

不安定核の集団現象に対する微視的アプローチ

京都大学大学院理学研究科

松柳研一

*不安定核の新しいシェル構造と新しい対相関のもとで、
新しい集団励起モードが形成されるだろうか。
弱束縛系で集団性(コヒーレンス)が生み出される微視的メカニズムを
基礎に立ち戻って考えてみよう。*

要旨

1970年代以降、安定核どうしの衝突によって、高い励起状態、高スピン状態など極限状況の原子核を研究する道がひらけた。そして、量子多体論にもとづく核構造論・核反応論（微視的モデル）がおおいに進展した。とりわけ、1970年代はじめに発見されたバックベンディング現象と、1980年代の後半に発見された超変形状態は核構造論にたいへん大きなインパクトを与えた。このなかで、「回転座標系での準粒子シェルモデル」が確立した。この微視的モデルによって高スピン・スペクトルはすべて説明できるかのように見えた時期が長い間続いたが、最近になって、Hg領域の超変形状態からの第1励起状態はソフト8重極振動モードの励起によることが明らかになった。この集団モードは西洋梨(Y30)、バナナ(Y31)、正四面体(Y32)型のソフトな表面振動がコリオリ相互作用によって重ねあわされて形成される。また、Wobbling Motionといわれる、軸対称性の破れに伴って出現する3次元回転モードも発見された。

そして今、理研 RIBF の稼動によって、不安定核ビームを用いた新しい時代が始まろうとしている。陽子ドリップ線から中性子ドリップ線に至る広範な不安定核の基底状態と励起状態を探索することが可能になりつつある。この講演では、不安定核の平均場の特徴と期待される低励起ソフトモードに焦点をあわせ、今後の実験的探求が期待される中間質量領域の不安定核に関わる最近のトピックスを幾つか紹介する。

Ti44 から Sn100 に至る陽子ドリップ線近傍では陽子と中性子の変形シェル効果がコヒーレントに効く結果、いろいろなエキゾチック変形が出現すると期待できる。例えば、オブレート変形と正三角形(triangular, Y33)変形が重なった状態(Se68)、正四面体(tetrahedral, Y32)変形した低励起状態(Zr80)など。このようなエキゾチック変形が平均場の平衡変形として実現するか、あるいは、大振幅の集団振動モードとして実現するか、興味深い。どちらの描像が実現するかは対相

関との競争に拠ると考えられる。オブレート変形とプロレート変形の共存に伴う多様な現象を低スピン状態から高スピン状態まで系統的に調べることが可能なのも、この領域の特徴である。軸対称な超変形やハイパー変形だけでなく、非軸対称な超変形状態やそれらの上に立つソフト 8 重極モードの出現も期待できる。

中性子ドリップ線近傍の平均場と 1 粒子運動モードはこれまで経験したことのない全く新しい性質をもつと考えられる。そこでは核子ペアーの連続状態への励起を取り入れて、一般化された平均場をつくる必要がある。現在、空間座標表示の Hartree-Fock-Bogoliubov 理論に基づく分析によって、このような弱束縛系の表面付近での対相関が豊富な空間的構造をもつ可能性が盛んに議論されている。更に、連続状態応答関数や時間変化する平均場の方法に基づいて、弱束縛、陽子・中性子のアンバランス、中性子スキンなど平均場の新しい様相に伴って不安定核に特有な様々なソフトモードが出現する可能性が検討されつつある。安定核のソフトモードは対相関とシェル構造に極めて敏感であることは良く知られているが、不安定核での対相関もシェル構造も安定核とは著しく異なるので、そもそも不安定核で集団モードが形成される微視的メカニズムを基礎に立ち戻って分析する必要がある。励起モードの集団性は弱くても波動関数が空間的に広がっているために、弱束縛状態から共鳴状態への励起が極めて大きな遷移強度をもつ可能性もある。変形した不安定核では、よく議論されているソフト双極モードはもとより、その他の負パリティモードも面白い。一般化された平均場の揺らぎに伴う低い $K=0$ 励起モードは不安定核における対相関と 4 重極変形のダイナミックな絡みあいを表すよい指標となるであろう。

目次

1. Introduction

1a. 歴史

1b. シェル構造と対相関

2. 高スピン・超変形核における新しい集団モード

2a. ソフト 8 重極振動モード

2b. Wobbling と Precession

3. 理研 RIBF で発見が期待される新しい集団モード

3a. $A=30-100$ の $N=Z$ 核近傍で期待されるエキゾチック変形状態

3b. 中性子ドリップ線近傍で新しい型の集団励起モードが形成されるか

4. 要点のまとめ

1. 序論

1a. 歴史

- * 1970年代以降、安定核どうしの衝突によって、高い励起状態、高スピン状態など極限状況の原子核を研究する道がひらけた。きわめて多彩な発見の中でも、特に
 - ・ 1970年代はじめに発見されたバックベンディング現象と、
 - ・ 1980年代の後半に発見された超変形状態の発見は核構造論にたいへん大きなインパクトを与えた。これらの新しい現象を理解しようとする努力を通じて、核構造論・核反応論はおおいに進展したが、とりわけ重要な進展は「**回転座標系での準粒子シェルモデル**」が確立したことである。このモデルは平均場の**変形と回転**および**対相関**を取り入れて「**一般化されたシェルモデル**」である。「シェルモデル」という言葉を「球対称ポテンシャル」の狭い意味に限定するのは現在では適当でない。今日では **Mayer-Jensen** の時代と比べて、平均場の概念も、一粒子運動の概念も、シェル構造の概念も、変形、回転、対相関を取り入れて遥かに拡張されているのである。更に、核内核子間の有効相互作用から出発してこれらの「**一般化された平均場**」を導く微視的モデルがおおいに進んだこともこの30年の重要な進展であった。
- * この「**回転座標系での準粒子シェルモデル**」によって高スピン・スペクトルはすべて説明できるかのように見えた時期が長い間続いた。しかし、最近になって、**Hg** 領域の超変形状態からの第1励起状態はソフト8重極振動モードの励起状態であることが明らかになった。この集団モードは西洋梨(Y30)、バナナ(Y31)、正四面体(Y32)型のソフトな表面振動がコリオリ相互作用によって重ねあわされて形成される。また、**Wobbling Motion** とよばれる、軸対称性の破れに伴って出現する3次元回転モードも発見された。
- * そして今、理研 **RIBF** の稼動によって、不安定核ビームを用いた新しい時代が始まろうとしている。陽子ドリップ線から中性子ドリップ線に至る広範な不安定核の基底状態と励起状態を探索することが可能になりつつある。この講演では、不安定核の平均場の特徴と期待される低エネルギー・ソフトモードに焦点をあわせ、今後の実験的探求が期待される中間質量領域の不安定核に関わる最近のトピックスを幾つか紹介する。

1b. シェル構造と対相関

- * 低い振動数のゆっくりした振動モードは有限量子多体系としての原子核に特有な集団

励起モードである.

- それらのモードの形成にはシェル構造と対相関が本質的な役割を果たしている.
- 一般化された平均場 (Hartree-Fock-Bogoliubov 理論で得られる self-consistent field)の時間変化のモードとして記述できる.
- これらの集団運動モードを量子化して低励起スペクトルが得られる.

- * 振動の振幅が小さいとして得られる線形近似(調和近似)による取り扱いが(準粒子)RPA であり, この理論が集団運動の微視的理論の出発点となった. 量子化して得られる励起モードは「ボーズ粒子の生成」とみなすことができる.
- * 「球形魔法数にともなう 2 重閉殻でのシェルギャップ」あるいは「対相関による対ギャップ」のおかげで低励起エネルギーの振動モードは個別励起状態の森からよく分離され, これらの個別励起状態と混合せず個性を保って存在できている.
- * 有限量子系としての原子核の平均場は豊かなシェル構造をもつ. 豊かなシェル構造をもつ平均場は膨大な自由度を内包している. したがって, 一口に「時間変化する平均場」と言っても実に多様な集団励起モードが現れる.
- * 時間に依存する平均場理論の小振幅近似(RPA)は高い振動数の巨大共鳴の微視的構造の解明に大きな役割を果たしてきた.
- * 一方, 低い振動数の, 特に, 表面の 4 重極変形に伴ったソフト 2+モードは一般に非調和性(非線形性)が強く, 小振幅近似を超えた取り扱いが必要であることが明らかになった. 先に「低励起振動モードのエネルギーは低く個別励起状態の森からよく分離される」と言ったが, 実際には「ボーズ粒子」が 2 個以上励起した 2フォノン状態以上になるとこの条件は必ずしも満たされなくなる. このことが非調和効果の一つの原因となる. 非調和効果のもう一つの原因は(集団励起モード自体が準粒子から形成された複合粒子であり, 理想的なボーズ粒子ではないことに由来する)パウリ原理の効果である. これらの非調和効果を取り扱う目的で
 - ボソン展開の方法や
 - 自己無撞着集団座標の方法(self-consistent collective coordinate method)が開発され, 低励起スペクトルの解明に有益な役割を果たしてしてきた[e.g,1-3].
- * 近年, 異なる変形の共存現象のように, 大振幅の集団運動として記述する必要がある現象も広範に見つかってきた[e.g,4-5]. 変形共存現象の理解のためには大振幅集団運動理論の更なる進展が必要である[e.g,6-7].

2. 高スピン・超変形核における新しい集団モード

2a. ソフト 8 重極振動モードの発見

- * 長軸と短軸の比が約 2:1 の超変形状態では新しいシェル構造=超変形シェル構造が形成される。超変形シェル構造の特徴は正パリティの 1 粒子準位と負パリティの 1 粒子準位が同じ major shell の中にほぼ同数共存していることである。このことは(よく知られている)球形調和振動子ポテンシャルのシェル構造と対照的であり、負パリティの振動モードを形成し易い環境を提供している。実際、私達は「回転座標系での準粒子 RPA」による微視的分析に基づいて、「超変形状態に特有なソフト 8 重極振動モード」の出現を理論的に予言した(1990-1996)[8-9].
- * 最近 10 年間(1997 以降)の実験によって、Hg 領域の超変形状態からの第 1 励起状態はソフト 8 重極振動モードの励起によることが明らかになった[e.g,10-12]. この集団モードは西洋梨(Y30), バナナ(Y31), 正四面体(Y32)型のソフトな表面振動がコリオリ相互作用によって重ねあわされて形成される。このモードの形成には対相関も大切な役割を果たしている。つまり、超変形核に特有なシェル構造, 対相関, 高速回転によるコリオリ効果の協力によってこの集団モードが形成されている[9].

2b. Wobblingモードの発見

- * 2001 年, 陽子過剰核 Lu163(Z=71,N=92)に Wobbling モードが発見された[13]. Wobbling モードというのは, 平均場が軸対称性を破り 3 軸非対称になることに伴って発生する 3 次元的回転モードである。このモードが励起すると, 実験系から見て平均場の方向が振動しているように見える。一方, 平均場の主軸に固定系された座標系からみると原子核全体の角運動量の方向が才差運動しているように見える。このような励起モードの存在は重イオン核物理が本格的に始まった時から期待されていた。この発見までに約 30 年かかったことになる。その後, このモードは近傍の Lu アイソトープでも見つかかり, また, このモードの量子が 2 個励起されたバンドも見つかっている[14]. 変形シェル構造を分析してみると, 確かに, Z=70, N=94 で非軸対称超変形の魔法数が現れ(細かく見ると不一致があるが), 平均場は非軸対称になっていると考えられる。非軸対称変形した原子核があるかどうかは古くから議論されてきた問題であるが, 非軸対称変形に特有な Wobbling 運動の観測によって, 遂に明瞭な私たちで非軸対称変形の具体例が現れたと言える。

- * 面白いことに、発見された **Wobbling** モードの性質は古典的なモデルでは説明できない。このモードを特徴づける慣性モーメントに液滴モデルの値を使うと、振動数が虚数になってしまう。一方、剛体値を使うと量子力学との矛盾をかかえる。このパラドックスは **odd-quasiparticle** の角運動量整列による慣性モーメントの増加という微視的メカニズムを「回転系での準粒子 RPA」によって取り込むことにより解決できる[15]。
- * 近年、**High-K** アイソマーの上に立つ回転バンドが沢山見つかっている[e.g,16]。これらのバンドに対して歳差運動(**Precession**)の描像が成り立ち、「回転系での準粒子 RPA」アプローチでは **Wobbling** モードの軸対称極限として微視的に記述することが出来る[17]。

3. 理研RIBFで発見が期待される新しい集団モード

3a. $A=30-100$ の $N=Z$ 核近傍で期待されるエキゾチック変形状態

- * **Ti44** から **Sn100** に至る陽子ドリップ線近傍の $N=Z$ 核では陽子と中性子の変形シェル効果がコヒーレントに効くため、いろいろなエキゾチック変形が出現すると期待できる。例えば、オブレート変形と正三角形(**triangular, Y33**)変形が重なった状態(**Se68**)、正四面体(**tetrahedral, Y32**)変形した低励起状態(**Zr80**)など[18-19]。
- * **Zr80** は非常に面白い原子核で、「球形状態」が変形ポテンシャルの第3極小点となっている。この「球形状態」は正四面体(**tetrahedral, Y32**)変形に対して不安定と予想される。このような不安定性が発生するのは $N=Z=40$ が正四面体変形シェル構造の魔法の数になっているからである。このシェル構造は4重縮退した1粒子準位をもつという面白い性質をもっている。基底状態が球形で変形状態が励起状態として現れる例は多い。しかし、変形状態が基底状態になったら、多くの場合、球形は極大点となるので、球形状態が励起状態として現れる可能性は少ないと考えられる。ところが、**Zr80** では励起状態として「近似的球形」状態が現れると期待できる。正四面体変形のようなエキゾチック変形が平均場の平衡変形として実現するか、あるいは、大振幅の集団振動モードとして実現するか、興味深い。どちらの描像が実現するかは(変形させようとする)変形シェル効果と(それを好まない)対相関の競争によって決まると考えられる。
- * オブレート変形とプロレート変形の共存に伴う多様な現象を低スピン状態から高スピン状態まで系統的に調べることが可能なのも、この領域の特徴である。
- * 最近、球形シェルモデルの2重閉殻である **Ca40** において励起 0^+ 状態の上に立つ超変形

バンドが発見された[20]. 2重閉殻核といえども僅かの励起エネルギーを与えるだけで超変形状態が実現するという事実は非常に教訓的である. Ca40 周辺の多くの原子核でも超変形状態やハイパー変形状態の出現が期待できる. 軸対称な形だけでなく, 非軸対称な超変形状態やそれらの上に立つソフト8重極振動モードの出現も期待できる[21].

- * N=Z=16 の S32 は超変形魔法数の2重閉殻核に相当するので, 超変形状態の存在が予想されてきたが, 未だ実験で見つかっていない[22].
- * 最近, Ag94 でスピン・パリティ が 21+ の高スピンアイソマーが発見され, この状態が超変形している可能性が指摘されている[23]. 不安定核領域での様々なアイソマー探しも面白い.

3b. 中性子ドリップ線近傍核で新しい型の集団励起モードが形成されるか

- * 中性子ドリップ線近傍の原子核では核子ペアの連続状態への励起が重要となり, 通常の BCS 理論に基づく準粒子の描像は破綻する. しかし, HFB(Hartree-Fock-Bogoliubov) 理論に基づいてより一般性のある準粒子描像を導入することができる. HFB 理論によれば, フェルミ面が連続状態に近くなると, 準粒子波動関数の上成分は非局在, 下成分は局在し, 両者の積に依存するペアリング・ポテンシャルは通常のポテンシャルに比べて核表面の外側に広がる.
- * 現在, HFB 理論に基づいて弱束縛系の表面付近で対相関が豊富な空間的構造をもつ可能性が盛んに議論されている. 新潟グループは対相関の密度依存性に着目し, Bose-Einstein Condensation (BEC)-BCS crossover の観点から弱束縛系における di-neutron 相関の性質を議論している[24]. 更に, 連続状態 QRPA に基づく微視的計算に基づいて, di-neutron の振動によるソフト双極振動モード(di-neutron dipole mode)の出現を予測している[25].
- * HFB 計算によれば Mg36-40, Si42, S44 などは変形した弱束縛系と考えられる[26-27]. 変形した弱束縛系はどのような集団励起モードを生み出すだろうか. この問題を研究するためには連続状態への励起, 対相関, 平均場の変形の3要素を自己無撞着に取り入れた HFB 計算とそこで得られた準粒子を基底とする準粒子 RPA 計算を遂行する必要がある. 局在した束縛状態と非局在の連続状態を統一的に取り扱うという課題は(これまで別々に発展してきた)核構造論と核反応論を統一するという多体理論の新しいチャレンジである.

- * 対相関, 変形, 連続状態への励起の統一的記述にむけて, 連続状態 HFB 理論に基づく連続状態 QRPA 法を構築する目標に関して近年 Breakthrough があった:
 - M. Matsuo, Continuum Quasiparticle RPA
Nucl. Phys. A 696 (2001) 271,
 - T. Nakatsukasa and K. Yabana, 吸収境界条件 TDHF
J. Chem. Phys. 114 (2001) 2550.

- * 中性子ドリップ線近傍でどのような集団励起モードが出現するだろうか. この問いに答えを出すためには, 集団性 (コヒーレンス) が生み出される微視的メカニズムを基礎に立ち戻って分析する必要がある. 問題の核心は多くの準粒子(粒子-空孔)励起の間のコヒーレンス (集団性) を生み出すメカニズムを解明することである. 安定核では多数の準粒子 (粒子-空孔)励起の波動関数が核表面領域で重なり合う結果, 引力相互作用が有効に働いて強いコヒーレンスを生み出した. 中性子ドリップ線近傍では弱束縛状態の波動関数が空間的に広がり, しかも, それぞれが個性をもつため, 同様なメカニズムが働くかどうか分からない. したがって, 低振動数の集団励起モードが形成されるかどうかは決して自明なことではない.

- * 中性子ドリップ線近傍では, 集団性の弱い励起モードでも極めて大きい遷移強度をもつことがある. 典型例は弱束縛準位から共鳴準位への 1 粒子励起である [e.g, 28]. これらの波動関数が空間的に大きく広がっているため, 遷移強度は著しく大きくなる. このため, 安定核の場合と異なり, 遷移強度が大きいことだけを指標として「集団性が高い」と言えなくなる.

- * 中性子ドリップ線に近づくにつれて対相関は弱くなり, ソフト振動モードの集団性も弱まるだろうか. あるいは, 逆に, 対相関が強まりソフト振動モードの集団性も強まるだろうか. 弱束縛中性子の波動関数は大きく広がっている所以他の中性子集団と空間的にデカップルする可能性がある. 一方, 他の中性子と共同して低密度領域での対相関を強める可能性もある (anti-hallo 効果)[29]. どちらのシナリオが実現するかは, これらの相反するメカニズムの競争によって決まると考えられる.

- * 最近の HFB+QRPA 計算[30]によれば, 中性子過剰 Ni アイソトープの第 1 励起 2+状態への $B(E2)$ がドリップ線に近づくにつれて著しく増大している. この計算結果は後者のシナリオを示唆している. このような分析をもっと系統的に遂行することが望まれる.

- * 最近, 私達は Box 境界条件で連続状態を離散化する近似の下で, 連続状態への励起, 対相関, 軸対称変形の 3 要素を取り入れた HFB+QRPA 計算を遂行した[31]. 変形した中性

子過剰 Mg アイソトープに対する計算結果によれば、極めて集団性の高い $K=0$ と $K=2$ の低励起振動モードが系統的に出現すると期待できる。これらの集団励起モードは興味深い微視的構造を示している。特に、 $K=0$ 励起モードの集団性を生み出す微視的機構が興味深い。

- * 4重極変形の増大につれて $f7/2$ シェルから下がって来るプロレート準位と sd シェルから上がってくるオブレート準位が交差するあたりで、核子ペア分布の揺らぎが顕著になり、これに伴って基底状態から励起状態への4重極遷移強度が著しく増大する。ペア密度の揺らぎと4重極変形の揺らぎがカップルするメカニズムは次のように理解できる：オブレート準位からプロレート準位にペアが励起すると4重極変形を大きくしてエネルギーを下げる。逆に、プロレート準位からオブレート準位にペアが励起すると4重極変形を小さくしてエネルギーを下げる。この振動を繰り返す(シーソー機構)。
- * 粒子-空孔型の遷移強度だけでなく、4重極型の核子ペアを付加する(2核子移行)遷移強度が極めて顕著に増大する。対照的に、単極子(monopole)型の核子ペア遷移強度はほとんどゼロである。このことは4重極型の空間構造をもつペア密度の揺らぎが起こっていることを意味している。変形した平均場のもとでの核子のクーパーペアは様々な角運動量の重ね合わせになっていることに注意。(高温超伝導では d 波のクーパーペアが本質的な役割を演じていることと比較すると面白い)
- * 山上の最近の HFB 計算によると、核表面ではっきりした d -neutron 相関が見える。このことから、球形の場合だけでなく、変形したドリップ線近傍核でも d -neutron 相関が重要であると考えられる。
- * $K=2$ 励起モードにも同様な性質が見えるが、 $K=0$ 励起モードがほとんど中性子のペア型励起によって形成されているのと異なり、陽子の粒子-空孔型励起と中性子のペア型励起モードのコヒーレントな重ね合わせになっている。 $K=2$ 励起モードの流れパターンを調べてみると面白いだろう。古典液滴と類似したパターンを示す場合でも、流れの実体とコヒーレンスを生み出すメカニズムが本質的に異なる。[ちなみに、朝永の集団運動理論[32]で仮定された2次元速度場は $K=2$ の γ 振動モードに対応する。ただし、(運動学はあてはまるが)ダイナミクスが異なる。] いま議論している新しい集団励起モードでは核子と核子ペアの量子力学的コヒーレンスが本質的な役割を演じている。この集団モードは一般化された平均場の時間的振動として記述できる。

3. まとめ

a) 陽子過剰 $N = Z$ 核近傍

さまざまな(エキゾチック)変形シェル構造に伴う多様なソフト振動モードと回転モードの出現が期待できる:

Superdeformation, Hyperdeformation, Triaxial Superdeformation,
Pear (Y30), Banana (Y31), Tetrahedral (Y32), Triangular (Y33),
High-K isomer, Wobbling, Precession, ...

および、これらの重ね合わせ.

b) 中性子ドリップ線近傍核

豊かな空間的構造をもった対相関をもたらす新しい型の集団励起モード:

- Di-neutron modes (Matsuo et al.),
- 弱束縛系でのペアー密度の4重極揺らぎに伴う $K=0, K=2$ 励起モード.

c) 新しい理論の構築へ

- Symmetry-unrestricted Continuum HFB+QRPA,
- 回転系 QRPA,
- SCC and ASCC methods,

参考文献

- [1] H. Sakamoto, T. Kishimoto, Nucl. Phys. A 486 (1988) 1; A 528 (1991) 73.
- [2] T. Marumori, T. Maskawa, F. Sakata, A. Kuriyama,
Prog. Theor. Phys. 64 (1980) 1294.
- [3] M. Matsuo, K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. 74 (1985) 1227;
76 (1986) 93; 78 (1987) 591.
- [4] S.M. Fisher et al., Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 4064.
- [5] E. Bouchez et al., Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 082502.
- [6] M. Matsuo, T. Nakatsukasa, K. Matsuyanagi,
Prog. Theor. Phys. 103 (2000) 959.
- [7] M. Kobayasi, T. Nakatsukasa, M. Matsuo, K. Matsuyanagi,
Prog. Theor. Phys. 113 (2005) 129.
- [8] S. Mizutori, T. Nakatsukasa, K. Arita, Y.R. Shimizu, K. Matsuyanagi,
Nucl. Phys. A557 (1993) 125c.
- [9] T. Nakatsukasa, K. Matsuyanagi, S. Mizutori, Y.R. Shimizu,
Phys. Rev. C 53 (1996) 2213.

- [10] G. Hackman et al., Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 4100.
- [11] A. Korichi et al., Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 2746.
- [12] D. Rossbach et al., Phys. Lett. B 513 (2001) 9.
- [13] S.W. Odegard et al., Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 5866.
- [14] D.R. Jensen et al., Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 142503.
- [15] M. Matsuzaki, Y.R. Shimizu, K. Matsuyanagi, Phys. Rev. C 69 (2004) 034325.
- [16] M. Cullen et al. Phys. Rev. C 60 (1990) 064301.
- [17] Y.R. Shimizu, M. Matsuzaki, K. Matsuyanagi, Phys. Rev. C 72 (2005) 014306.
- [18] S. Takami, K. Yabana, M. Matsuo, Phys. Lett. B 431 (1998) 242.
- [19] M. Yamagami, K. Matsuyanagi, M. Matsuo, Nucl. Phys. A 693 (2001) 579.
- [20] E. Ideguchi et al., Phys. Rev. Lett. 22 (2001) 222501.
- [21] T. Inakura, H. Imagawa, Y. Hashimoto, S. Mizutori, M. Yamagami, K. Matsuyanagi, Nucl. Phys. A 768 (2006) 61.
- [22] M. Yamagami, K. Matsuyanagi, Nucl. Phys. A 672 (2000) 123.
- [23] I. Mukha et al., Nature 439 (2006) 298.
- [24] M. Matsuo, Phys. Rev. C 73 (2006) 044309.
- [25] M. Matsuo, K. Mizuyama, Y. Serizawa, Phys. Rev. C 71 (2005) 064326.
- [26] R. Rodriguez-Guzman, J.L. Egido, L.M. Loblado, Phys. Rev. C 65 (2002) 024304.
- [27] J. Terasaki, H. Flocard, P.-H. Heenen, P. Bonche, Nucl. Phys. A 621 (1997) 706.
- [28] K. Yoshida, M. Yamagami, K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. 113 (2005) 1251.
- [29] K. Bennaceur et al., Phys. Lett. B 496 (2000) 154.
- [30] M. Yamagami, Phys. Rev. C 72 (2005) 064303.
- [31] K. Yoshida, M. Yamagami, K. Matsuyanagi, Nucl. Phys. A, in press.
- [32] T. Tomonaga, Prog. Theor. Phys. 13 (1955) 467.