

論文の内容の要旨

論文題目 Study of proton single-particle states in oxygen isotopes
via the $(p, 2p)$ reaction at 250 MeV/u
(核子あたり 250 MeV での $(p, 2p)$ 反応による)
(酸素同位体の陽子一粒子状態の研究)

氏名 川瀬 頌一郎

スピン軌道相互作用は原子核の殻構造を構成する上で本質的な役割を果たしている。原子核系に特有の魔法数は 1949 年に Mayer、Jensen らによって強いスピン軌道相互作用を導入することで説明がなされ、以来長らく不変のものであると考えられてきた。不安定核ビームの技術の開発によって陽子と中性子の数がアンバランスな不安定核を用いた実験が行われるようになると、不安定核領域では従来の魔法数が消滅したり、新しく魔法数が生成されることがあるということが分かってきた。それらの現象の中心的な原因の一つとして、スピン軌道相互作用の強さが不安定核領域で変化している可能性が挙げられている。現在までスピン軌道相互作用の強さに直結する実験的に決定可能な量としてスピン軌道分離、即ちスピン二重項間のエネルギー差がさまざまな安定核について調べられてきた。一方で不安定核に対しては、有効なプローブの欠如から系統的な測定が行われてこなかった。

また、スピン軌道分離の決定には、始状態と終状態の波動関数の重なり大きさを表す量である分光学的因子を実験的に決定することが不可欠である。従来の $(e, e'p)$ 反応測定から、安定核では短距離相関やテンソル相関の効果によって核子一粒子状態の分光学的因子の実験値が殻模型計算による値より 3 割程度小さくなるということが知られている。そのような中で近年一核子ロックアウト反応の測定から、核子が強く束縛されるほど核子一粒子状態の分光学的因子が大きく減少するという報告が Gade らによってなされている。これはフェルミ面近傍で核子の一粒子状態の占有数が減少するという直感的な描像と大きく対立するものである。しかし核子移行反応を用いた先行研究では、束縛エネルギーと相関した分光学的因子の減少は報告されておらず、実験・理論の両面からのより信頼性の高い手法による検証を必要としている。

以上の状況を踏まえ、本研究では酸素の不安定同位体について“陽子 $0p$ 軌道のスピン軌道分離の測定”と“基底状態の分光学的因子の決定”を研究目的に設定した。酸素同位体は陽子が魔法数であるため、一粒子状態を調べる上で価核子による影響が比較的少ないと考えられる。加えて、理化学研究所 RI ビームファクトリー施設 (RIBF) において陽子ドリップラインから中性子ドリップラインまでにわたる同位体を得られるという大きな長所がある。また、手法としては中間エネルギーにおける陽子ノックアウト ($p, 2p$) 反応の逆運動学 Exclusive 測定を採用した。この手法の利点としては以下を挙げることができる。まず、一空孔状態を選択的に励起することである。 $(p, 2p)$ 反応の励起エネルギースペクトル中で複雑な配位の状態の寄与は一空孔状態に比べて非常に小さいことが知られている。次に、残留核に大きな擾乱を起こさないため歪曲波インパルス近似 (DWIA) によって精度よく反応が記述できることである。200–400 MeV 程度の中間エネルギーでは核子核子散乱断面積が最も小さくなる領域であり、核子移行反応や重イオンによる核子ノックアウト反応に比べ内部の波動関数を探ることができる。また、核内核子が反応前に持っていた運動量を散乱される 2 陽子の運動量から決定可能であることが挙げられる。これによってノックアウトされた核子が核内で持っていた軌道角運動量を決定することが可能である。最後の大きな利点として、偏極陽子と組み合わせた測定を行うことでスピンパリティの同定がモデル非依存で可能である点が挙げられる。

実験は理研 RIBF において行った。超伝導リングサイクロトロンにより 345 MeV/u まで加速された ^{48}Ca ビームを生成標的である ^9Be に照射し、入射核破砕反応により 250 MeV/u の酸素不安定同位体を含む二次ビームを生成した。生成した二次ビームは核破砕片分離装置 BigRIPS によって分離した後、イベント毎に粒子識別を行った。二次ビームはその後反応標的である偏極陽子固体標的に照射され、散乱される二つの陽子をビームラインの左右両側に設置した検出器によって検出し、それぞれ運動量ベクトルの測定を行った。また、反応の残留核についても SHARAQ スペクトロメータの SDQ および D1 磁石を用いて運動量分析を行い、粒子識別を行った。偏極陽子固体標的に含まれる炭素によるバックグラウンド事象の量は、偏極陽子固体標的に加えて炭素標的を設置し、同時測定をすることによって見積もった。図 1 に標的周辺のセットアップを示す。

得られた残留核の励起エネルギースペクトルから反応断面積を導出した。また、各ピークについて陽子の核内運動量分布を導出した。その後、これら実験結果について DWIA 計算との比較を行った。陽子の核内運動量分布は軌道角運動量を既知のものとした DWIA 計算でよく再現された。例として、 $^{14}\text{O}(p, 2p)^{13}\text{N}$ のうち、終状態が ^{13}N の基底状態であるものの核内陽子の運動量分布を図 2 に示す。

次に、ピークの分離が見える各状態について反応断面積を DWIA 計算と比較し、その比から分光学的因子を求めた。得られた分光学的因子を殻模型による計算値と比較したところ、Gade の報告したような核子の分離エネルギーとの強い相関は見られなかった。これは核子移行反応で得られた結果と一致するものである。Gade の報告との違いが出た理由として、Gade の用いている手法である低エネルギー領域でのノックアウト反応では、エネルギー運動量保存則を反映した位相空間体積効果によって強束縛の核子をノックアウトする反応断面積が大きく減少している可能性が考えられる。これは今後の理論的研究の発展による説明が期待される。

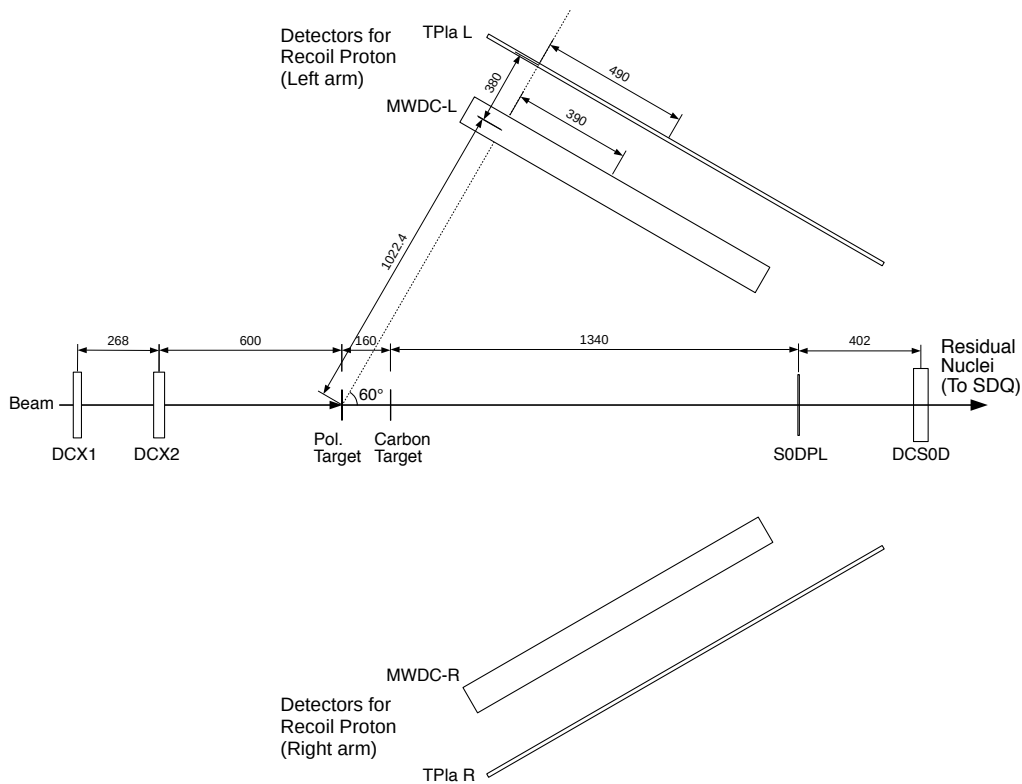


図 1 標的周辺のセットアップ。

最後に、統計量が十分大きくかつ残留核の粒子識別のみで $0p_{1/2}$ と $0p_{3/2}$ の成分を良く分離できる ^{14}O について陽子 $0p$ 軌道のスピン軌道分離を導出した。結果、 ^{16}O に比べて大きいスピン軌道分離の値が得られた。この結果は安江らによる $^{14}\text{C}(d, t)$ 反応測定の結果から得られる ^{14}C の中性子 $0p$ 軌道のスピン軌道分離が ^{16}O のスピン軌道分離より大きくなっていることと同様の傾向を示している。一方で、SFO 相互作用を用いた殻模型計算では ^{14}O の陽子 $0p$ 軌道のスピン軌道分離は ^{16}O より大きく狭まるという実験結果とは逆の結果が得られた。今回の測定は分解能・統計が十分でないため励起状態中の $0p_{1/2}$ 成分の寄与を見積もることができていない。 ^{13}N の励起状態中に $0p_{1/2}$ 成分の寄与が無視できない程度で存在する場合、殻模型計算との不一致の原因の一つとなりうる。しかし、 $^{14}\text{C}(d, t)$ 反応測定で得られている励起状態中の $0p_{1/2}$ の強度では実験値と殻模型計算の差を説明するには不十分である。この点を明らかにするためには $(p, 2p)$ 反応の高統計・高分解能での測定を行い、スピン偏極を取り入れた解析を実現することが今後の課題となる。

今回の研究は、偏極陽子標的を用いた $(p, 2p)$ 反応の逆運動学 Exclusive 測定としては世界初のものであり、その過程で不安定核のスピン軌道分離を精度よく決定するために解決すべき課題が明らかになった。将来、今回の実験の経験を踏まえることで、広範な同位体について精度の高いスピ

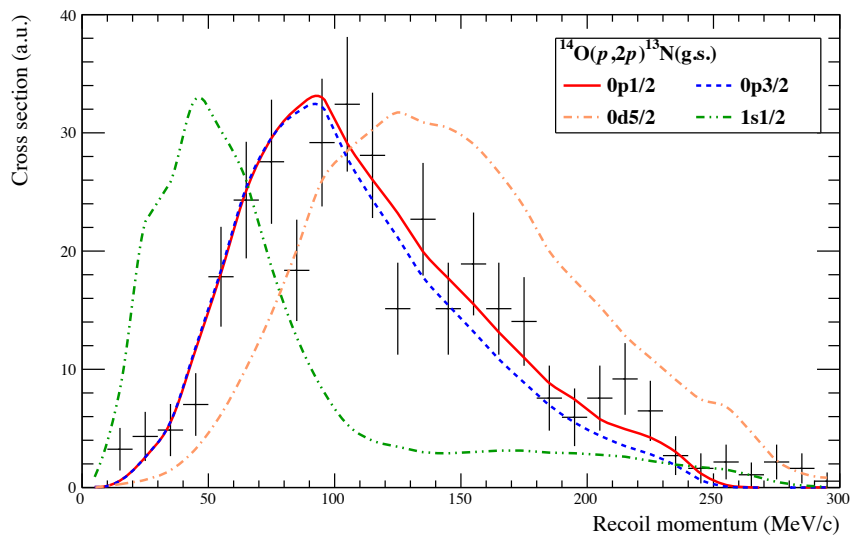


図 2 $^{14}\text{O}(p, 2p)^{13}\text{N}$ のうち、終状態が ^{13}N の基底状態であるものの核内陽子の運動量分布。
 ^{13}N は $0p_{1/2}$ 状態であり、運動量分布は DWIA 計算によってよく再現されている。

ン軌道分離の値の決定が可能になることが期待される。