

軽い不安定核のクラスター構造

京大基礎物理学研究所 延與佳子

二次ビームによる不安定核ビームの実験技術進歩により、不安定原子核の情報が急増しつつある今、不安定核の物理は注目された話題の一つである。私の研究目的は、安定領域から不安定領域までの幅広い原子核の構造を系統的に研究し、陽子・中性子の2種フェルミオンから成る有限量子多体系の性質を理解することである。

特に軽い不安定原子核については実験的にも様々な情報が得られつつあり興味深い問題が多い。軽い不安定核の構造の系統的な研究に重要な性質としてクラスター構造がある。軽い通常核には ${}^7\text{Li}$ や ${}^8\text{Be}$ などクラスター構造をもつものが知られており、軽い核領域を系統的に理論研究するには、分子の様相とシェル模型の様相の両方が重要な性質となる。また、不安定核のような $Z:N$ 比がアンバランスな未知原子核を扱うので不安定核領域を含む一般の原子核に有効な手法を採用することが要求される。我々は、反対称化分子動力学(AMD)の手法を適用し不安定核構造の研究を行った。

AMD法は、原子核反応の微視的模型として近年開発されたものである。AMDの波動関数は、クラスターの存在や軸対称性など従来の模型的仮定を必要としない融通性に富んだ関数である。また、様々なクラスターから成る構造を記述することが可能であるという特長をもつ。筆者らは、このAMD法を応用した枠組みが軽い核構造の研究に有効であることを確かめている[1, 2]。以下にAMDの定式化を簡単に示す。

AMDでは、 A 核子系の波動関数 $|\Phi^\pm\rangle$ は次のようにひとつのスレーター行列式をパリティ射影したもので記述される

$$|\Phi^\pm\rangle = \frac{1 \pm P}{2} \frac{1}{\sqrt{A!}} \det[\varphi_i(j)], \quad \varphi_i = \phi_{\mathbf{Z}_i} \chi_{\alpha_i}$$

i 番目の一粒子波動関数は、スピン・アイソスピン関数 χ_{α_i} ($\alpha_i = p\uparrow, p\downarrow, n\uparrow, n\downarrow$)と空間座標に関する部分 $\phi_{\mathbf{Z}_i}$ の積で書ける。そして空間部分 $\phi_{\mathbf{Z}_i}$ は \mathbf{Z}_i に中心をもつガウス波束で次のように表される

$$\langle \mathbf{r} | \phi_{\mathbf{Z}_i} \rangle = \left(\frac{2\nu}{\pi} \right)^{3/4} \exp \left[-\nu \left(\mathbf{r} - \frac{\mathbf{Z}_i}{\sqrt{\nu}} \right)^2 + \frac{1}{2} \mathbf{Z}_i^2 \right]$$

従って系全体の波動関数 $\Phi(\mathbf{Z})^\pm$ は、個々の一粒子波動関数についての波束の中心 $\{\mathbf{Z}\} = \{\mathbf{Z}_1, \mathbf{Z}_2, \dots, \mathbf{Z}_A\}$ でパラメトライズされた関数である。

原子核の基底状態は、AMD波動関数 $\Phi^\pm(\mathbf{Z})$ をエネルギー変分して求める。上に示した複素変分パラメータ $\{\mathbf{Z}\}$ について次のような摩擦冷却方程式；

$$\frac{d\mathbf{Z}}{dt} = (\lambda + i\mu) \frac{1}{i\hbar} \frac{\partial}{\partial \mathbf{Z}^*} \frac{\langle \Phi(\mathbf{Z}) | H | \Phi(\mathbf{Z}) \rangle}{\langle \Phi(\mathbf{Z}) | \Phi(\mathbf{Z}) \rangle} \quad \text{c.c.} \quad (\mu < 0),$$

を導入して系を十分な時間冷却し、最低エネルギー状態を与える $\{\mathbf{Z}\}$ を得る。得られた状態を内部状態と見なし、全角運動量固有状態へ射影した状態について期待値をとり実際のレベルに対する諸量を計算する。

AMD を適用し、Li, Be, B, C アイソトープの広範囲の軽い原子核の構造を研究した [1, 2]。有効相互作用には、2 体の中心核力：Volkov 力、密度依存力、LS 力:G3RS、クーロン力を用いた。AMD の計算値は核構造に関する多くの実験値を再現する。例えば、結合エネルギーや低励起の多くのエネルギーレベルの実験値が実験値と良く対応する。半径については、ハロー核に特有な非常に大きな核半径の実験値を十分再現することはできないが、これは AMD 波動関数がガウス波束に制限されていることで密度の遠方の広がりを記述しにくいと考えられる。一方、磁気双極子モーメント・電氣的四重極モーメント・ $E2$ 遷移強度などの電氣的磁氣的性質を多くの原子核について非常に良く再現することに成功した。これらの軽い核領域で多くの原子核の電氣的磁氣的性質を系統的に再現した理論計算は AMD が初めてである。

特に電氣的磁氣的性質は内部変形やクラスター構造など核の内部構造と密接な関係をもつ。そこで AMD で得られた内部構造が陽子数・中性子数の増加にともないどのように変化するかを議論し、軽い核構造の性質を系統的に解析する。

軽い原子核について AMD で得られた内部状態には、構造が陽子数・中性子数に依存して変化しクラスターの構造やシェル模型的な構造に移り変わる様子が見られる。例えば B アイソトープでは、中性子閉殻 $N = 8$ の ^{13}B で最も球形に近いシェル模型的な構造をもつが、中性子数の増加とともにクラスター構造が次第に発達してくる。 $N = 10, 12$ の領域では中性子密度が大きく変形するのにひきづられて、陽子密度分布の変形も増長していくためである。特に中性子ドリップライン近傍核の ^{17}B や ^{19}B でクラスター構造の現れる結果を得た。クラスター構造の出現が、すでに知られている通常核だけでなく不安定核においても見られる可能性を示唆した興味深い結果である。

C アイソトープの場合、 N の増加に対し、中性子構造は様々に変化し変形した中性子密度分布も見られる。中性子ドリップライン近傍の ^{20}C や ^{22}C では、中性子密度が広く遠方に分布した構造をもつ。このような中性子数の増加による中性子分布の変化に対し、陽子分布はすべての C アイソトープ内ではほぼ oblate な形であり変化しない。中性子過剰核においてさえ陽子密度は遠方へ広がらず内側の小さな領域に分布する。その結果、特にドリップライン近傍核で中性子密度が陽子密度の外側にはみ出して分布した「中性子スキン」の構造が見られる。

AMD の結果に ^7Li , ^8Be などの通常核で発達したクラスター構造が見られることは、従来の理解をクラスターの存在を仮定せずに検証した枠組みとして意義が大きい。また、不安定核の未知の新しい性質が数多く見られ、Be や B の中性子過剰核で予言したクラスター構造や C アイソトープの中性子スキンの可能性など興味深い問題である。これらの様々な特徴が現れる機構は核内の陽子変形と中性子変形と密接な関係をもつことがわかる。陽子・中性子の内部変形に着目して構造変化を解析すると、陽子・中性子の変形が互いに独立でそれぞれ陽子数・中性子数で決まる特徴を示していると解釈することができる。つまり、中性子変形は主に中性子数 N の関数として決まり、陽子数によらず下表に示すような傾向をもつ。

中性子数	変形	最外殻
$N = 2$	spherical	s 殻
$N = 4$	prolate	p 殻
$N = 6$	oblate	
$N = 8$	spherical	
$N = 10$	prolate	sd 殻
$N = 12$	↓ ↓	
$N = 14$	prolate oblate	

逆に、陽子変形は変形の主要な性質が陽子数 Z の関数として同様に表せる。

そして、変形の発達度は陽子と中性子分布の相関に依存し、特に陽子・中性子の密度がともに prolate 変形するとき分子的構造が発達して互いの変形を強め合い大きな変形が見られる。そのような原子核ではクラスター構造が発達する。例えば、 ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Be}$ の通常核は $Z = 3, 4$ $N = 4$ でクラスターが現れる。また、

中性子過剰核 ${}^{14}\text{Be}$, ${}^{15}\text{B}$, ${}^{17}\text{B}$, ${}^{19}\text{B}$ の場合、 $Z = 4, 5$ $N = 10, 12, \dots$ で陽子の p 殻と中性子の sd 殻とともに prolate 変形の傾向をもちクラスター構造の出現が期待される。

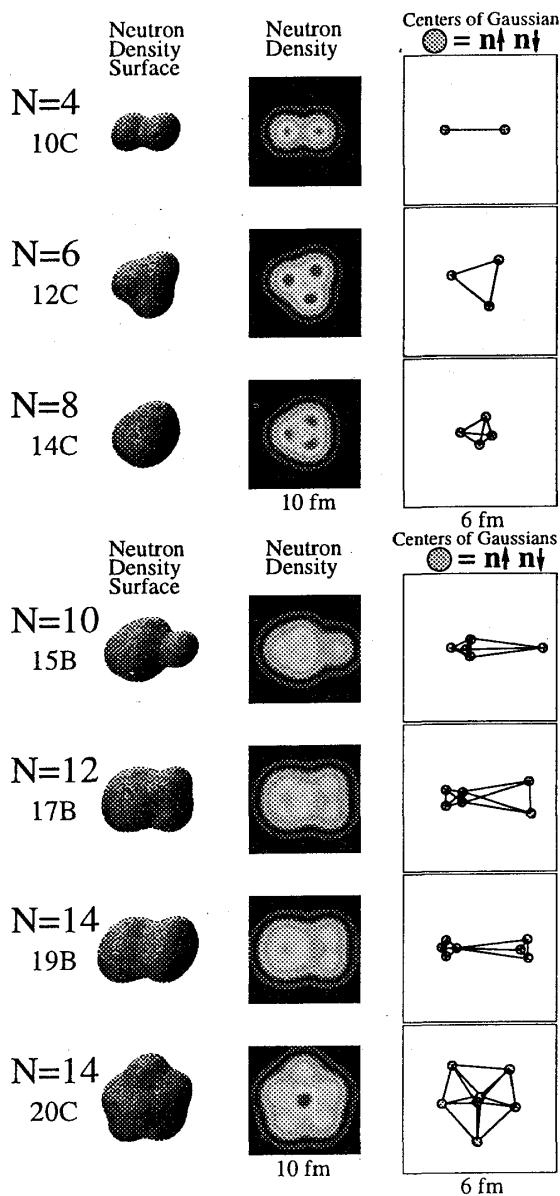
このように陽子・中性子の変形に関して互いの独立性を基本的性質と見なす我々の解釈は、安定核におけるこれまでの研究から核変形には陽子・中性子の相関が最も重要であるという従来の考えに矛盾するもので、少なくとも軽い不安定核を含む領域で従来の理解が成り立たない可能性があるという不安定核での新たな問題を提起している。

上では中性子変形が中性子数で決まることを述べたが、核構造を N の関数として見たときにもう一つ重要な特徴はクラスターの構造とシェル模型的構造との移り変わりがある。B, C アイソトープの場合に中性子構造が中性子数でどのように変化するかを図に現す。AMD 波動関数は一粒子波動関数の波束中心 $\mathbf{Z} = \mathbf{Z}_1, \dots, \mathbf{Z}_A$ で書き表せる。波束中心 \mathbf{Z} の空間的配置を示した右列の図から核変形と分子的様相の特徴を読みとることができる。図の各点は内部スピン \uparrow と \downarrow でカップルした中性子対の波束中心に対応している。 $N = 4$ のとき 2 組の中性子対がダンベル型の密度分布を構成し中性子密度は prolate 変形をもつ。 $N = 6$ では 3 組の対が正三角形に配置し oblate 変形をもつが、 $N = 8$ では正四面体の配置をもつため球形に近い中性子分布をもつ。

AMD 波動関数は \mathbf{Z}_i に中心をもつガウス波束を反対称化したものであるので、波束間の距離の大きさによって分子的構造からシェル模型的な構造までを記述することができる。波束間距離の大きいときは反対称化が効かずガウス波束で表された分子的構造をもつものに対し、波束間距離の小さい極限では反対称化された AMD 波動関数はシェル模型波動関数を下の軌道から詰めた状態に一致する。波束中心の図を見ると、 $N = 4$ で最も相対距離が大きく分子的構造をもつが、 N の増加とともに波束間距離が小さくなり $N = 8$ ではほとんどシェル模型の状態と一致する。さらに N が増加して $N = 10$ では、8 個の中性子で構成される閉殻芯と離れたところに残りの中性子対が位置したクラスター構造が見られる。

原子核の中性子構造に見られる変形や分子的構造の様相が中性子からなる部分系の特徴を反映していることを確かめるために、中性子だけから成る有限系の構造を理論的に計算してみると非常に興味深い結果が得られる。中性子を束縛させるため仮想的に相互作用を二倍強くした中性子系について AMD 計算を行うと、中性子だけの系の構造にもやはり、不安定核での中性子の部分系の場合と非常に似た中性子数依存性が見られ核変形や分子的構造の発達の特徴

が同様の N 依存則に従って現れることがわかる。さらに AMD の結果に基づいてクラスターの発達の起源を理解するために解析を進めると、クラスターの発達と平均場形成には、運動



エネルギーとポテンシャルの競合が重要であることがわかる。核子は距離が近づくとより大きな核力の引力を感じる。しかし、核内に束縛されると同種粒子のパウリ排他律で運動エネルギーを損ずる。同じ殻に詰める場合には、他の同種核子と異なる量子数の軌道に入れば損ずる運動エネルギーはほぼ一定である。一方、2体核力からつくられるポテンシャルは核子数の増加とともに深くなっていく。そのため、殻に核子を詰め始める状況では核子が近づきすぎるとポテンシャルによるエネルギーの得よりも運動エネルギーの損がまさるのであまり近づけず双方のエネルギー損得がちょうどバランスしたエネルギー最低状態は分子的構造をもつ。殻に核子を詰めていくに従い、核子数の増加によってポテンシャルが次第深くなり核子が近づけるようになる。すなわち平均場が形成される。核子はその殻を一杯に詰める直前は、ポテンシャルが非常に深く運動エネルギーにまさるためにシェル模型的な構造をもつ。 $N=8$ から $N=10$ ではいったん殻を詰め終わって次の殻に詰まり始めるが、 sd 殻の運動エネルギーが p 殻を詰める場合より大きいので、運動エネルギーの損がポテンシャルをしのごうという状況が再び起こるために分子的構造の方がエネルギー的に得でクラスターが発達すると解釈できる。

以上のように AMD による軽い不安定核の系統的研究では、核構造が陽子数と中性子数に依存してクラスターの構造やシェル模型的構造に移り変わる様相が記述され、非常に興味深い結果を得た。AMD の枠組みのもつ特徴を生かした独創的な考察から、分子的様相の出現に関連して核構造についての新しい理解を得た。

References

- [1] Y. Kanada-En'yo, A. Ono and H. Horiuchi, *Phys. Rev. C* **52**, 628 (1995).
- [2] Y. Kanada-En'yo and H. Horiuchi, *Phys. Rev. C* **52**, 647 (1995).