

科学研究費助成事業 研究成果報告書

平成 29 年 5 月 25 日現在

機関番号：32407

研究種目：若手研究(B)

研究期間：2014～2016

課題番号：26800146

研究課題名(和文)ラムダハイパー核の生成・構造・崩壊理論のsd殻領域への展開

研究課題名(英文)Productions, structures and decays of sd-shell Lambda hypernuclei

研究代表者

梅谷 篤史(UMEYA, Atsushi)

日本工業大学・工学部・准教授

研究者番号：20454580

交付決定額(研究期間全体)：(直接経費) 1,500,000円

研究成果の概要(和文)：ハイパー核研究の目的として、バリオン間相互作用の解明、中性子星におけるハイペロンの役割の解明が挙げられる。今までにs殻、p殻の構造を中心に研究が行われ、次の段階としてsd殻ハイパー核に対してJPARCのE13実験が行われた。

本研究では、殻模型を用いて ${}^{19}\text{F}$ のエネルギーレベル構造を理論的に示した。そして、JPARCのE13実験に対応する、高い入射運動量での ${}^{19}\text{F}$ の生成断面積を初めて評価した。また、 ${}^{19}\text{F}$ の崩壊スキームを詳細に示した。これらの計算結果は、JPARCのE13実験の解析に対する理論的基礎だけでなく、sd殻領域のハイパー核構造を微視的に理解するための基礎となる成果である。

研究成果の概要(英文)：The purpose of hypernuclear study is to get information on baryon-baryon interaction from the structure of hypernuclei. The knowledge of behavior of hyperons in nuclei affects our understanding of neutron stars. Detailed hypernuclear studies have been mainly focused on structures of s- and p-shell systems. As the next stage of hypernuclear studies, experiments of sd-shell hypernuclei is carried out at J-PARC.

In the present study, energy level structures of the sd-shell hypernucleus ${}^{19}\text{F}$ have been studied with the shell model. Corresponding to the J-PARC E13 experiment, the production cross sections of ${}^{19}\text{F}$ at high energy kaon momenta have been estimated for the first time. The detailed Λ -decay schemes for ${}^{19}\text{F}$ are presented and discussed. The extensive and combined calculations of various observables offer not only a helpful basis for the analysis of the J-PARC E13 experiment, but also a firm ground for microscopic understanding of sd-shell and heavier hypernuclear structure.

研究分野：殻模型計算を中心とした原子核およびハイパー核の構造理論

キーワード：ハイパー核 原子核殻模型

1. 研究開始当初の背景

原子核を構成する粒子には、陽子(p)と中性子(n)があり、あわせて核子(N)と呼ばれているが、核子以外にもラムダ(Λ)、シグマ(Σ)、グザイ(Ξ)といったハイペロン(Y)が存在し、核子とあわせて「重粒子八重項」という同族の素粒子群に分類されている。これらの粒子間に働く相互作用を解明することは重要な課題である。また、中性子星の質量や構造の理解にも大きな影響を与えている。

ハイペロンを含む原子核はハイパー核と呼ばれ、重粒子八重項の間に働く相互作用を解明するにあたり精力的に研究が行われてきた。とくに、s殻、p殻と呼ばれる軽い質量数の領域において、 Λ 粒子を一つ含んだハイパー核に対する研究は、実験・理論ともに目覚ましい進展があった。実験は、アメリカのBrookhaven研究所、Jefferson研究所、ヨーロッパのCERN、そして日本の高エネルギー加速器研究機構(KEK)で行われてきた[1]。理論研究では、ハイパー核の構造分析を通して相互作用の知見を得る方法が大きく発展し、中間的描像・クォークモデル的描像に立ったYN相互作用の研究に多大な影響を与えてきた[2]。また、ハイペロンは原子核中では核子とは異なる不純物として振る舞うため、ハイペロンが原子核の内部に入り込んで内部構造を鮮明に映し出し、さらに、原子核を大きく縮める「糊」として振る舞うことにより、原子核構造の解明や新たな構造の発見にも大きな役割を果たしてきた。

そして、本研究課題開始当初は、s殻、p殻の Λ ハイパー核の研究で得られた知見をもとに、ハイパー核研究の新たな段階として、質量数の大きいハイパー核に対する研究に注目が集まり始めた時期であった。実験では、質量数が16から40の領域であるsd殻領域のハイパー核の生成実験が、日本で巨費を投じて建設し稼働し始めた大強度陽子加速器施設(J-PARC)や、ドイツのマインツ・マイクロトロン(MAMI)で計画され、本研究課題終了時には、いくつかの実験結果が報告されている。

2. 研究の目的

本研究課題の目的は、原子核殻模型により実際上ほとんど空白領域となっていたsd殻 Λ ハイパー核のエネルギー構造を明らかにし、得られた波動関数を用いて、sd殻 Λ ハイパー核の生成断面積、電磁遷移強度などを、実験に先駆けて予測することである。

生成断面積については、主要な三種類の反応、 (π^+, K^+) 、 (K^-, π^-) 、 (γ, K^+) のうち、前者二種に対して、実験に先駆けて理論計算を行う。三種類の反応には生成されやすいハイパー核の状態に特徴的な違いがあるため、それぞれの実験結果について生成断面積のピーク位置を比較することにより、sd殻領域のハイパー核のエネルギーレベルを詳細に決定する。

電磁遷移強度については、ハイパー核の各状態間で起こるE2, M1, E1遷移に対して理論計算を行う。実験結果との比較に加えて、生成断面積のデータと合わせることで、sd殻領域の非常に複雑なエネルギーレベルの構造を明らかにする。さらに、エネルギーレベルの構造を決定しているsd殻領域における ΛN 有効相互作用の各項の強さを明らかにする。

原子核殻模型では、sd殻全体を系統的に計算していくことができるが、sd殻領域の入り口にあたり、かつ、実験でも標的核に選ばれている ^{19}F を中心に研究を行う。

3. 研究の方法

本研究は波動関数を得るところから始まる。sd殻 Λ ハイパー核の研究は、これまで実際上ほとんど空白領域となっている。そこで ΛN 相互作用として、s殻、p殻領域のハイパー核研究でよく用いられてきたNijmegenグループの核力(NSC97f)のG行列[3]を有効相互作用として用いる。これはおもに中心力、スピン・スピン力、テンソル力、スピン軌道力、反対称スピン軌道力(ALS)の五つの項からなるが、とくに注目すべきはALS項である。これまでに行われたp殻ハイパー核の研究によりALS項の妥当な強さが明らかになっているが[4, 5]、これがsd殻領域にそのまま適用されるか定かではなく検証の必要がある。本研究ではALS項の強さを変化させた波動関数を数種類用意する。

また、sd殻領域に対する原子核殻模型は、通常、 ^{16}O を不活性なコアとし、そのまわりに数個の価核子があるとして計算を行うが、ハイパー核生成時に ^{16}O から核子を抜き取る(ホール状態を作る)反応も起こるため、ホール状態を十分に記述できる波動関数を用意する必要がある。ホール状態を原子核殻模型で記述するため、模型空間を通常のsd領域ではなくp-sd-fp領域に拡大する。ホール状態に適したNN有効相互作用についてはそれほど確立されていないため、いくつかのG行列計算の結果を吟味しながら計算を行う。

生成断面積は上で得られた波動関数を用いて、DWIAによって (π^+, K^+) 、 (K^-, π^-) 反応に対して計算を行う。それぞれの反応で生成される状態の違いがあり、 (π^+, K^+) 反応では、高い角運動量を持った自然なパリティの状態に対する生成断面積が大きくなる。一方、 (K^-, π^-) 反応では標的核と生成されるハイパー核との間で軌道角運動量がほとんど変化しない、すなわち $\Delta L=0, 1$ の生成反応の断面積が大きくなる。ただし、これは従来行われてきた入射運動量0.8 GeV/cの場合であり、J-PARCで行われる (K^-, π^-) 反応での入射運動量は1.8 GeV/cであるため、本研究では0.8 GeV/cから1.8 GeV/cまで入射運動量を変化させて計算を行い、生成断面積がどのように変化していくかを示す。

電磁遷移強度も上で得られた波動関数を

用いて、 Λ ハイパー核の低エネルギー励起状態間の E2, M1, E1 遷移に対して理論計算を行う。E2, E1 遷移に関しては、低エネルギー励起状態間では Λ 粒子の遷移による寄与はなく、コア核に Λ 粒子が結合することによってコア核の電磁遷移強度が分散する。この分散を理論的に予測する。M1 遷移に関してはコア核の遷移に加えて、 Λ 粒子のスピンフリップが寄与する。 Λ 粒子のスピンフリップの効果を抜き出すことにより、ハイパー核内での Λ 粒子の磁気モーメントを見積もることができる。

4. 研究成果

${}_{\Lambda}^{19}\text{F}$ のエネルギーレベル構造を得るためにハイパー核ハミルトニアンを対角化した。 ${}^{18}\text{F}$ コアの正および負パリティの状態を考慮し、 Λ 粒子は 0s, 0p, sd 殻のいずれかの軌道に入るものとした。この模型で得られる波動関数は、励起エネルギー 25 MeV までの (K^-, π^-) 反応の強度関数を評価するのに十分である。また、以下に示す結果は、p 殻での計算結果を踏まえ、 ΛN 有効相互作用の ALS 項を従来の 2.5 倍にしたもので計算を行っている。

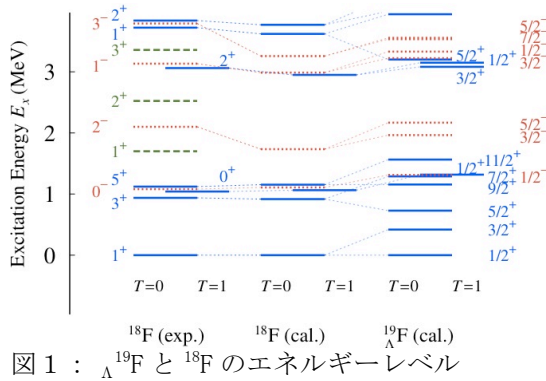


図 1 : ${}_{\Lambda}^{19}\text{F}$ と ${}^{18}\text{F}$ のエネルギーレベル

図 1 に ${}_{\Lambda}^{19}\text{F}$ の低エネルギーレベル構造を示した。この領域では Λ 粒子は 0s 殻にあり、十分に記述されている。 Λ 粒子が上の殻にある場合は励起エネルギーが 10 MeV 以上必要である。ここでスピン二重項状態のエネルギー差と順番に興味がある。これは通常 Λ と原子核コアの弱結合によって記述される。ここでの計算は、このような弱結合の制限なしに NSC97f から得られた G 行列 ΛN 有効相互作用を用いて、広い模型空間で行った。 $J=1/2^+$ が 14.77 MeV の束縛エネルギーを持つ基底状態として計算され、この状態と二重項の関係にある $J=3/2^+$ が 0.419 MeV の励起エネルギーを持つ第 1 励起状態として得られた。いくつかの p 殻の基底状態二重項のデータ (${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$, ${}_{\Lambda}^{11}\text{B}$, ${}_{\Lambda}^{16}\text{O}$) から、J の小さい方が低いエネルギーを持つことが知られている。したがって、本計算の結果は妥当であるといえる。注意すべき点として、p 殻での計算結果から NSC97f のスピン・スピン相互作用がやや大きいことが挙げられる。例えば ${}_{\Lambda}^{11}\text{B}$ の 5/2-7/2 二重項のエネルギー差は実験値よりも 2 倍ほど大きい。 ${}_{\Lambda}^{19}\text{F}$ における他の二重項では、0.562 MeV

(5/2-7/2), 0.408 MeV (9/2-11/2) であるが、これらは実験で実際に得られる差よりも大きく見積もられている可能性がある。

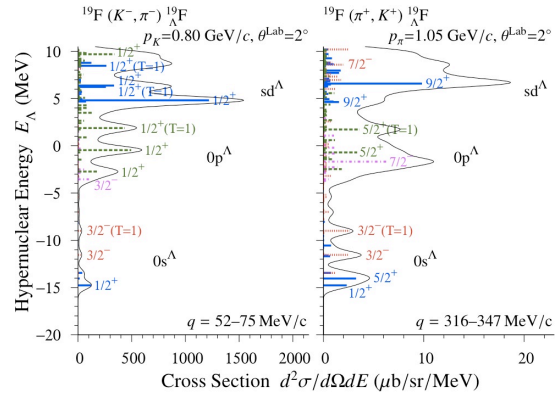


図 2 : (K^-, π^-) 反応と (π^+, K^+) 反応の比較

${}_{\Lambda}^{19}\text{F}$ の生成断面積については、まず、図 2 にて入射運動量 0.8 GeV/c の場合の (K^-, π^-) 反応と (π^+, K^+) 反応との比較を示す。これらは DWIA で計算した ${}_{\Lambda}^{19}\text{F}$ 生成の理論スペクトルである。左の (K^-, π^-) のスペクトルでは、標的核 ${}^{19}\text{F}$ ($J=1/2^+$) からの $\Delta L=0, \Delta S=0$ 遷移のために、 ${}_{\Lambda}^{19}\text{F}$ の多くの $J=1/2^+$ 状態が選択的に励起されている。とくに、-14.77 MeV の束縛エネルギーを持つ基底状態では $121 \mu\text{b/sr}$ という大きな生成断面積が得られた。最も大きなピークは 4.8 MeV の束縛エネルギーを持つ状態のもので $1220 \mu\text{b/sr}$ である。 (K^-, π^-) 反応の場合とは対照的に、 (π^+, K^+) 反応では図 2 右に示されているように、自然なパリティの高スピン $J=5/2^+, 7/2^-, 9/2^+$ の状態が励起されていることがわかる。これらの計算結果はそれぞれの反応の特性から妥当であるといえる。

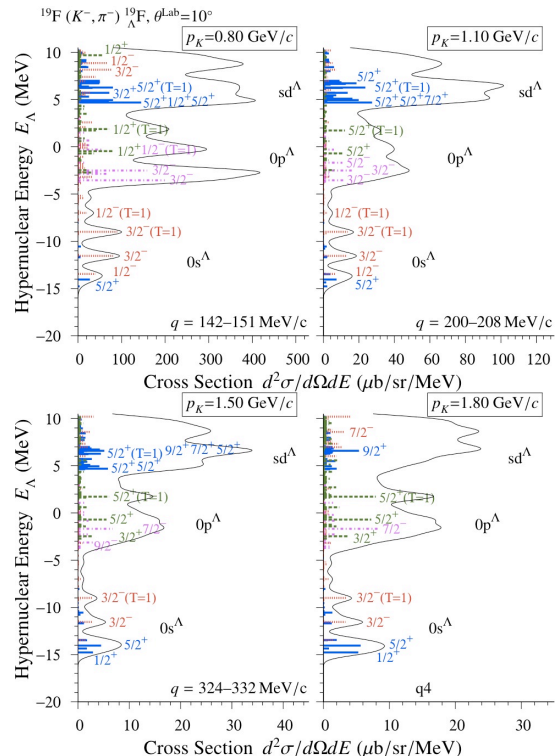


図 3 : (K^-, π^-) 反応の入射運動量依存

J-PARCで行われる $\Lambda^{19}\text{F}$ ハイパー核生成実験(K-, π - γ) [6]では、高エネルギー高強度 K-ビームラインが用いられ、K-の入射運動量は1.8 GeV/cである。これは今までのハイパー核実験では用いられたことがない。今、K-の高い入射運動量で、どのような生成断面積が得られるのかについて大きな関心が寄せられている。そこで図3に0.8, 1.1, 1.5, 1.8 GeV/cの入射運動量(散乱角は 10°)による結果を示す。0.8 GeV/cの結果について図2(散乱角は 2°)と比較すると散乱角が 10° であれば反跳運動量の増加により、様々な状態が励起されていることがわかる。J=1/2+の基底状態は見られないが、5/2+状態といくつかの低エネルギー負パリティ状態が相対的に強く励起されている。入射運動量が大きくなっていくと、低エネルギー領域での生成断面積が残ったまま、高エネルギー領域の生成断面積が大きくなる特徴があることがわかる。とくに1.8 GeV/cの場合には、いくつかの状態が選択的に励起されていることがわかる。

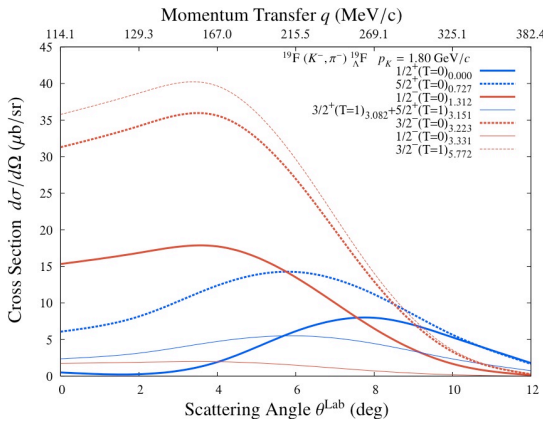


図4：低エネルギー状態に対する断面積

J-PARCで行われる γ 線測定と関係が深いのは低エネルギー領域の生成断面積である。本研究では、 $\Lambda^{19}\text{F}$ が $\Lambda^{15}\text{N} + \alpha$ に崩壊する閾値は励起エネルギー5.6 MeVと計算される。そこで励起エネルギーが6 MeVまでの状態について、散乱角が 0° から 12° までの間で大きな生成断面積を持つものを図4に示した。J=1/2+の基底状態、5/2+状態、1/2-状態、3/2-状態(3.22 MeV および 5.77 MeV)は幅広い散乱角で大きな断面積を持つことがわかる。基底状態の二重項では、1/2+状態だけが大きな断面積を持つ。反対に、3/2+状態は図4には示せないほどの小さな断面積が得られた。この違いは(K-, π -)反応では、おもにスピンノンフリップ遷移が起こり、スピンフリップがほとんど起こらないことに起因する。

以上のように、計算で得られた波動関数を用いて、詳細なDWIA計算を実行し、様々な入射運動量での(K-, π -)反応による $\Lambda^{19}\text{F}$ の生成断面積を評価した。とくに1.8 GeV/cのような高い入射運動量に対する評価は初めてである。この計算は今後のハイパー核研究におけるJ-PARCでの高エネルギーK-ビームラ

インの新しい可能性を提供している。

電磁遷移については、 $\Lambda^{19}\text{F}$ の波動関数を用いて、束縛状態間に起こるE2, M1, E1遷移の換算行列要素を計算した。一般に、ハイパー核での遷移はコア核の遷移とハイペロンの遷移からなる。したがって、コア核にあたる ^{18}F に対して得られている遷移行列要素の実験値を計算によって再現することが重要である。本研究では、M1遷移に関しては、通常のg因子を用いることで ^{18}F の実験値をよく再現した。E2, E1遷移に関しては、それぞれ有効電荷を用いることにより ^{18}F の実験値を再現した。

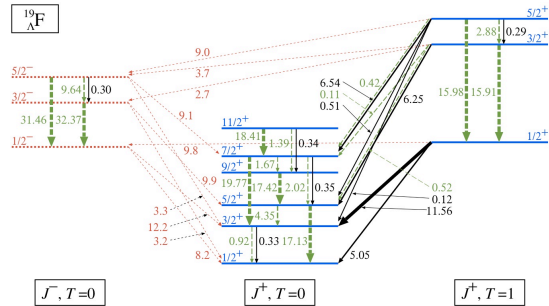


図5： $\Lambda^{19}\text{F}$ における電磁遷移強度

図5に $\Lambda^{19}\text{F}$ における電磁遷移強度の計算結果を示す。実線がM1遷移(単位 μ_N^2)、破線がE2遷移($e^2\text{fm}^4$)、点線がE1遷移($10^{-6} e^2\text{fm}^2$)である。E2, E1遷移に対して ^{18}F の場合と同じ有効電荷を用いた。M1遷移には Λ のg因子が必要となり、 $-1.226 \mu_N$ を用いた。図5のような電磁遷移の解析は、実際に測定が行われれば、ハイパー核の構造の詳細な理解の大きな助けとなる。J-PARCでの実験の目的の一つに、基底状態二重項間のM1遷移から、sd殻領域における ΛN スピン・スピン相互作用と、原子核中での Λ のg因子を理解することが挙げられている。高精度測定の結果と、本研究でのM1遷移の計算結果とを組み合わせることにより原子核中でのg因子を決定できることは重要である。

γ 線放出を予測するために、生成断面積と電磁遷移強度を組み合わせた計算を行った。各状態の γ 線放出直前の生成率は、(K-, π -)反応で直接生成される分の断面積だけではなく、より高いエネルギーを持った様々な状態から γ -cascadesを通して追加される生成率を加えたものである。この生成率の追加分は、(K-, π -)反応の生成断面積と電磁遷移強度から評価することができる。本計算においては、 $\Lambda^{19}\text{F}$ が $\Lambda^{15}\text{N} + \alpha$ に崩壊する閾値の付近である励起エネルギー6 MeVまでの束縛状態を考慮した。その結果、基底状態二重項のうちエネルギーが高い方の状態J=3/2+は直接の生成断面積が $4.3 \mu\text{b}$ と小さいが、上述の追加分を考慮すると、 $125 \mu\text{b}$ という大きな値が得られることが示された。このように、ハイパー核の生成断面積とすべての束縛状態に対する電磁遷移強度を組み合わせることにより、(K-, π -)反応で生成されたハイパー

核からの実際の γ 線放出の強度関数を初めて予測した。

本研究で行った様々な測定量に対する幅広い計算により、J-PARCのE13実験の解析に対する理論的基礎になるだけでなく、sd殻領域およびさらに重い領域のハイパー核の構造を微視的に理解するための基礎にもなる成果が得られた。

(参考文献)

- [1] O. Hashimoto, H. Tamura, Prog. Part. Nucl. Phys. 57, 564 (2006), and references therein.
- [2] E. Hiyama, T. Motoba, Y. Yamamoto (eds.), Prog. Theor. Phys. Suppl. 185 (2010), and references therein.
- [3] Th. A. Rijken, V. G. J. Stoks, Y. Yamamoto, Phys. Rev. C 59, 21 (1999).
- [4] D. J. Millener, Nucl. Phys. A 804, 84 (2008).
- [5] E. Hiyama, Prog. Part. Nucl. Phys. 63, 339 (2009).
- [6] Y. Fujii, H. Tamura (spokesperson) et al., E13 proposal for J-PARC 50 GeV proton synchrotron (2006); H. Tamura et al., Proceedings of HYP2015, to appear.

5. 主な発表論文等

(研究代表者、研究分担者及び連携研究者には下線)

[雑誌論文] (計2件)

① Atsushi Umeya, Toshio Motoba, “Productions of $\Lambda^{19}\text{F}$ and its electromagnetic properties”, JPS Conference Proceedings (掲載決定, 印刷中), 査読有, 2017年

② Atsushi Umeya, Toshio Motoba, “Theoretical study of structure and production of $\Lambda^{19}\text{F}$ as a gateway to sd-shell hypernuclei”, Nuclear Physics A954, 査読有, 2016年, pp. 242-259

[学会発表] (計12件)

① 梅谷篤史, 元場俊雄, 糸永一憲, “パリティ混合モデルによるp-shellハイパー核の構造分析と生成率”, 日本物理学会第72回年次大会, 2017年3月18日, 大阪大学豊中キャンパス (大阪府豊中市)

② Kazunori Itonaga, Atsushi Umeya, Toshio Motoba, “P-shell hypernuclear structure and its production rates based on a parity-mixing model”, International Workshop on Strangeness Nuclear Physics 2017 (SNP2017), 2017年3月12日, 大阪電気通信大学駅前キャンパス (大阪府寝屋川市)

③ 梅谷篤史, 元場俊雄, 糸永一憲, “パリティ混合配位による $\Lambda^{12}\text{B}$ と $\Lambda^{10}\text{Be}$ の構造分析および生成断面積”, 日本物理学会2016年秋季大会, 2016年9月23日, 宮崎大学木花キャンパス (宮崎県宮崎市)

④ Atsushi Umeya, Toshio Motoba, “DWIA production cross sections of p-shell hypernuclei calculated with parity-mixed extended wave functions”, The 26th International Nuclear Physics Conference (INPC2016), 2016年9月12日, Adelaide (Australia)

⑤ 梅谷篤史, 元場俊雄, “ $\Lambda^{19}\text{F}$ の生成断面積および電磁遷移確率の計算”, 日本物理学会第71回年次大会, 2016年3月21日, 東北学院大学泉キャンパス (宮城県仙台市)

⑥ 元場俊雄, 梅谷篤史, “パリティ混合波動関数を用いた $\Lambda^{12}\text{B}$ と $\Lambda^{10}\text{Be}$ の(γ, K^+)生成断面積”, 日本物理学会第71回年次大会, 2016年3月21日, 東北学院大学泉キャンパス (宮城県仙台市)

⑦ 梅谷篤史, 元場俊雄, “拡張した殻模型による $\Lambda^{12}\text{B}$ と $\Lambda^{10}\text{Be}$ の構造分析と生成断面積”, 日本物理学会2015年秋季大会, 2015年9月26日, 大阪市立大学杉本キャンパス (大阪府大阪市)

⑧ Atsushi Umeya, Toshio Motoba, “Productions of $\Lambda^{19}\text{F}$ and the electromagnetic properties”, The 12th International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics (HYP2015), 2015年9月8日, Tohoku University Centennial Hall (宮城県仙台市)

⑨ 梅谷篤史, 元場俊雄, “ ^{19}F を標的とするsd殻ハイパー核の生成断面積”, KEK理論センターJPARC分室、JAEA先端基礎研究センター共催研究会「ストレンジネス核物理の発展方向」, 2015年8月4日, KEK東海キャンパス (茨城県東海村)

⑩ 梅谷篤史, 元場俊雄, 原田融, “ $\Lambda^{19}\text{F}$ の生成断面積およびM1遷移の殻模型研究”, 日本物理学会第70回年次大会, 2015年3月24日, 早稲田大学早稲田キャンパス (東京都新宿区)

⑪ Atsushi Umeya, Toshio Motoba, Toru Harada, “Productions of sd-shell hypernuclei $\Lambda^{19}\text{F}$ and $\Lambda^{20}\text{Ne}$ in shell-model calculations”, 4th Joint Meeting of the APS Division of Nuclear Physics and the Physical Society of Japan (日本物理学会2014年秋季大会) (Hawaii2014), 2014年10月9日, Hawaii (USA)

⑫ Toshio Motoba, Atsushi Umeya,
“Photoproduction of medium-mass
hypernuclei with Λ -rotation coupling”,
4th Joint Meeting of the APS Division of
Nuclear Physics and the Physical Society
of Japan (日本物理学会 2014 年秋季大会)
(Hawaii2014), 2014 年 10 月 9 日, Hawaii
(USA)

6. 研究組織

(1) 研究代表者

梅谷 篤史 (UMEYA, Atsushi)
日本工業大学・工学部・准教授
研究者番号：20454580