

原子核の多体共鳴状態の研究

明 孝之

大阪工業大学 工学部 一般教育科

1 背景 –原子核の共鳴状態–

原子核は核子とよばれる陽子と中性子から構成される。その原子核は量子力学がよく成り立つ系として知られている。量子力学で説明される現象の一つに、物質を構成する粒子の一部がある有限の寿命をもって放出されるものがある。歴史的に有名な現象は原子核の α 崩壊であり、不安定な原子核が α 粒子(${}^4\text{He}$ 原子核)を放出して別の核種に変換する。この現象は1920年代頃にガモフらによって理論的に解かれ、量子力学に特有のトンネル効果として理解されている。一方、現在の原子核物理では様々な原子核の崩壊の性質を調べることが実験・理論両面で確立し、発展しつつある。原子核が励起され、そのエネルギーが粒子放出のしきい値よりも高いとき、ある寿命を持って崩壊する状態は「共鳴状態」とよばれる。その性質は原子核分野のみならず、宇宙における元素生成の観点からも興味を持たれている。

最近の実験の発展として、自然界に存在する安定な原子核(安定核)に対して、陽子または中性子のどちらか一方が過剰である特殊な原子核を作ることが可能になった。あえて陽子・中性子の数のバランスを崩したこれらの原子核は不安定核とよばれ、これまで知られている原子核の常識を覆す様々な特徴を示してきた。例えば中性子ハロー構造や、魔法数の破れはその代表例である[1]。今後も不安定核を調べることで、安定核とは異なる新奇な構造や、安定核と不安定核を一括りにした原子核全体の包括的な理解が期待される。

不安定核の構造は謎が多く興味深い一方、理論的には素直に扱えない側面が幾つかある。一つ目は、従来までの標準的な原子核の模型、例えば平均場の仮定から出発する模型や、分子的状态を仮定するクラスター模型等がそのまま適用できるのか未知であること。二つ目は、原子核を結合させる源である核力(核子間に働く力)について、その性質が安定核と不安定核ではどのように異

なるのか未知であること。陽子どうし、中性子どうしは結合しないが、陽子と中性子は結合する。陽子と中性子の数のバランスが崩れた原子核における核力の働きは興味深い。三つ目は、不安定核で観測される多くの状態が、エネルギー的には過剰な陽子や中性子を複数個放出しても構わない、すなわち粒子放出のしきい値よりもエネルギーが高く、多体の共鳴状態になっていることである。不安定核における共鳴状態が、崩壊しない安定核と比べてどのような違いや類似性を持つのかは解明すべき重要な課題である。

ここでは三つ目の問題に取り組む。不安定核にみられる多体共鳴状態は、原子核の構造を知るうえでの情報源となりうるが、それを理論的に解析するためには複数個の陽子・中性子の放出を扱える理論が必要になる。そこで筆者はこの問題を扱える理論的手法を提案した。実際にはその理論を適用したうえで量子力学がしたがうシュレディンガー方程式を解くが、そのために必要な数値計算のリソースとして大阪大学のスーパーコンピューターSXを利用している。ここでは大阪大学核物理研究センターの全国共同利用におけるSXを用いて、筆者が得た研究成果について紹介したい。

2 量子力学的共鳴状態の理論的記述

量子力学的共鳴状態を記述する理論[2, 3]は様々であるが、ここでは筆者が用いている方法を紹介する。「複素座標スケールリング法」(complex scaling method)とよばれる理論であり、構成粒子間の空間座標に簡単な数学的変換を施すことにより、崩壊する共鳴状態を、崩壊しない束縛状態と同じ数学的条件で求める理論である。この理論は元来、数学分野から1970年代に提唱されており、現在では原子核に限らず原子・分子系やハドロン系への適用も幅広くされている[4, 5]。数学的証明は文献[6]で与えられている。

共鳴状態はシュレディンガー方程式の解、すなわち波動関数として求まるが、境界条件が厄介である。詳細は省くが、構成粒子間の距離が互いに十分遠いとき、共鳴状態の波動関数は外向きの波として、その振幅が発散する。一方、束縛状態は振幅がゼロになるため扱いやすい。この共鳴状態の境界条件は、方程式で解くべき自由度が1つの相対運動しかない2体系では大きな問題にならない。しかし不安定核では複数個の陽子、中性子が同時に放出される自由度が存在する。そこで上述の複素座標スケール法を用いて共鳴状態の境界条件を変換することで問題を回避することができる。

ただし、この理論のみで問題が全て解決するわけではなく、変換された多体のシュレディンガー方程式を解くときに、数値精度を十分維持しつつ共鳴状態の波動関数を求めることが必要となる。そのために放出される各粒子間の相対運動を直接解くことが可能な、少数多体系、またはクラスターモデルを適用する。これらのモデルは、原子核を構成する陽子・中性子のうち、その一部分が他の核子と空間的に離れており、かつ結合エネルギーが小さいときに威力を発揮する。原子核の構造は、一般的には一中心の平均場の存在がよく成り立つと理解されるが、その一方、例えば炭素-12 (^{12}C) の励起状態には三つの α 粒子がガスのように緩く結合しあい、空間的に広がった共鳴状態が存在する。このような平均場と大きく異なる状態の記述には上記の少数多体系の手法が有効である [7]。

本研究でも少数多体系の手法に複素座標スケール法を適用して、原子核の共鳴状態を求める。この際、求めるべき真の共鳴状態の波動関数を効率よく再現するために、波動関数に対する基底展開法を用いる。基底関数にはガウス型を採用し、様々なガウス関数の広がり重ね合わせる [8]。重ね合わせの展開係数は系のエネルギーに対して変分的に決まり (正確には双変分という)、共鳴状態が安定して求まる。それはシュレディンガー方程式の固有値問題を解くことに帰着し、基本的に独立な基底数に応じて固有状態が求まる。数値的に求めた共鳴状態のエネルギーは複素数で与えられ、実部は共鳴エネルギーとよばれ、粒子放出のしきい値よりも高い正のエネルギーになる。虚部は崩壊幅を表し、崩壊の寿命の逆数に対応する。束縛状態のエネルギーは実部のみを持ち、それはしきい値からみれば負の値になり、

束縛エネルギーを表す。正のエネルギー状態には、共鳴状態の他に、寿命を持たずにただちに崩壊する連続状態も存在する。共鳴状態と連続状態は両方崩壊する状態であるため区別が難しい場合がある。一方、複素スケール法では、二種類の状態を複素エネルギー固有値の特徴から明確に区別できることが証明されている [6]。そのためには、これらの固有状態と固有値を全て求めることが必要になり、すなわち、大次元の複素固有値問題を解くことが必要になる。この観点からも大規模数値計算が可能なSXの利用が本研究には必然であった。なお、本研究での行列要素の数値計算と固有値問題の解法にはSXのベクトル化機能を活用している。

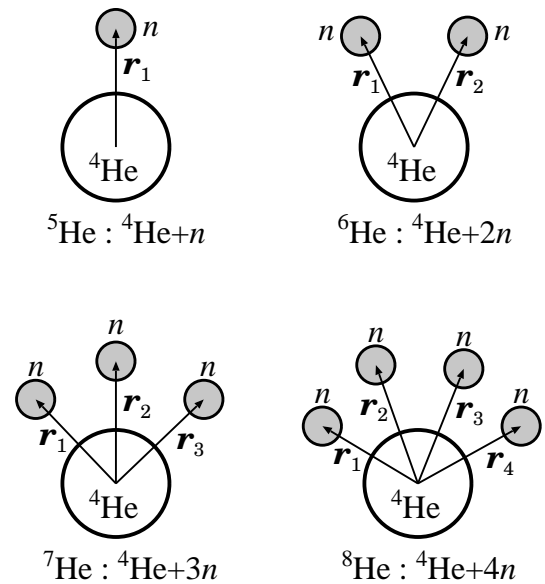


図 1: ヘリウム同位体 (^5He から ^8He まで) の座標系 [9]。記号 n は中性子 (neutron) を表す。

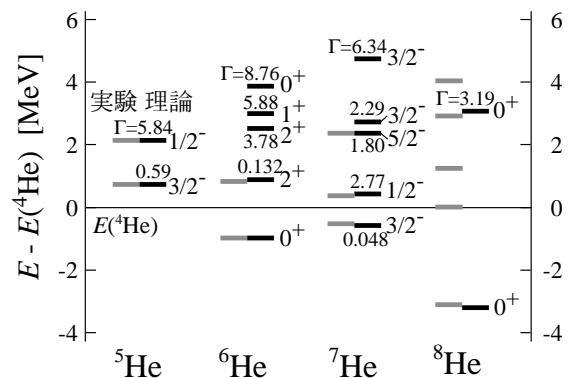


図 2: ヘリウム同位体のエネルギー準位 [9]。単位は $\text{MeV} = 10^6 \text{eV}$ である。数値は崩壊幅 Γ であり、寿命の逆数に対応する。

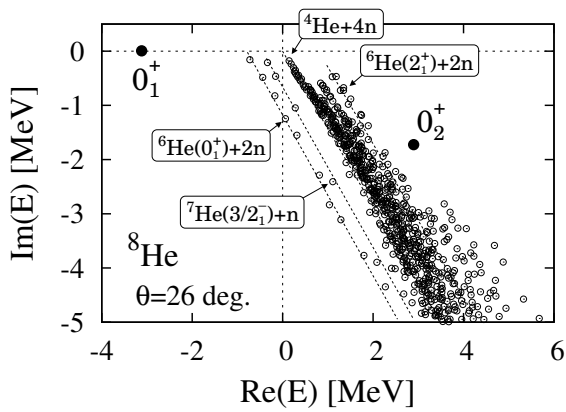


図 3: ${}^8\text{He}$ の複素エネルギー固有値の分布 [9]。 ${}^4\text{He}$ のエネルギーを基準としている。

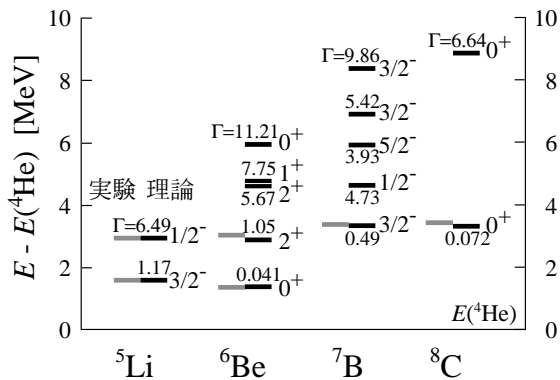


図 4: 陽子過剰核のエネルギー準位 [10]。

3 中性子・陽子過剰核における共鳴状態

ここからは筆者が最近 SX を使って出した成果を報告したい。ヘリウム同位体とその鏡映対称な原子核の共鳴状態の理論的解析である。ヘリウム同位体とは安定な ${}^4\text{He}$ 原子核に、複数個の中性子を加えて中性子過剰にした原子核である。このときどのような構造変化が見られるのが興味をもたれている。「鏡映対称」とは、ヘリウム同位体の陽子数と中性子数をそっくりそのまま交換した別種の原子核である。例えば ${}^5\text{He}$ (陽子数 2、中性子数 3) の鏡映対称核は ${}^5\text{Li}$ (陽子数 3、中性子数 2) である。中性子過剰な原子核の鏡映対称核は陽子過剰になる。最近の実験技術の進歩により、中性子過剰と陽子過剰の両側面から不安定核の研究が進んでいる。原子核では一般的に鏡映対称性は良く、構造が似ていると認識されているが、これは核力が陽子間に働くクーロン力に比べて強いこと、陽子間と中性子間では性質がほぼ同じ

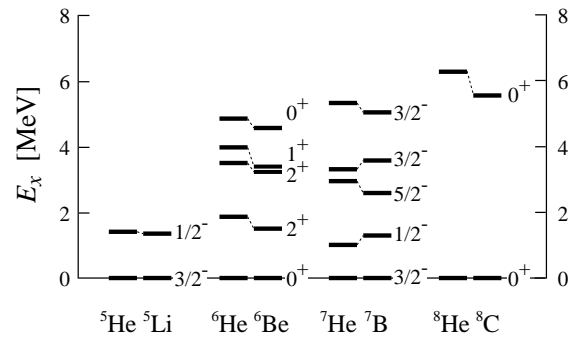


図 5: ヘリウム同位体とその鏡映対称核における励起エネルギー準位の比較。

であるためである。しかし不安定核まで領域を広げた場合に、どの程度対称性が良いのかは未知である。

本研究では、模型として ${}^4\text{He}$ 核を芯として仮定し、その周りを運動する過剰核子群の運動を解く。したがって過剰な中性子、または陽子の運動の様相を捉えることができる模型である。図 1 には、ヘリウム同位体 ${}^5\text{He}$ から ${}^8\text{He}$ まで、最大 4 個の中性子を ${}^4\text{He}$ 芯核に付加したときの座標系の図である。記号 n は中性子 (neutron) を意味する。過剰中性子を陽子に置き換えると、そのまま陽子過剰核へ適用可能になる。

3.1 ヘリウム同位体の構造

中性子過剰なヘリウム同位体のエネルギー準位を図 2 に示す。詳細な分析は文献 [9] になされている。 ${}^5\text{He}$ は ${}^4\text{He}+n$ の 2 体共鳴であり、 ${}^8\text{He}$ は ${}^4\text{He}+4n$ の 5 体共鳴になる。図 2 により、様々なスピン-パリティを持つ状態が崩壊幅 Γ まで含めて説明され、なおかつ予言値も与えられている。重要なことは、本研究によりこれらの状態を明確な多体共鳴状態として理論的に認識できることである。実験的にはこれらの共鳴状態が連続状態と重ね合わさって観測されるため、状態の選別が必要になる。実際の原子核の寿命は様々であり寿命が短いものも多い。その場合は理論的予言値との比較が重要になる。図 3 は ${}^8\text{He}={}^4\text{He}+4n$ の 5 体系からなる複素エネルギー固有値の分布を、スピン 0^+ の状態のみ示したものである。束縛状態 (0_1^+) と共鳴状態 (0_2^+) が明確に得られ、残りの連続状態、例えば ${}^4\text{He}+4n$ などが区別されることがわかる。固有状態数は全体として約 3 万個の規模になっている。現在まで筆者のグループでは 5 体系の共鳴状態を求める段階まで成功している。ヘリウム同位体は

実験では ^{10}He まで共鳴状態として存在が確認されている。その理論的記述には $^4\text{He}+6n$ の 7 体問題を正確に解くことが要求されており、将来への課題である。

3.2 ヘリウム同位体の鏡映核の構造

次に陽子が過剰な、ヘリウム同位体の鏡映核のエネルギー準位を図 4 に示す。こちらも詳細な分析は文献 [10, 11] に与えられており、陽子間のクーロン力により、先程のヘリウム同位体と比較してどのような構造変化が起こるのかが説明されている。図 5 は中性子過剰側と陽子過剰側の原子核間での励起エネルギースペクトルの比較であり、同じスピン状態に関してエネルギー準位に類似性もあれば、有意の差を確認できるものもある。例えば ^7He と ^7B では、 ^7B に働くクーロン力の影響により鏡映対称性が破れることが理論的に示されており [11]、今後の実験による検証が期待される。

4 おわりに

筆者の研究にとって、全国共同利用研究所である大阪大学の核物理研究センターは欠くことのできない存在であり、センターを通じたスーパーコンピューター SX の利用は研究を進める上で必然的なツールである。本研究のような多体問題を取り扱う研究は、数値計算への依存度が大きく、数値解を求めることで初めて理解できる結果が多い。また基底展開法にしたがうモデルの近似解が、真の解に対してどの程度の精度であるのか調べることは重要であり、要求する精度によって数値計算の規模は変化する。その点において SX は、様々な規模の数値計算に対応可能であり、自らの研究計画との調整がおこないやすい施設である。最後に、筆者のような小規模な大学に所属する研究者にとって大規模な計算機が自由に使える環境の存在は非常にありがたく、それにより研究活動が維持されているといっても過言ではない。今後もこのような運用をして下さることを希望している。

参考文献

[1] I. Tanihata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55**, 2676 (1985).

[2] S. Aoyama, T. Myo, K. Katō, and K. Ikeda, Prog. Theor. Phys. **116**, 1 (2006).

[3] N. Hatano, K. Sasada, H. Nakamura, and T. Petrosky, Prog. Theor. Phys. **119**, 187 (2008).

[4] Y. K. Ho, Phys. Rep. **99**, 1 (1983).

[5] N. Moiseyev, Phys. Rep. **302**, 211 (1998).

[6] J. Aguilar and J.M.Combes, Commun. Math. Phys. **22**, 269 (1971). E. Balslev and J.M. Combes, Commun. Math. Phys. **22**, 280 (1971).

[7] Y. Funaki, T. Yamada, H. Horiuchi, G. Röpke, P. Schuck, and A. Tohsaki, Phys. Rev. Lett. **101**, 082502 (2008).

[8] E. Hiyama, Y. Kino and M. Kamimura, Prog. Part. Nucl. Phys. **51**, 223 (2003).

[9] T. Myo, R. Ando, and K. Katō, Phys. Lett. B **691**, 150 (2010).

[10] T. Myo, Y. Kikuchi and K. Katō, Phys. Rev. C **85**, 064306 (2012).

[11] T. Myo, Y. Kikuchi and K. Katō, Phys. Rev. C **84**, 064306 (2011).