

J-PARC K1.8BR ビームラインにおける $d(K^-, N)''\pi\Sigma''$ 反応を用いた $\Lambda(1405)$ の精密分光実験の解析状況

Kentero Inoue

Research Center for Nuclear Physics

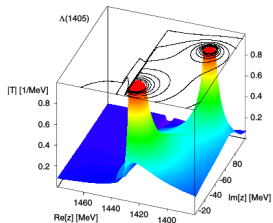
September 13, 2017

- 前回の発表 → $\Lambda(1405)$ の研究ために $d(K^-, n) \pi^- \Sigma^+$, $d(K^-, n) \pi^+ \Sigma^-$, $d(K^-, p) \pi^- \Sigma^0$ のスペクトラムを得た。
- 今回の発表 → $d(K^-, N) \pi \Sigma$ 反応の定式化を行いフィッティングを試みた。
- まとめと今後

$\Lambda(1405)$

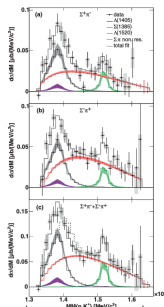
仮想 $\bar{K}N$ 反応から $\Lambda(1405)$ を直接生成。
 $\Lambda(1405)$

- $I(J^P) = 0(\frac{1}{2}^-)$
- $mass \sim 1405.1_{-1.0}^{+1.3} MeV/c$
- $\Gamma \sim 50.5 \pm 2.0 MeV/c$



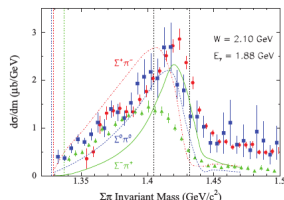
カイラルユニタリーモデル
 による 2 極構造 Prog Part Nucl Phys
 67(2012)55

HADES



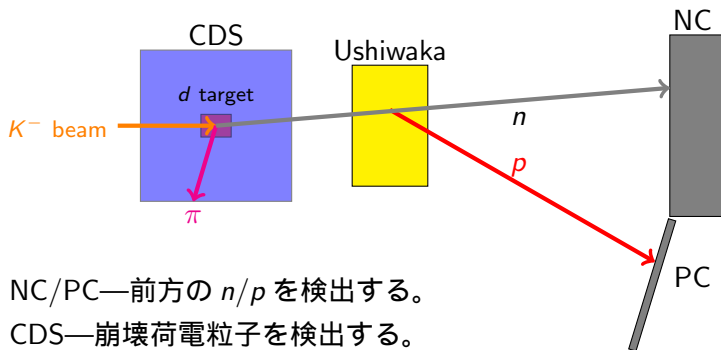
$pp \rightarrow K^+ p \pi^- \Sigma^+, K^+ p \pi^+ \Sigma^-$
 Phys Rev C87, 025201

CLAS

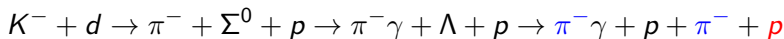
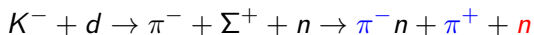
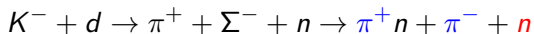


$\gamma p \rightarrow K^+ \pi^- \Sigma^+, K^+ \pi^+ \Sigma^-, K^+ \pi^0 \Sigma^0$
 Phys Rev C87, 035206

J-PARC E31 setup



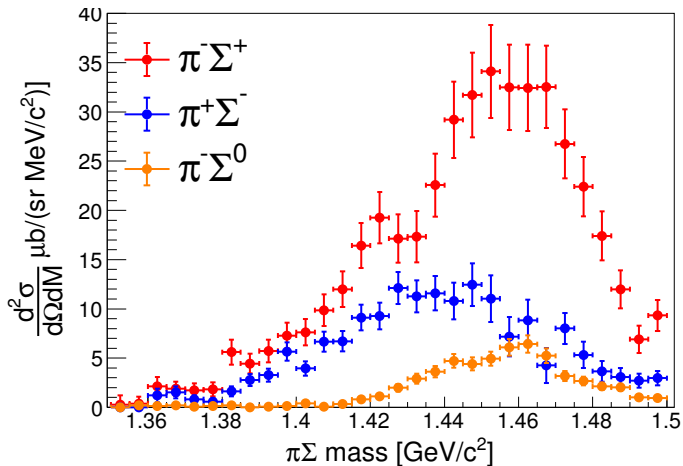
- NC/PC—前方の n/p を検出する。
- CDS—崩壊荷電粒子を検出する。



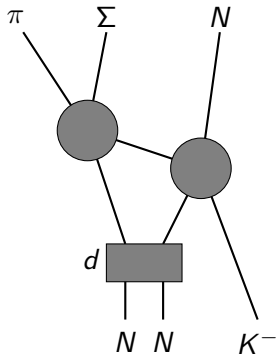
CDS で検出する

前方検出器系で検出する

$d(K^-, N) \pi \Sigma$ スペクトル



$d(K^-, N) \pi \Sigma$ スペクトルの解釈



$$\sigma = \left| T_{\bar{K}N \rightarrow \pi \Sigma} \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^2} \phi_d G(q) T_{K^- N \rightarrow \bar{K} N} \right|^2$$

ϕ_d : 重陽子の波動関数

p : \bar{K} の運動量移行

$G(p)$: グリーン関数

$$f_{QE}(m) = \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^2} \phi_d G(q) T_{K^- N \rightarrow \bar{K} N}$$

を準弾性散乱因子として分離してスペクトルの解釈を試みる。

$\bar{K}N \rightarrow \pi\Sigma$ 散乱の定式化とパラメーター

- 2 結合チャンネルの散乱行列の定式を用いる。
- エネルギー依存性として運動量の 2 次項まで展開する。

$$\begin{pmatrix} T_{\pi\Sigma \rightarrow \pi\Sigma} & T_{\pi\Sigma \rightarrow \bar{K}N} \\ T_{\bar{K}N \rightarrow \pi\Sigma} & T_{\bar{K}N \rightarrow \bar{K}N} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{e^{i\delta_0}}{ik_1} \frac{\sin \delta_0 + i \operatorname{Im}(e^{-i\delta_0} A) k_2 - \frac{1}{2} \operatorname{Im}(e^{-i\delta_0} AR) k_2^2}{1 - iAk_2 + \frac{1}{2} ARk_2^2} & \frac{1}{\sqrt{k_1}} e^{i\delta_0} \frac{\sqrt{\operatorname{Im}A - \frac{1}{2}|A|^2 \operatorname{Im}Rk_2^2}}{1 - iAk_2 + \frac{1}{2} ARk_2^2} \\ \frac{1}{\sqrt{k_1}} e^{i\delta_0} \frac{\sqrt{\operatorname{Im}A - \frac{1}{2}|A|^2 \operatorname{Im}Rk_2^2}}{1 - iAk_2 + \frac{1}{2} ARk_2^2} & \frac{1}{\frac{1}{A} - ik_2 + \frac{1}{2} Rk_2^2} \end{pmatrix}$$

k_1 : $\pi\Sigma$ 運動量 k_2 : $\bar{K}N$ 運動量

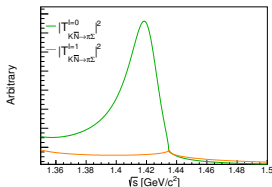
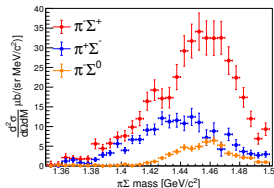
A: 散乱長 ... 運動量の 1 次項複素パラメーター

R: 有効距離 ... 運動量の 2 次項複素パラメーター

δ_0 : 位相因子

AIP Conference Proceedings 1030(2008) 238

$d(K^-, N) \pi \Sigma$ 反応の定式化



Nucl Phys B179(1981), 33 による
 $\bar{K}N$ の散乱長を用いた T 行列の形。

● アイソスピン分解

$$\frac{d\sigma(\pi^+ \Sigma^-)}{dM} = a_{kn} f_{QE} \left(\frac{1}{3} |T_{I=0}|^2 + \frac{1}{2} |T_{I=1}|^2 + \frac{2}{\sqrt{6}} \text{Re}(T_{I=0} T_{I=1}^*) \right)$$

$$\frac{d\sigma(\pi^- \Sigma^+)}{dM} = a_{kn} f_{QE} \left(\frac{1}{3} |T_{I=0}|^2 + \frac{1}{2} |T_{I=1}|^2 - \frac{2}{\sqrt{6}} \text{Re}(T_{I=0} T_{I=1}^*) \right)$$

$$\frac{d\sigma(\pi^- \Sigma^0)}{dM} = a_{kp} f_{QE} \frac{1}{2} |T_{I=1}|^2$$

● T 行列

$$T_{I=0,1}(\bar{K}N \rightarrow \pi \Sigma) = \frac{1}{\sqrt{k_1}} e^{i\delta_0} \frac{\sqrt{\text{Im}A_{I=0,1} - \frac{1}{2}|A_{I=0,1}|^2 \text{Im}R_{I=0,1} k_2^2}}{1 - iA_{I=0,1} k_2 + \frac{1}{2}A_{I=0,1} R_{I=0,1} k_2^2}$$

● フリーパラメーター

- スケール因子 : a_{kn}, a_{kp} の 2 つの実数がある。
- f_{QE} : フェルミ運動を仮定しガウス関数で代表させる。ピーク位置と幅の 2 つの実数である。
- 散乱長 $A_{I=0}, A_{I=1}$: 2 つの複素数。
- 有効距離 $R_{I=0}, R_{I=1}$: 2 つの複素数。
- 相対位相 $i(\delta_0^{I=0} - \delta_0^{I=1})$: 干渉項のみに現れる。

フィッティングの手順

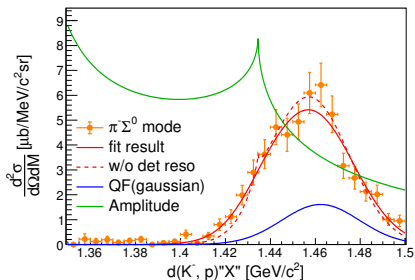
Goal ~ 前の定式化を用いて

$d(K^-, n)^{\pi^+\Sigma^-}$, $d(K^-, n)^{\pi^-\Sigma^+}$, $d(K^-, n)^{\pi^-\Sigma^0}$ をすべて合わせる。

- $d(K^-, p)^{\pi^-\Sigma^0}$ フィットによる準弾性散乱パラメーター $\rightarrow f_{QF}$ のパラメーターを決定する
- $l = 0, 1$ の相対位相なしの全スペクトラムのフィット
- $l = 0, 1$ の相対位相こみの全スペクトラムのフィット
- 散乱長によるフィッティング
 \rightarrow 運動量の1次項であるためにフィット範囲が限られる。
- 有効距離を入れたフィッティング
 \rightarrow 運動量の2次項を取り入れたフィット

$d(K^-, p) \pi^- \Sigma^0$ フィットによる準弾性散乱パラメーター

純粋な $l = 1$ のスペクトラムを用いて f_{QE} のパラメーターを決める。
 散乱長は文献値の値 $A = 0.37 + 0.60i$ で固定する。
 f_{QE} はガウス関数で代表させる。

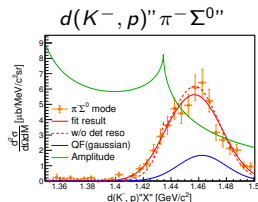
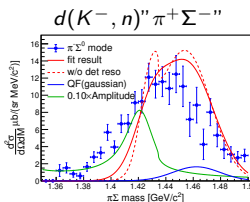
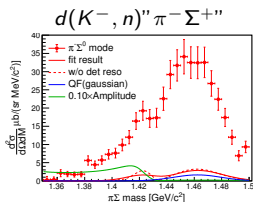


$$\chi^2/NDF = 32.1/25 = 1.28$$

	value [MeV/c^2]
gauss mean	1462.4 ± 0.9
gauss σ	17.2 ± 0.7

$l = 0, 1$ の相対位相を入れないフィット

- 1ステップによるスケール a_{kn}, a_{kp} をフリーパラメーターにする。
- 散乱長は初期値で固定。
- 相対位相を 0 に固定。



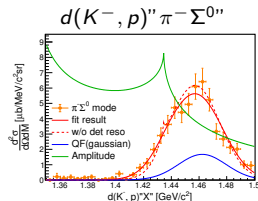
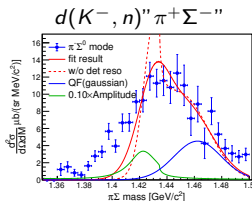
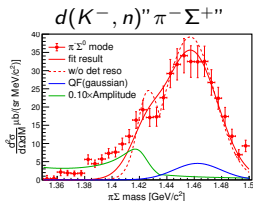
$d(K^-, n)'' \pi^+ \Sigma^-$ と $d(K^-, n)'' \pi^- \Sigma^+$ の相対強度は説明できない。
 → これは干渉項のみによって決まる。

$$\frac{d\sigma(\pi^- \Sigma^+)}{dM} = \frac{1}{3} |T_{l=0}|^2 + \frac{1}{2} |T_{l=1}|^2 - \frac{2}{\sqrt{6}} \text{Re}(T_{l=0} T_{l=1}^*)$$

$$\frac{d\sigma(\pi^+ \Sigma^-)}{dM} = \frac{1}{3} |T_{l=0}|^2 + \frac{1}{2} |T_{l=1}|^2 + \frac{2}{\sqrt{6}} \text{Re}(T_{l=0} T_{l=1}^*)$$

$l = 0, 1$ の相対位相によるフィッティング

$d(K^-, n) \pi^+ \Sigma^-$ と $d(K^-, n) \pi^- \Sigma^+$ の相対強度を説明するために
 $l = 0, 1$ の相対位相差を導入する。
 散乱長は運動量の 1 次項なので $\bar{K}N$ 閾値の周りの
 $1.40 \sim 1.47 [\text{GeV}/c^2]$ でフィットする。

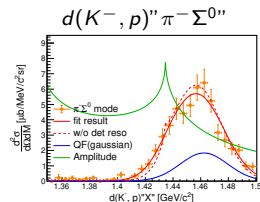
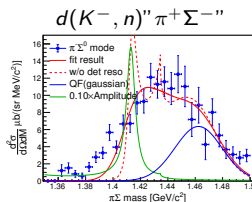
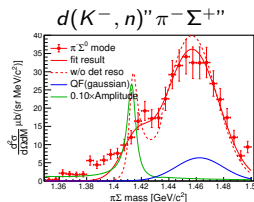


$$\chi^2 / \text{NDF} = 106 / 39 = 2.71$$

$$\text{Phase} = -1.51 \pm 0.03 \text{ [rad]}$$

散乱長によるフィッティング

前ページのFitに加えて散乱長をフリーパラメーターにしてフィットする。
フィットレンジ 1.40 ~ 1.47[GeV/c²]



$$\chi^2/NDF = 31.3/35 = 0.895, \phi = -1.71 \pm 0.10 [\text{rad}]$$

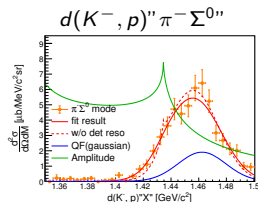
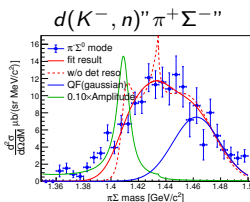
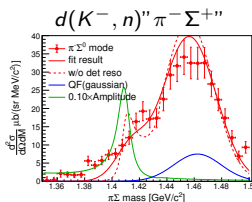
閾値以下の構造を説明するためには
1.40 ~ 1.42 付近に $I = 0$ の寄与が必要。

有効距離によるフィッティング

散乱長は運動量の1次項であるため閾値から遠い範囲に妥当性がない。

→2次項である有効距離を加えてのフィットをする。

→散乱長は前のパラメーターで固定する。



$$\chi^2/NDF = 221/79 = 2.80, \phi = -1.71 \pm 0.06 \text{ [rad]}$$

フィットされた形は大きくは変わらない。

→ 準弾性散乱のピークから離れた領域は $\exp(-x^2)$ 減衰があり
それでスペクトラムの形が決まってしまう。

- まとめ

- 我々は2ステップ反応を用いて $d(K^-, N) \pi \Sigma$ 反応を定式化した。
 - $K^- N \rightarrow \bar{K} N$ 散乱はフェルミ運動の効果をガウス関数で代表させた。
 - この散乱の影響は $d(K^-, p) \pi^- \Sigma^0$ のスペクトラムから見積もることができる。
 - $\bar{K} N \rightarrow \pi \Sigma$ 散乱は2結合チャンネル散乱行列を用いる。
 - スペクトラムを説明するためには $l = 0, 1$ の間の相対位相が必要。
 - 閾値の周りのフィットでは閾値以下の $l = 0$ の寄与が必要。

- 今後

- 広い質量領域でのフィッティング。
 - 準弾性散乱のピークから遠い領域での形の不定性がある。
 - 弾性散乱の依存性を相殺させるために割り算のスペクトラムを使う。

Back up