

$^3\text{H}(e, e'K^+)X$ 実験における K^+ 中間子識別手法とその評価 Method and performance of K^+ meson identification in the $^3\text{H}(e, e'K^+)X$

物理学専攻 原子核物理研究室 板橋 浩介

1 研究背景と目的

ハイペロンとは s クォークを含んだバリオンであり、ハイペロンを含んだ原子核はハイパー核と呼ばれる。陽子・中性子間に働く相互作用は散乱実験を通してよく理解されているが、核子以外のバリオンにおいては、寿命が短いことから散乱実験を用いたバリオン間相互作用の研究は困難である。そのため、原子核内にハイペロンが束縛したハイパー核を分光することにより、ハイペロン-核子間相互作用 (YN 相互作用) の理解を深めてきた。我々の研究グループはアメリカの Thomas Jefferson National Accelerator Facility (JLab) において Λ ハイパー核の高分解能分光を行い、ハイペロンの中で最も軽い Λ と核子間の相互作用の研究をしている。

ドイツのダルムシュタットにある重イオン研究所 (GSI) において ^6Li ビームを炭素標的に打ち込む反応から生じた $d+\pi^-$, $t+\pi^-$ の終状態観測実験が行われた [1]。重イオン反応により生成された Λ ハイパー核の質量・寿命は崩壊後の $t+\pi^-$ の運動量・崩壊まで進んだ距離の測定から求めることができる。この実験で $t+\pi^-$ の不変質量の分布上に $nn\Lambda$ と思われるピークが観測したと報告された [1]。また、寿命測定結果から親粒子は弱崩壊の典型的な寿命 ($\tau = 190$ ps) をもつことがわかり、 $nn\Lambda$ が束縛状態である可能性を示す結果となった。しかし、他の 3,4 体系ハイパー核をよく記述できている理論モデル [2] を用いて $nn\Lambda$ の計算を行うと $nn\Lambda$ は束縛しないという結果になる。 $nn\Lambda$ の共鳴状態を示唆する理論モデルは存在する [3] が、GSI で観測された $nn\Lambda$ の束縛状態をこれまでの知見では説明することができていない。

この問題を解決するためには、 $nn\Lambda$ の束縛エネルギー (B_Λ)、エネルギー幅 σ_Λ を高精度で決定する必要がある。

そこで我々は高分解能分光を可能とするアメリカ・JLab Hall A において $nn\Lambda$ 束縛状態の存否を決定するために、 $(e, e'K^+)$ 反応を用いた欠損質量分光実験を 2018 年 10 月から 11 月にかけて行った。この実験では、エネルギー中心値 ($\Delta E \sim 100$ keV)、エネルギー幅 ($\Delta\sigma \sim 100$ keV) という高精度で $nn\Lambda$ を測定できる。

本研究では、 $nn\Lambda$ の高精度測定のための K^+ 中間子識別 (KID) 解析の開発とその評価を行う。運動量校正を目的として取得した $rmH(e, e'K^+)\Lambda/\Sigma^0$ 事象から、HRS 粒子識別装置 (AC1, AC2, S2) を用いて、バックグラウンドとなる π^+ , p の除去を行うことで K^+ 中間子事象の選別および Λ ピーク領域内における S/N 比の向上を行う。

2 実験原理と K^+ 中間子選別の必要性

図 1 に本実験で用いた $^3\text{H}(e, e'K^+)nn\Lambda$ 反応の概略図を示す。4.3 GeV に加速させた電子をトリチウム標的 (^3H) に照射し、 $^3\text{H}(e, e'K^+)nn\Lambda$ 反応により生成された K^+ 中間子と散乱電子の運動量 ($p_{e'} = 2.2$ GeV/c, $p_K = 1.8$ GeV/c) を二台の HRS で測定する。HRS で測定した運動量ベクトルから、以下の式により欠損質量 M と Λ の束縛エネルギー

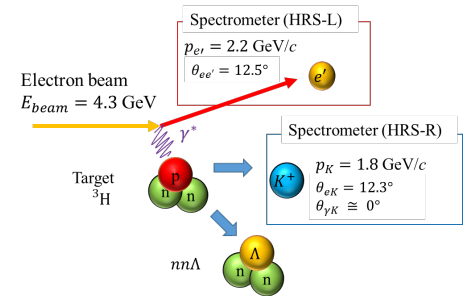
を導出する。

$$M = \sqrt{(E_e + M_T - E_{e'} - E_K)^2 - (\vec{p}_e - \vec{p}_{e'} - \vec{p}_K)^2} \quad (1)$$

$$B_{nn\Lambda} = (2m_n + m_\Lambda) - M_{nn\Lambda} \quad (2)$$

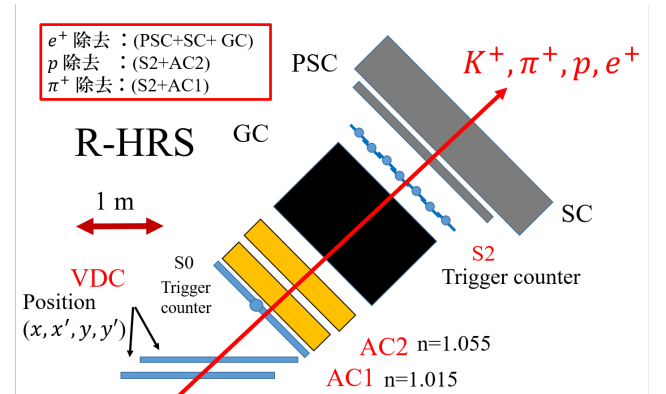
M_T (^3H の質量), m_n (中性子の質量) は既知の値であり、 E_e, \vec{p}_e (電子線のエネルギー・運動量) は加速器によりコントロールされている。

この実験では、 K^+ 中間子側の HRS には π^+ , p 粒子が混入する。そのため、 $nn\Lambda$ の観測を成功させるためには K^+ 弁別が極めて重要となる。

図 1: $^3\text{H}(e, e'K^+)nn\Lambda$ 反応概略図

3 K^+ 中間子識別法

本研究では K^+ 中間子側の R-HRS に設置した (図 2) 二種類のエアロゲルチェレンコフ検出器 (AC1, AC2) と二種類のシンチレーショントリガーカウンター (S0, S2) を用いて K^+ 中間子識別解析を行った。

図 2: K^+ 中間子側の HRS 検出器パッケージ概略図

■ シンチレーショントリガーカウンター

HRS では二種類のシンチレーショントリガー (S0, S2) で粒子の通過したタイミングの測定を行う。また、本実験では HRS 両アームの S0, S2 をトリガー条件に組み込んでおり、式 (3) の条件でデータを取得した。

$$(S0 \& S2)_L \& (S0 \& S2)_R \quad (3)$$

■ エアロゲルチェレンコフ検出器

AC1, AC2 には屈折率 $n = 1.015$ と $n = 1.055$ のエアロゲルをした。R-HRS で測定した中心運動量 $p = 1.8$ GeV/c の K^+ 中間子に対しては、AC2 のみでチェレンコフ光が検出される。

4 K^+ 中間子識別解析

観測により得られた Λ , Σ^0 の質量分布と既知である Λ , Σ^0 の質量値を比較し、エネルギー校正を行う。 $nn\Lambda$ の観測感度とエネルギー決定精度を高めるために Λ , Σ^0 の十分な統計数とピーク領域内の高い信号・ノイズ比 (S/N) が求められる。そのため、R-HRS における K^+ 中間子の高効率測定と π^+ , p の高効率除去が重要となる。本研究では、エネルギー校正を行うために取得した $H(e, e'K^+)\Lambda/\Sigma^0$ データを用いて識別解析に使用する事象選定条件の最適化と識別能力の評価を行った。 K^+ 中間子イベントの選択を行うために HRS に設置されている AC1, AC2 を用いた。1.8 GeV/c の π^+ 中間子が通過した場合、本実験で得られる光電子数の和 (N_{AC1} , N_{AC2}) はおよそ ($N_{AC1} = 2.0$ PEs, $N_{AC2} = 20$ PEs) となった。両アームの S2 の時間差 ($t_{S2}^R - t_{S2}^L$) をとった coincidence time に AC カット ($AC1 < 2.0$ PEs) 条件を課した場合、 π^+ , p の残存率 (SR_π, SR_p) はそれぞれ 20 %, 95 % となり、AC1 のカット条件を用いることによって π^+ の除去できることを確認した。

■ Λ, Σ^0 質量欠損分布における AC カット条件の最適化
 $H(e, e'K^+)\Lambda/\Sigma^0$ ピークの事象数は AC の事象選定を変化させた際の K^+ 中間子残存率に単調比例する。また、本研究では Λ のピークがバックグラウンドに対し最も優位となる量を Λ イベント数 (S) とバックグラウンド N を用いて

$$FOM = \frac{S_\Lambda}{\sqrt{N}} \quad (4)$$

関数 (FOM) を定義し、FOM が最大となるカット条件を最適な事象選定条件として定義した。この結果、以下のようなエアロゲル検出器を使った最適な事象選定条件を導出した。

$$AC1 < 0.6 \text{ PEs} \quad (5)$$

$$1.6 < AC2 < 11.5 \text{ PEs} \quad (6)$$

■ Λ, Σ^0 の質量欠損分布とイベント数の評価

(式 5, 6) の選定条件を用いた際の Λ , Σ^0 の質量欠損分布は図 3 の青でハッチングした領域に示す。黒線は上記の選定条件を適用させていない質量欠損分布である。 Λ , Σ^0 のピークを AC カット前、カット後でそれぞれガウス関数でフィットし、 Λ , Σ^0 のイベント数と S/N 比をそれぞれ求めた (表 1)。式 (5, 6) の選定条件を用いた場合、 Λ, Σ^0 の事象数は 46 %, 69 % と減少しているがピーク領域内の S/N 比は Λ ピークでは 9 倍以上向上していることがわかる。

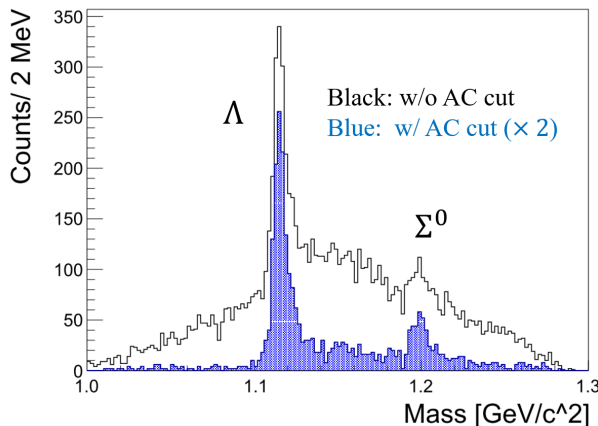


図 3: Λ , Σ^0 質量分布図

表 1: Λ , Σ^0 質量欠損分布のフィット結果

Particles	AC cut	Events	S/N	Survival rate
Λ	×	1590	1.02	1.0
	○	732	5.6	0.46
Σ^0	×	384	0.17	1.0
	○	274	2.2	0.7

■ $p(\gamma^*, K^+)\Lambda/\Sigma^0$ 生成断面積の見積もり

得られた Λ, Σ^0 のイベント数から $p(\gamma^*, K^+)\Lambda/\Sigma^0$ の生成断面積の見積もりを行った。 $p(\gamma^*, K^+)\Lambda/\Sigma^0$ の生成断面積は

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{N_T} \frac{1}{N_{\gamma^*}} \frac{1}{\varepsilon_{SR}} \frac{1}{\varepsilon_K \Delta\Omega} N_{\Lambda, \Sigma^0} \quad (7)$$

と書ける。ここで N_T は水素ガス標的中の水素原子の個数、 N_{γ^*} は仮想光子の個数、 $\Delta\Omega$ は HRS の立体角、 N_{Λ, Σ^0} はそれぞれ Λ, Σ^0 粒子の個数を表している。また、 ε_{SR} は検出器群における K^+ 中間子の残存率、 ε_K は K^+ 中間子の検出効率である。得られた Λ, Σ^0 のイベント数と検出器の検出効率を式 (7) に代入することにより本実験で得られた Λ, Σ^0 の生成断面積は

$$\sigma_\Lambda = 1.3 \times 10^2 \text{ nb/sr} \quad (8)$$

$$\sigma_{\Sigma^0} = 32 \text{ nb/sr} \quad (9)$$

と見積もることができた。2018 年 CLAS で測定された (γ, K^+) 反応による Λ の微分断面積は $\sigma_\Lambda \sim 350 \text{ nb/sr}$ [5] であり、本解析で得られた微分断面積より 2, 3 倍程度大きい。本解析では、HRS のアクセプタンスに対して、一様な virtual photon の仮定をしていることから仮想光子の過剰な見積もりをしている。また、図 3 の Λ ピークは右にテールを持っているが、本解析ではバックグラウンドとして扱っている。以上のことから Λ イベント弁別における系統誤差や仮想光子数の正確な見積もりを今後考慮していく必要がある。

5 まとめ

$nn\Lambda$ 探索実験が 2018 年 10 月から 11 月にかけて JLab において行われ、本研究では K^+ 中間子事象選択のための条件最適化とその評価を行った。HRS-R に多量に混入する π^+ , p の中から K^+ 中間子の同定を行うために屈折率が異なる AC1, AC2 ($n_1 = 1.015$, $n_2 = 1.055$) を導入し、解析を行った。 K^+ 中間子の収量を維持しつつ、S/N を高める事象選定条件を $H(e, e'K^+)\Lambda/\Sigma^0$ 事象を用いた解析手法により導出した。その結果、 K^+ 中間子の残存率 46 %, Λ 事象に対する S/N=5.6 を達成した。本研究で求めた最適条件を ${}^3\text{H}(e, e'K^+)nn\Lambda$ 事象にも適応し、高分解能分光を行う。

- [1] C. Rappold et al., Phys. Rev. C 88, 041001(R).
- [2] E. Hiyama et al., Phys. Rev. C 89, 061302(R) (2014).
- [3] Iraj R. Afnan and Benjamin F. Gibson Phys. Rev. C 92, 054608 – Published 11 November 2015.
- [4] J. Alcorn et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 522 (2004) 294–346.
- [5] M. E. McCracken et al. (CLAS Collaboration) Phys. Rev. C 81, 025201 – Published 11 February 2010