

図 1: Groningen で開かれた European Few-Body 会議の帰り。左が池田、右が明。

^{11}Li の中性子ハロー構造を生み出す テンソル相関と対相関の役割

明 孝之¹、池田 清美²

¹ 大阪大学 核物理研究センター、² 理化学研究所 仁科センター

概要

^{11}Li は中性子ハロー構造を持っていることが知られており、その異常な性質を理解するために様々な研究が行われてきた。特に中性子の魔法数 8 が破れていることで、一粒子軌道 $1s$ 波の中性子の働きが重要である。しかし、何故そのような異常な構造が表れるのかは未解決であった。ここでは、これまで多くのグループが ^{11}Li について行ってきた研究を振り返ると共に、最近、我々が提唱しているテンソル相関と対相関の重要性について紹介したい。

1 はじめに

最近の不安定核物理の進展は著しい。特に実験技術の進歩により可能になった、2次ビームを用いた不安定核の生成とその構造解析により、従来の原子核物理の常識を覆すような多様な構造が明らかになってきた。中でも ^{11}Li という原子核は非常に興味深い構造を呈している[1]。その重要な特徴の一つが「中性子ハロー構造」である。本記事ではこのハロー構造が何故起こるのかという根本的な問題について取り上げ、特に我々のグループが注目するテンソル相関と対相関の観点から調べた結果を紹介したい。実際に二つの相関の考慮により ^{11}Li 近傍核について総体的に非常に良く再現する結果を得た。その説明の前に、 ^{11}Li の研究は歴史的に長いので、まずは関連する話題について整理していきたい。

1.1 中性子ハロー構造の発見

図2に、谷畑氏のグループにより測定された質量半径の値を示す[2]。彼らにより、幾つかの軽い質量の中性子過剰核では、半径が経験的な値よりも増大することが判明した。これは質量数でいえば中重核領域程度に相当する。この半径の異常な増大は過剰中性子が雲のように薄く分布した中性子ハロー構造として認識されているが、何故ハロー構造が起こるのか？そしてどの様な構造になっているのか？それらを調べることは非常に重要であり、核構造の知見を拡げてくれる。

1985年のハロー構造の発見以後、ハロー構造を持つ原子核に対して非常に多くの研究がなされてきた。ハロー構造を持つ原子核は他にも候補があり、 ^6He 、 ^{11}Be 、 ^{14}Be 、 ^{17}B 、 ^{19}C などが挙げられるが、その中でも ^{11}Li は特筆すべき面白さと、他の中性子過剰核の構造解析への基盤となる特徴を兼ね備えている。その理由となるのが、 ^{11}Li の異常なハロー構造を形成する外殻中性子の成分である。実験的に最外殻の2中性子に $1s$ 波の成分が半分程度混ざることがわかっている[3]。実は ^{11}Li は中性子数が8なので、従来の核構造の理解に従えば p 殻の魔法数であり、配位が p 殻で閉じるはずである。しかし、その法則は実際には破れている。 ^{11}Li のハロー構造の源となる $1s$ 波の振舞については、後ほど詳しく説明したい。

^{11}Li に見られる大きな半径の正体と密接なものとして、弱束縛と運動量分布がある。 ^{11}Li の基底状態を $^9\text{Li}+2n$ の3体分解の閾値から測ると、3体としての結合エネルギーは僅か0.3 MeVである。これは安定核と比

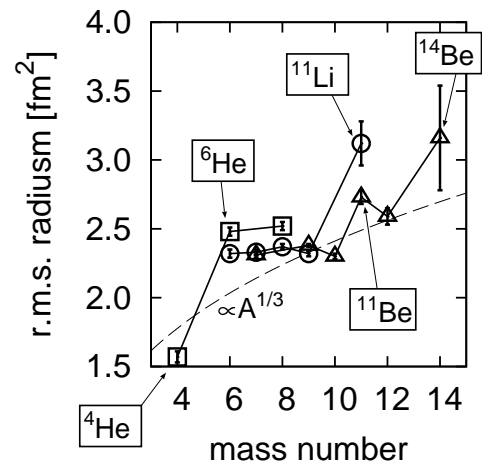


図2: 軽い中性子過剰核 (He, Li, Be) の質量半径の実験値 [2]。

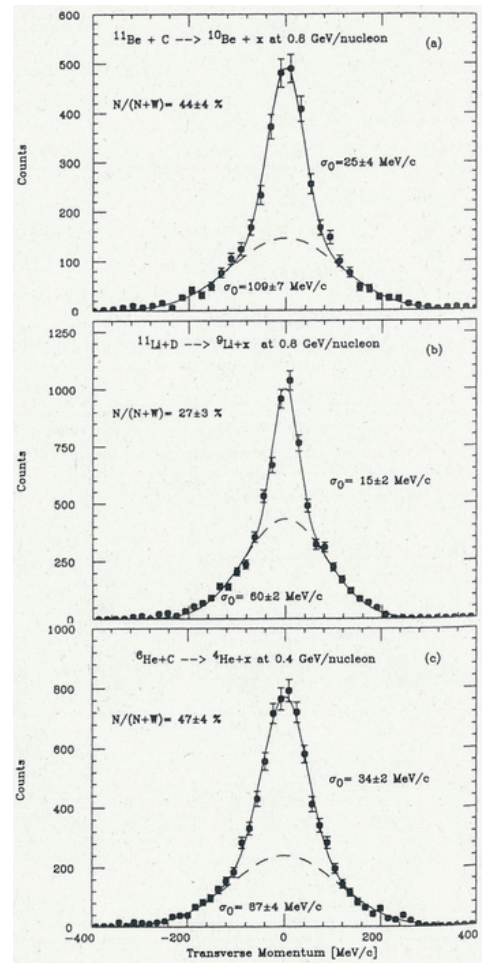


図3: 中性子ハロー核の芯核の運動量分布 (実験値)[4]。

較して1桁小さい(${}^9\text{Li}$ から1つ中性子を取るエネルギーは約4 MeV)。従って、 ${}^{11}\text{Li}$ は、 ${}^9\text{Li}$ を芯核としてその回りに2つの中性子が緩く結合している系と考えられる。同時に、2外殻中性子が弱く結合するならば、それらの持つ運動量は低い成分が多いと予想される。その運動量分布については小林氏らが実験を行った[4](図3参照)。 ${}^{11}\text{Li}$ を安定核に衝突させて分解させた際の、 ${}^9\text{Li}$ 芯核の運動量分布を測定することにより、間接的に ${}^{11}\text{Li}$ 内の2中性子が持つ運動量が得られる。実験値は運動量分布に二つの構造があることを示した。1つは幅が広く、もう1つは狭い。前者は ${}^{11}\text{Li}$ の中での、 ${}^9\text{Li}$ 芯核中の核子の運動量分布に相当する。後者こそが過剰な2中性子の運動量分布に相当する。後者の幅が狭いことは、不確定性原理から中性子の波動関数の空間的な広がりを示す。特に $1s$ 波の成分が多ければ、遠心力が無いために中性子は遠くまで広がる事が出来る。これらの実験事実から、 ${}^{11}\text{Li}$ は、 ${}^9\text{Li}$ 芯核の回りに2つの外殻中性子が空間的に広く分布している原子核であると推論でき、この構造こそがハローであり、大きな核半径を生む源である。

1.2 ソフト・ダイポール共鳴

ハロー構造は基底状態にみられる。次に励起状態に目を向けてみる。ハロー構造から予想される集団的な励起状態として「ソフト・ダイポール共鳴」(SDR)の予言がある[5, 6]。これは、古典的に考えると芯核とその回りの過剰な中性子群が低エネルギー(低振動数)で逆位相振動する描像である(図4)。ソフト・ダイポール共鳴は巨大ダイポール共鳴(GDR)と似ている。ただし励起エネルギーは異なり、巨大ダイポール共鳴は、核種によって異なるが、数十 MeV の領域である。一方、ソフト・ダイポール共鳴では外殻中性子の弱束縛のために、振動数が小さく、結果として励起エネルギーは低いと予想される(～数 MeV)。

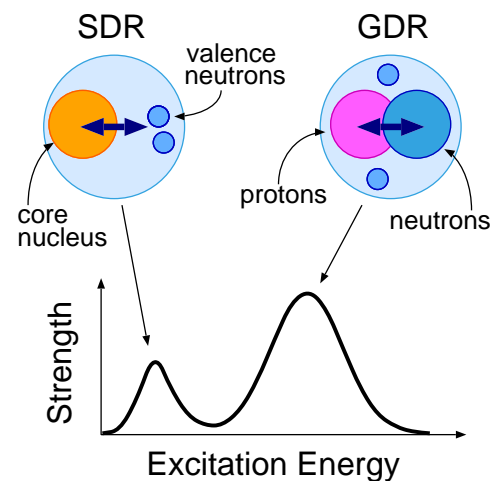


図4: ソフト・ダイポール共鳴の模式図。

ハロー構造を起因とするこのような集団的な励起状態が存在すれば非常に面白い。その存在を確かめるために様々な実験が行われてきた。その一つが後述 (§3.6.2) のクーロン分解反応である。クーロン励起によってソフト・ダイポール共鳴の可能性のある状態に遷移させることが出来る。しかし、現在でもソフト・ダイポール共鳴の存在は確定しておらず、依然議論が続いている。

1.3 ${}^{10}\text{Li}$ の仮想 s 波状態 (virtual s -state)

${}^{11}\text{Li}$ の部分系である ${}^{10}\text{Li}$ の構造も、 ${}^{11}\text{Li}$ と同時に理解されるべき重要な対象である。特に、最初に述べた ${}^{11}\text{Li}$ の異常な $1s$ 波の性質は、部分系である ${}^{10}\text{Li}$ でも重要であることが実験的にわかってきた。最近の実験[7, 8, 9]により、 ${}^9\text{Li}+n$ の閾値近辺に ${}^{10}\text{Li}$ の $1s$ 状態と $0p$ 状態が縮退して存在することがわかってきた。ただし、 $1s$ 状態は共鳴を作らないので仮想状態 (virtual state) として認識される。仮想状態は、数学的には複素運動量平面上にて、負の虚軸上に存在する。それは大きな負の散乱長で特徴付けられ、 ${}^{10}\text{Li}={}^9\text{Li}+n$ の場合、 -20 fm 程度であり、 nn 散乱の場合(～ -18.5 fm)と同程度である。この $1s-0p$ 状態の縮退の傾向は、 ${}^{10}\text{Li}$ のみならず中性子過剰な中性子数 $N=7$ の原子核 (${}^9\text{He}$, ${}^{11}\text{Be}$) でも起こるが、その機構の解明には至っていない。

2 ハロー構造の理論的記述

次に理論的視点から ^{11}Li を理解することを考えてみる。 ^{11}Li における最大の問題は、ハロー構造の起因となる $1s$ 波が、何故、魔法数 8 を破り、これほど多く混ざるのかである。この問題を解明するために、多くの様々な理論が提唱されている [10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19]。その中でも 2 中性子のハロー構造という特徴を考慮して、 ^{11}Li を $^9\text{Li}+n+n$ の 3 体模型として記述する方法が最もよく使われる。ここでは 3 体模型に中心をおいて話を進める。

2.1 3 体模型による ^{11}Li の解析

^{11}Li の理論的研究として 2 つの立場をとるものがある。(1) $1s$ 波が混ざるものと仮定して最初からそのような模型をとるもの、(2) $1s$ 波が混ざる機構そのものを取り上げるもの、である。勿論、 $1s$ 波が混ざる機構こそがハロー構造を作る原因なのだが、実際に ^{11}Li の研究の殆どは (1) の立場をとるものが多い。それほどハロー構造の機構は簡単に解決できるものではない。

(1) の立場では、 ^9Li を不活性な芯核として扱う。そこに Thompson-Zhukov は ^9Li 芯核-外殻中性子間の相互作用に状態依存性 (又は部分波依存性) を導入することを行った [13]。彼らは部分波のうち、 s 波のみに現象論的に強い引力を使う。ある程度の引力がある場合、 ^{11}Li の解として、 $1s$ 軌道が $0p$ 軌道とエネルギー的に縮退し、その結果ハロー構造が出現する。同時に ^{10}Li においても $1s$ 波の仮想状態が存在する。即ち、この模型では ^{11}Li と ^{10}Li の性質を現象論的であるが再現する。実際これ以後、多くの理論が同様の状態依存のある相互作用を用いて ^{11}Li 近傍核の解析を行ってきた (例えば [18])。

一方、(2) の立場から、より微視的に ^{11}Li の構造を理解しようという試みも当然ある。状態依存性の無い 3 体模型では、ハロー構造は再現されないことが既に分かっている [15]。それを越える枠組として、 ^9Li を活性自由度のある芯核として記述する。例えば、Varga-Suzuki-Lovas の多クラスター模型 (stochastic variational method (SVM) に基づく $^4\text{He}+t+4n$ 模型) がある [17] がある。 ^9Li を、多クラスター模型に拡張することで、変形等の自由度を導入する方法である。それとは異なり、我々の手法では、 ^9Li 芯核に粒子空孔励起の配位混合を行うことで自由度を導入し、テンソル相関や対相関などの重要な核力相関を導入する [19]。その芯核を用いて結合 3 体模型として ^{11}Li を解くことで、相関の効果を調べる。両模型の結果は似ている点も異なる点も多い (§3.6.1 の Q モーメントなど)。例えば、半径の増大を生むハロー構造は我々の方が強く出ている。今後の実験の進展により、どちらの描像が良いのか明らかになることを期待する。

2.2 ハロー構造におけるダイ・ニュートロン相関

ハロー構造は異常であるが、ではその構造を作る外殻中性子はどのような空間的様相を呈しているのだろうか? Esbensen-Bertsch はこれを議論した [11]。彼らは 2 外殻中性子が葉巻 (cigar) 的とダイ・ニュートロンの 2 つの構造を持つことを示した (図 5)。理論的には、中性子が緩く束縛する場合、芯核から離れて存在する成分が多くなる。すると 2 つの中性子がお互いに近づく方が引力を稼ぐ。 s 波が多い場合はこれが顕著に現れる。この様なハロー構造におけるダイ・ニュートロンの性質を議論する研究が精力的に行われている。ただし、2 中性子は強く結合したクラスター状態に

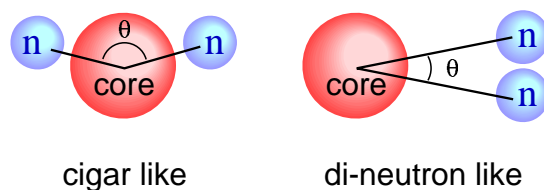


図 5: ^{11}Li の 2 外殻中性子の空間的性質の概念図。

なるほど、空間上で局所的に存在しない。理論計算でも2中性子間の平均距離は、2中性子間の重心と芯核との平均距離よりも数 fm 大きい。今後の実験、理論解析を考慮した丁寧な議論が望まれる。このダイ・ニュートロンの構造に注目した解析は、軽い質量のハロー核を越えて、松尾氏らによる一般的な原子核への概念の拡張 [20] や、萩野氏・佐川氏らによる3体模型を基本とした系統的解析 [21] へと発展している。

3 テンソル相関と対相関を考慮した Li 同位体の解析

ここからは我々が行ってきた、拡張された3体模型による Li 同位体の解析を紹介したい。特徴は、 ^9Li 芯核に、配位混合により重要な核力相関を取り入れ、活性芯核とする。その上で $^{9,10,11}\text{Li}$ の構造がどのように記述されるのか、特に中性子の $1s$ 波の振舞いについて調べていく。

以下に模型と適用結果を説明するが、簡単に述べると、 ^9Li 芯核に、中性子間に働く対相関と陽子-中性子間に強いテンソル相関を考慮する。前者の対相関は馴染みがあるが、後者のテンソル相関は模型空間に繰り込むことが多い。それを本研究では顕に扱うことで Li 同位体の解明に取り組む。その結果、ハロー構造などの実験値を非常に良く再現することに成功した。ここで核力の斥力芯から生じる短距離相関については、今回は現象論的に処理するが、最後に我々の最近の取り組みを紹介することにする。

3.1 芯核でのテンソル相関の影響

最初に、何故テンソル相関が ^{11}Li のハロー構造の問題を解決する上で重要であると考えたのか説明したい。そのためにテンソル力の特徴を説明する。テンソル力をご存知のとおり、核力の重要な成分であり、陽子-中性子間に強く働く [22, 23]。主な起源は 1π 中間子交換力である。少数系を除く多くの核模型では、テンソル力の主成分を中心力、LS 力、密度依存力等に繰り込んできた。(テンソル力の主成分の効果を繰り込んだ上での、残留相互作用的な働きについては最近、大塚氏らが精力的に調べている [24]。) しかし、例えば ^4He では、テンソル力の期待値は中心力と同程度である。なおかつテンソル力は $(0s)^4$ からの崩れを生む。そこで、我々は先行研究において、テンソル力が生む強いテンソル相関の効果を、顕に波動関数に表現することで調べてみた。

以下にその成果を簡単に説明する。原子核の 0 粒子 0 空孔状態 ($0p0h$ 状態) を考えたとき、テンソル力は $2p2h$ 配位との結合で強く混ざることが知られている [25, 26]。我々の研究では、そのテンソル力の顕な効果を $^{4,5,6}\text{He}$ で調べた [27, 28, 29]。まず ^4He について、殻模型の手法を基盤にして $(0s)^4$ の $0p0h$ 状態をとった場合、テンソル相関の記述には、 $2p2h$ 励起のうち、 $(0s_{1/2})^{-2}(0p_{1/2})^2$ 成分が重要であることが判った。これは粒子-空孔描像では 0^- 結合であり (同じ j に属する)、言わば π 中間子の相関といえる (図 6) [30, 31, 32]。更に、我々は、この $2p2h$ 励起が $^4\text{He}+n(+n)$ 系においてパウリ・ブロッキングの効果を生むことも調べた。 $p_{1/2}$ 軌道中性子が外から ^4He 芯核に近付いた場合、 ^4He 中の $p_{1/2}$ 成分がパウリ原理でブロックされる。この効果が ^5He の p 波の分岐差を三割生むことがわかった [27]。同様の効果は ^6He の励起状態でもみえる [28]。

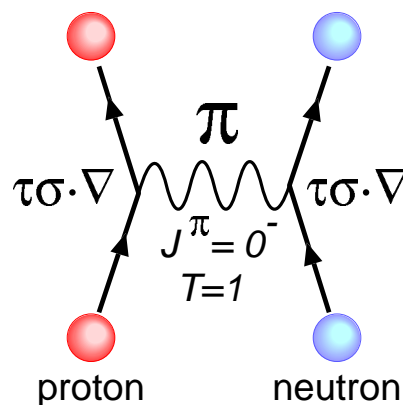


図 6: π 中間子交換力の概念図。

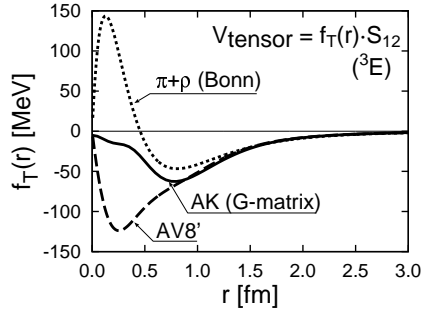


図 7: 様々な核力のテンソル力 (3E 成分)。

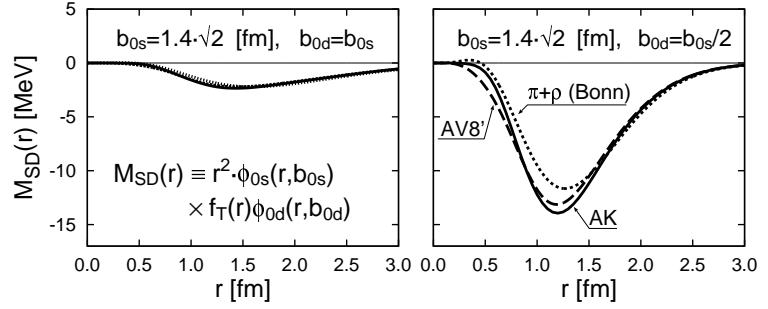


図 8: SD 波のテンソル行列要素の被積分関数。 S 波、 D 波で共通の拡がり (左) と D 波が S 波の半分の拡がり (右) の場合。

一方の ${}^{11}\text{Li}$ においては、 $p_{1/2}$ というのは外殻中性子がエネルギー的に最初に占める軌道である。この場合もブロッキングは起こるのだろうか？ 予想としては、 ${}^4\text{He}$ と同様のテンソル相関が ${}^9\text{Li}$ でも働けば、 ${}^9\text{Li}$ に $0s$ 軌道から $0p_{1/2}$ 軌道への $2p2h$ 励起が混ざる。そして ${}^{11}\text{Li}$ では外殻中性子が二つ近付くとブロッキングが生じる。それは、 ${}^{11}\text{Li}$ の p 殻の配位 (魔法数を形成する配位) に対して、エネルギー損失を生むかもしれない。そして相対的に $(1s)^2$ 配位とのエネルギー差が消失し、二つの配位がエネルギー的に縮退すれば、 ${}^{11}\text{Li}$ の基底状態に s 波が多く混ざり、魔法数が自然に破れ、ハロー構造が説明できるであろう。対相関でも同様の効果はあるが [33, 34]、充分ではないことを我々は既に示している [16]。従って、対相関だけでなくテンソル相関の及ぼすブロッキング効果も考慮して、結果を報告する。

3.2 テンソル力の空間的性質

テンソル力の基本的性質について、もう一点説明したい。図 7、8 は、提案されている様々な核力のテンソル力と、それらを用いた S 波- D 波間のテンソル行列要素の被積分関数を、調和振動子型基底により計算したものである [29]。図 7 より、テンソル力は、長距離は π 中間子交換のため同じであるが、短距離部分は随分異なる。しかし、一方、図 8 の行列要素には殆ど違いが見られない。これはテンソル力が軌道角運動量を 2 変えて D 波を生む性質からくる。 D 波が関与するため、短距離部分が削られ、主に中間から長距離部分が寄与する。そのため、相互作用依存性もかなり小さくなる。即ち、どの核力を用いても同じ物理的効果が生まれることになる。

更に重要なことは、この SD 結合の行列要素は、終状態である D 波の波動関数を空間的にコンパクトにすることで最適化される (図 8 の右)。これは、テンソル力が運動量移行の大きい性質を持つためであり、その起源は π 中間子の擬スカラー性である。波動関数が空間的にコンパクトになることで、フェルミ運動量の二倍程度までの運動量成分が生じる [35]。この性質が大きな SD 結合の行列要素を作り、同時に高い運動量成分を生む源であることがわかる。本模型では、この高い運動量成分が記述できるように波動関数を拡張することで、テンソル力の主成分が活躍できるようにした。

3.3 ${}^9,{}^{10},{}^{11}\text{Li}$ を記述する拡張された 3 体模型

実際に Li 同位体の解析に移る。まず、Li 同位体に用いるハミルトニアンと波動関数を簡単に説明したい [19]。以下は ${}^9\text{Li}$ のハミルトニアンである。

$$H({}^9\text{Li}) = \sum_{i=1}^9 t_i - t_G + \sum_{i<j} v_{ij}, \quad (1)$$

ここで t_i, t_G, v_{ij} は 9 核子と重心の運動エネルギー、核子間相互作用である。ここでは現実的核力 (AV8') の短距離部分のみを処理した有効相互作用 AK (図 7 参照) を用いる [35, 36]。中心力は現象論的に調節して ${}^9\text{Li}$ の束縛エネルギーと半径を合わせるようにする。重要なことはテンソル相関を最大限生かすことで、その顕な効果を取り入れることである。

${}^9\text{Li}$ 芯核 ($J^\pi = 3/2^-$) の波動関数は多配位 $\sum_i a_i \Phi_i^{3/2^-}$ で与えられ、試行関数 $\Phi_i^{3/2^-}$ には、 p 殻までの殻模型を $2p2h$ 励起まで考慮する。これは $0p0h$ 状態からの相互作用による結合を取り入れるためである。ただし、通常の殻模型とは異なる点がある。§3.2 で述べたが、我々は一粒子の調和振動子型基底の拡がりを独立な変分係数として取り扱う。具体的には、 $0s$ 軌道と $0p_{1/2}$ 、 $0p_{3/2}$ 軌道の 3 つである。この処方により、テンソル力が生む高運動量成分を取り入れる。この模型の下、我々は ${}^9\text{Li}$ のハミルトニアン式 (1) の変分問題を解く。その結果、軌道の拡がり と振幅 $\{a_i\}$ が求まる。特に、粒子状態に空孔状態の半分程度の拡がりを持たせることで、テンソル相関が最適化される。この模型を、我々はテンソル最適化殻模型 (tensor-optimized shell model, 以下 TOSM) [29] と呼ぶ。TOSM は He 同位体へ適用し、その有効性を確認済みである [27, 29]。 ${}^4\text{He}$ に対しては、 $2p2p$ 励起を充分高い配位まで採り、同時に粒子状態の動径成分をガウス展開法を用いて最適化することも行っており、エネルギー解の収束を得ている。

次に ${}^{11}\text{Li}$ については、直交条件 3 体模型を用いる [16, 37]。

$$H({}^{11}\text{Li}) = H({}^9\text{Li}) + \sum_{i=1}^3 T_i - T_G + \sum_{i=1}^2 V_{cn,i} + V_{nn}. \quad (2)$$

ここで、 $H({}^9\text{Li}), T_i, T_G$ は、式 (1) で定義された ${}^9\text{Li}$ の内部ハミルトニアン、3 つの各クラスターと重心の運動エネルギーである。 ${}^9\text{Li}-n$ 相互作用 V_{cn} は畳み込み型で与える [10]。2 外殻中性子間 V_{nn} には、その相対運動を厳密に解くので、現実的核力 (AV8') をそのまま使う。 ${}^9\text{Li}$ 芯核と外殻中性子間のパウリ原理については、その相対運動からパウリ禁止状態を除去して対処する。この部分は非常に重要であり、禁止状態は ${}^9\text{Li}$ の配位 $\Phi_i^{3/2^-}$ に依存して決まる [16, 19]。 ${}^{11}\text{Li}$ の 2 中性子分離エネルギーは観測値 0.31MeV を用いる。そのため V_{cn} にパラメータを導入し、その強さを調節することで分離エネルギーを再現する。 ${}^{11}\text{Li}$ の波動関数 (スピン J) は以下で与える。 $\Psi^J({}^{11}\text{Li}) = \sum_i \mathcal{A} \{ [\Phi_i^{3/2^-}, \chi_i^j(nn)]^J \}$ 。ここで j は 2 外殻中性子のスピンである。2 中性子の波動関数 $\{ \chi_i^j(nn) \}$ は少数多体問題として精密に解かれる。

他の模型との相異点は、 V_{cn} に s 波のみ深めるといった現象論的な状態依存性を導入しないことである。全ての部分波について共通の強さを用い、その条件下で、 ${}^{11}\text{Li}$ でのパウリ・プロッキング効果とハロー構造の生成を議論する。

3.4 ${}^9\text{Li}$ の結果

まず ${}^9\text{Li}$ を TOSM で解いた。ここでは調和振動子型基底の拡がりを軌道毎に変えることでテンソル相関と対相関を最適化する。先ほど $0p_{1/2}$ 軌道の重要性を ${}^4\text{He}$ で述べたので、ここでもその振舞に注目する。図 9 に、 $0p_{1/2}$ 基底の拡がりを変えてエネルギー表面を求めた。すると二つの極小点 (a)(深い) と (b)(浅い) が存在することがわかった。(a) は狭い $0p_{1/2}$ の拡がりを持ち、テンソル力の期待値を稼いでいるので、テンソル相関を最適化する解である。一方の (b) は広い拡がりを持ち、これは $0p_{3/2}$ の中性子と同程度の拡がりである。このとき p 殻の中性子対相関が最適化されている。異なる性質の波動関数を ${}^9\text{Li}$ で得たので、最終的に両者を重ね合わせる。すると、解いた結果から、 $2p2h$ 成分のうち、大きなものは $(0p_{3/2})_{01}^{-2}(0p_{1/2})_{01}^2$ と $(0s)_{10}^{-2}(0p_{1/2})_{10}^2$ で、それぞれ 9.0% と 7.2% の混ざりとなった。前者は p 殻の中性子対相関 (pairing)、後者は陽子-中性子間のテンソル相関 (tensor) である。ここで添字 01 と 10 は、2 核子の組むスピンとアイソスピンである。即ち、 ${}^9\text{Li}$ には、 $2p2h$ 励起により 2 相関が共存することが分かった (図 10 の上部の ${}^9\text{Li}$ 部分を参照)。

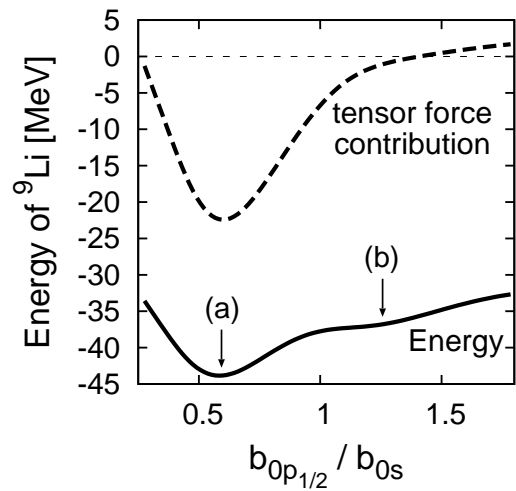


図 9: ${}^9\text{Li}$ の一粒子基底の拡がりを変えたときのエネルギー表面。

3.5 ${}^{11}\text{Li}$ におけるパウリ・ブロッキング効果

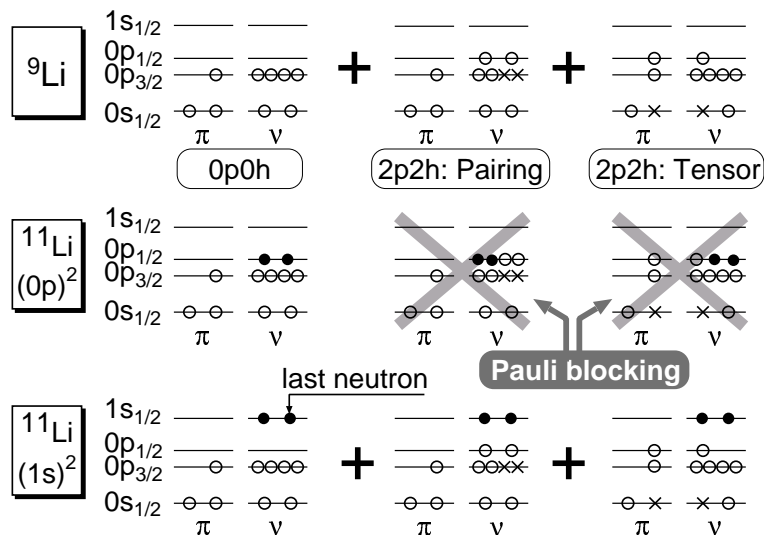


図 10: ${}^{11}\text{Li}$ の基底状態の配位におけるパウリ・ブロッキング効果の概略図。

${}^9\text{Li}$ を解いた結果、2 種類の相関の活性自由度を持つことが分かった。さて、そのような活性自由度を持つ ${}^9\text{Li}$ を芯核としたとき、 ${}^{10,11}\text{Li}$ の構造はどうなるのであろうか? §3.1 で簡単に述べたが、図 10 にその効果を説明する。図の上部が ${}^9\text{Li}$ 、中部が ${}^{11}\text{Li}$ の p 波配位、下部が ${}^{11}\text{Li}$ の $1s$ 波配位である。中部では最外殻の 2 中性子が $0p_{1/2}$ あるために、 ${}^9\text{Li}$ の中の $2p2h$ 励起が抑制される。

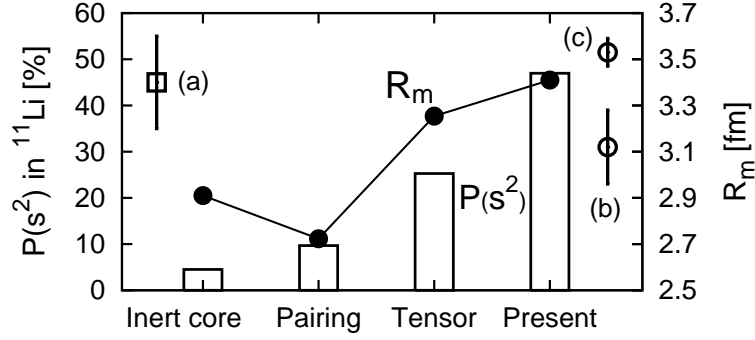


図 11: テンソル相関と対相関を考慮した ^{11}Li の基底状態の性質。 $P(s^2)$ は $(1s)^2$ 成分の混合率 (棒)、 R_m は質量半径 () である。実験値は (a)[3]、(b)[2]、(c)[38]。

これはパウリ・ブロッキングのためである。そのため、系全体にエネルギー損失が生じる。一方の下部ではその効果は無く、 ^9Li 部分の配位混合のためにエネルギーを得る。その結果、二つの配位のエネルギー差が狭まり、縮退し、ついには混合する。同様のブロッキング効果は当然 ^{10}Li でも起こる [16, 34]。また、対相関のみのブロッキング効果については、佐川氏らが 1 中性子ハロー核 ^{11}Be で議論している [33]。

3.6 様々な物理量の解析

実際に、我々は芯核の内部自由度を考慮した結合 3 体計算を行い、 ^{11}Li の基底状態 $\Psi^{3/2^-}$ (^{11}Li) を求めた。更に芯核の 2 相関の個別の効果も調べた。図 11 での “Present” は芯核に両相関を含むフル計算の ^9Li を用いた場合、“Inert core” は $0p0h$ 配位のみでの不活性な ^9Li 、そして “Tensor” と “Pairing” はそれぞれ単独の相関のみを考慮した場合である。

図 11 から、我々の結果は外殻中性子の非常に大きな $(1s)^2$ 成分 $P(s^2)$ (46.9%) と、大きな質量半径 R_m 得ており、観測値を充分説明している。 $(p_{1/2})^2$ 成分は 42.7% である。更に、 ^9Li 芯核の各相関の効果を調べた結果、 $P(s^2)$ はテンソル相関の方が対相関よりも多い。即ち、ブロッキング効果はテンソル相関の方が強い。最終的に両相関の結合により $P(s^2)$ が実験値を満たす。

^{10}Li についての結果も調べた。簡単に述べると、 $^9\text{Li}+n$ 散乱の散乱長は 2^- 状態において -17.4 fm と仮想状態の存在を満たす。このとき、 p 波の共鳴も 1^+ が閾値から 0.2MeV 付近に存在するので $1s$ 状態と $0p$ 状態は縮退しており実験状況と整合する。参考までに、芯核を不活性にした場合、散乱長は 0.8 fm となり、 $1s$ 波への引力が弱いことがわかる。

3.6.1 荷電半径と電気四重極モーメント

ハロー構造は陽子の分布、即ち、荷電半径 (R_{ch}) にも影響するだろうか。 ^{11}Li では最近測定され、それは ^9Li (2.217 ± 0.035 [40]) よりも大きいことがわかった (表 1) [40, 41]。我々の模型はこ

表 1: ^{11}Li の基底状態の半径。 R_{ch} は荷電半径、 R_{n-n} と R_{c-2n} は外殻中性子間、芯核と外殻二中性子の重心間の平均距離。単位は fm。

	Present	Expt.
R_m	3.41	3.12 ± 0.16 [2] 3.53 ± 0.06 [38] 3.71 ± 0.20 [39]
R_{ch}	2.44	2.467 ± 0.037 [40] 2.423 ± 0.034 [41]
R_{n-n}	7.33	
R_{c-2n}	5.69	

の増大を説明できている (${}^9\text{Li}$ は 2.23fm と再現)。この原因を考えてみる。3 体模型の場合、荷電半径の元となる陽子半径 (R_p) は以下の関係式で求まる。

$$R_p^2({}^{11}\text{Li}) = R_p^2({}^9\text{Li}) + \left(\frac{2}{11}\right)^2 R_{c-2n}^2. \quad (3)$$

右辺の第 2 項は重心運動から生じる反跳効果である。この部分は 2 外殻中性子が芯核から離れるほど大きくなる。即ち、ハロー構造の影響が強く反映される部分である。我々の計算によると、この距離は 5.7fm と大きい。その効果で ${}^{11}\text{Li}$ の大きな荷電半径が説明される。一方、 ${}^9\text{Li}$ 芯核の大きさは ${}^{11}\text{Li}$ 内でもあまり変わらない。つまり、2 中性子のハロー構造があるために起こる機構である。

同様の反跳効果を電気四重極モーメントでも調べた。単純な予想では電気四重極モーメントも大きくなりそうだ。しかし、我々の解析によるとその効果は小さいことがわかった (表 2)。これは荷電半径とは異なる。原因は電気四重極モーメントの演算子の性質と 2 外殻中性子の持つ角運動量による。前者はランク 2 に対し、後者の 2 中性子は殆ど $J^\pi = 0^+$ のペアを組んでいる。そのため、 ${}^9\text{Li}$ - $2n$ 間の相対運動の寄与が非常に小さくなり、反跳効果が殆ど消えてしまう。従って、 ${}^9\text{Li}$ からの寄与が主になる。ただし、 ${}^{11}\text{Li}$ の実験値は誤差が大きい。理論でも模型による違いが存在する。今後の実験・理論両面の発展を期待したい。このように様々な物理量から、ハロー構造の影響を調べることが出来る。

表 2: ${}^9, {}^{11}\text{Li}$ の Q モーメント (単位は $e \text{ fm}^2$)。

	${}^9\text{Li}$	${}^{11}\text{Li}$
TOSM	-2.65	-2.80
SVM[17]	-2.74	-3.71
AMD[42]	-2.66	-2.94
Expt.[43]	-2.74 ± 0.10	$3.12 \pm 0.45(Q)$

3.6.2 クーロン分解反応

最後に示すが、我々の模型では ${}^{11}\text{Li}$ の 3 体クーロン分解反応の強度分布もよく再現した (図 12)。即ち、基底状態に加えて励起状態の性質も記述出来ている。3 体分解反応の強度分布の計算は難しいが、ここでは複素座標スケール法を用いた。図では高いエネルギー領域で強度が足りなく見えるが、これは芯核自身のクーロン励起を取り入れることで改善する可能性がある。

この断面積は、§1.2 で述べたソフト・ダイポール共鳴と密接に関係する。実際に 1^- の共鳴励起状態が存在する理論もあり、その状態が強度分布を作ることを主張している [44, 45]。そこでは、外殻中性子の s 波にのみ強い引力が使われている。一方、我々が 1^- 共鳴を探索した結果では、強度分布に影響を与える、崩壊幅が十分に狭い状態は得られなかった。この相違は芯核の取扱いからくる。芯核自由度を持つ我々の模型の場合、 1^- 励起状態では外殻中性子と芯核の結合が、図 10 の基底状態とは異なり、パウリ・ブロッキング効果は弱まってしまう。そのため $1s$ 波と p 波の縮退は生じない。すると 1^- 共鳴は励起エネルギーが高く、崩壊幅が大きくなり、観測し難くなる。この効果は芯核の自由度を顕に考慮しないと出てこない。即ち、芯核自由度の必然的結果である。

閾値近傍のピークは、共鳴ではなく基底状態のハロー構造を反映した閾値効果と言える。ただし、同様の議論は ${}^{11}\text{Be}$ の 2 体分解でもなされているが [47]、3 体分解の場合は単純ではなく、 ${}^{10}\text{Li}+n$ や ${}^9\text{Li}+2n$ のような様々な分解成分があり、どの成分が閾値効果としてピークを作るのか、詳細に調べる必要がある [48]。また、強度分布を部分系のエネルギー (芯核-中性子間、2 中性子間) で分けたときにどのような相関がみられるのかは、分解機構を知るのに重要である。特にダイ・ニュートロンの構造との関連は興味深く、今後の更なる実験・理論の展開を期待したい。

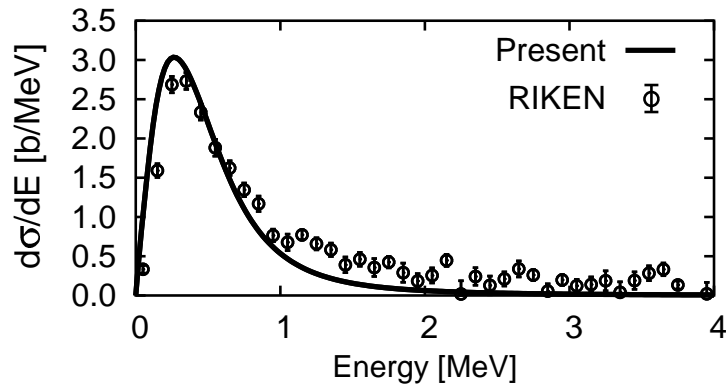


図 12: クーロン分解反応断面積。原点は ${}^9\text{Li}+n+n$ 閾値エネルギー。実験値は [46]。

4 おわりと今後の展望

中性子ハロー核の構造は、 ${}^{11}\text{Li}$ 一つを取り上げたとしても、安定核で作り上げた常識とは異なる異常性質を示し、非常に多彩である。それゆえ、多くの研究者がこの原子核の構造理解に取り組んできた。本研究では、独自点としてテンソル相関と対相関に注目し、それらを両方考慮することで、初めて魔法数の破れを説明する結果に至った。しかし解決すべき問題も残っている。特に最近の核構造の潮流として、現実的核力から出発した第一原理計算的な記述は、現在でも困難である。しかし非常にチャレンジングな課題である。

ドリップ・ライン近傍に現れるハロー構造で得た知見を糧にして、例えばダイ・ニュートロンの構造のような、弱束縛状態にある中性子が織り成す特徴的構造を調べる研究も盛んに行われている。また、本研究で示されたように、テンソル力等の核力が生む相関が魔法数の破れの要因であったということは、今後、核力相関を顕に核構造に取り入れる研究の重要性を示している。更には、 ${}^{11}\text{Li}$ で得られた構造の理解が、他の原子核、特に、より質量数の大きい中性子過剰核でどのように働くのか、それとも、未知な新しい構造を呈するのかどうかは興味深い問題であり、実験・理論両面の発展が重要な時代となっている。

一つ付け加えさせていただくが、今回は核力が持つ斥力芯から生じる短距離相関を取り上げなかった。短距離相関を記述する最近の我々の試みとして、ユニタリー相関演算子法 (Unitary Correlation Operator Method; UCOM[49]) の適用を始めた。UCOM は波動関数における斥力芯の効果、重い質量数の原子核まで適用できる枠組である。テンソル力を波動関数の配位混合で記述し、一方の斥力芯を UCOM で扱うことにより、現実的核力から出発した変分問題として核構造の解析が可能になると思われる。

最後に、私達にこの記事を書く機会を与えてくださった中野貴志氏をはじめとした編集委員の方々、そして共同研究者である加藤幾芳氏、土岐博氏、菊地右馬氏に感謝の言葉を述べたいと思います。

参考文献

- [1] I. Tanihata, J. Phys. G **22**, (1996) 157.
- [2] I. Tanihata *et al.*, Phys. Lett. **B206**, (1988) 592.
- [3] H. Simon *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, (1999) 496.
- [4] T. Kobayashi, Nucl. Phys. **A538**, (1992) 343c.
- [5] P. G. Hansen and B. Jonson, Europhys. Lett. **4**, (1987) 409.

- [6] K. Ikeda, Nucl. Phys. **A538**, (355c) 1992.
- [7] M. Thoennessen *et al.*, Phys. Rev. C **59**, (1999) 111.
- [8] M. Chartier *et al.*, Phys. Lett. **B510**, (2001) 24.
- [9] H. B. Jeppesen *et al.*, Phys. Lett. **B642**, (2006) 449, and the references therein.
- [10] Y. Tosaka, Y. Suzuki and K. Ikeda, Prog. Theor. Phys. **83**, (1990) 1140.
- [11] H. Esbensen and G. F. Bertsch, Nucl. Phys. **A542**, (1992) 310.
- [12] M. V. Zhukov, B. V. Danilin, D. V. Fedorov, J. M. Bang, I. J. Thompson and J. S. Vaagen, Phys. Rep. **231**, (1993) 151.
- [13] I. J. Thompson and M. V. Zhukov, Phys. Rev. C **49**, (1994) 1904.
- [14] P. Descouvemont, Nucl. Phys. **A626**, (1997) 647.
- [15] S. Mukai, S. Aoyama, K. Katō and K. Ikeda, Prog. Theor. Phys. **99**, (1998) 381.
- [16] T. Myo, S. Aoyama, K. Katō and K. Ikeda, Prog. Theor. Phys. **108**, (2002) 133.
- [17] K. Varga, Y. Suzuki, and R. G. Lovas, Phys. Rev. C **66**, (2002) 041302.
- [18] E. Garrido, D. V. Fedorov and A. S. Jensen, Nucl. Phys. **A700**, (2002) 117.
- [19] T. Myo, K. Katō, H. Toki and K. Ikeda, Phys. Rev. C **76**, (2007) 024305.
- [20] M. Matsuo, K. Mizuyama, and Y. Serizawa, Phys. Rev. C **71**, (2005) 064326.
- [21] K. Hagino and H. Sagawa, Phys. Rev. C **72**, (2005) 044321.
- [22] Y. Akaishi, Int. Rev. of Nucl. Phys. **4**, (1986) 259.
- [23] H. Kamada *et al.*, Phys. Rev. C **64**, (2001) 044001.
- [24] T. Otsuka, T. Suzuki, R. Fujimoto, H. Grawe and Y. Akaishi, Phys. Rev. Lett. **95**, (2005) 232502.
- [25] S. Nagata, T. Sasakawa, T. Sawada and R. Tamagaki, Prog. Theor. Phys. **22**, (1959) 274.
- [26] T. Terasawa, Prog. Theor. Phys. **23**, (1960) 87,
A. Arima and T. Terasawa, Prog. Theor. Phys. **23**, (1960) 115.
- [27] T. Myo, K. Katō, K. Ikeda, Prog. Theor. Phys. **113**, (2005) 763.
- [28] T. Myo, K. Katō, H. Toki, K. Ikeda, J. of Phys. **G31**, (2005) S1681.
- [29] T. Myo, S. Sugimoto, K. Katō, H. Toki, K. Ikeda, Prog. Theor. Phys. **117**, (2007) 257.
- [30] H. Toki, S. Sugimoto and K. Ikeda, Prog. Theor. Phys. **108**, (2002) 903.
- [31] S. Sugimoto, K. Ikeda and H. Toki, Nucl. Phys. **A740**, (2004) 77.
- [32] Y. Ogawa, H. Toki, S. Tamenaga, S. Sugimoto, K. Ikeda, Phys. Rev. C **73**, (2006) 034301.
- [33] H. Sagawa, B. A. Brown and H. Esbensen, Phys. Lett. **B309**, (1993) 1.
- [34] K. Katō, T. Yamada and K. Ikeda, Prog. Theor. Phys. **101**, (1999) 119.
- [35] Y. Akaishi, Nucl. Phys. **A738**, (2004) 80.
- [36] K. Ikeda, S. Sugimoto and H. Toki, Nucl. Phys. **A738**, (2004) 73.
- [37] S. Saito, Prog. Theor. Phys. **41**, (1969) 705.
- [38] J. A. Tostevin and J. S. Al-Khalili, Nucl. Phys. **A616**, (1997) 418c.
- [39] A. V. Dobrovolsky *et al.*, Nucl. Phys. **A766**, (2006) 1.
- [40] R. Sánchez *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, (2006) 033002.
- [41] M. Puchalski, A. M. Moro, and K. Pachucki, Phys. Rev. Lett. **97**, (2006) 133001.
- [42] Y. Kanada-En'yo, A. Ono and H. Horiuchi, Phys. Rev. C **52**, (1995) 647.
- [43] E. Arnold *et al.*, Z. Phys. **A349**, (1994) 337.
- [44] E. Garrido, D. V. Fedorov and A. S. Jensen, Nucl. Phys. **A708**, (2002) 277.
- [45] S. Kumar and V. S. Bhasin, Phys. Rev. C **65**, (2002) 034007.
- [46] T. Nakamura *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, (2006) 252502.
- [47] T. Nakamura *et al.*, Phys. Lett. **B331**, (1994) 296.
- [48] T. Myo, S. Aoyama, K. Katō and K. Ikeda, Phys. Lett. **B576**, (2003) 281.
- [49] H. Feldmeier, T. Neff, R. Roth and J. Schnack, Nucl. Phys. **A632**, (1998) 61.