくなる可能性や、Gamow-Teller 許容遷移の強度に非常に強い “偶奇性”があることやその起源に関しても報告した。さらに、重い質量領域で経験的に知られている GTGR と IAS のピークエネルギーの差に関して、該当する質量数領域に適応できる系統式を提案した。

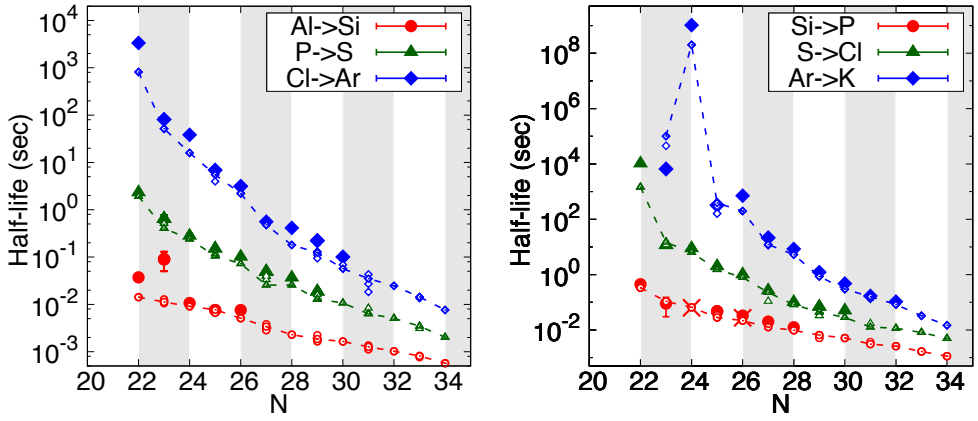


図 1: 半減期の比較。塗りつぶされた記号と赤バツ印が実験データを表す。

殻模型計算は非常に強力な枠組みであるが、適応範囲を拡張することを考えると、模型空間上の有効相互作用をどう用意するかと、模型空間の拡大に伴う爆発的な計算量の増大の 2 点が非常に深刻な問題になる。前者はカイラル有効場の理論に基づく核力をインプットに、Many-Body Perturbation Theory (MBPT) や In-medium Similarity Renormalization Group (IM-SRG) などの手法を用いることで、微視的な相互作用構築が試みられるようになり、国際的にもここ 2,3 年でとくに非常に活発に議論されている中心的な話題の一つである (たとえば [3-5])。後者はすでに東京グループによるモンテカルロ殻模型 (MCSM)[6] などの発展により、従来の厳密対角化の手法に比べ飛躍的に取り扱える原子核の領域が広がっている。今後核子間相互作用を出発点とした核構造の理解が、殻模型計算によって飛躍的に進歩すると期待される。

[1] Y. Utsuno *et al.*, PRC **86**, 051301(R) (2012).
[2] T. Otsuka *et al.*,PRL **104**, 012501 (2010).
[3] N. Tsunoda *et al.*, PRC **95**, 021304(R) (2017).
[4] S.R.Stroberg *et al.*, PRL **118**, 032502 (2017).
[5] J. Simonis *et al.*, PRC **96**, 014303(2017).
[6] T. Otsuka *et al.*, PPNP47, 319 (2001).

現実的核力に基づく核物質状態方程式の研究と今後の展望

富樫 甫
理化学研究所 仁科加速器研究センター

1 はじめに

中性子星や重力崩壊型超新星爆発などの高密度天体の研究において、核物質の状態方程式（EOS）は重要な役割を果たす。一般的に、冷えた中性子星の内部は、絶対零度における荷電中性な β 安定物質だと考えられており、その構造は絶対零度核物質 EOS によって支配される。そのため、これまで数多くの絶対零度核物質 EOS が提案され、中性子星の研究に適用されてきた。それらの EOS は現象論的模型に基づくものから、現実的な核力から出発した多体計算に基づくものまで多岐にわたり、中性子星の質量や半径に関する観測データとの比較によって、中性子星と核物質 EOS の研究は発展してきた。

一方で、大質量星の進化の最終段階に起こる超新星爆発では、鉄コアの重力崩壊後、外向きの衝撃波発生のきっかけは星の中心部に形成された高温高密度な核物質の硬さである。この核物質の硬さは有限温度核物質 EOS によって決まるため、中性子星の研究と同様に、超新星爆発の研究においても核物質 EOS は重要となる。ところが、超新星爆発シミュレーションでは非常に広範囲の密度、温度、陽子混在度に対する核物質の熱力学量が必要となるため、シミュレーションに適用可能な EOS の作成は困難であり、その数は非常に限られている。近年の精力的な研究により、シミュレーション用 EOS の数は増えつつあるが、それらはすべて一様核物質相が現象論的な模型に基づいて作成されている [1]。すなわち、中性子星の研究とは異なり、これまで現実的な核力に基づいた核物質 EOS が超新星爆発シミュレーションに適用された例はなかった。

2 現実的核力に基づく超新星物質状態方程式テーブルの構築

上記のような現状を踏まえ、筆者は、早稲田大学の鷹野正利氏、九州大学の中里健一郎氏、東京理科大学の鈴木英之氏、竹原裕太氏、山室早智子氏と共同で、現実的核力から出発した多体変分計算に基づき、超新星爆発シミュレーションに適用可能な核物質 EOS を作成する研究を進めてきた [2, 3, 4, 5, 6]。

筆者らの研究では、まず現実的核力モデルの一つである 2 体核力ポテンシャル Argonne v18 と 3 体核力ポテンシャル Urbana IX で構成された核物質ハミルトニアンから出発し、Jastrow 波動関数を用いたクラスター変分法によって、絶対零度における一様核物質 EOS を作成した。得られた EOS は、飽和密度 $n_0 = 0.16\ \mathrm{fm}^{-3}$、飽和エネルギー $E_0 = -16.09$ MeV、非圧縮率 $K = 245$ MeV、対称エネルギー $S = 30.0$ MeV となり、良く知られている核物質飽和点での経験値を再現している。また、中性子物質と対称核物質に対する一核子あたりのエネルギーは、現在広く引用されている Akmal, Pandharipande, Ravenhall らによる Fermi Hypernetted Chain (FHNC) 計算の結果 [7] と近い値を示した。さらに、Schmidt-Pandharipande の変分法 [8, 9] を踏襲し、絶対零度核物質 EOS を有限温度へと拡張した。有限温度の場合でも、一核子あたりの自由エネルギーは、中性子物質と対称核物質に対する FHNC 計算の結果 [10] と良く一致し、自由エネルギーから導出した他の熱力学量も妥当な振る舞いを示した。

SN-EOS 構築に向けて、次に課題となるのは非一様核物質相の取り扱いである。特に、バウンス後に星の中心部分で形成される原始中性子星からはニュートリノが放出され、そのニュートリノと非一様相に存在する原

子核との反応が、爆発の鍵となると考えられている。そこで本研究では、代表的な超新星爆発計算用 EOS である Shen EOS[11] の処方を踏襲し、Thomas-Fermi 計算によって、一様核物質 EOS と自己無矛盾な非一様核物質 EOS を作成した。この際、低温低密度の極限では孤立した原子核が現れるため、実験的に存在する原子核については、実験データによる質量をできるだけ再現するべきである。この観点から、一様核物質 EOS 構築の際に導入された３体核力の不定性に関連したパラメター、多体変分計算に課す付加条件、Thomas-Fermi 近似のパラメターを微調整し、孤立した原子核に対する計算値が質量実験値の大局的性質を再現するようにした。この結果、質量実験値の存在する 2219 核種に対して、質量計算値と実験値との誤差は 2.99 MeV となった。これは、筆者らの EOS が Weizsäcker-Bethe の質量公式と同程度の精度を持つことを意味する。そして、非一様核物質に対する Thomas-Fermi 計算の結果、変分法による EOS では、Shen EOS に比べて非一様相がやや高い密度まで残り、中性子過剰な核物質では、Shen EOS よりも質量数の大きい原子核が現れることがわかった。このような手順で構築した一様相及び非一様相の核物質 EOS を広範囲の密度、温度、陽子混在度に対してテーブル化し、超新星爆発計算に適用可能な核物質 EOS を完成させた。

3　高密度天体への応用

上記の手法で構築した EOS を用いた中性子星の最大質量は $2.21M_\odot$（$M_\odot$ は太陽質量）を示し、近年発見された重い中性子星である J1614-2230 ($M = 1.97 \pm 0.04M_\odot$) [12] と J0348+0432 ($M = 2.01 \pm 0.04M_\odot$) [13] の質量と矛盾しないことがわかる。また中性子星の質量と半径の関係は、Steiner らによって解析された観測データに基づく領域 [14] と良く一致した。加えて、$1.4M_\odot$ の中性子星の半径は 11.56 km となり、これまでに作成された他の超新星爆発計算用 EOS の場合よりも小さい半径を予言している。この結果は、他の EOS と比べて、変分法による絶対零度核物質 EOS が軟らかいことを意味している。

さらに現在、筆者は、沼津高専の住吉光介氏、九州大学の中里健一郎氏と協力して、作成した EOS テーブルを用いた実際の超新星爆発シミュレーションに取り組んでいる。$15M_\odot$ の親星の鉄コアから出発した球対称ニュートリノ輻射流体計算の場合、Shen EOS を始めとした従来の現象論的模型に基づく EOS による結果と同様に、ニュートリノ放射によるエネルギー損失のために爆発現象は起こらなかった。ただし、筆者らが作成した EOS は Shen EOS より軟らかい傾向を示し、超新星爆発に有利であることが期待される。今後、様々な親星モデルから出発したシミュレーションを行うことで、超新星爆発メカニズムにおける核物質 EOS の影響を系統的に調べることを予定している。

4　まとめと今後の展望

本稿では、筆者がこれまでに取り組んできた「現実的核力に基づく超新星爆発計算用核物質 EOS テーブルを作成する研究」について簡単に報告した。多くの方々の協力・助言のおかげで、遂に今年、広範囲の密度、温度、陽子混在度をカバーした EOS テーブルを完成することができた。このテーブルは現在、web 上 (http://www.np.phys.waseda.ac.jp/EOS) で公開・配布されている。今後、超新星爆発だけでなく、連星中性子星合体、中性子星冷却、ブラックホール形成などの様々なシミュレーションにこの EOS テーブルが利用され、高密度天体現象における核力の寄与の解明に僅かでも役立つことを願っている。

筆者らの一連の研究により、核物質の硬さを支配する核力から直接、超新星爆発計算用 EOS を導くことが可能となったが、核物質 EOS の研究にはまだ課題となる点も多く残っている。今後の更なる研究の発展のため、以下に幾つかの例を示す。まずは、豊富な２核子散乱実験データから決定される２体核力ポテンシャルに比べて、３体核力ポテンシャルの不定性が大きいことが挙げられる。特に、高密度核物質中で支配的な役割を担う３核子間の斥力ポテンシャルは、通常の安定な原子核の実験では決定することが難しく、現在まで現象論的な取り扱いがなされている。一方で、原子核密度であっても、中性子物質や中性子過剰核においては３体斥力の

寄与が大きくなることが、量子多体計算の観点から知られている。すなわち、核力に基づく核物質 EOS では、中性子物質を特徴付ける対称エネルギー S やその密度勾配 L は３体核力の不定性と深く関連している。最近では、量子モンテカルロ計算によって、対称エネルギーと深く結びついた３体核力の不定性と中性子星の構造を関連させた議論が行われている [15]。今後、RIBF で行われる中性子過剰核の実験から、３体核力の不定性が絞り込まれることに期待したい。

また、量子多体計算法の吟味も必要である。一様核物質に対する第一原理的な多体計算法としては、摂動論と変分法がよく知られており、その EOS を求める多体計算研究は、両者の比較によって発展してきた経緯がある。ところが、共通の２体核力ポテンシャルから出発した両者の計算結果を比べると、両者の違いはまだ大きいことが報告されている [16]。そのため、多体計算法の違いによる EOS の不定性を明確にすることも、今後の重要な課題のひとつと言える。このような議論においては、一様核物質だけでなく、強い粒子間相関を持つ稠密な量子流体である液体 ^{3}He に対するエネルギー計算の結果にも注意を払う必要がある [17]。液体 ^{3}He の場合、核物質に比べてハミルトニアンの不定性が少なく、相互作用は２粒子の量子状態に依存しない中心力のみで構成されているため、多体計算法の信頼性を議論する際の有用な指標となる。

さらに、高密度領域においては、ハイペロンやクォークの自由度を考慮する必要がある。特に、現在のハイペロン物質の研究では、ハイペロンの出現に伴う EOS の軟化現象によって、理論計算から予測される中性子星の最大質量が、近年発見された重い中性子星の観測データ [12, 13] と矛盾してしまうという問題（ハイペロンパズル）がある。そのため、ハイペロン混合まで考慮した EOS を構築する際には、ハイパー核の実験データに加えて、重い中性子星の観測データも再現しなくてはならない。筆者は現在、理化学研究所の肥山詠美子氏らと協力して、従来のクラスター変分法を拡張し、Λ ハイペロン混合を考慮した絶対零度及び有限温度における核物質 EOS の構築に取り組んでいる [18]。中性子星や超新星爆発などの天体現象におけるハイペロン混合の影響を、バリオン間相互作用の観点から明らかにするためにも、多体変分計算に基づく新しいハイペロン EOS の構築が待ち望まれている。

参考文献

[1] M. Oertel, M. Hempel, T. Klähn, and S. Typel, Rev. Mod. Phys. 89 (2017) 015007.
[2] H. Kanzawa, K. Oyamatsu, K. Sumiyoshi, and M. Takano, Nucl. Phys. A 791 (2007) 232.
[3] H. Kanzawa, M. Takano, K. Oyamatsu, and K. Sumiyoshi, Prog. Theor. Phys. 122 (2009) 673.
[4] H. Togashi and M. Takano, Nucl. Phys. A 902 (2013) 53.
[5] H. Togashi, M. Takano, K. Sumiyoshi, and K. Nakazato, Prog. Theor. Exp. Phys. 2014 (2014) 023D05.
[6] H. Togashi, K. Nakazato, Y. Takehara, S. Yamamuro, H. Suzuki, and M. Takano, Nucl. Phys. A 961 (2017) 78.
[7] A. Akmal, V. R. Pandharipande, and D. G. Ravenhall, Phys. Rev. C 58 (1998) 1804.
[8] K. E. Schmidt and V. R. Pandharipande, Phys. Lett. B 87 (1979) 11.
[9] A. Mukherjee and V. R. Pandharipande, Phys. Rev. C 75 (2007) 035802.
[10] A. Mukherjee, Phys. Rev. C 79 (2009) 045811.
[11] H. Shen, H. Toki, K. Oyamatsu, and K. Sumiyoshi, Astrophys. J. Suppl. 197 (2011) 20.
[12] P. B. Demorest et al., Nature 467 (2010) 1081.
[13] J. Antoniadis et al., Science 340 (2013) 6131.
[14] A. W. Steiner, J. M. Lattimer, and E. F. Brown, Astrophys. J. 722 (2010) 33.
[15] S. Gandolfi, J. Carlson, and S. Reddy, Phys. Rev. C 85 (2012) 032801(R).
[16] M. Baldo, A. Polls, A. Rios, H.-J. Schulze, and I. Vidaña, Phys. Rev. C 86 (2012) 064001.
[17] M. Takano and M. Yamada, Prog. Theor. Phys. 91 (1994) 1149.
[18] H. Togashi, E. Hiyama, Y. Yamamoto, and M. Takano, Phys. Rev. C 93 (2016) 035808.

核力による多体相関、核構造・反応、核物質へ

北海道大学大学院理学研究院
堀内渉

1　はじめに

原子核は陽子・中性子（核子）を構成要素とする有限量子多体系で、多様な構造や反応機構を持ちます。そのような多体系の記述は一般に困難ですが、有効な自由度に着目することにより、殻構造に代表される普遍的な秩序が見出されてきました。例えば比較的軽い原子核では、少数部分系の相対運動が有効な自由度となり、原子核のクラスター構造や、芯核周りに核子が薄く分布するハロー構造等の現象を理解することができます。また、より重い原子核では核子系全体の変形、回転、振動等の集団的自由度からの見方が重要となってきます。それらの自由度は電磁場、弱相互作用、核力等の外場を適切に選ぶことにより選択的に励起することができるため、様々なプローブによって核子多体系の理解を深めることがなされてきました。

さて、このような有限核子多体系の多種多様なダイナミクスを理解するため、現在まで少数体量子力学精密計算による核子相関・核構造・反応の研究を行うと同時に、実際のデータに即した高エネルギー反応理論による不安定核原子核の構造研究を行ってきました。基本的な相互作用「核力」から始め、なるべく精度よく多体シュレーディンガー方程式を解くことによって、原子核系という量子多体問題記述を行います。信頼のおける理論は実験室で得ることが難しい放射捕獲反応に代表される星の中の環境における低エネルギー反応や、超新星爆発のニュートリノ放出過程におけるニュートリノ原子核反応の評価など、他分野への応用という意味でも重要です。ごく軽い核に対してはこのような第一原理的計算は可能ですが、一般に全ての核子相関を考慮しつつ構造・反応の記述を行うことは困難です。そのため有効な構造・反応理論（近似）の導入により、観測量につなげ、実験との比較により核構造・反応機構の理解を深めることも行ってきました。有限核で得られた知見は、中性子星内部の核物質の性質を調べることにもつながり、広い意味での核物性の理解を深めることになります。原子核物理の研究を通じて核子多体系の普遍的な理解を得るとともに、基礎的相互作用から観測量、応用へと「つなぐ」ことを意識して研究を行っています。放談会ということで、現在までやってきた研究に関して現状と展望についての私見をざっくばらんに述べます。

2　研究の現状

2.1　核力による多核子相関と精密核理論の宇宙核物理への応用

原子核内では核力が核子間の強い短距離相関を引き起こします。現実的核力とは豊富な核子-核子散乱データと重陽子の性質を再現するものですが、その特徴的な性質として短距離斥力とテンソル力が挙げられます。それらは多体系の中で高い運動量成分に反映されます。核子多体系の短距離相関構造を調べるため、相関ガウス関数法 (最近のレヴュー [1]) により精度良く得られた少数体の波動関数から、スピン・アイソスピン状態の異なる 1 体、2 体密度分布を計算しました。その結果核子距離がおよそ 1fm 以下の短距離あるいは 3 fm^{-1} 以上の高運動量領域において、系に依らない普遍的な性質を見出しました。テンソル力の持つ強いスピン・アイソスピン依存性は対となる核子以外にも影響を与え、3 体相関を引き起こし、運動量分布へ影響を与えます [2] 3 体以上の多粒子相関と運動量分布の関係は、ユニタリ変換による有効相互作用による結果 (2 体演算子近似) と比較することでより明確になります [3]。

放射捕獲反応などの宇宙核物理で重要な反応では，多体の非束縛状態が寄与しますが、理論的に多体の非束縛状態を扱うことは一般に困難です。論文 [7] ではヘリウム 4 の光吸収反応について現実的核力を用いた完全な 4 体計算を行い、核力の性質、とりわけテンソル力がどのように実験観測量と結び付いて現れるかを示しました。得られた光吸収断面積は実験値を広いエネルギー領域でよく再現し、この研究で得られた知見を基に様々な応答計算への応用・研究を進めています。特に原子核のスピン双極子遷移は実験困難なニュートリノ-原子核反応と密接に関係することから基礎データとして重要です。また、スピン双極子遷移の和則を考えることにより、原子核の基底状態におけるテンソル相関についての情報が得られることを指摘しました [5]。実際の反応率の見積もりについては、ニュートリノ反応に関する最新のレヴュー論文にまとめられています [6]。

2.2　全反応断面積で探るエキゾチック核の性質

核半径は最も基礎的な物理量の一つで、新たな不安定原子核についての特異な性質や、直接観測が難しい中性子星等の高密度天体の物性に関する重要な情報を与えると期待されています。原子核の物質半径と全反応断面積との関係はよく分かってきており、例えば半径変化の中性子数に対する系統性を調べることで、不安定原子核の核変形についての情報を得ることができます [7]。しかしながら、陽子及び中性子分布半径をそれぞれ独立に決めることは未だ困難です。このような問題に対して、陽子標的による全反応断面積は有効です。断面積は陽子・中性子半径のみで決まり、模型原子核の密度分布の詳細に依らず、陽子・中性子半径を決定することができます。全反応断面積の測定はビーム強度の弱い不安定核に対しても精度よく行うことが可能なため、この方法による陽子・中性子半径の決定は有望かつ実現性の高いものであると期待されます [8]。

近年全反応断面積に類似の観測量である荷電変化断面積の系統的な測定が行われてきています。反応後の核子数が変化を観測する全反応 (相互作用) 断面積が核半径を反映する物理量であるのに対し、電荷が変化したもののみを測る荷電変化断面積は陽子半径に関係します。最近荷電変化断面積に対し理論的な基礎付けを与えました [9]。その有効性については実際の実験データの解析によって調べられています [10]。

また、重い原子核同士の衝突では核力励起以外にもクーロン励起が重要となってきます。錫同位体のクーロン多重極励起の効果の系統的な分析から、安定な鉛、錫を標的とした不安定な錫同位体の全反応断面積は電気双極子 ($E1$) 強度に強く依存することが分かりました。特に低エネルギーでは低励起 $E1$ 遷移強度に感度があり、一方高エネルギーでは巨大共鳴領域の振る舞いが主要であることが示され、全反応断面積はまた中性子数変化による低励起 $E1$ 強度の発現を観測するための有効な観測量であることが示されました [11]。

2.3　有限核から無限核物質へ

非対称核物質の状態方程式と有限核の中性子スキン厚との関係を知るため、圧縮性液滴模型による中性子スキン厚の評価を行いました。圧縮性液滴模型によれば、表面張力の密度依存性は非対称物質のスロープパラメータ L と密接に関係します。原子核の陽子・中性子密度分布の経験的実験データを基に表面張力の密度依存性を決定し、微視的平均場理論によるスキン厚値との系統的比較を行いました。ここでは 9 種類の有効相互作用を用い、圧縮性液滴のような熱力学的模型との対応を見ました。いくつかの相互作用は圧縮性液滴模型による系統性から外れ、そのような状態方程式パラメータは核物質の熱力学的性質に反することを示しました。ほとんど表面で構成されている有限核から状態方程式パラメータを抽出するためには、表面効果の正確な見積もりが不可欠です。表面張力の密度依存性はまさに微視的核構造の情報と巨視的核物質をつなぐ役割をしており、今後の有限原子核のスキン厚（及び表面分布）測定により非対称核物質のパラメータに制限をかける可能性について議論しました [12]。

3　今後の課題

原子核中における核子相関の核力からの理解に向けて、核力の強いスピン・アイソスピン依存性、高運動量成分を調べるための観測量を考える必要があります。例えばスピン双極子和則や運動量分布は有効ですが、それらを引き出すには適切な運動学、プローブによる反応理論を用いる必要があり、今後の検討が必要です。また、今後は 3 核子力を含めた原子核構造・反応理論の精密化が求められると思います。3 核子力に関しては特にアイソスピン 3/2 成分の不定性が残るため、実験、理論ともに研究を進める必要があります。

宇宙核反応への応用に関しての問題は、実験で直接断面積を得ることが難しいことです。ニュートリノ-原子核反応の評価には原子核行列要素が必要となりますが、現状ではハドロンプローブによる荷電交換反応（ガモフ・テラー、スピン双極子）等による反応理論を介した抽出を行うことになります。理論的にはレプトン-原子核反応は良く知られている電弱遷移ですので、もし実験が可能であれば遷移行列要素の抽出が直接的に可能です。逆に新たな原子核構造を探るプローブとなり得るか考えてみることは面白いと思います。3 核子力を含めた宇宙核反応率の見積もり、特に ^{12}C+α 放射捕獲反応に代表される宇宙核反応の精度の良い見積もりは理論・実験にとって極めて重要かつ挑戦的な課題として残されています。

原子核半径についてですが、全反応断面積において様々な標的や入射エネルギーの特性を使い分ければ、半径、核子密度分布を基にした核物性の理解に向けた物理が展開できると思います。有限核から核物質へつなげるためには有限核効果を十分理解することが必要で、中性子スキンだけでなく、表面核子分布に関する系統的情報が必要となります。不安定核を含む逆運動学による陽子弾性散乱の系統的解析等により、表面核子分布に関する系統的データが取得されることが望まれます。

紙面の都合で内容には触れませんでしたが、反 K 中間子 ($\bar{K}$) が原子核に束縛される K 中間子原子核の存在についての議論も再び盛んになってきています。そのような原子核が存在すれば、強い $\bar{K}N$ 相互作用によって高い核子密度状態を作り、飽和密度を超えた核物質を実験室で作ることができるようになると期待されています (最新の系統的計算 [13])。明確な議論のためには K 中間子原子のレベルシフトの観測 [14] 等を用いたより詳細な $\bar{K}N$ 相互作用の理解を進めなければなりませんが、そこで再び高密度有限核におけるテンソル力・3 体力の寄与の理解が不可欠となり、理論・実験ともにさらなる研究が必要です。

このように現状は散り散りの状態ですが、これらの課題を少しづつ「つないで」行くことで、核子多体系の作る多様な核物性の理解を進めていきたいと思います。

参考文献

[1] J. Mitroy *et al.*, Rev. Mod. Phys. **85**, 693 (2013).

[2] H. Feldmeier, W. Horiuchi, T. Neff, and Y. Suzuki, Phys. Rev C **84**, 054003 (2011).

[3] T. Neff, H. Feldmeier, and W. Horiuchi, Phys. Rev. C **92**, 024003 (2015).

[4] W. Horiuchi, Y. Suzuki, and K. Arai, Phys. Rev. C **85**, 054002 (2012).

[5] W. Horiuchi and Y. Suzuki, Phys. Rev. C **87**, 034001 (2013).

[6] S. X. Nakamura *et al.*, Rep. Prog. Phys. **80**, 056301 (2017).

[7] W. Horiuchi, T. Inakura, T. Nakatsukasa, and Y. Suzuki, Phys. Rev. C **86**, 024614 (2012).

[8] W. Horiuchi *et al.*, Phys. Rev.C **89**, 011601(R) (2014); *ibid* 93, 044611 (2016).

[9] Y. Suzuki *et al.*, Phys. Rev. C **94**, 011602(R) (2016).

[10] R. Kanungo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **117**, 102501 (2016).

[11] W. Horiuchi, S. Hatakeyama, S. Ebata, and Y. Suzuki, Phys. Rev. C **96**, 024604 (2017).

[12] W. Horiuchi, S. Ebata, and K. Iida, Phys. Rev. C **96**, 035804 (2017).

[13] S. Ohnishi, W. Horiuchi, T. Hoshino, K. Miyahara, T. Hyodo, Phys. Rev. C **95**, 065202 (2017).

[14] T. Hoshino, S. Ohnishi, W. Horiuchi, T. Hyodo, and W. Weise, Phys. Rev. C **96**, 045204 (2017).

光学ポテンシャルのこれまでとこれから

古本 猛憲
横浜国立大学教育学部

1　伝えたかったこと

原子核の情報は、一般に原子核反応を通じて得られるため、原子核物理分野において光学ポテンシャルは非常に重要な役割がある。一般的な理解では、その光学ポテンシャルは、光学模型に基づき原子核弾性散乱を記述する複素ポテンシャルである。しかし、その光学ポテンシャルは弾性散乱を記述するだけでなく、歪曲波ボルン近似法 (DWBA) やチャネル結合法 (CC) などのインプットに用いられるため、単に弾性散乱を記述するポテンシャルという意味を大きく超えた役割を担う。

今回は若手研究者に向けて、基本的ではあるが重要な役割を担っているそのような光学ポテンシャルの構築の歴史を紹介した。歴史的には、まず、現象を再現するように関数形を仮定しパラメータを決定した現象論的光学ポテンシャルが初期の段階で適用された。現象論的光学ポテンシャルを用いて、DWBA や CC 計算によって、組み換え反応や非弾性散乱などの分析が多く行われた。その後、多くの実験データを解析することによって、光学ポテンシャル自身の性質も徐々に明らかになってきた。光学ポテンシャルの入射核・標的核依存性を調べることによって、原子核の大きさとの対応があることが分かった。さらに、不安定な構造を持つような原子核では安定原子核に比べて、光学ポテンシャルの実部や虚数部が大きく異なる強さを見せることが明らかになった。加えて、光学ポテンシャルのエネルギー依存性を調べることによって、光学ポテンシャルの実部や虚数部の挙動が明らかになった。このような経験を通じて、光学ポテンシャルの性質を理解し、弾性散乱をグローバルに記述することができるグローバル光学ポテンシャルの構築への足掛かりとなった。

グローバル光学ポテンシャルの構築は、弾性散乱実験が困難な場合に強力なツールとなる。弾性散乱実験ができなかった場合、光学ポテンシャルを現象論的に得ることができない。光学ポテンシャルを得ることができなかった場合、DWBA や CC を通じた原子核の分析を進めることが困難となる。また、適切な光学ポテンシャルが得られなかった場合にまったく異なる系の光学ポテンシャルが代用されることがあったが、それは光学ポテンシャルの信頼性が十分ではなく、結果的に、得られた原子核の情報の信頼性に疑問が残るものであった。それらの問題を解決するため、信頼性の高い光学ポテンシャルを導出することが大きな目標となり、そのような問題が解決される様々な系に対して幅広く利用できるポテンシャルはグローバル光学ポテンシャルと名付けられた。そのグローバル光学ポテンシャルの構築には、先に述べた光学ポテンシャルの系統的な分析によるところが大きい。光学ポテンシャルの系統的な分析によって、原子核の大きさや入射エネルギーの依存性が明らかになった。その依存性は比較的滑らかに変化することが判明したため、原子核の大きさや入射エネルギー依存性をもったグローバル光学ポテンシャルの構築が行われた。そのグローバル光学ポテンシャルは、様々な反応系に適用され大きな成功を収めることができた。

一方で純理論的な考えに基づくと、光学ポテンシャルは特定の模型では、ダブルカウントが生じることが示唆された。具体的に挙げた例では、チャネル結合法に光学ポテンシャルをそのまま利用した際に起きてしまう。そのため、チャネル結合法に利用すべきポテンシャルを求める必要性が生じた。この問題を解決するために、核子間の有効核力に基づいて原子核間のポテンシャルを導出する微視的手法の開発が行われた。その微視的手法によって得られたポテンシャルは微視的光学ポテンシャルと呼ばれた。微視的光学ポテンシャルの導出のための試みは多くあったが、畳込み模型と呼ばれる、核子間に働く有効核力を原子核の密度で畳込み原子核間のポテンシャルを導出する手法が、非常に有力な手法として発展を遂げた。畳み込み模型によって得られた微視的光学ポテンシャルは、チャネル結合法に適した模型であるだけでなく、非常に多くの実験データを再現することができた。さらに、部分的ではあるが予言能力も備えていたため原子核反応理論の大きな発展に繋がり、また、原子核構造情報を引きだすことに成功した。

しかし、その予言能力は部分的であったため、さらなる改良が進められた。その改良とは、現実的核力に基づいた微視的光学ポテンシャルの構築である。現実的核力に基づくことによって、微視的光学ポテンシャルの信頼性を高めるとともに、予言能力を十分なものとしつつある。近年は特に、現実的核力から複素 G 行列相互作用を得ることによって、微視的光学ポテンシャルの導出が行われている。この現実的核力に基づいた微視的光学ポテンシャルによって、様々な発見・理解があった。特に注目すべきは、核子間相互作用の理解であろう。現実的核力を利用した分析で大きな話題となっている三体力の存在であるが、原子核弾性散乱にも非常に重要な役割を示していたことが明らかになった。核子弾性散乱においては、中間エネルギー領域 (100–200 MeV) の偏極分解能の前方に、はっきりとその三体力の効果が見えることが分かった。また、重イオン弾性散乱においては、ほぼすべてのエネルギー領域で見られ、弾性散乱の角度分布の後方ではっきりとその三体力の重要性が明らかになった。さらに、信頼性の高い予言能力を備えているため、高エネルギー重イオン散乱における斥力ポテンシャルの予言が行われ斥力ポテンシャルによる特徴的な振る舞いやその現象解析なども注目のひとつである。

このように、現実的核力に基づいた微視的光学ポテンシャルは、古くから行われてきた核構造情報を調べるための道具としてだけではなく、相互作用の基本的性質の分析や核反応現象の理解へと繋がり、多くの可能性を秘めた発展を遂げている。近年は、微視的核構造模型から出発し、現実的核力に基づいた微視的チャネル結合法の発展に取り組んでいる。微視的チャネル結合法は、チャネル結合法に用いられるすべてのポテンシャルを微視的に導出する手法であり、これまでの光学ポテンシャルをチャネル結合法に適用するものとは多少異なる。過去の成功例はまだ発展途中の段階であるため、数例ほどしかないが、現実的核力に基づいた微視的チャネル結合法の今後の発展に期待される。

一方で、現実的核力に基づいた微視的光学ポテンシャルの構築は専門家でも多少の手間を要する。そのため、そのような光学ポテンシャルは有用ではあるが専門家の助けなしでは簡単に利用することができない。そこで、我々は現実的核力に基づいた微視的グローバル光学ポテンシャルの構築を行った。最初の段階として、核子散乱系の微視的グローバル光学ポテンシャルの構築が進められている。その微視的グローバル光学ポテンシャルは非専門家が気軽に利用できるように配慮し、すべての反応系に適用することができるように拡張が行われている。詳しくは、近日、ホームページでパラメータファイルやそのパラメータを扱うプログラムが公表されることとなっている。

2　印象に残っていること

特に、微視的グローバル光学ポテンシャルについての問い合わせや期待が大きかった印象である。現在開発中の微視的グローバル光学ポテンシャルは、核子散乱系に適用するよう構築されている。現在は、$Z = 6 \sim 92$ の偶々核を標的とし、かつ、入射エネルギーが $E = 50 \sim 400$ MeV を想定しているが、その微視的グローバル光学ポテンシャルの有効範囲について、さらなる拡張が求められた。具体的には、さらに軽い原子核や偶々核以外、また、入射エネルギーが低い領域での熱望があった。しかし、それぞれ模型の問題が生じるため、いまの枠組みのまま適用して良いかどうかは自明ではないため、検証を重ね、必要であれば今後の目標として模型の発展に努めるよう努力したいと思う。

ハイパー核構造研究の展開と核子・ハイペロン多体系の物理

井坂政裕（阪大 RCNP）

ハイパー核物理の大きな目的として、A）“ハイペロンを含むバリオン間相互作用の理解”と B）“核子・ハイペロンからなるバリオン多体系の性質理解(ハイパー核構造研究)”の 2 つが挙げられる。本研究は主に B)に着目している。ハイパー核構造について特に注目すべき現象は、異種粒子であるハイペロンが核内で impurity として加わることによってもたらされる核構造の変化（impurity effect）である。また、ハイパー核内で大きな役割を果たしているバリオン混合（ハイペロン混合）の研究も、将来のハイパー核構造研究の課題として重要であると考えている。以下では、主にΛハイパー核を中心として、ハイペロンによる impurity effect の研究についての展望を述べた後、ハイペロン混合についても簡単に述べる。

ハイパー核物理の現状

ハイパー核物理は、これまで、質量数 10 程度までの比較的軽いΛハイパー核を中心に理論・実験とも研究がなされてきた。Λハイパー核は、実験では(K^-,π^-)や(π^+, K^+)等の中間子ビームを用いた反応や、電子線を用いた(e,e'K^+)反応等によって生成される。これらは標的核内の中性子または陽子をΛ粒子に変えるため、安定核やその近傍のΛハイパー核について詳細な実験データが得られてきた[1]。さらに、一部のΛハイパー核では、基底状態のみならず、励起状態の準位構造や B(E2)等の遷移に関する情報も得られている。ハイペロンは寿命が短いため直接散乱実験を行うことは容易ではないが、こうした準位構造等の実験データと理論計算とを比較することによって相互作用の情報をフィードバックし、上記の目的 A)に関し、ΛN 相互作用の理解が進展してきた[1-3]。

目的 B)に関して、Λ粒子による impurity effect についても明らかにされつつある。例えば $^7_\Lambda$Li では、Λ粒子により、核子との間の相互作用が引力であるため、芯核 ^{6}Li のα+d クラスター構造のクラスター間距離が収縮することが予言された[4,5]。クラスター間距離の収縮は B(E2)に影響を与え、^{6}Li と比べて $^7_\Lambda$Li の対応する状態間の遷移では B(E2)が減少することが理論的に示された。それがγ線分光実験でも観測され、Λ粒子により $^7_\Lambda$Li のクラスター構造が変化することが確かめられた[6]。

現在、Λハイパー核については、最近の実験を契機として、3 つの大きな課題がある。1 つは、$^4_\Lambda$H 及び $^4_\Lambda$He ハイパー核における荷電対称性の破れ（charge symmetry breaking, CSB）である。これらのハイパー核の基底状態では、鏡映核にΛ粒子が加わったハイパー核であるのにかかわらず、^{3}H+Λ及び ^{3}He+Λ閾値から測ったΛ粒子の束縛エネルギーに約 300keV もの大きな差があることが長年知られていた(CSB)[7]。さらに、最近の J-PARC における $^4_\Lambda$He のγ線分光実験によって 1^+状態の励起エネルギーが正確に測定されたことで、$^4_\Lambda$H と $^4_\Lambda$He の 1^+状態では CSB が小さい(両者のエネルギー差が小さい)ことが実験的に明らかになった[8]。こうした CSB 現象の起源や機構は理論的に未だ十分に解明されたとは言い難く、大きな課題となっている。

2 点目は、$^3_\Lambda$H 等の軽いΛハイパー核の寿命についての問題である。$^3_\Lambda$H は非常に弱束縛のハイパー核であり、Λ粒子の束縛エネルギーは 130keV 程度であることが知られている。そのため、$^3_\Lambda$H の崩壊寿命は自由空間のΛ粒子の寿命と同程度であると考えられてきた。しかし、最近、GSI における重イオンビームを用いたハイパー核の生成実験（HypHI 実験）[9,10]により、$^3_\Lambda$H 等の軽いΛハイパー核の寿命が自由空間のΛ粒子と比べて有意に短いことが報告された。そして 3 点目は、中性子 2 つとΛ粒子のみからなる電気的に中性な束縛状態(nnΛ)の存在であり、これも HypHI 実験[11]により報告された。CSB の問題のみならず、軽いハイパー核の寿命や nnΛの束縛状態についても理論的に十分に説明がなされていないのが現状であり、ハイパー核物理の大きな課題となっている。

ハイペロンによる impurity effect の研究とその展望

冒頭で述べたように、ハイパー核構造に関し着目すべき現象の一つは、ハイペロンによる構造の変化（impurity effect）である。Λ粒子等のハイペロンは、ハイパー核内で核子からのパウリ原理の効果を受けない。さらに、ハイペロンと核子との間の相互作用は核力と性質や強さが異なる。そのため、通常の核に 1 つまたは 2 つ程度のハイペロンが加わったハイパー核では、ハイペロンを impurity として捉えることができる。こうした観点で、ハイパー核における核構造の変化については様々な理論研究がなされており、その一つの例が $^{7}_{\Lambda}$Li における α＋d クラスター間の収縮である。

この他にも、Λハイパー核における様々な impurity effect が理論的に予言されている。例えば、Λ粒子による核の四重極変形の変化は、様々な理論的手法に基づいて多くの予言がなされている。そのうち、どの研究にも共通しているのは、ハイパー核の基底状態では、Λ粒子により、核子部分の四重極変形度が小さくなるという点である。これは主に、変形が小さな状態ではΛN ポテンシャルエネルギーがより深くなることで起こる。ΛN 相互作用は核力よりやや弱いものの引力(核力の約 2/3 の強さ)であり、Λ粒子と核子の分布の overlap が大きくなるほうがΛN ポテンシャルエネルギーをより深くすることができる。核子部分(芯核)の四重極変形が小さいほうが overlap が大きくなるため、Λ粒子はより深く束縛することができる。それに対し、芯核の変形が小さくなると、構造変化に伴い、核子部分のエネルギーは損をしてしまう。ハイパー核の基底状態で変形が小さくなるのは、核子部分のエネルギーで多少損をしても、変形を小さくしたほうがΛN ポテンシャルエネルギーをより深くすることができて全エネルギーをより小さくできるためである。四重極変形の変化は核子部分のエネルギーとΛN ポテンシャルエネルギーとの競合で起こるため、変化の度合いは核によって違いがある。例えば、$^{13}_{\Lambda}$C では、Λ粒子によって基底状態が球形に変化することが予言されている[12-14]のに対し、$^{9}_{\Lambda}$Be や Ne 等、他の核では、Λ粒子によって変形が小さくなる傾向はあるものの、$^{13}_{\Lambda}$C の場合ほど極端ではない。ここでは四重極変形の変化を例に挙げたが、Λ粒子による impurity effect は、芯核の構造を反映して異なるものと考えられる。

Λハイパー核における impurity effect について、先行研究や様々な理論研究から、以下のような特徴があると考えられる。まず、Λ粒子が核子とは異なる粒子であることから、

１）Λ粒子は核中心部に入り込むことができる。

さらに、ΛN 相互作用が引力であることから、核にΛ粒子が加わることで、

２）核に引力を付け足す・非束縛状態を束縛させる

３）核を収縮させる

ことができる。さらに、上に挙げたいくつかの例も含め、ハイパー核構造の理論研究から、

４）impurity effect は元の核や状態の構造の違いに敏感

５）質量数が大きいと構造の動的変化は小さい(ただし、構造によっては大きな変化を起こす可能性もある)

という傾向があると考えらえる。２）に関しては、例えば、非束縛な ^{8}Be にΛ粒子が加わることで、$^{9}_{\Lambda}$Be の束縛状態が形成される(ただし、弱い相互作用によって $^{9}_{\Lambda}$Be は崩壊する)。３）の具体例の一つは、上に述べた $^{7}_{\Lambda}$Li におけるクラスター間距離の収縮である。さらに、他のΛハイパー核の理論研究では、クラスターが未発達な状態や平均場的な状態においてもΛ粒子によって核半径が収縮するが、その変化は比較的小さい[15]。元の構造によって収縮度合や構造の動的変化の様相が異なることから、impurity effect は４）に挙げた敏感性を持つと考えられる。ΛN 相互作用があまり強すぎないことも、４）や５）に挙げた特徴を持つ原因であると考えられる。

今後は、このような impurity effect の特徴を利用することで、Λ粒子をプローブとして、元の核の構造や性質を明らかできる可能性がある。そのためには、まず、どのような impurity effect が起こるのかを明らかにすることが重要な課題であると考えている。上に挙げた impurity effect の特徴に基づき、その可能性を述べる。まず、１）にあるように、Λ粒子は核内深くに入り込むことができるため、核中心部付近の構造をプローブできる可能性がある。２）に関しては、Λ粒子を「糊」として使う（Λ粒子の“glue-like role”と呼ばれている)。例えば、Λ粒子が加わることでドリップラインを中性子過剰・陽子過剰側に広げることができる。それ以外にも、非束縛な

状態にΛ粒子が加わることで、ハイパー核では束縛状態になる場合がある。その場合、ハイパー核の遷移強度等の情報から、元の非束縛状態を調べることができる可能性がある。３）や４）に関しては、核の変形の違いやクラスター構造の有無等、空間的な分布が大きく異なることで、構造の動的変化やΛ粒子の束縛エネルギーが大きく異なることが理論的に示されている。こうした impurity effect の違いから、元の核の構造の違いやそれぞれの構造の特徴をプローブできる可能性がある。ここではΛハイパー核について述べたが、同様の議論は、シングルΛハイパー核のみならず、Λ粒子以外の異種粒子を核に加えた核で可能であると考えられる。Λ粒子以外を加えた場合、加えたバリオンや中間子の性質によってΛハイパー核の場合とは異なる構造変化が起こり、それを通して別の情報が得られることも考えらえる。

ハイパー核におけるバリオン（ハイペロン）混合

最後に、ハイパー核内のバリオン(ハイペロン)混合について述べる。ハイパー核では、例えばΛハイパー核におけるΣ粒子の混合等、ハイペロンの混合が起こると考えられている。これはΛ粒子とΣ粒子との質量差が約 80MeV と、通常核における核子とΔ粒子の質量差(約 300MeV)と比べて非常に小さいためである。こうしたハイペロン混合は、ハイパー核において重要な役割を果たしていると考えらえている。$^{4}_{\Lambda}$He 等の軽いΛハイパー核では、ハイパー核内にΣ粒子が数パーセント混合し、その混合によって数 MeV のエネルギーが得られて束縛状態に大きく寄与していることが理論的に示されている[16,17]。このように、ハイパー核は、通常核では抑制される（または効果が小さい）バリオンの混合の影響が強く現れると考えられる。そこで、こうしたバリオンの混合(ハイペロン混合)がどのように起こり、それがハイパー核等の物理現象としてどのように現れるのかを明らかにすることも重要な課題である。前半で述べたΛハイパー核の３つの未解明現象にも、こうした混合効果が影響している可能性もある。また、Σ粒子の混合では周囲の核子を介して核内でΛ粒子がΣ粒子に転換することから、ハイペロン混合が核子・ハイペロン間の多体相関をもたらすことも考えられる。そのため、ハイパー核におけるハイペロン混合を明らかにすることで、最近中性子星の研究からその存在が議論されているバリオン間三体力の起源や性質についても明らかにできる可能性がある。

＜参考文献＞

[1] O. Hashimoto and H. Tamura, Prog. Part. Nucl. Phys.**57**, 564(2006).
[2] D.J. Millener, Nucl. Phys. A**914**, 109(2013).
[3] E. Hiyama and T. Yamada, Prog. Part. Nucl. Phys.**63**,339(2009).
[4] T. Motoba, et al., Prog. Theor. Phys.**70**, 189 (1983); T. Motoba, et al., Prog. Theor. Phys. Suppl. **81**, 42(1985).
[5] E. Hiyama, et al., Phys. Rev. C**59**, 2351(1999).
[6] K. Tanida, et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 1982(2001).
[7] M. Juric, et al., Nucl. Phys. B**52**, 1 (1973).
[8] T.O.Yamamoto, Phys. Rev. Lett. **115**, 222501(2015).
[9] C. Rappold, et al., Nucl. Phys. A**913**, 170 (2013).
[10] C. Rappold, et al., Phys. Lett. B**728**, 543 (2014).
[11] C. Rappold, et al., Phys. Rev. C**88**, 041001(R) (2014).
[12] M. Win and K. Hagino, Phys. Rev. C**78**, 054311(2008).
[13] M. Isaka, et al., Phys. Rev. C83, 044323(2011).
[14] B. -N. Lu, et al., Phys. Rev. C**84**, 014328(2011).
[15] M. Isaka, et al., Phys. Rev. C**83**, 054304(2011).
[16] Y. Akaishi, et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 3539(2000)
[17] 例えば、E. Hiyama, et al., Phys. Rev. C**65**, 011301 (R)(2001)等。

核子多体系からハドロン多体系へ — まずは 2, 3 体系から

関原 隆泰 [1,*]

[1] 日本原子力研究開発機構 先端基礎研究センター ハドロン原子核物理研究グループ

2017 年 7 月 31 日から 8 月 2 日まで開催された「RIBF 理論若手放談会: エキゾチック核物理の広がり」での放談をもとに, 本稿でも核物理の将来を個人的な視点から放談する.

I. 導入

広義の原子核物理学は, 強い相互作用で引き起こされるあらゆる現象を理解していく学問である. その範囲はとても広く, 「昔ながら」の核子多体系 — 有限個の陽子と中性子からなる量子力学的孤立系 — から, クォークのフレーバーを通常のアップ (u), ダウン (d) からストレンジ (s), チャーム (c), ボトム (b) に変えたときのハドロンの性質の変化, さらには宇宙初期のクォーク・グルーオン・プラズマ状態なども取り扱う.

原子核物理学の面白さや奥深さを, 実際に研究している当事者たちはもちろん理解している. 面白さ・奥深さは, とても一言では表せられないが, あえて言うなら「量子力学の塊を扱う」ところにあると僕は考えている. 強い相互作用で引き起こされる現象は, どれも量子力学のたまものである. しかも, 考えている系が違っていれば, 見えてくる量子力学の側面も違っていて, それぞれの系に適切な手法を用いて初めて本質の物理が分かる.[1]

しかし, こういった面白さは, ほかの物理学の領域・ほかの自然科学の分野・そして一般社会の人々にどこまで伝わるのだろうか? 僕が最近よく思う疑問だ. まだ任期なしの職に就けていない僕は, いろいろな大学・研究機関の公募書類を書かなければならない. 旧帝大や主要大学の「原子核物理研究室の教員」に応募するときは, 審査員に理解者が多少でもおられるのでまだ良い. そのほかの大学の「物理学教員」に応募するときは, 専門外の審査員の方々に自分の研究の面白さが伝わらなければならない. しかも, 物理学の他領域の研究者たちが競争相手となる. 誰よりも面白い研究をしているという自負があっても, その面白さが専門外の方々に伝わらなければ意味がない.

皆さんは, どうやったら自分の研究の面白さが伝わると思いますか?

II. 複合性

話の流れを断ち切って, 僕の研究を簡単に紹介する. 僕の研究対象は, 強い相互作用によって 2 個 (以上) のハドロンが束縛した, いわゆるハドロン分子状態である. 例を挙げる. よく知られているように, 重水素は陽子と中性子が核力によって束縛した 2 体系だ. この重水素の構成要素を一般的なハドロンに, 核力をハドロン間の強い相互作用に, それぞれ拡張したのがハドロン分子状態である. 原子核の構成要素はたった 2 種類のしかないのだが, ハドロン分子状態候補の構成要素としてはあらゆ

*Electronic address: sekihara@post.j-parc.jp

[1] まあ, これの影響で各対象に固有な「言語」ができてしまって, 原子核物理学の研究者の間ですら意思疎通が難しくなっている気がするが.

るハドロンの組が考えられる．このあらゆるハドロンの組のなかには, 核力以上に強い引力相互作用をもたらすものがあるはずだ. 例えば, 反 K 中間子と核子の組は, カイラル摂動論にて大きな引力相互作用が示唆されており, それに伴うハドロン分子状態の候補も $\Lambda(1405)$ 共鳴状態が現実に存在している．

僕は, ハドロン分子状態の構造識別法を研究している．この研究のなかで, 2 体間相互作用が決まれば 2 体状態波動関数のノルムが一意に決まる, という量子力学の知見を得た [1]. 以下ではこれを解説する．

質量 m と M の 2 体量子系がハミルトニアン $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$ で記述される運動をしている．自由ハミルトニアン $\hat{H}_0$ は相対運動量 $\boldsymbol{p}$ の 2 体状態 $|\boldsymbol{p}\rangle$ を固有状態に持ち, その固有値は $\mathcal{E}(p) \equiv \sqrt{p^2+m^2} + \sqrt{p^2+M^2}$ である (準相対論的な場合). 相互作用 $\hat{V}$ は状態 $|\boldsymbol{p}\rangle$ に対して行列要素

$$\langle \boldsymbol{p}'|\hat{V}(E)|\boldsymbol{p}\rangle = V(E;\, \boldsymbol{p}',\, \boldsymbol{p}), \tag{1}$$

をとる．ここで, 相互作用が運動量だけでなく系の全エネルギー E に依存することを許している．

この 2 体量子系を特徴付ける量の一つが, 散乱振幅である．軌道角運動量 L に射影された散乱振幅は, 以下の積分方程式 (Lippmann–Schwinger 方程式) の解である:

$$T_L(E;\, p',\, p) = V_L(E;\, p',\, p) + \int_0^\infty \frac{dk}{2\pi^2} k^2 \frac{V_L(E;\, p',\, k) T_L(E;\, k,\, p)}{E - \mathcal{E}(k)}. \tag{2}$$

量子力学の標準的教科書では on-shell の — $\mathcal{E}(p') = \mathcal{E}(p) = E$ を満たしており, エネルギー E または運動量 p のみの関数の — 散乱振幅をもっぱら扱っている．しかし, 相互作用の関数型が式 (1) のように決まっていれば, on-shell の条件を取る必要は全くなく, $\mathcal{E}(p')$ と $\mathcal{E}(p)$ と E は独立な値を取ってもよい．このような off-shell の散乱振幅が以下の議論で必要となる．

ここで, 2 体量子系に束縛状態 $|\Psi\rangle$ の存在を仮定する．束縛状態 $|\Psi\rangle$ はもちろん Schrödinger 方程式の解である: $\hat{H}|\Psi\rangle = E_{\rm pole}|\Psi\rangle$. これと同時に, 散乱振幅にもエネルギー $E = E_{\rm pole}$ に極が存在する:

$$T_L(E;\, p',\, p) = \frac{\gamma(p')\gamma(p)}{E - E_{\rm pole}} + (E = E_{\rm pole} \text{ で正則な項}). \tag{3}$$

この式で, 散乱振幅は off-shell であり, その留数 $\gamma(p)$ は運動量 p の関数であることに注意．面白いのは, 極 $E = E_{\rm pole}$ での留数 $\gamma(p)$ に波動関数の情報が含まれることである．文献 [1] にて詳述した通り, 留数は

$$\gamma(p) = \langle \boldsymbol{p}|\hat{V}(E_{\rm pole})|\Psi\rangle = [E_{\rm pole} - \mathcal{E}(p)]\langle \boldsymbol{p}|\Psi\rangle, \tag{4}$$

と計算される．この最後の $\langle \boldsymbol{p}|\Psi\rangle$ が, 運動量表示における束縛状態の波動関数にほかならない．したがって, 束縛状態の波動関数のノルムは

$$X \equiv \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \langle \tilde{\Psi}|\boldsymbol{p}\rangle\langle \boldsymbol{p}|\Psi\rangle = \int_0^\infty dp\, \frac{p^2}{2\pi^2} \left[\frac{\gamma(p)}{E_{\rm pole} - \mathcal{E}(p)}\right]^2, \tag{5}$$

と, 留数 $\gamma(p)$ を用いて求められる．

留数 $\gamma(p)$ には人為的に規格化因子を掛けることができない．Lippmann–Schwinger 方程式が非斉次方程式だからである．したがって, 留数 $\gamma(p)$ から得られる波動関数にも規格化因子を掛けることができない．Schrödinger 方程式 — 斉次方程式である — を解く場合とは異なっている．言い換え

ると, 散乱振幅から引き出した 2 体状態波動関数は自動的に規格化されており, そのノルム X は一意に決まる. 相互作用 V がエネルギーに依存しない場合はノルムは 1 であるが, 相互作用がエネルギーに依存する場合はノルムが 1 からずれる [1]. 相互作用のエネルギー依存性は模型空間の外にある "missing channel" の影響であり, missing channel を含んだ全波動関数を 1 に規格化するために missing channel の寄与の分だけ 2 体状態波動関数のノルム X が 1 からずれる, と解釈される.

散乱振幅から求められた 2 体状態波動関数のノルム X を複合性 (compositeness) と呼ぶ. ハドロン分子状態候補に対して複合性を計算し, それが 1 に近ければ, その分子状態候補は考えいている模型のなかで本当に分子状態である. 具体的なハドロン分子状態候補 [$f_0(500)$, $f_0(980)$, $a_0(980)$, $K_0^*(800)$, $\Delta(1232)$, $N(1535)$, $N(1650)$, $\Lambda(1405)$, $\Lambda(1670)$, $\Xi(1690)$] の複合性は, 文献 [2] にまとめられている. これらは, カイラル摂動論の相互作用を用いて 2 体ハドロン系の Lippmann–Schwinger を解いた, いわゆるカイラル動力学と呼ばれる模型で計算されている. 結果として, 例えばカイラル動力学の $\Lambda(1405)$ 共鳴状態は反 K 中間子と核子の分子状態であることを示した.

III. 今後の展望

閑話休題.

僕たちは「人類代表」として面白い物理を追究しなければならない. 主観的に面白さを感じることは容易だ. しかし, 「人類代表」である以上, 社会的に役に立つとか, 人類の誰もが持つ知的好奇心をくすぐるとか, 客観的に面白さを語らなければならない.

客観的に面白さの度合いを測るためのはっきりした指標は, やはりノーベル物理学賞であろう. 強い相互作用に関連したノーベル物理学賞受賞者は, 最近では Nambu–Kobayashi–Maskawa (2008), Gross–Wilczek–Politzer (2004) が挙げられる. ただ, これらの仕事は 1970 年代までに行われたものである. 同様に, もし近い将来に原子核物理学の領域からノーベル物理学賞受賞者が選出されても, それは今現在すでに終わっている, あるいは目処がついてる仕事だろう. そうではない. 今現在を研究に生きる僕たちは, 近くない将来のノーベル物理学賞受賞につながる可能性のある仕事をしなければならない.[2] 物理学の他領域では, 重力波の観測, 太陽系外惑星の発見, ニュートリノをはじめとする素粒子実験など, 「革新的な仕事」がまさに今なされている. 原子核物理学においても, これら他領域の成果に負けない「革新的な仕事」が求められている. それが何なのかは, それぞれの胸の内に思うところがあるのではないだろうか.

ノーベル物理学賞は大きすぎる指標だが, もう少し現実的に客観的に面白さの度合いを測るならば, 外部資金獲得と任期なしの研究職の新規開拓が有用だろう.

いずれにせよ, 原子核物理学の立ち位置を, ほかの物理学の領域・ほかの自然科学の分野・そして一般社会と照らし合わせながら再確認して, 「面白い物理」「革新的な仕事」に少しでも近付かなければならない. そう僕は考えている.

---

[1] T. Sekihara, Phys. Rev. C **95** (2017) 025206.

[2] T. Sekihara, T. Hyodo, D. Jido, J. Yamagata-Sekihara and S. Yasui, PoS INPC **2016** (2017) 289.

[2] 賞を狙って物理を研究するのではない. 賞を論ずるに値する独創的な研究を行うのだ.

チャーム原子核の物理

安井　繁宏

東京工業大学

2017 年 9 月 19 日

ハドロン多体系はハドロンが多数集まった状態であり、単体で存在するハドロンとは異なる様相を示す。もっともよく知られたハドロン多体系は原子核である。最近はフレーバーをストレンジネスに拡張することによって、ハイペロン (Λ, Σ, Ξ バリオンなど) が含まれたハイパー核や $\bar{K}$ 中間子が深く束縛された $\bar{K}$ 中間子原子核が研究されている。フレーバーの軸を考えるとチャームやボトムにまで拡張することは自然な流れであろう。実際に 1970 年代から Λ_c バリオンを含むチャーム原子核の理論的研究が行われていた。しかし、そのようなチャーム原子核は実験的に発見されていなかったので、その後の研究はあまり進展していなかった。一方で、最近の加速器実験によって X, Y, Z, P_c と呼ばれるエキゾチックなハドロンが多数見つかっており、チャーム・ボトムハドロンに多様な世界が存在することが示唆されている。X, Y, Z, P_c のいくつかはハドロン分子として考えられており、チャーム・ボトムにおけるハドロン間相互作用が興味の対象となっている。そのような相互作用の拡張としてチャーム・ボトムハドロンと核子の間に引力的な相互作用があれば、チャーム・ボトムハドロンが原子核に束縛される可能性があるだろう。そして、その質量スペクトロスコピーを詳細に調べることによってハドロン間相互作用について重要な情報を得る可能性がある [1]。

一般的に不純物としてハドロンを原子核に入れてその振る舞いを調べることは、次の 3 つの重要な課題の解明につながると期待される。

1. ハドロンと核子の相互作用（フレーバー対称性, カイラル対称性, 重いクォークのスピン対称性など）
2. 媒質中のハドロンの変化（カイラル対称性の自発的対称性の破れの部分的回復など）
3. 核構造の変化（スピン-アイソスピン相関, 高密度など）

それぞれがどのように現象として現れるのかは、原子核に入れるチャームハドロンの種類に依存する。$J/\psi(\bar{c}c)$ 中間子を考えると、J/ψ と核子の間には直接のクォーク交換は存在しないと考えられるのでグルーオン交換が支配的な成分である。また、J/ψ と核子の間にはいわるゆる近距離における斥力芯が存在しないので、今までアクセスすることができなかった原子核の深部を知ることができるかもしれない。

重いハドロンにおいて「重いクォークのスピン対称性」が新しい内部対称性として加わるので、ストレンジネスのような軽いハドロンとは異なる様相が現れることが期待される。例えば、原子核に束縛された heavy-light メソンである $\bar{D}(\bar{c}q)$ メソンあるいは $B(\bar{b}q)$ メソンを考えることによって、原子核中で重いクォーク ($\bar{c}$ クォークあるいは $\bar{b}$ クォーク) がどのように振る舞うのかを議論することができる。重いクォークのスピンが変化する過程はグルーオンの磁気的成分が関与しているので、重いクォークのスピンの変化に依存する現象 (例えば $\bar{D}$ メソンと $\bar{D}^*$ メソンの質量差) を観測することによって、原子核媒質中おけるグルーオン場の変化を間接的に知ることができる [2]。また、重いクォークのスピン対称性は、heavy-light メソンと核子の相互作用の媒質変化にも強い影響を及ぼす。例えば、物性論において知られている “近藤効果” によって、heavy-light メソンと核子の相互作用が非常に強くなる可能性が指摘されている [3]。近藤効果は、スピンをもつ原子を不純物として含む金属において電気抵抗を測定すると、低温において電気抵抗が対数的に大きくなるという現象である。電気抵抗は通常温度とともに低下するので、対数的な増加は奇妙な現象であった。近藤は、この現象が (i) フェルミ面の存在, (ii) ループ効果, (iii) 伝導電子と不純物の非可換相互作用の 3 つが絶妙に組み合わさって生じる量子多体現象であることを見出した。核媒質において heavy-light メソンが存在する状況を考えると、この 3 つの条件が満たされることがわかる。とくに (iii) については重いクォークのスピン対称性が非可換対称性の役割を果たしている。

このように重いクォークを含む原子核はこれまで考えられてこなかった新しい現象が見つかる可能性があり、ハドロン原子核物理の将来の舞台として大変興味深い研究対象である。

[1] A. Hosaka, T. Hyodo, K. Sudoh, Y. Yamaguchi and S. Yasui, Prog. Part. Nucl. Phys. **96**, 88 (2017).
[2] S. Yasui and K. Sudoh, Phys. Rev. C **89**, 015201 (2014).
[3] S. Yasui and K. Sudoh, Phys. Rev. C **95**, 035204 (2017).

凝縮状態における平均場の変形とクラスターの変形

松江高専　須原 唯広

1　凝縮状態における平均場の変形

比較的軽い原子核を記述するのにクラスター構造は重要である。原子核が対応した部分系に分離できる閾値エネルギーの近傍にクラスター構造が現れるという池田の閾値則 [1] により、クラスター構造が出現するエネルギー領域が分かる。クラスター構造が現れた場合に原子核内でクラスターがどのように運動しているか、という問題があるが、これの理解に凝縮構造という考え方が役立つ。これは、2001 年に Tohsaki らによって提案された構造 [2] で、原子核内でクラスターに対して平均場が構成され、その最低軌道にすべてのクラスターがつまる、という構造である。この構造を持つ代表例として有名なのは、^{12}C が 3α クラスターに崩壊できる 7.3 MeV の閾値の直上に現れる 0_2^+ 状態 (ホイル状態) である。この状態は 3α クラスターが原子核中で自由に運動するガス的な状態として知られていたが、上記のような凝縮構造で完全に理解できることが示された。このような構造を表す波動関数は考案者らの名前を取って、THSR(Tohsaki-Horiuchi-Schuck-Röpke) 波動関数と呼ばれている。

凝縮構造は、ホイル状態のように半径が大きく広がっており、クラスター間の空間的な重なりが小さくクラスターがボソン的に振る舞えるような状態の解釈にのみ適用可能であると長らく考えられてきたが、最近の研究によりそうではないことが分かってきた。例えば、Zhou らの研究によると THSR 波動関数をわずかに拡張することで ^{20}Ne の基底回転バンドを完全に記述できることが分かった。^{20}Ne の基底回転バンドは、α+^{16}O のクラスター構造を持ち、その 2 つのクラスターが原子核内で局在することで生まれるパリティ非対称によりパリティ二重項が現れると理解されてきた構造である。それが原子核内でクラスターが局在しない、非局在型の波動関数である THSR 波動関数によって完全に記述されるということは、原子核内でのクラスターの運動は非局在となることが本質的であるということを示唆している。

クラスターが原子核内で局在していると考えられていた構造の別の代表例は α クラスターが直線状に並んだリニアチェイン構造である。我々はこの構造も非局在型の波動関数で記述できるのではないかと考え、実際に確認してみたところ、Brink+GCM 法で高精度に記述したリニアチェイン構造の波動関数と、単一の THSR 波動関数とのオーバーラップは ^{12}C では 98% 以上、^{16}O では 93% 以上となることが分かった [4]。ただし、こ

こでは、一次元状の構造であるリニアチェイン構造を記述するために、平均場を大きくプロレート変形させている。

ホイル状態のみならず幾何学的な構造を持つと理解されてきた複数の構造を凝縮構造という考え方によって理解できたということから、クラスター構造全体を凝縮構造の考え方によって理解できるかもしれない、ということが予想される。近年では Lyu らによって、2α+Xn 構造を持つ Be 同位体でも凝縮構造の考えは有用であることが示されており [5]、中性子過剰核におけるクラスター構造の理解にも有望であると思われる。幾何学的な構造を持つと理解されている状態はいくつもあるが、これらを凝縮構造の観点から見直すことは重要である。また、局在した構造と凝縮構造では様々な物理量の値は異なるが、どの物理量がそれらを区別するのにもっとも良い指標となるのか、ということも検討しなくてはならない。

2　ガス的状態に対するクラスターの変形の効果

ここでは非 4N 核でのホイル類似状態の可能性について考えたい。前章の話との整合性を考えると凝縮構造の観点からも検討すべきであるが、今のところ反対称化分子動力学 (AMD) を用いた計算において、クラスターの運動を分析した結果しかないので、それで議論する。具体的に調べた系は ^{10}Be、^{11}B、^{14}C、^{16}C で、これらにおける 3 体クラスター状態を解析した。

前述の通り、ホイル状態は原子核中でクラスターが自由に運動するガス的な状態であると理解できる。このような状態は、クラスター間距離の大きい様々な幾何学的配位の波動関数を重ね合わせることで記述できる。^{12}C の場合、基底状態はクラスター間距離が 3 fm 程度の正三角形構造の波動関数ひとつで 90% 程度記述できるが、ホイル状態はクラスター間距離が 4〜6 fm 程度の正三角形構造や様々な角度の鈍角三角形構造をほぼ等しい重みで重ね合わせることで記述される。

このような状態の類似状態が非 4N 核で現れないか検討したところ、^{11}B の $3/2^-_3$ 状態がホイル状態の α クラスターの一つを t クラスターに置き換えたのと同じ構造をしていることが分かった [6]。また、直交条件模型を用いた計算では、$1/2^+_2$ 状態がホイル状態と似た構造を持つことが報告されている [7]。同様に励起状態において、ホイル状態の α クラスターの一つを別のクラスターに置き換えたような構造が現れるかどうか解析したところ、^{10}Be の励起状態における 2α+dineutron 構造や、^{16}C における 2α+^{8}He 構造が見つかった。ただし、ここの ^{8}He はハロー構造を持つ通常の ^{8}He ではなく、余剰中性子がすべて $p_{3/2}$ 軌道に詰まったシェルモデルの最低配位の ^{8}He である。一方、^{14}C における

$2\alpha+^6$He や ^{16}C における $\alpha+^6$He$+^6$He のホイル類似状態は現れなかった。ここの ^{6}He も先程の ^{8}He と同様に、余剰中性子がすべて p 軌道に詰まったシェルモデルの最低配位の ^{6}He である。ただし、余剰中性子が 2 個しかないので ^{6}He は変形している。

これらの結果をクラスターの変形という観点で分類すると、原子核を構成するクラスターがすべて球形 (α、dineutron、 t、^{8}He) であるときにはホイル類似状態が現れ、変形したクラスター (^{6}He) が入っていると現れない、ということが分かる。原子核を構成するクラスターが球形であることがホイル類似状態、あるいはガス的状態が現れるのに本質的であるかも知れない、と予想できる。

ガス的状態は様々な幾何学的配位を持った波動関数が同じような重みで重ね合わせて記述されるが、このような状態が現れるためには、それらの様々な波動関数が同じエネルギーを持つことが重要である。もしある配位だけがエネルギーが低ければ、波動関数はその配位の周りに集中するはずだからである。原子核を構成するクラスターがすべて球形の場合はクラスターに方向性がないので、クラスターの幾何学的配位が違ったとしてもクラスター間距離が同じであれば、ほぼ同じエネルギーを持つ。一方で、構成するクラスターの一つが変形している場合には、残りのクラスターが変形クラスターの側面に付くのか伸びた方向に付くのかによってエネルギーが変わる。このために、変形したクラスターを構成クラスターとして持つようなホイル類似状態は現れないのではないか、と推論できる。

これはまだ例も少なく、計算も完全ではない状態での予想なので、今後しっかりと調べていきたい。変形クラスターの例が今は ^{6}He しかないが、他の変形クラスターを調べてみる必要がある。Be 同位体は軒並み変形しているので、2α+Be のような構造は検討してみる価値があるかもしれない。また計算も 3 体のクラスターの運動を完全に解く必要があるので、AMD よりも単純な Brink 模型を用いて計算を行う予定である。

参考文献

[1] K. Ikeda *et al.*, Prog. Theor. Phys. Suppl. Extra number, 464 (1968).

[2] A. Tohsaki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87** 192501 (2001).

[3] B. Zhou *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110** 262501 (2013).

[4] T. Suhara *et al.*, Phys. Rev. Lett. **112** 062501 (2014).

[5] M. Lyu *et al.*, arXiv:1706.06538 [nucl-th].

[6] T. Suhara and Y. Kanada-En'yo, Phys. Rev. C **85**, 054320 (2012).

[7] T. Yamada and Y. Funaki, PRC **82**, 064315 (2010).

炭素同位体における直鎖クラスター構造とその崩壊モード

馬場智之、木村真明（北海道大学）

1950 年代に 3αの直鎖クラスター配位が提唱[1]されて以来、その存在可能性や性質が多くの理論によって調べられてきた。^{12}C においては Bending mode に対する不安定性から、直鎖クラスター構造の存在は否定されつつあるが、現在、炭素同位体における直鎖クラスター状態の研究は中性子過剰核において主に為されており、余剰中性子の存在によって直鎖クラスター構造の安定化する可能性が示唆されている[2]。

これまで直鎖クラスター状態の観測例はほとんどなかったが、最近、^{14}C において α+^{10}Be の共鳴状態が相次いで観測されており[3-5]、先行研究[6]において予測されているπ軌道の直鎖クラスター状態の励起エネルギーとよく一致している。従って、α+^{10}Be の共鳴状態はπ軌道の直鎖クラスター状態の有力な候補と考えることができる。一方で、^{9}Be(^{9}Be, α+^{10}Be)α 反応によって、より高励起な共鳴状態も観測されており[7]、この状態は ^{10}Be の励起状態(0_2)への崩壊が支配的であり、他の共鳴散乱実験で観測された状態とは異なる性質を持つ。よって、上記のπ軌道の直鎖クラスター状態とは異なる軌道の直鎖クラスター状態が観測された可能性がある。

そこで本発表では、反対称化分子動力学(AMD)を用いて ^{14}C の直鎖クラスター状態について励起エネルギーおよびα崩壊幅を計算し、報告した。^{14}C のエネルギースペクトル上に、慣性モーメントの大きい回転バンドが２つ現れ、これらがπ軌道およびσ軌道の直鎖クラスターバンドであることを明らかにした。π軌道の直鎖クラスター状態は、共鳴散乱実験で観測された状態[3-5]と励起エネルギーおよびα崩壊幅が良く一致し、やはり有力な証拠であるといえる。一方、σ軌道の直鎖クラスター状態はより高励起な共鳴状態[7]と励起エネルギーが近く、α崩壊幅から導き出される崩壊モードもα+^{10}Be(0_2, 2_3, …)が支配的であり、観測結果と無矛盾である。加えて、σ軌道の直鎖クラスター状態はα+α+^{6}He への３体崩壊が可能であることも示した[8]。今後、この３体崩壊が実験で観測されることでσ軌道の直鎖クラスター状態の存在立証へと繋がると望ましい。

[1] Morinaga, Phys. Rev. **101**, 254 (1956).

[2] N. Itagaki, S. Okabe, K. Ikeda, and I. Tanihata, Phys. Rev. C **64**, 014301 (2001).

[3] M. Freer, et al., Phys. Rev. C **90**, 054324 (2014).

[4] A. Fritsch, *et al.*, Phys. Rev. C **93**, 014321 (2016).

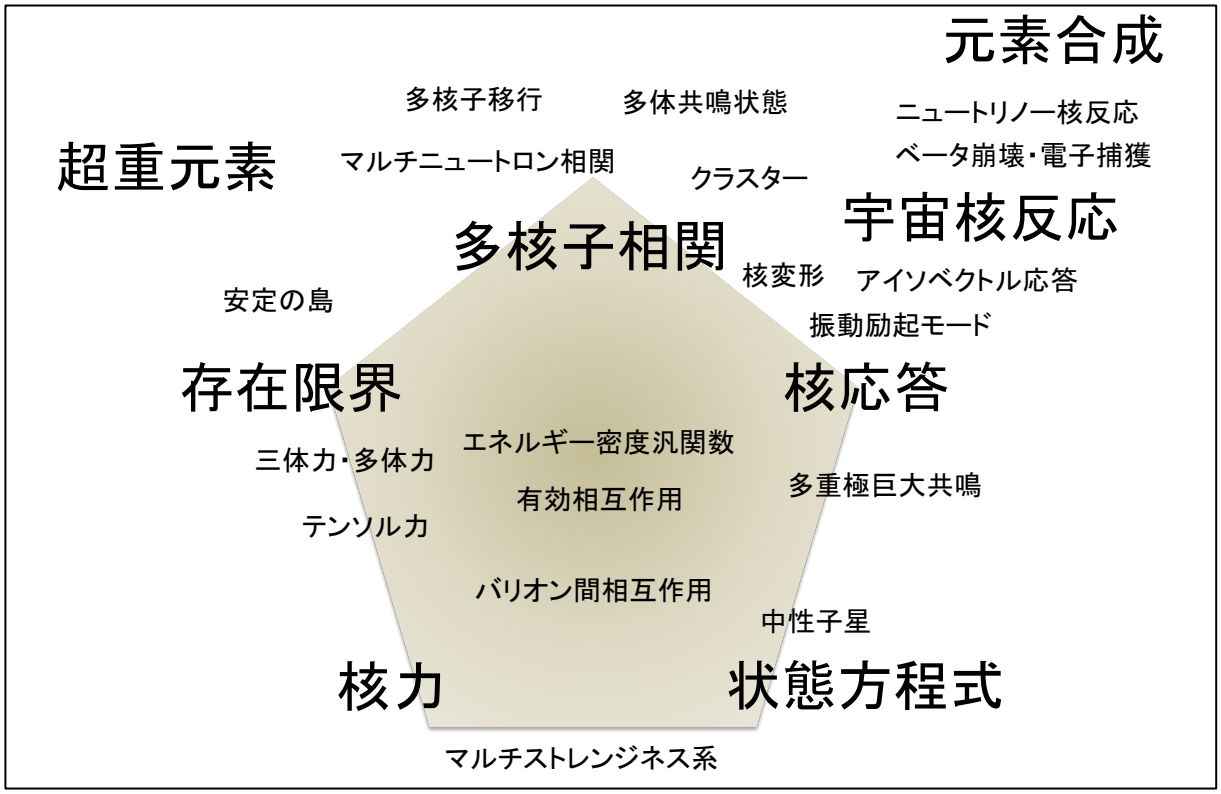
[5] H. Yamaguchi *et al.*, Phys. Lett. B **766** (2017) 11-16.

[6] T.Suhara and Y.Kanada-Enyo, Phys.Rev. C **82**, 044301 (2010).

[7] J. Li *et al.*, Phys. Rev. C **95**, 021303 (2017).

[8] T. Baba and M. Kimura, Phys. Rev. C **95**, 064318 (2017).

おわりに：世話人によるまとめ



「存在限界」　　松本琢磨

実験技術の最近の進展により、原子核としての存在限界（ドリップライン）近傍の不安定な原子核、不安定核の研究が可能になり精力的に進められている。特に中性子過剰領域では、中性子の層が薄く拡がったハロー構造、安定核での魔法数が破れた領域、大きな変形、2 つの中性子が強く相関する 2 中性子相関などをキーワードに実験と理論の両面で注目されている。

中性子過剰領域の原子核は自己束縛系としての限界に近く、少しでもエネルギーや核子を加えることで非束縛状態（連続状態）に遷移（崩壊）する。不安定核の実験的研究は、不安定核を生成しそれを入射ビームとして標的となる原子核との散乱、反応により行なわれるため、反応過程で連続状態との結合が重要となる。このような、不安定核反応実験で得られる観測量と、その不安定核の構造の情報を正確に抽出するには、原子核の束縛および非束縛状態を統一的に記述する構造計算と、反応過程における連続状態への動的な遷移を記述する反応計算を融合した精密解析が必要とされる。

中性子過剰領域における 2 中性子ハロー核および非束縛核の共鳴状態、2 中性子相関の研

究は、多種粒子測定装置 SAMURAI の開発により精力的に実験的研究が進められていくと期待される。そのような実験で得られる観測量から不安定核構造のどのような情報が引き出せるか、理論研究と実験研究の両面から検討が重要となってくる。

ドリップ線・存在限界

多中性子の“相関”　　“相関”と相互作用の違い？
“相関”の定量的定義？

基底状態の相関と励起状態の相関

多体共鳴状態　非束縛状態の多体相関

heavy halo / many-neutron haloの存在可能性

開放系，希薄系として見ると

相互作用が相対的に強くなる ➡ 強“相関”核子系？

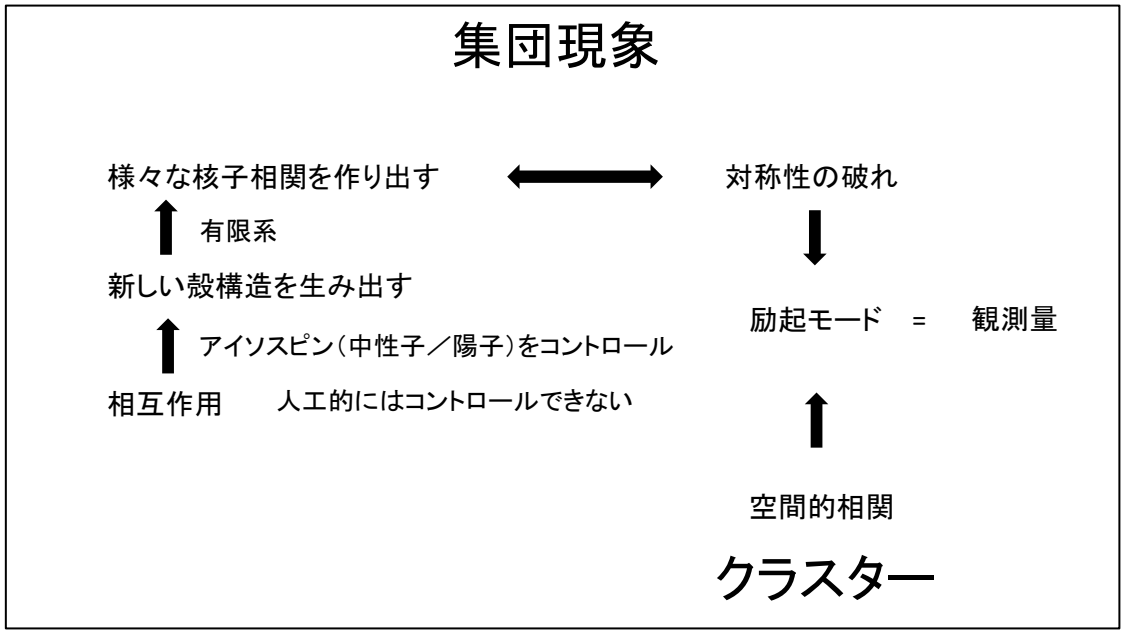
「多核子相関と核応答」　　吉田賢市

原子核は有限系であることを反映して表面が存在する。原子核はどのような形になるか，という問題に答えることは核物理の基本的な課題である。強い四重極相関が多くの原子核に見られることは，原子核が四重極変形することを示している。中性子数や陽子数に依って，四重極相関の強さがどのように変化するのかを理解することがまず，大きな目標の一つである。核力の特徴に基づいて，あるいは核子の束縛の強さから理解しようという試みがなされている。更に，八重極相関などのより高い多重極相関はどのようになっているか，あるいは超変形やハイパー変形状態が，どの原子核・同位体に現れるのかを調べることで，原子核の変形に対する深い理解を得ようと研究が行われている。また，大きく変形した状態と直鎖クラスター構造などとの統一的理解や，大きな変形の極限である核分裂現象の微視的記述についても研究が進んでいる。

原子核の形とその変形は，量子系に対する古典的な見方である。その一方で，原子核には異なる変形状態がほぼ同じエネルギーに存在し，それらが多体トンネル効果で混ざり合うよう

な量子効果が顕著に現れることもある。変形相転移や変形共存・混合の微視的なメカニズムを量子多体論的に記述し理解することも重要な課題であり，理論が進展している。

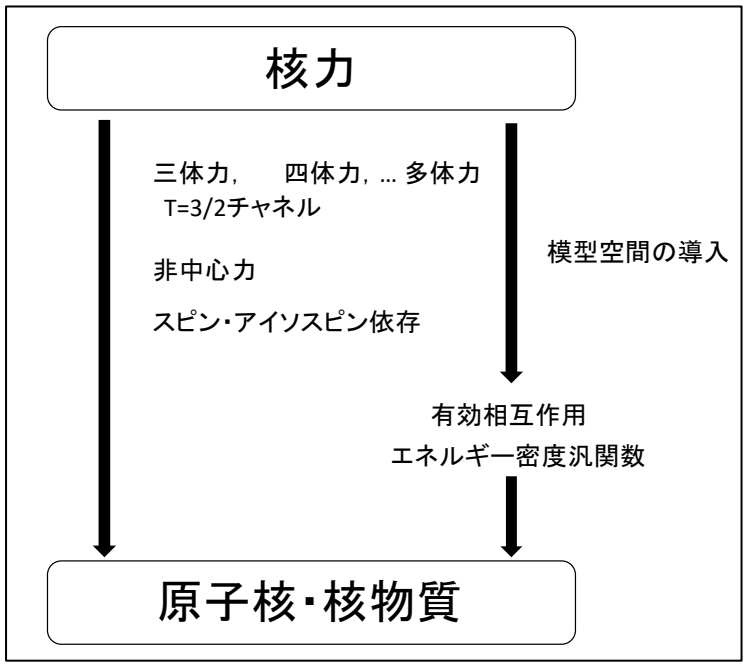
核変形といった particle-hole 的相関のみならず，超流動性といった particle-particle 的相関も原子核系において重要な多体相関である。中性子過剰核表面の低密度領域において強くなるダイニュートロン相関の定量的理解，すなわち，どのような状態をどのような観測量を通して見れば良いのか，という研究が進んでいる。また，中性子—陽子相関には，スピン一重項型とスピン三重項型があるが，特にスピン三重項中性子—陽子対相関の発現可能性は古くからの未解決問題である。ガモフテラー励起モードやベータ崩壊を通し，定量的な理解に向けた研究が進んでいる。



「核力から原子核・核物質」　　堀内渉

核力から出発した第一原理計算の実行は核子多体問題の深い理解につながるだけでなく、未知の不安定原子核の性質や実験困難な宇宙核反応率（未知のベータ崩壊、放射捕獲、ニュートリノ反応等）の信頼のおける記述には不可欠である。核力から出発した多体計算の進展は目覚ましく、近年の大規模並列計算機の出現と微視的有効相互作用の発展により中重核領域を議論できる段階に来ており、新奇な現象を探るべく計算が進んでいる。大規模計算によっても困難と言われている、クラスター状態と殻的状態の統一的記述に対しても格段の進展が見られ、核子多体系の統一的理解に向けて研究は進んでいる。

直鎖状態に代表されるエキゾチッククラスター構造に対し、系統的な理論解析が精力的に行われており、新たな実験データによる検証も今まさになされようとしている。軽い原子核の励起状態にみられるアルファガス状態についても、実験による検証と合わせて、アルファ粒子の作る平均場、その変形などの観点から、物理的解釈の議論が進んでいる。



格子 QCD シミュレーションによる核力の導出も著しく発展しているが、現実的なクォーク質量による計算の達成にはまだ時間がかかるであろう。最近はカイラル有効場の理論によって導出された核力ポテンシャルにより、3 体以上の多体核力を含めた統一的理解の試みがなされている。2 体核力の特徴であるテンソル力の理解は進んできており、さらに３核子力の多体系における役割を明らかにする段階にある。

核力から出発した核物質を理解する試みも進んでおり、２核子、３核子力といった基礎的相互作用は高密度天体の核物質の性質に直接影響することになる。高密度天体の構造を議論するにあたって、ハイペロン混合に代表されるストレンジクォークの出現を考慮することも重要である。近年はごく軽い原子核だけでなく中重原子核領域に向けて、ハイペロンが入ることによる核子多体系の構造変化が議論できるようになってきた。また、Ｋ中間子原子核により実現可能な高密度物質の研究は、最近の観測実験によりいままさにその存在が確認されつつあり、より現実的な理論計算が望まれている。

不安定原子核を含んだ核子多体系の系統的性質を知るため、核図表全ての領域に対するグローバル解析が進んでいる。原子核の基本的性質である中性子スキンや表面分布の理解は非対称核物質の性質の理解につながるため、これらの系統的測定が望まれる。また、不安定原子核の性質を直接反応により調べるには信頼のおける光学ポテンシャルが不可欠であるが、実験データのない領域でのポテンシャルには大きな不定性が残る。最近、理論により系統的に得られた原子核密度分布を入力とした畳み込み模型により、実験を介すことなく光学ポテンシャルを作る試みが行われている。今後さらに重い質量数領域へ進むと期待される、不安定核実験解析に必要な道具が完成しつつある。

「全体を通して」　　阿部喬，木村真明

これまでの 10 年間を振り返るにあたり、2004 年に行われた Pre RIBF 研究会のプログラムを概観すると、

- 中性子ハロー，中性子スキン
- di-neutron 相関, di-neutron 凝縮
- 中性子物質の EOS
- 殻進化、変形共存
- 現実的核力から出発した中性子過剰核の理解

等の問題が提起・議論されていることがわかる。放談会での発表を含めた、近年の理論研究の状況を見ると、これらの課題に関して着実に理解が深まっており、また問題自身が広がりを見せていると言える。例えば、中性子ハロー、di-neutron 相関の問題は ^{6}He や ^{11}Li について詳細な理論/実験研究が行われてきた。さらに、「より重い核で普遍的にハローが存在するのかどうか」、「4n ハローや 4n 共鳴は存在するのか」など、新しい課題が見えている。また、現実的核力に基づいた不安定核のスペクトル研究は大きく進歩し、従来の現象論的核力を凌ぐほどの精度を示しつつある。こうした従来の課題設定を今後とも発展させていくことは重要である。

一方で、新規軸となるような課題設定が必ずしも明確に打ち出されているわけではない印象も免れない。そのため、既存の枠組みに囚われなない物理のアイディアを模索していくことも必要である。そのような議論の場として、今回のような放談会をこれからも開催していくことが望まれているように感じる。その際には、実験・理論がこれまで以上に協力して、理論だけでなく実験の人たちにも講演をしてもらい、分野全体の課題としてこのような問題を認識して取り組んでいけるような環境作りが必要である。

参加者

阿部　喬（東京大）
茶園亮樹（大阪大）
萩野浩一（東北大）
堀内　渉（北海道大）
磯部忠昭（理研）
松本琢磨（九州大）
新倉　潤（東京大）
緒方一介（大阪大）
佐藤義輝（RISP）
鈴木大介（理研）
角田直文（東京大）
渡邉　慎（岐阜高専）
吉田賢市（京都大）
有友嘉浩（近畿大）
江幡修一郎（北海道大）
初田哲男（理研）
今井伸明（東京大）
菊地右馬（大阪市大）
宮城宇志（東京大）
西村信哉（京都大）
笹野匡紀（理研）
関原隆泰（原子力機構）
谷村雄介（東北大）
角田佑介（東京大）
安井繁宏（東工大）
吉田聡太（東京大）
馬場智之（北海道大）
古本猛憲（横浜国大）
日野原伸生（筑波大）
井坂政裕（大阪大）
木村真明（北海道大）
倪　放（筑波大）
小田原厚子（大阪大）
佐藤弘一（大阪市大）
須原唯広（松江高専）
富樫　甫（理研）
鷲山広平（筑波大）
吉田数貴（大阪大）