

AMD による軽い不安定核の構造の研究

京都大学大学院理学研究科物理学第二専攻
延與佳子

April 10, 1996

概要

本論文は、現在非常に注目され原子核研究の大きな流れの一つを形成している不安定核の研究を報告する。特に、軽い不安定核の構造を系統的に取り上げ、温度ゼロの有限核子多体系の振る舞いを解明する。通常核から不安定核にいたる幅広い核領域を統一的に記述するための微視的モデルとして、反対称化分子動力学 (AMD) 法を導入し、核構造研究へ適用をできる枠組みを構築する。報告されている実験データと計算結果を比較し、AMD による理論値が多くの核種に関する実験値をみごとに再現することを示す。AMD に基づいた考察の中で、不安定核の特異な性質を議論し未知領域に関する理論的予見を行なうと同時に安定核の理解を深め従来の考えを検証する。系統的な解析によって、有限核子多体系の性質を説明する統一的な議論を展開し、新たな物理的知見を得る。

Contents

§ 1 はじめに	3
§ 2 AMD の枠組み	5
2.1 波動関数	5
2.1.1 AMD 波動関数	5
2.1.2 波動関数の拡張	5
2.2 原子核の基底状態	6
2.2.1 摩擦冷却法による変分計算	6
2.2.2 拘束条件のある場合の変分法	6
2.2.3 拡張された AMD 計算で実際用いられる拘束のある摩擦冷却法	7
2.3 角運動量射影	8
2.4 重心エネルギー	8
§ 3 相互作用	9
§ 4 軽い不安定核の構造	10
4.1 Li,Be アイソトープ	10
4.1.1 計算結果及び実験値との比較	11
4.1.2 内部構造の変化	16
4.1.3 小節のまとめ	23
4.2 B アイソトープ	23
4.2.1 計算結果と実験値との比較	24
4.2.2 内部構造変化	31
4.2.3 小節 B アイソトープのまとめ	34
4.3 C アイソトープ	36
4.3.1 計算結果と実験値	36
4.3.2 内部構造	45
4.3.3 小節 C アイソトープのまとめ	52
§ 5 系統的解析による議論	54
5.1 核の内部変形	54
5.1.1 陽子・中性子変形の独立性	54
5.1.2 陽子と中性子間相互作用の効果	58
5.1.3 核変形についての新たな知見	59
5.2 クラスター構造の発達と減衰	61
5.3 内部構造と核の電磁氣的性質	63
5.3.1 クラスター構造と電磁氣的性質との関係	65
5.3.2 C アイソトープの磁気モーメント	71
5.3.3 鏡映対称核の電磁氣的性質と核構造	73

§ 6 AMD アプローチの意義	78
6.1 AMD の模型空間	79
6.2 平均場とクラスター	79
§ 7 最後に	81

§ 1 はじめに

近年の不安定核ビームという実験技術の進歩により、不安定核の物理は現在最も注目されている課題の一つであり、核物理の主要な研究分野の流れとして確立しつつある。この分野で最初に注目されたのは、中性子の量（ハロー構造）[5, 6, 7] などのように極限核での奇妙な特徴であった。しかし、不安定核研究の魅力は新しい奇妙な研究対象で未開発の研究分野というだけではない。これまでの安定な原子核の研究では、陽子数 Z 、中性子数 N の割合が質量数に応じて決まる限定された系を扱ってきたわけである。飛躍的に増大する核種の不安定アイソトープの情報は、2種のフェルミオン（陽子と中性子）で構成される有限量子多体系の普遍的な世界を目の前に広げているのである。すなわち原子核は不安定核領域を含めたときに初めて、有限量子多体系における2種のフェルミオンの数を自由に変えることが可能な実験室となる。この有限量子多体系は、 Z, N や温度で様々に性質が変化することが期待されるが、その世界を構築している普遍的法則、系統的な美しい秩序こそが私の求める物理であると信じる。この論文の目的は、通常核から不安定核にいたる幅広い核領域を系統的に研究し、統一的理解を得ることである。そして、そこで発見した普遍則により、不安定核の性質を理解しさらに理論的予測をすると同時に、安定核の性質の理解を深め従来の考えを検証することも重要な課題である。私は、この論文において特に「温度ゼロの軽い有限量子多体系の振る舞い」、すなわち「軽い不安定核の構造」の研究を行う。

不安定核ビームを用いた実験は、安定線から遠く離れた領域を開発しつつあり特に軽い核ではエネルギーや半径、電磁氣的モーメントなど基本的な物理量の測定を含め実験的研究が爆発的に進んでいる [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7] [8, 9, 10, 12, 13]。結合エネルギーなどの測定量がドリップライン（粒子崩壊に対する臨界線）に迫りつつある領域も存在する。軽い原子核では、陽子数、中性子数によって様々な特徴ある構造が出現することが期待される。軽い不安定核に対する理論的研究には、一つかせいぜい2、3個の原子核だけを扱ったものが多く、まだ理論的研究の進んでいない不安定核も多く残されている。3体模型による ${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$ の研究 [14, 15, 16] や変分シェル模型による ${}^{11}\text{Be}$ の研究 [17] ではハロー構造の記述に成功しているが、他の不安定核にそのまま適用できるかは自明でない。このように、飛躍的に実験の進んでいる軽い領域においてさえ、まだなお理論的に未開発で依然として多くの未知量が残されているのが現状である。このような不安定核の研究分野において限られた情報から物理的知見を得るためには、特定の核子にとらわれない系統的な研究が非常に有効であることを強調しておきたい。

軽い不安定核の系統的な理論研究において念頭におかなければならない特徴にはクラスター構造の問題がある。 $Z \approx N$ 領域の安定核 ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Be}$ では、よく発達したクラスター構造が基底状態に知られており [21, 22, 23, 24, 25]、こうしたクラスター構造が Z と N のアンバランスな系でも出現するか、その構造の推移は非常に興味深い問題である。クラスター構造の実験的検証の一つには電磁氣的性質の測定がある。原子核は発達したクラスター構造をもつとき一般に大きな内部変形をとまなうために、その様相が電氣的磁氣的モーメントなどの諸量に反映される。実際、最近測定された ${}^{15}\text{B}$ の電氣的四重局モーメント [10] は、不安定核でのクラスター構造の可能性を示唆する結果であった。

基底状態のクラスター構造は、非常に軽い原子核では平均一体場が必ずしも形成されないという性質に由来し、基底状態で平均場の存在する重い領域での常識と矛盾する。この特徴は従来通常核で用いられてきたシェル模型やハートリー・フォック (HF) などの平均場アプローチで取り扱えない構造である。このことが安定核から不安定核に及ぶ系統的な構造研究を難しくする要因の一つである。現在、従来のシェル模型や HF 法を改良した平均場アプローチが重い不安定核の構造研究に用いられつつあるが、軽いクラスターの発達した系への適用について妥当性は明らかでなく問題は多い。軽い原子核領域ではクラスター構造の出現は、「平均場形成とクラスター形成」と

いう意味で核子多体系の相転移の表れとも言える。安定核のクラスター構造の研究に由来適用されてきた手法にはクラスター模型がある。しかし、この枠組みでは構成要素となるクラスターの存在をそれぞれの原子核によって予め仮定する必要があるために、未知原子核の系統的な研究への適用が難しい。

軽い原子核構造を系統的に研究するための理論的手法に要求されることは、安定核領域ですでに知られているクラスターの構造とシェル模型的な構造の両方の性質を記述できることであり、未知領域でのクラスター構造の可能性を確かめられる枠組みであることが重要である。筆者は、他の共同研究者らとともに反対称化分子動力学 (AMD = Antysymmetrized Molecular Dynamics) という手法を核構造の研究に応用することを初めて試み、不安定核を含む軽い領域の原子核の構造を記述することに成功した [18, 19, 30]。AMD 法は、最近、小野・堀内らによって核反応の研究のために開発された微視的アプローチで、この手法を用いた研究では重イオン反応での破砕片生成のメカニズム等が解明されている [26, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38]。AMD では、一核子波動関数のそれぞれが位相空間に局在したガウス波束とスピン・アイソスピン関数の積で表され、系全体の波動関数はそれらを反対称化したスレーター行列式で表現される。系の時間発展は、この AMD 波動関数に時間依存変分原理を適用し、 $6A$ 個の変分パラメータである波束中心に対する運動方程式によって決定される。核構造研究では、基底状態を記述するために摩擦冷却法という変分方法 (物性などの分野でエネルギー変分計算に用いられている手法) を AMD の原子核波動関数に適用した。すなわち、運動方程式に摩擦項をいれた摩擦冷却方程式を導入し、系のエネルギーを冷却することによって原子核の基底状態を得る。

AMD の波動関数は一核子波動関数の波束中心を独立に扱うことで模型的仮定が少なく融通性の富んだ自由度の大きいモデルであるという特長をもつ。このため一般の原子核に有効であり、さらに、シェ尔的な構造からクラスターの構造まで様々な核構造を記述することができる強力な枠組みである。例えば、 ^{16}O の基底状態での二重閉殻の $(0s)^4(0p)^{12}$ 配位や ^8Be の基底状態で良く知られる発達した $\alpha + \alpha$ のクラスター構造などが AMD 波動関数で表せることを確認している。一核子波動関数の波束中心を独立に扱う AMD 波動関数は、様々なクラスター構造の移り変わりの記述し、不安定核を含む一般の原子核に適用できると期待される。にもかかわらず、AMD 波動関数を核構造の研究に用いることはこれまでほとんど行われていなかった。この理由の一つは、AMD が取り扱う大きな自由度に対する大規模変分計算の処理問題にあり、多体系への適用が現実的には容易ではなかったためである。摩擦冷却法は大次元パラメータのエネルギー変分計算に有用な手法の一つで、AMD 波動関数への導入により核構造を記述する非常に強力な枠組みを構築することができる。すでに、拘束条件を課した AMD 法により ^{20}Ne のイラスト線に沿った核構造の変化が最近研究されている [31]。この研究では、 ^{20}Ne の基底状態で発達した $^{16}\text{O} + \alpha$ クラスター構造が角運動量の増加とともに励起状態で激しく変化していく様子を特定の模型的仮定を何も課すことなく記述することに成功したほぼ初めての研究である。

この論文の目的は、AMD 法を用いて軽い不安定核の構造を系統的に調べ、陽子数 Z と中性子数 N で指定される核子量子多体系の構造の移り変わりの様相を研究することである。第二章で核構造研究における AMD 法の形式化を説明し、第三章で採用した有効核力を示す。結果と議論について、まず四章で、中性子 N に着目しながら Li・Be アイソトープ、B アイソトープ、及び、C アイソトープについての結果を実験値と比較しながら示す。この章では中性子ドリップラインの極限にいたるまでの構造の移り変わりをそれぞれのアイソトープについて記述する。第五章では、安定核から不安定核にいたる核子量子多体系をいろいろな角度から系統的にとりあげて解析を行う。具体的に核の微視的構造の特徴を観測可能な諸量と結び付けて考察し新たな知見を得ると同時に、原子核の普遍的性質に関係した統一的な議論をする。第六章で、原子核構造研究の理論的アプロー

ちとして AMD 法の枠組みの位置づけを再検討し、その意義を議論する。最後に第七章でこの論文のまとめを述べる。

§ 2 AMD の枠組み

AMD 法は、重イオン反応の研究のために開発された微視的手法である [26, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38]。この手法は、核構造の研究にも有効なアプローチである [18, 19, 26, 27, 28, 29, 30, 31]。この章では、核構造研究における AMD 法の枠組みを説明する。核構造の研究のためには、まず AMD 波動関数に摩擦冷却法を適用して変分計算を行いエネルギー最低状態を求める。得られた AMD 内部状態を全角運動量の固有状態へ射影する。以下にその定式化を示す。より詳細な記述は [31, 18] を参照せよ。(核反応における AMD 法の定式化は文献 [33] 等を参照。)

2.1 波動関数

2.1.1 AMD 波動関数

核構造では、質量数 A 核子系の AMD 波動関数は、パリティ固有状態へ射影したスレーター行列式、

$$|\Phi^\pm(\mathbf{Z})\rangle = (1 \pm P) \frac{1}{\sqrt{A!}} \det[\varphi_j(i)], \quad \varphi_j = \phi_{\mathbf{Z}_j} \chi_{\alpha_j}, \quad (1)$$

で表される。ここで、 χ_{α_j} は j 番目の一核子状態のスピン・アイソスピン関数である。最も簡単な場合スピン・アイソスピン関数は $\alpha_j = p\uparrow, p\downarrow, n\uparrow, n\downarrow$ のいずれかに固定したものを採用する。 j 番目状態の空間波動関数 $\phi_{\mathbf{Z}_j}$ はそれぞれ中心 \mathbf{Z}_j と、全ての核子に共通な幅 ν をもつガウス波束で表され、

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{r} | \phi_{\mathbf{Z}_j} \rangle &= \left(\frac{2\nu}{\pi} \right)^{3/4} \exp \left[-\nu \left(\mathbf{r} - \frac{\mathbf{Z}_j}{\sqrt{\nu}} \right)^2 + \frac{1}{2} \mathbf{Z}_j^2 \right], \\ &\propto \exp \left[-\nu (\mathbf{r} - \mathbf{D}_j)^2 + \frac{i}{\hbar} \mathbf{K}_j \cdot \mathbf{r} \right], \\ \mathbf{Z}_j &= \sqrt{\nu} \mathbf{D}_j + \frac{i}{2\hbar\sqrt{\nu}} \mathbf{K}_j, \end{aligned} \quad (2)$$

のように書ける。従って、系全体の波動関数 $|\Phi(\mathbf{Z})\rangle$ は複素変分パラメータ $\{\mathbf{Z}\} = \{\mathbf{Z}_1, \mathbf{Z}_2, \dots, \mathbf{Z}_A\}$ によって表され、変数の自由度の数は $6A$ である。

2.1.2 波動関数の拡張

系をより精密に記述するために AMD 波動関数を拡張することが可能である。例えば前述のスレーター行列式の重ね合わせによって拡張された AMD 波動関数は、以下ようになる。

$$|\Phi^\pm(\mathbf{Z}_1, \dots, \mathbf{Z}_A, \mathbf{Z}'_1, \dots, \mathbf{Z}'_A, C)\rangle = |\Phi^\pm(\mathbf{Z}_1, \mathbf{Z}_2, \dots, \mathbf{Z}_A)\rangle + C |\Phi^\pm(\mathbf{Z}'_1, \mathbf{Z}'_2, \dots, \mathbf{Z}'_A)\rangle. \quad (3)$$

このとき、複素変分パラメータは $\{\mathbf{Z}_1, \mathbf{Z}_2, \dots, \mathbf{Z}_A, \mathbf{Z}'_1, \mathbf{Z}'_2, \dots, \mathbf{Z}'_A, C\}$ で、変分変数の自由度は $12A + 1$ となる。原理的には、重ね合わせは 2 つのスレーター行列式に限らず、一般に有限個の AMD 波動関数の重ね合わせが可能である。

また、最も簡単な AMD 波動関数で固定されているスピン・アイソスピンの自由度を変分パラメータに加えて扱うことができる。スピンの方向を変分パラメータとして変化させる場合には、 j 番目のスピン・アイソスピン χ_j のスピン部分を複素パラメータ ξ_j で

$$\chi_{\xi_j} \equiv \left(\frac{1}{2} + \xi_j\right)\chi_{\uparrow} + \left(\frac{1}{2} - \xi_j\right)\chi_{\downarrow}, \quad (4)$$

のように表す。 j 番目の一粒子波動関数は複素変分パラメータ $\{\mathbf{Z}_j, \xi_j\}$ で表現され、全波動関数は変分パラメータ $\{\mathbf{Z}_1, \xi_1, \mathbf{Z}_2, \xi_2, \dots, \mathbf{Z}_A, \xi_A\}$ で表される。

この論文では、これらの拡張を行わない簡単な波動関数を AMD 波動関数と呼ぶことにする。

2.2 原子核の基底状態

原子核の基底状態は AMD 波動関数のエネルギー最低状態として記述される。基底状態を記述する AMD 波動関数 $|\Phi^\pm\rangle$ は、以下に述べる摩擦冷却法を用いて変分パラメータ $\{\mathbf{Z}_1, \mathbf{Z}_2, \dots, \mathbf{Z}_A\}$ についてのエネルギー変分計算を行うことによって得られる。

2.2.1 摩擦冷却法による変分計算

まず、初期パラメータ $\{\mathbf{Z}\}$ を適当に選び、初期状態の波動関数 $|\Phi^\pm(\mathbf{Z})\rangle$ を用意する。 $|\Phi^\pm\rangle$ は一般に高く励起した状態である。エネルギー最低状態を表すパラメータ $\{\mathbf{Z}\}$ を決定するために $\{\mathbf{Z}\}$ について摩擦冷却方程式を導入する；

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{Z}_k}{dt} &= (\lambda + i\mu) \frac{1}{i\hbar} \frac{\partial \hat{E}}{\partial \mathbf{Z}_k^*} \quad \text{and} \quad c.c. , \\ \hat{E} &= \hat{E}(\mathbf{Z}, \mathbf{Z}^*) \equiv \frac{\langle \Phi^\pm(\mathbf{Z}) | H | \Phi^\pm(\mathbf{Z}) \rangle}{\langle \Phi^\pm(\mathbf{Z}) | \Phi^\pm(\mathbf{Z}) \rangle}. \end{aligned} \quad (5)$$

但し、 λ は任意の実数、 μ は負の数である。初期状態を摩擦冷却方程式に従って時間発展させると系のエネルギーは摩擦項 $i\mu$ によって下がることを次に示す。

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{E}}{dt} &= \sum_{i=1}^A \frac{\partial \hat{E}}{\partial \mathbf{Z}_i} \cdot \frac{d\mathbf{Z}_i}{dt} + \frac{\partial \hat{E}}{\partial \mathbf{Z}_i^*} \cdot \frac{d\mathbf{Z}_i^*}{dt} \\ &= \frac{2\mu}{\hbar} \sum_{i=1}^A \frac{\partial \hat{E}}{\partial \mathbf{Z}_i} \cdot \frac{\partial \hat{E}}{\partial \mathbf{Z}_i^*} < 0. \end{aligned} \quad (6)$$

十分な冷却時間後にエネルギー最低状態の波動関数が得られる。このエネルギー変分法は摩擦冷却法と呼ばれる。

2.2.2 拘束条件のある場合の変分法

AMD 波動関数に拘束条件を課したエネルギー変分を解くことにより、与えられた条件下での原子核の定常状態を記述することもできる。ある拘束条件のもとでのエネルギー変分は、ラグランジェの未定係数法に基づく摩擦冷却法を適用して計算される。拘束条件は拘束関数

$$\hat{W} = \hat{W}(\mathbf{Z}^*, \mathbf{Z}) = \text{実定数}. \quad (7)$$

で書けるものとする。例えば、角運動量の大きさを拘束条件とする場合、 $\widehat{W}(\mathbf{Z}^*, \mathbf{Z})$ は次のようになる。

$$\begin{aligned}\widehat{W}(\mathbf{Z}^*, \mathbf{Z}) &= \widehat{\mathbf{L}}(\mathbf{Z}^*, \mathbf{Z}) \cdot \widehat{\mathbf{L}}(\mathbf{Z}^*, \mathbf{Z}), \\ \widehat{\mathbf{L}}(\mathbf{Z}^*, \mathbf{Z}) &= \frac{\langle \Phi^\pm(\mathbf{Z}) | \sum_{j=1}^A \left(\mathbf{r}_j \times (-i) \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}_j} \right) | \Phi^\pm(\mathbf{Z}) \rangle}{\langle \Phi^\pm(\mathbf{Z}) | \Phi^\pm(\mathbf{Z}) \rangle}.\end{aligned}\tag{8}$$

(9)

初期状態 $\{\mathbf{Z}^{\text{init}}\}$ は拘束条件を満たしているものとする。方程式 5 を次のような拘束のある摩擦冷却方程式で置き換える。

$$\frac{d\mathbf{Z}_k}{dt} = (\lambda + i\mu) \frac{1}{i\hbar} \left(\frac{\partial \widehat{E}}{\partial \mathbf{Z}_k^*} + \eta \frac{\partial \widehat{W}}{\partial \mathbf{Z}_k^*} \right) \quad \text{and} \quad c.c. \quad .\tag{10}$$

ここで、ラグランジェの未定係数 η は、拘束関数 \widehat{W} の値を保存するように $\frac{d}{dt} \widehat{W}(\mathbf{Z}^*, \mathbf{Z}) = 0$ の関係式から決まる。式 10 を代入して

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt} \widehat{W}(\mathbf{Z}^*, \mathbf{Z}) &= \sum_{j=1}^A \left(\frac{\partial \widehat{W}}{\partial \mathbf{Z}_j} \frac{d\mathbf{Z}_j}{dt} + \frac{\partial \widehat{W}}{\partial \mathbf{Z}_j^*} \frac{d\mathbf{Z}_j^*}{dt} \right) \\ &= (\lambda + i\mu) \frac{1}{i\hbar} \sum_{j=1}^A \left(\frac{\partial \widehat{W}}{\partial \mathbf{Z}_j} \cdot \frac{\partial \widehat{E}}{\partial \mathbf{Z}_j^*} + \eta \frac{\partial \widehat{W}}{\partial \mathbf{Z}_j} \cdot \frac{\partial \widehat{W}}{\partial \mathbf{Z}_j^*} \right) \\ &\quad + (\lambda - i\mu) \frac{-1}{i\hbar} \sum_{j=1}^A \left(\frac{\partial \widehat{W}}{\partial \mathbf{Z}_j^*} \cdot \frac{\partial \widehat{E}}{\partial \mathbf{Z}_j} + \eta \frac{\partial \widehat{W}}{\partial \mathbf{Z}_j^*} \cdot \frac{\partial \widehat{W}}{\partial \mathbf{Z}_j} \right) = 0\end{aligned}\tag{11}$$

の条件から η は次のように決まる。

$$\begin{aligned}\eta &= -\frac{\mathcal{G}}{\mathcal{F}}, \quad \mathcal{F} = 2 \sum_{j=1}^A \frac{\partial \widehat{W}}{\partial \mathbf{Z}_j} \cdot \frac{\partial \widehat{W}}{\partial \mathbf{Z}_j^*}, \\ \mathcal{G} &= \sum_{j=1}^A \left[\left(1 - i\frac{\lambda}{\mu}\right) \frac{\partial \widehat{W}}{\partial \mathbf{Z}_j} \cdot \frac{\partial \widehat{E}}{\partial \mathbf{Z}_j^*} + \left(1 + i\frac{\lambda}{\mu}\right) \frac{\partial \widehat{W}}{\partial \mathbf{Z}_j^*} \cdot \frac{\partial \widehat{E}}{\partial \mathbf{Z}_j} \right].\end{aligned}\tag{12}$$

摩擦冷却法及び上の拘束条件を課した摩擦冷却法によるエネルギー変分はどちらも一般的手法で、複素パラメータで表された一般の波動関数に適用できる。そのため、拡張された AMD 波動関数についても同様にして最低エネルギー状態を求めることができる。

2.2.3 拡張された AMD 計算で実際用いられる拘束のある摩擦冷却法

この論文では Be アイソトープについて 2 個の AMD スレーター行列式の重ね合わせによる拡張を試みるが、拘束条件を課さない摩擦冷却法を行うと一つの問題に直面する。重ね合わせられた AMD 波動関数 $|\Phi^\pm(\mathbf{Z})\rangle + |\Phi^\pm(\mathbf{Z}')\rangle$ を拘束条件を課さずに摩擦冷却をすると、 $|\Phi^\pm(\mathbf{Z}')\rangle$ は $|\Phi^\pm(\mathbf{Z})\rangle$ を回転させた状態とほとんど一致してしまい全波動関数が全角運動量の固有状態に近づくように働く。これは、角運動量射影を行う前にエネルギー変分を行っているために生じる問題であるが、波動関数の精密化としての拡張の意図が満たされない。この論文ではこの問題を解決するため、 $|\Phi^\pm(\mathbf{Z})\rangle$ と $|\Phi^\pm(\mathbf{Z}')\rangle$ が空間的に同じ方向にそろうように拘束条件を課すことにする。後で示すよ

うに Be の基底状態では AMD 波動関数において 4 つの陽子波束の中心が二組のスピン \uparrow, \downarrow 対となって空間の二点に局在する。この二点の相対位置ベクトル \mathbf{Y} に対して、 $|\Phi^\pm(\mathbf{Z})\rangle$ と $|\Phi^\pm(\mathbf{Z}')\rangle$ で平行になるように拘束条件を課す。核子番号 1,2 を $p \uparrow$ 、3,4 を $p \downarrow$ とし、拘束関数は $\mathbf{Z}_{1,2,3,4}$, $\mathbf{Z}'_{1,2,3,4}$ を用いて次のように表す。

$$\widehat{W}(\mathbf{Z}^*, \mathbf{Z}'^*, \mathbf{Z}, \mathbf{Z}') = \frac{\mathbf{Y} \cdot \mathbf{Y}'}{\|\mathbf{Y}\| \cdot \|\mathbf{Y}'\|},$$

$$\mathbf{Y} \equiv \sum_{j=1,3} \text{Re} \mathbf{Z}_j - \sum_{j=2,4} \text{Re} \mathbf{Z}_j. \quad (13)$$

2.3 角運動量射影

系の回転普遍性のために原子核のエネルギー固有状態は、全角運動量の固有状態であり、実際に観測される物理量は、固有状態に対する期待値である。特に 1 次以上のモーメントの観測値の議論では、角運動量固有状態への射影は不可欠である。しかし、AMD 波動関数を全角運動量固有状態への射影後にエネルギー変分することは実際上困難である。そこで摩擦冷却法で得られたエネルギー最低状態を基底内部状態と見なし、この AMD 波動関数 $|\Phi^\pm\rangle$ から射影した全角運動量固有状態 $|P_{MK}^J \Phi^\pm\rangle$ をつくることにより、基底状態を含む低励起レベルを近似的に記述することができる。それぞれのレベルについての諸演算子の期待値を観測可能な物理量と比較する。射影演算子、

$$P_{MK}^J \equiv \int d\Omega D_{MK}^{J*}(\Omega) R(\Omega) \quad (14)$$

を用いて、 k 階のテンソル演算子 T_q^k の期待値は、

$$\frac{\langle P_{MK}^J \Phi^\pm | T_{q=0}^k | P_{MK}^J \Phi^\pm \rangle}{\langle P_{MK}^J \Phi^\pm | P_{MK}^J \Phi^\pm \rangle} = \frac{T}{N},$$

$$T = (JMk0 | JM) \sum_{K'\nu} (JK'k\nu | JK) \int d\Omega D_{K'K}^{J*}(\Omega) \langle \Phi^\pm | T_\nu^k R(\Omega) | \Phi^\pm \rangle,$$

$$N = \int d\Omega D_{KK}^{J*}(\Omega) \langle \Phi^\pm | R(\Omega) | \Phi^\pm \rangle, \quad (15)$$

を計算して求まる。全角運動量の主軸方向成分 K 量子数は、一般に良い量子数ではないが、少なくとも低励起状態に関する限り AMD の計算結果の多くの場合で K -mixing が少なく、 K は近似的な良い量子数となっている。全角運動量 J をもつ最低エネルギーの状態は、 $|P_{MK}^J \Phi^\pm\rangle$ について最も低いエネルギーを与える K を選ぶ。但し、エネルギーレベルの算出の場合はハミルトニアン H の K 量子数に関する対角化を行うことにする。ほとんどの原子核の場合、射影された状態 $|P_{MK}^J \Phi^\pm\rangle$ の内で最低エネルギーを与える基底状態のスピン J は、観測されている実際の基底状態のスピンに一致しているを確かめている。

2.4 重心エネルギー

AMD の波動関数 $|\Phi(\mathbf{Z})\rangle$ はすべての一粒子波動関数の波束が同じ幅 ν をもつとき、重心座標が自明に分離できる。その運動はやはりガウス波束で表せる；

$$\Phi(\mathbf{Z}) = \exp \left[-A\nu \left(\mathbf{r}_G - \frac{\mathbf{Z}_G}{\sqrt{A\nu}} \right)^2 + \frac{1}{2} \mathbf{Z}_G^2 \right] \cdot \Phi_I,$$

$$\mathbf{Z}_G \equiv \frac{1}{\sqrt{A}} \sum_{j=1}^A \mathbf{Z}_j. \quad (16)$$

Φ_I は内部自由度に関する波動関数である。重心運動がガウス波束の形であるために系は内部エネルギーに加えて重心の運動エネルギー、

$$\begin{aligned} T_0 &= \frac{3}{4}\hbar\omega, \\ \omega &\equiv \frac{2\hbar\nu}{m}, \end{aligned} \quad (17)$$

を必然的に担っている。構造に関する諸量は内部変数に関する物理量であるので、重心座標に依存する項を簡単に分離して考えられる。例えば、結合エネルギーは Φ の全エネルギーから余分な重心エネルギーを引いて求められる。

さて、 A 核子系 Φ が分子的構造をもちフラグメント(核子の塊)が存在する状況を考えよう。フラグメントの重心運動はやはりガウス波束で記述されている。1番目から A' 番目までの核子で構成されるフラグメントの重心運動は:

$$\begin{aligned} \Phi(\mathbf{Z}) &= \exp\left[-A'\nu\left(\mathbf{r}'_G - \frac{\mathbf{Z}'_G}{\sqrt{A'\nu}}\right)^2 + \frac{1}{2}\mathbf{Z}'_G{}^2\right]\Phi'_I, \\ \mathbf{Z}'_G &\equiv \frac{1}{\sqrt{A'}}\sum_{j=1}^{A'}\mathbf{z}_j. \end{aligned} \quad (18)$$

のように分離でき、やはりゼロ点振動のエネルギーをもっている。束縛状態では、フラグメントが原点付近に局在しておりガウス波束はよい近似となるので構造を研究する限り問題ではない。フラグメントの重心のゼロ点振動のエネルギーの問題は特に反応や分子的な共鳴状態などの場合に生じる。この場合、フラグメントの重心は本来遠方で平面波的になるのに対し、AMD波動関数ではフラグメントの重心運動がガウス波束に限定されている。このため、AMD波動関数はフラグメント重心について余分にゼロ点振動をもってしまうので、核表面の外側では余分なエネルギーの分だけ見せかけのバリアが存在する。反応についてのAMDの枠組みでは、核表面から逃げようとするフラグメントについてそれぞれの重心エネルギーや結合エネルギーの補正項を取り入れて問題を回避しており、フラグメントの生成機構を精密に記述している。構造研究のAMDの枠組みでは、重心エネルギーの補正を行わず、系のエネルギーがthresholdエネルギーより上であっても見せかけのバリアのために束縛した状態が得られ、準束縛状態の内部構造を研究することができる。

§ 3 相互作用

相互作用は二体の有効核力で表される。この論文では中心核力として Volkov No.1[41]を用いた。この有効核力はガウス関数型で

$$\begin{aligned} V_{DD}^{(2)} &= (1 - m + bP_\sigma - hP_\tau - mP_\sigma P_\tau) \left[V_A \exp\left(-\left(\frac{r}{r_A}\right)^2\right) + V_R \exp\left(-\left(\frac{r}{r_R}\right)^2\right) \right], \\ V_A &= -83.34 \text{ MeV}, \quad r_A = 1.60 \text{ fm}, \quad V_R = 144.86 \text{ MeV}, \quad r_R = 0.82 \text{ fm}, \end{aligned} \quad (19)$$

のように書ける。係数 m, b, h はそれぞれ Majorana 項、Bartlett 項、Heisenberg 項の強さを示すパラメータである。この論文で示される結果の多くは、Bartlett, Heisenberg 項が加える場合と加えない場合で AMD 計算の結果が定性的にほとんど変化しないことを確認しており、以下の章では特に記述のない限り $b = 0, h = 0$ を用いているものとする。密度に依存した相互作用の効果を考えるために、Volkov force にゼロレンジの3体斥力

$$V_{DD}^{(3)} = v^{(3)}\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_3), \quad v^{(3)} = 4000 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^6 \quad (20)$$

を加えた MV1 force [42] の case3 についても計算した。MV1 case 3 では、Volkov 力 19 の斥力 V_R を 104.86 MeV に置き換える。LS 力は、G3RS[43];

$$\begin{aligned}
 V_{LS} &= \left[u_I \exp(-\kappa_I \mathbf{r}^2) + u_{II} \exp(-\kappa_{II} \mathbf{r}^2) \right] P(^3O) \mathbf{L} \cdot (\mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2), \\
 \mathbf{L} &\equiv \mathbf{r} \times \left(-i \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right), \quad u_I = -u_{II} = u = 900 \text{ MeV}, \\
 \kappa_I &= 5.0 \text{ fm}^{-2}, \quad \kappa_{II} = 2.778 \text{ fm}^{-2},
 \end{aligned} \tag{21}$$

を採用する。クーロン力は、ガウス関数の和で近似したものを使う [33]。

§ 4 軽い不安定核の構造

この章では、AMD 法を適用して軽いアイソトープの構造研究を行い、不安定核で注目されている様々な問題に着目しながら核構造の性質を議論する。諸量を観測データと比較した考察を行い、安定核から不安定核にいたるアイソトープの構造が AMD 法によってどのように記述されるかを具体的に示す。不安定核の特徴の研究に加えて従来研究されている安定核の性質を検証し、それらの考察の中で AMD 法の有効性を確認する。

陽子数と中性子数がどちらも奇数の奇-奇核の場合にはアイソスピン固有状態に関してさらに AMD 波動関数を改良することが重要であると考えられるので、本論分では、偶-偶核、奇-偶核、偶-奇核を取り扱う。

4.1 Li, Be アイソトープ

中性子過剰核 ^{11}Li は、valence 中性子が非常にゆるく束縛されているために密度がはるか遠方まですそをひくという特徴 (中性子ハロー構造 [5, 6, 7]) で注目されている不安定核である。実験的な研究だけでなく、理論的にも 3 体模型 [14, 16] などによって研究されている。3 体模型では、 ^{11}Li を $^9\text{Li} + 2n$ の系とみなし中性子のハロー構造を記述することに成功した [14, 16]。しかし、 ^{11}Li について測定された電氣的磁氣的なモーメントは ^9Li のものとは一致せず、 ^9Li 芯の芯励起などの問題が残されている。また、Be でハロー核と考えられている ^{11}Be では、変分シェル模型 [17] による構造研究では、核変形の効果がハロー構造や基底状態の異常パリティを説明するのに重要であることを指摘している。一方、Li, Be の通常核では、 ^7Li の $\alpha + t$ クラスタや ^8Be の $\alpha + \alpha$ クラスタのように基底状態でクラスタ構造が発達することが知られている。クラスタ模型はこれらのクラスタの存在を仮定してその相対運動を扱う模型である。クラスタ模型による研究はクラスタが発達した原子核についての実験データを良く説明している。例えば電氣的モーメントはクラスタの発達を反映すると一般に絶対値が大きくという性質をもち、 ^7Li などの大きな Q モーメント測定値を再現することに成功している。このように Li, Be アイソトープにおいて $N \simeq Z$ の領域で発達するクラスタ構造が、中性子数の増加に従って $N > Z$ の領域ではどのように移り変わるのかという問題は非常に興味深い研究課題である。実際、Seya, Kohno and Nagata による分子軌道模型を用いた Be アイソトープの研究 [20] では、 $\alpha + \alpha$ の芯を仮定して記述し $N > 8$ の中性子過剰核において 2 クラスタの相対距離が大きくなることを示唆している。この論文では AMD の研究により、中性子過剰核でクラスタ構造が存在し得るのか、どのようなクラスタ構造が発現するのかといった問題に着目しながら、Li と Be アイソトープの構造を調べる。

4.1.1 計算結果及び実験値との比較

相互作用と Majorana パラメータ m は、(a) Volkov No.1 ($m=0.56$) と (b) MV1 ($m=0.576$) を用いた。一粒子波動関数のガウス波束の幅パラメータ ν はそれぞれの系についてエネルギーの最適化条件で選ばれる (Table 1)。b

Table 1: Li, Be アイソトープの AMD 計算で採用したガウス幅パラメータ ν 。 ν はエネルギーの最適化条件により選んだ。

$m = 0.56$	$\nu^{(3)} = 0 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^6$	$\nu^{(3)} = 4000 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^6$
	$m = 0.576$ (fm^{-2})	(fm^{-2})
${}^6\text{Be}(+)$	0.215	0.195
${}^7\text{Be}(-)$	0.230	0.200
${}^8\text{Be}(+)$	0.250	0.205
${}^9\text{Be}(-)$	0.245	0.195
${}^9\text{Be}(+)$	0.235	0.200
${}^{10}\text{Be}(+)$	0.230	0.190
${}^{10}\text{Be}(-)$	0.225	0.190
${}^{11}\text{Be}(-)$	0.220	0.180
${}^{11}\text{Be}(+)$	0.220	0.180
${}^{12}\text{Be}(+)$	0.215	0.175
${}^{12}\text{Be}(-)$	0.210	0.180
${}^{13}\text{Be}(+)$	0.205	0.170
${}^{14}\text{Be}(+)$	0.210	0.170
${}^7\text{Li}(-)$	0.230	0.200
${}^9\text{Li}(+)$	0.210	0.180
${}^{11}\text{Li}(+)$	0.195	0.170

結合エネルギーとエネルギーレベル

図 1 に Li と Be アイソトープの基底状態の結合エネルギーの結果を示す。Li アイソトープでは、MV1 の計算値がより実験値を再現している。Be アイソトープの計算結果は、どちらの相互作用の場合も ${}^{11}\text{Be}$ を除く実験値を定性的に再現している。 ${}^{11}\text{Be}$ の理論値は最低の $1/2^+$ 状態のエネルギーを示している。 ${}^{11}\text{Be}$ 基底状態のエネルギーとスピンパリティの問題については後で詳しく議論する。中性子ハローの密度分布のすそは valence 中性子の結合エネルギーに敏感であるので、ハロー構造の記述には隣接核での結合エネルギーの相対的な差を再現することが重要であると考えられる。そのため、中性子ハロー構造を調べる際にはこの点に留意して注意深い相互作用の選択が必要である。

AMD の基底内部状態を射影して得られる角運動量固有状態 $|P_{MK}^J \Phi^\pm\rangle$ の励起エネルギーを図 2 に示す。AMD の結果は Li, Be アイソトープのほとんどの原子核において低励起のエネルギー・レベルの構造を再現している。このことから AMD の $|P_{MK}^J \Phi^\pm\rangle$ は低励起レベルの状態を近似的に記述すると考えられる。3 体力なし (Volkov force (a)) と 3 体力あり (MV1 force (b)) の結

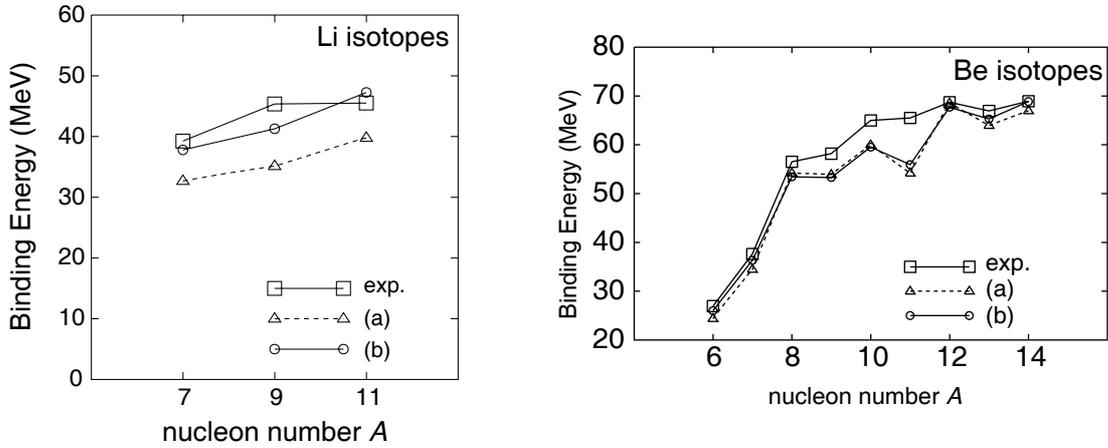


Figure 1: Li,Be アイソトープの結合エネルギー。計算値は Volkov No.1($m = 0.56$) を用いた AMD の結果 (a) と MV1($m = 0.576$) を用いた結果 (b)。実験値を □ で示している。

果を比較すると、3体力のある場合の方が慣性能率がやや大きくなってレベル間隔がせまくなっている傾向が見られる。励起エネルギーに対する3体力の効果は、正常パリティ (normal parity) と逆パリティ (non-normal parity) の間のエネルギー差に最も顕著に表れている。例えば ${}^9\text{Be}$ や ${}^{10}\text{Be}$ のエネルギー・レベルに見られるように、3体力なしの計算値が逆パリティ状態の励起エネルギーを実験値より大きく評価しすぎるのに対し、3体力のある計算値は逆パリティの励起エネルギーが十分低く実験値を再現する (但し ${}^{11}\text{Be}$ を除く)。異なるパリティ状態間のエネルギー差が3体力のある結果で小さくなる理由は以下のように解釈できる。一般に逆パリティ状態は正常パリティ状態に比べ密度分布の広がった構造をもつため、密度に依存した斥力を正常パリティ状態よりも弱く感じる。このため3体斥力によるエネルギーが密度の広がった逆パリティ状態では相対的に低くなるからである。

密度に依存した相互作用は特に ${}^{11}\text{Be}$ の系で重要である。簡単なシェル模型の見方によると、 ${}^{11}\text{Be}$ の基底状態のスピンパリティは $p_{1/2}$ の $\frac{1}{2}^-$ であるはずで正常パリティは負である。しかし、実験的にはパリティの逆転現象が知られており、 ${}^{11}\text{Be}$ の基底状態は逆パリティの $\frac{1}{2}^+$ で $\frac{1}{2}^-$ 状態は 0.32MeV 励起している。3体力なしの AMD 計算では、 $\frac{1}{2}^+$ が $\frac{1}{2}^-$ から 7MeV 励起しており、基底状態のスピンパリティが再現されない。3体力をいれた計算では $\frac{1}{2}^+$ の励起エネルギーが 5MeV に改善される。しかし、パリティ逆転の再現には相互作用についてさらに注意深い選択も重要な課題の一つとして残される。例えば Majorana パラメータを $m = 0.65$ にすると $\frac{1}{2}^+$ の励起は 3MeV に改善される。

${}^{11}\text{Be}$ で $\frac{1}{2}^+$ 状態が $\frac{1}{2}^-$ よりも低いエネルギーをもつ要因には、ハロー構造の出現と核変形による効果の重要性が指摘されている [17]。AMD では、一粒子波動関数が単なるガウス波束で表されるため中性子ハローの長いすそを記述することは難しい。ハロー構造の記述には AMD 波動関数の重ね合わせが必要であり、実際、後で示すように2つのスレーター行列式の重ね合わせに拡張した AMD 計算 (小節 2.1.2: この論文では EAMD と呼ぶ) によると、 ${}^{11}\text{Be}$ 逆パリティ状態では valence 中性子が遠方へ広がる傾向が現れる。しかし、波動関数の拡張による $\frac{1}{2}^+$ 状態の励起エネルギーが 0.5MeV 下がる程度でエネルギー改善は十分でなく、さらに多くの重ね合わせが必要であろう。

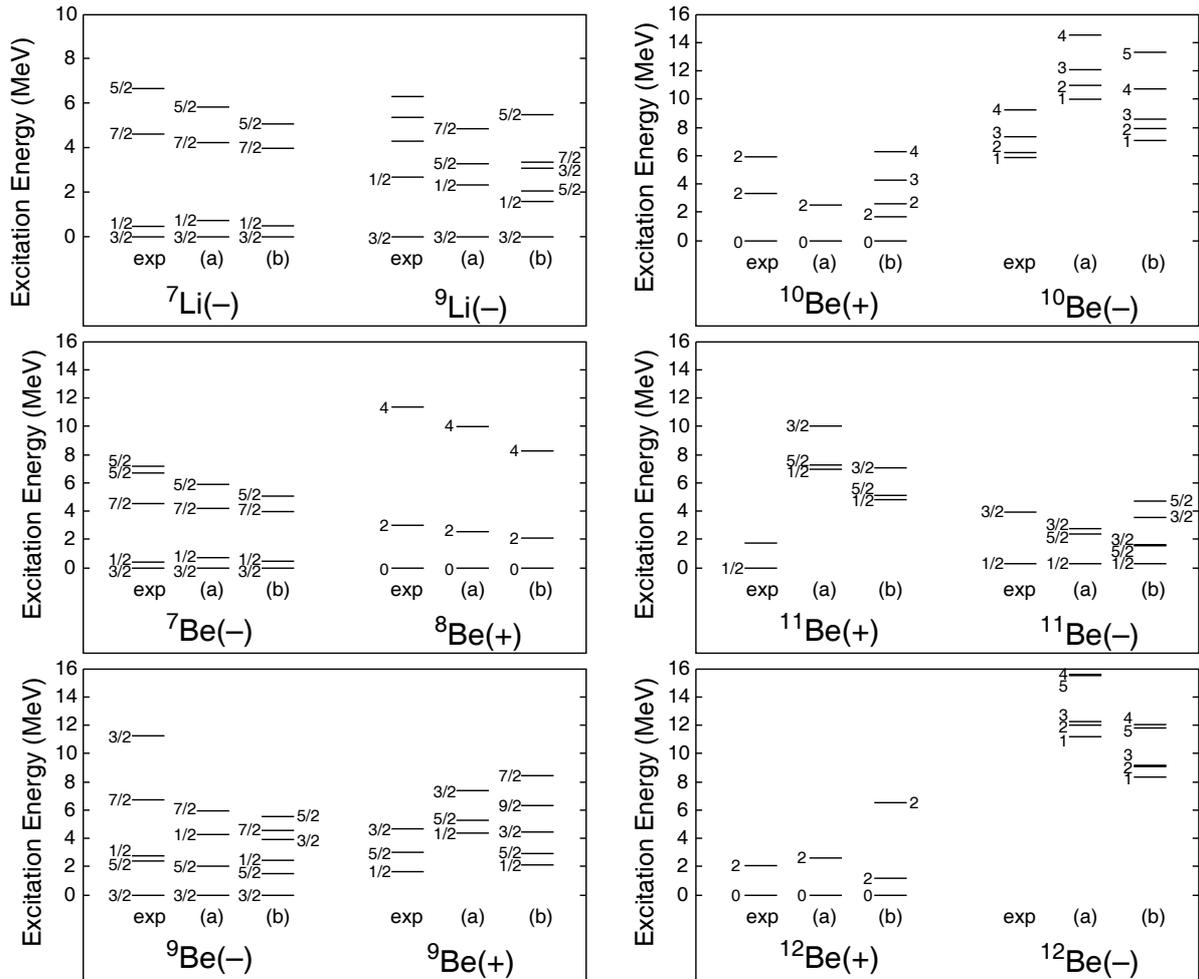


Figure 2: Li,Be アイソトープのエネルギーレベルのAMD 計算値と実験値。(a)Volkov No.1($m = 0.56$) を用いた結果と (b)MV1($m = 0.576$) の結果を示す。

中性子過剰な Be 原子核では、いくつかの励起状態のエネルギーレベルが観測されている。しかし、その多くは状態のスピン・パリティが知られていない。3 体力をいれた AMD 計算は、 ^{12}Be の逆パリティのレベルが低エネルギーの領域に存在することを示唆している。

核半径

図 3 に核半径の理論値と実験データとの比較を示す。3 体力を入れた MV1 (b) の結果 (破線) は、実験値を定性的に良く再現しているのに対し、3 体力を入れない Volkov force (a) の理論値 (点線) は実験値に比べ小さく特に中性子過剰な核について実験値を過小評価している。中性子過剰核の大きな半径を再現するには、密度に依存した斥力の効果が必要である。密度依存の斥力は密度の低い領域で弱く働くので、系全体に広がった低い密度をもつことで斥力の項を弱めようとする傾向が見られるからである。 ^{11}Be は基底状態が逆パリティなので密度の広がった構造をもつために MV1 による理論的半径が特に大きい。しかしなお理論値は実験値より小さく、拡張した波動関数 (EAMD) の結果では多少改善の傾向は見られるものの半径の再現は不十分である。ハロー中性子の精密な記述のために、一番外側の valence 中性子をいくつかのガウス波束の重ね合わせで記述することを試みた。その結果、 $5 < r$ 以上の領域での密度が長いすそをもって広がった中性子分布が見られるが大きな半径の再現は不十分である。ここまでの MV1 force の結果は $m = 0.576$ を用いた結果であるが、半径は m にも強く依存しており、例えば $m = 0.65$ のパラメータの MV1 force では単純な AMD 計算でも 2.78 fm と実験値と同等の結果が得られる。valence 中性子が *sd* シェルに詰まった ^{11}Be に対して比較的大きな m の値を選択することは不自然でない。

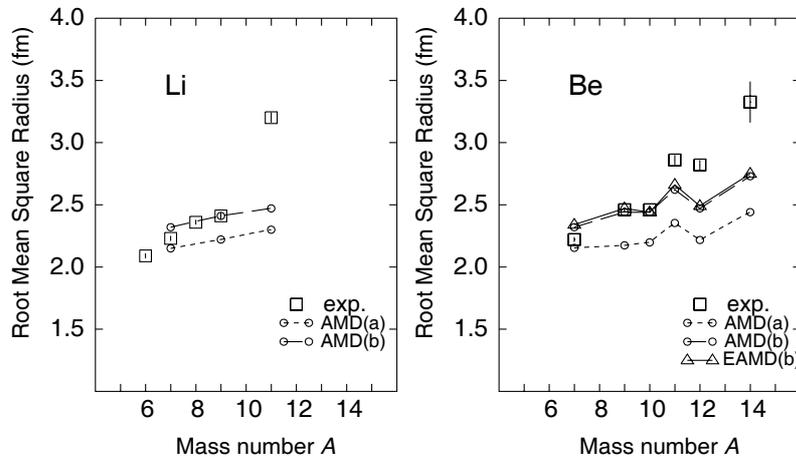


Figure 3: Li, Be アイソトープの核半径。実験値は、重イオン反応の反応断面積から導出された半径。計算値は相互作用 (a)Volkov No.1($m = 0.56$) と (b)MV1($m = 0.576$) を用いた AMD 計算の root-mean-square-radius。Be アイソトープについては EAMD 計算による結果も示す。

Li アイソトープの半径について図 3 で示す。Li アイソトープの計算においても ^{11}Be の場合と同様に、AMD の理論値は ^{11}Li のハロー構造とそれともなう大きな半径は記述することはできない。 ^{11}Be と ^{11}Li のハロー構造による大きな半径について、波動関数のさらなる拡張による valence 中性子のすその描写と、相互作用の選択による valence 中性子の結合エネルギーの再現の問題を考慮した詳しい研究が残されている。

磁気モーメント

計算された磁気双極子モーメント μ の結果は ${}^9\text{Li}$ と ${}^{11}\text{Be}$ を除くほとんどの核で相互作用に依存しない。3体力なしとある場合のAMD計算及びEAMD計算による μ の理論値についてもそれぞれの核でほとんど違いは見られない。図4に示されるAMD計算の μ モーメントの理論値は実験値をみごとに再現している。これらの原子核の磁気モーメントの系統的な再現に成功した理論的アプローチは、AMD法が最初であることを強調したい。非常に単純なシェル模型的な見方によれば、Liの奇-偶核では $0p_{3/2}$ 軌道のvalence陽子が核全体の磁気モーメントを主に担うと考えると、Liの奇-偶のアイソトープはすべてほぼ同じ μ の値をもつことが予想される。しかし、図に見られるように μ の値は中性子数に依存して変化している。この要因には内部構造の変化が関係すると考えられる。しかしながら観測される μ は内部構造を直接反映するわけではなく、その結びつきは自明なものではない。 μ モーメントの系統的な性質や内部構造との関係についての詳しい議論は5.3に述べる。

${}^{11}\text{Be}$ についての μ の値はまだ測定されていない。 $\mu({}^{11}\text{B})$ の計算値は、相互作用Majoranaパラメータ m やLS力の強さ u によって $-1.5\mu_N$ と $-1.9\mu_N$ の二通り理論値が得られる特殊な原子核である。EAMDの結果ではMV1 force ($m = 0.576, u = 900\text{MeV}$)のとき $-1.9\mu_N$ であることも考慮すると、現段階としては予測値 $-1.9\mu_N$ が有力である。

${}^9\text{Li}$ ではLS力の強さに対して僅かではあるが相互作用依存性が見られる。一方、この論文で研究対象とするLi, Be, B, Cアイソトープのほとんどの核では、LS力など相互作用依存性はほとんど発見されない。AMD法の解析によると、通常ではゼロに組んでいるはずの中性子の内部スピンの ${}^9\text{Li}$ ではLS力によって崩れてしまうという特異性によって ${}^9\text{Li}$ の理論値にLS力依存性見られることがわかった。後で見るように、この特殊な性質は鏡映対称核 ${}^9\text{C}$ にも見られる性質で小節5.3において $\mu({}^9\text{Li})$ と $\mu({}^9\text{C})$ の考察で詳しく述べる。

電气的四重極モーメントとE2遷移強度

図5に電气的四重極モーメント Q の理論値と実験値を示す。AMDによるMV1 force ($m = 0.576$)の結果は電气的四重極モーメント Q の実験値をほとんど良く再現している。密度依存力をいれないVolkov forceの場合は絶対値が実験値よりも小さいが、主な理由は、密度依存力なしでは飽和則に従った密度分布の広がり十分に記述できず核半径自体を過小評価するためである。Liアイソトープでは ${}^7\text{Li}$ の大きな四重極モーメントの絶対値が特徴である。 ${}^7\text{Li}$ は、クラスター構造が発達していることで知られており、その構造を反映して大きな四重極モーメントをもつと考えられている。しかし、単純なAMD計算(図5点線)では実験値の大きな Q の絶対値の再現が十分でない。この問題は、クラスター間相対運動の改良によって改善される(図5実線)。実際、AMD計算では ${}^7\text{Li}$ の内部構造に $\alpha+t$ のクラスター構造がよく発達している。AMD波動関数では、一粒子波動関数がガウス波束であるため必然的にクラスターが発達したときの相対波動関数がガウス波束の形になることが簡単にわかる。例えば、 ${}^7\text{Li}$ のAMD波動関数に関して $\alpha+t$ の相対運動は、

$$\begin{aligned} & \exp\left[-\frac{4\cdot 3}{4+3}\nu(\mathbf{X}_\alpha - \mathbf{X}_t - \mathbf{R})^2\right], \\ & \mathbf{X}_\alpha \equiv \frac{1}{4}\sum_{j=1}^4 \mathbf{r}_j, \quad \mathbf{X}_t \equiv \frac{1}{3}\sum_{j=5}^7 \mathbf{r}_j, \\ & \mathbf{R} = \frac{1}{4}\sum_{j=1}^4 \mathbf{Z}_j - \frac{1}{3}\sum_{j=5}^7 \mathbf{Z}_j. \end{aligned} \quad (22)$$

のように幅 $12/7\nu$ のガウス関数形になる。 ${}^7\text{Li}$ の場合 $\alpha+t$ のthresholdが低いのでクラスター間

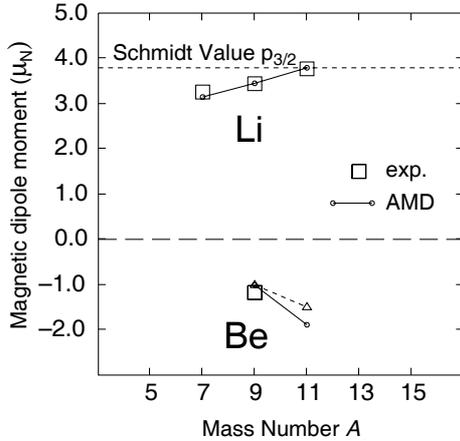


Figure 4: Li, Be の奇-偶核及び偶-奇核の磁気双極子モーメント。実線をつないだ点が AMD 計算値。△は、 ^{11}Be でエネルギー的にほとんど縮退したもう一つの AMD 状態の磁気モーメント。実験値は ^{11}Li の磁気モーメント [8] 以外は [46] から引用した。

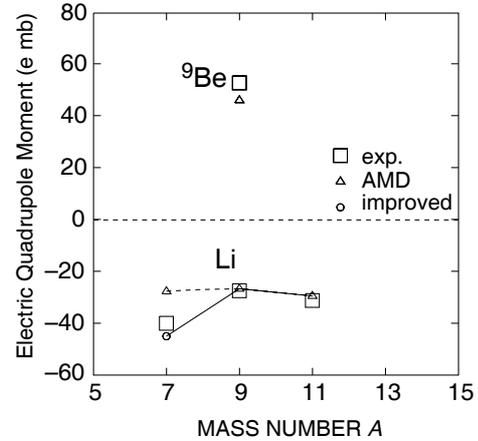


Figure 5: Li, Be アイソトープの電氣的四重極モーメント。理論値は MV1 ($m = 0.576$) を用いた AMD 計算による。 ^7Li について単純な AMD 波動関数の結果を △ で、改良した波動関数による結果を ○ で示す。実験値 □ と比較して表す。 ^{11}Li の実験値は [9] より引用。

の相対波動関数が遠方ですそをひくと期待されるが、単純な AMD のガウス形ではこのような長いすそが十分記述できない。そこで $\alpha + t$ クラスターの中心間距離の異なる AMD 波動関数を重ね合わせることによって波動関数の改良は行う。重ね合わせる AMD 波動関数の系数はハミルトニアンに対角化によって決める。こうして改良された波動関数では $\alpha + t$ クラスター間の相対波動関数が遠方にすそをもっており、その効果が実験値の大きな Q モーメントの絶対値を説明している。

$E2$ 遷移強度 $B(E2)$ について、MV1 force の AMD 計算は Li, Be アイソトープの実験値を良く再現している (表 2)。ただし、 $^7\text{Li}(1/2^- \rightarrow 3/2^-)$ に関して単純な AMD 計算は $B(E2)$ を過小評価する。この原因は Q モーメントの場合と同様でクラスター間の相対運動のすその効果で $B(E2)$ が増加する性質を十分に記述していないためであり、上に示した相対運動の改良による理論値は実験値とほぼ一致している (表中括弧内)。一方、 ^7Li の $B(E2; 7/2^- \rightarrow 3/2^-)$ は単純な AMD 波動関数で再現できる。これは、 ^7Li の $1/2^-$, $3/2^-$ 状態では相対運動の軌道角運動量が小さくバリアが低くために長いすそをもつものに対し、 $7/2^-$ は相対運動について軌道角運動量が大きく遠心力バリアが高いためにすそによる効果が小さいためと考えられる。 ^9Be においてもクラスターが良く発達しており、やはりクラスター間の相対運動の長いすその効果があると考えられる。 $^9\text{Be}(5/2^- \rightarrow 3/2^-)$ の $B(E2)$ の実験値の大きさも $^7\text{Li}(1/2^- \rightarrow 3/2^-)$ の場合と同様にクラスター間の相対運動の重ね合わせによる改良で再現されると期待される。

4.1.2 内部構造の変化

4.1.1 では、観測可能な諸量について理論値を示し、実験値との比較を行った。AMD の結果は様々な性質の観測量を定性的に再現することに成功した。ここでは、得られた AMD 波動関数を解析し、基底状態の内部構造の特徴を議論する。

Table 2: $E2$ 遷移強度 $B(E2; I_1 \rightarrow I_2)$. 理論値は $MV1(m = 0.576)$ で計算した AMD の結果。 ${}^7\text{Li}$ について改良した AMD 波動関数で計算された遷移強度 $B(E2; 1/2^- \rightarrow 3/2^-)$ を括弧内に示す。

	TRANSITION ($I_1 \rightarrow I_2$)	ENERGY (MeV)	$B(E2)$	
			EXP. ($e^2\text{fm}^4$)	THEORY ($e^2\text{fm}^4$)
${}^7\text{Li}$	$1/2^- \rightarrow 3/2^-$	$0.48 \rightarrow 0$	16.14	7.51 (18.57)
	$7/2^- \rightarrow 3/2^-$	$4.63 \rightarrow 0$	3.51	4.72
	$5/2^- \rightarrow 3/2^-$	$6.68 \rightarrow 0$	—	1.05
${}^9\text{Li}$	$1/2^- \rightarrow 3/2^-$	$2.69 \rightarrow 0$	—	7.15
	$5/2^- \rightarrow 3/2^-$		—	0.12
${}^9\text{B}$	$5/2^- \rightarrow 3/2^-$	$2.43 \rightarrow 0$	27.8	18.35
	$7/2^- \rightarrow 3/2^-$	$6.76 \rightarrow 0$	7.24	7.73
${}^{10}\text{Be}$	$2^+ \rightarrow 0^+$	$3.37 \rightarrow 0$	10.49	9.46
	$3^- \rightarrow 1^-$	$7.73 \rightarrow 5.96$	—	11.2
${}^{11}\text{Be}$	$3/2^- \rightarrow 1/2^-$	$3.96 \rightarrow 0.32$	—	8.13
	$5/2^- \rightarrow 1/2^-$		—	8.06
${}^{12}\text{Be}$	$2^+ \rightarrow 0^+$	$2.10 \rightarrow 0$	—	7.75

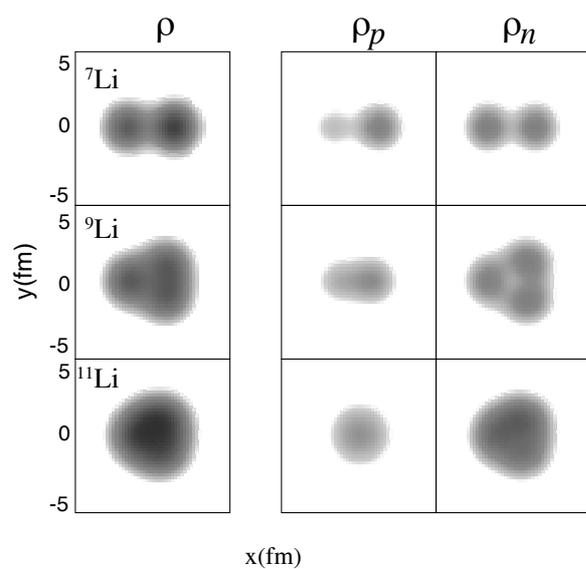


Figure 6: Li アイソトープの AMD 内部状態における密度分布図。パリティ固有状態への射影を行う前の内部波動関数について核物質・陽子・中性子のそれぞれの密度分布を表す。核全体の内部四重極モーメントについて短軸を Z 軸、長軸を X 軸にとり、密度を Z に沿って積分し $X-Y$ 平面へ射影したものを表している。 X, Y 軸の単位は fm 。

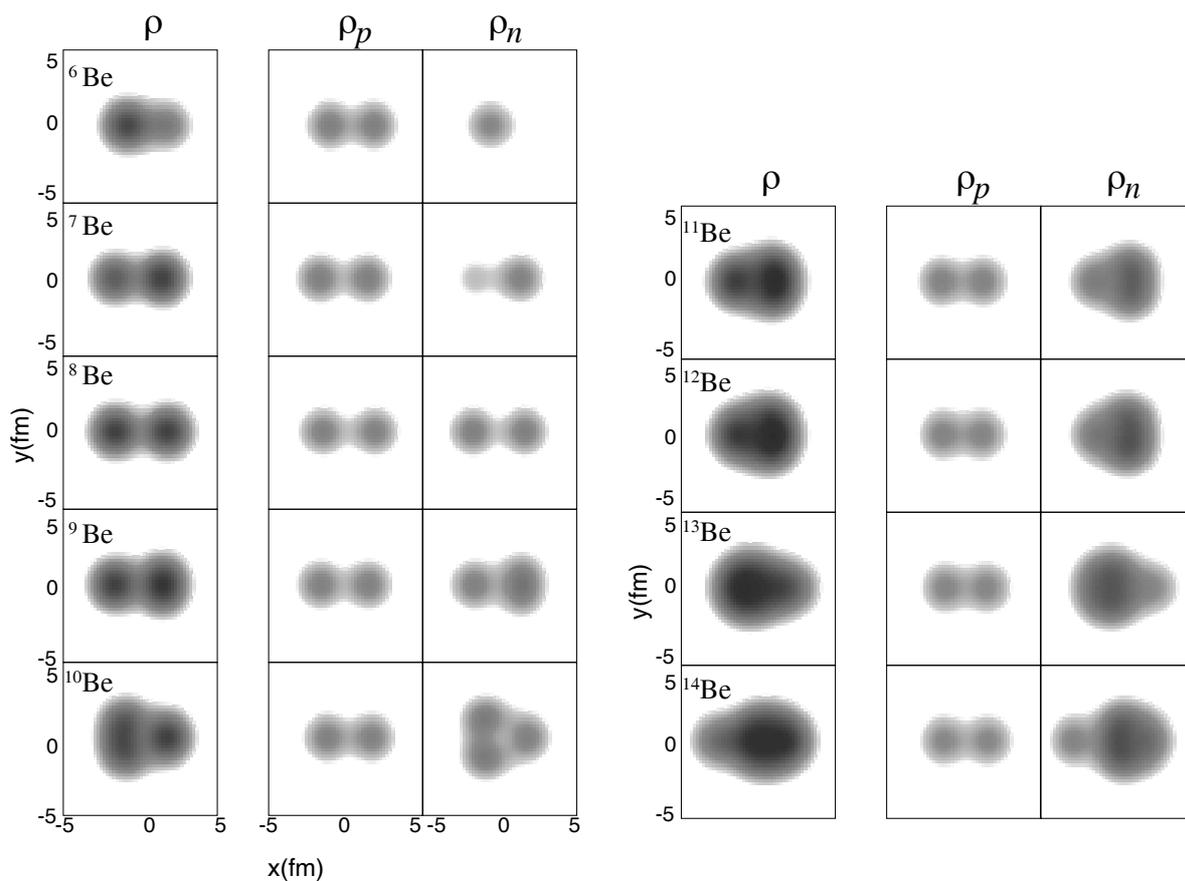


Figure 7: Be アイソトープの正常パリティ状態についての AMD 計算における内部状態の密度分布図。

密度分布と内部変形

Li, Be アイソトープの内部状態の密度分布をそれぞれ図 6、図 7 に示す。紙面に垂直な軸 (Z 軸) は、内部四重極モーメントの短軸をとり、紙面の横軸 (X 軸) は長軸を選んでいる。密度は Z 軸に沿って積分した。Li 及び Be アイソトープに対する密度分布図に見られる系統的かつ劇的な構造の移り変わりは興味深い。Li アイソトープ (図 6) では、 ${}^7\text{Li}$ で最も顕著に変形しており非常に発達したクラスター構造 ($\alpha + t$) が見られる。 ${}^9\text{Li}$ 核でも変形は見られるものの ${}^7\text{Li}$ ほど顕著ではなく、クラスター構造が減衰していく。中性子数がさらに増加した ${}^{11}\text{Li}$ の系では、もはやクラスター構造は消滅してしまい、ほとんど球形の構造になる。この状態の AMD 波動関数はシェル模型での $0\hbar\omega$ シェルにとどまった励起のない状態とほぼ一致する。中性子の密度分布は、中性子数が増えるにしたがい $N = 4$ の ${}^7\text{Li}$ での大きな prolate 変形 (葉巻型) から $N = 8$ (${}^{11}\text{Li}$) の球形へと分布形状を変化させている。これは、中性子の詰まっていくときに中性子軌道のシェル効果がはっきりと現れた結果である。Li アイソトープでは常に陽子数は $Z = 3$ であるにもかかわらず、中性子数の増加にともなう中性子分布の変化にひきずられて陽子分布も中性子分布と同様に prolate 変形から球形へと構造が大きく移り変わっている様相は非常におもしろい。このために、同じ Li アイソトープでも陽子分布の非常に異なる核が共存することになる。おおざっぱには、主に陽子密度の変形が Q モーメントに寄与するので、図 6 に見られる陽子分布の変化は Li アイソトープの Q モーメントの中性子数 N 依存性を支配していると言える。さらに定量的な議論は § 5 で行う。

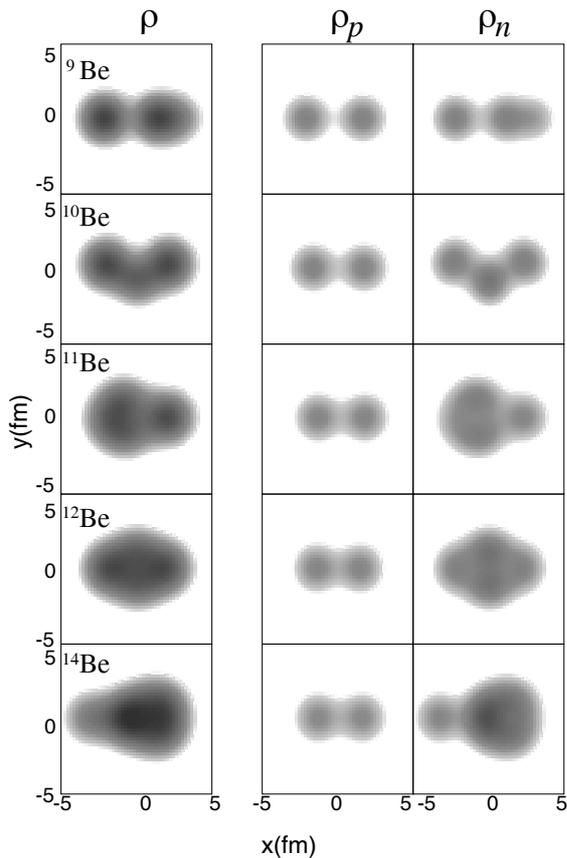


Figure 8: Be アイソトープの逆パリティ状態についての AMD 計算における内部状態の密度分布図。

Be アイソトープの場合、構造の変化はさらに著しい様相を示す。 ^{11}Be は基底状態が正常と逆のパリティ(+) という特異性をもっているが、最初の議論ではアイソトープの系統的な性質をみるために正常パリティ(-) の性質について考えよう。図 7 に見られるように、 ^6Be から中性子数が増加するにつれて変形が徐々に大きくなり、 ^8Be でクラスター構造 ($\alpha + \alpha$) が非常に発達し最も大きな変形をもつ。さらに N が 4 よりも大きくなっていくと $4 \leq N \leq 8$ の領域で変形は次第に小さくなっていき、 $N = 8$ の中性子閉殻をもつ ^{12}Be で最も球形に近いシェル模型的な構造をとる。非常に興味深い点は、さらに中性子過剰な系 $8 \leq N$ で再び変形が発達していく様相が見られることである。 ^{13}Be , ^{14}Be では、中性子分布が再び変形していきそれとともに、陽子の変形も徐々に大きくなっていく。

Be アイソトープの逆パリティの状態は、一般に正常パリティ状態よりも大きな変形をもつことが図 8 から読み取れる。 ^{11}Be は逆パリティの方が基底状態であるが、その+パリティ状態の内部構造を考察すると、正常パリティの他の Be 基底状態とならべたときに隣接核 $^{10}\text{Be}(+)$ や $^{12}\text{Be}(+)$ と比べて大きな変形をもっていることがわかる。この結果は、変分シェル模型による研究 [17] において変形が ^{11}Be の $\frac{1}{2}^+$ レベルを下げる重要な要因の一つであるという主張と矛盾しない。

クラスターの様相

AMD の一粒子波動関数の中心 $\{Z\}$ の空間的な配置を解析することにより、どのようなクラスターが局在しているのか調べ、クラスターの空間的な発達を考察する。ガウス波束中心の空間座標は、 $\{D\} = \{\text{Re}Z/\sqrt{\nu}\}$ で与えられる。 $\{D\}$ の配置を図 9、図 10 に示す。ほとんどの原子核の場合、最後の valence 核子を除いて偶数個の同種核子の中心 $\{D\}$ はスピン $\uparrow\downarrow$ 対を構成し対応する D_j が 2 つずつ重なった配置をとる。実際の一粒子波動関数の密度はこの点を中心に $\exp(-2\nu^2)$ のガウ

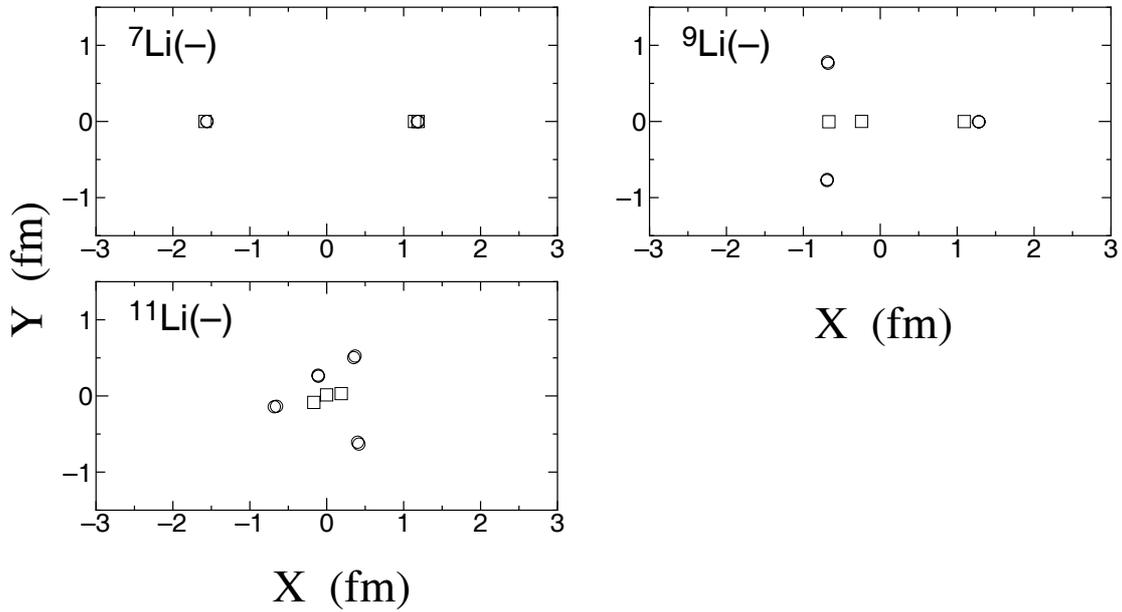


Figure 9: Li アイソトープの負パリティ状態における核子のガウス波束中心 $\{\text{Re}Z/\sqrt{\nu}\}$ の空間的配置。 $\{\text{Re}Z/\sqrt{\nu}\}$ を適当な $X - Y$ 平面に投影し、 \square と \circ は陽子と中性子の中心をそれぞれ表している。

ス型の広がりをもって分布している。この質量数領域では、およそ $2\sqrt{\nu} \sim 1\text{fm}$ 程度離れたとき密度が中心の $1/e$ の大きさになるような分布である。

§ 1でも述べたように、Li, Be アイソトープの通常核 $N \sim Z$ の領域では ${}^7\text{Li}$ や ${}^8\text{Be}$ でクラスター構造の発達が知られており、どちらの核も核構造や核反応について多くの研究がクラスター模型を用いて行われ成功している。しかし、クラスターの存在を仮定することなくこれらのクラスターの形成を微視的に確かめた理論的研究はほとんど存在しない。AMD の波動関数では ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Be}$ や ${}^9\text{Be}$ においてそれぞれ $\alpha + t$, $\alpha + \alpha$ と $\alpha + {}^5\text{He}$ の良く知られたクラスター構造が実際に出現することが図 9, 10 から確かめられる。AMD による研究は、従来仮定されてきたクラスターの形成を実際に理論的に確認した研究として非常に貴重な意義をもつ。これらのクラスターが中性子数の増加に従い、どのように変化するのが興味深い問題である。 ${}^7\text{Li}$ で発達する $\alpha + t$ クラスター構造は $N = 8$ に達する ${}^{11}\text{Li}$ では、完全に消滅してしまう。 ${}^9\text{Li}$ では、二つにグループ化した $\{\mathbf{D}\}$ が存在し、 ${}^6\text{He} + t$ のクラスターと見なせるが相対距離は ${}^7\text{Li}$ ほど小さくなくクラスターの発達は中程度である。

Be アイソトープの結果 (図 10) では、4つの陽子分布の中心 (四角点) が常に2組のスピン $\uparrow\downarrow$ 対を構成している。Be アイソトープの多くの核はこの2組の陽子対を芯にして2中心的なクラスター構造を構成している。AMD の結果から ${}^6\text{Be}$ の $2p + \alpha$, ${}^7\text{Be}$ の ${}^3\text{He} + \alpha$, ${}^8\text{Be}$ の $\alpha + \alpha$, ${}^9\text{Be}$ の ${}^5\text{He} + \alpha$, ${}^{10}\text{Be}$ の ${}^6\text{He} + \alpha$ として ${}^{11}\text{Be}$ では ${}^7\text{He} + \alpha$ のクラスター構造が見つかった。これらのクラスターの空間的な発達の度合いは、二つの陽子対の相対距離 R_{pp} で大ざっぱに評価することができる。図 11 に示した R_{pp} による考察から、 $N = 4$ の ${}^8\text{Be}$ で最もクラスター構造が空間的に発達することがわかる。これは、従来の考えと一致する。(但し、 ${}^8\text{Be}$ は現実には共鳴状態であるが、AMD

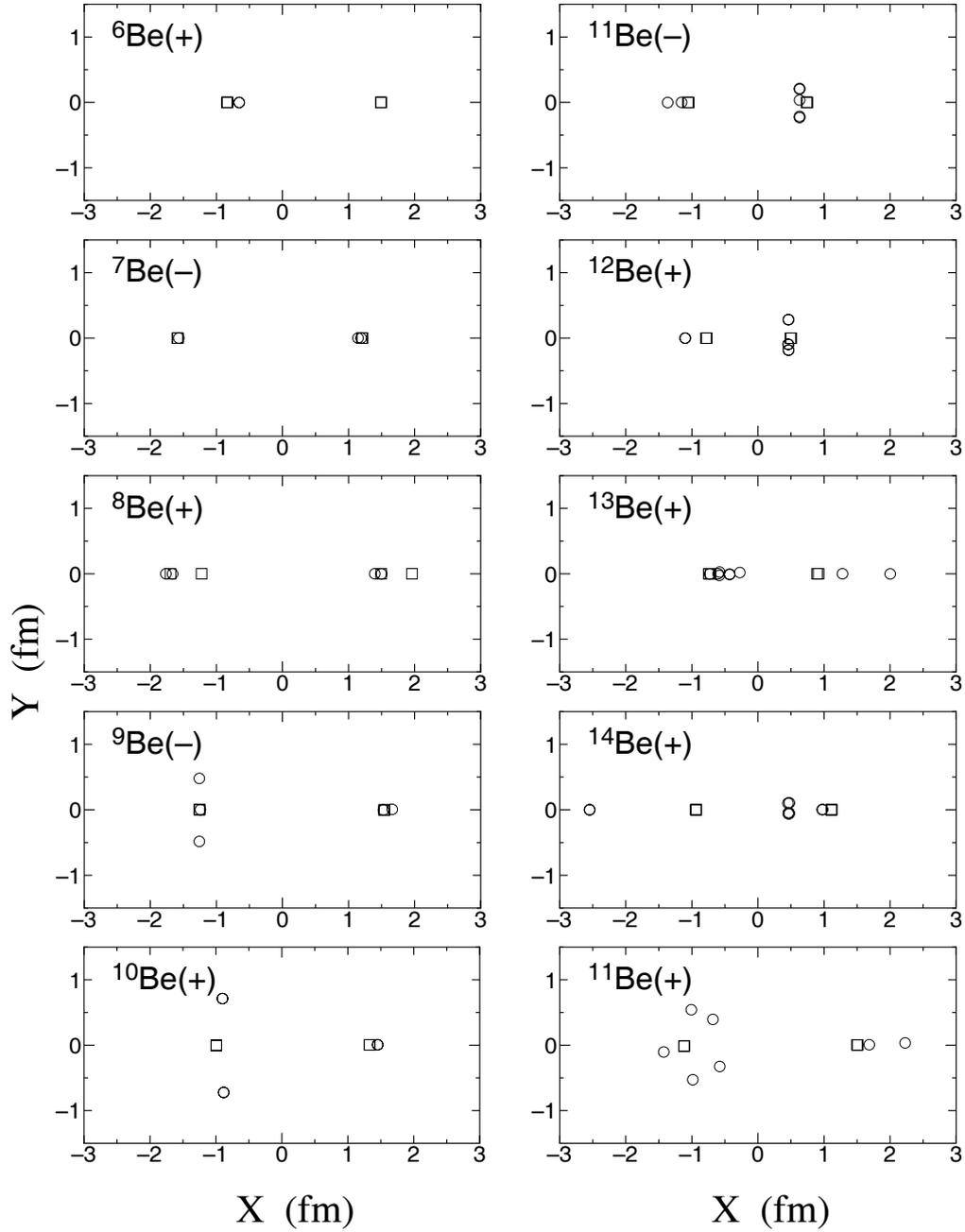


Figure 10: Be アイソトープにおける核子のガウス波束中心 $\{ \text{Re } \mathbf{Z}/\sqrt{\nu} \}$ の空間的配置。 $\{ \text{Re } \mathbf{Z}/\sqrt{\nu} \}$ を適当な $X - Y$ 平面に投影し、 \square と \circ はそれぞれ陽子と中性子の中心を表している。

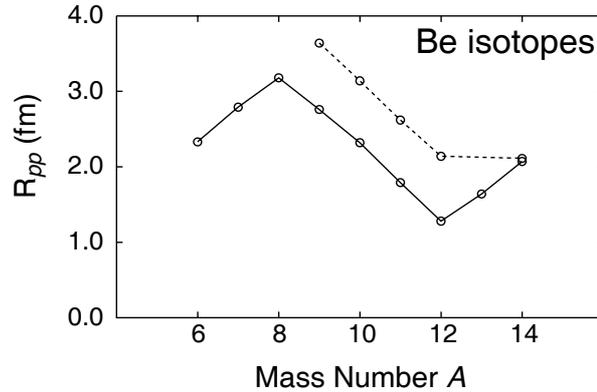


Figure 11: Be アイソトープの通常パリティをもつ AMD 内部状態におけるクラスター間相対距離。クラスター間の距離は二つの陽子 $p \uparrow \downarrow$ ペアーの間の距離 $R_{pp}(\text{fm})$ で評価している。

では重心エネルギーによる見せかけのバリアが存在するために準束縛状態としての内部構造が記述されていることを注意する。) Be アイソトープの $4 \leq N \leq 8$ の領域では、中性子数の増加とともにクラスター間相対距離 R_{pp} が徐々に減少しクラスター構造が減衰していく。中性子閉殻をもつ $^{12}\text{Be}(N = 8)$ では、 $\{\mathbf{D}\}$ が原点付近に集まっておりクラスターの空間的発達は見られない。 $N < 8$ で再び R_{pp} が大きくなり、クラスターが形成されていくように見える。この結果は分子軌道模型による結果 [20] と一致する。しかし注目すべき点は、中性子ドリップラインに近い ^{13}Be や ^{14}Be で見られるクラスターは通常のクラスターとは違い、 $\{\mathbf{D}\}$ 分布図 (図 10) に見られるように α クラスターが中性子が原点から遠い側に分布して大きな偏極もっていることである。特に ^{14}Be では大きな偏極のために中性子が遠方に分布する様子が見られる。上で見た密度分布図 7 の核物質の密度分布を考慮すると、 ^{14}Be ではクラスター形成だけでなく平均場的な様相も共存していることがうかがえる。

二つのスレーター行列式の重ね合わせに拡張された EAMD の結果はクラスター構造の様相について興味深い結果を与える。重ね合わせの 2 つの AMD 状態はそれぞれパラメータ $\{\mathbf{Z}\}$ と $\{\mathbf{Z}'\}$ で記述される。それぞれの状態を $|\Phi_1^\pm(\mathbf{Z})\rangle, |\Phi_2^\pm(\mathbf{Z}')\rangle$ と表す。EAMD の結果でまず重要ことは、多くの核で EAMD 波動関数 $|\Phi_1^\pm(\mathbf{Z})\rangle + C|\Phi_2^\pm(\mathbf{Z}')\rangle$ のエネルギー変分により求められた主要成分 $|\Phi_1^\pm(\mathbf{Z})\rangle$ は単純な AMD の結果とほぼ同じ状態であり、この主要成分が全波動関数のノルムの 80 ~ 90% を占めることである。第二成分 $|\Phi_2^\pm(\mathbf{Z}')\rangle$ によって別の状態が主要成分に混合されるが、主要成分に直交する成分の大きさは全体の 10 ~ 20% に留まる (表 3)。

つまり、多くの場合、EAMD で得られる状態は AMD 状態に小さな補正を加えることで精密化された状態となっている。このことは AMD 法の信頼性を示す重要な結果である。AMD 波動関数を重ね合わせを無限に行えば全波動関数の関数空間は完全系を張り、真の状態に近づいていくはずである。2 つの AMD 波動関数の重ね合わせを変分して得られた結果が単純な AMD で記述される主要成分とわずかな直交成分による補正項で構成されているという事実は、AMD の近似に対する信頼性を支持するという重要な物理的意味をもつ。さらに第二成分を解析することにより、次に重要な成分を記述するのに AMD 波動関数のどの部分を改善すべきか知る手がかりを与える。例えば、 ^7Be , ^8Be や ^9Be のようなクラスターの良く発達した系では、第二成分は 2 つのクラスター中心の相対波動関数を精密化するような効果を与える。4.1.1 でクラスターの発達した核

Table 3: Be アイソトープに対する EAMD 波動関数において、規格化した第一成分 $|\Phi_1\rangle^N \equiv |\Phi_1\rangle/|||\Phi_1|||$ が全体の波動関数 $|\Phi_1 + \Phi_2\rangle^N \equiv (|\Phi_1\rangle + |\Phi_2\rangle)/|||\Phi_1\rangle + |\Phi_2\rangle|||$ の中で占める割合。

	$ \langle \Phi_1 (\Phi_1 + \Phi_2) \rangle^N ^2$
${}^6\text{Be}(+)$	0.83
${}^7\text{Be}(-)$	0.84
${}^8\text{Be}(+)$	0.83
${}^9\text{Be}(-)$	0.90
${}^{10}\text{Be}(+)$	0.85
${}^{11}\text{Be}(-)$	0.96
${}^{11}\text{Be}(+)$	0.88
${}^{12}\text{Be}(+)$	0.96
${}^{13}\text{Be}(+)$	0.90

の大きな Q モーメントや $B(E2)$ をより精密に説明するため相対波動関数を改良を行ったが、この改良は EAMD の結果に基づいている。また、 ${}^{10}\text{Be}$, ${}^{11}\text{Be}(-)$ では、それぞれ主成分 $|\Phi_1^\pm(\mathbf{Z})\rangle$ が AMD の結果と同じ ${}^6\text{He}+\alpha$, ${}^7\text{He}+\alpha$ クラスター構造をもつのにに対し、第二成分 $|\Phi_2^\pm(\mathbf{Z}')\rangle$ にはそれぞれ ${}^5\text{He}+{}^5\text{He}$, ${}^6\text{He}+{}^5\text{He}$ の配位をもつ別のチャンネルのクラスター構造が混合する。これらの原子核においては、異なるクラスター配位をもつチャンネルの混在の可能性が強調されている。また、 ${}^{11}\text{Be}$ の+パリティ状態について EAMD の結果では最後の valence 中性子が遠方に広がって分布する様子が見られる。

4.1.3 小節のまとめ

AMD を用いて Li, Be アイソトープの構造を調べた。エネルギー、半径、磁気双極子モーメント、電気的四重局モーメント、 $E2$ 遷移強度など様々な性質について数多くの観測量を再現することに成功した。密度依存性をもつ斥力を含む相互作用は、半径や逆パリティ状態の励起エネルギーの再現に不可欠であることがわかった。 ${}^{11}\text{Li}$ と ${}^{11}\text{Be}$ 核は非常にゆるく束縛された valence 中性子をもつ特徴があるが、単純な AMD では valence 中性子の遠方での振る舞いを十分に記述することができず、測定されている大きな半径を再現することができない。AMD 波動関数を改良して valence 中性子の運動を精密に記述することによって ${}^{11}\text{Li}$ と ${}^{11}\text{Be}$ の大きな半径や ${}^{11}\text{Be}$ のパリティ逆転の現象の詳しい研究が残されている。 ${}^7\text{Li}$ で Q モーメントや $B(E2)$ の大きな実験値の問題は、クラスター間の相対運動について AMD 波動関数を重ね合わせた改良で長いすそを記述することによって精度よく再現された。内部構造には、中性子数の増加に従ってクラスター的な構造とシェルの構造の間をめぐり移り変わる様相が見られた。AMD による研究では、 ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Be}$, ${}^9\text{Be}$ などの通常核で従来知られているクラスター構造の形成をクラスターの存在を仮定しない枠組みの中で理論的に検証することができた。また、Be の中性子ドリップライン近傍の中性子過剰核でも、クラスター構造が発達する可能性を示唆した。

4.2 B アイソトープ

B アイソトープは現在実験が進みつつある領域で、中性子過剰な不安定核 ${}^{14}\text{B}$, ${}^{15}\text{B}$, ${}^{17}\text{B}$ の磁気モーメントや四重極モーメントの値が次々と測定されている。ドリップライン近傍では隣接核の結合エネルギーの差が小さく、ハロー構造の出現が提唱されている。一方、理論的な研究はまだほと

んど行われていないのが現状である。B アイソトープの場合 $Z = 5$ 系の 3 中心的なクラスター構造あるいは 2 中心的なクラスター構造の形成の可能性が考えられるので、Li, Be に比べクラスターの様相が複雑で不安定核で構成単位となり得るクラスターの仮定が自明ではない。ドリップラインが $N = 14$ の ^{19}B まで達しており、 $Z : N = 5 : 14$ と中性子の割合が著しく大きいアイソトープが存在することも興味深い特徴である。これらの意味で B アイソトープは Li, Be の $Z \leq 4$ 系と比べさらに複雑で興味深い研究課題と言える。分子軌道模型を用いた研究 [20] では、 $\alpha + \alpha$ の芯とそれをとりまく $p + n + \dots + n$ を仮定して B アイソトープの構造を調べ、 $N > 8$ の中性子過剰核で $\alpha + \alpha$ 芯の相対距離が大きくなることを提唱しており、クラスター構造の出現の可能性を示唆する興味深い結果である。また、 $^{11}\text{B}, ^{13}\text{B}, ^{15}\text{B}$ の Q モーメントの実験値が中性子数に依存しており、 $Q(^{15}\text{B})$ が $Q(^{13}\text{B})$ より大きいという事実からも、中性子過剰な ^{15}B での核変形の可能性が推測されている。

4.2.1 計算結果と実験値との比較

相互作用は MV1 force を用いた。Majorana パラメータ $m = 0.576, 0.630.65$ についてそれぞれの原子核に対しエネルギー最適化条件で選んだガウス波束の幅 ν の値を表 4 に示す。

Table 4: B アイソトープについてエネルギーの最適化により選んだガウスの幅パラメータ $\nu(\text{fm}^{-2})$

Interaction	Width parameter ν (fm^{-2})				
	^{11}B	^{13}B	^{15}B	^{17}B	^{19}B
$m=0.576$	0.185	0.175	0.175	0.165	0.160
$m=0.63$	0.170	0.160	0.155	0.150	0.145
$m=0.65$	—	0.155	0.150	0.150	0.135

核半径

図 12 に B アイソトープの r.m.s.r と反応断面積から導出された反応半径との比較を示す。Majorana パラメータを固定した MV1 ($m = 0.576$) force の理論値 (b) は、中性子過剰核の大きな半径を十分再現できない (図の点線)。半径の計算値はパラメータ m のとり方に非常に敏感であるので、半径に関係した量の考察では m を注意深く選ぶことが重要である。Majorana パラメータ m は一般に大きな質量数の系に対して大きな値を用いるのが自然で、特に sd 殻に核子の詰まった系では p 殻までの系よりも大きな m の値を用いるのが適当とされている。B アイソトープでは ^{15}B 以上の中性子過剰な領域で中性子が sd に詰まっていく。このことを考慮した質量数依存性をもつ m を用いて半径を定量的に議論する。図の実線は質量数に依存した Majorana パラメータを用いた場合の結果 (a) である。 $^{11}\text{B}, ^{13}\text{B}, ^{15}\text{B}, ^{17}\text{B}$ と ^{19}B に対しそれぞれ $m = 0.576, 0.576, 0.63, 0.65, 0.65$ の値を用いた場合の理論値は実験値によく合っている。中性子ドリップライン近傍の B アイソトープで核半径が大きくなる要因には、中性子スキン (陽子密度の外側に中性子密度がはみ出して分布している核表面領域) 構造の出現による効果が考えられる。中性子スキン構造については後で詳しく議論する。また、 ^{17}B や ^{19}B では valence 中性子の小さな結合エネルギーから中性子ハロー構造の可能性も推測されているが、すでに 4.1 で議論したように AMD 波動関数では十分に記述されない。中性子ハローの効果によって半径はこれらの結果よりさらに大きくなることが予想される。

エネルギー

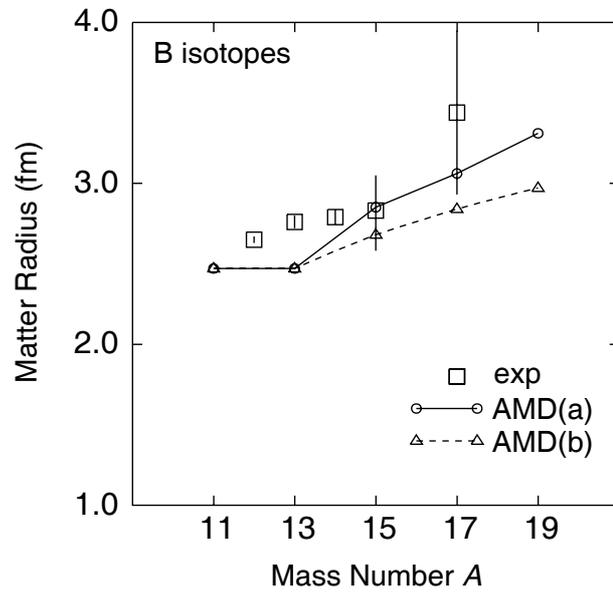


Figure 12: B アイソトープの核半径。計算値は (b) ($m = 0.576$) の場合と (a) 質量数に依存した Majorana パラメータ m を用いた相互作用 MV1 による root-mean-square-radius の結果。実験値は反応断面積から求めた核半径。

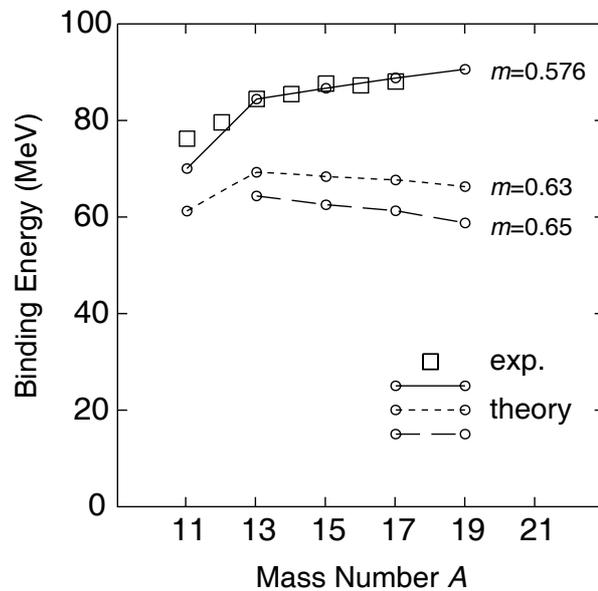


Figure 13: B アイソトープの結合エネルギー。相互作用 MV1 ($m = 0.576, m = 0.63, 0.65$) を用いた場合の AMD 計算値と実験値。

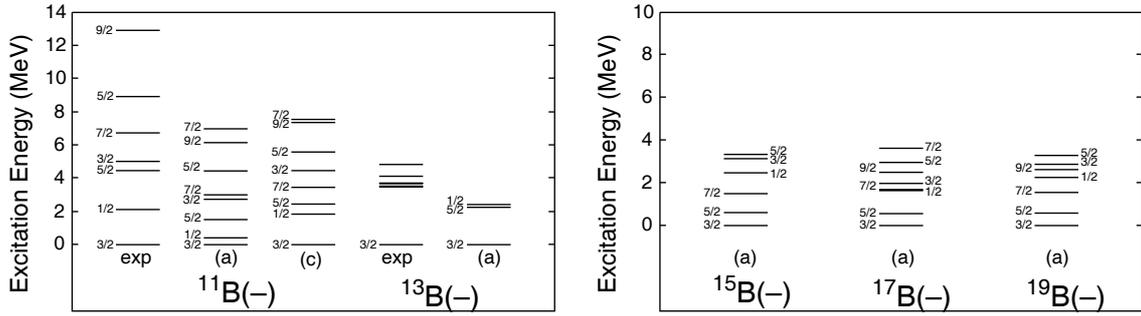


Figure 14: B アイソトープの負パリティ状態のエネルギーレベル。AMD 計算値 (a) は $MV1(m = 0.576)$ で LS 力の強さ $u = 900\text{MeV}$ の場合の結果。ただし、 ^{11}B については (c) $MV1(m = 0.56)$ で LS 力の強さを $u = 1500\text{MeV}$ にした場合の結果も示す。

B アイソトープの基底状態の結合エネルギーの計算結果を図 13 に表す。結合エネルギーの実験値は $m = 0.576$ で絶対値がほど良く評価されている。ただし、valence 中性子の振る舞いを考えるときには絶対値でなく隣接核の相対的なエネルギー差に注意が必要である。

図 14 は負パリティ状態の低励起領域のエネルギーレベルを表す。低励起のレベル構造で実験的にスピンパリティが特定されているのは安定核 ^{11}B だけである。この原子核について計算されたレベルのほとんどは実験値のレベルとよく対応している。ただし、計算されたレベル間隔はやや狭く慣性率が大きく評価されている。相互作用 $MV1$ $m = 0.576, u = 900\text{MeV}$ (a) よりも強い LS 力を用いた (c): $m = 0.56, u = 1500\text{MeV}$ の結果は ^{11}B の第一励起状態の励起エネルギーをよく再現する。実験的にエネルギーレベルの情報がない他の B アイソトープについては、AMD の結果では中性子過剰核 $^{15}\text{B}, ^{17}\text{B}, ^{19}\text{B}$ で $K^\pi = 3/2^-$ と $K^\pi = 1/2^-$ のバンドを構成する低励起状態の存在を予言している。

次に、AMD 波動関数の一粒子エネルギーを議論する。AMD の一粒子波動関数は互いに直交してないので一核子状態の性質を考察するには反対称化の効果を検討する必要があるという点に注意を要する。直交化の方法は一意ではないが、ハートリー・フォック (HF) 理論での知識を応用して AMD 波動関数に関して HF 的な一粒子ハミルトニアンに対角化による直交化を行い、一粒子状態を解析する。すなわち、HF 理論で定義される平均一体場を AMD の波動関数について求めたハミルトニアン行列 h_{ij} を対角化することによって、AMD の内部波動関数を HF 的な一核子状態として考察することができる。ハミルトニアン H が運動エネルギーの一体演算子 \hat{t} と 2 体相互作用 \hat{v} と 3 体力の 3 体演算子 \hat{v}_3 によって、

$$H = \sum_{i=1}^A t_i + \sum_{i<j} v_{ij} + \sum_{i<j<k} v_{3ijk} \quad (23)$$

のように表せるとき、AMD のハミルトニアン期待値は、AMD のノルム行列 $B_{ij} = \langle \varphi_i | \varphi_j \rangle$ を用いて次のように書ける。

$$\langle H \rangle = \sum_{i,j=1}^A B_{ji}^{-1} \langle \varphi_i | \hat{t} | \varphi_j \rangle$$

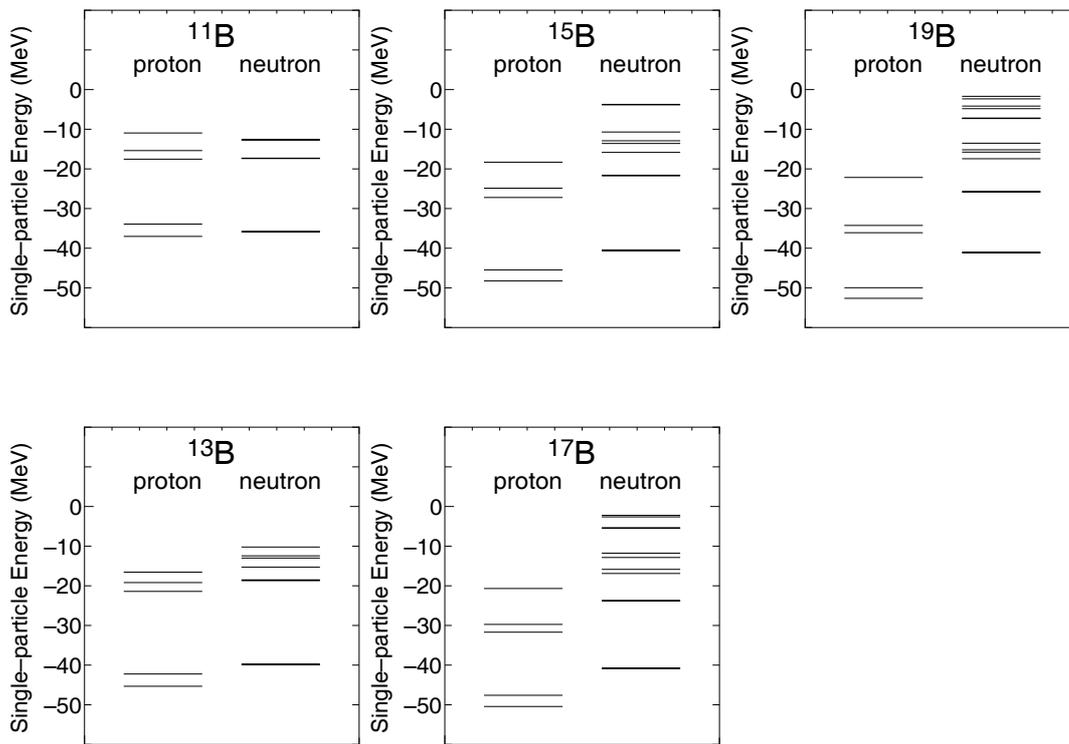


Figure 15: B アイソトープの AMD 内部状態におけるハートリー・フォック的な一粒子エネルギー。詳しい定義は文中で説明している。

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{2} \sum_{i,j,k,l=1}^A B_{ki}^{-1} B_{lj}^{-1} \langle \varphi_i \varphi_j | \hat{v} | \varphi_k \varphi_l - \varphi_l \varphi_k \rangle \\
& + \frac{1}{6} \sum_{i,j,k,l,m,n}^A B_{li}^{-1} B_{mj}^{-1} B_{nk}^{-1} \times \langle ijk | \hat{v}_3 | lmn + nlm + mnl - lnm - mln - nml \rangle \\
& \text{ただし、} \langle ijk | v_3 | lmn \rangle = \langle \varphi_i \varphi_j \varphi_k | v_3 | \varphi_l \varphi_m \varphi_n \rangle.
\end{aligned} \tag{24}$$

AMD 波動関数に関する HF 的な一体ハミルトニアン行列は

$$\begin{aligned}
h_{ij} & = \sum_{i,j=1}^A B_{ji}^{-1} \langle \varphi_i | \hat{t} | \varphi_j \rangle \\
& + \sum_{k=1}^A B_{ji}^{-1} B_{kk}^{-1} \langle \varphi_i \varphi_k | \hat{v} | \varphi_j \varphi_k - \varphi_k \varphi_j \rangle \\
& + \frac{1}{2} \sum_{k,l}^A B_{ji}^{-1} B_{kk}^{-1} B_{ll}^{-1} \times \langle ikl | \hat{v}_3 | jkl + ljk + klj - jlk - kjl - lkj \rangle
\end{aligned} \tag{25}$$

で求められる。平均一体場ハミルトニアン行列 h_{ij} を対角化することによって HF 的な一粒子エネルギーと一粒子状態を評価することができる。図 15 に B アイソトープの一粒子エネルギーを示す。陽子の一粒子エネルギーは、中性子数の増加とともに徐々に引き下げられている。特に、中性子が p シェルに詰まる ^{11}B から ^{13}B の移行では、付加された中性子と陽子との軌道の重なりが大きい。そのため陽子の獲得する引力エネルギーが大きく、エネルギーの下がり方が顕著に表れる。中性子数がさらに増加して sd に詰まっていく ^{15}B , ^{17}B , ^{19}B では付加された中性子と陽子の重なりが小さいため、中性子数の増加に対し陽子エネルギーの下がり方は緩やかである。陽子のレベル構造は核の内部構造を反映している。後で述べるように、AMD の内部構造は ^{13}B がシェル模型的構造であるのに対し ^{19}B はクラスター構造が発達している。陽子軌道は近似的に $0s$, $0p$ 軌道に対応しているが、特に ^{13}B には、 $0s$, $0p$ のシェル構造がはっきりと表れている。一方 ^{19}B では最後の陽子レベルのエネルギーが高く、レベル構造にクラスター構造が反映されている。つまり、2 中心の陽子対 ($p \uparrow, p \downarrow$) とその周りを運動する半端な陽子の構造である。ただし、平均一体場はパリティ射影を行わない状態について定義されているので、実際には最後の陽子軌道についてのエネルギーを高く評価されると考えられる。中性子についてもレベル構造にシェ尔的な様相が見られる。特に ^{13}B にははっきりしたシェル構造が現れる。中性子が sd シェルを占める ^{15}B , ^{17}B , ^{19}B ではフェルミエネルギーが小さい。特にドリップラインの ^{19}B では、フェルミ面の中性子は結合エネルギーが非常に小さく束縛が弱いので中性子ハローの出現する可能性が示唆されている。

磁気双極子モーメント

B の奇-偶アイソトープ (Z : 奇数、 N : 偶数) の磁気モーメントについて、AMD の理論値は様々な Majorana パラメータ m や、Bartlett 及び Heisenberg 項をいれた場合や強い LS 力を用いたときで計算結果がほとんど変わらず、相互作用に依存しない安定した μ モーメントの結果を与える。図 16 に示すように AMD の理論値は測定された μ モーメントの実験値を良く再現している。特に、AMD 計算は最近測定された中性子過剰核 ^{15}B の μ モーメントの実験値を見事に再現し、また $\mu(^{17}\text{B})$ に対する AMD の予言値は、最近の $\mu(^{17}\text{B})$ の測定実験によりほぼ一致した結果が得られ妥当性が証明されている。このように AMD 計算は、B アイソトープの安定核からドリップライン近傍の不安定核まで幅広い領域について μ モーメントを系統的に再現することに成功した。B アイソトープの μ モーメントは $N > 8$ の中性子過剰核で $0p_{3/2}$ の陽子に対する Schmidt 値 -3.79 から大きく

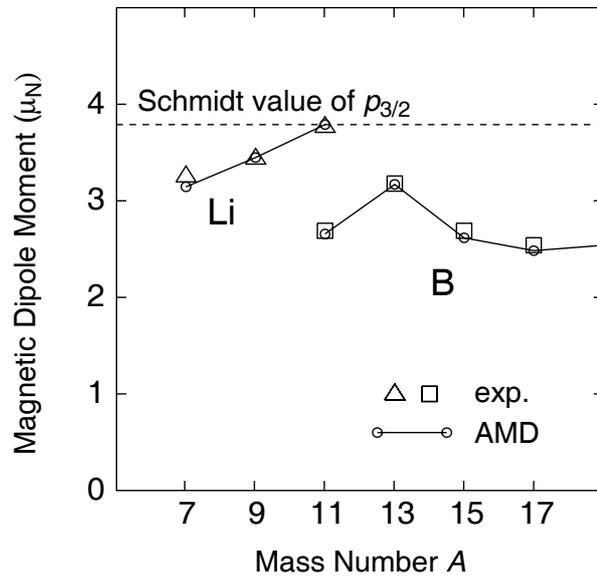


Figure 16: B アイソトープの磁気双極子モーメント。理論値は質量数依存性をもつ Majorana パラメータを用いた AMD の結果。 ^{15}B , ^{17}B の実験値は RIKEN のマシン RIPS によって最近測定された値 [10, 11] (^{17}B の実験値は preliminary なもの)。それ以外の実験値は参考文献 [46] から引用した。参考のために Li アイソトープの結果も示す。

はずれている。Schmidt 値からのシフトの原因として、中性子ドリップライン近傍核でのクラスター構造の可能性があげられており、 $\mu(\text{B})$ の系統的な性質が非常に注目されている。論文の後半の節 5.3 では、AMD 波動関数の解析によって B アイソトープの μ モーメントが $0p_{3/2}$ の陽子に対する Schmidt 値からシフトする現象を核構造と結びつけて考察する。

電气的四重極モーメントと $E2$ 遷移強度

電气的性質に関して強調すべき点は、AMD の枠組みでは有効電荷を使う必要がなく、陽子 e 、中性子 0 の電荷をそのまま使って電磁气的性質を記述できることである。シェル模型やハートリー・フォックなどの多くの理論では、波動関数を制限し核子相関を平均化してしまうために中性子分布の集団的な変形の効果が陽子分布に反映されにくいという欠点をもつ。これらの理論では陽子分布の変形を直接記述できないため、通常核では中性子にゼロでない見せかけの有効電荷をもたせることで、中性子変形が陽子変形に与える寄与を評価して問題を回避している。ところが、中性子過剰核ではゆるく結合した valence 中性子や中性子分布と陽子分布の違いといった性質をもつために、中性子が陽子に与える影響の強さは通常核の場合とは異なる。通常核と中性子過剰核のこれらの相違点のために、通常核で従来取り入れられている有効電荷は中性子過剰核では破綻し、統一的に記述することができない。現状では、未知領域の原子核について妥当な有効電荷を仮定することは難しく、電气的性質についての理論的予測を行なうことができないという致命的な欠点をもつ。AMD の枠組みでは中性子と陽子の相関が自ずと取り入れられているので、集団的変形の効果は陽子分布と中性子分布の双方に矛盾なく自然に取り込まれている。このために裸の電荷

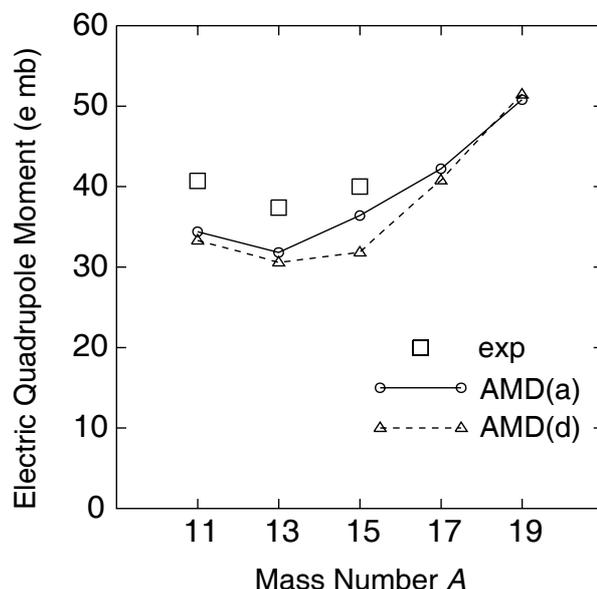


Figure 17: B アイソトープの電氣的四重極モーメント。実線 (a) は MV1 力で質量数依存性をもつ Majorana パラメータを採用した結果。点線 (d) は 2 体核力に Bartlett 項と Heisenberg 項を加えた場合の結果を示す。実験値は参考文献 [46, 10] から引用した。

を用いて陽子の变形からの寄与を直接評価することで通常から不安定核にいたる領域の電氣的性質を系統的に説明することができる。

図 17 に電氣的四重極モーメントの結果と実験値との比較を示す。半径を再現するように選んだ質量数依存の Majorana パラメータ m を用いた AMD 計算の理論値は実験値をよく再現している。特に中性子数の増加にともなう系統的な Q の変化の性質がよく記述されている。

これまでに示したように Majorana パラメータ $m = 0.63$ の結果は、 $m = 0.576$ では小さすぎる $Q(^{15}\text{B})$ の値と半径を矛盾なく説明することができる。しかし、 m の質量数依存性に加えてもう一つ重要な効果としてクラスター間の相対運動の長いすそによる寄与も重要であることを思い出ししてほしい。すでに Li アイソトープの議論で説明したように、クラスターが良く発達した ^7Li では相対運動のすそが Q を大きくする効果をもつことを定量的に確かめた。後で示すが AMD の結果によると ^{15}B でも 2 中心的なクラスター構造の発達が示唆されており、 $Q(^{15}\text{B})$ の定量的な精密な議論ではクラスター間の相対運動の遠方のすその効果を見捨てることはできない。もちろん、中性子過剰な B アイソトープで形成されるクラスターは安定核に見られる堅い (励起しにくい) クラスターではないので、クラスター間相対運動の遠方のすそは安定核の場合ほど顕著には発達できないと推測される。相対運動の簡単な改良を行った AMD 計算では、 ^{15}B においてすその効果は ^7Li ほど大きくないが無視できない程度であった。 ^{15}B 以外の $N > 8$ の中性子過剰核の Q モーメントについても m の質量数依存性だけでなく、クラスター間のすその効果を評価することは重要であると推測される。

^{11}B の励起状態について $B(E2)$ の値を表 5 に示す。AMD の結果は実験値を良く再現し、AMD による低励起状態の記述の有効性が再確認できる。

Table 5: ^{11}B の $E2$ 遷移強度 $B(E2; I_1 \rightarrow I_2)$ 。

	transition ($I_1 \rightarrow I_2$)	energy (MeV)	exp. (e^2fm^4)	AMD (e^2fm^4)
^{11}B	$5/2^- \rightarrow 3/2^-$	$4.45 \rightarrow 0$	$9.6(2.4)$	11.30
	$3/2^- \rightarrow 1/2^-$	$5.02 \rightarrow 2.13$	$3(0.3)$	6.38
	$7/2^- \rightarrow 3/2^-$	$6.74 \rightarrow 0$	$1.3(0.3)$	1.34
	$5/2^- \rightarrow 3/2^-$	$8.92 \rightarrow 0$	$0.7(0.5)$	0.05

4.2.2 内部構造変化

ここまでに、B アイソトープの観測可能な諸量の理論値と実験値との比較を示した。エネルギーや半径、 Q モーメントなどの量は定量的には相互作用に敏感に依存するが、定性的な性質は相互作用にそれほど依存せず、一般的な傾向を見ることができる。異なる相互作用を用いたときに B アイソトープの AMD 内部構造の定性的な性質が大きく変わることがないことを確かめている。ここでは内部構造の変化の様相を議論するがその定性的な傾向は相互作用に依存しない基本的な性質であることを強調しておく。

密度分布

期待どおり、AMD で得られた B アイソトープの内部状態には中性子数の増加にともなう激しい構造の移り変わりが見つかった。図 18 にパリティ固有状態への射影を行う前の内部状態について密度分布を示す。中性子数の最も小さい ^{11}B では、中性子が 3 中心的なクラスターによる oblate (パンケーキ型) 変形のために全体として 3 軸非対称な変形をもつ。これに対し、中性子閉殻 $N = 8$ の ^{13}B で最も球形になることは、中性子軌道のシェル効果で説明できる。このとき、AMD 計算の基底状態はシェル模型的な波動関数に近づく。さて、中性子が p シェル閉殻の外側の sd シェルに詰まってくると中性子分布は大きく prolate に変形していく様子が見られる。 $N = 10$ の ^{15}B での中性子の prolate 変形は、 $Z = N = 10$ の安定核 ^{20}Ne の基底状態での $^{16}\text{O} + \alpha$ クラスター形成を思い起こせば容易に理解できる性質である。 ^{15}B の陽子分布は中性子の変形に引きずられて 2 中心的な prolate 変形を起こしている。さて、さらに中性子過剰な ^{17}B や ^{19}B では核全体の変形が次第に発達する様子が ρ の分布に見られることは非常に興味深い。特に中性子ドリップライン上の ^{19}B で plolate に大きく変形した構造は驚くべき結果である。 ^{19}B の構造は、実験的にも理論的にもまだほとんど知られていない。 $N = 14$ の系での plolate 変形は自明ではなく、ここで見られる大きな plolate 変形は中性子過剰な B アイソトープに特有な性質といえる。従って ^{19}B 系で plolate 変形が出現する機構は 5 個の陽子からの効果によって説明できるはずである。実際、AMD の結果によると 5 個の陽子は ^{19}B 内で 2 中心的に大きく plolate に変形していることが確かめられる。つまり、B の陽子の分布が plolate 変形を好む性質をもつために中性子分布が中性子ドリップライン近傍核で plolate に変形する傾向が表れていると解釈できる。また別の見方で、先に中性子分布の変化に着目すれば次のような考察ができる。中性子分布 ρ_n は $N > 8$ の領域で中性子数の増加に従って大きく変形して遠方に広がっていく。陽子分布は中性子のつくる変形した平均場を感じ、二つの陽子クラスターはさらに外側に引っ張られ大きな prolate 変形した分布をもつ。中性子変形と陽子変形についてのこのような二つの見方は鶏と卵の話であるが、実際は plolate 変形の本質的な要因が陽子或いは中性子の性質のどちらか一方にあるのではなく、陽子群と中性子群の両方のシェル効果が plolate 変形を互いに強め合って増幅させているという協調的な状況としてとらえるのべ

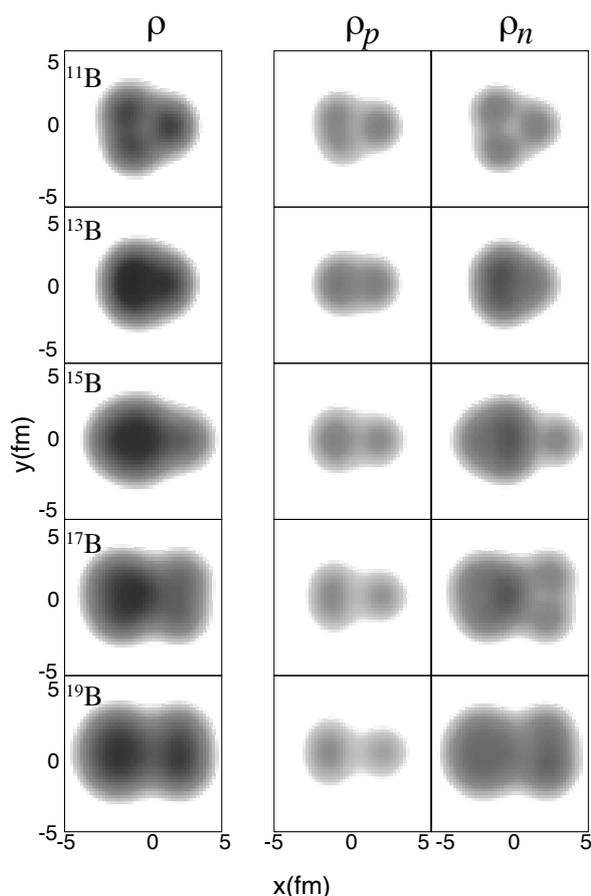


Figure 18: B アイソトープの密度分布。質量数に依存した Majorana パラメータを用いたときの AMD 内部状態の結果である。表記方法は図 6 に従う。

きであろう。その結果として、中性子ドリップライン近傍の B アイソトープで大きな prolate 変形が生じている。

密度分布の解析によると、中性子スキンの性質が中性子ドリップライン近傍での特徴として発見できる。 ^{19}B の図において ρ_n と ρ_p を比較すると、中性子が陽子に比べ非常に遠方に広がって分布していることがわかる。この結果は中性子スキンの出現を示唆している。中性子スキンと中性子ハロー構造はどちらも、ほとんど中性子だけが存在する領域を意味するが、その違いは中性子密度の大きさとして出現する核半径の範囲である。中性子ハローは半径 5fm から 15fm 程度に及ぶはるか遠方での薄い密度の広がりをさすのに対し、中性子スキンは中性子が陽子より外側にはみ出て比較的大きな密度で核表面に分布している核表面領域で特徴づけられる。図 19 に陽子と中性子の平均密度を半径の関数として表した $\rho_p(r), \rho_n(r)$ (核子/fm³) の結果を示す。中性子が *sd* シェルにつまんでいく ^{15}B 以上の中性子過剰核で中性子密度 $\rho_n(r)$ が次第に遠方へ分布していく様相が見られる。特に $^{17}\text{B}, ^{19}\text{B}$ と中性子ドリップラインに近づくにつれて、核表面領域で中性子が陽子の外側にはみ出して分布し、中性子スキン構造が現れ始めているのがわかる。

中性子ハロー構造についてはさらに精密な研究が必要である。 $^{11}\text{Li}, ^{11}\text{Be}$ について議論したように単純な AMD 波動関数はハロー構造のすそは記述できないため、中性子密度のはるか遠方での薄い広がりは表れない。しかし、AMD 計算で求めた一粒子エネルギーにはドリップライン近傍核の中性子が非常にゆるく束縛されている様子が見られ、valence 中性子が長くすそをひく可能

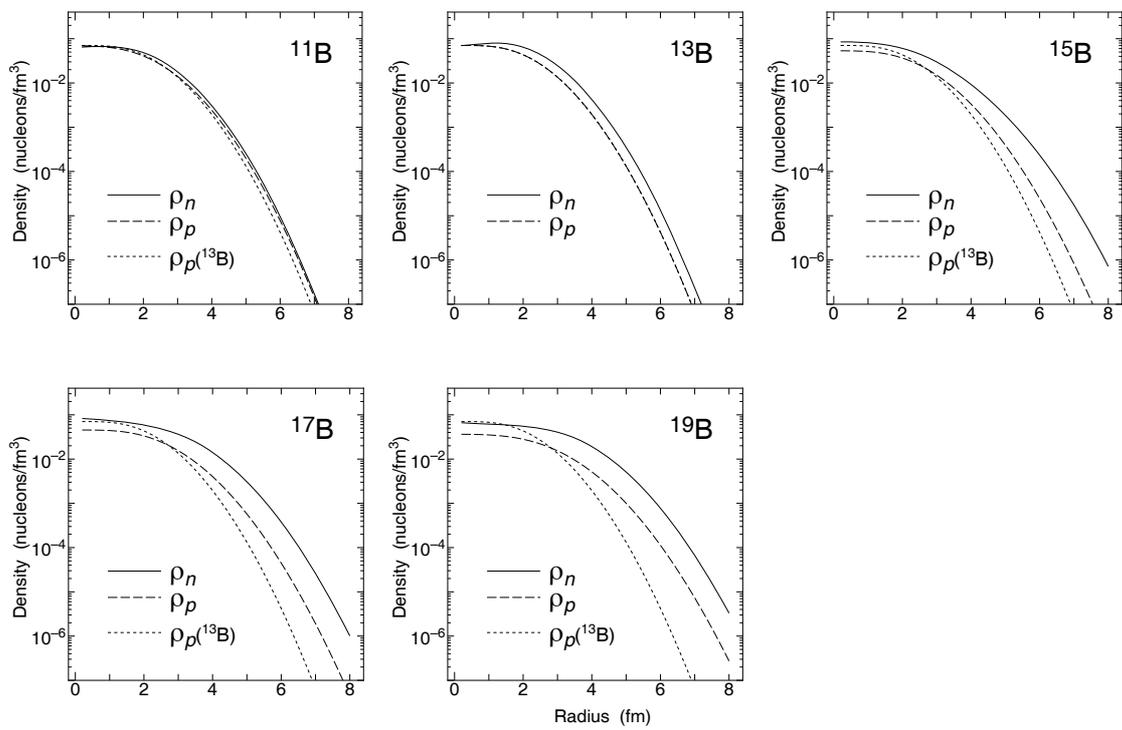


Figure 19: 半径 r の関数としての陽子密度 $\rho_p(r)$ 及び中性子密度 $\rho_n(r)$ 。質量数依存性のある Majorana パラメータを用いた結果。図中の点線には ^{13}B における陽子密度 $\rho_p(r)$ を比較のために示す。

性を示している。この結果を考慮すると ^{19}B は核表面の中性子スキンとその外側にハローの長いすそを共存させているような構造も推測することができる。

クラスター構造

一粒子波動関数の波束中心の実部 $\{\mathbf{D}\} = \{\text{Re}\mathbf{Z}/\nu\}$ の空間的な配置 (図 20) を解析することにより、B アイソトープのクラスター的な様相を調べる。奇-偶 B アイソトープの偶数個の中性子同士は波束中心 (点○) が空間的に同じ点に位置して $n \uparrow, n \downarrow$ の対を構成している。 $Z \simeq N$ の安定核 ^{11}B では、3つの中性子対が3角形の配置を構成し、この3対の中性を芯にして ${}^7\text{Li}(\alpha+t) + \alpha$ のような3中心的クラスター構造が現れている。ただし、空間的なクラスターの発達は ${}^7\text{Li}$ や ${}^8\text{Be}$ で見られたものほど顕著ではない。 ^{11}B 以外のB アイソトープでは、5個の陽子の波束中心 (点□) は $3p+2p$ の2グループに分かれている。中性子は陽子の芯を取り囲んで分布するが、やや2グループ的に分かれる傾向が見られる。 $^{13}\text{B}, {}^{15}\text{B}, {}^{17}\text{B}, {}^{19}\text{B}$ における配位図で空間的に配置している二つのグループはそれぞれ ${}^9\text{Li}+\alpha, {}^{11}\text{Li}+\alpha, {}^{11}\text{Li}+{}^6\text{He}, {}^{11}\text{Li}+{}^8\text{He}$ のように解釈できる。密度分布で考察したように、 ^{13}B では二つのクラスター間の相対的な距離が非常に小さく、空間的なクラスターの発達は見られない。このような原点付近の配置のときAMD波動関数は、シェル模型の基底状態とほぼ一致する。クラスター間の相対距離は ^{13}B から ^{19}B まで徐々に増加しており、シェ尔的な構造からクラスター構造が形成されて系統的に移り変わっていくことを意味する。クラスターの空間的な発達の度合いを $3p+2p$ 間の相対的な距離 R_{pp} で簡単に見積もる。 R_{pp} の中性子数依存性を図21に表す。 $N > 8$ の領域で中性子数の増加とともに R_{pp} が大きくなり、中性子ドリップラインに向かってクラスター構造が空間的に形成されていく様相を定量的に表している。 R_{pp} は ^{19}B で最も大きくなり、クラスター的な性質が顕著に見られる可能性を示唆する。中性子ドリップライン近傍の $^{17}\text{B}, {}^{19}\text{B}$ では、 ${}^{11}\text{Li}, {}^6\text{He}, {}^8\text{He}$ 的なクラスターが出現している。これらのクラスターはそれ自体が中性子過剰な不安定核で従来の研究ではその存在が知られていない。特にドリップライン上の ^{19}B の構成要素がやはり中性子ドリップライン上の核である ${}^{11}\text{Li}$ と ${}^8\text{He}$ 核であることは興味深い。注意すべき点は、これらの不安定核クラスター ${}^6\text{He}$ や ${}^8\text{He}$ は従来知られている安定核における堅いクラスターとは異なることである。中性子過剰なB アイソトープにおけるクラスターは原点から遠い側に中性子が偏って分布した偏極をもっていることが $\{\mathbf{D}\}$ の配置図20からわかる。このようなクラスター内の偏極の効果を取り入れることは、従来のクラスター模型では難しい問題である。実際には、このような不安定核クラスターの中ですべてのvalence中性子が強く結合されていることは考えにくく、比較的堅いクラスター芯とそれらを取りまくvalence中性子で構成された「クラスター形成と平均場形成の共存した」構造であると考えるのが妥当である。AMD計算によるB アイソトープのクラスター的な様相は分子軌道模型による ^{11}B から ^{17}B の研究の結果と矛盾しないものである。

4.2.3 小節 B アイソトープのまとめ

AMDはB アイソトープについて多くの実験値を定量的に再現した。特に μ モーメントや Q モーメントなどの電氣的磁氣的な性質に対し、安定核からドリップラインに至る幅広い核領域について観測値を見事に再現すると同時に多くの理論的予言値を提唱した。内部構造の考察では、 ^{11}B の3体的なクラスター構造から ^{13}B でのシェ尔的な構造、そしてドリップラインに近づくに従って形成されていくクラスター構造の様相など、めまぐるしい構造の移り変わりを考察した。 $^{17}\text{B}, {}^{19}\text{B}$ などのドリップライン近傍核でそれ自体が不安定核である ${}^6\text{He}, {}^8\text{He}$ や ${}^{11}\text{Li}$ のクラスターが出現することは非常に興味深い結果である。AMDの結果は ^{19}B での中性子スキン構造の可能性を示唆している。

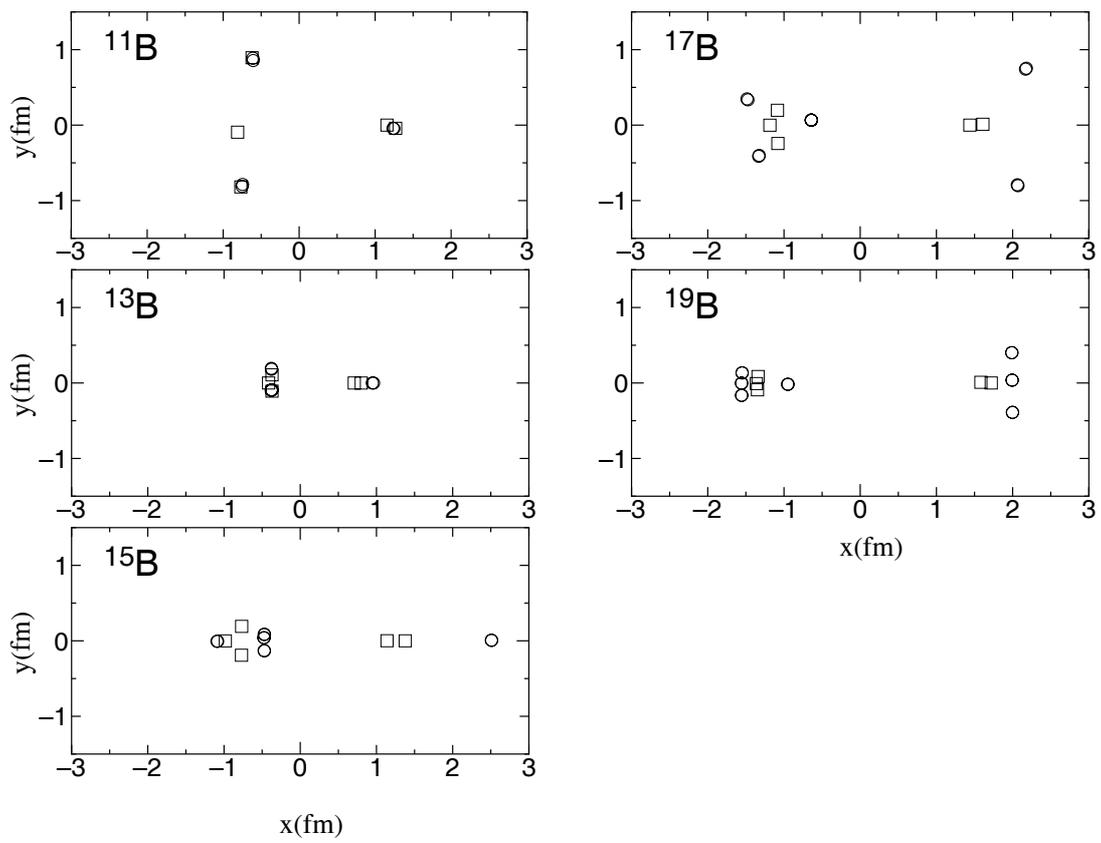


Figure 20: B アイソトープにおける核子のガウス波束中心 $\{\text{Re } \mathbf{Z}/\sqrt{\nu}\}$ の空間的配置。 $\{\text{Re } \mathbf{Z}/\sqrt{\nu}\}$ を適当な $X - Y$ 平面に投影し、 \square と \circ はそれぞれ陽子と中性子の中心を表している。

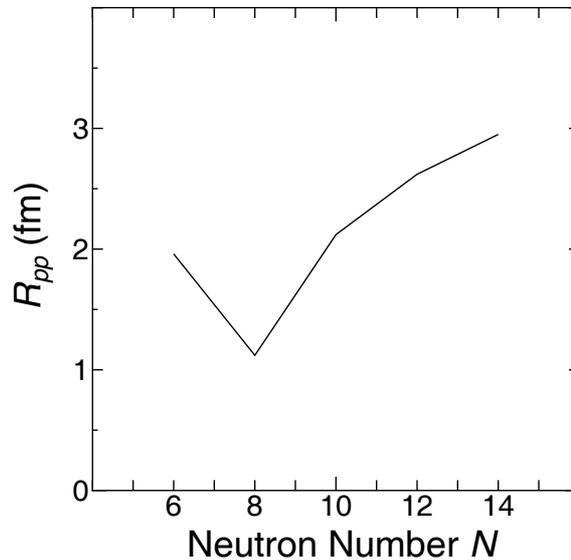


Figure 21: B アイソトープの AMD 内部状態におけるクラスター間相対距離。近似的に 2 グループに分離した陽子群のそれぞれの重心の間の相対距離 R_{pp} (fm) を中性子数 N についてプロットした。

4.3 C アイソトープ

C アイソトープの不安定核は、今後の実験的研究による開拓が期待される領域である。C の場合、ドリップラインが $N = 16$ で数多くのアイソトープが存在するのでより幅広い核領域での系統的な研究が期待できる。また ${}^9\text{C}$, ${}^{10}\text{C}$, ${}^{11}\text{C}$ などの陽子過剰核はそれぞれのミラー対称核 ${}^9\text{Li}$, ${}^{10}\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$ がより安定な原子核として存在するという点で興味深い核領域である。AMD の研究によると、Be, B アイソトープの場合には $N > 8$ の中性子過剰核で prolate 変形が発達することを提唱した。一方、C アイソトープの陽子数 $Z = 6$ のシェル効果を考えると C の陽子は一般に oblate 変形を好むことが予想される。このように C アイソトープの研究は陽子・中性子のシェル効果が競合する状況での有限核子系の振る舞いを知る上でも興味深い問題である。理論値を安定核近傍の実験値や不安定核についての最近の測定値と比較検証することによって、AMD による記述の信頼性を確認し未知の不安定核の性質を理論的に提唱する。

4.3.1 計算結果と実験値

結合エネルギーとエネルギーレベル

C アイソトープの結合エネルギーを図 22 に表す。特に MV1 ($m = 0.576$) の理論値 (実線) は実験値 (\square) を非常によく再現している。

低励起領域のエネルギーレベルを図 23 に示す。C アイソトープについて (a) Volkov ($m = 0.60$) と (b) MV1 ($m = 0.576$) force を用いた AMD の結果を実験値と対応させる。多くの原子核で AMD 状態は観測されているレベルによく対応している。ただし、これらの相互作用では ${}^{13}\text{C}$ と ${}^{15}\text{C}$ の+

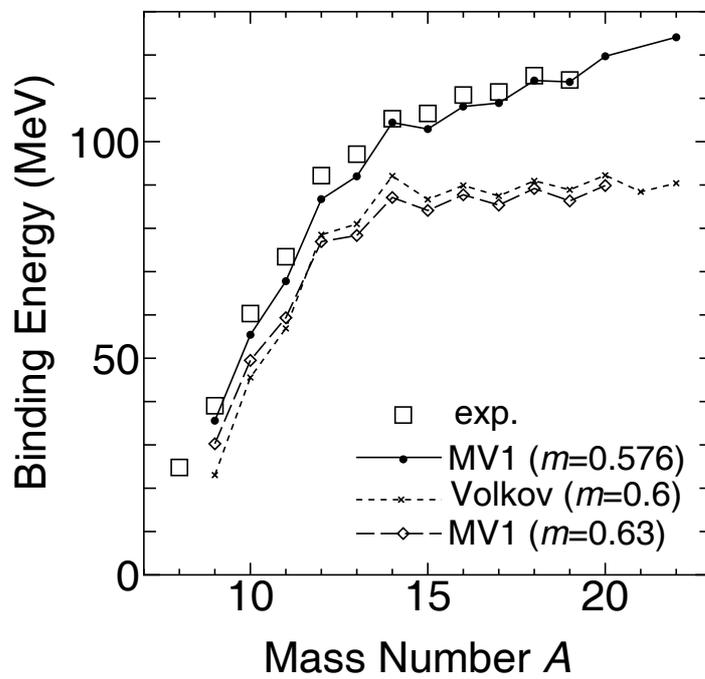
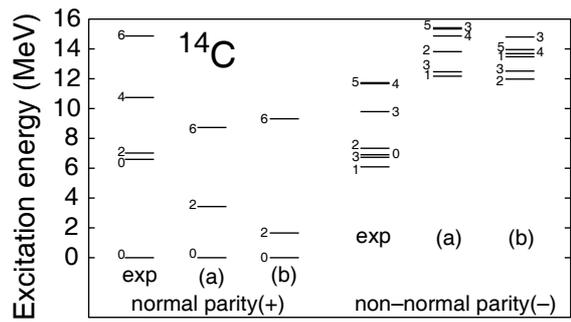
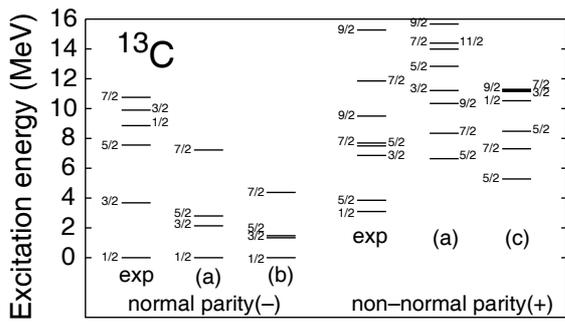
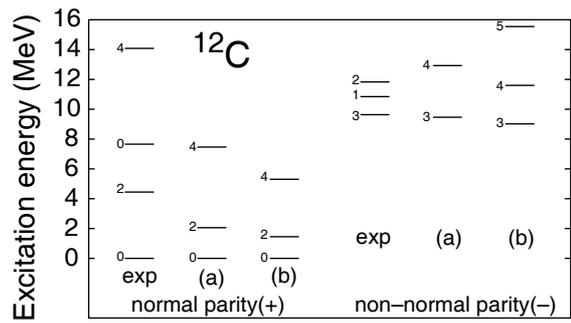
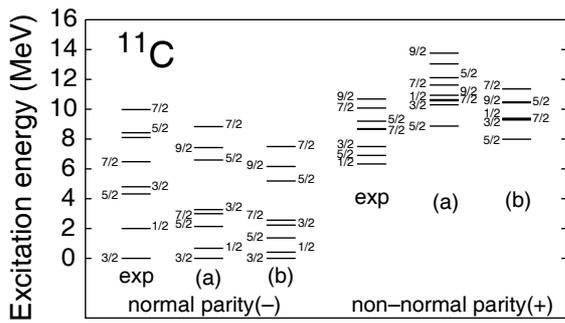
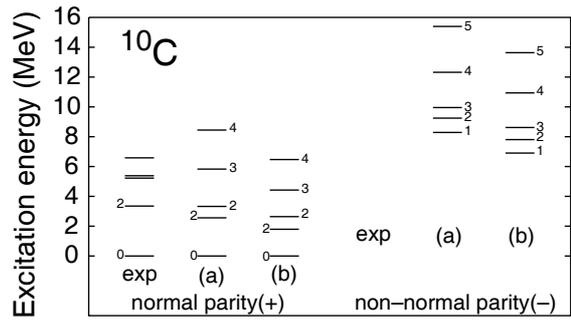
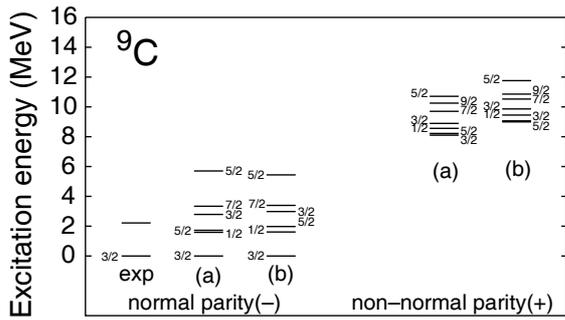


Figure 22: C アイソトープの結合エネルギー。理論値は Volkov No.1($m = 0.60$) と MV1($m = 0.576, m = 0.63$) を用いた AMD の計算値。実験値を □ で表す。



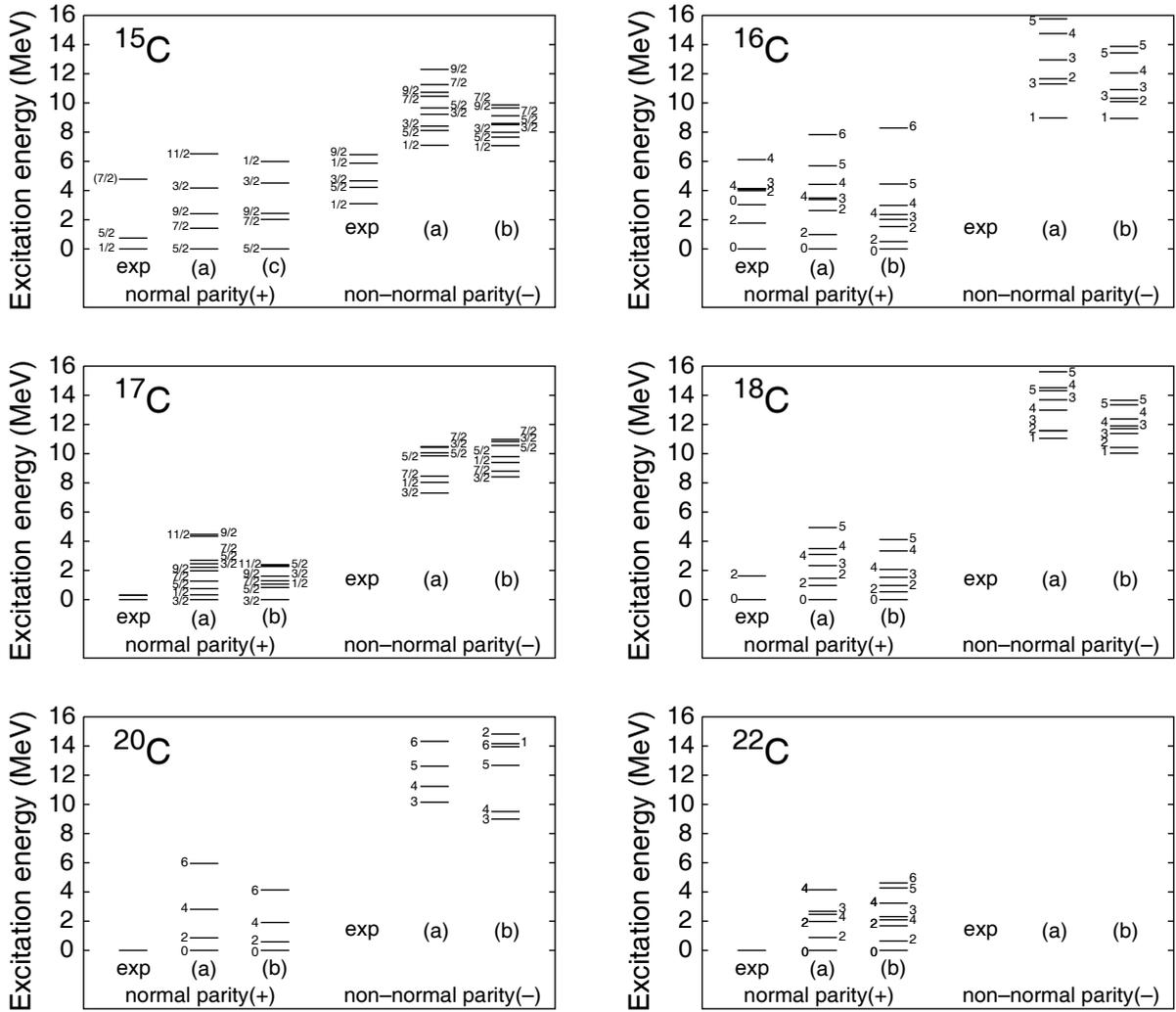


Figure 23: C アイソトープのエネルギーレベルの AMD 計算値と実験値。(a) Volkov No.1 ($m = 0.60$) を用いた結果と (b) MV1 ($m = 0.576$) の結果を示す。

パリティで最低エネルギー状態のスピン $J = 1/2$ を記述することができない。

^{13}C では+パリティの最低の励起状態は $1/2^+$ であり、 ^{15}C では基底状態のスピンパリティが $1/2^+$ であることが実験的に知られている。このように ^{13}C , ^{15}C のような軽い核では中性子の sd 殻軌道のうち $1/2^+$ 状態がエネルギー的に下がってくるという現象が現れ、この現象は ^{11}Be でのパリティ逆転にも現れる。しかし AMD 計算では、 $^{13}\text{C}(+)$ と $^{15}\text{C}(+)$ について相互作用 (a) 及び (b) で得られる内部状態 $|\Phi^+\rangle$ に $1/2^+$ 状態の成分がほとんど含まれない。2 体核力に Batlett 及び Heisenberg 項を加え LS 力を強めた相互作用 (c) MV1 ($m=0.336, b=-0.2, h=0.4$) と ls 力 ($u=1500\text{MeV}$) の結果では $1/2^+$ 状態の成分を含んだ内部状態を得ることができる。しかしながら、全角運動量の固有状態に射影して得られるエネルギーレベルの理論値では $1/2^+$ 状態がなおも励起している (図 23 中 ^{13}C , ^{15}C の (c))。 $^{13}\text{C}(+)$ と $^{15}\text{C}(+)$ で $1/2^+$ 成分をほとんど含まない前者の内部状態が oblate 変形の中性子分布をもつものに対し、 $1/2^+$ を含む後者の内部状態では中性子密度が prolate に分布した構造をもつ。後で内部変形に関する議論で詳しく考察するように、 $^{13}\text{C}(+)$ と $^{15}\text{C}(+)$ では相互作用によって異なる内部構造の結果が得られるという特殊なケースである。これらの原子核の $1/2^+$ 状態について磁気モーメントや Q モーメント $B(E2)$ などを計算するには相互作用 (c) による $1/2^+$ を含む結果を採用すべきである。

非常に中性子過剰な原子核 ^{17}C や ^{19}C では、基底状態のスピン・パリティが実験的に同定されていない。いくつかの相互作用を試みて計算した AMD の理論値では、 ^{17}C で $3/2^+$ 基底状態が予言される。一方、 ^{19}C では $3/2^+$ と $5/2^+$ の状態が基底エネルギー付近に縮退して採用する相互作用によって基底状態が異なるので、基底状態のスピン・パリティを理論的に決定するに至っていない。

ハートリー・フォック的一粒子エネルギー

次に、B アイソトープの解析と同様に、パリティ射影前の AMD 内部状態に関してハートリー・フォック (HF) 的な一粒子状態のエネルギーのレベル構造を考察する。図 24 に AMD の内部波動関数について HF 的な平均一休場ハミルトニアン行列の対角化から求めた一粒子エネルギーを示す。陽子過剰な ^9C や ^{10}C では、中性子に比べて陽子のフェルミエネルギーが非常に小さく陽子がゆるく束縛されていることがわかる。特にドリップラインの陽子過剰核 ^9C は最後の valence 陽子が非常に小さな結合エネルギーをもっているため、この陽子の分布が遠方に広がる可能性が示唆される。ただし陽子の場合、結合エネルギーが小さくてもクーロン斥力によるバリアによって遠方に滲みだしにくく、中性子で見られるほど顕著なハロー構造は現れにくいと考えられている。中性子数の増加に従って、陽子の一粒子状態は相対的なレベル構造をほとんど変化させないでエネルギーが下がっていく。ほぼ $0s$ 状態である最低の陽子レベルのエネルギーを図 25 に表す。図からわかるように、 ^9C から ^{14}C へ中性子が増加する場合 p 軌道に付加される中性子と p 殻陽子の波動関数の重なりが大きいので、付加中性子は陽子に大きな引力の効果を与える。従ってこの領域では陽子レベルのエネルギーを押し下げる効果が大きく $0s$ エネルギーの傾きが急である。一方 $N > 8$ の領域では中性子数 N に対する $0s$ エネルギーの傾きがなだらかになっている。 $N > 8$ の領域の ^{15}C から ^{22}C では付加される中性子が p 殻陽子との重なりが小さい sd 殻に入って引力効果が小さいので陽子が大きな束縛を受けないためである。中性子のレベルは、 $N \leq 8$ の領域で中性子数の増加によって深く束縛されていく様子が図 24 からわかる。 $0s0p$ 軌道に対するエネルギーレベルが ^{14}C から ^{22}C までの広い中性子過剰核の領域でほとんど変化しないことから、 $N = 8$ 閉殻の外側の sd 殻に入る中性子は p 殻以内の閉殻部分にほとんど寄与していないことがわかる。このように C アイソトープの $8 < N \leq 16$ の中性子過剰な領域では、中性子数 N が増加しても $N = 8$ の閉殻芯がほとんど変化しないという性質は興味深い特徴である。 $1s0d$ 殻に入る中性子はフェル

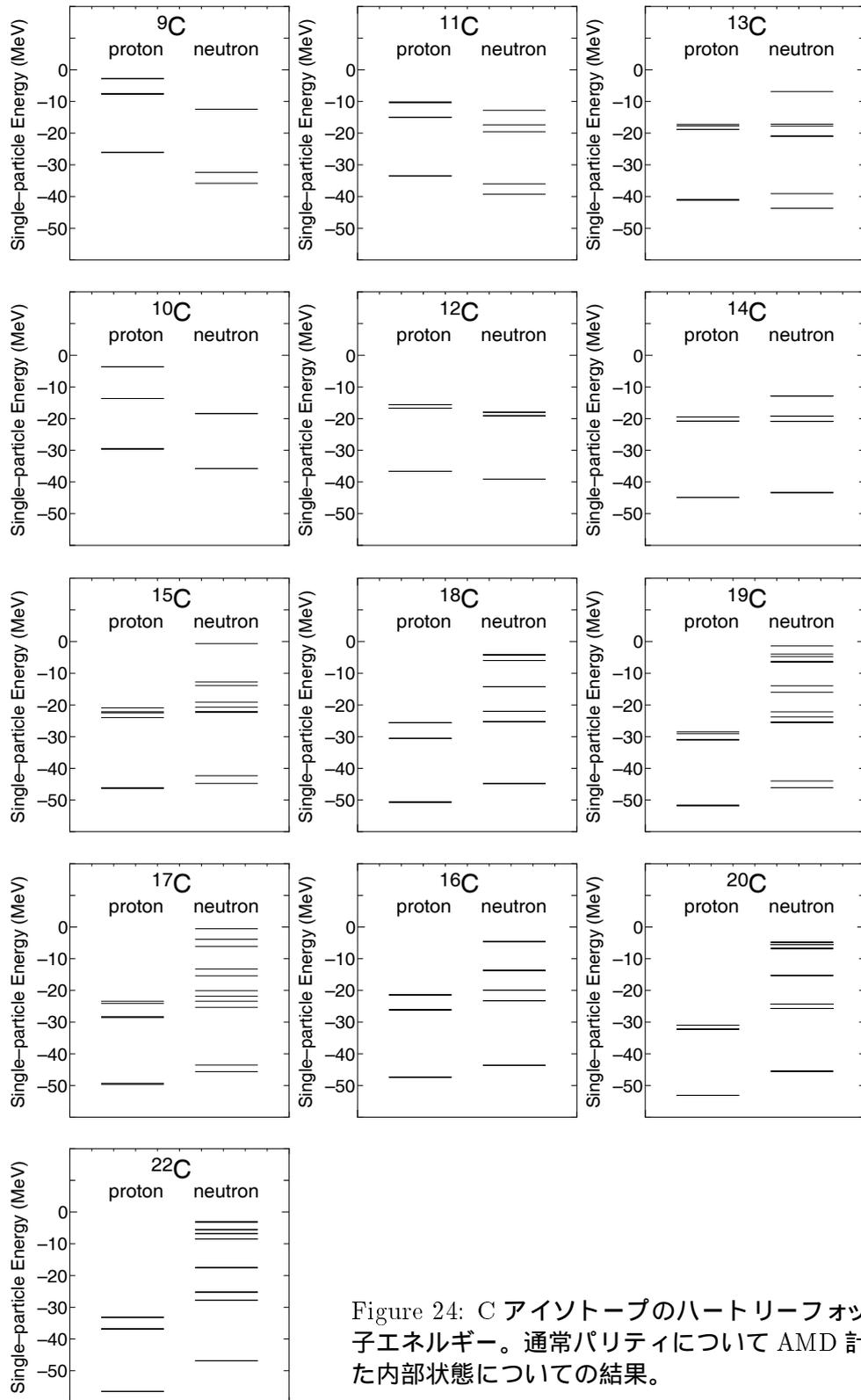


Figure 24: C アイソトープのハートリーフォック的な一粒子エネルギー。通常パリティについて AMD 計算で得られた内部状態についての結果。

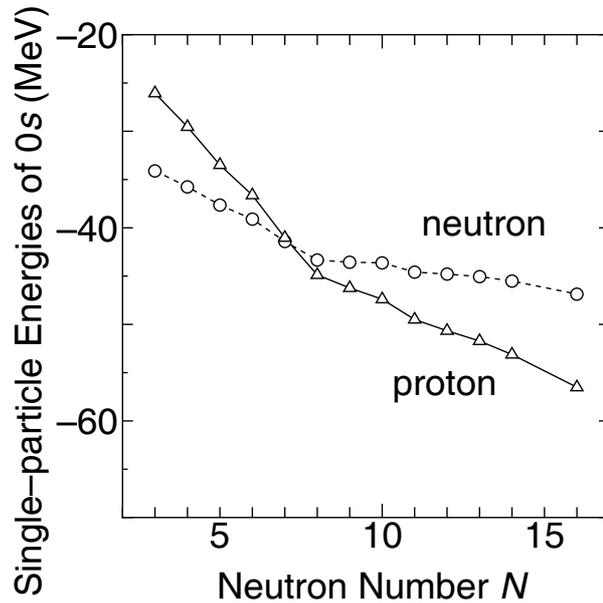


Figure 25: C アイソトープのハートリーフォック的な一粒子状態の陽子及び中性子の最低エネルギー。最低エネルギーの一粒子状態は近似的に $0s$ 状態に対応している。

ミエネルギーが小さく弱く束縛されている。特に ^{17}C や ^{19}C では中性子のフェルミエネルギーが非常に小さくゆるく束縛された valence 中性子の存在の可能性が期待される。

半径

図 26 に AMD の root-mean-square-radius の結果と測定された反応半径のデータを示す。 ^{10}C から ^{15}C の領域の反応半径は $A^{1/3}$ の飽和則を満たしている。C のドリップライン近傍核の反応半径はまだ未測定で、中性子ハロー或いはスキン構造から期待される大きな半径の直接実験はまだない。しかし、例えば ^{19}C は最後の valence 中性子の結合エネルギーが非常に小さく、破砕反応実験でも破砕片の運動量分布のせまいピーク観測されていることから中性子ハローの出現が提唱されている [13]。図 26 に $MV1(m = 0.576)$ と $MV1(m = 0.63)$ の理論値を示した。 $A^{1/3}$ に比例した点線と比べて見ると、どちらの計算値でも $N = 8$ の ^{14}C で中性子閉殻でのシェル効果によって半径が凝縮する傾向が見られる。これまでの軽いアイソトープについての解析から半径の定量的な記述には相互作用パラメータ m の質量数依存性が重要であることがわかった。質量数の増加とともに大きな m を用いるのが適当であることを考慮するして $N > 8$ の領域では中性子数とともに半径が大きくなり $A^{1/3}$ から大きくはずれていくことが推測される。中性子過剰な領域での半径の増加という理論的結果の要因には $8 \leq N \leq 12$ での球形核から変形核への転移による効果が考えられるが、もう一つ重要な原因はドリップライン近傍 $12 \leq N$ での中性子スキンの出現である。詳しくは後で述べるが、C アイソトープの結果には $12 \leq N$ の領域で中性子数の増加によって中性子分布が核表面にはみ出し中性子スキンが出現する。この中性子スキンの効果によって、質量数についての飽和則 $A^{1/3}$ に比べて速い傾きで半径が増加する。さらにハロー構造による半径増加の効果も重要であると予想される。単純な AMD の波動関数にはハロー構造の効果が十分に入らないが、HF 的な

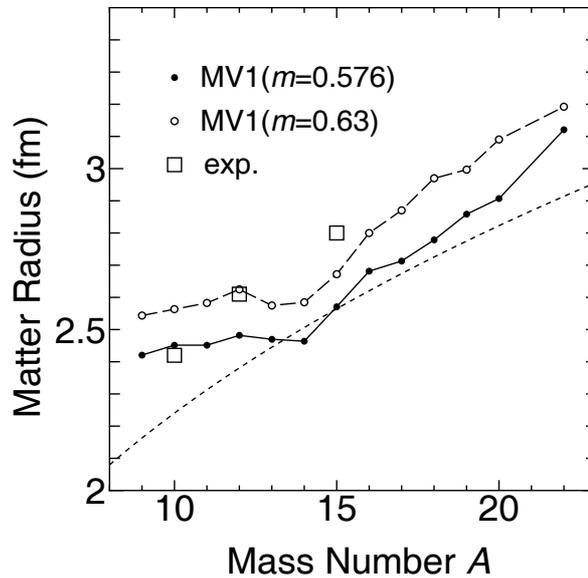


Figure 26: C アイソトープの root-mean-square-radius。相互作用 MV1 で Majorana パラメータ $m = 0.576$ 及び $m = 0.63$ を用いた AMD 計算の結果をそれぞれ実線と破線で示す。点線は $A^{1/3}$ に比例した値。

一粒子エネルギーの結果は中性子ドリップライン近傍核でハロー構造が出現する可能性を示唆していることから、ハロー構造によるさらに大きな半径が推測される。また、陽子過剰核 ${}^9\text{C}$, ${}^{10}\text{C}$ では、HF 的な一粒子エネルギーの考察から弱い結合エネルギーをもつ valence 陽子による半径の増加が考えられる。

磁気双極子モーメント

磁気モーメントや ($E2$) 遷移強度及び電気的四重極モーメントは観測可能な電氣的磁氣的性質である。表 6 や図 27 に示す AMD 理論値は、MV1($m = 0.576, b = 0.0, h = 0.0$) と LS 力 ($u = 900\text{MeV}$) の結果である。ただし、 ${}^{15}\text{C}(+)$ と ${}^{13}\text{C}$ についての理論値は、エネルギーレベルの議論で説明したように $1/2^+$ 状態を含む AMD 内部波動関数を与える相互作用 MV1($m = 0.336, b = -0.2, h = 0.4$) と LS 力 ($u = 1500\text{MeV}$) を採用している。

表 6 に磁気双極子モーメント μ について AMD の理論値を実験値と比較して示す。計算値は、多くの C アイソトープの μ モーメントの実験値を非常に良く再現している。最近測定された ${}^9\text{C}$ の μ モーメント [12] は、ミラー核 ${}^9\text{Li}$ の μ モーメントとの関連で注目されている。 μ モーメントの計算値は多くの場合相互作用依存性が見られない安定した結果である。しかし $\mu({}^9\text{C})$ と $\mu({}^9\text{Li})$ は LS 力の強さに関する依存性が見られる特殊ケースである。適当な強さの LS 力を用いた AMD 計算は $\mu({}^9\text{C})$ と $\mu({}^9\text{Li})$ の両方を同時に再現できる。詳しい議論は次の章で行う。中性子過剰核の磁気モーメントの測定実験は残された課題であるが、 ${}^{17}\text{C}$ の $3/2^+$ 状態について AMD 計算は $-1.05\mu_N$ の理論値を予言している。

電気的四重極モーメントと $E2$ 遷移強度

Table 6: C アイソトープの磁気双極子モーメントと四重極モーメント。実験値は文献 a)[12] と b)[46] から引用。

	$\mu(\mu_N)$		$Q(\text{e mb})$	
	exp.	model	exp.	model
${}^9\text{C}(3/2^-)$	$ 1.39 ^a$	-1.53	-	-25.8
${}^{10}\text{C}(2^+)$	-	0.70	-	-37.6
${}^{11}\text{C}(3/2^-)$	-0.96^b	-0.90	34.3^b	19.4
${}^{12}\text{C}(2^+)$	-	1.01	60 ± 30^b	51.4
${}^{13}\text{C}(1/2^-)$	0.70^b	0.99	-	-
${}^{13}\text{C}(1/2^+)$	-	-1.90	-	-
${}^{13}\text{C}(5/2^+)$	$ 1.40 ^b$	-1.52	-	-44.8
${}^{14}\text{C}(2^+)$	-	3.11	-	35.7
${}^{15}\text{C}(1/2^+)$	$ 1.32 ^b$	-1.26	-	-
${}^{15}\text{C}(5/2^+)$	-1.76^b	-1.64	-	2.2
${}^{17}\text{C}(3/2^+)$	-	-1.05	-	25.5

$E2$ 遷移強度 $B(E2)$ の理論値と実験値の比較を図 27 に示す。AMD の理論値は C アイソトープの $B(E2)$ 実験値を良く再現している。内部変形と密接に関係する $B(E2)$ は、理論的な内部変形の妥当性を検証する実験値の一つである。ただし、 ${}^{10}\text{C}(2^+ \rightarrow 0^+)$ の理論値は実験値より小さい。その原因は valence 陽子の密度の広がりによる陽子半径の増加からの効果が考えられる。HF 的な一粒子エネルギー (図 24) の考察でも述べたように陽子過剰な ${}^{10}\text{C}$ では、弱く結合した valence 陽子が遠方に分布する傾向が考えられる。クーロンバリアのために広がりそれほど顕著には表れないはずであるが、陽子半径は $B(E2)$ に 4 乗で効くのでその影響は大きい。

電気的四重極モーメント Q の結果を表 6 に示す。実験値は安定核近傍領域に限られている。理論値は ${}^{12}\text{C}$ の測定値をよく再現している。理論値が $Q({}^{11}\text{C})$ を実験値より過小評価しているのは、クラスター間の相対運動のすその効果で説明できる。後でみるように AMD の結果では ${}^{11}\text{C}$ の 3 体的なクラスター構造の形成が見られる。 ${}^7\text{Li}$ の Q モーメントの場合と同様、単純な AMD ではクラスター間相対運動のすそが十分に記述できないため、 Q モーメントにおけるすそからの寄与を厳密に評価してないと考えられる。不安定核についての測定値はほとんどなく、AMD の結果は重要な理論的情報を与えている。ただし、 Q モーメントの計算値はこれまでに述べたように相互作用の選び方や波動関数のすそからの寄与で敏感に値が変わるので、これまでの議論を生かして注意深く考察していくことが必要である。 ${}^{10}\text{C}$ は或いは valence 陽子の密度の広がりの効果で表の値 $-37.6(\text{e mb})$ よりも大きな絶対値をもつと推測される。陽子半径の増加の効果を $B(E2)$ から定量的に見積もると $Q({}^{10}\text{C})$ は単純な AMD 計算の絶対値を $\sqrt{2}$ 倍大きくした $Q({}^{10}\text{C}) \sim -55\text{e mb}$ 程度が推量される。さらに陽子過剰な ${}^9\text{C}$ では valence 陽子の結合エネルギーが小さく valence 陽子

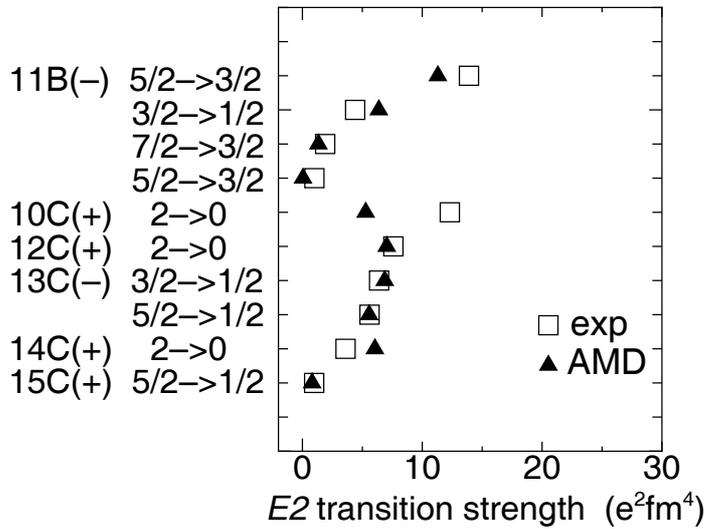


Figure 27: $E2$ 遷移強度 $B(E2; J_1 \rightarrow J_2)$ 。理論値は $MV1(m = 0.576)$ で計算した AMD の結果。

の遠方のすその広がりがより顕著に表れると期待される。valence 陽子からの寄与によって $Q(^9\text{C})$ は単純な AMD 計算値より 2、3 倍大きな絶対値をもつ可能性がある。 ^{17}C のように重い C アイソトープの領域では中性子が sd 殻に詰まるので質量数に依存した大きめの Majorana パラメータ m による計算値を考察する必要がある。 ^{15}B では、 $m = 0.63$ による計算値が半径や Q モーメントを定量的に再現している。例えば $m = 0.63$ を用いて計算した $Q(^{17}\text{C})$ の理論値 40 (e mb) は表で示した $m = 0.576$ に対する値よりも 2 倍近く大きい。

4.3.2 内部構造

密度分布と内部変形

AMD 内部状態の陽子密度と中性子密度の分布を解析し、陽子と中性子の構造の移り変わりを考察する。これまでに述べた Li, Be, B アイソトープのほとんどの核では密度分布の定性的な性質が相互作用に依存しなかった。C アイソトープの場合にも多くの核で内部構造の性質が相互作用に依存しない。しかし、いくつかの核 (例えば $^{13}\text{C}(+)$ や $^{15}\text{C}(+)$) の結果には相互作用によって異なるタイプの構造が見つかった。内部変形の系統的な移り変わりの研究では、電気的磁気的モーメントの場合と同様に $^{13}\text{C}(+)$, $^{15}\text{C}(+)$ について $MV1:m = 0.336, b = 0.2, h = 0.4, u = 1500$ を用い、それ以外について $MV1:m = 0.576, b = 0.0, h = 0.0, u = 900$ を用いた計算結果を考察する。 $^{13}\text{C}(+)$ と $^{15}\text{C}(+)$ の異なるタイプの構造は議論の最後に紹介する。

図 28 に C アイソトープの正常パリティ状態の内部構造を密度分布で表す。パリティ射影を行う前の状態について密度分布を表している。核物質密度 ρ についての長軸を X 軸に短軸を紙面に垂直な Z 軸に選び、密度を Z 軸に沿って積分した結果を示した。核物質密度 ρ の分布図では軽い核 ^9C , ^{10}C , ^{11}C , ^{12}C にクラスター的な様相が出現しており、陽子過剰な領域 (^9C , ^{10}C) における 2 体的なクラスター構造から安定核 ^{12}C の 3 体的な構造へと連続的に変化する様子が見られる。それ

にともなって3軸非対称な変形から oblate 変形へと移り変わっている。これらのCアイソトープのクラスターの構造は⁷Li や⁸Be で見られるクラスター構造ほど発達したものではない。さらに中性子数が増えるにつれて¹²C の oblate 変形は $N = 8$ の¹⁴C で最も球形に近い形に変化する。さらに中性子数が増加すると¹⁵C, ¹⁶C, ¹⁷C の $8 < N \leq 11$ の領域で plobate 変形が発達してくる。核内変形はこの領域の plobate 変形から¹⁸C, ¹⁹C での3軸非対称な形を経由して²⁰C の顕著な oblate 変形へと発展している。

ここで内部変形の様相の詳細を定量的に考察するために、一般の四重極変形に対する変形パラメータ β γ を導入する。変形パラメータ β, γ を内部状態の主軸 x, y, z に対する2剰期待値

$$\langle x^2 \rangle, \quad \langle y^2 \rangle, \quad \langle z^2 \rangle \quad \left(\langle x^2 \rangle \leq \langle y^2 \rangle \leq \langle z^2 \rangle \right) \quad (26)$$

を用いて次の関係式によって定義する。

$$\begin{aligned} \frac{\langle x^2 \rangle^{\frac{1}{2}}}{(\langle x^2 \rangle \langle y^2 \rangle \langle z^2 \rangle)^{\frac{1}{6}}} &\equiv \exp(\delta_1) = \exp \left[\sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \cos \left(\gamma + \frac{2\pi}{3} \right) \right] \\ \frac{\langle y^2 \rangle^{\frac{1}{2}}}{(\langle x^2 \rangle \langle y^2 \rangle \langle z^2 \rangle)^{\frac{1}{6}}} &\equiv \exp(\delta_2) = \exp \left[\sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \cos \left(\gamma - \frac{2\pi}{3} \right) \right] \\ \frac{\langle z^2 \rangle^{\frac{1}{2}}}{(\langle x^2 \rangle \langle y^2 \rangle \langle z^2 \rangle)^{\frac{1}{6}}} &\equiv \exp(\delta_3) = \exp \left[\sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \cos \gamma \right] \end{aligned} \quad (27)$$

変形パラメータは陽子密度と中性子密度のそれぞれについて独立に定める。

C アイソトープの正常パリティ状態について陽子変形・中性子変形に関する β, γ を図30に示す。 β は変形の大きさ、 γ は変形の形状を表すパラメータで、 $(\beta, \gamma) = (\beta, \frac{\pi}{3})$ のとき oblate 変形 (パンケーキ型)、 $(\beta, 0)$ のとき plobate 変形 (葉巻型)、 $(0, 0)$ のとき球形を表す。C アイソトープの質量数を図中に記した。⁹C から中性子数の増加にともなって、中性子密度の変形パラメータ (β_n, γ_n) は $(a, 0) \rightarrow (b, \frac{\pi}{3}) \rightarrow (0, 0) \rightarrow (c, 0) \rightarrow (d, \frac{\pi}{3})$ と半時計回りに著しく変化しており、核構造が目まぐるしく移り変わっていく様子が見取れる。但し a, b, c, d は正の数とする。このような中性子変形の劇的な変化にも関わらず、陽子密度の変形パラメータ (β_p, γ_p) は一般に oblate 近く非常に小さな領域に限られていることは非常に興味深いことである。 (β_p, γ_p) は、この領域の中で (β_n, γ_n) を反映した僅かな変化が見られる。特に¹²C より軽いアイソトープでは中性子分布の変化が陽子密度の変形パラメータに比較的反映されているのに対し、¹²C 以上の中性子過剰な領域では中性子分布の変化のもとで陽子の構造がほとんど変化せず N の増加に対して (β_p, γ_p) がほとんど一定であることがわかる。

中性子密度が prolate, oblate, 3軸非対称, 球形と目まぐるしく形状を変化させていく中で安定した陽子の構造の性質はこれまでに調べた $2 < Z < 6$ の領域には見られなかったCアイソトープの特徴である。この性質は、一つの原子核の中で陽子・中性子が異なる変形をもつような従来の常識を破る驚くべき結果をもたらしている。陽子が oblate 変形を強く好むため、中性子が prolate 変形を持つようなアイソトープの中で陽子と中性子の変形の違いが現れる。⁹C, ¹⁰C, ¹¹C の陽子密度と中性子密度の変形の違いについて、後で述べるミラー核についての考察において実験値と関連させて議論する。

変形パラメータの変化を参考に、図28の陽子密度・中性子密度の分布をいま一度考察する。中性子分布は中性子数に依存して変化していく。¹⁰C では、4個の中性子が2体的に plobate 変形をする。¹¹C における5個の中生子もやはり長軸方向へ大きな変形をもっているが、¹²C では oblate 変形の構造に変わる。¹⁴C の $N = 8$ で中性子はほぼ球形の閉殻を構成する。 $10 \leq N$ では sd 殻に付

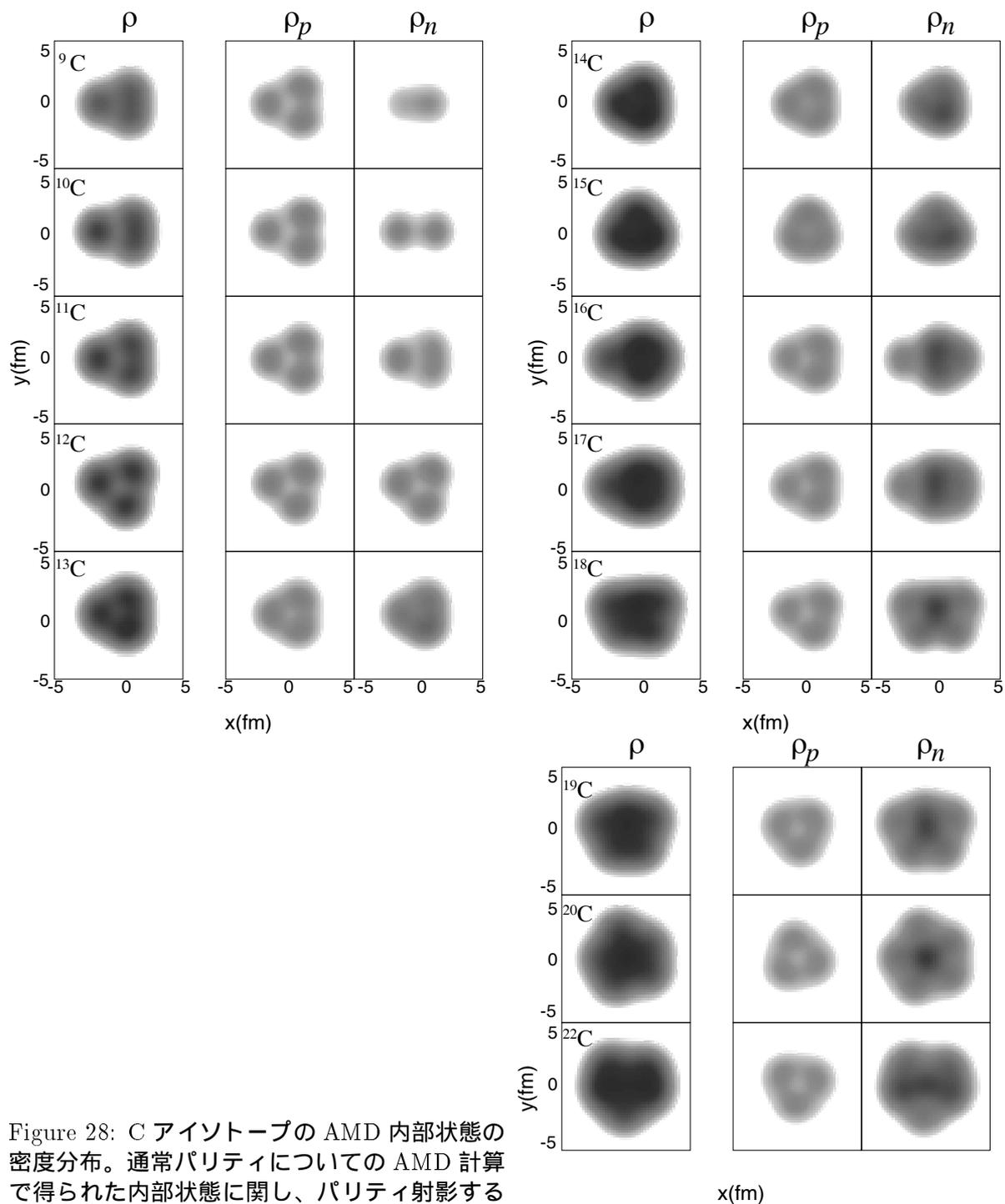


Figure 28: C アイソトープの AMD 内部状態の密度分布。通常パリティについての AMD 計算で得られた内部状態に関し、パリティ射影する前の密度を表す。表記方法は図 6 に従う。

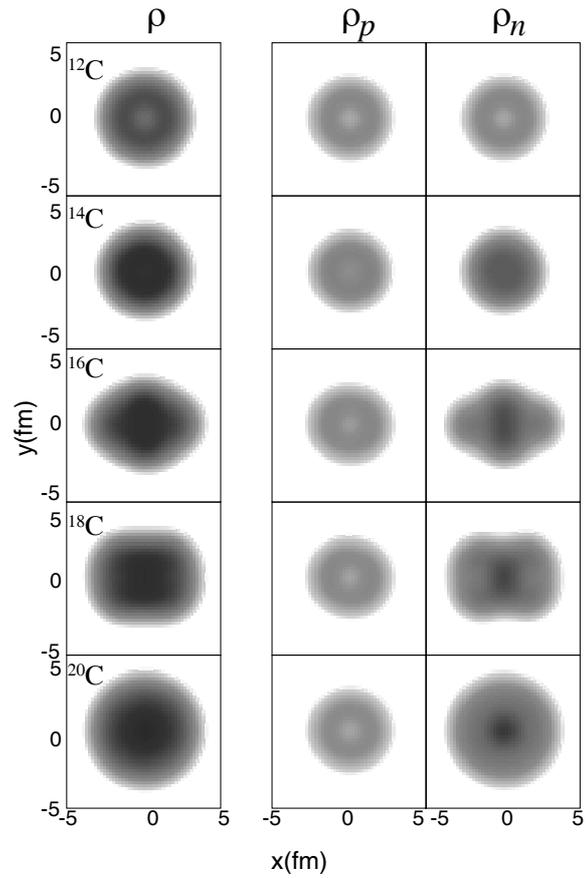


Figure 29: C アイソトープの通常パリティについての AMD 計算で得られた内部状態に関し、パリティ固有状態への射影を行った後の密度分布。

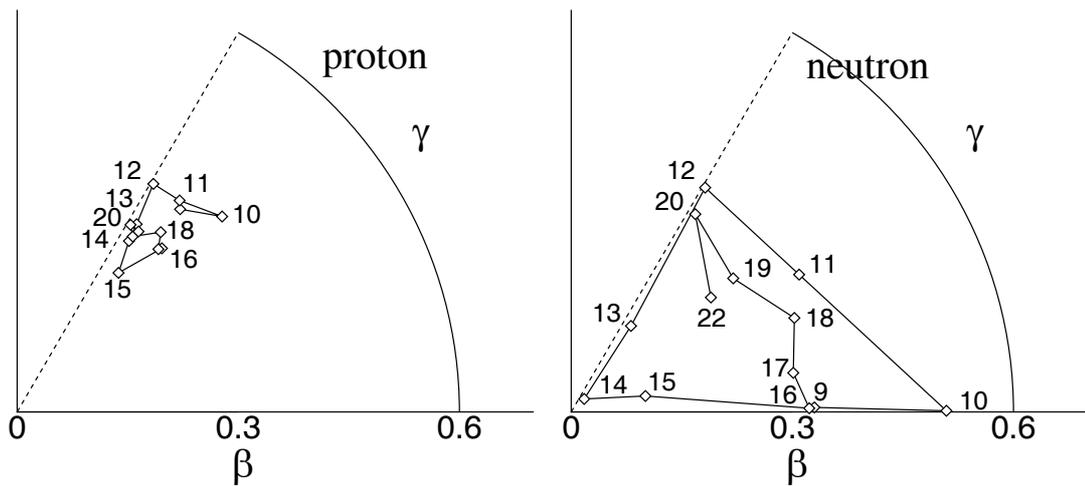


Figure 30: C アイソトープの内部状態の陽子・中性子密度についての变形パラメータ。通常パリティについての AMD 内部状態の結果を示す。 β, γ は文中で定義している。図中に質量数を番号で付し実線でつないだ。

加される中性子が閉殻の外側の核表面に敷き詰められて分布していく。 sd 殻の中性子が 2、3 個の ^{16}C , 17 では閉殻の外側に付加された中性子が X 方向に分布して prolate な変形が発達している。さらに中性子過剰になって、核表面に敷き詰められる sd 殻中性子数が増加していくと中性子密度が外側にはみ出て遠方に分布する。 sd 殻に付加される中性子は X 方向の分布をもつ軌道にそれ以上入れずに Y 方向の密度分布をもった軌道に詰まっていくため、3 軸非対称な形状を経て ^{20}C の oblate 変形へと発展する。中性子数の増加に対する中性子構造の著しい変化にもかかわらず、陽子分布にはあまり変化がみられない。 $8 < N$ の陽子過剰核では陽子分布にクラスター的な様相が見られるものの、 $12 \leq N$ の中性子過剰な領域では陽子の構造はほとんど一定で、 ^{12}C とほぼ同じ陽子分布をもっている。中性子数の増加とともに中性子密度の分布が広がっていく著しい変化のもとで陽子分布はほとんど変化せず、例えば、 ^{20}C のようなドリップライン近傍でさえ通常核とほぼ同じ小さな内部領域に分布した陽子構造をもつ。このような特徴のため、中性子過剰核では中性子分布が核表面にはみ出し、中性子スキン構造の傾向が促進されている。

正常パリティの AMD 内部構造をパリティ固有状態に射影して得られる密度分布を図 29 に示す。AMD 内部状態は軸対称性が破れた形状をしているが、パリティ射影を行った状態はほぼ軸対称な密度分布をもっていることがわかる。例えば、 ^{12}C の内部状態では 3 体的に「おむすび型」にゆがんだ密度分布をもち軸対称性が破れているが、パリティ射影を行った状態についての密度分布は軸対称な oblate 変形を持っている。

ここまでは正常パリティの AMD 内部状態について考察してきたが、C アイソトープの逆パリティ状態にはさらに大きな内部変形が見られる。逆パリティ状態についての密度分布を図 31 に示し、変形 (β, γ) を図 32 に示す。図に見られるように中性子密度の形状は N の増加とともに、prolate \rightarrow oblate \rightarrow 球形 \rightarrow prolate \rightarrow oblate へと変化し、 (β, γ) は正常パリティの場合と同様に半時計回りの変化をする。陽子分布は ^{10}C 近傍の非常に軽い陽子過剰核で中性子分布に引きずられて長軸方向に大きく変形する。この領域では様々な興味深い内部変形が出現している。しかし ^{13}C 以上の中性子過剰核では陽子密度が内側の小さな領域に分布し構造の変化がほとんどないという点は正常パリティと似た特徴である。

内部構造が相互作用に依存する例を $^{13}\text{C}(+)$, $^{15}\text{C}(+)$ について説明する。C アイソトープの多くの核で密度分布の定性的な性質は相互作用に依存しないが、 $^{13}\text{C}(+)$ や $^{15}\text{C}(+)$ の場合には相互作用によって二つの異なるタイプの構造が見つかった。構造の違いは $1/2^+$ 状態の成分を内部状態に含むか否かという点と中性子分布の変形にある。MV1: $m = 0.576, b = 0.0, h = 0.0, u = 900$ を用いたときに得られる内部状態は、 $\frac{1}{2}^+$ の成分を含まず、わずかに oblate に変形した中性子密度をもつ構造である。これに対して MV1: $m = 0.336, b = 0.2, h = 0.4, u = 1500$ を用いた場合は内部状態が $\frac{1}{2}^+$ を含み、やや prolate に変形した構造が得られる。エネルギーレベルの考察で説明したように ^{13}C と ^{15}C は+パリティの最低エネルギー状態のスピンパリティ $1/2^+$ が実験的にわかっているので、後者の結果を採用する方が良いと考えられる。実際、後者の場合に見られる prolate の中性子分布は、中性子分布の構造 ^{14}C での球形から ^{16}C での prolate 変形への移行を連続的に結び付け、系統的な構造変化として理解しやすい。

中性子スキン

上で述べたように C アイソトープでは、中性子密度が中性子数の増加とともに遠方に広く分布するという著しい変化のもとで陽子分布はほとんど変化せず、中性子過剰な不安定核でも陽子密度は通常核とほぼ同じコンパクトな内部領域に分布する。この特徴のために、ドリップライン近傍核で中性子密度が核表面にはみ出して分布する傾向が強くなり中性子スキン構造が発達しやすい。中性子スキン構造は ^8He などの中性子過剰核で提唱されている特徴であり、中性子密度が陽子分布

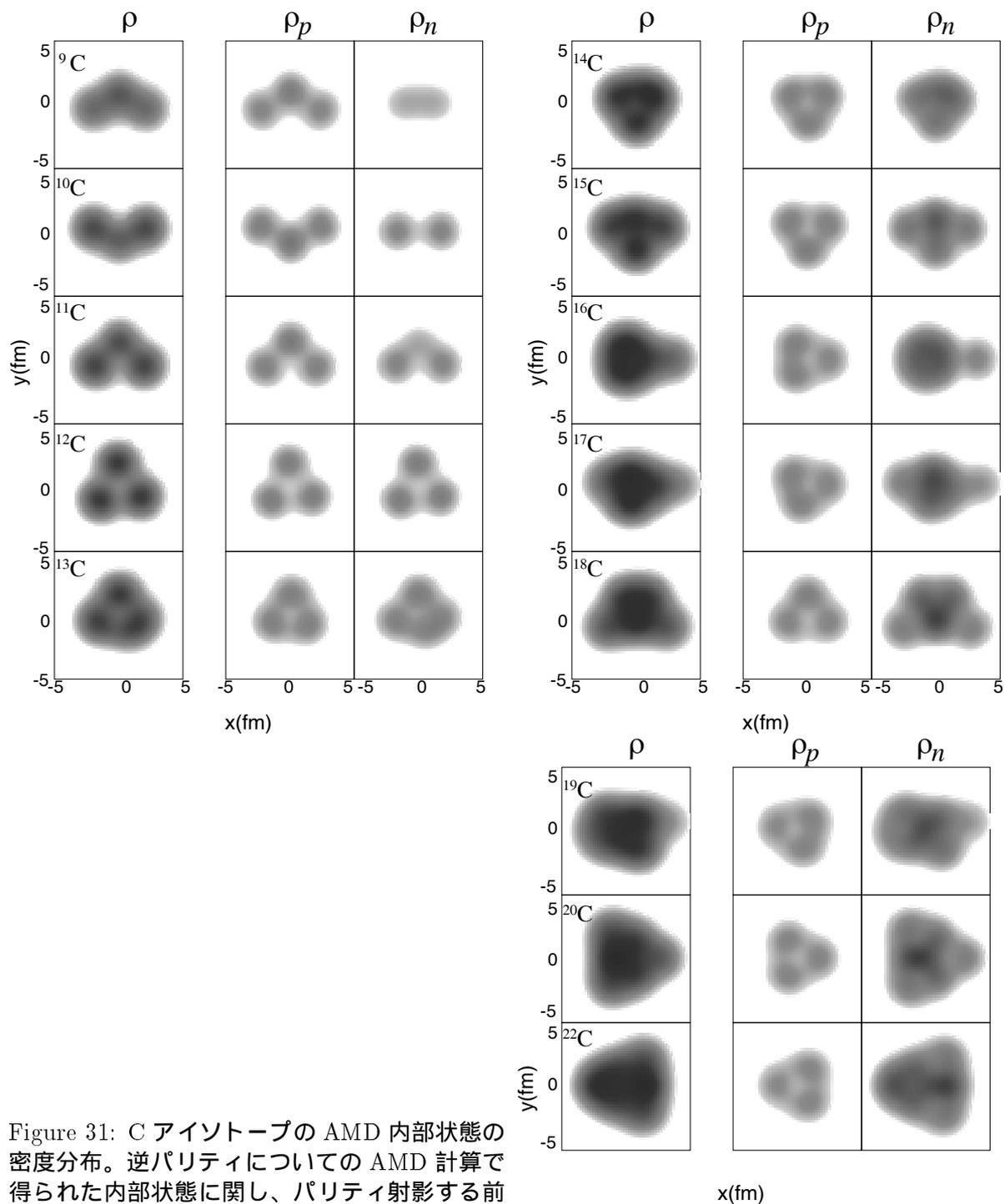


Figure 31: C アイソトープの AMD 内部状態の密度分布。逆パリティについての AMD 計算で得られた内部状態に関し、パリティ射影する前の密度を表す。表記方法は図 6 に従う。

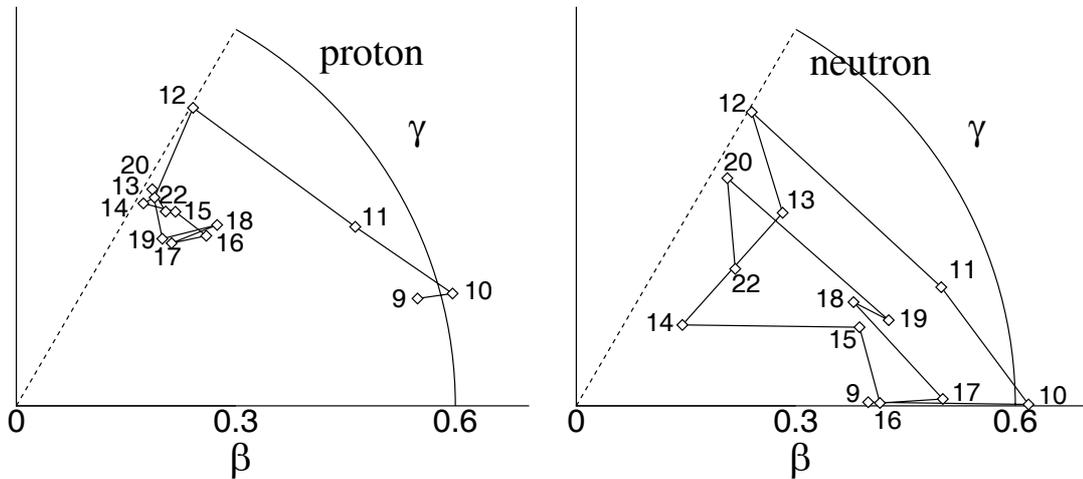


Figure 32: C アイソトープの内部状態の陽子・中性子密度についての変形パラメータ。逆パリティについての AMD 内部状態の結果を示す。図中に質量数を番号で付し実線でつないだ。

より外側にはみ出して分布した核表面の領域を意味する。ハロー構造との違いは簡単に次のように説明できる。ハロー構造は valence 中性子の結合エネルギーが数百 keV の中性子過剰核において中性子密度が遠方までうすく分布する構造で中性子密度は 10fm 以上の遠くまで長いです。一方、スキン構造は valence 中性子の結合エネルギーが 2,3MeV の中性子過剰核に出現すると考えられており、核表面に中性子が敷き詰められたような構造で特徴づけられる。

中性子スキン構造を定量的に議論するために図 33 に陽子・中性子の密度を半径の関数として表す。ここで注目している中性子スキンは、ドリップライン近傍核での密度分布の性質であるので、この領域で適当であると考えられる相互作用 MV1 ($m = 0.63$) を用いた場合の結果を示す。中性子数が増えるに従って、中性子密度 (実線) は半径 r の大きい外側の領域へ広がっていく。内部領域の中性子密度はほとんど変化しないことから、付加されていく中性子が核表面近くの領域に分布する様子が理解できる。これに対し、各アイソトープの陽子密度 (破線) は安定核 ^{12}C の陽子分布 (破線) と比べほとんど変化していない。中性子過剰核で陽子分布は r の小さな内部領域にとどまったままであるが、その陽子分布の外側に中性子が分布していき ^{18}C 以上の C アイソトープで中性子スキン構造が発達していく。特にドリップライン近傍核 ^{20}C では、 $r = 4$ 付近で陽子密度 ρ_p が急激に下降するのに対し中性子密度 ρ_n は ρ_p の外側へ分布が伸び、 $4 < r$ の領域でゆるやかに下降していく。半径 $4 \leq r \leq 6\text{fm}$ の領域では ρ_n が ρ_p より 10 倍大きく、ほとんど中性子だけが存在する領域が形成されている。

さて、図 33 において ^{20}C の中性子スキンを ^{19}B の結果と比較する。どちらの場合も中性子の密度がはるか遠方へ分布する様子が見られる。しかし、C では陽子密度が通常核のものにほとんど一致するのに対し、B の中性子過剰核では陽子密度が通常核 ^{13}B と比べ外側へ分布する傾向が見られる。これは、中性子過剰な B では N の増加とともにクラスター構造が発達するために中性子分布の変化に引きずられて陽子が外側に引っ張られているためである (図 37)。このため、クラスターが形成されない ^{20}C では ^{19}B よりも中性子の割合が小さいにもかかわらず、より厚い中性子ス

キンが出現し顕著な発達を確認できる。このように、B と C の中性子ドリップライン近傍の領域では一般に中性子スキンが出現するが、クラスター構造の発達する B アイソトープに比べ、C アイソトープは陽子分布が N の増加に対して安定で内部領域に閉じこめられているために中性子スキンの発達が一層顕著になると予想される。一般に、C アイソトープは陽子分布の N の増加に対する安定性のために中性子過剰核で中性子スキンの発達しやすい構造をもっていると言える。

中性子ハロー構造は、AMD 波動関数では十分記述することができないが、HF 的な一粒子波動関数や結合エネルギーなどの解析からゆるく束縛された valence 中性子によるハロー構造の可能性が予想される。

クラスターの様相

密度分布でも見たように¹²C より軽い陽子過剰の C アイソトープの正常パリティ状態では、クラスター的な様相をもつ構造が現れる。ただし、クラスターは⁷Li,⁸Be ほど発達したものではない。¹²C では 3α クラスター的な構造が出現し、¹¹C では ${}^7\text{Be}(\alpha+t)+\alpha$ 的な構造が現れる。¹⁰C,⁹C はそれぞれ ${}^6\text{Be}+\alpha$, ${}^6\text{Be}+t$ の 2 中心的なクラスター構造をもつ。中性子過剰な領域では、敢えて¹⁶C の結果を ${}^{12}\text{Be}+\alpha$ クラスター的な構造と解釈できる。それ以外の多くの中性子過剰核では、中性子数の増加とともに中性子の構造が様々に変化しながら遠方への広がって分布していくのに対し、陽子の構造にはほとんど変化が見られずに常に陽子密度が中心近くの小さな領域に分布するため、クラスター的な様相は現れない。このように C アイソトープの場合、ドリップライン近傍でクラスター構造は発達せずに中性子スキン構造の性質が強調される。この点がクラスター構造が出現する中性子過剰な B アイソトープと異なる特徴である。

逆パリティ状態では、特に軽い陽子過剰な C アイソトープの領域で非常に大きな変形を現れており、これらの内部状態はクラスター的な状態の成分を多く含んでいると考えられる。例えば、¹⁰C は、単純な AMD による内部状態では左右対称な密度分布が得られ、これだけでは含まれるクラスターの種類を判断することは自明ではないが、重ね合わせによる EAMD の解析によると 2 体的なクラスター構造 ${}^6\text{Be}+\alpha$ の成分が含まれることがわかる。正常パリティ状態の場合と同様に、中性子過剰核の逆パリティ状態ではクラスターの発達は見られない。

4.3.3 小節 C アイソトープのまとめ

AMD の結果は観測されている C アイソトープの諸性質について多くの実験値を再現した。AMD 波動関数に関するハートリー・フォック的な一粒子エネルギーの解析では、陽子過剰核⁹C においてゆるく結合された valence 陽子の様相や中性子過剰な不安定核での中性子の小さなフェルミエネルギーの様子などが考察できた。中性子過剰核では中性子数の増加とともに陽子が次第に深く束縛されていく様子が見られた。AMD 内部構造の研究によって、中性子分布の著しい構造変化とその状況下で安定している陽子構造の特徴を知ることができた。変形パラメータを導入した解析では、中性子数の増加によって中性子密度の変形が prolate, oblate, 球形、或いは 3 軸非対称と様々な形状に移り変わる一方で、陽子は常にほぼ oblate な形状を保ちつづけるという性質を理解した。密度分布による考察により、中性子過剰な領域では中性子の増加によって中性子密度が外側へ広がって分布していくのに対し、陽子の分布は内側の小さな内部領域にとどまっている特徴が見られた。この特徴のため、中性子過剰な C の不安定核ではクラスター構造が出現しにくく中性子スキンが発達しやすい性質をもつという理論的予測を得た。中性子スキンを定量的に議論し、¹⁸C より中性子過剰な C アイソトープにスキン構造が出現する傾向を提唱した。軽い陽子過剰な領域ではクラスター的な構造が見られるが、クラスターの発達は安定核⁷Li,⁸Be などで知られているほど顕著ではない。軽い領域の C アイソトープの逆パリティ状態に非常に大きな変形が出現す

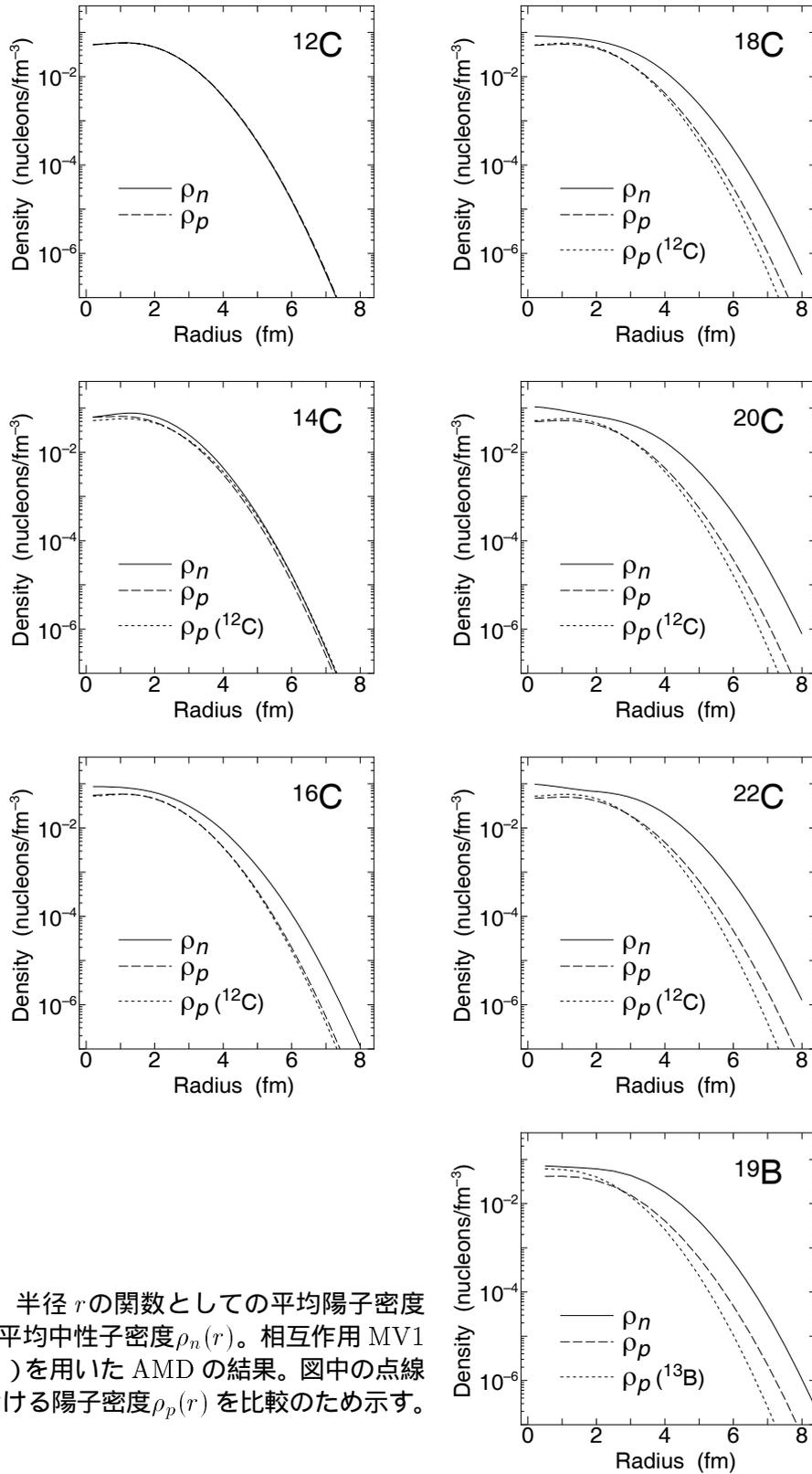


Figure 33: 半径 r の関数としての平均陽子密度 $\rho_p(r)$ 及び平均中性子密度 $\rho_n(r)$ 。相互作用 MV1 ($m = 0.63$) を用いた AMD の結果。図中の点線は ^{12}C における陽子密度 $\rho_p(r)$ を比較のため示す。

ることが示唆された。

§ 5 系統的解析による議論

§ 4で示したように、AMD 法による理論計算は不安定核を含む広範囲の領域の核構造に関する多くの実験値を系統的に再現することに成功している。

安定線から遠く離れた不安定核の情報がまだ限られている現状で、限られた観測量からいったい何が言えるのか。核構造の理解を深めるためには、微視的理論を用いた研究の中で特定の原子核にとらわれない系統的解析を行うことが有効である。§ 4で行ったアイソトープの系統的な研究では、安定核近傍を中心に測定されている膨大なデータによって常に理論結果の信頼性が検証され、そうした検証に基づいて未知領域に関する多くの予測値を提唱できた。この実験的検証に裏付けられた AMD の枠組みの上で諸性質の中性子数依存性を考察したとき、諸性質の連続的な変化を安定核から辿っていくことによって、未知の不安定核の核構造を安定核と結びつけて研究することができる。また、ミラー核に着目することも未知領域では有効な系統的研究である。例えば C アイソトープの陽子過剰核の多くはそれぞれのミラー核としてより安定な原子核とミラー対を構成しており、諸性質をミラー核のものと比較することで深い理解と新たな知見を得ることができる。

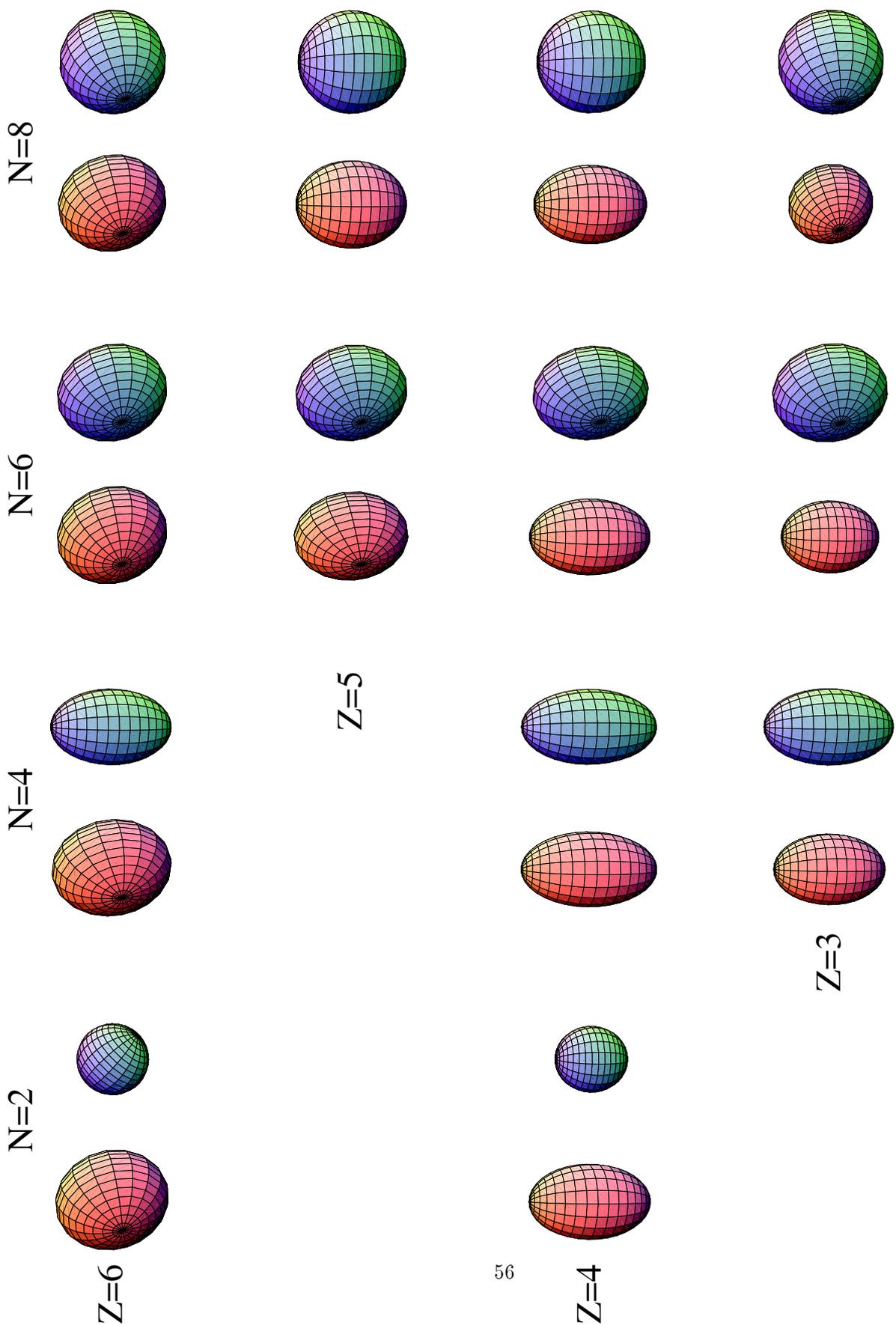
計算結果には、 Z, N に応じて様々な構造の移り変わりが見られた。原子核という研究対象では、観測可能な量は実験室系でのグローバルな情報を与えるのであって微視的な内部構造の実験的情報を直接得ることは難しい。この章では、核の微視的構造の特徴が観測可能な諸量にどのように反映されているかという点に着目して、安定核から不安定核にいたる広範囲の原子核をいろいろな角度から系統的にとりあげて解析を行う。そうした系統的解析によって新たな知見を得ると同時に、原子核の普遍的性質に関連させてより統一的な議論をする。

5.1 核の内部変形

Li, Be, B 及び C などの軽いアイソトープには、様々な特徴ある内部変形の様相が見られる。軽い原子核の内部変形はこれまで $Z \sim N$ の安定核について研究されてきた。例えば、 ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Be}$, ${}^{20}\text{Ne}$ の基底状態でクラスター構造をとる prolate 変形の発達や ${}^{12}\text{C}$ の oblate 変形、そして ${}^{16}\text{O}$ の球形など $A = 4n$ 核の性質がよく知られている。これらの性質はシェル模型に基づくシェル効果で理解でき、Magic Number より少し核子が多く閉殻の外側に数個の核子が詰まった原子核では prolate 変形を好み、Magic Number より核子の少ない原子核では閉殻から数個の核子の空孔ができて oblate 変形を好むという性質として解釈されている。しかし、不安定核の核変形についてはほとんど未知で、そもそも核変形という現象が陽子数 Z と中性子数 N がアンバランスな原子核で生じるかという問題が注目されている。ここでは AMD 内部状態について陽子密度変形・中性子密度変形が Z と N に対する変化に着目し、 (Z, N) の系の内部変形がどのような規則に基づいて現れるのか、核変形のメカニズムを議論する。

5.1.1 陽子・中性子変形の独立性

内部状態の陽子密度・中性子密度を考察するために、 $(Z, N) = (3, n), (4, n), (5, n), (6, n)$ の系について陽子密度及び中性子密度についての四重極変形の特徴を模式的に図 34 に表す。図は、 $\langle x^2 \rangle$, $\langle y^2 \rangle$, $\langle z^2 \rangle$ で求めた変形パラメータ β, γ で決まる四重極変形と平均陽子(中性子)密度が 0.01 (核子/fm) 以下になる半径 r_0 をもつ楕円体を記述している。赤い楕円体が陽子密度、青い楕円体が中性子密度に対応している。陽子・中性子の変形パラメータ (β, γ) は $Z = 3, 4, 5, 6$ のそれぞれについて図



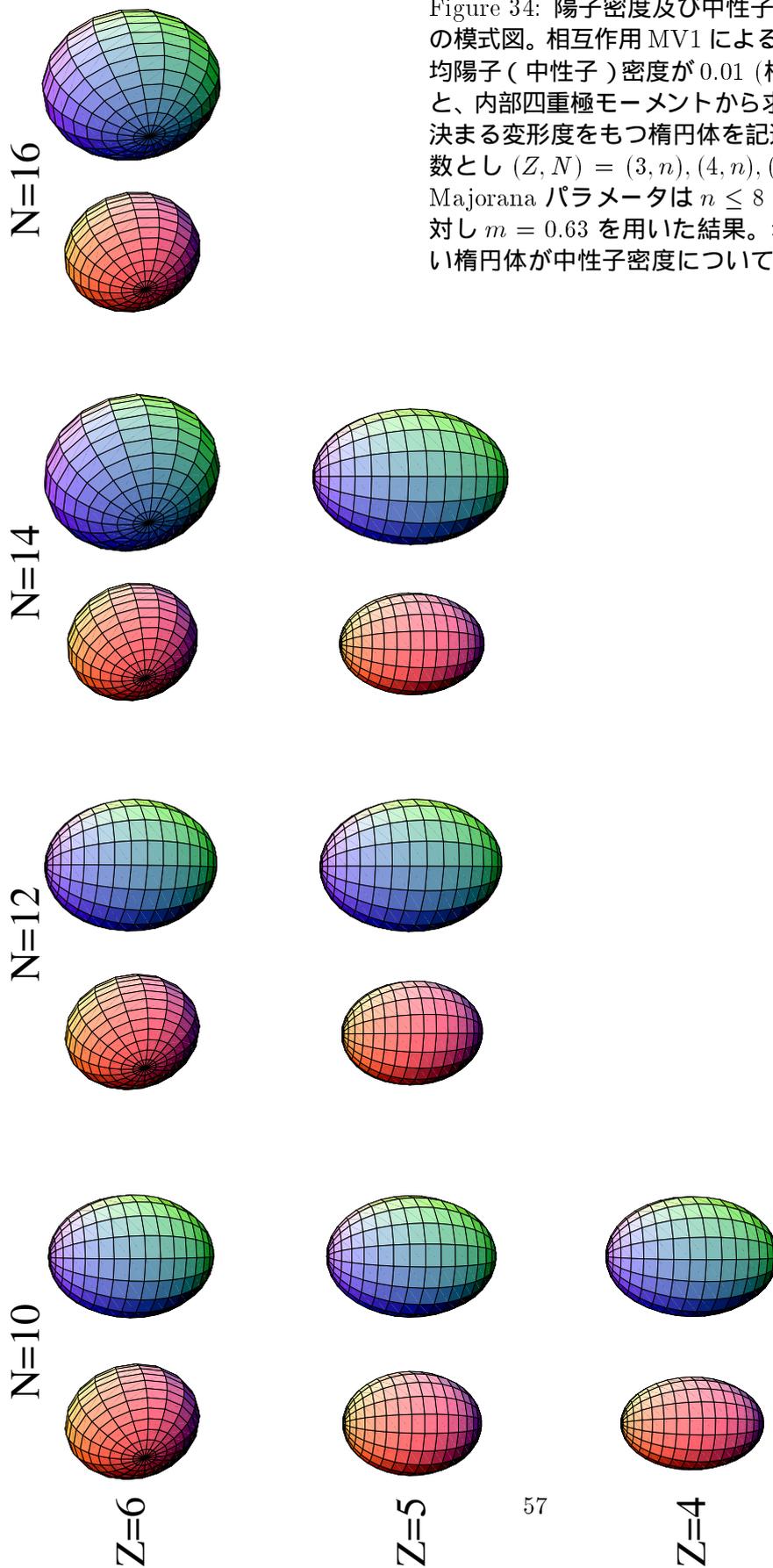


Figure 34: 陽子密度及び中性子密度についての四重極変形の模式図。相互作用 MV1 による AMD 内部状態について平均陽子(中性子)密度が 0.01 (核子/fm) 以下になる半径 r_0 と、内部四重極モーメントから求めた変形パラメータ β, γ で決まる変形度をもつ楕円体を記述している。ただし、 $n=$ 偶数とし $(Z, N) = (3, n), (4, n), (5, n), (6, n)$ の系について、Majorana パラメータは $n \leq 8$ 対し $m = 0.576$ 、 $n > 8$ に対し $m = 0.63$ を用いた結果。赤い楕円体が陽子密度、青い楕円体が中性子密度についての四重極変形に対応する。

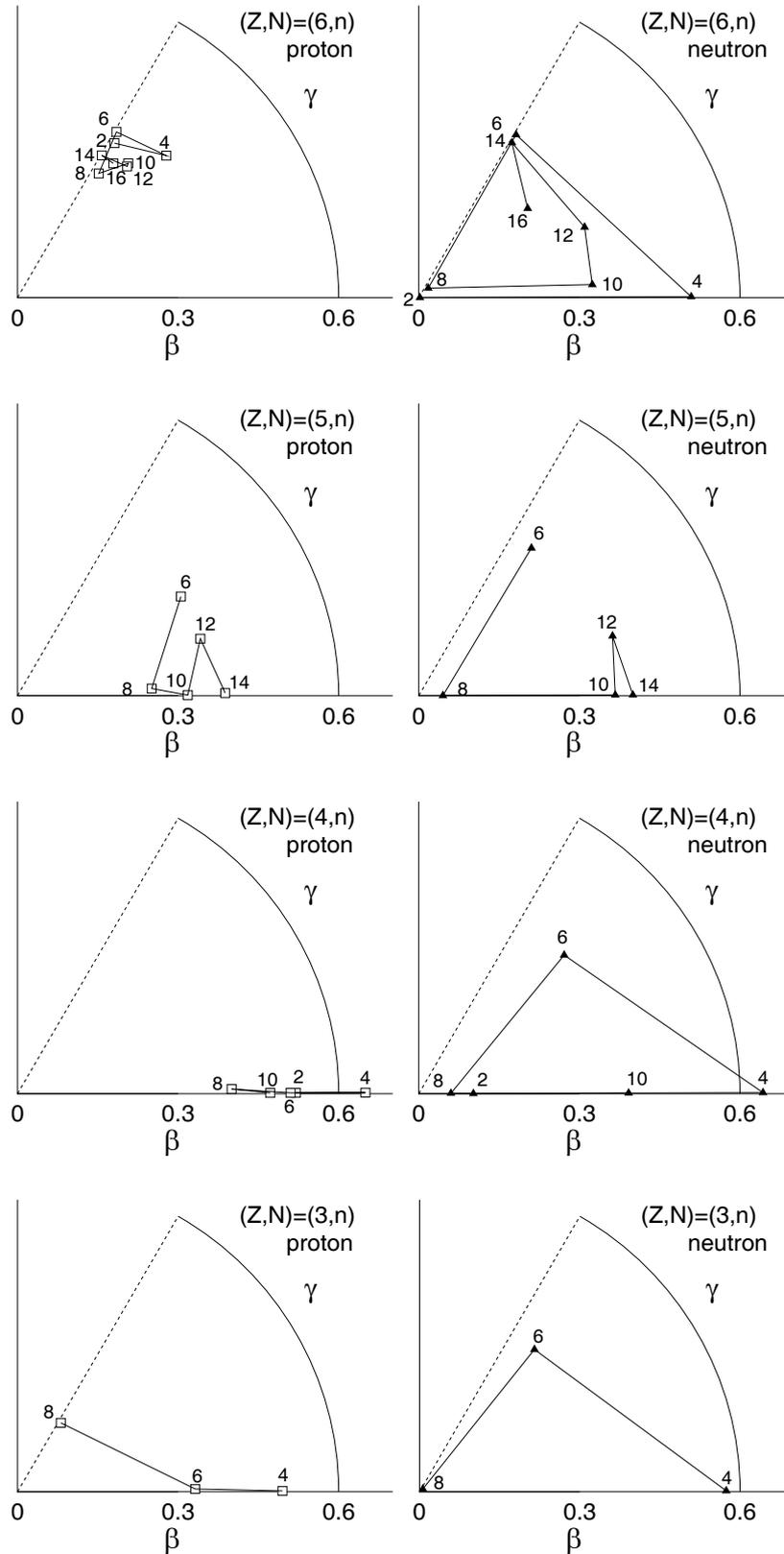


Figure 35: 陽子密度及び中性子密度についての変形パラメータ β, γ 。ただし、 $n=偶数$ とし $(Z, N) = (3, n), (4, n), (5, n), (6, n)$ の系について、 $N \leq 8$ について $m = 0.576$ 、 $N > 8$ について $m = 0.63$ を採用した場合のAMD内部状態に対する結果を示す。

35に示した。それぞれのアイソトープの密度分布で第一に気づく点は、ほとんどの原子核の中性子分布の変形は N に依存した中性子軌道のシェル効果を良く反映していることである。 N が等しく Z の違う原子核を比較すると、中性子密度は Z に関わらず N が同じときにほぼ同じ変形をもつことがわかる。つまり、 (Z, N) 系の中性子構造の 0 次の特徴は Z に依らず中性子数 N だけで決定されている。Li, Be, B, C アイソトープ ($Z = 3, 4, 5, 6$) のどの場合にも、中性子構造は $N = 4$ のときに非常に prolate 変形が発達し、 $N = 6$ での oblate から $N = 8$ 閉殻の球形へと移り変わっていく。 $N = 10, 12$ では再び prolate 変形が発達してくる。この変形の性質は、従来 $Z \sim N$ の安定核で知られているシェル効果のみごとに反映している。一方、陽子密度の場合には 0 次の性質が基本的に陽子数 Z で決まる傾向が見られる。特に $Z = 4$ の prolate 変形と $Z = 6$ の oblate 変形の傾向は顕著で、Magic Number 2 と 8 に対し $Z = 2 + 2$ 及び $Z = 8 - 2$ の陽子軌道のシェル効果が出現する。これらの Be(C) アイソトープは中性子密度の変形に関わらず陽子密度で prolate(oblate) 変形が発達する。 $Z = 3, 5$ では、陽子密度が prolate 変形を好む系が多く見られる。

5.1.2 陽子と中性子間相互作用の効果

上で述べたように陽子数・中性子数 (Z, N) の系では、陽子変形の主要な性質は Z によるシェル効果で決まり、中性子変形の性質は主に N からのシェル効果によってもたらされる。軽い核領域の AMD 研究の結果で驚くべきことは、陽子・中性子の構造の性質がそれぞれの核子 Z 又は N の構成するシェル軌道の効果で支配され 0 次の近似としては互いに独立に振る舞っているように見えることである。陽子と中性子の独立性という 0 次の特徴の次に重要になってくる効果は、陽子・中性子の互いの相互作用である。陽子・中性子の相互作用によってそれぞれが構成する引力平均場の作用が互いの密度分布に寄与し、密度の重なりが大きくなるようする傾向が見られる。例えば、 $Z = 4$ では陽子変形は常に prolate であるがその発達度 β は中性子分布に依存して変化している。 $N = 4$ のとき中性子の prolate な密度と強調して陽子変形が最も発達する。 $N = 6$ で変形は減衰し、さらに球形の中性子密度をもつ $N = 8$ では陽子の prolate 変形が最も小さくなる。 $N = 10$ では再び中性子の prolate 変形と強め合って陽子の prolate 変形が増幅してくる。 $Z = 3$ の多くの Li アイソトープは prolate 変形を好むがその性質は中性子の分布に依存して大きく変動している。 (β, γ) の図から定量的な考察をする。Li の陽子密度は、 $N = 4$ のとき prolate の中性子分布にひきずられて非常に prolate 変形が発達した構造になる。oblate の中性子分布をもつ $N = 6$ では陽子の prolate 変形が弱まり、 $N = 8$ の中性子閉殻のときは 3 個の陽子分布は球形に近づく。 $Z = 5$ の B アイソトープの場合、陽子分布は prolate と 3 軸非対称な変形とが表れる。 $N = 6$ 或いは $N = 12$ では、oblate 或いは 3 軸非対称の中性子密度の分布に引っぱられて 3 軸非対称な陽子変形が表れている。これに対し、 $N = 8, 10, 14$ では陽子は prolate 変形をもつ。 N の増加で中性子分布の prolate 変形が発達し、それにともなって中性子変形との強調的な効果で陽子の prolate 変形が増長していく様子が見られる。次に $Z = 6$ の C アイソトープについて (β, γ) を考察すると、 $(Z, N) = (6, n)$ 系の oblate な陽子構造は非常に安定な性質であることがわかる。C アイソトープの研究ですでに述べたように陽子に関する変形パラメータ (β, γ) は、中性子構造の変化に関わらず、oblate 付近の小さな領域に分布しほとんど一定で変化しない。

ここまでは中性子構造が陽子密度の変形に与える影響について評価した。同様の考察によって、逆の効果、つまり陽子密度の変形が中性子構造 (β_n, γ_n) に与える影響を見ることもできる。 $Z = 3, 4, 5, 6$ の系のついて中性子密度の (β_n, γ_n) (図 35) を比較すると、等しい N の系についての変形パラメータが $Z = 4$ では陽子の prolate 変形に影響されて $Z = 6$ の場合より $\gamma_n = 0$ の方向にシフトしている。この効果によって $(N, Z) = (4, 4)$ や $(3, 4)$ に特に大きな変形が表れる。

核変形の性質に着目した考察によると、軽い領域の多くの原子核ではまず陽子・中性子構造の

独立性が0次として現れており、相互作用による寄与は一次の効果を与えるというのが一般的な傾向である。ところが $N = 14$ の領域では陽子中性子間の相互作用の効果は互いの独立性よりも重要に寄与し、陽子・中性子構造の独立性に反する興味深い現象が見られる。 $N \leq 12$ までの領域では、B アイソトープと C アイソトープでは陽子構造の違いにも関わらず N が等しいときにほぼ同じ中性子変形をもち、互いの構造の独立性が主に反映されていると解釈できる。ところが、 $N = 14$ では $(Z, N) = (6, 14)$; ^{20}C で中性子の oblate 変形が発達するのに対し、 $(Z, N) = (5, 14)$; ^{19}B では prolate 変形が発達した中性子構造が出現する。つまり、 $(Z, N) = (5, 14)$ では陽子・中性子とも prolate 変形が、 $(Z, N) = (6, 14)$ では陽子・中性子とも oblate 変形が発達し、陽子数 Z が 5 と 6 というだけで全く異なる中性子変形をもっていることがわかる。 $N = 14$ における変形の変達メカニズムは次のように解釈できる。 $N = 14$ で中性子が好む変形を $Z = N$ の安定核 ^{28}Si で考えよう。 ^{28}Si では基底状態の主要成分は oblate であるが、prolate 構造を主に含む状態が励起状態にあると考えられている。実際、 ^{28}Si に対する AMD 計算にも prolate と oblate の異なる構造をもつ2つの状態が極小エネルギー状態として現れる。(ただし、ここで用いた相互作用では prolate 構造の状態が最低エネルギー状態である。) 不安定核において中性子密度だけを考えれば、これらの変形の異なる二つのエネルギー極小状態の構造が存在するであろう。異なる中性子変形のどちらが系全体として好まれ基底状態に現れるかは、陽子と中性子間の相互作用の寄与のために陽子変形の性質で決まる。 $(Z, N) = (5, 14)$ の ^{19}B の系では、陽子分布の prolate 変形を好む傾向をもつために prolate の中性子構造の方がエネルギー的に好まれる。その結果、 ^{19}B では陽子・中性子ともに prolate な構造が AMD 計算で実現している。一方、 $(Z, N) = (5, 14)$ の ^{20}C 系では、陽子の構成する oblate 平均場の効果によって oblate の中性子構造がエネルギー的に実現する。

5.1.3 核変形についての新たな知見

従来の安定核での研究では陽子密度 $\rho_p(r)$ と中性子密度 $\rho_n(r)$ が近似的に比例関係 $\rho_p(r) \propto \rho_n(r)$ を満たすという考えが常識であった。核変形についての従来の研究においても、 ρ_p, ρ_n 分布の変形は一致するという仮定が妥当であると考えられ、当然のように用いられてきた。この性質は陽子・中性子の相互作用が強くその効果が最も重要であるという認識を与える。中性子過剰核の中性子ハローや中性子スキンは不安定核特有の性質で、従来の安定核領域で見られなかった特徴である。これらの構造では $\rho_p(r) \propto \rho_n(r)$ 関係を満たさないが $\rho_p(r)$ と $\rho_n(r)$ の分布が異なる変形をもつという現象は考えられていない。

AMDによる核変形の考察は「陽子・中性子密度分布が互いに独立な性質をもつ」というもので、従来の常識をうち破る新たな性質を提唱している。従来の核構造の理解と結び付けてもう一度AMDの結果を考察する。まず、中性子密度と陽子密度それぞれの独立な性質を考えよう。中性子数とその密度だけを考えたとき ρ_n の変形を N の関数として $(\beta_n(N), \gamma_n(N))$ を考える。閉殻を構成する核子数=Magic Numberを $M_k(k = 1, 2, \dots)$ とする。

$$M_1 = 2, \quad M_2 = 8, \dots, \quad (28)$$

である。従来の安定核の研究によると、 $(\beta_n(N), \gamma_n(N))$ は N が k 番目の magic number M_k で閉殻を構成するとき $(\beta_n(M_k), \gamma_n(M_k)) = (0, 0)$ で球形となる。magic number M_k の前後では $(\beta_n(M_k - i), \gamma_n(M_k - i)) = (\beta_1, \frac{\pi}{3})$ のとき oblate、 $(\beta_n(M_k + i), \gamma_n(M_k + i)) = (\beta_2, 0)$ のときに prolate 変形が顕著に発達することが知られている。ここで、 i は小さな正数である。この法則に従うと、1番目の閉核 $M_1 = 2$ から次の閉核 M_2 までの p シェル領域では核子数の増加とともに $(\beta_n(N), \gamma_n(N))$ は $2 \leq N \leq 8$ で $(0, 0) \rightarrow (\beta_1, 0) \rightarrow (\beta_2, \frac{\pi}{3}) \rightarrow (0, 0)$ と変化し、球形、prolate、oblate、球形の順に核子数が増加するだけで激しく構造が変化することがわかる。陽子

密度の変形 ($\beta_p(Z), \gamma_p(Z)$) についても全く同様の法則に従った性質が見られる。さて次に、陽子と中性子の相互作用の効果を含めると、変形が発達するのは $\gamma_p(Z)$ と $\gamma_n(N)$ の位相がそろうときである。このとき、それぞれの密度分布がつくる平均場は同じ形状に変形しているので、変形した平均場が協力的に作用して互いの密度変形の変形を促進する。特に、 $\gamma = 0$ で位相がそろうとき prolate 変形が著しく発達する。この現象が起こるのが $(Z, N) = (4, 4), (3, 4), (4, 5)$ つまり ${}^8\text{Be}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ の原子核であり、非常に変形が発達することで知られている安定核である。ところで、これらの安定核から N が増加していくと中性子変形パラメータの $\gamma_n(N)$ だけが変化していったん位相がずれていくが、さらに N を増加させると次のシェルで再び $\gamma_n(N) = 0$ の位相がそろう。この N は次の閉核 $M_2 = 8$ のすぐ上の sd シェルで現れる。そのため、実は $(Z, N) = (M_1 + i, M_2 + j)$ (i, j は小さな正数) という状況でもやはり変形パラメータの位相がそろって prolate 変形が発達する特徴が現れる。 $(Z, N) = (4, 10), (5, 10), (5, 12)$ つまり ${}^{14}\text{Be}$, ${}^{15}\text{B}$, ${}^{17}\text{B}$ の中性子過剰核での prolate 変形の変形という今まで知られていない性質は異なるシェルにおけるシェル効果の協調によって理解できるわけである。

さて、軽い不安定核では Z と N が数個異なるだけで陽子・中性子の変形パラメータの位相がずれて互いの変形の特徴が競合する状況が起こる。例えば、C アイソトープは $Z = 6$ であるため oblate 変形の陽子構造の性質が顕著であるが、この陽子の性質は中性子数 $N = 4, 10$ で prolate な中性子変形と競合する。このような状況では、中性子の prolate 変形は陽子の oblate 変形からの寄与で抑制されて $Z = 4$ の Be アイソトープほど発達できない。それでもなお、陽子と中性子はそれぞれが oblate と prolate 変形の基本性質をもつため、結果的に密度分布形状が異なるという状況が生まれる。このような「陽子密度と中性子密度の分布形状の違い」は、従来の常識では理解できない特徴である。この現象が現れる領域は、陽子と中性子がそれぞれの顕著なシェル効果によって oblate と prolate 変形の強い傾向をもち互いの性質が競合する状況が生じている原子核である。

p シェルの偶数個の陽子或いは中性子はシェル効果によって非常に特徴的な変形の性質をもつ。これに対し、同じ p シェルでも例えば B アイソトープのように $Z = 5$ 原子核では、陽子構造は prolate にも oblate にもなり得る中間的な性質をもつため陽子密度は中性子との微妙なバランスで性質が決まる。このような状況では中性子が oblate の $(Z, N) = (5, 6)$ では陽子も oblate に近づく。また、prolate 変形中性子密度をもつ N では陽子密度も prolate に変形し、従来の理解に従う性質が見られる。 p シェルの上の Magic Number $M_2 = 8$ と $M_3 = 20$ の中間の核子数の系では、 sd シェルに核子が複数個詰まり変形に対する自由度が p シェルに比べ大きくなるために核がエネルギー的に prolate にも oblate にも変形しやすくなると考えられる。このような原子核では、系の構造は陽子・中性子の微妙なバランスで決定され、基底状態に出現しやすい構造は陽子・中性子の密度の重なりを大きくするように変形が一致した状態であろう。 $(Z, N) = (5, 14)$ ${}^{19}\text{B}$ での陽子・中性子の prolate 変形と $(Z, N) = (6, 14)$ ${}^{20}\text{C}$ での陽子・中性子の oblate 変形が出現することは上のような従来の考えで解釈できる。 sd シェルよりももっと重い系についても、やはり magic number M_k と M_{k+1} の中間的な核子数を持つ系では同様の性質が予想される。特に変形パラメータについてのエネルギー曲面の極小点が二つ以上在る場合には、陽子と中性子間の相互作用が最も重要な寄与を与え、陽子変形と中性子変形が一致すると期待される。

このように、AMD の結果を用いた (Z, N) の 2 次元的な解析を通じて不安定核を含む原子核の内部変形について統一的な理解を得ることを試みた。AMD によって得られた一般の (Z, N) 系に関する知見は、安定核で研究されている従来の考えを包含しており矛盾していないことを確認しよう。変形に対する既知の理解は、安定核だけに限られた領域で成り立っていることがわかる。つまり、非常に軽い領域の $Z = N$ の安定核の中で変形しやすい原子核では、陽子と中性子の変形

パラメータの位相が $Z = N$ の条件によって必然的にそろっていて、互いに変形を増長する強動的な状況が実現する。また、重い原子核において変形の出現しやすい系は陽子・中性子密度の変形が互いに強動的に働いて変形を促進させる場合であろう。結局、内部変形の発達する核を安定核領域に限って考察すれば、 ρ_p, ρ_n の形状が一致するという核変形に対する従来の考えは正しく成り立っているわけである。これに対し、従来の考えがあてはまらない原子核は、陽子・中性子のシェル効果による変形の性質が Z, N に依存して激しく変化する軽い不安定核の領域に存在し得る。

5.2 クラスタ構造の発達と減衰

軽い領域では、クラスタ構造の形成する原子核が存在する。AMD の結果では、従来クラスタ構造が知られている安定核⁷Li, ⁸Be で非常に発達したクラスタ的な構造が確認できた。また、中性子過剰な不安定核においてもクラスタ構造が形成される可能性を示唆している。各アイソトープの研究では、密度分布図 6, 7, 18, 28 に示したように中性子数の増加にともなうクラスタ構造の発達や減衰の様相を議論した。ここでは、Li, Be, B, C アイソトープのクラスタ的な様相を系統的に研究する。

密度分布図 6, 7, 18, 28 に見られるクラスタ構造の空間的な発達度を定量的に評価するため、調和振動子の主量子数の期待値を AMD 波動関数について計算し解析する。クラスタ構造が空間的に発達すると状態は一般に主量子数の大きなシェル軌道の成分を多く含むので、調和振動子の主量子数の期待値がシェル模型的な構造の場合より大きくなる。一方、空間的なクラスタ構造の発達がなくすべての $\{\text{Re}Z\}$ が原点近傍に局在している場合、AMD の波動関数はシェル模型の波動関数と一致し、状態の主量子数の期待値は簡単なシェル模型で与えられる最小値に近づく。主量子数期待値は陽子軌道と中性子軌道について別々に計算して解析する。AMD 波動関数の陽子軌道と中性子軌道に関する主量子数期待値のシェル模型からのずれ $\Delta N_p^{\text{osci}}, \Delta N_n^{\text{osci}}$ を次のように定義する。

$$\Delta N_p^{\text{osci}} \equiv \frac{\langle P_{MK}^J \Phi^\pm | N_p^{\text{op}} | P_{MK}^J \Phi^\pm \rangle}{\langle P_{MK}^J \Phi^\pm | P_{MK}^J \Phi^\pm \rangle} - \hat{N}_p^{\text{min}}, \quad (29)$$

$$\Delta N_n^{\text{osci}} \equiv \frac{\langle P_{MK}^J \Phi^\pm | N_n^{\text{op}} | P_{MK}^J \Phi^\pm \rangle}{\langle P_{MK}^J \Phi^\pm | P_{MK}^J \Phi^\pm \rangle} - \hat{N}_n^{\text{min}}, \quad (30)$$

ただし、 N_p^{op} 及び N_n^{op} は陽子及び中性子に対する調和振動子の主量子数演算子で \hat{N}_p^{min} と \hat{N}_n^{min} は単純なシェル模型で与えられる主量子数期待値の最小値である。 ΔN^{osci} はクラスタ構造が発達すると大きな値をもち、シェルの構造をもつとき 0 に近づく量である。図 36 に Li, Be, B, C アイソトープについての ΔN_p^{osci} 及び ΔN_n^{osci} を示す。興味深いことは、中性子軌道に対する ΔN_n^{osci} に表れている中性子のシェル効果が陽子軌道に対する ΔN_p^{osci} に反映されていることである。密度分布図 6, 7, 18, 28 の結果を考慮しながら ΔN^{osci} の大きさによってクラスタ構造の発達を評価し、その性質を系統的に考察する。

$Z \leq N$ の領域では特に陽子軌道に関する ΔN_p^{osci} の大きさ (図 36(ii)) に注目してクラスタ構造の形成を評価すべきである。⁷Li で良く発達した $\alpha + t$ クラスタ構造は N の増加によって減衰していき、中性子閉殻 $N = 8$ の¹¹Li で消滅する。Be アイソトープのクラスタ構造は、⁸Be のとき最も発達し、 N の増加とともに減衰して $N = 8$ の¹²Be でいったんクラスタ構造が消滅するが $N = 10$ の¹⁴Be で再びクラスタ的な構造が出現する。B アイソトープでは安定核¹¹B で 3 体的な $t + \alpha + \alpha$ 的なクラスタ構造が現れる。 $N = 8$ の¹³B ではクラスタ的な構造が見られない。さらに中性子数が増加したとき $N = 10, 12, 14$ の¹⁵B, ¹⁷B, ¹⁹B でだいに 2 体的なクラスタ構造が出現する。Be, B アイソトープの非常に中性子過剰な原子核で出現するクラスタ的な構造の特徴は、空間的に二つのグループにわかれた陽子クラスタの芯とそれをとりまく中性子の分布

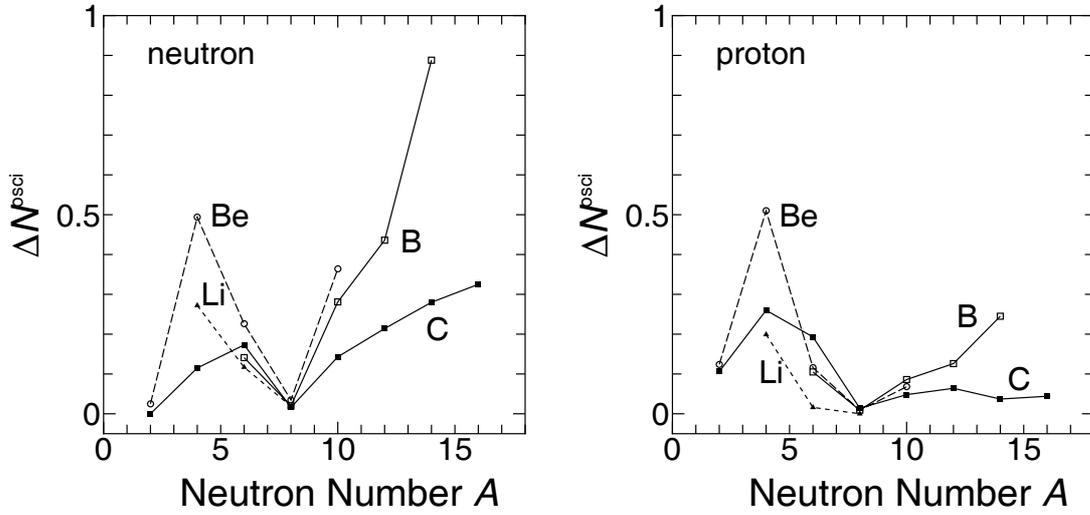


Figure 36: 調和振動子の主量子数期待値のシェル模型からのずれ。ただし、 $n=偶数$ とし $(Z, N) = (3, n), (4, n), (5, n), (6, n)$ の系について、 $N \leq 8$ について $m = 0.576$ 、 $N > 8$ について $m = 0.63$ を採用した場合の結果。期待値は AMD 内部状態を基底状態のスピン固有状態へ射影した状態についての計算値である。(i) 中性子軌道について的主量子数期待値のずれと (ii) 陽子軌道についての値をそれぞれ示す。

で構成されることである。それぞれのクラスターは陽子の芯が中性子の雲をまとったような状態で、安定核で見られる堅いクラスターとは性質が異なるが、この研究では束縛された内部状態についての空間的な密度分布のかたよりを「空間的なクラスター構造」と定義して、クラスター構造の形成と考える。C アイソトープでは非常に軽い $N \leq 6$ で、2 体的なクラスターや ^{12}C の 3α 的な 3 中心クラスターが現れる。 $N \geq 8$ の領域では ΔN_p^{osci} の値が非常に小さく、クラスター構造が発達しないのが C アイソトープにおける特徴である。中性子軌道に対する ΔN_n^{osci} の値が $8 \leq N$ の C アイソトープで次第に増加するのは、 ΔN_n^{osci} に寄与する sd 軌道中の中性子の数が増加するためクラスター的な構造のためではないことに注意する必要がある。

クラスター構造の発達を前に述べた内部変形での議論と関連させて考える。陽子軌道の ΔN_p^{osci} に対する図 36(ii) を考察する。発達したクラスター構造は、陽子密度と中性子密度の変形パラメータの位相がそろって互いの密度変形の性質が強調されるときに出現している。特に prolate に位相がそろった場合に 2 体的なクラスター構造が非常に顕著に発達するという性質がある。 $(Z, N) = (3, 4), (4, 4)$ の ^7Li や ^8Be でのクラスター構造の発達はこの法則に従って理解できる。また、Be, B アイソトープでは $N = 10, 12, 14$ において中性子数変形の prolate 位相が再び現れて陽子変形の位相とそろうために、互いの密度変形を強調し合うことによってクラスター構造の発達が見られる。Be における $Z = 4$ での陽子変形の prolate 位相は、 $N = 4$ で中性子の prolate 位相と強め合っただけでなく、 $N = 6$ では中性子変形の oblate と位相がずれるため ΔN_p^{osci} が急激に減少しており、クラスター構造が減衰することが Be の ΔN_p^{osci} からわかる。 $N = 6$ の ΔN_p^{osci} を比較すると、中性子の oblate 変形と陽子変形の位相がそろったのは $Z = 6$ の ^{12}C であることがわかる。実際、 $\Delta N_p^{\text{osci}}(Z, N = 6)$ が最も大きな値をとるのは $Z = 6$ の ^{12}C であり、内部状態では 3 体的な 3α クラスター構造が出現している。しかし、oblate 変形によって 3 体的なクラスター構造が発達

するのは p シェル領域だけで、 ^{20}C のような重い領域では陽子変形と中性子変形の位相が oblate にそろってもクラスター構造は発達しない。

このように、AMD の結果によって提唱された中性子過剰核におけるクラスター構造の出現は、安定核で従来知られているクラスター構造の発達と結びつけて統一的な法則に基づいて理解することができる。従来の考えによるとクラスター構造が発達する原因として $Z \simeq N$ の状況化で α クラスターが出現することが重要な条件とされている。この条件を軽い原子核領域について検証しよう。確かに安定核近傍だけに限って考察すれば、クラスター構造が発達する原子核は α クラスターが発達している。なぜなら、「軽い安定核領域」において陽子・中性子変形の位相がそろいクラスターが発達できるのは、ほぼ $Z = N$ が成り立つときだけで、それ以外の例えば $|Z - N| = 2$ では変形の位相がずれてクラスターが発達しないからである。

しかし、不安定核領域までを含む広い領域の核構造を (Z, N) の 2 次元的に解析すると、 $(Z, N) = (M_1 + 2, M_2 + 2)$ という非常に中性子過剰核でも陽子軌道と中性子軌道の異なるシェルで密度変形の位相が prolate にそろうためクラスター構造が発達することが AMD によって提唱された。ところで、Be, B の中性子過剰核においてクラスター構造の発達は、中性子密度が空間的に広く分布した領域の中で陽子分布が 2 つのグループに分かれていくために生じる。これらのクラスター的な構造の密度を空間的に 2 分割すれば、中性子過剰なクラスターとして解釈できる。しかし、これらのクラスターはそれら自体が不安定核であるため、クラスター内部の構造は芯と valence 中性子という様相をもち、通常核での堅い (励起しにくい) クラスターとは違う性質をもつと考えられる。例えば、 ^{19}B の陽子及び中性子密度分布 (図 18) を振り替えて見ると、中性子密度の分布の中にスピン \uparrow, \downarrow の陽子対が存在している状態では α クラスターとしても存在確率が大きいので、中性子過剰な Be, B でのクラスター構造は α クラスター芯の発達とそれととりまく valence 中性子として解釈できる。これは一種のクラスター形成と平均場の共存である。この場合、不安定核でのクラスター構造の発達においても安定核での従来の考えと同様 α クラスターの存在が重要であると言える。

このように考えると Be や B の中性子ドリップライン近傍の中性子過剰核でのクラスター構造の検証について注意すべき点がある。クラスター構造の発達を確かめる直接的な実験的には反応における α 生成確率などの量の測定がある。中性子過剰核に現れる不安定核クラスターは、核の外部にそのまま独立して出現する安定なクラスターではない。従って、反応実験などに現れるクラスター構造の性質は α クラスター芯としての特徴が重要であると予想される。

図 37 に中性子過剰核のクラスターのイメージを模式的に示した。通常核のクラスター構造 (a) に対し、B アイソトープなどに見られる中性子ドリップライン近傍でのクラスター構造は、図 (b) のようにクラスター芯とそれととりまく valence 中性子で構成されていると考えられる。クラスターが発達しない C の中性子ドリップライン近傍核では (c) のように通常核の外側に中性子が敷き詰められている。

5.3 内部構造と核の電磁氣的性質

寿命の短い不安定核では観測可能な量が自ずと限られてしまう。その中で、核の内部構造と特に密接に関係するものに電磁氣性質に関する観測量がある。微視的な量子多体系において注意すべきことは、多くの観測量は構造に関する間接的な情報を与えるのであって、直接的な情報を引き出すためには何らかのモデルの助けが必要となるということである。この論文では AMD という微視的モデルに基づいて原子核という量子多体系における内部構造と観測量の結び付きを理解する。軽い核領域の様々な内部構造の移り変わりを電磁氣的性質と関連づけて議論し、観測量がどのような構造の情報を与えるのかを解明する。

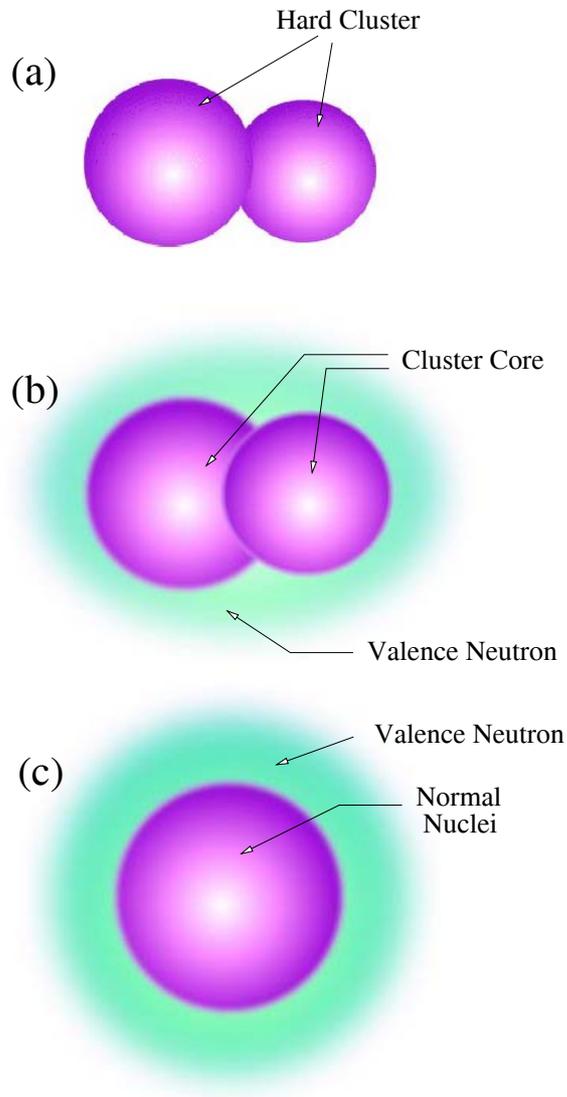


Figure 37: 通常核クラスターと中性子過剰核クラスターのイメージ。(a) は ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Be}$ などの通常核のクラスター構造 (a) に対し、B の中性子ドリップライン近傍に見られるクラスター構造 (b) は、クラスター芯とそれを取りまく valence 中性子で構成されていると考えられる。(c) はクラスターの発達しない C の中性子ドリップライン近傍核での中性子スキン構造。通常核の外側に中性子が敷き詰められている。

5.3.1 クラスタ構造と電磁氣的性質との関係

AMDによる軽い領域の原子核の研究では、従来知られている安定核のクラスタ構造に加え、不安定核におけるクラスタ構造の空間的な発達を示唆した。ここでは内部構造におけるクラスタ形成が観測される電磁氣的モーメントにどのように反映されるか定量的に考察する。

AMDの結果では、Li,B アイソトープの内部構造が N に依存してクラスタ的構造とシェル模型的な構造の間を移り変わることを示した。Li と B の奇-偶核は3個の陽子又は5個の陽子から構成されるので、電磁氣的なモーメントは $p_{3/2}$ 軌道の半端な陽子からの寄与が主要であると考えられる。ところが、磁気双極子モーメントや電氣的四重極モーメントの実験値は N に依存して系統的に変化しており、構造変化との関連が考えられる。

クラスタ構造による電磁氣的モーメントへの寄与には2種の基本的効果を考えることができる。まず一番目の効果としては、クラスタの空間的な発達による寄与がある。クラスタ構造をもつ原子核では一般にクラスタの空間的発達にともない大きな内部変形をもつため、その変形の効果が Q や $B(E2)$ 電磁氣的モーメントに反映する。これを「空間的クラスタの効果」と呼ぶことにする。もう一つの効果は、核子間の強い相関から生じる核子の「角運動量のクラスタ的カップリングの効果」である。クラスタ構造をもつ原子核では、クラスタ内の核子間に強い相関が生じ核子角運動量のカップリングは核子相関の効果が現れるため、簡単な独立粒子描像では解釈できない。「角運動量のクラスタ的カップリングの効果」の典型的な例として、 SU_3 結合したシェル模型配位におけるシェル模型クラスタを思い起こすことができる [44, 45]。後で示すように、Li,B アイソトープの磁気モーメント μ には後者の角運動量のクラスタ的カップリングの効果のみが寄与するのに対し、電氣的四重極モーメント Q は空間的クラスタの効果と角運動量のクラスタ的カップリングの効果の両方を重要に反映することがAMDの解析でわかる。

AMDの波動関数からクラスタ的角運動量カップリングによる効果を抜き出すために、AMD波動関数のクラスタ間相対距離を手で小さくしたシェル模型的な極限状態をつくる。この極限でAMD波動関数は SU_3 表現でのシェル模型波動関数と一致する。実際には、AMD波動関数におけるパラメータ Z_i を $\{Z\} \rightarrow \{aZ\}$ のように変換する。ただし、 a は1より十分小さい実定数である。このように得られたシェル模型的な極限状態には、もはや空間的に発達したクラスタは存在せず角運動量のクラスタ的カップリングの効果だけが残っている。表7にシェル模型的な極限の波動関数について求めた μ モーメントと Q モーメントの値をもととのAMDの結果と比較して示す。表には、陽子・中性子の軌道角運動量や全角運動量、内部スピンなどの期待値や2剰期待値を最も大きな M 状態 $|JM\rangle = |\frac{3}{2}\frac{3}{2}\rangle$ について計算した結果も示す。 μ モーメントのシェル模型的な極限での値は、もとのAMDの値とほとんど等しく実験値によく合っている。したがって、 μ モーメントはクラスタ間の相対距離に依存しないことがわかる。つまり、クラスタ構造が μ モーメントへ及ぼす効果は空間的クラスタによる効果ではなく、角運動量のクラスタ的カップリングによる寄与である。これは、空間的クラスタの効果は一般に角運動量演算子の2次以上の期待値に重要に寄与するが、 $\langle S_z \rangle \langle L_z \rangle$ など一次だけの項の期待値には効かないためであることが、表7,8中のAMDの結果とそのシェル模型的極限との比較からわかる。

ここで、Li と B の奇-偶アイソトープのAMD波動関数について重要な性質を指摘しておく。計算されたAMD波動関数では、偶数個の中性子が内部スピン $\uparrow\downarrow$ で対を組み、中性子の内部スピンの全体で $S_n = 0$ になっている。そして奇数個の陽子の内部スピンの $S_p = 1/2$ で、結局、基底状態 $J = 3/2$ には全内部スピンの $S = 1/2$ の成分のみが含まれていることが表中の $\langle S_n^2 \rangle = 0.0$ 及び $\langle S_p^2 \rangle = 0.75$ の結果から確かめられる。 $S = 1/2$ という性質は、軌道角運動量 L に対して重要な条件を課す。すなわち、Li,Bの基底状態 $J = 3/2$ の波動関数では $S = 1/2$ と L が $J = 3/2$ に組むために軌道角運動量 $L = 0$ 状態が禁止され、 $L = 1$ 及び $L = 2$ 状態の成分のみが許される。

Table 7: AMD 波動関数で計算された諸量と AMD のシェル模型的極限状態 (SML) で計算された量との比較。 $\langle \mathbf{L}_p^2 \rangle$, $\langle \mathbf{L}_n^2 \rangle$, $\langle \mathbf{L}^2 \rangle$, $\langle \mathbf{S}_p^2 \rangle$, $\langle \mathbf{S}_n^2 \rangle$ and $\langle \mathbf{S}^2 \rangle$ は陽子中性子及び系全体の軌道角運動量と内部スピン演算子の highest M 状態 $|JJ\rangle$ に対する 2 剰期待値を示す。磁気モーメント μ 及び電気的 四重極モーメント Q の実験値を比較のために示す。

		μ (μ_N)	Q (e-mb)	$\langle \mathbf{L}_n^2 \rangle$	$\langle \mathbf{L}_p^2 \rangle$	$\langle \mathbf{L}^2 \rangle$	$\langle \mathbf{S}_n^2 \rangle$	$\langle \mathbf{S}_p^2 \rangle$	$\langle \mathbf{S}^2 \rangle$
${}^7\text{Li}$	EXP.	3.27	-40(3)						
	AMD	3.15	-27.6	2.8	2.2	2.0	0.00	0.75	0.75
	SML	3.14	-15.1	2.6	2.0	2.0	0.00	0.75	0.75
${}^9\text{Li}$	EXP.	3.44	-27(1)						
	AMD	3.42	-27.0	1.1	2.0	2.1	0.13	0.75	0.90
	SML	3.44	-23.2	1.1	2.0	2.0	0.13	0.75	0.90
${}^{11}\text{Li}$	EXP.	3.76	-31(5)						
	AMD	3.79	-29.4	0.0	2.0	2.0	0.00	0.75	0.75
	SML	3.79	-29.4	0.0	2.0	2.0	0.00	0.75	0.75
${}^{11}\text{B}$	EXP.	2.69	40						
	AMD	2.65	34.0	2.5	3.6	2.8	0.04	0.75	0.78
	SML	2.66	25.9	2.3	3.4	2.8	0.04	0.75	0.78
${}^{13}\text{B}$	EXP.	3.17	37(4)						
	AMD	3.17	31.7	0.0	2.7	2.7	0.00	0.75	0.75
	SML	3.18	28.6	0.0	2.7	2.7	0.00	0.75	0.75
${}^{15}\text{B}$	EXP.	2.66	38(1)						
	AMD	2.63	34.3	3.7	3.8	2.8	0.00	0.75	0.75
	SML	2.64	22.5	3.5	3.7	2.8	0.00	0.75	0.75
${}^{17}\text{B}$	EXP.	2.54	-						
	AMD	2.49	42.2	4.4	4.1	2.9	0.07	0.75	0.81
	SML	2.50	22.6	4.0	3.7	2.9	0.33	0.75	0.77
${}^{19}\text{B}$	EXP.	-	-						
	AMD	2.53	50.8	4.3	4.2	2.90	0.00	0.75	0.75
	SML	2.55	24.9	3.9	3.8	2.9	0.00	0.75	0.75

Table 8: 磁気モーメントに反映される内部スピンと軌道角運動量演算子の z 成分期待値。 $\langle S_{nz} \rangle$, $\langle S_{pz} \rangle$, $\langle L_{pz} \rangle$ and $\langle L_{nz} \rangle$ は陽子中性子及び系全体の軌道角運動量と内部スピン演算子の z 成分の highest M 状態 $|JJ\rangle$ に対する期待値を示す。

		$\langle S_{pz} \rangle$	$\langle S_{nz} \rangle$	$\langle L_{pz} \rangle$	$\langle L_{nz} \rangle$
^7Li	AMD	0.50	0.00	0.36	0.64
	SML	0.50	0.00	0.35	0.65
^9Li	AMD	0.50	0.02	0.71	0.27
	SML	0.50	0.02	0.72	0.26
^{11}Li	AMD	0.50	0.00	1.00	0.00
	SML	0.50	0.00	1.00	0.00
^{11}B	AMD	0.34	0.00	0.74	0.41
	SML	0.34	0.00	0.74	0.41
^{13}B	AMD	0.37	0.00	1.13	0.00
	SML	0.37	0.00	1.13	0.00
^{15}B	AMD	0.33	0.00	0.77	0.40
	SML	0.34	0.00	0.77	0.40
^{17}B	AMD	0.33	0.00	0.68	0.49
	SML	0.33	0.00	0.68	0.49
^{19}B	AMD	0.33	0.00	0.73	0.45
	SML	0.33	0.00	0.73	0.45

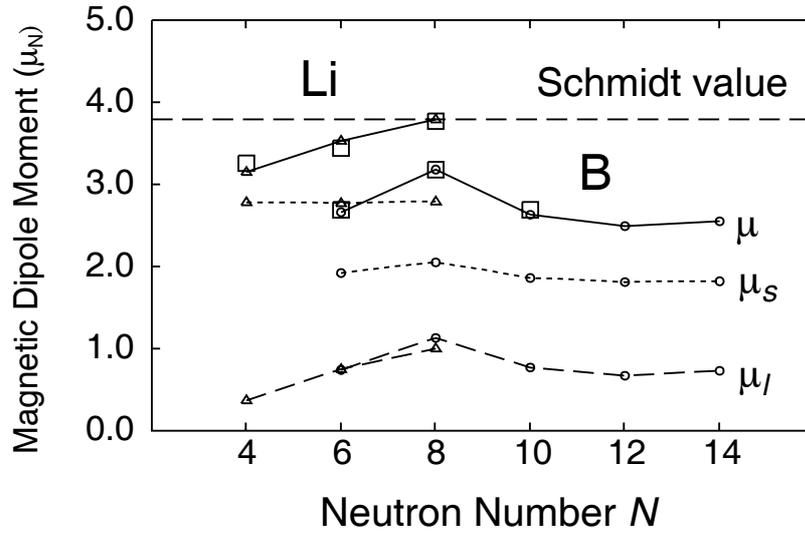


Figure 38: Li, B アイソトープの磁気双極子モーメントに対する内部スピンによる寄与 μ_s 及び軌道角運動量による効果 μ_l 。□は磁気モーメント μ の実験値。

これらの性質を念頭におきながら、そうした条件に基づいて以下の議論を進める。ただし、 ${}^9\text{Li}$ に限っては $S_n \neq 0$ の成分が少し含まれるが、これはLS力によって中性子の内部スピン $\uparrow\downarrow$ 対がわずかに破れるという ${}^9\text{Li}$ の特異性である。しかし、 $S_n \neq 0$ の成分は5%程度と小さいので、ここでの議論ではその寄与を無視する。 ${}^9\text{Li}$ における中性子の内部スピン $S_n = 0$ の破れについて、詳しい議論は後に述べるミラー核 ${}^9\text{C}$ の性質と関連させた考察の中で行う。

磁気双極子モーメント μ は、内部スピンからの寄与 μ_s と軌道角運動量による項 μ_l の2つの部分から成り立つ。上に述べたように偶数個の中性子は内部スピン $\uparrow\downarrow$ 対を成して全体で $S_n = 0$ に組んでいるために、 μ モーメントに何も寄与しない。このことから、 μ_s と μ_l ともに陽子による寄与だけで次のように書き表せる。

$$\mu_s = 5.58 \left\langle \frac{3}{2} \frac{3}{2} \left| S_{pz} \right| \frac{3}{2} \frac{3}{2} \right\rangle (\mu_N), \quad \mu_l = \left\langle \frac{3}{2} \frac{3}{2} \left| L_{pz} \right| \frac{3}{2} \frac{3}{2} \right\rangle (\mu_N). \quad (31)$$

図38に μ_s, μ_l それぞれの値と全体の磁気モーメント μ の計算値を中性子数 N の関数として示す。まず最初に気づく興味深い点は、内部スピンによる項 μ_s がLiアイソトープ或いはBアイソトープのそれぞれの中でほぼ一定値を保つのに対し、軌道角運動量による項 μ_l は中性子数 N に強く依存して全体の μ モーメントに系統的な N 依存性をもたらしていることである。

Schmidt値に基づいている単純なシェル模型の理論を簡単に思い出そう。Li, Bの奇-偶核では $p_{3/2}$ 軌道の一つの陽子の寄与だけを考えればよい。この場合 $|JM\rangle = |\frac{3}{2} \frac{3}{2}\rangle$ 状態は内部スピン $S_p = 1/2$ 、軌道角運動量 $L_p = 1$ の純粋状態で、それらのスピンベクトルがalignして z 成分期待値 $\langle S_p \rangle = 0.5, \langle L_p \rangle = 1$ が $\mu_s = 2.79$ 及び $\mu_l = 1.0$ の寄与を与えるので、磁気モーメント $\mu = 3.79(\mu_N)$ の理論値を与える。さて、実際の磁気モーメント μ をLiとBで比較すると、同じ N の原子核でも、 $p_{3/2}$ 軌道の陽子に対するSchmidt値3.79からのずれがBの方がLiよりも大きい。図38からわかるように、軌道角運動量の部分 μ_l の値はLiとBアイソトープでほとんど同じであるから、LiとBの磁気モーメントの間の本質的な違いは内部スピンの μ_s で生じている。表8から内部スピンの z 成分期待値を評価すると、すべてのLiアイソトープで $\langle S_{pz} \rangle = 0.5$ であることがわかる。

$\langle S_{pz} \rangle = 0.5$ は磁気モーメントに $\mu_s = 2.79(\mu_N)$ の寄与を与える。一方、B アイソトープでは内部スピンの z 成分が $\langle S_{pz} \rangle \sim 0.35$ と小さいため磁気モーメントについて $\mu_s \sim 1.8(\mu_N)$ 程度の小さな寄与しか得られないのである。以下に B アイソトープでの $\langle S_{pz} \rangle \sim 0.35$ と Li アイソトープでの $\langle S_{pz} \rangle \sim 0.50$ の結果をもう少し考察する。 $|JM\rangle = |\frac{3}{2}\frac{3}{2}\rangle$ と $S_n = 0$ という条件から導かれる $\langle S_{pz} \rangle + \langle L_{pz} \rangle + \langle L_{nz} \rangle = \frac{3}{2}$ の関係に $\langle S_{pz} \rangle \sim 0.35$ を代入すると、B での軌道角運動量について $\langle L_z \rangle \equiv \langle L_{pz} \rangle + \langle L_{nz} \rangle \sim 1.15$ の関係を得ることができる。これは、B アイソトープの基底状態が全軌道角運動量 $L = 1$ だけでなく $L = 2$ の成分も含んでいることを意味する。 $L = 2$ の成分が含まれていることは $\langle L^2 \rangle$ の計算値にも示されている。 $L = 2$ 状態の混合率は表 7 に示された $\langle L^2 \rangle$ のシェル模型極限状態の値から簡単に評価でき、すべての B アイソトープではほぼ一定で約 20% である。一方、Li アイソトープでは同様の解析により $\langle L^2 \rangle = 2.0$ の結果から、 ${}^7\text{Li}, {}^9\text{Li}, {}^{11}\text{Li}$ のすべての原子核の基底状態 $J = 3/2$ が純粋な $L = 1$ 状態であり、 $L = 2$ 状態の成分が含まれていないことが確認できる。このことは、Li アイソトープにおいて $\langle S_{pz} \rangle + \langle L_{pz} \rangle + \langle L_{nz} \rangle = \frac{3}{2}$ に $\langle S_{pz} \rangle = 0.5$ を代入して得られる軌道角運動量期待値 $\langle L_{pz} \rangle + \langle L_{nz} \rangle = 1.0$ と矛盾しない結果である。

${}^7\text{Li}$ と ${}^{11}\text{Li}$ において得られた AMD 波動関数が $L = 1$ の純粋な成分を含む理由は簡単に次のように説明することができる。 ${}^7\text{Li}$ は $\alpha + t$ クラスター構造をもつので、軌道角運動量はクラスター間の相対運動だけが担っている。基底状態の負パリティの状況では、 $L = 1, 2$ の可能性のうち $L = 2$ が禁止されて $L = 1$ の状態だけが許される。 ${}^{11}\text{Li}$ の場合は中性子は閉殻を構成し、波動関数がシェル模型的な構造をもつ。そのため、軌道角運動量は p シェル軌道の一個の陽子だけが担い全軌道角運動量 $L = 1$ の純粋状態になっている。 ${}^{13}\text{B}$ の場合には、AMD 波動関数のシェル模型の極限状態を用いて $L = 1$ と $L = 2$ 状態の混合を詳しく解析することができ、混合率は C.G 係数の和で表せる。 ${}^{13}\text{B}$ と ${}^7\text{Li}$ の解析は文献 [18] Appendix に示している。

もし、Li アイソトープが純粋な $L = 1$ 状態をもち B アイソトープは $L = 1$ と 2 が混じった成分を含むという事実を先に認めるという立場に立つならば、その条件において可能な $\langle S_{pz} \rangle$ の値を考えることができる。まず、Li アイソトープの場合、 $L = 1$ と $S = \frac{1}{2}$ の条件を関係式 $\langle L_z \rangle + \langle S_z \rangle = \frac{3}{2}$ に入れて、ただちに $\langle L_z \rangle = 1$ 及び $\langle S_z \rangle = \frac{1}{2}$ 、つまり内部スピンの z 軸への alignment が導かれる。これに対し、B アイソトープでは $L = 2$ 成分の混合は $S = \frac{1}{2}$ の条件から必然的に $\langle L_z \rangle > 1$ を与え、内部スピン $\langle S_z \rangle < \frac{1}{2}$ をもたらず。言わば内部スピンの z 軸の方向から傾いた状態である。

次に Li, B の磁気モーメントの中性子数依存性を考察する。磁気モーメントの N 依存性は主に軌道角運動量による項 $\mu_l = \langle L_{pz} \rangle$ の N 依存性によって生じる。上の議論で述べたように B アイソトープでは $\langle L_{pz} \rangle + \langle L_{nz} \rangle$ がほぼ一定で $\langle L_{pz} \rangle + \langle L_{nz} \rangle \sim 1.15$ である。しかし、 $\langle L_{pz} \rangle$ と $\langle L_{nz} \rangle$ の値のそれぞれは一定ではなく、中性子数 N に従って変化する。 ${}^{13}\text{B}$ では閉核の中性子が角運動量 $\langle L_{nz} \rangle = 0$ を構成するため $\langle L_{pz} \rangle$ が最も大きく $\langle L_{pz} \rangle = 1.15$ となる。このときに角運動量による寄与 μ_l は最大であるので、B の磁気モーメント μ は ${}^{13}\text{B}$ で最も大きな値をもつ。一方、 ${}^{13}\text{B}$ 以外の B アイソトープでは中性子の軌道角運動量 $L_n \neq 0$ の成分が $|JM\rangle = |\frac{3}{2}\frac{3}{2}\rangle$ の基底状態に混ざっている。 $L_n \neq 0$ の成分は一般に期待値 $\langle L_{nz} \rangle > 0$ を与えるので、中性子軌道角運動量の 0 でない成分が $\langle L_{pz} \rangle$ の値を 1.15 よりも減少させることが表の諸量から読みとれる。結果的に、これらの B アイソトープでは磁気モーメント μ の値が ${}^{13}\text{B}$ より小さくなる。Li アイソトープの磁気モーメントの N 依存性についても同様に中性子軌道角運動量の 0 でない成分が重要であることが図表による解析からわかる。 ${}^{11}\text{Li}$ では $L_n = 0$ であるが、中性子数 N が小さくなるにつれて系の基底状態は $L_n \neq 0$ の成分を多く含むようになる。それとともに中性子の軌道角運動量期待値 $\langle L_{nz} \rangle$ は ${}^{11}\text{Li}$ での 0 から ${}^9\text{Li}$ で 0.3、 ${}^7\text{Li}$ で 0.7 と徐々に大きくなっていく。Li アイソトープでは $\langle L_{pz} \rangle + \langle L_{nz} \rangle$ が 1.0 で一定であるから $\langle L_{nz} \rangle$ の増加によって $\langle L_{pz} \rangle$ が減少し、軌道角運動量による磁気モーメントへの寄与 μ_l が小さくなる。すでに述べたよう Li アイソトープ内部スピンによる μ_s は一定であるか

ら磁気モーメントは μ_l の N 依存性を直接反映し、 ^{11}Li で最大でSchmidt値に一致し N の減少とともに ^9Li , ^7Li と μ の値が減少していく。

以上の考察をまとめる。Liアイソトープと比べBアイソトープの磁気モーメントが一樣にSchmidt値より減少している現象は、Liアイソトープの基底状態は純粋な $L=1$ 成分のみを含むのに対しBアイソトープでは $L=2$ 成分が $L=1$ 状態に混ざっていることが原因である。また、それぞれのアイソトープの μ モーメントの N 依存性は中性子の軌道角運動量 $L \neq 0$ の成分の含有によって説明できる。つまり、Li,Bアイソトープの磁気モーメントの系統的な性質は基底状態における $L \neq 1$ 及び $L_n \neq 0$ の成分の結合が非常に本質的な要因であると結論できる。強調すべき点は、これらの軌道角運動量の結合の関係はクラスター構造における核子間の強い相関によって決定されるということである。実際、[19]のAppendixに示されるように ^7Li と ^{13}B ではAMD波動関数のシェル模型的極限が SU_3 結合のシェル模型配位でのクラスター状態と等価であり、 $L_n \neq 0$ 成分または $L=2$ 成分の結合関係はクラスター構造の幾何学的な配位で決められている。AMDの結果は、Li,Bアイソトープの磁気モーメントはクラスターの空間的な発達度には依存しないがクラスターの核子相関による軌道角運動量の結合を強く反映し、その意味でクラスター構造に関して重要な情報を与えることを示している。

以上では、クラスターによる軌道角運動量の幾何学的な配位と関連させるため、 ls カップリングの見方で軌道角運動量カップリングに着目して μ_l 及び μ_s を考察した。もちろん一般の jj カップリング的な見方による解析も可能である。特にLiの場合は単純で、半端な一個の p 軌道陽子のスピン j と p 軌道中性子の全角運動量 J_n との合成で全系のスピン $J=3/2$ が構成される。Liアイソトープの μ モーメントのSchmidt値からのずれは、基底状態 $J=3/2$ に $J_n \neq 2$ と結合した陽子の $p_{1/2}$ 軌道の成分が $p_{3/2}$ に混ざることによって説明できる(詳しくは文献[31]を参照のこと)。

次にクラスター構造が電気的四重極モーメントに与える効果を考察する。磁気モーメントとは対称的に、電気的四重極モーメントの大きさはクラスターの空間的な発達に敏感で、クラスター間の相対距離に強く依存する。ここでは、クラスター構造による Q モーメントへの寄与を定量的に考察するために、AMDで計算された Q モーメントを以下のように二つの成分に分解して解析を行う。「空間的クラスターの効果」による純粋な寄与は、元のAMD波動関数(AMD)での Q モーメントの計算値 Q_{AMD} から前に定義したシェル模型的極限值(Q_{SML})をさし引いた成分によって評価できる。この成分を Q の第一成分として $Q_I \equiv Q_{AMD} - Q_{SML}$ と定義し、シェル模型的極限の値を第二成分 $Q_{II} \equiv Q_{SML}$ とすると、 Q モーメントをこれらの2項で $Q = Q_I + Q_{II}$ のように分解できる。シェル模型的極限の波動関数(SML)は元のAMD波動関数(AMD)から空間的クラスターの効果をぬき落とした状態と見なすことができ、その差 $Q_I = Q_{AMD} - Q_{SML}$ は「空間的クラスターの効果」による部分である。第二項 $Q_{II} = Q_{SML}$ はAMD波動関数のそれ以外の性質によってもたらされる寄与を表しクラスターによる第二の効果「角運動量のクラスターのカップリングの効果」を含んでいる。この解析に基づいて Q モーメントの N 依存性を議論する。

表を用いて分離した Q モーメントの2つの成分を図39に表す。まず、第一の「空間的クラスターの効果」による成分 Q_I は、内部状態が N に依存してクラスターの構造とシェルの構造の間で変化していく様相をよく反映している。すなわち、Liアイソトープでは ^7Li から ^{11}Li へクラスター構造の空間的発達が減衰していくにつれて Q_I の絶対値は減少し、空間的クラスターからの Q への寄与が消滅していくことがわかる。Bアイソトープでは ^{11}B での空間的クラスター構造が ^{13}B でいったん消滅し、 $N > 8$ の中性子過剰な領域では N の増加とともに再びクラスターが空間的に発達するという内部構造の様相を反映して、 Q_I は $N > 8$ の領域で N の増加とともに徐々に大きくなっている。一方、第二成分 Q_{SML} の絶対値は $N=8$ の閉核で最大値を与えており、磁気モーメントと非常に良く似た N 依存性をもっている。すでに説明したように、磁気モーメントの

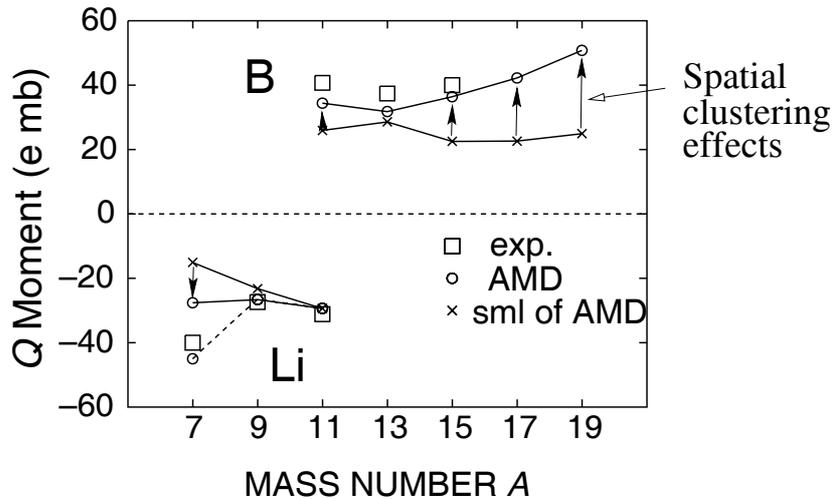


Figure 39: Li,B アイソトープの電氣的四重極モーメントに対するクラスターの構造から寄与。特に空間的クラスターの効果による成分は AMD の結果からシェル模型的極限 (SML) の結果を差し引いた結果で評価される。

N 依存性には角運動量のクラスターのカップリングの効果が重要に寄与しており、中性子閉殻以外の原子核で中性子軌道角運動量 $L_n \neq 0$ の成分の混じることによって陽子の軌道角運動量からの寄与が減少するために生じる現象である。 Q_{SML} 絶対値の N 依存性についても、同様に軌道角運動量のカップリングの効果によって理解でき、閉殻以外で陽子の軌道角運動量の寄与が減少するために生じると解釈される。図 39 における 2 成分の考察では、 Q モーメント全体の N 依存性は空間的クラスターの効果 Q_I によって支配されている。従って、クラスターの空間的発達による寄与が実験値の N 依存性を定性的に説明する本質的效果であるということがわかる。しかし、ここで注意すべき点は第二成分が第一成分「空間的クラスターからの寄与」の N 依存性を打ち消す方向に働くことである。このことを考慮すると、 Q モーメントの実験値から空間的クラスターの発達の情報を定量的に引き出すには、角運動量カップリングが寄与する第二成分を差し引いて潜在的に含まれる空間的クラスターの寄与を抜き出して考察することが重要である。実際、 Q モーメントの測定値から SML で求めた第二成分を引いた残りの成分は N に依存して急激に変化しており AMD の内部構造の劇的な変化を支持する結果である。

5.3.2 C アイソトープの磁気モーメント

C の偶-奇核の磁気モーメントについて系統的な解析を簡単に行う。§ 4 で考察で示したよう、AMD 計算は C アイソトープに関する磁気モーメントの実験値をみごとに再現している。ここで、AMD 計算による μ モーメントを陽子・中性子の内部スピンによる項 μ_p, μ_n と陽子の軌道角運動量による寄与 μ_l に分離した解析の結果を表 9 に示す。これらの原子核は偶数個の陽子と奇数個の中性子から構成されているので、Li,B アイソトープでの考察を陽子と中性子を入れ換えて適用できる。 ^{12}C を除く C 偶-奇アイソトープでは、偶数個の陽子の全内部スピン S_p はほぼ 0 で磁気モーメントに寄与を与えない ($\mu_{sp} \approx 0$) ので無視できる。結局 μ_{sn} と μ_l の 2 項を考察すればよい。まず、軌道角運動量による寄与 μ_l を考える。Li,B の場合には偶数個の中性子の角運動量カップリングによる $L_n \neq 0$ の成分が $\langle L_p \rangle + \langle L_n \rangle = \text{一定}$ という関係式を通して μ_l に重要な寄与をもたらすことを思い起こそ

う。これに対し、C の偶数個陽子の軌道角運動量期待値は μ_l と等価であるので軌道角運動量カップリングによる $L_p \neq 0$ の成分は $\mu_l \neq 0$ として直接磁気モーメントに反映される。表9の結果によると多くのCアイソトープで μ_l はゼロでなく陽子の軌道角運動量 $L_p \neq 0$ の成分が有意義に混じっていることを意味している。この $L_p \neq 0$ 成分は実験値のSchmidt値からのずれを理論的に再現するのに重要な役割をはたしている。

Table 9: C の偶-奇核の磁気双極子モーメントに対する中性子内部スピン、陽子内部スピン、軌道角運動量から寄与。実験値と単純な理論値 (Schmidt 値) も示す。

	exp. (μ_N)	Schmidt (μ_N)	AMD (μ_N)			
			μ	μ_{sn}	μ_{sp}	μ_l
${}^9\text{C}(3/2^-)$	-1.39	-1.91	-1.53	-1.91	0.11	0.27
${}^{11}\text{C}(3/2^-)$	-0.96	-1.91	-0.90	-1.32	0.02	0.40
${}^{13}\text{C}(1/2^-)$	0.70	0.64	0.99	0.64	0.01	0.34
${}^{13}\text{C}(1/2^+)$	-	-1.91	-1.90	-1.87	0.5	0.08
${}^{15}\text{C}(1/2^+)$	1.32	-1.91	-1.26	-1.09	0.01	-0.19
${}^{15}\text{C}(5/2^+)$	-1.76	-1.91	-1.64	-1.83	0.13	0.06
${}^{17}\text{C}(3/2^+)$	-	1.15	-1.05	-1.35	0.03	-0.27

次に、内部スピンによる項 μ_{sn} を考察する。中性子の全内部スピンはほぼ純粋な $S_n = \frac{1}{2}$ 状態であること注意しておく。Schmidt 値に基づく単純な理論では、 μ には中性子内部スピンだけが寄与するので、AMD 計算の μ_{sn} を Schmidt 値と比較するのは興味深い。 μ_{sn} の Schmidt 値からの違いは偶数個核子 (陽子或いは中性子) の軌道角運動量 $L \neq 0$ 成分の混合によって生じる。例えば ${}^{11}\text{C}(3/2^-)$ の場合、単純に valence 中性子の $p_{3/2}$ 状態だけ考えれば、 $L = 1, S = \frac{1}{2}$ の純粋な状態で L と S ともに z 軸に align して $\langle S_n \rangle = 0.5$ である。しかし、AMD の基底状態 $J = \frac{3}{2}$ では、 $L = 2$ 成分が $L = 1$ 状態に混ざっているために中性子内部スピンの z 成分期待値 $\langle S_{nz} \rangle$ が0.5より小さくなる。言い替えれば、 μ_{sn} の Schmidt 値からの違いは $L = 2$ 成分の混合によって中性子の内部スピン S_n が傾いているためと解釈できる。一方 ${}^9\text{C}$ のAMD基底状態 $J = 3/2$ は、ほぼ純粋な $L = 1$ 状態で内部スピン S_n が z 軸に沿って align している。 ${}^{15}\text{C}$ や ${}^{17}\text{C}$ の場合には、 sd 殻の半端の中性子の軌道を jj カップリングの見方で考える方がわかりやすい。 ${}^{15}\text{C}(1/2^+)$ 状態は、半端な中性子の軌道が $s_{1/2}$ だけでなく陽子の軌道角運動量 $L_p = 2$ と結合した $d_{5/2}$ を含むため、中性子内部スピンの z と逆向きの成分をもち磁気モーメントへの寄与 μ_{sn} が $-1.91(\mu_N)$ より減少している。また、 ${}^{17}\text{C}(3/2^+)$ では最後の中性子の軌道は純粋な $d_{3/2}$ ではなく、陽子の軌道角運動量 $L_p = 2$ 又は sd 殻の残りの2個の中性子による軌道角運動量 $L_n = 2$ と結合した $d_{5/2}$ の成分を含んでいる。

このようにCアイソトープの磁気モーメントの考察でもLi,Bと同様に、軌道角運動量の大きさのゼロでない成分が μ_l と μ_s の両方の項に重要な寄与をもたらし、その効果は μ の測定値に反映されていることがわかる。偶数個陽子の軌道角運動量 $J_p \neq 0$ の成分や偶数個の中性子からの $L_n \neq 0$ の成分が混合する重要な要因は核子間の強い相関である。Cアイソトープにおける角運動量のカップリングは、核子間相関の意味で広義のクラスターの様相と解釈できる。

5.3.3 鏡映対称核の電磁氣的性質と核構造

鏡映対称核（ミラー核＝陽子数 Z と中性子数 N を入れ替えた原子核同士）の電氣的性質を考察することによって、核構造の特徴と観測データとを結び付けて議論し、測定値の意味する性質を明らかにする。

^{11}C , ^{10}C , ^9C の陽子と中性子分布の違い

内部変形の考察において有限核子系の構造では陽子密度と中性子密度の独立した振る舞いが重要であることを提唱した。特に、C アイソトープでは陽子分布が非常に強い oblate 傾向をもつという性質のために prolate 変形を好む N の領域で陽子変形と中性子変形が異なるという奇妙な特徴が現れる。この性質は、従来考えられてきた陽子と中性子の分布形状が一致するという常識を破る大胆な理論的結果である。この信じ難い結果はミラー核に関する実験的事実に支持されていることを示す。陽子分布に関する情報は電氣的なモーメントの測定によって得ることができるのに対し、中性子は電荷がないためその分布に関する情報を直接実験的に得ることは困難である。そこで、陽子数と中性子数を入れ換えたミラー核の電氣的モーメントを参照する。ミラー対称性がよければ、電氣的モーメントに反映されている陽子分布の情報はミラー核の中性子分布の性質を表すはずである。ミラー対称性を用いた電氣的モーメントの考察は陽子分布と中性子分布の性質に関する情報を与える。従来の原子核研究においてミラー対称性は非常に良く満たされていると考えられており、構造に関する AMD の理論的結果においてもほとんどの場合鏡映対称性を良く満たしていることが確かめられる。以下の議論はミラー対称性の仮定に基づいて行う。

まず最初にミラー核 $^{11}\text{C}(3/2^-)$ と $^{11}\text{B}(3/2^-)$ の基底状態の電氣的四重極モーメントを考察する。内部四重極モーメント Q_0 と実際に観測される実験室系の四重極モーメント Q との簡単な関係式、

$$Q = Q_0 \frac{3K^2 - J(J+1)}{(2J+3)(J+1)} \quad (32)$$

に基づいて電氣的四重極モーメント Q と内部変形の関係を直観的に説明する。電氣的内部四重極モーメント Q_0 は陽子密度の変形パラメータ β_p と電荷 Z を用いて簡単に

$$Q_0 = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \frac{3}{4\pi} Z e R_e^2 \beta_p \quad (33)$$

と表させる。 ^{11}C と ^{11}B で電荷半径があまり変わらないと考えると、 $Q(^{11}\text{C})$ と $Q(^{11}\text{B})$ の違いは電荷 Z と陽子密度の変形 β_p に起因する。ミラー対称性から

$$\begin{aligned} \beta_p(^{11}\text{C}) &= \beta_n(^{11}\text{B}), \\ \beta_n(^{11}\text{C}) &= \beta_p(^{11}\text{B}), \\ \frac{Q(^{11}\text{C})}{Q(^{11}\text{B})} &= \left(\frac{Z=6}{Z=5} \right) \times \left(\frac{\beta_p(^{11}\text{C})}{\beta_p(^{11}\text{B})} \right) = \frac{6}{5} \times \frac{\beta_p(^{11}\text{C})}{\beta_n(^{11}\text{C})}, \end{aligned} \quad (34)$$

のような関係式が導かれ、 $Q(^{11}\text{C})$ と $Q(^{11}\text{B})$ の比は ^{11}C の陽子変形と中性子変形の比で表される。陽子変形と中性子変形が等しく $\beta_n(^{11}\text{C}) = \beta_p(^{11}\text{C})$ を仮定すると $Q(^{11}\text{C})/Q(^{11}\text{B})$ は陽子数 Z の比だけで決まり 1.2 倍のはずである。ところが、実験的に測定されている Q モーメントは $Q(^{11}\text{B})=40.7$ e mb に対し、 Z が大きい ^{11}C の Q モーメントの方が小さく $Q(^{11}\text{C}) = 34.3$ e mb である。その比 $Q(^{11}\text{C})/Q(^{11}\text{B}) = 34.3/40.7 \simeq 0.84$ は Z の比と逆転しており、 $\beta_n(^{11}\text{C}) = \beta_p(^{11}\text{C})$ の仮定では説明できない。この実験結果は、 ^{11}C で陽子の oblate 変形に対し中性子が prolate 的に変形して

$\beta_p(^{11}\text{C}) \leq \beta_n(^{11}\text{C})$ という効果のために $Q(^{11}\text{C})/Q(^{11}\text{B})$ が Z 比と逆転して $Q(^{11}\text{C})$ が減少していると考えられる (図 40)。

AMD 波動関数の解析を用いてもう少し詳しく説明する。 ^{11}C と ^{11}B の AMD 内部状態を角運動量固有状態 $J^\pi = 3/2^-$ への射影する計算によると、基底状態は核物質密度の長軸を内部固定座標の z 軸にとったときの $K = 3/2$ 状態である。AMD の結果では陽子・中性子密度の長軸は一致しているので内部座標 z 軸についての四重極モーメント Q_0 は近似的に

$$Q_0 = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \frac{3}{4\pi} Z e R_e^2 \beta_p \cos \gamma_p \quad (35)$$

のように z 軸方向への有効変形度 $\beta_p \cos \gamma_p$ で表される。 $Q(^{11}\text{C})/Q(^{11}\text{B})$ 比はミラー対称性を仮定して ^{11}C における陽子密度変形パラメータ (β_p, γ_p) と中性子密度変形パラメータ (β_n, γ_n) を用いて

$$\frac{Q(^{11}\text{C})}{Q(^{11}\text{B})} = \left(\frac{Z=6}{Z=5} \right) \times \left(\frac{\beta_p \cos \gamma_p}{\beta_n \cos \gamma_n} \right) \quad (36)$$

と近似される。AMD 内部状態について変形パラメータの理論値は中性子 $\beta_n \cos \gamma_n = 0.30$ に対して、陽子は $\beta_p \cos \gamma_p = 0.22$ で陽子密度の oblate 変形のために z 軸方向の有効変形度が小さくなる。これらの変形パラメータを式 36 に代入すると

$$\frac{Q(^{11}\text{C})}{Q(^{11}\text{B})} = \left(\frac{Z=6}{Z=5} \right) \times \left(\frac{\beta_p \cos \gamma_p = 0.22}{\beta_n \cos \gamma_n = 0.30} \right) \sim 0.88 \quad (37)$$

と評価され実験値の $Q(^{11}\text{C})/Q(^{11}\text{B})$ 比を説明できる。実際、厳密な角運動量射影による AMD 計算では $Q(^{11}\text{C}) = 1.95 \text{ e mb}$ と $Q(^{11}\text{B}) = 34.0 \text{ e mb}$ という理論値が得られ、 $Q(^{11}\text{C}) < Q(^{11}\text{B})$ の実験事実を定性的に再現している。

^{10}C と ^{10}Be における $E2$ 遷移強度についてもミラー核の実験値の比は陽子数 Z の比だけでは説明できず、陽子変形と中性子変形の違いを示唆している。 Q モーメントの場合と同様に、 $E2$ 遷移強度の比を考える。ただし、 ^{10}C は陽子ドリップラインに近いので電荷半径が ^{10}Be と比べ大きいと予想されるので、電荷 Z と変形度 β_p に加えて R_e の比も無視できない (図 41)。 ^{10}C と ^{10}Be の $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ 遷移強度の比を簡単に表すと、次のように書ける。

$$\frac{B(E2, ^{10}\text{C})}{B(E2, ^{10}\text{Be})} = \left(\frac{Z=6}{Z=4} \right)^2 \times \left(\frac{\beta_p(^{10}\text{C})}{\beta_p(^{10}\text{Be})} \right)^2 \times \left(\frac{R_e(^{10}\text{C})}{R_e(^{10}\text{Be})} \right)^4 \quad (38)$$

$$= \left(\frac{6}{4} \right)^2 \times \left(\frac{\beta_p(^{10}\text{C})}{\beta_n(^{10}\text{C})} \right)^2 \times \left(\frac{R_e(^{10}\text{C})}{R_e(^{10}\text{Be})} \right)^4 \quad (39)$$

^{10}C の陽子密度と中性子密度が比例して $\rho_p(r) \propto \rho_n(r)$ を仮定すると、 ^{10}C と ^{10}Be の $E2$ 遷移強度の比は第一項の陽子数 Z の比だけで $B(E2, ^{10}\text{C})/B(E2, ^{10}\text{Be}) \simeq 2.25$ の関係が得られる。ところが、実験値は $B(E2, ^{10}\text{C}) = 12.3 \text{ e}^2\text{fm}^4$ 及び $B(E2, ^{10}\text{Be}) = 10.5 \text{ e}^2\text{fm}^4$ で比 2.25 に比べて ^{10}C の強度が相対的に小さい。これは、第二項の変形度からの寄与が 1 より小さいためである。 ^{10}C では中性子の prolate 変形に対し陽子密度が oblate 変形なので $\beta_p(^{10}\text{C}) < \beta_n(^{10}\text{C})$ という効果が Z の比を打ち消す方向に寄与するために ^{10}C の $B(E2)$ の値が小さいと解釈できる。AMD 計算で求められる ^{10}C の有効変形度は陽子変形 $\beta_p \cos \gamma_p = 0.28$ と中性子変形 $\beta_n \cos \gamma_n = 0.51$ で oblate 変形のために陽子変形の方が小さく、 ^{10}C における陽子変形の効果が ^{10}Be の陽子変形よりも小さな寄与を与えることを示唆している。この変形度のとき、式 39 の第一項と第二項までの電荷と変形度の効果を考慮すると $E2$ 遷移強度の比は $B(E2, ^{10}\text{C})/B(E2, ^{10}\text{Be}) \simeq 0.7$ であり、 ^{10}C が Z 比に比べ

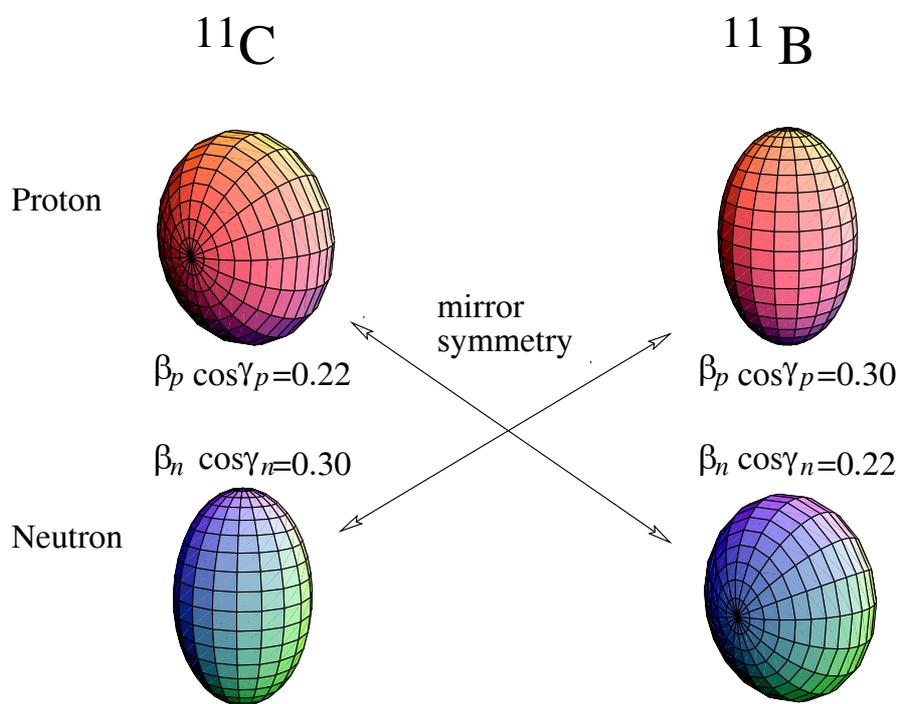


Figure 40: ミラー核 ^{11}C と ^{11}B における陽子密度の変形と中性子密度の変形についての模式図。ミラー核においてミラー対称性を仮定したときの陽子変形と中性子変形の関係。 $\beta \cos\gamma$ は z (長軸)方向の有効変形度。

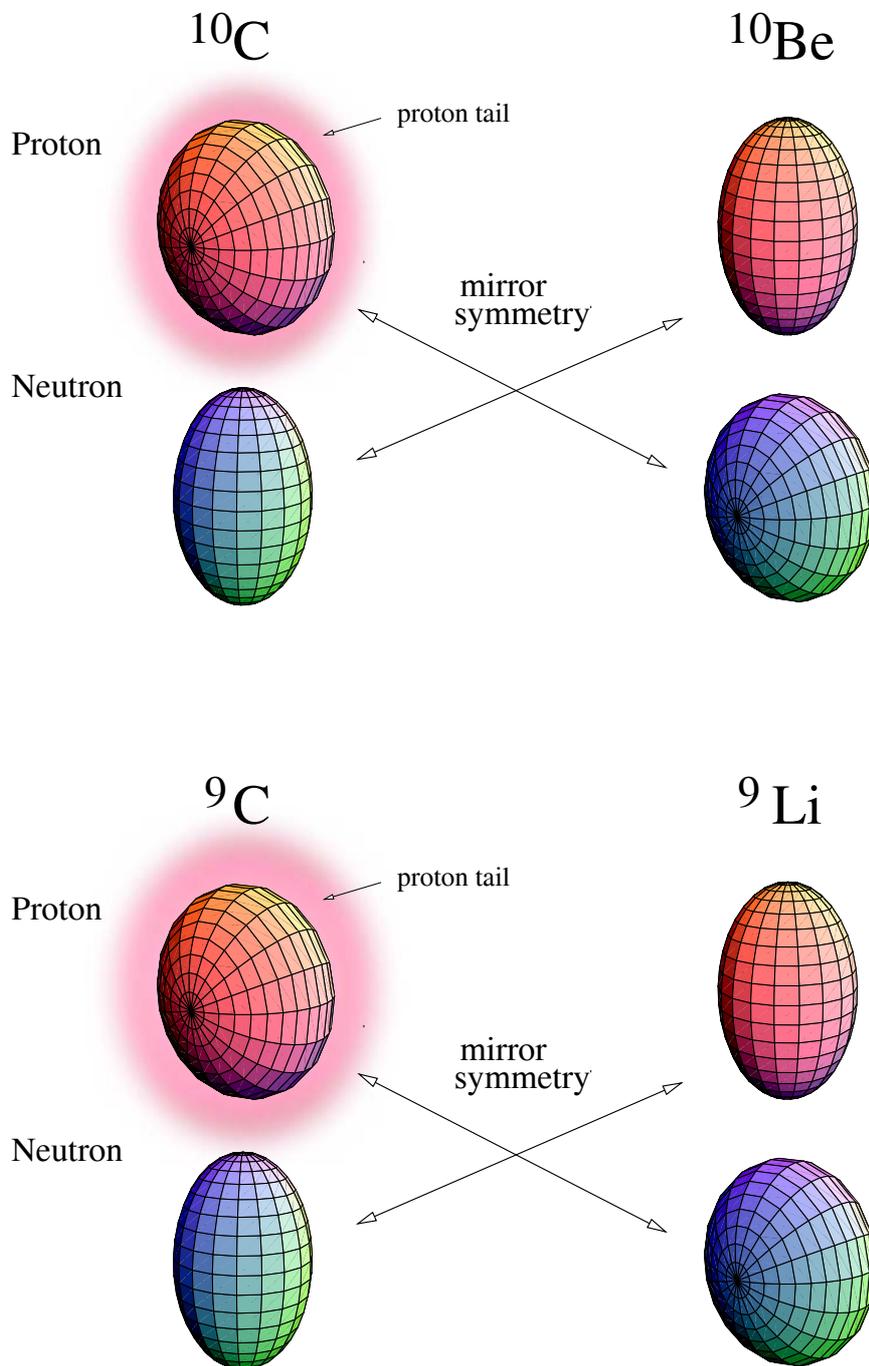


Figure 41: ミラー核における陽子密度と中性子密度の模式図。 ^{10}C , ^9C では valence 陽子からの密度が遠方にすそを引くと考えられる。

小さな $B(E2)$ をもつという実験値の傾向を説明している。実際に計算される AMD の理論値は、 $B(E2, {}^{10}\text{C}) = 5.28e^2\text{fm}^4$ 及び $B(E2, {}^{10}\text{Be}) = 9.46e^2\text{fm}^4$ である。AMD の結果は ${}^{10}\text{C}$ の $E2$ 遷移強度の実験値 $12.3e^2\text{fm}^4$ を過小評価しているが、この主な原因は陽子密度の遠方のすそによる電荷半径の違いであると予想される。結合エネルギーに関する実験データや AMD の解析などから ${}^{10}\text{C}$ の 2 個 valence 陽子はゆるく束縛されて長いすそをもつことが示唆されている。 $B(E2)$ は式 39 第三項のように半径の 4 剰の寄与を受けるので、 ${}^{10}\text{C}$ の valence 陽子のすそは $B(E2)$ に非常に大きな寄与をあたえると期待される。ちなみに ${}^{10}\text{Be}$ の場合には、valence 中性子はクーロン力が効かないために比較的結合が強い上、そもそも電荷を持たないので $B(E2)$ に寄与しない。

上に述べたように、ミラー対称性に基づいたミラー核の電氣的モーメントの考察では、 ${}^{11}\text{C}$ と ${}^{11}\text{B}$ の電氣的四重極モーメントの比や ${}^{10}\text{C}$ と ${}^{10}\text{Be}$ の $E2$ 遷移強度の比の実験データは ${}^{11}\text{C}$ や ${}^{10}\text{C}$ における陽子変形と中性子変形の違いによって定性的に説明することを示した。言い替えれば、ミラー核の電氣的モーメントの実験値は陽子過剰領域のこれらの C アイソトープで陽子変形と中性子変形の違いを理論的に提唱するための重要な根拠である。

${}^9\text{C}$ の電氣的四重極モーメントはまだ測定されていない。ミラー対称性に基づいたミラー核の電氣的モーメントの考察によって $Q({}^9\text{C})$ の測定の意義を述べておく。 ${}^{11}\text{C}$, ${}^{10}\text{C}$ の場合と同様、 ${}^9\text{C}$ の AMD 内部構造は陽子の oblate 変形と中性子の prolate 変形をもつ。 ${}^{11}\text{C}$ と同様に、 ${}^9\text{Li}$ に対する ${}^9\text{C}$ の Q モーメントの比は ${}^9\text{C}$ の陽子・中性子変形パラメータを用いて簡単に

$$\frac{Q({}^9\text{C})}{Q({}^9\text{B})} = \left(\frac{Z=6}{Z=3}\right) \times \left(\frac{\beta_p \cos \gamma_p = 0.22}{\beta_n \cos \gamma_n = 0.33}\right) \times \left(\frac{R_e({}^{10}\text{C})}{R_e({}^{10}\text{Be})}\right)^4 \quad (40)$$

のように書ける。電荷（第一項）と変形度（第二項）までの効果を評価すると

$$\left(\frac{Z=6}{Z=3}\right) \times \left(\frac{\beta_p \cos \gamma_p = 0.22}{\beta_n \cos \gamma_n = 0.33}\right) \simeq 1.3 \quad (41)$$

となり、 $\beta_p({}^{10}\text{C}) < \beta_n({}^{10}\text{C})$ という関係が Z 比を打ち消す方向に働くために第一項の荷電だけの効果 ($Z=6/Z=3=2$ 倍よりも小さくなる)。 ${}^9\text{Li}$ についての AMD の結果 $Q({}^9\text{Li}) = -27.0\text{efm}^2$ は実験値をよく再現している。 ${}^9\text{C}$ の単純な AMD の結果は $Q({}^9\text{C}) = -25.8\text{efm}^2$ とほぼ ${}^9\text{Li}$ とほぼ同じ大きさである。これらの結果は関係式 40 の二項までの荷電と密度変形による寄与を評価したものである。valence 陽子が非常に弱く結合された ${}^9\text{C}$ では陽子密度が遠方にすそをひくと考えられるので、陽子密度のすその効果によって ${}^9\text{C}$ の Q モーメントの絶対値は増大するであろう。したがって、40 第三項の電荷半径の比は、 Q 比に重要な寄与を与え実際の $Q({}^9\text{C})$ は ${}^9\text{Li}$ よりもずっと大きくなると予想される (図 41)。逆に $Q({}^9\text{C})$ の実験値を $Q({}^9\text{Li})$ と比較することによって第 3 項を評価し、valence 陽子の分布の広がりに関する情報を得ることができると期待される。

${}^9\text{Li}$ と ${}^9\text{C}$ の内部スピンの alignment

最近測定された ${}^9\text{C}$ の磁気モーメント μ の実験値 [12] は ${}^9\text{C}$ の内部スピンの異常な性質をもつ可能性を示唆している。ミラー対称性を仮定したアイソ-スカラーモーメントの解析によると $\mu({}^9\text{C})$ と $\mu({}^9\text{Li})$ の実験値から内部スピンの期待値 $\langle \sigma \rangle = 1.44$ が導ける。この値は数多くの $T=1/2$ の鏡映対称核の場合に知られている $\langle \sigma \rangle \leq 1.0$ に比べ異常に大きな値である。AMD によって理論的に得られる磁気モーメント $\mu({}^9\text{C})$ と $\mu({}^9\text{Li})$ を内部スピンと関連させて詳しく解析する。

ほとんどの軽い原子核の基底状態の場合、AMD 波動関数ではすべての偶数個の陽子 (中性子) は内部スピン $\uparrow\downarrow$ に組んで $s=0$ ペアを構成している。そのために系全体の全内部スピンの大きさは偶-偶核で $S=0$ 、奇-偶核と偶-奇核では最後の半端な中性子 (又は陽子) からの寄与で $S=1/2$ となっている。この条件から偶-奇核と奇-偶核の内部スピンの z 成分期待値は $2\langle S_z \rangle = \langle \sigma \rangle \leq 1.0$ が

成り立ち、アイソスカラーモーメントによる従来の見識と矛盾しない。ところが、AMD の結果を詳しく調べると ${}^9\text{C}$ と ${}^9\text{Li}$ では LS 力のために偶数個核子の内部スピンのペア・オフが破れるという特異な性質が見つかる。偶数個陽子の内部スピンのペア・オフがわずかに破れた $S_p \neq 0$ 成分は ${}^9\text{C}$ の磁気モーメントに有意義な寄与を与え得ることが AMD による解析でわかる。この $S_p \neq 0$ 成分のために生じる陽子内部スピンからの磁気モーメントへの寄与 μ_{sn} は LS 力の大きさに非常に敏感であることを表 10 に示す。表 10 は、 $\mu({}^9\text{C})$ と $\mu({}^9\text{Li})$ の AMD 理論値の LS 力に対する依存性を表し、いくつかの強さの LS 力について中性子内部スピン、陽子内部スピン、軌道角運動量からの寄与をおのおのの評価した。表の結果で特に LS 力依存性が見られるのは中性子の内部スピンによる寄与である。AMD の結果では、LS 力が $u = 900\text{MeV}$ より強いとき初めて陽子内部スピンのペア・オフが破れ $S_p \neq 0$ の成分が混じるようになる。 $u = 1200\text{MeV}$ の LS 力を採用した場合の中性子内部スピンの破れは $\langle S_{pz} \rangle = 0.04$ と非常にわずかではあるが、磁気モーメントへの寄与は $\mu_{sp} = 0.20(\mu_N)$ で有意義な効果をもたらす。このとき、磁気モーメントの理論値は $\mu({}^9\text{C}) = -1.44(\mu_N)$ と $\mu({}^9\text{Li}) = 3.33(\mu_N)$ でミラー核の実験値を比較的良く再現している。特に $\mu({}^9\text{C})$ において中性子内部スピン $S_n \neq 0$ 成分による寄与 μ_{sn} は実験値の Schmidt 値からのずれを説明するのに重要な効果である。 $u = 1200\text{MeV}$ を用いて得られた ${}^9\text{C}$ 及び ${}^9\text{Li}$ の基底状態では、LS 力によって破れた中性子内部スピンのために $\langle \sigma \rangle = 1.07$ で 1 より大きなスピン期待値をもつ。この結果は従来 $T = 1/2$ の領域で信じられている $\langle \sigma \rangle \leq 1$ の関係を満たさない特異な性質で他のほとんどの軽い原子核の基底状態では見られない特徴である。

Table 10: ミラー核 ${}^9\text{C}$ 、 ${}^9\text{Li}$ の磁気モーメントにおける AMD 理論値の LS 力依存性。 μ に対する中性子内部スピン、陽子内部スピン、軌道角運動量からの寄与 μ_{sn} 、 μ_{sp} 、 μ_l をそれぞれ表す。

LS force u	${}^9\text{C}(3/2^-)$ $\mu_{\text{exp}} = -1.39\mu_N$				${}^9\text{Li}(3/2^-)$ $\mu_{\text{exp}} = 3.44\mu_N$			
	μ	μ_{sn}	μ_{sp} (S_{pz})	μ_l	μ	μ_{sn} (S_{nz})	μ_{sp}	μ_l
0 MeV	-1.65	-1.91	0.00 (0.00)	0.26	3.51	0.00 (0.00)	2.79	0.72
900 MeV	-1.53	-1.91	0.11 (0.02)	0.27	3.44	-0.07 (0.02)	2.79	0.71
1200 MeV	-1.44	-1.91	0.20 (0.04)	0.27	3.33	-0.15 (0.04)	2.79	0.69
1500 MeV	-1.31	-1.91	0.32 (0.06)	0.28	3.21	-0.24 (0.06)	2.79	0.66
Schmidt MODEL [48]	-1.91 -1.50	-1.91	0.00 (0.00)	0.00	3.79 3.57	0.00 (0.00)	2.79	1.00

§ 6 AMD アプローチの意義

構造研究における AMD のアプローチは、AMD 波動関数についてエネルギー変分計算を行って原子核を記述する手法である。さて、現在の理論的な微視的アプローチの多くは仮定した模型空間の中におけるエネルギー変分やハミルトニアンに対角化によって原子核を記述する描像であり、さらに高次の補正を加えていく場合もある。従って、それぞれのアプローチの特徴とその描像の物理的意義は、まず第一に原子核を記述している模型空間にある。次の特徴として実際の取扱い方という技術的な問題が存在する。AMD の模型空間とその意味をもう一度説明し、描像の意義を検証し、AMD という物理的手法の正しい位置づけを試みる。

6.1 AMD の模型空間

最も単純な AMD 波動関数は一つのスレーター行列式で記述され、それぞれの一粒子波動関数の空間部分はガウス波束で表される。この AMD 波動関数の無限の重ね合わせによって核構造を厳密に記述することができるはずである。AMD 波動関数において特に重要な重ね合わせはパリティ固有状態への射影や角運動量射影などである。AMD のアプローチの出発点は AMD 波動関数の無限の重ね合わせによる記述であり、この模型空間を枠組みの根本に置いている。実際上計算可能なためには模型空間に制限を課すことが必要不可欠であり、最も単純な truncation が一つのスレーター行列式で表される AMD 波動関数である。

核構造研究では、AMD 波動関数のパリティ固有状態への射影を行って変分計算を行う。その結果、いくつかの原子核の結果でエネルギー変分計算の前にパリティ射影を行うことの重要性を確認した。例として ${}^7\text{Li}$ をあげる。クラスター模型を用いた多くの研究では、 ${}^7\text{Li}$ の様々な性質が $\alpha+t$ というクラスター構造によって説明され $\alpha+t$ 構造の実在が検証されている。実際、パリティ射影を行った AMD 計算では $\alpha+t$ という左右非対称なクラスター構造が得られる。ところがパリティ射影を省略した AMD 計算では、 ${}^7\text{Li}$ はパリティの良い状態になるように $t+n+t$ のような左右対称な構造が現れる。また、AMD による ${}^{20}\text{Ne}$ の構造研究においてもやはり左右非対称なクラスター構造 ${}^{16}\text{O}+\alpha$ を記述するには、変分前のパリティ射影が必要不可欠である。

この論文では、技術的な難しさのため角運動量固有状態への射影をエネルギー変分後に行っている。理論値を観測可能な諸量と比較するには角運動量射影は重要である。角運動量射影により求めた理論値は多くの実験値を定性的に再現した。また一方で、より精密な考察にエネルギー変分前の角運動量射影が重要であることを示唆した結果も得られている。

異なる AMD 波動関数を重ね合わせて拡張した関数空間を用いて得られた結果で、まず重要なことは、ほとんどの場合に主要成分が単純な AMD の波動関数の結果とほぼ一致することである。この結果から原子核の基底状態の主な性質が一つの AMD 波動関数でほとんど近似されることを確認できた。重ね合わせによって改善される次の高次効果としては、クラスター間の相対運動又は valence 核子の運動のすそに改善の効果を与えるものや異なるチャンネルのクラスターの混合などが見られた。

6.2 平均場とクラスター

原子核において、平均場形成とクラスター形成という異なる性質の共存は核子多体系の動力学的基本部分である。前者は、一粒子が他の粒子からの多体相互作用を平均化した場（平均場）の中で運動するという描像に基づく。これに対し、後者は強い核子相関をもつクラスターが形成されている状態で、前者とは異なる性質である。クラスター構造の実在は、軽い原子核のいくつかの題材によって確かめられている。原子核では、平均場とクラスターという異なる性質が微妙なバランスの中で互いに結合しながら様々な現象が起こっている。例えば、中高エネルギーの重イオン衝突の問題では終状態に多数のクラスターが生成される現象が見られ、反応途中での平均場の形成に加えてクラスター形成が反応機構に不可欠である。また、軽い原子核では励起状態における分子的な構造が共鳴反応などの実験で検証されている。基底状態では、平均場的構造とクラスターの構造とは連続的に結合しており、常に「平均場形成とクラスター形成の共存」を念頭に置かなければならない。基底状態の観点で「クラスター」という言葉で強調されるものは特に「核子間の強い相関」で特徴づけられる性質である。もちろん、強い相関をもった核子群であるクラスターの存在によって空間的な偏りが表れるのは自然な現象である。

この論文の AMD 研究では、温度ゼロの有限核子系の中で核子数 Z, N の変化による「クラスター形成と融解」という現象が平均場的構造と共存して現れた。非常に軽い ${}^7\text{Li}$ や ${}^8\text{Be}$ のような

核では質量数が小さすぎて平均場が形成されないという性質が従来知られている。AMD による「クラスター構造の発達と減衰」の考察では、非常に軽く平均場が形成されない原子核ではクラスター構造が発達し、質量数が増加するとともに平均場形成が次第に形成されていくという連続的な構造変化の現象が見られた。クラスター構造による強い核子相関の効果を考察し、電気的磁気的モーメントの実験事実に基づいて「クラスター構造 = 強い核子相関」の存在を検証した。「平均場形成とクラスター形成」という観点に立つと、 ^{17}B , ^{19}B などの中性子過剰核で提唱した ^{11}Li や ^8He クラスターなどの「軟らかい(励起しやすい)クラスター」構造こそが、実は「平均場形成とクラスター形成の共存」した状態として解釈できるのではないだろうか。つまり、通常クラスターに似た硬い芯部の構造とその平均場にゆるく束縛されて運動する中性子が共存しているという描像による理解が期待される。

AMD によって様々なクラスター構造の様相が研究できた理由には、AMD が微視的クラスター模型の特別な場合であるということをおい出せばよい。「平均場形成とクラスター形成の共存」している核構造の研究には両者の構造を共に記述することが必要である。このような研究で重要なものに微視的クラスター模型がある。微視的クラスター模型は発達したクラスター構造を記述することは言うまでもなく、それに加えてシェル模型的な構造の重要なものも記述できる枠組みなのである。その内容はクラスター間の距離が小さいとき微視的クラスター模型の波動関数が $\text{SU}(3)$ シェル模型の波動関数に一致するということである [44, 45]。AMD は Brink 模型 [45] (微視的クラスター模型の一つ) において「全てのクラスターを単一核子まで還元した」特別な場合で、数学的には Brink 模型の拡張である。しかし、物理的な意味には重要な違いがあることを強調したい。AMD では、クラスターの存在を一切前提としていない。すべての核子の自由度を記述するため、多核子の離合集散によって「任意の種類にクラスター形成」や「クラスターの消滅・分解」を表現できる枠組みである。このことは、従来の模型にはない重要な AMD の特長である。

このように AMD は「拡張された微視的クラスター模型」として位置づけられることを忘れてはならない。ところで、計算の簡略化のために一つのスレーター行列式だけを採用した最も単純な AMD 波動関数の模型空間は、数学的にはハートリー・フォック(平均場アプローチの一つ)の模型空間に包含されるという関係にある。しかし、この数学的な関係を誤って AMD の物理的な意義と取り違えてはいけない。このことについて以下にその主張を説明する。

多くの微視的アプローチは大ざっぱに次のように説明できる。理論的な模型空間はその無限の拡張によって完全系に近い base を張ることができる。しかし、実際上の計算では模型に様々な制限を課して truncation をを行うことによって小さな有限次元の模型空間を仮定する。その近似的な模型空間を波動関数の基礎とし、より重要な高次の補正を加えていく。例えば、シェル模型描像では平均場の存在によって形成されるシェル軌道を base にして、核子は小さな主量子数をもつ下の軌道から詰められていく。高次の補正は例えば $1\hbar\omega$, $2\hbar\omega$ の励起をもつ上のシェル軌道の効果を取り入れることによって行う。では、優れた模型とはどのようなものであるか。まず本質的なことは、基礎となる 0 次の近似が現実の原子核の主要な性質を表していることである。そしてそこからの拡張によって、より重要な効果が高次の補正として取り入れられることである。この条件を満たさなければ、truncation の信頼性を失うだけでなく、そもそも描像の物理的意義が失われるということを強調したい。我々が必要とするものは物理学の描像であって、決して数学的模型と混同してはいけない。適当な模型空間を選ぶことによって原子核の本質的な性質を単純な描像で記述できる時、その模型の価値が生まれるのである。

さて AMD は、「AMD 波動関数であるスレーター行列式の重ね合わせ」という模型空間を前提として、その模型空間を一つのスレーター行列式に truncation する。このように truncation された波動関数を用いて状態の主な性質を近似的に表現するという微視的クラスター模型である。単

純な AMD からの拡張は、まずスレーター行列式の重ね合わせによって波動関数を改良することによって行われるべきである。これは、多体相互作用を平均化した場の中を一核子が運動するという平均場モデルの描像とは全く異なるものである。実際、AMD 波動関数においてパリティ射影や「2つの AMD スレーター行列式の重ね合わせ」などの改良によって得られた結果から以下のことが確認できる。多くの場合、単純な AMD 波動関数は「平均場形成と共存したクラスター形成」という主要な性質を表現し、スレーター行列式の重ね合わせによる改良が波動関数のクラスターの自由度に関して行う補正が見られるということである。特に、パリティ射影による補正は核構造の性質に重要であるので、構造の研究ではパリティ射影を行う AMD のアプローチを採用した。AMD アプローチが基礎をおく物理的描像を正しく考えれば、ハートリー・フォックという平均場描像との違いははっきりと理解でき、数学的な関係に惑わされることない。単純な AMD が数学的に「ハートリー・フォックモデルの近似的な模型空間」を有するにも関わらず、ハートリー・フォックで記述することの難しい「クラスター形成」という性質が表現できる本質的な理由は、この物理的描像としての意味の違いである。もちろん、クラスター形成は平均場形成を否定しているわけではない。「2つの AMD スレーター行列式の重ね合わせ」による改良はハロー核での valence 中性子の波動関数の改善を行っており、クラスターの様相だけでなく平均場的性質の重要性を示している。ここで試みた AMD 及びその拡張による結果の意味することは、「一つのスレーター行列式」という truncation の信頼性が検証され、単純な AMD 波動関数で記述された「平均場と共存したクラスターの形成」という結果の重要性が確認されたということである。

核反応研究における AMD 法は、平均場とクラスターの動力学を記述する強力な微視的アプローチである。この場合にも、数学的には AMD 波動関数の模型空間は時間依存ハートリー・フォック (TDHF) の近似となっているが、AMD 法は平均場アプローチの一つではないことを強調する。反応における AMD 法は微視的クラスターの時間発展を扱う手法で、時間依存クラスターモデル (TDCM)[40] の特別な場合という位置づけをすべきである。波動関数は TDCM の一つであるフェルミオンの分子動力学 (FMD)[39] に一致している。反応における AMD 法の特徴の一つには残留相互作用を 2 核子衝突の形で取り入れたことにある。AMD による研究は核反応の分野においても、「平均場形成とクラスター形成の共存」や「核子の離合集散によるクラスターの分解及び形成」を記述するという特長を生かして重イオン反応において最近注目されているフラグメントの生成機構という課題に対してめざましい業績をあげている [26, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38]。

§ 7 最後に

不安定核の系統的な理論的研究を行う動きは、筆者らの AMD 法による研究にも誘発されて最近いくつかのグループで起こりつつある [48, 47, 49]。しかしながら、現在までの軽い領域の理論的研究において、対象とする原子核の種類、扱う物理量の多さ、再現された観測値の量などの点でこの論文の AMD による研究に並ぶものはない。不安定核を含む広い領域の系統的な研究を実現させた重要な特長は、AMD 法の融通性と一般性にある。AMD の枠組みは模型的仮定をほとんど必要せずクラスター的な構造からシェルの構造まで性質の異なる様々な構造を記述できる融通性に富んだ手法である。平均場の形成されにくい非常に軽い原子核でのクラスター構造や閉核近傍でのシェル模型的な構造など様々な状態が、与えられた Z, N をもつ有限核子系に特定のクラスターの存在や軸対称性など理論的な仮定を一切課すことなく自ずから姿を表すのである。適用可能な Z, N の領域は基本的に制約をうけず、通常核から不安定核に至る広い Z, N 領域の有限核子系に有効な手法である。

また理論物理学において、実験事実を再現するということが以上に大切なことは物理的理解・知見、理論的解釈を得ながら普遍的法則を発見することである。もちろん、それらの知見は実験事

実に基づくべきであることは言うまでもない。その意味でも AMD 研究は重要かつ独創的な業績をあげている。それは AMD 波動関数が系統的な研究を可能にしたことに加えて、明解な物理的意味をもった描像であるために有限量子系の核子多体相関という問題を直感的に理解するのに適しているという点も重要である。この研究では AMD 波動関数が明解で非常に扱いやすいという特長を生かして実践的な種々の解析のよって考察を進め、核構造に関する理解を深めた。その解析の中では、多くの実験的諸量によって理論値を直接検証した。

AMD 計算では中性子ハロー構造を十分に記述することはできなかった。しかし、AMD の結果は電磁気的性質の実験値のようにハロー構造の効果を直接反映しない性質について、ハロー核の構造を記述することに成功している。これは、ハロー構造が1個かせいぜい2個のハロー中性子の遠方での性質を特徴づけているだけで内部波動関数との重なりが小さいため、内部構造の主要な性質がハロー構造の影響をほとんど受けないためである。そのため、内部構造の主要な性質は AMD によって良く記述されている。AMD による系統的な考察の中では、ハロー核の構造も他の安定核や不安定核と並んで同様の普遍則に従っていることが発見された。

AMD の解析によって従来の理解に即した見方から、AMD 固有の独創的な見方まで様々な角度からの考察が行われた。AMD で得られた物理的知見は、通常核における従来の理解の正当性とその限界を検証した。通常核についての従来の理解には、原子核全般の一般的性質を表すものと、その一方で、安定核という特定領域に限って成り立つ性質が存在することを認めなければならない。AMD によって追認された性質には、平均場が形成できない非常に小さい原子核のクラスター形成と核子数の増加とともに形成されていく平均場の構造の現象があった。一方で AMD によって得られた新たな知見には従来の考えで理解できないものもあった。陽子・中性子数が極端に異なる中性子過剰な系でクラスター的な様相が再び現れることを示唆した。AMD による研究で初めて、原子核という有限核子多体系の基底状態における平均場形成とクラスター形成の共存を統一的に理解することができた。これらの性質を系統的に考察したとき、核の内部変形についての一般的な法則が発見された。つまり、陽子変形・中性子変形はそれぞれ独立に陽子数或いは中性子数で定まる自らのシェル効果を反映した性質を好む。系全体の性質は陽子変形と中性子変形との微妙なバランスで決まり、互いの性質が強制的に作用する系や反対に競合する系が存在する。特に軽い $Z \neq N$ の系でそれぞれの変形の性質が反ばくするような状況が存在し、核内で陽子密度と中性子密度が異なる変形をもつ興味深い現象がみられた。AMD で提唱された「陽子変形と中性子変形が異なる現象」は従来の常識を破るものであり、これまで妥当とされてきた「陽子と中性子の分布形状は一致する」という仮定が軽い不安定核領域では必ずしも成り立たないということを示す。AMD による研究はしばしば採用されている理論的仮定の中に原子核全般では成り立たないものがあることを示唆しており、例えば、陽子と中性子分布の一致の仮定、平均場近似における有効電荷の仮定、軸対称性の仮定、偶数個核子の内部スピンのペアオフの仮定に疑問を投げかけている。AMD によるこれらの提案は、最近の不安定核に関する実験事実によって支持されている。

このように AMD による模型的仮定を必要としない核構造の研究は、従来の原子核研究で妥当とされてきた様々な性質に疑問を投げかけ原子核一般に当てはめることの危険性を示唆している。なぜなら、従来の研究がほとんど安定核領域に限られていたためにそこでの常識は安定核という特別な条件下での有限核子系の性質だったわけである。我々は、新たな研究領域を開拓するときにはまず従来の常識を捨て去って偏見にとらわれない研究を行うことが必要であり、同時に、新しい領域と従来の研究領域と結びつけた統一的な理解を得ることが重要である。

References

- [1] *Proc. VI Int. Conf. on Nuclei Far from Stability and IX Int. Conf. on Atomic Masses and Fundamental Constants*, Bernkastel-Kues (1992), eds. R. Neugart and A. Wöhr, *Institute of Physics Conference Series No. 132* (1993).
- [2] *Proc. II Int. Conf. on Radioactive Nuclear Beams*, Louvain-la Neuve (1991), ed. Th Delbar (IOP Publishing, London, 1992).
- [3] *Proc. IV Int. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions*, Kanazawa (1991), eds. H. Toki, I. Tanihata, and H. Kamitsubo, *Nucl. Phys. A538* (North Holland, 1992).
- [4] *Proc. Int. Symp. on Structure and Reactions of Unstable Nuclei*, Niigata (1991), eds. K. Ikeda and Y. Suzuki, (World Scientific, 1992).
- [5] I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, S. Nagamiya, Y. Shida, N. Yoshikawa, O. Yamakawa, K. Sugimoto, T. Kobayashi, D. E. Greiner, N. Takahashi, and Y. Nojiri, *Phys. Lett. B160*, 380 (1985); I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, Y. Shida, N. Yoshikawa, K. Sugimoto, O. Yamakawa, T. Kobayashi, and N. Takahashi, *Phys. Rev. Lett. 55*, 2676 (1985); I. Tanihata, T. Kobayashi, O. Yamakawa, S. Shimoura, K. Ekuni, K. Sugimoto, N. Takahashi, T. Shimoda, and H. Sato, *Phys. Lett. B206*, 592 (1988), and references therein.
- [6] W. Mittig, J. M. Chouvel, Zhang Wen Long, L. Bianchi, A. Cunsolo, B. Fernandez, A. Foti, J. Gastebois, A. Gillebert, C. Gregoire, Y. Schutz, and C. Stephan, *Phys. Rev. Lett. 59*, 1889 (1987); M. G. Saint-Laurent, R. Anne, D. Bazin, D. Guillemaud-Mueller, U. Jahnke, Jin Gen Ming, A. C. Mueller, J. F. Bruandet, F. Glasser, S. Kox, E. Liatard, Tsan Ung Chan, G. J. Costa, C. Heitz, Y. El-Masri, F. Hanappe, R. Bimbot, E. Arnold, and R. Neugart, *Z. Phys. A332*, 457 (1989).
- [7] T. Kobayashi, O. Yamakawa, K. Omata, K. Sugimoto, T. Shimoda, N. Takahashi, and I. Tanihata, *Phys. Rev. Lett. 60*, 2599 (1988); R. Anne, S. E. Arnell, R. Bimbot, H. Emling, D. Guillemaud-Mueller, P. G. Hansen, L. Johannsen, B. Jonson, M. Lewitowitz, S. Mattsson, A. C. Mueller, R. Neugart, G. Nyman, F. Pougheon, A. Richter, K. Riisager, M. G. Saint-Laurent, G. Schrieder, O. Sorlin, and K. Wilhelmsen, *Phys. Lett. B250*, 19 (1990); M. Fukuda, T. Ichihara, N. Inabe, T. Kubo, H. Kumagai, T. Nakagawa, Y. Yano, I. Tanihata, M. Adachi, K. Asahi, M. Kouguchi, M. Ishihara, H. Sagawa, and S. Shimoura, *Phys. Lett. B268*, 339 (1991).
- [8] E. Arnold, J. Bonn, R. Gegenwart, W. Neu, R. Neugart, E.-W. Otten, G. Ulm, K. Wendt, and ISOLDE Collaboration, *Phys. Lett. B197*, 311 (1987).
- [9] E. Arnold, J. Bonn, W. Neu, R. Neugart, E.W. Otten, the ISOLDE Collaboration, *Z. Phys. A331*, 295 (1988); E. Arnold, J. Bonn, A. Klein, R. Neugart, M. Neuroth, E.W. Otten, P. Lievens, H. Reich, W. Widdra, and ISOLDE Collaboration, *Phys. Lett. B281*, 16 (1992).
- [10] H. Okuno, K. Asahi, H. Ueno, H. Sato, M. Adachi, T. Kubo, T. Nakamura, N. Inabe, A. Yoshida, Y. Ohkubo, T. Ichihara, M. Ishihara, T. Shimoda, H. Miyatake, and N. Takahashi, *Hyperfine Interactions 78*, 97 (1993).; K. Asahi, H. Ueno, H. Izumi, H. Okuno, K. Nagata,

- H. Ogawa, Y. Hori, H. Sato, K. Mochinaga, M. Adachi, A. Yoshida, G. Liu, N. Aoi, T. Kubo, M. Ishihara, W.-D. Schmidt-Ott, T. Shimoda, H. Miyatake, S. Mitsuoka, and N. Takahashi, to appear in Proc. Int. Symp. on Physics of Unstable Nuclei, Niigata(1994), eds. H. Horiuchi, K. Ikeda, K. Sato, Y. Suzuki, and I. Tanihata, Nucl. Phys. **A** (1995).
- [11] H. Okuno and K. Asahi, private communication
- [12] K.Matsuta, M. Fukuda, M. Tanigaki, T. Minamizono, Y. Nojiri, M. Mihara, T. Onishi, T. Yamaguchi, A. Harada, M. Sasaki, T. Miyake, S. Fukuda, K. Yoshida, A. Ozawa, T. Kobayashi, I. Tanihata, J. R. Alonso, G. F. Krebs and T. J. M. Symons, Proc. Int. Symp. on Physics of Unstable Nuclei, Niigata(1994), eds. H. Horiuchi, K. Ikeda, K. Sato, Y. Suzuki, and I. Tanihata, Nucl. Phys. **A** 153c(1995).
- [13] D. Bazin, B.A. Brown, J. Brown, M.Fauerbach, M. Hellstrom, S.E. Hirzebruch, J.H. Kelley, R.A. Kryger, D.J. Morrissey, R. Pfaff, C.F. Powell, B.M. Sherrill and M. Thoennessen, Phys. Rev. Lett. **74** 3569 (1995).
- [14] M. V. Zhukov, B. V. Danilin, D. V. Fedorov, J. M. Bang, I. J. Thompson, and J. S. Vaagen, Phys. Report **231**, No.4, 151 (1993); K. Ikeda, Nucl. Phys. **A538**, 355c (1992).
- [15] A. A. Korshennikov, B. V. Danilin, and M. V. Zhukov, Nucl. Phys. **A559**, 208 (1993).
- [16] K. Varga, Y. Suzuki, and Y. Ohbayashi, Phys. Rev. **C50**, 189 (1994); K. Varga, Y. Suzuki, and R. Lovas, Nucl. Phys. **A571**, 447 (1994).
- [17] T. Otsuka, N. Fukunishi, and H. Sagawa, Phys. Rev. Lett. **70**, 1385 (1993).
- [18] Y. Kanada-En'yo, A. Ono and H. Horiuchi, Phys. Rev. C **52**, 628 (1995).
- [19] Y. Kanada-En'yo and H. Horiuchi, Phys. Rev. C **52**, 647 (1995).
- [20] M. Seya, M. Kohno, and S. Nagata, Prog. Theor. Phys. **65**, 204 (1981).
- [21] K. Ikeda, H. Horiuchi, S. Saito, Y. Fujiwara, M. Kamimura, K. Kato, Y. Suzuki, E. Uegaki, H. Furutani, H. Kanada, T. Kaneko, S. Nagata, H. Nishioka, S. Okabe, T. Sakuda, M. Seya, Y. Abe, Y. Kondo, T. Matsuse, and A. Tohsaki- Suzuki, *Comprehensive Study of Structure of Light Nuclei*, Prog. Theor. Phys. Suppl. **68**, (1980).
- [22] A. Arima, *Nuclear Cluster Correlation, Heavy Ion Collisions*, **Vol. 1**, Chapt.3 , ed. R. Bock, (North Holland, Amsterdam, 1979), p.417.
- [23] Y. C. Tang, *Microscopic Description of the Nuclear Cluster Theory, Lecture Notes in Physics* **145**, (Springer, Berlin, 1981).
- [24] V. I. Kukulin, V. G. Neudatchin, I. T. Obukhovski, and Yu. F. Smirnov, *Clusters as Sub-systems in Light Nuclei*, (*Clustering Phenomena in Nuclei* **Vol.3**, Vieweg, Braunschweig, 1982), p.1.
- [25] H. Horiuchi and K. Ikeda, *Cluster Model of the Nucleus, International Review of Nuclear Physics* **Vol.4**, eds. T. T. S. Kuo, and E. Osnes, (World Scientific, Singapore, 1985), pp.1 ~ 258.

- [26] H. Horiuchi, Nucl. Phys. **A522**, p257c (1991).
- [27] H. Horiuchi, T. Maruyama, A. Ohnishi, and S. Yamaguchi, *Proc. Int. Conf. on Nuclear and Atomic Clusters*, Turku (1991), eds. M. Brenner, T. Lönnroth, and F. B. Malik, (Springer, 1992), p.512; *Proc. Int. Symp. on Structure and Reactions of Unstable Nuclei*, Niigata (1991), eds. K. Ikeda and Y. Suzuki, (World Scientific, 1992), p.108.
- [28] H. Horiuchi, A. Ono, Y. Kanada, T. Maruyama, and A. Ohnishi, *Proc. First Joint Italian-Japanese Meeting within the INFN-RIKEN Agreement on Perspectives in Heavy Ion Physics*, Catania (1992), eds. M. Di Toro and E. Migneco, *Italian Physical Society Conference Proceedings Vol. 38* (1993), p.223.
- [29] H. Horiuchi, A. Ono, and Y. Kanada-En'yo, *Proc. Seventh Int. Conf. on Nuclear Reaction Mechanisms*, Varenna (1994), ed. E. Gadioli, (Ricerca Scientifica ed Educazione Permanente Supplemento **100**), p.421.
- [30] H. Horiuchi, Y. Kanada-En'yo, and A. Ono, *Proc. Second Int. Conf. on Atomic and Nuclear Clusters*, Santorini (1993), eds. G. S. Anagnostatos and W. von Oertzen, *Z. Phys.* **A349**, 279 (1994).
- [31] Y. Kanada-En'yo and H. Horiuchi, *Prog. Theor. Phys.* **93**, 115 (1995).
- [32] A. Ono, H. Horiuchi, T. Maruyama, and A. Ohnishi, *Phys. Rev. Letters* **68**, 2898 (1992).
- [33] A. Ono, H. Horiuchi, T. Maruyama, and A. Ohnishi, *Prog. Theor. Phys.* **87**, 1185 (1992).
- [34] A. Ono, H. Horiuchi, T. Maruyama, and A. Ohnishi, *Phys. Rev.* **C47**, 2652 (1993).
- [35] A. Ono, H. Horiuchi, and T. Maruyama, *Phys. Rev.* **C48**, 2946 (1993).
- [36] A. Ono and H. Horiuchi, *Phys. Rev.* **C51**, 299 (1995).
- [37] H. Horiuchi, *Proc. NATO Advanced Study Institute on Hot and Dense Nuclear Matter*, Bodrum (1993), eds. W. Greiner, H. Stöcker, and A. Gallmann, *NATO ASI Series B, Physics* **335**, (Plenum, 1994), p.215.
- [38] H. Horiuchi, *Proc. Fifth Int. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions*, Taormina (1994), eds. M. di Toro, E. Migneco, and P. Piatteli, *Nucl. Phys.* **A583**, 297 (1995).
- [39] H. Feldmeier, *Nucl. Phys.* **A515**, 147 (1990); *Proc. NATO Advanced Study Institute on the Nuclear Equation of State*, Peñiscola(1989), eds. W. Greiner and H. Stöcker, *NATO ASI Series B, Physics* **216**, (Plenum, 1989), p.375.
- [40] S. Drożdż, J. Okolowcz, and M. Ploszajczak, *Phys. Lett.* **109B**, 145 (1982); E. Caurier, B. Grammaticos and T. Sami, *Phys. Lett.* **109B**, 150 (1982); Bauhoff, E. Caurier, B. Grammaticos and M. Ploszajczak, *Phys. Rev.* **C32**, 1915 (1985).
- [41] A. B. Volkov, *Nucl. Phys.* **74**, 33 (1965).
- [42] T. Ando, K.Ikeda, and A. Tohsaki, *Prog. Theor. Phys.* **64**, 1608 (1980).

- [43] N. Yamaguchi, T. Kasahara, S. Nagata, and Y. Akaishi, *Prog. Theor. Phys.* **62**, 1018 (1979);
R. Tamagaki, *Prog. Theor. Phys.* **39**, 91 (1968).
- [44] B. F. Bayman and A. Bohr, *Nucl. Phys.* **9**, 596 (1958/59).
- [45] D. M. Brink, *Proc. Int. School of Phys. "Enrico Fermi"*, **course 36** (1965), ed. C. Bloch,
p.247.
- [46] P. Raghavan, *At. Data Nucl. Data Tables* **42**, 189 (1989).
- [47] S. Takami, K. Yabana, and K. Ikeda, Contribution paper to the International Symposium
on Physics of Unstable Nuclei, Niigata (1994), Contribution Booklet C-34.
- [48] K. Varga, Y. Suzuki, and I. Tanihata, *Proc. Int. Symp. on Physics of Unstable Nuclei*,
Niigata(1994), eds. H. Horiuchi, K. Ikeda, K. Sato, Y. Suzuki, and I. Tanihata, *Nucl. Phys.*
A588 157c(1995). ; K. Varga, Y. Suzuki, and I. Tanihata, preprint RIKEN-AF-NP-179
(RIKEN, 1994), submitted to *Phys. Rev. C*.
- [49] N. Tajima, N. Onishi and S. Takahara, *Proc. Int. Symp. on Physics of Unstable Nuclei*,
Niigata(1994), eds. H. Horiuchi, K. Ikeda, K. Sato, Y. Suzuki, and I. Tanihata, *Nucl. Phys.*
A588 215c(1995).